

한국자기학회 2011년도 임시총회 및 하계학술연구발표회

KMS 2011 Summer Conference

논문개요집



일시	2011. 6. 9(목) ~ 6. 11(토)
장소	천안상록리조트
주최	한국자기학회
후원	한국과학기술단체총연합회

Digests of the KMS 2011 Summer Conference
The Korean Magnetics Society

사단법인 한국자기학회

한국자기학회 2011년도 임시총회 및 하계학술연구발표회

KMS 2011 Summer Conference

논문개요집



일시	2011. 6. 9(목) ~ 6. 11(토)
장소	천안상록리조트
주최	한국자기학회
후원	한국과학기술단체총연합회

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



공지사항

1. 연구발표를 하시는 회원은 아래사항을 지켜주시기 바랍니다.

- 1) 포스터보드 크기는 한 분당 가로 120cm X 세로200cm 사용할 수 있습니다.
- 2) 포스터 발표자는 발표시간 10분 전에 붙여주시기 바랍니다.

2. 일 정

6월 9일(목)

15:00 ~	참가자 등록
16:00 ~ 17:30	강습회 프로그램 (2층 수신홀) - 정세영(부산대)
17:30 ~ 19:00	석식
19:00 ~ 21:00	강습회 프로그램 (2층 수신홀) - 홍석륜, 김근수(세종대 물리학과, 그래핀연구소)

6월 10일(금)

08:30 ~	참가자 등록	
09:00 ~ 12:00	초청강연I (2층 수신홀)	포스터발표I (2층 아우내홀)
12:00 ~ 13:00	중식	
13:00 ~ 14:15	구두발표I (2층 수신홀)	구두발표II (2층 매실홀)
14:15 ~ 14:30	Coffee Break	
14:30 ~ 15:50	Symposium on 'Green Magnetics IV' (2층 수신홀)	
15:50 ~ 16:00	Coffee Break	
16:00 ~ 17:00	Symposium on 'Green Magnetics IV' (2층 수신홀)	
17:00 ~ 17:30	Coffee Break	
17:30 ~ 18:00	한국자기학회 임시총회 (2층 상록홀)	
18:00 ~ 18:30	총회 특별초청강연 (2층 상록홀) - 이근우(부경대)	
18:30 ~ 20:30	Gala Dinner (2층 상록홀)	

6월 11일(토)

08:30 ~	참가자 등록	
09:00 ~ 11:30	초청강연II (2층 수신홀)	포스터발표II (2층 아우내홀)
11:30 ~ 12:00	Best Poster 시상식 및 폐회 (2층 아우내홀)	

3. 『Best Poster 시상』이 6월 11일(토) 11시 30분에 있을 예정이오니, 회원 여러분의 많은 참여바랍니다.
(단, 수상자(발표자)가 불참시에는 수상이 취소됩니다.)

6월 9일(목)

시 간	프로그램
15:00 ~	참가자 등록
	강습회 프로그램 (2층 수신훈)
16:00 ~ 17:30	단결정 성장과 자성반도체 좌장: 김삼진(국민대) 정세영(부산대)
17:30 ~ 19:00	석식
19:00 ~ 20:00	그래핀의 이해 좌장: 황찬용(한국표준과학연구원) 홍석륜(세종대 물리학과, 그래핀연구소)
20:00 ~ 21:00	CVD 그래핀의 합성 및 응용 김근수(세종대 물리학과, 그래핀연구소)





6월 10일(금)

시 간	프로그램	
08:30 ~	참가자 등록	
	초청강연 I (2층 수신홀) 좌장: 임상호(고려대)	포스터발표 I (2층 아우내홀) 좌장: 유천열(인하대) / 김동현(충북대)
09:00 ~ 10:00		Session P[Magnetic Oxides and Multiferroics] Session Q[Magnetic Recording] Session R[Nanostructured Materials] Session S[Spintronics]
10:00 ~ 10:30	I-1 Study of the Magnetization Reversal Behavior of Exchange-Biased System Using Polarized Neutron Reflectometry 박성균(부산대)	
10:30 ~ 11:00	I-2 CoFe/Tb 다층박막의 수직자기이방성에 대한 특징 조병기(광주과학기술원)	
11:00 ~ 12:00		
12:00 ~ 13:00	중식	
	구두발표 I (2층 수신홀) 좌장: 장영록(인천대)	구두발표 II (2층 매실홀) 좌장: 송중현(충남대)
13:00 ~ 13:15	I-1 함정 자기 정숙화를 위한 소자 코일 전류 최적화 윤관섭(LIG 넥스원)	II-1 II-VI 기반 자성반도체의 자가-광학적 특성 및 응용에 관한 연구 황영훈(울산대)
13:15 ~ 13:30	I-2 함정 탐지 회피를 위한 자기처리소 자기장 분리 알고리즘 개발 박현수(LIG 넥스원)	II-2 Clustered Ge(Mn) Magnetic Semiconductor: Preparation and Magnetic Properties 조성래(울산대)
13:30 ~ 13:45	I-3 Is it Possible the <i>ab initio</i> Thermodynamics with Defects? 김인기(포항공대 철강대학원)	II-3 Effect of Oxygen Supplied to Ferromagnetic Layers of Magnetic Tunnel Junction 주성중(한국과학기술연구원, 고려대)
13:45 ~ 14:00	I-4 Graphene Induced Magnetic Properties of FM/graphene/FM 홍지상(부경대)	II-4 Effect of Magnetic Field on the Dielectric Properties BaTiO ₃ -MgFe ₂ O ₄ Composite Ravindar Tadi (한국표준과학연구원)
14:00 ~ 14:15	I-5 Edge-Soliton-Mediated Vortex-core Reversal Dynamics 이기석(서울대)	II-5 Crystallographic and Electromagnetic Studies on Geometrically Frustrated Ni _{1-x} Fe _x Ga ₂ S ₄ 명보라(국민대)
14:15 ~ 14:30	Coffee Break	

6월 10일(금)

시 간	프로그램
	Symposium on 'Green Magnetism IV'(2층 수신힐) ; Hard and Soft Magnetic Materials for Green Car 좌장: 신경호(한국과학기술연구원) / 최철진(재료연구소)
14:30 ~ 14:50	IV-1. 아토마이저법에 의한 Mn-Al 자성분말 합성 기술 이정구(재료연구소)
14:50 ~ 15:10	IV-2. 나노 복합자석의 개발을 위한 자성 나노 분말의 분산에 관한 연구 김종렬(한양대)
15:10 ~ 15:30	IV-3. Fabrication of Isotropic Bond Magnet by Using HDDR Process with Rare Earth Magnet Scrap 유지훈(재료연구소)
15:30 ~ 15:50	IV-4. TMA Study on Phase Evolution During Hydrogen-Assisted Disproportionation of Nd-Fe-B Alloy 권해웅(부경대)
15:50 ~ 16:00	Coffee Break
16:00 ~ 16:20	IV-5. 고보자력Nd-Fe-B 소결자석의 Dy 저감을 위한 연구 남궁석(선문대)
16:20 ~ 16:40	IV-6. 소결공정에 따른 미세구조 변화 김영도(한양대)
16:40 ~ 17:00	IV-7. Fe-Si계 연자성 분말 합금 박은수(한국생산기술연구원)
17:00 ~ 17:30	Coffee Break
17:30 ~ 18:00	한국자기학회 임시총회(2층 상록홀) 총회 특별초청강연(2층 상록홀) 좌장: 권해웅(부경대)
18:00 ~ 18:30	磁石에서 輪圖로 (韓國史 속 磁氣관련 기록) 이근우(부경대)
18:30 ~ 20:30	Gala Dinner(2층 상록홀)



6월 11일(토)

시 간	프로그램	
08:30 ~	참가자 등록	
	초청강연 II (2층 수신홀)	포스터발표 II (2층 아우내홀)
	좌장: 홍순철(울산대)	좌장: 유지훈(재료연구소) 김인기(포항공대 철강대학원)
09:00 ~ 10:00		
10:00 ~ 10:30	II-1 Compensated Half-Metallicity in the Trigonally Distorted Perovskites 이관우(고려대)	Session T[Magnetic Theory and Calculations] Session U[Soft Magnetic]
10:30 ~ 11:00	II-2 Utilization of Self-Assembled Magnetic Nano-Chains for Bio-Engineering Studies 박상윤(Toyohashi University of Technology)	Session V[Hard Magnetic] Session W[Sensors and Applications] Session X[Others]
11:00 ~ 11:30		
11:30 ~ 12:00	Best Poster 시상식 및 폐회(2층 아우내홀)	

CONTENTS

KMS 2011 Summer Conference

6월 10일(금) 18:00~18:30
Session : 총회 특별초청강연

2층 상륙홀

✿ 좌 장 : 권해웅(부경대)

총회초청 18:00	磁石에서 輪圖로(韓國史 속 磁氣관련 기록)	117
	이근우*, 권해웅	

6월 10일(금) 10:00~11:00
Session : 초청강연 I

2층 수신홀

✿ 좌 장 : 임상호(고려대)

초청강연 10:00	Study of the Magnetization Reversal Behavior of Exchange-Biased System Using Polarized Neutron Reflectometry	3
	Sungkyun Park*, Ki-Yeon Kim, Ji-Wan Kim, Hyeok-Cheol Choi, A. Teichert, Chun-Yeol You, Sung-Cheol Shin, Jeong-Soo Lee and M. R. Fitzsimmons	
초청강연 10:30	CoFe/Tb 다층박막의 수직자기이방성에 대한 특징	4
	조병기*	

6월 10일(금) 09:00~12:00
Session : 포스터발표 I

2층 아우내홀

✿ 좌 장 : 유천열(인하대) / 김동현(충북대)

○ Session P [Magnetic oxides and multiferroics]

P01 Poster	Crystal Structure and Physical Property of Tetragonal-like Epitaxial Bismuth Ferrites Film	7
	Joong-Hee Nam, Michael Biegalski, Hans M. Christen and Byung Ik Kim	
P02 Poster	Pulsed Laser Deposition을 이용한 $Zn_{0.4}Fe_{1.6}O_3$ 박막 합성과 그 결정구조 및 자기적 특성의 연구	9
	장안나*, 박창엽, 송중현	
P03 Poster	Mg가 치환된 Co_2Y -type Barium-ferrite 자기적 특성 연구	11
	임정태*, 김진모, 이인규, 이찬혁, 김철성	
P04 Poster	Superparamagnetic Clusters in $La_{1-x}Sr_xCoO_3(x \leq 0.2)$	13
	R. Rajagukguk*, Agustina Ismail and B. W. Lee	

P05	Poster	Zero-field-cooled and Field-cooled Magnetization of Plasma Treated SrRuO ₃ Thin Films on SrTiO ₃ (001)	15
F. Kurnia*, S. J. Rhee, B. W. Lee, C. U. Jung, J. Cho, L. K. Joon, M. -H. Jung, S. -B. Shim and J. Kim			
P06	Poster	Effects of Fe Ions Substitution on the Structure and Magnetic Properties of Ba _{0.95} Bi _{0.05} TiO ₃	17
W. Yansen*, J. Kim and B. W. Lee			
P07	Poster	Flux Growth of CoFe _{1.9} Dy _{0.1} O ₄ Single Crystals and its Magnetic Properties	19
R. C. Kambale*, K. M. Song and N. Hur			
P08	Poster	Excellent Magneto-transport Properties of La _{0.7} Sr _{0.3} Mn _{1+d} O ₃ -manganese Oxide Composite Films on YSZ Substrates Prepared by Aerosol Deposition	20
Hyo-Jin Kim, Young-Joon Yoon, Sung-Hwan Cho and Sang-Im Yoo*			
P09	Poster	Ferromagnetic Coupling in Mn-doped ZnO Mediated by Hydrogen	21
J. K. Park, K. W. Lee, H. Kweon, J. J. Kweon and Cheol Eui Lee*			

○ Session Q [Magnetic recording]

Q01	Poster	The Effect of B Content on the Structure and Magnetic Properties of Fe-Pt-B Alloy Films	22
Nyun Jong Lee, Jae Young Ahn, Yu Jeong Bae, Tae Hee Kim* and Anny Michel			

○ Session R [Nanostructured materials]

R01	Poster	Spin-wave Radial-mode Resonant Vortex-core Magnetization Reversals	23
Myoung-Woo Yoo, Jehyun Lee and Sang-Koog Kim*			
R02	Poster	Energy Transfer between Dipolar-coupled Magnetic Disks by Stimulated Vortex Gyration	24
Hyunsung Jung*, Ki-Suk Lee, Dae-Eun Jeong, Youn-Seok Choi, Young-Sang Yu, Dong-Soo Han, Andreas Vogel, Lars Bocklage, Guido Meier, Mi-Young Im, Peter Fischer and Sang-Koog Kim			
R03	Poster	CoFeB/MgO 재료의 고온 열처리에 의한 쌍축이방성 상수 유도 특성	25
김동영*, 전성재, 윤석수			
R04	Poster	CoB/Ru/CoB 재료의 자화 거동 특성 분석	27
김동영*, 전성재, 윤석수			
R05	Poster	Effects of Sintering Conditions on Magnetic Properties of Nanocrystalline BaTiO ₃ Powders	29
R. Rajagukguk*, Hadiyawarman, K. J. Parwanta, B. W. Lee and C. Liu			
R06	Poster	Optical and Magnetic Properties of Polycrystalline Zn _{1-x} Co _x O Ceramics	30
T. L. Phan*, P. Zhang, Y. D. Zhang, K. Tarigan and S. C. Yu			
R07	Poster	Structural and Magnetic Properties of Fe _{100-x} Al _x Nanocrystalline Alloys	33
K. Tarigan*, D. S. Yang, T. L. Phan, S. K. Oh and S. C. Yu			

○ Session S [Spintronics]

S01	Poster	A Study on the Optimazation of Ag Thin Film on MgO(100) Substrate by DC Magnetron Sputtering Method	35
		전보건*, 정재우, 이태수, 버단선, 정종율	
S02	Poster	Detection of Gate-controlled Rashba Effect Using Potentiometric Measurement	37
		Youn Ho Park*, Hyun Cheol Jang, Hyun Cheol Koo, Hyung-jun Kim, Joonyeon Chang, Heon-Jin Choi, Suk-Hee Han and Hijung Kim	
S03	Poster	Critical Current Density and Thermal Stability with Asymmetric CoFeB/Ru/CoFeB Synthetic Free Layers	39
		Tae Young Lee, Chiyui Ahn, Byoung-Chul Min*, Boram Jeong, Soo Young Jang, Sang-Ho Lim, Jürgen Langer, Berthold Ocker, Wolfram Maass, Seung-Young Park, Younghun Jo and Kyung-Ho Shin	
S04	Poster	MgO-based Magnetic Tunnel Junctions with a Synthetic Free Layer Consisting of FeB/Ru/Ferromagnet	41
		Yeon Sub Lee*, Byoung-Chul Min, Chiyui Ahn, Jürgen Langer, Berthold Ocker, Wolfram Maass, Young Keun Kim and Kyung-Ho Shin	
S05	Poster	Withdrawn	
S06	Poster	Magnetic Vortex Oscillators	44
		Youn-Seok Choi, Ki-Suk Lee and Sang-Koog Kim*	
S07	Poster	Memory Bit Selection and Recording by Tailored Pulse Fields in Vortex-core Cross-point Architecture	45
		Young-Sang Yu, Ki-Suk Lee, Hyunsung Jung, Youn-Seok Choi, Myoung-Woo Yoo, Dong-Soo Han, Mi-Young Im, Peter Fischer and Sang-Koog Kim*	
S08	Poster	Interaction between Spin Waves and Domain Walls in Magnetic Nanowires	46
		Dong-Soo Han, Jun-Young Lee, S. J. Hermsdoerfer, H. Schultheiss, B. Leven, B. Hillebrands and Sang-Koog Kim*	
S09	Poster	Electron-spin-resonance Study of Polycrystalline $Zn_{1-x}Fe_xO$	48
		P. Zhang, T. L. Phan and S. C. Yu*	
S10	Poster	Local Oersted Field Generation at the Junction between Ferromagnetic Nanowire and Electrode	50
		Kyoung-Woong Moon, Jae-Chul Lee, Kungwon Rhie, Kyung-Ho Shin and Sug-Bong Choe*	
S11	Poster	Surface Magneto-optic Kerr Effect Study of Ultrathin Fe/Fe₅₀Co₅₀/Cu(001) Films ...	51
		오용록, 탄빈, 박동성, 김철기, 홍지상, 황찬용*	
S12	Poster	강자성/반강자성 복합박막 $La_{1-x}Sr_xMnO_3$(x=0.55)에서 교환바이어스 현상과 트레이닝 효과	52
		김병건*, 기상훈, 도중희	
S13	Poster	Controllable Pinning of Domain Walls With Specific Structures by Magnetostatic Interaction	53
		Cheong-Gu Cho*, Sang-Cheol Yoo, Sung-Min Ahn, Kyoung-Woong Moon and Sug-Bong Choe	

S14	Poster	V과 Mn이 도핑된 위상절연체의 물리적 성질 특성	55
		최영하*, 조나현, 이규준, 장정원, 김진희, 정명화	
S15	Poster	Effect of Gilbert Damping in Co/Ni Multilayer Films with Various Ni Thickness	56
		송현석*, 양시훈, 이경동, Stuart Parkin, 신성철	
S16	Poster	Validity of Stoner-Wohlfarth Model for the Nanostructured Cell of Synthetic Ferrimagnets	57
		Jong Min Lee* and S. H. Lim	
S17	Poster	Giant Magnetocaloric Effect in Perovskite Manganites of $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ Doping with the Ni	58
		Y. D. Zhang, K. S. Kim, S. C. Yu*	
S18	Poster	Laser Molecular-Beam Epitaxy를 이용한 $\text{La}_{0.35}\text{Pr}_{0.35}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{LaAlO}_3$ 초격자 박막의 합성과 그 자기적 특성 연구	60
		성상근*, 송종현	
S19	Poster	Cu_2Se 나노입자의 자기적 성질	62
		김수환*, 이규준, 이연, 서원석, 정명화	
S20	Poster	열처리된 CoFeB 층의 결정화와 자기이방성에 대한 연구	63
		김남희*, 김덕호, 유천열, 최경민, 민병철, 신경호	
S21	Poster	Spin Seebeck Effect in $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}/\text{YIG}(\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12})/\text{Pt}$	66
		Sang-Il Kim*, Seung-Young Park, Byoung-Chul Min, Younghun Jo, Kyung-Jin Lee and Kyung-Ho Shin	
S22	Poster	패턴 된 [CoFe/Pt] 다층박막의 자발 홀 효과	68
		이하나*, 민길준, 김태완, 이경일, 엄종화, 노화용	
S23	Poster	[CoSiB/Pt] 다층박막의 자발 홀 효과	69
		이하나*, 신소원, 민길준, 박인성, 김형준, 엄종화, 김태완	
S24	Poster	Property Optimization of MgO Tunnel Barrier at Various Annealing Conditions	70
		Kil Joon Min*, Joon Yeon Chang, Kyoung-il Lee, Kyung Ho Shin, Tae Wan Kim	
S25	Poster	Determination of the Exchange Stiffness of Py Films Using Brillouin Scattering	71
		Jaehun Cho, Nam-Hee Kim, Mool-Bit Kang and Chun-Yeol You*	
S26	Poster	Frequency-Locking in Serially Coupled Spin-Transfer Nano-Oscillators	73
		Jae Hyun Park*, Seung-young Park, Kyung-Ho Shin and Byoung-Chul Min	

6월 10일(금) 13:00~14:15

Session : 구두발표 I

2층 수신포

✿ 좌 장 : 장영록(인천대)

I-1	13:00	합정 자기 정숙화를 위한 소자 코일 전류 최적화	77
		윤관섭*, 이정우, 임선호, 이제민, 도재원	

I-2	13:15	합정 탐지 회피를 위한 자기처리소 자기장 분리 알고리즘 개발	80
		박현수*, 김희석, 윤관섭	
I-3	13:30	Is it Possible the <i>ab initio</i> Thermodynamics with Defects?	83
		In Gee Kim*	
I-4	13:45	Graphene Induced Magnetic Properties of FM/graphene/FM	85
		Dongyoo Kim and Jisang Hong*	
I-5	14:00	Edge-Soliton-Mediated Vortex-Core Reversal Dynamics	86
		Ki-Suk Lee, Myoung-Woo Yoo, Youn-Seok Choi and Sang-Koog Kim*	

6월 10일(금) 13:00~14:15
Session : 구두발표 II

2층 매식홀

✿ 좌 장 : 송종현(충남대)

II-1	13:00	II-VI 기반 자성반도체의 자기-광학적 특성 및 응용에 관한 연구	89
		황영훈*, 엄영호	
II-2	13:15	Clustered Ge(Mn) Magnetic Semiconductor: Preparation and Magnetic Properties ...	90
		Dang Duc Dung, 조성래*	
II-3	13:30	Effect of Oxygen Supplied to Ferromagnetic Layers of Magnetic Tunnel Junction ...	91
		Sungjung Joo*, K.Y.Jung, K.Rhie, Kim.T.Y, Kim.D.S, Tae-Suk Kim, K.H.Shin, B.C.Lee	
II-4	13:45	Effect of Magnetic Field on the Dielectric Properties BaTiO ₃ -MgFe ₂ O ₄ Composite	93
		Ravindar Tadi, Yong-Il Kim, CheolGi Kim and Kwon-SangRyu*	
II-5	14:00	Crystallographic and Electromagnetic Studies on Geometrically Frustrated Ni _{1-x} Fe _x Ga ₂ S ₄	96
		명보라*, 김진모, 권우준, 김삼진, 김철성	

6월 10일(금) 14:30~17:00

Session : Symposium on 'Green Magnetics IV'
: Hard and soft magnetic materials for Green Car

2층 수신포

✿ 좌 장 : 신경호(한국과학기술연구원) / 최철진(재료연구소)

IV-1	14:30	아토마이즈법에 의한 Mn-Al 자성분말 합성 기술	101
		이정구*, 백연경, 최철진	
IV-2	14:50	나노 복합자석의 개발을 위한 자성 나노 분말의 분산에 관한 연구	103
		김종렬*, 조상근, 전광원	

IV-3	15:10	Fabrication of Isotropic Bond Magnet by Using HDDR Process with Rare Earth Magnet Scrap	105
		Ji-Hun Yu*, Jung-Goo Lee, Sang-Hyup Lee, Dong-Hwan Kim, Jae-Ryung Lee and Seong-Jin Kim	
IV-4	15:30	TMA Study on Phase Evolution During Hydrogen-Assisted Disproportionation of Nd-Fe-B Alloy	106
		H. W. Kwon*, D. H. Kim and J. H. Yu	
IV-5	16:00	고보자력Nd-Fe-B 소결자석의 Dy 저감을 위한 연구	108
		남궁 석*, 이민우, 장태석, 박송이, 김태훈, 이성래	
IV-6	16:20	소결공정에 따른 미세구조 변화	109
		김영도*, 김진우, 김세훈	
IV-7	16:40	Fe-Si계 연자성 분말 합금	111
		김휘준, 박은수*, 배정찬	

6월 11일(토) 10:00~11:00
Session : 초청강연 II

2층 수신포

✿ 좌 장 : 홍순철(울산대)

초청강연	10:00	Compensated Half-Metallicity in the Trigonal Distorted Perovskites	121
		Kwan-Woo Lee*	
초청강연	10:30	Utilization of Self-Assembled Magnetic Nano-Chains for Bio-engineering Studies	122
		Park, Sang Yoon*	

6월 11일(토) 09:00~11:30
Session : 포스터발표 II

2층 아우내홀

✿ 좌 장 : 유지훈(재료연구소) / 김인기(포항공대 철강대학원)

○ Session T [Magnetic theory and calculations]

T01	Poster	Calculation of Thermodynamic Properties of κ -carbide by Wang-Landau Algorithm	127
		Jee Yong Lee*, Seung-Woo Seo, In Gee Kim	
T02	Poster	Magnetic Properties and Electronic Structure of Pt_3Ni (001), (110) and (111) Surfaces: Density Functional Study	129
		Sharma Bharat Kumar, Kwon Oryong, Dorj Odkhue and Hong Soon Cheol*	
T03	Poster	Magnetic Properties of Cr Substituted SiTe Compounds	130
		Kalpana Landge*, Beata Bialek and Jae Il Lee	

T04	Poster	First-Principles Study of Electronic and Magnetic Properties of Half-Metallic Fe_2MO_4 Alloys (M=Fe, Co and Ti)	132
		Dorj Odkhuu, Tumurbaatar Tsevelmaa, Kwon Oryong, Sharma Bharat Kumar and Soon Cheol Hong*	
T05	Poster	Magnetization Ground State and Switching Field of Elliptical Nanomagnets Depending on its Eccentricity	133
		이경동*, 송현석, 신성철	
T06	Poster	Fundamental Magnetism of Fe_3P Intermetallic Compound	134
		Won Seok Yun and In Gee Kim*	
T07	Poster	Pt(111)표면 위에서 O_2 분자의 자성변화와 촉매반응성: 밀도범함수 이론	136
		권오룡*, 홍순철	
T08	Poster	강자성체의 박막 결정성장 방향에 따른 자화거동 계산	137
		남윤재, 임상호*	
T09	Poster	유효질량 모델을 사용한 자기터널접합에서의 터널링 자기저항의 계산	138
		최창식*, 이병찬	
T10	Poster	Ferromagnetic Resonance of Magnetic Tunnel Junctions with an Exchange Biased Synthetic Antiferromagnetic Reference Layer	140
		윤정범*, 유천열, 정명화	
T11	Poster	자구벽의 표면장력효과	143
		문경웅, 이재철, 제승근, 이강수, 신경호, 최석봉*	
○ Session U [Soft magnetic]			
U01	Poster	유한요소법을 이용한 강자성체의 자기적 처리 검증	144
		김용민*, 한창민, 김기찬, 김영학, 신광호	
U02	Poster	[NiFe/NiFeCuMo/NiFe]/FeMn 다층박막의 교환결합력과 보자력	147
		최종구*, 박광준, 손일호, 김근호, 황도근, 이장로, 이상석	
U03	Poster	Fe-B-Si-Nb-Hf 벌크 비정질 합금의 연자성 특성에 미치는 Hf 첨가 원소의 영향	150
		이주호*, 김휘준, 배정찬, 김도향	
U04	Poster	비정질 CoSiB 단일박막의 자기 특성 연구	152
		신소원*, 이하나, 민길준, 박인성, 김형준, 임혜인, 김태완	
U05	Poster	$\text{Ni}_{0.4}\text{Cu}_{0.4}\text{Zn}_{0.2}\text{Fe}_2\text{O}_4$ 물질의 외부자기장 뒤흔들기 연구	153
		이용혜, 한승규, 김삼진, 안성용, 김철성*	
U06	Poster	가스 분무법으로 제조된 Fe-Si-Al 합금 분말의 연자성 특성	155
		박은수*, 김휘준, 배정찬, 허무영	
U07	Poster	전자파 차폐용 Cu-Fe 합금 판재의 자기적 특성	157
		황규철*, 김휘준, 김승겸, 심금택, 허무영	
U08	Poster	$\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ 의 자기적 특성	159
		김재영*, 정창욱, 이보화	

U09	Poster	[CoSiB/Pt], [Co/Pt], [CoFe/Pt] 다층박막의 수직자기이방성 특성 비교	161
		정 솔*, 임혜인	
U10	Poster	자기음향공명 측정법을 이용한 비정질 리본의 영률 측정	163
		박수영*, 김철기, 김동영, 유권상	
U11	Poster	PFC프로세스 의한 Fe기 비정질 합금 스트립 제조 시 표면조도에 미치는 영향	166
		전병서*, 서동석, 전현준, 김용찬, 남궁 정, 송창빈	
U12	Poster	Zr을 첨가한 순수한 Cobalt 박막의 자성특성	167
		최성문*, 임상호	

○ Session V [Hard magnetic]

V01	Poster	Dy 화합물 혼합에 따른 (Nd, Dy)-Fe-B 소결자석의 보자력 변화	168
		남궁 석*, 이민우, 박영덕, 조인식, 장태석, 박송이, 이성래	
V02	Poster	Dy ₂ O ₃ , DyF ₃ 분말 첨가에 따른 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조와 자기적 특성 변화의 상관관계 연구	170
		박송이*, 김태훈, 이성래, 남궁석, 장태석	
V03	Poster	반복소결이 NdFeB 소결자석의 미세구조변화 및 자성특성에 미치는 영향	173
		김진우*, 김세훈, 김영도	
V04	Poster	고성능 나노컴포지트 Nd-Fe-B-X계 영구자석 합금 제조 및 HDDR Process에 의한 자기적 특성	175
		전병서*, 장세종, 최영진, 김대웅, 송창빈	
V05	Poster	소결 후 열처리에 의한 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조 변화 연구	176
		김태훈*, 이성래, 남궁석, 장태석	
V06	Poster	인산염 코팅을 이용한 철분말코어의 제조 및 특성	178
		신승찬*, 장평우	

○ Session W [Sensors and applications]

W01	Poster	영구자석과 홀소자로 구비된 집게형 맥진기를 이용한 맥진파형 측정과 분석	180
		손일호*, 김근호, 최종구, 장명수, 남동현, 홍유식, 이우범, 이상석	
W02	Poster	자기 공명을 이용한 근접센서의 특성	183
		김용민*, 한창민, 신광호	
W03	Poster	자기저항 소자의 자기장 각도에 따른 출력 신호 분석	185
		김동영*, 윤석수, 오선종, 김철기	
W04	Poster	Barkhausen Noise를 이용한 1Cr-0.5Mo 강의 잔여수명 평가	187
		김민기*, 김철기, 유권상	
W05	Poster	고주파용 코어의 AC B-H loop 측정장치 제작	189
		이기명*, 손대락	
W06	Poster	태양광 인버터용 전류센서 제작	191
		연교흠, 김시동, 정진엽*, 손대락	

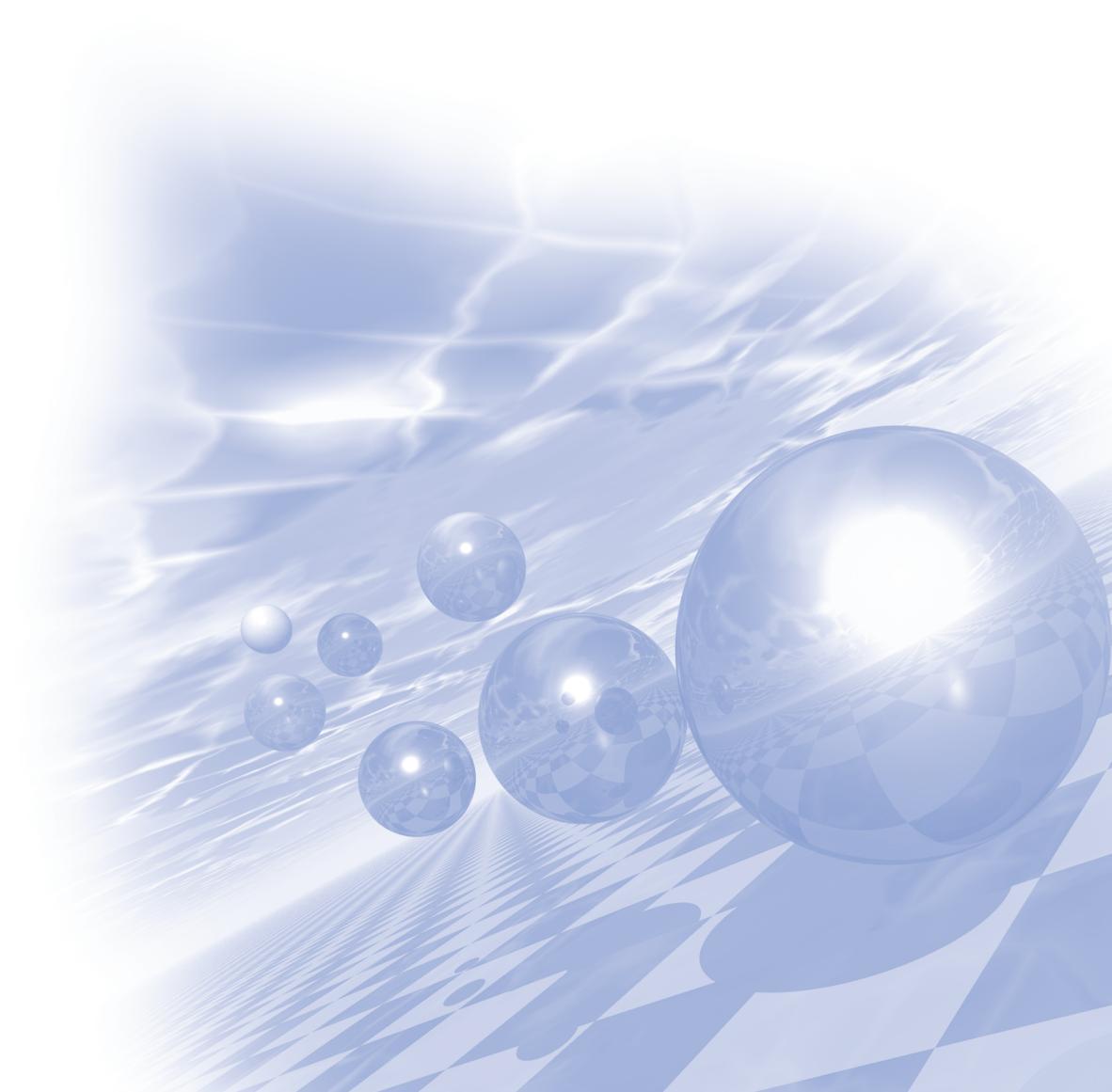
○ Session X [Others]

X01	Poster	펄스자기장 자극에 의한 PPG의 이차미분 신호와 Power Spectral Density 비교분석	194
		이진용*, 장태순, 이현숙, 김선욱, 황도근	
X02	Poster	펄스자기장 자극에서 PPG신호의 Power Spectral Density를 이용한 혈관탄성도 연구 ...	196
		김성현*, 이진용, 장태순, 황지현, 이현숙, 김선욱, 황도근	
X03	Poster	중충 경혈점에서 영구자석 보조 펄스 자기장자극의 영향에 대한 뇌파분석	199
		이동규*, 이진용, 김선욱, 황도근, 이현숙	
X04	Poster	비정질 CoSiB 단일박막의 계면 수직자화 효과	201
		박인성*, 이하나, 민길준, 김형준, 신소원, 임혜인, 김태완	
X05	Poster	페리자성체 Co-TbN의 Tb함량 변화에 따른 열처리 효과	202
		김형준*, 이하나, 민길준, 신소원, 박인성, 김태완	
X06	Poster	Asymmetry of Magnetic Disorder Observed in Exchange-biased System	203
		Hun-Sung Lee*, Kwang-Su Ryu, Kun-Rok Jeon and Sung-Chul Shin	
X07	Poster	CoPd 박막의 수직이방성에 대한 MgO, MgO/Pd 씨앗층의 효과	204
		고정호*, 손장엽, 이수길, 김상훈, 홍종일	
X08	Poster	Co와 Mn 도핑된 PbPdO ₂ 의 자성 변화	206
		이규준*, 추성민, Y. Saiga, T. Takabatake, 정명화	



KMS 2011 Summer Conference

초청강연 (I)



Study of the Magnetization Reversal Behavior of exchange-Biased System Using Polarized Neutron Reflectometry

Sungkyun Park*, Ki-Yeon Kim¹, Ji-Wan Kim², Hyeok-Cheol Choi³, A. Teichert⁴, Chun-Yeol You³,
Sung-Cheol Shin², Jeong-Soo Lee¹ and M. R. Fitzsimmons⁵

Department of Physics, Pusan National University, Busan 609-735, Korea

¹Neutron Science Division, Korea Atomic Energy Research Institute., 305-353 Daejeon, Korea

²Department of Physics and Center for Nanospinics of Spintronic Materials,
Korea Advanced Institute of Science and Technology, Daejeon 305-701, Korea

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

⁴Helmholtz Zentrum Berlin für Materialien und Energie, Glienicker Strasse 100, D-14109 Berlin, Germany

⁵Lujan Center, Los Alamos Neutron Science Center, Los Alamos National Lab. 87544 USA

*Corresponding author: psk@pusan.ac.kr

Since the first discovery of exchange anisotropy on Co/CoO system[1], there have been numerous studies to explore the physical origin of exchange-biased system[2,3]. In this presentation, we report that how the polarized neutron reflectometry can be applied to study the magnetization reversal behavior of the exchange biased system. As an example, the detailed magnetization reversal mechanism of the exchange-biased Py(30 nm)/FeMn (0, 15, 30 nm)/CoFe(30 nm) trilayers was studied and found that the 15 nm antiferromagnetic FeMn layer mediates the magnetization reversal behaviors of both Py and CoFe layers through interlayer exchange bias coupling. We also update the current activities in polarized neutron reflectometer in HANARO.

참고문헌

- [1] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, "New Magnetic Anisotropy". Physical Review 105 (3): 904–913 (1957).
- [2] J. Nogués, J and Ivan K. Schuller "Exchange bias". Journal of Magnetism and Magnetic Materials 192 (2): 203–232 (1999).
- [3] A. E. Berkowitz and K. Takano, "Exchange anisotropy: a review," J. Magn. Magn. Matls. 200, 552 (1999).

+This work is supported by NRF Nuclear R&D Program (2010-0018374 and 2011-0002273).

CoFe/Tb 다층박막의 수직자기이방성에 대한 특징

조병기*

광주과학기술원 신소재공학부

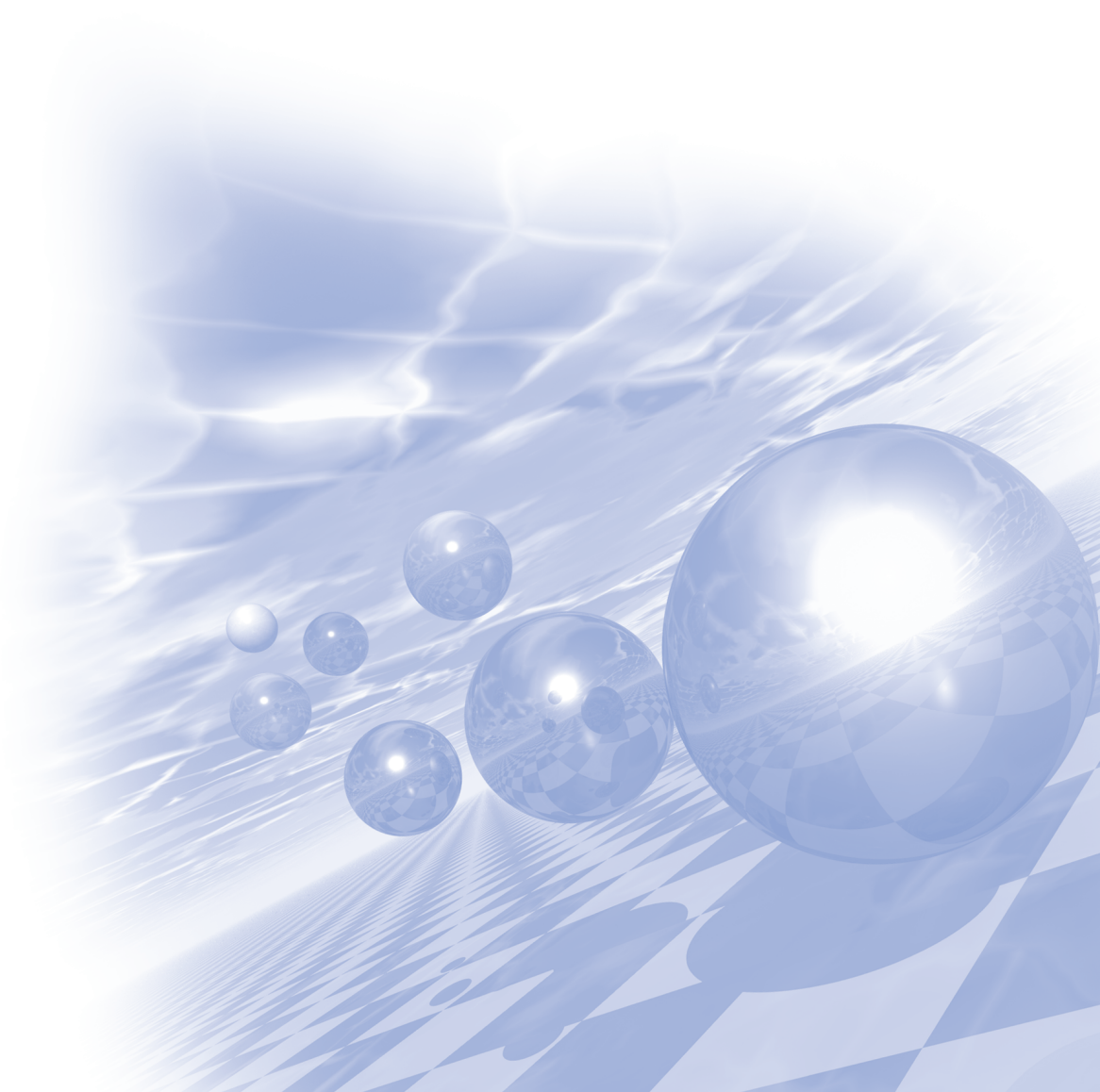
CoFe/Tb의 다층 박막에서 나타나는 수직자기 이방성의 특징에 대해서 발표될 것이다. 그리고 여기에 나타난 특징들이 GMR 소자에 적용되었을 때 역GMR 현상이 나타나고, 고자장용 GMR 센서에 적용하였을 때 감도를 향상에 대해서 논의 할 것이다.

Charateristics of perpendicular magnetic anisotropy of CoFe/Tb multilayer will be discussed. And the perpendicular anisotropy was applied for inverse GMR junction and GMR sensor.



KMS 2011 Summer Conference

포스터발표 (I)



Crystal Structure and Physical Property of Tetragonal-like Epitaxial Bismuth Ferrites Film

Joong-Hee Nam*, Michael Biegalski¹, Hans M. Christen¹ and Byung Ik Kim

Korea Institute of Ceramic Engineering and Technology, Seoul 153-801, ROK

¹Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge 37831, TN, USA

Basically, the lattice mismatch between film and substrate can make those BiFeO_3 (BFO) films distorted with strain structure. BFO phase can be stabilized on LaAlO_3 (LAO) represents the example of a multiferroic with giant axial ratio. Its crystal structure is not strictly tetragonal, but tetragonal with a slight monoclinic distortion and related to the rotation of the oxygen octahedra. In this study, we show that phases with a tetragonal-like epitaxial BFO films can indeed be ferroelectric and also can be stabilized via epitaxial growth onto LAO.

Recent reports on epitaxial BFO films show that the crystal structure changes from nearly rhombohedral ("R-like") to nearly tetragonal("T-like") at strains exceeding approximately -4.5%, with the "T-like" structure being characterized by a highly enhanced c/a ratio. While both the "R-like" and the "T-like" phases are monoclinic, our detailed x-ray diffraction results reveal asymmetry change from MA and MC type, respectively. By applying additional strain or by modifying the unit cell volume of the film by substituting Ba for Bi, the monoclinic distortion in the "T-like" MC phase is reduced, i.e. the system approaches a true tetragonal symmetry.

There are two different M-H loops for $\text{Bi}_{1-x}\text{Ba}_x\text{FeO}_{3-\delta}$ (BBFO) and BFO films on SrTiO_3 (STO) & LAO substrates. Along with the ferroelectric characterization, these magnetic data indicate that the BFO phase stabilized on LAO represents the first example of a multiferroic with giant axial ratio. However, there is a significant difference between this phase and other predicted ferroelectrics with a giant axial ratio: its crystal structure is not strictly tetragonal, but tetragonal with a slight monoclinic distortion. Therefore, in going from bulk to highly-strained films, a phase sequence of rhombohedral(R)-to-monoclinic ["R-like" M_A -to-monoclinic, "T-like" M_C -to-tetragonal (T)] is observed.

This sequence is otherwise seen only near morphotropic phase boundaries in lead-based solid-solution perovskites (i.e. near a compositionally induced phase instability), where it can be controlled by electric field, temperature, or composition. Our results show that this evolution can occur in a lead-free, stoichiometric material and can be induced by stress alone. Those major results are summarized as follows ; 1) Ba-doping increases the unit cell volume, 2) BBFO on LAO can be fully strained up to $x=0.08$ as a strain limit (Fig. 1), 3) P(E) & M(H) properties can be tuned by the variation of composition, strain, and film thickness.

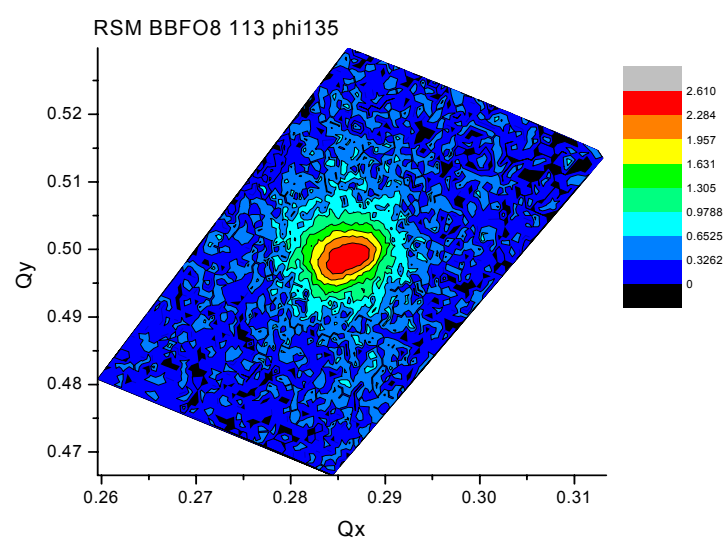


Fig. 1. Reciprocal space mapping of $\text{Bi}_{1-x}\text{Ba}_x\text{FeO}_{3-\delta}$ ($x=0.08$) film on LAO showing almost fully tetragonal structure.

Pulsed Laser Deposition을 이용한 $\text{Zn}_{0.4}\text{Fe}_{1.6}\text{O}_3$ 박막 합성과 그 결정구조 및 자기적 특성의 연구

장안나*, 박창엽¹, 송종현

충남대학교 물리학과, 대전광역시 유성구 궁동 220번지

¹카이스트 물리학과, 대전광역시 유성구 구성동 373-1번지

1. 서론

최근 들어 전자의 스핀자유도를 활용한 스핀트로닉스(spintronics) 분야에 대한 관심이 높아지면서 전기전도성과 자성을 동시에 지니는 자성반도체에 관한 연구가 다양하게 진행되어지고 있다. 전자의 수송 특성에 스핀자유도를 추가시키는 방법으로는 자성물질로부터 스핀자유도를 지닌 전자를 비자성 물질인 반도체에 투입시키는 방법과 비자성 반도체에 전이 금속 산화물을 치환함으로써 전자가 스핀 분극 특성을 띠게 하는 방법이 있으며 후자의 경우 스핀트로닉스 소자로 응용하기에 충분한 전기적, 자기적 특성을 얻을 수 있는 것으로 알려져 있다[1]. 본 연구에서는 이러한 물질중의 하나인 $\text{Zn}_{0.4}\text{Fe}_{1.6}\text{O}_3$ 의 박막을 Pulsed Laser Deposition 방법을 이용하여 제조하였으며 제조 조건에 따른 결정학적 및 자기적 특성을 조사하였다.

2. 실험방법

$\text{Zn}_{0.4}\text{Fe}_{1.6}\text{O}_3$ 박막 제조는 다음과 같다. 레이저 광원은 KrF Pulsed excimer laser ($\lambda = 248 \text{ nm}$)를 사용하였으며 Laser power는 1.5W, 진동수 2Hz로 고정하였다. $5 \times 10^{-6} \text{ Torr}$ 의 Base Pressure에서 30분간 증착하였으며 이때 기판온도를 300°C와 500°C로 제어하여 $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$ 기판 위에 박막을 성장시켰다. 이렇게 제조된 박막의 결정학적 특성을 확인하기 위하여 Cu-K α 1 선을 이용하는 X-ray diffraction (XRD)을 이용하였으며, 자기적 특성을 확인하기 위하여 Alternating Gradient Magnetometer (AGM), 증착된 박막의 두께측정을 위해 Scanning Electron Microscope (SEM)을 이용하였다.

3. 실험결과 및 고찰

증착시 300°C, 500°C의 기판 온도에서 증착된 $\text{Zn}_{0.4}\text{Fe}_{1.6}\text{O}_3$ 박막의 결정학적 특성을 알아보기 위하여 x-선 회절 분석을 하였으며 이는 그림 1(a)에서 보는 바와 같다. 기판온도 300°C에서 증착시킨 박막의 경우 결정구조는 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 와 유사하였으며 결정 성장 방향은 기판에 수직인 방향으로 (104), (208)로서 이중 결정방향성을 지니고 있음을 확인할 수 있었다. 그러나 그림 2(b)에서 보는 바와 같이 기판의 온도를 500°C로 높여주었을 경우에는 Fe_3O_4 의 결정구조로 바뀌어 지는데, 이때 특히 기판온도가 300°C일 경우와는 달리, 결정의 방향성이 (111)의 단일 방향으로 바뀌게 된다.

그림 2는 기판온도 변화에 따른 자기적 특성의 변화를 보여준다. 그림에서 보는 바와 같이 기판온도가 300°C일 때와 비교하여 500°C일 경우에는 포화자화량이 약 100배 정도 증가하는 것으로 나타난다. 이는 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 의 결정구조에서 Fe_3O_4 결정구조로 결정성이 변화함에 따라 반강자성특성을 갖는 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 의 자성 특성으로부터 준강자성인 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 또는 Fe_3O_4 의 자성특성으로 변화하기 때문인 것으로 해석할 수 있다.

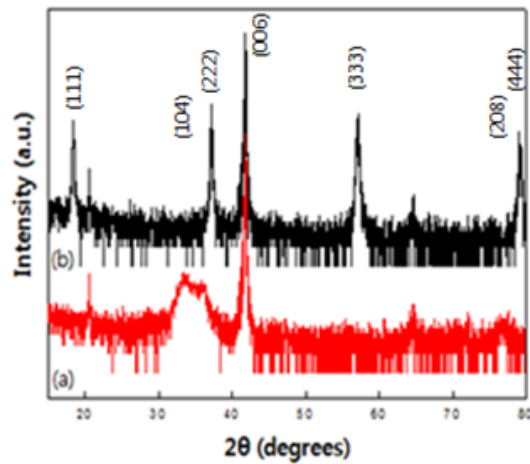


Fig1. 기판 온도에 따른 X-ray diffraction patterns (a) $T_{\text{sub}}=300^{\circ}\text{C}$ (b) $T_{\text{sub}}=500^{\circ}\text{C}$

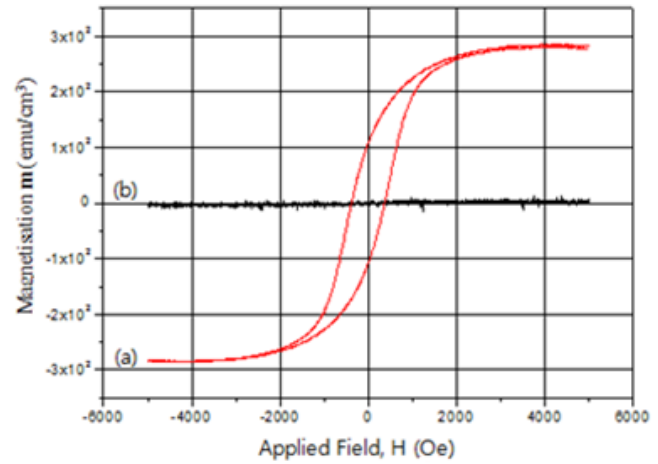


Fig2. 기판 온도에 따른 Magnetic Moment (a) $T_{\text{sub}}=500^{\circ}\text{C}$ (b) $T_{\text{sub}}=300^{\circ}\text{C}$

5. 결론

Pulsed Laser Deposition 방법을 이용하여 강자성 반도체 $\text{Zn}_{0.4}\text{Fe}_{1.6}\text{O}_3$ 를 $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$ 에 증착하였으며 이들 박막들의 결정학적, 그리고 자기적 특성을 측정하였다. 박막 증착시 기판의 온도의 변화에 의한 결정학적, 자기적 특성을 확인하기 위하여 X-ray diffraction (XRD), Alternating Gradient Magnetometer (AGM), scanning electron microscope (SEM)을 이용하였으며, X선 회절을 분석한 결과 증착 온도가 300°C 에서 500°C 로 증가함에 따라 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 상에서 Fe_3O_4 상으로의 변화를 보았으며 상의 변화에 의한 자기적인 성질 차이에 의해 포화자화 (Saturation magnetization) 100배의 증가를 보았다. 이는 기판의 온도가 $\text{Zn}_{0.4}\text{Fe}_{1.6}\text{O}_3$ 를 박막의 결정성 및 자기적 특성을 결정짓는 중요한 요소임을 보여준다.

6. 참고문헌

- [1] G. Prinz, K. Hathaway, Phys. Today 48, 24 (1995).

Mg가 치환된 Co₂Y-type Barium-ferrite 자기적 특성 연구

임정태*, 김진모, 이인규, 이찬혁, 김철성

국민대학교 물리학과

1. 서론

정보통신기술이 발전함에 따라 고주파대역에서 사용되는 소자의 개발이 요구되고 있다. 그러나 일반적인 소자로 이용되는 spinel ferrite는 Snoek의 한계에 의해 고주파대역에서 응용이 불가능하여, 대체소자로서 Y-type hexa-ferrite가 많은 관심을 받고 있다. Y-type hexa-ferrite는 면자기이방성과 spinel ferrite보다 높은 cut-off frequency의 특성을 갖고 있어, 고주파대역에서 우수한 자기적 성질을 가지고 있다[1]. 최근에는 수많은 연구원들은 높은 투자율(μ)을 가지고, 자기적 손실이 적은 물질을 발견시키기 위해 Y-type Barium-ferrite $\text{Ba}_2\text{Me}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ ($\text{Me}=\text{Co}, \text{Mg}, \text{Zn}$) 물질의 Me자리에 다양한 metal을 치환하여 자기적 특성을 연구하고 있다[2].

본 연구에서는 Co₂Y-type Barium-ferrite 물질의 Co자리에 미량의 Mg를 치환하여 결정구조 및 자기적 특성을 연구하였다.

2. 실험방법

$\text{Ba}_2\text{Mg}_{0.5}\text{Co}_{1.5}\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ 조성의 다결정 분말 시료는 직접합성법(solild-state reaction method)으로 제조하였다. 순도 99.99% 이상을 갖는 Ba_2CO_3 , Fe_2O_3 , CoO , MgO 을 사용하여 마노에서 1시간 동안 혼합 후, 1000°C에서 10시간 동안 하소를 하였다. 1차 하소로 제조된 시료를 1050°C에서 10시간 동안 1차 열처리를 하였고, 1100°C에서 2차열처리를 하여 최종적으로 단일상의 Y-type Barium-ferrite를 합성하였다. 이렇게 제조된 Mg가 미량 치환된 Y-type Barium-ferrite의 결정성을 확인하기 위하여 Cu-K α 를 사용하는 Philips사의 X'Pert(3170) X-선 회절 실험(XRD)을 하였고 결정학적 특성을 Rietveld 방법으로 분석하였다. 입자의 크기와 형태를 확인하기 위해 전개방출형주사현미경(FE-SEM)으로 측정 하였다. 거시적인 자성특성을 측정하기위해서 진동시료 자화율 측정 장치(VSM)를 이용하여 저온(50 K)부터 고온(750 K) 온도에 따른 자화율을 측정하였다. 미시적인 자성특성을 확인하기 위하여 뢰스바우어 분광기를 통해 극저온(4.2 K)부터 상온(300 K)까지 측정을 하였으며, 뢰스바우어 분석을 통하여 철 이온 간의 초미세상호작용 및 Fe, Co, Mg 이온의 부격자 점유 상태를 확인하였다.

3. 실험결과 및 고찰

직접합성법으로 제조된 $\text{BBa}_2\text{Mg}_{0.5}\text{Co}_{1.5}\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ 샘플을 Rietveld 방법에 의한 Fullprof 컴퓨터 분석프로그램을 이용하여 XRD 분석을 하였으며, 분석 결과 RB와 RF는 4.90%와 3.57% 으로 단일상임을 확인하였고, R3m의 공간군을 가지는 Hexagonal구조이며, 격자상수는 $a_0 = 5.8696 \text{ \AA}$, $c_0 = 43.5347 \text{ \AA}$ 이었다. 또한, FE-SEM 측정으로부터 입자의 크기가 3 μm 의 판상구조임 확인하였다. VSM 측정결과 상온에서의 초투자율(μ_0)과 최대투자율(μ_{max})은 각각 1과 1.287의 값을 보였고, 보자력(H_c)은 255.4 Oe이며, 포화 자화(M_s)는 28.0 emu/g(at 1 Tesla)로 측정되었다. 그리고 온도에 따른 자화율(ZFC, FC at 100 Oe)을 측정한 결과 589 K 부근에서 준강자성에서 상자성으로 상전이가 나타남을 확인하였다. 뢰스바우어 측정 결과 상온(300 K)에서 6개의 부격자 중 3aIV의 초미세자기장의 세기(H_{hf})가 467 KOe이었으며, 이성질체 이동치(δ)가 0.198 mm/s로 분석되었다.

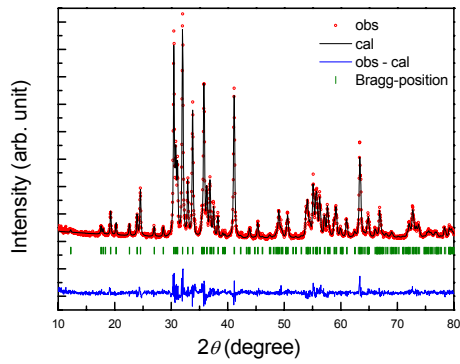


Fig 1. Refined x-ray diffraction patterns of the $\text{Ba}_2\text{Mg}_{0.5}\text{Co}_{1.5}\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ at 300 K.

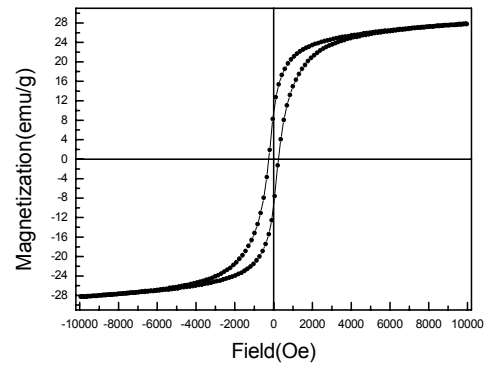


Fig 2. Magnetization curve of the $\text{Ba}_2\text{Mg}_{0.5}\text{Co}_{1.5}\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ at 300 K

참고문헌

- [1] J. W. Wang, A. L. Geiler, V. G. Harris, and C. Vittoria, J. Appl. Phys. **107**, 09A515(2010)
- [2] Z. W. Li, L. Guoqing, N.-L. Di, Z.-H. Cheng and C. K. Ong, Phys. Rev. B **72**, 104420(2005)

Superparamagnetic Clusters in $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3 (x \leq 0.2)$

R. Rajagukguk*, Agustina Ismail and B. W. Lee

Department of Physics, Hankuk University of Foreign Studies

1. Introduction

The substitution of Sr^{2+} ions on La^{3+} sites in $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$ (LSCO) results that the Co^{4+} ions co-exist with Co^{3+} ions in LSCO. It is generally accepted that the interaction between Co^{4+} - Co^{3+} is ferromagnetic (FM) double exchange, whereas the Co^{3+} - Co^{3+} and Co^{4+} - Co^{4+} interactions are antiferromagnetic (AF) superexchange[1]. Frustration appears as a result of the coexistence of FM and AF orderings. This condition is adequate for the system to have the glass behavior at low temperature if FM and AF interactions are comparable. Based on earlier results, the LSCO system is reported as a spin glass state at low doping concentration($x < 0.18$)[1].

In the other hand, superparamagnetic system also has similar characteristics with spin glass system (e.g. irreversibility magnetization, and time dependent magnetization)[2]. Comparison between superparamagnetic system ($\text{Cu}_{97}\text{Co}_3$) and canonical spin glass system ($\text{Au}_{96}\text{Fe}_4$) revealed the differences between two systems in detail[3]. In $\text{Cu}_{97}\text{Co}_3$, the bifurcation between zero-field-cooled magnetization (ZFCM) and field cooled magnetization (FCM) is far above the blocking temperature (T_b); whereas that of in $\text{Au}_{96}\text{Fe}_4$ is near the freezing temperature (T_f). The FCM of $\text{Cu}_{97}\text{Co}_3$ increases monotonically with decreasing temperature, however the FCM in $\text{Au}_{96}\text{Fe}_4$ is nearly independent of temperature. With increase of applied field, T_b in superparamagnetic system decreases considerably but T_f in spin glass system just slightly decreases.

2. Experimental Details

The polycrystalline samples of $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$ were prepared by solid state reaction. X-ray diffraction was carried out using Rigaku diffractometer with $\text{Cu-K}\alpha$ radiation. The magnetization (M) was measured by a vibration sample magnetometer over the temperature range, 15-300 K, in various fields up to 5 kOe under ZFC and FC sequence.

3. Results and Discussion

Comparing our results with those of $\text{Cu}_{97}\text{Co}_3$ and $\text{Au}_{96}\text{Fe}_4$, it is found that the magnetic behaviors of LSCO are very similar to those of $\text{Cu}_{97}\text{Co}_3$ rather than those of $\text{Au}_{96}\text{Fe}_4$. In Fig. 1, the FCM of $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CoO}_3$ is nearly temperature independent at low temperature whereas the FCM of $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CoO}_3$ increases monotonically. As the doping amount decreases, the FCM behavior resembles that of superparamagnetic system. And in the Fig. 1 the position of T_f and the bifurcation point are similar to those of superparamagnetic system in all range of synthesized samples. These behaviors may be due to the existence of superparamagnetic clusters in LSCO. With increase of doping amount, the superparamagnetic clusters decrease and ferromagnetic clusters increase and grain size becomes bigger. Thus, at higher doping concentration the FCM resembles a ferromagnetic behavior and the superparamagnetic behavior is suppressed.

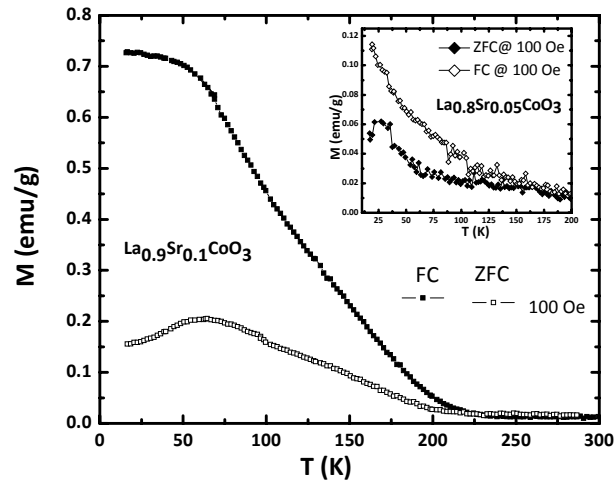


Fig. 1. Temperature dependent magnetization for $x = 0.05$ and $x = 0.1$.

4. References

- [1] M. Itoh, I. Natori, S. Kubota, and K. Motoya, J. Phys. Soc. Jpn., **63**, 1486 (1994).
- [2] K. Binder, A.P. Young, Rev. Mod. Phys., **58**, 801 (1986).
- [3] T. Bitoh, K. Ohba, M. Takamatsu, T. Shirane, S. Chikazawa, J. Phys. Soc. Jan., **64**, 1305 (1995).

Zero-field-cooled and Field-cooled Magnetization of Plasma Treated SrRuO₃ Thin Films on SrTiO₃(001)

F. Kurnia^{1*}, S. J. Rhee¹, B. W. Lee¹, C. U. Jung¹, J. Cho², L. K. Joon³, M. -H. Jung³,
S. -B. Shim⁴ and J. Kim⁴

¹Department of Physics, Hankuk University of Foreign Studies, Yongin, Kyonggi-do 449-791, Korea

²Department of Electrophysics, Kwangwoon University, Nowon-gu, Seoul 139-701, Korea

³Department of Physics, Sogang University, Mapo-gu, Seoul 121-742, Korea

⁴Center for Nano and Quantum Science, Korea Research Institute of Standards and Science, Yuseong-gu, Daejeon 305-600, Korea

1. Introduction

Bulk SrRuO₃ has a GdFeO₃-type perovskite structure with Pbnm space group and Curie temperature (T_c) of about 160 K[1]. However, SrRuO₃ thin films on SrTiO₃(001) have shown the suppressed $T_c \sim 150$ K and the saturated moment of 1.4~1.6 $\mu\text{B}/\text{Ru}$ with low resistivity of 230 $\mu\Omega \text{ cm}$ at room temperature[2]. Briefly speaking, SrRuO₃ system is considered to be an itinerant electron magnet system with enhanced ferromagnetic spin fluctuation which plays a crucial role of using SrRuO₃ either as bottom electrode or as metal oxide junction in heterostructure devices.

Nevertheless, up to date, there is no report showing the spin fluctuation behavior due to plasma treatment on the SrRuO₃ thin film samples. Therefore, in this report, we focus on the zero-field-cooled (ZFC) and field-cooled (FC) magnetization of both as-deposited and plasma treated SrRuO₃ thin film samples. We also propose a modified empirical model to analyze the ZFC magnetization behavior. Furthermore, using this model we might explain various ZFC magnetization behaviors.

2. Experimental

25-nm of epitaxial SrRuO₃ thin film was grown by pulsed laser deposition with a KrF excimer laser(248 nm, 34 ns) on a 3x3 mm² as-received SrTiO₃(001) substrate. Films were deposited at a substrate temperature of 750°C, and under a pressure of 120 mTorr of pure oxygen. The growth rate is about 0.01 unit cell/pulse with a repetition rate 4 Hz. After films deposition, the films were placed into the rf plasma chamber with plasma power of 40 W. The temperature was maintained at 680°C under 80 mTorr of plasma gas pressure (O₂ and H₂) with 10 SCCM of flowing gas. The magnetic properties were measured in zero field cooled (ZFC) and field cooled (FC) modes using superconducting quantum interference device (SQUID) magnetometry (MPMS system of Quantum Design).

3. Results and Discussion

In the case of magnetization behavior in FC process as shown in Fig. 1, the spin moments are ordered parallel to the direction of applied field and the samples showed non-zero magnetization below T_c . However, the O₂ plasma treated SrRuO₃ shows $\sim 0.6 \mu\text{B}/\text{Ru}$ magnetization, which is smaller value than that of as-grown sample. The atomic disorder due to induced O₂ plasma ions might be considered as the cause of the reduced magnetization. As a comparison, the H₂ plasma treated SrRuO₃ shows the nearly paramagnetic behavior even in

the FC process. The reason is related to the deep penetration depth of H₂ plasma ions compare to that of O₂ ions, which in turn may cause higher degree of atomic disorder of pseudocubic SrRuO₃ crystal on SrTiO₃ substrate.

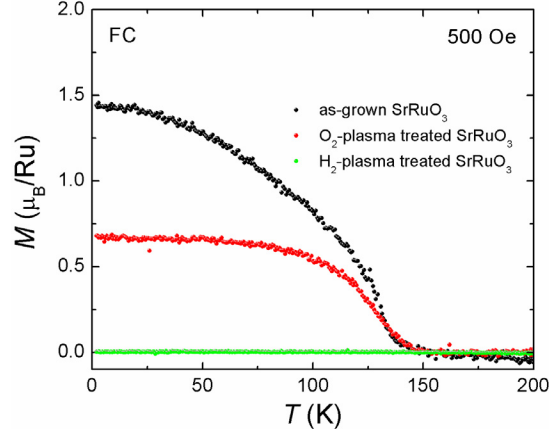


Fig. 1. FC magnetization for 3 different SrRuO₃ thin films on SrTiO₃(001) as a function of temperature measured at 500 Oe.

In ZFC process, for both as-deposited and O₂-plasma treated SrRuO₃ films, we observed of around ~0.25 μ B/Ru magnetization peak at about 120 K, but there was no observed magnetization peak for H₂-plasma treated SrRuO₃.

4. References

- [1] G. Cao, et.al., Phys. Rev. B **56**, 321 (1997).
- [2] C. U. Jung, et.al., Appl. Phys. Lett. **84**, 2590 (2004).

Effects of Fe Ions Substitution on the Structure and Magnetic Properties of $\text{Ba}_{0.95}\text{Bi}_{0.05}\text{TiO}_3$

W. Yansen*, J. Kim and B. W. Lee

Department of Physics, Hankuk University of Foreign Studies

1. Introduction

BaTiO_3 (BTO) is known as a classical ferroelectric material with Curie temperature (T_C) at 120°C . It belongs to tetragonal perovskite structure at room temperature and has a wide range of application such as capacitor, positive temperature coefficient of resistance thermostat, and piezo electric sensors[1]. It has been reported that the substitution of Bi^{3+} ion on Ba^{2+} site resulted an increase in dielectric constant and the T_C [1,2]. On comparison the other hand, transition metal ions doped BTO are reported to have a magnetic ordering[3]. However, the ferroelectricity of those materials is suppressed[4]. Based on those reports, we synthesized $\text{Ba}_{0.95}\text{Bi}_{0.05}\text{Ti}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ ($0 \leq x \leq 0.1$) in order to study the effects of Fe ions on the structure and magnetic properties of Bi doped BTO.

2. Experimental

Polycrystalline samples of $\text{Ba}_{0.95}\text{Bi}_{0.05}\text{Ti}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ ($0 \leq x \leq 0.1$) were prepared via solid-state reaction. The structure of samples was confirmed by powder x-ray diffraction (XRD) measurements using $\text{CuK}\alpha$ radiation. Isothermal magnetization measurements at room temperature were measured using VSM (Lakeshore 7300).

3. Results and Discussion

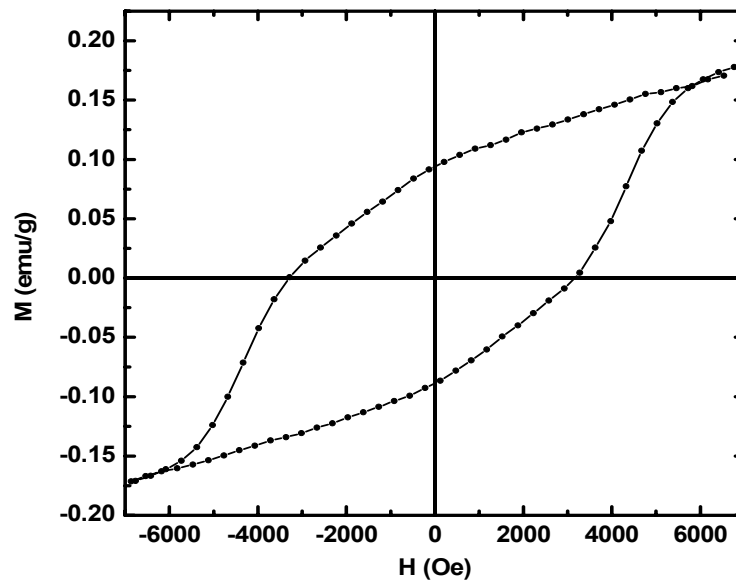


Fig. 1. The $M(H)$ hysteresis loops of $\text{Ba}_{0.95}\text{Bi}_{0.05}\text{Ti}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}\text{O}_3$ at room temperature.

XRD data indicate that $\text{Ba}_{0.95}\text{Bi}_{0.05}\text{TiO}_3$ has a tetragonal structure, but for $x \geq 5\%$ of Fe ions substitution, the tetragonal structure is gradually merged in hexagonal structure. The large hysteresis of MH curve at room temperature for $\text{Ba}_{0.95}\text{Bi}_{0.05}\text{Ti}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}\text{O}_3$ is shown in Fig. 1. The magnetic moments increase when the doping amount increases. It is believed that the magnetic properties come from the superexchange between pentahedral Fe^{3+} ions and also between pentahedral and octahedral Fe^{3+} ions[5].

4. References

- [1] N. Vittayakorn, J. Appl. Sci. Res. **2**(12), 1319 (2004).
- [2] X. P. Jiang, M. Zeng, K. W. Kowk, and H. L. W. Chan, Key Engineering Materials **334**, 977 (2007).
- [3] H. Nakayama and H. Katayama-Yoshida, Jpn. J. Appl. Phys. **40**, L1355 (2001).
- [4] S. Qiu, W. Li, Y. Lu, G. Liu, Y. Wu, and N. Chen, Trans. Nonferrous Met. Soc. China **20**, 1911 (2010).
- [5] F. Lin, D. Jiang, X. Ma, and W. Shi, J. Magn. Magn. Mater. **320**, 691 (2008).

Flux Growth of $\text{CoFe}_{1.9}\text{Dy}_{0.1}\text{O}_4$ Single Crystals and its Magnetic Properties

R. C. Kambale*, K. M. Song and N. Hur

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

Abstract

We studied the effect of Dy content on the magnetic properties of cobalt ferrite single crystal. The $\text{CoFe}_{1.9}\text{Dy}_{0.1}\text{O}_4$ single crystals were grown by the flux method by using $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ (Borax) as a solvent (flux). The black and shiny single crystals were obtained as a product. The X-ray diffraction test at room temperature confirmed the spinel cubic symmetry with lattice constant $a = 8.42\text{\AA}$ of the single crystals. The presences of constitute elements (Co, Fe and Dy) was endorsed by EDAX analysis. The saturation magnetization (M_s) of $\text{CoFe}_{1.9}\text{Dy}_{0.1}\text{O}_4$ single crystals was measured and is found to be 72 emu/g or equivalently 3.2 $\mu\text{B}/\text{f.u.}$ at 300 K. The observed M_s and coercivity (H_c) is found to be lower than that of pure CoFe_2O_4 .

Keywords: Ferrites; X-ray diffraction; Magnetic Properties.

Address for correspondence

Prof. Namjung Hur

Tel: +82-32-860-7651 Fax: +82-32-872-7562; E-mail: nhur@inha.ac.kr

Dr. Rahul C Kambale

Tel: +82-32-860-7651 Fax: +82-32-872-7562; E-mail: rckambale@gmail.com

Excellent Magneto-transport Properties of $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{1+d}\text{O}_3$ -manganese Oxide Composite Films on YSZ Substrates Prepared by Aerosol Deposition

Hyo-Jin Kim, Young-Joon Yoon¹, Sung-Hwan Cho¹ and Sang-Im Yoo*

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

¹Korea Institute of Ceramic Engineering and Technology (KICET), 233-5 Gasan-Dong,
Geumcheon-Gu, Seoul 153-801, Korea

*e-mail : siyoo@snu.ac.kr

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 show poor magnetic properties, the post-annealed films exhibit very good magnetic properties with Curie temperatures ranging from 355 to 370 K. Remarkably improved LFMR properties and dMR/dH values are observed in all LSMO-manganese oxide composite films compared with pure LSMO films, suggesting that a magnetic disorder at the LSMO grain boundary, known as a key factor suppressing effective spin-dependent scattering, can be greatly improved by the manganese oxide phase. The largest LFMR value of 1.2% at 300 K and 0.5 kOe was obtained from LSMO-manganese oxide composite films annealed at 1200°C. Details 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).

Ferromagnetic Coupling in Mn-doped ZnO Mediated by Hydrogen

J. K. Park, K. W. Lee, H. Kweon, J. J. Kweon and Cheol Eui Lee*

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

In the light of spintronics and spin-based information technology, ferromagnetic diluted magnetic semiconductors (DMSs) have been extensively studied. Since the theoretical prediction of room-temperature ferromagnetism in DMSs, Mn-doped II-VI DMSs have attracted considerable interest, intense efforts having been made for DMSs with Curie temperatures at or above room temperature. Nonetheless, the origin of the ferromagnetism has yet to be clarified. While hole-mediated magnetism in p-type materials was predicted theoretically, ferromagnetism in n-type Mn-doped ZnO (ZnO:Mn) films has called for attention on the carrier-mediated magnetism. Shallow donors in undoped and doped ZnO systems have been studied in this work by means of electron paramagnetic resonance (EPR) and nuclear magnetic resonance (NMR) measurements. Here, we report experimental evidences for coupling of hydrogen shallow donors and Mn ions in Mn-doped ZnO mediating short-range ferromagnetic spin-spin interaction, theoretically suggested previously but not verified thus far.

참고문헌

- [1] J. K. Park, K. W. Lee, H. Kweon, and C. E. Lee, Appl. Phys. Lett. 98, 102502 (2011).
- [2] J. K. Park, K. W. Lee, W. Lee, and C. E. Lee, Appl. Phys. Lett. 94, 233301 (2009).

The Effect of B Content on the Structure and Magnetic Properties of Fe-Pt-B Alloy Films

Nyun Jong Lee¹, Jae Young Ahn¹, Yu Jeong Bae¹, Tae Hee Kim^{1*} and Anny Michel²

¹Department of Physics, Ewha Womans University, Seoul 120-750, South Korea

²Laboratoire de Physique des Materiaux, Universite de Poitiers, Futuroscope-Chasseneuil 86962, France

*e-mail: taehee@ewha.ac.kr

Structural analysis by using TEM and XRD, and direct magnetic measurements by VSM have been used to determine the magnetic structures of platinum + iron alloys in the neighborhood of the composition FePt₃. It is found that the magnetic structure is sensitively dependent on the precise chemical order, in particular on the number of nearest-neighbor iron atoms. Bulk alloys of the stoichiometric composition, where the chemical order is perfect, have simple antiferromagnetic structures with the Neel temperatures below 200 K. Our objective in the present work is to control the magnetic properties of FePt₃ films by adding B content: addition of B leads to a ferromagnetic structure at room temperature. After suitable thermal treatments, our results showed the room temperature ferromagnetic behavior of the L1₂ phase is associated with the presence of additional B content of 6%. The [B(x nm)/Fe(0.17 nm)/Pt(0.2 nm)]_N were deposited on an epitaxial Pt/MgO(001) buffer grown on Si(100) substrate by UHV-(molecular beam epitaxy (MBE) deposition. The B thickness (x) is ranging from 0 to 0.05 nm. The perpendicular magnetic anisotropy was found in the films having at least 8 (N=8) repetitions of B(0.03 nm)/Fe(0.17 nm)/Pt(0.2 nm), after subsequent annealing. One possible explanation for the origin of the magnetic property change from the antiferro- (or ferri-magnetic) properties to ferromagnetic properties could be related to the improvement of L1₂ phase stability by adding small amount of ternary element B.

Spin-wave Radial-mode Resonant Vortex-core Magnetization Reversals

Myoung-Woo Yoo¹, Jehyun Lee² and Sang-Koog Kim^{1*}

¹National Creative Research Initiative Center for Spin Dynamics & Spin-Wave Devices and Nanospinics Laboratory, Department of Materials Science & Engineering, Seoul National University, Seoul 151-744, South Korea

²Institute of Solid State Physics, Wiedner Hauptstrasse 8-10, Vienna University of Technology, 1040 Vienna, Austria

*Corresponding author: sangkoog@snu.ac.kr

Magnetic vortices in magnetic nanodisks are applicable as information carriers to future information storage devices owing to their bistate core orientations with extremely high thermal stability and low-power driven vortex-core switching[1]. Vortex core reversals have thus attracted much attention from both fundamental and technological aspects. Until now, vortex core switching is found to be mediated by the nucleation and annihilation of vortex-antivortex pair, by which processes vortex core reversals occur with low-power consumption assisted by resonant vortex gyration excitations[2].

In this presentation, we report on an additional possible means of ultrafast, low-power driven vortex-core switching by using oscillating fields applied perpendicularly to the dot plane. In this case, the oscillating field frequencies are tuned to the spin-wave radial-mode resonance frequencies[3]. We performed micromagnetic simulations on a Permalloy (Py) disk of 160 nm diameter and 7 nm thickness. For the disk's dimensions and geometry, the eigenfrequencies of the radial modes were determined to be $f = 10.7, 15.2, \text{ and } 20.7$. To construct phase diagrams of the core switching event on the strength and frequency of external driving fields, we applied oscillating fields perpendicularly to the dot plane in the ranges of 100 to 1400 Oe, and from 8 to 21 GHz. From the simulation results, we found that the threshold field is as low as 200 Oe at 10 GHz and 600 Oe at 14 GHz. These values are smaller by an order of magnitude than the threshold field strength of perpendicularly static magnetic field, ~ 6 kOe, and the reversal times are less than 1 ns because this mechanism does not require resonant gyration excitations to reach its critical velocity required for vortex core switching. The underlying physics of the new mechanism is associated with the exchange energy density localized highly at the core. This mechanism is totally different from the vortex-antivortex pair nucleation and annihilation process. This work was supported by Basic Science Research Program through the National Research Foundation of Korea (NRF) funded by the Ministry of Education, Science and Technology(No. 20110000441).

References

- [1] B. Van Waeyenberge *et al.*, Nature **444**, 461 (2006).
- [2] K.-S. Lee *et al.*, Phys. Rev. B **76**, 174410 (2007); S.-K. Kim *et al.*, Appl. Phys. Lett. **92**, 022509 (2008)
S.-K. Kim *et al.*, Appl. Phys. Lett. **91**, 082506 (2007).
- [3] R. Wang *et al.*, International Conference of AUMS 2010, Jeju Island, Korea, 2010, Oral GB-02 (unpublished).

Energy Transfer between Dipolar-coupled Magnetic Disks by Stimulated Vortex Gyration

Hyunsung Jung^{1*}, Ki-Suk Lee¹, Dae-Eun Jeong¹, Youn-Seok Choi¹, Young-Sang Yu¹,
Dong-Soo Han¹, Andreas Vogel², Lars Bocklage², Guido Meier², Mi-Young Im³,
Peter Fischer³ and Sang-Koog Kim¹

¹National Creative Research Initiative Center for Spin Dynamics and Spin-Wave Devices, Nanospinics Laboratory,
Department of Materials Science and Engineering, Seoul National University, Seoul 151-744, Republic of Korea

²Institut für Angewandte Physik und Zentrum für Mikrostrukturforschung, Universität Hamburg, Hamburg, Germany

³Center for X-ray Optics, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA, California 94720, USA

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

Coupled oscillations exist in many forms in nature. Popular examples are coupled pendulums and capacitively-coupled inductor-capacitor resonators. Coupling between different oscillators results in energy transfer between them. Based on the concept of coupled oscillators, we explored a new type of energy transfer between physically separated magnetic nanodisks. A possible energy transfer between two coupled vortex-state disks was experimentally observed using time-resolved soft X-ray microscopy[1,2]. The rate of energy transfer from one disk to the other was deduced from the two normal modes' frequency splitting caused by dipolar interaction. The interaction strength and the energy transferrate are tunable by manipulating the relative vortex polarization in both disks as well as the separation distance between the two oscillators. We are going to present direct experimental observations of energy transfer and the collective normal modes in coupled vortex oscillators, and interdistance dependences. The stimulated vortex gyration demonstrated in this work is a robust means of efficient energy transfer and information-signal transport between physically separated magnetic disks, and provides for the advantages of low-energy-dissipation signal transmission and low-power signal input. This work was supported by Basic Science Research Program through the National Research Foundation of Korea (NRF) funded by the Ministry of Education, Science and Technology (No. 20110000441).

References

- [1] H. Jung *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 222502 (2010).
- [2] H. Jung *et al.*, arXiv:1011.6399v1.

CoFeB/MgO 재료의 고온 열처리에 의한 쌍축이방성 상수 유도 특성

김동영*, 전성재, 윤석수

안동대학교 물리학과, 경북 안동시 송천동 388번지, 760-749

1. 서론

터널링자기저항(tunneling Magnetoresistance, TMR) 소자는 MgO를 절연층으로 사용하여 터널링자기저항비를 상온에서 200%이상까지 향상시켰다. 이러한 TMR 소자의 터널링자기저항비는 MgO의 결정 구조와 두 강자성체의 결정구조에 의존한다. 즉 (001) 결정면을 갖는 두 강자성층 사이에 삽입한 MgO 역시 (001)결정면으로 성장하였을 때 자기저항비가 증가할 수 있다는 계산결과가 보고되었다[1]. 비정질 CoFeB 재료 위에 증착한 MgO는 (100)결정면으로 성장하며, 열처리에 의하여 자기저항비가 230%까지 향상되었다[2,3]. 이때 비정질 CoFeB는 MgO 계면으로부터 (001)결정면을 갖는 체심입방결정(body centered cubic, bcc)으로 성장하고 있음을 확인하였다[4]. 그러나 bcc CoFeB(001) 결정구조에 기인한 결정이방성 특성은 아직까지 보고된 바가 없다. 따라서 본 연구에서는 CoFeB/MgO 구조에서 열처리에 의해 형성된 bcc CoFeB(001) 결정구조의 결정이방성 특성을 분석하기 위하여 강자성공명 (ferromagnetic resonance, FMR) 신호를 측정하였다.

2. 실험방법

CoFeB/MgO 시료는 고진공 DC 스퍼터링 챔버에서 Si기판 위에 상온 증착하였다. 이때 하부층으로는 Ta(5 nm)를 사용하였으며, 시편의 산화를 방지하기 위한 상부층으로 Ta(5 nm)를 증착하였다. 시료의 적층구조는 Ta/CoFeB(4 nm)/MgO(5 nm)/Ta로 제작하였다. 제작된 시편은 $T_a=400^\circ\text{C}$ 에서 1 시간 동안 진공 열처리(10^{-6} torr)를 수행하였다. 또한 자기장의 세기에 따른 강자성 공명 신호(FMR signal)는 FMR 측정 장치인 Bruker Xerp를 사용하여 9.89 GHz (X-band)의 주파수에서 측정하였다.

3. 실험결과 및 고찰

Fig. 1(a)은 열처리를 하지 않은 CoFeB/MgO 박막 재료와 400°C 에서 1시간 동안 열처리한 CoFeB/MgO 박막 재료의 자기장 방향에 따른 H_{res} 의 변화 특성을 보인다. Fig. 1(a)에서 보인 바와 같이 CoFeB재료는 열처리에 의하여 H_{res} 는 낮은 자기장 쪽으로 이동되어 있음을 볼 수 있다. 이러한 이동의 원인은 열처리 동안 CoFeB의 B이 확산되어 빠져나감으로 인하여 CoFeB의 M_{eff} 가 증가한 특성에 기인하며, 계산 결과로부터 열처리한 경우 $M_{\text{eff}} = 1550 \text{ emu/cc}$ 로 증가되었음을 알 수 있다. 또한, 열처리를 한 경우 측정된 H_{res} 는 일축 이방성 자기장에 의한 특성으로 설명이 되지 않으며, 이는 열처리 과정 동안 부가적으로 또 다른 이방성 특성이 생성되었음을 의미한다.

터널링 자기저항 재료에서 비정질 CoFeB/MgO(001)은 열처리에 의하여 B의 확산과 더불어 (001)결정면을 갖는 MgO 계면으로부터 체심입방구조(body centered cubic, bcc)를 갖는 bcc CoFeB(001) 결정으로 성장한다는 것은 이미 알려져 있다[4]. (001)결정면을 따라서 성장한 입방구조 결정체의 쌍축 자기이방성 에너지는 다음과 같이 표현된다[5].

$$E_{K2} = \frac{1}{4} K_2 \sin^2 2\Phi_M \quad (1)$$

여기서 Φ_M 은 박막재료의 수평면에서 [001]방향으로부터 측정한 자화 방향을 나타낸다. 이러한 쌍축 이방성 특성이 결부될 경우 H_{res} 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$H_{res} = \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \frac{1}{4\pi M_{eff}} - H_{K1} \cos 2\Phi_H - H_{K2} \cos 4\Phi_H \quad (2)$$

여기서 H_{K2} 는 쌍축이방성 자기장을 나타낸다. Fig. 1(b)는 400°C에서 1시간 동안 열처리한 CoFeB/MgO 박막 재료의 자기장 방향에 따른 H_{res} 의 변화 특성을 보인다. 여기서 실선은 식(2)를 이용하여 계산한 결과이며, 실험결과와 일치함을 보인다. 계산 결과 일축이방성 자기장 $H_{K1} = 34.5$ Oe이고, 쌍축이방성 자기장 $H_{K2} = 6$ Oe였다. 결국, 열처리에 의하여 비정질 CoFeB은 bcc CoFeB(001) 결정으로 성장하였으며, 그로 인하여 쌍축이방성 특성이 생성되었음을 나타낸다.

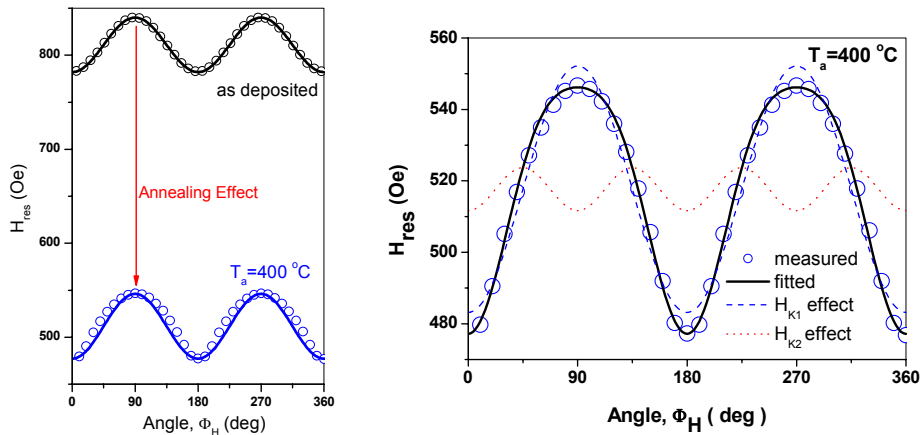


Fig. 1. (a) H_{res} with magnetic field angle of as deposited and 400°C annealed CoFeB/MgO thin film. (b) H_{res} with magnetic field angle of 400°C annealed CoFeB/MgO thin film.

4. 참고문헌

- [1] W.H. Butler, et. al, Phys. Rev. B **63**, 054416 (2001)
- [2] D. D. Djayaprawira, et. al, Appl. Phys. Lett., **86**, 092502 (2005)
- [3] Y. M. Lee, et. al, Appl. Phys. Lett., **89**, 042506 (2006)
- [4] J. Hayakawa, et. al, Jpn. J. Appl. Phys., **44**, L587 (2005)
- [5] S. Chikazumi, Physics of Magnetism (Wiley, New York, 1964), p. 131.

CoB/Ru/CoB 재료의 자화 거동 특성 분석

김동영*, 전성재, 윤석수

안동대학교 물리학과

합성형 반강자성 결합(Synthetic AntiFerromagnetic: SAF)은 하드디스크드라이브에서 사용하는 수직이방성 recording media의 노이즈 감소와 자속의 경로 형성을 위하여 soft under layer로 사용되고 있다[1]. 또한 거대자기저항 또는 터널링자기저항 소자에서 자유층의 열적 안정성 및 자성특성 향상을 위하여 사용되고 있다. 두 강자성층 사이에 금속막을 삽입한 3층 구조에서 금속막에 의한 RKKY(Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) 상호작용은 금속막의 두께에 따라서 강자성 및 반강자성 특성이 주기적으로 나타난다[2-3]. 합성형 반강자성 결합은 두 강자성층이 반강자성 결합 특성을 갖게 될 때이며, 두 강자성층의 자구는 반강자성 특성에 의하여 무자장하에서 서로 반대방향으로 정렬한다. 이러한 SAF 결합 특성을 갖는 재료의 자기장의 세기에 따른 자화특성은 두 강자성층의 자화 방향과 관련된다. SAF재료의 각각의 자성층의 자화 특성을 직접 측정하여 각 자성층의 자화 변화를 분석한 결과는 없다.

따라서 본 연구에서는 SAF특성을 갖는 CoB/Ru/CoB 재료에서 자기장의 세기에 따른 M-H loop와 KEER 신호를 분석하였다. 자기장의 세기에 따른 M-H loop와 KEER신호를 분석하기 위하여 Stoner-Wolfforth 모델을 사용하였다.

$$E_T = -HM_s t_F (\cos \phi_1 + \cos \phi_2) + K_u t_F (\sin^2 \phi_1 + \sin^2 \phi_2) + J_1 \cos(\phi_1 - \phi_2) + J_2 \cos^2(\phi_1 - \phi_2)$$

여기서 t_F 및 K_u 는 강자성층의 두께 및 강자성층의 일축이방성 상수 이며, ϕ_1 및 ϕ_2 는 두 강자성층의 자화 방향을 나타낸다. 그리고 J_1 및 J_2 는 bilinear 및 biquadratic 결합상수 이다. 이때 SAF구조를 갖는 CeB/Ru/CoB 재료의 M-H loop와 keeR 신호 계산을 위하여 사용한 다음의 변수 값들을 사용하였다: $t_F=30$ nm, $M_s=11700$ emu/cm³, $K_u=87000$ erg/cm³, $J_1=1.1$ erg/cm² 그리고 $J_2=0.4$ erg/cm². 이들 변수를 사용하여 계산한 자기장의 세기에 따른 M-H loop 신호 특성은 Fig. 1에서 보인다.

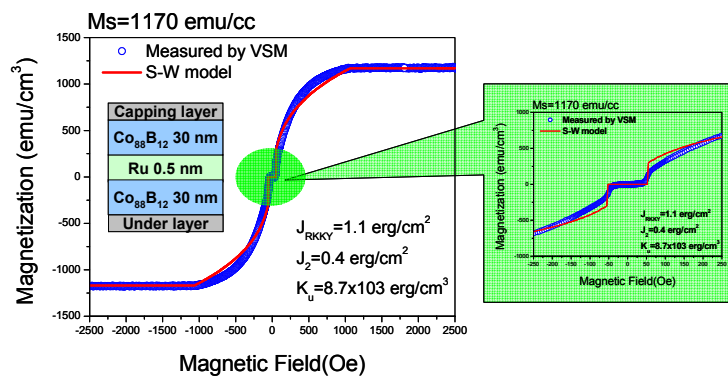


Fig. 1. Magnetization curves as a function of applied magnetic field in CoB/Ru/CoB thin film.

KEER신호는 변광된 빛이 투과하는 두께가 약 40 nm 이하이므로, 두 자성층의 자화 특성중에서 상층부에 위치한 강자성층의 자화 특성만을 반영한다. Fig. 2는 KEER로 측정한 상층부 강자성층의 자화 특성을 보인다.

일축 이방성 특성을 갖는 두 개의 자성층으로 구성된 SAF 구조에서 자기장의 증가 시킬 때와 자기장을 감소시킬 때 자화 변화 특성은 서로 다르게 나타나고 있음을 보인다. Flopping field ($H=50$ Oe) 근처에서 두 강자성층의 상호 작용에 의한 자화 특성이 갑작스러운 전이특성을 보이고 있으며, 이는 S-W model로 계산한 결과와 비교 분석한 경우 biquadratic 결합상수의 영향에 기인하는 것으로 나타났다.

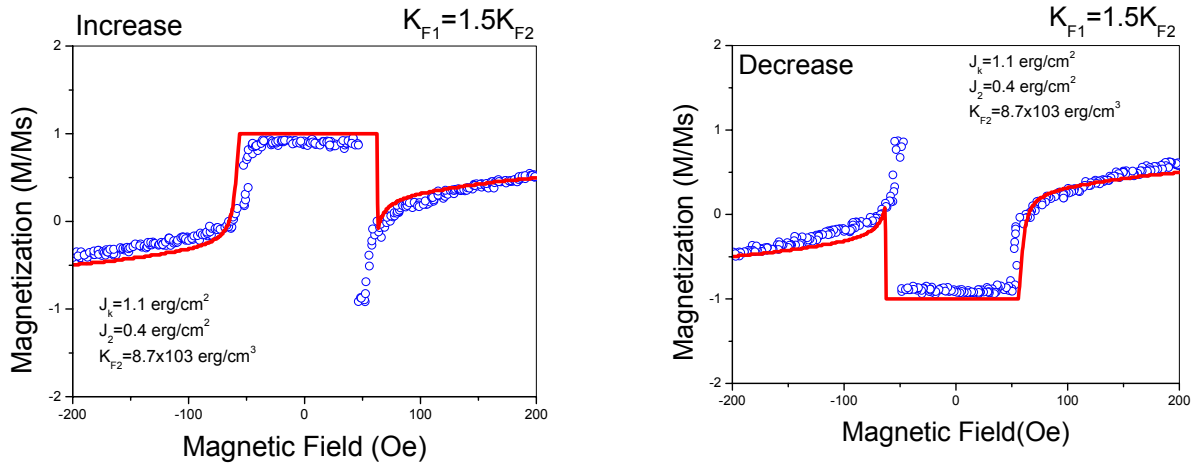


Fig. 2. KEER signal with increasing and decreasing magnetic field in CoB/Ru/CoB thin film. The lines are calculated by S-W model.

본 연구에서는 CoB/Ru/CoB 재료를 이용하여 M-H loop와 KEER 신호를 분석하였으며, 측정 결과와 S-W model로 계산한 결과를 비교 분석하여 자기장의 세기에 따른 두 강자성층 각각의 자화 변화 특성을 고찰하였다.

참고문헌

- [1] A. Hashimoto, et. al, IEEE Trans. Mag. **42**, 2342 (2006)
- [2] J. F. Bobo, et. al, Phys. Rev. B, **60**, 4131 (1999)
- [3] S.S.P.Parkin, et. al, Phys. Rev. Lett., **67**, 3598 (1991)

Effects of Sintering Conditions on Magnetic Properties of Nanocrystalline BaTiO₃ Powders

R. Rajagukguk*, Hadiyawarman, K. J. Parwanta, B. W. Lee and C. Liu

Department of Physics, Hankuk University of Foreign Studies

BaTiO₃ is known to be a classical ferroelectric material with Curie temperature around 120°C. Due to its wide range applications, nanocrystalline BaTiO₃ (n-BTO) has been getting more research attention over the last decade. Recently, n-BTO is reported to have a magnetic ordering at room temperature which has never been observed in bulk BTO[1,2]. It was suggested that the existence of magnetic ordering on n-BTO is due to oxygen vacancy on the surface of the crystal[1,3]. It is expected that the amount of vacancy can be controlled through sintering conditions. As the heat treatment will yield different phase of n-BTO, we believe that different heat treatment will induce changes in the magnetic properties of n-BTO.

The n-BTO powder was synthesized by using a polymer precursor method. The precursor was produced using BaCO₃, Ti(O-*i*Pr)₄, citric acid, and Ethylene glycol. The obtained precursor was heated at 600–900°C for 2-8 h in air ambient. X-ray diffraction was carried out using Rigaku diffractometer Miniflex with Cu-K_α radiation. The magnetization (M) was measured using a vibration sample magnetometer at room temperature.

XRD data shows that the samples which are heated at 900°C have tetragonal phase while those that heated below 900°C have cubic phase. The effects of heating treatment on the crystal structure and the magnetic properties of n-BTO will be discussed.

References

- [1] R.V.K. Mangalam, Nirat Ray, Umesh V. Waghmare, A. Sundaresan, and C.N.R. Rao, Solid State Commun. **149**, 1 (2009).
- [2] S. Qin, D. Liu, Z. Zuo, Y. Sang, X. Zhang, F. Zheng, H. Liu, and X. Xu, J. Phys. Chem. Lett. **2**, 238 (2010).
- [3] A. Sundaresan, R. Bhargavi, N. Rangarajan, U. Siddesh, and C. N. R. Rao, Phys. Rev. B **74**, 161306 (2006).

Optical and Magnetic Properties of Polycrystalline $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$ Ceramics

T. L. Phan*, P. Zhang, Y. D. Zhang, K. Tarigan and S. C. Yu

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

In recent years, wide band-gap semiconductors doped with transition metals, called dilute magnetic semiconductors (DMSs), have attracted intensive interest[1-3]. These materials are applicable to spin-based electronic and optoelectronic devices, such as spin-LEDs and spin-based transistors[2]. Among DMSs, two systems of Mn- and Co-doped ZnO are promising candidates, which were predicted to be ferromagnets above room temperature[1,3]. Experimentally, it has been revealed that their magnetic properties are strongly dependent on fabrication conditions, sample processing, concentration of dopants, and structure of materials (i.e., thin films, nanostructures or polycrystalline ceramics). Depending on the variation of these factors, Mn- and Co-doped ZnO compounds can be ferromagnetic, antiferromagnetic, spin-glass, or paramagnetic. The nature of these phenomena has not been clarified yet. To gain more insight into this problem, we have prepared polycrystalline $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$ ceramics, and studied their magnetic properties. The explanation of obtained results is based on structural and Raman-scattering investigations.

Polycrystalline samples of $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$ with $x = 0.02, 0.05, 0.1, 0.2$, and 0.3 were prepared by conventional solid reaction. High-purity powders of ZnO and Co_3O_4 combined stoichiometrically (in atomic percentage) were mixed well by using an agate mortar and a pestle. These mixtures were then calcined at 800°C for 12hrs in air. After the calcining process, they were ground and re-annealed at 900°C with the conditions similar to the above. Finally, the mixtures were re-ground and pressed into pellets, and then annealed at 1000°C for 24 hrs. A spinel sample of ZnCo_2O_4 was also prepared with the same route, but annealed at 1200°C . The quality of the obtained products was checked by x-ray diffraction (XRD, Philips X'Pert). Raman scattering measurements were performed on Renishaw spectrometers using excitation wavelengths of 488 and 325 nm. Magnetic measurements were performed on a superconducting quantum interference device (SQUID).

XRD patterns reveal that prepared $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$ samples are not single phase. Besides XRD peaks coming from the main phase of the wurtzite structure, there is the presence of a secondary phase of ZnCo_2O_4 spinel, which develops with increasing Co content. Studies of Raman scattering spectra with an excitation wavelength of 488 nm have indicated the appearance of six additional modes apart from conventional modes from the wurtzite structure of ZnO. The analysis of these additional modes indicates that three modes (denoted as SP1-3) are from the ZnCo_2O_4 spinel structure while the others (denoted as AM1-3) are due to an incorporation of Co dopants into the ZnO host lattice, see Fig. 1. Interestingly, under an excitation of 325 nm, we have observed the longitudinal optical (LO) phonon and its overtones up to the sixth order, indicating a large deformation potential existing in our samples.

Magnetic measurements at room temperature exhibit the magnetic properties of $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$ depending strongly on Co content, and there is the magnetic-phase separation. With Co concentrations of $x = 0.1$, the compounds reveal the paramagnetic behavior. The increase in Co concentration higher than this value ($x > 0.1$) makes $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$ samples exhibited the ferromagnetic feature, see Fig. 2. Comparing with the magnetic data of reference samples

of ZnCo_2O_4 and Co_3O_4 (the inset of Fig. 2), we believe that the ferromagnetism in $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$ with $x > 0.1$ is generated from unreacted Co_3O_4 particles, and both phases of the Zn-Co-O wurtzite and ZnCoO_4 spinel do not exhibit the ferromagnetic order. The fabrication of $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$ -based spintronic materials is thus impossible in our case.

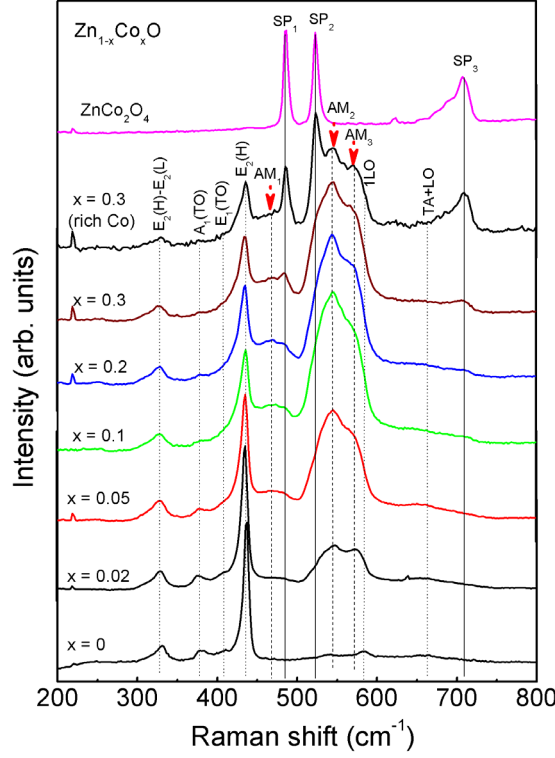


Fig. 1. RS spectra of $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$ samples and ZnCo_2O_4 excited by 488 nm. Dotted lines are conventional modes from the ZnO wurtzite structure. Solid lines (SP_{1-3}) are from ZnCo_2O_4 spinel while dashed lines (AM_{1-3}) are additional modes caused by an incorporation of Co dopants into the ZnO host lattice.

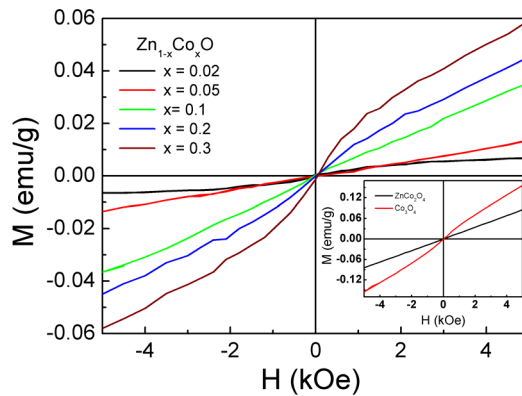


Fig. 2. M-H curves of polycrystalline $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$ ceramics measured at 300 K. The inset shows M-H curves of Co_3O_4 and ZnCo_2O_4 .

References

- [1] I. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert and D. Ferrand, "*Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors*," Science, vol. 287, pp. 1019-1022, Feb. 2000.
- [2] T. Bland, K. Lee, S. Steinmuller, "*The spintronics challenges*," Phys. World, pp. 24-28, Jan. 2008.
- [3] X. F. Wang, J. B. Xu, B. Zhang, H. G. Yu, J. Wang, X. X. Zhang, J. G. Yu, and Q. Li, "*Signature of intrinsic high-temperature ferromagnetism in cobalt-doped zinc oxide nanocrystals*," Adv. Mater., vol. 18, pp. 2476-2480, Aug. 2006.

Structural and Magnetic Properties of $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x$ Nanocrystalline Alloys

K. Tarigan^{1*}, D. S. Yang², T. L. Phan¹, S. K. Oh¹ and S. C. Yu¹

¹BK 21 Physics Program and Department of Physics, Chungbuk National University, Cheongju, 361-763, South Korea

²Physics Division, School of Science Education, Chungbuk National University, Cheongju, 361-763, South Korea

It is known that besides ferromagnetic and paramagnetic behaviors, $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x$ alloys exhibit spin-glass and superparamagnetic behaviors. The magnetic spin-glass behavior is found in compounds with $x = 25 - 30$ while the superparamagnetic one has been found for the compound with $x \approx 30$ [1]. The fabrication of nanocrystalline alloys can be carried out by mechanical milling (MA), including two important effects: (i) the disordering of the structure, and (ii) the decrease in the grain size. Basically, $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x$ alloys prepared by MA exhibit magnetic behaviors dependent on Al content and the milling conditions[1-3].

This work reports the results of structural and magnetic studies for metastable alloys of $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x$ ($x = 10, 30, 50, 70$, and 90) prepared by MA, used a SPEX 8000 mixer, and the stainless steel vial and balls. The precursors of high-purity Fe and Al powders were combined stoichiometrically, and then milled for 24 hrs in Ar ambient. Final obtained products were studied structural characterization by using an x-ray diffractometer (XRD) and X-ray absorption spectroscopy. The morphology and the particle size are examined by scanning electron microscope (SEM). Their room-temperature magnetic properties were investigated by means of vibrating sample magnetometer (VSM).

The structural analyses reveal that all the compounds were alloyed after 24-hrs milling. When varying Al content, XRD peaks related to $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x$ alloys become weaker and broader due to the deformation of structure and variation in the particle size. Fig. 1 shows extended x-ray absorption fine structure (EXAFS) spectra for the samples. One can see that when Al content is increased with $x = 10 - 50$, the spectral amplitude is decreased and there is a phase shift. The crystal structure of these samples is the same as that of Fe, indicating the incorporation of Al atoms into the Fe host lattice. However, for $x = 70$ there is the presence of two structures related to Fe and Al host lattices. The increase in Al content above this value of $x = 90$ enhances the phase separation, probably caused by two tendencies Al-diffused and Fe-diffused Al. In our case, the value of $x \approx 70$ could be considered as the threshold concentration. These results are in good agreement with the XRD results.

Concerning magnetic behaviors, the data obtained from VSM exhibit that both saturation magnetization (M_s) and coercivity (H_c) depend strongly on Al content, see Fig. 2. Here, M_s decreases gradually from 250 emu/g (for $x = 10$) to 8 emu/g (for $x = 90$), which is assigned to the dilution of the magnetic lattice of Fe caused by the Al doping. For H_c , it becomes stable at ~ 60 Oe as Al content varying in the range of $x = 10 - 70$, but enhances rapidly to about 260 Oe as $x = 90$, as can be seen in Fig. 2. This phenomenon can be related to changes in the structure and/or attributed to defects at alloyed Fe-Al grain boundaries.

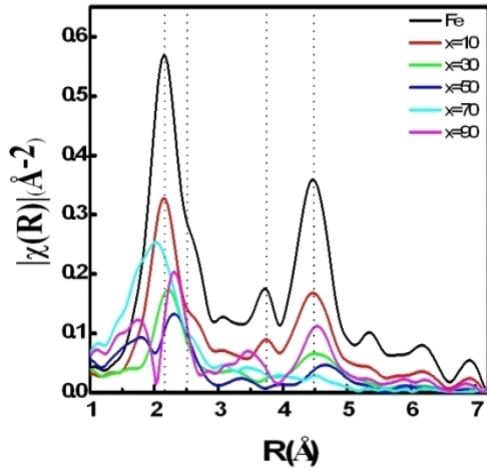


Fig. 1. Fourier transform of EXAFS spectra weighted with k_2 measured at Fe K-edge (dot lines are first, second, third and fourth shells of pure Fe as which are guidelines to compare with alloyed samples).

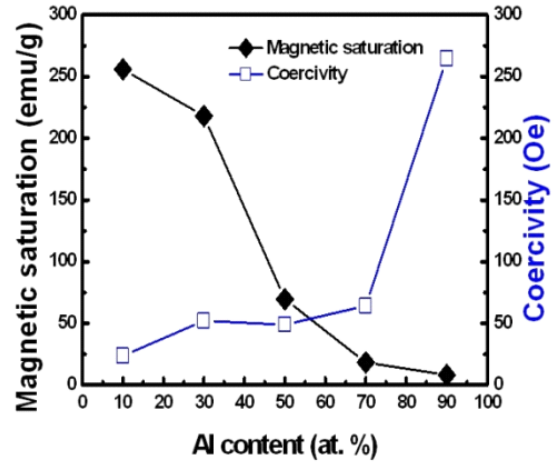


Fig. 2. The saturation magnetization (M_s) and coercivity (H_c) as a function of Al content (x).

References

- [1] Ligia E. Zamora, G. A. Pérez Alcázar, G. Y. Vélez, J. D. Betancur, J. F. Marco, J. J. Romero, A. Martínez, F. J. Palomares, and J. M. González, *Phys. Rev. B* **79**, 094418 (2009).
- [2] Laszlo F. Kiss, Judit Balogh, Denes Kaptas, Tamas Kemeny and Imre Vincze, *Rev. Adv. Mater. Sci.* **18** (2008) 505-508.
- [3] Varkey Sebastian, N. Lakshmi, K. Venugopalan, *Mat. Lett.* **61** (2007) 4635-4638.

A Study on the Optimazation of Ag Thin Film on MgO(100) Substrate by DC Magnetron Sputtering Method

전보건^{1*}, 정재우¹, 이태수², 버단선², 정종율¹

¹Department of Materials Science and Engineering, Chungnam National University

²Graduate School of Green Energy Technology, Chungnam National University

1. 서론

In recent years, resonant enhancement of the tunneling conductance is expected from calculation for Fe/Ag/MgO/Fe junction. TMR oscillates as a function of Ag interlayer thickness between positive values in excess of 2000% and negative values of the order of -100%. The resonant enhancement occurs because the Ag interlayer creates potential steps for electrons in both the ferromagnetic and antiferromagnetic configurations of the junction. It offers the possibility of tuning the magnitude and sign of the TMR by the choice of the interlayer thickness. In this study, we explained about note of Ag interlayer by DC magneton sputtering method.

2. 실험방법

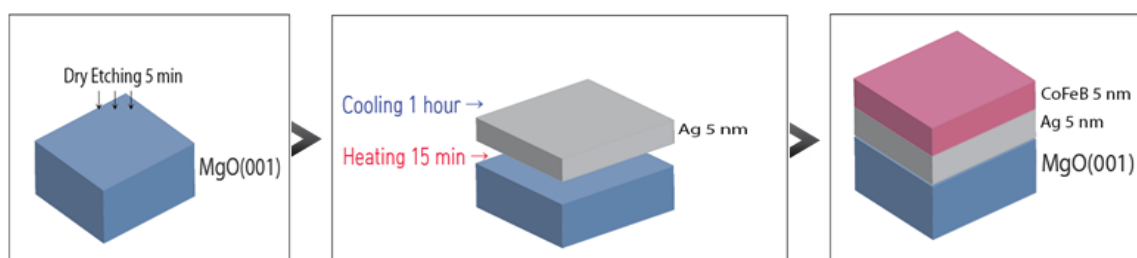


Fig. Schematic picture of the structure by DC magneton sputtering

The MgO substrate has been cleaned in situ by dry etching process and then the Ag layer has been deposited on the substrate by varying the sputtering conditions such as sputtering power, gas pressure, deposition temperature etc.

3. 실험결과

The results showed that the crystallinity of the Ag layer was enhanced by increasing the deposition temperature by XRD but surface roughness becomes worse.

4. 고찰

MTJ needs not only high crystallization but also flat layer. So we must have to consider both of them.

5. 결 론

While depositing Ag, the surface roughness formed is island shape rather than flat shape in thin film. And crystallization will be increased during heat treatment, but roughness becomes worse.

6. 참고문헌

- [1] Theory of resonant spin-dependent tunneling in an Fe/Ag/MgO/Fe(001) junction, Phys. Rev. B 80, 024415 (2009)

Detection of Gate-controlled Rashba Effect Using Potentiometric Measurement

Youn Ho Park^{1,2*}, Hyun Cheol Jang¹, Hyun Cheol Koo¹, Hyung-jun Kim¹, Joonyeon Chang¹,
Heon-Jin Choi², Suk-Hee Han¹ and Hujung Kim¹

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

²Department of Materials science and Engineering, Yonsei University, Seoul 120-749, Korea

1. Introduction

A Two-dimensional electron gas structure has been considered as a good channel for developing spin devices, because it has the large Rashba field which plays a key role in spin modulation. The spin-orbit interaction parameter (α), induced by the Rashba effect ($B_{R,y}$), is produced when moving electrons (k_x) inside a channel under a perpendicular electric field (E_z) and can be controlled by the gate electrode[1].

In our research, we measured Gate dependence of Rashba effect using potentiometric measurement in an InAs quantum well structure. The potentiometric measurement is simpler for calculating the amount of Rashba field than other methods such as the Shunikov-de Hass oscillation (SdH) measurement and Weak Anti-localization analysis (WAL)[2, 3].

2. Experimental

We utilized an inverted heterostructure with a 2 nm InAs channel grown by molecular beam epitaxy on a semi-insulated InP(100) substrate. The In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As double cladding layers wrap the channel layer. The carrier concentration and mobility are $n_s = 2.01 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ and $\mu = 55\,000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ at $T = 1.8 \text{ K}$, respectively. A 8 μm width channel was defined by using photo-lithography and ion milling and no current flow in the outside area of the patterned channel was ensured. The permalloy electrode (FM) was deposited for potentiometric measurement. The thickness and lateral size of FM was 80 nm and $0.5 \mu\text{m} \times 32 \mu\text{m}$, respectively. The 100 nm thickness of SiO_x was used as an insulator for a top gate electrode.

3. Results and Discussion

Figure 1 shows the potentiometric measurement geometry. The bias current is 0.1 mA, and the voltage is measured between the FM and end of channel with applying an external magnetic field due to define magnetization direction of FM. As shown in Fig 2(a), using the alignment of between FM and channel we measured the spin dependent chemical potential shifts (potentiometric signals) which is proportional to the spin-orbit interaction.

We also can manipulate the potentiometric signals (ΔR) using the applied gate voltages as shown in Fig 2 at $T = 1.8 \text{ K}$. In the results the signals increase with the negative gate voltages, which corresponds to the gate dependence of the spin-orbit interaction in an inverted InAs quantum well system[4].

4. Conclusion

We detected spin dependent potential shifts using potentiometric measurement and also the gate dependence

was measured in an InAs quantum well structure $T = 1.8$ K. From the results, the potentiometric signal decreases with increasing gate voltage, which is well-matched with the gate dependence of spin-orbit interaction in an inverted quantum well system.

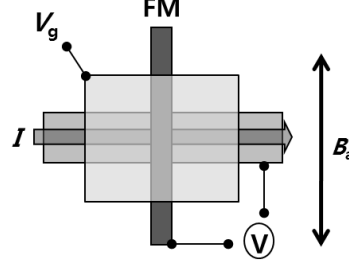


Fig. 1. potentiometric measurement geometry.

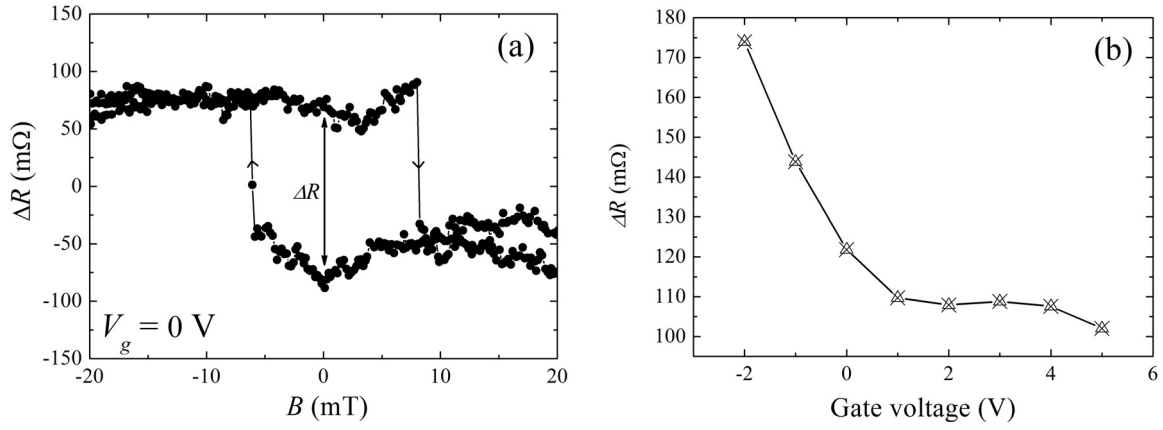


Fig. 2. (a) Results of potentiometric measurement and (b) Gate dependence of potentiometric signals at $T = 1.8$ K.

References

- [1] H. C. Koo, J. H. Kwon, J. Eom, J. Chang, S. H. Han, and M. Johnson, *Science* **325**, 1515 (2009)
- [2] Y. H. Park, H. C. Koo, K. H. Kim, H. Kim, J. Chang, S. H. Han, and H. Kim, *IEEE Trans. Mag.* **46**, 1562 (2010).
- [3] H. C. Jang, Y. H. Park, H. C. Koo, H. Kim, J. Chang, and H. Kim, *J. Appl. Phys.* **109**, 07C313 (2011)
- [4] K. Kim, H. Kim, H. C. Koo, J. Chang, and S. Han, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 012504 (2010)

Critical Current Density and Thermal Stability with Asymmetric CoFeB/Ru/CoFeB Synthetic Free Layers

Tae Young Lee^{1,2}, Chiyui Ahn¹, Byoung-Chul Min^{1*}, Boram Jeong², Soo Young Jang², Sang-Ho Lim², Jürgen Langer³, Berthold Ocker³, Wolfram Maass³, Seung-Young Park⁴, Younghun Jo⁴ and Kyung-Ho Shin¹

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

²Korea University, Seoul 136-713, Korea

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

⁴Korea Basic Science Institute, Daejeon 305-333, Korea

*e-mail : min@kist.re.kr

1. Introduction

Reduction of critical current density (J_c) for magnetization switching while maintaining a high thermal stability factor (Δ_0) is an important issue in spin-transfer devices such as magnetoresistive random access memory (MRAM). According to the previous works[1,2], the MgO-based magnetic tunnel junctions (MTJs) with synthetic ferrimagnetic (SyF) free layers can provide a lower J_c and higher Δ_0 than those with a single free layer. In this work, we investigate the dependence of J_c and Δ_0 on the magnetic configuration of the SyF free layers in MTJs with asymmetric SyF free layers.

2. Experiment details

The samples, MgO-based MTJ cells, are prepared with a $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}(2)/\text{Ru}(0.8)/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}(t)$ (in nm) SyF free layer with varying thickness of the second CoFeB layer (t). In the SyF free layer, the thickness of the second CoFeB layer is varied from 1 nm to 2.8 nm, and the magnetizations of two CoFeB layers are anti-ferromagnetically coupled by a thin Ru layer. The samples are patterned into nanopillars of elliptical shape with a size of 120 nm $\times$ 80 nm using electron-beam lithography and ion-beam etching. The samples are annealed at 270°C with an in-plane applied magnetic field of 4 kOe.

3. Results and discussion

We find that the second CoFeB layer significantly affects the magnetic configuration of the SyF free layer, and thereby influences the J_c of MTJs. The results show a tunnel magnetoresistance (TMR) of about 90%, independent of the second CoFeB layer thickness, but the shape of the TMR curves strongly depends on the second CoFeB layer thickness as shown in Figs. 1 (a) – (c). Also, we use Julliere's model[3] to calculate the angle between the pinned layer and the first free layer. The result clearly shows the parallel, anti-parallel, and spin-flop state of the SyF free layer depending on the applied magnetic field as shown Fig. 1. (d). Fig. 2 shows the measured J_c in current-induced magnetization switching and Δ_0 of the samples. As we increase the thickness of the second CoFeB layer, we observed that the switching field and the J_c also increased correspondingly. We used the switching probability analysis based on a single-layer energy model[2] to evaluate the Δ_0 . This analysis shows that the Δ_0 and the intrinsic critical current density (I_{C0}) do not have a simple relationship with the

thickness of the second CoFeB layer. This result implies that the switching model based on a single-layer energy profile fails to explain the switching of the SyF structure.

This work is supported by the KIST institutional program, by the KRCF DRC program, and by the MEST/NRF Grant (No.2010-0019103).

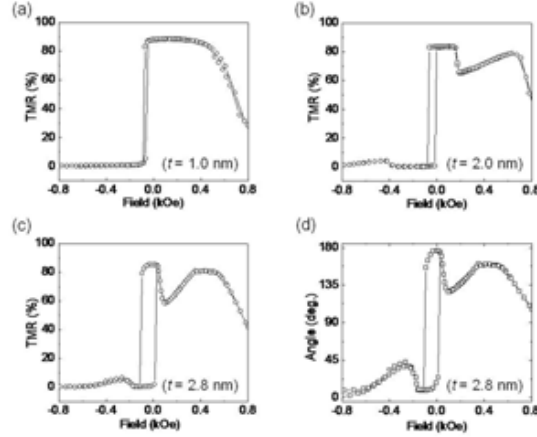


Fig. 1. Tunnel magnetoresistance curve with the second CoFeB thickness of (a) 1.0 nm, (b) 2.0 nm, and (c) 2.8 nm, (d) the angle between the pinned layer and the first free layer of (c) as a function of the applied magnetic field.

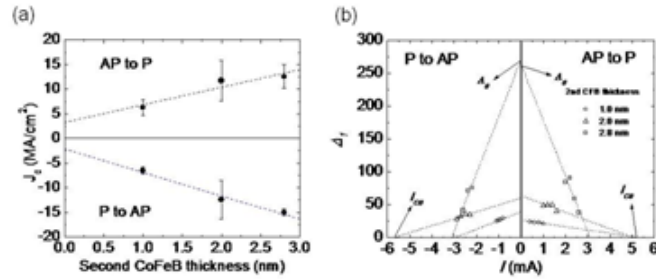


Fig. 2. (a) The critical current density (J_c) versus the second CoFeB thickness and (b) the thermal stability factor (Δ_0) and the intrinsic critical current density (I_{c0}) with the various thickness of the second CoFeB layers.

4. References

- [1] J. Hayakawa *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **45**, L1057 (2006).
- [2] S. Yakata *et al.*, Appl. Phys. Lett. **95**, 242504 (2009).
- [3] M. Julliere., Phys. Lett. A. **54**, 225 (1975).

MgO-based Magnetic Tunnel Junctions with a Synthetic Free Layer Consisting of FeB/Ru/Ferromagnet

Yeon Sub Lee^{1,3*}, Byoung-Chul Min¹, Chiyui Ahn¹, Jürgen Langer²,
Berthold Ocker², Wolfram Maass², Young Keun Kim³ and Kyung-Ho Shin¹

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

²Singulus Technologies Ag, D-63796 Kahl am Main, Germany

³Department of Materials Science and Engineering, Korea University, Seoul 136-713, Republic of Korea,

1. 서론

The spin-transfer switching(STS) in MTJs using synthetic ferrimagnetic(SyF) free layers have been studied because it can provide both large volume to withstand thermal stability and a reduction in switching current. It is reported theoretically that switching rate of the synthetic free layers is strongly dependent on the strength of exchange coupling between two ferromagnetic layers[1].

Therefore, we elucidated how the magnetic properties and tunneling magneto-resistance(TMR) of MgO-based magnetic tunnel junctions(MTJs) with synthetic free layer is affected by the materials and the strength of exchange coupling.

2. 실험방법

The MTJ stack consists 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), where FM is Co or Ni(thickness in nm). The magnetic tunnel junctions were fabricated by electron beam lithography and Ar ion milling. The magnetic properties were measured using a vibrating sample magnetometer(VSM) and the TMR properties were measured using a 4-probe method at room temperature.

3. 실험결과 및 고찰

We fabricated CoFeB /Ru /Ni and CoFeB /Ru /Co trilayers to investigate their magnetic properties. With as-deposited films, the dependence on Ru thickness of saturation field shows the oscillatory behavior with local maximum of t_{Ru} =0.9 nm for Ni case, 1.1 nm for Co case, respectively. After annealing at 300°C, the change of the interlayer coupling strength becomes more significant for the CoFeB /Ru /Ni trilayer than the CoFeB /Ru /Co trilayer.

The MTJs with CoFeB /Ru /Co free layer show a relatively higher TMR and larger coercivity field(H_c) compared to those of the MTJs with CoFeB /Ru /Ni free layer.

4. 참고문헌

[1] T.Taniguchi *et al.*, Phys. Rev. B 83, 054432 (2011)

Antiferromagnetic Interlayer Coupling between CoFeB 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 phenomena have been widely used in MgO-magnetic tunnel junctions (MTJs) as not only pinned layer but also free layer. In these structures, the metallic spacer such as Ru, separating two ferromagnetic layers prevents the same texture development of one magnetic layer with the other and AF interlayer coupling of two ferromagnetic material forms the full closed magnetic unit, which is known as synthetic AF trilayer[1]. Recently, intensive research on the perpendicular 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 requirements for the MgO-perpendicular MTJs can be a stable PMA of CoFeB. Recent study on perpendicular surface anisotropy in MgO/CoFeB interface is a one of approaching way 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 in this structure 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 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/ Ru/[Co/Pd]4/ Ru/ Co/ CoFeB/ MgO/ Ta, which can be a pinned layer structure of MgO-perpendicular 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 during this process.

The representative M - H loops which shows AF coupling between Co/Pd multilayer and CoFeB are shown in Fig. 1. Here, the thickness of Ru spacer is 0.77 nm and similar shapes of M - H loop was observed for the samples with the Ru thickness of 0.69 ~ 0.95 nm. Nearly zero remanence of inplane M - H loop (dotted line) 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 $J = H_{ex} M_{st}$, where the magnitude of H_{ex} is indicated by arrow in the Fig. 1. The measured value of M_{st} of Co/CoFeB layer was about 80 uemu/cm^2 and that value was not highly dependent on the Ru thickness. The values of H_{ex} and corresponded J are summarized in Fig. 2 where the left (right) vertical axis shows H_{ex} (J). Because of AF interlayer coupling between CoFeB and Co/Pd multilayer, J is represented by negative sign. As shown in the Fig.

2. AF coupling was observed in the Ru thickness of 0.69~0.95 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, indicative of ferromagnetic coupling between CoFeB and Co/Pd multilayer.

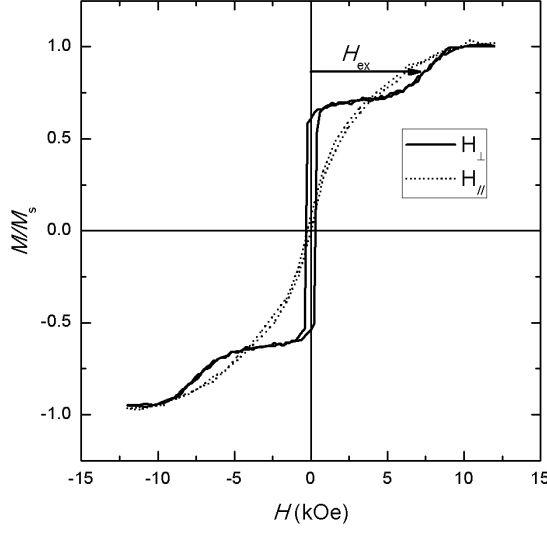


Fig. 1.

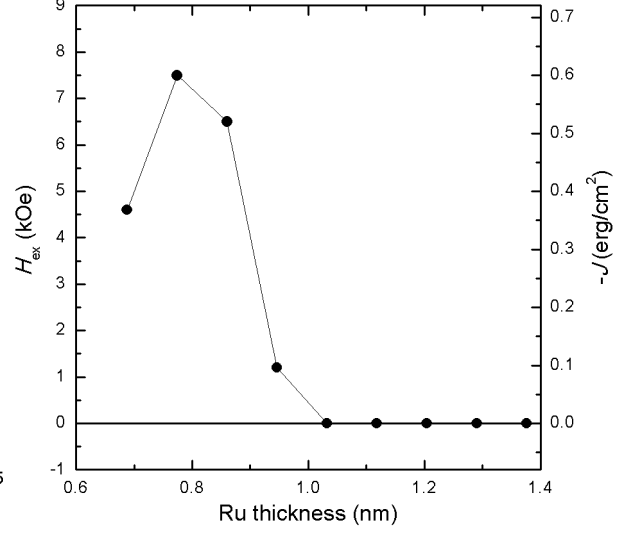


Fig. 2.

References

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

Withdrawn

Magnetic Vortex Oscillators

Youn-Seok Choi, Ki-Suk Lee and Sang-Koog Kim*

National Creative Research Initiative Center for Spin Dynamics and Spin-Wave Devices, 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

Since spin-polarized dc-current driven magnetic vortex oscillators (MVOs) were experimentally demonstrated using nanoscale spin valve structures[1], such MVOs have begun to attract considerable attractions. These MVOs have several advantages over conventional spin-transfer-torque (STT) driven magnetization precessional oscillators[2]. In recent studies, several groups have reported excitations of vortex oscillations in different types of nanostructures by using out-of-plane dc currents[1-6]. Although these previous studies have proposed and demonstrated a new concept of nano-oscillators based on vortex translation mode excited in magnetic nanodisks, quantitative understandings of the underlying physics of this phenomenon and associated phenomena have been lacking.

In this presentation, we are going to report quantitative interpretations and results of vortex oscillations in a free standing soft magnetic nanodisk driven by spin-polarized out-of-plane dc current[7]. We conducted analytical calculations and numerical simulations, considering both the STT effect of the spin-polarized current acting directly on a given vortex state and comparable Oersted field effects induced by the current flow. To obtain key parameters for the control of the eigenfrequency and radius amplitude of single vortex core motions in nanodisks of a different vortex polarization p and chirality c configuration, we analytically derived vortex core motions using the linearized Thiele's equation of motion, taking the STT term into account. It was found from the derivation that the eigenfrequency and the radius amplitude are controllable with only the external driving parameters of the current density and its direction, for a given vortex state characterized by p and c , and the magnetization direction of the perpendicular polarizer. We also numerically calculated both the critical current densities and eigenfrequencies at the corresponding current densities as a function of the dot dimensions. These constructed phase diagrams can offer how to design dot dimensions and select a proper material for controlling persistent vortex oscillations and their eigenfrequencies.

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

References

- [1] V. S. Pribiag *et al.*, Nat. Phys. **3**, 498 (2007).
- [2] I. Firastrau *et al.*, Phys. Rev. B **78**, 024437 (2008).
- [3] Y.-S. Choi, S.-K. Kim *et al.*, Appl. Phys. Lett. **93**, 182508 (2008).
- [4] B. A. Ivanov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 247208 (2007).
- [5] D. D. Sheka *et al.*, Appl. Phys. Lett. **91**, 082509 (2007).
- [6] Y. Liu *et al.*, Appl. Phys. Lett. **91**, 242501 (2007).
- [7] Y.-S. Choi, K.-S. Lee, and S.-K. Kim, Phys. Rev. B **79**, 184424 (2009)

Memory Bit Selection and Recording by Tailored Pulse Fields in Vortex-core Cross-point Architecture

Young-Sang Yu¹, Ki-Suk Lee¹, Hyunsung Jung¹, Youn-Seok Choi¹, Myoung-Woo Yoo¹,
Dong-Soo Han¹, Mi-Young Im², Peter Fischer² and Sang-Koog Kim^{1*}

¹National Creative Research Initiative Center for Spin Dynamics and Spin-Wave Devices, Nanospinics Laboratory,
Department of Materials Science and Engineering, Seoul National University, Seoul 151-744, Republic of Korea

²Center for X-ray Optics, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley CA 94720, USA

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

Energy-efficient, ultrahigh-density, ultrafast, and nonvolatile solid-state universal memory has been a long-held dream in the field of information storage technology. Magnetic vortices in micrometer-size (or smaller) magnetic dots are one of the most promising candidates for practical storage device applications[1], not only because of the energetically stable twofold ground states of their core magnetizations but also due to the easily controllable, low-power-consumption core switching through resonant vortex-core excitation[2-4].

Here we propose a robust information storage, recording and readout mechanism based on the twofold ground states of vortex-core magnetizations and the novel gyration and switching dynamics, which can be implemented in nonvolatile magnetic random-access memories. We are going to present low-power-consumption vortex-core switching in magnetic nanodisks using tailored pulse fields produced with orthogonal and unipolar Gaussian-pulse currents. The optimal width of the orthogonal pulses and their time delay are found, from analytical and micromagnetic numerical calculations, to be determined only by the angular eigenfrequency ω_D for a given vortex-state disk of polarization p , such that $\sigma = 1/\omega_D$ and $\Delta t = \frac{\pi}{2} p / \omega_D$ [5]. The estimated optimal pulse parameters are in good agreement with the experimental results. We also experimentally demonstrate reliable memory-bit selection and information recording in vortex-core cross-point architecture, specifically using a two-by-two vortex-state disk array[6]. In order to efficiently switch a vortex core positioned at the intersection of two orthogonal electrodes, only the corresponding two crossed electrodes are selected, and then Gaussian pulse currents of optimal pulse width and time delay are applied. Such tailored pulse-type rotating magnetic fields which occurs only at the selected intersection is prerequisite for a reliable memory-bit selection and low-power-consumption recording and readout of information in the existing cross-point architecture. This work lays a foundation for energy-efficient information recording in vortex-core cross-point architecture. This work was supported by Basic Science Research Program through the National Research Foundation of Korea (NRF) funded by the Ministry of Education, Science and Technology (No. 20110000441).

References

- [1] S.-K. Kim *et al.*, Appl. Phys. Lett. **92**, 022509 (2008).
- [2] B. Van Waeyenberge *et al.*, Nature (London) **444**, 461 (2006).
- [3] K.-S. Lee *et al.*, Phys. Rev. B **76**, 174410 (2007).
- [4] K.-S. Lee *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 267206 (2008).
- [5] Y.-S. Yu *et al.*, Phys. Rev. B (in press).
- [6] Y.-S. Yu *et al.*, Appl. Phys. Lett. **98** 052507 (2011).

Interaction between Spin Waves and Domain Walls in Magnetic Nanowires

Dong-Soo Han¹, Jun-Young Lee¹, S. J. Hermsdoerfer², H. Schultheiss², B. Leven²,
B. Hillebrands² and Sang-Koog Kim^{1*}

¹National Creative Research Initiative Center for Spin Dynamics and Spin-Wave Devices, Nanospinics Laboratory,
Department of Materials Science and Engineering, Seoul National University, Seoul 151-744, Republic of Korea

²Fachbereich Physik and Forschungszentrum OPTIMAS, Technische Universität Kaiserslautern, 67663
Kaiserslautern, Germany

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

Current driven manipulations of domain wall (DW) motions in patterned magnetic thin-film nanowires via the spin transfer torque (STT) are of growing interest in the research areas of nanomagnetism and spintronics[1], owing to its potential applications to solid-state data-storage[2] and data-processing devices[3]. More recently, fundamental understandings of the nontrivial dynamic behaviors of DW motions driven by magnetic fields and/or spin-polarized currents have been advanced from experimental[4], numerical simulation[5], and theoretical[6] studies. However, interaction between DWs and SWs has not been studied[7,8]. In this presentation, we report on the results of a study on transverse wall (TW)-type DW motions driven by propagating SWs through their interaction. We also propose that traveling SWs are an alternative means for the manipulation of DW motions in nanostrips.

In this study, we chose an approach of micromagnetic numerical calculations[9] on a model system of a Permalloy (Py) nanostrip of thickness $t = 10$ nm, length $l = 3005$ nm, and width $w = 50$ nm, where a head-to-head TW-type DW was placed at the center position ($x=0$). We perturbed locally the magnetizations at either strip ends using single harmonic sinusoidal fields for the generation and the injection of SWs having specific frequencies. From this simulation, we found that the TW moves by propagating SWs having $f_{sw} = 18$ GHz, whereas there is no motion of the TW for a frequency of $f_{sw} = 13$ GHz. These results evidence that the TW motions can be controlled by interaction between the TW and the propagating SWs of specific frequencies. In order to obtain more information on the relationship between f_{sw} and the velocity of TW motions, we also examined the variation of the TW velocity with ranging from 0 to 45 GHz. It was found that specific frequencies of SWs, namely, 14.5, 18, 24, 27, and 32 GHz, can drive effectively TW motions with the corresponding velocities, 1.1, 5.9, 4.6, 2.1, and 0.8 m/s, respectively. It was also found that the TW velocity varies with the frequency and the amplitude of propagating SWs. These characteristic frequencies of SWs for driving the TW motions can be understood in terms of the resonant excitation of several local modes associated with the TW structure inside this type of DW through the interaction of the SWs of f_{sw} being tuned to those of the local modes of the TW. The local modes within the TW and the frequency peaks in the average velocity-versus- f_{sw} curve are in quantitative agreements. The results provide an alternative means of using propagating SWs for controlling DW motions in nanostrips. This work was supported by Basic Science Research Program through the National Research Foundation of Korea (NRF) funded by the Ministry of Education, Science and Technology (No. 20110000441)

References

- [1] M. Hayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 197207 (2006).
- [2] S.P. Parkin *et al.*, Science **320**, 190 (2008).
- [3] D.A. Allwood *et al.*, Science **309**, 1688 (2002).
- [4] M. Klaui *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 026601 (2005); Y. Nakatani *et al.*, Nature materials **2**, 521 (2003).
- [5] S.-K. Kim *et al.*, Appl. Phys. Lett. **93**, 052503 (2008) J.-Y. Lee *et al.*, Phys. Rev. B **76**, 184408 (2007).
- [6] K.Y. Guslienko *et al.*, IEEE Trans. Mag. **44**, 3079 (2008).
- [7] C.W. Sandweg *et al.*, J. Phys. D-Appl. Phys. **41**, 164017 (2008).
- [8] R. Hertel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 257202 (2004).
- [9] See <http://math.nist.gov/oommf>.

Electron-spin-resonance Study of Polycrystalline $\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}$

P. Zhang, T. L. Phan and S. C. Yu*

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

*Corresponding author Email: scyu@chungbuk.ac.kr

Dilute magnetic semiconductor (DMS), which can be generated from nonmagnetic semiconductors doped with tiny amount transition metals (such as Cr, Mn, and Fe), sometimes exhibits interesting new properties which the original semiconductor does not perform. As one of the most wide studied semiconductor, pure zinc oxide (ZnO) exhibits many novel optical and electrical properties at room temperature due to the certain band-gap ($E_g = 3.37$ eV). The doping of transition metals into ZnO can lead to more interesting transport and magnetic properties. This typical dilute magnetic semiconductor is a promising candidate for applications in multi-functional spintronics devices. Therefore, the physical nature of this material system needs to be further studied.

In this work, Electron spin resonance (ESR) was used to study the influence of different doping amount of Fe in ZnO on spin behaviors. The samples of $\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}$ (with $x = 0.01-0.3$) were prepared by conventional solid reaction method, using fine commercial powders of ZnO(99.9%), Fe_2O_3 (99.9%) as precursors. Stoichiometric amounts of these powders were mixed, ground, and calcinated in air at 500°C for 8 hrs. Then pressed into pellets and sintered at 900°C for 24 hrs. The final products were ground into powder shape for ESR sample to avoid of anisotropy. The ESR measurement were carried out at 9.45GHz(X-band) using a JEOL-TE300 ESR spectrometer and in the magnetic field range of 0 - 1.0 Tesla.

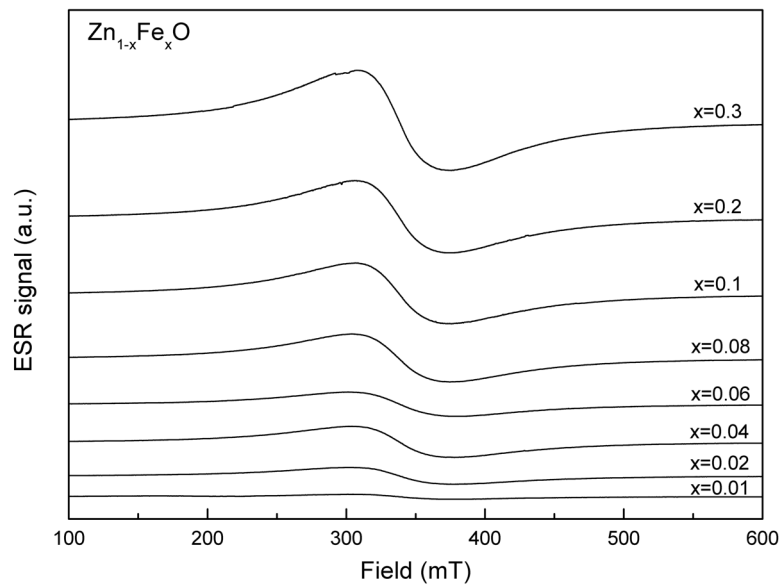


Figure 1: Room-temperature ESR spectra of $\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}$.

It is clear to see from the figure 1 that the feature of ESR signal depends strongly on the Fe content in $\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}$. Every sample gives a symmetric Lorentzian single line at around $H_r = 340$ mT, corresponding to the effective Lande g factor of about 2.0. This indicates the spin-spin interaction of electrons of Fe ions playing an

important role. With increasing the Fe content in $\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}$, the ESR intensity increases, which implies Fe ions incorporated into the Zn site of the ZnO host lattice, and they are considered as paramagnetic centers. According to the ESR study on Mn-doped ZnO ceramic materials[1], the hyperfine line emerges around the resonant field. But in this closely Fe-doped ZnO study, only single broad line exhibited in the ESR spectra, no hyperfine line was found. The combination of x-ray diffraction (XRD) analyses allows us to explain the above ESR data in detail.

References

- [1] T.L. Phan, Solid State Commun. **144** (2007), 134-137.

Local Oersted Field Generation at the Junction between Ferromagnetic Nanowire and Electrode

Kyoung-Woong Moon¹, Jae-Chul Lee^{1,2}, Kungwon Rhie³, Kyung-Ho Shin² and Sug-Bong Choe^{1*}

¹Department of Physics, Seoul National University

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

³Department of Physics, Korea University

Control of magnetization states in magnetic nanostructures has drawn great attention due to the possibilities of various applications. For instance, memory architecture based on nanowire geometry, so-called the racetrack memory, has been recently proposed and extensively studied. In the racetrack memory, the information is stored in the magnetic domains, which are partitioned by the domain walls. The current-induced domain wall motion is then extensively investigated. In general, the current generates two major effects. One is the spin transfer torque (STT) effect, which has been the main issue in recent magnetism study. O. Boulle *et al.* revealed that the STT efficiency is about 2.5×10^{-10} Oe·m²/A in (Pt/Co)₃/Pt nanowire. The other effect, called as the Oersted field generation, has been less studied. It is because the average magnetic field over the nanowire cross section is vanished due to the symmetry. However, at the junction of the electric contact, the symmetry is broken and considerable Oersted field has to be generated. In this study, we investigate the Oersted field generation at the junction of the electric contact. The local Oersted field is found to be locally concentrated at the junction, which is ascribed to the nonuniform current flux distribution. The magnitude of the local Oersted field is quantitatively examined.

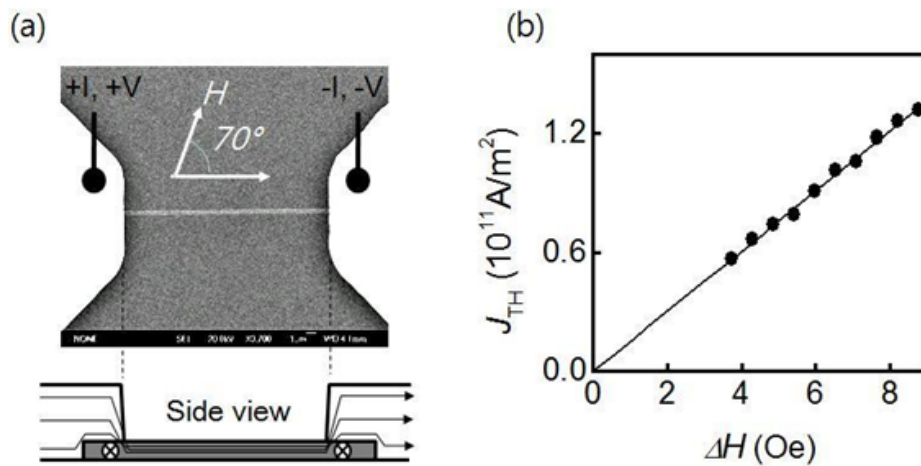


Figure 1 (a) SEM image of the Py nanowire structure with electrodes (upper image). Schematic diagram of the current path and local magnetic field generation (lower image). (b) Threshold current density in the nanowire with respect to ΔH .

Surface Magneto-optic Kerr Effect Study of Ultrathin Fe/Fe₅₀Co₅₀/Cu(001) Films

오용록^{1,2}, 탄빈^{1,3}, 박동성¹, 김철기³, 홍지상², 황찬용^{1*}

¹표준과학연구원, ²부경대학교, ³충남대학교

수 nm 이하의 박막과 같은 저차원 구조에서는 일반적으로 벌크와 다른 물리적 현상이나 특성들이 나타나는데, 특히 자성 박막의 경우에는 대용량 저장 매체, spintronic 등 분야에서 응용이 가능한 소재로 각광을 받으며 활발한 연구가 진행 되고 있다.

그 중 Fe/Cu(001) system은, Fe 박막의 두께가 10 ML 이하인 경우 복잡한 spin 구조를 가지며 수직 자기 이방성을 나타낸다는 것이 잘 알려져 있다. Cu(001) 표면위에 FeCo 합금박막에 대한 연구도 매우 활발하게 진행되어 왔으며 Fe만을 올린 결과와는 매우 다르게 나타남이 보고되었다. 최근에 Fe-Co합금막 위에 다시 Fe 층을 올릴 경우(Fe/Fe₅₀Co₅₀(1ML)/Cu(001))최상층의 Fe 박막의 두께에 따라 자기 이방성이 달라진다는 흥미로운 이론결과가 보고되었다. 이러한 이론적 결과를 실제 실험적 결과로 확인하기 위하여 이에 대한 연구를 수행하였다.

실험은 먼저 여러 번의 sputtering과 annealing으로 Cu(001) 단 결정을 클리닝한 후, MBE 방법으로 박막을 성장 시켰다. Fe₅₀Co₅₀(1 ML) 층은 co-evaporation을 통해 증착하였고, 그 위에 다시 Fe 층을 성장시켜 Fe/Fe₅₀Co₅₀(1ML)/Cu(001) 샘플을 만든 후, surface magneto optic Kerr effect(SMOKE)실험으로 자기적 특성을 알아보았다. 모든 실험은 UHV 챔버 내에서 in-situ로 진행하였으며, 실험 결과는 이론적 계산 결과와 같은 자기 이방성의 변화는 관찰하지 못하였으며, 이 원인에 대한 설명을 하고자 한다.

강자성/반강자성 복합박막 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x=0.55$)에서 교환바이어스 현상과 트레이닝 효과

김병건*, 기상훈, 도중희

경북대학교 물리학과, 대구시 북구 산격3동 702-701

1. 서론

페로브스카이트 구조 망간 산화물인 $\text{La}_{(1-x)}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x \sim 0.55$)는 온도변화에 따라 자기적 상전이를 가지고 있는데 온도가 감소함에 따라 상자성에서 강자성으로, 강자성에서 다시 반강자성으로 상전이가 일어나는 것으로 알려져 있다. 이 때 반강자성의 스핀 구조는 A-type 형태로 알려져 있다[1]. A-type의 반강자성 스핀 구조는 표면에서 비상쇄(uncompensated)된 형태를 가지며, 교환상호작용을 크게 유도할 수 있을 것으로 기대된다. 주로 이중 박막과 다중 박막의 경계면에서 일어나지만, 최근에는 단일 복합박막에서도 교환 바이어스 현상이 발생할 수 있는 경우가 꾸준히 보고되고 있다[2]. 복합박막의 경우, 강자성과 반강자성, 혹은 또 다른 상의 물질이 나노 크기에서 공존하기 때문에 스핀-스핀 교환상호작용이 더욱 크게 발현될 것으로 기대된다.

2. 실험방법

이번 실험에서는 $\text{La}_{(1-x)}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x=0.55$) 단일 박막 물성을 연구 하였는데, 펄스 레이저 증착(PLD)법을 이용하여 기판 LSAT 위에 $\text{La}_{(1-x)}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x=0.55$)를 증착시켰으며 X선 회절 방법(XRD)을 이용하여 결정성을 확인하였다. 온도와 외부 자기장에 따른 저항을 측정하였고 초전도 양자간섭 소자(SQUID)자력계를 이용하여 자기적 특성을 측정하였다.

3. 실험결과

XRD 측정을 통하여 20mTorr에서 LSAT 기판 위에 증착된 LSMO ($x=0.55$) 박막은 결정성이 우수한 에픽택시 박막임을 확인하였다. 온도에 따른 저항과 자화도 측정을 통하여 160 K이하에서 강자성과 반강자성이 공존하는 자기적 혼합상태임을 알 수 있었다. 자기장 하에서 냉각된 시료는 80 K 이하에서 교환바이어스 현상을 보였으며, 150 K 이하에서 보자력의 증가가 관측되었다. 자기장 냉각 후 저온에서 반복적으로 자기저항곡선을 측정한 결과, 뚜렷한 트레이닝 효과를 관측하였으며 외부 자기장이 5 kOe일 때 수렴하는 HC와 HEX가 가장 큼을 확인하였다. 이러한 실험결과로부터, 반강자성체와 강자성체가 공존하는 상태를 갖는 단일 LSMO 박막에서도 반강자성 스핀과 강자성 스핀의 교환상호작용에 의해 교환바이어스와 보자력의 증가가 발생됨을 알 수 있다.

4. 결론

강자성과 반강자성의 혼합상태를 갖는 $\text{La}_{(1-x)}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x=0.55$) 단일 박막에서 약 490 Oe의 교환 바이어스와 약 800 Oe보자력이 관측되었으며, 벌크 상태와 다른 상전이를 나타내었다.

5. 참고문헌

- [1] J. Dho et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 187201 (2001).
- [2] B. M. Wang and Y. Liu et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 077203 (2011).

Controllable Pinning of Domain Walls With Specific Structures by Magnetostatic Interaction

Cheong-Gu Cho*, Sang-Cheol Yoo, Sung-Min Ahn, Kyoung-Woong Moon and Sug-Bong Choe
Department of Physics, Seoul National University, Seoul, 151-747, Republic of Kor

자구벽 운동에 대한 연구가 활발히 진행되면서 자구벽의 거동을 정확히 제어하는 것이 중요한 화두가 되었다. 특히 기존에 제안되었던 나노선 구조를 변형시킴으로써, 자구벽의 디피닝 현상을 제어하는 방법은 자구벽의 형태와 구조를 변형시키는 단점으로 지적되어 왔다. 본연구는 정자기 상호작용을 이용하여 기존의 강자성체 나노선의 구조를 변형시키지 않고 자구벽을 포획하는 방법을 제시하고자 한다. 나노선과 나노막대 사이의 정자기적 상호작용을 구현하기 위해 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 를 스퍼터링을 통해 두께 20nm 증착하였으며, E-beam lithography를 이용하여 길이 300nm 나노선과 나노막대를 구현하였다. 자구벽 운동을 측정하기 위하여 (MOKE)를 이용한 디피닝 자기장의 세기를 측정하였다.

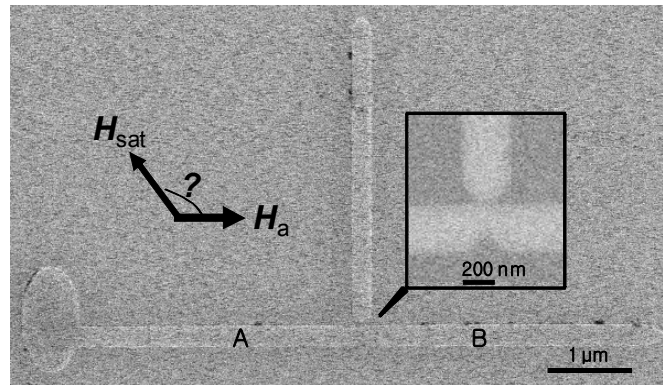


Fig. 1. SEM image of $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ nanowire with a notch and a nanobar perpendicular to each other. Inset: High resolution image of the nanobar ending vertical to nanowire.

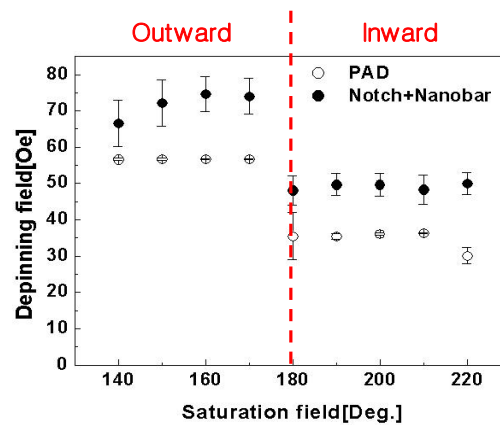


Fig. 2. Depinning field with respect to the angle of saturation magnetic field and measuring points, such as A and B. Open and closed circles indicate depinning fields from pad and notch with stray field caused by end of nanobar, respectively.

It is important to understand physically how to control the domain wall (DW) accurately and reliably, because the field required to depinning the DW from a constriction is sensitive to the DW structure and chirality[1,2]. Furthermore, the ability to control the depinning behavior of a domain wall through the geometrical structures of the magnetic wire allows the experimental study of fundamental physical properties of the DW motion. 280 nm wide, 10 nm thick permalloy nanowire with a notch and a nanobar were fabricated using electron beam lithography, with edge to edge separation less than 30nm and an asymmetrical pad, [3-4] as shown in Fig. 1. The arrows indicate the magnetic field directions of H_{sat} and H_a are saturation field and horizontally applied field. The depinning behaviors are monitored by the Magneto-Optic Kerr Effect (MOKE) signal detection at position A and B using a longitudinal MOKE measurement system. Figure 2 summarizes the DW depinning field from the pad and the notch according to the angle of saturation field. It is clearly seen from open and closed circles as shown in Fig. 2. that chirality-controlled DW is injected into the nanowire and the DW is pinned by external pinning force from the notch and the stray field generated from a diverging magnetostatic charge generated by the nanobar. According to our results, the outward or inward direction of magnetization of the nanobar affects the shape of the main potential experienced by the DW, whereas the pinning strength strongly depends on interaction with external pinning force of the notch.

This work is supported by NRF funded by MEST through Mid-career Researcher Program (2007-0056952, 2009-0084542).

- [1] D. Petit *et al.*, Phys. Rev. B, **79**, 214405 (2009).
- [2] D. Atkinson, D. S. Eastwood, and L. K. Bogart, Appl. Phys. Lett. **92**, 022510 (2008).
- [3] D. McGrouther, S. McVitie, J. N. Chapman, and A. Gentils, Appl. Phys. Lett., **91**, 022506 (2007).
- [4] A. Kunz, and S. C. Reiff, Appl. Phys. Lett., **94**, 192504 (2009).

V과 Mn이 도핑된 위상절연체의 물리적 성질 특성

최영하^{1*}, 조나현¹, 이규준¹, 장정원², 김진희², 정명화¹

¹서강대학교 물리학과

²한국표준과학연구원

위상절연체는 절연체적인 벌크 성질과 금속적인 표면성질 때문에 최근에 응집물질물리분야에서 주목받고 있다. 위상절연체는 2차원 물질에서 발견이 되었었지만, Zhang은 Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3 같은 3차원 물질을 제안하였다. 양자홀효과로 설명할 수 있는 이 위상절연체에 자성적 물질을 도핑시키면 표면에서의 갭이 열리는 현상이 발견되는데, 이러한 이론적 보고에 의해 도핑에 의한 물리적 성질변화를 관측하기 위해 Bi_2Se_3 물질에 대한 연구가 진행되고 있다. Bi_2Se_3 위상절연체는 이론적으로 V도핑에 의한 금속적 성질 변화가 예견되었고, 실험적으로 Mn도핑에 의한 전기적 및 자기적 성질의 일부가 관측되었다. 이런 관점에서 우리는 V, Mn이 초과도핑 ($\text{Tr}_x\text{Bi}_{2-x}\text{Se}_3$, $\text{Tr}=\text{V}$ and Mn) 되거나 치환도핑($\text{Tr}_x\text{Bi}_{1-x}\text{Se}_3$, $\text{Tr}=\text{V}$ and Mn)된 Bi_2Se_3 단결정체와 Se을 초과도핑시킨 $\text{Bi}_2\text{Se}_{3.5}$ 의 전기적 성질 및 자기적 성질에 관하여 연구해 보았다.

이전에 연구된 결과와 마찬가지로, $\text{Bi}_2\text{Se}_{3.5}$ 의 캐리어는 전자였으며, 홀 이동성은 상당히 높았다. 온도에 대한 비저항 특성 그래프 분석 결과 V은 이론논문에 보고된 바와 마찬가지로 금속적인 성질을 볼 수 있었고, 캐리어는 초과도핑된 경우와 치환도핑된 경우 모두 전자였다. 그러나 Mn이 치환도핑된 경우에는 70K 근처에서 절연체적인 특성을 보였는데, 이는 이 물질이 가진 정공 전하운반자와 연관이 있다고 생각된다. V과 Mn을 도핑한 경우 모두 초과도핑된 경우보다 치환도핑된 경우에 캐리어 밀도가 10배정도 더 컸는데, 이는 다시 말하면 홀 이동성은 치환도핑된 경우가 초과도핑된 경우보다 크다는 것을 의미한다. 자기적 특성 실험의 결과 V과 Mn이 도핑된 모든 단결정체에서 반강자성체 성질을 띄는 것을 “Curie-Weiss” fitting을 이용하여 알 수 있었다. Mn이 치환도핑된 경우 전기적 및 자기적 성질에서 다른 단결정체들에 비해 특이한 성질들이 발견 되었는데, 이에 대한 연구가 앞으로 필요할 것으로 보인다.

Effect of Gilbert Damping in Co/Ni Multilayer Films with Various Ni Thickness

송현석^{1*}, 양시훈², 이경동¹, Stuart Parkin², 신성철¹

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

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

현재 차세대를 주도할 메모리로 자기 메모리(MRAM)이 주목을 받고 있다. 여러 가지 물질들이 차기 메모리 소재로 각광 받고 있고, 코발트/니켈 다층 박막 또한 낮은 전류 밀도 때문에 인기를 끌고 있다[1]. 코발트/니켈 다층 박막에서 코발트와 니켈의 두께 비에 따라서 수직 자기이방성 등 여러 가지 자기적 성질이 변화하게 된다[2]. 그래서 우리는 니켈의 두께를 변화시키면서 DC 스퍼터링으로 증착한 코발트/니켈 다층 박막에 대해서 all-optical 방법을 이용해서 초고속 자기 동역학을 관찰하였다. 이번 실험에서 사용한 all-optical 펌프 프로브 장비는 다음과 같다. 커-렌즈 모드락킹 방법을 이용한 타이-사파이어 레이저를 이용해서 펄스초 펄스를 생성하였다. 중심 파장은 800 nm이고, 펄스 폭은 약 10 - 30 fs에 82 MHz의 반복률을 가졌다. 프로브 빔의 경우 BBO 결정을 이용해서 파장을 반으로 만들어 사용하였다. 펌프 빔과 프로브 빔은 50배율의 대물 렌즈(NA 0.5)를 이용해서 집속을 시켰다. 외부 자기장의 경우 각도를 30도에 세기를 4.7 kG로 주었다. 펌프 빔의 세기는 1 mJ/cm²으로 주었다.

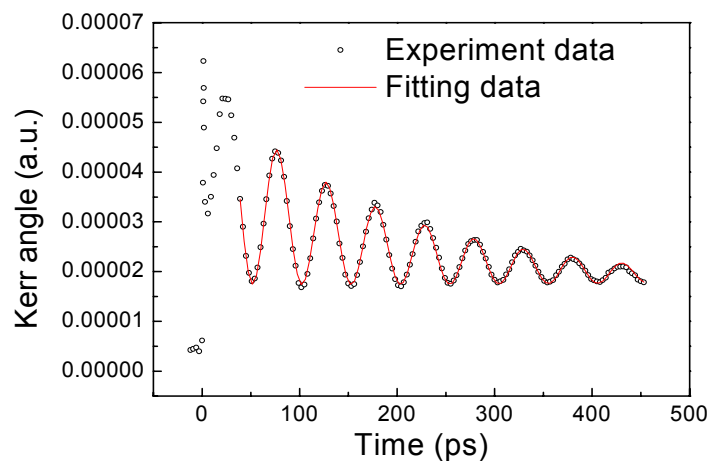


그림 1. [Ni(8 Å)/Co(1 Å)]6 박막에서의 TR-MOKE 측정 결과

참고문헌

- [1] S. Mangin *et al.*, *Nature Mater.* **5**, 210 (2006).
- [2] G.H.O. Daalderop *et al.* *Phys. Rev. B* **68**, 682 (1992).

Validity of Stoner-Wohlfarth Model for the Nanostructured Cell of Synthetic Ferrimagnets

Jong Min Lee* and S. H. Lim

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

Synthetic ferrimagnets which are composed of two magnetic layers sandwiching a non-magnetic layer have attracted a considerable amount of interest as a free layer structure in high density magnetic random access. Synthetic ferrimagnets are expected to have several advantages over conventional single magnetic layer such as small cross-talk effects, coherent magnetization switching and high magnetoresistance ratio. Furthermore, it was reported that synthetic ferrimagnets have additional advantage of superior thermal stability characteristic showing higher value than that of single magnetic layer[1]. Hence, many efforts were made to estimate exact value of thermal stability parameter of synthetic ferrimagnets by measuring thermally assisted switching rate. Equation (1) shows thermally assisted switching rate which is dependant on temperature (T), current density (I) and external magnetic field (H).

$$P = 1 - \exp\left(-f_0 t \exp\left(-E_0(1 - I/I_c)(1 - H/H_c)^2/kT\right)\right) \quad (1)$$

In this equation Stoner-Wohlfarth model[2] is used to express magnetic field-dependant energy barrier of synthetic ferrimagnets. However, no detailed discussion has been presented on the suitability of Stoner-Wohlfarth model for the synthetic ferrimagnets. In this study validity of Stoner-Wohlfarth model for the nanostructured cell of synthetic ferrimagnets is discussed by comparing Stoner-Wohlfarth model with numerically calculated magnetic field dependant energy barrier of synthetic ferrimagnets. Recently proposed analytical/numerical combined method [3] is used to calculate exact total energy of synthetic ferrimagnets which fully accounts Zeeman energy, magnetostatic energy, uniaxial energy and interlayer exchange coupling energy. Synthetic ferrimagnets with various thickness asymmetries and shapes are considered. Energy barrier of synthetic ferrimagnets with small thickness asymmetry showed significant difference from Stoner-Wohlfarth model, while synthetic ferrimagnets with very large thickness asymmetry showed similar result with Stoner-Wohlfarth model.

References

- [1] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. M. Lee, F. Matsukura, Y. Ohno, T. Hanyu, and H. Ohno, IEEE Trans. Electron Devices 54, 991 (2007).
- [2] E. C. Stoner and W. P. Wohlfarth, Philos. Trans. R. Soc. London 240, 599 (1948).
- [3] J. K. Han, J. H. Namkoong, and S. H. Lim, J. Phys. D 41, 232005 (2008).

Giant Magnetcaloric Effect in Perovskite Manganites of $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ Doping with the Ni

Y. D. Zhang, K. S. Kim, S. C. Yu*

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

Corresponding author Email: scyu@chungbuk.ac.kr

Magnetic refrigeration based on the magnetocaloric effect (MCE)[1] is currently a promising technology that can replace the conventional gas-compression / expansion technique. Major advantages of the magnetic refrigeration comparing to compressor-based refrigeration are environmental friendly technology and low running cost. To realize this technology, however, the important task for us is the searching of magnetic materials having large magnetic entropy change. It has been seen that perovskite manganites exhibit the colossal magneto-resistance (CMR) at the ferromagnetic-paramagnetic phase transition temperature (T_C). In this phase transition, large magnetic entropy change is also observed and is comparable to that of Gd (a conventional magnetocaloric material)[2]. For the application aspect, it is necessary to find the manganites with large magnetic entropy change around room temperature. Such the requirement can be achieved basing on some typical manganites of $\text{La}_{0.7}\text{M}_{0.3}\text{MnO}_3$ ($M = \text{Sr, Pb, or Ba}$) with $T_C > 300 \text{ K}$.

In this work, we have studied the magnetic entropy change of $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Mn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{O}_3$ ($x=0.00, 0.01, 0.02, 0.03, 0.05$) compound. Our sample was made by the reactive milling method, used initially high-purity powders of La_2O_3 , CaCO_3 , NiO , and MnCO_3 . The powders combined with stoichiometric quantities were ground and mixed well, and then calcinated in air at 1000°C for 24 hrs. This process was repeated twice. The mixtures obtained were pressed into pellets, and sintered at 1300°C for 24 hrs in air. This process was also repeated twice. X-ray diffraction measurement on the $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Mn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{O}_3$ compound was performed by using $\text{Cu K}\alpha$ radiation. X-ray diffraction patterns indicate all the samples to be single phase in the orthorhombic structure. The magnetization measurements as a function of temperature and field were carried out by using a VSM with a maximum applied field of 1.5T at different temperature from 100K to 300K.

X-ray diffraction patterns indicate all the samples to be single phase in the orthorhombic structure. As Ni content is increased from $x=0.00$ to 0.03, the lattice parameters and cell volume was increased. When the Ni content was $x=0.05$ the lattice parameters and cell volume was decreased. The Curie temperature is decreased, when the Ni content from $x=0.00$ to 0.02. The maximum $|\Delta S|$ was increased from 1.52 J/kgK to 1.73 for the Ni content $x=0.00$ to 0.03. We have get the maximum entropy change ($|\Delta S|$) was 1.73 J/kgK at $T_C = 186\text{K}$ for the $x=0.03$. Hence, we believe that the structural change significantly contributed to the enhancement in magnetic entropy.

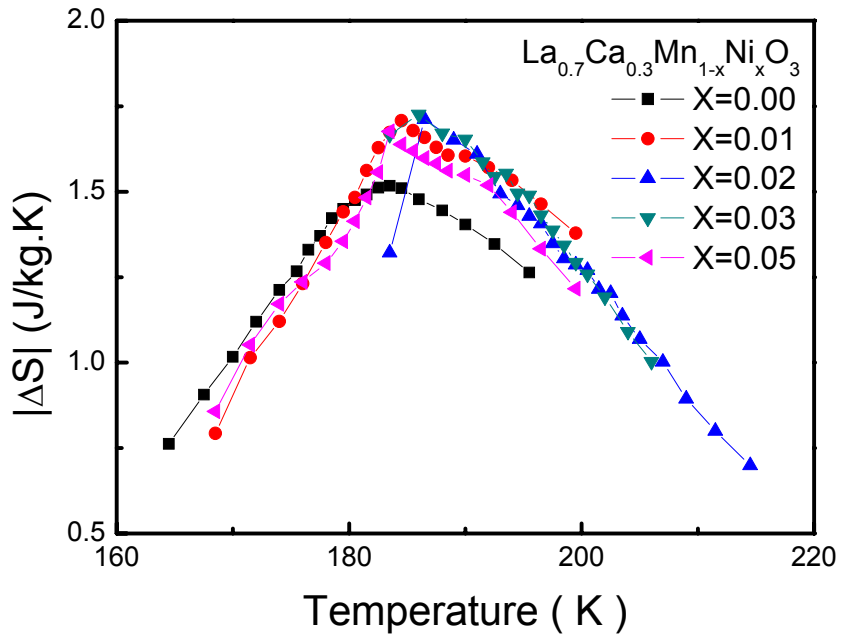


Fig. 1. Temperature dependences of $|\Delta S|$ under an external field interval of 15 kOe for $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Mn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{O}_3$ ($x=0.00, 0.01, 0.02, 0.03, 0.05$).

참고문헌

- [1] E. Warburg, Ann. phys. **14**, 141 (1881).
- [2] A. M. Tishin, and Y. I. Spichkin, *The magnetocaloric effect and its applications*, IOP Publishing Ltd, 2003.

Laser Molecular-Beam Epitaxy를 이용한 La_{0.35}Pr_{0.35}Ca_{0.3}MnO₃/LaAlO₃ 초격자 박막의 합성과 그 자기적 특성 연구

성상근*, 송종현

충남대학교 물리학과, 대전광역시 유성구 궁동 220번지

1. 서론

최근 전이금속산화물 박막 합성 기술의 눈부신 발전에 기인한 페로브스카이트 이종접합구조와 이종인공초격자 박막에서의 새롭고도 유용한 물성의 발견은 이들 물성의 기능성들이 새로운 차세대 소자 구현에 크게 기여할 수 있을 것이라는 기대감을 고조시키며 동시에 이들의 합성과 응용에 대한 집중적인 관심을 불러일으키고 있다[1,2]. 특히 이들 이종구조 인공격자는 각 층 물질의 물성과는 전혀 다른 자기적, 그리고 전기적 특성을 나타낼 수 있으며 따라서 벌크 상태에서는 전혀 가능하지 않았던 새로운 상태를 갖게 한다. 이러한 사실은 전이금속산화물들의 조합으로 이루어진 이종인공초격자이 매우 다양한 물성을 지닐 수 있으며 이는 이들의 응용가능성이 매우 유용하며 다양함을 나타낸다.

본 연구에서는 산화물 초격자 합성방법으로 각광받고 있는 Laser Molecular-Beam Epitaxy 방법을 활용한 La_{0.35}Pr_{0.35}Ca_{0.3}MnO₃/LaAlO₃(001) 초격자 박막의 에피탁설 증착과 이들 박막의 자기적 특성에 대하여 보고한다. La_{0.35}Pr_{0.35}Ca_{0.3}MnO₃/LaAlO₃ 초격자는 각층을 이루고 있는 La_{0.35}Pr_{0.35}Ca_{0.3}MnO₃와 LaAlO₃의 격자상수가 비교적 비슷하여 이종인공초격자로 합성하기가 용이할 뿐만 아니라 LaAlO₃의 절연체적 특성이 SrTiO₃와는 달리 두께가 얇아도 매우 잘 유지되는 특성을 지니고 있어서 강자성/절연체/강자성의 구조를 지닌 터널링 소자 구현에 효과적으로 활용될 수 있다는 장점이 있다. 특히 이 초격자의 자기적 특성을 단층La_{0.35}Pr_{0.35}Ca_{0.3}MnO₃ 박막과 La_{0.35}Pr_{0.35}Ca_{0.3}MnO₃/SrTiO₃ 초격자와 비교, 분석하였다.

2. 실험방법

La_{0.35}Pr_{0.35}Ca_{0.3}MnO₃ 타겟은 고상반응법에 의하여 단상 다결정(polycrystal) 형태로 합성되었으며 LaAlO₃ 타겟은 단결정을 사용하였다. 증착 챔버 내의 산소분압은 variable leak valve를 이용하여 정밀하게 조절되었으며 챔버 내부의 균일한 산소분압을 위하여 산소 노즐의 길이는 짧고 또 그 위치는 챔버 벽에 가깝게 하였고 이로써 기판 부위와 실제 산소 분압을 측정하는 곳에서의 차이가 없도록 하였다. 각 층의 두께조절과 표면의 정밀한 구조 관측을 위하여 Reflection High Energy Electron Diffraction (RHEED) 형상을 실시간으로 관측, 분석하였으며 이를 통해 시료의 정확한 두께와 구조를 구할 수 있었다. 초격자는 La_{0.35}Pr_{0.35}Ca_{0.3}MnO₃(5u.c.)/LaAlO₃(3u.c.)의 구조로 합성되었으며 각 시편의 결정 구조는 고분해능 X-선 회절기를 이용하여, 자기적 특성은 Magnetic Property Measurement System (MPMS)로 측정하였다.

3. 실험결과 및 고찰

RHEED 형상 가운데 전반사 빔 세기의 시간에 따른 변화의 한 주기는 각각 층의 한 단위격자 증착에 해당하며 La_{0.35}Pr_{0.35}Ca_{0.3}MnO₃ 5주기, LaAlO₃ 3주기의 요동이 초격자 증착이 끝날 때까지 꾸준히 관측되었고 이는 La_{0.35}Pr_{0.35}Ca_{0.3}MnO₃(5u.c.)/SrTiO₃(5u.c.)의 경우에도 마찬가지였다. XRD θ -2 θ 스캔 결과는 초격자에 의한 위성 픽이 매우 명확히 관찰되었으며 이들의 위치는 각각의 초격자들이 애초에 설계된 그대로 잘 합성되었음을 나타낸다. 각각 시료들의 M-T 곡선에서 알 수 있듯이 매우 얇은(여기에서는 5u.c.) La_{0.35}Pr_{0.35}Ca_{0.3}MnO₃ 층을 지닌 초격자라 하더라도 큐리 온도가 벌크상태와 비슷하며 750°C에서 열처리를 하여주었을 경우 spin-glass 특성이

사라지면서 강자성 특성이 강하여졌고 특히 $\text{La}_{0.35}\text{Pr}_{0.35}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ 단층 박막과는 다르게 벌크의 큐리온도 이상에서도 강자성이 사라지지않고 남아있었다. 초격자 박막의 경우에 있어서 열처리 후 포화자기장과 coercive 자기장이 작아지는 $\text{La}_{0.35}\text{Pr}_{0.35}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ 단층 박막과는 달리 포화자기장이 오히려 줄어드는 특이한 현상을 보였다. 이는 각층이 번갈아 가며 쌓여있는 초격자의 특수한 구조에 기인하는 것으로 해석된다.

5. 결론

Laser Molecular-Beam Epitaxy 방법을 이용하여 $\text{La}_{0.35}\text{Pr}_{0.35}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3(5\text{u.c.})/\text{LaAlO}_3(3\text{u.c.})$ 이중초격자를 합성하였으며 이들의 결정구조와 자기적 특성을 분석하였다. XRD 분석결과 설계된 초격자구조가 성공적으로 합성되었음을 확인할 수 있었으며 MPMS를 이용한 자기적 특성의 정밀 측정은 큐리온도가 벌크상태와 거의 동일함을 보여준다. 특히 열처리 후 의 결과는 포화자기장과 coercive 자기장이 작아지는 $\text{La}_{0.35}\text{Pr}_{0.35}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ 단층 박막과는 달리 포화자기장이 오히려 줄어드는 특이한 현상을 보였으며 이는 초격자라는 특이한 구조 때문에 나타나는 것으로 이해된다. 이들의 결과는 이 초격자가 터널링 소자의 재료로 쓰여 질 수 있음을 나타내며 차후에는 이들 초격자의 큐리온도를 실온 이상으로 높여주는 연구가 이루어져야 할 것이다.

6. 참고문헌

- [1] K. Ueda, H. Tabata, T. Kawai, Science 280,1064(1998).
- [2] C. H. Ahn, K. M. Rabe, and J. -M. Triscone, Science 303, 488 (2004).

Cu₂Se 나노입자의 자기적 성질

김수환^{1*}, 이규준¹, 이연², 서원석², 정명화¹

¹서강대학교 물리학과

²서강대학교 화학과

1. 서론

나노스케일에서의 자성연구는 나노스케일에서의 흥미로운 특성들과 잠재적인 응용가능성으로 활발하게 연구되고 있다. 나노스케일에서의 자성은 벌크스케일에서의 자성과는 극적으로 변하게 된다. 그 이유는 물질의 크기가 감소함에 따라서 부피에 비해 표면적의 비율이 증가하기 때문이다. 특히, Cu₂Se와 Ag₂Te와 같은 금속 칼코겐 화합물은 구조적 상전이, 큰 자기저항, 큰 제백효과와 특성을 보이는 재미있는 물질이다. 따라서 우리는 Cu₂Se을 나노스케일에서 제조하여 자기적 특성을 측정하였다.

2. 실험방법

우리는 hot injection method를 이용하여 Cu₂Se을 나노크기에서 제조하였다.(1) 산화를 막기 위해서 물질을 글러브박스과 Schlenk line을 이용하여 비활성기체상태에서 합성하였다. 나노 물질의 특성을 알기 위해 transmission electron microscopy(TEM), X-ray diffraction(XRD)를 이용하여 구조와 모양을 알아보고, superconducting quantum interference device-vibrating sample magnetometer(SQUID-VSM)을 이용하여 자성(M)의 온도(M-T)와 외부자기장(M-H) 의존성을 측정하였다.

3. 실험결과

나노입자의 크기가 7nm로 균일하게 생성되었으며 구조는 입방구조가 됨을 알 수 있었다. M-H곡선을 보면, 측정된 모든 온도영역(2K<T<300K)에서 반자성적인 자화에 강자성적인 자화가 섞여있는 곡선으로 측정되었다. 하지만, 저자기장 영역을 자세히 관찰해 보면, 150K이하에서는 자기이력곡선이 분명히 보이지만, 그 이상의 온도에서는 0의 보자력을 보이고 있다. 한편 M-T곡선의 경우, zero-field cooled(ZFC) 곡선이 field cooled(FC) 곡선과는 다르게 관찰되는데 ZFC곡선의 극대점의 온도가 150K임을 확인할 수 있었다.

4. 고찰 및 결론

Cu₂Se입자의 크기가 작아짐에 따라 부피에 비해 표면적의 비율이 증가하기 때문에 입자 표면에 있는 unpaired electron의 영향이 커지게 된다. 따라서 unpaired electron의 스핀을 합쳐서 하나의 스핀으로 생각하면 이웃 입자와 상호작용을 무시할 수 있는 상자성으로, 나노입자의 경우 초상자성(superparamagnetism)으로 이해할 수 있다. M-H곡선과 M-T곡선에서의 경향을 통해서 우리는 Cu₂Se 나노입자가 초상자성(superparamagnetism)을 띠는 것을 알 수 있다.

5. 참고문헌

[1] Shannon C. Riha, Derek C. Johnson, and Amy L. Prieto, J.Am.Chem.Soc 133 1383(2011)

열처리된 CoFeB 층의 결정화와 자기이방성에 대한 연구

김남희^{1*}, 김덕호^{1,2}, 유천열¹, 최경민³, 민병철³, 신경호³

¹인하대학교 물리학과

²서울대학교 물리천문학부

³한국과학기술연구원 스핀트로닉스 연구팀

1. 서론

MgO를 터널 배리어로 사용하는 CoFeB/MgO/CoFeB 터널 접합 구조에서의 자기저항 효과는 기존의 Al_2O_3 를 터널 배리어로 사용하였을 때보다 더욱 큰 자기저항 비율을 얻을 수 있으며[1], 여기에 적절한 열처리 과정을 거치면 비정질의 CoFeB 층에 결정화 작용이 일어나게 되어 큰 터널 자기 저항 비율을 얻는데 기인한다[2]. 이러한 현상은 MRAM의 구동 셀 또는 자기저항 센서 등의 응용분야에 가능성을 갖고 있기 때문에 현재 많은 연구가 되어 지고 있다. 본 연구에서는 일반적인 자기 터널 접합 구조인 절연층을 중심으로 자유층의 강자성체로 나뉘어진 구조가 아니라, 결정화 작용을 용이하게 해주는 MgO(001) 기판 위에 CoFeB층을 증착하고, capping층으로 Ta, Ru, Cu와 같은 물질에 비해 열처리 온도를 낮추어 주는 효과를 가진 Ti을 사용하였다[3]. 또한 제작된 시료에 적절한 열처리 한 후 벡터 네트워크 강자성 공명(Vector network analyzer- ferromagnetic resonance, VNA-FMR)과 브릴루앙 광 산란 실험(Brillouin light scattering, BLS)을 이용하여 스핀파 공명 진동수 변화를 관측하여 결정화 된 CoFeB 층의 자기적 성질 및 자기이방성의 변화를 관측하였다.

2. 실험방법

시료의 제작은 2×10^{-9} Torr 이하의 기본 진공도에서 MgO(001)기판 위에 CoFeB(2 nm)층과 Ti(5 nm, capping)층을 rf-sputtering 방식으로 증착 하였다. 증착 후 2×10^{-7} Torr의 진공도에서 200, 250°C 온도로 1 시간 동안 열처리를 수행하였으며 제작한 시료의 모식도는 그림 1 (a)와 같다. 열처리 후 시료의 스핀파 공명진동수를 측정하기 위하여 벡터 네트워크 강자성 공명 실험을 이용하여 측정된 공명진동수의 결과를 바탕으로 자기 방향 변화에 대한 자기 감수율과 포화자화 값을 측정하였으며 브릴루앙 광 산란 실험을 통하여 자기장 세기에 대한 공명진동수의 값을 측정하여 포화자화 값을 얻었다.

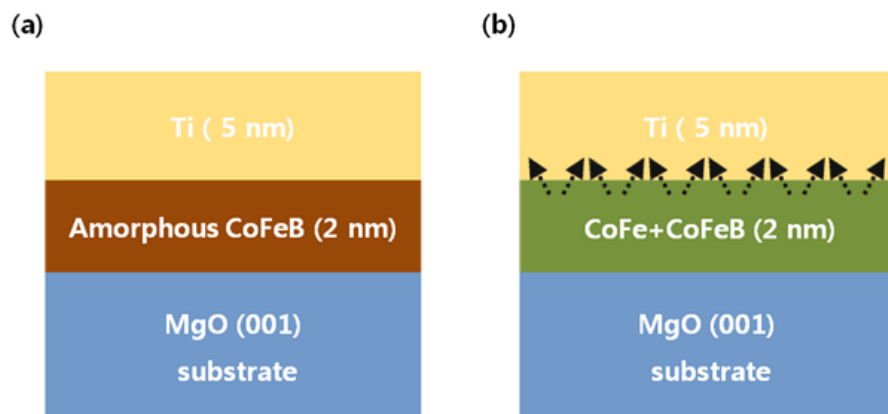


그림 1. MgO(001, substrate)/CoFeB (2 nm)/Ti(5 nm)으로 구성된 시료 구조의 모식도 (a) 열처리 전 (b) 열처리 후 B의 확산에 의한 시료의 조성 변화

3. 실험결과

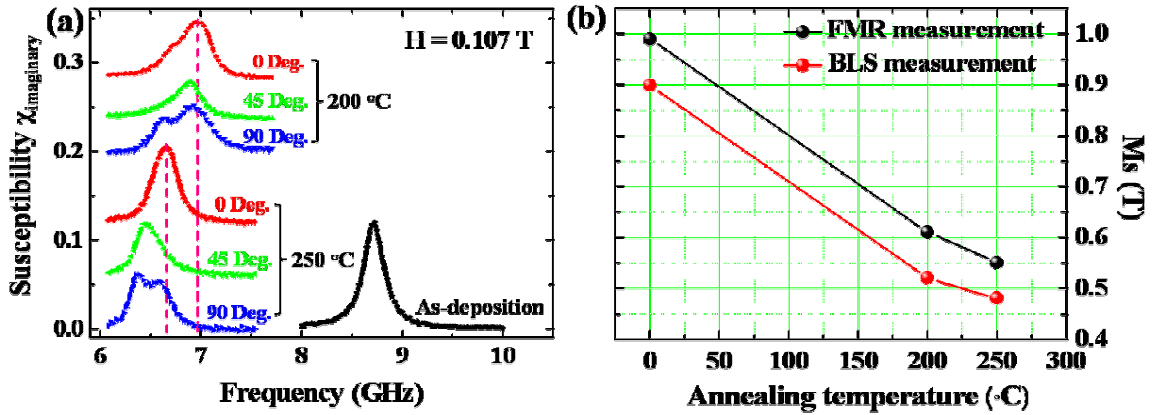


그림 2. (a) 자기장 인가 방향에 대한 자기 감수율의 변화 (b) 열처리 온도 증가에 대한 포화자화

그림 2(a)는 시료의 방위각을 변화 시켜 서로 다른 자기장 인가 방향으로 측정된 자기감수율 값을 나타낸 그림이다. 열처리를 하지 않은 시료와 비교하여 각각 200, 250°C에서 열처리를 한 경우 열처리 효과로 인한 자화의 감소로 인하여 공명 진동수 값이 감소하는 경향을 관측하였다. 또한 시료의 방위각을 90°로 회전시켜 자기장을 인가한 경우 두 개의 공명진동수 봉우리가 관측되었는데 이것은 자화 또는 자기이방성과 같은 자기적 요소가 서로 달라지게 된 것으로 생각할 수 있으며 열처리 과정에 의한 MgO와 Ti 층으로의 B 원자들의 확산효과로 인해 그림 1(b)와 같이 CoFeB 층의 조성이 변함에 따라 기인된 결과로 사료된다. 그림 2 (b)의 경우 벡터 네트워크 강자성공명 및 브릴루앙 광 산란 실험을 통하여 측정된 공명진동수 값을 바탕으로 계산된 포화자화 값을 나타낸 결과이다. 열처리 온도가 증가할수록 포화자화 값이 감소하는 경향을 얻을 수 있었는데 첫 번째로 B의 확산효과와 Ti 층의 산화 작용에 대한 원인과 CoFeB층의 수직자기이방성 효과에 의한 원인 때문에 포화자화 값이 감소한 것으로 판단된다. 브릴루앙 광 산란 실험에 대한 포화자화 값은 자기장 세기에 대한 공명진동수 변화 측정 결과를 바탕으로 수직자기이방성에 대하여 사용되어지는 $\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H(H + [4\pi D_{\perp} M_s]_{eff})$ 방정식을 사용하였다[4].

4. 결론

본 연구에서는 벡터 네트워크 강자성공명과 브릴루앙 광 산란 실험을 통하여 MgO(001) 기판위에 열처리된 CoFeB층의 공명진동수의 변화를 측정하여 자기적 성질 및 자기이방성에 관하여 연구하였다. 시료의 열처리 결과 비정질 상태의 CoFeB층의 결정화 작용 및 B 원자의 확산효과에 의한 조성변화로 인하여 자기장 방향에 대한 의존성을 보임을 확인하였고, 열처리 온도 증가에 따라서 포화자화 값이 감소하는 결과를 바탕으로 Ti 층의 산화작용과 CoFeB층의 수직자기이방성 효과 인한 결과임을 추측할 수 있었다. 향후 추가적인 실험을 통하여 CoFeB 층의 수직자기이방성 에너지의 효과에 대한 결과를 얻을 수 있을 것으로 예상된다.

5. 참고 문헌

- [1] S. S. P. Parkin, C.Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, and S.H. Yang, Nat. Mater. **3**, 862-867(2004).
- [2] S. Ikeda, J.Hayakawa, Y. Ashzawa, Y.M. Lee, K. Miura, H. Hasekawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, and

- H. Ohno, Appl. Phys. Lett. **93**,082508(2008).
- [3] Takahiro Ibusuki, Toyoo Miyajima, Shinjiro Umehara, Shin Eguchi, and Masashige Sato, Appl. Phys. Lett., **94**, 062509(2009).
- [4] J. R. Dutcher, B. Heinrich, J. F. Cochran, D. A. Steigerwald, and W. F. Egelhoff, J. Appl. Phys., **63**, 3464(1988).

Spin Seebeck Effect in $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}/\text{YIG}(\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12})/\text{Pt}$

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 and magnetic insulator[2] in a temperature gradient. In ferromagnetic metal and insulator, the thermally generated a pure spin current induces spin voltage. The spin voltage can be measured electrically by means of the inverse spin-Hall effect (ISHE) in a paramagnetic metal[3]. In this study, we reproduced the experiment of SSE in $\text{YIG}(\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12})/\text{Pt}$ sample that the thermally induced spin voltage by using ISHE of a Pt film.

2. Experimental method

The experiment of the SSE in $\text{YIG}(\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12})$ film, Fig.1 (a) show a schematic illustration of the measurement system. The sample structure is substrate ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$)/ $\text{YIG}(\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, 2800nm) and Pt wires (15nm) are deposited on the YIG surface. The lengths of the YIG layer and the Pt wire along the x (y) direction are 8 mm (4 mm) and 100 mm (3 mm), respectively. Then Pt wires were attached on the YIG layer within a gap of 700nm. 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 YIG layer is indirectly measured by measuring temperature difference of dummy sample ($\text{Si}/\text{SiO}_2(300\text{nm})/\text{Pt}(15\text{nm})$).

3. Results and discussion

Fig.1 (b) show the measured voltage (V) as a function of the external field (H) for the temperature difference from 0 K to 50 K. ΔT indicates a temperature difference of the each ends of the YIG surface along the x axis. Absolute value of the measured voltage shows minimum at 0 Oe and abruptly increased then saturated when the field is over 10 Oe. When the ΔT is 0 K, observed spin voltage is 0 V and spin voltage is increased as the ΔT is larger.

Fig.1 (c) show the spin voltage(V) from Fig.1(b) as a function of the temperature difference by using ISHE for $H=100$ Oe. In this specimen, the magnitude of spin voltage is proportional to ΔT . This result of spin voltage is consistent with the feature of the typical ISHE induced by SSE. We obtained that spin voltage for YIG/Pt is approximately 3.86 times larger than the reported results[2] in $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$ at entire temperature range.

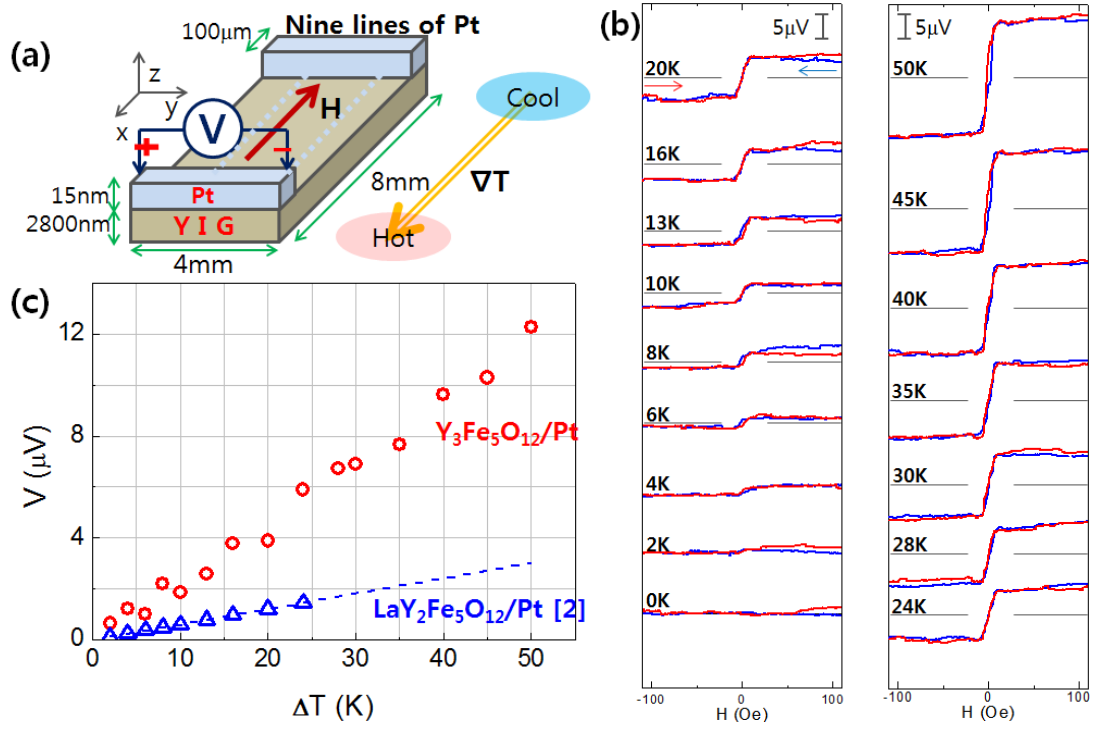


Fig. 1. (a) Schematic illustration of the YIG/Pt. (b) The field dependence of spin voltage in hot zone. (c) Spin voltage as a function of the temperature difference for $H=100\text{Oe}$. Red points in YIG/Pt represented our experiment results and blue points show reported results[2] in $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$.

4. Conclusion

We have measured the thermally induced spin voltage in YIG/Pt by using the inverse spin-Hall effect in a Pt wire, and we confirmed that spin voltage is proportional to temperature difference. As a further study, we have plan to measure the spin voltage behavior from the other location of the Pt wires and different structure.

5. Reference

- [1] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa & E. Saitoh, Nature, 455, 778-781 (2008).
- [2] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa & E. Saitoh, Nature Materials, 9, 894-897 (2010).
- [3] K. Uchida, T. Ota, K. Harii, S. Takahashi, S. Maekawa, Y. Fujikawa, E. Saitoh, Solid State Communications, 150, 524-528 (2010).

패턴 된 [CoFe/Pt] 다층박막의 자발 홀 효과

이하나^{1*}, 민길준¹, 김태완¹, 이경일², 엄종화³, 노화용³

¹세종대학교 신소재공학과, 서울 광진구 군자동 98, 143-747

²스핀트로닉스연구단, 한국과학기술연구원, 서울 성북구 하월곡동 39-1, 136-791

³세종대학교 물리학과, 서울 광진구 군자동 98, 143-747

[CoFe/Pt] 다층 자성박막은 큰 자발 홀 효과(Spontaneous Hall effect)를 나타내고 있다. 본 연구에서는 큰 자발 홀 효과를 갖는 [CoFe/Pt] 다층박막에 선폭 10 μ m의 홀 바를 제작 기존의 효과와 비교하였다. 초기 진공 7 $\times 10^{-8}$ Torr인 스퍼터링 시스템을 이용하여 3~6 mTorr 압력에서 Ta 50Å/Pt 4Å/(CoFe 3Å/Pt 8Å) $\times$ 5-25 다층박막을 증착한 후, 포토공정을 이용하여 선폭 10 μ m의 홀 바 패턴을 제작하였다. 홀 효과 측정은 Van der Pauw 방식으로 포토공정 전, 후의 [CoFe/Pt] 다층박막에 대하여 1 mA의 전류와 -5 KOe 부터 5 KOe 까지 수직 자기장하에서 홀 전압(Hall voltage)을 측정하였다. 홀 비저항 (Hall resistivity, ρ_H), 홀각(Hall angle, ρ_H/ρ)은 홀 전압과 박막의 저항을 이용하여 계산하였다.

[CoSiB/Pt] 다층박막의 자발 홀 효과

이하나^{1*}, 신소원¹, 민길준¹, 박인성¹, 김형준¹, 엄종화², 김태완¹

¹세종대학교 신소재공학과, 서울 광진구 군자동 98, 143-747

²세종대학교 물리학과, 서울 광진구 군자동 98, 143-747

[CoSiB/Pt] 다층 박막의 자발 홀 효과는 현재까지 다수의 연구가 진행되고 있고, 자발 홀 저항(ρ_H)과 홀 각(ρ_H/ρ)이 크다는 특징을 보인다.

본 연구는 비정질 CoSiB의 두께, Pt의 두께, 그리고 [CoSiB/Pt]의 층 수를 변화시키며 진행하였다. CoSiB의 두께는 2Å에서 6Å까지 Pt의 두께는 10Å에서 16Å까지 다양하게 변화를 두었고, [CoSiB/Pt]의 층수는 1층에서 20층까지 바꾸어 가며 실험을 하였다. 그 결과, Pt의 두께는 자발 홀 저항(ρ_H)과 홀 각(ρ_H/ρ)에 주요한 영향을 미치지 않는 것으로 나타났다. 반면에 비정질 CoSiB의 두께와 [CoSiB/Pt]의 층수는 자발 홀 저항(ρ_H)과 홀 각(ρ_H/ρ)에 큰 영향을 미치는 것을 알 수 있었다. 그 중에서도 [CoSiB 4Å/Pt 14Å]로 두께에 10층의 다층박막에서 4.5%의 홀 각(ρ_H/ρ)를 가졌는데, 이 값은 일반적으로 큰 홀 각을 갖는다고 알려진 희토류 전이 금속과 일반적인 전이 금속 합금보다도 큰 값을 보인다.

Property Optimization of MgO Tunnel Barrier at Various Annealing Conditions

Kil Joon Min^{1*}, Joon Yeon Chang¹, Kyoung-il Lee¹, Kyung Ho Shin¹, Tae Wan Kim²

¹KIST, ²Sejong University

To achieve a high tunneling magnetoresistance (TMR) of sputtered magnetic tunnel junctions (MTJs) with an MgO barrier, the annealing process is indispensable. The structural and compositional changes as consequences of the annealing greatly affect the spin-dependent transport properties of MTJs. Higher TMR could be obtained for MTJs annealed at higher annealing temperature, however, diffusion of Ru, Mn and/or Ta in the MTJs may occur during annealing process is known to be detrimental to spin-dependent tunneling effect. The rapid thermal annealing (RTA) process was used for annealing the MTJs with synthetic antiferromagnets. To determine whether the diffusion of Mn, Ru and/or Ta in the MTJs can be suppressed the systematic investigation of RTA effects on the properties of MTJs by minute controlling the process time and temperature is addressed. A significant change in TMR value and barrier parameters occurs within 10 sec during RTA. The dependence of TMR on annealing time and temperature provides the information about crystallization of electrodes and diffusion processes occurred in MTJs. The structural and compositional analyses were also performed to clarify the effect of annealing on the properties of MTJs.

Determination of the Exchange Stiffness of Py Films Using Brillouin Scattering

Jaehun Cho, Nam-Hee Kim, Mool-Bit Kang and Chun-Yeol You*

Division of Physics, Inha University

I. Introduction

The exchange stiffness constant A is a fundamental material parameter in the study of magnetism. It is commonly determined from experimental data from the spin-wave stiffness constants D . There are various techniques for measuring D , inelastic neutron scattering experiments[1] or spin-wave resonance experiments[2]. Brillouin light scattering (BLS) widely has been used as a powerful tool to analyze thin films magnetic properties such as the saturation magnetization, magnetic anisotropy energies, spin wave dispersion relations, and exchange stiffness constant. The spin wave resonance frequencies are measured via inelastic scattering of monochromatic light with the magnon, spin wave quanta, in a BLS experiment. In this work, we studied the fundamental magnetic properties of Py thin films, including effective magnetization and stiffness constant A by employing BLS. We also compare the results of the BLS with Vector network analyzer ferromagnetic resonance (VNA-FMR) measurements.

II. Experiment

The magnetic properties were measured by a BLS and VNA-FMR, respectively. In BLS magnetic properties were studied by a Sandercock (3+3) type Fabry-Perot interferometer[3]. The light source is a single frequency 514.5 nm an Argon ion laser with output power of about 160 mW. Back scattering geometry used to observe the light scattered by thermal excitations with an in-plane wavenumber $q_{//} = 1.727 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ or $1.221 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ with the angle of incident as 45° or 30° respectively. In VNA-FMR, the probe is brought in contact with the sample, and the FMR measured as the VNA sweeps the frequency (30 GHz bandwidth) while we apply as in-plane magnetic field (H_{DC}).

III. Results

Figure 1 shows typical BLS spectrum for the 30 nm thickness Py with different applied field (216450 and 385950 A/m). The peaks labeled B1 and S are the first order bulk standing spin wave and Damon-Eshbach (DE) surface wave[4] respectively. To investigate the surface dispersion relation, the spin wave frequency for each mode is measured as a function of the field, as displayed Fig. 2. Then the frequencies of the DE surface spin wave and bulk spin wave are analyzed using[5]

$$f_{DE} = \frac{\gamma}{2\pi} \left[H(H + 4\pi M_s) + (2\pi M)^2 (1 - e^{-2q_{//}d}) \right]^{1/2} \quad (1)$$

$$f_{Bulk} = \frac{\gamma}{2\pi} \left[\left(H + \frac{2A}{M_s} \left(q_{//}^2 + \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \right) \right) \left(H + \frac{2A}{M_s} \left(q_{//}^2 + \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \right) + 4\pi M_s \right) \right]^{1/2} \quad (2)$$

And we analyze resonance frequency for FMR data with Kittel equation,

$$f_{kittel} = \frac{\gamma}{2\pi} [H(H + 4\pi M_s)]^{1/2} \quad (3)$$

H is the applied magnetic field, γ ($=2.322 \times 10^5$ m/(A·s)) is the gyromagnetic ratio, d is the thin film thickness, n is the number of order for bulk peaks, $4\pi M_s$ is the saturation magnetization, A is the exchange constant. We obtained $4\pi M_s$ is 698692 ± 4695 A/m from BLS, and 807711 ± 4814 A/m from VNA-FMR, A is $0.918 \pm 0.006 \times 10^{-11}$ J/m (bulk value is 1.14×10^{-11} J/m[6]) for 30 nm Py film.

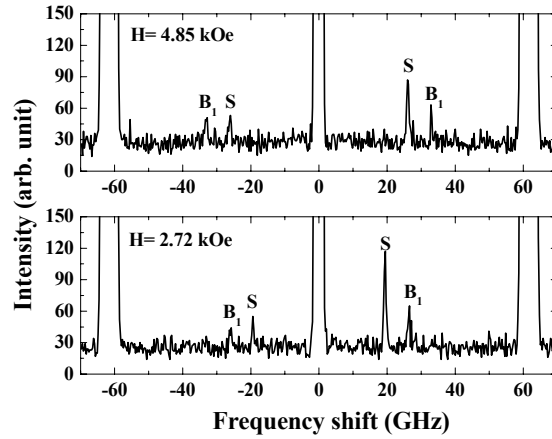


Fig. 1. Brillouin spectra of an 30- nm thick Py film with a difference magnetic field. S and B1 indicate a DE and a first bulk modes.

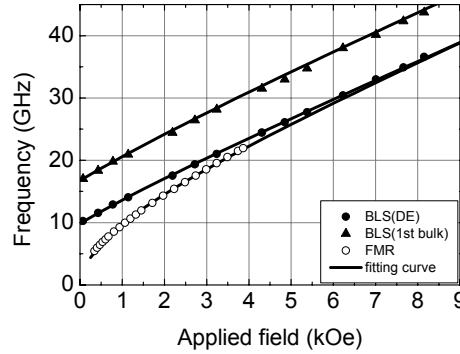


Fig. 2. Variation of spin wave resonance frequency with an applied field for the 30-nm thick Py film.

IV. Reference

- [1] A. Michels, J. Weissmuller, A. Wiedenmann, J. G. Barker, J. Appl. Phys **87**, 5953 (2000).
- [2] C. A. Bauer and P. E. Wigen, Phys. Rev. B **5**, 4516(1972).
- [3] J. R. Sandercock: in Light Scattering in Solids III, ed by M. Cardona and G. Guntherodt (Springer-Verlag, Berlin, 1982) p. 173.
- [4] R. W. Damon and J. R. Eshbach, J. Phys. Chem. Solids. **19**, 308 (1961)
- [5] R. E. Camley, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 583 (1999).
- [6] V. S. Sperious, S. S. Parkin, and C. H. Wilts, IEEE Trans. Magn. **23**, 2999 (1987)

Frequency-Locking in Serially Coupled Spin-Transfer Nano-Oscillators

Jae Hyun Park^{1*}, Seung-young Park², Kyung-Ho Shin¹ and Byoung-Chul Min¹

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

²Division of Materials Science, Korea Basic Science Institute

More recently, the characteristics of microwave emission by spin torque induced magnetization precession in magnetic tunnel junctions (MTJ) have extensively been examined for radio frequency (rf) device applications[1]. Although the spin-transfer nano-oscillators (STNO) can present such an excellent frequency tunability in the GHz range and fully compatible with a high level of integration, there are two main drawbacks regarding the weak output power and broad spectral linewidth of the generation signals[2]. One of the solutions to overcome these problems is to synchronize many STNO devices by use of various local or non local mechanisms[3].

As one of the non local methods, we study on the interaction between electrically connected STNOs through spin transfer self-emitted microwave current. The fabricated device consists of a nominally $100 \times 60 \text{ nm}^2$ elliptical nanopillar structure composed of SiO_2 substrate/Ta (5)/CuN (30)/Ta (5)/ $\text{Pt}_{37}\text{Mn}_{63}$ (20)/ $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ (3)/Ru (0.8)/ $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ (5)/MgO (1)/ $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ (2)/Ta (10)/CuN (10)/Ru (7) (in nm). The STNO has the tunnel magnetoresistance (TMR) of 63 % and resistance-area (RA) product of $5 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$ in the parallel state. With respect to the microwave measurement, the device is connected to a ground-signal-ground (GSG) probe with coplanar waveguide (CPW) pattern. And the rf output spectra are monitored by a spectrum analyzer through the bias-tee circuit including a DC bias input and a rf output signal port. The output signals are amplified by a 40 dB preamplifier, but both the amplification and background noise are subtracted for the presented data. All measurements are carried out at room temperature.

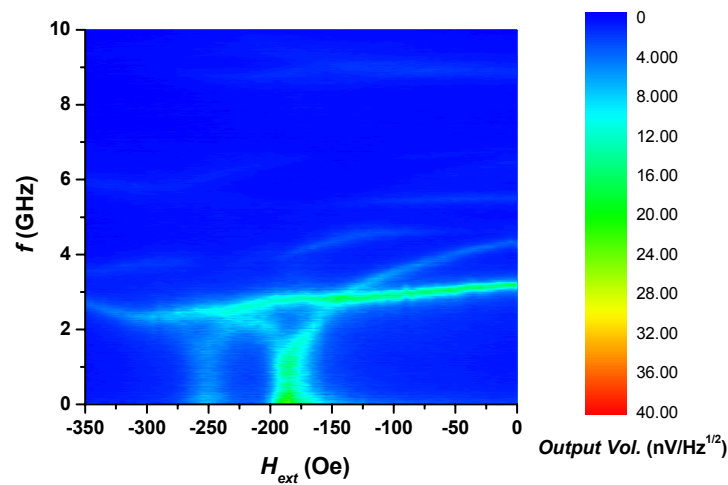


Fig. 1. Contour map of the emission voltage (in linear scale) as a function of the frequency and the external magnetic field under $I = 0.5 \text{ mA}$.

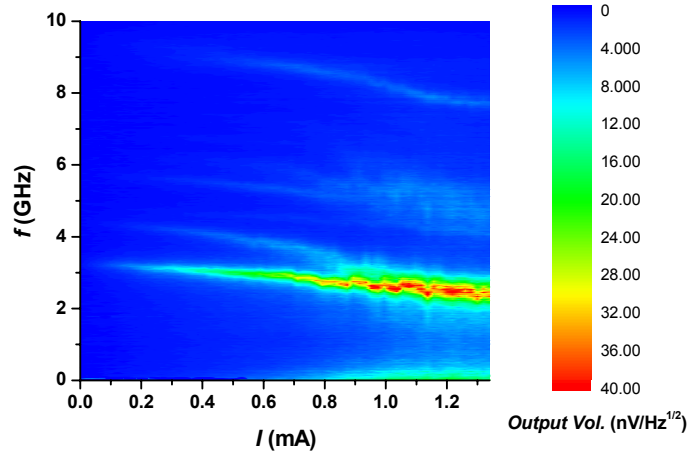


Fig. 2. Contour map of the emission voltage (in linear scale) as a function of the frequency and the bias current under $H_{\text{ext}} = -50$ Oe.

In Fig. 1 and 2, we show a contour plot of microwave emission voltage of the two serially connected STNOs. All the rf spectra are obtained with the in-plane easy-axis external magnetic field. Considering Kittel's ferromagnetic resonance (FMR) formula, the field dependence of the measured frequency is interpreted as behavior of in-plane small angle precession. From Fig. 1, it should be noted that the signals of each STNO devices do not seem to be phase-locked state under the bias current of 0.5 mA with the external field range from -350 to 0 Oe. In order to enhance the coupling efficiency of coupled STNOs, we increase a bias current to induce the out-of-plane large angle precession which could deliver a more amplified spin transfer self-emitted microwave current to each other[4]. As a result, the coupled STNOs have a common fundamental frequency as increasing the bias current over 0.9 mA. However, this frequency-locking does not mean the exact phase-locking of the coupled STNOs. If the phase-locking would be occurred, the output power could be increased and the spectral linewidth could be reduced upto 4 times of the single STNO's[3]. Unfortunately, we do not confirm this estimation and it seems that a more detailed research would be needed to resolve this subject.

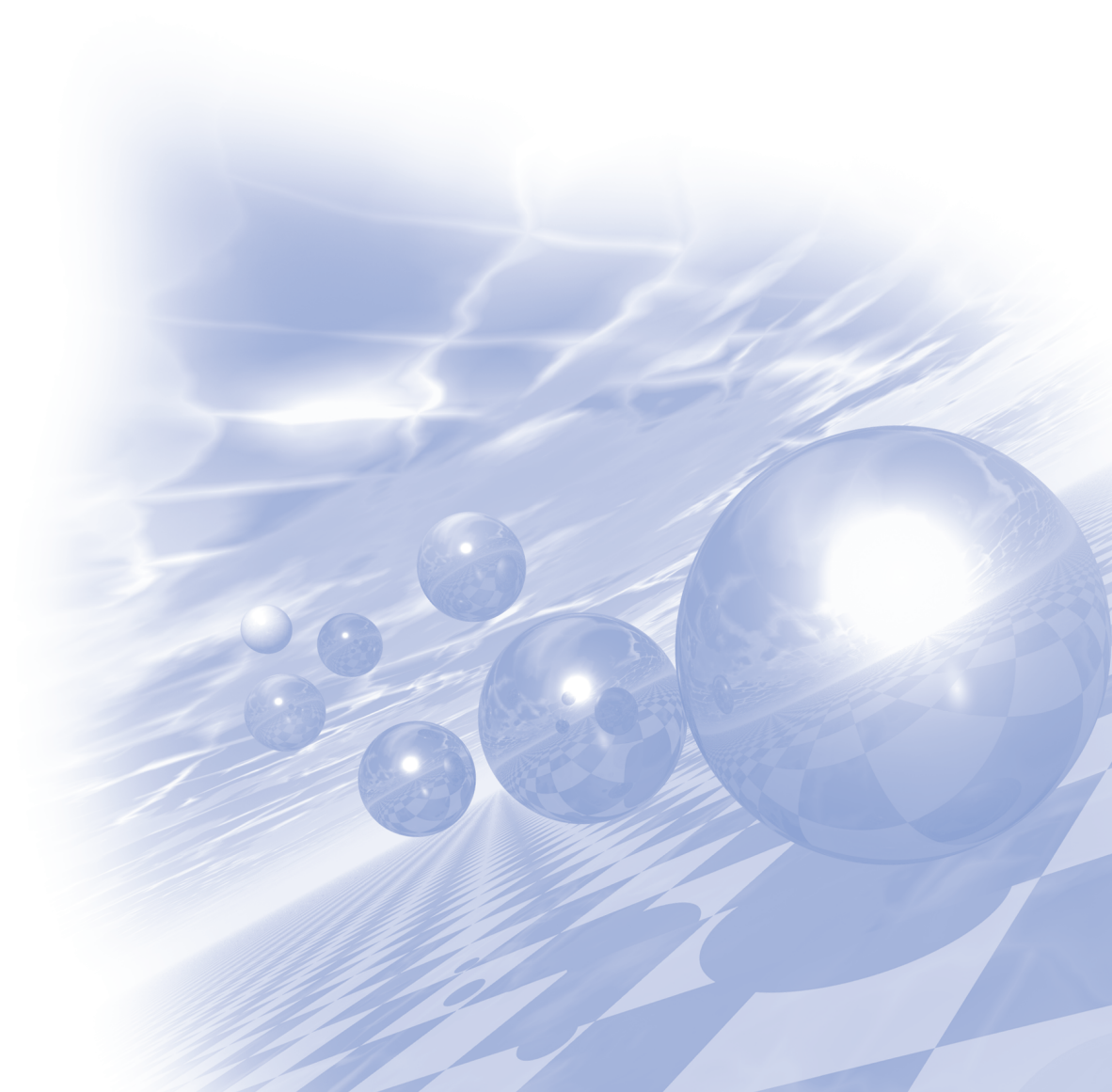
Reference

- [1] A. M. Deac *et al.*, Nat. Phys. **4**, 803 (2008).
- [2] B. Georges *et al.*, Phys. Rev. B **80**, 060404(R) (2009).
- [3] B. Georges *et al.*, Appl. Phys. Lett. **92**, 232504 (2008).
- [4] B. Georges *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 017201 (2008).



KMS 2011 Summer Conference

구두발표 (I)



함정 자기 정숙화를 위한 소자 코일 전류 최적화

윤관섭*, 이정우, 임선호, 이제민, 도재원

LIG 넥스원 Maritime 연구소

1. 서론

함정 선체인 강자성체에 의해 발생하는 영구자기장과 유도자기장을 저감하여 자기 스텔스를 실현하는 방법으로 탈자와 소자가 사용된다. 소자는 탈자처리 후 함정에 남아 있는 영구자기장과 지구자기장에 의해 선체에 유도되는 유도자기장을 최소화시키기 위한 방법으로 함정 내부에 3축 방향으로 코일을 설치하고 코일에 최적의 전류를 인가하여 수중 자기장 신호를 최소화 시키는 능동 스텔스 기법이다[1]. 소자코일에 인가할 전류량을 결정하기 위하여 특이치 분해 방법(Singular Value Decomposition, SVD)이 존재한다. 그러나 이 방법은 소자코일에 생길 수 있는 이상, 인가 가능한 전류량에 대한 제한 등을 고려하지 않는다는 단점이 있다. 즉, 함정 소자코일에 제한조건과 맞지 않는 결과만을 낸다. 이에 본 논문에서는 함정 소자코일의 fault나 인가 가능한 전류량을 고려하여 인가전류를 결정할 수 있는 알고리즘 개발을 위해 Particle Swarm Optimization(PSO)를 이용한다.

2. 적용 알고리즘

2.1 특이치 분해(SVD, Singular Value Decomposition)

소자코일에 전류를 인가하는 이유는 함정 탈자 이후 남아있는 자기장을 제거(소자)하기 위함이다. 따라서 소자코일에 흐를 전류의 크기는 탈자 이후 잔류 자기장을 정확히 0으로 보상(compensation)할 수 있는 자기장을 유도할 수 있는 만큼이어야 한다.

이 소자코일 효과 데이터 행렬을 C , 각 코일에 인가되는 전류의 크기 행렬을 m 이라고 할 때, 각 센서에서 측정되는 값들의 행렬 B 는 다음과 같다.

$$B=Cm \quad (1)$$

현재 함정의 잔류 자기장의 크기가 B 일 때, 우리의 목표는 B 의 각 행의 값을 최소화(=0)하게 하는 전류 m 을 결정하는 것이다. 그러나 C 는 정방행렬이 아닐 수도 있으므로 C^{-1} 은 존재하지 않는다. 이 경우 수식 3과 같이 SVD를 이용하여 잔차(Residual Error)를 최소화하는 근사 해를 구하게 된다[2].

2.2. 입자 군집 최적화(PSO, Particle Swarm Optimization)

PSO는 물고기, 새떼와 같이 군집 활동을 하는 집단의 행동양식을 모방한 자연계 기반 확률적 계산최적화 방법이다. 입자들은 최적화될 함수공간 상의 하나의 해를 나타낸다. 통상 함수 매개변수의 수에 따라 d 차원 벡터로 표시된다. 각 입자들은 각자가 경험한 최적 해(pbest)의 위치를 가지며 집단전체는 집단 전체적으로 경험한 최적 해의 위치(gbest)를 가진다. 즉, PSO는 탐색을 반복하면서 얻어진 벡터(pbest, gbest)들의 방향으로 각 입자들의 현재 위치를 수정해 나가면서 전역 최적 해를 찾기를 확률적으로 기대하는 알고리즘이다[3].

$$v_{id}^{k+1} = w \times v_{id}^k + c_1 \times rand() \times (pbest_i - x_{id}^k) + c_2 \times rand() \times (gbest - x_{id}^k) \quad (2)$$

4. 모의실험 결과

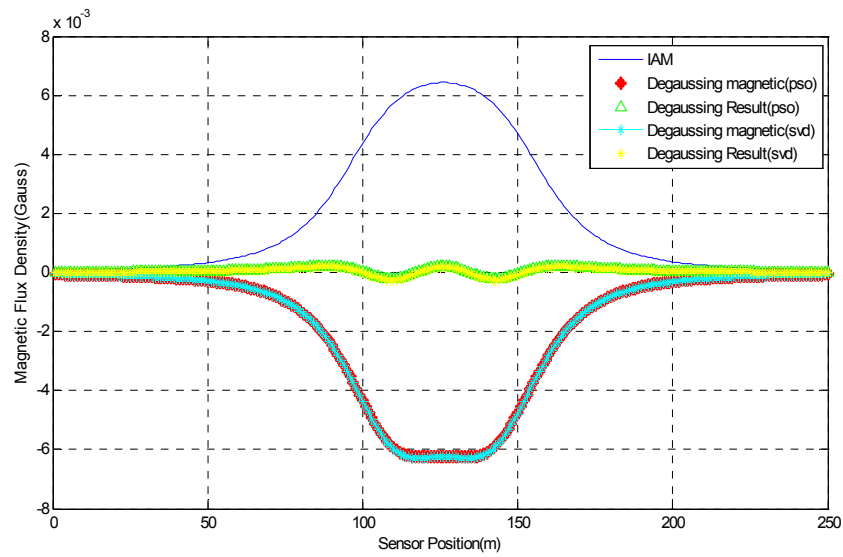


그림 1. 전류제한이 없는 경우 IAM 소자에 대한 SVD방식과 PSO방식의 소자결과 비교

그림 1은 소자코일에 인가할 전류량의 제한이 없는 경우 SVD를 이용한 소자 방법과 PSO를 이용한 소자 방법의 결과를 비교하고 있다. 이런 경우 SVD를 이용한 방법은 그 특성상 항상 결정론적인 최선의 답을 낸다고 할 수 있다. 평균 소자율 96%에 달하는 성능이다. 그림 1에서 두 방식의 degaussing magnetic 그래프가 서로 일치하고 있다.

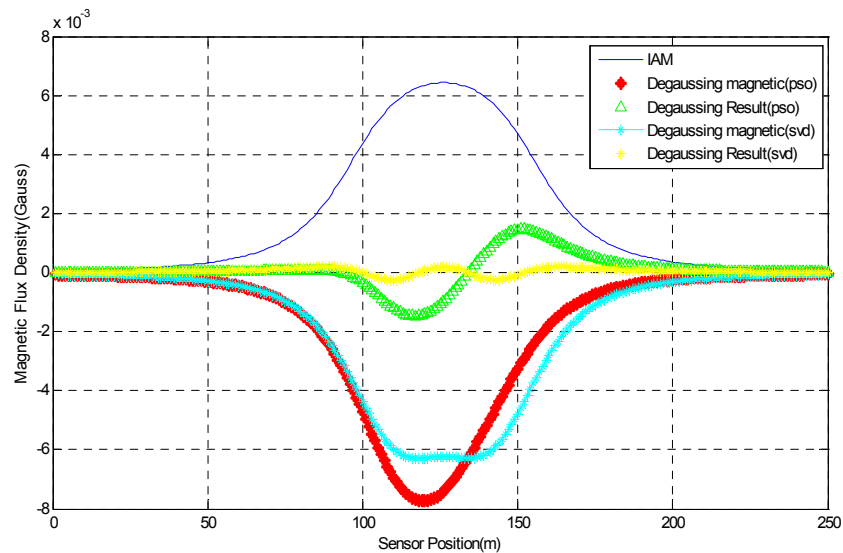


그림 2. 전류제한이 있는 경우 IAM 소자에 대한 SVD방식과 PSO방식의 소자결과 비교

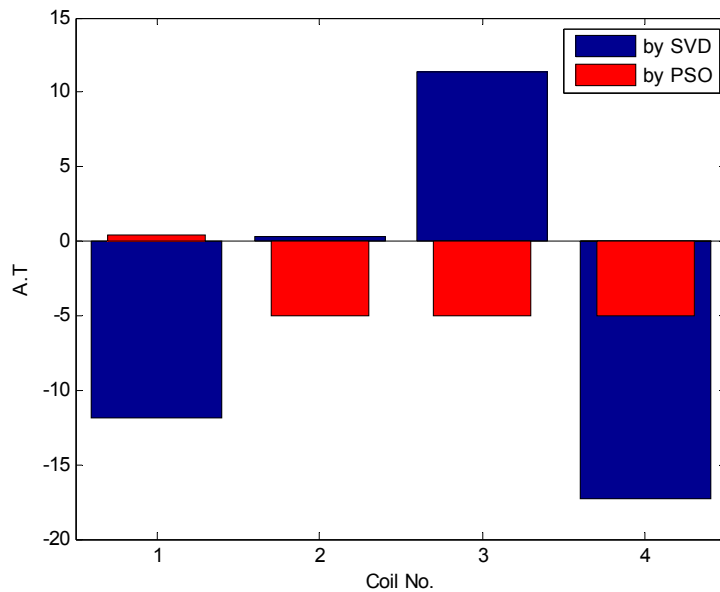


그림 3. 전류제한이 있는 경우 IAM 소자에 대한 SVD방식과 PSO방식의 전류량 비교

그림 2는 그림 1의 실험에 대해 A코일 전류인가량에 ± 5 Ampere의 제한 조건을 가하였다. 그림 3에서 나타나는 바와 같이 SVD는 소자 코일 전류 제한과 같은 상황을 반영하지 못한다. 이는 실제 환경에서의 정밀교정 시 치명적인 시스템 결함으로 나타날 수 있다. 반면, PSO를 이용한 방식은 주어진 전류 조건 내에서 코일에 인가할 전류량을 결정한다. 비록, 그림 2에서 보여지는 것과 같이 소자결과는 평균 소자율 77%에 그칠 정도로 좋지 않지만, 이는 소자 장비 자체의 한계이며, 그러므로 제안된 방식은 실제 정밀교정 시스템 운용자로 하여금, 코일 전류 인가와 관련된 H/W들의 fault를 인지할 수 있게 한다.

4. 결 론

본 논문은 합정 자기장 정밀교정 시 사용되는 소자코일에 인가할 전류량을 제한된 조건을 고려하면서 최적화할 수 있는 방안을 소개하였다. 제안된 방법은 SVD를 이용한 방법과 같은 조건에서 비슷한 성능을 내었고, 제한조건을 반영하지 못하는 SVD의 단점을 극복하였다.

향후 실험 과제로 코일 별 제한조건 여부를 고려할 것이며, 이 문제에 적용된 PSO자체의 parameter 최적화를 수행할 것이다.

5. 참고문헌

- [1] Timothy Malcolm Baynes BSc. (2002), Analysis of the Demagnetisation Process and Possible Alternative Magnetic Treatments for Naval Vessels : Doctor of Philosophy's thesis, The University of New South Wales, School of Physics, Faculty of Science.
- [2] 양창섭, "함정에서 발생하는 수중 전자기장 신호 특성 예측 기법", 박사학위 논문, 경북대학교 대학원, 2008
- [3] J. Kennedy, R. Eberhart, "Particle swarm optimization", Neural Networks, Proceedings., IEEE International Conference on, 1995

함정 탐지 회피를 위한 자기처리소 자기장 분리 알고리즘 개발

박현수*, 김희석¹, 윤관섭²

^{1,2}LIG 넥스원 Maritime 연구소

1. 서론

최근 반도체 및 IT기술의 발달과 함께 해양 수중 자기 감응식 기뢰의 고성능화가 이루어지고 있다. 특히 지구 자기장의 수천-수만 분의 일의 정밀도를 갖는 고감도 자기센서는 함정의 운항에 큰 위협 요소가 된다. 이러한 자기 감응식 기뢰에 탐지 되지 않고 함정의 안전성을 보장하기 위하여 선진국에서는 1900년대 초부터 함정에서 수중으로 전파되는 자기장 신호의 저감 및 통제 방안을 위한 다양한 프로젝트들이 전략적으로 수행되고 있으며 함정의 자기 정숙화(Magnetic Silence)와 관련한 독자적인 자기처리시설(Magnetic Treatment Facility: MTF)을 구축하여 운영하고 있다[1]. 함정에서 발생하는 수중 자기장 신호를 최소화시키기 위한 자기 정숙화 방법으로는 탈자(Deperm)와 소자(Degaussing)를 사용한다. 탈자는 함정의 존재하는 영구자기장을 최소화시키기 위한 방법으로 해안가에 별도의 시설을 갖추고 Deperm ME, Flash D, Anhysteretic deperm 등의 규격화된 탈자절차에 따라 탈자를 진행한다. 소자는 탈자처리 후 함정에 남아 있는 영구자기장과 지구자기장에 의해 선체에 유도되는 유도자기장을 최소화시키기 위한 방법으로 함정 내부에 3축 방향으로 코일을 설치하고 코일에 최적의 전류를 인가하여 수중 자기장 신호를 최소화 시킨다[2].

위와 같이 함정의 자기정숙화를 위해 실시하는 탈자와 소자는 자기장의 발생 성분에 의해 자기장을 처리하는 방법이 달라진다. 따라서 함정의 자기정숙화를 위해서는 먼저 함정에서 발생하는 자기장의 영구자화에 의한 자기장과 유도자화에 의한 자기장의 분리가 선행되어야 한다. 이에 본 논문에서는 해군 함정의 자기정숙화를 위한 기초연구로 함정의 영구자화에 의한 자기장 신호와 유도자화에 의한 자기장 신호를 분리하는 방법을 소개하고자 한다.

2. 실험 방법

함정 자기장을 발생원인과 방향성분의 6가지로 분리하기 위해서는 함정의 자기장 측정 데이터가 필요하다. 하지만 일반적으로 함정 자기장 측정소에서 측정하는 함정자기장은 영구자기장과 유도자기장이 합쳐진 형태이다. 따라서 이를 분리하기 위해서는 함정을 자북방향으로 계류 시킨 후 측정한 함정 자기장 데이터와 자남방향으로 계류 시킨 후 측정한 함정 자기장 데이터를 이용한다. 또한 함정의 수직방향 자기장을 분리하기 위해서 자기 처리소의 Z-루프를 이용하여 수직방향 지구자기장을 인위적으로 상쇄시킨 후 측정한 함정 자기장 데이터를 이용한다. 함정 자기장 분리의 기본 원리는 함정의 영구자기장은 함정 북방계류 시와 함정 남방계류 시 함정 계류 방향에 따라 달라지지만 유도자기장은 지구자기장 방향에 의해 자기장 방향이 결정되기 때문에 함정 북방계류 시와 함정 남방계류 시 자기장의 방향이 달라지지 않는다. 따라서 함정 북방계류 시 자기장 측정 데이터와 함정 남방계류 시 자기장 측정 데이터를 서로 빼고 2로 나누게 되면 함정의 유도자기장을 분리할 수 있다.

그림 1은 함정 자기장을 분리하기 위하여 실시한 모델 모습이다. 모델링은 3차원 전자기 유한 요소 해석 도구를 이용하였으며 모델은 프리즘 형태로 하여 단순한 수상함의 모습을 형상화 하였다. 모델 함정의 크기는 가로 50m, 너비 10m, 높이 8m로 진행하였으며 함정의 영구자기장을 위한 선체의 보자력은 -100A/m로 설정하였고, 유도자기장을 위한 선체의 비투자율은 90으로 설정하였다.

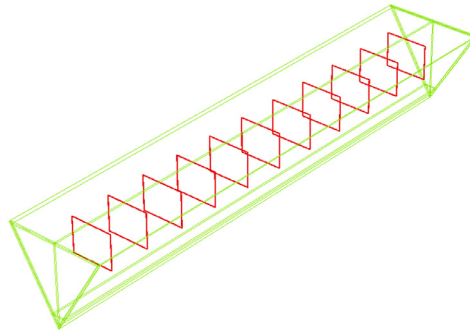


그림 1. 유한요소해석 도구를 이용한 함정 모델

3. 실험결과

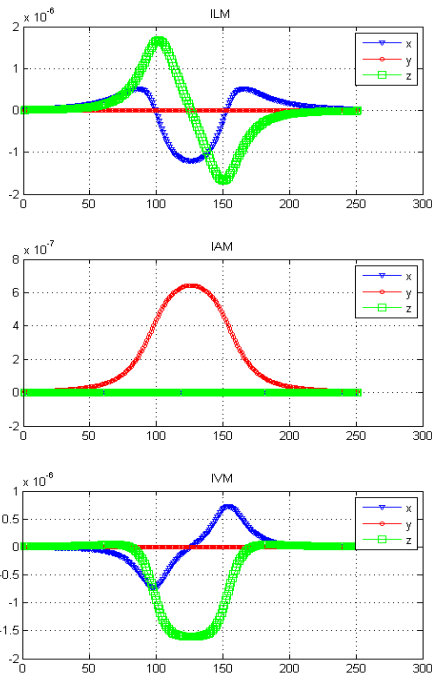


그림 2. 함정 방향 성분별 유도자기장

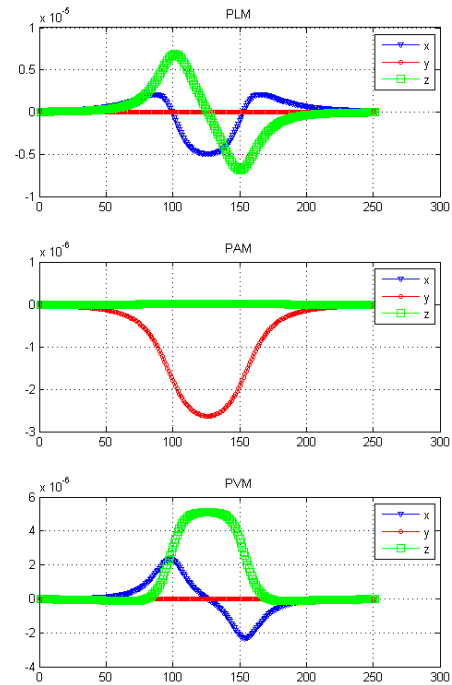


그림 3. 함정 방향 성분별 영구자기장

그림 2와 그림 3은 본 논문에서 제시하는 알고리즘에 의해 함정 자기장의 발생원인에 따른 성분과 방향별 성분으로 분리된 결과이다. 이러한 분리 결과를 얻기 위해서는 자기처리소에서 함정 북방 계류 시 측정한 함정 자기장 데이터와 함정 남방 계류 시 측정한 함정 자기장 데이터가 필요하다. 본 논문에서 사용한 함정 모델은 수상함 형태의 삼각 기둥 형태로서 수직 영구 자기장 성분이 가장 주요한 자기장 요소로 해석되었다.

4. 결론

본 논문에서는 해군 함정의 자기정숙화를 위한 연구로 함정 자기장의 자기처리소 자기장 분리 알고리즘에 대하여 소개하였다. 함정 자기장을 발생원인과 방향 성분에 따른 6가지 성분으로 분리하기 위하여 3D 상용 전자기장 해석 도구를 이용하여 함정 모델링을 한 후 실제 자기처리소에서 필요한 함정 북방 계류 자기장 데이터와 함정 남방 계류 자기장 데이터를 생성하였다. 자기처리소에서 측정되는 함정 자기장 데이터는 Bx, By, Bz의 3축 신호로 이 신호에는 함정 영구자기장 성분과 유도자기장 성분이 모두 포함되어 측정되기 때문에 일

반적인 방법으로는 영구자기장 성분과 유도자기장 성분을 분리할 수 없다. 본 논문에서는 유한 요소법으로 생성한 일반적인 함정 자기장 신호를 자기장 분리 알고리즘을 적용하여 함정 방향 성분별 유도자기장과 방향 성분별 영구자기장을 분리하였다. 자기장 분리 결과 모델링 된 간단한 수상함은 수직 영구 자기장 성분이 가장 주요한 자기장 요소로 해석되었다.

5. 참고문헌

- [1] Minimizing the magnetic anomaly created by ships in the earth field, Grenoble, France, 2002 (private report).
- [2] Timothy Malcolm Baynes BSc. (2002), Analysis of the Demagnetisation Process and Possible Alternative Magnetic Treatments for Naval Vessels : Doctor of Philosophy's thesis, The University of New South Wales, School of Physics, Faculty of Science.

Is it Possible the *ab initio* Thermodynamics with Defects?

In Gee Kim*

Graduate Institute of Ferrous Technology (GIFT),
Pohang University of Science and Technology (POSTECH), Pohang 790-784
*e-mail: igkim@postech.ac.kr

Phase-diagrams is considered as a starting point for materials design. Recent developments in computational thermodynamics, so called CALPHAD (CALculation of PHase Diagram), have used to obtain the relevant phase diagrams[1]. In conventional CALPHAD techniques, the Gibbs free energies of individual phases are compared to construct the corresponding phase diagram. There is a critical problem that the current CALPHAD technique is strongly relied on the existing thermodynamic databases, which are usually assessed by experiments. The experimental thermodynamic assessments have noticed the fatal problem that a certain set of necessary thermodynamic data is not available by experiments. For example, the solubility of silicon in cementite, which is extremely low, has been required, but the information was not able to obtain by a direct experiment for more than 30 years[2]. The experimentally unaccessible thermodynamic information can be resolved by utilizing the density functional simulations[3].

However, current density functional assessments are reliable only on the zero temperature condition. Recently, there are several challenges to deal with finite temperatures combined with the model Hamiltonians with the parameters obtained from the solutions of the Kohn-Sham equation[4]. Albeit this approach seems promising in dealing thermodynamics problem, it has at least four serious problems: First of all, the selected model Hamiltonian is rather ad hoc, so that one should answer whether the Hamiltonian is physically proper to the problem or not. Secondly, there is no physically concrete explanation on the validity of the calculated Kohn-Sham orbitals. The only physically valid Kohn-Sham orbital is the highest occupied one with the fact that the energy from the density functional theory and the density is rather close to the real particles. Thirdly, the parameters for the Hamiltonian have been obtained from the zero temperature Kohn-Sham equation. Hence, the final results contain a certain kind of scaled order parameters. Finally, the consideration of defects, which cannot be removed in any realistic materials, is obsolete with current theoretical framework..

In a structural material, the point defects, dislocations, disclinations and domain walls (grain boundaries) are important equally in determining the mechanical properties. For example, a tensile deformation is creating dislocations and it propagates. Questions have been raised long time how electronic structures and phonon structures are affected by such defects and vice versa. Brown[5] suggested to transform the Hamiltonian to adapt such defects and Teichler[6] indicated that the approach of Brown is equivalent to the gauge field theory in curved and/or twisted spacetimes. Once such defects are transformed into the Riemann-Cartan manifolds[7], the remaining task is to do calculate thermodynamic properties and the corresponding response functions within the frame work of finite temperature quantum field theory in the curved and/or twisted spacetime. They say that it began with the work of Hartle and Hawking[8] and Gibbons and Perry[9] based on the imaginary-time thermal Green's function for the description of Hawking radiation in black-hole spacetimes.

Recently, the author[10] noticed that a theoretical framework in terms of computer simulations based on an authentic *ab initio* thermodynamics, i.e., a fully quantum field theoretic treatments with the consideration of the

existence of defects of materials by the gauge field theory on the Riemann-Cartan manifolds is necessary for completing the phase diagram. In this study, the recent achievements of quantum field theoretic approaches with defects in terms of Riemann-Cartan manifolds are reviewed by introducing an example of spin-wave interaction with topological defects[11]. The practical aspect of such approach is going to be discussed also.

This work was supported by the POSCO Steel Innovation Program and by the Basic Science Research Program (Grant No. 2009-0088216) by the National Research Foundation by the Ministry of Education, Science, and Technology of Korea.

References

- [1] P. J. Spencer, CALPHAD **31**, 4 (2007).
- [2] G. Ghosh and G. B. Olson, Acta Mater. **50**, 2099 (2002); E. Kozeschnik and H. K. D. B. Bhadeshia, Mater. Sci. Technol. **24**, 343 (2008).
- [3] J. -H. Jang, I. G. Kim, and H. K. D. H. Bhadeshia, Comp. Mater. Sci. **44**, 1319 (2009).
- [4] F. Körmann, A. Dick, T. Hickel, and J. Neugebauer, Phys. Rev. B **81**, 134425 (2010); R. Nazarov, T. Hickel, and J. Neugebauer, ibid. **82**, 224104 (2010).
- [5] R. A. Brown, J. Phys. F: Metal Phys. **9**, L241 (1979).
- [6] H. Teichler, Phys. Lett. A **87**, 113 (1981).
- [7] M. O. Katanaev, Phys.-USP **48**, 675 (2005).
- [8] J. B. Hartle and S. W. Hawking, Phys. Rev. D **13**, 2188 (1976).
- [9] G. Gibbons and M. J. Perry, Proc. R. Soc. (London) **A358**, 467 (1978).
- [10] I. G. Kim, "Towards the authentic ab initio thermodynamics" in *Thermodynamics/Book 1*, Edited by V. Zgela, (InTech, Rijeka, to be published in July 6, 2011) ISBN 978-953-307-318-7.
- [11] L. A. Turski and M. Minkowski, J. Phys.: Condens. Matter **21**, 376001 (2009).

Graphene Induced Magnetic Properties of FM/graphene/FM

Dongyoo Kim and Jisang Hong*

Department of Physics, Pukyong National University, Busan, Korea

Using the full potential linearized augmented plane wave (FLAPW) method, we have explored the graphene induced magnetic properties of Co/graphene/Ni and Ni/graphene/Ni systems. It has been found that the magnetic exchange interaction between two ferromagnetic layers can be manipulated by changing external carrier types and concentrations. This may provide very useful informa for potential spintronics purposes

Edge-Soliton-Mediated Vortex-Core Reversal Dynamics

Ki-Suk Lee, Myoung-Woo Yoo, Youn-Seok Choi and Sang-Koog Kim*

National Creative Research Initiative Center for Spin Dynamics and Spin-Wave Devices, 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.

Magnetic topological solitons play the crucial roles in magnetization reversal dynamics of micrometer-size (or smaller) magnetic elements[1]. For example, vortex-core reversals are known to occur through the creation and annihilation of a pair of a vortex and an antivortex bulk topological soliton[2-4]. Recently, we have explored a new reversal mechanism of single vortex cores in magnetic disks driven by currents flowing perpendicular to the disk plane, as found from micromagnetic simulations. In the mechanism, vortex core switching occurs through serial dynamic transformations from an initial vortex to a pair of two edge solitons, again back to a newly created vortex of reversed core orientation. The transformation from the vortex state to an edge-soliton pair takes place spontaneously whenever a single vortex core arrives at the disk boundary, but the returning process requires a driving force overcoming a certain energy barrier. We found that this driving force is strongly localized out-of-plane gyrotropic fields induced by the fast motion of coupled edge-solitons. This gyrotropic fields form a magnetization dip between the two edge solitons and as the results, the vortex core with reversed core orientation creates from the maximum magnetization dip. This mechanism is totally different from the well-known vortex-antivortex pair mediated vortex core reversals in terms of the associated topological solitons, energies, and spin-wave emissions. In this presentation, we are going to report not only a comprehensive understanding of edge-soliton mediated vortex core reversals but also physical insights into the dynamic transformations of magnetic topological solitons in nanoelements. This work was supported by Basic Science Research Program through the National Research Foundation of Korea (NRF) funded by the Ministry of Education, Science and Technology (No. 20110000441).

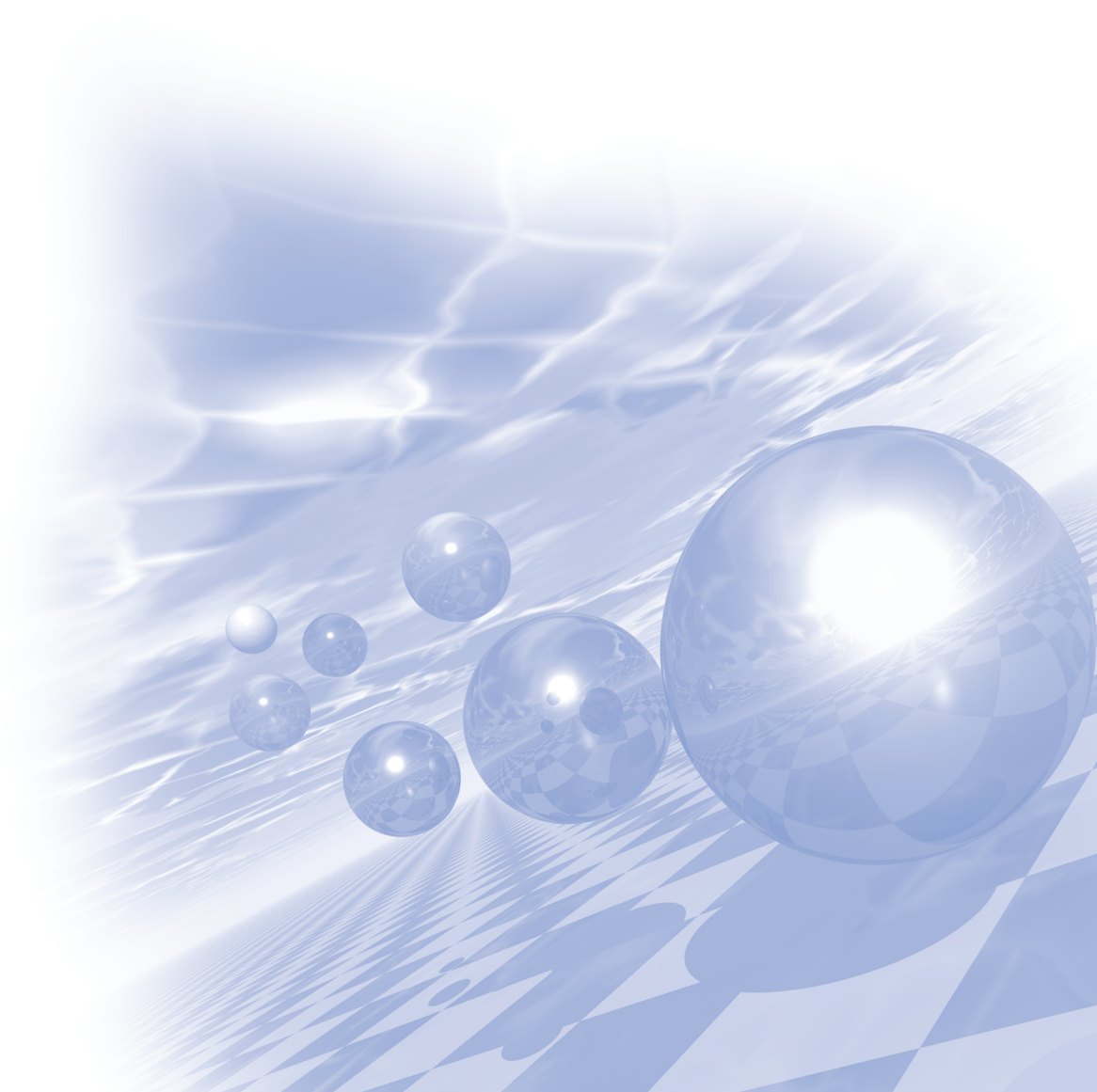
References

- [1] N. D. Mermin, Rev. Mod. Phys. **51**, 591 (1979) O. Tchernyshyov and G. Chern, Phys. Rev. Lett. **95**, 197204 (2005).
- [2] B. Van Waeyenberge *et al.*, Nature **444**, 461 (2006).
- [3] Q. F. Xiao *et al.*, Appl. Phys. Lett. **89**, 262507 (2006); R. Hertel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 117201 (2007).
- [4] K.-S. Lee *et al.*, Phys. Rev. B **78**, 014405 (2008) K. Y. Guslienko, K.-S. Lee, and S.-K. Kim, Phys. Rev. Lett. **100**, 027203 (2008) K.-S. Lee *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 267206 (2008).
- [5] K.-S. Lee *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 147201 (2011).



KMS 2011 Summer Conference

구두발표 (II)



II-VI 기반 자성반도체의 자기-광학적 특성 및 응용에 관한 연구

황영훈*, 엄영호¹

울산시 남구 무거2동 울산대학교 기초과학연구소

¹울산시 남구 무거2동 울산대학교 물리학과

본 연구에서는 수직 Bridgman 법으로 II-VI족 기반 자성 반도체 CdTMTe (TM=Mn, Cr, Co, Ni) 단결정을 성장시켜 TM의 조성비 변화에 따른 자기광학적 특성과 응용성을 조사하였다. X-선 회절 실험으로부터 TM 조성비 변화에 대하여 zinc-blende 구조임을 확인하였다. 띠 간격 에너지는 온도 감소와 TM 조성비 증가에 대하여 선형적으로 증가하였다. Faraday 회전은 광 에너지 증가 때문에 띠 간격 에너지 근처에서 증가하였고, TM 조성비가 증가함에 따라 증가하였다. 광자기 센서로의 활용을 위하여 CdMnTe 결정을 이용한 광 아이솔레이터의 특성을 조사하였다.

Clustered Ge(Mn) Magnetic Semiconductor: Preparation and Magnetic Properties

Dang Duc Dung, 조성래*

울산대학교 물리학과

The injection of spins into nonmagnetic semiconductors has recently attracted great interest due to the potential to create classes of spin-dependent electronic devices. In order to inject spin-polarized currents into nonmagnetic semiconductors, many groups have tried to use ferromagnetic ~FM metals ~i.e., Fe as spin sources, forming metal-semiconductor heterostructures. However, the spin orientation of the carriers tends to be quickly lost at a ferromagnetsemi conductor interface via spin-flip scattering due to the dissimilar crystal structure and chemical bonding, and the energy difference between the charge carriers in the ferromagnet and the semiconductor. A more promising strategy to achieve spin injection into nonmagnetic semiconductors is to use a diluted ferromagnetic semiconductor ~DFS, prepared by substituting magnetic ions such as Cr^{2+} , Mn^{2+} , Co^{2+} , Ni^{2+} , and Fe^{2+} into nonmagnetic semiconductors.

Since the discovery of FM in GaMnAs, a variety of systems such as (GaIn)(AsP), (GaAl)N, (CdZn)(SeTe), CdTe, Ge, Si, (ZnCd)GeP₂, ZnO, and TiO₂, etc, have been investigated. Commonly accepted mechanism is hole mediated ferromagnetism even though the mechanism for some oxides such as ZnO is still unknown. The issue in this type of research is to evaluate the origin of the observed FM. Does this come from the substituted transition metals in semiconductor host or the clusters unintentionally formed during the growth? In order to suppress the formation of the clusters, the growth temperature is maintained as low as possible, which is the reason for the needs for MBE (molecular beam epitaxy).

In the group IV-based Mn-doped Ge, Park *et al.* were the first to report that Currie temperature (TC) was increased linearly with Mn concentration from 25 to 116 K. Chen *et al.* reported a TC of 213 K in homogeneous ferromagnetic semiconductor Mn:Ge alloy with extremely Mn concentration up to 57% in Mn:Ge alloy. It was smaller than that TC of Mn-doped Ge in the bulk samples of 285 K. Since the solubility of Mn in Ge were limited under thermal equilibrium condition, and Mn-Ge alloy were easily formed when samples were grown at high temperature or during annealing process. It were the reasons that TC of DMS of Mn-doped Ge have not been archived the room temperature even the theoretically were predicted that the estimated TC ranged up to 400 K.

Here we report on both electron and hole carrier polarization at room temperature in magnetic cluster embedded in Ge semiconductors. We obtained the p-type conduction in post-annealed samples in Ar, while the n-type ferromagnetic conduction in post-annealed samples in H₂ and N₂. Interestingly, both carriers are spin-polarized up to room temperature.

Effect of Oxygen Supplied to Ferromagnetic Layers of Magnetic Tunnel Junction

Sungjung Joo^{1,2*}, K.Y.Jung^{1,2}, K.Rhie¹, Kim.T.Y¹, Kim.D.S¹, Tae-Suk Kim¹, K.H.Shin², B.C.Lee³

¹Department of Display and Semiconductor Physics, Korea University, Chungnam 339-700, Korea

²Spintronic Device Research Center, KIST, Seoul 136-791, Republic of Korea

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

Recently, there are reports the observation of the Kondo effect in MgO based MTJs[1-2]. These MTJs have the zero-bias anomaly (ZBA) or the logarithmic temperature-dependence peak. In this study, this behavior can explain the reduced TMR ratio of MgO-based MTJs compared with the theoretical expectation at low temperature.

We were studied that tunneling magnetoresistance was found to be suppressed with decreasing temperature for magnetic tunnel junctions (MTJs) oxidized under high plasma power[3]. We assume that ferromagnetic layer under AlOx tunnel barrier change to the $\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}\text{O}\delta$ layer during the deposition process of the tunneling barrier. In order to prove the assumption, a series of MTJs were fabricated to investigate the effects of oxygen in ferromagnetic layers on TMR. The samples were deposited by dc magnetron sputtering and the layer structure is $\text{SiO}_2/\text{Ta}(5)/\text{NiFe}(6)/\text{IrMn}(8)/\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}(3)/\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}\text{O}\delta(2)/\text{AlOx}/\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}(2)/\text{NiFe}(6)/\text{Ta}(10)$ (thickness in nm). The Al_2O_3 barrier was formed by oxidizing 1.6nm Al layer with oxygen plasma. The samples were deposited in oxygen contaminated chamber and it is expected a small amount of oxygen is included already in the CoFe layers. In order to add more oxygen, we grew the $\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}\text{O}\delta$ layer by mixing oxygen (1% and 2%) intentionally to Ar during the deposition process. Three types of MTJs were investigated; oxygen contaminated sample (no mixture of oxygen in Ar), 1% mixture of oxygen in Ar, and 2% mixture of oxygen in Ar. These samples were not heat treated. The MTJs were patterned by photolithography with the junction size $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. For comparison, a conventional control junction was fabricated in the same condition except that it was grown in oxygen free chamber with pure Ar and treated by a continuous annealing method.

In order to investigate the origin of TMR reduction at low temperature, we examined the temperature dependence of the junction resistance. The resistance of MTJs with different O2 concentration in CoFe layer is plotted as a function of temperature in Fig. 1. Here R_P and R_{AP} are the junction resistance when the magnetizations of both electrodes are parallel (P) and antiparallel (AP), respectively. At 300 K, R_P for all of our MTJs is almost the same (less than $10 \text{ k}\Omega$). As temperature decreases, R_P increases dramatically and reaches several hundred $\text{k}\Omega$ around zero temperature. The more the oxygen is included in the $\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}\text{O}\delta$ layer, the faster the resistance increases with lowering temperature. For the control junction (see the Fig.1), the temperature dependence of R_P (the open square) displays a typical behavior: it increases slightly as temperature decreases and shows about 30% increase of resistance around 2 K. For ideal tunnel barriers, the junction resistance is expected to decrease with increasing temperature due to thermal excitations of tunneling electrons. In the inset, the resistance difference ($\Delta R = R_{AP} - R_P$) between antiparallel (AP) and parallel (P) magnetizations is plotted as a function of temperature. In contrast to the rapid increase of junction resistance, ΔR slightly increases with lowering temperatures. The temperature dependence of ΔR for the MTJs with $\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}\text{O}\delta$ layers is basically same as that for the control junction. For usual MTJs, the resistance difference ΔR increases slowly with

decreasing temperature, which is related to the temperature dependence of magnetization of the FM layer. In the MTJs with $\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}\text{O}_8$ layers, the increase of ΔR at low temperature means that the spin polarization (SP) of tunneling current is not destroyed in spite of dramatic increase of R_P . In other words, even though a strong scattering mechanism is introduced with lowering temperature, SP is well maintained.

In summary, we fabricated MTJs with a slight amount of oxygen included in the magnetic layers. As temperature decreases, the TMR decreases and the junction resistance increases dramatically. The temperature dependence of the junction resistance was analyzed with Kondo model and scaling behavior was observed. The results are similar to those for previous MTJs with over-oxidized AlOx tunnel barriers[3] while the Kondo parameters are different.

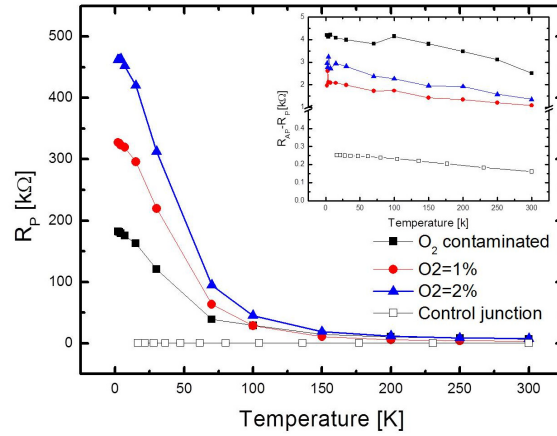


FIG. 1: Temperature dependence of junction resistance R_P (parallel alignment) with oxygen contaminated sample (no mixture of oxygen in Ar : solid square), 1% mixture of oxygen in Ar (solid circle), and 2% mixture of oxygen in Ar (solid triangle). The resistance difference $R_{AP} - R_P$ is displayed in the inset.

Reference

- [1] J. Bernos, M. Hehn, F. Montaigne, C. Tiusan, D. Lacour, M. Alnot, B. Negulescu, G. Lengaigne, E. Snoeck, and F. G. Aliev, Phys. Rev. B 82, 060405(R) (2010)
- [2] Do Bang, T. Nozaki, Y. Suzuki, K. Rhie, T.-S. Kim, A. Fukushima, S. Yuasa, E. Minamitani, H. Nakanishi and H. Kasai, International Conference on Magnetism (ICM 2009)
- [3] K. I. Lee, S. J. Joo, J. H. Lee, K. Rhie, Tae-Suk Kim, W. Y. Lee, K. H. Shin, B. C. Lee, P. LeClair, J.-S. Lee and J.-H. Park, Phys. Rev. Lett. 98, 107202 (2007)

Effect of Magnetic Field on the Dielectric Properties BaTiO₃-MgFe₂O₄ Composite

Ravindar Tadi, Yong-II Kim, CheolGi Kim¹ and Kwon-SangRyu*

Korea Research Institute of Standards and Science

¹Department of Materials Science and Engineering, Chungnam National University

1. Abstract

In this study we tried to measure the effect of magnetic field on the dielectric properties of BaTiO₃-MgFe₂O₄ soft magnetic composite. Composites with different weight percents of ferroelectric and ferromagnetic phases were subjected to magnetic field in the order of 0 to 450 Oe and the variation of the dielectric properties was observed. The Variation of dielectric polarization was discussed in terms of Maxwell-Wagner type polarization in particulate composites.

2. Introduction

Multiferroic materials were of rapidly interested areas in which the possible coupling within the ferroelectric and ferromagnetic phases can lead to new conceptualization of electronic devices[1]. The control of electric polarization was measured by application of magnetic field. Variation of the dielectric properties can be related to several aspects including coupling[2]. In this study we have synthesized a soft magnetic composite with BaTiO₃-MgFe₂O₄ and the dielectric properties were measured in presence of magnetic field.

3. Experiment, results and discussion

BaTiO₃-MgFe₂O₄ composite system was synthesized in two steps which involved synthesis of BaTiO₃ initially combination with MgFe₂O₄ as reported in literature[3]. Composite pellets were thermally annealed at in the 950 to 1150 OC for 2 h in air. Crystal structure, magnetization, and magnetic field dependent dielectric properties were measured. Tetragonality of the BaTiO₃ phase was confirmed by the peak splitting at 45 degrees and the lattice parameters calculated were a(=b)= 3.9906(4) Å, c = 4.0278(8) Å[4]. Variation of the magnetization with respect to the increase of the annealing temperature was related with the exchange of the magnetic cations among the tetrahedral and octahedral sites of the spinel lattice[5].

Dielectric properties were measured by applying magnetic field in the range of 0 to 450 Oe. Dielectric constant in accordance with applied magnetic field increased with magnetic field due to Maxwell-Wagner polarization in heterogeneous type of medium proposed by Catalan G[2,6]. However the generation of magnetostriction was certainly possible. These observations can be due to the existence of coupling between the ferroelectric phase and the ferromagnetic phase and the interfacial effect among the ferroelectric and the ferromagnetic phases[2,6]. Since the increase in the dielectric constant was observed above the 100 Oe the grain boundary interfacial effect possibly existed[2,6].

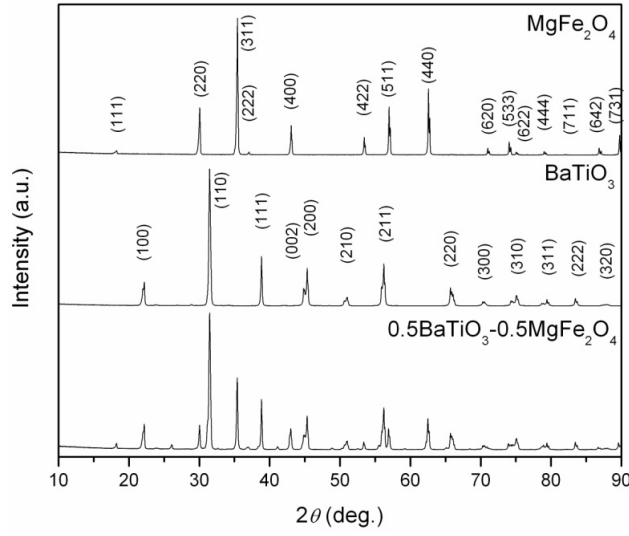


Fig. 1. Diffraction patterns of thermally treated samples at 1050 OC.

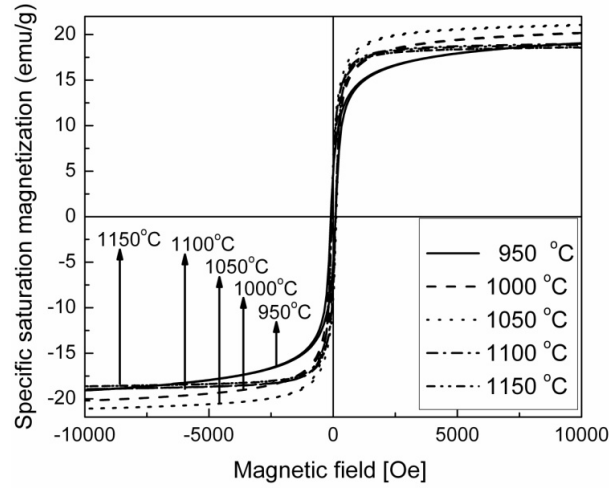


Fig. 2. Magnetization of composite pellets $0.5\text{BaTiO}_3\text{-}0.5\text{MgFe}_2\text{O}_4$ thermally treated at different temperatures.

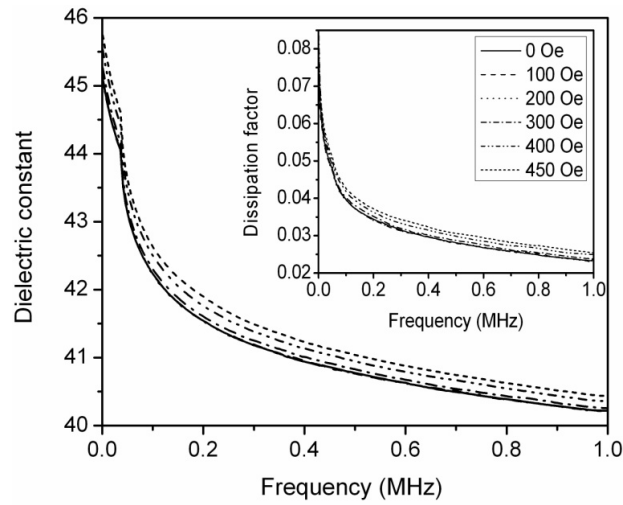


Fig. 3. Variation of dielectric properties of composite pellet $0.5\text{BaTiO}_3\text{-}0.5\text{MgFe}_2\text{O}_4$ treated at 1050 OC.

4. Conclusion

BaTiO₃-MgFe₂O₄ composite was synthesized with soft magnetic and dielectric properties. Correlation between applied magnetic field and dielectric properties were investigated in this study. Magnetic field dependent dielectric properties have shown an increase of dielectric constant with increase of applied magnetic field. Dielectric properties measured in terms of varying magnetic field resulted in increase of dielectric constant. Higher value of dielectric constant was observed for a maximum field of 450 Oe.

5. References

- [1] S.W. Sheongi et. al, Nat. Materials. 6. 13 (2007).
- [2] G. Catalan, App. Phy. Lett. 88. 102902 (2006).
- [3] R. Tadi et. al, J. Mag. Mag. Mater. 323. 564 (2011).
- [4] A.C. Larson, and R.B.V. Dreele, GSAS, Los Alamos National Laboratory Report LAUR. 86. 748 (2004).
- [5] M. Gataheski et. al, J. Appl. Cryst. 38. 772 (2005).
- [6] M. Wagner, Ann. Phys. 40. 817 (1913).

Crystallographic and Electromagnetic Studies on Geometrically Frustrated $\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Ga}_2\text{S}_4$

명보라*, 김진모, 권우준, 김삼진, 김철성
국민대학교 물리학과

1. 서론

2차원 triangular lattice를 가진 반강사성 물질은 극저온에서 spin liquid, spin-glass, atomic short-range non-collinear order, spin-fluctuation 특성이 발현되는 geometrical frustration 현상을 가지고 있다. 특히 MGa_2S_4 ($M = \text{Ni}, \text{Fe}$) 물질은 극저온에서 geometrical frustration 현상이 발현되는데, 각 물질의 스핀 양자수가 존재하며, 시료의 Ni 자리에 Fe를 치환함에 따라 스핀은 low에서 high 준위로 바뀌는 결과가 나타났다. 본 연구에서는 보다 근본적인 전하-스핀-궤도 사이에서의 상호작용 메커니즘에 따른 frustration 현상 규명과 MGa_2S_4 ($M = \text{Ni}, \text{Fe}$) 물질의 전자들의 스핀상태를 뫼스바우어 분광실험 방법을 도입하여 분석함으로써 결정학적 및 전자기적 특성을 연구하였다.

2. 실험방법

$\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Ga}_2\text{S}_4$ ($0.0 \leq x \leq 1.0$)는 고순도의 시약 Ni(4N), Fe(4N), Ga(5N), S(5N)를 정확한 당량비와 순도를 정확히 계산하여 밀도가 작은 순서로 석영관 바닥에 넣어 10^{-8}torr 의 진공에서 봉입하였다. 1차 열처리는 온도의 급속한 상승에 따라 황 분말의 기화로 인한 석영관의 폭발을 방지하기 위하여 분당 0.4°C 의 속도로 서서히 승온시켰으며, 최종 온도는 1000°C 로 N_2 gas분위기에서 72 시간 유지한 후에 서냉시켜 총 11일에 걸친 열처리를 수행하였다. 시료의 이차상을 없애기 위해 2차 열처리를 수행하였으며, 1차 열처리 후의 시료를 마노(agate mortar)에서 grinding하여 유압 press를 이용하여 약 2 ton의 압력으로 원기둥 모양으로 성형하였다. 2차 열처리 과정은 1차 열처리와 동일하게 총 11일에 걸쳐 수행되었으며, 1000°C 에서 N_2 gas 분위기에 72시간 유지한 후 서냉하여, $\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Ga}_2\text{S}_4$ ($0.0 \leq x \leq 1.0$) 시료의 단일상을 제조하는데 성공하였다.

3. 실험결과 및 고찰

Fig. 1은 $\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Ga}_2\text{S}_4$ ($0.01 \leq x \leq 1$)의 X-선 회절 실험 및 분석 결과이다. 모든 시료의 결정구조는 space group이 $P-3m1$ 이며, 2차원적으로 triangular lattice를 갖고 거시적으로는 미세하게 찌그러진 Hexagonal 구조임을 확인하였다. 시료에 Fe가 치환됨에 따라 격자상수, octahedron의 Fe와 Fe의 이온간의 거리와 Fe-S와 S-Fe 사이의 각도는 선형적으로 증가함을 확인하였는데, Fe 치환량이 증가함에 따라 a-b 축 방향으로 octahedron site의 구조적 뒤틀림(octahedral distorted structure)의 증가로 해석되어진다.

본 시료의 극저온 4.2 K에서 Mössbauer 스펙트럼을 분석한 결과, 모든 시료는 선폴이 매우 넓은 8개의 공명 흡수선이 중첩되어 비대칭적인 공명 흡수선이 나타남을 확인할 수 있었는데, 이러한 현상은 모든 시료가 극저온에서도 여전히 spin-fluctuation과 spin과 spin 간의 incommensuration 특성을 갖고 있는 geometrical frustration 현상에 기인한 것으로 해석되어진다.

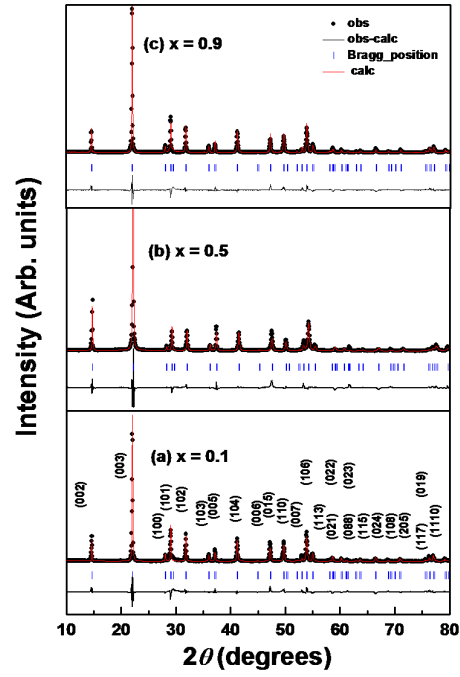


Fig. 1. XRD patterns of $\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Ga}_2\text{S}_4$ ($0.01 \leq x \leq 1$).

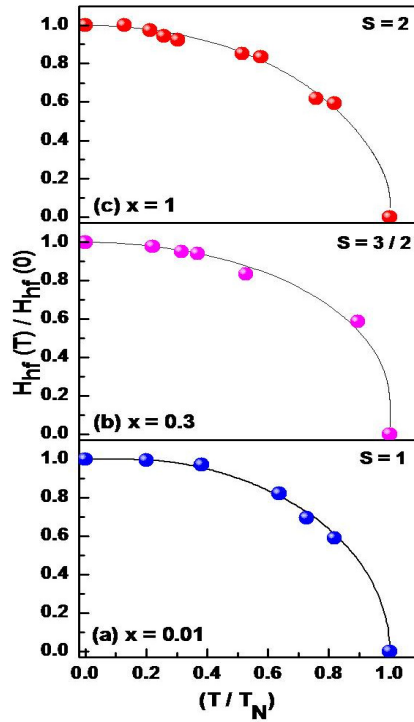


Fig. 2. Reduced magnetic hyperfine fields $H_{hf}(T)/H_{hf}(0)$ for $\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Ga}_2\text{S}_4$ ($0.01 \leq x \leq 1$) as a function of the reduced temperature T/T_N .

Fig. 2는 온도에 따른 초미세자기장 값과 Brillouin 이론곡선을 fitting 한 결과이며, 모든 시료는 spin 값이 존재하는 spin-nematic phase가 존재함을 확인하였다. 특히, Fe를 치환함에 따라 spin-spin interaction이 커져 spin 값이 증가하고, low 에서 high spin으로 극저온의 기저 상태가 변함을 확인할 수 있었다. 일반적인

geometrical frustration 특성을 갖는 물질은 극저온에서 기저 상태의 에너지가 축퇴되어 있는데, 본 시료는 전기 4중극자 분열치(electric quadrupole splitting) 가 매우 크게 나타나, 3d 궤도에서 5D가 $5T_{2g}$ 와 $5E_{2g}$ 의 밴드로 갈라지고, $5T_{2g}$ 밴드가 미세하게 다시 한 개의 singlet와 한 개의 doublet으로 갈라져 에너지가 완벽하게 축퇴되어 있지 않음을 Mössbauer 실험을 통하여 확인하였다.

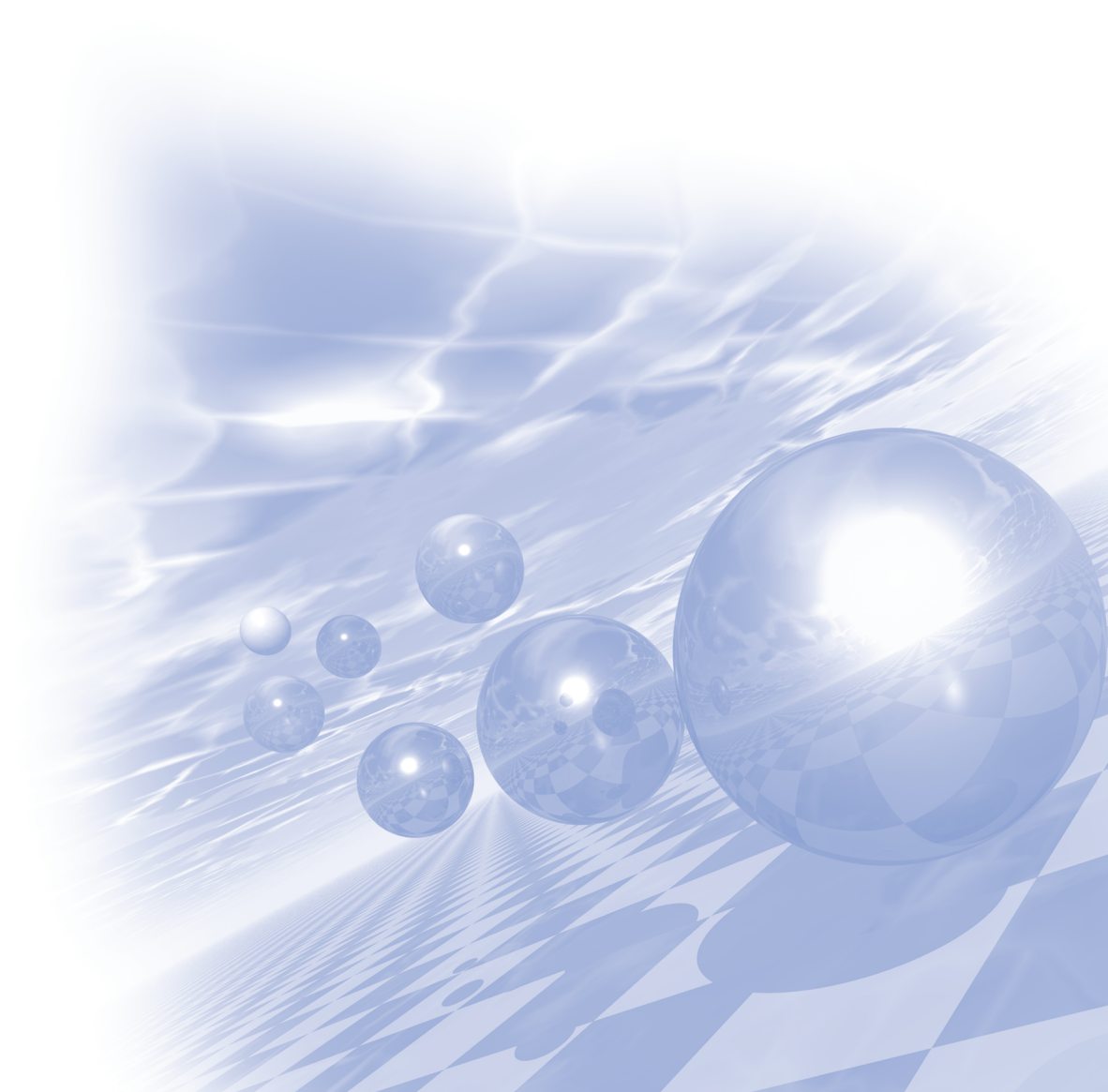
참고문헌

- [1] S. Nakatsuji, Y. Nambu, H. Tonomura, O. Sakai, S. Jonas, C. Broholm, H. Tsunetsugu, Y. Qiu, and Y. Maeno, Science **309**, 1697(2005).
- [2] S. Nakatsuji, H. Tonomura, K. Onuma, Y. Nambu, O. Sakai, Y. Maeno, R. T. Macaluso, and J. Y. Chan, Phys. Rev. Lett. **99**, 157203(2007).



KMS 2011 Summer Conference

Symposium on 'Green Magnetics IV'



아토마이저법에 의한 Mn-Al 자성분말 합성 기술

이정구*, 백연경, 최철진

기능재료연구본부, 한국기계연구원 부설 재료연구소

1. 서론

녹색성장을 위한 에너지 고효율 이용이라는 사회적 요구에 따라 고성능 희토류 영구자석이 주목을 받고 있다. 이러한 자석물질 중에서 Sm-Co, Nd-Fe-B, Sm-Fe-N과 같은 희토류-천이금속 금속간화합물은 매우 높은 자기특성을 나타내는 것으로 알려져 있지만, 희토류자원의 불안정한 수급성 및 가격폭등으로 가까운 미래에 자석의 안정적인 공급에 차질이 우려된다. Mn-Al 영구자석은 우수한 자기특성을 가지고 있어 이방성 페라이트의 대체 가능성으로 많은 주목을 받아왔으며, 특히 Mn과 Al은 저렴한 가격 및 매장량이 풍부하다는 점에서 각광을 받고 있다. Mn-Al계에서 τ 상이 유일하게 강자성을 발현하나, 이는 준 안정상으로 일반적으로 고온상인 ϵ 상을 급냉하는 방법과 적절한 속도로 냉각하는 방법에 의해서만 얻을 수 있다. 따라서 Mn-Al 합금의 자기특성은 $\epsilon \rightarrow \tau$ 상변화 동안에 발생하는 미세조직에 매우 민감하게 의존하는 것으로 알려져 있다. 지금까지, 실용적인 영구자석은 Mn-Al 합금에 Carbon을 첨가하여 압출하여 얻어졌다. 하지만 Carbon이 도핑된 Mn-Al 합금은 페라이트나 알니코와 비교하여 큐리온도가 낮고 압출공정은 다소 고비용이 필요하다는 단점이 있다. 따라서, Mn-Al 합금분말의 자기특성을 향상시키기 위한 최적의 열처리 조건을 확립하는 것이 매우 시급하다. 본 연구에서는, ϵ 상 Mn-Al 합금분말을 가스 아토마이저법에 의해 제조한 다음 열처리 과정을 통해 강자성 τ 상을 제조하였다. 특히, 아토마이저로 제조된 Mn-Al 합금분말의 자기특성에 미치는 입자크기와 열처리 공정의 영향을 체계적으로 조사하였다. 또한 미분쇄공정이 입자크기와 자기특성에 미치는 영향에 대해서도 조사하였다.

2. 실험방법

실험에는 고순도(>99.9%) Mn 과 Al를 이용하였다. Mn과 Al를 유도용해하여 Mn-30 wt.% Al 조성의 모합금을 제조하였다. 이 모합금은 60 kgf/mm²의 압력의 질소가스로 아토마이저를 실시하여 합금분말을 제조하였다. 이렇게 제조된 아토마이저 분말은 25~38, 45~75, 100~150 μ m로 각각 분급을 실시한 다음, 500~700°C 온도에서 진공열처리 한 후 실온으로 냉각하였다. 기계적 미분쇄 과정은 2가지 방법으로 실시하였다. 첫 번째는 아토마이저로 제조된 ϵ 상 분말을 τ 상으로 상변화시키기 위하여 먼저 650°C에서 20분간 열처리한 다음 볼밀을 실시하였다 (이후 P1으로 표기). 두 번째는 아토마이저로 제조된 분말을 먼저 P1과 같은 조건에서 볼밀을 실시한 다음 열처리를 실시하였다. 또한 P1 공정에서는 볼밀 후 280°C 온도에서 추가 진공열처리를 20분 실시하였다. 분말의 구조와 크기는 X-ray diffraction (XRD)와 scanning electron microscopy (SEM)으로 관찰하였다. 그리고 분말의 자기적 특성은 vibrating sample magnetometer (VSM) 로 조사하였다.

3. 실험결과 및 고찰

그림 1은 가스아토마이저법으로 제조된 Mn-Al 합금분말의 전형적인 SEM 사진이다. XRD 분석 결과 아토마이저로 제조된 분말은 100% 고온상인 ϵ 상인 것으로 확인되었다. 이 합금분말을 500~700°C 온도에서 20분간 열처리 한 결과, 온도가 550°C까지 올라감에 따라 τ 상에 해당하는 XRD peak의 강도가 증가하였다. 하지만 보다 높은 600~700°C 온도까지 올리면 평형상인 γ_2 , β 상에 해당하는 XRD peak의 강도가 점차로 증가하였다.

그림 2 는 잔류자화와 보자력의 입자크기와 열처리 온도에 의한 변화를 나타내고 있다. 입자크기와 상관없이 열처리온도가 650°C까지 올라감에 따라 잔류자화와 보자력은 증가하였다. 하지만 700°C에서는 감소하였다.

또한, 보자력은 500~550℃ 온도까지 급격하게 증가하고 550~650℃ 온도에서는 크게 변하지 않았다. 한편, 작은 크기의 분말이 높은 보자력을 나타내었다.

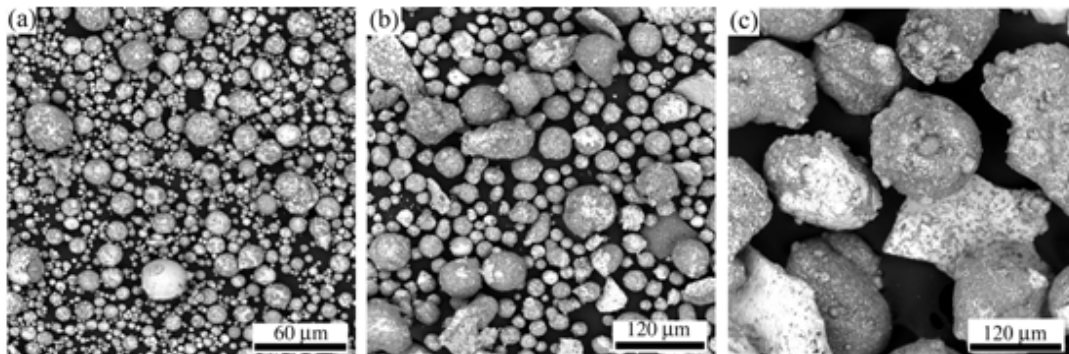


Fig. 1. Typical SEM images of the gas-atomized Mn-Al powders with different particle size: (a) 25~38 μm , (b) 45~75 μm , and (c) 100~150 μm .

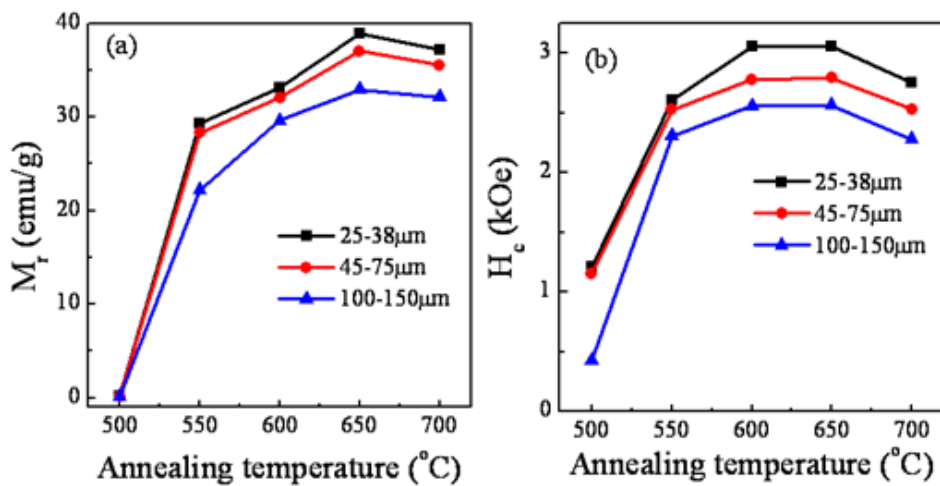


Fig. 2. Effects of particle size and annealing temperature on the M_r and H_c of the annealed powders. Annealing : at 500~700℃ in an interval of 50℃ for 20 min.

본 연구는 지식경제부 소재원천기술개발사업의 연구비 지원으로 수행되었습니다.

나노 복합자석의 개발을 위한 자성 나노 분말의 분산에 관한 연구

김종렬*, 조상근, 전광원
한양대학교 금속재료공학과, 경기도 안산시

1. 서론

나노 복합자석은 기존 희토류계 영구자석을 대체하기 위한 새로운 형태의 자석으로 연자성상과 경자성상의 exchange-coupling 효과를 이용한다[1]. Exchange-coupling 효과를 얻기 위해서는 연자성상과 경자성상의 크기 및 혼합정도가 중요한 역할을 한다[1,2]. 연자성상과 경자성상의 크기는 수십 nm를 유지하여야 하며, 연자성상과 경자성상을 혼합 하였을 때 각각의 상은 따로 존재하지 않으며 균질한 혼합이 되어야 한다. 본 연구에서는 수십 nm 크기를 갖는 연자성 재료와 경자성 재료를 각각 제조한 뒤 균질 혼합을 위한 단계로써 각 재료의 분산을 위한 연구를 진행하였다.

2. 실험방법

본 연구에서는 자전 연소법을 이용하여 고 보자력의 Ba-Al hexaferrite 경자성 나노 분말을 제조하였고, sol-gel법을 이용하여 core/shell 구조의 높은 포화자화 값을 지니는 Fe-FeAl₂O₄ 연자성 나노 분말을 제조하였다 [3,4]. 제조된 Ba-Al hexaferrite 나노 분말과 Fe-FeAl₂O₄ 나노 분말은 각각 0.1 wt%로 하여 1 wt%의 block copolymer 계열의 분산제인 Pluronic F-127이 용해되어 있는 초순수(deionized water)에 첨가하여 균질기를 통한 분산 10분, 초음파 장비를 통한 분산 15분을 진행하였다. 분산된 자성 나노 분말은 turbiscan을 이용하여 3시간 동안 분산 안정성을 확인했으며, 분산제와 나노 분말의 혼합 상태는 투과전자현미경을 통하여 분석하였다.

3. 실험결과

그림 1은 분산된 연자성 재료인 Fe - FeAl₂O₄ 분말의 분산도 측정 결과이다. 용매에 분산되어 있는 시편에 레이저를 인가하여 투과빔과 반사빔의 신호를 시간에 따라 검출하는 형태로 측정이 진행되며 결과에서와 같이 시간이 지남에 따라 투과빔 및 반사빔은 일정한 신호를 보여주고 있다. 이는 시편의 분산도가 매우 우수함을 나타내고 있다.

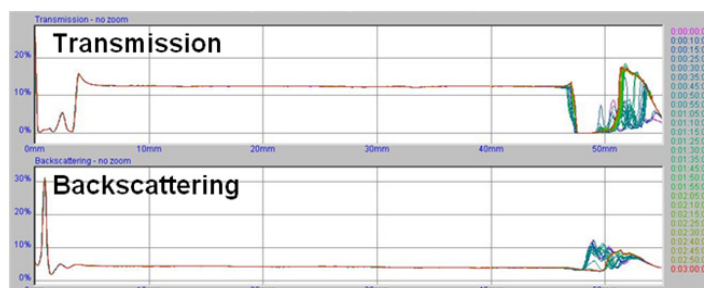


그림 1. 연자성상 Fe-FeAl₂O₄ 분말의 분산도 측정 결과

그림 2는 경자성 재료인 Ba-Al hexaferrite의 분산진행 후 투과전자현미경 분석 결과이다. Ba-hexaferrite 분말의 분산 진행 후 그림 2(c)에서처럼 분산제가 분말의 표면에 균일하게 형성되어 있는 것을 확인하였다.

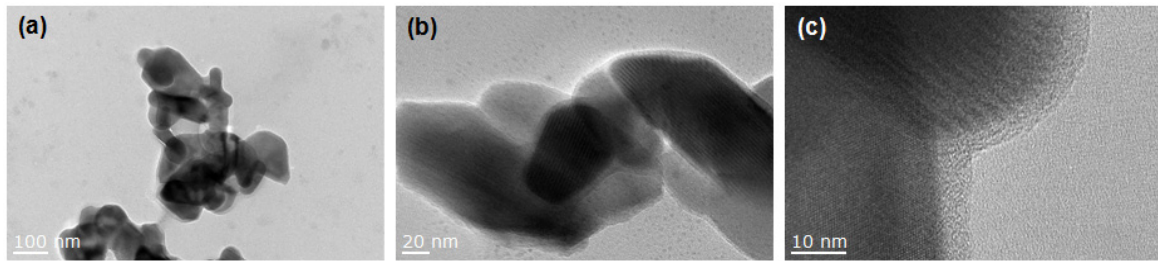


그림 2. Ba-Al hexaferrite의 분산 실험 후 투과전자현미경 images

4. 결론

자전 연소법으로 제조된 Ba-Al hexaferrite 경자성 나노 분말과 sol-gel 법으로 제조된 Fe-FeAl₂O₄ 연자성 나노 분말을 이용하여 각각 분산을 진행하였고 분산특성이 우수함을 확인하였다. 특히, Fe-FeAl₂O₄ 연자성 나노 분말은 그 분산 안정성이 3시간 이상 유지됨을 나타내었다. 투과전자 현미경 분석 결과 분산제는 사용한 나노 분말을 수 nm의 두께로 감싸고 있음을 확인하였다. 본 실험을 통하여 분산된 자성 나노 분말을 이용하여 연자성상과 경자성상이 균질혼합을 실시하면 exchange-coupling 효과에 의한 나노 복합 자석 제조에 기여할 수 있을 것으로 기대된다.

5. 참고문헌

- [1] E. F. Kneller, and R. Hawig, IEEE Trans. Magn. 27 (1991) 3588-3600.
- [2] H. Zeng, J. Li, J. P. Liu, Z. L. Wang, and S. Sun, Nature 420 (2002) 395-398.
- [3] K. W. Moon, K. W. Jeon, and J. Kim, IEEE Trans. Magn. 45 (2009) 4405-4408.
- [4] S. G. Cho, K. W. Jeon, J. B. Kim, K. H. Kim and J. Kim, IEEE Trans. Magn. (2011) Accepted.

Fabrication of Isotropic Bond Magnet by Using HDDR Process with Rare Earth Magnet Scrap

Ji-Hun Yu*, Jung-Goo Lee, Sang-Hyup Lee, Dong-Hwan Kim¹,
Jae-Ryung Lee² and Seong-Jin Kim²

Korea Institute of Materials Science, Changwon, 641-831, Korea

¹Pohang Steel Making Co., Seoul, 135-777, Korea

²Hyundai Motor Co., Hwaseong, 445-706, Korea

In the automobile industry, one of the most urgent issues is size reduction of automobile components in order to improve the fuel efficiency. For example, many kinds of motors used in automobile were already accepted or are ready to be accepted by rare earth magnet that showing higher performance than hard ferrite magnet. As well known, rare earth magnets show excellent magnetic properties but the cost of them is 10~20 times higher than hard ferrite magnets.

Therefore, a low cost process for rare earth magnets is strongly required to be satisfied the demand of automobile industry. In this study, we designed another HDDR process making a bonded magnet powder with rare earth magnet scrap and compared their magnetic properties and thermal stability with MQP-B+ made by Magnequench Ltd.[1-2]

Starting scraps of 32RE-67TM-1B(in wt.%) magnets were crushed to the coarse powder of 0.5~2.5 mm by hand mill. After hydrogenation treatment at room temperature, the scrap powders were heated up to 750~850°C and maintained for 1 hour under hydrogen of 1 atm for phase disproportionation. Subsequently, desorption and recombination were done by reducing hydrogen pressure down to low vacuum (50 torr) and high vacuum (10^{-5} torr).

As a results, as crushed powder showed poor magnetic properties because those powders have coarse grains and lots of surface defects caused in powder making process. But after hydrogen absorbtion and desorption reactions, the powders could got fine grain of 200~500 nm and the coercivity of them was improved up to 13 kOe. Fig. 1 shows the demagnetization curves of HDDR treated scrap powder and MQP-B+ powder.

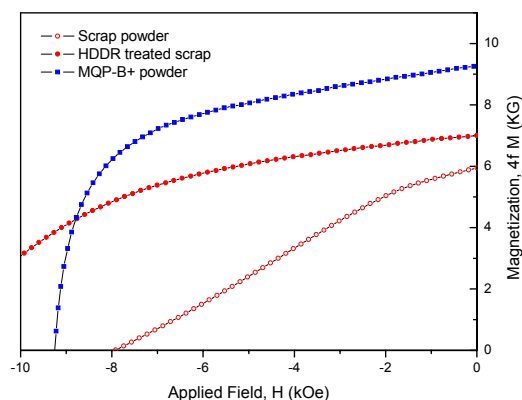


Fig. 1. Demagnetization curves of HDDR treated scrap powder and MQP-B+ powder

References

- [1] K.T. Park, K. Hiraga and M. Sagawa, Proc. of 16th Intern. Workshop on Rare Earth Magnets and Their Applications, The Japan Institute of Metals, Sendai, Japan, 2000, p.257.
- [2] T. Honikawa, M. Itoh, S. Suzuki and K. Machida, J. of Magn. and Mag. Mater., 271, 369 (2004)

TMA Study on Phase Evolution During Hydrogen-Assisted Disproportionation of Nd-Fe-B Alloy

H. W. Kwon*, D. H. Kim¹ and J. H. Yu¹

Pukyong National University, Nam-Gu, Busan, South Korea 608-739

¹Korea Institute of Materials Science, Changwon, South Korea 641-831

1. Introduction

The HDDR (hydrogenation, disproportionation, desorption, and recombination) process is a well-established technique of producing a highly coercive Nd-Fe-B powder with fine grain structure directly from a magnetically non-coercive ingot alloy with coarse grain structure. The disproportionation reaction is the most critical step for controlling the magnetic properties (in particular, the grain texture) of the Nd-Fe-B HDDR powder. It has been widely known that the fully disproportionated Nd-Fe-B alloy consists of mixture of NdH_x, Fe₂B and α -Fe. Recently, however, we have found that the phase constitution of fully disproportionated Nd-Fe-B alloy was rather complicated. In the present study, the phase constitution and evolution during the hydrogen-assisted disproportionation of the Nd-Fe-B alloy was investigated mainly by magnetic balance-type thermomagnetic analyser (TMA). As the disproportionated alloy consists mostly of magnetic phases, the TMA may be useful tool for precise phase analysis.

2. Experimental Work

Nd_{12.5}Fe_{81.1-(x+y)}B_{6.4}Ga_xNb_y (x = 0 or 0.3, y = 0 or 0.2) alloy powder was first fully hydrogenated by heating it in hydrogen (P = 0.1 MPa) or hydrogen and argon mixed gas (PH₂ = 0.03 MPa) up to 800°C (heating rate = 7°C/min), and holding at there for given period of time (1 hr for hydrogen atmosphere, 3 hr for mixed gas). Immediately after the completion of full disproportionation, the sample was quenched to room temperature. The phase constitution in the quenched sample was analysed mainly by magnetic balance-type thermo-magnetic analyser (TMA). In order to avoid any unwanted phase change in the course of TMA heating, the sample was heated swiftly up to 800°C (swift TMA). In this swift heating mode the sample could be heated up to 800°C within 150 seconds, therefore any unwanted phase change could be suppressed practically during the TMA heating. The phase analysis by swift TMA was aided also by slow regular TMA and XRD.

3. Results and discussion

Fig. 1 shows the swift TMA result of the Nd_{12.5}Fe_{80.6}B_{6.4}Ga_{0.3}Nb_{0.2} alloy fully disproportionated in hydrogen gas. As can be seen, the fully disproportionated alloy shows multiple magnetic transitions above 400°C. The magnetic transitions at 765°C and 725°C are obviously corresponding to the T_c of α -Fe and Fe₂B. In addition to these two magnetic phases, two additional magnetic phases appears to exist in the fully disproportionated Nd_{12.5}Fe_{80.6}B_{6.4}Ga_{0.3}Nb_{0.2} alloy. The magnetic transition at 520°C is corresponding to the T_c of Fe₃B. Unknown magnetic phase (probably Fe-boride with other stoichiometry) with T_c of 600°C also exists. In addition to these magnetic phases, non-magnetic NdH_x is also contained (by XRD). This results indicate, therefore, that the fully disproportionated Nd_{12.5}Fe_{80.6}B_{6.4}Ga_{0.3}Nb_{0.2} alloy consists of NdH_x, Fe₂B, Fe₃B and α -Fe, together with an extra

magnetic phase with T_c of 600°C. The fully disproportionated ternary $\text{Nd}_{12.5}\text{Fe}_{81.1}\text{B}_{6.4}$ alloy also showed almost identical phase constitution, and this suggested that the phase constitution of fully disproportionated Nd-Fe-B alloy was independent upon the alloy composition. $\text{Nd}_{12.5}\text{Fe}_{81.1-(x+y)}\text{B}_{6.4}\text{Ga}_x\text{Nb}_y$ ($x = 0$ or 0.3 , $y = 0$ or 0.2) alloys fully disproportionated in different atmosphere of hydrogen or hydrogen and argon mixed gas showed almost identical phase constitution. In this article, the phase evolution during the hydrogen-assisted disproportionation of the Nd-Fe-B alloy is to be discussed.

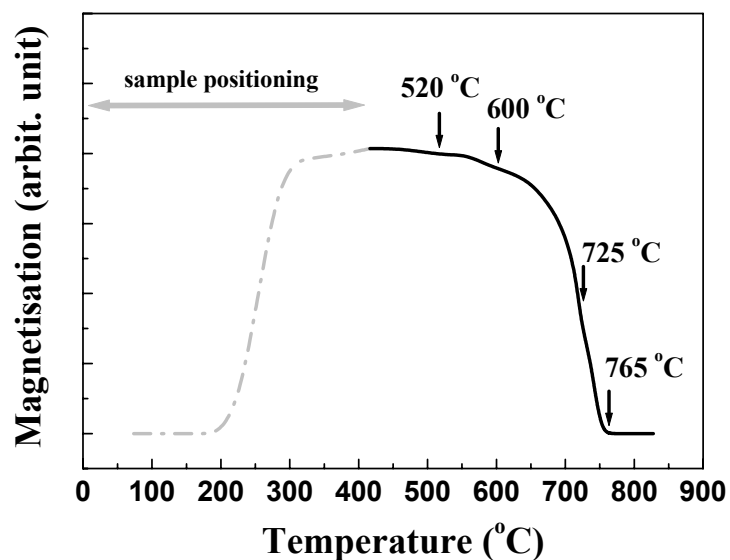


Fig. 1. Swift TMA results of the $\text{Nd}_{12.5}\text{Fe}_{80.6}\text{B}_{6.4}\text{Ga}_{0.3}\text{Nb}_{0.2}$ alloy fully disproportionated in hydrogen gas.

고보자력Nd-Fe-B 소결자석의 Dy 저감을 위한 연구

남궁 석*, 이민우, 장태석, 박송이¹, 김태훈¹, 이성래¹

선문대학교 대학원 재료금속공학과

¹고려대학교 신소재공학부

최근 모터 및 액츄에이터에 Nd-Fe-B 소결자석이 적용되면서, 고온에서도 이들이 안정적으로 작동되도록 하기 위하여 상온에서 높은 보자력을 갖는 소결 자석을 요구하고 있다. 이러한 소결자석의 보자력을 증가시키기 위한 가장 일반적인 방법은 이방성 자장이 큰 Dy, Tb와 같은 중희토류 원소를 첨가하는 것이다. 즉 이들을 첨가하면 이 원소들이 강자성 2:14:1상의 Nd와 치환되어 2:14:1의 결정자기이방성을 증가시킴으로써 자석의 보자력이 증가된다. 그러나 보자력은 증가하는 대신 이들 원소와 Fe와의 반강자성결합 때문에 포화자화값이 감소하여 결과적으로 자석의 $(BH)_{\max}$ 값이 감소하는 단점이 있다. 또한 이들 중희토류 원소는 Nd에 비해 매우 비싸고 매장량이 부족하여 자원고갈의 문제도 야기할 수 있다. 하지만 현재의 기술로는 이들 원소의 도움없이 25 kOe 이상의 보자력을 갖는 고보자력 이방성 소결자석을 제조하기가 불가능하며, 현재 제조되고 있는 고보자력 자석, 특히 HEV 구동용으로 제조되는 자석은 200℃ 이상의 고온에서도 자석이 안정하게 기능할 수 있도록 충분한 보자력을 부여하기 위하여 상온에서는 더 높은 보자력 (≥ 30 kOe)을 유지하여야 하기 때문에, 이들 원소가 필요 이상으로 많이 첨가되고 있다. 따라서 이들 중희토류 원소의 함량을 줄이거나 아예 넣지 않고 보자력을 증가시키기 위한 기술을 개발하는 것이 중요한 이슈가 되었으며, 최근 일본에서는 소결자석의 표면에 Dy를 다양한 방법으로 코팅한 후 열처리에 의한 입계 확산을 통하여 보자력을 증가시키는 방법이 개발되어 일부 상용화되고 있다. 그러나 이 경우 유효 자석 두께에 제약이 있고 공정이 복잡해지는 단점이 있다.

따라서 본 연구에서는 각 단계별 공정기술을 개선하여 역자구 생성요인을 제어함으로써 보자력을 증가시켜 Dy의 함량을 줄이는 방법과 소량의 Dy 화합물을 Nd-Fe-B 자성분말에 혼합하여 피복한 후 일반적인 소결자석 제조법으로 자석을 제조함으로써 각 결정립이 균일하게 자기이방성이 높은 층으로 둘러싸인 core-shell type 구조를 가질 수 있도록 하여 보자력을 증가시키는 방법을 모색하고자 하였다.

본 연구는 지식경제부 소재원천기술개발사업의 연구비 지원으로 수행되었습니다.

소결공정에 따른 미세구조 변화

김영도*, 김진우, 김세훈

한양대학교 신소재공학과

1. 서론

Nd-Fe-B 소결자석은 1980년대에 등장한 이래 현재까지 최고성능의 영구자석으로 각광 받으며, 우수한 자기특성으로 인해 전자기기, 자동차 및 의료기기 등 산업 전반에 사용되고 있다. 본 연구에서는 보다 우수한 자성특성을 가지는 소결 자석을 제조하고자 소결공정 변화를 통한 미세구조 변화를 유도 하였으며, 이에 따른 고보자력 (Nd,Dy)-Fe-B 자성분말의 소결거동과 균일한 미세구조를 가지는 최적의 소결조건을 제시하였으며, 이에 따른 자성특성을 측정하였다.

2. 실험방법

$\text{Nd}_{13}\text{Dy}_2\text{Fe}_{76.2}\text{TM}_{2.8}\text{B}_6$ (TM=Co, Cu, Al, Nb; at.%)의 조성을 가지는 자성분말을 제조하였다. 이러한 분말을 150 MPa의 압력으로 일축자장성형을 한 후, 10^{-6} torr 이하의 진공 분위기에서 다양한 소결공정을 적용하여 진 밀도를 가지는 시편을 제조 하였다. SEM 을 이용하여 미세조직 관찰 하였으며 소결시편의 밀도는 아르키메데스 법을 이용하여 측정하였고, 결정립 크기를 측정하기 위하여 시편을 연마한 후 단면을 관찰하여 이미지 분석 을 실시하였다. XRD, EDS, SEM 을 이용하여 상분석 및 미세조직 관찰 하였다. B-H loop tracer를 이용해 상온에서의 자성특성을 평가하였다.

3. 실험결과

Nd-Fe-B계 소결자석은 일반적으로 강자성상인 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 상과 비자성상인 Nd-rich 계면 상으로 이루어져 있어 Nd-rich가 액상인 영역에서 액상소결을 통해 제조된다. 현재 개발된 Nd-Fe-B 소결자석의 경우 큐리온도가 낮고, 높은 온도에서 자기적 성능의 열화가 심하게 진행된다는 단점이 있기 때문에 새로운 합금설계 및 공정의 최적화를 통해 보자력을 향상시킴으로써 사용온도를 200℃ 정도로 높이는 고온 안정성 연구가 활발히 진행되고 있다. 보자력은 미세구조와 결정립의 크기와 밀접한 관계를 가지고 있어, 비자성상인 Nd-rich 상이 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 상간의 미세구조를 개선시키고 결정립 성장을 억제시킴으로써 보자력의 향상을 가져올 수 있다. 입자성장과 비정상적으로 큰 결정립 생성을 억제하는 것을 목적으로 Two-step 소결을 적용 하여 미세 결정립을 가지는 Nd-Fe-B 소결자석을 제조하였다.

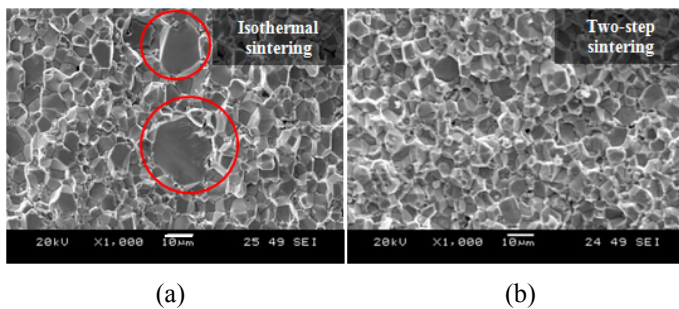


Fig. 1. Fracture surface morphologies of (a) isothermal sintered specimen and (b) two-step sintered specimen.

그림 1은 등온소결과 Two-step 소결 공정시의 미세구조 변화를 파단면을 통하여 관찰하였다. 그 결과 평균 결정립 크기는 등온소결시 8.4 μm , Two-step 소결시 결정립 크기를 효과적으로 제어 하여 5.8 μm 의 결정립 크기를 가지는 소결자석을 제조하였으며, 등온소결시 관찰되었던 불균일한 입자 성장 또한 감소하였다.

그에 따른 자성특성 변화는 그림 2에 나타내었다. 보자력은 등온소결시에는 약 23.3 kOe, Two-step 소결 공정 시에는 약 26 kOe로 측정되었으며, 이러한 미세구조 변화는 보자력 값이 증가하는 원인으로 판단되었다.

그림 3은 NdFeB 소결자석의 제조함에 있어 Nd-rich의 미세구조를 변화 시켜 보자력을 증가시키는 개선된 소결공정의 모식도이다. 개선된 소결 공정을 통하여 등온소결시의 불균일한 미세구조 및 국부적으로 삼중점에 존재하는 액상인 Nd-rich의 미세구조를 고르게 분포하는 목적으로 연구를 수행하였다.

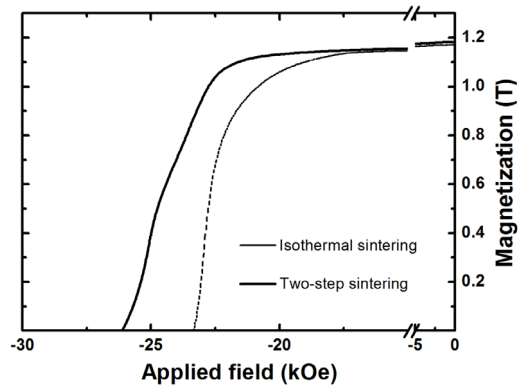


Fig. 2. Demagnetization curves of isothermal sintered specimen and two-step sintered specimen.

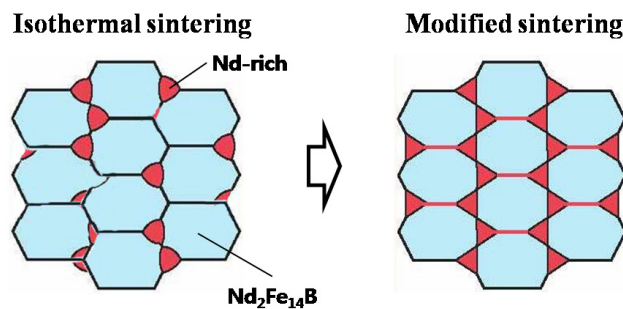


Fig. 3. Schematic illustration of microstructure changes

그 결과 보자력은 개선된 소결 공정 적용시 27.77 kOe에서 29 kOe로 약 1.5 kOe 증가하였다. 이는 개선된 소결공정 중 액상의 이동을 통하여 결정립계에 Nd-rich가 균일하게 분포함으로써 인접한 Nd₂Fe₁₄B상간의 자기 교환 결합 작용을 억제 하여 효과적으로 자장절연체 역할을 하였기 때문으로 판단된다.

4. 결론

- 1) 고보자력 (Nd, Dy)-Fe-B 소결자석의 제조를 위한 소결 공정 변화를 통하여 미세구조를 유도하였고 진밀도를 가지는 (Nd, Dy)-Fe-B 소결자석을 제조하였다. 이러한 Two-step 소결 공정은 결정립 크기를 효과적으로 제어하였으며, 불규칙한 입자성장을 최소화하여 그 보자력이 약 3kOe 증가하였다.
- 2) Nd-rich의 미세구조를 개선하는 목적으로 수행된 개선된 소결공정은 등온소결공정에 비해 보자력이 약 1.5 kOe 정도 증가한 결과를 나타내었으며 Nd-rich의 미세구조 제어를 통하여 보자력 값을 향상시킬 수 있음을 확인하였다.

Fe-Si계 연자성 분말 합금

김휘준, 박은수*, 배정찬

한국생산기술연구원

1. 서론

연자성 소재는 자동차, 가전기기, 통신, 컴퓨터 산업분야에 사용되고 있는 전자기 부품의 코어를 형성하는 핵심소재로서 우리 생활을 혁신시키고 있으며, 이들 산업이 추구하는 기기의 고효율화 및 부품의 경박단소화의 요구에 부응하기 위해 낮은 자기손실, 높은 자속밀도 및 투자율을 동시에 충족시킬 수 있는 새로운 연자성 소재에 대한 연구개발이 활발히 수행되고 있다¹⁻³⁾.

대표적인 연자성 소재인 전기강판은 변압기 코어 및 전동기 코어로서 널리 사용되고 있는데, Si의 첨가에 의해 자기이방성을 감소시킴으로써 보자력을 낮추고 전기저항을 증가시킴으로써 와전류손실을 감소시키고 있다. 최근 6.5 wt.%의 Si를 함유한 Fe계 연자성 소재의 경우 자기변형이 영이 되고, 투자율이 높으며 자기손실이 최소가 되어 가장 우수한 자기특성을 갖는다. 그러나, Si이 3.5 wt.% 이상 첨가되면 연성이 급격히 저하되어 냉간압연에 의해 전기강판으로 제조하는 것이 어렵기 때문에 상업용 전기강판의 경우 최대 3.5 wt.%의 Si를 함유하고 있다.

최근, 더욱 높은 에너지효율 및 소형화의 추이에 부응하기 위해 전동기의 사용 주파수가 400 Hz 이상으로 높아지고 있어 다양한 방법으로 Fe-6.5wt.%Si 합금의 성형공정이 상용화 되고 있는데, 표면확산법(surface diffusion process), 고온침적(hot dipping process) 및 열처리 공정, 화학증착법(chemical vapor deposition) 등이 대표적인 예이다. 한편, 기존 공정보다 경제적이고 생산성이 높은 자성코어의 제조를 위해 멜트 스피닝(melt spinning) 공정의 급속응고기술 또는 분말야금 공정을 이용하여 Fe-6.5wt.%Si 합금의 판재를 제조하려는 연구가 활발히 수행되고 있다^{4,5)}. 본 연구발표에서는 에너지효율이 높고 경제적인 연자성 소재의 개발을 위해 수행되고 있는 Fe-Si계 연자성 분말의 제조 및 성형 공정에 대한 최근 연구 동향을 소개하고자 한다.

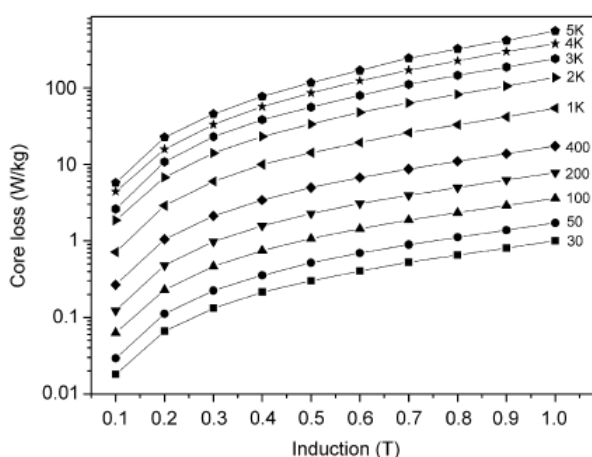


그림 1. 분말압연 Fe-6.5wt.%Si 판재의 주파수별 코어손실⁴⁾

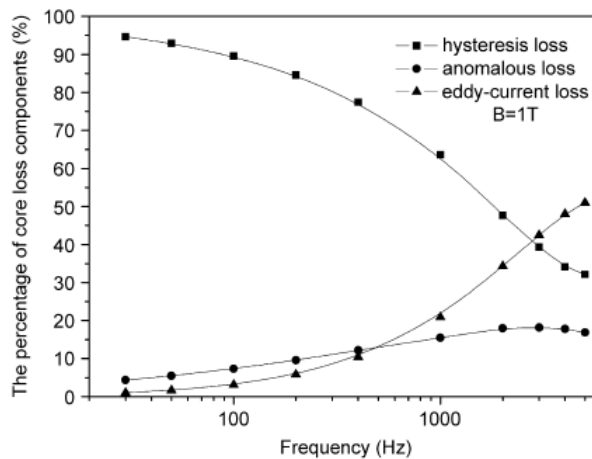


그림 2. 주파수에 따른 분말압연 Fe-6.5wt.%Si 판재의 코어손실 인자들의 영향⁴⁾

2. 분말압연 Fe-6.5wt.%Si판재의 연자성 특성

W.J. Yuan⁴⁾ 등은 순철 분말과 Si 분말을 각각 93.5:6.5의 무게비로 혼합한 후에 수평압연한 0.36 mm 두께의 판재를 1273 K에서 3시간 동안 소결한 다음, 이들 판재들을 적층하여 냉간압연 및 1473 K에서 2시간 동안 재소결을 수행했다.

그림 1에 분말압연에 의해 제조된 Fe-6.5wt.%Si 판재의 주파수별 에너지손실의 변화를 나타냈는데, 1,000 Hz, 1 T의 조건에서 코어손실은 11 W/kg으로 CVD법에 의해 제조된 동일 조성의 판재와 동일한 수준이었다.

그림 2에 코어손실에 미치는 히스테리시스손실, 고전와전류손실, 이상와전류손실 등의 영향을 구분하여 주파수에 따른 변화를 나타냈는데, 주파수가 증가함에 따라 히스테리시스손실의 분율은 감소하고 와전류손실의 영향이 증가했는데, 3,000 Hz 이상의 주파수에서는 코어손실에 미치는 와전류손실의 영향이 가장 컸다.

3. 분무성형 Fe-6.5wt.%Si판재의 연자성 특성

C. Bolfarini⁵⁾ 등은 분무성형(spray forming) 공정에 의해 Fe-6.5wt.%Si, Fe-6.5wt.%Si-1wt.%Al 판재를 제조한 다음 973 K, 1373 K, 1423 K의 온도에서 1 시간에서 3시간 동안 열처리했다. 분무성형 판재의 경우 A2에 B2로의 규칙/불규칙 전이(disorder/order transition)보다 결정립의 크기가 코어손실에 미치는 영향이 컸으며 Fe-6.5 wt.%Si 판재의 경우 열처리온도가 증가함에 따라 결정립이 증가하여 최대 503 μm 였으며, 60 Hz, 1 T의 조건에서 보자력은 45 A/m 코어손실은 1.4 W/kg이었다. 한편, 연성을 향상시키기 위해 Al을 첨가한 Fe-6.5 wt.%Si-1wt.%Al 판재의 경우 1473 K에서 열처리하면 산화가 심하게 발생하였으며, 열처리 온도에 따른 결정립의 성장도 330 μm 로 제한되어 보자력 92 A/m, 코어손실 2.3 W/kg으로 연자성 특성이 저하되었다.

4. 요약

변압기, 전동기 등의 에너지 효율을 향상시키기 위해 400 Hz 이상의 주파수에서 사용하는 자성코어 부품의 수요가 증가함에 따라 Si함량이 높은 연자성 코어에 대한 관심이 증가하고 있으며 냉간압연이 어려운 Fe-6.5wt.%Si의 경제적이고 생산성이 높은 분말 성형공정, 주파수에 따른 철손인자들의 영향 및 미세구조 제어에 대한 연구가 체계적이고 지속적 수행되고 있으며 흥미로운 연구결과가 도출되고 있다.

5. 참고문헌

- [1] H. Shokrollahi and K. Janghorban, J. Mater. Proc. Tech., 189 (2007) 1-12
- [2] T. Maeda, H. Toyoda, T. Nishioka and A. Ikegaya, SEI tech. review, 60(2005) 3-9

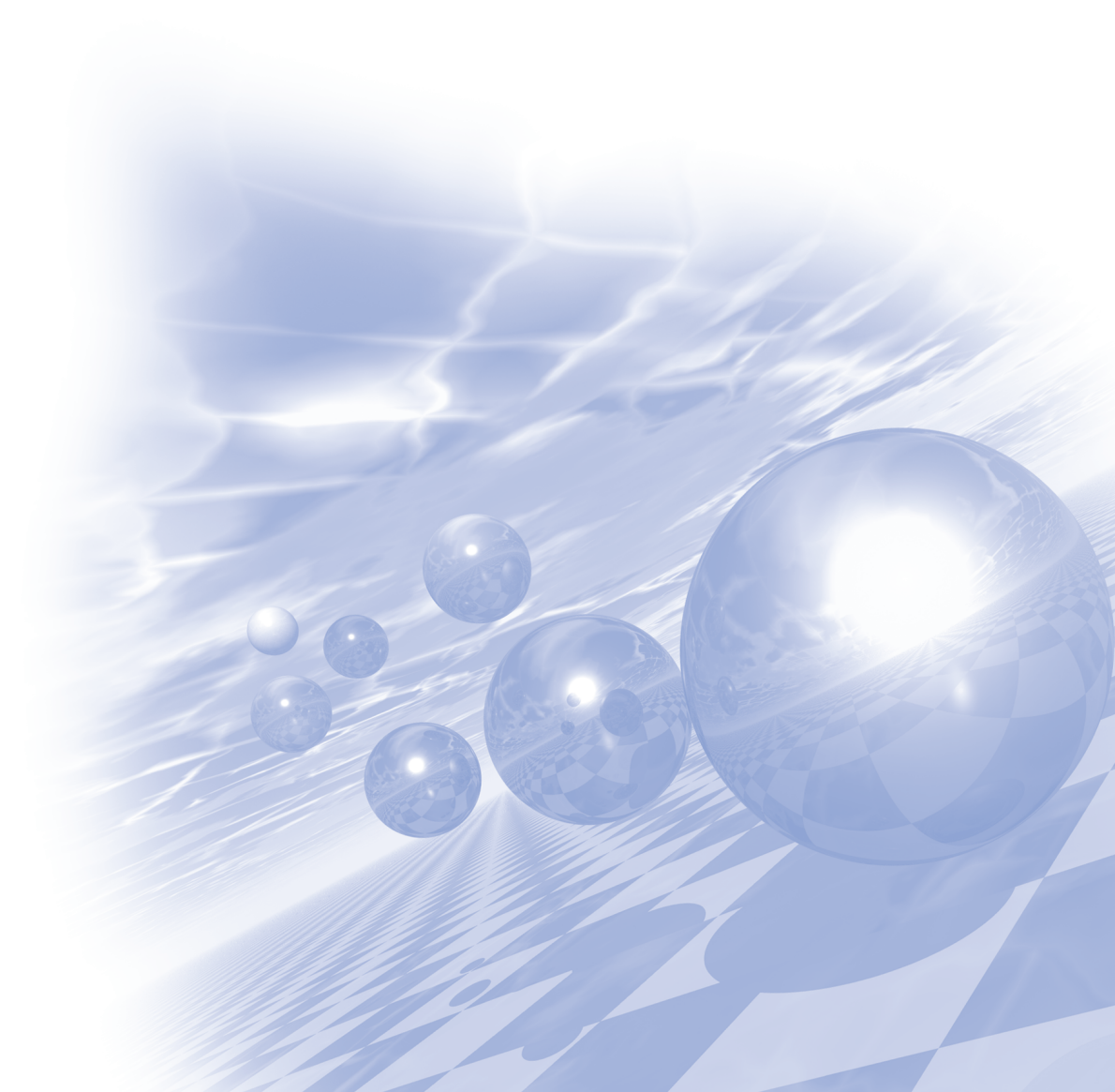
- [3] K. Asaka and C. Ishihara, Hitachi Powdered Metals Tech. Report, 4(2005) 3-9
- [4] W.J. Yuan, J.G. Li, Q. Shen and L.M. Zhang, J. Magn. Magn. Mater. 320 (2008) 76-80
- [5] C. Bolfarini, M.C.A. Silva, A.M. Jorge Jr, C.S. Kiminami and W.J. Botta, J. Magn. Magn. Mater. 320 (2008) e653-e656

본 연구는 지식경제부 소재원천기술개발사업의 연구비 지원으로 수행되었습니다.



KMS 2011 Summer Conference

총회 특별초청강연



磁石에서 輪圖로(韓國史 속 磁氣관련 기록)

이근우*, 권해웅¹

부경대학교 사학과

¹부경대학교 신소재공학부

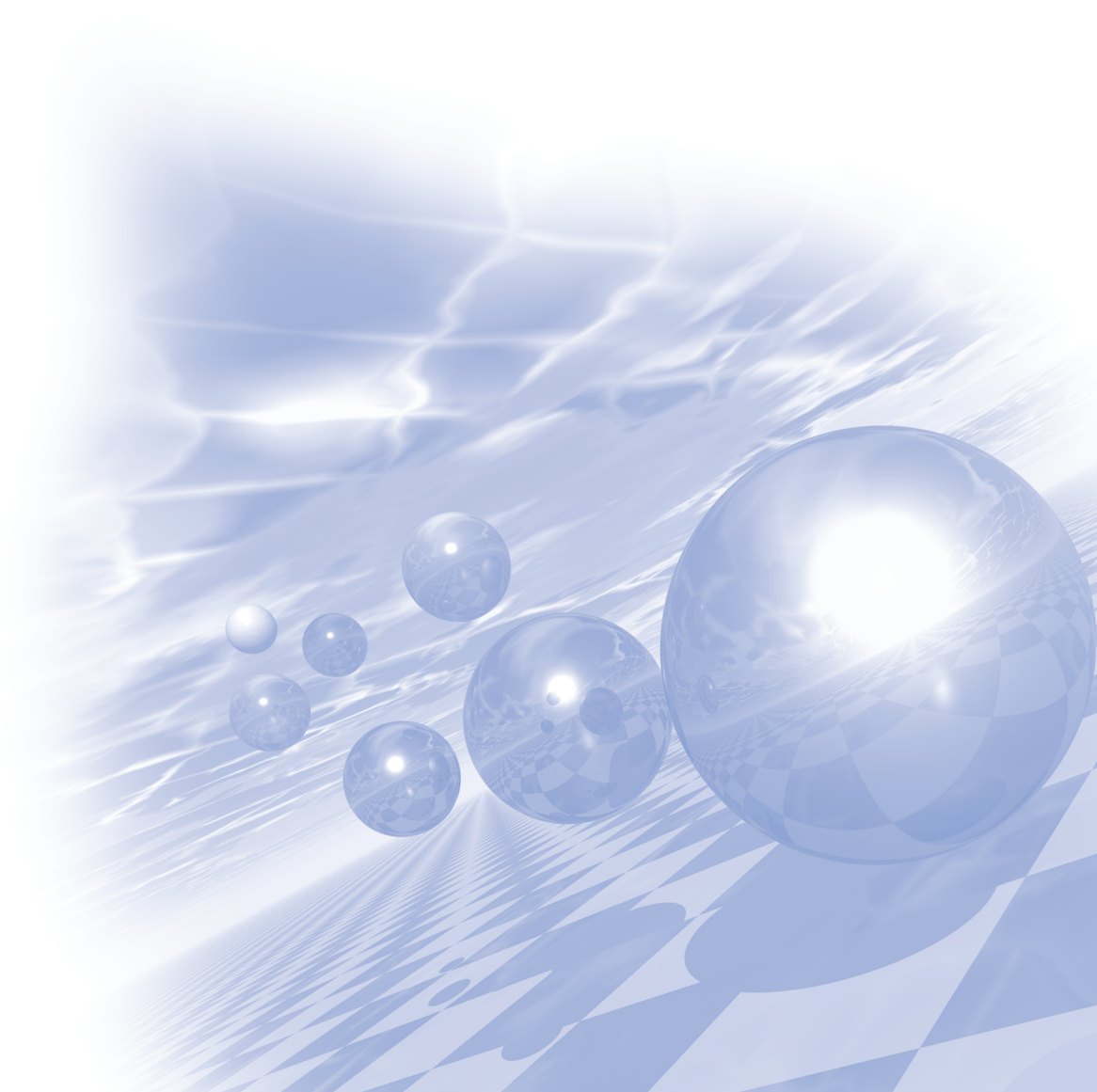
영구자석을 주축으로 하는 자성에 대한 인간의 관심은 긴 역사를 가지고 있으며, 또한 자석을 바라보는 시선도 다양했다. 특히 주목을 끄는 점은 과학자의 시선이 아니라 철학자의 눈으로 바라보고 보고 있었다는 점이다. 『淮南子』에서는 “만약 慈石이 철을 끌어당길 수 있기 때문에 질그릇 조각도 끌어당길 수 있다고 한다면, 그것이 잘못이란 것을 누구나 다 알 것이다. 사물은 그 가볍고 무거운 것만으로 이야기할 수 없다(즉 특별하고 특유한 성질을 가지고 있다). 불은 돌보기를 가지고 해로부터 얻을 수 있고, 자석은 철을 끌어당길 수 있으며, 계는 옷칠을 망치고, 해바라기는 해를 향한다. 이러한 작용을 이해하기는 대단히 어렵다.”고 하였다(第六篇, 四葉表). 또 『論衡』(A.D. 83)에서는 “琥珀은 겨자씨를 끌어당기고, 磁石은 철을 끌어당긴다. 이러한 현상이 순수(眞)하기 때문이라고 하는 것은 그 힘이 다른 곳에는 미치지 않기 때문이다. 즉 다른 물건이 이와 비슷하게 생겼더라도 흡인력을 갖지 못하기 때문이다. 왜 그럴까? 기의 성질(氣性)이 다를 때에는 서로 영향(感動)을 주지 않기 때문이다.”라고 하였다(亂龍篇, 第四十七). 이 글에서는 주로 우리나라를 포함한 동아시아에서 자석을 어떻게 인식해왔는가를 다루어보고자 한다. 자석과 관련된 자료는 시기적으로 분류해 보면 1) 磁性的 인식기 2) 極性的 인식기 3) 근대지식의 유입기로 나누어 볼 수 있다. 자석과 관련된 용어로는 慈石 磁石 磁鐵 指南鐵 指南 司南 輪圖 羅經 佩鐵 指南針盤 子午盤 乾靈龜 水靈龜을 비롯하여 근대지식의 유입기에 보이는 吸鐵石 指南石 등이 있다. 慈石 磁石 磁鐵 吸鐵石 등은 자석의 磁性에 주목한 용어이고, 指南 司南 輪圖 羅經 佩鐵 등은 모두 자석의 極性을 염두에 둔 용어이다. 특히 輪圖 羅經 佩鐵 등은 風水에 사용하는 나침반을 일컫는 말이다.

한국사 전체에서 보면 자석에 대한 관심은 조선시대에 들어와서 고조되었으며, 항해·풍수·지리측량·약재 등으로 사용되었다. 그 중에서도 풍수 즉 陽宅과 陰宅의 입지 선정과 관련하여 가장 많이 이용되었다. 그래서 풍수와 관련된 다양한 서적과 함께 輪圖·羅經 등이 중국으로부터 수입되었다. 특히 왕이나 왕비의 陵寢을 정하는 문제는 당시로서는 아주 중요한 사안이었으며, 정확한 方角을 알기 위하여 輪圖를 개선하기도 하였다. 그러나 연안 항해가 중심이었던 조선에서는 항해에 나침반을 사용하는 일은 드물었던 것으로 생각되며, 외국에서 표류해 온 사람들에게는 輪圖를 지급하여 指南으로 삼게 한 경우가 확인된다. 그밖에 의외의 사용처로는 약재의 일부로 쓴 경우를 볼 수 있다. 콩팥의 풍기를 다스리기 위해서 자석을 삶은 물을 사용한 대목은 흥미롭다. 또한 청과 조선이 공동으로 망원경과 자석을 백두산 일대의 지리 측량에서도 사용한 사례도 확인된다.



KMS 2011 Summer Conference

초청강연 (III)



Compensated Half-Metallicity in the Trigonally Distorted Perovskites

Kwan-Woo Lee*

Department of Display and Semiconductor Physics, Korea University, Jochiwon

A compensated half-metal (CHM), also called a half-metallic antiferromagnet, has one conducting and the other insulating spin channels, but zero net moment, resulting in no macroscopic magnetic field. Although CHM is a promising candidate for spintronics, no true CHM has been synthesized yet. Since at least two magnetic ions are required in a unit cell, the double perovskites, the Heusler structures, and tetrahedrally coordinated chalcopyrites have been investigated for last 15 years. However, some complicated details such as antisite disorders and spin-orbit coupling prohibit from synthesizing true CHMs.

In this presentation, we will address a new route to search for CHM. Several trigonally distorted perovskites with two transition metals were synthesized at high pressure 6-7 Gpa at high temperature 1200°C about forty years ago. Through first principles calculation including the on-site Coulomb repulsion U , we investigated NiCrO_3 and as-yet-unsynthesized PdCrO_3 . Consistent with experimental observations by Chamberland and Claud, NiCrO_3 leads to insulating with a few decades meV and ~ 3 eV for each spin channel, and showing a zero net moment regardless of strength of U . This strong asymmetric gap suggests a insulator-CHM transition under modest pressure. Furthermore, our calculations of an isovalent and isostructural PdCrO_3 , which is expected to have less correlation strength, show that PdCrO_3 is a true CHM even for ambient pressure. These findings provide another structure class that may be favorable for synthesis of CHM.

[Acknowledgements] We acknowledge collaboration with W. E. Pickett and Hyo-Sun Jin. This research was supported by Basic Science Research Program through the National Research Foundation of Korea funded by the Ministry of Education, Science, and Technology under Grant No. 2011-0004683.

Utilization of Self-Assembled Magnetic Nano-Chains for Bio-engineering Studies

Park, Sang Yoon*

Electronis-Inspired Interdisciplinary Research Institute, Toyohashi University of Technology, Toyohashi, Japan

In past years, magnetic colloidal nano/micrometric beads are of vast interest for a wide range of applications. Particularly, magnetically labeled detection techniques utilizing magnetic beads in vivo and vitro triggered off a great progress not only in resolving technical problems in medical engineering, but also in realizing Lab-on-a-chips. To date, the key works of most of magnetic biosensors is commonly based on the fact that individual magnetic particles functionalized by molecules are immobilized on various magnetic field sensors (Hall sensor, spin-valve sensor, etc) via biochemical events. Those “inhomogeneous” approaches are mostly time-consuming because of multiple steps such as amplifying and washing procedures, and may not be suitable for point of care applications. Recently, enormous attempts to make use of colloidal magnetic particles without any immobilization on substrates have been employed so as to reach real-time detection, which is referred to as “homogeneous” method. Additionally, the introduction of self-assembled nano-structure consisting magnetic beads, which is selectively constructed by incorporation of intermolecular interactions with driven magnetic forces and hydrodynamics on the beads, makes it possible to enhance specificity and sensitivity of biosensor. Moreover, the use of precisely controlled colloidal structure, mostly chain-like structure, actuated by magnetic field highly is diversified into a promising technology for magnetically modulated photonic devices.

Our central research aims to develop an alternative approach for “homogeneous” biomolecular recognition protocol utilizing the change in optical properties associated with rotating self-assembled chain-like structures for enhancing the recognition rate, thereby reducing the detection time, even in assays containing very small concentrations of functionalized magnetic beads.

Firstly, we deal with the structural properties of the self-assembled colloidal chain-like structure in given conditions and its corresponding optical behavior. These studies are focused on transient characteristics of formation, dynamics, and transformation. Furthermore, their rotational motions driven by rotating magnetic field are systematically investigated varying hydrodynamic force.

Secondly, the optical transmittance characteristics of magnetic chain with varying the angle between the orientation of magnetic chains and incident light, and frequency of the rotating chain, and quantified the relationship between the amplitude of optical transmittance and structure of chains.

Lastly, on the basis of study on optical properties of magnetic chains, we deal with structural deformation of bio-functionalized magnetic chain due to inter-molecular interaction and bio-chemical event are successfully evaluated in terms of optical transmittance, and are quantified by simply modeling.

We demonstrate that subnanomolar concentrations of target molecule can be detected by rotating magnetic chains functionalized with magnetic beads functionalized by representative test biomolecules within 30 s. In our protocol, the effect of mixing due to the rotating magnetic chains enhances the probability that the functionalized magnetic beads interact with and capture the target molecules added to the solution. Thus, in our approach, magnetic chain-induced mixing yielded extremely rapid detection times, using extremely small quantities of

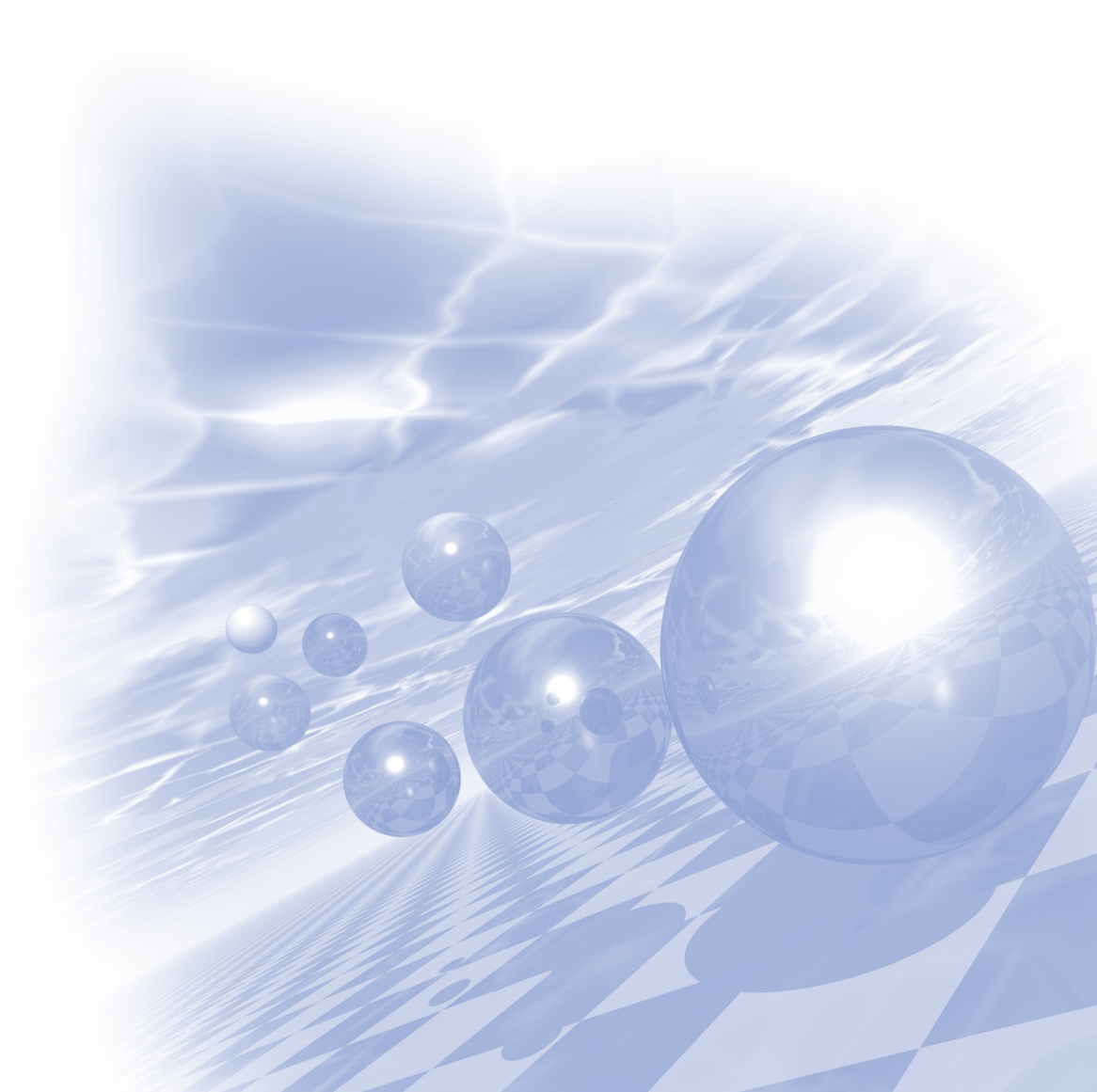
nanometer sized magnetic probes.

We also adopt our biosensing platform to more practical medical cases so as to verify the validity. In emergency cases like heart attack, timely prognosis/diagnosis of level of disease and proper interventions are necessary. Cardiovascular disorder has been monitored by measuring B-type Natriuretic Peptide (BNP) which is the most important cardiac biomarker on the basis of radioimmunoassay and immunochromatography techniques. To date, these techniques would be inadaptable for real-time hand-held diagnostic device because they have bulky equipment and require multiple procedures by skilled cardiologists. Therefore, we selected congestive heart failure as first practical case. Magnetic bead used in this study (FG-bead) contains ferrite nanoparticles rather than superparamagnetic nanoparticle because of unanticipated technical problems in practical cases. The ferrite is encapsulated with glycidyl methacrylate (GMA) which is further coated with a polymerized GMA. Subsequently, the activated FG beads are coated with two different anti-BNP antibodies: KY-BNP-II antibody against BNP and with the other antibody, BC203. We successfully suggested the possibility for diagnosis of heart failure taking advantage of transforming of self-assembled magnetic chains within a minute.



KMS 2011 Summer Conference

포스터 발표 (II)



Calculation of Thermodynamic Properties of κ -carbide by Wang-Landau Algorithm

Jee Yong Lee*, Seung-Woo Seo, In Gee Kim

Graduate 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 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]. After that, the cell gas model of Fe₂MnAlC was set from these values. The ‘cell gas’ means, a bulk of solid that 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.

With this model, the partition function calculation of Fe₂MnAlC was done by the Wang-Landau algorithm[4], which is one of the Monte Carlo simulation method. If a random walk is performed in energy space with a probability proportional to the reciprocal of the density of states $g^{-1}(E)$, then a flat histogram is generated for the energy distribution. At first, densities of states of all energy space are set for 1. 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 transition probability 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 $\sqrt{f}$. We kept doing this until $f = \exp(10^{-8})$. From the final densities of states, the partition function over whole energy space was made. The classic partition function can be written as a sum over all energies, so

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

where $g(E)$ s over energy space are the densities of states. And these $g(E)$ s are independent of the temperature, so they can be used to find properties of the system at any temperatures. From the partition function Z , thermodynamic properties can be derived: the Helmholtz free energy $F(T) = -k_B T(\ln Z)$, the internal energy $U(T) = \langle E \rangle_T \equiv \sum_E E g(E) e^{-\beta E}$, the entropy $S(T) = [U(T) - F(T)]/k_B T$, and the specific heat $C(T) = [\langle E^2 \rangle_T - \langle E \rangle_T^2]/k_B T^2$.

3. Results

Fig. 1 shows the result of calculation for $L=3$. All values were divided by $N = L \times L \times L$. (b) and (d) have large fluctuations, and it is thought that these fluctuations came from the size effect.

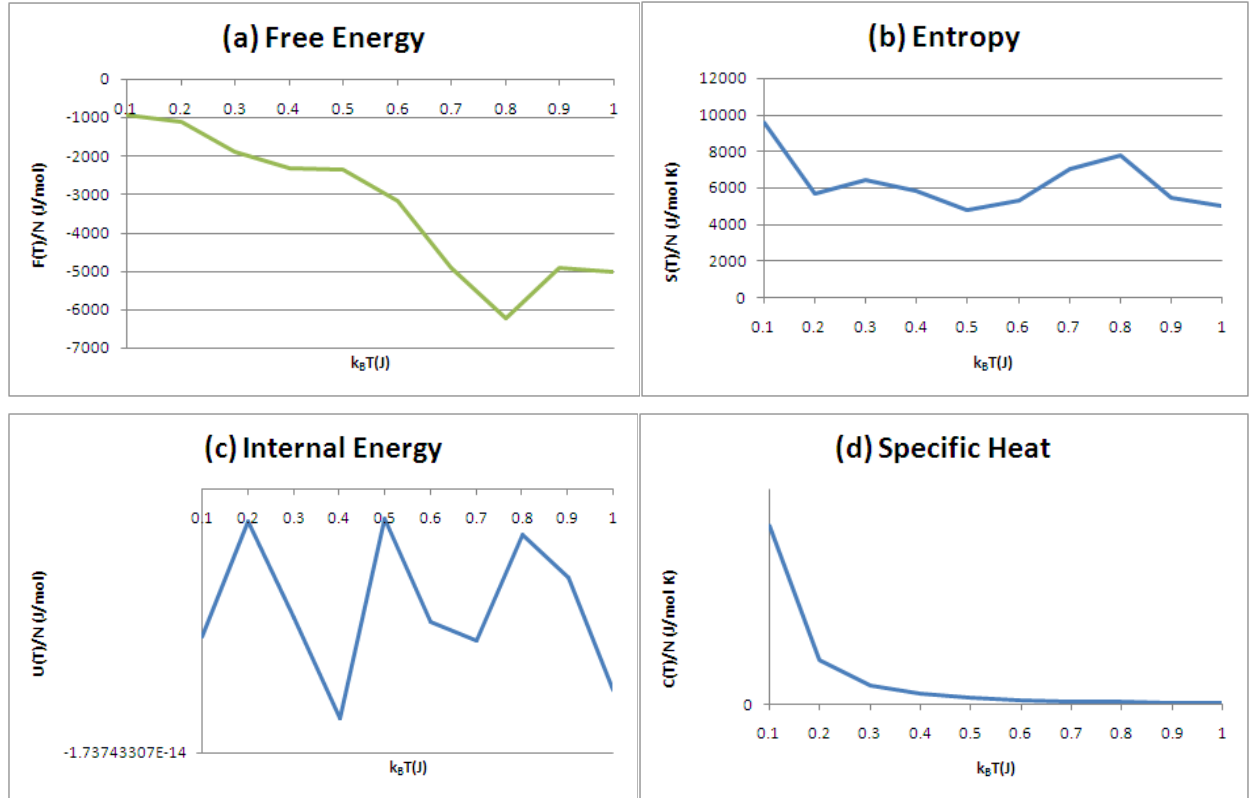


Fig. 1. Calculated results of $L=3$ case. (a) Free energy (b) Internal energy (c) Entropy (d) Specific heat. The x axis of each graph is $k_B T$ (J), and the y axis is the value of each thermodynamic property (J/mol or J/mol K).

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", M.Sc. 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).

Magnetic Properties and Electronic Structure of Pt₃Ni (001), (110) and (111) Surfaces: Density Functional Study

Sharma Bharat Kumar, Kwon Oryong, Dorj Odkhoo and Hong Soon Cheol*

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

*schong@mail.ulsan.ac.kr Tel: +82-(0)52-259-2331 Fax: +82-(0)52-259-1693

ABSTRACT

The 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 properties and electronic structures of seven layered Pt₃Ni (001), (110), and (111) surfaces. The first principle method based on density functional theory (DFT) is carried out. It is found that the bulk Pt₃Ni has a ferromagnetic ground state with the ordered fcc type L12 structure, which is in good agreement with other results. Non magnetic Pt has the induced magnetic moment due to the strong hybridization between 3d Ni and 5d Pt. The magnetic moment of Pt and Ni enhanced on the surface of each due to surface effect however the magnetic moment of surface Pt in the Pt-segregated Pt₃Ni (111) decreased and the magnetic moment of Ni in Ni rich subsurface increased significantly. The calculated d band centers of Pt explain the possibilities for oxygen absorption and play the important roles in altering the catalytic properties. The spin polarized densities of states are presented in order to understand physical properties of Pt in different surfaces in detail.

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

Magnetic Properties of Cr Substituted SiTe Compounds

Kalpana Landge*, Beata Bialek and Jae Il Lee

Department of Physics, Inha University, Incheon 402-751

Diluted magnetic semiconductors (DMSs) have stimulated a great deal of interest because of their potential applications in spintronics[1,2]. The intensity of research in this area, both theoretical and experimental, is high. There has been an intense searching for ferromagnetic ordering in doped DMSs focusing on possible spin-transport properties, which has many potentially interesting device applications. Spintronics devices such as spin-valve transistors spin light-emitting diodes, non-volatile memory, logic devices, optical isolators and ultra-fast optical switches are some of the areas of interest for introducing the ferromagnetic properties at room temperature in a semiconductor[3-5]. Recently, it was shown that transition metal (TM) compounds based on the rock-salt GeTe are half-metallic ferromagnets[6]. It is then of interest to study related compounds, such as SiTe doped with TM atoms, so their electronic and magnetic properties are revealed.

We report systematic full-potential linearized augmented plane wave calculations of ternary TM compounds based on rock salt SiTe structure. All the calculations were carried out with the use of a first-principle full potential linearized augmented plane wave (FLAPW) method as implemented in QMD-FLAPW code[7] with the generalized gradient approximation[8] to the exchange-correlation potential. Lattice harmonics with $l \leq 8$ were employed to expand the charge density, potential, and wave functions inside the muffin-tin radii of 2.20, 2.50, and 2.60 a.u. for Cr, Si, and Te atoms, respectively. The number of basis functions was about 200 per atom. All core electrons were treated fully relativistically, while valence states were treated scalar relativistically. The self-consistent calculations were considered to be converged only when the integrated charge difference per formula unit between the input and the output charge densities was less than 1×10^{-4} .

The conventional unit cell of the hypothetical rock salt SiTe consists of one anion fcc lattice of Te and one cation fcc lattice of Si. In the case of 25 % substitution by Cr atoms, one transition metal atom is placed at one of the four sites of the Si fcc lattice, which result in the space group Pm-3m. The 50% substitution is realized by replacing two of the four Si atoms in the Si fcc lattice by the transition metal atom. In this way one obtains a tetragonal structure (P4/mmm). Since the investigated compounds are hypothetical, their exact lattice constant is not determined. Therefore, the calculations were carried out for different values of the lattice constants, so the total energy curve as dependent on the value of lattice constant could be drawn. From a function fitting to the curve we found the equilibrium lattice constant for the two investigated systems. In the case of the cubic CrSi_3Te_4 it was 11.64 a.u. and for the tetragonal CrSiTe_2 it was 7.89 a.u.

The obtained results confirm the magnetic properties of the both compounds. The presence of Cr atoms causes that the other atoms become slightly magnetized in both the cubic CrSi_3Te_4 and the tetragonal the presence CrSiTe_2 . In the equilibrium 25% substituted SiTe, i.e. in the CrSi_3Te_4 , the values of magnetic moment (MM) on the Cr atoms is 3.615 μB . The Si atoms are positively spin-polarized and the calculated MM on the atom is 0.183 μB . As for the Te atoms, there are two types: Te1 and Te2 with different surrounding. Both types of the Te atoms are negatively spin-polarized: the MMs are -0.013 and -0.065 on Te1 and Te2, respectively. Similar trends are observed in the other, CrSiTe_2 , compound with 50% substitution of Si atoms: the values of magnetic moments are 3.626, 0.032, -0.074, and -0.119 μB on Cr, Si, Te1, and Te2 atoms, respectively.

The results of our calculation suggest that the not yet synthesized materials such as CrSi_3Te_4 and CrSiTe_2 , can be considered for potential applications as magnetic materials.

References

- [1] Y. D. Park, A. T. Hanbicki, S. C. Erwin, C. S. Hellberg, J. M. Sullivan, J. E. Mattson, T. F. Ambrose, A. Wilson, G. Spanos, and B. T. Jonker, *Science* 295, 651 (2002).
- [2] S. Cho, S. Choi, S. C. Hong, Y. Kim, J. B. Ketterson, B.J. Kim, Y. C. Kim, and J.H. Jung, *Phys. Rev. B* 66, 033303 (2002).
- [3] A. Punnoose, K.M. Reddy, J. Hays *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* 89 112509 (2006).
- [4] S.A. Chambers, *Mater. Today* 5, 34 (2002).
- [5] D.Chiba, M.Yamanouchi, F.Matsukara, H.Ohno, *Science* 301, 943 (2003).
- [6] Y. H. Zhao, W. H. Xie, L. F. Zhu, and B. G. Liu, *J. Phys.:Condens. Matter* 18, 10259 (2006).
- [7] P. Hohenberg and W. Kohn, *Phys. Rev.* 136, B864 (1964); W. Kohn and L. J. Sham, *Phys. Rev.* 140, A1133 (1965).
- [8] J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof, *Phys. Rev. Lett.* 77, 3865 (1996).

First-Principles Study of Electronic and Magnetic Properties of Half-Metallic Fe_2MO_4 Alloys (M=Fe, Co and Ti)

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

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

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

A systematic study on electronic structure and magnetic properties of binary and ternary spinel Co- and Ti-substituted Fe_3O_4 is presented by the first-principles pseudo-potential method. Total energy calculations are taken into account for both the inverse and normal spinel structures as well as the atomic arrangement of substitutional elements in order to find out ground state phase for all the systems. Fe_2CoO_4 and Fe_2TiO_4 were calculated to be ferromagnetic half-metallic, but Fe_3O_4 to be ferrimagnetic half-metallic. The electronic band gaps of the ternary alloys are broader than that of the binary. Being consistent with experiments, calculated spin moments of 8 $\mu\text{B}/\text{f.u.}$ of ternary alloys are much larger than that (4 $\mu\text{B}/\text{f.u.}$) of Fe_3O_4 due to the magnetic structures. We will also discuss on magnetocrystalline anisotropy energy and elastic property under tetragonal lattice distortion, in order to elucidate physical origin of experimentally observations of quite large magnetostrictions of the ternary alloys but very small one of the binary alloy.

Magnetization Ground State and Switching Field of Elliptical Nanomagnets Depending on its Eccentricity

이경동*, 송현석, 신성철

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

자성체의 비휘발성 성질은 초절전 소자로서의 잠재력으로 큰 관심을 받고 있다. 게다가 나노자성구조체가 단자구를 형성할 경우 초고밀도 정보단위도 나타낼 수 있게 된다. 이 때 나노자성구조체의 열에 의한 안정성과 작은 반전 자기장은 초고밀도 저전력 스피ن소자의 조건이 된다. 열에 의한 안정성을 위해서는 자기이방성에너지의 크기가 열에너지보다 클수록 좋으나 작은 자기장으로 스핀을 반전하기 위해서는 적절한 선에서 자기이방성 에너지를 제한해야 한다. 나노크기의 타원형 수평자화 Permalloy 물질에서 자기이방성의 크기를 이심률을 변화시키며 바꾸면서 기저상태를 Landau-Lifshitz-Gilbert 방정식을 사용한 시뮬레이션을 통하여 구하였다 (그림 1). 기저상태가 단자구인 나노자성체에 대해서는 반전자기장의 크기를 살펴보았다 (그림 2). 이러한 타원형 나노자성구조체의 자화상태와 반전자기장의 관계는 초고밀도 저장 및 논리 연산의 기본단위소자에 대한 유용한 정보를 제공할 것이다.

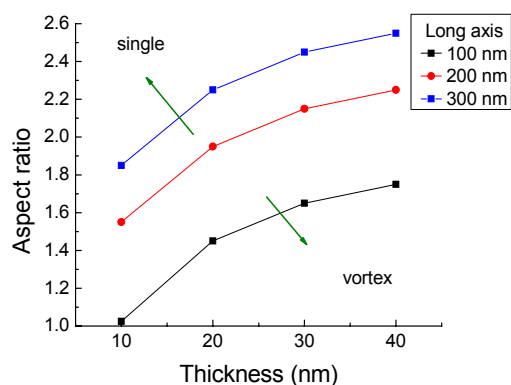


그림 1. 두께와 타원의 aspect ratio 에 따른 자화기저상태

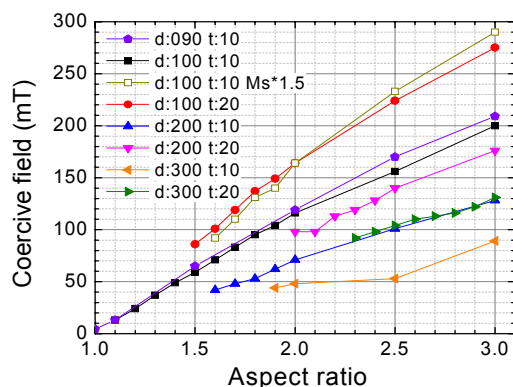


그림 2. 두께와 타원의 aspect ratio 에 따른 보자력

Fundamental Magnetism of Fe₃P Intermetallic Compound

Won Seok Yun and In Gee Kim*

Graduate Institute of Ferrous Technology (GIFT), Pohang University of Science and Technology (POSTECH),
Pohang 790-784

*Corresponding Author: igkim@postech.ac.kr

1. Introduction

The effect of phosphorous (P) inclusion in steels is quite detrimental on the mechanical properties. For instance, the decrease of the strength and plastic properties of steel G13L (high-manganese steel) is half when it contains 0.065 wt% P compared to the case of 0.028 wt% P steel[1]. It has been demonstrated that one form of intergranular embrittlement in steel is related to high concentrations of the impurities antimony and P in the grain boundaries[2,3].

Besides the iron based alloys, Cu based alloys have utilized P to enhance wear and water corrosion resistant Phosphor Bronze[4]. One of the increasing yield strength properties in Phosphor Bronze is considered by the precipitation of Cu₃Sn-type ϵ' -phase precipitation in the Cu matrix. The crystal structure of Cu₃Sn phase is similar to that of Fe₃P intermetallic compound. Thus, we raise a fundamental question whether is it possible to precipitate Fe₃P intermetallic compound from the austenite matrix.

However, there is no systematic first-principles study done for understanding the Fe_xP compounds. In this work, we carried out fundamental electronic structures and magnetism of Fe₃P intermetallic compounds using a first-principles calculation.

2. Computational Method

The crystal structure of Fe₃P intermetallic compound is tetragonal cell with space group $\bar{4}$. There are three nonequivalent Fe atoms in 8(g) sites with eight formula units (f.u.) per cell. In this calculation, we used experimental lattice parameters $a = 9.107 \text{ \AA}$ and $c = 4.460 \text{ \AA}$ [5]. The Kohn-Sham equations were solved by using the full potential linearized augmented plane wave (FLAPW) method[6] within the generalized gradient approximation (GGA)[7]. An energy cutoff of 5.0 ($2\pi/a$) was employed for expanding the linearized augmented plane wave basis set. A 18 ($2\pi/a$) cutoff was used for the star functions 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 (MT) sphere, with a radii of 2.2 and 1.9 a.u. for Fe and P atoms, respectively. A $13 \times 13 \times 13$ mesh within the three-dimensional (3D) Brillouin zone (BZ), corresponding to 199 k-points inside the irreducible wedge of the 3D BZ.

3. Results and Discussions

The ground magnetic state was investigated by calculating the total energy of Fe₃P intermetallic compound with the nonmagnetic (NM) and ferromagnetic (FM) states. As a result, the FM state is more stable than the NM one by big energy difference of about 809 meV/f.u.

Table I. calculated magnetic moments (in unit of μ_B) inside each MT sphere for Fe_3P in FM state.

	Present Result	Experiment ¹⁾
Fe_I	2.367	2.12
Fe_{II}	1.665	1.25
Fe_{III}	2.104	1.83
P	-0.078	-

¹⁾ Neutron diffraction study in Ref.[9]

Table I list the calculated spin magnetic moments (in unit of μ_B) and also include the experimental data[9] due to compare. As mentioned before, there exist three nonequivalent Fe site in Fe_3P intermetallic compound as denoted Fe_I , Fe_{II} , and Fe_{III} . Overall the magnitudes of magnetic moments are rather overestimated compared to the experimental study by neutron diffractions. The magnetic moment of P atom is coupled negatively to Fe atoms, even though its magnitude is small.

4. Summary

The fundamental properties of Fe_3P intermetallic compound was investigated in terms of the FLAPW method within GGA. The FM state of Fe_3P was found to be energetically more stable compared to the NM one. It is consistent with the experiment. In addition, the calculated magnetic moments of Fe atoms were calculated to be 2.367, 1.665, and 2.104 μ_B for Fe_I , Fe_{II} , and Fe_{III} atoms, respectively.

This work was supported by the POSCO Steel Innovation Program and by the Basic Science Research Program (Grant No. 20090088216) by the National Research Foundation by the Ministry of Education, Science, and Technology of Korea.

5. Reference

- [1] E. A. Marmontov *et al.*, Mater. Sci. Heat Treat 10, 57 (1968).
- [2] L. A. Harris, J. Appl. Phys. 39, 1419 (1968).
- [3] D. F. Stein, A. Joshi, and R. P. Laforce, Trans. ASM 62, 776 (1969); P. W. Palmberg and H. L. Marcus, *ibid.* 62, 1016 (1969).
- [4] S. Alam and R. I. Marshall, J. Phys. D: Appl. Phys. 25, 1340 (1992).
- [5] S. Rundqvist, Acta. Chem. Scand. 16, 1 (1962).
- [6] E. Wimmer, H. Krakauer, M. Weinert, and A. J. Freeman, Phys. Rev. B 24, 864 (1981), and references therein; M. Weinert, E. Wimmer, and A. J. Freeman, *ibid.* 26, 4571 (1982).
- [7] J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof, Phys. Rev. Lett. 77, 3856 (1996); *ibid.* 78, 1396(E) (1997).
- [9] E. J. Lisher *et al.*, J. Phys. C: Solid State Phys. 7, 1344 (1974).

Pt(111)표면 위에서 O₂ 분자의 자성변화와 촉매반응성: 밀도범함수 이론

권오룡*, 홍순철

울산대학교 물리학과

화석연료의 고갈되어 가고 있는 매장량과 환경오염문제로 대체에너지에 대한 연구가 활발히 진행되어지고 있다. 수소에너지 사용이 해결방안의 하나로 제시 되고 있다. 운송 수단에 수소에너지를 사용에 적합한 PEM 연료전지는 일반적으로 음극과 양극에서 Pt가 촉매로 사용되어지는데 양극 Pt의 O₂ 환원반응이 PEM 연료전지의 반응속도를 결정하는 것으로 알려져 있다. 본 연구에서는 양극 Pt 촉매에서 일어나는 환원반응을 이해하기 위해 Pt 표면 위의 O₂의 흡착 반응에 대해 제일원리계산을 수행 하였다. 제일원리계산 방법은 VASP(Vienna Ab-initio Simulation Package)을 이용하였으며 Pt 표면 위의 O₂의 흡착 위치와 흡착에너지를 계산하였다. O₂의 흡착 반응이 활발한 Pt(111)표면에 대한 연구를 하였으며, O₂의 흡착 반응이 일어나는 Pt(111) 표면의 위치를 bridge site와 fcc hollow site 그리고 hcp hollow site로 나누어 명명하였으며, 계산결과 bridge site에 흡착되는 O₂ 분자만이 자성을 가지는 것을 알 수 있었다. Pt와 O₂ 반응에서 자성이 미치는 영향을 밝히기 위해 O₂ 위치에 따른 자기모멘트를 계산하였으며, 낮은 에너지를 계산하여서 에너지장벽에 대한 상관관계를 알아보았다. 상태 밀도와 전하밀도 분석을 통하여 흡착된 O₂ 분자의 이온화 상태, 자성간의 상관관계, Pt(111) 표면의 흡착반응에 대하여 논의하고자 한다.

강자성체의 박막 결정성장 방향에 따른 자화거동 계산

남윤재, 임상호*

고려대학교 나노반도체 공학과

1. 서론

자성재료가 자기이력을 구현하는데 있어 가장 중요한 요소는 결정자기이방성이라고 할 수 있다. 대표적인 자성재료인 Fe, Co, Ni는 모두 상대적으로 큰 결정자기이방성을 갖고 있고 이들은 그들의 결정자기이방성으로 인해 벌크상태에서 고유의 자화거동을 가지고 있다. 그런데 이들을 박막상태로 성장을 시키게 되면 그 고유의 결정자기이방성은 변하지 않지만 자화거동은 크게 변하게 된다. 이것은 물론 재료가 박막으로 제작하면서 고려해야할 여러가지 변수들, 즉 계면상태, 두께, 성장방법, 결정상태등의 문제도 있겠지만 무엇보다도 가장중요하게 영향을 미치는 것은 형상이방성이라 할 수 있다. 본 연구에서는 이 요소를 고려하여 자성재료의 자화거동 특성을 계산하였고 이를 Futamoto 그룹의 실험결과[1]에 비추어 분석해 보았다.

2. 실험결과

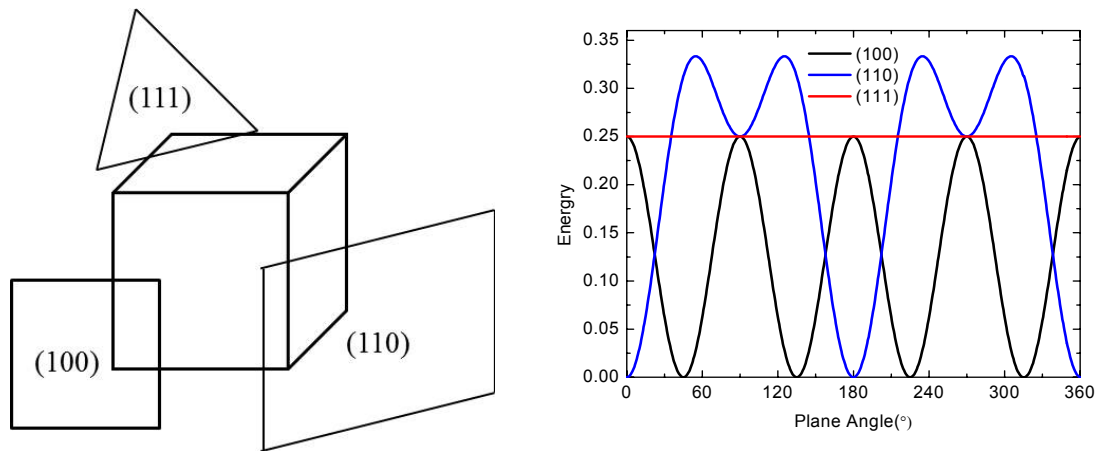


그림 1. 재료의 결정면에 따른 결정자기이방성 에너지

그림 1은 재료의 결정면에 따른 결정자기이방성 에너지를 보여주는 그림이다. 각각의 면에 대해서 결정자기 이방성을 관찰한 결과 재료구조의 결정과 같은 반복구조가 나타남을 알 수 있다. 이로부터 각각의 면이 어떠한 대칭성을 갖는지를 알 수 있는데, 다른 면과는 달리 눈에 띄는 것은 (111)면이라 할 수 있다. 이 면은 결정자기이방성 에너지에 무관함을 보여주고 있다. 하지만 실제로 자기이력곡선을 계산하여 관측한 결과 (111)면 역시 재료결정과 마찬가지로 60° 대칭이 이루어짐을 알 수 있었고 이러한 재료결정구조면에 따른 자화거동은 실험결과와 매우 유사함을 관찰 할 수 있었다.

3. 참고문헌

[1] K. Matsubara, M. Ohtake, K. Tobari, M. Futamoto, Thin Solid Films. (2011) in press

유효질량 모델을 사용한 자기터널접합에서의 터널링 자기저항의 계산

최창식*, 이병찬
인하대학교 물리학과

1. 서론

자기터널접합은 두 자성층(FM) 전극이 얇은 부도체층(I)으로 분리된 형태로, 아주 큰 터널링 자기저항을 보여서 큰 관심을 받고 있다. 자기터널접합에 결정 구조를 가지는 비자성 금속층(NM)을 삽입하면, 금속층 두께에 따라 터널링 자기저항이 진동하면서 감소하는 것이 실험을 통하여 관측되었다[1]. 본 연구에서는 그림 1과 같은 FM/I/NM/FM 구조로 이루어진 자기터널접합(MTJ)의 터널링 자기저항(TMR)을 유효질량 모델을 이용하여 이론적으로 계산하였다. 그리고 이 결과를 계면에서의 반사계수를 이용하여 나타낸 간단한 모델 계산과 비교하였다[2].

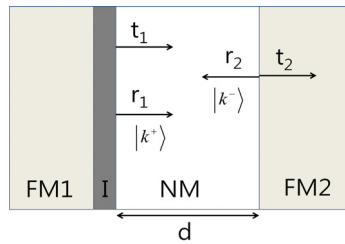


그림 1. MTJ의 역학 구조.

2. 계산방법

본 연구에서는 비자성 금속이 삽입된 형태의 MTJ에 대하여 TMR을 이론적으로 계산하였다. 자유전자 모델을 확장한 유효질량 모델을 이용하여 각 물질의 전자구조를 기술하였으며, 각 물질의 도식적인 에너지 밴드는 그림 2와 같다. NM층 에너지 밴드의 바닥 에너지를 0으로 잡았으며, NM의 유효질량을 전자의 질량 m_0 으로 놓았다. 편의상 부도체층과 FM층의 다수스핀에 대해서도 유효질량을 m_0 으로 같게 하고, FM층의 소수스핀에 대한 유효질량은 $m_\downarrow$ 으로 놓았다. FM층의 다수스핀에 대한 에너지 밴드를 NM의 밴드와 일치시키고, FM층 소수스핀에 대한 밴드의 바닥 에너지를 Δ , I층의 바닥에너지를 V_I 로 표시하였다. 각각의 계면에서, 파동함수 파수벡터의 계면과 평행한 성분($k_\parallel$)이 보존된다고 가정하였다. 페르미 에너지를 E_F 라 할 때에 주어진 $m_\downarrow$ 에 대해서, $m_\downarrow = m_0 E_F / (E_F - \Delta)$ 로부터 Δ 를 정하였다. 이 관계식은 NM층과 FM층의 계면에서, 소수스핀의 전자가 임의의 $k_\parallel$ 에 대해서 이동이 가능하도록 한다. 파동함수의 경계조건으로 계면에서 전자의 전류밀도가 보존되도록 하였다. 페르미 에너지는 $E_F = 4eV$, 부도체의 바닥에너지는 $V_I = 6eV$ 를 사용하였다. 전기전도도(G)는 Landauer-Buttiker 공식을 사용하여 계산하였다[3]. 한편, 이 계산 결과는 계면에서의 반사계수를 이용한 다음과 같은 간단한 모델과 비교하였다.

$$\Delta G = \text{Im} \frac{e^2}{h} \frac{k_F}{\pi} (T_{0\downarrow} - T_{0\uparrow}) \frac{r_{2\uparrow} - r_{2\downarrow}}{2} \frac{\exp(2k_F d + \phi)}{d}$$

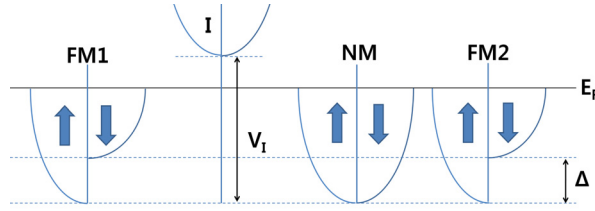


그림 2. MTJ를 구성하는 각 물질의 전자구조.

여기서 ΔG 는 $\Delta G = G_P - G_{AP}$, k_F 는 페르미 파수벡터, $T_{0\uparrow(\downarrow)}$ 는 다수(소수)스핀에 대한 FM/I/NM에서의 투과계수, $r_{2\uparrow(\downarrow)}$ 는 그림 1에서와 같이 다수(소수)스핀에 대한 NM/FM 계면에서의 반사계수, ϕ 는 r_1 에서 나오는 위상, d 는 NM층의 두께이다.

3. 결 과

FM/I/NM/FM 구조로 이루어진 MTJ에서 ΔG 와 TMR을 유효질량 모델을 이용하여 이론적으로 계산한 결과 NM의 두께(d)가 증가함에 따라 일정한 주기를 가지고 진동하고, 또한 감소하는 모습을 보였다. 무엇보다도 TMR은 0을 중심으로 하여 진동하였는데, 이것은 전자의 산란이 TMR이 0을 중심으로 진동하기 위한 필요조건이 아님을 알 수 있었다. 간단한 모델은 계산 결과를 비교적 잘 설명하였으며, d 가 증가할수록 두 계산 결과가 더 잘 일치하였다. 근사적인 식의 경우 진폭이 $1/d$ 로 감소하고, 진동수는 π/k_F 로 주어진다. d 가 작을 때에는 두 계산 결과가 진폭에서 차이를 보이는데 이는 근사적인 계산과정에서 반사계수의 고차 항을 무시하였기 때문에 생기는 오차로 보인다.

4. 결 론

FM/I/NM/FM 구조로 이루어진 MTJ의 TMR을 유효질량 모델을 이용하여 이론적으로 계산한 결과, TMR이 0을 중심으로 진동하면서 감소한다. 계산 결과를 계면에서의 반사계수를 이용한 모델계산과 비교해 보면 d 가 증가함에 따라 TMR이 $1/d$ 에 비례하고, π/k_F 의 진동수로 진동한다.

5. 참고문헌

- [1] S. Yuasa, T. Nagahama and Y. Suzuki, Science 297, 234-237 (2002)
- [2] B. C. Lee, J. Appl. Phys. 107, 09C708 (2010)
- [3] M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer, S. Pinhas, Phys. Rev. B 31, 6207-6215 (1985)

Ferromagnetic Resonance of Magnetic Tunnel Junctions with an Exchange Biased Synthetic Antiferromagnetic Reference Layer

윤정범*, 유천열, 정명화¹

인하대학교 물리학과

¹서강대학교 물리학과

1. 서론

자기 터널 접합(magnetic tunnel junction; MTJ)은 차세대 비휘발성 메모리로서 가능성을 갖고 있는 STT-MRAM(spin-transfer torque magnetic random access memory)의 잘 알려진 핵심 구조이다. 이와 관련해서 매우 많은 연구가 이뤄지고 있지만 상용화를 위한 메모리로서 좀 더 좋은 성능을 갖추기 위해서 MTJ에 관한 정역학적 연구는 물론이고 동역학적 이해도 필요하다. 일반적으로 MTJ의 구조는 안정적인 자화 반전과 높은 터널 자기 저항률(tunneling magnetoresistance; TMR)을 갖기 위해서 교환 바이어스 synthetic antiferromagnetic (SAF) 기준층을 포함하고 있다. 이 논문은 미세자기 동역학을 통해서 SAF 기준층이 있는 MTJ에 대한 동역학을 연구하였다.

2. 미세자기 동역학

SAF 기준층을 포함한 MTJ에서의 강자성 공명(ferromagnetic resonance; FMR)을 연구하기 위해서 미세자기 동역학을 기반으로 하는 object oriented micromagnetic framework(OOMMF)를 이용하여 시뮬내기를 하였다¹⁾. 그림 1 과 같이, 다층 박막으로 설계된 $100 \times 200 \text{ nm}^2$ 크기의 접합의 구조는 CoFeB(3)/MgO(1)/CoFeB(3)/Ru(1)/CoFe(2)이다. ()안의 단위는 nm 이다.

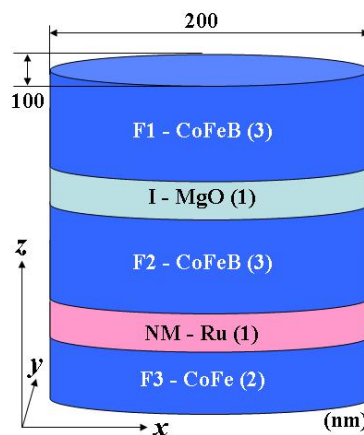


그림 1. SAF 기준층을 포함하는 MTJ의 구조.

여기서 시뮬내기를 위한 CoFeB과 CoFe의 기본적인 변수는 다음과 같다. 포화 자화(M_s)는 $1.3 \times 10^6 \text{ A/m}$ 이고 교환 뺏뺏함 상수는 $30 \times 10^{-12} \text{ J/m}$ 이며 Landau-Lifshitz 자기회전비율(γ)은 $221000 \text{ m/(A}\cdot\text{s)}$ 이고 감쇠 계수(α)는 0.02으로 설정하였다. 또한 비자성체인 MgO와 Ru은 자기적 변수를 모두 0으로 하고 계산하였다. 시뮬내

기 cell의 크기는 $5 \times 5 \times 5 \text{ nm}^3$ 이다.

MTJ를 FMR 신호로 분석하기 위해서 각 층의 스핀들을 들뜨게 할 RF 자기장이 필요하다. 이 시뮬레이션에서 RF 자기장을 0에서 45 GHz까지 일정한 세기로 적용하기 위해서 ‘sinc’ 함수인 $H_y = H_0 \sin(2\pi f_h(t-t_{f1})) - 2\pi f_h(t-t_{f2})$ 형태의 자기장을 시료 전체에 인가하였다²⁾. 여기서 f_h 는 45 GHz, H_0 는 1 mT를 적용하였다. FMR을 계산하기 위해 위와 같은 자기장이 인가된 상태에서 $1.0 \times 10^{-3} \text{ nsec}$ 간격으로 각각의 cell의 자기 구조를 10 nsec 동안 저장하였다. 그리고 저장한 결과를 시간에 대하여 fast Fourier transform(FFT)하여 FMR 주파수를 얻었다.

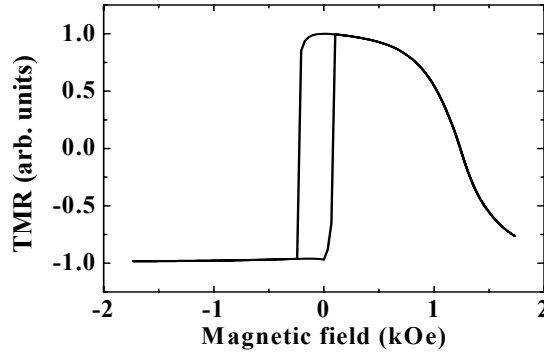


그림 2. MTJ에서 F1층과 F2층의 자화 방향의 끼인각에 의해서 계산된 TMR. 자기장은 +x 축에 30도로 인가.

3. 계산 결과 및 논의

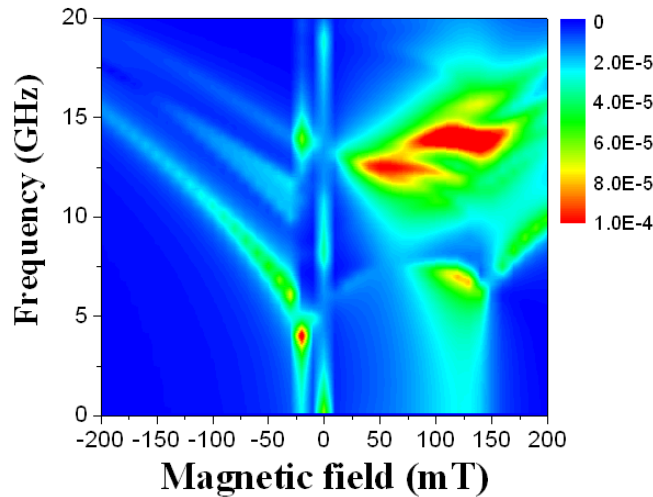


그림 3 -200 mT부터 200 mT까지 인가된 자기장에 대한 MTJ의 FMR 주파수 변화.

SAF 기준층을 갖고 있는 MTJ의 FMR을 연구하기 위해서 자기장을 +x 방향에서 30도로 인가했을 때의 TMR을 알아보았다. TMR은 $\Delta R = -\Delta R_0 \cos \theta_{12}$ 으로 계산된다. 여기서 θ_{12} 는 그림 1에서 F1과 F2의 자화 방향에 대한 끼인각이다. 그 결과, 그림 2와 같이 전형적인 TMR 그래프를 얻을 수 있다. 그림 3은 각 자기장에 대한 FMR 신호를 contour 그래프로 나타내고 있다. 이 결과는 ΔR 을 시간에 대해서 FFT한 결과이다. 그림 3에서 음의 방향의 자기장에 대해서는 예상 가능한 결과를 보이고 있지만 양의 방향 자기장에 대해서는 복잡한 모양의 FMR 신호를 보이고 있다. 이 결과는 실제 이 MTJ 구조의 자기 잡음 측정 결과와 매우 유사한 경향을 보이고 있다³⁾.

4. 결 론

시뮬내기를 통해서 SAF 기준층을 갖고 있는 MTJ의 TMR을 확인한 후에 RF 자기장에 의한 FMR 신호를 확인하였다. 그 결과 음의 방향과 양의 방향의 정적 자기장에 대한 FMR 신호가 다름을 확인하였고 이는 MTJ에서 동역학을 연구할 때에 자유층 뿐만 아니라 고정층을 고려해야 함을 나타내고 있다.

5. 참고 문헌

- [1] <http://math.nist.gov/oommf>
- [2] S.-K. Kim, K.-S. Lee, and D.-S. Han, Appl. Phys. Lett., 95, 082507 (2009).
- [3] C.-Y. You, J. Yoon, S.-Y. Park, S. Yuasa, and M.-H. Jung, Curr. Appl. Phys. [DOI:10.1016/j.cap.2010.11.128] (2011).

자구벽의 표면장력효과

문경웅, 이재철¹, 제송근, 이강수, 신경호¹, 최석봉*

서울대학교 물리천문학부

¹한국과학기술연구원

강자성체물질에 존재하는 자구벽은 다른 자화상태를 가진 두개의 자구가 만나는 경계면이다. 따라서 경계면의 성질인 표면장력효과가 있을 것으로 예상된다. 표면장력이 존재한다면 자구벽은 항상 수축하려는 힘을 받게 된다. 이번 연구에서는 수직자기이방성을 가지는 Pt/Co/Pt 자성 박막에 형성된 자구벽의 표면장력효과를 연구했다. 그림 1(a)는 박막에 수직방향의 자기장을 걸면서 측정한 히스테리시스 곡선으로 수직자기이방성이 있음을 확인할 수 있다. 이 자성 박막의 자화방향을 한 방향으로 정렬시킨 다음 반대방향의 자기장을 걸어주면 표면에 존재하는 nucleation center에서 자화역전이 일어나고 원형으로 자구가 확장해 나간다. 그림 1(b)는 원형자구의 모습으로 거의 완벽한 원의 모양을 가지고 있음을 알 수 있다. 그림 1(c)는 일정한 자기장을 인가했을 때 시간에 따른 자구의 반지름의 변화를 나타내고 있다. 자구의 반지름은 초기에 자구벽의 표면장력에 의해 확장속도가 느리지만 반지름이 어느 정도 커지면 일정한 확장속도를 가지게 된다. 적당히 확장한 원형자구에 반대방향의 자기장을 인가하면 원형자구는 수축하게 된다. 그림 1(d)는 수축하는 자구의 시간-반지름 그래프이다. 확장할 때와는 반대로 반지름이 작아지면서 자구벽의 표면장력효과에 의해 자구벽의 이동속도는 점점 가속된다. 자구의 반지름에 따른 자구벽의 이동속도를 creep scaling에 의해 effective 자기장으로 환산한 결과 자구벽의 표면장력에 의한 effective 자기장은 원형자구의 반지름에 반비례하는 특성을 가지는 것으로 확인되었다.

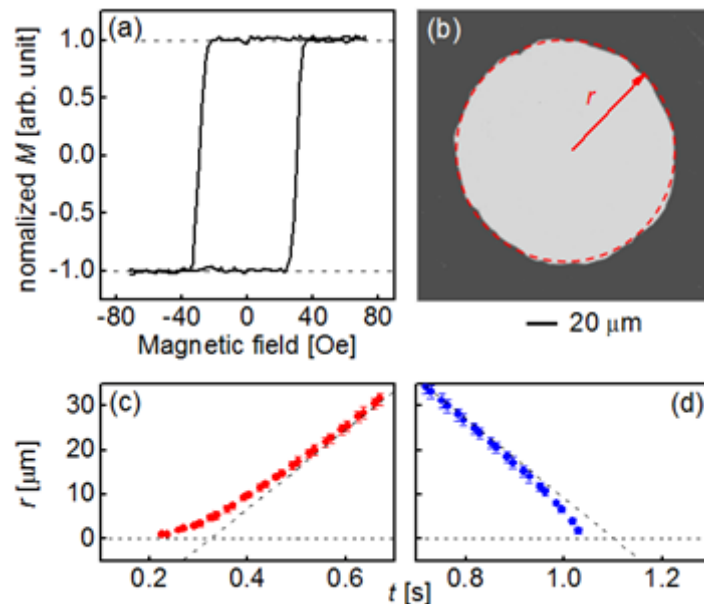


그림 1. (a) 수직방향자기장을 인가했을 때 측정되는 자기이력곡선. (b) 원형자구의 모습. 일정한 수직방향 자기장을 인가했을 때 자구확장(c)과 수축(d).

유한요소법을 이용한 강자성체의 자기적 처리 검증

김용민*, 한창민, 김기찬¹, 김영학¹, 신광호

경성대학교, ¹부경대학교

1. 서론

일반적으로 합정은 철이 주 성분인 강판으로 제작되기 때문에 지자계에 의한 유도 자기장과 영구자화에 의한 자기장을 발생 시킨다. 이 자기장 신호는 선체 주변 지구자기장을 왜곡시킨다. 특히 영구자화에 의한 합정의 정 자기장 신호는 해양의 변화에 무관하고 근거리 영역에서 정확한 표적 식별 및 탐지가 가능하여 대부분의 수중 기뢰에서 최종 발화 신호원으로 사용되고 있다. 최근에는 지자계의 수천에서 수 만분의 일의 정밀도를 갖는 고감도 센서의 개발로 인해 합정 선체에 의한 자기장 신호는 기뢰에 가장 취약한 부분으로 나타나고 있다.

수중 기뢰의 위협으로부터 보호 하기위한 합정의 자기 정숙화 기술은 합정의 영구자화 제거를 위한 탈자와 유도자화 제거를 위한 소자를 통해 합정을 보호하는 기술이다. 영구 자화 제거를 위한 탈자 기술의 신뢰성 확보는 합정이 기뢰로부터 안전하게 할 뿐 아니라, 군 전력 증강에 중요한 역할을 한다. 합정 탈자는 주로 수직방향과 수평방향의 자계를 인가 후 자계의 크기를 줄여가면서 영구자화를 상쇄시키는 방법으로 이루어진다. 충분히 큰 자계를 인가할 수 있는 장치를 구축하는 것이 바람직 하지만 비용적 측면에서는 무한정 높일 수는 없다. 따라서 자기 공학적 접근으로 자기처리 시설의 성능을 예측 하고 장치 및 실비용량을 최적화 하는 것은 중요하다.

선체에 기인한 자기장 신호는 영구자기장, 유도자기장, 와전류 자기장, 누설 자기장으로 구성되고, 주로 영구자기장과 유도자기장 성분이 대부분을 차지한다[1]. 선박의 자기처리 성능은 선박에 의한 영구자기장의 성분을 제거하는 것으로 결정되며, 이를 위해 선체에 의한 자기장 신호로부터 영구자기장과 유도자기장을 분리하는 것이 필수적이다. 영구자기장과 유도자기장의 분리 방법은 유한요소법을 이용하여 선체의 유도자기장 성분을 계산 후 전체 자기장에서 유도자기장 성분을 감산하여 영구자기장 신호로 분리하는 방법이 있다. 하지만, 이전에 유한요소법의 검증을 위해 실제 실험의 측정치와 유한요소법을 이용한 같은 환경의 모델에서의 결과를 비교하고, 사용된 Tool의 사용이 타당함을 입증하는 작업이 이루어 져야한다.

본 연구에서는 선박구조물의 자화상태변화에 대한 물리적 모델수립과 자기처리시설의 설치/운용에 대한 전자기적 근거 확보를 위한 연구를 진행 하고 있다. 본 발표에서는 유한요소법을 이용하여 단순 시편에 대한 자기처리 실험결과와 유한요소법을 이용한 이론적 검증의 방법과 결과를 보고한다.

2. 방법

본 해석에 사용한 프로그램은 상용 Vector Field (Opera) 3차원 유한요소법으로 해석을 하였다. Fig. 1 실험에 사용한 축소 자기 처리 시설과 사용된 시편의 모델링 그림이다. 실험환경의 지자계는 시편의 종축 방향으로 23 A/m와 수직 방향으로 31 A/m의 크기를 가진다. Hx 측정센서는 시편 바닥에서부터 33 mm, Hz 측정센서는 23 mm 떨어져 측정을 하였다. 실험에 사용한 평판형 시편은 장축 110 mm, 단축 60 mm, 두께는 0.25 mm이다. 본 발표에서는 Flash D deperm(Stage 1)의 첫 shot에 의한 자기적 처리 결과를 비교하였다[2]. Hx의 첫 샷의 크기는 3kA/m이고, Hz Bias를 각각 0 A/m, 28 A/m의 두 샷에 대한 영향을 비교하였다. 인가 시간은 상승하강 시간 1초, 지속시간 2초의 시간간격을 가졌다.

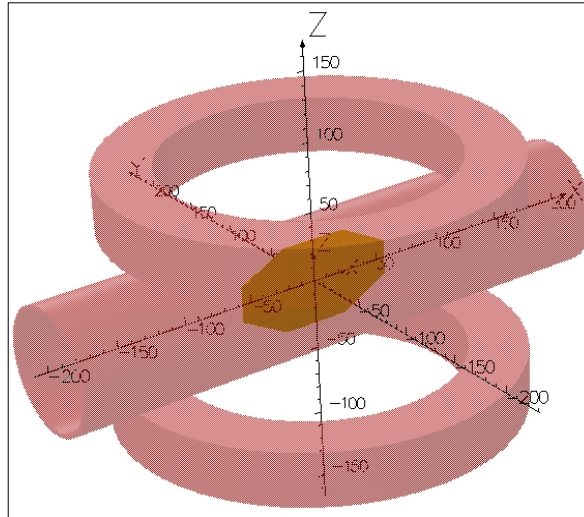


Fig. 1. 단순 시편 탈자장치 모델링

3. 결과 및 고찰

Fig. 2는 첫 샷의 H_x 가 3k A/m, H_z Bias가 0 A/m 그리고 상승하강시간 1초 지속시간 2초의 시간간격을 가지는 Flash D deperm Stage1의 첫 샷 후 시편 바닥 아래 33 mm와 23 mm에서 H_x 와 H_z 의 실험 측정값과 FEM 해석을 이용한 계산 값의 결과를 나타낸 것이다. FEM 해석의 결과가 실험 측정치와 근접하도록 시편의 상대 투자율을 400으로 설정하였다.

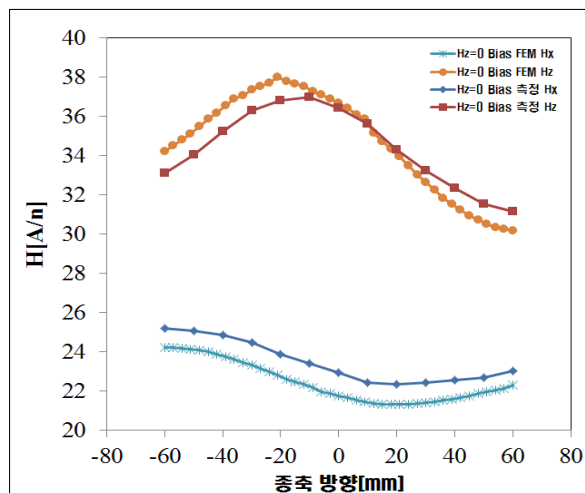


Fig. 2. 평판형 시편 Deperm R Stage1 첫 샷 후 잔류 자화 측정

계산과 측정의 결과 값 차이는 실제 시편과 FEM에 사용한 자기적 특성의 차이와 실험의 시편에 잔류하는 약간의 영구자화성분과 실험의 H_z 센서의 약간의 위치차이로 생각된다. 단순 시편의 선박 자기처리 실험적 연구결과를 FEM 해석 결과와 비교 검토하여, FEM 해석이 실험 적용성에 대한 근거의 타당성을 가지게 되고 실제 선박의 자기적 처리를 예측함에 있어서 FEM 해석이 유효함을 증명하게 되었다.

본 발표에서는 다른 종류의 시편과 다른 크기와 바이어스를 가지는 첫 샷의 실험과 시뮬레이션 결과를 비교 검토하고, FEM 해석시에 실험 환경에서 존재하는 지자계의 처리와 보정에 대한 처리 방안에 대해서 논의하고자 한다.

4. 참고문헌

- [1] 이강진, 양창섭, 정현주, 김동훈, “함정에 의해 발생하는 수중 지자기 분리방법에 대한 연구“, Trans. KIEE. Vol. 56, no. 8, pp. 1412-1417, August. 2007.
- [2] “Degaussing by Magnetic Treatment, Section 4: Deperming and Magnetic Theory,” British Standard BR 825, U.K Ministry of Defence, Jan. 1975

[NiFe/NiFeCuMo/NiFe]/FeMn 다층박막의 교환결합력과 보자력

최종구^{1*}, 박광준², 손일호³, 김근호³, 황도근^{1,3}, 이장로⁴, 이상석^{1,3}

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

²상지대학교 이공과대학 응용물리전자학과, 강원도 원주시 우산동, 220-702

³상지대학교 보건과학대학 한방의료공학과, 강원도 원주시 우산동 220-702

⁴숙명여자대학교 자연과학대학 물리학과, 서울시 용산구 140-742

1. 서론

본 연구에서는 새로운 연자성 박막에 대한 자기적 특성에 대해 NiFeCuMo 단층박막을 이온빔 스퍼터링 방법으로 증착하여 강자성체인 NiFe 박막 사이에 상호 중간층으로 삽입한 샌드위치형 다층박막구조에 대한 교환결합력(exchange bias field, H_{ex})과 보자력(coercivity, H_c)을 비교하여 실험결과를 살펴보았다. 고감도 GMR-SV 및 MTJ 소자에서 비자성체인 금속 및 산화층인 Cu 그리고 Al_2O_3 혹은 MgO 층과 인접한 층 사이에는 반드시 기존의 강자성체를 유지해야 하므로 NiFeCuMo 박막을 강자성체인 NiFe 박막 사이에 삽입한 NiFe/NiFeCuMo/NiFe 샌드위치형 다층박막구조의 자기적 특성을 조사하였다.

2. 실험결과 및 고찰

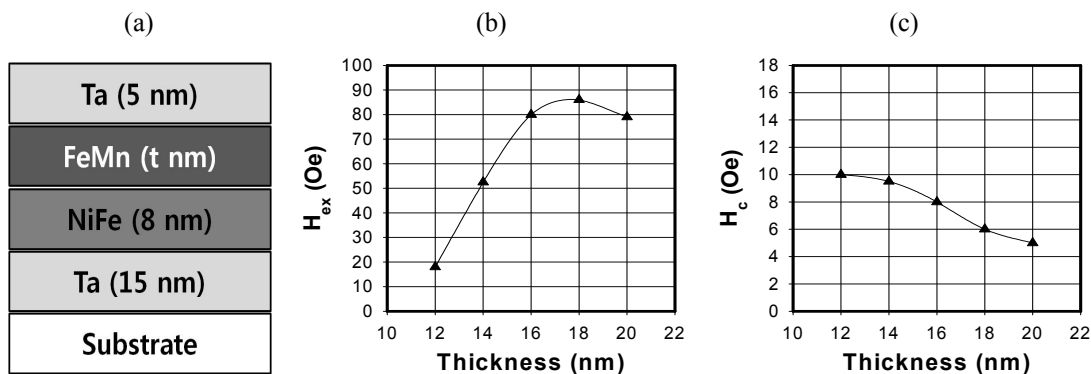


Fig. 1. (a) The sample structure, (b) and (c) the exchange bias field and coercivity of antiferromagnetic FeMn layers with different thickness.

Fig. 1은 NiFe 박막 위에 반강자성체인 FeMn 박막을 삽입한 다층박막구조의 자기적 특성을 조사한 것이다. Fig. 1(a)는 glass/Ta(15 nm)/NiFe(8 nm)/FeMn(t nm)/Ta(5 nm) 다층박막구조를 도시한 것이며, Fig. 1(b)와 (c)는 NiFe 박막 위에 삽입한 FeMn 박막의 두께를 12 nm에서 20 nm까지 2 nm 간격으로 증가시켰을 때 교환결합력과 보자력의 값이 변한 것을 나타낸 것이다. Fig. 1(b)에서 교환결합력의 값은 점진적으로 증가하여 FeMn 박막의 두께가 18 nm일 때 86 Oe의 최대값을 나타내었으며, 20 nm에서부터는 79 Oe으로 감소하였다. 그리고 Fig. 1(c)에서 보자력의 값은 FeMn 박막의 두께가 증가함에 따라 완만하게 감소하였다.

Fig. 2는 NiFe 박막 사이에 NiFeCuMo 박막을 삽입한 샌드위치형 다층박막구조의 자기적 특성을 조사한 것이다. Fig. 2(a)는 glass/Ta(15 nm)/NiFe(4 nm)/NiFeCuMo(t nm)/NiFe(4 nm)/FeMn(18 nm)/Ta(5 nm) 다층박막구조를 도시한 것이며, Fig. 2(b)와 (c)는 두께가 4 nm인 NiFe 박막 사이에 삽입한 NiFeCuMo 박막의 두께를 0 nm에서 2.5 nm까지 0.5 nm 간격으로 증가시켰을 때 교환결합력과 보자력의 값이 변한 것을 나타낸 것이다.

Fig. 2(b)에서 교환결합력의 값은 NiFeCuMo 박막의 두께가 1.0 nm일 때 77 Oe의 최대값으로 증가하였으며, 1.5 nm에서부터는 60.5 Oe으로 서서히 감소하였다. 그러나 Fig. 2(c)에서 NiFeCuMo 박막의 두께가 증가함에 따라 보자력의 값은 6 Oe과 11 Oe 정도로 변함이 없었다.

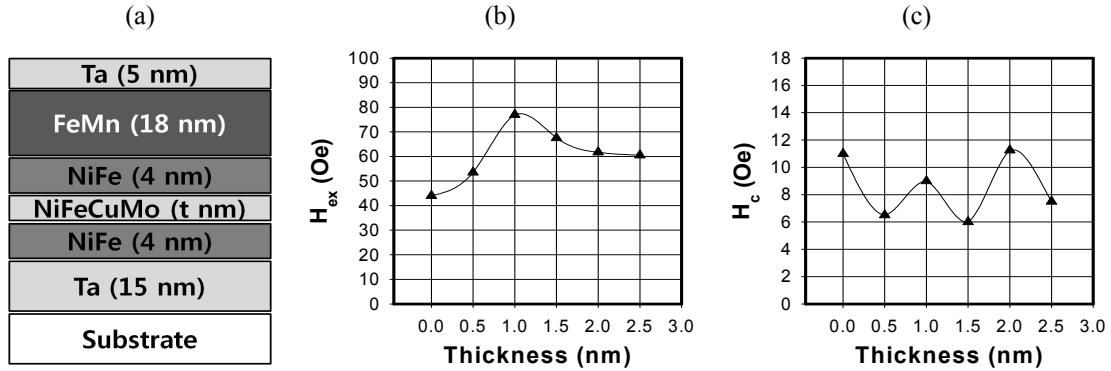


Fig. 2. (a) The sample structure, (b) and (c) the exchange bias field and coercivity of [NiFe/NiFeCuMo/NiFe]/FeMn multilayers depending on one intermediately super-soft magnetic NiFeCuMo layers with different thickness.

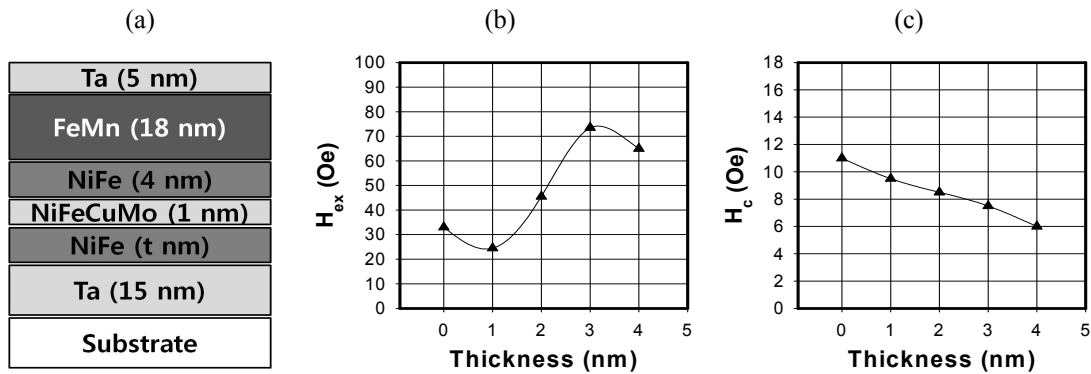


Fig. 3. (a) The sample structure, (b) and (c) the exchange bias field and coercivity of [NiFe/NiFeCuMo/NiFe]/FeMn multilayers with different thickness of the bottom NiFe layer.

Fig. 3은 Fig. 2(a)와 동일한 박막구조에서 NiFeCuMo 박막의 두께를 1 nm로 고정하여 Bottom층인 NiFe 박막의 두께를 0 nm에서 4 nm까지 1 nm 간격으로 증가시켰을 때 교환결합력과 보자력의 자기적 특성을 조사한 것이다. Fig. 3(b)에서 교환결합력의 값은 NiFe 박막의 두께가 1 nm일 때 다소 감소하였으나 다시 점진적으로 증가하여 두께가 3 nm일 때 73.5 Oe의 최대값을 나타내었으며, 4 nm에서부터는 65 Oe으로 감소하였다. 그리고 Fig. 3(c)에서 보자력의 값은 Bottom층 NiFe 박막의 두께가 증가함에 따라 완만하게 감소하였다.

3. 결론

샌드위치형 다층박막구조에서 NiFe 박막 사이에 자유층으로 초연자성을 띠는 NiFeCuMo 박막을 삽입하면 높은 자기저항비나 자장감응도를 유지하는 고감도 바이오센서용 GMR-SV 및 MTJ 소자에서 교환결합층으로 활용할 수 있다.

감사의 글

이 논문은 교육과학기술부 한국연구재단의 지원을 받아 수행하고 있는 2010년도 하반기 기본연구지원사업 (2010-0024665)과 2011년도 상반기 기본연구지원사업(모험연구 2011-007552)과제의 연구결과임.

4. 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).

Fe-B-Si-Nb-Hf 벌크 비정질 합금의 연자성 특성에 미치는 Hf 첨가 원소의 영향

이주호^{1*}, 김휘준, 배정찬, 김도향¹

한국생산기술연구원 주조공정연구그룹

¹연세대학교 신소재공학과

1. 서론

연자성 소재는 자동차, 가전기기, 통신, 컴퓨터 산업분야에 사용되고 있는 전자기 부품의 코어를 형성하는 핵심소재로서 우리 생활을 혁신시키고 있으며, 사용하는 기기들의 고기능화, 자동화 소형화에 맞추어 고성능 연자성 소재의 수요가 증가하고 있다. 따라서 이러한 요구특성에 맞추어 Fe-Si-Al(Sendust), 비정질(Amorphous), 나노결정질(Nano crystalline), 금속계 유리질(metallic glass) 금속 등이 많이 사용되고 있다. 금속계 유리질 중에도 Fe계 금속 비정질 연자성 소재는 자화의 세기인 보자력(Coercivity)이 낮고 과냉각액체 온도 구간에서의 성형 특성이 매우 우수하여 연자성 코어 소재로서 활용이 기대되고 있으며, 새로운 조성의 합금 설계 및 코어 성형 기술에 대한 연구가 활발히 수행되고 있다.

본 연구에서는 Fe-B-Si-Nb-Hf 조성에 Hf 첨가 원소의 연자성 특성에 미치는 영향을 알아보기 위해 Hf의 함량을 2~6% 까지 첨가하여 리본을 제조하고 연자성 특성을 VSM(Vibrating sample magnetometer)을 이용하여 알아보았다.

2. 실험방법

Ar 분위기에서 고순도 Fe, B, Si, Nb, Hf를 Arc melting에 의해 Fe-B-Si-Nb-Hf의 모합금을 제조하였다. 표 1은 Fe_{80-x}-B₁₄-Si₄-Nb₂-Hf_x 비정질 합금의 화학 조성 표이다. 제조된 모합금을 사용하여 Ar 분위기하에서 melt-spinning에 의해 두께가 약 30um, 폭이 3mm를 가진 리본을 제조하였다. 비정질 리본들의 구조적 특성은 X-ray 회절 장치를 이용하여 분석하였으며, 열적 특성은 시차주사열량계(DSC)를 이용하여 분석하였다. 제조된 리본을 VSM(Vibrating sample magnetometer)을 이용하여 Hf 함량에 따른 연자성 특성을 조사하였다.

표 1 Fe-B-Si-Nb-Hf 비정질 합금의 화학 조성표

(at.%)	Fe	B	Si	Nb	Hf
#1	78	14	4	2	2
#2	76	14	4	2	4
#3	74	14	4	2	6

3. 실험결과 및 고찰

그림 1은 melt-spinning에 의해 제조된 리본들의 XRD 패턴과 DSC 커브이다. 그림 1의 X-ray 결과를 통해 온전한 아몰퍼스 구조를 가지는 것을 확인하였고, DSC 분석을 통해 유리전이온도(Tg), 결정화 온도(Tx), 그리고 과냉각액상구간(ΔT_x)를 확인할 수 있었다.

그림 2는 제조된 리본들의 Hf 함량에 따른 연자성 특성을 나타낸 것이다. 연자성 특성 측정 결과, 포화자속 밀도는 Fe의 함량이 제일 높은 #1번 리본에서 152emu/g까지 얻어졌으며, 보자력 값은 Hf의 함량이 6 at.%인 #3번 리본에서 제일 낮은 8.5 A/m가 얻어졌다.

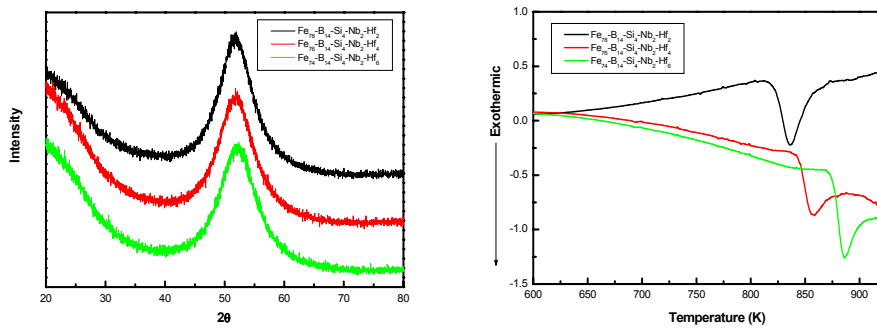
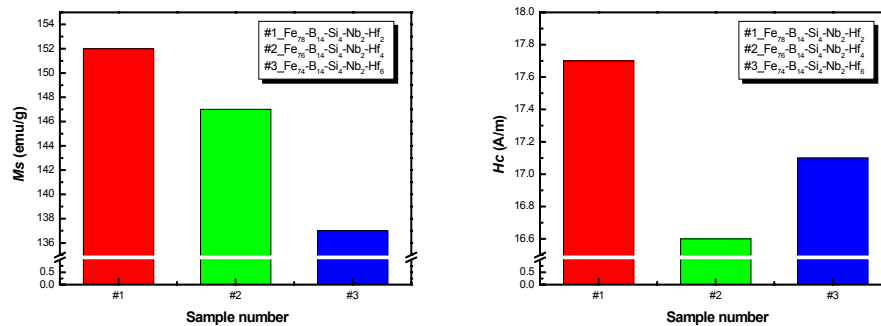


그림 1. $\text{Fe}_{80-x}\text{B}_{14}\text{Si}_4\text{Nb}_2\text{Hf}_x$ ($x=2,4,6$) 조성으로 제조된 리본들의 (a) XRD patterns, (b) DSC curves



(a) Magnetic saturation (Ms)

(b) Coercivity (Hc)

그림 2. $\text{Fe}_{80-x}\text{B}_{14}\text{Si}_4\text{Nb}_2\text{Hf}_x$ ($x=2,4,6$) 조성으로 제조된 리본들의 연자성 특성

(a)포화자속밀도, (b)보자력의 변화

5. 결론

본 연구에서는 Fe-기저 합금에 Hf 첨가 원소의 함량에 따른 연자성 특성에 미치는 영향을 알아보기 위하여 리본을 제조하여 연자성 특성을 조사하였다. 연자성 특성 측정 결과, 포화자속밀도는 Fe의 함량이 제일 높은 #1번 리본에서 152emu/g까지 얻어졌으며, 보자력 값은 Hf이 6at.% 함유한 #3번 리본에서 제일 낮은 8.5A/m가 얻어졌다.

6. 참고문헌

- [1] Kawamura Y, Kato H, Inoue A and Masumoto T. Appl. Phys. Lett. 67 (1995) 2008
- [2] A. Inoue, B.L. Shen, C.T. Chang, Acta Mater. 52 (2004) 4093
- [3] Senkov ON, Miracle DB. Mater Res Bull. 36 (2001) 2183-98

비정질 CoSiB 단일박막의 자기 특성 연구

신소원*, 이하나, 민길준, 박인성, 김형준, 임혜인¹, 김태완

세종대학교 신소재공학과

¹숙명여자대학교 나노물리학과

일반적으로 비정질 물질은 우수한 연자성 성질과 낮은 포화 자화(M_s), 역방향자기장(H_{sw})를 갖는다. 이러한 성질은 자기터널접합(MTJs : Magnetic tunnel junctions)의 자유 층으로 쓰이는데 적합하다.

본 연구에서는 DC magnetron sputtering을 이용하여 초기 진공도는 7×10^{-8} Torr, working pressure는 2mTorr, Ar 가스의 유량은 30sccm으로 하여 비정질 CoSiB박막을 상온에서 제작하였다. 먼저, CoSiB 단일박막을 열처리하여 XRD(X-ray diffraction)를 통해 확인해 본 결과 350°C 정도의 온도에서도 비정질의 형태를 유지하고 있으며, 400°C 이상에서는 결정화가 되었다. VSM(Vibrating sample magnetometer) 측정을 통해서 일반적으로 알려진 물질들에 비해 비정질 CoSiB 단일박막은 두께가 증가하여도 일정한 포화 자화 값(M_s)과 보자력(H_c : coercivity), 높은 잔류자화(M_r)를 갖는 것을 확인하였다.

Ni_{0.4}Cu_{0.4}Zn_{0.2}Fe₂O₄ 물질의 외부자기장 뢰스바우어 연구

이용혜, 한승규, 김삼진, 안성용¹, 김철성*

국민대학교 물리학과

¹LCR division, 삼성전기, 수원

1. 서론

NiCuZn ferrite 물질은 뛰어난 전자기적 특성을 갖고 있으며, megahertz 영역에서 높은 투자율을 갖는 물질로 multilayer chip inductors(MLCIs) 응용에 탁월한 물질이다[1-2]. 또한 NiCuZn ferrite는 물리적인 의미에서 결정학적 및 자기적 성질을 연구함에 있어서 흥미 있는 물질이다[3-5]. 특히 NiCuZn ferrite에서 A, B site의 결정학적 구조분포와 양이온의 스핀 구조의 정렬은 많은 연구자들의 관심을 모으고 있다.

2. 실험방법

Ni_{0.4}Cu_{0.4}Zn_{0.2}Fe₂O₄시료를 NiO(99.99%), ZnO (99.99%), CuO(99.99%), α -Fe₂O₃ (99.995%) 분말을 출발물질로 하여 직접합성법으로 제조하였다. 분말시료는 1000°C에서 24시간 열처리하여 순수한 단일상을 얻을 수 있었다.

제조된 Ni_{0.4}Cu_{0.4}Zn_{0.2}Fe₂O₄시료의 결정구조를 분석하기 위해 x-선 회절실험을 수행하였으며, 실험결과를 Rietveld 분석법을 이용하여 분석하였다. 합성된 시료의 size, 형태, 및 조성을 알아보기 위하여 field emission scanning electron microscope(FE-SEM) 측정을 하였으며, 자기 모멘트 값을 알아보기 위해서는 진동형자화율측정기(VSM)을 이용하여 상온과 4.2 K에서 실험을 수행하였다. 또한 각각 시료의 미시적인 자기적 스핀 구조 정렬을 알아보기 위하여 4.2 K에서 외부자기장을 0 T부터 5 T까지 인가함에 따른 Mössbauer 분광 실험을 수행하였다. 이때 Mössbauer 분광기에 인가한 자기장과 γ -선은 평행이었으며, Rh 금속에 확산시킨 50 mCi ⁵⁷Co를 사용한 전기역학적인 등가속도형 분광기이다.

3. 실험결과 및 고찰

Ni_{0.4}Cu_{0.4}Zn_{0.2}Fe₂O₄시료에 대한 상온에서 x-선 회절도는 전형적인 입방스피넬구조에 해당하는 회절패턴을 보이고 있다. 특히 NiCuZn ferrite에서 Zn²⁺ 이온은 A site, Cu²⁺, Zn²⁺ 이온은 B site에 점유함을 확률적 분포이론으로 해석하였다. Ni_{0.4}Cu_{0.4}Zn_{0.2}Fe₂O₄ 시료의 격자상수 a₀는 8.3821 Å임을 Rietveld refinement 분석을 이용하여 알 수 있었으며, bulk density는 5.361 g/cm³임을 확인하였다. FE-SEM 측정결과로부터 불규칙적인 마이크로 size로 합성되었으며, 시료의 조성 비율은 5 % 미만의 오차로 신뢰성이 있다고 판단할 수 있다. VSM 실험으로부터 4.2 K에서 자기모멘트 값은 94.0 emu/g이고, 상온에서는 71.0 emu/g임을 알 수 있었다. Fig. 1과 Fig. 2는 각각 4.2 K에서 외부인가자장을 0 T부터 5 T까지 인가함에 따른 Mössbauer 분석스펙트럼이다. 모든 시료의 Mössbauer 스펙트럼 분석은 Zn²⁺이온이 A site에 들어간다고 가정을 하면, A site의 철 이온이 B site의 철 이온과 상호작용을 할 수 있는 확률적 분포 값 p(n, a)을 구하였다. p(n, a)이 8% 이상이 되는 값을 Mössbauer 분석에서 한 개의 set 으로 결정을 하여, 총 5set 으로분석을 하였다. 분석 결과 인가자장이 약 1 T에서부터 2 번째와 5번째의 면적 값이 살아지는 것으로 보아 magnetic spin이 collinear 하게 정렬 함을 알 수 있었으며, 5 T까지 인가함에 따라 초미세자기장 값은 A site에서는 증가하고, B site에서는 감소함을 알 수 있었다.

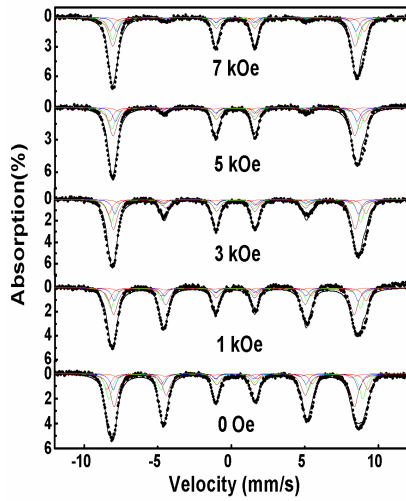


Fig. 1. The Mössbauer spectra for $\text{Ni}_{0.4}\text{Cu}_{0.4}\text{Zn}_{0.2}\text{Fe}_2\text{O}_4$ low fields at 4.2 K.

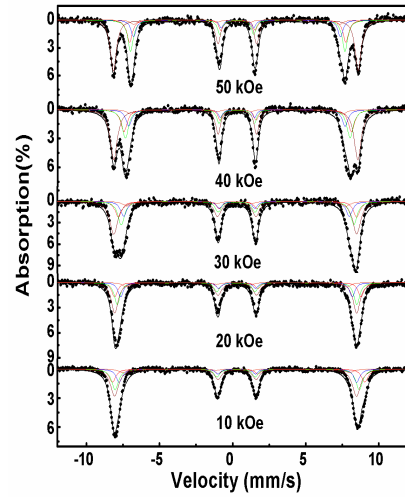


Fig. 2. The Mössbauer spectra for $\text{Ni}_{0.4}\text{Cu}_{0.4}\text{Zn}_{0.2}\text{Fe}_2\text{O}_4$ high fields at 4.2 K.

4. 참고문헌

- [1] M. Kaiser, Curr. Appl. Phys., 975-984, 10, (2010).
- [2] M. A. Gabal, Mater. Res. Bull., 589-593, 45, (2010).
- [3] D. Wortmann, Ph. Kurz, S. Heinze, K. Hirai, G. Bihlmayer, S. Blugel, J. Magn. Magn. Mater., 57-63, 240, (2002).
- [4] Z. Szotek, W. M. Temmerman, D. Ködderitzsch, A. Svane, L. Petit, and H. Winter, Phys. Rev. B, 174431-1~12, 74, (2006).
- [5] M. Penchal Reddy, G. Balakrishnaiah, W. Madhuri, M. Venkata Ramana, N. Ramamanohar Reddy, K. V. Siva Kumar, V. R. K. Murthy, R. Ramakrishna Reddy, J. Phys. Chem. Sol., 1373-1380, 71, (2010).

가스 분무법으로 제조된 Fe-Si-Al 합금 분말의 연자성 특성

박은수*, 김희준, 배정찬, 허무영¹

한국생산기술연구원 주조공정연구그룹

¹고려대학교 신소재공학과

1. 서론

Fe-Si-Al (Sendust) 합금은 자기이방성 및 자왜 상수가 거의 0에 가까운 값을 가짐으로서 투자율이 매우 높아 에너지 효율이 높다[1]. 그러나 소성 변형이 없기 때문에 최종 연자성 부품으로의 성형이 어려워 현재는 리본이나 분말을 제조 후 바인더를 이용하여 최종 제품을 성형하여 사용하고 있다[2]. 따라서 최종 제품의 성능은 성형공정뿐만 아니라 리본이나 분말의 연자성 특성이 매우 중요하다. 그러나 아직까지 냉각속도가 리본에 비해 비교적 낮은 가스 분무법으로 제조된 Fe-Si-Al 합금 분말의 Si와 Al의 화학 조성에 따른 연자성 특성을 연구한 내용은 거의 보고되지 않고 있다.

본 연구에서는 Fe-Si-Al 합금 분말의 연자성 특성에 미치는 Si와 Al의 합금 원소의 영향을 알아보기 위하여, 다양한 Si와 Al의 화학조성을 갖는 Fe-Si-Al 합금 분말을 제조하고 연자성 특성을 VSM을 이용하여 알아보았다.

2. 실험방법

다양한 Si와 Al의 화학 조성을 갖는 Fe-Si-Al 합금 분말은 가스 분무법을 이용하여 제조하였다. 표 1은 다양한 Fe-Al-Si 합금 분말의 화학 조성 표이다. Fe-Si-Al 합금 분말은 용탕의 온도 1773 K, 대기 중에서 Ar 가스를 이용하여 70 bar의 분무압력으로 제조하였다.

표 1 Fe-Si-Al 합금 분말의 화학 조성표

Atom	#1	#2	#3	#4	#5	#6	#7	#8	#9	#10
Fe (wt.%)	84	84	88	84	86	86	85.4	84.6	84.6	86.6
Si (wt.%)	8	12	8	10	8	10	9.3	8.7	10.7	8.7
Al (wt.%)	8	4	4	6	6	4	5.3	6.7	4.7	4.7

가스 분무법으로 제조된 Fe-Si-Al 합금 분말의 형상, 미세조직과 구조는 주사전자현미경(SEM)과 X-선 회절(XRD)을 이용하여 관찰하였으며, 연자성 특성은 VSM (vibrating sample magnetometer)을 이용하여 보자력과 포화자속밀도를 알아보았다. 또한, Fe-Si-Al 합금 분말을 700°C에서 1시간 동안 열처리 후 합금 분말의 연자성 특성의 변화도 함께 연구하였다.

3. 실험결과 및 고찰

그림 1은 가스 분무법으로 제조된 Fe-Si-Al 합금 분말의 형상을 SEM으로 관찰한 결과이다. 그림에서 보는 바와 같이 모든 조성의 합금분말이 거의 구형의 형상을 가짐을 알 수 있고, EDS(energy dispersive spectrometer) 분석 결과 합금 분말 표면에 Fe₂O₃의 얇은 산화막이 존재함을 알 수 있다. 따라서 대기 중에서 Ar을 이용한 가스 분무 시 구형의 분말이 제조되며, 대기 중 산소에 의해 표면에 얇은 산화막이 형성됨을 알 수 있다.

대기 중에서 가스 분무법으로 제조된 Fe-Si-Al 합금 분말의 Si와 Al 함량에 따른 연자성 특성을 알아보기 위하여, VSM을 이용하여 포화자속밀도와 보자력을 측정하였고 그림 2에 그래프로 나타내었다. 그림에서 보는 바와 같이 Fe-8Si-4Al 합금 분말이 135 emu/g의 가장 높은 포화 자화값이 얻어졌으며, Fe-10Si-6Al 합금 분말은

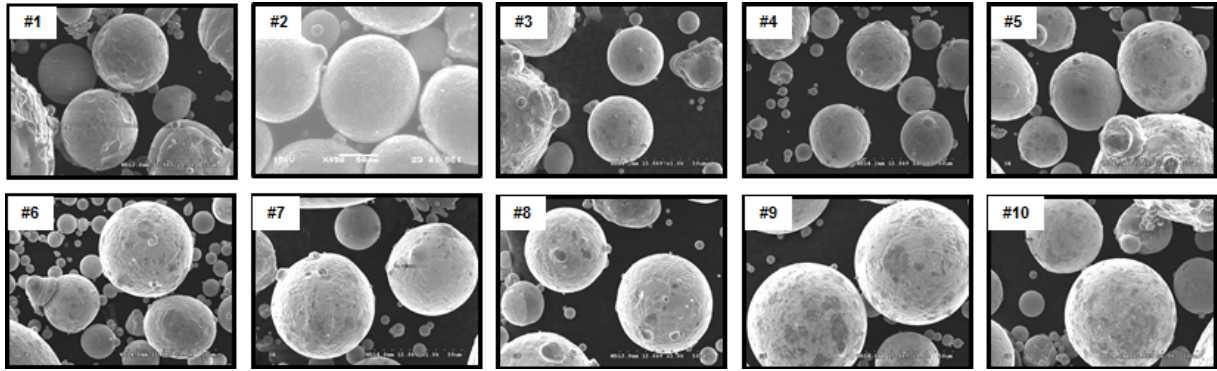
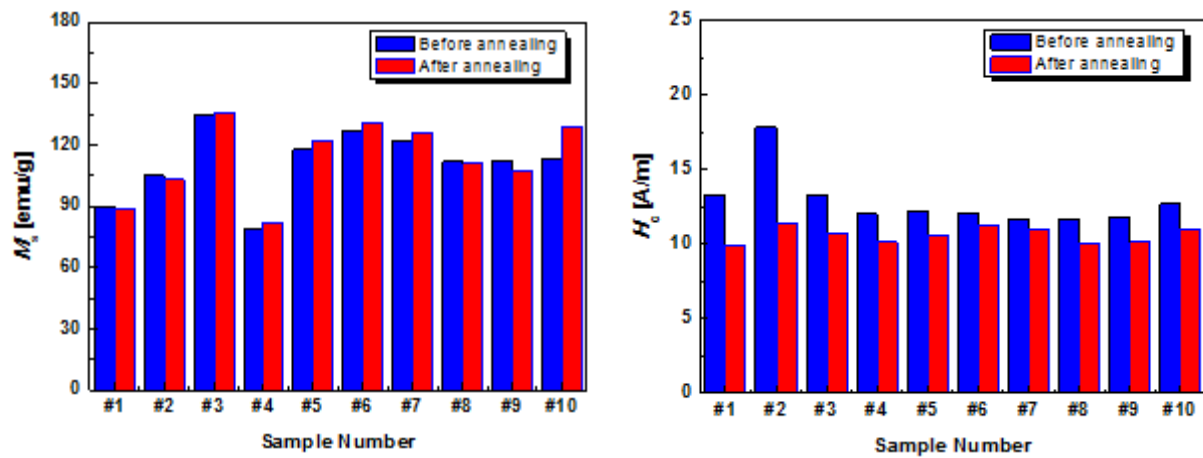


그림 1. 가스분무법으로 제조된 Fe-Si-Al 합금 분말의 형상



(a) Magnetic saturation (Ms)

(b) Coercivity (Hc)

그림 2. Fe-Si-Al 합금 분말 열처리 전-후 (a)포화자화와 (b)보자력의 변화

79 emu/g의 가장 낮은 값을 나타내었다. 또한, 보자력 값은 11.7에서 17.8 A/m까지 늘어졌으며, Fe-12Si-4Al 합금에서 가장 높은 보자력 값을 나타내었다. 따라서 가장 좋은 연자성 특성은 Fe-8Si-4Al 합금 분말에서 얻어졌으며, 포화 자화값과 보자력값은 각각 135 emu/g와 13.3 A/m 이다. 또한, 열처리 후 Fe-Si-Al 합금 분말의 연자성 특성을 살펴보면, 포화 자화값은 증가하였으며, 보자력 값은 감소함을 그림 2의 (a)와 (b)를 통하여 알 수 있다. 이러한 결과는 열처리 시 분말 내부에 잔류응력을 제거되었기 때문이다.

5. 결론

가스 분무법으로 구형의 형상과 분말 표면에 얇은 Fe_2O_3 산화막이 형성된 Fe-Si-Al 합금 분말을 제조하였다. Fe-8Si-4Al 합금 분말에서 연자성 특성이 가장 우수하였으며, 포화 자화값과 보자력값은 각각 135 emu/g와 13.3 A/m 이다. 또한, 700°C에서 1시간 동안 열처리를 함으로써 가스 분무 시 발생한 분말 내부의 잔류응력을 제거하여 포화 자화값은 증가하고 보자력은 감소하였다.

6. 참고문헌

- [1] G. Bertotti, Hysteresis in Magnetism for Physicists, Material Scientists and Engineers, Academic Press, San Diego (1998)
- [2] T. Maeda, H. Toyoda, N. Igarashi, K. Hirose, K. Mimura, T. Nishioka and A. Ikegaya: SEI tech. review, 60(2005) 3-9.

전자파 차폐용 Cu-Fe 합금 판재의 자기적 특성

황규철*, 김휘준, 김승겸¹, 심금택¹, 허무영²

한국생산기술연구원 주조공정연구그룹

¹(주)원일사, ²고려대학교

1. 서론

최근 전기, 전자 및 정보통신 제품들이 많이 보급되면서 전자파의 이용도 급격하게 증가하였다[1]. 그러나 이러한 전자파는 우리 생활에 직접 또는 간접적으로 영향을 미쳐 다른 전자기기의 오작동을 유발할 뿐만 아니라 인체에 나쁜 영향을 주기 때문에 전자파 차폐의 중요성이 대두되고 있다. 특히 1 GHz 이상의 고주파 영역에서는 자기장 영역에 대한 전자파 흡수 효율이 전기장 영역에 대한 전자파 흡수 효율보다 중요하게 되면서 Cu 내에 Fe를 석출시킨 Cu-Fe 합금 소재가 주목을 받고 있다. 하지만 Fe 함량이 증가할수록 Cu 전기전도성이 급격히 감소하여 전기전도도에 의한 저주파 영역에서의 차폐효율이 감소하는 단점이 있다.

본 연구에서는 Cu 내 Fe의 고용에 의한 전기전도도의 감소를 억제하면서 고투자율의 Fe 입자를 균일하게 분산시키기 위하여 Cu, Fe 분말을 혼합하여 열간압연을 수행한 다음 열처리를 하여 Cu-Fe 복합성형체의 전기전도도 투자율을 측정하였다.

2. 실험방법

표 1과 같이 순 Cu 분말에 0, 10, 20, 30, 50 vol%의 순 Fe 분말을 혼합하여 방전플라즈마소결법(Spark plasma sintering)을 이용하여 직경 50 mm, 두께 15 mm인 소결체를 제조하였다. 소결체를 800°C에서 최대 압하율 80%까지 열간압연 하였고 600, 700, 800°C에서 1시간동안 열처리를 하였다.

표 1 Cu-Fe 복합성형체 조성표

Atom	#1	#2	#3	#4	#5
Cu (Vol.%)	100	90	80	70	50
Fe (Vol.%)	0	10	20	30	50

열처리 된 Cu-Fe 복합성형체의 미세조직은 주사전자현미경(SEM)을 이용하여 관찰하였으며, 전기적, 자기적 특성을 알아보기 위하여 Sigmascope, VSM(vibrating sample magnetometer), Impedence analyzer를 이용하여 전기전도도, 포화자속밀도와 투자율을 측정하였다.

3. 실험결과 및 고찰

그림 1은 열간압연한 Cu-Fe 복합성형체를 SEM으로 관찰한 결과이다. 그림에서 보는 바와 같이 Cu 기지 내에 Fe 분말이 압연 방향으로 길게 연신되어 있고, Fe 함량이 증가할수록 Fe 분말이 더 많이 분포하고 있음을 알 수 있다.

Fe 함량과 열처리 온도가 Cu-Fe 복합성형체의 전기적 자기적 특성에 미치는 영향을 알아보기 위하여 Sigmascope, VSM, Impedence analyzer를 이용하여 전기전도도, 포화자속밀도, 투자율을 측정하였고 그림 2에 그래프로 나타내었다. 그림에서 보는 바와 같이 Fe 함량이 증가할수록 전기전도도는 급격하게 감소하며 Cu에 Fe를 10% 혼합한 복합성형체의 전기전도도가 40% IACS의 높은 값을 가지는 것을 확인할 수 있다. 반면 투자

율은 Fe 함량이 증가하면서 급격히 증가하고 Cu-50%Fe 복합성형체의 투자율이 순 Cu에 비해 약 80배 이상 증가하였다.

열처리 온도가 증가할수록 Cu-Fe 복합성형체의 전기전도도와 포화자화, 투자율은 서서히 감소하는데, 이는 열처리 온도가 높을수록 Fe의 고용량이 많아지고 고용된 Fe가 전기적, 자기적 특성에 영향을 미치게 되기 때문이다.

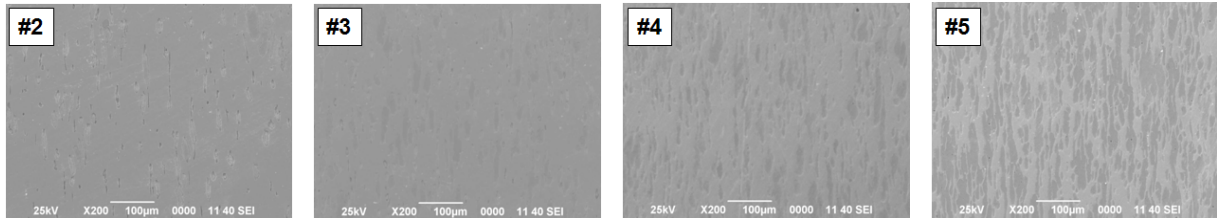
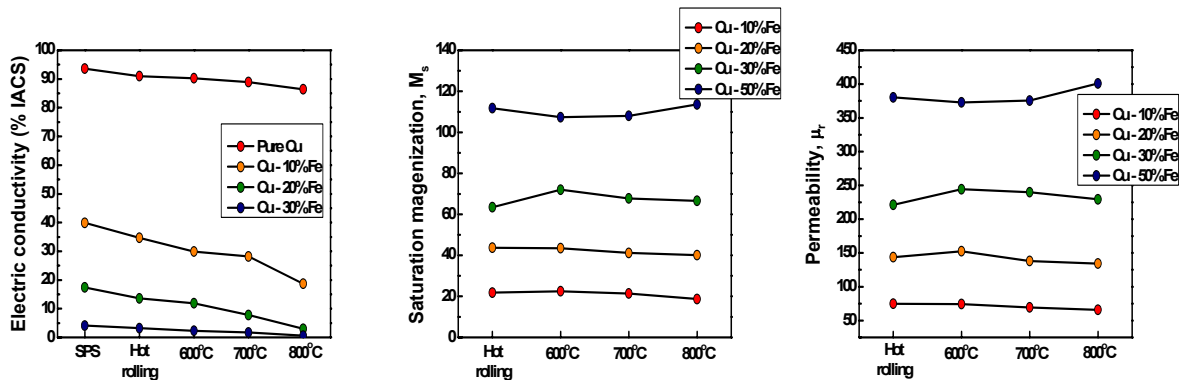


그림 1. 열간압연 한 Cu-Fe 복합성형체의 미세조직



(a) Electric conductivity (%IACS)

(b) Magnetization (Ms)

(c) Permeability (μ_r)

그림 2. Cu-Fe 복합성형체 열간압연 및 열처리 후 (a)전기전도도 (b)포화자화값 (c)투자율의 변화

5. 결론

본 연구에서는 Cu 내 Fe의 고용에 의한 전기전도도의 감소를 억제하면서 고투자율의 Fe 입자를 균일하게 분산시키기 위하여 Cu, Fe 분말을 혼합하여 열간압연을 수행한 다음 열처리를 하여 Cu-Fe 복합성형체의 전기전도도 투자율을 측정하였다. Fe분말의 함유량이 증가할수록 투자율은 급격히 증가하고, 전기전도도는 감소하였는데, 10wt.%까지 40%IACS의 높은 전기전도도를 유지하였으며, 투자율은 순동에 비해 80배이상 증가하였다.

6. 참고문헌

- [1] K. B. Cheng, S. Ramakrishna, K.C. Lee, Electromagnetic shielding effectiveness of copper/glass fiber fabric reinforced polypropylene composites, Composites part. A., Vol. 31 pp. 1039-1045.
- [2] R. Perumalraj, B. S. Dasaradan, Electromagnetic Shielding Effectiveness of Doubled Copper-Cotton Yarn Woven Materials, FIBRES & TEXTILES in Eastern Europe 2010, Vol. 18, No. 3 (80) pp. 74-80 (2009).

Sm_{0.55}Sr_{0.45}Mn_{1-x}Co_xO₃의 자기적 특성

김재영*, 정창욱, 이보화

한국의국어대학교 물리학과

1. 서론

페로스카이트 망간 산화물은 초거대 자기저항(colossal magnetoresistance : CMR), 전하 정렬(charge ordering)과 같은 현상을 보이는 물질로 널리 알려져 왔다[1]. 이중 R_{1-x}Sr_xMnO₃ (R=La, Pr, Na, Sm, Eu) 는 ferromagnetic phase와 charge/orbital order에 의한 antiferromagnetic insulating phase를 보이는 것으로 알려져 있다[2]. R=Sm 또는 Eu이고 x=0.45인 시료들에서 큐리온도(T_c)가 강하게 억제되고 CMR 효과가 증가하는 것이 확인 되었다[3]. 이러한 현상은 Mn-site에 민감하게 의존하는 것으로 알려져 있다[4]. 이에 Mn 이온들 사이의 상호작용을 이해하기 위해 Mn-site에 Co를 치환한 Sm_{0.55}Sr_{0.45}Mn_{1-x}Co_xO₃의 자기적 특성에 대해 연구하였다.

2. 실험방법

다결정 Sm_{0.55}Sr_{0.45}Mn_{1-x}Co_xO₃(SSMCO)의 시료들을 고체 상태 반응법으로 공기 중에서 24시간 동안 1200°C 에서 소결하여 합성하였다. X-선 회절 측정(Rigaku, Mini Flex)을 통하여 시료들의 단일상을 확인하였고, VSM(Lake Shore, model 7300)을 이용하여 저온 영역에서 상온까지 온도에 따른 magnetization $\sigma(T)$ 을 측정하였다. 측정은 외부 자기장을 가하지 않고 시료의 온도를 저온으로 냉각시킨 다음, 외부 자기장을 가해준 상태에서 시료의 온도를 올려주면서 σ 를 측정하는 zero field cooling(ZFC) 방법과 외부자기장을 가해준 상태에서 시료를 냉각시킨 뒤 온도를 올리면서 측정하는 field cooling (FC) 방법을 이용하였다.

3. 결과 및 고찰

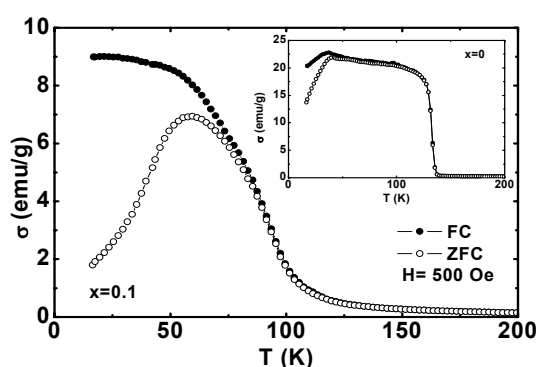


Fig. 1. Sm_{0.55}Sr_{0.45}Mn_{1-x}Co_xO₃ (x=0, 0.1) 의 온도에 따른 magnetization $\sigma(T)$.

Fig. 1은 500 Oe의 외부 자기장 하에서 SSMCO의 온도변화에 따른 magnetization $\sigma(T)$ 를 나타낸 그림이다. x=0인 시료는 ZFC와 FC 곡선 모두 135 K에서 자기적 상전이가 일어나며 long-range ferromagnetic ordering을 확인 할 수 있다. 하지만 x=0.1 인 시료에서는 cluster glass-type ferromagnetic ordering을 보이며 상전이 온도가 낮아졌다. x가 증가함에 따라 T_c가 낮아지는 것은 Mn³⁺와 Mn⁴⁺ 이온들 사이의 상호작용의 결여로 볼 수 있다.

4. 참고문헌

- [1] Y. Tokura, Colossal Magnetoresistive Oxides, Gordon and Breach. New York, (2000).
- [2] Y. Tomioka and Y. Tokura, Phys. Rev. B, **70**, 014432 (2004).
- [3] M. Egilmez, K. H. Chow, and J. Jung, Appl. Phys. Lett., **89**, 062511 (2006).
- [4] B. Raveau, A. Maignan, C. Martin, R. Mahendiran, and M. Hervieu, Physica C, **151**, 330 (2000).

[CoSiB/Pt], [Co/Pt], [CoFe/Pt] 다층박막의 수직자기이방성 특성 비교

정 슬*, 임혜인

숙명여자대학교 물리학과, 서울 용산구 청파동2가 효창원길 52

1. 서론

스핀전달토크(STT)를 고밀도 자기기록매체의 읽기헤드나 자기센서로 이용하기 위하여 수직자기이방성 (Perpendicular magnetic anisotropy, PMA)에 기반을 둔 자기터널접합 (Magnetic tunnel junctions, MTJs)이 고밀도 MRAM (magnetic random access memory)을 상용화할 수 있는 가능성 있는 후보로 널리 연구되고 있다 [1,2]. 수평기록은 수직자화성분이 존재하여 기록밀도를 증가시켰을 때 기록비트 사이 소자(消磁)작용이 커져 고밀도기록을 할 수 없다는 단점을 가지고 있으나, PMA를 이용한 수직기록방식은 수평기록에 비하여 높은 포화자화를 가지는 박막에서도 고밀도가 가능하여 흥미를 끌고 있다. STT를 이용한 고밀도 MRAM의 가장 중요한 이슈는 큰 신호전압과 열적 안정성확보이다[3]. 터널자기저항비 (Tunneling magnetoresistance, TMR)가 큰 MTJs 제작에 있어 각 층 사이의 평탄한 계면을 유지하기 위해 비정질의 강자성체 물질을 개발하고, 높은 열적 안정성을 갖기 위한 높은 PMA 값을 갖는 새로운 구조 개발이 이루어지고 있다. 본 연구에서는 비정질 합금 Co₇₅Si₁₅B₁₀을 이용하여 큰 PMA를 갖는 [CoSiB tCoSiB/Pt tPt]×n 다층박막의 구조 및 자기적 특성을 조사한 기존의 실험에서 한 발 더 나아가, [CoSiB/Pt] 구조와 [CoFe/Pt], [CoFe/Pt] 다층박막 구조를 비교해봄으로써, 큰 PMA를 갖는 비정질 재료의 조합과 그 결과를 살펴보았다.

2. 실험방법

6개의 타겟이 장착된 dc 스퍼터링 장치를 사용하여 Si-SiO₂/Pt 50/CoSiB t(=30, 50, 70, 100, 150, 200)/Pt 14/Ru 50 (in Å) 다층박막을 제작하였다. 교환결합세기의 피속박자성층(pinned layer) 두께에 따른 의존성을 조사하기 위해 CoSiB의 두께를 달리하면서 증착하였으며, 증착 시 자기장 100 Oe 크기의 영구자석을 이용하여 강자성층의 일축 자기이방성을 유도하였다. 기본진공도는 3×10⁻⁷ Torr 이하였고, 공정압력은 2×10⁻³ Torr를 유지하였다. 이 샘플과 비교하기 위해 Co와 CoFe도 동일한 방법으로 실험하여 최적의 조건을 찾아 결과를 비교해보았다.

3. 실험결과

이 실험의 모든 결과는 표 1에서 볼 수 있다. 이 결과를 근거로 [CoSiB 3Å/Pt 14Å]×5, [Co 3Å/Pt 15Å]×5, [CoFe 3Å/Pt 10Å]×5 다층박막구조를 비교해보았으며 그 결과, 보자력과 포화자화도는 [CoSiB/Pt] 구조에서는 각각 223.76 Oe와 341.25 emu/cm³, [CoFe/Pt] 구조에서는 395.86 Oe, 286.79 emu/cm³, [Co/Pt] 구조에서는 395.86 Oe, 286.79 emu/cm³로 측정되었다.

표 1. 다층박막 각 구조에서의 H_c , M_s 실험 결과

	Thickness ($\text{\AA}$)	H_c (Oe)	M_s (emu/cm ³)
[CoSiB tCoSiB/Pt14 $\text{\AA}$] $\times$ 5	2	123.36	293.84
	3	223.76	341.25
	4	214.64	355.63
	5	203.74	363.96
[Co tCo/Pt15 $\text{\AA}$] $\times$ 5	2	246.47	203.99
	3	395.86	286.79
	4	540.38	298.67
	5	460.58	369.79
[CoFe tCoFe/Pt10 $\text{\AA}$] $\times$ 5	2	103.09	344.89
	3	155.13	429.98
	4	223.14	514.20
	5	242.89	540.31

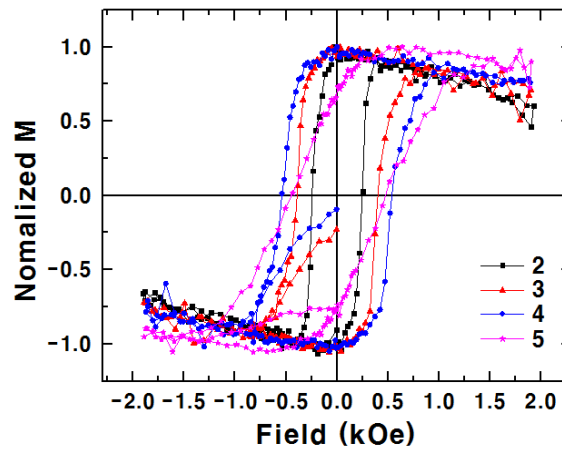


그림 1. [Co tCo /Pt 15 $\text{\AA}$] $\times$ 5 ($t = 2, 3, 4, 5 \text{\AA}$) 다층박막 구조의 히스테리시스 곡선

4. 고찰

사실, 조금 더 정확한 비교를 내리기 위해서는 PMA 상수 K_u 를 구해야 하지만, 본 실험에서 얻은 결과만으로도 비교가 충분하다고 판단, 그래프와 수치 비교를 통해 실험 결과를 도출해내었다. 본 연구를 바탕으로 앞으로 이루어질 연구에는 이 데이터에 어닐링효과를 가하거나 나노산화층(NOL)을 추가하여 또 다른 방향으로 연구를 진행해볼 계획이다.

5. 결론

표 1의 수치상으로도 알 수 있듯이 [Co/Pt] 구조가 가장 큰 PMA 성질을 띄었으나, 그림 1에서와 같이 정확한 사각형을 그리는 모양새를 가지지 않아 적합하지 않다고 판단, 그와 비슷한 수치의 결과를 가지나 보다 정확한 사각형 모양새를 가지는 [CoSiB/Pt] 조합이 PMA 구조에 더 적합하다고 결론지었다.

6. 참고문헌

- [1] Takehito Shimatsu, a, Hiroyuki Uwazumib, Hiroaki Muraokaa and Yoshihisa Nakamura, J. Magn. Magn. Mater. **235**, 273 (2001).
- [2] S. Tehrani, J. M. Slaughter, M. Deherrera, B. N. Engel, N. D. Rizzo, J. Slater, M. Durlam, R. W. Dave, J. Janesky, B. Butcher, K. Smith, and G. Grynkeiwich, Proc. IEEE **91**, 703 (2003).
- [3] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater., **159**, L1 (1996).

자기음향공명 측정법을 이용한 비정질 리본의 영률 측정

박수영^{1*}, 김철기¹, 김동영², 유권상

한국표준과학연구원 재료측정표준센터

¹충남대학교 신소재공학부 재료공학과

²안동대학교 물리학과

1. 서론

자기변형(magnetostriction)은 자기탄성의 한 현상으로 강자성재료에 자기장을 인가할 경우 체적이 변화하는 현상을 말한다[1]. 특히 비정질 자성재료에 교류자기장을 인가할 경우 탄성파가 발생되고 자성재료의 길이(l)에 비례하는 정상파가 형성된다. 이때 자기공명 주파수(f)는 비정질 자성재료의 밀도(p)와 영률(E : Young's modulus)에 의존하게 되는데 이러한 자기공명 주파수를 측정하여 자성재료의 영률을 계산할 수 있으며 다음과 같이 표현할 수 있다[2].

$$E=4l^2f^2p \quad (1)$$

본 연구에서는 비정질 리본의 폭 변화 및 외부 자기장 세기에 비례하는 영률을 측정하고 이를 단원자 모델을 이용하여 분석하였다.

2. 장치구성 및 실험방법

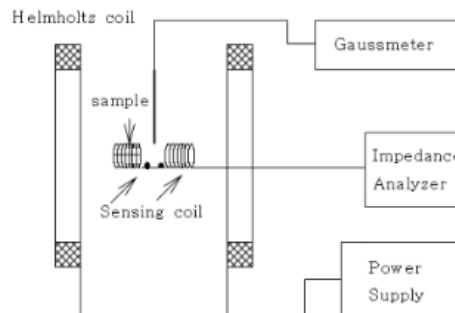


Fig. 1. Block diagram for measuring the magneto-acoustic resonance.

비정질 리본의 자기음향공명 신호를 측정하기 위하여 Fig. 1과 같이 임피던스 분석기(HP4224A)를 차동 모드로 권선된 코일에 연결한 후, 시편을 차동 모드로 권선된 코일에 삽입한 후 이를 헬름홀츠 코일의 중앙에 위치하게 하였다. 헬름홀츠 코일에 의하여 인가되는 DC 자기장은 가우스메타(Walker scientific MG-3G)로 측정하였다.

두께가 25 μm 이고, 길이가 30 mm인 비정질 리본 (2605SC)을 폭 3 mm, 5 mm, 8.5 mm로 에칭하여 준비하였으며 DC 자기장을 0 Oe~19 Oe까지 인가하고, 임피던스 분석기를 이용하여 주파수 범위 40 kHz~50 kHz에서 발생하는 자기음향 공명 주파수를 측정하였다.

3. 결과 및 분석

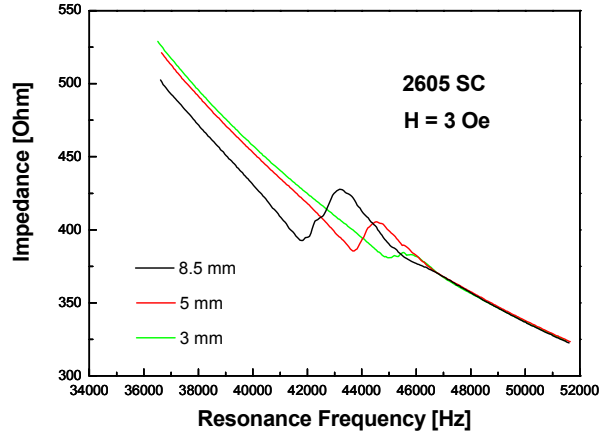


Fig. 2. Change of magneto-acoustic profile with respect to the amorphous ribbon width for 3 mm, 5 mm, and 8.5 mm.

Fig. 2는 3 Oe의 자기장을 인가하여 비정질 리본의 폭 변화에 따른 자기음향공명 신호의 파형을 보이고 있다. 시편의 폭이 넓을수록 시편에 인가되는 유효자기장이 낮아지기 때문에 자기음향 공명주파수가 낮아진다.

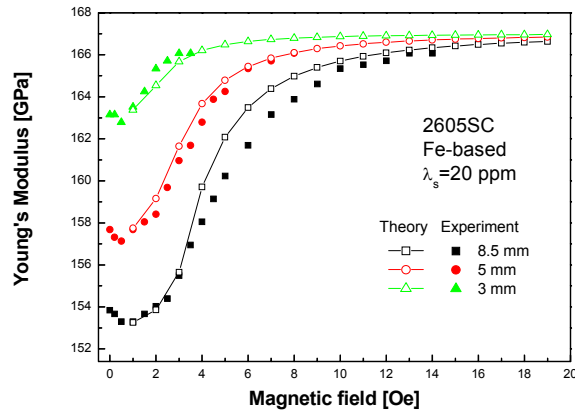


Fig. 3. Young's modulus change for magnetic field. Empty symbols are obtained by calculation of the single domain model.

Fig. 3은 인가자기장 변화에 따른 영률의 변화를 자기음향공명 주파수를 측정하여 계산한 결과와 아래 식과 같은 단위자모델을 사용하여 계산한 결과를 보이고 있다[2].

$$E(H) = \frac{E_s}{1 + f(\phi, \sigma, H) E_s} \quad (2)$$

$$f(\phi, \sigma, H) = \frac{\frac{9}{4} \lambda_s^2 \sin 2\phi \nu_{\perp}(\sigma)}{H_{eff} M_s \cos \phi + 3 \lambda_s \sigma_i \cos 2(\phi - \beta) - K_{\perp} \cos 2\phi} \quad (3)$$

여기서, $E(H)$ 는 자기장하에서의 영률, E_s 는 포화된 자성체에서의 영률이다. $H_{eff} = H_{app} - N_d M$ 는 유효자기장으로 H_{app} 는 외부인가 자기장, N 은 반자장 상수, M 은 자화이다. ϕ 는 시편의 자화와 내부 자기응력사이의 각, β 는 시편의 자화와 인가자기장 사이의 각이다.

인가자기장이 증가함에 따라 영률이 증가하는 것과, 시편의 폭이 넓어질수록 시편에 인가되는 유효자기장이 감소하여 영률이 감소하는 결과를 볼 수 있으며, 단원자 모델로 계산한 결과와 비교적 잘 일치하며 인가자기장이 증가함에 따라 포화자성체의 영률(E_s)로 수렴함을 Fig. 3에서 확인할 수 있다.

4.결론

비정질 리본(2605SC)의 자기음향공명 주파수가 리본의 폭이 증가함에 따라 낮아지게 되며, 인가 자기장 변화에 따른 리본의 영률은 인가자기장이 증가함에 따라 증가하고, 리본의 폭이 감소함에 따라 증가하였다. 이는 시편의 반자장 상수와 관련된 유효자기장에 의존된 결과로 시편의 반자장 상수를 고려한 단원자 모델로 계산결과와 비교한 결과 비교적 잘 일치함을 확인하였다.

5.참고문헌

- [1] S. Chikazumi, Physics of Magnetism, New York, John Wiley & Sons, Inc., pp. 161~185, (1964).
- [2] D. Y. Kim, *et al.*, J. Appl. Phys., 81.(8), 15 (1997).

PFC프로세스 의한 Fe기 비정질 합금 스트립 제조 시 표면조도에 미치는 영향

전병서*, 서동석, 전현준¹, 김용찬¹, 남궁 정¹, 송창빈[†]

공주대학교

¹포항산업과학연구원 비철제련 연구단(RIST)

PFC프로세스(Planar flow casting process)는 1980년 Narasimhan, M.C 등이 의해 최초로 개발된 이후, 최근에는 선진 몇 개국에서만 두께 30 μm 정도의 200 mm 이상 광폭의 고품질 비정질 합금리본을 생산하여 판매하고 있다. 한편 이러한 광폭의 비정질 합금스트립의 연자기적 특성은 합금스트립의 두께, 균질성 및 표면특성에 의존하므로, 그에 따른 제 공정기술에 관한 국내의 기술개발이 시급한 실정이다.

따라서 본 연구는 고품위 Fe기 비정질 합금스트립의 제조에 필요한 제공정 기술을 확보하기 위한 일환으로, 특히 PFC프로세스의 비정질 합금리본의 표면제어에 미치는 영향 등을 주로 조사하였다.

Keywords : 비정질 합금(amorphous alloy), 급속응고(rapidly solidification), 단롤법(single roller process), PFC 프로세스(Pannar flow casting process), 합금리본(alloy ribbon)

Zr을 첨가한 순수한 Cobalt 박막의 자성특성

최성문*, 임상호

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

1. 서론

비정질 CoZr은 연자성 재료로서 상대적으로 높은 포화자화($4\pi M_s > 10000$ G)와 낮은 보자력, 낮은 자기변형과 높은 비저항을 갖고 있으며 고주파 재료로 응용이 가능하다[1]. 이 박막은 MI sensor 소자의 고주파에서 동작특성에 적용이 가능하다. 본 연구는 CoZr 박막의 조성과 보자력, 결정의 변화를 관찰하였다.

2. 실험방법

CoZr 박막은 순수한 Co(99.9%) target에 Zr chip을 추가하여 조성변화를 주었으며 RF magnetron sputter를 이용하여 증착하였다. 초기 진공은 1×10^{-7} Torr 이며 Si(001)기판을 사용하였다. 증착 압력은 10 mTorr에서 증착하였다. 증착 중에 박막의 평행하게 magnetic field를 가하여 박막의 이방성을 유도하였으며, 기판은 냉각수를 사용하여 냉각하였다. VSM(Vibration Sample Magnetometer)을 이용하여 보자력을 측정하였고, ICP-AES(Inductively Coupled Plasma - Atomic Emission Spectrometer)와 XRD(X-Ray Diffraction)을 이용하여 조성과 결정성을 측정하였다.

3. 실험결과

VSM측정결과 보자력이 Zr chip 개수가 0-4개까지 늘었다가 5개부터 떨어지는 경향을 나타낸다. 이는 Zr이 적게 들어간 4개까지의 조성에서는 Zr이 박막 내에서 cobalt grain의 boundary에서 cobalt와 cobalt간의 상호작용을 끊으면서 나타나는 현상이고 이 결과 보자력이 증가하였다. 그 이상의 조성에서는 그림 1.의 (a)와 (b)에서 나타내고 있는 것과 같이 Zr chip의 개수가 늘어남에 따라서 hysteresis loop의 보자력이 작아지는 것을 알 수 있다. 이 결과 Zr이 증가함에 따라서 비정질 상태가 되고 보자력이 줄어들어 고주파 분야에 적용할 수 있을 것으로 생각된다.

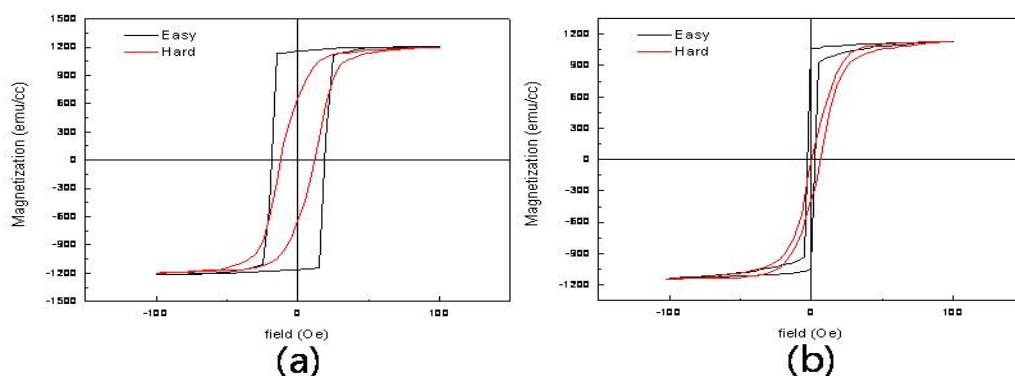


그림 1. Zr chip 개수에 대한 Hysteresis loop, (a) 1개, (b) 12개

6. 참고문헌

- [1] O. Acher, S. Dubourg, F. Duverger, N. Mallejac J. Appl. Phys. 310, 2319 (2007)

Dy 화합물 혼합에 따른 (Nd, Dy)-Fe-B 소결자석의 보자력 변화

남궁 석*, 이민우, 박영덕, 조인식, 장태석, 박송이¹, 이성래¹

선문대학교 대학원 재료금속공학과

¹고려대학교 신소재공학부

1. 서론

일반적으로 Nd-Fe-B 소결자석의 보자력을 증가시키기 위해 Dy, Tb와 같은 중희토류 원소를 첨가하는 것은 이들 원소의 이방성자장이 매우 커서 이들이 강자성 2:14:1 상의 Nd와 치환되어 들어가면 2:14:1의 결정자기이방성을 증가시키기 때문이다. 그러나 보자력은 증가하는 대신 이들 원소와 Fe와의 반강자성결합 때문에 자화값이 감소하여 결과적으로 자석의 $(BH)_{max}$ 값이 감소하는 단점도 있다. 또한 이들 원소는 Nd에 비해 매우 비싸고 자원이 부족하여 많은 양이 사용될 경우 자석 가격의 상승은 물론이고 자원고갈 문제도 심각하게 대두될 수 있다. 하지만 현재의 기술로는 이들 원소의 도움없이 25 kOe 이상의 보자력을 갖는 고보자력 이방성 소결자석을 제조하기가 불가능하며, 현재 제조되고 있는 고보자력 자석, 특히 HEV 구동용으로 제조되는 자석은 200℃ 이상의 고온에서도 자석이 안정하게 기능할 수 있도록 충분한 보자력을 부여하기 위하여 상온에서는 더 높은 보자력 (≥ 30 kOe)을 유지하여야 하기 때문에, 이들 원소가 필요 이상으로 많이 첨가되고 있다. 최근 이들의 사용량을 줄이면서도 높은 보자력을 얻을 수 있는 기술로 개발된 것이 자석 표면에 다양한 방법으로 Dy (또는 Tb)를 코팅한 후 열처리를 하여 입계를 따라 Dy가 확산되어 들어가 자기이방성이 높은 층을 형성하여 보자력을 향상시키는 방법이다. 그러나 이 경우 제조 공정이 복잡해지고 자석 두께에 따라 Dy가 불균일하게 확산이 되는 단점이 있다.

따라서 본 연구에서는 자성 합금분말 자체를 자기이방성을 부여할 수 있는 물질로 coating한 후 소결하여 소결체의 각 결정립이 균일하게 자기이방성이 높은 층으로 둘러싸인 core-shell type 구조를 가질 수 있도록 하여 보자력을 증가시키는 방법을 모색하고자 하였다.

2. 실험방법

본 연구에서는 32.6RE(Dy 6.5 wt%)TM-B 합금을 용해한 후 스트립캐스터를 통해 급속 냉각하여 두께가 약 0.2 ~ 0.4 mm인 합금스트립을 제조하였다. 제조된 스트립은 0.1 MPa의 수소압력으로 400℃에서 2시간 동안 수소처리를 실시한 후 진공 분위기에서 550℃의 온도로 가열하여 수소를 제거하였다. 수소/탈수소 처리한 스트립은 젯밀을 이용하여 분쇄하였으며 약 5~6 μm 의 분말을 제조하였다. 제조된 자성분말에 소량의 Dy₂O₃, DyF₃, 와 DyHx를 각각 혼합한 후 건식 혼합하였다. 이렇게 혼합된 분말은 1.9 T의 자장하에서 일축자장성형을 한 후, 진공소결을 하였다. 이후 850℃, 530℃, 500℃에서 순차적으로 각각 2시간씩 1, 2, 3차 열처리를 실시하였다. 혼합에 사용된 Dy화합물 분말의 형상과 분포, 소결체의 미세구조는 주사전자현미경(Scanning electron microscopy; Hitachi S-3000N)을 통하여 분석하였고, 소결체의 자기특성은 BH loop tracer (Magnet physik Permagraph C-300)를 이용하여 측정하였다. 소결체 내 첨가 화합물의 분포 및 성분은 SEM-EDS와 EPMA를 통하여 분석하였다.

3. 실험결과 및 고찰

소량의 Dy₂O₃나 DyF₃와 같은 Dy 화합물 분말을 자성합금 분말과 혼합한 후 소결을 실시한 결과, 그림에 나타난 바와 같이 Dy 화합물의 첨가량에 비례하여 보자력이 증가하여, Dy₂O₃를 2.0 wt%, DyF₃를 2.4 wt% 혼

합했을 때 8.1 wt%의 Dy를 함유한 합금분말로 제조한 소결자석으로부터 얻어지는 보자력에 상응하는 보자력을 얻을 수 있음을 확인하였다. 이것은 모합금 제조시의 Dy 사용량을 줄이고도 원하는 만큼의 보자력을 얻을 수 있음을 보여주는 것이다.

주어진 소결조건에서, Dy₂O₃를 혼합한 경우에는 Dy가 주로 입계 부근에 분포하며 core-shell type 구조를 형성한 반면, DyF₃를 혼합한 경우에는 Dy가 결정립 내에 고르게 분포하면서 보자력 증가 효과가 더 컸으나 상대적으로 잔류자화는 더 감소하였다. 이와 같이 혼합 소결 후 Dy 분포에 차이가 나는 것은 두 화합물의 결합 에너지 차이에 의한 것으로 생각되며, O와 F는 Nd-rich 계면에 집중 분포함을 확인하였다.

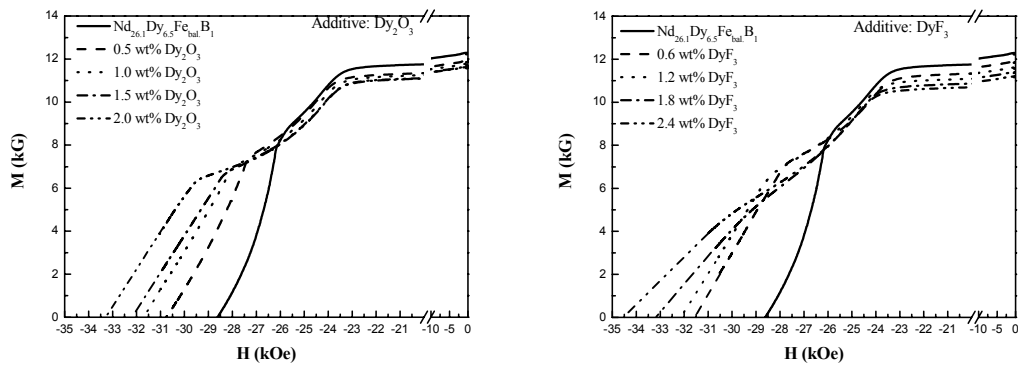


Fig. 1. Demagnetization curves of sintered magnets.

4. 결론

소량의 Dy 화합물을 혼합하여 보자력이 증가하는 것을 확인할 수 있었으며, 각각의 화합물에 따라 Dy의 확산 및 분포가 다르며, 이에 따라 자기특성에 미치는 영향이 다르다는 것을 확인하였다. Dy 화합물의 응집을 제거하고, 모재분말과 균일하게 혼합되도록 한 후 최적화된 조건에서 소결 및 열처리를 실시한다면 보다 향상된 자기특성을 얻을 수 있을 것으로 판단된다.

본 연구는 지식경제부 소재원천기술개발사업의 연구비 지원으로 수행되었습니다.

Dy₂O₃, DyF₃ 분말 첨가에 따른 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조와 자기적 특성 변화의 상관관계 연구

박송이*, 김태훈, 이성래, 남궁석¹, 장태석¹

고려대학교 신소재공학과, 서울특별시 성북구 안암동 5가 1, 136-713

¹선문대학교 하이브리드공학부, 충남 아산시 당정면 갈산리 100, 336-708

1. 서론

고에너지 Nd-Fe-B 소결자석은 전지자동차, 하이브리드 자동차의 모터와 같이 다양한 분야에 응용된다. Nd-Fe-B 소결자석의 자기적 특성은 잔류자화와 보자력의 크기에 의해 좌우된다. 특히 보자력을 향상시키기 위한 방법으로 Dy의 첨가가 효율적이다. Nd-Fe-B 소결자석에 Dy를 첨가함에 따라 높은 결정자기이방성을 가지는 (Nd, Dy)₂Fe₁₄B 상을 형성함으로써 보자력이 향상된다. 하지만 Dy는 Dy와 Fe 원자 간의 반강자성결합에 의한 잔류자화 감소, 적은 매장량으로 인한 경제성 악화의 문제점을 가지고 있기 때문에 Dy의 첨가량을 저감 하면서 고보자력을 가지는 소결자석을 개발하는 것이 중요하다. 최근, 이방성 에너지가 작은 결정립계 부근에만 선택적으로 Dy를 분포시킴으로써 적은양의 Dy로 효율적인 보자력 향상을 야기할 수 있는 core-shell 형태의 미세구조가 보고되고 있다[1-4]. 하지만, 이 연구는 박막증착을 통한 모델연구에 국한 되어 있고 얇은 두께의 소결자석에서만 보자력 향상 효과를 관찰 할 수 있는 한계가 있다. 본 연구에서는 Dy₂O₃ 또는 DyF₃ 분말을 첨가한 Nd-Fe-B 소결 자석의 미세구조와 상변화를 관찰하고 그것에 따른 자기적 특성의 상관관계를 연구하였다.

2. 실험방법

Dy₂O₃, DyF₃ 분말 첨가에 따른 자기특성의 변화를 조사하기 위하여 기본조성이 (Nd_{26.06}Dy_{6.51}) FeBal. B_{0.97}M_{2.39} (wt. %, M = Cu, Al, Co, Nb) 인 Nd-Fe-B 분말을 준비하였다. Ball milling을 이용하여 Nd-Fe-B 분말과 Dy₂O₃, DyF₃ 분말을 각각 2.0, 2.4 (wt. %) 혼합하였다. 분말 첨가 후 소결한 두 Nd-Fe-B 소결자석의 총 Dy 함량은 8.1 wt. %이고 비교를 위해서 분말을 첨가하지 않은, 8.1 wt. % Dy를 함유한 소결자석(un-doped magnet)을 준비 하였다. 소결자석은 1070℃에서 4시간 동안 소결하고, 1차 열처리는 850℃에서 2시간, 2차 열처리는 530℃에서 2시간, 그리고 3차 열처리는 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), HRTEM (FEI Tecnai F20, High Resolution Transmission Electron Microscopy)를 이용하여 상변화 및 상분포를 조사하였다. 또한 각 분말의 분해온도를 측정하기 위하여 TGA (Thermo Gravimetric Analysis)를 Ar 분위기 하에서 27℃에서 1000℃ 까지 5℃/min로 승온하여 측정하였다.

3. 결과 및 고찰

Fig. 1은 각 소결자석의 자기적 특성 변화를 나타내었다. Dy₂O₃ 첨가한 소결자석의 보자력과 잔류자화는 33.2 kOe, 11.64 kG로써 분말을 첨가하지 않은 소결자석(un-doped magnet) (iHc = 33.4 kOe, 11.64 kG)과 거의 변화가 없으며, DyF₃ 첨가한 소결자석은 보자력 34.5 kOe, 잔류자화 11.21 kG이다.

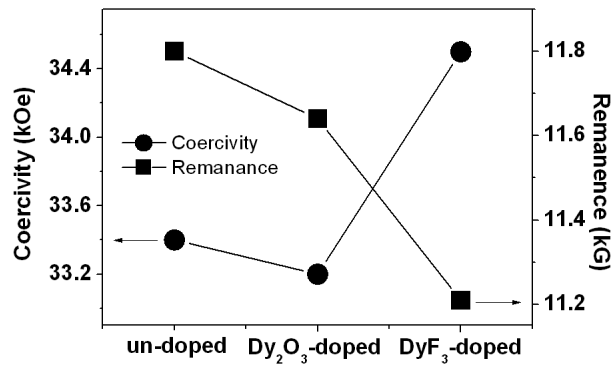


Fig. 1. Un-doped, Dy₂O₃, DyF₃ 첨가한 소결자석의 자기적 특성 변화.

Fig. 2는 (a) Dy₂O₃ 첨가 (b) DyF₃ 첨가한 소결자석의 EPMA mapping image이다. Dy₂O₃ 첨가한 소결자석의 경우 (Nd, Dy, O)-rich (RE-rich) 상과 (Nd, Cu, Co, O)-rich (Cu-rich) 삼중점상이 관찰 되며, Dy 원소는 결정립 계를 따라 분포한다. 반면, DyF₃ 첨가한 소결자석의 경우에는 RE-rich 상은 형성 되지 않고 Cu-rich 삼중점상과 Nd, F, O-rich 상을 형성하며, Dy 원소는 결정립 내에 골고루 분포한다. Dy₂O₃ 첨가한 소결자석의 경우 Nd₂Fe₁₄B 간의 결정립계를 따라 Dy이 분포하고 DyF₃ 첨가한 소결자석의 경우 Nd₂Fe₁₄B 내에 Dy가 골고루 분포하는 것을 볼 수 있다. 이는 Dy 확산의 거동 차이점으로 설명할 수 있는데, 각 분말의 TGA 결과, DyF₃ 분말은 약 620°C에서 열분해가 일어나고 Dy₂O₃ 분말은 1000°C 이하에서 열분해가 일어나지 않았다. 또한 DyF₃ 결합에너지(1593kJ/mol)가 Dy₂O₃의 결합에너지(1820kJ/mol) 보다 작다. 그러므로 DyF₃에서 Dy의 chemical potential이 Dy₂O₃에서 Dy의 chemical potential 보다 클 것이라고 예상된다. 따라서 DyF₃ 첨가한 소결자석에서 Dy의 분해가 쉽게 일어나 RE-rich 상의 형성 없이 Dy 원자가 결정립 내에 골고루 분포하고, Dy₂O₃ 첨가한 소결자석에서 Dy의 분해는 어려우므로 결정립계 주위에 분포한다. 이 결과, DyF₃ 첨가한 소결자석의 보자력이 향상되고 잔류자화가 감소된다.

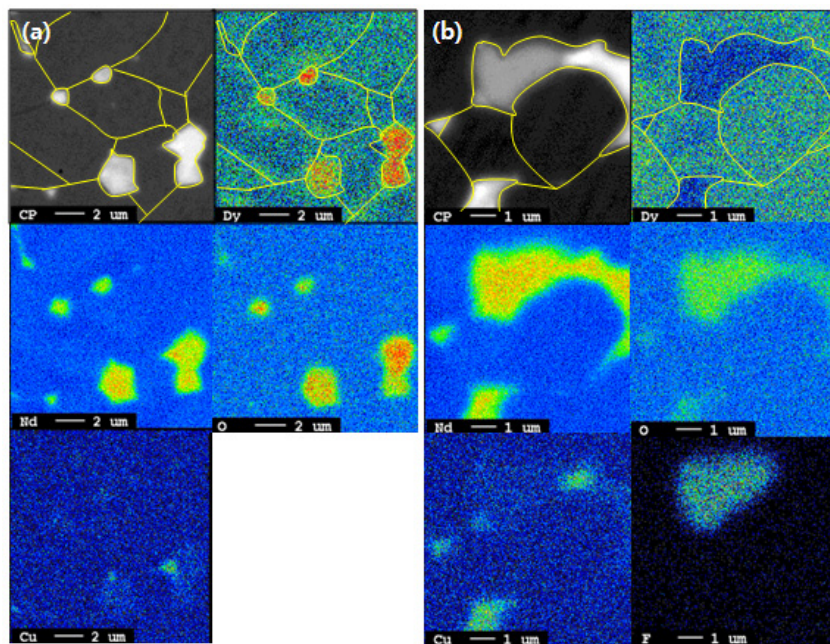


Fig. 2. (a) Dy₂O₃, (b) DyF₃ 첨가한 소결자석의 EPMA mapping image

4. 결 론

첨가분말 종류에 따른 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조와 자기적 특성 변화의 상관관계를 연구 하였다. 두 분말의 화학적 거동 차이에 의해서 DyF₃ 분말을 첨가한 경우, Dy가 결정립 내에 골고루 분포 하지만, Dy₂O₃ 분말을 첨가 했을 때에는 Dy가 삼중점상 및 결정립계 부근에서만 분포한다. 이 결과, 높은 분율의 (Nd, Dy)₂Fe₁₄B 상의 형성으로 인하여 DyF₃ 분말을 첨가하면 보자력이 향상되지만, Dy와 Fe는 반강자성결합을 하기 때문에 잔류자화는 감소한다.

5. 참고문헌

- [1] D. S. Li, S. Suzuki, T. Kawasaki, and K. Machida, Jpn. J. Appl. Phys., 47, 7876 (2008)
- [2] K. Hirota, H. Nakamura, T. Minowa, and M. Honshima, IEEE Trans. Magn., 42, 2909 (2006)
- [3] D. S. Li, M. Nishimoto, S. Suzuki, K. Nishiyama, M. Itoh, and K. Machid, 2009 IOP Conf. Ser. : Mater. Sci. Eng., 1, 012020 (2009)
- [4] M. Komuro, Y. Satsu, and H. Suzuki, IEEE Trans. Magn., 46, 3831 (2010)

반복소결이 NdFeB 소결자석의 미세구조변화 및 자성특성에 미치는 영향

김진우*, 김세훈, 김영도
한양대학교 신소재공학과

1. 서론

본 연구에서는 보다 우수한 자성특성을 가지는 소결 자석을 제조하고자 소결공정 변화를 통한 미세구조 변화를 유도 하였으며, 이에 따른 고보자력 (Nd,Dy)-Fe-B 자성분말의 소결거동과 균일한 미세구조를 가지는 최적의 소결조건을 제시하며 이에 따른 자성특성을 측정하였다

2. 실험방법

$\text{Nd}_{13}\text{Dy}_2\text{Fe}_{76.2}\text{TM}_{2.8}\text{B}_6$ (TM=Co, Cu, Al, Nb; at.%)의 조성을 가지는 자성분말을 제조하였다. 이러한 분말을 150 MPa의 압력으로 일축자장성형을 한 후, 10^{-6} torr이하의 진공 분위기에서 950℃와 1050℃의 온도구간 사이에서 1회승온과 1회 냉각을 한 사이클로 하여 10사이클 소결을 진행하였으며, 등온소결은 1050℃에서 4시간 유지 하여 진밀도를 가지는 가지는 시편을 제조 하였다. SEM 을 이용하여 미세조직 관찰 하였으며 소결시편의 밀도는 아르키메데스법을 이용하여 측정하였고, 결정립 크기를 측정하기 위하여 시편을 연마한 후 단면을 관찰하여 이미지 분석 을 실시하였다. 또한 Nd-rich 상이 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 상간의 계면으로 침투한 정도를 확인하기 위해 계면접합에 존재하는 Nd-rich 상의 이면각(Dihedral angle)을 측정하였으며, B-H loop tracer를 이용해 상온에서의 자성특성을 평가하였다.

3. 실험결과

반복 소결공정을 통해 제조된 시편의 SEM(BSE) 이미지로서, 사진에서 보이는 하얀 부분은 Nd-rich상, 검은 부분은 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 상을나타낸다. SEM 관찰 결과 삼중점에 존재하는 Ndrich상의 형상이 등온소결 공정 보다 cyclic 소결공정시, $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 간의 결정립계를 따라 균일하게 형성된 것을 확인할 수 있다.

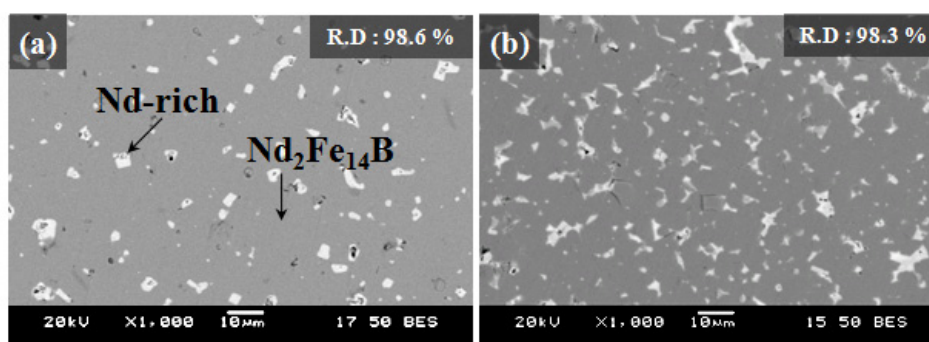


Fig.1. BSE images of Nd-Fe-B magnets fabricated by (a) isothermal sintering and (b) cyclic sintering

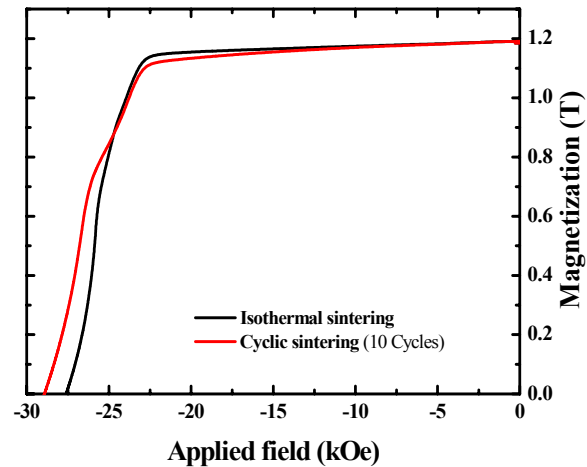


Fig. 2. Magnetic properties of of conventional and cyclic sintering process samples.

등온소결 시편과 10 cycle의 반복 소결공정 시편의 자기이력을 비교한 그래프이다. 반복 소결 후에는 잔류 자속밀도는 등온소결 시와 같은 1.2T를 나타내었으나 보자력은 27.77 kOe에서 29 kOe로 약 1.5 kOe 증가하였다. 이는 반복 소결공정 중 액상의 이동을 통하여 결정립계에 Nd-rich가 균일하게 분포함으로써 인접한 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 상간의 자기교환 결합 작용을 억제 하여 효과적으로 자장절연체 역할을 하였기 때문으로 판단된다.

4. 결론

- 1) 고보자력 (Nd, Dy)-Fe-B 소결자석의 제조를 위한 소결 공정 변화를 통하여 미세구조를 유도 하였고 진밀도를 가지는 (Nd, Dy)-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 보자력이 약 1.5 kOe 정도 증가한 결과를 나타내었으며 적절한 횟수의 사이클 구간을 설정함으로써 Nd-rich의 미세구조 제어를 통하여 보자력 값을 향상시킬 수 있음을 확인 하였다.

고성능 나노컴포지트 Nd-Fe-B-X계 영구자석 합금 제조 및 HDDR Process에 의한 자기적 특성

전병서*, 장세종, 최영진, 김대웅, 송창빈[†]

공주대학교

최근 고성능 희토류계 영구자석(rare-earth permanent magnet)은 종래의 각종 전기전자기기용 IT제품은 물론, 하이브리드/전기자동차 및 첨단 의료기기 등의 핵심적인 부품소재로 그 수요량이 폭발적으로 증가함과 동시에 중국의 에너지 “자원 무기화”에 관련된 핵심 부품소재 이슈가 되면서 관련 학계는 물론, 업계에 비상한 관심을 모으고 있다.

한편 실용 희토류 영구자석재료로는 Sm-Co계, Nd-Fe-B계 및 Sm-Fe-N계 등이 주류를 이루고 있지만, 高價인 점과 각종 전기·전자기기 제품의 소형화/경량화/고성능화를 위해 보다 우수한 영구자석재료가 요구됨에 따라, 국내외 연구자들에 의해 자기적 특성 향상은 물론, 코스트 절감을 위한 다양한 연구가 활발하게 진행되고 있다.

따라서 본 연구는 최근 개발된 고성능 희토류계 나노컴포지트 자석(nano-composite magnet materials)을 새롭게 개발할 목적으로, 본 연구팀에 의해 새롭게 설계 및 제작된 RSP 장치를 이용하여 새로운 RE-TM-B계 모합금 설계 및 스트립을 제조하여, HDDR 처리, 미세조직 관찰 및 자기적 특성을 조사하였다.

Keywords: 나노컴포지트 자석(nano-composite magnet), 급속응고(rapidly solidification), 합금 스트립(alloy strips), HDDR, 미세편석(micro-segregation)

소결 후 열처리에 의한 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조 변화 연구

김태훈*, 이성래, 남궁석¹, 장태석¹

고려대학교 신소재공학과, 서울특별시 성북구 안암동 고려대학교, 136-713

¹선문대학교 하이브리드공학부, 충남 아산시 탕정면 선문대학교, 336-708

1. 서론

Nd-Fe-B 소결자석의 보자력을 향상시키기 위해서 약 40%의 Nd를 Dy와 치환 시킨다. 그러나 Dy 첨가로 인한 Dy와 Fe 원자간의 반강자성결합과 Dy 원소의 경계상 악화로 인해서 Nd-Fe-B 소결자석에 첨가되는 Dy의 함량을 감소시켜야 한다[1]. Nd-Fe-B 소결자석의 보자력기구는 역자구의 핵생성이기 때문에 미세구조가 보자력에 주된 영향을 미친다[1]. 가장 이상적인 미세구조는 주상과 정합도가 높고 균질한 Nd-rich 상을 가지고, 인접한 주상이 비자성 Nd-rich 입계상에 의해 완벽히 분리된 형태의 미세구조이다[2]. 따라서 Dy 함량을 저감 하면서 보자력을 향상시키기 위한 미세구조 구현을 위해 소결 후 열처리를 진행한다[2]. 하지만, 소결 후 열처리 조건에 따른 Nd-rich 삼중점상 및 입계상의 미세구조 변화와 자기적 특성 변화의 상관관계는 아직 명확히 규명되지 않았다. 본 연구에서는, 열처리 조건에 따른 Nd-rich 삼중점상과 입계상의 미세구조 변화를 관찰하고, 자기적 특성과의 상관관계를 분석 하였다.

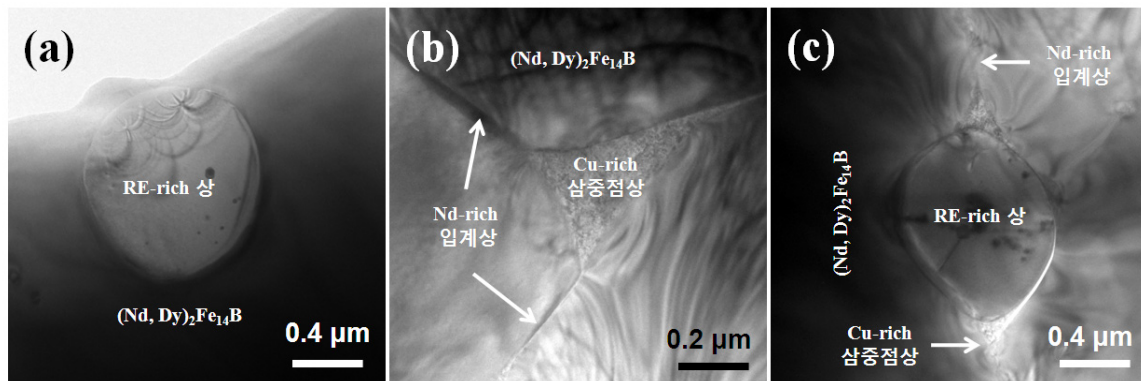


Fig. 1. Nd-Fe-B 소결자석에 존재하는 Nd-rich 상의 TEM 사진. (a) RE-rich, (b) Cu-rich, (c) Mixed phase.

2. 실험방법

시편의 조성은 11.3Nd-3.35Dy-76.55Fe-0.15Cu-6B-2.65M (at.%, M=Al, Co, Nb) 이다. 소결은 1080℃에서 4시간 동안 진행 하였다. 소결 후 1차 열처리를 850℃에서 2시간 진행 하였고, 2차 열처리를 500℃에서 2시간 동안 진행 하였다. 각 열처리 조건별 소결 자석의 미세구조 변화는 주사전자현미경(JXA-8500F)과 투과전자현미경(FEITecnaif20)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

Nd-Fe-B 소결자석의 일반적인 미세구조적 특징을 알아보고자 as-sintered 시편의 미세구조를 EPMA를 통하여 분석 하였다. 그 결과 주상이 (Nd,Dy)₂Fe₁₄B로 존재를 하고, Nd-rich 상이 존재하는 것을 알 수 있었다. Nd-rich 상은 크게 Nd,Dy,O-rich (RE-rich) 상, Nd,Co,Cu,O-rich (Cu-rich) 상, 그리고 이 두상의 혼재 (Mixed)

상으로 존재 한다. Fig. 1은 각 상의 TEM 사진을 나타낸다. 0.7-0.8 μm 크기의 RE-rich 상은 둥근 형태로 형성 되었으며, 0.2-0.3 μm 크기의 Cu-rich 상은 삼각 형태로 형성 되었다. 이러한 미세구조의 차이는 RE-rich 상의 계면 에너지가 크다는 것을 의미 한다. 삼중점상에 존재하는 액상의 Nd-rich 상이 모세관 효과에 의해서 결정립계를 통해 빠져나가게 될 때 구동력은 삼중점상의 계면 에너지와 연관이 있다. Nd-rich 상의 침투력이 향상 되기 위해서는 삼중점상의 접촉각이 90° 미만이어야 한다. 즉 젖음성이 좋아야 하는데 Cu-rich 상은 Cu의 존재로 인해서 젖음성이 향상되고 접촉각이 감소되어 (약 49°) 모세관 효과의 구동력이 형성 된다. 이 결과, Fig. 1(b)와 같이 Nd-rich 입계상이 형성된다. 하지만, RE-rich 상은 90° 이상의 접촉각으로 인해서 입계상의 형성이 없다[Fig. 1(a)]. Mixed 상은 RE-rich 상의 양 끝단에 Cu-rich 상이 붙어있는 미세구조를 나타낸다. Fig. 1(c)에서 보는바와 같이 양 끝 Cu-rich 상의 존재로 인해서 Nd-rich 입계상이 형성된다. 입계상의 형성으로 Cu-rich, mixed 상은 삼중점상으로 정의 할 수 있다. 소결 후 열처리 조건에 따른 소결자석의 보자력 변화를 측정한 결과, as-sintered, 1차 열처리 시편에서는 각각 21.7, 21.8kOe로 거의 비슷한 값을 나타내지만, 2차 열처리 이후에 29.7kOe로 급증 하였다. TEM과 SADP를 통하여 소결 후 열처리 단계에 따른 RE-rich 상의 미세구조변화를 살펴보면, as-sintered 시편에서는 fcc-NdO 이지만, 1차, 2차 열처리 이후에는 h-Nd₂O₃상으로 변태 되었다. 반면 Cu-rich 삼중점상은 as-sintered 시편에서는 fcc-NdO, 1차 열처리 시편에서는 h-Nd₂O₃상으로 존재 하지만, 2차 열처리 이후에는 C-Nd₂O₃ ($a=0.54\text{nm}$)로 변태 되었다. 소결 후 열처리 조건에 따른 Cu-rich 삼중점상에서 형성된 입계상의 미세구조 변화를 관찰 하면, As-sintered, 1차 열처리 시편에서는 h-Nd₂O₃로 형성 되었지만, 2차 열처리 이후에는 부분적으로 C-Nd₂O₃ 상을 포함하고 있는 비정질 상으로 변태된 것을 확인 할 수 있다. 이전 연구 결과에 의하면, 준안정 C-Nd₂O₃ 입계상이 형성됨에 따라서 주상과의 격자부정합이 감소된다[3]. 또한, 최근 시뮬레이션 결과에 의하면, C-Nd₂O₃ 상과 맞닿아 있는 주상의 격자뒤틀림정도가 h-Nd₂O₃ 상과 맞닿아 있는 경우보다 작다[4]. 이 결과 역자구가 핵생성 될 확률이 줄어들어 보자력이 증가 한다. Mixed 삼중점상과 입계상의 미세구조 변화를 살펴보면, 위해서 언급한 각각의 Cu-rich 삼중점상과 RE-rich 상의 거동과 일치한다.

5. 결론

높은 계면에너지로 인해서 RE-rich 상에서는 입계상이 형성 되지 않았지만, Cu의 존재로 인한 젖음성 향상으로 인해 Cu-rich 삼중점상에서는 입계상이 형성 되었다. As-sintered 시편의 fcc-NdO RE-rich 상은 1차, 2차 열처리가 진행됨에 따라 h-Nd₂O₃ 상으로 변태 되었다. 하지만, fcc-NdO Cu-rich 삼중점상은 2차 열처리 이후에 C-Nd₂O₃ 상으로 변태 되었다. Cu-rich 삼중점상에서 형성된 입계상 또한 부분적으로 C-Nd₂O₃ 상을 포함하고 있는 비정질상으로 변태 되었다. 따라서, Nd-Fe-B 소결자석의 보자력을 향상시키는데 있어서 Cu-rich 삼중점상의 형성이 중요하며, 2차 열처리 이후의 C-Nd₂O₃ 상으로의 상변태가 보자력 급증의 가장 주된 원인이라고 생각 한다.

6. 참고문헌

- [1] M. Sagawa, S. Hirosawa, H. Yamamoto, S. Fujimura, and Y. Matuura. Jap. J. Appl. Phys. 26, 785 (1987).
- [2] W. F. Li, T. Ohkubo, and K. Hono. Acta. Mater. 57, 1337 (2009).
- [3] Tae-Hoon Kim, Seong-Rae Lee, Dong-Hwan Kim, Seok Nam-Kung, and Tae-Suk Jang. J. Appl. Phys. 109, 07A703 (2011)
- [4] Gino Hrkac, Thomas G. Woodcock, Colin Freeman, Alexander Goncharov, Julian Dean, Thomas Schrefl, and Oliver Gutfleisch. Appl. Phys. Lett. 97, 232511 (2010).

인산염 코팅을 이용한 철분말코어의 제조 및 특성

신승찬*, 장평우

청주대학교 이공대학 물리학과

1. 서론

연자성 재료인 순철은 비저항이 낮아 와류손실이 크지만 포화자속밀도가 크다. 따라서 순철분말간의 절연을 완벽히 할 수 있다면, 저주파나 중저주파에서 낮은 철 손실을 만들어 낼 수 있다. 또한 벌크코어에 비해 손실이 매우 작다는 장점이 있고, 최근 들어 신재생에너지를 활용한 연구가 활발히 진행되고 있어, 전력변환장치에 사용되는 자성코어에 대한 인식이 높아지고 있다.

기체분무 또는 수분분무로 만들어진 연자성분말(순철분말)을 절연체와 혼합하여 금형에 넣어 가압성형을 한 뒤 열처리 하여 제조완료 되는 분말자성코어는 다른 코어에 비해 공정이 매우 간단하다. 따라서 연자성분말(순철분말)에 맞는 절연체와 그에 따른 함량의 조건을 선택을 한다면 경제적인 측면에서 강점을 보일 수 있다.

본 연구에서는 순철분말을 인산을 이용하여 순철분말 표면에 인산염 피막형성처리를 하였다. 인산염코팅은 보통 철강이나 비철금속에 대한 대표적인 표면화성처리 기법의 하나로서 소지금속 표면에 고착성이 높은 인산염의 불용성 부식생성물 피막을 물리화학적 반응을 이용하여 생성시켰다.

이러한 방법으로 코팅된 순철분말을 상온에서 성형을 하였고, 열처리를 하여 분말코어로 제조하였다. 그 뒤 그 특성을 조사하였다.

2. 실험방법

직경 106 μm 이하의 순철분말에 H_3PO_4 을 4가지 조건의 함량으로 Aceton과 함께 혼합한 뒤, 오일항온조에서 90°C로 24시간 동안 말렸다. 제조 완료 된 분말을 윤활제를 넣고 혼합, 상온에서 성형을 한 후 잔류응력을 줄이기 위하여 500°C, 5×10^{-5} torr의 진공분위기에서 열처리하였다. 열처리한 코어는 1, 2차 코일을 권선하여 자속밀도(Bs) 1 T인 직류이력곡선측정기에서 DC B-H 곡선을 그린 후, 그 면적을 계산하여 직류이력손실을 측정하였다. 또한, Iwatsu SY-8232 장비로 교류손실을 측정하여 총손실에서 직류이력손실을 빼 와전류손실을 측정하였다.

3. 실험결과 및 고찰

그림 1 은 인산함량에 따른 밀도를 나타낸 것으로 인산함량이 적을수록 밀도가 증가하는 것을 알 수 있다. 이는 순철분말에 인산염 피막이 두껍게 생성되어 밀도가 낮아지는 것으로 사료된다. 또한 그림 2를 보면 인산함량이 적을수록 투자율이 증가하는 것을 알 수 있다. 그림 3에서와 같이 인산함량이 증가할수록 반자장이 증가하여 곡선의 기울기가 낮아지는 것을 알 수 있다.

이러한 결과로 인산함량을 더욱 작은 함량에서의 실험이 필요하여 현재 실험을 계속 진행 중이다.

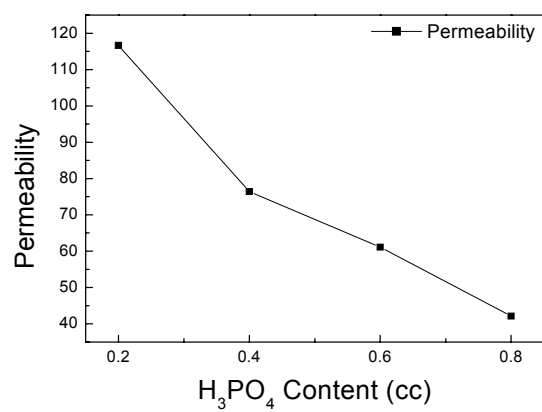


Fig. 1. Density of Fe cores

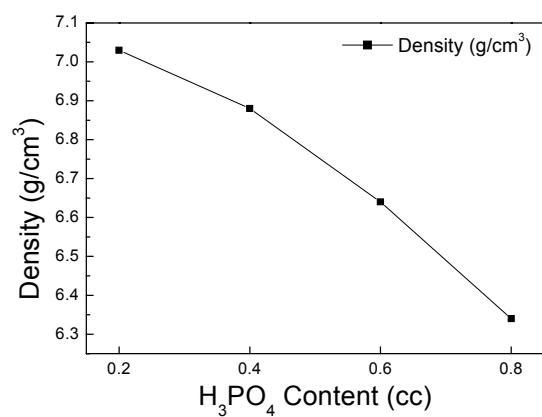


Fig. 2. Permeability of Fe cores

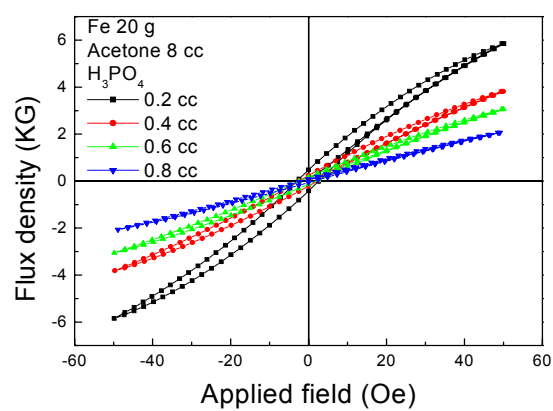


Fig. 3. B-H loops of Fe cores

영구자석과 홀소자로 구비된 집게형 맥진기를 이용한 맥진파형 측정과 분석

손일호*, 김근호, 최종구¹, 장명수³, 남동현², 홍유식³, 이우범³, 이상석¹

한방의료공학과, 보건과학대학, 상지대학교, 원주 220-702

¹동서의료공학과, 일반대학원, 상지대학교, 원주 220-702

²한의학과, 한의대학, 상지대학교, 원주 220-702

³컴퓨터정보공학부, 이공과대학, 상지대학교, 원주 220-702

1. 서론

본 연구는 비침습 의료용 홀소자가 맥진센서로 장착된 착용형 맥진기 개발에 관련 있다. 비가압형 집게형 맥진기를 사용하여 맥진파형을 측정하였고 그 분석결과를 논의하였다.

2. 실험방법

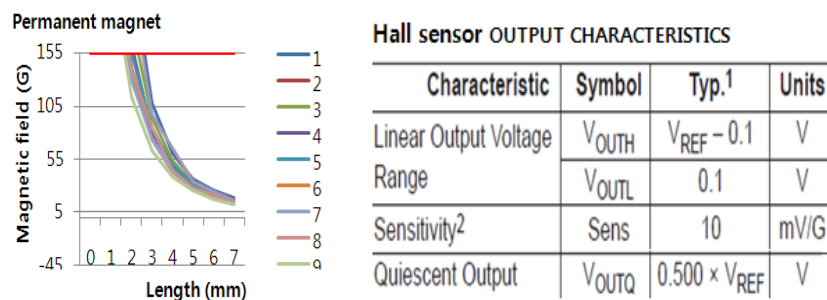


Fig. 1. 영구자석의 거리별 자기장 특성 및 홀센서의 특성

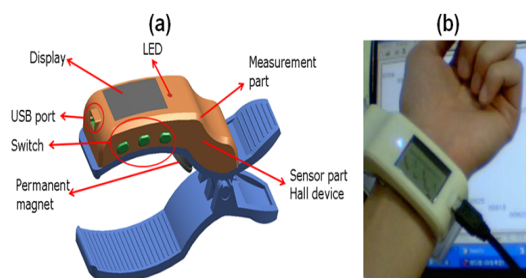


Fig. 2. 제품의 구성(a)과 실제 측정 모습(b)

현재 발명품의 피부접촉 부분의 자기장은 원통형의 작은 영구자석과 맥박의 진동에 따라 쉽게 변화 될 수 있다. 홀 소자와 자석 사이 거리는 대략 2.5 mm이다. 1 mm 이내에 1개의 영구 자석이 동맥 맥박의 높고 낮은 진동에 부딪힌다. Fig. 1은 사용된 영구자석의 거리별 자기장 특성과 홀센서의 특성을 나타내었다. Fig. 2와 같이 집게형 맥진기는 피부에 접촉하는 부분에 영구자석을 부착하여 요골동맥의 진동에 따라 변하는 자기장 변위를 감지하는 고감도 홀소자 맥진센서로 구성되었다.

3. 실험결과 및 고찰

집계형 맥진기를 통해 입력신호로 들어오는 맥진파형은 자동적인 0점의 설정, 노이즈 제거, 저역통과 필터, 500 points/s의 출력으로 Fig. 3과 같은 4개의 다른 맥진파형을 얻었다.

Fig. 3은 하나의 맥파의 시간대비 신호에서 측정시간에 의한 최대, 최소, 노치, 반사파의 중요한 4가지 점을 얻었다. 더구나, Fig. 3(c)은 홀 장치를 사용한 집계형 맥진기의 측정과 분석에 의해 얻어진 1, 2, 3차 미분 신호를 보여준다.

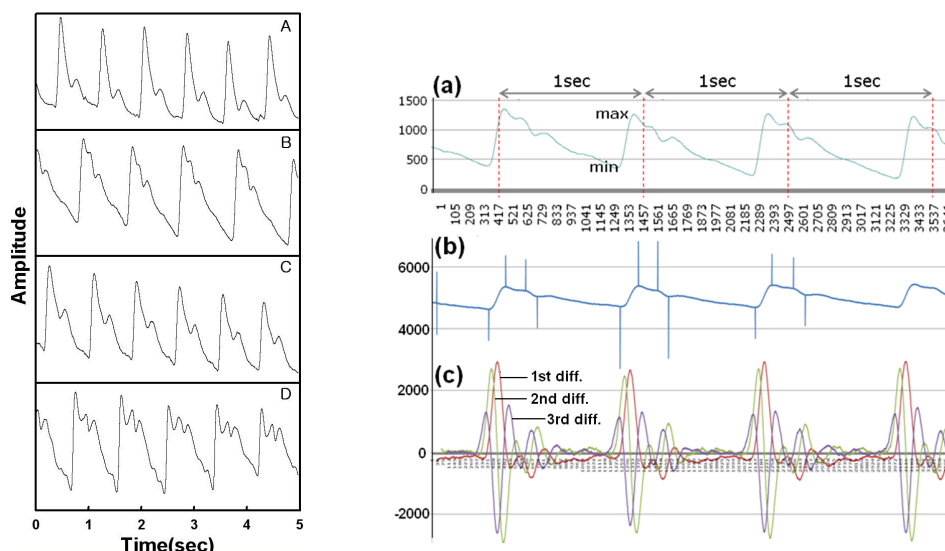


Fig. 3 집계형 맥진기를 사용해서 얻어지는 4명의 다른 임상 참가자의 A, B, C, D 타입 맥파(왼쪽)

(a) B- 유형 펄스 신호의 구성 분석에 의해 얻어지는 맥박 파형

(b) 하나의 맥파의 시간대비 신호에서 측정시간에 의한 최대, 최소, 노치, 반사파의 중요한 4가지 점

(c) 홀소자 집계형 맥박계에 의해 얻어진 신호의 1차, 2차, 3차, 미분 신호

Table 1은 4명의 다른 임상 참가자의 시험 자료에서 주기, 수축기, 노치, 반사파에서 산출한 시간으로 계산한 값을 보여준다. Table 1에 나타낸 수축기 이완기 혈압은 전자 혈압계를 통해 오른팔에서 직접 측정

Table 1. 4명의 다른 임상 참가자의 임상 시험을 통해 얻어진 특징점 시간과 혈압

Clinical Name	Period (Pulse Rate)	Systolic Time	Reflective Time	Notch Time	Blood Pressure (BP)	
					Systolic BP	Diastolic BP
A	749 ms (80)	132 ms	265 ms	321 ms	111 mmHg	74 mmHg
B	920 ms (55)	117 ms	265 ms	329 ms	117 mmHg	72 mmHg
C	774 ms (77)	95 ms	242 ms	300 ms	118 mmHg	66 mmHg
D	896 ms (70)	83 ms	285 ms	362 ms	145 mmHg	87 mmHg

4. 결론

홀소자를 이용한 집계형 맥진기 시제품을 이용해 요골동맥의 중심 부분인 “관”을 측정했다. 얻어진 맥진파형에서 중요한 4점 최대, 최소, 반사, 노치를 얻어 계산된 시간 값을 서로 비교하였다. 자석과 홀소자를 이용한

집게형 맥진기로부터 얻은 재형성 있는 맥진파형을 분석함으로써, 기압의 유지 때문에 불쾌한 가압의 감각 없이 재생 가능한 맥박수 및 혈압을 측정하는 것이 가능함을 보여 주었다.

Acknowledgement

본 연구는 2011년도 보건복지가족부 한의약선도기술개발사업의 한방의료기기개발 과제(과제번호 : B100030)와 상지대학교 교내연구비 지원에 의하여 이루어진 것입니다.

참고문헌

- [1] S. S. Lee, M. C. Ahn, and S. H. Ahn, J. Magnetics. 14(3), 132-136 (2009).
- [2] 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(8), R908-910 (2006).
- [3] S. D. Choi, S. W. Kim, G. W. Kim, M. C. Ahn, M. S. Kim, D. G. Hwang, and S. S. Lee, J. Magn. Magn. Mater. 310, e983-985 (2007).
- [4] S. S. Lee, D. H. Nam, Y. S. Hong, W. B. Lee, I. H. Son, K. H. Kim, and J. G. Choi, Sensors 11(2), 1784-1793 (2011).
- [5] S. S. Lee, I. H. Son, J. G. Choi, D. H. Nam, Y. S. Hong and W. B. Lee, J. Korean Physical Society. 58(2), 349-352 (2011).

자기 공명을 이용한 근접센서의 특성

김용민*, 한창민, 신광호

경성대학교

1. 서론

근접 센서는 물리적인 접촉 없이 물체의 존재, 통과 감시, 위치 제어 등에 이용되는 센서이다. 검출 원리의 다양한 방법이 있지만 주로 고주파 발진형, 정전 용량형, 유도형 등이 있다. 일반적으로 인식 대상의 물체가 센서에 근접할 때의 신호 변화를 감지하고 이를 이용해 물체의 유, 무를 판별한다. 하지만 특정 공장의 자동화나 정밀한 장비 또는 일정 거리를 유지해야 하는 작업등에서 근거리를 측정 하는 일이 요구가 된다. 초음파나 레이저를 이용한 거리센서의 구현도 가능 하겠지만, 근거리의 측정과 임의의 거리에 대해 최대 출력을 가지는 센서의 개발은 해당 측정 제어시스템의 구현을 간단하게 할 수 있다.

본 실험에서 제작한 자기 공명 기술을 이용한 근접센서는 2개의 쌍으로 된 회로를 사용함으로써 측정 대상의 매질의 종류와 무관하여, 특정 주파수를 사용하므로 주변의 자성체에 대한 영향도 무시 할 수 있다. 또한 근거리의 거리 측정이 가능하며, 거리에 따른 공진 주파수를 달리하여 특정 거리의 신호를 최대로 가져올 수가 있다. 본 발표에서는 사용된 센서의 제작 방법과 전기적 특성을 조사한 내용을 정리하여 보고하고자 한다.

2. 방법

Fig. 1은 실험에 사용한 회로 구조이다. 가로 2.5 mm, 세로 4 mm, 길이 20 mm의 페라이트 코어에 0.1 mm 두께의 코일 300턴과 커패시터 병렬의 회로를 구성하였다. 30 kHz대역으로 동작하는 회로의 제작을 위해 병렬로 20 nF를 연결하였다. 자기 공진을 이용한 거리 센서의 구현을 위하여, 전원 입력을 위한 회로1과 거리 측정 대상 회로2로 구성하였다. 근거리 변위측정의 가능함을 보기위해 함수발생기(Tektronix AFG3021)를 사용하여 V_{in} 에 32 kHz, 100 mVp-p를 입력하고 간격 d 를 늘려가며 디지털오실로스코프(Tektronix TDS1012)를 사용하여 V_{out} 을 측정하였다. 거리에 따른 회로의전기적 특성을 알아보기 위해 따른 LCR미터(Hioki 3522-50)로 고정 전류를 회로1에 인가하고 회로2사이의 거리 d 를 변화시켜가면서 거리에 따른 임피던스 변화와 공진주파수의 변화를 관찰하였다. 같은 방법으로 코일과 커패시터가 직렬로 구성될 때의 특성을 관찰 하였다.

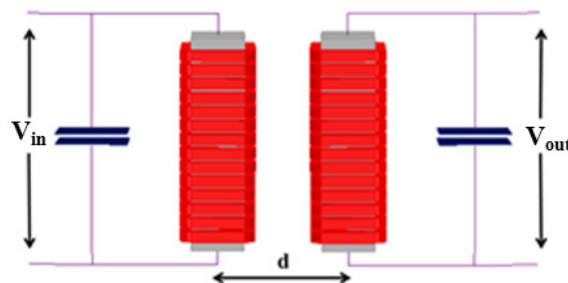


Fig. 1. 제안된 근접센서의 구조

3. 결과 및 고찰

Fig. 2는 V_{in} 에 100 mVp-p, 32 kHz를 입력 후 코일 사이의 거리 d 를 증가시키면서 측정한 V_{out} 의 첨두치이다. 근거리의 급한 기울기를 이용하여 더욱더 정밀한 거리의 측정이 가능하고, 이 회로가 가지는 전기적 특성

을 고려한 최적의 구동 상태에서는 더욱더 좋은 성능을 낼 수 있을 것으로 예측된다.

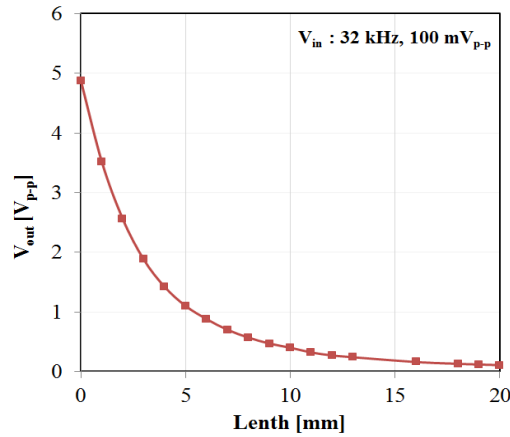


Fig. 2. 거리d에 따른 Vout의 출력 변화

최적의 구동 조건을 찾기 위해 LCR 미터를 사용하여 회로사이의 거리에 따른 공진주파수의 특성을 알아보았다. 코일의 간격 d의 변화에 따라 공진 주파수가 변화함을 측정하였고, d의 간격이 19 mm에서 부터는 코일 사이의 상호임피던스 M의 양이 적어 회로가 단독으로 있을 때의 공진주파수와 동일하게 나타났다. 거리에 따른 공진 주파수의 변화를 이용하여 사용자가 원하는 거리에서의 최대 출력을 가지게 하는 것이 가능함을 알았다.

4. 결론

거리에 따른 출력 변화를 주는 요인을 찾기 위해 거리와 주파수에 따른 임피던스의 변화를 관찰 하였다. 거리에 따른 주파수별 임피던스의 변화를 관찰하면서, 용도에 따른 주파수 선택을 출력 신호가 감도하다가 증가하는 임계 거리를 설정 할 수 있고, 특정 거리에서 최대 출력을 나오도록 주파수 선택이 가능함도 알 수 있었다. 측정거리의 증가, 측정 대상과의 방향성, 최적의 입력 조건 결정에 대한 개선점 중에서 측정 거리의 증가를 증가시키는 것을 목표로 연구를 수행중이며, 본 발표에서는 제안된 자기 공명형 근접센서의 정량적 결과를 정리하여 발표할 것이다.

자기저항 소자의 자기장 각도에 따른 출력 신호 분석

김동영*, 윤석수, 오선종¹, 김철기¹

안동대학교 물리학과

¹충남대학교 재료공학과

1. 서론

자기 저항이란 자성체에 자기장을 걸어주면 전기 저항이 변화하는 현상을 말한다. 자기저항재료의 자기장의 세기에 따른 저항변화(ΔR)의 정도를 자기저항비라 하며, 백분율(%)로 $MR(\%) = \Delta R/R \times 100$ 로 표현한다[1,2]. 자기저항 특성을 이용한 자기저항 소자는 자기장의 세기에 따른 민감도 및 선형성이 우수하여 각도센서, 바이오센서 및 자기장센서 등에 이용되고 있다. 따라서 본 연구에서는 민감도 특성이 우수한 NiFe/Cu/NiFe/MnIr재료에서 상부층 NiFe의 이방성 자기저항 특성을 이용한 각도센서의 분해능 특성을 분석하였다.

2. 실험방법

NiFe(10 nm)/Cu(1.2 nm)/NiFe(4 nm)/ MnIr(10 nm) 시료는 Si기판 위에 DC 마그네트론 스퍼터 법을 사용하여 상온 증착 하였으며, seed층으로 Ta(5 nm)를 사용하였으며, 보호층으로는 Ta(5 nm)를 증착 하였다. 원형 자기저항 소자는 광식각 (Photo-lithography) 및 건식에칭(Dry etching) 공정을 통하여 마이크로 사이즈로 제작하였다. 제조된 소자의 각도에 따른 출력특성은 소자에 직류 1 mA의 일정한 전류를 인가한 후 4 단자법으로 측정하였다.

3. 실험결과 및 고찰

NiFe(10 nm)/Cu(1.2 nm)/NiFe(4 nm)/ MnIr(10 nm)재료는 Cu에 의한 합성형 반강자성 결합력이 약하여 상부층 NiFe의 민감도를 향상시킬 수 있다. 하부층은 MnIr에 의하여 고정층 역할을 하게 되며, 자기장의 세기에 따른 변화가 미약하다. 한편 상부층 NiFe은 약한 결합력에 의하여 작은 자기장하에서도 자화가 변화되는 특성의 의하여 민감도 특성이 향상될 수 있다. 이러한 상부층 NiFe에서 나타나는 자기저항은 전류의 방향과 측정 방향에 따라서 이방성자기저항(anisotropic magneto resistance)와 평면홀 저항(Planar Hall resistance)로 분류된다. 이방성 자기저항은 전압 측정 방향과 흐르는 전류의 방향이 서로 평행이 되어 자기장에 의해 야기되는 자기저항 자체에 의한 전압을 측정하며, 평면홀저항은 전압 측정 방향과 흐르는 전류의 방향이 서로 수직이 된다. 원형으로 자기저항 소자를 구성할 경우 이방성 자기저항 또는 평면홀 저항 특성 모두를 조절하는 것이 가능하며 출력 신호 특성을 향상시킬 수 있는 장점이 있다.

그림 1은 선폭이 5 μm 과 10 μm 인 원형 자기저항 소자의 자기장 각도에 따른 출력 특성을 보인다. 선폭이 5 μm 과 10 μm 인 소자의 S/N비는 각각 1233 및 643이었으며, 지구자기장 이하의 자기장인 0.2 Oe 와 0.5 Oe의 일정한 자기장하에서 각도에 따른 출력 특성을 보인다. 0.5 Oe의 지구 자기장 하에서 보인 자기장 각도에 따른 출력특성은 이력특성 및 노이즈 특성이 작음을 보인다. 특히 S/N비가 증가 할수록 신호특성이 우수하여 각도 분해능을 향상시킬 수 있음을 알 수 있다.

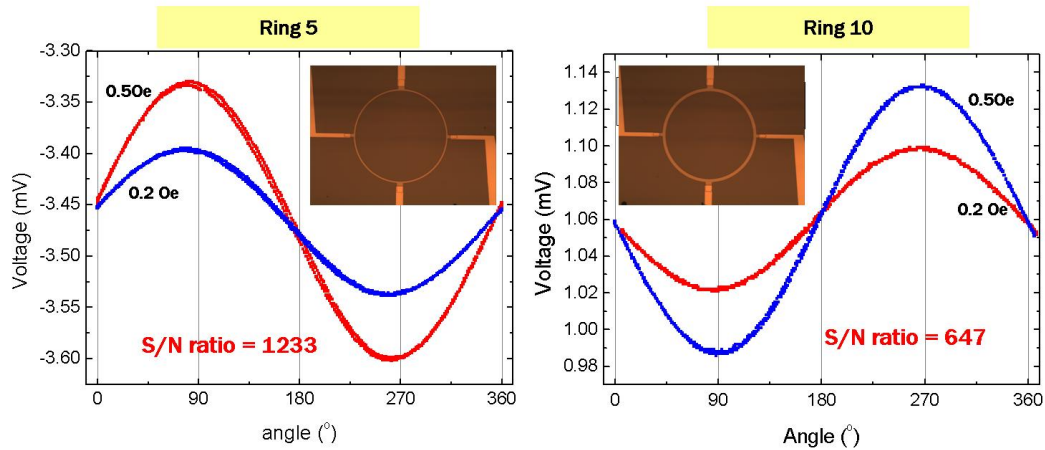


그림 1. 링형 자기저항 소자의 자기장 각도에 따른 출력 특성

4. 결론

NiFe/Cu/NiFe/MnIr과 같이 합성형 반강자성 결합력을 갖는 이방성 자기저항 재료는 자기이력 특성이 작고, 형상을 조절하여 출력신호를 개선할 수 있다. 이러한 센서는 민감도 및 선형성이 우수하여 지자기 센서 및 콤팩트 센서로 활용될 수 있다.

5. 참고문헌

- [1] T. Q. Hung, S. Oh, S. Anandakumar, J. R. Jeong, D. Y. Kim, C. G. Kim, IEEE Trans. Mag. 45, pp. 4518-4521. (2009)
- [2] T. Q. Hung, J. R. Jeong, D. Y. Kim, N. H. Duc, C. G. Kim, J. Phys. D: Appl. Phys., 42, p. 55007 (2009)

Barkhausen Noise를 이용한 1Cr-0.5Mo 강의 잔여수명 평가

김민기^{1*}, 김철기¹, 유권상

한국표준과학연구원 재료측정표준센터

¹충남대학교 신소재공학부 재료공학과

1. 서론

강자성 재료에 자기장을 인가하면 자기장의 방향으로 자화하게 된다. 이 때 자벽의 불연속 이동으로부터 자기노이즈가 발생하는 현상을 바크하우젠 노이즈(Barkhausen noise:이하 BHN이라 한다.)라 한다. 그리고 이것을 이용하여, 비파괴적 재료평가를 시도한 연구 등을 살펴보면 국내에서는 결정입계나 시멘타이트(cementite) 등 비자성 개재물의 영향을 이용한 재료내부의 미세조직을 분석하였고, 미세조직과 파괴특성 중의 하나인 파괴인성과의 연관성을 해석하였다[1].

BHN법은 처음에는 응력측정에 이용되다가, 최근에는 금속조직 인자나 재질 열화 등의 비파괴평가 방법으로 주목받고 있다. BHN은 자화과정에서 자벽의 발생이나 불연속 이동 현상이라는 미세적 동적 현상에 근거하여, 다양한 조직이나 응력인자가 관여하고 있기 때문에 이제까지의 비파괴적 방법으로는 원리적으로도 검출 불가능했던 철강재료의 미세한 조직인자 변화나 재질열화 등으로 대표되는 재료평가 분야에서 유용한 데이터들이 많이 발표되고 있다[2].

본 연구는 크롬-몰리브덴강의 인공열화시편에서 BHN의 피크간 간격의 값을 측정하여 로크웰 경도 시험기로 측정한 경도 값과 비교하여 재질열화를 평가하였다.

2. 실험방법

본 연구에 사용된 실험시편의 치수는 50.0 mm(l) × 26.6 mm(w) × 5.0mm(t)인 1Cr-0.5Mo 강으로 원재료를 비롯하여 700℃에서 1 h, 30 h, 300 h, 1,070 h 및 3,000 h 동안 등온열처리한 5종을 준비하였다.

BHN는 최대자기장이 14 kA/m되는 0.05 Hz의 삼각파 자기장을 인가하였으며 탐지코일에서 측정된 신호는 입출력 신호획득 보드(I/O acquisition board)를 통하여 디지털화하였다. 그리고 경도는 로크웰 경도 시험기로 측정하였다.

3. 실험결과 및 고찰

그림 1은 열화 시간에 따른 BHN 피크 간격 값을 보여주고 있으며 원재료에서 1 h까지 급격하게 감소한 뒤 1 h에서 30 h까지는 증가하다 이후에는 다시 감소하는 경향을 보이고 있다. 이러한 현상은 입계에서의 펄라이트 형성 중 M_2C 과 $M_{23}C$ 탄화물 석출로 설명이 가능하다[3],[4]. 이 탄화물은 자벽의 이동을 방해하는데 이로 인해 1Cr-0.5Mo 강의 BHN 피크 간격이 열처리 후 증가하게 되는 것이다. 그러나 실험결과에서 BHN 피크 간격이 증가하다 감소한다. 이러한 결과는 탄화물 생성을 위해 C, Cr 그리고 Mo 원자가 입계로 확산하기 때문이다. 모체 안에서의 침입형 용질과 치환형 용질의 감소로 인해 잔여응력을 감소된다고 생각한다. 또한 모체의 자기적 연합 결과로써 석출로 인한 자기적 연합은 자기적 경합을 압도한다. 그리하여 높은 온도에서 열처리된 1Cr-0.5Mo 강에서의 BHN 피크 간격의 감소는 고려해야 한다. 그림 2은 로크웰 경도 시험법으로 측정한 경도와 BHN 피크 간격을 계산한 값을 정규화시켜 비교한 것으로 라슨-밀러 매개변수가 증가함에 따라 감소하는 것을 볼 수 있는데 두 데이터의 경향이 매우 유사한 것을 알 수 있다[5].

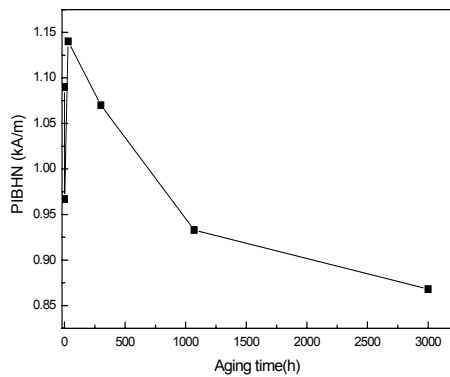


Fig. 1. Peak interval of BHN on aging time.

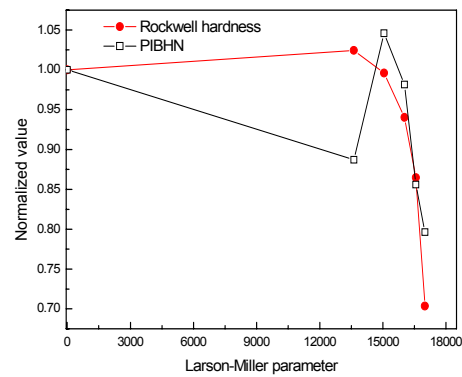


Fig. 2. Dependence of normalized BHN and Rockwell hardness on Larson-Miller parameter

4. 결론

- (1) BHN에서 측정된 피크간의 간격 값은 열화 시간에 따라 감소되는 경향이 나타났다. 그 이유는 탄화물 생성을 위해 C, Cr 그리고 Mo 원자가 입계로 확산하기 때문이다.
- (2) 정규화 시킨 BHN에서 측정된 피크간의 간격 값과 정도 값의 경향은 라슨-밀러 매개변수에 따라 감소하였고 BHN을 이용하여 1Cr-0.5Mo 강의 잔여수명을 평가할 수 있을 것으로 사료된다.

5. 참고문헌

- [1] 김동원, "Barkhausen noise method의 정량화를 위한 미세조직분석과 파괴특성의 비파괴적 평가", 한국비파괴검사학회 추계학술발표회, pp. 300-308, 1999.
- [2] Barkhausen, H. : Phys. Zeitschrift, 20, pp 201, 1919.
- [3] K. Yagi, G. Merckling, T. -U. Kern, H. Warlimont, Creep Properties of Heat Resistant Steels and Superalloys, Springer, Berlin, pp. 45-53, 2004.
- [4] V. A. Biss, T. Wada, "Microstructural changes in 1Cr-0.5Mo steel after 20 years of service," Metallurgical Transaction A, vol. 16A, pp. 109-114, 1985.
- [5] K. S. Ryu, S. H. Nahm, Y. B. Kim, K. M. Yu, and D. Son, "Dependence of magnetic properties on isothermally heat treatment time for 1Cr-1Mo-0.25V steel," J. Magn. Mater, vol. 222, pp. 123-132, 2000.

고주파용 코어의 AC B-H loop 측정장치 제작

이기명*, 손대락

한남대학교 물리학과, 대전광역시 중구 오정동 133

서 론

고주파용 코어는 주로 인버터나 컨버터의 전원장치에 사용되고 있으며 코어에서 발생하는 에너지 손실을 줄이는 것이 바로 에너지 절감 및 고효율화에 기여한다. 최근 대형 평면 디스플레이 등에서 극박화가 되면서 사용주파수가 300 kHz 까지 높아지고 있고 태양광 및 풍력발전 등에 사용되는 코어의 경우 대용량과 고효율화가 요구되고 있다. 본 연구에서는 측정 주파수 범위가 10 kHz ~ 400 kHz 인 교류 자기이력 곡선 측정장치를 연구 개발하였다.

측정장치 제작

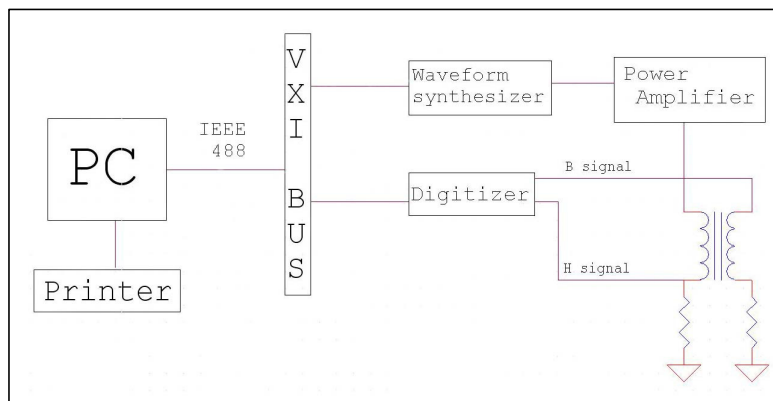


그림 1. AC hysteresis loop tracer의 계략도



그림 2. 고주파 AC B-H loop 측정장치

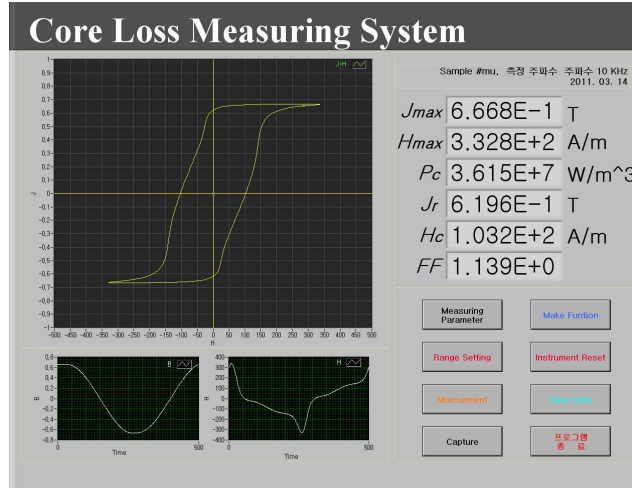


그림 3. LabVIEW programming S/W

그림 1은 본 연구에서 제작한 AC hysteresis loop tracer의 계략도 이다. 파형합성장치 및 B-H 신호를 sampling하는 Digitizer는 VXI 모듈을 사용하였다. Digitizer는 bit resolution이 12 bit 이고, sampling rate가 200 Mhz인 Digital oscilloscope module을 사용하였다. 한편 코어를 자화시키기 위한 전력 증폭기는 power band width가 800 kHz이고 출력이 1.4 kW를 사용하였다. 그림 2는 본 연구에서 제작한 측정 시스템의 사진이고 그림 3은 LabVIEW programming S/W의 사진으로 최대 자속밀도 J_{max} , 최대 자기장의 세기 H_{max} , 철손 P_c , 잔류 자속밀도 및 보자력 H_c 를 측정 할수 있게 하였다.

참고 문헌

IEC 60404-6

태양광 인버터용 전류센서 제작

연교흠, 김시동, 정진엽^{1*}, 손대락¹

오토산업(주), 서울 구로구 한신 IT타워 14층

¹한남대학교 물리학과, 대전 오정동 133

1. 서론

측정전류와 전류를 측정하는 회로와 전기적으로 분리된 potential free current sensor는 전력제어용전원장치에서 전류측정에 중요하게 사용되고 있다. 최근 태양광 인버터용으로 사용되는 전류센서의 경우 측정범위가 DC는 800 A, AC의 경우 500 A_{rms}이고 주파수측정 범위는 100 kHz를 요구하고 있다. 본 연구에서는 이러한 목적에 사용될 수 있는 전류센서를 개발하기 위하여, permalloy코어와 Hall센서를 사용한 feed-back형 전류센서를 개발 제작하고 그 측정을 조사하였다.

2. 센서의 제작

Feed-back형 전류센서의 원리는 그림 1과 같이 피측정 전류에 의하여 코어를 자화시키면 코어의 공극에서 자기장이 발생되고, 이 자기장을 Hall센서를 사용하여 측정하고 Hall센서의 출력 전압을 증폭하여 2차 코일에 전류를 공급하여 $I_1 = I_2 N_2$ 가 되게 negative feedback을 하는 방식으로, 이 경우 shunt 저항 R에 인가되는 전압 V_2 와 피측정 전류 I_1 사이의 관계는 다음과 같다.

$$V_2 = \frac{R}{N_2} I_1$$

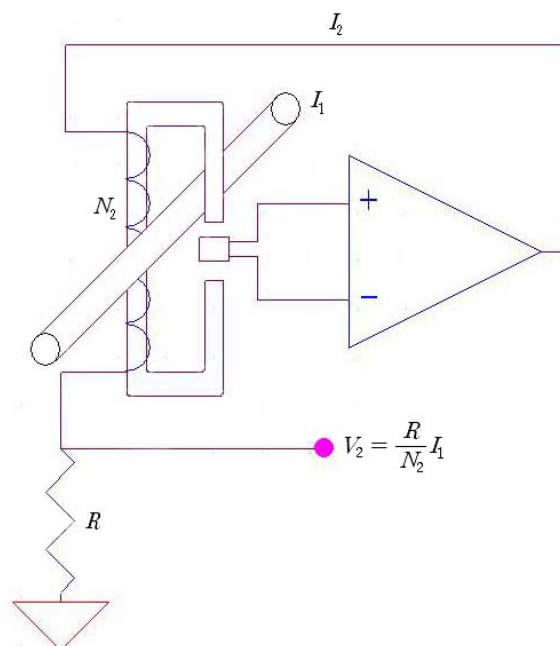
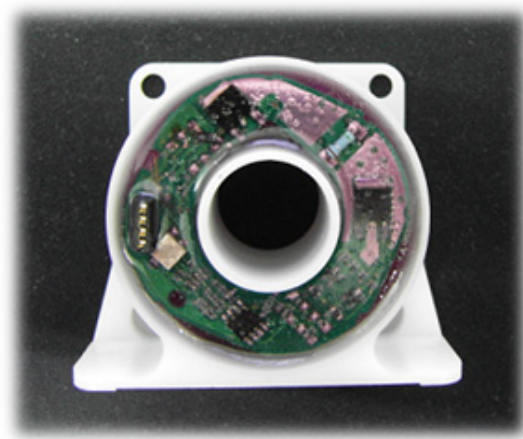


그림 1. Feed-back 형 전류센서의 원리



(a)



(b)

그림 2. 제작한 전류센서의 코일이 권선된 코어의 사진(a) 과 전자회로기판의 사진(b)

따라서 I_2 를 측정함으로써 I_1 을 측정하는 방식이다. 코어는 두께 0.12 mm의 permalloy를 권취하여 3 mm의 공극이 되게 절단을 한 코어를 사용하였으며, 2차 코일은 2,000회 전선을 하였다. 그림 2는 본 연구에서 제작한 전류센서의 사진으로 그림 2-(a)는 코어에 2차 코일에 권선된 모양의 사진이고, 그림 2-(b)는 코어와 전자회로를 조립한 전류센서의 사진으로 앞에서 보이는 부분이 전자회로 기판이다.

3. 센서의 특성측정

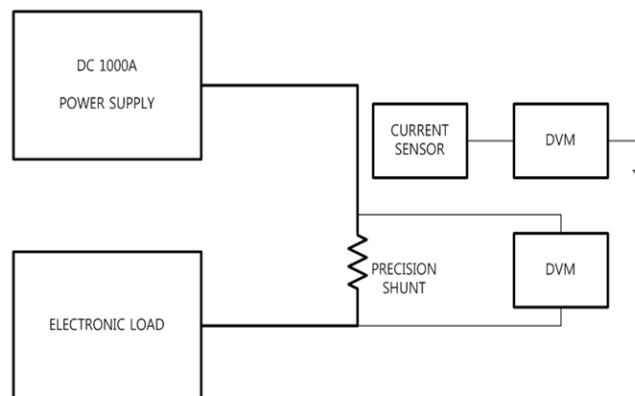


그림 3. 센서의 선형도를 측정하기 위한 특성 측정장치의 계략도

센서의 선형도를 측정하기 위한 특성장치는 그림3과 같이 구성하였다. 전류공급원으로는 출력 전압과 전류가 각각 10 V, 1000 A인 전원공급기를 사용하였고 전류의 측정은 정확도가 0.02%이고 저항 값이 0.1 mΩ인 shunt를 사용하였다. 센서의 출력은 0.002%인 DVM을 사용하였으며, 센서의 선형도를 측정한 결과가 그림 4와 같으며 선형도는 0.06% 매우 우수한 센서특성을 보였다.

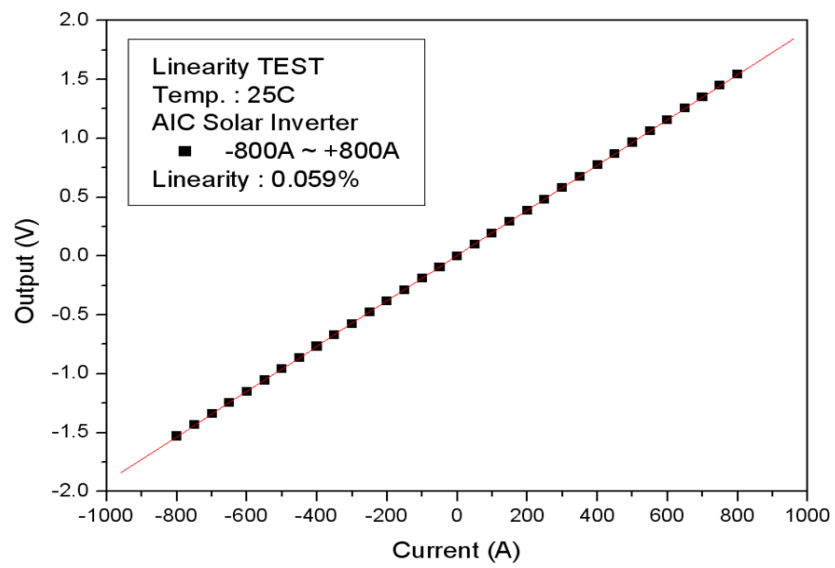


그림 4. 측정범위 +/- 800 A 범위에서 센서의 선형도.

4. 참고문헌

[1] R. Boll and K.J. Overshott, Sensors Vol.5 "Magnetic sensors", VCH (1991).

펄스자기장 자극에 의한 PPG의 이차미분 신호와 Power Spectral Density 비교분석

이진용*, 장태순, 이현숙¹, 김선욱¹, 황도근¹

상지대학교 대학원 동서의료공학과

¹상지대학교 한방의료공학과

1. 서론

여러 실험연구에서 PEMF(Pulsed Electromagnetic field)가 생리학적 과정에 의미 있는 영향을 미치는 것으로 증명되었고[1,2], 이전 실험에서 말초 혈관에 PEMF를 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[3], PPG 신호를 2차 미분 통해 혈관 노화도를 분석하여 PEMF의 영향을 조사하였다[4]. PEMF를 손마디에 자극하였을 때 혈관 노화도에 영향을 미친다는 것을 관찰하였다[5]. 하지만 2차 미분을 통한 혈관노화도 분석은 그것을 분석하는 사람의 주관적인 요소가 많은 부분을 차지하고, 그로인해 분석 할 때마다 오차가 존재할 수 있어 반복성에서 문제가 있을 경우가 있다.

본 연구에서는 혈관 노화도에 미치는 PEMF의 영향을 PPG 신호를 측정하여 2차 미분을 통한 분석과 PSD (power spectral density) 변환 분석을 비교하여 관찰하였다.

2. 실험방법

펄스자기장 자극에 따른 혈관 탄성도를 조사하기 위해 손끝에 PPG 센서를 장착하고 30분 이상 안정을 취한 후 자극 전 1분, 자극 5분, 자극 후 1분을 측정하여 시간에 따른 변화를 관찰하였다. 손가락의 중심부를 자극하였고, 펄스 자기장자극기에 사용한 코일은 10 turn, 12×4.5 cm 타원형이고 자기장 세기는 0.48 T, Transition time은 0.102 ms 이다. 자극은 1초 간격(1 Hz)으로 5분간 자극하였고 총 6회를 측정하였다. 코일온도 상승에 따른 혈관변화를 배제하기 위해 코일에 접촉하지 않도록 지그를 제작하였다. 측정한 PPG 신호를 2차 미분을 통한 분석과 PSD을 이용 주파수로 변환하여 특정 주파수 영역의 피크의 적분값으로 시간에 따른 혈관 노화도의 변화를 분석하였다.

3. 결과 및 고찰

PPG 센서를 통해 얻어진 곡선은 말초혈관의 혈관 노화도를 관찰 할수 있다. 그림 1a 에서와 같이 순수 측정값으로는 혈관 노화도를 분석하기 어렵기 때문에 2차 미분을 통한 분석(그림 1b)과 PDS 통해 주파수로 변환(그림 1c)해서 2 Hz~3 Hz 구간의 영역의 피크를 적분하여 얻어진 값으로 혈관 노화도를 분석했다. 그림 2에서와 같이 두 분석값 모두 자기장 자극 후 3분에서 혈관 노화도가 떨어지는 경과를 보여주고 있다.

4. 결론

본 연구는 20대 남성을 대상으로 하여 펄스자기장 자극이 혈관 노화도에 미치는 영향을 관찰하기 위한 것이다. 실험 결과에 따르면 펄스 자기장 자극 시간은 3분에서 가장 좋은 효과를 보이고 그 이후에는 자극전의 혈관 노화도로 돌아가는 것을 관찰하였다. 또한 2차 미분법 분석과 PSD 분석의 결과가 일치하는 것을 보여준다. 이 연구를 바탕으로 보다 많은 대상으로 실험을 통해 비교한다면 펄스 자기장이 혈관 노화에 미치는 영향을 파악 할 수 있고, 인체에 가하는 자기장 자극의 적정 시간을 구체적으로 알 수 있을 것이며, PSD는 반복성

이 높은 분석법으로 혈관 노화도 분석의 신뢰도를 높일 수 있을 것이다.

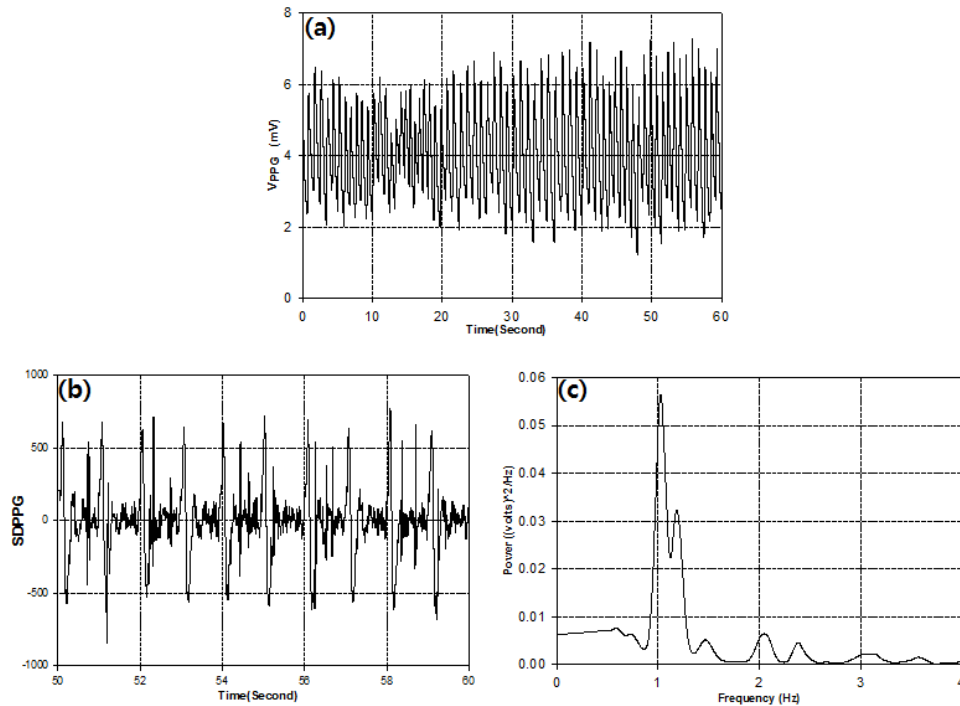


그림 1. (a) PPG 신호, (b) 2차 미분변환 (c) PSD 변환

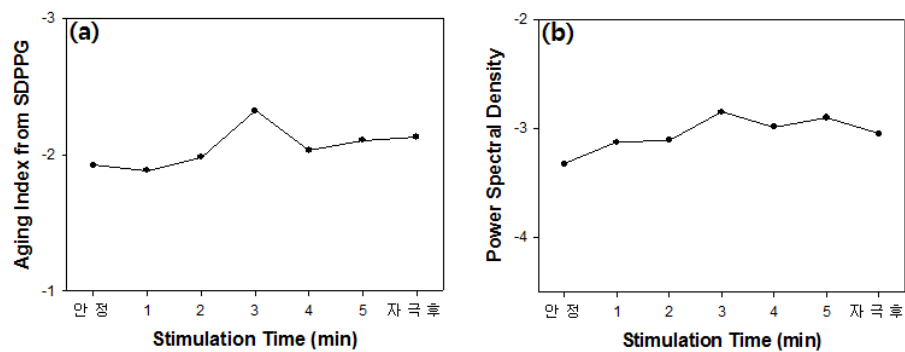


그림 2. (a) 2차 미분을 이용한 결과, (b) PSD를 이용한 적분값 결과

5. 참고문헌

- [1] J.C. Murray, R.W. Farndale, Biochim Biophys Acta. 838, 98 (1985)
- [2] R. L. Smith, D.A. Nagel. Clin Orthop. 181, 277 (1983)
- [3] J. G. Webster, WILEY, New York. 366 (1998)
- [4] J. G. Webster, Institute of Physics Publishing Ltd, London. 13 (1997)
- [5] J. Lee, I. Go , J. Choi , T. Jang , S.H. Shin , H. S. Lee , D. G. Hwang and S. Kim, Journal of Magnetics, 15, 209 (2010).

펄스자기장 자극에서 PPG신호의 Power Spectral Density를 이용한 혈관탄성도 연구

김성현*, 이진용¹, 장태순¹, 황지현, 이현숙, 김선욱, 황도근

상지대학교 한방의료공학과

¹상지대학교 대학원 동서의료공학과

1. 서론

여러 실험연구에서 PEMF(Pulsed Electromagnetic field)가 생리학적 과정에 의미 있는 영향을 미치는 것으로 증명되었고[1,2], PEMF가 치유를 촉진하고 통증을 경감시키는데 관여한다고 생각되는 몇 가지 가설은 세포막을 통한 이온 등의 이동으로 식세포나 효소의 활성을 증가시키거나, 세포막의 탈분극과 막전위의 변화, 성장인자 분비, 칼슘이온 전달, 연골세포 합성 등[3-5]이라고 하나 아직 그 기전은 명확하지 않다. PEMF를 인체에 가하여 미세순환이나 혈류, 혈관의 변화를 현미경, 레이저 도플러를 이용하여 관찰하는 실험이 선행되었으며[6], PEMF (27.12 MHz RF, 600pulses/s, 45min local exposure)를 가한 결과 혈류가 증가했다는 실험결과가 있다[7,8]. 펄스자기장이 교감신경을 자극하여 소동맥과 전 모세혈관의 수축과 이완을 직접적으로 발생시키고 척수를 통해 뇌로 전달된 교감신호가 다시 피부 교감신경 혈관 수축 및 확장 섬유의 활동성에 영향을 주어 모세혈관 및 혈관에 혈액량을 증가시킬 수 있을 것이다.

본 연구에서는 말초 혈관에 펄스자기장을 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[9], PPG 신호를 PSD (power spectral density) 변환을 통해 혈관 노화도를 분석하여 펄스자기장의 영향을 조사하였다[10].

2. 실험방법

펄스자기장 자극에 따른 혈류량 변화를 조사하기 위해 손끝에 PPG 센서를 장착하고 30분 이상 안정을 취한 후 자극 전 1분, 자극 5분, 자극 후 1분을 측정하여 시간에 따른 변화를 관찰하였다. 손가락의 중심부를 자극하였고, 펄스 자기장자극기에 사용한 코일은 10 turn, 12×4.5 cm 타원형이고 자기장 세기는 0.48 T, Transition time은 0.102 ms이다. 자극은 1초 간격(1 Hz)으로 5분간 자극하였고 총 6회를 측정하였다. 코일온도 상승에 따른 혈관변화를 배제하기 위해 코일에 접촉하지 않도록 지그를 제작하였다. 측정된 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(a)와 같이 순수 측정값으로는 혈관 노화도를 분석하기 어렵기 때문에 그림 1(b)에 보여지는 것처럼 PDS 통해 주파수로 변환해서 그림 2와 같이 2 Hz~3 Hz 구간의 영역의 피크를 적분하여 얻어진 값으로 혈관 노화도를 분석했다. 표 1은 는 자기장 자극 후 3분에서 혈관 노화도가 떨어지는 경과를 보여주고 있다.

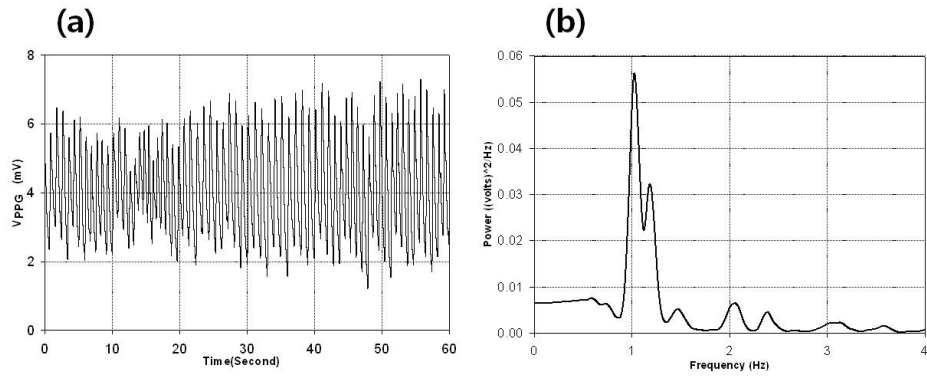


그림 1. (a) PPG 신호, (b) 주파수 변환 신호

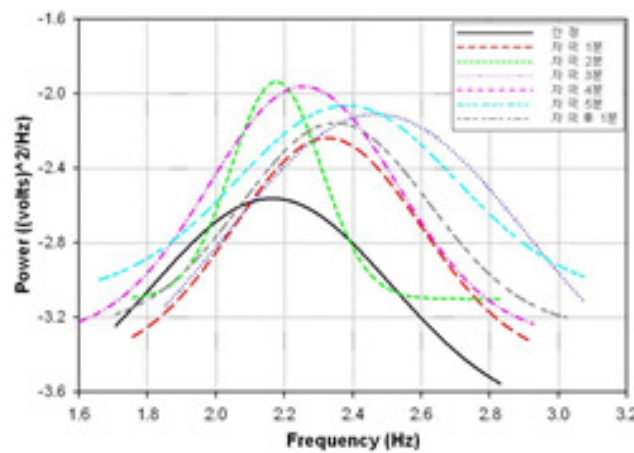


그림 2. 자극 시간별 PSD 변화

표 1. 자극 시간별 적분 결과

Time	Power
안정	-3.32514
자극 1분	-3.12461
자극 2분	-3.10427
자극 3분	-2.84588
자극 4분	-2.98205
자극 5분	-2.89993
자극후 1분	-3.04639

4. 결론

본 연구는 20대 중반 남성을 대상으로 하여 펄스자기장 자극이 혈관 노화도에 미치는 영향을 관찰하기 위한 것이다. 실험 결과에 따르면 펄스 자기장 자극 시간은 3분에서 가장 좋은 효과를 보이고 그 이후에는 자극 전의 혈관 노화도로 돌아가는 것을 관찰하였다. 이 연구를 바탕으로 보다 많은 대상으로 실험을 통해 비교한다면 펄스 자기장이 혈관 노화에 미치는 영향을 파악 할 수 있고, 인체에 가하는 자기장 자극의 적정 시간을 구체적으로 알 수 있을 것이다.

5. 참고문헌

- [1] J.C. Murray, R.W. Farndale, *Biochim Biophys Acta.* **838**, 98 (1985)
- [2] R. L. Smith, D.A. Nagel. *Clin Orthop.* **181**, 277 (1983)
- [3] A. A. Pilla, *Ann N Y Acad Sci.* **238**, 149 (1974)
- [4] A. A. Pilla, I. I. Kaufman, J. T. Ryaby. New York, Plenum Press. 39 (1987)
- [5] D. H. Wilson, *Br Med J.* **2**, 269 (1972)
- [6] T. Smith, D. Wong-Gibbons, J. Maultsby. *J Orthop Res.* **22**, 80 (2004)
- [7] H. N. Mayrovitz, P. B. Larsen. *Wounds.* **4**, 197 (1992)
- [8] H. N. Mayrovitz, P. B. Larsen. *Wounds.* **7**, 90 (1995)
- [9] J. G. Webster, WILEY, New York. 366 (1998)
- [10] J. G. Webster, Institute of Physics Publishing Ltd, London. 13 (1997)

중층 경혈점에서 영구자석 보조 펄스 자기장자극의 영향에 대한 뇌파분석

이동규*, 이진용, 김선욱, 황도근, 이현숙
상지대학교 한방의료공학과

1. 서론

비침습적인 장점과 심부 자극의 가능성으로 펄스 자기장 자극 치료법에 대한 연구가 국내외적으로 활발히 진행되고 있다. 펄스자기장 자극을 정신 신경 질환에 관련 있는 경혈점인 PC9에 자극하였을 때 유도되는 뇌파 변화를 EEG로 측정하여 파워스펙트럼 분석을 통해 펄스자기장 자극이 자율신경계와 각성작용에 영향을 미칠 수 있다는 것을 보여주었다[1]. 뇌파는 대뇌피질에서 일어나는 유발전압, 표면피질반응 및 심부직접반응에 따라 대뇌에서 발생하는 전기 현상을 대뇌피질의 표면 또는 두피 위에서 기록하는 것으로써, PET, MRI등과 같은 고가의 뇌기능 측정 장비에 비해 측정이 간편하며 경제적 부담이 적고 시간해상도가 높아서 빠르게 변하는 뇌기능 연구에 적합하다. 본 연구에서는 국소 경혈자극을 위해서는 발산자기장의 집속이 필요하므로 판코일로 부터 발생하는 강한 자기장을 PC9에 부착된 작은 크기의 영구자석을 이용하여 수 밀리미터 이내로 집속하여 경혈점을 자극할 수 있는 새로운 자기장 자극 방법을 제시하고자 한다.

2. 실험방법

경혈점에 직경 5 mm × 두께 1.5 mm 크기의 영구자석을 부착하고 1~5분까지 1분씩 자극시간을 변화시켜주면서 자극 전후의 뇌파 신호를 측정한다. 측정된 EEG 파형을 Fast Fourier Transformation을 이용하여 Power Spectrum으로 변환 후 심신이 안정된 명상상태에서 나타나는 알파파를 분석하여 자극 전후를 비교 관찰한다. 자기장 유한요소법(FEMM 4.2)을 이용하여 부착된 영구자석(페라이트 또는 NdFeB)에 의한 자극점에서의 자기장 분포를 전산모사하였다. 또한 강한 펄스자기장에 의한 영구자석의 탈자특성을 조사하였다.

3. 실험결과

교류자기장 자극은 비침습적 방식으로 시변 자기장에 의해 발생하는 생체내 유도전류에 의한 자극효과로 체내의 심부 깊이 영향을 주는 장점이 있으나 판코일에서 발생하는 교류자기장이 수 mm반경에서는 발산하므로 자기장을 경혈점에 국소화시키기 위해 영구자석을 이용하였다. 그림 1은 보조자기장이 있을 때와 없을 때에 각각 중층 PC9을 자극 한 후 알파파의 변화를 보여준다. 보조자기장을 사용하지 않았을 경우와 NdFeB 자석을 사용하였을때 3분 정도 자극하였을 때 마음의 평안과 안정을 의미하는 알파파가 증가하였음을 알 수 있고, NdFeB의 경우 사용하지 않은 경우보다 자극 시간에 따른 변화율이 더 크게 일어났다. 그러나, 페라이트 보조 영구 자석을 부착하여 교류자기장을 인가하였을 경우엔 알파파의 증가가 확인되지 않았다. 이것은 강한 펄스 자기장에 의한 영구자석의 탈자에 기인한것으로 생각된다. 그림2에서 보여지는 것과 같이 페라이트 자석은 탈자현상에 의해 자성을 잃게 되는 것을 나타낸다. 또한 탈자된 페라이트는 인가 교류자기장에대한 차폐작용을 하게 된다. 따라서 판코일에서 생성하는 0.67 T의 강한 교류 자기장이 경혈점에 크게 영향을 주지 않을 것이다. 그림 2에서는 정자장의 세기가 40 mT인 페라이트계의 영구자석은 강한 펄스 자기장을 1회 가하자 바로 탈자 현상을 보였으나, 정자장의 세기가 160 mT인 NdFeB 계의 영구자석은 100회 이상을 가하여야만 자기장의 세기가 50% 정도 감소하였음을 알 수 있었다. 그림 3에서는 실험을 하기 전에 자기장 유한해석법을 이용해 중층에 유도되는 교류자기장을 전산모사하여 자기장의 국소화와 세기를 보여주었다.

4. 고찰 및 결론

본 연구에서 경혈점 PC9에 비침습적인 교류자기장 자극을 가한 후 심신의 안정상태를 얻었을 있음을 뇌파 분석을 통하여 알 수 있었다. 영구자석을 이용한 보조 펄스 자기장 경혈자극에 있어서 자석의 종류에 따라서 자기장을 국소화할수 있으며, 특히 페라이트계 영구자석과 같이 자석세기가 작은 경우 탈자 현상과 그에 따른 자기차폐가 일어날 수 있음을 알 수 있었다.

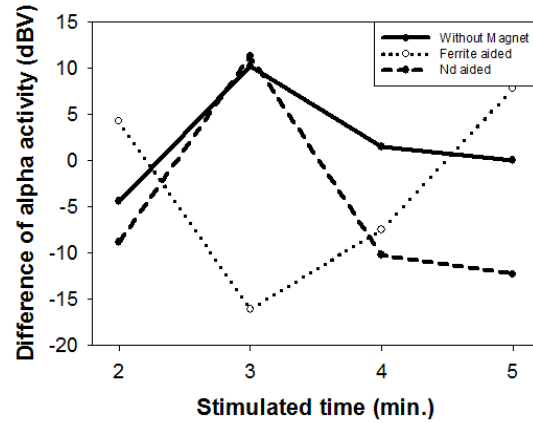


그림 1. 펄스자기장 자극과 Ferrite 자석보조 자극의 EEG 분석 결과

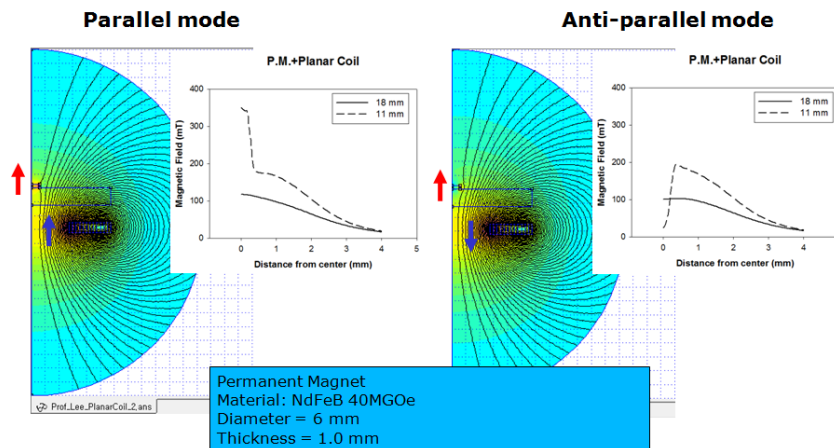


그림 2. 영구자석의 자기장 집속에 따른 (a) 평행 과 (b) 반평행 공간자기장 분포도

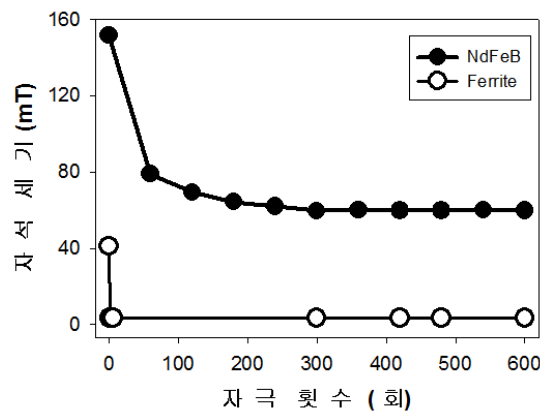


그림 3. 강한 펄스자기장에 의한 영구자석의 탈자 효과

비정질 CoSiB 단일박막의 계면 수직자화 효과

박인성*, 이하나, 민길준, 김형준, 신소원, 임혜인¹, 김태완

세종대학교 신소재공학과

¹숙명여자대학교 나노물리학과

최근에 수직자화는 STT MRAM에 대한 적용으로 인해 많은 관심을 받고 있다. 본 연구는 비정질 CoSiB 단일박막의 계면 수직자화 효과에 대한 것으로 비정질 CoSiB 단일박막이 Pt 박막에 증착 되었을 경우 강한 수직자기 이방성 특성을 나타내었다.

계면 수직자화 현상 연구를 위해 본 연구에서는 Pt capping layer가 있는 경우와 없는 경우로 나누어 제작하였다. 샘플 구조는 $\text{SiO}_2/\text{Ta}(50 \text{ \AA})/\text{Pt}(30 \text{ \AA})/\text{CoSiB}_x$ 와 $\text{SiO}_2/\text{Ta}(50 \text{ \AA})/\text{Pt}(30 \text{ \AA})/\text{CoSiB}_x/\text{Pt}(30 \text{ \AA})$ 이며 비정질 CoSiB의 두께는 2~40 Å으로 변화를 주었다.

Vibrating sample magnetometer(VSM)을 통해 특성 분석을 한 결과 Pt capping layer가 없는 경우에는 CoSiB의 두께가 10 Å부터 수직자기이방성이 보였으나 Pt capping layer가 있는 경우에는 보다 작은 두께인 5 Å부터 수직자기이방성이 보이는 것을 확인 할 수 있었다.

따라서 비정질 CoSiB 단일박막의 계면 수직자화 효과를 이용하여 STT MRAM에 적용하는 것이 기대된다.

페리자성체 Co-TbN의 Tb함량 변화에 따른 열처리 효과

김형준*, 이하나, 민길준, 신소원, 박인성, 김태완

세종대학교 신소재공학과

페리자성체 Co-TbN은 최근에 발견된 상분리된 자성 물질의 새로운 메커니즘이다. Co-TbN은 상경계에서 반자기 교환성을 가지는 두 종류의 자성상으로 이루어져있다. Co-TbN system은 Co matrix내에 TbN 입자를 가지고 있다. TbN은 순수한 Tb와 같은 원자 자기 모멘트를 가지고 있고, 암염구조를 하고 있다. 또한 TbN 입자는 높은 Curie Temperature를 보이며, Co matrix와 강한 반 평형 교환상호작용을 하고 있다. 강한 교환 현상은 전도전자에 의해 일어난다.

본 실험에서 CoTb 박막은 D.C magnetron sputtering system을 이용하여 상온에서 증착하였고, power를 변화시켜 Tb 함량을 조절였다. 열처리 시 온도는 650℃로 고정하였고, 8시간 공정 시간을 가졌다. 이 때 가스는 N₂ 50% , H₂ 50%로 섞인 혼합가스를 사용하였고, 유량은 분당 400 cc로 흘려주었다.

열처리된 Co-TbN은 SEM으로 분리된 상의 형성 및 표면을 측정하였고, XRD로 TbN의 상 형성을 분석하였다. 분석된 결과로 상분리를 확인하였고, Co matrix 내에 TbN 입자가 형성됨을 알 수 있었다.

참고문헌

- [1] T.W. KIM , R.J.G ambino & T.R. McGuire, Journal of Applied Physics, 89(1), 7299(2001)

Asymmetry of Magnetic Disorder Observed in Exchange-biased System

Hun-Sung Lee^{1*}, Kwang-Su Ryu², Kun-Rok Jeon¹ and 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

We report an asymmetry of magnetic disorder in exchange-biased IrMn/CoFe film by means of Kerr microscope, capable of direct domain observation. The domain reversal patterns of the film reveal asymmetric behavior between both branches of a hysteresis loop. Interestingly, we have found that degree of disorder in the forward branch reversal is much less than the disorder in the backward branch reversal, where the field is applied parallel to the exchange-bias field direction. We believe that the asymmetric disorder originates from the local inhomogeneities of coercive and exchange-bias field in the film.

CoPd 박막의 수직이방성에 대한 MgO, MgO/Pd 씨앗층의 효과

고정호*, 손장엽, 이수길, 김상훈, 홍종일
연세대학교 신소재공학과

1. 서론

강자성박막은 하드 디스크 드라이브의 재생헤드에 사용되는 스핀밸브나 자기저항메모리에 사용되는 자기터널접합등 정보기술에 응용되고 있다. 차세대에 요구되는 나노크기의 강자성박막의 경우, 수평이방성을 갖는 나노크기의 열적 안정성이 응용에 큰 걸림돌이 되고 있다[1]. 이에 대한 대안으로 수직이방성을 갖는 강자성박막들에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다. 그 중 CoPd 합금의 경우 높은 수직 자기이방성 상수로 인해 그 응용적 측면에서 중요한 후보로 관심을 받고 있다[2]. 본 논문에서는 MgO, MgO/Pd 씨앗층이 적용된 CoPd 박막에서 나타나는 수직 자기이방성에 관하여 논의한다.

2. 실험방법

모든 박막은 2×10^{-9} torr 이하의 베이스 진공을 갖는 dc 또는 rf 마그네트론 초고진공 스퍼터를 이용해서 증착하였다. CoPd 박막의 경우 동시증착법으로 제작되었으며 조성은 Co ~40 at%, Pd ~60 at%가 되도록 증착했다. 박막의 조성은 inductively coupled plasma atomic emission spectroscopy와 energy dispersive spectroscopy를 이용하여 확인하였다. 시편구조는 Si/SiO₂ 200/MgO t/CoPd 10/Pd 3 (nm)와 Si/SiO₂ 200/MgO 10/Pd t/CoPd 10/Pd 3 (nm)와 같으며 MgO의 경우 t는 2에서15 nm Pd는 t가 2부터 35 nm이다. 제작된 시편은 두 개의 군으로 나눠 4 kOe의 자기장을 인가한 상태와 자기장이 없는 상태에서 동일하게 360°C로 2시간동안 열처리하였다. 자기적 성질의 측정은 polar, longitudinal MOKE (Magneto-Optic Kerr Effect)를 통해 얻었으며 박막의 결정성은 포항가속기 10B 라인에서 synchrotron 소스를 이용한 x선 회절 측정을 통해 분석했다.

3. 실험결과 및 고찰

열처리가 진행되지 않은 CoPd 박막의 경우 MgO와 MgO/Pd 씨앗층 사용여부를 떠나서 모두 수평자기이방성을 가지고 있었다. 하지만 열처리를 진행한 경우 열처리시 자기장의 존재여부를 떠나 모두 수직자기이방성을 보였다. MgO/Pd 씨앗층을 사용한 경우 열처리 후에 수직자기이방성과 수평자기이방성이 혼합된 형태의 자기이력곡선을 얻었는데 이는 CoPd 박막의 x선 회절결과에서 밝혀낸 강한 (001) texture가 그 원인으로 사료된다. MgO 씨앗층이 사용된 CoPd 박막의 경우 열처리 후 강한 수직이방성을 갖는 것이 확인되었다. 이는 전술한 MgO/Pd 씨앗층의 경우와 달리 강한 (111) texture가 발달하였고 이로부터 MgO 씨앗층이 CoPd 박막에 수평방향의 인장응력을 주게 되어 강한 수직이방성을 갖는 것으로 분석된다.

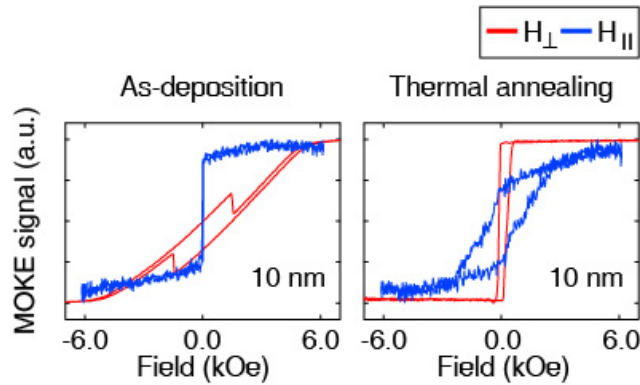


그림 1. 10 nm 두께의 MgO 씨앗층이 적용된 CoPd 합금박막의 열처리 전후의 자기적 성질. 빨간색은 polar MOKE로부터 측정된 수직자기이력곡선, 파란색은 longitudinal MOKE로부터 측정된 수평자기이력곡선이다.

4. 결론

MgO, MgO/Pd 두가지 씨앗층을 이용해서 CoPd 합금 박막에 성공적으로 수직자기이방성을 유도하였다. MgO 씨앗층을 사용한 경우 강한 수직자기이방성이 나타났으며 MgO/Pd 씨앗층을 사용한 경우 수직자기이방성과 수평자기이방성이 혼합되어 나타났다. MgO 씨앗층을 사용한 CoPd합금의 경우 강한 수직자기이방성을 갖는 박막의 응용에 매우 적합할 것으로 기대된다.

5. 감사의 글

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

6. 참고문헌

- [1] T. Shimatsu, H. Uwazumi, Y. Nakamura, J. Magn. Magn. Mater. 235 (2001) 273
- [2] S. Hashimoto, Y. Ochiai, K. Aso, Jpn. J. Appl. Phys. 28 (1989) 1596

Co와 Mn 도핑된 PbPdO₂의 자성 변화

이규준*, 추성민, Y. Saiga¹, T. Takabatake¹, 정명화

서강대학교 물리학과

¹히로시마 대학교 물리학과

스핀트로닉스는 전자의 전하와 함께 스핀을 이용하여 회로에 적용하는 분야를 말한다. 자성체에서 스핀트로닉스는 하나의 큰 분야로 자리 잡고 있으며 아직도 많은 연구들이 활발히 진행되고 있다. 이러한 스핀트로닉스를 실제로 적용하기 위해서는 적합한 물질을 찾는 것이 매우 중요하다. 스핀트로닉스에 적합한 물질로는 높은 스핀 분극과 긴 자유 평균 경로를 갖는 물질이다. 이런 물질로는 틸 없는 자성 반도체가 대표적인 물질이라고 할 수 있다. 이론적으로 PbPdO₂가 틸 없는 반도체로 예측된 바 있다[1]. 또한 이 물질에 Co를 치환할 경우 100% 스핀 분극을 이룰 수 있는 틸 없는 자성 반도체가 된다. PbPdO₂에 또 다른 자성 이온인 Mn을 치환한 경우도 실험하였다.

우선 PbPdO₂와 Co/Mn이 치환된 다결정을 고체 반응시켜 제작하였다. Co와 Mn 치환한 PbPdO₂의 경우는 자화율의 온도 의존성 측정에서는 고온에서 온도가 감소함에 따라 자화가 증가한다. PbPdO₂의 경우는 고온에서 반자성을 보이게 되고 여기에 Co와 Mn를 치환했을 때 상자성을 나타낸다. 고온 영역의 자화율을 Curie-Weiss law에 따라 피팅하면 Co 치환된 경우 4.65 μB 의 유효 자기 모멘트를 갖고 Mn 치환된 경우 11.78 μB 의 유효 자기 모멘트를 갖는다. 저온에서 PbPdO₂와 Co치환한 경우 모두 자화율이 증가한다. 하지만 저온에서 Mn을 치환한 경우 온도가 감소할 때 자화율이 감소한다.

PbPdO₂와 Co를 치환한 경우는 저온에서 자성이 강자성과 같은 거동을 보이게 된다. 이런 강자성적 성질은 자기저항의 데이터와 연관지어 분석할 경우 강한 스핀 궤도 결합에 의한 것이라고 분석된다. 하지만 Mn을 치환할 경우 저온에서 약한 강자성에 더해 metamagnetic 전이가 일어난다. 이것은 Mn 치환의 경우 저온에서 자화율이 감소하는 것과 연관 지어 생각할 때 Mn의 경우 반강자성의 성질을 나타나게 되는 것임을 알 수 있다.

틸 없는 반도체인 PbPdO₂의 경우 자성 이온을 도핑하였을 때 그 자성이 크게 변화하였다. 이것은 PbPdO₂가 도핑과 같은 화학적 변화에 의해 쉽게 자성을 변화시킬 수 있음을 보여준다. 이것은 틸 없는 자성 반도체를 찾는데 그 근거가 될 수 있다.

참고문헌

- [1] X. L. Wang, Phys. Rev. Lett. **100**, 156404 (2008)

Author Index

Name	Abstract ID	Page	Name	Abstract ID	Page
Ahn Chiyui	S03	39	Jo Younghun	S03	39
Ahn Chiyui	S04	41	Jo Younghun	S21	66
Ahn Jae Young	Q01	22	Joo Sungjung	II-3	91
Ahn Sung-Min	S13	53	Joon L. K.	P05	15
Bae Yu Jeong	Q01	22	Jung C. U.	P05	15
Bialek Beata	T03	130	Jung Hyunsung	S07	45
Biegalski Michael	P01	7	Jung Hyunsung	R02	24
Bocklage Lars	R02	24	Jung K. Y.	II-3	91
Chang Joon Yeon	S24	70	Jung M. -H.	P05	15
Chang Joonyeon	S02	37	Kambale R. C.	P07	19
Cho Cheong-Gu	S13	53	Kang Mool-Bit	S25	71
Cho J.	P05	15	Kim Byung Ik	P01	7
Cho Jaehun	S25	71	Kim CheolGi	II-4	93
Cho Sung-Hwan	P08	20	Kim D. H.	IV-4	106
Choe Sug-Bong	S10	50	Kim Dong-Hwan	IV-3	105
Choe Sug-Bong	S13	53	Kim Dongyoo	I-4	85
Choi Heon-Jin	S02	37	Kim Hijung	S02	37
Choi Hyeok-Cheol	초청강연	3	Kim Hyo-Jin	P08	20
Choi Youn-Seok	I-5	86	Kim Hyung-jun	S02	37
Choi Youn-Seok	R02	24	Kim In Gee	I-3	83
Choi Youn-Seok	S06	44	Kim In Gee	T01	127
Choi Youn-Seok	S07	45	Kim In Gee	T06	134
Christen Hans M.	P01	7	Kim J.	P05	15
Dung Dang Duc	II-2	90	Kim J.	P06	17
Fischer Peter	R02	24	Kim Ji-Wan	초청강연	3
Fischer Peter	S07	45	Kim K. S.	S17	58
Fitzsimmons M. R.	초청강연	3	Kim Ki-Yeon	초청강연	3
Hadiyawardman	R05	29	Kim Nam-Hee	S25	71
Han Dong-Soo	R02	24	Kim Sang-II	S21	66
Han Dong-Soo	S07	45	Kim Sang-Koog	I-5	86
Han Dong-Soo	S08	46	Kim Sang-Koog	R01	23
Han Suk-Hee	S02	37	Kim Sang-Koog	R02	24
Hermesdoerfer S. J.	S08	46	Kim Sang-Koog	S06	44
Hillebrands B.	S08	46	Kim Sang-Koog	S07	45
Hong Jisang	I-4	85	Kim Sang-Koog	S08	46
Hong Soon Cheol	T04	132	Kim Seong-Jin	IV-3	105
Hong Soon Cheol	T02	129	Kim Tae Hee	Q01	22
Hur N.	P07	19	Kim Tae Wan	S24	70
Im Mi-Young	R02	24	Kim Tae-Suk	II-3	91
Im Mi-Young	S07	45	Kim Yong-II	II-4	93
Ismail Agustina	P04	13	Kim Young Keun	S04	41
Jang Hyun Cheol	S02	37	Kim.D.S.	II-3	91
Jang Soo Young	S03	39	Kim.T.Y.	II-3	91
Jeon Kun-Rok	X06	203	Koo Hyun Cheol	S02	37
Jeong Boram	S03	39	Kumar Sharma Bharat	T02	129
Jeong Dae-Eun	R02	24	Kumar Sharma Bharat	T04	132

Name	Abstract ID	Page	Name	Abstract ID	Page
Kurnia F.	P05	15	Nam Joong-Hee	P01	7
Kweon H.	P09	21	Ocker Berthold	S03	39
Kweon J. J.	P09	21	Ocker Berthold	S04	41
Kwon H. W.	IV-4	106	Odkhuu Dorj	T02	129
Kwon Oryong	T02	129	Odkhuu Dorj	T04	132
Kwon Oryong	T04	132	Oh S. K.	R07	33
Landge Kalpana	T03	130	Park J. K.	P09	21
Langer Jürgen	S03	39	Park Jae Hyun	S26	73
Langer Jürgen	S04	41	Park Sang Yoon	초청강연	122
Lee B. W.	P04	13	Park Seung-Young	S03	39
Lee B. W.	P05	15	Park Seung-Young	S21	66
Lee B. W.	P06	17	Park Seung-young	S26	73
Lee B. W.	R05	29	Park Sungkyun	초청강연	3
Lee B.C.	II-3	91	Park Youn Ho	S02	37
Lee Cheol Eui	P09	21	Parkin Stuart	S15	56
Lee Hun-Sung	X06	203	Parwanta K. J.	R05	29
Lee Jae Il	T03	130	Phan T. L.	R06	30
Lee Jae-Chul	S10	50	Phan T. L.	R07	33
Lee Jae-Ryung	IV-3	105	Phan T. L.	S09	48
Lee Jee Yong	T01	127	Rajagukguk R.	P04	13
Lee Jehyun	R01	23	Rajagukguk R.	R05	29
Lee Jeong-Soo	초청강연	3	Rhee S. J.	P05	15
Lee Jong Min	S16	57	Rhie K.	II-3	91
Lee Jung-Goo	IV-3	105	Rhie Kungwon	S10	50
Lee Jun-Young	S08	46	Ryu Kwang-Su	X06	203
Lee K. W.	P09	21	Ryu Kwon-Sang	II-4	93
Lee Ki-Suk	I-5	86	Saiga Y.	X08	206
Lee Ki-Suk	R02	24	Schultheiss H.	S08	46
Lee Ki-Suk	S06	44	Seo Seung-Woo	T01	127
Lee Ki-Suk	S07	45	Shim S. -B.	P05	15
Lee Kwan-Woo	초청강연	121	Shin K.H.	II-3	91
Lee Kyoung-il	S24	70	Shin Kyung Ho	S24	70
Lee Kyung-Jin	S21	66	Shin Kyung-Ho	S03	39
Lee Nyun Jong	Q01	22	Shin Kyung-Ho	S04	41
Lee Sang-Hyup	IV-3	105	Shin Kyung-Ho	S10	50
Lee Tae Young	S03	39	Shin Kyung-Ho	S26	73
Lee Yeon Sub	S04	41	Shin Kyung-Ho	S21	66
Leven B.	S08	46	Shin Sung-Cheol	초청강연	3
Lim S. H.	S16	57	Shin Sung-Chul	X06	203
Lim Sang-Ho	S03	39	Song K. M.	P07	19
Liu C.	R05	29	Tadi Ravindar	II-4	93
Maass Wolfram	S03	39	Takabatake T.	X08	206
Maass Wolfram	S04	41	Tarigan K.	R06	30
Meier Guido	R02	24	Tarigan K.	R07	33
Michel Anny	Q01	22	Teichert A.	초청강연	3
Min Byoung-Chul	S03	39	Tsevelmaa Tumurbaatar	T04	132
Min Byoung-Chul	S04	41	Vogel Andreas	R02	24
Min Byoung-Chul	S21	66	Yang D. S.	R07	33
Min Byoung-Chul	S26	73	Yansen W.	P06	17
Min Kil Joon	S24	70	Yoo Myoung-Woo	I-5	86
Moon Kyoung-Woong	S10	50	Yoo Myoung-Woo	S07	45
Moon Kyoung-Woong	S13	53	Yoo Myoung-Woo	R01	23

Name	Abstract ID	Page	Name	Abstract ID	Page
Yoo Sang-Cheol	S13	53	김용민	W02	183
Yoo Sang-Im	P08	20	김용찬	U11	166
Yoon Young-Joon	P08	20	김재영	U08	159
You Chun-Yeol	초청강연	3	김종렬	IV-2	103
You Chun-Yeol	S25	71	김진모	II-5	96
Yu J. H.	IV-4	106	김진모	P03	11
Yu Ji-Hun	IV-3	105	김진우	IV-6	109
Yu S. C.	R06	30	김진우	V03	173
Yu S. C.	R07	33	김진희	S14	55
Yu S. C.	S09	48	김철기	S11	51
Yu S. C.	S17	58	김철기	U10	163
Yu Young-Sang	R02	24	김철기	W03	185
Yu Young-Sang	S07	45	김철기	W04	187
Yun Won Seok	T06	134	김철성	II-5	96
Zhang P.	R06	30	김철성	P03	11
Zhang P.	S09	48	김철성	U05	153
Zhang Y. D.	R06	30	김태완	S22	68
Zhang Y. D.	S17	58	김태완	S23	69
고정호	X07	204	김태완	U04	152
권오룡	T07	136	김태완	X04	201
권우준	II-5	96	김태완	X05	202
권해웅	총회초청	117	김태훈	IV-5	108
기상훈	S12	52	김태훈	V02	170
김근호	U02	147	김태훈	V05	176
김근호	W01	180	김형준	S23	69
김기찬	U01	144	김형준	U04	152
김남희	S20	63	김형준	X04	201
김대웅	V04	175	김형준	X05	202
김덕호	S20	63	김휘석	I-2	80
김도향	U03	150	김휘준	IV-7	111
김동영	R03	25	김휘준	U03	150
김동영	R04	27	김휘준	U06	155
김동영	U10	163	김휘준	U07	157
김동영	W03	185	남궁석	IV-5	108
김민기	W04	187	남궁석	V01	168
김병건	S12	52	남궁석	V02	170
김삼진	II-5	96	남궁석	V05	176
김삼진	U05	153	남궁정	U11	166
김상훈	X07	204	남동현	W01	180
김선옥	X01	194	남윤재	T08	137
김선옥	X02	196	노화용	S22	68
김선옥	X03	199	도재원	I-1	77
김성현	X02	196	도중희	S12	52
김세훈	IV-6	109	명보라	II-5	96
김세훈	V03	173	문경웅	T11	143
김수환	S19	62	민길준	S22	68
김승겸	U07	157	민길준	S23	69
김시동	W06	191	민길준	U04	152
김영도	IV-6	109	민길준	X04	201
김영도	V03	173	민길준	X05	202
김영학	U01	144	민병철	S20	63
김용민	U01	144	박광준	U02	147

Name	Abstract ID	Page	Name	Abstract ID	Page
박동성	S11	51	오용록	S11	51
박송이	IV-5	108	유권상	U10	163
박송이	V01	168	유권상	W04	187
박송이	V02	170	유천열	S20	63
박수영	U10	163	유천열	T10	140
박영덕	V01	168	윤관섭	I-1	77
박은수	IV-7	111	윤관섭	I-2	80
박은수	U06	155	윤석수	R03	25
박인성	S23	69	윤석수	R04	27
박인성	U04	152	윤석수	W03	185
박인성	X04	201	윤정범	T10	140
박인성	X05	202	이강수	T11	143
박창엽	P02	9	이경동	S15	56
박현수	I-2	80	이경동	T05	133
배정찬	IV-7	111	이경일	S22	68
배정찬	U03	150	이규준	S14	55
배정찬	U06	155	이규준	S19	62
백연경	IV-1	101	이규준	X08	206
버단선	S01	35	이근우	총회초청	117
서동석	U11	166	이기명	W05	189
서원석	S19	62	이동규	X03	199
성상근	S18	60	이민우	IV-5	108
손대락	W05	189	이민우	V01	168
손대락	W06	191	이병찬	T09	138
손일호	U02	147	이보화	U08	159
손일호	W01	180	이상석	U02	147
손장엽	X07	204	이상석	W01	180
송종현	P02	9	이성래	IV-5	108
송종현	S18	60	이성래	V01	168
송창빈	U11	166	이성래	V02	170
송창빈	V04	175	이성래	V05	176
송현석	S15	56	이수길	X07	204
송현석	T05	133	이연	S19	62
신경호	S20	63	이용혜	U05	153
신경호	T11	143	이우범	W01	180
신광호	U01	144	이인규	P03	11
신광호	W02	183	이장로	U02	147
신성철	S15	56	이재철	T11	143
신성철	T05	133	이정구	IV-1	101
신소원	S23	69	이정우	I-1	77
신소원	U04	152	이제민	I-1	77
신소원	X04	201	이주호	U03	150
신소원	X05	202	이진용	X01	194
신승찬	V06	178	이진용	X02	196
심금택	U07	157	이진용	X03	199
안성용	U05	153	이찬혁	P03	11
양시훈	S15	56	이태수	S01	35
엄영호	II-1	89	이하나	S22	68
엄종화	S22	68	이하나	S23	69
엄종화	S23	69	이하나	U04	152
연교흠	W06	191	이하나	X04	201
오선중	W03	185	이하나	X05	202

Name	Abstract ID	Page
이현숙	X01	194
이현숙	X02	196
이현숙	X03	199
임상호	T08	137
임상호	U12	167
임선호	I-1	77
임정태	P03	11
임혜인	U04	152
임혜인	U09	161
임혜인	X04	201
장명수	W01	180
장세중	V04	175
장안나	P02	9
장정원	S14	55
장태석	IV-5	108
장태석	V01	168
장태석	V02	170
장태석	V05	176
장태순	X01	194
장태순	X02	196
장평우	V06	178
전광원	IV-2	103
전병서	U11	166
전병서	V04	175
전보건	S01	35
전성재	R03	25
전성재	R04	27
전현준	U11	166
정명화	S14	55
정명화	S19	62
정명화	T10	140
정명화	X08	206
정술	U09	161
정재우	S01	35
정종율	S01	35
정진엽	W06	191

Name	Abstract ID	Page
정창욱	U08	159
제승근	T11	143
조나현	S14	55
조병기	초청강연	4
조상근	IV-2	103
조성래	II-2	90
조인식	V01	168
최경민	S20	63
최석봉	T11	143
최성문	U12	167
최영진	V04	175
최영하	S14	55
최종구	U02	147
최종구	W01	180
최창식	T09	138
최철진	IV-1	101
추성민	X08	206
탄빈	S11	51
한승규	U05	153
한창민	U01	144
한창민	W02	183
허무영	U06	155
허무영	U07	157
홍순철	T07	136
홍유식	W01	180
홍종일	X07	204
홍지상	S11	51
황규철	U07	157
황도근	U02	147
황도근	X01	194
황도근	X02	196
황도근	X03	199
황영훈	II-1	89
황지현	X02	196
황찬용	S11	51