

한국자기학회 2013년도 임시총회 및 하계학술연구발표회

KMS 2013 Summer Conference

논문개요집



일시 2013. 5. 30 (목) ~ 6.1(토)

장소 리첼호텔

주최 한국자기학회

후원 한국과학기술단체총연합회

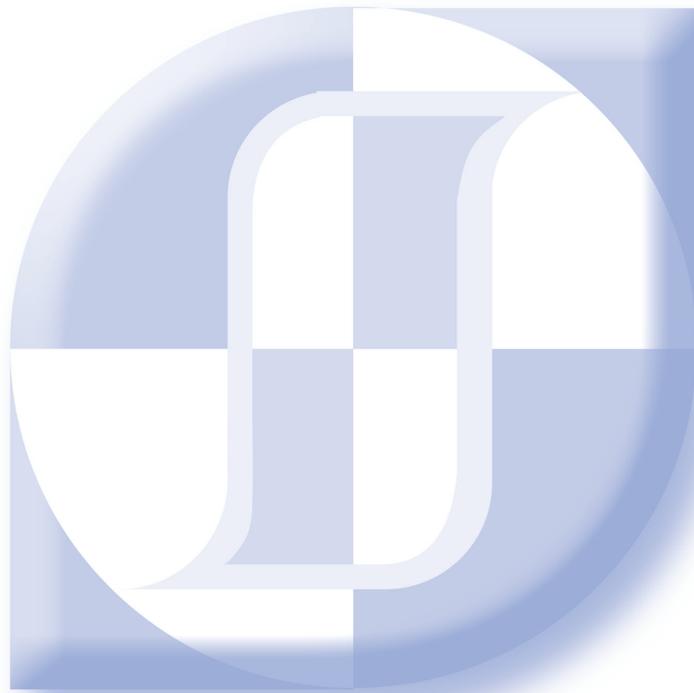
Digests of the KMS 2013 Summer Conference
The Korean Magnetics Society

사단법인 한국자기학회

한국자기학회 2013년도 임시총회 및 하계학술연구발표회

KMS 2013 Summer Conference

논문개요집



일시 2013. 5. 30 (목) ~ 6.1(토)

장소 리첼호텔

주최 한국자기학회

후원 한국과학기술단체총연합회

“이 발표논문집은 2013년도 정부재원으로 한국과학기술단체총연합회의 지원을 받아 발간되었음”



공지사항

1. 일정

5월 30일(목)	12:30~	참가자 등록	
	14:00~15:30	강습회 프로그램 (에메랄드)	
	15:30~15:45	Coffee Break	
	15:45~17:15	강습회 프로그램 (에메랄드)	
	17:15~18:40	Dinner	
	18:40~20:00	구두발표 (에메랄드)	구두발표 (루비)
5월 31일(금)	08:30~	참가자 등록	
	09:00~10:20	구두발표 (에메랄드)	구두발표 (루비)
	10:20~10:35	Coffee Break	
	10:35~11:55	구두발표 (에메랄드)	구두발표 (루비)
	11:55~13:30	Lunch	
	13:30~14:50	구두발표 (에메랄드)	구두발표 (루비)
	14:50~15:05	Coffee Break	
	15:05~16:25	구두발표 (에메랄드)	구두발표 (루비)
	16:25~16:40	Coffee Break	
	16:40~17:20	총회 특별초청강연 (크리스탈) - Adekunle Adeyeye (National University of Singapore)	
	17:20~18:00	정책토론회 (크리스탈)	
	18:00~18:30	한국자기학회 임시총회 (크리스탈)	
18:30~20:30	Gala Dinner (크리스탈)		
6월 1일(토)	08:30~	참가자 등록	
	09:00~10:20	구두발표 (에메랄드)	구두발표 (루비)
	10:20~10:35	Coffee Break	
	10:35~11:55	구두발표 (에메랄드)	
	11:55~12:20	폐회 (크리스탈)	

5월 30일 (목)

시 간	프로그램	
12:30 ~	참가자 등록	
14:00 ~ 15:30	강습회 프로그램 I - 스핀전류 (에메랄드)	
	좌장: 홍종일(연세대)	
14:00 ~ 15:30	T-1 Introduction to spin transport in magnetic nanostructures	
	이현우(포항공대)	
15:30 ~ 15:45	Coffee Break	
15:45 ~ 17:15	T-2 다양한 스핀토크의 응용	
	이경진(고려대)	
17:15 ~ 18:40	Dinner	
	구두발표	
18:40 ~ 20:00	Spintronics I (spin-orbit interaction) 에메랄드(4명)	Magnetism Theory I 루비(4명)
	SP-I 좌장: 이금원(고려대)	MT-I 좌장: 김인기(포항공대)



6월 1일 (토)

시 간	프로그램	
08:30 ~	참가자 등록	
	구두발표	
09:00 ~ 10:20	Spintronics III (domain wall) 에메랄드(4명)	Magnetism Theory II 루비(4명)
	SP-III 좌장: 장준연(KIST)	MT-II 좌장: 김미영(숙명여대)
10:20 ~ 10:35	Coffee Break	
10:35 ~ 11:55	Spintronics IV 에메랄드(4명)	
	SP-IV 좌장: 민병철(KIST)	
11:55 ~ 12:20	폐회 (크리스탈)	



CONTENTS

KMS 2013 Summer Conference

5월 31일(금) 16:40~17:20
Session : **총회 특별초청강연**

크리스탈

✿ 좌 장 : 장준연(KIST)

- S-1 16:40 **Artificial Ferromagnetic Nanostructures: An Experimental Platform for Magnonics** 3
Adekunle Adeyeye*

5월 30일(목) 14:00~17:15
Session : **강습회 프로그램**

에메랄드

✿ 좌 장 : 홍종일(연세대)

- T-1 14:00 **Introduction to Spin Transport in Magnetic Nanostructures** 7
Hyun-Woo Lee*
- T-2 15:45 **다양한 스핀토크의 응용** 8
이경진*

5월 30일(목) 18:40~20:00
Session : **구두발표 SP-I**

에메랄드

✿ 좌 장 : 이금원(고려대)

- SP-I-1 18:40 **Effect of In-plane Magnetic Field on Rashba Spin-orbit Interaction** 11
Won Young Choi*, Jae Hyun Kwon, Joonyeon Chang, Suk Hee Han and Hyun Cheol Koo
- SP-I-2 19:00 **Gate-controlled Spin-orbit Interaction Parameter in a GaSb Two-dimensional Hole Gas Structure** 12
Youn Ho Park*, Hyun Cheol Koo, Sang-Hoon Shin, Jin Dong Song, Hyung-jun Kim, Joonyeon Chang, Suk Hee Han, and Heon-Jin Choi
- SP-I-3 19:20 **Spin Filtering Device by Rashba-Aharonov-Bohm Interferometer** 14
Taeyueb Kim*, Jinki Hong, Hyuncheol Koo, Joonyeon Chang, Sukhee Han, Kyungho Shin
- SP-I-4 19:40 **Magnetization Behavior of Ultra-thin FexCo_{1-x} Alloy on Cr (100) Surface** 15
M. B. Hossain^{1*}, C. G. Kim¹, B.S.Chun², W. Kim², C.Y. Hwang^{2†}

5월 30일(목) 18:40~20:00
Session : 구두발표 MT-I

루비

✿ 좌 장 : 김인기(포항공대)

- MT-I-1 18:40 Magnetic Properties of graphene/BN/Co 17
Arqum Hashmi* and Jisang Hong
- MT-I-2 19:00 Magnetic Properties of Thin Films of a Magnetocaloric Material FeRh 18
Soyoung Jekal, Oryong Kwon, and Soon Cheol Hong*
- MT-I-3 19:20 Strong Correlation Effect by the Rare Earth Substitution on Thermoelectric Material Bi_2Te_3 ; in GGA+U Approach 19
Tran Van Quang and Miyoung Kim*
- MT-I-4 19:40 임염구조의 반쪽금속 MgN(001) 표면에서 격자늘림에 따른 반쪽금속성 깨짐에 대한 제일 원리 연구 21
Beata Bialek*, 김동철, 이재일

5월 31일(금) 09:00~10:20
Session : 구두발표 SM-I

에메랄드

✿ 좌 장 : 김동영(안동대)

- SM-I-1 09:00 입자크기에 따른 $\text{Ba}_2\text{Co}_{1.8}\text{Zn}_{0.2}\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ 의 자기적 특성 연구 25
조광래*, 이찬혁, 강지훈, 김철성
- SM-I-2 09:20 Fe-based 나노결정질 연자성 합금분말 제조 및 압분코어의 연자기 특성 27
장세종*, 김상욱, 최영진, 김규진, 송창빈
- SM-I-3 09:40 Negative Remanent Magnetization of a Single Domain Particle with Two Uniaxial Anisotropies 28
Yoon Jae Nam*, and S.H.Lim

5월 31일(금) 09:00~10:20
Session : 구두발표 SA-I

루비

✿ 좌 장 : 박승영(한국기초과학지원연구원)

- SA-I-1 09:00 직류 자기센서 시험장치 제작 29
이승주, 양창섭, 정현주, 손대락*
- SA-I-2 09:20 직교면 유도자기장 방향에 의존하는 GMR-SV 자기저항특성 연구 31
카지드마, 박광준, 황도근, 이장로, 이상석*

SA-I-3	09:40	3-축 Flux-gate Magnetometer를 사용한 자기장 분포측정 장치제작	34
		유일선*, 이성민, 김은애, 정다혜, 손대락	
SA-I-4	10:00	ABM 장치에서 탄속 입력 방법에 관한 연구	36
		이성민*, 유일선, 신준규, 정규채, 유권상, 손대락	

5월 31일(금) 10:35~11:55 Session : 구두발표 BM-I	에메랄드
--	------

* 좌 장 : 김형준(KIST)

BM-I-1	10:35	Measurement of Spatial Pulse Wave Velocity by using Clip-type Pulsimeter Equipped with Hall Sensor and Photoplethysmography	38
		Keun-Ho Kim, Yong-Jin Kim, Joo-Hyung Lee, Nam-Kyu Lee, and Sang-Suk Lee*	
BM-I-2	11:05	자기장 측정 흡소자 집게형 맥진기를 이용한 허맥과 실맥 예측 알고리즘 개발	41
		이남규*, 김근호, 김용진, 이상석	
BM-I-3	11:25	맘모그래피용 X선 마이크로포커스 음극 집속관 설계와 특성	44
		박태영*, 박광준, 장창실, 박래준, 이상석	

5월 31일(금) 10:35~11:55 Session : 구두발표 HM-I	루비
--	----

* 좌 장 : 유지훈(재료연구소)

HM-I-1	10:35	메카노케미컬법에 의한 Nd-Fe-B 분말 합성 및 세정공정이 자기적 특성에 미치는 영향 연구 ..	46
		김동수*, 진춘강, 백연경, 최철진	
HM-I-2	10:55	DyF ₃ -DyH _x 화합물 혼합분말 첨가에 따른 Nd-Fe-B 소결자석의 Dy 저감 효과	48
		김태훈*, 이성래, 이민우, 장태석	
HM-I-3	11:15	HDDR 공정 시 수소화 반응이 Nd-Fe-B계 분말의 미세조직과 자기적 특성에 미치는 영향 ..	50
		박영철*, 유지훈, 이정구	
HM-I-4	11:35	Thermal Stability of Hddr-treated Nd-Fe-B-type Material	52
		M. A. Matin*, H. W. Kwon, J. G. Lee, J. H. Yu	

5월 31일(금) 13:30~14:50 Session : 구두발표 SP-II	에메랄드
---	------

* 좌 장 : 구현철(KIST)

SP-II-1	13:30	Out-of-plane Magnetization Switching due to In-plane Current Pulse in Pt/Co/Pt Nanowires with Perpendicular Magnetic Anisotropy	54
		Sang-Cheol Yoo*, Soong-Geun Je, Kyung-Ho Shin, Byoung-Chul Min, and Sug-Bong Choe	

SP-II-2	13:50	The Interface Anisotropy of CoFeB/MgO using Amorphous FeZr Buffer Layer	55
K.Y.Jung*, D.S.Kim, S.J.Joo, Y.J.Jang and K.Rhie			
SP-II-3	14:10	MgO/Co/Pd 구조에서 나타나는 수직자기이방성의 계면 의존성 분석	57
김민석*, 임종구, 김상훈, 홍종일			
SP-II-4	14:30	Effect of CoFeB Composition and Mg Interlayer on Perpendicular Magnetic Anisotropy in Hf/CoFeB/MgO Structures	59
Chul-Hyun Moon*, Byoung-Chul Min, Kyung-Jin Lee, and Kyung-Ho Shin			

5월 31일(금) 13:30~14:50
Session : 구두발표 SA-II

루비

✿ 좌 장 : 이상석(상지대)

SA-II-1	13:30	Implementation of Linear Field Sensor utilizing Spin Transfer Torque-Magnetic Tunnel Junction	60
Sang-Il Kim*, Kyung-Jin Lee, and Seung-Young Park			
SA-II-2	13:50	방위각 센서 시험 장치 제작	62
이승주, 장세종, 김은애, 손대락*			
SA-II-3	14:10	외부자기장에서의 $\text{Li}_3\text{Fe}_2(\text{PO}_4)_3$ 양극물질 자기적 특성 연구	64
김희승*, 이인규, 한은주, 김삼진, 김철성			
SA-II-4	14:30	방열성능 개선을 통한 우퍼형 스피커의 성능 향상에 관한 수치적 연구	66
김형진*, 서재형, 이우영, 염정국, 서이수, 이무연			

5월 31일(금) 15:05~16:25
Session : 구두발표 SM-II

에메랄드

✿ 좌 장 : 이무연(동아대)

SM-II-1	15:05	The Magnetic Entropy Change of $\text{La}_{0.7-x}\text{Ga}_x\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ Compounds	68
J.S. Hwang*, K.S. Kim, B.S. Kang, J.S. Lee and S.C. Yu			
SM-II-2	15:25	$\text{Ba}_2\text{CoNiFe}_{12}\text{O}_{22}$ 의 자기적 특성 연구	70
원미희*, 임정태, 심인보, 이보화, 김철성			
SM-II-3	15:45	자기 유동에 의한 나노자성 와이어의 종횡비에 따른 자화상태 연구	72
김동영*, 전성재, 조성연, 윤석수			
SM-II-4	16:05	Spin Dynamics in CoFeB Nanowires using Micro-fabricated Coplanar Wave Guide	74
Jaehun Cho*, Jungbum Yoon, Fujii Yuya, Konishi Katsunori, Suzuki Yoshishige and Chun-Yeol You			

5월 31일(금) 15:05~16:25
Session : 구두발표 HM-II

루비

✿ 좌 장 : 장태석(선문대)

- HM-II-1 15:05 Perpendicular Magnetic Anisotropy in Amorphous Ferromagnetic CoSiB/Pd Multilayer with Various Thicknesses 76
Sol Jung*, Haein Yim
- HM-II-2 15:25 고성능 Nd-Fe-B-X(X=Co,Cu,Al,Si,Nb,Zr,Zn,Gd,Ga)계 희토류 영구자석 합금제조 및 자기적 특성 78
김상욱*, 최영진, 장세종, 오윤석, 이영주, 송창빈
- HM-II-3 15:45 Effect of Pre-sintering and Dipping Process on Microstructure and Magnetic Properties of Nd-Fe-B Sintered Magnet Dipped in DyH_x Suspension 79
Dhani Ram Dhakal*, Min-Woo Lee and Taesuk Jang[†]
- HM-II-4 16:05 DyH_x-DyF₃ 혼합용액을 이용하여 입계확산공정 처리한 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조와 자기적 특성의 변화 81
배경훈*, 김태훈, 이성래, 이민우, 장태석

6월 1일(토) 09:00~10:20
Session : 구두발표 SP-III

에메랄드

✿ 좌 장 : 장준연(KIST)

- SP-III-1 09:00 Field-induced Domain Wall Motion of Amorphous [CoSiB/Pt]N Multilayers with Perpendicular Magnetic Anisotropy 85
M. H. Jung, Y. H. Choi, K. J. Lee, Y. Yoshimura, K.-J. Kim, T.Ono, T. W. Kim, C.-Y. You*
- SP-III-2 09:20 단축 이방성이 아닌 자기 나노선에서 스핀파에 의한 자벽 운동에 대한 연구 86
한재호*, 이현우
- SP-III-3 09:40 Suppression and Enhancement of Current-Induced Domain wall motion due to Spin Hall effect 88
Soong-Geun Je*, Sang-Cheol Yoo, Byoung-Chul Min, Kyung-Ho Shin, and Sug-Bong Choe
- SP-III-4 10:00 Pt/Co/Pt 구조에서 Pt두께에 따른 자구벽 속도 변화 90
김덕호*, 유상철, 문경웅, 김진욱, 민병철, 신경호, 최석봉

6월 1일(토) 09:00~10:20
Session : 구두발표 MT-II

루비

✿ 좌 장 : 김미영(숙명여대)

- MT-II-1 09:00 Competition of Shape and Magnetocrystalline Anisotropy of B2 Type FeCo Structure ... 92
Jisang Hong*

MT-II-2 09:20	On the correlation and magnetism of B2-FeAl	93
	In Gee Kim* and Jee Yong Lee	
MT-II-3 09:40	A study on Binary Alloy Bethe Model with B2 FeAl	95
	Jee Yong Lee* and In Gee Kim	
MT-II-4 10:00	Effect of Spin-Transfer Torque on Mode Interference of Spin Waves	97
	Seo-Won Lee*, Hyun-Woo Lee and Kyung-Jin Lee	

6월 1일(토) 10:35~11:55
 Session : 구두발표 SP-IV

에메랄드

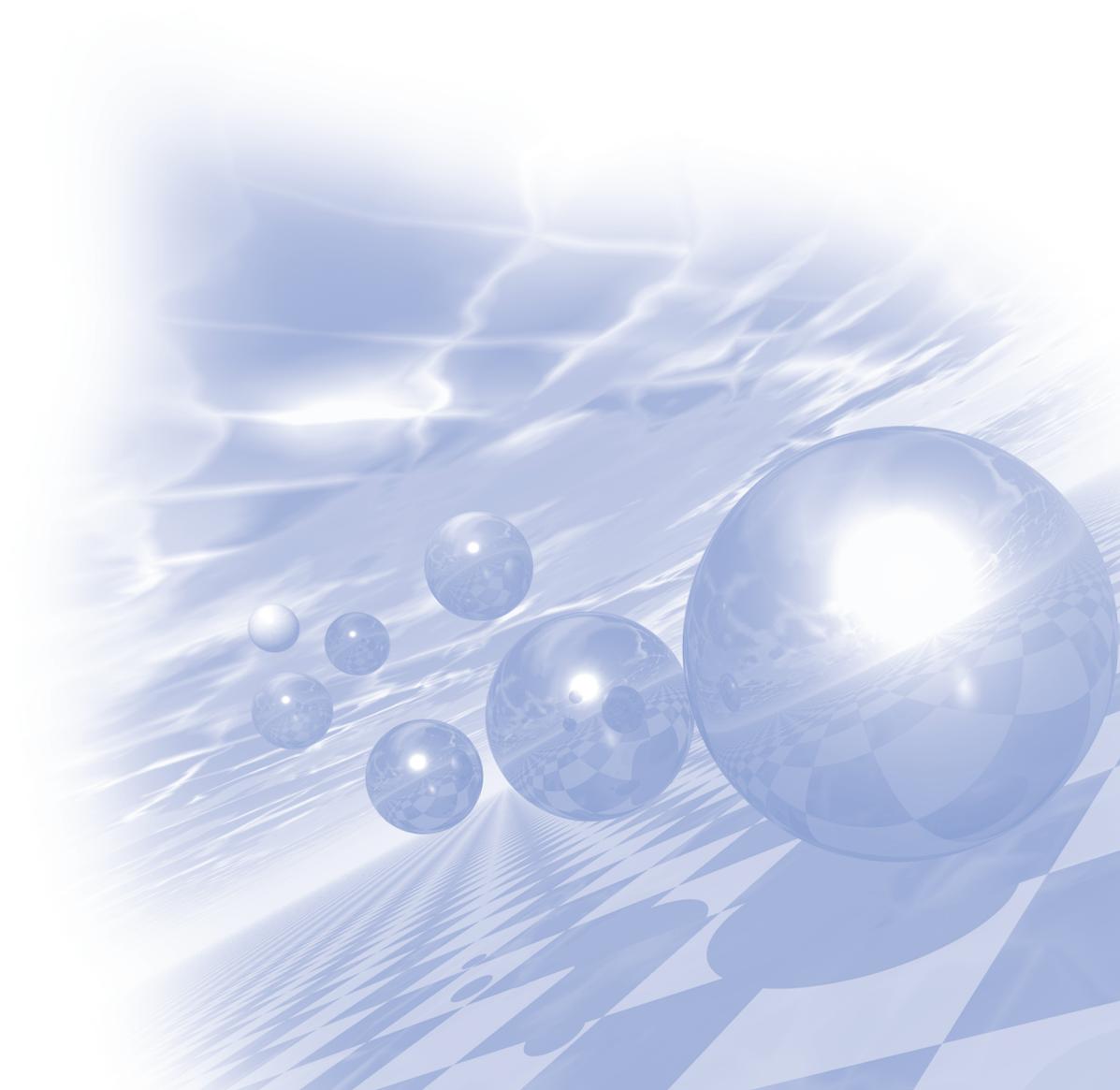
✿ 좌 장 : 민병철(KIST)

SP-IV-1 10:35	High Post-annealing Stability in [Pt/Co] Multilayers	98
	Tae Young Lee*, Dong Su Son, Sang Ho Lim [†] , and Seong-Rae Lee	
SP-IV-2 10:55	방위각 방향 스핀파를 이용한 자기소용돌이 핵 자화 반전에 대한 정량적 연구	100
	유명우*, 김상국	
SP-IV-3 11:15	결맞은 자기펄스를 이용한 자기소용돌이 회전운동 증폭 방법 연구	102
	유영상, 한동수*, 유명우, 이기석, 최윤석, 정현성, 이제현, 임미영, Peter Fischer, 김상국	
SP-IV-4 11:35	Spin Transport in Transferred In _{0.53} Ga _{0.47} As Channels Onto SiO ₂ Substrates	104
	양윤석*, 고현협, 구현철, 장준연, 김형준	



KMS 2013 Summer Conference

총회 특별초청강연



Artificial Ferromagnetic Nanostructures: An Experimental Platform for Magnonics

Adekunle Adeyeye*

Department of Electrical & Computer Engineering, National University of Singapore

Artificial ferromagnetic nanostructures with periodic lateral contrasts in magnetization are known as “magnonic crystals” (MCs), conceived as the magnetic analogue of photonic crystals. Recently, there is growing interest in the fundamental understanding of the spin wave propagation in MCs because of their huge potential in a wide range of applications such as microwave resonators, filters and spin wave logic devices. With advances in controlled nanofabrication techniques, it is now possible to synthesize high-quality periodic bi-component magnetic nanostructures with precisely controlled dimensions. The band spectrum of MCs consists of allowed states magnonic bands and forbidden states (magnonic gaps) that can be tuned by magnetic fields or geometrical parameters. We have shown that MCs represent a perfect system for studying excitations on disordered periodical lattices because of the possibility of controlled variation in the degree of disorder by varying the applied magnetic field [1]. We have also demonstrated functionality of magnetic logic based on a reconfigurable MC in the form of a meander-type ferromagnetic nanowire [2]. A ferromagnetic resonance method employing a microscopic coplanar waveguide was used to detect the logic state of the structure coded in its magnetic ground state.

This talk will be divided into 3 parts: the first part will focus on strategies we have developed for synthesizing high-quality 1-D and 2-D MCs using deep ultra-violet lithography technique at 248 nm exposure wavelength. Using resolution enhancement techniques, we have fabricated arrays of ferromagnetic nanostructures with lateral dimensions and inter-element spacing below the conventional resolution limit of optical lithography tools. The second part will focus on results of our recent systematic investigation of both the static and dynamic properties of MCs using a combination of magneto-optical Kerr effect measurements, magnetic force microscopy, broadband ferromagnetic resonance spectroscopy, magneto transport measurements and micromagnetic simulations. In the third part, the concept of binary magnetic nanostructures will be introduced and their potential application in magnetic logic devices demonstrated.

참고문헌

- [1] J. Ding, M. Kostylev, and A. O. Adeyeye *Physical Review Letters* 107,047205 (2011).
- [2] J. Ding, M. Kostylev, and A. O. Adeyeye *Applied Physics Letters* 100, 062401 (2012).



KMS 2013 Summer Conference

강습회 프로그램



Introduction to Spin Transport in Magnetic Nanostructures

Hyun-Woo Lee*

Department of Physics, Pohang University of Science and Technology

Intuition from macroscopic world often fails in microscopic world. Recent developments in nanoscale fabrication technology allow one to probe spin transport properties in microscopic world. This tutorial aims to provide a pedagogical introduction to the spin transport in nanostructures. Spin transport is important in the context of giant magnetoresistance and current-driven magnetization dynamics. Starting from rather familiar spin-polarized transport, the discussion will proceed to less familiar examples such as spin current without charge current and spin current in insulators, which are gaining recent attentions for their relevance to device applications.

다양한 스핀토크의 응용

이경진^{1*}

¹고려대학교, 신소재공학과

Berger [1]와 Slonczewski [2]에 의해 제안된 스핀토크는 전류를 이용하여 자화거동을 유기하는 새로운 방법으로 그동안 다양한 분야에서 연구가 진행되어왔다. 이들 두 이론가는 스핀토크의 발견에 대한 공로를 인정받아 미국 고체물리 분야에서 중요한 기여를 한 학자들에게 수여되는 Buckley prize를 공동수상한 바 있다 (2013 APS March meeting, Baltimore). 그동안 스핀토크에 관련된 많은 연구를 통해, 스핀토크의 원리에 대한 이해는 상당한 수준에 도달하였으며 다양한 스핀토크의 응용가능성에 대해 지속적인 연구가 진행되고 있다. 본 발표는 스핀토크의 응용과 관련하여 지금까지 이루어진 중요한 연구결과에 대한 요약과, 향후 새로운 스핀토크 응용에 대한 개괄로 구성될 예정이다. 보다 구체적으로, 가능한 한 스핀토크의 이론적 배경에 대한 내용은 최소화하고, 대신 스핀토크에 의한 자화반전 메모리, 고주파 발진기, 무작위 확률 소자, 자벽 이동 소자, 스핀 멤리스터, 스핀 로직 소자 등 다양한 응용분야에 대해 집중하여 강연할 예정이다.

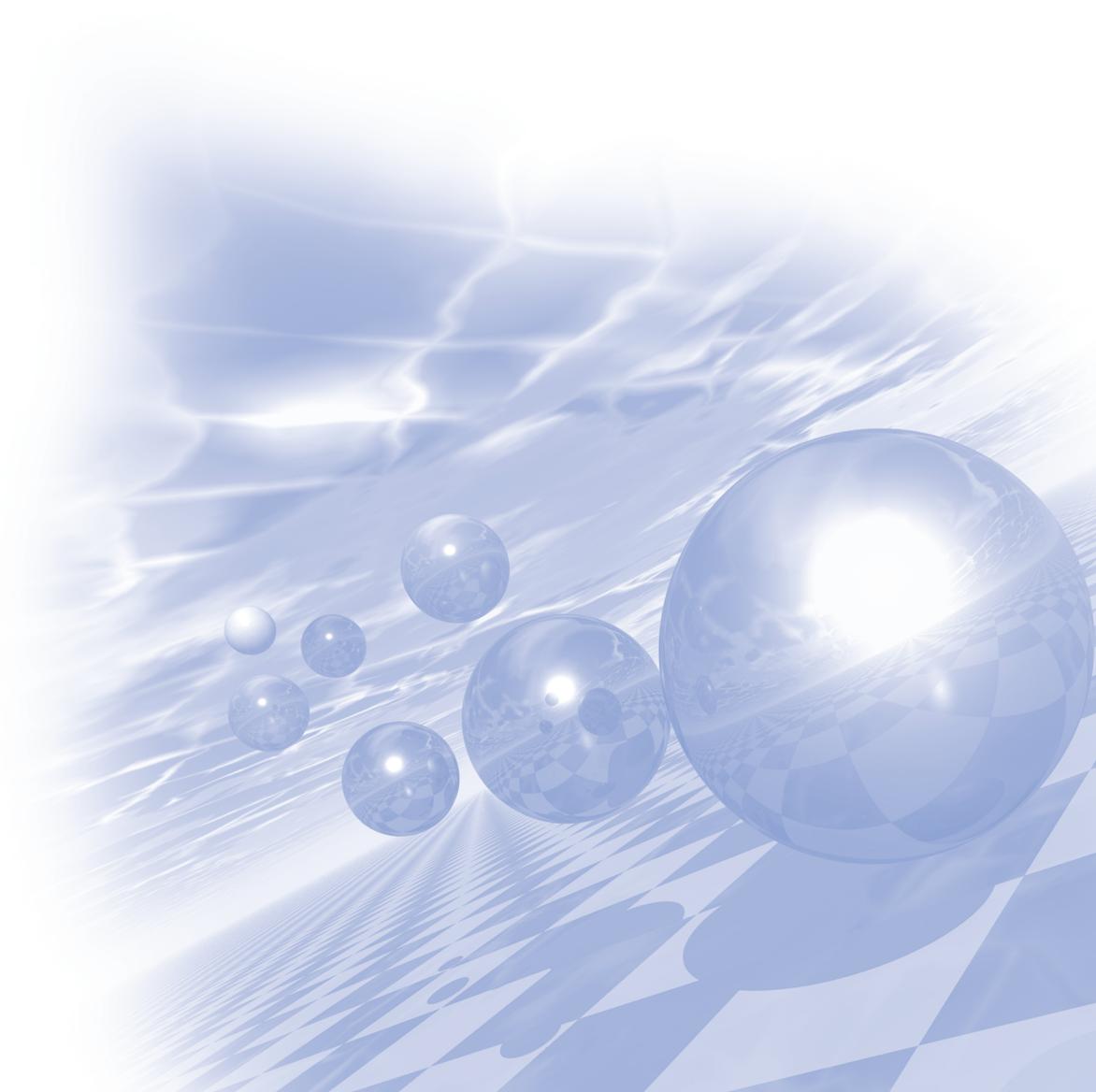
참고문헌

- [1] L. Berger, J. Appl. Phys. **3**, 2156 (1978); *ibid* **3**, 2137 (1979); Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
- [2] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).



KMS 2013 Summer Conference

구두발표 (목)



Effect of In-plane Magnetic Field on Rashba Spin-orbit Interaction

Won Young Choi^{1,3*}, Jae Hyun Kwon², Joonyeon Chang¹, Suk Hee Han¹ and Hyun Cheol Koo^{1,3}

¹Spin Convergence Research Center, Korea Institute of Science and Technology

²Department of Electrical and Computer Engineering, National University of Singapore

³KU-KIST Graduate School of Converging Science and Technology, Korea University

Since spin FET was proposed by Datta and Das^{1,2}, many researches related to spin injection, detection and modulation has been progressed. For electric device, ferromagnetic material is used for spin injector and detector due to its spin imbalance. In order to control the spin with electric field, the Rashba spin-orbit interaction (SOI) is concerned. Rashba SOI causes spin precession depending on its strength, so gate controlled strength of Rashba SOI induces shift of spin state.

Obtaining strength of Rashba SOI is important because spin state is determined by it. The Rashba SOI is induced by inversion asymmetry of quantum well structure and the slope of conduction band represents the strength of Rashba SOI. The strength of Rashba SOI is experimentally obtained from the Shubnikov de Hass (SdH) oscillation. The SdH oscillation is conductance change of channel for perpendicular magnetic field as a result of Zeeman spin splitting of Landau level which is quantization of cyclotron motion by applied magnetic field. The frequency of conductance oscillation is different for spin up and down due to the Rashba SOI. Consequently, the SdH oscillation shows the beat patterns.

However, as a tool for electrical manipulation of spin, interaction between Rashba SOI and magnetic field is not clearly investigated. In this study, the interaction is examined by tilted magnetic field. The Rashba SOI can be converted into effective magnetic field, Rashba field, and then vector sum of external magnetic field and Rashba field deserves consideration. In order to investigate this issue, we utilized InAs quantum well layer, sandwiched by InGaAs/InAlAs as cladding layer. Then, the SdH oscillation was observed with tilted magnetic field in y-z plane. The y-component (longitudinal term) of applied magnetic field will interact with the Rashba field and the z-component (perpendicular term) will induce the Zeeman effect. As a result, the strength of SOI was increased (decreased), when applied magnetic field is parallel (anti-parallel) to the Rashba field. We found a possibility to control the spin precession with magnetic field.

References

- [1] S. Datta and B. Das, *Appl. Phys. Lett.* 56, 665 (1990).
- [2] H. C. Koo *et al.* *Science*, 325, 1515 (2009).

Gate-controlled Spin-orbit Interaction Parameter in a GaSb Two-dimensional Hole Gas Structure

Youn Ho Park^{1,2,*}, Hyun Cheol Koo^{1,3,†}, Sang-Hoon Shin¹, Jin Dong Song¹, Hyung-jun Kim¹,
Joonyeon Chang¹, Suk Hee Han¹, and Heon-Jin Choi²

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

³KU-KIST Graduate School of Converging Science and Technology, Korea University, Seoul, 136-701, Republic of Korea

[†]Corresponding Author's email : hckoo@kist.re.kr

The Rashba spin-orbit interaction parameter (α) in a quantum well system is a critical factor to implement spin-based transistor because the spin precession angle is decided by gate-controlled spin-orbit interaction parameter [1]. Usually n -type channel is selected for the spin transport in the spin transistor. However, in order to apply for the complementary logic, p -type channel should be also necessary.

In this research, using a two-dimensional hole gas (2DHG) structure, Shubnikov-de Haas (SdH) oscillation measurement is performed for extracting the spin-orbit interaction parameter of the p -type channel. We grew a p -type GaSb channel which is sandwiched by double cladding layers of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ and $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. A Be-doped InP layer is used as a carrier supply layer in the 2DHG structure. In this structure, the Rashba spin-orbit interaction, which can arise from an asymmetry in the confined potential of the quantum well, induces imbalance of spin-up and -down holes. For the SdH measurement, $64\mu\text{m}$ wide Hall bar is defined by photo-lithography with dry etching process and a 100 nm thick SiO_2 layer is deposited as a gate insulating layer.

We have calculated the spin-orbit interaction parameter and the effective mass using the Shubnikov-de Haas (SdH) oscillation measurement in a GaSb two-dimensional hole gas (2DHG) structure as shown in fig 1. The inset illustrates the device geometry. The spin-orbit interaction parameter of $1.71 \times 10^{-11}\text{eV}\text{m}$ and effective mass of $0.98m_0$ are obtained at $T = 1.8\text{ K}$, respectively. Figure 2 shows the gate dependence of the spin-orbit interaction parameter and the hole concentration at 1.8 K, which indicates the spin-orbit interaction parameter increases with the carrier concentration in p -type channel. On the other hand, opposite gate dependence was found in n -type channel [1, 2]. Therefore, the combined device of p - and n -type channel spin transistor would be a good candidate for the complementary logic device.

참고문헌

- [1] H. C. Koo, J. H. Kwon, J. Eom, J. Chang, S. H. Han, and M. Johnson, *Science*, **325**, 1515 (2009).
- [2] J. Nitta, T. Akazaki, and H. Takayanagi, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1335 (1997).

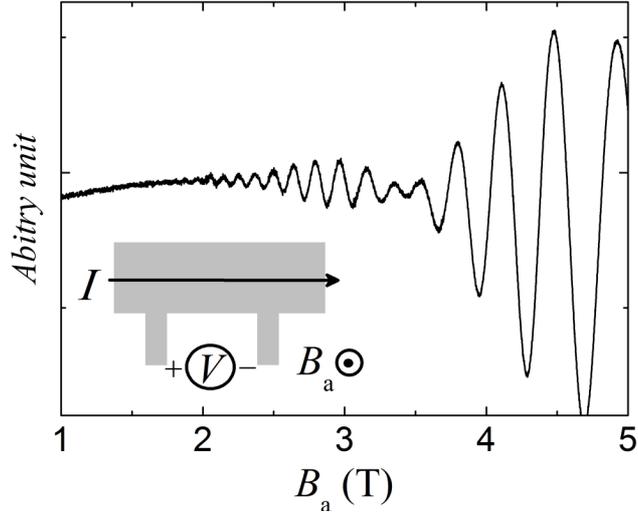


Fig. 1. Shubnikov-de Haas (SdH) oscillation at $T = 1.8$ K. The inset shows the measurement geometry and the fast Fourier transform of the SdH curve.

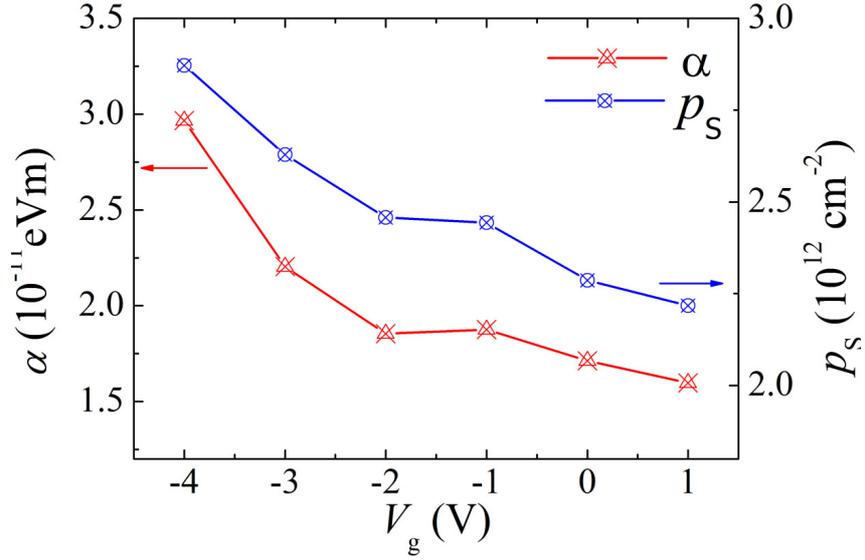


Fig. 2. Gate voltage dependences of the Rashba spin-orbit interaction parameter and carrier density.

Spin Filtering Device by Rashba-Aharonov-Bohm Interferometer

Taeyueb Kim^{1,2*}, Jinki Hong¹, Hyuncheol Koo², Joonyeon Chang², Sukhee Han², Kyungho Shin²

¹Department of Applied Physics, Korea University, Chochiwon, Korea

²Spin convergence research center, Korea Institute of Science and Technology, Seoul 136-791, Korea

The controlled generation, manipulation and detection of spin-polarized currents in semiconductor is an important issue in spintronic devices [1]. The great variety of spin related techniques have been experimentally demonstrated so far. All of them, however, make use of the classical electromagnetic force or torque acting locally on the magnetic moment associated with the spin. The Rashba spin-orbit interaction has been focused to manipulate spin currents. Furthermore, the quantum point contact (QPC) having the Rashba interaction was recently proposed as a spin-current generator. [2], [3], [4]

In this work, we study an alternative way to manipulate spin polarized current using purely quantum-mechanical and nonlocal method by adopting wave interference effect. The principal mechanism of the proposed spin polarizer contains Aharonov-Bohm (AB) and Aharonov-Casher (AC) phase. AB effect relies on the electron's charge under magnetic field while AC effect comes from electron's magnetic moment with electric field. The Rashba spin-orbit interaction is responsible for AC effect in our device and provides a spin-dependent phase factor.

Our devices were fabricated on the InAs quantum well structures using electron-beam lithography and wet etching process. We were connected two QPCs in series. QPCs connected to the series form the ballistic interference system. An external magnetic field was applied in perpendicular with the ballistic interference system. We have been observed the AB-oscillation at the low temperature. We believe that these data can be an evidence for our interference system to work as a spin polarizer. These devices perform as the spin filter. By avoiding the use of ferromagnetic contact, such interference system may make feasible the development of a variety of spintronic devices.

참고문헌

- [1] Mikio Eto, Tetsuya Hayashi and Yuji Kurotani, *J. Phys. Soc. Jpn.* 74, 7, 1934 (2005)
- [2] P. Debray, S. M. S. Rahman, J. Wan, R. S. Newrock, M. Cahay, A. T. Ngo, S. E. Ulloa, S. T. Herbert, M. Muhammad and M. Johnson, *Nature Nanotech.* 4, 759 (2009)
- [3] A. Reynoso, Gonzalo Usaj, and C. A. Balseiro, *Phys. Rev. B.* 75, 085321 (2007)
- [4] Makoto Kohda, Shuji Nakamura, Yoshitaka Nishihara, Kensuke Kobayashi, Teruo Ono, Jun-ichiro Ohe, Yasuhiro Tokura, Taiki Mineno & Junsaku Nitta, *Nature Commun.* 3, 1082 (2012)

Magnetization Behavior of Ultra-thin $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ Alloy on Cr (100) Surface

M. B. Hossain^{1*}, C. G. Kim¹, B.S.Chun², W. Kim², C.Y. Hwang^{2†}

¹Department of Materials Science and Engineering, Chungnam National University, Daejeon, 305-764, Korea.

²Division of Industrial Metrology, Korea Research Institute of Standards and Science, Daejeon, Republic of Korea.

[†]Corresponding author: Email address: cyhwang@kriss.re.k (Chanyong Hwang)

Abstract: Magnetization behavior of ultra thin $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ alloy (where x varies from 0 to 100) has been investigated as functions of composition on Cr (100) substrate by using in situ surface magneto optical Kerr effect (SMOKE). It's always show in plane uniaxial magnetic anisotropy at room temperature (RT) & Low temperature (LT). It is observed that composition dependent coercive force maximum at about 30 at % Co and 70 at % Co atomic ratio and minimum near equiatomic site. The relative magnetic moments as composition variation also show magnetization collapse near equiatomic site. The magnetization behaviors of Fe-Co alloy on Cr (100) due to composition varies are supported the order-disordering as well as structural stability bcc (ferromagnetic)/ fcc (anti-ferromagnetic) phase stability magnetism.

Keywords: Fe-Co alloy, Coercive force, Magnetic moment, ordering-disordering phase & Spin polarization.

1. Experiments

The experiments were performed on the ultrahigh vacuum (UHV) systems. The Cr (100) crystal surface was cleaned using 1KV Ar ions sputtering and subsequently annealed at 900K. Magnetization measured using the surface magneto optical Kerr effect (SMOKE) that was conducted on UHV with He-Ne laser (632nm wavelength).

2. Results

The coercive force curve as composition varies shown in (fig 1). It is observed that the maximum coercive force near at 30 at % Co and 70 at % Co and gradually decrease near equiatomic site.

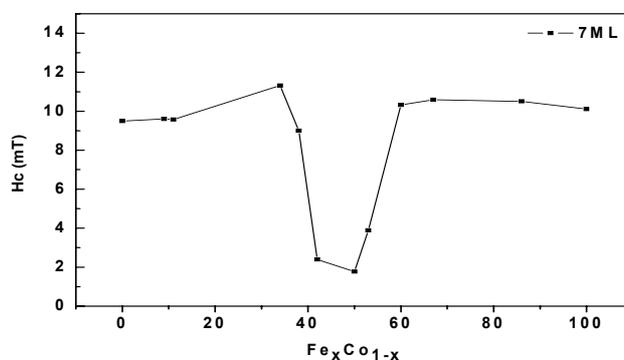


Fig. (1); Coercive force of $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ / Cr (100) at RT.

In fig (2) we attempt to a quantitative comparison of relative magnetic moment of $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ alloy. It shows maximum magnetic moment near at 30 at % of Co and 70 at % Co and then gradually decreases near equiatomic composition.

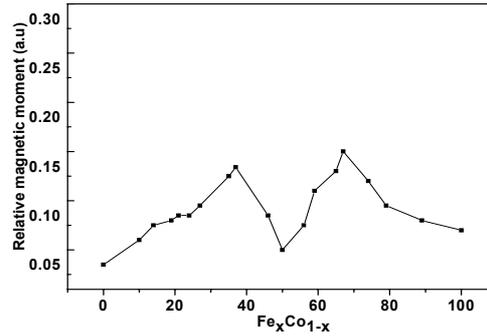


Fig. (2); Relative magnetic moment of 7ML Fe_xCo_{1-x} / Cr (100) at RT.

3. Discussions

The electronic and magnetic behaviors of FeCo alloy has lots of information on Slater-Pauling curve regarding on bulk metal alloy. It shows a linear increase of the average magnetic moment as a function of the increasing electron per atom ratio, maximum occurs at a 50:50 alloy composition which is not observed experimentally. In fact, the Co moment remains approximately constant over the whole composition range and the moment Fe varies significantly that accounts for the maximum in the Slater-Pauling curve at around 30 at % Co [2]. In this case we can extend our idea on structural induce magnetic properties of thin FeCo alloy. J.A.Oyedele et. al. [3] shows ordering-disordering phase transition effectively near equiatomic site. I.Ohnuma et. al. [4] confirmed from their experiment that the two phase region between the b.c.c and f.c.c γ (A1) phase exists on the α (A2)/ α' (B2) ordering-disordering boundary and very sensitive for thin Fe-Co alloy. In fcc phase exist as ferromagnetic or antiferromagnetic depend on lattice constant. Fe-Co alloy changed their lattice constant as function of composition varies [5]. In theory there is another observation that it absorbed high spin (HS) and low spin (LS) due to the structure change as composition varies at 45% of Co [6].

4. Conclusion

In the summery the Fe_xCo_{1-x} alloy on Cr (100) substrate always shows in plane magnetization. The coercive force shows maximum near at 30 at % Co and 70 at % Co and gradually decreases near at equiatomic site. These magnetizations behaviors for composition dependent might occur due to spin polarization, structural change, ordering-disordering phase as bcc/fcc and surface ground state properties through d- hole filling mechanism of Fe-Co alloy.

Reference

- [1] R.H.Victora and L.M.Falicov, Phys.Rev. B 30, 259 (1984); R.H.Victora, L.M.Falicov and S.Ishida, *ibid.* 30, 3896 (1984).
- [2] P. Weiss and R.Forrer, Ann.Phys. 12, 279 (1929).
- [3] J.A.Oyedele and M.F.Collins, Phys.Rev.B 16, 3208 (1977).
- [4] Ikuo Ohnuma, Hirotohi Enokia, Osamu Ikeda, Ryosuke Kainuma, Hiroshi Ohtani, Bo Sundman, Kiyohito Ishida, Acta Materialia, 50, 379 (2002).
- [5] H.Moumeni, S.Alleg,J.M.Greeneche, J.Alloy Compd.386, 12 (2005).
- [6] I. A. Abrikosov, P. James, and O. Eriksson, P. So"nderlind, A. V. Ruban and H. L. Skriver, B. Johansson, Phys. Rev. B 54, 3380 (1996-I).
- [7] E.Fawcett, Rev.Mod.Phys. 60, 209 (1988).

Magnetic Properties of graphene/BN/Co

Arqum Hashmi* and Jisang Hong

Department of Physics, Pukyong National University, Busan Korea 608-737

Magnetic properties of graphene/BN/Co(111) have been explored using density functional theory. In this work, we have employed both semi empirical and non-local van der Waals functional methods . It is found that the buckling geometry in BN layer is induced due to Co substrate and this results in enhanced adsorption of graphene on BN/Co(111). In addition, we have found that the graphene/BN/Co(111) can be applied for potential spintronics applications.

Magnetic Properties of Thin Films of a Magnetocaloric Material FeRh

Soyoung Jekal, Oryong Kwon, and Soon Cheol Hong*
Department of Physics and Energy Harvest Storage Research Center
University of Ulsan, Ulsan 680-749, Republic of Korea

Abstract

A FeRh alloy is a well-known efficient magnetocaloric material and some experimental and theoretical studies of bulk FeRh have been reported already by several groups. In this study we report first-principles calculations on magnetic properties of different thickness FeRh thin films in order to investigate the possibility to enhance further the magnetocaloric efficiency. We used Vienna Ab-initio Simulation Package (VASP) code. We found that the FeRh thin films have quite different magnetic properties from the bulk when the thickness is thinner than 6-atomic-layers. While bulk FeRh has a G-type antiferromagnetic (AFM) state, thin films which are thinner than 6-atomic-layers have an A-type AFM state or a ferromagnetic(FM) state. We will discuss possibility of magnetic phase transitions of the FeRh thin films in the view point of a magnetocaloric effect. And we found 4-, 5-, 6-layers films with Fe surface and 7-layers film with Rh surface are FM and they have dozens eV magnetocrystalline anisotropy (MCA) energy. MCA energy leads to determine energy barrier when magnetic states are changed by external magnetic field.

Strong Correlation Effect by the Rare Earth Substitution on Thermoelectric Material Bi_2Te_3 ; in GGA+U Approach

Tran Van Quang^{1,2} and Miyoung Kim^{3*}†

¹Dept of Physics, Hanoi Univeristy of Transport and Communications, Vietnam

²Dept of Physics, Ajou University

³Dept of Nano Physics, Sookmyung Women's University

†corresponding author: kimmy@sm.ac.kr

Abstract: Thermoelectric properties of the typical thermoelectric host materials, the tellurides and selenides, are known to be noticeably changed by their volume change due to the strain [1]. In the bismuth telluride (Bi_2Te_3) crystal, a substitution of rare-earth element by replacing one of the Bi atoms may cause the change of the lattice parameters while remaining the rhombohedral structure of the host material. Using the first-principles approach by the precise full potential linearized augmented plane wave (FLAPW) method [2], we investigated the Ce substitution effect on the thermoelectric transport coefficients for the bismuth telluride, employing Boltzmann's equation in a constant relaxation-time approach fed with the FLAPW wave-functions within the rigid band approximation. Depending on the real process of re-arrangement of atoms in the cell to reach the equilibrium state, CeBiTe_3 was found to manifest a metal or a narrow bandgap semiconductor. This feature along with the strong correlation effect originated by the 4f states of Ce affect significantly on the thermoelectric properties. We showed that the position of the strongly localized f-states in energy scale (Fig. 1, f-states are shaded) was found to alter critically the transport properties in this material suggesting an opportunity to improve the thermoelectric efficiency by tuning the external strain which may changing the location of the f-states.

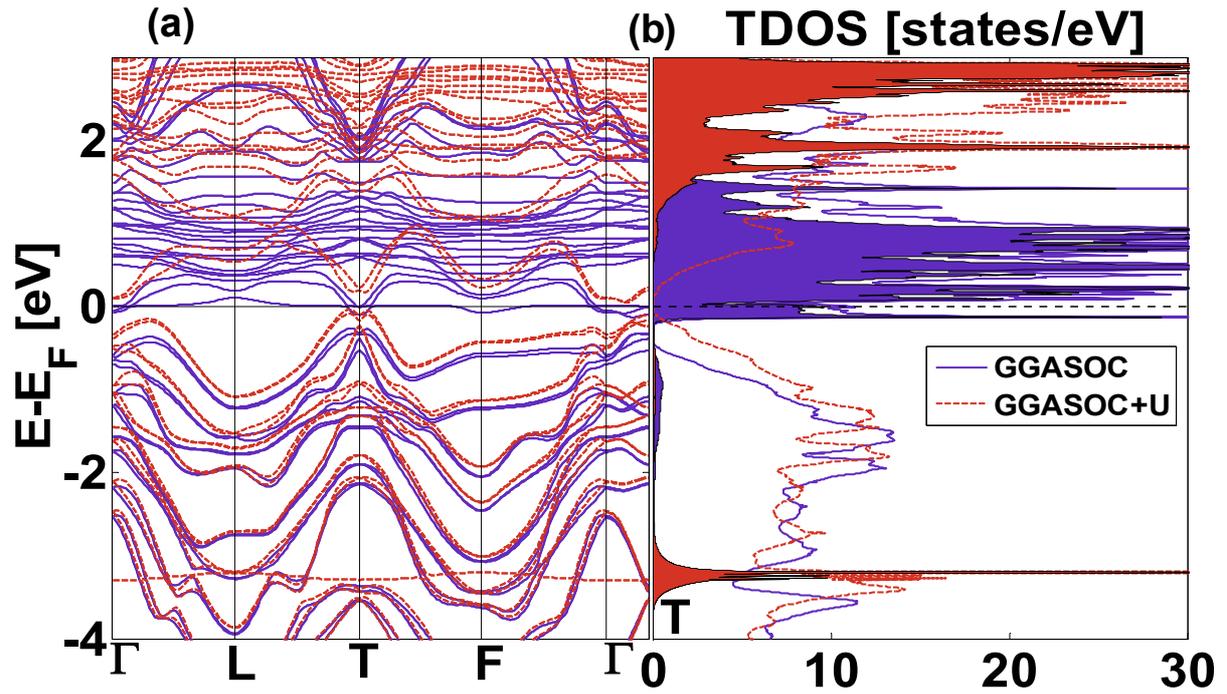


Fig. 1. (a) Band structure and (b) DOS within GGA-SOC (solid violet line) and GGASOC+U (dash orange line) calculations with the shaded f-states, respectively

감사의 글

This work is support by Basic Science Research Program (2012-0004354) through the National Research Foundation of Korea.

참고문헌

- [1] M. S. Park, J. H. Song, J. E. Medvedeva, M. Kim, I. G. Kim and A. J. Freeman, Phys. Rev. B **81**, 155211 (2010).
- [2] E. Wimmer, H. Krakauer, M. Weinert, and A. J. Freeman, Phys. Rev. B **24**, 864 (1981).

암염구조의 반쪽금속 MgN(001) 표면에서 격자늘림에 따른 반쪽금속성 깨짐에 대한 제일원리 연구

Beata Bialek^{1*}, 김동철², 이재일¹

¹인하대학교 물리학과, 인천 남구 용현동 253, 인천 402-751

²한라대학교 전기전자공학과, 강원도 원주시 한라대 1길, 220-712

1. 연구동기

최근 들어, 전이금속을 포함하지 않으면서 반쪽금속성을 나타내는 강자성체가 관심을 끌고 있다. 이러한 물질로는, 알칼리 금속과 V족 또는 VI 족과의 이원화합물이나, 알칼리 토금속과 V/VI족 원소와의 화합물이 있다. 3d 전자를 포함하는 반쪽금속에서는 이중 교환상호작용이나 p-d 교환상호작용에 의해 반쪽금속성이 나타나는데 반해 이들 물질은 sp 원소들만으로 반쪽금속성을 나타내기 때문에 sp 형 반쪽금속이라 불린다. 최근에 Drogetti 등은 전자구조 계산을 통하여 암염 (rocksalt: RS)이나 섬아연광(zinc-blende; ZB) 구조를 가진 MgN 화합물이 반쪽금속성을 가짐을 보였다 [1]. 본 연구자들은 ZB 구조나 RS 구조를 가지는 MgN(001) 표면의 전자구조를 계산하고 이들 표면에서도 반쪽금속성이 유지됨을 보였다 [2]. 반쪽금속 물질은 스핀트로닉스 소자에서 주로 스핀주입물질로 이용되는데 효율적 응용을 위해 다른 물질과 계면을 이룰 때 적절한 격자상수 부합이 필요하다. 여기서는 RS 구조의 MgN(001)계에서 2차원 정사각형 격자상수를 표면층에 평행하도록 늘림에 따라 반쪽금속성의 유지 여부를 제일원리 전자구조 계산방법을 통하여 검토하였다.

2. 연구방법 및 모형

RS 구조를 가지는 MgN이 (001) 표면을 연구하기 위해 얇은 판 모형을 사용하여 각 층에 Mg 와 N 원자가 2차원 단위세포 당 1개씩 포함하도록 구성하였다. 원래 상태에서 2차원 단위세포인 정사각형의 한 변은 5.94 a.u. (격자상수인 8.4 a.u.의 $\sqrt{2}/2$) 로 잡았고, 층간 간격은 8.4 a.u.의 1/2인 4.2 a.u. 로 잡았다. 표면층에 평행한 방향으로 2차원 격자상수를 늘릴 때 전체 부피는 일정하게 되도록 하였기 때문에 층간 간격은 줄어들게 되는데 표 1에 고려한 7개 계의 구조를 정리하였다. 이들 계의 전자구조 및 반쪽금속성 유지 여부를 확인하기 위하여 PBE 형의 GGA 근사 [3]를 도입한 FLAPW (Full-potential Liniarized Augmented Plane Wave) 전자구조 방법[4]을 이용하였다.

3. 결과 및 논의

표 1에 2차원 정사각형 격자의 격자상수를 원래 상태에 비해 1.02, 1.04, 1.06 배 등으로 늘려 가면서 이에 따라 z 축은 0.9612, 0.9246, 0.8900 만큼 줄어드는 7개의 구조에 대해, 총에너지 값과 총 자기모멘트 값, 그리고 가운데 층과 표면층 Mg 와 N 원자의 자기모멘트 값을 정리하였다. 여기에서 보면 총 에너지는 변형되지 않은 원래 형태의 값이 가장 낮았으며 변형의 정도가 클수록 에너지가 높아졌다. 총 자기모멘트를 보면 2차원 격자상수를 8% 가까이 늘릴 때 까지는 그 값이 9.00 μ_B 로서, 계 전체적으로 반쪽금속성을 유지 하였으나 8%로 늘리면 총 자기모멘트 값이 8.99 μ_B 로 반쪽금속성이 깨지기 시작하였다. 2차원 격자상수를 9% 늘린 경우에는 총자기모멘트가 8.90 μ_B , 10% 늘린 경우에는 8.92 μ_B 로서 반쪽금속성이 유지되지 못하였다.

원래 상태에서 가운데 층의 Mg 와 N 원자의 자기모멘트는 각기 0.00 과 0.61 μ_B 로서 덩치상태의 경우와 부합하였으며, 표면 N 원자의 자기모멘트도 0.61 μ_B 이었으나 표면 Mg 원자의 경우는 0.01 μ_B 로서 아주 작은 값을 가졌다. 격자 상수를 늘려도 각 원자의 자기모멘트 값에는 큰 변화가 없었으나 가운데 층 Mg 나 표면

Mg 원자의 자기모멘트는 미세하게 증가하였다. N 원자의 경우는 격자상수를 늘려갈 때 가운데 층 N 원자의 자기모멘트는 다소 증가한 반면 표면 N원자의 자기모멘트 값은 다소 감소하였다.

Table 1. Structures, total energies, and magnetic moments of each structure.

structure (x × y × z)	$\Delta(\text{total E})$ (eV)	magnetic moment (μB)				
		total	Mg(C)	Mg(S)	N(C)	N(S)
1.00 × 1.00 × 1.00	0.000	9.00	0.00	0.01	0.61	0.61
1.02 × 1.02 × 0.9612	0.408	9.00	0.00	0.01	0.61	0.62
1.04 × 1.04 × 0.9246	1.281	9.00	0.00	0.01	0.61	0.62
1.06 × 1.06 × 0.8900	2.905	9.00	0.00	0.01	0.62	0.62
1.08 × 1.08 × 0.8573	5.187	8.99	0.00	0.01	0.62	0.62
1.09 × 1.09 × 0.8417	6.808	8.90	0.00	0.02	0.62	0.61
1.10 × 1.10 × 0.8264	8.650	8.92	0.01	0.02	0.63	0.61

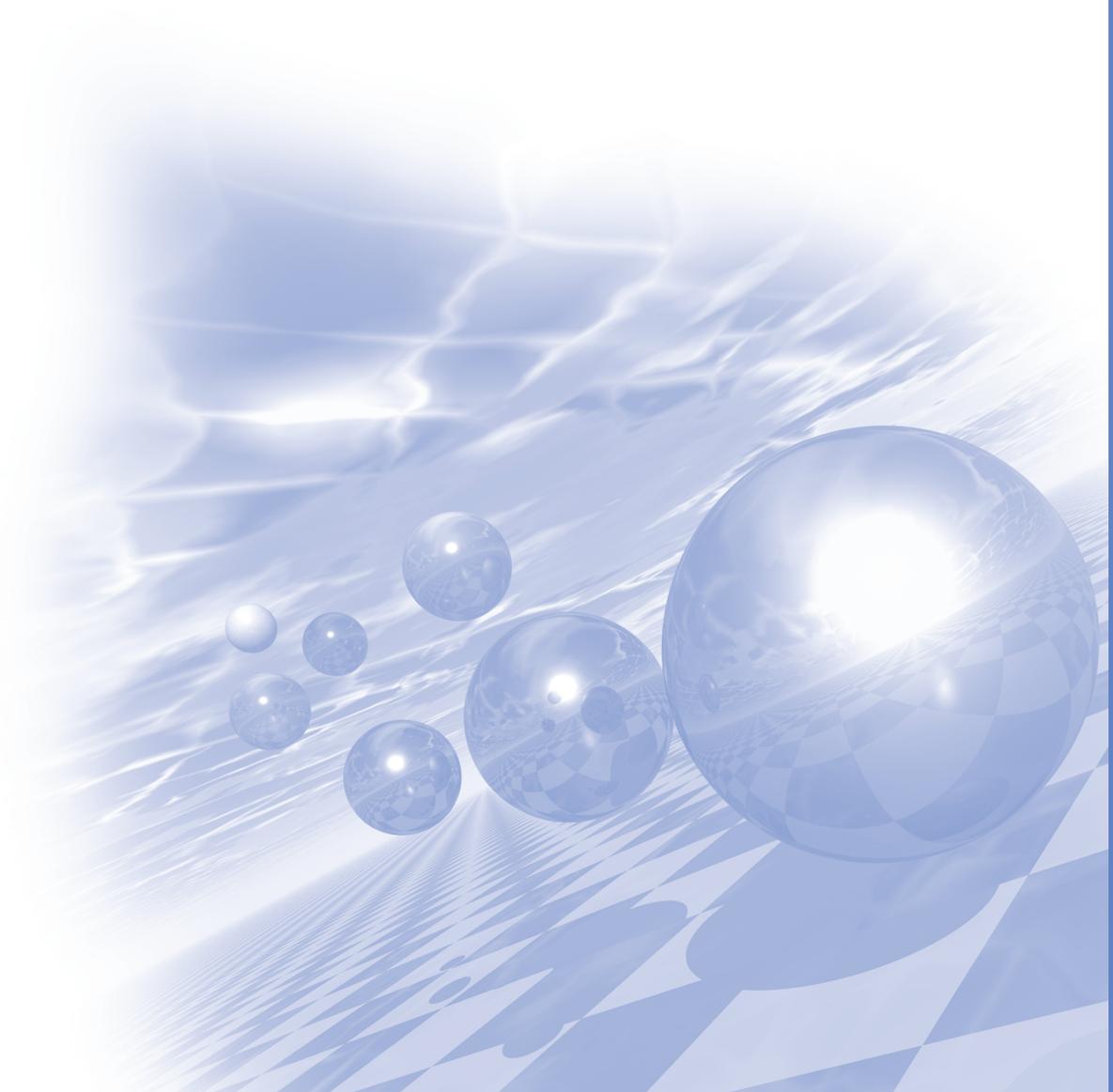
참고문헌

- [1] A. Droghetti, N. Boadji, and S. Sanbitto, Phys. Rev. B **80**, 235310 (2009).
- [2] B. Bialek and Jae Il Lee, Solid State Commun. **150**, 2138 (2010).
- [3] J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof, Phys. Rev. Lett. **77**, 3865 (1996).
- [4] E. Wimmer, H. Krakauer, M. Weinert, A. J. Freeman, Phys. Rev. B **24**, 864 (1981).



KMS 2013 Summer Conference

구두발표 (금)



입자크기에 따른 $\text{Ba}_2\text{Co}_{1.8}\text{Zn}_{0.2}\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ 의 자기적 특성 연구

조광래*, 이찬혁, 강지훈, 김철성

국민대학교 물리학과, 서울 136-702

1. 서론

무선통신의 발달로 RF소자의 소형화와 광대역화가 요구되어 유전율과 투자율을 동시에 가진 페라이트 소재가 대표적으로 연구되고 있다[1]. 대표적으로, 높은 자기이방성을 가지고 있기에 GHz 대역에서 사용이 가능한 Co 기반의 Y-type 육방정 페라이트에 대한 연구가 활발하지만 Snoek's law에 의해 낮은 투자율을 가진다. 이를 향상시키기 위해 치환실험과 제조방법, 분쇄시간, 소결온도, 소결유지시간 등을 변화시키는 다양한 실험이 진행되고 있다. 따라서 본 연구는 Co에 비자성 이온인 Zn를 1/10 치환하여 자기적 특성을 향상시키고[2], 투자율과 입자크기에 대한 연관성을 찾아내기 위해 12 시간과 48 시간으로 차이를 두어 RF 소자로써의 자기적 특성을 연구하였다.

2. 실험 방법

습식분쇄를 통한 직접 합성법을 통하여 Y-type 육방정 페라이트인 $\text{Ba}_2\text{Co}_{1.8}\text{Zn}_{0.2}\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ 시료를 합성하였다. 출발물질로는 BaCO_3 , Co_3O_4 , ZnO , Fe_2O_3 를 사용하였으며, ball mill을 통하여 증류수와 혼합 후 24 시간 동안 1차 분쇄하였다. 1000 °C에서 하소한 뒤, PVA를 1 wt% 혼합하여 12 시간과 48 시간으로 나누어 2차 분쇄를 하였다. toroids 형태로 압축 성형한 후에 1100 °C 온도에서 소결하였다. 제조 조건에 따른 자기적 특성의 변화를 x-선 회절(XRD), 입도분석기, 주사형 전자현미경(SEM), 진동자화율 측정기(VSM), 그리고 회로망 분석기(network analyzer)를 통하여 단계별로 측정하였다.

3. 실험 결과 및 고찰

X-선 회절 측정 결과, $\text{Ba}_2\text{Co}_{1.8}\text{Zn}_{0.2}\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ 시료는 모두 $R\bar{3}m$ 의 공간군을 갖는 rhombohedral 구조임을 확인하였다. 입도분석기로 12시간과 48시간의 입자크기는 각각 1.39 μm , 0.84 μm 임을 확인하였고 주사형 전자현미경으로 소결체의 입도 또한 확인하였다. 진동자화율 측정기로 보자력과 포화자화값을 측정하였으며 주파수에 대한 전자기적 특성을 보기 위해 회로망 분석기를 통하여 유전율과 투자율을 측정하였다. 그 결과 12 시간과 48 시간 분쇄한 시료의 투자율이 2 GHz에서 각각 2.40, 2.04 으로 감소하였다. 이는 12시간 분쇄한 소결체의 입자크기가 48시간 분쇄한 소결체의 입자크기보다 상대적으로 크기 때문에 투자율이 증가하는 것으로 판단된다. 투자율은 크게 입자크기, 밀도 그리고 기공으로 설명이 가능한데, 본 연구를 통하여, 소결체의 밀도와 기공보다 입자크기가 더 영향력이 있다는 것뿐만 아니라, 1100 °C에서 소결 시 0.1 이하의 낮은 투자손실이 1 GHz 이상까지 유지되어 RF 소자로써 응용 가능성을 확인하였다.

4. 참고 문헌

- [1] Q. Xia, H. Su, G. Shen, T. Pan, T. Zhang, H. Zhang, and X. Tang, J. Appl. Phys. **111**, 063921 (2012).
- [2] S. Bierlich, J. Töpfer, J. Magn. Mater. **324**, 1804 (2012).

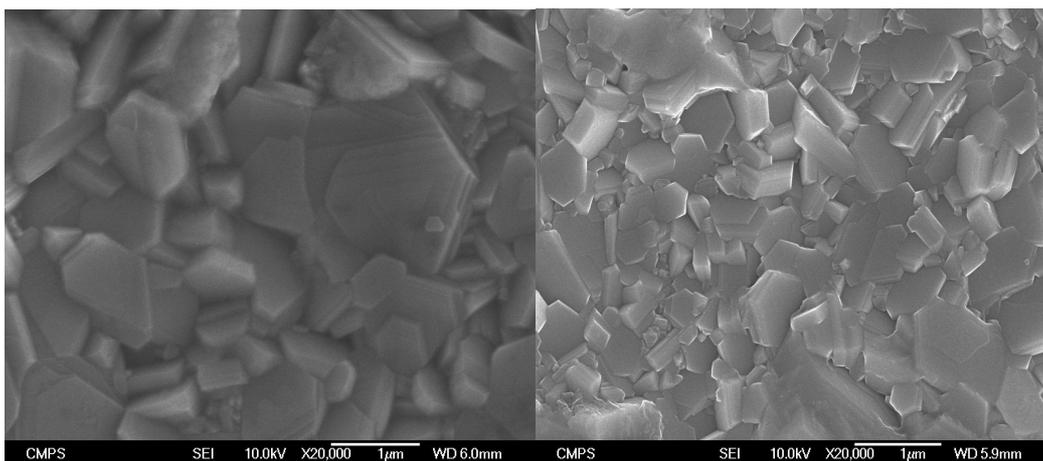


Fig. 1. SEM image of 12 hour milled(left) and 48 hour milled(right) samples

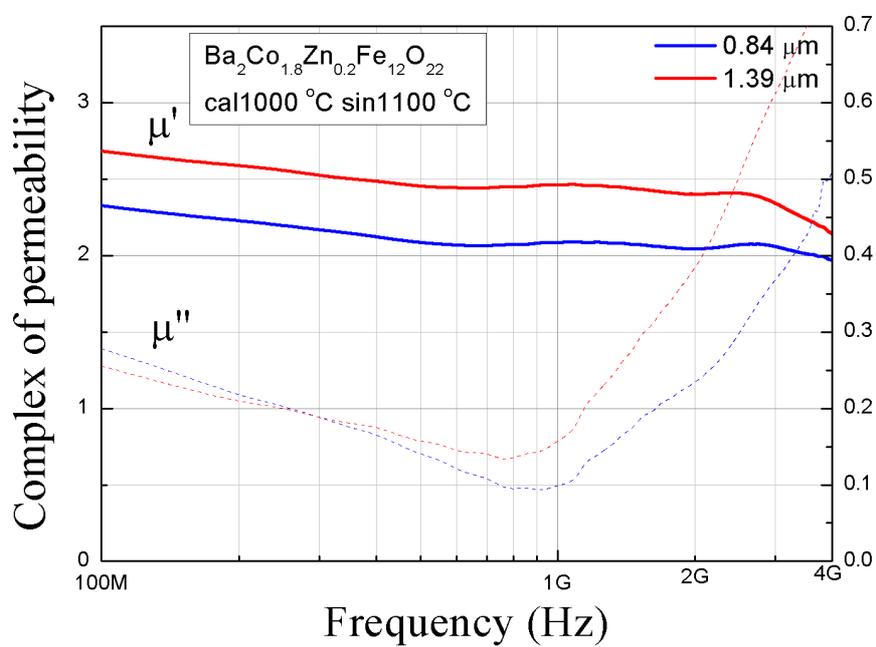


Fig. 2. Frequency dependence of μ' , μ'' for the samples of $\text{Ba}_2\text{Co}_{1.8}\text{Zn}_{0.2}\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ sintered at 1100 °C.

Fe-based 나노결정질 연자성 합금분말 제조 및 입분코어의 연자기 특성

장세종*, 김상욱, 최영진, 김규진¹, 송창빈
공주대학교, ¹(주)미래소재

전기에너지 사용의 주체가 되고 있는 연자성 재료(soft magnetic materials)는 가정용/산업용/국방용으로 사용되는 PC, 노트북 및 휴대용 스마트 통신기기, LCD/LED TV, 자기헤드, 센서, 전자기차폐, 발전기, 변압기, 전류센서 등 각종 전기·전자기기의 핵심적인 부품소재로 다양하게 응용되어 그 수요가 급증하는 한편, 이들 제품의 고효율화/소형화/경량화/고성능화를 위해 보다 우수한 자기적 특성이 요구되고 있다.

한편 Fe-based 나노결정질 연자성 합금재료(Fe-based nano-crystalline soft magnetic materials)는 종래 합금 자성재료에 비해 높은 실효 투자율, 낮은 보자력 및 코어 손실 등의 장점 때문에 각종 전력 조절용 전자부품의 전기에너지 효율을 극대화시키고 소형화 고성능화를 위한 대표적/핵심적인 부품소재로 주목되어, 이미 오래 전부터 국내·외적으로 많은 연구자들에 의해 관련 합금소재의 제조법 및 응용에 관한 연구가 활발하게 진행되어 왔다.

본 연구는 그러한 연구의 일환으로서, Finemet계의 단점인 직류중첩특성을 개선하기 위하여 Si 및 Nb 등의 합금조성을 변화시켜 소재부품 자체가 지닌 우수한 코어 손실(core loss) 및 투자율(permeability)을 유지하면서, 우수한 직류 중첩특성(DC Bias)을 개선하기 위해 급속응고방법(RSP)을 이용하여 제조된 비정질 합금리본을 분쇄하여 바인더 혼합비, 코어제조, 열처리 및 자기적 특성 등을 조사하였다.

Keywords : 나노결정질(nano-crystalline), 직류중첩특성(DC bias), 코어손실(core loss), 실효투자율(effective permeability), 급속응고방법(RSP)

Negative Remanent Magnetization of a Single Domain Particle with Two Uniaxial Anisotropies

Yoon Jae Nam^{1*}, and S.H.Lim^{1,2}

¹Department of Nano Semiconductor Engineering, Korea University, Seoul 136-713, Korea

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

An unusual behavior of negative remanent magnetization (NRM), also known as negative coercivity or inverted hysteresis loop, has frequently been reported [1-2]. In most of the previous studies, NRM was explained qualitatively rather than quantitatively which, combined with the observation of the behavior in a complex system, can be an obstacle to gaining a clear understanding of NRM. Recently, however, the authors have demonstrated [1,2] the existence of NRM in a simple and homogeneous system consisting of two uniaxial anisotropies by using detailed energy profiles during the entire field sweep.

Figure 1 schematically illustrates the condition for NRM. Since the value of magnetization (M) in a hysteresis loop is defined as the magnetization component along magnetic field (H) (namely, $M \cos(\alpha-\theta)$), NRM only occurs when $\alpha-\theta > 90^\circ$. At a sufficiently large value of H , M points to H , i.e., saturation occurs. As the value of H decreases, the energy due to the uniaxial anisotropies begins to appear. In this stage, competition between the counterclockwise torque (τ_1) and clockwise torque (τ_2) determined M rotation direction. If the M rotates initially towards counterclockwise direction ($\tau_1 < \tau_2$), NRM can be occurred when the second uniaxial anisotropy (K_{u2}) is not too strong.

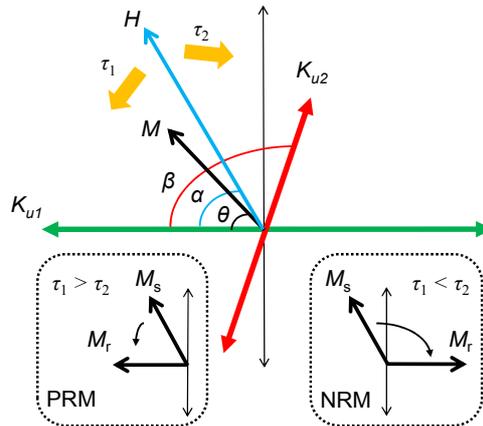


Figure 1. Schematic illustration of the proposed model system with two uniaxial anisotropies, together with a definition of the angles, α , β and θ . The lower panels show two cases of PRM and NRM, which are mainly determined by the relative strength of the counterclockwise torque (τ_1) and the clockwise one (τ_2) as the value of H decreases from the saturation field.

참고문헌

- [1] Y. J. Nam and S. H. Lim, Appl. Phys. Lett. **99** 092503 (2011).
- [2] Y. J. Nam and S. H. Lim, Appl. Phys. Express **5** 063002 (2012).

직류 자기센서 시험장치 제작

이승주¹, 양창섭², 정현주², 손대락^{3*}

¹대전광역시 유성구 유성대로 1646, 509호, (주)센서피아

²경상남도 창원시 진해구 진해우체국 사서함 18호 국방과학연구소

³대전광역시 대덕구 오정동 133, 한남대학교 광·센서공학과

1. 서론 및 장치 제작

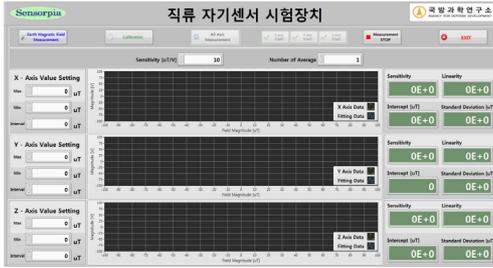
본 장치는 직류자기장 측정용 센서의 선형도 및 장기적 안정성을 측정하기 위한 장치로 지구 자기장을 보상하고 자기장을 인가하기 위한 3축의 사각코일과 3축의 코일에 동시에 독립적으로 안정된 전류를 공급할 수 있는 3-channel power supply, 지구 자기장을 측정하기 위한 3축 flux-gate magnetometer와 피 측정 센서의 analog 출력을 측정하기 위한 DAQ module, 노이즈 특성 측정을 위한 dynamic signal analyzer로 구성하였다. 3축 사각코일의 생성되는 자기장은 셉트 저항 양단의 전압과 coil constant를 이용하여 계산하였으며, coil constant 측정은 한국표준과학연구원에서 교정 받은 Bartington사의 Mag-01을 사용하여 측정하였다[1]. 그림 1은 본 연구에서 구성한 장치의 사진이다.



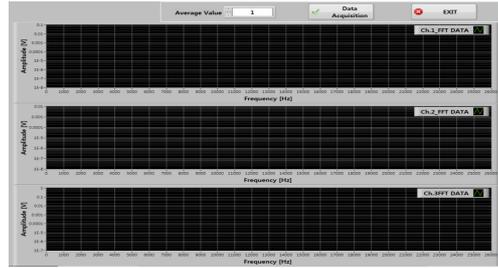
그림 1. 직류 자기센서 시험 장치

2. 측정 프로그램

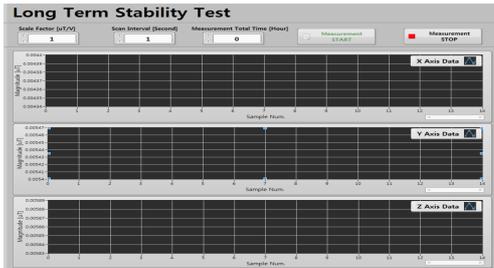
본 장치의 측정 프로그램은 NI-LabVIEW를 이용하였으며, 선형도, 자체 잡음, 장기 안정도, 3축 magnetometer를 이용한 주변 자기장 측정 프로그램으로 구성된다. 선형도 측정 프로그램은 3축 magnetometer와 연동되어 3축 사각코일 중심의 환경 자기장을 10 nT이하로 보상하여 측정 대상 센서의 선형도를 정밀하게 측정할 수 있게 하였으며, 감도, y절편, 선형도, 표준편차를 계산하였다. 또한 3축 사각코일의 x, y, z축에 각각 $\pm 50 \mu\text{T}$ 또는 $\pm 70 \mu\text{T}$ 의 자기장을 차례로 인가하여 측정 대상 센서의 교정값 및 직각도를 측정하였다. 자체 잡음 측정 프로그램은 측정 센서의 analog 출력을 dynamic signal analyzer(HP 35670A)를 이용하여 설정된 횟수만큼 측정하여 평균값을 디스플레이 하게 하였으며, 장기 안정도 측정 프로그램은 DAQ module를 이용하여 측정 센서의 analog 출력을 장시간 기록할 수 있게 하였으며, 측정 센서의 scale factor를 입력하면 측정 센서의 전압을 자기장 값으로 환산하여 디스플레이 시켰다. 주변 환경 자기장 측정 프로그램은 3축 magnetometer를 이용하여 주변 환경 자기장을 $\pm 100 \mu\text{T}$ 범위 이내에서 RS-422통신을 이용하여 측정하였다. 그림 2는 본 연구에서 개발한 측정프로그램을 보여주고 있으며, 그림 3은 선형도를 측정한 결과를 보여주고 있다.



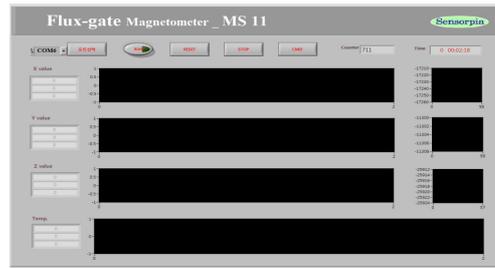
(a) 선형도 측정 프로그램



(b) 자체 잡음 측정 프로그램

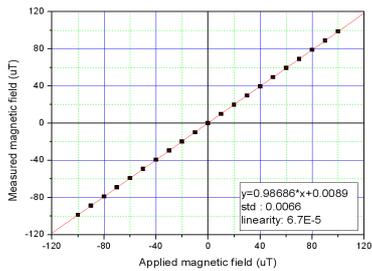


(c) 장기안정도 측정 프로그램

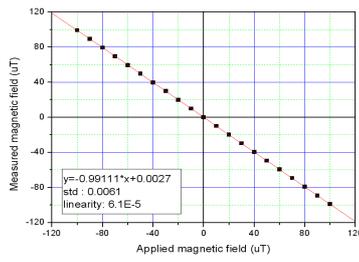


(d) 환경 자기장 측정 프로그램

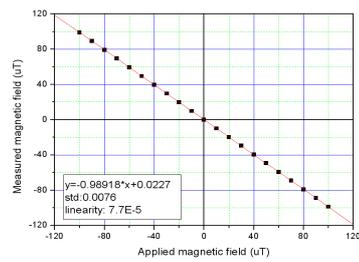
그림 2. 직류 자기센서 측정 프로그램



(a) x축



(b) y축



(c) z축

그림 3. Batington사 Mag-03 magnetometer의 선형도 측정결과.

참고문헌

- [1] F. Fiorillo "Measurement and Characterization of Magnetic Materials", pp. 108(2004)

직교면 유도자기장 방향에 의존하는 GMR-SV 자기저항특성 연구

Magnetoresistance of GMR-SV Depending on the Direction Induced by Orthogonal In-plane Magnetic Field

카지드마¹, 박광준¹, 황도근¹, 이장로², 이상석^{1*}

¹상지대학교 보건과학대학 한방의료공학과, 강원도 원주시 우산동

²나노물리학과 숙명여자대학교, 서울시 용산구 청파동 2가

거대자기저항-스핀밸브(GMR-SV) 박막 제조시 일축 자기장 이방성 유도에 따른 문제점으로는 소자 제작시 자유층은 형상이방성을 이용해야하며, 낮은 자기저항비 값이 나타남으로 외부자기장 원점에서 이동되어 Minor 곡선이 비대칭을 갖게 된다. 이로 인해 Fig. 1처럼 히스테리시스 곡선 존재로 비가역적이며 자장감응도 저하를 유발시킨다. 해결방안으로는 소자폭 증가해야 비교적 높은 자기저항비 값을 가지게 되나, 여전히 형상자기이방성에 따른 바크하우젠 노이즈뿐만 아니라 소자제조 단계별 공정과정에서 손상결함으로 인한 노이즈가 존재하게 된다.

고감도 바이오센서용으로 활용할 GMR-SV 박막소자는 인위적인 면상 자기이방성을 유도하여 히스테리시스 특성의 제거하는 것이다. 즉, Fig. 2과 같이 박막 및 소자 특성의 동일성 효과 유지하는 직교면 자기장이 유도된 이중복합 GMR-SV 박막소자를 개발하는 것이다. 본 연구에서는 이중복합 스핀밸브박막 제작시 및 후 열처리과정을 통한 면상 직교형 자기장을 유도하여 선형적인 자장감응도를 갖는 실험방법과 초거대 자기저항특성을 구현하는 연구결과를 논의한다.

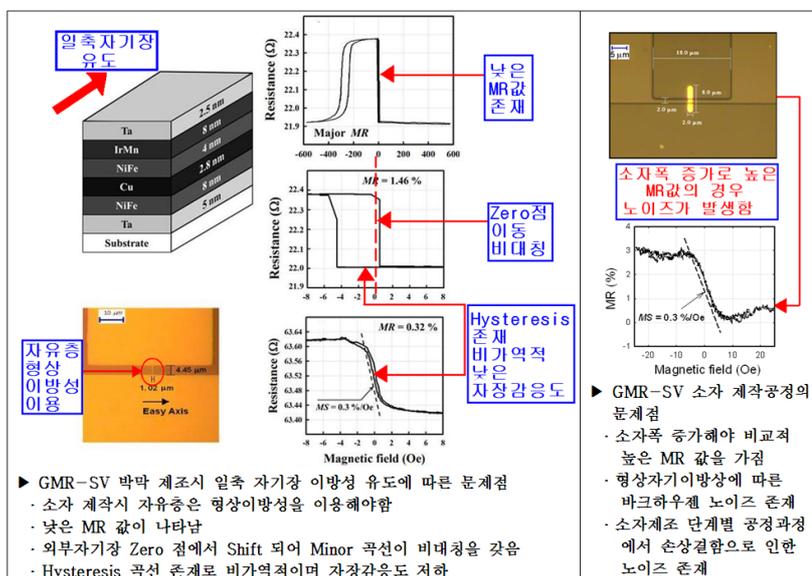


Fig. 1

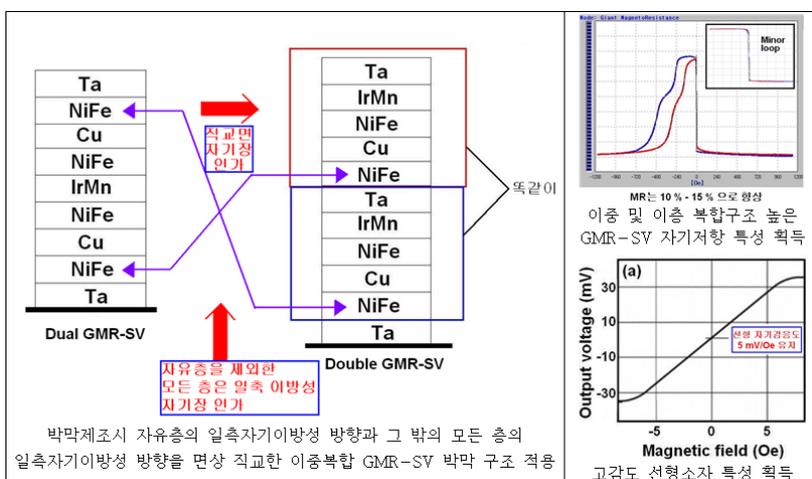


Fig. 2.

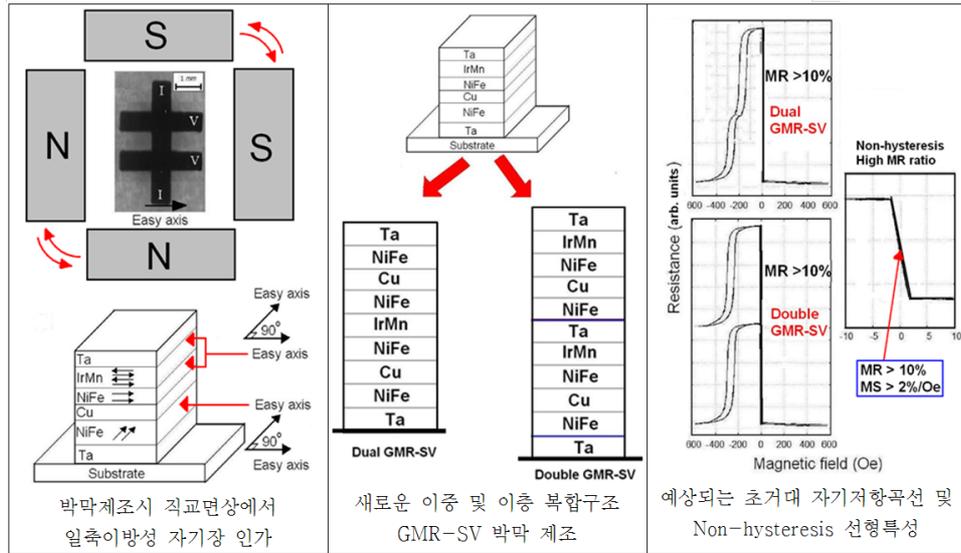


Fig. 3.

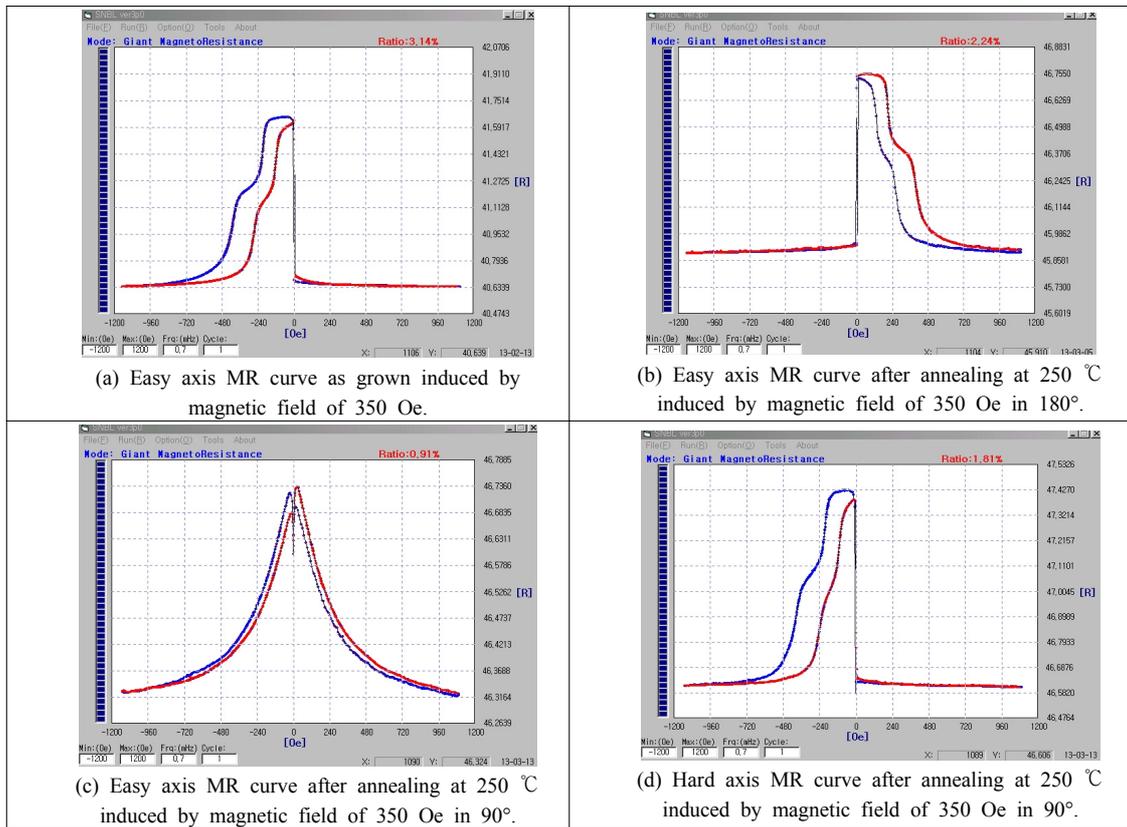


Fig. 4.

Fig. 3은 박막제조시 직교면상에서 일축자기이방성을 유도하고 새로운 이중 복합 구조형 GMR-SV 박막 제조 방법을 도입하여 초거대자기저항 및 Non-hysteresis 선형적인 고감도 자기저항특성을 갖도록 한다. 박막제조시 본연구의 핵심인 증착 중 직교면 상에서 자유강자성층과 고정강자성층간의 서로 90°로 영구자석이나 전자석을 번갈아가면서 in situ 상태에서 회전시켜 일축 이방성을 유도하기 위한 자기장의 크기는 350 Oe 이다. 제작된 시료의 자기저항특성을 관찰하기 위해 보자력 (H_c), 교환결합력 (H_{ex}), 자기저항비 (magnetoresistance ratio;

MR(%) 는 상온에서 4-단자 자기저항 측정시스템으로 측정된 자기저항곡선으로부터 각각 결정한다.

Fig. 4(a)는 박막 증착시 일축이방성 자기장이 유도된 GMR-SV 이중구조의 MR 곡선이다. Fig. 4(b)는 진공 열처리시 외부자기장 방향을 180°로 유도된 MR 곡선이다. Fig. 4(c)와 (d)는 진공열처리시 외부자기장 방향을 90°로 유도된 용이축과 곤란축으로 측정된 MR 곡선이다.

※ 감사의 글 : 이 논문은 교육과학기술부 한국연구재단의 지원을 받아 수행하고 있는 2012년도 하반기 기본연구지원사업(2010-0024665)의 연구결과이다.

3-축 Flux-gate Magnetometer를 사용한 자기장 분포측정 장치제작

유일선*, 이성민, 김은애, 정다혜, 손대락
한남대학교 물리학과, 대전광역시 대덕구 오정동 133

1. 서론

강자성체에 의하여 지구자기장이 변화하는 것을 군사적으로나 산업적으로 많이 활용하고 있다. 하지만 지구자기장의 분포가 강자성체에 의하여 변화하는 것에 대한 정보를 얻기 위해서는 이론적으로 Maxwell 방정식을 풀어서 그해를 구하는 방법이다. 그러나 자성체의 자기이력곡선이 비선형형의 이력(hysteresis)현상을 가지고 있기 때문에 2차 편미분방정식을 해석적인 방법으로 그 해를 구하는 것이 불가능하여, 컴퓨터를 사용하여 FEM simulation으로 확인하는 것도 중요하지만 실험적으로 확인을 하는 것도 매우 중요하다.

2. 장치 제작 및 측정

스캔 장치를 제작함에 있어서 기장 분포를 측정하기 위해서는 피 측정 대상 물체를 고정하고 마그네토미터를 움직이는 방법과, 마그네토미터를 고정하고 피 측정 대상 물체를 움직이는 방법이 있다. 본 연구의 경우 실험실의 지구 자기장 분포가 균일하지 못하고, Magnetometer가 진행하는 동안 기구적으로 완벽하지 못하여 yaw, roll, pitch 등이 발생하는 문제 때문에, 그림1과 같이 피 측정 대상 물체를 움직이는 방법으로 설계를 하였다. 그림2는 제작된 스캔 장치의 사진으로 높이가 1000 mm, 폭이 600 mm, 길이가 3000 mm 되게 60 × 60 mm의 알루미늄 프로파일을 사용하여 제작하였다. 구조물을 조이는 볼트 너트는 모두 티타늄으로 사용하였다. 또한 비자성의 베어링이 필요하기 때문에 세라믹 베어링을 사용하였다.

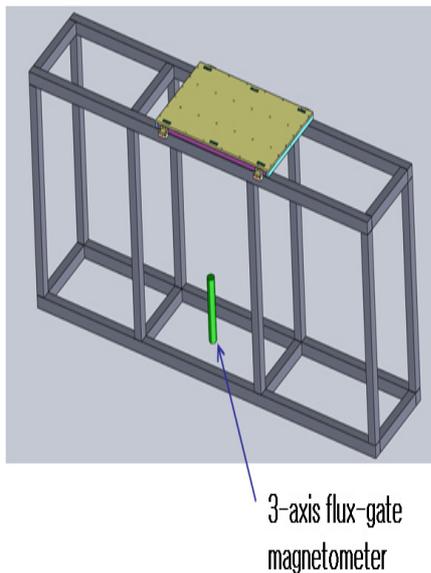


그림 1. CAD로 설계된 자기장 분포 측정 장치

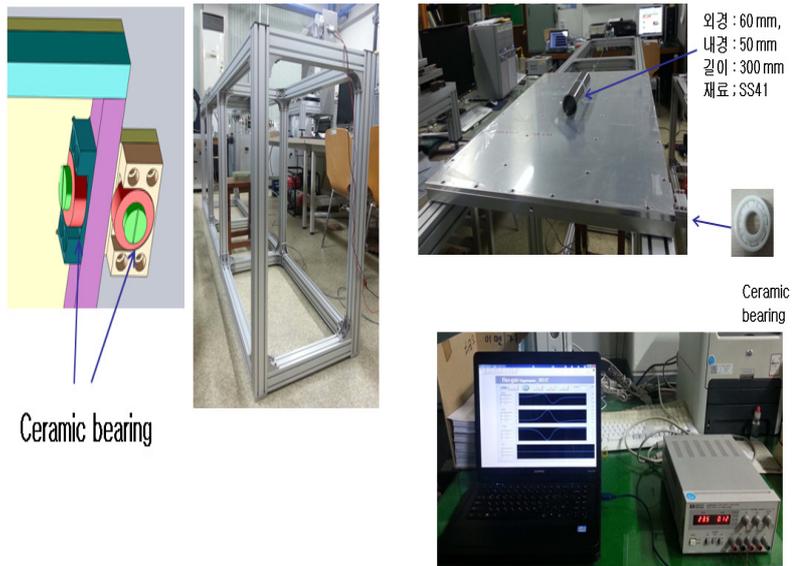


그림 2. 실제로 제작된 분포 측정 장치 및 자기장분포 측정

그림 1에서와 같이 각 모퉁이에는 2개의 세라믹 베어링이 붙어 있어서 수직의 하중을 받게 하는 것과 이동 중 이탈을 방지하기 위한 베어링이 부착되어 있다.

피 측정 물체에 의한 자기장 변화를 측정하기 위하여 flux-gate 마그네토미터를 사용하였다[1]. 마그네토미터의 디지털출력을 사용 noise spectrum 분석한 결과가 그림 3과 같으며 x-축, y-축, z-축 모두 20 pT 이하였다. 한편 선형도는 그림 4와 같으며 선형도가 모두 1×10^{-4} 이하였다.

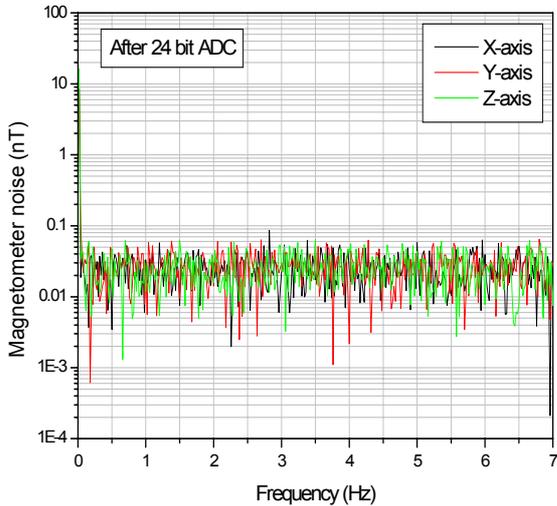


그림 3. Magnetometer의 noise

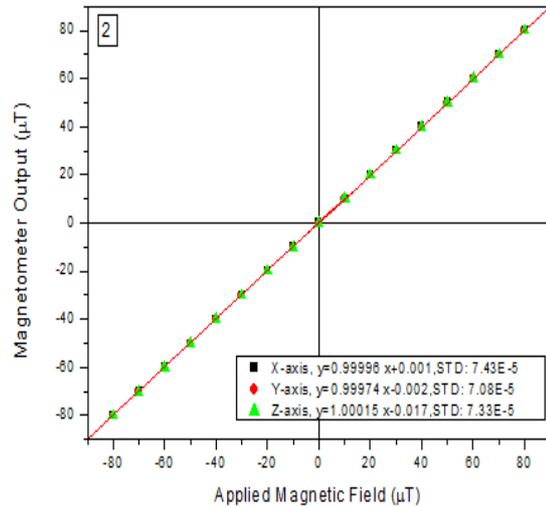


그림 4. Magnetometer의 선형도

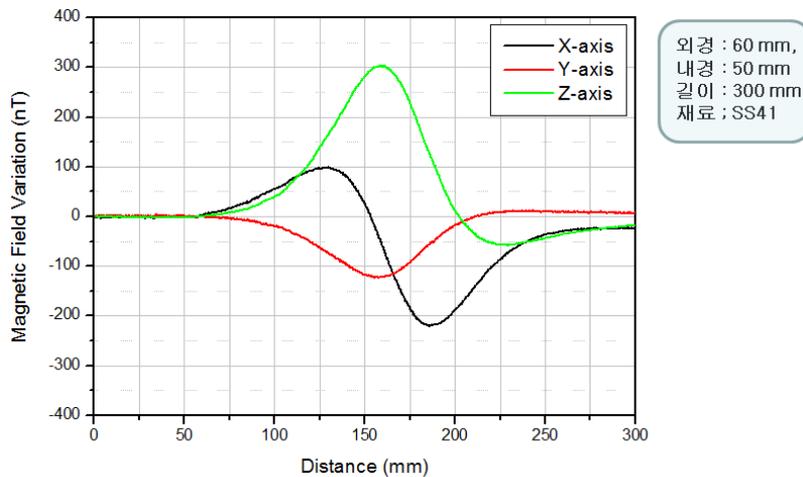


그림 5. 자가장분포 측정 결과

구성된 측정 장치를 사용 강자성체에 대한 자기장 분포 변화를 확인하기 위하여 SS41의 구조강을 내경이 50 mm 외경이 60 mm 길이가 300 mm 되게 가공을 하고 자기소거(demagnetized)를 시킨 후에 측정한 결과가 그림 5과 같으며 magnetometer는 시편으로부터 600 mm 아래에서 측정하였다. 그림 5에서 보면 3차원 자기장 분포를 1 nT 이상의 분해능으로 측정 할 수 있음을 보여주고 있다.

참고문헌

- [1] 손대락, 피드백형 플럭스게이트 마그네토미터 제작, 한국자기학회지 VOL22 NO.2 30 April 2012, pp 45-48.

ABM 장치에서 탄속 입력 방법에 관한 연구

이성민^{1*}, 유일선¹, 신준규², 정규채², 유권상³, 손대락¹

¹대전광역시 대덕구 오정동 133, 한남대학교 물리학과

²대전광역시 유성구 외삼동 52-1, 한화종합연구소

³대전광역시 유성구 가정로 297, 한국표준과학연구원

1. 서론

탄을 정확한 위치에서 폭발시키기 위해서는 총구에서 탄이 나갈 때 탄의 속도와 탄의 궤적을 정확하게 알아야 한다. 탄의 속도측정을 하는 방법에 대하여는 와전류 탐촉자의 원리를 응용하였다[1]. 측정된 탄속의 정보를 외부에서 탄에 입력하는 방법은 탄의 외부에서 탄의 속도를 측정하여 탄에 속도를 입력하는 방법으로 송신 코일과 수신코일에 의한 inductive coupling을 이용하는 방법에 대하여 연구하였다.

2. 장치 제작 및 실험 결과

소염기 부분에서 탄의 속도를 탄속에 입력하기 위하여 그림 1의 모의탄에 수신코일을 탄두부분에 1회 권선하였다. 탄이 일정한 거리를 지나가는 동안에 탄속에 대한 정보를 디지털로 암호화하여 입력을 하여야 되기 때문에 송신코일은 일정한 길이가 되어야 한다. 본 연구에서 송신코일의 길이가 5 cm로 하였으며 탄속이 300m/s 일 때 탄이 지나가는 시간이 160 μ s 정도 되고 이때 8 bit 정도의 정보를 입력하기 위하여 50 kHz의 신호가 필요하여 modulation frequency는 1 MHz로 하였다. 그림 2-(a)는 권선이 된 송신코일이고 그림 2-(b)는 소염기에 조립 한 후의 사진이다. 그림 3에서 위의 파형은 탄에 권선된 수신코일에 유도된 파형을 보여주는 것이고 그림 3에서 아래의 파형은 demodulation한 파형을 보여주고 있다.



그림 1. 실험에 사용된 모의탄



그림 2. 탄속 정보를 입력하기 위한 transmitter coil; (a) 조립 전, (b) 조립 후

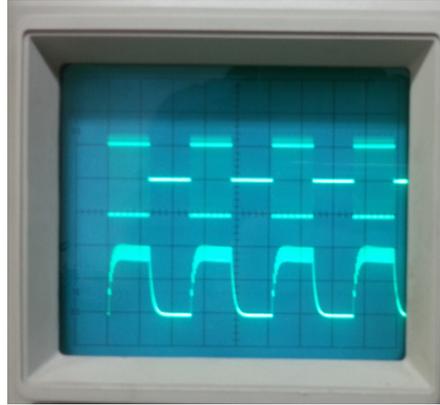


그림 3. 탄에 권선된 수신코일에 유도된 파형; (상) modulation된 파형, (하) demodulation 한 후의 파형

참고문헌

- [1] 2012년도 한국 자기학회 자성 및 자성재료 국제학술대회 p. 155

Measurement of Spatial Pulse Wave Velocity by using Clip-type Pulsimeter Equipped with Hall Sensor and Photoplethysmography

Keun-Ho Kim, Yong-Jin Kim, Joo-Hyung Lee, Nam-Kyu Lee, and Sang-Suk Lee*
Department of Oriental Biomedical Engineering, Sangji University, Wonju 220-702, Korea

1. Introduction

The development of medical devices for bio-signal monitoring of pulse frequency, heart rate, the blood velocity, PWV(pulse wave velocity), SPWV(spatial pulse wave velocity), and blood pressure is a prerequisite for the U-health-care industry. Through periodic research on the radial artery, the Hall device was developed to sense magnetic field changes generated by periodic movement. A permanent magnet has been fixed at the radial arterial side. Based on the same operating principles, researchers advanced the existing technology to develop a wrist-wearable clip-type pulsimeter. Therefore, the present research aimed to develop a medical device with the combined capabilities of a photoplethysmography (PPG) and clip-type pulsimeter. Then goal was to measure two respective pulse waves simultaneously and to determine the properties and the potential applications of SPWV studies by analyzing the data obtained from the two measurements.

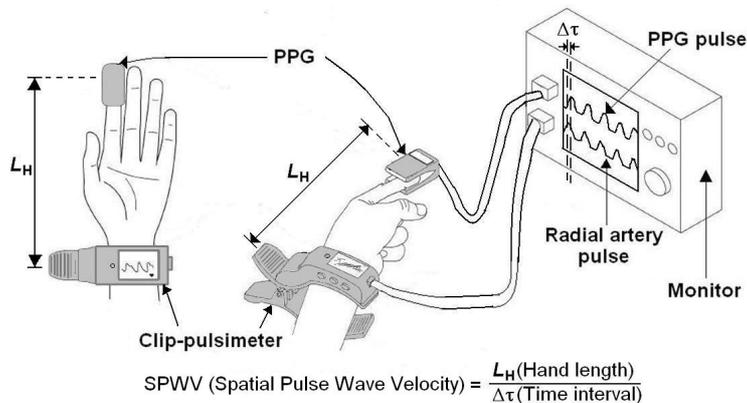


Figure 1.

2. Acquisition of the Pulse Wave by using the Clip-type Pulsimeter

PPG, which measures the degree of light absorption in a tissue based on the change in peripheral blood flow rate, is used in the optical method of measuring pulse waves. If we measure the intensity of the light transmitted to the skin by attaching a luminescent sensor and photo detector to the pulsimeter, the output of the photo detector will indicate that the signals are moving in accordance with every heartbeat. In contrast, other medical devices for relaxation pulse detection indicate an increase in the signals detected with a decrease in blood flow rate. A PPG usually displays a low-frequency band; however, a high-frequency band can occur relative to the origin of the PPG signal, depending on individual pulse frequency. Therefore, the PPG was designed to detect frequency bands ranging from 0.05 Hz to 20 Hz. A direct constant-current source is used to activate the red light of the

LEDsensor. The light sensor of the photo detector displays two outputs(+, -) with opposite current flow directions by converting the outputs into currents after detecting the incoming light. To convert the currents into voltage, a current-voltage converter circuit is used, connecting the output to a difference amplifier.

3. Measurement and Analysis of SPWV

When the heart contracts, a pressure wave will occur at the aorta and is delivered to the radial artery. Given that the distance of 0.8 m from the muscle to the peripheral parts will take the pulse wave approximately 0.23 s to travel to the radial artery, the PWV would be 3.2 m/s.

Using the clip-type pulsometer, equipped with a Hall device, the differences between the two respective waveforms obtained from the PPG, which uses SpO₂ to indicate the pulse waveform, and the radial artery pulsometer, which indicates the oxygen saturation level, are simultaneously measured (Fig. 2). We were able to measure SPWV by dividing the time difference of the two waveforms by the distance of the wrist to the fingertip. The interrelation of the estimated blood pressure can be determined by performing a statistical analysis of the experimental clinical data. In effect, $\Delta\tau$ indicated an approximately three-fold difference in the two peak values.

The differences of SPWV and PWV between males and females are shown in Table 1. The significance level was set at *p*-values less than 0.05. The SPWV of males were significantly faster than that of females. And there was nearly significant difference between male and female. In order to investigate the cause of the gender difference, we analyzed the interrelation of SPWV to PWV, distances, blood pressure and pulse rate. The relationships are presented in Table 2.

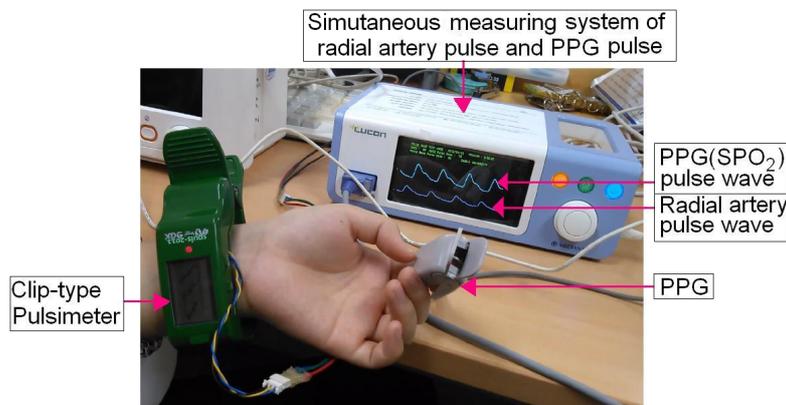


Figure 2.

Table 1. Correlation Coefficients between SPWV and the Other Parameters. (n=39)

Parameters	SPWV	PWV
Distance from sternal angle to wrist	0.455**	0.253
Distance from wrist to fingertip	0.352*	0.203
Systolic blood pressure	0.039	0.374*
Diastolic blood pressure	0.020	0.368*
Pulse rate	-0.025	0.411**
PWV		0.106

* *p* < 0.05, ** *p* < 0.01.

There was no significant correlation between SPWV and PWV. It implies that clinical characteristics of SPWV

are different from that of PWV. In this study PWV was, as it is well known, in significant relation to blood pressure and pulse rate. On the other hand, SPWV was not in significant relation to blood pressure and pulse rate, but to arm and hand length. The reason of this result seems like that the blood pressure inside of the arterial vessel will be closed to 0 mmHg around of peripheral blood vessel. PWV is mainly determined by collagenization of elastin fiber located in the large artery wall and vascular smooth muscle tone controlled by sympathetic nerve activity. Therefore an increase in sympathetic nerve activity causes an increase in the pulse rate, blood pressure and PWV. But in case of vascular walls located between wrist and fingertip, especially in terminus of the blood vessels such as capillaries, there are only a few elastin fibers and vascular smooth muscles. Generally blood vessels in men are better developed than in women because men are bigger than women and need more blood supplied to the terminal tissue in body. Therefore we estimated that the reason the men's SPWV was faster than women's SPWV could be vascularity is better developed in men's terminal tissue.

5. Conclusions

In this study, we placed a clip-type pulsimeter, affixed with a permanent magnet on the radial artery protrusion of the wrist to detect the pulse waves (through a Hall device) that were emitted from the magnetic field by generated the work of the radial artery. In other words, a hardware based voltage detection system was applied through equipping the Hall device right upper side after placing a permanent magnet in the center of the radial artery (the "Chawn" area of wrist). We developed a system that used a clip-type pulsimeter and PPG equipment. The SPWV gained by simultaneous measurement, using both the clip-type pulsimeter and PPG was not in relation to PWV.

Male SPWV was significantly faster than that of the female. The difference between that of the male and the female was nearly significant. We believe the reason for the higher SPWV in males is due to the larger vascularity of male terminal tissue when compared to that of a female. We suggest these results are the basis for a new bio-signal that can be monitored using a clip-type pulsimeter and PPG and then displayed using a dual screen apparatus for patient to principal clinical parameter. The findings of the present study indicate that SPWV measurements can be useful for obtaining continuous blood pressure and pulse measurement data, using an unpressurized type of PPG for application in a U-health-care bio-monitoring system. However, further analysis of the pulse wave algorithm is necessary to verify the accuracy of our device.

Acknowledgements

This study was supported by a grant of the Oriental Medicine Advanced Technology R&D Project, Ministry for Health, Welfare & Family Affairs, Republic of Korea. (B100030).

자기장 측정 홀소자 집게형 맥진기를 이용한 허맥과 실맥 예측 알고리즘 개발

Development of Prediction Algorithm for Replete Pulse and Vacuous Pulse by using Clip-type Pulsimeter with Hall Device Measuring a Magnetic Field

이남규*, 김근호, 김용진, 이상석

¹상지대학교 보건과학대학 한방의료공학과, 강원도 원주시 우산동, 220-702

1. 서론

본 연구는 의료기기 3등급인 맥파분석계로서 집게형 맥진기가 한국식품의약품안전청의 품목허가를 위한 진행과정의 일부분이다. 맥파를 얻기 위하여 사용된 형명 SPULS-2011의 맥진기는 미세한 자성 측정용 홀소자를 이용한 집게형 맥진기로서, 기존의 단순 압력센서로서 측정하기 어려운 맥상을 넓은 면적에 적용하여 맥파 형의 변화를 관찰할 수 있게 만든 맥진기이다. 본 연구는 자성홀소자를 이용한 집게형 맥진기의 유효성 평가를 탐색적으로 하고자 상지대학교 부속한방병원에서 수행한 연구용 임상시험의 결과이다. 특히 허맥과 실맥을 판별하는 표준화된 맥상에 대한 한방진단용 알고리즘을 얻고, 이 결과에 대한 시험적인 고찰을 하였다.

2. 홀소자를 이용한 집게형 맥진기의 구성과 측정

홀소자를 이용한 맥진기는 손목에 탈부착이 쉽고 간편하고 측정 시에 일정한 압력을 유지시켜 줄 수 있는 집게형으로 디자인하였다. 집게의 안쪽에는 맥파신호를 수집할 수 있는 측정부가 부착이 되어있는데 이곳은 자석과 센서, 그리고 자석과 센서의 고정과 일정한 간격을 유지시켜주는 실리콘 장치로 구성되어있다. 집게형 맥진기에 대한 영구자석, 홀소자, 측정 부분, LED, 디스플레이, USB port, 스위치 부분을 Fig. 1(a)에 나타내었다. 영구자석의 원판 중심이 요골동맥의 "관" 부분에 위치하고 고르게 늘어난 상태의 실리콘 고무는 손목 피부 접촉면을 둘러싸게 하였다. 움직인다. 실제 사람의 손목에 착용하여 맥파신호를 측정하는 한 예로서 집게형 맥진기 시제품의 실제 측정 모습을 Fig. 1(b)에 나타내었다. 요골동맥과 밀착시키기 위해 접촉부분은 곡선 형태로 안쪽으로 휘어져있다.

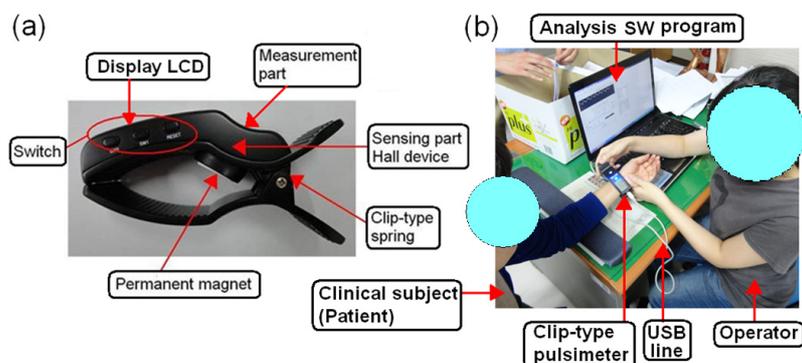


Fig. 1.

4. 대표 맥파인자의 특성과 정의

맥파변수 이외의 측정변수로는 기본 신체지수인 나이, 키, 몸무게, 수축기혈압, 확장기혈압, 체온, 사상체질이었다. 위에서 언급한 맥파파형의 생성기전을 바탕으로 요골 동맥파형인 원 맥파에서 대표변수를 Fig. 2에 나타내었다. 여기서 각각 수축기 정점(Systolic peak)까지의 크기인 S.amp, 반사파 정점(Reflective peak)까지의 크기인 R.amp, 절흔파의 정점(Notch Peak)까지의 크기인 N. amp. 수축기 정점까지 걸리는 시간 S.time, 반사파 정점까지 걸리는 시간 R.time, 절흔파 정점까지 걸리는 시간 N.time을 구하였고, 2차 미분파에서 b/a ratio를 변수로 삼았다.

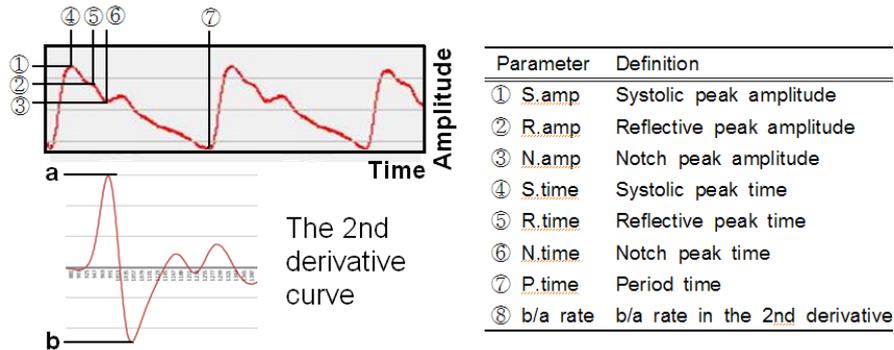


Fig. 2.

5. 임상데이터 회귀분석과 허맥과 실맥 판별용 예측 확률 회귀식 알고리즘 개발

남자 허중 31명, 실중 32명, 여자는 허중 29명, 실중 31명으로 총 123명에 대한 원맥파형에서 5개 연속구간을 택하여 Fig. 2에서 정의한 대표 맥파 변수들의 값을 평균을 낸 임상데이터를 빈도분석을 시행하였다. 통계처리에 필요한 모든 임상데이터는 자체 개발한 맥파분석 SW 프로그램을 사용하였다. 허중과 실중 집단(N=123)에 대한 기초통계 및 허중 및 실중별 맥파 및 혈압 등의 t 검정, 맥파변수의 1차 2차 상관분석을 시행하였다. 이 연구에서 가장 중요한 맥파변수의 유용성을 보기 위해 허실집단만을 대상으로 허실지표와 맥파 자료 간의 관련성을 분석하였다.

Major parameters	R.time		N.time	
	B	p value	B	p value
Sex	.060	.882	.057	.889
Age	-.012	.438	-.014	.348
BMI	.129	.061	.132	.058
SBP	.031	.057	.030	.072
DBP	-.005	.848	.000	.989
R.time	.011	.040	-	-
N.time	-	-	.012	.020
Constant	-9.399	.000	-10.425	.000

Table. 1. Logistic regression coefficient (B) and p values for seven major parameters included of R.time and N.time.

허중군과 실중군의 임상데이터를 이분형 로지스틱 회귀분석을 시행하여 허맥과 실맥의 판별 회귀식은 제시된 성별(Sex), 나이(Age), 체질량지수(BMI), 수축기혈압(SBP), 확장기혈압(DBP) 및 S.amp, R.amp, N.amp,

R.time, N.time의 맥파변수를 이용하였다. 맥파의 크기와 반사파의 시간을 나타내는 대표적인 변수로 R.time과 N.time를 선택하여 각각에 대한 Table 1에 나타난 p 값과 회귀계수 B값들로부터 로지스틱 회귀식을 얻을 수 있었다. 로지스틱 회귀모형을 적용하여 반사파 크기의 최고 피크값과 시간값인 R.time와 N.time의 보정변수로 만들어진 모형에서의 허맥과 실맥 판별용 예측확률 알고리즘을 구하기 위한 로지스틱 회귀식은 식(1)과 식(2)으로 각각 표현할 수 있다.

$$\log\left(\frac{P}{1-P}\right) = -9.399 + 0.060 \times Sex - 0.012 \times Age + 0.129 \times BMI + 0.031 \times SBP - 0.005 \times DBP + 0.011 \times R.time \quad (1)$$

$$\log\left(\frac{P}{1-P}\right) = -10.425 + 0.057 \times Sex - 0.014 \times Age + 0.132 \times BMI + 0.030 \times SBP + 0.000 \times DBP + 0.012 \times N.time \quad (2)$$

통상적으로 허실 맥진기 파형에서 보통 파형의 높이가 실증과 허증을 판단하는 근거로 많이 생각하는데, 본 연구결과에서 R.time과 N.time에서도 높은 유의성을 보여주고 있다. 기본적으로 허증과 실증을 임상적으로 판단하는 근거는 그 세기와 체적을 주로 보는 경향이 있으나, 본 연구에서 시간적 차이도 실증과 허증을 판단할 수 있는 가능성을 보여주었다고 할 수 있다. 이러한 결과에 대한 물리학적 측면과 다른 임상학적 측면에서 향후 규명해야할 연구과제로 남아있다.

감사의 글

이 논문은 보건복지부 2012년 한의약선도기술과제의 3차년도 한방의료기기 개발과제(B100030)에 의해 이루어진 연구 결과입니다.

맘모그래피용 X선 마이크로포커스 음극 집속관 설계와 특성 Characteristics and Design of X-ray Microfocus Cathode Tube for Mammography

박태영^{1*}, 박광준^{1,2}, 장창실², 박래준², 이상석¹

¹한방의료공학과, 보건과학대학, 상지대학교, 강원도 원주시 우산동 산 660번지

²주엑스엘, 강원도 원주시 태장동 1720-26번지 의료기기산업기술단지 4동 106호

본 연구에서는 Mo, W 타겟을 갖는 맘모그래피용 마이크로 포커스 X-관에 사용되는 집속관을 설계하였다. 표준화 고정양극 X-선관을 Fig. 1에 나타내었다. 성능과 해상도를 향상시키기 위해 OPERA-3D/ SCALA를 이용하여 전자빔 궤적을 시뮬레이션 하였다. OPERA-3D/SCALA SW 프로그램을 X-관에 적용하여 유한요소로 분할 표시한 집속관 모델링과 CAD를 이용한 형상설계 및 구체적인 좌표를 설정하였다.

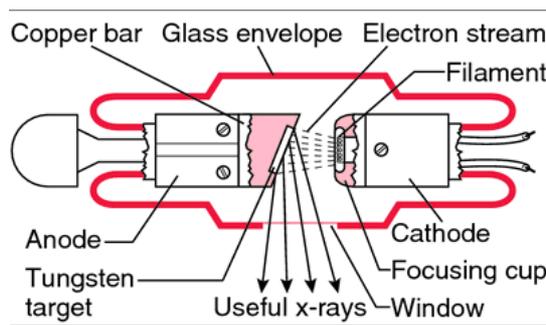


Fig. 1 Standard stationary anode x-ray tube; diagram in longitudinal section.

SW를 통한 유한요소로 분할하여 X03_pre.comi 파일에서 변수화 모델로 전처리하고 후처리용 파일 X03_post.comi에서 처리하여 궤적을 시뮬레이션하였다. 또한 (집속관: 텅스텐, -60KV) (필라멘트: 텅스텐, -60KV, Temp: 2000K, work function: 4.5eV) (타겟: 몰리브덴, 60KV)로 고정된 조건과 각각 다른 집속관의 구조에 따른 전자빔의 분포와 타겟에서의 초점변화를 아래의 Fig. 2처럼 관찰하고 분석하였다.

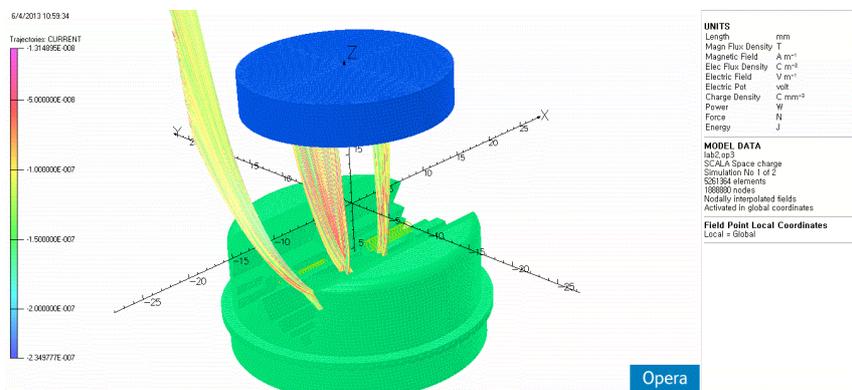


Fig. 2. OPERA-3D/SCALA SW 프로그램으로 시뮬레이션한 마이크로 집속관에서 방출하는 전자빔 궤적의 전체 모양 (위: Mo 타겟, 아래: W 음극)

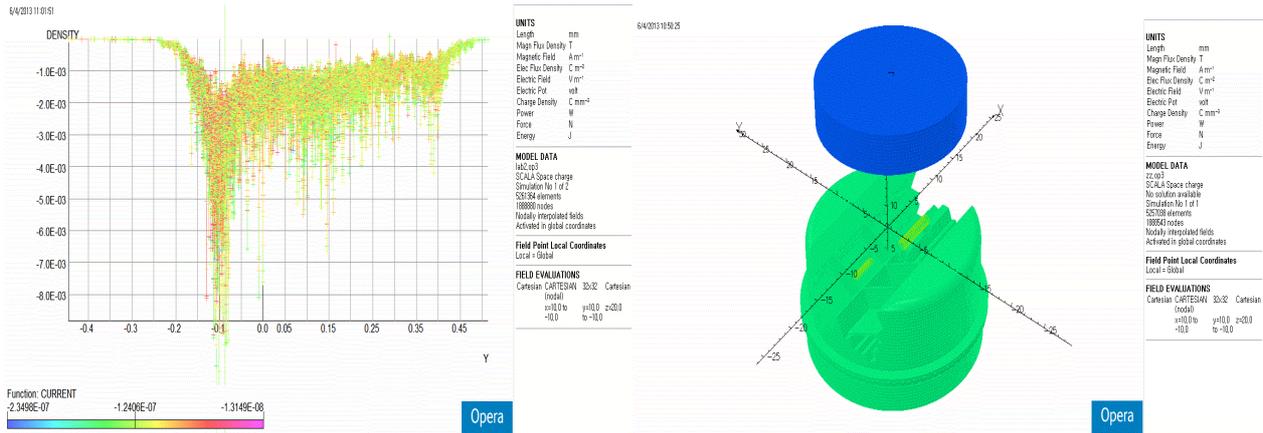


Fig. 3. 필라멘트 인가 조건 40 kV, 2000 °F, 4.5 eV(W-일함수)에서 집속관 (초점폭 약 0.55 mm) 모델 A일 때 텅스텐 타겟에서의 전자밀도 분포(왼쪽 그림), 모델 A의 설계 형상(오른쪽 그림)

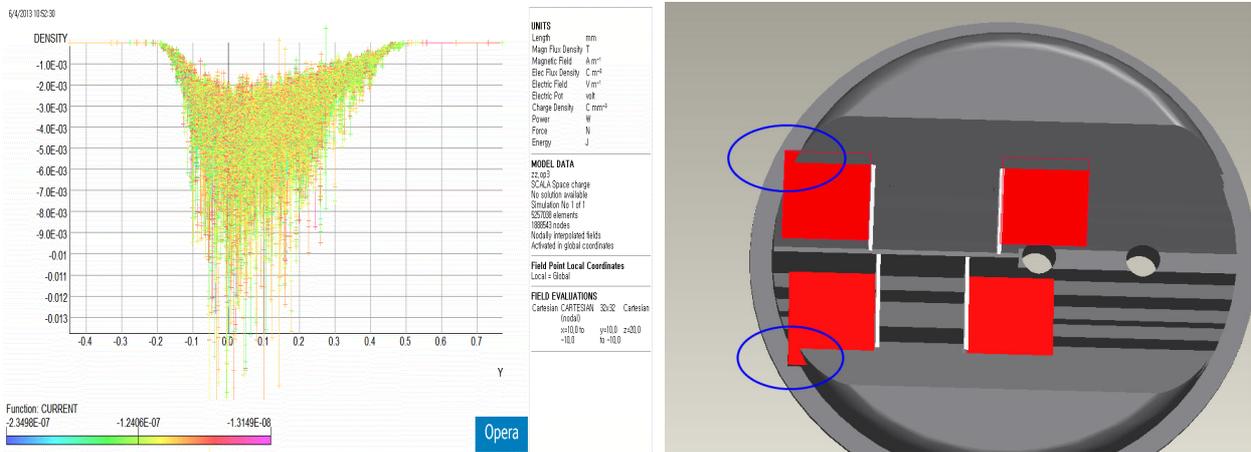


Fig. 4. 필라멘트 인가 조건 40 kV, 2000 °F, 4.5 eV(W-일함수)에서 집속관 (초점폭 약 0.4 mm) 모델 B일 때 텅스텐 타겟에서의 전자밀도 분포(왼쪽 그림), 약 0.15 mm의 초점의 폭 개선, 모델 B의 설계 형상(오른쪽 그림) (모델A에서 빨간 부분이 수정됨)

Fig. 3과 Fig. 4와 같이 시뮬레이션 후 전자빔의 형상과 이동경로 텅스텐 타겟에서의 전자밀도 그래프등을 활용하여 다양한 형태의 집속관을 제작, 텅스텐 타겟에서의 전자밀도 분포가 개선된 그래프의 형상을 얻을 수 있었다.

※ 본 연구는 2012년도 강원광역경제권 선도산업 R&D의 “마이크로포커스 회전양극엑스선관 개발(مام모그래피용 마이크로 포커스 회전양극 엑스선관 및 엑스선관 어셈블리 개발)” 과제에 대한 연구결과이다.

메카노케미컬법에 의한 Nd-Fe-B 분말 합성 및 세정공정이 자기적 특성에 미치는 영향 연구

김동수^{1*}, 진춘강², 백연경¹, 최철진¹

¹한국기계연구원 부설 재료연구소

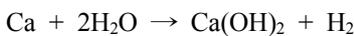
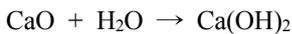
²과학기술연합대학원대학교

1. 서론

환원/확산 공정은 이미 수십년 전 Sm-Co 형태의 자석을 제조하는데 적용되었으며, Nd-Fe-B 또는 여타 희토류계 합금에도 응용이 되고 있다. 환원/확산 공정은 기존의 분말야금법이나 급냉법에 비해 상대적으로 매우 저렴한 희토류계 산화물을 시초물질로 활용가능하므로 제조비용을 줄일 수 있는 장점을 보유하고 있어 최근 희토류 가격의 상승 및 불안정한 현실에 비추어 응용이 확대될 수 있는 공정으로 볼 수 있다. 본 연구에서는 희토류(Nd)염, 철염 그리고 붕산을 정량적인 비율로 용해시켜 스프레이 드라이잉으로써 2-10 μm 의 전구체 분말을 제조한 후 탈염처리를 위한 디바인딩, 밀링, 수소환원, 칼슘 환원/확산 그리고 세정 등의 일련과정을 통해 Nd-Fe-B 분말을 합성하여 물리적, 자기적 특성을 평가하였다.

2. 실험방법

Nd-Fe-B 분말의 합성을 위한 시초물질로서 $\text{NdCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, H_3BO_3 를 활용하여 정량적인 무게비로 칭량한 후 탈이온수(Deionized water)에 용해하여 준비하였다. 이 용액은 250 $^{\circ}\text{C}$ 의 열풍이 도입되는 챔버내로 정량펌프를 통해 20 ml/min의 양으로 공급되고 노즐을 통해 분사되어 원심력으로 챔버내부 벽을 따라 회전하면서 분리되어 챔버아래에 설치된 컬렉터에 모이게 된다. 포집된 프리커서 분말들은 800 $^{\circ}\text{C}$ 에서 2시간 동안 열처리를 통해 분말상에 함유되어 있는 휘발성 성분을 제거하고 네오디뮴(Nd)과 철(Fe)의 산화물 형태로 제조하여 준비한다. 열처리후 볼밀링 공정을 활용하여 미세화 및 분리과정을 수행하고, 밀링처리된 산화물 분말들은 수소분위기, 800 $^{\circ}\text{C}$, 2시간의 열처리를 통해 환원과정을 거치게 되고, 다음 단계로 칼슘과 혼합하여 1000 $^{\circ}\text{C}$ 에서 열처리함으로써 분말상에 남아있는 네오디뮴 산화물을 환원시키고, 동시에 철과의 확산반응을 유도하여 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 결정상을 합성한다. 칼슘은 남아있는 네오디뮴과의 반응을 고려한 정량적인 비율을 계산하고, 열처리중 손실을 감안하여 과량을 첨가하여 수소환원처리된 분말과 기계적 혼합 후 적당한 크기로 성형하여 아르곤 분위기에서 열처리를 수행한다. 칼슘을 이용한 환원/확산 공정까지 마친 시편은 세정과정을 통해 산화칼슘(CaO) 및 잔류 칼슘(Ca)을 제거하고 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 분말을 수거하는 과정을 거치게 되는데, 산화칼슘과 잔류 칼슘은 물과 격렬하게 반응하여 아래와 같은 반응을 거치게 되고, 수세과정은 1회당 10분 이내로 맑은 용액이 될 때까지 여러 회를 반복해준다. 수세를 마친 분말은 묽은 초산용액에서 세정과정을 1-2 회 수행하고 아세톤으로 세척하여 최종적으로 진공중에서 건조한 후 특성평가를 수행하였다.



3. 실험결과

최초 스프레이 드라이잉을 통해 합성된 프리커서는 비정질상을 갖는 구형의 분말로서 직경 2-10 μm 의 크기를

나타내었다. 비정질상의 프리커서 분말은 디바인딩 열처리를 거쳐 함유된 휘발성 성분들이 제거되고 Nd와 Fe의 산화물 형태로 변환되었다. 디바인딩 공정은 온도의존성이 크며, 750-900 °C 사이에서 휘발성 물질이 모두 제거되고 안정한 산화물을 형성하게 되는데, 본 연구에서는 800 °C에서 2시간 열처리를 수행하였다. 볼밀링 공정은 불순물이 제거된 산화물 입자의 미세화 및 분산을 목적으로 도입되었는데, 40시간 작업을 수행하여 잘 분산된 균일한 입자를 얻었다. 다음 단계로 수소 분위기에서 환원반응을 수행하였는데, 반응 후 Fe 산화물은 α -Fe로 환원된 것을 X-선 회절패턴에서 확인할 수 있었다. 환원/확산 반응에 대해 각 반응이 일어나는 온도영역을 알아보기 위해 수소환원 공정을 마친 분말을 TG-DTA를 사용하여 분석하였고, 840 °C에서의 큰 exothermic이 발생하는 것으로 미루어 Ca이 용융하여 용융 Ca이 Nd_2O_3 와 환원반응하는 것으로 판단하였으며, 따라서 900 °C 이상에서 본격적인 환원반응을 유도하여 용융 Ca이 산화물과 반응하여 CaO를 형성함을 짐작할 수 있었다. 세정은 환원/확산 단계에서의 부산물인 CaO와 잔류 Ca를 제거함으로써 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 분말을 분리하는 중요한 공정으로 탈이온수를 사용하는 수세와 약산을 사용하는 산세를 적절히 병행하였다. 산세는 수세과정에서 제거되지 않고 남아있던 불순물인 $\text{Ca}(\text{OH})_2$, CaO 등의 제거에 매우 효율적인 반면, 산세 중 Fe와 소량의 Nd가 용출되어 나오는 것을 확인할 수 있었다. 따라서, 환원/확산 반응에 첨가되는 Ca의 양을 줄이고, 반복되는 세정작업으로 인한 분말의 산화를 제어하기 위해 용존산소의 저감장치도 고안, 적용하여 자기적 특성을 향상시켰다.

4. 고찰

디바인딩 열처리시 1000 °C 이상의 온도에서는 결정성장과 더불어 Fe-B가 형성되어 후단계 처리에 악영향을 미치게 되므로 상기 온도이하에서 수행하여야 하며, TG-DTA를 통하여 환원/확산 반응공정을 설계하였다. 환원/확산 반응 기구는 온도가 증가함에 따라 900-1000 °C에서 액상으로 존재하는 Ca가 Nd_2O_3 를 환원시키고 환원된 Nd는 FeB와 함께 Fe 내부로 확산하면서 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 의 주상을 형성하는 과정을 거치게 된다고 알려져 있다. 세정공정은 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 분말이 산화에 취약한 점과 산성용액에서 조성이온들의 용출 현상이 동반되므로 그 특성을 더욱 향상시키기 위해서는 수세단계에서의 용존산소 제거 및 새로운 유, 무기 세정용액 개발이 필요하다고 사료된다.

5. 결론

스프레이 드라이를 통해 제조된 프리커서 분말을 활용하여 디바인딩, 볼밀링, 수소환원, Ca을 이용한 환원/확산 및 세정 등의 일련의 공정들을 거쳐 최종적으로 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 경자성 분말을 합성하였다. 본 연구에서 얻어진 Ca 첨가량은 0.4의 질량비에서 최적임을 확인할 수 있었고, 이 때 환원/확산 후 보자력은 10 kOe, 잔류자화는 50 emu/g을 나타내었으며, 세정 후 최대에너지적(BH_{max})은 9.23 MGOe로 계산되었다.

6. 참고문헌

- [1] C. Herget, *Metal Powder Rep.* **41**, 438 (1987).
- [2] J.H. Lin, S.F. Liu, Q.M. Cheng, and M.Z. Su, *J. Alloys Compounds* **249**, 237 (1997).

DyF₃-DyH_x 화합물 혼합분말 첨가에 따른 Nd-Fe-B 소결자석의 Dy 저감 효과

김태훈^{1*}, 이성래¹, 이민우², 장태석²

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

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

1. 서론

Nd-Fe-B 소결자석의 Dy 함량을 저감하기 위해서는 Dy 원자가 소결자석 내에 효율적으로 분포하도록 유도하는 것이 핵심 기술이다[1,2]. 상대적으로 이방성 에너지가 작은 입계상 부근에만 Dy 원자를 분포 시켜야 하며 (core-shell 구조), Dy가 불필요하게 응집되어 있는 RE-rich (Rare-earth rich, Dy-Nd-O) 상의 분율을 최소화해야 한다[1,2]. Nd-Fe-B 소결자석에 DyF₃ 화합물 분말을 첨가하면 RE-rich 상의 형성이 억제된다[1]. 또한 주상에 대한 Dy 원자의 확산도가 향상되어 보자력이 매우 증가하지만 잔류자화가 감소한다[1]. 반면, DyH_x 화합물 분말을 첨가하면 Dy 원자가 core-shell 형태로 분포하고 결정립의 정렬도가 향상되어 소결자석 내의 Dy 함량이 증가함에도 불구하고 잔류자화가 유지된다[2]. 하지만, RE-rich 상의 형성이 억제되지 않기 때문에 보자력의 증가폭이 크지 않다[2]. 따라서 DyF₃ 분말과 DyH_x 분말을 혼합하여 동시에 첨가하면, 각각의 화합물을 첨가하였을 때 야기되는 미세구조적인 단점을 상호 보완하고 장점은 극대화 시킬 수 있다. 본 연구에서는 DyF₃ 와 DyH_x 화합물 분말을 첨가한 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조 변화 기구를 명확히 규명 하고, DyF₃-DyH_x 화합물 혼합분말 첨가에 따른 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조와 자기적 특성의 변화를 연구 하였다.

2. 실험방법

조성이 Nd₃₂Fe_{bal.}B_{1.0}M_{2.4} (wt.%, M=Cu, Al, Co, 그리고 Nb)인 분말에 DyF₃, DyH_x 화합물 분말, 그리고 DyF₃-DyH_x 혼합분말을 첨가하여 Nd₂₇Dy₅Fe_{bal.}B_{1.0}M_{2.4} 조성의 분말을 준비한 후, 자장성형 및 소결을 진행하였다. 소결은 1070 °C에서 4시간동안 진행 하였고, 이상적인 조건에서 소결 후 열처리를 진행 하였다. 각 시편의 미세구조 변화는 주사전자현미경 (JXA-8500F)과 투과전자현미경 (FEI TecnaiF20)을 이용하여 관찰 하였으며, EPMA (JXA-8500F Electron Probe Micro Analyzer), SADP (FEI TecnaiF20)를 이용 하여 상변화 및 상분포를 관찰 하였다.

3. 결과 및 고찰

DyF₃, DyH_x 화합물과 DyF₃-DyH_x 혼합분말 첨가에 따른 소결자석의 자기적 특성 변화양상을 관찰 하였다. DyH_x 분말을 첨가한 자석과 비교 하였을 때, DyF₃ 분말을 첨가한 경우 보자력이 향상되었고 잔류자화가 감소하였다. 이 결과 DyH_x 분말을 첨가한 자석의 (BH)_{max}이 DyF₃ 분말을 첨가한 경우 보다 높았다. 앞서 언급했듯이, DyF₃ 분말을 첨가한 소결자석의 경우, 다음과 같은 중요한 미세구조변화가 나타난다[1,2]. 1) Dy가 불필요하게 응집되어있는 RE-rich 상의 형성이 억제되고, 2) Dy원자의 확산도가 증가한다. 반면 DyH_x 분말을 첨가하면 core-shell 구조가 형성되고 결정립의 정렬도가 향상되지만 RE-rich 상의 형성이 억제되지 않는다[2]. DyF₃ 분말을 첨가 할 경우, 소결공정 중에 (1070°C) (Nd, Dy)₂O₃+2DyF₃ → (Nd, Dy)₂Dy₂O₃F₆의 화학반응이 일어난다 [3]. 이후에 이온반경이 가장 작은 (Nd, Dy)₂O₃F₆상의 Dy³⁺cation이 모두 주상으로 확산되어 최종적으로 Dy-free tetragonal-Nd₂O₃F₆ 상이 형성된다. 반면 DyH_x 분말을 첨가한 소결자석의 경우, 소결공정 중에 (Nd, Dy)₂O₃+2DyH₃ → 4(Nd, Dy)+3H₂O의 반응이 일어난다[3]. Metallic Nd와 Dy는 산소 친화력이 매우 높기 때문

에 이후에 산화되어 가장 안정한 $h\text{-(Nd, Dy)}_2\text{O}_3$ 상, 즉 RE-rich 상으로 변태된다. 이 결과, DyH_x 분말을 첨가하면 RE-rich 상의 형성이 억제되지 않는다. 하지만, 위의 반응 중에 결정립계에 형성되는 H_2O 가 결정립간의 윤회 역할을 하여 결정립 정렬도가 향상된다. 이와 같은 DyH_x 분말첨가의 장점 (정렬도 향상을 통한 잔류자화 향상)과 DyF_3 분말첨가의 장점 (RE-rich 상 형성의 억제)을 모두 취하기 위해서 DyH_x 와 DyF_3 분말을 5:5로 혼합하여 첨가 한 결과, DyF_3 분말만을 첨가한 소결자석과 비교하여 B_r 이 약 1.5% 향상되었고, DyH_x 분말만을 첨가한 소결자석과 비교하여 H_c 이 약 5.4% 향상되었다. 이 결과, $(\text{BH})_{\text{max}}$ 과 영구자석성능지수 $[(\text{BH})_{\text{max}}+H_c]$ 가 모두 향상되었다. DyH_x - DyF_3 혼합분말 첨가로 Dy 저감 효과를 극대화 시킬 수 있었다.

5. 결론

DyF_3 와 DyH_x 화합물 분말 첨가에 따른 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조와 자기적 특성 변화를 관찰하였다. DyF_3 분말을 첨가하면 소결공정중의 화학반응에 의해서 RE-rich 상 형성이 억제된다. DyH_x 분말을 첨가할 경우 RE-rich 상의 형성이 억제되지는 않지만 소결공정중의 화학반응에 의해 형성된 H_2O 에 의해서 결정립 정렬도가 향상된다. 이와 같은 두 화합물의 장점을 모두 취하기 위해서 DyH_x - DyF_3 혼합분말을 첨가 한 결과, 각각의 분말을 첨가한 소결자석의 경우보다 향상된 Dy 저감 효과를 얻을 수 있다.

6. 참고문헌

- [1] Song-E Park, Tae-Hoon Kim, Seong-Rae Lee, Seok Namkung, and Tae-Suk Jang. J. Appl. Phys.111, 07A707 (2012).
- [2] Kyoung-Hoon Bae, Tae-Hoon Kim, Seong-Rae Lee, Seok Namkung, and Tae-Suk Jang, J. Appl. Phys.112, 093912 (2012).
- [3] Digby D. Macdonald. J. Electrochem. Soc. 139, 3435 (1992).

7. 감사의 글

이 연구는 2012년도 지식경제부 지원의 기술 혁신사업 (No.10043780)과 교육과학기술부의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 기초연구사업임 (2011-0007200).

HDDR 공정 시 수소화 반응이 Nd-Fe-B계 분말의 미세조직과 자기적 특성에 미치는 영향

A magnetic and Microstructure Study of the Hydrogenation Stage of the HDDR Treated in NdFeB Powder

박영철*, 유지훈, 이정구
한국기계연구원 부설 재료연구소

1. 서론

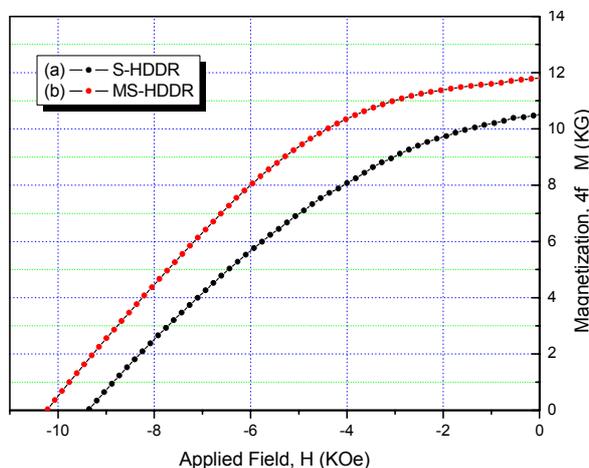
최근 자동차업계에서 고출력이 요구되는 소형모터에 Nd계 희토류자석이 채용되기 시작하면서 Nd-Fe-B계 이방성분말을 제작하기 위한 여러 가지 연구들이 진행되고 있다. 특히, HDDR(hydrogen-disproportionation-desorption-reconmiation)법은 분말의 입자미세화와 미세결정 이방화를 동시에 얻을 수 있는 방법으로써 현재 자기이방성분말을 제작하는 가장 적절한 방법으로 주목받고 있다. 본 연구에서는 수소화 반응 시 수소흡수에 의한 상분해 과정을 조절함으로써 미세조직의 변화와 자기특성의 향상에 대해 연구 하였다.

2. 실험방법

사용된 모합금은 유도가열방식에 의해 $Nd_{12.5}B_{6.4}Ga_{0.3}Nb_{0.2}Fe_{bal}$ 조성의 합금인곳트를 알곤분위기에서 균질화 처리를 진행하여 주조시 형성된 α -Fe 편석을 제거 하였으며, 수소화 반응의 시작온도를 각각 상온과 200, 300, 400, 500°C에서 30분씩 유지하였으며, 수소화 반응 후 상분해 반응(Disproportionation), 수소방출(Desorption) 및 재결합(Recombination)과정은 각각 수소분압 1.0atm x60분, 0.12atm x5분, 2×10^{-5} torr 진공배기 하여 과정을 완료하였다.

3. 실험결과 및 고찰

초기 수소화 반응 온도에 따라 분말의 잔류자속밀도(Br)와 보자력(iHc)의 변화를 확인하였고, 상온에서의 수소화 반응 보다 400°C x30분에서 수소화 반응을 완료했을 때 보자력이 3kOe 정도 증가하였으며, 잔류자속밀도 11.7kG, 보자력 10.6kOe의 우수한 자기적 특성을 가진 분말을 얻을 수 있었다.



6. 참고문헌

- [1] L. Yang: Proceeding of the 19th International Works hopon HPMA and their Application, (2006) 1
- [2] Y. Honkura: Proceeding of the 18th International Workshop on HPMA and their Application, (2004) 559.
- [3] Y. Honkura: Proceeding of the 19th International Workshop on HPMA and their Application, (2006) 231.
- [4] P. L'Hereter, P. Chadouet, R. Madar, A. Rouault, J. Senateur and R. Fruchatr: C. R. Acad. Sci., 29911 (13)(1984) 849.
- [5] I. R. Harris, C. Noble and T. Bailey: J. Less-Common Met., 106 (1985) L1.

Thermal Stability of Hddr-treated Nd-Fe-B-type Material

M. A. Matin^{1*}, H. W. Kwon¹, J. G. Lee², J. H. Yu²

¹Department of Materials Science and Engineering, Pukyong National University, Busan, South Korea.

²Nano Functional Materials, Korea Institute of Materials Science, Changwon, Kyungnam, South Korea.

1. Introduction

The hydrogenation, disproportionation, desorption and recombination (HDDR) process has been established as an effective technique for producing highly coercive fine Nd-Fe-B magnetic powder. As the HDDR-treated material consists of very fine grains with size comparable to single domain size (~300 nm for Nd₂Fe₁₄B), it would be expected that consolidation of the HDDR-treated powder could lead to bulk magnet with fine grain structure, thus leading to high coercivity. An attempt was made in our laboratory to consolidate the HDDR powder by hot-pressing. However, coercivity of the hot-pressed compact was radically reduced above 650 °C, and this was attributed to the residual hydrogen[1]. Due to the residual hydrogen, the HDDR-treated powder lost radically its coercivity when heated up to an elevated temperature. The HDDR-treated powder exhibits a poor thermal stability unless the residual hydrogen is completely removed before thermal processing. In this article, thermal stability of the HDDR-treated powder was studied in detail, and it was correlated with the residual hydrogen in the powder.

2. Experimental works

The starting material used in the present study is HDDR-treated powder of Nd_{12.5}Fe_{80.6}B_{6.4}Ga_{0.3}Nb_{0.2} alloy (iHc =13.5 kOe). The thermal stability of HDDR-treated powder was studied over a temperature range from 500 °C to 800 °C in vacuum and Ar atmospheres with heating rate of 25 °C/min. Magnetic characterization of the materials was undertaken by means of vibrating sample magnetometer (VSM) with a maximum field of 12 kOe. X-ray diffractometer (XRD) (Cu-K α radiation) and differential thermal analysis (DTA) were used for studying the phase change in the HDDR-treated powder during heating. The HDDR powder pre-degassed by heating up to 800 °C under vacuum was re-heated over a temperature range from 600 °C to 800 °C in Ar and vacuum.

3. Results and discussion

The Nd_{12.5}Fe_{80.6} B_{6.4}Ga_{0.3}Nb_{0.2} HDDR-treated powder was heated in vacuum and Ar atmosphere over the temperature ranges from 500 °C to 800°C. The coercivity of the heated specimens was measured, and results are shown in Fig. 1. It appears that coercivity of the powder was reduced significantly above 600°C, and interestingly, the coercivity reduction was much more profound for the material heated in Ar atmosphere than in vacuum. One of the possible reasons for the coercivity reduction would be an excessive grain growth caused by the heating at elevated temperature. However, this is not the case proved by SEM micrographs. Our earlier work revealed that the HDDR-treated powder contained significant amount of hydrogen (approx. 1500 ppm)[1]. The residual hydrogen was considered to exist in the form of Nd₂Fe₁₄BH_x hydride, and it was disproportionated into α -Fe, Fe₂B and NdH₂ phases. The magnetically soft α -Fe and Fe₂B may be responsible for the radical coercivity reduction above 600°C in Ar atmosphere. The residual hydrogen may be desorbed more effectively in the course of heating in vacuum than in Ar gas atmosphere. This may explain the fact that coercivity reduction is less profound for the sample heated in vacuum. Disproportionation of the Nd₂Fe₁₄BH_x hydride in the sample

heated in Ar was verified by XRD phase analysis. Patterns were almost similar except that $\text{Fe}_{2\text{B}}$ and $\alpha\text{-Fe}$ phases existed along with NdH_2 in the powder heated in Ar formed via disproportionation of the $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{BH}_x$ in the HDDR powder, leading to radical coercivity reduction above 600°C . DTA results also confirmed the disproportionation of the $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{BH}_x$ hydride in the sample heated in Ar at the temperature range of $620^\circ\text{C} - 655^\circ\text{C}$.

The present study suggests that poor thermal stability of the HDDR-treated powder is due largely to the residual hydrogen. Then, it would be expected that the HDDR-treated powder may show similar coercivity variation during heating regardless of the atmosphere if the residual hydrogen is degassed previously. In order to see whether the previously degassed powder show similar coercivity variation during heating regardless of the atmosphere, the degassed powder (by heating up to 800°C under vacuum) was heated in Ar and vacuum, and the coercivity variations were shown in Fig. 2. Also included in Fig. 2 are the coercivity values in initial powder and in degassed state for comparison. It can be seen that coercivity variation of the previously degassed material in the course of heating is almost identical regardless of the atmosphere Ar or vacuum. Considering the radical coercivity reduction in the initial powder heated in Ar atmosphere (Fig. 1), the present finding that coercivity variation of the previously degassed material is almost identical regardless of the atmosphere is somewhat striking. It can be said, therefore, that the poor thermal stability of the HDDR-treated powder in terms of coercivity can be attributed almost certainly to the residual hydrogen.

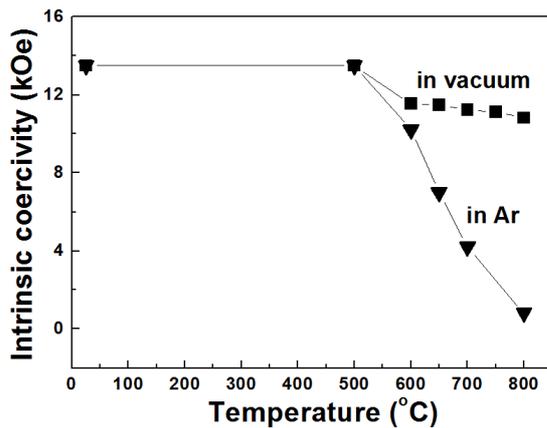


Fig. 1. Coercivity variation of $\text{Nd}_{12.5}\text{Fe}_{80.6}\text{B}_{6.4}\text{Ga}_{0.3}\text{Nb}_{0.2}$ HDDR-treated powder heated under vacuum or Ar atmosphere.

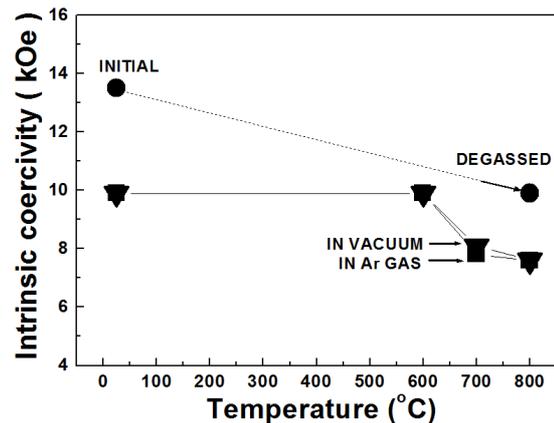


Fig. 2. Coercivity variations of the $\text{Nd}_{12.5}\text{Fe}_{80.6}\text{B}_{6.4}\text{Ga}_{0.3}\text{Nb}_{0.2}$ HDDR-treated powder previously degassed by heating up to 800°C under vacuum.

Reference

- [1] M. A. Matin, H. W. Kwon, J. G. Lee, J. H. Yu, T. H. Kim and C. W. Yang, IEEE Transaction on Magnetics, (2013), in press.

Out-of-plane Magnetization Switching due to In-plane Current Pulse in Pt/Co/Pt Nanowires with Perpendicular Magnetic Anisotropy

Sang-Cheol Yoo^{1,2*}, Soong-Geun Je¹, Kyung-Ho Shin², Byoung-Chul Min², and Sug-Bong Choe¹

¹Department of Physics and Astronomy, Seoul National University, Seoul 151-747

²Center for Spintronics Research, Korea Institute of Science and Technology, Seoul 136-791

We report here the current-induced magnetization switching in metallic ferromagnetic Pt/Co/Pt nanowires, which exhibits strong perpendicular magnetic anisotropy. In this experiment, an in-plane magnetic field along the nanowire is applied and then, the current pulses either parallel or antiparallel to the in-plane magnetic field are injected into the nanowire. Interestingly, the out-of-plane magnetization of the nanowire is switched with respect to the polarity of the in-plane current pulses, as clearly seen in Fig. 1. The switching direction is found to be dependent on the relative thicknesses of the upper and lower Pt layers, as shown in Fig.1 for (a) 2.5-nm Pt/0.3-nm Co/1.5-nm Pt and (b) 2.5-nm Pt/0.3-nm Co/1.5-nm Pt nanowires. These behaviors can be explained by the current-induced out-of-plane effective field, which has been recently proposed from the experiments on metal/oxide systems such as Pt/Co/AlOx [1,2] and Ta/CoFeB/MgO [3]. However, it is interesting to see that even the almost symmetric metal/metal systems also exhibit the same behavior. We will discuss the role of the Rashba spin-orbit coupling and the spin Hall effect as the possible origins of such effective field.

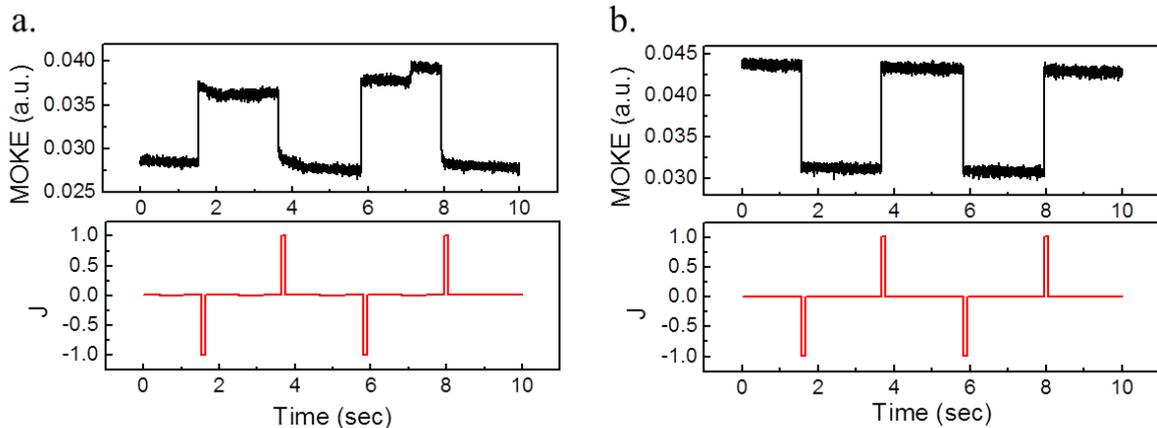


Fig. 1. Out-of-plane magnetization switching with respect to the in-plane current pulses with the current density J for (a) 2.5-nm Pt/0.3-nm Co/1.5-nm Pt and (b) 2.5-nm Pt/0.3-nm Co/1.5-nm Pt nanowires. The out-of-plane magnetization state is monitored by the magneto-optical Kerr effect (MOKE) signal from the nanowires.

참고문헌

- [1] I. M. Miron et al., *Nature* **476**, 189 (2011).
- [2] L. Liu et al., *Phys.Rev.Lett.* **109**, 096602 (2012).
- [3] L. Liu et al., *Science* **336**, 555 (2012).

The Interface Anisotropy of CoFeB/MgO using Amorphous FeZr Buffer Layer

K.Y.Jung^{1,2*}, D.S.Kim¹, S.J.Joo¹, Y.J.Jang¹ and K.Rhie¹

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

²Spin Convergence Research Center, Korea Institute of Science and Technology, Seoul, 136-791, Korea

1. Introduction

STT-MRAM (Spin transfer torque-magnetoresistive random access memory)[1] has considered as an outstanding candidate for the next generation memory device. Higher anisotropy constant k and low saturation magnetization M_s are required for the perpendicular magnetic layers to satisfy the high thermal stability and low current density for current induced magnetic switching. The perpendicular magnetic anisotropy have been reported in Fe-Pt alloy[2] ordered by L10, Co/Pd multi-layer[3] and CoFeB-MgO[4].

2. Experiments

We report the perpendicular magnetic anisotropy of CoFeB based with MgO using amorphous paramagnetic FeZr buffer layer. Samples are deposited on SiO₂ substrate by RF magnetron-sputtering machine at room temperature. The structures are SiO₂/FeZr(2)/CoFeB(tCoFeB:0.5-2)/MgO(1-2.5)/Ta(1) (in nm) and annealing for 1 hour at 400°C in high vacuum chamber without external magnetic field. Ta capping layer protect from the oxidation of samples. We fabricated the sample with a various thickness of CoFeB and measured the hall resistivity using the Van der pauw method. The magnetization was measured by VSM (vibrating sample magnetometer).

3. Results

Figure 1 shows Hall effect of perpendicular magnetic anisotropy of CoFeB after annealing and coercivity field of one is about 80Oe. During the annealing treatment, Boron diffused out of CoFeB and absorbed in amorphous FeZr layer. After anealing process, the lattice of CoFe became BCC lattice structure along with crystal structure of upper MgO. Therefore, the interface anisotropy is formed between CoFeB and MgO layers in rather thin thickness. The crystallized temperature of FeZr layer is much higher than the annealing temperature for MgO curing and CoFeB crystalization. FeZr layer buffers crystallization propagation and work as morphology stopping layer.

4. Conclusion

In summary, we observed the perpendicular magnetic anisotropy in CoFe/MgO using the FeZr buffer layer. We obtain a high anisotropic constant K with a various conditions. Variation of annealing temperature, thickness of CoFeB and FeZr have been practiced. This method can be an excellent candiate for perpendicular anisotropy MTJ with low critical current density.

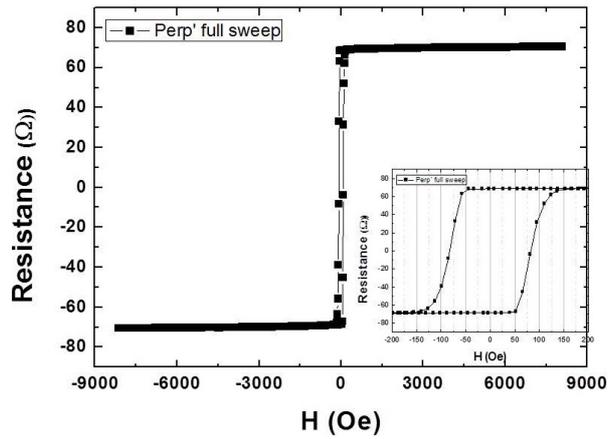


Fig. 1. Hall effect measurement of CoFeB. The curve shows that CoFeB layer has the perpendicular magnetic anisotropy

References

- [1] Kishi, T. *et al.* IEDM Tech. Dig. 309 (2008)
- [2] Yoshikawa, M. *et al.* IEEE Trans. Magn. 44,25732576 (2008)
- [3] Mizunuma, K. *et al.* APL. 95, 232516 (2009)
- [4] S.Yuasa. *et al.* Nat. Mater. 3, 868 (2004)
- [5] S.Ikeda. *et al.* Nat. Mater. 9, 721 (2010)

MgO/Co/Pd 구조에서 나타나는 수직자기이방성의 계면 의존성 분석

김민석*, 임종구, 김상훈, 홍종일

연세대학교 공과대학 신소재공학과, 서울특별시 서대문구 신촌동 134, 120-749

1. 서론

수직자기이방성을 갖는 물질은 그것의 높은 열적안정성으로 나노미터 크기의 MRAM과 같은 차세대 비휘발성 정보저장 소자와 1 Tbit/in²이상의 기록밀도를 갖는 미디어에 활용될 수 있어 많은 연구가 되어왔다[1]. Co/Pd, Co/Pt 인공격자 (superlattice)나 L1₀ 구조를 갖는 FePt, FePd 합금은 10⁶-10⁷ erg/cc 이상의 높은 수직자기이방성을 갖고 있는 대표적인 물질로 알려져 있다[2,3]. 최근에는 산화물/강자성체/비자성 금속 구조도 수직자기이방성을 가질 수 있음이 확인되었다. 이 구조는 산화물을 사용하고 있어 자기터널접합에 활용될 수 있을 뿐만 아니라 독특하게 모멘텀 공간의 비대칭성으로 인해 라쉬바 현상이 발견될 수 있어 관심이 집중되고 있다 [6,7].본 발표에서는 MgO/Co/Pd 구조에서 Co 층이 갖는 수직자기이방성의 열처리 온도 및 두께 의존성을 Pd/Co/Pd 구조와 비교하여 산화물/강자성체 계면상태가 MgO/Co/Pd 구조의 수직자기이방성에 미치는 영향에 대해 논의한다.

2. 실험방법

MgO 5/Co t/Pd 3(nm) 와 Pd 5/Co t/Pd 3(nm) 구조의 박막은 UHV DC-magnetron 스퍼터링 시스템(<2.0×10⁻⁹ torr)을 이용하여 증착하였으며, Co 층의 두께를 0.4 nm부터 2.4 nm까지 0.2 nm 씩 증가시켰다. 열처리 조건에 따른 수직자기이방성의 변화를 관찰하기 위하여 300 °C, 350 °C, 400 °C에서 각각 1-2시간 동안 4.5 kOe의 외부 자기장을 가하여 열처리를 진행하였다. Co 층의 두께에 따른 열처리 전후 수직자기이방성의 관찰은 VSM (vibrating sample magnetometer)을 통하여 측정하였다.

3. 실험결과

MgO/Co/Pd 및 Pd/Co/Pd 구조에서 나타나는 수직자기이방성은 자화 용이축 및 곤란축에서 측정된 hysteresis loop 면적의 차이를 통해 관찰하였다. 두 구조는 열처리 전 각각 다른 특성을 보이는 것을 확인할 수 있다. 증착된 상태의 MgO/Co/Pd 구조는 수직자기이방성이 관찰되지 않으며 자기모멘트가 전체 두께에서 Pd/Co/Pd구조에 비해 약 30 μemu 가 줄어든 것을 확인할 수 있다. 반면 Pd/Co/Pd 구조의 경우 Co의 두께가 0.4-0.8 nm인 영역에서 수직자기이방성을 갖고 있음을 알 수 있다. 한편, 열처리한 시료의 수직자기이방성을 확인한 결과, MgO/Co/Pd과 Pd/Co/Pd는 각각 2.0 nm 및 1.6 nm의 Co 층 두께까지 수직자기이방성이 관측되었다. 주목할 점은 MgO를 사용한 시편이 더 두꺼운 Co층의 두께까지 수직자기이방성이 관측되었다는 것이다. 또한 열처리 전후의 자기모멘트를 비교하였을 때 MgO/Co/Pd 구조에서 자기모멘트가 열처리 후 약 1.4-1.8배 증가한 것을 확인하였다.

4. 고찰

열처리 전, MgO/Co/Pd 구조에서 전체 두께에서 Pd/Co/Pd에 비해 낮은 자기모멘트 값을 갖는데, 그 원인은 두 가지로 볼 수 있다. 하나는 시편 증착시 계면에서 Co층의 산화에 의한 것이고 다른 하나는 Pd/Co/Pd의 계면에서 d-d 궤도 혼성화에 따른 자기모멘트 증가 현상에 의한 것이다. 이는 계면 상태에 따라 해석이 달라질 수

있어 계면 상태에 대한 추가 연구가 필요하다.

반면 열처리 후 관측된 MgO/Co/Pd 구조의 증가된 자기모멘트가 두께에 따라 일정한 것으로 볼 때 MgO/Co 의 계면에서 생성된 Co 산화물이 열처리를 통하여 환원되었음을 알 수 있다. 이로 인해 열처리 전에 계면에서 초과 산화되어 있던 MgO가 이상적인 화학양론 비를 이루게 되면서 수직자기이방성 에너지가 크게 증가하여 Pd/Co/Pd 구조보다 상대적으로 두꺼운 Co층에서 수직자기이방성이 확인되는 것으로 보인다[8]. 이는 산화물/강자성체 사이의 계면 상태 제어를 통해 강한 수직자기이방성을 확보할 수 있음을 의미한다.

5. 결론

MgO/Co/Pd 구조에서 열처리 전 후의 자기 모멘트 관찰 및 자기이방성의 분석을 통해 계면 상태를 간접적으로 확인하고 그것이 수직자기 이방성에 미치는 영향을 분석하였다. 또한, 열처리 후 Pd/Co/Pd 구조와 비교하여 더 두꺼운 두께까지 수직자기이방성을 갖고 있음을 확인하였다. 이러한 결과는 MgO/Co/Pd구조가 스핀전류 형성에 유리한 특성을 가지고 있음을 의미하기 때문에[9] MgO를 기반으로 한 p-MTJ, 스핀나노소자 등 수직자화 물질을 이용하는 여러 나노 소자에 응용될 수 있을 것으로 기대한다.

참고문헌

- [1] P. Bruno and J.-P. Renard Appl. Phys. A **49**, 499 (1989)
- [2] F. J. A. den Broeder et al. Appl. Phys. A **49**, 507 (1989)
- [3] P. F. Carcia *et al.* Appl. Phys. Lett. **47**, 178 (1985)
- [4] Y. Dahmane *et al.* IEEE Trans. Magn. **44**, 2865 (2008)
- [5] L. E. Nistor *et al.* Appl. Phys. Lett. **94**, 012512 (2009)
- [6] Ioan Mihai Miron *et al.* Nature Mater. **9**, 230 (2010)
- [7] Ioan Mihai Miron *et al.* Nature Mater. **10**, 419 (2011)
- [8] H. X. Yang, M. Chshiev, and B. Dieny Phys. Rev. B **84**, 054401 (2011)
- [9] J. H. Jung, S. H. Lim and S. R. LEE J. Appl. Phys. **108**, 113902 (2010)

Effect of CoFeB Composition and Mg Interlayer on Perpendicular Magnetic Anisotropy in Hf/CoFeB/MgO Structures

Chul-Hyun Moon^{1,2*}, Byoung-Chul Min¹, Kyung-Jin Lee^{1,2}, and Kyung-Ho Shin¹

¹Korea Institute of Science and Technology (KIST), Seoul 136-791, South Korea

²Korea University, Seoul 136-701, South Korea

1. Introduction

The MgO/ CoFeB/ Ta structures is known to have a decent perpendicular magnetic anisotropy (PMA), and magnetic tunnel junctions (MTJs) based on this structure yield a high tunnel magnetoresistance (TMR) of over 120%[1]. It has been recently reported that the PMA at the MgO/CoFeB interface can be increased by inserting a Mg interlayer between CoFeB and MgO [2] or by replacing Ta to Hf underlayer [3]. Here we have investigated the influence of the CoFeB composition and Mg interlayer on the PMA in Hf/ CoFeB/ Mg/ MgO structures.

2. Experiment Method

We fabricated Hf/ Co₄Fe₄B₂/ MgO and Hf/ Co₂Fe₆B₂/ MgO structures. The samples were deposited using both DC and RF magnetron sputtering on the oxidized Si(100) substrates, and thereafter annealed at 300 °C. The magnetic properties were characterized by vibrating sample magnetometer (VSM) and the anomalous hall effect (AHE).

3. Results and Discussion

A PMA is observed in both Hf/ Co₄Fe₄B₂/ MgO and Hf/ Co₂Fe₆B₂/ MgO structures, when the thickness of CoFeB is thinner than 1.4 nm. The Hf/ Co₄Fe₄B₂/ MgO structures show a higher PMA than the Hf/ Co₂Fe₆B₂/ MgO structures, since the Co₂Fe₆B₂ layer has been sizably oxidized during the MgO deposition. We find that the PMA has been enhanced by inserting a Mg interlayer between the CoFeB and MgO. The largest PMA is observed when the Mg thickness is 0.4 nm. It is believed that the insertion of Mg layer affect the Co-O and Fe-O bonding at the interface, which are crucial to obtain a high PMA.

4. Conclusion

We show that the variation of CoFeB composition and the insertion of a Mg interlayer affect the PMA in Hf/ CoFeB/ MgO structures. These results demonstrate that a slight difference in Co-O and Fe-O bonding at the interface influences the PMA significantly. The structures studied in this paper can be used for perpendicular MTJs and for other spintronics devices based on perpendicular magnetic layers.

Reference

- [1] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanal, J. Haykawa, F. Matsukura and H. Ohno, *Nature Materials* 9, 721 (2010).
- [2] Q. L. Ma, S. Iihama, T. Kubota, X. Zhang, S. Mizukami, Y. Ando and T. Miyazaki, *Appl. Phys. Lett.* 101, 122414 (2012).
- [3] T. Liu, J. W. Cai, and Li Sun, *AIP Advances* 2, 032151 (2012).

Implementation of Linear Field Sensor utilizing Spin Transfer Torque-Magnetic Tunnel Junction

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

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

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

The conventionally MR devices such as Giant magnetoresistance (GMR), Tunnel magnetoresistance (TMR) and spin transfer torque-magnetic tunnel junction (STT-MTJ) for memory can be shown character of a distinct bistable state for 0 and 1. There exist some crucial problems, when developing field sensor by using the MR devices, it has to be developed new structure and fabrication process to show the character of linear output [1-3]. However, in case of STT-MTJ, it does not need to change the structure or the process but the operating method modification can achieve to fulfill a condition of linear output.

In this study, the linear magnetic field sensor by using STT-MTJ is successfully implemented. Unlike MR sensors and Hall sensor, the figure of merit of STT-MTJ, areal density is higher than that of the conventional MR devices; more chips can be produced and manufacturing price can be reduced. Also it has a low power consumption and a high MR ratio about 100 % ; high sensitivity. The more MR ratio is higher, the more sensitivity is higher. We studied a MgO-based MTJ of the composition PtMn/CoFe/Ru/CoFeB/MgO/CoFeB [4]. The STT-MTJ devices have no linear feature and hysteretic, more likely step function depending on the magnetic field. So it is not appropriate for the magnetic field sensor. To solve these problems, bipolar pulse voltage is applied and the characteristic of linear output can be successfully obtained at critical bipolar pulse voltage (= 600 mV), as shown in Fig. 1. A possible origin of the dependence of a bipolar pulse response in STT-MTJ device will be discussed in detail.

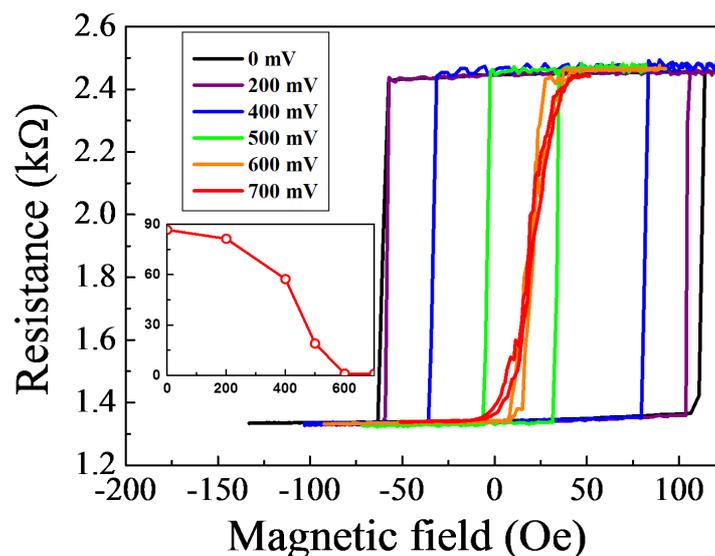


Fig. 1. Magnetic field dependence of resistance in STT-MTJ device. The coercivity of R-H loop decreases by increasing bipolar pulse voltage. Inset: The amplitude of bipolar pulse voltage-dependent coercivity.

References

- [1] J. K. Spong *et al.*, IEEE Trans. Magn., **32**, 366 (1996).
- [2] Z. Lu *et al.*, IEEE Trans. Magn., **36**, 2899 (2000).
- [3] J. Daughton., Proc. IEEE **91**, 681 (2003).
- [4] S. -C. Oh *et al.*, Nature. Phys., **5**, 898 (2009).

방위각 센서 시험 장치 제작

이승주¹, 장세종¹, 김은애¹, 손대락^{2*}

¹대전광역시 유성구 유성대로 1646, 509호, (주)센서피아
²대전광역시 대덕구 오정동 133, 한남대학교 광·센서공학과

1. 서론

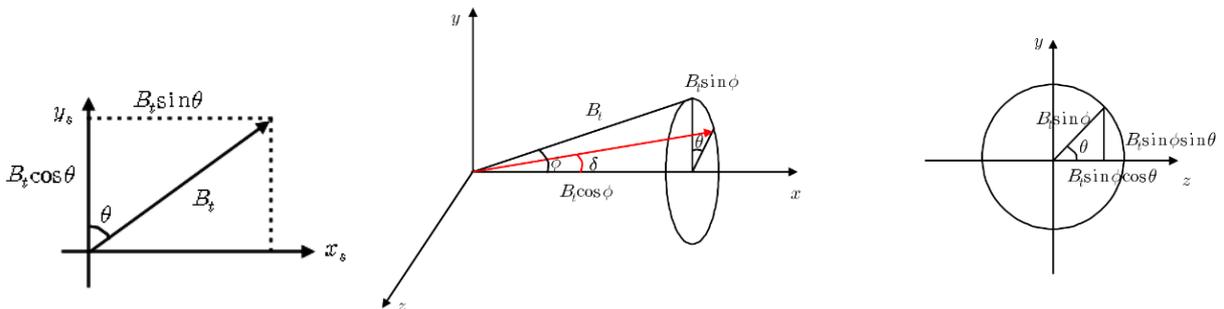
본 장치는 3축 Helmholtz 코일에 자기장을 인가하여 flux-gate형 방위각 센서의 자기장 크기 및 각도 오차와 azimuth, magroll 오차를 측정할 수 있는 장치로서, 좌표계 변환 matrix를 이용하여 방위각 센서의 좌표축과 3축 Helmholtz 코일 좌표축을 일치시키지 않고, 방위각 센서 좌표계에서 x-y, x-z, y-z 평면에 원하는 자기장 크기를 0.1도 이상의 간격으로 반시계 방향으로 회전시키면서 방위각 센서의 자기장 크기 및 각도 오차를 측정할 수 있게 하였다. 또한, 방위각 센서의 accelerometer 측정 데이터를 이용하여 방위각 센서의 좌표축과 3축 Helmholtz 코일 좌표축을 일치시킨 후, 방위각 센서의 azimuth와 magroll 오차를 측정할 수 있었다.

좌표계 변환 matrix를 구하는 방법으로는 좌표변환 행렬식으로 부터 3축 Helmholtz 코일 B_x 에 50 μT 인가 후 $B_{x_s}, B_{y_s}, B_{z_s}$ 를 측정하여 T_{11}, T_{12}, T_{13} 를 결정하고, 이와 동일한 방법으로 B_y, B_z 에 각각 50 μT 인가하여 $T_{21}, T_{22}, T_{23}, T_{31}, T_{32}, T_{33}$ 를 결정하여 역행렬을 구함으로써, 방위각 센서 좌표계에 필요한 자기장 성분을 발생시키기 위한 Helmholtz 코일 좌표 시스템의 자기장 값을 구할 수 있으며, 다음의 수식을 이용하여 3축 Helmholtz 코일에 자기장을 인가하여 방위각 센서의 azimuth, magroll 오차를 측정할 수 있다.

$$\begin{bmatrix} B_{x_s} \\ B_{y_s} \\ B_{z_s} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} B_{x_s} \\ B_{y_s} \\ B_{z_s} \end{bmatrix}$$

$B_{x_s}, B_{y_s}, B_{z_s}$: 방위각 센서 좌표계, B_x, B_y, B_z : Helmholtz coil 좌표계

(a) 좌표계 변환 matrix



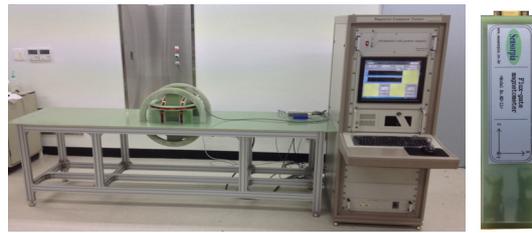
(b) 각도(θ): $\tan\theta = \frac{\sin\theta}{\cos\theta}$ (x-y평면), Azimuth(δ): $\tan\delta = \frac{B_t \sin\phi \cos\theta}{B_t \cos\phi}$, Magroll(θ): $\tan\theta = \frac{(B_t \sin\phi) \sin\theta}{(B_t \sin\phi) \cos\theta}$

그림 1. 좌표계 변환 matrix 및 각도, Azimuth, Magroll 수식

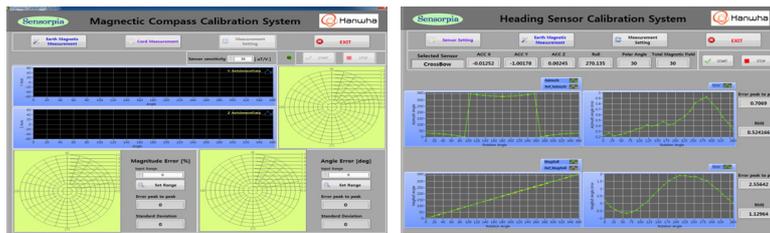
2. 장치 제작 및 측정 프로그램

방위각 센서 시험 장치는 지구자기장을 보상하고, 자기장을 인가하기 위한 3축 Helmholtz 코일과 Helmholtz

코일에 전류를 인가하기 위한 전원장치로 PC와 TCP/IP 통신을 통하여 PC명령에 의하여 3축 Helmholtz 코일에 자동으로 자기장을 발생시킬 수 있는 3-channel power supply, 지구자기장을 측정하기 위한 3축 flux-gate magnetometer와 측정 프로그램으로 LabVIEW software를 이용한 방위각 센서의 자기장 크기 및 각도 측정 프로그램과 azimuth, magroll 측정 프로그램이 있다. 3축 Helmholtz 코일의 생성되는 자기장은 선트 저항 양단의 전압과 coil constant를 이용하여 계산하였으며, coil constant 측정은 한국표준과학연구원에서 교정 받은 Bartington사의 Mag-01을 사용하여 측정하였다[1]. 또한 Helmholtz 코일에서 생성되는 자기장은 자기장 설정 값의 $\pm 0.1\%$ 이내로 생성되도록 3-channel power supply에서 feed-back되어 진다. 자기장 크기 및 각도 측정 프로그램은 원하는 자기장의 크기 및 각도, 회전 평면(x-y, y-z, x-z)을 조정할 수 있으며, azimuth, magroll 측정 프로그램은 자기장의 크기 및 polar angle을 조정하여 방위각 센서의 azimuth, magroll을 측정하였다.



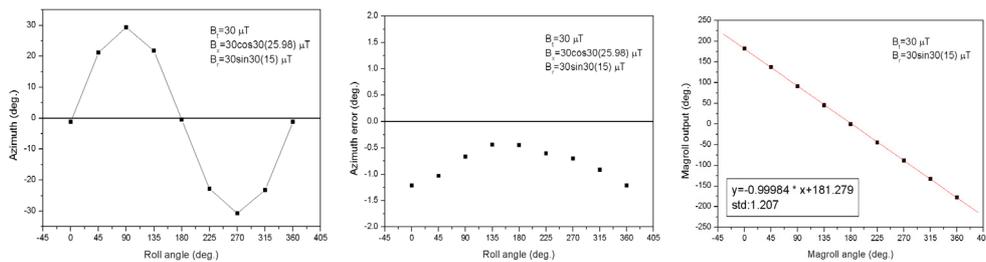
(a) 방위각 센서 시험 장치 (b) 3축 flux-gate magnetometer



(a) 자기장 크기 및 각도 측정 오차 프로그램 b) Azimuth, Magroll 오차 측정 프로그램

그림 2. 방위각 센서 시험 장치 및 측정 프로그램

3. 성능시험



(a) Azimuth 측정데이터 (b) Azimuth error (c) Magroll 측정데이터

그림 3. Crossbow사의 방위각 센서 CHS090TB의 성능시험; Total magnetic field : 30 uT, Polar angle: 30°이다.

참고문헌

[1] E. Fiorillo "Measurement and Characterization of Magnetic Materials" pp. 108(2004)

외부자기장에서의 $\text{Li}_3\text{Fe}_2(\text{PO}_4)_3$ 양극물질 자기적 특성 연구

김희승*, 이인규, 한은주¹, 김삼진, 김철성

국민대학교 물리학과, 136-702

¹수원대학교 물리학과, 445-743

1. 서론

요즘 차세대 에너지소재로 각광받는 리튬이차전지 양극물질 연구가 활발히 진행 중이다. 양극물질 연구에는 높은 작동전압, 충방전용량뿐만 아니라 열적안정도, 친환경적 측면 등이 고려되어야 한다. 리튬이차전지 양극물질 중 nasicon 구조로 알려진 $\text{Li}_3\text{Fe}_2(\text{PO}_4)_3$ 물질은 작동전압 2.8 V, 이론용량 128.2 mAh/g으로 olivine 구조 LiFePO_4 보다 전기화학적특성은 조금 낮으나 열적 안정성이 우수하기 때문에 $\text{Li}_3\text{Fe}_2(\text{PO}_4)_3$ 물질의 외부자기장 하에서 초전도 양자간섭계 (SQUID)와 뫼스바우어 분광법에 의한 미세적인 자기특성에 관한 연구를 하였다.

2. 실험 방법

$\text{Li}_3\text{Fe}_2(\text{PO}_4)_3$ 시료는 직접합성법(solid state reaction)으로 제조하였다. 출발물질로 Li_2CO_3 (99.99%), $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (99.999%), $\text{FeC}_2\text{O}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ (99%) 가 사용되었으며, 당량 비에 맞춰 계산 후 시료를 혼합하여 마노에서 1시간동안 분쇄하였다. 혼합한 시료를 300°C에서 4시간동안 아르곤 분위기에서 하소하였고, 하소한 시료를 pellet ($5000\text{N}/\text{m}^2$)으로 제작 후 900°C에서 8시간동안 아르곤 분위기에서 소결하였다. Cu-K α 선에 의한 X-선 회절 실험(XRD)을 통해 시료의 결정학적 특성을 확인하였고, 외부자기장 5T를 인가하여 다양한 온도구간 4.2 ~ 40 K에서 초전도 양자간섭계와 뫼스바우어 분광기를 이용하여 자기적 특성 변화를 관찰하였다.

3. 실험 결과 및 고찰

결정구조를 분석하기 위해 Fullprof 컴퓨터 분석프로그램을 이용하여 Rietveld 정련법으로 분석한 결과 $P2_1/n$ 의 공간군을 갖는 monoclinic 구조임을 확인하였고, 격자상수 $a_0 = 8.570 \text{ \AA}$, $b_0 = 12.014 \text{ \AA}$, $c_0 = 8.616 \text{ \AA}$, $\gamma = 90.511^\circ$, 부피는 $V = 887.116 \text{ \AA}^3$ 로 분석되었다.

자기적 특성을 확인하기 위해 측정된 초전도 양자간섭계 실험에서 5 T의 자장을 인가하여 온도별 자화곡선은 4.2 K에서 온도가 증가함에 따라 자화 값이 감소하다가 13 K에서 최솟값을 보이고, 온도가 증가함에 따라 자화 값이 증가하다 28 K에서 최댓값을 보였으며 그 이상의 온도에서는 다시 감소하는 모습을 보였다. 이는 5 T의 외부자장을 가한 뫼스바우어 온도별 데이터와 일치함을 확인하였다. 뫼스바우어 분석결과 최솟값의 자화율을 보인 13 K에서 1,6과 2,5의 흡수율이 같아졌고, 2,5라인의 면적이 온도가 증가함에 따라 감소하여 28 K에서는 완전히 사라지는 모습을 보였다.

참고문헌

- [1] H. S. Kim, and C. S. Kim, J. Appl. Phys. **113**, 17E117 (2013).
- [2] Y. H. Li, W. C. Kim, and C. S. Kim, J. Appl. Phys. **109**, 07A505 (2011)

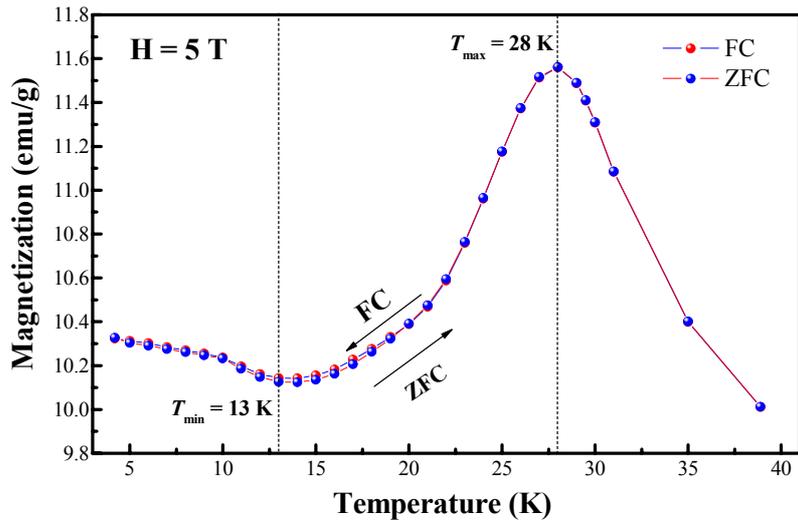


Figure 1. Temperature dependence of magnetization curves under 5 T between 4.2 and 295 K.

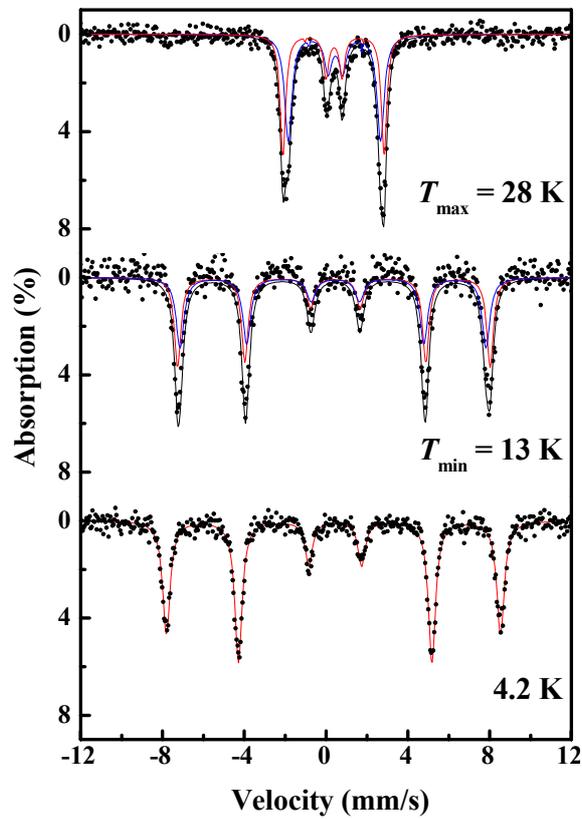


Figure 2. Mössbauer spectra of $\text{Li}_3\text{Fe}_2(\text{PO}_4)_3$ under external field of 5 T at various temperatures.

방열성능 개선을 통한 우퍼형 스피커의 성능 향상에 관한 수치적 연구

Numerical Analysis on Performance Characteristics for Woofers Speaker Using Effective Cooling Technique

김형진^{1*}, 서재형¹, 이우영², 염정국³, 서이수³, 이무연³

¹동아대학교 기계공학과 대학원, 부산시 사하구 낙동대로 550-37

²(주)영창시스템, 부산시 동래구 수안동 35-1

³동아대학교 기계공학과, 부산시 사하구 낙동대로 550-37

1. 서론

소리를 크게 하여 멀리까지 들리게 하는 기구인 스피커에 대한 연구는 용도 및 관련 음향기기에 따라 다양하게 연구되어 오고 있으며, 스피커의 성능은 적용 제품의 품질 및 시장 경쟁력을 좌우하는 중요한 요소이다. 특히 인간의 삶의 질 및 경제력 향상과 더불어 스피커의 음질, 음역 및 출력에 대한 관심이 증가되고 있으며, 인간이 들을 수 있는 가청주파수를 세분화하여 고음, 중음 및 저음영역으로 세분하여 연구하고 있으며, 사용 목적에 따라 저음을 출력하는 우퍼(Woofers), 고음을 출력하는 트위터(Tweeters) 그리고 중간음을 내는 미드레인지(Mid Range)로 구성된다. 이러한 스피커에 대한 연구는 음질과 사운드 출력 향상 등 스피커의 음향성능 개선부터 시작하여 수명 및 소비 전력 향상등과 같은 내구성과 에너지효율 향상 분야까지 발전되고 있다. 특히, 스피커는 전기적 신호를 전달 받아 소리 에너지를 생산할 때 핵심적인 요소가 보이스코일(영어 명)이다. 즉 스피커의 성능과 내구성을 결정하는 중요한 요소로 전기적 신호가 인가되면 코일의 자체 전기저항에 의한 열이 발생되며, 이 열이 효과적으로 외부로 방출되어야 스피커의 성능을 일정하게 유지할 수 있으며, 발열 온도가 한계치를 넘어가면 코일이 타거나 녹는 문제 발생하여 스피커의 성능 감소 및 수명 단축을 야기하게 된다. 따라서 스피커 내부에 위치한 보이스코일에서 발생하는 고온의 열을 효과적으로 방출하고 온도상승에 따른 댐핑 효과를 방지하기 위하여 자성유체를 적용한 스피커에 대하여 개발 및 연구가 진행되고 있다. Rosensweig et al.은 자성유체를 이용한 보이스코일의 센터링 효과에 대하여 연구를 수행하였고, Lee and Yoo는 자성유체 적용에 따른 스피커에서 댐핑 효과에 대하여 연구를 수행하여 자성유체 비율에 따른 스피커에서 댐핑 특성의 변화를 고찰하였다[1, 2]. 즉 스피커에서 자성유체 적용에 따른 은 센터링효과 및 댐핑 효과에 대하여 연구가 주로 수행되었으나, 저음을 출력하는 우퍼(Woofers) 스피커에서 자성유체 적용에 따른 방열특성 향상을 포함한 열유동 특성과 일반적인 성능특성에 대한 연구는 아직까지 미비한 상황이다. 따라서 본 연구에서는 자장세기에 따른 스피커용 자성유체의 열유동 특성과 관련된 성능에 대하여 수치적으로 연구하고자 한다.

2. 해석

본 연구를 수행하기 위하여 원통형 스피커는 2차원 축대칭이라 가정하였고, 스피커 내부의 복잡한 형상을 Fig. 1과 같이 단순화하여 나타내었다. 계산에 사용된 전체 메쉬의 개수는 약 10,000 개이며, 자성유체의 열유동 현상에 대한 더욱 정밀한 분석을 위하여 자성유체 및 보이스코일의 메쉬는 더욱 조밀하게 생성하였다. CFD 해석 조건으로는 자장은 자성유체 외부에서 균일하게 인가되고 자력은 일정한 방향으로 흐른다고 가정하였고, 보이스코일은 열이 균일하게 발생한다고 가정하여 일정한 열유속의 발열조건을 부여하였다. 본 연구에서 사용된 스피커용 자성유체는 일반적으로 많이 사용되고 있는 자성유체 모델 중 마그네타이트 농도가 3.6%인 자성

유체의 물성치를 사용하였다.

3. 결과 및 고찰

본 연구에서는 보이스코일에서 발생하는 열을 효과적으로 방열시키기 위하여 스피커용 자성유체를 사용하였으며, 본 시스템의 열유동 특성을 예측하기 위해 CFD를 이용하여 유한요소 해석 모델을 구축하였다. 해석 모델은 스피커에 사용되는 영구자석의 실제 자장세기로 인가하였고, 스피커 구동 시 보이스코일의 최대 온도는 200℃로 가정하여 계산하였다. 보이스코일에서 발생한 열은 열원에서 영구자석 방향으로 확산되어 외부로 방열되는 것을 확인할 수 있었다.

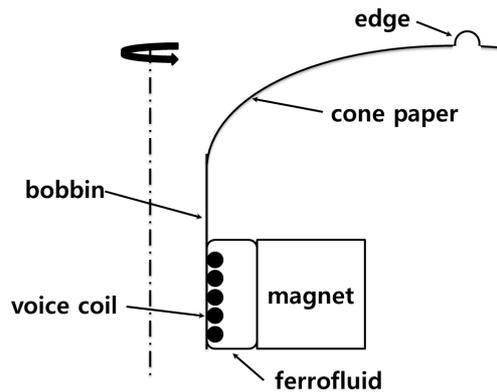


Fig. 1. Simplification of speaker.

4. 결론

본 연구를 통하여 스피커에 사용되는 자성유체의 열유동 특성을 CFD를 이용하여 수치 해석적으로 예측하였고, 스피커에서 댐퍼 대신 자성유체를 사용할 경우 기존의 댐퍼에 비해 보이스코일에서 발생하는 열을 보다 효과적으로 방열할 수 있음을 확인 할 수 있었다[3].

참고문헌

- [1] R. E. Rosensweig, Y. Hirota, S. Tsuda and K. Raj, J. Phy. Con. Mat. **20**, 204147-1 (2008).
- [2] H. S. Lee and J. G. Yoo, J. Kor. Mag. Soc. **8**, 93 (1998).
- [3] S. G. Koh, K. J. Lee, J. H. Kang, G. H. Oh, K. H. Sung and C. J. Kim, Proc. of the KSME Spring Annual Meeting (2008) pp. 41~44.

The Magnetic Entropy Change of $\text{La}_{0.7-x}\text{Ga}_x\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ Compounds

J.S. Hwang^{1*}, K.S. Kim¹, B.S. Kang², J.S. Lee³ and S.C. Yu¹

¹Dept. of Physics and BK21 Physics Program, Chungbuk National University, Cheongju, 361-763, South Korea

²Dept. of Nano science and Mechanical engineering, Konkuk University, Chungju, 380-701, South Korea

³Department of Precision Mechanical Engineering, Gangneung · Wonju National University, Wonju 220-711 Gangwon, South Korea

e-mail: kkim@cbnu.ac.kr

1. Introduction

The magnetic caloric effect (MCE) is intrinsic to magnetic solids and is induced via the coupling of the magnetic sub-lattice with the magnetic field, which alters the magnetic part of the total entropy due to a corresponding change in the magnetic field. It can be measured and calculated as the adiabatic temperature change $\Delta T_{\text{ad}}(T, \Delta H)$ or as the isothermal magnetic entropy change $\Delta S_M(T, \Delta H)$. Traditionally, diluted paramagnetic slats and rare earth intermetallic compounds that display significant MCE have been considered as attractive materials for cryogenic applications. Especially, perovskite $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LCMO) shows room temperature magnetoresistance and a ferrimagnetic phase transition with a Curie temperature of 260~270K. Therefore, it would be very interesting to study the magnetocaloric effect for this kind of materials because of the Curie temperature being near room temperature. The magnetic entropy change can be tuned by suitable sintering process. In this work, the magnetocaloric effect of $\text{La}_{0.7-x}\text{Ga}_x\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ compound was investigated. Materials with proper Curie temperature and large spontaneous magnetization have many peculiar properties that are attractive for applications as magnetic refrigerants.

2. Experiments

Polycrystalline $\text{La}_{0.7-x}\text{Ga}_x\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ ($x=0.0, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.25, 0.3$) samples were prepared by standard solid-state reaction in a stream of 5% H_2/Ar gas at sintering temperatures of 1273K for 12h. A stoichiometric mixture of high purity La_2O_3 (99.99%), Ga_2O_3 (99.99%), Ba_2CO_3 (99.99%) and MnCO_3 (99.999%) powders were fired in an Al_2O_3 crucible at 1573K in an electric furnace. X-ray diffraction patterns were taken with a Phillips diffractometer using $\text{Cu K}\alpha$ radiation. The temperature dependence of the magnetization was measured with a commercial vibrating sample magnetometer (VSM) at various temperatures from 80K to 500K in fields up to 10kOe.

3. Results and discussion

$\text{La}_{0.7-x}\text{Ga}_x\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ compound measured at 100 Oe from 80 K. The magnetic transition temperature, T_c defined as the minimum temperature of the dM/dT vs. T curve. The sharp decrease in magnetization implies the occurrence of magnetic ordering. The Curie temperature decreased from 274K to 164K with increasing Ga concentration.

We measured the temperature dependence of the magnetic entropy change for $\text{La}_{0.7-x}\text{Ga}_x\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ compound with an external field of 10kOe. The magnetic entropy change, a function of temperature and magnetic field,

produced by the variation of the magnetic field from 0 to Hmax is calculated by
$$|\Delta S_M| = \sum_i \frac{M_i - M_{i+1}}{T_{i+1} - T_i} \Delta H$$
.

As the magnetic field increase varying from 0 to 10 kOe, ΔS_M is about 0.82 J/kg K(x=0.3) - 2.28 J/kg K(x=0.0). The magnetocaloric effect is taken place around room temperature, especially. The superior features of this compound make it a competitive candidate for a working material in room temperature magnetic refrigeration because of proper substitution of Ga. This opens promising applications in magnetic cooling systems, probably.

4. Conclusion

The magneto-caloric effect and magnetization behavior have been analyzed in the perovskite $\text{La}_{0.7-x}\text{Ga}_x\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ compound with the sintering temperature at 1273K. Samples were fabricated by conventional solid-state reaction method. X-ray diffraction measurements revealed that all the samples are single phase in cubic structure. The TC decreased with increasing Fe content. The magnetic entropy changes, ΔS_M of about 0.82 ~ 2.28 J/kg K were obtained in the temperature range of 164 K ~ 274 K. The maximum values of ΔS_M obtained at x=0.0 compound with Curie temperature of 274 K.

References

- [1] K. Pecharsky and K. A. Gschneidner Jr, J. Appl. Phys. 86, 565 (1999).
- [2] M. Földeàki, R. Chahine, and T. K. Bose, J. Appl. Phys. 77, 3528 (1995).
- [3] C. X. Huu, N. Chau, N. D. The and N. Q. Hoa, J. Kor Phys. Soc. 53,763(2008).
- [4] N. Chau, D. T. Hanh, B. C. Tinh, N. H. Luong, N. D. Tho and N. H. Hai, J. Korean Phys. Soc. 52,1431(2008).
- [5] M.S. Lee, C.M. Heo, K.S. Kim, B.S. Kang, S.C. Yu, Y.S. Kim, J.Y. Kim and B.W. Lee, J. Kor. Phys. Soc. 57, 1897 (2010).
- [6] K.S. Kim, M.S. Lee, S.C. Yu, B.W. Lee and B.S. Kang, IEEE Transaction on Magnetics, 47(10), 2474(2011)
- [7] M.H. Phan, S.C. Yu and N.H. Hur, Appl. Phys. Lett. 86,072504(2005)

Ba₂CoNiFe₁₂O₂₂의 자기적 특성 연구

원미희^{1*}, 임정태¹, 심인보¹, 이보화², 김철성¹

¹국민대학교 물리학과, 서울 136-702

²한국의국어대학교 물리학과, 경기도 449-791

1. 서론

최근 비선형 스핀구조를 가진 육방정 페라이트의 전기자기효과(Magnetoelectric Effect)와 온도와 자기장에 따른 스핀 구조에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다. 뿐만 아니라 고주파 디바이스와 전파흡수체 등에 사용되는 Y-type 육방정 페라이트의 큐리 온도, 포화 자화, 그리고 자기 이방성 등의 자기적 특성도 중요한 요소이다.[1] 특히 Ni을 치환한 Y-type 육방정 페라이트는 큐리온도가 다른 물질보다 높으며 Ba자리에 Sr을 치환 할 경우 ME effect가 발현 된다.[2] 이러한 연구결과를 뒷받침해 본 연구에서는 Y-type 육방정 페라이트인 Ba₂CoNiFe₁₂O₂₂의 자기적 특성을 알아보았다.

2. 실험 방법

Ba₂CoNiFe₁₂O₂₂ Y-type 육방정 페라이트는 직접합성법(Solid state reaction method)을 이용하여 제조되었다. 출발물질로는 BaCO₃, CoO, NiO, Fe₂O₃를 사용하였다. 출발 물질을 마노에서 혼합, 분쇄한 후 하소를 1000 °C 까지 2 °C / min 으로 승온 하여 10시간 동안 유지한 후 자연 냉각 시키는 과정으로 진행하였다. 동일한 과정으로 1050 °C에서 1차 소결을 한 후 1100 °C에서 2차 소결을 하였다. 이와 같은 과정을 거친 후 단일상의 Ba₂CoNiFe₁₂O₂₂을 얻을 수 있었다. 시료의 결정학적 특성을 확인하기 위하여 Cu-Kα 선에 의한 X-선 회절 실험(XRD)을 하였고 진동자화율 측정기(VSM)를 이용해 자장에 따른 자화율 변화를 측정하였다. 마지막으로 뫼스바우어 분광기를 통해 4.2 K부터 750 K까지 넓은 온도 구간의 데이터를 통해 시료의 미시적인 특성을 확인하였다.

3. 실험 결과 및 고찰

X-선 회절 측정을 한 결과, Ba₂NiCoFe₁₂O₂₂ 시료는 $R\bar{3}m$ 의 공간군을 갖는 rhombohedral 구조임을 확인하였다. 분석구조 인자(R_B)와 Bragg 인자(R_F)는 5 % 미만으로 단일상임을 확인하였고 격자상수는 각각 $a_0 = 5.85 \text{ \AA}$, $c_0 = 43.48 \text{ \AA}$ 이었다. 자기적 특성을 알기위해 진동자화율 측정기로 포화자화와 보자력을 측정하였다. 또한, 100 Oe 자기장내에서 온도에 따른 자화 곡선을 측정한 결과 204 K 에서 나선형 스핀구조에서 준강자성으로, 720K 에서는 준강자성에서 상자성으로의 스핀전이가 나타났다. 4.2 K부터 750 K까지의 뫼스바우어 분광 실험 결과 큐리온도는 720 K로 진동자화율 측정기로 측정한 온도와 같음을 확인할 수 있었다. 또, 온도에 따른 초미세자기장 분석 결과 스핀 전이 온도인 204 K 전후에서 기울기가 변하였다. 이러한 분석결과는 진동자화율 측정기로 얻어낸 스핀전이 온도와 일치함을 보여주었다. 이성질체 이동치를 통하여 모든 부격자에서 Fe³⁺ 상태로 존재함을 확인하였다.

참고 문헌

- [1] S. H. Chun et al., Phys. Rev. Lett. 104, 037204 (2010).
- [2] M. H. Won, C. S. Kim, J. Appl. Phys. 113, 17D906 (2013).

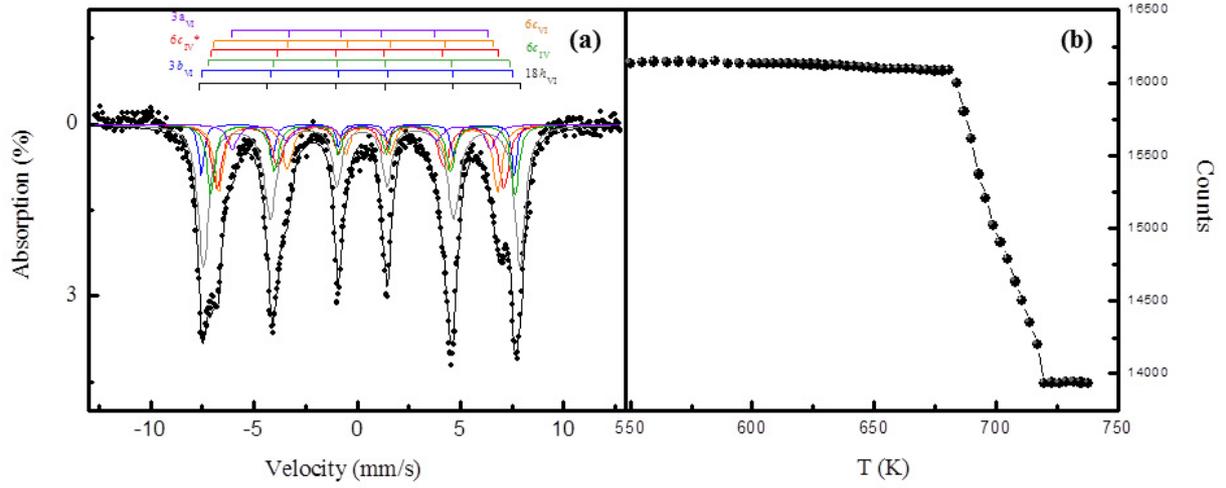


Figure 1. (a) Mössbauer spectrum of $\text{Ba}_2\text{CoNiFe}_{12}\text{O}_{22}$ at 295 K, (b) Temperature dependence of the counts of the 14.4 keV γ -ray zero velocity for $\text{Ba}_2\text{CoNiFe}_{12}\text{O}_{22}$.

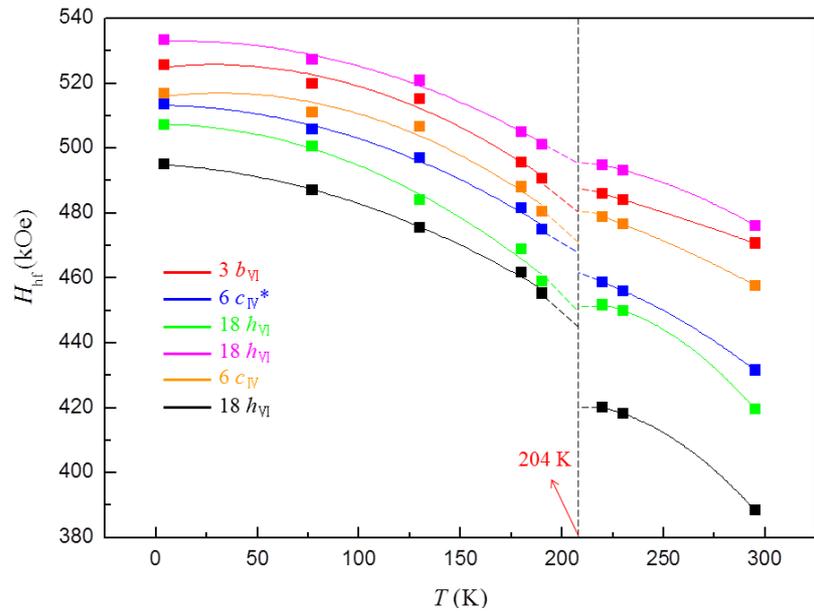


Figure 2. Temperature dependence of the magnetic hyperfine field (H_{hf}) of $\text{Ba}_2\text{CoNiFe}_{12}\text{O}_{22}$.

자기 유동에 의한 나노자성 와이어의 종횡비에 따른 자화상태 연구

김동영*, 전성재, 조성언, 윤석수
안동대학교 물리학과

1. 서론

나노 크기의 자성 디스크, 와이어, 튜브 등의 구조에서 종횡비 등 구조적 변수에 따른 자화 상태의 변화에 관한 연구가 이론적, 실험적으로 매우 활발하게 연구되어지고 있다[1-4]. 대부분의 실험적 연구는 나노 자성구조 배열을 전기도금이나 진공증착 방법으로 제작한 후 자기이력 곡선을 측정하여 자화상태를 평가하는 방법으로 이루어지고 있다. 그러나 이러한 방법의 경우 배열을 이루고 있는 자성구조들 사이의 상호작용이 존재하기 때문에 측정한 자기이력 곡선이 단일 나노 자성구조의 자화상태를 나타내지 못하게 된다. 본 연구에서는 상호작용으로 인한 영향이 없는 단일 나노 자성구조의 자화상태를 연구하기 위해서 전기도금으로 제작한 나노와이어 배열에서 형판을 용해시킨 후 자성구조를 유체속에 묶은 농도로 넣은 후 자기장 속에서 정렬하는 과정을 관찰하는 방법으로 자화상태를 평가하는 방법을 도입하였다. 이 방법으로 종횡비에 따른 나노 자성와이어의 자화상태 변화를 연구하였다.

2. 실험방법

본 연구에서 적용한 나노 자성와이어를 제작하는 방법은 폴리카보네이트 형판의 기둥형 기공속에 Au/Ni 2층 구조를 전기도금으로 증착하는 방법으로 제작하였다. 제작된 자성와이어 배열에서 폴리카보네이트를 용해시킨 후 자성와이어를 포집하였다. 포집된 자성와이어를 물속에 묶은 농도로 넣은 현탁액을 만들었다. 자성 와이어 현탁액 한 방울을 슬라이드 글라스 위에 떨어뜨린 후 현미경으로 균일한 자기장하에서 자성와이어의 유동을 관찰하였다. 균일한 자기장하에서 자성와이어가 정렬되는 방향을 이용하여 종횡비에 따른 자화상태의 변화를 결정하였다. 현미경으로 자성와이어의 유동을 용이하게 관찰하기 위해 Au를 먼저 길게 도금한 후 Ni를 다양한 길이로 도금하였다.

3. 실험결과 및 고찰

그림 1(a)는 전기도금 방법으로 약 2 μm 길이 200 nm 직경의 Au와이어 위에 약 50 nm 길이와 약 600 nm 길이의 Ni 와이어를 2층으로 제작한 시편의 FE-SEM 사진을 각각 보여준다. 그림 1(b)는 Au/Ni 와이어를 물속에 넣은 후 자기장을 가하지 않은 상태에서 어떤 단일 와이어를 현미경으로 관찰한 사진이다. 그림 1(c)는 180 Oe 크기의 자기장을 수평방향으로 가한 후 해당와이어의 최종정렬 상태를 관찰한 것이다. 이 결과를 보면 길이 50 nm의 짧은 Ni의 경우 자기장을 가하면 회전하여 와이어의 길이 방향이 자기장에 수직인 방향으로 정렬하며 600 nm의 긴 Ni 와이어의 경우 반대로 와이어의 길이방향이 자기장에 수평인 방향으로 정렬된다는 것을 명확히 보여준다. 이는 50 nm의 짧은 Ni의 경우 도금된 상태에서 자화 용이축이 와이어의 직경방향이며 600 nm의 긴 Ni 와이어의 경우 자화용이축이 와이어의 길이방향이라는 것을 의미한다. 본 발표에서는 다양한 종횡비를 가진 Ni와이어의 자화상태를 같은 방법으로 제작하고 관찰하여 결정한 결과를 제시하고자 한다.

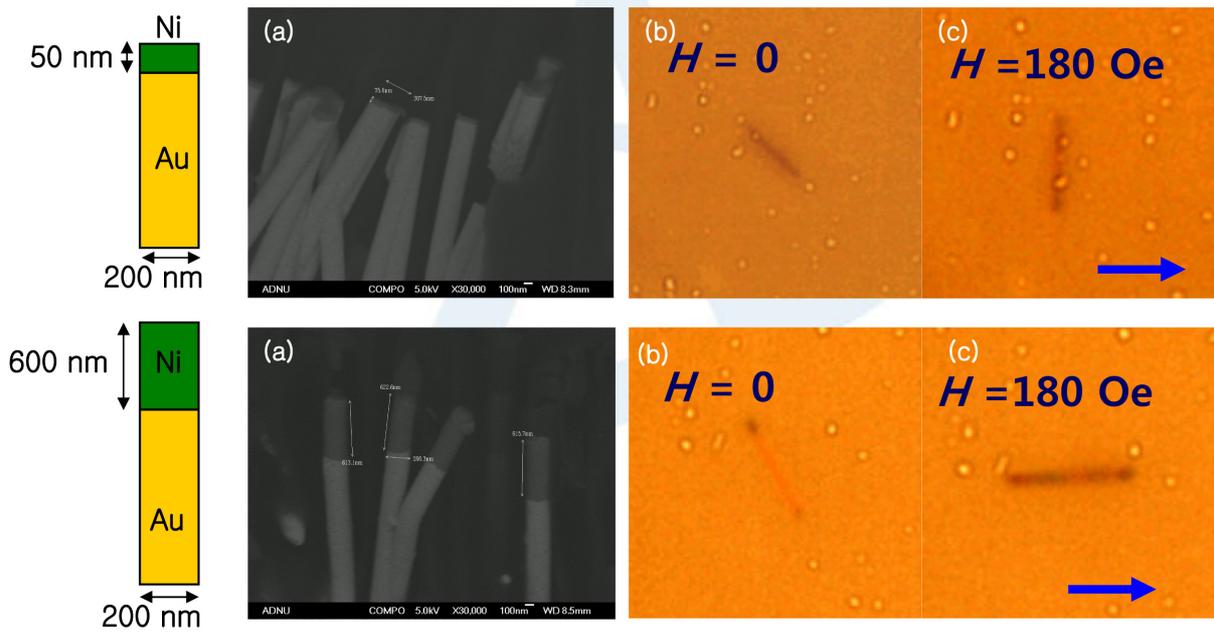


그림 1. 직경 200 nm 길이 50 nm와 직경 200 nm 길이 600 nm 길이의 Ni 와이어에 대한 FE-SEM 측정결과(a) 및 물속에서 단일 와이어의 자기장을 가하기 전과 후 정렬 상태를 광학현미경으로 찍은 사진 (b)&(c).

감사의 글

본 연구는 2012년도 정부 (교육과학기술부)의 재원으로 한국연구재단의 기초연구사업 지원을 받아 수행된 것임(No. 2010-0009408).

참고문헌

- [1] J. Escrig, J. Bachmann, J. Jing, M. Daub and D. Altbir et al., Phys. Rev. B 77, 214421 (2008).
- [2] J. Escrig, P. Landeros, D. Altbir, E. E. Vogel and P. Vargas, J. Magn. Magn. Mater. 308, 233 (2007).
- [3] P. Landeros, S. Allende, J. Escrig, E. Salcedo and D. Altbir et al., Appl. Phys. Lett. 90, 102501 (2007).
- [4] S. Pal, S. Saha, D. Polley and A. Barman, Solid State Commun. 151, 1994 (2011).

Spin Dynamics in CoFeB Nanowires using Micro-fabricated Coplanar Wave Guide

Jaehun Cho^{1*}, Jungbum Yoon¹, Fujii Yuya², Konishi Katsunori²,
Suzuki Yoshishige² and Chun-Yeol You¹

¹Department of Physics, Inha University

²Division of Materials Physics, Graduate School of Engineering Science, Osaka University

1. Introduction

Ferromagnetic nanostructures have recently attracted much interest for the wide potential applications in data storage, magnetic sensors and microwave devices [1]. In long wires with a small diameter, the shape anisotropy may allow ferromagnetic nanowire devices to be operated without an external magnetic field [2]. However, more studies are needed to understand the spin dynamics properties in the nanowires with the shape anisotropy energies. In this study, we experimentally investigate the ferromagnetic resonance of the nanowires. We also calculate the ferromagnetic resonance using micromagnetic simulations with the same figures in the experimentally studied nanowires.

2. Experiment and Micromagnetic simulations

We measured the ferromagnetic resonance of the ferromagnetic nanowires. Electrically shorted coplanar waveguides were fabricated on 30-nm-thick $\text{Co}_{16}\text{Fe}_{64}\text{B}_{20}$ film with a lateral size of $5 \times 250 \times \mu\text{m}^2$ (rectangular), and array of nanowires of $100 \text{ nm} \times 250 \mu\text{m}$ (longitudinal) and $100 \text{ nm} \times 5 \mu\text{m}$ (transverse) with a gap of 200 nm between nanowires using liftoff technique. The magnetic properties of nanowires are examined with the vector network analyzed ferromagnetic resonance measurement. For micromagnetic simulations, the object oriented micromagnetic framework (OOMMF) code is used to solve the Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation [3].

3. Results

The frequencies of the spinwaves versus the applied magnetic field are plotted in Fig. 1. The frequencies of each modes are analyzed using Kittel's equation [4]

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} ([H + (N_y - N_z)M] [H + (N_x - N_z)M])$$

H is the applied magnetic field, γ is the gyromagnetic ratio, N_x, N_y, N_z are the demagnetization factors, M_s is the saturation magnetization. The saturated magnetization was determined by thin film, and the demagnetization factors was determined by the longitudinal and transverse patterns. Changing thin film to longitudinal (transverse) patterns, resonance frequencies increase (decrease). It may cause by the shape anisotropy of longitudinal (transverse) patterns. From the standard fitting procedures, we find that the saturated magnetization and demagnetization factors (N_x, N_y, N_z) in longitudinal wire are $1.579 \times 10^6 \text{ A/m}$ and (0.008, 0.125, 0.867) respectively.

We considered periodic boundary condition (PBC) in the micromagnetic simulations for infinite nanowires. Figure 1 shows the figure of PBC nanowire with 100-nm-long, 100-nm-wide, and 10-nm-thick CoFeB. Each nanowire is separated 200 nm in y-axis, the cell size is $5 \times 5 \times 5 \text{ nm}^3$. The material parameters of CoFeB are used in our simulation are summarized as follows: the saturation magnetization $1.579 \times 10^6 \text{ A/m}$, the exchange stiffness $1.5 \times 10^{-11} \text{ J/m}$, the gyromagnetic ratio $2.32 \times 10^5 \text{ m/(A}\cdot\text{s)}$ and we ignore the magneto-crystalline anisotropy. In this simulation, the Gilbert damping parameter of 0.01 is fixed.

4. Summary

In summary, the ferromagnetic resonance experiments was applied to investigate the magnetic properties of $\text{Co}_{16}\text{Fe}_{64}\text{B}_{20}$ thin films and nanowire patterns. We find that the saturated magnetization and demagnetization factors. And we will compare experimental result with the micromagnetic simulations.

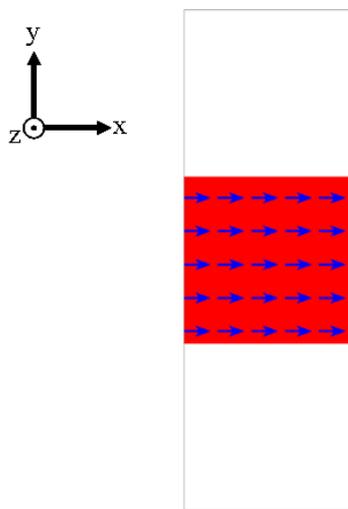


Fig. 1 Magnetization configuration of the CoFeB nanowire with Periodic Boundary Condition.

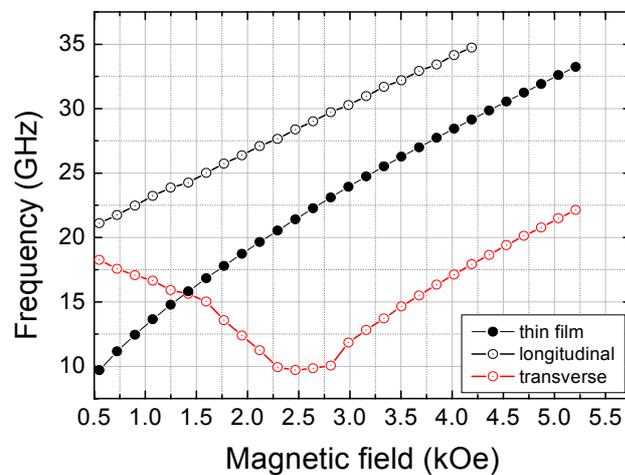


Fig. 2 Variation of spin wave frequency with an applied field. The black closed circles are thin film, black open circles are longitudinal patterns, and red open circles are transverse patterns.

5. Reference

- [1] Tao Li *et al*, J. Physics.: Condens. Matter., **17**, 3637(2005).
- [2] Louis-Philippe Carignan *et al*. Appl. Phys. Lett., **95**, 062504(2009).
- [3] See <<http://math.nist.gov/oommf>>.
- [4] C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 7th edition, John Wiley & sons, 1996, p. 505.

Perpendicular Magnetic Anisotropy in Amorphous Ferromagnetic CoSiB/Pd Multilayer with Various Thicknesses

Sol Jung^{1*}, Haein Yim¹

¹Department of Physics, Sookmyung Women's University, Cheongpa 47gil 100, Yongsan-gu, Seoul 140-742

1. Introduction

Perpendicular magnetic anisotropy (PMA) is the phenomenon of a magnetic thin film which is preferentially magnetized perpendicular to the film plane. This phenomenon was first observed in thin films of Co/Cr alloys in 1975 and is currently of interest in relation to high-density magnetic recording. In the search for other various candidates for recording media, multilayers offer the possibility for anisotropy dominated by the existence of interface anisotropy. PMA has been studied as a possible candidate for a high-density spin transfer torque magnetic random access memory [1-5]. Magnetic multilayer which includes metal alloys based on Co/Pt or Co/Pd, has been investigated because exchange coupled super lattice films of alternating ferromagnetic and non-magnetic layers can be engineering to show strong PMA [6-8]. Some materials show better interface roughness than crystalline materials, one of these materials being the amorphous metal alloy CoSiB. The amorphous magnetic materials like CoSiB are required for high-density magnetic devices and CoSiB alloy is expected to be a potential candidate material for the free layer in a high-density MRAM.

2. Experiments

The chamber's base pressure was up to 2.0×10^{-7} Torr, and the working pressure was 2×10^{-3} Torr after flowing Ar gas (46sccm). All thin films were uniform in size, 1.4cm x 1.4 cm, and were deposited at room temperature. The magnetic properties of the thin films were measured by a vibrating sample magnetometer.

3. Result

All of the results in this study, we present by Fig. 1. The [CoSiB 3 Å/Pd 13 Å]₅ multilayer shows perpendicular magnetic anisotropy better than the others.

4. Discussion

In this letter, we vary present the graphs of all samples; detailed data and the reason for these results will be presented in our next letter. We will demonstrate the amorphous CoSiB/Pd multilayer system to be beneficial for applications of magnetic tunnel junctions and interactions between CoSiB and Pd in a next study.

5. Conclusion

We conclude that PMA depends on the CoSiB thickness more than it does on the Pd thickness because the PMA is influenced by the ferromagnetic material's thickness. In addition, the squareness depends on the repetition time of the bilayer (FM/AFM).

Reference

- [1] S-I. Iwasaki and K. Takemura, IEEE Trans. Magn. **MAG-II**, 1173 (1975).
- [2] J. F. Weaver, A. F. Carlsson and F. J. Madix, Surf. Sci. Rep. **50**, 107 (2003).
- [3] G. H. O. Daalderop, P. J. Kelly and M. F. H. Schuurmans, Phys. Rev. B. **50**, 9989 (1994).
- [4] F. J. A. den Broeder, D. Kuiper, A. P. van de Mosselaer and W. Hoving, Phys. Rev. Lett. **60**, 2769 (1988).
- [5] N. Nishiura, T. Hirai, A. Koganei, T. Ikeda, K. Okant, Y. Sekiguchi and Y. Osada, J. Appl. Phys. **91**, 5246 (2002).
- [6] G. H. O. Daalderop, P. J. Kelly and F. J. A. den Broeder, Phys. Rev. Lett. **68**, 682 (1992).
- [7] R. H. Victoria and J. M. MacLaren, Phys. Rev. B **47**, 11583 (1993).
- [8] K. Kyuno, R. Yamamoto and S. Asano, J. Phys. Soc. Jpn. **61**, 2099 (2009).

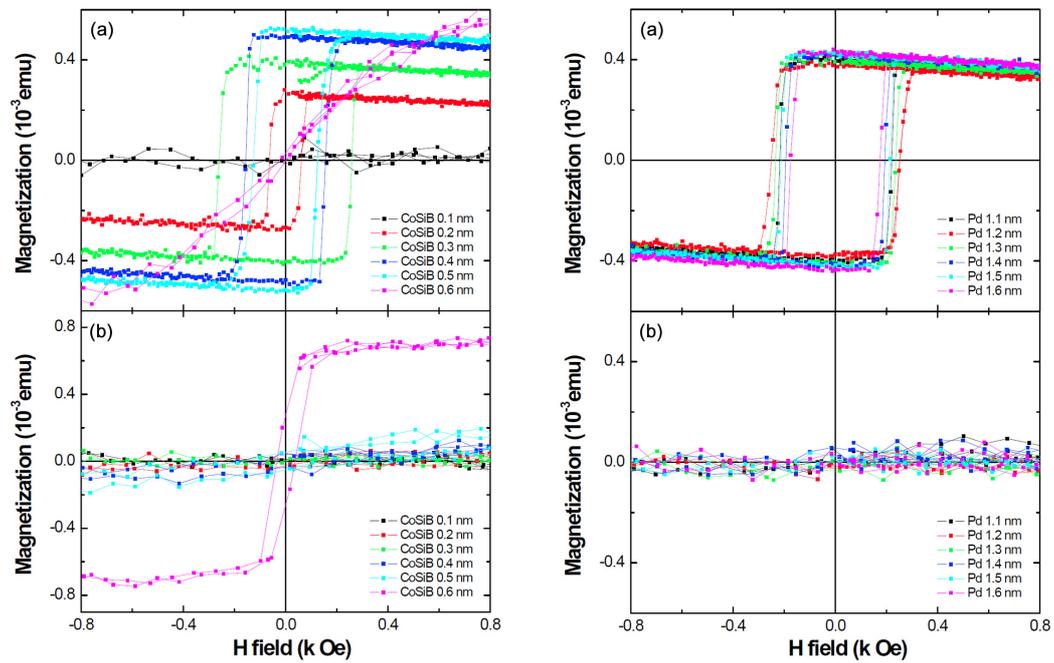


Figure 1. The hysteresis loops of the $[\text{CoSiB } t_{\text{CoSiB}} \text{ nm}/\text{Pd } t_{\text{Pd}} \text{ nm}]_5$ multilayer, which t_{CoSiB} are 0.1 ~ 0.6nm and t_{Pd} are 1.1 ~ 1.6 nm: (a) Out-of-plane, (b) In-plane.

고성능 Nd-Fe-B-X(X=Co,Cu,Al,Si,Nb,Zr,Zn,Gd,Ga)계 희토류 영구자석 합금제조 및 자기적 특성

김상욱^{1*}, 최영진¹, 장세종¹, 오윤석², 이영주², 송창빈¹

¹공주대학교 신소재공학부

²포항산업과학연구원(RIST)

최근 고성능 희토류 영구자석은 PC, 노트북 및 휴대용 스마트 통신기기, 발전기, 로봇, 의료기기 등 각종 전기·전자기기는 물론, 하이브리드 자동차(HEV), 전기자동차(EV), 풍력발전 등의 대표적/핵심적 부품소재로 주목됨에 따라 그 수요가 증가하고 있을 뿐만 아니라, 이들 제품의 고효율화/소형화/경량화/고성능화를 위해 보다 우수한 자기적 특성 향상 및 코스트 저감 등이 요구되고 있다.

따라서 새로운 자석원료의 조성설계, 자석합금 제조법, 미세화기술, 배향/성형기술, 소결열처리, 코팅/착자, 고순도화 등 다양한 기초연구 및 기술개발이 국내·외에서 활발하게 시도되어 왔다.

본 연구는 그에 관한 일환으로서, 본 연구실에서 새롭게 설계 및 제작된 수평식 냉각롤에 의한 냉각장치를 이용하여 Nd-Fe-B-X(X=Co,Cu,Al,Si,Nb,Zr,Zn,Gd,Ga)계 자석합금 스트립 제조, HDDR처리에 따른 미세조직 변화 및 자기적 특성을 주로 조사 하였다.

Keywords : 희토류 영구자석(rare-earth permanent magnet), 희토류원소(rare earth elements)급속응고(rapidly solidification), 합금스트립(alloy strips), 미세편석(micro-segregation)

Effect of Pre-sintering and Dipping Process on Microstructure and Magnetic Properties of Nd-Fe-B Sintered Magnet Dipped in DyH_x Suspension

Dhani Ram Dhakal*, Min-Woo Lee and Taesuk Jang[†]
Department of Hybrid Engineering, Sun Moon University, Asan, Korea

[†] tsjang@sunmoon.ac.kr

Key Words : Coating, Coercivity, Diffusion, Nd-Fe-B magnets, Rare earth element.

1. Introduction

Nd-Fe-B magnet has bloomed as an important component of modern automotive technology and attracted much attention in other fields as well. Despite of its outstanding magnetic properties at low temperature zone, lacking of some aspects such as thermal demagnetization at the operation temperature (>200°C) of HVs and EVs has still been a great challenge to overcome [1]. The recent studies have been directed mostly on the performance enhancement to fulfill the current demand of its industrial applications for which higher coercivity is required to sustain demagnetization at high operating temperature [1-3]. The coercivity of Nd-Fe-B magnets can be enhanced by the partial substitution of a heavy rare-earth element such as Dy or Tb for Nd in Nd₂Fe₁₄B main phase [4]. The coercivity enhances due to the increase of anisotropy field at possible nucleation sites, such as grain boundaries and interface between the Nd-rich grains and the Nd₂Fe₁₄B phase [1, 5]. In this work, we studied the effect in magnetic properties of Dy diffused pre-sintered NdFeB magnet and tried to investigate the microstructural change due to pre-sintering process.

2. Experiment

Magnet with a nominal composition of Nd_{27.7}Dy_{4.9}Fe_{64.0}B_{1.0}T_{2.4}, (in wt. %, T= Cu, Al, Co and Nb) prepared by conventional powder metallurgy process was used in this study. After magnetic field alignment and pressing the green compacts were first pre-sintered at 600°C and then dipped in DyH_x suspension in Ar environment. After sufficient drying, they were sintered and annealed in vacuum. A set of sample, which was pre-sintered before sintering without dipping, was also produced for comparison. The magnetic properties of Nd-Fe-B sintered magnets treated with DyH_x and untreated samples were measured with Magnet Physik Permagraph C-300 BH loop tracer. Similarly, the chemical composition was analyzed using EPMA (SHIMADZU EPMA-1720) and fracture surface of the magnets were observed using JEOL JSM-6360 in BSE mode.

3. Result and Discussion

Dy atoms were sufficiently diffused into the interior of magnet from its coated surface during sintering and heat treatment process and reached more than 100 μm below the surface. The increase of Dy concentration is likely to enhance the anisotropic field which is believed to be an essential part of coercivity enhancement. The porous structure of the bulk of pre-sintered magnet allowed relatively large content of oxygen to enter into it,

which was trapped inside the magnet during the sintering process. The diffused Dy atoms mainly segregated at the grain boundary and triple junction and reacted with oxygen thereafter led to the formation of RE oxide phases. Those non-magnetic RE-rich oxide phases prohibited coercivity enhancement of pre-sintered Nd-Fe-B magnets.

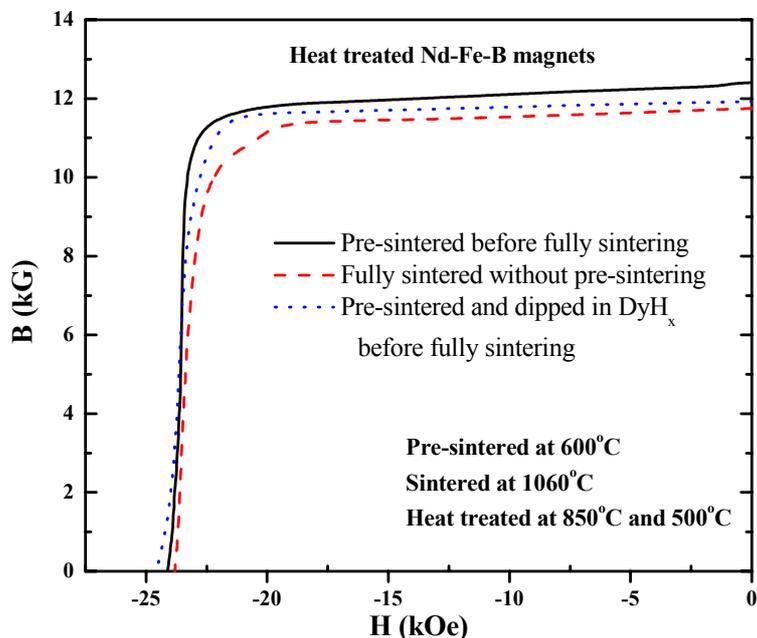


Fig. 1. Demagnetization curves of heat treated Nd-Fe-B sintered magnets.

4. Conclusion

Pre-sintering and dipping mechanism seemed to be effective to increase diffusivity of Dy atoms. However, our preliminary result showed that the pre-sintered magnets were more vulnerable to capture the oxygen so that non-magnetic RE oxide phases could developed.

5. Acknowledgement

This work was supported by the Technology Innovation Program funded by the Ministry of Knowledge Economy (MKE, Korea) (No.10043780)

References

- [1] W.F. Li, H. Sepehri-Amin, T. Ohkubo, H. N, K. Hono, *Acta Materialia* 59 (2011) 3061-3069.
- [2] K. Hirota, H. Nakamura, T. Minowa, M. Honshima., *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS* 42 (2006) 2909-2911.
- [3] N. Watanabe, M. Itakura, M. Nishida, *Journal of Alloys and Compounds* 557 (2013) 1-4.
- [4] S.H. Masato Sagawa, Hitoshi Yamamoto, Setsuo Fujimura, Yutaka Matsuura, *Jpn. J. Appl. Phys.* 26 785-800.
- [5] H. Sepehri-Amin, T. Ohkubo, K. Hono, *Acta Materialia* 61 (2013) 1982-1990.

DyH_x-DyF₃ 혼합용액을 이용하여 입계확산공정 처리한 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조와 자기적 특성의 변화

배경훈^{1*}, 김태훈¹, 이성래¹, 이민우², 장태석²

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

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

1. 서론

Nd-Fe-B 소결자석의 Dy 함량을 저감하기 위해서는 core-shell 미세구조를 구현해야 하며, 이를 위한 가장 효율적인 방법은 입계확산공정(Grain Boundary Diffusion Process)이다 [1,2]. 그러나 자석 표면에서 내부로의 Dy 확산 깊이가 매우 제한적이어서 자석 전체의 보자력 향상 효과를 기대하기는 어렵다 [2]. 따라서 Dy 원자의 확산도를 향상시킬 수 있는 물질을 입계 확산 공정을 위한 재료로 선택해야 한다. DyF₃ 화합물을 첨가 할 경우 Dy 원자의 확산도가 매우 향상 되고 Dy이 불필요하게 응집되어 있는 RE-rich 상 (Dy-Nd-O)의 형성이 억제되어 보자력이 매우 향상되지만 잔류자화가 감소한다 [3]. 반면, DyH_x 화합물을 첨가하면 core-shell 구조가 형성 되고 결정립 정렬도가 향상되어 잔류자화의 감소 없이 보자력이 소폭 향상된다 [4]. 본 연구에서는, DyH_x와 DyF₃각 재료의 장점을 모두 취하여, Dy 원자의 확산도를 향상시키고 동시에 이상적인 core-shell 미세구조를 구현하여 Dy 저감효과를 극대화하기 위해서 DyH_x-DyF₃ 혼합용액을 제조하여 표면에 코팅 한 후 입계확산공정 처리한 Nd-Fe-B 소결자석의 미세구조와 자기적 특성의 변화를 관찰 하였다.

2. 실험방법

조성이 Nd₃₂Fe_{bal}B_{1.0}M_{2.4}(wt.%, M=Cu, Al, Co, 그리고 Nb)인 분말을 준비하여 자장성형 및 소결을 진행하였다. 소결은 1060°C에서 4시간 동안 진행하였다. 10×10×5 mm³크기로 가공한 소결자석을 DyH_x-DyF₃ 혼합용액에 담근 후 진공분위기 하에서 5분 동안 ultrasonic을 가하여 자석 표면에 용액이 균질하게 코팅되도록 유도하였다. DyH_x : DyF₃ 혼합비율은 10:0, 1:9, 3:7, 5:5, 7:3, 9:1, 0:10 으로 달리 하였다. 1차 열처리는 900°C에서 2시간, 2차 열처리 500°C에서 2시간 동안 처리하였다. 미세구조와 자기적 특성 분석은 EPMA, WDS, HRTEM, 그리고 BH loop tracer를 이용하였다. 미세구조는 주사전자현미경 (JXA-8500F)을 이용하여 관찰하였고 EPMA (JXA-8500F) (Electron Probe Micro Analyzer), WDS (Wavelength Dispersive X-ray Spectroscopy), HRTEM을 이용하여 상변화 및 상 분포를 조사하였다.

3. 결과 및 고찰

Fig. 1은 DyH_x : DyF₃ 혼합비율에 따른 Nd-Fe-B 소결자석의 자기적 특성변화를 나타낸다. DyH_x : DyF₃ 혼합비율이 0:10 에서 9:1로 변화됨에 따라서 보자력은 27.76에서 29.34kOe으로 증가 하였다. 반면, 용액의 혼합비율 0:10 (DyF₃100%)인 경우, 보자력은 29.15kOe로 감소하였다. 잔류자화는 DyH_x : DyF₃ 혼합비율 10:0에서 3:7로 변화됨에 따라서 12.62에서 12.64 kG로 변화가 없었지만 혼합비율 1:9에서는 12.55kG로 감소하였다. 성능지수(보자력+최대에너지적)는 DyH_x : DyF₃ 혼합비율 3:7에서 68.72 (39.48MGOe + 29.24kOe)로 가장 높았다. 혼합 비율에 따른 미세구조를 비교하여 보면, DyH_x : DyF₃ 혼합비율이 0:10에서 3:7로 변화됨에 따라서 자석내부로의 Dy 확산 깊이가 80에서 150μm로 증가 되었다. 혼합비율이 0:10 (DyF₃ 100%)인 경우에는 대부분의 Dy가 자석 표면부의 주상에 밀집되어 있다. 하지만, 혼합비율이 3:7인 경우에는 Dy의 확산깊이가 향상되어 자석 표면부에 밀집되어 있는 Dy의 분율이 감소하였고 표면부의 미세구조 또한 core-shell 구조로 형성되었다.

보고에 의하면, DyF₃ 화합물 분말을 첨가한 경우 주상에 대한 Dy 원자의 확산도가 향상되어서 Dy이 주상에 균질하게 분포한다 [3]. 하지만, DyH_x 분말을 첨가한 자석의 경우, Dy은 주상 내부까지 확산되지 못하고 결정립계 부근에만 확산되어 core-shell 구조를 형성한다 [4]. 따라서 DyF₃ 100% 용액을 이용하여 입계확산처리 한 경우, 표면에 코팅되어 있는 DyF₃ 화합물이 자석내부로 확산되어 들어가기 전에 자석 표면부의 주상으로 확산되어 버리기 쉽다. 이 결과, DyF₃ 100% 용액을 코팅한 자석의 경우 자석내부를 향한 Dy 원자의 확산도가 감소하고 대부분의 Dy 원자가 자석 표면부의 주상에 균질하게 존재한다. 하지만, DyH_x : DyF₃ 혼합비율이 3:7인 경우, DyH_x 화합물의 존재로 인해서 자석 표면의 주상에 대한 Dy 원자의 확산도가 억제되고 Dy이 결정립계를 따라 자석내부로 확산된다. 이 결과, 자석 내부로의 Dy 원자 확산도가 향상되고 표면부의 주상에서도 core-shell 구조를 보인다. 또한, DyH_x : DyF₃ 혼합비율이 3:7인 소결자석의 상 분포를 분석 한 결과, DyF₃ 화합물의 존재로 인해서 RE-rich상의 부피 분율이 0.5%로 매우 감소되었다. 입계확산공정에 DyH_x-DyF₃ 혼합용액을 사용함으로써, 자석 내부로의 Dy 원자 확산도를 향상시킴과 동시에 RE-rich 상의 형성을 억제하여 자기적 특성이 향상 되었다.

4. 결론

DyH_x : DyF₃ 혼합비율에 따른 Nd-Fe-B 소결자석은 3:7에서 68.72 (39.48MGOe + 29.24kOe)로 가장 최적의 성능지수를 보였다. 최적의 DyH_x-DyF₃ 혼합용액을 이용하여 입계확산공정처리를 하면 자석 내부로의 Dy 원자 확산도가 향상됨과 동시에 RE-rich상의 형성이 억제되어 Dy 저감효과가 극대화된다.

5. 감사의 글

이 연구는 2012년도 지식경제부 지원의 기술 혁신사업 (No.10043780)과 교육과학기술부의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 기초연구사업임 (2011-0007200).

참고문헌

- [1] K. Hirota, H. Nakamura, T. Minowa, and M. Honshima, IEEE. Tran. Magn. 42, 10 (2006).
- [2] H. Nakamura, K. Hirota, M. Shima, T. Minowa, and M. Honshima, IEEE. Tran. Magn. 41, 10 (2005).
- [3] S. E. Park, T. H. Kim, S. R. Lee, D. H. Kim, S. Namkung, and T. S. Jang, IEEE. Tran. Magn. 47, 3259 (2011).
- [4] K. H. Bae, T. H. Kim, S. R. Lee, D. H. Kim, S. Namkung, and T. S. Jang, J Appl. Phys., 112, 093912 (2012).

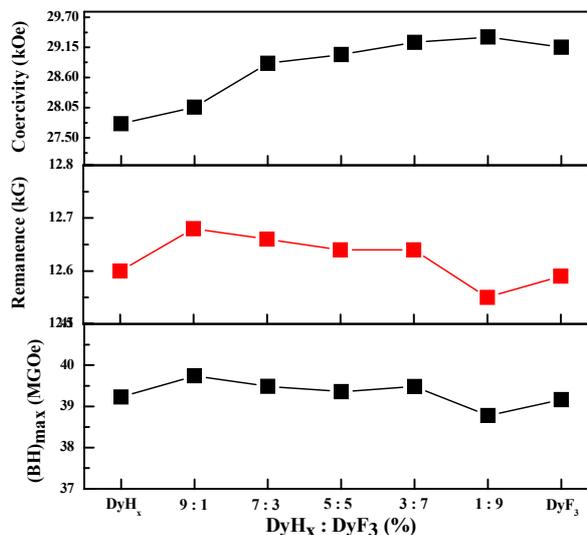
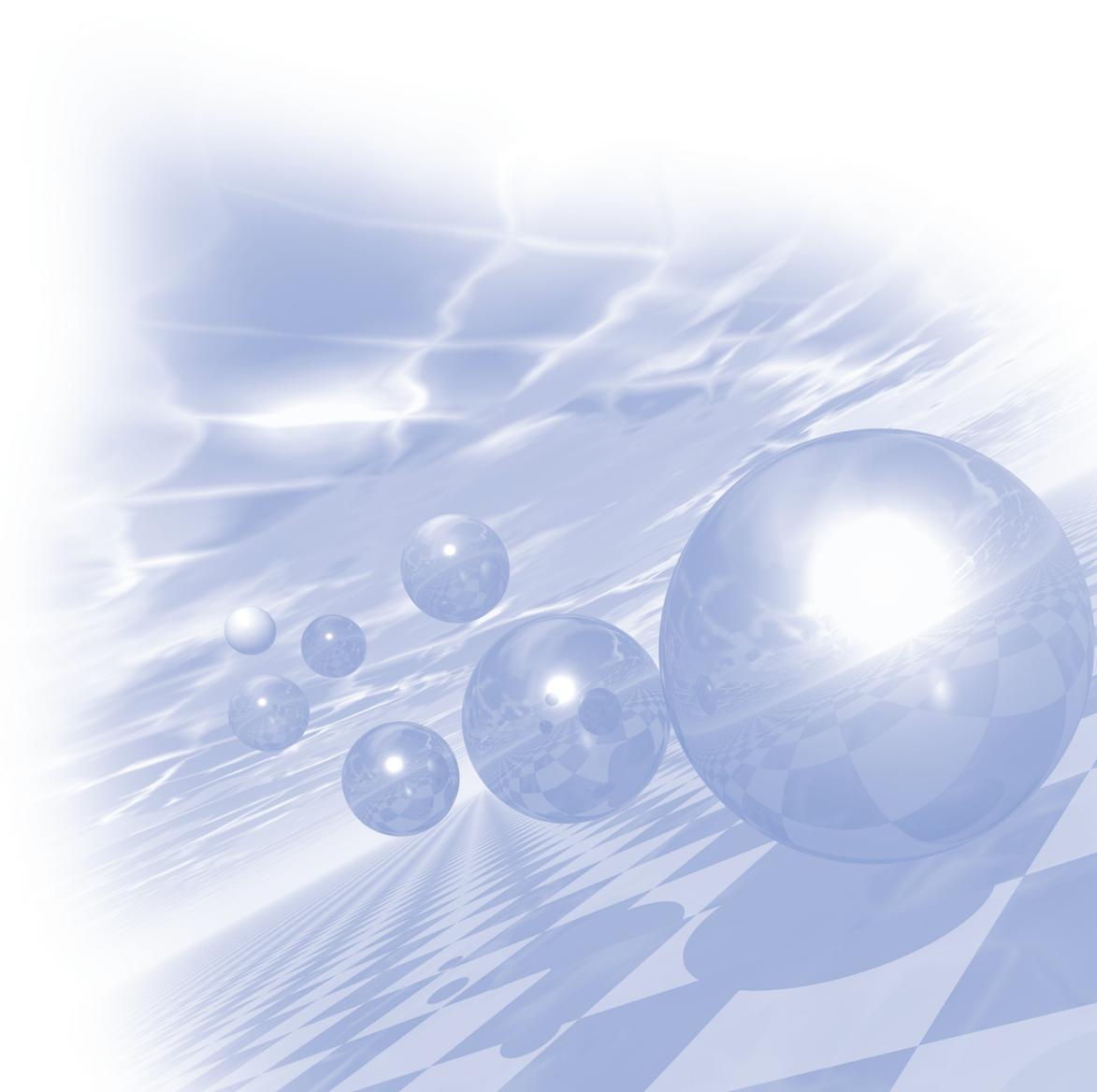


Fig. 1. DyH_x : DyF₃ 혼합비율에 따른 입계확산공정을 이용한 Nd-Fe-B 소결자석의 자기적 특성



KMS 2013 Summer Conference

구두발표 (토)



Field-induced Domain Wall Motion of Amorphous [CoSiB/Pt]_N Multilayers with Perpendicular Magnetic Anisotropy

M. H. Jung¹, Y. H. Choi¹, K. J. Lee¹, Y. Yoshimura², K.-J. Kim², T. Ono², T. W. Kim³, C.-Y. You^{4*}

¹Department of Physics, Sogang University, Seoul 121-742, Korea

²Institute for Chemical Research, Kyoto University, Gokasho, Uji, Kyoto 611-0011, Japan

³Department of Advanced Materials Engineering, Sejong University, Seoul 143-747, Korea

⁴Department of Physics, Inha University, Incheon 402-751, Korea

Perpendicular magnetic anisotropy (PMA) materials are of great interest because of their potential applications to realize next-generation high-density non-volatile memory such as spin-transfer-torque magnetic random access memory (STT-MRAM) with low current density and high thermal stability. Important issue for high-density storage is a further reduction in the lateral dimension, which attain serious thermal heating for current-induced magnetization switching. To overcome the thermal stability problem, materials with strong PMA are required. Strong PMA properties have been investigated in periodically altered ferromagnetic (FM)/nonmagnetic (NM) crystalline multilayers such as Co/Pd, Co/Pt, Co/Au, and Fe/Au. Apart from studies of crystalline PMA materials, considerable work has been done on amorphous systems, because they are expected to have lower pinning density as well as smooth interface. We have previously reported the PMA properties in amorphous multilayers of [CoSiB/Pt]_N, where the magnetization reversal process is dominated by the domain wall (DW) motion rather than the nucleation. Thus, the amorphous [CoSiB/Pt]_N multilayer is believed to be one of leading PMA materials to achieve smooth DW motion.

In this study, we report the DW dynamics in amorphous [CoSiB/Pt]_N multilayers with symmetric structure Pt(14 Å)/CoSiB(6 Å)/Pt(14 Å) and the repeated number of layers N = 3, 6, and 9. We used the symmetric structure in order to prevent the inhomogeneous pinning effect introduced by the asymmetric structure, and we chose the N = 3, 6, and 9 multilayers with high squareness. The effective anisotropy constant is 1.5×10^6 erg/cm³ for all the samples and the coercive field H_c linearly increases with N. In the case of high initial field, where the magnetization is fully saturated by a large magnetic field ($H \gg H_c$), the wall-motion process is dominant. In the case of low initial field ($H \geq H_c$), the dendrite-like process is dominant because unreversed spots act as nucleation sites during the reversal process. For the high initial field configuration, we investigated the DW speed in the creep regime. The field dependence of magneto-optical Kerr effect (MOKE) images shows that the creep exponent μ is scaled 1/4 for all the N values, and the measurements of anomalous Hall resistance in patterned nanowires demonstrate that the DW speed is strongly affected by the pinning strength.

단축 이방성이 아닌 자기 나노선에서 스핀파에 의한 자벽 운동에 대한 연구

한재호*, 이현우

Pohang University of Science and Technology

1. 서론

자기 나노선(magnetic nano-wire)에서 자벽(domain wall)의 운동에 관한 연구는 기초과학적으로도 관심을 받을 뿐만 아니라 스핀트로닉스로 응용 가능성 때문에 많은 연구가 되고 있다[1-5]. 이런 나노선에서 자화벽의 운동은 전류를 흘려서 일어날 수도 있지만 스핀파(spin-wave)를 흘려도 일어날 수 있다. 이 중 스핀파를 이용하면 전류를 이용하는 것에 비해 몇가지 이점이 있다. 첫째, 전류의 경우는 줄열(Joule heat)에 의해 에너지 소모가 많지만 스핀파의 경우는 에너지 소모가 적다. 둘째, 스핀파에 의한 스핀전류는 전자에 의한 스핀전류에 비해 스핀확산길이(spin diffusion length)가 길어 더 먼 곳까지 스핀정보를 전달 할 수 있다. 따라서 나노구조에서 스핀파에 의한 자화(magnetization)의 운동이 많은 관심을 받고 있다.

단축 이방성(uniaxial anisotropy) 나노선의 경우, 스핀파가 투과할 때 자벽은 스핀파의 반대 방향으로 움직인다는 사실이 알려져 있다[6]. 이것은 단축 이방성의 경우 축방향의 각운동량이 보존되므로 쉽게 알 수 있다. 하지만 단축 이방성이 아닌 경우는 각운동량 보존법칙이 성립하지 않으므로 자벽의 운동을 쉽게 알 수 없다. 최근 몇 개의 연구 그룹에서 단축 이방성이 아닌 경우에 대한 수치계산 결과를 발표 하였는데[6, 7], 단축 이방성과는 반대되는 방향으로, 즉 스핀파의 진행방향으로 자벽이 움직이는 경우도 있다는 결과를 보여주었다. 이 논문에서는 단축 이방성이 아닌 자기 나노선에서 자벽의 움직임이 어떻게 되는가에 대해 알아보고 그러한 움직임을 주는 원인의 물리적인 이해를 하고자 한다.

2. 연구방법

먼저 자기 나노선의 자화 또는 스핀을 연속적인 양으로 근사하고 이에 대한 라그랑지안을 세운다.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{kin} - \mathcal{H}$$

$$\mathcal{L}_{kin} = \int \frac{d^3x}{a^3} S \dot{\phi} (\cos \theta - 1) \quad \mathcal{H} = \frac{1}{2} \int \frac{d^3x}{a^3} \left[J(\partial_x \vec{S})^2 - K S_x^2 + K_{\perp} S_z^2 \right]$$

이제 스핀을 자벽 구조와 스핀파로 나누고, 스핀파의 낮은 차수까지만 고려하면 자벽의 운동과 스핀파의 운동에 대한 라그랑지안을 얻을 수 있을 뿐만 아니라, 자벽과 스핀파의 상호작용 항을 얻을 수 있다[8]. 이 상호작용 항을 이용하면 스핀파가 자벽을 통과할 때 자벽의 운동을 알 수 있다.

3. 연구결과 및 고찰

스핀파를 파속(wave packet)으로 만들고, 이 파속이 자벽을 지나가는 경우 자벽의 위치 변화를 구해보면, 각운동량을 주고 받으면서 생기는 항과, 운동량을 주고 받으면서 생기는 항 두 개를 얻을 수 있다. 두 항을 보면 부호가 서로 반대 방향임을 알 수 있고, 운동량을 주고 받으면서 생기는 항은 K_{\perp} 에 비례함을 알 수 있다.

따라서 K_{\perp} 가 작은 경우 스핀파 파속의 중심 파수 벡터(wave vector)의 크기와 상관없이 항상 스핀파와 반대 방향으로 가는 것을 알 수 있다(단축 이방성의 경우과 같음). 하지만 K_{\perp} 가 충분히 크면 스핀파 파속의 중심 파수 벡터의 크기에 따라 스핀파와 같은 방향으로 움직이는 결과를 얻을 수 있다.

4. 결론

자기 나노선이 단축 이방성이 아닐 경우 자벽의 위치변화는 각운동량을 주고받으면서 생기는 항과 운동량을 주고받으면서 생기는 항 두 개가 있다. 두 항은 서로 반대 방향으로 자벽을 움직이려 하고, 운동량을 주고받으면서 생기는 항이 K_{\perp} 에 비례하고 스핀파의 파수벡터에도 달라진다. 따라서 K_{\perp} 의 크기와 스핀파의 파수벡터 크기에 따라 자벽이 스핀파와 반대 방향 또는 같은 방향으로 움직일 수 있다.

참고문헌

- [1] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn, *Science* 309, 1688 (2005).
- [2] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science* 320, 190 (2008).
- [3] P. Yan and X. R. Wang, *Phys. Rev. B* 80, 214426 (2009).
- [4] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo, *Phys. Rev. Lett.* 92, 077205 (2004).
- [5] M. Hayashi, L. Thomas, Y. B. Bazaliy, C. Rettner, R. Moriya, X. Jiang, and S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* 96, 197207 (2006).
- [6] D. S. Han, S. K. Kim, J.Y. Lee, S. J. Hermsdoerfer, H. Schultheiss, B. Leven, and B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* 94, 112502 (2009).
- [7] M. Jamali, H. Yang, and K. J. Lee, *Appl. Phys. Lett.* 96, 242501 (2010).
- [8] Y. Le Maho, J.-V. Kim, and G. Tatara, *Phys. Rev. B* 79, 174404 (2009).

Suppression and Enhancement of Current-Induced Domain wall motion due to Spin Hall effect

Soong-Geun Je^{1*}, Sang-Cheol Yoo^{1,2}, Byoung-Chul Min², Kyung-Ho Shin², and Sug-Bong Choe¹

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

²Center for Spintronics Research, Korea Institute of Science and Technology, Seoul 136-791, Republic of Korea

Here we report the suppressed and enhanced current-induced domain wall motion due to spin Hall effect induced effective field in Pt/Co/Pt stripes. The presence of effective field considered which is caused by spin Hall effect was observed in Pt/Co/AlO_x [1,2] and Ta/CoFeB/MgO[3] with perpendicular magnetic anisotropy(PMA). The effective field can result in perpendicular magnetization switching under an in-plane magnetic field. Recently, the perpendicular magnetization switching was also observed in Pt/Co/Pt[4] and we studied the influence of the effective field on the current-induced domain wall motion. For this study, 500 nm-wide nanowires made from Pt(1.5 nm)/Co(0.3 nm)/Pt(2.5 nm) and Pt(2.5 nm)/Co(0.3 nm)/Pt(1.5 nm) films, which may have opposite directions of net spin Hall effect, were prepared. The magnetization switching and domain wall motion induced by in-plane current were studied with applying in-plane magnetic field H_{\parallel} , parallel to the current direction, to tilt the magnetization of magnetic domain and domain walls. The nanowires shows purely current-driven domain wall motion at the current density of few 10^{11} A/m²[5]. By applying H_{\parallel} , the domain wall speed is found to be either increased and decreased compared to the $H_{\parallel}=0$ case depending on the polarity of H_{\parallel} . As the current density and H_{\parallel} increases, the effective field becomes stronger(Fig. 1), and finally it overcomes the driving force by current, the direction of domain wall motion is reversed surprisingly. Basically the same behavior is observed for the two films which have different Pt-layer configurations but the magnetization switching sign and the sign of effective field were opposite to each other. It signals the influence of spin Hall effect induced effective field in domain wall dynamics and more details of the effective field will be discussed.

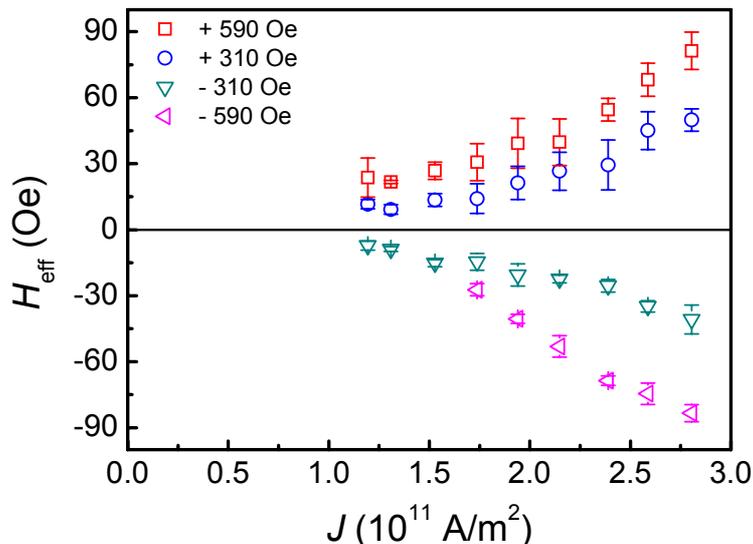


Fig. 1. Effective field induced by spin Hall effect.

참고문헌

- [1] I.M. Miron *et al.*, Nature 476,189(2011).
- [2] L. Liu *et al.*, Phys. Rev. Lett. 109,096602(2012).
- [3] L. Liu *et al.*, Science 336,555(2012).
- [4] P.P.J. Haazen *et al.*, Nature Matt. 12,299(2013).
- [5] J.-C. Lee *et al.*, Phys. Rev. Lett. 107,067201(2011).

Pt/Co/Pt 구조에서 Pt두께에 따른 자구벽 속도 변화

김덕호^{1*}, 유상철^{1,2}, 문경웅^{1,3}, 김진욱¹, 민병철², 신경호², 최석봉¹

¹서울대학교, 물리천문학부

²한국과학기술연구원

³한국표준과학연구원

1. 서론

나노구조에서 자구벽 이동은 차세대 메모리 소자의 응용 가능성과 더불어 흥미로운 물리적 현상으로서 많은 연구가 진행되고 있다 [1-2]. 특히 응용 소자로서 이용하려면, 작은 외부 힘(자기장 또는 전류)에서 높은 자구벽 이동속도를 가져야된다 [3-4]. 본 연구는 시료의 구조적 특성이 자구벽 이동에 미치는 영향을 확인하기 위하여, Pt/Co/Pt 수직자기 이방성 박막시료에서 Pt 두께에 따른 자구벽 속도 변화를 살펴보았다.

2. 실험방법

Pt 두께에 따른 자구벽 속도 의존성을 확인하기 위해, 총 두께가 일정한 Si/SiO₂/Ta(5 nm)/Pt(2-x nm)/Co(0.3 nm)/Pt(2+x nm) 수직 자성 박막을 준비하였다. 여기에서 x를 -1에서 +0.5까지 0.5 nm 간격으로 변화시켜 가며 자구벽 이동 속도를 측정하였다. 본 실험은 광자기 Kerr 현미경을 이용하여 자기장 H 따른 자구벽 속도 v 를 관찰하였다.

3. 실험결과 및 고찰

그림 1은 총 두께가 일정한 Pt/Co/Pt 각 시료들이 아레니우스 크리프 법칙에 따라 다음의 속도 $v = v_0 \exp[-\alpha (H)^{-1/4} / k_B T]$ 형태를 잘 만족함을 보여준다. 여기에서 v_0 는 특성 속도, α 는 에너지 비례 상수, k_B 는 볼츠만 상수, T 는 온도를 나타낸다. 그림 1을 살펴보면 같은 자기장에서 위쪽 Pt 비율이 커질수록 자구벽이 더 빠르게 이동을 볼 수 있다. 유사한 경향성은 총 두께가 다른 Pt/Co/Pt 시료들에서도 관찰되었다. 이 결과는 아래쪽이 얇은 Pt 두께 시료가 더 작은 마이크로 구조의 무질서도를 가짐으로써 일어나는 현상으로 해석할 수 있다.

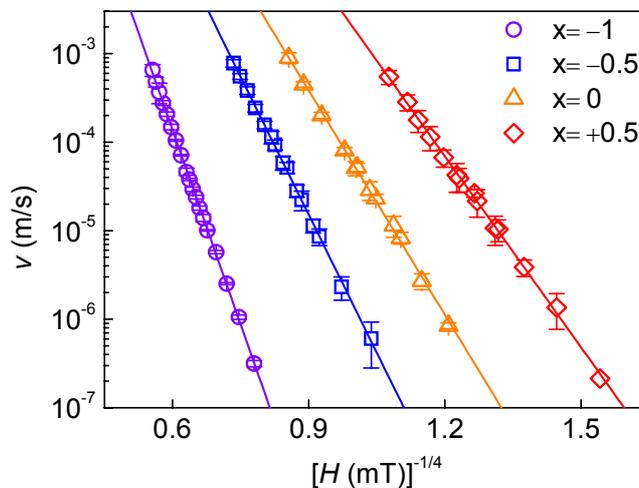


그림 1. Si/SiO₂/Ta(5 nm)/Pt(2-x nm)/Co(0.3 nm)/Pt(2+x nm) 시료에서 자기장 H에 따른 자구벽 이동속도v. 각각의 직선은 최적 선형 피팅.

4. 결론

본 연구를 통해 Pt/Co/Pt 구조에서 위쪽 Pt 두께가 커질수록 자구벽이 더 빠르게 이동함을 확인하였다. 이를 바탕으로 위쪽 Pt 두께가 아래쪽 Pt 두께보다 큰 시료들은 더 낮은 전류에서 자구벽 이동이 일어날 것을 예상할 수 있다. 이 결과는 낮은 전류밀도에서 잘 움직이는 Pt/Co/Pt 시료를 제작하는데 유용하게 이용될 것이다. 자세한 결과는 추후에 논의할 예정이다.

참고문헌

- [1] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science* **320**, 190 (2008).
- [2] J.-C. Lee *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 067201 (2011).
- [3] I. M. Miron *et al.*, *Nature Mater.* **10**, 419 (2011).
- [4] M. Yamanouchi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 096601 (2006).

Competition of Shape and Magnetocrystalline Anisotropy of B2 Type FeCo Structure

Jisang Hong*

Department of Physics, Pukyong National University, Busan Korea 608-737

Using the full potential linearized augmented plane wave (FLAPW) method, we have investigated the effect of Fe adlayer and Co underlayer on the magnetic properties of Fe/FeCo/Cu(001) and Fe/FeCo/Co/Cu(001) systems. It is found that the magnetic layers display very close to half metallic state and this is independent on Fe adlayer thickness or Co underlayer. The pure FeCo/Cu(001) has an in-plane magnetic anisotropy and the Co underlayer induces a perpendicular magnetic anisotropy. Besides, the spin reorientation transition (SRT) is realized with increasing Fe adlayer thickness. Both Fe/FeCo/Cu(001) and Fe/FeCo/Co/Cu(001) systems manifest similar behavior although the strength of anisotropy energy is different. The thickness dependent magnetic anisotropy is interpreted in terms of shape and magnetocrystalline anisotropy.

On the Correlation and Magnetism of B2-FeAl

In Gee Kim* and Jee Yong Lee

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

*igkim@postech.ac.kr

It is a long quest for finding a reliable exchange-correlation potential for the many-body theory for describing the electronic structures within reasonable computational resources. The local density approximation (LDA) by Kohn-Sham [1] is a triumph of the density functional theory (DFT) [2] in many-body physics, but it is a certain class of mean-field approximation, which cannot capture correlation effects correctly. The LDA+ U method [3], which is a combination of two extreme theoretical approaches in solid states physics, has been successfully described many important physical properties of various classes of correlated materials [4]. The success of the LSDA+ U method is due to the rather *ad hoc* engineered inclusion of a parameter, the Hubbard U , for controlling the localization of electrons instead of the Stoner parameter I responsible to control localization in the local spin density approximation as well as in the generalized gradient approximation. Since the LSDA+ U method is based on the static Hartree-Fock approximation to the Hubbard model, a further progress for considering the dynamical effects has been made in terms of the dynamical mean field approximation (DMFT) [5].

The LSDA+ U method [6] was applied to investigate the origin of the observed paramagnetism [7] or spin glass behavior [8] of B2-FeAl intermetallic compound at low temperature. The investigation of Ref. [6] claimed that the correlation correction within the LSDA+ U scheme yields a nonmagnetic ground state for U being greater than 3.7 eV and attributed that the disappearance of the magnetic ground state occurs since Fe- t_{2g} and Fe- e_g manifolds are affected differently by a common U . However, there have been many doubts on the conclusion of Ref. [6] by considering the effects of thermal disorder [7,9,10] including the effects of antisites [11]. Moreover, the authors of Ref. [6] made a conceptual mistake in distinguishing nonmagnetism and paramagnetism, although they are conventionally treated equivalent. It is therefore necessary to investigate again the effects of correlation on the magnetism of B2-FeAl with more precise calculations.

The crystal structure of the target is simply B2-FeAl whose experimental lattice constant is 5.496 a.u. (see Ref. [6]) and we vary the lattice constant from 95 % to 115 % of the experimental one for find the equilibrium lattice constant. The Kohn-Sham equation was solved in terms of the total energy all-electron full-potential linearized augmented plane wave method [12] implemented in the QMD-FLAPW software package [13]. The convergence parameters were carefully selected for checking the accuracy of the calculations such that a $21 \times 21 \times 21$ mesh for the integration inside the Brillouin zone, lattice harmonics with the maximum $l=10$ for both potential and wave function expansion inside the muffin-tin spheres of radii 2.2 a.u. with 481 radial exponential meshes. The important parameters for the plane wave cutoff and the star function cutoff were chosen to be respectively 4.5 ($2\pi/a$) and 18.0 ($2\pi/a$), where a is the lattice constant.

We used the various correlation effects to the Kohn-Sham potential such as the local density approximation (LDA) by Hedin-Lundqvist [14], the local spin density approximation (LSDA) by von Barth-Hedin [15], the generalized gradient approximation by Perdew-Burke-Ernzerhof [16], and the screened exchange LDA (sx-LDA)

[17] implemented in the FLAPW method by Asahi-Mannstadt-Freeman [18] as well as the LDA+U method [3] combined with the LDA, LSDA, and GGA implemented in the FLAPW method [13]. The required U and J parameters were chosen to be the same with those of Ref. [6].

With all the possible cases of the correlation potentials including the variations of U and lattice constants, we always obtain the ferromagnetic ground states, which is contradict to that of Ref. [6]. We attribute the discrepancy is originate from the implementation error of Ref. [6] and warn that the consequent study based on the Wien 97 and Wien 2k packages with the LDA+ U should be investigated again.

References

- [1] W. Kohn and L. J. Sham, Phys. Rev. **140**, A1133 (1965).
- [2] P. Hohenberg and W. Kohn, Phys. Rev. **136**, B864 (1964).
- [3] V. I. Anisimov, J. Zaanen, and O. K. Andersen, Phys. Rev. B **44**, 943 (1991).
- [4] D. N. Basov, R. D. Averitt, M. Dressel, and K. Haule, Rev. Mod. Phys. **83**, 471 (2011).
- [5] V. I. Anisimov, A. I. Poteryaev, M. A. Korotin, A. O. Anokhin, and G. Kotliar, J. Phys.: Condens. Matter **9**, 7359 (1997).
- [6] P. Mohn, C. Persson, P. Blaha, K. Schwarz, P. Novák, and H. Eschrig, Phys. Rev. Lett. **87**, 196401 (2001).
- [7] M. J. Besnus, A. Herr, and A. J. P. Meyer, J. Phys. F: Metal Phys. **5**, 2138 (1975).
- [8] P. Shukla and M. Wortis, Phys. Rev. B **21**, 159 (1980).
- [9] A. V. Smirnov, W. A. Shelton, and D. D. Jonson, Phys. Rev. B **71**, 064408 (2005).
- [10] M. C. Cadeville, V. Pierron-Bohnes, L. Bouzidi, and J. M. Sanchez, Physica Scripta **T49**, 364 (1993).
- [11] A. Parthasarathi and P. A. Beck, Solid State Commun. **18**, 211 (1976).
- [12] E. Wimmer, H. Krakauer, M. Weinert, and A. J. Freeman, Phys. Rev. B **24**, 864 (1981); M. Weinert, E. Wimmer, and A. J. Freeman, *ibid.* **26**, 4571 (1982); H. J. F. Jansen and A. J. Freeman, *ibid.* **30**, 561 (1984).
- [13] See <http://www.flapw.com/>
- [14] L. Hedin and B. I. Lundqvist, J. Phys. C: Solid St. Phys. **4**, 2064 (1971).
- [15] U. von Barth and L. Hedin, J. Phys. C: Solid St. Phys. **5**, 1629 (1972).
- [16] J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof, Phys. Rev. B **77**, 3865 (1996); *ibid.* **78**, 1396(E) (1997).
- [17] B. M. Bylander and L. Kleinman, Phys. Rev. B **41**, 7868 (1990); A. Seidl, A. Görling, P. Vogl, J. A. Majewski, and M. Levy, *ibid.* **53**, 3764 (1996).
- [18] R. Asahi, W. Mannstadt, and A. J. Freeman, Phys. Rev. B **59**, 7486 (1999).

A study on Binary Alloy Bethe Model with B2 FeAl

Jee Yong Lee* and 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

Alloy consists of several kinds of atoms which make up superlattice order, and this superlattice order breaks down as atoms agitate thermally with increasing temperature. This characteristic makes difficult to study alloy systems, due to its complexity of considering randomness of their configurations. The simplest approximation is the Bragg-Williams approximation [1] which models alloy system similar to the Ising model, within the mean-field theory. It calculates the energy of the system from the interchange energy between different atoms proportional to the order parameter of the system. Another one is the Bethe approximation [2], which utilizes the partition function involving the short-range interactions between atoms, and also considers the long-range interactions. In the previous study, the analytic and numerical result of Bethe approximation for quadratic lattice was given [3].

In the present work, the analytic solutions to the Bethe approximation for body-centered cubic lattice are worked out and applied to the B2 FeAl intermetallic alloy. The interaction parameters Fe and Al atoms were obtained from the density functional calculations. Moreover, the results are to be compared with experimental values, in order to find the relationship between the atomic disorder and the magnetism of the alloy.

2. Calculation models

Fig. 1 shows how the Bethe's second approximation works. We choose, in the atomic lattice, an arbitrary atom as a central atom, and consider the configurations of its surrounding atoms, called as "shell"s. In the Fig. 1, the crossed circle is the central atom. The squares surrounding it are the nearest neighbor atoms of the central atom, which are called as the "first shell", and the crosses and the circles surrounding the first shell are called as the "second shell", and so on. While the first approximation only utilizes the configuration of the central atom and the first shell, and consider the outer shells as a effective field, the second approximation also uses the configurations of the second shell, which makes the approximation much more realistic.

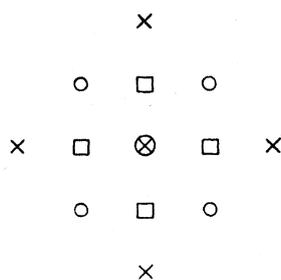


Figure 1. Bethe's approximation in the quadratic lattice [2].

By this approach, the partition function of the system is obtained, and from the partition function the following thermodynamic functions can be calculated (see Ref. 3)

$$F = -\frac{1}{\beta} \ln Z, \quad U = -\left(\frac{\partial \ln Z}{\partial \beta}\right)_{N, V}, \quad S = \frac{-F + U}{T}, \quad C = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_{N, V} \quad (5)$$

3. The Relationship between the Atomic Disorder and Magnetism in B2 FeAl Intermetallic

As many literatures indicate, the Density Functional Theory (DFT) calculation shows that the B2 FeAl intermetallic compound is ferromagnetic in ground state with Fe atom's magnetic moment $\cong 0.7\mu_B$, while it is paramagnetic at room temperature [4-6]. In this work, we assume that FeAl has ferromagnetic-paramagnetic transition, and also assume that this magnetic transition is closely related to the atomic order-disorder transition, simply as one-to-one correspondence. Thus, we obtain the atomic interaction energy between Fe and Al in FeAl from DFT calculations, apply it on Bethe approximation to model the atomic disorder, and observe how the change of magnetism is related to the atomic disorder of FeAl, comparing with the existing experimental results.

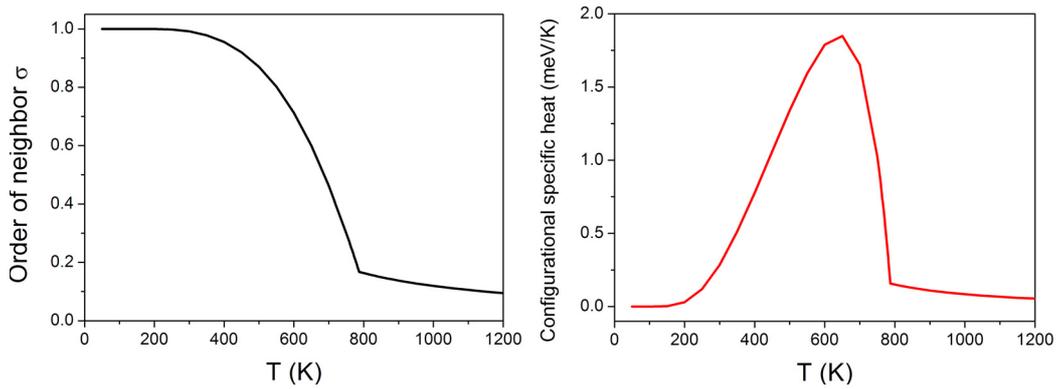


Figure. 2. The order-disorder transition of BCC (B2) alloy modelled by the Bethe approximation, for the case when the interaction energy between different atoms is 20 meV.

References

- [1] W. L. Bragg and E. J. Williams. Proc. R. Soc. Lond. A **145**, 699-730 (1934)
- [2] H. A. Bethe, Proc. R. Soc. Lond. A **150**, 552-575 (1935).
- [3] J. Y. Lee, W. S. Yun, and In Gee Kim, "Analytic Solutions of Quadratic Lattice Bethe Model of Binary Alloys", Kor. Mag. Soc. 2012 Winter Conference, MT07.
- [4] J. Bogner, W. Steiner, M. Reissner, P. Mohn, P. Blaha, K. Schwarz, R. Krachler, H. Ipser, and B. Sepiol, Phys. Rev. B **58**, 14 922 (1998).
- [5] N. I. Kulikov, A. V. Postnikov, G. Borstel, and J. Braun, Phys. Rev. B **59**, 6824 (1999).
- [6] A. V. Smirnov, W. A. Shelton, and D. D. Johnson, Phys. Rev. B **71**, 064408, (2005)

Effect of Spin-transfer Torque on Mode Interference of Spin Waves

Seo-Won Lee^{1*}, Hyun-Woo Lee³ and Kyung-Jin Lee^{1,2}

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

²KU-KIST Graduate School of Converging Science and Technology, Korea University, Seoul 136-713, Korea

³Center for Theoretical Physics (PCTP) and Department of physics,
Pohang University of Science and Technology, Pohang 790-784, Korea

It is essential to capture the intrinsic nature of spin-transfer torque (STT) for understanding STT physics and utilizing it for devices. Recently, it has been reported that spin-transfer effect occurs in spin wave [1], which enables to study the intrinsic features of STT in a more obvious way. It is because spin wave propagation in nanowire is less sensitive to local defects and edge roughness than domain wall motion. In the previous studies, it was demonstrated that STT induces spin wave Doppler shift in frequency-domain [2] and time-domain measurement [3], which allowed the investigation of the nature of STT.

In this work, we study the effect of STT on mode interference of spin waves. As a result of the mode interference of spin waves, spin wave intensity locally increases or decreases in a nanowire and these intensity localized positions do not move with time. The spatial periodicity of the intensity locked positions, L , is $2\pi/(k_{x1}-k_{x2})$, where k_{x1} and k_{x2} are the first and second longitudinal wave numbers [4]. For exchange spin wave where exchange energy is more dominant than magnetostatic energy, they are determined by the following dispersion relation,

$$\omega_0 = \frac{-(k_{x1} + k_{x2})u_0 \pm \sqrt{\{(k_{x1} + k_{x2})u_0\}^2 - 4\{u_0^2 k_{x1} k_{x2} - \gamma^2 (N_z M_s + Dk_0^2)\}}}{2},$$

where $\omega_0 = 2\pi f$ is cyclic excitation frequency, $u_0 = \mu_B j P / e M_s$ is the magnitude of adiabatic STT, μ_B is the Bohr magneton, j is the current density, e is the electron charge, M_s is the saturation magnetization, γ is the gyromagnetic ratio, N_z is the demagnetization factor along the thickness, D is the exchange stiffness, and $k_0^2 = k_{x1}^2 + k_{x2}^2$. This theoretical prediction for the periodicity of the intensity locked positions is verified by micromagnetic study. We found that the periodicity of the locked positions with increasing current from micromagnetic study is in good agreement with that from above equations. Furthermore, this provides a way to measure the current-induced spin wave Doppler shift in spatial-domain.

참고문헌

- [1] Y. B. Bazaliy, B. A. Jones, S. C. Zhang, Phys. Rev. B 57, R3213 (1998); J. Fernandez-Rossier, M. Braun, A. S. Nunez, A. H. MacDonald, Phys. Rev. B 69, 174412 (2004).
- [2] Y. Sugimoto, P. Pou, O. Custance, P. Jelinek, M. Abe, R. Perez, S. Morita, Sci. 322, 413 (2008).
- [3] K. Sekiguchi, K. Yamada, S. M. Seo, K. J. Lee, D. Chiba, K. Kobayashi, T. Ono, Phys. Rev. Lett. 108, 017203 (2012).
- [4] V. E. Demidov, S. O. Demokritov, K. Rott, P. Krzysteczko, G. Reiss, Phys. Rev. B 77, 064406 (2008).

High Post-annealing Stability in [Pt/Co] Multilayers

Tae Young Lee^{1*}, Dong Su Son², Sang Ho Lim^{1,2,†}, and Seong-Rae Lee²

¹Department of Nano Semiconductor Engineering, Korea University, Seoul 136-713, Korea

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

Corresponding author: [†]Sang Ho Lim, e-mail: sangholim@korea.ac.kr

1. Introduction

The [Pt/Co] multilayers with a very thin Pt layer of 0.2 nm are presented that exhibits strong perpendicular magnetic anisotropy (PMA) even after annealing up to 500°C. The observed post-annealing stability is in significant contrast to that previously shown for conventional multilayers with a thicker Pt layer than Co, where good PMA properties are obtained in the as-deposited state but they deteriorate significantly at moderate annealing temperatures below ~300°C. The reason for the high post-annealing stability is a low level of intermixing during sputtering due to the very thin Pt layer. In this study, a new attempt was made to minimize the intermixing by using a very thin Pt layer. This approach is based on the idea that the magnitude of intermixing is proportional to the duration of sputtering. [Pt/Co] multilayers with a very thin Pt layer of 0.2 nm (~1 monolayer) were fabricated and their magnetic properties were investigated. A major difference with this scheme is that in conventional [Pt/Co] multilayers, the thickness of the Pt layer is usually ~1.5 nm, which is thicker than that of the Co layer [1, 2].

2. Experiment details

The multilayer structure that was the main focus of this study was [Pt (0.2 nm)/Co (t_{Co})]₆, where t_{Co} was varied from 0.2 to 0.6 nm. The entire stack consisted of the following: Si substrate (wet-oxidized)/Ta (5 nm)/Pt (10 nm)/Ru (30 nm)/[Pt (t_{Pt})/Co (t_{Co})]₆/Ru (3 nm). The stack was fabricated using an ultra-high-vacuum dc magnetron sputtering system with a base pressure of 7×10^{-8} Torr. All layers were deposited at a constant Ar pressure of 2×10^{-3} Torr, and no specific substrate cooling or heating was applied during process. The thickness of the constituent layers was measured with a surface profiler, and in some cases, it was also measured with a high-resolution transmission electron microscope. The deposition rate of the Pt and Co, from which the thicknesses of the layers were calculated, was adjusted to approximately 0.03 nm/s by varying the sputtering power. The samples were annealed at different temperatures ranging from 300 to 500°C for 1 h at a vacuum of 1×10^{-6} Torr. m - H or M - H loops (where m , M , and H denote the magnetic moment, magnetization, and applied magnetic field, respectively) were measured with a vibrating sample magnetometer. The value of M was obtained by dividing m by the total volume of the multilayers.

3. Results and discussion

A systematic investigation was conducted that involves varying the Co layer thickness (t_{Co}) in [Pt(0.2 nm)/Co(t_{Co})]₆ multilayers and the annealing temperature and the results are shown in Fig. 1 where the effective PMA energy density (K_{eff}) is plotted as a function of t_{Co} at various annealing temperatures ranging from 300 to 500°C as well as in the as-deposited state. The value of K_{eff} increases significantly as t_{Co} increases from 0.2 to

0.28 nm, and then, it becomes almost saturated with further increases in t_{Co} . The window where strong PMA is evident is quite wide, with large values of K_{eff} observed in t_{Co} range of 0.28 to 0.6 nm, although the optimum occurs at $t_{Co} = 0.5$ nm. The value of K_{eff} is slightly reduced at the highest Co thickness, $t_{Co} = 0.6$ nm, which can be explained by the fact that PMA is attributed to the interface anisotropy. Another important feature is that K_{eff} is not affected substantially by post-annealing unless the temperature exceeds 500°C, where a large decrease in K_{eff} is observed for all t_{Co} values. This post-annealing stability, which is significantly higher than that reported recently for similar samples [3, 4], indicates that these [Pt/Co] multilayers with a very thin Pt layer are compatible with the post-processing temperature for integration with complementary metal oxide semiconductor transistor [5].

This work was supported by the National Research Foundation of Korea (NRF) grant funded by the Korea government (MEST) (2011-0028163).

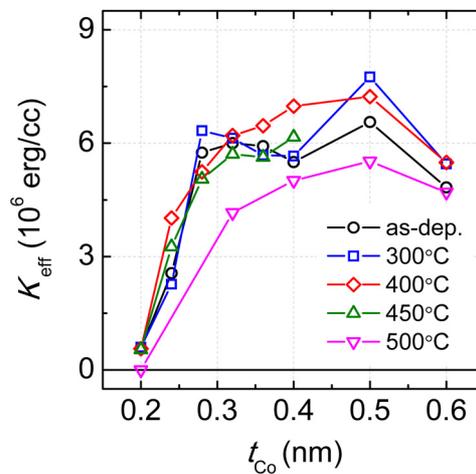


Fig. 1. Results for K_{eff} as a function of t_{Co} for the [Pt(0.2 nm)/Co(t_{Co})]₆ multilayers at various annealing temperatures as well as in the as- deposited state.

References

- [1] S. Sumi *et al.*, J. Appl. Phys. **73**, 6835 (1993).
- [2] G. A. Bertero and R. Sinclair, J. Magn. Magn. Mater. **134**, 173 (1994).
- [3] K. Yakushiji *et al.*, Appl. Phys. Lett. **97**, 232508 (2010).
- [4] S. Bandiera *et al.*, Appl. Phys. Lett. **100**, 142410 (2012).
- [5] H. Xiao, in *Introduction to semiconductor manufacturing technology* (Prentice-Hall, 2001), Chap. 5.

방위각 방향 스핀파를 이용한 자기소용돌이 핵 자화 반전에 대한 정량적 연구

유명우*, 김상국

서울대학교 재료공학부 스핀파 동역학 소자 연구단, 서울특별시 관악구 관악로 1, 151-744

1. 서론

뛰어난 열적 안정성을 가지는 자기소용돌이 구조는 새로운 정보저장장치로서의 응용 가능성을 가지고 있어 지난 수년간 학계의 많은 관심을 받아왔다[1]. 특히 최근, 방위각 방향 스핀파를 이용한 새로운 초고속, 저전력의 자기소용돌이 핵 자화 반전 방법이 발표됨에 따라 이에 대한 연구가 활발히 진행되고 있는 상황이다[2]. 그러나 아직 이에 대한 정량적 연구와 깊은 물리적 이해가 명확히 이루어지지 못하고 있다. 이번 연구에서는 방위각 방향의 스핀파를 이용한 핵 자화 반전을 좀 더 깊이 살펴보고 그 물리적 원인을 규명하고자 한다.

2. 실험 방법

본 연구는 미소자기 전산모사 방법을 이용하여 진행하였다. 자기소용돌이 구조가 형성된 직경 300 nm, 두께 20 nm 의 퍼멀로이(Py, Ni₈₀Fe₂₀) 원판을 사용하였으며 초기상태의 핵 자화 방향은 +z, 주변 자화의 회전방향은 반시계방향이었다. 방위각 방향의 $m = +1, -1$ 스핀파 모드를 여기 시키기 위하여 퍼멀로이 원판 전체에 반시계 방향의 10 GHz, 시계방향의 8.4 GHz 회전 자기장을 각각 인가하였다[3].

3. 결과 및 결론

본 연구를 통해 방위각방향 스핀파를 이용한 핵 자화 반전은 사용한 모드에 상관없이 핵의 회전 운동에 의해 생성되는 자기웅덩이 (magnetization dip) 의 z 방향 자화값(m_z)이 -1 에 도달할 때 나타나는 자기소용돌이-반자기소용돌이 쌍의 생성과 소멸에 의해 나타난다는 것을 확인하였다. 이를 통해 방위각 방향 스핀파를 이용한 핵 자화 반전 방법도 핵의 회전 모드 (gyration mode)를 이용한 핵 자화 반전 방법과 동일한 메커니즘과 기준을 가짐을 보였다[4]. 또한 자기 웅덩이가 생성되는 위치는 핵의 회전운동에 의한 -z 방향의 자이로필드 (gyro-field)의 형성 위치와 일치한다는 것을 전산모사 계산을 통해 밝힘으로써 자기웅덩이의 생성 원인이 자이로 필드임을 정량적으로 확인하였다. 핵 자화반전이 일어나기까지 도달하는 핵의 최대 이동 속도는 인가 자기장의 세기에 거의 상관없이 $m = +1$ 모드를 이용한 자화 반전의 경우 약 820 m/s, $m = -1$ 모드를 이용한 자화 반전의 경우에는 약 380 m/s 로 거의 일정하다는 것을 알 수 있었다. 이 값은 기존에 잘 알려진 회전 모드를 통한 핵 자화반전의 임계 속도인 약 330 m/s [5] 와 다르다. 이는 스핀파에 의한 z 방향으로의 자화 변형에 의해 자화웅덩이의 m_z 값이 -1에 도달하기 위해 필요한 최저 자이로필드 값의 차이에서 오는 것으로 볼 수 있다 [6]. 특히 $m = +1$ 모드를 이용할 경우가 $m = -1$ 모드를 이용할 때의 핵 임계속도보다 훨씬 크게 나왔는데 이는 자기 웅덩이가 형성되는 위치가 $m = +1$ 의 경우 스핀파의 양(+)의 방향에 형성되기 때문에 자기 웅덩이의 m_z 값이 -1 에 도달하는 데 보다 작은 자이로필드 값을 필요로 하기 때문으로 보여진다. 이러한 결과는 스핀파를 이용한 새로운 방법의 초고속 핵 자화 반전 방법의 물리적 원인을 밝힐 뿐만 아니라 이를 이용한 정보소자 개발의 토대를 제공한다는 데 그 의미가 있다.

감사의 글

본 연구는 2012년 정부 (교육과학기술부)의 재원으로 한국연구재단의 창의적연구진흥사업 지원을 받아 수

행된 것임. (No. 20120000236)

참고문헌

- [1] B. Van Waeyenberge *et al.*, Nature (London) **444**, 461 (2006); S. -K. Kim *et al.*, Appl. Phys. Lett. **92**, 022509 (2008).
- [2] M. Kammerer *et al.*, Nat. Commn. 2:279 doi: 10.1038/ncomms1277 (2011).
- [3] K. Y. Guslienko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 247203 (2008).
- [4] K. Y. Guslienko *et al.*, J. Appl. Phys. **91**, 8037 (2002).
- [5] K.-S. Lee *et al.*, Phys. Rev. Lett., **101**, 267206 (2008).
- [6] M.-W. Yoo *et al.*, Phys. Rev. B, **82**, 174437 (2010).

결맞은 자기펄스를 이용한 자기소용돌이 회전운동 증폭 방법 연구

유영상¹, 한동수^{1*}, 유명우¹, 이기석¹, 최윤석¹, 정현성¹, 이제현¹, 임미영², Peter Fischer², 김상국¹

¹서울대학교 재료공학부 스핀과 동역학 소자 연구단, 서울특별시 관악구 관악로 1, 151-744

²로렌스 버클리 국립 연구소 X-선 광학 센터, 버클리 94720, 미국

1. 서론

마이크론 크기이하의 강자성체에서 교환 및 정자기적 상호작용에 의해 열적으로 매우 안정된 자기소용돌이 구조를 갖는다[1]. 이 때 자기소용돌이는 특정 고유진동수의 회전운동모드를 가지고 있으며, 최근 이를 이용한 자기소용돌이 기반의 정보 저장 [2,3] 및 전달 [4-6]소자에 대한 연구가 활발히 이루어져 왔다. 하지만, 자기소용돌이 핵의 회전 운동을 신호로 사용하기 위해서는 일정한 크기 이상의 회전반경이 요구되며, 그 결과 신호 발생 시 많은 에너지 소모가 요구되었다.

본 연구에서는 결맞은 자기펄스를 이용하여 매우 작은 세기의 자기장(~10e)로 자기소용돌이 핵의 회전운동을 증폭할 수 있음을 실험 및 전산모사를 통해 발견하였다. 이와 같은 발견은 기존의 방법에 비해 매우 적은 전력으로도 신호를 전달 할 수 있어 저전력 스핀정보소자에 응용할 수 있을 것으로 기대된다.

2. 실험 및 계산 방법

본 실험을 위해 퍼말로이($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$)합금으로 구성된 나노점(nanodisk) 형태의 박막을 200 nm 두께의 Si_3N_4 의 얇은 막 위에 스퍼터(sputter) 및 전자빔 식각법(E-beam Lithography)를 이용하여 증착하였다. 상기 원판은 $\text{Ti}(5\text{nm})/\text{Cu}(70\text{nm})/\text{Au}(5\text{nm})$ 로 구성된 스트립선로(stripline)위에 40 nm의 두께, $3\mu\text{m}$ 의 지름을 가지도록 구성하였다. 이때, 가우시안 펄스(Gaussian pulse) 형태의 전류를 스트립선로상에 주기적으로 인가 한 후, 미국 로렌스 버클리 국립연구소에 위치한 자기 X선 투과현미경(Magnetic Transmission X-ray Microscopy)를 이용하여 시간에 따른 수직 자화 성분을 측정하였다. 위의 실험을 통해 얻은 결과는 실험과 동일한 구조에서 수행된 미소자기 전산모사[7] 및 해석적 계산을 통해 비교, 분석 되었다.

3. 결과 및 결론

본 연구 결과, 자기소용돌이의 공명 회전운동 주기의 정수배에 해당하는 주기로 자기펄스를 인가할 경우, 회전 운동의 증폭이 발생하였고, 반정수배의 경우 회전운동의 진폭이 감쇄하였다. 또한 인가된 펄스 횟수가 증가함에 따라 자기소용돌이의 회전운동 진폭이 크게 증가 한다는 사실을 발견하였다. 이 같은 결과는 주기적인 외부 자기 펄스에 의해 발생하는 지만힘(Zeeman force)과 자이로트로픽 힘(Gyrotropic force) 및 복원력(restoring force)간의 힘의 균형에 의해 설명될 수 있으며, 이 원리를 이용하면 매우 작은 세기의 자기장(~10e)의 크기로도 충분히 큰 자기소용돌이의 회전운동을 얻을 수 있음을 확인하였다.

본 연구 결과는 결맞은 자기 펄스를 가하여 자기소용돌이의 회전운동을 통해 정보신호 증폭방법을 개발함으로써 저전력, 고효율의 스핀정보소자로서의 응용가능성을 제시했다는 점에서 의의를 지닌다.

본 연구는 2012년 정부(교육과학기술부)의 재원으로 한국연구재단의 창의적연구진흥사업 지원을 받아 수행된 것임. (No. 20120000236). 본 실험에 사용된 연 X-선 현미경은 미국 에너지부 산하의 재료 과학 및 공학부서의 지원을 받아 수행된 것임. (No. DE-AC02-05-CH11231j)

참고문헌

- [1] K. Y. Guslienko, *et al. J. Appl. Phys.* **91**, 8037 (2002).
- [2] H. Jung *et al. Appl. Phys. Lett.* **97**, 222502 (2010).
- [3] H. Jung *et al. Sci. Rep.* **1**, 59 (2011).
- [4] S. Barman, A. Barman, Y. Otani, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 335001 (2010).
- [5] S.-K. Kim *et al. IEEE Trans. Mag.* **44**, 3071 (2008).
- [6] M. Weigand *et al. Phys. Rev. Lett.* **102**, 077201 (2009).
- [7] <http://math.nist.gov/oommf>.
- [8] This work was already published in *Scientific Reports* [Feb., 2013, Volume 3, Page 1301]

Spin Transport in Transferred In_{0.53}Ga_{0.47}As Channels Onto SiO₂ Substrates

양윤석^{1*}, 고현협², 구현철¹, 장준연¹, 김형준¹

¹한국과학기술연구원 스핀융합 연구센터, 서울특별시 성북구 하월곡동 39-1

²울산과학기술대학교 나노생명화학공학부, 울산광역시 울주군 반영리 100

1. 서론

자성전극/반도체 이종접합구조에서의 스핀주입에 대한 연구, 특히 InAs, InSb 반도체를 스핀주입용 채널로 이용할 경우 전자이동도가 빠르고, 라쉬바 스핀궤도결합 효과가 커서 스핀전계효과 트랜지스터의 응용이 용이하다고 알려져 있다[1]. 하지만 화합물 반도체의 특성상, 성장이 어렵고 이러한 III-V 화합물반도체의 장점에도 불구하고 비교적 긴 스핀완화길이 때문에 실리콘을 이용한 스핀주입 연구가 최근 많은 주목을 받고 있다[2].

본 연구에서는 높은 전자이동도와 강한 스핀궤도결합력을 가진 III-V 화합물반도체와 긴 스핀완화길이인 실리콘의 장점만을 취할 수 있는 연구의 시발점으로 두 소재를 이종접합하고 스핀주입 거동을 관찰하였다. 이를 위해 전사프린팅법을 도입하여 III-V족 화합물반도체 채널을 Si(001) 기판 상으로 전사시키고 강자성 금속 (FM)을 이용한 lateral spin valve를 제작, local 및 non-local 스핀 신호를 검출하였다.

2. 실험방법

Molecular beam epitaxy를 이용하여 InP(100) 기판 위에 *n*-doped In_{0.53}Ga_{0.47}As층을 성장되었다. 격자정합을 위하여 In_{0.52}Al_{0.48}As buffer layer 성장하였으며, 공정상에서의 손상을 방지하기 위하여 InAs capping층이 증착되었다. 성장된 *n*-doped In_{0.53}Ga_{0.47}As 채널층은 선택적 에칭법과 접촉프린팅법을 이용하여 채널층의 손상 없이 SiO₂/Si 기판 상에 Fig.1과 같이 전사하였다.

Photo-lithography와 ion milling을 사용하여 8 μm channel을 형성하였으며, electron-beam lithography 이용하여 각각 FM 형성하였다. FM은 Ni₈₁Fe₁₉를 사용하였으며 두께는 80 nm이다. 두 FM 사이의 거리는 0.8 μm이며 보자력의 차이를 주기 위하여 FM1과 FM2 는 aspect ratio가 다르게 증착되었다.

전기적으로 주입된 스핀으로 검출하기 위한 측정은 두 가지 방법으로 진행되었다. 첫 번째는 non-local geometry 측정으로, 스핀 분극된 전자가 확산되는 것을 측정하는 방법이다. 두 번째는 local geometry 측정으로, 스핀의 방향에 따른 계면에서의 저항 변화를 측정하는 방법이다.

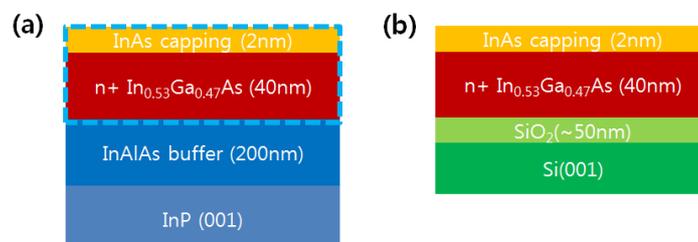


Fig. 1. Cross section of a transferred In_{0.53}Ga_{0.47}As channel

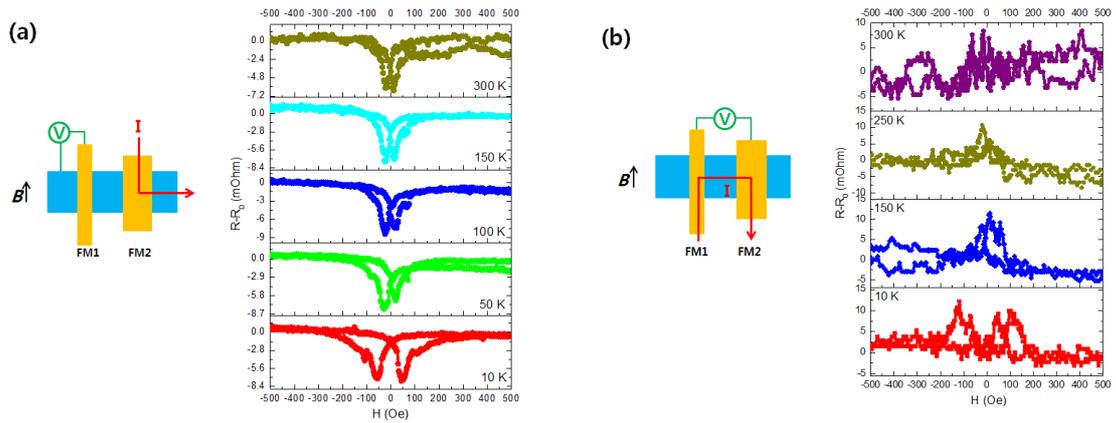


Fig. 2. Results of spin transport experiments at various temperatures and geometries of (a) non-local measurement and (b) local spin-valve measurement.

3. 결과 및 고찰

Fig. 2. (a)와 (b)는 각 온도에서 non-local 및 local spin-valve 측정결과이다. 전류는 0.1 mA를 가했으며 ac lock-in technology를 사용하였다. 측정온도가 올라감에 따라 두 종류의 신호의 크기는 감소하는 경향을 보였는데 non-local의 경우, 상온에서까지 구별할 수 있는 신호가 검출되었다. Non-local의 경우, 10 K에서는 $\Delta R=7.53\text{m}\Omega$, 300K에서는 $\Delta R=6.49\text{m}\Omega$ 가 각각 검출되었고, local의 경우, 10K에서는 $\Delta R=12.2\text{m}\Omega$, 250K에서는 $\Delta R=10.7\text{m}\Omega$ 이 각각 검출되었다.

이는 이미 보고된 *n*-doped $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 를 이용한 스핀 주입 실험과 비교하여 스핀 주입 효율이 증가되었음을 의미하며[3], 상온까지 스핀주입 신호를 관찰되었다. 본 연구에서 관찰된 바와 같이 전사프린팅법으로 실리콘 기판 상에 이종접합된 III-V 화합물반도체로의 성공적인 스핀주입 신호 관찰은 향후 다양한 스핀소자 응용이 가능함을 보여준다.

참고문헌

- [1] H. C. Koo, J. H. Kwon, J. Eom, J. Chang, S. H. Han, M. Johnson, *Science*. **325**, 1515 (2009)
- [2] R. Jansen, *Nature Materials*, **11**, 400 (2012)
- [3] Y. H. Park, H. C. Koo, K. H. Kim, H. J. Kim, and S. H. Han, *J. Magnetism*. **14**, 23 (2009)

Author Index

Name	Abstract ID	Page	Name	Abstract ID	Page
Adeyeye Adekunle	S-1	3	Kim Taeyueb	SP-I-3	14
Bialek Beata	MT-I-4	21	Kim W.	SP-I-4	15
Chang Joonyeon	SP-I-1	11	Kim Yong-Jin	BM-I-1	38
Chang Joonyeon	SP-I-2	12	Koo Hyun Cheol	SP-I-1	11
Chang Joonyeon	SP-I-3	14	Koo Hyun Cheol	SP-I-2	12
Cho Jaehun	SM-II-4	74	Koo Hyuncheol	SP-I-3	14
Cho Won Young	SP-I-1	11	Kwon H. W.	HM-I-4	52
Choe Sug-Bong	SP-II-1	54	Kwon Jae Hyun	SP-I-1	11
Choe Sug-Bong	SP-III-3	88	Kwon Oryong	MT-I-2	18
Choi Heon-Jin	SP-I-2	12	Lee Hyun-Woo	MT-II-4	97
Choi Y. H.	SP-III-1	85	Lee Hyun-Woo	T-1	7
Chun B.S.	SP-I-4	15	Lee J. G.	HM-I-4	52
Dhakal Dhani Ram	HM-II-3	79	Lee J.S.	SM-II-1	68
Fischer Peter	SP-IV-3	102	Lee Jee Yong	MT-II-2	93
Han Suk Hee	SP-I-1	11	Lee Jee Yong	MT-II-3	95
Han Suk Hee	SP-I-2	12	Lee Joo-Hyung	BM-I-1	38
Han Sukhee	SP-I-3	14	Lee K. J.	SP-III-1	85
Hashmi Arqum	MT-I-1	17	Lee Kyung-Jin	MT-II-4	97
Hong Jinki	SP-I-3	14	Lee Kyung-Jin	SA-II-1	60
Hong Jisang	MT-I-1	17	Lee Kyung-Jin	SP-II-4	59
Hong Jisang	MT-II-1	92	Lee Min-Woo	HM-II-3	79
Hong Soon Cheol	MT-I-2	18	Lee Nam-Kyu	BM-I-1	38
Hossain M. B.	SP-I-4	15	Lee Sang-Suk	BM-I-1	38
Hwang C.Y.	SP-I-4	15	Lee Seong-Rae	SP-IV-1	98
Hwang J.S.	SM-II-1	68	Lee Seo-Won	MT-II-4	97
Jang Taesuk	HM-II-3	79	Lee Tae Young	SP-IV-1	98
Jang Y.J.	SP-II-2	55	Lim S.H.	SM-I-3	28
Je Soong-Geun	SP-II-1	54	Lim Sang Ho	SP-IV-1	98
Je Soong-Geun	SP-III-3	88	Matin M. A.	HM-I-4	52
Jekal Soyoung	MT-I-2	18	Min Byoung-Chul	SP-II-1	54
Joo S.J.	SP-II-2	55	Min Byoung-Chul	SP-II-4	59
Jung K. Y.	SP-II-2	55	Min Byoung-Chul	SP-III-3	88
Jung M. H.	SP-III-1	85	Moon Chul-Hyun	SP-II-4	59
Jung Sol	HM-II-1	76	Nam Yoon Jae	SM-I-3	28
Kang B.S.	SM-II-1	68	Ono T.	SP-III-1	85
Katsunori Konishi	SM-II-4	74	Park Seung-Young	SA-II-1	60
Kim C. G.	SP-I-4	15	Park Youn Ho	SP-I-2	12
Kim D.S.	SP-II-2	55	Quang Tran Van	MT-I-3	19
Kim Hyung-jun	SP-I-2	12	Rhie K.	SP-II-2	55
Kim In Gee	MT-II-2	93	Shin Kyungho	SP-I-3	14
Kim In Gee	MT-II-3	95	Shin Kyung-Ho	SP-II-1	54
Kim K.-J.	SP-III-1	85	Shin Kyung-Ho	SP-III-3	88
Kim K.S.	SM-II-1	68	Shin Kyung-Ho	SP-II-4	59
Kim Keun-Ho	BM-I-1	38	Shin Sang-Hoon	SP-I-2	12
Kim Miyoung	MT-I-3	19	Son Dong Su	SP-IV-1	98
Kim Sang-II	SA-II-1	60	Song Jin Dong	SP-I-2	12
Kim T. W.	SP-III-1	85	Yim Haein	HM-II-1	76

Name	Abstract ID	Page
Yoo Sang-Cheol	SP-II-1	54
Yoo Sang-Cheol	SP-III-3	88
Yoon Jungbum	SM-II-4	74
Yoshimura Y.	SP-III-1	85
Yoshishige Suzuki	SM-II-4	74
You C.-Y.	SP-III-1	85
You Chun-Yeol	SM-II-4	74
Yu J. H.	HM-I-4	52
Yu S.C.	SM-II-1	68
Yuya Fujii	SM-II-4	74
강지훈	SM-I-1	25
고현협	SP-IV-4	104
구현철	SP-IV-4	104
김규진	SM-I-2	27
김근호	BM-I-2	41
김덕호	SP-III-4	90
김동수	HM-I-1	46
김동영	SM-II-3	72
김동철	MT-I-4	21
김민석	SP-II-3	57
김삼진	SA-II-3	64
김상국	SP-IV-2	100
김상국	SP-IV-3	102
김상욱	SM-I-2	27
김상욱	HM-II-2	78
김상훈	SP-II-3	57
김용진	BM-I-2	41
김은애	SA-I-3	34
김은애	SA-II-2	62
김진욱	SP-III-4	90
김철성	SA-II-3	64
김철성	SM-I-1	25
김철성	SM-II-2	70
김태훈	HM-I-2	48
김태훈	HM-II-4	81
김형준	SP-IV-4	104
김형진	SA-II-4	66
김희승	SA-II-3	64
문경웅	SP-III-4	90
민병철	SP-III-4	90
박광준	BM-I-3	44
박광준	SA-I-2	31
박래준	BM-I-3	44
박영철	HM-I-3	50
박태영	BM-I-3	44
배경훈	HM-II-4	81
백연경	HM-I-1	46
서이수	SA-II-4	66
서재형	SA-II-4	66
손대락	SA-I-1	29
손대락	SA-I-3	34
손대락	SA-I-4	36

Name	Abstract ID	Page
손대락	SA-II-2	62
송창빈	HM-II-2	78
송창빈	SM-I-2	27
신경호	SP-III-4	90
신준규	SA-I-4	36
심인보	SM-II-2	70
양윤석	SP-IV-4	104
양창섭	SA-I-1	29
염정국	SA-II-4	66
오윤석	HM-II-2	78
원미희	SM-II-2	70
유권상	SA-I-4	36
유명우	SP-IV-3	102
유명우	SP-IV-2	100
유상철	SP-III-4	90
유영상	SP-IV-3	102
유일선	SA-I-3	34
유일선	SA-I-4	36
유지훈	HM-I-3	50
윤석수	SM-II-3	72
이경진	T-2	8
이기석	SP-IV-3	102
이남규	BM-I-2	41
이무연	SA-II-4	66
이민우	HM-I-2	48
이민우	HM-II-4	81
이보화	SM-II-2	70
이상석	BM-I-2	41
이상석	BM-I-3	44
이상석	SA-I-2	31
이성래	HM-I-2	48
이성래	HM-II-4	81
이성민	SA-I-3	34
이성민	SA-I-4	36
이승주	SA-I-1	29
이승주	SA-II-2	62
이영주	HM-II-2	78
이우영	SA-II-4	66
이인규	SA-II-3	64
이장로	SA-I-2	31
이재일	MT-I-4	21
이정구	HM-I-3	50
이제현	SP-IV-3	102
이찬혁	SM-I-1	25
이현우	SP-III-2	86
임미영	SP-IV-3	102
임정태	SM-II-2	70
임종구	SP-II-3	57
장세종	HM-II-2	78
장세종	SA-II-2	62
장세종	SM-I-2	27
장준연	SP-IV-4	104

Name	Abstract ID	Page
장창실	BM-I-3	44
장태석	HM-I-2	48
장태석	HM-II-4	81
전성재	SM-II-3	72
정규채	SA-I-4	36
정다혜	SA-I-3	34
정현성	SP-IV-3	102
정현주	SA-I-1	29
조광래	SM-I-1	25
조성언	SM-II-3	72
진춘강	HM-I-1	46

Name	Abstract ID	Page
최석봉	SP-III-4	90
최영진	HM-II-2	78
최영진	SM-I-2	27
최윤석	SP-IV-3	102
최철진	HM-I-1	46
카지드마	SA-I-2	31
한동수	SP-IV-3	102
한은주	SA-II-3	64
한재호	SP-III-2	86
홍종일	SP-II-3	57
황도근	SA-I-2	31