



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ



ДЕПАРТМАН ЗА
МАТЕМАТИКУ И
ИНФОРМАТИКУ

Семинарски рад из физике II

Методе за опсервацију феромагнетних домена

Професор:

др Светлана Лукић

Студент:

Поповић Данијела

Број индекса:

38/06

Нови Сад , 2010

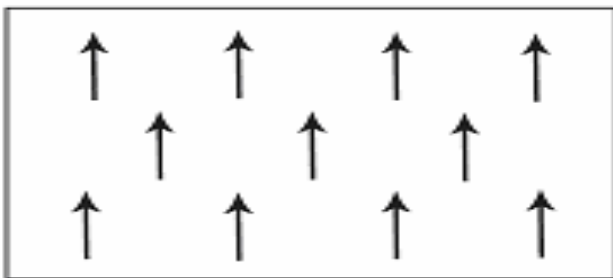
Садржај

1.	Ф
еромагнетизам	3
2.	Ф
еромагнетни домени	6
3.	М
агнетно-оптички Керов ефекат	10
4.	П
оларни магнетно- оптички Керов ефекат	11
5.	Л
онгитудинални магнетно-оптички Керов ефекат	11
6.	Т
рансверзални магнетно-оптички Керов ефекат	13
7.	К
вадратни магнетно-оптички Керов ефека.....	13
8.	Б
итер шара посматрање	13
9.	Л
оренцова преносна електронска микроскопија.....	15
10.....	Л
итература	17

Феромагнетизам

Феромагнетизам је основни механизам успомоћ ког одређени материјали (као што је гвожђе) фомирају сталне магнете или их привлаче магнети. У физици разликујемо неколико различитих типова магнетизма од којих је феромагнетизам најјачи тип који једини може да произведе снаге довољно јаке да се осећају, и одговоран је за заједнички феномен магнетизма који се среће у свакодневном животу. Сви стални магнети (материјали који се могу намагнетисати у спољашњем магнетном пољу и који остају намагнетисани и по престанку деловања спољашњег поља) су или феромагнетици или феримагнетици. Историјски гледано, појам феромагнет је коришћен за било који материјал који је могао да изведе спонтану магнетизацију. Ова општа дефиниција је још увек у широкој употреби. У последње време различите класе спонтане магнетизације су идентификоване када постоји више од једног магнетног јона по примитивним ћелијама материјала, што је довело до строжије дефиниције "феромагнетизма" која се често користи како би се разликовало од феримагнетизма. Материјал је феромагнетни у овом ужем смислу ако сви његови магнетни јони дају позитиван допринос укупној магнетизацији. Феромагнетици су материјали чији атоми и молекули имају некомпензоване магнетне моменте, али тако да материјал у

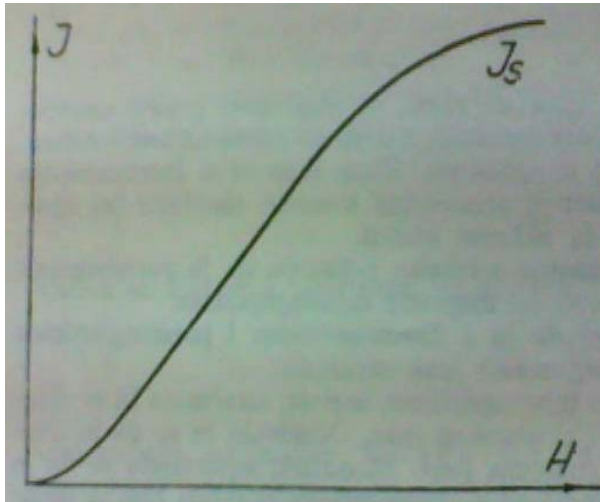
целини има магнетни момент и у одсуству спољашњег магнетног поља. Намагнетисаност засићености или магнетизација засићености J_s , у феромагнетику представља сопствени или спонтани магнетни момент јединице запремине. Према дефиницији феро- и парамагнетика произилази да би се од парамагнетног материјала добио феромагнетни материјал када би у њему била таква узајамна дејства да се магнетни моменти његових јона и молекула оријентишу у једном правцу. Главни представници феромагнетика су: гвожђе(Fe), никал(Ni), кобалт(Co), гадолинијум(Gd), диспорзијум (Dy), тербијум(Tb), холмијум(Ho), ербијум(Er). Једна од главних карактеристика феромагнетних материјала по којој се разликују од дијамагнетика и парамагнетика је магнетна пермеабилност $\mu \ll \mu_0$. Пошто је феномен ограничен на само неке елементе из ове две групе, долазимо до закључка да је повезан са непопуњеним 3d- и 4f-орбиталама. Томе у прилог говори и резултат да су феромагнетна својства запажена и код Хојслерове легуре (легура мангана, бакра и алуминијума), мада ниједан од метала који је чине нема такве карактеристике. Карактеристика феромагнетика је да и без примене ма каквог спољашњег магнетног поља, поседују спонтани магнетни момент, а то указује да су магнетни моменти и спинови електрона распоређени на некакав правилан начин.



Спинска уређеност електрона код простог феромагнетика

У феромагнетцима се магнетизација или намагнетисаност добија несразмерно лакше, и то врло јака магнетизација много слабијим пољем него код парамагнетика, и лако се постиже засићеност J_s . Док је за парамагнетик потребно магнетно поље веће од 0.01 Т да се постигне намагнетисаност од милионитих

делова од тесле, докле је за феромагнетик довољно поље од два десетохиљадита дела тесле да се постигне магнетизација од једног десетог од T . Зависност $J = f(H)$ није линеарна као код пара- и дијамагнетика, него је криволинијска као што је приказано на следећој слици.



Зависност $J = f(H)$ код феромагнетика

Када се феромагнетик загрева тако да му се температура може повећавати и до ширих граница, топлотно кретање ће све јаче нарушавати феромагнетна својства. Тако ће се постићи и одређена температура за поједини феромагнетик, изнад које се феромагнетик понаша као парамагнетик.

Та температура је карактеристична за сваки феромагнетик. Она је гранична температура испод које феромагнетик остаје као такав, а изнад које престаје бити бити феромагнетик, јер се услед топлотног кретања потпуно поремете његова феромагнетна својства. Та температура се назива Киријева температура T_{Cf} , а сама тачка- Киријева тачка. Изнад Киријеве температуре ишчезава спонтана намагнетисаност (магнетизација) феромагнетика.

Материјал	Киријева температура (К)
Co	1388
Fe	1043

MnBi	630
Ni	627
MnSb	587
CrO ₂	386
MnAs	318
Gd	292
Dy	88

Киријева температура за неке кристалне феромагнетне материјале

Суцептибилност за $T > T_{cf}$ може приближно описати Кири-Вајсовим законом:

$\chi_p = \frac{C}{T - T_{cf}}$. Полазећи од неких теоријских модела детаљни прорачуни као резултат

температурне зависности суцептибилности дају функцију облика:

$$\chi = \frac{C}{\sqrt{(T - T_{cf})^4}}, \text{ за } T_{cf} < T \leq 1.5T_{cf}.$$

Види се да испод Киријеве температуре у феромагнетику постоји спонтана намагнетисаност и без спољашњег магнетног поља. Спонтана намагнетисаност феромагнетика показује да су магнетни моменти електрона атома феромагнетика оријентисани у једном правцу и у једном смеру. Она је најјача при $T \rightarrow 0$ и опада. Али при таквој претпоставци, природно је очекивати да је сваки магнетик сам по себи, без спољашњег магнетног поља врло јак магнет. На то пракса даје негативан одговор. Како онда објаснити то природно неслагање?

Феромагнетни домени

На то питање даје одговор Вајсова теорија домена у феромагнетику. Према тој теорији, у феромагнетику постоје мање или веће макроскопске области спонтане намагнетисаности, или домени. Вајсови домени су мале области у кристалној структури феромагнетног материјала са равномерно оријентисаним магнетним

моментима, тј истог правца и истог смера. Добили су назив према француском физичару Пјер Ернест Вајсу (1865-1940).



Рођен је у Милузу у Француској, умро је у Лиону у Француској. Сматра се једним од оснивача теорије магнетизма. Од 1883-1886 студирао је ЕТХ у Цириху. На Факултету наука у Паризу је 1896 постабио своју тезу која је била посвећена магнетним особинама магнетита и антимона легуре гвожђа, у датом раду је први пут основао однос између магнетизације и кристалне симетрије. 1902 је постао професор и директор департмана за физику на ЕТХ у Цириху. Он је први предложио да се феромагнетни материјали поделе у основне домене.

Пјер Ернест Вајс (1865-1940)

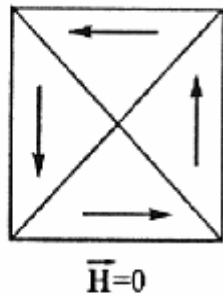
Постао је члан Академије наука 1926. Био је одговоран за прву Међународну конференцију магнетизму, одржану у Стразбуру у мају 1939. Вајс је открио 1907 да магнетни моменти атома (" елементарни магнети ") феромагнетних материјала су постали оријентисани, чак и без деловања спољашњег магнетног поља. Величина ових оријентисаних домена је у опсегу од 10^{-3} до 10^{-5} nm са око 10^6 - 10^9 атома. Домена у материјалу је веома много, њихови магнетни моменти су најразличитијих оријентација. Због њиховог великог броја и оријентација, узима се да је резултантни магнетни момент једнак нули, па зато ни феромагнетици нису спонтани стални магнети. Перманентни магнетни моменти атома у оквиру једног домена су услед значајне међусобне интеракције паралелно оријентисани. Под утицајем спољашњег магнетног поља магнетни моменти појединих домена релативно лако се оријентишу у правцу поља, па отуда и засићеност кад се изврши оријентација, јер поље нема више никаквог утицаја

после извршене оријентације. То значи да се после извршене оријентације не добија јача намагнетисаност ни повећавањем јачине спољашњег магнетног поља већ због постигнуте засићености. Између суседних домена чији су магнетни моменти различите оријентације постоје прелазни слојеви познати под називом Блохови зидови, који су назив добили према швајцарском физичару Феликс Блоху (1905-1983). Дебљина ових зидова у просеку износи око $0.1\mu\text{m}$, а правац вектора магнетних момената у њима се мења тако да би пролазећи кроз низ сукцесивних положаја прешао од једног домена до другог.

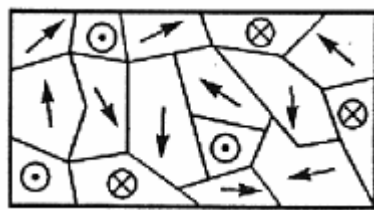


Сукцесивна ротација праваца спинова унутар Блоховог зида
Постојање феромагнетних домена је доказано и експериментално помоћу феромагнетног колоидног праха и Баркхаусеновим ефектом. Обично се честице праха сакупљају тамо где се површина феромагнетика пресеца са границама домена, јер тамо настају врло јака локална магнетна поља. Сматра се да домени настају због различитих облика енергије феромагнетног материјала, међу којима су главне: енергија измене, магнетна енергија и енергија анизотропије. Феромагнетизам је повезан са спином електрона, а не са њиховим орбиталним кретањем. Феромагнетни домени могу бити различитих облика и величина. Када се феромагнетик подвргне спољашњем магнетном пољу, онда се онај домен у којем је резултантни момент паралелан том спољашњем пољу, запремински прошири, а магнетни моменти осталих домена почну да ротирају, у циљу оријентације, у правцу и смеру спољашњег поља. Тако се знатно повећање

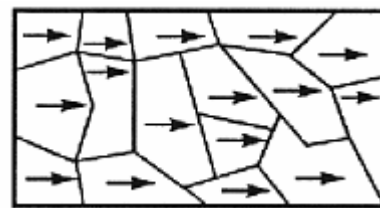
намагнетисаности феромагнетика под утицајем спољашњег магнетног поља обавља у виду два процеса, од којих је један повећање оних домена чији магнетни моменти имају погодну оријентацију у односу на спољашње поље, а други- ротација вектора намагнетисаности или магнетних момената оних домена са непогодном оријентацијом у односу на спољашње поље.



Монокристал



а)



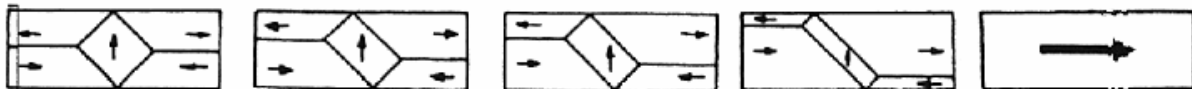
б)

Поликристал

а) оријентација домена феромагнетика изван спољашњег магнетног поља

б) оријентација домена феромагнетика у спољашњем магнетном пољу

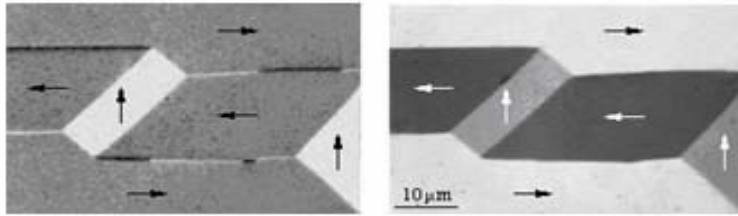
$\vec{H} \rightarrow$



Ефекат примењеног поља на домене узорка на површини монокристала гвожђа у правцу $[100]$ илустрован преко померања доменског зида, док се H повећава од 0 (а) до 1.5 A/m (е)

Са циљем да се добије приказ особина магнетних материјала и уређаја веома је важно бити у могућности испитивања структуре магнетних домена материјала

или уређаја који се испитују. Магнетни домени су региони индиректне магнетизације који се воде једним од фундаменталних закона природе-минимализовања енергије у систему.Невидљиви за голо око,ово су микроскопске структуре у ионако неуређеним магнетним материјалима.

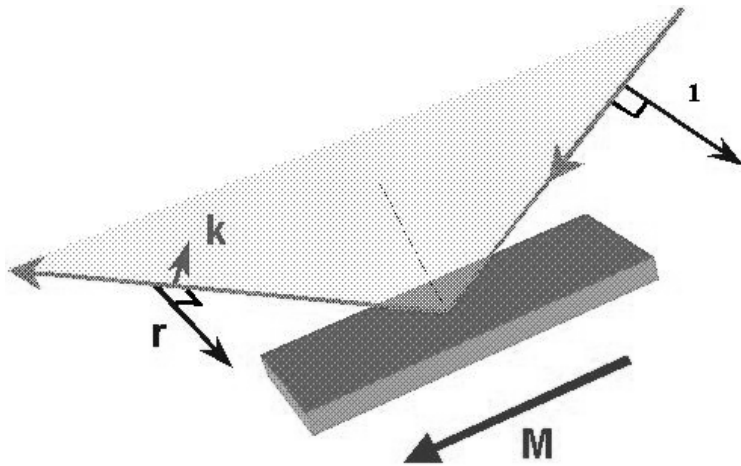


Шара домена (лево) и подструктура зидова домена (десно) на (100)-оријентисаном SiFe кристалу

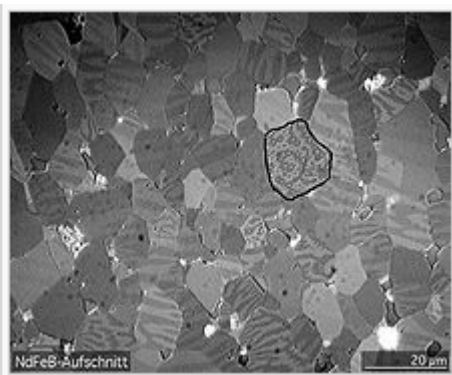
Магнетно-оптички Керов ефекат

Магнетно- оптички Керов ефекат је један од магнетно-оптичких ефеката,који је 1877 открио Џон Кер.Описује промене светлости која се одбија од магнетизацијске средине.Данас постоји велики број техника за посматрање структуре домена магнетних материјала. Једна од ових техника је магнетно оптичка посматрачка техника која има значајне предности пошто је релативно јефтина,није инвазивна, није загађивачка , и помоћу ње може да се испитује широк опсег магнетних узорака. Магнетно-оптичко посматрање на рефлективном облику је најпогоднији за магнетно-оптички Керов ефекат,док је посматрање у трансмисионом облику најпогодније за Фарадејев ефекат. Принципи на којима се заснивају оба ефекта су слични. Светлост која се одбије од површине магнетног узорка, или која се преноси кроз магнетни узорак ће вршити интеракцију са магнетизацијом унутар узорка. Кроз ову интеракцију, поларизационо стање светлости ће се променити и разлика између улазног и одбијеног (трансмисованог) зрака се може користити за проучавање магнетизације унутар различитих региона узорка. Оптимални оптички контрастни услови за различите материјале су одржани кроз три велика типа магнетно-оптичког Керовог ефекта. Ови типови су класификовани у поларне, лонгитудиналне, и трансверзалне

Керове ефекте, који зависе од вектора везе између поларизације улазне светлости, равни инциденције, и магнетизације у узорку. Пример директне везе између ових физичких величина је дата на следећој слици.



Вектор дијаграм за лонгитудиналан магнетно-оптички Керов ефекат. Вектор K је Керова амплитуда која се добија као резултат интеракције светлосног зрака са вектором магнетизације M



Неколико зрна NdFeB са магнетним доменима је видљиво преко контраста са Кер микроскопом

Поларни магнетно-оптички Керов ефекат

Када је вектор магнетизације нормалан на површну одбијања и паралелан са равни коју одређују упадни и одбијени зрак светлости, ефекат се назива поларни Керов ефекат.

Лонгитудинални магнетно-оптички Керов ефекат

Код лонгитудиналног ефекта вектор магнетизације је паралелан и са површином одбијања, и са равни коју одређују упадни и одбојни зрак светлости. Код датог ефекта светлост се одбија под неким углом од површине одбијања, а не нормално на њу као код поларног ефекта. Линеарно поларизована светлост која је инцидентна са површином постаје елиптично поларизована, са променом у поларизацији која је директно пропорционална са компонентом магнетизације која је паралелна са површином одбијања и с равни коју одређују упадни и одбојни зрак светлости. Ова елиптично поларизована светлост првог реда има два нормална E вектора, који су названи стандардна Фрешнелова амплитуда коефицијента одбијања r и Керовог коефицијента k . Упадни светлосни зрак је описан следећим поларизационим вектором: $\vec{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}$. Можемо да представимо

поларизатор упадног зрака следећом матрицом (због једноставности претпостављамо да је у питању идеални поларизатор): $P = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$. Упадна светлост изнад намагнетисане површине ће имати линеарну поларизацију у правцу y -осе. Анализатор који је постављен под углом θ у односу на x -осу (за $\theta=0$ два поларизатора ће бити савршено укрштена):

$A = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & -\cos \theta \sin \theta \\ -\cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix}$. Интеракција светлости са намагнетисаном

површином може се представити као сума матрице одбијања и матрице магнетно-оптичког ефекта:

$$T = \begin{bmatrix} \rho_{SS} & 0 \\ 0 & \rho_{PP} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & \rho_{SP}^L(Q_V) \sin \varphi \\ -\rho_{SP}^L(Q_V) \sin \varphi & \rho_{PP} \sin^2 \varphi + \rho_{PP}^T \left(\frac{Q_V}{\cos \varphi} \right) \cos^2 \varphi \end{bmatrix}. \text{ У датом}$$

изразу прва је матрица одбијања, где су ρ_{SS} и ρ_{PP} Фрешнелови коефицијенти за одговарајуће поларизоване компоненте светлости. Друга матрица описује

магнетно оптички ефекат, где су ρ_{SP}^L и ρ_{PP}^L коефицијенти одбијања који су одговорни за Керову ротацију поларизованог стања светлости, ϕ је угао између вектора магнетизације и равни инциденције, Q_V је комплексна Војтова магнетно-оптичка константа. За лонгитудинални Керов ефекат дата једначина се поједностављује у:

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} \rho_{SS}^L & 0 \\ 0 & \rho_{PP}^L \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & \rho_{SP}^L(Q_V) \\ -\rho_{SP}^L(Q_V) & 0 \end{bmatrix}.$$

Магнетно-оптички коефицијент одбијања ρ_{SP}^L за лонгитудинални случај је дат са:

$$\rho_{SP}^L = \frac{-in \cos \theta_0 m_y \sin \theta_1 Q_V}{(n \cos \theta_0 + \cos \theta_1)(\cos \theta_0 + n \cos \theta_1) \cos \theta_1}.$$

У овом случају светлост упада под углом θ_0 изнад магнетне средине са индексом преламања n . Магнетизација је дата са m_y у правцу у-осе. Угао преламања у магнетној средини θ_1 се добија применом Снеловог закона.

Трансверзални магнетно-оптички Керов ефекат

Када је вектор магнетизације нормалан на раван одређену са упадним и одбојним светлосним зраком (раван инциденције) и паралелан са површином додира каже се да је у трансверзалној конфигурацији. У овом случају упадни светлосни зрак такође није нормалан на површину одбијања, уместо мерења поларитета светлости после одбијања, мери се одбијање r . Ова промена у одбијању је пропорционална са компонентом магнетизације која је нормална на раван инциденције и паралелна са површином одбијања. Ако је компонента магнетизације усмерена десно од инцидентне равни, гледано од извора, тада се Керов вектор додаје на вектор Фрешнелове амплитуде, и интензитет одбијене светлости је $|r + k|^2$. Са друге стране, ако је компонента вектора магнетизације усмерен лево од инцидентне равни, гледано од извора, Керов вектор се одузима од Фрешнелове амплитуде, и интензитет одбијене светлости је $|r - k|^2$.

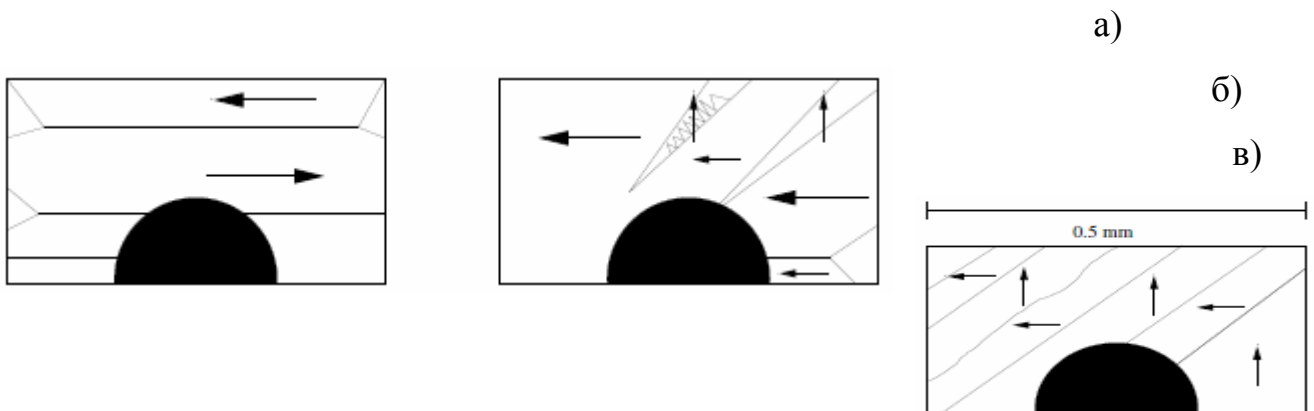
Квадратни магнетно-оптички Керов ефекат

Поред поларног,лонгитудиналног и трансверзалног Керовог ефекта који зависе линеарно од компонената магнетизације, такође постоје квадратни ефекти вишег реда, за које Керов угао зависи од производних услова који укључују поларне,лонгитудиналне и трансверзалне магнетизацијске компоненте.

Битер посматрање шара

Битер или прашкасто посматрање доменских структура је најстарија техника за посматрање домена, и још увек је најједноставнија метода за примену. У датој методи за опсервацију феромагнетних домена се танак филм колоидног праха магнетних делића наноси на магнетну површину. Делићи се скупљају и групишу у областима где су присутни велика линијска поља у узорку, обично преко доменских зидова. Декорисани доменски зидови тада могу да се посматрају користећи оптички микроскоп, а ако је потребна већа резолуција, користи се електронски микроскоп. Метода Битер је стриктно линијско поље декорациона техника. Шаре не дају никакве информације о магнитуди ни о правцу магнетизације, али у материјалима са довољно великим спољашњим пољем, Битер шаре могу брзо да обезбеде информацију о величини и облику било ког домена који је присутан у материјалу. Резолуција Битер методе примарно зависи од величине индивидуалних делова у колоиду, и од резолуције микроскопа који се користи за посматрање шара. Избором одговарајућег Битер раствора, ферофлуиди могу да открију магнетну структуру све до границе резолуције оптичког микроскопа. Већа резолуција се може постићи посматрањем декорисаних узорака са скенирајућим електронским микроскопом, или користећи фино уситњене филмове за декорацију. Контраст у Битеровој методи зависи од довољно великих градијената линијског магнетног поља који сакупљају магнетне делиће. Иако одређени ферофлуиди могу бити осетљиви на линијска поља која су слаба и имају јчину од неколико стотина А/м, магнетна поља изван неких

материјала са високом пермеабилношћу или ниском енергијом анизотропије могу и даље да буду преслаби за посматрање. Из датог разлога метода у општем случају боље ради са магнетима који су више коерцитивни или са нормализованим магнетисаним узорцима. Слабо нормално примењено магнетно поље се често користи да побољша контраст. Као и са сваком техником за посматрање домена која је осетљива на магнетно поље, извођење магнетне структуре из посматране Битерове слике може да буде тешко, пошто спољашње магнетно поље може да буде резултат не локалних варијација у магнетизацији узорака. За Битерову методу је потребна нека припрема узорка, јер техника не раздваја магнетни од топографских контраста. Комади узорака се обично припремају механичким глачањем, која је праћена хемијским глачањем како би се уклониле пукотине на површини.



Доменске структуре у Fe-3.5, које су посматране Битер технологијом. а) магнетно поље је нула, б), в) магнетно поље расте. Велика црна површина је тамна површина која се појављује на оригиналном микрографу, можда одговара површинском оштећењу.

Лоренцова преносна електронска микроскопија

Овај облик веома високе резолуције магнетне микроскопије добио је назив према Лоренцовој сили која узрокује закривљење путање електрона који се креће нормално на линије сила магнетног поља. Лоренцова микроскопија користи или

конвенционални трансмисиони електронски микроскоп(STEM), или скенирајући трансмисиони електронски микроскоп(STEM), и укључује трансмисију кроз стањене узорке. Унутар генералне категорије Лоренцове микроскопије ,могу се идентификовати три различите технике за посматрање: Фрешнелова,Фокалтова, и Диференцијална фазна контраст микроскопија. Користећи STEM у Фрешнеловом облику области релативно високог и ниског интензитета се формирају на позицијама које одговарају доменским зидовима, ово се дешава због малих закривљења које је проузроковала Лоренцова сила која делује на нефокусиране таласе електрона који се преносе кроз узорак. С обзиром на стањене магнетне узорке са геометријом домена која се састоји из паралелних тракица, са магнетизацијом у свакој тракици која лежи у равни и у променљивим правцима паралелним са доменским зидовима који их раздвајају. Лоренцова сила ће у зависности од правца магнетизације сваког домена, кривити талас постепено од једног до другог зида. Као последица се добија да ће домен имати светао зид на једној страни, и таман зид на другој страни. У Фокалтовом облику користећи STEM слика остаје у фокусу, и расипање шара се формира на једном од апаратурних равни микроскопа. Померањем апаратуре, могуће је блокирати електроне чија се путања закривила у једном правцу под дејством магнетног поља.На слици која је постепено формирана, светлост у сваком домену ће зависити од правца његове магнетизације.УДФК облику STEM је модификован додатком квадрантног електронског детектора и одговарајућим електронским уређајима. Фокусиран ,скениран талас се закривљује док пролази кроз танак узорак, и проширење Лоренцовог закривљења се мери од разлика и пропорција тачака које су инцидентне са квадрантима детектора електрона. Квантитативно мерење магнетног поља које лежи нормално на путању електрона кроз узорак је могуће. Ове методе, нарочитоДФК су предвиђене за одличну резолуцију, приближно 2 nm за магнетне структуре у најбољем случају, и 10-20 nm за типичније примене.Ове методе су прилично осетљиве, пошто могу да детектују

само неколико слојева Fe, у случајевима где се не меша кристалографски контраст. Пошто су закривљења изазвана магнетним пољем у узорку, информациона дебљина је пуна дебљина узорка са једнаким тежинама за све дубине. Магнетно поље изван површине узорка такође може да изазове закривљења која могу да промене слику. Сlike које су направљене Фрешнеловим и Фокалтовим обликом одмах приказују зидове домена или домене. Димензије домена се могу одредити квантитивно са ових слика.ДФК метод користи дигитализоване сигнале сачуване за сваку x,y тачку на слици; магнитуда, правац, и крива магнетне индукције се може израчунати и приказати.

Литература

"Експериментална физика кондензоване материје"- Драгослав М. Петровић, Светлана Р. Лукић, Универзитет у Новом Саду, Природно-математички факултет, Нови Сад 2000. године

1. Атомска и нуклеарна физика, Физика III- др инж. Драгиша М. Ивановић, инж. Властимир М. Вучић, Београд 1981
2. Вајсови домени, Википедиа
3. Биографија Пјер Ернест Вајса
4. Обрада тематске јединице: Особине магнетног поља- стални магнети, дипломски рад, Драган Васић

5. Магнетно-оптички Кер ефекат Микроскоп- Антон Гејлер, Хит Марвин ,Мајкл Зартариан,Пол Хед, Адам Брандоу, и Руи Лаура

6. "Увод у физику чврстог стања"-Чарлс Кител, Савремена администрација-издавачко-штампарско предузеће, Београд,1970.године

7. Магнетно- оптички Керов ефекат,из Википедие

Технике за мерење магнетних доменских структура- Р. Ј. Целота, Ј. Унгурис, М. Х. Кели, и Д. Т. Пирс; Национални институт за стандарде и технологију, Гетерзборг,Мериленд 20899