

A két *Fizikai Szemle* cikk egybeszerkesztett vátozata, részletes hivatkozáslistával
(2008. febr. 11.)

Az óriás mágneses ellenállás felfedezésétől (1988) a 2007. évi fizikai Nobel-díjig és a spintronikáig

Bakonyi Imre*, Simon Eszter, Péter László

MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet (SZFKI), Budapest

Bevezetés

Régóta közismert tény, hogy az elektromos töltés mellett az elektron spinnel is rendelkezik. A napjaink technikáját meghatározó *elektronika* iparág olyan eszközökön alapul, amelyekben csak az elektron töltését használják ki. Az utóbbi években azonban megjelentek újfajta, nanotechnológiával készített eszközök is, amelyek működési elvét az elektron kétféle spinbeállási lehetősége biztosítja, megteremtve ezáltal egy új, perspektivikus iparág, a *spin-elektronika* (vagy röviden *spintronika*) alapjait. A 2007. évi fizikai Nobel-díjat [1] egy ilyen elven működő jelenség, nevezetesen az "óriás" mágneses ellenállás (angolul: giant magnetoresistance = GMR) felfedezéséért ítélték oda.

GMR effektus: a nanotechnológiától a spintronikáig

Az elmúlt évtizedekben a vékonyréteg technológiák gyors ütemű fejlődésével olyan nanométeres skálájú fémes rétegszerkezetek előállítása is lehetővé vált, amelyekben az elektromos transzport tulajdonságok jelentősen megváltozhatnak a tömbi anyagokhoz képest. Ez akkor következik be, ha meg tudjuk valósítani, hogy az egyes alkotó rétegek vastagsága kisebb legyen a tömbi anyagokban az elektrontranszportra jellemző karakterisztikus távolságoknál (pl. elektron szabad úthossz). Amennyiben az egyik alkotó réteg ferromágneses (FM) és a mágnesszegettség iránya ezen távolságoknál kisebb skálán változik, akkor a két szomszédos FM réteg közötti nemmágneses (NM) rétegen keresztül úgynevezett *spinfüggő elektrontranszport* jelenségek is felléphetnek a vezetési elektronok spinpolarizációja miatt, és ez a tömbi anyagoknál nem ismert effektusokhoz vezethet. A Nobel díjas *Feynman* egy 1959-es előadásában [2], melynek címe "Rengeteg lehetőség van odalent" (mármint az atomok világában), látónoki módon megjósolta, hogy *ha majd az anyagok előállítását atomi szinten leszünk képesek manipulálni, akkor az anyagtulajdonságoknak a jelenleginél jóval szélesebb skálája fog feltárulni előttünk és előre nem várt fizikai jelenségeket fedezhetünk fel.*

Egy ilyen esemény következett be, amikor 1988-ban a német *Peter Grünberg* jülich-i [3] és a francia *Albert Fert* orsay-i [4] kutatócsoportja – egymástól függetlenül – felfedezte az "óriás" mágneses ellenállás jelenségét nanoskálájú FM/NM típusú Fe/Cr rétegszerkezetekben.

A mágneses nanoszerkezetekben megfigyelhető GMR jelenség fizikai mechanizmusa lényegesen eltér a homogén FM fémek és ötvözetek mágneses ellenállásától és bizonyos esetekben több mint egy nagyságrenddel felülmúlhatja az utóbbit (innen ered az "óriás" elnevezés). Ezen eredmény fontosságát elismerendő, Grünbergnek és Fertnek ítélték oda megosztva a 2007. évi fizikai Nobel díjat. Az indoklás tömören csak annyi volt, hogy "az óriás mágneses ellenállás felfedezéséért". Ez a megfogalmazás kihangsúlyozza és egyértelművé teszi, hogy egy kiemelkedő fontosságú alapvető kutatási eredményt ismernek el a döntéssel.

Az odaítélés esedékességében nyilvánvalóan az a tény is közrejátszott, hogy a GMR elven alapuló eszközök mára igen széles körben elterjedtek a gyakorlatban. A számítógépek mágneses merevlemezeinek kioldásában most már kizárólag ilyen eszközöket alkalmaznak, és ennek révén lehetővé vált az információátvitel sűrűségének erőteljes növekedési ütemét évek óta fenntartani.

Az alábbiakban először definiáljuk a mágneses ellenállást, majd ismertetjük a homogén FM fémek és ötvözetek mágneses ellenállását és a GMR-t, összehasonlítva a kétféle jelenséget. Ezután áttekintést adunk az óriás mágneses ellenállás felfedezéséhez vezető útról, valamint kitérünk a GMR felfedezésének gyakorlati jelentőségére és a spintronika kibontakozásában játszott szerepére. Röviden bemutatjuk majd az ezen a területen Magyarországon végzett tevékenységet is.

A mágneses ellenállás definíciója és mérése

Először a mágneses ellenállás fogalmával kell megismerkednünk, amire az angol "magnetoresistance" kifejezés alapján az MR jelölést fogjuk használni. A *mágneses ellenállás* a vizsgált anyag elektromos ellenállásának külső H mágneses tér hatására bekövetkező megváltozása, amit az alábbi képlettel definiálhatunk:

$$MR(H) = \Delta R/R_0 = (R_H - R_0)/R_0, \quad (1a)$$

ahol R_H a H térben mért, R_0 pedig a külső tér nélkül mért elektromos ellenállás. Az (1a) kifejezésből látszik, hogy az MR mennyiség valójában egy arányszám (és általában %-ban szokták kifejezni), de a mágneses ellenállás arány helyett a rövidség kedvéért többnyire a mágneses ellenállás elnevezést használjuk. [Megjegyezzük, hogy Budó Ágoston már használta a "mágneses ellenállás" terminológiát

* E-mail cím: bakonyi@szfki.hu

egy, a soros mágneses kör egyes szakaszaira érvényes “mágneses Ohm-törvény” alapján bevezetett mennyiségre [5], de mivel ennek használata nem terjedt el, a “mágneses ellenállás” elnevezést bátran használhatjuk a “magnetoresistance” kifejezés magyaráztására, mert különben hosszas körülrússal tudnánk csak kifejezni ezt a fogalmat.] Az (1a) kifejezés a mágneses ellenállásra egy *konzervatív definíciót* jelent, hiszen – mivel rendszerint $R_H < R_0$ – az MR mennyiség abszolút értékben csak 0 és 100 % közötti értékeket vehet fel. Gyakran használnak egy *inflatorikus definíciót* is:

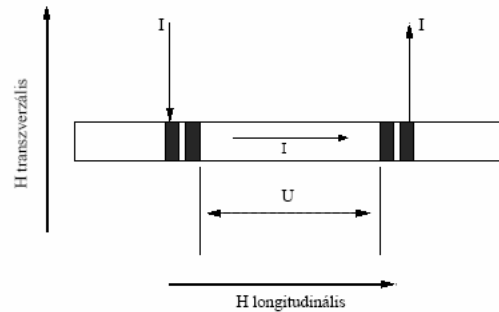
$$MR(H) = (R_H - R_0)/R_H, \quad (1b)$$

ami szerint az MR nyilvánvalóan 100 %-nál is nagyobb lehet, sőt ha $R_H \ll R_0$, akkor több ezer százalékos mágneses ellenállások is előfordulhatnak. Ez utóbbi definíciót előszeretettel használják az egyes perovszkit típusú ötvözetekben a külső mágneses tér által indukált fázisátalakulás következtében fellépő nagy mértékű elektromos ellenálláscsökkenés esetében, amire a “kolosszális” mágneses ellenállás (angolul: colossal magnetoresistance = CMR) kifejezés terjedt el, minthogy a már korábban felfedezett “óriás”-nál is jóval nagyobb mágneses ellenállást ad ez a fizikai mechanizmus az inflatorikus definíció miatt. A CMR jelenséggel a továbbiakban nem foglalkozunk és csak a konzervatív MR definíciót fogjuk használni.

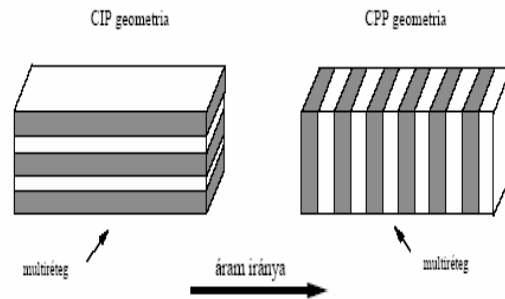
Külső mágneses térben minden fémes vezetést mutató anyag ellenállása megváltozik valamilyen mértékben. Jelen dolgozatban azonban nem foglalkozunk a nemmágneses fémek többnyire nagyon kicsi “közönséges” mágneses ellenállásával (angolul: ordinary magnetoresistance = OMR), hanem csak a homogén FM fémekben és ötvözetekben, valamint a fémes komponensekből álló mágneses nanoszerkezetekben megfigyelhető mágneses ellenállással. Az ebben a dolgozatban tárgyalandó mágneses nanoszerkezetek közé tartoznak a nanométernyi vastagságú FM és NM fémes rétegekből felépülő *multirétegek* (pl. Fe/Cr vagy Co/Cu) és a *granuláris ötvözetek*, amelyek esetében egy NM fém (pl. Ag vagy Cu) mátrixába nanoméretű FM (pl. Fe vagy Co) részecskék vannak beágyazva véletlenszerűen úgy, hogy a köztük lévő távolságok is nanoskálájúak. Megjegyezzük, hogy helytelennek tartjuk azt a gyakorlatot, amikor bizonyos anyagokban más fizikai mechanizmusok miatt megfigyelhető nagy mágneses ellenállásra szintén a fentebb említett mágneses nanoszerkezetekben felfedezett jelenségre bevezetett óriás mágneses ellenállás terminológiát használják; javasoljuk, hogy a GMR elnevezést tartsuk meg a most Nobel-díjjal jutalmazott felfedezés fizikai mechanizmusára.

Magát az ellenállásmérést a szokásos négy-pontos módszerrel lehet elvégezni, pl. az 1. ábra szerinti elrendezésben, megadva itt egyúttal a homogén FM fémek és ötvözetek esetében fontos longitudinális (LMR) és transzverzális (TMR) mágneses ellenállás komponensek mérésének definícióját is. A 2. ábra szemlélteti, hogy multirétegeken milyen konfigurációkban mérhetünk mágneses ellenállást. A jelen dolgozatban csak a CIP geometriával foglalkozunk, amikor a mérőáram a rétegek síkjában van. A számunkra érdekes multirétegekben a mágneszettség mindig a rétegek síkjában

felel meg, miközben lehet $H \parallel I$ (LMR) és $H \perp I$ (TMR) konfiguráció is.



1. ábra A mágneses ellenállás mérésének sematikus bemutatása szalagalakú mintán a szokásos négy-pontos mérési elrendezés esetén. A mintán fekete színnel jelölt területek az elektromos érintkezők helyét jelölik. A két külső pont az áram (I) be- és kivezetésére szolgál, a belső kettő pedig az ellenállásmérés alapjául szolgáló potenciálesés (U) meghatározását biztosítja. Az alkalmazott külső H mágneses tér a minta síkjában van. Amennyiben H iránya az áram folyásával (a minta hosszirányával) párhuzamos, a mágneses ellenállás longitudinális komponensét (LMR) kapjuk, ha pedig H az áram irányára merőleges, akkor a transzverzális komponenset (TMR).



2. ábra Multirétegek esetén az ellenállást mérhetjük CIP geometriában (CIP = current in plane, azaz a mérőáram a rétegek síkjával párhuzamosan folyik) vagy CPP geometriában (CPP = current perpendicular to plane, azaz a mérőáram a rétegek síkjára merőlegesen folyik). A sötét és világos csíkok az FM és NM rétegek váltakozását jelzik. A CIP geometria esetén H általában a réteg síkjában fekszik, míg CPP geometria esetén H iránya vagy a rétegek síkjában van vagy arra merőleges.

Anizotróp mágneses ellenállás (AMR) homogén ferromágnesekben

Thomson (Lord Kelvin) már 150 éve felismerte [6], hogy homogén ferromágneses fémekben (Ni és Fe) az elektromos ellenállás külső mágneses térben 1-2 %-kal megváltozik. Azt is megállapította, hogy ha a külső mágneses tér párhuzamos a mérőáram (I) irányával (azaz $H \parallel I$), akkor az ellenállás nő (LMR > 0), míg a merőleges elrendezés ($H \perp I$) esetén az ellenállás csökken (TMR <

0). Későbbi vizsgálatok kiderítették [7], hogy ez a helyzet a Co fém és a legtöbb FM fémötvezet esetén is és csak egyes speciális ötvözetekben fordított az LMR és TMR komponensek előjele.

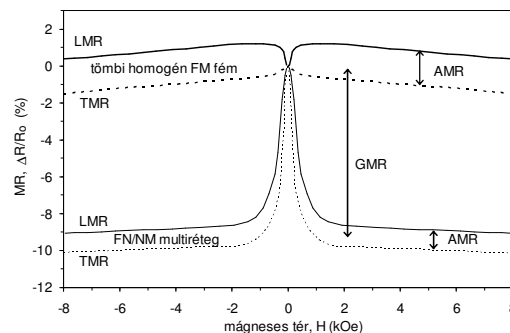
A mágneses ellenállás két komponensének mágneses tértől való függését mutatják vázlatosan homogén FM fémekre a 3. ábra (folytonos és szaggatott) vastag vonallal rajzolt görbéi. A kis mágneses tereknél megfigyelt gyors ellenállásváltozás és a két MR komponensre eltérő előjelű mágneses ellenállás a következőképpen magyarázható meg [7]. Külső mágneses tér nélkül a minta valamilyen mértékig lemágnesezett állapotban található (az egyes mágneses domének mágnesezettségei nagyjából véletlenszerű irányeloszlással rendelkeznek), míg a technikai telítés fölött ($H > H_c$) egydoménes állapot következik be (a mintában az \mathbf{M} mágneszettség mindenhol a külső tér irányába mutat, a longitudinális esetben $\mathbf{M} \parallel \mathbf{I}$, míg a transzverzális esetben $\mathbf{M} \perp \mathbf{I}$). Az utóbbi jelöléssel azt kívánjuk hangsúlyozni, hogy igazából csak az \mathbf{M} és \mathbf{I} relatív iránya fontos, a \mathbf{H} tér szerepe csupán arra korlátozódik, hogy azzal állítjuk be egymáshoz képest \mathbf{M} és \mathbf{I} irányát.

A homogén ferromágnesekre megfigyelhető mágneses ellenállás viselkedést most már úgy is megfogalmazhatjuk, hogy a ρ fajlagos ellenállás nagyobb a longitudinális konfigurációnál, mint a transzverzális esetben, azaz $\rho_L > \rho_T$. Ennek oka a spin-pálya kölcsönhatásban [7] rejlik, ugyanis a mágnességet hordozó d-elektronok töltéshelője ezen kölcsönhatás miatt el fog térni a szférikus eloszlástól, méghozzá a spin (és így a mágneses momentum) iránya mentén összenyomott szferoid alakú lesz [8]. Ennek következtében a vezetési elektronok számára ennek a nemszférikus töltéseloszlásnak a szórási hatáskeresztmetszete eltérő lesz az $\mathbf{M} \parallel \mathbf{I}$ és az $\mathbf{M} \perp \mathbf{I}$ esetben, ami ellenálláskülönbséget okoz az L és T konfiguráció között (ld. 3. ábra). A technikai telítés feletti tértartományban ($H > H_c$) mérhető LMR és TMR komponensek különbségét *anizotróp mágneses ellenállásnak* (AMR) nevezzük: $AMR \equiv LMR - TMR$. Az AMR mennyiség tipikusan néhány százalék nagyságú és a legtöbb fémes ferromágnesre pozitív [7]. A kis tereknél megfigyelhető meredek ellenállásváltozás a kezdetben nagyjából véletlen irányeloszlású doménmágneszettségeknek a H irányához való közeledését tükrözi vissza, amint $H \rightarrow H_c$. A mágneses telítés tartományában a kismértékű ellenálláscsökkenés oka [7] a növekvő tér hatására fokozódó mágneses rendeződés miatt csökkenő mágneses eredetű szórás.

GMR effektus fémes FM/NM multirétegekben

A 3. ábra vékony vonallal rajzolt görbéi a fémes FM/NM multirétegekben megfigyelhető GMR jelenséget szemléltetik sematikusan, bemutatva a CIP geometriában mérhető mágneses ellenállást a mágneses tér függvényében mind az LMR, mind TMR komponensre. Egy ilyen multiréteget úgy is elképzelhetünk, hogy egy homogén FM fémrétegbe (pl. Fe vagy Co) egyenletesen vékony NM fémréteget (pl. Cr vagy Cu) illesztünk be, aminek a hatására jól láthatóan drasztikusan megváltozik a mágneses ellenállás viselkedés. Nevezetesen, egyrészt a multirétegben mérhető mágneses ellenállás mindkét komponensének (LMR és TMR) telítési értéke általában jóval nagyobb lesz a homogén FM

ötvezetben mérhetőnél, másrészt a multirétegnél LMR és TMR azonos előjelű (itt mindkettő negatív, de vannak ún. inverz GMR effektust mutató multirétegek is, ahol mindkettő pozitív), szemben a homogén FM fémre kapott $LMR > 0$ és $TMR < 0$ esettel. Hasonlóan a homogén FM anyaghoz, az LMR és TMR komponensek különbsége a multiréteg esetén is az AMR járulékot adja, de a multiréteg nagyobb R_0 értéke (azaz fajlagos ellenállása) miatt az utóbbi esetben az AMR valamivel kisebb.



3. ábra Tipikus mágneses ellenállás adatok (sematikusan) homogén FM fémre (vastag folytonos és szaggatott vonalak) és FM/NM multirétegre (vékony folytonos és szaggatott vonalak). Megjeli mindkét anyagtípusra a longitudinális (LMR) és transzverzális (TMR) konfigurációban mérhető mágneses ellenállás komponensét. A két-végű nyilak jelzik az AMR (= LMR – TMR) és GMR mennyiségek értékét.

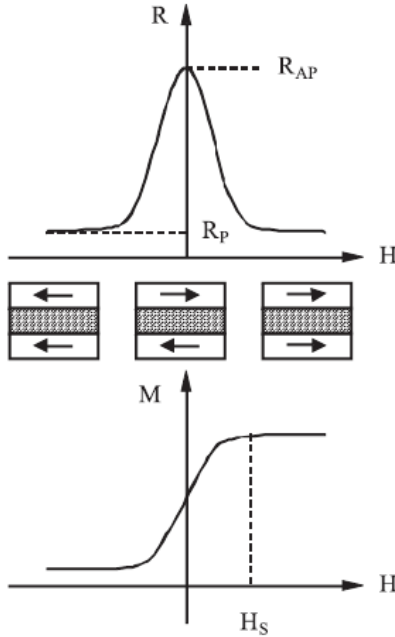
A homogén ferromágnesek és az FM/NM multirétegek markánsan eltérő MR viselkedésének megértéséhez tekintsük először a 4. ábrát. Ha valahogyan el tudjuk érni (ennek módjairól később lesz szó), hogy $H = 0$ esetén a szomszédos mágneses rétegek mágnesezettségének beállása egymáshoz képest antiparallel (AP) legyen (vagy legalábbis a szomszédos rétegek mágnesezettségeinek nem elhanyagolható mértékű antiparallel komponensei legyenek), akkor ez az AP állapot nagyobb ellenállással (R_{AP}) fog rendelkezni a parallel (P) beállású állapot R_P ellenállásához képest, amely állapotot úgy érzük el, hogy elegendően nagy külső mágneses térrel valamennyi réteg mágnesezettségét azonos irányba állítjuk be (ld. 4. ábra alsó része). A GMR effektus ezen két mágnesezettségi állapot közötti ellenálláskülönbség. Az FM/NM multirétegek P és AP állapota közötti ellenálláskülönbség megértéséhez az FM fémek elektromos transzporttulajdonságait leíró modellekhez kell segítségért folyamodnunk.

Átmenetifémekben az elektromos vezetés hordozói főleg a nagyon mozgékony, delokalizált, s-jellegű vegyértékelektronok (ezért vezetési elektronoknak is hívjuk őket), míg a d-elektronok lényegében nem járulnak hozzá a vezetéshez (erősen lokalizáltak). Mott már 1936-ban felvetette [9], hogy a vezetési s-elektronok szóródási valószínűsége nemcsak a szórópotenciáltól függ, hanem a Fermi nívón rendelkezésre álló végállapotok számától is, ahova a vezetési elektronok a szórási folyamat után kerülhetnek, ezen állapotok számát pedig az elektronállapotsűrűség Fermi nívónál vett $N(E_F)$ értéke adja meg. Mivel az ellenállás a teljes szórási valószínűséggel arányos, így Mott javaslata

alapján az s vezetési elektronok által hordozott áramra vonatkozó ellenállás (ρ_s) az $N(E_F)$ mennyiséggel lesz arányos, azaz $\rho_s \sim N(E_F) = N_s(E_F) + N_d(E_F)$. Mivel átmeneti fémekben általában teljesül, hogy $N_d(E_F) \gg N_s(E_F)$, vagyis a d-állapotok sűrűsége a Fermi szinten jóval felülmúlja az s-állapotok sűrűségét, így azt kapjuk, hogy

$$\rho_s \sim N_d(E_F). \quad (2)$$

Ez a Mott-féle s-d szórási modell átmenetifémekre. Olyan fémekre, ahol a d-sáv teljesen betöltött (pl. Cu), $\rho_s \sim N_s(E_F)$ lesz. Mott ezzel a modellel sikeresen meg tudta magyarázni, hogy a betöltetlen d-sávval rendelkező átmenetifémek miért rosszabb vezetők (nagyobb ellenállásúak), mint a Fermi-szintnél d-elektronokkal nem rendelkező fémek.



4. ábra Legfelül: egy GMR jelenséget mutató FM/NM rétegszerkezet R elektromos ellenállásának változása a H külső mágneses tér függvényében. Középen: a két mágneses réteg mágnesezettségének iránya külső tér nélkül és telítés feletti tereknél. Parallel beállítás (P) esetén a rétegszerkezet ellenállása (R_P) kisebb, mint antiparallel beállítás (AP) esetén (R_{AP}). Legalul: a rétegszerkezet eredő mágnesezettségének változása a külső mágneses térrel (H_S a telítő tér).

Ferromágneses átmeneti fémek esetén még tovább kell finomítani a fenti képet, mert a ferromágnesség Stoner modellje értelmében [7] a $d\uparrow$ és $d\downarrow$ elektronokhoz tartozó alsávok a FM állapot felépítéséért felelős kicserélődési kölcsönhatás miatt egymáshoz képest energiában eltolódnak (a d-sáv felhasad). Ezt szemlélteti az 5. ábra a Stoner-féle ún. *erős itineráns ferromágnesség* (strong itinerant ferromagnetism = SIF) esetére (pl. Ni és Co fémeknél), amikor a $d\uparrow$ (többségi spinű) alsáv teljesen be van töltve és a Fermi szinten csak $d\downarrow$ állapotok vannak, azaz $N_{d\uparrow}(E_F) = 0$ és $N_{d\downarrow}(E_F) > 0$.

Ilyen esetben az elektromos transzporttulajdonságok vizsgálata szempontjából célszerű a fel-

nem hasadt s-sávot is két (azonos) alsávra ($s\uparrow$ és $s\downarrow$) bontani. Ekkor ugyanis felírhatjuk, hogy

$$\rho_{s\uparrow} \sim [N_{s\uparrow}(E_F) + N_{d\uparrow}(E_F)] = N_{s\uparrow}(E_F) \quad (3a)$$

és

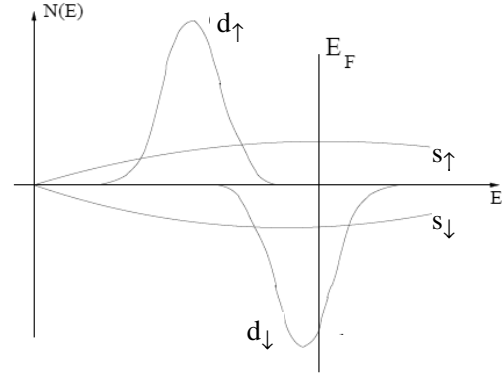
$$\rho_{s\downarrow} \sim [N_{s\downarrow}(E_F) + N_{d\downarrow}(E_F)] \sim N_{d\downarrow}(E_F). \quad (3b)$$

Ehhez már kihasználtuk azt, hogy $N_{d\downarrow}(E_F) \gg N_{s\downarrow}(E_F)$ és mivel $N_{d\downarrow}(E_F) \gg N_{s\uparrow}(E_F)$ is teljesül, így végül a FM fémek és ötvözetek ellenállására azt kapjuk, hogy

$$\rho_{s\uparrow} \ll \rho_{s\downarrow}. \quad (4)$$

Itt feltételeztük, hogy a spinátfordulással járó szórási folyamatok (spinkeveredés) szerepe nem jelentős és ez sok esetben teljesül is (alacsony hőmérsékleten, ahol a fonon és magnon szórások elhanyagolhatók). Meg kell jegyezni azt is, hogy természetesen nem ferromágneses fémekre és ötvözetekre, ahol a d-sáv nincs felhasadva, teljesül, hogy $N_{d\uparrow}(E_F) = N_{d\downarrow}(E_F)$ és így $\rho_{s\uparrow} = \rho_{s\downarrow}$ lesz.

A fentiekben vázolt kép alapján FM fémekben és ötvözetekben az elektromos vezetést úgy képzelhetjük el, hogy az két párhuzamos, $s\uparrow$ és $s\downarrow$ spinű csatornában folyik, amelyek általában nagyon eltérő $\rho\uparrow$ és $\rho\downarrow$ ellenállással rendelkeznek. A \uparrow és \downarrow vezetési csatornák nagyon eltérő ellenállása miatt szokás FM fémekben *spinfüggő elektronszórási folyamatokról* beszélni. Ennek a fenti ún. "két-áram" modellnek [7] a megalkotásában Fertnek és Campbellnek [10] volt úttörő szerepe és ez a kép tette lehetővé a GMR jelenség gyakorlatilag azonnali értelmezését az effektus felfedezése után.



5. ábra Stoner-féle "erős itineráns" FM átmeneti fém (pl. Co és Ni) sematikus elektronállapotsűrűsége, külön-külön feltüntetve a kétféle spin-állapot (\uparrow és \downarrow) szerinti alsávokat. A függőleges vonal az E_F Fermi szint helyét jelöli.

A Mott-modell és a két-áram modell alapján az FM/NM multirétegekben megfigyelhető GMR legszemléletesebb és legegyszerűbb fizikai leírását egy helyettesítő ellenállás kép segítségével adhatjuk meg. Az ellenállás modell szemléltetéséhez vegyünk a 6. ábrának megfelelően egy három rétegből álló szerkezetet, amelyben két réteg ferromágneses, egy közbülső réteg pedig nemmágneses. Az FM rétegben levő többségi és kisebbségi spinű vezetési csatornák ellenállásaira a két-áram modellnek megfelelően a $\rho\uparrow$, illetve $\rho\downarrow$ jelöléseket használjuk. Ez

utóbbi mennyiségeket egy ρ átlagos ellenállástól való eltéréssel definiáljuk a $\rho_{\uparrow} = \rho(1 - \beta)$ és $\rho_{\downarrow} = \rho(1 + \beta)$ összefüggések szerint, ahol $\beta \neq 0$ egy tetszőleges szám és $\rho = (\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})/2$. Az egyszerűség kedvéért az elválasztó felületek egyenetlenségéből adódó ellenállás járulékot ebben a modellben elhanyagoljuk. Az egész struktúrát négy darab összekötött ellenállás reprezentálja, amint azt a 6. ábra alsó része jelzi.

A paralell konfigurációban, tehát amikor a két FM réteg mágnesezettségei paralell állnak, a fajlagos ellenállás (ρ_P) a helyettesítő kapcsolás alapján

$$\rho_P = 2\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} / (\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}) = \rho(1 - \beta^2) \quad (5)$$

lesz, az antiparalell konfigurációhoz tartozó ρ_{AP} ellenállás pedig

$$\rho_{AP} = (\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})/2 = \rho. \quad (6)$$

Látható, hogy a $\rho_P < \rho_{AP}$ reláció mindig teljesül, akárhogyan is választottuk meg ρ -t és β -t. A (konzervatív definíció szerinti) mágneses ellenállás a fentiek alapján a

$$\Delta\rho/\rho = (\rho_P - \rho_{AP})/\rho_{AP} = -(\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow})^2 / (\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})^2 \quad (7)$$

alakban is felírható, amelyet továbbírva azt kapjuk, hogy

$$\Delta\rho/\rho = -(1 - \alpha)^2 / (1 + \alpha)^2, \quad (8)$$

ahol $\alpha = \rho_{\downarrow}/\rho_{\uparrow}$ a két vezetési spincsatorna ellenálláskülönbségének jellemzésére szokásosan bevezetett aszimmetria paraméter [7,10]. A (8) egyenletből láthatóan a GMR nagysága az aszimmetria paramétertől függ. A GMR kialakulásának legfontosabb feltétele, hogy $\alpha < 1$ vagy $\alpha > 1$ legyen. Amennyiben $\alpha = 1$, akkor a mágneses ellenállás zérus lesz, vagyis ha a többségi és a kisebbségi spinű elektronokhoz tartozó állapotsűrűség szimmetrikus, akkor nem alakul ki a GMR jelenség. Az is látható a (8) kifejezésből, hogy a GMR annál nagyobb lesz, minél jobban eltér α az egytől. Az α paraméter tulajdonképpen a Fermi-nívónál vett állapotsűrűség spinpolarizációját jellemzi. Ezt a spinpolarizációt a

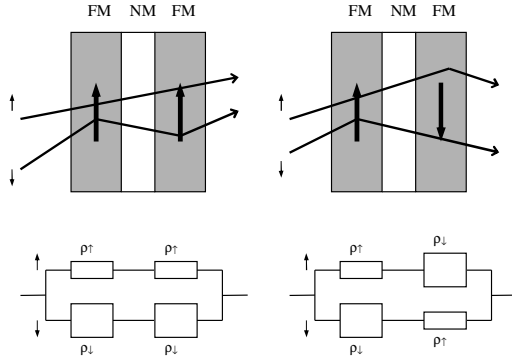
$$P = [N_{\downarrow}(E_F) - N_{\uparrow}(E_F)] / [N_{\downarrow}(E_F) + N_{\uparrow}(E_F)] \quad (9)$$

kifejezéssel szokták definiálni.

Jelenleg kiterjedt kutatások folynak az egyre nagyobb spinpolarizációt mutató anyagok keresésére, pl. egyes oxidok vagy az ún. Heusler-ötvezetkek között [11]. Amennyiben $N_{d\uparrow}(E_F)$ és $N_{s\uparrow}(E_F)$ egyaránt zérus, akkor a spinpolarizáció 100 %-os. Az ilyen anyagokat *félfémes ferromágneseknek* (angolul: half-metallic ferromagnet) nevezik. A "half-metallic" elnevezés itt arra utal, hogy az egyik spinű (\uparrow) állapotok teljesen hiányoznak a Fermi-nívónál; felhívjuk a figyelmet, hogy az erre vonatkozó magyar "félfémes" terminológia nem tévesztendő össze a *félfém* (angolul: semimetal) fogalmával.

A GMR jelenségnek számos elméleti modelljét dolgozták ki mind a CIP, mind a CPP geometriára és ebben Fertnek is jelentős szerepe volt. A fémes FM/NM multirétegek spinpolarizált

transzportjelenségeinek a tárgyalása nagyon összetett feladat. A kidolgozott elméleti megközelítések igen széles skálájúak: a Boltzmann-egyenletre épülő legegyszerűbb szemiklasszikus modellektől a kvantummechanikai jelenségeket is tárgyaló leírásokon át a többsávós, vagyis az elektronszerkezetet is figyelembe vevő, a sűrűségfüggő elméleten alapuló modellekig terjednek. Ezek bővebb ismertetése részletes szakirodalmi hivatkozásokkal megtalálható *Becsei Tamás* [12] és *Simon Eszter* [13] diplomamunkájában, valamint *Szunyogh László* erre vonatkozó elméleti munkáiban [14].



6. ábra FM/NM multiréteg ellenállásjárulékaiknak szemléltetése (fent). A P mágnesezettség beállás ($\uparrow\uparrow$ vagy $\downarrow\downarrow$) esetén a többségi spiniránynak ($d\uparrow$) megfelelő vezetési elektronok ($s\uparrow$) kis ellenállással haladnak át mindkét rétegen, míg a kisebbségi spiniránynak ($d\downarrow$) megfelelő vezetési elektronok ($s\downarrow$) mindkét rétegen nagy ellenállást tapasztalnak. Az AP beállás ($\uparrow\downarrow$ vagy $\downarrow\uparrow$) esetén mindkét spinű vezetési csatorna azonos ellenállást érzékel a két mágneses rétegen áthaladva. Az ábra alsó részén a rétegszerkezetet helyettesítő ellenálláskapcsolás vázlatát tüntettük fel a kétféle mágnesezettség beállásra. A helyettesítő kapcsolásban a kis ellenállások a nem mágneses eredetű (nem spinfüggő) háttér ellenállásjárulékokat jelzik (rács hibák, szennyezők, fononok járuléka).

Történeti visszpillantás: vékonyréteg technológia → antiferromágneses csatolás → GMR

Már írásunk elején említettük, hogy az elmúlt évtizedekben igen nagymértékű fejlődés következett be a vékonyréteg technológiákban. Különösen az epitaxiális rétegnövesztés terén elért haladás volt döntő jelentőségű, mert ezáltal valóban a Feynman által megjósolt, atomi rétegenkénti anyagkészítést lehetett megvalósítani. A kezdetben a félvezető technológia számára kidolgozott *molekulasugaras epitaxia* (angolul: molecular beam epitaxy = MBE) segítségével az 1970-es évek végétől alkalmasan megválasztott egykristály hordozóra már nagyon kevés hibahelyet tartalmazó fémes vékonyrétegeket lehetett növesztetni nanométeres vastagságban. Itt vegyük figyelembe, hogy fémeknél az 1 nm-es rétegvastagság körülbelül 5 atomi rétegnek felel meg, ahol már valóban várható, hogy a fizikai tulajdonságok lényegesen megváltoznak a tömbi anyagokhoz képest. Ezen finom rétegnövesztési eljárások révén hamarosan lehetővé vált nanométeres rétegek felhasználásával *multirétegeket* is készíteni, amelyek például néhány atom vastagságú FM és NM rétegekből épültek fel. Megfelelően

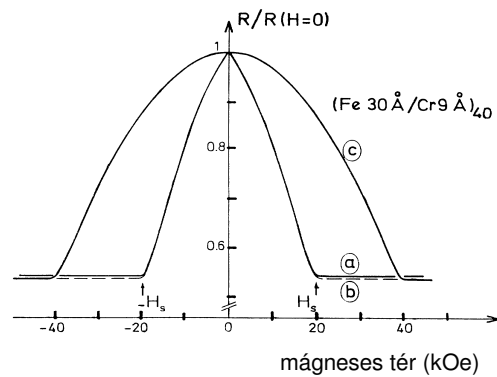
epitaxiás növekedés és egyenletes rétegvastagságok esetén a vastagság mentén az egymásra épülő atomsíkok nagymértékű koherenciája valósítható meg, ezért ezeket a nanoskálájú multirétegeket *szuperrácsoknak* is szokás nevezni.

A nanométeres rétegszerkezetek mágneses tulajdonságainak tanulmányozása meglepő eredményre vezetett 1986-ban. Majkrzak és munkatársai [15] Gd/Y multirétegekben, Grünberg és munkatársai [16] pedig Fe/Cr/Fe hármásrétegek (szendvicsszerkezetek) esetén tapasztalták, hogy bizonyos Y, illetve Cr rétegvastagság esetén antiferromágneses (AF) csatolás jön létre a szomszédos mágneses rétegek között. Ilyen csatolás, amit a vezetési elektronok spinpolarizálhatósága révén kialakuló ún. *közvetett kicserélődési kölcsönhatás* hoz létre, régóta ismert volt a nemmágneses fémes mátrixba helyezett mágneses szennyezők lokalizált momentumai között. A meglepő az volt, hogy hasonló csatolást képesek létesíteni a rétegmágnesezettség között az elválasztó fémes NM réteg vezetési elektronjai is.

Grünberg csoportja elkezdte tanulmányozni a Fe/Cr/Fe szendvicsek mágneses ellenállását is és 1988-ban szobahőmérsékleten azt tapasztalták [3], hogy 12 nm vastag Fe rétegek és 1 nm vastag Cr réteg esetén mind az LMR, mind a TMR komponens csökkent a mágneses tér növelésével és a mért ellenállásváltozás ($\approx 1,5\%$) egy nagyságrenddel felülmúlta egy különálló 25 nm-es Fe réteg mágneses ellenállását. Az ezen mintán magneto-optikai Kerr-effektussal, valamint fényszórással végzett kísérletekből ugyanakkor tudták, hogy $H = 0$ esetén a szendvics két Fe rétegének a mágnesezettsége egymáshoz képest antiparallel áll, így nyilvánvaló volt számukra, hogy a szendvics mágneses telítése során megfigyelt nagy ellenállásváltozás (csökkenés) oka a külső tér nélküli AP állapothoz tartozó nagy elektromos ellenállás. Ezt a Fermi-nívó körüli elektronok erős spinpolarizációjának tulajdonították, egyezésképpen a ma elfogadott és már fentebb tárgyalt magyarázattal. Olyan Fe/Cr/Fe/Cr/Fe szendvicsekben, amiben a Fe rétegek vastagsága 8 nm volt, a szobahőmérsékleten mért mágneses ellenállás értéke az előző háromréteges szendvicshez képest megduplázódott, míg az ötréteges szendvicset 5 K-re lehűtve, 10 %-os mágneses ellenállást mértek. Bár a költséges MBE technikával készült Fe/Cr/Fe típusú szendvicseken csak cseppfolyós He hőmérséklet közelében tudtak a hagyományos, homogén ferromágnesekénél nagyobb mágneses ellenállást elérni, azonnal felismerték az újonnan felfedezett jelenség által előidézett nagy MR változás szenzoralkalmazási lehetőségét, és Grünberg szabadalmaztatta is az ezen az elven működő mágneses termérségi módszert.

Még ugyanabban az évben, Fert és csoportja arról számolt be [4], hogy MBE-vel növesztett egyes Fe/Cr multirétegekben 4,2 K hőmérsékleten csaknem 50 %-os ellenálláscsökkenést tapasztaltak 20 kOe körüli telítési térrel (7. ábra). A mágneses tér hatására bekövetkező szokatlanul nagy ellenálláscsökkenést "óriási" mágneses ellenállásnak nevezték el és szintén a spinfüggő elektrontranszporttal magyarázták. A 7. ábrán látható, hogy a longitudinális ("a" görbe) és transzverzális ("b" görbe) mágneses ellenállás azonos előjelű és adott tér értékénél gyakorlatilag megegyező értékű, csupán a H_s telítési tér felett van közöttük kis különbség a Fe rétegek AMR-je miatt. Egy korábbi megjegyzé-

sünkre utalva felhívjuk a figyelmet arra, hogy a GMR effektust nem igazán a nagyon nagy mágneses ellenállással azonosítjuk, hanem az előidéző fizikai mechanizmussal, a mágneses nanoszerkezetben végbemenő spinfüggő elektronszórással. A homogén ferromágnesek mágneses ellenállásával szemben ez az LMR és TMR komponensek azonos előjelében is megnyilvánul (ld. 3. ábra). Ebből következik, hogy ilyen esetben még akkor is GMR effektussal van dolgunk, ha a mért ellenállásváltozás csak 1 % nagyságú, mint volt pl. Grünberg eredeti felfedezésénél [3] a Fe/Cr/Fe szendvicsre. Természetesen a Fert és munkatársai által tapasztalt 50 % körüli ellenállásváltozás [4] már valóban felcillantotta a GMR lehetséges szenzoralkalmazásait, mint ahogy arra ők maguk is rámutattak, de a szükséges alacsony hőmérsékletek és nagy mágneses terek miatt még további kutatásokra volt szükség ahhoz, hogy erre sor kerülhessen.

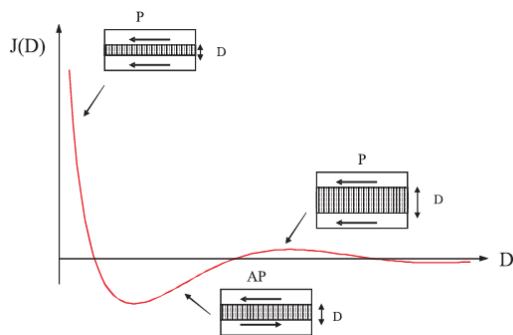


7. ábra Egy MBE módszerrel növesztett Fe/Cr multiréteg elektromos ellenállásának változása a mágneses térrel Fert és munkatársai eredeti közleményében [4]. A mérés a CIP geometriában történt 4,2 K hőmérsékleten. Az (a) görbe (LMR) és (b) görbe (TMR) esetén a mágneses tér a multiréteg síkjában volt, míg a (c) görbe (TMR) esetén a rétegsíkra merőlegesen. Ez az oka annak, hogy az utóbbi konfigurációban a lemágnesező tér miatt a H_s telítési tér kétszer akkora, mint a síkban alkalmazott térnél.

Történeti visszapillantás: a GMR felfedezését követő további fontos eredmények

Az első komoly lépést ebben az irányban az jelentette, amikor 1990-ben Parkin és munkatársai [17] arról számoltak be, hogy az MBE módszerrel jóval egyszerűbb és kevésbé költségigényes katódporlasztással készített Fe/Cr, Co/Cr és Co/Ru multirétegekben is megfigyelték a GMR jelenséget. Ráadásul mind a GMR nagysága, mind a telítéshez szükséges mágneses tér szabályosan oszcilláló viselkedést mutatott a nemmágneses réteg (Cr és Ru) vastagságának függvényében. Nevezetesen, ahol a GMR nagysága maximális volt, ott maximuma volt a telítési térnek is, jelezve, hogy az elválasztó réteg ezen vastagságainál erős AF csatolás dominál, míg ezen AF maximumhelyek között a kis telítési térrel rendelkező FM csatolás van, ami utóbbi tény miatt a GMR is gyakorlatilag eltűnik ezen NM rétegvastagságoknál (a mért mágneses ellenállás ilyenkor a mágneses rétegek tömbi anyagának AMR jelenségétől származik). Az oszcilláló GMR tehát

egy oszcilláló, váltakozva AF és FM jellegű csatolás eredménye, ami a mágneses rétegek közötti csatolásnak az elválasztó NM réteg vastagságától való függését tükrözi, amint az a 8. ábrán látható sematikusán, ahol a megfelelő rétegbeállásokat is feltüntettük. Mint már említettük, ez a csatolás rokon a nemmágneses fémes mátrixban elhelyezkedő lokalizált momentumok kölcsönhatásával, bár a csatolás rétegvastagságtól, illetve távolságtól való konkrét függvényalakja a két esetben egymástól eltérő [13].

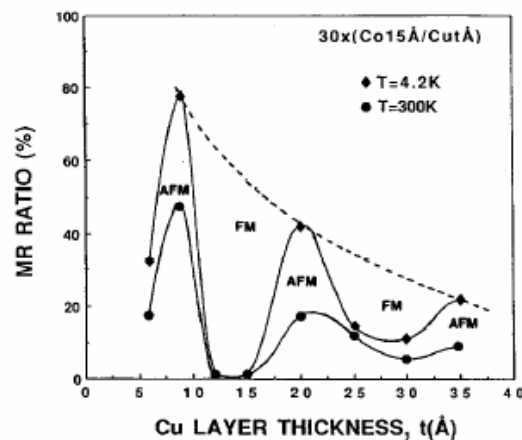


8. ábra Az egymástól D vastagságú NM févréteggel elválasztott FM rétegpár mágneszettségei közötti kicserélődési csatolás $J(D)$ állandója D függvényében. Amennyiben $J(D) > 0$ (FM csatolás), akkor P beállítás valósul meg, ha pedig $J(D) < 0$ (AF csatolás), akkor AP beállítás lesz $H = 0$ külső mágneses térben.

A GMR felfedezése után az igazi áttörést az jelentette, amikor 1991-ben mind Fert [18], mind Parkin [19] csoportja arról számolt be, hogy porlasztott Co/Cu multirétegekben még szobahőmérsékleten is közel 50 % nagyságú GMR figyelhető meg. Ezt szemléltetjük a 9. ábrán a Fert csoport eredményével [18], ahol a GMR oszcilláló jellege is jól látszik. Ezen utóbbi eredmények már valóban megnyitották az utat a GMR jelenség gyakorlati felhasználása felé, de ennek ismertetése előtt még egy kis kitérőt kívánunk tenni.

Arról van szó, hogy a kezdeti kutatások mindig olyan esetekben találtak nagy GMR effektust, amikor a szomszédos FM rétegek mágneszettségei között erős AF csatolás alakult ki, amit az elválasztó NM févréteg vezetési elektronjai közvetítettek. Ezért nem volt teljesen világos az AF csatolás szerepe a GMR kialakulásában. 1992-ben Berkowitz [20] és Chien [21] csoportja egyidejűleg jelentetett meg közleményt arról, hogy a multirétegekhez hasonló GMR-t figyeltek meg Cu(Co) granulásos ötvözeteken. A granulásos ötvözetekben a ferromágneses kiválások általában olyan kicsik, hogy szuperparamágneses (SPM) viselkedést [7] mutatnak. Ha elegendően távol vannak egymástól, akkor mágneses momentumaik (tipikusan $1000 \mu_B$, ahol μ_B a Bohr magneton) nem hatnak kölcsön és a termikus gerjesztések miatt véletlen irányeloszlásúak, amit a Langevin-függvényt követő megfigyelt tér- és hőmérsékletfüggő mágneszettség viselkedés [7] igazol. A granulásos fémeken kapott eredmény jelentősége annak bizonyítása, hogy a GMR jelenség felléptének nem előfeltétele az AF csatolás és a szomszédos mágneses tartományok

(multirétegekben: szomszédos rétegek) mágneszettségének teljesen AP beállása, hanem csupán az, hogy legyenek ezen mágneszettségeknek AP komponenseik. Ez ugyanis már elégséges ahhoz, hogy a multirétegeknel fentebb tárgyalt spinfüggő elektronszórás valamilyen valószínűséggel megtörténjen. Mivel az ilyen szórás valószínűsége annál nagyobb, minél közelebb vannak a szomszédos rétegek mágneszettségei az AP beálláshoz, erős AF rétegcsatolás esetén az AP beállítás is jobban teljesül (pl. a jelenlevő mágneses anizotrópiák legyőzésével) [22]. Mivel az SPM tartományok mágnesesen általában csak több 10 kOe nagyságú terekben telíthetők, így a granulásos anyagok kis térérzékenységgel rendelkeznek, ami nem előnyös a gyakorlati felhasználások szempontjából. Az SPM tartományokat is tartalmazó mágneses nanoszerkezetek spinfüggő transzportjára vonatkozó további részletekkel és szakirodalmi hivatkozásokkal kapcsolatban egy saját munkánkra utalunk [23].



9. ábra A GMR telítési értékének (GMR_s) oszcillációja porlasztással előállított Co/Cu multirétegekben az elválasztó NM rézréteg vastagságának függvényében 4,2 K-n és szobahőmérsékleten Fert és munkatársai nyomán [18].

Magnetorezisztív érzékelők: az AMR és GMR gyakorlati felhasználása

Az a jelenség, hogy mágneses anyagok elektromos ellenállása jelentősen megváltozhat külső mágneses térben, felhasználható mágneses tér mérésére, illetve mágneses tér jelenlétének vagy hiányának megállapítására. Lágymágneses ötvözetekből (pl. $Ni_{80}Fe_{20}$ körüli összetételű, ún. permalloy ötvözetből) készített ilyen ún. "magnetorezisztív" (MR) szenzorokat már régóta alkalmaznak a gyakorlatban. Ezeket a permalloy MR érzékelőket használták pl. az 1970-es évek elején a buborékmemóriákban az információ kiolvasására, majd 1991-től a merevlemez tárolók kiolvasófejében jelentek meg az addigi indukciós kiolvasás helyett. Ezzel az információátviteli kapacitás (bitsűrűség) évenkénti növekedési ütemét lényegesen meg lehetett növelni az indukciós kiolvasás által biztosított ütemhez képest [24]. Az egyre növekvő igény a még nagyobb merevlemez tárolási sűrűség iránt egy idő után már nem volt kielégíthető az AMR kiolvasófejekkel sem és ezért volt nagy jelentősége a még nagyobb ellenállásváltozást adó GMR effektus felfedezésének.

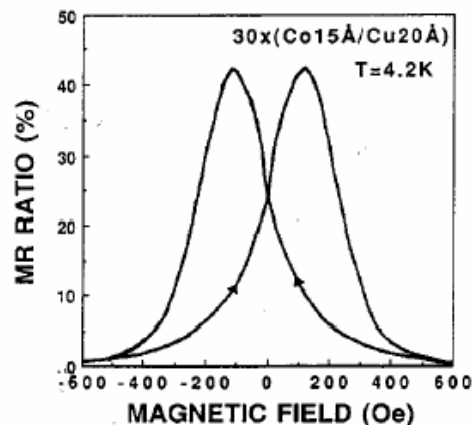
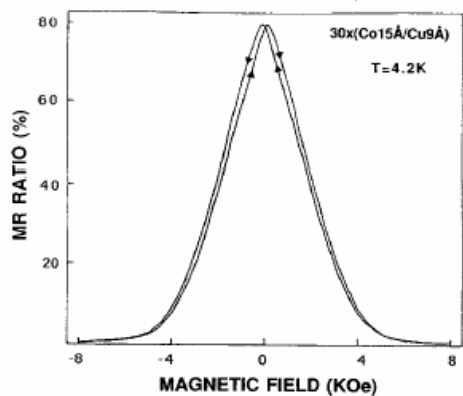
A GMR gyakorlati felhasználhatóságának tárgyalásához érdemes visszatérni a 9. ábrához és tekintetbe venni a 10. ábrát is, ahonnan a GMR telítési terek (H_s) is leolvashatóak. Megállapítható, hogy míg 300 K-en az első AF maximumnál a GMR telítési értéke (GMR_s) kb. 50 %, amihez mintegy 5 kOe telítő tér tartozik, addig a második AF maximumnál ugyan a GMR csak 20 %, de a telítési tér egy nagyságrenddel kisebb, mint az első AF maximumnál (megjegyezzük, hogy H_s hőmérséklet-függése nem jelentős 4,2 K és 300 K között [18]). Mindez azt jelenti, hogy a második AF maximumnál a térérzékenység (GMR_s/H_s) mintegy négyeszeresére nő az első AF maximumhoz képest. A második AF maximum azzal a technológiai előnnyel is jár, hogy a kb. 2 nm-es Cu réteg vastagságának állandóságát sokkal pontosabban lehet tartani az előállítás során, mint az első AF maximumhoz tartozó 1 nm körüli Cu réteg-vastagságot. A fenti paramétereket figyelembe véve a multirétegek GMR effektusa a magnetorezisztív szenzorokban való alkalmazások szempontjából felülmúlja mind az érzékenység, mind a viszonylag kis mágneses terek detektálhatósága tekintetében a korábban használt homogén ferromágnesek AMR effektusát.

A GMR jelenség szenzorokban való sikeres alkalmazásához vezető úton az ún. *spinszelep* szerkezet bevezetésével Parkin és munkatársai [25] 1991-ben további lényeges javulást értek el az MR(H) karakterisztikában. A 11. ábrán láthatunk egy spinszelep szerkezetet, valamint a mágnesszéttségnek és a mágneses ellenállásnak a változását a külső mágneses tér két telítő értéke között. A spinszelep úgy épül fel, hogy egy megfelelő NM réteggel (rendszerint Cu) AF csatolt FM rétegpárból az egyik rétegre még egy tömbi AF viselkedést mutató vékonyréteget viszünk fel (pl. Ni-Mn vagy Fe-Mn ötvözetből). Az FM és AF rétegek határfelületén kialakuló erős közvetlen kicserélődési kölcsönhatás miatt egy *kicserélődési csatolás* lesz a két réteg között. Ezen kölcsönhatás következtében, melynek jellemzőit még ma is kiterjedten kutadják [26], az AF réteg melletti FM réteg mágnesszéttsége a szóbanjehető mágneses terekben gyakorlatilag mindig az AF réteg által megszabott irányba mutat (ez az ún. "rögzített réteg"), míg a másik FM réteget (ez az ún. "szabad réteg") a detektálandó mágneses tér szabadon átmágnesszetheti a rögzített réteggel való AF csatolás ellenében. Látható a 11. ábráról, hogy ezzel az elrendezéssel egy $H = 0$ tér környékén közel lineáris és elég meredek (vagyis elegendően érzékeny) karakterisztikájú MR eszközt kaptunk.

Mindezen fejlesztések eredményeképpen a merevlemezek kiolvasófejeiben 1997-ben megjelentek az első GMR spinszelep eszközök és 2007-ben gyakorlatilag már minden újonnan piacra kerülő merevlemezben ezt használják kiolvasásra. Ennek a megfelelő érzékenysége még hosszú ideig ki fogja elégíteni a merevlemez tárolókapacitás jelenlegi erőteljes növekedési ütemét [24].

Hazai kutatások

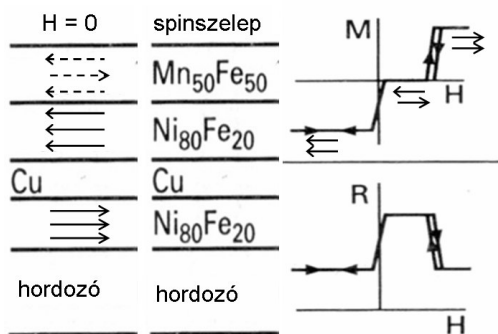
A gyakorlatban használt GMR multirétegeket katódporlasztással állítják elő. Schwarzacher és munkatársai 1993-ban demonstrálták [27], hogy elektrokémiai úton is elő lehet állítani 10 – 20 % nagyságú GMR-t mutató multirétegeket. Az MTA



10. ábra A mágneses ellenállás térfüggése porlasztással előállított Co/Cu multirétegekben 4,2 K-n Fert és munkatársai nyomán [18]. Felső görbe: multiréteg az első AF maximumnál (9 Å = 0,9 nm régrétegvastagságnál); alsó görbe: multiréteg a második AF maximumnál (20 Å = 2,0 nm régrétegvastagságnál). Szobahőmérsékleten a GMR nagysága kisebb (ld. 9. ábra), de a telítéshez szükséges tér gyakorlatilag változatlan.

SZFKI-ban az elektrokémiai fémréteg leválasztás több mint két évtizedes tapasztalataira alapozva 1994-ben Schwarzacher bristoli csoportjával együttműködést kezdünk a GMR effektust mutató elektrolitikus multirétegek előállítására és tanulmányozására. Ezek a kutatások azóta is folynak még kiterjedtebb nemzetközi együttműködésben és eddig négy OTKA pályázat támogatásával. Mintegy 30 közeményt jelentettünk meg ebben a témában [28], jórészt a szakterület vezető folyóirataiban és egy összefoglaló könyvfejezet formájában [29].

Ezeknek a kutatásoknak az aktualitását és fontosságát az adja, hogy az elektrokémiai multiréteg előállítási módszer jóval egyszerűbb és olcsóbb a fizikai eljárásoknál. Az elektrokémiai előállított multirétegek GMR jellemzői azonban még alulmúlják a fizikai módszerekkel készített multirétegek megfelelő paramétereit (kisebb GMR és általában nagy telítési tér, a GMR oszcilláció hiánya). Az elmúlt évtizedben erőfeszítéseink sikerrel jártak ezen eltérések okainak feltárására. A leválasztási eljárás technikájának finomításával, különösen a leválasztás során végbemenő elektrokémiai folyamatok jobb megértésével, illetve a kézben tarthatóságukra



11. ábra GMR spinszelep szerkezet réteggomponensei (középen) és az egyes rétegek mágnesezettségének beállása külső tér nélkül (balra). A jobb oldali rész mutatja vázlatosan az egész szerkezet M mágnesezettségének (fent) és R elektromos ellenállásának (lent) változását a H külső mágneses tér függvényében, ahol a kis nyíl párok az alsó és a felső réteg mágnesezettségének irányát adják meg az egyes rétegtartományokban. A két $Ni_{80}Fe_{20}$ (permalloy) réteg mágnesezesen lágy FM ötvözet. A felső permalloy réteg mágnesezettségét az AF ötvözetből ($Mn_{50}Fe_{50}$) készült legfelső réteg a határfelületükön kialakuló közvetlen kicserélődés révén balra vízszintesen mutató irányban tartja (előfeszíti) nem túl nagy külső terekig. A felső („rögzített”) és az alsó („szabad”) permalloy réteget külső tér hiányában a nemmágneses Cu réteg által közvetített AF csatolás antiparallel állítja be egymáshoz képest.

kidolgozott elektrokémiai módszerek révén mind makroszkopikusan, mind mikroszkopikusan homogénebb multirétegeket tudunk már készíteni [29]. A GMR járulékok fizikai mechanizmusának tisztázásához egy granuláris fémekre kidolgozott modellt alkalmaztunk multirétegekre a mágneses rétegekben előforduló szuperparamágneses tartományok hatásának figyelembevételével [23]. Ennek alapján meg tudtuk magyarázni a mágneses ellenállásnál nemcsak elektrolitikus, de más módszerekkel készült multirétegekben is megfigyelt nagy telítő tereket (pl. MBE-vel növesztett Co/Cu multirétegeknél [30]) és ezt a modellünket már mások is sikeresen alkalmazták porlasztással készült multirétegekre [31].

Ahhoz, hogy az elektrokémiai módszer előnyeit (egyszerűség és olcsóság) kihasználhassuk alkalmazások céljára felhasználható GMR multirétegek előállítására, a továbbiakban az elektrokémiai leválási folyamatok (nukleáció és réteg-növekedés) finomabb részleteinek a tanulmányozására lesz szükség. Ehhez kiterjedtebb felületi és szerkezeti vizsgálatokat tervezünk.

Az elektrokémiai módszer előnyeiről szólva meg kell említeni, hogy multiréteges nanohuzalokat csak ezzel az eljárással lehet készíteni. Ezeket 50 - 100 nm átmérőjű, közel hengeres üregeket tartalmazó porózus membránokba (üreges alumínium-oxid vagy polikarbonát fóliákba) választják le, melyekben a CPP mérési geometria (ld. 2. ábra) miatt általában az eddig tárgyalt multiréteges filmeknél is nagyobb GMR effektus figyelhető meg, ezért ezek az anyagok is intenzív kutatások tárgyát képezik [32].

A hazai kísérleti GMR kutatásokkal kapcsolatban megemlíti Balogh Judit és munkatársai (MTA SZFKI) tevékenységét, akik – a BME Fizikai Intézetével együttműködve – az elmúlt években párolgatással készült Fe és Ag vagy Cr rétegekből álló multirétegeken és szendvicsszerkezeteken végzett mágneses ellenállás mérések eredményeiről jelentettek meg közleményeket [33]. A GMR jelenséggel foglalkozó hazai elméleti tevékenység Szunyogh László (BME Fizikai Intézet) nevéhez köthető [14], aki kiterjedt nemzetközi együttműködésben mintegy tíz éve aktív és nemzetközileg elismert szereplője a multirétegek transzporttulajdonságainak elméleti számolására irányuló kutatásoknak.

Az FM/NM multirétegek mágneses tulajdonságainak kutatásában, különösen az AF csatolással kapcsolatos jelenségek tisztázásában és az ennek vizsgálatára szolgáló magfizikai módszerek fejlesztésében az 1990-es évek közepétől aktív tevékenységet [34] fejt ki Nagy Dénes Lajos és Bottyán László csoportja (MTA Rézecske és Magfizikai Kutatóintézet), akik az elmúlt években üzembe helyezték az egyetlen hazai MBE berendezést multirétegek előállítására. A vékony mágneses rétegek és multirétegek mágneses anizotropiájának és a rétegcsatolásoknak az elméleti vizsgálatán dolgozik igen aktívan több mint tíz éve Ujfalussy Balázs (MTA SZFKI) [35].

Végezetül megemlíti még, hogy Menyhárd Miklós és munkatársai (MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet) nemzetközi együttműködés keretében néhány évvel korábban GMR spinszelepek Auger módszerrel, főleg mélylégi összetételprofil analízissel végzett vizsgálatával kapcsolatos munkáikról számoltak be [36].

A spintronika jelene és jövője

Visszatekintve a GMR felfedezése óta eltelt közel húsz évre, megállapítható, hogy ez az eredmény jóval nagyobb hatással volt a mágneses nanoszerkezetek elektromos és mágneses tulajdonságainak kutatására, mint csupán a merevlemez kiolvasófej érzékenységeinek jelentős megjavítása, ami perze azután a tárolási sűrűség korábban elképzelhetetlen mértékű megnövelését vonta maga után. Nyilvánvaló, hogy a GMR felfedezése katalizált sok egyéb, addig mintegy bűvőpatakként folydogáló, ma már spintronikainak nevezett egyéb kutatást is, illetve teljesen új spintronikai kutatási területek is megjelentek. Az előbbiekre példa az alagutazó mágneses ellenállás (angolul: tunnelling magnetoresistance = TMR) vizsgálata FM fém/szigetelő /FM fém heterostrukturákban (nem tévesztendő össze a fentebb definált transzverzális mágneses ellenállással), a spintranzisztor kidolgozása, a mágneses félvezetők kutatása, utóbbiakra példa a GMR szerkezetek és félvezetők kombinálásából álló hibrid eszközök létrehozása vagy az áramindukált átmágnesezési folyamatok vizsgálata. Mindezek tulajdonképpen egy spintronikai iparág megalapozását jelentik, az alagutazó mágneses ellenállást mutató szendvicsszerkezeteket felhasználó ún. mágneses (vagy igazából inkább magnetorezisztív) RAM memóriák (MRAM) fejlesztése például már nagy intenzitással folyik világszerte. Ez komoly kihívást jelent a hagyományos félvezető RAM memóriák számára az MRAM-ok jobbnak ígérkező paraméterei és kisebb energiaigénye miatt, ami

együttal a miniaturizálhatóság irányában is komoly előrelépést biztosíthat. Mindezeknek az ismertetésétől azonban itt eltekintünk és ehelyett egy összefoglaló munkára [11] utalunk.

A spintronika területén Magyarországon a fentebb említett GMR és multiréteg kutatásokon kívül Szunyogh Lászlónak az alagutazó mágneses ellenállásra és az áramindukálta átmágnesezésre vonatkozó elméleti munkái [5], illetve Mihály György csoportjának (BME Fizikai Intézet) a mágneses félvezetőkkel kapcsolatos kísérleti tevékenysége említendő [37].

Befejezés

Végezetül idézzünk egy mondatot a Nobel Alapítvány honlapjáról [1]: “A GMR effektus története nagyon jó példája annak, amikor egy teljesen váratlan tudományos felfedezés vadonatúj technológiákhoz és ipari termékekhez vezet.” A GMR felfedezéséért most Nobel díjjal jutalmazott kutatók annak idején kifejezetten alapkutatói célokra kaptak támogatást, bármiféle konkrét alkalmazási célkitűzés nélkül. Ez ráadásul igen költséges alapkutató volt: drága mintaelőállító berendezésre (MBE) volt szükség a hozzá tartozó különleges in-situ mintaminősítő eszközökkel és extrém körülmények között (alacsony hőmérsékleteken és nagy mágneses terekben) végzendő kísérleteket igényelt. A jó felszereltség, párosulva a korábbi tapasztalatokra épülő gondos kísérleti munkával és megfelelő intellektuális teljesítménnyel végül nagy hatású eredményre vezetett ebben a konkrét esetben, de világos, hogy sok korábbi, szintén csak alapkutatói céllal végzett kutatómunka eredménye is hozzájárult ehhez a felfedezéshez. Ebből nyilvánvalóan azt a következtetést kell levonni, hogy a tiszta alapkutató támogatása nem köthető közvetlenül alkalmazási elvárásokhoz, mert csak színvonalas alapkutatói eredmények alapján szülehetnek a későbbiekben gyakorlati felhasználást eredményező felismerések.

Végigtekintve a spintronikai kutatások viszonylag szerény hazai palettáján, nehéz elkerülni a párhuzam felismerését a tekintetben, hogy miként évtizedekkel ezelőtt Magyarország erőteljesen elmaradt a mai elektronika alapját képező félvezető-kutatások terén, a mai hagyományos elektronikát felváltó spintronikai ipar háttéréül szolgáló alapkutatókba sem fektetünk be jelenleg kielégítő mértékben.

Köszönetnyilvánítás – Jelen munkát az OTKA támogatta a K 60821 pályázat keretében.

Irodalomjegyzék

1. http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2007/index.html
2. <http://www.zyvex.com/nanotech/feynman.html>
3. G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989)
4. M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988)
5. Budó Ágoston: *Kísérleti Fizika II.* (Tankönyvkiadó, Budapest, 1977), 262. oldal.
6. W. Thomson, *Proc. Roy. Soc. London* **8**, 546 (1856–1857)
7. R.C. O’Handley: *Modern Magnetic Materials – Principles and Applications* (Wiley, New York, 2000)

8. Ch. Kittel: *Introduction to Solid State Physics, 6th edition.* (Wiley, New York, 1986)
9. N.F. Mott, *Proc. Roy. Soc. London A* **153**, 699 (1936)
10. A. Fert and I.A. Campbell, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1190 (1968)
11. J.F. Gregg, I. Petej, E. Jouguelet and C. Dennis, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35**, R121 (2002)
12. Becsei Tamás (Diplomamunka, ELTE TTK, Budapest, 1996), ld.: <http://www.szfi.hu/~bakonyi/BecseiTDiplmunka96.pdf>
13. Simon Eszter: (Diplomamunka, ELTE TTK, Budapest, 2007), ld.: <http://www.szfi.hu/~bakonyi/SimonEDiplmunka07.pdf>
14. <http://newton.phy.bme.hu/~szunyogh/gmrpubs.html>
15. C. F. Majkrzak, J. W. Cable, J. Kwo, M. Hong, D. B. McWhan, Y. Yafet, J. V. Waszczak, and C. Vettier, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2700 (1986)
16. P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, and H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986)
17. S.S.P. Parkin, N. More and K.P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990)
18. D.H. Mosca, F. Petroff, A. Fert, P.A. Schroeder, W.P. Pratt Jr. and R. Laloe, *J. Magn. Magn. Mater.* **94**, L1 (1991)
19. S.S. Parkin, R. Bhadra and K.P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2152 (1991)
20. A.E. Berkowitz, J.R. Mitchell, M.J. Carey, A.P. Young, S. Zhang, F.E. Spada, F.T. Parker, A. Hüthen and G. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3745 (1992)
21. J.Q. Xiao, J.S. Jiang, C.L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3749 (1992)
22. A. Chaiken, G.A. Prinz and J.J. Krebs, *J. Appl. Phys.* **67**, 4892 (1990)
23. I. Bakonyi, L. Péter, Z. Rolik, K. Kiss-Szabó, Z. Kupay, J. Tóth, L.F. Kiss and J. Pádár, *Phys. Rev. B* **70**, 054427 (2004)
24. http://www.hitachigst.com/hdd/hddpdf/tech/hdd_techology2003.pdf
25. B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit and D. Mauri, *Phys. Rev. B* **43**, 1297 (1991)
26. J. Nogues and I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999)
27. M. Alper, K. Attenborough, R. Hart, S.J. Lane, D.S. Lashmore, C. Younes and W. Schwarzach, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2144 (1993)
28. <http://www.szfi.hu/~bakonyi/BakonyiMLandGMRpapers.pdf>
29. L. Péter and I. Bakonyi, in: Ed. G. Staikov, *Electrocrystallization in Nanotechnology* (Wiley-VCH, Weinheim, Germany, 2007), Chapter 12, p. 242
30. D. Barlett, F. Tsui, D. Glick, L. Lauhon, T. Mandrekar, C. Uher and R. Clarke, *Phys. Rev. B* **49**, 1521 (1994)
31. K. Ishiji and H. Hashizume, *Jpn. J. Appl. Phys. A* **45**, 4187 (2006)
32. A. Fert and L. Piroux, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 338 (1999)
33. <http://www.szfi.hu/~baloghj/publist.html>
34. Publikációk: <http://nucssp.rmki.kfki.hu/>; MBE: Tanczikó Ferenc, Major Márton és Nagy Dénes Lajos, *Fizikai Szemle* **57**, 78-83 (2007. március)
35. <http://www.szfi.hu/~bu/publications.html>
36. <http://www.mfa.kfki.hu/~menyhard/>
37. http://dept.phy.bme.hu/staff/mihaly/mihaly_publications.html