

# **Nem konvencionális mágnesek elektronspin-rezonanciája**

## **a PF63954 azonosítójú OTKA pályázat zárójelentésének részletes szakmai beszámolója**

### **1. Bevezetés**

A kutatás fő céljával egyes nem konvencionális mágneses rendszerek elektronspin-rezonanciás (ESR-es) vizsgálatát tűztük ki. Ilyen rendszerként jelöltük meg az alábbiakat: (i) mágneses nanorészecskék, illetve ezek határesetek a molekuláris mágnesek, (ii) alacsony dimenziós mágnesek, és (iii) olyan rendszerek, amelyekben a spinekkel más szabadsági fokok is kölcsönhatnak. A kitűzött feladat az e rendszerek lehető legpontosabb modellezése, illetve a meglévő modellek javítása, pontosítása volt.

Céljaink között nem szerepelt az eredmények közvetlen alkalmazhatósága, ugyanakkor a téma egyik fő motivációja, hogy több olyan anyag, illetve szerkezet felé fordul figyelem a kutatás-fejlesztésben (pl. nagysűrűségű és gyors memóriaelemként, nanoméretű szenzorként való használatra), amelyek „működése” az általam vizsgáltakhoz hasonló kölcsönhatásokon alapul. A pályázat tartalmazta még a nagyfrekvenciás ESR spektrométerünk fejlesztését is (érzékenység javítása, goniométer kifejlesztése, megépítése).

### **2. A kutatási terv módosítása**

Az OTKA csak a pályázat állás részét finanszírozta, ezért a 2006. március 1-től megkezdett posztdoktori ösztöndíjjal Jánossy András „*Multifrekvenciás elektron spin rezonancia erősen korrelált fémekben és szupravezetőkben*” című, NK60894 azonosítójú, akkor már futó pályázatához csatlakoztam. Mivel az a pályázat nem tartalmazta a (részben) elnyert pályázatomban témáját, az OTKA előzetes engedélyével eltértem az eredeti kutatási tervtől. Ugyanakkor 2007. július 1-től tartó futamidővel egy másik OTKA pályázatot is elnyertem („*Nem konvencionális mágnesek elektronspin-rezonanciája*”, K68807), amely az eredeti kutatási terv egy aktualizált változata.

Ennek megfelelően, bár az összes eredetileg megjelölt részterülettel foglalkoztam, a hangsúlyok nagymértékben eltolódtak, illetve az eredeti munkatervhez képest az egyes kutatások lassabban haladtak.

### **3. Eredmények**

#### **3.1 Berendezésfejlesztés**

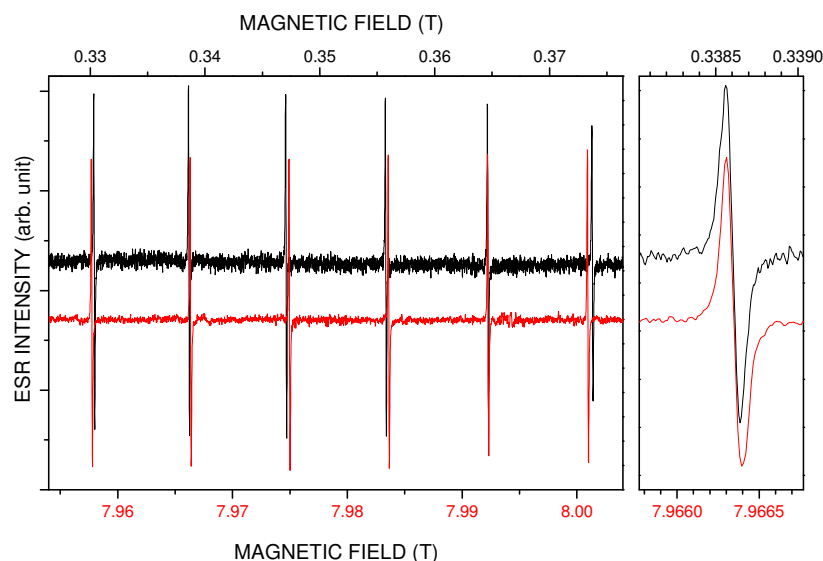
Részt vettem a Forró László laboratóriumában (EPFL, Lausanne, Svájc) üzemelő nagyfrekvenciás (420 GHz-es) ESR spektrométer fejlesztésében [Náfrádi2008a, Náfrádi2008b].

A BME Fizikai Intézetében üzemelő spektrométerünket felújítottuk a pályázat futamideje alatt. Kvázioptikai hidat építettünk hozzá, amit a szupravezető mágnessel együtt rezgésmentes alapra helyeztünk, így sikerült a rendszer érzékenységét több mint egy nagyságrenddel megjavítanunk [Nagy2009b]. Berendezésünk érzékenysége most 222.4 GHz-en eléri a legjobb kommerciálisan elérhető X sávú spektrométerekét (1. ábra), és 111.2 GHz-en is több mint egy nagyságrendet javult az addigi 75 GHz-eshez képest, bár nem erre optimalizáltunk.

Az egykristályok és vékonyrétegek vizsgálatához fontos goniométert kifejlesztettük és több kísérletben is sikerrel használtuk.

Az EPFL-en már sikerrel alkalmazott nyomáscella mintájára építettünk egyet a saját spektrométerünkhöz is, egyelőre gyémánt- helyett csak zafírablakkal, így mintegy 12 kbar

tudunk biztonságosan létrehozni. Ezt eddig csak tesztelni tudtuk, spektrumokat már vettünk föl vele, de tudományos szempontból új mérést még nem végeztünk vele.



1. ábra: 1 mg Mn:MgO por (Mn koncentráció: 1.6 ppm) ESR spektrumának összehasonlítása a felújított spektrométerünkkel (222.4 GHz, piros vonal) és egy Bruker ELEXSYS E500 spektrométerrel (9 GHz, fekete vonal) fölvéve szobahőmérsékleten, hasonló beállítások mellett. A jobb oldali görbe az egyik (hiperfinom felhasadás okozta) jel kinagyítva. A jel/zaj arány hasonló, illetve valamivel jobb a mi spektrométerünkben.

### 3.2 Mágneses molekulák, nanorészecskék

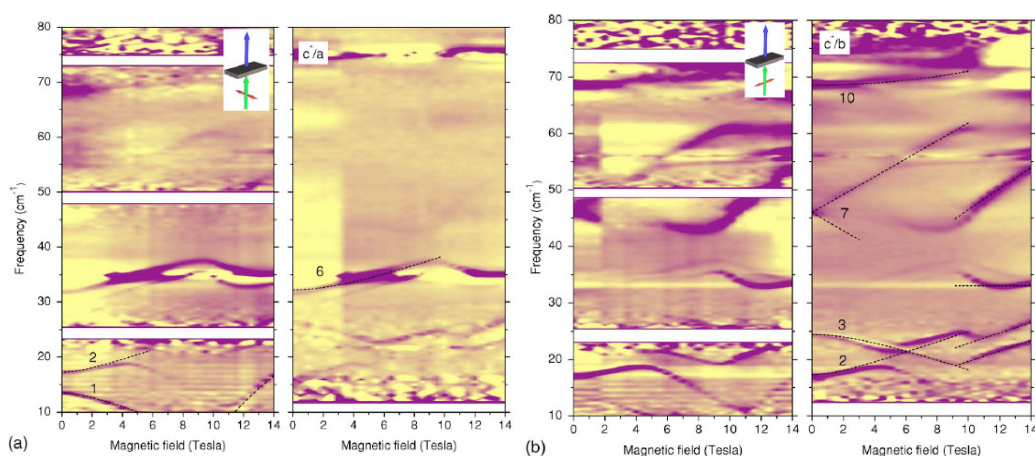
#### *{Mo<sub>57</sub>Cu<sub>6</sub>}* polioxomolibdát

{Mo<sub>57</sub>Cu<sub>6</sub>} kristályokon ESR kísérletek sorozatát végeztük. Bizonyítottuk, hogy a {Mo<sub>57</sub>Cu<sub>6</sub>} egykristályok ESR-je megfigyelhető X sávban, illetve sok próbálkozás végén sikerült megfigyelnünk az ESR-t 222.4 GHz-en is, ami egyértelműen az spektrométerünk megnövelt érzékenységének köszönhető. Az egykristály ESR-je bizonyítja, hogy az eddigi ismeretekkel [Kögerler2003] szemben a kristályt alkotó {Mo<sub>57</sub>Cu<sub>6</sub>} molekulák nem őrzik meg háromfogású szimmetriájukat, legalábbis a megvizsgált kristályok döntő többségében nem. Megállapítottuk, hogy az eddigi legpontosabb publikált modell (amely bulk mágnesezettség hőmérsékletfüggésén alapul) összeegyeztethetetlen az ESR spektrumokkal. Meghatároztuk a molekula szimmetriája által megengedett legáltalánosabb, hat rézionot tartalmazó spin-Hamilton-operátort, amelynek egyes határesetekben modelleztük az ESR spektrumokat [Karasz2007]. A rendszer szimmetriái szerint osztályoztuk a lehetséges hullámfüggvényeket, miáltal sikerült azonosítanunk a spin-Hamilton-operátorban egy olyan tagot, amely a molekula mágneses viselkedésének az eddigiéknél pontosabb leírását adja. Felmerült ugyanakkor, hogy a minta szerkezete – az irodalommal ellentétben – kismértékben torzult, ez okozza a háromfogású szimmetriától való eltérést. Ezt a KKKI-ban – Czugler Mátyással együttműködve – felvett egykristály-röntgenszórás spektrumok is alátámasztották. A minta készítője, Paul Kögerler (Aacheni Egyetem) frissen, újonnan szintetizált kristályokat ígért az ellenőrző vizsgálatok elvégzéséhez, de ezek egyelőre nem érkeztek meg.

### 3.3 Alacsony dimenziós és frusztrált rendszerek

#### $Ni_5(TeO_3)_4Cl_2$

Feltérképeztük a  $Ni_5(TeO_3)_4Cl_2$  mágneses szigetelő ESR-jét a mágneses tér és a frekvencia függvényében a mágnesesen rendezett állapotban. A kísérleteket a Brookhaven-i Nemzeti Laboratóriumban, Mihály László Fourier-transzformációs spektrométerén végeztük. Tíz darab, nem triviális térfüggésű mágneses módust azonosítottunk a  $10\text{--}80\text{ cm}^{-1}$  hullámszámtartományban, és találtunk egy  $9\text{--}10\text{ T}$  körüli térindukált fázisátalakulást is (2. ábra). Az alacsony terű fázisban egy 10 klasszikus spint tartalmazó egyszerűsített modellel írtuk le a módusok mágnesestér- és orientációfüggését [Mihály2006].



2. ábra: A  $Ni_5(TeO_3)_4Cl_2$  mágneses módusai a külső tér függvényében ( $\mathbf{B} // \mathbf{c}^*$ ), a sötétebb tónus nagyobb abszorpciót jelent. (a) A beeső mikrohullám polarizációja párhuzamos a kristálytani (a)  $\mathbf{a}$ , ill. (b)  $\mathbf{b}$  tengellyel.  $9\text{--}10\text{ T}$ -nál térindukált átalakulás, a spinek elfordulása figyelhető meg. A tíz alrácsnak megfelelően tíz mágneses módus van, azonban ezek nem mindegyike látszik minden geometriában.

#### $(BEDT-TTF)_2CuMn[N(CN)_2]_4$

A  $(BEDT-TTF)_2CuMn[N(CN)_2]_4$ -et először 2007. augusztusban írták le. Érdekessége, hogy benne a BEDT-TTF molekulák olyan háromdimenziós anion-polimerhálózatba vannak ágyazva, amely síkokba rendezett, torzult oktaéderez környezetű  $Mn^{2+}$  ionokat tartalmaz. A szerkezet alapján azt vártuk, hogy az  $Mn^{2+}$  ionok mágneses viselkedése egy kétdimenziós (enyhén torzult) négyzetrácscsal leírható, közöttük viszonylag kis kicserélődéssel. Két meglepő tulajdonságot találtunk egykristályokon végzett ESR-rel: (a) Az  $Mn^{2+}$  síkban rendkívül anizotrop a mágneses viselkedés, miközben a szerkezet alig. (b) A minta tömbi (bulk) mágneszettsége jó közelítéssel izotrop Curie jelleget mutat  $5\text{ K}$ -tól szobahőmérsékletig, pedig az  $Mn^{2+}$  ionok közötti kicserélődés kb.  $50\text{ K}$ .

Magas frekvencián a kristálytani  $\mathbf{a}^*$  irányban sikerült felbontanunk az egyébként hasonló  $g$  faktorú  $Mn^{3+}$  ionok és BEDT-TTF molekulák ( $\Delta g = 0.009$ ) ESR-jét. A jelek frekvenciafüggő összeolvadásából meghatároztuk az  $Mn^{3+}$ –BEDT-TTF kicserélődési energiát.

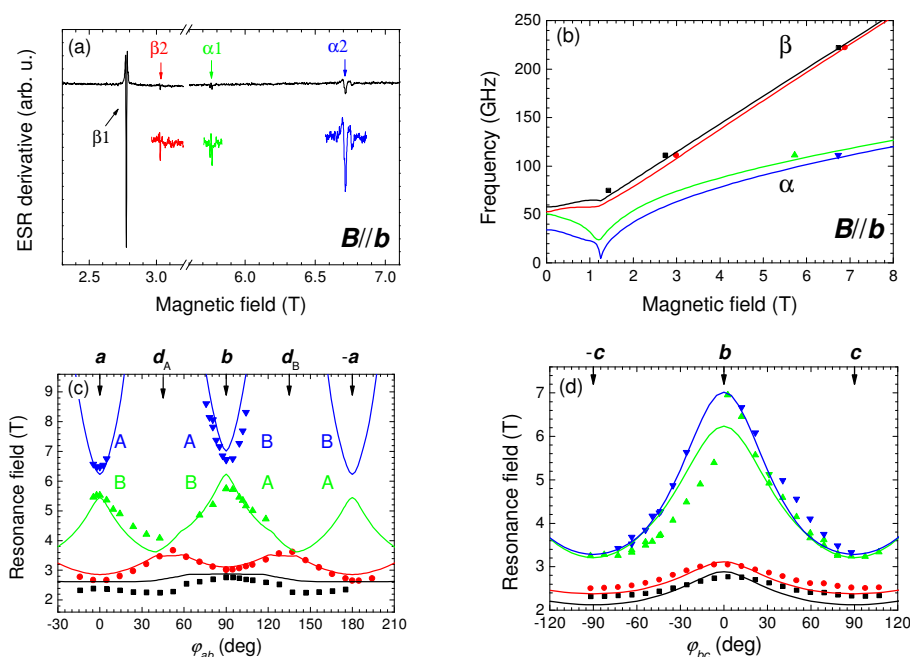
Megmagyaráztuk az alacsony hőmérsékleten megfigyelt jelentős ESR vonaleltolódásokat, amiből az anyag eddig nem megfigyelt, alacsony hőmérsékleti szerkezeti torzulására következtettünk [Nagy2009a].

### A $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Cu[N(CN)<sub>2</sub>]Cl mágneses rendezett állapotban

A  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Cu[N(CN)<sub>2</sub>]X anyagban (X = Cl, Br) külön síkokba rendeződnek a BEDT-TTF és külön – egy atomi réteg vastagságú – síkokba az őket elválasztó „szigetelő” molekulák. A BEDT-TTF molekulák dimereket képeznek, és minden dimerre egy-egy lyuk jut. Egy-egy síkban kétféle dimer van, és a szomszédos BEDT-TTF rétegek sem ekvivalensek kristálytanilag (de tükrözéssel egymásba vihetők). Az anyag mindkét változatából sikeresen növesztettünk a laboratóriumunkban nagyon jó minőségű, közel 1 mm-es egykristályokat.

Az X = Cl változat  $T_N=27$  K alatt szigetelő és négy alrácsos „ferde antiferromágnes” (canted antiferromagnet) vagy másképpen gyenge ferromágnes a dimerekre lokalizált lyukak közötti Dzyaloshinskii–Moriya-kölcsönhatás miatt. (A  $T_N$  fölötti viselkedésről és az X = Br anyagról részletesen írunk még a 3.5. szakaszban.) A rendszer mágneses szabadenergiájának az irodalomban már meglévő [Smith2004], de pontatlan modellje alapján megjósoltuk, hogy melyik orientációban és melyik ESR frekvencián érdemes keresnünk a négy alrácsonk megfelelő négy antiferromágneses rezonanciamódust. Spektrométerünk megjavított érzékenységének — és a kristályok kiemelkedő minőségének — köszönhetően sikerült mind a négy módust megtalálnunk és azonosítanunk [Fehér2009, Antal2009a]. A módusok tér- és orientációfüggéséből nagy pontossággal tudtuk modellezni a rendszer mágneses szabadenergiáját (3. ábra).

Tudtunkkal ehhez hasonló részletességgel és pontossággal még senki sem mért meg ilyen bonyolultságú rendszert. A leginkább figyelemre méltó eredményünk az, hogy a dimerek BEDT-TTF síkon belüli kicserélődésnél ( $\lambda \approx -450$  T) majdnem 6 nagyságrenddel gyengébb a szomszédos síkokban lévő dimerek kölcsönhatása ( $\lambda_{AB} \approx 1.15$  mT, az egyszerű dipól-dipól kölcsönhatás hasonló járulékot ad), pedig csak egyetlen atomi réteg választja el őket.

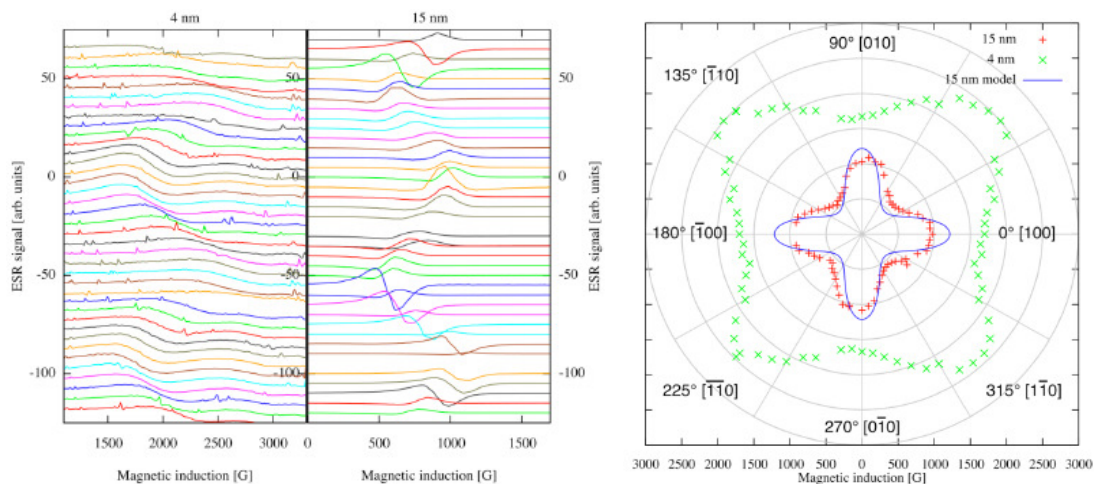


3. ábra: A  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Cu[N(CN)<sub>2</sub>]Cl ferde antiferromágnes mágneses rezonanciamódusai a tér és az orientáció függvényében T = 4 K-en. (a) Az ESR spektrum **B//b** orientációban. Az egyes módusok intenzitása nagyságrendekkel különbözik. (b) A frekvenciafüggő ESR rezonanciahelyei (szimbólumok), és a módusok számított diszperziója (vonalak). (c-d) A módusok rezonanciaterének irányfüggése 111.2 GHz-en, amikor a mágneses teret (c) az **(a,b)** síkban, (d) a **(b,c)** síkban forgatjuk. (A szimbólumok mérési pontok, a vonalak modellszámítás eredményei.)

## LCMO/YBCO hibrid vékonyrétegek

10–40 atomi cella vastagságú  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  (LCMO) ferromágneses vékonyrétegek mágneses anizotrópiáját vizsgáltuk ferromágneses rezonancia (FMR) segítségével. A kísérlet motivációja az STO/LCMO/YBCO/LCMO (STO =  $\text{SrTiO}_3$  szigetelő szubsztrát, YBCO =  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  magas kritikus hőmérsékletű szupravezető) hibrid rétegekben nemrég felfedezett óriási mágneses ellenállás volt, amelynek magyarázata máig nyitott, de az nyilvánvaló, hogy az LCMO rétegek mágneses tulajdonságai döntő fontosságúak. Mágneszettségmérések alapján felvetődött, hogy az STO-ra növesztett LCMO-ban a mágneses anizotrópia függ a réteg vastagságától. Az FMR orientációfüggése egyértelműen megerősítette ezt a feltevést (4. ábra), sőt a szögfüggés modellezéséből pontosan meg tudtuk határozni a síkbeli négyfogású anizotrópiát leíró energiatagot [Nemes2008, Szatmári2008].

E kísérletsorozatnak a folytatása az LCMO/YBCO multirétegek vizsgálata. Sikerült detektálnunk 222.4 GHz-en az STO/YBCO/LCMO kettős rétegben az YBCO-ra növesztett LCMO FMR jelét (ez a jel X sávban nem vizsgálható a nagy anizotrópiák miatt). A jelenleg legfontosabb kérdés ennek az LCMO rétegnek a mágneses anizotrópiájának megmérése. Több kísérletet tettünk erre (több frekvencián is), de egyelőre – a széles vonalak és a rossz jel/zaj viszony miatt – nem jutottunk eredményre. Megkezdtük továbbá egyéb multirétegek vizsgálatát is, különös tekintettel az egyes LCMO rétegek egymással való kölcsönhatására, illetve az YBCO szupravezető átmenetének a kölcsönhatásra gyakorolt hatását, de egyelőre nem sikerült mérhető effektust találnunk.



4. ábra: Az  $\text{SrTiO}_3$ -ra növesztett  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  vékonyrétegek FMR-je 77 K-en és 8.88 GHz-en kétféle rétegvastagság esetén a mágneses tér (síkbeli) orientációjának függvényében. A bal oldali grafikon az eredeti FMR spektrumokat mutatja, a függőleges tengely egyben a  $\mathbf{B}$  és az [100] irány által bezárt szöget mutatják fokokban. A jobb oldalon polár-koordinátarendszerben ábrázoltuk a rezonanciateret a kétféle mintában. A szimbólumok mérési eredmények, a kék görbe modellszámítás. A rezonanciater minimuma a könnyű mágnesezési iránynak felel meg; láthatóan elfordul a rétegvastagság függvényében.

### 3.4 Kölcsönhatás más szabadsági fokokkal

#### Nikkelátok

Tiszta és magnéziummal dópolt  $\text{LiNiO}_2$  pormintákon is végeztünk ESR kísérleteket. Ebben az anyagcsaládban a  $\text{Ni}^{3+}$  ionok kétdimenziós háromszögrácsba rendeződnek, köztük frusztrált (antiferromágneses) kölcsönhatás van, és a pálya szabadsági fokok kölcsönhatnak a spin

szabadsági fokokkal. A tiszta  $\text{LiNiO}_2$  minták az irodalom szerint enyhén rendezetlenek, az  $S = 1$   $\text{Ni}^{2+}$  ionok részben a nem mágneses  $\text{Li}^+$  ionok helyekre kerülnek, ami a  $\text{Ni}^{2+}$  síkok között olyan mágneses csatolást eredményezhet, amely elnyomja az eredeti viselkedést. Mg dópolással ezt szándékoztuk kiküszöbölni. Megmutattuk, hogy a Mg valóban megakadályozza, hogy a Ni a Li rétegekbe kerüljön. ESR-rel meghatároztuk a pályák alacsony hőmérsékleti betöltöttségét mindkét anyagban ( $3z^2-r^2$ ). Azt kaptuk, hogy nincs hosszú távú mágneses rend egyik anyagban sem, viszont a dópolt mintában jobban definiált a mágneses szerkezet, élesebbek a mágneses gerjesztések [Bonda2008].

### *Szén nanocsövek*

Egyfalú szén nanocsövekben, illetve peapodokból („nanoborsóból”) hőkezeléssel szintetizált kétfalú nanocsövekben kerestük a vezetési elektronok ESR-jét (CESR-jét). Tiszta egyfalú nanocsövek – amennyiben izoláltak a környezetüktől és az elektronkorrelációktól is eltekintünk – a kiralitás függvényében 1:2 eséllyel lesznek fémesek, ill. szigetelők. Többféle mintában is találtunk olyan keskeny jelet, amely összefüggésbe hozható volt a vezetési elektronokkal, de az egyszerű fém viselkedés helyett valószínűleg a delokalizált és a lokalizált spinek csatolt rendszerének jelét találtuk meg. Különösen érdekes volt az ESR intenzitásának szuper-Curie (azaz Curie-nél gyorsabb) növekedése a hőmérséklet csökkentésekor, illetve a jel további ugrásszerű növekedése 20 K alatt [Náfrádi2006]. E jelenség többféle lehetséges magyarázata között (a mintában maradt katalizátorszemcsék szuperparamágnessége, a nanocsöveken lévő elektronok közötti korrelációk, a nanocsökök közötti nem triviális transzporteffektusok) nem sikerült döntenünk. E kutatás folytatásaként tekinthető az a kísérletünk, amelyben a nanoborsót nem tiszta  $\text{C}_{60}$ -nal, hanem kis koncentrációban  $\text{C}_{59}\text{N}$ -nel kevert  $\text{C}_{60}$ -nal töltöttük meg. A mágneses  $\text{C}_{59}\text{N}$  vonalszélességének hőmérsékletfüggését minden bizonnyal a nanocsöveken található vezetési elektronokkal vett kicserélődés (a Korringa-relaxáció) dominálta a 30–300 K-es hőmérséklettartományban. A kiszélesedés mértékéből a  $\text{C}_{59}\text{N}$  és a delokalizált spinek kicserélődését 11 meV-nak becsültük [Simon2006].

### **3.5 Az NK60894 témájához tartozó eredmények**

#### *MgB<sub>2</sub> szupravezető spinrelaxációja*

Egy a laboratóriumunkban már régebben kifejlesztett technikával, a longitudinálisan detektált ESR (LOD-ESR) módszerrel közvetlenül tudtuk megmérni a szupravezető  $\text{MgB}_2$ -ben a spin-rács ( $T_1$ ) relaxációs időt [Simon2007]. (A CESR vonalszélessége az inhomogén kiszélesedés miatt nem arányos a relaxációval.)  $T_1$  alacsony hőmérsékleten az 5–20 ns-os tartományba esett. Az elméletek (és egyéb mérések szerint) az  $\text{MgB}_2$  kétféle Fermi-felületén kétféle szupravezető gap nyílik, amelyek különbözően reagálnak a mágneses térre: a  $\pi$  elektronokhoz tartozó Fermi-felületen nyíló szupravezető gapet már 0.32 T nagyságú tér bezárja, míg alacsony hőmérsékleten a  $\sigma$  elektronokra ekkora térnek még nincs számottevő hatása. Az itt és a  $T_c \approx 40$  K fölött közvetlenül mért relaxációs idők összehasonlításával sikerült szétválasztanunk az egyes Fermi-felületekhez tartozó relaxációs időket ( $T_{1\pi} : T_{1\sigma} = 6 : 1$ ), ami szembeötlő ellentmondásban volt a momentumszórás relaxációs időkkel. Ezt az ellentmondást részben magyarázza a különböző elektronok különböző spin-pálya csatolása.



### *Stripe-ok az YBCO-ban*

Az alacsony dópolású (szigetelő és antiferromágneses)  $\text{Ca:YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_6$ -ban azt vizsgáltuk, hogy van-e köze a magas kritikus hőmérsékletű szupravezetők leírására használt stripe-oknak az általunk előzőleg megfigyelt antiferromágneses doménszerkezethez [Jánossy2003]. A Ca dópolás a mintába juttatott lyukak számát, ezen keresztül a stripe-ok sűrűségét, esetleg merevségét szabályozza, ezért többféle Ca koncentráció mellett vizsgáltuk a mágneses tér hatását az antiferromágneses doménszerkezetre és a mikrohullámú vezetőképesség síkbeli anizotrópiájára. Amennyiben a stripe-ok az antiferromágneses doménekkal együtt rendeződtek volna, akkor a mágneses térnek ugyanolyan látványos hatásának kellene lennie a vezetőképességre (ill. annak anizotrópiájára), mint a doménszerkezetre [Jánossy1999]. Mi a 0–12 T tartományban semmi ilyen térfüggést nem találtunk, amiből arra következtettünk, hogy a stripe-ok merev, az antiferromágneses doménszerkezettől független hálózatot alkotnak [Jánossy2007].

### *A $\kappa$ -(BEDT-TTF) $_2$ Cu[N(CN) $_2$ ]X (X = Cl, Br) CESR-je*

Az alacsony dimenziós, mágneses rendezett anyagoknál már említett  $\kappa$ -(BEDT-TTF) $_2$ Cu[N(CN) $_2$ ]X (X = Cl, Br) anyagok 50 K fölötti hőmérsékleten is nagyon érdekes viselkedést mutattak. E tartományban megfigyelhető a CESR-jük, és meglepetésünkre magas frekvencián külön CESR-t adnak a kétféle BEDT-TTF sík vezetési (legalábbis delokalizált) elektronjai. Ez arra utal, hogy a két szomszédos réteg között a kölcsönhatás ebben az állapotban is szokatlanul gyenge (mint ahogy ezt az antiferromágneses rezonanciában is megfigyeltük). E megfigyelés kvalitatívan azt jelenti, hogy az egyes síkok elektronjai nem keverednek egymással a spinrelaxációs idő alatt. A spektrumok részletes elemzése azt adta, hogy a spindiffúzió anizotrópiája extrém mértékű:  $10^5$ – $10^6$  síkon belüli szóródásra jut egy-egy szomszédos síkba való átszórás, miközben az átfedési integrálok között csak nagyjából három nagyságrend a különbség. Az eltérést a „spinbezáródás” (spin confinement) segítségével magyaráztuk meg [Antal2009a], amely akkor válik jelentős tényezővé, amikor a síkon belüli szórási ráta meghaladja a síkok közötti átfedési integrálból számolt tunnelezési időt ( $\hbar/t_{AB}$ ). Legújabb kísérleteinkben kimutattuk, hogy a spinbezáródás megszüntethető mérsékelt (néhány kbar-os) nyomással [Antal2009b].

### **3.6 Egyéb eredmények**

A fenti kutatásokban témavezetésemmel készítette Karaszi Mihály diplomamunkáját [Karaszi2007], amelynek folytatásaként témavezetésemmel folytatja PhD tanulmányait is. Szatmári Zsolt 2008-ban diplomázott témavezetésemmel, Szita Zsófia pedig BSc szakdolgozatát készítette nálam 2009-ben.

2009-ben sikerrel pályáztam meg a BME Fizikai Intézetében egy egyetemi docensi állást.

Budapest, 2009. október 8.

Fehér Titusz

## Hivatkozások

- [Antal2009a] Á. Antal, T. Fehér, A. Jánossy, E. Tátrai-Szekeres, and F. Fülöp, Phys. Rev. Lett. **102**, 086404 (2009).
- [Antal2009b] Á. Antal, T. Fehér, B. Náfrádi, R. Gaál, L. Forró, A. Jánossy: „Measurement of interlayer spin diffusion in the organic conductor  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Cu[N(CN)<sub>2</sub>]X, X=Cl, Br”, 8<sup>th</sup> International Symposium on Crystalline Organic Metals, Superconductors and Ferromagnets (ISCOM2009), Hokkaido, Japan, közlésre benyújtva (2009)
- [Antal2009a] Á. Antal, T. Fehér, A. Jánossy, E. Tátrai-Szekeres, and F. Fülöp, Phys. Rev. Lett. **102**, 086404 (2009).
- [Bonda2008] M. Bonda, M. Holzapfel, S. de Brion, C. Darie, T. Feher, P. J. Baker, T. Lancaster, S. J. Blundell, F. L. Pratt, Phys. Rev. B **78**, 104409 (2008).
- [Fehér2009] T. Fehér, Á. Antal, A. Jánossy: *Antiferromagnetic resonance in the canted antiferromagnet,  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Cu[N(CN)<sub>2</sub>]Cl*, 9<sup>th</sup> International Conference on Research in High Magnetic Fields (RHMF 2009), Dresden (July 22-25, 2009).
- [Jánossy1999] A. Jánossy, F. Simon, T. Fehér, A. Rockenbauer, L. Korecz, C. Chen, A. J. S. Chowdhury, J. W. Hodby, Phys. Rev. B **59**, 1176 (1999).
- [Jánossy2003] A. Jánossy, T. Fehér, A. Erb, Phys. Rev. Lett. **91**, 177001 (2003).
- [Jánossy2007] András Jánossy, Kálmán L. Nagy, Titusz Fehér, László Mihály, Andreas Erb, Phys. Rev. B **75**, 024501 (2007).
- [Karasz2007] Karasz Mihály: *A polioxomolibdát {Mo<sub>57</sub>Cu<sub>6</sub>} molekuláris mágnesek ESR spektroszkópiái vizsgálata és a kapott eredmények modellezése*, diplomamunka, BME Fizikai Intézet (2007).
- [Kögerler2003] P. Kögerler, A. Müller, J. Appl. Phys. **93**, 7101 (2003).
- [Mihály2006] L. Mihály, T. Fehér, B. Dóra, B. Náfrádi, H. Berger, L. Forró, Phys. Rev. B **74**, 174403, (2006).
- [Náfrádi2006] B. Náfrádi, N.M. Nemes, T. Fehér, L. Forró, Y. Kim, J.E. Fischer, D.E. Luzzi, F. Simon, H. Kuzmany, Phys. Stat. Sol (b) **243**, 3106–3110 (2006).
- [Náfrádi2008a] B. Náfrádi, R. Gaál, T. Fehér, L. Forró, J. Magn. Reson. **192**, 265–268 (2008).
- [Náfrádi2008b] B. Náfrádi, R. Gaál, A. Sienkiewicz, T. Fehér, L. Forró, J. Magn. Reson. **195**, 206–210 (2008).
- [Nagy2009a] K. L. Nagy, B. Náfrádi, N. D. Kushch, E. B. Yagubskii, E. Herdtweck, T. Fehér, L. F. Kiss, L. Forró, A. Jánossy, Phys. Rev. B **80**, 104407 (2009).
- [Nagy2009b] K. L. Nagy, D. Quintavalle, T. Fehér, A. Jánossy: *Multipurpose High Frequency Electron Spin Resonance Spectrometer for Condensed Matter Research*, J. Magn. Reson, közlésre benyújtva (2009).
- [Nemes2008] N. M. Nemes, M. Garcia-Hernandez, Z. Szatmari, T. Feher, F. Simon, C. Visani, V. Pena, C. Miller, J. Garcia-Barriocanal, F. Bruno, Z. Sefrioui, C. Leon, J. Santamaria, IEEE Trans. Magn. **44**, 2926–2929 (2008).
- [Smith2004] D. F. Smith, C. P. Slichter, J. A. Schlueter, A. M. Kini, R. G. Daugherty, Phys. Rev. Lett. **93**, 167002 (2004).
- [Simon2006] F. Simon, H. Kuzmany, B. Náfrádi, T. Fehér, L. Forró, F. Fülöp, A. Jánossy, L. Korecz, A. Rockenbauer, F. Hauke, A. Hirsch, Phys. Rev. Lett. **97**, 136801 (2006).
- [Simon2007] F. Simon, F. Muranyi, T. Feher, A. Janossy, L. Forro, C. Petrovic, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, Phys. Rev. B **76**, 024519 (2007).
- [Szatmári2008] Szatmári Zsolt: *Mágneses vékonyrétegek kísérleti vizsgálata*, diplomamunka, BME, Fizikai Intézet (2008).