

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Ladislav Havela

Obří magnetorezistence

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 40 (1995), No. 6, 297--306

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/139606>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1995

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

# Obří magnetorezistence

Ladislav Havela, Praha

Mnoho kvalitativně nových poznatků o magnetizmu kovových systémů dnes přichází z výzkumu tzv. magnetických multivrstev, uměle připravených mnohavrstevných systémů. Moderní technologie jako magnetronové naprašování či epitaxe z molekulárních svazků (MBE) umožňují prakticky libovolně kombinovat atomové vrstvy různých materiálů.

Z nepřeborných typů materiálů, jež nemají v přírodě obdobu, vzbudily velkou pozornost ty, ve kterých jsou vrstvy feromagnetického kovu prokládány vrstvami nemagnetickými. Poměrně brzy bylo zjištěno, že značné výměnné interakce mohou působit mezi dvěma magnetickými vrstvami i přes nemagnetickou mezivrstvu tlustou více než 10 atomových rovin. U některých systémů, jako je Co/Cu, je tato interakce oscilující v závislosti na tloušťce mezivrstev mědi. To znamená, že pro určité specifické tloušťky jsou magnetizace sousedních kobaltových vrstev orientovány antiparalelně (výměnný parametr záporný), přičemž uspořádání momentů uvnitř jednotlivých vrstev Co je vždy feromagnetického typu. Přiložíme-li však v takovém případě vnější magnetické pole, je možné stáčet magnetizaci vrstev, jež byly původně orientovány proti směru pole, a nakonec dojde k paralelní orientaci všech Co rovin do směru pole. Toto limitní pole bývá často menší než 1 T.

Při studiu chování elektrického odporu magnetických multivrstev (konkrétně Fe-Cr) bylo v roce 1989 zjištěno, že stáčení magnetizace jednotlivých vrstev magnetickým polem vede ke značné změně elektrického odporu, a tento jev byl nazván obří magnetorezistence. Jeho původ je odlišný od klasické magnetorezistence, která je způsobována zakřivováním drah elektronů v magnetickém poli a která se výrazněji projevuje jen u velmi čistých materiálů a za nízkých teplot. Hlavní poznatky lze charakterizovat takto:

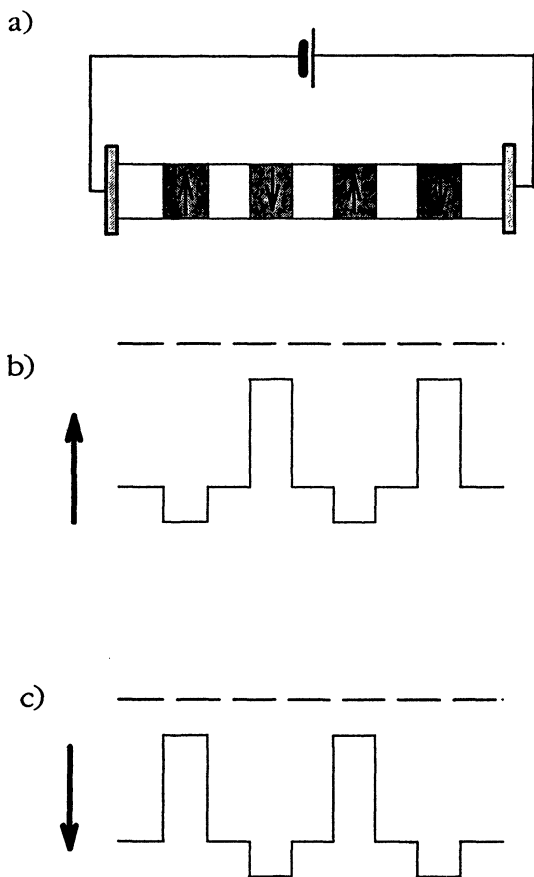
1. Odpor je nejvyšší, jsou-li magnetizace sousedních vrstev orientovány antiparalelně, a nejnižší, jsou-li paralelní.

2. Skutečné multivrstvy s mnohonásobně se opakující sekvencí Fe/Cr vykazují daleko výraznější efekty než jednoduchá sendvičová struktura Fe/Cr/Fe. Při teplotě kapalného helia,  $T = 4,2$  K, je možno v případě multivrstev dosáhnout až asi 50 % snížení odporu vnějším polem, zatímco u sendvičů je to několik málo procent. Při pokojové teplotě se tyto hodnoty několikrát sníží.

Tyto jevy se poměrně snadno pozorují na multivrstvách, jimiž prochází proud podél vrstev. Jelikož se jedná o vzorky nesmírně tenké, experimenty s opačnou geometrií, tj. proud kolmo k vrstvám, byly dlouho nemyslitelné. Představa proudů tekoucích uvnitř jednotlivých vrstev a rozptylovaných především díky rozhraním, jež jsou i při nejdokonalějších epitaxních metodách na atomové škále poněkud hrubé, se proto nabízela jako jedno z možných vysvětlení obří magnetorezistence.

---

RNDr. LADISLAV HAVELA, CSc. (1955), katedra fyziky kovů, MFF UK, Praha.



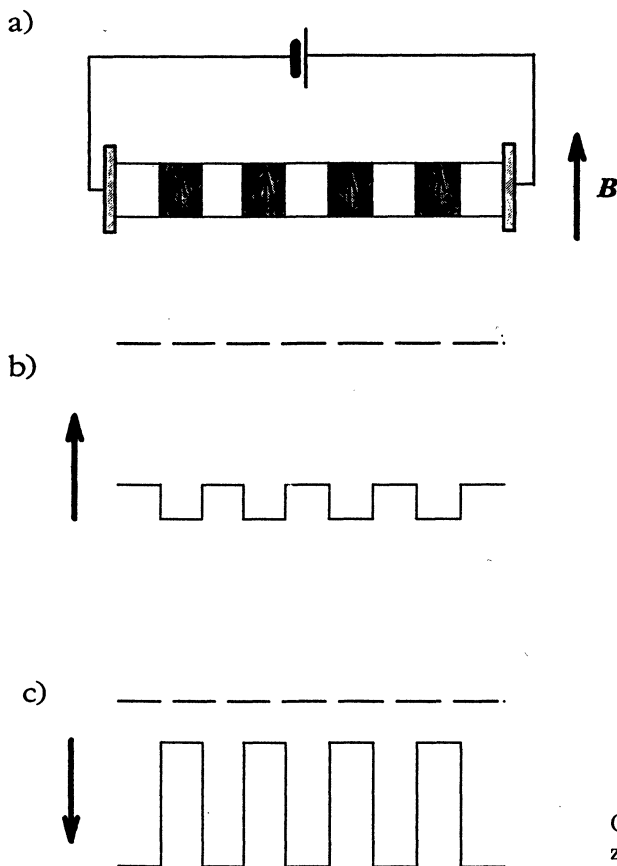
Obr. 1. Schematická konfigurace několika vrstev magnetického/nemagnetického kovu s antiparalelně orientovanými magnetizacemi (a). Obrázky (b) a (c) ukazují profily odpovídajících potenciálů pro elektrony se spinem nahoru, resp. dolů. Předpokládejme obecně různou nemagnetickou složku potenciálu pro oba kovy. Poněvadž zmiňované efekty jsou pozorovány v řadě různých systémů, nemohou být kriticky závislé na detailech skutečné elektronové struktury, tedy detailech potenciálu. Proto je použití takového pravoúhelného potenciálu v modelových představách plně oprávněné.

Můžeme si představit, že elektrický odpor se v kovech objevuje v důsledku srážek elektronů, jež brání jejich urychlování ve směru vnějšího elektrického pole. Podle kvantové teorie kovů jsou elektrony rozptylovány na objektech, jež jsou v krystalové mříži rozmístěny neperiodicky, např. na příměšových atomech nebo i tepelných kmitech mříže (fononech). Pro závislost elektrického odporu, tedy efektivity rozptylových procesů, na relativním směru magnetizace v sousedních magnetických vrstvách, však potřebujeme ještě závislost rozptylových mechanismů na magnetickém momentu. Původ takových rozptylových mechanismů pochopíme, uvážíme-li rozptyl elektronů magnetickým iontem ve stavu charakterizovaném magnetickým kvantovým číslem  $m_S$ . Elektron se spinem  $s$  se v blízkosti iontu s celkovým spinem  $S$  nachází v potenciálu, sestávajícím ze složky nemagnetické  $V(r)$ , kde  $r$  představuje prostorové souřadnice, a z magnetické, kterou můžeme psát jako  $-2J(r)sS$ .  $J$  je zde parametr výměnné interakce, jež je nejsilnější spinově závislá interakce mezi oběma objekty. Tak pro elektrony se spinem nahoru,  $s = +\frac{1}{2}$ , je celkový potenciál  $V(r) - m_S J(r)$ , pro elektrony s opačným spinem pak  $V(r) + m_S J(r)$ .

Další výzkumy ukázaly, že hrubost rozhraní není patrně nutnou podmínkou existence obří magnetorezistence, neboť výraznějších efektů bylo dosaženo u dokonalejších vrstev. Celý problém se tedy zjednodušuje. Pro jednoduchost si představíme situaci, kdy nás zajímají pouze elektrony, jež se pohybují k vrstvám kolmo (obr. 1), a uvažujeme dva nezávislé paralelní proudy, jeden přenášen elektrony se spinem nahoru, druhý dolů.

V antiferomagnetickém stavu, kdy směry magnetizací alternují, čelí oba druhy elektronů při pohybu výrazným potenciálovým bariérám. Představíme-li si nyní elektrony pro jednoduchost jako kvaziklasické objekty, přes tuto bariéru nepřejdou elektrony s energií menší, než je výška bariéry. Ty jsou na bariéře odraženy. Každá feromagnetická vrstva tak působí jako určitý spinový filtr, jenž přednostně propouští elektrony se spinem orientovaným stejně jako spiny v magnetickém materiálu. Jelikož při antiferomagneticky orientovaných vrstvách jsou „filtrovány“ elektrony v obou spinových kanálech, celkový elektrický odpor systému je velký.

Dojde-li ale k paralelnímu uspořádání magnetizací v sousedních vrstvách, jeden kanál se značně otevře (viz obr. 2). Co se stane s celkovým odporem systému, si můžeme představit na analogické síti rezistorů. Předpokládejme, že pro případ otevřeného



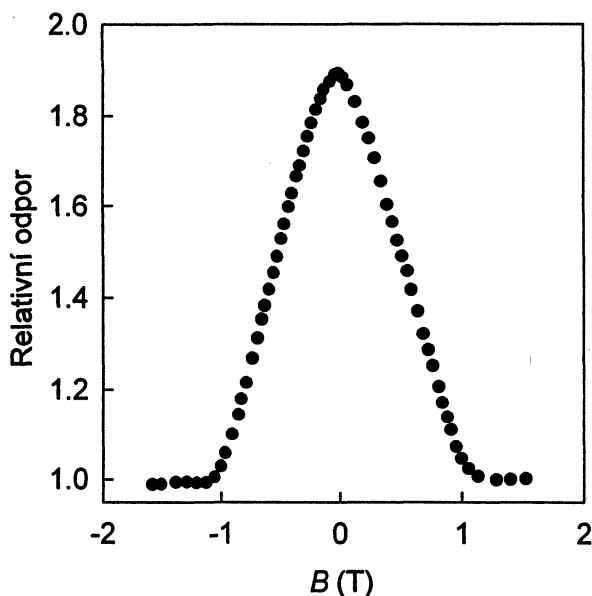
Obr. 2. Zde vidíme, jak se situace z obr. 1 změní při paralelní orientaci magnetizací.

spinového kanálu je odpor třikrát menší než u uzavřeného, tedy že náš spinový filtr pracuje se selektivitou 1 : 3. Tento případ můžeme simulovat odpory 1 a 3  $\Omega$ . Pro náš systém z obr. 1 a 2 se čtyřmi vrstvami máme v antiparalelním uspořádání v každé větvi odpor 8  $\Omega$ , tedy celkový odpor je 4  $\Omega$ . V paralelním uspořádání je ve větvi představující proud se spinem nahoru odpor 4  $\Omega$ , v druhé pak 12  $\Omega$ . Sečteme-li obrácené hodnoty, dojdeme k celkovému odporu 3  $\Omega$ , což je o 25 % méně než v předcházejícím případě. Detailnější výpočty ukazují, že spinová selektivita se zvyšuje se vzrůstajícím počtem vrstev až do vzdálenosti, jež odpovídá střední volné dráze elektronů [1]. Další veličinou, jež ovlivňuje relativní velikost magnetorezistenčních jevů, je průchodnost „otevřeného“ kanálu, jež je dána výškou bariér na obr. 2b. V ideálním případě mohou tyto bariéry zmizet úplně, dojde-li ke kompenzaci rozdílu nemagnetické části potenciálu mezi oběma složkami magnetickým potenciálem o stejné absolutní velikosti. Tím se vysvětluje, proč se výrazné efekty projevují právě např. v případě systému Co/Cu. Hustota elektronových  $d$ -stavů kobaltu pro jeden sub-pás (ten, který je více obsazen, tzv. majoritní) je totiž velmi podobná  $d$ -pásovi mědi. Druhý, minoritní sub-pás kobaltu s opačnými spiny je pak vysunut díky výměnným interakcím uvnitř  $d$ -stavů do značně vyšších energií.

Ke kvalitativně podobným závěrům vede pro takový potenciál i výpočet pomocí Schrödingerovy rovnice, ve kterém jsou elektrony pojímány jako kvantové objekty, a jsou tedy dovoleny jevy jako interference s odraženou vlnou ap. [2]. Ukazuje se, že velká část elektronových stavů může být uvězněna mezi vysokými potenciálovými bariérami, přítomnými v obou kanálech v antiparalelním uspořádání. To pak výrazně snižuje celkovou vodivost.

Kromě spinově závislého rozptylu si dokážeme představit i další mechanismus závislosti efektivity rozptylu na orientaci spinu vodivostního elektronu. V rámci pásového modelu magnetizmu, jenž je dobře použitelný např. pro tranzitivní kovy Fe, Co, Ni, se uspořádaný magnetický moment objevuje jako výsledek výměnného štěpení  $d$ -pásovi, a jak již bylo naznačeno v předchozích odstavcích, obsazení sub-pásovi se spinem nahoru se nerovná obsazení se spinem dolů. O pravděpodobnosti rozptylu vodivostního elektronu nerozhoduje pouze síla rozptylového potenciálu, ale také hustota tzv. finálních stavů, tedy stavů, ve kterých elektron po rozptylové události skončí. Pro tranzitivní kovy, kde  $d$ -stavy nejsou zcela zaplněny, musí být tyto  $d$ -stavy přítomny v okolí Fermiho energie, tj. energie, oddělující obsazené a neobsazené elektronové stavy. Elektrony v  $d$ -stavech mají podstatně větší efektivní hmotnost než vodivostní elektrony  $s$  a  $p$ , avšak jejich hustota v blízkosti Fermiho energie je zpravidla daleko větší. Nepodílejí se samy příliš na transportu elektrického náboje, avšak zvyšují elektrický odpor tím, že dodávají vysokou hustotu stavů, jež mohou sloužit jako finální po rozptylové události. Je-li nyní  $d$ -pás rozštěpen tak, že hustota  $d$ -stavů se spinem nahoru je při Fermiho energii daleko vyšší než stavů se spinem dolů (např. v situaci, kdy je většina těchto stavů přesunuta silným výměnným štěpením nad Fermiho energii), je pravděpodobnost rozptylu vodivostních elektronů se spinem nahoru podstatně vyšší, neboť většina rozptylových událostí (alespoň při nízkých teplotách) probíhá se zachováním spinu elektronu. Elektron se spinem nahoru tak např. může využít pouze finální stavy sub-pásovi pro spin nahoru.

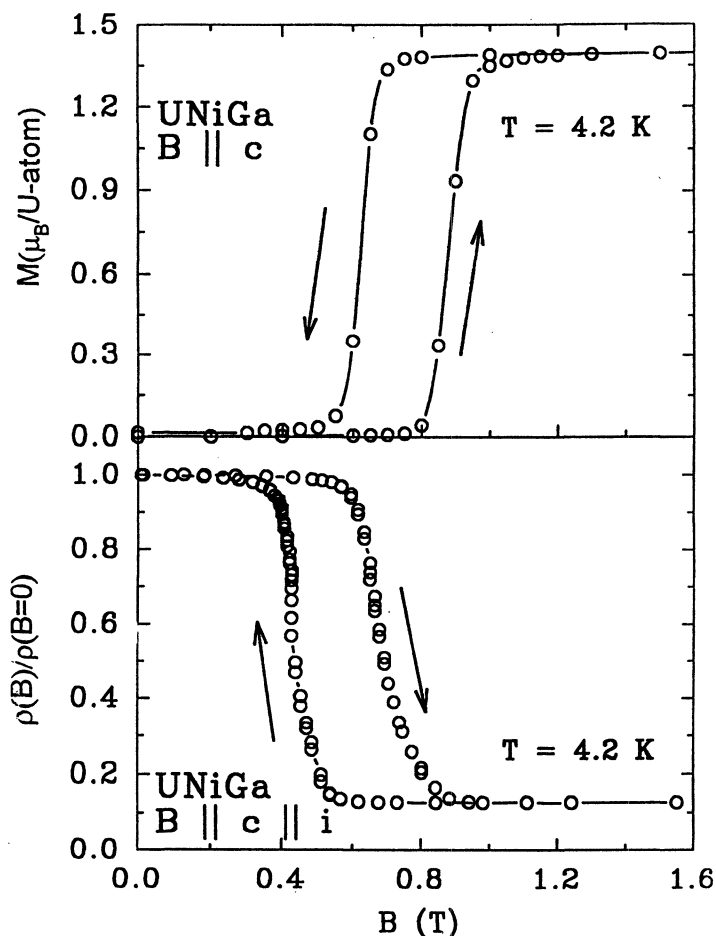
I když je možné připravit systémy, které mají směr magnetizace kolmý na jednotlivé roviny, ve středu zájmu jsou především ty, jež se vyznačují planární magnetickou anizotropií, tj. stav s magnetizací paralelní se směrem rovin má menší energii než s magnetizací kolmou. V takovém případě není potřeba při reorientaci magnetizací překonávat magnetickou anizotropii a při zvyšování pole se magnetizace stáčí postupně do směru pole. To, že tyto systémy reagují již na malé vnější magnetické pole řádu  $10^{-4}$  T a že charakteristika odpor-pole je v polích do 1 T velmi lineární (viz obr. 3), dává možnost širokého praktického využití obří magnetorezistence v technice analogového i digitálního magnetického záznamu a její uplatnění by vedlo ke značnému zjednodušení čtecích hlav v zařízeních jako pevné disky, či v jiných senzorech.



Obr. 3. Magnetorezistence měřená při teplotě  $T$  (5 K na multivrstevném systému (40 dvojrstev — 3,0 nm Fe / 1,2 nm Cu), připraveném metodou MBE. (Podle ref. [3].)

Atraktivita možných aplikací vedla ke studiu podmínek, kdy lze výrazných magnetorezistenčních efektů dosáhnout i na jiných typech materiálů, které by byly případně snadněji připravitelné. Jednou možností je příprava tzv. granulárních materiálů, nehomogenních magnetik s malými nepravidelnými feromagnetickými granulami, jež mohou být vzájemně korelovány i antiparalelně. Při dostatečně malé střední velikosti těchto granulí dostáváme systém, který se chová podobně jako magnetické multivrstvy, a transport elektronů je v něm podřízen podobným zákonitostem.

Snaha o pochopení hlubší souvislosti velkých magnetorezistenčních efektů se změnami magnetického uspořádání nás vedla ke studiu materiálů, které jsou na atomární úrovni podstatně dokonalejší než uměle připravené multivrstevné systémy, tj. k monokrystalům intermetalických sloučenin. Změny elektrického odporu při změně magnetické struktury vlivem pole jsou na masivních vzorcích studovány již dlouhou řadu let, ale většinou se jednalo o materiály polykrystalické, takže důležité poznatky o anizotropii studovaných jevů zůstávaly neodhaleny. Systematický zájem o tuto oblast



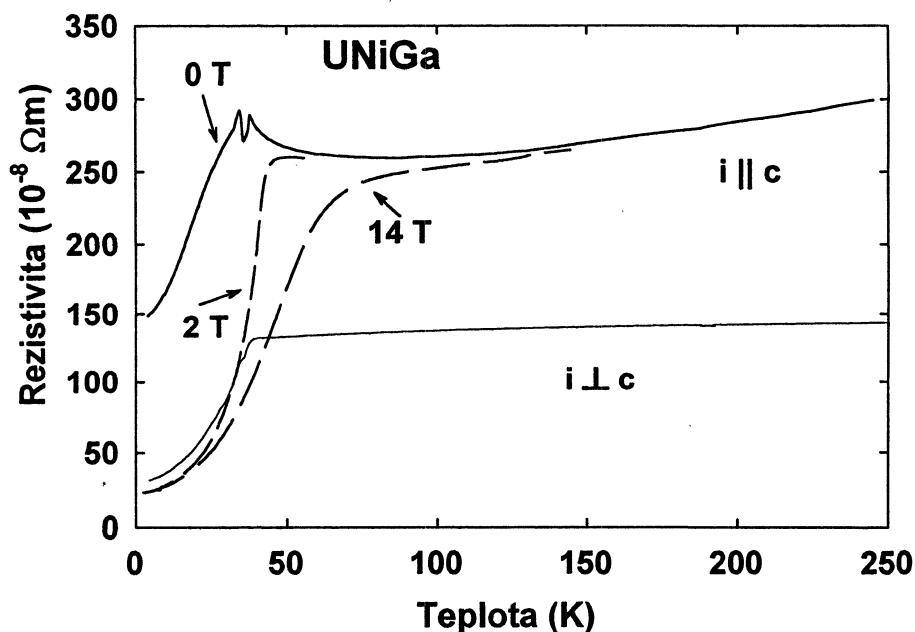
Obr. 4. Relativní změna rezistivity (pro proud podél osy  $c$  je u sloučeniny UNiGa porovnána s polní závislostí magnetizace  $M$ , vyjádřené jako magnetický moment na 1 atom uranu. Šipky ukazují směr změny magnetického pole, jež bylo v obou případech přiloženo ve směru osy  $c$ . (Podle [5].)

se dostavil vlastně až s rozmachem multivrstevných studií. Za atomární dokonalost v tomto případě však platíme daň v tom, že si nemůžeme na sebe skládat různé vrstvy podle libosti, ale jsme odkázáni na přirozeně existující krystalografické struktury. Velká rozmanitost strukturních typů se objevuje u intermetalických sloučenin lanthanoidů nebo aktinoidů s dalšími prvky. Katedra fyziky kovů na Matematicko-fyzikální fakultě UK je pracoviště, kde se takové materiály studují experimentálně i teoreticky již od konce šedesátých let. Zvláště chování  $5f$  elektronových stavů, jež dominují vlastnostem aktinoidů, ukazuje na možnost výskytu velkých magnetorezistenčních efektů, neboť  $5f$  stavy většinou tvoří pásy v energiích bezprostředně při Fermiho mezi, ale ve srovnání s tranzitivními kovy se jedná o pásy užší a hustota  $5f$  elektronových stavů na Fermiho mezi zde může být vyšší. Přitom zde může být velmi silná hybridizace vlnových funkcí  $5f$  s vlnovými funkcemi vodivostních elektronů. Potenciálně mohou tedy být efektivnějšími spinovými filtry než tranzitivní kovy s širokými  $d$ -pásy a nižší hustotou elektronových  $d$ -stavů na Fermiho mezi nebo lanthanoidy, ve kterých  $4f$  stavy nesoucí magnetický moment nejsou vůbec v bezprostřední blízkosti Fermiho meze. (Tyto aspekty jsou blíže vysvětleny v ref. [4].)

Mezi sloučeninami aktinoidů bylo třeba vybrat ty, jež jsou v základním stavu antiferomagnetické, ale feromagnetického uspořádání se dá dosáhnout v dostupných magnetických polích. Jako první příklad jsme vybrali sloučeninu UNiGa, která přechází do antiferomagnetického stavu pod teplotou  $T = 40$  K. Další důvod, proč byla tato sloučenina vybrána, je, že krystalizuje v hexagonální struktuře typu ZrNiAl, která vlastně simuluje jednoduchý multivrstevný systém. Atomy uranu nesoucí magnetický moment jsou všechny situovány do rovin kolmých k hexagonální ose  $c$ , zatímco prakticky nemagnetické atomy niklu a galia obsazují roviny, jež jsou mezi takové dvě roviny uranové vloženy přesně v jedné polovině. Uvnitř uranových rovin vede silná výměnná interakce k feromagnetickému uspořádání, zatímco vazba mezi jednotlivými rovinami je daleko slabší a uspořádání antiferomagnetické. Velmi silná magnetokrystalová anizotropie fixuje magnetické momenty kolmo ke zmíněným rovinám, tedy podél osy  $c$ . Působíme-li v tomto směru magnetickým polem, dojde v poli asi 0,8 T k překlopení antiparalelně orientovaných momentů do směru pole. Na rozdíl od postupného stáčení, jež se objevuje u systémů s planární anizotropií, jako jsou i multivrstvy zmíněné výše, zde jde o fázový přechod prvního druhu, tzv. spinový flip. (Postupné stáčení se také nazývá spinový flop.) Přirozeně je pak takový přechod doprovázen jistou hysterezí. Již první experimenty prokázaly, že na tomto přechodu dojde k drastickému snížení odporu, což je patrné z obr. 4. Relativně největší pokles je zaznamenán v oblasti nízkých teplot, kde dosahuje téměř 90 %, podstatně tedy přesahuje obří magnetorezistenci na multivrstvách. Je velmi instruktivní podívat se také na teplotní závislosti odporu v různých polích. Na obr. 5 vidíme opět výsledky na UNiGa. Pro směr proudu podél bazální roviny (kolmo k ose  $c$ ) je teplotní závislost odporu podobná charakteristickým feromagnetikám, což je dobře vysvětlitelné feromagnetickou vazbou mezi magnetickými momenty uranu v tomto směru. Pod teplotou magnetického uspořádání odpor rapidně klesá, tak jak klesá rozptýl na neuspořádaných momentech. Tzv. zbytkový odpor, tedy odpor zbývající v nízkoteplotní limitě  $T \rightarrow 0$ , je způsoben nedokonalostí krystalu. Jak je běžné u antiferomagnetik, pro směr proudu protínající roviny s opačnou orientací (podél osy  $c$ ) dochází v okolí magnetického fázového přechodu k určitému zvýšení odporu. Specifikem UNiGa je to, že mezi 30 a 40 K se vystřídají 4 různé uspořádané fáze, což se odráží v množství anomálií v tomto teplotním intervalu. Zbytkový odpor zůstává mnohonásobně vyšší než pro kolmý směr proudu, což původně vedlo k domněnce o špatné kvalitě studovaného monokrystalu. Dnes již víme, že je to patrně tím, že jako v multivrstvách může dojít i zde k redukci elektronových stavů, které slouží k vedení proudu. To je potvrzeno skutečností, že v souladu s obr. 4 je zbytkový odpor s rostoucím polem podstatně redukován, stejně jako jsou v poli 2 T odstraněny i anomálie mezi 30 a 40 K. Že antiferomagnetické krátkodosahové korelace mezi momenty přispívají ke vzrůstu odporu i poměrně vysoko nad teplotou uspořádání, ukazuje stejný experiment v poli 14 T.

Samozřejmě je vhodné dokázat, že podobně jako u multivrstev se jedná o jev robustní, tj. nepříliš závislý na konkrétních detailech elektronové struktury. Proto je vhodné hledat i jiné materiály s podobnými vlastnostmi. Silné výměnné interakce a zejména silná magnetická anizotropie, která je u aktinoidů důsledkem spin-orbitální interakce, způsobují, že často potřebujeme magnetická pole daleko silnější než u multivrstev.

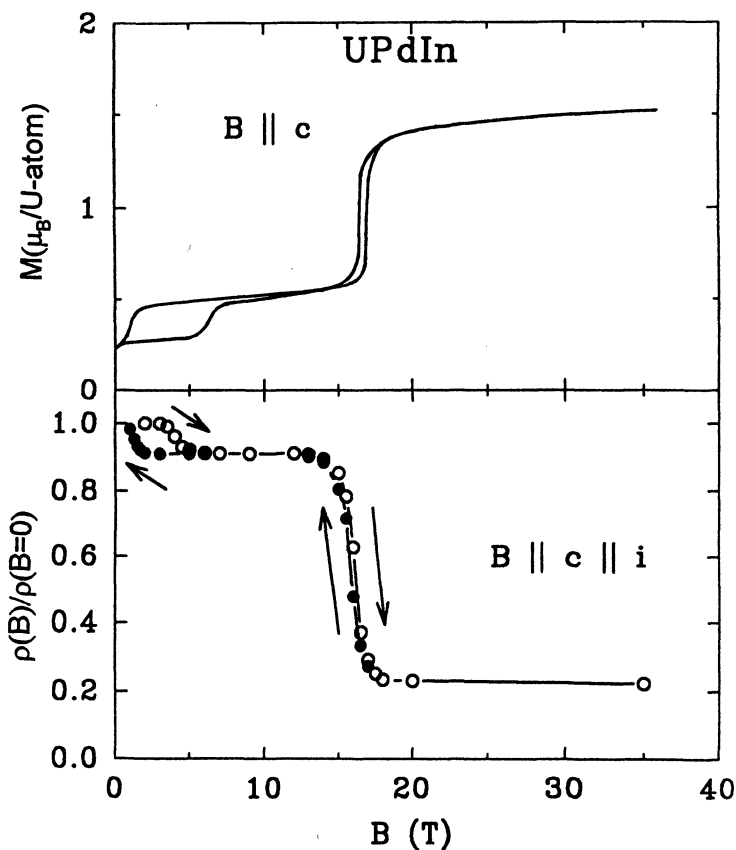




Obr. 5. Teplotní závislost elektrického odporu UNiGa v různých polích s proudem podél osy  $c$  a v nulovém poli s proudem kolmo k ose  $c$ . (Podle [5].)

V České republice jsme limitováni polem 14 T, což je kritické pole supravodivého magnetu v oddělení nízkých teplot Fyzikálního ústavu AV ČR. Skutečně vysokých polí lze však dosáhnout v zařízeních, jež pracují s klasickými elektromagnety v pulzním režimu. K nejdokonalejším patří pulzní magnet Univerzity Amsterdam, který dosahuje maximálního pole 40 T v pulzu dlouhém až 0,1 s, což je dostatečně dlouho na přesné měření elektrického odporu při dané teplotě. Případem nezbytnosti tak vysokých polí je sloučenina UPdIn (obr. 6), krystalizující ve stejné struktuře jako UNiGa. Jsou zde patrné dva polem indukované přechody. Jeden, který převádí struktury základního stavu typu  $(+ + - + -)$  ve strukturu  $(+ + -)$ . Další přechod v poli 16 T pak vede ke stavu feromagnetickému.

Chceme-li však důkladně studovat teplotní závislost odporu v různých polích, což je nutné pro posouzení vlivu různých rozptylových mechanismů s různým teplotním vývojem, jsou stacionární pole přece jen lepší. Naštěstí vývoj supravodivých magnetů dnes dospěl až k typům s maximálním polem okolo 20 T. Takový magnet byl použit ke studiu odporu sloučeniny UNiGe, jež krystalizuje ve struktuře ortorombické. Jedním z podnětů k tomuto výzkumu byla otázka, zda výrazná vrstevnatost krystalové struktury je ingrediencí nutnou pro výskyt obří magnetorezistence. Ve struktuře UNiGe se totiž tak výrazná vrstevnatost neobjevuje. Jak je vidět z obr. 7, i zde je feromagnetické uspořádání momentů uranu, jež je pozorováno v poli 18 T, příčinou podstatného snížení odporu oproti základnímu stavu s alternujícím směrem momentů. Avšak v intermediální fázi, jež je stabilní v intervalu okolo 8 T, kde neutronová difrakce indikuje

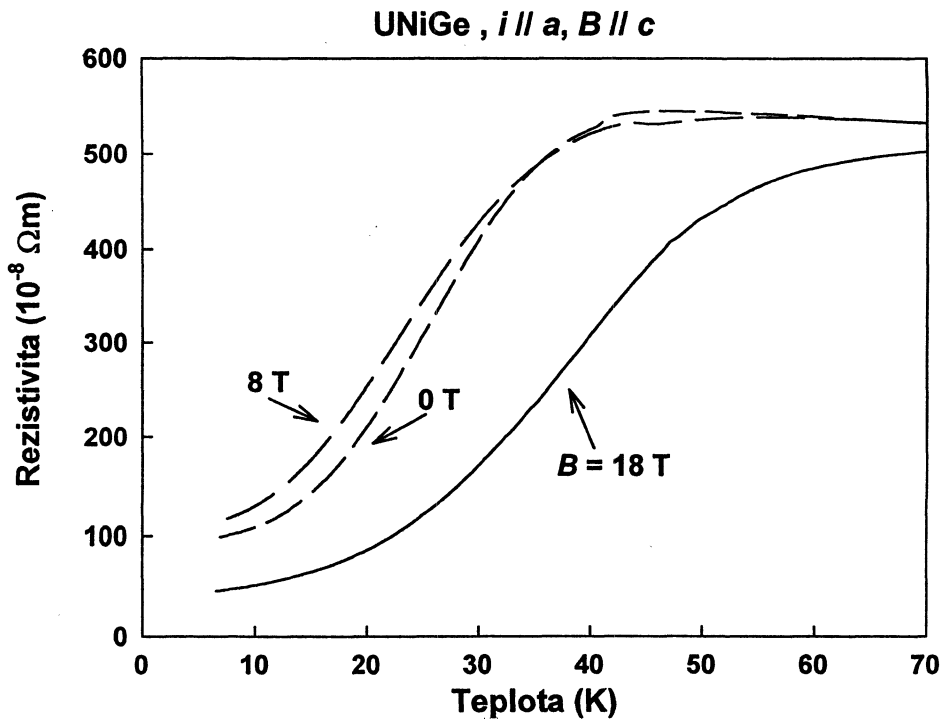


Obr. 6. Magnetizační křivka a magneto-rezistence sloučeniny UPdIn. Obě závislosti měřeny při teplotě 4,2 K v pulzním magnetickém poli ve vysokopólním zařízení Univerzity Amsterdam. (Podle [6].)

strukturu typu  $(+ + -)$ , dojde dokonce k jistému zvýšení odporu. To zatím neumíme v rámci jednoduchého modelu, založeného na analogii s multivrstvami, vysvětlit.

K bližšímu objasnění mechanismů pozorovaných jevů plánujeme další experimenty, jako studium vlivu hodnoty zbytkového odporu pro daný materiál na velikost změny odporu v magnetickém poli. Zbytkový odpor je možno měnit nejen dopováním příměsí, ale i ozařováním monokrystalu urychlenými částicemi. Takové experimenty nám pomohou prokázat, zda je primární příčinou zvýšeného odporu v antiferomagnetickém stavu spíše silná redukce počtu vodivostních elektronů, či zda pozorujeme vlastně přídavný rozptylový mechanismus. V prvním případě by se s rostoucím zbytkovým odporem magnetorezistenční efekty v blízkosti  $T = 0$  K zvětšovaly přibližně proporcionálně, kdežto vliv různých rozptylových mechanismů je v prvním přiblížení aditivní.

Intermetalika uranu však nejsou jediné sloučeniny, kde lidé hledají jevy podobné magnetickým multivrstvám. Velkou šancí mají magnetické látky, jež jsou velmi blízko rozhraní kov-polovodič. Ty se často mohou z polovodivého chování v základním stavu dostat do kovového stavu vlivem reorientace momentů magnetickým polem. Na Mezinárodní konferenci o magnetizmu a magnetických materiálech, jež se v roce 1994 konala v americkém Albuquerque, referovali o těchto materiálech výzkumní pracovníci



Obr. 7. Teplotní závislost odporu monokrystalu UNiGe pro směr proudu podél osy  $a$  a směr pole podél osy  $c$ . Dosud nepublikovaná měření, získaná v 20 T supravodivém magnetu v americké Národní laboratoři vysokých magnetických polí v Los Alamos.

firmy Siemens z Erlangenu a také američtí vědci z Bellových laboratoří. Ti již také na tomto principu sestrojili vysoce citlivý mikrofon, ve kterém je odpor magnetorezistentního prvku, připevněného na snímací kmitající membránu, modulován polem fixního permanentního magnetu [7]. Jedná se o oxidické materiály jako  $\text{LaMnO}_3$  dopovaný Ca a odpor se u nich může snížit až na tisícinu původní hodnoty. Vyvstává tak další problém — jazykovědný. Jak totiž nazvat tento jev, když jméno „obří“ („giant“ v anglické literatuře) je používáno pro jevy o několik řádů slabší? Nápádití vědci si i zde věděli rady a sáhli k pojmenování *kolosální* magnetorezistence.

#### Literatura

- [1] G. E. W. BAUER: Phys. Rev. Letters *11* (1992), 1676.
- [2] P. B. VISSCHER: Phys. Rev. B *49* (1994), 3907.
- [3] W. FOLKERTS, W. HOVING, W. COERNE: J. Appl. Phys. *71* (1992), 362.
- [4] L. HAVELA a V. SECHOVSKÝ: Pokroky MFA *35* (1990), 23.
- [5] L. HAVELA, V. SECHOVSKÝ, K. PROKEŠ, H. NAKOTTE, E. BRÜCK, F. R. DE BOER: J. Alloys and Comp. *207/208* (1994), 249.
- [6] H. NAKOTTE, E. BRÜCK, F. R. DE BOER, A. J. RIEMERSMA, L. HAVELA, V. SECHOVSKÝ: Physica B *179* (1992), 269.
- [7] S. JIN, M. MCCORMACK, T. H. TIEFEL, R. RAMESH: J. Appl. Phys. *76* (1994), 6929.