

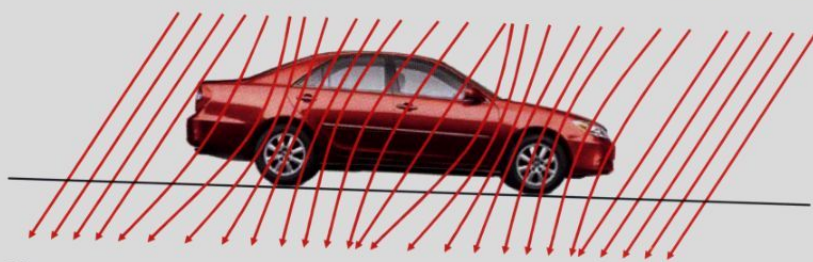
# ANIZOTROPNÍ MAGNETOREZISTENCE: relativita ve fyzice pevných látek

Karel Výborný

Fyzikální ústav AV ČR, v. v. i., Cukrovarnická 10, 162 53 Praha 6

*Odpor mnoha magnetických materiálů výrazně závisí nejen na velikosti, nýbrž i na směru magnetizace. Průmyslově se tento jev využívá v senzorech citlivých na magnetické pole, mezi něž v nedávno minulé době patřila i velká část světové produkce čtecích hlav počítačových pevných disků. Teoretické modely této anizotropní magnetorezistence ovšem zatím zdaleka nedosáhly uspokojivé úrovně a shody s experimenty bez fitovacích parametrů se podaří dosáhnout jen výjimečně. Skupina takových poměrně úspěšných modelů se v posledních letech rozrostla o další položku – zředěný magnetický polovodič (Ga,Mn)As.*

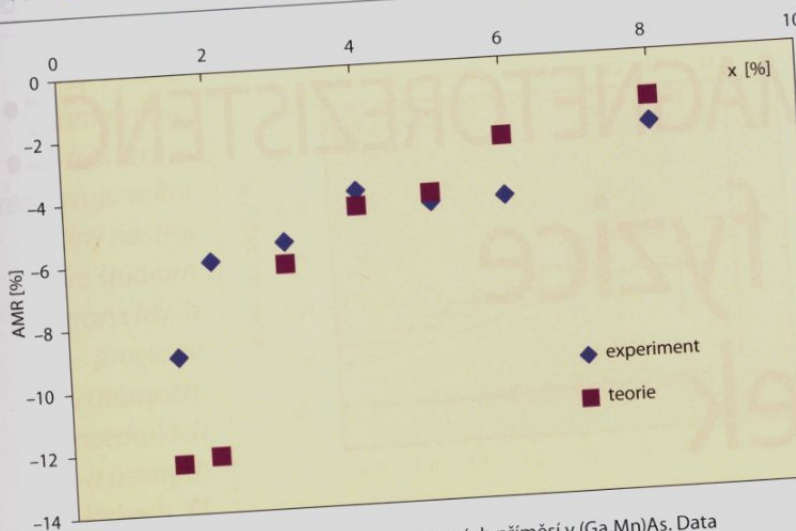
Pomyslným vrcholem při psaní „historického úvodu do dané problematiky“ je asi obrat „již staří Římané...“ V tomto článku lze začít v nejlepším případě konstatováním, že závislosti odporu niklu a železa na směru magnetizace si všiml již v polovině 19. století William Thomson [1], později povýšený do šlechtického stavu s titulem první baron Kelvin. Tento jev, anizotropní magnetorezistence (AMR), není vyhrazen pouze feromagnetickým kovům, objevuje se i v polovodičích [2] či v paramagnetických materiálech [3], pokud si magnetizaci vynutíme vnějším magnetickým polem. Ačkoliv byly Thomsonovy experimenty ve své době poměrně náročné – první zpráva [1] například podrobně popisuje, jak byl sestaven generátor elektrického proudu potřebného pro měření – AMR je dnes jev dobře známý a průmyslově využíván. V devadesátých letech se hojně používaly AMR senzory ve čtecích hlavách harddisků [4], než byly vytlačeny novým (známějším a Nobelovou cenou vyznamenaným) typem založeným na příbuzném jevu gigantické magnetorezistence (GMR) [5]. Dnes Wikipedie připomíná využití AMR sensorů pro detekci magnetického pole nebo (je-li senzor umístěn ve známém magnetickém poli) pro detekci polohy či orientace senzoru. Tématem tohoto článku jsou teoretické základy jevu AMR a jsou zde shrnuty některé významné práce tohoto oboru. Zvláštní pozornost je věnována magnetickému polovodiči (Ga,Mn)As, který se sice pravděpodobně nedočká praktického použití (magnetismus je v něm vázaný na nízké teploty), zato nabízí mimořádně jednoduchý systém pro srovnání teorie s experimenty.



**Obr. 1** AMR senzory jsou schopné zaregistrovat změny magnetického pole Země způsobené průjezdem vozidla, znázorněné siločárami. S ohledem na nízké náklady na výrobu těchto senzorů je například firma Honeywell k tomuto účelu průmyslově využívá.

## Fyzikální princip AMR

Lord Kelvin nemohl ani ke konci svého života v roce 1907 plně docenit hloubku svého objevu AMR. Ačkoliv základy klasické teorie elektromagnetismu byly položeny J. C. Maxwellem ve století devatenáctém, teprve na začátku dvacátého století vznikla dvě nová paradigmaty, bez nichž mikroskopický mechanismus AMR nelze pochopit: kvantová mechanika a teorie relativity. První z nich položila základ mikroskopickému popisu krystalických látek a magnetismu a druhá umožňuje odhalit korekce kvantové mechaniky známé jako spin-orbitální interakce (SOI). Jelikož je magnetizace (z velké části) závislá na orientaci spinů v pásové struktuře magnetického krystalu, je SOI klíčový mechanismus, který umožňuje domluvu mezi směrem magnetizace a orbitálním pohybem nositelů náboje, jenž je zodpovědný za elektrický proud či potažmo velikost odporu.



Obr. 2 AMR jako funkce koncentrace  $x$  manganových příměsí v  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ . Data převzata z [12].

Spin-orbitální interakce je známá v atomové fyzice jako relativistická oprava energií elektronových hladin:

$$V_{SL} = \frac{\hbar}{4m_0c^2} \mathbf{s} \cdot \nabla V \times (\mathbf{p}/m_0) \quad (1)$$

či

$$V_{SL, sph} = \frac{\hbar}{4m_0^2c^2} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \mathbf{L} \cdot \mathbf{s},$$

kteří jsou zodpovědné za jemnou strukturu atomových spekter [6] ( $\mathbf{s}$ ,  $\mathbf{p}$ ,  $\mathbf{L}$  značí vektorové operátory spinu, hybnosti a jejího momentu). Tyto spinově závislé interakce sice v konečném důsledku stojí za AMR, ale cesta k jejímu pochopení není tak snadná jako třeba v případě klasického Hallova jevu, kdy v prvním přiblížení stačí chápat elektron jako kuličku, jejíž dráhu zakříví Lorentzova síla. Zatímco ve spektrech izolovaných atomů představují členy (1) většinou malou opravu k semiklasickým hladinám Bohrova modelu, v krystalech se mohou tyto opravy projevit výrazněji. Pomineme-li složitosti spojené se zabudováváním (1) do výpočtu pásové struktury krystalu, je hlavní rozdíl v referenční energii, s níž SOI srovnáváme. V izolovaných atomech jsou to rozdíly energií elektronových slupek (několik eV), zatímco například v polovodičích to mohou být stokrát menší Fermiho energie, vůči nimž se SOI jeví daleko silnější. Pomocí volnější analogie lze také poukázat na velkou klidovou energii elektronu ( $m_0c^2 \approx 0,5 \text{ MeV}$ ), která se v (1) objevuje ve jmenovateli. V krystalech do efektivní SOI přispívají členy formálně podobné (1), v nichž místo klidové energie elektronu – ta v Diracově formalismu dělí částice od antičástic – vystupuje velikost zakázaného pásu, který podobně odděluje elektronové stavy od stavů děrových [7]. Jelikož je tato energie typicky v řádech eV, může být SOI v pevných látkách citelná a stejně tak i AMR jako jeden z projevů této interakce. Pokud ji definujeme jako

$$AMR = \frac{R_0 - R_{90}}{R_0 + R_{90}}, \quad (2)$$

kde  $R_0$  ( $R_{90}$ ) značí rezistivitu či jednoduše odpor podlouhlého vzorku zcela zmagnetizovaného podél (kolmo) ke směru proudu, pak v kovech naměříme typicky 1–10% (Fe, Co, Pt, slitiny a další [8, 9]). Experimenty se provádějí například na Hall barech [2] (viz obr. 6) a přesný výsledek závisí na teplotě, složení a dalších detailech vzorku (např. tloušťce vrstvy, pokud se nejedná o makroskopický krystal). Tradiční přístup teoretické-

ho rozboru AMR zde představuje takzvaný s-d model [9]: elektrický proud vedou především delokalizované elektrony z pásů, v nichž převažují s-orbitály ( $L = 0$ ) se slabou SOI, viz (1); tyto stavy se ale rozptylují především do převážně lokalizovaných stavů s velkým podílem orbitalů d ( $L = 2$ ), které SOI vnímají velmi silně. Totéž lze říct pomocí vzorce pro měrnou elektrickou vodivost, odvozeného z Boltzmannovy rovnice

$$\sigma_{xx} = e^2 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} v_x^2(\mathbf{k}) \tau(\mathbf{k}) \delta(E_{\mathbf{k}} - E_F), \quad (3)$$

kde  $e$  značí náboj elektronu. Diracova funkce zde vyjadřuje, že při integrování přes  $\mathbf{k}$ -prostor přispívají pouze stavy na Fermiho ploše, jejichž energie  $E_{\mathbf{k}}$  je rovna Fermiho energii  $E_F$ . Pásky s velkou grupovou rychlostí  $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$  a hustotou stavů budou rozhodovat o celkové vodivosti mnohopásového systému, neboť přispěvký vodivosti vyjádřeném vztahem (3) se za jednotlivé pásky prostě sčítají. Elektrický odpor je tomuto výsledku nepřímo úměrný a podstatný vliv na něj bude mít i transportní relaxační čas  $\tau$ , závislý na magnetizaci ovlivněných d stavech. Vzhledem k tomu, že je ovšem pásová struktura kovů komplikovaná (a někdy ani není známa s dostatečnou přesností), mívají výsledky s-d modelu charakter vzorců s fitovacími parametry [9] a pochopení AMR v sedmdesátých letech nedosáhlo naprosté dokonalosti. Na druhou stranu byly v posledních 15 letech publikovány *ab initio* výpočty AMR v magnetických slitinách [10], které byly ve velmi uspokojivé shodě s experimenty. V těchto složitých výpočtech je ale obtížné identifikovat jednoduché fyzikální mechanismy zodpovědné za AMR, přičemž je v obecném případě samozřejmě možné, že žádné jednoduché mechanismy ani neexistují. Opustíme tedy pole kovů a vydejme se ke skupině materiálů s jednodušší pásovou strukturou.

### Zředěné magnetické polovodiče

Typické zástupce této skupiny představují materiály typu III-V (například GaAs) nebo II-VI (například ZnSe) silně dotované manganem<sup>1</sup>. Pokud se jedná o materiály typu p, jako v případě  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ , na něž se zde zaměříme, podílejí se na vedení elektrického proudu pouze čtyři pásky, lehké a těžké díry valenčního pásu (v nepřítomnosti Mn dvakrát degenerované kvůli spinu). Tyto pásky jsou převážně tvořeny p-stavy ( $L = 1$ ) aniontu (v tomto případě As), a tudíž na rozdíl od situace v s-d modelu účinky SOI pociťují přímo. Zároveň je experimentálně zjištěno, že v  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  nabývá AMR celkem výrazných hodnot a má proti zvyklostem u kovu [8] záporné znaménko. Všechny tyto okolnosti přímo volají po pokusu sestavit nový model, který AMR v tomto materiálu vysvětlí.

Tento model se skutečně objevil nedlouho poté, co se prosadil popis pásové struktury  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  pomocí  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  teorie valenčního pásu (VP) rozšířené o příspěvek výměnné energie mezi VP a manganovými d stavy. Díky této interakci jsou prostřednictvím volně pohyblivých děr ve VP magnetické momenty jednotlivých atomů Mn svázány, což způsobuje za dostatečně nízkých teplot ferromagnetismus [11]. Když byl k tomuto základu přidán popis rozptylu, bylo na bázi Boltzmannovy formule (3)

<sup>1</sup> Pojem „zředěné“ vyjadřuje, že je v látce mnohem méně atomů Mn, které přispívají magnetickým momentem, než ostatních nemagnetických atomů. Z hlediska polovodičů je ovšem tento obsah ( $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  či objemově 1%) obrovský – typické dotování bývá setinové i slabší.

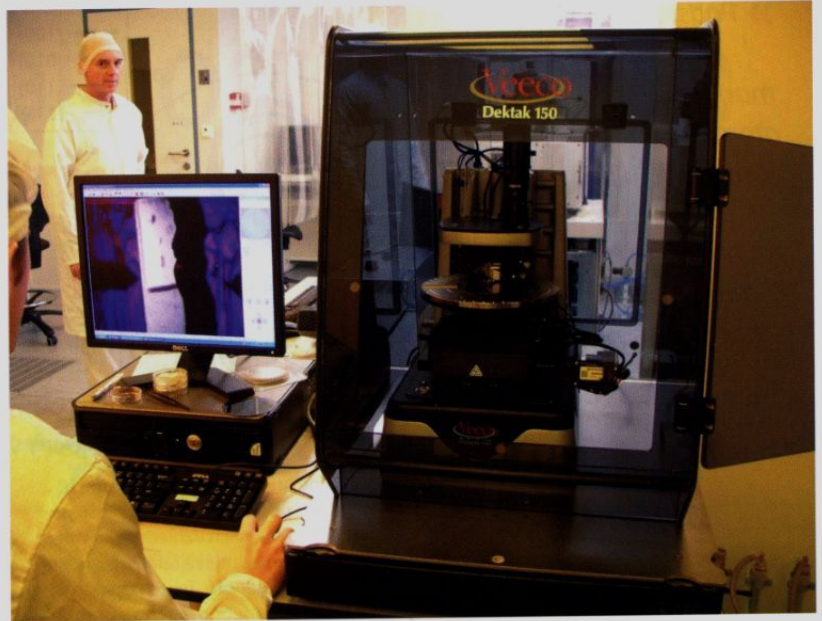
možné vypo...  
la být v dob...  
Výsledky...  
numerické...  
jednoduché...  
přijatelných...  
a dokonce s...  
AMR je zde...  
materiálu...  
nou a pohl...  
texturou na...  
vů na Fern...  
k neboli sm...  
bez SOI by...  
by byly nar...  
nebo vnějš...  
textura zt...  
interakce...  
hybových...  
že existuj...  
z téže rela...  
[14], ale je...  
Zamys...  
vodivost z...  
grupové s...  
padně sar...  
propojit v...  
značena p...  
již odpov...  
netických...  
vý poten...  
energií [1...  
popsané...  
ptylovat...  
mých sm...  
novský č...  
naznače...  
stavů se...  
horu a c...  
že spoje...  
jednotli...  
poskytu...  
Nainvě...  
směru p...  
tento zá...  
diskuse...  
pení h...  
i o jeho...  
Tak...  
jak m...  
na obr...  
né efek...

možné vypočítat vodivost a její anizotropii. Ta se ukázala být v dobré shodě s experimenty [12], viz obr. 2.

Výsledky teoretických prací [12] byly původně čisté numerické. Na rozdíl od kovů ale umožňuje relativní jednoduchost pásové struktury (Ga,Mn)As dojít za cenu přijatelných aproximací i k výsledkům analytickým a dokonce snadno pochopitelným. Klíčem k pochopení AMR je zde – nikterak překvapivě – rozbor SOI v tomto materiálu. Analýzu hamiltoniánu [13] ponechme stranou a pohledme přímo na výsledek popsany spinovou texturou na obr. 3b. Ta vyjadřuje skutečnost, že spin stavů na Fermiho ploše není všude stejný, nýbrž závisí na k neboli směru pohybu (či grupové rychlosti). V systému bez SOI by byla spinová textura triviální – všechny spiny by byly namířeny stejným směrem, daným magnetizací nebo vnějším magnetickým polem. Naopak netriviální textura ztělesňuje velmi přímočaře pojem spin-orbitální interakce jako propojení spinových a orbitálních (pohybových) stupňů volnosti v daném systému. Dodejme, že existuje více druhů SOI, které sice mohou vycházet z téže relativistické korekce ke Schrödingerově rovnici [14], ale jejich spinové texturey jsou různé [15].

Zamysleme se teď nad vztahem (3): chceme-li, aby vodivost závisela na magnetizaci, musí na ní záviset buď grupové rychlosti, nebo transportní relaxační čas, případně samozřejmě obojí. Jak toho dosáhnout? Je třeba propojit vliv SOI a magnetizace. Jedna možnost je naznačena přímo na obr. 3b: nositelé náboje podléhají SOI, již odpovídá spinová textura, a rozptylí se na magnetických příměsích. Pokud si odpovídající rozptylový potenciál představíme jako efektivní zeemanovskou energii [11, 12], pak částice pohybující se nahoru či dolů, popsané na obr. 3b vlnovým vektorem  $\mathbf{k} = (0, k_y)$ , se rozptylovat nebudou, zatímco částice pohybující se v kolmých směrech se budou rozptylovat velmi silně. Zeemanovský člen  $\propto \mathbf{s} \cdot \mathbf{S}$  odpovídající polarizaci  $\mathbf{S}$  rozptylovače naznačené v obr. 3b totiž bude štěpit energetické hladiny nahoru a dolů zůstane nedotčené. Znovu si všimněme, že spojení mezi směrem pohybu (grupovou rychlostí) jednotlivých stavů a jejich spinové závislým rozptylem poskytuje právě SOI (znázorněná spinovou texturou). Naivně tedy v tomto případě očekáváme, že odpor ve směru podél magnetizace bude větší než kolmo na něj; tento závěr je sice pravdivý, ale je nutno zdůraznit, že by diskuse měla správně obsahovat nejen informaci o štěpení hladin v důsledku potenciálu rozptylovače, ale i o jeho mezispasových maticových elementech [13, 15].

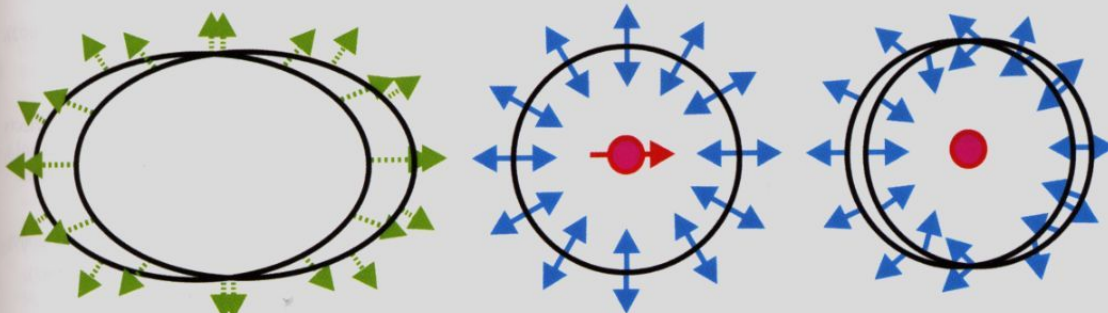
Také jsme se nezmínili o dalších dvou možnostech, jak může AMR vzniknout, které znázorňují náčrtky na obrázcích 3c a 3a. V prvním případě může zmíněné efektivní zeemanovské štěpení vytvořit významnou



Obr. 4 Na mechanickém profilometru, který je součástí čistých prostor laboratoře elektronové nanolitografie ve FZÚ, je možné kontrolovat geometrii připravených struktur (viz obr. 6 znázorňující Hall bar) s přesností na několik nm. Taková přesnost může být nutná třeba u jednoelektronových tranzistorů, na nichž lze v (Ga,Mn)As pozorovat např. AMR v režimu coulombické blokády.

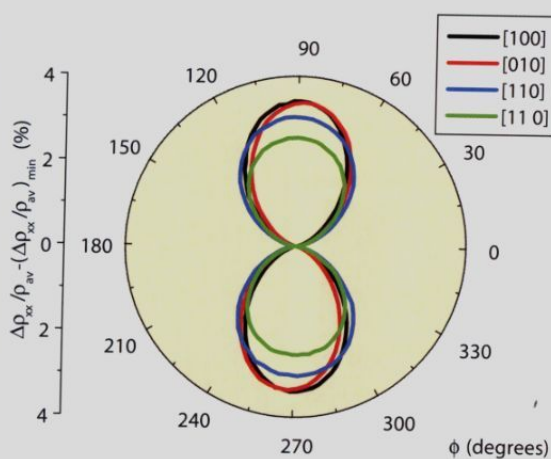
anizotropii ve vlnových funkcích (na Fermiho ploše), které způsobí anizotropii v transportním relaxačním čase  $\tau(\mathbf{k})$  i při rozptylu na nepolarizovaných nečistotách, například ionizovaných akceptorech. V případě druhém (obr. 3a) může být rozhodující i vzniklá anizotropie přímo v grupových rychlostech. První jmenovaný mechanismus odpovídá situaci d-stavu z s-d modelu pro kovy [9]. Studium AMR v (Ga,Mn)As ale naproti tomu odhalilo dominantní roli mechanismu z obr. 3b [13].

Pozorný čtenář jistě nepřehlédl, že zatímco jsme rozptylu nosičů náboje popsaných spinovou texturou z obr. 3b na magnetických nečistotách přisuzovali kladnou AMR (rozptyl podél směru magnetizace převládá), má výše inzerovaná AMR v (Ga,Mn)As znaménko opačné. Kde se stala chyba? Podstatnou vlastností manganových atomů v tomto materiálu je nejen jejich magnetický moment, nýbrž také elektrický náboj. Ukazuje se, že koherentní kombinace těchto dvou příspěvků v rozptylovacím potenciálu dokáže rozptyl ve směru podél magnetizace potlačit a ve směru kolmém naopak natolik zesílit, že se znaménko AMR obrátí. Je třeba zdůraznit [15, 13, 16], že jde o výrazně jinou situaci, než kdyby byly v systému přítomny dva fyzicky rozdílné typy nečistot – magnetické a nabitě. V takovém případě (v rámci mechanismu znázorněného na obr. 3b) by nabitě nečistoty přispívaly do celkové vodivosti systému



Obr. 3 Náznorné vyjádření mechanismů AMR, jak je připouští rovnice (3): anizotropní grupové rychlosti (a), anizotropní rozptylovač (b) a anizotropní spinová textura čili vlnové funkce (c). V případech (b, c) je tedy závislost vodivosti na směru magnetizace zprostředkována relaxačním časem  $\tau(\mathbf{k})$ , který popisuje rozptyl na nečistotách.

» Podstatnou vlastností manganových atomů v tomto materiálu je nejen jejich magnetický moment, nýbrž také elektrický náboj. «



**Obr. 5** Studium AMR v různě orientovaných strukturách z (Ga,Mn)As. Je měřen odpor vzorku v závislosti na úhlu magnetizace  $\varphi$  ve stupních vzhledem ke směru proudu. Radiální souřadnice udává relativní změnu signálu proti minimální hodnotě. Tento konkrétní graf, převzatý z experimentu popsaného v práci A. W. Rushfortha a kol. [2], se týká tenkých vrstev magnetika, kde byla magnetizace manipulována vnějším magnetickým polem a zůstává vždy v rovině vrstvy.

pouze *izotropním* pozadím. V duchu Matthiessenova pravidla by pak celkové znaménko AMR muselo být vždy stejné jako pro čisté magnetické nečistoty [17].

Závěrem se ještě zmiňme o tzv. krystalických a nekrystalických příspěvcích k AMR. Doposud jsme mluvili pouze o AMR závislé na úhlu  $\varphi$  mezi směrem proudu a směrem magnetizace. AMR můžeme chápat jako magnetizaci prozkoumanou odezvu určitého systému, např. krystalu (Ga,Mn)As, jehož symetrie je narušena procházejícím proudem, který udává význačný směr. Většinou jsou ovšem v systému přítomné i jiné význačné směry, dané například krystalografickými osami, a AMR závisí nejen na  $\varphi$ , ale i na směru magnetizace vzhledem k těmto dalším význačným směrům. Analýza symetrií v kubických krystalech [18] nám dává přehled o všech možných krystalických příspěvcích AMR. V (Ga,Mn)As však experimenty ukazují, že tyto příspěvky jsou typicky malé a převládá příspěvek



**Obr. 6** Nakontaktovaná struktura typu Hall bar o šířce 100 mikronu, na níž je možné měřit AMR. Pro tento účel se použije vzorek s několika desítkami až stovek nm tlustou magnetickou vrstvou (Ga,Mn)As na galliumarsenidovém substrátu a přiložením magnetického pole v rovině vrstvy se ovládá směr magnetizace vrstvy. Na kontaktech podél vodivého kanálu se pak měří měnící se napětí. Celé měření se provádí nejlépe při teplotě kapalného helia, protože při pokojové teplotě již (Ga,Mn)As není feromagnetický.

nekrystalický  $R = C_i(1 + \cos 2\varphi)$ , kde  $C_i$  je rovno AMR definované vztahem (2). Za  $R$  zde bereme změnu odporu při otáčení směru magnetizace ( $\varphi$  probíhá plný úhel) vzhledem k minimální hodnotě odporu. Odchytky mezi jednotlivými křivkami na obr. 5 odpovídají některým krystalickým příspěvkům a je vidět, že tyto odchytky jsou většinou menší než signál samotný.

## Shrnutí

Byly představeny některé základní mechanismy, které mohou vést ke vzniku anizotropní magnetorezistence (AMR) v krystalických pevných látkách. Zcela klíčová je přítomnost spin-orbitální interakce, tedy relativistické korekce popisu krystalických pevných látek vycházející z Diracovy rovnice. Za konstatování „relativita ve fyzice pevných látek“ tedy rozhodně není třeba klást otazník [19]. Úspěch přístupu založeného na spinových texturách ve zředěném magnetickém polovodiči (Ga,Mn)As dává naději, že bude možné stejným způsobem rozšířit poznání o mechanismech tohoto jevu i v dalších materiálech, a to včetně kovů. Při aplikaci názorných rozborů naznačených v tomto článku je však zapotřebí nespustit ze zřetele provedené aproximace a výsledky je potřeba konfrontovat s přesnějšími, i když méně názornými modely. Obzvláštní pozornost si zde zaslouží tzv. aproximace relaxačního času, která v anizotropních systémech přestává platit [20].

## Literatura

- [1] W. Thomson: Proc. Roy. Soc. Lon. **8**, 546 (1856–1857).
- [2] A.W. Rushforth a kol.: Phys. Rev. Lett. **99**, 147207 (2007); T. Jungwirth a kol.: Rev. Mod. Phys. **78**, 809 (2006).
- [3] I. Genish a kol.: J. Appl. Phys. **95**, 6681 (2004); D. Wu a kol.: Phys. Rev. B **77**, 125320 (2008).
- [4] Haifeng Li a kol.: J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, 4915 (2006).
- [5] A. Fert: Čs. čas. fyz. **59**, 7 (2009); P. Grünberg: Čs. čas. fyz. **59**, 17 (2009) a další informace na [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2007/index.html](http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2007/index.html)
- [6] J. Formánek: Úvod do relativistické kvantové mechaniky a kvantové teorie pole I. Karolinum, Praha 2000, s. 45.
- [7] R. Winkler: Spin-orbit effects in Two-Dimensional Electron and Hole systems. Springer tracts in modern physics, Berlin 2003, kap. 2.
- [8] P. Y. Yu, M. Cardona: Fundamentals of semiconductors. Springer, Berlin 2003, s.72.
- [9] O. Jaoul, I. A. Campbell, A. Fert: J. Mag. Magn. Mat. **5**, 23 (1977).
- [10] T. McGuire, R. Potter: IEEE Trans. Mag. **11**, 1018 (1975).
- [11] J. Banhart, H. Ebert: Europhys. Lett. **32**, 517 (1995), S. Khmelevskiy a kol., Phys. Rev. B **68**, 012402 (2003).
- [12] T. Dietl a kol.: Science **287**, 1019 (2000), T. Dietl a kol.: Phys. Rev. B **63**, 195205 (2001), M. Abolfath a kol.: Phys. Rev. B **63**, 054418 (2001).
- [13] T. Jungwirth a kol.: Appl. Phys. Lett. **81**, 4029 (2002), T. Jungwirth a kol.: Appl. Phys. Lett. **83**, 320 (2003).
- [14] K. Výborný a kol.: Phys. Rev. B **80**, 165204 (2009).
- [15] J. Sinova, A. H. MacDonald: Theory of spin-orbit effects in semiconductors, in: Spintronics, (editoři T. Dietl a kol.), Semiconductors and Semimetals **82**, Elsevier, 45 (2008).
- [16] M. Trushin a kol.: Phys. Rev. B **80**, 134405 (2009).
- [17] A. W. Rushforth a kol.: J. Mag. Magn. Mater. **321**, 1001 (2009).
- [18] J. S. Dugdale, Z. S. Basinski: Phys. Rev. **157**, 552 (1967).
- [19] W. Döring: Ann. Phys. **5**, 259 (1938), E. de Ranieri a kol.: New J. Phys. **10**, 065003 (2008).
- [20] M. Orlita: Čs. čas. fyz. **59**, 58 (2009).
- [21] K. Výborný a kol.: Phys. Rev. B **79**, 045427 (2009).