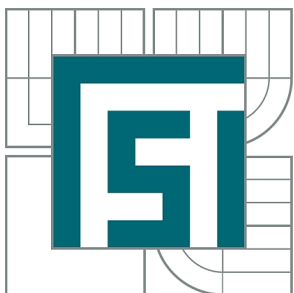


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

MAGNETICKÉ MULTIVRSTVY PRO APLIKACE VE SPINTRONICE

MAGNETIC MULTILAYERS FOR SPINTRONICS APPLICATIONS

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

MAREK VAŇATKA

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. MICHAL URBÁNEK, Ph.D.

BRNO 2013

ABSTRAKT

Magnetické multivrstvy jsou využitelné jako senzory magnetického pole nebo jako paměťové buňky v záznamových médiích. Zvládnutí metod přípravy a charakterizace struktur jako spin valve nebo magnetický tunelový článek je důležitý krok pro výzkum složitějších spintronických zařízení. Práce shrnuje základní teorii magnetismu, magnetotransportních vlastností a popisuje základní aplikace magnetických multivrstev. V experimentální části práce je popsána příprava magnetických multivrstev metodou iontového naprašování (IBS) s možností depozice s asistujícím iontovým svazkem (IBAD) a dále charakterizace těchto vrstev pomocí měření jevů anizotropní magnetorezistence (AMR), obří magnetorezistence (GMR) a tunelové magnetorezistence (TMR).

KLÍČOVÁ SLOVA

multivrstvy, magnetorezistence, spin valve, spintronika, AMR, GMR, TMR

ABSTRACT

Magnetic multilayers have applications as magnetic field sensors or magnetic memory cells. Mastering the methods of fabrication and characterization of the structures such as spin valve or magnetic tunnel junction is an important step towards more complicated spintronics devices. This work summarizes basic theory of magnetism, magnetotransport properties, and it describes basic applications of magnetic multilayers. The experimental part of this work deals with the sample preparation by ion beam sputtering (IBS), ion beam assisted deposition (IBAD), and characterization of prepared multilayers by measuring anisotropic magnetoresistance (AMR), giant magnetoresistance (GMR), or tunnel magnetoresistance (TMR).

KEYWORDS

multilayers, magnetoresistance, spin valve, spintronics, AMR, GMR, TMR

VAŇATKA, Marek *Magnetické multivrstvy pro aplikace ve spintronice*: bakalářská práce. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství, 2013. 57 s. Vedoucí práce Ing. Michal Urbánek, Ph.D.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma „Magnetické multivrstvy pro aplikace ve spintronice“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

Brno

.....

(podpis autora)

PODĚKOVÁNÍ

Za příkladné vedení projektu a mnohé cenné rady děkuji vedoucímu této bakalářské práce, **Ing. Michalu Urbánkovi, Ph.D.** Za kontrolu práce, rady s experimenty a pozitivní náladu děkuji **prof. RNDr. Jiřímu Spoustovi, Ph.D.** Za měření magnetooptického Kerrova jevu, dlouhodobou spolupráci a diskuse všech možných i nemožných témat děkuji **Lukáši Flajšmanovi**. Děkuji také **Ing. Michalu Paverovi** za rady s programováním v prostředí LabView a **Ing. Josefu Polčákovi, Ph.D.** za měření spekter XPS. V neposlední řadě děkuji mé rodině za podporu při studiu a svým spolužákům za všechny společně strávené chvíle.

OBSAH

Úvod	1
1 Základy magnetismu	3
1.1 Elektron v atomu	3
1.2 Magnetické vlastnosti elektronu	3
1.2.1 Orbitální moment hybnosti	4
1.2.2 Spinový moment hybnosti	5
1.2.3 Spin-orbitální interakce	6
1.3 Magnetismus elektronů v pevných látkách	7
1.4 Diamagnetismus a paramagnetismus	8
1.5 Feromagnetismus	10
1.5.1 Hystereze	10
1.5.2 Curieova teplota	11
1.5.3 Anizotropie	11
1.6 Antiferomagnetismus	13
1.6.1 Néelova teplota	13
1.6.2 Antiferomagnetická interakce	13
2 Magnetorezistence	15
2.1 Anizotropní magnetorezistence	15
2.2 Obří magnetorezistence	18
2.2.1 GMR systémy	19
2.3 Tunelová magnetorezistence	20
3 Využití magnetických multivrstev	23
3.1 Čtecí hlava v pevném disku	23
3.2 Magnetická „racetrack“ paměť	23
3.3 Vyčítání stavu magnetizace v magnetických vortexech	24
3.4 Vortexy jako magnetická operační paměť	26
3.5 Magnetická paměť MRAM	26
4 Metody přípravy vzorků a měření	29
4.1 Depozice multivrstev	29
4.2 Magnetotransportní měření	30
4.2.1 Standardní čtyřbodová sonda	30
4.2.2 Metoda van der Pauwa	32
4.3 Magnetooptický Kerrův jev	33

5 Experiment	35
5.1 Měření AMR	35
5.2 Měření spin valvů na bázi Co/Cu/NiFe	42
5.3 Měření magnetorezistence spin valvů na bázi antiferomagnetické interakce	47
5.4 Měření magnetických tunelových článků	49
6 Závěr	51
Literatura	53
Seznam zkratk	57

ÚVOD

„Study hard what interests you the most in the most undisciplined, irreverent and original manner possible.“ (Richard P. Feynman)

Elektron má náboj a spin. Až donedávna se využívala zejména první vlastnost k ukládání a přenosu informací. V dnešních paměťových zařízeních je ovšem čím dál tím vyšší potřeba hustšího a kvalitnějšího záznamu, který může profitovat z druhé, velmi perspektivní vlastnosti elektronu – spinu.

V magnetických záznamových zařízeních je informace uložena v záznamové buňce ve formě orientace spinů feromagnetické vrstvy. Problém představovalo čtení takto uložené informace. Zlom nastal při zavedení magnetorezistivní čtecí hlavy založené na jevu anizotropní magnetorezistence (AMR) firmou IBM v roce 1991. Tento jev využívá závislosti odporu feromagnetu na relativní orientaci proudu a magnetizace materiálu. Tato inovace zvýšila roční nárůst hustoty zápisu pevných disků z 25% za rok v době uvedení prvních HDD v roce 1957 na 60% za rok v roce 1991. Další výrazné zlepšení představovaly objevy obří magnetorezistence (GMR) a tunelové magnetorezistence (TMR), které využívají silné závislosti odporu na relativní orientaci magnetizace ve feromagnetických multivrstvách. Právě objev GMR zahájil éru nového vědního oboru, spintroniky, což je speciální část elektroniky využívající spinu elektronu [1].

Spintronická zařízení představují perspektivní obor budoucnosti, vyžadují však komplikovanou a pečlivou přípravu vzorků většinou v čistých laboratořích a zvládnutí mikro/nanoskopických metod. Na Ústavu fyzikálního inženýrství Fakulty strojního inženýrství Vysokého učení technického (ÚFI FSI VUT) jsou v současnosti studovány magnetické disky (vortexy), nanodráty a další spintronické struktury, pro jejichž charakterizaci je třeba zvládnutí techniky vyčítání stavů magnetizace. Magnetizaci je možné lokálně měřit senzorem skládajícím se z multivrstvy feromagnetických materiálů využívajících jevů GMR nebo TMR. Je tedy nutné provést výrobu série vzorků a charakterizaci multivrstev pro zvládnutí techniky vyčítání stavů.

Pro pochopení hlubších principů spintroniky je třeba si osvojit znalost základních myšlenek, pojmů a veličin užívaných v teorii magnetismu, kterým jsem věnoval celou první kapitolu. Dále se budu zabývat přiblížením pojmu magnetorezistence a jejím druhům, metodami přípravy vzorků, metodami měření, využitím magnetických multivrstev a samotným měřením.

1 ZÁKLADY MAGNETISMU

1.1 Elektron v atomu

V roce 1924 vyřkl Louis de Broglie hypotézu, že pokud se světlo může projevovat jako částice, tak i částice se může projevovat jako vlna s vlnovou délkou

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad (1.1)$$

kde h je Planckova konstanta a p je hybnost částice. Vztah pro de Brogliovu vlnovou délku v kombinaci s postulátem Nielse Bohra, že moment hybnosti elektronu vázaného v atomu je kvantován v násobcích redukované Planckovy konstanty¹ \hbar , $|\vec{r} \times \vec{p}| = n\hbar$, vedl k myšlence, že dovolené orbity elektronu v atomu jsou stacionární stavy s celým násobkem de Brogliho vlnových délek. Pro pochopení magnetismu musíme použít kvantovou mechaniku. Ve Schrödingerově přístupu je stav elektronu reprezentován komplexní vlnovou funkcí $\Psi(\vec{r}, t)$, jejíž fyzikální význam je takový, že² $\Psi^*(\vec{r}, t)\Psi(\vec{r}, t)dV$ udává hustotu pravděpodobnosti nalezení elektronu v objemu dV . Základním vztahem je bezčasová Schrödingerova rovnice³

$$\hat{H}\psi = \varepsilon\psi \quad (1.2)$$

a jejím řešením jsou vlastní vektory $\psi_i(\vec{r})$ a vlastní hodnoty ε_i , které mají význam energetických hladin.

Časovou závislost stavu udává časová Schrödingerova rovnice

$$\hat{H}\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}. \quad (1.3)$$

Pro vlastní hodnoty energie jsou řešení ve tvaru $\Psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r})e^{-i\varepsilon t/\hbar}$ a určují vývoj vlnové funkce [2].

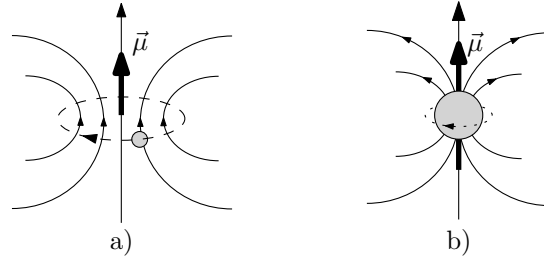
1.2 Magnetické vlastnosti elektronu

Magnetismus je neoddělitelně spojen s momentem hybnosti elementárních částic, který je dvou druhů - orbitální a spinový. Kvantová teorie magnetismu tedy musí být blízce spojena s kvantováním momentu hybnosti. Protony, neutrony a elektrony mají vnitřní moment hybnosti, spin, o velikosti $\frac{1}{2}\hbar$. Jaderné spinové momenty hybnosti způsobují mnohem menší magnetické momenty než elektrony z důvodu jejich mnohem větší hmotnosti $\sim 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg a můžeme je v praxi zanedbat. Elektrony jsou hlavním zdrojem magnetických dipólových momentů v pevných látkách [2].

¹ $\hbar = h/2\pi = 1,0546 \cdot 10^{-34}$ Js.

² Ψ^* značí komplexní sdružení Ψ .

³ \hat{H} je Hamiltonův operátor.



Obr. 1.1: Magnetické momenty spojené s (a) orbitálním a (b) spinovým momentem hybnosti elektronu.

1.2.1 Orbitální moment hybnosti

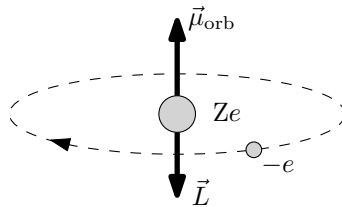
Orbitální moment hybnosti můžeme vysvětlit pomocí Bohrova modelu atomu, kde elektrony rotují kolem jádra s nábojem Ze po kruhových drahách pod vlivem coulombovského potenciálu $\varphi_e = -Ze/4\pi\epsilon_0 r$. Rotující elektron si lze představit jako proudovou smyčku, kde směr proudu je opačný ke směru pohybu elektronu z důvodu záporného náboje. Jestliže je rychlost elektronu v , perioda oběhu je $T = 2\pi r/v$ a ekvivalentní proud je⁴ $I = -e/T$. Magnetický dipólový moment spojený s proudovou smyčkou je $\mu_{\text{orb}} = IS$, což lze zapsat jako $-\frac{1}{2}e\vec{r} \times \vec{v}$, kde vektorový součin určuje směr $\vec{\mu}_{\text{orb}}$. Vyjádřeno pomocí momentu hybnosti $\vec{L} = m_e\vec{r} \times \vec{v}$, orbitální magnetický dipólový moment je

$$\vec{\mu}_{\text{orb}} = -\frac{e}{2m_e}\vec{L}. \quad (1.4)$$

Konstanta úměrnosti $-\frac{e}{2m_e}$ je známá jako gyromagnetický poměr. Znaménko mínus značí opačnou orientaci \vec{L} a $\vec{\mu}_{\text{orb}}$ z důvodu záporného náboje.

Velikost orbitálního momentu hybnosti je kvantována podle orbitálního kvantového čísla $\ell = 0, 1, 2, \dots, n - 1$ dle vztahu

$$L = \hbar\sqrt{\ell(\ell + 1)}. \quad (1.5)$$



Obr. 1.2: Bohrovův model atomu. Elektron se pohybuje po kruhové dráze, moment hybnosti \vec{L} a magnetický dipólový moment $\vec{\mu}_{\text{orb}}$ jsou opačně orientovány.

⁴Symbol e značí kladný elementární náboj.

Orbitální magnetický dipólový moment je kvantován v násobcích \hbar tak, že jedna zvolená komponenta $\vec{\mu}_{\text{orb}}$, obvykle ve směru osy z , je rovna

$$\mu_{\text{orb},z} = -\frac{e}{2m_e} m_\ell \hbar, \quad \text{kde } m_\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell, \quad (1.6)$$

je orbitální magnetické kvantové číslo. Jednotka magnetismu elektronu je Bohrov magneton, definovaný jako

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_{\text{orb}}} = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2. \quad (1.7)$$

Rovnice (1.4) se dá alternativně vyjádřit v násobcích g -faktoru, který je definovaný pomocí poměru velikosti magnetického momentu v jednotkách μ_B a velikosti momentu hybnosti v jednotkách \hbar :

$$\frac{|\vec{\mu}|}{\mu_B} = g \frac{|\vec{L}|}{\hbar}, \quad (1.8)$$

kde g -faktor orbitálního momentu hybnosti je přesně roven 1 [2, 3].

1.2.2 Spinový moment hybnosti

Elektron má vnitřní moment hybnosti \vec{S} s kvantovým číslem $s = \frac{1}{2}$. S ním je spojený vnitřní magnetický dipólový moment, který může zaujmout pouze jeden ze dvou diskretních orientací vůči magnetickému poli. Tento záhadný vnitřní moment je důsledek relativistické kvantové mechaniky. Ukázalo se, že magnetický spinový moment elektronu nemá velikost poloviny, ale téměř přesně celého Bohrova magnetonu μ_B . Gyromagnetický poměr je $-e/m_e$ a g -faktor⁵ blízko číslu 2 [2].

$$\vec{\mu}_s = -\frac{e}{m_e} \vec{S} \quad (1.9)$$

Velikost spinového momentu hybnosti je kvantována podle spinového kvantového čísla $s = \frac{1}{2}$ dle vztahu

$$S = \hbar \sqrt{s(s+1)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar. \quad (1.10)$$

Spinové magnetické kvantové číslo je $m_s = \pm \frac{1}{2}$, takže existují pouze dva přípustné stavy spinu podél zvolené osy z [2, 3]:

$$\mu_{s,z} = -g m_s \mu_B = -\frac{e}{m_e} m_s \hbar. \quad (1.11)$$

Často se spin elektronu vyjadřuje označením nahoru \uparrow a dolů \downarrow . Pokud hovoříme o elektronu se spinem \uparrow , znamená to, že jeho magnetický moment je ve směru kladné

⁵Přesněji $g = 2,0023193043622$.

osy z a kvůli zápornému znaménku v rovnici (1.11) mu náleží spinové kvantové číslo $m_s = -\frac{1}{2}$. Naopak elektron se spinem \downarrow má magnetický moment orientovaný v záporném směru osy z a náleží mu spinové kvantové číslo⁶ $m_s = +\frac{1}{2}$.

Stav elektronu lze vyjádřit pomocí vlnové funkce jako superpozici spinů. V Dirackově symbolice

$$|\Psi\rangle = \alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle, \quad (1.12)$$

kde koeficienty α a β jsou amplitudy pravděpodobnosti daného stavu, pro znormovanou vlnovou funkci platí vztah $\alpha^2 + \beta^2 = 1$.

1.2.3 Spin-orbitální interakce

Orbitální a spinový moment hybnosti lze vektorově složit v celkový moment hybnosti elektronu

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}. \quad (1.13)$$

Velikost celkového momentu hybnosti je kvantována podle kvantového čísla j , které je rovno $|\ell - 1/2|$ nebo $\ell + 1/2$, a platí vztah

$$J = \hbar\sqrt{j(j+1)}. \quad (1.14)$$

Vektorově složit lze také orbitální (1.4) a spinový (1.9) magnetický moment podle vztahu

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_{\text{orb}} + \vec{\mu}_s = -\frac{e}{2m_e}\vec{L} - 2\left(\frac{e}{2m_e}\right)\vec{S}. \quad (1.15)$$

Celkový moment můžeme vyjádřit pomocí vektoru celkového momentu hybnosti \vec{J} takto:

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2m_e}g_j\vec{J}, \quad (1.16)$$

kde g_j je Landého faktor, který musí být poněkud složitěji vyjádřen, jelikož spinový moment má dle rovnice (1.15) dvojnásobný příspěvek k magnetickému momentu než orbitální:

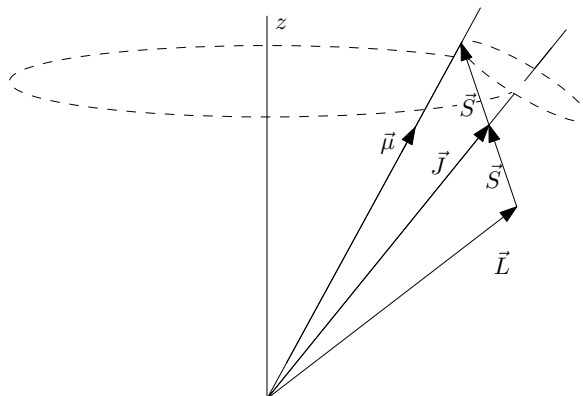
$$g_j = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (1.17)$$

Komponenta magnetického momentu ve zvoleném směru osy z je kvantována podle kvantového čísla m_j [2, 3]

$$\mu_z = -\frac{e}{2m_e}g_jm_j\hbar, \quad \text{kde } m_j = \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}, \dots, \pm j. \quad (1.18)$$

Situaci si lze představit podle obrázku 1.3 tak, že vektor celkového magnetického momentu $\vec{\mu}$ koná rychlý precesní pohyb kolem vektoru \vec{J} a časově průměrná hodnota magnetického momentu koná precesní pohyb kolem osy z [2].

⁶Některé zdroje používají opačné značení, kdy spinu \uparrow náleží spinové kvantové číslo $m_s = +1/2$ a naopak. Kvůli zápornému náboji elektronu je poté magnetický moment orientovaný v záporném směru osy z . Toto značení je dle mého názoru méně intuitivní.



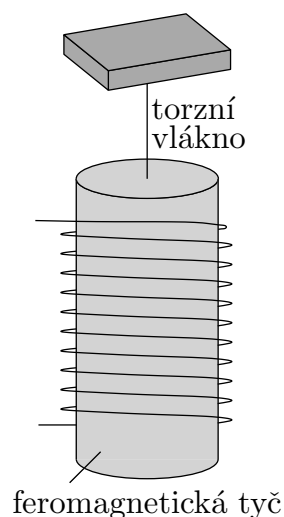
Obr. 1.3: Ilustrace spin-orbitální interakce.

1.3 Magnetismus elektronů v pevných látkách

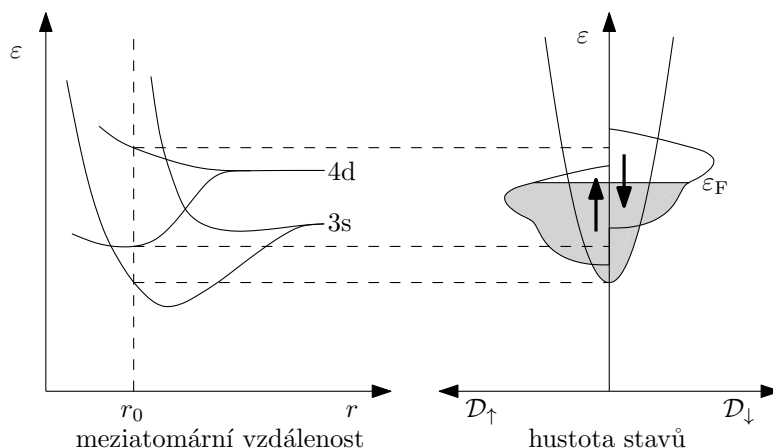
Předchozí odstavce se zabývaly magnetickými vlastnostmi látek v atomárním stavu. Situace se značně změní, když atomy vytvoří krystalickou strukturu pevné látky, uvedu příklad železa. V atomu železa o elektronové konfiguraci $(\text{Ar})3d^64s^2$ jsou v 3d orbitalu 4 nepárové elektrony a celkový spinový magnetický moment je tedy $4\mu_B$.

Obrázek 1.5 ukazuje, jak se mění hustota stavů elektronů železa v závislosti na vzdálenosti atomů v krystalické struktuře. Elektronový pás 4s se výrazně roztáhne, zatím co pás 3d zůstane podstatně užší. To vede k přesunu elektronů z 4s orbitalu do 3d a elektronová konfigurace je poté zhruba $(\text{Ar})3d^{7,4}4s^{0,6}$. Orbital 3d je rozštěpený v důsledku rozdílné energie elektronů se spinem \uparrow a \downarrow .

Spárované $\uparrow\downarrow$ elektrony ve vnitřních slupkách mají výsledný magnetický moment nulový a příspěvek 4s orbitalu k magnetickému momentu železa je malý. Elektronová konfigurace v 3d orbitalu je $3d^{\uparrow 4,8}3d^{\downarrow 2,6}$, což znamená, že na jeden atom železa v krystalu připadá 2,2 nepárových elektronů a na jeden atom připadá výsledný magnetický moment $2,2\mu_B$. Tento moment lze změřit pomocí experimentu navrženém Einsteinem a de Hassem (obr. 1.4), poprvé realizovaným v roce 1917. Experiment především dokazuje souvislost momentu hybnosti a magnetického dipólového momentu. Když železný váleček volně vložený v cívice zavěsíme na torzní vláčko a skokově změním směr proudu v cívice, váleček se začne otáčet. Ze znalosti tuhosti vlákna a hustoty elektronů lze vypočítat magnetický moment připadající na 1 atom [2].



Obr. 1.4: Ilustrace Einsteinova-de Haasova experimentu.



Obr. 1.5: Vliv meziatomární vzdálenosti na šířku energiových pásů. Symbol r_0 značí meziatomární vzdálenost v krystalu železa. Pásky jsou zaplněny po Fermiho energii ϵ_F . Jelikož je 4d orbital rozštěpený, v látce je přebytek elektronů se spinem \uparrow a výsledný magnetický moment je velký [2].

Pro použití v dalších kapitolách je vhodné definovat následující veličiny: Stupeň zmagetování látky v elementu o objemu ΔV je charakterizován vektorem magnetizace \vec{M} , definovaným vztahem

$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{\mu}_i}{\Delta V}, \quad (1.19)$$

kde $\sum \vec{\mu}_i$ je součet magnetických momentů v elementu objemu ΔV . Magnetickou indukci \vec{B} poté můžeme vyjádřit pomocí vektoru magnetické indukce \vec{H} a vektoru magnetizace \vec{M} jako

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}). \quad (1.20)$$

Magnetizace \vec{M} v lineárních magnetikách závisí na magnetické intenzitě \vec{H} vztahem

$$\vec{M} = \chi \vec{H}. \quad (1.21)$$

Velčinu χ nazýváme magnetická susceptibilita. Dosazení rovnice (1.21) do rovnice (1.20) vede ke vztahu

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} \quad (1.22)$$

a závorka $(1 + \chi)$ se dá označit jako relativní permeabilita μ_r [4, 5].

1.4 Diamagnetismus a paramagnetismus

Diamagnetismus je základní jev, který se projevuje ve všech látkách a oslabuje vnější magnetické pole. Pro vysvětlení použijí klasickou představu pohybu elektronu v atomu po kruhových drahách, které si lze představit jako proudové smyčky.

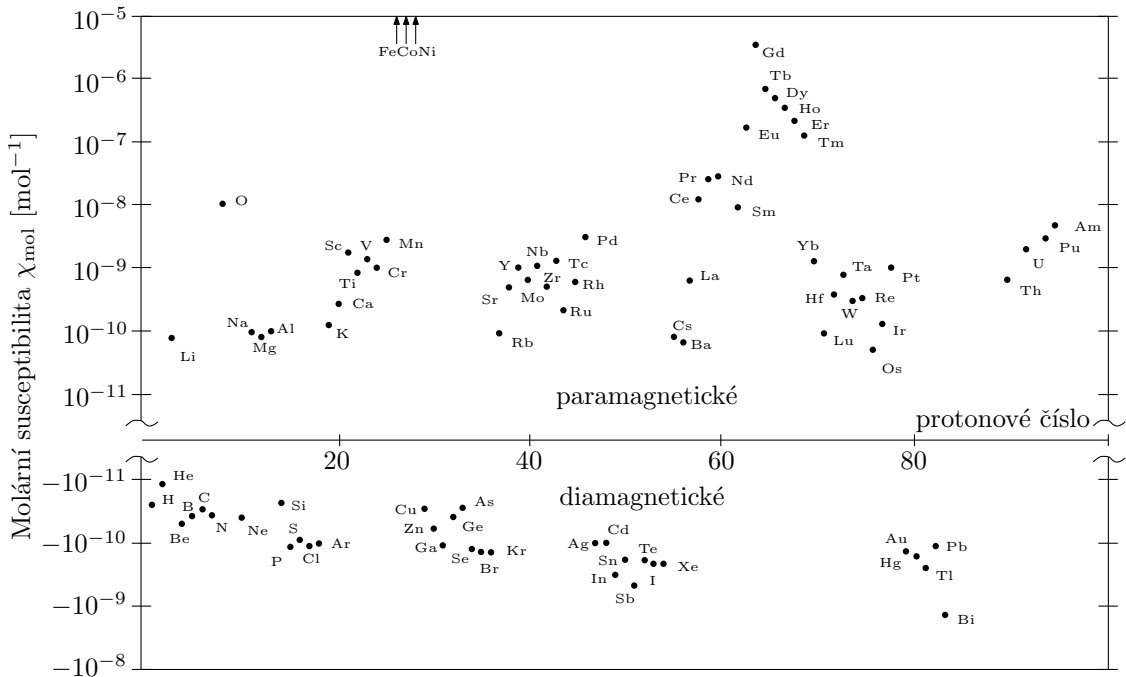
Působení magnetického pole na proudovou smyčku indukuje magnetický moment orientovaný proti směru vnějšího magnetického pole. Toto lze vyjádřit magnetickou susceptibilitou $\chi < 0$. Diamagnetická susceptibilita nezávisí na teplotě. Látky, pro které je diamagnetismus zároveň jev výsledný, se nazývají *diamagnetické* [4].

Pokud uvažujeme o látce s nenulovými magnetickými momenty atomů a nízkou kladnou susceptibilitou χ , jedná se o látku *paramagnetickou*. Bez působení vnějšího magnetického pole jsou magnetické momenty jednotlivých atomů uspořádány chaoticky a výsledný magnetický moment je roven nule - látka má nulovou magnetizaci \vec{M} . Vliv vnějšího magnetického pole \vec{B} působí na každý atom a otáčivý moment $\vec{\mu} \times \vec{B}$ stáčí elementární magnetické momenty do směru vnějšího magnetického pole. Chaotický tepelný pohyb snižuje uspořádanost magnetických momentů a látka se nachází v dynamické rovnováze, ve kterém má nenulovou magnetizaci \vec{M} ve směru vnějšího magnetického pole \vec{B} . Teplotní závislost susceptibility je dána Curieho zákonem [4, 5]

$$\chi = \frac{C}{T}, \quad (1.23)$$

kde C je Curieova konstanta⁷ a T je absolutní teplota. Zmagnetování látky je s rostoucí teplotou obtížnější [4].

Na obr. 1.6 je znázorněna susceptibilita většiny prvků periodické soustavy.



Obr. 1.6: Susceptibilita látek. Data získána z [2].

⁷ $C = n\mu_0\mu_B^2/k_B$, n je počet atomů v objemové jednotce.

1.5 Feromagnetismus

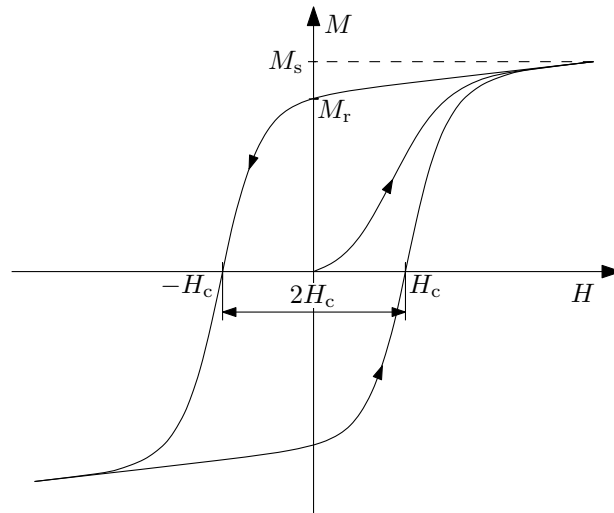
Z hlediska magnetických vlastností je nejzajímavější *feromagnetismus* - třetí skupina látek, jejíž zástupci leží mimo rozsah obr. 1.6. Jsou to železo, kobalt a nikl, případně některé jejich slitiny (např. NiFe⁸, NdFeB nebo SmCo). Vyznačují se zejména vysokou susceptibilitou $\chi \sim 10^3$ způsobenou velkým množstvím nepárových elektronů v 3d orbitalech atomů [4].

Již při malých polích se magnetické momenty celých skupin atomů, tzv. domén, souhlasně orientují, celková magnetizace \vec{M} je dána vektorovým součtem magnetických momentů všech domén. Feromagnetismus souvisí s krystalickou stavbou látky, není jen projev samotných atomů, jak bylo na příkladu předvedeno v sekci 1.3 [2, 4]. Další zásadní vlastnosti feromagnetických látek jsou vysvětleny níže.

1.5.1 Hystereze

Pro diamagnetika a paramagnetika platí přímá úměra mezi magnetickou intenzitou \vec{H} a magnetizací \vec{M} . Pro feromagnetika přímá úměra neplatí. Tuto nejednoznačnou závislost nazýváme *hystereze*. Typická magnetizační křivka je na obr. 1.7.

Křivka začínající v nulovém bodě platí pro stav, kdy má látka nulovou počáteční magnetizaci. Při dostatečném zvýšení magnetické intenzity vnějšího pole dojde k natočení všech magnetických momentů do směru \vec{H} a velikost magnetizace dosáhne maximální saturační hodnoty M_s . Při následném snižování H klesá magnetizace po křivce ve směru šipky, hodnota M v místě nulového H značí remanentní magnetizaci M_r , tj. zbytková magnetizace vzorku při nulovém vnějším poli H . Hodnota H



Obr. 1.7: Typická hysterezní křivka feromagnetického materiálu.

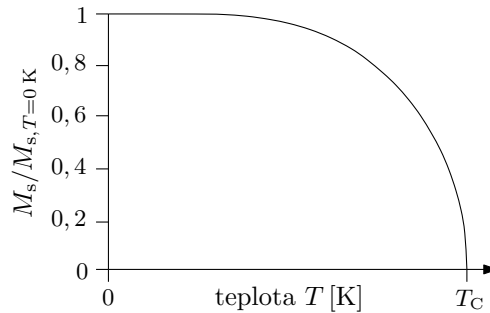
⁸Slitina NiFe se nazývá permalloy.

v místě nulové magnetizace M se nazývá koercitivita H_c . Je to intenzita vnějšího magnetického pole potřebná k redukci magnetizace vzorku na nulu [4, 5].

1.5.2 Curieova teplota

Tepelný pohyb atomů narušuje uspořádanost magnetických momentů ve struktuře látky a velikost magnetizace v saturaci M_s s rostoucí teplotou klesá, jak je znázorněno na obr. 1.8. Látka ohřátá na teplotu T větší než Curieova teplota T_C ztratí feromagnetické vlastnosti a stane se paramagnetickou. Závislost susceptibility na teplotě je známá jako Weissův zákon [2, 4]

$$\chi = \frac{C}{T - T_C}. \quad (1.24)$$



Obr. 1.8: Vliv teploty na magnetizaci feromagnetické látky v saturaci M_s . Při $T = 0$ K dosahuje magnetizace nejvyšší hodnoty. Při teplotě $T > T_C$ látka ztrácí schopnost magnetizace a stává se paramagnetickou.

1.5.3 Anizotropie

V látce vykazující magnetickou anizotropii nalezneme fixní směry, do kterých se jednotlivé magnetické momenty přirozeně stáčí. Těmto směrům říkáme *osy snadné magnetizace*. Míru anizotropie je možné vyjádřit pomocí energie definované

$$E_a = K_u \sin^2 \theta \quad [\text{Jm}^{-3}], \quad (1.25)$$

kde K_u je konstanta anizotropie prvního řádu a θ značí úhel mezi magnetizací \vec{M} a vnějším magnetickým polem \vec{H} . Toto platí pro případ uniaxiální anizotropie⁹. Pro látky s více osami snadné magnetizace je vztah komplikovanější. Typické hodnoty K_u jsou v rozmezí od cca 1 kJm⁻³ do cca 20 MJm⁻³ [2].

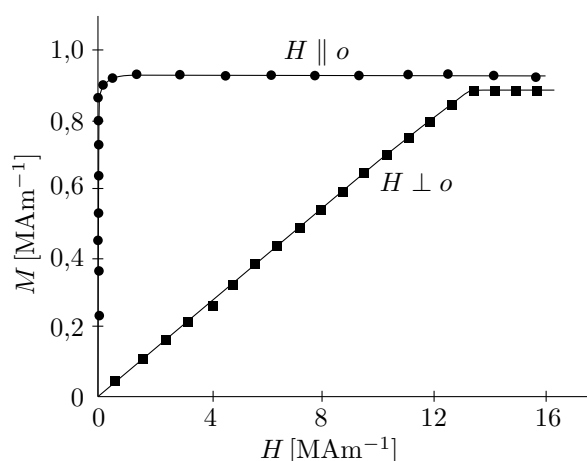
⁹Látka s uniaxiální anizotropií má pouze jednu osu snadné magnetizace.

Anizotropie může být těchto typů:

- **Magnetokrystalická**

Ochota látky podstoupit magnetizaci je odlišná pro magnetické pole aplikované podél různých krystalografických směrů. Magnetokrystalická anizotropie odráží symetrie krystalu. Toto je způsobeno spin-orbitální interakcí a meziatomární dipól-dipólovou interakcí.

Železo má osy snadné magnetizace (celkem 3) podél hran elementární buňky $\langle 100 \rangle$ a osy obtížné magnetizace ve směrech úhlopříček $\langle 111 \rangle$. Pro nikl je to naopak, osy snadné magnetizace jsou ve směrech diagonál. Kobalt má pouze jednu osu snadné magnetizace ve směru hexagonální osy [2]. Příklad magnetizačních křivek uniaxiální látky YCo_5 pro snadnou a obtížnou osu můžeme vidět na obr. 1.9. V ose obtížné magnetizace se výrazně redukuje koercitivita H_c , v případě dokonalého monokrystalu je rovna nule.



Obr. 1.9: Magnetizace krystalu YCo_5 ve směru rovnoběžném (označeno $H \parallel o$) resp. kolmém (označeno $H \perp o$) se směrem osy snadné magnetizace. Data získána z [2].

- **Tvarová**

Výsledné uspořádání magnetických momentů v látce je energeticky výhodné podél delší hrany vzorku. Každý systém má tendenci zaujmout stav s co nejmenší energií, a proto může vzniknout osa snadné magnetizace vycházející pouze z geometrie. Směr snadné osy tvarové anizotropie budu značit o_{tvar} .

- **Indukovaná**

Anizotropii je možné naindukovat depozicí v magnetickém poli nebo ochlazením v magnetickém poli z dostatečně vysoké teploty, při které dojde k přeuspořádání krystalové struktury. Směr snadné osy indukované anizotropie budu značit o_{ind} .

1.6 Antiferomagnetismus

Antiferomagnetismus je zvláštní uspořádání krystalové struktury. Krystalová mřížka je rozdělená na dvě nebo i více atomárních podstruktur, které jsou orientované proti sobě. Spiny vedlejších atomů jsou poté rovněž uspořádané proti sobě a výsledná magnetizace je nulová. Tato forma uspořádání byla poprvé diskutována v roce 1936 Loui-sem Néelem [2]. Antiferomagnetické chování vykazují FeMn, IrMn, NiO a různé další oxidy. Z pohledu aplikací je důležitá interakce s feromagnetickou látkou zmíněná níže.

1.6.1 Néelova teplota

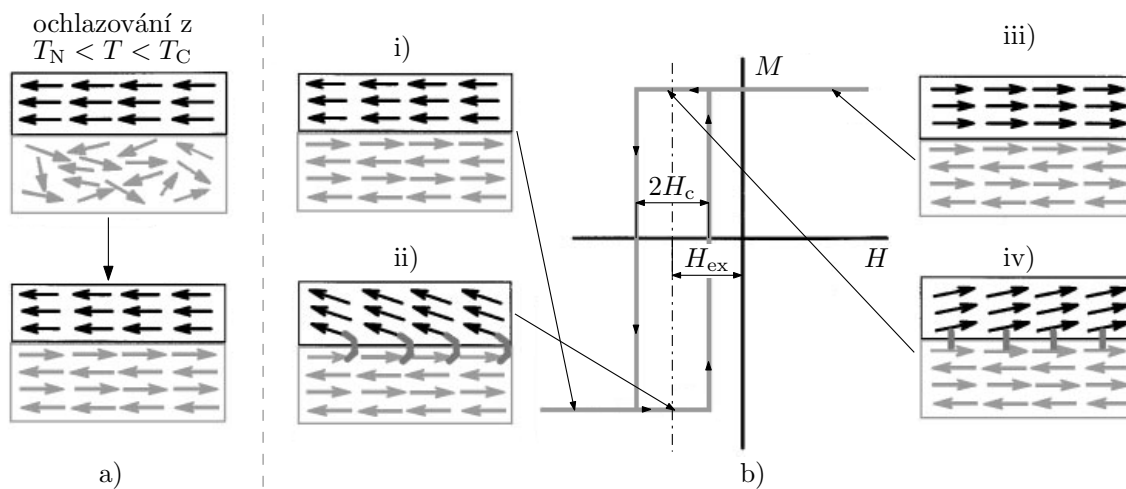
Obdobou Curieovy teploty T_C pro feromagnetické látky je Néelova teplota T_N pro antiferomagnetické látky. Při zahřátí nad teplotu T_N antiferomagnetické vlastnosti vymizí a látka se stane paramagnetickou [2].

1.6.2 Antiferomagnetická interakce

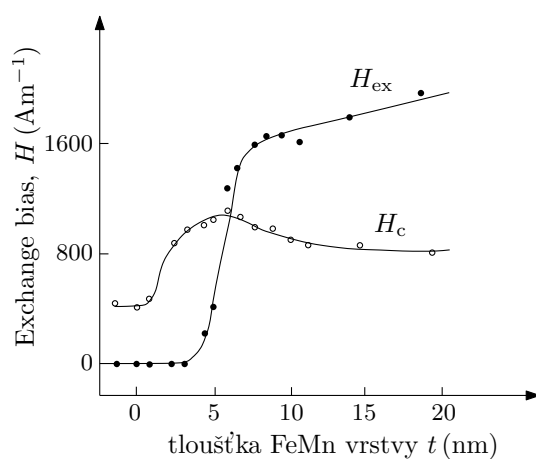
V dvojvrstvě feromagnet-antiferomagnet lze naindukovat interakce, která se nazývá *exchange bias*. Za tímto termínem, který nemá český ekvivalent, stojí jev, kdy antiferomagnetická vrstva váže spiny feromagnetické vrstvy do jednoho fixního směru a dochází k vychýlení hysterezní smyčky, jak je znázorněno na obr. 1.10:

- i) Pokud na dvojvrstvu antiferomagnetikum-feromagnetikum působíme magnetickým polem $|H| > H_{\text{ex}} + H_c$ v záporném směru zvolené osy, feromagnetická vrstva se saturuje (význam H_c pro běžnou hysterezní křivku feromagnetika je znázorněn také na obr. 1.7).
- ii) Při změně magnetického pole ve směru šipky začne antiferomagnetická vrstva stáčet magnetické momenty feromagnetické vrstvy.
- iii) K úplnému přetočení magnetických momentů feromagnetické vrstvy dojde při aplikaci magnetického pole mnohem menšího než v příkladě klasické hystereze z obr. 1.7.
- iv) Interakce zabraňuje přetočení při zpětné změně vnějšího magnetického pole [7].

Velikost vychýlení hysterezní smyčky H_{ex} v dvouvrstvě NiFe/FeMn v závislosti na tloušťce FeMn antiferomagnetické vrstvy je znázorněna na obr. 1.11.



Obr. 1.10: a) Indukce exchange-bias interakce. b) Znáornění hysterze antiferomagneticky vázané vrstvy. Adaptováno z [7].



Obr. 1.11: Závislost velikosti H_{ex} pole a koercitivního H_c pole na tloušťce antiferomagnetické FeMn vrstvy. Data získána z [2].

2 MAGNETOREZISTENCE

Magnetorezistence (MR) je změna odporu R vyvolaná vnějším magnetickým polem H . Kvantitativně je definovaná jako

$$\text{MR} = \frac{R - R_{\text{sat}}}{R_{\text{sat}}}, \quad (2.1)$$

kde R_{sat} je odpor v saturaci. Některé zdroje používají v definici místo R_{sat} odpor při nulovém poli R_0 . Tato varianta ovšem není preferovaná z důvodu špatné definovanosti odporu R_0 , který může obsahovat historii vzorku. Naopak odpor při saturaci R_{sat} je snadno reprodukovatelný.

V magnetických látkách se na vodivosti podílejí nejčastěji s , d a hybridizované sd elektrony [6]. Osu z zavedeme ve směru lokální magnetizace a elektrony můžeme rozdělit podle orientace spinu na elektrony paralelní se směrem magnetizace \uparrow a antiparalelní ke směru magnetizace \downarrow . V důsledku interakce vodivostních elektronů a elektronů zodpovědných za zmagnetování látky nejsou amplitudy pravděpodobnosti stavů se spinem \uparrow a \downarrow totožné, dochází ke *spinové polarizaci* [6]. S využitím amplitud pravděpodobnosti z rovnice (1.12) můžeme zavést parametr spinové polarizace definovaný

$$P = \frac{\alpha^2 - \beta^2}{\alpha^2 + \beta^2}, \quad (2.2)$$

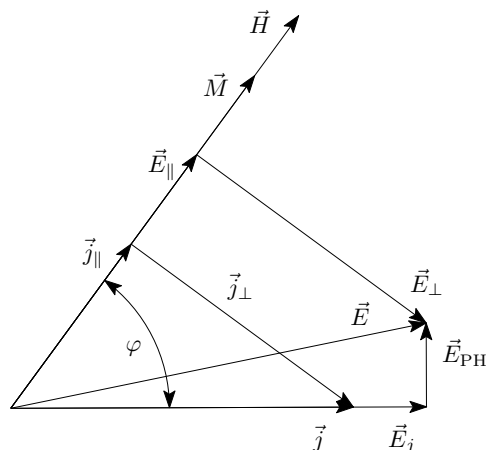
kde α^2 resp. β^2 jsou hustoty stavů elektronů se spinem \uparrow resp. \downarrow . Pro normované amplitudy pravděpodobnosti je jmenovatel roven 1.

2.1 Anizotropní magnetorezistence

Odpor feromagnetických látek závisí na směru magnetizace \vec{M} a směru proudové hustoty \vec{j} . Tohoto si jako první všiml lord Kelvin v roce 1856, kdy zjistil zvýšení odporu železa pro magnetické pole orientované stejným směrem jako proud, oproti nižšímu odporu při konfiguraci magnetického pole kolmo na směr proudu. Poté opakoval experiment s niklem, pro který změřil stejný efekt s větší amplitudou. Tento jev byl nazván anizotropní magnetorezistence (AMR) [8].

Rezistivitu způsobenou jevem AMR lze kvantitativně odvodit z planárního Hallova jevu¹ (PHE). V saturovaném vzorku je směr vnějšího magnetického pole \vec{H} rovnoběžný se směrem magnetizace \vec{M} . Přiložením elektrického pole \vec{E} začne vzorkem protékat proud, jehož proudová hustota \vec{j} obecně není paralelní s \vec{E} (znázorněno na obr. 2.1).

¹V planárním Hallově jevu je aplikované magnetické pole rovnoběžné s rovinou tenké vrstvy.



Obr. 2.1: Znázornění planárního Hallova jevu.

Vektory proudové hustoty a elektrického pole lze vyjádřit ve složkách rovnoběžných a kolmých na magnetické pole:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_{\parallel} + \vec{E}_{\perp}, & \vec{j} &= \vec{j}_{\parallel} + \vec{j}_{\perp}, \\ j_{\parallel} &= j \cos \varphi, & j_{\perp} &= j \sin \varphi. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Vztah mezi nimi lze vyjádřit pomocí rezistivity rovnoběžné a kolmé k vektoru magnetizace:

$$E_{\parallel} = \varrho_{\parallel} j_{\parallel} \quad \text{a} \quad E_{\perp} = \varrho_{\perp} j_{\perp}. \quad (2.4)$$

Musíme učinit jednoduchou transformaci složek elektrického pole E_{\parallel} a E_{\perp} do směrů \parallel (značí E_j) a \perp (značí E_{PH}) s vektorem proudové hustoty \vec{j} , vyjádřenými veličinami:

$$\begin{pmatrix} E_j \\ E_{\text{PH}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ \sin \varphi & -\cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\parallel} \\ E_{\perp} \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

Dosazením rovnic (2.3) a (2.4) do (2.5) a vydělením velikostí proudové hustoty j získáme rezistivitu:

$$\varrho(\varphi) = \varrho_{\perp} + (\varrho_{\parallel} - \varrho_{\perp}) \cos^2 \varphi, \quad (2.6)$$

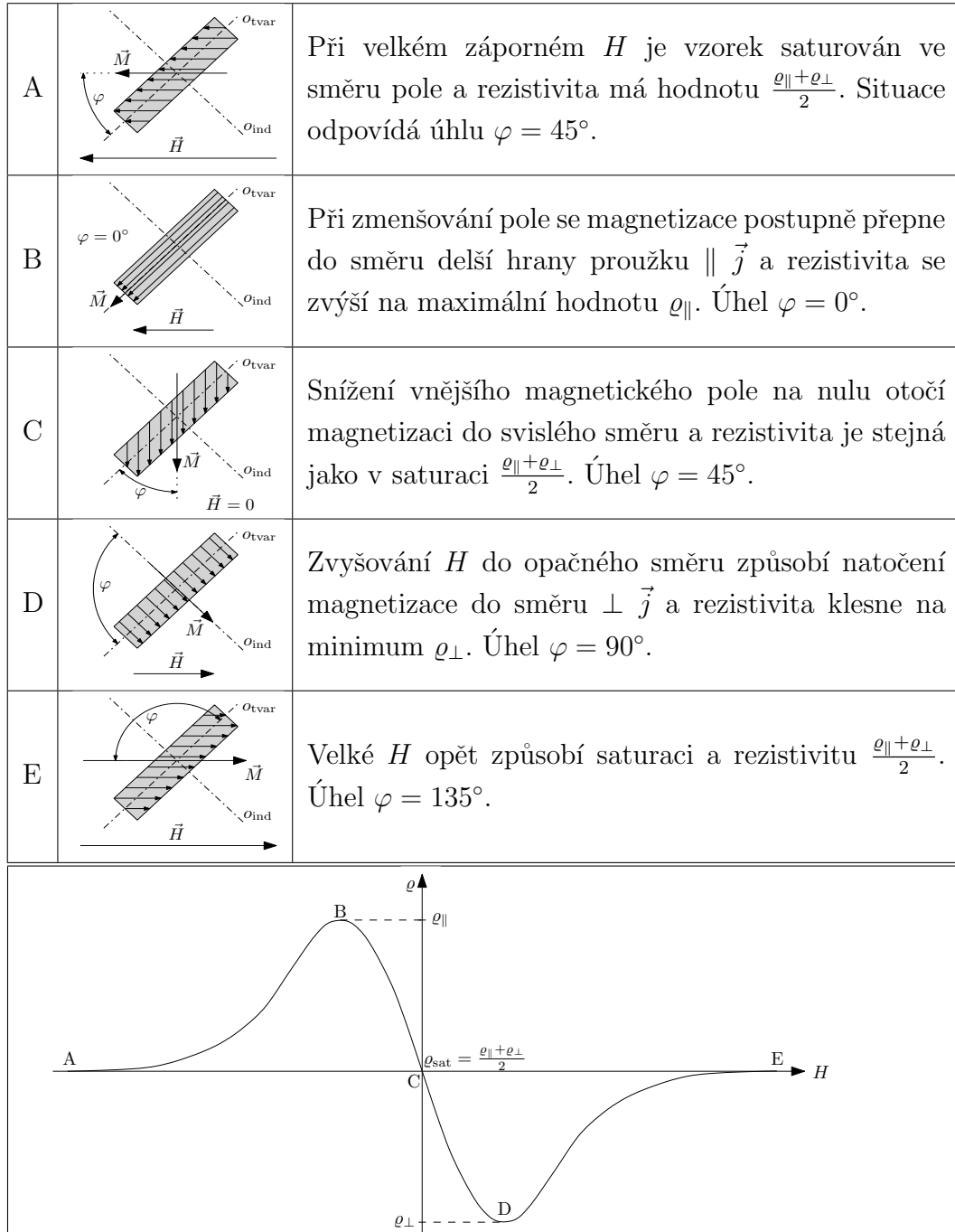
kde φ je úhel, který svírá vektor magnetizace \vec{M} a vektor proudové hustoty \vec{j} . Pokud je vektor proudové hustoty rovnoběžný s vektorem magnetizace \vec{M} , naměříme maximální rezistivitu ϱ_{\parallel} . Naopak pokud jsou vektory kolmé, naměříme minimální rezistivitu ϱ_{\perp} .

Získáme také rezistivitu ve směru kolmém k \vec{j} :

$$\varrho_{\text{PH}} = \frac{\varrho_{\parallel} - \varrho_{\perp}}{2} \sin 2\varphi. \quad (2.7)$$

Předchozí část řešila pouze souvislost rezistivity a relativního směru proudové hustoty, ale neřešila tvar reálné $\text{MR}(H)$ závislosti. Ta je nejednoznačná z důvodu hysterese a anizotropie feromagnetických materiálů zmíněných v sekcích 1.5.1 a 1.5.3.

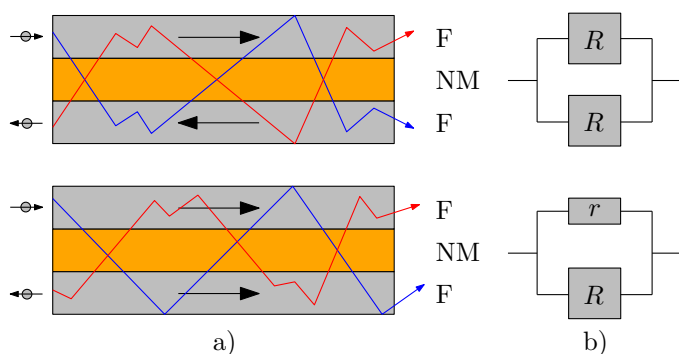
Chování hystereze je předvídatelné, způsobuje pouze posun píků. Méně předvídatelné je chování vzorků s výraznou dvojitou anizotropií (tvarovou a indukovanou). Možné chování je znázorněno v tabulce 2.1 na příkladu NiFe proužku, kde osy snadné magnetizace (tvarové a indukované) svírají úhel 90° . Pro zjednodušení zanedbávám hysterezi.



Tab. 2.1: Znázornění průběhu AMR pro NiFe proužek obsahující dvě osy snadné magnetizace o_{tvar} a o_{ind} .

2.2 Obří magnetorezistence

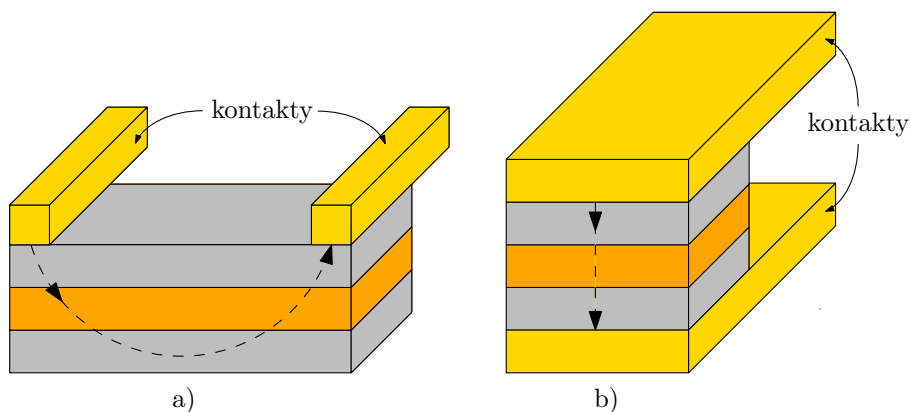
Pravděpodobnost rozptylu elektronů ve feromagnetické vrstvě, tzv. F-vrstvě, je spinově závislá, což znamená, že střední volné dráhy elektronu λ_{\uparrow} a λ_{\downarrow} jsou různé (řádově jednotky až desítky nm). Vytvoříme multivrstvu F-NM-F (NM - nemagnetický) takovou, že za předpokladu $\lambda_{\uparrow} \gg \lambda_{\downarrow}$ splňuje tloušťka F-vrstev t_F nerovnost $\lambda_{\uparrow} > t_F > \lambda_{\downarrow}$. Pokud má magnetizace \vec{M} feromagnetických vrstev stejný směr, elektrony se spinem \uparrow nejsou rozptýleny a procházejí s menším odporem r (obr. 2.2 dole). Elektrony se spinem \downarrow jsou rozptýleny a procházejí s větším odporem $R > r$. Naopak při opačném směru magnetizace \vec{M} jednotlivých vrstev jsou rozptylovány elektrony se spinem \uparrow i \downarrow a oba procházejí s velkým odporem R (obr. 2.2 nahoře). Jev vykazující závislost odporu na orientaci F-vrstev nazýváme obří magnetorezistence (giant magnetoresistance - GMR). NM-vrstvu nazýváme spacer (oddělovač, například Cu), ten má za úkol separovat F-vrstvy a zamezit vzájemné magnetické interakci. Zároveň je nežádoucí, aby spacerem tekla značná část proudu, ten totiž nepřispívá k velikosti GMR [1].



Obr. 2.2: a) Spinově závislý rozptyl elektronů v multivrstvě při jevu GMR. Výsledný odpor kladený proudem je závislý na relativní orientaci magnetizací F-vrstev. b) Analogie s rezistory, $R > r$.

Existují dvě uspořádání orientace roviny povrchu multivrstvy a směru proudové hustoty: proud v rovině vzorku (current in plane - CIP) a proud kolmý na rovinu vzorku (current perpendicular to plane - CPP), znázorněno na obr. 2.3.

Jev GMR byl objeven v roce 1988 nezávisle dvěma skupinami vedenými Albertem Fertem na Université Paris-Sud ve Francii a Peterem Grünbergem v Forschungszentrum Jülich v Německu. Oba objevitelé byli za svoji práci oceněni Nobelovou cenou v roce 2007.

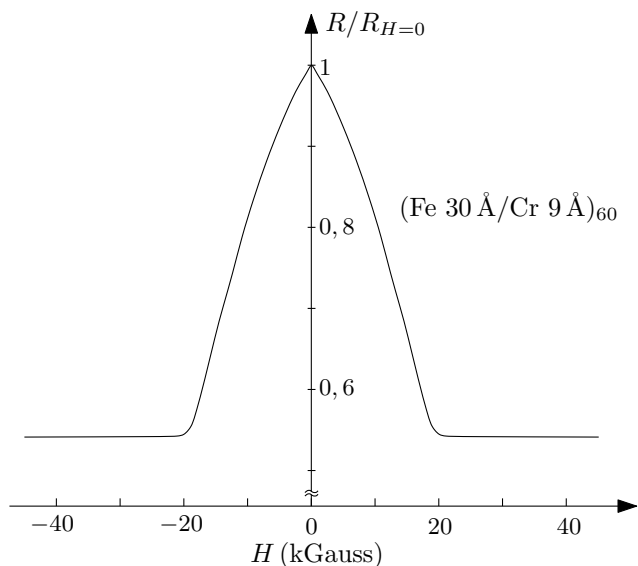


Obr. 2.3: a) uspořádání s proudem v rovině vzorku (CIP), b) uspořádání s proudem kolmým na rovinu vzorku (CPP).

2.2.1 GMR systémy

- **Antiferomagneticky vázané systémy**

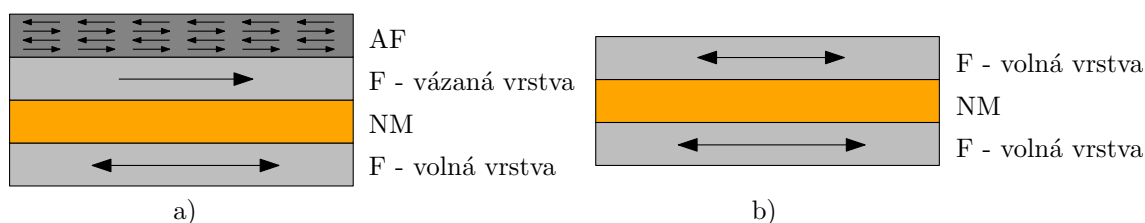
Efekt GMR byl poprvé naměřen v multivrstvách $(\text{Fe}/\text{Cr})_n$ připravené metodou MBE (n značí počet opakování vrstev Fe a Cr). Při vhodné tloušťce Cr vrstev vznikne mezi Fe a Cr antiferomagnetická interakce a při nulovém poli se systém uspořádá do antiparalelního stavu s vysokým odporem. Při zvyšování magnetického pole se uspořádání systému mění na paralelní a odpor klesá. Průběh odporu je znázorněn na obr. 2.4.



Obr. 2.4: Závislost odporu na magnetickém poli ve Fe/Cr multivrstvách. Data získána z [10].

V pozadí tohoto typu GMR stojí RKKY² interakce, která váže spiny elektronu vnitřních slupek (d a f) se spiny vodivostních elektronů. Tato interakce při určitých tloušťkách oddělovací vrstvy přechází v antiferomagnetickou, kdy je energeticky výhodnější antiparalelní uspořádání. První interpretaci jevu GMR podal Baibich a kol. [10] jako spinově závislý rozptyl vodivostních elektronů [6].

- **Spin valve** Tento systém se skládá z dvou identických F-vrstev oddělených NM spacerem, kde jedna z F-vrstev je antiferomagneticky vázaná (pomocí exchange bias interakce zmíněné v 1.6.2) a preferuje jeden daný směr magnetizace. Druhá z F-vrstev je tzv. volná a může směr magnetizace měnit. Příklad spin valvu je multivrstva NiFe/Cu/NiFe/FeMn jak je znázorněno na obr. 2.5 a).
- **Pseudo spin valve** Obdobný systém jako spin valve, chybí zde antiferomagnetická vrstva a pro dosažení antiparalelního stavu se použijí dva různé feromagnetické materiály s odlišnými koercitivitami H_c . Příklad pseudo spin valvu je multivrstva Co/Cu/NiFe, znázorněno na obr. 2.5 b). Pojmy spin valve a pseudo spin valve dále nebudu rozlišovat.



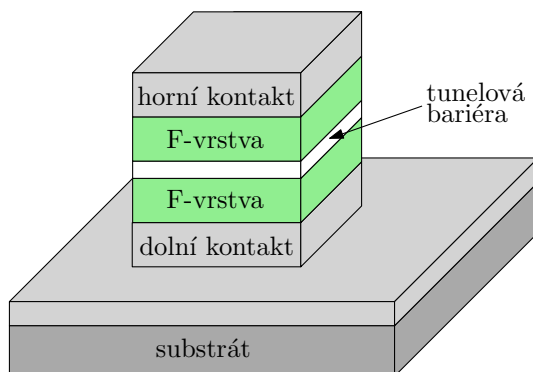
Obr. 2.5: Znázornění GMR systémů. a) spin valve složený z antiferomagneticky vázané F-vrstvy a volné F-vrstvy oddělené NM spacerem, b) pseudo spin valve složený z dvou volných F-vrstev o různých koercitivitách oddělených NM spacerem.

2.3 Tunelová magnetorezistence

Tunelová magnetorezistence (TMR) je obdobný jev jako GMR. Také se jedná o trojvrstvu, NM kovový spacer je ovšem nahrazen nevodičem (například Al_2O_3 nebo MgO), který pro elektrony představuje potenciálovou bariéru. Podle zákonů kvantové mechaniky mají elektrony nenulovou pravděpodobnost průchodu bariérou, i když k tomu nemají z hlediska klasické mechaniky potřebnou energii. Při vhodné

²Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida [2].

tloušťce tohoto spaceru $\sim 1 - 2$ nm je pravděpodobnost průchodu velká a elektrony se buď rozptylují nebo projdou systémem bez rozptylu v závislosti na relativní orientaci magnetizace F-vrstev. Průchod elektronů tunelovou bariérou je zajištěn pouze v CPP konfiguraci (obr. 2.3 b)). Systému využívajícímu jev TMR se říká magnetický tunelový článek (magnetic tunnel junction - MTJ), který je znázorněný na obr. 2.6 [1].



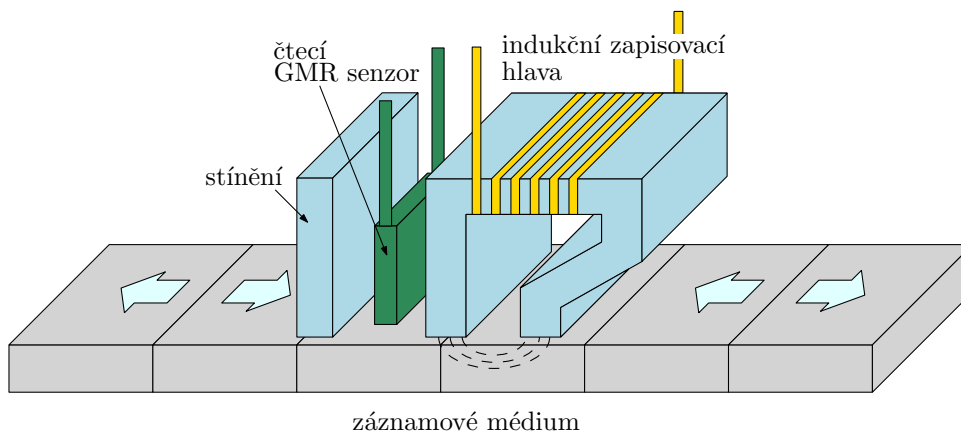
Obr. 2.6: Schéma uspořádání magnetického tunelového článku (MTJ).

3 VYUŽITÍ MAGNETICKÝCH MULTIVRSTEV

Využití magnetických multivrstev je zejména v oblasti elektrotechniky a v počítačových technologiích. Využívají se jako senzory (např. polohy, magnetického pole země nebo biosenzory). Spin valve (pojem je vysvětlený v sekci 2.2.1 a znázorněný na obr. 2.5), můžeme využít jako senzor magnetického pole, protože volná vrstva z magneticky měkkého materiálu snadno stáčí svoji magnetizaci do směru vnějšího magnetického pole a měřený odpor se mění v závislosti na relativní orientaci této volné vrstvy vůči magnetizaci tzv. vázané vrstvy. Multivrstvy mohou být také využity jako paměťová buňka, ve které paralelní resp. antiparalelní směr magnetizace jednotlivých vrstev vyjadřuje logickou hodnotu 0 resp. 1.

3.1 Čtecí hlava v pevném disku

Asi nejznámější, široce rozšířenou aplikaci jevů AMR, GMR a nejnověji TMR představují čtecí hlavy v počítačovém pevném disku (obr. 3.1). V čtecí hlavě se nachází magnetorezistivní senzor, např. spin valve jako na obr. 2.5, případně magnetický tunelový článek (MTJ) jako na obr. 2.6. Volná F-vrstva mění směr magnetizace podle směru magnetizace buňky záznamového média a tím se mění také měřený odpor. Tento způsob vyčítání stavů magnetizace je velmi citlivý a dovolil zmenšování záznamových buněk a růst kapacity pevných disků [1].



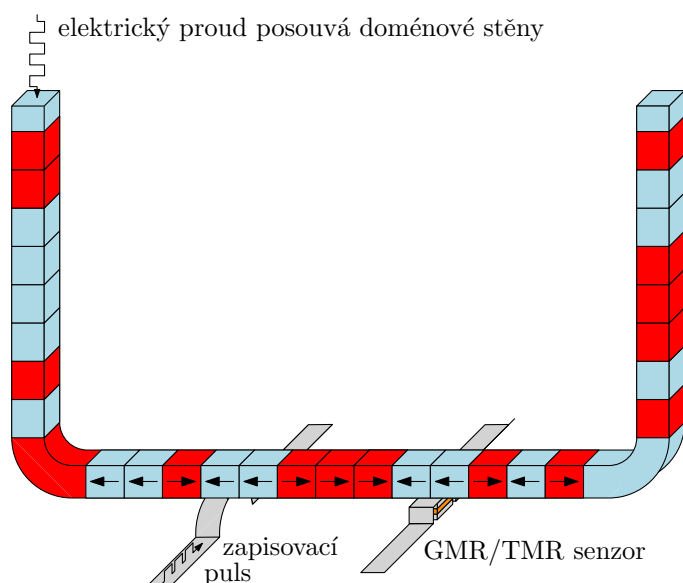
Obr. 3.1: Schéma uspořádání čtecí a zapisovací hlavy pevného disku.

3.2 Magnetická „racetrack“ paměť

Společností IBM byl vyvinutý typ paměti, které se říká racetrack (závodní dráha) [11]. Informace je uložena v nanodrátu prostřednictvím doménových stěn mezi ob-

lastmi s rozdílným směrem magnetizace (znázorněno na obr. 3.2). Spinově polarizovaný proud posouvá doménové stěny a GMR/TMR senzor vyčítá magnetizaci. O pohyb doménových stěn pojednává např. [9].

Tento typ paměti má potenciál zkombinovat nízkou cenu a kapacitu současných velkokapacitních pevných disků s rychlostí a spolehlivostí pamětí RAM v příštím desetiletí. Výhodou je také teoreticky neomezený počet zapisovacích cyklů, což je limitující faktor současných pamětí využívajících technologii flash. Absence pohyblivých částí je výhodou pro mobilní zařízení a zaručuje spolehlivost [12].

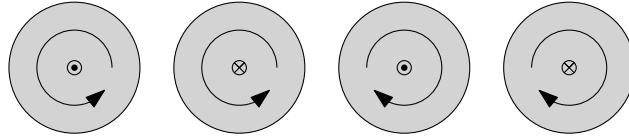


Obr. 3.2: Schéma magnetické „racetrack“ paměti. Informace je uložena v doménových stěnách, které oddělují oblasti s rozdílným směrem magnetizace. Doménové stěny v nanodrátu se mohou pohybovat pomocí elektrického proudu.

3.3 Vyčítání stavu magnetizace v magnetických vortexech

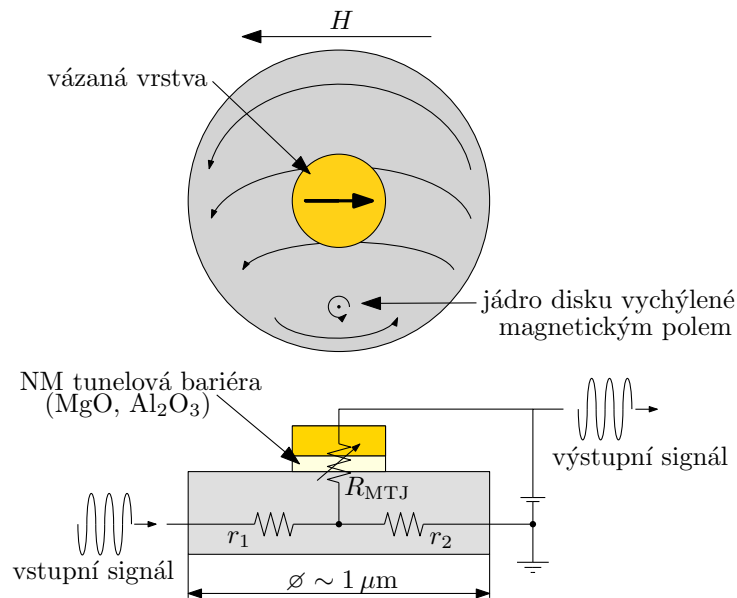
Magnetický vortex, nebo také magnetický vír, je uspořádání magnetizace, které se vyskytuje v magnetických discích a polygonech o rozměrech v řádu jednotek mikrometrů a menších. Při těchto rozměrech magnetizace zaujme stav, ve kterém se magnetické momenty stáčíjí do kruhu. Toto představuje stav s nejmenší energií. Momenty mohou být stočeny po směru nebo proti směru hodinových ručiček. Směru stáčení se říká cirkulace. Uprostřed vortexu vzniká singularita (jádro), kde magnetické momenty směřují kolmo na plochu vortexu. Opět mohou nastat dva stavy,

magnetický moment může mířit do dvou směrů kolmých na plochu vortexu. Tento směr jádra magnetického vortexu se nazývá polarita. Celkem existují čtyři stavy magnetizace vortexu znázorněné na obr. 3.3.



Obr. 3.3: Čtyři konfigurace magnetizace magnetického vortexu. Stočení magnetizace se nazývá cirkulace a orientace jádra se nazývá polarita.

V článcích [13, 14] bylo předvedeno, že stavy magnetického vortexu lze vyčítat způsobem znázorněným na obr. 3.4. Na feromagnetický disk je nanese tunelová bariéra (např. MgO nebo Al_2O_3) a na ni je umístěna vázaná feromagnetická vrstva. Vstupní elektrické pulzy, které mohou být velmi krátké (~ 1 ns), vytvářejí magnetické pole a jádro je „vytlačováno“ ze středu disku. Při působení dostatečně velkého vnějšího magnetického pole jádro na okraji disku zanikne, tzv. anihiluje. Po následném snížení magnetického pole se ve vortexu jádro opět vytvoří, je tzv. nukleováno na hraně disku a systém poté zaujme některý z jiných stavů znázorněných

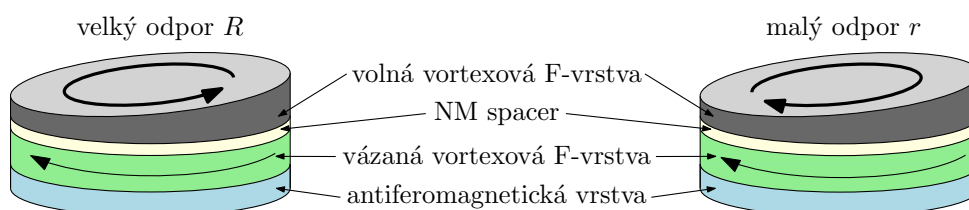


Obr. 3.4: Při aplikaci magnetického pole na vortex pomocí elektrického pulzu se vychýlí jádro vortexu ze středu a změní se odpor magnetického tunelového článku. Tímto postupem lze určit magnetizaci vortexu srovnáním vstupního a výstupního signálu [13].

na obr. 3.3. Při změnách relativní orientace magnetizace disku vůči vázané vrstvě se také mění odpor R_{MTJ} , jehož význam je zřejmý z obr. 3.4. Porovnáním vstupního a výstupního signálu lze rekonstruovat průběh přepínání vortexu.

3.4 Vortexy jako magnetická operační paměť

Magnetické vortexy lze využít jako paměťovou buňku i způsobem znázorněným na obr. 3.5. Volná vortexová vrstva klínového tvaru může definovaně změnit stav magnetizace pomocí nanosekundových pulzů, jak bylo předvedeno v [15]. Celá multivrstva poté mění měřený odpor podle relativní orientace vázané a volné vortexové vrstvy [16].

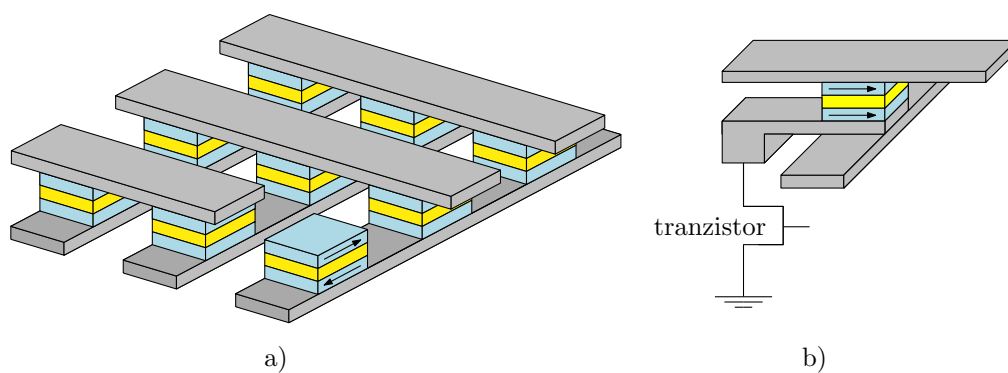


Obr. 3.5: Magnetický vortex jako paměťová buňka.

3.5 Magnetická paměť MRAM

Další vyvíjený typ magnetické paměti se skládá z pole spin valvů nebo magnetických tunelových článků, ve kterých je informace uložena v podobě směru magnetizace volné F-vrstvy. Z každé strany spin valvu nebo magnetického tunelového článku (MTJ) prochází proudové vedení, přičemž spodní a horní vodiče jsou zkřížené jako na obr. 3.6 a). K přepsání uložené informace použijeme proudové pulzy. Dostatečné magnetické pole je vytvořeno pouze v místě, kde se dva pulzy kříží a magnetizace příslušné volné vrstvy může změnit směr.

Každá buňka má svůj vlastní tranzistor, přes který probíhá čtení. Princip čtení paměti MRAM je znázorněn na obr. 3.6 b) [1, 17].

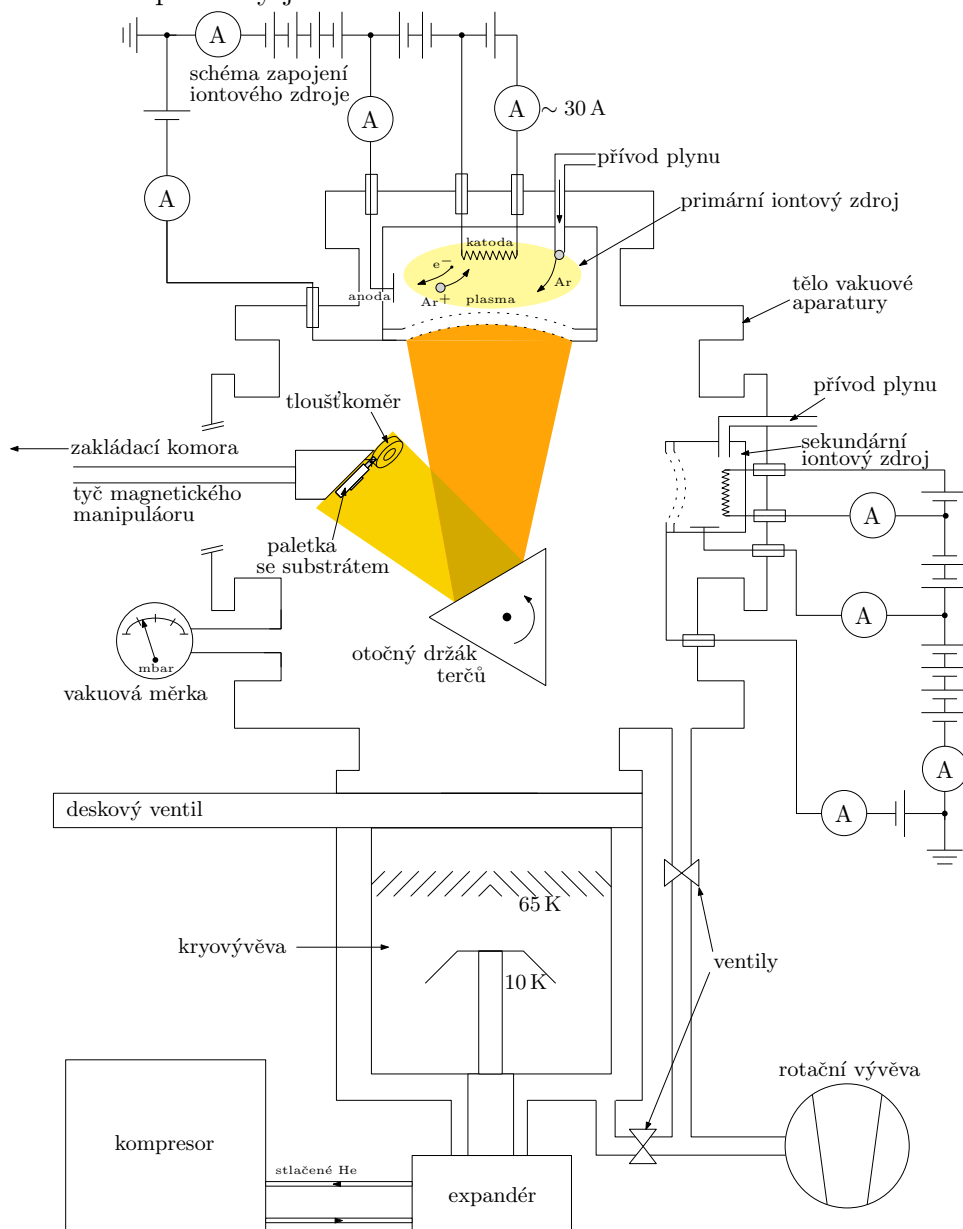


Obr. 3.6: Schématické znázornění magnetické paměti MRAM: a) kolem pole záznamových buněk, které tvoří spin valvy nebo MTJ, prochází zkřížené proudové vedení, b) znázornění čtení záznamové buňky.

4 METODY PŘÍPRAVY VZORKŮ A MĚŘENÍ

4.1 Depozice multivrstev

Magnetické vzorky byly deponovány metodou iontového naprašování¹ s možností asistované depozice pomocí sekundárního iontového svazku (IBAD²). Tuto metodu zajišťuje vysokovakuová aparatura Kaufman, která využívá dva širokosvazkové iontové zdroje. Schéma aparatury je na obr. 4.1.



Obr. 4.1: Schéma aparatury Kaufman.

¹V anglických materiálech se metoda označuje Ion Beam Sputtering (IBS).

²Ion Beam Assisted Deposition je anglický výraz pro asistovanou depozici iontovým svazkem.

Aparatura je čerpána na základní tlak $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ mbar pomocí kryovývěvy. Pro předčerpání na tlak $\sim 4 \cdot 10^{-2}$ mbar se používá rotační vývěva. Princip činnosti spočívá v rozprašování terčů z různých materiálů pomocí iontů Ar^+ o energii 600 eV, které vznikají ionizací argonu napouštěného do výbojové komory iontového zdroje při pracovním tlaku $\sim 9 \cdot 10^{-5}$ mbar. Odprášené atomy vytvoří tenkou vrstvu na substrátu. Tloušťka deponované vrstvy je měřena tloušťkoměrem STM-100.

Sekundární iontový zdroj je možno využít pro asistovanou depozici, při které je ionty Ar^+ modifikována rostoucí tenká vrstva (většinou je použita nižší energie $\sim 50 - 100$ eV). Ve zdroji je možné použít dusík, případně kyslík namísto argonu a připravovat nitridy, případně oxidy.

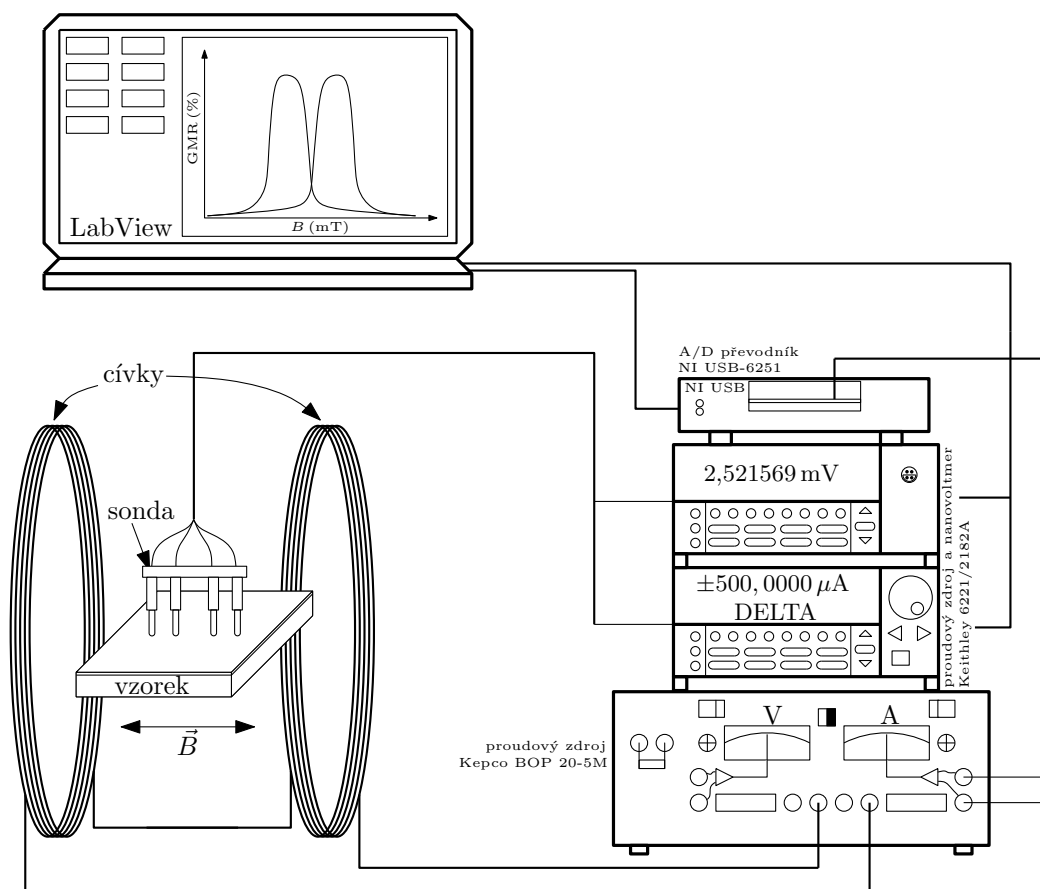
4.2 Magnetotransportní měření

Magneotransportní měření (měření magnetorezistence) byla provedena v sestavě řízené počítačem prostřednictvím vlastního algoritmu vytvořeného v prostředí Lab-View. Magnetické pole je produkováno Helmholtzovými cívkami bez jader napájenými bipolárním zdrojem Kepco BOP 20-5M. Napájecí proud a jemu úměrné magnetické pole je analogově ovládáno pomocí AD/DA převodníku NI USB-6251. Proud tekoucí vzorkem $\sim 100 \mu\text{A}$ prostřednictvím čtyřbodové sondy zajišťuje zdroj Keithley 6221 a úbytek napětí je měřen pomocí nanovoltmetru Keithley 2182A. Přístroje Keithley komunikují s počítačem přes sběrnici GPIB³. Zdroj Keithley pracuje v tzv. DELTA módu, ve kterém má napájecí proud periodický čtvercový průběh. Schéma sestavy je na obr. 4.2. Magnetické pole bylo zkalibrováno pomocí teslametru Tectra 6010. Byly použity dva typy sond popsaných níže.

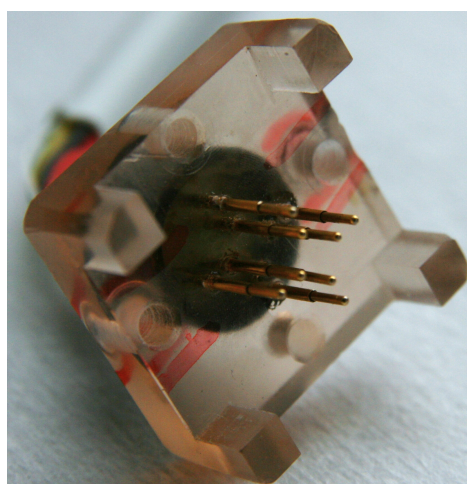
4.2.1 Standardní čtyřbodová sonda

K měření magnetorezistence byla primárně použita čtyřbodová sonda s kontakty umístěnými v řadě. Vzorkem prochází proud prostřednictvím vnějších kontaktů a na vnitřních kontaktech je měřen úbytek napětí. Hlavní výhodou spočívá v jednoduchosti, protože vzorky nevyžadují žádnou zvláštní přípravu a je možné měřit vrstvy/multivrstvy v CIP konfiguraci. Pro možnost měření dvou vzájemně kolmých konfigurací je naše sonda vybavena dvěma sadami kontaktů (obr. 4.3). Jako kontakty slouží pozlacené pružinkové piny, jejich konec má zaoblený tvar o poloměru 0,25 mm. Vzdálenost vnější dvojice kontaktů přivádějících proud je 6,5 mm, vzdálenost vnitřních kontaktů pro měření úbytku napětí je 4 mm.

³General Purpose Interface Bus, jiné označení je IEEE 488.



Obr. 4.2: Schéma sestavy určené pro magnetotransportní měření.



Obr. 4.3: Sonda pro čtyřbodové měření magnetorezistence. Jsou možné dvě vzájemně kolmé konfigurace měření.

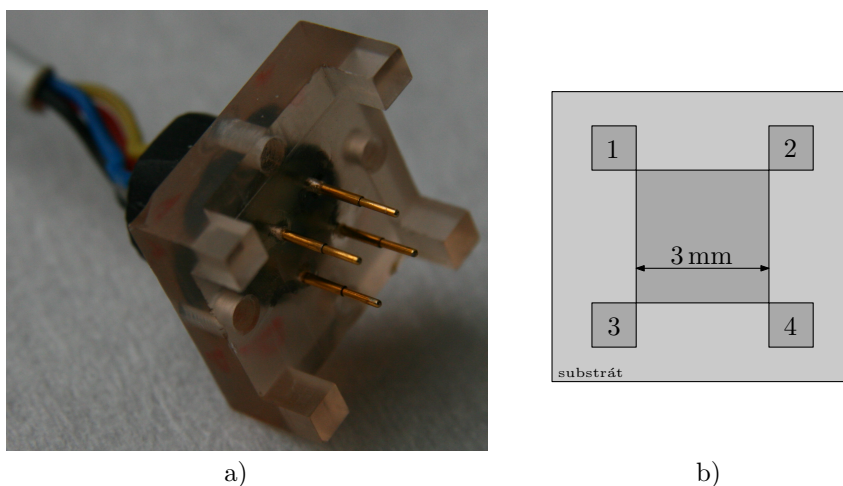
4.2.2 Metoda van der Pauwa

Metoda van der Pauwa byla použita k měření magnetorezistence pouze jako kontrolní, protože vyžaduje přípravu vzorku splňující zejména tyto vlastnosti:

- kontakty musí být řádově menší než plocha vzorku,
- umístění kontaktů musí být na kraji vzorku.

Další nutné vlastnosti vzorku pro tuto metodu jsou plochý tvar a konstantní tloušťka, materiál musí být homogenní a izotropní a nesmí obsahovat žádné izolované díry. Tyto vlastnosti jsou u tenkých vrstev připravených iontovým naprašováním vždy splněny.

Metoda van der Pauwa je odvozena pro libovolný tvar vzorku a dokonce libovolné umístění kontaktů. Pro potřeby měření magnetorezistence vyrábíme vzorky metodou elektronové litografie⁴. Tvar volíme podle obr. 4.4 b), protože jej lze nakontaktovat pomocí sondy dostupné na našem ústavu. Vzdálenost pinů sondy jsou 4 mm. Sonda je vyobrazena na obr. 4.4 a).



Obr. 4.4: a) sonda pro měření metodou van der Pauwa, b) schéma vzorku určeného pro měření metodou van der Pauwa připraveného elektronovou litografií.

Na připraveném vzorku provedeme dvě měření: nejdříve je proud $I_{1,2}$ přiveden na kontakty 1,2 a na kontaktech 3,4 je změřeno napětí $U_{3,4}$, ze kterého vypočítáme odpor $R_{1,2-3,4} = \frac{U_{3,4}}{I_{1,2}}$. Poté je proud $I_{1,3}$ přiveden na kontakty 1,3 a na kontaktech 2,4 je měřeno napětí $U_{2,4}$, ze kterého vypočítáme odpor $R_{1,3-2,4} = \frac{U_{2,4}}{I_{1,3}}$.

⁴Tato metoda využívá expozici rezistu elektronovým svazkem pro vytvoření mikro a nanostruktur. Exponované části rezistu se rychle rozpouštějí při vyvolání. Po depozici tenké vrstvy iontovým naprašováním se zbylý rezist rozpustí acetonem a na vzorku zůstane naprašovaný materiál pouze v místech, kde proběhla expozice (tzv. metoda „lift off“)[18].

Experimentálně zjištěné hodnoty $R_{1,2-3,4}$ a $R_{1,3-2,4}$ dosadíme do rovnice odvozené L. J. van der Pauwem [19]:

$$\exp\left(-\frac{\pi R_{1,2-3,4}}{R_{\square}}\right) + \exp\left(-\frac{\pi R_{1,3-2,4}}{R_{\square}}\right) = 1, \quad (4.1)$$

kde hledaný parametr je odpor čtverce⁵ R_{\square} . Ten musí být nalezen numericky⁶. Vynásobením R_{\square} tloušťkou vrstvy d získáme rezistivitu ρ .

4.3 Magnetooptický Kerrův jev

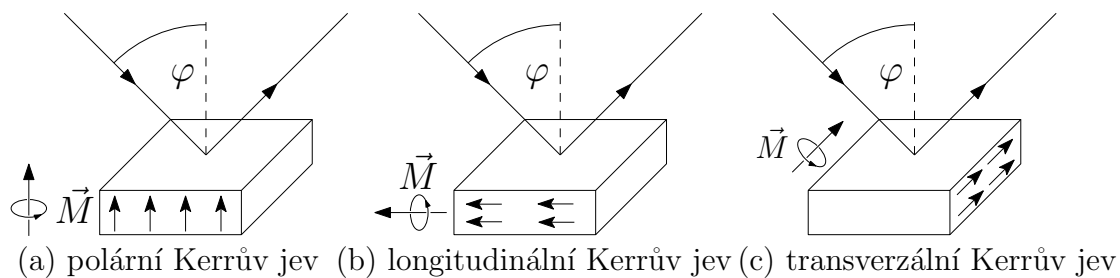
V magneto-optických měřeních sledujeme interakci lineárně polarizované světelné vlny se vzorkem s nenulovou vnitřní magnetizací. Při dopadu lineárně polarizovaného světla na magnetickou látku se obecně polarizace odraženého nebo prošlého světla změni na eliptickou. Parametry výsledné eliptické polarizace jsou přímo dány magnetizací vzorku. Stočení hlavní poloosy elipsy odraženého světla vůči rovině polarizace dopadajícího světla se nazývá *Kerrová rotace* θ_r . Princip měření spočívá v magnetování vzorku proměnným magnetickým polem trojúhelníkového průběhu (řádově stovky Hz) pomocí cívky a odražený paprsek je rozložen Wollastonovým hranolem na s a p složky polarizace snímané fotodiodami. Elektrický obvod v detektoru má dva výstupy: součet intenzit na fotodiodách a desetinasobně zesílený rozdíl intenzit na fotodiodách, které měříme osciloskopem. Magnetické pole je měřeno teslametrem a je taktéž zobrazeno na osciloskopu. Z naměřených hodnot se Kerrová rotace spočítá jako [20]

$$\theta_r = \frac{I_{\text{diff}}}{2I_{\text{sum}}}. \quad (4.2)$$

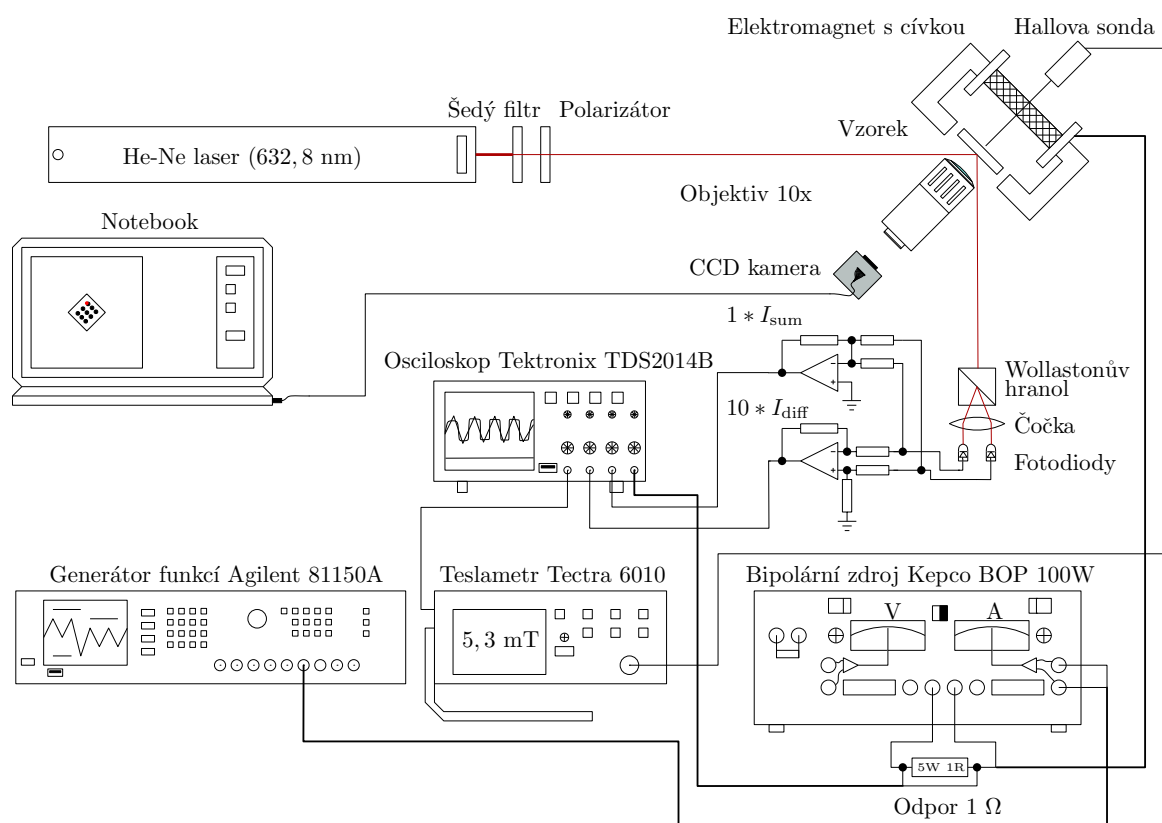
Existují tři konfigurace měření podle směru magnetování vzorku znázorněné na obr. 4.5: (a) polární Kerrův jev, (b) longitudinální Kerrův jev, (c) transverzální Kerrův jev. Pro měření magnetických multivrstev používáme zejména longitudinální Kerrův jev, protože Kerrová rotace θ_r je úměrná průmětu magnetizace M do roviny dopadu světla. Vykreslením závislosti Kerrový rotace na magnetickém poli získáme hysterezní křivku. Tímto způsobem měření lze sledovat přepínání jednotlivých vrstev vzorku a měřit hodnoty koercitivity H_c . Schéma celé měřicí sestavy je na obr. 4.6.

⁵Vztah pro odpor vodiče obdelníkového průřezu v závislosti na rezistivitě je $R = \rho \frac{l}{ad}$, kde součin ad udává průřez vodiče (d je v našem případě tloušťka tenké vrstvy) a l udává délku vodiče. Odpor R_{\square} použijeme, pokud $a = l$, protože vodič má čtvercový tvar. Při měření metodou van der Pauwa sice vzorek čtvercový tvar obecně nemá, R_{\square} ovšem poslouží jako měřený parametr rovnocenný rezistivitě $\rho = R_{\square}d$.

⁶Analytické řešení rovnice (4.1) nelze nalézt, ale kořen existuje pouze jeden. Rovnice se snadno vyřeší metodou půlení intervalů.



Obr. 4.5: Konfigurace měření magnetooptického Kerrova jevu. Převzato z [21].

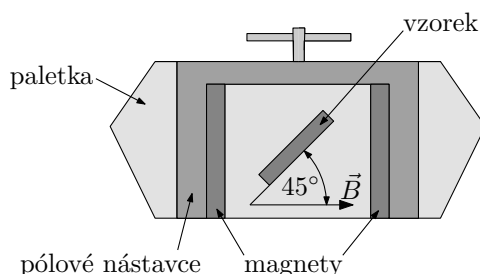


Obr. 4.6: Schéma měřicí aparatury MOKE na ÚFI FSI VUT. Místo dopadu laserového svazku lze sledovat mikroskopem. Převzato z [21].

5 EXPERIMENT

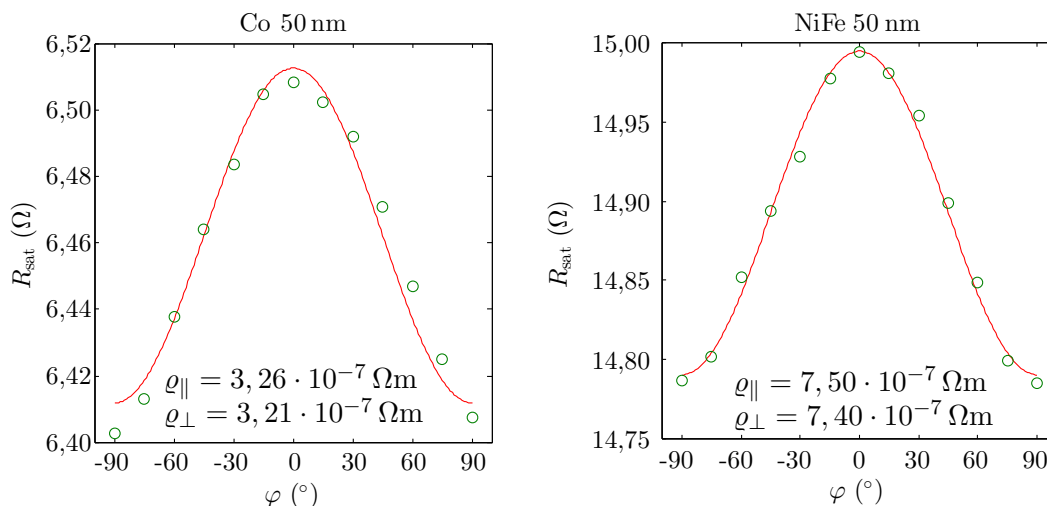
5.1 Měření AMR

Ve čtecích hlavách HDD (zmíněno v sekci 3.1) jsou sice v současnosti AMR senzory nahrazeny modernějšími typy využívajícími GMR nebo TMR, přesto se jevu AMR stále využívá v jiných typech senzorů (vyrábí se např. citlivé senzory magnetického pole s AMR členy zapojenými do Wheatstoneova můstku). Znalost AMR je důležitá i z hlediska pochopení ostatních magnetotransportních měření, kde se také projevuje, byť s relativně menší amplitudou. Proto bylo provedeno několik měření na vrstvách 50 nm Co a 50 nm NiFe. Celkem uvádím měření tří vzorků ve tvaru proužku $2 \times 12 \text{ mm}^2$ na křemíkovém substrátu vyrobených metodou iontového naprašování rozebranou v sekci 4.1. Obdelníkový tvar vzorku zajistil orientaci směru osy tvarové anizotropie σ_{tvar} podél delšího rozměru. Všechny vzorky byly deponovány v magnetickém poli, čímž byl definován směr osy indukované anizotropie σ_{ind} ve směru magnetického pole při depozici. Celkem uvádím měření třech vzorků. Dva vzorky jsou vrstvy Co a NiFe deponované s delší hranou vzorku rovnoběžnou s magnetickým polem, čímž vzniknou splývající osy snadné magnetizace $\sigma_{\text{ind}} \parallel \sigma_{\text{tvar}}$ podél delší hrany vzorku. Další vzorek NiFe byl deponován s delší hranou otočenou o 45° vůči magnetickému poli pro demonstraci nesymetrického chování, tato situace depozice je ilustrovaná na obr. 5.1.



Obr. 5.1: Paletka používaná v aparatuře Kaufman. Depozice jsou prováděny v magnetickém poli, které vytvářejí dva permanentní NdFeB magnety. Tento konkrétní příklad ilustruje umístění vzorku na paletce pod úhlem 45° vůči magnetickému poli. Osa indukované anizotropie σ_{ind} se vytvoří ve směru magnetického pole. Osa tvarové anizotropie σ_{tvar} se vytvoří ve směru rovnoběžném s delší hranou vzorku.

V prvním experimentu byla ověřena platnost vztahu (2.6). Vzorek byl při měření saturován vnějším magnetickým polem $B = 20 \text{ mT}$ a byl měřen jeho odpor v závislosti na natočení ve vnějším magnetickém poli. Směr proudu byl vždy rovnoběžný s delší hranou vzorku a vnější magnetické pole bylo vůči směru proudu natočeno o úhel φ . Výsledky měření jsou vykresleny na obr. 5.2.



Obr. 5.2: Odpor vrstev Co 50 nm a NiFe 50 nm v závislosti na natočení o úhel φ vůči vnějšímu magnetickému poli. Experimentální data jsou vyznačena zeleně, červené křivky představují fit funkce (2.6). Rezistivita a odpor jsou ve vzájemném vztahu $\rho = Rd$, kde d je tloušťka vrstvy, v tomto případě $d = 50$ nm.

V dalším experimentu byly změřeny závislosti odporu na vnějším magnetickém poli. Výsledky byly přepočítány na magnetorezistenci (MR) podle vztahu (2.1). Nejprve byl proměřen odpor proužků z kobaltu a permalloye s $o_{\text{ind}} \parallel o_{\text{tvar}}$ ve směru delší hrany vzorku, vykresleno na obr. 5.3 a 5.4. Úhel φ opět značí natočení mezi směrem proudu a směrem vnějšího magnetického pole. Splývající osy snadné magnetizace (indukované a tvarové) zaručují symetrický tvar křivek a také symetrické chování vůči natočení vzorku o úhel $\pm\varphi$.

Pro měření při $\varphi = 0^\circ$ je odpor vzorku v saturaci maximální a zmenší se pouze při přepínání magnetizace, kdy se úhel mezi vektorem proudové hustoty \vec{j} a vektorem magnetizace \vec{M} postupně mění o 180° . Poloha píku, který vznikne při přepínání, by měla udávat koercitivitu vrstvy $\mu_0 H_c$. Amplituda magnetorezistence je velmi malá, přibližně 0,1%, někdy i méně. U permalloye (obr. 5.4) dokonce není zřetelná. Při $\varphi = 0^\circ$ se závislost $\text{MR}(H)$ nazývá negativní magnetorezistence (NMR), protože změny odporu jsou záporné vůči saturaci [22, 23].

Pro měření při $\varphi = 90^\circ$ je odpor vrstvy v saturaci minimální a platí, že se zvětší pouze při přepínání magnetizace, kdy se úhel mezi vektorem proudové hustoty \vec{j} a vektorem magnetizace \vec{M} postupně mění o 180° . Při konfiguraci vzorků $o_{\text{ind}} \parallel o_{\text{tvar}}$ ve směru delší hrany a při $\varphi = 90^\circ$ působíme magnetickým polem podél osy obtížné magnetizace (ta je v tomto případě kolmá na osu snadné magnetizace) a koercitivita se zmenší. Pokud by byl vzorek monokrystalický, koercitivita by se snížila na nulu, což evidentně není případ vrstev připravených pomocí iontového naprašování. Při

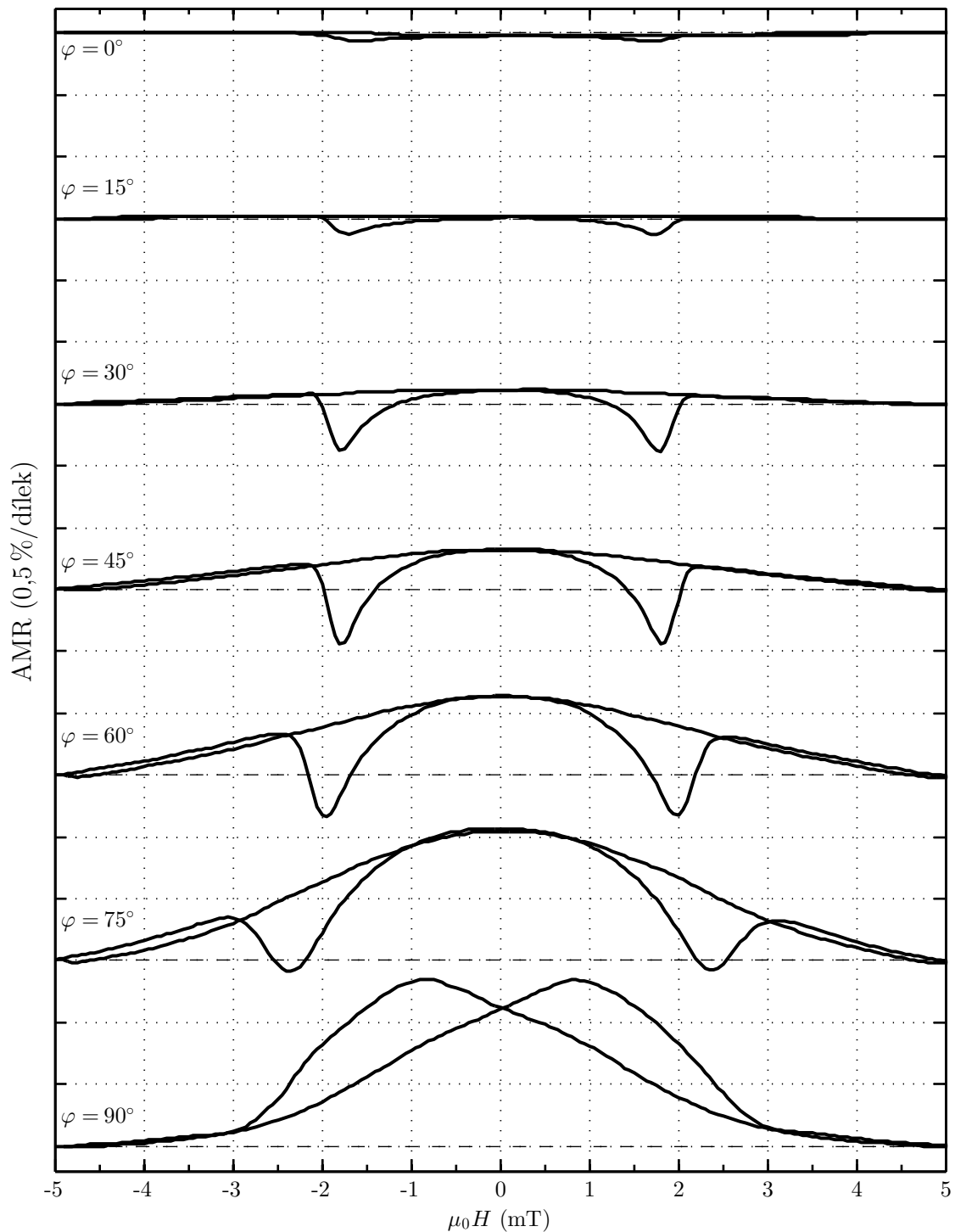
$\varphi = 90^\circ$ se závislost $MR(H)$ nazývá pozitivní magnetorezistence (PMR), protože změny odporu jsou kladné vůči saturaci [22]. Amplituda magnetorezistence je podstatně větší než u NMR (více než 1%) [22, 23].

Grafy na obr. 5.3 a 5.4 dobře znázorňují vývoj magnetorezistence z NMR na PMR při otáčení vzorkem ve vnějším magnetickém poli. Na základě těchto grafů je možné popsat proces přepínání magnetizace v měřené tenké vrstvě.

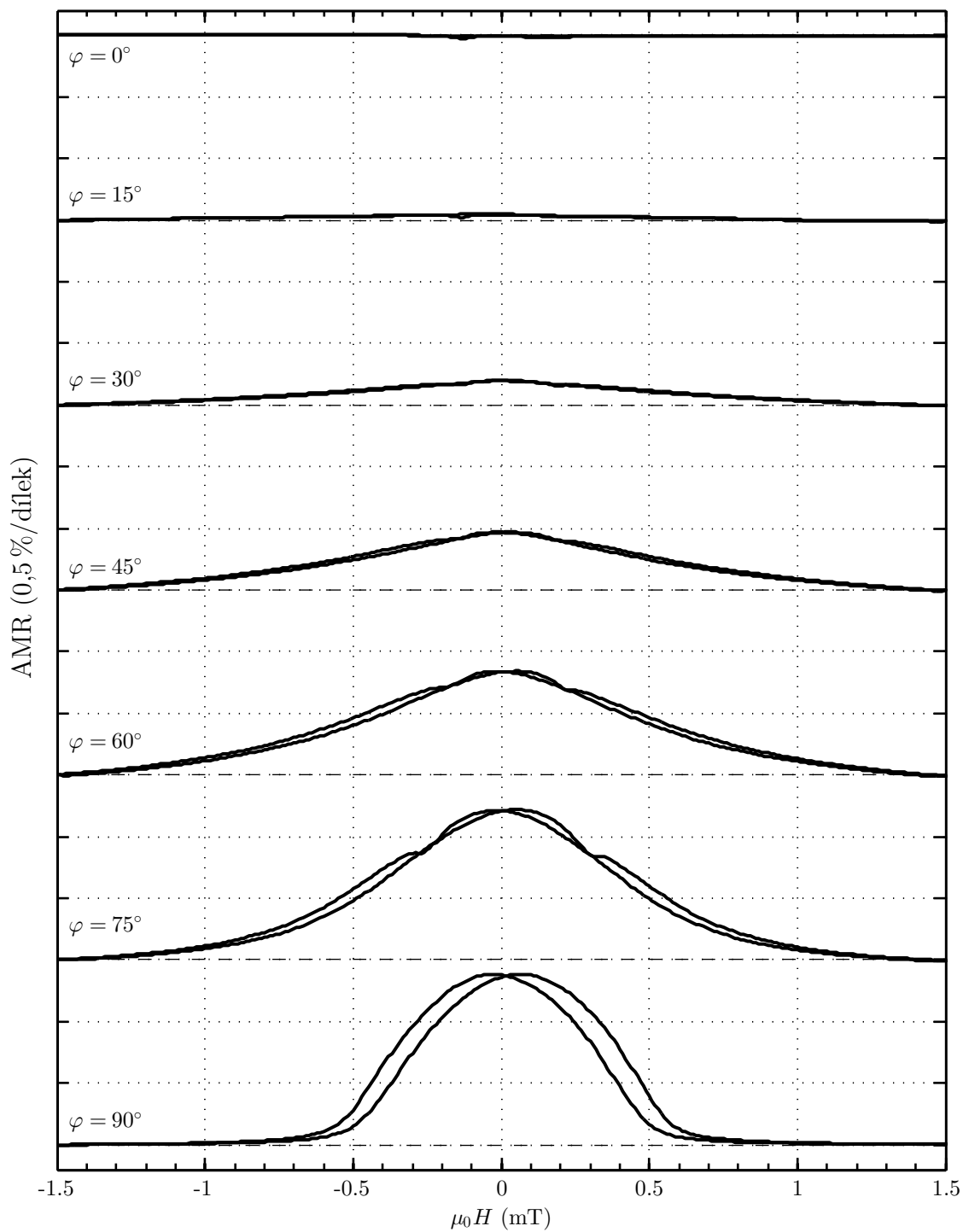
Podstatně složitější situace může nastat, pokud platí $\sigma_{\text{ind}} \nparallel \sigma_{\text{tvar}}$. Na obr. 5.5 a 5.6 lze vidět velmi nesymetrické chování vůči natočení $\pm\varphi$. V případě tohoto vzorku je σ_{tvar} paralelní s delší hranou vzorku a s σ_{ind} svírá úhel 45° . Zde dochází k náhlým přeskokům magnetizace mezi jednotlivými osami anizotropií a výsledkem je nesymetrická křivka magnetorezistence. Proces přepínání podobné vrstvy je popsán v tabulce 2.1.

V případě kobaltu naměříme vždy symetrické smyčky, neboť energie indukované (magnetokrystalické) anizotropie je výrazně větší než příspěvek tvarové anizotropie [24].

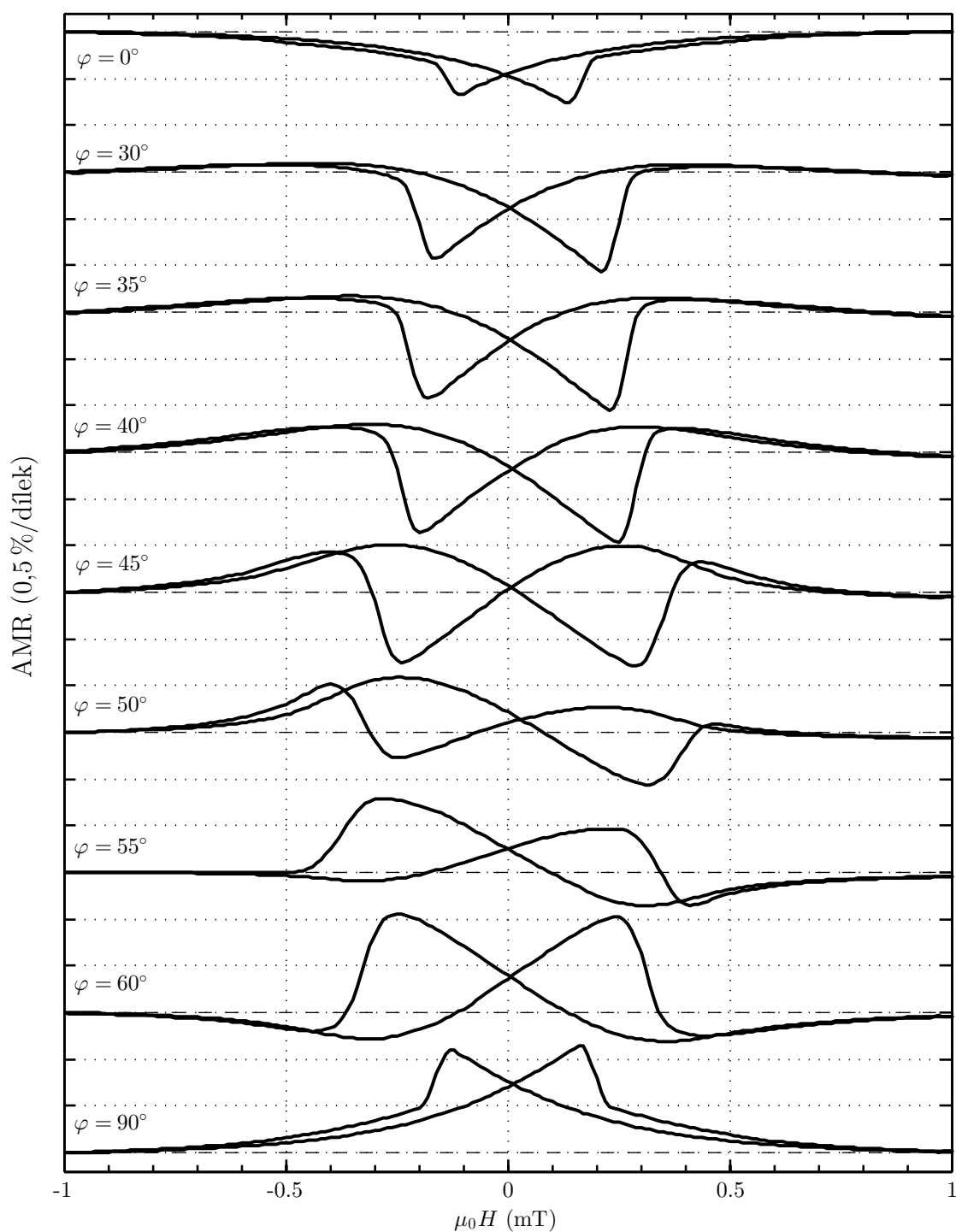
Se znalostmi chování anizotropní magnetorezistence v různých situacích jsme spokojeni. Metodu měření považujeme za zvládnutou.



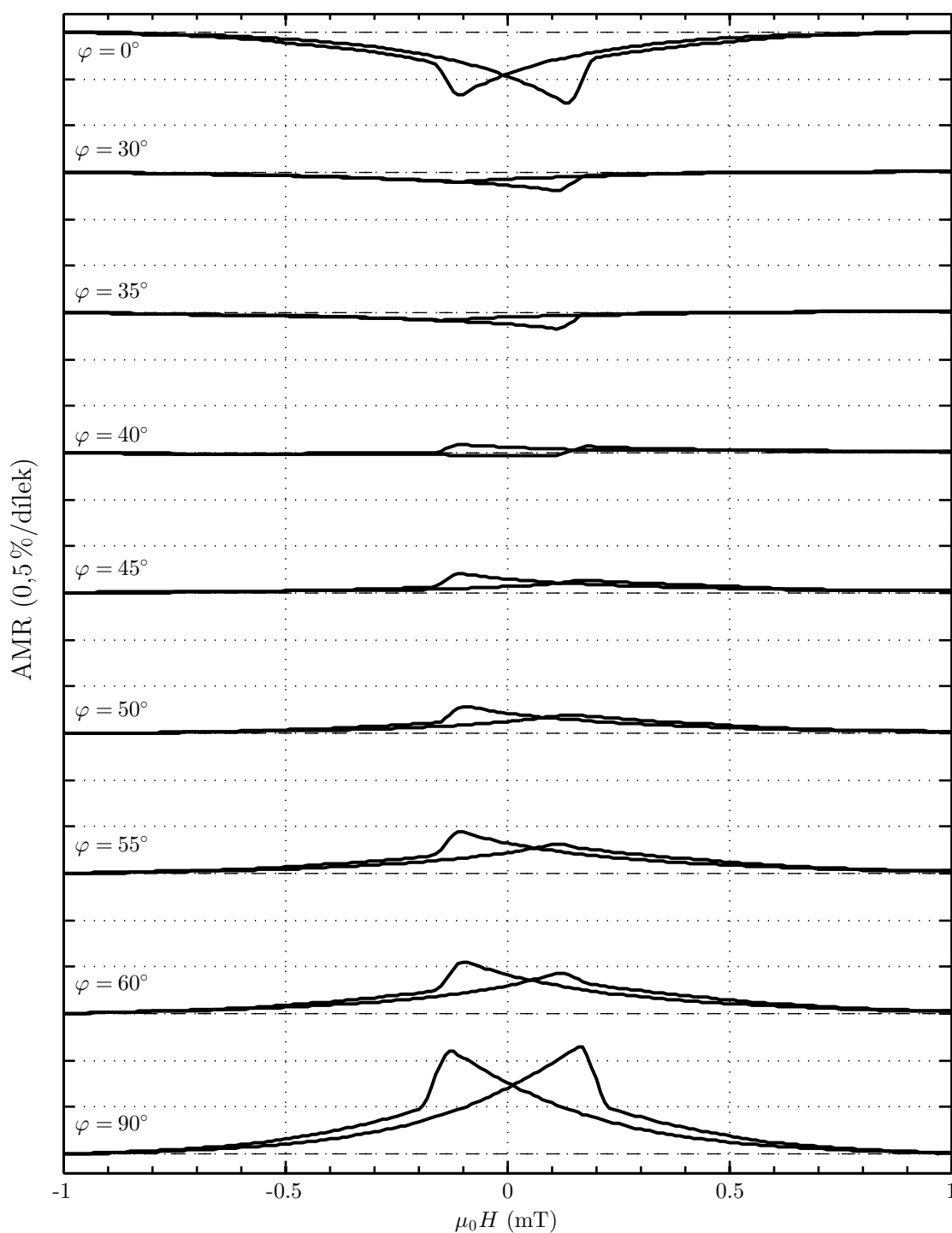
Obr. 5.3: Měření AMR na proužku Co 50 nm ve tvaru obdelníku $2 \times 12 \text{ mm}^2$. Úhel φ odpovídá natočení delší hrany vzorku vůči aplikovanému magnetickému poli a graf znázorňuje vývoj z NMR na PMR. Proud je při měření rovnoběžný s delší hranou vzorku.



Obr. 5.4: Měření AMR na proužku NiFe 50 nm ve tvaru obdelníku $2 \times 12 \text{ mm}^2$. Úhel φ odpovídá natočení delší hrany vzorku vůči aplikovanému magnetickému poli a graf znázorňuje vývoj z NMR na PMR. Proud je při měření rovnoběžný s delší hranou vzorku.



Obr. 5.5: Měření AMR na proužku NiFe 50 nm ve tvaru obdelníku $2 \times 12 \text{ mm}^2$. Úhel φ odpovídá natočení delší hrany vzorku vůči aplikovanému magnetickému poli v **kladném** směru. σ_{tvar} svírá s σ_{ind} úhel 45° . Graf znázorňuje nesymetrické chování případu $\sigma_{\text{ind}} \nparallel \sigma_{\text{tvar}}$, kdy závislosti nejsou symetrické vůči natočení o $\pm\varphi$. Proud je rovnoběžný s delší hranou vzorku.



Obr. 5.6: Měření AMR na proužku NiFe 50 nm ve tvaru obdelníku $2 \times 12 \text{ mm}^2$. Úhel φ odpovídá natočení delší hrany vzorku vůči aplikovanému magnetickému poli v **záporném** směru. σ_{tvar} svírá s σ_{ind} úhel 45° . Graf znázorňuje nesymetrické chování případu $\sigma_{\text{ind}} \nparallel \sigma_{\text{tvar}}$, kdy závislosti nejsou symetrické vůči natočení o $\pm\varphi$. Proud je rovnoběžný s delší hranou vzorku.

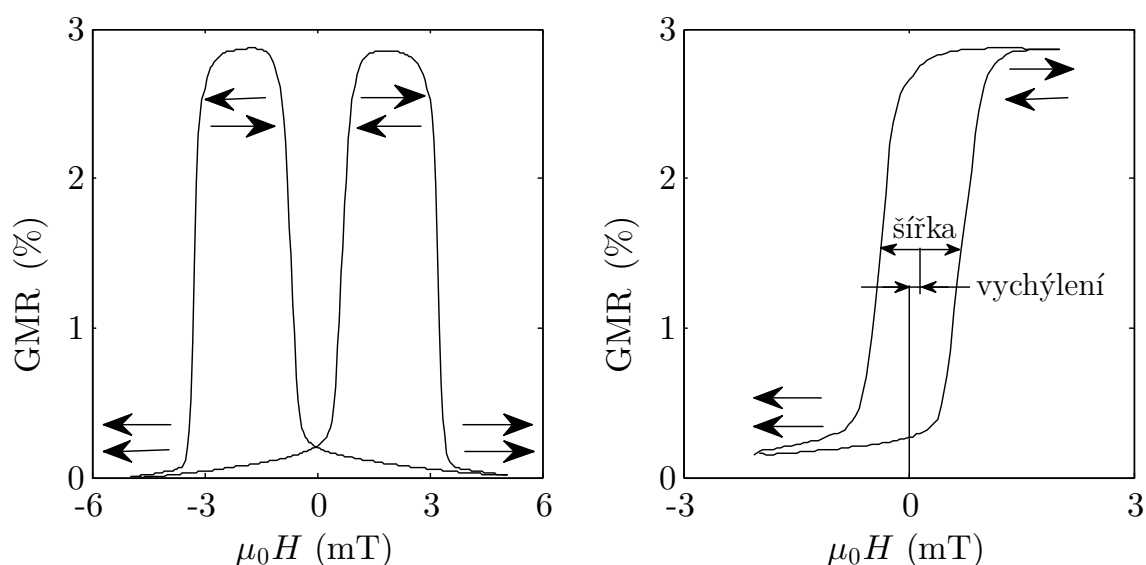
5.2 Měření spin valvů na bázi Co/Cu/NiFe

Měření GMR bylo provedeno na sérii spin valvů CoO 2 nm/Co 5 nm/Cu t nm/NiFe 5 nm na Si substrátu. Byl sledován vliv tloušťky měděného spaceru t na velikost GMR a míru vzájemné interakce mezi vrstvami Co a NiFe. Kobalt byl deponován na 2 nm tenkou vrstvu oxidu kobaltu z důvodu zlepšení opakovatelnosti experimentu, jak bylo zjištěno v [6]. Dále byl rovněž zkoumán vliv depoziční s asistujícím iontovým zdrojem (IBAD) s ionty Ar o energii 50 eV.

Vzorky byly připraveny v aparatuře Kaufman při základním tlaku $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ mbar. Celkem bylo provedeno osm depozičních s variabilním parametrem tloušťky spaceru $t = 2, 3, 4$ a 5 nm a každý vzorek byl vyroben s použitím IBAD i bez něj. Měření proběhlo pomocí čtyřbodové sondy popsané v sekci 4.2.1. K měření magnetorezistence byl použit proud v rozpětí (500 – 1000) μA . Jako kontrolní metoda měření byla použita metoda van der Pauwa popsaná v sekci 4.2.2.

Na obr. 5.7 vidíme příklad měřených smyček. Při saturaci vrstev Co a NiFe jsou všechny magnetické momenty v paralelním stavu a odpor je malý. Při zvyšování magnetického pole z $-H_{\text{sat}}$ na $+H_{\text{sat}}$ dojde po dosažení koercitivního pole permalloye $H_{c,\text{NiFe}}$ k otočení směru magnetizace permalloyové vrstvy a nastane antiparalelní stav, kdy naměříme větší odpor než ve stavu paralelním. Po dosažení koercitivního pole kobaltu $H_{c,\text{Co}}$ jsou magnetizace obou vrstev opět přepnuty do paralelního stavu v opačném směru a odpor je opět malý. Při zpětném snižování magnetického pole naměříme symetrickou závislost. Takovému měření, kdy aplikujeme magnetické pole s amplitudou $H_{\text{max}} > H_{\text{sat}}$, říkáme úplná GMR smyčka (obr. 5.7 vlevo).

Pokud změníme jednu mez vnějšího magnetického pole na $H_{c,\text{NiFe}} < H < H_{c,\text{Co}}$,



Obr. 5.7: Příklad závislostí GMR. Vlevo úplná smyčka, vpravo částečná smyčka spin valvu. Šipky značí směr magnetizace vrstev v daném místě.

změříme tzv. částečnou GMR smyčku. Při takovém měření zvyšujeme magnetické pole, dokud se nepřepne pouze jedna z vrstev (magneticky měkčí, v tomto případě NiFe). Při následném snižování zůstane zachován antiparalelní stav až do dosažení $-H_{c,NiFe}$, kdy se magnetizace vrstev opět stočí do paralelního stavu (obr. 5.7 vpravo). Z částečné GMR smyčky je možné zjistit vzájemné propojení, tzv. „coupling“, dvou feromagnetických vrstev. V případě, že by se magnetizace vrstvy permalloye přepínala zcela nezávisle na magnetizaci vrstvy kobaltu, změřili bychom symetrickou částečnou křivku. Propojení feromagnetických vrstev je možné vyjádřit parametry vychýlení a šířka částečné smyčky, jejichž význam je zřejmý z obr. 5.7 vpravo. Pokud existuje propojení vrstev (magnetostatické, tzv. „orange peel“, případně jsou vrstvy propojené kvůli nespojitostech ve vrstvách [2]), dochází k vychýlení částečné smyčky v závislosti na směru magnetizace v kobaltové vrstvě. Parametr šířky je méně důležitý, pro symetrickou smyčku by byl roven $2H_{c,NiFe}$.

Magnetorezistence změřená standardní čtyřbodovou sondou pro variabilní tloušťku spaceru $t = 1, 2, 3$ a 4 nm je vykreslena na obr. 5.8. Na první pohled zřejmý vliv IBADu, je snížení amplitudy GMR. To nemusí být nutně závadné, protože je důležitá zejména měřitelná změna rezistivity. Důležitějším ukazatelem je šířka píků úplných GMR smyček. Z větší šířky se dá usoudit, že vrstvy mezi sebou méně interagují. V tomto směru je IBAD přínosný. Míru interakce lze posoudit také z vychýlení částečných smyček, tady se však pozitivní vliv IBADu nepotvrdil. Vychýlení smyček vzorků s použitím IBADu a bez něj je srovnatelná. Negativní vliv má IBAD pouze pro vzorek s tloušťkou spaceru $t = 2$ nm. Zde je z tvaru částečné smyčky možné říci, že feromagnetické vrstvy vzájemně silně interagují, protože systém nedokáže udržet antiparalelní stav (vyjádřeno velmi malou šířkou částečné smyčky). IBAD pravděpodobně způsobil značné promíchání feromagnetických vrstev s Cu spacerem, který poté nemohl zcela splnit svou funkci. Závislost pro $t = 5$ nm s použitím IBADu vykazuje sice nejmenší amplitudu GMR, úplná smyčka je ale ze všech závislostí nejširší a má širokou oblast plateau¹. Široké plateau napovídá, že F-vrstvy jsou schopny udržet stav relativní magnetizace i při změnách magnetického pole v intervalu, kde plateau zasahuje.

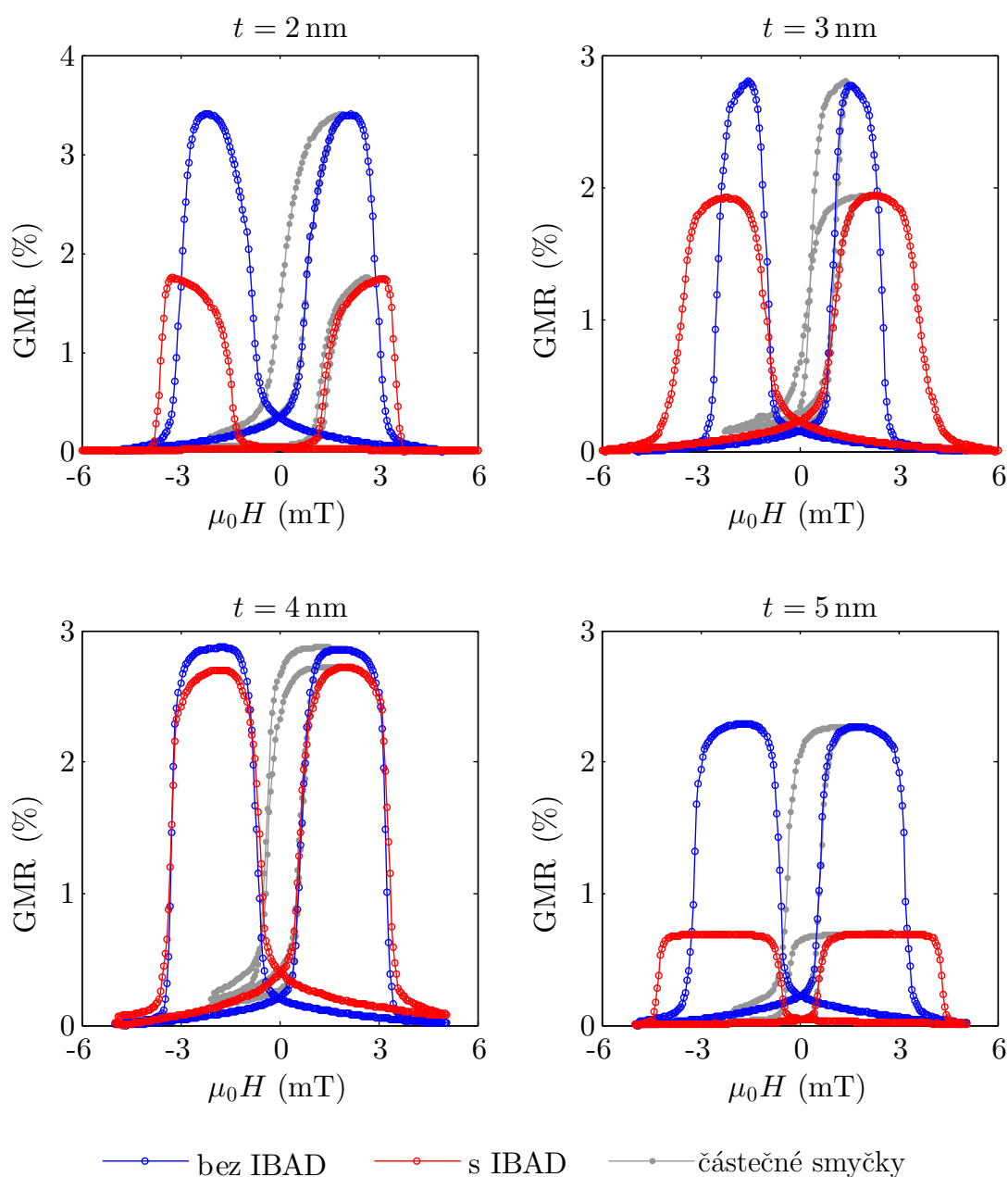
Nejlépejší kombinaci vlastností mají vzorky s tloušťkou spaceru $t = 4$ nm.

Amplitudy měření GMR (%)				
	$t = 2$ nm	$t = 3$ nm	$t = 4$ nm	$t = 5$ nm
bez IBAD	3,40	2,80	2,87	2,29
s IBAD	1,75	1,93	2,72	0,69

¹Pojmem plateau se označuje rovná část na vrcholů píků úplných GMR smyček.

	$t = 2$ nm		$t = 3$ nm		$t = 4$ nm		$t = 5$ nm	
parametry částecných smyček	šířka (mT)	vychýlení (mT)	šířka (mT)	vychýlení (mT)	šířka (mT)	vychýlení (mT)	šířka (mT)	vychýlení (mT)
bez IBAD	0,75	0,48	0,69	0,70	1,08	0,16	0,99	0,15
s IBAD	0,24	1,44	0,84	0,62	0,94	0,15	0,93	0,14

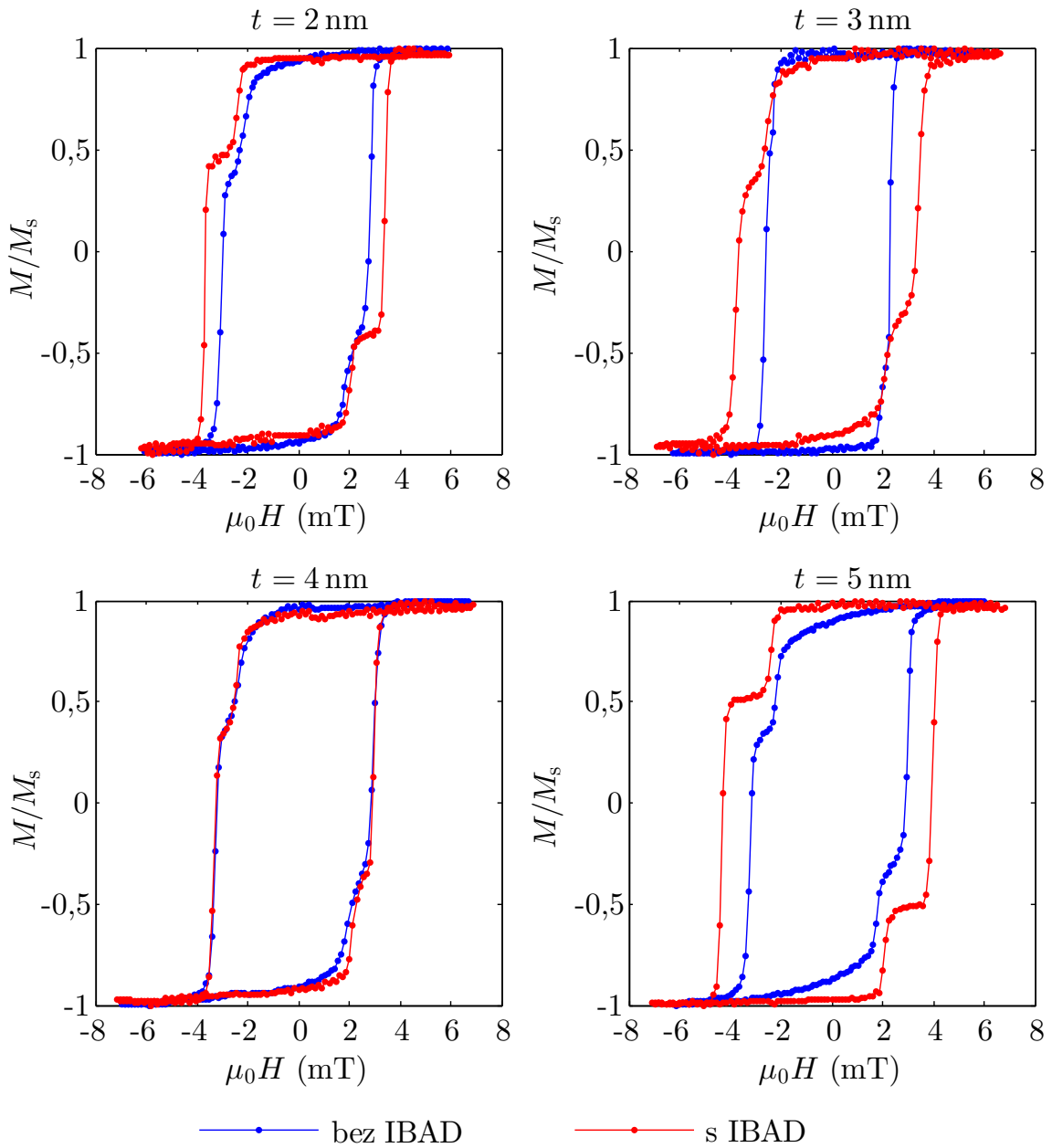
Tab. 5.1: Tabulka parametrů částecných smyček. Význam šířky a vychýlení je zřetelný z obr. 5.7. Zeleně je vyznačena nejlepší kombinace parametrů, červeně nejhorší.



Obr. 5.8: Měření GMR na vrstvách CoO 2 nm/Co 5 nm/Cu t nm/NiFe 5 nm.

Na stejných vzorcích byla také změřena hystereze pomocí magnetooptického Kerrova jevu (popsáno v 4.3). Hysterezní smyčky jsou vykresleny na obr. 5.9. Magnetizace vzorku M se přetočí při dosažení koercitivity H_c . Jelikož měříme multivrstvu obsahující dvě feromagnetické vrstvy o různých koercitivách, na hysterezních křivkách můžeme pozorovat schod, což odpovídá různým koercitivám kobaltu a permalloye.

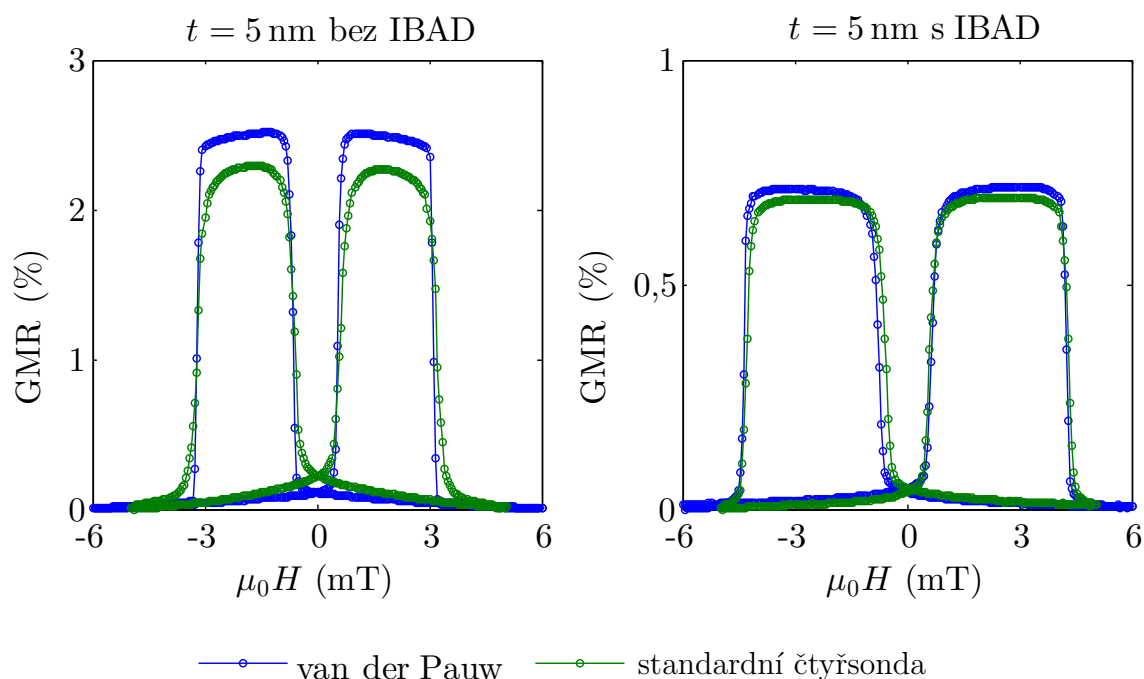
V době měření magnetooptického Kerrova jevu bohužel sestava neměla zkalibrovaný magnet. Šířka hysterezních smyček je kvůli tomu pouze odhad a z těchto grafů nemůžeme určit koercitivitu.



Obr. 5.9: Hystereze měřená pomocí magnetooptického Kerrova jevu na vrstvách CoO 2 nm/Co 5 nm/Cu t nm/NiFe 5 nm. Schod značí různou koercivitu Co a NiFe.

Při stejných depozicích byly připraveny také vzorky ve tvaru znázorněném na obr. 4.4 b) pro měření metodou van der Pauwa. Bohužel byla velká část vzorků vadných, stejné funkční multivrstvy se podařilo vyrobit pouze pro dvě konfigurace, u kterých můžeme porovnat metody měření. Na obr. 5.10 jsou vykresleny GMR závislosti pro $t = 5$ nm s použitím IBADu i bez něj. Měřená data se výborně shodují pro vzorky s použitím IBADu, stejný je tvar, amplituda i šířka závislostí. U vzorků bez IBADu se data shodují hůře, šířka píků je stejná, ale tvar a amplituda se mírně liší, zejména v horní části.

Výsledky měření GMR oběma metodami se uspokojivě shodují. Vzhledem k náročnější přípravě vzorků pro metodu van der Pauwa byla jako hlavní metoda měření magnetorezistence použita čtyřbodová sonda popsaná v 4.2.1.



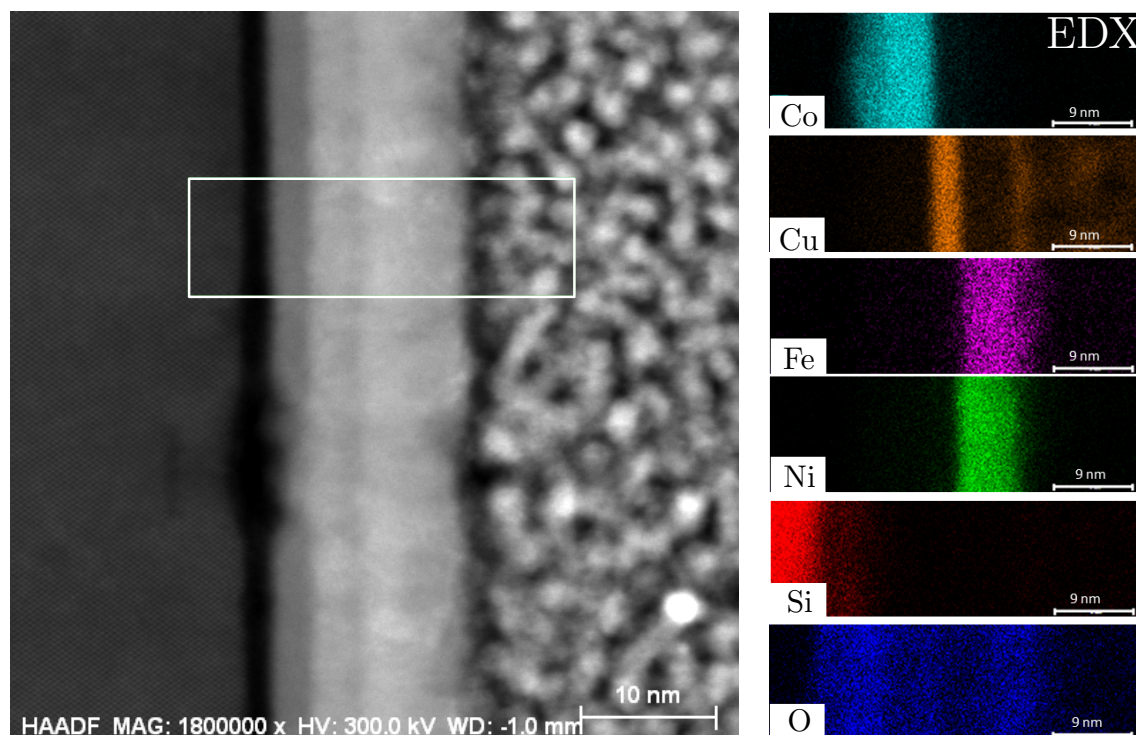
Obr. 5.10: Srovnání metody měření magnetorezistence pomocí standardní čtyřbodové sondy s metodou van der Pauwa.

Námi vyrobené spin valvy byly poskytnuty společnosti FEI pro zobrazení transmisní elektronovou mikroskopií HR-STEM² a materiálovou analýzu metodou EDX³ na přístroji Titan. Na obr. 5.11 vlevo je zobrazení řezu spin valvem, kde jsou vidět

²High Resolution Scanning Transmission Electron Microscopy je druh rastrovací transmisní elektronové mikroskopie.

³Energiově disperzní rentgenová spektroskopie je technika schopná zjistit chemické složení zkoumaného vzorku.

jednotlivé nadeponované vrstvy. V pravé části obr. 5.11 jsou zobrazená spektra EDX příslušející vyznačenému obdelníku. Je zřetelné částečné promíchání vrstev.

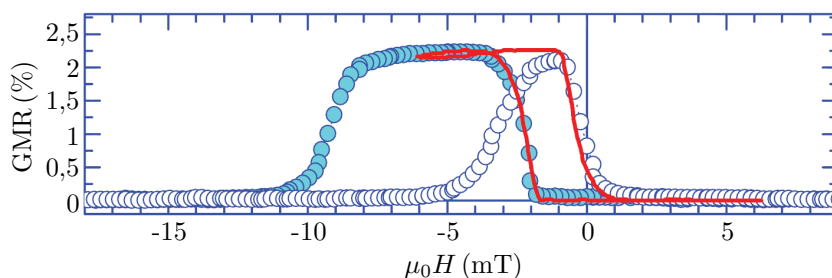


Obr. 5.11: Transmisní elektronová mikroskopie HR-STEM a EDX obrázky rozložení jednotlivých prvků v multivrstvě Co/Cu/NiFe zobrazeného výřezu provedené společností FEI na přístroji Titan.

5.3 Měření magnetorezistence spin valvů na bázi antiferomagnetické interakce

Pokusili jsme se zopakovat experiment z [25], kde je předvedeno měření magnetorezistence ve vrstvách NiFe 9 nm/Cu 2 nm/NiFe 9 nm/FeMn 15 nm. Antiferomagnetická FeMn vrstva zde váže magnetizaci jedné z NiFe vrstev pomocí exchange bias interakce, která je vysvětlena v sekci 1.6.2. V [25] byly vzorky připraveny magnetronovým naprašováním a exchange bias interakce byla indukována ochlazováním v magnetickém poli 250 mT z teploty 420 K na pokojovou teplotu. Naměřená data jsou na obr. 5.12.

V našem případě byla stejná multivrstva připravena iontovým naprašováním popsaným v sekci 4.1. Exchange bias interakci jsme se pokusili naindukovat ochlazováním v magnetickém poli 350 mT z teplot 420, 470 a 520 K na pokojovou teplotu



Obr. 5.12: GMR smyčky spin valvu NiFe 9 nm/Cu 2 nm/NiFe 9 nm/FeMn 15 nm podle [25]. Kolečky je znázorněná úplná GMR smyčka, červená křivka představuje částečnou křivku. Magnetorezistence byla měřena čtyřbodovou metodou.

a také pomocí depozice v magnetickém poli 300 mT. Závislost jako na obr. 5.12 se nám bohužel nepodařilo naměřit.

Možných příčin je několik. Problém mohl být v kvalitě FeMn terče určenému pro rozprašování iontovým svazkem, jelikož tato slitina je velmi náchylná ke korozi. Provedli jsme měření spektra XPS⁴, které prokázalo velký stupeň oxidace deponovaných vrstev. Nepomohlo ani několikahodinové čištění terče pomocí iontového svazku (za hodinu se odpráší cca 200 nm). Proto jsme zakoupili nový FeMn terč, lepší výsledky jsme ale nezískali.

Další problém mohl vzniknout při indukování exchange bias interakce. Ochlazování v magnetickém poli sice proběhlo stejně jako v [25] (vyzkoušeli jsme i vyšší teploty), ale interakce nemusela být indukována z důvodu velké rychlosti ochlazování na vzduchu. Řešením by mohlo být ochlazování ve vakuu, které jsme prozatím nestihli otestovat. O ochlazování podobných multivrstev pojednává také [26]. Druhý způsob indukce exchange bias interakce pomocí depozice v magnetickém poli se také neprokázal.

Podle [27] roste vrstva FeMn v antiferomagnetickém uspořádání pouze na fcc⁵ podkladové vrstvě. FeMn vrstvy jsme deponovali na NiFe, který v fcc mřížce roste, takže toto pravidlo nebylo porušeno. Dále jsme zkusili připravit vrstvy Cu/FeMn/-NiFe a Ta/FeMn/NiFe, jelikož Cu a Ta také rostou v fcc mřížce. Ani u těchto vrstev se však neprokázal posun hysterezní křivky způsobený exchange bias interakcí jako na obr. 1.10. Provedeno bylo jak měření AMR (kde bychom měli zaznamenat nesymetrickou polohu píků v místě koercitivity) a měření magnetooptického Kerrova jevu (MOKE) (zobrazuje hysterezi).

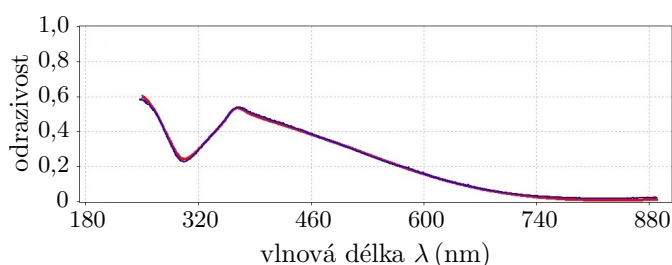
Pokusili jsme se také o zopakování obdobného experimentu s vrstvami Cu 5 nm/FeMn 10 nm/Co proměnné tloušťky podle [28]. Bohužel ani tentokrát jsme nedosáhli úspěchu. Další informace o spin valvech s použitím FeMn jsou např. v [29, 30].

⁴Rentgenová fotoelektronová spektroskopie.

⁵fcc je zkratka pro kubickou, plošně centrovanou mřížku krystalografické struktury.

5.4 Měření magnetických tunelových článků

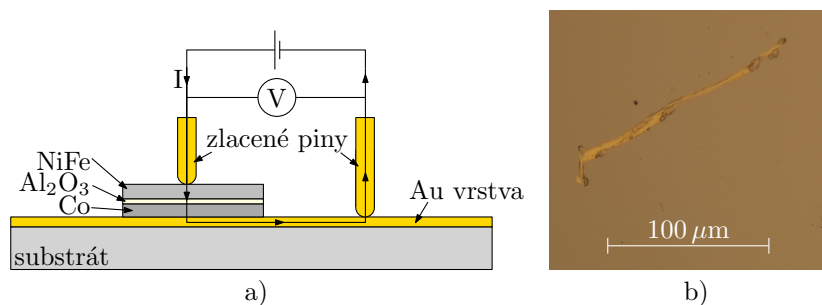
Jako tunelovou bariéru pro MTJ jsme použili Al_2O_3 . Podle [1] je vhodná tloušťka tunelové bariéry pouze 1 – 2 nm. Proto byla zkalibrována depoziční rychlost Al_2O_3 aparatury Kaufman pomocí reflektometru. Na Si substrát byla hodinu deponována monovrstva Al_2O_3 . Na této vrstvě bylo změřeno spektrum odraženého světla v rozsahu vlnových délek 250 – 900 nm pomocí reflektometru (obr. 5.13 modře). Změřené spektrum bylo nafitováno v programu Spektra3 pomocí Cauchyho modelu popisujícím závislost indexu lomu na vlnové délce ve tvaru $n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2}$ (obr. 5.13 červeně). Výsledná tloušťka vrstvy podle fitu spektra je $d = 118$ nm. Parametr A byl fixován na hodnotu 1,75, parametr B byl fitován s výsledkem 80,5. Depoziční rychlost je tedy $\frac{1180 \text{ \AA}}{3600 \text{ s}} = 0,33 \frac{\text{ \AA}}{\text{ s}}$.



Obr. 5.13: Měření tloušťky vrstvy Al_2O_3 na Si substrátu pomocí reflektometru. Modře jsou vyznačena data naměřená reflektometrem, červená křivka znázorňuje fit teoretickým modelem pomocí programu Spektra3.

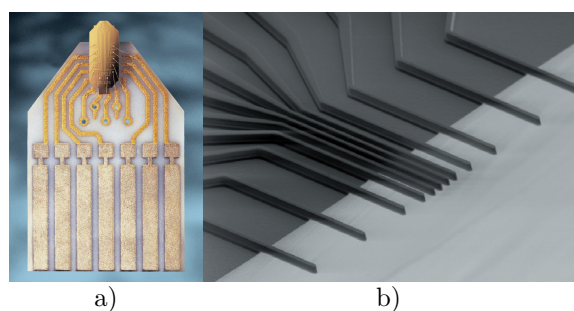
Měření jsme se pokusili provést způsobem znázorněným na obr. 5.15 a). Na podkladovou vodivou vrstvu ze zlata jsme vytvořili MTJ ve tvaru čtverce $2 \times 2 \text{ mm}^2$ pomocí elektronové litografie a iontového naprašování. O nakontaktování jsme se pokusili pomocí zlacených pinů s koncovým rádiusem 0,25 mm. Naměřený odpor o velikosti několika Ω ovšem odpovídal pouze zlaté vrstvě. Očekávaný odpor MTJ je až několik $\text{k}\Omega$. Příčinu odhalilo následné prozkoumání změřeného vzorku na optickém mikroskopu, na kterém je zřetelné příliš velké poškození vrstev od sondy (obr. 5.15 b))

Provedeno bylo ještě několik dalších návrhů kontaktování, zkrat vlivem poškození vrstev se však projevil vždy. Pro správnou funkci MTJ musejí být F-vrstvy dokonale odděleny pomocí tunelové bariéry. Každá nečistota nebo nedokonalost vrstev způsobí značné problémy a nefunkčnost. Došli jsme k závěru, že podobné makroskopické měření není možné. Bude nutné vymyslet postup přípravy mikroskopické MTJ pomocí několikafázové elektronové litografie s kontakty vyvedenými na substrát. K nakontaktování může sloužit mikrokontaktovací zařízení, které používá zlatý drát o průměru $25 \mu\text{m}$, dostupné na ÚFI FSI.



Obr. 5.14: a) Schéma neúspěšného měření MTJ. b) Obrázek z optického mikroskopu odhaluje poškození vrstev od kontaktovacího pinu.

Dalším efektivním způsobem charakterizace MTJ by byl postup předvedený v [31] využívající mikrosondy Capres a měření v CIP konfiguraci. Nevýhoda je vysoká pořizovací cena aparatury i samotných sond. Další variantou by byl způsob měření pomocí mikroskopu atomárních sil s použitím vodivých hrotů předvedený v [32].



Obr. 5.15: a) Sonda pro charakterizaci magnetických tunelových článků (MTJ) podle [31]. b) Detail dvanácti kontaktů, které umožňují 8 kombinací čtyřbodových měření.

6 ZÁVĚR

Tato bakalářská práce uzavírá autorův první rok pravidelné práce v laboratoři a tři roky studia fyziky na vysoké škole. Práce začala inovací softwaru, který ovládá měření magnetorezistence. Nakonec z původního návrhu zbyly pouze některé příkazy komunikující se sběrníci GPIB a celý systém měření byl výrazně inovován. Toto představuje první úspěšné řešení, přestože se nový návrh algoritmu v bakalářské práci nezmiňuje. Kvality byly prokázány v mnohých měřeních publikovaných v této práci.

Další činnost pokračovala úspěšným měřením jevů AMR a GMR na jednoduchých vrstvách a spin valvech na bázi Co/Cu/NiFe. Po dokončení tohoto experimentu začaly přicházet také neúspěchy. Nelitujeme tolik neúspěchu měření MTJ, protože vyzkoušená metoda v sekci 5.4 byla snad i naivní. Záhadou je ovšem neúspěch měření spin valvů s vrstvami FeMn. Funkce spin valvů je sice dobře probádaná, ale nepomohlo ani vyzkoušení všech dostupných postupů publikovaných ve vědeckých časopisech.

Nevydařené experimenty bychom rádi co nejdříve dokončili, protože aplikace připravované na ÚFI FSI vyžadují zvládnutí technik, kterými se práce zabývá. V návrhu je také výroba nové sestavy pro čtyřbodová měření (magnet i sonda), která by umožnila přesnější úhlová měření. Toto a další nápady budou pravděpodobně tématem diplomového projektu.

Tuto práci si dovoluji uzavřít dalším trefným citátem člověka, který mě velmi inspi-ruje:

„I learned very early the difference between knowing the name of something and knowing something.“
(Richard P. Feynman)

LITERATURA

- [1] Chappert, C., Fert, A., Nguyen Van Dau, F. *The emergence of spin electronics in data storage*, Nature Materials 6, 813 - 823 **2007**
- [2] Coey, J. M. D. *Magnetism and magnetic materials*, Cambridge University Press, **2011**. ISBN 978-0-521-81614-4
- [3] Dub, P. *Prezentace k předmětu Obecná fyzika 4, Lekce III*, ÚFI FSI VUT v Brně **2012**
- [4] kolektiv ÚFI FSI *Elektrina a magnetismus*, ÚFI FSI VUT v Brně **2005**
- [5] Sedlák, B., Štoll, I. *Elektrina a magnetismus*, Academia **1993**. ISBN 80-200-0172-715-X
- [6] Kameš, J. *Studium magnetických nanostruktur pro spintroniku*, Diplomová práce FSI VUT v Brně **2009**
- [7] Nogués, J., Schuller, I. K. *Exchange bias*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 192, 203-232 **1999**
- [8] Wikipedia, The Free Encyclopedia [online]. [cit. 5. 2. 2013]. Dostupné z: <http://en.wikipedia.org/wiki/Magnetoresistance>
- [9] Uhlíř, V. *Current Induced Magnetization Dynamics in Nanostructures*, Dizertační práce FSI VUT v Brně **2010**
- [10] Baibich, M.N. et. al. *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*, Phys. Rev. Lett. 61, str. 2472 **1988**
- [11] Parkin, S. et. al. *Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory*, Science 320, 190 **2008**
- [12] Parkin, S. *Data in the Fast Lanes of Racetrack Memory*, Sci Am 300(6):76-81 **2009**
- [13] Nakano, K. et. al. *All-electrical operation of magnetic vortex core memory cell*, Appl. Phys. Lett. 99, 262505 **2011**
- [14] Nakano, K. et. al. *Real-time observation of electrical vortex core switching*, Appl. Phys. Lett. 102, 072405 **2013**
- [15] Uhlíř, V., Urbánek, M. et. al. *Dynamic switching of the spin circulation in tapered magnetic nanodisks*, Nature Nanotechnology 8, 341–346 **2013**

- [16] Hertel, R. *Magnetic nanostructures: Vortex states à la carte*, Nature Nanotechnology 8, 318–320 **2013**
- [17] Prinz, G. A. *Magnetoelectronics applications*, J. of Magnetism and Magnetic Mat. 200 57-68 **1999**
- [18] Brodie, I., Muray, J. J. *The Physics of Micro/Nano-Fabrication*, Plenum Press, New York **1992**. ISBN 0-306-44146-2
- [19] van der Pauw, L., J. *A method of measuring the resistivity and hall coefficient on lamellae of arbitrary shape*, Philips Tech. Rev. vol. 20, str. 220-224 **1958**
- [20] Uhlíř, V. *Studium tenkých vrstev a povrchů pomocí magnetooptických jevů*, Diplomová práce FSI VUT v Brně **2006**
- [21] Flajšman, L. *Konstrukce zařízení pro měření magnetických vlastností mikro a nanostruktur*, Bakalářská práce FSI VUT v Brně **2013**
- [22] Zhao, H. W. et. al. *Observation of the evolution of anisotropic magnetoresistance in thin magnetic films*, J. Appl. Phys. 82, 485 **1997**
- [23] Sung, G. et. al. *Transition of the anisotropic magnetoresistance of permalloy films from the negative to the positive along with thickness*, J. Appl. Phys. 85, 5786 **1999**
- [24] McGuire, T. R., Potter, R. I. *Anisotropic Magnetoresistance in Ferromagnetic 3d Alloys*, IEEE Transactions on Magnetics, vol. 11, no. 4 **1975**
- [25] Perna, P. et. al. *Magnetization reversal signatures in the magnetoresistance of magnetic multilayers*, Phys. Rev. 86, 024421 **2012**
- [26] Ming Xu et. al. *Relation between microstructures and magnetic properties upon annealing in $Fe_{50}Mn_{50}/Ni_{80}Fe_{20}$ films*, J. Appl. Phys. 92, 2052 **2002**
- [27] Sankaranarayanan, V. K. et. al. *Exchange Bias Investigations in FeMn Based Multilayers*, The Physics of Metals and Metallography, Vol. 101, Suppl. 1, pp. S70–S72 **2006**
- [28] Seu, K. A. et. al. *Co layer thickness dependence of exchange biasing for IrMn/Co and FeMn/Co*, J. Appl. Phys. 93, 6611 **2003**
- [29] Dieny, B. et. al. *Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers*, Phys. Rev B 43, **1991**

- [30] Devasahayam, A. J. et. al. *Magnetic, temperature, and corrosion properties of the NiFe/IrMn exchange couple*, J. Appl. Phys. 83, 7216 **1998**
- [31] Worledgea, D. C., Trouilloud, P. L. *Magnetoresistance measurement of unpatterned magnetic tunnel junction wafers by current-in-plane tunneling*, Appl. Phys. Lett. 83, 84 **2003**
- [32] Worledgea, D. C., Abraham, D. W. *Conducting atomic-force-microscope electrical characterization of submicron magnetic tunnel junctions*, Appl. Phys. Lett. 82, 4522 **2003**

SEZNAM ZKRATEK

- AF antiferomagnetický
- AMR anizotropní magnetorezistence (anisotropic magnetoresistance)
- CIP proud v rovině (current in plane)
- CPP proud kolmý k rovině (current perpendicular to plane)
- EDX energiově disperzní rentgenová spektroskopie (energy-dispersive X-ray spectroscopy)
- F feromagnetický
- GMR obří magnetorezistence (giant magnetoresistance)
- GPIOB General Purpose Interface Bus (typ univerzální sběrnice)
- HR-STEM rastrovací transmisní elektronová mikroskopie s vysokým rozlišením (High Resolution Scanning Transmission Electron Microscopy)
- IBAD iontovým svazkem asistovaná depozice (ion beam assisted deposition)
- MBE molekulární svazková epitaxe (molecular beam epitaxy)
- MOKE magnetooptický Kerrův jev (magneto-optic Kerr effect)
- MR magnetorezistence
- NM nemagnetický
- NMR negativní magnetorezistence
- MTJ magnetický tunelový článek (magnetic tunnel junction)
- PHE planární Hallův jev (planar Hall effect)
- PMR pozitivní magnetorezistence
- TMR tunelová magnetorezistence (tunnel magnetoresistance)
- vdP van der Pauw
- XPS rentgenová fotoelektronová spektroskopie (X-ray photoelectron spectroscopy)

