

Studium antiferomagnetů pomocí ultrarychlé laserové spektroskopie

Vít Saidl, Petr Němec, František Trojáněk, Petr Malý

Matematicko-fyzikální fakulta, Univerzita Karlova, Ke Karlovu 3, Praha 2

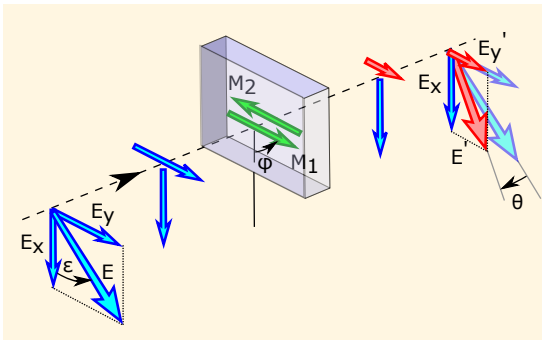
Antiferomagnetické materiály mají velký potenciál pro konstrukci počítačových součástek nové generace. Nepřítomnost makroskopického magnetického momentu nicméně v těchto materiálech silně komplikuje studium jejich magnetických vlastností. V tomto článku popisujeme novou magnetooptickou metodu, která umožňuje zkoumat tenké kovové antiferomagnetické filmy pomocí femtosekundových laserových pulzů. Za vyvinutí této experimentální metody obdržel v roce 2017 V. Saidl cenu Česká hlava v kategorii Doctorandus – technické vědy.

V současné době narazil pokrok v oblasti počítačové techniky na meze svých možností [1]. Dosavadní vylepšování používaných součástek bylo totiž úzce propojené s jejich miniaturizací, která se však z fyzikálních důvodů musí zastavit u rozměrů v řádu jednotek nanometrů. Na této škále se totiž začínou projevovat kvantové vlastnosti elektronů, což ale není v souladu s principy, na kterých je současná výpočetní technika založena [1]. Vystává tak otázka, jak se s hrozící stagnací elektrotechniky vypořádat. Jedním z řešení tohoto problému by mohla být spintronika, v níž se kromě náboje elektronu využívá i jeho spin [2]. Asi nejrozšířenější spintronickou aplikací jsou na jevu gigantické magnetorezistence založené čtecí hlavy, po jejichž zavedení došlo k mnohonásobnému zvýšení kapacity pevných disků [3]. Další existující spintronickou součástí jsou magnetické RAM paměti, které kombinují výhody pevných disků (tj. uchování informace i po vypnutí počítače) a konvenčních RAM pamětí (tj. krátké přístupové doby k uloženým informacím) [4].

V minulých letech se při pátrání po materiálech vhodných k demonstraci nových spintronických součástek lidé zaměřovali zejména na feromagnet, např. na polovodič GaMnAs [5]. Ačkoli se jednalo z hlediska základního výzkumu o velice zajímavé látky, některé jejich parametry mnohdy vylučovaly jejich praktické využití. Např. u GaMnAs tímto parametrem byla *Curieova teplota* (tj. teplota, nad kterou materiál přestává být feromagnetický), která byla menší než teplota pokojová [5]. Mimo jiné i z tohoto důvodu se začal zkoumat i další typ magneticky uspořádaných materiálů – antiferomagnet, u nichž se typicky zachovává magnetické uspořádání i při vyšších teplotách. Zatímco u feromagnetů míří všechny mikroskopické magnetické momenty jedním směrem, kompenzované antiferomagnet

jsou charakteristické tím, že se jejich mikroskopické magnetické momenty vzájemně vyruší (například tak, že ve dvou podmřížkách míří proti sobě). Díky tomu se příslušný materiál zvnějšku jeví jako nemagnetický. To je z hlediska miniaturizace velice užitečná vlastnost a výhoda vůči feromagnetům, neboť lze například umístit dva antiferomagnetické paměťové elementy velice blízko sebe, aniž by se navzájem magneticky ovlivňovaly [6]. Dále lze v antiferomagnetech manipulovat s magnetickými momenty mnohem rychleji, než je tomu možné ve feromagnetech [6]. Netriviální je nicméně odpověď na otázku, jak tuto manipulaci, v reálné aplikaci reprezentující zápis informace, vlastně realizovat. Byly provedeny například experimenty, v nichž se stočení magnetických momentů dosahovalo zahřátím materiálu nad *Néelovu teplotu* (což je ekvivalent Curieovy teploty ve feromagnetu), přiložením magnetického pole a následným zchlazením na teplotu původní [7, 8]. Aplikacně zajímavější je však postup využívající stáčení magnetických momentů pomocí elektrického proudu, který byl nedávno demonstrován na antiferomagnetu CuMnAs [6, 9].

U antiferomagnetů není komplikovaná pouze manipulace s magnetickými momenty, ale i detekce jejich orientace. S magnetometry běžně používanými pro studium feromagnetů kompenzované antiferomagnetu zkoumat nelze. Důvodem je v předchozím odstavci popsaná výhoda antiferomagnetů – z pohledu vnějšího světa zdánlivá nemagnetičnost – která se však v tomto ohledu stává nevýhodou. Proto je obvykle nutné sáhnout po komplikovanějších metodách založených na neutronové difrakci nebo magnetickém lineárním dichroismu v rentgenové oblasti (*X-ray magnetic linear dichroism*, XMLD). Tyto etablované metody ale mají vcelku podstatná omezení. V učebních textech se udá-



Obr. 1 Princip Voigtova jevu. Odlišné působení magnetických podmřížek antiferomagnetu M_1 a M_2 na složky polarizace světla E_x a E_y způsobí, že se po průchodu světla materiálem stočí polarizace E od své původní polohy ε o úhel θ .

vá, že aby byla neutronová difrakce použitelná, musí mít měřený vzorek objem větší než 1 mm^3 [10]. V praxi lze jít i do menších rozměrů – např. u CuMnAs byly takto změřeny vlastnosti filmů o tloušťce 500 nm [11]. Nicméně studovat tímto způsobem filmy o tloušťce 10 nm, které se běžně ve spintronice používají, by bylo extrémně složité, ne-li nemožné. Krom toho je nutné mít k dispozici zdroj neutronů o správných vlastnostech, přičemž takovýmto zdrojem bývá nukleární reaktor [10]. XMLD má oproti neutronové difrakci tu výhodu, že se s jeho pomocí dají zkoumat i filmy s tloušťkou jen několik nanometrů. Nicméně stejně jako předchozí metoda vyžaduje i XMLD tzv. velké infrastruktury. V tomto případě jde o synchrotron produkující rentgenové záření o správné energii fotonů (u CuMnAs je tato energie cca 650 eV [11]). Takovýchto zařízení je na světě nyní v provozu jen cca 70 [12], přičemž jsou využívány v řadě vědních oborů od fyziky přes lékařství po archeologii [12]. To ve svém důsledku znamená, že z důvodu omezeného přístupu k nim není možné provádět rutinní měření většího množství vzorků.

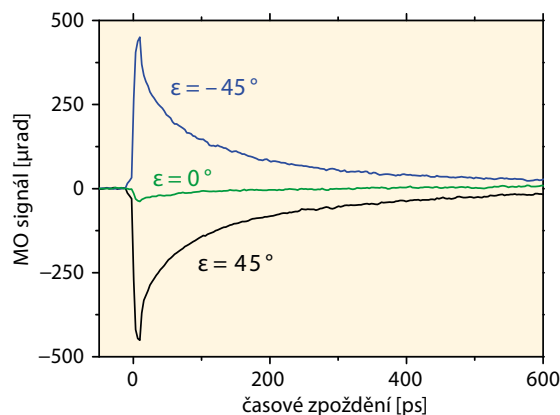
Pomineme-li magnetometry, studují se feromagnetické filmy obvykle pomocí magnetooptických jevů, konkrétně pomocí *Faradayova nebo Kerrova jevu* [13]. Ty jsou založeny na stáčení lineární polarizace světla vlivem magnetizace. Jelikož však u těchto magnetooptických jevů závisí příslušné stočení polarizace na magnetizaci lineárně, v kompenzovaných kolineárních antiferomagnetech se neprojeví. Obě podmřížky antiferomagnetu mají totiž stejné velkou, ale opačným směrem mířící magnetizaci. To znamená, že polarizaci světla tyto podmřížky stácejí o stejný úhel, ale opačným směrem. Po sečtení jejich příspěvků je tak výsledný stav světla stejný, jako kdyby procházelo materiálem nemagnetickým. Kromě magnetooptických jevů lineárních v magnetizaci ale existuje i tzv. *Voigtův jev* (někdy se též označuje jako magnetický lineární dichroismus, MLD), který má kvadratickou závislost na magnetizaci [13]. Díky tomu jsou příspěvky podmřížek antiferomagnetu k celkovému stočení polarizace světla stejné, a to i včetně znaménka. Voigtův jev se dále od výše zmíněného Faradayova a Kerrova jevu liší tím, že je citlivý nikoli na magnetické momenty rovnoběžné ke směru šíření světla, ale na momenty kolmé na směr šíření světla. Na našem pracovišti na Matematicko-fyzikální fakultě Univerzity Karlovy jsme tento magnetooptický jev dlouhodobě používali ke studiu feromagnetů [14, 15], a proto bylo přirozené pokusit se s jeho pomocí charakterizovat i antiferomagnet [16].

Fyzikální princip Voigtova jevu je vysvětlen pomocí obr. 1. Na vzorek tvořený pro jednoduchost jednou antiferomagnetickou doménou dopadá lineárně polarizované světlo. Polarizaci tohoto světla lze rozepsat jako součet dvou na sebe kolmých lineárních polarizací, přičemž jedna z nich je rovnoběžná s magnetickými momenty antiferomagnetu, zatímco druhá z nich je na ně kolmá. V materiálu vykazujícím MLD bude světlo s jednou z těchto polarizací absorbováno více než světlo s polarizací druhou. To způsobí, že když na výstupu z materiálu polarizace opět složíme, liší se výsledná orientace polarizace oproti orientaci polarizace původní o úhel θ . Velikost úhlu stočení však závisí na orientaci vstupní polarizace vzhledem k orientaci magnetických momentů – tento úhel je nulový, pokud byla vstupní polarizace k magnetickým momentům kolmá či s nimi rovnoběžná, a bude (v absolutní hodnotě) maximální, pokud vstupní polarizace s momenty svírala 45° . Dá se tudíž psát fenomenologický vzorec

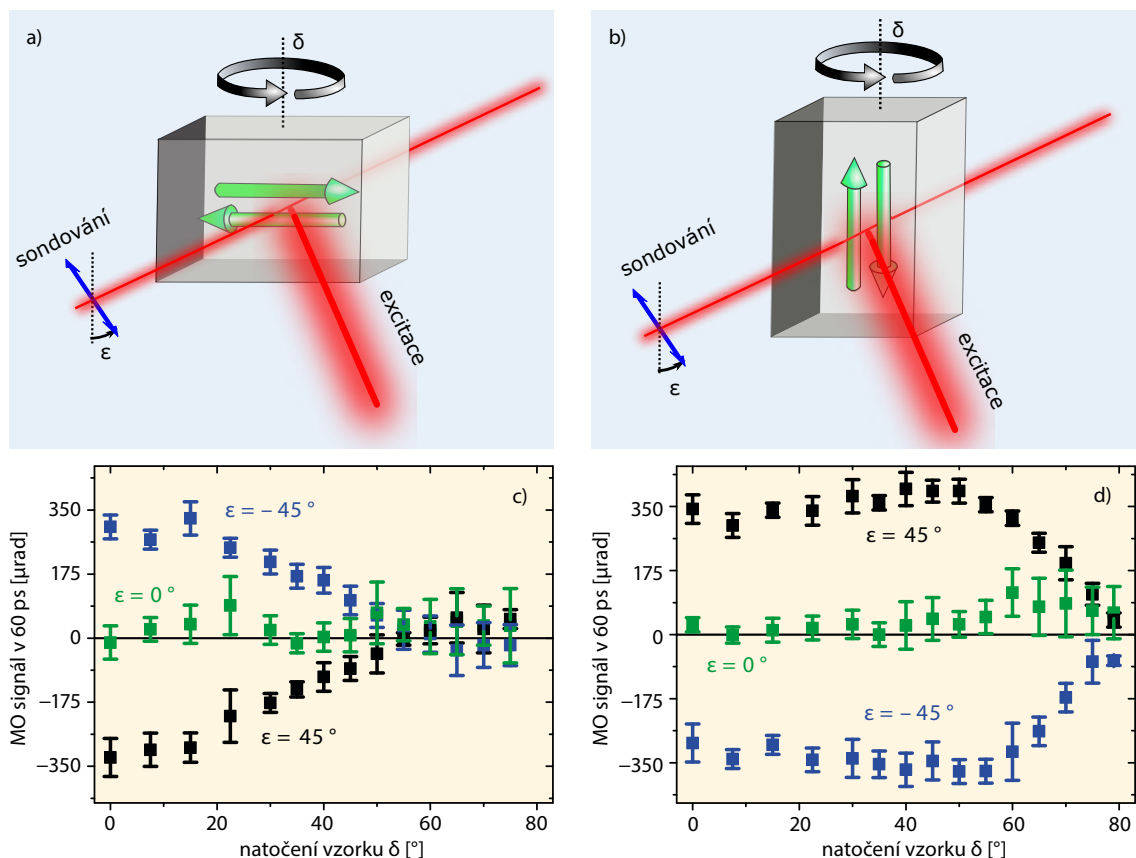
$$\theta = P \sin^2(\varphi - \varepsilon), \quad (1)$$

kde P je materiálový parametr kvadraticky závisící na velikosti magnetizace podmřížek antiferomagnetu a ε a φ popisují orientaci vstupní polarizace světla a magnetických momentů v rovině filmu.

Zdálo by se tedy, že pomocí (1) lze jednoduše určit polohu magnetických momentů v antiferomagnetu. Ve skutečnosti je situace komplikovanější – polarizace světla je stáčena i dalšími jevy nemagnetického původu, které jsou často silnější než Voigtův jev. Příkladem takového jevu je třeba mechanické napětí v substrátu použitým pro přípravu zkoumaných filmů [17]. Jednou z možností, jak tento problém řešit, je využití dvou-svazkové *metody excitace a sondování* [18]. Zde se využívá toho, že excitační svazek měřený film znatelně zahřeje. Tím je změněn stav magnetických momentů ve vzorku, protože proběhne částečná demagnetizace studovaného materiálu. Následně se kvůli kvadratické závislosti materiálového parametru P na velikosti magnetizace v podmřížce zmenší stočení polarizace vyvolané Voigtovým jevem. Nemagnetická stočení polarizace naopak závisí na změně teploty vzorku mnohem slaběji. Jako měřený signál se pak bere rozdíl stočení polarizace slabého sondovacího svazku před a po do-



Obr. 2 Závislost magnetooptického signálu na časovém zpoždění pro různé orientace lineární polarizace sondovacího svazku ε , která byla změněna při teplotě 15 K na 10 nm tlustém filmu kovového antiferomagnetu CuMnAs s uniaxiální magnetickou anizotropií. Dopadající excitační pulz s plošnou hustotou energie 3 mJ/cm^2 na vlnové délce 920 nm vyvolal lokální zahřátí vzorku o 120 K.



Obr. 3 Využití otáčení vzorku k jednoznačnému určení polohy magnetických momentů. (a) Ilustrace otáčení vzorku podél osy kolmé k orientaci magnetických momentů, což vede k datům uvedeným v části (c). (b) Ilustrace otáčení vzorku podél osy rovnoběžné s orientací magnetických momentů, což vede k datům uvedeným v části (d). Měření bylo provedeno při teplotě 300 K a vlnové délce 920 nm na stejném vzorku jako data uvedená v obr. 2.

padu silného excitačního svazku na film. Pro takto měřený signál pak platí vztah získaný derivací vztahu (1):

$$\Delta\theta(\epsilon, \Delta t) = 2P \sin 2(\varphi - \epsilon) \Delta M(\Delta t)/M, \quad (2)$$

kde Δt je časové zpoždění mezi dopadem excitačního a sondovacího svazku na antiferomagnetický film, M je magnetizace podmřížek a ΔM je změna magnetizace vlivem zahřátí. Typická data naměřená na uniaxiálním antiferomagnetickém filmu CuMnAs jsou uvedena na obr. 2. Z tohoto obrázku je jasně patrné, že měřený magnetooptický signál závisí na orientaci lineární polarizace sondovacího svazku tak, jak je předpokládáno vztahem (2). Polohu magnetických momentů z těchto naměřených dat však jednoznačně určit nelze. Problém spočívá ve skutečnosti, že parametr P může být jak kladný, tak záporný. To ve svém důsledku vede k tomu, že nám data z obr. 2 umožňují pouze stanovit, že momenty leží v jednom ze dvou vzájemně kolmých směrů. Obdobný problém je přítomen i v měřeních využívajících XMLD – standardní postup na určení polohy momentů z experimentálních dat tedy zahrnuje nutnost určit znaménko P pomocí teoretických výpočtů [11].

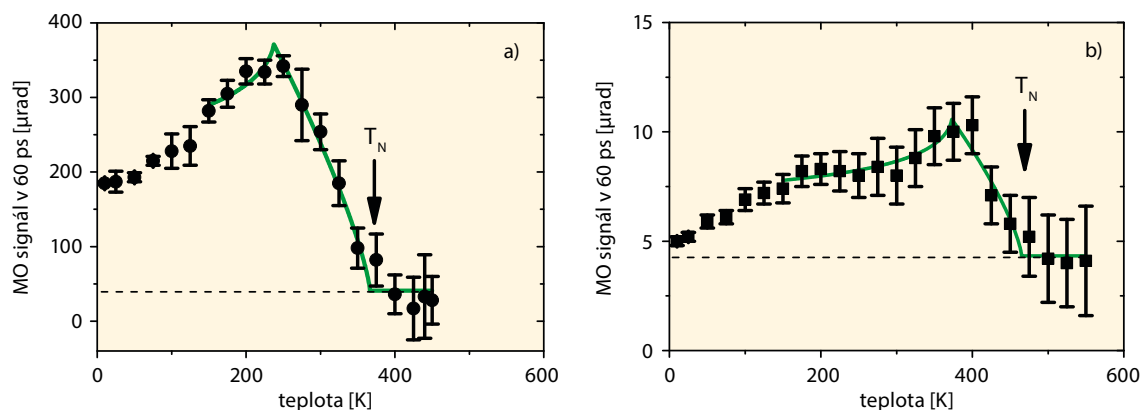
Ukázalo se však, že tento problém může být vyřešen i čistě experimentálně. Základní myšlenka tohoto postupu spočívá v tom, že Voigtův efekt je ve skutečnosti citlivý nikoli na magnetizaci v podmřížce, ale na průmět této magnetizace do roviny kolmé ke směru šíření světla. Za stavu, kdy světlo na měřený film dopadá kolmo, není v těchto dvou případech žádný rozdíl. Jiná situace ovšem nastane, když začneme vzorek naklánět podél osy kolmé k rovině dopadu. Jsou-li magnetické momenty kolmé k ose otáčení vzorku (viz obr.

3a), klesá s úhlem otáčení δ průmět magnetizace a tím i měřený signál (obr. 3c). Pokud jsou ale magnetické momenty rovnoběžné s osou natáčení (obr. 3b), průmět magnetizace i měřený signál zůstávají beze změny (obr. 3d). Takto lze ze dvou možných orientací magnetických momentů, které byly určeny v kolmé geometrii postupem nastíněným v předchozím odstavci, vybrat tu, která skutečně odpovídá realitě.

Pro praktické použití antiferomagnetických látek je důležitá otázka, při jaké teplotě příslušný materiál ztrácí své magnetické vlastnosti. V experimentálních datech teplotní závislosti měřeného magnetooptického signálu lze tuto tzv. Néelovu teplotu T_N najít jako místo, kde dojde k zastavení poklesu měřeného signálu při zvyšování teploty (viz obr. 4). Tímto způsobem se nám podařilo zjistit, že je velice důležité chránit připravované vrstvy CuMnAs před oxidací, která může T_N podstatně zmenšit.

V tomto článku jsme se snažili stručně nastínit důvody, kvůli kterým by mohly být antiferomagnetické materiály zajímavé pro výpočetní techniku. Dále jsme zde v krátkosti popsali principy fungování na našem pracovišti vyvinuté magnetooptické metody sloužící ke zkoumání jejich magnetických vlastností. Zde je nutné zdůraznit, že hlavní výhodou této metody ve srovnání s etablovanými technikami využívajícími velké infrastruktury je její relativní nenáročnost na přístrojové vybavení, protože potřeba je pouze celkem běžný femtosekundový laser. Podrobnější informace o naší vyvinuté metodě lze nalézt v článku nedávno uveřejněném v časopise Nature Photonics [16].

Závěrem bychom rádi poděkovali našim kolegům z oddělení spintroniky a nanoelektroniky z Fyzikální-



Obr. 4 Určení Néelovy teploty T_N z teplotní závislosti magnetooptického signálu. Studovány byly dvě vrstvy CuMnAs s nominální tloušťkou 10 nm, přičemž jedna z nich nebyla (a) a druhá byla (b) pokryta ochrannou vrstvou z hliníku. Vlivem oxidace nepokrytého materiálu došlo ke zmenšení skutečné tloušťky vrstvy CuMnAs a následně ke zmenšení T_N (z hodnoty 465 ± 20 K ve vzorku s Al vrstvou na hodnotu 365 ± 20 K v oxidací ztenčené vrstvě). Body reprezentují naměřená data, plná čára teoretický fit a přerušovaná čára nemagnetické pozadí signálu.

ho ústavu AV ČR, v. v. i., jehož vedoucím je prof. Tomáš Jungwirth, a ze School of Physics & Astronomy, University of Nottingham (Velká Británie), ze skupiny vedené prof. Bryanem L. Gallagherem, za poskytnutí vzorků CuMnAs a pomoc s interpretací naměřených dat. Dále bychom chtěli poděkovat za částečné financování tohoto výzkumu z prostředků poskytnutých Grantovou agenturou České republiky v rámci projektu č. 14-37427G a EU FET Open RIA v rámci projektu č. 766566.

Literatura

- [1] M. M. Waldrop: *Nature* **530**, 144 (2016).
- [2] A. B. Shick, S. Khmelevskiy, O. N. Mryasov, J. Wunderlich, T. Jungwirth: *Phys. Rev. B* **81**, 212409 (2010).
- [3] A. Fert: *Čs. čas. fyz.* **59**, 7 (2009), P. A. Grünberg: *Čs. čas. fyz.* **59**, 17 (2009).
- [4] www.radio-electronics.com/info/data/semicond/memory/mram-memory-technology.php
- [5] A. H. MacDonald, P. Schiffer, N. Samarth: *Nat. Mater.* **4**, 195 (2005).
- [6] P. Wadley a kol.: *Science* **351**, 587 (2016).
- [7] X. Marti a kol.: *Nat. Mater.* **13**, 367 (2014).
- [8] D. Kriegner a kol.: *Nat. Commun.* **7**, 11623 (2016).
- [9] K. Olejník a kol.: *Nat. Commun.* **8**, 15434 (2017).
- [10] M. T. Dove: *Structure and dynamics: an atomic view of materials*. Oxford university press 2003.
- [11] P. Wadley a kol.: *Sci. Rep.* **5**, 17079 (2015).
- [12] www.diamond.ac.uk/Home/About/FAQs/About-Synchrotrons.html
- [13] A. K. Zvezdin, V. A. Kotov: *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials*. Taylor & Francis Group, New York 1997.
- [14] P. Němec a kol.: *Nat. Commun.* **4**, 1422 (2013).
- [15] N. Tesařová a kol.: *Nat. Photon.* **7**, 492 (2013).
- [16] V. Saidl a kol.: *Nat. Photon.* **11**, 91 (2017).
- [17] N. Tesařová a kol.: *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 123108 (2012).
- [18] P. Malý, P. Němec, F. Trojánek: *Čs. čas. fyz.* **60**, 257 (2010).