

Štěpán Hubálovský

Nízkoteplotní jaderná orientace - metoda studia magnetických vlastností pevných látek

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 44 (1999), No. 2, 116--134

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/140989>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1999

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



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

- [15] IKEDA, N., WATANABE, S.: *Stochastic Differential Equations and Diffusion Processes (2nd edition)*. North-Holland/Kodansha 1989.
- [16] LITVINOV, V. G.: *Optimizacija v eliptičeskich krajevych zadačach s primeněnijami k mechanike*. Nauka, Moskva 1987.
- [17] NATKE, H. G., ZAMIROWSKI, M.: *ARMAX Modelling in Structural Dynamics*. Z. angew. Math. Mech. 72 (1992), 631–637; 73 (1993), 217–221.
- [18] NEDOMA, J.: *Inaccurate linear equation system with a restricted-rank error matrix*. Linear and Multilinear Algebra 44 (1998), 29–44.
- [19] ROHN, J.: *Positive definiteness and stability of interval matrices*. SIAM J. Matrix Anal. Appl. 15 (1994), 175–184.
- [20] WALSH, J. B.: *An introduction to stochastic partial differential equations*. In: CARMONA, R., KESTEN, H., WALSH, J. B. (ed.), École d'Été de Probabilité de Saint Flour XIV-1984. Springer LNM 1180, str. 265–437.

Nízkoteplotní jaderná orientace — metoda studia magnetických vlastností pevných látek

Štěpán Hubálovský, Praha

Úvod

V tomto článku se pokusíme čtenáři přiblížit jednu z metod studia vlastností látek — nízkoteplotní jadernou orientaci. Základem této metody, jak uvidíme dále, jsou interakce elektrických a magnetických momentů atomových jader s elektromagnetickým polem, které je obklopuje. Jak je již z názvu zřejmé, tato metoda využívá znalostí z oblastí jaderné a atomové fyziky, fyziky nízkých teplot a fyziky kondenzovaného stavu a přináší rovněž nové poznatky do těchto oborů.

V našem příspěvku se kromě objasnění principů této metody zaměříme na její využití při studiu vnitřního, především magnetického uspořádání pevné látky. Zmíníme se i o měření teploty v oblasti milikelvinové pomocí jaderného orientačního teploměru.

Mgr. ŠTĚPÁN HUBÁLOVSKÝ (1970), doktorand na katedře fyziky nízkých teplot MFF UK, V Holešovičkách 2, 180 00 Praha 8, e-mail: hubalov@hp03.troja.mff.cuni.cz

Moment hybnosti a magnetický dipólový moment

Dříve než začneme s výkladem nízkoteplotní jaderné orientace, zavedeme některé kvantové veličiny.

Již koncem minulého století byly díky rozvoji techniky a přesnosti měření pozorovány některé fyzikální jevy, které se nedaly vysvětlit tehdy používanými fyzikálními teoriemi, zejména Newtonovou mechanikou a v té době již známou Maxwellovou teorií elektromagnetického pole. Tyto nedostatky odstranila ve třicátých letech tohoto století kvantová mechanika, podle níž malé částice, jako protony, neutrony a elektrony a částice složené z malého počtu uvedených elementárních částic — atomová jádra, atomy a molekuly, se mohou projevovat jako vlnění a naopak elektromagnetické vlnění může mít částicový charakter.

Podle kvantové teorie se energie většiny mikroskopických těles nemění spojitě, ale naopak pouze po určitých dále nedělitelných částech — kvantech. Říkáme, že energie těchto mikroskopických objektů nabývá diskrétních hodnot, že má diskrétní spektrum. Vezmeme-li si libovolný mikroobjekt, jehož energie může nabývat jen zcela určitých hodnot, můžeme hodnoty jednotlivých energií označit E_1, E_2, E_3, \dots a tyto hodnoty energie pak obvykle nazýváme energetickými hladinami. Obecně lze tyto hladiny označit E_n , kde index n , který je charakterizuje, je u elektronu ve vodíkovém atomu celé kladné číslo a nazývá se hlavním kvantovým číslem. Stav s nejnižší hodnotou energie E_1 je základním stavem systému a stavy s vyšší energií jsou stavy excitované. Do těchto stavů přejde systém ze stavu základního, v němž se nachází nejčastěji, je-li mu dodána energie, například ve formě tepelné energie nebo energie elektromagnetického vlnění.

Podobně jako je kvantována energie, mohou nabývat diskrétních hodnot i další fyzikální veličiny, mezi něž patří i moment hybnosti L , jehož velikost označíme L . Jediné přípustné hodnoty L u elektronů v atomu jsou dány předpisem

$$L = (l(l+1))^{1/2}\hbar,$$

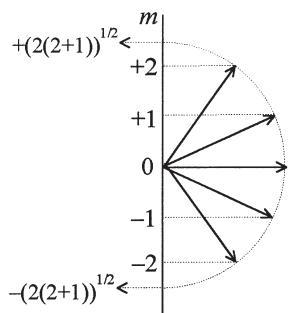
v němž l je vedlejší kvantové číslo, jehož hodnoty mohou být $0, 1, 2, \dots, n-1$ a $\hbar = 1,05 \times 10^{-34}$ Js je Planckova konstanta. Moment hybnosti je vektor, a proto je charakterizován nejen svou velikostí, ale i směrem, který je také kvantován. Toto kvantování je takové, že pro průmět momentu hybnosti do význačného směru, určeno například vektorem magnetického pole ve směru osy z , platí

$$L_z = m\hbar.$$

m se nazývá magnetické kvantové číslo a nabývá hodnot od $-l$ do $+l$. Na obrázku 1 je zakresleno kvantování průmětu momentu hybnosti pro $l = 2$. V tomto případě m nabývá hodnot $-2, -1, 0, 1, 2$.

Každý mikroskopický systém s nenulovým momentem hybnosti má i magnetický dipólový moment μ_L , pro jehož průmět do směru osy z platí vztah

$$\mu_{Lz} = (e/2m_e)L_z = m(e\hbar/2m_e) = m\mu_B,$$



Obr. 1. Kvantování průmětu momentu hybnosti L_z pro vedlejší kvantové číslo $l = 2$.

kde m_e označuje hmotnost elektronu.

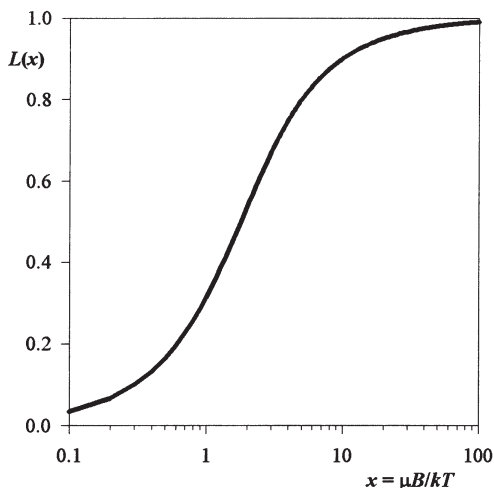
Magnetický dipólový moment je další důležitý mikroskopický parametr. Z výrazu pro průmět magnetického momentu je na první pohled zřejmé, že magnetický moment elektronu je také kvantován. Jeho hodnoty jsou celočíselné násobky veličiny $\mu_B = e\hbar/2m_e = 9,274 \cdot 10^{-24}$ J/T, kterou nazýváme Bohrovým magnetonem.

Podle předešlého výkladu má tedy elektron v základním stavu následující hodnoty kvantových čísel: $n = 0$, $l = 0$ a $m = 0$, takže jeho magnetický moment je nulový. Pozoruje se, například ve Sternově-Gerlachově pokusu, že elektrony mají další magnetický moment. Jde o projev magnetického spinového momentu elektronu, který souvisí s tzv. spinem. Spin je vlastní moment hybnosti elementárních částic, který nemá v klasické fyzice obdoby a nedá se názorně objasnit.

Celkový magnetický moment elektronu μ je výslednicí skládání orbitálního magnetického momentu a spinového magnetického momentu. Magnetický moment určuje hlavně chování částice ve vnějším magnetickém poli.

Předpokládejme tedy, že máme paramagnetickou látku tvořenou souborem atomů s nenulovým magnetickým dipólovým momentem μ . Tyto atomy se v plynech a kapalinách pohybují neuspořádaným molekulárním pohybem nebo v pevných látkách se směry magnetických momentů atomů náhodně orientují a v důsledku toho vládne v prostorovém rozložení magnetických momentů atomů úplný nepořádek. Látka se navenek projevuje jako nemagnetická. Energie neuspořádaného pohybu, kterou pro přehlednost vztáhneme na jeden atom, je úměrná kT , kde k je Boltzmanova konstanta a T je absolutní teplota látky.

Pokud tuto látku vložíme do magnetického pole \mathbf{B} , jednotlivé magnetické momenty μ se budou uspořádat ve směru tohoto pole. Magnetická potenciální energie jednoho atomu je rovna $E_m = \mu\mathbf{B}$. O tom, jak budou magnetické momenty látky působením magnetického pole uspořádány, rozhoduje vzájemný vztah magnetické potenciální energie a energie neuspořádaného tepelného pohybu. Při dostatečně silných magnetických polích a nízkých teplotách ($kT \ll \mu B$) se momenty všech atomů uspořádají do směru pole \mathbf{B} a celková magnetizace látky (výsledný magnetický moment jednotkového objemu) bude mít maximální hodnotu. Říkáme, že látka je magneticky nasycená. K úplnému nasycení v běžných polích dochází při teplotách desítek kelvinů. Průběh uspořádávání magnetických momentů vyjadřuje tzv. Brillouinova funkce, jejíž průběh je zakreslen v grafu na obrázku 2.



Obr. 2. Brillouinova funkce $L(x)$.

Princip metody orientovaných jader

Při teplotách blízkých pokojovým jsou fyzikální vlastnosti kondenzovaných látek určovány hlavně obsazením elektronových stavů v atomu a jeho závislostí na vnějším elektrickém a magnetickém poli a na teplotě. Magnetická aktivita jader se při těchto teplotách projevuje pouze velmi malými korekcemi. Pokud však látku ochladíme na dostatečně nízkou teplotu řádu desítek a stovek milikelvinů, jsou magnetické vlastnosti látky v důsledku úplného nasycení atomových magnetických momentů určovány magnetickými vlastnostmi atomových jader.

Přenesme se tedy nyní v prostoru z oblasti atomového obalu do oblasti atomového jádra a z pokojových teplot, kde vládne elektronový magnetizmus, do teplot pod 1 K, kde dominuje magnetizmus jaderný.

Jádro atomu se skládá z protonů a neutronů. Kromě základních fyzikálních veličin, jako jsou hmotnost a náboj jádra, je stav atomového jádra charakterizován dalšími kvantovými veličinami. Stejně jako v případě elektronového obalu je chování jádra v magnetickém poli určováno výsledným momentem hybnosti jádra, tzv. jaderným spinem, a s ním souvisejícím magnetickým dipólovým momentem.

Jaderný spin I je dán vektorovým součtem momentů hybnosti jednotlivých nukleonů. Velikost jaderného spinu I je kvantována analogicky jako velikost elektronového momentu hybnosti L vztahem

$$I = (J(J + 1))^{1/2} \hbar.$$

Vzhledem k tomu, že jaderný spin je výslednicí skládání spinů více částic, nabývá jaderné spinové kvantové číslo J poločíselných hodnot $0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \frac{5}{2}, \dots$. Stejně jako elektrony i jádra s nenulovými spiny mají svůj magnetický dipólový moment μ , jehož hodnota je kvantována. Průmět tohoto jaderného magnetického momentu μ_z do význačného směru určeného osou z je dán vztahem

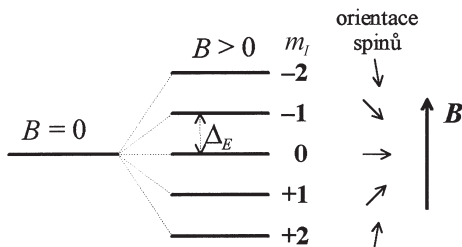
$$\mu_z = g m_I \mu_N,$$

kde g je bezrozměrná veličina nazývaná jaderný faktor g a $\mu_N = e\hbar/2m_p = 5,05 \cdot 10^{-27}$ J/T je jaderný magneton. Je to mikroskopická jednotka analogická Bohrovu magnetonu. Protože je hmotnost protonu přibližně 1834krát větší než hmotnost elektronu, je $\mu_B/\mu_N = 1834$. Jaderné magnetické číslo m_I nabývá hodnot $-J, -J + 1, \dots, J - 1, J$.

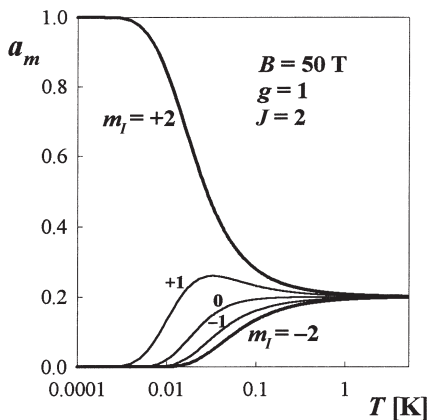
Vložíme-li jádro s jaderným spinovým číslem J do magnetického pole, dojde v důsledku interakce s tímto polem k rozštěpení úrovně energie jaderného stavu daného číslem J do $2J + 1$ Zeemanových podhladin s energií

$$E_m = -B\mu_z = -\mu_N g m_I B.$$

Příklad takového ekvidistantního rozštěpení pro $J = 2$ je na obrázku 3. Podhladina s nejvyšší energií odpovídá magnetickému kvantovému číslu $m_I = -2$ ($E_{-2} = 2\mu_N g B$) a nejnižší energii má podhladina s $m_I = 2$ ($E_2 = -2\mu_N g B$). Z hlediska klasické analogie odpovídají jednotlivé energetické podhladiny, stejně jako u elektronových momentů, různé orientaci jaderného magnetického momentu vzhledem k magnetickému poli B , což je opět znázorněno na obrázku 3.



Obr. 3. Rozštěpení hladiny energie dané jaderným kvantovým číslem $J = 2$ v magnetickém poli.



Obr. 4. Závislost obsazení jaderných podhladin na teplotě pro jádro s kvantovým číslem $J = 2$ v magnetickém poli $B_{ext} = 50$ T ($g = 1$).

Podobně jako při zmagetování elektronových magnetických momentů v atomovém obalu dochází i u jader s klesající teplotou k postupnému uspořádávání (orientaci) jaderných magnetických momentů, roste jaderná magnetizace. Z hlediska kvantové mechanického to znamená, že dochází k největšímu obsazení podhladiny s nejnižší

energií. Závislost obsazení jednotlivých podhladin na teplotě je pro jádro s kvantovým číslem $J = 2$ zobrazena v grafu na obrázku 4. Jak je z grafu zřejmé, je pro výrazné uspořádání i v relativně silném magnetickém poli 50 T třeba jádra ochladit na velmi nízké teploty řádu desítek milikelvinů, kdy je tepelná energie $E = kT$ srovnatelná s energií hyperjemné interakce E_m .

Takto nízké teploty se za současného rozvoje techniky dosahuje nejčastěji v rozpouštěcím refrigerátoru, o němž se ještě zmíníme. Principiální potíže však mohou nastávat při získávání silných magnetických polí. Ve velkých supravodivých solenoidch se dosahují statická pole maximálně 10 až 15 T, což je pro zorientování jaderných magnetických momentů často nedostačující.

Využití jaderné orientace ve fyzice pevných látek

S vytvořením dostatečně silného magnetického pole si však již poradila sama příroda. V kondenzovaných paramagnetických látkách působí totiž na jádra zpravidla silné lokální magnetické pole, tzv. hyperjemné pole, které pochází od elektronů vlastního atomu, jejichž magnetické momenty jsou již při takto nízkých teplotách zcela zorientovány. Vrátili jsme se tedy k magnetizmu elektronového obalu, o němž jsme hovořili před chvílí. Jak jsme se již zmínili, k úplnému nasycení *elektronových* magnetických momentů v paramagnetikách při působení vnějšího magnetického pole $B_{ext} \sim 1$ T dochází již při teplotách řádově desítek kelvinů. Silné lokální magnetické pole působí i v látkách magneticky uspořádaných (feromagnetikách), v nichž pomocí vnějšího magnetického pole nasycujeme feromagnetickou matici. Zopakujme tedy ještě jednou: abychom docílili měřitelnou orientaci *jaderných* magnetických momentů, umísťujeme atom se studovaným jádrem do paramagnetické nebo feromagnetické matrice. Při magnetickém nasycení této matrice působí na jádra výsledné magnetické pole dané vektorovým součtem hyperjemného a vnějšího pole. Hyperjemné pole bývá alespoň o řád silnější než pole vnější a jadernou orientaci lze tak studovat při poměrně slabých polích B_{ext} , která postačí k nasycení paramagnetické nebo feromagnetické matrice.

Pomocí orientace jaderných momentů můžeme tedy studovat distribuci hyperjemného magnetického pole v kondenzované látce, jež zpravidla odráží uspořádání elektronových magnetických momentů daných atomů. Je tedy zřejmé, že metoda jaderné orientace může sloužit pro potřeby studia hyperjemných interakcí a magnetické struktury pevných látek.

Pozorování jaderné orientace, anizotropie záření γ

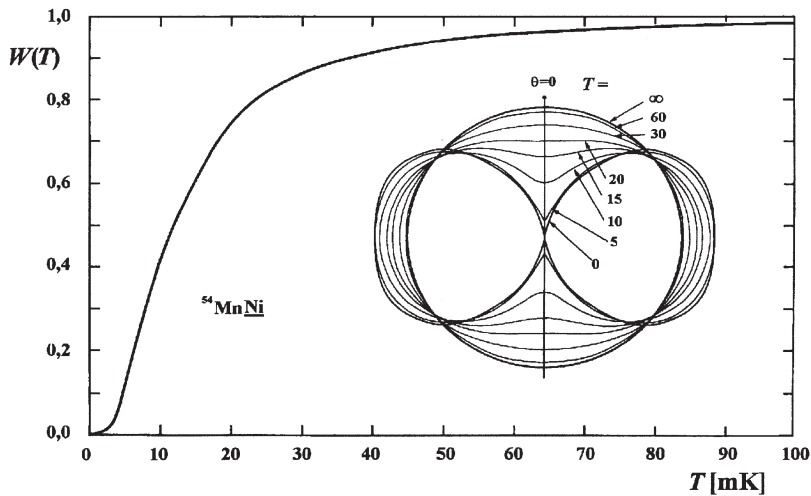
V této části se zmíníme o způsobu měření jaderné orientace.

Představme si, že uspořádaná (orientovaná) jádra jsou radioaktivní. Každé radioaktivní jádro se rozpadá s určitým poločasem rozpadu. Tento rozpad je doprovázen

emisí jaderného záření o určitých energiích. Podle jeho charakteru rozlišujeme záření α , β nebo γ . V experimentech s jadernou orientací se nejčastěji pozoruje záření γ .

Jedno radioaktivní jádro je ve svém excitovaném stavu charakterizováno určitou hodnotou spinu I_{ex} a jeho orientací v prostoru. Po rozpadu přejde jádro do základního stavu a velikost i prostorová orientace spinu tohoto jádra se obecně změní. V důsledku zákona zachování celkového momentu hybnosti je emitovaný foton záření γ vyzářen v určitém směru v prostoru. Říkáme, že vyzářený foton má danu určitou prostorovou anizotropii pravděpodobnosti emise. Tato prostorová anizotropie se podobá prostorové distribuci záření multipólu.

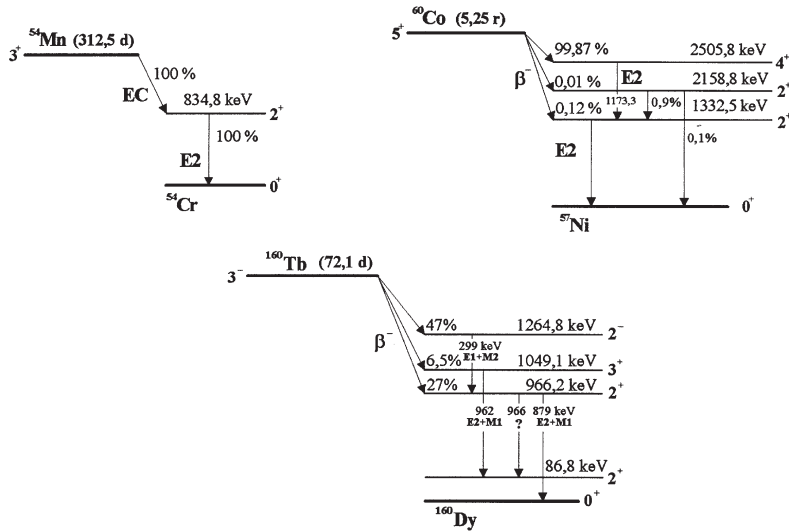
Vrátíme-li se k *souboru* jader, je zřejmé, že emitované záření je izotropní při dostatečně vysoké teplotě, kdy radioaktivní jádra nejsou orientována a jejich momenty jsou v prostoru nasměrovány zcela chaoticky. S klesající teplotou se jádra postupně orientují a emitované záření se stává anizotropním. Stupeň orientace radioaktivních jader a zároveň míra anizotropie prostorového rozložení intenzity záření γ těchto jader se popisuje bezrozměrnou veličinou W . Závislost anizotropie na teplotě $W(T)$ pro jaderný orientační teploměr $^{54}\text{Mn}:\underline{\text{Ni}}$, o němž se zmíníme v závěru článku, je zakreslena na obrázku 5.



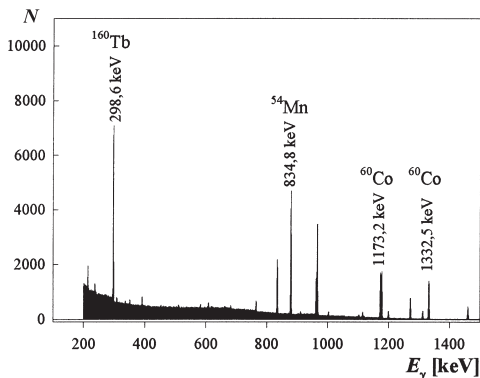
Obr. 5. Závislost anizotropie na teplotě $W(T, \theta = 0)$ pro jaderný orientační teploměr $^{54}\text{Mn}:\underline{\text{Ni}}$.

Studium této anizotropie přináší přímou informaci o míře uspořádání jader a zprostředkovaně i o hyperjemných magnetických polích, která toto uspořádání způsobují. Zároveň je však metoda jaderné orientace využívána při studiu radioaktivních rozpadů, což přináší cenné informace jaderné fyzice pro tvorbu modelů struktury jader. Nejvýznamnějším přínosem v této oblasti bylo potvrzení porušení zákona zachování parity v slabých interakcích v roce 1957 při měření anizotropie záření β .

V experimentech jaderné orientace se často používají radioaktivní jádra ^{54}Mn a ^{60}Co , jejichž rozpadová schémata jsou uvedena na obrázku 6. Uvádíme zde i zjednodušené rozpadové schéma radioaktivního ^{160}Tb , o němž se ještě zmíníme.



Obr. 6. Rozpadová schémata radioaktivních jader ^{54}Mn , ^{60}Co a ^{160}Tb .



Obr. 7. Energetické spektrum záření γ radionuklidů ^{54}Mn , ^{60}Co a ^{160}Tb .

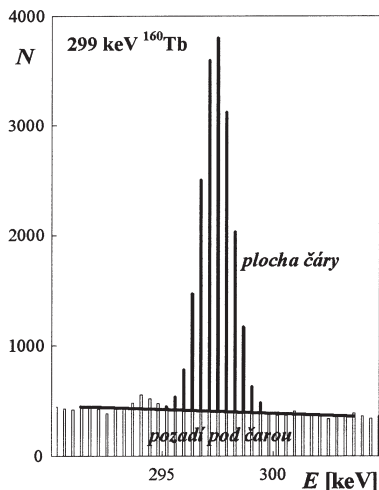
Energetické spektrum záření γ těchto tří radioaktivních jader měřené pomocí detektoru z čistého germania s využitím další elektroniky je znázorněno na obrázku 7.

Intenzita záření o dané energii je přímo úměrná ploše příslušné spektrální čáry (po odečtení pozadí pod čarou). Na obrázku 8 je tato plocha pro čáru 298,6 keV záření γ radionuklidu ^{160}Tb vyznačena plnými černými sloupci.

Anizotropie prostorového rozložení intenzity radioaktivního záření orientovaných jader popsána bezrozměrnou veličinou $W(\theta)$ se definuje vztahem

$$W(\theta) = I(\theta, T)/I_\infty.$$

V tomto výrazu I_∞ značí intenzitu záření dané spektrální čáry při dostatečně vysoké teplotě (4,2 K), kdy je záření izotropní a $I(\theta, T)$ je intenzita této čáry při teplotě, při níž jsou radioaktivní jádra orientována (např. 10 mK). Tuto intenzitu měříme ve směru určeném úhlem θ vzhledem ke směru magnetického pole, které způsobuje jadernou



Obr. 8. Intenzita záření γ je úměrná ploše příslušné spektrální čáry vyznačené černými sloupci.

orientaci (ve většině případů jde také o směr hyperjemného magnetického pole, o němž jsme se již zmiňovali).

Za předpokladu, že na studovaná jádra působí magnetické pole \mathbf{B}_0 orientované ve směru osy z , je anizotropie $W(\theta)$ dána výrazem [6]

$$W(\theta) = 1 + \sum_k B_k(\mu_{Iz}, B_0, T) U_k A_k P_k(\cos \theta).$$

Ve většině případů jsou členy v sumaci nenulové pro $k \leq 4$.

Z naměřených hodnot anizotropie W lze nalézt veličiny, které v této rovnici vystupují. Algebraická vyjádření jednotlivých parametrů jsou poměrně složitá a v tomto článku je nebudeme detailně rozebírat. Omezíme se pouze na jejich kvalitativní popis.

Pro určování velikostí a směrů hyperjemných parametrů v pevných látkách mají největší význam parametry $B_k(\mu_{Iz}, B_0, T)$ a $P_k(\cos \theta)$.

Parametr $B_k(\mu_{Iz}, B_0, T)$ je funkcí průmětu jaderného magnetického momentu μ_{Iz} do osy kvantování z , magnetického pole B_0 působícího na jádro a teploty T . V řadě případů představuje vnější aplikované pole jen malou opravu k hyperjemnému magnetickému poli B_{hf} . Změříme-li teplotní závislost W , můžeme při známé hodnotě B_{hf} vypočítat μ_{Iz} . A naopak při znalosti jaderného momentu μ_{Iz} lze určit hodnoty hyperjemného pole B_{hf} .

Pokud známe u daného radioaktivního jádra všechny jaderné a hyperjemné parametry, můžeme pomocí hodnoty parametru B_k určit absolutní teplotu studovaného vzorku, což je princip jaderného orientačního teploměru.

Parametry $P_k(\cos \theta)$ jsou Legendrovy polynomy v argumentech $\cos \theta$. Legendrův polynom druhého stupně P_2 má tvar

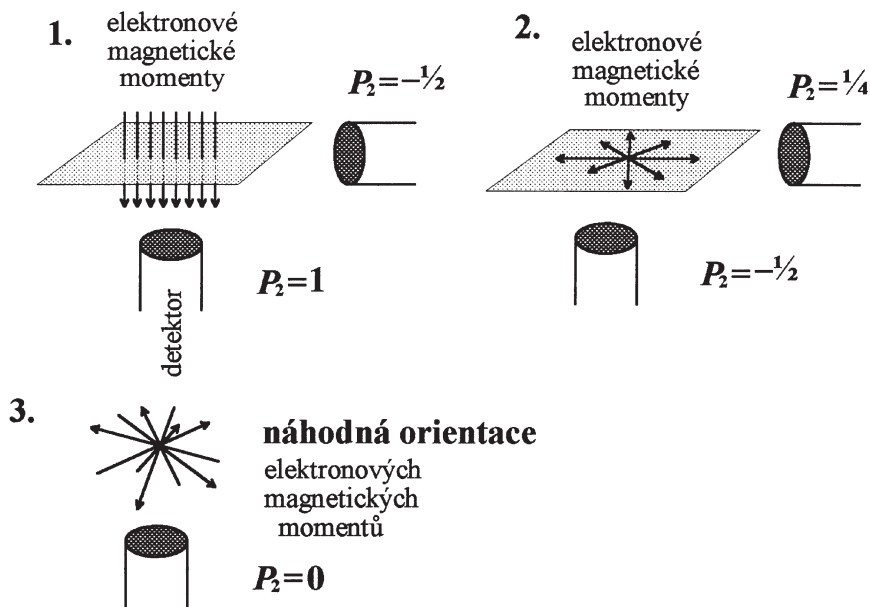
$$P_2(\cos \theta) = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1)$$

a Legendrův polynom čtvrtého stupně P_4 má tvar

$$P_4(\cos \theta) = \frac{1}{8}(35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3).$$

Pokud známe všechny jaderné a hyperjemné parametry, z experimentálně naměřených hodnot anizotropie W můžeme určit hodnoty Legendrových polynomů P_k , které poskytnou informaci o odchylkách θ lokálního hyperjemného magnetického pole na studovaném jádře, které obvykle koreluje se směrem elektronového magnetického momentu daného atomu, od směru detekce záření, což bývá vzhledem k experimentálnímu uspořádání i směr vnějšího magnetického pole.

Na obrázku 9 jsou znázorněny některé hodnoty Legendrových polynomů druhého stupně P_2 pro význačné orientace elektronových magnetických momentů atomů vzhledem ke směru detekce záření (směru \mathbf{B}_{ext}).



Obr. 9. Hodnoty Legendrových polynomů druhého stupně P_2 pro význačné orientace elektronových magnetických momentů atomů vzhledem ke směru detekce záření.

Koeficienty U_k a A_k souvisejí s charakterem jaderných přechodů. Ve většině případů není pozorované záření γ emitováno z počátečního orientovaného stavu, ale z nějakého mezistavu, do něhož radionuklid přejde za současné emise nepozorovaného záření β . Orientace jader v tomto mezistavu je definováním způsobem menší než orientace jader v počátečním stavu. Toto snížení orientace je popsáno deorientačními koeficienty U_k . Koeficient A_k popisuje charakter pozorovaného záření γ . Při jaderných přechodech doprovázených emisí kvanta γ se zachovává celkový moment hybnosti. Moment hybnosti, který odnáší toto kvantum, určuje, zda jde o záření dipólové, kvadrupólové, oktapólové atd. Ze zákona zachování parity při jaderných přechodech lze pak určit, zda jde o záření elektrické, které nemá radiální složky magnetického pole, nebo magnetické, které naopak nemá radiální složky elektrického pole.

Pomocí jaderné orientace lze získat experimentální hodnoty těchto koeficientů, což přináší cenné informace o rozpadových procesech radioaktivních jader.

Selektivita a citlivost metody jaderné orientace

Z předchozího výkladu je zřejmé, že jaderná orientace umožňuje studovat magnetické uspořádání kondenzovaných látek. Je však třeba zdůraznit její hlavní výhodu, o které jsme se dosud nezmínili. Tato metoda je absolutně selektivní, což znamená, že umožňuje sledovat chování vybraného prvku ve vzorku složeném z mnoha různých prvků. K této výhodě se připojuje i další, která souvisí s tím, že detekujeme vysokoenergetické záření odpovídající jaderným přechodům, a proto je tato metoda velice citlivá a pro úspěšné studium stačí nepatrná koncentrace měřeného radioaktivního jádra ve vzorku.

Pomocí jaderné orientace tak můžeme studovat uspořádání elektronových magnetických momentů vybraných atomů ve vzorku, jejichž koncentrace může být velice malá. Jaderná orientace tedy umožňuje studovat magnetické vlastnosti vysoce zředěných systémů, což je pro současnou fyziku pevných látek velmi přínosné.

Experimenty jaderné orientace provedené na mnohovrstvách Tb/Fe — studium uspořádání magnetických momentů terbia

Přínos metody jaderné orientace ve studiu magnetického uspořádání neobvyklých magnetických struktur ukážeme na následujícím příkladu.

Mnohovrstvy jsou uměle připravené struktury, v nichž se pravidelně střídají vrstvy různých materiálů [1]. Tloušťka jednotlivých vrstev se pohybuje od desetin do stovek nanometrů a jedna mnohovrstva se může skládat z desítek až stovek jednotlivých vrstev. Jejich příprava a výroba souvisí s rozvojem nových, „čistých“ výrobních technik, které umožňují nanášet přesně definované množství atomů určitého prvku do vzorku.

Mezi systémy, které mají jednu nebo dvě prostorové dimenze homogenní fáze potlačeny do rozměru desítek nebo stovek nanometrů, patří kromě mnohovrstev rovněž jednotlivé vrstvy a také klastry, což jsou shluky desítek nebo stovek atomů.

Fyzikální, zejména pak magnetické vlastnosti těchto nízkodimenzionálních materiálů se liší od vlastností materiálů ve stavu homogenních trojrozměrných vzorků.

Orientace magnetických momentů bývá u tenkých magnetických materiálů ovlivněna jejich tvarem. Všeobecně pozorovaná anizotropie, která je dána tvarovou anizotropií vyvolanou demagnetizačním polem, stáčí magnetické momenty do plochy tenké vrstvy. Magnetizace tenkých vrstev tedy obvykle leží v ploše vrstvy. Tato všeobecná tendence může být u některých tenkých vrstev překonána a směr rovnovážné magnetizace může být orientován kolmo k ploše vrstvy. Tento efekt, nazývaný kolmá magnetická anizotropie, je pozorován hlavně u mnohovrstev. Zájem o studium mnohovrstev souvisí i s jejich praktickým využitím v technických aplikacích. Jev kolmé magnetické anizotropie těchto materiálů je řadí mezi potenciální kandidáty na magneto-optická záznamová média. Uspořádání magnetických momentů kolmo k ploše vzorku totiž umožňuje zvýšit hustotu záznamu takového média a zároveň je možné zvýšit rychlost čtení a zápisu dat.

Kolmá magnetická anizotropie se vyskytuje i u mnohovrstev složených z vrstev atomů kovů vzácných zemin (např. Tb, Nd, Eu) a vrstev atomů přechodových kovů (především Fe). Uspořádání magnetických momentů atomů železa v těchto mnohovrstvách lze měřit například pomocí známé Mössbauerovy spektroskopie na železe ^{57}Fe . Naopak chování magnetických momentů atomů vzácných zemin, které hrají v mechanismu kolmé magnetické anizotropie významnou úlohu, nebylo téměř studováno.

Metoda jaderné orientace, jak již víme, může poskytnout informace o orientaci magnetických momentů vybraného atomu ve složených zředěných systémech. Tato metoda byla proto použita při studiu magnetického uspořádání momentů atomů terbia v mnohovrstvách Tb/Fe [3]. Uvedeme zde výsledky měření na mnohovrstvách, které vyrobil metodou střídavého napařování na podložku chlazenou kapalným dusíkem v ultravysokém vakuu 10^{-7} Pa K. Mibu na univerzitě v Kyotu, kde bylo také změřeno uspořádání magnetických momentů železa Mössbauerovou spektroskopií ^{57}Fe a celková magnetizace pomocí skvidového magnetometru.

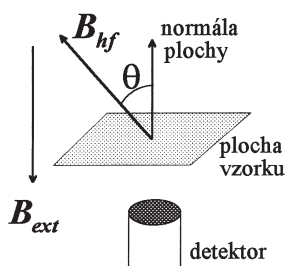
Chování magnetických momentů atomů terbia bylo studováno na zařízení jaderné orientace na katedře fyziky nízkých teplot Matematicko-fyzikální fakulty Univerzity Karlovy v Praze.

V našem případě byl jako radioaktivní sonda jaderné orientace použit izotop terbia ^{160}Tb , jehož zjednodušené rozpadové schéma je uvedeno na obrázku 6. Tento izotop byl ve vzorku vytvořen tak, že celá mnohovrstva Tb/Fe s neaktivním terbiem ^{159}Tb byla ozářena pomalými neutrony v jaderném reaktoru, kde u části jader terbia proběhla jaderná reakce $^{159}\text{Tb} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^{160}\text{Tb}$. Pomocí germaniového detektoru byla posléze měřena anizotropie W záření jaderného přechodu ^{160}Tb s energií 298,6 keV.

Anizotropii záření γ tohoto jaderného přechodu lze vyjádřit ve zjednodušené formě [2]

$$W = 1 + B_2(B_{hf}, T)A_2U_2P_2(\cos \theta).$$

Z jiných jaderných experimentů jsou známy koeficienty U_2 a A_2 (součin $U_2A_2 = -0,365$) a hodnota jaderného magnetického momentu $\mu_I = +3\mu_N$.

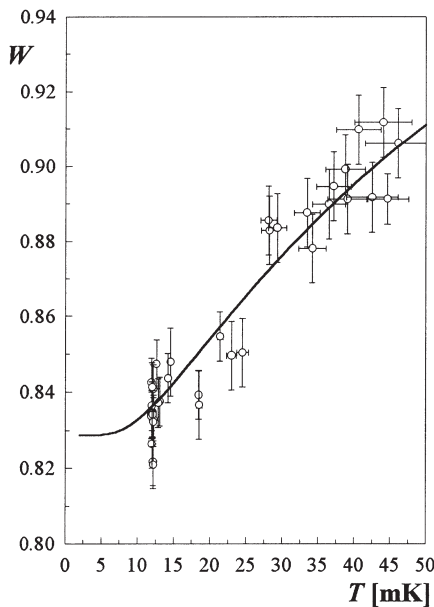


Obr. 10. Umístění mnohovrstvy vzhledem ke směru detekce záření γ a směru vnějšího magnetického pole B_{ext} .

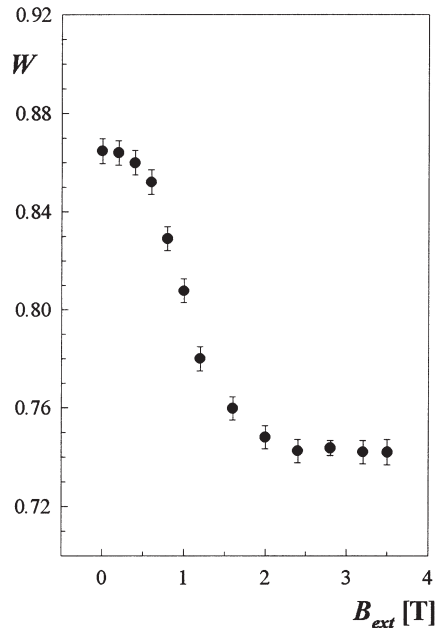
Mnohovrstva byla při měření umístěna tak, že normála plochy této mnohovrstvy byla rovnoběžná s vnějším magnetickým polem a zároveň se směrem detekce záření γ , jak je zřejmé z obrázku 10. Úhel θ v tomto geometrickém uspořádání tedy určuje odchylku hyperjemného magnetického pole B_{hf} a zároveň magnetických momentů atomů terbia (jejichž směr koreluje s B_{hf}) od vnějšího magnetického pole B_{ext} , a tak i od normály plochy vzorku.

Dříve však, než je možné z naměřené anizotropie záření vypočítat hodnotu $P_2(\cos\theta)$ a z ní odchytku magnetických momentů Tb od normály plochy mnohovrstvy, je nutné určit hodnotu magnetického hyperjemného pole, která u těchto mnohovrstev není známa. Byla proto změřena teplotní závislost anizotropie $W(T)$, jejíž průběh je v grafu na obrázku 11. K měření teploty se opět využívá jaderná orientace — měří se jaderným orientačním teploměrem, o němž se ještě podrobněji zmíníme. Takto změřená teplotní závislost byla fitována dvěma volnými parametry — B_{hf} a $P_2(\cos\theta)$ pomocí rovnice pro anizotropii W . Tímto způsobem byla získána hodnota hyperjemného magnetického pole v místě jádra terbia

$$B_{hf} = +365 (10) \text{ T.}$$



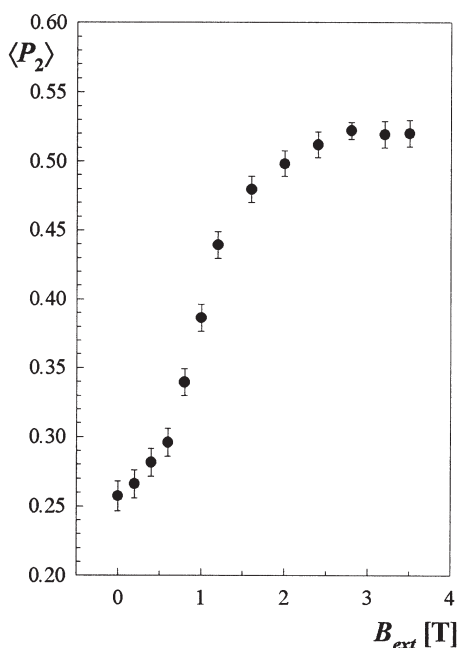
Obr. 11. Teplotní závislost anizotropie $W(T)$ záření γ o energii 299 keV radionuklidu ^{160}Tb pro mnohovrstvu Tb/Fe.



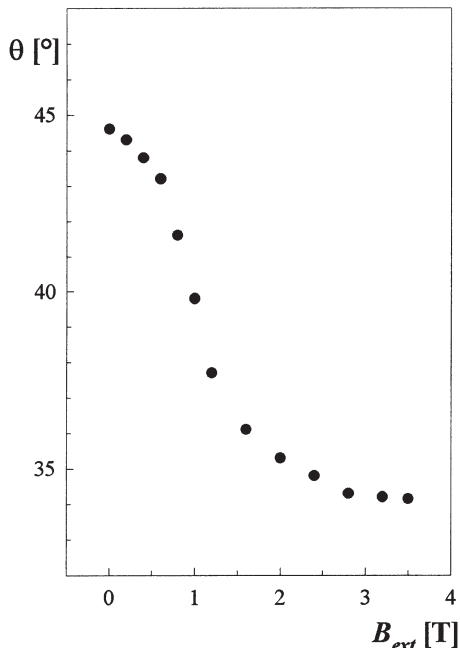
Obr. 12. Závislost anizotropie $W(B_{ext})$ záření γ o energii 299 keV radionuklidu ^{160}Tb pro mnohovrstvu Tb/Fe na vnějším magnetickém poli B_{ext} .

Plná čára v grafu na obrázku 11 vyjadřuje teplotní závislost anizotropie $W(T)$ vypočítanou podle rovnice pro W po dosazení naitovaných hodnot $B_{hf} = +365 \text{ T}$ a $\langle P_2(\cos\theta) \rangle$.

Pokud již známe hodnotu hyperjemného pole působícího v místě jádra, je možné z naměřených hodnot anizotropie W záření γ terbia ^{160}Tb o energii 299 keV vypočítat přímo hodnotu Legendrova polynomu $\langle P_2(\cos\theta) \rangle$, protože všechny ostatní parametry jsou v této rovnici již známy. Záměrně zde uvádíme střední hodnotu, protože v rámci jedné vrstvy Tb mohou jeho elektronové momenty vykazovat určitou distribuci (nemusí být všechny kolineární), což metoda jaderné orientace není schopna rozlišit.



Obr. 13. Závislost $\langle P_2(B_{ext}) \rangle$ záření γ o energii 299 keV radionuklidu ^{160}Tb pro mnohovrstvu Tb/Fe na vnějším magnetickém poli B_{ext} .



Obr. 14. Závislost střední hodnoty úhlu θ mezi normálou plochy vzorku a magnetickými momenty terbia.

V našem studiu jsme se zajímali o chování těchto magnetických momentů Tb v závislosti na vnějším magnetickém poli B_{ext} . Měřili jsme proto anizotropie W při různých hodnotách B_{ext} a výsledek je znázorněn v grafu na obrázku 12. Na následujícím obrázku 13 je zobrazen graf z anizotropie W vypočtené závislosti $\langle P_2(\cos \theta) \rangle$ na B_{ext} pro mnohovrstvu Tb 5 Å/Fe 40 Å. Z tohoto grafu je zřejmé, že při nulovém vnějším magnetickém poli je hodnota $\langle P_2(\cos \theta) \rangle \sim 0,25$, což lze interpretovat tak, že magnetické momenty jsou i bez působení vnějšího pole vytočeny z plochy vzorku směrem k jeho normále. (Jak jsme již uváděli, při zcela náhodném rozložení magnetických momentů je $P_2 = 0$; v případě, že magnetické momenty leží v ploše vzorku, je $P_2 = -\frac{1}{2}$, a pokud jsou všechny momenty kolmé k ploše vzorku, je $P_2 = 1$.) V grafu na obrázku 14 uvádíme polní závislost úhlu θ mezi normálou plochy vzorku (což je v našem uspořádání měření zároveň i směr detekce záření a směr vnějšího magnetického pole) a magnetickými momenty terbia vypočteného z $\langle P_2(\cos \theta) \rangle$ za předpokladu, že všechny magnetické momenty jsou kolinéární. Je zřejmé, že při nulovém magnetickém poli jsou momenty terbia vykloněny z plochy vzorku tak, že s normálou plochy svírají úhel 45° a při aplikaci vnějšího magnetického pole se dále vytáčejí z plochy k normále.

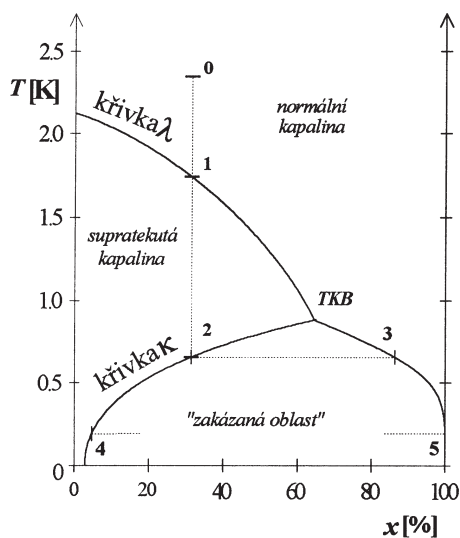
Celková magnetizace mnohovrstvy je dána vektorovým součtem magnetizace vrstvy železa a vrstvy terbia. Pokud naše výsledky, z nichž lze v principu určit magnetizaci vrstvy terbia, porovnáme s výsledky K. Mibu, který měřil magnetizaci vrstvy železa a celkovou magnetizaci mnohovrstev, zjistíme, že předpoklad kolinearit magnetických

momentů Tb ve vrstvě terbia není správný. Je třeba zvolit složitější distribuci těchto momentů v rámci jedné vrstvy terbia tak, aby celková magnetizace, magnetizace vrstvy železa a magnetizace vrstvy terbia spočítaná pomocí předpokládané distribuce momentů terbia byly v souladu.

Měření provedená jadernou orientací na mnohovrstvách Tb/Fe doplnila chybějící informace o uspořádání magnetických momentů terbia v těchto nových materiálech a zároveň prokázala, že kolmou magnetickou anizotropii vykazují kromě magnetických momentů atomů železa i magnetické momenty atomů terbia.

Zařízení potřebné pro jadernou orientaci

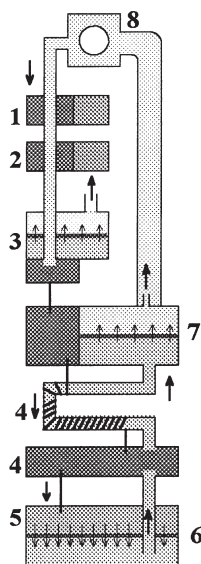
Při experimentech s jadernou orientací se věnuje hodně úsilí vývoji a zdokonalování experimentálního zařízení potřebného k získání velmi nízkých teplot a vysokého magnetického pole, k detekci emitovaného záření a ke zpracování získaných dat. Častokrát je rozvoj metody jaderné orientace doprovázen i limitován technickým vývojem a zároveň bylo zdokonalování techniky mnohdy stimulováno potřebami experimentu jaderné orientace. Navíc je nutné, aby laboratoř jaderné orientace byla vybavena pro manipulaci s radioaktivním materiálem.



Obr. 15. Fázový diagram směsi ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$.

K ochlazení vzorku na dostatečně nízkou teplotu, deset milikelvinů nebo nižší, se v současné době používá výhradně rozpouštěcí refrigerátor [4]. Činnost rozpouštěcího refrigerátoru je založena na chování směsi dvou izotopů helia — ${}^3\text{He}$ a ${}^4\text{He}$ při nízkých teplotách. Na obrázku 15 je znázorněn fázový diagram směsi ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$. Na svislé ose je vynesena teplota T a na vodorovné ose koncentrace ${}^3\text{He}$ ve směsi, $x = c_3/(c_3 + c_4)$. Pokud začneme kapalnou směs ochlazovat, např. bod 0 ve fázovém diagramu, dojdeme na křivku λ — bod 1, která odděluje oblast, kde se směs chová

jako normální kapalina, od oblasti, kde se stává supratekutou. Dalším ochlazováním pod 0,8 K dojdeme na křivku κ ve fázovém diagramu — bod 2. V tomto bodě se začínají až dosud dokonale mísitelné kapaliny ^3He a ^4He navzájem separovat na dvě fáze. Jedna z nich, koncentrovaná fáze, je tvořena směsí s vyšším obsahem ^3He — bod 3 v pravé části fázového diagramu, a druhá, zředěná fáze, obsahující hlavně ^4He — bod 2. Při dalším snižování teploty je podle fázového diagramu koncentrovaná fáze tvořena výlučně atomy ^3He — bod 5, zatímco ve fázi zředěné klesá obsah atomů ^3He až k 6,4 % — bod 4. Rozpustnost atomů ^3He je tedy nenulová i při teplotě absolutní nuly. Hustota atomů ^4He je vyšší než hustota atomů ^3He , a proto koncentrovaná fáze tvořená atomy ^3He plave na fázi zředěné. S ohledem na supratekutost ^4He vytváří zředěná fáze jakési „hmotné vakuum“ pro atomy ^3He a atomy ^3He tak mohou bez odporu procházet přes fázové rozhraní z koncentrované fáze do zředěné. Přechod přes fázové rozhraní je spojen s absorpcí tepla, a tak dochází k ochlazování směsi. Tento proces je analogický vypařování, kde za kapalinu je možné považovat horní koncentrovanou fázi a páry jsou tvořeny atomy ^3He rozpuštěnými v dolní, zředěné fázi. Pokud zajistíme cirkulaci ^3He z dolní koncentrované do horní zředěné fáze, může být tento proces využit ke kontinuálnímu získávání nízkých teplot.



Obr. 16. Rozpouštěcí refrigerátor.

Schematické znázornění rozpouštěcího refrigerátoru je na obrázku 16. K rozdělení fází ve směsi $^3\text{He} + ^4\text{He}$ a vzniku fázového rozhraní (6) dochází ve směšovací komoře (5). Nepřetržitě rozpouštění atomů ^3He v dolní, zředěné fázi je důsledkem cirkulace ^3He celým systémem, což je zabezpečeno osmotickým jevem a čerpáním ^3He za pokojové teploty rotační vývěvou (8). Cirkulace probíhá tak, že plynné ^3He je nejprve předchlazeno kapalným dusíkem (1), pak prochází lázní kapalného helia (2) o teplotě 4,2 K. Po ochlazení průchodem další čerpanou lázní kapalného helia (3) o teplotě 1,2 K dochází ke kondenzaci ^3He . Kapalně ^3He je pak vedeno soustavou účinných výměníků (4) do rozpouštěcí komory (5). Při průchodu ^3He hladinou separující obě fáze (6) dochází k absorpci tepla a ochlazování celé komory, k níž může být připojena tepelná zátěž. Atomy ^3He pak díky osmotickému tlaku procházejí supratekutým ^4He systémem výměníků (4) až do výparníku (7). Ve výparníku se při teplotě 0,7 až 0,9 K vypařuje v důsledku vyšší tenze par prakticky jen ^3He . Rozpouštěcí refrigerátor tak poskytuje možnost kontinuálního chlazení, což umožňuje načítání experimentálních dat po dobu několika dnů.

Měřený vzorek musí být v dobrém tepelném kontaktu s lázní $^3\text{He}/^4\text{He}$ v rozpouštěcí komoře. Přenos tepla je při nízkých teplotách v důsledku tzv. Kápicova odporu na rozhraní mezi kapalinou a pevnou látkou značně ztížen. Vzorek navíc nestačí ochladit pouze na začátku experimentu, ale teplo uvolněné radioaktivním rozpadem je nutné odvádět nepřetržitě. Zlepšení tepelného kontaktu s lázní se dosahuje zvětšením styčné

plochy prostřednictvím tzv. sintru, tedy vrstvy spečeného velmi jemného stříbrného prášku nanesené na měděný hranolek vyvedený vně rozpouštěcí komory. Na pozlacenou plochu hranolku se vzorek upevňuje buď tlakem, nebo prostřednictvím nízkoteplotní pájky.

Přestože jadernou orientaci ve většině případů způsobuje hyperjemné magnetické pole B_{hf} , jak bylo uvedeno v předchozím textu, je i v tomto případě aplikace vnějšího magnetického pole nezbytná, protože je nutné nasytit elektronové magnetické momenty, jejichž směr určuje směr hyperjemného pole B_{hf} . V mnoha experimentech se navíc vliv vnějšího magnetického pole na uspořádání těchto elektronových magnetických momentů studuje. K vytvoření dostatečně silného statického magnetického pole slouží supravodivý solenoid, který je spolu s refrigerátorem umístěn v heliové lázni v kryostatu. V tomto případě záření γ emitované studovaným radioaktivním izotopem lze detekovat pouze ve směru osy solenoidu (ve směru B_{ext}), protože masivní vinutí solenoidu brání průniku záření mimo osu solenoidu.

Záření γ se v daném směru detekuje zejména polovodičovými detektory z čistého germania chlazenými kapalným dusíkem. Rozlišovací schopnost takového detektoru může dosáhnout až 1,5 keV při energii 1000 keV. Signál způsobený záchytem kvanta γ se dále zpracovává pomocí jaderné spektroskopické elektroniky. Jednotlivá energetická spektra se načítají přesně definovanou dobu (např. 30 minut) a poté se uloží na záznamové médium (například pevný disk počítače).

Po ukončení experimentu se načtená spektra analyzují, určují se plochy a anizotropie W studovaných energetických čar. Pokud známe hodnotu vnějšího magnetického pole nebo teplotu v průběhu načítání daného spektra, můžeme určit závislost anizotropie W na vnějším magnetickém poli B_{ext} nebo na teplotě T .

Zmiňme se ještě stručně o možnosti získat radioaktivní vzorky. Do vzorků, u nichž chceme pomocí jaderné orientace studovat například hyperjemná pole, je nutné nějakým způsobem radioaktivní izotopy umístit. Nejvhodnější variantou by bylo usazovat tyto radionuklidy přímo na požadované místo již během výroby vzorku. To je však, hlavně s ohledem na bezpečnost práce s radioaktivními preparáty, velice nesnadné. V současné době je známo pouze několik laboratoří na světě, kde se zařízení podobného druhu budují.

Do kovové matrice může být radioaktivní sonda vpravena vysokoteplotní difúzí radionuklidů, popř. s následným přetavením vzorku.

Dalším způsobem je nastřelování radionuklidů urychlených na vysokou energii do předem vyrobeného vzorku. Tímto způsobem však mohou v matici vznikat poruchy soustředěné kolem implantovaného iontu a zároveň nelze určit polohu nastřeleného radionuklidu ve vzorku, což může být hlavním požadavkem řady experimentů.

Až dosud nejvhodnější možností, jak implantovat radioaktivní izotopy do studovaného vzorku (zejména v případě mnohovrstev) a zároveň s dostatečnou přesností znát jejich polohu, je ozařování tepelnými neutrony v jaderném reaktoru. Tyto pomalé neutrony nenaruší vnitřní strukturu vzorku a současně jejich záchytem vhodnými jádry se vytvářejí jádra radioaktivní.

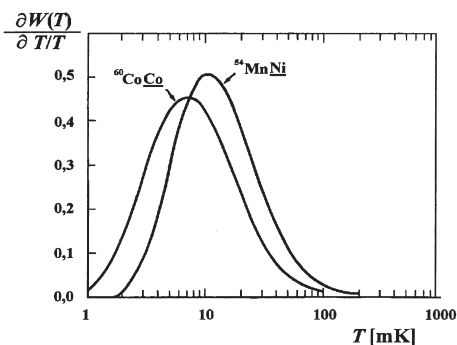
Jaderná orientační termometrie

Jedním z fundamentálních problémů fyziky nízkých teplot je přesné určování teploty. Používá se k tomu řada primárních i sekundárních teploměrných čidel. Mezi jeden z nejpřesnějších teploměrů v teplotním oboru pod 1 K patří jaderný orientační teploměr. Jaderný orientační teploměr je primární teploměr, protože parametry B_k jsou přesně definovanou funkcí teploty. Pokud tedy máme vzorek s radioaktivními jádry, u něž známe jaderné a hyperjemné parametry, lze z naměřené hodnoty anizotropie $W(T)$ určit teplotu T . V důsledku složitosti výrazu pro parametr $B_k(\mu_{Iz}, B_0, T)$ nelze teplotu vypočítat explicitně. V praxi se proto využívají iterační metody umožňující vypočítat teplotu T s předem definovanou přesností.

Výhodou jaderných orientačních teploměrů je i to, že nepotřebují žádné proudové ani napěťové přírady, které by mohly přivádět parazitní tepelný tok do teploměrného čidla.

Mezi nejběžnější jaderné orientační teploměry patří $^{54}\text{Mn} : \underline{\text{Ni}}$, což je systém složený z radioaktivního izotopu ^{54}Mn s velmi malou koncentrací řádu několika ppm, umístěného ve feromagnetické matici niklu. Závislost anizotropie na teplotě $W(T)$ tohoto teploměru je vynesena v grafu na obrázku 5. Dalšími jadernými orientačními teploměry jsou systémy $^{57}\text{Co} : \underline{\text{Fe}}$ a $^{60}\text{Co} : \underline{\text{Fe}}$. Použití těchto teploměrů vyžaduje přítomnost vnějšího magnetického pole, které je schopno nasycit feromagnetickou matici železa nebo niklu. Tyto teploměry mají obvykle tvar tenkého disku. S magnetickým polem působícím v rovině disku lze zanedbat vliv demagnetizačního pole.

V případě, že chceme měřit teplotu při nulovém vnějším magnetickém poli, lze použít izotop ^{60}Co umístěný v monokrystalu hexagonálního kobaltu $^{60}\text{Co} : \underline{\text{Co}}$. Snadnou osou magnetizace je osa c hexagonální struktury. Teploměry ve tvaru úzkých hranolků nebo válečků s podélnou osou ve směru osy c jsou podél této osy spontánně magnetovány i bez vnějšího pole.



Obr. 17. Závislost citlivosti $\partial W/(\partial T/T)$ na teplotě pro teploměry $^{54}\text{Mn} : \underline{\text{Ni}}$ a $^{60}\text{Co} : \underline{\text{Co}}$.

Důležitým parametrem těchto jaderných orientačních teploměrů je závislost jejich citlivosti $\partial W/(\partial T/T)$ na teplotě. Na obrázku 17 je uvedena tato závislost pro teploměry $^{54}\text{Mn} : \underline{\text{Ni}}$ a $^{60}\text{Co} : \underline{\text{Co}}$. Z grafu je zřejmé, že největší citlivost mají tyto teploměry přibližně v oblasti 10 mK.

Závěrečné poznámky

Na možnost orientování jader do význačného směru v nízkých teplotách upozornili již v roce 1934 a 1935 (nedlouho po objevení spinu jader) nezávisle na sobě Gorter a Kurti. Využití nízkoteplotní jaderné orientace bylo původně zaměřeno na dosažení velmi nízkých teplot pomocí demagnetizace souboru jader zorientovaných vysokým magnetickým polem.

Využití této metody v jaderné fyzice souvisí hlavně s prvními experimentálními důkazy orientace jader pomocí měření anizotropie radioaktivního záření emitovaného radionuklidy. Tyto experimenty byly provedeny v padesátých letech.

V sedmdesátých letech se rozšiřuje možnost využití metodiky nízkoteplotní jaderné orientace i do fyziky kondenzovaných látek, což souvisí hlavně s rozvojem experimentálního vybavení a techniky. Mezi nejdůležitější změny patří možnost kontinuálního dosahování teplot řádu desítek milikelvinů pomocí komerčně dostupných rozpouštěcích refrigerátorů. Dochází i k rozvoji supravodivých solenoidů, které umožňují vytvořit statická pole až deset teslů. Absolutní selektivita a vysoká citlivost nízkoteplotní jaderné orientace společně s technickým zázemím tak umožňují ve fyzice pevných látek studovat magnetické struktury vysoce zředěných systémů složených z několika magnetických prvků.

V posledních letech nízkoteplotní jaderná orientace vstupuje do nového období a může být charakterizována jako „velká věda“ s významným rozšířením. Souvisí to hlavně s využitím velkých urychlovačů spojených s rozpouštěcími refrigerátory a dalšími chladicími stupni založenými na principu adiabatické demagnetizace. Tato experimentální uspořádání umožňují studovat orientaci zcela nestabilních jader s krátkými poločasy rozpadu. Pro výrobu, provozování a využívání těchto velkých a finančně velice nákladných experimentálních zařízení je nutná spolupráce mnoha fyzikálních laboratoří.

V letech 1994–1995 bylo uvedeno do provozu pracoviště nízkoteplotní jaderné orientace na katedře fyziky nízkých teplot MFF UK. Na tomto zařízení [5], jehož hlavní částí je malý rozpouštěcí refrigerátor francouzského typu, dosahující teploty 9 mK, se studují magnetická chování složených kondenzovaných systémů, mezi něž patří i již uvedené mnohovrstvy Tb/Fe.

Experimenty prováděné na mnohovrstvách Tb/Fe, jejichž výsledky v této publikaci uvádíme, vznikly za podpory GAČR č. 202/97/1169 a GAUK č. 183.

L i t e r a t u r a

- [1] *Magnetic multilayers*. Eds. BENNET, L. H., WATSON, A. E., London 1992.
- [2] BREWER, W. D.: Rep. Prog. Phys. 53 (1990), 483.
- [3] *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths, Vol. 22*. Eds. GSCHNEIDER, K. A., EYRING, L., Elsevier, Amsterdam 1996.
- [4] JELÍNEK, J., MÁLEK, Z.: *Kryogenní technika*. SNTL, Praha 1982.
- [5] ROTTER, M. a ost.: Czech. Jour. Phys. 46 (1996), 2795.
- [6] *Low Temperature Nuclear Orientation*. Eds. STONE, N. J., POSTMA, H., North Holland, Amsterdam 1986.