

# Nevtronski spinski odmev

Andrej Jeromen

*Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko*

24. november 2000

## Lastnosti in priprava nevtronov

Nevtron je nenabit delec s polovičnim spinom in magnetnim momentom. Njegove osnovne fizikalne lastnosti so podane v Tabeli 1.

Nevtron	
električni naboj . . . . .	0 As
masa . . . . .	1,0087 a.e.= $1,657 \cdot 10^{-27}$ kg
spin . . . . .	1/2
magnetni moment . . . . .	$-1,9132 \cdot \mu_j = -9,662 \cdot 10^{-27}$ Am <sup>2</sup>

Tabela 1: Osnovne fizikalne lastnosti nevtrona

Nevtron je zaradi svojih lastnosti zelo uporabno orodje za raziskovanje trdne snovi. Ker nima električnega naboja, lahko s snovjo sodeluje le preko močne jedrske in magnetne interakcije. Obe interakciji sta kratkega dosega, zato je verjetnost za interakcijo majhna in tako lahko nevtroni prodrejo globoko v preiskovano snov.

Termične nevtrone imenujemo nevtrone s kinetično energijo reda  $k_B T_0$ , kjer je  $k_B$  Boltzmannova konstanta,  $T_0$  pa temperatura okoli 300 K. Ustrezna valovna dolžina, ki jo pripišemo termičnemu nevtronu je  $h/\sqrt{2m_n k_B T} \approx 2\text{Å}$ . To pa je razdalja reda medatomskih razdalj v trdni snovi in kapljevinah. Termični nevtroni so tako zelo primerni za raziskovanje atomske strukture trdne snovi s sipanjem. Termična kinetična energija  $k_B T_0$  je reda 25 meV, kar je tipična energija kolektivnih vzbujenih stanj v trdni snovi. Valovna dolžina in energija termičnega nevtrona sta tako primerni za študij atomske dinamike z neelastičnim sipanjem (sipanjem s prenosom gibalne količine in energije).

Nevtron z magnetnim momentom je tudi edinstvena sonda za raziskovanje magnetizma v atomskem merilu: nevtroni se lahko sipljejo na magnetnih momentih atomov v magnetnih vzorcih. Spet sta valovna dolžina in energija termičnih nevtronov primerno veliki za opazovanje magnetne strukture in dinamike spinskega sistema.

Ponavadi razdelimo nevtrone na hladne, termične in vroče po temperaturi moderatorja, s katerim so v termičnem ravnovesju. Nevtrone, ki se v moderatorju še niso upočasnili in dosegli termičnega ravnovesja, imenujemo epitermične. Tipične vrednosti energij ter ustreznih temperatur, valovnih dolžin in hitrosti kaže tabela 2.

	ultra hladni	hladni	termični	epitermični
$T$ (K)	0,0029	12	290	12.000
$E$ (meV)	0,00025	1	25	1000
$\lambda$ (Å)	570	9,0	1,8	0,29
$v$ (m/s)	6,9	440	2200	14.000

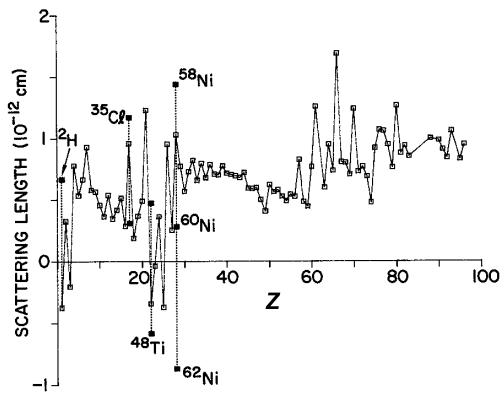
Tabela 2: Tipične vrednosti temperature, energije, valovne dolžine in hitrosti za ultra hladne, hladne, termične in epitermične nevtrone

Curek nevtronov lahko dobimo na več načinov: najbolj uporabljani viri nevtronov so jedrski reaktor, elektronski pospeševalnik in razbijanje jeder s hitrimi protoni. Jedrski reaktorji, v katerih poteka razcep jeder, so glavni vir termičnih nevtronov. Največja gostota toka nevtronov iz jedrskega reaktorja je reda  $10^{15}$  n/cm<sup>2</sup>s. Elektronski pospeševalnik sprošča pulze hitrih (vročih) nevtronov s fotonevtronsko reakcijo med jedri in fotoni, ki nastanejo pri zavornem sevanju hitrih elektronov. Povprečen tok pridobljenih nevtronov je reda  $10^{14}$  n/s. Najučinkovitejši vir nevtronov je razbijanje jeder s protoni energije  $\sim 1$  GeV (protonski pospeševalnik). Ko hitri proton trči v jedro, jedro izseva mnogo različnih delcev, med njimi največ nevtronov, nastane pa tudi veliko majhnih jedrskih fragmentov. Z razbijanjem jeder dobimo pulze nevtronov, povprečni tok pa je reda  $10^{18}$  n/s.

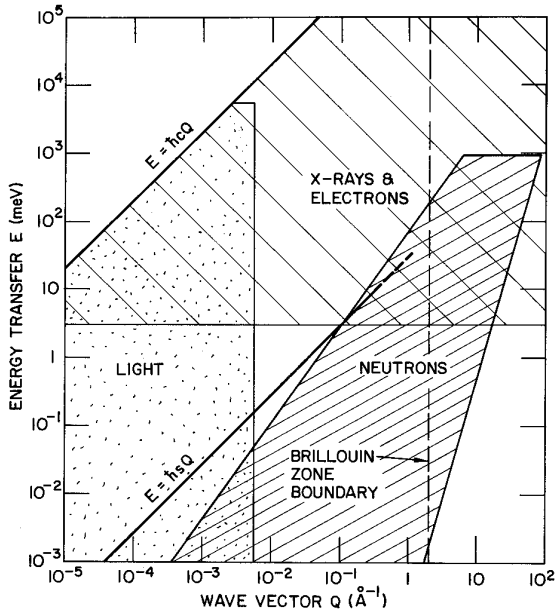
## Sipanje nevtronov

Interakcijo med atomskim jedrom in termičnim nevtronom lahko zaradi kratkega dosega močne jedrske interakcije preprosto opišemo. Diferencialni presek za sipanje je v primeru identičnih atomov, ki med seboj ne interagirajo, konstanten:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = b^2. \quad (1)$$



Slika 1: Vrednosti sipalne dolžine v odvisnosti od vrstnega števila  $Z$  za vezane atome. Valovna dolžina sipanih nevtronov bila  $1 \text{ \AA}$ .



Slika 2: Območja sipalnega valovnega vektorja  $Q$  in prenosa energije  $E$ , dosegljiva s ne-elastičnim sipanjem različnih delcev. Črti  $E = \hbar c Q$  in  $E = \hbar s Q$  označujeta črti, ki različne valovne vektorje svetlobe oziroma zvoka v trdnih snoveh povezujeja z ustreznimi energijami. Pri tem je  $c$  svetlobna hitrost,  $s$  pa tipična hitrost zvoka v trdni snovi.

Tu je  $d\Omega$  diferencial prostorskega kota. Sipalna dolžina  $b$  je lastnost jedra atoma, na katerem se nevtron siplje. V nasprotju s sipanjem žarkov gama, kjer sipalna dolžina narašča z vrstnim številom atoma  $Z$ , pri sipanju nevtronov sipalna dolžina ni monotono odvisna od  $Z$ , marveč je nepravilno odvisna od  $Z$  in atomskega števila  $A$  (glej sliko 1). Nevtroni so torej za razliko od žarkov gama občutljivi na prisotnost lahkih elementov in na razlike med sosednjimi elementi ter izotopi istega elementa.

Nevtronov magnetni moment lahko sodeluje z brezparnimi elektroni v magnetnih vzorcih. V diferencialnem sipalnem preseku za magnetno sipanje nastopa magnetni oblikovni faktor, ker je območje prostorske porazdelitve magnetnih elektronov okoli jedra primerljivo z valovno dolžino termičnih nevtronov. Magnetni oblikovni faktor je Fourierova transformacija verjetnostne gostote magnetnega elektrona okoli jedra. Magnetni moment nevtrona pa lahko sodeluje tudi z električnim tokom premikajočih se elektronov, kar prinese orbitalni prispevek magnetne interakcije.

Slika 2 kaže območja sipalnega valovnega vektorja in prenosa energije, ki so dosegljiva z ne-elastičnim sipanjem različnih delcev. Očitno je, da sipanje nevtronov pokrije veliko zanimivih dinamičnih pojavov v trdni snovi. Še posebej je zanimivo območje sipalnega valovnega vektorja okoli  $1-2 \text{\AA}$ , ki ustreza robu Brillouinove cone v kristalih. Z nevtroni to območje lahko pokrijemo preko več kot pet redov velikosti prenosa energije.

## Larmourjeva precesija in spinski odmev

Metoda nevtronskega spinskega odmeva, katere osnove bomo opisali, je zgrajena na pojavu precesije magnetnega momenta nevtronov v zunanjem magnetnem polju. Precesijo nevtrona najlaže opišemo klasično. Na nevtron z vrtilno količino  $\vec{L}$  in magnetnim momentom  $\vec{\mu}$  v magnetnem polju  $\vec{B}$  deluje navor  $\vec{M}$ :

$$\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{B}. \quad (2)$$

Magnetni moment in vrtilna količina nevtrona sta povezana z giromagnetnim razmerjem nevtrona  $\gamma_n$ :

$$\vec{\mu} = \gamma_n \vec{L}, \quad (3)$$

zato lahko enačbo (2) lahko prepisemo v:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \gamma_n \vec{L} \times \vec{B} = \vec{L} \times \vec{\omega}_L, \quad (4)$$

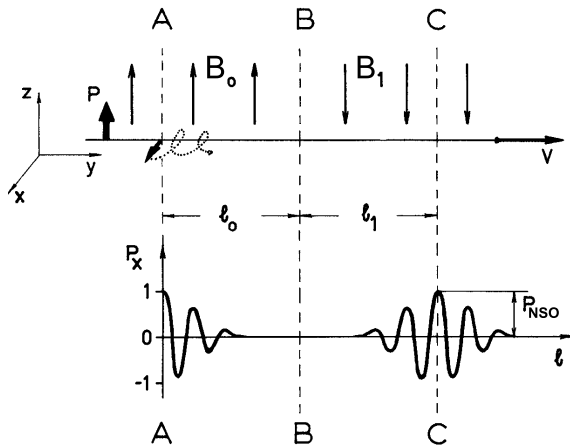
kjer je  $\vec{\omega}_L = \gamma_n \vec{B}$  Larmourjeva frekvenca. Giromagnetno razmerje za nevtron je  $\gamma_n = 29,16 \text{ MHz/T}$ .

Vzemimo sedaj curek polariziranih nevtronov v homogenem magnetnem polju. Polariziramo jih tako, da imajo magnetne momente usmerjene v smer magnetnega polja  $B_0$  (glej sliko 3). V točki A na sliki 3 magnetne momente prevrnemo za kot  $\pi/2$  iz smeri  $z$  v smer  $x$ , da začno precesirati. Kot  $\varphi$ , za katerega se na razdalji  $l$  od točke A zavrti magnetni moment nevtrona s hitrostjo  $v$  v smeri  $y$ , je:

$$\varphi = \omega_L t = \gamma_n B_0 \frac{l}{v}. \quad (5)$$

V laboratoriju ne moremo meriti smeri magnetnega momenta za posameznih nevtronov. Izmerimo pa lahko polarizacijo curka nevtronov v smeri  $x$ , ki je povprečje komponent magnetnih momentov nevtronov v smeri  $x$ :

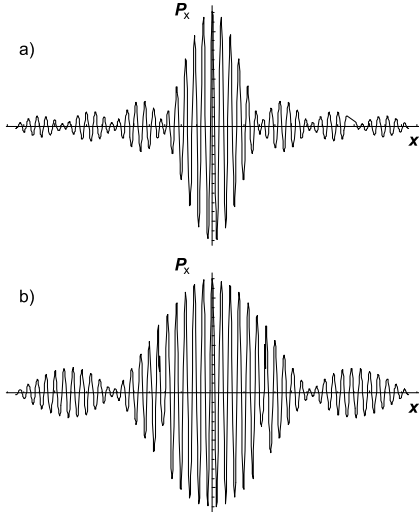
$$P_x = \langle \cos \varphi \rangle = \int f(v) \cos(\gamma_n B_0 \frac{l}{v}) dv, \quad (6)$$



Slika 3: Larmourjeva precesija spinov nevtronov v curku in pojav spinskega odmeva

kjer je  $f(v)$  porazdelitev hitrosti nevtronov. Velja omeniti, da je  $P_x$  po gornji enačbi Fourierova transformacija porazdelitve po  $1/v$ :  $F(1/v) = v^2 f(v)$ .  $F(1/v)$  pa je porazdelitev po valovnih dolžinah.

Obnašanje  $P_x$  je lahko razumeti. Ko se nevtroni oddaljujejo od točke  $A$ , se povečujejo razlike med precesijskimi koti  $\varphi$  za nevtrone z različnimi hitrostmi. Zato se povprečje magnetnih momentov v smeri  $x$  z naraščajočo razdaljo zmanjšuje, dokler ne pade na nič, ko so magnetni momenti razpršeni v vse smeri v ravnini  $xz$ . Perioda dušenega nihanja  $P_x$  je očitno povezana s povprečno hitrostjo nevtronov v žarku, oblika pa s širino porazdelitve hitrosti (glej sliko 4).



Slika 4: a) Izračunan signal spinskega odmeva za široko stopničasto porazdelitev po hitrosti  $\Delta k/k = 0.18$ ; b) Izračunan signal spinskega odmeva za ozko stopničasto porazdelitev po hitrosti  $\Delta k/k = 0.09$

V točki  $B$  na sliki 3 magnetno polje spremeni predznak ( $B_1 = -B_0$ ). V območju  $BC$  magnetni momenti nevtronov tako precedirajo v nasprotni smeri. Kot skupnega zasuka v točki  $C$  je:

$$\varphi_C = \varphi_{AB} - \varphi_{BC} = \frac{\gamma_n}{v}(B_0 l_0 - B_1 l_1). \quad (7)$$

Če je konfiguracija simetrična ( $B_0 l_0 = B_1 l_1$ ), je v točki  $C$  kot zasuka  $\varphi$  enak nič za vse hitrosti  $v$ . Tam je tako  $\langle \cos \varphi \rangle = 1$ , ker se v točki  $C$  vsi magnetni momenti nevtronov 'zberejo' v enakem položaju kot v točki  $A$ . Od točke  $C$  naprej se vsa zgodba ponovi. Signal  $P_x$  je v okolici točke  $C$  simetričen, saj se magnetni momenti 'zbirajo' natančno tako, kot so se 'razhajali' po prehodu točke  $A$ . Iz enačbe (7) je jasno, da je za signal spinskega odmeva pomembna samo razlika  $B_0 l_0 - B_1 l_1$ .

Kako sploh lahko izmerimo  $P_x$  v točki  $C$ , če magnetni momenti precedirajo okoli smeri  $z$ ? V točki  $C$  magnetne momente spet prevrnemo za kot  $\pi/2$  v smer  $z$ . Tako iz  $P_x$  dobimo  $P_z$ , ki je vzporeden z magnetnim poljem in se ne vrti. Tak curek nevtronov vodimo na spinski analizator, postavljen tako, da prepušča nevtrone z magnetnim momentom v smeri  $z$ . Prepuščene nevtrone vodimo na detektor. Detektor pokaže maksimalni tok nevtronov, ko je polarizacija nevtronov vzporedna s smerjo  $z$ .

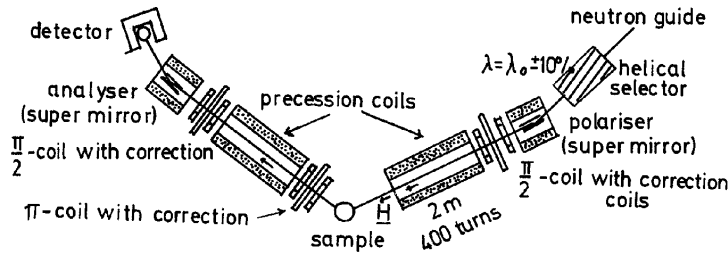
Da dobimo signal spinskega odmeva, mora biti izpolnjen pogoj, da je skupni precesijski kot pri točki  $C$  enak za vse hitrosti nevtronov v curku:

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial v}\right)_{\text{curek}} = 0, \quad (8)$$

ni pa treba, da je  $\varphi$  identično enak 0, kar je strožji pogoj. Oblika signala pa je odvisna od porazdelitve nevtronov v curku po hitrosti.

## Nevtronski spinski odmev s sipanimi nevtroni

Tipična postavitev eksperimenta je na sliki 5. Konfiguracija je enaka kot v prejšnjem razdelku, le da se nevtroni sedaj še sipajo na vzorcu. Vzorec je postavljen na mestu, ki ustreza točki  $B$  na sliki 3. Z desne si na sliki 5 sledijo selektor hitrosti (valovne dolžine) nevtronov, polarizator, ki curek nevtronov polarizira v določeni smeri, tuljava, ki prevrne magnetne momente za  $\pi/2$ , precesijska tuljava in vzorec, na katerem se nevtroni sipajo. Sledi tuljava, ki magnetne momente nevtronov obrne za kot  $\pi$ . Efekt je enak, kot če bi obrnili smer magnetnega polja, le da je praktično lažje prevrniti magnetne momente nevtronov in obdržati enako smer precesijskega polja. Proti levi sledijo precesijska tuljava,  $\pi/2$  tuljava, analizator in detektor nevtronov.



Slika 5: Spektrometer za nevtronski spinski odmev IN 11 inštituta Laue-Langevin, Grenoble, Francija

Kaj se zgodi s precesijskim kotom na koncu druge precesijske tuljave, če se nevtroni na vzorcu sipajo neelastično? Precesijski kot pred drugo  $\pi/2$  tuljavo je:

$$\varphi = \varphi_0 - \varphi_1 = \gamma_n \left( \frac{l_0 B_0}{v_0} - \frac{l_1 B_1}{v_1} \right) = \varphi(v_0, v_1), \quad (9)$$

kjer sta  $v_0$  in  $v_1$  vstopna in izstopna hitrost nevtrona.

Pri neelastičnem sipanju nas predvsem zanima razlika med energijama nevtrona pred in po sipanju:

$$\hbar\omega = E_1 - E_0 = \frac{1}{2}mv_0^2 - \frac{1}{2}mv_1^2 = \hbar\omega(v_0, v_1). \quad (10)$$

Osnovna ideja neelastične spektroskopije nevtronskega spinskega odmeva (NSO) je povezati precesijski kot  $\varphi$ , dan z enačbo (9), s frekvenco  $\omega$ . Ker sta  $\varphi(v_0, v_1)$  in  $\omega(v_0, v_1)$  različni funkciji, je to

mogoče samo lokalno okoli določene vrednosti frekvence  $\omega_0$ . Uporabljati je torej treba take curke nevtronov, da povprečni hitrosti  $\bar{v}_0$  in  $\bar{v}_1$  ustrežata  $\omega_0$ :  $\omega(\bar{v}_0, \bar{v}_1) = \omega_0$ . Potem zahtevamo:

$$\varphi - \bar{\varphi} = T(\omega - \omega_0), \quad (11)$$

kjer je  $\bar{\varphi} = \varphi(\bar{v}_0, \bar{v}_1)$  in  $T$  sorazmernostna konstanta. To je osnovna enačba spektroskopije NSO. Zadostimo ji lahko le v prvem redu, ko je  $\delta v_0 = v_0 - \bar{v}_0$  in  $\delta v_1 = v_1 - \bar{v}_1$ . Takrat dobimo po enačbi (9):

$$\varphi - \bar{\varphi} = -\gamma_n \frac{l_0 B_0}{\bar{v}_0^2} \delta v_0 + \gamma_n \frac{l_1 B_1}{\bar{v}_1^2} \delta v_1, \quad (12)$$

in po enačbi (10):

$$\omega - \bar{\omega}_0 = \frac{m}{\hbar} \bar{v}_1 \delta v_1 - \frac{m}{\hbar} \bar{v}_0 \delta v_0. \quad (13)$$

Enačbi NSO (11) zadostimo, če se koeficienti pri neodvisnih spremenljivkah  $\delta v_0$  in  $\delta v_1$  ujemajo na obeh straneh enačbe (11):

$$\gamma_n l_0 \frac{B_0}{\bar{v}_0^2} = T \frac{m}{\hbar} \bar{v}_0, \quad \gamma_n l_1 \frac{B_1}{\bar{v}_1^2} = T \frac{m}{\hbar} \bar{v}_1. \quad (14)$$

Ker sta enačbi povsem enaki za indeksa 0 in 1, bomo vnaprej namesto njiju pisali indeks  $i$ . Enačbi (14) imenujemo pogoja NSO. Zapišemo ju lahko pregledneje:

$$\frac{l_0 B_0}{l_1 B_1} = \left( \frac{\bar{v}_0}{\bar{v}_1} \right)^3, \quad T = \frac{\hbar \gamma_n l_i B_i}{m \bar{v}_i^3} = \hbar \frac{\bar{\varphi}_i}{2 \bar{E}_i}. \quad (15)$$

Gornje enačbe uporabljajo za izbiro razmerja gostot magnetnega polja, da dobijo signal spinskega odmeva, ter za izračun sorazmernostnega parametra  $T$  za enačbo (11). Za primer elastičnega sipanja dobimo pogoj  $l_1 H_1 = l_0 H_0$ , ki ga poznamo že iz prejšnjega razdelka.

Da se pokazati, da pogoji NSO (14, 15) opisujejo sredino signala spinskega odmeva za sipanje s prenosom energije  $\omega_0$ . Bistven pogoj, ki ga postavlja enačba (11) je, da je  $\varphi$  odvisen le od prenosa energije  $\omega$ , ne pa posebej od  $v_0$  in  $v_1$ . Tako je enačba NSO (11) ekvivalentna pogoju

$$\left( \frac{\partial \varphi}{\partial v_i} \right)_{\omega=\omega_0} = 0, \quad (16)$$

ki ima obliko kot (8) in zahteva, da je faza  $\varphi$  konstantna za vse nevtrone v curku pri  $\omega = \omega_0$ . Se pravi, da bodo nevtroni, ki se jim je energija med sipanjem spremenila za  $\omega_0$ , povzročili enak signal kot na sliki 3, le da bo premaknjen vzdolž poti, ker  $l_1 H_1 / (l_0 H_0) \neq 1$ .

## Sipalna funkcija

Sipanje na vzorcu opišemo s sipalno funkcijo  $S(\vec{K}, \omega)$ . Vzemimo, da je odvisna le od  $\omega$ , saj nas zanimajo le prenosi energije. Vrednost sipalne funkcije pri določeni  $\omega$  je verjetnost, da se nevtron na

vzorcu sipa s prenosom energije  $\omega$ . Po enačbi (11) nam sipalna funkcija da porazdelitev precesijskih kotov  $\varphi$  sipanega curka. Signal NSO je tako:

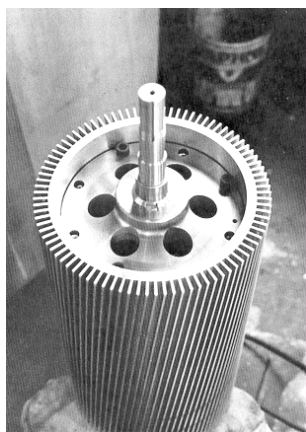
$$P_{NSO} = P_S \langle \cos(\varphi - \bar{\varphi}) \rangle = P_S \frac{\int S(\vec{K}, \omega) \cos[T(\omega - \omega_0)] d\omega}{\int S(\vec{K}, \omega) d\omega}, \quad (17)$$

kjer  $P_S$  opiše morebitno spremembo polarizacije pri sipanju. Upoštevati moramo, da linearna zveza (11) velja le na določenem območju hitrosti okrog  $\bar{v}_0$  in  $\bar{v}_1$ . Integrala v gornji enačbi morata biti torej omejena na to področje. To pomeni, da morajo biti vstopni nevtroni približno monokromatski, po potrebi pa postavimo analizador tudi na izstopni curek nevtronov. Pod temi pogoji po gornji enačbi signal NSO ( $P_{NSO}$ ) ustreza Fourierovi transformaciji določenega dela sipalne funkcije, ki ga vidimo skozi okno, določeno z območjem veljavnosti enačbe (11). Če hočemo izmeriti celotno sipalno funkcijo, moramo meriti pri različnih vrednostih Fourierovega parametra  $T$ , se pravi pri različnih vrednostih magnetnega polja  $B_0$  in pri konstantnem razmerju  $B_0/B_1$  (prim. en. (15)).

## Nekaj tehničnih podrobnosti

V tem razdelku bomo opisali nekaj naprav, ki jih uporabljamo pri metodi nevtronskega spinskega odmeva.

Dovolj dober selektor hitrosti za NSO je vrteči se valj, ki ima po obodu vrezane spiralne kanale, vzdolž katerih letijo nevtroni (slika 6). Hitrost prepuščenih nevtronov določimo s hitrostjo vrtenja ter z naklonom vrezane spirale. Nedoločeniost izstopne hitrosti je 5–20%.

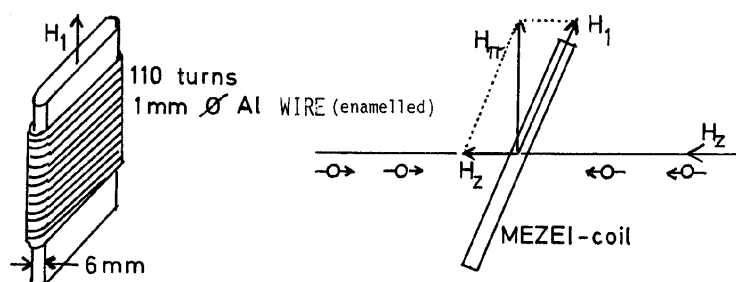


Slika 6: Selektor hitrosti nevtronov raziskovalnega reaktorja Univerze v Kyotu

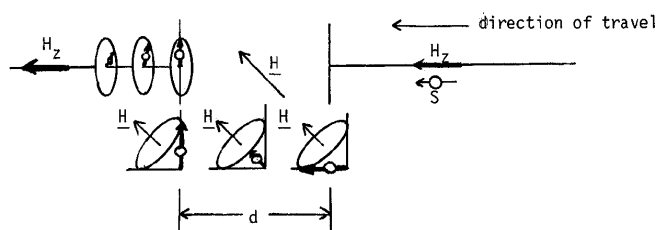
Za polarizacijo nevtronov uporabljajo Braggov odboj na magnetiziranih kristalih (ki obenem curek tudi monokromatizira), polarizacijske filtre, ki vsebujejo jedra z absorpcijskimi resonancami, odvisnimi od orientacije spina, pri NSO pa največ uporabljajo superogledala (supermirrors), ki so preprosti polarizatorji počasnih nevtronov. Za polarizacijo s superogledali uporabljajo totalni odboj nevtronov na plošči, ki je sestavljena izmenjaje iz magnetnih plasti in plasti srebra.



Za obračanje magnetnega momenta uporabljajo precesijo magnetnih momentov v magnetnem polju. Curek nevtronov vodimo skozi tanke pravokotne tuljave (slika 7), ki na delu poti spremenijo smer in velikost magnetnega polja. Sprememba magnetnega polja med zunanostjo in notranostjo tuljave mora biti dovolj hitra, da magnetni momenti ostanejo v prvotni smeri, nato precedirajo okrog notranjega polja za določen kot in na drugi strani zapustijo tuljavo. Spremembo kota  $\pi$  dosežemo tako, da je v notranosti tuljave magnetno polje usmerjeno pravokotno na smer magnetnih momentov (slika 7), spremembo kota  $\pi/2$  pa tako, da je smer notranjega magnetnega polja pod kotom  $45^\circ$  glede na smer magnetnih momentov spinov (slika 8).



Slika 7: Primer tuljave Mezei (imenovana po izumitelju) in njena uporaba za obračanje magnetnih momentov monokromatskih nevtronov za kot  $\pi$ .  $H_z$  je vodeče magnetno polje, ki drži magnetne momente nevtronov v smeri hitrosti,  $H_1$  pa je polje tuljave. Notranje polje je vsota obeh.

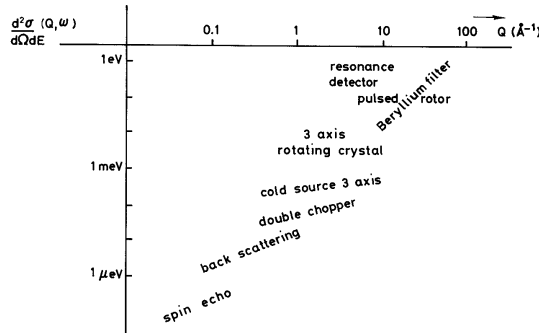


Slika 8: Uporaba tuljave Mezei za obračanje magnetnega momenta monokromatskih nevtronov za kot  $\pi/2$ .  $H_z$  je vodeče magnetno polje, ki drži magnetne momente nevtronov v smeri hitrosti,  $H$  pa je polje znotraj tuljave.

## Kaj si je potrebno zapomniti?

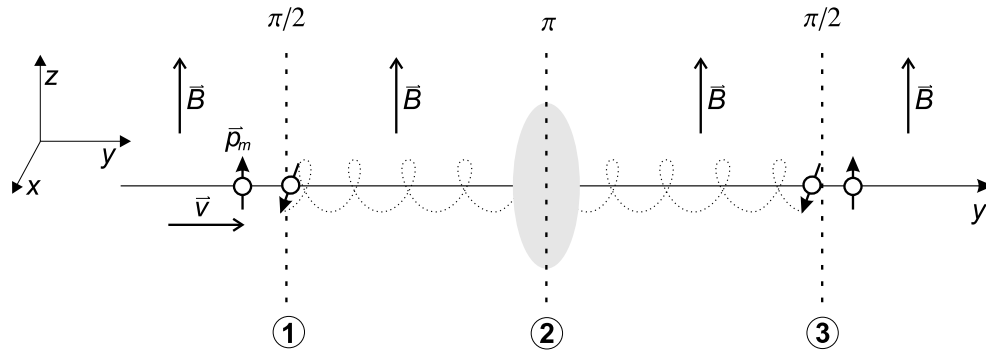
Metoda nevtronskega spinskega odmeva je spektroskopska metoda, pri kateri lahko zelo natančno merimo prenos energije pri neelastičnem sipanju nevtronov. Ne merimo razlike med energijama vpadlih in sipanih nevtronov ampak direktno prenos energije preko linearne zveze med spremembo precesijskega kota in prenosom energije. Energijska ločljivost pri metodi je reda  $10^{-6}$  meV.

Metoda deluje na osnovi precesije magnetnih momentov v zunanjem magnetnem polju. Ob sliki 10 si oglejmo poenostavljen primer NSO. V smeri  $y$  naj z leve prileti nevtron, katerega magnetni moment  $\vec{p}_m$  je obrnjen v smer  $z$ . Po celem območju imejmo homogeno magnetno polje  $\vec{B}$ , prav tako v smeri osi  $z$ . Ker je magnetni moment nevtrona, ki prihaja z leve, vzporeden z  $\vec{B}$ , se smer  $\vec{p}_m$  ne spreminja. V točki 1 magnetni moment nevtrona hitro prevrnemo za kot  $\pi/2$ . Sedaj je  $\vec{p}_m$  pravokoten na  $\vec{B}$  in začne precedirati – vrti se v ravnini  $xy$ . Čim hitrejši je nevtron, za tem



Slika 9: Primerjava metod neelastičnega sipanja nevtronov po območjih prenosa energije in sipalnega vektorja  $Q$

manjši kot se bo zavrtil  $\vec{p}_m$  na poti od točke 1 do točke 2, saj se  $\vec{p}_m$  vrti s konstantno kotno hitrostjo, odvisno od  $\vec{B}$ , čas vrtenja pa je odvisen od hitrosti nevtrona  $\vec{v}$ . V točki 2 se nevtron sipa na vzorcu. Takoj zraven mu obrnemo magnetni moment za kot  $\pi$ . Od točke 2 naprej  $\vec{p}_m$  spet precedira okrog magnetnega polja  $\vec{B}$ . Če sta razdalji 1-2 in 2-3 enaki in če se hitrost nevtrona pri sipanju ni spremenila (elastično sipanje), bo  $\vec{p}_m$  nevtrona v točki 3 spet usmerjen enako kot v točki 1. Lahko si predstavljamo, da se  $\vec{p}_m$  na poti 1-2 "navija", po obratu za kot  $\pi$  pa se na poti 2-3 "odvija". Če pa se je nevtron na vzorcu sipal neelastično in se mu je hitrost spremenila, se bo njegov magnetni moment "odvil" za malo večji ali malo manjši kot. V točki 3  $\vec{p}_m$  spet obrnemo za  $\pi/2$ , da se neha vrteti. V primeru elastičnega sipanja bomo za točko 3 v smeri  $z$  izmerili celoten magnetni moment (prim. sliko 10), v primeru neelastičnega sipanja pa bo v smeri  $z$  izmerjen magnetni moment manjši, ker  $\vec{p}_m$  ne bo kazal točno v smer  $z$ .



Slika 10: Skica poenostavljenega eksperimenta neelastičnega sipanja nevtronov z metodo nevtronskega spinskega odmeva

## Literatura

- [1] K. Sköld: *Neutron scattering, Part A*, Academic Press, Orlando 1986,
- [2] F. Mezei: *Neutron spin echo*, Springer-Verlag, Berlin 1979.