

Sunkovna jedrska magnetna resonanca

Martin Šifrar

7. februar 2023

1 Naloga

1. Za vzorec vode s primešanimi paramagnetnimi ioni poišči signal proste precesije po sunku $\pi/2$ in signal spinskega odmeva po zaporedju sunkov $\pi/2$ in π . Z opazovanjem širine signala proste precesije in signala spinskega odmeva poišči takšno lego sonde, da bo magnetno polje v področju vzorca čimbolj homogeno. Iz obeh širin izračunaj T_2^* in oceni nehomogenost magnetnega polja v vzorcu.
2. Z opazovanjem odvisnosti signala proste precesije med dvema sunkoma $\pi/2$ določi relaksacijski čas T_1 za vzorec vode s primešanimi paramagnetnimi ioni in za vzorec vodovodne vode.
3. Za vodo s primešanimi paramagnetnimi ioni poišči odvisnost višine signala spinskega odmeva od presledka τ med sunkoma $\pi/2$ in π in določi spinsko-spinski relaksacijski čas T_2 .

2 Meritve

2.1 Enojni $\pi/2$ sunek

Prvo izvedemo z vzorcem vode z ioni meritev z enim sunkom $\pi/2$. Pogledamo rep sunka, ta pada s časovno konstanto T_2^* (slika 1). Tako s prilagajanjem premice dobimo, da je

$$T_2^* = (0.13 \pm 0.01) \text{ ms.}$$

To časovno konstanto lahko ocenimo (poudarek na ocenimo) tudi iz širine spinskega odmeva v kasnejši meritvi. Ta ocena se ujema s tisto, ki smo jo dobili s prilagajanjem premice

$$T_2^* (\text{kot } 1\sigma \text{ spinskega odmeva}) = (0.10 \pm 0.03) \text{ ms.}$$

2.2 Dvojni $\pi/2$ sunek

Razpad magnetizacije v xy ravnini je posledica dveh mehanizmov. Prvi je desinhronizacije precesije jeder zaradi nehomogenosti magnetnega polja, ki narekuje različne Larmourjeve frekvence za jedra na različnih mestih. Karakterizira ga razpadni čas T_2^* , ki smo ga pomerili, za katerega v grobi oceni velja

$$T_2^* = \frac{1}{\gamma \langle \delta B \rangle}.$$

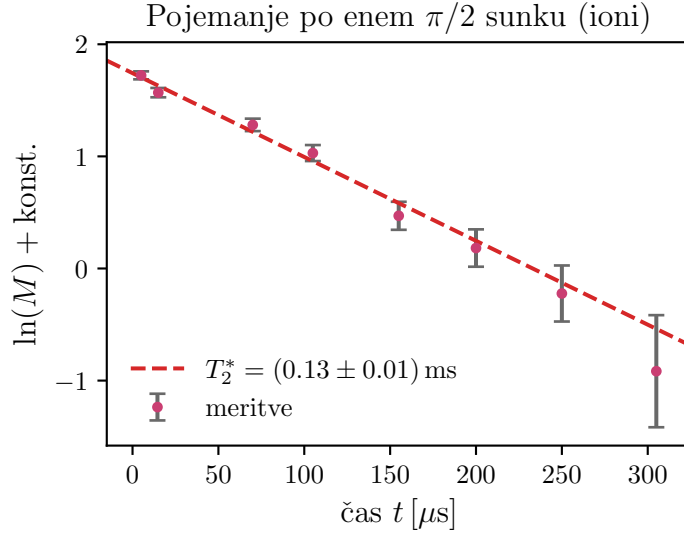
Iz tega ocenimo, da je velikost nehomogenosti polja v našem magnetu približno

$$\langle \delta B \rangle = (30 \pm 5) \mu\text{T},$$

Drugi efekt pa je obračanje posameznih jedrskih magnetnih momentov nazaj proti osi zunanega B polja. Obračanje karakterizira čas T_1 , sicer kot

$$M_z = M_0 \left(1 - e^{-t/T_1} \right). \quad (2.1)$$

Da ga izmerimo, sistem vzbudimo z dvema sunkoma $\pi/2$. Prvi sunek nastavi M_z vseh jeder na 0. V času τ do drugega sunka se del magnetizacije relaksira nazaj v smer zunanega polja. Ta del magnetizacije obrne drugi sunek nazaj v ravnino xy . Preostanek magnetizacije, ki pa se ni relaksiral,



Slika 1: Logaritmirana napetost, sorazmerna magnetizaciji M v xy ravnini. To je t. i. „signal proste precesije“. Naklon prilagojene premice je T_2^* , časovna konstanta razpada magnetizacije v xy ravnini (kasneje izračunamo tudi T_2 , ki je prav tako časovna konstanta razpada xy magnetizacije, le zaradi procesa, ki ga proces z razpadom T_2^* prekrije).

temveč je precesiral v ravnini xy , pa obrne naprej, še enkrat za $\pi/2$, v celoti za π . Amplituda precesije, ki jo izmerimo po drugem sunku (za čas τ po prvem), je torej sorazmerna delu magnetizacije, ki se je relaksirala (raste od 0 proti M_0) v času τ .

Meritve za vodo z ioni in navadno vodo vidimo na sliki 2 zgoraj in spodaj. Na meritve prilagodimo funkcijo oblike (2.1), pri čemer τ igra vlogo časa, ki je bil na voljo za relaksacijo. S prilagajanjem izračunamo relaksacijske čase

$$T_1(\text{voda z ioni}) = (3 \pm 1) \text{ ms},$$

$$T_1(\text{voda}) = (0.61 \pm 0.06) \text{ ms}.$$

2.3 Zaporedna $\pi/2$ in π sunka ter spinski odmev

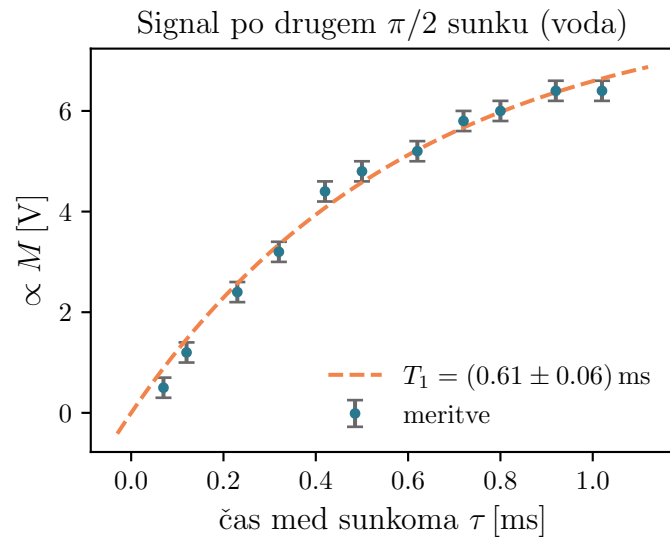
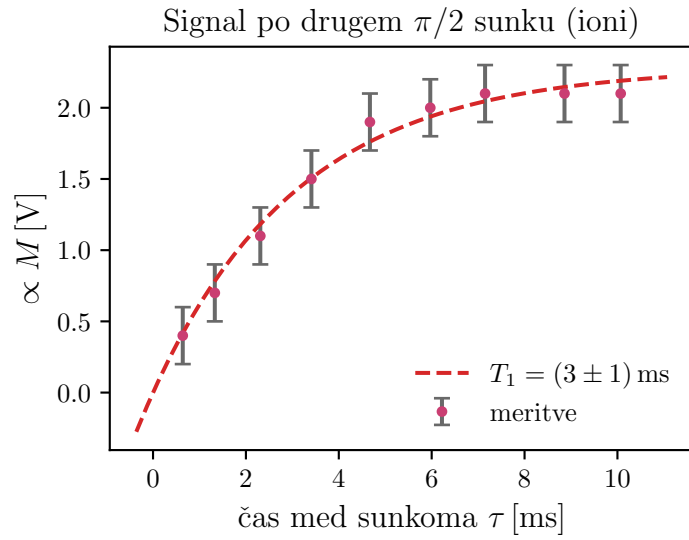
Omenili smo mehanizem s časovno konstanto T_2^* , po katerem xy zaradi nehomogenosti δB razpade še preden se lahko relaksira nazaj v smer zunanjega polja. A tudi če je polje absolutno homogeno, se zaradi efektov nižjega reda precesije magnetnih momentov desinhronizirajo. Ta bolj osnovna desinhronizacija poteka s časovno konstanto T_2 .

Da izmerimo ta efekt, se moramo znebiti efekta δB . V ta namen bi lahko takoj po sunku $\pi/2$ obrnili predznak nehomogenosti. To bi v vrtečem sistemu jedra (glej sliko 3) rotaciji s frekvenco

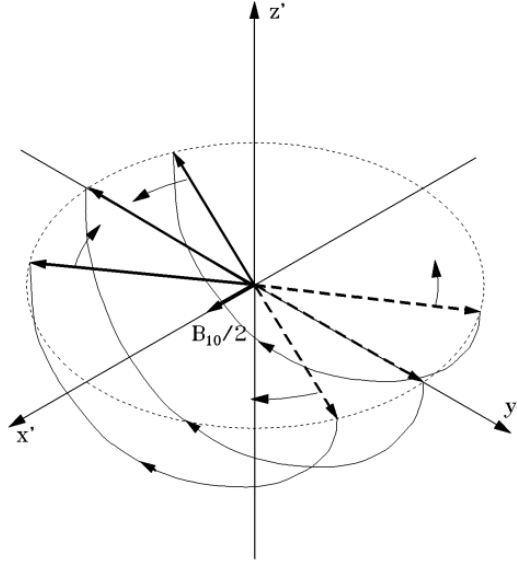
$$\omega_i = \gamma \delta B,$$

spremenilo smer in ga vrnilo v začetno orientacijo (spet slika 3). A lažje kot z obratom polja enako dosežemo z π obratom samega momenta, kot je to prikazano na sliki 3. Če smo omenjeni sunek π priskbeli τ po prvem sunku $\pi/2$, se bo obrnjen moment v začetno lego (v katero ga je spravil prvi sunek $\pi/2$) vrnil ravno po še enem dodatnem času τ . Signalu, ki ga zaznamo ob tej „vrtitvi“ pravimo spinski odmev.

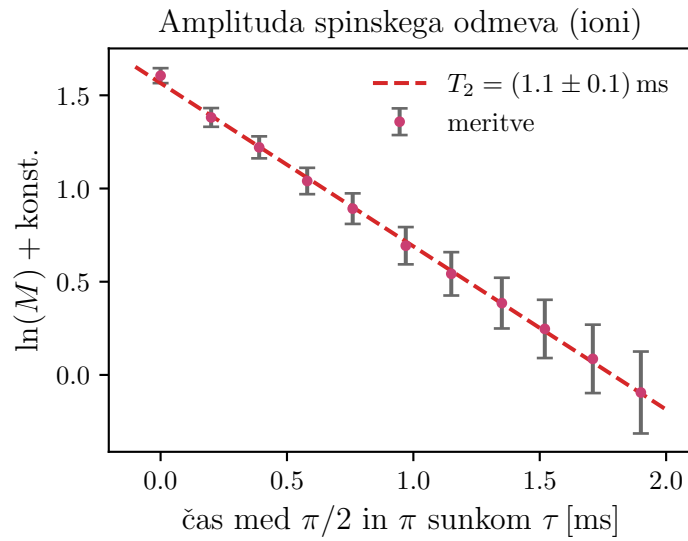
Podobno kot pri meritvi T_1 je tu τ čas, ki je do drugega sunka na voljo za razpad začetnega $\pi/2$ stanja. Amplituda precesije po drugem sunku pa je sorazmerna xy magnetizaciji, ki se je relaksirala (od M_0 do 0) v času τ .



Slika 2: Signal po drugem $\pi/2$ sunku v odvisnosti od časovnega zamika med sunkoma τ . Časovni konstanti T_1 za vodo z ioni in navadno vodo določimo s prilagajanjem funkcije oblike (2.1).



Slika 3: Shematski prikaz π obratov jedrskega momenta.



Slika 4: Logaritmirane meritve signala proste precesije, ki je sorazmeren magnetizaciji v xy ravnini. Naklon premice je T_2 , časovna konstanta razpada magnetizacije v xy ravnini zaradi statističnih efektov.

Meritve za vodo z ioni vidimo na sliki 4. Ker je relaksacija eksponenten razpad, lahko meritve preprosto logaritmiramo in s prilagojeno premico izračunamo časovno konstanto

$$T_2 = (1.1 \pm 0.1).$$