

Az atomfizikai magnetométerekről

SZEMERÉDY PÁL,
ELTE Geofizikai Tanszék

Az értekezés az atomfizikai magnetométerek általános elvi kérdéseit tárgyalja, s azután ismerteti az elektronháj-, valamint a nukleáris magnetométerek működési elvét, előnyeit és hátrányait. Megemlékezik az e téren hazánkban végzett kutatások eredményeiről.

В работе обсуждаются основные принципиальные вопросы ядерных магнитометров и затем излагаются принцип работы, преимущества и недостатки ядерных магнитометров и магнитометров, использующих электронные оболочки. Подводятся итоги достижений работ, проведенных до сих пор в этой области в Венгрии.

Die Abhandlung bespricht die allgemeinen prinzipiellen Fragen der atomphysischen Magnetometer, legt sodann das Betriebsprinzip der Elektronenschale- und Nuklearmagnetometer, deren Vor- und Nachteile dar. Die Resultate der auf diesem Gebiet in unserem Lande durchgeführten Forschungen gelangen zur Erwähnung.

Az atomfizika napjainkban végbement rohamos fejlődése a földmágnesség méréstechnikájában is új lehetőségeket nyitott. Kifejlesztették, illetve kifejlesztés alatt vannak a mikrovilág tipikus jelenségeit hasznosító magnetométerek. A fejlődés irányának sajátosságait befolyásolták az űrkutatás igényeinek kielégítésére irányuló törekvések. Így például az a követelmény, hogy a mért érték a lehető legkevesébé függjön a rakéta vagy mesterséges égitest gyorsulásától vagy irányításától. Az igen szélsőséges hőmérsékleti és egyéb változások ne befolyásolják. Az észlelt érték telemetrikus átvitele kényelmesen megoldható legyen. Lehetőleg abszolút mérőszámot szolgáltasson nagy határérzékenységgel stb.

Ezeknek a követelményeknek a teljesítése a földi méréstechnikában is kívánatos lenne.

Az ezideig kifejlesztett, atomi világ törvényszerűségeit hasznosító magnetométerek működési elve a következő közös elven nyugszik: valamely atomi mágneses dipólus egy reá hatást gyakorló mágneses térhez képest csak meghatározott és diszkrét irányokat vehet fel. E diszkrét beállásokhoz tartozó mágneses helyzeti energiaértékeket a következő összefüggés szolgáltatja:

$$E_m = -m \frac{\mu \overline{F}}{I}$$

ahol μ a mágneses nyomaték, \overline{F} a mágneses térerősség, I a részecske impulzusnyomatékára jellemző kvantumszám, m a mágneses kvantumszám, amelynek lehetséges értékei $I, I-1 \dots 0, \dots -I+1, -I$. Ez utóbbi a $2I+1$ beállási lehetőséget jellemzi.

A fenti energiakifejezés a makroszkopikus esetre érvényes $E = -M \cdot F \cos \alpha$ összefüggés analógiájára írható fel:

1. Figyelembe véve a diszkrét beállítási lehetőségeket, $\cos \alpha = \frac{m}{I}$ helyettesíthető (1. ábra).

2. A M makroszkopikus mágneses nyomaték helyére a megfelelő mikroszkopikus mennyiség (μ) írandó.

Az elemi mágneses dipólusnak egy szomszédos energianívóra való átbillenéséhez

$$\Delta E = \frac{\mu |\bar{F}|}{I}$$

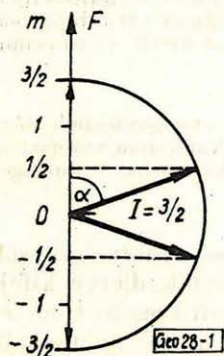
energia befektetése, ill. elvonása szükséges. Ez az energiaváltozás arányos $|\bar{F}|$ -el: $\Delta E = K |\bar{F}|$ alakú. Vagyis ΔE megméréseivel K ismeretében $|\bar{F}|$ kiszámítható.

A ΔE energiakülönbséget úgy tudjuk meghatározni, hogy megnézzük, milyen $\nu = \frac{\Delta E}{h}$ frekvenciájú foton

emissziója vagy abszorpciója idézi elő az \bar{F} mágneses térben helyet foglaló mágneses dipólus ΔE energiával való átkvantálását. Tehát a mágneses tér mérésének feladatát frekvenciamérésre vezetjük vissza. Ez igen előnyös, mert a frekvencia kényelmesen és nagyon pontosan mérhető mennyiség.

A K arányossági tényező magában foglalja a mágneses nyomatékot és az I kvantumszámot.

Egy atom, illetőleg molekula impulzusnyomatéka a mikrovilág sajátos törvényszerűségei szerint épül fel az egyes alkotóelemek, az atommag, az elektronpálya impulzusnyomatékából és az elektronspinből.



1. ábra

Hasonlóképpen származtatható az eredő mágneses nyomaték értéke is.

Abban az esetben, ha az elektronhéjból adódó mágneses nyomaték sokszorosa a magnyomatéknak, mágneses dipólusként az elektronhéj mágneses nyomatékát használhatjuk. Akkor viszont, amikor az elektronhéj mágneses momentuma elhanyagolható a mag mágneses nyomatékához képest, a magnyomatékot alkalmazhatjuk. Az első esettel az elektronhéj magnetométereknél, a másodikkal a nukleáris magnetométereknél találkozunk.

Az elektronhéj magnetométerek közé ez ideig két, a gyakorlatban bevált műszertípus tartozik. 1. A rubidium gőz-magnetométer, 2. az ortohélium magnetométer. Míg a héliummag mágneses nyomatéka zérus és így csupán az elektronhéj mutathat mágneses viselkedést, addig a rubidium 87-nél az atommag mágneses nyomatéka is szerepet játszik.

A nukleáris mágneses térerősségmérők közé ez ideig csak a protonprecessziós magnetométer tartozik, bár fluormagokkal is végeztek kísérleteket. Az elnevezésből is következik, hogy itt hidrogénmagok szolgálnak mágneses dipólusként. Az elektronspinhez kapcsolódó mágneses nyomatéknak természetesen kompenzálna kell lennie, ami meg is történik a hidrogén molekulában vagy vegyi kötés révén. Kényelmi szempontból előnyösebb a hidrogént valamilyen nem zavaró nagy hidrogéntartalmú vegyületbe beleépíteni. Mintaanyagként vizet, különböző szénhidrogéneket és alkoholokat szokás felhasználni.

A három felsorolt esetben és különösen víznél μ és I értéke és így K is, atomfizikai vizsgálatok révén nagy pontossággal ismert.

A kritikus ν frekvencia meghatározására a kiválasztott dipólustípusból alkotott mikrosokaság szolgál. Mint tudjuk, az m kvantumszám $2I+1$ értéket vehet fel. A Boltzmann statisztika szerint egyenlő súlyú állapotok ese-

tén a mintaanyagként szolgáló mikrosokaság N eleme között

$$N_1 : N_2 : N_3 : \dots = e^{-\frac{E_1}{KT}} : e^{-\frac{E_2}{KT}} : e^{-\frac{E_3}{KT}} : \dots$$

arányban oszlik el a részecskék száma a különböző mágneses energiaállapotok között. Az itt leírt állapot termodinamikai egyensúlyt jelent, amely a rendszer N elemének hőmozgása révén spontán kialakul. Proton esetében $I = 1/2$, $2I + 1 = 2$. Azaz a magnyomatékok parallel, illetőleg antiparallel álnak be a térhez képest. Ezért a részecskéket energiájuk szerint két csoportba rendezhetjük.

Termodinamikai egyensúlyban:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{e^{-\frac{E_1}{KT}}}{e^{-\frac{E_2}{KT}}} = e^{\frac{(E_1 - E_2)}{KT}}$$

és $\Delta E = E_1 - E_2$

Ortohéliumnál $I = 1$, $2I + 1 = 3$. Tehát három energianívó szerepel a térrel parallel, antiparallel és merőlegesen beálló elektrondipólus nyomatékok miatt.

Rb⁸⁷ esetén még több energianívó jelentkezik.

A kritikus frekvenciát úgy határozhatjuk meg, hogy megzavarjuk a Boltzmann statisztika által leírt termikus eloszlást és a megzavart rendszer viselkedését használjuk fel a kritikus frekvencia megfigyelésére. Protonnál a termodinamikai egyensúlyt olyan módon szokás megzavarni, hogy a magasabb energiaállapotú részecskék számát megnöveljük az alacsonyabb energianívón helyetfoglalók rovására. A zavarás megszűntével egy tranziens állapot lép fel, amelyben a Boltzmann eloszlás helyreáll. A protonoknak az egyensúly visszaállításához szükséges hányada kisugározza a ΔE energiátöbbletre jellemző fotonokat. A fotonok egy tekercsben váltófeszültséget keltenek, amelynek frekvenciáját megmérhetjük. A K /proton arányossági tényezőt nagy pontossággal ismerjük. Így a mágneses térerősség abszolút értékét kiszámíthatjuk. $|\bar{F}| = 0,5$ -térnél a fotonfrekvencia 2000 Hz közelébe esik. A termodinamikai egyensúly felborítását egy segédmágneses tér bekapcsolása, majd hirtelen megszakítása idézi elő. Optimális viszonyokat akkor kapunk, ha a mérendő és a segédter egymásra merőleges. Az ettől való eltérés csak a mérési hibát befolyásolja.

Az elektronháj magnetométereknél a kritikus fekvencia észlelése azon az alapon történik, hogy a megzavart és a hőmozgás hatására viszonylag lassan visszaálló termodinamikai egyensúly a kritikus frekvenciájú fotonok hatására azonnal bekövetkezik.

A termodinamikai egyensúly megzavarását úgynevezett optikai pumpálással végezzük. Az elnevezés arra utal, hogy egy megfelelő frekvenciájú fény elnyeletésével bizonyos Boltzmann-nívókra több részecskét juttatunk, más nívók rovására. Például az ortohélium alapállapotában a lehetséges energianívók száma három. Ezen három energianívón helyetfoglaló atomok 10^4 Å-ös fotonok abszorpciója révén egy lényegesen magasabb energiaállapotba kerülhetnek. Ebből a magas energiaállapotból egyforma valószínűséggel jutnak vissza a három alapenergianívó bármelyikére. A három alapenergianívó azonban nem egyforma valószínűséggel abszorbeálja a 10^4 Å-ös fényt. A különböző nívókra vonatkozó abszorpciós valószínűségek a fény és a mágneses tér kö-

zötti szög, valamint a 10^4 Å-ös fénypolarizáció viszonyainak függvénye. Az egyes nívók másképp abszorbeálják a jobbra forgó cirkulárpóláros fényt, mint a balra forgó cirkulárpóláros, illetőleg a lineárisan poláros fényt.

A leírt optikai pumpálás segítségével tehát a legjobban abszorbeáló nívót kiüríthetjük. Ennek a nívónak a kiürülését pedig a 10^4 Å-ös fény abszorpciójának a lecsökkenése jelzi. Ha most a ΔE energiakülönbségnek megfelelő fotonokat juttatunk a sokaságba, ezek visszaállítják a Boltzmann eloszlást, ami a kiürített nívó újrafeltöltését és ezen keresztül a 10^4 Å-ös fény abszorpciójának megnövekedését eredményezi. A kritikus frekvenciaértéket tehát fényerősség-változás jelzi. A ΔE energiakülönbségnek megfelelő foton frekvenciája $|\bar{F}| = 0,5\Gamma$ térben 1,4 MHz. Ez a frekvenciaérték 3 nagyságrenddel nagyobb, mint amit hasonló mágneses térben a protonrendszer szolgáltat.

Ennek megfelelően a He magnetométer érzékenységét is lényegesen nagyobbnak kell feltételeznünk. Sajnos a He atomok hőmozgásából eredő Doppler-hatás két nagyságrendet leront. Így, míg a protonprecessziós magnetométerrel elérhető határérzékenység $0,1 \gamma$, a He magnetométernél $0,01 \gamma$. A He magnetométer 10^{-3} sec-os változásokat még képes követni, ezzel szemben a protonprecessziós magnetométer kb. 1 sec-re vonatkozó időátlagot szolgáltat.

Az elektronhéj magnetométerek a mágneses térerősség abszolút értékét mérik a protonprecessziós magnetométerhez hasonlóan. Az előbbieken azonban ezen a területen nem vehetik fel a versenyt a nukleáris magnetométerekkel. Ugyanis az alkalmazott He gáztöltet nyomása és szennyezettsége kis mértékben befolyásolja a K_{He} tényezőt. A nemzetközi standardként protonprecessziós mérésre elfogadott víznél ez a körülmény elesik. A kompenzált elektronhéjak által kölcsönösen elszigetelt protonok egymásra gyakorolt zavaró hatása kisebb és állandó. Az elektronhéj magnetométerek ideális abszolút mérőeszközként való alkalmazhatóságát még más körülmény is megghiúsítja. Nevezetesen azáltal, hogy a mikrosokaságot külső elektronmágneses térrel kényszerítjük rá a Boltzmann eloszlás felvételére, bizonytalansági tényezőket viszünk bele a rendszerbe. A nukleáris magnetométereknél ez a veszély eleve nem létezik. Hiszen a nukleon rendszer önmagára hagyva veszi fel a termodinamikai egyensúlyát.

Az összes atomfizikai magnetométereknél a kritikus frekvencia észlelésének jel/zaj viszonya változik az észlelő szerv és a földi tér vektora által bezárt szög szerint. Ebből kifolyólag ezen berendezések határérzékenysége függ a mérőrendszer tájolásától. A Rb^{87} magnetométernél ezenfelül még a kritikus frekvencia kismértékű tájolásfüggése is jelentkezik. Megjegyzendő, hogy a Rb^{87} magnetométer határérzékenysége is alatta marad a He magnetométer határérzékenységének. Az elektronhéj magnetométereknél azonos hiba engedése mellett sokkal kisebb tájolási hiba engedhető meg, mint a nukleáris magnetométereknél. Ennek ellenére az elektronhéj magnetométerek a nukleáris magnetométereket teljesen kiszorították az úrkutatás területéről. Ezt könnyen megindokolhatjuk: a protonprecessziós magnetométer csak viszonylag nagy intenzitású terekben képes üzemelni, ugyanakkor súlya és energiaigénye lényegesen nagyobb az elektronhéj magnetométerekénél. Ezenfelül a nukleáris magnetométerek szakaszosan működnek, mintegy 5–10 sec-onként képesek egy mérés elvégzésére. Az elektronhéj magnetométerek viszont folytonos működésűek.

Az elektronhéj magnetométereknél felsorolt előnyökért, mint látjuk az abszolút mérőszám nagyobb bizonytalanságával kell megfizetni.

Ebből a képből most már kibontakozik a különböző magnetoméertípusok úrkutatástól független alkalmazási lehetősége is. A protonprecessziós magnetométer alkalmas arra, hogy merőstandardként alkalmazzuk az obszervatóriumi nívók egységesítésére. Kényelmes eszköz terepi és légi mágneses mérések végzésére is. Az elektronhéjmagnetométerek inkább relatív műszerként kezelendők, bár közel abszolút mérőszámot szolgáltatnak. Igen alkalmasak nagy felbontóképességű relatív mérésekre és kis tehetetlenségüknél fogva gyors regisztrálásra. Gradiensregisztrálóként is új lehetőséget kínálnak. — Bár az előbb elmondott rövid összefoglalásból nem következik, a He magnetométer iránykarakterisztikáját fel lehet használni egy, a földinduktor pontosságát felül múló inklinométer megszerkesztésére, vagy akár a földi mágneses tér vektorának követésére, illetőleg regisztrálására is.

A mágneses térvektor iránya meghatározható a protonprecessziós magnetométerrel is, ha ismert irányú és nagyságú segédtereket szuperpolálunk a földi térre. Az eredő intenzitásokból \vec{F} iránya kiszámítható. Ezeknek az úgynevezett protonvektor magnetométereknek a kivitele azonban rendkívül precíz mechanikát igényel.

Most pedig a hazai helyzetet szeretném röviden felvázolni. 1960-ban elkészült az Eötvös L. Tudományegyetem Geofizikai Tanszékén egy obszervatóriumi protonprecessziós magnetométer kísérleti példánya. Jelenleg az Optikai Kutató Laboratóriumban egy teljesen tranzisztorizált és több irányban kiegészített berendezés áll befejezéshez közel. A Geofizikai Tanszéken a Geofizikai Mérőműszergyár, a jelenlegi Gamma Művek megbízásából egy terepmérések céljára alkalmas berendezés készül el rövidesen.