

A mágnesség jelensége és a Hopkinson-effektus

KISS JÁNOS^{1,*}, ZILAHÍ-SEBESS LÁSZLÓ¹, SZARKA LÁSZLÓ²

¹Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet, H-1145 Budapest, Columbus u. 17–23.

*E-mail: kiss@elgi.hu

²MTA Geodéziai és Geofizikai Kutatóintézet, H-9400 Sopron, Csatkai E. u. 6–8.

A kőzetek mágnesezhetőségét az azokban található mágneses ásványok, elsősorban a ferromágnesesek okozzák. Az átmeneti fémek esetében – mint például a Fe, Co és Ni (potenciális ferromágnesek) – a betöltetlen 3d vagy 4f elektronhéjak spinnel kapcsolatos mágneses momentumainak értéke nem nulla. Ezeknél a ferromágneseknél megfigyelhető spontán mágneses rendezettség oka a szomszédos atomok elektronjainak spinnel kapcsolatos, nem kompenzált mágneses momentumai között kialakuló kicserélődési kölcsönhatás, amelynek erőssége a megfelelő pályák hullámfüggvényei átfedésének mértékével jellemezhető.

Ferromágnesség emiatt csak a kristályrács meghatározott paraméterei mellett akkor jön létre, ha az atom átmérője legalább másfélszerese a be nem töltött 3d vagy 4f elektronhéjnak. Ez az átmérorány függ a rácsállandóktól, vagyis attól, hogy milyen kémiai környezetben van a mágnesezhető átmeneti fém atom. Mivel a rácsállandók függenek a hőmérséklettől, a nyomástól és a kristályrács-szimmetriától, a mágnesezhetőség is függ mindezekről. A szulfidok esetében például a maximális mágnesezhetőség nem az FeS összetételénél van, hanem $Fe_{1-x}S$ összetételénél (azaz látszólag a kéntöbblet az, amely növeli a mágnesezhetőséget), valójában azonban a kötéstávolságoknak van döntő szerepe. Ugyanezen okból csökken a mágnesezhetőség az oxidációs fok növekedésével a vas-oxidok esetében.

Ha az atom átmérője kisebb, mint a nem betöltött 3d vagy 4f elektronhéj átmérője, akkor a spinek közti kicserélődési integrál negatív, így azok rendezett helyzetükben ellentétes irányítottságúak, vagyis a kristály antiferromágneses. Az antiferromágnességnek ebben az esetben a mágneses szerkezet összetett, formálisan két, egymással ellentétesen mágnesezett alrácshból áll. Eredő mágnesség ebben az esetben akkor jön létre, ha a kristályban rácshibák vannak, mivel akkor felborul a szimmetria. Az ilyen módon létrejövő mágnesség jellemző például a hematitra, ezért annak mágnesezhetősége nagymértékben függ az ásvány szennyeződései mellett a lehetséges rácshibasűrűségtől, amely makroszkópos szinten kapcsolatot jelent az ásvány megjelenési formája és a mágnesezhetősége között is. Ez magyarázatot adhat arra, miért nagyobb a lemezes megjelenési formák mágnesezhetősége. Ezzel kapcsolatban fontos körülmény, hogy a legnagyobb felületi rácshibasűrűség a kolloidoknál várható, aminek bizonyára nagy jelentősége van a kőzetek mágnesezhetőségében. Lényeges ugyanis az, hogy a kőzetek nem egész tömegükben mágnesezhetőek, mint ahogyan az a fémötvözetek esetében fennáll, hanem a mágnesezhető elemek a legtöbb esetben diszperz módon oszlanak el egy nem mágnesezhető közegben. Várható az is, hogy ezek a részek többnyire kolloid méretűek még a nagykristályos kőzetek esetében is, azaz diszperz eloszlású szennyeződések jelentik a tényleges hatót. Ebből következik a kőzetek további várható tulajdonsága, hogy a mágneses domének egyenként vagy csak nagyon kis csoportokban léteznek, ezért a már egyszer felvett mágneses orientáció megváltozása a doménhatárok megváltozása révén erősen gátolva van, mivel a domének határa egyben az egész mágnesezhető térrész határa is. Ugyancsak ezzel kapcsolatos az egydoménű szuperparamágneses részecskék kiemelt szerepe a kőzetmágnességben.

Kiss, J., Zilahi-Sebess, L., Szarka, L.: The phenomenon of magnetism and the Hopkinson effect

The ability of rocks to be magnetized is caused primarily by the magnetic minerals found within them. In the case of transitional metals, such as Fe, Co, and Ni (potential ferromagnets), the magnetic momenta related to the spin of the empty 3d or 4f electron shell have a value other than zero. The reason for the observable spontaneous magnetic orderliness in these ferromagnets is the mutual effect of exchange between the uncompensated magnetic momenta, related to the electron spin of the neighbouring atoms, the magnitude of which can be characterized by the size of the overlapping of the wave functions of the appropriate orbits.

Thus, ferromagnetism arises only alongside certain parameters of the crystal structure: when the atom diameter is at least 1.5 times that of the empty 3d or 4f electron shells. This ratio of diameters depends on the constants of the lattice that is on the chemical environment of the magnetizable transitional metal atom. Because the lattice constants depend upon temperature, pressure, and lattice symmetry, so does the ability to be magnetized. In the case of sulphides for example, the maximum magnetization is not with the FeS composition, rather with the $Fe_{1-x}S$ composition. In other words, it is apparently the excess sulphur which increases magnetizability, but it is the bond lengths which have a decisive role. For the same reason, the magnetizability of iron oxides decreases with the increase in the degree of oxidization.

If the atomic diameter is less than that of the empty 3d or 4f electron shells, then the exchange integral between spins is negative. Thus, they have opposing directions in their orderly position, i.e. the crystal is anti-ferromagnetic. In this case of anti-ferromagnetizability, the magnetic structure is complex, formally consisting of two opposing magnetized sub-lattice. Resultant magnetism arises in this case when there are imperfections in the crystal lattice, because those disrupt the symmetry. Hematite is an example of magnetism arising in this way, thus its magnetizability depends to a large degree on the density of imperfections in the lattice besides mineral contamination, which means a relationship between the formal appearance and the magnetizability of the mineral on the macroscopic level. This might explain why larger sheet forms have higher magnetizability. An important circumstance is that the greatest surface density of lattice imperfections can be expected with colloids, which certainly has great significance on the magnetizability of rocks. It is significant that rocks are not magnetizable in their entire mass, such as in the case of metal alloys. Rather, the magnetizable elements are usually dispersed within a non-magnetizable medium. It can also be expected that these parts are of the size of colloids, even in the case of large-crystal rocks. In other words, the dispersed impurities cause the actual effect. This leads to the further expected characteristics of rocks, that the magnetic domains exist individually or only in very small groups. Thus, changing the established magnetic orientation by changing the domain boundaries is severely restricted, because the domain boundaries are also the boundaries of the entire magnetizable field. Also related to this is the accentuated role of single-domain super-paramagnetized particles in rock magnetization.

Beérkezett: 2011. augusztus 4.; *elfogadva:* 2011. november 25.

Bevezetés

A magnetotellurikus és geomágneses anomáliák értelmezése alapján feltételeztük (Kiss et al. 2005a, 2005b, Kiss 2009, Kiss et al. 2010, Szarka et al. 2010), hogy a földkéregben – a Curie-hőmérsékletet elérve – alkalmas körülmények között a mágneses permeabilitás szokatlanul nagy értéket vehet fel. Ennek – az ún. Hopkinson-effektusnak – bizonyítása azonban nem egy egyszerű feladat. A Curie-hőmérséklet mélységét (az előzetes mélységbecslések alapján) a világ legmélyebb fúrásai is csak a Magyarországra jellemző, nagy geotermikus gradiensű helyeken érhetnék el. Itt azonban éppen a magas hőmérséklet szab határt, mert 300 °C felett már ellehetetlenedik a fúrás. A Curie-hőmérsékleti mágneses fázisátalakulásnak a közvetlen, földkéregbeli *in situ* kimutatására tehát nincs lehetőség.

Kizárólag közvetett úton, geofizikai (geomágneses, magnetotellurikus, esetleg szeizmikus) és laboratóriumi méréseken keresztül lehetséges következtetéseket levonni. Eddigi eredményeink alapján úgy gondoljuk, hogy a geofizikai mérési eredményekben ott rejtőzhetnek a Hopkinson-effektus hatására kialakuló anomáliák is. A jelenség megismeréséhez azonban elméleti kutatásokra, valamint a geofizikai mérési eredmények további részletes, sokoldalú elemzésére van szükség.

A geofizikai mérések értelmezése során az ekvivalencia jelenti az egyik nagy problémát – pl. a mágneses anomáliák kiértékelésekor. Egy másik speciális eset, amikor a Hopkinson-csúcs (a ferromágneses anyagok permeabilitásának jelentős megnövekedése) észrevétlen marad, és az általa okozott anomáliából tévesen az elektromos fajlagos ellenállás megnövekedésére következtetünk – pl. a magnetotellurikus mérések esetén.

A laborméréseknél arra kell figyelemmel lenni, hogy a mágneses anyagok viselkedése felszínen és a földkéregben (10–20 km-es mélységben) egymástól eltérő lehet. Következésképpen a normál körülmények között végzett laboratóriumi vizsgálatok eredményei a mélybeli viszonyokról

bizony sokszor eleve megtévesztők lehetnek, nem tükrözik vissza a földkéreg adott mélységében lejátszódó folyamatokat.

A mágneses fázisátalakulás megértéséhez áttekintjük a mágnesség jelenségét: az eredetet, a mágneses elemek, ásványok és kőzetek kapcsolatát, és végül elemezzük különböző külső tényezők hatását.

A fizikai jelenségek megismerése

A geofizika célja a földtani felépítés megismerése, többnyire klasszikus fizikai módszerekkel. A geofizikai anomáliák értelmezése során újabb és újabb fizikai jelenségek és eddig ismeretlen anyagi tulajdonságok is látókörbé kerülnek, amelyek révén a geofizika kezdi szétfeszíteni a klasszikus kereteit!

A fizikai jelenségek megismerésének problematikáját Kaganov és Lifsic (1976) orosz szerzők elemi részecskékről szóló könyve mutatja be szemléletesen, amelyből érdemes bevezetőként néhány mondatot kiragadni:

„...A kvantummechanika előtti klasszikus fizika megálapításait, hogy a világ részecskékből és elektromágneses terekből – hullámokból – áll, lényegében ma is változás nélkül el kell fogadnunk. A kvantummechanika azonban továbbfejlesztette a „hullám” és a „részecske” fogalmát, kimutatva, hogy a részecskéknél hullámsajátosságai vannak, a hullámoknak pedig korpuszkuális^{a)} tulajdonságaik vannak, de egyáltalán nem számolta fel az anyag e két létformája közötti különbséget.

A szilárdtestek dinamikai tulajdonságainak többsége – egyebek között a termikus, galvanikus, mágneses stb. tulajdonságok – a test energiaspektrumának szerkezetével, a testbeli elemi mozgásokat realizáló kvázirészecskék tulajdonságaival állnak kapcsolatban. Ugyanazt az objektumot ugyanolyan körülmények között egyes kísérletekben ilyen, más kísérletben olyan elemi részecskékből állónak kell tekinteni ahhoz, hogy a jelenségeket le tudjuk írni.

Egy kristály energiája például nem adható meg az egyes független molekulák energiájának összegeként, mivel a molekulák kölcsönhatási energiája egyáltalán nem kicsi a kinematikai energiához képest.

A szomszédos atomok mágneses momentuma között is kölcsönhatás működik, egy-egy atom mágneses momentuma nem rezeghet függetlenül a szomszéd atomok rezgésétől. A mágneses jelleget az anyagi jellemzőkön túl ezek a kölcsönhatások határozzák meg az adott körülmények között. A mágneses momentumok legegyszerűbb felbonthatatlan mozgásformája a hullám, ha a hullámhossz sokkal nagyobb, mint a szomszédos atomok távolsága, akkor a frekvencia ferromágneses anyagban a hullámszámvektor négyzetével, antiferromágneses anyagban annak első hatványával lesz arányos.

A mágneses momentumok rezgéshullámait „spin hullám”-oknak, a megfelelő kvázirészecskéket „magnon”-oknak nevezzük...”.

Mármost rá kell döbennünk, hogy vannak olyan bizonytalansági tényezők, amelyek miatt a mágnesség jelensége a klasszikus fizikában használt formulákkal nem adható meg, csak kvantummechanikai megközelítéssel tárgyalhatók.

Mágnesség és anyagszerkezet

A mágneses tulajdonságokat a kvantummechanika segítségével érthetjük meg. Az atom pozitív magból és körülötte keringő elektronokból áll. Az atom mágneses momentuma az elektron saját vagy spin mágneses momentumából (tengely körüli forgásból) és az elektron atommag körüli keringésből származó orbitális mágneses momentumából adódik. Az atommagban lévő proton és neutron is rendelkezik mágneses momentummal, amelyek elhanyagolhatóak az elektron mágneses momentumához képest. Az atom mágneses momentumát alapvetően az elektronfelhő mágneses momentuma határozza meg. A szilárdtestek megszámlálhatatlanul sok atomból épülnek fel, de testek mágneses momentuma nemcsak a részecskék momentumából adódik össze, hanem azok kölcsönhatásának az eredője. Ebből adódik, hogy valamilyen mértékben minden anyag mágneses.

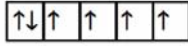
A mágneses tulajdonságok szempontjából a kőzetek homogén rendszernek tekinthetők, mivel minden mástól eltekintve a mágneses tulajdonságot a bennük előforduló ferro- és antiferromágneses anyagok határozzák meg. Az anyagok közül egyedül a ferromágneseknek van azonban számottevő mágnessége. Ferromágneseknek hívjuk azokat az anyagokat, amelyekben a belső tér százszor, ezerszer erősebb, mint a külső mágnesező tér (Javorszki, Detlaf 1974). Vizsgálatunk tárgya a mágnesség jelensége és a ferromágneses anyagok.

Mágneses momentum, spinmomentum^{b)}

Az esetek többségében legkisebb, elemi mágnesnek az elektron saját mágneses momentumát tekinthetjük (Kaganov, Cukernyik 1982). A ferromágnesség jelensége azonban

Szilárdtest mágneses momentuma: a párosítatlan spinű elektronok spinmomentumainak vektori eredője.

(3d, 4f héj telítetlen, doménszerkezet) $\mu_B = \frac{qh}{4\pi m} = \frac{q\hbar}{2m}$



Fe: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^6 4s^2 \Rightarrow 4$ Bohr-magneton
 Co: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^7 4s^2 \Rightarrow 3$ Bohr-magneton
 Ni: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^8 4s^2 \Rightarrow 2$ Bohr-magneton

1. ábra | A mágnességért felelős szerkezet – telítetlen külső elektronhéjak (μ_B – Bohr-féle mágneses momentum) (Mészáros 2004)

Figure 1 | Construction that is responsible for magnetism – unpaired electronic shells (μ_B – Bohr magnetic moment) (Mészáros 2004)

aazzal van kapcsolatban, hogy pl. a Fe, a Ni, és a Co atomok 3d energiaszintje (1. ábra), valamint a gadólinium (Gd) atomok 4f energiaszintje betöltetlen. A spontán mágneses rendezettség oka a szomszédos atomok elektronjai között kialakuló kicserélődési kölcsönhatás.

Ezt a hatást többnyire a d állapotú elektronok valósítják meg, amelyek elektronspinjei egyirányú rendezettségre törekkenek, és makroszkopikusan egy eredő mágneses momentumot eredményeznek a kb. 1–10 μm kiterjedésű mágneses domének kialakítása során. (A spin egyedi sajátosság, de egyszersmind meghatározza a részecskék kollektív sokaságbeli viselkedését, ld. Kaganov és Lifsic (1976)).

Kicserélődési kölcsönhatás, kristályrácsállandó

A ferromágneses anyagok nagy mágnesezhetőségét a bennük kialakuló molekuláris mágneses tér magyarázza. A molekuláris mágneses tér annak eredménye, hogy a kristályrács atomjaiban lévő elektronok spinnel kapcsolatos mágneses momentuma nem kompenzált, és közöttük sajátos kvantummechanikai (kicserélődési) kölcsönhatás alakul ki.

A kicserélődési kölcsönhatás a Pauli-féle kizárási elv^{c)} és az elektronok közötti Coulomb-kölcsönhatás^{d)} következménye. Az elektronok kétféle spinrendezettséggel rendelkezhetnek: azonos vagy ellentétes irányúval. Ha azonos irányúak, akkor a kizárási elv miatt az elektronok egymástól távol találják meg a nyugalmi helyzetet. Ha ellentétes irányúak, akkor az elektronok közelednek egymáshoz, és adott távolság mellett a hullámfüggvények átfedik egymást. A kétféle helyzet kétféle energiaállapotot jelent, mert amikor az elektronok közel kerülnek egymáshoz, a Columb-féle taszítás miatt az energia jelentősen megnő. Az elektrosztatikus energia nagymértékben függ a spinek relatív helyzetétől, az energiák közötti különbség meghatározza a kicserélődési energiát (Tsymbal 2008).

Ferromágneses anyagokban a kicserélődési kölcsönhatás szerepére először Frenkel és Heisenberg mutattak rá 1928-ban. Landau szerint: „A kicserélődési kölcsönhatás a ré-

szecskerendszer hullámfüggvényeinek a részecskék felcserélésével szemben mutatott szimmetriájával kapcsolatos. Ez a kicserélődési szimmetria és vele együtt a kicserélődési kölcsönhatás is csak a rendszer teljes spinjétől függ, az iránytól független”.

Ismeretes, hogy ferromágnesség csak a kristályrács egyes paramétereinek meghatározott értékei mellett alakulhat ki, mert a szomszédos atomok közötti távolságnak olyannak kell lennie, hogy biztosítsa az elektronfelhők hullámfüggvényeinek szükséges mértékű átfedését, így a szomszédos atomok kölcsönhatása az elektronrendszer olyan energiaállapotára vezet, amely biztosítja a ferromágneses anyagok stabilitását.

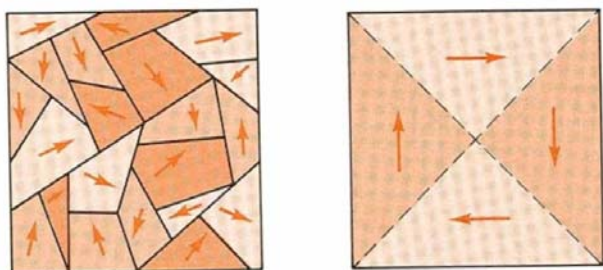
A ferromágneses anyagok esetén a mágnesezhetőség feltétele, hogy $d/a \geq 1,5$ teljesüljön ahol d az atom átmérője, a pedig, a be nem töltött 3d vagy 4f elektronhéj átmérője (Javorszki, Detlaf 1974).

Az előzőekből következik, hogy a mágnesezhetőség erősen függ a rácsállandóktól és emiatt azok hőmérséklettel való megváltozásától is. Mindebből következik az is, hogy a mágnesezhetőség nemcsak a hőmérséklet függvénye, hanem a nyomásé is, mivel a hőmérséklet növekedésével nem feltétlenül változik a rácsállandó, ha azt a nyomásváltozás megakadályozza. Emiatt egy laboratóriumi hevítéses kísérlet az elektronhéjak átfedése szempontjából nem lehet analóg a nagy mélységben, több száz vagy ezer atmoszféra nyomáson létrejövő folyamattal.

A rácsállandók és a mágnesezhetőség szoros kapcsolatának következménye a kémiai összetétel és a mágneses szuszceptibilitás közti összefüggés. Az ásványok sztöchiometriai^{e)} képlete csak egy állandó szerkezet mellett fennálló átlagos összetételt ír le, de vannak a kristályráccsal kompatibilis, abba beépülni tudó helyettesítések is. Ezek a helyettesítések kismértékben megváltoztatják az eredeti rácsállandókat és ezzel a mágnesezhető ásványokban a kicserélődési kölcsönhatást is. A ferromágneses jelleg elsődlegesen a kicserélődési kölcsönhatástól függ.

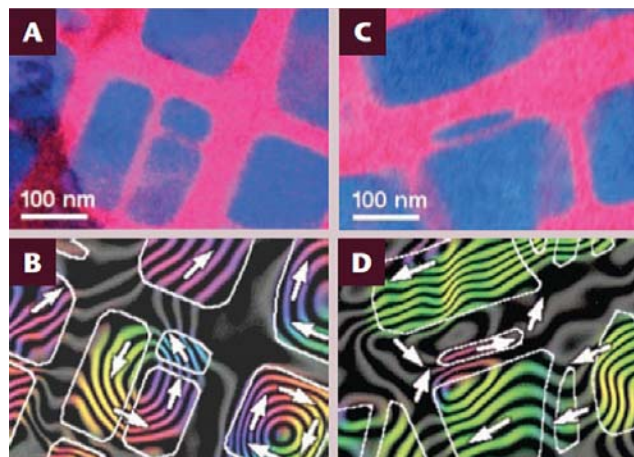
Doménszerkezet

A mágneseződés mechanizmusának magyarázatában alapvető szerepe van a doménelméletnek. A domének olyan tar-



2. ábra | Mágneses domének helyzete többkristályos és egykristályos mintában (Temesváriné 2005)

Figure 2 | Location of magnetic domains in multi-crystal and mono-crystal forms (Temesváriné 2005)



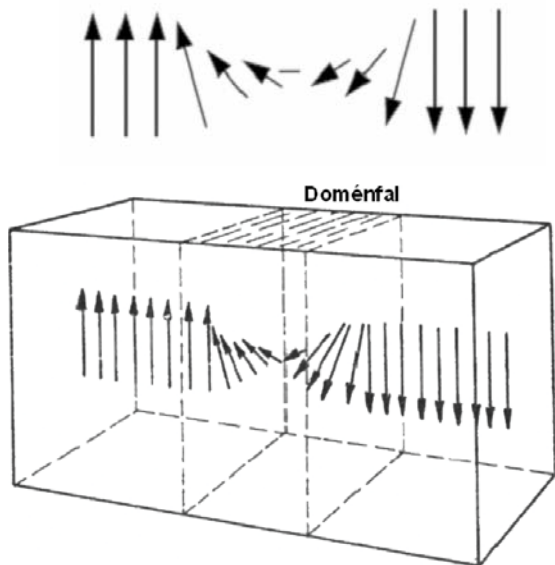
3. ábra | Titanomagnetit kémiai kompozit térképe (A, C) és a mágneses fáziskontúrok elektronholografikus képe (B, D) (Harrison, Feinberg 2009). A ferromágneses magnetit – felül kék színű, lent fehér kontúrral a paramágneses ulvöspinellben – felül piros színnel, alul szürke árnyalatokkal látható a képen. A mágneseztségi irányok a szivárvány színeivel vannak jelölve, a magnetitben dús részek vannak a fehér kontúron belül, ezekben fehér nyíllal a mágneses dipól domináns iránya is jelölve van

Figure 3 | Composite chemical map of titanomagnetite (A, C) and magnetic phase contours using electron holography (B, D) (Harrison, Feinberg 2009). The natural ex-solution intergrowth of magnetite (blue regions in A and C) within a matrix of paramagnetic ulvöspinell can be seen. The outlines of the magnetite-rich regions (in B and D) are marked in white, while the direction of the measured magnetic induction is indicated both using arrows and according to the colour wheel shown in the figure

tományok a mágneses anyagon belül, amelyekben az elemi mágneses momentumok túlnyomó többsége egy adott irányban áll, és ez az irány rendszerint valamelyik kitüntetett, pl. kristálytani iránnyal azonos. A domén a kollektív spinsajátosságok megtestesítője. A doménnek nevezett tartományon belül tehát az anyag telítésig van mágnesezve, de nagyobb térfogatot vizsgálva a sok domén egymás mágneses hatását részben vagy egészben semlegesíti.

Az anyagok makroszkopikusan sokszor nem mutatnak mágneses tulajdonságokat, mivel különböző domének véletlenszerű orientációja következtében az eredő mágneses momentum zérus (2. ábra). Finom üledékek esetén a domének mérete egyben szemcseméret is (szuper-paramágneses részecskék).

A 3. ábra egy titanomagnetit kristálynak a ferromágneses magnetit (fent kék, lent fehér kontúr) és paramágneses ulvöspinell (fent piros, lent szürke) szerkezetét mutatja egy elektronholográfiával készült felvételen (Harrison, Feinberg 2009). A mágneseztségi irányok a szivárvány színeivel vannak jelölve, a magnetitdús részek vannak a fehér kontúron belül, ezekben fehér nyíllal a mágneses dipól domináns iránya is jelölve van. Az ábra jó képet ad a mágneses dipól-szerkezetről és a változó anyagi tulajdonságok határfelületeiről.



4. ábra | Mágnesszeti irányok átfordulása és a doménfal térbeli helyzete az anyagban (Mészáros 2004)

Figure 4 | Spatial situation of overturn of magnet directions at the domain wall (Mészáros 2004)

A szilárd anyag mágnesszésének megváltozása kétféleképpen lehetséges:

- 1) az egyedi domének térfogatának megváltozása (ez a doménfal eltolódását jelenti),
- 2) a mágnesszes momentum irányának átfordulása egy doménen belül. (Esetenként, bizonyos körülmények között a domén maga is foroghat, pl. olvadátkorban vagy finomszemcsés üledékek esetében, de ez már nem kezelhető szilárd anyagként.)

Doménfal

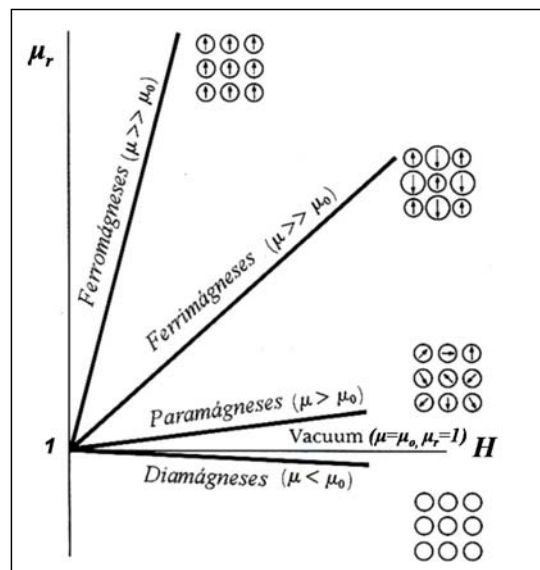
A doménfalak térbeli helyzetét mutatja a 4. ábra. A doménfalak kristályhibák, zárványok, belső feszültségek, különféle inhomogenitások, diszlokációk, zónás kiválások mentén alakulnak ki.

A doménfalak mozgásának útjába szintén a kristályhibák, zárványok, belső feszültségek, különféle inhomogenitások állnak. A legerősebb akadályok éppen azok, amelyeket fénymikroszkóppal már nem is láthatunk (diszlokációk, zónás kiválások). Ezek megkötik a doménfalat, és csak erősebb külső tér (külső energia) képes átkényszeríteni a falakat ezeken az akadályokon.

Mágnesség és külső energiák

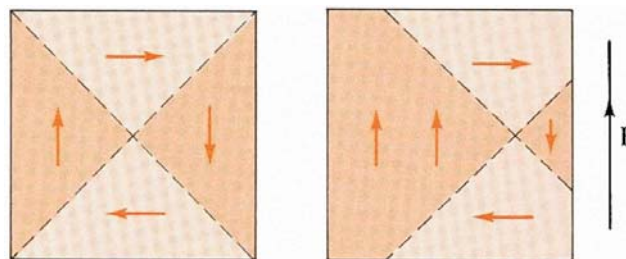
A külső mágnesszes tér hatása

Az anyagok mágnesszes viselkedését jellemző indukcióváltozás külső mágnesszes mező hatására következik be. A külső mágnesszes erőter rendező hatása következtében az erőterrel



5. ábra | Az anyagok mágnesszes jellege és viselkedése külső térben különböző mágnesszes permeabilitás esetében (Temesváriné 2005, módosítva)

Figure 5 | Magnetic character of the substances and their behaviour in external field depending on the permeability (Temesváriné 2005, modified)



6. ábra | Doménfalmozgás egykristály esetében (Temesváriné 2005)

Figure 6 | Domain wall motion in case of mono-crystal (Temesváriné 2005)

megegyező irányítottágú domének növekedni kezdenek az ellentétes orientációjú domének térfogatcsökkenése mellett, és a külső mágnesszes erőterrel megegyező irányítottágú permanens mágnesszes momentumra tesznek szert. A mágnesszes jelleget a mágnesszes domének összhatása határozza meg (5. ábra).

A doménfal-eltolódást (6. ábra) ugyanazokkal a módszerekkel lehet gátolni, melyekkel a mechanikai keménység-vagy a mechanikai szilárdsági tulajdonságok növelhetők (innen ered a „kemény mágnesszes” elnevezés), például rács-hibasűrűség növelésével. A doménfal-eltolódás megakadályozásának talán a legkézenfekvőbb módja az, ha megpróbálunk egy olyan szilárdtestet létrehozni, amelyben nem jöhet létre doménfal, következtetésképpen faleltolódás sem. A momentumok átfordulását is megnehezíthetjük úgy, hogy

minél nagyobb kristályanizotrópiájú anyagot választunk, melyben lehetőleg kevés a könnyű mágnesezési irány.

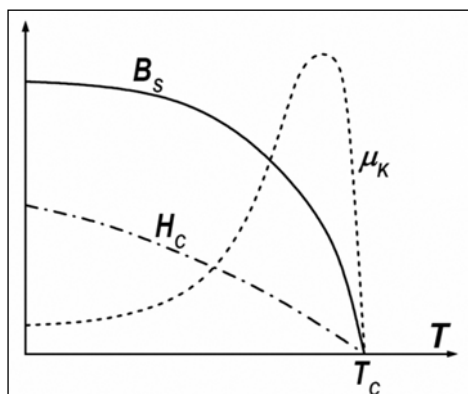
Egy adott energiaszint felett falmozgások már nincsenek, a domének átfordulnak, pl. a külső erőtér irányába.

Olvadékokban a domének szabadon elmozdulhatnak, ami akkor jöhet létre, ha az olvadék kisebb hőmérsékletű, mint a ferromágneses szemcse (anyag) Curie-hőmérséklete. Ez magyarázza a kőzetek irányított mágnese tulajdonságait és a kialakuló jelentős remanens mágnesezettséget.

A környező hőmérséklet hatása

Általános törvényszerűség fémek mágneseznél – ezeket ismerjük legjobban, de feltételezhetjük az analógiát a többi ferromágneses anyagra is – a telítési indukció (B_s), a hőmérséklettel monotonon csökken, mégpedig annál erősebben, minél jobban megközelítjük a Curie-hőmérsékletet (7. ábra). A koercitív erő⁽¹⁾ (H_c) változása szintén monoton csökkenő (arányosnak tekinthető az anizotrópia változásával). A kezdeti permeabilitás értékét a doménfal mozgékonyasága szabja meg. Ha az anizotrópia csökken, a falszélesség nő. Vastagabb doménfalak mozgékonyabbak, kevésbé érzékenyek a belső feszültségekre, rácshibákra, szennyezőkre. A mágnese permeabilitás a hőmérséklet növekedésekor növekszik, és ha a hőmérséklet közelít a Curie-hőmérséklethez, akkor a permeabilitás tart a végtelenhez. A doménfalmozgások elhasználása után a Curie-hőmérséklet közelében doménátfordulások jelennek meg, amit a szuszceptibilitásgörbe aszimptotikus beállása jelez.

Ezt a rendkívül nagy szuszceptibilitásnövekedést hívjuk Hopkinson-effektusnak. További hőmérséklet-emeléssel az anyag paramágnesessé válik. Az effektus hőmérséklettől való függésének a vizsgálata a legegyszerűbb, ezért sokat (de nem eleget) tudunk a hőmérséklet hatására bekövetkező változásokról. A Curie-hőmérséklet és a mágnese fázisátalakulás azonban több paramétertől is függ (pl. kémiai-ásványtani összetétel, hőmérséklet, külső mágnese tér, nyo-



7. ábra A telítési indukció (B_s), a koercitív erő (H_c) és a mágnese permeabilitás (μ_k) változása a hőmérséklet hatására (Mészáros 2004)

Figure 7 Changes of saturation magnetization (B_s), coercive force (H_c) and magnetic permeability (μ_k) due to the temperature (Mészáros 2004)

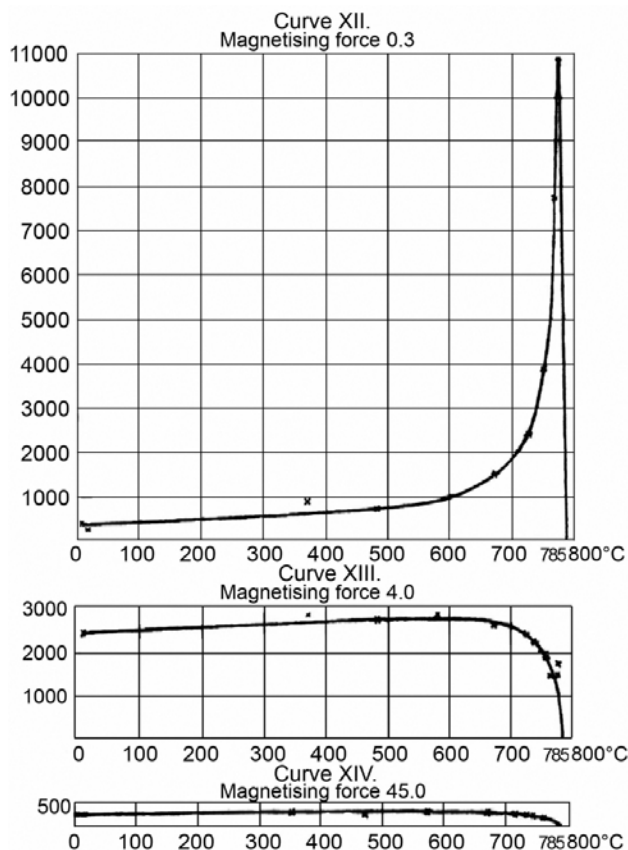
másviszonyok) – amelyekre a továbbiakban még részletelesen kitérünk –, így e kvantumfizikai jelenséget kizárólag a hőmérsékletfüggés alapján megítélni félrevezető lehet!

Mágnese fázisátalakulás és a Hopkinson-effektus

A mágnese jellegnek az átalakulását (ferromágneses-paramágneses átmenet) és visszarendeződését másodrendű fázisátalakulásnak nevezzük. A fázisátalakulás oka egy olyan energiaállapot, amely ferromágneses rendezettséget megszünteti a mágnese fázisátalakulás kritikus pontján.

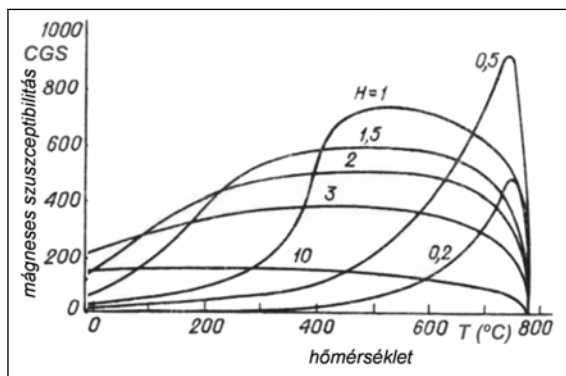
Vas mintákon végzett laboratóriumi kísérleteiben Hopkinson már a XIX. század végén kimutatta:

- a mágnese permeabilitás (szuszceptibilitás) 50-szeres megnövekedését (8. ábra), azaz a később róla elnevezett Hopkinson-csúcsot (Hopkinson 1889),
- a fahő körülbelül 200-szoros megnövekedését (Hopkinson 1901), amelyre a kihűlő vas átkristályosodási hőleadása (vagy újrafelizzása, az ún. „re-calescence” jelenség) alapján jött rá,
- az elektromos ellenállás (Hopkinson 1889) hőmérsékleti koefficiensének megváltozását.



8. ábra Hopkinson 1885-ben végzett kísérletének eredménye: a mágnese permeabilitás viselkedése háromféle (0,3, 4,0 és 45,0 Oe) térerő alkalmazása esetén (Hopkinson 1889)

Figure 8 Variation of the magnetic permeability of iron as a function of the temperature, in case of three external magnetic field intensity: 0.3, 4.0 and 45.0 Oe (original figure by Hopkinson 1889)



9. ábra A szuszceptibilitásváltozás hőmérsékletfüggése különféle intenzitású mágneses tér esetén a vasnál (Logatsov, Zaharov 1979). Görbefelirat: mágneses térerő oerstedben

Figure 9 Variation of the magnetic permeability of iron as a function of the temperature (after Logatsov and Zaharov 1979) at different external magnetic field (field value in oersted written on the curves)

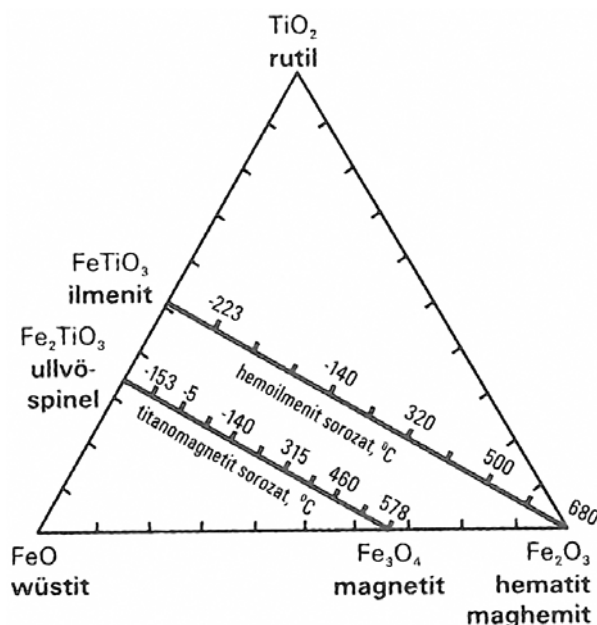
A fajhő körülbelül kétszázszoros megnövekedése azzal magyarázható, hogy az előző rendezettség felbontására rendkívül sok energia szükséges.

Hopkinson kísérleteiből (8. ábra) látszik, hogy a fázisátalakulás során a mágneses szuszceptibilitás változása a mágneses térerősségtől függ. Kis (0,3 Oe) és nagy (4,0 Oe) térerősség esetén eltérő mértékű változásokat lehet tapasztalni a szuszceptibilitás értékében. A görbék 1,0 Oe-nél nagyobb térerő esetén, a Curie-hőmérséklet környezetében (a vas esetében 770 °C) szuszceptibilitáscsökkenést, kisebb térerő esetén szuszceptibilitásnövekedést, illetve maximumot mutatnak.

A 8. és 9. ábra alapján azonban a jelenséget úgy is értelmezhetjük, hogy a mágneses tulajdonságokért felelős külső elektronhéjak energiaszintjei nemcsak a hőmérséklettől függenek, hanem a külső mágneses tértől és a nyomástól, azaz a rendszerre ható külső energiáktól. Ezek együttesen határozzák meg a mágneses fázisátalakulást és a Curie-hőmérséklet értékét (többek között ezzel magyarázhatók a különböző szerzők által ugyanarra az anyagra megadott Curie-értékek enyhe eltérése). A 9. ábra görbemenetei alapján azt is mondhatjuk, hogy a Hopkinson-csúcs a térerő növekedésével egyre kisebb értékű. 0,5 Oe térerő esetén 750 °C és 900×10^{-6} CGS, 1,0 Oe esetén 520 °C és 700×10^{-6} CGS körüli, és 2,0 Oe esetén 500 °C és 500×10^{-6} CGS, ráadásul a maximum egyre szélesebb hőmérsékleti intervallumban „elkenődve” jelentkezik.

Az anyag Curie-hőmérsékletének kialakulásában szerepe van a mikroszemcse-eloszlásnak is. A kőzetek sztöchiometriája nem biztos, hogy egyforma a szemcsén belül. A Curie-hőmérséklet meghatározásának eredménye ebben az esetben az lesz, hogy sok-sok éles, eltolt Curie-hőmérsékletű csúcs eredőjeként egy ellaposodott maximumgörbe alakulhat ki.

A Fe_2O_3 - FeO - TiO_2 háromszögdiagramban (10. ábra) az összetétel mellett McElhinny (1983) megadja a Curie/Néel-hőmérsékletet a titanomagnetit/hemoilmenit sorozat külön-



10. ábra Fe_2O_3 - FeO - TiO_2 háromszög-diagram (Merill, McElhinny 1983)

Figure 10 Ternary compositional diagram of Fe_2O_3 - FeO - TiO_2 minerals (Merill, McElhinny 1983)

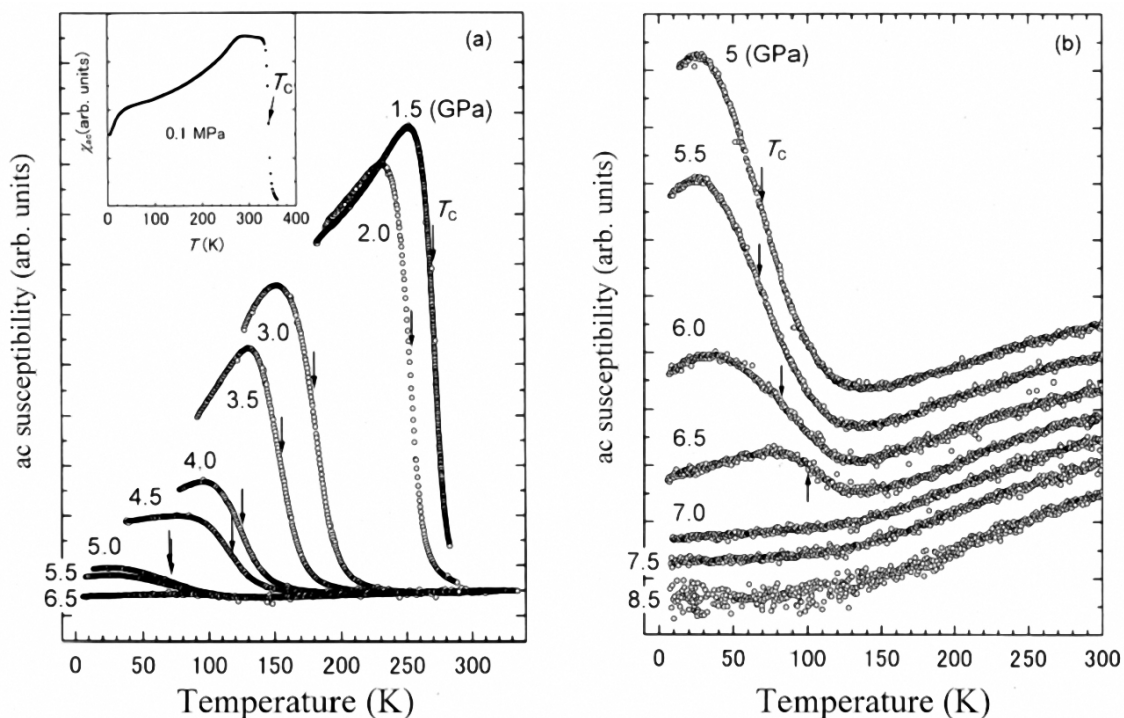
böző elemei esetében. Ez jól mutatja az anyagi összetétel hatását a Curie/Néel-hőmérsékletre.

A külső nyomás hatása

Az anyagvizsgálatok szerint a nyomásnak is hatása van a Curie-hőmérsékletre, illetve a mágneses tulajdonságokra, és mágneses fázisátalakulás pusztán a nyomásváltozás hatására, hőmérséklet-emelkedés nélkül is bekövetkezhet.

A 11. ábra anyaga, a CrTe (krómtellurid) nem tekinthető tipikus kéregbeli ásványnak, de a Curie-hőmérséklettel kapcsolatos publikációk zöme jórészt nem a hagyományos, természetben előforduló anyagok vizsgálatán alapszik.

Ishizuka et al. (2001) a CrTe-ot különböző nyomásviszonyok és 3 Oe külső mágneses térerő mellett tanulmányozta. (Ekkora térerő esetén Hopkinson a Curie-hőmérséklet környezetében szuszceptibilitáscsökkenést mutatott ki.) Az eredményt a 11. ábra mutatja, amelyen látszik, hogy a nyomás hatására erősen csökken a minta mágneses szuszceptibilitása és Curie-hőmérséklete is. (A bejelölt Curie-hőmérsékletek a szuszceptibilitásgörbe inflexiók pontjai alapján meghatározott értékek.) A Curie-hőmérséklet a nyomás növekedésével a felszíni viszonyok esetén tapasztalt 342 K-ról 5,5 GPa értéknél 75 K-re, majd 6,5 GPa nyomásnál visszamelkedik kb. 100 K-re. (Ez éppen ellentétes Carmichael 1982-ben a nyomásfüggőségre közzétett adataival.) A vizsgálatok azt is kimutatták, hogy a CrTe esetében 7 GPa nyomás felett nem létezik Hopkinson-csúcs. A szerzők értelmezése szerint mágneses fázisátalakulás nemcsak a hőmérsékletváltozás, hanem nyomásváltozás hatására is bekövetkezhet, tehát az anyag egy meghatározott nyomásérték felett a hőmérséklettől függetlenül paramágneses állapotba kerül-



11. ábra | A CrTe minta váltóáram szuszceptibilitásnak a megváltozása 3 Oe külső mágneses tér esetén (Ishizuka 2001). a) 1,5–6,5 GPa és b) 5,0–8,5 GPa nyomásviszonyok között (kis ábra mutatja a normál felszíni körülmények közötti jeleget)

Figure 11 | Temperature dependence of AC susceptibility for CrTe at 3 Oe external magnetic field (Ishizuka 2001). a) at pressures from 1.5 to 6.5 GPa and b) at pressure from 5.0–8.5 GPa (small picture shows the dependence at normal surface conditions)

het. Ez új értelmezési perspektívát ad a Hopkinson-effektusnak, mert a földkéreg mozgása során igen nagy feszültségek is előfordulnak (kiegészítve a magas hőmérséklettel)!

Magyarországon, a felszínen normálisan 100 kPa (0,1 MPa) nyomás van, az átlagos függőleges nyomásgradiens [$p = (2670 \text{ kg} \cdot 9,8085 \text{ m/s}^2)/1 \text{ m}^2 = 26,2 \text{ kPa/m}$], ebből 10 km mélységre 262 MPa, 20 km-re 524 MPa nyomás számítható.

A földkéregben a nyomás eredete a következő lehet:

- a kőzetrétegek súlyából adódó litosztatikus nyomás irányítatlan,
- a tektonikai hatásra kialakult irányított, vagy stressz-nyomás.

Nyikolajevszkij (2001) szerint általánosan igaz az, hogy a vízszintes nyomás sokkal gyorsabban nő a mélységgel, mint a függőleges kőzetnyomás. Vizsgálatai alapján megad-

1. táblázat | A földkéregre jellemző átlagos termodinamikai paraméterek (Nyikolajevszkij 2001)

Kéreg	Nyomás (GPa)	Hőmérséklet (°C)
Felső	$p \leq 0,2$	$T \leq 200$
Középső	$0,2 \leq p \leq 0,5$	$200 \leq T \leq 500$
Alsó	$0,5 \leq p \leq 1,0$	$400 \leq T \leq 600$

ja a kéreg különböző részeire, az átlagos termodinamikai (pl. nyomás és hőmérséklet, *1. táblázat*) jellemzőket.

Magyarország geotermikus adottságai miatt a geotermikus gradiens nagy, s ezért a kéreg hőmérséklete egy adott mélységben nagyobb, mint amely a földi átlag alapján várható lenne. A nyomásviszonyokról csak keveset tudunk.

A Curie-hőmérséklet értéke a különböző anyagok elektronhéj- és térrács-szerkezete által determinált érték, amely hőmérséklettől, nyomástól és külső mágneses térerőtől függ, és nem tekinthető univerzális állandónak (általában a magnetit Curie-hőmérsékletét szokták kizárólagosan használni, hibásan).

A mágneses fázisátalakulás kritikus állapota

A mágneses fázisátalakulás során kialakuló kritikus állapot lényege, hogy a folytonos fázisátalakulások szűk környezetében az anyag fizikai jellemzői (például fajhő, mágneses szuszceptibilitás stb.) drasztikusan megnőnek, magában a kritikus pontban elvileg végtelenhez tartanak. Mindez annak tulajdonítható, hogy a kritikus pont körül a rendszer instabil állapotban van, az atomi méretekhez képest abban óriási léptékű ingadozások zajlanak, amelyek a kialakuló új fázis szerkezetét előlegezik (Kondor 2004).

A ferromágneses oldal felől közelítve a Curie-hőmérsékletet nagyon bonyolult összefüggések vannak, és a szuszceptibilitásváltozást nem tudjuk matematikailag pontosan leírni!

A Curie-hőmérsékleten (T_C) a fluktuációs (vagy kicserélődési kölcsönhatások) tartományban a klaszteres átrendeződések és szétbomlások a jellemzők. A kicserélődési kölcsönhatás arról szól, hogy az elektronok szeretnek párhuzamos spinhelyzetben állni, miközben az anyag törekszik az ideális energiaminimum állapotának elérésére. Szigetszerű, klaszterméretű mozgásban van az anyag, állandó átrendeződések folynak, hogy az aktuális (pl. termikus) energiaszintnek legjobban megfelelő, mágneses térszerkezet alakuljon ki. Az, ami mikroszkopikusan, az energiaszint alapján a legjobb állapot lenne (amikor minden szomszéd igazodik), nagyon nagy térenergiát jelentene makroszkopikus szinten. Az energiaminimum eléréséhez a mikro- és makroszkopikus szintek közötti kompromisszumként (mindkét feltételnek eleget téve) köztes állapotok alakulnak ki, de minél közelebb kerülünk a Curie-hőmérsékletéhez, annál inkább az egyirányú spinekből álló klaszter lesz a jellemző (Mészáros, Hakl 2007).

A paramágneses tartományban a szuszceptibilitás hőmérsékletfüggését a Curie-Weiss-törvény (Kittel 1981) írja le, de a Curie-hőmérsékleten a Curie-Weiss-törvény már nem érvényes, s ezért a szuszceptibilitás véges értékű lesz.

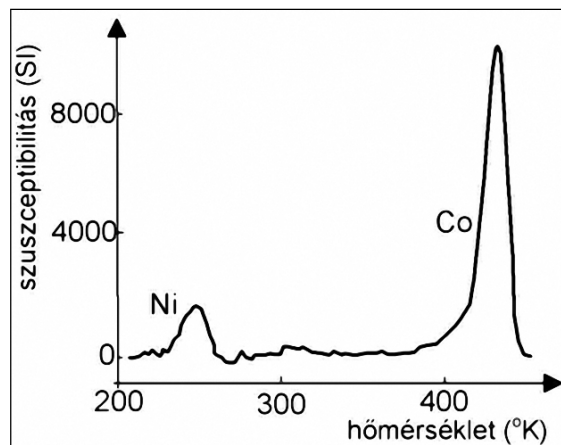
Másodrendű fázisátalakulások során test szimmetriája ugrásszerűen változik, de az anyag állapotának változása folyamatos⁹⁾. Az átalakulás során ennek megfelelően nem alakul ki látens hő. A hőmérsékletnek, a hőtágulásnak és a saját mágnesezettségnek nem lesz ugrásszerű változása, de a fajhőnek és a saját mágnesezettség hőmérsékleti koefficiensének ugrásszerű változása tapasztalható. A másodrendű fázisátalakulás során a különböző fizikai tulajdonságok jellegzetességei hatványfüggvényekkel írhatók le legjobban (Kosztyurina 2006).

A mágneses fázisátalakuláshoz közeledve a mágneses szuszceptibilitás értéke elvileg a végtelenhez közelít, a valóságban azonban az egyedi mintákon elvégzett kísérletek is azt igazolták, hogy a mágneses szuszceptibilitás a fázisátalakulás kritikus pontján véges nagyságú (Kosztyurina 2006).

A mágneses fázisátalakulás megjelenésének mélységi és hőmérsékleti határai

Elméleti alapon (Kaganov, Cukernyik 1982) és modern fizikai kísérletek alapján (Rüdt 2004) is a Curie-hőmérséklet mindkét (alacsony vagy magas hőmérséklet-) irányból közelítve aszimptotikusan változó (növekvő vagy csökkenő) szuszceptibilitásgörbével jellemezhető. A fajhő hőmérsékletfüggésén is ugyanez a viselkedés tapasztalható (Kaganov, Lifsic 1976).

A szuszceptibilitás számottevő megnövekedése a berlini „Experimentalphysik” (Rüdt 2004) laboratóriumi mérései alapján kb. 10–15 °C széles hőmérsékleti tartomány-

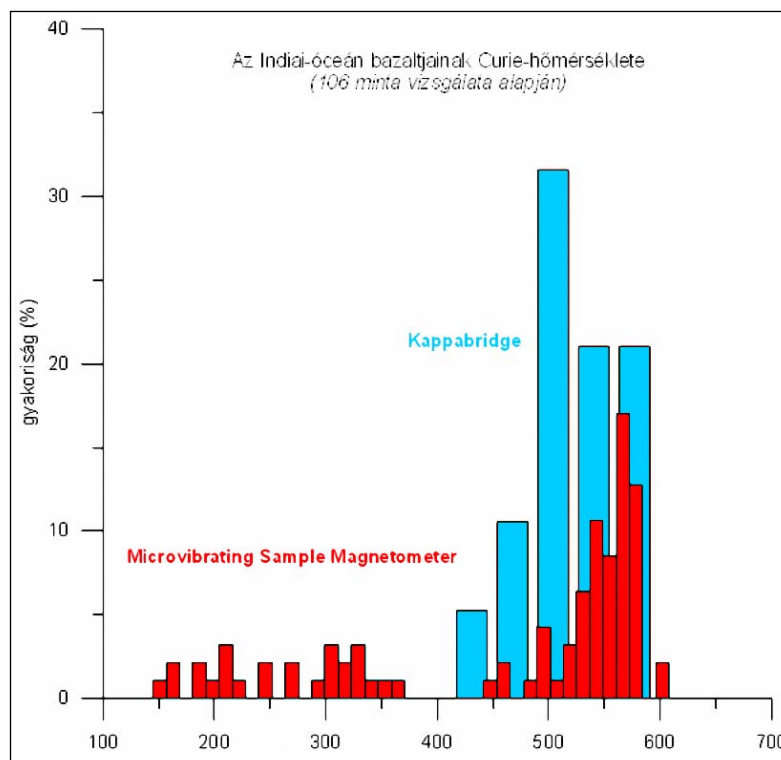


12. ábra A Ni és a Co mikrorétegek Hopkinson-csúcsa (Rüdt 2004)

Figure 12 Hopkinson peak of Ni and Co micro-layers (Rüdt 2004)

ban (12. ábra) jelentkeznek, legalább is az elemeken végzett kísérletek ezt mutatják. Kondor (2004) szerint: „a kritikus rendszerek legmeglepőbb vonása az univerzalitás: nagyfokú függetlenséget mutatnak az anyagi minőségtől, miközben maga a kritikus hőmérséklet minden anyagra más és más”.

Hőmérsékleti oldalról – feltételezhetően univerzálisan, ld. Ni és Co esete (12. ábra) – egy 10–15 °C szélességű hőmérsékleti tartomány határozza meg a mágneses fázisátalakulás dimenzióját. Másik oldalról viszont az anyagok



13. ábra Curie-hőmérséklet meghatározása az Indiai-óceán bazaltmintáin (Zhao 2002 adatai alapján)

Figure 13 Curie temperature determination of Indian Ocean’s basalt samples (based on data of Zhao 2002)

általában nem homogének, és a ferromágneses anyagok sem „tiszták”, azaz különböző elemek és ásványok elegyei. A különböző Curie-hőmérsékletek miatt az eredő hatás egy kisebb amplitúdójú, de szélesebb hőmérséklet-tartományt fog mutatni.

Az Indiai-óceán kréta bazalt magmintáin végzett Curie-hőmérséklet meghatározások eredményét Zhao et al. (2002) munkáiból ismerjük (13. ábra). Látszik, hogy minimum 150 °C-os hőmérséklet-tartományban (450–600 °C) határozható meg a bazalt Curie-hőmérséklete, különböző gyakorisági értékek mellett. Az Indiai-óceán kréta bazaltjai esetén is a titanomagnetit az egyik legfőbb ferromágneses anyag. Korábban már említettük, hogy a Curie-hőmérséklet és a szuszceptibilitás nagysága is függ a külső paramétereiktől, így nem zárható ki, hogy Föld mélyében a fizikai körülmények megváltozása miatt a Curie-hőmérséklet és a Hopkinson-csúcs, valamint a megjelenés mélysége helyről-helyre változik még ugyanazon ferromágneses anyag esetében is.

Ha a 10–15 °C hőmérséklet-tartományt vesszük alapul a magnetit esetében, akkor a geotermikus gradiens segítségével a mélységtartomány Magyarország területére, a választott hőfluxustól függően 9,5 km-ben kb. 260 m, 22,0 km-ben 800 m körüli (14. ábra). E mélységek fúrásokkal nem érhetők el.

Ha nem tiszta magnetitet, hanem titanomagnetitet is feltételezünk az anyagban, akkor mélységben és vastagságában is változik a kép. Az Indiai-óceán bazaltmintái esetében a 150 °C-os hőmérséklet-tartományban megjelenő Curie-hőmérséklet a Hopkinson-effektus megjelenését is egy nagyságrenddel nagyobb mélységtartományban valószínűsíti, ugyanakkor több mágneses szuszceptibilitásbeli változás fog jelentkezni, amelyek egyenként eltérő mértékűek ugyan, de összeadódnak.

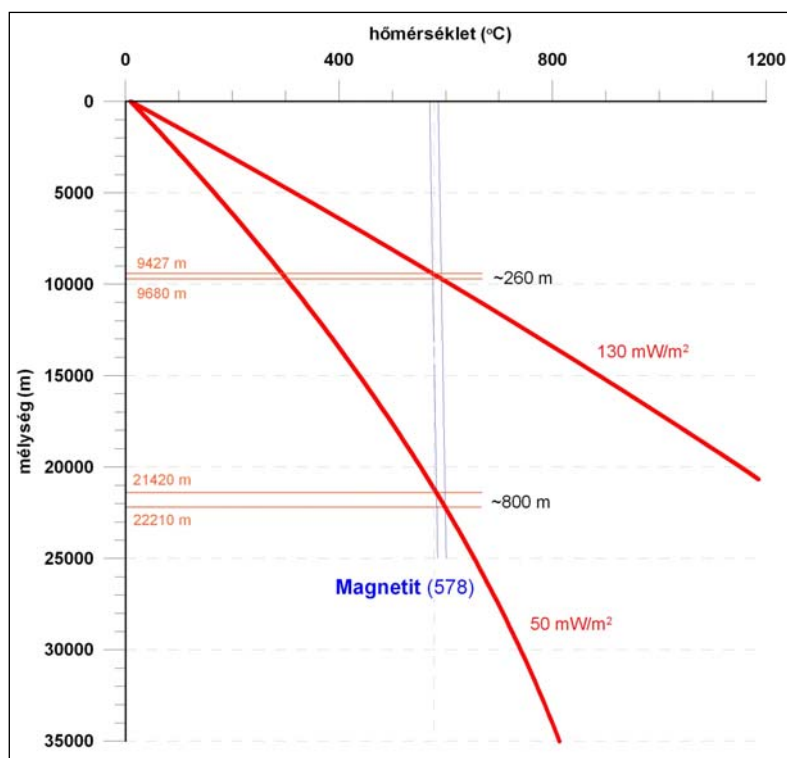
Összességében a Hopkinson-effektus a mélyben feltehetőleg szélesebb hőmérsékleti tartományban jelentkezhet, mint a felszínen, mivel a kedvező feltételek a felszíni nyomáson végzett kísérletnél jóval szélesebb hőmérsékleti tartományban létezhetnek.

Felszíni nyomásviszonyok mellett a rácsállandó lényegében a hőtágulással változik, ezért csak nagyon keskeny hőmérsékleti tartományban várható anomálian erős mágnesezhetőség.

Mágnesség és földtan

Ferromágneses^{h)} elemek, ásványok

Az elemek közül az átmeneti fémek, a Fe, a Co, és a Ni ferromágnesesek, és ebből első közelítésben az következik, hogy azok az ásványok ferromágnesesek, amelyek ezekből



14. ábra A magnetit Hopkinson-effektusának mélysége különböző hőfluxus esetén (hőmérsékletfüggés Fowler (2005) alapján, nyomásfüggés Carmichael (1982) alapján)

Figure 14 Depth of Hopkinson effect of magnetite at different heat flux (temperature dependence based on Fowler (2005), pressure dependence based on Carmichael (1982))

az elemekből állnak, illetve tartalmazzák ezeket, például az ötvözetek. Mai ismereteink alapján a Föld felszínén normál körülmények között a különböző Fe összetételű ásványok alkotják a ferromágneses ásványok többségét (2. táblázat).

Mágneses tulajdonsággal rendelkezik a magnetit, a titanomagnetit, az ulvöspinell, a hematit, a különböző vas-hidroxidok (ghoetit, hidrogenoetit és a lepidokrokit), a sziderit, a fémoxid (ferrit) csoport tagjai, mint például a maghemit, trevorit, jakobzit, franklinit, magnezioferrit, ilmenit és a szulfoferrit, mint például a pirit, pirrotin, troilit, vallerit és a kubanit (Janovszkij 1978, Oszipov 1978).

A táblázatot végignézve felmerül a kérdés: hol vannak a Co- és Ni-tartalmú mágneses ásványok, miért szinte kizárólagosan csak a vastartalmú ásványok erősen mágnesesek? Lehet, hogy a Föld mélye még mindig tartogat számunkra meglepetéseket?

A gyakorlatban a kőzetalkotó ásványok mindegyike önálló mágneses momentummal rendelkező ionokat tartalmaz, leggyakrabban Fe^{2+} -t, Fe^{3+} -t, Mn^{2+} -t. Ha ezek az ionok kicserélődési kölcsönhatás hiányában szabad ionokként viselkednek, akkor az azokat tartalmazó ásványok paramágnesesek, mint például a piroxének, amfibólok, olivin stb. Ha a kicserélődési kölcsönhatás a fő hatás, akkor ferri- vagy anti-ferromágneses az ásvány.

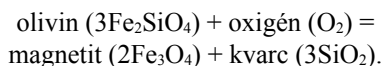
2. táblázat Főbb ferromágneses elemek és ásványok jellemzői: (Moskowitz 1991 alapján). FM – ferromágneses, wFM – gyengén ferromágneses, AFM – antiferromágneses, cAFM – antiferromágneses, nem párhuzamosan ellentétes irányú, FIM – ferrimágneses

Ásvány	Képlet	Típus	T_C, T_N	Ásvány	Képlet	Típus	T_C, T_N
Kobalt	Co	FM	1131	Wairauit	CoFe	FM	986
Vas	Fe	FM	770	Awaruit	Ni ₃ Fe	FM	620
Ni	Ni	FM	358	Tetraenit	FeNi	FM	550
Magnetit	Fe ₃ O ₄	FIM	580	Maghemit	γFe ₂ O ₃	FIM	600
Titanomagnetit	$x\text{Fe}_2\text{TiO}_4$ (1-x)Fe ₃ O ₄	FIM	-200 ÷ 580	Trevorit	NiFe ₂ O ₄	FIM	585
Ulvöspinell	Fe ₂ TiO ₄	AFM	-153	Jakobzit	MnFe ₂ O ₄	FIM	300
Hematit	αFe ₂ O ₃	cAFM	675	Magnezoferrit	MgFe ₂ O ₄	FIM	440
Goethit	αFeOOH	AFM, wFM	120	Ilmenit	FeTiO ₃	AFM	-233
Lepidokrokit	γFeOOH	AFM wFM	-196	Hemoilmenit	$x\text{Fe}_2\text{O}_3$ (1-x)FeTiO ₃	AFM	-200 ÷ 675
Trolit	FeS	AFM	305	Pirrhotin	Fe ₇ S ₈	AFM FIM	320
Ferroxihit	δFeOOH	FIM	180	Greigit	Fe ₃ S ₄	AFM	333
Wüstit	FeO	AFM	-83	Franklinit	(Zn,Mn,Fe) ₂ O ₄	FIM	-

Vas-oxidok

A leggyakoribb mágneses ásványok közé a vas-oxidok tartoznak. A magnetit (Fe₃O₄) a leggyakrabban előforduló ferromágneses ásvány, inverz spinell szerkezetű. A szerkezetben a Fe³⁺ ionok tetraéderes formációt alkotnak, a Fe²⁺ ionok pedig oktaédereset.

Magnetit az olivinből képződhet, amikor az olivin az oxidációs zónába kerül (pl. fluidumtartalom nélküli köpenyeredetű kőzetek exhumálódásakor):



Ez a jelenség részben magyarázhatja tektonikai vonalak mentén megjelenő mágneses anomáliákat.

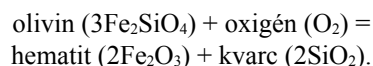
A magnetitre jellemző a kis oxidáció fok, jellemző a spinellszerkezet, Koch és Sztróckay szerint a magnetit diszperz eloszlásban az olivinnel társultan fordul elő. Az olivint alkotó komponensek közül a forsterit olvadási pontja 1890 °C, a fayalit olvadási pontja 1205 °C.

A metamorfózis hatására, ha az olivin földpáttal együtt van, akkor az olivin amfibóllá alakul, más esetben piroxénná vagy talkká (a víztartalomtól és a metamorfózis fokától függően). Egyszerű átalakuláskor magnetit és hematit kiválásával egyidejűen magnézium hidroszilikát (antigorit, krizotil) is képződik. A szerpentinesedés folyamata a repedések mentén indul meg. A Fayalit lángban mágneses üveggé olvad. Ez lényeges, hiszen a mélyben rekedt dajk anyagában az olivin összetétele tolódhat a fayalit irányába.

A maghemit a magnetit oxidációjával jön létre. Ez is inverz spinell szerkezetű, akárcsak a magnetit, a vas ionhelyek 1/9-e azonban betöltetlen. Gyakoriak a titanomagnetitek, melyeknek oxidált megfelelői a titanomaghemitek.

A hematit (αFe₂O₃) közelítőleg romboédes, vagyis más rendszerben kristályosodik, mint a maghemit, és parazitikus ferromágnessége (Feynman et al. 1970) van. A parazitikus ferromágnesség eredete a rácshibákban van, ebből adódóan a szomszédos spinek nem párhuzamosak, hanem irányszögeltérés van közöttük.

A hematit is képződhet az olivinből oxidáció során:



Vas-hidroxidok

A vas-hidroxid Fe(OH)₃ a paramágneses vastartalmú szilikátok hidrolízise során jön létre, vagy mikroorganizmusok hatására, így selfeken és tavi üledékekben gyakori. Átkristályosodásakor hidrogoethit, goethit és lepidokrokit keletkezik.

A goethit (αFeOOH) és a lepidokrokit (γFeOOH) antiferromágneses ásványok, csak a rácshibákból eredően rendelkeznek parazitikus ferromágnességgel.

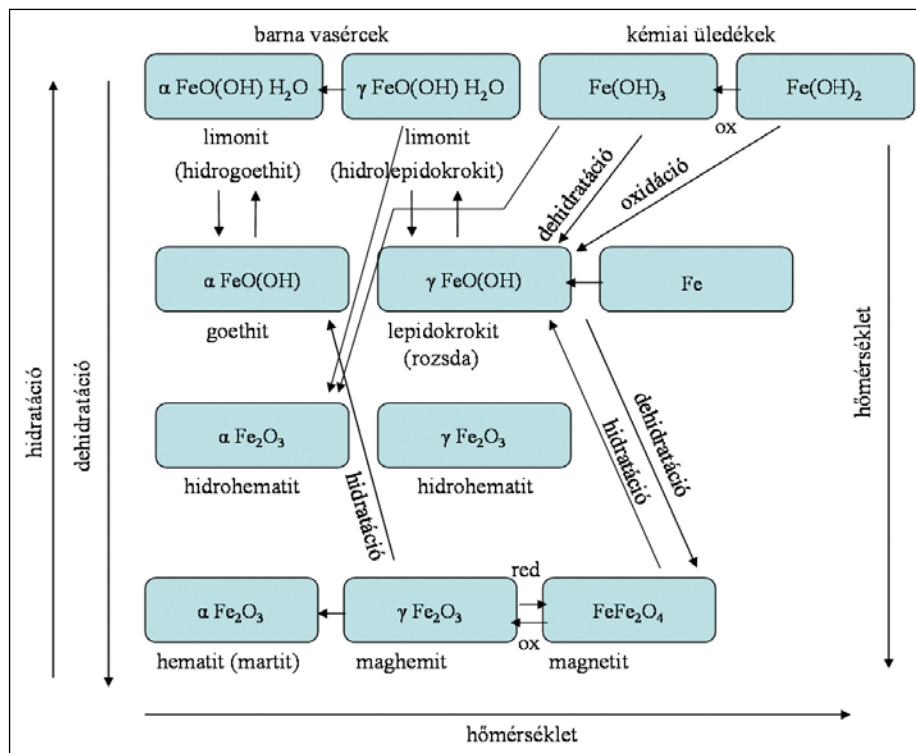
A további oxidálódás és a hidratálódás a mágneses szuszceptibilitás csökkenéséhez vezet, mert a magnetithez képest a kötéstávolságok rácsparaméterei megváltoznak. A vas oxidos és hidroxidos formáinak kölcsönhatását a 15. ábra foglalja össze.

Vas-karbonátok

A sziderit (FeCO₃) paramágneses ásvány, karbonátos kőzetek metasomatózisa során keletkezik. A sziderit termikus bomlásakor magnetit, maghemit, hematit keletkezik, oxidálódva limonittá, goethitté és hidrohematittá alakul.

Vas-szulfidok

A természetben a következő vas-szulfidok ismertek: troilit (FeS), pirrhotin (Fe_{1-x}S, x = 0–0,17), pirit (FeS₂) és markazit



15. ábra | A vas oxidos és hidroxidos formáinak kölcsönhatásai (Povarennij 1957 alapján) (ox = oxidáció, red = redukció)

Figure 15 | Interactions of oxides and hydroxides of iron (after Povarennij 1957)

(FeS₂). A vas-szulfidok példája bizonyítja, hogy nem egyedül a vastartalomtól függ az ásványok mágnesezhetősége, mert közülük csak a pirrotin lehet erősen mágneses, a pirit például paramágneses.

A pirrotin hexagonális vagy monoklinális rendszerben kristályosodik és az összetétele alapján a mágneses tulajdonsága háromféle lehet:

- 0 < x < 0,1 antiferromágneses,
- 0,1 < x < 0,14 ferrimágneses,
- x ~ 0,1 átmeneti,

ahol x a szerkezet hibáinak a nagysága (lásd a képletet fentebb). Ilyen módon a szerkezet hibái határozzák meg a rács monoklinságát. A pirrotin kevés kéntartalom esetén anti-ferromágneses, azonban ha sok a kén, akkor ferrimágneses úgy, hogy a monoklin fázis növekedésével nő a ferrimágneses jelleg. Ez így kissé furcsának tűnik, de ha figyelembe vesszük, hogy a ferromágneses jelleg elsődlegesen a kicserélődési kölcsönhatástól függ, nyilvánvaló, hogy a rácsparaméterek optimális beállításáról van szó. Ez a jelenség viszont azt jelzi, hogy nem kizárólag az általunk ismert ferromágneses ásványok okozhatnak mágneses anomáliát és Hopkinson-effektust.

3. táblázat | A mágneses kőzetek szuszceptibilitása különböző források alapján

Kőzet	κ _{max} (SI)	κ _{max} (SI)	κ _{max} (SI)	κ _{max} (SI)	κ _{max} (SI)
	Znamenszkij	Logacsov	Dobrynyin	Carmichael	Egerer
Kvarcporfir	–	0,009	0,009	–	–
Gránit	0,072	0,063	0,040	0,050	0,070
Andezit	0,214	0,038	0,040	–	0,070
Diabáz	0,234	0,150	0,150	0,029	0,080
Bazalt	0,327	0,250	0,250	0,180	0,100
Amfibólit	–	–	0,150	–	0,150
Szerpentinit	–	0,628	0,600	0,075	–
Peridotit	0,267	–	0,500	0,157	0,100

Kőzetek mágneses tulajdonságai

Az üledékes kőzetek kevés kivétellel nem mágnesesek. A kivétel közé tartozik a folyóvízi östrolatok feldúsulása, ahol a magas magnetit- (hematit-) tartalmú kőzetek törmeléke megőrizte a mágneses jelleget. A magmás kőzetek minél fiatalabbak és összetételük alapján minél bázisosabbak (azaz minél nagyobb a nehéz vas–magnéziumos ásványok – amfiból, piroxén, olivin, csillámok és magnetit –, és minél kisebb a könnyű ásványok – kvarc, földpát, nefelin – szerepe), annál erősebben mágnesesek (3. táblázat). A metamorf kőzetek mágnesezettsége a kiindulási kőzet típusától, illetve a metamorfózis mértékétől, jellegétől függ.

A magmás és metamorf kőzetek esetében jelentős lehet a kőzet kialakulása során szerzett mágnesezettség. A kihülés során a Curie-hőmérsékleten, a pillanatnyi mágneses térerőnek köszönhetően egy saját (remanens) mágnesezettségre tesz szert az anyag, amelyet a hőmérséklet további csökkenése után is megőriz. A remanens mágnesezettség iránya a mindenkor felmágneseződés irányával egyező, ezt használják fel a paleomágneses vizsgálatok a kőzetek korának és a tektonikai mozgások irányának meghatározására.

A hazai kőzetek mágneses jellegének részletes ismertetését karotázis- és szuszceptibilitásmérések alapján Zilahi-Sebess és Drahos (1987) szemináriumi jegyzete ismerteti. Az üledékes környezetben megjelenő mágneses anyagokat Oszipov (1978) orosz szerző és Babinszki (2008) munkája alapján tanulmányozhatjuk.

A mágnesezhető ásványok megjelenési formája a kőzetekben

A mágnesezhetőség a bazaltos összetételű kőzetekben is, minden mellékkörülményt félretéve, a magnetithez kapcsolódik, azonban ez a magnetit nagyrészt nem önmagában fordul elő, és főleg nem egydoménű önálló szemcsék formájában, hanem nagyobb kristályok zárványaként valószínűsíthető. Az önálló magnetitzemcsék szerepe feltehetően alárendelt. A közönséges hornblende – mint az amfibólok képviselője – elegykristály, négyféle ásványból áll. Ezek két vasat tartalmazó ásvány (ferroedenit és ferrohastingsit) és két vasat nem tartalmazó ásvány (edenit és hastingsit). A négyféle vegyület, ha van elég idő a kristályosodásra (márpedig mélyben rekedt tömegek esetén van), a kristályon belül szektorokra különül, akár csak a földpátok alacsony hőmérsékletű változatainál. A kristályosodás során, amennyiben a vas mennyisége nem felel meg a sztöchiometriai arányoknak, akkor a felesleges vas az egyes szektorok határán önálló, igen vékony vas-oxid-fázisokat képezhet. E mechanizmus alapján az egész kőzet magnetittartalmának jelentős része a mafikus ásványokban mint zárvány van jelen. Ezek a zárványok nagy valószínűséggel egydoménűek, de a kristálytani orientációjuk kötött, és hogy a mágnesező térnek megfelelő irányú legyen, csak olyan nagy hőmérsékleten lehetséges, ahol a zárvány önálló átkristályosodása is lehetséges.

Meg kell említeni azt is, hogy a mágnesezhető ásványok valamilyen kőzet belsejében, tehát nem önmagukban van-

nak, ami a hőelvezetés szempontjából lényeges körülmény. A homogenitást az biztosítja a jelenség számára, hogy a hasadékköltő bázikus telérek (dájkok) feltételezhetően nagyon rövid idő alatt jönnek létre valamilyen, hirtelen nyomásnövekedés hatására mobilizálódott bázikus magmából, amelynek – ha nem tör ki a felszínre – van ideje lehűlni, tehát az elegykristályok belsejében létre tudnak jönni, a maradék vasból, az egydoménű szerkezeteket tartalmazó magnetithártyák vagy zárványok.

A Bolzano-tétel eredeti megfogalmazása – intervallumon értelmezett, negatív és pozitív értékeket is felvevő, folytonos függvénynek van zérushelye – kissé szabadon alkalmazható a Hopkinson-effektusra is. Amennyiben egy adott mélységintervallumnak megfeleltethető egy a Curie-pontot is tartalmazó hőmérséklet-intervallum, akkor biztosan létezik az a mélység, ahol a mágnesezhető anyagban a Hopkinson-effektus jelentkezik. Ez a mélységintervallum tartalmazza a megfelelő hőmérsékletű és nyomású helyet is, amely maximális mágnesezhetőséget biztosít.

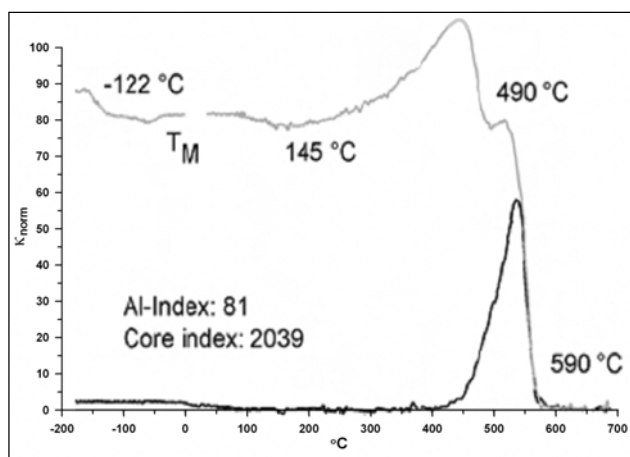
Ilyen, a Hopkinson effektus szempontjából kedvező helyzetet jelent egy hirtelen nyomásnövekedés hatására mobilizálódott bázikus magmából keletkező, a litoszféra aljától induló dajk. A dajk felszín alatti részének van ideje lehűlni, tehát az elegykristályok a belsejében létre tudnak jönni a maradék vasból. Miután nem a felszínen van, így a jelenség, feltehetően szélesebb hőmérséklet-tartományban létezhet. A makroszkóposan homogén anyageloszlást a telér belsejében a keletkezés körülményei biztosítják. Mikroszkópos méretekben azonban jelentős tényező, hogy nem egyféle mágnesezhető fázis van, hanem például a titántartalom szerint több, többféle Curie-ponttal, ami az egész kőzet szempontjából a Curie-pontot egy viszonylag hosszasan elnyúló tartománnyá változtatja, jelentősen megnövelve ezzel a Hopkinson-effektus előfordulási valószínűségét.

Mágnesség és kőzetzika

A mágneses tulajdonságok mérése

Nem lenne értelme írni ezekről a mérésekről, ha nem találkoznánk időnként olyan publikációkkal, amelyek a mágneses tulajdonságok jelentős megnövekedéséről számolnak be. Az első ilyen mérést Hopkinson végezte 1885-ben, aki az angol Királyi Filozófiai Közleményekben (1889) és a Cambridge-i Egyetemi Kiadónál (1901) tette közzé a mérés eredményeit. Hopkinson 50-szeres mágneses permeabilitás növekedést mért a vason a Curie-hőmérséklet közvetlen környezetében (8. ábra).

1974-ben Dunlop egy hematitmintánál tapasztalt 20-szoros szuszceptibilitásnövekedést a Curie-hőmérséklet környezetében. Publikációjában arról is beszámol, hogy nagy mélységű mágneses hatók esetében a felszínen mértnél jóval nagyobb szuszceptibilitásértékeket kellett alkalmazni az értelmezések során, s hogy ennek az oka valószínűleg a hőmérséklet hatására bekövetkező szuszceptibilitásnövekedés volt. Benne merült fel először a Hopkinson-effektus földké-



16. ábra A 2039-es számú kataklazit magmintának a $\kappa(T)$ görbéje, normalizált szuszceptibilitás a felfűtés és lehűtés során (Just 2004)

Figure 16 $\kappa(T)$ curves showing normalized magnetic susceptibility of cataclasite sample No. 2039. Black curve represents the heating, grey curve the cooling run (Just 2004)

regbeli megjelenésének a lehetősége (sajnos nem mi voltunk az elsők, bár tőle függetlenül jutottunk el ugyanarra a felismerésre).

Just (2004) doktori értekezésében publikált a kataklazitok mérése során jelentős szuszceptibilitásnövekedést a Curie-hőmérséklet környékén. Az EPS-1 fűrés (Felső-Rajnavidék) magmintái esetében, a gránitok másodlagos közetani változásainál – a hematitból, szideritből vagy ilmenitből felfűtés, illetve visszahűtés hatására keletkezett ferromágneses anyagnál – jelentkezett nagy szuszceptibilitásugrás.

A 16. ábra a 2039-es számú kataklazit magminta normalizált szuszceptibilitás¹⁾ (κ_{norm}) görbéjét mutatja fekete vonallal a felfűtés, szürke vonallal a lehűtés során. A felfűtés-kor a κ_{norm} értéke 60 körüli értéket ér el (vagyis a Hopkinson-effektus mértéke 60-szoros). A lehűtés-kor a minta anyaga is megváltozik (máshol jelentkezik a Hopkinson-csúcs), és egy másik maximum alakul ki, sokkal nagyobb, 100-szorost meghaladó szuszceptibilitásnövekedést mutatva a kiindulá-

4. táblázat | A KLY-2 kappabridge mérőeszköz főbb jellemzői

Felvevő egység belső átmérője	43 mm
Mágneses tér intenzitása	300 A/m
A tér homogenitása	0,2 %
Frekvencia	920 Hz
Mérési tartományok	100, 200, 400, 1000 ... 200000×10 ⁻⁶ SI (11 tartomány)
Érzékenység	4×10 ⁻⁸ SI
Pontosság a tartományon belül	±0,1% ± 1
Tartományok közötti pontosság	±0,3%
Az abszolút kalibráció pontossága	±3%

si anyaghoz képest. Az ábráról az is látszik, hogy a felfűtés előtt az anyag mágnesezettsége kicsi volt, amely a Curie-hőmérsékleten jelentősen megnövekedett, majd a visszahűtés során az anyag átalakulása miatt tovább növekedett, és a mágnesezettség értéke a kiindulási értékhez képest és 80–90-szeres értéken stabilizálódik a szobahőmérséklet elérésekor (maradandó vagy remanens mágnesezettség).

Persze mindkét esetben felmerül a kérdés, hogy mekkora volt a kezdeti, szobahőmérsékleti mágneses szuszceptibilitásérték, mert a normalizált szuszceptibilitásértékből ezt nem lehet megtudni, és ez az érték az esetek (publikációk) többségében hiányzik.

Általában 1,5–3,0-szoros növekedés az általánosan elfogadott (Collinson 1983), és valószínűleg a ferromágneses anyagok jelentős részénél nem is nagyobb a Hopkinson-effektus, de a szórványosan előforduló, egy nagyságrenddel nagyobb mérési eredmények azt sugallják, hogy még normál felszíni laboratóriumi körülmények között is bizonyos esetekben jelentős szuszceptibilitásnövekedés tapasztalható. A Föld mélyének ideális laboratóriumában, megfelelő körülmények között, miért ne jelentkezhetne tömegesen is olyan „kataklazit” anyag, aminek a kezdeti szuszceptibilitása is jelentős?

Labormérések

A Curie-hőmérsékleti Hopkinson-effektus kimérésére egy szerpentinit- és egy mélységi magnetitkristály hőmérséklet-függő szuszceptibilitásmérését végeztük el.

A „Ha2416”-os minta egy bersteini szerpentinit, az „OktaMag” minta egy közép-afrikai, mélységi magnetit oktaéder („natural octahedral magnetite”) 15×20 mm méretű kristályának apró darabjai voltak.

A méréshez az ELGI paleomágneses laboratóriumában található KLY-2 és Cs-1, valamint a Brnóban az AGICO cég MFK1 műszerét használtuk.

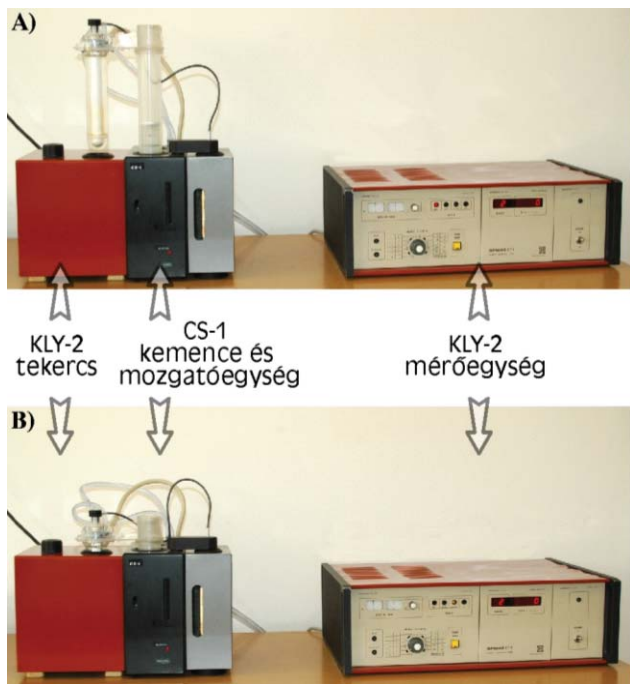
A KLY-2 és Cs-1 műszer (ELGI laboratórium)

A „KLY” kappabridge műszercsaládot a kőzetek mágneses szuszceptibilitásának és anizotrópiájának mérésére tervezték (4. táblázat, 17. ábra).

A mérőtekercsébe helyezett minta hatására bekövetkező induktivitásváltozáson alapul a mérés. Lényegében egy precíziós, félautomata, önkiegyenlítő induktivitáshíd, mely önállóan nulláz, és kiegyenlíti a hőmérséklet-változás hatását. A „KLY”, a mérési eredményeket digitális kijelzőjén jeleníti meg és RS-232 porton küldi ki a számítógépre.

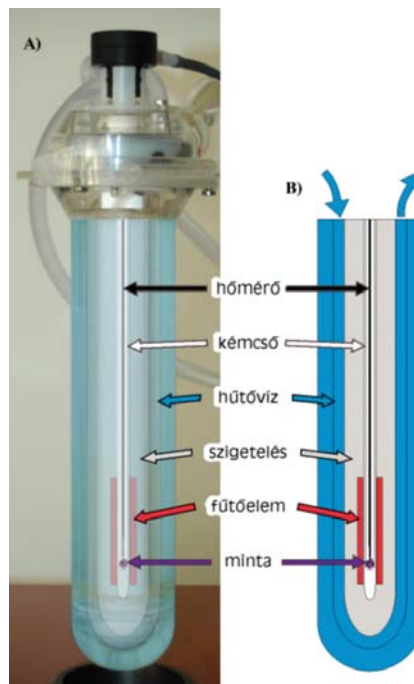
5. táblázat | A CS-1 Curie-pont-mérőeszköz főbb jellemzői

Kemence belső átmérője	6,5 mm
Minta maximális térfogata	0,5 cm ³
Maximális hőmérséklet	700 °C
Hőmérsékletmérés pontossága	±2 °C



17. ábra A KLY-2 kappabridge és a CS-1 Curie-pont mérőkemence és a mozgatóegysége. A) a híd kiegyenlítése során, és B) mérés közben

Figure 17 KLY-2 kappabridge and the CS-1 device. A) at calibration and B) in measuring



18. ábra A CS-1 eszköz mérőkemencéjének A) fényképre vetített metszete, B) az egyszerűsített metszet

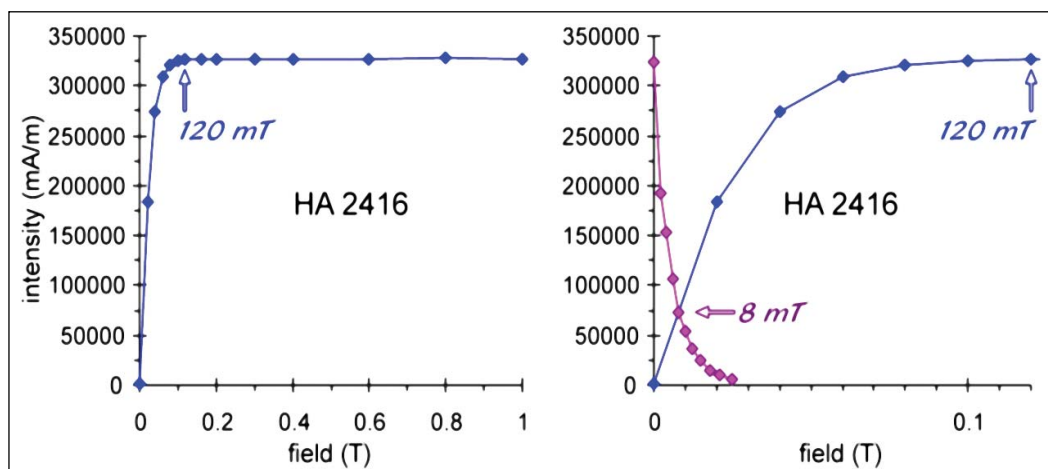
Figure 18 The oven of CS-1 device A) photo profile B) schematic profile

A „CS” Curie-pont mérőegység (5. táblázat, 18. ábra), a „KLY” kappabridge-zsel együtt a mágneses szuszceptibilitás hőmérsékletfüggésének mérésére tervezték. A műszer két fő egységből áll. Egyik a kemence és azt a kappabridge tekercsbe mozgató egység, másik a mérő- és vezérlőegység. Ez utóbbi felelős a kemence mozgatásának és fűtésének vezérléséért, a minta hőmérsékletének méréséért. Ez kommunikál a számítógéppel és a kappabridge-zsel egy-egy RS-232 porton keresztül. Fogadja a számítógép utasítását a fűtés mértékére és a mérésre, indítja a

kappabridge mérését, és fogadja a mért szuszceptibilitást, majd azt a hozzá tartozó hőmérséklettel együtt továbbküldi a számítógépnek.

Curie-pont méréshez tehát számítógép közreműködése szükséges. A gyári mérőprogram a paleomágneses laboratóriumok általános igényeihez igazodik:

- 1) szabadon választható maximális hőmérséklet maximum 700 °C-ig,
- 2) szabadon választható maximális hőmérsékleten tartási idő,



19. ábra A teljes szerpentin minták IRM mérése és az IRM váltóterű lemágnesezése többdoménű magnetitire utalnak

Figure 19 Demagnetisation of serpentines by AC IRM method shows multi-domain magnetite

- 3) kontrollált fűtés és hűtés 3 fokozatban (kb. 3, 5, 7 °C/perc), mely mérés közben korlátozottan módosítható,
- 4) szabadon választható minimális hőmérséklet (ennél kisebb hőmérsékleten a műszer nem mér, csak lehűti a mintát).

Ez a mérőprogram az ELGI Paleomágneses Laboratóriumának igényeinek megfelelően többször lett módosítva. Jelenlegi állapotában a 3. pont bővült ki egy új lehetőséggel:

- kontrollált fűtés és hűtés 9 fokozatban (kb. 1–15 C°/perc), mely mérés közben szabadon módosítható,
- hűtés közben a fűtés kikapcsolható, így a minta gyorsan hűl, és közben mérhető.

Mérési eredmények

A szuszceptibilitás hőmérsékletfüggésének vizsgálata előtt elvégeztük a mágneses ásvány doménjellegének (egy- vagy többdoménű) meghatározását. Ez a minták szobahőmérsékleten történő lépésenkénti felmágnesezéséből (izotermikus remanens mágnesezettség) és a telítési mágnesezettség lépésenkénti váltóáramú lemágnesezéséből állnak (Cisowski-teszt).

A ferromágneses anyag domén jellegének megvizsgálása, a szerpentinminta IRM mérése, és az IRM váltóterű lemágnesezése többdoménű magnetitre utalnak (19. ábra). A méréshez a JR5A „spinner” magnetométert (AGICO), a felmágnesezéshez az MSA4 „pulsomagnetizer”-t (MOLSPIN), a lemágnesezéshez pedig, az LDA3A AF „demagnetizer”-t (AGICO) alkalmaztuk.

A két minta mágneses szuszceptibilitásának hőmérsékletfüggés-görbéjét, amelyet 300 A/m külső mágneses térerő

mellett mértünk, a 20.A ábra mutatja, pontokkal a felfűtés menete, vonallal a hűtés során mért szuszceptibilitás értékek látszanak.

500 °C-nál nagyobb hőmérsékleten a mérés a vezérlőprogram által jelenleg megengedett legkisebb fűtésnöveléssel történt (ekkor fűtésnél kb. egy mérést tudunk végezni fokonként, ami már nemigen sűrűsíthető). Hűtésnél kb. 400 °C-on a fűtést kikapcsoltuk (gyors, kontrollálatlan hűtés). A „HA2416” minta tömege 0,07 g, az „OktaMag” magnetitminta tömege 0,01 g volt (Sartorius TE600 laboratóriumi mérleggel). Csak elenyésző mértékű szuszceptibilitásnövekedés (Hopkinson-csúcs) volt tapasztalható (20.A ábra).

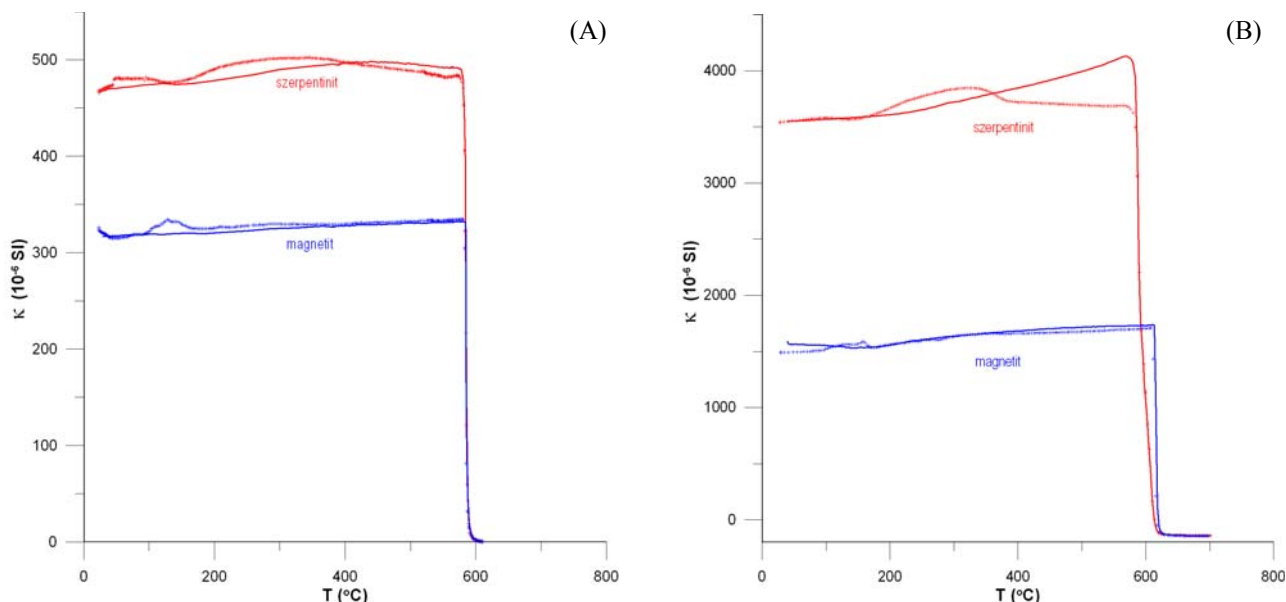
Az MFK1 műszer (AGICO laboratórium)

Mivel a korábbi kísérletek azt mutatták, hogy a Hopkinson-effektus függ a külső mágneses térerő nagyságától (8., 9. ábra), így ugyanezeket a méréseket elvégeztük Brnóban is, az AGICO laboratóriumában, az MFK1 berendezéssel (6. táblázat), a normál földi mágneses térnek megfelelő kisebb külső térerő mellett és sűrű mintavételezéssel.

A mérésnél 40 A/m külső térerőt alkalmaztunk, 976 Hz-es alaphérfrekvencia mellett. A mintavétel 3–4 fokonként történt, miközben a fűtési sebesség 4–7 sec/°C nagyságú volt.

Az „OktaMag” ígéretesebbnek látszott, ezért a minta 610 fokra melegítése után a hőmérsékletet lassan 0,1 fokkal emeltük. 610–615 fok között egy foknyi emelkedés alatt 2–4 mérés történt, de nagy Hopkinson-csúcs akkor sem jelentkezett.

A budapesti mérési görbékben szinte nem is jelentkezik a Hopkinson-effektus, pedig erős mágneses anyagokat vizsgál-



20. ábra | A mélységi szerpentin és a magnetit szuszceptibilitásának hőmérsékletfüggése az ELGI (A) és az AGICO (B) paleomágneses laboratóriumában végzett mérések alapján (felfűtés pontokkal, kihűlési vonallal jelölve)

Figure 20 | Temperature dependence of magnetic susceptibility of samples (serpentine and magnetite crystal) based on measurements of ELGI (A) and AGICO (B) paleomagnetic laboratories (heating by dots, cooling by line)

6. táblázat | A MFK1 kappabridge mérőeszköz főbb jellemzői

Felvevőegység belső átmérője	25,4 mm
Mágneses tér intenzitása	40 A/m
A tér homogenitása	0,5%
Frekvencia	976–15616 Hz
Mérési tartományok	2–700 A/m
Érzékenység	2×10^{-8} SI
Pontosság tartományon belül	$\pm 0,1\%$

tunk. A Curie-hőmérséklet értéke a szerpentinit „HA2416” minta esetében 580 °C, a magnetit „oktaéder” esetében 583 °C körüli. A Curie-pontnál magasabb hőmérséklet kissé oxidált fázisokra utal. Ez azt mutatja, hogy a szerpentinit esetében a minta mágneseződését alapvetően a magnetit ásvány okozza, addig a közép-afrikai 15 × 20 mm-es természetes oktaéder magnetitkristály a magnetit Curie-hőmérsékleténél valamivel nagyobb értéket mutat (magasabb Curie-pontja pl. a maghemitnek van). A budapesti mérés felfűtési és hűtési $\kappa(T)$ görbéjét a 20. ábra bal oldala mutatja.

A 20. ábra jobb oldalán a Brnóban elvégzett mérések görbéje van. A brnói kontrollmérésnek három érdekes eredménye van:

- A mért szuszceptibilitásértékek durván egy nagyságrenddel nagyobbak, mint a budapesti mérés során. Ez származhat az eltérő nagyságú mintából és ezzel kapcsolatban a mérőrendszer kalibrációjából (mekkora térfogat-, felszín-, tömegegységre volt kalibrálva a műszer). Meg kell ugyanakkor jegyezni, hogy a mérőműszerrel a teljes magnetitkristály szuszceptibilitását nem tudtuk meghatározni, mert nagyobb volt az érték a műszer maximális mérhető értékénél (ami szintén nem felel meg az ábrán látható értékeknek).
- Eltérés van a szuszceptibilitásgörbe menetében a brnói mérések esetében, ha nem is jelentős, de egyértelmű szuszceptibilitásmaximum van közvetlen a Curie-hőmérséklet alatt mindkét kihűlés során kapott görbén. A brnói mérésekben egyértelműen jelentkeznek Hopkinson-csúcsok, ráadásul a szerpentinites anyagban sokkal erősebben, mint a mélységi magnetit oktaéder kristály esetében. Ez viszont azt is jelzi, hogy a szuszceptibilitás mérés során a mérési körülmények nagymértékben befolyásolják a kapott eredményeket, másrészt pedig nem biztos, hogy a legerősebben mágnesező magnetit fogja okozni a legjelentősebb Hopkinson-csúcsot a földkéregben!
- Még egy jelentős eltérés van a budapesti eredményekhez képest: a szerpentinitminta Curie-hőmérséklete a görbe alapján 610 °C körüli, ami a maghemit–hematit átmenet körüli Curie-hőmérsékletnek felel meg. A brnói kísérlet során a szerpentinit a hőmérséklet és a külső mágnesező tér hatására megváltozott (kristályrács átrendeződés, oxidáció?), vagy esetleg a minta összetétele volt eltérő.

Eredmények, következtetések

Korábban a szakirodalom alapján úgy ítéltük meg, hogy a kőzetfizikai laboratóriumokban kialakult mérési gyakorlat (a mintavételezési sűrűség, a felfűtési idő, az alkalmazott mágnesező tér erő) egyelőre nem alkalmas az ásványok Hopkinson-effektusának precíz kimérésére, ezáltal cáfolására sem (Kiss et al. 2010).

A mágnesező laboratóriumi méréseink fő célja a külső mágnesező tér szerepének, a mintavételezés sűrűségének és a felfűtés sebességének vizsgálata és ellenőrző mérése volt két független mérési sorozattal. Azt reméltük, hogy kis külső tér mellett, nagyon sűrű mintavételezéssel és lassú felfűtésnél jelentkezni fog a Hopkinson-effektus. A mérésekhez egy mélységi magnetitkristály- és egy szerpentinitmintát alkalmaztunk az erős mágnesező tulajdonságaik miatt.

A mintaásványok sűrűségét felhasználva meghatároztuk, hogy a magnetit térfogata kevesebb mint 1 mm³, a szerpentinité 30 mm³ körüli volt. A kemence mérete 500 mm³ körüli, így hőtágulásra bőven volt lehetőség a budapesti mérések esetében.

A mérési eredmények alapján úgy gondoljuk, hogy a kis térfogatú anyag a rácsszerkezetében változott meg a hőenergiának köszönhetően – a hőtágulás során a rácsállandók módosultak. A rácsállandók megváltozása miatt a kicserélődési kölcsönhatás is megváltozott. Hiányzott a nagy tömegű mágnesező anyag, a Curie-mélységnek megfelelő kb. 500 MPa körüli állandó nyomás és a rácsállandók stabilitása.

A mágnesezettség most is elveszett a Curie-hőmérséklet (580–610 °C) felett, ugyanakkor a fázisátalakulás másképpen zajlott le, nem jelentkezett a kritikus állapot, és sajnos azt sem tudjuk pontosan megmondani, hogy a mérésekből kapott Curie-hőmérséklet a kiindulási anyagnak vagy már egy a mérés során módosult anyagnak a Curie-hőmérséklete.

A minta nagyságának is hatása lehet a mérhető mágnesezettségre, mint már említettük. A brnói KT-5 kézi mágnesező szuszceptibilitásmérővel végzett méréseink azt mutatják, hogy a mérőműszert adott térfogatra kalibrálták. Ha ebben a térfogatban nem mágnesezhető anyagok is jelen vannak, akkor a mérésnek az átlagába azok hatása is belekerül. A jelenség nemlineárisan arányos a mintamérettel (térfogattal), ezért jelentős hibát okozhat. Ezt erősíti az a tapasztalat is, hogy a KT-5 műszerrel magmintákon felvett adatsor dinamikája kisebb, mint a mélyfúrásban, az ugyancsak brnói gyártmányú GM-250 szondával mért karotázs szelvényé.

A laborméréseknél általában a környezetéből kiszakított, mágnesezhető, homogénnek tekinthető anyagot mérünk, míg az *in situ* körülmények között a kőzet nagyobb térfogatának mágnesezhetőségéről van szó. A legerősebben mágnesezhető ásványok nem is biztos, hogy a fő hatót tartalmazták.

Összegzés

- A rácsállandók és a mágnesezhetőség szoros kapcsolatának következménye a kémiai összetétel és a mágnesező

szuszceptibilitás közti összefüggés. Az ásványok sztöchiometriai képlete csak egy állandó szerkezet mellett fennálló átlagos összetételt ír le, de vannak a kristályráccsal kompatibilis, abba beépülni tudó helyettesítések is. Ezek a helyettesítések kismértékben megváltoztatják az eredeti rácsállandókat és ezzel a mágnesezhető ásványokban a kicserélődési kölcsönhatást is. A ferromágneses jelleg elsődlegesen a kicserélődési kölcsönhatástól függ.

- A Curie-hőmérséklet értéke a különböző anyagok elektronhő- és térrácsszerkezete által determinált érték, amely hőmérséklettől, nyomástól és külső mágneses térerőtől függ, és nem tekinthető egy univerzális állandónak.
- Egy laboratóriumi hevítéses kísérlet az elektronhőjak átfedése szempontjából nem lehet analóg a nagy mélységben, nagy tömegű mágneses anyagban, több száz vagy ezer atmoszféra nyomáson létrejövő folyamattal.
- Összességében a Hopkinson-effektus a mélyben feltehetőleg szélesebb tartományban jelentkezik, mint ahogyan a felszínen azt meg tudjuk határozni, mivel a szükséges feltételek jóval szélesebb mélységi, illetve hőmérsékleti tartományban létezhetnek.

A Hopkinson-effektus megjelenésének rejtélye egy adott energiaszinten lévő közegben az anyag kvantumfizikai tulajdonságaitól függ. Ennek módszeres vizsgálata sok kérdésre választ adhatna, de ma még egy ilyen vizsgálat távol áll a hagyományos geofizikai módszertani kutatásoktól, úgy is mondhatnánk, hogy nem vagyunk rá felkészülve (pedig máshonnan segítséget nem nagyon várhatunk).

Köszönetnyilvánítás

Mészáros Sándor és Hakl József (ATOMKI, Debrecen) a mágneses jelenség fizikájának megértéséhez nyújtottak önzetlen segítséget. Jana Just (Paleomágneses Labor, Heidelbergi Egyetem) rendelkezésünkre bocsátotta doktori dolgozatát, amelyben részletesen taglalja a kőzetmágnességet, és közzéteszi mintavételi, mérési eredményeit. Mártonné Szalay Emő (ELGI paleomágneses laboratóriuma) szakmai és mérési támogatást adott az ötlet (a Hopkinson-effektus földkéregbeli megjelenése) laboratóriumi vizsgálatához. A méréseket Imre Gábor végezte. A labormérési alfejezet tulajdonképpen az ő tevékenységüknek az eredménye. A tanulmány az OTKA 68475. számú projektben folyt kutatásaink keretében napvilágra került ellentmondások tisztázása érdekében készült.

Jegyzetek

- a) Korpuszkulum – részecske mint elemi részecske.
- b) Spin – a mikrorészecskék kvantumsajátossága, egy „szubmikroszkopikus pörgettyű”.
- c) Egy atomon belül nem lehet két olyan elektron, amelynek mind a négy kvantumszáma megegyezik, azaz két elektron nem lehet azonos kvantumállapotban.
- d) A töltések között kialakuló erőhatások számszerűsítése Coulomb nevéhez fűződik. Pontszerű töltések között a Coulomb-törvényben meghatározott erőhatás lép fel. A töltések közötti nagyon erős kölcsönhatás megakadályozza a kiegyensúlyozatlan töltések megjelenését.

e) Sztöchiometria – a kémiának az a része, amely a kémiai reakciók során tapasztalható tömeg- és térfogatviszonyok törvényszerűségeivel foglalkozik.

f) Koercitív erő: erő, hipotetikus molekuláris erő, melynél fogva az egyszer már mágnessé vált anyag mágnességét maradandóan megtartja.

g) A vas Curie-hőmérséklete (768 °C) alatti α -módosulása szabályos tércentrált kristályszerkezetet mutat és az anyag ferromágneses, Curie-hőmérséklete felett a β -módosulás már nem ferromágneses (bár a kristályszerkezet még nem változott), majd 906 °C felett a γ -módosulás már nem tércentrált, hanem szabályos lapcentrált kristályszerkezet (Koch, Sztrókay 1967).

h) 1970-ben Luis Néel a mágneses anyagok vizsgálata során a ferromágnesség mellett felfedezi az antiferromágnesség és a ferrimágnesség jelenségét, amiért Nobel-díjat kap. Történelmi okok miatt a dia-, para- és ferromágneses csoportosítás esetén az antiferro- és ferrimágneses anyagokat is ferromágnesként szokták emlegetni, ami esetenként zavaró.

i) A felfűtött minta szuszceptibilitása leosztva a normál hőmérsékleten mért szuszceptibilitás értékével.

Hivatkozások

- Babinszki E., 2008: Mágneses ásványok azonosítása mágneses módszerekkel a Pannon-tó finomszemcsés üledékeiben. A greigit széles körű elterjedésének öskörnyezeti és magnetosztratiográfiai jelentősége, Doktori (PhD) értekezés, ELTE, Budapest
- Carmichael R. S., 1982: CRC Handbook of physical properties of rocks, CRC Press, Vol. 2, Boca Raton, Fla.
- Collinson D. W., 1983: Methods in Rock Magnetism and Paleomagnetism, Techniques and instrumentation. Chapman and Hall. London, New York, 503 pp.
- Dobrinyn B. M., Vendelstein B. J., Kozsevnyikov D. A., 1991: Petrofizika. Nyedra Kiadó, Moszkva
- Dunlop D. J., 1974: Thermal enhancement of magnetic susceptibility. *J. Geophys.* 40, 439–451
- Egerer F., Kertész P., 1993: Bevezetés a kőzetfizikába. Akadémiai Kiadó, Budapest
- Feynman R. P., Leighton R. B., Sands M., 1970: Mai fizika 7. Kristályszerkezetek. Dia-, para-, és ferromágnesség. Folyadékok áramlása. Műszaki Könyvkiadó, Budapest
- Fowler C. M. R., 2005: The Solid Earth. 2nd ed., Cambridge University Press
- Frenkel J. I., 1928: Elementary theory of magnetic and electrical properties of metals at absolute zero temperature. *Zeitschrift für Physik*, 49, 31
- Harrison R. J., Feinberg J. M., 2009: Mineral magnetism: Providing new insights into geoscience processes. *Elements*, 5, 209–215 (DOI: 10.2113/gselements.5.4.209)
- Heisenberg W., 1928: *Zeitschrift für Physik*, 40, 619
- Hopkinson J., 1889: Magnetic and Other Physical Properties of Iron at a High Temperature. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A180, 443–465
- Hopkinson J., 1901: Presidential address to the institution of Electrical Engineers (Magnetism). 9th January 1890. In: Original paper by the late John Hopkinson, Cambridge at the University Press
- Ishizuka M., Kato H., Kunisue T., Endo S., Kanomata T., Nishihara H., 2001: Pressure-induced magnetic phase transition in CrTe at approximately 7 GPa. *Journal of Alloys and Compounds* 320, 24–28
- Janovszkij B. M., 1978: Földmágnesség. Leningrádi Tudományegyetem Kiadója, Leningrád

- Javorszkij B. M., Detlaf A. A., 1974: Fizikai Zsebkönyv, Műszaki Könyvkiadó, Budapest
- Just J., 2004: Modification of magnetic properties in granite during hydrothermal alteration (EPS-1 borehole, Upper Rhine Graben). PhD disszertáció. Ruprecht-Karls Egyetem, Heidelberg
- Kaganov M. I., Cukernyik V. M., 1982: A mágnesség természete. Nauka Kiadó, Moszkva
- Kaganov M. I., Lifsic I. M., 1976: Kvázirészecskék. Nauka Kiadó, Moszkva (1984, Gondolat Kiadó, Budapest)
- Kiss J., Szarka L., Prácser E., 2005a: Second order magnetic phase transition in the Earth. *Geophysical Research Letters* 32, L24310, doi: 10.1029/2005GL024199
- Kiss J., Szarka L., Prácser E., 2005b: A Curie-hőmérsékleti fázisátalakulás geofizikai következményei. *Magyar Geofizika* 46/3
- Kiss J., 2009: Gravitációs és mágneses feldolgozások és modellezések a földtani környezet megismerése céljából. Doktori (PhD) értekezés, NYME, Sopron
- Kiss J., Prácser E., Szarka L., Ádám A., 2010: Mágneses fázisátalakulás és a magnetotellurika. *Magyar Geofizika* 51/2, 1–15
- Kittel C., 1981: Bevezetés a szilárdtest-fizikába. Műszaki Könyvkiadó, Budapest
- Koch S., Sztrókay K. I., 1967: Ásványtan. Tankönyvkiadó, Budapest
- Kondor I., 2004: Fizikusok a bankszektorban – Beszélgetés Kondor Imre fizikussal. *Mindentudás Egyeteme*
- Kosztyurina A. G., 2006: Mágneses szuszceptibilitás a Curie-hőmérséklet közelében. Laboratóriumi gyakorlat „Elektromosság és mágnesség” témakörben. Novoszibirszk Állami Egyetem, Fizikai Tanszék
- Logacsov A. A., Zaharov V. H., 1979: Mágneses kutatómódszer. Nyedra Kiadó, Moszkva
- Merill R. T., McElhinny M. W., 1983: *The Earth's Magnetic Field*. Academic Press, Harcourt Brace Jovanovich, Publishers
- Mészáros I., 2004: Mágneses tulajdonságok, mágneses anyagok. BME, Anyagtudomány és Technológia Tanszék, előadásvázlat
- Mészáros S., Hakl J., 2007: szóbeli közlés
- Moskowitz B. M., 1991: Hitchhiker's guide to magnetism, http://www.irm.umn.edu/hg2m/hg2m_a/hg2m_a.html
- Nyikolajevszij V. N., 2001: Kéregtörések és tektonikus hullámok. *Vesznyik OGGGN Orosz tudományos Akadémia*, No. 1.
- Oszipov J. B., 1978: Agyagos kőzetek mágneses tulajdonságai. Nyedra, Moszkva
- Povarennij A. Sz., 1957: Az ásványok mágneses tulajdonságai. *Lvovi Földtani Egyesület Ásványtani Kiadványa*, No. 11, 52–68
- Rüdt C., Baberschke K., 2004: Sfb290 TP A2 UP II: ac-susceptibility in UHV, <http://www.physik.fu-berlin.de/~agbaberschke/sfb290/TPA2up2.html>
- Szarka L., Kiss J., Prácser E., Ádám A., 2010: The magnetic phase transition and geophysical crustal anomalies. *Chinese Journal of Geophysics* 53/3 612–621, doi: 10.3969/j.isnn.0001-5733.2010.03.015
- Temesváriné Bíró Á., 2005: Az anyagok mágneses tulajdonságai (mágnességtan). ELTE-TFK, Fizika Tanszék
- Tsymbal E. Y., 2008: Physics-927. Introduction to solid state physics. Section 16: Magnetic properties of materials. Lecture Notes of University of Nebraska-Lincoln, <http://physics.unl.edu/~tsymbal/teaching/ssp-927/index.shtml>
- Zhao X., Antretter M., Solheid P., Inokuchi H., 2002: Identifying magnetic carriers from rock magnetic characterization of leg 183 basement cores. In: Frey F. A., Coffin M. F., Wallace P. J., Quilty P. G. (eds.), *Proc. ODP, Sci. Results* 183, 1–28
- Zilahi-Sebess L., Drahos D., 1987: Elektrokrotázis módszerek – tudományos szeminárium jegyzete I–II. Kézirat, Siófok
- Znamenszkij V. V., 1980: *Terepi geofizika*. Nyedra Kiadó, Moszkva