FIATAL MŰSZAKIAK TUDOMÁNYOS ÜLÉSSZAKA

Kolozsvár, 1999. március 19-20.

A Stoner-Wohlfarth modell számítógépes szimulációja

Szabó Zsolt, Iványi Amália

Abstract

Several technique has been developed for the simulation of the hysteresis phenomena in the magnetic materials. The Stoner-Wohlfarth model is used for vector simulation of the hysteresis characteristics in nonlinear system. In the material the variation of the thermal or other internal state variables result motion of the hysteretic system from one metastable state to an other one.

The Stoner-Wohlfarth model studies the magnetisation problem as the combination of two different processes, the applied field and the uniaxial anisotropy contribution.

This model is designed as an assemble the noninteracted, small, uniaxial magnetic particles, and therefore it allows an easy representation of the anisotropy, however it does not consider the interaction between the magnetic moments.

Bevezetés

A ferromágneses anyagok kis mágneses tartományokból, doménekből állnak, melyek telítésig mágnesezettek.

A Stoner-Wohlfarth modell a mágnesezési folyamatot leírja le, figyelembe véve a mágneses doménekre ható nyomatékok forgását az egyirányú anizotrópiájú anyagban. Ezekkel az elfordulásokkal egyaránt ábrázolhatjuk a reverzibilis és irreverzibilis mágnesezési folyamatokat.

Ellipszoid alakú részecske mágnesezése

A Stoner-Wohlfarth modell a mágneses anyagot apró részecskéknek tekinti, melyek nincsenek egymással kölcsönhatásban, és amelyek anizotrópiája reprezentálja a belső feszültségeket, a kristályszerkezetet vagy az egyedi alakot. Mindegyik részecske M_s telítésig van mágnesezve és egy mágneses domént jelképez, amely szabadon foroghat a tér bármely irányában, feltételezve, hogy a domén falai nincsenek jelen.

Tekintsünk egy egyenletesen, telítésig felmágnesezett domént. Ennek a doménnek az M_s mágneses momentuma megváltoztathatja az irányát egy külső mágneses tér hatására, mivel szabadon elfordulhat a sík bármely irányában. Könnyű belátni, hogy a mágnesezettség vektora a gerjesztő tér és a fő mágnesezési irány által meghatározott síkban található, ahogy azt az 1-es ábrán felvázoltuk.

Az M mágnesezettségű részecske energiáját egyrészt a külső tér energiája, valamint az anizotrópiából származó energia figyelembevételével a következő összefüggéssel lehet megadni:

$$w = K \sin^2 \Theta - \mu_0 H M_s \cos(\Theta - \Theta_0), \quad (A)$$

ahol K az anizotrópikus állandó, Θ a fő mágnesezési irány és a mágnesezettség vektora közötti szög, valamint Θ_0 a fő mágnesezési irány és a gerjesztő tér mágneses térerőssége közötti szög.

A.ábra Egyedülálló részecske mágnesezettsége

A fenti egyenlet jobb oldalának első tagja az anizotrópiából származó energiát jelképezi, a második tag az M mágneses momentumnak és az alkalmazott külső mágneses térerősségének a sztatikus mágneses energiáját reprezentálja. A mágnesezettség vektorának helyzete megfelel egy energia minimumnak, amelyet az alábbi egyensúlyi feltételekből tudunk meghatározni:

$$\frac{\partial w}{\partial \Theta} = 0, \quad \frac{\partial^2 w}{\partial^2 \Theta} > 0. \quad (B)$$

Elvégezve a deriválást, bevezetve a 'kapcsoló' teret $\alpha = \frac{2K}{\mu_0 M_s}$, valamint a $h = \frac{H}{\alpha}$ normált egységeket, derékszögű koordináta rendszert alkalmazva, azaz bevezetve a $h_x = h \cos \Theta_0$, $h_y = h \sin \Theta_0$ jelöléseket egy negyedrendű egyenletet kapunk

$$\sin \Theta \cos \Theta + h_x \sin \Theta - h_y \cos \Theta = 0, \quad (5)$$

amelynek valós gyökeinek száma kettő vagy négy. Abban az esetben, mikor az egyenletnek két valós gyöke van az (1) energiának egy minimuma van. Abban az esetben, ha az (5) egyenletnek négy valós gyöke van, akkor az (1) energia két minimumának felel meg, ez eredményezi a karakterisztika hiszterézis tulajdonságait.

Miután meghatároztuk a fő mágnesezési irány és az M mágneses momentum közötti Θ szöget, a mágneses momentumnak a H térerősséggel párhuzamos komponensét az alábbi összefüggéssel lehet előállítani:

$$M = M_s \cos(\Theta - \Theta_0) \quad (6)$$

Az energiaminimum fenti két esete által definiált régiók határfelületét a következő feltétel határozza meg

$$\frac{\partial w}{\partial \Theta} = 0, \quad \frac{\partial^2 w}{\partial^2 \Theta} = 0. \quad (7)$$

A második deriváltat képezve a két régiót elválasztó határ egyenlete a következő alakú

$$h_x^{2/3} + h_y^{2/3} = 1. \quad (9)$$

A (9) egy aszteroid egyenlete, amely segít megjeleníteni az aktuális h értékhez tartozó energia minimumot. Mivel egy h gerjesztő tér esetén az energiaminimumnak megfelelő M mágnesezettség iránya, párhuzamos az aszteroid azon érintőjével, amelyik a h ponton megy keresztül, ahogy az a (2) ábrán látható.

B.ábra A két régiót elválasztó aszteroid

C.ábra A $\xi - \xi'$ irányú mágneses tér és a Stoner-Wohlfarth részecske aszteroid görbéje közötti összefüggés

Ha a h mágneses térerősség értéke az aszteroidon kívül található, akkor a lehetséges két érintő közül az felel meg a mágnesezettség egyensúlyi irányának amelyik kisebb szöget zár be a fő mágnesezési irányval.

Ha a h mágneses térerősség értéke az aszteroidon belül található, akkor négy érintő van de ezek közül csak kettőhöz tartozik energia minimum.

A Stoner Wohlfarth részecske hiszterézise

Feltételezzük, hogy egy olyan $-h$ és $+h$ között változó mágneses tér hat egy M mágnesezettségű részecskére (doménre), melynek iránya a 3. ábrán vázolt $\xi - \xi'$ egyenes. Kiindulva a $-h$ értékből, melyet az (1) pont jelképez és folyamatosan növelve a mágneses térerősség értékét $+h$ -ig, (6)-os pont, majd újra fokozatosan csökkentve a tér értékét $-h$ -ig a Stoner-Wohlfarth részecske mágnesezettsége egy teljes hiszterézis görbét ír le. Kezdetben az M mágnesezettség egyensúlyi iránya megegyezik az aszteroid jobb feléhez húzott érintő irányával. Amint elérjük az aszteroid határvonalát (5-ös pont), a részecske átbillen egy másik stabil állapotba és ezért ettől a ponttól kezdve a mágnesezettség megváltoztatja irányát, az érintő átkerül az aszteroid jobb feléről a bal oldalra. A mágneses momentum egyensúlyi állapota folyamatosan változik, ha az alkalmazott tér a kinti régióból változik a benti felé. Ha azonban az aszteroid belsejéből kilépünk a külső régióba a mágnesezettség iránya ugrásszerűen változik. Megjegyzendő, hogy a $\xi - \xi'$ egyenes azon pontjaira melyek az aszteroid belsejében találhatók a mágneses momentumnak két stabil állapota van, amelyek a hiszterézis hurok két

különböző ágát jelképezik. A 4 ábrán felrajzoltuk háromszög alakú gerjesztésre különböző $\Theta_0 = 15^\circ$, $\Theta_0 = 45^\circ$ és $\Theta_0 = 75^\circ$ szögek esetén kapott hiszterézis hurkokat a normált térkomponensekre.

4.ábra Különböző irányú (a) háromszög alakú gerjesztő jelre kapott hiszterézis görbék, (b) $\Theta_0 = 15^\circ$, (c) $\Theta_0 = 45^\circ$, (d) $\Theta_0 = 75^\circ$

Konklúzió

A Stoner-Wohlfarth részecskét egy elemi vektoriális hiszterézis operátornak tekinthetjük. Mindegyik operátornak két állapota van, amelyek megfelelnek a részecske egyensúlyi állapotának. Egy anyag mágnesezettségét úgy tudjuk modellezni, hogy számos különböző pozíciójú Stoner-Wohlfarth részecskét veszünk figyelembe, és az egyedi mágneses momentumok vektoriális összegezésével állítjuk elő a mágnesezettséget.

Referencia

- [1] A. Iványi, Hysteresis Models in Electromagnetic Computation, Akadémia Kiadó, Budapest, 1997.
- [2] G. Bertotti, Hysteresis in Magnetism, Academic Press, NY, 1998.
- [3] I.D. Mayergoyz, Mathematical models of hysteresis, Springer, Berlin, 1991.

Köszönetnyilvánítás A Szerzők köszönetüket fejezik ki mind a Román, mind a Magyar államnak a posztgraduális ösztöndíjért.

Név/tudományos fokozat: Szabó Zsolt, okl. villamosmérnök, PhD hallgató
Munkahely/cím: Budapesti Műszaki Egyetem, Elméleti Villamosságtan Tanszék,
Egry József utca 18. H-1521 Budapest, Hungary.
Telefon/Fax, E-mail: (36 1) 463 2914, (36 1) 463 3189, szabo@evtsz1.evt.bme.hu