

Rendezetlenség által vezérelt fázisátalakulás egy rugó-fal típusú mágnesezési modellben

Disorder-induced Phase Transition in a Spring-block Type Magnetization Model

KOVÁCS Katalin, NÉDA Zoltán

Babeş-Bolyai Tudományegyetem, Fizika Kar, Elméleti- és Számítógépes Fizika Tanszék
str. Kogălniceanu 1, RO-400084 Cluj-Napoca, Romania
kkovacs@phys.ubbcluj.ro

ABSTRACT

An one-dimensional Burridge-Knopoff type magnetization model is studied with Monte-Carlo computer simulation. Disorder is introduced through randomly distributed pinning centers, the magnetization process is modeled with relaxation dynamics. The avalanche size distribution is studied for different values of the disorder. The results indicate that the model exhibits disorder-driven phase transition.

ÖSSZEFOGLALÓ

Egydimenziós Burridge-Knopoff típusú mágnesezési modell mutatunk be, amelyet Monte Carlo szimulációs módszerrel tanulmányoztunk. A rendezetlenség által vezérelt fázisátalakulás kialakulásának lehetőségét vizsgáltuk, ahol a rendezetlenséget véletlenszerűen szétszórt pinning centerek által vezetjük be a rendszerbe. A modell relaxációs dinamikát követ. Tanulmányozzuk a lavinák nagyság szerinti eloszlását a rendezetlenség függvényében. Az eredmények alapján a modell mutatja a várt rendezetlenség által vezérelt fázisátalakulást.

Kulcsszavak: rendezetlenség által vezérelt fázisátalakulás, Burridge-Knopoff típusú rugó-fal mágnesezési modell, számítógépes szimuláció, Barkhausen-zaj.

1. BEVEZETÉS

A modern statisztikus fizikának egyik sokat tanulmányozott területe a rendezetlenség által vezérelt fázisátalakulások [1-5].

Elsőfajú fázisátalakulás közelében egy rendszerben három jellegzetes időskála van: τ_a mikroszkopikus (atomi) válaszügy, τ_{th} a termális fluktuációk ideje és τ_{dr} a külső vezérlés időskálája. Abban az esetben, amikor ezek között $\tau_a < \tau_{dr} < \tau_{th}$ összefüggés áll fenn, fluktuációmentes vagy atermális fázisátalakulásról beszélünk. Ilyen például a mágneses tér által vezérelt elsőfajú fázisátalakulás ferromágneses anyagokban. Atermális fázisátalakulást mutató rendszereknek jellegzetes tulajdonsága a hiszterézis, amely a rendszerben (térben és időben) „befagyott” rendezetlenségnek a következménye. A fluktuációmentes fázisátalakulások érdekes típusa az, amelyet a rendezetlenség vezérel. Változtatva a rendezetlenség mértékét, a hiszterézis alakja a kritikus rendezetlenségnél hirtelen megváltozik. Berger és társai [5] kísérletileg is kimutatták a rendezetlenség által vezérelt fázisátalakulást egy Co/CoO ferromágneses/antiferromágneses kettősrétegen.

Számos modell, amely a mágnesezési jelenségek magyarázatára szolgál, szintén alkalmas a rendezetlenség által vezérelt fázisátalakulás modellezésére is. Ilyen, pl. a „random field” (RFIM) [1], „random bond” (RBIM) [3] és „random anisotropy” (RAIM) [4] Ising modellek. Ezeknek a modelleknek a lényege, hogy különböző módon véletlenszerű zajt (rendezetlenséget) vezetnek be egyszerű Ising-típusú modellbe, ezáltal tudják kezelni a mágnesezési jelenségekért felelős mikroszkopikus kölcsönhatásokat a mágneses rendszerekben.

Ferromágneses anyagokat külső mágneses térbe helyezve a külső vezérlő tér irányításának megfelelő mágnesezettségű tartományok növekednek a doménfalak elmozdulása által. A kristályhibák és szennyeződések azonban potenciálgátként akadályozzák a falak szabad elmozdulását. Adott doménfal mindaddig mozdu-

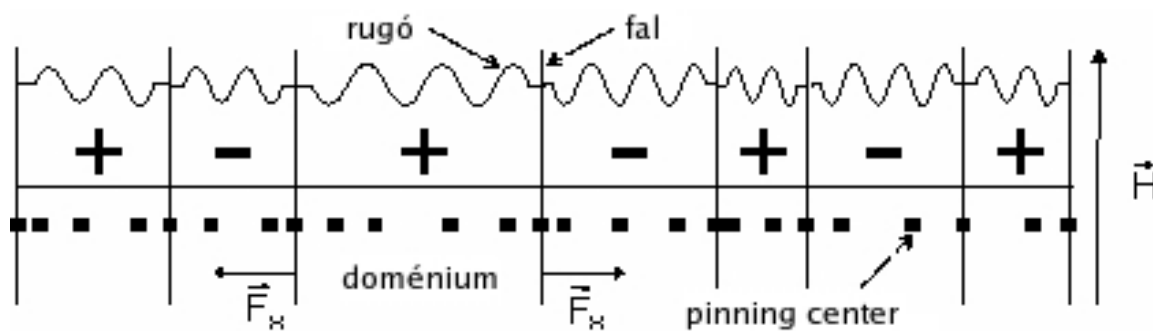
latlan marad, amíg a rá ható erők eredője meg nem haladja a hibák tűző „pinning” erejét. A doménfalak két pinning center között meg nagyon gyorsan elmozdulnak. Ennek következménye a mágnesezettség diszkrét ugrásokban történő változása, amit Barkhausen-zajnak nevezünk.

Jelen dolgozatban egy újabb, általunk nemrég bevezetett [6] mágnesezési modellt mutatunk be, és a modell keretein belül tanulmányozzuk a rendezetlenség által vezérelt fázisátalakulás létrejöttének feltételeit.

2. A RUGÓ-FAL MÁGNESEZÉSI MODELL

Az itt bemutatott modell a Burrige-Knopoff modellek [7] családjához tartozik, és egy egyszerű mechanikai analógián alapul. Burrige és Knopoff a rugó-tömb típusú modellt földrengések magyarázatára alkalmazta, azóta azonban a fizika legkülönbözőbb területein használják, mint pl. repedezések [8], önszerveződő nanostruktúrák [9], vagy akár a ragasztószalag feltépésekor tapasztalt jelenségek [10] tanulmányozására.

Az általunk bevezetett modell alapja egy egydimenziós rugó-fal rendszer, amelynek célja, hogy a mágnesezési jelenségekben fontos doménfal-mozgás dinamikáját mezoszkopikus skálán magyarázza. A modell vázlatos bemutatása az 1. ábrán látható.



1. ábra
A rugó-fal modell vázlat

2.1 Felépítés

A modell alkotóelemei a következők: (i) 1D spinlánc mentén egyenletes eloszlással véletlenszerűen szétszórt pinning centerek; (ii) néhány pinning centeren található merev fal, amelyek ellentétes mágnesezettségű (+/-) szomszédos tartományokat határolnak (ezeket 180°-os falaknak nevezzük); (iii) azonos rugó-állandóval és nulla egyensúlyi hosszal rendelkező rugók, amelyek szomszédos falakat kapcsolnak össze. Az így felépített mintát külső mágneses tér hatásának vetjük alá. Ezekkel az elemekkel létrehozott modell a valós, kristályhibákat és szennyeződések tartalmazó, ferromágneses anyagok doménszerkezetét modelleztük. A modell és a ferromágneses anyagok alapvető szerkezeti elemei között egyértelmű megfeleltetés van: (i) a modellbeli pinning centerek a kristályhibákat és szennyeződések modellezik; (ii) a merev falak a Bloch- vagy Néel-falaknak felelnek meg; (iii) a falakat összekapcsoló rugók pedig a mágneses doméniumok demágnezesési hatását modellezik.

A modellben három típusú kölcsönhatást veszünk figyelembe. Adott falra (pl. az i -dikre) három erő hat, amelyeknek a viszonya vezérli a doménfal-mozgást:

(1) Pinning (megtűző) erő, ami a falak mozgását akadályozza. A mechanikai analógiában ez a pinning centerek részéről ható Gauss-eloszlást követő tapadási súrlódási erő F_p .

(2) A mágneses doméniumok kölcsönhatása a külső mágneses térrel. Ezt a modellbe egy olyan erőként építettük be, amely minden falra egyenlő nagyságú, de szomszédos falakra ellentétes irányítású:

$$F_H = (-1)^i \beta \cdot H, \quad (1)$$

β dimenzióállandó. Az egyszerűség kedvéért a modellben úgy választjuk az egységeket, hogy $\beta = 1$. Ez az erő biztosítja azt, hogy a külső térrel megegyező irányítású doméniumok növekedni fognak.

(3) A doméniumok saját mágneses energiájából származó erő. A modellben ez a rugókban fellépő rugalmas erő:

$$F_m = -f_m \cdot x_i \quad (2)$$

Mágneses rendszerekben a doménium saját mágneses energiája a mágnesezettség négyzetével arányos ($E_m \sim M^2$), az ebből származó erő pedig $F_m \sim M$. A rugó-fal modellben egy tartomány mágnesezettsége a doménium hosszával egyenesen arányos. A teljes minta mágnesezettsége pedig a doméniumok hosszának megfelelő előjellel vett összegével arányos. A megfeleltetés tehát egyértelmű a modellbeli és valós demágnezesési erő között. A (2) képletben szereplő f_m a rugók rugóállandója, fontos csatolási állandó, a demágnezesési energia erősségét jellemzi.

A modellbe a rendezetlenséget a tűző erőkön keresztül vezetjük be. A rendezetlenség mértékét egyrészt a pinning pontok tűző ereje (F_p), másrészt a pinning pontok sűrűsége (N_p/L) határozza meg.

A modell paramétereit: N_p/N_w - pinning centerek és falak számának aránya, f_m - csatolási állandó, dH - lépés a külső tér változtatására, L - a minta hossza, σ - rendezetlenség mértéke (F_p szórása).

2.2. Dinamika

A bemutatott elemekkel és erőkkel jellemzett modell a ferromágneses anyagok doménszerkezetét és a mágnesezés során jelentkező doménfal-mozgás dinamikáját adja vissza. A modellt Monte-Carlo típusú számítógépes szimulációs módszerrel tanulmányozzuk.

Kezdetben N_p pinning pontot szórunk szét véletlenszerűen egy adott L hosszúságú mintában egyenletes eloszlással. Minden pinning pontot jellemez egy pinning erő F_p , ezek Gauss-eloszlást követnek. Ezek után N_w ($N_p/N_w \approx 100$) darab falat helyezünk el véletlenszerűen a pinning pontokon. A falak csak ezeken a tűző pontokon állhatnak. A szimuláció a $H = 0$ külső mágneses térerősségről indul. A modellbeli rendszer relaxációs dinamikát követ. Amikor egy falra ható erők között $|F_H + F_m| > F_p$ összefüggés áll fenn, a pinning erő hatása megszűnik, és a fal átugrik az eredő erő irányában levő szomszédos pinning pontra, amennyiben ezen nem található más fal. Ha azonban a megcélzott pinning pont már foglalt, a fal nem mozdul.

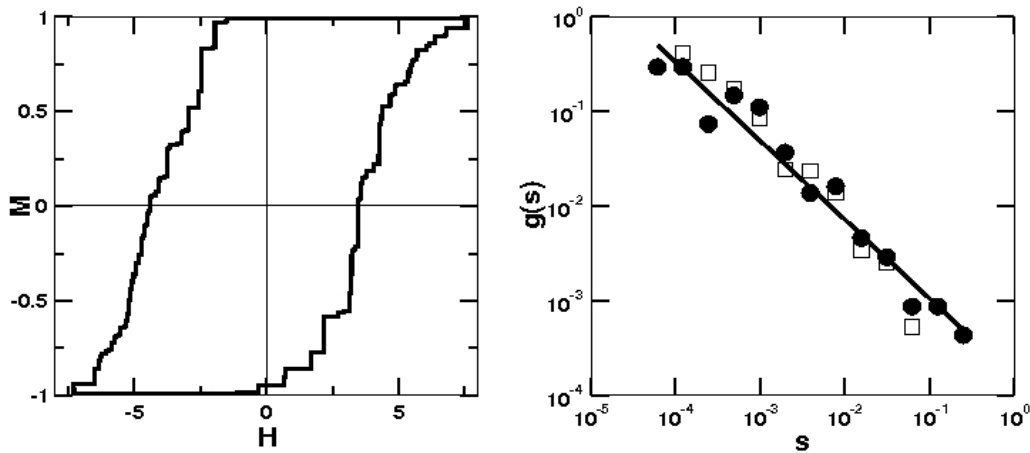
Doménfal átugrása szomszédos pinning pontra pillanatszerűen következik be. Itt azzal a közelítéssel élünk, hogy egy falnak a pinning ponton töltött idejéhez képest a mozgásideje elhanyagolhatóan rövid. Egy fal elmozdulása megváltoztatja a szomszédos falakra ható erők viszonyát is. Ennek következményeként egy falmozgás maga után vonhatja további falak elmozdulását, lavinaszerű jelenséghez vezetve.

A rendszer akkor van relaxált állapotban, amikor a falak már nem mozdulhatnak. Ekkor változtatjuk kis dH lépéssel a külső vezérlő térerősséget, és ismét relaxáljuk a rendszert. Egy lavina nagysága az általa okozott mágnesezettségbeli változással jellemzett. A mintát sok hiszterézis cikluson vezetjük keresztül és a rendszer statisztikus viselkedését vizsgáljuk.

3. EREDMÉNYEK

A szimulációk során vizsgáltuk a hiszterézis görbék alakját, valamint a lavinák nagyság szerinti eloszlását a rendszerben levő rendezetlenség mértékének függvényében. A lavinák nagyság szerinti eloszlása a legrelevánsabb jellemzője a mágnesezési jelenségeknek.

A 2. ábrán látható egy jellegzetes hiszterézis görbe és a hozzá tartozó ugrások (lavinák) nagyság szerinti eloszlása.



2. ábra

Hiszterézis görbe (balra) és a hozzátartozó lavinák nagyság szerinti eloszlása (jobbra) a kritikus rendezetlenség közelében. Paraméterek: $N_p/N_w=100$, $N_p=7000$, $L=7$, $\sigma=0.4$, $f_m=10$, $dH=0.001$.

Az ábrán látható hiszterézis jól reprodukálja a valós ferromágneses anyagokra mért kísérleti görbéket. Észrevehető, hogy a mágnesezési görbe nem folytonos, hanem nagyszámú és különböző méretű diszkrét ugrásokból épül fel. A modell tehát képes a Barkhausen-zaj létrehozására, a hiszterézis görbék alakja pedig stabil marad tág paraméter-tartományban.

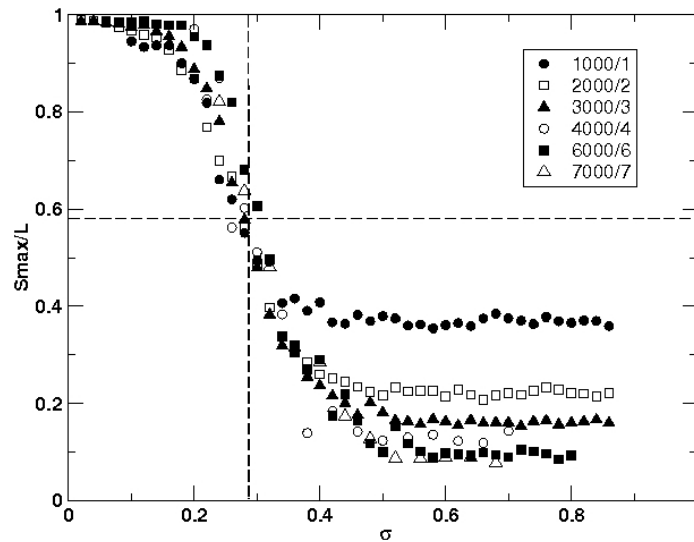
Az ábráról az is leolvasható, hogy ha a rendszerbe beépített rendezetlenség mértéke jól meghatározott érték körül van, akkor a lavinák nagyság szerinti eloszlása hatványfüggvény-szerű viselkedést mutat. Ennél a rendezetlenség értéknél a mágnesezési görbe nagyszámú és három nagyságrendet felölelő nagyságú ugrásokból áll. A hatványfüggvény-eloszlás utalhat fázisátalakulás környékén jelentkező kritikus állapot jelenlétére a vizsgált rendszerben, ezért tanulmányoztuk a rendezetlenség által vezérelt fázisátalakulás kialakulásának feltételeit a rugó-fal modellben.

3.1. Rendezetlenség által vezérelt fázisátalakulás

Jól ismert korábbi tanulmányok (RFIM, RBIM, RAIM [1-4]) igazolták, hogy a rendszerbe beépített rendezetlenség mennyisége erősen befolyásolja a Barkhausen-ugrások statisztikus tulajdonságait. Nagyon alacsony és nagyon magas rendezetlenség szintnél az ugrások nagyság szerinti eloszlása nem hatványfüggvény. Jól meghatározott, kritikus rendezetlenség értéknél azonban hirtelen jelentkezik a skálázás.

A rendezetlenség által vezérelt fázisátalakulás tanulmányozására definiáljuk a rendparamétert és a vezérlő paramétert. A rendparaméter a legnagyobb lavina relatív mérete S_{max}/L [3], a vezérlő paraméter pedig a rendezetlenség σ . Különböző rendszerméretekre ábrázolva a rendparamétert a rendezetlenség függvényében, a 3. ábrán látható görbéket kapjuk.

A görbék alakja a rendezetlenség által vezérelt fázisátalakulás jelenlétére utal. Kis $\sigma < \sigma_{crit}$ értéknél a hatalmas, teljes rendszeren végigsöprő lavinák dominálnak ($S_{max}/L \approx 1$), a mágnesezettség hirtelen fordul át negatív telítettségéből pozitívba adott külső térerősségnél. Ezt tekintjük a rendszer egyik fázisának. Nagy rendezetlenség értékeknél $\sigma > \sigma_{crit}$ a kis lavinák a jellemzők a rendszerben, az egyes falak elmozdulása nem képes nagy lavinák létrehozására az erős pinning pontok miatt. A mágnesezettség átfordulása apró ugrásokban, majdnem folytonosan történik, ez a második fázis. Jól meghatározott σ_{crit} rendezetlenségnél a görbéknek inflexiós pontja van, közelében a lavinanagyság rohamosan csökken. Annak érdekében, hogy a végesméret hatást ellenőrizzük, tanulmányoztuk az S_{max}/L alakját növekvő rendszerméretekre. Az eredmények azt igazolják, hogy a fázisátalakulás valódi, nem csupán végesméret effektus: növekvő rendszerméretek esetén sem mozdul el az inflexiós pont helye, $\sigma_{crit} = 0.28 \pm 0.02$ és a neki megfelelő relatív lavinaméret $S_{max}/L = 0.59 \pm 0.03$ minden esetben, a két fázis pedig nagyobb rendszerek esetén hangsúlyozottabban elkülönül, mint kis rendszerekben. Az eredmények jó egyezést mutatnak korábbi, más modellek által szolgáltatott eredményekkel [3].



3. ábra

A rendparaméter a rendezetlenség függvényében növekvő rendszerméretekre:
 $L=1-7$; paraméterek: $N_p/L=1000$, $N_p/N_w=100$, $f_m=10$, $dH=0.001$.

4. KÖVETKEZTETÉSEK

Jelen dolgozatban egydimenziós Burrige-Knopoff típusú rugó-fal mágnesezési modellt mutattunk be, különös tekintettel a rendezetlenség által vezérelt fázisátalakulás kialakulására. A rendezetlenséget időben és térben befagyasztott pinning pontok által vezettük be a modellbe, erősségük változtatásával szabályozható a rendszerbe beépített rendezetlenség mértéke.

A modell minőségileg helyesen reprodukálja a valós ferromágneses anyagokban létrejövő doménfalmozgást és a Barkhausen-zajt. Ez az egyszerű egydimenziós modell képes a rendezetlenség által vezérelt fázisátalakulást kimutatni és a kapott eredmények jó minőségi egyezést mutatnak korábbi, magasabb dimenziós modellek eredményeivel [1-4].

Az itt bemutatott modell egyszerű mechanikai analógiára épül, ezért könnyen érthető, jól kezelhető, számítógéppel egyszerűen tanulmányozható, pedagógiai felhasználásra meg kitűnően alkalmas.

HIVATKOZÁSOK

- [1] J. P. Sethna, K. Dahmen, S. Kartha, J. A. Krumhansl, B. W. Roberts and J. D. Shore, Phys. Rev. Lett. **70**, 3347 (1993); O. Perkovic, K. Dahmen, J. P. Sethna, Phys. Rev. Lett. **75**, 4528 (1995)
- [2] O. Perkovic, K. Dahmen, J. P. Sethna, Phys. Rev. B **59**, 6106 (1999); A. Travasset, R. A. White and K. A. Dahmen, Phys. Rev. B **66**, 024430 (2002)
- [3] E. Vives and A. Planes, Phys. Rev B **50**, 3839 (1994)
- [4] E. Vives and A. Planes, Phys. Rev B **63** 134431 (2001)
- [5] A. Berger, A. Inomata, J. S. Jiang, J. E. Pearson and S. D. Bader, Phys. Rev. Lett. **85**, 4176 (2000)
- [6] K. Kovács, Y. Brechet and Z. Néda, Model. Sim. Mat. Sci. **13** 1-12 (2005)
- [7] R. Burrige and L. Knopoff, Bull. Seis. Soc. Amer. **57**, 341 (1967); J. H. E. Cartwright, E. Hernandez-Garcia and O. Piro, Phys. Rev. Lett. **79**, 527 (1997)
- [8] K.-t. Leung and Z. Néda, Phys. Rev. Lett. **85**, 662 (2000)
- [9] F. Járai-Szabó, S. Aştilean and Z. Néda, Chem. Phys. Lett. **408**, 241 (2005)
- [10] Rumi De, Anil Maybhatte and G. Ananthkrishna, Phys. Rev. E **70**, 046223 (2004)
- [11] K. Kovács and Z. Néda, Phys. Lett. A, In press.