

Fraktál geometriák és nem egyensúlyi viselkedésük kétdimenziós Ising rendszerekben

Doktori Értekezés Tézisei

készítette:

Környei László

témavezető:

Dr. Iglói Ferenc, egyetemi tanár

Fizika Doktori Iskola
Elméleti Fizikai Tanszék
SZTE TTIK
Szeged, 2008.

Absztrakt

Disszertációmban a kétdimenziós Ising-modellen alapuló rendszerekkel végeztem statikai és dinamikai vizsgálatokat. A véletlen terű Ising-modell által leírt rendszer fázisait elemeztem nulla hőmérsékleten megjelenő makroszkopikus domének geometriai struktúráinak elemzésével. A dinamikai vizsgálatok során kétdimenziós Ising-modell nem egyensúlyi viselkedését elemeztem speciálisan preparált kezdő-állapotok esetén.

A véletlen terű Ising-modell (RFIM) spinjei kétdimenziós négyzetrácson helyezkednek el. Az elsőszomszédi párkölcsönhatás itt homogén, J energiájú, mellette minden spinre H átlaggal és Δ szórással véletlen nagyságú, lokális mágneses tér hat. A J - T - H - D paramétertérben egy olyan fázis jelenlétét vizsgáltam, melyben fraktál struktúrájú domének jelennek meg. Nulla hőmérsékleten, és külső tér nélküli ($H = 0$), alapállapotban lévő rendszereket elemeztem. Az egyes mintákat számítógépen állítottam elő és analizáltam. Adott mintához generált véletlen számok segítségével véletlen teret rendeltem, majd kombinatorikus módszerrel meghatároztam a minimális energiához tartozó spin-konfigurációt. A domének geometriájának vizsgálatát méreteloszlás és geometriai korrelációs függvényrel végeztem. Megmutattam, hogy a jelen modellben, valamint a kétdimenziós kritikus perkoláció során megjelenő domének geometriailag hasonlóak. Ezen kívül a méreteloszlás és a geometriai korrelációs függvény jól skálázódnak, az utóbbi konform invariáns.

Az Ising modell dinamikáját a Glauber modell segítségével vizsgálom. Itt időegység alatt minden rendszerbeli spin egyenként, átlagosan egyszer fordulhat át, az energiaviszonyoknak, és a hőmérsékletnek megfelelően. Egyensúlyi folyamat esetén a rendszer mágneszettsége az egyensúlyi értékhez monoton módon konvergál, kritikus hőmérsékleten időskálától mentesen, egy z exponens által meghatározott módon. Ha a rendszert magas hőmérsékletről kis mágneszettséggel hirtelen kritikus hőmérsékletre hűtjük, a mágneszettség először egy θ exponensű növekedésbe kezd, melynek időtartománya elég kis mágnesesség esetén makroszkopikussá válhat. Arra voltam kíváncsi, hogy a kiinduló állapot megválasztásával milyen módon befolyásolhatjuk a nem egyensúlyi (vagy akár az egyensúlyi) viselkedést.

A szükséges kezdeti állapotok előállítását, s a dinamikai szimulációkat számítógépen végeztem. A dinamikai relaxációkat a Heat Bath algoritmussal valósítottam meg. Kezdőállapotok kétdimenziós modellek: az RFIM, a Baxter-Wu

(háromszöggrács háromspin kölcsönhatással), illetve a Turban modell (négyzetgrács, egyik irányban három, illetve négyspin kölcsönhatással) kritikus állapotban/hőmérsékleten lévő spinkonfigurációi voltak. A nemegyensúlyi viselkedést a kölcsönhatások és a hőmérséklet pillanatszerű változtatása okozta. Megfigyelhetjük, hogy a kezdőállapot univerzalitási osztályától függően változnak a nemegyensúlyi exponensek értékei. Az RFIM kezdőállapot mágnesezettségét figyelve a nemegyensúlyi szakaszt egy csökkenő rész előzi meg.

Az RFIM klasztereinek geometriája

A Lenz-Ising modell talán a legegyszerűbb nem triviális nagy szabadsági fokú, kooperációs viselkedést leíró modell, melyben megfigyelhetjük a fázisátalakulás, valamint a spontán szimmetriasértés jelenségét. A homogén rendszerek viselkedését legtöbbször algebrai leírással jellemezhetjük, a valós rendszerek azonban még kis skálán is nagyon ritkán eltolásinvariánsak. Ezt a szimmetriát bontja fel például a véletlen kötésű Ising modell (RBIFM), ahol a párszomszédi kölcsönhatások nagysága véletlen. Másik példa véletlen terű Ising modell (RFIM), itt minden spinre véletlen nagyságú és irányú véletlen teret kapcsolunk.

Az utóbbit behatóbban vizsgálom, így néhány valódi anyag, melyek vizsgálatánál a modellt alkalmazhatjuk. Egy ilyen anyag az $Fe_xZn_{1-x}F_2$, mely ugyan hígított antiferromágnes, de ezt a modellt is leképezhetjük az RFIM-re. Az $Rb_2Co_xMg_{1-x}F_4$ rendszer mágneses kölcsönhatásainak leírására a kétdimenziós RFIM-et használjuk. A rendszer erősen anizotróp: az egymáson fekvő rétegen belül erős kölcsönhatások vannak jelen, a rétegek közötti hatás viszont nagyságrendekkel kisebb. Ebben a rendszerben kísérletileg is belátható, hogy a kétdimenziós Ising rendszer fázisátmenetét a véletlen tér elmossa.

A véletlen terű Ising modell Imry és Ma 1975-ös előadása óta került mind az elméleti, mind a kísérleti kutatók érdeklődésének középpontjába[5]. A rendszerre kapcsolt véletlen tér indukálta frusztráció már alacsony hőmérsékleten is megfigyelhető. Mivel a tér iránya is véletlenszerű, nem dönthető el egyértelműen, hogy a szomszédos spinek párhuzamos, vagy ellentétes irányban állnak be. Alacsony dimenzióban ez olyan mértékben jelentős, hogy akár már kis szórású véletlen tér esetén is felbomlik a ferromágneses rend. Három dimenzióban, és felette a ferromágneses fázis véletlen tér mellett is jelen van, a fázisátalakulás jellege viszont függ a véletlen tér eloszlásának típusától. A kis véletlen tér fluktuációk mindig

relevánsak a rendszerben.

A két dimenziós véletlen terű Ising modell Seppälä és Alava vizsgálatai alapján a külső H tér s a véletlen tér Δ szórása által meghatározott paraméterterben két fázist különböztethetünk meg[6]. Kis Δ értékek esetén megjelenik egy perkoláló klaszter, mely végigér a rendszeren minden irányban, tömege mégis elenyésző a teljes rendszeréhez képest. Ha Δ értéke elég nagy, a klaszterek véges méretűvé zsugorodnak. A két fázist elválasztó perkolációs határ szimmetrikus a külső tér irányára.

Véges rendszer méret esetén elég kis Δ véletlentér szórás mellett előfordulhat, hogy a minta alapállapota homogén. Az ehhez tartozó kritikus rendszer méretet, melynél a ferromágneses rend felbomlik felhasadási méretnek hívom. Ez az adott Δ értékéhez kötött karakterisztikus méret lényegesen nagyobb méreteknél is jelen van.

A fázisok közötti perkolációs átmenetet több irányból is vizsgálhatjuk. Egyrészt állandó véletlen tér konfiguráció mellett változtathatjuk a külső teret, vagy a külső teret kikapcsolva a véletlen tér szórását csökkenthetjük, figyelve a perkoláció megjelenését. Az első irány szerint már vizsgálták az átmenetet, én ezt a $H = 0$ vonalon történő elemzésekkel egészítettem ki.

Gyakorlatilag a vizsgálatokat két lépésben végeztem, számítástechnikai segítséggel. Az első lépésben adott L lineáris méretű rendszerben 0 átlagú és Δ szórású véletlen lokális térben kialakuló minimális energiájú spinkonfigurációkat számoltam. Minden egyes mintához véletlenszám generátorral véletlen tér konfigurációt generáltam. Az alapállapot számolásának minimalizálási problémáját a kombinatorikus optimalizálás területéről ismert maximális folyam – minimális vágás módszerével, számítógépes algoritmus segítségével oldottam meg[7]. Minden egyes vizsgált L rendszer mérethez, és Δ értékhez 10000 független mintát generáltam és vizsgáltam. Az erőforrások hiánya miatt a legnagyobb átfogóan vizsgált lineáris méret 256 volt. A második lépés a minták elemzése, ez a generálás jelentős időigénye miatt különült el. Az elemzést végrehajtó programokkal a generáló programok által készített, adott tulajdonságú spinkonfigurációkat tartalmazó adatfájlokat olvastattam be és dolgoztam fel.

A véletlen tér Δ szórásának bizonyos tartományában a kialakuló legnagyobb klaszterek fraktálok, melyek tulajdonságait az $R(m, L)$ domén méret-eloszlás, és a $G(r, L)$ geometriai korrelációs függvény segítségével határoztam meg. Az $R(m, L)$

az L lineáris méretű rendszerben előforduló m tömegű klaszterek eloszlását adja meg, míg $G(r, L)$ azt mutatja, hogy az ugyancsak L lineáris méretű rendszerben két r távolságra lévő spin milyen valószínűséggel tartozik egy klaszterbe. A geometriai korrelációs függvény konform invarianciáját is vizsgáltam a síkot egy periodikus csíkra leképező logaritmikus transzformáció segítségével.

Munkámban az alábbi eredményeket értem el[1]:

\mathcal{I}/a A perkolációs fázisban a legnagyobb klaszterek fraktálok. Ezen klaszterek dimenziója $d_f = 1.89(2)$, ami megegyezik a standard perkoláció $d_f = 91/48$ értékével. Így a kétdimenziós véletlen terű Ising-modell perkoláló klaszterei és a kétdimenziós kritikus perkoláció során kialakuló klaszterek geometriailag hasonlóak.

\mathcal{I}/b A perkolációs fázisban a doménméret-eloszlás függvényre az $R(m, L) = m^{-\tau} \bar{R}(m/L^{d_f})$ skálázás teljesül, ahol $\tau = 2/d_f$. Kis klaszterméretek ($m \ll L^{d_f}$) esetén $\bar{R}(m/L^{d_f}) \sim \mathcal{O}(1)$, az $m \rightarrow L^{d_f}$ határon pedig levág. A legnagyobb klaszterek mérete L^{d_f} , így fraktálok, melyek dimenziója $d_f = 1.89(2)$. Ezzel egybeváág a τ exponensre mért $\tau = 1.055(3)$ érték.

\mathcal{I}/c A geometriai korrelációs függvény segítségével a geometriai klaszterek tulajdonságait vizsgáltam. A perkolációs tartományban a görbe $G(r) \sim r^\eta$ hatványfüggvény lecsengést mutat, ahol $\eta = 2(d - d_f) = 5/24$. Véges L rendszer mérete esetén a függvény $G(r, L) = r^\eta \tilde{G}(r, L)$ szerint skálázható. $\tilde{G}(r, L) \sim \mathcal{O}(1)$, ha $1 \ll r \ll L$. Megállapítottam, hogy ebben a tartományban az $\eta = 5/24$ exponens illeszkedik. A legtávolabbi pontok egy klaszterbe tartozásának $G(L) \equiv G(L/2, L)$ valószínűségét vizsgáltam. $G(L)$ a perkolációs tartományban $G(L) = L^{-\eta} \hat{G}(L/\xi)$ szerint skálázódik, ahol $\hat{G}(L/\xi) \sim \exp[-L/2\xi]$. A meghatározott $\xi(\Delta)$ értékek alapján megállapítottam, hogy a korrelációs hossz a $\Delta_c = 1.65$ értéknél divergál. Δ_c környezetében $\xi \sim |\Delta - \Delta_c|^{-\nu}$, ahol $\nu = 1.98(5)$. Beláttam, hogy a ξ korrelációs hossz $\xi \sim H_p^{-\tilde{\nu}}$ alakban függ a H_p kritikus perkolációs térerősségtől, ahol $\tilde{\nu} = 0.97(5)$. Ez az érték a trikritikus perkoláció második hőmérsékleti exponensének inverzének felel meg.

\mathcal{I}/d Vizsgáltam a geometriai korrelációs függvény konform tulajdonságait. Ehhez a végtelen síkból logaritmikus transzformációval nyerhető csík geometriájában vizsgáltam a geometriai korrelációs függvényt. Megállapítottam hogy

a ξ véges korrelációs hossz, és a csík L_w szélessége $\xi = L_w/\pi\eta$ összefüggés szerint kapcsolódik, ahol η az eredeti korrelációs függvény lecsengésének exponense. Ezzel igazoltam a geometriai korreláció konform invariáns voltát.

Nem egyensúlyi folyamatok vizsgálata

Nagy szabadsági fokú rendszerek dinamikáját vizsgálva az egyensúlytól távoli folyamatokban jelenlévő kooperatív viselkedés megértése a mai kutatás egyik legnagyobb kihívása. A hétköznapi életben lépten-nyomon találkozhatunk olyan rendszerekkel, mint például a biológiai szervezetek, vagy a meteorológiában a légköri rendszerek, melyek lokális viselkedések, véletlen fluktuációk, vagy összetettebb mikrofolyamatok miatt az egyensúlytól távoli állapotokban mozognak. A legismertebb fizikai példa erre az üveg, melyet ha hirtelen hűtjük adott kritikus hőmérséklet alá, a kristályosodási folyamat annyira lelassul, hogy hosszú időre az egyensúlytól távoli állapotba kerül[8]. Az üveg folyadék tulajdonságai évszázadok alatt megmutatkozhatnak, ez az öregedés a biológiai öregedéssel ellentétben reverzibilis.

Az egyensúlytól távoli viselkedés vizsgálatának Ising rendszer esetén egy bevált módja, ha azt magas hőmérsékletre hirtelen a Curie pontra hűtjük, ez az eljárás a *quench* (fojtás)[9]. Ferromágneses rendből indulva, a fojtást elvégezve a rend felbomlik, s idővel a kritikus hőmérsékletre jellemző formák alakulnak ki, miközben a rendparaméter (itt a mágnesezettség) monoton módon változik. Ilyen esetben beszélhetünk egyensúlyi folyamatról. Az egyensúly viszont csak nagyon lassan áll be: az időbeli korrelációk csak az eltelt idő hatványa szerint tűnnek el. Ez a kritikus lelassulás jelensége. A hatvány kitevője az egyensúlyi folyamatra jellemző kritikus exponens.

Magas hőmérsékletre fojtva a folyamat első részében a rendszer lokálisan rendeződni kezd. Bár a teljes mágnesezettség nulla, kisebb részrendszerekben ennek értéke ettől lényegesen eltérhet, így a párkölcsönhatás miatt egyre nagyobb skálán rendeződés fog megindulni, klaszterek, azaz azonos állapotú szomszédos spinekből álló egységek alakulnak ki. A klaszterek növekedése makroszkopikus méretekig folytatódik, amiután egyensúlyi folyamat fojtatódik. Ha kezdetben a rendszerben kis, pozitív mágnesezettség volt jelen, ennek értéke a nemegyensúlyi szakasz folyamán növekedni fog, méghozzá az egyensúlytól független exponens által meghatározott hatványfüggvény szerint.

Nem egyensúlyi viselkedés elemzésekor a megfelelő exponensek változását figyeljük. Magas hőmérsékleti kezdőállapotból indítva, majd a Curie hőmérsékletre fojtva a mágnesezettség értéke $M(t) \simeq M_i t^\theta$ függvény szerint kezd növekedni, ahol t az eltelt idő, M_i a kezdeti mágnesezettség, θ pedig a független nem egyensúlyi exponens. Egy időegységen ilyenkor L^2 spinforgatást értünk, azaz minden egyes részecskét átlagosan egyszer forgatunk meg. A nem egyensúlyi rendeződésnek makroszkopikus méreteknél a kialakuló klasztereken belül meginduló egyensúlyi folyamat véges t_0 idő elteltével gátat szab. Ez az idő a kezdeti mágnesezettség függvényében skálázódik ($t_0 \sim M_i^{-z/x_i}$, ahol $x_i = \theta z + \beta/\nu$ a mágnesezettséghez tartozó anomális dimenzió).

A mágnesezettségen kívül az autokorrelációt is mértem, itt az $s = 0$ időpont konfigurációjához hasonlítottam a többbit. Ez a függvény a fojtás után $A(s, t) \simeq (t/s)^{-\lambda/z}$ szerint csökken. Itt a λ exponenset felírhatjuk θ segítségével: $\lambda = 2 - \theta z$, ahol 2 az aktuális dimenzió. Fontos megjegyezni, hogy az autokorreláció figyelésével abban az esetben is láthatjuk a nem egyensúlyi exponens megjelenését, amennyiben a kezdeti mágnesezettségünk nulla.

Nem egyensúlyi relaxáció véletlen terű Ising modell alapállapotából indítva

Feltehetjük azt a kérdést, hogy a nem egyensúlyi relaxációt mennyiben és miként befolyásolhatja a kezdeti állapot. Az RFIM alapállapotai nagyon kicsi és nagyon nagy véletlentér szórás esetén az alacson és a magas hőmérsékleti állapotokhoz hasonlítanak, így a véletlen tér állításával a nem egyensúlyi – egyensúlyi relaxáció közötti átmenetet vizsgálhatjuk. Találhatunk olyan alapállapotokat is, ahol a legnagyobb klaszterek fraktálok, így választ kaphatunk arra is, hogy miként hat a folyamatra, ha a kezdeti állapotban nagy távolságú korrelációk vannak jelen.

A nem egyensúlyi vizsgálatokat az alábbiak szerint végeztem. Az RFIM alapállapotait az előző fejezetben leírtak szerint generáltam (már rendelkezésre álltak). Minden egyes Δ véletlen tér szórás és L lineáris rendszerméret páronként rendelkezésre álló 10000 darab mintát egymás után vizsgáltam, a statisztika javításának céljából egy mintát 20-szor egymás után más-más véletlen számokat használva.

Első lépésben, a mágnesezettség vizsgálata esetén, a vizsgált alapállapot mágnesezettségét előre megadott értékre állítottam oly módon, hogy a létező klaszterek

határát véletlenszerűen $1 - 1$ spinnel arrébb toltam. A nem egyensúlyi folyamat szimulálásához Heat Bath algoritmust használtam. Az időegységnek megfelelő egy Monte Carlo lépés alatt L^2 spint választottam ki egymás után, függetlenül. Minden kiválasztott spin esetén megvizsgáltam, milyen energia tartozik a felfele, illetve lefele álló állapot esetén, majd ezek alapján számolt átmeneti valószínűségekből véletlenszerűen határozom meg a következő állapotát.

A fent leírt módszer alapján vizsgáltam a $H = 0$, $T = 0$, alapállapotú, Δ véletlentér szórású, kétdimenziós RFIM spinkonfigurációkból indított nem egyensúlyi relaxációs folyamatot, kritikus hőmérsékleten, a véletlen tér kikapcsolásával Glauber dinamika szerint. A folyamat $M(t)$ mágnesezettségét, és $A(t) \equiv A(s = 0, t)$ autokorrelációs függvényét mértem, az első esetben $M_i = 0.04$ értéket beállítva. Azt vizsgáltam, hogy a Δ_c kritikus pont körüli tartományban kialakuló fraktál struktúrák befolyásolhatják-e a kritikus viselkedést.

Az eredményeket az alábbiak szerint foglalhatom össze [2, 3]:

II/a A mágnesezettséget a nem egyensúlyi viselkedés t_0 időskálájánál kisebb időpontokon vizsgáltam. Megállapítottam, hogy a mágnesezettség értéke a relaxáció elején egy t_{min} időpontig csökken, ha $\Delta_b < \Delta \leq 2.0$. Beláttam, hogy a t_{min} értéke $\ln t_{min} \sim 1/\Delta^2$ módon függ a kritikus pont környékén a Δ véletlentér szórástól, ebből arra következtettem, hogy ezen a tartományon az RFIM alapállapotaiban jelenlévő L_b nagyságú kompakt részek bomlanak fel.

II/b A fraktál struktúrák hatását a θ nem egyensúlyi kritikus exponens vizsgálataival elemeztem. Ennek érdekében mágnesezettség átlagának aszimptotikus viselkedését vizsgáltam a $t_{min} \ll t < t_0$ tartományon. Az exponens értéke a Δ véletlentér szórástól függetlenül $\theta_{RFIM} = 0.184(1)$, ami megegyezik a $T = \infty$ állapotból $M_i = 0.04$ kezdeti mágnesezettséggel indított nem egyensúlyi relaxáció $\theta = 0.183(1)$ értékével. Megállapítottam, hogy a θ exponens alapján az RFIM alapállapotaiban található hosszútávú korrelációk nem befolyásolják a nem egyensúlyi viselkedést.

II/c Az $A(t)$ korrelációs függvény segítségével a λ/z exponenst is vizsgáltam. Az aszimptotikus tartományban λ/z értéke független a Δ véletlentér szórástól, és a kapott $\lambda_{RFIM}/z = 0.73(1)$ megegyezik a klasszikus nem egyensúlyi folyamat $\lambda/z = 0.737(1)$ értékével. Az autokorrelációs exponens vizsgálatának eredményei összhangban állnak a relaxációs vizsgálat eredményeivel.

Nem egyensúlyi időfejlődés kritikus kezdőállapottól indulva

Az RFIM kritikus alapállapotaiból indítva a nem egyensúlyi exponensek megegyeznek a rendezetlen kezdőállapottól indított exponensek értékeivel. Több olyan modell is létezik, melynél a kezdeti állapot nem befolyásolja a viselkedést hosszabb időtávon[10]. Ennek fordítottjára is számos példa létezik, úgymint a két dimenziós XY modell, ahol a nem egyensúlyi folyamatra jellemző anomális dimenzió a fojtás kezdeti, és célhőmérsékletétől is függ[11]. A d dimenziós szferikus modellben a dimenziótól és a nagy távolságú korreláció exponensétől függően más-más típusú időfejlődést figyelhetünk meg[12].

A kritikus viselkedés megváltoztatására a kölcsönhatások jellegének változtatásával tettem kísérletet, ezt három másik modell segítségével vittem végbe. A Baxter-Wu modell háromszögrácson van definiálva, a háromszög csúcsain ülő spin-értékek szorzatával arányos a kötési energia: három felfele álló, vagy két lefele és egy felfele álló spin alkot stabil hármast. A kölcsönhatás megváltoztatásakor az egyik rácsirányban fel is bontjuk a kapcsolatot, s a relaxációt már négyzet rácson vizsgáljuk. A Turban modell egyfajta kiterjesztése az Ising modellnek négyzet rácson: egyik irányban megmaradnak a párkölcsönhatások, a másikban viszont több ($n > 2$) egymás mellett lévő spin értékének szorzata határozza meg a kötés energiáját. Az $n = 3$ és az $n = 4$ Turban modelleket használtam.

A kritikus hőmérsékleten a háromspin kölcsönhatású rendszerek négy ekvivalens energiaértékű klasztertípus keveredéséből állnak össze, melyek összetételét a négy stabil spinhármast adja. A teljes rendszer mágnesezettsége a spinhármastokból adódó két kedvelt érték (1 és $-1/3$) között fluktuál. Kis valószínűséggel meg-esik, hogy a mágnesezettség értéke épp 0, mikor is a rendszer $1/4$ rész $\uparrow\uparrow\uparrow$ és $3/4$ rész $\downarrow\uparrow\downarrow$ típusú klaszterből áll. A második típusú klaszterekben a kölcsönhatás megváltoztatásának hatására hirtelen megváltozik a rendparaméter nagysága, ez a relaxáció elején ugrásszerű átalakulást indukál.

Az $n = 4$ Turban modell esetén elsőrendű átalakulást vizsgáltunk. A kritikus pontban a rendezett, és paramágneses fázisok koegzisztenciáját figyelhetjük meg[13]. A rendparaméter még kritikus hőmérsékleten se nulla, a nem egyensúlyi viselkedést ebben az esetben csak az autokorrelációs függvény segítségével vizsgáltam.

A kezdőállapotokat több méretben, egészen 240×240 -ig a relaxációs vizsgálatok megkezdése előtt generáltam le. Modellenként és méretenként 1000 független minta került kiválasztásra kritikus hőmérsékleten, Monte Carlo módszerrel, fontossági mintavételezés keretében. A mintákon ezek után nem volt szükséges változtatást végrehajtani. Minden egyes független mintát 20-szor vizsgáltam más-más véletlen számsor segítségével.

A vizsgálatok során az alábbi eredményekre jutottam [4]:

III/a A nem egyensúlyi kritikus viselkedést a θ exponens segítségével vizsgáltam. A másodrendű fázisátalakulási pontban, eredő mágnesezettség nélküli Baxter-Wu és $n = 3$ Turban modell egyensúlyi állapotainak a kölcsönhatás megváltoztatása utáni $M(t)$ mágnesezettségeit vizsgáltam. Mindkét esetben a nem egyensúlyi tartomány a kezdeti tranziens után két jól elkülönülő tartományra bomlik. Az első részhez tartozó θ_1 nem egyensúlyi exponensnek a $\theta_1 = 0.13(1)$ értéket mértem mind a két esetben. A második időszakaszban mért ugyancsak egyforma $\theta_{BW} = \theta_{3T} = 0.18(1)$ értékek megegyeznek a klasszikus nem egyensúlyi relaxáció $M_i = 0.0$ mellett mért $\theta = 0.187(3)$ értékével. Így beláttam, hogy a Baxter-Wu és az $n = 3$ Turban-modellek esetén a kölcsönhatás megváltoztatása befolyásolja a nem egyensúlyi viselkedést.

III/b Az $A(t)$ autokorrelációs függvény segítségével mérhető λ/z nem egyensúlyi exponenst is vizsgáltam. A függvény a $t \gg 1$ tartományban $A(t) \sim t^{-\lambda/z} \exp[-t/t_L]$ alakú. A Baxter-Wu-modell esetén kapott $\lambda_{BW}/z = 0.18(1)$, és az $n = 3$ Turban-modellnél mért $\lambda_{3T}/z = 0.165(10)$ értékek nem különböznek egymástól, de mindkettő lényegesen kisebb a klasszikus nem egyensúlyi folyamat $\lambda/z = 0.732(3)$ értékénél. Az autokorrelációs vizsgálatok eredményei a relaxációs elemzések eredményeivel összhangban állnak.

III/c Az elsőrendű átalakulási pontban lévő rendszer a kölcsönhatás megváltozásának hatására a nem egyensúlyi folyamatra gyakorolt hatásának vizsgálata érdekében az $n = 4$ Turban-modell kritikus állapotait használtam a 2D Ising nem egyensúlyi relaxáció kezdőállapotainak. A viselkedést az $A(t)$ autokorrelációs függvény λ/z exponense segítségével végeztem. Hasonlóan $A(t) \sim t^{-\lambda/z} \exp[-t/t_L]$ alakú. A $\lambda_{4T}/z = 0.475(10)$ értéke a klasszikus $\lambda/z = 0.732(3)$ értéknél kisebb. A kapott $\lambda_{4T} \simeq 1 = d/2$ érték a kialakuló klaszterek térfogatainak fluktuációjával magyarázható.

Irodalomjegyzék

A tézisekhez kapcsolódó publikációk listája:

- [1] L. Környei, F. Iglói, Phys. Rev. E **75** 011131 (2007)
- [2] L. Környei, M. Pleimling, F. Iglói, Europhys. Lett. **73**, 197 (2006)
- [3] L. Környei, J. Phys. Conf. Ser. **40**, 36 (2006)
- [4] L. Környei, M. Pleimling, F. Iglói, Phys. Rev. E (2008)

Hivatkozott egyéb publikációk:

- [5] Y. Imry and S.-k. Ma, Phys. Rev. Lett. **35**, 1399 (1975).
- [6] E.T. Seppälä and M.J. Alava, Phys. Rev. E **63**, 066109 (2001).
- [7] J.-Ch. Anglès d'Auriac, M. Preissmann, and R. Rammal, J. Phys. Lett. (*France*) **46**, L173 (1985).
- [8] M. Henkel, M. Pleimling, and R. Sanctuary (eds.), *Ageing and the glass transition*, Springer Lecture Notes in Physics **716** (Springer, Heidelberg, 2007)
- [9] Bray A J 1994 *Adv. Phys.* **43** 357
- [10] lásd pl.: Henkel M, Schütz G M 2004 *J. Phys. A* **37** 591
- [11] Rutenberg A D, Bray A J 1995 *Phys. Rev. E* **51** R1641
- [12] Picone A and Henkel M 2002 *J. Phys. A* **35** 5575
- [13] M. Pleimling and F. Iglói, Europhys. Lett. **79**, 56002 (2007).