

ELÉRIK-E AZ EGYENSÚLYT A ZÁRT KVANTUMRENDSZEREK? – AMIKOR A „FÉNYKÚP” BEZÁRUL

Takács Gábor

BME Elméleti Fizika Tanszék, Budapest

E-mail: takacs.gabor@ttk.bme.hu

A XIX. századi fizika egyik csúcsteljesítménye a hőtan második főtételenek statisztikus megalapozása. Eszerint zárt rendszerekben a folyamatok irányát az entrópia növekedése szabja meg, és a maximális entrópiájú állapot jelenti az egyensúlyt. Cikkemben áttekintem a termalizáció kérdését zárt kvantumrendszerekben, és bemutatom eredményeinket, amelyek szerint a bezáró kölcsönhatások megakadályozhatják a hőmérsékleti egyensúly elérését.

Termalizáció: a hőmérsékleti egyensúly elérése

Hőmérsékleti egyensúlyban a különböző állapotok valószínűségét a Boltzmann–Gibbs-eloszlás határozza meg, ami szerint a rendszer egyes konfigurációinak előfordulási valószínűségét a következőképpen lehet kifejezni:

$$p_i = (1/Z) \exp\{-E_i/kT\}, \quad (1)$$

ahol E_i az i -edik konfiguráció energiája, T az abszolút hőmérséklet, k a Boltzmann-állandó, Z pedig egy normálási faktor¹, ami azt garantálja, hogy a teljes valószínűség 1. A hőmérsékleti egyensúlyhoz vezető folyamat a termalizáció, aminek legegyszerűbb példája, amikor két eltérő hőmérsékletű testet hozunk érintkezésbe. Ekkor a melegebb test felől a hidegebb test felé hő áramlik mindaddig, amíg a hőmérsékletük ki nem egyenlítődik.

A XX. század első felének forradalmi felfedezései nyomán kiderült, hogy az anyag mikroszkopikus összetevői nem a klasszikus fizika, hanem a kvantumelmélet törvényeinek tesznek eleget. Ezzel felvetődött a kérdés, hogy a klasszikus elképzelés alkalmazható marad-e. Az entrópia fogalmát Neumann János terjesztette ki kvantumrendszerekre nem sokkal a Bose–Einstein- és a Fermi–Dirac-eloszlások bevezetése után [1].

¹ A Z mennyiséget a statisztikus fizikában állapotösszegnek (partíciós függvénynek) nevezik, és segítségével a rendszer szabadenergiája az $F = -kT \ln Z$ alakban írható fel.



Takács Gábor a BME Elméleti Fizika Tanszék egyetemi tanára, az MTA doktora, 2020 és 2024 között a BME Fizika Tudományok Doktori Iskola vezetője, 2024 óta a BME Fizikai Intézet igazgatója. 2012-ben elnyerte az MTA Lendület pályázatát, amivel megalapította a BME-MTA „Lendület” Statisztikus Térelméleti Kutatócsoportot. Kutatási területe az alacsony dimenziós kvantumrendszerek, a kvantumtérelmélet és alkalmazásai a kondenzált anyagok elméletében és a statisztikus fizikában.

A Neumann-féle entrópia a statisztikus operátor (sűrűségoperátor) fogalmán alapul, ami a nyílt kvantumrendszerek állapotát írja le. Makroszkopikus testek esetében ez a leírás természetesen adódik, hiszen az ilyen rendszereket nem lehet kvantumelméleti értelemben elszigetelni a környezetüktől. A környezet hatásának egyik legfontosabb következménye a '70-es évek óta széles körben tanulmányozott dekoherencia jelensége, ami megmagyarázza, hogy makroszkopikus méretekben miért nem észlelhető a kvantumos viselkedés [2]. A kör ezzel bezárulni látszik: a makroszkopikus rendszerek klaszszikusan viselkednek, így a hőtan megalapozásához elegendő az entrópia fogalmát kiterjeszteni arra az esetre, amikor a mikroszkopikus folyamatokat a kvantumelmélet írja le. Valóban, a kvantumstatisztikus fizika megalapozása a sűrűségoperátor és az entrópia Neumann által bevezetett fogalmaira épül.

A zárt kvantumrendszerek dinamikája

Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji és William Daniel Phillips 1997-ben Nobel-díjjal jutalmazott munkája [3] megteremtette az alapját annak, hogy csapdázott ultrahideg atomi rendszerekben a nagyszámú atom alkotta rendszert a környezettől elszigetelve koherens kvantumállapotba lehessen hozni. Ennek nyomán lehetővé vált olyan nagy részecskeszámú rendszerek tanulmányozása, amelyek a hétköznapi makroszkopikus tárgyakkal ellentétben a környezettől elszigetelt, zárt kvantumrendszerekként viselkednek.

Természetesen adódik a kérdés, hogy a zárt kvantumrendszerekre is kiterjeszthető-e a termalizációra vonatkozó elméleteink. Rögtön az elején azonban súlyos probléma merül fel. A zárt kvantumrendszerek állapota ugyanis egy Hilbert-térbeli vektorral írható le, amit a szokásos Dirac-féle formalizmusban $|\psi\rangle$ -vel jelölünk. Az ennek megfelelő sűrűségoperátor

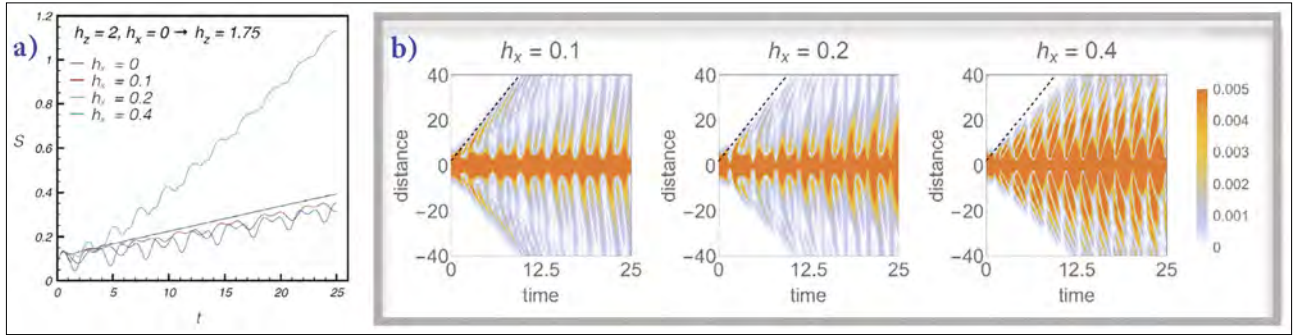
$$\rho_\psi = |\psi\rangle\langle\psi| \quad (2)$$

egy ún. tiszta állapotnak felel meg. Ugyanakkor egy általános sűrűségoperátor alakja a $|\chi_i\rangle$ sajátvektorai bázisában kifejezve

$$\rho = \sum_i p_i |\chi_i\rangle\langle\chi_i| \quad (3)$$

amiből a Neumann-entrópia az

$$S = -\sum_i p_i \ln p_i \quad (4)$$



1. ábra. A lánc két fele közötti összefonódási entrópia, illetve a (17) korrelációs függvény fejlődése a paramágneses fázisban [7]

formulával számolható. A p_i értelmezése az, hogy annak a valószínűségét adja meg, hogy a rendszer a $|\chi_i\rangle$ állapotban van. Ez teljes mértékben megfelel a klasszikus entrópia Gibbs-féle kifejezésének, ahol p_i az i -edik klasszikus konfiguráció valószínűsége, és egyben az információelméleti Shannon-féle entrópia kifejezésével is megegyezik.² A tiszta állapot entrópiája (2) és (4) alapján zérusnak adódik.

Az (1) egyenletben felírt klasszikus Boltzmann-Gibbs-eloszlás kvantumoz megfelelője

$$\rho_T = \frac{1}{Z} \sum_i e^{-\frac{E_i}{kT}} |\phi_i\rangle\langle\phi_i|, \quad (5)$$

ahol $|\phi_i\rangle$ a rendszert leíró H Hamilton-operátor E_i energiájú sajátállapota:

$$H|\phi_i\rangle = E_i|\phi_i\rangle. \quad (6)$$

A kvantumoz hőmérsékleti egyensúlyt leíró, az (5) egyenletben megadott ρ_T sűrűségoperátor egy tiszta állapotok kombinációjával előálló ún. kevert állapot. Ekkor viszont az a probléma merül fel, hogy a Schrödinger-egyenlet által leírt időfejlődéssel lehetetlen, hogy egy tiszta állapot kevert állapotba alakuljon át. Úgy tűnik tehát, hogy amennyiben egy zárt kvantumrendszer tiszta állapotból indul, akkor nem érheti el a hőmérsékleti egyensúly állapotát! Sőt, mivel az állapota végig tiszta marad, az entrópia végig zérus értéket vesz fel. Ez persze nem feltétlenül meglepő, hiszen a Schrödinger-egyenlet által leírt időfejlődés teljes mértékben reverzibilis, szemben a második főtétel által leírt irreverzibilitással.

Összefonódás és entrópia

Bár az előző következtetésünk matematikailag egzakt, valójában nem az általunk eredetileg feltett kérdésre válaszol. A fentiekben ugyanis a rendszer teljes hullámfüggvényét vizsgáltuk, míg a statisztikus fizikában nem arra keressük a választ, hogy mi történik akkor, ha a teljes

² Amikor Shannon Neumann-nal konzultált a kommunikációs csatorna kapacitására vonatkozó formulájáról, Neumann ezt mondta neki [4]: „Két okból is entrópiának kell nevezned. Először is azért, mert ez az entrópia képlete a statisztikus mechanikában is. Másodszer pedig, ami még fontosabb: senki sem tudja, mi az entrópia, ezért amikor ezt a kifejezést használod, mindig előnyben leszel!”

állapotot ismertnek tételezzük fel. Ez már klasszikusan is így van: amennyiben egy gázban minden molekula helyzetét és sebességét nyomon követjük, az időfejlődés ott is megfordítható. A hőtani állapotjelzők az ún. makroállapotot jellemzik; a második főtétel ezek szintjén érvényes, statisztikus törvény. Az entrópia pedig azt fejezi ki, hogy egy makroállapotot hány mikroállapot valósít meg, azaz egyfajta információhiányt jellemez: azt számszerűsíti, hogy az állapotjelzők megadásával mennyi részletet veszítünk el a rendszer mikroállapotából.

A zárt kvantumrendszerek esetén ezt úgy lehet elgondolni, hogy a megfigyeléseink a rendszer egy A részére vonatkoznak, míg a rendszer többi részéről (\bar{A} részrendszer) nem hordoznak információt. A rendszer egy $|\psi\rangle$ tiszta állapotát ilyenkor a következő alakban lehet felírni:³

$$|\psi\rangle = \sum_i \alpha_i |\chi_i\rangle_A |\lambda_i\rangle_{\bar{A}}, \quad (7)$$

ahol $|\chi_i\rangle_A$ az A , $|\lambda_i\rangle_{\bar{A}}$ pedig az \bar{A} részrendszer állapotai. Ebből a kvantumelmélet szabályai alapján az A részrendszer állapota kiszámítható:⁴

$$\rho_A = \sum_i |\alpha_i|^2 |\chi_i\rangle\langle\chi_i|, \quad (8)$$

ami már általában egy kevert állapot, és az ebből a (4) egyenlettel számolt Neumann-entrópia

$$S_A = -\sum_i |\alpha_i|^2 \ln|\alpha_i|^2 \quad (9)$$

általában már nem zérus. Ez azt jelenti, hogy bár a rendszer az időfejlődés során tiszta állapotban van, egy A részrendszere már lehet kevert állapotban. Ezzel megnyílik annak a lehetősége, hogy a részrendszer egyensúlyba kerüljön, azaz termalizálódjon.

Fontos észrevétel, hogy a (7) alatt megadott állapotban a két részrendszer állapota összefonódott, azaz nem független egymástól: amennyiben (pl. egy mérés során) az A részrendszert a $|\chi_i\rangle_A$ állapotban találjuk, akkor az \bar{A} részrendszer a $|\lambda_i\rangle_{\bar{A}}$ állapotban van. A (9) alatti Neumann-entrópia éppen ezt a kvantumoz összefonódást számszerűsíti.⁵

³ Ezt az ún. Hilbert-Schmidt dekompozíciós tétel garantálja.

⁴ A részrendszer sűrűségoperátorát a teljes rendszer állapotából az ún. részleges nyom („partial trace”) műveletével lehet kiszámítani.

⁵ A Neumann-entrópiát ezért összefonódási entrópiának is nevezik.

Kvantumkvencs: egy paradigmatisms protokoll

A kvantumkvencs [5] egy olyan protokoll, ami egyfelől kibillenti a rendszert az egyensúlyból, másfelől pedig rutinszerűen megvalósítható pl. csapdázott ultrahideg atomokkal végzett kísérletekben. A legegyszerűbb esetben a rendszert a H_0 Hamilton-operátor alapállapotában preparáljuk:

$$H_0 |\psi_0\rangle = E_0 |\psi_0\rangle. \quad (10)$$

Ezután a kezdeti ($t = 0$) időpillanatban a rendszer valamilyen paraméterét hirtelen megváltoztatjuk, így egy új H Hamilton-operátorral fejlődik tovább, amit a kvantumelmélet szerint a következő állapot ír le:

$$|\psi(t)\rangle = e^{-iHt} |\psi_0\rangle. \quad (11)$$

Vizsgáljuk a problémát az egydimenziós kvantum-Ising-láncon, ami egy egyenes mentén elhelyezkedő kétállapotú spinek (qubitek) kölcsönhatását írja le:

$$H_{\text{Ising}} = -J \sum_j (\sigma_j^x \sigma_{j+1}^x + h_z \sigma_j^z), \quad (12)$$

ahol σ_j^x és σ_j^z a megfelelő Pauli-mátrixokat jelöli. A J együttthatót pozitívnak választva, az első tag a spinek párhuzamos rendezését preferálja x irányban, a második tag pedig ez ellen dolgozik. Ha $h_z < 1$ (ferromágneses fázis), akkor a rendeződés nyer, és a láncnak két degenerált $|\psi_{\pm}\rangle$ alapállapota van, amelyekben a spontán mágnesezettség (a spin várható értéke) egzaktul kiszámítható [6]:

$$\langle \psi_{\pm} | \sigma_j^x | \psi_{\pm} \rangle = \pm (1 - h_z^2)^{1/8}, \quad (13)$$

míg $h_z > 1$ esetén (paramágneses fázis) egyetlen alapállapot van, amelyre

$$\langle \psi_0 | \sigma_j^x | \psi_0 \rangle = 0. \quad (14)$$

Kvantumkvencs a paramágneses tartományban

Először vizsgáljuk meg, mi történik, ha a paramágneses tartományban egy $h_z > 1$ paraméterhez tartozó alapállapotból indulva, a következő Hamilton-operátorral fejlesztjük tovább a rendszert:

$$H = -J \sum_j (\sigma_j^x \sigma_{j+1}^x + h'_z \sigma_j^z + h'_x \sigma_j^x). \quad (15)$$

Az időben fejlődő

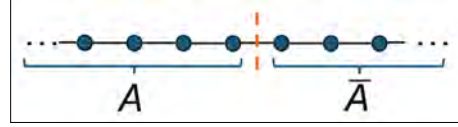
$$|\psi(t)\rangle = e^{-iHt} |\psi_0\rangle \quad (16)$$

állapotban két mennyiséget is meghatározhatunk:

- A rendszert kétfelé vágva (2. ábra), a lánc két fele (A és \bar{A}) közötti összefonódási entrópia.
- A spin-spin korrelációs függvény:

$$C^{xx}(r, t) = \langle \psi(t) | \sigma_j^x \sigma_{j+r}^x | \psi(t) \rangle - \langle \psi(t) | \sigma_j^x | \psi(t) \rangle \langle \psi(t) | \sigma_{j+r}^x | \psi(t) \rangle. \quad (17)$$

Az általunk kapott eredményeket [7] az 1. ábra mutatja, ahol a bal oldali panel az entrópia időbeli változását jeleníti meg. A kiindulási állapotra a $h_z = 2$ és a $h_x = 0$, míg a kvencs után a $h'_z = 1,75$ és a $h'_x = 0, 0,1, 0,2$, valamint $0,4$ értékeket választjuk. Érdeemes megfigyelni, hogy kisebb oszcillációktól eltekintve az entrópia időben lineárisan növekvő tendenciát mutat.



2. ábra. a rendszer felosztása az összefonódási entrópia számításához

A korrelációs függvény az 1. ábra jobb oldali paneljén látható. Feltűnő, hogy a korrelációk terjedésének van egy maximális sebessége, amit az ábrákon szaggatott vonal jelez. Ennek az analógiájára, ahogy a relativitáselméletben a jelek terjedését a fénysebesség korlátozza, ezt a jelenséget fénykúpterjedésnek hívjuk.

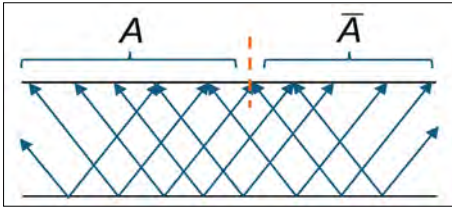
Kvázirészecskék és fénykúpterjedés

A jelenség magyarázatához vegyük észre, hogy a $|\psi_0\rangle$ kiinduló állapot a kvencs utáni H időfejllesztő Hamilton-operátornak nem sajátállapota, ezért nem lehet alapállapota sem, hanem gerjesztett állapot. Mégpedig, mivel mind az állapot, mind pedig a Hamilton-operátor eltolásinvariáns, a gerjesztési energia is homogéne oszlik el a térben, azaz véges energiasűrűségnek felel meg. Ez azt jelenti, hogy ennek az állapotnak az energiája homogén extenzív mennyiség, azaz minden részrendszerben annak a térfogatával arányos energia van, ami a (homogén) termodinamikai állapotok jellemzője.

A (12) és (15) alatt felírt Hamilton-operátorok közös jellemzője, hogy a spin-spin kölcsönhatás rövid távú, ami azt eredményezi, hogy a lánc elemi gerjesztései lokálisan terjedő kvázirészecskék. A paramágneses fázisban a gerjesztések ún. magnonok, amik egy spin átbillentésének felelnek meg. A kvencs által a rendszerbe pumpált energiasűrűség tehát kvázirészecskéket kelt, mégpedig a 3. ábrán látható módon az impulzusegymaradás miatt korrelált, ellentétes impulzusú kvázirészecskékből álló párokban.⁶ Ezek utána ellentétes irányban mozogva a rendszer egyre távolabbi részei között hoznak létre korrelációt, ami megmagyarázza, hogy az első ábra jobb paneljén miért látunk egyre nagyobb távolságú spinek között korrelációt. A fénykúpterjedés oka, hogy a lokális kölcsönhatások esetén a gerjesztéseknek van egy maximális terjedési sebessége, amit matematikai tételként Lieb és Robinson igazolt [8]. Ennek eredményeképpen a lánc két fele közti összefonódás időben lineárisan növekvő tendenciát mutat, ami megmagyarázza az entrópia 1. ábrán látható viselkedését [9].

A fentiekben leírt mechanizmus vezet a zárt kvantumrendszerek termalizációjához. Bármilyen véges C

⁶ Ez a korreláció teljesen analóg az Einstein–Podolsky–Rosen-paradoxonban megnyilvánuló összefonódással.



3. ábra. A korrelációk fejlődése a kvantumkvencs után, téridődiagramon szemlélítve, ahol az idő függőlegesen alulról felfelé telik. A nyilak a lokálisan keltett, egymással ellentétesen mozgó kvázirészecskékből álló párokat jelzik, az egyszerűség kedvéért mindegyiket ugyanazzal a sebességgel tüntettük fel. Az összefonódást azon párok növelik, amelyeknek egyik tagja az A , a másik pedig az \bar{A} tartományba érkezik; ezek száma az idő lineáris függvénye

részrendszert tekintve, az idő előrehaladtával a C és a rendszer többi része közötti összefonódás révén a C részrendszer entrópiája kezdetben folyamatosan növekszik. Az előzőekben tárgyalt félvégtelen A részrendszerrel ellentétben egy véges C részrendszerben az entrópia értékének véges maximuma van, így egy idő után az entrópia telítésbe megy, eléri maximális értékét, ami az egyensúlyi állapotának felel meg. Végeredményben bármely véges részrendszer eléri az egyensúlyi állapotot, ugyanakkor az ehhez szükséges idő a részrendszer méretével növekszik. Mivel minden fizikai megfigyelésünk valamilyen véges tartományban lévő mennyiségekre vonatkozik, hiába van a teljes rendszer mindvégig tiszta állapotban, egy idő után minden mérés egy T hőmérsékletű Boltzmann–Gibbs-eloszlásnak megfelelő eredményre vezet.⁷

A termalizáció akadályai

Nem minden zárt kvantumrendszer termalizálódik; a fentiekben leírt mechanizmus alól több kivétel is adódik. Az elsőt az integrálható kvantumrendszerek jelentik, amelyeknél az egyensúly ugyan létrejön, de az egyensúlyi

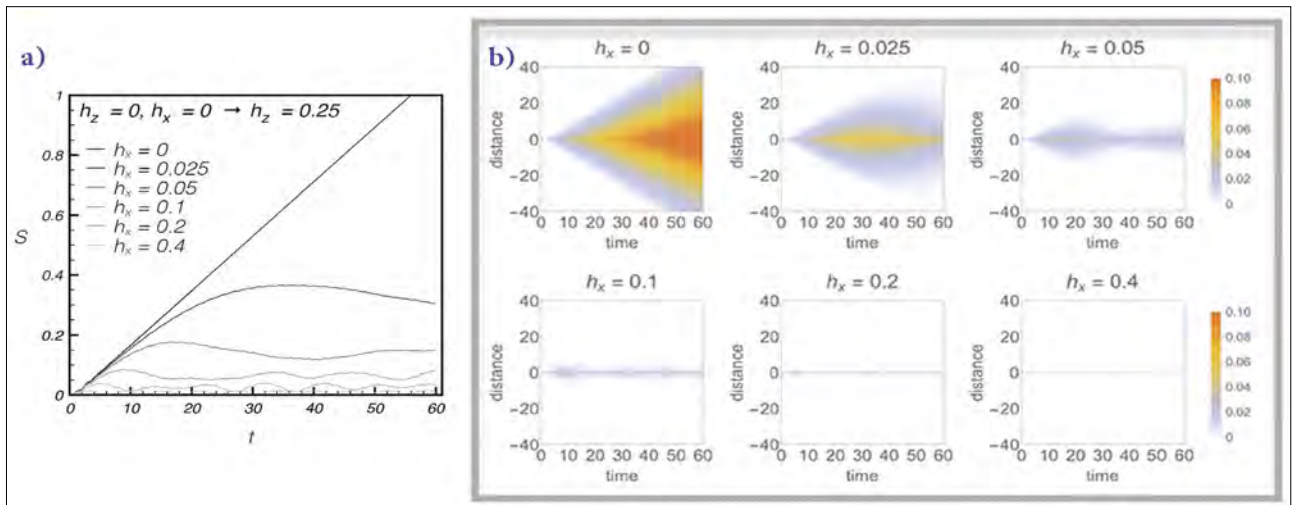
lyi sokaság nem a Boltzmann–Gibbs-eloszlás. Ennek oka, hogy ezen rendszerekben az energia mellett végtelen sok további megmaradó mennyiség is van, így az egyensúlyi eloszlást módosítani kell (általánosított Gibbs-sokaság [10]). Ennek további tanulmányozása során egy nagy hatású tanulmányban kimutattuk [11], hogy a korábban ismert megmaradó mennyiségek nem elegendőek az egyensúly leírásához, ami elvezetett az ún. kvázilokális töltések szerepének felismeréséhez [12].

A másik akadályt a rendezetlenség jelenti: már a klasszikus statisztikus fizikában is ismert, hogy a rendezetlen rendszerek (pl. spinüvegek) anomális viselkedést mutatnak. A kvantumrendszerek esetében a releváns mechanizmus a soktest-lokalizáció [13], ami a szennyezők által okozott Anderson-lokalizáció kiterjesztése kölcsönható sokrészecske-rendszerekre.

Kvantumkvencs a ferromágneses fázisban: a dinamikai bezárás jelensége

2016-ban egy meglepő új jelenségre bukkantunk: a (15) alatti Hamilton-operátor által leírt Ising-lánc a ferromágneses fázisban ($h'_z < 1$) nem zérus h'_x mágneses mező mellett nem termalizálódik [7]. A 2. ábrán bemutatott kvencs analógiát a ferromágneses fázisban elvégezve a 4. ábrán látott eredményhez jutunk.

A jelenség magyarázatához fontos észrevenni, hogy a ferromágneses fázisban az elemi kvázirészecske gerjesztéseknek doménfalak felelnek meg, amelyek a különböző spontán mágnesezettségű tartományokat (doméneket) választják el. Ezek a doménfalak a spinek spontán átbillenésével képesek elmozdulni, és így lokalizált részecskeszerű gerjesztésként viselkedni. Amennyiben $h'_x = 0$, akkor a kétféle domén energiája azonos, ha azonban $h'_x > 0$, akkor a negatívan mágnesezett domén a tér-



4. ábra. A lánc két fele közötti összefonódási entrópia, illetve a (17) spinkorrelációs függvény időfejlődése a ferromágneses fázisban. A kiinduló állapot a $h_z = h_x = 0$ szerinti teljesen polarizált konfiguráció („minden spin fel”: $\dots \uparrow \uparrow \uparrow \uparrow \dots$), az időfejlődésnél $h'_z = 0,25$ és $h'_x = 0, 0,025, 0,05, 0,1, 0,2$ és $0,4$ (a vessző az ábrákon nem szerepel) [7]

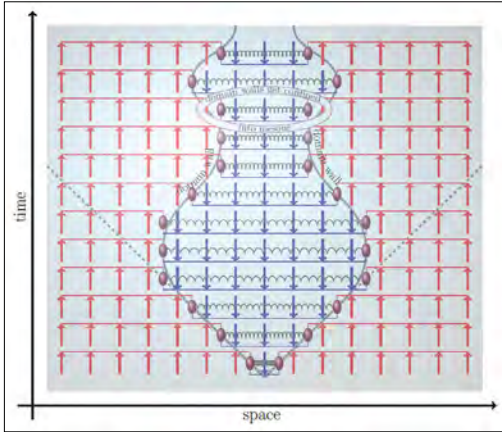
⁷ A T egyensúlyi hőmérséklet a kvencs által létrehozott energiasűrűségből kiszámolható, mivel ennek meg kell egyeznie a Boltzmann–Gibbs-eloszlásból adódó értékkel.

fogatával arányosan magasabb energiájú az azonos térfogatú pozitívan mágnesezett doménnél. Ez a doménfalak

között egy, a köztük lévő d távolsággal arányos lineáris potenciális energiát jelent:

$$V(d) = 2h'_x(1 - h'_z)^{1/8} d, \quad (18)$$

ami ahhoz vezet, hogy a doménfalak szabad mozgása megszűnik (bezáródnak), ahogy ezt az 5. ábra szemlélteti. Ezzel megszűnik a korrelációk és az összefonódás terjedése a rendszerben, ami megmagyarázza a 4. ábrán látható viselkedést.



5. ábra. A doménfalak bezáródása a ferromágneses fázisban. Piros színűnél a h'_x jelenlétében kedvező, kékkel a kedvezőtlen energiájú domén látható. Az ábrán a $t = 0$ időpillanatban keletkező doménfalak mozgását követhetjük, ami $h'_x = 0$ mellett a szaggatott vonallal jelzett pályákon történne, a kettő között fellépő (rugókkal szemléltetett) lineáris potenciál azonban megakadályozza terjedésüket, és egyhelyben maradó kötött állapotba zárja be őket [7]

Ez a *dinamikai bezárás* egy teljesen újszerű módja a termalizáció elkerülésének, és ennek megfelelően eredményeink [7] nagy érdeklődést váltottak ki. Ezt tovább fokozta, hogy a jelenség nagy mértékben analóg az erős kölcsönhatás okozta kvarkbezárással. A spinláncmodellben a doménfalak felelnek meg a kvarkoknak, míg a bezáró potenciál által létrehozott kötött állapotok a mezonoknak, amiket egy kvark és egy antikvark alkot.

Az analógia az erős kölcsönhatással még tovább erősíthető, amennyiben a spinek nem kettő, hanem három állapotot vehetnek fel, ez az ún. háromállapotú Pottsmodell [14]. Ebben az esetben a bezárás a mezonok mellett a barionokkal analóg gerjesztéseket is eredményez, valamint a kvencs utáni viselkedésre is jóval változatosabb lehetőségek merülnek fel.

További fejlemények

Eredményeink rámutatnak, hogy egydimenziós kvantumrendszerekben a bezárás megakadályozza a termalizációt; ezt azóta kísérletileg is sikerült kimutatni [15]. Az eltelt időben a termalizációt gátló további, hasonló jellegű mechanizmusokat is találtak („kvantumsebhelyek” [16], Hilbert-tér-fragmentáció [17]).

Egy másik érdekes eset, ha a kvencs utáni h'_x mágneses tér ellentétes irányú a kiinduló állapot spontán mágneszettségével. A részecskefizikában ez az ún. vákuumbomlásnak felel meg [18], ami a Higgs-bozon felfedezése

nyomán újra az érdeklődés homlokterébe került [19]. Ebben az esetben a keletkező doménfalpárok közti (18) erő taszító jellegű, így ebben az esetben kötött állapotokat nem várunk. Meglepő módon a doménfalak ilyenkor is lokalizálódnak, amit a bezárástól eltérő mechanizmus, az ún. Bloch-oszcillációt kísérő Wannier–Stark-lokalizáció okoz, és kimondottan a rendszerben jelenlévő periodikus rácsszerkezet eredménye. Ennek következtében a spinláncokon a vákuumbomláskor keletkező buborékok nem tágnak [20], szemben azzal, ami a részecskefizika kvantumtérelméleteiben történik [18]. Ezek az eredmények fontosnak bizonyulhatnak, amikor a vákuumbomlást kvantumszimulátorokban tanulmányozzák.

Irodalom

1. Neumann J. (1980): A kvantummechanika matematikai alapjai. Akadémiai Kiadó, Budapest.
2. E. Joos, H. D. Zeh: (1985) The emergence of classical properties through interaction with the environment. *Z. Physik B – Condensed Matter*, 59, 223–243.
3. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1997/>
4. E. C. McIrvine, M. Tribus (1971): Energy and information. *Scientific American*, 225, 179–190.
5. P. Calabrese, J. Cardy (2007): Quantum quenches in extended systems. *J. Stat. Mech.*, P06008.
6. P. Pfeuty (1970): The one-dimensional Ising model with a transverse field. *Annals Phys.*, 57, 79–90.
7. M. Kormos, M. Collura, G. Takács, P. Calabrese (2017): Real-time confinement following a quantum quench to a non-integrable model. *Nature Phys.*, 13, 246–249.
8. E. H. Lieb, D. W. Robinson (1972): The finite group velocity of quantum spin systems. *Comm. Math. Phys.*, 28, 251–257.
9. P. Calabrese, J. Cardy (2005): Evolution of entanglement entropy in one dimensional systems. *J. Stat. Mech.*, P04010.
10. M. Rigol, V. Dunjko, V. Yurovsky, M. Olshanii (2007): Relaxation in a completely integrable many-body quantum system: An ab initio study of the dynamics of the highly excited states of 1D lattice hard-core bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 98, 050405.
11. B. Pozsgay, M. Mestyán, M. A. Werner, M. Kormos, G. Zaránd, G. Takács (2014): Correlations after quantum quenches in the XXZ spin chain: Failure of the generalized Gibbs ensemble. *Phys. Rev. Lett.*, 113, 117203.
12. E. Ilievski, J. De Nardis, B. Wouters, J.-S. Caux, F.H.L. Essler, T. Prosen (2015): Complete generalized Gibbs ensembles in an interacting theory. *Phys. Rev. Lett.*, 115, 157201.
13. R. Nandkishore, D. A. Huse (2015): Many-body localization and thermalization in quantum statistical mechanics. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, 6, 15–38.
14. O. Pomponio, A. Krasznai, G. Takács: Confinement and false vacuum decay on the Potts quantum spin chain. arXiv:2410.03382 [cond-mat.stat-mech] <https://doi.org/10.48550/arXiv.2410.03382>
15. W. L. Tan, P. Becker, F. Liu, G. Pagano, K. S. Collins, A. De, L. Feng, H. B. Kaplan, A. Kyprianidis, R. Lundgren, W. Morong, S. Whitsitt, A. V. Gorshkov, C. Monroe (2021): Domain-wall confinement and dynamics in a quantum simulator. *Nature Phys.*, 17, 742–747.
16. C. J. Turner, A. A. Michailidis, D. A. Abanin, M. Serbyn, Z. Papić (2018): Weak ergodicity breaking from quantum many-body scars. *Nature Phys.*, 14, 745–749.
17. P. Sala, T. Rakovszky, R. Verresen, M. Knap, F. Pollmann (2020): Ergodicity-breaking arising from Hilbert space fragmentation in dipole-conserving Hamiltonians. *Phys. Rev.*, X10, 011047.
18. S. Coleman (1977): Fate of the false vacuum: Semiclassical theory. *Phys. Rev.*, D15, 2929.
19. J. Elias-Miro, J. R. Espinosa, G. F. Giudice, G. Isidori, A. Riotto, A. Strumia (2012): Higgs mass implications on the stability of the electroweak vacuum. *Phys. Lett.*, B709, 222–228.
20. O. Pomponio, M. A. Werner, G. Zaránd, G. Takács (2022): Bloch oscillations and the lack of the decay of the false vacuum in a one-dimensional quantum spin chain. *Sci. Post Phys.*, 12, 061.