Válaszok Patkós András bíráló által felvetett kérdésekre
Nagy Sándor "A renormálási csoport módszer alkalmazása kvantumelméletekben" című értekezéséhez

Köszönetet mondok Patkós Andrásnak az értekezésemhez fűzött gondos bírálói véleményért és a részletes megjegyzésekért. Köszönöm a kérdéseket is, azokat dőlt betűvel idézem. Az alábbiakban szeretnék válaszolni a kérdéseire.

1. *Nem lehetne-e minden infinitezimális lépésben a klasszikus ansatz-ot a tér helyfüggő átlagára vonatkozó megkötésként értelmezni és ehhez viszonyítva az ú.n. megszorított effektív potenciálhoz kvantumfluktuációs járulékot számolni? Létezik-e RG-egyenlet az ún. constrained effective potential-ra?*

   Úgy vélem, ezt a felvetésemet megerősíti egy, a dolgozat későbbi részében közölt további eredmény is. Az SG-elmélet bilokális potenciállal kiegészített WH-egyenletére a sérült szimmetriájú tartomány egy részében kimutatta periodikus nyeregponti (azaz klasszikus) megoldás létezését!

   A 2-dimenziós sine-Gordon (SG) modell szimmetriasértett fázisában az effektív potenciál zérus, ami a ϕ^4 modellben az effektív potenciál kilapulásának felel meg a helyi minimumok között. Az értekezésben egy periodikus térkonfigurációnál találtuk meg az energia minimumát szemiklasszikus közelítésben, ami inhomogén, helyfüggő alapállapotra utal. A vizsgálatnál kulcsszerepet játszott az a tény, hogy a hatás tartalmazott egy bilokális csatolást is, amit egy q impulzussal jellemeztünk, amellyel azonosítottuk a periodikus tér hullámszámát [1]. Vezető rendben a $q = k$ összefüggés miatt az alapállapot skálafüggő.

   A megszorított effektív potenciálra vonatkozó RG-egyenlet úgy képzelhető el, hogy előírjuk, hogy az RG-evolúció során a tér átlaga nem változhat szabadon, hanem arra kényszerítjük, hogy az illeszkedjen egy előre választott térkonfigurációhoz. Ilyen evolúciós egyenletet nem ismerek. Azonban egy klasszikus térhez képest számolt kvantumfluktuációk megjelennek például a háttértér-módszerben, ahol a térváltozót a klasszikus χ_B tér, mint háttértér és az f fluktuáció tér összegeként írjuk fel. A módszer hátránya, hogy a χ_B háttértér skálafüggetlen (általában konstans), ezért nem követi a tér átlagának változását az evolúciós során.

   A háttértér hasonló szerepet játszik, mint a Wegner-Houghton-egyenletbeli IR tér. A Wegner-Houghton-egyenlet esetén is lehetséges a konstans térkonfiguráción túl tetszőleges IR tér használata. Az IR tér megfelelő megválasztása segíthet abban, hogy olyan térkonfiguráció körül vegyük figyelembe a kvantumfluktuációkat, amelyikről azt gondoljuk, hogy alkalmasabb a modell fizikai tulajdonságainak feltérképezésére. Egyik célszerű választás az alapállapot. A [2] publikációban az IR tér egy Lorentz-görbe a frekvenciatérben, amely a levonási ponthoz tartozó energia körüli kiszélesedést reprezentálja. A választást az motiválta, hogy a levonási pont körüli járulékot megkapjuk. Megjegyzem, hogy az IR tér ugyan függ az k RG skálától a levonási ponton keresztül, azonban az amplitúdója nem, hasonlóan a háttértérhez.

A szimmetriasértett fázisban a k_c skála alatti evolúciót lehetséges úgy vizsgálni, hogy a konstans térkonfigurációhoz egy skálafüggő koszinusz-függvényt adunk, ezzel skálafüggő klasszikus tér körüli evolúciót építhetünk fel [3], azonban ez a formalizmus is csak fa-szinten létezik.

A SG-modellben a konstans IR tér használatával Coleman-fixpont körüli viselkedést le tudjuk írni, megkapjuk, hogyan skálázik a korrelációs hossz a redukált hőmérséklet függvényében. A konstans tér azonban nem alkalmas arra, hogy a SG-modell minden aspektusát feltárjuk. Példaként említem, hogy távol a fixponttól, a szimmetriasértett fázisban, a konstans tér nem ad pontos jellemzést a modellről. Erre minden bizonnyal egy szoliton IR tér alkalmasabb lenne, mert a fázisban megjelenő elemi gerjesztések a szolitonokkal azonosíthatók, ennek tömeges spektruma számolható [4]. A SG-modell példája azt mutatja, hogy a célszerű IR tér választás függhet a k skálától, illetve attól, melyik fixpont körül vizsgálódunk.

2. *"A fixpontban az exponensek s1 = 1 és s2 = 3/2-nek adódnak, amelyek szerint az IR fixpont vonzó." Ezt követően azonban a skálakitevők számolásának standard útját mellőzve visszatér a spinodális tartományt határoló hullámszámnak a negyedfokú csatolási állandó kezdeti értékválasztásával finoman hangolt skálázó viselkedéséhez, amiből jó minőségű korrelációs kritikus exponenseket olvas le.*

   Kérem fejtse ki a korrelációs exponens kiszámítására javasolt eljárásának kapcsolatát a szokásos, azaz fixpont körül linearizált RG-egyenletek sajátértékein alapuló eljárással. A konkrét modellre fókuszáltan megfogalmazva a kérdést: Miért lehet a negyedfokú csatolás UV-kezdőértékeinek változtatását redukált hőmérséklet változtatásként értelmezni?

   A 3-dimenziós ϕ^4 modell generáló funkcionálja rokonságban áll a klasszikus statisztikus fizika partíciós függvényével. Utóbbiban explicit módon szerepel a hőmérséklet, amely a ϕ^4 modellben lévő kvadratikus taggal kapcsolatba hozható a kritikus tartományban: $g_2 = A(T - T_c) \sim t$, azaz arányos a t redukált hőmérséklettel. A cikkben ez a csatolás lett volna az észszerű választás, a negyedfokú csatolás szerepeltetése magyarázatra szorul. A negyedfokú csatolás csak akkor egyeztethető össze a redukált hőmérséklettel, ha a rendszer kritikus, közel van a fázisátalakulási ponthoz. A (4.12) első egyenletében a fixpont közelében a bal oldal nullának tekinthető, a jobb oldal alapján pedig

$$\bar{g}_2 \sim \frac{\bar{g}_4}{(1+\bar{g}_2)^{1/2}}. \tag{1}$$

A fixpont közelében $\bar{g}_2 \sim t$, aminek következtében a nevezőben $1+\bar{g}_2 \approx 1+\bar{g}_2^*$ használható, tehát $\bar{g}_2 \sim \bar{g}_4$.

Az evolúció során a korrelációs hossz skálázását a releváns csatoláshoz tartozó skálázó exponens határozza meg, $\xi \sim x^{-1/s_x}$, ahol x a releváns iránynak megfelelő csatolás, az s_x pedig az x-nek megfelelő skálázó exponens, ami a béta-függvények linearizált alakjából kapott derivált-mátrix negatív sajátértékéből kapható meg az adott fixpontban. Az x helyére a tömeget képzelve a hagyományos $\xi \sim t^{-\nu}$ skálázást kapjuk a korrelációs hosszra. Ezzel szemben a UV-kezdőértékének változtatásán alapuló módszernél, a szimmetriasértett fázisban számolva, a spinodális instabilitás k_c skálájával azonosítjuk a tömegskálát, ezért ennek reciproka adja a korrelációs hosszt.

Az elgondolás a SG-modell vizsgálatán alapszik. A Coleman-pont exponensét úgy határozzuk meg, hogy azt vizsgáljuk, hogyan közelítik meg a trajektóriák a Coleman-pontot. A trajektóriák fordulópontjaihoz tartozó k^* skála reciprokát szokás a korrelációs hosszal azonosítani. Azonban a k_c skála a legkisebb impulzusskála-érték a modellben, célszerűbb ezt választani a korrelációs hossz definiálására.

Az IR fixpontra jellemző 1 és 3/2 exponenseket a transzformált (4.14) egyenletekből kaphatjuk meg. Az IR fixpont exponensei nemnegatív számok. A (4.24) egyenletnél az IR fixpont exponensei $s_1 = 6$ és $s_2 = 0$, az egyik exponens nulla, ami ugyan még mindig vonzást jelent, de már csak egy irányban. Az AB gravitáció modelljében az IR fixponthoz tartozó mindkét exponens nulla. Ezekben a modellekben a fázistér struktúrája mutatja világosan az IR fixpont létét.

Az UV csatolások változtatásával végzett analízisem célja az átmeneti (Coleman, Wilson-Fisher) fixpontok vizsgálata volt, mintegy alternatívájaként a hagyományos linearizáláson alapuló vizsgálatnak. Erre azért lehet szükség, mert a linearizálás nem mindig használható, például a 2-dimenziós O(2) modellben, ahol nincs átmeneti fixpontunk. Ez az oka annak, hogy a linearizáláson alapuló számolásról áttértem a UV csatolások változtatásával végzettre. További ok, hogy az utóbbi módszer technikailag sokkal egyszerűbb, hiszen nem szükséges a fixpontot megkeresnünk, elegendő az UV csatolás paraméterét finomhangolni.

Az általam használt módszer jól illeszkedik a fázisátalakulás általánosabb képéhez, amelyet érzékenységi mátrixszal jellemeztem a (3.6) egyenletben. Ott az IR fizika ugrásszerű függését kerestem az UV paraméterek függvényében, továbbá a lehető legnagyobb impulzustartományt kell ahhoz vennünk a renormálás során, hogy láthatóvá tegyük a fázisátalakulást. A linearizáláson alapuló módszer az evolúciónak csak a fixpont körüli partikuláris részét érzékeli.

3. *Mi a jelenlegi helyzet a Reuter-fixpont adatainak (helyzete és skálajellemzése) fizikai értelmezhetősége kapcsán? Van-e olyan tulajdonsága a standard részecskefizikai modellnek, amelyre ezek hatással bírnak?*

A Reuter-fixpont fázistérbeli helyzetére és az exponensek konkrét értékére tudomásom szerint nincs optimális érték. Az exponensre bizonyos rácstérelméleti számolások korábban a $\nu \approx 1/3$ értéket adták [5], de ettől jelentősen eltérhetnek az RG módszerrel kapott eredmények. Az (5.2) fejezetben azt mutattam meg, hogy az RG eredmények nem adnak megszorítást se a fixpont helyére, se az exponensre. A ϕ^4 modellben lehetőség van a modell szisztematikus feljavítására, ami alkalmas lehet az optimalizálásra, de ezt az AB gravitációban nem lehet megtenni. Az Einstein-Hilbert-hatást egy R^2 taggal kiegészítve próbáltunk optimális regulátort, és hozzá optimális exponenst találni [6], de a regulátorok csak nagyon szűk halmazánál lehetséges a számolást kivitelezni. Azt gondolom, hogy az optimális regulátor hiánya az AB gravitációnak egy gyenge pontja. A Reuter-fixpontra és az exponensre vonatkozó RG számolások leginkább arra koncentrálnak, hogy megtalálják az UV vonzó nem-gaussi fixpontot az AB gravitáció kiterjesztéseiben.

Mindezek mellett az AB gravitációs modell és a standard modell összekapcsolása fontos eleme a modern RG vizsgálatoknak, azonban ezekben a munkákban Litim-regulátort használnak. A kapott eredmények elsősorban meglévő eredményeket tesznek konzisztensebbé, erre az alábbi példákat említem.

A standard modell és a gravitációs modell összekapcsolása UV teljes elméletet ad, azaz minden fizikai mennyiség véges akár a Planck-skálán túli energiákon is. Megszabadulunk a véges levágásnál jelentkező Landau-pólusok okozta divergenciáktól és a trivialitási problémától, amelyek a Higgs-szektorban és az U(1) hipertöltés szektorban fordulnak elő.

A standard modellben a top és bottom kvarkok tömegét a Yukawa-csatolások határozzák meg. Ezek az elmélet szabad paraméterei, amelyeket kísérletekkel határozunk meg. Az AB gravitáció modelljének és a standard modellnek a csatolásából olyan elméletet kapunk, amelynek van egy UV Reuter-fixpontja. A Reuter-fixpontban a bottom kvarkhoz tartozó Yukawa csatolás és az U(1) hipertöltés véges, amely lehetővé teszi, hogy a top és bottom kvarkok tömege különbözzön [7].

A Reuter-fixpont léte akkor, amikor a top kvarkhoz tartozó Yukawa-csatolás a fixpontban nulla, a Higgs részecske tömegének helyes jóslatához vezet [8]. A kvantum-elektrodinamika és az AB gravitáció házasításából származó okfejtés a finomszerkezeti állandóra tesz jóslatot [9]. A standard modell és az AB gravitáció összeházasításával sikerült a top kvark tömegére becslést adni [10].

Ezek a példák ugyan nem adnak olyan elméleti jóslatot, amellyel eldönthetnénk, hogy az AB gravitáció modellje helyes, azonban alkalmas arra, hogy a standard modell szabad paramétereinek számát csökkentse.

4. *Kérem, ismertesse mennyiben sikerült előrelépni a nyílt rendszerek valós idejű skálafejlődése területén az univerzális elméleti tárgyalás felé?*

A munkát hatodrendű csatolás figyelembe vételével folytattuk. Bizonyos kvadratikus csatolások evolúciója (például a véges élettartamot leíró csatolás) csak véges konstans háttér jelenlétében indul el, ezért a Wegner-Houghton-egyenletet úgy írtuk fel, hogy a potenciál lokális minimumaiban fejtettünk ki, azokat a minimum értékekkel súlyozva. A probléma újszerűsége miatt először az euklideszi ϕ^6 modellt vizsgáltuk, kerestük az első- és másodrendű fázisátalakulásokat [11]. Most a módszert a 4-dimenziós ϕ^6 modellben alkalmazzuk zárt időtengelyes formalizmusban. További probléma, hogy az általunk használt

$$D_0 = \begin{pmatrix} \frac{1}{\omega^2-\omega_p^2+i\epsilon} & -2i\pi\Theta(-\omega)\delta(\omega^2-\omega_p^2) \\ -2i\pi\Theta(\omega)\delta(\omega^2-\omega_p^2) & -\frac{1}{\omega^2-\omega_p^2-i\epsilon} \end{pmatrix} \tag{2}$$

zárt időtengelyes propagátor szinguláris függvényeket is tartalmaz. Ahhoz, hogy a hullámfüggvény renormálást figyelembe tudjuk venni, a propagátort reguláris alakúra kell hoznunk, ahol nincsenek szinguláris függvények. A regularizáció miatt új, $W(\hat{\phi})\partial\phi_\pm$ alakú, a tér első deriváltját tartalmazó tagokkal kell a hatást kiegészítenünk, emiatt újabb csatolások jelennek meg.

Az előzetes eredmények azt mutatják, hogy újra megtaláltuk az összefont fázist. Emellett számolni tudjuk a véges élettartam RG evolúcióját.

Kritikai megjegyzések

Miután a gravitáció esetében nem szokvány térelméletről van szó, fontos lett volna expliciten bemutatni azt a metrikus tenzorból felépített mértékinvariáns változót, amelynek korrelációs hosszára vonatkoznak bemutatott eredményei.

A gauss-i fixpontból induló szeparatrix-szal kettéválasztott csatolási állandó sík tartományait a fázisátalakulási modellekre megszokott terminológiával sérült szimmetriájúként és szimmetrikusként említi. Azonban, nem ad semmiféle fogódzót az olvasónak, vajon van-e olyan szimmetria és sérülését megvalósító kondenzátum, amely alapján ennek megfeleltetésnek gravitációs tartalom adható?

Egyetértek a bírálóval, az AB gravitációs modell elemzésénél a statisztikus fizika terminológiája csak korlátozott mértékben alkalmazható.

A korrelációs hossz a gravitációs elméletben az átlagos görbület segítségével adható meg, annak skálázásából olvasható le a

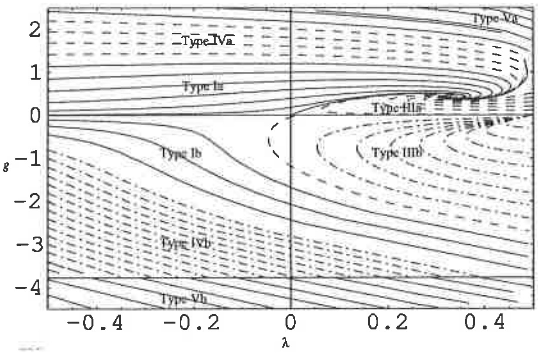
$$\langle \mathcal{R}(\xi) \rangle = \frac{\langle \sqrt{g} R \rangle}{\langle \sqrt{g} \rangle} \sim \xi^{1/\nu - d} \tag{3}$$

formula alapján a kritikus pont közelében. Ezt a formulát használják a gravitációs elmélet rácstérelméleti szimulációjakor [12]. A görbület fluktuációjának skálázásából szintén számolható a ν exponens.

Az RG módszerben olyan globális mennyiségek lehetnek alkalmasak a fázistér fizikai tulajdonságainak bemutatására, mint például a térfogat, geodetikus ívhossz [13] vagy a Ricci-skalár hatványainak integrálja [14]. Ezek összetett operátorok, amelyek RG vizsgálata nagyon körülményes. A Ricci-skalár hatványaihoz tartozó anomális dimenziók számolhatók a fázistér tetszőleges pontjában, azok jellemzően véges mennyiségek a Reuter-fixpont közelében és a pozitív kozmológiai állandójú tartományban, nullához tartanak a gaussi fixpontban, a negatív kozmológiai állandójú tartományban pedig kicsinyek.

Az RG módszer mellett vannak rácsszámítási módszerek, amelyek segíthetnek a fázistér fizikai jellemzésében. Ezek közül a Regge-féle szimpliciális gravitációs modellt és a kauzális dinamikus háromszögelést szeretném megemlíteni.

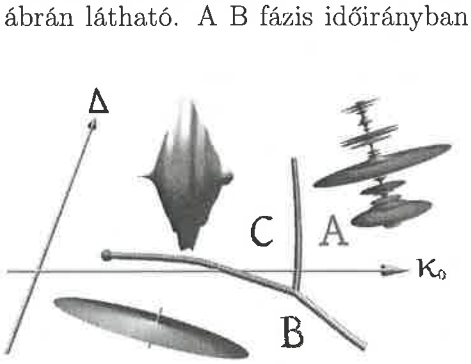
A Regge-féle szimpliciális gravitációs modell szimulációs eredményei azt mutatják, hogy 4 dimenzióban egy fázisátalakulás jelenik meg a csupasz G csatolás függvényében [12]. Az AB gravitáció első 15 évében ezek az eredmények fontos támpontként szolgáltak. Az erős csatolású fázisban $\lambda g > \lambda_c g_c$, ahol a jobb oldalon a csatolások kritikus értékei szerepelnek. A gyenge csatolású fázisnál $\lambda g < \lambda_c g_c$. A megjelenő két fázis azonosítható az RG módszerrel kapott eredményekkel. Az 1. ábrán az RG módszerrel kapott fázisdiagram látható. Ezen az Ia típusú trajektóriák azonosíthatók az erős csatolású fázissal, a IIIa pedig a gyenge csatolásúval, a λ_c és g_c paraméterek pedig a IIa szeparátrixhoz tartoznak. Az Ia fázist neveztem (pontatlanul) szimmetrikus fázisnak, a II-



1. ábra. Az Einstein-Hilbert-hatással számolt fázisok a $\lambda - g$ síkon [15].

Ia fázist hívtam szimmetriasértett fázisnak. Az elnevezésemet az egyszerűség mellett az indokolta, hogy a fázisszerkezet rokonságot mutat más, másodrendű fázisszerkezetet mutató modellekkel. A fázisokat nem szimmetriasérülés alapján különböztetik meg, hanem a korrelációs hossz skálázási tulajdonságai alapján. A szimuláció során kapott másodrendű fázisátalakulást jellemző kritikus exponensre $\nu \approx 1/3$ adódik. Ez az eredmény hosszú ideig referenciapontként szolgált az RG módszerhez. A szimulációs eredményekben a görbület alapján a két fázis megkülönböztethető. Az erős csatolású fázisban a görbület kicsiny negatív szám. Ezt az RG módszerrel kapott eredmények megerősítik, ott $R \sim \Lambda$, ami negatív az erős csatolású fázisban[15]. A gyenge csatolású fázisban a szimuláció szerint a görbület nagy, és a rács-téridő olyan degenerált konfigurációra zuhan össze, ahol a szimplexek egy 2-dimenziós rácsra emlékeztetnek [5].

A másik rácsszámítás, a kauzális dinamikus háromszögelés (CDT) manapság egy nagyon ígéretes elmélet a gravitációs és a kvantumelmélet egyesítésére [16]. Nagy előnye az AB gravitációval szemben, hogy nem használ háttértér metrikát. Ebben a modellben is sikerült azonosítani egy másodrendű fázisátalakulást, ez a 2. ábrán látható. A B fázis időirányban nagyon lapos téridő



2. ábra. A CDT fázisai. Az A-C átmenet elsőrendű, a B-C másodrendű fázisátalakulásnak felel meg. A fázisokban a szimulációval kapott jellemző térkonfigurációkat jelölték a szerzők [17]. A κ_0 az inverz csupasz Newton-állandóval arányos, a Δ pedig a tér- és időszerű aszimmetriát fejezi ki.

struktúrája megfelelhet a [5] gyenge csatolású fázisának, a C pedig az erős csatolású fázisnak. A CDT modellben egy UV fixpontot is találtak, ami, a várakozások szerint, a Reuter-fixponttal azonosítható.

A szimulációs és RG eredmények bizonyos pontokban eltérnek, erre példa az erős csatolású fázis, ahol a görbület egy véges k skálán nullává válik, vagy a 2. ábrán látható A fázis. Az RG módszerben manapság a fázisokra, mint negatív és pozitív kozmológiai konstanssal jellemezhető tartományokra hivatkoznak.

A kondenzátummal kapcsolatban szeretném megemlíteni, hogy az AB gravitációban megjelenő szingularitást a k_c skálán a konform instabilitás okozza, és azt mutatja, hogy a modellnek milyen skálán ér véget az érvényességi tartománya. A kinetikus tag előjele negatív, emiatt a nagy fluktuációk instabilitást okoznak. A probléma egyik lehetséges megoldása az, hogy a hatás -1-szeresét vesszük, ezzel a kinetikus tag előjele helyes lesz, azonban a potenciál alulról nem lesz korlátos. A nulla körüli tér értéknél találunk egy helyi minimumot, ahol kaphatunk stabil eredményt. A nagy fluktuációk instabilitást okoznak, emiatt jelenik meg a k_c.

A ϕ^4-modellben a szimmetriasértett fázisban a potenciál minimuma már nem a nullában van, hanem egy véges térértéknél, ezért annak várható értéke véges, emiatt szoktunk kondenzátumról beszélni. A zérus tér körüli kifejtés egyre kevésbé használható, fizikailag egyre pontatlanabb eredményt ad. Egy véges k_c-nél szingularitásba fut az evolúció. Azonban ehhez hozzá kell tenni, hogy nincsenek megbízható számolásaink a k_c skála alatt, és ugyanez igaz az AB gravitációra is. (Ugyan létezik a szakirodalomban graviton kondenzátum, de az az erős csatolású fázisban van, és nincs kapcsolatban az instabil tartománnyal.) A kvantum cenzúra szerint, az RG módszer skálája ugyan tetszőlegesen pontosan meg tudja közelíteni a k_c skálát, de az alá nem mehet. Vannak megfontolások a k_c alatti tartományról skaláris modellekre, ahol egy k impulzussal jellemzett IR tér fa-szintű RG evolúciója számolható. A gondolatmenet gyenge pontja, hogy a blokkosítási lépés, amelyik áthalad a k_c skálán, nem jól definiált, hiszen ott a béta függvények általában divergálnak.

Az, hogy egy modell a k_c skála alatt egy kondenzátum segítségével jellemezhető helyesen, megalapozott feltételezés a Gross-Neveu-modell esetében, mert a részlegesen bozonizált modellben azonosítható a kondenzátum. Ez azt mutatja, hogy a modellben az UV és az IR szabadsági fokok különböznek. Hasonló megfontolás szükséges a kötött állapotok leírására is.

Továbbá, a fixpontok körül linearizált RG-egyenletek RG-idő változóját leképezi alkalmas kezdő csatolásnak a Reuter fixpontot jellemző értékétől mért különbségére, amelyet hőmérsékletnek nevez. Konzisztens-e egyáltalán véges hőmérsékletről beszélni a gravitáció modellje esetében? Mi az adekvát intenzív változó a gravitáció elméletében?

A hőmérséklet helyett a

$$\kappa = \frac{1}{(8\pi g\lambda)^{1/2}} \tag{4}$$

mennyiséget használjuk, ami az R Ricci-skalár melletti szorzófaktor az Einstein-Hilbert-hatás bizonyos parametrizálásakor [12]. A korrelációs hossz skálázása a

$$\xi \sim (\kappa^* - \kappa)^{-\nu} \tag{5}$$

függvénykapcsolat alapján határozható meg, ahol $\kappa^* = 1/(8\pi g^*\lambda^*)^{1/2}$, a szeparátrixon vett UV csatolási értékekből számolható. A [18] publikációban a $\kappa = g\lambda$ megfeleltetéssel éltem, ami a kritikus viselkedés közelében ekvivalens a [12]-ben használttal.

Az értekezés 73. oldalán szereplő $W \sim (t - t_c)$ összefüggés szintén a szingularitásra vonatkozik, de annak a t_c renormálási csoport skálán megjelenő szinguláris viselkedés matematikai alakját tükrözi.

A fentiek tükrében legalább a konformálisan redukált gravitációs modell dilatációs szimmetriájának megfigyelhető következményeit illett volna érinteni. Hiányolom, hogy az eredményeket ez esetben sem fogalmazta át megfigyelhető gravitációs jelenségekre. Legfontosabb lenne annak tisztázása, hogy (a statisztikus fizikai rendszerek hőmérsékleti fejlődésének analógiájára) mi hajtja az Univerzum skálafejlődését? Lehetséges-e hogy a hőmérséklet helyére a referencia(háttér)- metrika tágulása lép? Hogyan kell ezt fogalmilag integrálni a kvantumtérelmélet formalizmusába?

A háttértér-függés az AB gravitáció elkerülhetetlen eleme. Maga a háttértér egy klasszikus tér, amely körül a fluktuációkat számoljuk. Minden eredmény háttértér-függő, bár bizonyos közelítések esetén háttértér kiesik. Általában a sík, euklideszi metrikát szoktunk választani. Az RG blokkosításhoz alapvetően szükséges egy méretskála, amelyet a háttértéren megadott Laplace-operátorból építünk fel, tehát a k skála a háttértér segítségével van definiálva.

Azonban fontos hangsúlyozni, hogy maga a háttértér k-független, azaz minden energiaskálán ugyanaz. Ez tükrözi a háttértér-módszer korlátait, ugyanis a háttér nem alkalmazkodik az adott k-skálán feltételezett téridő-struktúrához. A Planck-skála környékén a Reuter-fixpont közelében talált nagy anomális dimenzió arra utal, hogy a sík euklideszi-téridőhöz képest a torzulás jelentős. Ezzel szemben a gaussi fixpont közelében, ahol a mi világunk is található, a sík téridő nagyon jó közelítés. A bíráló 1. kérdésében említett megszorított effektív potenciált használó eljárás ezt a problémát kiküszöbölné, azonban ezt egyelőre nem tudjuk az RG-módszerrel összeegyeztetni.

Azt gondolom, hogy esetleg a görbület várható értéke lehet egy olyan paramétere az evolúciónak, amely a statisztikus rendszerek hőmérsékletére emlékeztet. Mindemellett fontos megjegyezni, hogy a hőmérséklet meghatározása egyszerű skaláris modellekben is kérdéses lehet. A partíciós függvényben szereplő hőmérsékletet a rendszer-környezet kölcsönhatást leíró, úgynevezett környezeti csatolások segítségével kell kifejeznünk, amire tettünk is kísérletet. Egy teljesen általános skaláris kvadratikus hatást feltételezve sikerült a hőmérsékletet azonosítanunk, amelynek evolúciója követhető a kvadratikus csatolások evolúciójából. Azt kapjuk, hogy hőmérséklet nőhet és csökkenhet is a k skála csökkentésével. Hasonló viselkedésre számítanék a görbület esetén is az AB gravitációban.

A homogén, izotróp univerzumban a kozmológiai időre megmutatható, hogy $k(t) \approx 1/t$. Ebben a képben az Einstein-egyenletek feljavíthatók: a G és Λ állandók skála- vagy időfüggő paraméterekké válnak. Ezek alapján a $\lambda - g$ fázistér pontjaihoz fizikai megfigyeléseket asszociálhatunk. A G laboratóriumi, a Λ Hubble-skálán ismert, és ehhez még hozzávehető az Einstein-Hilbert-hatás R^2 tagját szorzó csatolás, amely az inflációs skálához tartozik. Ez a három megfigyelhető mennyiség kijelöl a fázistérben egy trajektóriát, ez a *természet* *által kiválasztott trajektória.* Fontos állítás, hogy ezt a trajektóriát azonosítani tudjuk az AB gravitációs modellben. A természet által kiválasztott trajektória a pozitív kozmológiai állandójú fázisban van, a Reuter-fixpontból indul és szingularitásban végződik.

A dilatációs szimmetria sérülése a természet által kiválasztott trajektóriával összeegyeztethető. A Lorentz-szimmetria sérülése a Reuter-fixpont skáláján (a Planck-skálán) túl következik be, attól néhány nagyságrenddel magasabb energián. Az IR-ben, a szingularitásnál kapott Lorentz-szimmetria-sérülés feltételezhetően a nemlokális efffektusok miatt következik be. Fontos volna az eredeti AB gravitációs modell keretien belül újra elvégezni a számolást, és meggyőződni arról, hogy a Lorentz-szimmetria ott is sérül-e. Ez alkalmasabb a modell kiterjesztésének vizsgálatára.

2025.03.10.

Nagy Sándor

Nagy Sándor

Hivatkozások

[1] I. Steib and S. Nagy, Int. J. Mod. Phys. A **34** (2019) no.21, 1950117

[2] S. Nagy and J. Polonyi, Universe **8** (2022) no.2, 127

[3] S. Nagy, I. Nandori, J. Polonyi and K. Sailer, Phys. Rev. D **77** (2008), 025026

[4] A. B. Zamolodchikov and A. B. Zamolodchikov, Annals Phys. **120** (1979), 253-291

[5] H. W. Hamber, Phys. Rev. D **92** (2015) no.6, 064017

[6] S. Nagy, B. Fazekas, Z. Peli, K. Sailer and I. Steib, Class. Quant. Grav. **35** (2018) no.5, 055001

[7] A. Eichhorn and A. Held, Phys. Rev. Lett. **121** (2018) no.15, 151302

[8] M. Shaposhnikov and C. Wetterich, Phys. Lett. B **683** (2010), 196-200

[9] U. Harst and M. Reuter, JHEP **05** (2011), 119

[10] A. Eichhorn and A. Held, Phys. Lett. B **777** (2018), 217-221

[11] S. Nagy and J. Polonyi, Phys. Rev. D **110** (2024) no.4, 045012

[12] H. W. Hamber, Phys. Rev. D **61** (2000), 124008

[13] C. Pagani and M. Reuter, Phys. Rev. D **95** (2017) no.6, 066002

[14] W. Houthoff, A. Kurov and F. Saueressig, JHEP **04** (2020), 099

[15] M. Reuter and F. Saueressig, Phys. Rev. D **65** (2002), 065016

[16] J. Ambjorn, A. Goerlich, J. Jurkiewicz and R. Loll, Phys. Rept. **519** (2012), 127-210

[17] J. Ambjorn, S. Jordan, J. Jurkiewicz and R. Loll, Phys. Rev. D **85** (2012), 124044

[18] S. Nagy, J. Krizsan and K. Sailer, JHEP **07** (2012), 102