I. Motiváció és program

Perturbatív UV viselkedés graviton 2→2 szórásban

$$[G_{Newton}] = \frac{1}{(\text{tömeg})^2} \longrightarrow A_{2\to 2} = G_N s \sim \frac{s}{M^2_{Planck}}$$

Unitaritás sérül M^{-1}_{Planck} skálán

Szokásos kvantumtérelméleti konklúzió: M^{-1}_{Pl} skálán
új perturbatív szabadsági fok "beintegrálására"
van szükség az unitaritás megmentésére.
(Gyenge kölcsönhatások példája) $\to G_W^{-1} \sim M_W^2$

Nem-perturbatív vizsgálat eredménye

- $A_{2\to 2} \sim e^{-G_N s}$
- az $r < r_S = 2G_N\sqrt{s}$ skálák gravitonszórásban nem érhetők el
  $\to$ fekete lyuk képződés a domináns folyamat

Klasszikus objektum – nagyszámú puha graviton koherens állapota

Kvantumtérelméleti kérdés: van-e nem-gravitációs elmélet, amelyben létezik $r_* > L_* \sim \frac{1}{\sqrt{s}}$ alsó határa a letapogatható skáláknak.
és a határt klasszikus objektum keletkezése határozza meg → klasszikalizáció

G. Dvali 2010-től munkatársaival tucatnyi cikket publikált
kisszámú követője van
Az előadás az ő cikkeire támaszkodik → arXiv

A minimális letapogatási skála-kalat hiányának interpretációja

C. Dvali, D. Pirtskhalava — Minta példa: — Szeged-PA/2.

PLB 699 (2011) 78

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - \frac{\lambda}{4}\phi^4 \qquad [\lambda] = [\text{hossz}$$

Perturbációszámítás $\mathcal{M}_{2\to 2} \sim \lambda \qquad \sigma_{2\to 2} \sim \frac{\lambda^2}{s}$

$s \to \infty$-re nem jelentkezik unitaritási probléma

Fizikai interpretációs elemzés a letapogatható skáláról

$$\phi_0(r,t) = \frac{\varphi_0(\omega(r+t))}{r} \qquad \Box \phi_0 = 0$$

origóba záruló gömbhullám (s-hullám szórás)

Nem-linearitás: valamilyen r_* távolságon a megoldás $O(1)$ mértékben torzul

$\phi = \phi_0 + \phi_1 \qquad \phi_1$ egyenlete $\Box \phi = -\lambda \phi^3$ linearizálásával

$$\Box \phi_1 = -\lambda \phi_0^3 \equiv j \quad \text{"ön-forrás" self-sourcing}$$

Iteratív megoldás

$$\phi_1 = \frac{\varphi_1}{r} \qquad \Box \phi_1 = \frac{1}{r}(\ddot{\varphi}_1 - \varphi_1'') \quad \left(\dot{\varphi}_1 = \frac{\partial \varphi_1}{\partial t}, \ \varphi_1' = \frac{\partial \varphi_1}{\partial r}\right)$$

Fénykúp-koordináták $z_+ = r + t, \quad z_- = t - r$

$$r \Box \varphi_1 = 4 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z_+ \partial z_-} = -\lambda \frac{1}{r^2} \varphi_0^2 (\omega z_+)$$

φ_0 maximuma $z_+ \approx 0$-nál $\to \dfrac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z_0 \partial z_-} \approx -\dfrac{\lambda}{z_-^2} \varphi_0^3(\omega z_+)$

$-r \approx z_-/2$

z_- szerinti integrálás után

$$\phi_1 = -\frac{\lambda}{2} \frac{1}{r^2} \int_0^{z_+} dz_+' \varphi_0^3(\omega z_+') \sim \frac{\lambda}{r^2} \frac{1}{\omega} \varphi_0(\omega z_+)$$

r_* meghatározása $\phi_1 \sim \phi_0$ feltételből $\sim \dfrac{\lambda}{\omega r} \phi_0$

r_* ω növelésével korlátlanul csökken $r_* \sim \dfrac{\lambda}{\omega}, \ \sigma \sim \dfrac{\lambda^2}{\omega^2}$ geometriai hatáskeresztmet

Módosított elmélet → teldeiváltat tartalmazó nemlinearitás

→ energia-jellegű "ön-forrás"

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)^2 + \frac{L_*^4}{4}\left((\partial_\mu\phi)^2\right)^2$$

Eredete: tömeges vektormezőn Stueckelberg elmélete

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_W^2 W_\mu W^\mu + \frac{g^4}{4}(W_\mu W^\mu)^2$$

A $\boxed{g \to 0 \quad \frac{g}{m_W} = \text{rögzített}}$ limeszben a longitudinális módus $W_\mu = \tilde{W}_\mu - \partial_\mu\phi\frac{1}{m_W}$ lecsatolódik $L_* = \frac{g}{m_W}$

Behulló gömbhullám dinamikája

$$\Box\phi = -L_*^4\,\partial_\mu\left(\partial^\mu\phi(\partial_\nu\phi)^2\right) \equiv j \qquad \phi = \phi_0 + \phi_1$$

$$j = -L_*^4\left[2\frac{\varphi_0^2\varphi_0''}{r^5} + 8\frac{\varphi_0\varphi_0'^2}{r^5} - 12\frac{\varphi_0^2\varphi_0'}{r^6} + 4\frac{\varphi_0^3}{r^7}\right] \qquad \phi_0 = \frac{\varphi_0(\omega z_+)}{r}, \quad \varphi_0' = \partial_+\varphi_0$$

$\omega r \gg 1$ esetén $\sim 1/r^5$ tagok dominálnak

$$\phi_1 = \frac{\varphi_1}{r} \qquad \varphi_1 = -\frac{1}{6}\frac{L_*^4}{r^3}\frac{\omega^2}{\omega}\int_0^{\omega z_+} d\xi\left(2\varphi_0^2(\xi)\,\partial_\xi\varphi_0 + 8\varphi_0(\partial_\xi\varphi_0)^2\right)$$

$$\sim \frac{L_*^4}{r^3}\omega\varphi_0 \qquad r_* = L_*(L_*\omega)^{1/3}$$

r_* nő(!) az energiával

Dimenziós megfontolással

$$A_{2\to 2} \sim \left(\frac{L_*}{r_*}\right)^4 \xrightarrow[\sqrt{s}\to\infty]{} 0$$, de a geometriai hatáskeresztmetszet nő! $\sigma_{geom} \sim r_*^2 = L_*^2(L_*\omega)^{2/3}$

Elég nagy energiára: $L_*\omega \gg 1$

$\Rightarrow$ $r_* \gg L_*$ az unitaritást sértő tartomány nem érhető el!

Végtelen vékony Gauss-i hullámcsomagra egzakt megoldás létezik

$$\phi_0 = A\frac{1}{r}e^{-\frac{(r+t)^2}{a^2}} \qquad a \to 0 \qquad \frac{1}{a\sqrt{\pi}}e^{-\frac{(r+t)^2}{2a^2}} = \delta(r+t)$$

felhasználásával

$$\phi_1(r \gg a) = -\frac{32}{9}\sqrt{\frac{\pi}{3}}\,L_*^4 A^3 \frac{\Theta(r+t)}{a(t-r)^3 r}$$

$$\sim L_*^4\left(\frac{A^2}{a}\right)\frac{1}{r^3} \quad \underbrace{A\frac{1}{r}}_{\sim\phi_0}$$

$$r_* : \quad L_*^4\left(\sqrt{s}\right)\frac{1}{r_*^3} \sim 1 \quad \longrightarrow \quad r_* = L_*\sqrt[3]{L_*\sqrt{s}}$$

Klasszikalizáció mint a fekete lyuk képződés előfutára

G. Dvali, C. Gomez, A. Kehagias
arXiv:1103.5963

$$L_{szabad} = -\frac{1}{2} h^{\mu\nu} \mathcal{E}_{\mu\nu}^{\ \ \alpha\beta} h_{\alpha\beta} + \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2$$

linearizált Einstein hatás

$$\mathcal{E}_{\mu\nu}^{\alpha\beta} h_{\alpha\beta} = \Box h_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu} \Box h - \partial_\mu \partial^\alpha h_{\alpha\nu} - \partial_\nu \partial^\alpha h_{\alpha\mu} + \eta_{\mu\nu} \partial^\alpha \partial^\beta h_{\alpha\beta} + \partial_\mu \partial_\nu h$$

Mértéktranszformáció $\delta h_{\mu\nu} = \partial_\mu \xi_\nu + \partial_\nu \xi_\mu$

Harmonikus mérték $\boxed{\partial^\mu h_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \partial_\nu h}$

$$\underline{L_{kölcsönhatás} = L_P h_{\mu\nu} T^{\mu\nu}(\phi)} + O(h^3)$$

$$T_{\mu\nu}(\phi) = \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} (\partial_\alpha \phi \partial^\alpha \phi)$$

nemlineáris Einstein tagok

$$\Box h_{\mu\nu} = -L_P \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} T^\alpha_\alpha\right)$$

legyen a kezdőállapotban $h_{\mu\nu} = 0$ $\quad \phi_0 = A \frac{\varphi(t+r)}{r}$

Newtoni komponens ϕ_0 hatására

$$\Box h^{(0)}_{\mu\nu} = -L_P (\partial_\mu \phi_0 \partial_\nu \phi_0) \to \Box h^{(0)}_{00} = -L_P \frac{\varphi'^2}{r^2} A^2$$

Gauss-i beeső hullámcsomagra $\rightsquigarrow -2L_P \frac{M}{r^2} \delta(r+t)$

$$h^{(0)}_{00} = \frac{L_P M}{r} \Theta(r+t) \ln(r-t) \qquad M = \frac{A^2}{a}$$

$$h^{(1)}_{00} / h_P \sim \frac{1}{2} r_*^2 / r^2 \qquad \frac{L_P M}{r_*} \sim M_P \qquad r_* \sim \text{Schwarzschild méret}$$

Min múlik a klasszikalizáció? G. Dvali, A. Franca, C. Gomez

arXiv: 1204.6388

Szeged-PT/4.

Numerikus vizsgálat

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 + \epsilon \frac{L_*^4}{4}\left((\partial_\mu \phi)^2\right)^2$$

Mozgásegyenlet

$$\partial^\mu \left\{ \partial_\mu \phi \left(1 + \epsilon L_*^4 (\partial_\nu \phi)^2\right) \right\} = 0$$

Sztatikus, gömbszimmetrikus megoldásra

$$0 = \underline{\nabla} \left\{ \underline{\nabla} \phi \left(1 - \epsilon L_*^4 (\underline{\nabla} \phi)^2\right) \right\} = \frac{1}{r^2} \partial_r \left[r^2 \left(\partial_r \phi - \epsilon L_*^4 \, \partial_r \phi (\partial_r \phi)^2 \right) \right] = 0$$

Integrálva $-ML_*$ integrációs állandót bevezetve

$$\boxed{\partial_r \phi - \epsilon L_*^4 (\partial_r \phi)^3 = \frac{ML_*}{r^2}}$$

Harmadfokú egyenlet $\partial_r \phi$-re

Aszimptotikus viselkedés

$r \to \infty$ gömbhullám $\partial_r \phi \sim \frac{1}{r^2}$, nemlineáris tag elhanyagolható

$$\phi \sim \frac{ML_*}{r}$$

$r \to 0$ nem-szinguláris megoldást keresünk ϕ-ben de $1/r^\gamma$-es szingularitást $\partial_r \phi$-ben

$$-\epsilon L_*^4 (\partial_r \phi)^3 = \frac{ML_*}{r^2} \qquad \partial_r \phi \sim \left(\frac{M}{L_*^3}\right)^{1/3} r^{-2/3}$$

$$\phi \sim \left(\frac{M}{L_*^3}\right)^{1/3} r^{1/3}$$

r_* az a skála ahol a két aszimptotika azonos amplitudójú

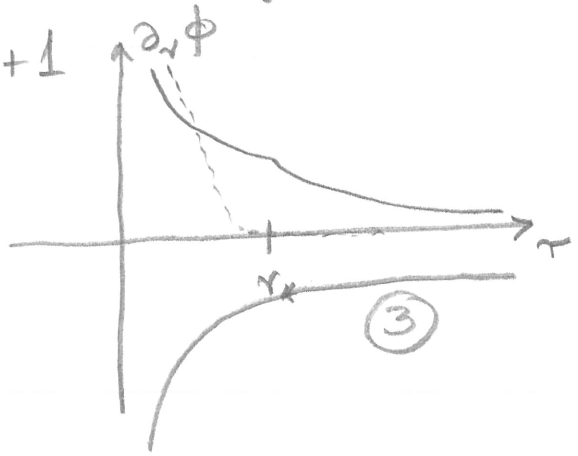
$$\frac{ML_*}{r_*} = \left(\frac{M}{L_*^3}\right)^{1/3} r_*^{1/3} \Rightarrow r_* = L_* (ML_*)^{1/2}$$

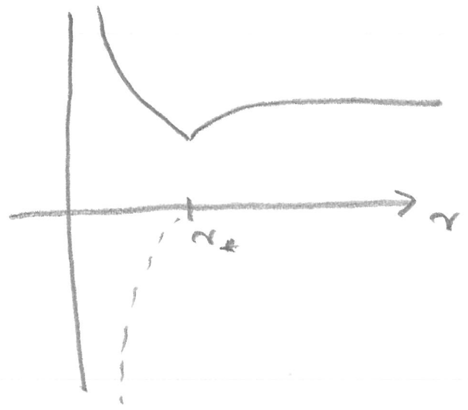
r_*-ra cserélve Π-t

$$\phi(r\to\infty) \sim \left(\frac{r_*}{L_*}\right)^2 \frac{1}{r} \qquad \phi(r\to 0) = \frac{r_*}{L_*^2}\left(\frac{r}{r_*}\right)^{1/3}$$

Numerikus megoldás $\partial_r\phi$-re

$\epsilon = +1$

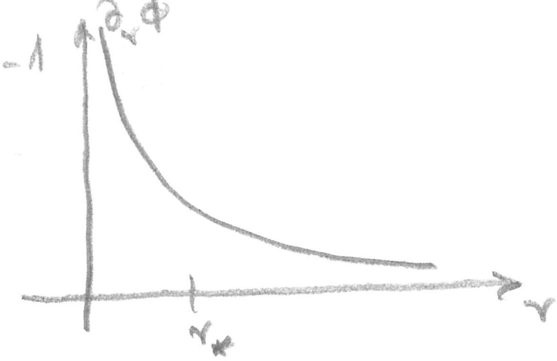




A 3 gyök közül csak 1 tisztán valós minden r-re

Az viszont $r\to\infty$-re konstans $\partial_r\phi$ → divergáló ϕ-t ad!

$\epsilon = -1$



Konklúzió: csak $\underline{\epsilon = -1}$-re létezik klasszikus megoldás

Vajon milyen ϵ-t ad a korábbiakban nem-klasszikalizálónak talált elmélet komplex ϕ, sértett szimmetriájú fázisban

$$\mathcal{L} = \partial_\mu\phi\partial^\mu\phi^* - \frac{\lambda^2}{8}\left(2|\phi|^2 - v^2\right)^2 \qquad \phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v+\rho)e^{i\Theta/v}$$

$$= \frac{1}{2}(\partial_\mu\rho)^2 + \frac{1}{2}\left(1+\frac{\rho}{v}\right)^2(\partial_\mu\Theta)^2 - \frac{\lambda^2}{8}\left(\rho^2+2\rho v\right)^2$$

ρ - kiintegrálása — linearizált mozgásegyenletének megoldását visszahelyettesítve Θ-dinamiká

$$\Box\varrho - \left(1+\frac{\varrho}{v}\right)\frac{1}{v}(\partial_\mu\Theta)^2 + \frac{\lambda^2}{8}2\cdot 2(\varrho+v)(\varrho^2+2\varrho v) = 0$$

Linearizálva $(\Box + \lambda^2 v^2)\varrho = \frac{1}{v}(\partial_\mu\Theta)^2$ $\qquad \varrho = \frac{1}{\Box+m^2}\frac{1}{v}(\partial_\mu\Theta)^2$

Θ - egyenlete

$$0 = \partial_\mu\left[\left(1+2\frac{\varrho}{v}\right)\partial^\mu\Theta\right] = \partial_\mu\left[\partial^\mu\Theta\left(1+\frac{2}{v^2}\frac{1}{\Box+m^2}(\partial_\mu\Theta)^2\right)\right]$$

$E_\varrho \ll m$ sztatikus limesz $\Box + m^2 \to m^2$ $\quad L_*^4 = 2\frac{1}{m^2v^2}$

$\epsilon = +1$ renormalizálhatóság és klasszikalizáció úgy tűnik kizárják egymást

A standard modell longitudinális W-dinamikája lecsatolódási limeszben egybeesik a gauge-mentes Higgs-dinamikával

$$\mathcal{L} = \partial_\mu H^{\alpha *}\partial^\mu H^\alpha - \frac{\lambda^2}{2}\left(H^{\alpha *}H_\alpha - \frac{v^2}{2}\right)^2$$

$$H_a = \frac{1}{\sqrt{2}}\varrho U_a \qquad U_a = \begin{pmatrix}\cos\Theta\, e^{i\alpha} \\ -\sin\Theta\, e^{-i\beta}\end{pmatrix}$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\varrho)^2 - \frac{\lambda^2}{8}(\varrho^2-v^2)^2 + \frac{\varrho^2}{2}\underbrace{\partial_\mu U^+\partial^\mu U}_{(\partial_\mu\Theta)^2+\cos^2\Theta(\partial_\mu\alpha)^2+\sin^2\Theta(\partial_\mu\beta)^2}$$

ϱ-ra sztatikus megoldás $\quad \varrho^2 = v^2 + \frac{2}{\lambda^2}\partial_\mu U^+\partial^\mu U$

Visszahelyettesítés után $U \to vU$ átskálázással

$$\mathcal{L}_U = \frac{1}{2}\partial_\mu U^+\partial^\mu U + \frac{1}{2\lambda^2 v^4}(\partial_\mu U^+\partial^\mu U)^2 \qquad \epsilon = +1 \quad L_*^4 = \frac{2}{\lambda^2 v^4}$$

Nincs klasszikalizáció. Természet választ. Információ!
LHC-nál longitudinális WW szórás amplitudójának <u>már</u> előjele

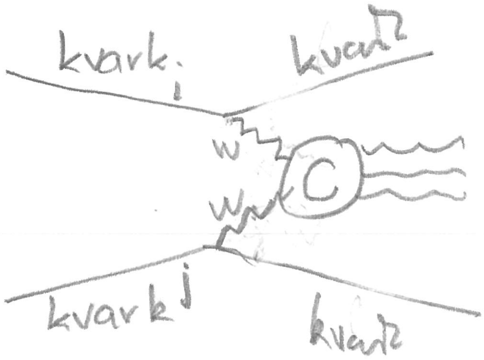
Klasszikalon-bomlás szignatúrája az LHC-nál

C. Grojean, R.S. Gupta

arXiv 1110.5317

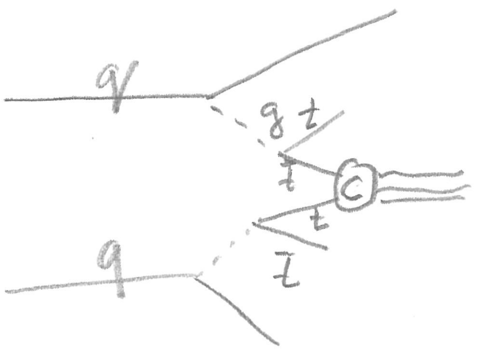
Két fizikailag motivált eset:

i) Higgsnélküli SM – mérték bozonok szórásából származó unitaritási sértés "gyógyul" klasszikalizációval



puha W,Z sokrészecskés végállapot

ii) A Higgs-hierarchia probléma "megoldása" effektív levágás, amely lecsökkenti a Higgs-tömeg magasabb rendű korrekcióit



puha Higgs sokrészecskés végállapot
($t,\bar{t}$-pár erős Yukawa csatolása H-hoz

A jelenség elemzésének szerkezete:

1.- W vagy t-luminozitás konvolúciója a klasszikalon-kelte… geometriai hatáskeresztmetszetével

2.- klasszikalon bomlás karakterisztikus csatornáinak elemzése

A klasszikalon termodinamikai jellemzése és bomlásának leírása statisztikus mechanikai megközelítéssel

Φ klasszikalizáló tér N kvantuma (elemi síkhullám) M tömegű klasszikalont hoz létre, ha

– az N kvantum mindegyike az r_* klasszikalizációs sugáron belül lokalizált $|k_i| \geq \frac{1}{r_*}$

– impulzus- és energiamegmaradás teljesül

$$\sum_i |k_i| = M \quad \text{(nullatömegű } \Phi\text{-tér)}$$

$$\sum_i \underline{k}_i = 0$$

$\Gamma[M,N]$ M tömegű klasszikalon N kvantumból történő felépítéseinek száma

Mikrokanonikus kép

$$\Omega(M) = \sum_{N=2}^{N_{max}} \Gamma[M,N] \quad \left(\text{nyilván van } N_{max} \leq \frac{M}{r_*^{-1}}\right)$$

Impulzusmegmaradás mindig kielégíthető alkalmas (N-dik) $\underline{k}_N$-nel. Ugyanakkor az N-dik részecske járuléka M-be elhanyagolható:

$$\sum_{i=1}^{N-1} |k_i| = M$$

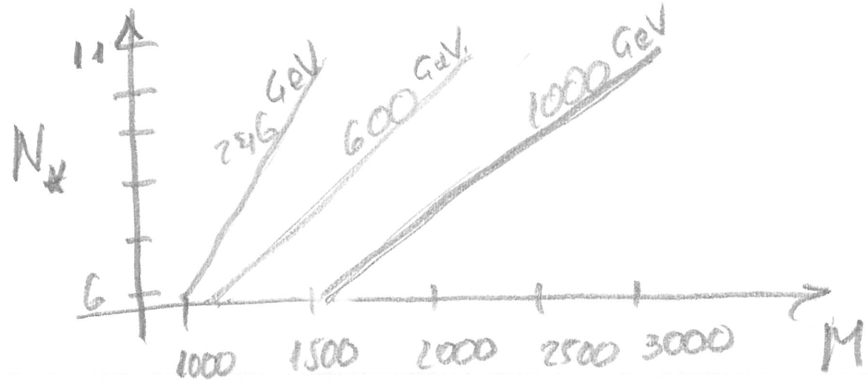
Nagy N-re $\quad N-1 \to N$: $\Gamma(M,N) = \int d\varrho_N \frac{1}{N!} \delta\left(\sum_i^N |k_i| - M\right)$

$d\varrho_N$ az N-kvantumos klasszikalon állapotsűrűsége a lokalizáció miatt eltér $\prod_i \frac{V}{(2\pi)^3} d^3k_i$-tól

$$= \left(\frac{N r_*^3}{4\pi^3}\right)^N \prod_i d^3k_i \equiv \prod_i d\varrho_1$$

Az integrál elvégezhető: $\Gamma(M,N) = \left(\frac{r_* M}{\pi}\right)^{3N} \frac{2^N (\sqrt{3})^{3N} N^N}{N! \, (3N)!} \nearrow N$

A bomlás időtükrözöttje a felépítésnek $\to$ sokrészecskés bomlás domináns

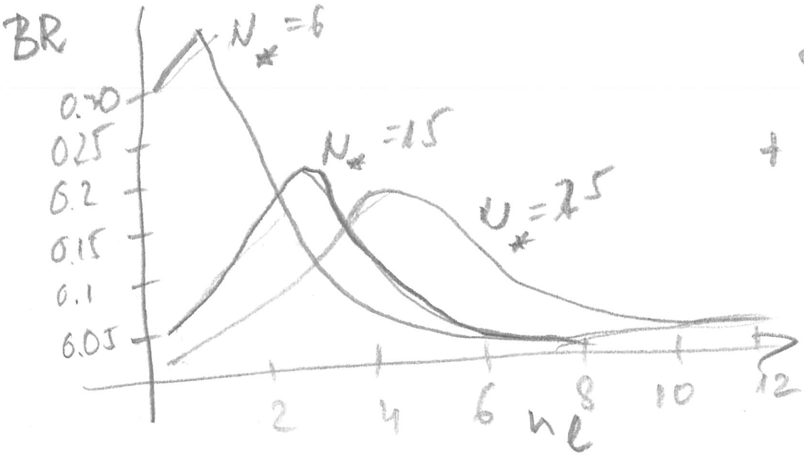


$N_* = 6-12$

nem igazán nagy

---

leptonok keletkezése (W,Z további bomlása)



sokleptonos végállapot

+ hiányzó energia

Hatáskeresztmetszet konvolúció

$\hat{s}$ WW párenergia négyzet $\qquad \tau' = s_q/s$

s_q kvark-kvark párenergia négyzet $\qquad \tau = \frac{\hat{s}}{s}$

s proton-proton — " —

Feltevés a klasszikusok kvantált tömege miatt

$M^2_{N_*} < \hat{s} < M^2_{N_*+1}$ között N_* kvantumból álló klasszikusan keletkezik

$$\sigma_{N_*} = \sum_{i,j} \int_{M^2_{N_*}/s}^{M^2_{N_*+1}/s} d\tau\, \sigma_{cl}(M_{N_*}) \int_\tau^1 \frac{d\tau'}{\tau'} \int_{\tau'}^1 \frac{dx}{x} f_i(x,Q^2) f_j(\tau'/x, Q^2) \cdot \frac{dL}{d\xi}$$

i,j alkalmas típusú kvarkok f_i, f_j sűrűségeloszlással

Q^2 alkalmas skála $\equiv M_W^2$

$\sigma_{cl}(M_{N*}) = \pi r_*^2(M_{N*})$ geometriai hatáskeresztmetszet

$\frac{dL}{d\xi}$ a kvarkpár longitudinális W, Z – luminozitási függvénye
amely $\xi = \frac{\tau}{\tau'} = \frac{\hat{s}}{s_q}$ függvénye

i, j összepárosítása meghatározza a klasszikalon töltését

végállapotbeli neutrínók – hiányzó energiát eredményeznek

Tipikus végállapot kombinatorikai relatív súlyokkal
leptonok + jetek + hiányzó energia
↳ a klasszikalon bomlásából származó puha $W^\pm, Z$ leptonos bomlásából!

Hasonló elemzés a Higgsion ⟷ Higgs-klasszikalon esetére

$$\mathcal{L}_{\text{klasszikalizáló}} = \frac{\kappa}{M_*^4} H^+ H \bar{t}_R \not{\partial} t_R$$

$$\kappa > 0 \quad r_* \sim \frac{\kappa v M}{M_*^3} \qquad \kappa < 0 \quad r_* \sim \frac{\kappa M}{M_*^2}$$

Állítás: Ha $M_* = 500\,\text{GeV}$ $E = 14\,\text{TeV}$-nél $10\,\text{fb}^{-1}$ adatból az összes Higgsion-módus kimutatható.

i) Higgs-bozon nélküli SM ($SU(2)_L$)

Klasszikalizáló effektív kölcsönhatás $c\left[\mathrm{Tr}\, D_\mu U D^\mu U\right]^2$

$$U = e^{i\pi_a \tau^a/v}$$

Vezető rendű közelítés $\frac{c}{v^4}\left(\partial_\mu \pi^a \partial^\mu \pi^a\right)^2$

Unitér mértékbeli longitudinális mértékmódusok ekvivalensek Goldstone π^a-kal

$$W^+, W^-, Z \longleftrightarrow \pi^+, \pi^-, \pi^0$$

Pl $N[M, W^+] \sim N[M, \pi^+]$ stb.

r_* korábbi elemzésből $= c^{1/3}\frac{M^{1/3}}{v^{4/3}} \equiv \frac{M^{1/3}}{M_*^{4/3}}$, $M_* = v c^{-1/4}$ $(\alpha = 1/3)$

M_* a fizikai paraméter. Választás: 246 GeV, 600 GeV, 1 TeV

Mivel az LHC energiánál $m_{W/Z} \sim 1/r_*$ N_* nem túl nagy szám

$$\rho_1(\omega)d\omega = \gamma N_* r_*^3 \omega \sqrt{\omega^2 - m_W^2}\, d\omega \quad m \; \phi \text{ tömege}$$

γ-t az a követelmény határozza meg, hogy pontosan a BH képletet kapjuk a hőmérsékletre $m = 0$-nál

$$\beta^{-1} \equiv T = \frac{1}{4\pi r_*} \longrightarrow \gamma = \frac{(4\pi)^3}{2\zeta(3)} \approx 825$$

Követelmény $\gamma N_* r_*^3 \int_m^M \frac{\omega\sqrt{\omega^2 - m^2}}{e^{\beta\omega} - 1} d\omega = N_*$

A legvalószínűbb energia szerinti eloszlás nagy N-re

(Szárásos BE-eloszlásra vezető gondolatmenet) Szeged-PTI/9.

$\log(\Omega(M))$ maximalizálása

N_ω a keresett eloszlás $\sum_\omega N_\omega \cancel{\Delta\omega}\, \omega\, d\omega = M$

g_ω impulzustérbeli elfajultság

megszorítással

$$N_\omega = \frac{g_\omega}{e^{\beta\omega} - 1} \qquad N_* = \int_{\omega=\frac{\pi}{2r_*}} N_\omega \frac{d\omega}{\pi} \cancel{\Delta\omega}$$

N_* a legvalószínűbb kvantum-szám

β Lagrange-multiplikátor

β és N_* meghatározása

$$N_* = N_* \frac{r_*^3}{\pi^2} \int_{\omega=\pi/2r_*} \frac{\omega^2 d\omega}{e^{\beta\omega} - 1} \rightarrow \frac{\beta\pi}{r_*} \approx 1.9$$

Tanulság $\beta \sim \boxed{\frac{1}{T} \sim r_*}$ $\boxed{\text{Hawking-szerű viselkedés!}}$

$N_*(M)$ függvénykapcsolat

$$M = \frac{N_* r_*^3}{\pi^2} \int_{\frac{\pi}{2r_*}} \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\beta\omega} - 1} \rightarrow$$

$$= \frac{N_* r_*^3}{\pi^2} \frac{1}{\beta^4} \int_{x=\frac{\beta\pi}{2r_*}} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} \sim \frac{N_*}{r_*} \cdot (\#)$$

$\boxed{N_* \approx M r_*}$

konklúzió $N_* \approx N_{max}$

$N_* \to N_* + 1 \quad M(N_*) \to M(N_* + 1)$

Entrópia „termodinamikából"

$$\frac{\partial S}{\partial E} \leftrightarrow \frac{\partial S}{\partial M} = \beta \rightarrow S \sim \int r_* dM'$$

r_* szárásos parametrizációja

$$= \frac{M^\alpha}{M_*^{1+\alpha}}$$

gravitációra $\alpha = 1$

korábban $\alpha = 1/3$

$$= \left(\frac{M}{M_*}\right)^{1+\alpha} \sim M r_* = N_* \approx N_{max} \sim \frac{r_*^2}{\cancel{L_*}}$$

$$\Omega(M) = e^S = e^{N_*}$$

kis részecskeszámú bomlások valószínűsége $\sim e^{-S}$ exponenciális elnyomás

A klasszikalon a lehető legnagyobbszámú kvantumot tartalmazza adott tömeghez

A fekete lyuk N-graviton portréja

A szokásos geometriai leírás természetes kvantum értelmezése

arXiv:1112.3359 $\quad c=1 \quad \hbar$-t explicitén használja

G. Dvali, C. Gomez

Newton dimenziós állandója $[G_N] = \frac{\text{hosszúság}}{\text{tömeg}}$

M a gravitáló objektum tömege

r_g gravitációs sugara $\quad r_g \sim G_N M \simeq M L_p^2 \frac{1}{\hbar}$

Kvantumskála (Planck) $\quad L_p \sim \sqrt{\hbar G_N} \quad M_p = \frac{\hbar}{L_p}$

Gravitáló test Compton hullámhossza $\quad L_c \sim \frac{\hbar}{M}$

Klasszikus határeset $\quad L_p, L_c \ll r_g$

$R \gg r_g$ sugarú M tömegű gravitáló test tere gyenge tér (Newtoni) közelítésben

$r > R \quad \Phi_N = -\frac{G_N M}{r} = -\frac{r_g}{r}$

saját energia $\quad E_{grav}^{(köt)} = M \frac{r_g}{R}$ = kvantum interpretáció $= \sum_\lambda N_\lambda \frac{\hbar}{\lambda}$

gyengén (elhanyagolhatóan) kölcsönható longitudinális gravitonok

$\lambda \sim R$ tipikus hullámhossz $\quad N \sim \frac{M \frac{r_g}{R}}{\hbar / R} = \frac{M r_g}{\hbar}$

$R \to r_g$ önfenntartó kötött kondenzátum – fekete lyuk

$$N = \frac{G_N M^2}{\hbar} = \frac{G_N^2 M^2}{\hbar G_N} = \frac{r_g^2}{L_p^2} = \frac{L_p^2}{L_c^2} = \frac{M^2}{M_p^2}$$

Szokásosan $N \ll 1$

pl. elektronra $\sim 10^{-44}$

Két alkotórész graviton közötti kölcsönhatás energiája

$$E_{gg} \equiv \frac{1}{r_{gg}} \cdot \hbar \alpha_{gg} = G_N \frac{\hbar^2}{\lambda_g^2} \cdot \frac{1}{r_{gg}} \longrightarrow \alpha_{gg} = \frac{\hbar G_N}{\lambda_g^2} = \frac{L_p^2}{r_g^2} = \frac{1}{N}$$

Ennek alapján a fekete lyuk

$$\boxed{\begin{array}{l} \lambda_g \sim \sqrt{N} L_p \text{ átlagos hullámhosszú gravitonokból áll} \\ M_{BH} \sim \sqrt{N} \frac{\hbar}{L_p} \text{ a tömege } = \sqrt{N} M_p \\ \alpha_{gg} \sim \frac{1}{N} \text{ a gravitonok közötti kölcsönhatás intenzitása} \end{array}}$$

$N \gg 1$ klasszikus limesz, minden N-re van BH

A graviton kötési energia (szökési energia átlaga)

$E_{\text{szökési}}$ = a graviton párkölcsönhatási energiája az összes többivel

$= N \cdot \frac{\hbar \alpha_{gg}}{\lambda_g} \sim \frac{\hbar}{\lambda_g}$ éppen a szökés határán van → "túlcsordulás", ha N

Hawking-hőmérséklet: $T \sim E_{\text{szökési}} = \frac{\hbar}{\sqrt{N} L_p}$

A 2→2 szórás rátája adja a kondenzátum gravitonvesztési rátáját

$\Gamma = N^2 \cdot \alpha_{gr}^2 \cdot \frac{\hbar}{\lambda_g} = \frac{\hbar}{\sqrt{N} L_p}$ $\quad \Delta t = \frac{\hbar}{\Gamma} = \sqrt{N} L_p$

A fekete lyuk tömegvesztése $\frac{dM_{BH}}{dt} = -\frac{E_{\text{szökés}}}{\Delta t} = -\frac{\hbar}{(\sqrt{N} L_p)^2} = -\frac{T}{t}$

$$\frac{d}{dt}\left(\sqrt{N}\frac{\hbar}{L_p}\right) = \frac{1}{\sqrt{N}}\frac{dN}{dt}\frac{\hbar}{L_p} = -\frac{\hbar}{N L_p^2} \to \boxed{\frac{dN}{dt} = -\frac{1}{\sqrt{N} L_p}}$$

$$\downarrow$$

karakterisztikus idő $\tau \sim N^{3/2} L_p$

Bekenstein-entrópia

$N \gg 1$ $\quad N = N_1 + N_2 + \dots + N_j$ felbontás, amelynek minden tagjára $N_i \gg 1$ maguk is fekete lyukak

Részobjektumok száma N/q.

Egy fekete lyuk mikroállapotainak szám ξ

Összes állapotok száma $\sim \xi^{N/q}$

$S = \log(\text{állapotok}) \sim N$

<u>Összehasonlítás szolitonokkal</u> t'Hooft-Polyakov monopólus

$[g] = [\text{tömeg} \cdot \text{hosszúság}]^{-1/2}$

$[v] = \left(\frac{\text{tömeg}}{\text{hosszúság}}\right)^{1/2}$ $\qquad \hbar = \text{tömeg} \cdot \text{hosszúság}$

Dimenziótlan csatolás $\alpha_g = \hbar g^2$ $\qquad L_v = \frac{\sqrt{\hbar}}{v}$

Mértékbozon tömege $M_w = \hbar g v \equiv \hbar/\lambda_w$

Monopólus —"— $M = \frac{v}{g} = \frac{M_w}{\alpha_g}$

Szoliton mérete $R \sim \frac{1}{gv} = \frac{\hbar}{M_w} \equiv \lambda_w$ nem tartalmazza $\hbar$-t klasszikus!

Szoliton W-kvantum posztéja Szeged-PA-16.

$\lambda_W \sim R$ hullámhosszú W-kvantumok kondenzátuma

$$N_W = \frac{M}{E_W} = \frac{M}{\hbar/\lambda_W} = \frac{M}{M_W} = \frac{1}{\alpha_g} = \frac{1}{\hbar g^2} \qquad \sqrt{N_W} = \frac{1}{\sqrt{\hbar}}\frac{1}{g}$$

A gravitációval analóg képletek

$$\lambda_W = \frac{1}{gv} = \frac{\sqrt{\hbar}}{v}\sqrt{N_W} = \sqrt{N_W}\,L_v$$

$$M = \frac{v}{g} = \sqrt{N_W}\,\sqrt{\hbar}\,v = \sqrt{N_W}\,\frac{\hbar}{L_v}$$

Alapvető különbség: α_g rögzítve van $\Rightarrow N_W$ rögzített

m_W rögzített N-től független

kipárolgási esély

$\downarrow$

Nincs hőmérséklet

sem Bekenstein-entrópia

Fekete lyuk minden N-hez tartozik M, α_g megoldás

$N \to N \pm 1$ fekete lyuk $\to$ fekete lyuk átmenet