(xx) 26.1.2025.

(VRLO KRATKI (I VRLO NESTRUČNI)) UVOD U TEORIJU STRUNA

{ SKRIPTIRANO IZ RAZLIČITIH IZVORA – LAKO JE MOGUĆA NEKONZISTENTNOST KOD KONVENCIJA (npr. $\alpha' = l_s^2$ ili $\alpha' = l_s^2/2$)!.. }

1. OPĆENITO O TEORIJI STRUNA

"Can't you see, this is a land of confusion?"
— Genesis

1.1. Zašto teorija struna?

- (elektro)slaba sila, jaka sila, EM sila $\sim 10^{-15}$ m (dobro opisane QFT-om)
- gravitacijska sila (1 mm) $\sim 10^{10}$ m i više (dobro opisana GR-om)

// želja za QG, povezati sve skale, „dvije beskonačnosti"; ZAŠTO?

- Zašto uopće QG? ↑

→ CRNE RUPE (snažna gravitacija na maloj skali)
→ VELIKI PRASAK
→ općenito prostorvrijeme na najmanjim udaljenostima

Sve su ovo singulariteti u OTR-u gdje je gravitacija vrlo snažna na vrlo malim udaljenostima/skalama.

- OK, ali zašto QG „ne ide" (barem ne lako, i ne zasada)?

→ Za primjer možemo uzeti naivni pokušaj kvantizacije. Prirodna početna točka bila bi zasigurno Einstein-Hilbertova akcija o kojoj se prvo trebamo pitati ima li je uopće smisla pokušati kvantizirati.

~ · ~

- Napomene:
  - * KVANTIZACIJA ≈ konstrukcija kvantne teorije počevši od klasične teorije.
    - Klasične opservable postaju operatori (ili *operator-valued fields*) koji djeluju na Hilbertovom prostoru.
    - Komutacijske relacije određene su s $\hbar$ kako bi se uklopio princip neodređenosti.
    - Predviđanja teorije su probabilistička, a ne deterministička.
  - * KANONSKA KV. ≈ klasične koordinate i konjugirani impuls (ili polja i njihovi konjugirani impulsi) postaju operatori, a Poissonove zagrade zamijenjene su komutatorima (*equal-time commutators*)
  - * FPI ≈ superpozicija svih mogućih trajektorija ...

~ · ~

26.1.2026.

$\longrightarrow \mathcal{L} = \frac{-2}{\kappa^2}\sqrt{-g}\,R$ $\left\{ \begin{array}{l} \text{konvencija: } \eta = (-1, 1, \ldots 1) \rightarrow \sqrt{-g} \\ \text{(za trajektoriju vremenskog tipa } <0 \rightarrow \sqrt{-g}) \end{array} \right\}$

// Pitanje: OK, u principu možemo kvantizirati, ali - vidimo li već problem?

$\longrightarrow \kappa = (8\pi G_N)^{1/2}$; u prirodnim jedinicama $(\hbar = c = 1) \xrightarrow{4D} [\kappa] = \frac{1}{[m]}$

// Argument promatramo u 4D, ali, u višim dimenzijama, situacija je samo gora.

$\longrightarrow$ Ovo je svojstvo NERENORMALIZABILNE TEORIJE!

~ · ~

- Napomene:
  - U QFT-u često nailazimo na divergencije...
  - Teorija je renormalizabilna ako se ove beskonačnosti mogu apsorbirati u konačan broj (mjerljivih) veličina. Potonje omogućava predviđanja na bilo kojoj energiji/skali.
  - Ukratko, želimo/volimo renormalizabilne teorije.

~ · ~

$\longrightarrow$ Intuitivno: gravitacija postaje jača pri višim energijama. Dijagrami (petlje) stvaraju dodatne divergencije koje zahtijevaju nove višedimenzionalne operatore koji bi ih poništili... Zbog ovoga „dodajemo" nove parametre u teoriju i ona gubi prediktivnost.

$\longrightarrow$ Zapravo je netko (?) pokazao da je ovo 1L renormalizabilno, međutim, čim idemo ⌐'t Hooft & co. izvan 1L, (ili) dodamo materije... - nerenormalizabilno

- JOŠ MOTIVACIJE - SINGULARNOSTI U QFT-u

$\longrightarrow$ "perturbation theory"; idemo u UV $\longrightarrow$ divergencije u Feynmanovim dijagramima koje uklanjamo RENORMALIZACIJAMA, ali RED PO RED; (i regularizacijama)

$\longrightarrow$ Ovo daje dobre rezultate, ali je „GROZNO".

// Ujedinjenje STh-a: SM je EFEKTIVNA TEORIJA koju tek treba UV-kompletirati. Ovo vrijedi i za SM s dopunama (hipotetskim). Točnije, SM je EFT neke UV-potpune teorije, prema teoriji struna.

~ · ~

- Napomena: Vidimo da je SM nepotpun zbog mase neutrina, tamne materije/energije.
  - neutrina su bezmasena u SM, a eksperimentalno oscilacije neutrina zahtijevaju masu; u SM nema desnih neutrina ni dozvoljenog renormalizabilnog masenog člana
  - SM nema pravog kandidata za tamnu materiju...

~ · ~

- Misao vodilja: „Možda sing. u QFT i sing. u OTR imaju isto podrijetlo."
  // Pitanje: Koje podrijetlo? Što im je zajedničko?

  → U oba slučaja prostorvrijeme tretiramo kao KONTINUIRANO. (vrijedi za OTR)
  // kontinuirana diferencijalna mnogostrukost
  → U QFT-u elementarne čestice tretiramo kao TOČKASTE čestice.

Oba tretmana mogu se možda slomiti na nekoj skali – tipičnoj skali QGa. Drugim riječima, očekujemo da se nešto događa na karakterističnoj skali kvantne gravitacije zbog čega nailazimo na ove probleme.

- Što bi bila karakteristična skala kvantne gravitacije?
  // Pitanje: Možemo li samo pretpostaviti?

  → $\hbar, G_N$ → Za dimenzije skale trebamo podijeliti s c i korijenovati

  $\Longrightarrow$ $\boxed{l_{Planck} = \sqrt{\frac{\hbar G_N}{c}}}$ $\sim 10^{-35} m$ {najmanje ikad}

  → U prirodnim jedinicama $\hbar = c = 1$: $\boxed{m_P = \frac{1}{l_P}}$ $\sim 10^{19}$ GeV {najveće ikad}

  → QG skala je iznimno mala u terminima udaljenosti, a iznimno velika u terminima energije.

- DVA OSNOVNA PRISTUPA RJEŠENJU OVOG PROBLEMA QGa

1) PROBLEM JE KVANTIZACIJA
   - U ovom pristupu fokus je na mogućnostima kvantizacije. Einsteinova gravitacija je dobar opis gravitacije, samo je možda ne znamo dobro kvantizirati. Možda kvantizaciji treba pristupiti neperturbativno.
   - U ovom slučaju je kvantna gravitacija = kvantizacija Einsteinove gravitacije.
   - Kvantizacija je problem; ne treba pristupati kao QFT-u.
   - OTR, primjerice tretiran i dopunjen SM-om, točno opisuje DoFove i pri najmanjim skalama.
   - Jedno od pitanja je i što kvantizirati (metriku, konekciju, petlje...).
   - Kanonska QG, Loop QG...

26.1.2026.

2) OTR JE EFEKTIVNA TEORIJA.

– Prema ovom pristupu, OTR je efektivna (niske energije) teorija pri velikim udaljenostima koja proizlazi iz FUNDAMENTALNIJE teorije čiji su fund. DOF-ovi bitno drugačiji od onih u OTR-u i QFT-u

– Ovo je pogled TEORIJE STRUNA.

{ dodatno: AdS-CFT, double copy, nova matematika (mirror simetrija) }

// Mislim da smo sada dovoljno motivirani

// Zašto baš strune a ne p-dim. objekti?

1.2. Osnove teorije struna

• Točkaste čestice zamijenjene su strunama koje mogu biti otvorene ili zatvorene.

Skalu strune ne znamo jer nismo opazile strune (lol), ali su neke dimenzije isključene...

$l_P \lesssim l_s \lesssim 10^{-25}\,m$ } → dovoljno malo da objasni zašto nije opaženo

$10^{9}\,GeV \lesssim M_s \lesssim M_P$

• Često se koristi α'. $\boxed{\alpha' \equiv \frac{l_s^2}{2}}$

→ PP limes je $\alpha' \to 0$.

• Feynmanovi dijagrami izgledaju nešto drugačije. Npr. za zatvorene strune:

"pants diagram"

// Svaki F. dijagram ima analogon u teoriji struna.

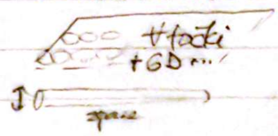
→ F. dijagrami su konačni u teoriji struna. (Noice!)
Analogoni F. dijagrama mogu se izračunati i nema divergencija. Računaj je, doduše, teški.

„kao singularitet"

→ Nema jedinstvene točke (vertexa) interakcije. Ugrubo, zbog ovoga (glatkoća interakcije) nestanu divergencije.

DATE 26. 1. 2026.

- U teoriji struna imamo:
  - → gravitaciju
    // bezmasena spin-2 čestica koja interagira kao graviton
  - → baždarne teorije
    // bezmasene spin-1 čestice (fotoni, gluoni)
  - → tvar; SUPERSIMETRIJA
    // spin-$\frac{1}{2}$ čestice; superstrune
    // Teorija struna konzistentno zahtijeva supersimetriju; postoje neke ne-susy strune, ali trenutno nebitno...
  - → dodatne dimenzije
    // Konzistentnost zahtijeva 10d za superstrune. Dodatne dimenzije (u ovom slučaju 6 dodatnih, mi vidimo 3+1) su male i ne vidimo ih. One su kompaktne (na nekoj kompaktnoj mnogostrukosti) → KOMPAKTIFIKACIJA.
    * aktualno područje; STr phenomenology
    * vidi Janovo predavanje; KK (već u pedesetima je promotren 5D ⟼ 4D slučaj)

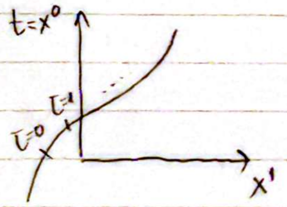


  - → nema slobodnih bezdimenzionalnih parametara
  - → jedinstvenost
    // Premda ima više vrsta struna (tipova teorija: IIA, IIB, „heterotic"...), sve su povezane DUALNOSTIMA. Dakle, riječ je o jedinstvenoj teoriji (super)struna koju vidimo u različitim režimima.

1.3. Akcija na svjetskoj plohi (eng. *worldsheet action*)

- Dinamika struna prati princip minimalne akcije.
- „Worldsheet" akcija analogon je „worldline" akcije (za točkastu česticu).

- SVJETSKA LINIJA – točkasta čestica (pp)



→ Svjetske linije možemo prikazati kao $x^i(x^0)$, za $i=1,\dots,D-1$ gdje je $D=$dim. prostorvremena.

→ Međutim, ovakav zapis „skriva" (ne odražava očito) kovarijantnost teorije.

→ Biramo parametar duž svjetske linije τ. {neovisno o repar. zbog dif.}

$X^\mu(\tau)$, $\mu=0,\dots D-1$

→ $X^\mu(\tau)$ govori kako je svjetska linija utkana u prostorvrijeme

5

DATE 26. 1. 2026.

○ AKCIJA ZA FP

jer želimo T − V

$$S_0 = -m\int_{\text{po svjetskoj liniji}} ds$$

↳ 0-dimenzionalni objekt

trajektorija vremenskog tipa, $ds^2 > 0$

$ds^2 = -g_{\mu\nu}\,dx^\mu dx^\nu$; x^μ je funkcija od samo τ

$$= -m\int \sqrt{\underbrace{-g_{\mu\nu}\dot x^\mu \dot x^\nu}_{\equiv -\dot x^2}}\, d\tau$$

{ „proper length of the worldline" }

{ VJEŽBA: pokazati da za $v \ll 1$ (NR limes) $S = T - V$, V = masa čestice }

→ Ovaj korijen je težak za kvantizirati.

→ Za bezmasenu česticu je $S=0$ i ne znamo što s tim.

→ Ako uvedemo pomoćno polje $e(\tau)$:

{ POMOĆNO POLJE − ne ulazi u akciju s derivacijom; uvrštavanjem EOM u S → početna akcija }

$$\tilde S_0 = \frac{1}{2}\int d\tau\,(e^{-1}\dot x^2 - m^2 e)$$

→ Jednadžba gibanja za e: $\frac{\delta \tilde S_0}{\delta e} = \frac{1}{2}\int d\tau\,(-e^{-2}\dot x^2 - m^2) = 0$

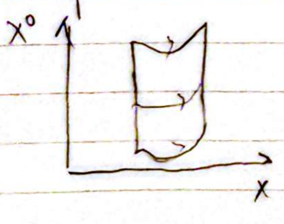
→ $\dot x^2 + m^2 = 0$, → $e = \sqrt{\frac{-\dot x^2}{m^2}}$

→ Uvrštavanjem izraza za e u $\tilde S_0 \Rightarrow S_0$. Dakle, $\tilde S_0$ i S_0 su klasično ekvivalentne odnosno, vode na isti sustav nezavisnih jednadžbi gibanja.

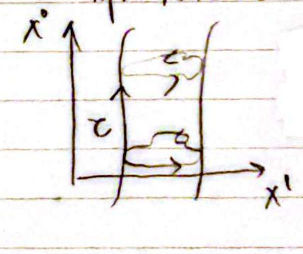
→ Dodavanje pomoćnog polja daje bolji/dobar $m \to 0$ limes. Osim ove motivacije, imamo i još jednu: činit ćemo isto za strunu.

○ SVJETSKA PLOHA

npr. otvorena struna



npr. zatvorena struna



→ 2D ploha; različitih topologija

→ proper time τ promoviramo u (periodičnu) koordinatu $\sigma^\alpha = (\underbrace{\tau}_{=\sigma^0}, \underbrace{\sigma}_{=\sigma^1})$

→ za zatvorenu strunu $\sigma \in (0, 2\pi)$ } konvencija

→ za otvorenu strunu $\sigma \in (0, \pi)$

prostorna koordinata

DATE 26.1.2026.

- **NAMBU-GOTOVA AKCIJA**

→ Po analogiji s PP akcijom, dinamika struna opisana je minimizacijom akcije svjetske plohe. {2D QFT teorija; CFT...}

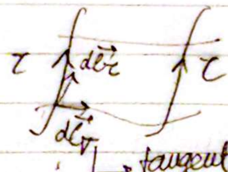
~·~ // Kako zapisati ovu akciju?

// krećemo euklidski

$$S_{1(NG)} = -T\int dA$$

↳ želimo izvod za površinski element

→ $dA = ?$



↳ tangentni vektori

$$d\vec{l}_\sigma = \frac{\partial \vec{X}}{\partial \sigma} d\sigma$$

$$d\vec{l}_\tau = \frac{\partial \vec{X}}{\partial \tau} d\tau$$

$$dA = \{\text{površina paralelograma}\} = |d\vec{l}_\tau| \cdot |d\vec{l}_\sigma| \cdot \sin\vartheta$$

// Upotrijebimo: $\cos\vartheta = \dfrac{d\vec{l}_\tau \cdot d\vec{l}_\sigma}{|d\vec{l}_\tau| \cdot |d\vec{l}_\sigma|}$

$$\Rightarrow dA = \sqrt{d\vec{l}_\sigma^{\,2}\, d\vec{l}_\tau^{\,2} - (d\vec{l}_\tau \cdot d\vec{l}_\sigma)^2}$$ ... vidi D.Tongovu skriptu

~·~

→ Umjesto jednim (kao u PP slučaju), svjetska ploha parametrizirana je dvama parametrima.

$$X^\mu(\sigma^\alpha), \quad \alpha = 0, 1$$

- $\sigma^0 = \tau$ ("worldsheet time")
- $\sigma^1 = \sigma$ (koordinata uzduž strune; prostorna)

→ Dakle, prostornovremenski indeksi ostaju $\mu = 0, 1, \dots, D-1$ dok su indeksi svjetske plohe $\alpha = 0, 1$.

→ Što bi bio "strunasti" analogon "proper length"?
- Svjetska ploha ima induciranu metriku:

$$\gamma_{\alpha\beta} = \partial_\alpha X^\mu \partial_\beta X^\nu g_{\mu\nu}(X)$$

$$\rightarrow S_{1(NG)} = -\frac{T}{2}\int d^2\sigma \sqrt{-\det\gamma_{\alpha\beta}}$$

$$= -\frac{T}{2}\int d^2\sigma \sqrt{-\det(\partial_\alpha X^\mu \partial_\beta X^\nu g_{\mu\nu}(X))}$$

→ T je napetost strune: $\boxed{T = \frac{1}{2\pi\alpha'}}$

→ Problem NG akcije: KORIJEN, nelinearan u derivacijama X^μ-a.
Za lakše kvantiziranje koristi se Polyakovljeva akcija.

~ : ~ → ne znamo ostaju li ekvivalentne nakon kvantizacije (proces kvantizacije ne komutira nužno s uvođenjem pomoćnog polja)

KLASIČNO EKVIVALENTNE TEORIJE/AKCIJE
≡ akcije koje vode na isti sustav mehaničkih jednadžbi gibanja, a imaju različit sastav
→ vrsta dualnosti
→ lako se postiže uvođenjem Lagrangeovog multiplikatora / pomoćnog polja
→ vidi još: Hubbard - Stratonovich transformacija
→ Kako vode na istu dinamiku, uvjerenja smo da ovakve teorije opisuju isti fenomen, stoga radimo s onom koja nam u datom trenutku više odgovara.

~ : ~

- **POLYAKOVLJEVA AKCIJA**

→ Kao i u NG slučaju, da bismo uklonili korijen iz $S_{1(NG)}$, uvodimo pomoćno polje $h_{\alpha\beta}(\tau,\sigma)$:

$$\tilde{S}_{1P} = -\frac{T}{2}\int d^2\sigma \sqrt{-h}\, h^{\alpha\beta}\partial_\alpha X^\mu \partial_\beta X^\nu g_{\mu\nu}$$

($d^2 \to p+1$, $h^{\alpha\beta} = h^{-1}$, $h \to \det h_{\alpha\beta}$)

Za općeniti p u ovoj se akciji pojavljuje $+\int d^{p+1}\sigma \sqrt{-h}\, \Lambda_p$
gdje je $\Lambda_p \propto (p-1)$ što čini STRUNE SPECIJALNIM slučajem.

- SIMETRIJE $\tilde{S}_p$: LOKALNE

1) simetrija na reparametrizaciju svjetske plohe ~ difeomorfizmi plohe

$$\tilde{\sigma}^\alpha = f^\alpha(\tau,\sigma), \quad \tilde{X}^\mu(\tilde{\sigma}^\mu) = X^\mu(\sigma^\mu)$$ „embedding coord." su nepromijenjene

$$\tilde{h}_{\alpha\beta} = h_{\gamma\delta}\frac{\partial\sigma^\gamma}{\partial\tilde{\sigma}^\alpha}\frac{\partial\sigma^\delta}{\partial\tilde{\sigma}^\beta}$$ (transformira se kako treba)

{ vrijedi za p-dim. objekt }

2) simetrija na Weylove transformacije → samo za $p = 1$ (strune)

$$\tilde{X}^\mu(\sigma) = X^\mu(\sigma) \text{ (ostaje)}, \quad \tilde{h}_{\alpha\beta} = e^{\omega(\sigma^\alpha)} h_{\alpha\beta}$$

($\omega(\sigma^\alpha)$ → lokalno)

DATE 26.1.2026.

Akcija je invarijantna na ovi transformaciji jer inverzna metrika $h^{\alpha\beta}$ dobiva faktor $e^{-\omega}$, a determinanta nosi $e^{2\omega}$ + pod korijenom pa doprinosi s e^{ω}. Ti se doprinosi, stoga, poništavaju. Kad bismo imali svjetsku plohu objekta dimenzija više od 2, $\sqrt{-h}$ bi doprinosio veći broj ω pa je invarijantnost na Weylove transformacije specifična za Polyakovljevu akciju za strune

- SIMETRIJE $\tilde{S}_P$: GLOBALNE

Za $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$, akcija je simetrična na globalne Poincaréove transformacije.

$$\tilde{X}'^{\mu} = \underbrace{a^{\mu}{}_{\nu} X^{\nu}}_{\text{rotacije + potisci}} + \underbrace{b^{\mu}}_{\text{translacije}}$$

iz perspektive svjetske plohe (kad ϕ^2)

- JEDNADŽBE GIBANJA (iz $\tilde{S}_P$) za D skalarnih polja X^{μ} ($\to 0, \dots D-1$)

$\longrightarrow$ Tražimo jdbe gibanja naših polja, što su, u ovom slučaju, X^{μ} (D polja).

$\longrightarrow$ Uzimamo $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$

$$\partial_{\mu} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial_{\mu} X^{\nu}} - \cancel{\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial X^{\nu}}} = 0$$

$\hookrightarrow$ u ravnom prostoru $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ ne ovisi o X^{μ}

$$\partial_{\alpha} \left(\sqrt{-h}\, h^{\alpha\beta} \partial_{\beta} X^{\mu} \right) = 0 \longrightarrow \text{kovarijantni Laplacijan u 2D: } \underbrace{\nabla^2}_{=\nabla_{\alpha}\nabla^{\alpha}} X^{\mu} = 0 .$$

// Podizanje i spuštanje indeksa s $h_{\alpha\beta}$.

$\longrightarrow$ Rezultat ukazuje na D slobodnih skalarnih polja (u ravnom prostorvremenu). Za općeniti $g_{\mu\nu}$ dobivamo interakciju povezanu s derivacijom $g_{\mu\nu}$ po X^{ρ}.

~ · ~

- Zanimljivo: · Interpretacija X^{μ} kao "embedding" koordinata nije nužno moguća.
  · Ima smisla jer se „mora moći" ekvivalentno početi i od $\tilde{S}_P$ iz intrinsične perspektive/definicije svjetske plohe!
  · Fundamentalniji pogled jest pogled na X^{μ} kao skalarna polja koja žive na svjetskoj plohi!

~ · ~

- OGRANIČENJA (EOM za $h_{\alpha\beta}$)

$\longrightarrow$ $h_{\alpha\beta}$ igra ulogu metrike za svjetsku plohu, ali je ~~zapravo~~ uvedena kao pomoćno polje

Skenirano CamScannerom

DATE 26.1.2020.

$\longrightarrow \frac{\delta Z}{\delta h_{\alpha\beta}} = 0$

DEF. $\left\{ T_{\alpha\beta} = -\frac{2}{T}\frac{1}{\sqrt{h}}\frac{\delta Z}{\delta h_{\alpha\beta}} \right\}$ tenzor energije i impulsa za svjetsku plohu

$$T_{\alpha\beta} = \partial_\alpha X^\mu \partial_\beta X_\mu - \frac{1}{2} h_{\alpha\beta} h^{\gamma\delta} \partial_\gamma X^\mu \partial_\delta X_\mu$$

Ovo vrijedi za generičke $g_{\mu\nu}$ jer $h_{\alpha\beta}$ ne ovisi o metrici.

$\longrightarrow$ Ograničenje: $\boxed{T_{\alpha\beta} = 0}$

$\left\{ \right.$ u OTR-u (ako se ne varam) $\left.\right\}$
$\left\{ T_{\mu\nu}(x) = -\frac{2}{\sqrt{g}}\frac{\delta S_{matter}}{\delta g_{\mu\nu}} \right\}$

- Zgodno je koristiti lokalne simetrije (i pojednostaviti si život) kako bismo fiksirali $h_{\alpha\beta}$.

a) $\tilde{\sigma} = f_0(\tau, \sigma)$ tako da $h_{01} = 0$ $h_{00} = -h_{11}$
$\tilde{\tau} = f_1(\tau, \sigma)$

$\rightarrow h_{\alpha\beta} = e^{w(\tilde{\tau}, \tilde{\sigma})} \eta_{\alpha\beta}$ $\ulcorner \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$

b) Weylovo reskaliranje... $\longrightarrow \tilde{h}_{\alpha\beta} = e^{-w} h_{\alpha\beta} = \underline{\underline{\eta_{\alpha\beta}}}$

$\longrightarrow$ Zbog ovoga, npr. kovarijantni laplacijan postaje obični laplacijan.

$$\nabla^2 X^\mu = 0 \longrightarrow \partial^2 X^\mu = 0 \quad \text{ili} \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial^2\sigma} - \frac{\partial^2}{\partial^2\tau}\right) X^\mu = 0$$

VALNA JEDNADŽBA

$\longrightarrow$ Uvjet za $T_{\alpha\beta}$ se također pojednostavi.

$$T_{\alpha\beta} = 0 \longrightarrow T_{00} = T_{11} = \frac{1}{2}(\dot{X}^2 + X'^2) = 0$$
$$T_{01} = \dot{X} \cdot X' = 0$$

- Također je korisno (i uobičajeno) uvesti lijeve i desne koordinate („left- and right-moving coordinates")

$$\sigma^\pm = \tau \pm \sigma \longrightarrow \partial_\alpha \partial^\alpha X^\mu = 0 \longrightarrow \partial_+ \partial_- X^\mu = 0$$

Zbog ovoga možemo rastaviti: $X^\mu(\tau, \sigma) = \underbrace{X_L^\mu(\sigma^+)}_{\text{lijevi valni}} + \underbrace{X_R^\mu(\sigma^-)}_{\text{desni valni}}$

- VAŽAN KOMENTAR koji vrijedi za svaki $g_{\mu\nu}$

→ Ako učinimo još jednu reparametrizaciju (koja NE miješa σ^+ i σ^-):

$$\tilde{\sigma}^+ = f^+(\sigma^+) \qquad \tilde{h}_{\alpha\beta} = \frac{\partial \sigma^\lambda}{\partial \tilde{\sigma}^\alpha} \frac{\partial \sigma^\kappa}{\partial \tilde{\sigma}^\beta} h_{\lambda\kappa} = e^{\tilde{\omega}} \eta_{\alpha\beta} \xrightarrow{\text{Weyl}} \eta_{\alpha\beta}$$

$$\tilde{\sigma}^- = f^-(\sigma^-)$$

vidimo da zadržavamo $h_{\alpha\beta}$ kao $\eta_{\alpha\beta}$. Ovakve se transformacije nazivaju KONFORMNE TRANSFORMACIJE

→ Zaključak: KONFORMNE TRANSFORMACIJE SIMETRIJA SU TEORIJE

→ Razmatranje se može proširiti na euklidsku svjetsku plohu...
- Wickova rotacija $\tau = it$
- $\sigma^+ = it + \sigma = z$, $-\sigma^- = -it + \sigma = \bar{z}$
- konformna transformacija ne miješa z i $\bar{z}$, $z \rightarrow f(z)$

→ Akcija svjetlosne plohe je CFT. Štoviše, TEORIJA STRUNA = 2D CFT D skalarnih polja!

> "Confusion, all sanity is now beyond me."
> — Metallica