Stabilizarea modulilor in compactificari ale teoriei corzilor heterotice

Andrei Micu

DEPARTAMENTUL DE FIZICĂ TEORETICĂ

Pe baza pe arXiv:0812.2172, admis spre publicare in Phys. Lett. B

DFT/IFIN-HH, 5 martie 2009

Introducere

Modelul Standard al particulelor elementare $\longrightarrow$ grup de etalonare $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ – perfect la energii de ordinul 100 GeV.

Este numai o teorie efectiva $\longrightarrow$ la energii mai mari trebuie schimbat

Posibilitati: Supersimetrie $\longrightarrow$ **M**odelul **S**tandard cu **S**upersimetrie **M**inima (MSSM)

GUT/GUT supersimetrice

Supersimetria $=$ simetrie fermionica: boson $\leftrightarrow$ fermion

(Super)Multipleti $\longrightarrow$ combinatii de campuri cu spin diferit

Materie $\longrightarrow$ supermultipleti chirali $\Phi = (\phi, \psi)$

Lagrangeanul pentru aceste campuri este dat de trei functii

- potentialul Kähler $K(\Phi, \bar{\Phi})$
- superpotentialul $W(\Phi)$
- functia cuplaj de etalonare $f_{ab}(\Phi)$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &\sim -g_{i\bar{\jmath}}\partial_\mu \phi^i \partial^\mu \bar{\phi}^{\bar{\jmath}} - \tfrac{1}{4} Im f_{ab} F^a_{\mu\nu} F^{b\ \mu\nu} + \tfrac{i}{4} Re f_{ab} F^a_{\mu\nu} \tilde{F}^{b\ \mu\nu} - V\ , \\
g_{i\bar{\jmath}} &= \partial_{\Phi^i} \partial_{\bar{\Phi}^{\bar{\jmath}}} K(\Phi, \bar{\Phi})\ , \\
V &= e^K \left(D_i W \overline{D_j W} g^{i\bar{\jmath}} - 3|W|^2 \right) + \tfrac{1}{2} Im f^{-1}_{ab} D^a D^b \\
D_i W &= \partial_{\Phi^i} W + (\partial_{\Phi^i} K) W\ .
\end{aligned}$$

Solutii supersimetrice $D_i W = 0$.

Teoria corzilor

Teoria corzilor – se presupune ca este valabila la energii de ordinul $M_{Pl} = 10^{19} GeV$.

In limita de energii joase $\longrightarrow$ supergravitatie in 10 dimensiuni spatio-temporale.

Compactificare pe varietati 6-dimensionale $\longrightarrow$ supergravitatie in 4 dimensiuni: K, W si f se pot calcula din teoria corzilor!

Exista 5 teorii consistente ale supercorzilor: tipul IIA/B, tipul I, heterotic $SO(32)/E_8 \times E_8$.

Cerinte in 4d

Supersimetrie (N=1)

Model Standard /GUT

- grup de etalonare $G \supset SU(3) \times SU(2) \times U(1)$
- materie (chirala)

Tipul II $\rightarrow$ constructii aditionale: brane, singularitati etc.

Grup $SO(32)$: nu are reprezentarile potrivite pentru campurile de materie in 4d

Ramane E_8 $\rightarrow$ functioneaza destul de bine

Modele Heterotice

Spectru bosonic in 10d: graviton g_{MN}; camp tensorial antisimetric B_{MN}; dilaton (scalar) ϕ; campuri de etalonare $E_8 \times E_8$.

Constrangeri: identitate Bianchi

$$dH = trF \wedge F - trR \wedge R \,, \qquad H = \text{intensitatea campului } B$$

Teoria in 4d

$N = 1$ supersimetrie $\longrightarrow$ compactificare pe varietati Calabi–Yau (holonomie SU(3)).

$[trR \wedge R] \neq 0 \longrightarrow$ trebuie $trF \wedge F \neq 0 \longrightarrow$ rupe simetria de etalonare E_8

Exista solutia $F \equiv R$ - structura $SU(3)$

$E_6 \times SU(3) =$ subgrup maximal al lui $E_8 \longrightarrow$ simetria care ramane in 4d este E_6.

Campuri incarcate:

$$\mathbf{248} = (\mathbf{78}, \mathbf{1}) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{8}) \oplus (\mathbf{27}, \mathbf{3}) \oplus (\overline{\mathbf{27}}, \bar{\mathbf{3}})$$

Descompunerea operatorului Dirac

$$\not{\nabla}_{10} = \not{\nabla}_4 + \not{\nabla}_6 \qquad \rightarrow \ \not{\nabla}_6 - \text{operator de masa in 4d} \ ;$$

Campuri fara masa in 4d $\Leftrightarrow \ \not{\nabla}_6 \psi = 0$

Pentru varietati Calabi–Yau cu $F = R$

$$\begin{aligned} \not{\nabla}_6 \psi_{\mathbf{3}} &= 0 \quad \leftrightarrow \quad H^{0,1}(T^{1,0}X) \equiv H^{2,1}(X) \ ; \\ \not{\nabla}_6 \psi_{\bar{\mathbf{3}}} &= 0 \quad \leftrightarrow \quad H^{0,1}(T^{0,1}X) \equiv H^{1,1}(X) \ ; \end{aligned}$$

Numar net de generatii $= |h^{1,1} - h^{2,1}| = |\chi|/2$

Campuri neutre (moduli)

- $\delta g_{ab} =$ deformari ale structurii complexe – $h^{2,1}$ - complexe
- $\delta g_{a\bar{b}}$ deformari ale clasei Kähler – $h^{1,1}$ - reale
- $B_{a\bar{b}}$ – $h^{1,1}$ reale
- dilatonul ϕ si axionul $B_{\mu\nu}$: $S = a + ie^{\phi}$

In total $h^{1,1} + h^{2,1} + 1$ campuri chirale neutre.

Rezultate

- superpotential: cubic pentru campurile incarcate; nu depinde de campurile moduli (pt varietati Calabi–Yau)
- se poate obtine o dependenta de moduli prin prezenta fluxurilor sau/si a varietatilor cu structura SU(3)
- potential Kähler pentru campurile moduli: specific compactificarilor teoriei corzilor
- potential Kähler pentru campurile incarcate: $gC\bar{C}$
- $f_{ab} = S\delta_{ab}$

Modelul considerat

Teoria corzilor heterotice compactificata pe varietati 6-dimensionale cu structura $SU(3)$.

Model efectiv: Supergravitatie + teorie Yang-Mills supersimetrica cu grup de etalonare E_6 + un supercamp chiral in $\overline{\mathbf{27}}$ C^A + un camp chiral singlet T ($h^{1,1}=1,\ h^{2,1}=0$)

$$K = -3\ln(T+\bar{T}) + \frac{3}{T+\bar{T}} C^A \bar{C}_A$$

$$W = ieT + \frac{1}{3} j_{ABC} C^A C^B C^C \ .$$

Solutii supersimetrice

I. $C = 0$**:** $\quad D_T W = ie - 3/(T + \bar{T})(ieT) = 0 \Rightarrow e = 0$ nu e buna.

II. $C \neq 0$ se schimba ceva?

a. $E_6 \supset SO(10) \times U(1) \qquad \overline{\mathbf{27}} = \mathbf{10}^{-2} \oplus \overline{\mathbf{16}}^{1} \oplus \mathbf{1}^{4}$

b. $E_6 \supset SU(3) \times SU(3) \times SU(3) \qquad \overline{\mathbf{27}} = (\mathbf{3}, \bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}) \oplus (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \bar{\mathbf{3}}) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{3}, \mathbf{3})$

a

$< \mathbf{1} > \neq 0, \quad < \mathbf{10} > = < \mathbf{16} > = 0 \;\longrightarrow\; E_6 \to SO(10)$

Nu exista cuplaj $\mathbf{1}^3$ in W

$$D_1 W \quad = \quad 0 + \frac{3\bar{C}_1}{T+\bar{T}} W = 0 \quad \Longrightarrow W = 0 \; ,$$

$$D_T W = e = 0 \quad \text{nu} \quad \text{e} \quad \text{buna}$$

b

$< (\mathbf{1},\mathbf{3},\mathbf{3}) > \neq 0 \;\longrightarrow\; E_6 \to SU(3) \times SU(2) \times SU(2)$

Exista cuplaj $(\mathbf{1},\mathbf{3},\mathbf{3})^3 \equiv B^3$ in W

$$D_B W = B \cdot B + \bar{B} \cdot W = 0$$

B – fluctuatii mici $\Rightarrow B \ll 1 \;\Rightarrow\; W = eT \sim B \ll 1$

dar e e cuantificat si $T + \bar{T} \gg 1$ pentru a putea folosi aproximatia de supergravitatie

Concluzii

- Sistemul studiat $(h^{1,1} = 1,\ h^{2,1} = 0)$ nu are solutii supersimetrice satisfacatoare
- trebuie luate in considerare modele mai complicate $(h^{2,1} \neq 0)$
- superpotentialul devine mult mai complicat si este posibil sa existe solutii