

Suggerimenti dalle stringhe sulla dinamica non-perturbativa delle teorie di gauge e della gravita'

Domenico Seminara

7 Aprile 2010

Congresso Dip. di Fisica e Astronomia

Warning:

Qui la teoria delle stringhe non e' intesa come una teoria fondamentale che vuole descrivere in maniera unificata tutte le interazioni inclusa la gravita'

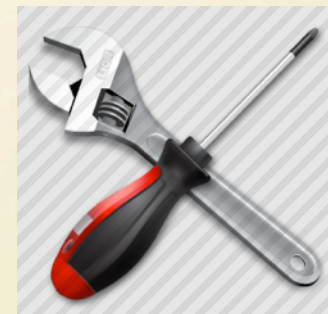


non e' T.O.E.

E' invece uno strumento per analizzare i regimi non perturbativi delle teorie di campo, con la speranza di imparare qualcosa anche sulla gravita'



e'



Possiamo sintetizzare la filosofia dietro questo approccio con questa vecchia frase di Gell-Mann (1964):

"... We may compare this process to a method sometimes employed in French cuisine: a piece of pheasant meat is cooked between two slices of veal, which are then discarded."

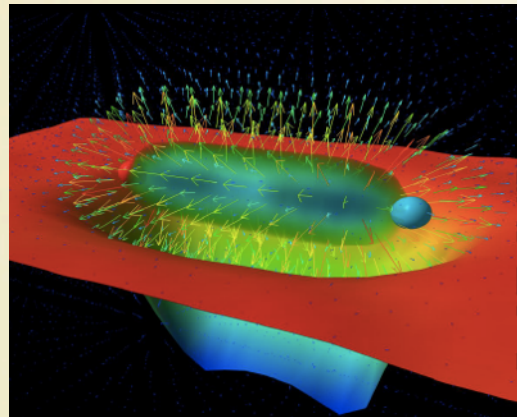
SOMMARIO

- Teorie di gauge e stringhe:

1. Perché viene in mente che questi due mondi si parlino?
2. Come realizzare la connessione: AdS/CFT e AdS/QCD
3. Cosa si può pensare di imparare e possibilmente calcolare:
 - (a) Proprietà termodinamiche, (b) coefficienti idrodinamici, (c) transizione di deconfinamento...
4. Altri collegamenti tra stringhe e gravità
5. Cosa facciamo noi.

Stringhe e teorie di gauge: perche' pensiamo che si parlino?

La teoria di stringa e' storicamente intrecciata alla teoria delle interazioni forti.
(nasce come modello per le interazioni forti)



► Livello euristico: possiamo schematizzare il tubo di flusso che collega un quark e un antiquark con una stringa (stringa di Polyakov) → Traiettorie di Regge $J \sim M^2$

► Motivazione piu' precisa: Struttura dell' espansione perturbativa nel limite di grande numero di colori N (limite di 't Hooft 1974)

$$F = N^2 \text{ (sphere) } + 1 \text{ (torus) } + \frac{1}{N^2} \text{ (two tori) } + \dots$$

Queste argomentazioni, benché rendano plausibile la connessione, non danno alcuno indizio su come realizzarla operativamente

La corrispondenza AdS/CFT rende precisa questa connessione (1997).

Corrispondenza AdS/CFT

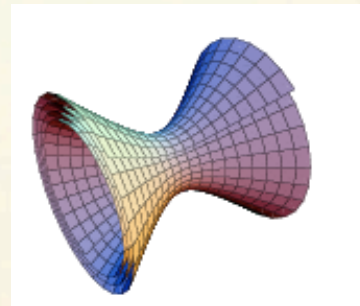
Teoria di gauge
conforme in 4d
(N=4 Super Yang-Mills)



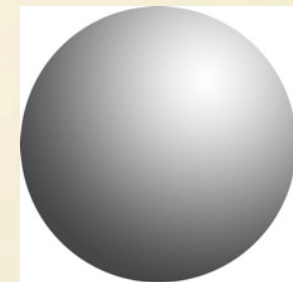
Teoria di stringa
in Anti-de-Sitter

X

Spazio compatto
5d (S^5)



raggio di curvatura
R



raggio di curvatura
R

La simmetria geometrica dell' AdS (iperboloide) realizza la simmetria conforme della teoria di gauge, mentre le simmetrie della sfera realizzano l' R-simmetria

La teoria di gauge e' governata da due parametri g_{YM}^2 ed N che possono essere combinati per formare il coupling di 't Hooft $\lambda = g_{YM}^2 N$

La teoria di stringa invece e' governata da g_s e dalla tensione effettiva di stringa R^2/α'

$$\sqrt{\lambda} = \frac{R^2}{\alpha'} \qquad \frac{4\pi\lambda}{N} = g_s$$

- Quando la teoria di gauge e' fortemente accoppiata, il raggio di curvatura dello spazio AdS e della sfera duali diventano grandi.

- 1) Campi di gauge fortemente accoppiati sono descritti dalla supergravita' classica
- 2) Campi di gauge debolmente accoppiati corrispondono a stringhe che si propagano in background con grande curvatura.

➡ Test dinamici della corrispondenza sono **problematici**

- La teoria di gauge planare e' identificata con la teoria di stringa libera.
- Dizionario fra le eccitazioni delle due teorie: operatori gauge-invarianti della CFT sono in corrispondenza uno-a-uno con oggetti estesi in AdS

$$\langle \mathcal{O}_A(x) \mathcal{O}_B(y) \rangle = \frac{M \delta_{A,B}}{(x-y)^{2\Delta_A(\lambda, \frac{1}{N})}} \Leftrightarrow \mathcal{H}_{\text{String}} |\mathcal{O}_A\rangle = E_A\left(\frac{R^2}{\alpha'}, g_S\right) |\mathcal{O}_A\rangle$$

$$\Delta(\lambda, \frac{1}{N}) \stackrel{!}{=} E\left(\frac{R^2}{\alpha'}, g_S\right)$$

Principio olografico: la relazione che vi e' qui tra teoria di gauge e stringa/gravita' e di tipo olografico

Corrispondenza a Temperatura Finita

Possiamo estendere questa corrispondenza anche a temperatura finita: L'effetto della temperatura e' di rompere la supersimmetria e la simmetria conforme.
[piu' vicini ad una teoria realistica: possiamo sperare che il QGP di N=4 sia simile a quello della vera QCD]

La geometria che descrive il sistema non e' piu' quella di $AdS_5 \times S^5$, ma quella di una black-brane (black-hole con una singolarita' non puntiforme).

L' entropia a strong coupling della teoria di gauge e' data dall' entropia di Bekenstein-Hawking:

$$S = \frac{A}{4G} = \frac{\pi^2}{2} N^2 T^3$$

E' notevole che si ottenga un numero finito nel limite di λ che va all' infinito. Questo numero e' semplicemente 3/4 del valore che si ottiene per λ che va a zero.

Usando questa corrispondenza nel regime di strong coupling possiamo calcolare, oltre all' entropia alcuni coefficienti idrodinamici QGP per esempio la **shear-viscosity** η
[$T_{ij} \sim \eta \nabla_j T_{0i}$ misura la diffusione del momento nella direzione i lungo la direzione ortogonale j]

$$\eta = \frac{\pi}{8} N^2 T^3$$

Calcoliamo il rapporto η/S , ovvero la viscosita' per grado di liberta'. Si trova

$$\frac{\eta}{S} = \frac{1}{4\pi}$$

Vi sono argomenti abbastanza generali che indicano che questo risultato sia generale e model-independent e valga per ogni teoria che ammette un duale gravitazionale. Si crede che questo sia comunque un bound inferiore soddisfatto in qualsiasi QFT.

Le prime stime dai dati di RHIC suggerivano un valore di η/S per il QGP della QCD un po superiore a questo valore. Stime piu' recenti danno un valore η/S un po al di sotto del bound

Non e' chiaro se la QCD viola il bound, ma e' comunque interessante che il valore sia vicino a $1/4\pi$

Verso la vera QCD

L' AdS/CFT che abbiamo descritto e' il piu' semplice di corrispondenza gauge/stringhe. Resta comunque molto distante dalla vera QCD.

Si possono costruire dei modelli di corrispondenza dove il lato della teoria di gauge e' piu' simile alla QCD (ADS/QCD), ovvero una teoria

- con una costante d' accoppiamento che runna!
- con una fase confinata

Sono modelli molto piu' complicati (Essi contengono D4 brane e D7 brane). In questi modelli si puo' studiare con relativa facilita' la transizione di deconfinamento.

Nel linguaggio gravitazionale essa viene naturalmente riinterpretata come la ben-nota transizione di Hawking page:

A temperatura finita lo spazio di AdS (fase confinata) non e' il minimo dell' azione di Einstein con costante cosmologica per ogni valore di T . Al di sopra di una certa temperatura il black-hole di AdS (fase deconfinata) ha un' azione minore.

Aspetti piu' formali della connessione gauge/stringhe

1. Relazioni tra ampiezze di gauge e ampiezze di gravita':

$$G.R. = (YM)^2$$

2. N=4 come teoria di campo risolubile in 4 dimensioni:

Integrabilita', ampiezze di scattering a strong coupling, dimensioni anomale esatte, simmetrie nascoste nelle ampiezze.....

3. Dinamica infrarossa delle teoria supersimmetriche N=2

4. Black-hole entropy e conteggio dei microstati: quando le teorie di gauge possono aiutare a fare dei conti in gravita'

Cosa abbiamo fatto noi qui a Firenze in questo ambito?

1. Studio di settori esattamente risolubili dell' $N=4$ per poter testare la congettura AdS/CFT a tutti gli ordini nella costante di accoppiamento
2. Termodinamica di teorie di gauge in $2+1$ dimensioni con massima supersimmetria
3. Conteggio dei microstati per black-hole supersimmetrici $N=2$ e sue relazioni con le stringhe topologiche CY toriche

Cosa ci piacerebbe fare in futuro?

Applicazioni della corrispondenza AdS/CFT a sistemi di materia condensata fortemente accoppiati.

Laureati/Laureandi: N. Pinzani-Fokeeva (L.T.), R. Iraso (L.T.), M. Miccinesi (L.T.), S. Pasquetti (V.O.), P. Ritter (V.O.), G. Martelloni (L.S.), C. Restuccia (L.M.), **F. Porri** (L.M.), **Fabrizio Nieri** (L.M.)

PhD: Nicola Caporaso, Nicola Mori, Fabrizio Pucci, **Valentina Cardinali**, **Gabriele Martelloni**

New Entries: F. Bigazzi (Autunno 2010)



THE END