

# A Correspondência AdS/CFT

Victor O. Rivelles

Instituto de Física  
Universidade de São Paulo  
Grhafite - 05/06/2007

# Programa

- Teoria de Cordas
- Correspondência AdS/CFT
- Integrabilidade
- Fenomenologia
- Plasma de Quarks e Gluons

# Teoria de Cordas

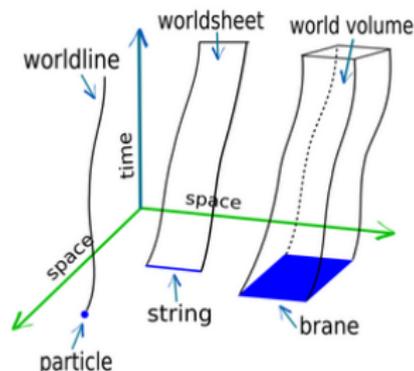
- Quantização convencional de uma corda relativística.

# Teoria de Cordas

- Quantização convencional de uma corda relativística.

- $S = \frac{1}{2\pi\alpha'} \int d\sigma d\tau (\text{área}) =$

$$\frac{1}{4\pi\alpha'} \int d\sigma d\tau \sqrt{-h} h^{\alpha\beta} \partial_\alpha X^\mu \partial_\beta X^\nu \eta_{\mu\nu}$$



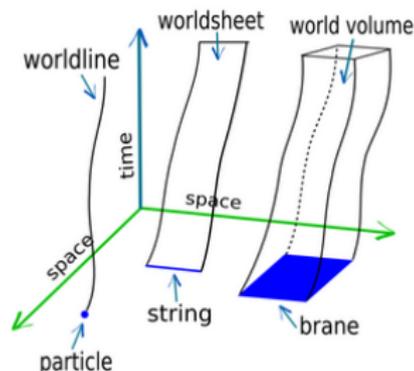
- $X^\mu(\sigma, \tau)$  são as coordenadas da corda
- $\sigma$  e  $\tau$  são coordenadas na worldsheet da corda
- $h^{\alpha\beta}$  é a métrica na worldsheet
- $\alpha'$  é proporcional ao inverso da tensão da corda e  $\ell_s = \sqrt{\alpha'}$

# Teoria de Cordas

- Quantização convencional de uma corda relativística.

- $S = \frac{1}{2\pi\alpha'} \int d\sigma d\tau (\text{área}) =$

$$\frac{1}{4\pi\alpha'} \int d\sigma d\tau \sqrt{-h} h^{\alpha\beta} \partial_\alpha X^\mu \partial_\beta X^\nu \eta_{\mu\nu}$$



- $X^\mu(\sigma, \tau)$  são as coordenadas da corda
- $\sigma$  e  $\tau$  são coordenadas na worldsheet da corda
- $h^{\alpha\beta}$  é a métrica na worldsheet
- $\alpha'$  é proporcional ao inverso da tensão da corda e  $\ell_s = \sqrt{\alpha'}$
- Esta é a quantização no espaço de Minkowski em 10 D.

# Quantização no Espaço Plano

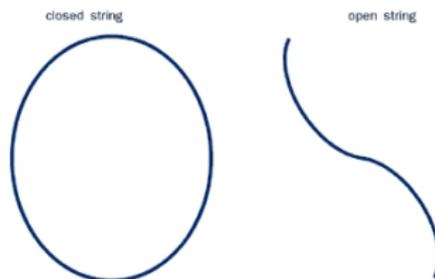
- $D = 10$

# Quantização no Espaço Plano

- $D = 10$
- Supersimetria

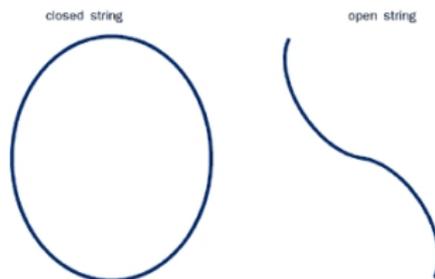
# Quantização no Espaço Plano

- $D = 10$
- Supersimetria
- Cordas abertas:  $M^2 = N^\perp / \alpha'$ ,  
 $N^\perp$  - número de osciladores
- Modo de massa nula: fóton (+  
fotino)
- Teoria de gauge supersimétrica  
em 10D: Tipo I ou Heterótica



# Quantização no Espaço Plano

- $D = 10$
- Supersimetria
- Cordas abertas:  $M^2 = N^\perp / \alpha'$ ,  
 $N^\perp$  - número de osciladores
- Modo de massa nula: fóton (+ fotino)
- Teoria de gauge supersimétrica em 10D: Tipo I ou Heterótica
- Cordas fechadas:  $M^2 = (N^\perp + \bar{N}^\perp) / 2\alpha'$
- Modo de massa nulo: gráviton, dilaton, (+ gravitino + ...)
- Teoria de supergravidade em 10D: Tipo IIA e Tipo IIB



# Quantização em outros backgrounds

- Não é possível quantizar a teoria de cordas em qualquer background!

# Quantização em outros backgrounds

- Não é possível quantizar a teoria de cordas em qualquer background!
- Os backgrounds devem obedecer eqs. derivadas das seguintes ações para baixas energias  $E \ll 1/\ell_s$

$$S_{sugra} = \frac{1}{2\kappa^2} \int d^{10}x \sqrt{g} [R + \dots]$$

$$S_{SYM} = \frac{1}{g_{YM}^2} \int d^{10}x \left[ \frac{1}{4} F^2 + \dots \right]$$

onde  $\kappa^2 = g_s^2 (\alpha')^4$ ,  $g_s = e^{\langle \phi \rangle}$ , e  $g_{YM}^2 = g_s (\alpha')^3$ .

# Limite de baixas energias

- Limite de baixas energias  $\alpha' \rightarrow 0$ ,  $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \kappa h_{\mu\nu}$ ,

$$S_{Sugra} = \int d^{10}x [(\partial h)^2 + \kappa(\partial h)^2 h + \dots]$$

$$S_{SYM} = \frac{1}{g_{YM}^2} \int d^{10}x \left[ \frac{1}{4} F^2 + \dots \right]$$

$$S_{int} = \kappa \int d^{10}x \dots$$

(1)

# Limite de baixas energias

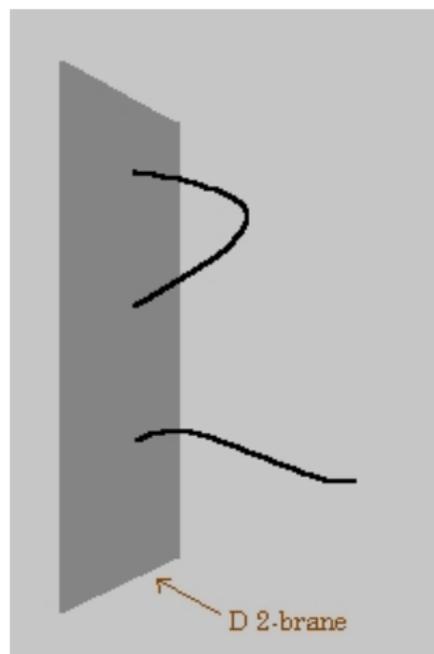
- Limite de baixas energias  $\alpha' \rightarrow 0$ ,  $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \kappa h_{\mu\nu}$ ,

$$\begin{aligned} S_{Sugra} &= \int d^{10}x [(\partial h)^2 + \kappa(\partial h)^2 h + \dots] \\ S_{SYM} &= \frac{1}{g_{YM}^2} \int d^{10}x \left[ \frac{1}{4} F^2 + \dots \right] \\ S_{int} &= \kappa \int d^{10}x \dots \end{aligned} \tag{1}$$

- **Sugra e SYM desacoplam-se e são livres!**

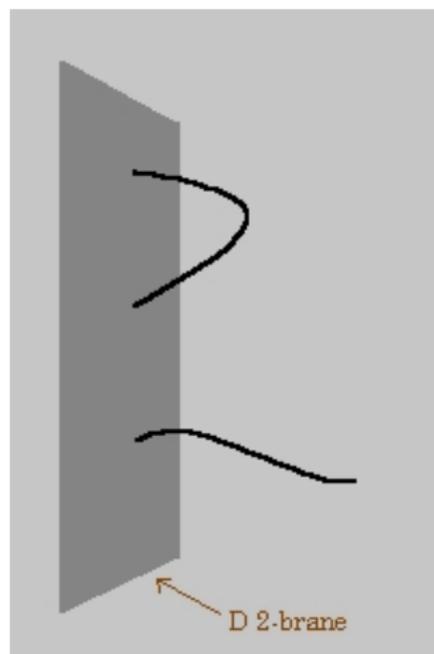
# Branas

- Cordas abertas: condições de contorno de **Neumann** (extremidades livres) ou **Dirichlet** (extremidades fixas)



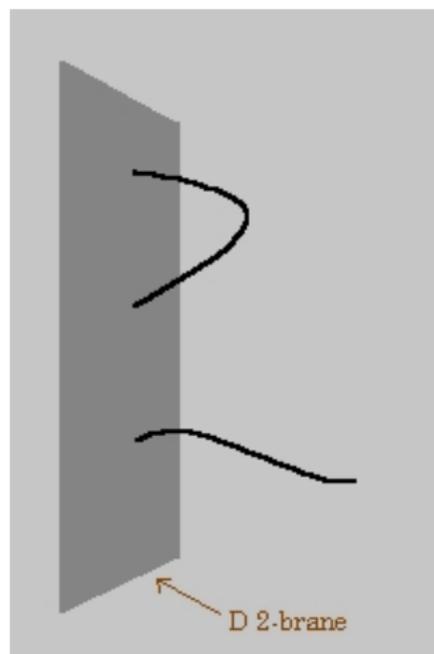
# Branas

- Cordas abertas: condições de contorno de **Neumann** (extremidades livres) ou **Dirichlet** (extremidades fixas)
- Condições de Dirichlet definem uma **D-brana**



# Branas

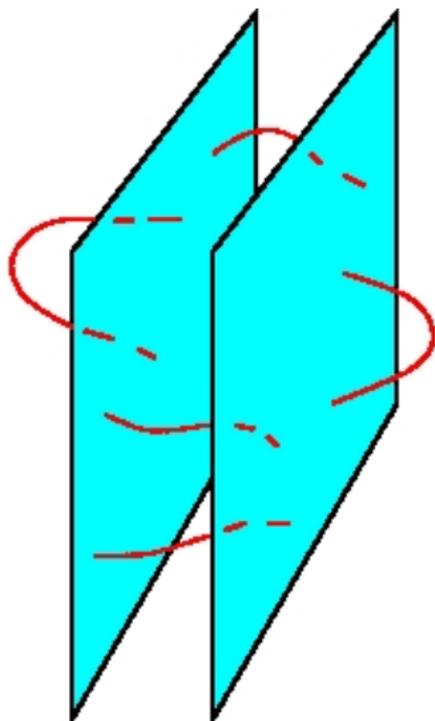
- Cordas abertas: condições de contorno de **Neumann** (extremidades livres) ou **Dirichlet** (extremidades fixas)
- Condições de Dirichlet definem uma **D-brana**
- Quantização: modos de massa nula formam uma **teoria de gauge supersimétrica** em  $D$  dimensões na D-brana





# Branas Coincidentes

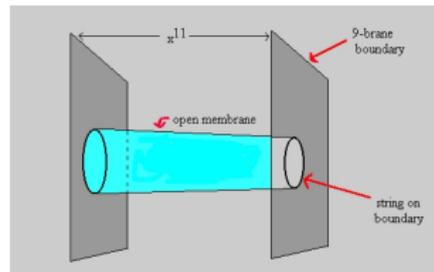
- O que acontece quando temos  $N$  D-branas coincidentes?





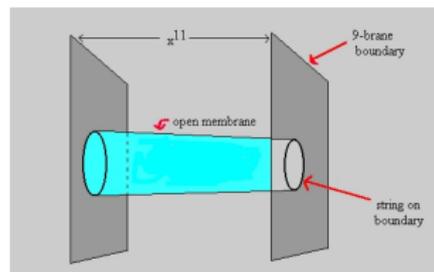
# Branas e Cordas Fechadas

- O que acontece com as cordas fechadas na presença de D-branas?



# Branas e Cordas Fechadas

- O que acontece com as **cordas fechadas** na presença de D-branas?
- São responsáveis pela **interação gravitacional** entre as D-branas!



- As branas possuem uma **descrição gravitacional?**

# p-branas

- As branas possuem uma **descrição gravitacional?**
- São **soluções da teoria de supergravidade: p-branas!**

# p-branas

- As branas possuem uma **descrição gravitacional?**
- São **soluções da teoria de supergravidade: p-branas!**
- Na teoria IIB (gráviton, dilaton, 4-forma) temos N 3-branas:

$$\begin{aligned} ds^2 &= H^{-1/2} dx_4^2 + H^{1/2} (dr^2 + r^2 d\Omega_5^2) \\ F_5 &= dH^{-1} \wedge dx^0 \wedge dx^1 \wedge dx^2 \wedge dx^3 + dual \\ \phi &= cte \end{aligned}$$

onde  $H = 1 + R^4/r^4$  e  $R^4 = 4\pi g_s (\alpha')^2 N$ .

- Representa um subespaço plano de 4D imerso em 10D.

# p-branas

- As branas possuem uma **descrição gravitacional?**
- São **soluções da teoria de supergravidade: p-branas!**
- Na teoria IIB (gráviton, dilaton, 4-forma) temos N 3-branas:

$$\begin{aligned} ds^2 &= H^{-1/2} dx_4^2 + H^{1/2} (dr^2 + r^2 d\Omega_5^2) \\ F_5 &= dH^{-1} \wedge dx^0 \wedge dx^1 \wedge dx^2 \wedge dx^3 + dual \\ \phi &= cte \end{aligned}$$

onde  $H = 1 + R^4/r^4$  e  $R^4 = 4\pi g_s (\alpha')^2 N$ .

- Representa um subespaço plano de 4D imerso em 10D.
- Fornece **outra descrição** da uma D-brana?!

# Corda IIB no espaço plano em 10D

- Considere  $N$  D3-branas coincidentes.

# Corda IIB no espaço plano em 10D

- Considere  $N$  D3-branas coincidentes.
- Existem dois tipos de excitações perturbativas: cordas abertas e cordas fechadas.

# Corda IIB no espaço plano em 10D

- Considere  $N$  D3-branas coincidentes.
- Existem dois tipos de excitações perturbativas: cordas abertas e cordas fechadas.
  - 1 Cordas fechadas: excitações do espaço plano vazio
  - 2 Cordas abertas nas D-branas: excitações das D-branas

# Corda IIB no espaço plano em 10D

- Considere  $N$  D3-branas coincidentes.
- Existem dois tipos de excitações perturbativas: cordas abertas e cordas fechadas.
  - 1 Cordas fechadas: excitações do espaço plano vazio
  - 2 Cordas abertas nas D-branas: excitações das D-branas
- Limite de baixas energias  $E \ll 1/\ell_s$ : excitações de massa nula

# Corda IIB no espaço plano em 10D

- Considere  $N$  D3-branas coincidentes.
- Existem dois tipos de excitações perturbativas: cordas abertas e cordas fechadas.
  - 1 Cordas fechadas: excitações do espaço plano vazio
  - 2 Cordas abertas nas D-branas: excitações das D-branas
- Limite de baixas energias  $E \ll 1/\ell_s$ : excitações de massa nula
  - 1 Cordas fechadas: supergravidade IIB em 10D
  - 2 Cordas abertas: teoria de SYM com  $\mathcal{N} = 4$  e grupo  $U(N)$  em 4D

# Corda IIB no espaço plano em 10D

- Considere  $N$  D3-branas coincidentes.
- Existem dois tipos de excitações perturbativas: cordas abertas e cordas fechadas.
  - 1 Cordas fechadas: excitações do espaço plano vazio
  - 2 Cordas abertas nas D-branas: excitações das D-branas
- Limite de baixas energias  $E \ll 1/\ell_s$ : excitações de massa nula
  - 1 Cordas fechadas: supergravidade IIB em 10D
  - 2 Cordas abertas: teoria de SYM com  $\mathcal{N} = 4$  e grupo  $U(N)$  em 4D
- Ação efetiva para os modos de massa nula:

$$S = S_{bulk} + S_{brana} + S_{int}$$

$$S_{bulk} = S_{sugra} + \text{termos com derivadas de ordem superior}$$

$$S_{brana} = S_{SYM} + \text{termos com derivadas de ordem superior}$$

$$S_{int} = \text{interação entre os modos das branas e do bulk}$$

# Ponto de vista das cordas abertas na brana

## ■ Referencia anterior ▶ anterior

$$S_{bulk} = \int d^{10}x [(\partial h)^2 + \kappa(\partial h)^2 h + \dots], \quad \kappa = g_s(\alpha')^2$$

$$S_{brana} = \frac{1}{g_{YM}^2} \int d^4x [\frac{1}{4} F^2 + \dots], \quad g_{YM}^2 = g_s \text{ (n\~{a}o depende de } \alpha')$$

$$S_{int} = \kappa \int \dots$$

# Ponto de vista das cordas abertas na brana

## ■ Referencia anterior ▶ anterior

$$S_{bulk} = \int d^{10}x [(\partial h)^2 + \kappa(\partial h)^2 h + \dots], \quad \kappa = g_s(\alpha')^2$$

$$S_{brana} = \frac{1}{g_{YM}^2} \int d^4x [\frac{1}{4}F^2 + \dots], \quad g_{YM}^2 = g_s \text{ (n\~{a}o depende de } \alpha')$$

$$S_{int} = \kappa \int \dots$$

## ■ No limite de baixas energias $\ell_s \rightarrow 0$ (ou $\alpha' \rightarrow 0$ ) com $g_s$ e $N$ fixos

$S_{bulk} = S_{int} = 0$ : teoria de supergravidade livre no bulk  
e teoria de SYM com  $\mathcal{N} = 4$  e grupo  $U(N)$  na brana em 4D

# Ponto de vista das cordas abertas na brana

- Referencia anterior ▶ anterior

$$S_{bulk} = \int d^{10}x [(\partial h)^2 + \kappa(\partial h)^2 h + \dots], \quad \kappa = g_s(\alpha')^2$$

$$S_{brana} = \frac{1}{g_{YM}^2} \int d^4x [\frac{1}{4}F^2 + \dots], \quad g_{YM}^2 = g_s \text{ (n\~{a}o depende de } \alpha')$$

$$S_{int} = \kappa \int \dots$$

- No limite de baixas energias  $\ell_s \rightarrow 0$  (ou  $\alpha' \rightarrow 0$ ) com  $g_s$  e  $N$  fixos

$S_{bulk} = S_{int} = 0$ : teoria de supergravidade livre no bulk  
e teoria de SYM com  $\mathcal{N} = 4$  e grupo  $U(N)$  na brana em 4D

- Limite de desacoplamento: brana e bulk desacoplam!

# Ponto de vista da supergravidade da brana

- Referencia anterior. Este é um background que permite a propagação de cordas.

# Ponto de vista da supergravidade da brana

- Referencia anterior. Este é um background que permite a propagação de cordas.
- Cuidado com energia no espaço curvo: multiplicar pelo warp factor
- Energia em  $r \rightarrow \infty$  é  $E = H^{-1/4} E_p$ , com  $E_p$  finito à distância finita

# Ponto de vista da supergravidade da brana

- Referencia anterior. Este é um background que permite a propagação de cordas.
- Cuidado com energia no espaço curvo: multiplicar pelo warp factor
- Energia em  $r \rightarrow \infty$  é  $E = H^{-1/4} E_p$ , com  $E_p$  finito à distância finita
- Limite de baixas energias de cordas neste background ( $E \ll 1/R$ ):

# Ponto de vista da supergravidade da brana

- Referencia anterior. Este é um background que permite a propagação de cordas.
- Cuidado com energia no espaço curvo: multiplicar pelo warp factor
- Energia em  $r \rightarrow \infty$  é  $E = H^{-1/4} E_p$ , com  $E_p$  finito à distância finita
- Limite de baixas energias de cordas neste background ( $E \ll 1/R$ ):
  - 1 Excitações de massa nula com  $\lambda \gg R$ ,  $E = \hbar c/\lambda$  vivem no bulk
  - 2 Excitações perto de  $r = 0$ ,  $H \rightarrow \infty$ ,  $E = H^{-1/4} E_p$

# Ponto de vista da supergravidade da brana

- Referencia anterior. Este é um background que permite a propagação de cordas.
- Cuidado com energia no espaço curvo: multiplicar pelo warp factor
- Energia em  $r \rightarrow \infty$  é  $E = H^{-1/4} E_p$ , com  $E_p$  finito à distância finita
- Limite de baixas energias de cordas neste background ( $E \ll 1/R$ ):
  - 1 Excitações de massa nula com  $\lambda \gg R$ ,  $E = \hbar c/\lambda$  vivem no bulk
  - 2 Excitações perto de  $r = 0$ ,  $H \rightarrow \infty$ ,  $E = H^{-1/4} E_p$
- Estas excitações desacoplam-se porque:
  - 1  $\lambda \gg R$  supergravidade livre no bulk ( $\alpha' \rightarrow 0$ )
  - 2  $r \ll R$  geometria perto do horizonte
$$ds^2 = \frac{r^2}{R^2} dx_4^2 + R^2 \frac{dr^2}{r^2} + R^2 d\Omega_5^2 = AdS_5 \times S^5$$

# Ponto de vista da supergravidade da brana

- Referencia anterior. Este é um background que permite a propagação de cordas.
- Cuidado com energia no espaço curvo: multiplicar pelo warp factor
- Energia em  $r \rightarrow \infty$  é  $E = H^{-1/4} E_p$ , com  $E_p$  finito à distância finita
- Limite de baixas energias de cordas neste background ( $E \ll 1/R$ ):
  - 1 Excitações de massa nula com  $\lambda \gg R$ ,  $E = \hbar c/\lambda$  vivem no bulk
  - 2 Excitações perto de  $r = 0$ ,  $H \rightarrow \infty$ ,  $E = H^{-1/4} E_p$
- Estas excitações desacoplam-se porque:
  - 1  $\lambda \gg R$  supergravidade livre no bulk ( $\alpha' \rightarrow 0$ )
  - 2  $r \ll R$  geometria perto do horizonte
$$ds^2 = \frac{r^2}{R^2} dx_4^2 + R^2 \frac{dr^2}{r^2} + R^2 d\Omega_5^2 = AdS_5 \times S^5$$
- Temos duas teorias desacopladas novamente!

# Correspondência AdS/CFT

- Tanto do ponto de vista da brana quanto da supergravidade temos duas teorias que se desacoplam.

# Correspondência AdS/CFT

- Tanto do ponto de vista da brana quanto da supergravidade temos duas teorias que se desacoplam.
- É natural identifica-las!!!
- **Conjectura de Maldacena: teoria de SYM com  $\mathcal{N} = 4$  e  $U(N)$  na brana e supercordas em  $AdS_5 \times S^5$**
- J.Maldacena, Adv.Theor.Math.Phys.2,231(1998)

# Correspondência AdS/CFT

- Tanto do ponto de vista da brana quanto da supergravidade temos duas teorias que se desacoplam.
- É natural identifica-las!!!
- **Conjectura de Maldacena: teoria de SYM com  $\mathcal{N} = 4$  e  $U(N)$  na brana e supercordas em  $AdS_5 \times S^5$**
- J.Maldacena, Adv.Theor.Math.Phys.2,231(1998)
- Extremamente não trivial pois são teorias aparentemente distintas.

# Correspondência AdS/CFT

- Tanto do ponto de vista da brana quanto da supergravidade temos duas teorias que se desacoplam.
- É natural identifica-las!!!
- **Conjectura de Maldacena: teoria de SYM com  $\mathcal{N} = 4$  e  $U(N)$  na brana e supercordas em  $AdS_5 \times S^5$**
- J.Maldacena, Adv.Theor.Math.Phys.2,231(1998)
- Extremamente não trivial pois são teorias aparentemente distintas.
- **Simetrias globais** no espaço de estados são importantes

# Correspondência AdS/CFT

Simetrias Globais

- Simetrias da teoria de SYM
- Teoria de cordas em AdS

# Correspondência AdS/CFT

Simetrias Globais

- Simetrias da teoria de SYM
- Teoria de cordas em AdS
- No espaço de Minkowski em 4D possui simetria conforme  $SO(4,2)$

# Correspondência AdS/CFT

## Simetrias Globais

- Simetrias da teoria de SYM
- Teoria de cordas em AdS
- No espaço de Minkowski em 4D possui simetria conforme  $SO(4,2)$
- Isometria de  $AdS_5$ :  $SO(4,2)$

# Correspondência AdS/CFT

## Simetrias Globais

- Simetrias da teoria de SYM
- Teoria de cordas em AdS
- No espaço de Minkowski em 4D possui simetria conforme  $SO(4,2)$
- Isometria de  $AdS_5$ :  $SO(4,2)$
- Isometria de  $S^5$ :  $SO(6)$

# Correspondência AdS/CFT

Simetrias Globais

- Simetrias da teoria de SYM
- No espaço de Minkowski em 4D possui simetria conforme  $SO(4,2)$
- $\mathcal{N} = 4$  geradores de supersimetria podem ser rodados por  $SU(4)=SO(6)$
- Teoria de cordas em AdS
- Isometria de  $AdS_5$ :  $SO(4,2)$
- Isometria de  $S^5$ :  $SO(6)$

# Correspondência AdS/CFT

Simetrias Globais

- **Simetrias da teoria de SYM**
- No espaço de Minkowski em 4D possui **simetria conforme  $SO(4,2)$**
- $\mathcal{N} = 4$  geradores de supersimetria podem ser rodados por  **$SU(4)=SO(6)$**
- **Teoria de cordas em AdS**
- **Isometria de  $AdS_5$ :  $SO(4,2)$**
- Isometria de  $S^5$ :  **$SO(6)$**
- Solução da supergravidade preserva **32 cargas supersimétricas**

# Correspondência AdS/CFT

Simetrias Globais

- **Simetrias da teoria de SYM**
- No espaço de Minkowski em 4D possui **simetria conforme  $SO(4,2)$**
- $\mathcal{N} = 4$  geradores de supersimetria podem ser rodados por  **$SU(4)=SO(6)$**
- $\mathcal{N} = 4$  geradores fornecem **16 cargas + 16 cargas superconformes**
- **Teoria de cordas em AdS**
- **Isometria de  $AdS_5$ :  $SO(4,2)$**
- **Isometria de  $S^5$ :  $SO(6)$**
- **Solução da supergravidade preserva 32 cargas supersimétricas**

# Correspondência AdS/CFT

## Simetrias Globais

- **Simetrias da teoria de SYM**
- No espaço de Minkowski em 4D possui **simetria conforme  $SO(4,2)$**
- $\mathcal{N} = 4$  geradores de supersimetria podem ser rodados por  **$SU(4)=SO(6)$**
- $\mathcal{N} = 4$  geradores fornecem **16 cargas + 16 cargas superconformes**
- **Teoria de cordas em AdS**
- **Isometria de  $AdS_5$ :  $SO(4,2)$**
- **Isometria de  $S^5$ :  $SO(6)$**
- Solução da supergravidade preserva **32 cargas supersimétricas**
- **Supergrupo de isometrias de  $AdS_5 \times S^5$**

# Correspondência AdS/CFT

## Simetrias Globais

- **Simetrias da teoria de SYM**
- No espaço de Minkowski em 4D possui **simetria conforme  $SO(4,2)$**
- $\mathcal{N} = 4$  geradores de supersimetria podem ser rodados por  **$SU(4)=SO(6)$**
- $\mathcal{N} = 4$  geradores fornecem **16 cargas + 16 cargas superconformes**
- **Supergrupo de SYM com  $\mathcal{N} = 4$**
- **Teoria de cordas em AdS**
- **Isometria de  $AdS_5$ :  $SO(4,2)$**
- **Isometria de  $S^5$ :  $SO(6)$**
- **Solução da supergravidade preserva **32 cargas supersimétricas****
- **Supergrupo de isometrias de  $AdS_5 \times S^5$**

# Dualidade

- Regime perturbativo de SYM:  $g_{YM}^2 N \sim g_s N \sim \frac{R^4}{l_s^4} \ll 1$
- Regime perturbativo da sugra:  $\frac{R^4}{l_s^4} \gg 1$

# Dualidade

- Regime perturbativo de SYM:  $g_{YM}^2 N \sim g_s N \sim \frac{R^4}{l_s^4} \ll 1$
- Regime perturbativo da sugra:  $\frac{R^4}{l_s^4} \gg 1$
- Regime **acoplamento forte** na teoria de gauge corresponde à regime de **acoplamento fraco** na sugra, e vice-versa!

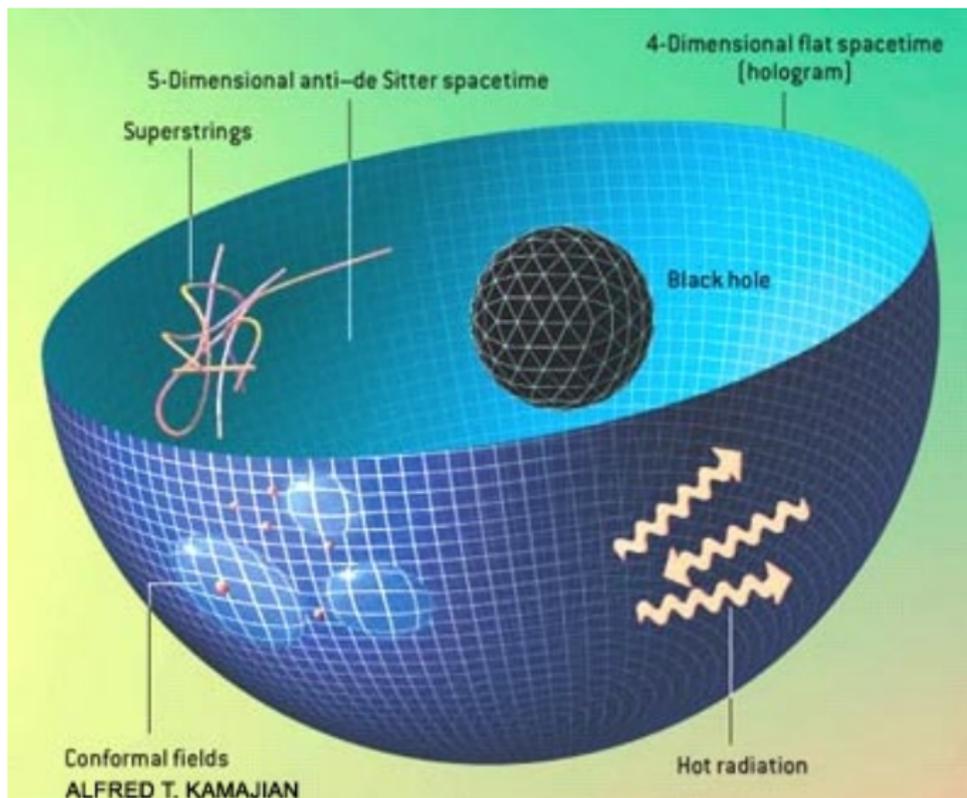
# Dualidade

- Regime perturbativo de SYM:  $g_{YM}^2 N \sim g_s N \sim \frac{R^4}{l_s^4} \ll 1$
- Regime perturbativo da sugra:  $\frac{R^4}{l_s^4} \gg 1$
- Regime **acoplamento forte** na teoria de gauge corresponde à regime de **acoplamento fraco** na sugra, e vice-versa!
- **Correspondência AdS/CFT**

# Dualidade

- Regime perturbativo de SYM:  $g_{YM}^2 N \sim g_s N \sim \frac{R^4}{l_s^4} \ll 1$
- Regime perturbativo da sugra:  $\frac{R^4}{l_s^4} \gg 1$
- Regime **acoplamento forte** na teoria de gauge corresponde à regime de **acoplamento fraco** na sugra, e vice-versa!
- **Correspondência AdS/CFT**
- Atualmente a correspondência vale em outras situações e é conhecida como **Dualidade (ou correspondência) teoria de gauge/teoria de cordas**

# AdS/CFT



# Correspondência entre campos em AdS e operadores na CFT

- $\mathcal{O}(\vec{x})$  - operadores na CFT
- Termo de fonte para esse operador:  $\int d^4x \varphi_0(\vec{x}) \mathcal{O}(\vec{x})$

# Correspondência entre campos em AdS e operadores na CFT

- $\mathcal{O}(\vec{x})$  - operadores na CFT
- Termo de fonte para esse operador:  $\int d^4x \varphi_0(\vec{x}) \mathcal{O}(\vec{x})$
- Podemos imaginar que a CFT está definida na fronteira de AdS. Coordenadas  $(\vec{x}, z)$  a fronteira está em  $z = 0$ .

# Correspondência entre campos em AdS e operadores na CFT

- $\mathcal{O}(\vec{x})$  - operadores na CFT
- Termo de fonte para esse operador:  $\int d^4x \varphi_0(\vec{x}) \mathcal{O}(\vec{x})$
- Podemos imaginar que a CFT está definida na fronteira de AdS. Coordenadas  $(\vec{x}, z)$  a fronteira está em  $z = 0$ .
- É natural identificar o dilaton na fronteira  $\varphi(\vec{x}, z)|_{z=0}$  com  $\varphi_0(\vec{x})$ .

# Correspondência entre campos em AdS e operadores na CFT

- $\mathcal{O}(\vec{x})$  - operadores na CFT
- Termo de fonte para esse operador:  $\int d^4x \varphi_0(\vec{x}) \mathcal{O}(\vec{x})$
- Podemos imaginar que a CFT está definida na fronteira de AdS. Coordenadas  $(\vec{x}, z)$  a fronteira está em  $z = 0$ .
- É natural identificar o dilaton na fronteira  $\varphi(\vec{x}, z)|_{z=0}$  com  $\varphi_0(\vec{x})$ .
- Witten e Gubser, Klebanov e Polyakov propuseram então:  
 $\langle e^{\int d^4x \varphi_0(\vec{x}) \mathcal{O}(\vec{x})} \rangle_{CFT} = \mathcal{Z}_{cordas}[\varphi(\vec{x}, z)|_{z=0}]$

# Correspondência entre campos em AdS e operadores na CFT

- $\mathcal{O}(\vec{x})$  - operadores na CFT
- Termo de fonte para esse operador:  $\int d^4x \varphi_0(\vec{x}) \mathcal{O}(\vec{x})$
- Podemos imaginar que a CFT está definida na fronteira de AdS. Coordenadas  $(\vec{x}, z)$  a fronteira está em  $z = 0$ .
- É natural identificar o dilaton na fronteira  $\varphi(\vec{x}, z)|_{z=0}$  com  $\varphi_0(\vec{x})$ .
- Witten e Gubser, Klebanov e Polyakov propuseram então:  
 $\langle e^{\int d^4x \varphi_0(\vec{x}) \mathcal{O}(\vec{x})} \rangle_{CFT} = \mathcal{Z}_{cordas}[\varphi(\vec{x}, z)|_{z=0}]$
- No regime de acoplamento fraco em AdS  $\mathcal{Z}_{cordas}$  reduz-se à  $e^{S_{classica}}$  em AdS!

# Correspondência entre campos em AdS e operadores na CFT

- $\mathcal{O}(\vec{x})$  - operadores na CFT
- Termo de fonte para esse operador:  $\int d^4x \varphi_0(\vec{x}) \mathcal{O}(\vec{x})$
- Podemos imaginar que a CFT está definida na fronteira de AdS. Coordenadas  $(\vec{x}, z)$  a fronteira está em  $z = 0$ .
- É natural identificar o dilaton na fronteira  $\varphi(\vec{x}, z)|_{z=0}$  com  $\varphi_0(\vec{x})$ .
- Witten e Gubser, Klebanov e Polyakov propuseram então:  
 $\langle e^{\int d^4x \varphi_0(\vec{x}) \mathcal{O}(\vec{x})} \rangle_{CFT} = \mathcal{Z}_{cordas}[\varphi(\vec{x}, z)|_{z=0}]$
- No regime de acoplamento fraco em AdS  $\mathcal{Z}_{cordas}$  reduz-se à  $e^{S_{classica}}$  em AdS!
- Se  $S_{classica} = \int d^5x \left[ \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 + \frac{1}{2} m^2 \right]$  encontra-se  
 $\langle \mathcal{O}(\vec{x}) \mathcal{O}(\vec{y}) \rangle \sim \frac{1}{|\vec{x}-\vec{y}|^\Delta}$ , onde  $\Delta = 2 + \sqrt{4 + m^2 R^2}$ .

# Integrabilidade em AdS/CFT

SYM com  $\mathcal{N} = 4$

- É uma teoria **conforme!**

# Integrabilidade em AdS/CFT

SYM com  $\mathcal{N} = 4$

- É uma teoria **conforme!**
- Contém 1 campo de gauge, 6 escalares e 4 fermions

$$S = \frac{1}{g_{YM}^2} \int d^4x \left( -\frac{1}{2} \text{Tr} \mathcal{F}^2 + \text{Tr} D_\mu \phi^i D^\mu \phi^i - \text{Tr} [\phi^i, \phi^j]^2 \right)$$

# Integrabilidade em AdS/CFT

SYM com  $\mathcal{N} = 4$

- É uma teoria **conforme!**
- Contém 1 campo de gauge, 6 escalares e 4 fermions  
$$S = \frac{1}{g_{YM}^2} \int d^4x \left( -\frac{1}{2} \text{Tr} \mathcal{F}^2 + \text{Tr} D_\mu \phi^i D^\mu \phi^i - \text{Tr} [\phi^i, \phi^j]^2 \right)$$
- Numa teoria conforme  $\langle \mathcal{O}(x) \mathcal{O}(y) \rangle \sim \frac{1}{|x-y|^{2\Delta}}$ , onde  $\Delta = \Delta_0 + \gamma$ ,  $\Delta_0$  é a dimensão nua do operador e  $\gamma$  a dimensão anômala

# Integrabilidade em AdS/CFT

SYM com  $\mathcal{N} = 4$

- É uma teoria **conforme!**
- Contém 1 campo de gauge, 6 escalares e 4 fermions  
$$S = \frac{1}{g_{YM}^2} \int d^4x \left( -\frac{1}{2} \text{Tr} \mathcal{F}^2 + \text{Tr} D_\mu \phi^i D^\mu \phi^i - \text{Tr} [\phi^i, \phi^j]^2 \right)$$
- Numa teoria conforme  $\langle \mathcal{O}(x) \mathcal{O}(y) \rangle \sim \frac{1}{|x-y|^{2\Delta}}$ , onde  $\Delta = \Delta_0 + \gamma$ ,  $\Delta_0$  é a dimensão nua do operador e  $\gamma$  a dimensão anômala
- Se a constante de acoplamento for pequena  $\gamma \ll \Delta_0$  e então  $\langle \mathcal{O}(x) \mathcal{O}(y) \rangle \sim \frac{1}{|x-y|^{2\Delta_0}} (1 - \gamma \ln \Lambda^2 |x-y|^2)$

# Integrabilidade em AdS/CFT

SYM com  $\mathcal{N} = 4$

- É uma teoria **conforme!**
- Contém 1 campo de gauge, 6 escalares e 4 fermions  
$$\mathcal{S} = \frac{1}{g_{YM}^2} \int d^4x \left( -\frac{1}{2} \text{Tr} \mathcal{F}^2 + \text{Tr} D_\mu \phi^i D^\mu \phi^i - \text{Tr} [\phi^i, \phi^j]^2 \right)$$
- Numa teoria conforme  $\langle \mathcal{O}(x) \mathcal{O}(y) \rangle \sim \frac{1}{|x-y|^{2\Delta}}$ , onde  $\Delta = \Delta_0 + \gamma$ ,  $\Delta_0$  é a dimensão nua do operador e  $\gamma$  a dimensão anômala
- Se a constante de acoplamento for pequena  $\gamma \ll \Delta_0$  e então  $\langle \mathcal{O}(x) \mathcal{O}(y) \rangle \sim \frac{1}{|x-y|^{2\Delta_0}} (1 - \gamma \ln \Lambda^2 |x-y|^2)$
- Podemos considerar operadores  $\mathcal{O}$  no setor de SO(6) dos campos escalares composto por  $L$  campos escalares:  
$$\mathcal{O}_1(x) = \text{Tr}(\phi_{i_1}(x) \dots \phi_{i_L}(x))$$
$$\mathcal{O}_2(y) = \text{Tr}(\phi_{j_1}(y) \dots \phi_{j_L}(y))$$

# Integrabilidade em AdS/CFT

SYM com  $\mathcal{N} = 4$

- É uma teoria **conforme!**
- Contém 1 campo de gauge, 6 escalares e 4 fermions  
$$\mathcal{S} = \frac{1}{g_{\text{YM}}^2} \int d^4x \left( -\frac{1}{2} \text{Tr} \mathcal{F}^2 + \text{Tr} D_\mu \phi^i D^\mu \phi^j - \text{Tr} [\phi^i, \phi^j]^2 \right)$$
- Numa teoria conforme  $\langle \mathcal{O}(x) \mathcal{O}(y) \rangle \sim \frac{1}{|x-y|^{2\Delta}}$ , onde  $\Delta = \Delta_0 + \gamma$ ,  $\Delta_0$  é a dimensão nua do operador e  $\gamma$  a dimensão anômala
- Se a constante de acoplamento for pequena  $\gamma \ll \Delta_0$  e então  $\langle \mathcal{O}(x) \mathcal{O}(y) \rangle \sim \frac{1}{|x-y|^{2\Delta_0}} (1 - \gamma \ln \Lambda^2 |x-y|^2)$

- Podemos considerar operadores  $\mathcal{O}$  no setor de SO(6) dos campos escalares composto por  $L$  campos escalares:

$$\mathcal{O}_1(x) = \text{Tr}(\phi_{i_1}(x) \dots \phi_{i_L}(x))$$

$$\mathcal{O}_2(y) = \text{Tr}(\phi_{j_1}(y) \dots \phi_{j_L}(y))$$

- Se tomarmos o setor mais simples, **SU(2)**, obtemos  $\langle \mathcal{O}_1(x) \mathcal{O}_2(y) \rangle \sim \frac{1}{|x-y|^{2L}} (1 - \frac{1}{2\pi^2} \ln \Lambda^2 |x-y|^2 \Gamma)$ , onde  $\Gamma = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^L (1 - P_{\ell, \ell+1})$ , onde  $P$  é o operador de troca

$$P_{\ell, \ell+1} \delta_{i_1}^{j_1} \dots \delta_{i_\ell}^{j_\ell} \delta_{i_{\ell+1}}^{j_{\ell+1}} \dots \delta_{i_L}^{j_L} = \delta_{i_1}^{j_1} \dots \delta_{i_\ell}^{j_{\ell+1}} \delta_{i_{\ell+1}}^{j_\ell} \dots \delta_{i_L}^{j_L}$$

# Integrabilidade em AdS/CFT

SYM com  $\mathcal{N} = 4$

- Esta é essencialmente a **Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sitios!!!**

$$H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^L \left( \frac{1}{2} - 2\vec{S}_{\ell} \cdot \vec{S}_{\ell+1} \right)$$

# Integrabilidade em AdS/CFT

SYM com  $\mathcal{N} = 4$

- Esta é essencialmente a **Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sitios!!!**

$$H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^L \left( \frac{1}{2} - 2\vec{S}_{\ell} \cdot \vec{S}_{\ell+1} \right)$$

- A cadeia de spins é **ferromagnética**, e o estado fundamental tem todos os spins alinhados, com spin total  $L/2$ .

# Integrabilidade em AdS/CFT

SYM com  $\mathcal{N} = 4$

- Esta é essencialmente a **Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sítios!!!**

$$H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^L \left( \frac{1}{2} - 2\vec{S}_{\ell} \cdot \vec{S}_{\ell+1} \right)$$

- A cadeia de spins é **ferromagnética**, e o estado fundamental tem todos os spins alinhados, com spin total  $L/2$ .
- Estes são os operadores primários da teoria de gauge. Os operadores não primários são excitações deste estado fundamental: **magnons com  $E = \lambda \frac{m(n-m)}{2L}$**

# Integrabilidade em AdS/CFT

SYM com  $\mathcal{N} = 4$

- Esta é essencialmente a **Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sítios!!!**

$$H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^L \left( \frac{1}{2} - 2\vec{S}_{\ell} \cdot \vec{S}_{\ell+1} \right)$$

- A cadeia de spins é **ferromagnética**, e o estado fundamental tem todos os spins alinhados, com spin total  $L/2$ .
- Estes são os operadores primários da teoria de gauge. Os operadores não primários são excitações deste estado fundamental: **magnons com  $E = \lambda \frac{m(n-m)}{2L}$**
- Todas as ferramentas de modelos integráveis podem agora ser usados (**ansatz de Bethe**, etc) assim como suas propriedades (**o espalhamento de excitações pode ser reduzido ao espalhamento de 2 partículas**, etc.)

# Integrabilidade em AdS/CFT

SYM com  $\mathcal{N} = 4$

- Esta é essencialmente a **Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sítios!!!**

$$H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^L \left( \frac{1}{2} - 2\vec{S}_{\ell} \cdot \vec{S}_{\ell+1} \right)$$

- A cadeia de spins é **ferromagnética**, e o estado fundamental tem todos os spins alinhados, com spin total  $L/2$ .
- Estes são os operadores primários da teoria de gauge. Os operadores não primários são excitações deste estado fundamental: **magnons com  $E = \lambda \frac{m(n-m)}{2L}$**
- Todas as ferramentas de modelos integráveis podem agora ser usados (**ansatz de Bethe**, etc) assim como suas propriedades (**o espalhamento de excitações pode ser reduzido ao espalhamento de 2 partículas**, etc.)
- Neste contexto  $\Gamma$  também é a **correção de 1-loop do operador de dilatação**.

# Integrabilidade em AdS/CFT

SYM com  $\mathcal{N} = 4$

- Esta é essencialmente a **Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sítios!!!**

$$H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^L \left( \frac{1}{2} - 2\vec{S}_{\ell} \cdot \vec{S}_{\ell+1} \right)$$

- A cadeia de spins é **ferromagnética**, e o estado fundamental tem todos os spins alinhados, com spin total  $L/2$ .
- Estes são os operadores primários da teoria de gauge. Os operadores não primários são excitações deste estado fundamental: **magnons com  $E = \lambda \frac{m(n-m)}{2L}$**
- Todas as ferramentas de modelos integráveis podem agora ser usados (**ansatz de Bethe**, etc) assim como suas propriedades (**o espalhamento de excitações pode ser reduzido ao espalhamento de 2 partículas**, etc.)
- Neste contexto  $\Gamma$  também é a **correção de 1-loop do operador de dilatação**.
- Outros setores da teoria de gauge também são integráveis.

# Integrabilidade em AdS/CFT

SYM com  $\mathcal{N} = 4$

- Esta é essencialmente a **Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sítios!!!**

$$H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^L \left( \frac{1}{2} - 2\vec{S}_\ell \cdot \vec{S}_{\ell+1} \right)$$

- A cadeia de spins é **ferromagnética**, e o estado fundamental tem todos os spins alinhados, com spin total  $L/2$ .
- Estes são os operadores primários da teoria de gauge. Os operadores não primários são excitações deste estado fundamental: **magnons com  $E = \lambda \frac{m(n-m)}{2L}$**
- Todas as ferramentas de modelos integráveis podem agora ser usados (**ansatz de Bethe**, etc) assim como suas propriedades (**o espalhamento de excitações pode ser reduzido ao espalhamento de 2 partículas**, etc.)
- Neste contexto  $\Gamma$  também é a **correção de 1-loop do operador de dilatação**.
- Outros setores da teoria de gauge também são integráveis.
- Teoria de gauge com **menos supersimetria** também apresenta setores integráveis.

# Integrabilidade em AdS/CFT

SYM com  $\mathcal{N} = 4$

- Esta é essencialmente a **Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sítios!!!**

$$H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^L \left( \frac{1}{2} - 2\vec{S}_{\ell} \cdot \vec{S}_{\ell+1} \right)$$

- A cadeia de spins é **ferromagnética**, e o estado fundamental tem todos os spins alinhados, com spin total  $L/2$ .
- Estes são os operadores primários da teoria de gauge. Os operadores não primários são excitações deste estado fundamental: **magnons com  $E = \lambda \frac{m(n-m)}{2L}$**
- Todas as ferramentas de modelos integráveis podem agora ser usados (**ansatz de Bethe**, etc) assim como suas propriedades (**o espalhamento de excitações pode ser reduzido ao espalhamento de 2 partículas**, etc.)
- Neste contexto  $\Gamma$  também é a **correção de 1-loop do operador de dilatação**.
- Outros setores da teoria de gauge também são integráveis.
- Teoria de gauge com **menos supersimetria** também apresenta setores integráveis.
- **A teoria inteira é integrável?**

# Integrabilidade em AdS/CFT

Cordas em AdS

- A ação clássica da corda num background de AdS é integrável:  
tem um número infinito de correntes não-locais!

# Integrabilidade em AdS/CFT

## Cordas em AdS

- A ação clássica da corda num background de AdS é integrável: tem um número infinito de correntes não-locais!
- O setor de  $SU(2)$  da teoria de gauge corresponde a uma corda restrita a se mover no sub-espaço  $R \times S^3$ , onde  $R$  corresponde à coordenada temporal de  $AdS_5$  e  $S^3$  é um sub-espaço de  $S^5$ .

# Integrabilidade em AdS/CFT

## Cordas em AdS

- A ação clássica da corda num background de AdS é integrável: tem um número infinito de correntes não-locais!
- O setor de  $SU(2)$  da teoria de gauge corresponde a uma corda restrita a se mover no sub-espaço  $R \times S^3$ , onde  $R$  corresponde à coordenada temporal de  $AdS_5$  e  $S^3$  é um sub-espaço de  $S^5$ .
- A isometria de  $S^3$  é  $SO(4) = SU(2)_L \times SU(2)_R$  e tomar  $SU(2)_R$  como o grupo atuante na teoria de gauge.

# Integrabilidade em AdS/CFT

## Cordas em AdS

- A ação clássica da corda num background de AdS é integrável: tem um número infinito de correntes não-locais!
- O setor de  $SU(2)$  da teoria de gauge corresponde a uma corda restrita a se mover no sub-espaço  $R \times S^3$ , onde  $R$  corresponde à coordenada temporal de  $AdS_5$  e  $S^3$  é um sub-espaço de  $S^5$ .
- A isometria de  $S^3$  é  $SO(4) = SU(2)_L \times SU(2)_R$  e tomar  $SU(2)_R$  como o grupo atuante na teoria de gauge.
- Podemos resolver as equações clássicas da teoria de cordas e encontrar a energia

$$E = \sqrt{L^2 - \lambda m_1 m_2} \sim L - \lambda \frac{m_1 m_2}{2L}$$

# Integrabilidade em AdS/CFT

## Cordas em AdS

- A ação clássica da corda num background de AdS é integrável: tem um número infinito de correntes não-locais!
- O setor de  $SU(2)$  da teoria de gauge corresponde a uma corda restrita a se mover no sub-espaço  $R \times S^3$ , onde  $R$  corresponde à coordenada temporal de  $AdS_5$  e  $S^3$  é um sub-espaço de  $S^5$ .
- A isometria de  $S^3$  é  $SO(4) = SU(2)_L \times SU(2)_R$  e tomar  $SU(2)_R$  como o grupo atuante na teoria de gauge.
- Podemos resolver as equações clássicas da teoria de cordas e encontrar a energia
$$E = \sqrt{L^2 - \lambda m_1 m_2} \sim L - \lambda \frac{m_1 m_2}{2L}$$
- O espectro das cordas em AdS corresponde ao espectro de dimensão anômala do operador de dilatação da teoria de gauge!

- Uma **descrição tentativa da QCD** em termos de uma teoria gravitacional.

- Uma **descrição tentativa da QCD** em termos de uma teoria gravitacional.
- QCD não é uma teoria conforme! Mas podemos considerar a região em que o acoplamento é aproximadamente constante e as massas dos quarks podem ser desprezadas.

- Uma **descrição tentativa da QCD** em termos de uma teoria gravitacional.
- QCD não é uma teoria conforme! Mas podemos considerar a região em que o acoplamento é aproximadamente constante e as massas dos quarks podem ser desprezadas.
- Pode-se simular o confinamento impondo-se condições de contorno na variável holográfica  $z$  em  $z = z_0 = \Lambda_{QCD}$  nos campos de AdS  $\phi(\vec{x}, z)$ .

- Uma **descrição tentativa da QCD** em termos de uma teoria gravitacional.
- QCD não é uma teoria conforme! Mas podemos considerar a região em que o acoplamento é aproximadamente constante e as massas dos quarks podem ser desprezadas.
- Pode-se simular o confinamento impondo-se condições de contorno na variável holográfica  $z$  em  $z = z_0 = \Lambda_{QCD}$  nos campos de AdS  $\phi(\vec{x}, z)$ .
- A **adição de um brana em  $z_0$**  quebra a invariância conforme e permite a existência de partículas e da matriz S.

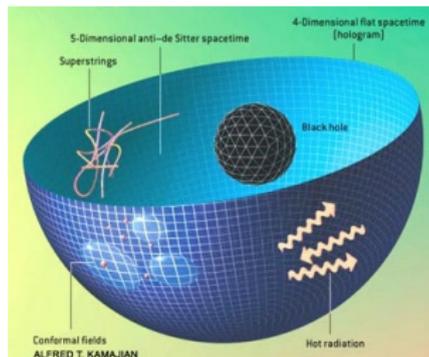
- Uma **descrição tentativa da QCD** em termos de uma teoria gravitacional.
- QCD não é uma teoria conforme! Mas podemos considerar a região em que o acoplamento é aproximadamente constante e as massas dos quarks podem ser desprezadas.
- Pode-se simular o confinamento impondo-se condições de contorno na variável holográfica  $z$  em  $z = z_0 = \Lambda_{QCD}$  nos campos de AdS  $\phi(\vec{x}, z)$ .
- A **adição de um brana em  $z_0$**  quebra a invariância conforme e permite a existência de partículas e da matriz S.
- O objetivo é encontrar **algum dual da QCD** que exiba confinamento, quebra de simetria quiral, e permita determinar massas, constantes de decaimento, fatores de forma, etc.

- Uma **descrição tentativa da QCD** em termos de uma teoria gravitacional.
- QCD não é uma teoria conforme! Mas podemos considerar a região em que o acoplamento é aproximadamente constante e as massas dos quarks podem ser desprezadas.
- Pode-se simular o confinamento impondo-se condições de contorno na variável holográfica  $z$  em  $z = z_0 = \Lambda_{QCD}$  nos campos de AdS  $\phi(\vec{x}, z)$ .
- A **adição de um brana em  $z_0$**  quebra a invariância conforme e permite a existência de partículas e da matriz S.
- O objetivo é encontrar **algum dual da QCD** que exiba confinamento, quebra de simetria quiral, e permita determinar massas, constantes de decaimento, fatores de forma, etc.
- Existem muitas linhas nesse sentido. **Note que não tem a mesma solidez que AdS/CFT.**

# Plasma de Quarks e Gluons

Temperatura finita

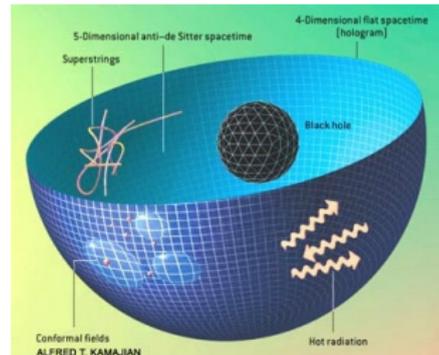
- Efeitos de **temperatura** na teoria de gauge: adicionar um **buraco negro em AdS!**



# Plasma de Quarks e Gluons

Temperatura finita

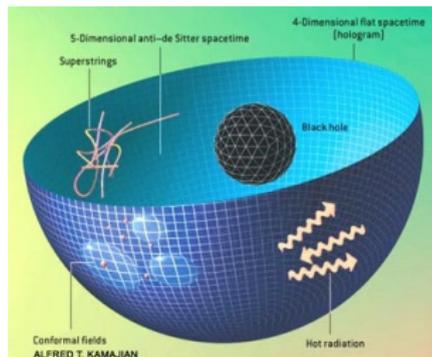
- Efeitos de **temperatura** na teoria de gauge: adicionar um **buraco negro em AdS!**
- Entropia do buraco negro em AdS é:  $S = \frac{\pi^2}{2} N^2 V_3 T^3$



# Plasma de Quarks e Gluons

Temperatura finita

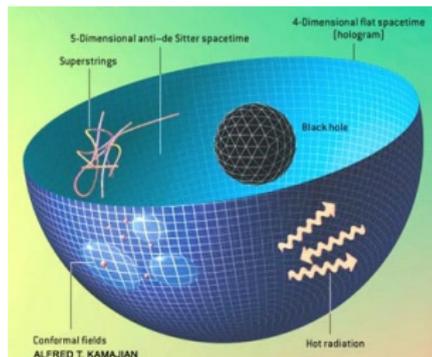
- Efeitos de **temperatura** na teoria de gauge: adicionar um **buraco negro em AdS!**
- Entropia do buraco negro em AdS é:  $S = \frac{\pi^2}{2} N^2 V_3 T^3$
- Deve ser identificada com a entropia de teoria de SYM com  $\mathcal{N} = 4$  à mesma temperatura:  $S = \frac{2\pi^2}{3} N^2 V_3 T^3$ : O fator de **3/4** deve-se aos diferentes regimes em que foram calculados,  $\lambda \rightarrow \infty$  na teoria de gauge e  $\lambda \rightarrow 0$  na brana!



# Plasma de Quarks e Gluons

Temperatura finita

- Efeitos de **temperatura** na teoria de gauge: adicionar um **buraco negro em AdS!**
- Entropia do buraco negro em AdS é:  $S = \frac{\pi^2}{2} N^2 V_3 T^3$
- Deve ser identificada com a entropia de teoria de SYM com  $\mathcal{N} = 4$  à mesma temperatura:  $S = \frac{2\pi^2}{3} N^2 V_3 T^3$ : O fator de **3/4** deve-se aos diferentes regimes em que foram calculados,  $\lambda \rightarrow \infty$  na teoria de gauge e  $\lambda \rightarrow 0$  na brana!
- Concordância quando **correções** são adicionadas.



# Plasma de Quarks e Gluons

Dual

- Viscosidade  $\eta$  na teoria de gauge:

$$T_{ij} = p\delta_{ij} - \eta(\partial_i u_j + \partial_j u_i - \frac{2}{3}\delta_{ij}\partial_k u_k)$$

A viscosidade é computada pela fórmula de Kubo:

$$\eta = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{1}{2\omega} \int dt d^3x e^{i\omega t} \langle [T_{xy}(t, \vec{x}), T_{xy}(0, 0)] \rangle$$

# Plasma de Quarks e Gluons

Dual

- Viscosidade  $\eta$  na teoria de gauge:

$$T_{ij} = p\delta_{ij} - \eta(\partial_i u_j + \partial_j u_i - \frac{2}{3}\delta_{ij}\partial_k u_k)$$

A viscosidade é computada pela fórmula de Kubo:

$$\eta = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{1}{2\omega} \int dt d^3x e^{i\omega t} \langle [T_{xy}(t, \vec{x}), T_{xy}(0, 0)] \rangle$$

- Na brana computa-se a absorção de grávitons  $h_{xy}$  de baixa energia pela 3-brana e encontra-se  $\eta = \frac{\pi}{8} N^2 T^3$  de forma que

# Plasma de Quarks e Gluons

Dual

- Viscosidade  $\eta$  na teoria de gauge:

$$T_{ij} = p\delta_{ij} - \eta(\partial_i u_j + \partial_j u_i - \frac{2}{3}\delta_{ij}\partial_k u_k)$$

A viscosidade é computada pela fórmula de Kubo:

$$\eta = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{1}{2\omega} \int dt d^3x e^{i\omega t} \langle [T_{xy}(t, \vec{x}), T_{xy}(0, 0)] \rangle$$

- Na brana computa-se a absorção de grávitons  $h_{xy}$  de baixa energia pela 3-brana e encontra-se  $\eta = \frac{\pi}{8} N^2 T^3$  de forma que

$$\frac{\eta}{s} = \frac{\hbar}{4\pi}$$

onde  $s$  é a densidade de entropia.

# Plasma de Quarks e Gluons

Dual

- Viscosidade  $\eta$  na teoria de gauge:

$$T_{ij} = p\delta_{ij} - \eta(\partial_i u_j + \partial_j u_i - \frac{2}{3}\delta_{ij}\partial_k u_k)$$

A viscosidade é computada pela fórmula de Kubo:

$$\eta = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{1}{2\omega} \int dt d^3x e^{i\omega t} \langle [T_{xy}(t, \vec{x}), T_{xy}(0, 0)] \rangle$$

- Na brana computa-se a absorção de grávitons  $h_{xy}$  de baixa energia pela 3-brana e encontra-se  $\eta = \frac{\pi}{8} N^2 T^3$  de forma que

$$\frac{\eta}{s} = \frac{\hbar}{4\pi}$$

onde  $s$  é a densidade de entropia.

- **Parece ser um resultado universal!**

# Plasma de Quarks e Gluons

Dual

- Viscosidade  $\eta$  na teoria de gauge:

$$T_{ij} = p\delta_{ij} - \eta(\partial_i u_j + \partial_j u_i - \frac{2}{3}\delta_{ij}\partial_k u_k)$$

A viscosidade é computada pela fórmula de Kubo:

$$\eta = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{1}{2\omega} \int dt d^3x e^{i\omega t} \langle [T_{xy}(t, \vec{x}), T_{xy}(0, 0)] \rangle$$

- Na brana computa-se a absorção de grávitons  $h_{xy}$  de baixa energia pela 3-brana e encontra-se  $\eta = \frac{\pi}{8} N^2 T^3$  de forma que

$$\frac{\eta}{s} = \frac{\hbar}{4\pi}$$

onde  $s$  é a densidade de entropia.

- **Parece ser um resultado universal!**
- Dados do RHIC diferem por um fator 2!!!

# Plasma de Quarks e Gluons

Dual

- Viscosidade  $\eta$  na teoria de gauge:

$$T_{ij} = p\delta_{ij} - \eta(\partial_i u_j + \partial_j u_i - \frac{2}{3}\delta_{ij}\partial_k u_k)$$

A viscosidade é computada pela fórmula de Kubo:

$$\eta = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{1}{2\omega} \int dt d^3x e^{i\omega t} \langle [T_{xy}(t, \vec{x}), T_{xy}(0, 0)] \rangle$$

- Na brana computa-se a absorção de grávitons  $h_{xy}$  de baixa energia pela 3-brana e encontra-se  $\eta = \frac{\pi}{8} N^2 T^3$  de forma que

$$\frac{\eta}{s} = \frac{\hbar}{4\pi}$$

onde  $s$  é a densidade de entropia.

- **Parece ser um resultado universal!**
- Dados do RHIC diferem por um fator 2!!!
- Outras quantidades, como screening length, drag force coefficient, jet quenching parameters, etc., também podem ser calculadas e parecem ser independentes do número de cores e sabores da teoria!!!