

Concluimos entonces que las amplitudes tienen la forma

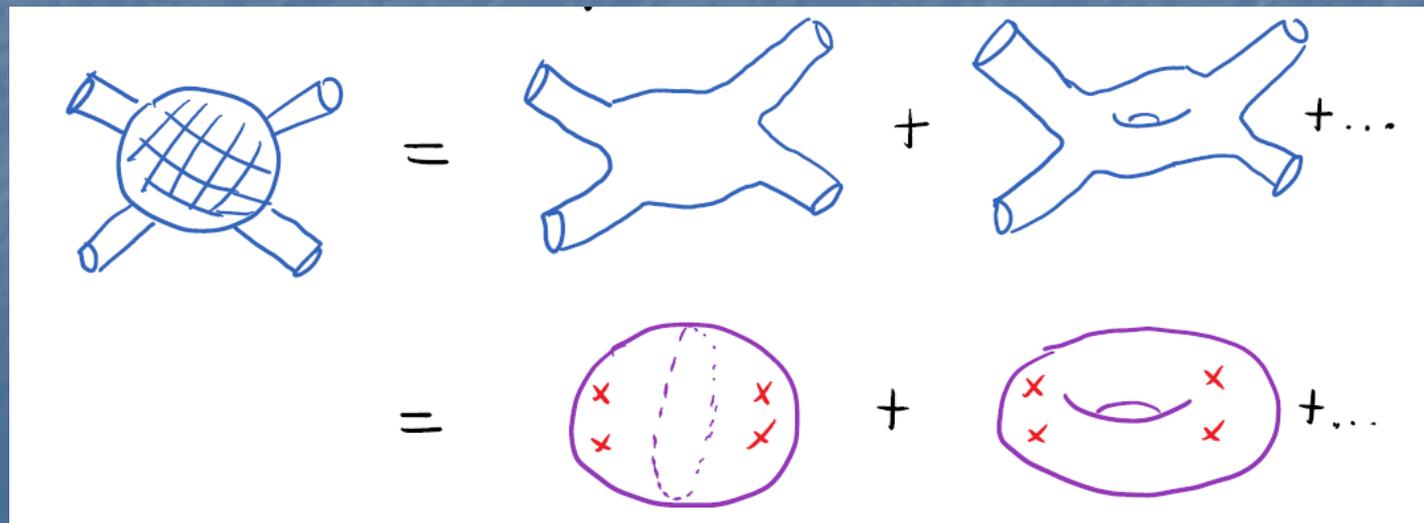
$$\sum_{m,b=0}^{\infty} N_c^\chi \sum_{L=0}^{\infty} \lambda^{L-1} N_s^b C_{m,b,L} = \sum_{m,b=0}^{\infty} N_c^\chi f_{m,b}(\lambda, N_s)$$

(divergencias IR pueden provocar la aparición de potencias no enteras de  $\lambda$  )

iii Esta es la misma forma de la expansión perturbativa en una **teoría de cuerdas** con acoplamiento

$$g_c = 1 / N_c \quad \{\text{curso de Mariano}\}$$

(suma sobre superficies pesada con  $g_c^{-\chi}$  ) !!!



Concluimos entonces que las amplitudes tienen la forma

$$\sum_{m,b=0}^{\infty} N_c^\chi \sum_{L=0}^{\infty} \lambda^{L-1} N_s^b C_{m,b,L} = \sum_{m,b=0}^{\infty} N_c^\chi f_{m,b}(\lambda, N_s)$$

(divergencias IR pueden provocar la aparición de potencias no enteras de  $\lambda$  )

iii Esta es la misma forma de la expansión perturbativa en una **teoría de cuerdas** con acoplamiento

$$g_c = 1 / N_c \quad \{\text{curso de Mariano}\}$$

(suma sobre superficies pesada con  $g_c^{-\chi}$  ) !!!

Si solo hay gluones (campos en "rep. adjunta", i.e., matrices, dando lugar a **glubolas**), no hay bordes: se trata de una teoría de **cuerdas cerradas**

Si además hay quarks (campos en "rep. fundamental", i.e., columnas, dando lugar a **mesones**), sí puede haber bordes: se trata de una teoría de **cuerdas cerradas y abiertas**

Por supuesto, este argumento apenas *sugiere* una conexión con alguna teoría de cuerdas, puesto que no tenemos verdaderas superficies...

$\lambda \ll 1$  Expansión perturbativa válida: dominan diagramas con pocos vértices

$\lambda \gg 1$  Intuitivamente, dominan diagramas con muchos vértices, ¿acaso se llenan los hoyos para dar verdaderas superficies?

Y el argumento de 't Hooft tampoco nos dice cuál teoría de cuerdas sería relevante

Como veremos, AdS/CFT hace todo esto muy explícito

Para entender mejor el régimen de **acoplamiento fuerte**, nos conviene cambiar a una prima más distante de QCD...

# Una Prima Lejana de QCD

- Yang-Mills (QCD SIN quarks):  $A_{C\bar{C}}^\mu(x)$   $C, \bar{C} = 1, \dots, N_c$  ●
- + 6 campos escalares sin masa:  $\Phi_{C\bar{C}}^I(x)$   $I = 1, \dots, 6$  ●
- + 4 espinores de Weyl sin masa:  $\lambda_{\alpha C\bar{C}}^A(x)$   $A = 1, \dots, 4$  ●
- + interacciones de 3 y 4 pts. sincronizadas con cuidado

= **Super-Yang-Mills  $SU(N_c)$  con  $\mathcal{N} = 4$  supersimetrías**

'**Supersimetría extendida**': en lugar de las 4 rotaciones fermiónicas independientes generadas por las

**supercargas**  $Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}$  del caso más familiar ("  $\mathcal{N} = 1$  ")

{curso Elena}, aquí tenemos 4 x 4:  $Q_\alpha^A, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}^A$

¡Y **todos** los campos de la teoría son superparientes del gluón!

# SYM $\mathcal{N} = 4$

$$\mathcal{L} = \text{Tr} \left\{ -\frac{1}{2g_{YM}^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{\theta_{YM}}{8\pi^2} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} - i\bar{\lambda}^A \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^A - D_\mu \Phi^I D^\mu \Phi^I \right. \\ \left. + g_{YM} C_I^{AB} \lambda_A [\Phi^I, \lambda_B] + g_{YM} \bar{C}_I^{AB} \bar{\lambda}_A [\Phi^I, \bar{\lambda}_B] + \frac{g_{YM}^2}{2} [\Phi^I, \Phi^J][\Phi^I, \Phi^J] \right\}$$


 números (coefs. de Clebsch-Gordan)

Puede entenderse como reducción dimensional de  
SYM  $\mathcal{N} = 1$  (norma+normino) en 9+1 dim {curso Saúl}

Las cancelaciones entre bosones y fermiones debidas a supersimetría (máxima) hacen que la teoría resulte ser invariante bajo **reescalamientos** aún a nivel cuántico... ¡¡  $g_{YM}$  NO corre con la energía!! [Sohnius, West]

Simetría espaciotemporal:

Lorentz  $M_{\mu\nu}$  + Translaciones  $P_\mu$   
+ Dilataciones  $D$  (reescalamientos)  $x^\mu \rightarrow s x^\mu$   
+ "Transformaciones conformes especiales"  $K_\mu$

$$x^\mu \rightarrow \frac{x^\mu + a^\mu x^2}{1 + 2a \cdot x + a^2 x^2}$$

= **Grupo Conforme**  $SO(4,2) \supset \text{Poincaré}(3,1) \supset SO(3,1)$

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = -i\eta_{\mu\rho} M_{\nu\sigma} \pm \text{perm}; \quad [M_{\mu\nu}, P_\rho] = -i(\eta_{\mu\rho} P_\nu - \eta_{\nu\rho} P_\mu);$$

$$[P_\mu, P_\rho] = 0; \quad [K_\mu, K_\rho] = 0; \quad [M_{\mu\nu}, K_\rho] = -i(\eta_{\mu\rho} K_\nu - \eta_{\nu\rho} K_\mu);$$

$$[P_\mu, K_\nu] = 2i M_{\mu\nu} - 2i\eta_{\mu\nu} D;$$

$$[M_{\mu\nu}, D] = 0; \quad [D, P_\mu] = -iP_\mu; \quad [D, K_\mu] = iK_\mu$$

SYM  $\mathcal{N} = 4$  es una

## Teoría de Campos Conforme (CFT)

(Luce igual a cualquier escala energética)

Si tomamos *cualquier* teoría de campos y la examinamos a **ultra-altas energías** (más altas que cualquier escala característica de la teoría), ocurre una de 2 cosas:

- La teoría se vuelve **conforme** (como QCD)
- La teoría NO está bien definida (como QED)

Similarmente, a **ultra-bajas energías** hay 2 opciones:

- La teoría se vuelve **conforme** (como QED)
- La teoría NO tiene excitaciones, hay una "brecha de masa" –mass gap (como QCD)



SYM  $\mathcal{N} = 4$  tiene aún más simetrías:

Simetría interna global:  $SU(4) \simeq SO(6)$

que rota entre sí los  $\Phi_{CC'}^I(x) \quad I = 1, \dots, 6$

y (por separado) los  $\lambda_{\alpha CC'}^A(x) \quad A = 1, \dots, 4$

rota también las supercargas: **'Simetría R'**

Simetría fermiónica global:

16 supercargas usuales  $Q_\alpha^A \quad A = 1, \dots, 4$

+ 16 supercargas 'conformes'  $S_\alpha^A \quad A = 1, \dots, 4$

$\{Q, Q\} \simeq P; \quad [K, Q] \simeq S; \quad [P, S] \simeq Q; \quad \{S, S\} \simeq K;$

$[D, Q] = -\frac{i}{2}Q; \quad [D, S] = \frac{i}{2}S; \quad \{Q, S\} \simeq M + D + R$

**Teoría de Campos Superconforme (SCFT)**

# QCD vs. SYM $\mathcal{N} = 4$

- $T = 0$  :
  - Asintót. libre  $dg_{YM}^2 / dE < 0$
  - Confinada en IR
  - Solo partículas masivas  $\neq$
  - Potencial lineal
  - No Supersimétrica
  - (Aunque: mismas amplitudes gluónicas a nivel árbol)
- $T > T_{\text{desconfinamiento}}$  :
  - Aprox. conforme  $\varepsilon \propto T^4$
  - Desconfinada
  - Plasma no abeliano de gluones y quarks  $\approx$
  - Potencial apantallado
  - No Supersimétrica
- Conforme  $dg_{YM}^2 / dE = 0$
- Desconfinada siempre
- No hay escala de masa
- Potencial de Coulomb
- Supersimétrica
- $\varepsilon \propto T^4$
- Desconfinada
- Plasma no abeliano de gluones y materia exótica
- Potencial apantallado
- Supersimetría rota

Así que SYM  $\mathcal{N} = 4$

a temperatura cero nos sirve solo como laboratorio teórico,

y a temperatura finita podría servirnos además como modelo de juguete para el QGP del mundo real

Como veremos, la dualidad norma/gravedad afirma que podemos entender a esta (y otras) prima(s) de QCD en términos de **una cierta teoría de cuerdas que vive en un cierto espaciotiempo curvo**

# ¿Qué es una Teoría de Cuerdas?

En última instancia,  
¡aún **NO sabemos!**

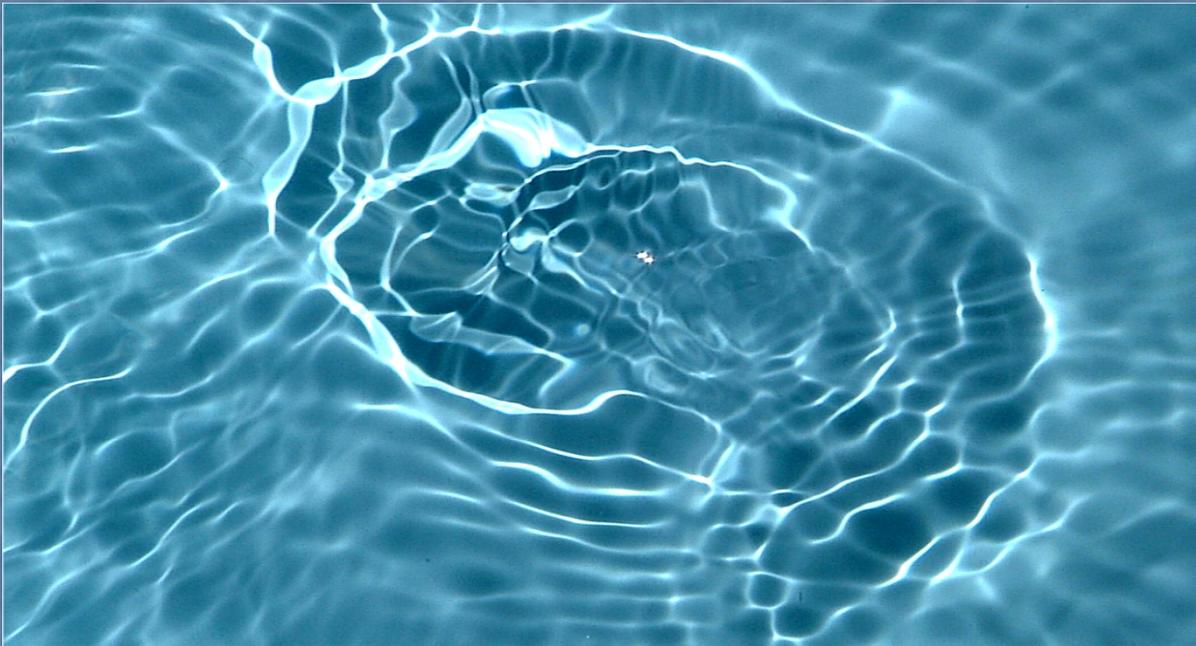
Es un lenguaje todavía  
en etapa de construcción

# ¿Qué es una Teoría de Cuerdas?



Partículas= excitaciones pequeñas de un **campo** cuántico

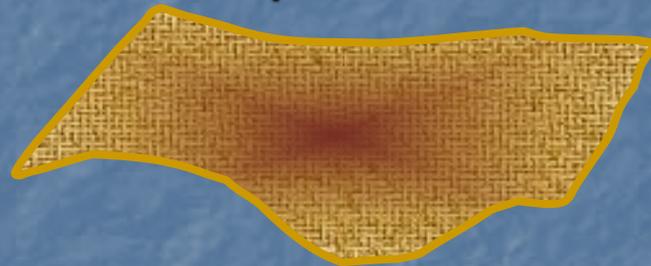
# ¿Qué es una Teoría de Cuerdas?



**Solitón**= excitación grande (no perturbativa)  
del campo (o varios campos)

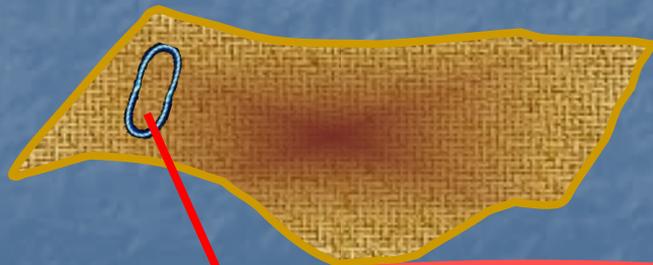
# ¿Qué es una Teoría de Cuerdas?

Dentro de una **teoría de cuerdas**, el espaciotiempo resulta ser apenas parte de una estructura mucho más compleja ( $\sim$  un "campo de cuerdas"—string field)



cuyas excitaciones pequeñas son descritas por **cuerdas**:

tamaño  $l_c$ , acoplamiento  $g_c$

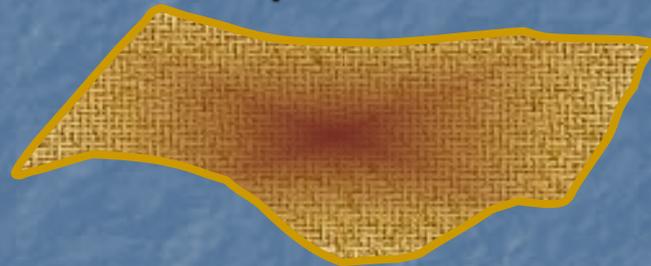


**gravitón** + fermiones + infinitas partículas/campos

A bajas energías: **Supergravedad** (teoría de campos)

# ¿Qué es una Teoría de Cuerdas?

Dentro de una **teoría de cuerdas**, el espaciotiempo resulta ser apenas parte de una estructura mucho más compleja (~ un "campo de cuerdas"—string field)



y cuyas excitaciones grandes, **solitónicas**, incluyen varios tipos de **branas** {curso Oscar}:

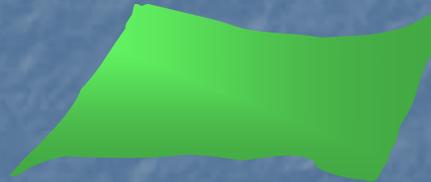


0-brana

con masas



1-brana



2-brana



3-brana

...

$m \propto 1/g_c^2$  ó  $m \propto 1/g_c$

# Teoría de Cuerdas IIB

A **bajas energías**, interacciones se pueden resumir en una "acción efectiva" {curso Mariano}

$$S_{\text{IIB}} = \frac{1}{16\pi G_N} \int d^{10}x \sqrt{-g} \left[ e^{-2\varphi} \left( R + 4(\partial_M \varphi)^2 - \frac{1}{12} (\partial_{[M} B_{NL]})^2 \right) - \sum_{p=-1,1,3} \frac{1}{(p+2)!} (\partial_{[M_1} C_{M_2 \dots M_{p+2}]})^2 + \dots + \text{fermiones} \right]$$

+ términos con más derivadas suprimidos por  $l_c^n$

$$16\pi G_N \equiv 2\kappa^2 \equiv (2\pi)^7 g_c l_c^8$$

# Teoría de Cuerdas IIB

A **bajas energías**, interacciones se pueden resumir en una "acción efectiva" {curso Mariano}

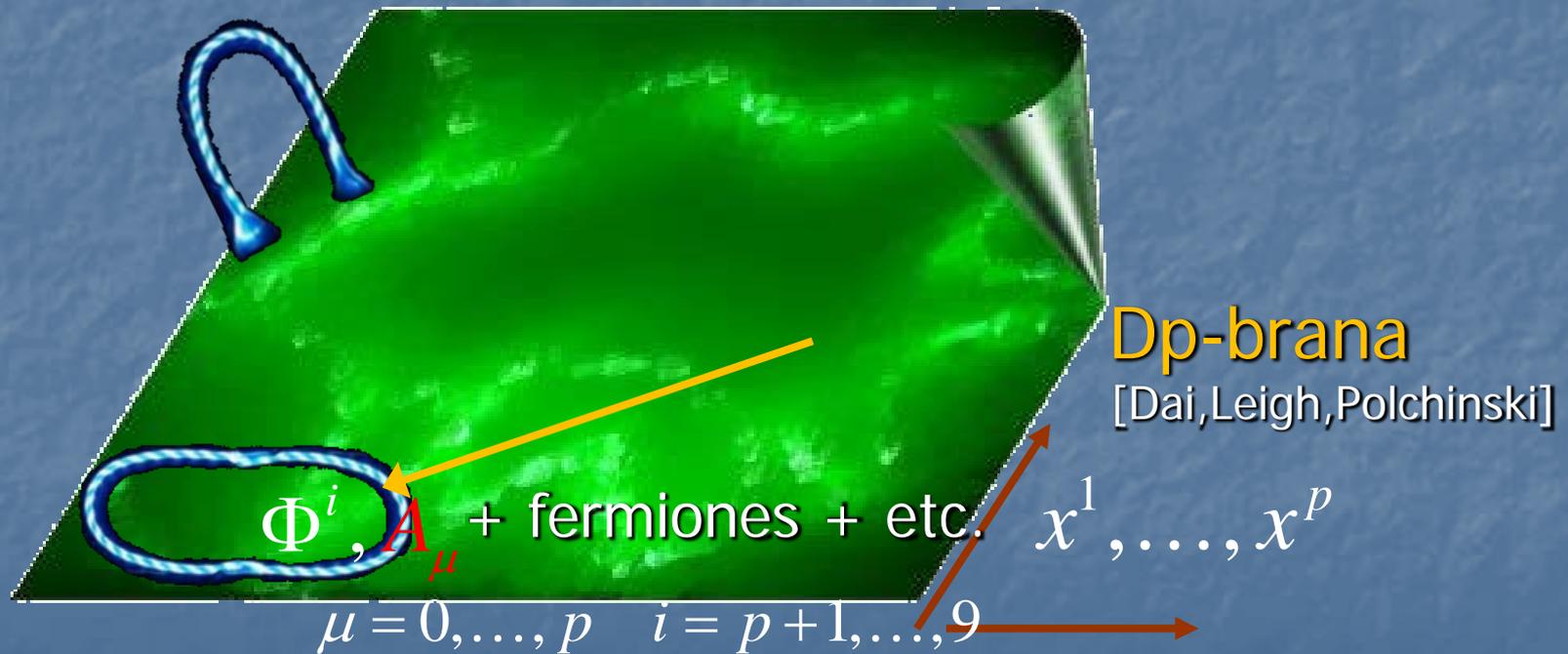
$$S_{\text{IIB}} = \frac{1}{16\pi G_N} \int d^{10}x \sqrt{-g} \left[ e^{-2\varphi} \left( R + 4(\partial_M \varphi)^2 - \frac{1}{12} (\partial_{[M} B_{NL]})^2 \right) - \sum_{p=-1,1,3} \frac{1}{(p+2)!} (\partial_{[M_1} C_{M_2 \dots M_{p+2}]})^2 + \dots + \text{fermiones} \right]$$

+ términos con más derivadas suprimidos por  $l_c^n$

**Supergravedad** (SUGRA) IIB: teoría con gravedad y un número **finito** de campos

# Teoría de Cuerdas IIB

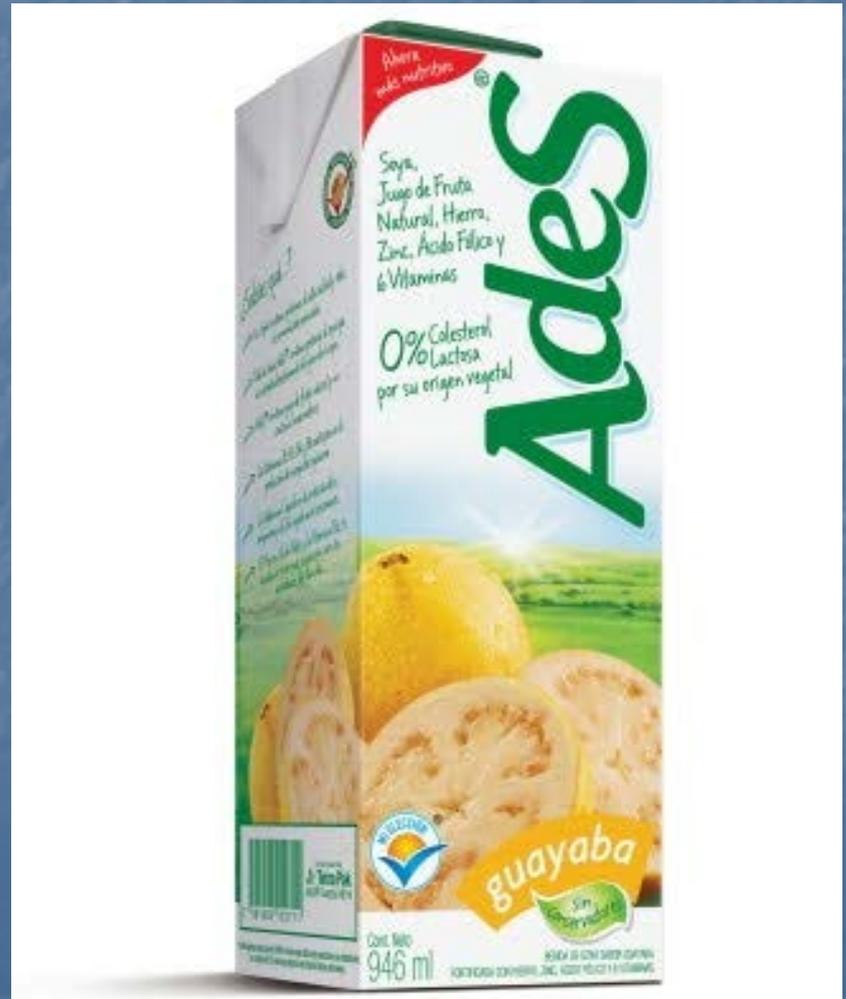
Hay D-branas de dimensión  $-1, 1, 3, 5, 7$ , {curso Oscar}, objetos dinámicos cuyas **excitaciones** son descritas por cuerdas **abiertas**



# Una Teoría de Cuerdas Específica

Cuerdas IIB sobre  $AdS_5 \times S^5$  (anti-de Sitter)

(y un cierto perfil de la intensidad de campo Ramond-Ramond con 5 índices {cursos Mariano, Oscar}, necesario para resolver las ecs. de mov. de SUGRA IIB)

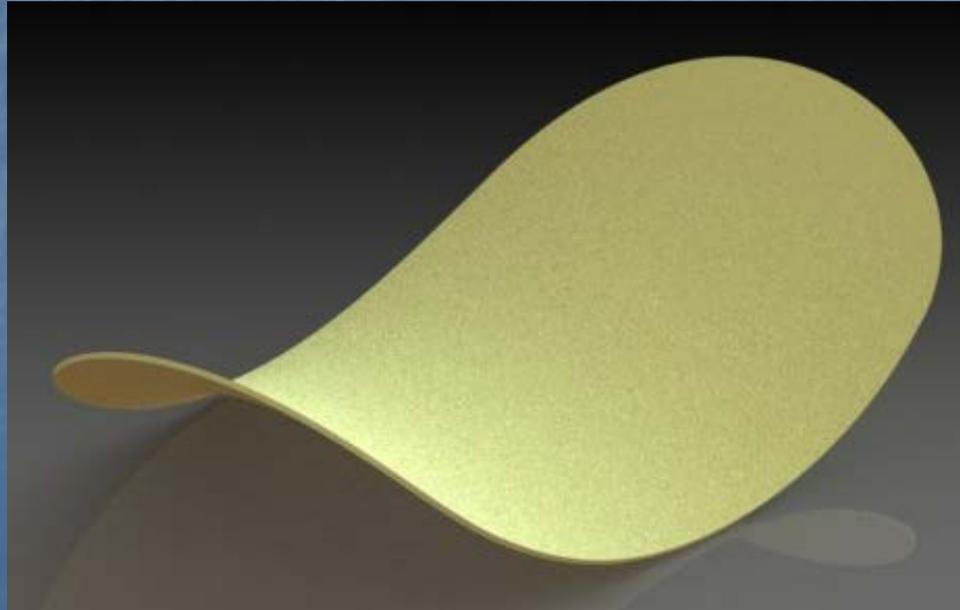


# Una Teoría de Cuerdas Específica

Cuerdas IIB sobre  $AdS_5 \times S^5$  (**anti-de Sitter**)

(y un cierto perfil de la intensidad de campo Ramond-Ramond con 5 índices {cursos Mariano, Oscar}, necesario para resolver las ecs. de mov. de SUGRA IIB)

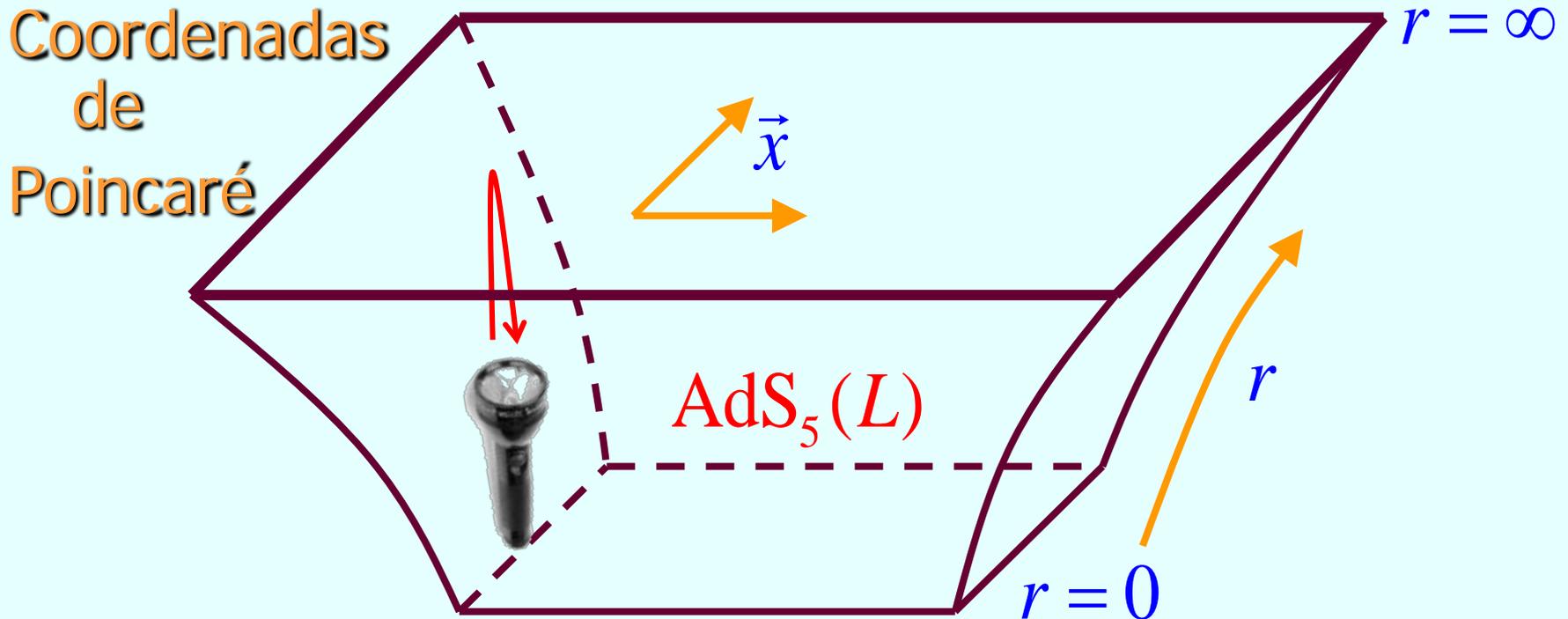
Espaciotiempo con curvatura constante **negativa** (análogo a silla de montar)



# Una Teoría de Cuerdas Específica

Cuerdas IIB sobre  $AdS_5 \times S^5$  (**anti-de Sitter**)

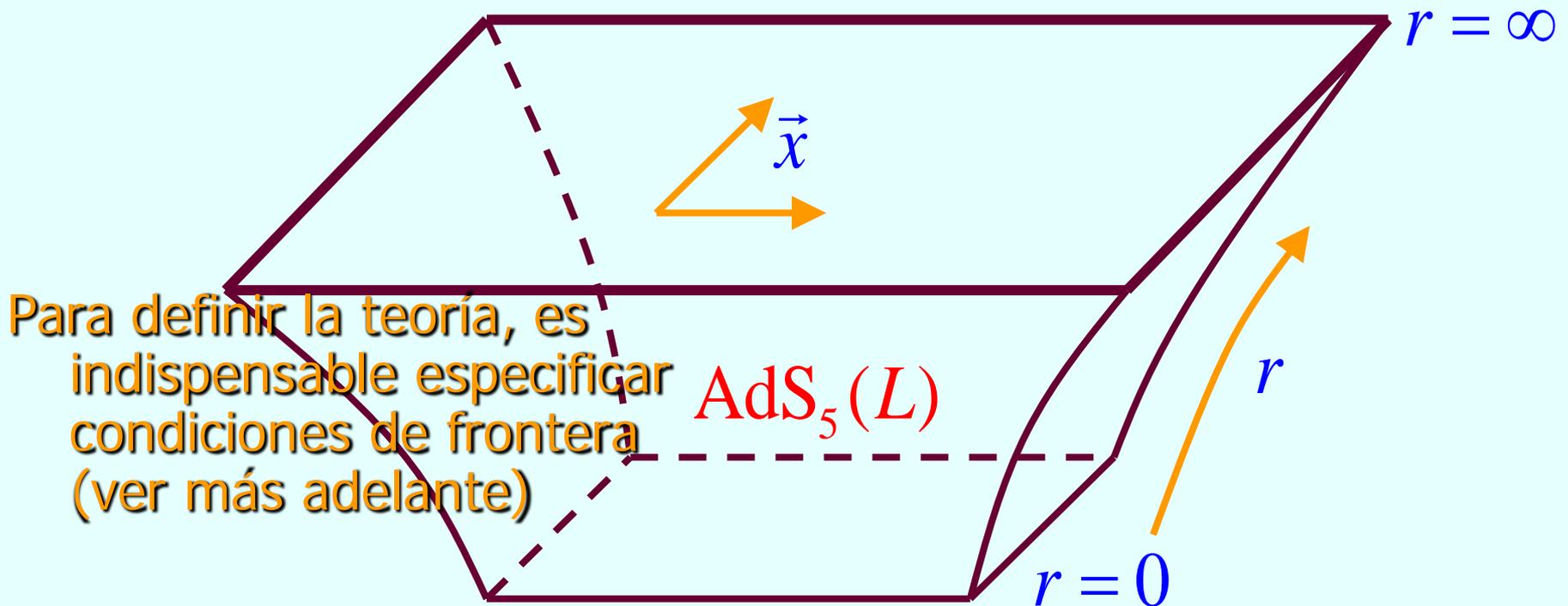
$$ds^2 = (r / L)^2 (-dt^2 + d\vec{x}^2) + (L / r)^2 dr^2$$



# Una Teoría de Cuerdas Específica

Cuerdas IIB sobre  $AdS_5 \times S^5$  (**anti-de Sitter**)

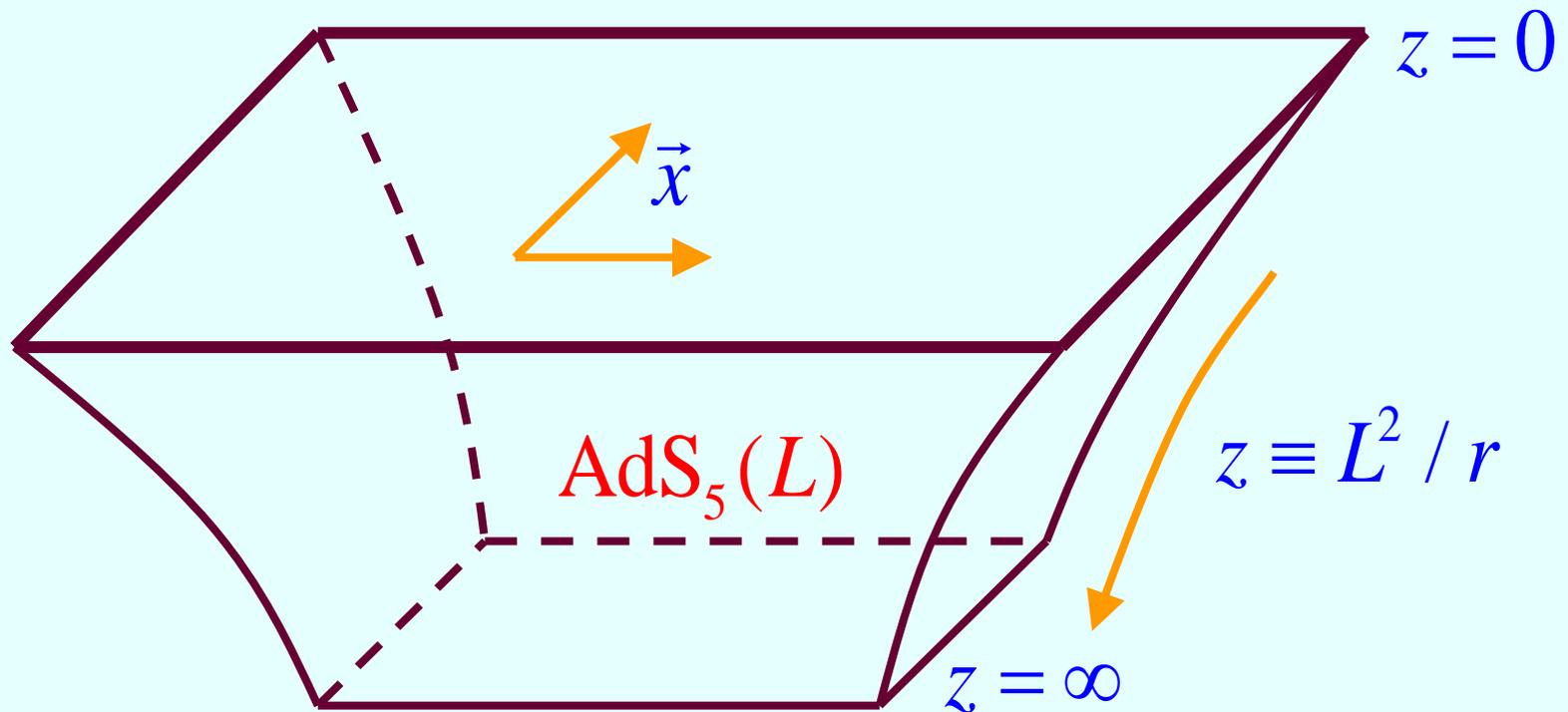
$$ds^2 = (r/L)^2 (-dt^2 + d\vec{x}^2) + (L/r)^2 dr^2$$



# Una Teoría de Cuerdas Específica

Cuerdas IIB sobre  $AdS_5 \times S^5$  (**anti-de Sitter**)

$$ds^2 = (L/z)^2 (-dt^2 + d\vec{x}^2 + dz^2)$$



# Una Teoría de Cuerdas Específica

Cuerdas IIB sobre  $AdS_5 \times S^5$  (**anti-de Sitter**)

$$ds^2 = (L/z)^2 (-dt^2 + d\vec{x}^2 + dz^2) + L^2 d\Omega_5^2$$

