

La Correspondencia Holográfica

A black hole with a glowing blue ring and a bright blue beam of light. The background is a dark, swirling red and orange, suggesting a gravitational well or a similar astrophysical phenomenon. The text is overlaid on this background.

Alberto Güijosa

Depto. de Física de Altas Energías
Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM
alberto@nucleares.unam.mx

Tema: la **CORRESPONDENCIA HOLOGRÁFICA**,
también llamada
dualidad o correspondencia

AdS/CFT,
norma-gravedad,
norma-cuerdas,
bulto-frontera
o de Maldacena

DUALIDAD = equivalencia entre 2 teorías
aparentemente distintas

Conocemos ejemplos donde

Teoría de **campos** A = Teoría de **campos** B

Teoría de **cuerdas** C = Teoría de **cuerdas** D

En la correspondencia holográfica,

Teoría de **campos** X = Teoría de **cuerdas** Y

(sin gravedad)

(con gravedad)

¿Por qué nos importa?

- Nuevo paradigma teórico: ¡**equivalencia** entre sistemas CON y SIN gravedad!
¡borra la frontera entre **campos y cuerdas**!
- Permite desarrollar intuición sobre algunas **teorías de campo fuertemente acopladas** remotamente similares a QCD, sistemas de materia condensada, o posibles modelos de física más allá del Modelo Estándar o de cosmología
- Ofrece una perspectiva novedosa sobre algunos problemas difíciles en **gravedad cuántica**
- Propicia acercamiento entre distintas comunidades de físicos

Aclaraciones

- ¡¡ NO afirmamos haber resuelto QCD, ni solucionado por completo el problema de la gravedad cuántica, ni cosa similar!! Las teorías bajo control actualmente son interesantes, pero representan apenas **modelos de juguete** del mundo real
- Esta **aplicación** de la teoría de cuerdas es ortogonal a la búsqueda de una teoría UNIFICADA (p.ej. Saúl Ramos en IF-UNAM): **NO buscamos al Modelo Estándar aquí**
Pero, lo que veremos sí ES **la teoría de cuerdas, mostrando ser útil**

Esta es un área muuuuuuuuuuuuuuuuuuuuy extensa:
el artículo original de Maldacena, hep-th/9711200,
¡¡ha recibido más de 13,700 citas!!

En estas 6 horas, intentaré dar una breve
introducción, resaltando algunas de las ideas
principales

Pueden encontrar más detalle en mi

artículo de revisión arXiv: 1611.07472

y en los **apuntes de mi curso de posgrado**

www.nucleares.unam.mx/~alberto

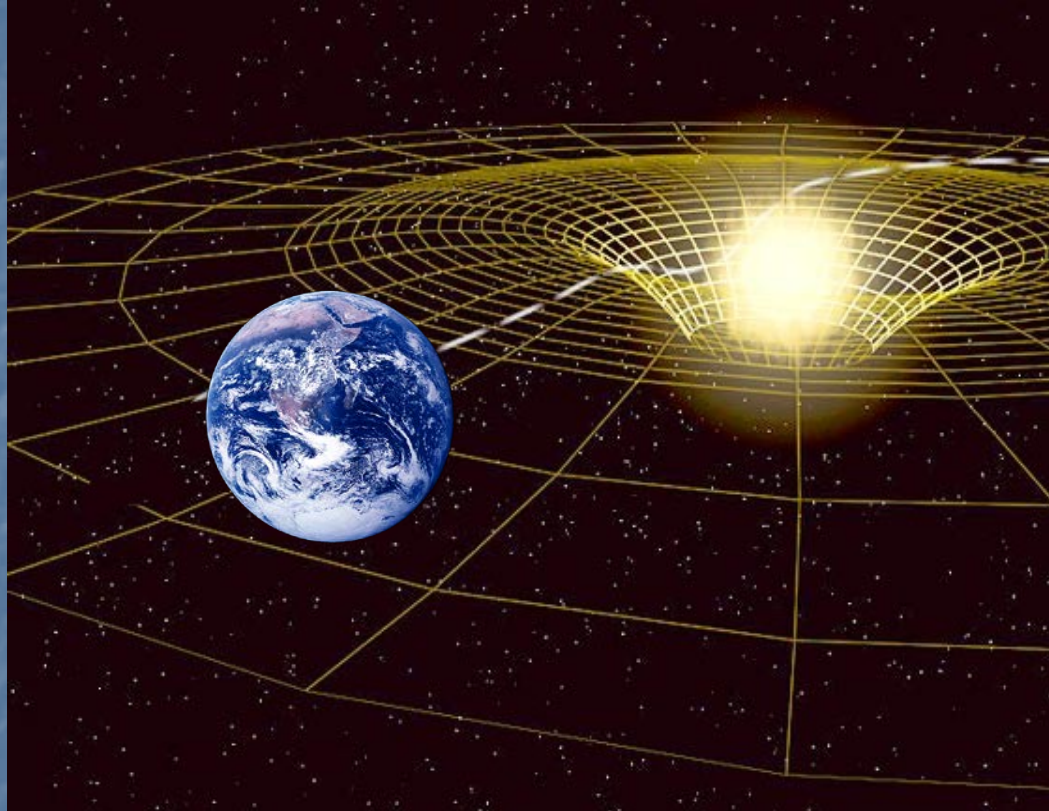
[/apuntes/indice.html#holografia](http://apuntes/indice.html#holografia)

2 pilares de la física moderna:

RELATIVIDAD GENERAL

y **TEORÍA CUÁNTICA DE CAMPOS**

Relatividad General

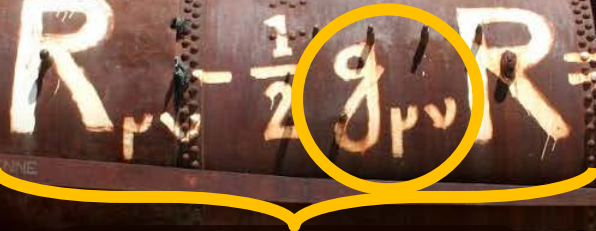


A nivel **macroscópico**, la **GRAVEDAD** se produce porque **el espacio y el tiempo se pueden distorsionar**

[Einstein]

Relatividad General

Métrica



Distorsión del
espaciotiempo

Densidad y flujo de
energía y momento

Describe exitosamente al Sistema Solar, galaxias,
cúmulos, supercúmulos y evolución del Universo

Relatividad General

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 8\pi G_N T_{\mu\nu}$$

Distorsión del
espaciotiempo

Densidad y flujo de
energía y momento
(incluye cte. cosmológica)

Se puede resumir en un principio variacional:

$$I_g = \frac{1}{16\pi G_N} \int d^D x \sqrt{g} R \quad \text{Acción de Einstein-Hilbert } (+I_{\text{materia}})$$

El espaciotiempo es un medio altamente **NO LINEAL**,
aunque es relativamente **difícil de distorsionar**:

la **longitud de Planck** $\ell_P \approx (G_N)^{1/(D-2)}$ es muy pequeña

Relatividad General

Para examinar **pequeñas fluctuaciones** de la métrica en torno a **un valor dado** (p.ej. Minkowski), descomponemos

$$g_{\mu\nu}(x) = \eta_{\mu\nu} + \sqrt{G_N} h_{\mu\nu}(x)$$

campo del "gravitón"

Podemos entonces desarrollar la acción en potencias de la fluctuación $h_{\mu\nu}$, obteniendo (esquemáticamente):

$$I_g = \int d^D x \left[\underbrace{\partial h \partial h}_{\text{Gravedad linealizada}} + \underbrace{\sqrt{G_N} h \partial h \partial h + \left(\sqrt{G_N}\right)^2 h^2 \partial h \partial h + \dots}_{\text{Interacciones del espaciotiempo consigo mismo (o cuánticamente, del gravitón consigo mismo)}} \right]$$

Gravedad
linealizada

Interacciones del
espaciotiempo consigo mismo
(o cuánticamente, del gravitón
consigo mismo)

$$\square h_{\mu\nu} = 16\pi \sqrt{G_N} T_{\mu\nu}$$

Relatividad General

Para examinar **pequeñas fluctuaciones** de la métrica en torno a **un valor dado** (p.ej. Minkowski), descomponemos

$$g_{\mu\nu}(x) = \eta_{\mu\nu} + \sqrt{G_N} h_{\mu\nu}(x)$$

campo del "gravitón"

Podemos entonces desarrollar la acción en potencias de la fluctuación $h_{\mu\nu}$, obteniendo (esquemáticamente):

$$I_g = \int d^D x \left[\partial h \partial h + \sqrt{G_N} h \partial h \partial h + \left(\sqrt{G_N} \right)^2 h^2 \partial h \partial h + \dots \right]$$

Los detalles serían distintos en una **teoría de gravedad más general**

$$I_g = \frac{1}{16\pi G_N} \int d^D x \sqrt{g} (R + \alpha R^2 + \dots)$$



A nivel microscópico, **GRAVEDAD CUÁNTICA**
~ ¿De qué están hechos el espacio y el tiempo?

Responder esto es indispensable para
entender situaciones extremas, como los
HOYOS NEGROS o el **BIG BANG**

Hoyos Negros

Un **HOYO NEGRO**
es una región donde el
espaciotiempo se ha
distorsionado tanto que
CLÁSICAMENTE nada
(ni siquiera la luz)
puede escapar
[Schwarzschild]



Hoyos Negros

Un **HOYO NEGRO**

es una región de donde
CLÁSICAMENTE nada
puede escapar

Al empezar a tomar en cuenta
efectos CUÁNTICOS, tiene
una **temperatura**

$$T_H = \frac{\text{Gravedad superficial}}{2\pi} \quad [\text{Hawking}]$$

por lo que emite **radiación**,

y tiene una **entropía** (número de configuraciones internas)

$$S_{\text{BH}} = \frac{\text{Area del horizonte}}{4G_N} \quad [\text{Bekenstein, Hawking}]$$



Hoyos Negros

Un **HOYO NEGRO**

es una región de donde
CLÁSICAMENTE nada
puede escapar

Al empezar a tomar en cuenta
efectos CUÁNTICOS, tiene
una **temperatura**
y una **entropía**

Para poder entender estas
propiedades, y tener claro
lo que hay en su interior
(¡o incluso si tiene un interior!),
necesitamos una **TEORÍA DE GRAVEDAD CUÁNTICA**

[Hawking; Susskind, Thorlacius, Uglum; Stephens, 't Hooft, Whiting;
Mathur; Almheiri, Marolf, Polchinski, Sully]



Ahora CAMBIEMOS DE TEMA por un rato,
para hablar de **teorías SIN gravedad...**

Sabemos que **TODO LO QUE VEMOS A NUESTRO ALREDEDOR** está formado por un pequeño número de partículas:

- **12 PARTÍCULAS DE MATERIA**
electrón, quarks, etc.
- **4 PARTÍCULAS MENSAJERAS DE FUERZAS**
fotón, gluón, W, Z
- **1 CAMPO DE HIGGS** que explica el origen de las masas (asociado a la recién descubierta **partícula de Higgs**)

Estos ingredientes se describen
con el **Modelo Estándar**:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ & + i\bar{\psi} \not{D} \psi + \text{h.c.} \\ & + \bar{\psi}_i \gamma_{ij} \psi_j \phi + \text{h.c.} \\ & + |D_\mu \phi|^2 - V(\phi)\end{aligned}$$

NO incluye
a la
GRAVEDAD

El Modelo Estándar es
una **Teoría de Campos**

Teoría Cuántica de Campos (QFT)

Partículas= excitaciones pequeñas de un **campo cuántico**
(~onditas sobre una 'gelatina' 'indecisa')



¡Nuestro universo está hecho de campos!

Para una teoría interactuante, pero débilmente acoplada,

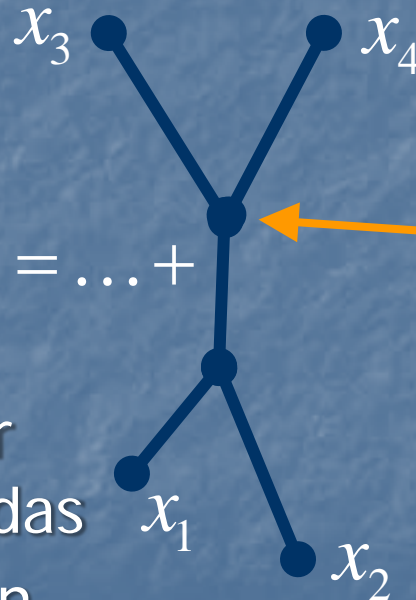
$$I = \int d^D x \left(-\frac{1}{2}(\partial\varphi)^2 - \frac{1}{2}m^2\varphi^2 - \frac{1}{3!}g\varphi^3 \right)$$

con $g \ll 1$, la **expansión perturbativa** nos da receta sistemática para calcular **funciones de correlación** (= **correladores**):

$$\langle 0 | T \varphi(x_1) \varphi(x_2) \varphi(x_3) \varphi(x_4) | 0 \rangle = \dots +$$

~amplitud de empezar/terminar con partículas en posiciones dadas

Contienen TODA la información física sobre la teoría



Amplitud de probabilidad g "constante de acoplamiento" controla la intensidad de las interacciones

¿Acoplamiento Fuerte?

Isla de la
expansión
Perturbativa

$$g \ll 1$$

$$g \gg 1$$

Nos enfrentamos a acoplamiento fuerte: en QCD, en modelos más allá del Modelo Estándar, en superconductores y otros materiales

hic sunt dracones

Para una teoría interactuante, pero débilmente acoplada,

$$I = \int d^D x \left(-\frac{1}{2}(\partial\varphi)^2 - \frac{1}{2}m^2\varphi^2 - \frac{1}{3!}g\varphi^3 \right)$$

Las "constantes" de acoplamiento (que controlan intensidad de las interacciones)

NO son en realidad constantes

(Los números en la acción sí lo son; pero los números que verdaderamente controlan la expansión perturbativa dependen de la energía)

Para una teoría interactuante, pero débilmente acoplada,

$$I = \int d^D x \left(-\frac{1}{2}(\partial\varphi)^2 - \frac{1}{2}m^2\varphi^2 - \frac{1}{3!}g\varphi^3 \right)$$

Las "constantes" de acoplamiento (que controlan intensidad de las interacciones)

NO son en realidad constantes

Por efectos cuánticos (lazos)

dependen de la ESCALA ENERGÉTICA

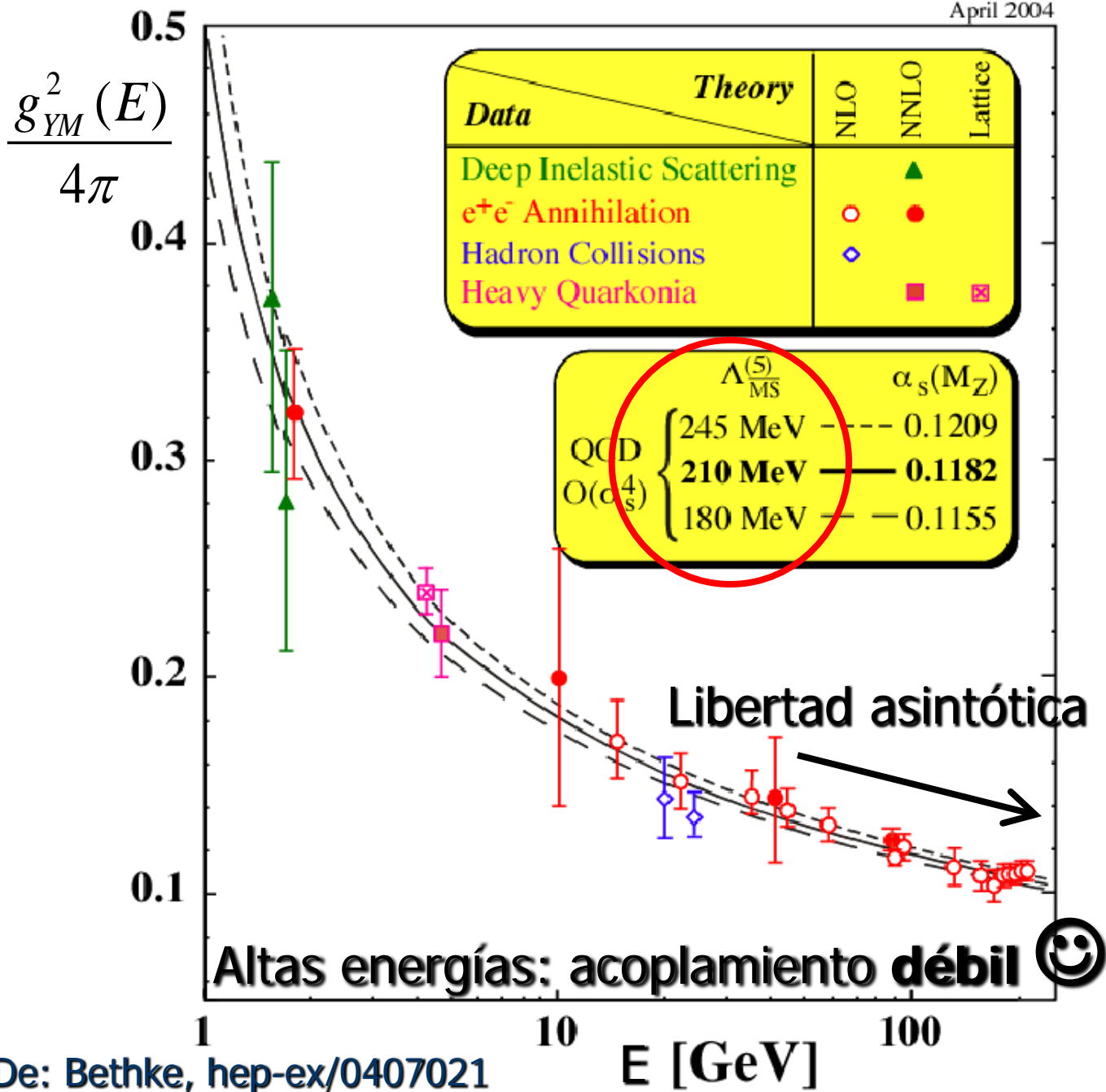
(y por tanto, de la escala de distancia)

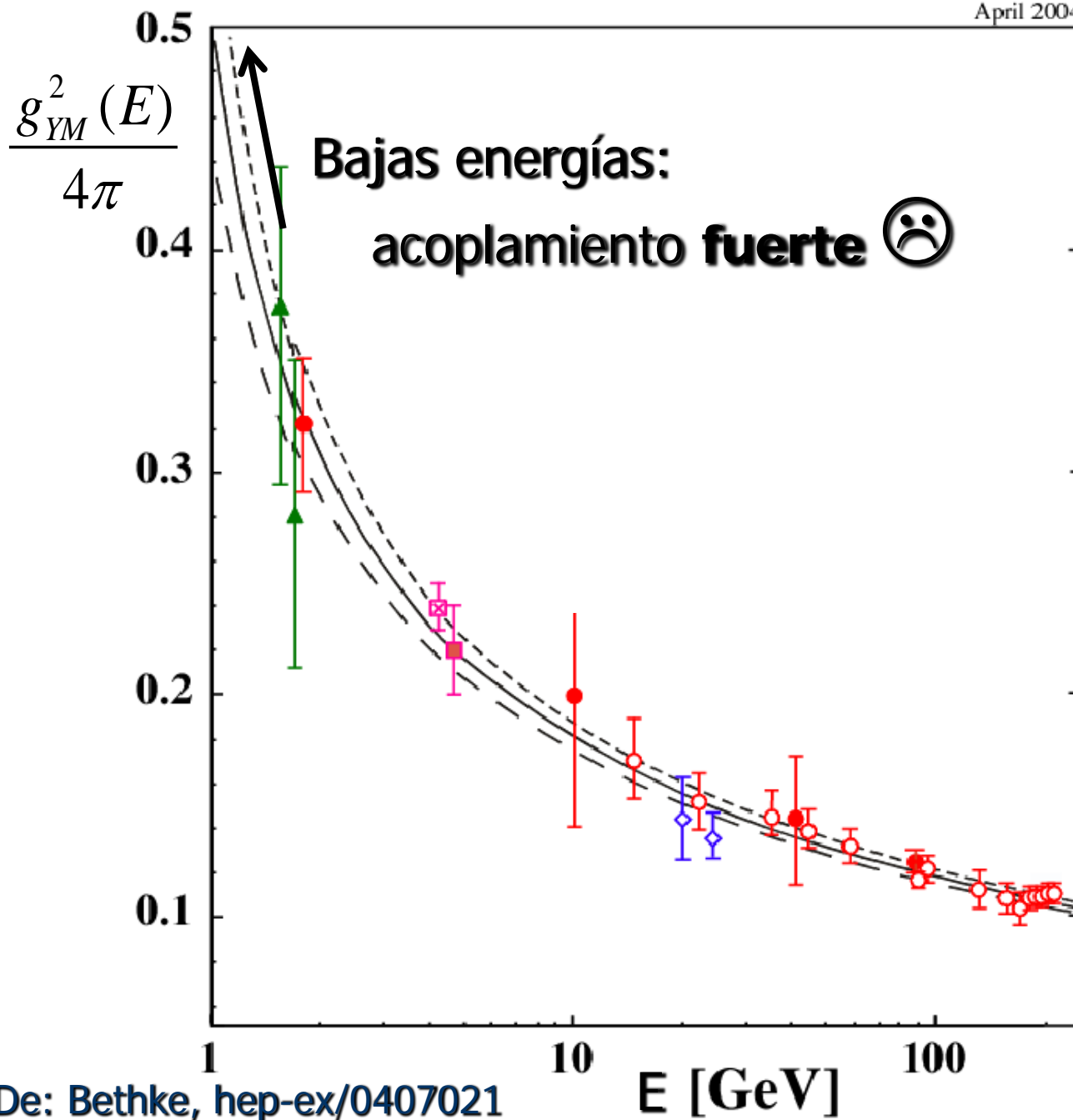
a la cual examinemos la teoría

P.ej. en la Cromodinámica Cuántica (QCD),

$$\frac{g_{YM}^2(E)}{4\pi} \approx \frac{6\pi}{(11N_c - 2N_s) \log(E / \Lambda_{QCD})}$$

[Gross, Wilczek; Politzer]

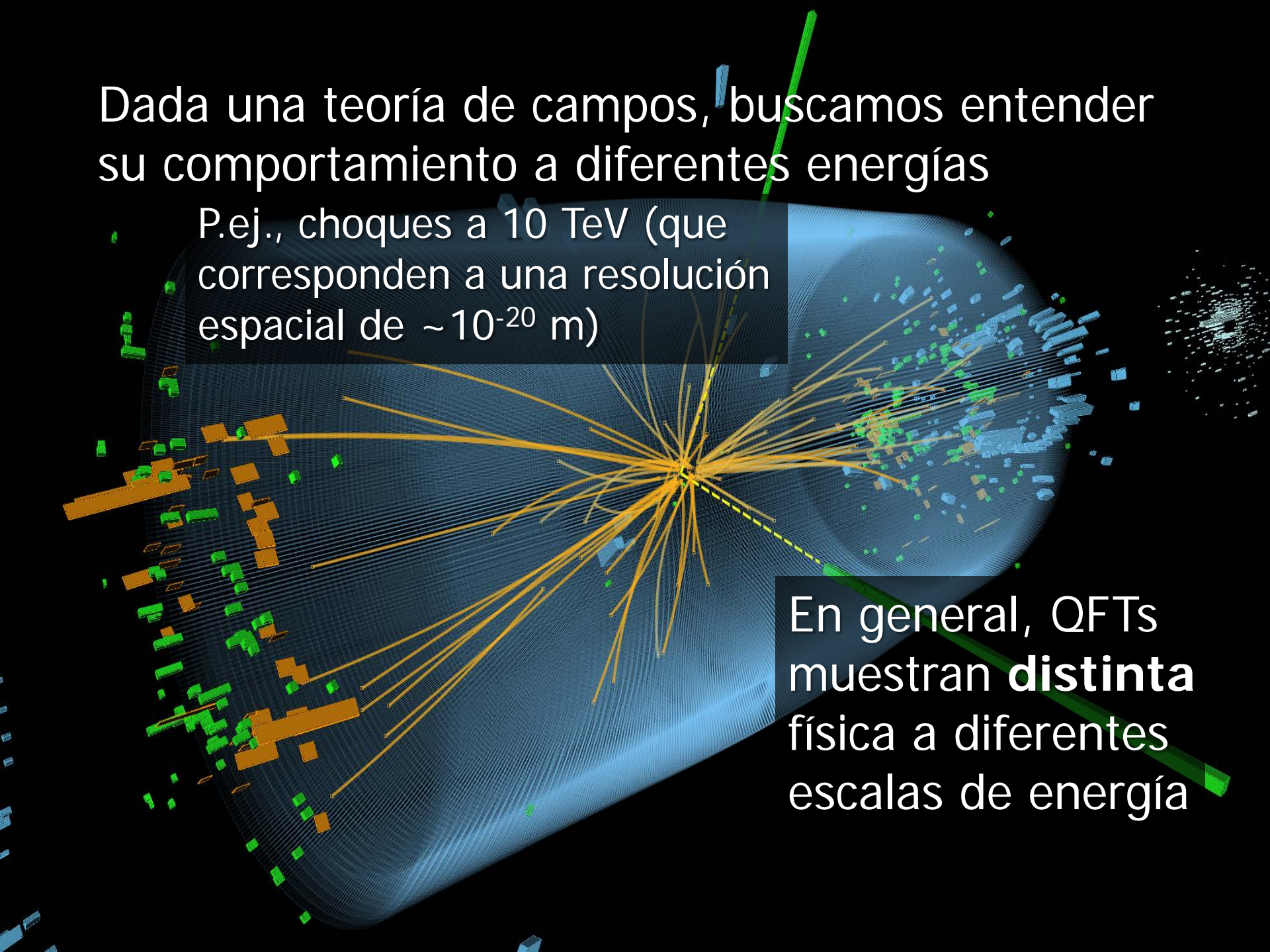




Dada una teoría de campos, buscamos entender su comportamiento a diferentes energías

P.ej., choques a 10 TeV (que corresponden a una resolución espacial de $\sim 10^{-20}$ m)

En general, QFTs muestran **distinta** física a diferentes escalas de energía



Jugarán un papel central en nuestra discusión las

Teorías de Campo Conformes (CFTs)

que lucen exactamente IGUAL a cualquier energía

(NO tienen ninguna escala energética característica)

Las CFTs son **INVARIANTES BAJO REESCALAMIENTOS**

Jugarán un papel central en nuestra discusión las
Teorías de Campo Conformes (CFTs)
que lucen exactamente IGUAL a cualquier energía
(NO tienen ninguna escala energética característica)

A primera vista esto suena exótico e inútil...

P.ej. QCD con quarks sin masa sería conforme clásicamente;
pero cuánticamente surge una escala por arriba de la cual
el acoplamiento se vuelve pequeño ($\Lambda_{\text{QCD}} \approx 200 \text{ MeV}$)

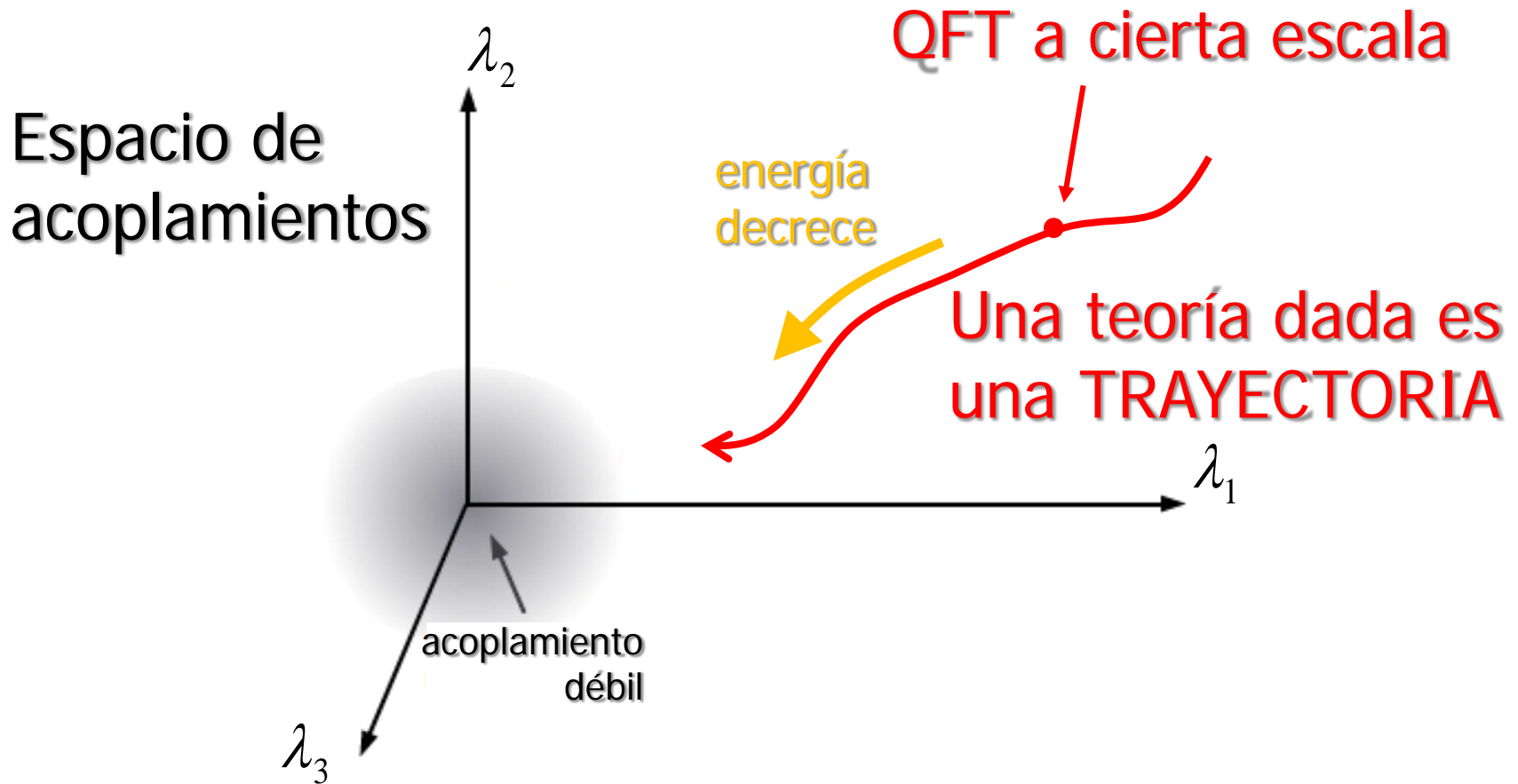
Pero CFTs son MUY importantes. De hecho,
**cualquier QFT bien definida a todas las energías
se reduce a una CFT a altas energías- el "UV"**

Razón intuitiva: escalas intrínsecas se vuelven despreciables

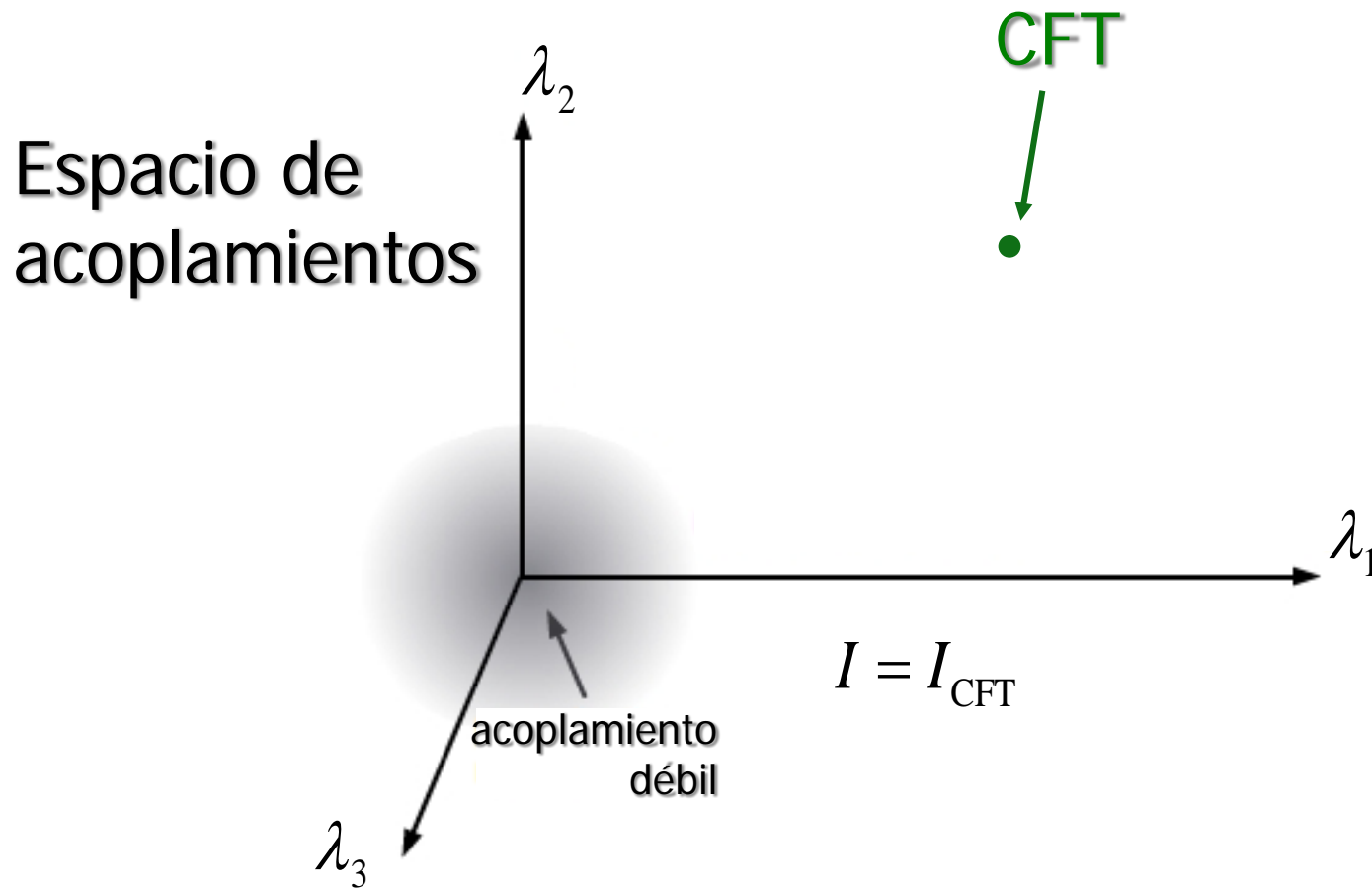
P.ej., por "libertad asintótica", QCD en UV se aproxima a
una CFT con gluones libres y quarks libres sin masa

CFTs en general son **interactuantes**

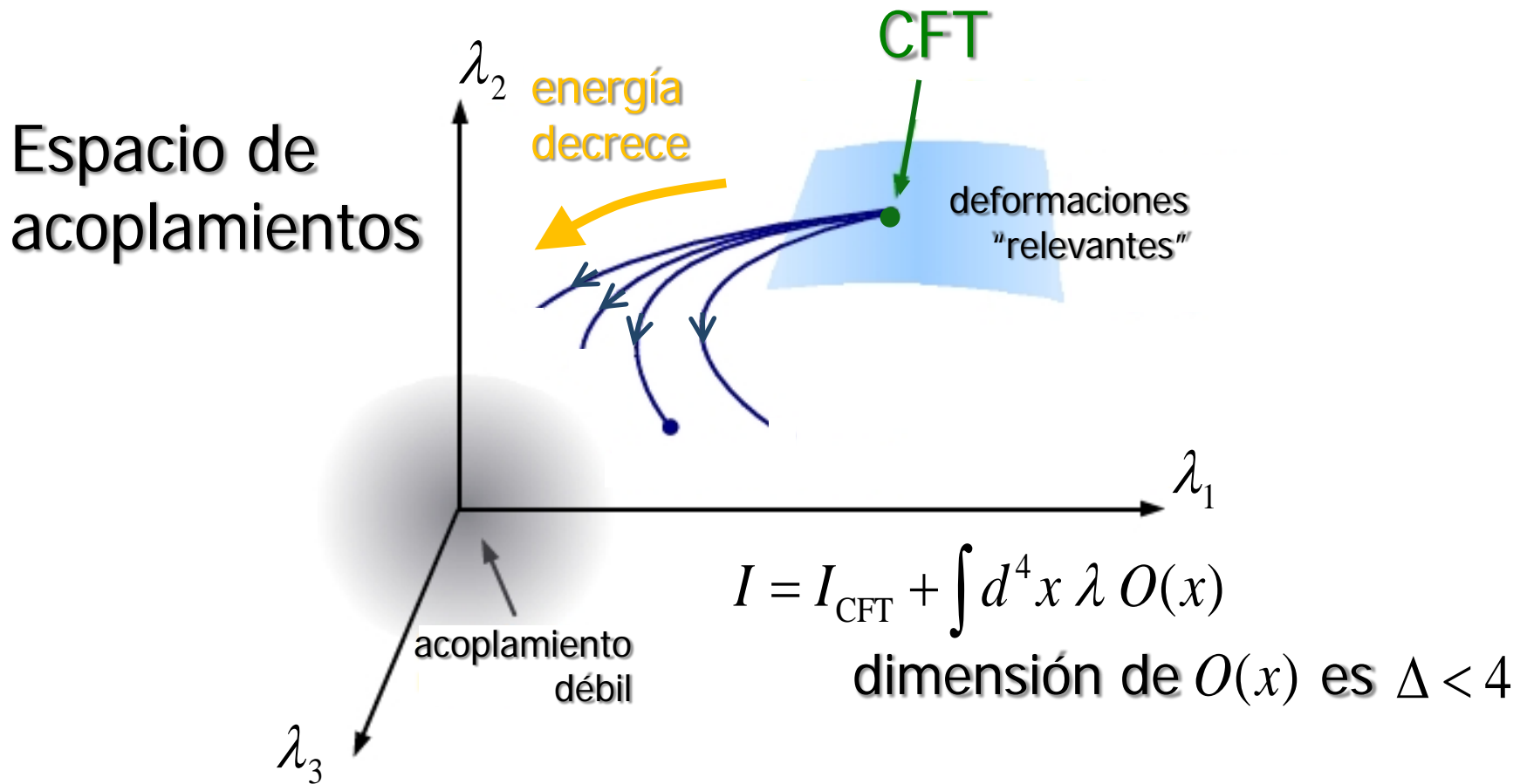
Es útil pensar en las distintas QFTs contemplando el **espacio de posibles acoplamientos**:



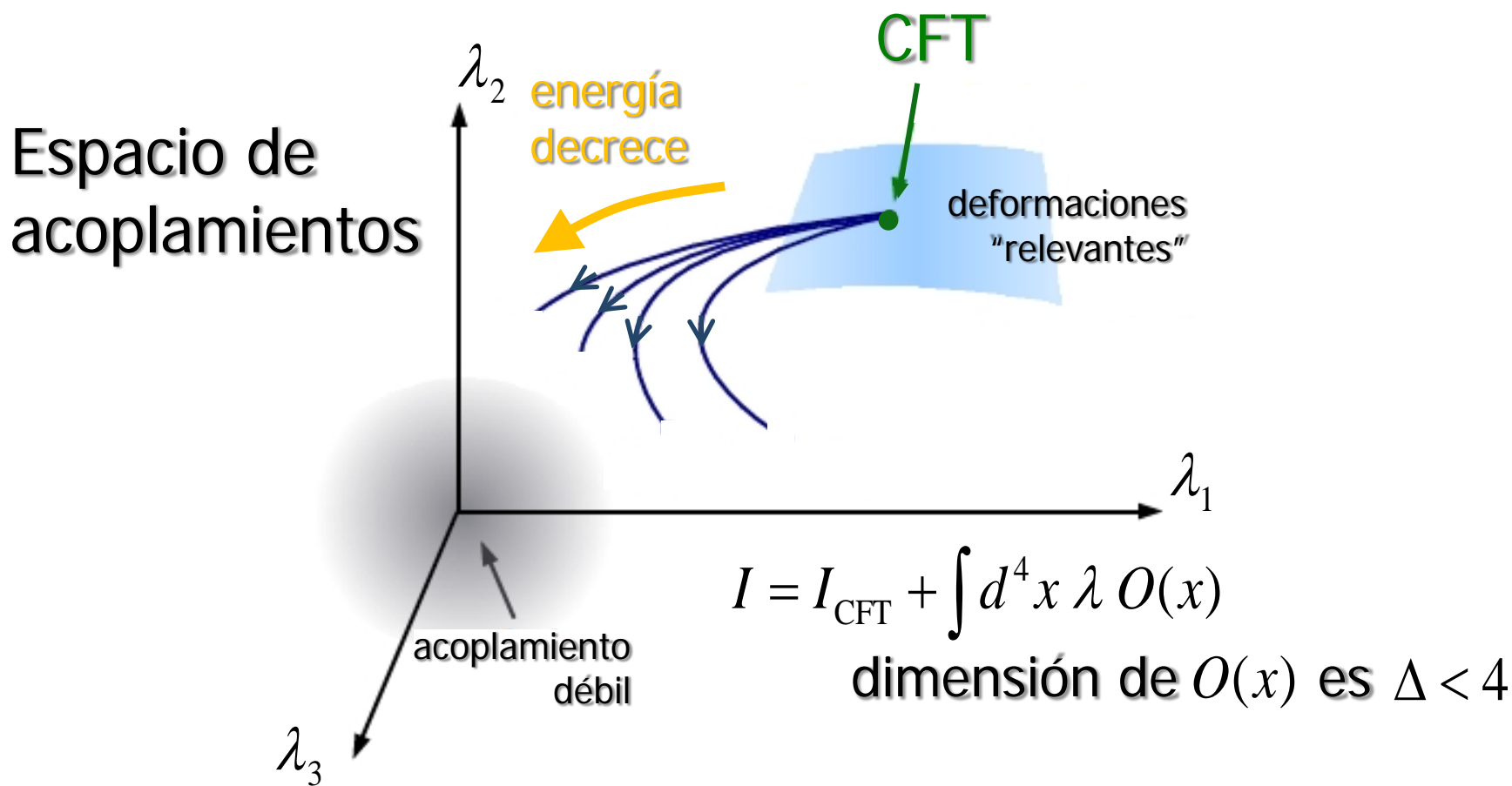
QFTs arbitrarias se definen así:
empezamos con CFT en UV (un "punto fijo UV")



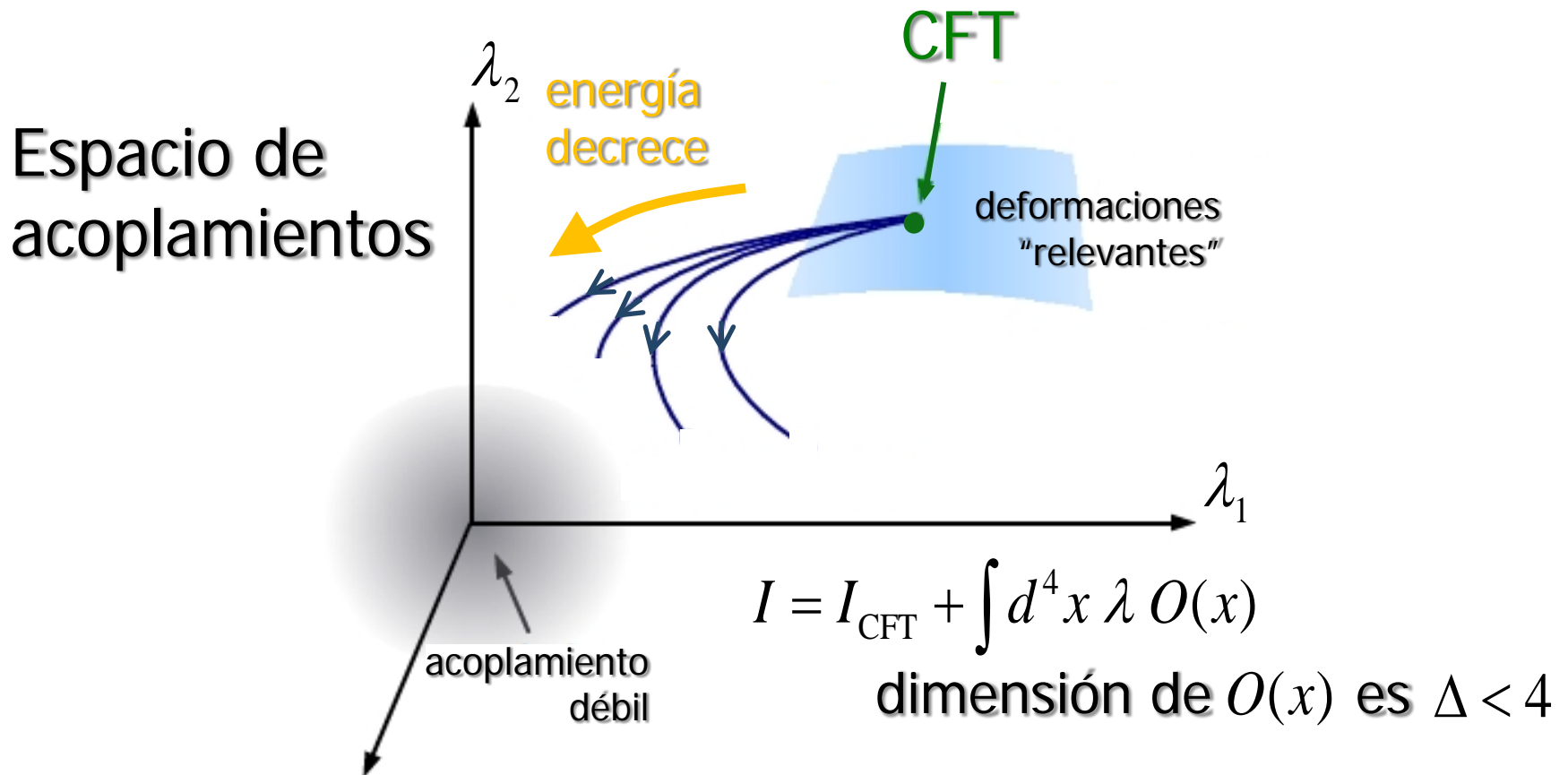
QFTs arbitrarias se definen así:
empezamos con CFT en UV (un "punto fijo UV")
y agregamos términos que son despreciables
en UV pero importantes en IR ("relevantes")



P.ej., $I_{\text{QCD}} = \int d^4x \left[\text{Tr}(\partial A \partial A) + \bar{\psi} i \gamma \partial \psi \right]$
 $+ \int d^4x \left[\text{Tr}(g A A \partial A + g^2 A A A A) + g \bar{\psi} i \gamma \partial \psi A - m \bar{\psi} \psi \right]$



La información de **cómo cambia una QFT** cuando la examinamos a diferentes energías se llama el **"Grupo de Renormalización (RG)"**



La información de **cómo cambia una QFT** cuando la examinamos a diferentes energías se llama el **"Grupo de Renormalización (RG)"**

La **Correspondencia Holográfica (o AdS/CFT)** es una **geometrización del Grupo de Renormalización**

[de Boer,Verlinde,Verlinde; Heemskerk,Polchinski; Liu,Faulkner,Rangamani]

Idea básica: empezar con una QFT

y hacer un "cambio de variables muy complicado" para pasar a una **descripción diferente**, donde la **escala de energía E en la QFT**, (o la **escala de resolución espacial $\ell \equiv 1/E$**) se **reinterpreta como nueva dimensión espacial!!!**

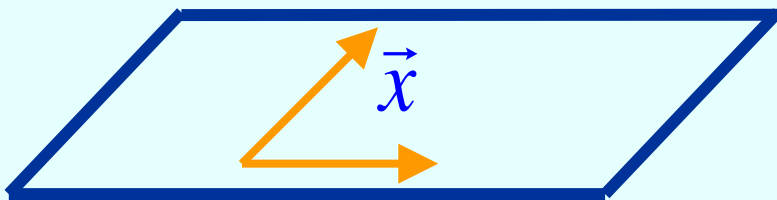
[Susskind,Witten; Polchinski,Peet]

Esta nueva coordenada espacial se denota $u \equiv E$,
o $z \equiv \ell$, y se le llama la **dirección 'radial'**

La información de **cómo cambia una QFT** cuando la examinamos a diferentes energías se llama el **"Grupo de Renormalización (RG)"**

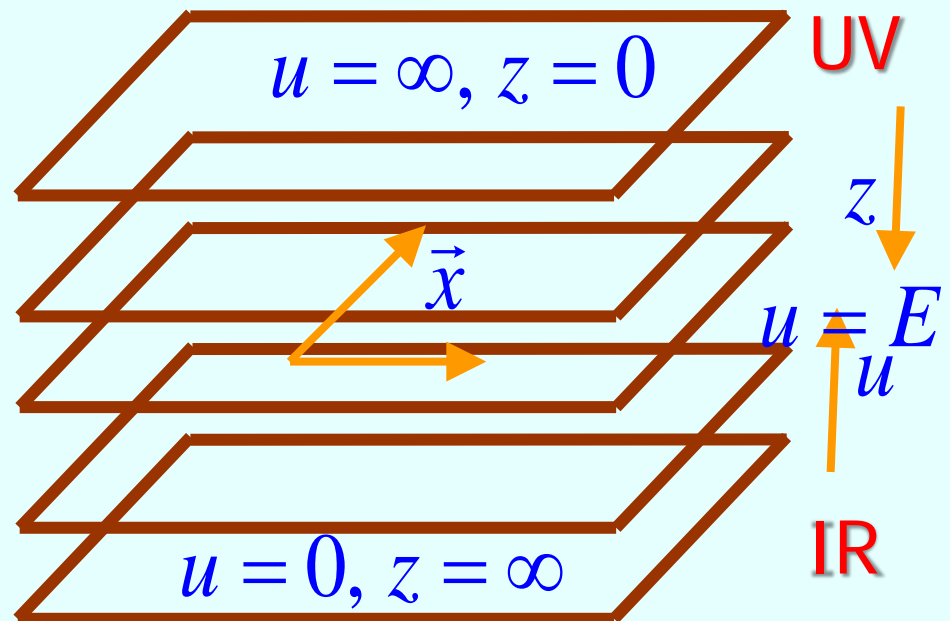
La Correspondencia Holográfica (o AdS/CFT) es una **geometrización del Grupo de Renormalización**

QFT en
Minkowski



$$ds^2 = -dt^2 + d\vec{x}^2$$

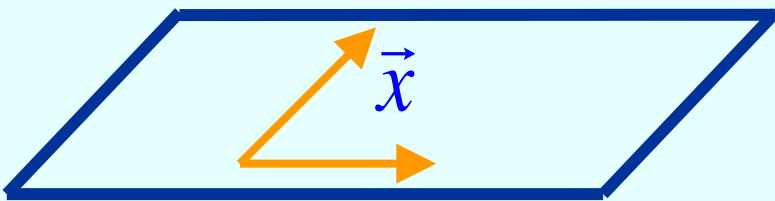
Descripción geometrizada



La información de **cómo cambia una QFT** cuando la examinamos a diferentes energías se llama el **"Grupo de Renormalización (RG)"**

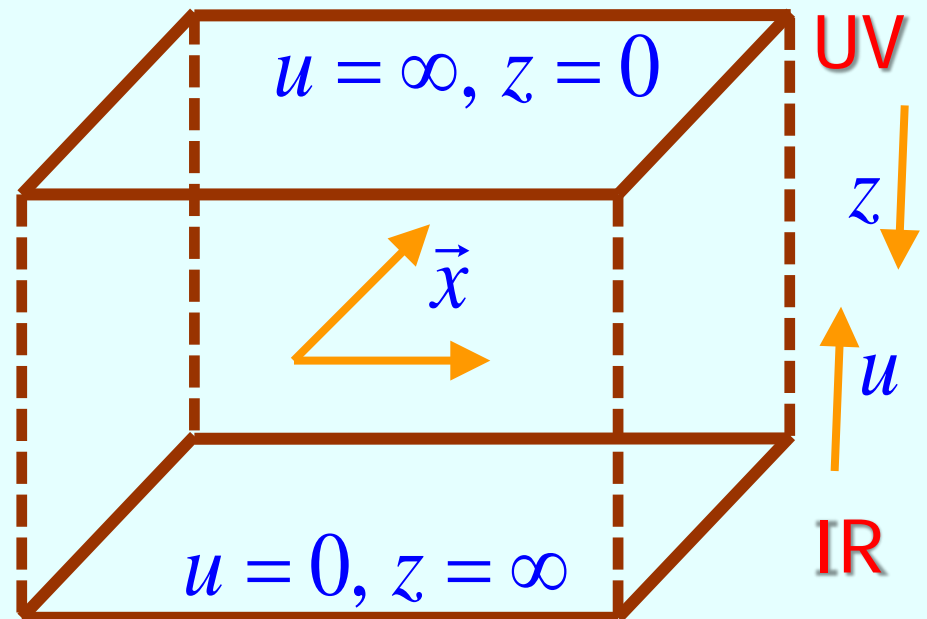
La Correspondencia Holográfica (o AdS/CFT) es una **geometrización del Grupo de Renormalización**

QFT en
Minkowski



$$ds^2 = -dt^2 + d\vec{x}^2$$

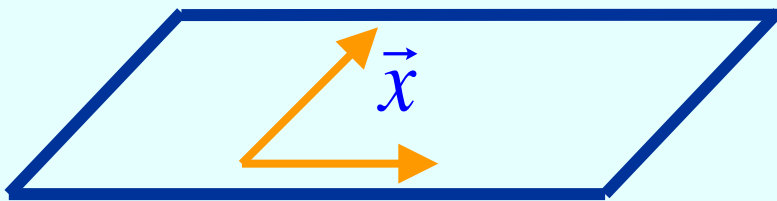
Descripción geometrizada



La información de **cómo cambia una QFT** cuando la examinamos a diferentes energías se llama el **"Grupo de Renormalización (RG)"**

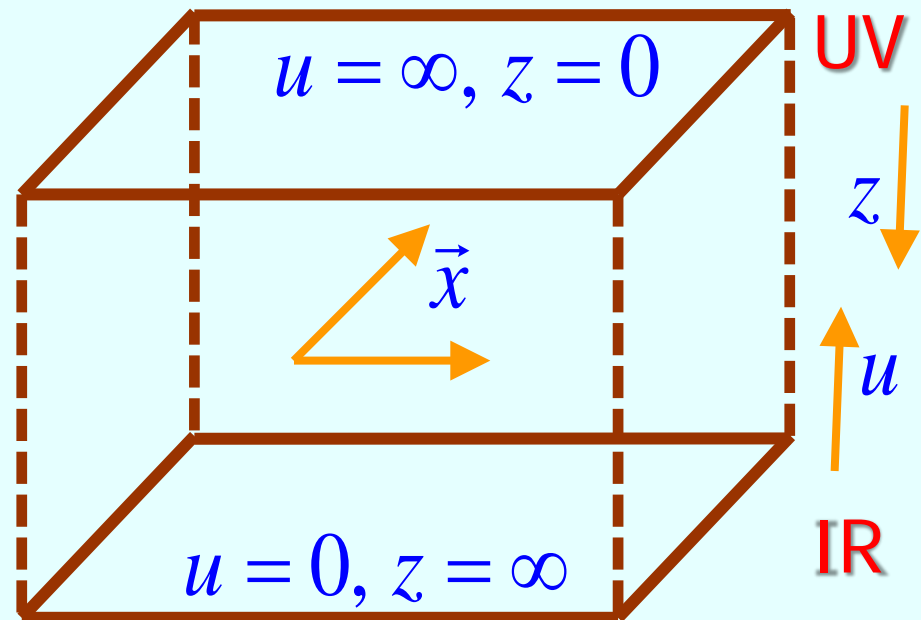
La Correspondencia Holográfica (o AdS/CFT) es una **geometrización del Grupo de Renormalización**

QFT en 3+1 dim



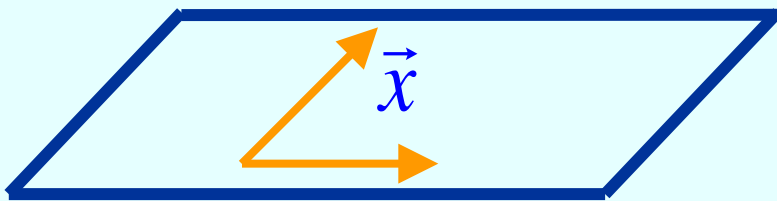
$$ds^2 = -dt^2 + d\vec{x}^2$$

Descripción en 4+1 dim



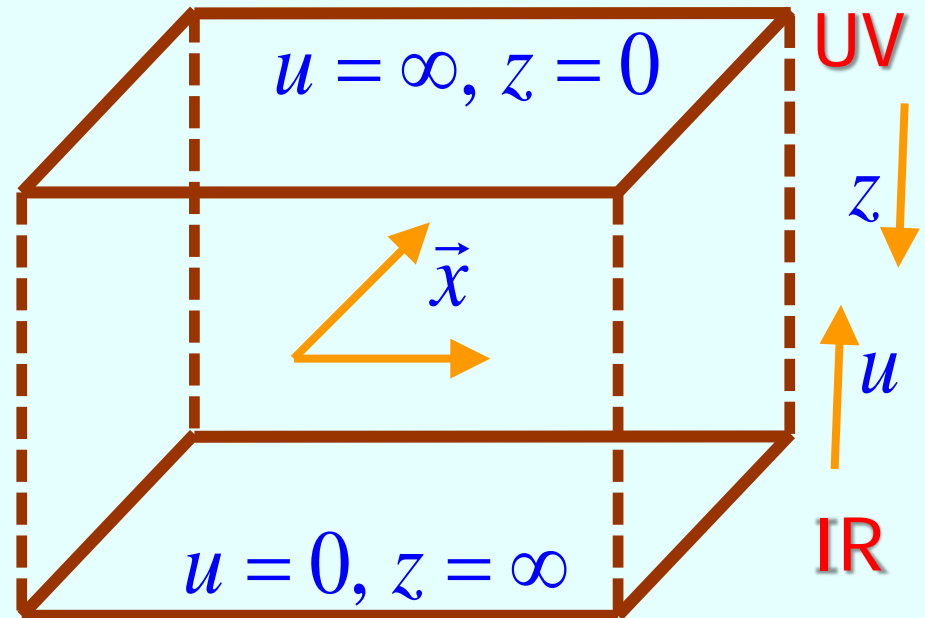
Sorpresa: la descripción después de este peculiar cambio de variables será **reconocible físicamente**

QFT en 3+1 dim



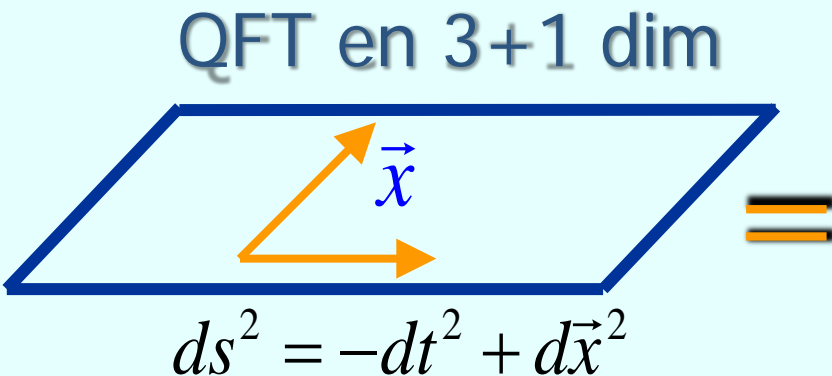
$$ds^2 = -dt^2 + d\vec{x}^2$$

Descripción en 4+1 dim



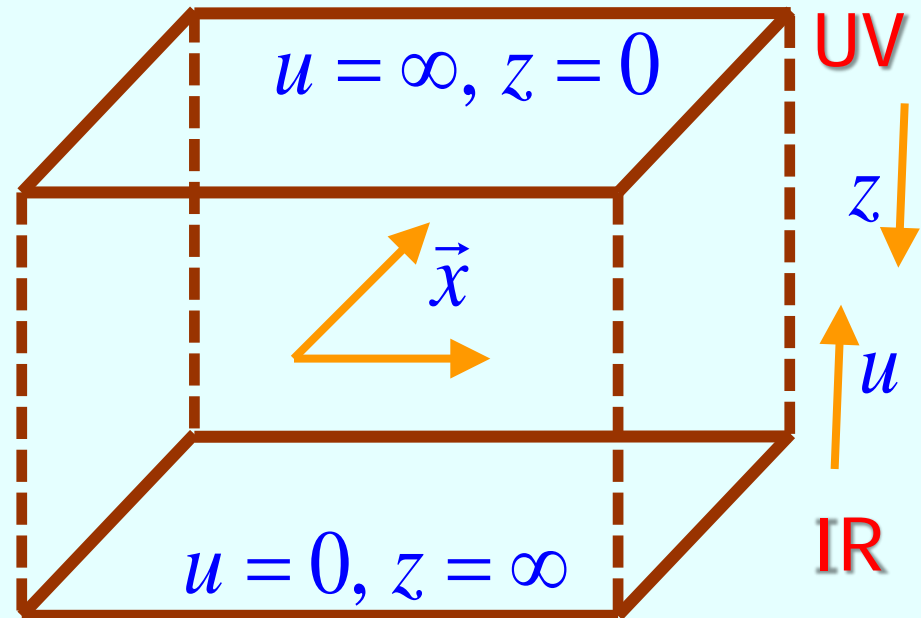
Sorpresa: la descripción después de este peculiar cambio de variables será **reconocible físicamente**

¡Existe una **nueva teoría física en 4+1 dim** que es completamente **EQUIVALENTE** a la Teoría de Campos!



=

Teoría cuántica en 4+1 dim



Primero, consideremos una **CFT**, en su estado base $|0\rangle$
 "Vacío" es **invariante** bajo Poincaré y **reescalamientos**

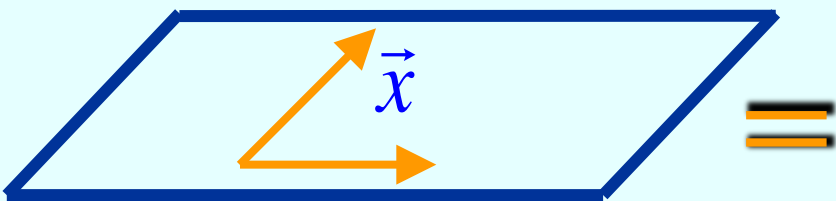
$$x^\mu \rightarrow ax^\mu, \quad z \equiv \ell \rightarrow az \quad (u \equiv E \rightarrow u/a)$$

cte. sin determinar

Simetrías determinan de
 manera única la **métrica** 4+1:

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

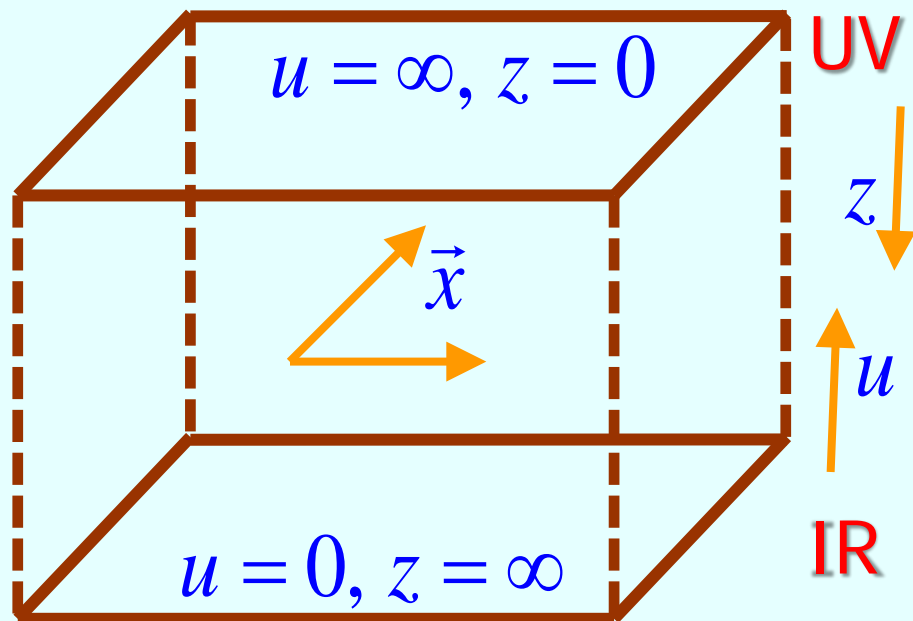
CFT en 3+1 dim



$$ds^2 = -dt^2 + d\vec{x}^2$$

=

Teoría cuántica en 4+1 dim

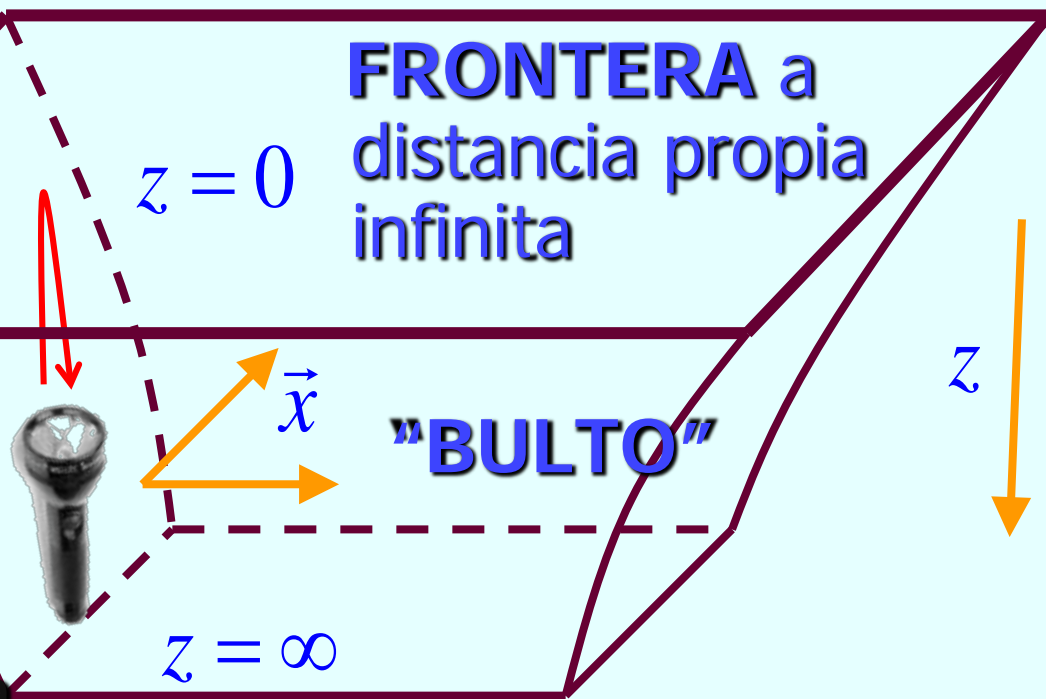


Primero, consideremos una **CFT**, en su estado base $|0\rangle$
"Vacío" es **invariante** bajo Poincaré y **reescalamientos**

$$x^\mu \rightarrow ax^\mu, \quad z \equiv \ell \rightarrow az \quad (u \equiv E \rightarrow u/a)$$

Simetrías determinan de
manera única la **métrica** 4+1: $ds^2 = \frac{L^2}{z^2} (-dt^2 + d\vec{x}^2 + dz^2)$

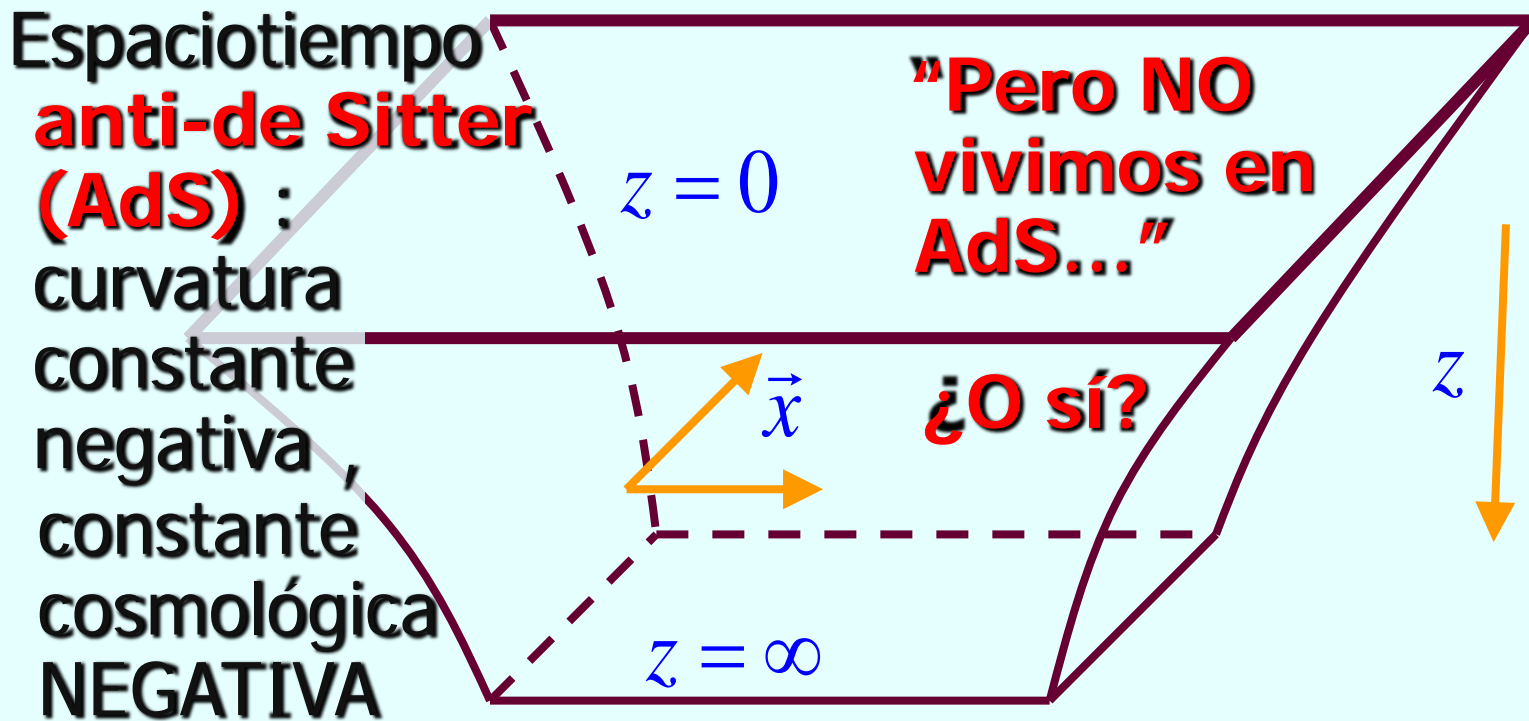
Pero la luz
la alcanza
en un tiempo
finito: son
necesarias
**condiciones
de frontera**
para definir
la nueva teoría



Primero, consideremos una **CFT**, en su estado base $|0\rangle$
"Vacío" es **invariante** bajo Poincaré y **reescalamientos**

$$x^\mu \rightarrow ax^\mu, \quad z \equiv \ell \rightarrow az \quad (u \equiv E \rightarrow u/a)$$

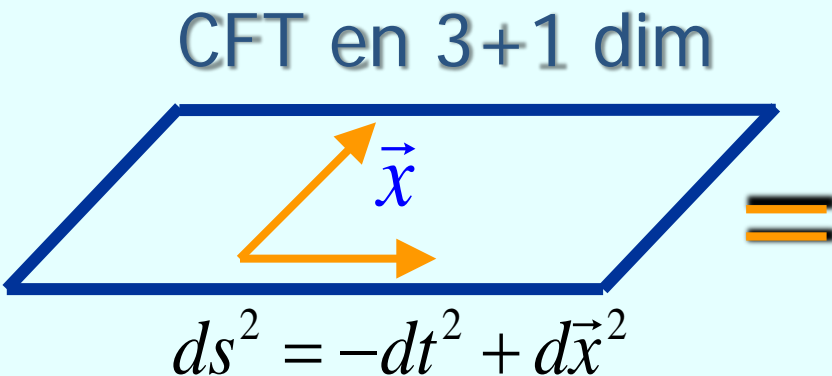
Simetrías determinan de manera única la **métrica** 4+1: $ds^2 = \frac{L^2}{z^2} (-dt^2 + d\vec{x}^2 + dz^2)$



Primero, consideremos una **CFT**, en su estado base $|0\rangle$
 "Vacío" es **invariante** bajo Poincaré y **reescalamientos**

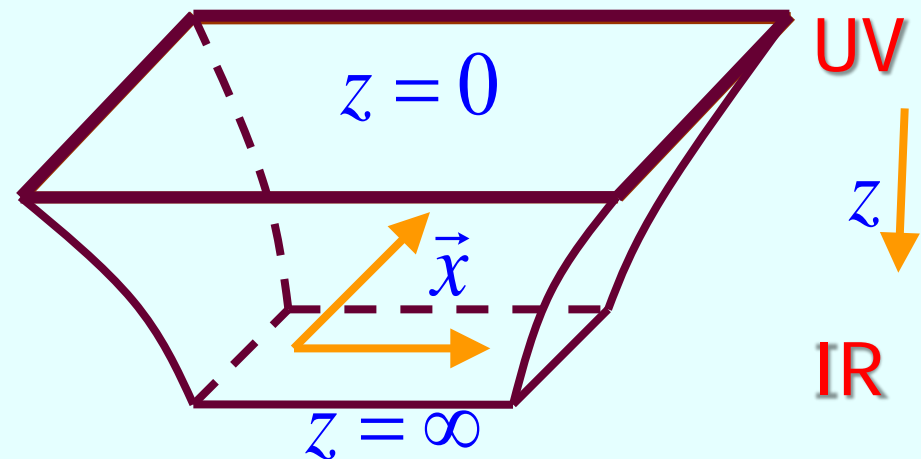
$$x^\mu \rightarrow ax^\mu, \quad z \equiv \ell \rightarrow az \quad (u \equiv E \rightarrow u/a)$$

Simetrías determinan de manera única la **métrica** 4+1: $ds^2 = \frac{L^2}{z^2} (-dt^2 + d\vec{x}^2 + dz^2)$



=

Teoría cuántica en 4+1 dim



anti-de Sitter (AdS)

¡codifica vacío de CFT en Minkowski!

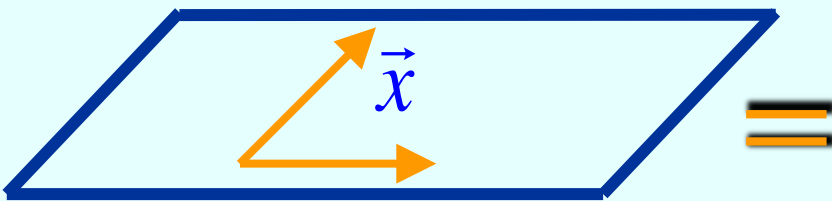
Primero, consideremos una **CFT**, en su estado base $|0\rangle$
"Vacío" es **invariante** bajo Poincaré y **reescalamientos**

$$x^\mu \rightarrow ax^\mu, \quad z \equiv \ell \rightarrow az \quad (u \equiv E \rightarrow u/a)$$

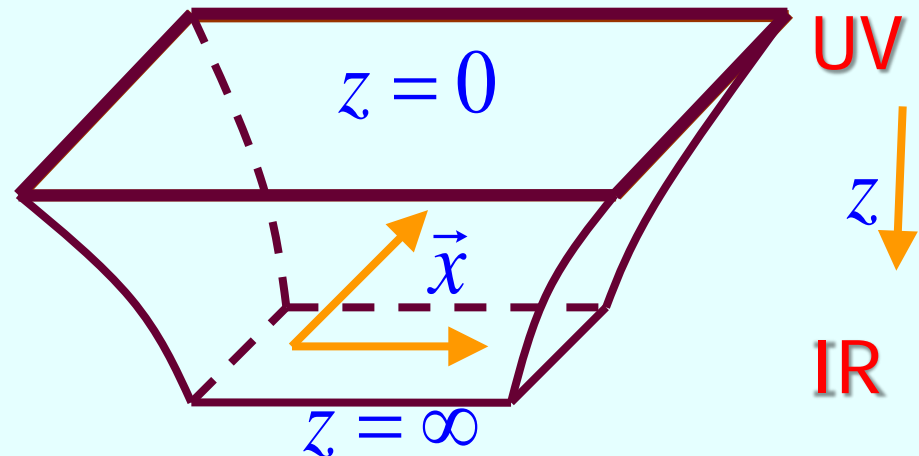
Simetrías determinan de manera única la **métrica** 4+1: $ds^2 = \frac{L^2}{z^2} (-dt^2 + d\vec{x}^2 + dz^2)$

Teoría cuántica en AdS 4+1 dim

CFT en 3+1 dim



=



**Con esto hemos aprendido por qué
AdS va de la mano de CFT: AdS/CFT**

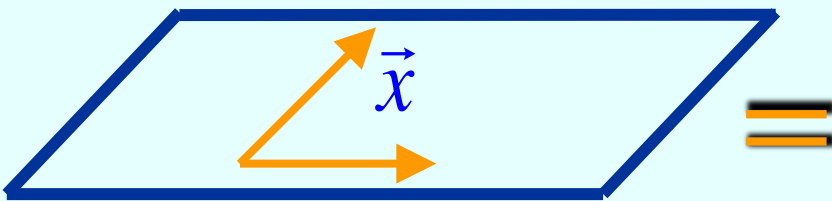
CFT: estado **vacío** $|0\rangle$ \longleftrightarrow espaciotiempo AdS **vacío**

estados **excitados** $|\psi\rangle$ \longleftrightarrow **excitaciones** sobre AdS

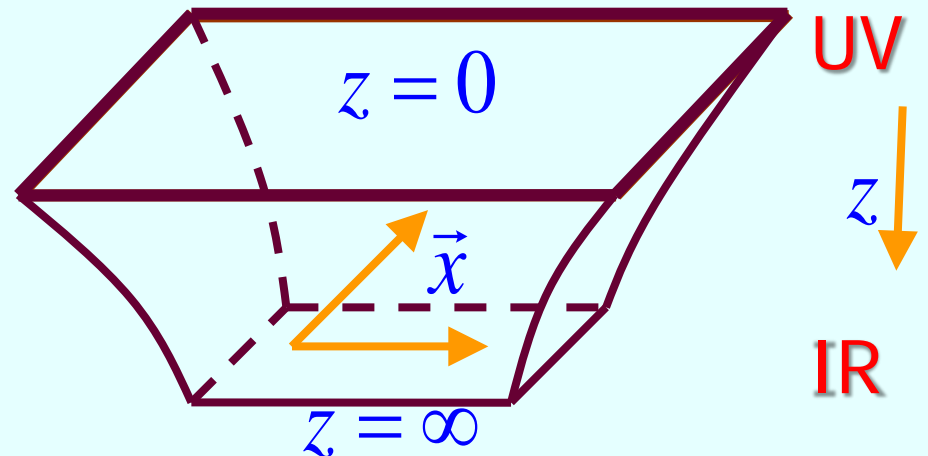
$|\psi\rangle = O(x^\mu)|0\rangle$ distintos estados se pueden obtener con distintos **operadores** (construidos con los campos y sus derivadas)

Teoría cuántica en AdS 4+1 dim

CFT en 3+1 dim



=



Operador $O(x^\mu)$ \longleftrightarrow Campo $\phi(x^\mu, z)$

Los objetos de las 2 teorías son traducibles entre sí

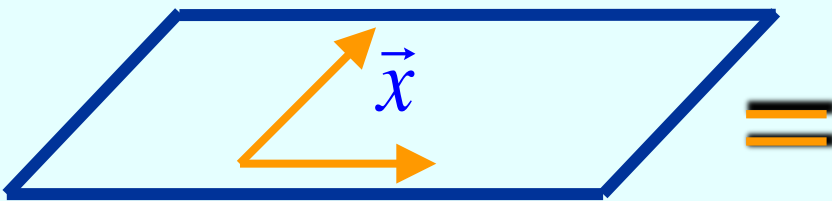
CFT: estado vacío $|0\rangle \longleftrightarrow$ espaciotiempo AdS vacío

estados excitados $|\psi\rangle \longleftrightarrow$ excitaciones sobre AdS

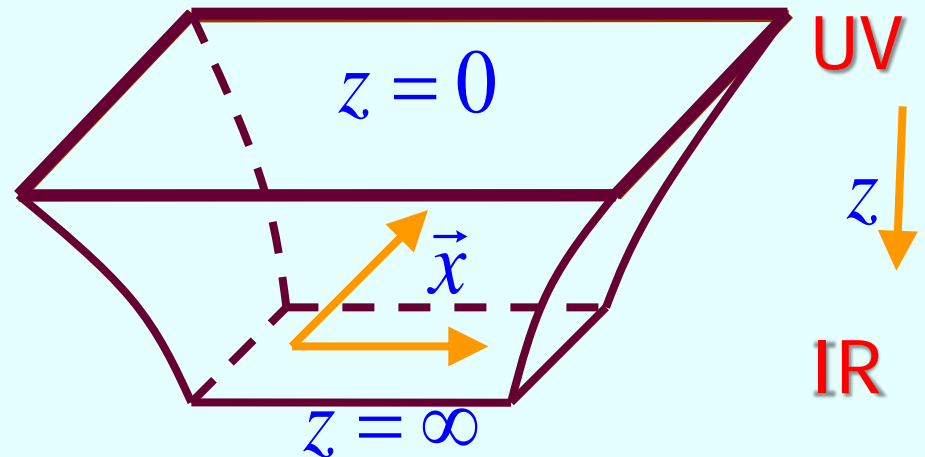
$|\psi\rangle = O(x^\mu)|0\rangle$ distintos estados se pueden obtener con distintos **operadores** (construidos con los campos y sus derivadas)

Teoría cuántica en AdS 4+1 dim

CFT en 3+1 dim



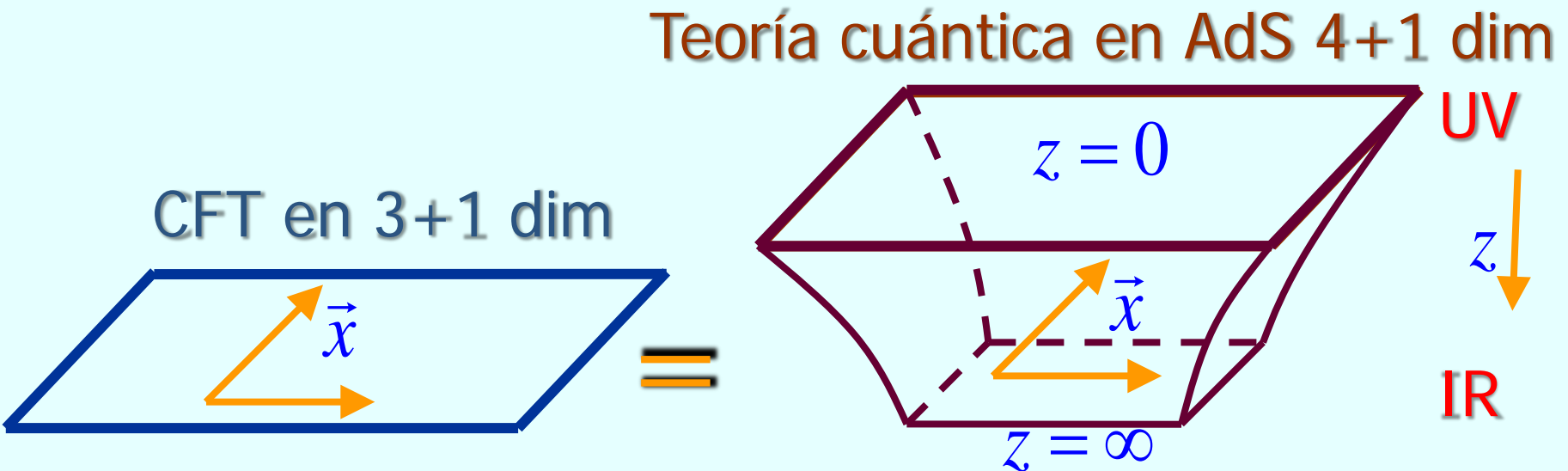
=



Operador $O(x^\mu) \longleftrightarrow$ Campo $\phi(x^\mu, z)$

(AMBOS objetos son campos Y operadores)

CFT: estado vacío $|0\rangle \longleftrightarrow$ espaciotiempo AdS vacío
 estados excitados $|\psi\rangle \longleftrightarrow \phi(x^\mu, z)$ excitado c/algún perfil
 (valor esperado de operador)



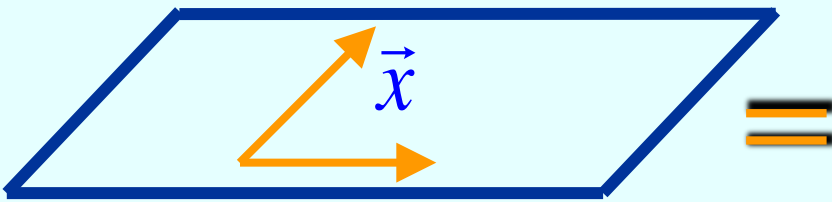
Operador $O(x^\mu) \longleftrightarrow$ Campo $\phi(x^\mu, z)$

(AMBOS objetos son campos Y operadores)

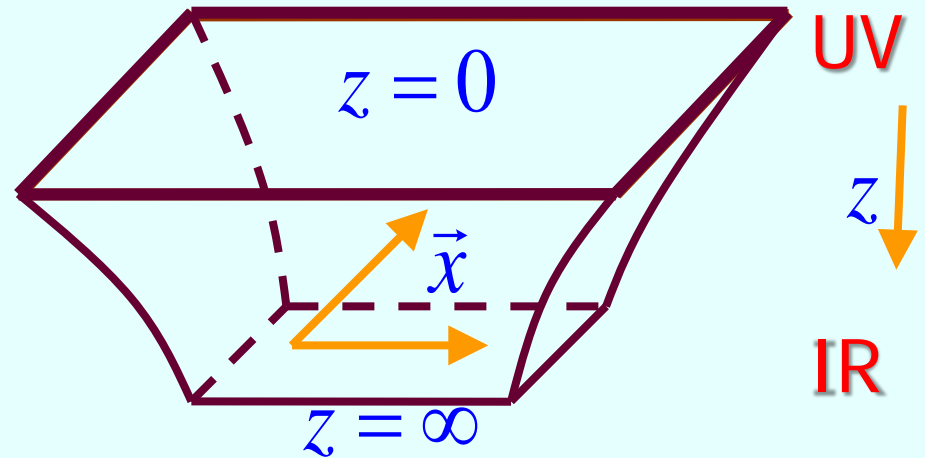
CFT: estado vacío $|0\rangle$ \longleftrightarrow **espaciotiempo AdS vacío**
estados excitados $|\psi\rangle$ \longleftrightarrow $\phi(x^\mu, z)$ excitado c/algún perfil
 En UV, todo estado $|\psi\rangle$ \longleftrightarrow Cerca de $z = 0$, todo estado se reduce a AdS vacío
 Costaría ∞ energía excitar los campos ahí (volumen ∞)

Teoría cuántica en AdS 4+1 dim

CFT en 3+1 dim



=



Operador $O(x^\mu)$ \longleftrightarrow **Campo** $\phi(x^\mu, z)$

QFT genérica = CFT + acción c/operadores "relevantes" $O(x^\mu)$

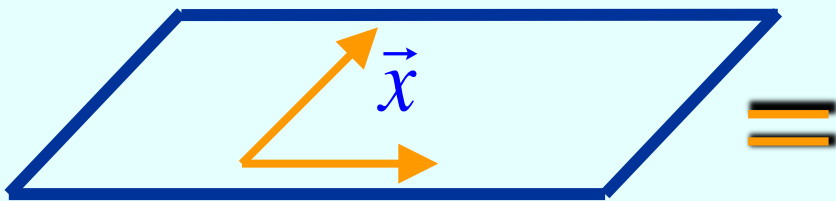
estado vacío $|0\rangle \longleftrightarrow$ NO AdS vacío

NO invariante bajo reescalamientos

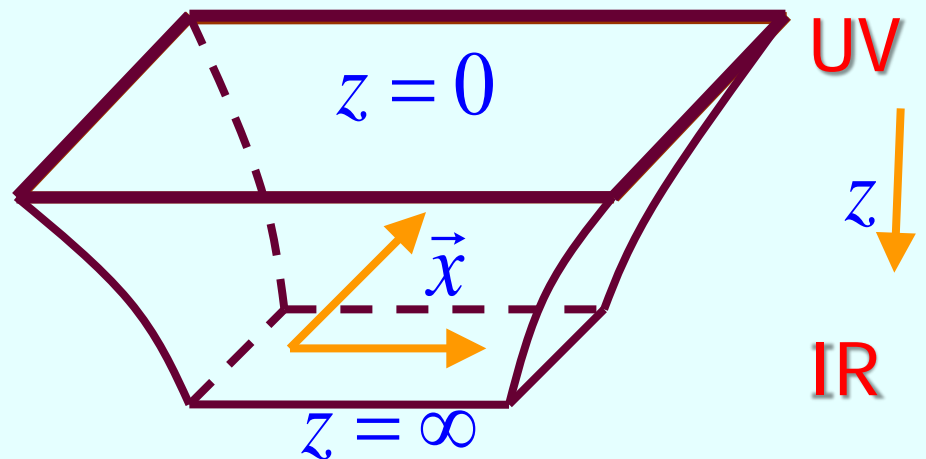
En UV, QFT se reduce a CFT

$$I = I_{\text{CFT}} + \int d^4x \lambda O(x)$$

QFT en 3+1 dim



Teoría cuántica en 4+1 dim



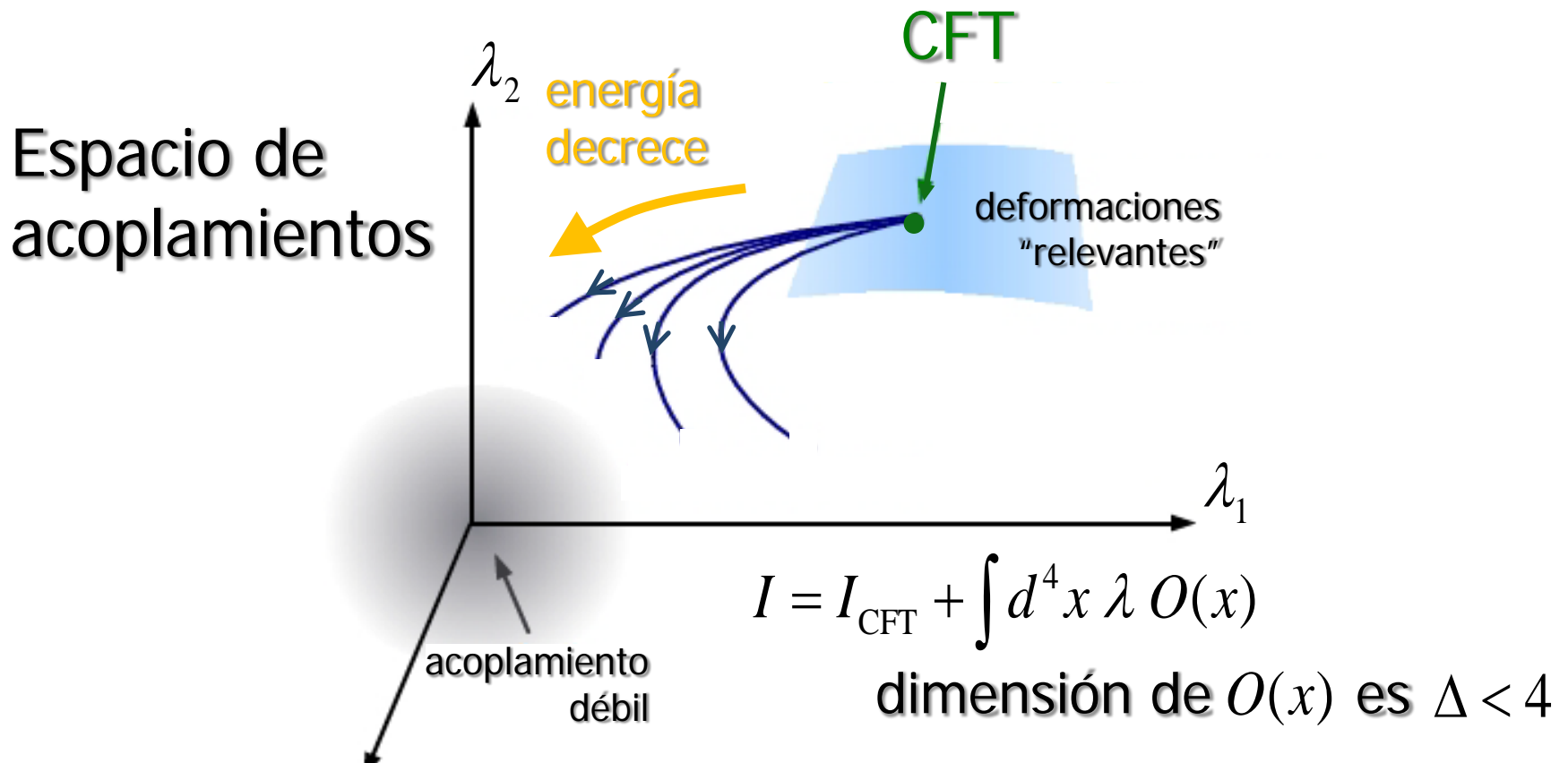
Operador $O(x^\mu) \longleftrightarrow$ Campo $\phi(x^\mu, z)$

QFT genérica = CFT + acción c/operadores "relevantes" $O(x^\mu)$

estado vacío $|0\rangle \longleftrightarrow$ NO AdS vacío

NO invariante bajo reescalamientos

En UV, QFT se reduce a CFT



QFT genérica = CFT + acción c/operadores "relevantes" $O(x^\mu)$

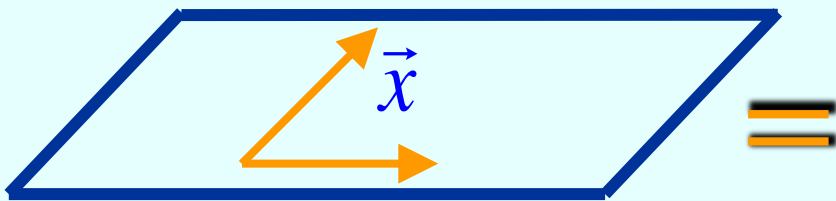
estado vacío $|0\rangle \longleftrightarrow$ NO AdS vacío

NO invariante bajo reescalamientos

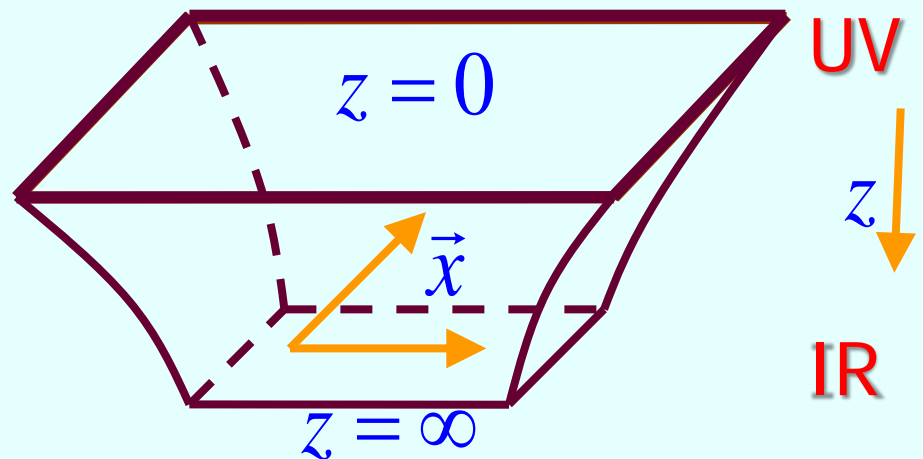
En UV, QFT se reduce a CFT \longleftrightarrow Cerca de $z = 0$, geometría se reduce a AdS vacío

$$I = I_{\text{CFT}} + \int d^4x \lambda O(x)$$

QFT en 3+1 dim



Teoría cuántica en 4+1 dim



Operador $O(x^\mu) \longleftrightarrow$ Campo $\phi(x^\mu, z)$

QFT genérica = CFT + acción c/operadores "relevantes" $O(x^\mu)$

estado vacío $|0\rangle \longleftrightarrow$ NO AdS vacío

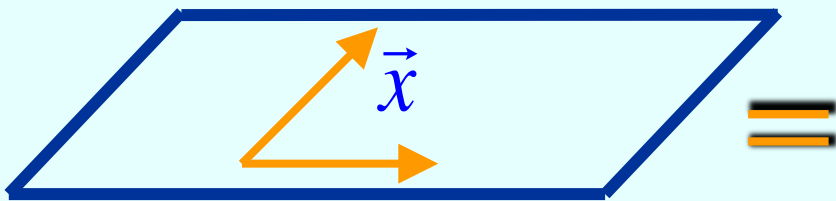
Diferencia con caso previo está en cuán rápido $\phi(x^\mu, z) \rightarrow 0$

Cambiar ESTADO cuesta energía FINITA (decremento rápido)

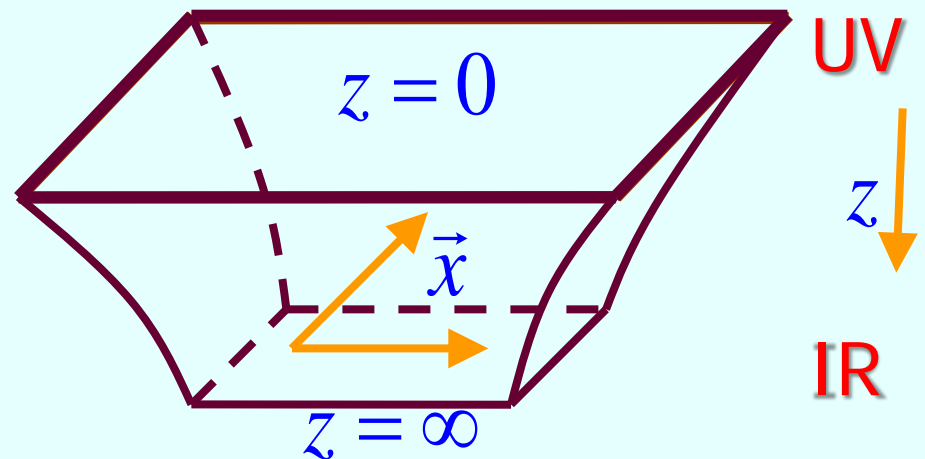
Cambiar TEORÍA cuesta energía INFINITA (cambia cond. borde)

$$I = I_{\text{CFT}} + \int d^4x \lambda O(x)$$

QFT en 3+1 dim



Teoría cuántica en no-AdS 4+1



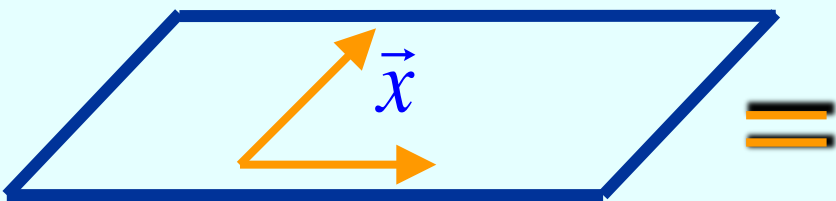
Operador $O(x^\mu) \longleftrightarrow$ Campo $\phi(x^\mu, z)$

QFT genérica: vacío $|0\rangle \longleftrightarrow$ no-AdS c/ c.b. tipo AdS

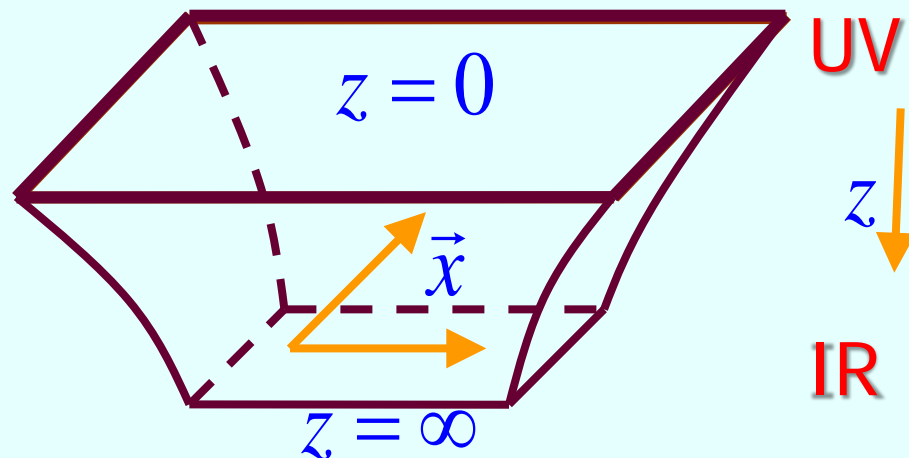
Direcciones x^μ son comunes a ambas descripciones, así que propiedades de $O(x)$ bajo Lorentz (escalar, vector, etc.) \longleftrightarrow propiedades de $\phi(x, z)$ bajo Lorentz (escalar, vector, etc.)

Teoría cuántica en no-AdS 4+1

QFT en 3+1 dim



=



Operador $O(x^\mu) \longleftrightarrow$ Campo $\phi(x^\mu, z)$

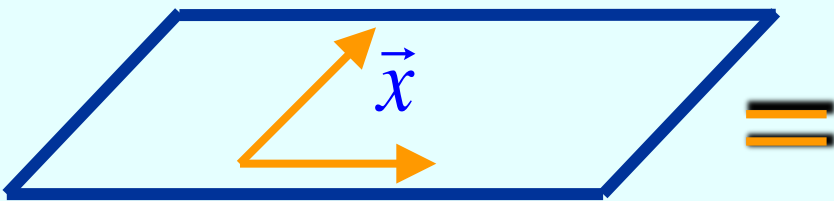
QFT genérica:

siempre hay tensor $T_{\mu\nu}(x)$ \longleftrightarrow Campo de espín 2 $h_{\mu\nu}(x, z)$
de energía-momento **¡Fluctuación de la MÉTRICA!**

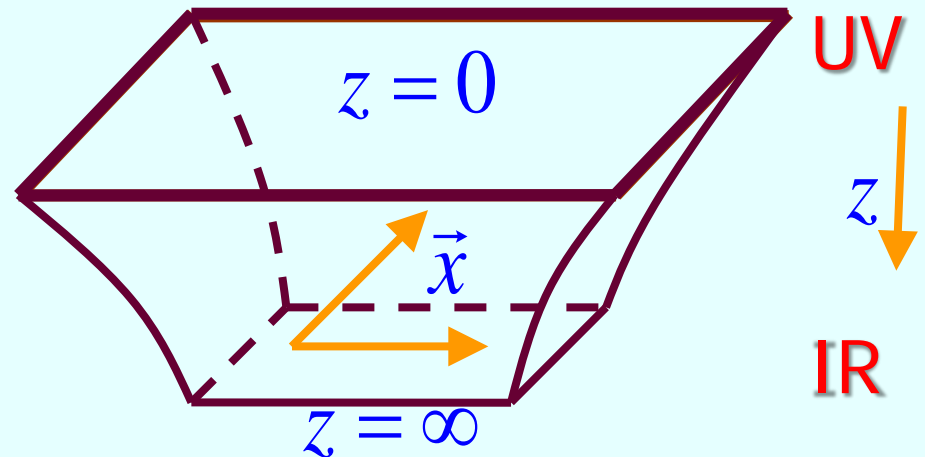
Interacciones de $h_{\mu\nu}$ están determinadas por interacciones de $T_{\mu\nu}$, y resultan ser las esperadas para campo del **gravitón** (en relatividad general o en otra teoría de gravedad)

Teoría cuántica en no-AdS 4+1

QFT en 3+1 dim



=



Interacciones de O_s \longleftrightarrow Interacciones de ϕ_s

[Gubser, Klebanov, Polyakov; Witten]

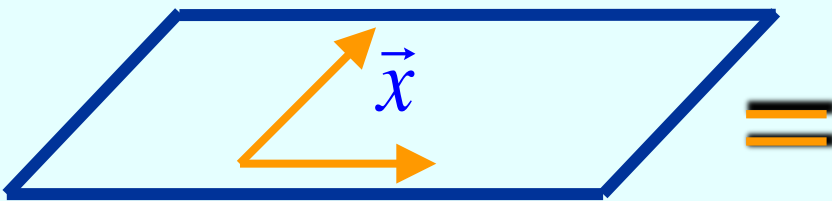
QFT genérica:

siempre hay tensor $T_{\mu\nu}(x)$ \longleftrightarrow Campo de espín 2 $h_{\mu\nu}(x, z)$
de energía-momento **¡Fluctuación de la MÉTRICA!**

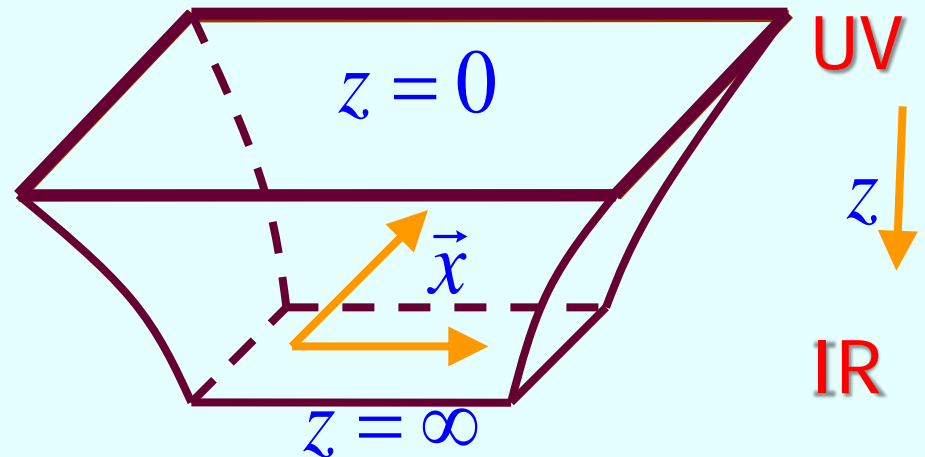
El espaciotiempo es dinámico: tenemos una
¡¡¡Teoría de Gravedad Cuántica!!!

Teoría cuántica en no-AdS 4+1

QFT en 3+1 dim



=



Interacciones de O_s \longleftrightarrow Interacciones de ϕ_s

[Gubser, Klebanov, Polyakov; Witten]

QFT genérica:

siempre hay tensor $T_{\mu\nu}(x)$ \longleftrightarrow Campo de espín 2 $h_{\mu\nu}(x, z)$
de energía-momento **¡Fluctuación de la MÉTRICA!**

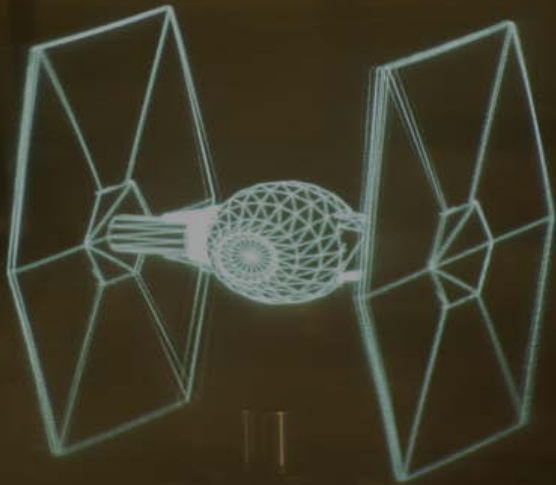
El espaciotiempo es dinámico: tenemos una
¡¡Teoría de Gravedad Cuántica!!!

Este es el enunciado más general de la **correspondencia holográfica o AdS/CFT o norma-gravedad:**

Teoría Cuántica de Campos en d dimensiones (p.ej. $d=3+1$) **=** Teoría Gravitacional en espaciotiempo con $D > d$ dim y ciertas condiciones de borde (p.ej. $D=4+1$)

caso particular es $d=0+1$: $\varphi(t)$
cuántica usual, SIN campos

Holografía = Correspondencia Holográfica



Justo como un **holograma** es capaz de reproducir una imagen 3D a partir de una película 2D, la QFT captura la información de teoría gravitacional en **más dimensiones**



Teoría Cuántica
de Campos en
 d dimensiones
(p.ej. $d=3+1$)

=

Teoría Gravitacional en
espaciotiempo con $D > d$
dim y ciertas condiciones
de borde (p.ej. $D=4+1$)

Las teorías gravitacionales NO se entienden bien
en el régimen **cuántico** y/o de **alta curvatura**

A la fecha, la holografía se ha explorado mayormente en la
región donde gravedad está **bajo control cuantitativo**:

1. Para que gravedad sea clásica, QFT debe tener **muchos grados de libertad** en cada punto x^μ , $\#\text{gdl} \gg 1$
2. Para que gravedad sea simple (gravitón + otros pocos campos ligeros), QFT debe tener espectro con pocos estados ligeros. Esto requiere **acoplamiento fuerte**, $\lambda \gg 1$
¡Esta es justo la región de la QFT que NO entendemos!

Teoría Cuántica
de Campos en
 d dimensiones
(p.ej. $d=3+1$)

=

Teoría Gravitacional en
espaciotiempo con $D > d$
dim y ciertas condiciones
de borde (p.ej. $D=4+1$)

Una familia particular de ejemplos:

**Teoría de Norma
No Abeliana**
en d dim
(p.ej. $d=3+1$)

=

Teoría de Cuerdas en
espaciotiempo con $D > d$
dim y ciertas condiciones
de borde (p.ej. $D=4+1$)

La conexión entre la **Teoría de Cuerdas y QCD** (u otras teorías no abelianas) se anticipó desde los 1970s, por más de una razón...

Cromodinámica Cuántica (QCD)

● Quarks $\psi_a^{(S)}(x)$ $C = 1, 2, 3$ ($S = 1, \dots, 6$)

+ Campos de **Dirac**

● Gluones $A_{C\bar{C}}^\mu(x) \equiv A_I^\mu(x) T_{C\bar{C}}^I$ $C, \bar{C} = 1, 2, 3$ $I = 1, \dots, 8$

Campo de **Yang-Mills**

Cromodinámica Cuántica (QCD)

- Quarks $\psi_{aC}^{(S)}(x)$ $C = 1, 2, 3$ ($S = 1, \dots, 6$) Simetría **local**
+ 3 **colores** (*tipos* de carga fuerte) $SU(3)$
- Gluones $A_{C\bar{C}}^\mu(x) \equiv A_I^\mu(x) T_{C\bar{C}}^I$ $C, \bar{C} = 1, 2, 3$ $I = 1, \dots, 8$
↳ "Generadores" de $SU(3)$
(matrices complejas 3x3
hermíticas y sin traza)

Cromodinámica Cuántica (QCD)

- Quarks $\psi_{aC}^{(S)}(x)$ $C=1,2,3$ ($S=1,\dots,6$) Simetría **local**
+ **3 colores** (*tipos* de carga fuerte) $SU(3)$
- Gluones $A_{C\bar{C}}^\mu(x) \equiv A_I^\mu(x) T_{C\bar{C}}^I$ $C, \bar{C}=1,2,3$ $I=1,\dots,8$



$$I_{\text{QCD}} = \int d^4x \left[-\frac{1}{2} \text{Tr}(F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}) + \bar{\psi}^{(S)} (i\gamma^\mu D_\mu - m^{(S)}) \psi^{(S)} \right]$$

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ig_{\text{YM}} A_\mu \quad F_{\mu\nu} \equiv \frac{i}{g_{\text{YM}}} [D_\mu, D_\nu]$$

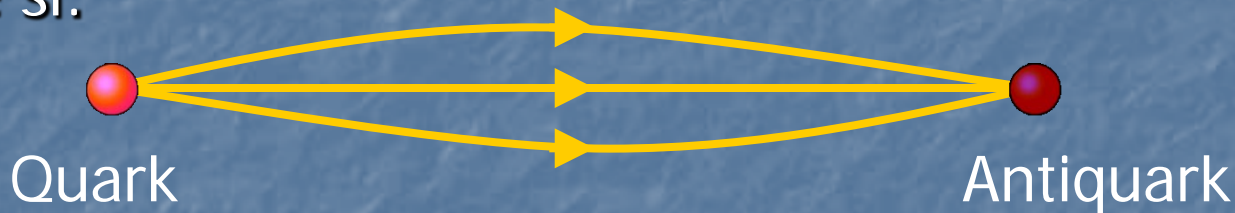
Cuando $g_{YM} \geq 1$, entendemos algunos aspectos (p.ej., masa del protón) gracias a cálculos numéricos en supercomputadoras, empresa conocida como **"QCD en la retícula"** (lattice QCD); pero incluso estos cálculos tienen sus limitaciones



QCD: Confinamiento

A bajas energías, el acoplamiento se vuelve tan fuerte que NO observamos quarks y gluones aislados, sino **combinaciones SIN color** (hadrones): mesones, bariones, glubolas, etc.

Intuitivamente, líneas de campo gluónico se sienten entre sí:



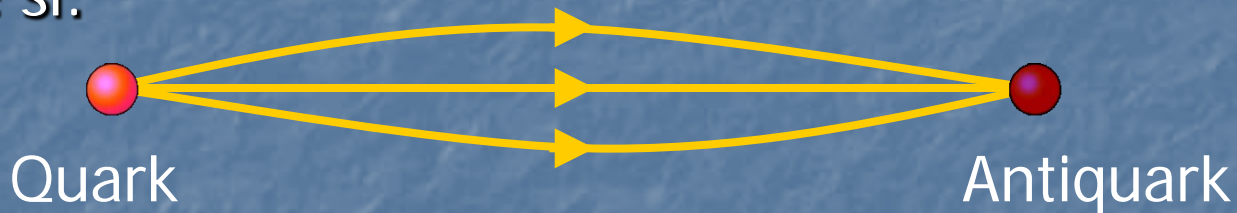
Este '**tubo de flujo**' gluónico da lugar a potencial *lineal* en la separación quark-antiquark:

$$V_{q\bar{q}}(l) \simeq \sigma l$$

QCD: Confinamiento

A bajas energías, el acoplamiento se vuelve tan fuerte que NO observamos quarks y gluones aislados, sino **combinaciones SIN color** (hadrones): mesones, bariones, glubolas, etc.

Intuitivamente, líneas de campo gluónico se sienten entre sí:

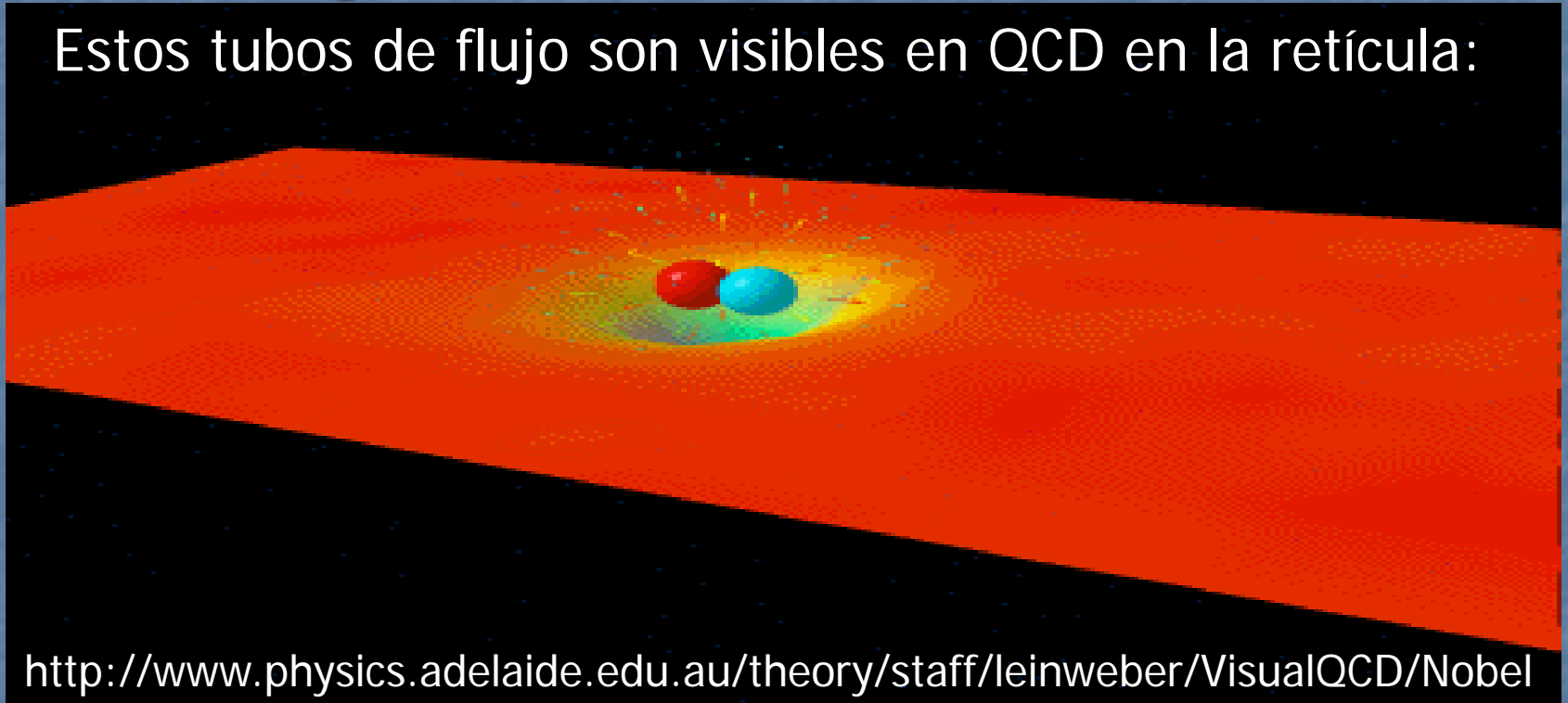


Este '**tubo de flujo**' gluónico da lugar a potencial *lineal* en la separación quark-antiquark

Haría falta entonces una energía **infinita** para separar al quark del antiquark

QCD: Confinamiento

Estos tubos de flujo son visibles en QCD en la retícula:



<http://www.physics.adelaide.edu.au/theory/staff/leinweber/VisualQCD/Nobel>

Sugiere conexión entre QCD y cuerdas 'gordas'... Esta "**cuera de QCD**" tiene consecuencias experimentales, y marcó el origen histórico de la Teoría de Cuerdas (~ 1970)

QCD: Desconfinamiento

Notar que **acoplamiento fuerte** es necesario (¡aunque NO suficiente!) para tener confinamiento

Conforme calentamos un gas de hadrones, el **acoplamiento decrece**: $g_{YM}^2(E)$

Esperamos por tanto transición de fase a

Plasma de Quarks y Gluones (QGP)

a cierta **temperatura de desconfinamiento**

$$T_c \approx \Lambda_{\text{QCD}} \approx 200 \text{ MeV} \approx 2 \times 10^{12} \text{ K}$$

QCD a Bajas Energías

(confinada o no) es una **teoría de norma fuertemente acoplada**

Expansión perturbativa **inútil**

Cálculos en la **retícula** (euclideana) útiles para determinar propiedades estáticas (p.ej., espectro de hadrones, entropía de QGP), pero NO dinámicas (p.ej., amplitudes de dispersión, viscosidad de QGP)

Podemos intentar formular **modelos fenomenológicos** (=tratar de adivinar, y cruzar los dedos)...

O tratar de hacer cálculos de primeros principios en una **teoría distinta (pero, esperamos, similar): un modelo de juguete** de QCD (=universo imaginario)

Primas de QCD

- 'QCD' sin quarks ($N_s = 0$) = Yang-Mills $SU(3)_c$
Preserva libertad asintótica/confinamiento... y dificultad
- Yang-Mills (con/sin quarks) $SU(N_c)$ con $N_c > 3$
Preserva libertad asintótica/confinamiento
Tomar $N_c \rightarrow \infty$ con $\lambda \equiv g_{YM}^2 N_c$ fija ['t Hooft]

Intentar $SU(3)_c \simeq SU(\infty)_c + O(1/N_c^2)$

YM en la retícula: para ciertas propiedades, $N_c \rightarrow \infty$
¡da aproximación razonable al caso $N_c = 3$!

[Teper; Lucini, Panero;

Bali, Bursa, Castagnini, Collins, DelDebbio, Lucini, Panero]

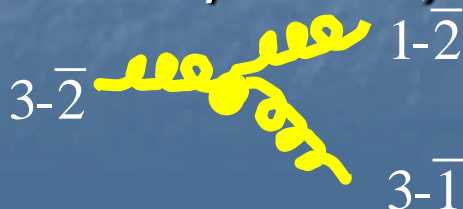
Primas de QCD

- 'QCD' sin quarks ($N_s = 0$) \equiv Yang-Mills $SU(3)_c$
Preserva libertad asintótica/confinamiento... y dificultad
- Yang-Mills (con/sin quarks) $SU(N_c)$ con $N_c > 3$
Preserva libertad asintótica/confinamiento

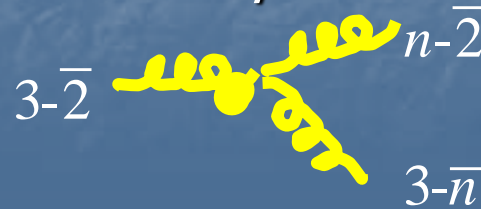
Tomar $N_c \rightarrow \infty$ con $\lambda \equiv g_{YM}^2 N_c$ fija ['t Hooft]

Notar : g_{YM}^2 vs. $\lambda \equiv g_{YM}^2 N_c$

acoplamiento de
Yang-Mills (a gluones
de color *específico*)



acoplamiento de
't Hooft (a gluones
de *cualquier* color)



't Hooft mostró que las amplitudes de YM ó QCD se reorganizan como una **suma sobre superficies**:

$$\sum_{m,b=0}^{\infty} N_c^{2-2m-b} \sum_{L=1}^{\infty} \lambda^{L-1} N_s^b c_{m,b,L} = N_c^2 \left(c_{0,0,1} + c_{0,0,2} \lambda + \dots \right) \leftarrow \text{esfera}$$

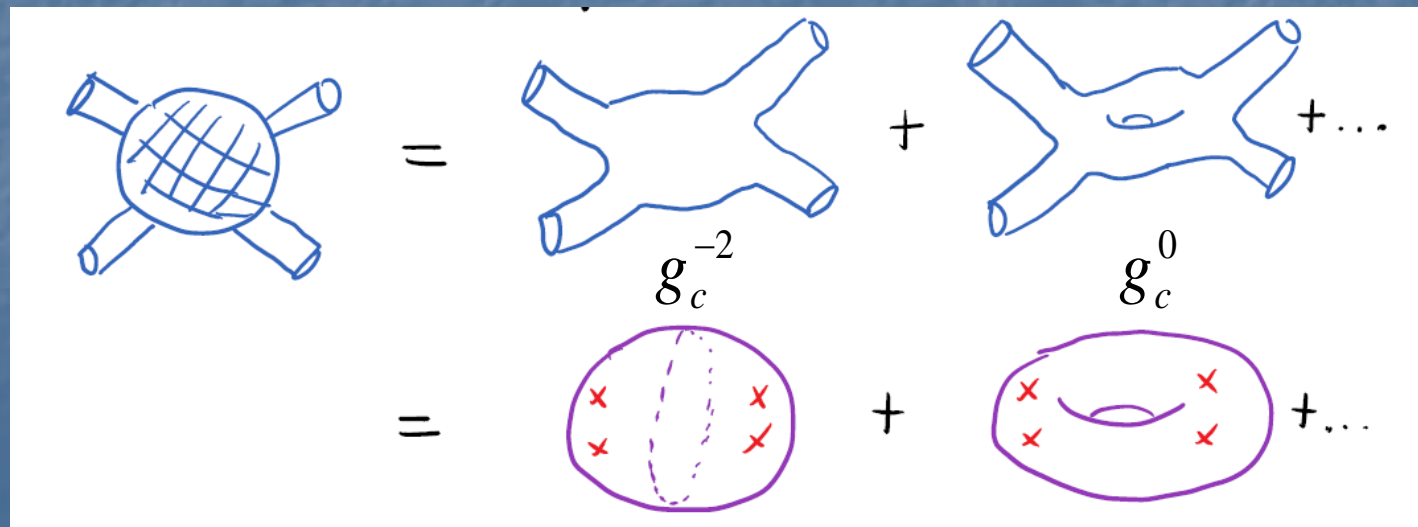
\uparrow número de Euler \leftarrow toro
 $\chi \equiv V - A + C$

$$+ N_c^0 \left(c_{1,0,1} + c_{1,0,2} \lambda + \dots \right) + \dots$$

¡¡¡ Esta es la misma forma de la expansión perturbativa en una **Teoría de Cuerdas** con acoplamiento

$$g_c = 1 / N_c$$

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



't Hooft mostró que las amplitudes de YM ó QCD se reorganizan como una **suma sobre superficies**:

$$\sum_{m,b=0}^{\infty} N_c^{2-2m-b} \sum_{L=1}^{\infty} \lambda^{L-1} N_s^b c_{m,b,L} = N_c^2 \left(c_{0,0,1} + c_{0,0,2} \lambda + \dots \right) \leftarrow \text{esfera}$$

\uparrow número de Euler \leftarrow toro
 $\chi \equiv V - A + C$

$$+ N_c^0 \left(c_{1,0,1} + c_{1,0,2} \lambda + \dots \right) + \dots$$

¡¡¡ Esta es la misma forma de la expansión perturbativa en una **Teoría de Cuerdas** con acoplamiento

$$g_c = 1 / N_c$$

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

Si solo hay gluones (campo $A_{c\bar{c}}$ es **matriz**), dando lugar a **glubolas**, se trata de una teoría de **cuerdas cerradas**

Si además hay quarks (campos ψ_c son **columnas**), dando lugar a **mesones**, se trata de una teoría de **cuerdas cerradas y abiertas**

Por supuesto, este argumento apenas *sugiere* una conexión con alguna teoría de cuerdas, y además, no nos dice cuál teoría de cuerdas sería relevante

Como veremos, AdS/CFT hace todo esto muy explícito

't Hooft analizó diagramas de Feynman, así que su análisis solo es directamente válido para acoplamiento débil

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 independientes entre bosones y fermiones generadas por las **supercargas** $Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}$ del caso más familiar (" $\mathcal{N} = 1$ ") aquí tenemos 4 x 4: $Q_\alpha^A, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}^A$

¡Y **todos** los campos 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 de SU(4))

Esta teoría puede entenderse como "reducción dimensional" de SYM $\mathcal{N} = 1$ (norma+normino) en 9+1 dim

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

Simetría espaciotemporal:

Lorentz $M_{\mu\nu}$ + Translaciones P_μ
+ Dilataciones D (reescalamientos) $x^\mu \rightarrow c x^\mu$
+ "Transformaciones conformes especiales" K_μ

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

= **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 $\mathcal{N} = 4$ 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')

Supersimetría 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
 - Conforme $dg_{YM}^2 / dE = 0$
 - Desconfinada siempre
 - No hay escala de masa
 - Potencial de Coulomb
 - 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
 - $\varepsilon \propto T^4$
 - Desconfinada
 - Plasma no abeliano de gluones y materia exótica
 - Potencial apantallado
 - Supersimetría rota

Así que SYM $\mathcal{N} = 4$

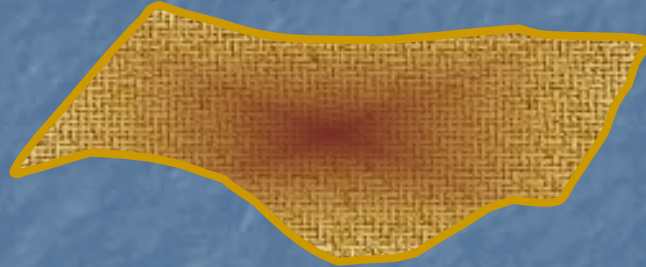
a temperatura cero nos sirve solo como laboratorio teórico,

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

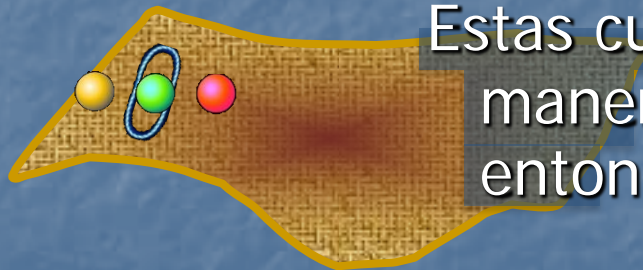
La correspondencia holográfica afirma que podemos entender a esta (y otras) prima(s) de QCD en términos de **una cierta teoría de cuerdas que vive en un cierto espaciotiempo curvo...**

¿Qué es una Teoría de Cuerdas?

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



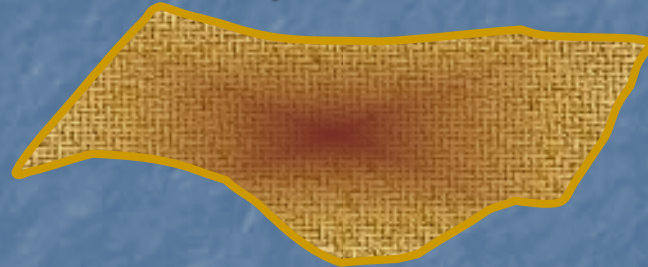
cuyas excitaciones pequeñas son descritas por **cuerdas**:



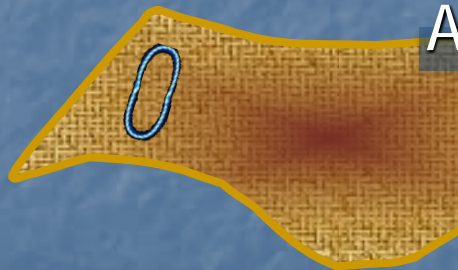
Estas cuerdas pueden vibrar de diferentes maneras , y vistas desde lejos parecen entonces **partículas de distintos tipos**

¿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)



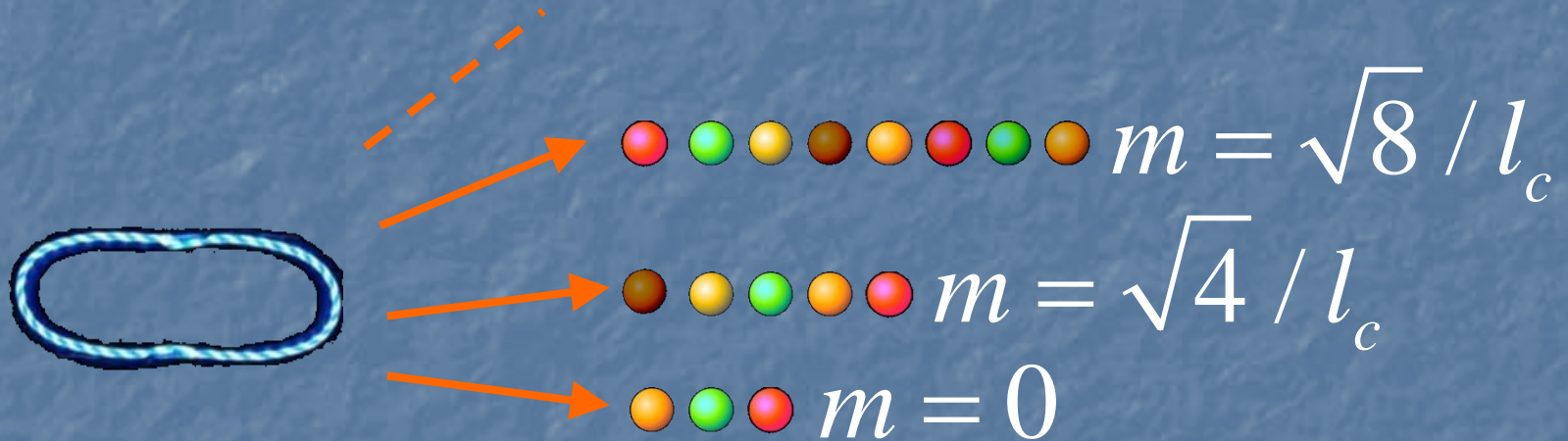
cuyas excitaciones pequeñas son descritas por **cuerdas**:



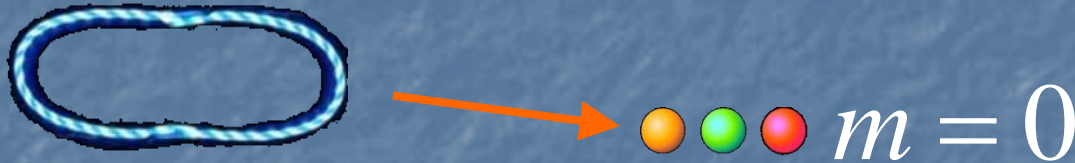
Así que en una teoría de cuerdas, el universo, en vez de estar hecho de varios campos distintos, ¡está hecho de **un solo 'mega-campo'!**

Teoría de Cuerdas

Excitaciones **perturbativas** sobre algún fondo
(no necesariamente plano)



Descripción efectiva a bajas energías:



φ , h_{MN} , B_{MN} , A_M , $C_{M_1 \dots M_{p+1}}$ + Fermiones

Dilatón

Gravitón

Bosones de Norma

Contenido de la **teoría de campos** conocida como
Supergravedad (SUGRA) $\mathcal{N} = 1$ ó 2 en $D = 9 + 1$

Teoría de Cuerdas IIB

A **bajas energías**, interacciones se pueden resumir en una "acción efectiva"

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

+ 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"

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

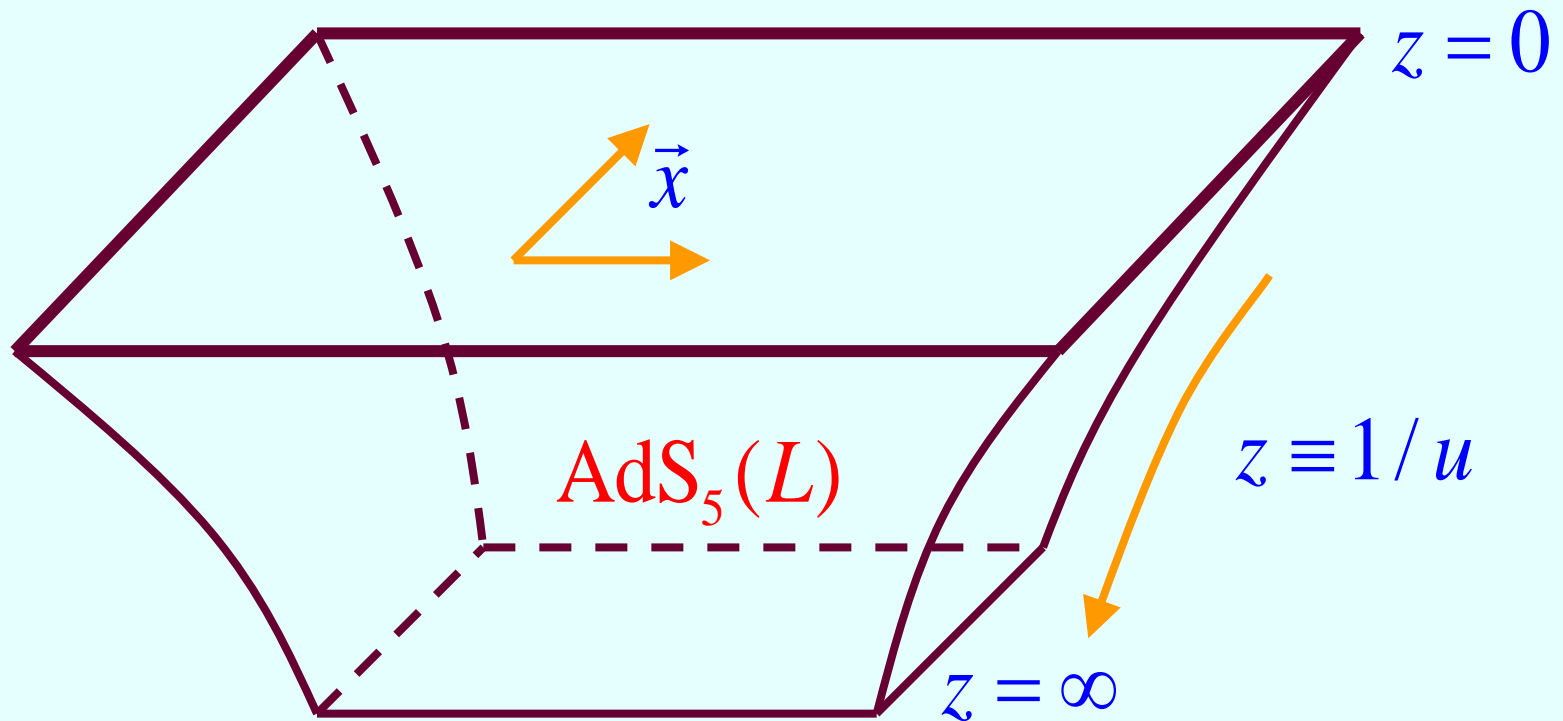
+ términos con más derivadas suprimidos por l_c^n

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

Una Teoría de Cuerdas Específica

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

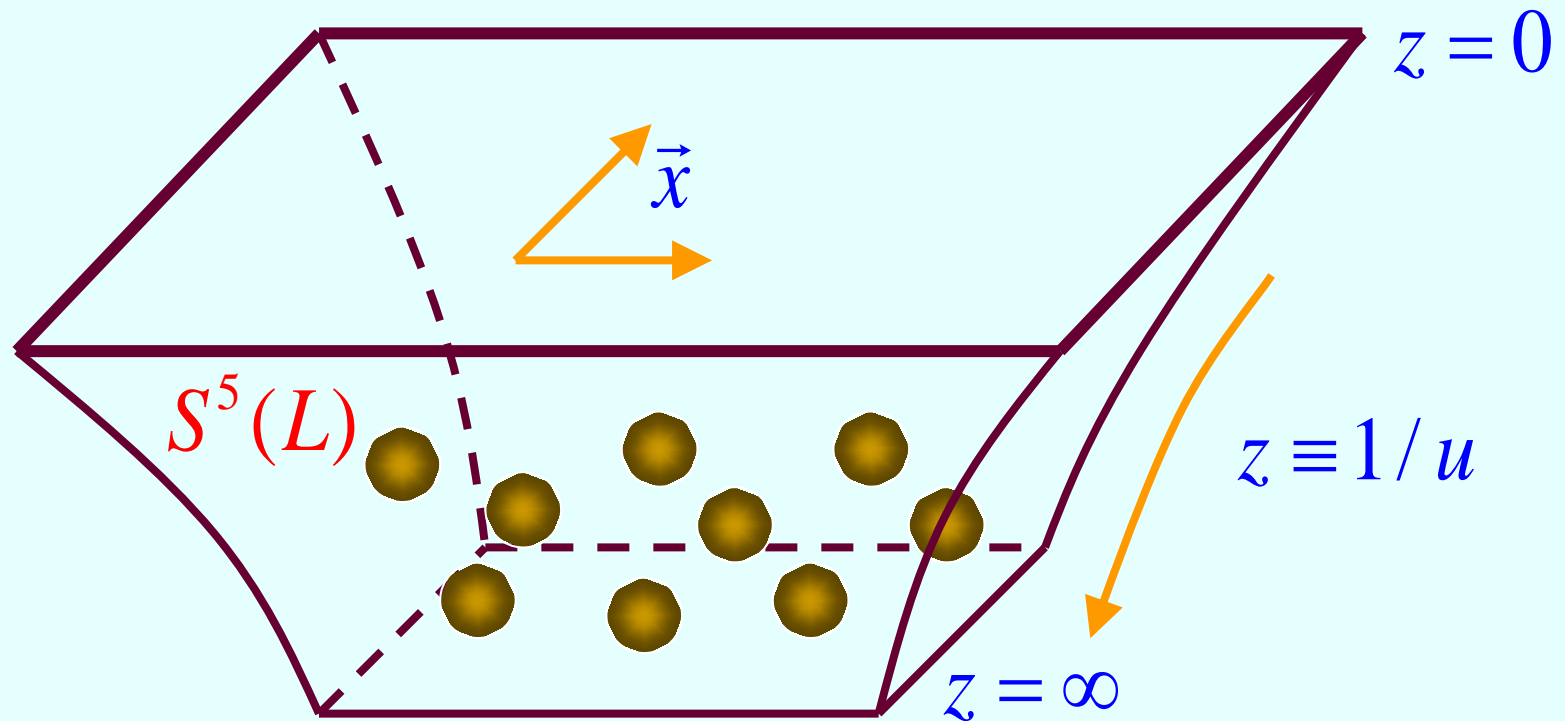
$$ds^2 = (L/z)^2 (-dt^2 + d\vec{x}^2 + dz^2)$$



Una Teoría de Cuerdas Específica

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

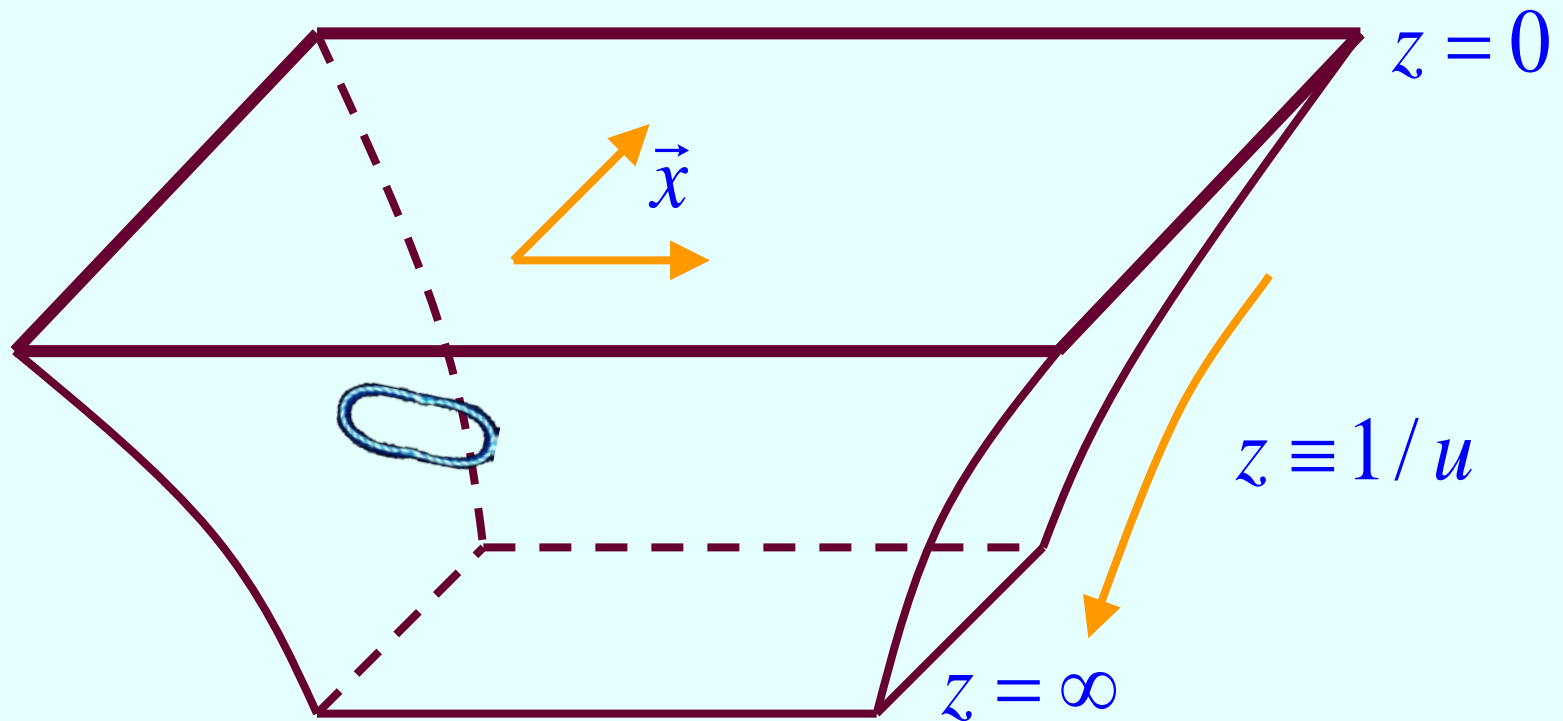
$$ds^2 = (L/z)^2 (-dt^2 + d\vec{x}^2 + dz^2) + L^2 d\Omega_5^2$$



Una Teoría de Cuerdas Específica

Las excitaciones de este fondo pueden ser **chicas**

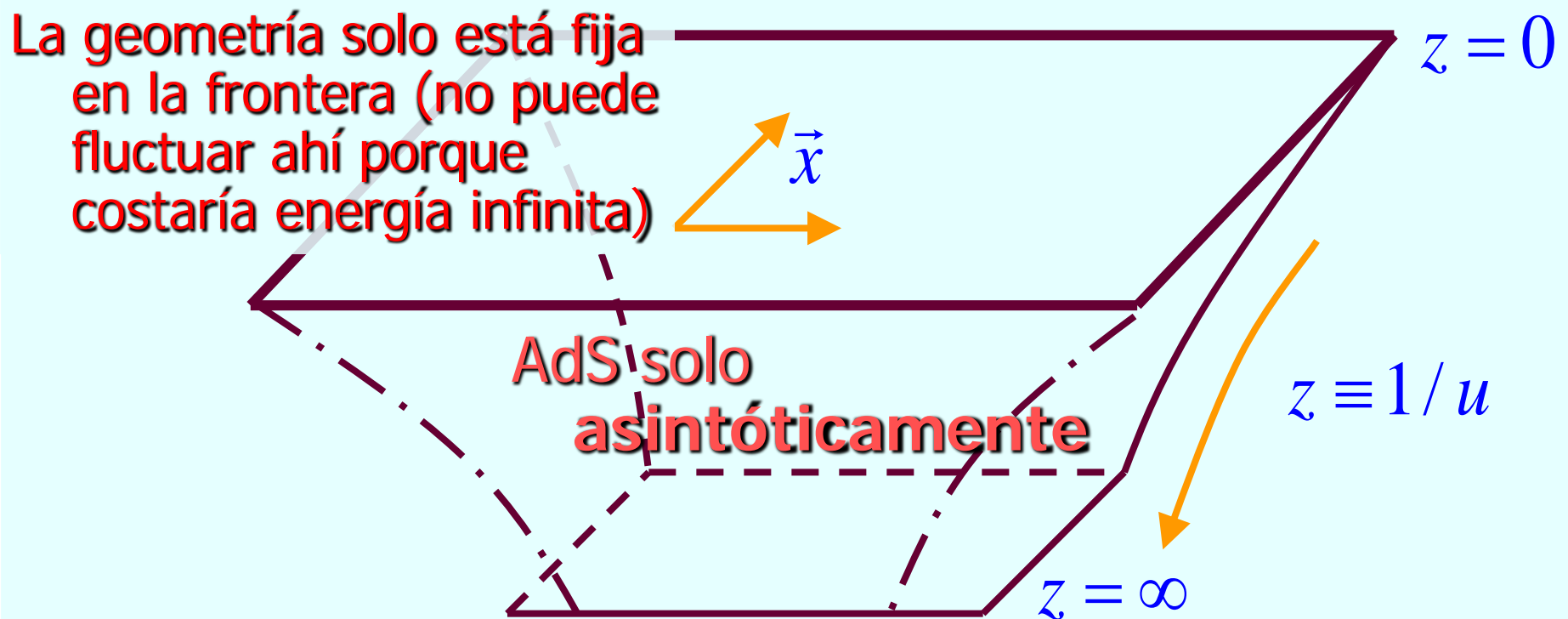
$$ds^2 = (L/z)^2 (\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + dz^2) + L^2 d\Omega_5^2$$



Una Teoría de Cuerdas Específica

Las excitaciones de este fondo pueden ser chicas o **grandes**

$$ds^2 = (L/z)^2 (g_{\mu\nu}(x, z) dx^\mu dx^\nu + dz^2) + L^2 d\Omega_5^2$$



Correspondencia AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ **==** Cuerdas IIB en espaciotiempo
en 3+1 dim [Maldacena] **asintóticamente** $AdS_5 \times S^5$

Partículas	vs.	Cuerdas (y Branas)
SIN gravedad		CON gravedad
CON color		SIN color
espaciotiempo PLANO		espaciotiempo CURVO
3+1 dim		9+1 dim

A pesar de las marcadas diferencias, **estas 2 teorías son equivalentes**: existe un diccionario que traduce entre ellas

Esta equivalencia parece ser totalmente absurda, ¡pero 20 años y 13700 citas después, sigue pareciendo cierta!

Correspondencia AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ \equiv Cuerdas IIB en espaciotiempo
en 3+1 dim [Maldacena] **asintóticamente** $AdS_5 \times S^5$

¡¡La mera **existencia** de esta conexión es sorprendente!!

Idea revolucionaria: la presencia/ausencia de **gravedad**,
y el número de **dimensiones** del espacio, ¡¡pueden
depender del punto de vista que adoptemos!!

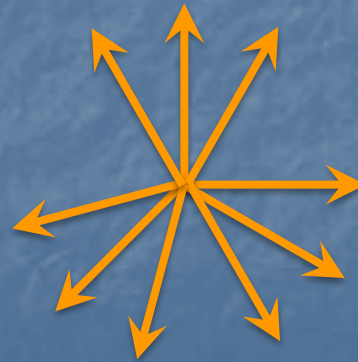
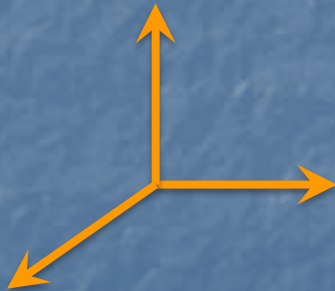


Correspondencia AdS/CFT

$\text{SYM } \mathcal{N} = 4 \text{ } SU(N_c)$ \equiv Cuerdas IIB en espaciotiempo
en 3+1 dim [Maldacena] **asintóticamente** $\text{AdS}_5 \times S^5$

¡¡La mera **existencia** de esta conexión es sorprendente!!

Idea revolucionaria: la presencia/ausencia de **gravedad**,
y el número de **dimensiones** del espacio, ¡¡pueden
depender del punto de vista que adoptemos!!



La equivalencia NO ha sido demostrada rigurosamente, por lo que, **a nivel de física matemática, se mantiene como "conjetura"** (de hecho, en toda la física de altas energías el nivel de rigor matemático no logra ser muy alto: las Teorías de Campo interactuantes son sistemas complicados)

Más aún, **NO tenemos una definición completa (no perturbativa) de IIB**, e incluso a nivel perturbativo hay obstáculos técnicos para cálculos en fondo AdS (por presencia de "campo Ramond-Ramond")

Aún así, a la fecha hay tanta evidencia acumulada a favor de la correspondencia, que **la postura de consenso es suponer que es correcta como hipótesis de trabajo**, y utilizarla para extraer consecuencias

Si la asumimos como cierta, **nos da una definición no perturbativa de cuerdas IIB en AdS** (y éste NO es un enunciado vacío, porque sabemos bastante de IIB)

Correspondencia Holográfica

El anterior es apenas el ejemplo mejor entendido de una **correspondencia holográfica** más general:

Teoría de campos en d dim \equiv Teoría de gravedad en cierto espaciotiempo con $D > d$ dim

Conocemos ejemplos que involucran p.ej. a **primas más cercanas de QCD**: con quarks, sin supersimetría, con confinamiento, con rompimiento de simetría quiral,...

[Sakai-Sugimoto(-Witten); Klebanov-Strassler; Maldacena-Núñez; Polchinski-Strassler; Freedman-Gubser-Pilch-Warner; etc.]

Y otros con similitud a **sistemas de materia condensada** (superfluidos, superconductores, metales extraños,...)

[Son; Balasubramanian,McGreevy; Kachru,Liu,Mulligan; Gubser; Hartnoll,Herzog,Horowitz; Hartnoll, Polchinski, Silverstein, Tong; etc.]

Correspondencia AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ \equiv Cuerdas IIB en espaciotiempo
en 3+1 dim [Maldacena] **asintóticamente** $AdS_5 \times S^5$

Existe un **diccionario** (todavía en construcción) que traduce de un lenguaje al otro...

Diccionario AdS/CFT

$\text{SYM } \mathcal{N} = 4 \text{ } SU(N_c)$ **==** Cuerdas IIB en espaciotiempo
en 3+1 dim **asintóticamente** $\text{AdS}_5 \times \text{S}^5$

$$g_{YM}^2 = 4\pi g_c$$

$$N_c = \text{Unidades de flujo de } C_{MNOP} \\ \text{a través de } S^5$$

$$= L^4 / l_P^4 \quad \text{radio de curvatura de AdS en} \\ \text{unidades de Planck}$$

$$\propto 1 / g_c$$

acopl. de 't Hooft: $\lambda \equiv g_{YM}^2 N_c = L^4 / l_c^4$ radio de curvatura de AdS en
unidades de cuerdas

IMPORTANTE: la teoría de cuerdas bajo control a nivel de cálculos solo si el espacio está **débilmente curvado** y las cuerdas están **débilmente acopladas**

Diccionario AdS/CFT

$\text{SYM } \mathcal{N} = 4 \text{ } SU(N_c)$ **\equiv** Cuerdas IIB en espaciotiempo
en 3+1 dim **asintóticamente** $\text{AdS}_5 \times \text{S}^5$



Cálculos fáciles en gravedad

$$g_c \ll 1, \quad l_c \ll L$$

Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ **==** Cuerdas IIB en espaciotiempo
en 3+1 dim **asintóticamente** $AdS_5 \times S^5$

Cálculos fáciles en gravedad
¡permiten **acceso a SYM**
con acoplamiento fuerte!

$$g_{YM}^2 \ll 1, N_c \gg 1, g_{YM}^2 N_c \gg 1$$

Primera Evidencia

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ = T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Para poner a prueba: ¿empatan las simetrías?

Grupo Conforme $SO(4,2)$ = $SO(4,2)$ Isometrías de AdS_5 ✓

Simetría Interna $SO(6)$ = $SO(6)$ Isometrías de S^5 ✓

16+16 supersimetrías = 32 supersimetrías ✓

Grupo de Norma $SU(N_c) \leftrightarrow$ ¡ Nada ! ✓

¡ Nada ! \leftrightarrow Difeomorfismos 9+1 dim ✓

Estas 2 últimas no son en realidad simetrías, sino **redundancias** de la descripción

La correspondencia opera al nivel de cantidades físicas, que son por tanto **invariantes de norma**

Primera Evidencia

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ = T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Para poner a prueba: ¿empatan las simetrías?

Grupo Conforme $SO(4,2)$ = $SO(4,2)$ Isometrías de AdS_5 ✓

Simetría Interna $SO(6)$ = $SO(6)$ Isometrías de S^5 ✓

16+16 supersimetrías = 32 supersimetrías ✓

Grupo de Norma $SU(N_c)$ \leftrightarrow ¡ Nada ! ✓

¡ Nada ! \leftrightarrow Difeomorfismos 9+1 dim ✓

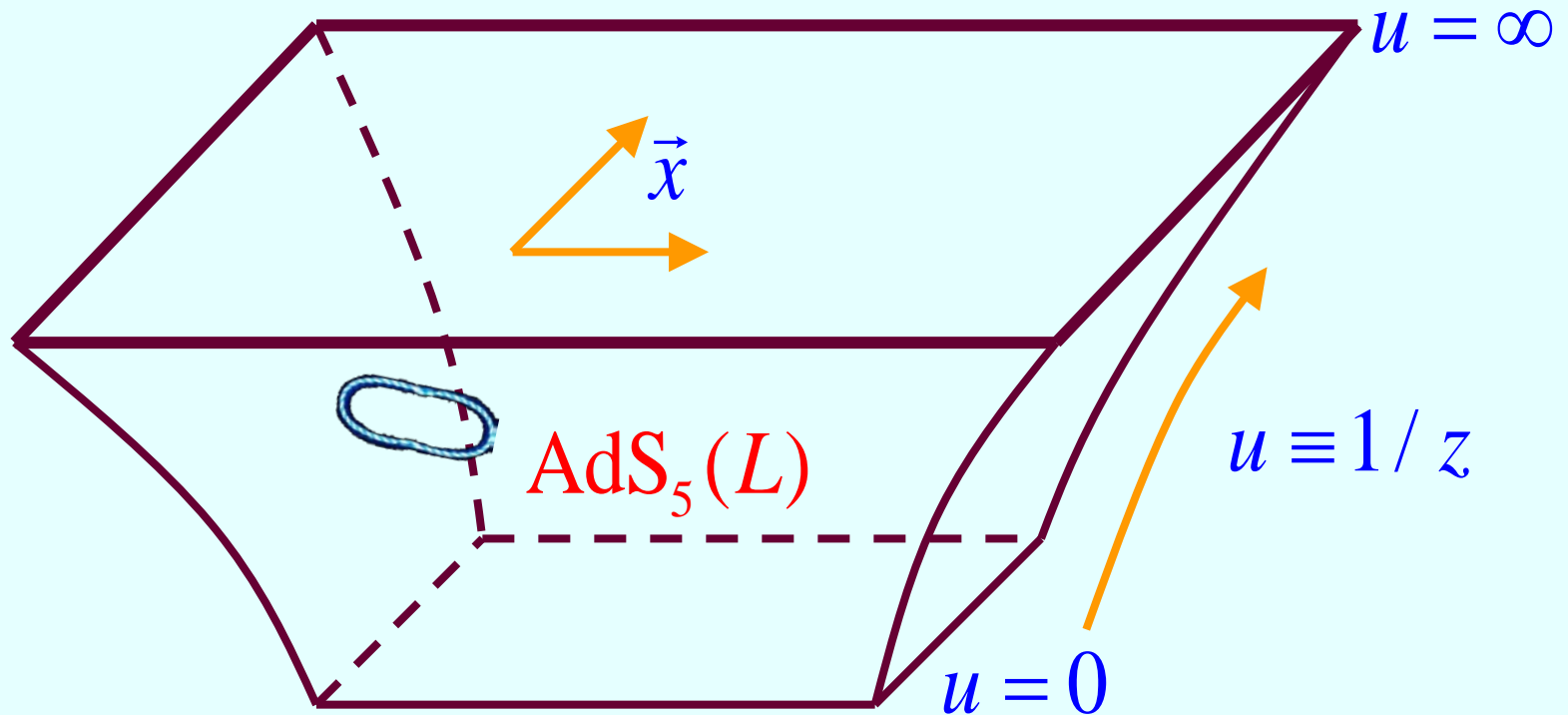
Las simetrías entonces empatan perfectamente, pero
¿qué pasa con el desacuerdo de dimensiones?

Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ \equiv T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

$d = 3 + 1$: (t, \vec{x})

$D = 9 + 1$: $(t, \vec{x}, u, \theta_1, \dots, \theta_5)$

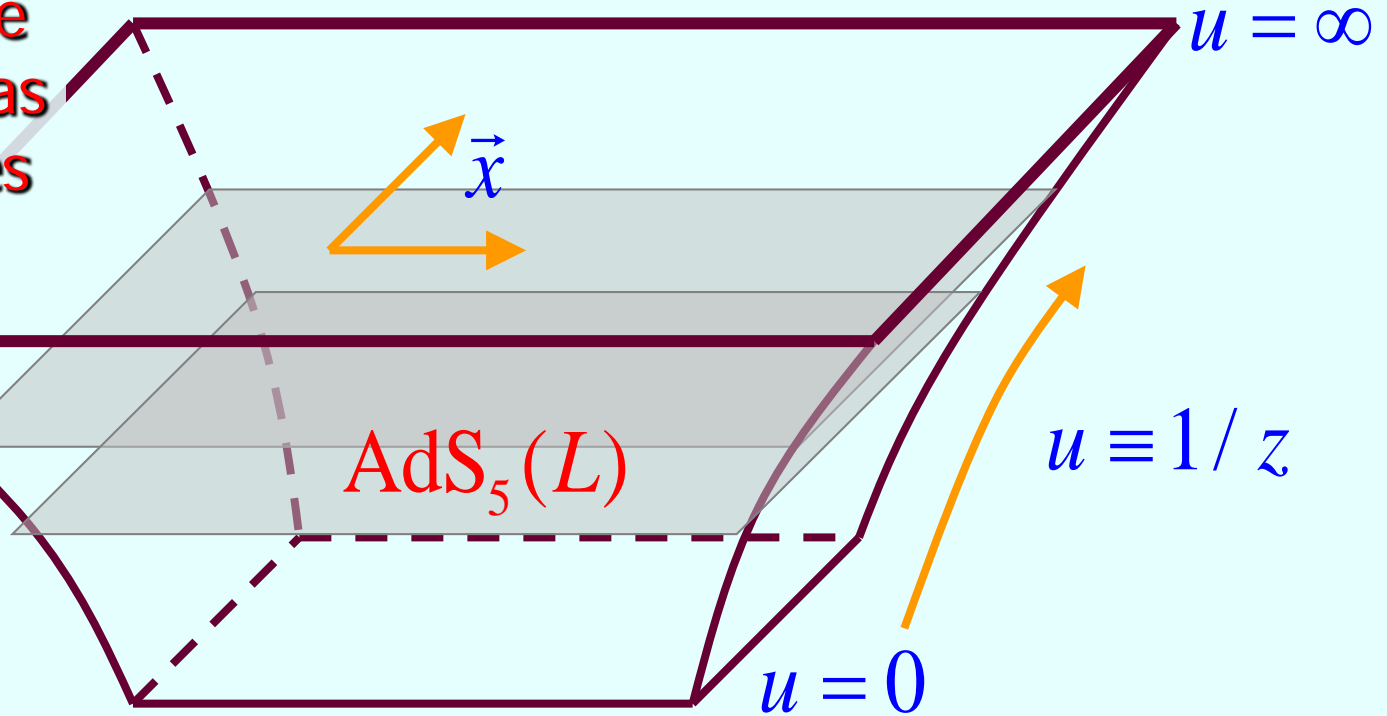


Diccionario AdS/CFT

$SYM \mathcal{N} = 4 SU(N_c) \equiv$ T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Energía $E = u$ [Susskind, Witten; Polchinski, Peet]

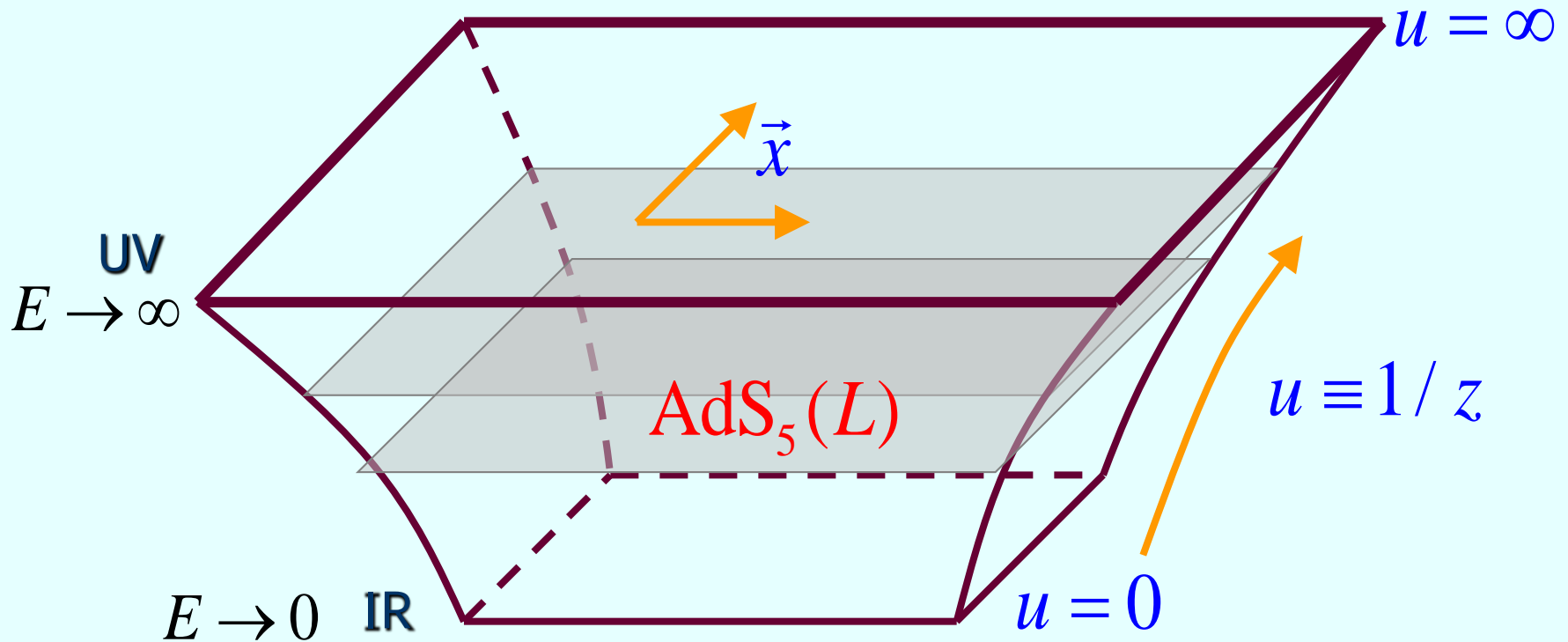
Rebanadas de AdS a distintas profundidades describen distintas escalas energéticas (=distinta resolución espacial)



Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ \equiv T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Energía $E = u$ [Susskind, Witten; Polchinski, Peet]

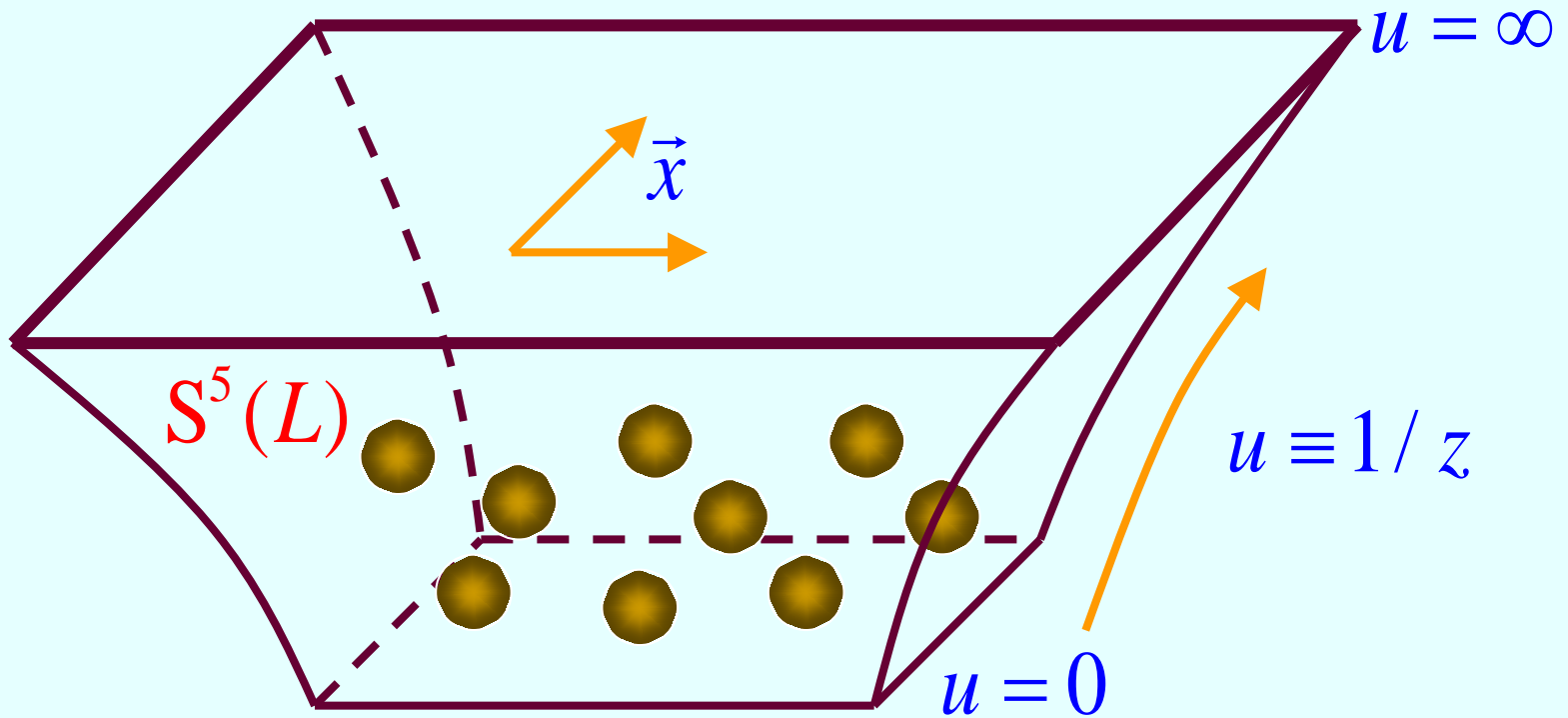


Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ \equiv T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Espacio de simetría

interna $SU(4) \simeq SO(6) = \theta_1, \dots, \theta_5$



Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ \equiv T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Ahora que ya sabemos traducir las coordenadas, ¿cómo identificamos a los **objetos** de las 2 teorías?

Como SYM es una teoría de norma, la información **FÍSICA** NO está en los campos básicos

$$A_{C\bar{C}}^\mu(x), \Phi_{C\bar{C}}^I(x), \lambda_{\alpha C\bar{C}}^A(x) \quad C, \bar{C} = 1, \dots, N_c$$

$$I = 1, \dots, 6 \quad A = 1, \dots, 4$$

sino en **operadores invariantes de norma**, como p.ej.

$$O(x) \sim \text{Tr}(F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}(x)), \quad T_{\mu\nu}(x), \quad \text{Tr}(F_{\mu\nu} D_\lambda \cdots \Phi^I \lambda_\alpha^A(x)),$$


$$\text{Tr}(F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}) \text{Tr}(F_{\mu\nu} D_\lambda \cdots \Phi^I \lambda_\alpha^A(x)), \quad \text{etc.}$$

Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ \equiv T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Operador invariante $O(x)$ \leftrightarrow $\phi(x, z)$ Campo en AdS
de norma con una sola traza (armónico en S^5)

[Gubser, Klebanov, Polyakov, Witten]


$$\phi(x, z, \theta_1, \dots, \theta_5) = \sum_{l_1, \dots, l_5} \phi_{l_1 \dots l_5}(x, z) Y_{l_1 \dots l_5}(\theta_1, \dots, \theta_5)$$

Expansión de Kaluza-Klein (análoga a armónicos esféricos sobre S^2 , o serie de Fourier sobre S^1)

Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ = T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Operador invariante de norma $O(x) \leftrightarrow \phi(x, z)$ Campo en AdS (armónico en S^5)

p.ej., $\text{Tr}[F^2(x) + \dots] \leftrightarrow \phi(x, z)$ dilatón (onda s)

$T_{\mu\nu}(x) = \text{Tr}[F_{\mu\lambda} F_{\nu}^{\lambda}(x) + \dots] \leftrightarrow h_{\mu\nu}(x, z)$ gravitón (onda s)

etc.

Dimensión de operador \longleftrightarrow Masa del campo

$$O(x) \rightarrow c^{-\Delta} O(cx) \quad \int d^5x \sqrt{-g} \left((\partial\phi)^2 + m^2 \phi^2 \right)$$

$$\Delta(\Delta - 4) = m^2 L^2 \quad (\text{para espín entero})$$

Más Evidencia

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ = T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Operador invariante de norma $O(x) \leftrightarrow \phi(x, z)$ Campo en AdS (armónico en S^5)

p.ej., $\text{Tr}[F^2(x) + \dots] \leftrightarrow \varphi(x, z)$ dilatón (onda s)

$T_{\mu\nu}(x) = \text{Tr}[F_{\mu\lambda} F_{\nu}^{\lambda}(x) + \dots] \leftrightarrow h_{\mu\nu}(x, z)$ gravitón (onda s)

Al ver los detalles, ¡se encuentra acuerdo **perfecto**,
tanto para los modos de SUGRA, [Witten]
como para modos excitados de la cuerda IIB! ✓

[Berenstein, Maldacena, Nastase; Gubser, Klebanov, Polyakov;
Minahan, Zarembo; Beisert, Kristjansen, Staudacher;
Gromov, Kazakov, Vieira; Kruczenski...]

SYM Operator	desc	SUGRA	dim	spin	Y	$SU(4)_R$	lowest reps
$\mathcal{O}_k \sim \text{tr} \Phi^k, k \geq 2$	—	$h_\alpha^\alpha C_{\alpha\beta\gamma\delta}$	k	$(0, 0)$	0	$(0, k, 0)$	20', 50, 105
$\mathcal{O}_k^{(1)} \sim \text{tr} \lambda \Phi^k, k \geq 1$	Q	$\psi_{(\alpha)}$	$k + \frac{3}{2}$	$(\frac{1}{2}, 0)$	$\frac{1}{2}$	$(1, k, 0)$	20, 60, 140'
$\mathcal{O}_k^{(2)} \sim \text{tr} \lambda \lambda \Phi^k$	Q^2	$C_{\alpha\beta}$	$k + 3$	$(0, 0)$	1	$(2, k, 0)$	10 _c , 45 _c , 126 _c
$\mathcal{O}_k^{(3)} \sim \text{tr} \lambda \bar{\lambda} \Phi^k$	$Q\bar{Q}$	$h_{\mu\alpha} C_{\mu\alpha\beta\gamma}$	$k + 3$	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	0	$(1, k, 1)$	15, 64, 175
$\mathcal{O}_k^{(4)} \sim \text{tr} F_+ \Phi^k, k \geq 1$	Q^2	$C_{\mu\nu}$	$k + 2$	$(1, 0)$	1	$(0, k, 0)$	6 _c , 20 _c , 50 _c
$\mathcal{O}_k^{(5)} \sim \text{tr} F_+ \bar{\lambda} \Phi^k$	$Q^2\bar{Q}$	ψ_μ	$k + \frac{7}{2}$	$(1, \frac{1}{2})$	$\frac{1}{2}$	$(0, k, 1)$	4*, 20*, 60*
$\mathcal{O}_k^{(6)} \sim \text{tr} F_+ \lambda \Phi^k$	Q^3	" λ "	$k + \frac{7}{2}$	$(\frac{1}{2}, 0)$	$\frac{3}{2}$	$(1, k, 0)$	4, 20, 60
$\mathcal{O}_k^{(7)} \sim \text{tr} \lambda \lambda \bar{\lambda} \Phi^k$	$Q^2\bar{Q}$	$\psi_{(\alpha)}$	$k + \frac{9}{2}$	$(0, \frac{1}{2})$	$\frac{1}{2}$	$(2, k, 1)$	36, 140, 360
$\mathcal{O}_k^{(8)} \sim \text{tr} F_+^2 \Phi^k$	Q^4	φ	$k + 4$	$(0, 0)$	2	$(0, k, 0)$	1 _c , 6 _c , 20' _c
$\mathcal{O}_k^{(9)} \sim \text{tr} F_+ F_- \Phi^k$	$Q^2\bar{Q}^2$	$h'_{\mu\nu}$	$k + 4$	$(1, 1)$	0	$(0, k, 0)$	1, 6, 20'
$\mathcal{O}_k^{(10)} \sim \text{tr} F_+ \lambda \bar{\lambda} \Phi^k$	$Q^3\bar{Q}$	$C_{\mu\alpha}$	$k + 5$	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	1	$(1, k, 1)$	15, 64, 175
$\mathcal{O}_k^{(11)} \sim \text{tr} F_+ \bar{\lambda} \bar{\lambda} \Phi^k$	$Q^2\bar{Q}^2$	$C_{\mu\nu\alpha\beta}$	$k + 5$	$(1, 0)$	0	$(0, k, 2)$	10 _c , 45 _c , 126 _c
$\mathcal{O}_k^{(12)} \sim \text{tr} \lambda \lambda \bar{\lambda} \bar{\lambda} \Phi^k$	$Q^2\bar{Q}^2$	$h_{(\alpha\beta)}$	$k + 6$	$(0, 0)$	0	$(2, k, 2)$	84, 300, 2187
$\mathcal{O}_k^{(13)} \sim \text{tr} F_+^2 \bar{\lambda} \lambda \Phi^k$	$Q^4\bar{Q}$	" λ "	$k + \frac{11}{2}$	$(0, \frac{1}{2})$	$\frac{3}{2}$	$(0, k, 1)$	4*, 20*, 60*
$\mathcal{O}_k^{(14)} \sim \text{tr} F_+ \lambda \bar{\lambda} \bar{\lambda} \Phi^k$	$Q^3\bar{Q}^2$	$\psi_{(\alpha)}$	$k + \frac{13}{2}$	$(\frac{1}{2}, 0)$	$\frac{1}{2}$	$(1, k, 2)$	36*, 140*, 360*
$\mathcal{O}_k^{(15)} \sim \text{tr} F_+ F_- \lambda \Phi^k$	$Q^3\bar{Q}^2$	ψ_μ	$k + \frac{11}{2}$	$(\frac{1}{2}, 1)$	$\frac{1}{2}$	$(1, k, 0)$	4, 20, 60
$\mathcal{O}_k^{(16)} \sim \text{tr} F_+ F_-^2 \Phi^k$	$Q^4\bar{Q}^2$	$C_{\mu\nu}$	$k + 6$	$(1, 0)$	1	$(0, k, 0)$	1 _c , 6 _c , 20' _c
$\mathcal{O}_k^{(17)} \sim \text{tr} F_+ F_- \lambda \bar{\lambda} \Phi^k$	$Q^3\bar{Q}^3$	$h_{\mu\alpha} C_{\mu\alpha\beta\gamma}$	$k + 7$	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	0	$(1, k, 1)$	15, 64, 175
$\mathcal{O}_k^{(18)} \sim \text{tr} F_+^2 \bar{\lambda} \bar{\lambda} \Phi^k$	$Q^4\bar{Q}^2$	$C_{\alpha\beta}$	$k + 7$	$(0, 0)$	1	$(0, k, 2)$	10 _c , 45 _c , 126 _c
$\mathcal{O}_k^{(19)} \sim \text{tr} F_+^2 F_- \bar{\lambda} \Phi^k$	$Q^4\bar{Q}^3$	$\psi_{(\alpha)}$	$k + \frac{15}{2}$	$(0, \frac{1}{2})$	$\frac{1}{2}$	$(0, k, 1)$	4*, 20*, 60*
$\mathcal{O}_k^{(20)} \sim \text{tr} F_+^2 F_-^2 \Phi^k$	$Q^4\bar{Q}^4$	$h_\alpha^\alpha C_{\alpha\beta\gamma\delta}$	$k + 8$	$(0, 0)$	0	$(0, k, 0)$	1, 6, 20'

Así que estas 2 teorías contienen los **mismos objetos**

¿Pero estos objetos interactúan entre sí de la misma manera en ambas teorías?

Diccionario AdS/CFT

En cualquier teoría de campos, las **interacciones** están codificadas en los **correladores** (aquí, de operadores invariantes de norma): $\langle 0|T\{O_1(x_1)\cdots O_n(x_n)\}|0\rangle$

Todos los correladores se pueden resumir en la **función de partición o funcional generatriz**

$$Z[J_j] \equiv \langle 0|T\left\{\exp\left[i\sum_j \int d^4x O_j(x)J_j(x)\right]\right\}|0\rangle$$

"Fuentes externas"


$$\langle 0|T\{O_1(x_1)\cdots O_n(x_n)\}|0\rangle = \frac{1}{Z[0]} \frac{\delta}{i\delta J_{i_1}(x_1)} \cdots \frac{\delta}{i\delta J_{i_n}(x_n)} Z[J_j] \Big|_{J_j=0}$$


Diccionario AdS/CFT

Del lado de AdS, hemos dicho ya que hace falta definir **condiciones de frontera** para definir a la teoría

Cuando $z \rightarrow 0$ ($u \rightarrow \infty$), la ec. de mov. para el campo determina

$$\phi(x, z) = z^{4-\Delta} (\phi_d(x) + \dots) + z^\Delta (\phi_s(x) + \dots)$$

Modo dominante es  **"NO normalizable"**
(cuesta energía infinita),
así que NO puede
fluctuar: es **condición
de frontera** y determina
la TEORÍA

 Modos subdominantes
son **"normalizables"**
(cuestan energía finita), y
por tanto, fluctuantes: **se
cuantizan** y determinan
el ESTADO

Diccionario AdS/CFT

Del lado de AdS, hemos dicho ya que hace falta definir **condiciones de frontera** para definir a la teoría

Cuando $z \rightarrow 0$ ($u \rightarrow \infty$), la ec. de mov. para el campo determina

$$\phi(x, z) = z^{4-\Delta} (\phi_d(x) + \dots) + z^\Delta (\phi_s(x) + \dots)$$

Una vez que hemos especificado esas condiciones de frontera, es posible definir lo que se conoce como la **función de partición de la teoría de cuerdas**,

$$Z_{\text{TC}}[\phi_d] = \int D(\text{TC}) \exp[iI_{\text{TC}}]$$
$$\phi(x, z=0) = z^{4-\Delta} \phi_d(x)$$

Diccionario AdS/CFT

Entrada clave del diccionario: $Z_{\text{SYM}}[J] \equiv Z_{\text{TC}}[\phi_d = J]$

$$\langle 0 | T \left\{ \exp \left[i \int d^4 x O(x) J(x) \right] \right\} | 0 \rangle_{\text{SYM}} = \int D(\text{TC}) \exp [i I_{\text{TC}}]$$

[Gubser, Klebanov, Polyakov; Witten] $\phi(x, z=0) = z^{4-\Delta} J(x)$

En el límite $N_c \rightarrow \infty$, $g_{\text{YM}}^2 N_c \rightarrow \infty$, el lado derecho se simplifica a $\int D(\text{TC}) \exp [i I_{\text{TC}}] = \exp [i I_{\text{SUGRA}}^{\text{capa de masa}}]$

Correcciones en $1 / \sqrt{g_{\text{YM}}^2 N_c}$: términos con más derivadas, suprimidos por $\alpha' \equiv l_c^2$

Correcciones en $1 / N_c^2$: lazos en g_c

Más Evidencia

Con esta receta, se obtienen funciones de 2 puntos con la forma (ajustando la normalización de los operadores)

$$\langle O_{i_1}(x_1) O_{i_2}(x_2) \rangle = \frac{\delta_{\Delta_1, \Delta_2}}{(x_1 - x_2)^{2\Delta_1}} \quad [\text{Gubser, Klebanov, Polyakov; Witten}]$$

justo como tiene que ocurrir en una CFT,

y funciones de 3 puntos

$$\langle O_{i_1}(x_1) O_{i_2}(x_2) O_{i_3}(x_3) \rangle = \frac{C_{i_1 i_2 i_3}}{(x_{12})^{\Delta_1 + \Delta_2 - \Delta_3} (x_{23})^{\Delta_2 + \Delta_3 - \Delta_1} (x_{31})^{\Delta_3 + \Delta_1 - \Delta_2}}$$

cuya **forma** nuevamente es la obligada para una CFT, y cuya **normalización constituye una predicción**

Para campos de SUGRA, ¡esta normalización coincide con SYM!

[Lee, Minwalla, Rangamani, Seiberg; D'Hoker, Freedman, Skiba]

AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ = T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$
[Maldacena]

Hemos visto que estas son 2 teorías muy específicas, y que tenemos **mucha evidencia de que son equivalentes**: ¡contienen los mismos objetos físicos, y las mismas interacciones!

→ Secretamente, ¡esta prima de QCD es una **TEORÍA DE GRAVEDAD CUÁNTICA!!** ¡Contiene gravitones (+etc.) en 9+1 dim, que a bajas energías interactúan justo como Einstein dice!

AdS/CFT

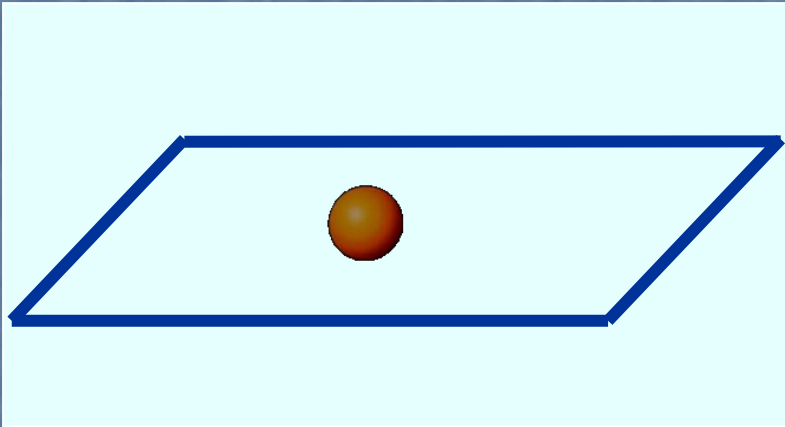
SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ = T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$
[Maldacena]

Hemos visto que estas son 2 teorías muy específicas, y que tenemos **mucha evidencia de que son equivalentes**: ¡contienen los mismos objetos físicos, y las mismas interacciones!

Empezando con este ejemplo particular de la correspondencia, podemos hacer cambios de ambos lados para generar **nuevos ejemplos** (p.ej., agregar quarks, QFTs no conformes, etc.)

Agregando Quarks

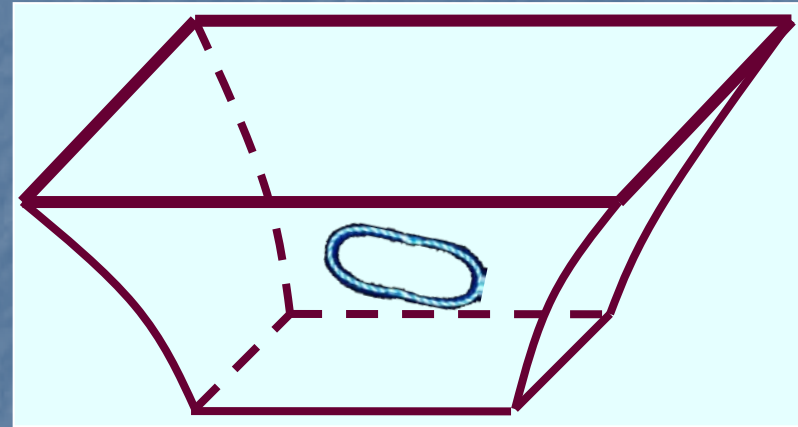
De la historia de 't Hooft para muchos colores, aprendimos:
Si solo hay gluones (campos que son matrices $N_c \times N_c$,
dando lugar a **glubolas**), tendremos una teoría donde
las excitaciones son solo **cuerdas cerradas**



Glubola

(excitación del
campo gluónico
+ etc.)

=



=

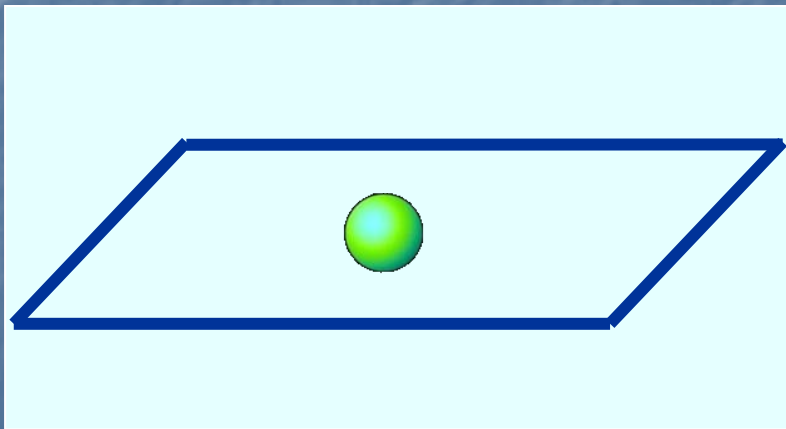
Cuerda cerrada

(excitación del
espaciotiempo
cuerdero)

Agregando Quarks

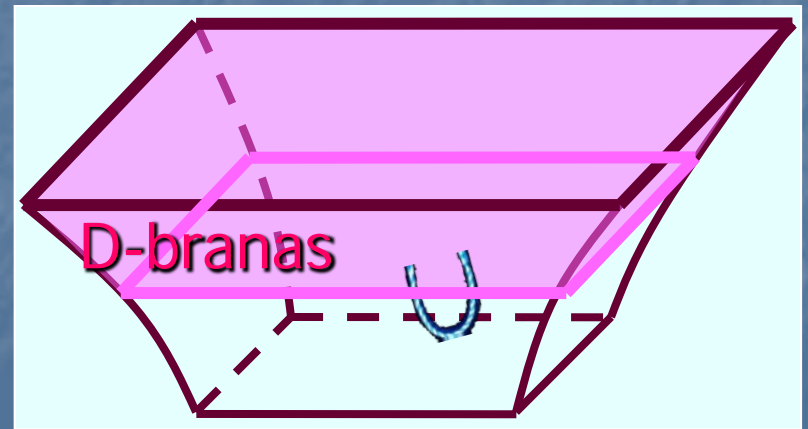
De la historia de 't Hooft para muchos colores, aprendimos:
Si solo hay gluones (campos que son matrices $N_c \times N_c$, dando lugar a **glubolas**), tendremos una teoría donde las excitaciones son solo **cuerdas cerradas**

Si además hay quarks (campos que son columnas N_c , dando lugar a **mesones**), tendremos una teoría donde además de cuerdas cerradas hay **cuerdas abiertas**, (y por tanto **D-branas**: objetos cuyas excitaciones son c.a.)



Mesón

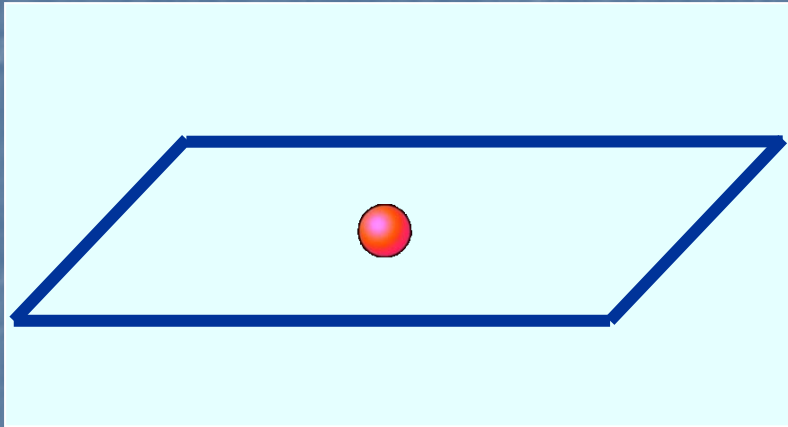
=



=

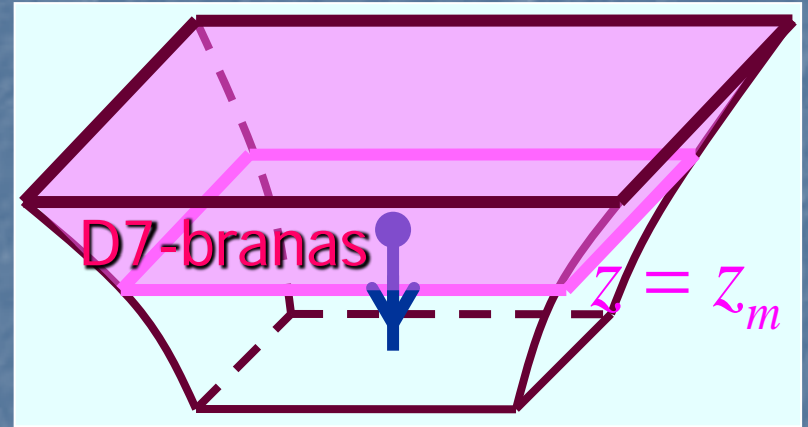
Cuerda abierta

Quark



Quark con masa $m \leq \infty$
(teoría NO confina)

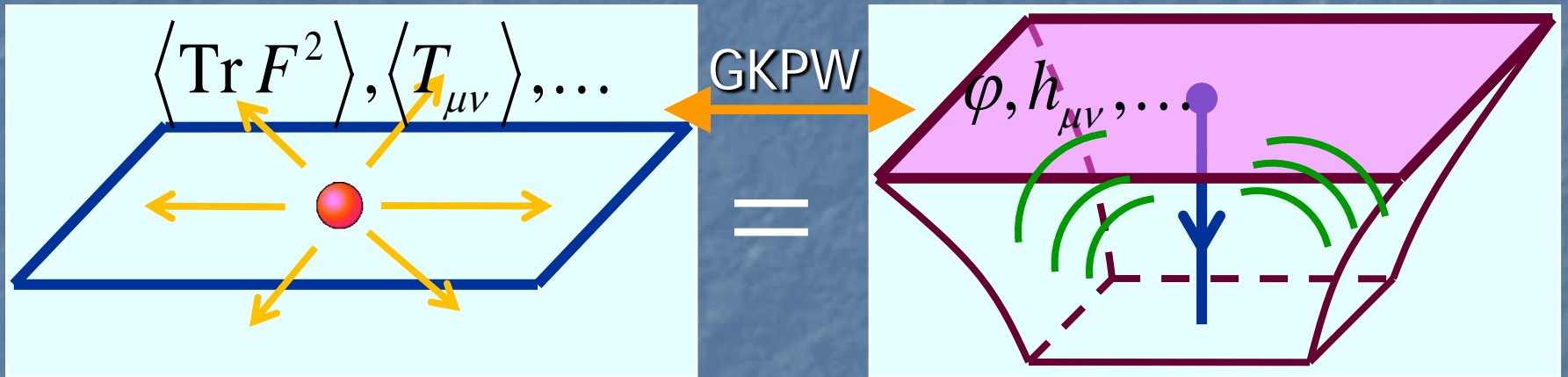
=



= Cuerda c/extremo en $z_m \geq 0$
(ignorar S^5)

$$\frac{m}{\sqrt{\lambda}} \equiv \frac{m}{\sqrt{g_{YM}^2 N_c}} = \frac{1}{2\pi z_m}$$

Quark



Quark con masa $m = \infty$ = Cuerda c/extremo en $z = 0$

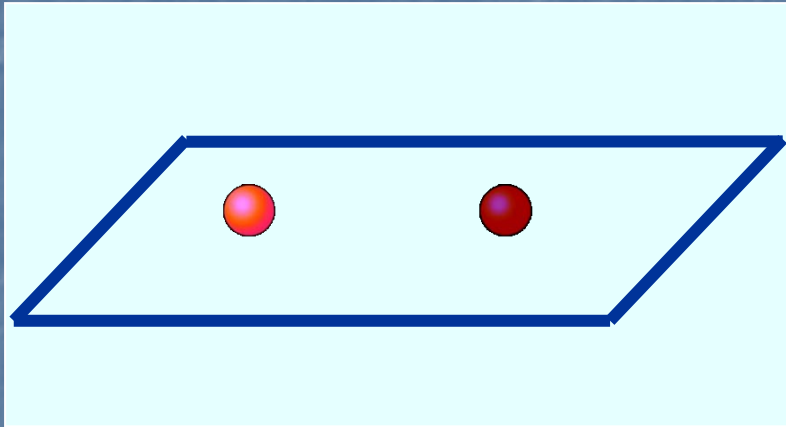
[Maldacena]

$$\text{P.ej., } \left\langle \text{Tr} \left[F^2(\vec{x}, t) + \dots \right] \right\rangle_q = \frac{\sqrt{g_{YM}^2 N_c}}{32\pi^2 |\vec{x}|^4}$$

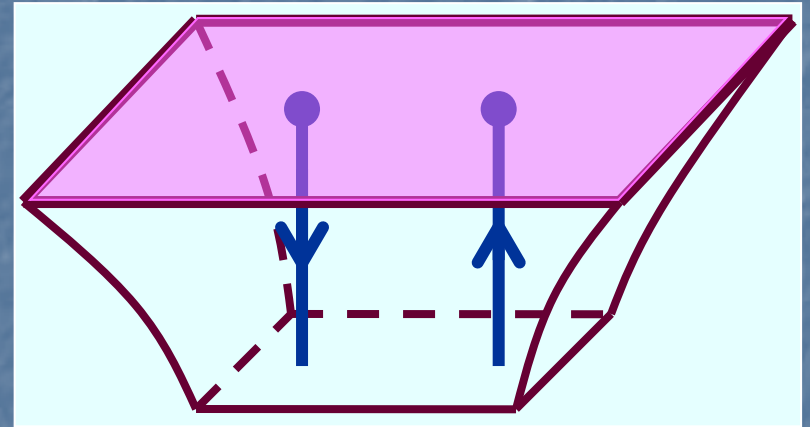
[Danielsson, Kruczenski, Keski-Vakkuri]

Perfil tipo Coulomb (como se espera por invariancia conforme) ✓

Quark y Antiquark



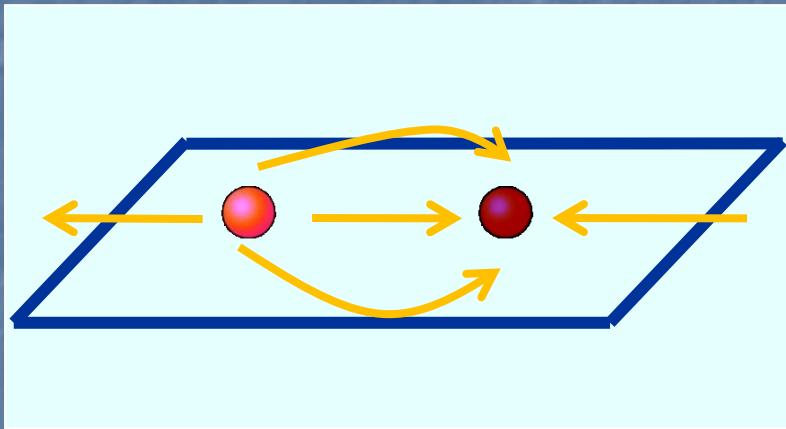
=



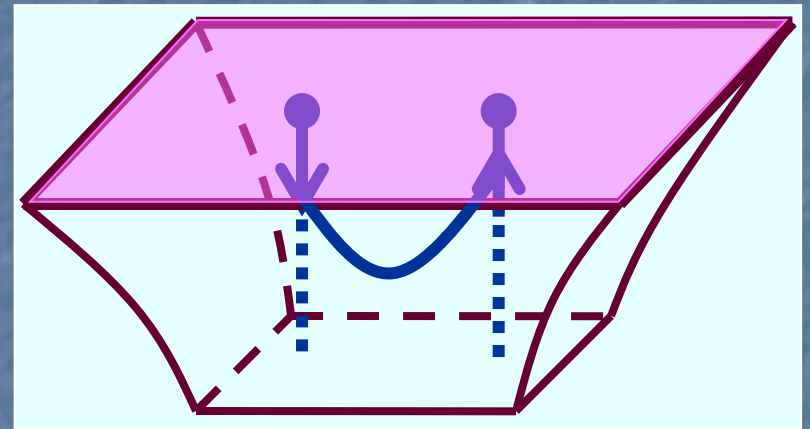
Quark y Antiquark
superpuestos

= 2 Cuerdas c/orientación opuesta

Quark-Antiquark



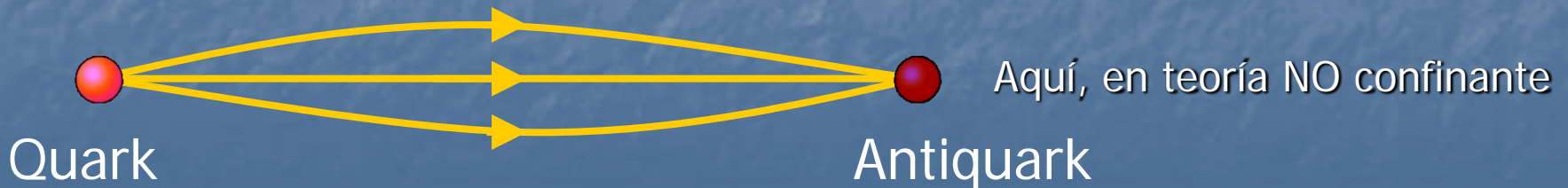
=



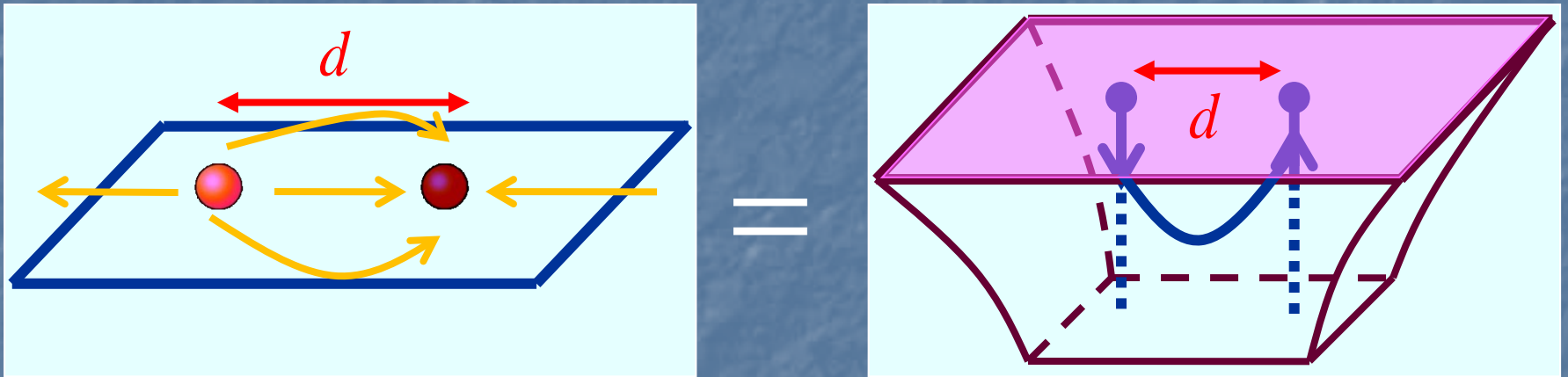
Quark-Antiquark = 1 Cuerda c/AMBOS extremos en $z = 0$

Extremos \leftrightarrow Quarks , Cuerda \leftrightarrow Campo Gluónico (+etc.)

Es decir, ¡'cuerda de QCD' vive en 5 (+5) dimensiones!



Potencial Quark-Antiquark



Quark-Antiquark = 1 Cuerda c/AMBOS extremos en $z = 0$

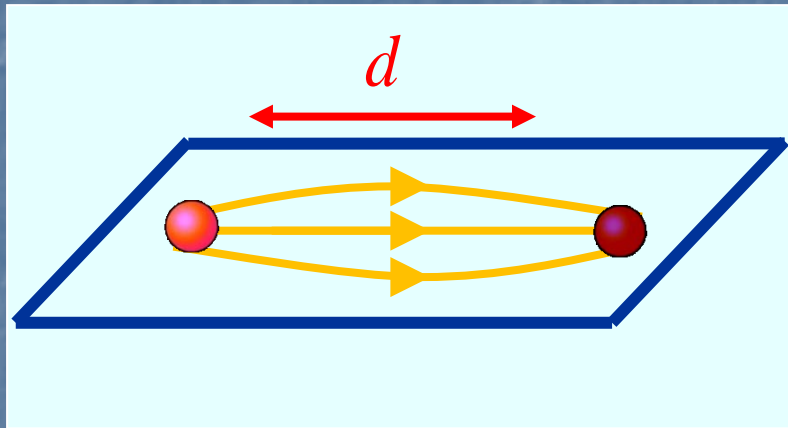
La energía de **ligado** (cuerda en forma de U – 2 cuerdas verticales) conduce al **potencial quark-antiquark**

$$V_{q\bar{q}}(d) = -\frac{4\pi^2 \sqrt{g_{YM}^2 N_c}}{\Gamma(\frac{1}{4})^4 d}$$

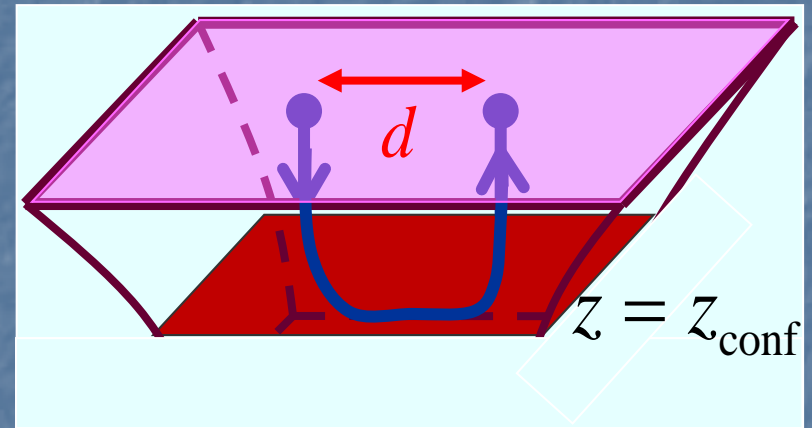
[Rey, Yee; Maldacena]



Potencial Quark-Antiquark



=



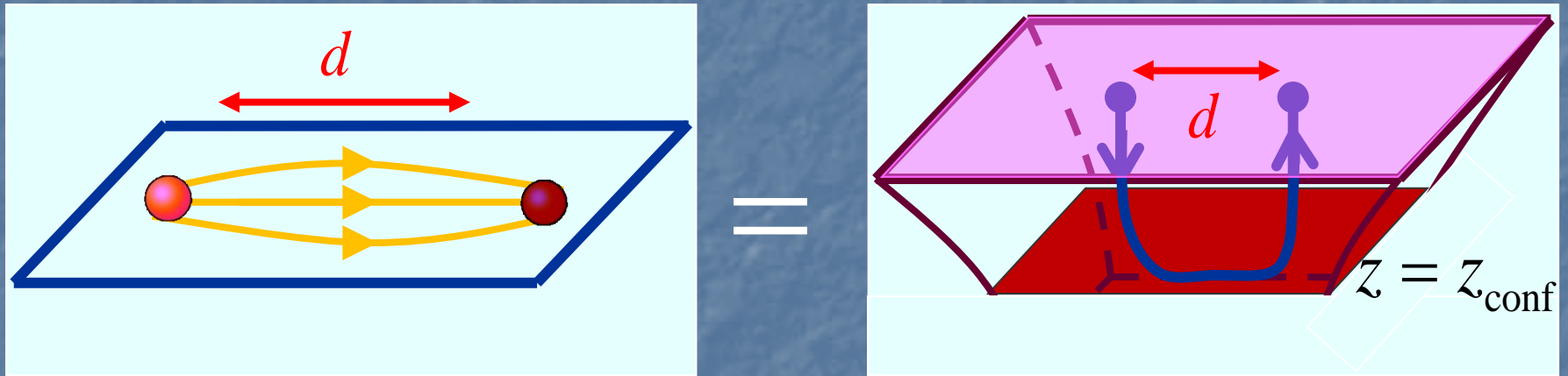
Quark-Antiquark = 1 Cuerda c/AMBOS extremos en $z = 0$

$$V_{q\bar{q}}(d) \propto d \quad [\text{Witten; Sonnenschein et al.; ...}]$$

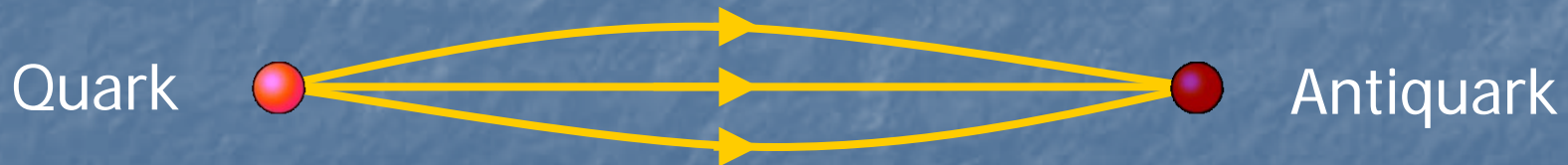


En teorías con **confinamiento**, la geometría es distinta en el IR, y la cuerda NO logra descender arbitrariamente lejos de la frontera, dando lugar entonces al comportamiento **lineal** esperado

Potencial Quark-Antiquark



Quark-Antiquark = 1 Cuerda c/AMBOS extremos en $z = 0$
Es decir, ¡la 'cuerda de QCD' ES la cuerda de los cuerderos!



Todo lo que sabemos apunta a que ¡¡**QCD del mundo real ES una teoría de cuerdas!!** (Aún no podemos decir cuál)

Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N}=4$ $SU(N_c)$ en 3+1 dim $\stackrel{[Maldacena]}{=} \text{Cuerdas IIB en espaciotiempo asintóticamente } AdS_5 \times S^5$

La geometría del lado derecho es **dinámica**:

El espaciotiempo AdS_5 puro corresponde al **vacío** de SYM

Excitaciones sobre AdS_5 corresponden a otros estados

Hasta ahora hemos considerado *pequeñas* excitaciones

Pero también es posible mostrar que SYM hace contacto con **excitaciones grandes de la geometría** (y/u otros campos del fondo)

Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N}=4$ $SU(N_c)$ \equiv Cuerdas IIB en espaciotiempo en 3+1 dim [Maldacena] **asintóticamente $AdS_5 \times S^5$**

La geometría del lado derecho es **dinámica**:

El espaciotiempo AdS_5 puro corresponde al **vacío** de SYM

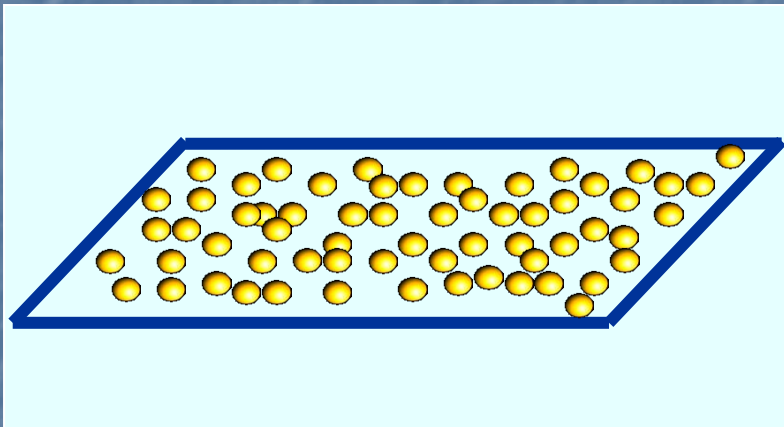
Excitaciones sobre AdS_5 corresponden a otros estados

P.ej., **agujero negro** en AdS_5 corresponde a ensamble con **temperatura finita**

$$ds_{\text{SchwAdS}}^2 = \left(\frac{L}{z}\right)^2 \left[\left(- \left(1 - \frac{z^4}{z_h^4} \right) dt^2 + d\vec{x}^2 \right) + \frac{dz^2}{\left(1 - \frac{z^4}{z_h^4} \right)} \right]$$

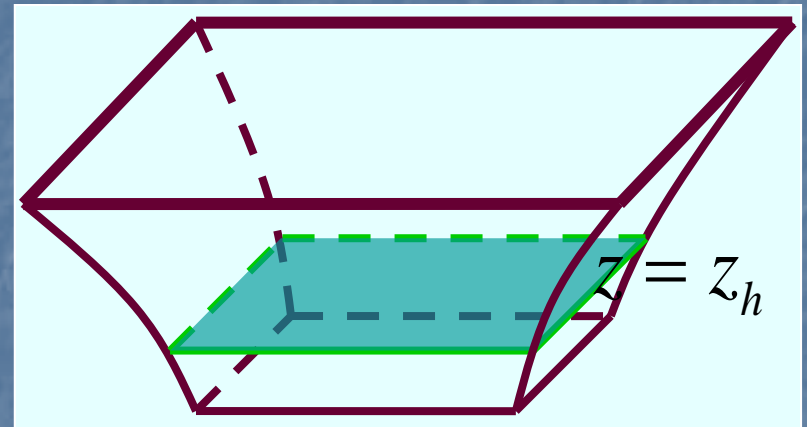
Diccionario AdS/CFT

$SYM \mathcal{N} = 4 \ SU(N_c)$ a T finita \equiv [Maldacena] Cuerdas IIB en espaciotiempo $SchwAdS_5(L, z_h) \times S^5(L)$



Plasma de gluones
(+ escalares & fermiones)

$=$

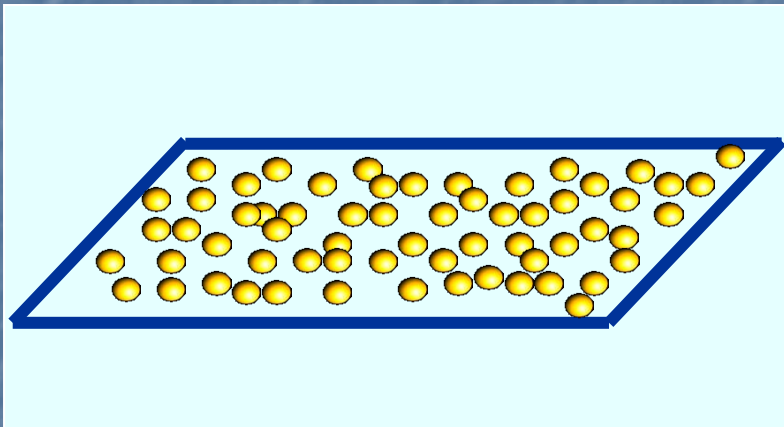


Agujero (brana) negro(a)
en AdS

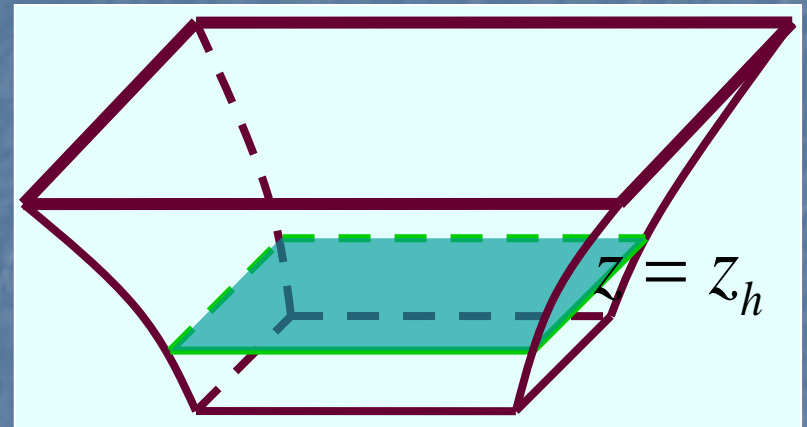
$$T = \frac{u_h}{\pi} = \frac{1}{\pi z_h} = T_H \quad [\text{Witten}]$$

Diccionario AdS/CFT

$SYM \mathcal{N} = 4 \ SU(N_c)$ a T finita \equiv [Maldacena] Cuerdas IIB en espaciotiempo $SchwAdS_5(L, z_h) \times S^5(L)$



\equiv



\equiv

Plasma de gluones
(+ escalares & fermiones)

Agujero (brana) negro(a)
en AdS

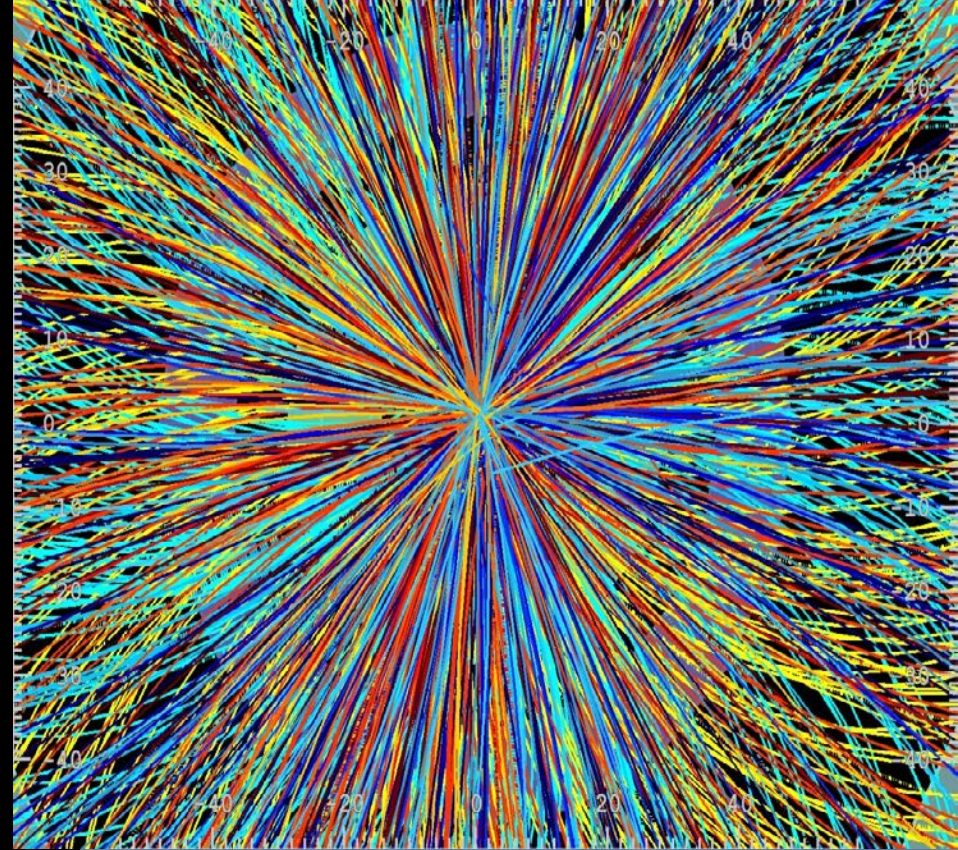
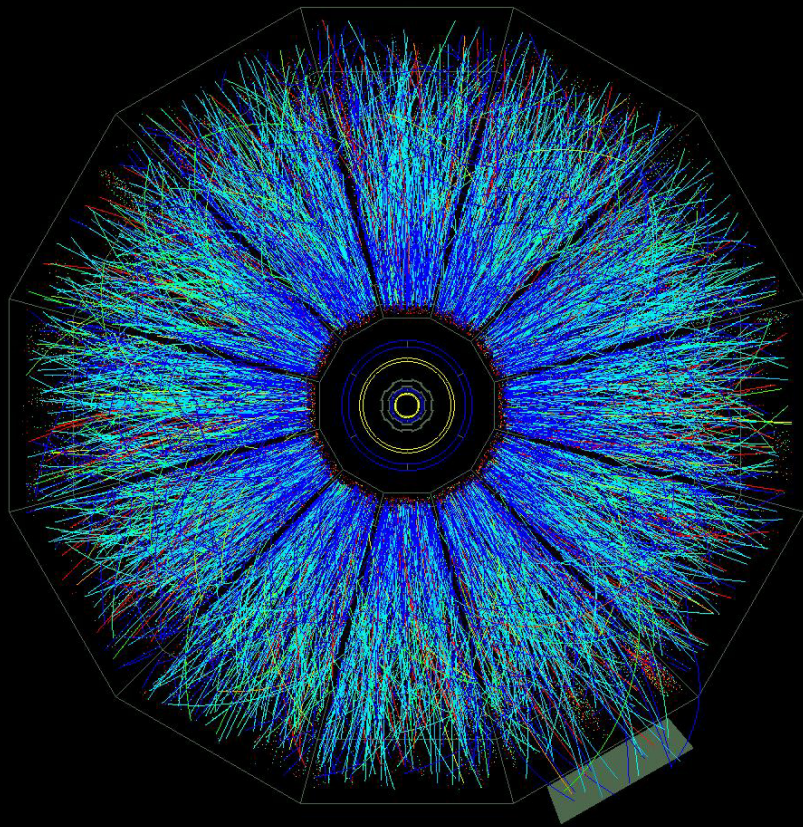
Este plasma nos sirve como **modelo de juguete** para el **plasma de quarks y gluones** (QGP) que se obtiene más allá de la temperatura de desconfinamiento de QCD

La temperatura necesaria es de **billones de grados**
(cien mil veces más caliente que el núcleo del Sol)



Increíblemente, se ha logrado alcanzar en el acelerador de partículas estadounidense **RHIC** y en el europeo **LHC**





Plasma fuertemente acoplado

$$g_{YM}^2 \approx 3-10$$

$$g_{YM}^2 / 4\pi \approx 0.3-1$$

$$g_{YM}^2 N_c \approx 10-30$$

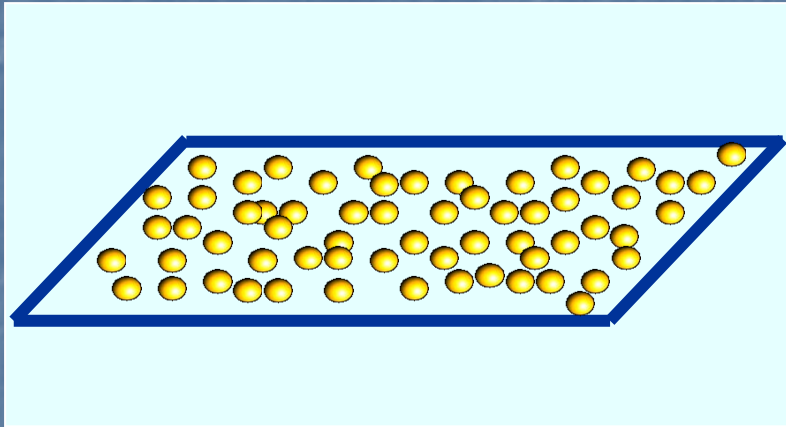
$$N_c = 3$$

Plasmas en
AdS/CFT:

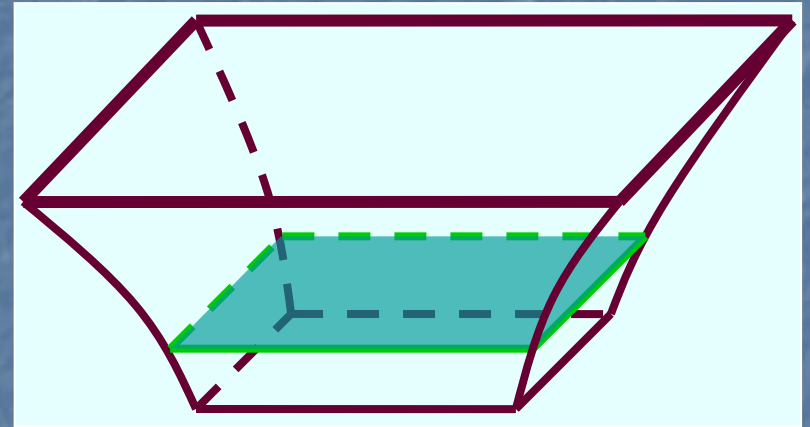
$$g_{YM}^2 N_c \gg 1$$

$$N_c \gg 1$$

Aplicación: Viscosidad ('de corte')



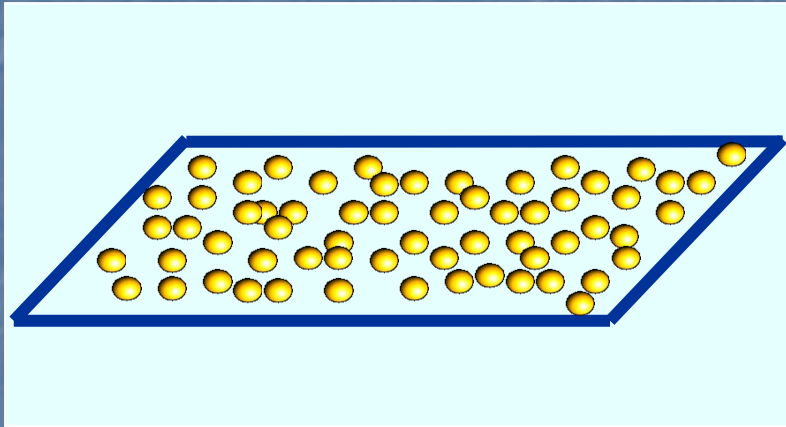
=



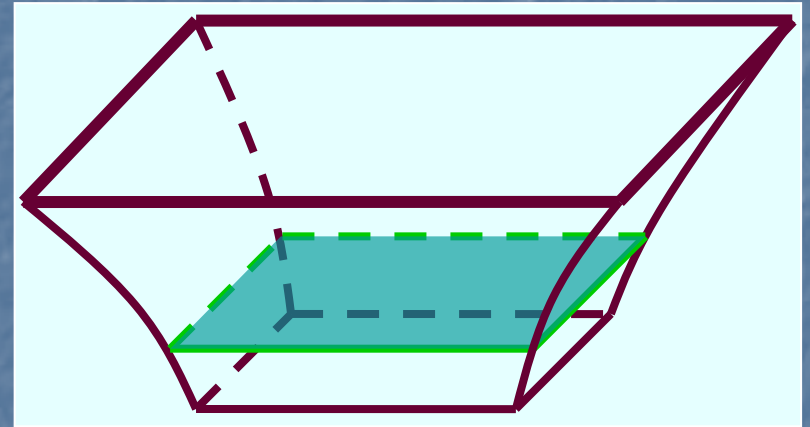
Viscosidad η :
¿qué tan cajetosa es
una sopa de gluones?

NO sabemos calcular ni
siquiera con QCD en retícula

Aplicación: Viscosidad ('de corte')



=



$$\eta = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{1}{2\omega} \int d^4x e^{i\omega t} \langle [T_{xy}(x), T_{xy}(0)] \rangle = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{1}{16\pi G_N} \sigma_{h_{\mu\nu}}(\omega)$$

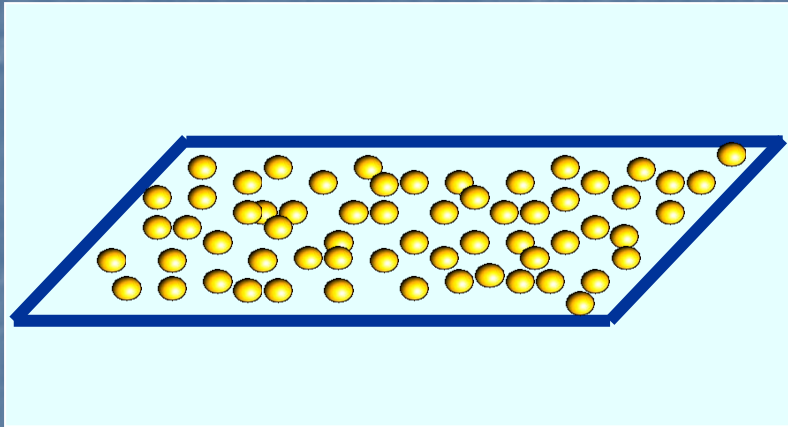
[Kubo]

[Callan; Gubser, Klebanov, Polyakov; Witten]

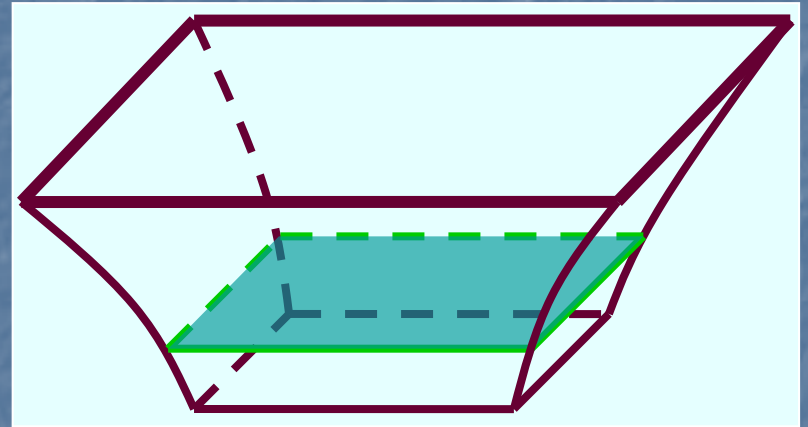
Correlador de 2 puntos
del tensor de
energía-momento

Sección eficaz de absorción
de gravitones

Aplicación: Viscosidad ('de corte')



=



$$g_{YM}^2 N \ll 1 \Rightarrow$$

$$\frac{\eta}{s} \sim \frac{\hbar/k_B}{(g_{YM}^2 N)^2 \log(1/g_{YM}^2 N)} \gg \frac{\hbar}{k_B}$$

[Arnold, Moore, Yaffe]

$$g_{YM}^2 N \gg 1 \Rightarrow$$

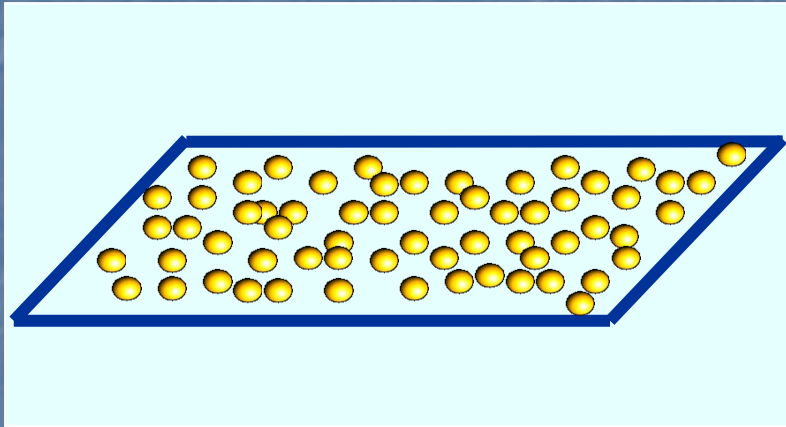
$$\frac{\eta}{s} = \frac{\hbar}{k_B} \left(\frac{1}{4\pi} + \frac{135\zeta(3)}{64\sqrt{2}\pi(g_{YM}^2 N)^{3/2}} + \dots \right) \ll \frac{\hbar}{k_B}$$

[Policastro, Son, Starinets; Buchel, Liu, Starinets]

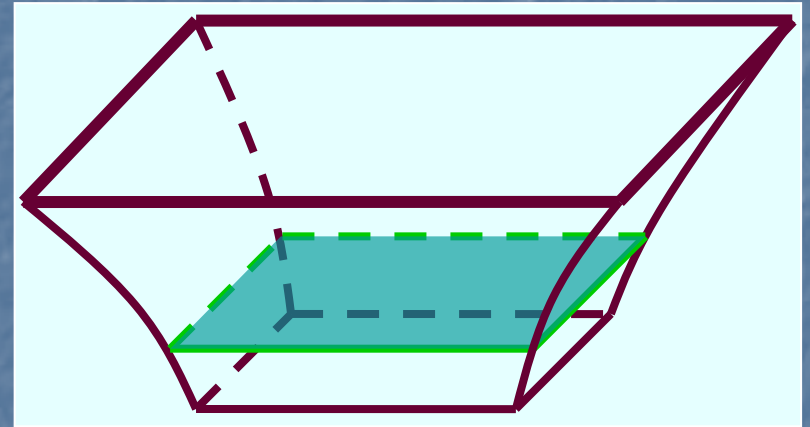
NO accesible con QCD en retícula

¿Comparar con experimento?

Aplicación: Viscosidad ('de corte')



=



$$g_{YM}^2 N \ll 1 \Rightarrow$$

$$\frac{\eta}{s} \sim \frac{\hbar/k_B}{(g_{YM}^2 N)^2 \log(1/g_{YM}^2 N)} \gg \frac{\hbar}{k_B}$$

[Arnold, Moore, Yaffe]

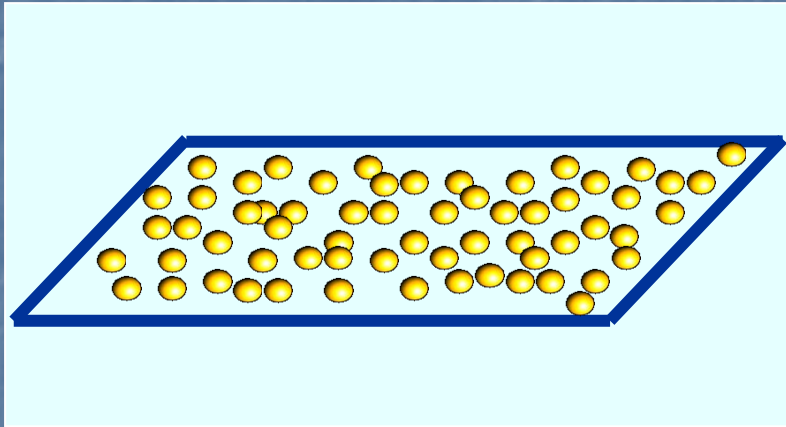
$$g_{YM}^2 N \gg 1 \Rightarrow$$

$$\frac{\eta}{s} = \frac{\hbar}{k_B} \left(\frac{1}{4\pi} + \frac{135\zeta(3)}{64\sqrt{2}\pi(g_{YM}^2 N)^{3/2}} + \dots \right) \ll \frac{\hbar}{k_B}$$

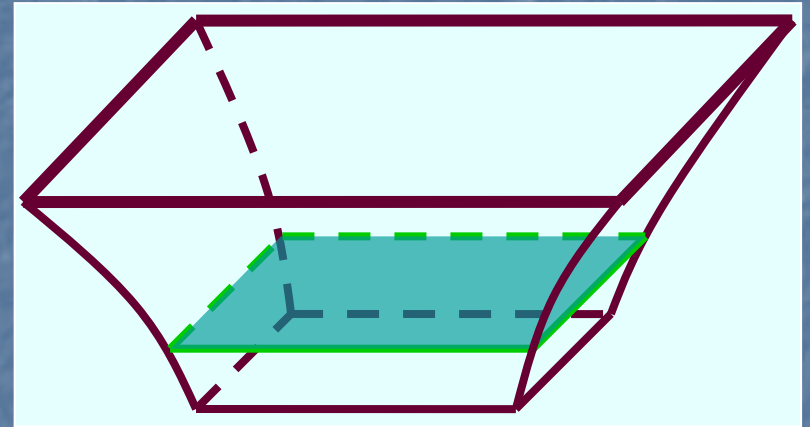
[Policastro, Son, Starinets; Buchel, Liu, Starinets]

Universal: igual en todos los ejemplos holográficos ~ 0.08

Aplicación: Viscosidad ('de corte')



=



Viscosidad del QGP según
los experimentos:

$$\frac{\eta}{s} \simeq 0.1 - 0.2$$

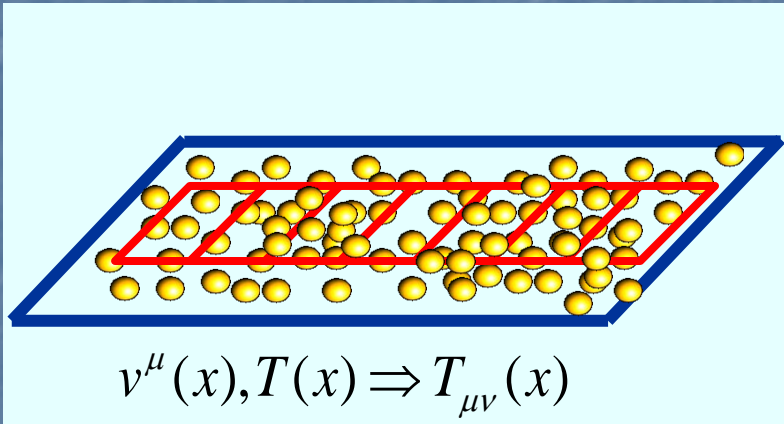
¡El método holográfico
nos da la **mejor estimación
disponible!**

Burda estimación de la
viscosidad del QGP según
la correspondencia:

$$\frac{\eta}{s} \simeq \frac{1}{4\pi} \simeq 0.1$$

(cf. helio líquido ~ 1 ,
agua ~ 30 , miel $\sim 5,000$,
brea $\sim 100,000,000,000$)

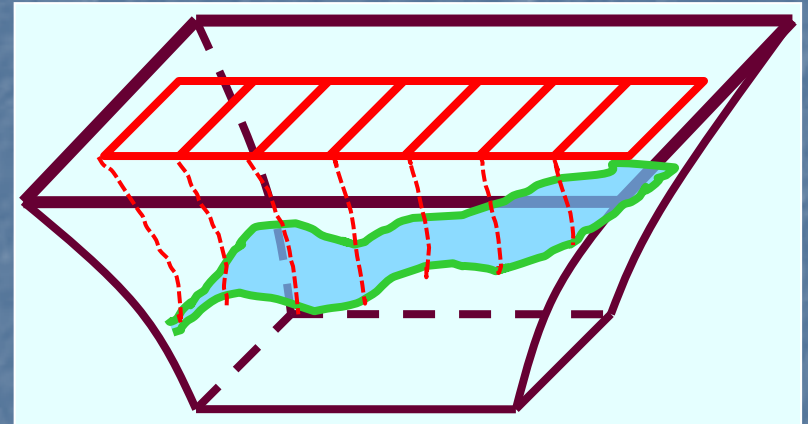
Correspondencia Fluidos/Gravedad



Descripción hidrodinámica

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$$

$(\mu, \nu = 0, \dots, 3)$



Agujero negro no uniforme

$$R_{mn} - \frac{1}{2} R g_{mn} = -\Lambda g_{mn}$$

$(m, n = 0, \dots, 3, z)$

[Bhattacharyya, Hubeny, Minwalla, Rangamani]

¡¡Navier-Stokes=Einstein!! ✓

Empate a nivel **NO LINEAL**, orden por orden en expansión en derivadas (expansión estándar en hidrodinámica)

Muchas Otras QGP-Aplicaciones...

- **Entropía** [Gubser,Klebanov,Peet; Gubser,Klebanov,Tseytlin; etc.]
- **Viscosidad** [Policastro,Son,Starinets.; Buchel,Liu; etc.]
- **Apantallamiento** [Liu,Rajagopal,Wiedemann; Chernicoff,García,AG; Peeters,Sonnenschein,Zamaklar; etc.]
- **Pérdida de energía de quarks pesados o ligeros** [Herzog et al.; Gubser; Casalderrey,Teaney; Liu,Rajagopal,Wiedemann; Chesler,Jensen,Karch,Yaffe;Arnold,Vaman; Cáceres,AG; etc.]
- **Termalización** [Balasubramanian et al.; Chesler,Teaney; etc.]
- **Movimiento Browniano/Efecto Unruh** [Son,Teaney; de Boer, Hubeny,Rangamani,Shigemori; Cáceres,Chernicoff,AG,Pedraza; etc.]
- **Velocidad Límite** [Argyres,Edalati,Vázquez-Poritz; Gubser; Casalderrey,Teaney; Mateos,Myers,Thomson; Ejaz et al.; Chernicoff,AG]
- **Plasma en Expansión** [Janik,Peschanski; Shuryak,Sin,Zahed; Nastase; Nakamura,Sin; Friess,Gubser,Michalogiorgiakakis,Pufu; Chesler,Yaffe; etc.]
- **Plasma Anisotrópico** [Mateos,Trancanelli; etc.]
- Etc.

Se han explorado aplicaciones similares a materiales con fuerzas intensas en **otras ramas de la física** (materia condensada y física atómica), p.ej. superconductores, superfluidos, etc.

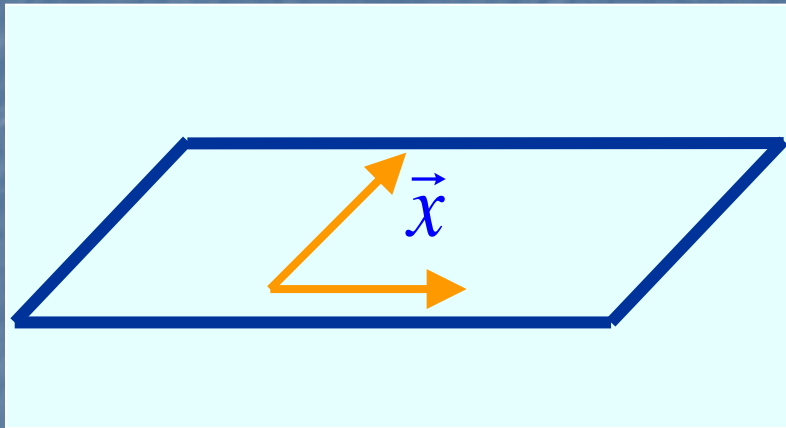
[Son; Balasubramanian,McGreevy; Kachru,Liu,Mulligan; Gubser; Hartnoll,Herzog,Horowitz; Hartnoll,Polchinski,Silverstein,Tong; Sachdev; Huijse,Sachdev; Faulkner,Iqbal,Liu,McGreevy,Vegh; etc.]

Varios **expertos** de la fuerza fuerte, el plasma de quarks y gluones, superconductores, etc. **¡se han tomado la molestia de aprender teoría de cuerdas** para usar la correspondencia en problemas de su interés!

En años recientes, la correspondencia ha hecho además contacto con el área de **información cuántica**, particularmente con la noción de entrelazamiento

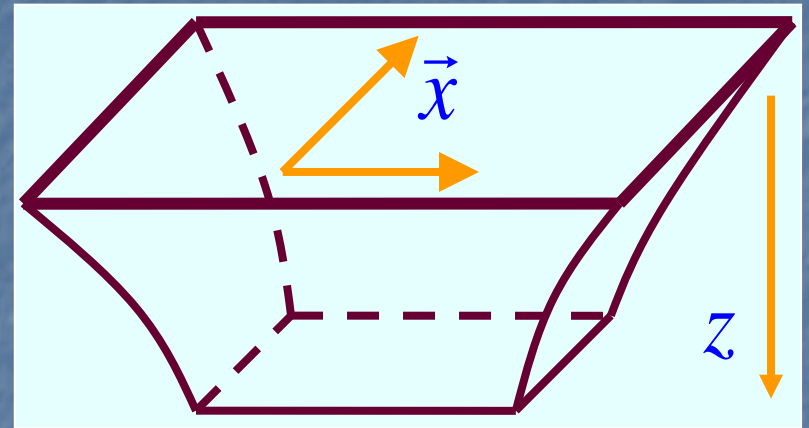
[Ryu,Takayanagi; Hubeny,Rangamani,Takayanagi; Casini,Huerta,Myers; Hayden,Headrick,Maloney; Czech,Lamprou; Almheiri,Dong,Harlow; Swingle; Van Raamsdonk; Maldacena,Susskind; etc.]

Correspondencia Holográfica



QFT en d dim

=

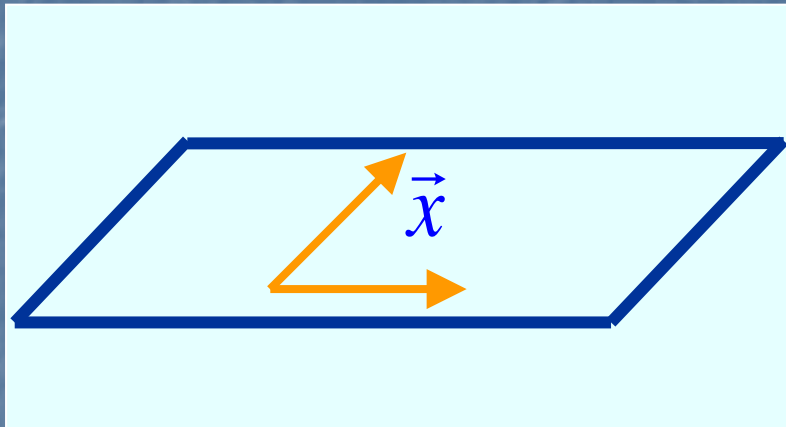


GRAV CUÁNTICA en D dim



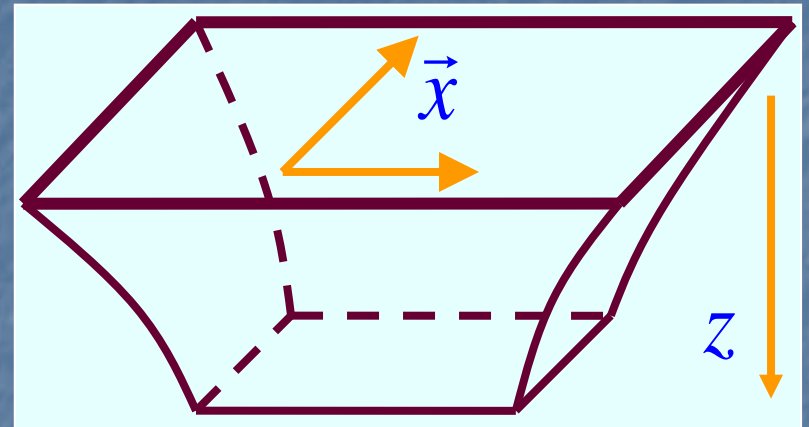
En esta dirección, la Teoría Gravitacional se utiliza como **una herramienta** (ya bien establecida) para entender algunos aspectos de QFTs que antes NO entendíamos

Correspondencia Holográfica



TEORÍA CUÁNTICA DE CAMPOS en d dim

=



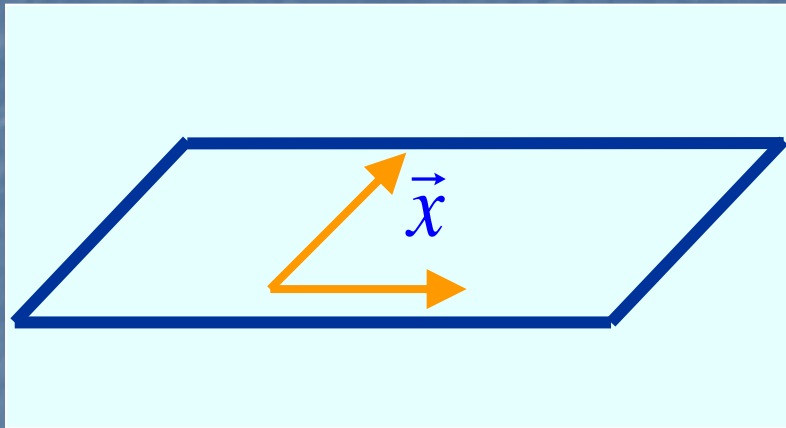
TEORÍA DE GRAVEDAD CUÁNTICA en $D > d$ dim



En la dirección opuesta, está ocurriendo un **MILAGRO**:

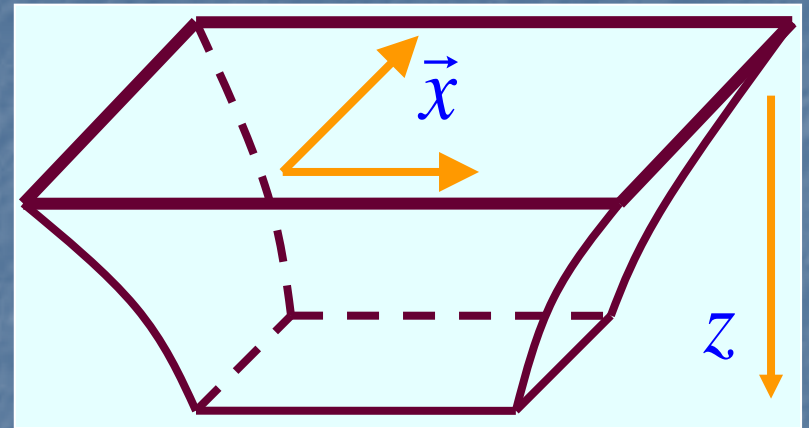
¡¡La QFT nos da una descripción COMPLETA de la Gravedad Cuántica!!

Correspondencia Holográfica

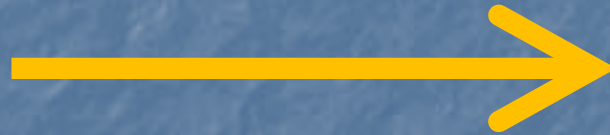


TEORÍA CUÁNTICA DE CAMPOS en d dim

=



TEORÍA DE GRAVEDAD CUÁNTICA en $D > d$ dim

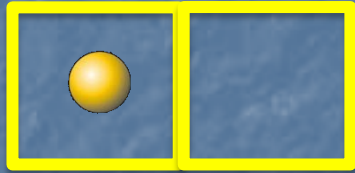


En la dirección opuesta, está ocurriendo un **MILAGRO**:

¿¿¿? **Pero cómo diablos puede la GRAVEDAD (incluso clásica) EMERGER de una QFT??!!**

ENTRELAZAMIENTO Cuántico

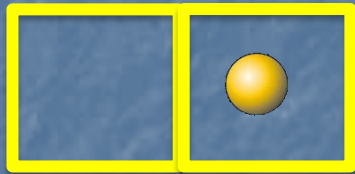
1 objeto cuántico puede estar 'indeciso' respecto a su posición (u otras de sus propiedades)



[Heisenberg; Schrödinger; Born; etc.]

ENTRELAZAMIENTO Cuántico

1 objeto cuántico puede estar 'indeciso' respecto a su posición (u otras de sus propiedades)

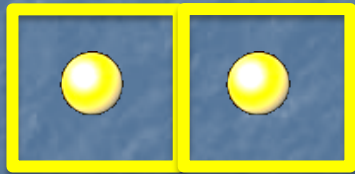


[Heisenberg; Schrödinger; Born; etc.]

ENTRELAZAMIENTO Cuántico

1 objeto cuántico puede estar 'indeciso' respecto a su posición (u otras de sus propiedades)

[Heisenberg; Schrödinger; Born; etc.]



30% 70%

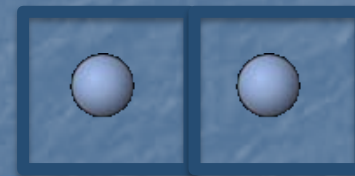
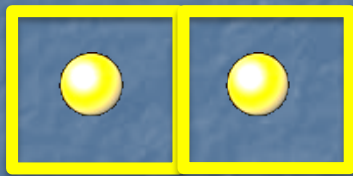
ENTRELAZAMIENTO Cuántico

1 objeto cuántico puede estar '**indeciso**' respecto a su posición (u otras de sus propiedades)

[Heisenberg; Schrödinger; Born; etc.]

2 o más objetos cuánticos pueden estar 'indecisos' por separado, o **COMPARTIR SU 'INDECISIÓN'**

[Schrödinger; Einstein, Podolsky, Rosen; etc.]



30% electrón izquierda Y protón izquierda
70% electrón derecha Y protón derecha

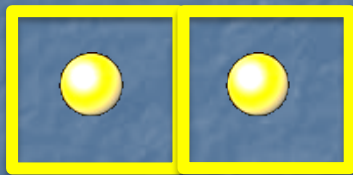
ENTRELAZAMIENTO Cuántico

1 objeto cuántico puede estar 'indeciso' respecto a su posición (u otras de sus propiedades)

[Heisenberg; Schrödinger; Born; etc.]

Esta 'conspiración' se llama **ENTRELAZAMIENTO**, **ENREDAMIENTO** o **ENMARAÑAMIENTO**

[Schrödinger; Einstein, Podolsky, Rosen; etc.]



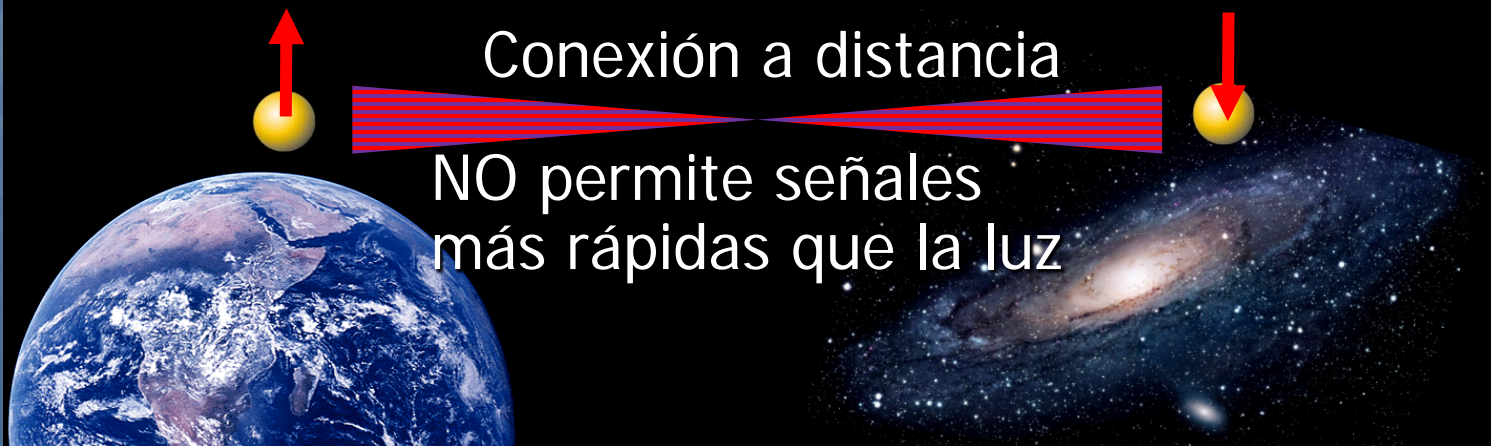
30% electrón izquierda Y protón izquierda
70% electrón derecha Y protón derecha

ENTRELAZAMIENTO Cuántico

Matemáticamente, son estados entrelazados los que **NO se pueden factorizar** en estados correspondientes a los subsistemas
P.ej., para 2 espines:

No entrelazado $|\psi\rangle = (|\uparrow\rangle_I + |\downarrow\rangle_I) \otimes (|\uparrow\rangle_D + |\downarrow\rangle_D)$

Entrelazado $|\psi\rangle = |\uparrow\rangle_I \otimes |\downarrow\rangle_D + |\downarrow\rangle_I \otimes |\uparrow\rangle_D$



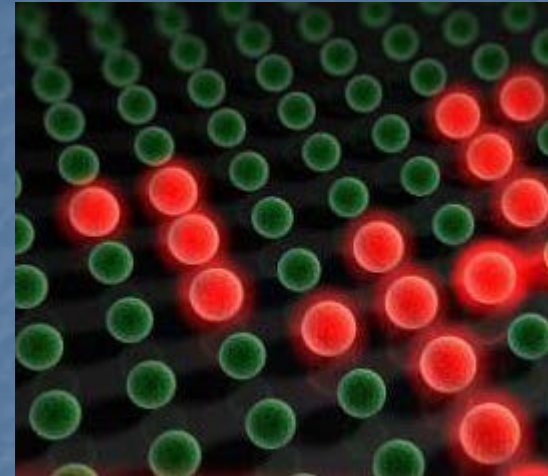
Entropía de Entrelazamiento

Dado cualquier sistema cuántico,
si lo **dividimos en 2 subsistemas**

A y **B**, y elegimos **un estado** ρ_{tot}
(una matriz de densidad) del
sistema completo

podemos CUANTIFICAR el
entrelazamiento entre A y B calculando la

ENTROPÍA DE ENTRELAZAMIENTO



$$S_E(A) = -\text{Tr}(\rho_A \ln \rho_A)$$

[von Neumann]

con $\rho_A \equiv \text{Tr}_B(\rho_{\text{tot}}) = \text{Tr}_B(|\psi\rangle\langle\psi|) \equiv \sum_b \langle b|\psi\rangle\langle\psi|b\rangle$

la **matriz de densidad reducida**

Entropía de Entrelazamiento

P.ej., $|\psi'\rangle = \frac{1}{2} (|\uparrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle + |\downarrow\downarrow\rangle)$

$$= \frac{1}{2} (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle) \otimes (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle) \quad \Rightarrow \quad S_{EE} = 0$$

$|\psi''\rangle = \frac{1}{2} (|\uparrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle - |\downarrow\downarrow\rangle) \quad \Rightarrow \quad S_{EE} = \log 2$

ENTROPÍA DE ENTRELAZAMIENTO

$$S_E(A) = -\text{Tr}(\rho_A \ln \rho_A)$$

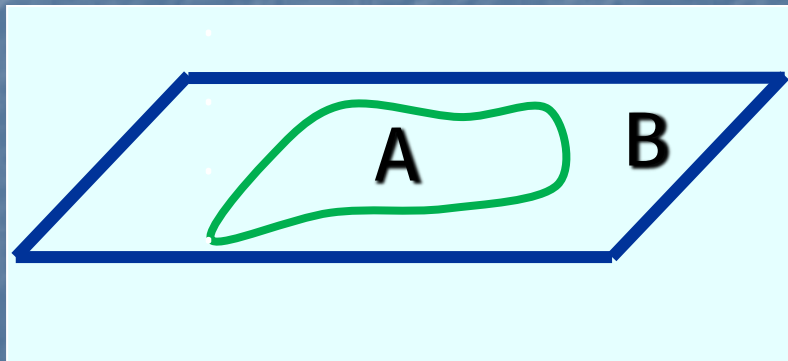
con $\rho_A \equiv \text{Tr}_B(\rho_{\text{tot}}) = \text{Tr}_B(|\psi\rangle\langle\psi|) \equiv \sum_b \langle b|\psi\rangle\langle\psi|b\rangle$

la matriz de densidad reducida

En los últimos años ha quedado claro que es MUY útil analizar a las teorías cuánticas de campos usando como herramienta el **entrelazamiento**: codifica en particular información sobre los **correladores**, y sobre el **grupo de renormalización**

[Calabrese, Cardy; Casini, Huerta; Wolf, Verstraete, Hastings, Cirac; Osterloh, Amico, Falci, Fazio; Osborne, Nielsen; Verstraete, Popp, Cirac; Plenio, Eisert, Dreißig, Cramer; Vidal, Latorre, Rico, Kitaev; etc.]

Tomamos **un estado** de nuestros campos, p.ej. el "**vacío**" (=estado de mínima energía \neq nada), y cuantificamos

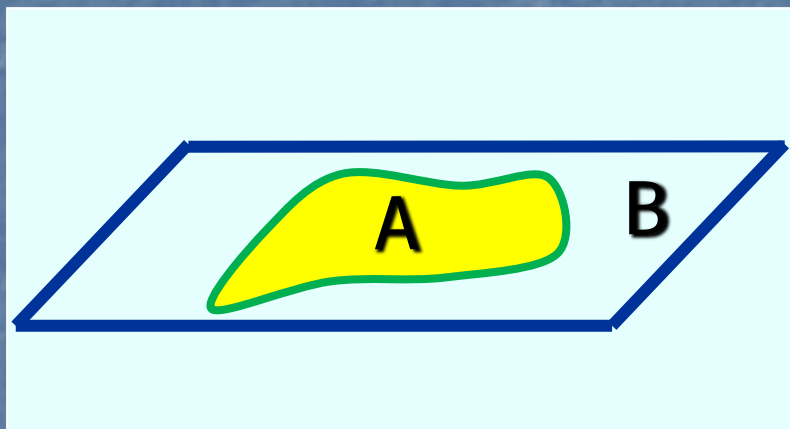


el entrelazamiento entre una **región espacial A** y su complemento B, con la **entropía de entrelazamiento**

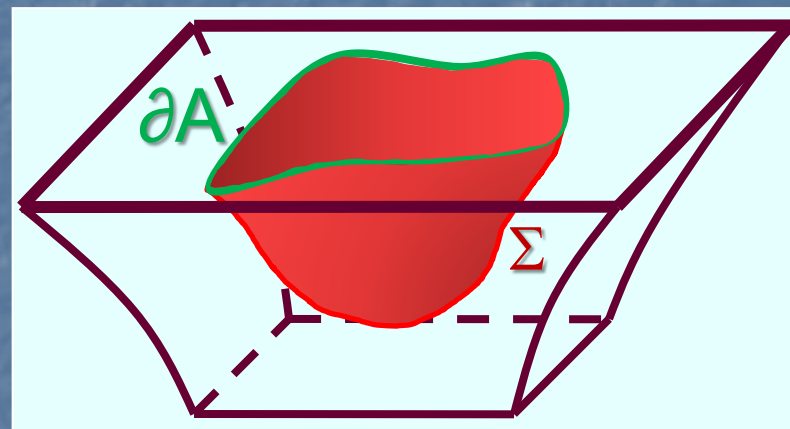
$$S_{EE}(A) = -\text{Tr}(\rho_A \ln \rho_A)$$

¡Muy difícil de calcular, incluso en una teoría libre!

Entrelazamiento Holográfico



=



$$S_{EE}(A) = \min_{\partial A = \partial \Sigma} \frac{\text{Area}_{\Sigma}}{4G_N} \quad [\text{Ryu, Takayanagi; Hubeny, Rangamani, Takayanagi; Lewkowycz, Maldacena}]$$

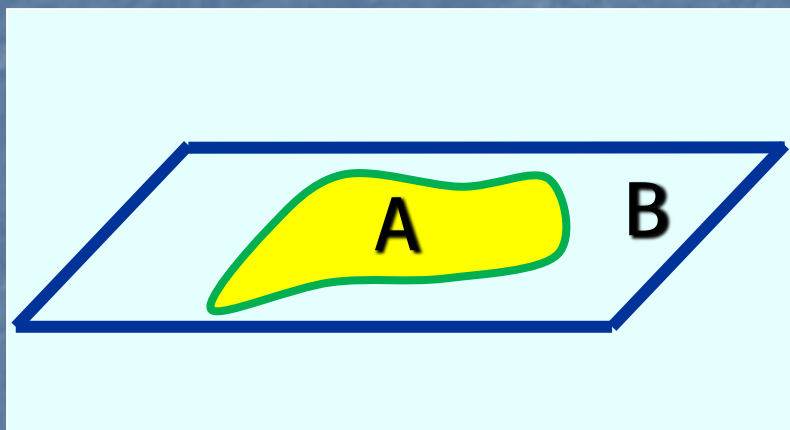
(La fórmula es distinta si la gravedad no es Einstein, o si no es clásica [Dong; Camps; Faulkner, Lewkowycz, Maldacena])

Entrelazamiento: propiedad inherentemente **cuántica**

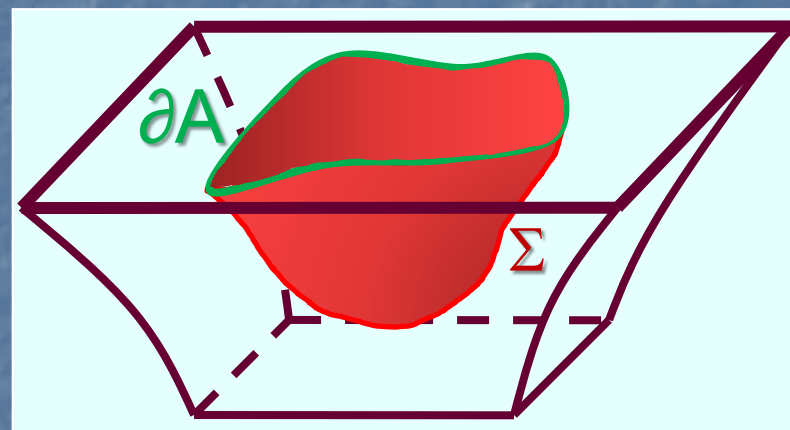


Área: propiedad **clásica**

Entrelazamiento Holográfico



=

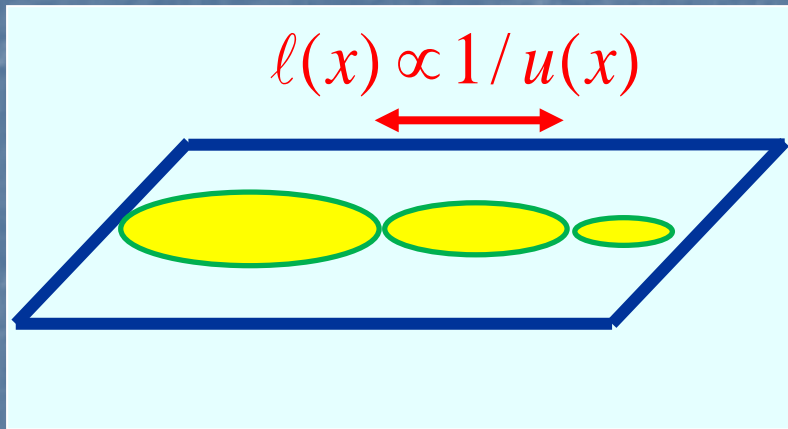


$$S_{EE}(A) = \min_{\partial A = \partial \Sigma} \frac{\text{Area}_{\Sigma}}{4G_N} \quad [\text{Ryu, Takayanagi; Hubeny, Rangamani, Takayanagi; Lewkowycz, Maldacena}]$$

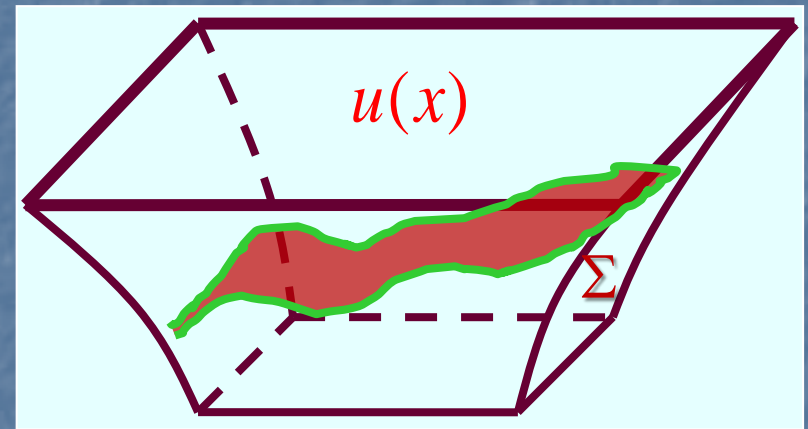
Conduce a **resultados** (¡en teorías de campos fuertemente acopladas!) que son **consistentes con lista infinita de propiedades esperadas** (ley de área, subaditividad fuerte, entropía térmica, contacto con anomalías, etc.) ✓

[Headrick, Takayanagi; Hayden, Headrick, Maloney; Hung, Myers, Smolkin; Casini, Huerta, Myers; Holzhey, Larsen, Wilczek; Myers, Sinha; Calabrese, Cardy; etc.]

Entropía Diferencial (“Hoyografía”)



=

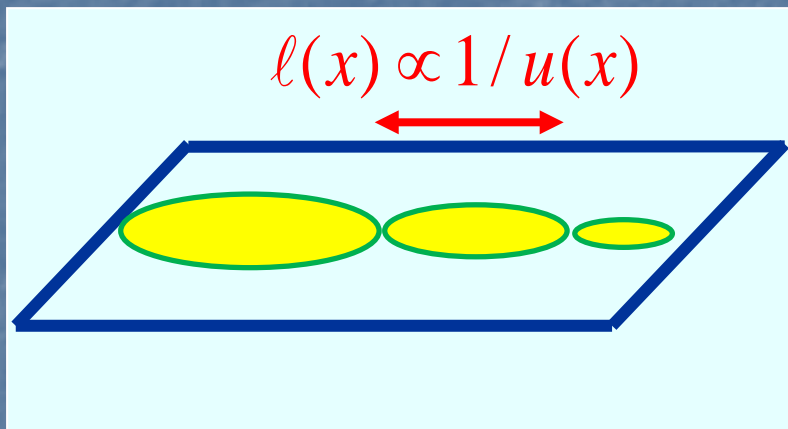


Sumando y restando superficies mínimas (“entropía diferencial”), podemos reconstruir **CUALQUIER** superficie

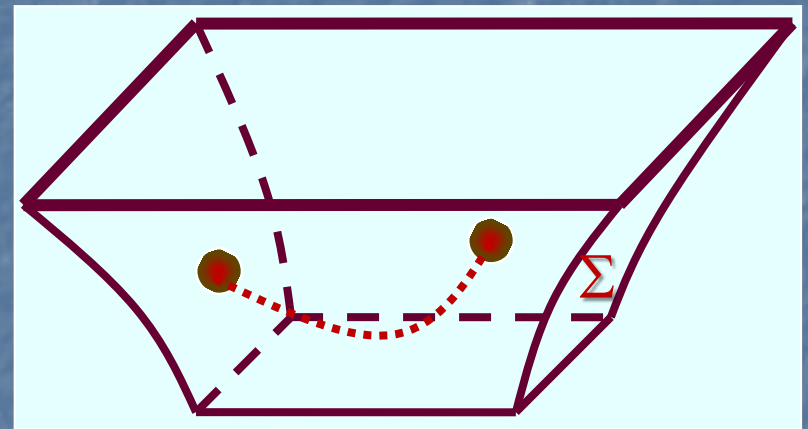
$$\int dx \left. \frac{dS_{EE}(\ell)}{d\ell} \right|_{\ell=l(x)} = \frac{\text{Area}_{\Sigma}}{4G_N}$$

[Balasubramanian, Chowdhury, Czech, deBoer, Heller; Bianchi, Myers; Myers, Rao, Sugishita; Czech, Dong, Sully; Headrick, Myers, Wien]

Geometría Emergente



=



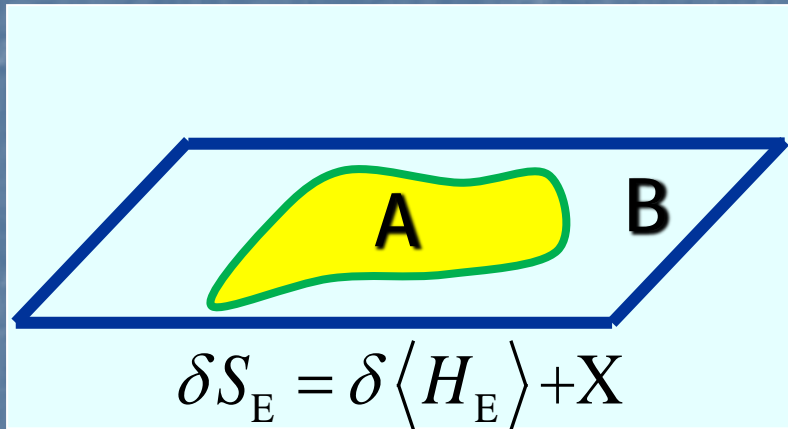
¡Y encogiendo las superficies podemos **DEFINIR PUNTOS Y DISTANCIAS**, es decir, la **métrica**!

[Czech,Lamprou; Czech,Lamprou,McCandlish,Mosk,Sully]

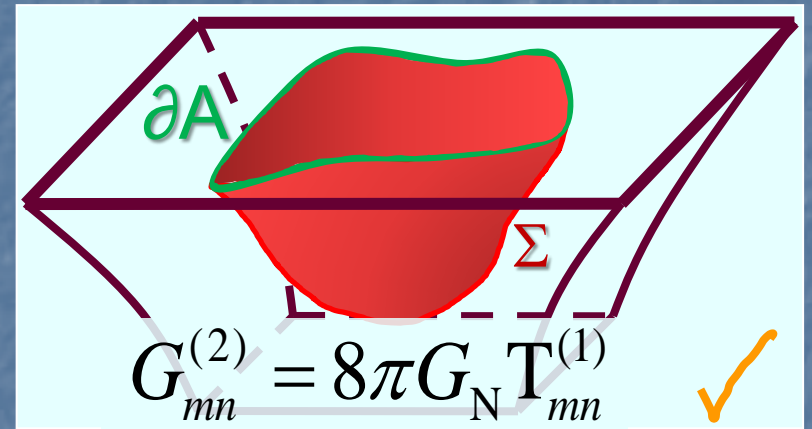
Si conocemos el **PATRÓN DE ENTRELAZAMIENTO** en el estado dado de nuestra Teoría de Campos, ¡¡podemos **RECONSTRUIR EL ESPACIO DISTORSIONADO!!**

(Hemos incursionado en esto en [Espíndola,Güijosa,Landetta,Pedraza; Espíndola,Güijosa,Pedraza])

Einstein a partir de Entrelazamiento



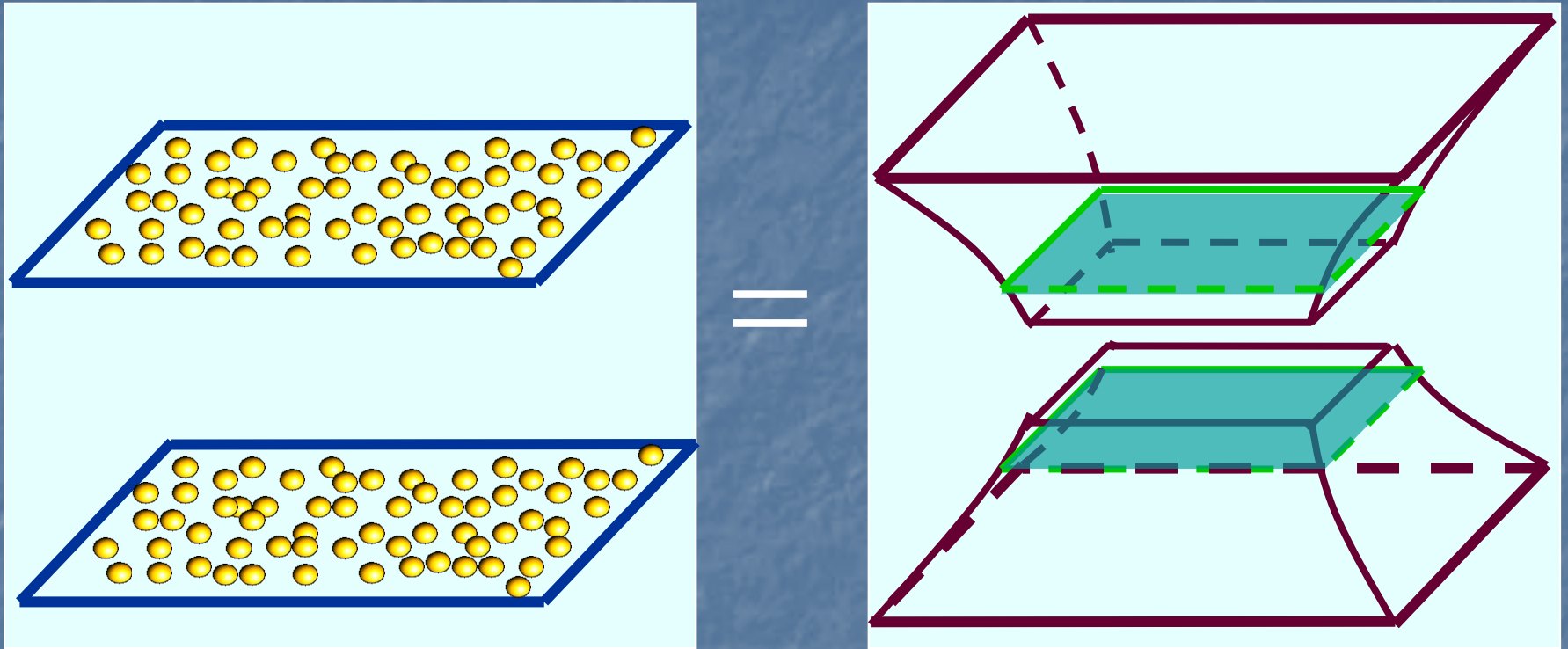
=



Y considerando pequeñas excitaciones por encima del vacío de una CFT (que en la Teoría de Gravedad son pequeñas distorsiones de la geometría), ¡¡podemos deducir la **ECUACIÓN DE EINSTEIN a orden cuadrático**, a partir de entrelazamiento en la Teoría de Campos!!

[Lashkari,McDermott, Van Raamsdonk;Faulkner,Guica,Hartman,Myers, VanRaamsdonk; Faulkner; Mosk; Czech,Lamprou,McCandlish,Mosk,Sully; Swingle, Van Raamsdonk; Faulkner,Haehl,Hijano,Parrikar,Rabideau, VanRaamsdonk]

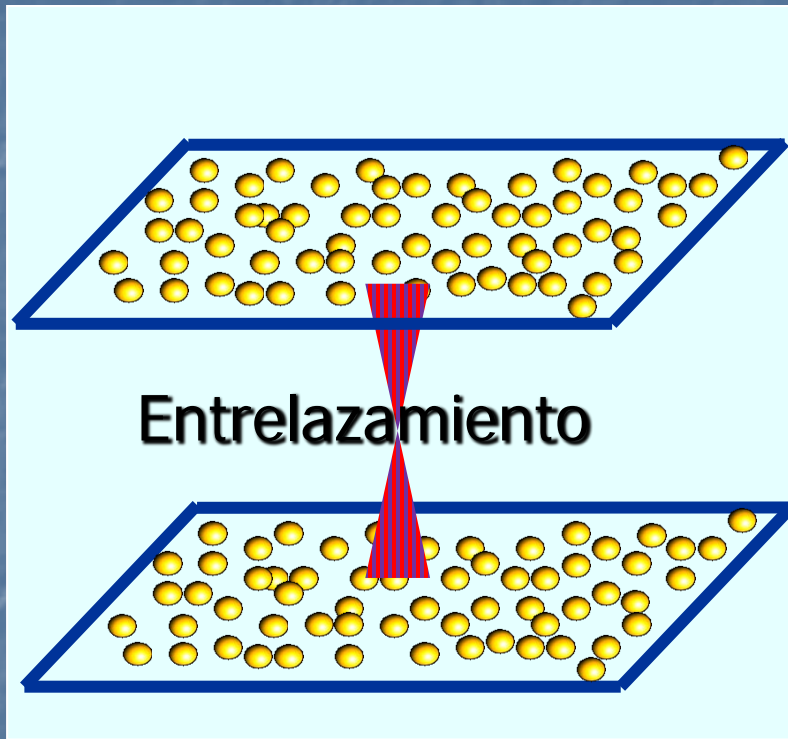
Entrelazamiento es "Pegamento"



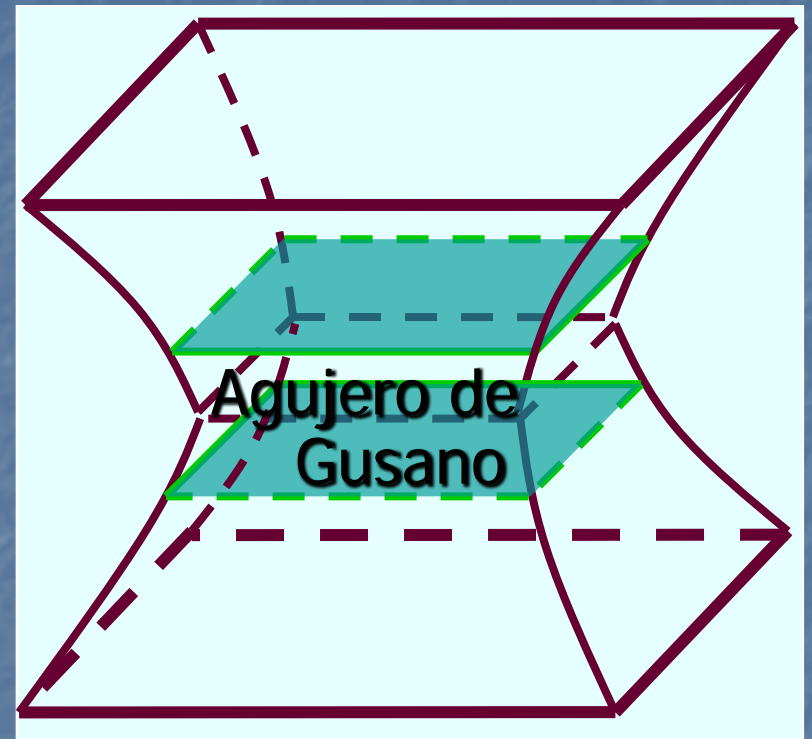
Hay indicios interesantes de que, en el contexto de la gravedad cuántica, **el entrelazamiento es el 'pegamento' entre regiones que de otro modo serían disjuntas**

[Maldacena; Van Raamsdonk; Maldacena, Susskind; Czech, Karczmarek, Nogueira, Van Raamsdonk; etc.]

Entrelazamiento es "Pegamento"



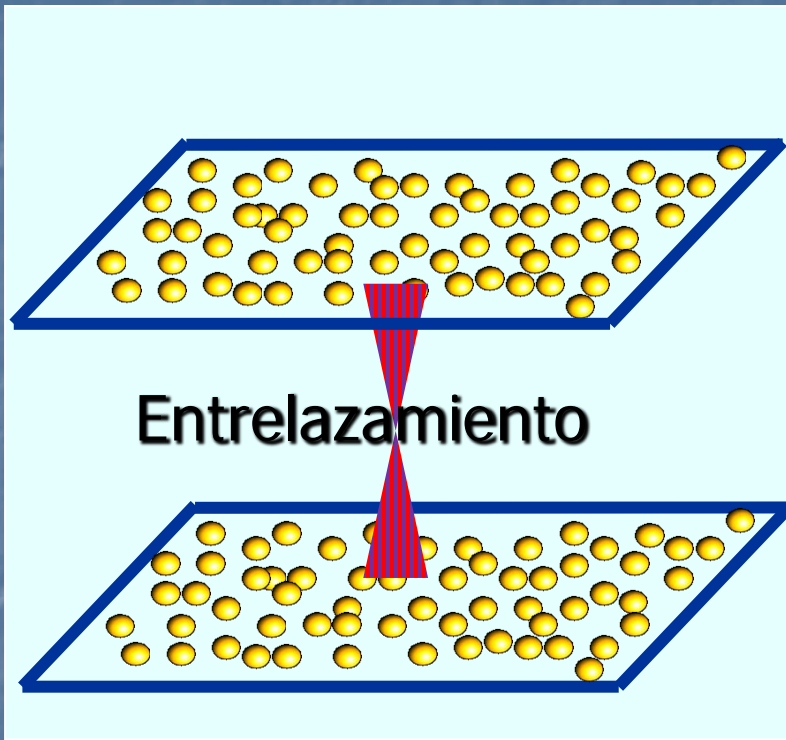
=



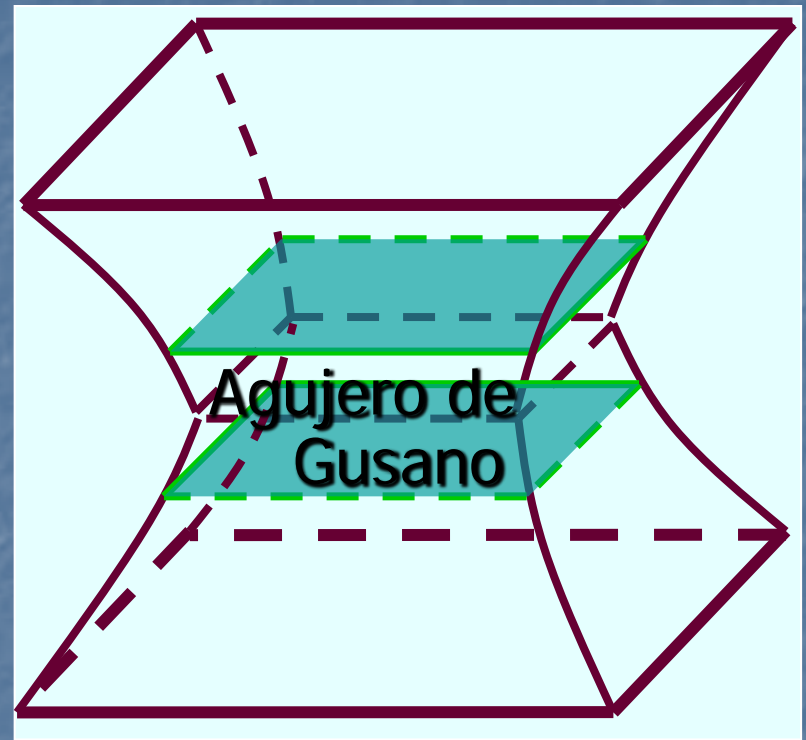
Hay indicios interesantes de que, en el contexto de la gravedad cuántica, **el entrelazamiento es el 'pegamento' entre regiones que de otro modo serían disjuntas**

[Maldacena; Van Raamsdonk; Maldacena, Susskind; Czech, Karczmarek, Nogueira, Van Raamsdonk; etc.]

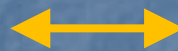
ER=EPR



=



Einstein-Poldosky-Rosen



Einstein-Rosen

Conjetura: en una Teoría de Gravedad Cuántica, el **ENTRELAZAMIENTO** implica una conexión geométrica, un **AGUJERO DE GUSANO** [Maldacena, Susskind]

(Hemos incursionado en esto en [Chernicoff, Güijosa, Pedraza])

Conclusiones

- 1) La **correspondencia holográfica** establece una muy sorprendente **equivalencia** entre teorías no gravitacionales y teorías de cuerdas y/o gravedad. ¡Es en sí misma un muy interesante objeto de estudio!
- 2) Esta correspondencia ya ha resultado **útil** como herramienta para entender aspectos del comportamiento de algunas **teorías fuertemente acopladas** (tipo QCD, BSM, superconductores, cosmología, etc.)
- 3) La correspondencia define una **teoría de gravedad cuántica completa** (para fondos con ciertas asintopias), donde el **entrelazamiento** es un ingrediente importante para que emerja el **espaciotiempo**
- 4) Existen varias **limitaciones**: no tenemos todavía el diccionario completo de esta equivalencia, ni podemos hacer cuentas directamente en los sistemas reales
- 5) **¡Falta mucho por entender y hacer!**

Por si quieres aprender más sobre
holografía, a continuación listamos
ALGUNOS LIBROS Y ARTÍCULOS DE
REVISIÓN

Aspectos Generales de la Correspondencia

- Nastase, *Introduction to the AdS/CFT Correspondence*, Cambridge University Press (2015)
- M. Ammon y J. Erdmenger, *Gauge/Gravity Duality*, Cambridge University Press (2015)
- Aharony, Gubser, Maldacena, Ooguri, Oz, hep-th/9905111
- Polchinski, arXiv:1010.6134
- Horowitz, Polchinski, gr-qc/0602037
- D'Hoker, Freedman, hep-th/0201253
- McGreevy, arXiv:0909.0518
- Nastase, arXiv:0712.0689
- Edelstein, Portugues, hep-th/0602021
- Klebanov, hep-ph/0509087
- Aharony, hep-th/0212193
- Skenderis, hep-th/0209067
- Sonnenschein, hep-th/0003032

Aplicaciones a Física Tipo QCD

- Casalderrey, Mateos, Liu, Rajagopal, Wiedemann, arXiv:1101.0618
- Gubser, Karch, arXiv:0901.0935
- Mateos, arXiv:0709.1523
- Myers, Vázquez, arXiv:0804.2423
- Hubeny, Rangamani, arXiv:1006.3675
- Son, Starinets, arXiv:0704.0240
- Erdmenger, Evans, Kirsch, Threlfall, arXiv:0711.4467
- Peeters, Zamaklar, arXiv:0708.1502
- Gubser, Pufu, Rocha, Yarom, arXiv:0902.4041
- Edelstein, Shock, Zoakos, arXiv:0901.2534
- Heller, Janik, Peschanski, arXiv:0811.3113

Aplicaciones a Materia Condensada (y Atómica)

- Horowitz, arXiv:1002.1722
- Herzog, arXiv:0904.1975
- Hartnoll, arXiv:0903.3246
- Sachdev, arXiv:1002.2947
- Iqbal, Liu, Mezei, arXiv:1110.3814

Entrelazamiento e Información Cuántica

- van Raamsdonk, arXiv:1609.00026
- Rangamani, Takayanagi, arXiv:1609.01287
- Nishioka, Ryu, Takayanagi, arXiv:0905.0932
- Headrick, arXiv:1312.6717
- Harlow, arXiv:1409.1231, arXiv:1802.01040
- De Jonckheere, arXiv:1711.07787
- Witten, arXiv:1803.04993, arXiv:1805.11965

Varios

- V.E. Hubeny, S. Minwalla, M. Rangamani, arXiv:1107.5780 (correspondencia fluidos/gravedad)
- Alday, Roiban arXiv:0807.1889 (amplitudes de dispersión)
- Plefka, hep-th/0507136 (BMN y cadenas de espín)
- Beisert et al., arXiv:1012.3982 (integrabilidad)
- Bredberg, Keeler, Lysov, Strominger, arXiv:1103.2355 (Kerr/CFT)
- Berenstein, arXiv:1010.3270 (gravedad cuántica)
- Horowitz, gr-qc/0410049 (espaciotiempo en cuerdas)
- Seiberg, hep-th/0601234 (espaciotiempo emergente)
- Skenderis, Taylor arXiv:0804.0552 (bolas de pelusa)
- Peet, hep-th/9712253 (entropía de hoyos negros)
- Sen, arXiv:0708.1270 (conteos de precisión para entropía de hoyos negros)

LAS QUE SIGUEN SON LAS
TRANSPARENCIAS QUE TUVIMOS QUE
OMITIR DEL CURSO POR FALTA DE TIEMPO

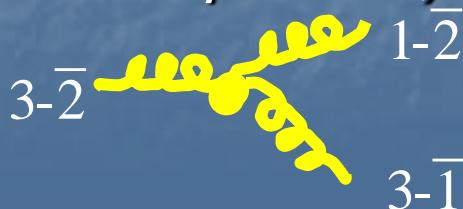
Primas de QCD

- 'QCD' sin quarks ($N_s = 0$) \equiv Yang-Mills $SU(3)_c$
Preserva libertad asintótica/confinamiento
- Yang-Mills (con/sin quarks) $SU(N_c)$ con $N_c > 3$
Preserva libertad asintótica/confinamiento

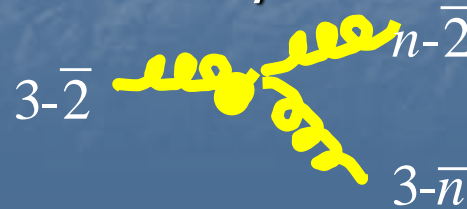
Tomar $N_c \rightarrow \infty$ con $\lambda \equiv g_{YM}^2 N_c$ fija [t Hooft]

Notar : g_{YM}^2 vs. $\lambda \equiv g_{YM}^2 N_c$

acoplamiento de
Yang-Mills (a gluones
de color *específico*)



acoplamiento de
't Hooft (a gluones
de *cualquier* color)



Reescalando $(A_\mu)_{\text{aquí}} = g_{YM} (A_\mu)_{\text{usual}}$, tenemos

$$S_{YM} \sim \int d^4x \frac{1}{g_{YM}^2} [\text{Tr}(\partial A \partial A) + \text{Tr}(AA\partial A) + \text{Tr}(AAAA)]$$

donde cada $A \equiv (A_\mu)_{c\bar{c}}$ es una **matriz** $N_c \times N_c$

Propagador libre:

$$\langle 0 | T A_{c\bar{c}}^\mu(x) A_{D\bar{D}}^\nu(0) | 0 \rangle \propto g_{YM}^2 \eta^{\mu\nu} \left(\delta_{CD} \delta_{\bar{C}\bar{D}} - \frac{1}{N_c} \delta_{C\bar{C}} \delta_{D\bar{D}} \right) \frac{1}{x^2}$$

Función de Green (=inverso) del operador diferencial en la ec. de mov.

Reescalando $(A_\mu)_{\text{aquí}} = g_{YM} (A_\mu)_{\text{usual}}$, tenemos

$$S_{YM} \sim \int d^4x \frac{1}{g_{YM}^2} [\text{Tr}(\partial A \partial A) + \text{Tr}(AA\partial A) + \text{Tr}(AAAA)]$$

donde cada $A \equiv (A_\mu)_{C\bar{C}}$ es una **matriz** $N_c \times N_c$

Propagador libre:

$$\langle 0 | T A_{C\bar{C}}^\mu(x) A_{D\bar{D}}^\nu(0) | 0 \rangle \propto g_{YM}^2 \eta^{\mu\nu} \left(\delta_{CD} \delta_{\bar{C}\bar{D}} - \frac{1}{N_c} \delta_{C\bar{C}} \delta_{D\bar{D}} \right) \frac{1}{x^2}$$



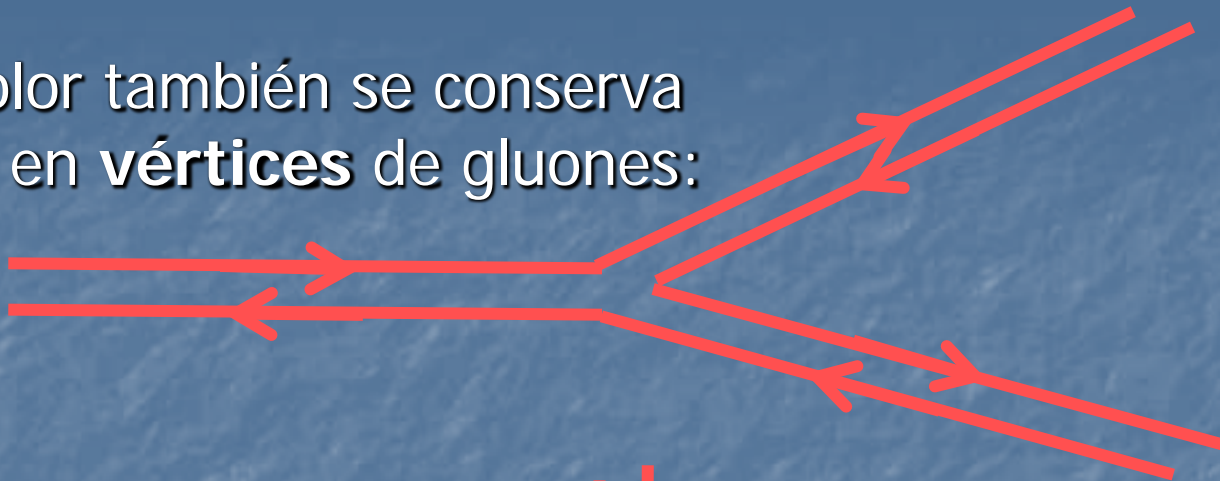
ignorar

"Notación de
doble línea"

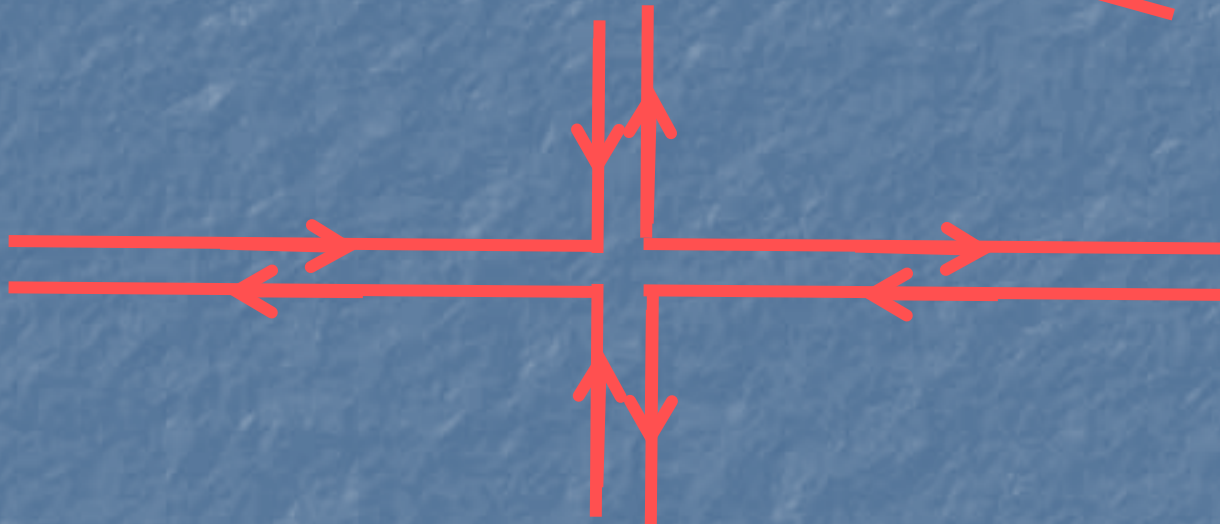


Como si gluón
fuera un
par quark-
antiquark

Color también se conserva
en **vértices** de gluones:



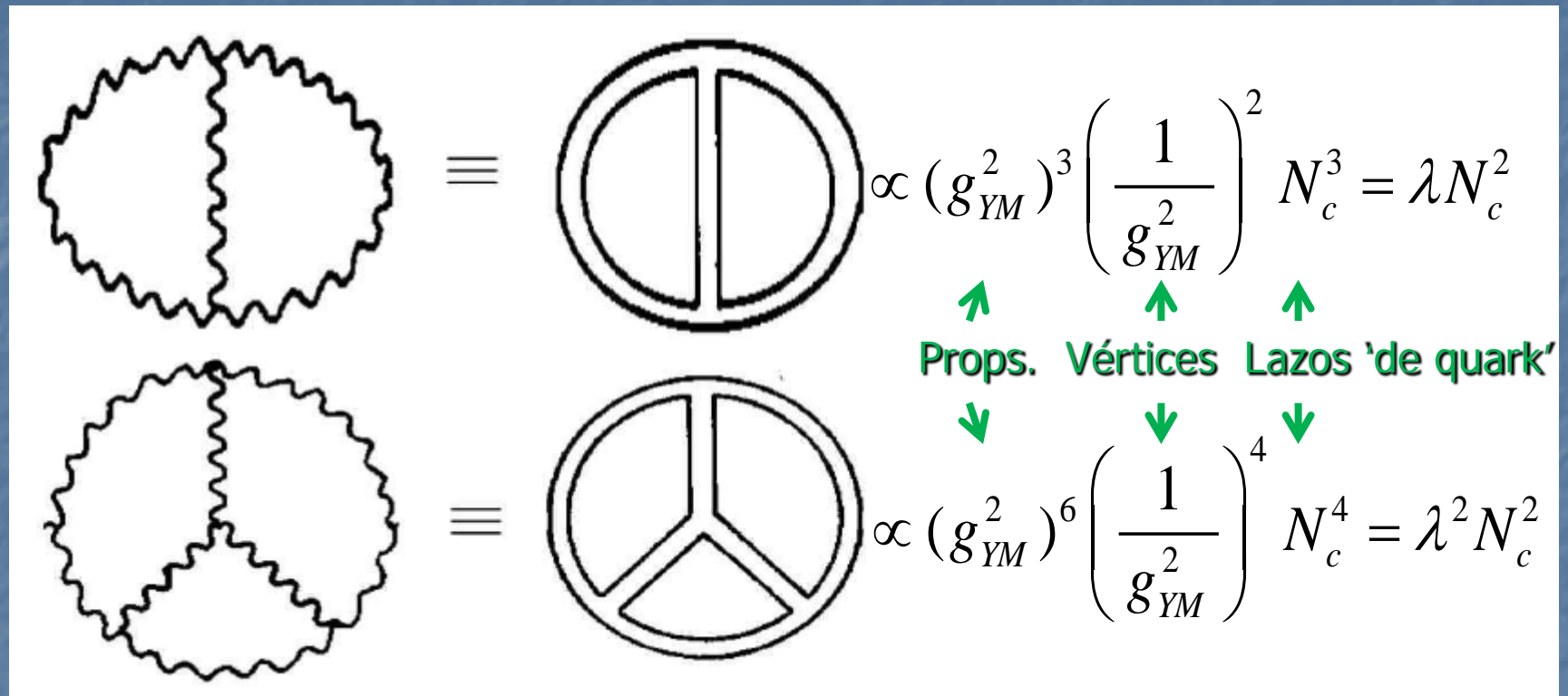
$$\propto \frac{1}{g_{YM}^2}$$



$$\propto \frac{1}{g_{YM}^2}$$

Además, cada lazo 'de quark' que se forme en un diagrama contribuirá factor de N_c por suma sobre las opciones de colores disponibles

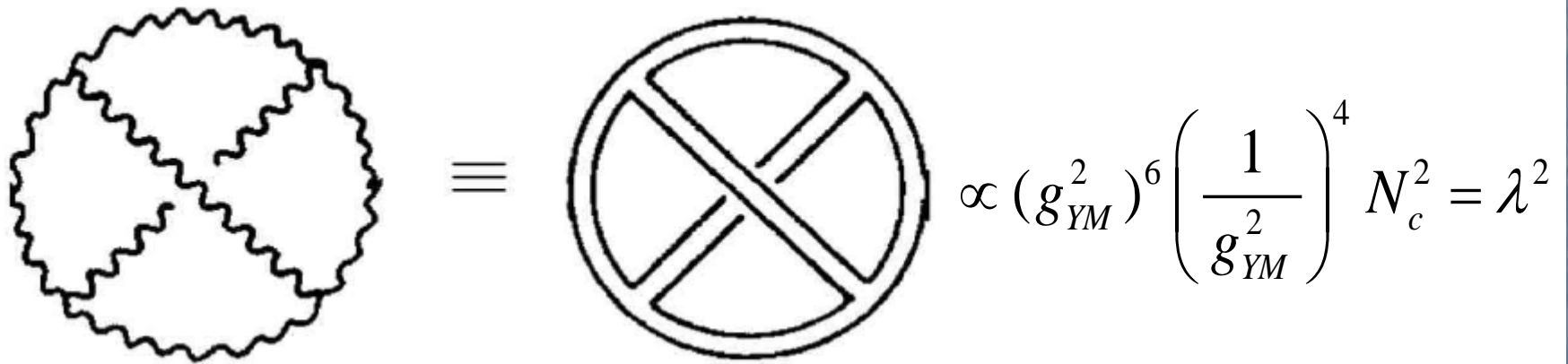
Podemos entonces fácilmente contar factores:



Estos son ejemplos de **diagramas planares**: pueden dibujarse en una hoja sin cruzar líneas

Para ellos, a L lazos (de gluón), obtenemos $\propto \lambda^{L-1} N_c^2$

Los **diagramas no planares** están suprimidos por potencias de $1/N_c$:

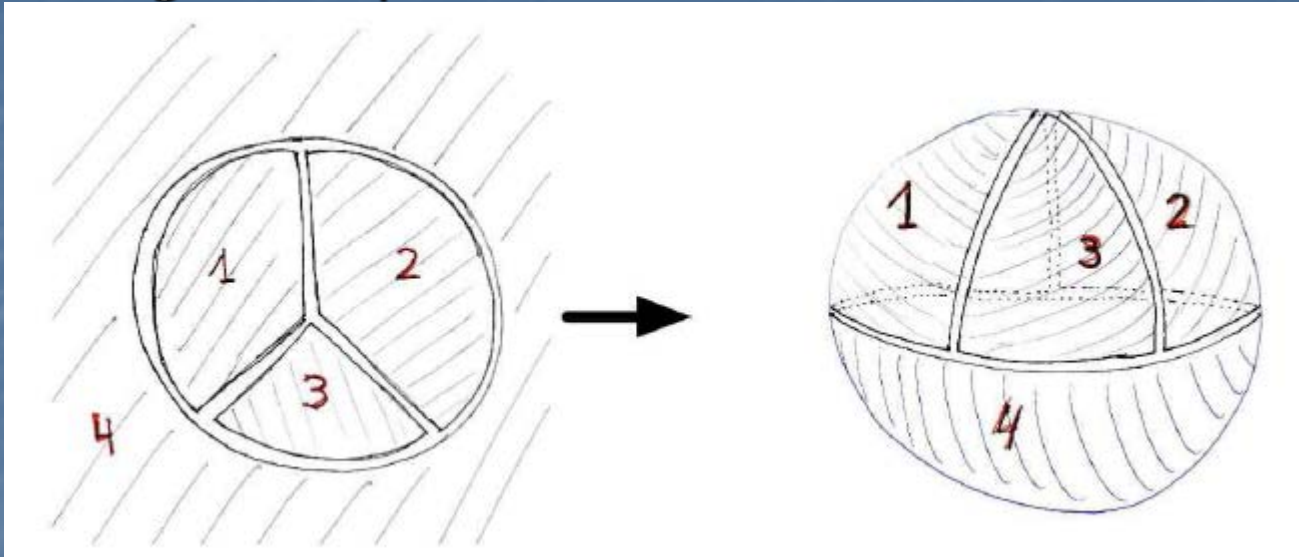


The diagrammatic equation shows a non-planar diagram (left) with a wavy boundary, an equivalence symbol (\equiv), a planar diagram (right) with a double-line circle and two diagonal lines, and a mathematical expression: $\propto (g_{YM}^2)^6 \left(\frac{1}{g_{YM}^2} \right)^4 N_c^2 = \lambda^2$

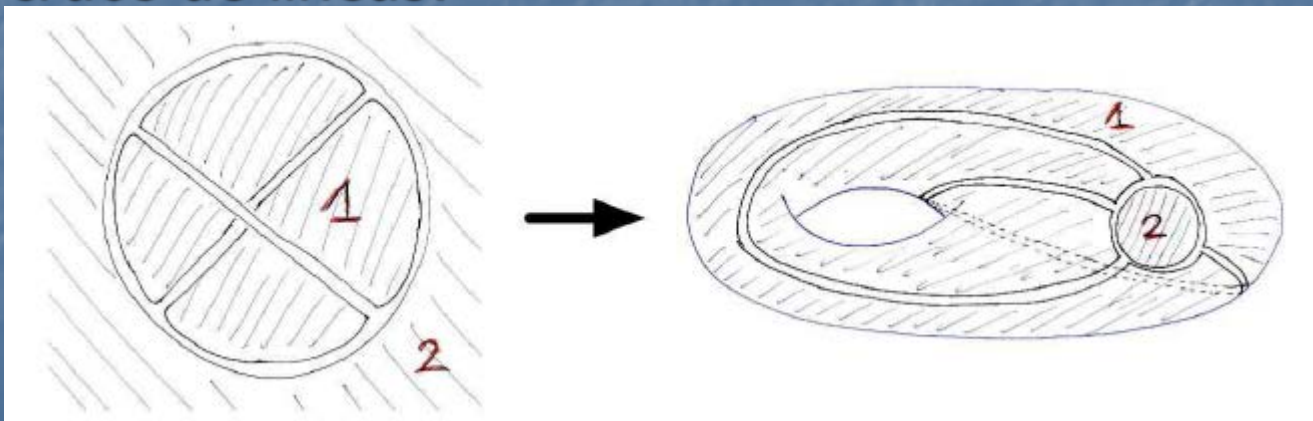
Tomar $N_c \rightarrow \infty$ con $\lambda \equiv g_{YM}^2 N_c$ fija simplifica la teoría porque **retiene solo los diagramas planares**

Sucede algo interesante si 'rellenamos los agujeros' (incluido el exterior, agregando el punto en infinito) para asociar una **superficie** a cada diagrama de doble línea...

Los diagramas planares se convierten en esferas :



Los no planares tienen una manija adicional por cada cruce de líneas:



Un diagrama con V vértices (=vértices del polihedro), A propagadores (=aristas) y C lazos (=caras) es proporcional a

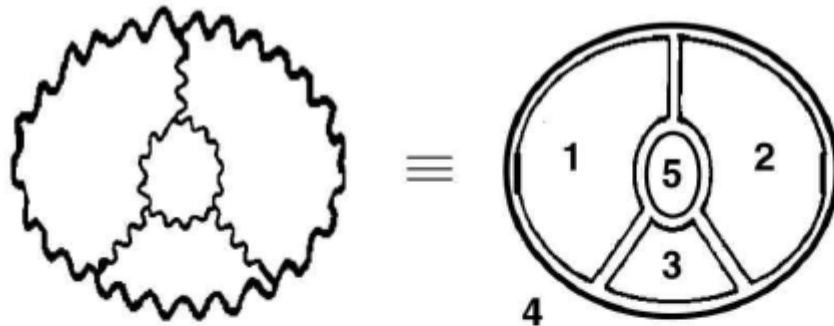
$$\left(g_{YM}^2\right)^{A-V} \left(N_c\right)^C = \left(\frac{\lambda}{N_c}\right)^{A-V} \left(N_c\right)^C = \left(N_c\right)^\chi \lambda^{A-V}$$

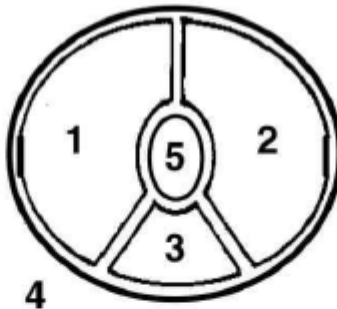
donde $\chi \equiv V - A + C$ es el **número (o característica) de Euler** de la superficie, un invariante topológico que puede reescribirse en la forma

$$\chi = 2 - 2m$$

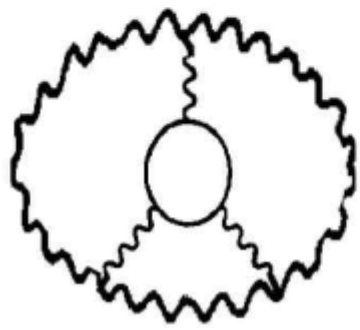
con m el número de manijas (=género de la superficie). Esto da otra manera de explicar por qué los diagramas no planares están suprimidos

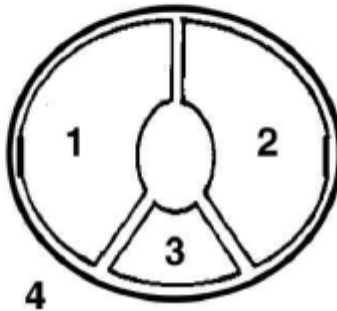
Al agregar quarks, tenemos propagadores de 1 sola línea,



\equiv

 $\propto (g_{YM}^2)^9 \left(\frac{1}{g_{YM}^2} \right)^6 N_c^5 = \lambda^3 N_c^2$

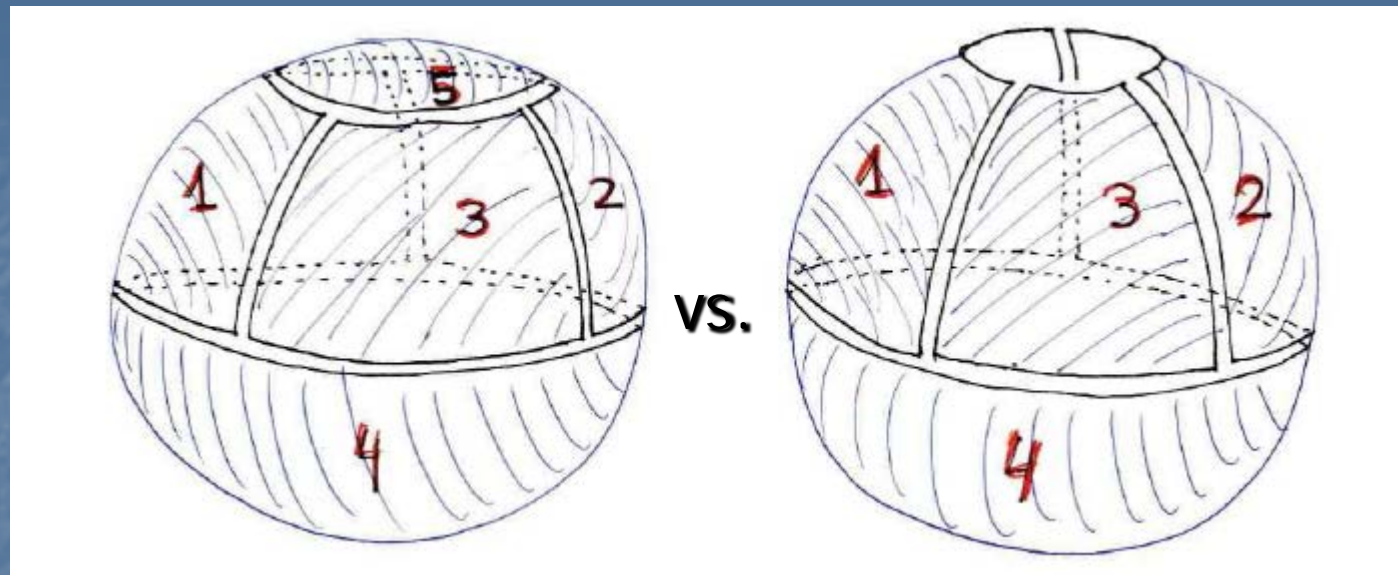
VS.



\equiv

 $\propto (g_{YM}^2)^9 \left(\frac{1}{g_{YM}^2} \right)^6 N_c^4 N_s = \lambda^3 N_c N_s$

Fijo
↓

lo cual corresponde a quitar caras, es decir, agregar bordes:



reduciendo el número de Euler:

$$\chi = 2 - 2m - b$$

con b el número de bordes. Esto implica que los diagramas con lazos de quarks están **suprimidos** (a menos que $N_s \propto N_c \rightarrow \infty$)

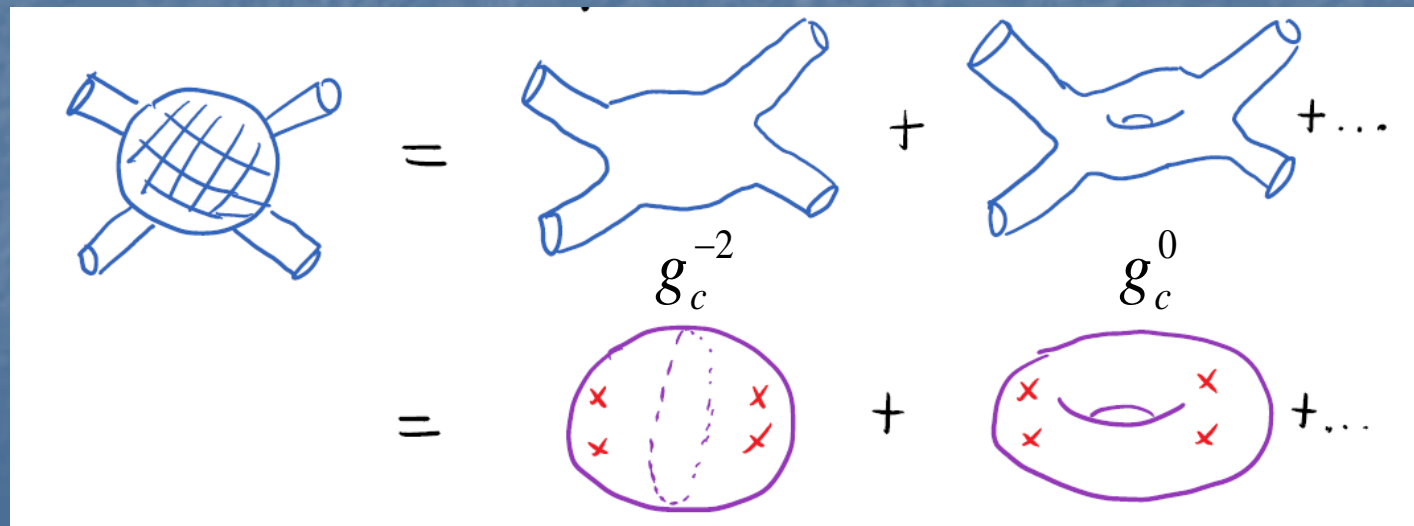
Concluimos entonces que las amplitudes tienen la forma

$$\sum_{m,b=0}^{\infty} N_c^{\chi} \sum_{L=1}^{\infty} \lambda^{L-1} N_s^b c_{m,b,L} = N_c^2 \left(c_{0,0,1} + c_{0,0,2} \lambda + \dots \right) \\ + N_c^0 \left(c_{1,0,1} + c_{1,0,2} \lambda + \dots \right) + \dots$$

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

$$g_c = 1 / N_c$$

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



Concluimos entonces que las amplitudes tienen la forma

$$\sum_{m,b=0}^{\infty} N_c^{\chi} \sum_{L=1}^{\infty} \lambda^{L-1} N_s^b c_{m,b,L} = N_c^2 \left(c_{0,0,1} + c_{0,0,2} \lambda + \dots \right) \\ + N_c^0 \left(c_{1,0,1} + c_{1,0,2} \lambda + \dots \right) + \dots$$

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

$$g_c = 1 / N_c$$

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

Si solo hay gluones (campo $A_{c\bar{c}}$ es **matriz**, en "representación adjunta"), dando lugar a **glubolas**, NO hay bordes: se trata de una teoría de **cuerdas cerradas**

Si además hay quarks (campos ψ_c son **columnas**, en "representación fundamental"), 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

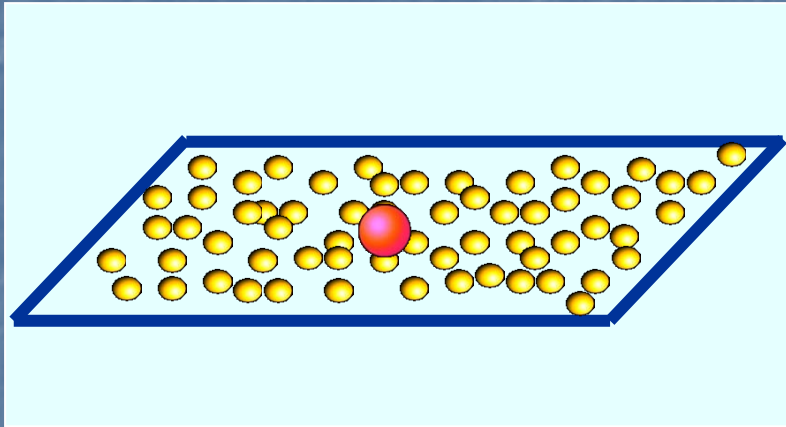
$\lambda \gg 1$ Intuitivamente, dominan diagramas con muchos vértices, ¿acaso se llenan los hoyos para dar verdaderas superficies?

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

Como veremos, AdS/CFT hace todo esto muy explícito

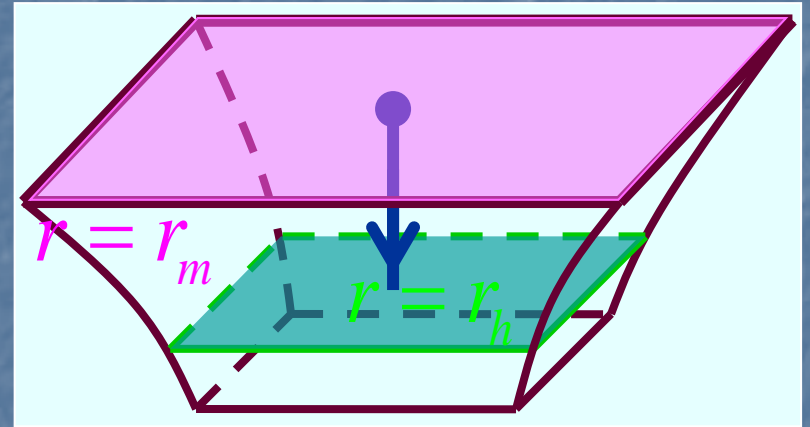
Para entender mejor el régimen de **acoplamiento fuerte**, nos conviene cambiar a una prima más distante de QCD...

Aplicación: Movimiento Browniano



Quark en plasma de SYM
plasma ($m \gg T$)

=

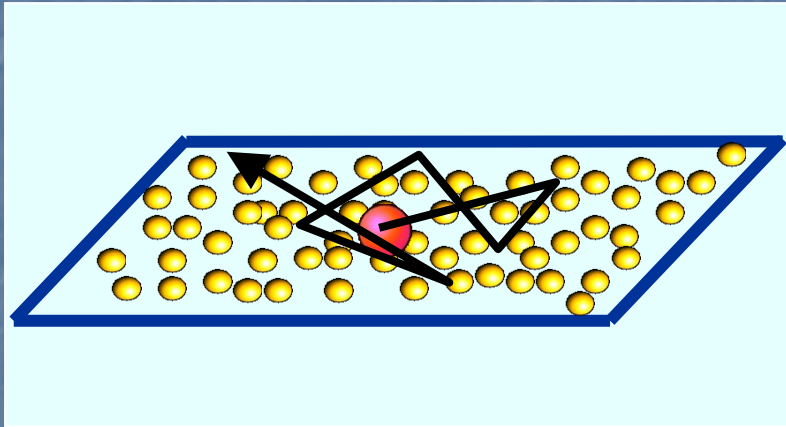


= Cuerda vertical en Schw-AdS
desde $r = r_m$ a $r = r_h \ll r_m$

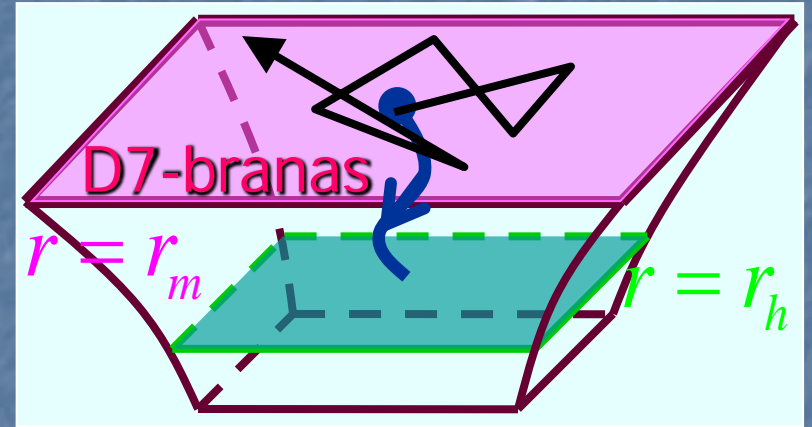
Esperamos que el quark
experimente movimiento
Browniano...

¿Pero quién hace fluctuar
al extremo de la cuerda?

Aplicación: Movimiento Browniano



=



¡La **radiación de Hawking** emitida por el agujero negro (sobre el cuerpo de la cuerda)!

[de Boer, Hubeny, Rangamani, Shigemori; Son, Teaney]

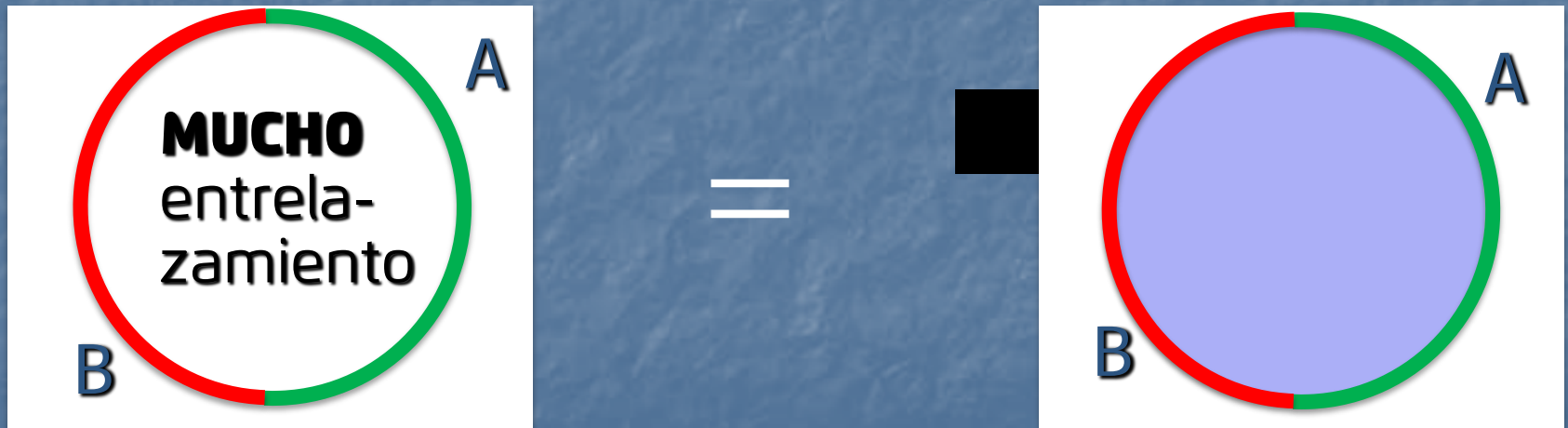
En la correspondencia norma/gravedad,
¡¡Hawking = Brown!!



Geometría Emergente

En ejemplos concretos, se puede ver que CUANDO EL **ENTRELAZAMIENTO DISMINUYE** entre 2 regiones de la QFT, las correspondientes REGIONES DEL ESPACIO EN LA TEORÍA DE GRAVEDAD SE ALEJAN Y **SE DESCONECTAN**

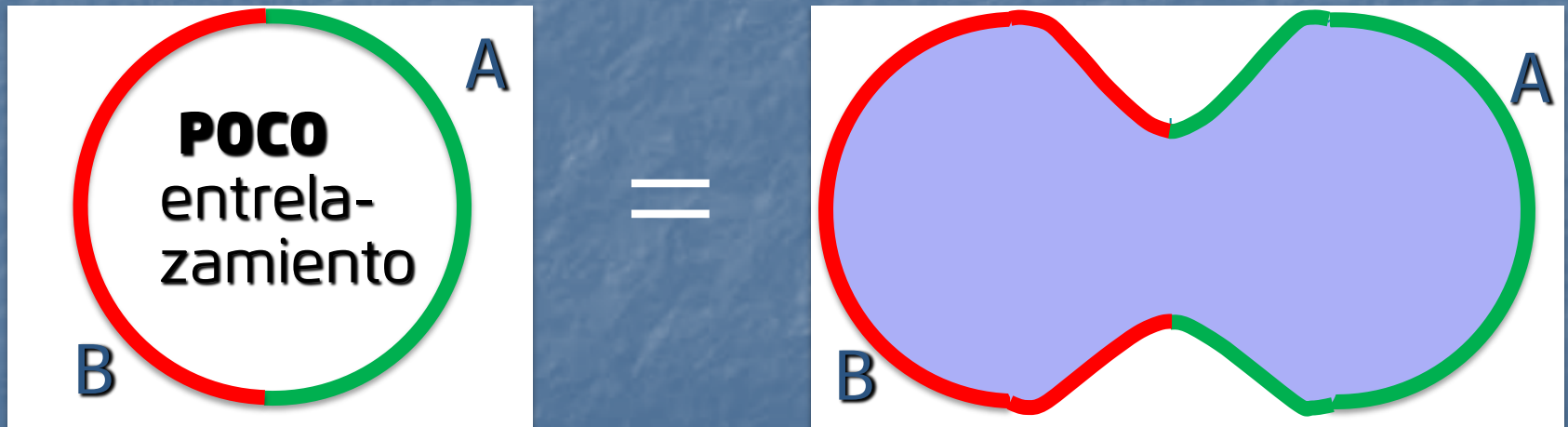
[Van Raamsdonk]



Geometría Emergente

En ejemplos concretos, se puede ver que CUANDO EL **ENTRELAZAMIENTO DISMINUYE** entre 2 regiones de la QFT, las correspondientes REGIONES DEL ESPACIO EN LA TEORÍA DE GRAVEDAD SE ALEJAN Y **SE DESCONECTAN**

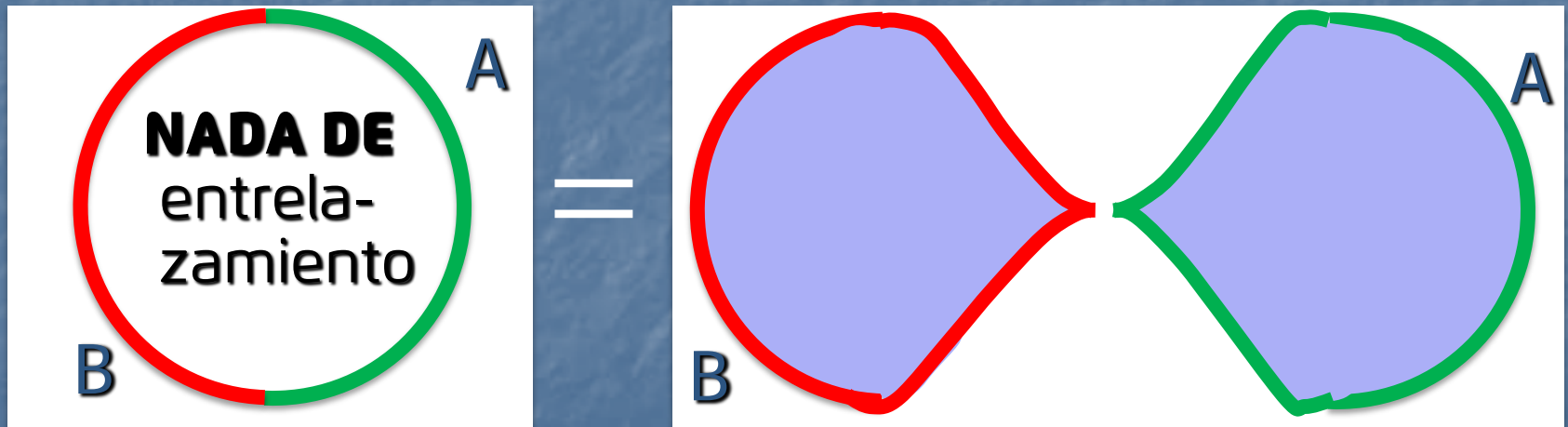
[Van Raamsdonk]



Geometría Emergente

En ejemplos concretos, se puede ver que CUANDO EL **ENTRELAZAMIENTO DISMINUYE** entre 2 regiones de la QFT, las correspondientes REGIONES DEL ESPACIO EN LA TEORÍA DE GRAVEDAD SE ALEJAN Y **SE DESCONECTAN**

[Van Raamsdonk]



Entrelazamiento es "Pegamento"

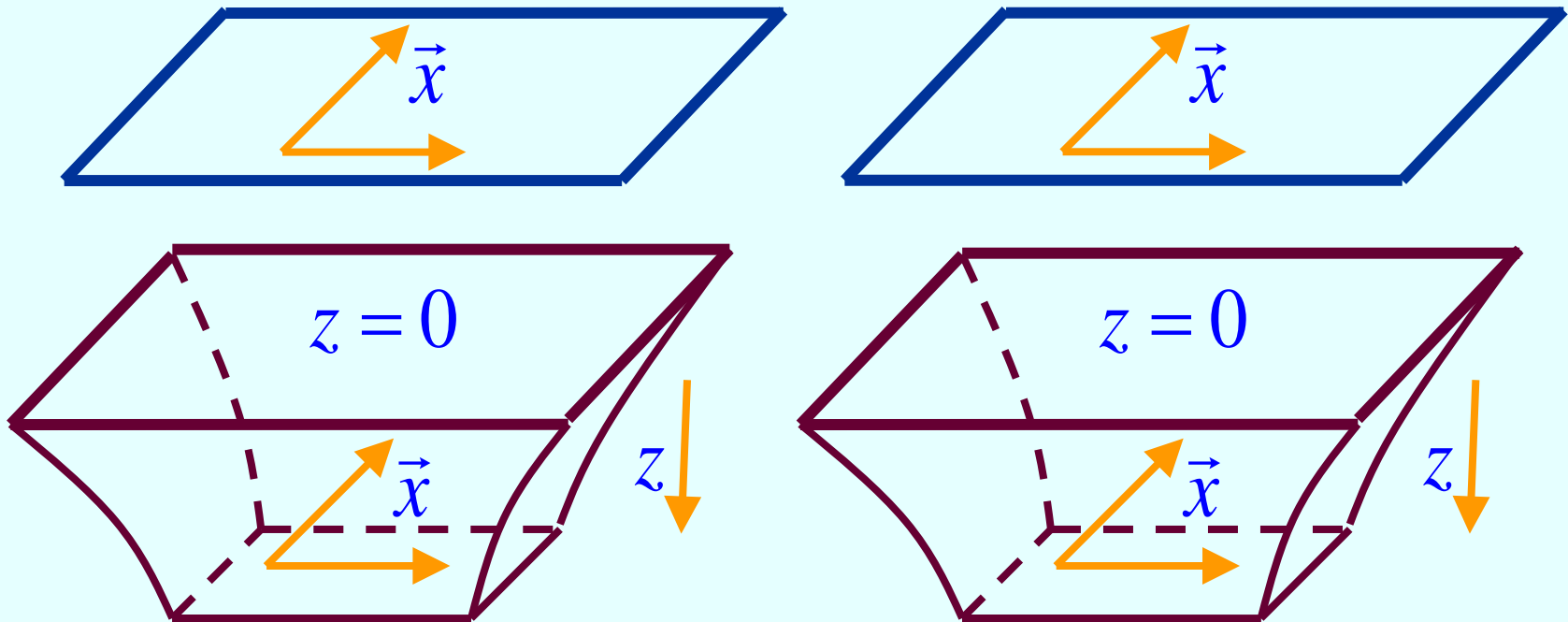
Consideremos 2 copias de la misma
QFT, **NO interactuantes**

$$I = I_{\text{QFT},1} + I_{\text{QFT},2}$$

Si analizamos un estado **NO entrelazado**,

$$|\psi\rangle = |\varphi\rangle_1 \otimes |\chi\rangle_2$$

cada QFT tendrá su **descripción gravitacional POR SEPARADO**



Entrelazamiento es "Pegamento"

Consideremos 2 copias de la misma
QFT, **NO interactuantes**

$$I = I_{\text{QFT},1} + I_{\text{QFT},2}$$

Consideremos ahora el estado **ENTRELAZADO**

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{Z}} \sum_n \exp\left(-\frac{\beta}{2} E_n\right) |E_n\rangle_1 \otimes |E_n\rangle_2$$

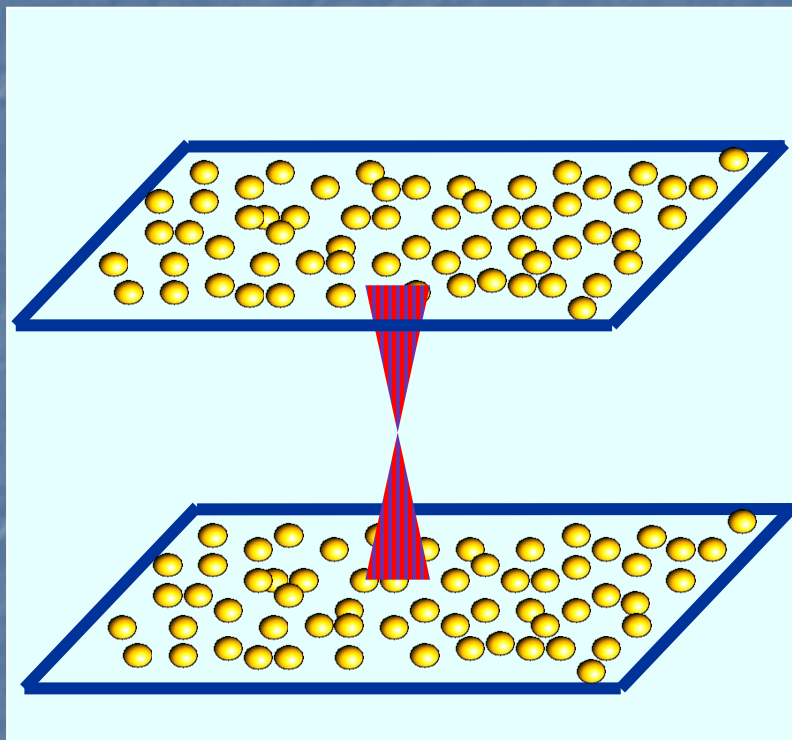
Desde el punto de vista del sistema 1, este estado **puro**
es equivalente a **matriz de densidad TÉRMICA**

$$\text{Tr}_2 |\psi\rangle\langle\psi| = \frac{1}{Z} \sum_n \exp(-\beta E_n) |E_n\rangle_1 \langle E_n|_1 = \frac{1}{Z} \exp(-\beta H_1)$$

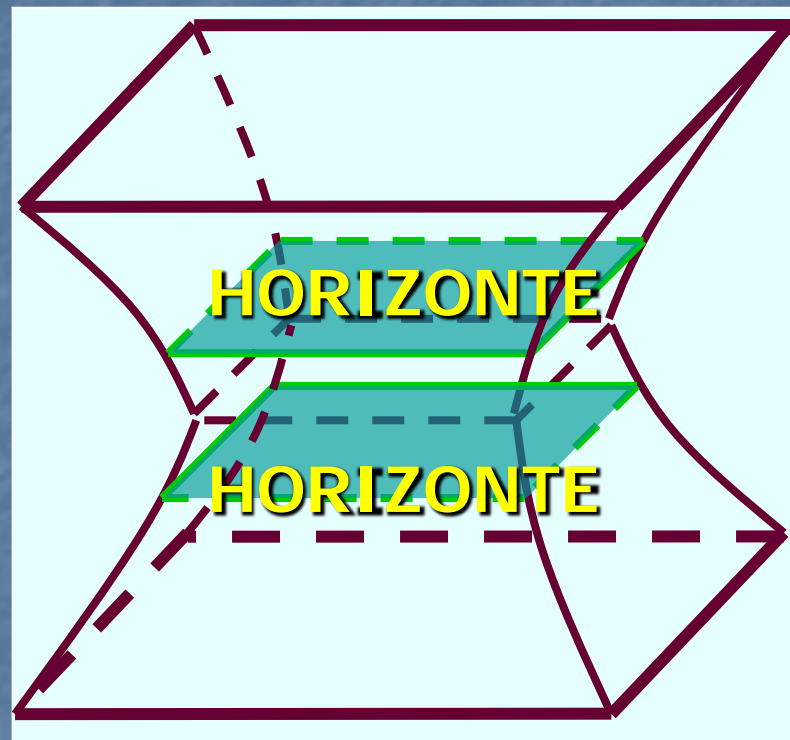
Lo mismo desde el punto de vista del sistema 2

Recordar que estado térmico es dual a un **HOYO NEGRO**

Entrelazamiento es "Pegamento"



=

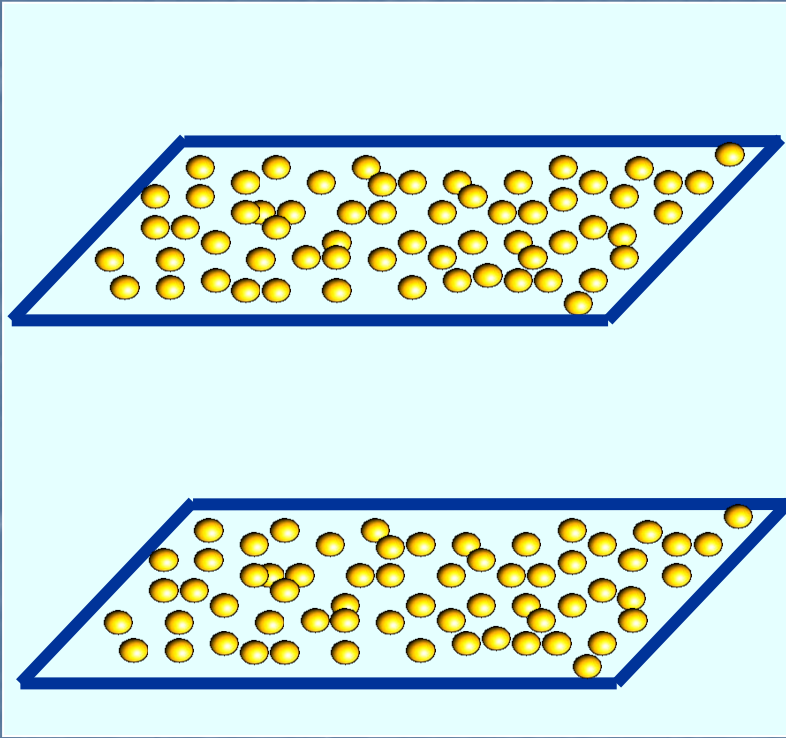


Este estado **ENTRELAZADO**
de las 2 Teorías de Campo
NO INTERACTUANTES

[Maldacena;
Israel]

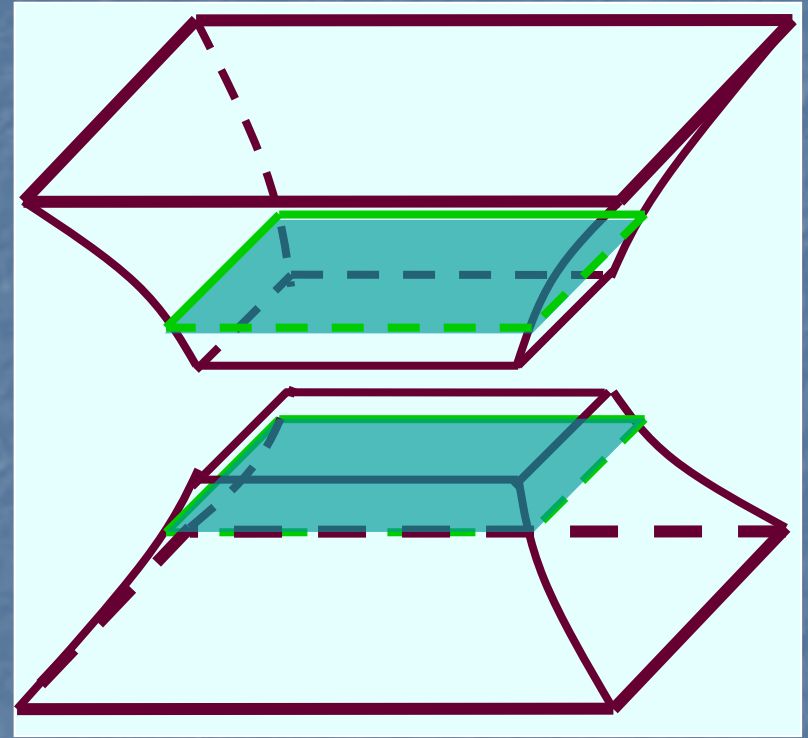
DOS regiones exteriores
de hoyo negro
CONECTADAS por un
AGUJERO DE GUSANO

Entrelazamiento es "Pegamento"



Estado **NO ENTRELAZADO**
en 2 Teorías de Campo
NO INTERACTUANTES

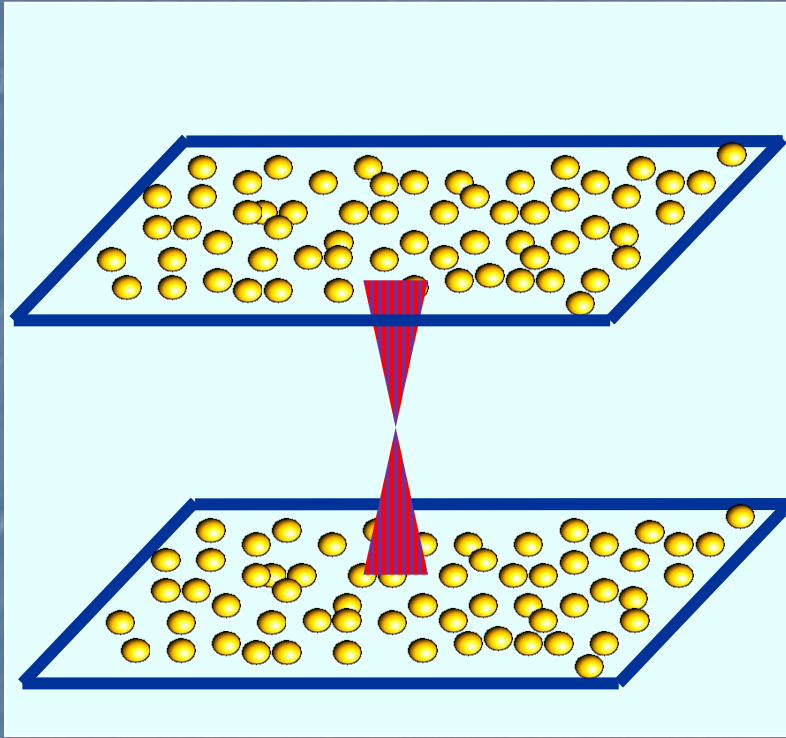
=



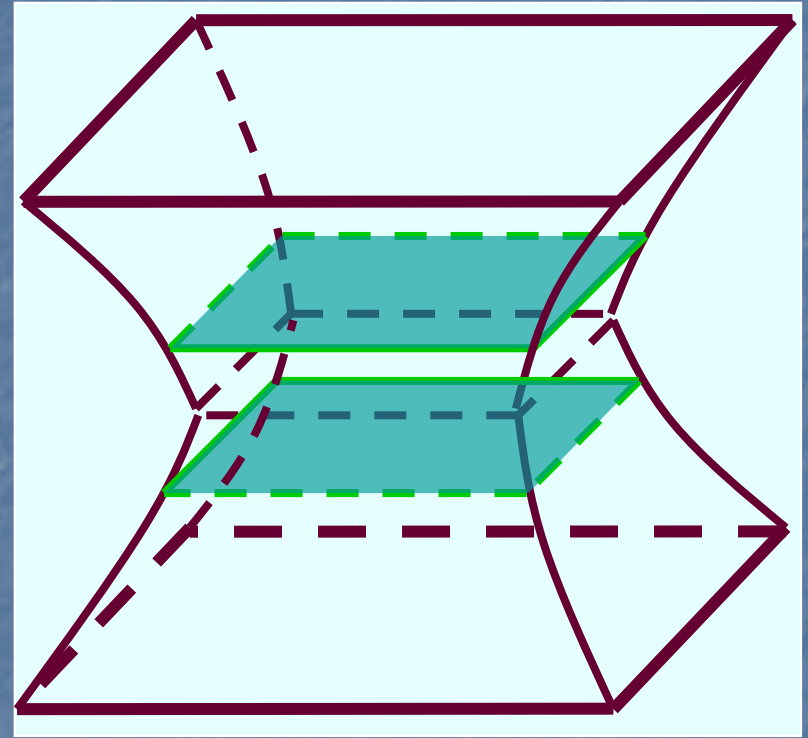
2 geometrías
NO CONECTADAS



Entrelazamiento es "Pegamento"



=



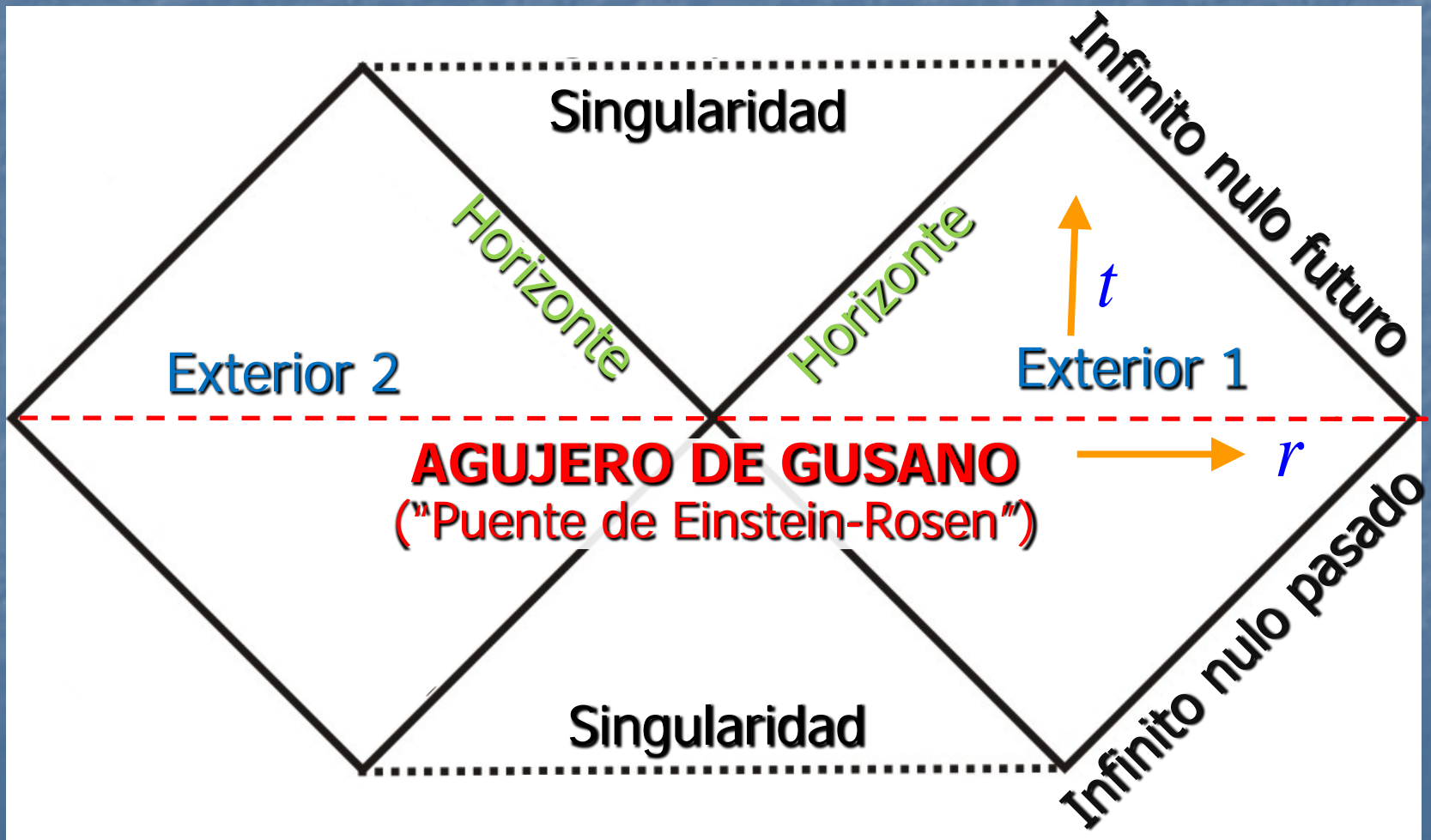
Estado **ENTRELAZADO**
de las 2 Teorías de Campo
NO INTERACTUANTES



DOS regiones exteriores
de hoyo negro
CONECTADAS por un
AGUJERO DE GUSANO

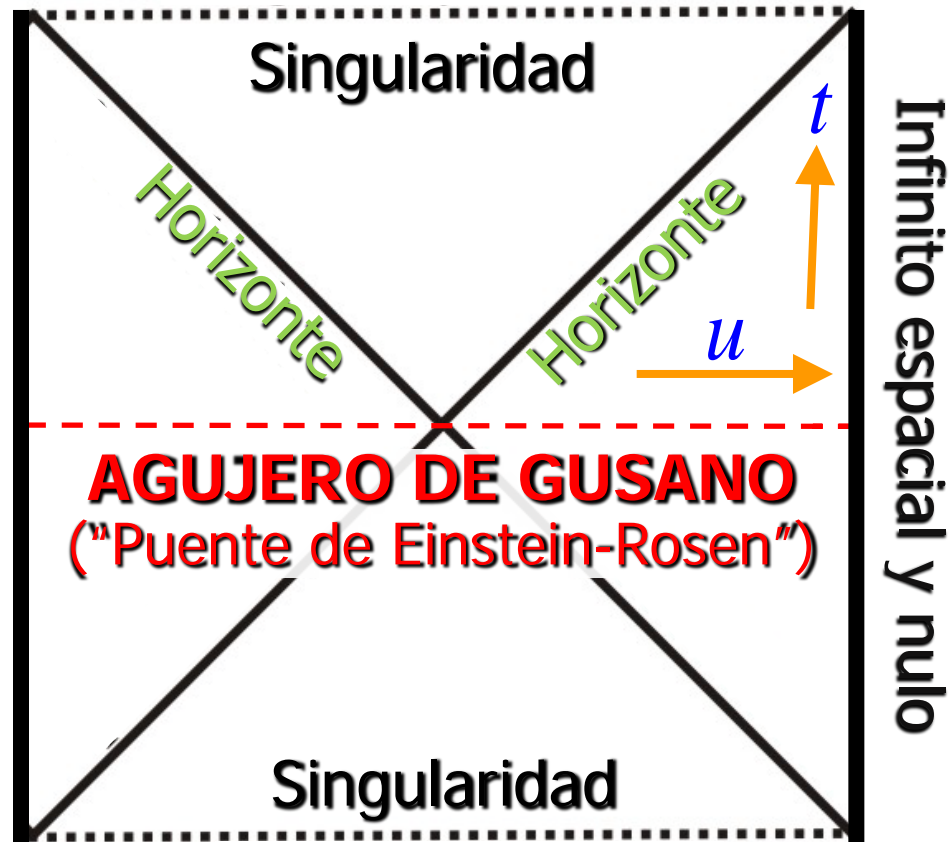
Hoyo Negro Schwarzschild ETERNO

Diagrama de Penrose: espaciotiempo reescalado para acercar el infinito, manteniendo trayectorias nulas a 45°



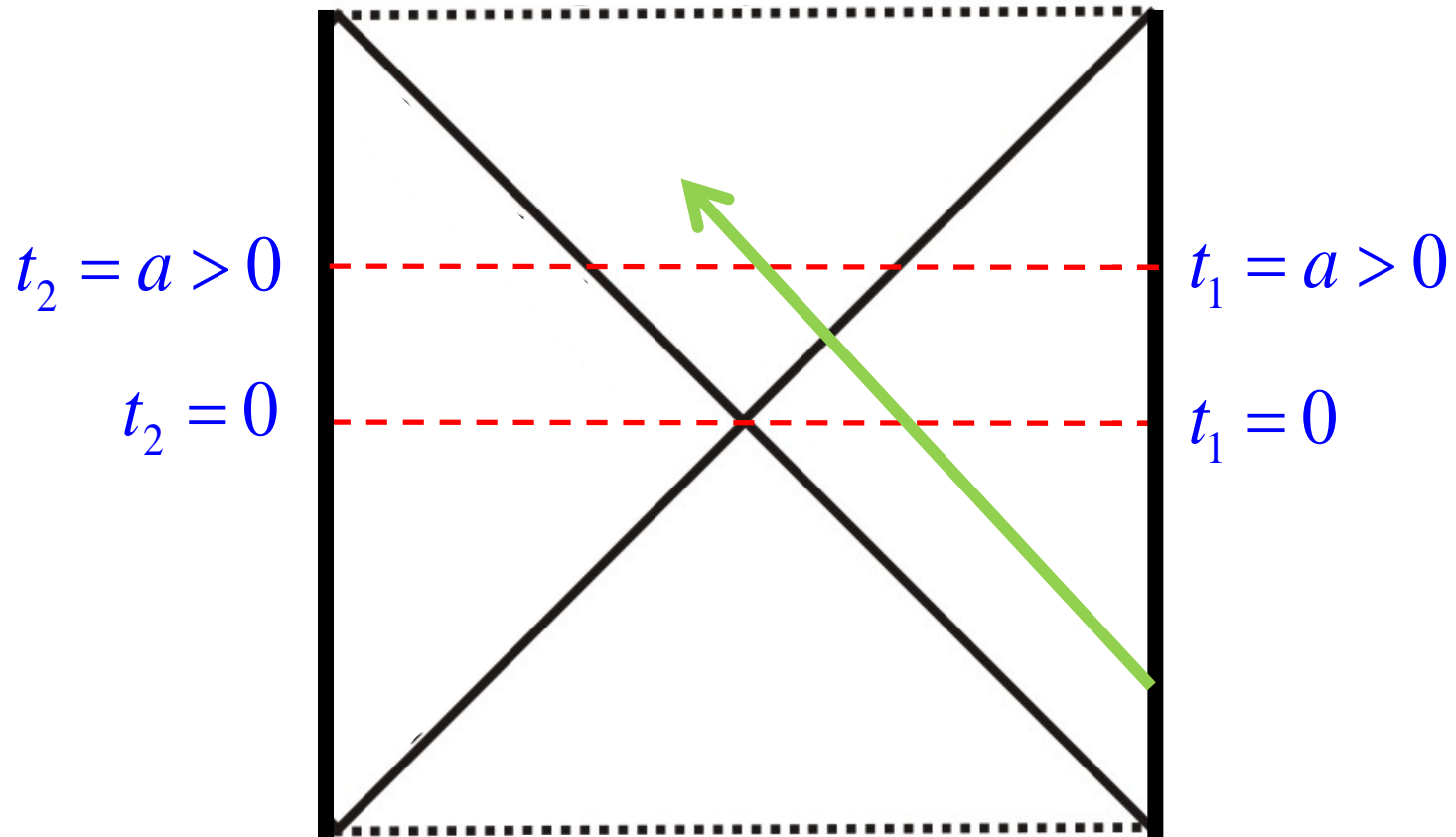
Hoyo Negro Schw-AdS ETERNO

Diagrama de Penrose: espaciotiempo reescalado para acercar el infinito, manteniendo trayectorias nulas a 45°

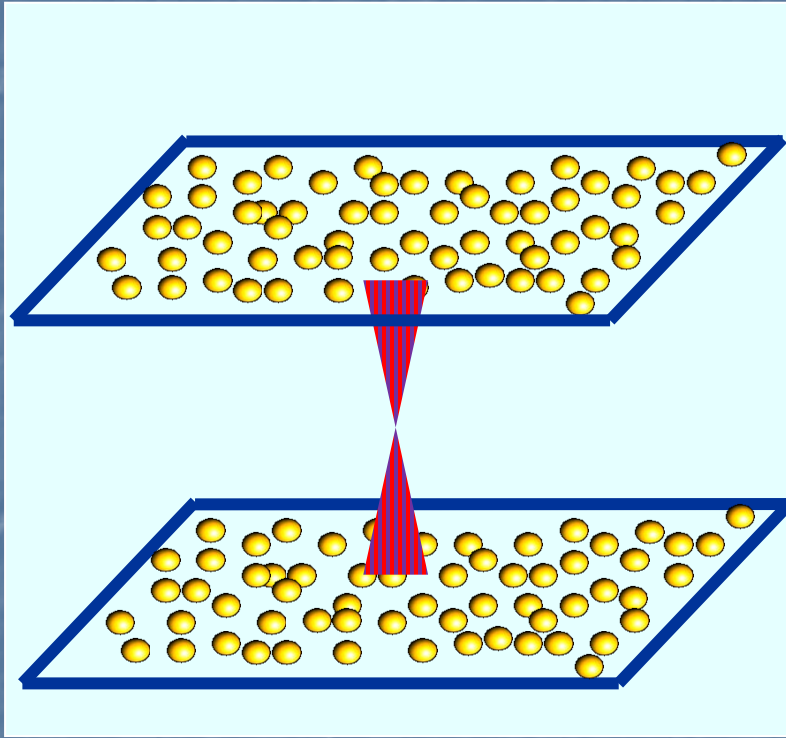


Hoyo Negro Schw-AdS ETERNO

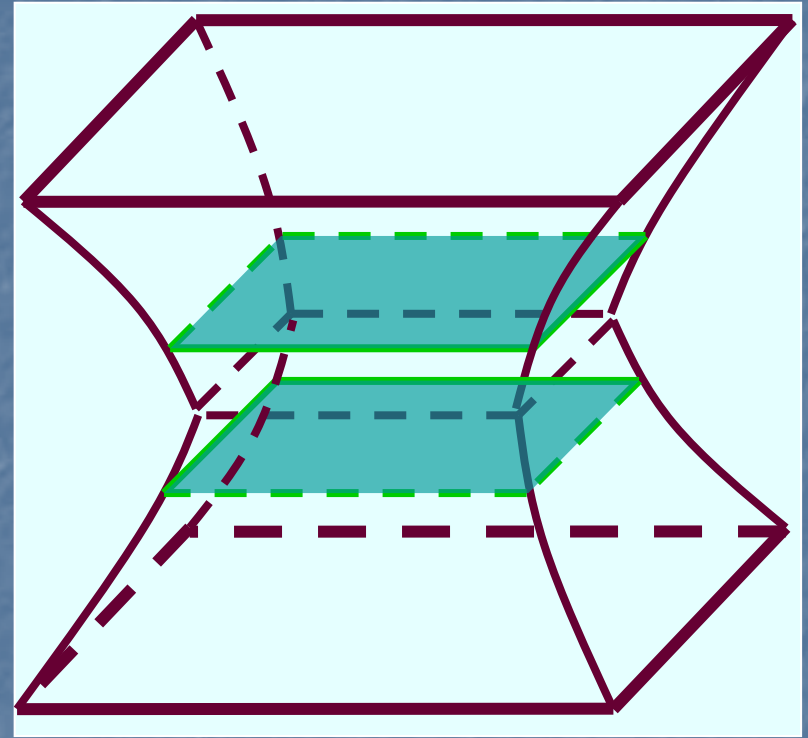
Diagrama de Penrose: espaciotiempo reescalado para acercar el infinito, manteniendo trayectorias nulas a 45°



Entrelazamiento es "Pegamento"



=

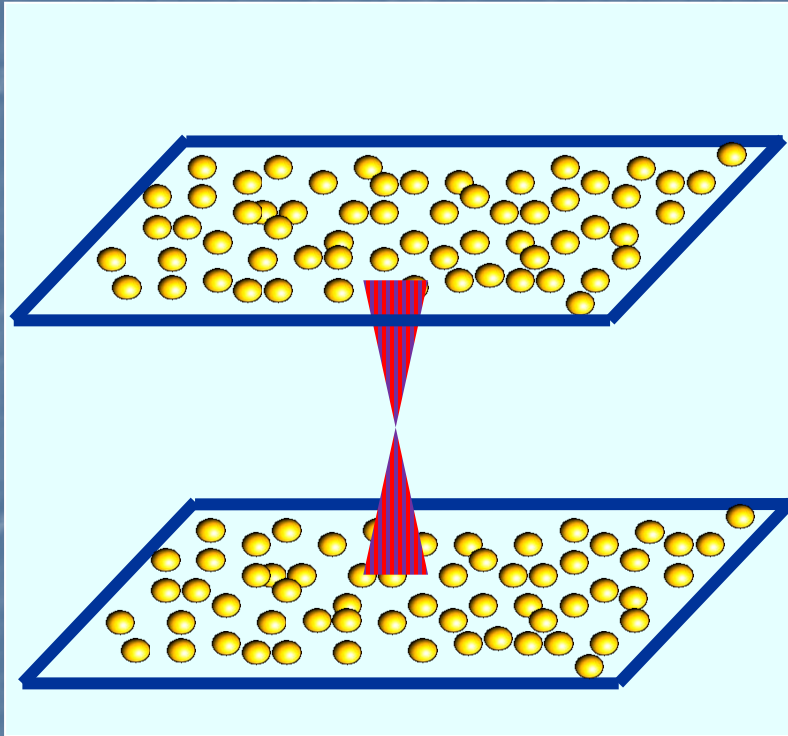


Estado **ENTRELAZADO**
de las 2 Teorías de Campo
NO INTERACTUANTES

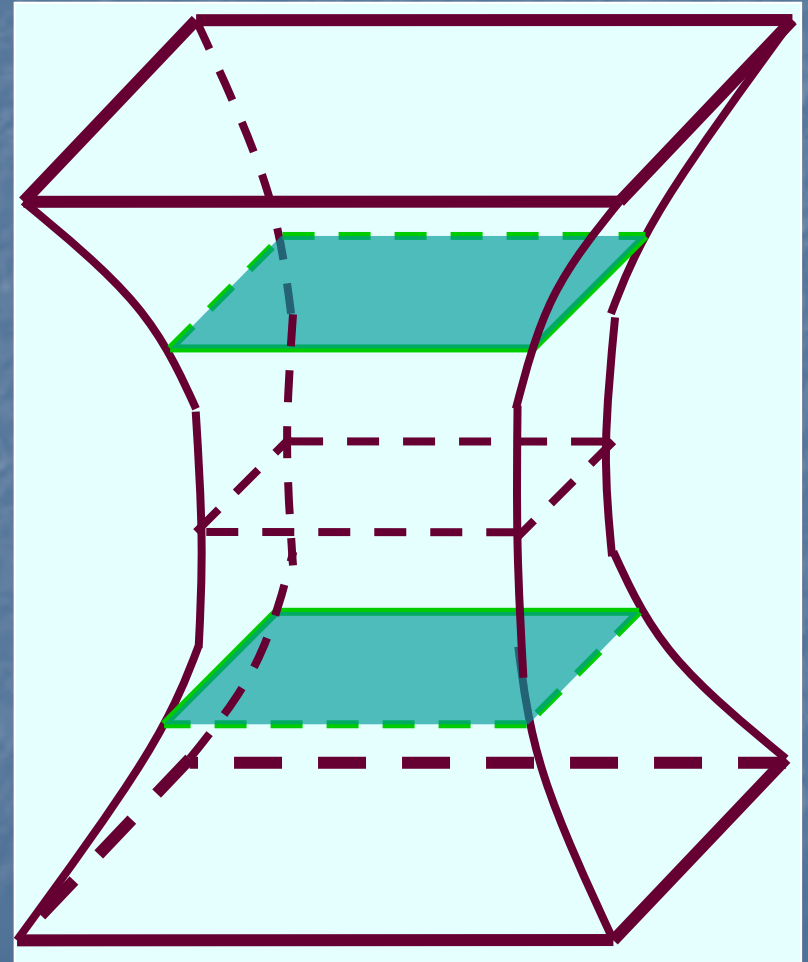


DOS regiones exteriores
de hoyo negro
CONECTADAS por un
AGUJERO DE GUSANO

Entrelazamiento es "Pegamento"

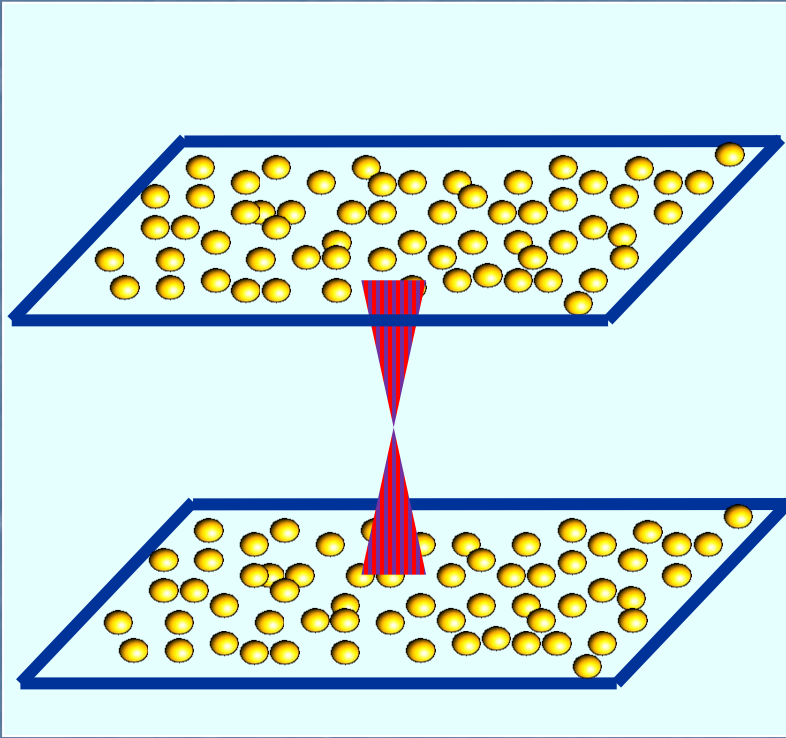


=

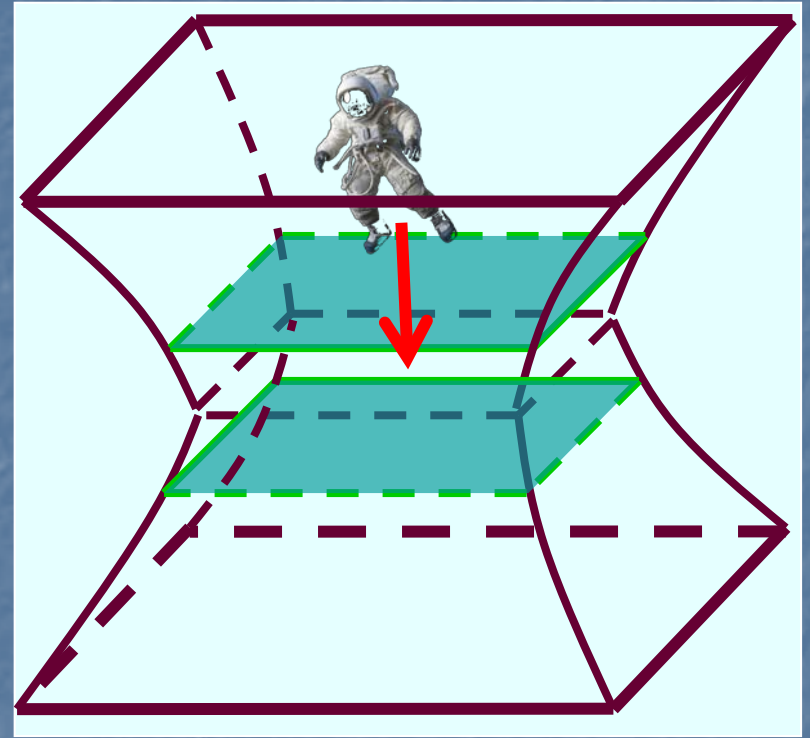


La longitud del agujero de gusano **crece a la velocidad de la luz**, así que **NO ES ATRAVESABLE** [Maldacena; Hartman, Maldacena]

Entrelazamiento es "Pegamento"

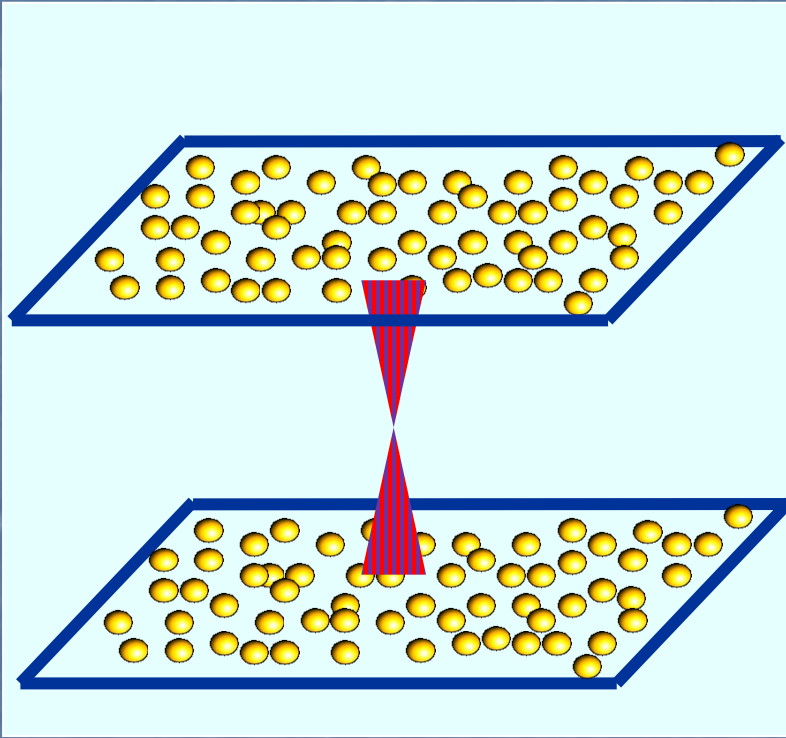


=

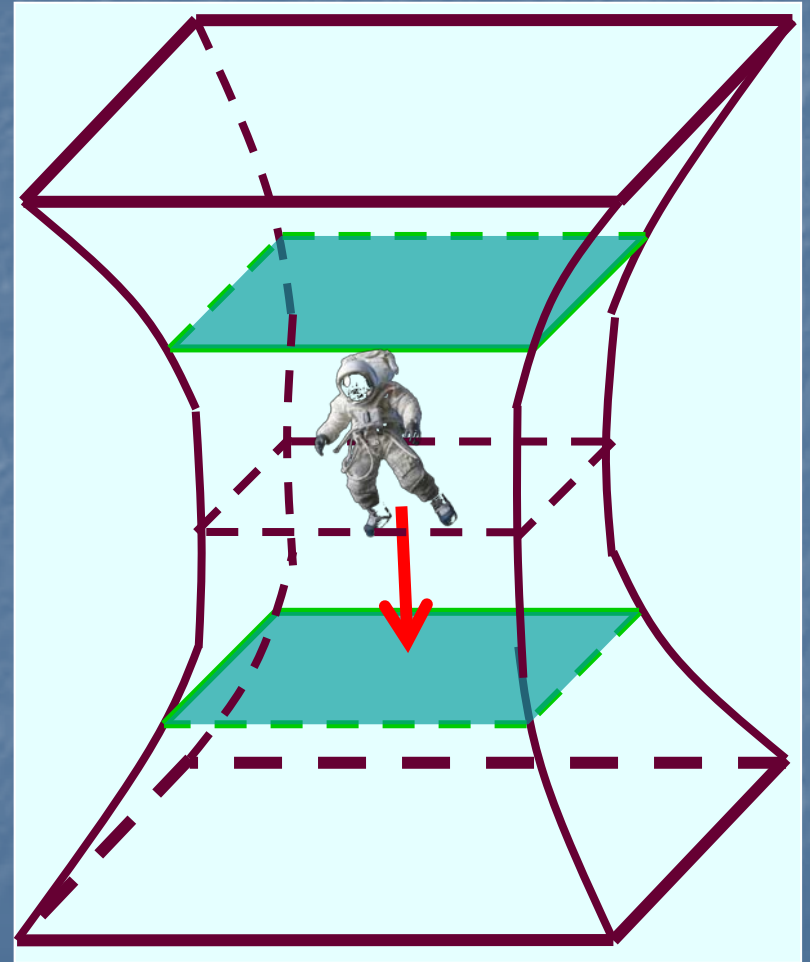


Un astronauta puede saltar al interior del agujero de gusano

Entrelazamiento es "Pegamento"

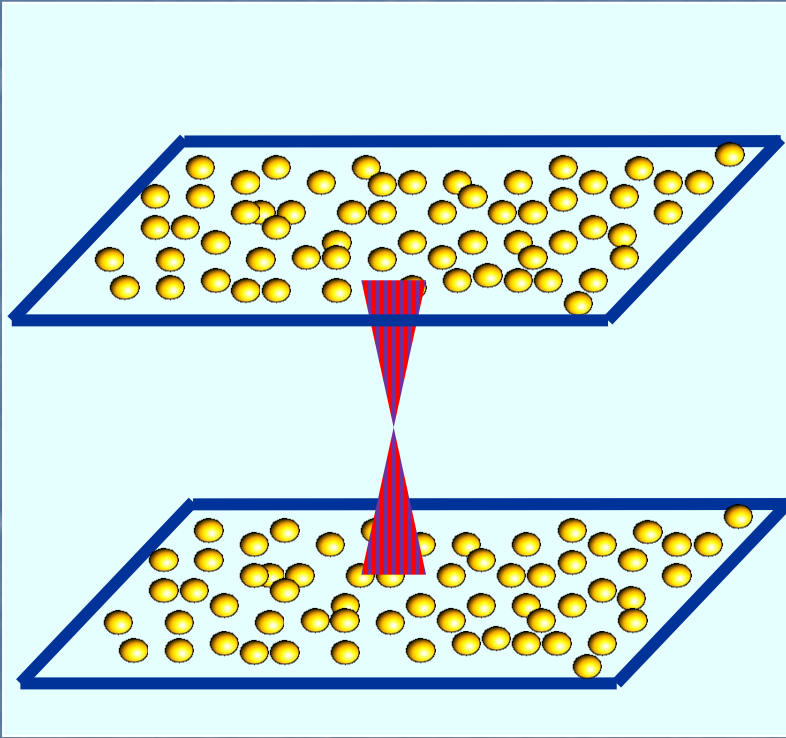


=

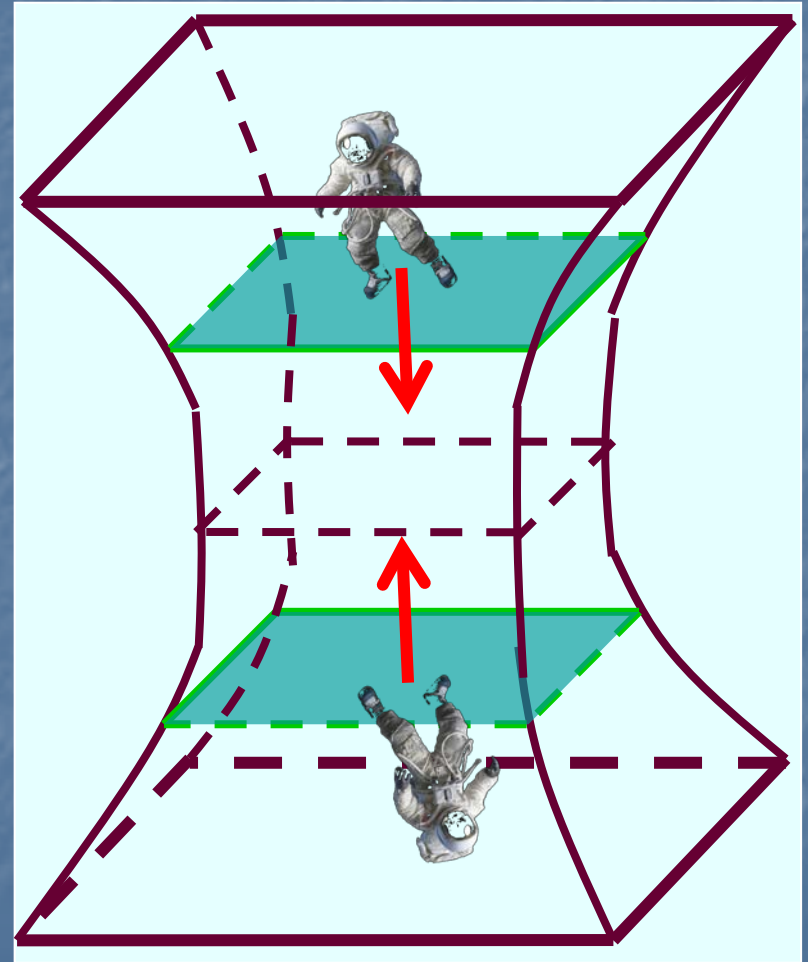


Un astronauta puede saltar al interior del agujero de gusano; pero **NO alcanza a salir por el otro lado**

Entrelazamiento es "Pegamento"



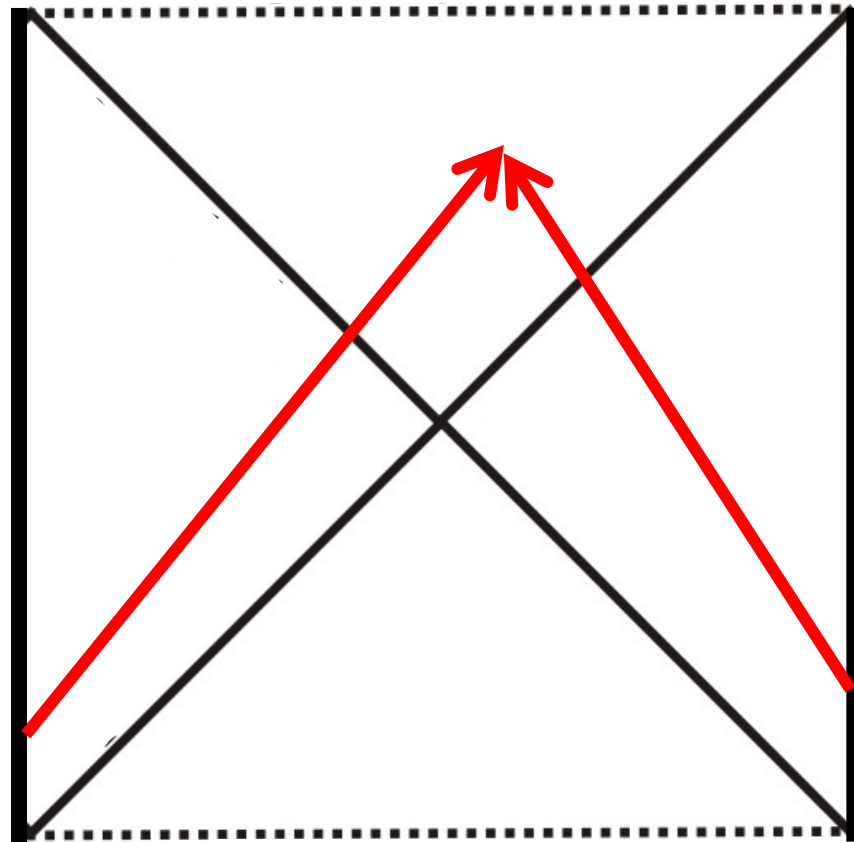
=



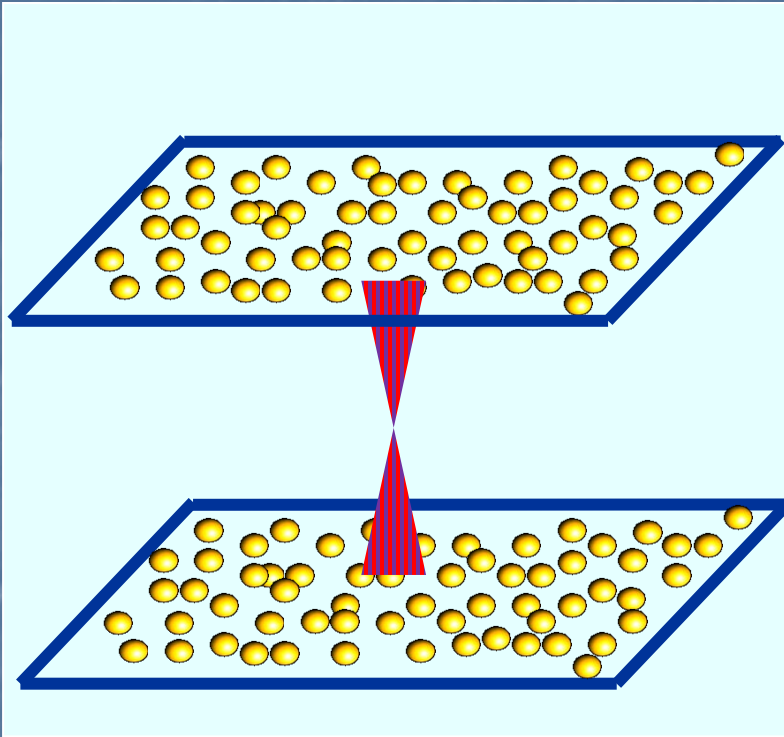
A pesar de eso, astronautas de las 2 regiones exteriores SÍ podrían saltar al interior y encontrarse

Hoyo Negro Schw-AdS ETERNO

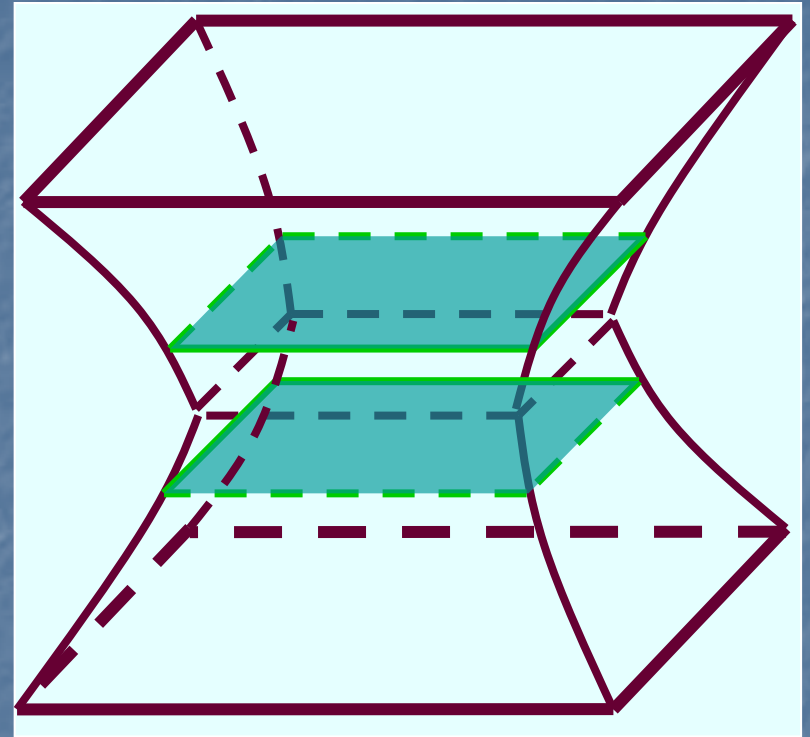
Diagrama de Penrose: espaciotiempo reescalado para acercar el infinito, manteniendo trayectorias nulas a 45°



Entrelazamiento vs Agujero de Gusano



=

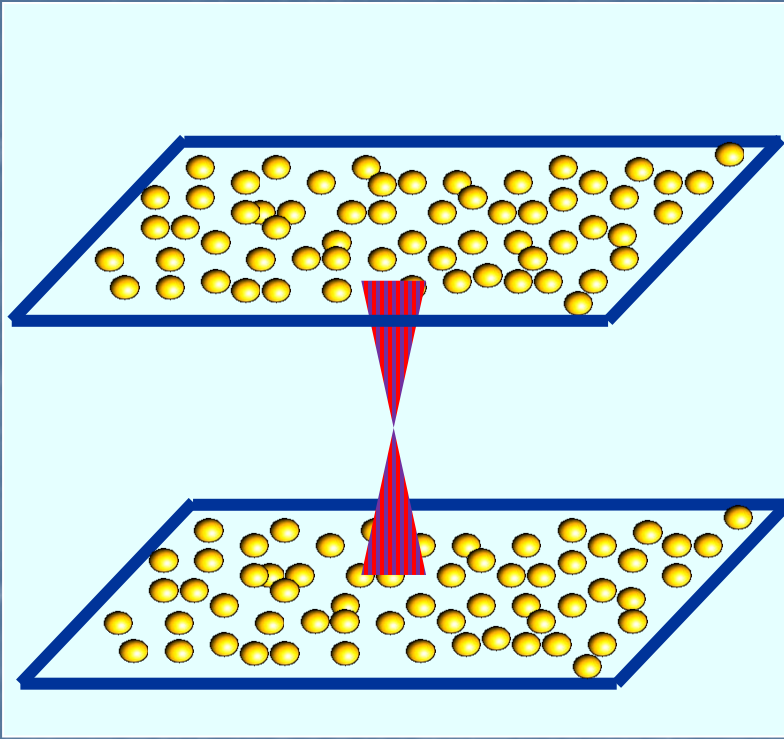


NO se pueden mandar señales **más rápidas que la luz** a través del **ENTRELAZAMIENTO**

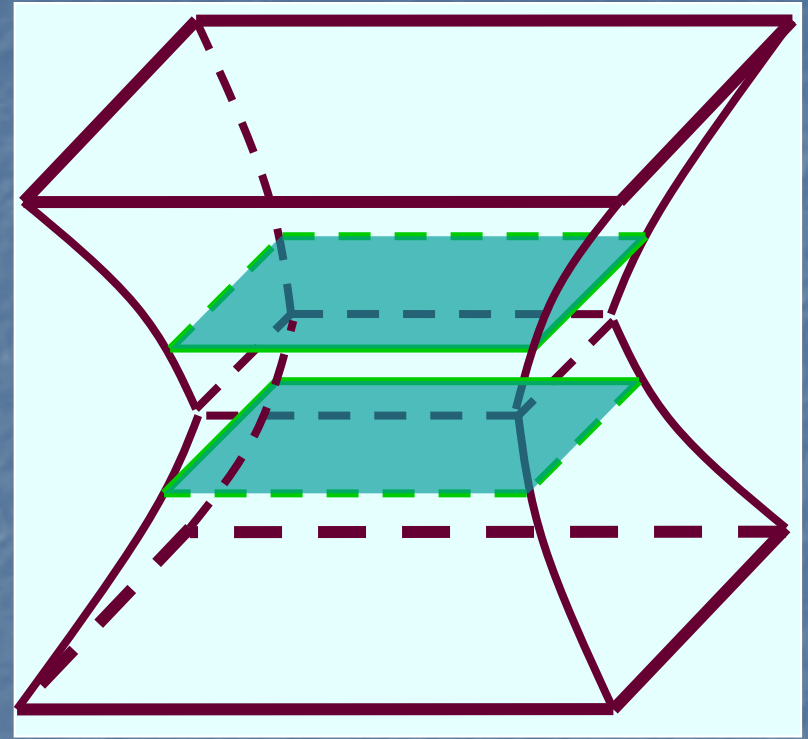


NO se pueden mandar señales **más rápidas que la luz** a través del **AGUJERO DE GUSANO**

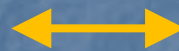
ER=EPR



=



Einstein-Poldosky-Rosen

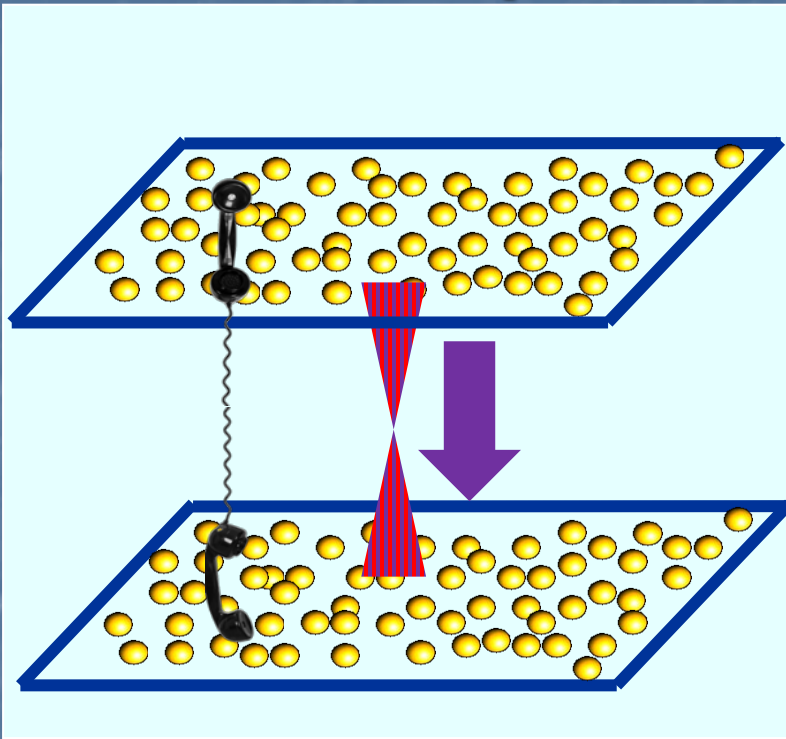


Einstein-Rosen

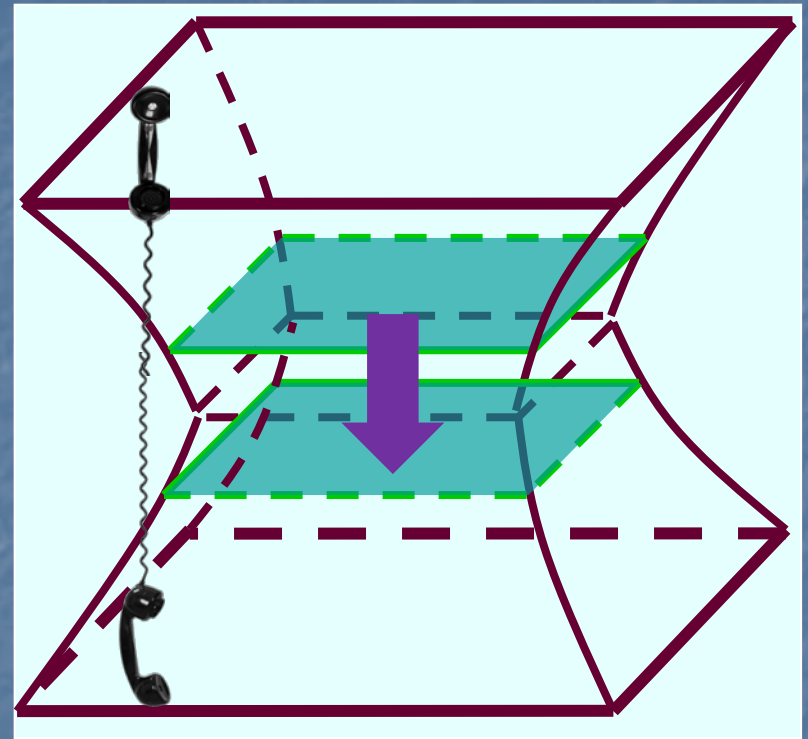
Conjetura: en una **Teoría de Gravedad Cuántica**, el **ENTRELAZAMIENTO** implica una conexión geométrica, un **AGUJERO DE GUSANO** [Maldacena, Susskind]

(Hemos incursionado en esto en [Chernicoff, Güijosa, Pedraza])

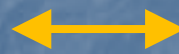
Teleportación Cuántica



=



Si permitimos que de una QFT se envíe información clásica a la otra (agregando interacción), el entrelazamiento permite **TELEPORTACIÓN**



El agujero de gusano se acorta (por energía extra **negativa**), ¡y **se vuelve ATRAVESABLE!**

[Gao, Jafferis, Wall; Maldacena, Stanford]