

Dicha teoría también debe poder explicar las otras propiedades del agujero negro, incluye la radiación de Hawking, que de hecho plantea un problema adicional.

En muchos casos, incluyendo el caso de Schwarzschild en un espaciotiempo asintóticamente plano, el agujero negro resulta tener un calor específico negativo, es decir, se calienta al perder energía! Esto implica que No puede estar en equilibrio con un reservorio térmico, y de hecho emitirá cada vez más radiación, hasta perder toda su energía en un tiempo finito (aunque muy grande).

Esta evaporación de los agujeros negros conlleva naturalmente a la pregunta de dónde queda la información de la materia que originalmente formó el agujero negro. Esto se conoce como el problema (o paradoja) de la información.

El punto es que si la radiación emitida por el agujero es exactamente térmica, como indica el cálculo de Hawking, y el agujero negro desaparece por completo, entonces el estado puro de la materia inicial habría

evolucionado a un estado mezcla (descrito por la matriz de densidad térmica), violando la unitariedad de la mecánica cuántica. Existen varias actitudes ante este problema:

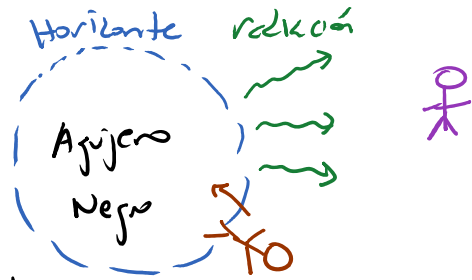
- ① Así es la vida — Intentamos que modifiquemos a la mecánica cuántica!
- ② El agujero negro dejó un remanente microscópico, que codifica la información del estado inicial.
- ③ La radiación de Hawking no es exactamente térmica, y codifica el estado inicial, justo como cuando quemamos un libro.

La propuesta ② resulta muy problemática.

pej. Wald  
Unruh  
Susskind

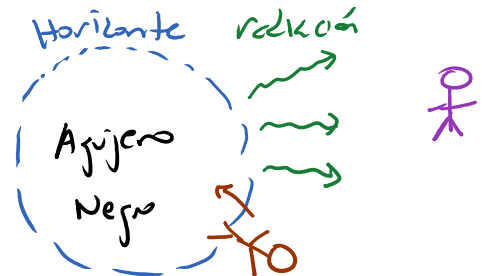
Muchos relativistas simpatizan con la opción ①. Hawking mismo aprobó a favor de ①, pero después, en 2004, cambió de parecer (en parte por un artículo de Maldacena utilizando la correspondencia holográfica / gravedad) y pagó la apuesta.

Los particulares y cuerdas naturalmente simplificarán con  
 ③, que resulte ser una opción menos conservadora de lo  
 que parece. Implica una no localización severa en la descripción  
 del agujero negro [Ver Mathur, 0909.1038], y parece apuntar hacia  
 el llamado principio de complementariedad para agujeros  
 negros (propuesta por Susskind, Thorlacius y Uglum),  
 que básicamente enfatiza que, para  
 evitar contradicciones, es importante  
 tener presente que un observador  
 distante y uno que cae dentro del  
 agujero negro describen a éste de 2 maneras muy  
 distintas pero No compatibles.



<sup>L 11: 27/10/20</sup>  
 Apenas en 2012-2013, esto se volvió a cuestionar  
 fuertemente a raíz de un trabajo de Almheiri, Marolf,  
 Polchinski y Sully [arXiv:1207.3123]. Ellos  
 argumentaron que la idea de que la radiación de Hawking  
 transporta la información del agujero negro hacia el  
 exterior es de hecho incompatible con la noción de que

un observador en caída libre no siente nada especial en el horizonte. El problema proviene de que la primera condición requiere que los grados de libertad en el exterior inmediato del hoyo negro acaben estando muy entrelazados con la radiación, y la segunda, que estén altamente entrelazados con el interior; pero no se pueden tener ambas cosas a la vez: el entrelazamiento máximo es 'monógamo'.



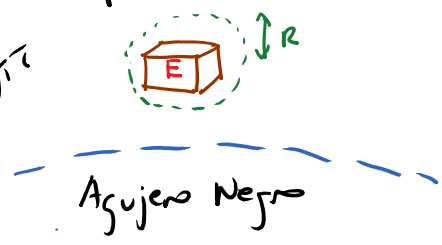
Esto se conoce como la "paradoja de la pared de fuego" (firewall) [Para mayores detalles, ver Harlow 1409.1231 y Polchinski 1609.04036.]



En 2019, ADS/CFT condujo a avances importantes [ver Maldacena et al., 2006.06872].

El hecho de que la entropía del agujero negro es proporcional al área del horizonte podría tener otra consecuencia muy radical e importante.

Considerando un sistema con energía  $E$  y radio  $R$  (para lo menor esfera que puede contenerlo) que se deja



caer gradualmente dentro de un agujero negro (a través del llamado "proceso de Geroch"), Bekenstein argumentó que, para no violar la 2da. ley Generalizada ( $\Delta S_{\text{TOT}} \geq 0$ ), se debe tener  $\Delta S_{\text{TOT}} \geq 0$  incluye  $\Delta S_{\text{BH}}$

$$S_{\text{materia}} \leq 2\pi ER \quad \text{Cota de Bekenstein}$$

Se sabe que esta cota es válida bajo ciertas circunstancias, pero no en general (Casini demostró que es válida en QFT).

Considerando un sistema de materia que, en lugar de ser arrojado dentro de un agujero negro preexistente, se colapsa para formar un agujero negro (a través de lo que algunos llaman el "proceso de Susskind"), Susskind argumentó que

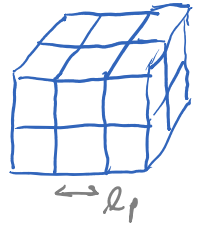
$$S_{\text{materia}} \leq \frac{A}{4G_N}$$

Cota de Entropía Estérica

Donde  $A$  es el área de la esfera más pequeña que puede contener al sistema.

Lo que es sorprendente de esta cota es que escala como el área de la región, en lugar del resultado proporcional al volumen que obtendríamos, por localización, en una

tema de Gomp, incluso después de imponer un corte UV "gravitacional" a la escala de Planck, dividiendo el espacio en cubitos de lado  $\sim l_p$  donde la máxima energía posible es  $\sim l_p^{-1}$ . El origen de esta discrepancia es que, mucho antes de poder excitar estados de energía  $l_p^{-1}$  en nuestro "átomo de espacio" antiguo, el sistema habría colapsado para formar un agujero negro.



Basado en esta línea de razonamiento, en los 50's 't Hooft y Susskind propusieron como una propiedad fundamental de la gravedad cuántica al

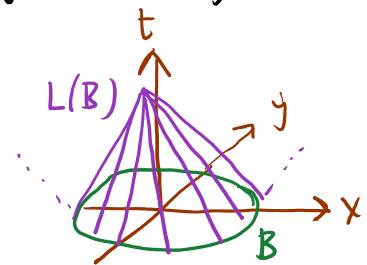
Principio Holográfico: una región del espacio cuya frontera tiene área  $A$  puede ser descrita de manera exhaustiva por no más de  $A/4G_N$  grados de libertad, es decir, por  $\sim 1$  grado de libertad por área de Planck.

Esta propuesta no generó mucho interés, hasta que la correspondencia AdS/CFT mostró ser (como veremos) una encarnación concreta de ella.

Un problema de la Gta de entropía esférica (y por tanto

de la versión del principio holográfico que está inspirado en ella) es que no es válida en todas las circunstancias (p.ej., en espaciotiempos cosmológicos).

En 1995, Bousso propuso una generalización covariante de la cta, que en lugar de considerar a un volumen  $V$  y al área de su frontera  $B \equiv \partial V$ , comienza directamente con una superficie  $B$  y construye su "hoja de luz"  $L(B)$  — una hipersuperficie nula que se obtiene siguiendo rayos de luz que emanan ortogonalmente a  $B$ , siempre y cuando no se expanden — y afirma que la entropía contenida en  $L(B)$  satisface necesariamente



$$S(L(B)) \leq \frac{A(B)}{4G_N}$$

Cta de Entropía Covariante  
o de Bousso

Esta cta NO puede deducirse a partir de las leyes de agujeros negros, pero se cumple para todos los sistemas físicos razonables (incluyendo espaciotiempos cosmológicos).

Conduce naturalmente a una versión modificada del principio holográfico:

Principio Holográfico Covariante: una teoría cuántica del espaciotiempo y la materia debe ser tal que el número de grados de libertad necesarios para describir a una hoja de luz  $L(B)$  no excedan de  $A(B)/4G\hbar$ .

[Para más detalles, ver Bousso, hep-th/0203101]

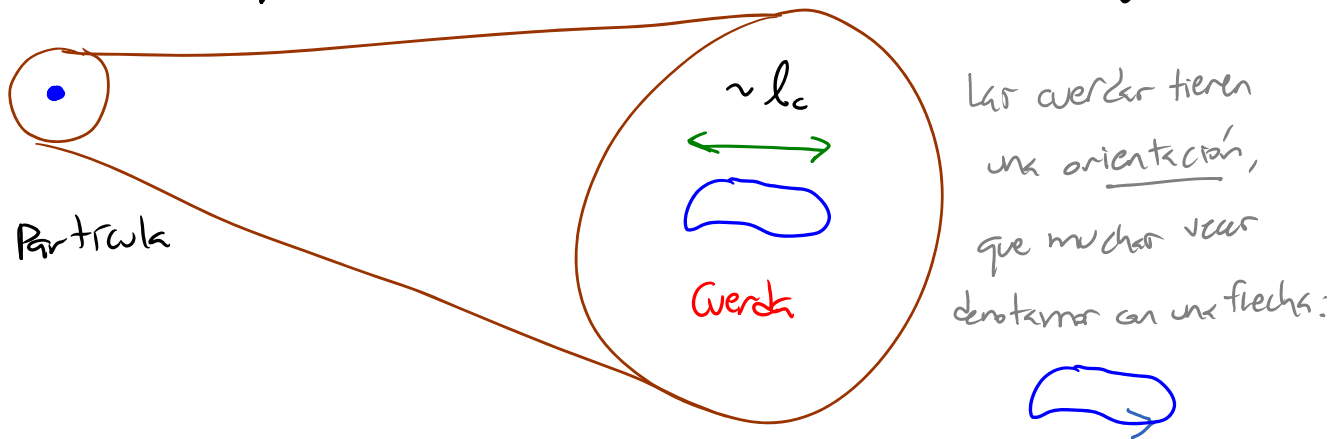
## 1. Deducción de la Correspondencia

### \* BREVE REPASO DE CUERDAS Y D-BRANAS

La Teoría de Cuerdas es uno de los caminos más prometedores que tenemos para cuantizar la gravedad e incorporarla en un marco unificado con el Modelo Estándar. Su punto de partida es una idea que resulta sorprendentemente sencilla: postular que las excitaciones básicas no son partículas - objetos puntuales sin tamaño alguno -, sino cuerdas: objetos



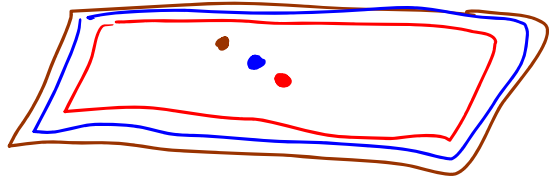
extender en una dimensión, que podemos visualizar como 'ligas' infinitesimalmente delgadas, que tienen una cierta longitud característica  $l_c$  ( $\leftrightarrow$  tensión  $\frac{1}{2\pi l_c^2}$ )



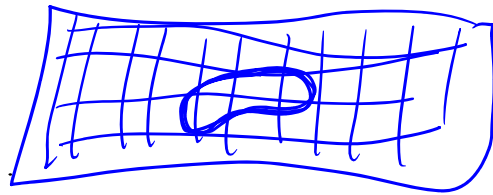
Semejante objeto podría, además de moverse como un tob, oscilar en un número infinito de maneras distintas (análogas a las distintas notas de una cuerda de violín). En una descripción cuántica, cada uno de estos modos de vibración resulta tener las propiedades básicas de un tipo específico de partícula (masa, espín, cargas). Así que, a partir de lo que en realidad es 1 solo tipo de cuerda, ¡obtenemos lo que parecen ser un número infinito de partículas!

Es importante resaltar que, así como entendemos que las partículas de cada tipo son pequeñas 'onditas' en una 'gelatina' determinada (el campo asociado), las cuerdas representan igualmente pequeñas fluctuaciones de una especie de 'gelatina' mucho más complicada, que es básicamente lo que llamamos el "campo de cuerdas".

En esencia, la propuesta de la teoría de cuerdas es entonces

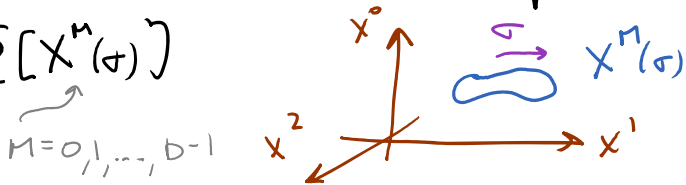


reemplazar al espacio-tiempo y a los campos del Modelo Estándar por un solo 'multicampo' ('multigelatina')



con excitaciones unidimensionales.

El primer dato que podemos obtener en una teoría de cuerdas, su espectro libre, nos informa entonces sobre las distintas maneras en que el campo de cuerdas  $\Phi[X^M(\sigma)]$  puede vibrar.



En teorías de cuerdas cerradas sobre un fondo plano,

$$\Phi[X^M(\sigma)] = \Phi_{\text{Minkowski}} + \Phi_{\text{fluct}} [X(\sigma)]$$

se obtiene una torre infinita de estados con masas progresivamente más altas,

$$m^2 = \frac{4}{\alpha_c^2} (N - a)$$

denota nivel de excitación de  $N = 0, 1, 2, 3, \dots$  la cuerda  $a = \text{cte.}$  ← depende de la teoría

En la práctica, es más fácil obtener este resultado cuantizando no el campo de cuerdas ("segunda cuantización"), sino una cuerda directamente ("primera cuantización").

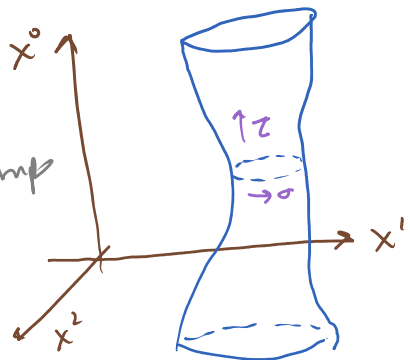
Al desplazarse en el espaciotiempo, una cuerda libre barre una superficie conocida como su hoja de mundo,

que puede describirse como

$$X^M(\tau, \sigma) \quad M = 0, 1, \dots, D-1$$

con  $\tau$  y  $\sigma$  2 parámetros arbitrarios.

dim del espaciotiempo



La acción natural para una cuerda relativista es (con  $a, b = 0, 1$ ,  $\sigma^a = (\tau, \sigma)$ )

$$S_{\text{NG}}[X] = \text{Tensión} \times \text{Área} = -\frac{1}{2\pi\alpha_c^2} \int d\tau d\sigma \sqrt{-\det(\eta_{MN} \partial_a X^M \partial_b X^N)}$$

← Nambu-Goto

métrica inducida

cuyo tensor de energía-momento es  $T_{ab} = 0$ .

Eligiendo  $(\tau, \sigma)$  tal que  $\eta_{MN} \partial_a X^M \partial_b X^N \approx \eta_{ab}$ ,  $S$  puede reescribirse

$$S_P[X] = -\frac{1}{4\pi\alpha_c^2} \int d\tau d\sigma (-\partial_\tau X \cdot \partial_\tau X + \partial_\sigma X \cdot \partial_\sigma X),$$

← Polyakov

↑ contracción con  $\eta_{MN}$

¡ que formalmente puede reinterpretarse como la acción de  $D$  campos escalar libres no masivos en  $(1+1)$  dimensiones !!

Al cuantizar, tenemos entonces operadores  $a_n^M, a_n^{M\dagger}$  y estados del tipo  $|a_{n_1}^{M_1\dagger} \dots a_{n_l}^{M_l\dagger} |0\rangle_p^M$

Los estados físicos satisfacen  $(T_{ab})_+ |fis\rangle = 0 \Rightarrow m^2 = -p^2 = \frac{4}{\alpha'}(N-a)$ .

Para modelos de unificación ( más allá del Modelo Estándar ),  $10^4 \text{ GeV} < m_c \equiv l_c^{-1} \sim m_{\text{Planck}} < 10^{17} \text{ GeV}$ .

Para aplicaciones tipo QCD ( origen histórico de la teoría de cuerdas ),  $m_c \equiv l_c^{-1} \sim \Lambda_{\text{QCD}} \approx 1 \text{ GeV}$ .

En este curso nos interesará la teoría de cuerdas conocida como Tipo IIB, donde además de  $X^M(z, \sigma)$  hay campo  $\psi^M(z, \sigma)$  (espinores en  $(1+1)$  dim). Esta teoría vive en  $D=9+1$  y tiene espectro

$m^2 = \frac{4N}{\alpha'}$ . Los estados no masivos resultan ser idénticos a estados de partículas correspondientes a los siguientes campos:

- Bosones en "Sector NS-NS" (Neveu-Schwarz - Neveu-Schwarz)

$\phi(x^M)$  Dilatón / Campo del dilatón

↪ 1 componente física

↪ modo izquierdo y derecho de  $\psi^M$  pueden ser periódicos o antiperiódicos  $\Rightarrow 4$  "sectores"

$h_{MN}(x^L)$  Gravitón / Métrica

$M, N = 0, \dots, 9$   
↪ 35 componentes físicas

(señal de que el propio espaciotiempo es dinámico)

$B_{MN}(x^L)$  Antisimetría / Campo de Kalb-Ramond  
(o de tensor antisimétrico)

↖ 28 componentes físicos

• Bosones en "sector R-R" (Ramond-Ramond)

$C(x^M)$  Axión o Escalar R-R / Campo del Axión

↖ 1 componente físico

$C_{MN}(x^L)$  2-forma R-R

↖ 28 componentes físicos

$C^+_{MNPQ}(x^L)$  4-forma "auto dual" ← ver más abajo

↖ 35 componentes físicos

$B_{MN}$ ,  $C_{MN}$  y  $C^+_{MNPQ}$  son campos de norma  
(potenciales) generalizados, cuyos intensidades de campo asociadas,  
generalización de  $A_M$

$H_{MNP} \equiv \frac{1}{2!} \partial_{[M} B_{NP]}$  ← antisimetrización en los índices

$G_{MNP} \equiv \frac{1}{2!} \partial_{[M} C_{NP]}$ , generalización de  $F_{MN} = \partial_M A_N - \partial_N A_M$

$G^+_{MNPQR} \equiv \frac{1}{4!} \partial_{[M} C^+_{NPQR]}$ ,

son invariantes bajo las respectivas transformaciones de norma (que dejaron también invariante la acción de la teoría)

$$B_{MN} \rightarrow B_{MN} + \partial_{[M} \xi_{N]}, \quad C_{MN} \rightarrow C_{MN} + \partial_{[M} \zeta_{N]},$$

$$C^+_{MNPQR} \rightarrow C^+_{MNPQR} + \partial_{[M} \zeta_{NPQR]} \quad \leftarrow \text{arbitrarios} \rightarrow$$

12:29/10/20

El superíndice "+" en  $C^+_{MNPQR}$  y  $G^+_{MNPQR}$  se refiere al hecho de que  $G^+_{MNPQR}$  es "autodual", es decir,

$$G^+_{MNPQR} = * G^+_{MNPQR},$$

donde  $*$  denota al dual de Hodge, que antes habíamos denotado en tilde:  $\tilde{F}_{MN} = \frac{1}{2} \epsilon_{MN\alpha\beta} F^{\alpha\beta}$

$$* T_{M_1 \dots M_{D-n}} \equiv \frac{\sqrt{-g}}{n!} \epsilon_{M_1 \dots M_{D-n} N_1 \dots N_n} T_{N_1 \dots N_n}$$

(pej., si  $g_{MN} = \eta_{MN}$ )  
 $* T_{0123} = T_{456789}$

$\epsilon_{012 \dots D-1} = +1$  Levi-Civita

• Fermiones en "sector NS-R y R-NS"

$\lambda^1_s, \lambda^2_s$  **2 Dilatinos** (espinores de Majorana-Weyl en la misma quiralidad)  
 ↖ ↗ ← 16/2 por ec. de Dirac  
 2 x 8 componentes físicas       $\hookrightarrow$  IIB es teoría quiral

$\chi^1_{MS}, \chi^2_{MS}$  **2 Gravitinos** (vector x espinor Maj.-Weyl en quiralidad opuesta a la de los dilatinos)  
 ↗ ↘  
 2 x 56 componentes físicas

↳: 20/09/16 (dejar gravedad cuántica para lectura en casa)

Tenemos entonces un total de

$$128 \text{ estados bosónicos} + 128 \text{ estados fermiónicos} = 256 \text{ estados}$$

con  $m^2 = 0$

(y  $32,768 + 32,768 = 65,536 = 256^2$  estados

con  $m^2 = 4/\ell_c^2$ , etc.).

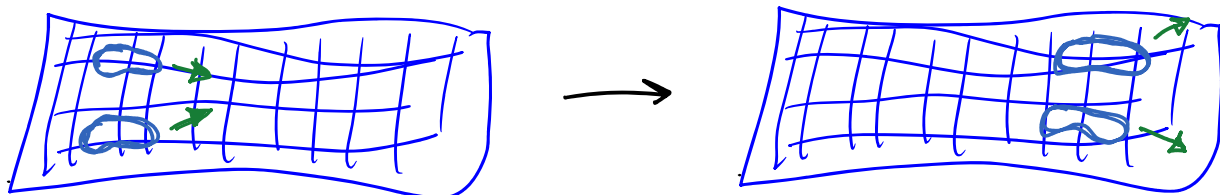
Estos resultan estar total emparentados entre

sí a través de **supersimetría  $N=2$**  (2 supercargas  $Q_s^{1,2}$  Majorana-Weyl) **en  $D=9+1$  dimensiones** — de aquí el nombre de "tipo II". Se trata de SUSY local.

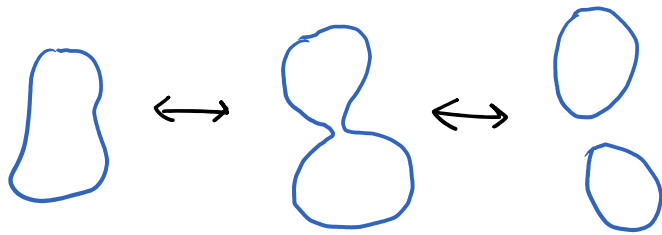
32 supersimetrías  
en total



Una vez entendidas las maneras en que el reemplazo (verdero) del espaciotiempo puede fluctuar, podemos determinar la manera en que estas fluctuaciones interactúan entre sí:



La interacción básica es simplemente



Su amplitud de probabilidad está controlada por la **constante de acoplamiento de cuerdas**,  $g_c$ , que resulta estar relacionada con el valor de fondo del campo del dilatón a través de

$$g_c = e^{\varphi}$$

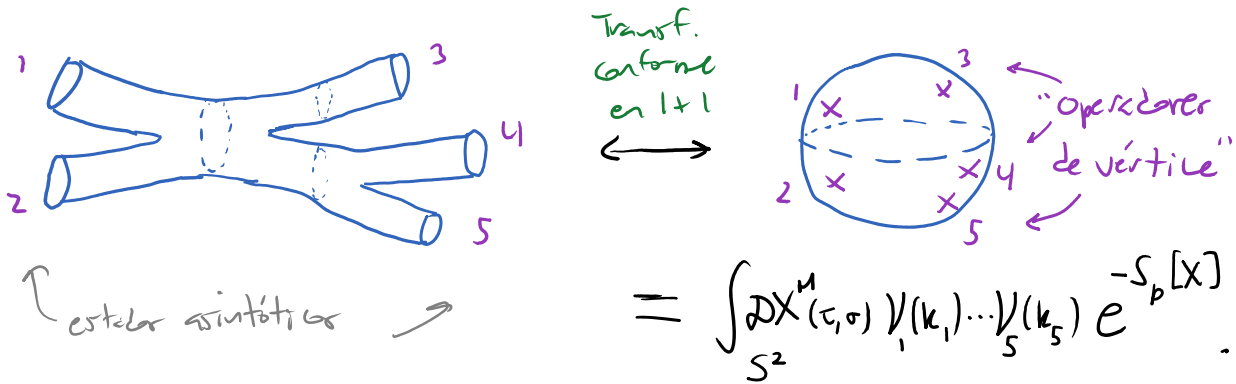
¡Curiosamente, la propensión que tienen las cuerdas a partirse está determinada por el entorno!

Dependiendo de la manera en que estén vibrando la(s) cuerda(s) inicial(es) / final(es), esta única interacción puede dar lugar a un acoplamiento entre 3 gravitones, o 2 gravitones y 1 dilatón, o 2 antisimetrizones y 1 gravitón, o 2 gravitinos y 1 gravitón, etc. Y, en apariciones simultáneas de la misma interacción, se reproducen procesos de más de 3 partes, como 4 gravitones, 2 antisimetrizones + 4 gravitones + 1 dilatón, etc.

Todos estas interacciones resultantes se pueden resumir en una acción que involucre a los infinitos campos de la



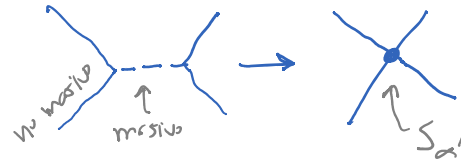
teoría de cuerdas. La forma de esta acción se puede deducir calculando amplitudes de dispersión de cuerdas. Se utilizan diagramas de Feynman generalizados, como p.ej.



(Alternativamente, se puede obtener la misma información encendiendo un fuente no trivial de los campos en cuestión, y exigiendo que la invariancia de Weyl en la hoja de mundo de la cuerda se preserve incluso a nivel cuántico.)

Para bajas energías,  $E \ll l_c^{-1}$ , tiene sentido utilizar una acción efectiva que solo involucre a los campos no masivos:   
 Solo 2da. derivadas  $\rightarrow$  3era, 4ta, etc. derivadas

$$S_{\text{IIB, ef}} = S_{\text{SUBRA}} + S_{\alpha'}$$



donde el primer término, dominante a bajas energías, define la teoría de campo conocida como Supergravedad (SUBRA) Tipo IIB en  $D=9+1$  dimensiones,

$$S_{\text{SUGRA}} = \frac{1}{16\pi G_N} \int d^{10}x \sqrt{-g} \left\{ e^{-2\varphi} \left( R + 4\partial_M \varphi \partial^M \varphi \right) \right. \\ \left. - \frac{1}{12} H^{MNP} H_{MNP} - \frac{1}{2} \partial_M C \partial^M C \right. \\ \left. - \frac{1}{12} G'^{MNP} G'_{MNP} - \frac{1}{480} G'^{+MNPQR} G'^{+}_{MNPQR} \right\} \\ - \frac{1}{32\pi G_N} \int d^{10}x \frac{1}{4!3!^2} (C^+_{0123} H_{456} G_{789} \pm \text{permut.})$$

subíndices  
en  $g^{MN}$

intensidad de campo de  $B_{MN}$

ojo

+ fermiones ,

$= C^+_{(4)} \wedge H_{(3)} \wedge G_{(3)}$  "Término de Chern-Simons"

producto exterior

en  $16\pi G_N \equiv 2K_{10}^2 = (2\pi)^7 g_c^2 \ell_c^8$

$G'_{MNP} = G_{MNP} - C H_{MNP}$ ,  
intensidad de campo de  $C_{MN}$

$G'^+_{MNPQR} = G_{MNPQR} + \frac{1}{2 \cdot 2!3!} (B_{[MN} G_{PQR]} - C_{[MN} H_{PQR]})$ ,  
 $\frac{1}{2} (B_{(2)} \wedge G_{(3)} - C_{(2)} \wedge H_{(3)})$

y debemos imponer el menor la condición de auto dualidad

$* G^+_{MNPQR} = + G^+_{MNPQR}$

en nivel de las ecuaciones de movimiento.

Hemos escrito  $S_{\text{SUBRA}}$  en el llamado "marco de cuerdas", donde figura la métrica  $g_{MN}(x)$  que directamente siente la cuerda, a través de la acción

$$S_p[X] = \frac{1}{4\pi\alpha_c^2} \int d\tau d\sigma \underset{\substack{\downarrow \\ \text{Polyakov}}}{g_{MN}(X(\tau,\sigma))} \partial_a X^M \partial_b X^N \eta^{ab} + \dots$$

Por medio de una transformación de Weyl en el espaciotiempo (que No es una simetría, sino simplemente una redefinición de campos)

$$g_{MN}(x) = e^{\varphi(x)/2} g_{MN}^E(x),$$

pasamos al "marco de Einstein", donde la acción de supergravedad toma la forma

$$S_{\text{SUBRA}} = \int d^D x \sqrt{-g_E} \left\{ \underbrace{R_E}_{\text{Einstein-Hilbert}} - \frac{1}{2} (\partial_M \varphi)_E^2 - \frac{1}{12} e^{-\varphi} H_{MNP} H_E^{MNP} + \dots \right\}$$

signo correcto: energía =  $\dot{\varphi}^2 + (\vec{\nabla}\varphi)^2$

Así que, increíblemente, ¡¡a partir de campos libres en  $D+1$  dim es posible obtener la gravedad de Einstein en  $q+1$  dim !!

La acción que denotamos  $S_\alpha$  contiene una serie infinita de correcciones con más y más derivadas de los campos de SUBRA. Por análisis dimensional, estos términos deben venir acompañados de potencias cada vez más altas de  $l_c \equiv \sqrt{\alpha'}$ . ← "pendiente de Regge"

Se cancelan explícitamente algunos de los primeros términos en esta acción, p.ej.,

$$S_{\alpha'} = - \frac{1}{16\pi G_N} \int d^10 x \sqrt{-g_E} \left\{ \frac{\zeta(3)}{8} \ell_c^6 e^{-\frac{3\phi}{2}} W_E + \dots \right\},$$

donde

$$W_E \equiv R^{HMK} R_{PMNQ} R_H^{RSP} R^Q_{RSK} + \frac{1}{2} R^{HKMN} R_{PQMN} R_H^{RSP} R^Q_{RSK}$$

+ términos con el tensor de Ricci

$$= C^{HMK} C_{PMNQ} C_H^{RSP} C^Q_{RSK} + \frac{1}{2} C^{HKMN} C_{PQMN} C_H^{RSP} C^Q_{RSK}$$

↑ tensor de Weyl ( $\equiv$  Riemann - traza)

Estas son entonces correcciones cuerdas a la gravedad de Einstein (+ superparejas). El principal punto a recordar es que, para energías tales que  $E \ell_c \ll 1$ , la teoría de cuerdas IIB se reduce a la supergravedad IIB.

Cada solución a las ecuaciones de movimiento de  $S_{IIB,ef}$  representa un fondo (es decir, una asignación específica de valores espaciales para cada uno de