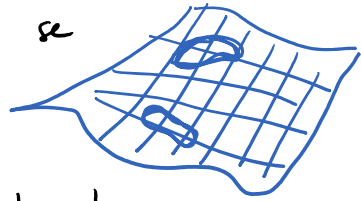


$$l_c \partial_M \varphi \ll 1 \text{ si } \varphi(x) \text{ varía lentamente}$$

los campos de la teoría) sobre el cual se pueden propagar las cuerdas (que representan pequeñas fluctuaciones alrededor de los valores promedio). Cuando la escala de distancia/tiempo a la cual varían los campos de fondo es grande comparada con  $l_c$ , la contribución de  $S_{\alpha'}$  resulta despreciable y los fondos pueden obtenerse/estudiarse como soluciones a las ecuaciones de movimiento de  $S_{\text{string}}$ .



Por ej., el espaciotiempo de Minkowski en 9+1 dimensiones, con todos los demás campos apagados, es una solución (lo cual es necesario por consistencia, ya que fue nuestro punto de partida). Se puede mostrar que este fondo es invariante bajo las 32 supersimetrías de la teoría IIB ( $\leftrightarrow N=2$  en 9+1 dim  $\leftrightarrow N=8$  en 3+1 dim), es decir, es un fondo máximamente supersimétrico.

Por esta razón, es miembro único de su supermultiplete.

Se conocen muchas otras soluciones, pero para nuestros propósitos, resultará de particular interés una clase

L13: 03/11/20

de fondo descubiertas por Horowitz y Strominger en 1991, conocidas como p-branas negras RR, <sup>← Ramond-Ramond</sup> con solo 3 campos excitados:

$$ds^2 = g_{MN} dx^M dx^N \quad \leftarrow \text{métrica en el mundo de cuerdas}$$

$$= H(r)^{-1/2} (-f(r) dt^2 + dx_1^2 + \dots + dx_p^2) + H(r)^{1/2} \left( \frac{dr^2}{f(r)} + r^2 d\Omega_{8-p}^2 \right)$$

$e^\varphi = g_c H(r)$   $\leftarrow$  dilatación

*sof. valor asintótico  $e^{\varphi_\infty}$*   
 $(3-p)/4$   
 $\equiv d\vec{x}_\perp^2$  métrica en esfera  $(8-p)$ -dim

$$C_{012\dots p} = J^{-1} g_c^{-1} [1 - H(r)^{-1}] \quad \leftarrow \text{campo de norma RR}$$

$(p = -1, 1, 3, 5, 7, 9 \text{ en IIB})$   
 ductos de Hołge

donde  $H(r) \equiv 1 + J \left( \frac{L}{r} \right)^{7-p}$

$\leftarrow$  radio de carga  
 $\leftarrow$  parámetro de "no extremalidad"  
 $0 \leq J \equiv \tanh \beta \leq 1$

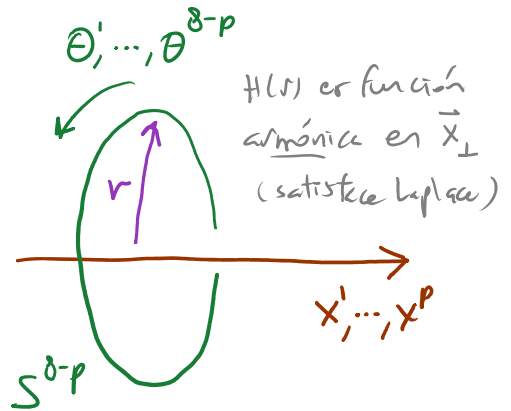
y  $f(r) \equiv 1 - \left( \frac{r_h}{r} \right)^{7-p}$

radio del horizonte  $\rightarrow$  "parámetro de empujón"  
 $L^{7-p} \equiv r_h^{7-p} \frac{J}{1-J^2}$   $\leftarrow$  2 parámetros independientes

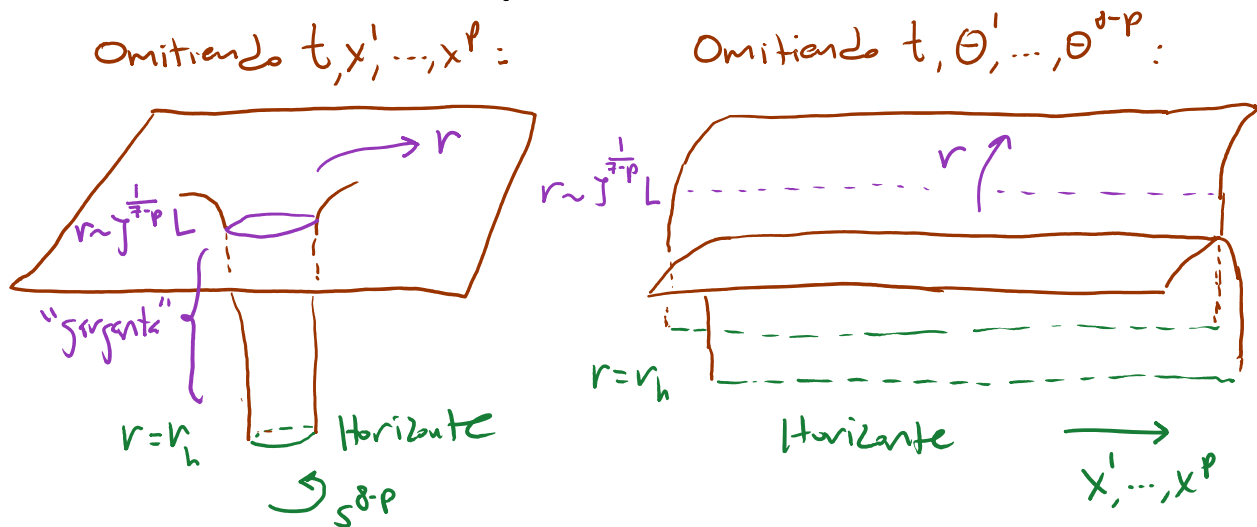
Estamos empleando  $sp_{p+1}$

coordenadas cartesianas para  $\vec{x}_\parallel \equiv (x^1, \dots, x^p)$

y esféricas para  $\vec{x}_\perp \equiv (x^{p+1}, \dots, x^9)$ :

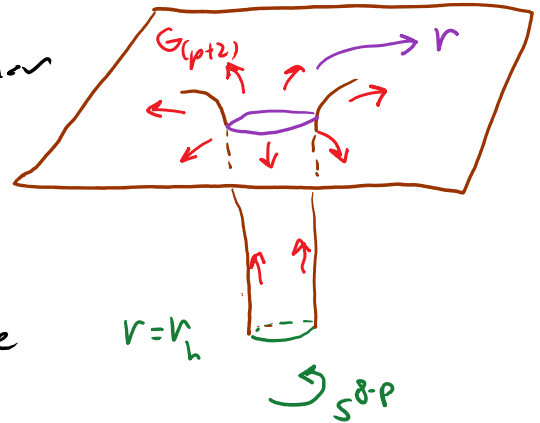


La solución es independiente de  $t, x^1, \dots, x^p$ , tiene simetría esférica en la  $S^{8-p}$ , se reduce a Minkowski<sup>9,1</sup> para  $r \gg L, r_h$ , y tiene un horizonte de eventos en  $r=r_h$  con topología  $S^{8-p} \times R^p$



Este fondo describe entonces a un objeto solitónico de la teoría de cuerdas, que es una versión extendida en  $p$  dimensiones de un agujero negro asintóticamente plano ( $r \rightarrow \infty$  nos lleva lejos del solitón). En virtud de que  $G_{r_0 1 \dots p} \sim \partial_r C_{0 1 \dots p}$  está encendido, el objeto posee carga "eléctrica" Ramond-Ramond, y es por tanto una p-brana negra (p-branas  $\equiv$  objeto extendido en  $p$  dim espaciales) de "membrana" análoga al agujero negro de Reissner-Nordström, que incluye como caso particular al hoyo negro neutro, de Schwarzschild.

densidad (por unidad de  $p$ -volumen)  
 La carga del objeto se puede calcular usando la ley de Gauss, integrando el flujo de  $(\star G)_{\theta_1 \dots \theta_{8-p}}$  sobre la  $S^{8-p}$  (el resultado es independiente del radio):



$$q = \frac{(7-p) \Omega_{8-p}}{(2\pi)^{7-p} g_c} \left( \frac{L}{l_c} \right)^{7-p} \propto \int \theta_1 \dots \theta_p (\star G)_{\theta_1 \dots \theta_p} \propto \sqrt{-g} G_{r\theta_1 \dots \theta_p}$$

donde  $\Omega_n = \frac{2\pi^{\frac{n+1}{2}}}{\Gamma(\frac{n+1}{2})} = \frac{4\pi^{\frac{n+1}{2}}}{(n-1)\Gamma(\frac{n-1}{2})}$  es el volumen de la

esfera  $n$ -dimensional con radio 1 (p.ej.  $\Omega_2 = \frac{4\pi^{3/2}}{\Gamma(1/2)} = 4\pi \checkmark$ ).

Dado que en la misma teoría tenemos a la  $p$ -brana y  $(6-p)$ -brana negras, que son respectivamente fuente "eléctrica" y "magnética" del mismo potencial  $C_{0, \dots, p}$ , el argumento usual de Dirac [ver p.ej. Polchinski vol. 2 p.147] implica que la carga necesariamente debe ser discreta,  $q = N$ . Tenemos entonces

$$L^{7-p} = c_p g_c N l_c^{7-p}$$

$\uparrow$  radio de carga

$$\text{con } c_p \equiv (2\sqrt{\pi})^{5-p} \Gamma\left(\frac{7-p}{2}\right).$$

La masa de la brana negra se puede calcular a partir de la forma de  $h_{MN} \equiv g_{MN} - \eta_{MN}$  para  $r \gg r_h, J^{\frac{1}{7-p}} L$ , con el "método ADM"  $\equiv$  Arnowitt-Deser-Misner (ver p.ej. Wald p. 293):

$$M = \frac{N}{(2\pi)^p g_c^{p+1}} \left(\frac{r_h}{L}\right)^{7-p} \left(\frac{1}{1-J^2} + \frac{1}{7-p}\right) V_p$$

volumen (infinito)  $\int dx^1 \dots dx^p$

A partir del área del horizonte y la gravedad superficial, con las fórmulas de la p. 139 se encuentran respectivamente la entropía y temperatura de la p-brana negra:

$$S_{BH} = \frac{\Omega_{8-p} V_p}{4G_N} \frac{r_h^{8-p}}{(1-J^2)^{\frac{4-p}{2}}}$$

$$T_H = \frac{7-p}{4\pi} \frac{\sqrt{1-J^2}}{r_h}$$

Para evitar tener una singularidad desnuda se necesita que

$$M \geq \frac{N V_p}{(2\pi)^p g_c^{p+1}}$$

muestra carácter solitónico/no perturbativo:  
 $M \rightarrow \infty$  para  $g_c \rightarrow 0$

desigualdad que de hecho se puede deducir a partir

del álgebra de supersimetría. Esto es entonces una cota BPS (como la de la p. 122), que nos dice que cuesta una masa mínima portar una carga RR dada. La solución que saturar la cota (es decir, que tiene justamente la masa mínima) se conoce como p-branas negras extremas, y se obtiene en el límite

$$r_h \rightarrow 0, \quad \gamma \rightarrow 1 \quad \text{con} \quad L^{7-p} \equiv r_h^{7-p} \frac{\gamma}{1-\gamma^2} \text{ fijo} :$$

$$ds^2 = H(r)^{-1/2} (-dt^2 + dx_1^2 + \dots + dx_p^2) + H(r)^{1/2} (dr^2 + r^2 d\Omega_{8-p}^2)$$

$$e^\varphi = g_c H(r)^{(3-p)/4}$$

$$C_{01\dots p} = g_c^{-1} (1 - H(r)^{-1})$$

$$\text{con} \quad H(r) = 1 + \left(\frac{L}{r}\right)^{7-p}, \quad L^{7-p} = c_p N g_c l_c^{7-p}$$

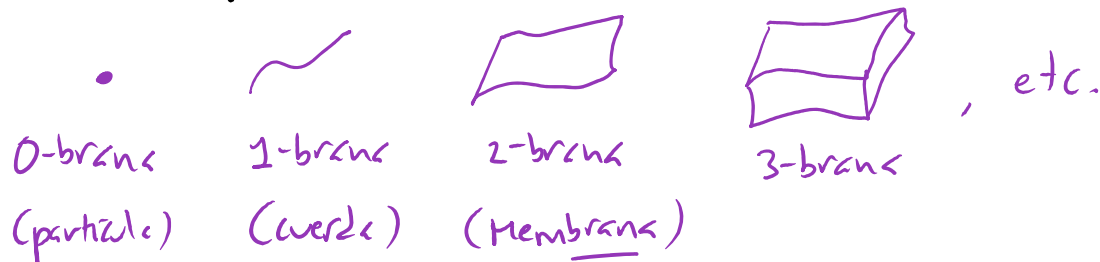
Esta solución tiene  $M = \frac{NV_p}{(2\pi)^p g_c l_c^{p+1}}$ ,  $S_{\text{BH}} = 0 = T_H$ . ↙ no raíz

Se puede mostrar que preserva 16 de las 32 supersimetrías de la teoría: es un "estado  $\frac{1}{2}$  BPS", que pertenece a un supermultiplete mucho más corto que lo

normal (con  $2^{16/2} = 256$  estados en lugar de  $2^{32/2}$ ).  
 ← la mitad de los  $Q$  son operadores de creación fermiónicos

La brana negra genérica se llama no extremal, e incluye el caso neutro ( $N=0 \leftrightarrow L=0$ ), que es análogo al agujero negro de Schwarzschild. El caso particular en que la brana tiene una energía cercana a la mínima ( $r_h > 0$ ,  $J \sim 1 \leftrightarrow r_h \ll L$ ) se conoce como cuasi-extremal. Estos resultan tener color específico positivo, pero al alejarnos más de la extremalidad, el color específico se vuelve negativo, justo como el hoyo negro de Schwarzschild.  
 ← se enfría conforme radió  
 ← se calienta conforme radió!

El nombre de p-branas es la designación genérica para un objeto extendido en  $p$  dimensiones espaciales:



Tal como una partícula se acopla a un potencial  $A_M$ ,  $\int \partial_\mu X^\mu A_M$ , una p-brana se acopla naturalmente a un potencial en  $p+1$  índices.

Además de las p-branas representadas en cargas  $R-R$ , con  $p = -1, 1, 3, 5, 7, 9$ , la teoría de cuerdas IIB incluye otros tipos de branas. Se conoce, p.ej. una solución

se obtiene con Gauss

de cuerda negra con carga "eléctrica" bajo  $B_{MN}$   
(descubierta por Deholler y Harvey en 1989):

$$ds^2 = h(r)^{-1} (-dt^2 + dx_1^2) + (dr^2 + r^2 d\Omega_7^2)$$

$$e^{\phi} = g_c h(r)^{-1/2}$$

$$B_{01} = \frac{1}{2} (h(r)^{-1} - 1)$$

$$h(r) = 1 + \frac{4(2\pi)^7 n g_c^2 l_c^6}{3 \Omega_6 r^6}$$

en el caso extremal. Esta solución tiene carga  $n$   
y masa  $M = \frac{n V_1}{2\pi l_c^2} = n V_1 \times$  tensión de cuerda fundamental,  
← No solitónico ( $\propto \int_c^0$ )

justo como una colección de  $n$  cuerdas estiradas a lo  
largo de  $x^1$  y apiladas una sobre otra (configuración que también es



$\frac{1}{2}$  BPS). Podemos inferir entonces que la cuerda negra  
(o "NS1-brane") extremal no es otra cosa que los  
campos macroscópicos generados por dicha colección de  
cuerdas.

→ sería "eléctrica" bajo  $B_{M_1 \dots M_6}$  asociada a  $(*H)_{M_1 \dots M_7}$

La teoría IIB contiene también una 5-brana con carga  
"magnética" bajo el mismo campo  $B_{MN}$ , que se conoce  
como la NS5-brana → Neveu-Schwarz (y fue descubierta por Callan,



Harvey y Strominger en 1991). Este objeto tiene (en el caso extremo) masa  $M = \frac{n \sqrt{5}}{(2\pi)^5 g_c^2 \ell_c^6}$ , <sup>← solitón</sup> así que es aún más pesado que la 5-brana R-R cuando  $g_c \ll 1$ .

Para cada elección de  $q_{NS}$  y  $q_R$  relativamente primos, existen también  $(q_{NS}, q_R)$ -cuerkos y  $(q_{NS}, q_R)$ -5-branas que tienen  $q_{NS}$  unidades de carga respectivamente eléctrica y magnética bajo  $B_{MN}$ , y  $q_R$  unidades bajo  $C_{MN}$ .

Tenemos entonces un verdadero zoológico de objetos extendidos con distintas dimensiones y cargas (¡hay incluso más de los que hemos mencionado aquí!).

Para entender adecuadamente su significado físico, un dato importante es que todas estas branas están emparentadas entre sí a través de distintas dualidades.

En particular, se cree que la teoría IIB posee una dualidad conocida como dualidad S, con grupo discreto  $SL(2, \mathbb{Z})$ , cuyo efecto a nivel de los campos de supergravedad es dejar invariante a la métrica en el marco de Einstein

y a la intensidad de campo  $G_{(5)}^+$ , mezclar al dilatación con el axión de acuerdo con

$$\tau \rightarrow \underline{\tau} = \frac{a\tau + b}{c\tau + d} \quad \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \in SL(2, \mathbb{Z}),$$

donde  $\leftarrow$  escalar RR  $\leftarrow$  número entero  $\leftarrow$  ¡No confundir!

$$\tau \equiv C + ie^{-\varphi}$$

(lo cual incluye en particular  $e^{\varphi} \leftrightarrow e^{-\varphi}$ , es decir,  $g_c \leftrightarrow 1/g_c$ , cuando  $C=0$ ), y mezclar a las intensidades de campo  $H_{(3)}$  y  $G_{(3)}$  de acuerdo con

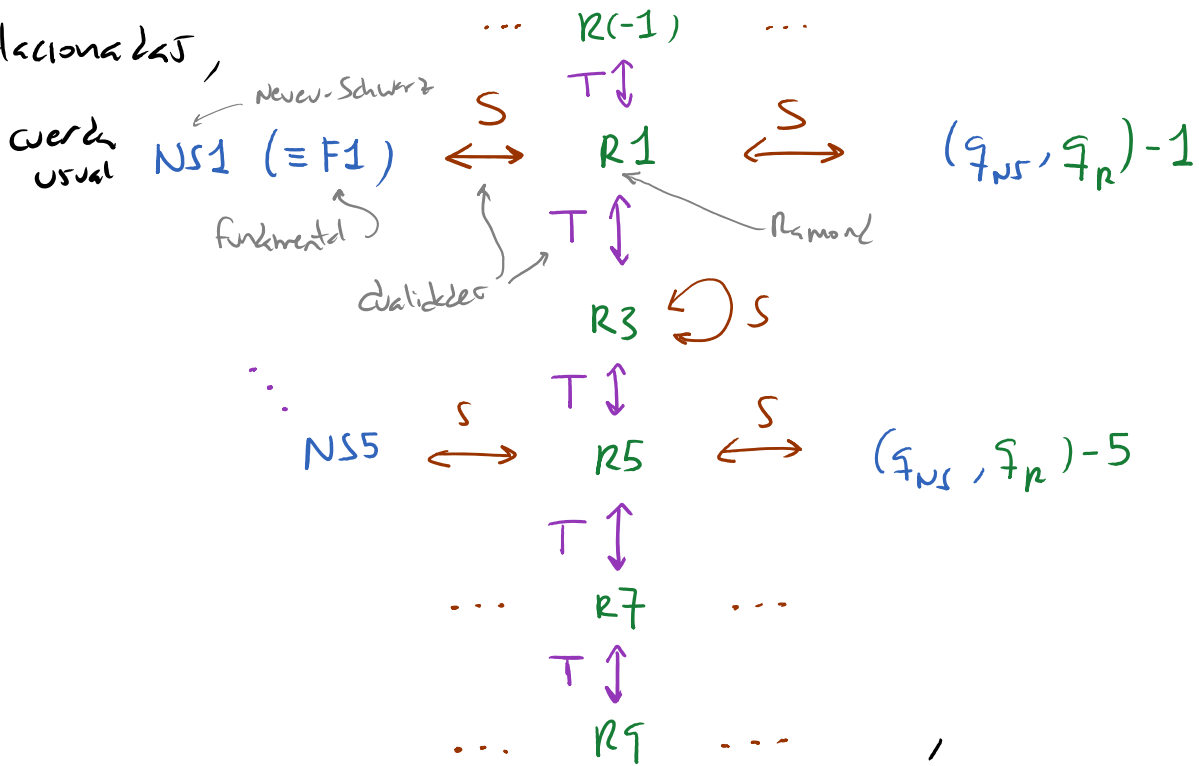
$$\begin{pmatrix} H_{(3)} \\ G_{(3)} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \underline{H}_{(3)} \\ \underline{G}_{(3)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d & c \\ b & a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_{(3)} \\ G_{(3)} \end{pmatrix}.$$

Estas transformaciones convierten a la cuerda negra ó (1,0)-cuerda en cualquiera de las otras  $(\tilde{g}_{NS}, \tilde{g}_R)$ -cuerdas, incluyendo en particular a la 1-brana RR ó (0,1)-cuerda.

Similarmente, transforman a la 5-brana RR ó (0,1)-5-brana en cualquiera de las otras  $(\tilde{g}_{NS}, \tilde{g}_R)$ -5-branas.

Adicionalmente, se sabe que (tras compactificar en un toro  $T^p$ ), la teoría de cuerdas IIB posee otra dualidad, conocida como dualidad T (que la conecta también con la teoría IIA), cuyo efecto es convertir a una  $p$ -brana RR en una  $(p \pm 2)$ -brana RR.

La conclusión inevitable es que todas las branas son igualmente importantes en la teoría, porque todas están relacionadas,



y cualquiera de ellos puede entonces interpretarse como la cuerda negra reescrita en otras variables.

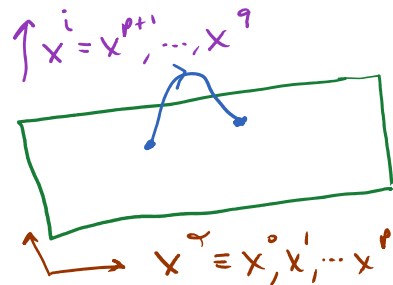
La "teoría de cuerdas IIB" (al igual que las otras) NO es  
entonces una teoría (solo) de cuerdas!

LJ4: 20/11/05

Sabiendo que NS1-branas (cuerda negra) representan simplemente a los campos macroscópicos producidos por una colección de muchas cuerdas fundamentales ( $\equiv F1$ ), es natural tratar de identificar a los "ingredientes" básicos  $p$  dimensionales que, al ser apilados en cantidad suficiente, son responsables de generar las otras branas negras extremales.

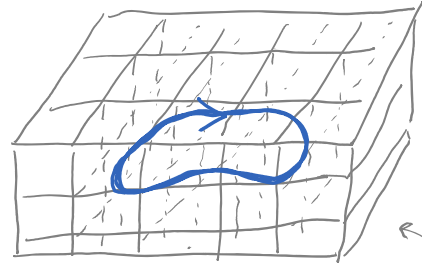
En el caso de las branas R-R, estos ingredientes resultan ser las llamadas D-branas, descubiertas por Dai, Leigh y Polchinski, e independientemente por Hořava, en 1989.

Una Dp-brana es un objeto extendido en  $p$  dimensiones y con grosor infinitesimal en las restantes  $9-p$  dimensiones, cuyas excitaciones se describen a través de cuerdas (fundamentales) abiertas, con extremos que son libres de deslizarse a lo largo de las direcciones  $X^{\vec{\alpha}}$  paralelas a la brana (obediendo a condiciones de Neumann), pero se mantienen

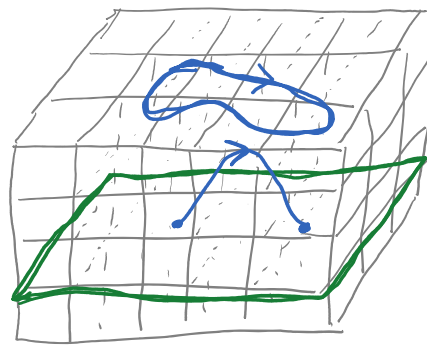


adheridas a la brana en las direcciones transversales  $x^i$  (obediendo condiciones de **Dirichlet**).

Esto es directamente análogo a la manera en que las cuerdas cerradas describen excitaciones de la generalización cuerdas del



espaciotiempo. Las cuerdas abiertas solo pueden existir en presencia de D-branas, y deben por tanto considerarse como pequeños filamentos de la propia



una D-brana  
flecha  
porque en  
D3 las  
cuerdas  
son  
orientadas

D-brana. Lo interesante es que ambos tipos de cuerdas están

hechas de lo mismo: tienen la misma tensión  $\frac{1}{2\pi\alpha'} l_c^2$ ,

sus puntos internos son completamente indistinguibles

(en particular, pueden moverse en todas las direcciones), y

son solo los extremos de la cuerda abierta los que

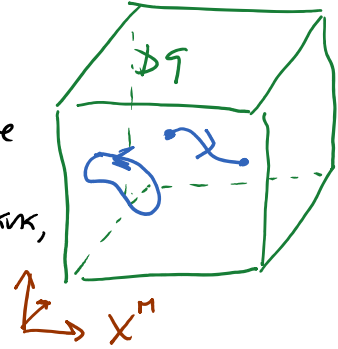
marcan una diferencia. Esto nos indica que la

L11: 27/01/16

D-brana de hecho está relacionada también con el

espaciotiempo cuerdas: es otro tipo de objeto solitónico

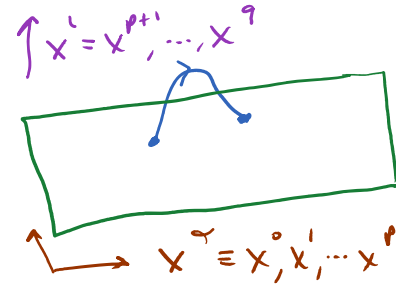
(y por tanto no perturbativo) de la teoría de cuerdas, que resulte ser muy delgado. Durante muchos años, por insistir en invariancia bajo Poincaré se consideraban solo cuerdas abiertas con extremos que podían moverse libremente en todas las direcciones, sin entender que esto implicaba tener presente a una D7-brana, que por definición llena todo el espacio.



El descubrimiento de las D-branas (y de otros ingredientes conocidos como "orientidades" <sup>o "orientifolios"</sup>) permitió entonces entender que las teorías con o sin cuerdas abiertas (anteriormente consideradas disjuntas) son solo estados distintos de una misma teoría (p.ej.,  $I = IIB + 16 \text{ D9s} + 1 \text{ "orienti-9-plano"}$ ).

Todas las propiedades de las D-branas son consecuencia de su definición como hipersuperficies donde las cuerdas abiertas deben terminar. En primer lugar, los posibles modos de excitación de la Dp-brana se determinan calculando el espectro cuántico de la cuerda abierta

correspondiente. Esto da lugar  
 a una torre infinita de estados,  
 con  $m^2 = \frac{n}{\alpha'^2}$   $n=0, 1, 2, \dots$



Si los interpretamos como estados de partícula, viven sobre  
la Dp-brana (p.ej., pueden tener  $p^a \neq 0$  pero no  $p^i$ ), así que  
 están asociados a campos definidos solo sobre la brana.  
 En particular, para  $n=0$  obtenemos estados de partícula  
 asociados a los siguientes campos sin masa:

$\Phi^i(x^a)$ : campos escalares sobre Dp-brana, que describen  
 su posición en las  $9-p$  direcciones transversales.

$\sim X^i(\tau, \sigma)$   
 $i=p+1, \dots, 9$   
 Estos son los grados de libertad que hubiéramos  
 esperado, en virtud de que la Dp-brana es un  
objeto extendido dinámico, que puede fluctuar  
 geométricamente. Una cuerda abierta vibrando  
 en este modo representa entonces una fluctuación  
 infinitesimal en la posición de la D-brana. Un  
 desplazamiento finito equivale a encender un valor  
de fondo distinto de cero para estos mismos campos.

$A_\alpha(x^\alpha)$ : campo de normas  $U(1)$  sobre  $Dp$ -branas. Este es

↑  
vector  
en  $p+1$   
dim

un resultado inesperado e interesante, que nos informa sobre la existencia de  $p-1$  grados de libertad internos en cada punto de la  $Dp$ -brana. ←  $(p+1)-2$ , p.ej. 2 en 3+1 dim

Una cuerda abierta vibrando de esta manera específica describe a un fotón, y también es posible encontrar valores de fondo para este potencial, que en general se traducirían en la presencia de campos eléctricos y/o magnéticos sobre la  $D$ -brana.

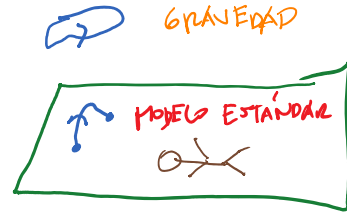
El número total de grados de libertad bosónicos no masivos es entonces

$$9-p \text{ escalares} + p-1 \text{ fotón} = 8$$

$\Psi(x^\alpha)$ : campo espinorial con 16 componentes reales (como 1 espinor de Majorana-Weyl en  $9+1$  dim). Estos son otros 8 grados de libertad internos de la  $D$ -brana, que resultan ser fermiónicos (8 en lugar de 16, por la ec. de Dirac). Una cuerda abierta vibrando de esta manera es un fotino (para  $p < 9$  existe más de uno).



(Este contenido de campos da lugar a la idea de un "mundo brana", donde vivimos atrapados sobre una brana que flota en más dim.)

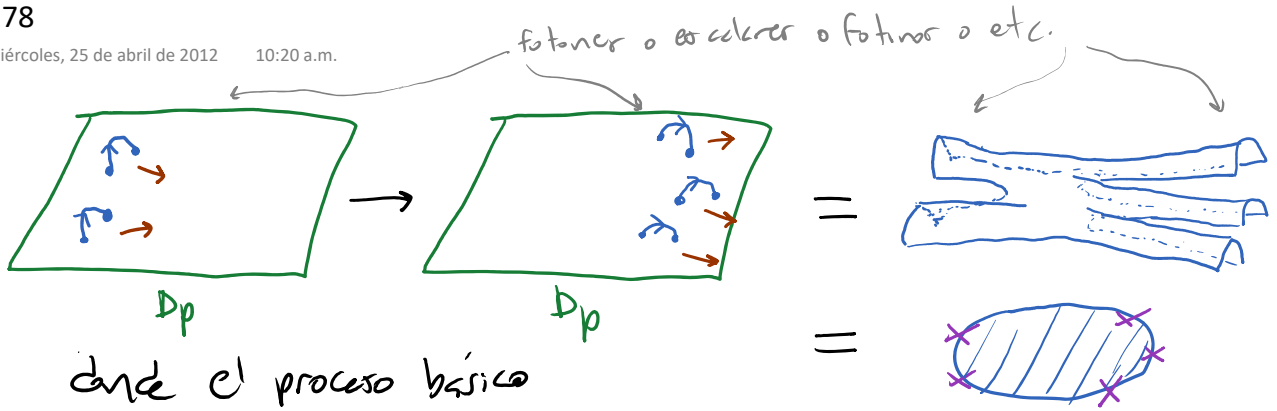


Se puede mostrar que la  $D_p$ -brana sin excitar preserva 16 de las 32 supersimetrías de la teoría IIB (es un estado  $\frac{1}{2}$  BPS), y por lo tanto forma parte de un supermultiplete (ultra)corto, con  $2^{16/2} = 256$  miembros que están emparentados entre sí por las 16 supersimetrías restantes.

$$\begin{cases} \langle Q_a | D_p \rangle = |D_p\rangle \\ \langle Q_b | D_p \rangle = 0 \end{cases}$$

Los estados de la cuerda abierta también están emparentados entre sí a través de estas 16 supersimetrías (en el caso particular de los estados no masivos, 8 de ellas no hacen nada, por lo que tenemos  $2^{8/2} = 16 = 8 + 8$  estados  $\checkmark$ ), así que la teoría  $(p+1)$ -dimensional que describe sus interacciones (es decir, las interacciones de la  $D$ -brana consigo misma) tiene el equivalente de supersimetría  $\mathcal{N}=1$  en  $p+1$  dimensiones (justo como la teoría tipo I), o lo que es lo mismo,  $\mathcal{N} = 2^{\frac{7-p}{2}}$  en  $p+1$  dimensiones para  $p < 7$  (p.ej.,  $\mathcal{N}=4$  en  $3+1$  dim).

Las interacciones se pueden deducir calculando amplitudes de dispersión de cuerdas abiertas:



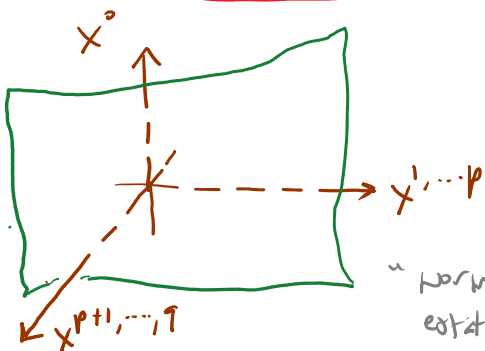
$\longleftrightarrow$  resulta estar controlado por  $\sqrt{g_c} = e^{4/2}$ .

A bajar energías ( $E \ll l_c^{-1}$ ), estas interacciones se pueden resumir en una acción efectiva que involucra solo a los campos no masivos y tiene la forma

$$S_{Dp,ef} = S_{DBI} + S_{Dp, \alpha'}$$

donde el primer término denota a la acción de Dirac-Born-Infeld (supersimetrizada)

$$S_{DBI} = -T_{Dp} \int d^{p+1} \sigma \sqrt{-\det(\partial_\alpha X^M \partial_\beta X^N \eta_{MN} + 2\pi l_c^2 F_{\alpha\beta})}$$



$\equiv g_{\alpha\beta}$  métrica inducida sobre D<sub>p</sub>  
 $X^\alpha \equiv \sigma^\alpha$   
 $X^i \equiv 2\pi l_c^2 \Phi^i$

Intensidad de campo  
 $\partial_\alpha A_\beta - \partial_\beta A_\alpha$

+ fermiones ,

con  $T_{Dp}$  la tensión (energía por unidad de volumen  $p$ -dimensional) de la  $Dp$ -brana (que identificaremos un poco más adelante).

Con  $F_{\alpha\beta} = 0$ , esto será simplemente la acción geométrica ( $\propto$  volumen  $(p+1)$ -dim) apropiada para una  $p$ -brana (que Dirac escribió para una membrana), parametrizada en la "norma estética"  $X^\alpha = \sigma^\alpha$ .

Más en general, podríamos usar coordenadas  $\sigma^\alpha$  arbitrarias y especificar  $X^M(\sigma) = (X^\alpha(\sigma), X^i(\sigma))$ .

Con  $X^i = 0$ , el primer término será solo  $\eta_{\alpha\beta}$  y la acción se reduce entonces a la que escribieron Dirac e Infeld con el objetivo de tener una teoría del campo electromagnético con un valor máximo  $F_{crit}$  para el campo eléctrico (aquí  $F_{crit} \equiv 1/2\pi l_c^2$ ).

Es importante notar que  $S_{DBI}$  ya incluye una serie infinita de correcciones en potencias de  $\alpha' \equiv l_c^2$ :

$$\sqrt{-\det(\eta_{\alpha\beta} + 2\pi l_c^2 F_{\alpha\beta})} = \sqrt{-\det \begin{pmatrix} -1 & 2\pi l_c^2 F_{01} & 2\pi l_c^2 F_{02} & \dots \\ -2\pi l_c^2 F_{01} & 1 & 2\pi l_c^2 F_{12} & \\ \vdots & \vdots & 1 & \dots \end{pmatrix}}$$

$$= \sqrt{1 + (2\pi l_c^2)^2 F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta} + \dots + (2\pi l_c^2)^{p'} F \dots F}$$

$|F|^2 < \frac{1}{(2\pi l_c^2)^2} = E_{crit}^2$

con  $p' \equiv \begin{cases} p+1 & \text{si } p \text{ es impar} \\ p & \text{si } p \text{ es par} \end{cases}$

$$= 1 + \frac{1}{2} (2\pi l_c^2)^2 F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta} + \# (2\pi l_c^2)^4 F F F F + \dots$$

4. Maxwell ← Menos derivadas, domina a bajas energías

Se sabe que  $S_{DBI}$  es de hecho la acción exacta

cundo  $F_{\alpha\beta}$  y  $\partial_\alpha X^i \propto \partial_\alpha \Phi^i$  son constantes

[Abouelsaad, Callan, Nappi, Yost ; Fradkin, Tseytlin]; pero de otras

maneras contribuyen también los términos con las derivadas

$\partial_\alpha \partial_\beta \dots F_{\gamma\delta}$  y  $\partial_\alpha \partial_\beta \partial_\gamma \dots X^i$ , que figuran en la parte de la

acción efectiva que hemos llamado  $S_{DBI, \alpha'}$ . P.ej., para  $p=9$ ,

$$S_{DBI, \alpha'} = -T_{D9} \int d^{10}x \sqrt{-\det(\eta_{MN} + (2\pi l_c^2) F_{MN})}$$

$\equiv \gamma_{MN}$  (con inverso  $\equiv \gamma^{MN}$ )

$$\times \left\{ \frac{1}{768} \gamma^{MN} \gamma^{PQ} t_{NPST} \gamma^{ST} t_{QMUV} \gamma^{UV} \right\}$$