

Entre los infinitos multipletes de $SU(2,2|4)$ que se arman con los campos de la tabla en la p. 317, el de masa más baja corresponde a tomar el primer modo de KK (es decir, el menor valor posible de k) en varias de las series. Consiste de

- 1 **gravitón**, h_{mn} ($k=0$), con $m^2 L^2 = 0$. ← onda 5
- 42 campos escalares en 3 reps distintas de $SU(4)$:
 - $\underline{1}_c$ proveniente de φ, C ($k=0$), con $m^2 L^2 = 0$. ← onda 5
 - $\underline{10}_c$ proveniente de B_{ab}, C_{ab} ($k=1$), con $m^2 L^2 = -3$.
 - $\underline{20}$ proveniente de h^a_a, C_{abcd} ($k=2$), con $m^2 L^2 = -4$

que es el primario superconforme de este multiplete.

- 15 componentes del **campo de Yang-Mills para $SU(4)$** , cf. U(1) para KK sobre S^1 en la rep adjunta $\underline{15}$ ($= 4^2 - 1$ generadores), provenientes de h_{ma}, C_{mabc} ($k=1$), con $m^2 L^2 = 0$.
- 12 tensores antisimétricos provenientes de B_{mn}, C_{mn} ($k=1$), en la rep $\underline{6}_c$, con $m^2 L^2 = 1$.

- 48 campos de espín $1/2$, incluyendo:
 - $\underline{4}^*$ ($k=0$) con $mL = -3/2$.
 - $\underline{20}^*$ ($k=1$) con $mL = -1/2$.
- 8 gravitinos (espín $3/2$), en la rep $\underline{4}$ ($k=0$), con $mL = +3/2$.

Este se conoce como el (súper)multiplete del gravitino, o (súper)multiplete 'no masivo'.

Si retenemos solo estos modos partiendo de la acción de supergravedad II B en $9+1$ dimensiones, obtenemos la teoría de campo conocida como supergravedad ^{gauge} normal $N=8$ en $4+1$ dimensiones.

En el ejemplo original de Kaluza y Klein, donde compactificamos $\mathbb{R}^{d,1} \rightarrow \mathbb{R}^{d-1,1} \times S^1$ (o $\mathbb{R}^{d-1,1} \times TP$),

$$\phi(x^m, x^a) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \phi_n(x^m) e^{in x^a / L} \quad \left(\int_0^{2\pi L} \right)$$

los torres de KK tienen masas $m = |n|/L$, donde L es el radio del círculo, así que mientras trabajemos con energías $E \ll 1/L$ (o, equivalentemente, tomemos el

límite $L \rightarrow 0$), podemos quedarnos solo con los modos cero ($n=0$), que tienen las masas más ligeras, $m^2 = 0$. Esto se conoce como reducción dimensional.

En cambio, en la compactificación que nosotros estamos considerando, $AdS_5 \times S^5$, no hay ningún límite que podamos tomar para retener solo al multiplete del gravitón (es decir, los modos 'no masivos'), porque el radio de la S^5 es igual al radio de curvatura de AdS_5 , y la diferencia entre las masas de los tejuiños y otros modos dentro de dicho multiplete es del mismo orden ($\Delta m \sim 1/L$) que la que separa a este multiplete de los otros.

Aún así, se sabe que la supergravedad $N=8$ en $4+1$ dimensiones es lo que se conoce como un

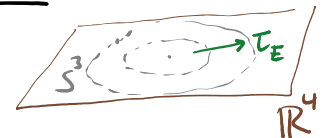
truncamiento consistente de SUBRA IIB en $9+1$ dimensiones, es decir, cualquier solución a sus ecs. de movimiento puede 'levantarse' ^{← uplift} a una solución de las ecs. completas de SUBRA IIB. Es por esta razón que resultará válido restringirnos a la SUBRA normal de $4+1$ cuando lo consideremos conveniente.

Ahora que conocemos parte del espectro de masas de CIIB en $AdS_5 \times S^5$, podemos compararlo con el espectro de dimensiones de escalamiento que obtuvimos en MSYM. Hicimos allí una distinción entre multipletes quirales/BPS, como el asociado al primario superconforme $\text{Tr}(\Phi^{e_1} \Phi^{e_2})$, y no quirales, como el asociado a $\text{Tr}(\Phi^e \Phi^e)$, porque solo para los primeros conocemos la dimensión Δ para cualquier valor de λ . ^{← conocemos m^2 solo para $\lambda, N \rightarrow \infty$} ¿Qué pasa en CIIB? Podemos notar que los modos de KK de los campos de SUBRA IIB

tienen total espín ≤ 2 , así que deben pertenecer a multipletes cortos. Es decir, ¡ todos los modos de $SUGRA IIB$ están en multipletes quirales ($\frac{1}{2}$ BPS)!

En cambio, los modos masivos de cuerda, con masa $m \sim 1/\alpha'$, pertenecen a multipletes no quirales.

Para hacer una comparación directa entre los operadores quirales \mathcal{O} en $\mathcal{N}=4$ SYM y los campos ϕ de $SUGRA IIB$, solo nos falta saber cómo relacionar la dimensión $\Delta_{\mathcal{O}}$ con la masa m_{ϕ} . Para esto, recordemos de la p. 279 que, cuando hacemos una rotación de Wick para ir a la versión euclídea de la correspondencia, y consideramos a la CFT en cuantización radial, el generador de dilataciones \mathcal{D} se convierte en el generador de traslaciones en el tiempo (es decir, el Hamiltoniano,) para la CFT definida sobre $S^3 \times \mathbb{R}$. Sabiendo que esta última es dual a $CIIB$



en AdS_5 global, concluimos entonces que la dimensión conforme Δ en la CFT corresponde a la energía E asociada al tiempo global τ en AdS .

(En signature Lorentziana, el origen de esta conexión es más sutil. En términos de los generadores de $so(4,2)$ J_{MN} con $M,N = -1,0,1,2,3,4$ que definimos en la p.110, y que en la descripción dual actúan sobre el espacio $\mathbb{R}^{4,2}$ donde está incrustado AdS_5 como un hiperboloide, $\eta_{MN} X^M X^N = -L^2$, según vimos en la p. 224, el generador de dilataciones es el empujón $J_{4-1} \equiv D$, mientras que el generador de traslaciones en el tiempo para la CFT en $S^3 \times \mathbb{R}$, conocido como el Hamiltoniano conforme, es la rotación $J_{0-1} \equiv \frac{1}{2}(P_0 + K_0)$ (la distinción se expone tras la rotación de Wick que vuelve a X^0 una dirección tipo espacio).

El punto es que existen 2 maneras distintas de clasificar a los operadores / estados en la CFT:

- Con los números (Δ, s_{\pm}, s_D) asociados al subgrupo no compacto $SO(1,1) \times SO(3,1) \subset SO(4,2)$.
 \Downarrow $J_{\mu\nu}$
- Con los números $(\Delta', s'_{\pm}, s'_D)$ asociados al subgrupo compacto $SO(2) \times SO(4) \subset SO(4,2)$.
 $\frac{1}{2}(P_0 + K_0)$ $J_{\pm J}$ $\pm, J=1, \dots, 4$

Pero se puede mostrar que estas 2 descripciones están formalmente conectadas por una cierta rotación por un ángulo imaginario, de tal modo que $\Delta' = \Delta$, $s'_{\pm} = s_{\pm}$, $s'_D = s_D$ - ver [Günaydin, Minic, Zagermann, hep-th/9810226] y [Chiodaroli, Günaydin, Roiban, arXiv:1108.3085].

Como Δ' , el eigenvalor asociado al Hamiltoniano conforme, es justamente la energía E en AdS global, concluimos que efectivamente tenemos $\Delta = E$.)

A partir de la relación entre E y m que vimos en la p.320, tenemos entonces la siguiente traducción entre la dimensión Δ de los operadores en la CFT y la masa m de los campos (modos de KK) en AdS :

Espín 0 ó 2	:	$m^2 L^2 = \Delta(\Delta - 4)$
Espín $\frac{1}{2}$ ó $\frac{3}{2}$:	$ m L = \Delta - 2$
p-forms	:	$m^2 L^2 = (\Delta - p)(\Delta + p - 4)$

Si la correspondencia AdS/CFT es correcta, y en verdad M5YM y CII3 son teorías equivalentes, entonces por cada multiplete $\frac{1}{2}$ BPS de operadores de una traza en M5YM, debemos tener un multiplete $\frac{1}{2}$ BPS de campos en CII3. Los primeros están basados como vimos en los primeros superconformes

$$\mathcal{O}_l \equiv \text{Tr}(\Phi^{e_1} \Phi^{e_2} \dots \Phi^{e_l}) \quad l=2, \dots, N_c,$$

que tienen $\Delta=l$, $s_{\pm}=0=s_b$, y están en la rep $[0, l, 0]$ de $SU(4)$. La predicción de AdS/CFT es entonces que debe existir en CII3 un multiplete $\frac{1}{2}$ BPS para cada valor de $l=2, \dots, N_c$, basado en un campo primario superconforme con espín cero, masa $m^2 L^2 = l(l-4)$ y en la rep $[0, l, 0]$ de $SU(4)$.

¡¡ Y esto es exactamente lo que encontramos en la tabla de la p. 317 (con $k \leftrightarrow l$) !! [Witten, hep-th/9802150]



Los multipletes completos se dispersan así [D'Hoker, Freedman]:

<u>Operador en MSYM</u>	<u>Origen</u>	<u>Campo SUBGRA</u>	<u>Δ</u>	<u>(s_L, s_D)</u>	<u>SU(4)</u>
$\sigma_l \sim \text{Tr } \Phi^l \quad l \geq 2$	$\underline{\underline{\sigma}}$	h_a^a, C_{abcd}	l	$(0,0)$	$[0, l, 0]$
$\sim \text{Tr } \psi \Phi^{l-1}$	$Q \underline{\underline{\sigma}}$	gravitino Ψ_a	$l + \frac{1}{2}$	$(\frac{1}{2}, 0)$	$[1, l-1, 0]$
$\sim \text{Tr } \psi \psi \Phi^{l-2}$	$Q^2 \underline{\underline{\sigma}}$	B_{ab}, C_{ab}	$l+1$	$(0,0)$	$[2, l-2, 0]$
$\sim \text{Tr } \psi \bar{\psi} \Phi^{l-2}$	$Q \bar{Q} \underline{\underline{\sigma}}$	h_{ma}, C_{mabc}	$l+1$	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	$[1, l-2, 1]$
$\sim \text{Tr } F_+ \Phi^{l-1}$	$Q^2 \underline{\underline{\sigma}}$	B_{mn}, C_{mn}	$l+1$	$(1,0)$	$[0, l-1, 1]$
$\sim \text{Tr } F_+ \bar{\psi} \Phi^{l-2}$	$Q^2 \bar{Q} \underline{\underline{\sigma}}$	gravitino Ψ_m	$l + \frac{3}{2}$	$(1, \frac{1}{2})$	$[0, l-2, 1]$
$\sim \text{Tr } F_+ \psi \Phi^{l-2}$	$Q^3 \underline{\underline{\sigma}}$	Dilatino Λ	$l + \frac{3}{2}$	$(\frac{1}{2}, 0)$	$[1, l-2, 1]$
$\sim \text{Tr } \psi \psi \bar{\psi} \Phi^{l-3}$	$Q^2 \bar{Q} \underline{\underline{\sigma}}$	gravitino Ψ_a	$l + \frac{3}{2}$	$(0, \frac{1}{2})$	$[2, l-3, 1]$
$\sim \text{Tr } F_+^2 \Phi^{l-2}$	$Q^4 \underline{\underline{\sigma}}$	φ, C	$l+2$	$(0,0)$	$[0, l-2, 0]$
$\sim \text{Tr } F_+ F_- \Phi^{l-2}$	$Q^2 \bar{Q}^2 \underline{\underline{\sigma}}$	h_{mn}	$l+2$	$(1,1)$	$[0, l-2, 0]$
$\sim \text{Tr } F_+ \psi \bar{\psi} \Phi^{l-3}$	$Q^3 \bar{Q} \underline{\underline{\sigma}}$	B_{ma}, C_{ma}	$l+2$	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	$[1, l-3, 1]$
$\sim \text{Tr } F_+ \bar{\psi} \psi \Phi^{l-3}$	$Q^2 \bar{Q}^2 \underline{\underline{\sigma}}$	C_{mnab}	$l+2$	$(1,0)$	$[0, l-3, 2]$
$\sim \text{Tr } \psi \psi \bar{\psi} \bar{\psi} \Phi^{l-4}$	$Q^2 \bar{Q}^2 \underline{\underline{\sigma}}$	h_{ab}	$l+2$	$(0,0)$	$[2, l-4, 2]$

$$\begin{aligned}
&\sim \text{Tr} F_+^2 \bar{\Psi} \Phi^{l-3} Q^4 \bar{Q} \underline{\underline{0}} \quad \text{Dilatin } \Lambda \quad l + \frac{5}{2} \quad (0, \frac{1}{2}) \quad [0, l-3, 1] \\
&\sim \text{Tr} F_+ \Psi \bar{\Psi} \bar{\Phi}^{l-4} Q^3 \bar{Q}^2 \underline{\underline{0}} \quad \text{Gravitino } \Psi_a \quad l + \frac{5}{2} \quad (\frac{1}{2}, 0) \quad [1, l-4, 2] \\
&\sim \text{Tr} F_+ F_- \Psi \Phi^{l-3} Q^3 \bar{Q}^2 \underline{\underline{0}} \quad \text{Gravitino } \Psi_m \quad l + \frac{5}{2} \quad (\frac{1}{2}, 1) \quad [1, l-3, 0] \\
&\sim \text{Tr} F_+ F_-^2 \bar{\Phi}^{l-3} Q^4 \bar{Q}^2 \underline{\underline{0}} \quad B_{mn}, C_{mn} \quad l+3 \quad (1, 0) \quad [0, l-3, 0] \\
&\sim \text{Tr} F_+ F_- \Psi \bar{\Psi} \bar{\Phi}^{l-4} Q^3 \bar{Q}^3 \underline{\underline{0}} \quad h_{ms}, C_{mabc} \quad l+3 \quad (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) \quad [1, l-4, 1] \\
&\sim \text{Tr} F_+^2 \bar{\Psi} \bar{\Psi} \bar{\Phi}^{l-4} Q^4 \bar{Q}^2 \underline{\underline{0}} \quad B_{ab}, C_{ab} \quad l+3 \quad (0, 0) \quad [0, l-4, 2] \\
&\sim \text{Tr} F_+^2 F_- \bar{\Psi} \bar{\Phi}^{l-4} Q^4 \bar{Q}^3 \underline{\underline{0}} \quad \text{Gravitino } \bar{\Psi}_a \quad l + \frac{7}{2} \quad (0, \frac{1}{2}) \quad [0, l-4, 1] \\
&\sim \text{Tr} F_+^2 F_-^2 \bar{\Phi}^{l-4} Q^4 \bar{Q}^4 \underline{\underline{0}} \quad h^a_{a}, C_{abcd} \quad l+4 \quad (0, 0) \quad [0, l-4, 0]
\end{aligned}$$

Notamos en particular que el multiplete del primario quiral más sencillo en SYM, $\text{Tr}(\bar{\Phi}^{e_1} \Phi^{e_2})$, $\Delta=l=2$, que como vimos incluye a la densidad lagrangiana, el tensor de energía-momento y las corrientes R , ← corrientes de Noether para SU(4) es dual a los modos de KK más bajos de $SU(4)$, contenidos en el multiplete del gravitón, que como vimos incluye a la onda s del dilatón, el gravitón y de los campos de norma de SU(4). Por esta conexión, frecuentemente se le

lleva a este multiplete en M5YM el "multiplete del gravitón".

Vale la pena enfatizar la idea física que justifica este nombre: con el acuerdo que hemos establecido para $d=2$, hemos logrado comprobar que entre los estados (\leftrightarrow operadores) de M5YM en verdad se encuentran los de SUBGA normalizada $N=8$ en $4+1$ dimensiones. Y, tomando en cuenta las torres completas con l arbitrario, hemos demostrado que IIM5YM en $3+1$ dimensiones incluye a todos los estados de SUBGA IIB en $9+1$ dimensiones!!

Hasta ahora hemos hablado de estos estados a nivel de campo libre, es decir, en el límite $N_c \rightarrow \infty$. Más adelante comparemos los interacciones.

A primera vista, podría haber parecido imposible que una teoría 4-dimensional tenga tantos estados como una 10-dimensional. Pero hemos visto que en verdad hay más que suficientes estados, debido a que los campos de la CFT

son matrices grandes, $N_c \times N_c$: vimos que los modos de KK sobre la S^5 provienen de trazar el producto de muchos operadores, que son todos independientes entre sí para $N_c \rightarrow \infty$.

De hecho, de lo que hemos visto queda claro que MSYM incluye más que a SUBRA $9+1$ dim. P.ej., $\text{Tr}(\Phi^a \Phi^a)$ ^{← no trivial} NO es un modo de SUBRA. Regresaremos a este punto más adelante.

Ahora bien, para el grande, sabemos que en MSYM los primeros l cuantos de una torre terminan en $\Delta = l = N_c$, porque los \tilde{Q}_l con $l > N_c$ NO son independientes.

No esperamos poder confiar en los resultados de SUBRA para masas más grandes que la escala de cuerdas,

$$m \gtrsim \frac{1}{l_c} \quad \leftrightarrow \quad \Delta \sim mL \gtrsim \frac{L}{l_c} = \lambda^{1/4},$$

← $m^2 L^2 = \Delta(\Delta-4)$

o que la escala de Planck,

$$m \gtrsim \frac{1}{g_c^{1/4} l_c} \quad \leftrightarrow \quad \Delta \sim mL \gtrsim \frac{L}{g_c^{1/4} l_c} = N_c^{1/4},$$

← $6_N^{(10)} \sim g_c^2 l_c^8$

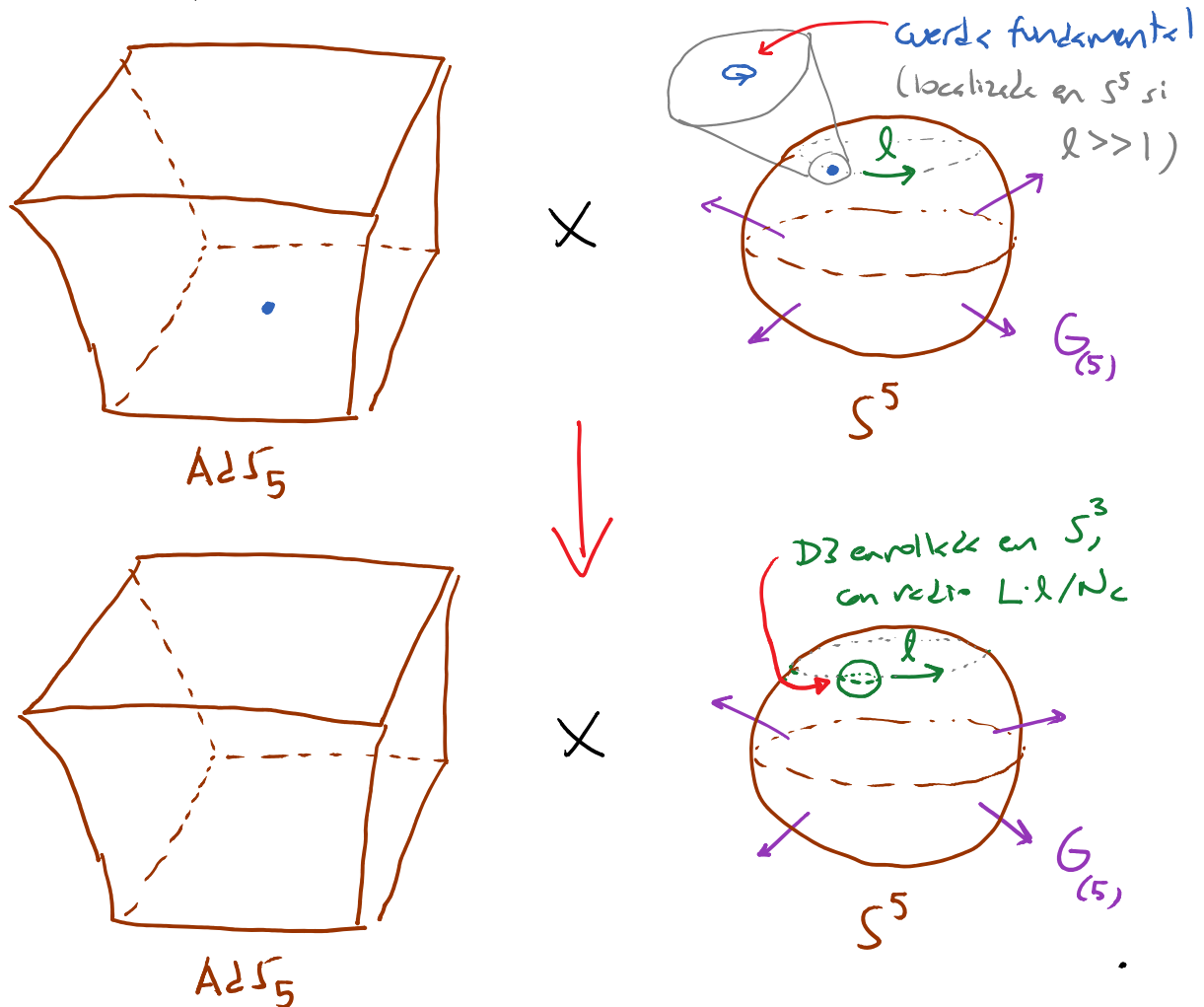
así que no podemos alcanzar $\Delta = N_c \gg N_c^{1/4} \gg \lambda^{1/4}$,
 y tenemos un acuerdo perfecto dentro del rango de
 validez de subNA (es decir, en el límite $N_c \rightarrow \infty$,
 $\lambda \rightarrow \infty$).

L22: 03/11/16 (-30 min)

Pero es interesante notar que para $N_c < \infty$, mientras
 que uno ingenuamente supondría que es posible tener
 valores arbitrariamente altos de l (el momento
 angular de las ondas porcíales / armónicos esféricos
 en S^5), la correspondencia AdS/CFT predice que
 existe una cota $l \leq N_c$ (que es no perturbativa en
 $g_c \sim 1/N_c$). Llamamos a esto el principio de
exclusión cuerdas ("stringy exclusion principle"),
 y fue resultado por primera vez por [Maldacena,
 Strominger] en el caso de AdS_3 .

Tiempo después se entendió su origen físico del
 lado de cuerdas [McGreevy, Susskind, Toumbas]:

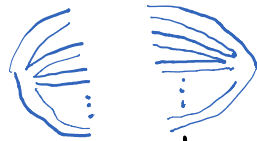
conforme l aumenta, el correspondiente modo de KK del gravitón (u otros objetos del multiplete), que originalmente pensamos como una cuerda esencialmente puntual, se expande por su interacción con el campo RR $G_{(5)}$ (a través del llamado efecto Myers), convirtiéndose en una D3-brana enrollada en una $S^3 \subset S^5$, con un radio que crece de tal forma que, para $l > N_c$, el "gravitón" simplemente no cabría en la S^5 !



Se conocen soluciones explícitas donde una D3 está enrollada de esta manera sobre $S^3 \subset S^5$, que resultan ser $\frac{1}{2}$ BPS y tienen los mismos números cuánticos que el gravitón. Se les llama gravitones gigantes (de esfera). (Existen también otras soluciones con los mismos números cuánticos donde una D3 se expande en $S^3 \subset AdS_5$, conocidas como gravitones gigantes de AdS [Grisaru, Myers, Tefjord; Hashimoto, Hirano, Itzhaki], que NO tienen una cota sobre l .)

Es muy sorprendente que el principio de exclusión a menudo se implemente a través de este mecanismo de expansión de los gravitones. Vale la pena resaltar que esta es una verificación de la dualidad que ocurre a N_c finito!

Al examinar este aspecto del diccionario de AdS/CFT, es importante tener presente que para $l \sim N_c$ ya NO es cierto que los operadores de una traza correspondan a estados de una partícula: hay tener cuidado dentro



de $\mathcal{O}_\ell = \text{Tr}(\Phi^{e_1} \Phi^{e_2} \dots \Phi^{e_\ell})$, que el conteo de factores de N_c en los diagramas de Feynman (pp. 68-90) se ve modificado (porque ahora aparecen factores adicionales de $\ell \sim N_c$ por los muchos maneras de contrar a los campos básicos dentro de cada traza) y **los correladores de \mathcal{O}_ℓ ya No se factorizan como los de campo libre.**

Los gravitones gigantes (de S^5 o AdS_5) son entonces duales no a los \mathcal{O}_ℓ directamente, sino a combinaciones lineales de ellos con operadores multitraza, que se conocen como polinomios de Schur [Balasubramanian, Berkooz, Nagai, Strassler; Corley, Jevicki, Ramgoolam], y pueden etiquetarse con diagramas de Young.

Más allá de los detalles, el punto importante es que los operadores de $\mathcal{N}=4$ SYM duales a los gravitones gigantes de estas tienen una cota $\ell \leq N_c$, y esta cota se explica por el hecho de que la $\mathfrak{so}(6)$ correspondiente se expande hasta no caber más en la S^5 . Esto nos da además nuestra primera verificación de que **$\mathcal{N}=4$ SYM incorpora objetos de CFT** más allá de los modos de SUBRA. Podemos notar que estos

Últimos tienen $\Delta \sim N_c^0$, en contraste con $\Delta \sim N_c^1$ para los 0 que son triviales ($m_{\text{Branes}} \sim \frac{1}{l_c}$). Para $\Delta \sim N_c^2$, los estados en CIB ya no son objetos sobre $AdS_5 \times S^5$, sino objetos distorsionados como las "geometrías burbujeantes" (BPS) de [Lin, Lunin, Maldacena].

Para los operadores que no son BPS, en general no podemos comparar los resultados entre los 2 lados de la correspondencia. Si suponemos la validez de ésta, lo que tenemos entonces son predicciones de AdS/CFT para el comportamiento en un régimen inaccesible de MSYM ó CIB.

P.ej., sabemos que en el límite $N_c \rightarrow \infty$, $\lambda \gg 1$, CIB contiene, después de los modos de subRA (que como hemos dicho son todos BPS), los modos $m_{\text{subRA}} \sim \frac{1}{L}$, a los modos excitados de cuerdas, con masas

$$m_c \sim \frac{1}{l_c} \gg \frac{1}{L} \quad (\text{recordar que } L \sim \lambda^{1/4} l_c).$$

Esto nos permite predecir que los operadores no BPS en MSYM tienen dimensiones de escalamiento que genéricamente son al menos tan grandes como

En el menor tan grande como

$$\Delta \sim m_c L = \frac{L}{\lambda_c} \sim \lambda^{1/4}$$

(donde nuevamente hemos usado, p.ej., $m^2 L^2 = \Delta(\Delta-4)$).

En otras palabras, dichos operadores tienen una enorme dimensión anómala cuando $\lambda \gg 1$.

Los operadores más sencillos de este tipo son los que están contenidos en el multiplete asociado al primario superconforme de dimensión canónica $\Delta^{(0)} = 2$,

$$\text{Tr}(\Phi^e \Phi^e).$$

Se le conoce como el multiplete (operador) de Konishi.

(La razón es que contiene en particular a los operadores que Konishi, en el contexto de teorías de matrices con susy $N=1$, identificó en 1984 como sujetos a reglas de transformación anómalas bajo susy (relacionados también con la no conservación de corrientes de Noether $U(1)$), efecto conocido como la anomalía de Konishi.)

[Ver, p.ej., Andrianiopoli, Ferrara, hep-th/9803171
9807150
9812067 ;

Bianchi, Kovacs, Rossi, Stanev, hep-th/0104016 ;

Eden, Jarczak, Sokatchev, Stanev, hep-th/0501077]

A partir de 2002 he habido enormes avances en el cálculo del espectro de dimensiones \leftrightarrow masas para modos excitados de cuerdas. El primer paso clave fue el descubrimiento de que los operadores con números cuánticos (como carga R o espín) graves, que en lugar de mantenerse fijos escalan a infinito cuando N_c y/o $\lambda \rightarrow \infty$, pueden tener dimensiones anómalas comparativamente pequeñas, por la aparición de potencias de esos números cuánticos en el denominador.

Los primeros fueron [Berenstein, Maldacena, Nastase, hep-th/0202021], quienes centraron su atención en operadores con carga R enorme. Denotando con $J \equiv R^{56}$ al generador de $so(6) \simeq su(4)$ que rota $\Phi^5 \rightarrow \Phi^6$ (y

no cambia a $\Phi^{1, \dots, 4}$), es decir, aquel bajo el cual el campo complejo $Z \equiv \Phi^5 + i\Phi^6$ tiene carga (eigenvalor) $J=1$, BMN consideraron operadores del tipo

$$\mathcal{O}_J \sim \text{Tr} \left[\underbrace{Z Z Z \dots Z Y_1 Z \dots Z Y_2 Z \dots Z Y_3 Z \dots}_{J \text{ Z's en total}} \right],$$

donde Y_r denota otros campos distintos a Z (con $J=0$), y mostraron que en el límite (\neq 't Hooft)

$$\boxed{N_c \rightarrow \infty, \quad g_{\text{YM}} \ll 1 \text{ fijo } (\Rightarrow \lambda \rightarrow \infty), \\ J \rightarrow \infty \text{ con } \frac{J^2}{N_c} \text{ fijo } \quad \text{y} \quad g_{\text{YM}} \frac{J^2}{N_c} \ll 1,}$$

suceden 2 cosas interesantes.

Primero, del lado de CFT, este subsector de estados que tienen momento angular $J \rightarrow \infty$ sobre la S^5 con $E-J$ fijo queda completamente descrito por la región inmediatamente vecina a una geodésica nula sobre la S^5 . Esto es un ejemplo de lo que se conoce como límite de Penrose, y reduce el fondo $AdS_5 \times S^5$ a uno más sencillo, el