Orientifolios no-supersimétricos con branas y anti-branas

A. Font y J.A. López
Centro de Física Teórica y Computacional, Fac. de Ciencias, Univ. Central de Venezuela,
Apartado Postal 47270, Caracas 1041-A, Venezuela

Recibido el 10 de diciembre de 2003; aceptado el 11 de mayo de 2004

Se estudian orientifolios de la cuerda IIB en $\mathrm{T}^{2d}/\mathbb{Z}_N$, con supersimetría rota por la compactificación. Se determinan las condiciones de cancelación de tadpoles incluyendo anti-branas y considerando distintas acciones de la paridad Ω. Utilizando estas condiciones se obtiene el espectro de taquiones y estados de masa nula. Varios ejemplos con N par corresponden a orientifolios de la cuerda 0B.

Descriptores: Cuerdas no-supersimétricas; orientifolios; D-branas.

We study type IIB orientifolds on $\mathrm{T}^{2d}/\mathbb{Z}_N$ with supersymmetry broken by compactification. We determine tadpole cancellation conditions including anti-branes and considering different actions for parity Ω. Using these conditions we then obtain the spectrum of tachyons and massless states. Various examples with N even correspond to type 0B orientifolds.

Keywords: Non-supersymmetric strings; orientifolds; D-branes.

PACS: 11.25.Mj; 11.25.Uv

1. Introducción

Los orientifolios permiten construir compactificaciones de cuerdas abiertas comenzando sistemáticamente con un cociente de la cuerda IIB por un grupo de simetría que incluye a Ω, el operador de paridad en la hoja de mundo. La proyección por Ω introduce superficies de Riemman no-orientables en la expansión perturbativa. La amplitud vacío-vacío a 1-lazo sobre la botella de Klein ($\mathcal{K}$) tiene generalmente divergencias creadas por tadpoles, cuyo origen es la existencia de planos orientifolio de tensión negativa y cargados bajo potenciales RR. Una forma natural de cancelar los tadpoles es introducir Dp-branas de tensión positiva y cargas opuestas. Cuerdas abiertas con extremos en branas tienen amplitudes a 1-lazo sobre el cilindro ($\mathcal{C}_{pq}$) y la cinta de Möbius ($\mathcal{M}_p$), cuyas divergencias cancelan a las de $\mathcal{K}$ [1].

Una motivación fenomenológica para estudiar modelos con cuerdas abiertas es la posibilidad de realizar teorías en las cuales los campos de calibre y materia cargada están confinados sobre las Dp-branas mientras que el campo gravitacional, proveniente de cuerdas cerradas, se propaga en todo el espacio. Una consecuencia muy importante de este escenario de mundo-brana es el desligamiento de la escala de la cuerda (M_s) de la masa de Planck. Por ejemplo, es posible tener $M_s \sim 1\mathrm{Tev}$ y así eliminar la necesidad de supersimetría para resolver el problema de la jerarquía de masas. Surge entonces el interés en estudiar cuerdas no-supersimétricas.

En este trabajo se discuten orientifolios con grupo de simetría generado por Ω y una rotación de orden N que rompe supersimetría. Veremos que las condiciones de cancelación de tadpoles permiten incluir anti-branas y distintas acciones de la paridad Ω para obtener nuevos modelos.

2. Generalidades

Consideramos orientifolios con grupo cociente de estructura $\mathcal{G} = (\mathbb{1} + \Omega)\mathbb{Z}_N$. Para describir la acción del generador θ de $\mathbb{Z}_N$ sobre los X^M y ψ^M en el cono de luz ($M = 2, \cdots, 9$) es útil usar bases complejas $Y^\alpha = X^{2\alpha+2} + iX^{2\alpha+3}$ y $\Psi^\alpha = \psi^{2\alpha+2} + i\psi^{2\alpha+3}$, $\alpha = 0, \cdots, 3$, en las cuales θ es diagonal, *i.e.* $\theta Y^\alpha = e^{2i\pi v_\alpha} Y^\alpha$ y $\theta\Psi^\alpha = e^{2i\pi v_\alpha}\Psi^\alpha$, donde $Nv_\alpha \in \mathbb{Z}$ pues $\theta^N = \mathbb{1}$. El espacio-tiempo es $(\mathrm{Mink})^D$ con $D = 10 - 2d$, y el espacio interno es el orbifolio $\mathrm{T}^{2d}/\mathbb{Z}_N$, con coordenadas Y^i, $i = 4-d, \cdots, 3$. En los casos de interés $d \leq 3$. Nótese que invariancia de Lorentz requiere $v_\alpha \in \mathbb{Z}$ para $\alpha = 0, \cdots, 3-d$.

El pequeño grupo $SO(8)$ se rompe a $SO(D-2)\times SO(2d)$ y los estados de la cuerda se clasifican en términos de representaciones de $SO(D-2)$. Por ejemplo, en el sector Neveu-Schwarz (NS) derecho de la cuerda cerrada los estados de masa nula son $\psi^M_{-\frac{1}{2}}|0\rangle$ que transforma como un vector de $SO(8)$ con pesos vectoriales $\mathbf{8}_v = (\underline{\pm 1, 0, 0, 0})$ que bajo $SO(D-2)$ corresponden a un vector y d escalares complejos $\Psi^i_{-\frac{1}{2}}|0\rangle$. En el sector Ramond (R), el vacío tiene masa nula y es espinor de $SO(8)$ con pesos

$$\mathbf{8}_s = \pm\left(\underline{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}}\right).$$

En general, a cada estado se le asigna un peso r de $SO(8)$. La proyección GSO es $\sum_a r_a = \mathrm{impar}$. Además, la acción de θ es simplemente $\theta|r\rangle = e^{2i\pi r\cdot v}|r\rangle$, donde $v = (v_0, v_1, v_2, v_3)$.

Los posibles valores de los v_α están restringidos por la condición de acción cristalógrafica de θ^m sobre la red del toroide interno. Además, dado $S_v = \sum_\alpha v_\alpha$, invariancia modular impone $NS_v = \mathrm{par}$. Para mantener supersimetría es necesario que existan estados $|r\rangle$ invariantes, cuando r es un peso en $\mathbf{8}_s$. Al relajar esta condición se rompe supersimetría. Algunos v's para $\mathbb{Z}_N$ no-supersimétricos son:

$\mathbb{Z}_2$	$(0,0,0,1)$	$\mathbb{Z}_5$	$(0,0,\frac{1}{5},\frac{3}{5})$
$\mathbb{Z}_3$	$(0,0,0,\frac{2}{3})$	$\mathbb{Z}_6$	$(0,\frac{1}{3},\frac{1}{3},\frac{1}{3})$

(1)

En estos ejemplos θ^m no produce reflexiones en las coordenadas Y^α y por lo tanto los orientifolios resultantes sólo contienen D9-branas. En el $\mathbb{Z}_2$ tenemos un orientifolio de la cuerda 0B en D=10 pues v_3 es entero y de hecho θ=$(-1)^{F_S}$, donde F_S es el número fermiónico espacio-tiempo. En $\mathbb{Z}_6$, $\theta^3 = (-1)^{F_S}$.

2.1. Estados de cuerda cerrada

Invariancia modular requiere la existencia de sectores torcidos por θ^n, $n = 0, \cdots, N-1$. En cada sector los estados se construyen tomando el producto tensorial $|R\rangle \times |L\rangle$ de modos derechos e izquierdos. A su vez, $|R\rangle = |N_R, r_{nR}\rangle$ donde N_R es un número de oscilación y $r_{nR} = r_R + nv$ con r_R peso de $SO(8)$ (similar para $|L\rangle$). Para construir los estados del orientifolio se comienza tomando combinaciones invariantes bajo la acción $\mathbb{Z}_N$. En el sector no-torcido es suficiente con tener $(r_R - r_L) \cdot v$ entero para estados sin osciladores. En los sectores torcidos es necesario tomar en cuenta la estructura de puntos fijos. Luego se impone invariancia bajo Ω que intercambia modos derechos con izquierdos. Las combinaciones en los sectores NSNS y [NSR + RNS] deben ser simétricas, en el sector RR antisimétricas. En los sectores torcidos se debe considerar que $\theta^n \to \theta^{N-n}$ bajo Ω.

2.2. Estados de cuerda abierta

Incluyendo etiquetas ab para los extremos en Dp y Dq-branas los estados son de la forma $|\phi, ab\rangle(\lambda^\phi_{pq})_{ab}$, donde λ^ϕ_{pq} es la matriz de Chan-Paton y ϕ representa los modos de los campos en la hoja de mundo. La acción de θ^m y $\Omega\theta^m$ en la Dp-brana se realiza por matrices unitarias $\gamma_{m,p}$ y $\gamma_{\Omega m,p}$ tales que $\theta^m : \lambda^\phi_{pq} \to \gamma_{m,p}\lambda^\phi_{pq}\gamma^{-1}_{m,q}$ y $\Omega\theta^m : \lambda^\phi_{pq} \to \gamma_{\Omega m,q}\lambda^{\phi\,T}_{pq}\gamma^{-1}_{\Omega m,p}$ pues Ω intercambia los extremos. Las matrices γ forman una representación de $\mathcal{G}$, *e.g.* $(\Omega\theta^m)^2 = \theta^{2m}$ implica

$$\gamma_{\Omega m,p} = \epsilon_{2m}\,\gamma_{2m,p}\gamma^T_{\Omega m,p}. \qquad (2)$$

donde $\epsilon_{2m} = \pm 1$. Para determinar ϕ, y luego hallar los estados invariantes bajo $\mathcal{G}$, es necesario especificar las condiciones de frontera, *i.e.* el tipo de branas en los extremos. Sólo trataremos con branas D9 y anti D9 ($\overline{\text{D9}}$) que aparecen en nuestros modelos.

• Estados 99, $\bar{9}\bar{9}$

Para cuerdas 99, ϕ corresponde exactamente a los modos derechos de la cuerda cerrada. A cada estado se le asigna un peso r de $SO(8)$ con proyección GSO $\sum_a r_a = \text{impar}$ que elimina al taquión y deja estados de masa nula con $r = \mathbf{8}_v$ en el sector NS y $r = \mathbf{8}_s$ en el sector R. La matriz de Chan-Paton λ^r_{99} de los estados de masa nula invariantes debe cumplir

$$\lambda^r_{99} = e^{2i\pi r\cdot v}\gamma_{1,9}\lambda^r_{99}\gamma^{-1}_{1,9}, \quad \lambda^r_{99} = -\gamma_{\Omega,9}\lambda^{r\,T}_{99}\gamma^{-1}_{\Omega,9}. \quad (3)$$

Para cuerdas $\bar{9}\bar{9}$ la función de partición en el cilindro es idéntica a la de cuerdas 99, de manera que los estados de masa nula son iguales. Las condiciones de invariancia son análogas a (3) con la diferencia de un signo menos extra en la proyección Ω para los estados R. Esto se debe al cambio de signo en el sector R de la amplitud en la cinta de Möbius, reflejo del signo opuesto de la carga RR de $\overline{\text{D9}}$-branas.

• Estados $9\bar{9}$, $\bar{9}9$

La función de partición en el cilindro se obtiene cambiando el signo entre las dos contribuciones del sector NS. Es posible asignar pesos de $SO(8)$ a los estados pero la condición GSO cambia a $\sum_a r_a = \text{par}$. El sector NS incluye al taquión con $r = 0$ y no tiene estados de masa nula. En el sector R hay estados sin masa pero con pesos espinoriales $r = \mathbf{8}_c$ de diferente quiralidad. Invariancia bajo θ implica

$$\lambda^r_{9\bar{9}} = e^{2i\pi r\cdot v}\gamma_{1,9}\lambda^r_{9\bar{9}}\gamma^{-1}_{1,\bar{9}}. \qquad (4)$$

Bajo Ω, $9\bar{9} \to \bar{9}9$, de forma que se retienen en el espectro la mitad de los estados sin imponer más restricciones.

2.3. Cancelación de tadpoles

Las amplitudes $\mathcal{K}$, $\mathcal{C}_{pq}$ y $\mathcal{M}_p$ tienen divergencias de tipo $(T^{\text{NSNS}} - T^{\text{RR}})\int_0^\infty d\ell$. Los tadpoles T^{NSNS} y T^{RR} no son necesariamente iguales en ausencia de supersimetría pero sólo T^{RR} debe anularse por consistencia [1]. Los tadpoles se calculan como en el caso supersimétrico estudiado en la Ref. 2 cuya notación utilizaremos, limitándonos a describir los cambios relevantes. Para simplificar sólo consideramos $\mathbb{Z}_N$'s de tipo (1), en particular, θ^m no incluye reflexiones.

La única modificación en $\mathcal{K}$ es la presencia de un coeficiente de estructura de espín $\eta_{0\frac{1}{2}}(n) = -e^{-i\pi n S_v}$ en la traza $\mathcal{Z}_\mathcal{K}(\theta^n, \theta^m)$. Este coeficiente es necesario para garantizar invariancia modular de la amplitud en el toroide y luego definir proyecciones consistentes en los estados de cuerda cerrada. Recordemos que sólo $n = 0$ y $n = \frac{N}{2}$ cuando N es par aparecen en $\mathcal{Z}_\mathcal{K}$. Para los tadpoles RR se encuentra que

$$T^{\text{RR}}_\mathcal{K}(n,m) = e^{i\pi n S_v} 2^{D+I} V_D V_I \prod_{2mv_j \notin \mathbb{Z}} |2\sin(2\pi m v_j)|, \quad (5)$$

donde I (V_I) es la dimensión (volumen) del sub-espacio compacto invariante bajo θ^m, y V_D es el volumen regularizado del espacio no-compacto. Es importante resaltar que estos tadpoles son creados por estados RR en el sector cerrado torcido por θ^{2m}. Cuando N es par los tadpoles RR se cancelan pues

$$\sum_{m=0}^{N-1} T^{\text{RR}}_\mathcal{K}(0,m) + T^{\text{RR}}_\mathcal{K}(N/2,m) = 0.$$

Sin embargo, hay tadpoles NSNS proporcionales a V_{10} que pueden ser cancelados introduciendo D9-branas. Los tadpoles RR creados por las D9-branas pueden a su vez ser cancelados con $\overline{\text{D9}}$-branas.

En el cilindro $\mathcal{C}_{99}$ el tadpole RR es

$$T^{\text{RR}}_{99}(m) = (\text{Tr}\,\gamma_{m,9})^2\, V_D V_I \prod_{mv_j \notin \mathbb{Z}} |2\sin(\pi m v_j)|. \qquad (6)$$

Estos tadpoles son producidos por estados RR en el sector de cuerda cerrada torcido por θ^m. En $\mathcal{M}_9$ se encuentra que

$$T^{\text{RR}}_9(m) = -2^{6-d+I}\,(\epsilon_{2m}\,\text{Tr}\,\gamma_{2m,9})\, V_D V_I \times \prod_{mv_j \in \mathbb{Z}} e^{i\pi m v_j} \prod_{mv_j \notin \mathbb{Z}} -2s_j\,|\sin(\pi m v_j)| \qquad (7)$$

donde $s_j = |\cos(\pi m v_j)| / \cos(\pi m v_j)$. En Möbius los tadpoles provienen del sector cerrado torcido por θ^{2m}

Para evaluar los tadpoles creados por $\overline{\mathrm{D}9}$-branas se procede similarmente, considerando los cambios de signo debidos al signo opuesto de la carga RR. El tadpole RR en $\mathcal{C}_{\bar{9}\bar{9}}$ es análogo a (6), en $\mathcal{M}_{\bar{9}}$ difiere de (7) en un signo menos y en $\mathcal{C}_{9\bar{9}}$ junto con $\mathcal{C}_{\bar{9}9}$ se obtiene a partir de (6) reemplazando $(\mathrm{Tr}\,\gamma_{m,9})^2$ por $-2\mathrm{Tr}\,\gamma_{m,9}\mathrm{Tr}\,\gamma_{m,\bar{9}}$. En la cancelación de tadpoles la presencia de $\overline{\mathrm{D}9}$-branas equivale a $\mathrm{Tr}\,\gamma_{m,9} \rightarrow \mathrm{Tr}\,\gamma_{m,9} - \mathrm{Tr}\,\gamma_{m,\bar{9}}$, al igual que en $\mathbb{Z}_N$ supersimétricos [3].

Los términos (5), (6) y (7) se clasifican según su dependencia en volumen. En ejemplos tipo (1), θ^m ó deja invariante todo T^{2d} y $V_D V_I$ es el volumen total V_{10}, ó no deja sub-espacio invariante y $V_I = 1$ por definición. Existen sólo tadpoles proporcionales a V_{10} y V_D. Además, para determinar las condiciones de cancelación es fundamental agrupar los tadpoles de acuerdo al sector torcido cerrado que contribuye. Para N impar y $\forall m$ se obtiene

$$\mathrm{Tr}\,\gamma_{2m,9} - \mathrm{Tr}\,\gamma_{2m,\bar{9}} = 32\epsilon_{2m} \prod_{j=1}^{d} \cos(m\pi v_j). \qquad (8)$$

Para N par, la cancelación de los tadpoles RR en $\mathcal{K}$ indica la existencia de dos planos orientifold de cargas opuestas. Por consistencia se deben cancelar los tadpoles RR en Möbius lo cual requiere $\gamma_{\Omega m,p} = \epsilon_{2m-N}\gamma_{2m-N}\gamma^T_{\Omega m,p}$ para $m \geq N/2$. Adicionalmente se debe cumplir

$$\mathrm{Tr}\,\gamma_{m,9} - \mathrm{Tr}\,\gamma_{m,\bar{9}} = 0 \quad , \quad \forall m. \qquad (9)$$

Esta es la condición de cancelación de tadpoles RR en orientifolios 0B en $\mathrm{T}^{2d}/\tilde{\mathbb{Z}}_{N/2}$, con $N/2$ impar y $\tilde{v} = (v_0, v_1, v_2, v_3 - 1)$.

3. Modelos

Luego de determinar las matrices γ que satisfacen (8) ó (9), y forman una representación de $\mathcal{G}$, se procede a deducir el espectro de estados. En el sector abierto hay dos opciones para la acción de Ω, *i.e.* dos tipos de proyección: ortogonal con $\gamma_{\Omega,p} = \gamma^T_{\Omega,p}$ ($\epsilon_0 = 1$) y simpléctica con $\gamma_{\Omega,p} = -\gamma^T_{\Omega,p}$ ($\epsilon_0 = -1$). Analizaremos los casos $\mathbb{Z}_2$ y $\mathbb{Z}_3$ en (1).

• $\mathbb{Z}_2,\ D = 10$

Los estados pertenecen a representaciones de $SO(8)$. En el sector no-torcido cerrado sobreviven $\mathbf{1} + \mathbf{35} + \mathbf{28}$ (dilatón, gravitón y tensor antisimétrico), mientras que en el sector torcido hay un taquión, denotado $\mathbf{1}^-$, y otro $\mathbf{28}$. En el sector abierto con proyección ortogonal se toma $\gamma_{\Omega,9} = \mathbb{1}_{2n}$ (matriz de dimensión $2n \times 2n$). Sin perder generalidad, $\gamma^2_{1,9} = \mathbb{1}_{2n}$ y $\gamma_{1,9} = \mathrm{diag}(\mathbb{1}_{2n_1}, -\mathbb{1}_{2n_2})$, con $n = n_1 + n_2$. Similarmente, $\gamma_{\Omega,\bar{9}} = \mathbb{1}_{2\bar{n}}$ y $\gamma_{1,\bar{9}} = \mathrm{diag}(\mathbb{1}_{2\bar{n}_1}, -\mathbb{1}_{2\bar{n}_2})$. Las condiciones (9) implican $n_1 = \bar{n}_1$ y $n_2 = \bar{n}_2$. Para $n_1 + n_2 = 32$ se cancelan también los tadpoles NSNS. Los estados 99 son vectores de calibre del grupo $SO(2n_1) \times SO(2n_2)$, y fermiones $\mathbf{8}_s$ que transforman en una representación bifundamental. Los estados $\bar{9}\bar{9}$ son análogos. El sector $9\bar{9}$ incluye taquiones y fermiones $\mathbf{8}_c$. La materia cargada bajo $SO(2n_1) \times SO(2n_2) \times SO(2\bar{n}_1) \times SO(2\bar{n}_2)$ es:

$$\begin{aligned} &\mathbf{1}^- \left[(\square, 1; \square, 1) + (1, \square; 1, \square)\right] \\ &+\mathbf{8}_s \left[(\square, \square; 1, 1) + (1, 1; \square, \square)\right] \\ &+\mathbf{8}_c \left[(\square, 1; 1, \square) + (1, \square; \square, 1)\right]. \end{aligned} \qquad (10)$$

Estos resultados coinciden con los obtenidos en la Ref. 4. Con $\epsilon_0 = -1$ se encuentran nuevos modelos. Ahora tenemos

$$\gamma_{\Omega,9} = \begin{pmatrix} iJ_{2n_1} & 0 \\ 0 & iJ_{2n_2} \end{pmatrix} J_{2n} = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{1}_n \\ -\mathbb{1}_n & 0 \end{pmatrix}. \qquad (11)$$

Las matrices $\gamma_{m,p}$ son las del caso ortogonal. El grupo resultante es $USp(2n_1) \times USp(2n_2) \times USp(2\bar{n}_1) \times USp(2\bar{n}_2)$. La materia cargada se resumen igual que en (10). El espectro es libre de anomalías de calibre irreducibles, de hecho la anomalía total factoriza y puede ser cancelada por el mecanismo Green-Schwarz.

• $\mathbb{Z}_3,\ D = 8$

Los estados pertenecen a representaciones de $SO(6)$. En el sector no-torcido cerrado en NSNS sobreviven $\mathbf{1} + \mathbf{20} + \mathbf{1}$, en RR $\mathbf{1} + \mathbf{15}$ y en [NSR + RNS] $\mathbf{4}$. En los sectores torcidos resultan tres copias de $\mathbf{1}^- + \mathbf{1}$ en NSNS y $\mathbf{1} + \mathbf{15}$ en RR. Para el sector abierto con proyección ortogonal tenemos

$$\gamma_{\Omega,9} = \begin{pmatrix} \mathbb{1}_{2n_1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathbb{1}_{n_2} \\ 0 & \mathbb{1}_{n_2} & 0 \end{pmatrix}. \qquad (12)$$

Además, $\gamma_{1,9} = \mathrm{diag}(\mathbb{1}_{2n_1}, e^{\frac{2\pi i}{3}}\mathbb{1}_{n_2}, e^{\frac{4\pi i}{3}}\mathbb{1}_{n_2})$. Para $\overline{\mathrm{D}9}$-branas las matrices son análogas. Las condiciones (8) implican $n_1 = \bar{n}_1$ y $n_2 = 16 + \bar{n}_2$. En el sector 99 y $\bar{9}\bar{9}$ los estados de masa nula son vectores de calibre, escalares $\mathbf{1}$ y fermiones $\mathbf{4}$ cargados. El grupo es el producto de $G_9 = SO(2n_1) \times U(n_2)$ y $G_{\bar{9}} = SO(2\bar{n}_1) \times U(\bar{n}_2)$. En el sector $9\bar{9}$ hay taquiones y fermiones $\bar{\mathbf{4}}$ cargados. Por ejemplo, para $n_1 = 0$, el espectro cargado bajo $U(16 + \bar{n}_2) \times U(\bar{n}_2)$, sin incluir antipartículas, es:

$$\begin{aligned} &\mathbf{1}^- \left[(\square; \overline{\square}) + (\overline{\square}; \square)\right] + \mathbf{1} \left[\left(\begin{smallmatrix}\square\\\square\end{smallmatrix}; 1\right) + \left(1; \begin{smallmatrix}\square\\\square\end{smallmatrix}\right)\right] + \\ &\mathbf{4} \left[\left(\begin{smallmatrix}\square\\\square\end{smallmatrix}; 1\right) + (1; \square\!\square)\right] + \bar{\mathbf{4}} \left[(\square; \square)\right]. \end{aligned} \qquad (13)$$

En la proyección simpléctica, $G_9 = USp(2n_1) \times U(n_2)$ y $G_{\bar{9}} = USp(2\bar{n}_1) \times U(\bar{n}_2)$, con $\bar{n}_1 = n_1$ y $\bar{n}_2 = 16 + n_2$. El espectro fermiónico es básicamente el del caso ortogonal intercambiando las representaciones de los grupos G_9 y $G_{\bar{9}}$. La anomalía total no-abeliana factoriza apropiadamente.

1. J. Polchinski, *String Theory*, **I,II** C.U.P. (1998).
2. G. Aldazabal, A. Font, L.E. Ibáñez y G. Violero, *Nucl. Phys. B* **536** (1998) 29.
3. G. Aldazabal y A. M. Uranga, *JHEP* **9910** (1999) 024.
4. M. Bianchi y A. Sagnotti, *Phys. Lett. B* **247** (1990) 517; A. Sagnotti, hep-th/9509080; O. Bergman y M. Gaberdiel, *Nucl. Phys. B***499** (1997) 183.