Parte II

¿Supercuerdas y Física?

Fernando Quevedo

Instituto de Física
Universidad Nacional Autonoma de México
(UNAM).
Apartado Postal 20-364 01000

México D.F., México

e-mail: fernando@ft.ifisicacu.unam.mx

Resumen

Se presenta una breve revisión de la fenomenología de supercuerdas incluyendo lagrangeanos efectivos, construcción de modelos, resultados independientes de los modelos, rompimiento de supersimetría y algunas implicaciones fenomenológicas de las simetrías de dualidad de los acoplamientos fuerte/débil.

Capítulo

9

Introducción

Esta clase es una introducción al estudio de la posible relación entre dos temas hasta ahora ciertamente no relacionados: la teoría de cuerdas y la Física. Esto explica los signos de interrogación en el título. Realmente se espera que la teoría de cuerdas lleve a la "teoría fundamental de la naturaleza " y en la actualidad, debido a las dualidades en los acoplamientos fuerte/débil recientemente descubiertas[1], hay un reavivado optimismo en que será posible resolver la teoría y eventualmente encontrar maneras de probarla. Creo que este es un buen momento para recapitular la cantidad de información que se ha obtenido durante los pasados doce años de fenomenología de supercuerdas y comenzar a pensar cómo los nuevos desarrollos permitirán encarar los problemas sin resolver a la fecha. Una palabra de alerta. La teoría de cuerdas puede ser probada con fenómenos físicos en tres dominios: cosmología en el universo temprano, modificaciones a la relatividad general en los regímenes en los que esta ultima falla, tales como las singularidades denominadas huecos negros y en fenomenología a bajas energías. Estas clases se concentrarán mayormente en el último aspecto que ha sido objeto de intenso trabajo durante los pasados años.
La Teoría Cuántica de Campos (TCC) es la piedra fundamental sobre la que se basa la física de altas energías [2]. Esta

teoría fue desarrollada para hacer coherentes los principios generales de la relatividad especial y la mecánica cuántica, ambos fundamentales para estudio de las partículas elementales. Dada la generalidad de la TCC, hay muy pocas consecuencias que se puedan extraer de ella. Podemos mencionar: la existencia de antipartículas, el corrimiento de las constantes de acoplamiento, la relación entre spin y estadística y el teorema CPT.

Para obtener información más concreta a partir de la TCC necesitamos considerar modelos específicos. Pero en esto tenemos un gran grado de arbitrariedad. Tenemos la libertad de elegir la dimensión del espacio-tiempo, el spin de las partículas, el correspondiente grupo de calibre, de rango arbitrario, el número de los diferentes campos de materia de spin menor que 1 y su correspondiente representación bajo el grupo de calibre. Finalmente estamos en libertad de elegir los acoplamientos entre estos campos, renormalizables o no, incluyendo el potencial para los campos escalares, los acoplamientos de calibre y Yukawa, etc.

Dado tal grado de degeneración, necesitamos usar algún dato experimental para elegir una TCC apropiada que pueda describir nuestro mundo al menos hasta una escala dada. Dicho ejemplo particular es el modelo estándar de la física de partículas basado en la simetría de calibre $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$, con tres familias de quarks y leptones. Este modelo describe la física fundamental hasta una escala de $10^2 GeV$ donde $SU(2) \otimes U(1)$ se rompe a $U(1)$ electromagnético. Queremos hacer énfasis en que esta es sólo una en el infinito número de TCC's y que no hay razones, apartando el acuerdo experimental, para seleccionar este modelo.

No obstante, es ampliamente aceptado que el modelo estándar es sólo una TCC efectiva que debe ser generalizada a una teoría más fundamental. Las razones principales para esta creencia son:

i. La gravitación no es descrita al nivel cuántico. Este es probablemente el problema más importante de la física teórica de altas energías.

ii. El problema de la jerarquía de calibre que hablando a *grosso modo*, se refiere al hecho de que la escala de 10^2 GeV del rompimiento de simetría no es estable bajo correcciones radiativas. En la presencia de gravedad, esto se reduce a la pregunta del por qué esta escala es tan pequeña comparada con la escala de Planck de $10^{14} GeV$.

iii. Están también los problemas ¿"por qué? " (¿Por qué vivimos en 4D?, ¿Por qué el grupo de calibre es $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$?, ¿Por qué hay tres familias?, ¿Por qué los acoplamientos y masas de los campos de materia toman los valores particulares encontrados en los experimentos?, ¿Por qué la constante cosmológica es esencialmente cero?, etc.).

Son muchas las extensiones del modelo estándar en términos de TCC's, y ellas encaran parcialmente algunos de los problemas arriba mencionados. Por ejemplo, las teorías de campo supersimétricas representan los mejores candidatos a resolver el problema de la jerarquía debido a que la existencia de una simetría bosón-fermión puede estabilizar la escala $10^2 GeV$ [3]. También hay teorías Gran Unificadas (GUT's), que unifican los acoplamientos de calibre imponiendo una simetría de calibre simple tal como $SU(5)$, que se rompe a la del modelo estándar, y también las teorías Kaluza-Klein donde se supone que el mundo es realmente de mayor dimensionalidad y el origen de las simetrías de calibre el número extra de dimensiones del espacio-tiempo. Todas estas extensiones del modelo estándar son elecciones diferentes de TCC's y no encaran el problema principal de la física de altas energías, que es el de la cuantización de la gravedad.

La teoría de cuerdas es el único candidato a una teoría fundamental de la naturaleza incluyendo todas las partículas e interacciones conocidas. En particular es la teoría candidato para un tratamiento consistente de la gravedad en el dominio cuántico. La teoría de cuerdas no es otra extensión del modelo estándar en términos de una TCC, es una generalización de las TCC's mismas. Hablando a *grosso modo*, la idea en la teoría de cuerdas es la de reemplazar las partículas puntuales de la TCC por objetos extensos unidimensionales, cuerdas, que pueden ser abiertas o cerradas. Los requerimientos de consistencia son muy estrictos en la teoría de cuerdas, seleccionando sólo cinco teorías supersimétricas en $10D$, que son: tipo I con simetría de calibre $SO(32)$, cerradas tipo II (A y B dependiendo de las propiedades de orientación) y teorías heteróticas cerradas con simetrías de calibre $SO(32)$ o $E_8 \otimes E_8$. Al igual que la TCC, la teoría de cuerdas tiene muy pocas "predicciones" generales: hay un infinito número de estados masivos correspondientes a los modos de oscilación de la cuerda después de la cuantización, las masas están cuantizadas en términos de una escala fundamental que se identifica con la masa de Planck. En cada una de las cinco diferentes teorías siempre hay una partícula sin masa de spin 2, el gravitón G_{MN}, y por lo tanto las cuerdas implican la existencia de la gravedad. Las teorías tipo I y heteróticas tienen también partícula sin masa de spin 1, A_M, implicando la existencia de simetrías de calibre y son por lo tanto candidatas a la "teoría fundamental de la naturaleza ". El espectro también incluye un singlete escalar sin masa, el dilatón Φ y tensores antisimétricos de diferentes rangos dependiendo de la cuerda.

Las teorías efectivas que describen partículas sin masa (las masas de las partículas observables se espera provengan del efecto Higgs a bajas energías) son TCC's ordinarias. Podemos ver entonces que las teorías de cuerdas llevan a TCC's muy restringidas, con simetrías y contenido material bien definidos. Por otro lado, cada teoría de cuerdas tiene muchos (miles o millones de) vacíos. Esto permite construir modelos de cuerdas en cualquier número de dimensiones menor que 10, incluyendo modelos en 4D cuasi realistas, que son muy similares al modelo estándar, un resultado verdaderamente estimulante. Sin embargo, esto también incrementa el grado de arbitrariedad, restringiendo el poder predictivo de la teoría aunque, por supuesto, la arbitrariedad es todavía mucho menor que en las TCC's.

En estas clases revisaremos el terreno de la fenomenología de cuerdas. Mencionaré brevemente los diferentes intentos por construir un modelo de cuerdas $4D$ cuasirealista, incluyendo los obstáculos que se han encontrado hasta la fecha para obtener un modelo realista. A continuación discutiré lo que se sabe sobre las acciones efectivas en $4D$ incluyendo los acoplamientos de Yukawa a nivel árbol (tree-level) así como las correcciones a un lazo a los acoplamientos de calibre y teoremas de no renormalización. En el capítulo 4 presentaré algunos resultados generales independientes del vacío para cuerdas $4D$. Esto es lo más cercano que podemos llegar a predicciones reales en teoría de cuerdas $4D$ hasta la fecha. Finalmente, discutiré brevemente le problema del rompimiento de la su-

persimetría y el posible uso de las simetrías de dualidad para atacar este y otros problemas en cuerdas.
Puesto que el tema es bastante amplio, me restringiré a una discusión muy superficial; introducciones generales a la teoría de cuerdas y a las teorías conformales de campo (CFT) pueden ser encontradas en [4]. Existen tambien dos colecciones de los articulos mas relevantes sobre el tema de las cuerdas 4D. La ref.[5] incluye las tecnicas de construcción de modelos de cuerda conocidas antes de 1989, mientras que la ref.[6] contiene algunas tempranas discusiones fenomenologicas de la teoria de cuerdas. Un cierto numero de articulos que tocan algunos de los topicos de estas clases se dan en [7]. Una revisión anterior del autor [8] contiene mucho del material aquí presentado.

Capítulo

$\boxed{10}$

Construcción de modelos de cuerdas

Mencionamos en la introducción que hay sólo cinco teorías de supercuerdas en 10D consistentes. El construir modelos de cuerdas es exactamente equivalente a construir explícitamente los vacíos de cuerda de cada una de estas teorías. Por esto queremos decir, soluciones a las correspondientes ecuaciones de campo de fondo (background) de los diferentes modos sin masa de la cuerda.
Puesto que no hay una formulación en segunda cuantización de la teoría de cuerdas, necesitamos usar primera cuantización. En este caso la cantidad básica es la acción hoja de mundo (worldsheet) 2D, que para la cuerda basónica es:

$$\begin{aligned} S \;&= \tfrac{1}{\alpha'} \textstyle\int d\sigma\ d\tau \{ \quad (G_{MN}(X) + B_{MN}(X))\ \partial^{\mu} X^{M} \partial_{\mu} X^{N} + \\ &\qquad\qquad\qquad\quad \alpha' \Phi(X)\ {}^{(2)}R \}. \end{aligned} \tag{10.1}$$

Vamos a describir las diferentes cantidades que intervienen en esta acción. Primero la integral es sobre la superficie 2D barrida por el movimiento de la cuerda. Esta superficie está parametrizada por σ, τ. El inverso de la tensión de la cuerda α' es el único parámetro (constante) libre de la teoría. $X^{M}(\sigma, \tau), M = 1, ..., D$ juega dos diferentes papeles: son campos escalares en la teoría 2D, pero son coordenadas del espacio objetivo (target) donde se propaga la cuerda, que para teorías de cuerda críticas (el asunto de este artículo) tiene dimensión $D = 26$. De manera similar, $G_{MN}(X)$, $B_{MN}(X)$, $\Phi(X)$ son acoplamientos de la teoría 2D pero puesto que son funciones de X son campos en el espacio objetivo. G_{MN} es un tensor simétrico que se identifica con la métrica; B_{MN} es un campo tensorial antisimétrico que en el espacio objetivo 4D da lugar al campo axion; y Φ es un campo escalar, el dilaton. Puesto que este sólo aparece multiplicando a la curvatura ${}^{(2)}R$ 2D cuya integral es el invariante topológico que cuenta el genus (número de huecos) de la correspondiente superficie 2D, el *vev* del dilaton se identifica con el acoplamiento de la cuerda. Estos campos están siempre presentes en cualquier cuerda cerrada.

Una simetría fundamental de la acción anterior es la invariancia conformal que incluye escalamientos de la métrica 2D, así como también la invariancia bajo reparametrizaciones 2D. Imponer esta simetría al nivel cuántico 2D es equivalente a imponer el que las constantes de acoplamiento no presenten corrimientos en la teoría de campos estándar. Esto entonces define una teoría de campos conformal 2D (CFT) y las ligaduras sobre los acoplamientos 2D son ecuaciones de campo para los campos G_{MN},B_{MN},Φ y A_M definidos sobre el espacio objetivo. Sin sorpresas, las ligaduras dan origen a las ecuaciones de Einstein, ecuaciones de Yang-Mills y ecuaciones de movimiento para B_{MN} y Φ. A primer orden en α' estas son las ecuaciones que se derivan de la acción efectiva en el espacio objetivo:

$$S \;= \int d^D X \sqrt{G} e^{-\Phi} \{ \quad R - \tfrac{1}{12} \nabla_M B_{NP} \nabla^M B^{NP} + \nabla_M \Phi \, \nabla^M \Phi - \tfrac{D-26}{3} \}. \tag{10.2}$$

Puesto que las cuerdas heteróticas son supersimétricas, deberemos añadir los correspondientes compañeros fermiónicos de aquellos campos. Soluciones a estas ecuaciones son entonces lo que llamamos vacío de cuerdas y en consecuencia clamamos que hay una correspondencia entre el vacío de cuerdas y ciertas CFT's en 2D.

La solución más simple es, por supuesto, el espacio-tiempo plano 26D con valores constantes para todos los campos. Para este caso tenemos una teoría libre 2D, que puede ser cuantizada fácilmente resolviendo la ecuación de onda $\partial^\mu \partial_\mu X^M = 0$, los campos X^M pueden ser escritos como:

$$X^M(\sigma, \tau) = X_R^M(\tau - \sigma) + X_L^M(\tau + \sigma) \tag{10.3}$$

como es usual, X_R^M y X_L^M representan modos de la cuerda que viajan a la derecha y a la izquierda respectivamente, con la expansión en modos

$$X_R^M(\tau - \sigma) = x_R^M + p_R^M(\tau - \sigma) + \frac{i}{2} \sum_{n \neq 0} \frac{1}{n} \alpha_n^M e^{-2in(\tau - \sigma)}$$

$$X_L^M(\tau + \sigma) = x_L^M + p_L^M(\tau + \sigma) + \frac{i}{2} \sum_{n \neq 0} \frac{1}{n} \tilde{\alpha}_n^M e^{-2in(\tau + \sigma)} \tag{10.4}$$

Puesto que esta es una teoría libre, la cuantización le asigna relaciones de conmutación canónicas a los coeficientes de Fourier α_m^N, $\tilde{\alpha}_m^N$ tipo oscilador armónico. El hamiltoniano da entonces origen a la fórmula de masa:

$$M^2 = N_R + N_L - 2. \tag{10.5}$$

donde $N_{R,L}$ se refiere a los números de ocupación del oscilador armónico para los modos derecho e izquierdo y la condición de acoplamiento del nivel requiere $N_L = N_R$ por consistencia. Notese que el estado "vacío " $(N_L = N_R = 0)$ es un taquión y que el próximo estado requiere un oscilador que viaje a la izquierda y uno que viaje a la derecha $(N_L = N_R = 1)$. Puesto que ambos osciladores tienen índices del espacio objetivo, el estado corresponde a un tensor arbitrario de dos índices $\alpha_{-1}^M \tilde{\alpha}_{-1}^M \mid 0 >$ del cual la parte simétrica es la métrica G_{MN}, la parte antisimétrica es B_{MN} y la traza es el dilatón Φ. Los que vemos no tienen masa y están siempre presentes. La inestabilidad debida al taquión puede ser curada fácilmente supersimetrizando la teoría. En ese caso, el estado taquiónico es proyectado fuera. La teoría de cuerdas supersimétrica más popular es la cuerda heterótica. En esta teoría, sólo los modos derechos tienen compañeros fermiónicos y por consistencia se requiere que vivan en un espacio 10D en vez del espacio 26D de la cuerda bosónica. Los modos izquierdos son, sin embargo, puramente bosónicos, pero el espacio 26D de estos modos es tal que las 16 coordenadas adicionales son compactificadas sobre un toro, dando lugar a estados sin masa adicionales, que en este caso son tipo vector, como veremos a continuación, y corresponden a los campos de calibre de $SO(32)$ o $E_8 \otimes E_8$.

10.1 Compactificaciones Toroidales

Para construir modelos de cuerdas en dimensiones menores a 10D así como para entender la construcción de la cuerda heterótica, necesitamos considerar la compactifización más simple que corresponde a tratar las seis dimensiones extra como círculos y su generalización a mayor dimensionalidad. Veamos primero el caso del círculo. Esto significa que el espacio 10D se representa por el producto de un espacio-tiempo plano 9D por un círculo S^1. Sabemos que un círculo es la línea real sobre la que se han identificado todos los números que difieren por $2\pi R$, donde R es el radio del círculo. Así, la única diferencia con el espacio plano discutido anteriormente reside en las condiciones de frontera. Las soluciones a las ecuaciones de onda son como en (10.4). Pero ahora $p_R = m/2R$ y $p_L = m/2R + nR$, con m entero, lo que refleja el hecho de que el momentum en la dirección compactificada debe ser cuantizado para obtener funciones de onda univaluadas. El entero n refiere el hecho de que la cuerda puede enrrollarse (wind around) muchas veces en la dirección compactificada y recibe el nombre de número "winding". La fórmula de masa es entonces:

$$M^2 = N_R + N_L - 2 + \frac{m^2}{4R^2} + n^2 R^2, \qquad N_R - N_L = nm. \quad (10.6)$$

Esta muestra varios hechos interesantes. Primero, para $n = 0$ y variando m, obtenemos una torre infinita de estados masivos con masas $\sim 1/R$; estos son los estados de momentum estándar de las compactificaciones Kaluza-Klein en teoría de campos. En particular los estados sin masa con $m = n = 0$ y un oscilador en la dirección compactificada son campos vectoriales en las dimensiones extra dando lugar a una simetría de calibre Kaluza-Klein $U(1)_L \otimes U(1)_R$. Los estados con $n \neq 0$ son los estados "winding " y son puramente de cuerdas; representan estados de la cuerda con masa $m \sim R$. Segundo, hay valores especiales de m y n que dan lugar a estados sin masa adicionales. En particular para $m = n = \pm 1$ podemos ver que al valor especial del radio $R^2 = 1/2$ en unidades de α', hay estados sin masa con un sólo oscilador $N_R = 1, N_L = 0$ correspondientes a vectores sin masa que en este caso generan $SU(2)_R \otimes SU(2)_L$. Esto significa que el punto especial del espacio "moduli " del círculo $R^2 = 1/2$ es un punto de simetría aumentada. La simetría Kaluza-Klein $U(1)_R \otimes U(1)_L$ original de la compactificación sobre un círculo es aumentada a una $SU(2)_R \otimes SU(2)_L$. Este es un verdadero efecto de la naturaleza cuerda de la excitación debido a que depende de manera crucial de la existencia de los modos "winding " $(n \neq 0)$. El tercer hecho interesante sobre esta compatificación es el que el espectro es invariante bajo las transformaciones de dualidad[9]:

$$R \longleftrightarrow \frac{1}{2R} \qquad m \longleftrightarrow n. \tag{10.7}$$

Esta es también una propiedad de las cuerdas. Ella intercambia pequeñas con grandes distancias y al mismo tiempo estados de momentum (Kaluza-Klein) con estados winding. Esta simetría, puede demostrarse, vale no sólo para el espectro sino también para las interacciones y por lo tanto es una simetría exacta de la teoría de perturbaciones para cuerdas.
Vamos ahora a extender la compactificación a dos dimensiones, esto es, el espacio-tiempo 26D es el producto del espacio-tiempo plano 24D y la generalización 2D de un círculo, el toro T^2. De nuevo, la única diferencia con espacio plano es la condición de frontera. Las dos dimensiones compactificadas se identifican por vectores de una red 2D, definiendo el toro T^2. De las tres componentes independientes de la métrica compactificada G_{11}, G_{22}, G_{12} y la componente singulete B_{12} de B_{MN} podemos construir dos campos complejos "moduli":

$$U \equiv \frac{G_{12}}{G_{22}} + i\frac{\sqrt{G}}{G_{22}}$$

$$T \equiv B_{12} + i\sqrt{G}. \tag{10.8}$$

U es el parámetro modular estándar de cualquier toro geométrico 2D y usualmente se identifica como el modulus "estructura compleja ". T es el modulus "estructura Kähler" (puesto que T^2 es un espacio Kähler complejo) y su parte imaginaria mide el tamaño del toro, puesto que $\sqrt{G}$ es el determinante de la métrica 2D. T juega el mismo papel que juega R para el círculo 1D. En términos de T y U podemos escribir los momentos hacia la izquierda y hacia la derecha como:

$$p_L^2 = \frac{1}{2U_2\,T_2}\,\|(n_1 - n_2U) - T(m_2 + m_1U)\|^2$$

$$p_R^2 = \frac{1}{2U_2\,T_2}\,\|(n_1 - n_2U) - T^*(m_2 + m_1U)\|^2 \tag{10.9}$$

La fórmula de masa, dependiendo de $p_L^2 + p_R^2$, muestra otra vez que hay puntos de simetría aumentados para valores especiales de T y U. También presenta las siguientes simetrías

$$U \to \frac{aU+b}{cU+d} \qquad T \to \frac{aT+b}{cT+d} \qquad T \longleftrightarrow U. \tag{10.10}$$

donde a, b, c, d son enteros que saisfacen $ad - bc = 1$. La primera transformación es la simetría modular $SL(2, \mathbf{Z})_U$ estándar del toro 2D y es independiente de la teoría de cuerdas; es puramente geométrica. La segunda transformación es una $SL(2, \mathbf{Z})_T$ caracteristica de cuerdas denominada dualidad-T y es una generalización de (10.7) para el caso 2D. Otra vez ésta es una simetría siempre y cuando transformemos también los momentos m_1, m_2 con winding n_1, n_2. La tercera simetría intercambia la estructura compleja U con la estructura Kähler T y se denomina simetría espejo. Si U y T cada uno parametrizan

un plano complejo $SL(2,I\!R)/0(2)$, la simetría de dualidad implica que ellos sólo pueden vivir en el dominio fundamental definido por todos los puntos del producto de espacios complejos $SL(2,I\!R)/O(2) \otimes SL(2,I\!R)/O(2) \cong O(2,2,I\!R)/(O(2) \otimes O(2))$ identificados bajo el grupo de dualidad $SL(2,\mathbf{Z})_U \otimes SL(2,\mathbf{Z})_T = O(2,2,\mathbf{Z})$.
Esta es la situación que obtenemos generalizando a mayores dimensiones. En general, la compactificación sobre un toro d-dimensional tiene el espacio moduli $\mathcal{M} = O(d,d,I\!R)/O(d) \otimes 0(d)$ con puntos identificados bajo el grupo de dualidad $O(d,d,\mathbf{Z})$. Para la cuerda heterótica con las 16 coordenadas adicionales que se mueven a la izquierda, $\mathcal{M} = O(d+16,d,I\!R)/O(d+16) \otimes O(d)$ con una modificación similar para el grupo de dualidad. Los momentos izquierdos y derechos p_L y p_R viven en una red par autodual de signatura $(22,6)$, usualmente denominada la red Narain $\Lambda_{22,6}$ [10]. Esto generaliza a la red $\Lambda_{2,2}$ definida por los enteros m_1, m_2, n_1, n_2 de la ecuación (10.9).
Podemos verificar fácilmente, en este caso, que la dimensión de $\mathcal{M}$ es $d(d+16)$ que se corresponde al número de componentes independientes de $G_{mn,}B_{mn,}A^I_m$ con $m,n = 1...d; I = 1...16$. Para $d = 6$ tenemos un modelo de cuerda $4D$ con un espacio moduli de dimensión 132. A esto debemos añadir el campo dilaton Φ que, junto con las componentes espacio-tiempo del tensor antisimétrico $B_{\mu\nu}$, puede ser combinado dentro de un nuevo parámetro modular:

$$S \equiv a + ie^{\Phi} \tag{10.11}$$

aquí, el campo axión se define como $\nabla_u a = \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \nabla^\nu B^{\rho\sigma}$. S parametriza otra vez un coset, $SL(2,I\!R)/O(2)$. Es entonces natural el creer que hay también una simetría de dualidad para el campo S del tipo $SL(2,\mathbf{Z})$, por analogía con la situación para T y U. Dicha simetría fue propuesta en la referencia [11] y ha recibido mucha atención recientemente. De ser cierta esta simetría, ella puede tener consecuencias de un gran alcance puesto que (de manera similar a la ecuación ((10.7))) ella relaciona los acoplamientos de cuerda fuerte y débil.

10.2 Compactificaciones Orbifold

Hemos logrado entonces construir modelos de supercuerdas $4D$ a partir de compactificaciones toroidales y entender las clases completas de estos modelos dadas por el espacio moduli $\mathcal{M}$. Desafortunadamente, todos estos modelos tienen supersimetría $N = 4$ y por lo tanto no son interesantes desde el punto de vista fenomenológico, debido a que no son quirales. Para obtener un modelo quiral debemos construir modelos con supersimetría $N = 1$ como máximo. Si queremos todavía usar los beneficios de las teorías libres $2D$, debemos construir modelos partiendo de espacios planos y modificar sólo las condiciones de frontera. Ya hemos considerado identificaciones por las simetrías corridas de la red que definen al toro. Todavía tenemos la opción de utilizar también rotaciones y considerar condiciones de contorno twisted [12]. Como un ejemplo comencemos con el toro T^2 discutido anteriormente. Si hacemos la identificación $X^i \to -X^i$ estaremos construyendo el orbifold $O^2 \equiv T^2/\mathbf{Z}_2$ donde el twist $\mathbf{Z}_2$ es una rotación por π. Este espacio no es una variedad debido a que es singular en los puntos que se mantienen fijos por la rotación $\{(0,0),(0,1/2),(1/2,0),(1/2.1/2)\}$. Nótese que, por ejemplo, el punto $(1/2,1/2)$ es fijo debido a que se transforma en $(-1/2,-1/2)$ que es idéntico al punto original después de un corrimiento en la red. En general, el grupo de rotaciones discreto que define al orbifold se denomina grupo puntual $\mathcal{P}$, mientras el grupo no abeliano que incluye a las rotaciones y tambien a traslaciones de la red Λ es el grupo espacial $\mathcal{S}$. Así, usualmente un toro se define como $T^d \equiv I\!R^d/\Lambda$ y un orbifold $O^d \equiv T^d/\mathcal{P} \equiv I\!R^d/\mathcal{S}$. Podemos construir fácilmente cuerdas $4D$ a partir de compactificaciones orbifold en las que el espacio-tiempo $10D$ de la cuerda heterótica es el producto de un espacio-tiempo plano $4D$ y un orbifold 6-dimensional O^6. La cuerda heterótica es particularmente interesante debido a que podemos extender la acción del grupo puntual a la red $16D$ del grupo de calibre embebiendo la acción del orbifold twist en los grados de libertad de calibre definidos por la red $E_8 \otimes E_8$. Esto puede hacerse fácilmente de dos maneras:

i. Efectuando un homomorfismo del grupo puntual de la acción en la red de calibre por medio de un corrimiento de los vectores de la red por un vector $V = ML$ donde M es el orden del grupo puntual y L es cualquier vector de la red en $16D$.

ii. Efectuando el homomorfismo por un"twisting " también de la red de calibre en una rotación de orden M perteneciente al grupo de Weyl del correspondiente grupo de calibre.

El embebido de los grados de libertad de calibre permite romper el grupo de calibre, reduce el número de supersimetrías y genera modelos quirales $N = 1$ en $4D$ como se desea. La razón para esto es la siguiente: usando el embebido por un corrimiento V, comenzamos con el espectro de la compactificación toroidal y tenemos que proyectar fuera todos los estados que no son invariantes por el “orbifold twist” Para el grupo de calibre, sólo los elementos que satisfacen $P.V \in \mathbf{Z}$ permanecen, donde $P \in E_8 \otimes E_8$, rompiendo el grupo de calibre a un subgrupo del mismo rango. Los cuatro gravitinos de la compactificación toroidal $N = 4$ también transforman y dependiendo del "orbifold twist" se reducen a sólo uno o dos estados invariantes, indicando que sólo hay supersimetría $N = 2$ o $N = 1$. Realmente sólo hay cuatro "twist" que llevan a supersimetría $N = 1$[13], que son los fenomenológicamente interesantes. Para cada uno de estos "twist" podemos tener varios (~ 10) embebidos diferentes sobre los grados de libertad de calibre. Uno de estos embebidos es el denominado embebido estándar debido a que éste actúa de manera idéntica en los grados de libertad de calibre así como en el espacio $6D$, este embebido también describe compactificaciones de las cuerdas tipo II y se distingue debido a que en la hoja del mundo $2D$, el correspondiente modelo tiene dos supersimetrías en los modos izquierdos y dos supersimetrías en los modos derechos, los correspondientes modelos son llamados modelos $(2, 2)$. Todos los otros embebidos no tienen supersimetría en el lado izquierdo y son denominados modelos $(0, 2)$.

Encima de todos estos embebidos también podemos añadir líneas Wilson[14] $A_m, m = 1, ..., 6$, al embeber los corrimientos de la red que definen al toro compactificado $6D$, en los grados de libertad de calibre en términos de más corrimientos de la red de calibre $16D$, que romperán más el grupo de calibre. Esto incrementa en una gran cantidad el número posible de modelos consistentes, que sólo podemos estimar entre millones y millardos debido a que algunos resultan ser realmente equivalentes. También podemos interpretar las líneas Wilson como el embebido por completo del grupo espacial S en los grados de libertad de calibre. En este caso, los dos embebidos mencionados anteriormente darán lugar a resultados completamente diferentes debido a que en el primer caso, ambos V y las líneas Wilson A_i actuarán como corrimientos y así el embebido será abeliano, mientras que en la segunda opción tendremos corrimientos y "twists " y el embebido es no-abeliano. Esta posibilidad permite dos propiedades importante": las líneas Wilson son continuas en vez de ser cuantizadas y el rango del grupo de calibre puede reducirse. En ausencia de líneas Wilson ambos embebidos son equivalentes. Ambas clases de embebidos pueden obtenerse partiendo de la red Narain de compactificaciones toroidales $A_{22,6}$ y luego haciendo "twist" de manera consistente. Esto involucra a las líneas Wilson discretas y continuas (que están presentes, parametrizando $\Lambda_{22,6}$) y permite la posibilidad de hacer "twists" asimétricos derecha-izquierda [15]. Este grado de libertad extra incrementa el número posible de modelos.

Podemos ahora ver cómo se pueden generar una gran cantidad de modelos orbifold de cuerdas heteróticas. Hay muchas (¿miles de millones?) clases de modelos; clases que se diferencian en la elección de la red toroidal $6D$ original, el grupo puntual orbifold, los embebidos V y las líneas de Wilson discretas. Pero cada una de estas elecciones discretas admite variaciones de los diferentes parámetros continuos tales como los campos moduli (p.e. S, T, U), las líneas Wilson continuas (que corresponden al sector cargado campos moduli "untwisted" y hay también un sector campos moduli cargado "twisted" [16]. Todos los parámetros continuos pueden ser vistos como potenciales planos para los campos en la acción efectiva de teoría de campos.

Sólo unas pocas de estas clases de modelos incluyen modelos cuasi-realistas. Como un ejemplo [17], el modelo basado en el orbifold $\mathbf{Z}_3$ con embebido V y líneas de Wilson no-nulas A_m, dado por:

$$\begin{array}{rcl} V & = & \frac{1}{3}(1,1,1,1,2,0,0,0) \otimes (2,0,\cdots,0) \\ A_1 & = & A_2 = \frac{1}{3}(0,0,\cdots,2) \otimes (0,1,1,0,\cdots,0) \\ A_3 & = & A_4 = \frac{1}{3}(1,1,1,2,1,0,1,1) \otimes (1,1,\cdots,0) \end{array} \quad (10.12)$$

rompe $E_8 \otimes E_8$ a $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1) \otimes U(1)^7 \otimes S0(10)$ con tres familias de quarks y leptones. La simetría adicional $U(1)^7$ puede romperse apelando al mecanismo de Higgs estándar que, en teoría de cuerdas requiere de la existencia de direcciones planas entre algunos campos de materia cargados; esto puede ser analizado en los modelos que se tienen a disposición debido a la existencia de reglas de selección que prohíben acoplamientos no invariantes bajo la acción de los grupos espacial y puntual. El $S0(10)$ permanece como un sector oculto, en el sentido de que sólo presenta acoplamientos gravitacionales con el sector observable $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$. Este es un ejemplo de un modelo cuasirealista. La estructura de los acoplamientos de Yukawa puede analizarse llevando a propiedades verdaderamente realistas y donde problemas como el decaímiento "rápido " del protón se evitan por completo. Sin embargo, la presencia de dobletes adicionales en el modelo da lugar a valores no realistas del ángulo de Weinberg. En principio, ésto puede resolverse apelando a la existencia de escalas intermedias, pero en este punto el modelo deja de ser cuerdas. También tiene la desventaja de que, sin conocerse los detalles sobre el rompimiento de la supersimetría, muchos de los parámetros de baja energía no pueden determinarse. Existen variaciones del modelo que admiten una simetría $U(1)$ adicional a bajas energías, implicando una partícula Z' relativamente ligera. Hay varios modelos en la literatura con propiedades similares a esta última, lo que muestra que es posible el tener modelos muy cercanos al modelo estándar de la física de partículas. Pero no hay un sólo modelo que pueda ser considerado realista. En particular, no se dispone aun de un modelo con el espectro del modelo estándar supersimétrico.

10.3 Compactificaciones Calabi-Yau

Hemos visto que los orbifolds obtenidos a partir del twisting del toro $6D$ pueden dar origen a modelos quirales $N = 1$ en $4D$. Los orbifolds son objetos singulares que pueden ser suavizados "inflando " los puntos fijos. La variedad resultante se denomina variedad de Calabi-Yau[18]. Matemáticamente, estas son variedades complejas $6D$ con holonomia $SU(3)$ o de manera equivalente con una primera clase Chern nula. Estas fueron realmente la primera compactificación Kaluza-Klein estándar en teoría de cuerdas, llevando a modelos quirales $4D$ y generalmente a grupo de calibre $E_6 \otimes E_8$, con E_8 un grupo de calibre oculto.

La desventaja de las compactificaciones sobre variedades Calabi-Yau es el que ellas son espacios altamente no triviales y no podemos describir a las cuerdas en dichas variedades, caso contrario a lo que hicimos en el caso de las teorías libres tales como el toro y los orbifolds. En particular, no podemos calcular de manera explícita los acoplamientos en la teoría efectiva, exceptuando el caso sencillo de los acoplamientos de Yukawa renormalizables.

Por otro lado, las variedades de Calabi-Yau se han entendido mucho mejor durante los últimos años y se ha llegado a algunos resultados muy bellos e impresionantes. En cierta forma, estas son más generales que los orbifolds debido a que estos últimos son un límite particular singular de una variedad de Calabi-Yau. Hay también otras construcciones a partir de estas variedades que no están relacionadas a los orbifolds. Pueden definirse como hipersuperficies en espacios proyectivos complejos (con peso) $P^4_{(k_0,k_1,k_2,k_3,k_4)}$) donde los k_i son los pesos de las coordenadas correspondientes para las que se establece la identificación $z_i \cong \lambda^{k_i} z_i$. La hipersuperficie se define como el locus nulo del polinomio de las correspondientes coordenadas. Por ejemplo, la superficie definida como:

$$P \equiv z_1^{12} + z_2^{12} + z_3^6 + z_4^6 + z_5^2 = 0 \qquad (10.13)$$

define a una variedad de Calabi-Yau con pesos: $(1,1,2,2,6)$. La relación $\sum_i k_i = d$ donde d es el grado del polinomio, asegura que la superficie es una variedad Calabi-Yau. La variedad se garantiza suave, si el polinomio P y sus derivadas no se anulan simultáneamente. Clases más grandes de variedades pueden construirse considerando intersecciones de hipersuperficies en espacios proyectivos de mayor dimensionalidad, las denominadas variedades de Calabi-Yau completamente intersectadas (CICY). Realmente, se sabe en la literatura matemática, que todas las variedades de Calabi-Yau pueden definirse como (la intersección de) hipersuperficies en espacios proyectivos con peso. Un gran número de estas variedades han sido clasificadas, aunque aun no se ha completado la clasificación por completo. El estimado matemático es que hay variedades de Calabi-Yau que están en el orden de unas diez mil. Los correspondientes modelos de cuerdas son del tipo $(2,2)$. Algunos de los puntos relevantes de las compactificaciones Calabi-Yau son los siguientes:

i. Hay clases de campos moduli, que generalizan a los campos T y U del dos-toro mencionado antes. El número de estos campos viene dado por los números topológicos conocidos como números Hodge $h_{i,j}, i+j \leq 3$. Estos corresponden al número de formas complejas armónicas que pueden ser definidas en la variedad con i indices holomórficos y j indices antiholomórficos. De aquí que el número de campos con estructura compleja (U) viene dado por $h_{2,1}$ y el número de campos con estructura Kähler (T) viene dado por $h_{1,1}$. Muchas de las formas $h_{2,1}$ corresponden a los coeficientes de diferentes monomios que pueden ser sumados al polinomio definitorio que todavía da origen al mismo espacio, otras formas corresponden al inflado de posibles singularidades. Muchos de los $h_{2,1}$ a deformaciones polinomiales de la superficie definitoria, pero otros están relacionados a la reparación de singularidades. Para variedades de Calabi-Yau tenemos $h_{1,1} \geq 1$, por lo tanto siempre hay una deformación especial de la clase Kähler que puede ser pensada como el tamaño global de la variedad correspondiente, usualmente denominada la forma Kähler. Todos los demás números Hodge de las variedades de Calabi-Yau están fijos $(h_{3,0} = h_{0,3} = 1, h_{1,0} = h_{0,1} = 0, h_{0,2} = h_{2,0} = 0)$.

ii. El grupo de calibre en $4D$ es el $E_6 \otimes E_8$. Los campos de materia transforman como la 27 o $\overline{27}$ de E_6. El número de cada uno de ellos está también dado por los números Hodge $h_{1,1}, h_{1,2}$ y el número de generaciones es entonces topológico: $N_g \equiv h_{1,1} - h_{1,2} = \chi/2$ donde χ es el número de Euler de la variedad. Esta es una de las propiedades más atrayentes de este tipo de compactificaciones puesto que ellas implican que la topología determina el número de quarks y leptones.

iii. La simetría espejo[19]. Al igual que en las compactificaciones toroidales $2D$, se ha encontrado que existe una simetría espejo en los espacios de Calabi-Yau que intercambia los campos moduli T_m y $U_a, m = 1, ..., h_{1,1}, a = 1, ..., h_{2,1}$. Esto significa que para toda variedad de Calabi-Yau $\mathcal{M}$, existe otra variedad $\mathcal{W}$ que tiene a las estructuras compleja y de Kähler intercambiadas, esto es, $(h_{1,1}, h_{2,1}) \leftrightarrow (h_{2,1}, h_{1,1})$ y número de Euler χ opuesto. La simetría espejo del dos-toro descrita previamente, es sólo un caso especial en el que la variedad es su propio espejo. La simetría espejo es, no sólo una contribución no-trivial de la teoría de cuerdas a la matemática moderna, sino que también tiene aplicaciones interesantes en la obtención de lagrangeanos efectivos como veremos en el próximo capítulo. También relaciona las simetrías modulares geométricas asociadas a los campos U_a de la variedad $\mathcal{M}$ a simetrías de dualidad T generalizadas, de cuerdas, para el espejo $\mathcal{W}$ y viceversa (vease por ejemplo [21]).

iv. Aun cuando estos modelos de cuerdas no se entienden por completo en términos de CFT's $2D$, puntos especiales en el espacio moduli de una Calabi-Yau dada son CFT's, tal como las compactificaciones orbifold mencionadas anteriormente. De hecho, algunos piensan que existe una correspondencia uno a uno entre modelos de cuerdas con supersimetría $(2, 2)$ en la hoja de mundo y variedades de Calabi-Yau. Hay también una descripción de las CFT's en términos de lagrangeanos efectivos de Landau-Ginzburg que está íntimamente relacionada a las compactificaciones de Calabi-Yau como dos fases de la misma teoría $2D$ [22]. En particular, el potencial de la teoría de Landau-Ginzburg viene determinado por el polinomio P que define a la hipersuperficie Calabi-Yau.

v. Hay también unos pocos modelos con tres generaciones que, después del rompimiento de simetrías de E_6, pueden llevar a cuerdas cuasirealistas en $4D$[20]. Uno de estos modelos ha sido analizado en detalle[23]. Usualmente, los modelos E_6 también llevan a la existencia de partículas Z' adicionales de diferentes tipos. Estos han sido estudiados extensivamente debido a la potencial importancia experimental de detectar un boson de calibre masivo adicional (para una discusión reciente sobre el punto vease ref. [24]).

vi. Aunque la mayoría de los modelos Calabi-Yau estudiados hasta la fecha corresponden al embebido estándar en los grados de libertad de calibre (modelos $(2,2)$), existe también la posibilidad de construir modelos $(0,2)$ haciendo diferentes embebidos, de manera similar al caso orbifold. Esto incrementa sustancialmente el número de modelos de cuerdas de esta construcción [25].

10.4 Construcciones Fermiónica, Bosónica y Coset

Durante los últimos años varias otras construcciones de cuerdas quirales en $4D$ han sido encontradas en términos de CFT's explícitas. Describimos antes cómo el uso de CFT's libres nos llevaba de manera natural a las compactificaciones orbifold. Podemos tambien usar la propiedad de estas teorías de campo $2D$ para las cuales hay una equivalencia entre fermiones y bosones. Puesto que los campos bosónicos en $2D$ son las coordenadas en el espacio objetivo, al fermionizarlos perdemos la interpretación geométrica, pero sigue siendo un modelo de cuerdas consistente mientras mantengamos las coordenadas espacio-tiempo $4D$ como bosones. Si fermionizamos todas las coordenadas adicionales y escogemos condiciones de frontera no triviales para los fermiones podemos obtener cuerdas $4D$ no triviales[26], que no tienen interpretación geométrica en términos de compactificaciones. Muchos modelos han sido estudiados usando este enfoque que, en muchos casos, son equivalentes a compactificaciones orbifold a algún valor particular del radio.

Algunos modelos cuasirealistas han sido estudiados en detalle usando este enfoque: modelos con tres familias y grupo de calibre del modelo estándar $SU(3)\otimes SU(2)\otimes U(1)$, $\mathrm{SU}(4)\otimes SO(4)$ así como una versión de $SU(5)\otimes U(1)$ conocida como $SU(5)$ "flipped" [27]. Todos estos modelos reproducen muchas de las cualidades agradables del modelo estándar (estabilidad del protón, rompimiento doblete-triplete, el patrón de las masas fermiónicas, etc). No obstante, como en el caso de los orbifold, no se dispone aun de un modelo totalmente realista. Una característica general de estos modelos es la de que el sector oculto no está realmente oculto. Por ejemplo, el grupo de calibre completo del modelo $SU(5)$ flipped es realmente $SU(5)\otimes U(1)\otimes SU(4)\otimes SO(10)$ y hay materia en el sector oculto (4 y $\overline{4}$ de $SU(4)$) con carga eléctrica diferente de cero, que es fraccional. Esto hace la fenomenología de estos modelos más complicada. Sin embargo, se ha dicho que estas partículas con carga fraccional (PCF) pueden estar confinadas después de que el correspondiente grupo de calibre llegue a acoplamiento fuerte. De ser este el caso, esta sería una manera interesante de eliminar las PCF ocultando a la vez al sector "oculto". Los estados confinados de calibre singlete han sido denominados "criptones" y propuestos como nuevos candidatos a materia oscura. Este mecanismo parece pausible de implementación sólo en la versión $SU(5)$ flipped de los modelos fermiónicos [28]. Su realización completa requiere del control de aspectos no perturbativos en estos modelos que no son aun bien entendidos. Otro aspecto sin resolver en la mayoría de estos modelos es el hecho de que después del rompimiento al grupo del modelo estándar, el número adicional de dobletes ligeros no está bien determinado puesto que su masa no está protegida en general por simetrías y el cálculo real del superpotencial restante, después de resolver las condiciones de planitud D y F, se hace sólo hasta operadores de una dimensión dada. La presencia de dobletes ligeros adicionales en modelos orbifold ha sido entendida en términos de reglas de selección establecidas para esos modelos, pero son ellos precisamente la principal fuente de problemas en dichos modelos, debido a su contribución a las constantes de acoplamiento y por lo tanto a la escala de unificación de las cuerdas y al ángulo de Weinberg. Los dobletes ligeros adicionales son entonces un obstáculo para obtener modelos realistas en todos los enfoques estudiados hasta el momento.

Un enfoque relacionado consiste en usar bosonización en la dirección opuesta, esto es, bosonizar todos los fermiones del sector derecho (supersimétrico) incluyendo al sistema de fantasmas necesario para la cuantización consistente de la teoría $2D$ [29]. Este es el denominado enfoque de red covariante que de alguna manera generaliza a la red Narain de compactificaciones toroidales. De nuevo, muchos de estos modelos son equivalentes a orbifolds a un radio particular. En particular, algunos de los modelos orbifold de tres generaciones mencionados anteriormente han sido reproducidos de manera explícita usando este enfoque [31].

Una construcción probablemente más general la tenemos en los modelos Gepner-Kazama-Suzuki [30]. Estos se apartan de las CFT's libres y construyen CFT's más generales usando cosets G/H para describir la teoría conformal de campos de las dimensiones internas. Esta construcción incluye (productos de) modelos en mecánica estadística tales como los modelos de Ising y de Potts y sus generalizaciones supersimétricas.

Una de las caracteristicas sobresalientes de estas construcciones es la de que para modelos con supersimetría $(2,2)$ en la hoja de mundo, puede demostrarse de manera explícita que se corresponden a puntos particulares de compactificaciones Calabi-Yau, a pesar de su construcción no geométrica original. Esto fue encontrado usando su realización en términos de teorías de campo efectivas Landau-Ginzburg en $2D$. La generalización de estas construcciones a modelos supersimétricos $(0,2)$ también se ha logrado y existe un gran número de estos modelos [32] incluyendo algunos cercanos al modelo estándar.

Hemos visto varios formalismos para construir cuerdas quirales $4D$. Muchos modelos pueden ser construidos usando diferentes enfoques. Cada formalismo presenta ventajas y desventajas en términos del nivel de generalidad y de dificultad en los cálculos explícitos para la teoría efectiva a baja energía.

Capítulo

11

Acciones efectivas en 4D

Hemos visto que modelos quirales de cuerda en 4D llevan a supersimetría $N = 1$. Con propósitos fenomenológicos, estamos interesados en encontrar la acción efectiva para los grados de libertad ligeros, lo que significa que queremos integrar todos los grados de libertad pesados a la escala de Planck M_P y calcular los acoplamientos efectivos entre los estados ligeros (sin masa a la escala de Planck). Esta será una acción estándar de la teoría de campos con supersimetría $N = 1$. El espectro masa nula sobre la capa de masas de estos modelos tiene al multiplete graviton-gravitino $(G_{\mu v}, \psi_\mu)$, los multipletes calibre-calibrino $(A^\alpha_\mu, \lambda^\mu)$ y los campos moduli y de materia que encajan en multipletes quirales $N = 1$ de la forma (z, χ) exceptuando al campo dilaton que junto con el tensor antisimétrico $B_{\mu\nu}$ pertenece al multiplete lineal $L = (\Phi, B_{\mu\nu}, \rho)$ con $N = 1$. Los acoplamientos más generales de la supergravedad a un multiplete lineal y varios multipletes quirales y de calibre no se conoce aun, aunque ha habido un cierto progreso recientemente [33], [34]. No obstante, como mencionábamos en el capítulo anterior, este campo puede ser dualizado para construir el multiplete quiral (S, χ_S) con $S = a + ie^\Phi$ y $\nabla_\mu a \equiv \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\nabla^\nu B^{\rho\sigma}$. Después de efectuar esta transformación de dualidad llegamos a una teoría de supergravedad $N = 1$ acoplada sólo a multipletes quirales y de calibre. La más general de dichas acciones fue construida hace ya más de una década [35], y por lo tanto es conveniente, en este sentido, el trabajar con el dual del dilaton S en vez del L de la cuerda. Aunque, el conocimiento parcial sobre el lagrangeano en términos de L es suficiente para entender la mayoría de los resultados que mencionaremos luego [34], nos restringiremos al enfoque con el campo S que es el más comúnmente usado. El lagrangeano más general que acopla supergravedad $N = 1$ a multipletes quirales y de calibre depende de tres funciones arbitrarias de los multipletes quirales:

i. El potencial Kähler $K(z, \overline{z})$ que es una función real. Este determina los términos cinéticos de los campos quirales

$$\mathcal{L}_{cinet.} = K_{z\overline{z}} \partial_\mu z \partial^\mu \overline{z} \tag{11.1}$$

con $K_{z\overline{z}} \equiv \partial^2 K / \partial z \, \partial \overline{z}$. K se denomina potencial Kähler debido a que la variedad para los campos escalares z es tipo Kähler con métrica $K_{z\overline{z}}$.

ii. El superpotencial $W(z)$ que es una función holomórfica de los multipletes quirales (que no depende de $\overline{z}$)[α]. W determina los acoplamientos de Yukawa así como la parte termino-F del potencial escalar V_F (conocido como termino-F debido a que se origina después de eliminar los campos auxiliares asociados con los multipletes quirales que son usualmente llamados F):

$$V_F(z, \overline{z}) = e^{K/M_p^2} \left\{ D_z W K_{z\overline{z}}^{-1} \overline{D_z W} - 3 \frac{|W|^2}{M_p^2} \right\}, \tag{11.2}$$

[α] Realmente, W es una sección de un "line bundle" [36].

con $D_z W \equiv W_z + W K_z / M_p^2$. Aquí y en lo que sigue, los índices internos que etiquetan diferentes multipletes quirales z_i no se escribirán de manera explícita.

iii. La función de calibre cinética $f_{ab}(z)$ que es también holomórfica. Ella determina los términos cinéticos de calibre

$$\mathcal{L} = Ref_{ab} F^a_{\mu\nu} F^{\mu\nu b} + Imf_{ab} F^a_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu b} \tag{11.3}$$

y que también contribuye a las masas de los calibrinos y a la parte de calibre del potencial escalar (proveniente de la eliminación de los campos auxiliares D de los multipletes de calibre referidos como términos D).

$$\begin{aligned} V_D &= (Re\, f^{-1})_{ab}(K_z, T^a z)(K_{\overline{z}}, T^b \overline{z}) \\ V &= V_F + V_D i \end{aligned} \tag{11.4}$$

El problema planteado en esta sección es: dado un modelo de cuerda $4D$, calcule las funciones K, W y f. Para hacerlo, separemos los campos en los moduli U, T, el dilaton S^α, y los campos de materia cargados bajo el grupo de calibre Q^I. La mayor parte de la estructura de los acoplamientos depende del modelo. Pero hay algunos acoplamientos que son independientes del modelo. Para extraerlos el mejor procedimiento consiste en usar todas las simetrías que se tengan a mano.

[α] A partir de esta sección, nos apartaremos de las convenciones de las secciones anteriores con respecto a las definiciones de S, T, U, el único cambio consiste en hacer $M \to iM$ para $M = S, T, U$ entónces la componente axiónica es ahora la componente imaginaria del campo complejo y el tamaño de compactificación es la componente real de T. La razón para este cambio es la de obtener consistencia con las convenciones en supergravedad estándar. En particular la dualidad $SL(2, \mathbf{Z})_T$ es ahora la transformación $T \to (aT - ib)/(icT + d)$.

Para esto déjennos recalcar que las cuerdas $4D$ están controladas por dos expansiones perturbativas. Una es la expansión en el modelo sigma (hoja de mundo $2D$) que está gobernada por el valor esperado del campo mudulus T (el tamaño de las dimensiones extras). Mientras que la teoría de perturbaciones propiamente de cuerdas está gobernada por el campo dilatón S.

11.1 Acoplamiento al nivel árbol

Consideremos primero los acoplamientos generales al nivel árbol en cuerdas y también al nivel árbol en la expansión del modelo sigma [37], [38]. Aparte de la simetría de Poincaré $4D$, las simetrías de calibre y supersimetría, que determinan al lagrangeano de Cremmer *et al.*, podemos también usar la simetría "axiónica" $B_{MN} \to B_{MN}+$ forma cerrada. Esta es una simetría que para los campos $4D$ implicaría que S, T, U pueden ser corridos por una constante imaginaria arbitraria. Hay también dos propiedades de escalamiento del lagrangeano $4D : S \to \lambda S$, $G_{\mu v} \to \lambda G_{\mu v}$, para las que el lagrangeano escala como $\mathcal{L} \to \lambda\mathcal{L}$. También, dada una escala Λ, defínase $\tau = \kappa\Lambda^4$ donde κ da la constante de Newton en $10D$. Las transformaciones $S \to \tau^{-1/2}S$, $T \to \tau^{1/2}T$ con transformaciones similares para los otros campos, implican que el lagrangeano deberá escalar como $\mathcal{L}(\kappa) \to \tau^{1/2}\mathcal{L}(\Lambda^{-4})$. Estas propiedades de escalamiento no son simetrías del lagrangeano sino de las ecuaciones de campo clásicas, y por lo tanto pueden ser usadas solamente para restringir la forma de la acción efectiva al nivel árbol.

Usando estas simetrías podemos extraer la dependencia completa de la acción efectiva con el campo dilaton S que es el campo más genérico en todas las compactificaciones. Concluímos que al nivel árbol, en ambas expansiones [38]:

$$\begin{aligned} K(S,T,U,Q^I) &= -\log(S+S^*) + \hat{K}(T,U,Q) \\ W(S,T,U,Q^I) &= y_{IKJ}Q^I Q^J Q^K \\ f_{ab}(S,T,U,Q^I) &= S\delta ab \end{aligned} \tag{11.5}$$

con $\hat{K}$ todavía indeterminado. Esto es sin embargo una aproximación muy cruda. Lo que realmente queremos es conocer estas funciones al nivel árbol en la expansión en cuerdas, pero exacta en la expansión del modelo sigma. Esto debería ser posible debido a que muchos de los modelos $4D$ son CFT's exactas en $2D$ como vimos en el capítulo anterior. Podemos todavía extraer información verdaderamente útil de la ecuación (11.5). Como dijimos anteriormente, las simetrías axiónicas implican que a todo orden en la expansión del modelo sigma el superpotencial no depende de T, U y es una función cúbica de los campos de materia Q^I. Esto es importante por varias razones: primero, sabemos que el campo T proviene de las componentes internas de la métrica y controla la expansión en lazos de la acción hoja de mundo. Si W no depende de T esto significa que no puede tener ninguna corrección en la teoría perturbativa del modelo sigma[25]. Por lo tanto, la única dependencia con T, U del superpotencial (exacto) al nivel árbol se debe a efectos no perturbativos en la hoja de mundo, en particular, todos los acoplamientos no renormalizables en el superpotencial son suprimidos exponencialmente ($\tilde{}e^{-T}$)[39]. Una manera de ver que hay correcciones perturbativas en la hoja de mundo al superpotencial de cuerdas al nivel árbol es la de darse cuenta de que la simetría axiónica que corre T por una constante imaginaria, se rompe debido a efectos no perturbativos en la hoja de mundo a $T \to T + in, n \epsilon \mathbf{Z}$. Esto no es más que una de las transformaciónes $SL(2,\mathbf{Z})_{T,U}$ para compactificaciones orbifold toroidales ($a = b = d = 1, c = 0$ en la ecuación ((10.10))). Por lo tanto las únicas condiciones que estas simetrías imponen sobre W son las de que deberá transformar como una forma modular de un peso dado ($W \to (cT + d)^{-3} W$ para los orbifolds toroidales más simples con T el tamaño global del espacio de compactificación) [40] De hecho, cálculos explícitos para modelos orbifolds específicos muestran que:

$$W_{arbol}(T, Q^I) = \chi_{IJK}(T) Q^I Q^J Q^K + \cdots \tag{11.6}$$

con $\chi(T)$ una forma modular particular de $SL(2,\mathbf{Z})$ o cualquier otro grupo de dualidad y donde los términos omitidos representan potencias más altas de Q suprimidas exponencialmente. La identificación de $\chi(T)$ con formas modulares fue un chequeo altamente no trivial de los cálculos orbifold explícitos que se hicieron en las referencias [41] sin ninguna relación (o conocimiento) de la simetría de dualidad $SL(2,\mathbf{Z})$ subyacente. Este tipo de simetría impone también ligaduras muy fuertes a las correcciones no renormalizables de mayor orden a W, puesto que cada campo de materia Q transforma en una manera particular bajo esa simetría. ($Q \to (cT + d)^n Q$ con n el peso modular de Q). Hay también otras simetrías discretas, como aquellas definidas por los grupos puntuales $\mathcal{P}$ y por el grupo espacial $\mathcal{S}$ de un orbifold que deberán ser respetadas por el superpotencial W. Estas reglas de selección son muy importantes para encontrar acoplamientos que se anulan y descubrir direcciones planas que puedan ser usadas para romper las simetrías de calibre originales y construir modelos cuasirealistas.

Segundo, y más importante, el superpotencial de arriba no

depende de S que es el parámetro de cuerda que cuenta los lazos, y por lo tanto $W_{árbol}$ no se renormaliza en la teoría de perturbaciones de cuerda[42]. Esto significa que sólo necesitamos calcular W a nivel árbol, y éste no cambiará por correcciones radiativas. Esta es la versión cuerda de los teoremas estándar de no renormalización de las teorías supersimétricas. También para $Q = 0$ el superpotencial se anula, independientemente de los valores de $S, T, U(W(S, T, U, Q = 0) = 0)$. No hay autointeracción entre los campos moduli y por lo tanto estos representan direcciones planas en el espacio de campos (vease por ejemplo [43]). Nótese que debido a los teoremas de no renormalización, este es un resultado exacto en la teoría de perturbaciones de cuerda. La única posibilidad que tenemos de eliminar esta degeneración del vacío, es apelando a efectos de cuerdas no perturbativos.
De la cantidad sobre la que tenemos menos información, aun a nivel de árbol, es el potencial Kähler $\hat{K}(T, U, Q)$. Este ha sido calculado sólo para varios casos sencillos. Por ejemplo en la compactificación Calabi-Yau más simple posible ($h_{1,1} = 1, h_{2,1} = 0$) una truncación consistente de la acción $10D$ da [37]:

$$K = -log(S + S^*) - 3log(T + \overline{T} + Q\overline{Q}). \qquad (11.7)$$

Como cosa curiosa, el segundo término aparece en los denominados "modelos no-escala" estudiados antes de las teorías de cuerda [44]. Esta forma vale también para los campos "untwisted" de las compactificaciones orbifold, pero la dependencia con los campos "twisted" no se conoce. Esto también da el resultado adecuado en el límite de radios grandes para compactificaciones de Calabi-Yau aunque trae correcciones no perturbativas de la hoja de mundo relevantes a radios pequeños.

Para encontrar el potencial de Kähler exacto a nivel árbol, lo mejor que se ha hecho hasta ahora es escribir el potencial Kähler como una expansión en los campos de materia [86]:

$$\begin{aligned} K &= -log(S+\overline{S}) + K^M(T,\overline{T},U,\overline{U}) + \\ & K^Q(T,\overline{T},U,\overline{U})Q\overline{Q} + \\ & Z(T,\overline{T},U,\overline{U})(QQ+\overline{QQ}) + \mathcal{O}(Q^3), \end{aligned} \tag{11.8}$$

y calcular las cantidades moduli dependientes K^M, K^Q, K^E. Esto se ha hecho de manera explícita para algunas compactificaciones orbifold $(2,2)$. Por ejemplo, para orbifolds factorizados, esto es orbifolds de un toro $6D$ que es el producto de 3 toros T^2 $2D$, la dependencia con los correspondientes campos modulis viene dada por:

$$\begin{aligned} K^M &= -\sum_a \log(T_a+\overline{T}_a) - \sum_m \log(U_m+\overline{U}_m), \\ K^Q &= \prod_{a,m}(T_a+\overline{T}_a)^{n^I_m}(U_m+\overline{U}_m)^{n^I_a}, \end{aligned} \tag{11.9}$$

y $Z(T,\bar{T},U,\bar{U}) = 0$, dando lugar al potencial Kähler

$$\begin{aligned} K &= -\log(S+\bar{S}) - \sum_a \log(T_a+\bar{T}_a) - \sum_m \log(U_m+\bar{U}_m) \\ & + \sum_I |Q_I|^2 \prod_{a,m}(T_a+\bar{T}_a)^{n^I_m}(U_m+\bar{U}_m)^{n^I_a} \end{aligned} \tag{11.10}$$

donde los números fraccionales n^I_m, n^I_a, son los pesos modulares de los campos Q^I con respecto a las simetrías de dualidad relacionadas al moduli T_a o U_m. Por ejemplo, bajo dualidad T, los campos Q^I transforman como:

$$Q^I \rightarrow (ic_m T_m + d_m)^{n^I_m} Q^I \tag{11.11}$$

Además, para modelos Calabi-Yau (10.2) hay una observación verdaderamente interesante [46]. Puesto que estas compactificaciones son también compactificaciones de cuerdas tipo II y en ese caso la teoría $4D$ correspondiente tiene supersimetría

$N=2$, la parte moduli dependiente del potencial Kähler tiene que tener la misma dependencia que para los modelos $N=2$ que es mucho más restrictiva. Esta estructura $N=2$ subyacente ha sido muy fructífera para extraer información de modelos (2.2) y se conoce con el nombre de "geometría especial". Esto restringe la función K^M que da la métrica del espacio moduli. Primero, el espacio moduli de las $h_{1,1}$ formas T_a y las $h_{2,1}$ formas U_a factorizan y así:

$$K^M(T,\bar{T},U,\bar{U}) = K^T(T,\bar{T}) + K^U(U,\bar{U}) \tag{11.12}$$

de la que la ecuación (11.9) es un caso particular. Segundo, en supergravedad $N=2$, el lagrangeano total viene completamente determinado por una sola función holomórfica, el prepotencial. El potencial Kähler para los campos T_a es una función del prepotencial $F(T_a)$, dado por [47]:

$$K^T(T,\bar{T}) = \log\Big(F+\bar{F}-\frac{1}{2}(F_T-\bar{F}_T)(T-\bar{T})\Big) \tag{11.13}$$

donde en el lado derecho los subíndices indican diferenciación. Una expresión similar vale para K^U en términos de un segundo prepotencial $G(U^m)$. Además, la dependencia moduli de los términos cúbicos en el superpotencial

$$W_{arbol} = \frac{1}{3}W_{abc}(T_a)Q^aQ^bQ^c + \frac{1}{3}W_{mnp}(U_m)\hat{Q}^m\hat{Q}^n\hat{Q}^p + \cdots, \tag{11.14}$$

está también dada por las funciones $F(T_a)$ y $G(U_m)$ puesto que los acoplamientos Yukawa vienen dados por[α]

$$\begin{array}{rcl} W_{abc}(T_a) & = & \partial_a\partial_b\partial_c F(T_a) \\ W_{mnp}(U_m) & = & \partial_m\partial_n\partial_p G(U_m). \end{array} \tag{11.15}$$

[α]Los acoplamientos de Yukawa dependen también del potencial Kähler [48].

Puesto que F y G son holomórficas ellas pueden dar ligaduras similares a los del superpotencial. En particular, puesto que T cuenta los lazos en el modelo sigma, entonces $G(U)$ no se renormaliza y así, la parte dependiente de U del potencial Kähler $K_U(U,\bar{U})$ está dada de manera exacta por el resultado al nivel árbol. De manera similar los acoplamientos de Yukawa $W_{mnp}(U_m)$ son exactos al nivel árbol. Es aquí donde la simetría espejo explicada en la sección anterior juega un papel importante. Puesto que por simetría espejo entendemos que la compactificación sobre la variedad original $\mathcal{M}$ y su espejo $\mathcal{W}$ representan a la misma CFT, y por lo tanto al mismo modelo de cuerdas, en la versión con la variedad $\mathcal{W}$, los papeles de T, U están intercambiados. Por lo tanto calculando la parte dependiente de U del potencial de Kähler en $\mathcal{W}$ (que es exacto al nivel árbol), obtenemos la parte dependiente de T del potencial de Kähler en $\mathcal{M}$. Este hecho ha sido usado para calcular explícitamente la parte moduli dependiente del potencial Kähler en algunos ejemplos. Esto evita el problema de Calabi-Yau de no conocer la CFT exacta tras la compactificación, al menos para éstos acoplamientos.

11.2 Correcciones de Lazo

Hemos visto que hay un buen entendimiento de algunos de los acoplamientos a nivel árbol de los modelos de cuerdas $4D$. También que los teoremas de no renormalización garantizan que el superpotencial calculado a nivel árbol es exacto a todo orden en la teoría de perturbaciones de cuerda. Este poderoso resultado depende crucialmente del hecho de que el superpotencial es una función holomórfica de los campos, así, si por la simetría de Peccei-Quinn no puede depender de la parte imaginaria del campo dilaton S, entonces no puede depender tampoco de la parte real S. Este hecho no puede usarse para el potencial Kähler, que en general será corregido orden por orden en teoría de perturbaciones de cuerdas. Este es entonces la parte menos conocida de cualquier acción efectiva en teoría de cuerdas. Por otro lado, la función de calibre cinética f es también holomórfica, y la conocemos de manera exacta al nivel árbol ($f = S$). Puesto que esta función determina al acoplamiento de calibre mismo, es muy interesante el considerar las correcciones a lazos para f.

Durante los últimos años, se han calculado correcciones explícitas a un lazo para f, especialmente para algunos modelos orbifold. Primero, se encontró que los diagragmas a lazos para cuerdas reproducen el corrimiento estándar de los acoplamientos de calibre en teoría de campos, como se esperaba. Más interesante, fue el encontrar las correcciones finitas dadas por efectos umbral que incluyen modos pesados de la cuerda en el lazo. Estas correcciones serán funciones de los campos moduli tal como el moduli geométrico T, U así como también de otros moduli tales como las líneas Wilson continuas de los modelos orbifold.

Para modelos orbifold factorizados la dependencia explícita de las correcciones a un lazo sobre los campos moduli T_i, U_i toma la forma [86]:

$$f_a = k_a S - \sum_i \frac{\alpha_a^I}{4\pi^2} \log \eta(iM^i) + constante \qquad (11.16)$$

donde k_a son los niveles Kac-Moody de los correspondientes grupos de calibre. Los coeficientes α_a^i son cantidades provenientes de la teoría de grupos que dependen del Casimir $T(\Phi)$ de la representación de los campos de materia Q y del Casimir de la adjunta $T(G_a)$ así como también de los pesos modulares de los campos Q^I :

$$\alpha_a^I = \sum_i T_a(Q^I)(1 - 2n_I^i) - T(G_a). \qquad (11.17)$$

M_i se refiere al conjunto de ambos moduli U, T para cada uno de los tres toros y n es la función Dedekind:

$$\eta(iT) \equiv e^{-\pi i T/12} \prod_{n=1}^{\infty} (1 - e^{2\pi i n T}). \qquad (11.18)$$

Nótese que aunque $\eta(M)$ transforma de manera simple bajo las transformaciones $SL(2, \mathbf{Z})$, la función f no es invariante bajo dualidad T, U. Esto está bien, porque la cantidad que necesitamos sea invariante no es f sino el acoplamiento de calibre físico que depende no sólo de f sino también del potencial Kähler al nivel árbol. Nótese la estructura singular de f. Usando argumentos sobre la invariancia y las singularidades del acoplamiento de calibre completo, es posible extraer la expresión de la función f en casos más complicados tales como en compactificaciones Calabi-Yau, para las cuales el cálculo en cuerdas no es posible y el grupo de dualidad no es tan simple como el $SL(2, \mathbf{Z})$ [52]. También se han calculado recientemente modificaciones adicionales a la ecuación (29) que incluyen la dependencia con las líneas de Wilson continuas [86].

El cálculo de las correcciones de cuerda a un lazo al acoplamiento de calibre se compara mejor al lagrangiano para el dilaton en un multiplete lineal L. Después de efectuar la transformación de dualidad se encuentra que aquellas son no sólo correcciones a la función f sino también al potencial Kähler, de la forma (para orbifolds factorizados) [54]:

$$K_{1-lazo} = -\log\left(S+\bar{S}+\frac{1}{4\pi^2}\sum_{i=1}^{3}\delta_i^{GS}\log(T_i+\bar{T}_i)\right)-\sum_{i=1}^{3}\log(T_i+\bar{T}_i) \tag{11.19}$$

donde los coeficientes δ_i^{QS} están relacionados a los contratérminos de Green-Schwartz cancelando anomalías de dualidad y han sido calculados explícitamente para diferentes orbifolds. Esta expresión para K ha sido verificada en otros cálculos explícitos a un lazo [55], a primer orden en la expansión en $(S+\bar{S})^{-1}$.

El conocimiento de las correcciones a un lazo para f no es sólo importante para estudiar la unificación de la constante de acoplamiento y el rompimiento de la supersimetría por condensación de fermiones de calibre del sector oculto. Es también importante debido a que hay también un teorema de no renormalización para f que establece que no hay correcciones a f más allá de un lazo [53]. Esto es así como en las teorías supersimétricas estándar [56]. La única cosa a tener en cuenta es la de que para f es importante el establecer claramente que estamos trabajando con una acción Wilson efectiva en vez de con una acción efectiva $1PI$. En este caso, la función cinética de calibre es holomórfica y no se renormaliza más allá de un lazo [56]. Por otro lado, el acoplamiento de calibre $1PI$ no es holomórfico y es modificado por correcciones a varios lazos pero, puesto que el dá el acoplamiento físico, es invariante bajo simetrías de dualidad.

Capítulo

12

Resultados que no dependen de los modelos

Vamos en esta sección a recapitular sobre aquellos aspectos de los modelos de cuerda que no dependen del modelo particular considerado. Esto es lo más parecido a predicciones de cuerdas que podemos obtener y nos ayuda a encarar cuestiones muy generales diferenciando características generales de aquellas particulares a cada modelo. Puesto que la formulación no perturbativa completa de la teoría de cuerdas no nos es aun accesible, deberemos contentarnos con las predicciones de la teoría de perturbaciones en cuerdas, suponiendo que el modelo correspondiente de cuerdas está dado por una CFT.

i. Primero, como se mencionó en la introducción, los modelos de cuerdas en $4D$ predicen la existencia de la gravedad y de las interacciones de calibre. Este es un punto que no puede ser sobre-enfatizado puesto que es la primera teoría que hace estas predicciones fundamentales para las interacciones que experimentamos en la vida cotidiana. La dimensión del espaciotiempo es dinámica con $D \leq 10$, surgiendo el deseo de que eventualmente podamos explicar si un espaciotiempo $4D$ es de alguna manera especial, aunque al presente, la signatura del espaciotiempo esté fija en la teoría de cuerdas al igual que en QFT. También el rango del grupo de calibre está acotado $r \leq 22^{\alpha}$.

ii. Hay otros campos que sobreviven a bajas ener-gías: campos de materia cargados, candidatos a ser los bloques básicos de materia, pero también el campo dilatón S y otros moduli T, U. Debemos mencionar que, aunque aun no hay modelos $4D$ sin campos moduli, no hay un teorema general que implique su existencia. En este sentido, el dilatón es el campo modulus más generico, con un potencial plano en teoría de perturbaciones.

iii. Hay sólo un parámetro arbitrario α' el cual se fija cercano a la escala de Planck M_p. Todos los otros parámetros de la acción efectiva vienen determinados por los valores esperados de campos tales como el dilatón y el moduli. En particular, el acoplamiento de calibre está dado a nivel árbol por el *vev* de S.

iv. La existencia de supersimetría espaciotiempo es necesaria para obtener consistencia, aunque $N = 1$ se escoge por razones fenomenológicas. Hay un requerimiento general para que una CFT lleve a una supersimetría espaciotiempo $N = 1$: deberá tener supersimetría $(0, 2)$ en la hoja de mundo $(2D)$ (más una condición de cuantización sobre las cargas del grupo $U(1)$ mezclando las

$^{\alpha}$Estas dos últimas afirmaciones han sido modificadas recientemente a nivel no perturbativo debido a estudios de las simetrías de dualidad en los acoplamientos fuerte-débil (para una revisión reciente vease [57]. En particular, hay alguna evidencia de la existencia de una teoría $11D$ a partir de la cual todas las diferentes teorías de cuerdas podrían emerger. Hay también evidencia de la aparición de grupos de calibre no perturbativos que pueden alcanzar rangos más altos a $r = 22$[58]

dos supersimetrías). [59]. Además, no es posible romper supersimetrías perturbativamente por la variación suave de un parámetro [60], [61][α].

v. No hay simetrías internas globales en modelos de cuerdas $4D$ [61], aparte de la ya mencionada simetría Peccei-Quinn del campo S y algunas simetrías globales accidentales (al igual que los números bariónico y leptónico del modelo estándar). Este es un resultado verdaderamente fuerte que se deriva mostrando que de haber alguna simetría interna las simetrías de las CFT implican que debería haber un campo vectorial en el espectro, con las propiedades del campo de calibre de aquellas simetrías. Esto es consistente con afirmaciones similares acerca de la inexistencia de simetrías globales en gravedad, debido por ejemplo, a efectos de "*agujero* de gusanos ". Esto pone ligaduras muy fuertes a los modelos de cuerdas en comparación a los modelos estándar en teoría de campos.

vi. Generalmente hay algunas simetrías discretas en los modelos de cuerdas. Algunas de dimensión infinita como la dualidad T y otras de dimensión finita como aquellas heredadas del grupo puntual de las construcciones orbifold, que son vistas como simetrías de calibre discretas. Esto en principio puede ser útil en la construcción de modelos, jerarquía de masas, etc. Sin embargo, hay algunos acoplamientos que se anulan en la teoría de cuerdas y que no pueden ser explicados en términos de la

[α]Esto último depende de algunas suposiciones CFT[61] o de que el rompimiento de supersimetría provenga de un término F [60]. Puede haber contraejemplos que evadan estas suposiciones.

teoría efectiva $4D$, éstos son los denominados "milagros de cuerda " puesto que desde el punto de vista $4D$ ellos parecen romper el criterio de naturalidad [62]. Como vimos en la sección previa, las simetrías de dualidad T restringen muchísimo la forma de la acción efectiva y cantidades tales como los acoplamientos de Yukawa tienen que ser formas modulares de un grupo de dualidad dado. Estas simetrías son válidas a todo orden en la teoría de perturbaciones de cuerdas y se piensa que tambien se preservan por efectos no perturbativos. A los campos de materia Q^I le son asignados números cuánticos especiales, los pesos modulares n, de acuerdo a sus propiedades de transformación bajo el grupo de dualidad. Para un grupo $SL(2,\mathbf{Z})^m$ tenemos

$$Q^I \to (ic_l T_l + d_l)^{n_I^l} Q^I \ , \qquad l = 1, ..., m. \tag{12.1}$$

Puesto que los fermiones transforman de manera no trivial para estas simetrías, puede haber anomalías de dualidad que se deben cancelar por consistencia. Esto impone ligaduras fuertes sobre el posible espectro del modelo de cuerdas correspondiente (que deberá satisfacer $\alpha_a^i/k_a = const.$). Usando esto puede demostrarse que es imposible obtener el espectro mínimo del modelo estándar supersimétrico a partir de modelos orbifold $\mathbf{Z}_3$ o $\mathbf{Z}_7$ [63]. La cancelación de anomalías también implica que el dilaton S deberá transformar de manera no trivial bajo dualidad T, para orbifolds factorizados:

$$S \to S - \frac{k_a}{8\pi^2} \sum_i \delta^i_{GS} \ \log(c_i T_i + d_i). \tag{12.2}$$

vii. Hay unificación sin necesidad de una teoría de gran unificación (GUT). Si el grupo de calibre es el producto directo de varios grupos, tenemos para la cuerda heterótica [64]:

$$k_1 g_1^2 = k_2 g_2^2 = ... = \frac{8\pi}{\alpha'} G_{Newton} \equiv g_{cuerda}^2. \qquad (12.3)$$

donde los k_i son constantes especiales de cuerdas conocidas como los niveles Kac-Moody de los correspondientes grupos de calibre (para los grupos del modelo estándar se supone usualmente que $k_2 = k_3 = 1, k_1 = 5/3$). Podemos ver que hay una diferencia con las GUT's estándar en las teorías de campo para las que se calcula la escala de unificación encontrando el punto donde los diferentes acoplamientos se acercan. En la teoría de cuerdas heterótica, la escala de unificación viene dada en términos del acoplamiento de cuerdas g_{cuerda} y la escala de Planck[α]. Más precisamente $M_{cuerda} \sim 5.27\text{x}10^{17} g_{cuerda}$ GeV. Para $g_{cuerda} \sim \mathcal{O}(1)$ esto muestra una discrepancia con el valor observado de la escala de unificación dado por los experimentos $M_{GUT} \sim 2\text{x}10^{16} GeV$. El ángulo de Weinberg da $\sin^2\theta_w = 0.218$ que difiere del valor experimental $\sin^2\theta_w = 0.233 \pm 0.0008$. Por lo tanto las predicciones en cuerdas son muy cercanas al valor experimental, lo que es estimulante, pero difieren por varias desviaciones estándar del mismo. Este es el problema de la unificación en cuerdas. La situación luce mucho mejor para GUTs sencillas que tienen un buen acuerdo con el experimento. Varias ideas han sido propuestas para remediar este problema, incluyendo valores grandes para las correcciones umbral, escalas intermedias, partículas

[α]Para cuerdas tipo I, los acoplamientos gravitacional y de calibre son independientes, de manera que tenemos la libertad de ajustar la escala de unificación con el experimento, como es usual en las GUT.

extra, el cambio de los niveles Kac-Moody, etc. [65], sin una solución atractiva aun (para una discusión reciente sobre el punto, véase por ejemplo [66] y la revisión de K. Dienes en la referencia [5]). Recientemente, una solución de acoplamiento fuerte a este problema ha sido propuesta, llevando a una cota inferior para la constante de Newton cercana al valor observado [67]

viii. La mayoría de los modelos tienen un nivel Kac-Moody $k = 1$ y por lo tanto no tienen partículas en la representación adjunta. Para obtener GUTs a partir de cuerdas se necesitan modelos de niveles más altos [68]. Estos pueden construirse partiendo de niveles 1, así el rompimiento de $G \otimes G$ a $G_{diagonal}$ lleva a un modelo de dos niveles. Algunas GUTs-cuerdas de tres y cuatro generaciones se han construido de manera explícita. Relaciones generales CFT muestran que para implementar el "compañero perdido " y los mecanismos "see-saw " en GUTs de cuerdas necesitamos niveles Kac-Moody$\geq$ 5. Tambien, si el rompimiento al modelo estándar por un adjunto es una dirección plana, entonces, estados que transforman como $(8,1,0)+(1,3,0)+(1,1,0)$ bajo $SU(3)\otimes SU(2)\otimes U(1)$ permanecen en el espectro liviano y pueden tener implicaciones a baja ener-gía.

ix. Usualmente hay partículas con carga fraccionaria en modelos de cuerda $4D$ [69]. De hecho, puede demostrarse que no podemos tener simultáneamente $k_2 = k_3 = 3k_1/5 = 1$ en el modelo estándar y sólo partículas con carga entera, debido a que si éste fuese el caso, el grupo de calibre del modelo estándar sería aumentado a $SU(5)$ [70]. Este "problema " puede ser evadido en aquellos modelos donde las partículas con carga fraccionaria son estados de cuerdas pesados, también se ha propuesto que aquellas partículas pueden estar confinadas a energías intermedias y ser inobservables [71].

x. Los teoremas de no renormalización de las secciones anteriores son verdaderamente fuertes e independientes del modelo. Sabemos que el superpotencial es exacto a nivel árbol y que la función f es exacta a un lazo. El potencial Kähler es, no obstante, renormalizado perturbativamente. Estos resultados implican que la remoción de las dimensiones planas y el rompimiento de la supersimetría puede ser obtenido sólo a nivel no perturbativo en cuerdas (a menos que se haga a mano al nivel árbol)[72].

xi. Hay grupos $U(1)$ anómalos en la mayoría de los modelos, pero hay también un contratérmino en la acción que cancela la anomalía y que genera un tipo Fayet-Iliopoulus [73].

$$\mathcal{L}_{FI} = \frac{1}{S+\bar{S}} \left| \frac{Tr\, q^a}{48\pi^2} \frac{1}{(S+\bar{S})^2} + \sum q_I^a \left|Q_I\right|^2 \right|^2 , \quad (12.4)$$

donde las q_I^a son las cargas anómalas de los campos escalares Q_I. Este término es el responsable de romper al que sería grupo anómalo, fijando el valor de una combinación de los campos de materia Q_I, rompiendo el $U(1)$ potencialmente anómalo y usualmente otros grupos de calibre, pero no supersimetría. Una combinación de los campos Q_I y del dilatón S todavía permanece sin masa y juega el papel del nuevo campo dilatón.

Hay también más resultados independientes del modelo, referidos como efectos no perturbativos de cuerdas y que serán discutidos en el proximo capítulo.

Capítulo

$\boxed{13}$

Rompimiento de supersimetría

En este capítulo, encararemos el problema del rompimiento de la supersimetría en teoría de cuerdas de dos maneras complementarias. Primero, discutiremos el mecanismo preferido para rompimiento de supersimetría a bajas ener-gías, el denominado condensación de calibrinos, luego trataremos de extraer información general sobre los efectos del rompimiento de supersimetría de manera independiente del mecanismo particular empleado para el rompimiento y entonces discutiremos la forma general que se espera de los términos de rompimiento suave en los modelos de cuerdas, independientemente del mecanismo de rompimiento. Esto se parece al caso del modelo estándar, donde el sector de Higgs puede tratarse como una caja negra y estudiar la teoría a bajas ener-gías por debajo de la escala del rompimiento de simetrías sin depender del mecanismo particular que rompe dicha simetría. Terminaremos con escenarios muy generales para el rompimiento de supersimetría, discutiendo en particular el problema verdaderamente genérico conocido como el "problema moduli cosmológico".

Hemos visto que en los esfuerzos por extraer una relación entre física y teoría de cuerdas, hay dos principales problemas: como levantar la alta degeneración del vacío y cómo se rompe supersimetría a bajas ener-gías. Estos problemas, cuando están presentes al nivel árbol en cuerdas, no se pueden resolver a ningún orden en teoría de perturbaciones. Por lo tanto sólo queda apelar a física no-perturbativa para su solución. Esto tiene un lado bueno y uno malo. El lado bueno es que los efectos no-perturbativos representan la manera más natural de generar grandes jerarquías debido a su supresión exponencial, esto es lo que precisamente se necesita para obtener la escala Weinberg-Salam a partir de la cuerda fundamental o escala de Planck. El lado malo es que, a pesar de muchos esfuerzos, no tenemos aun una formulación no-perturbativa de la teoría de cuerdas. Por el momento, la única información no-perturbativa concreta que podemos extraer proviene por entero de efectos no-perturbativos de la teoría de campos dentro de la teoría de cuerdas (aunque un gran progreso se ha obtenido durante el pasado año en efectos de cuerdas no-perturbativos [57]. Probablemente, el más sencillo y ciertamente estudiado de estos efectos es la condensación de calibrinos en un sector oculto del grupo de calibre, puesto que esta tiene el potencial para romper supersimetría así como también para remover algunas de las direcciones planas, como discutiremos en lo que sigue.

13.1 Condensación de calibrinos

La idea de romper supersimetría de manera dinámica fue presentada por primera vez en las referencias [74]. En aquellos artículos, se desarrolló un argumento topológico general en términos del índice Witten $T_r(-)^F$, mostrando que el rompimiento dinámico de supersimetría no podía ser obtenido a menos que hubiese materia quiral o se incluyesen efectos de supergravedad para los cuales el argumento del índice no es aplicable. Esto fue verificado luego al estudiar explícitamente la condensación de calibrinos en las teorías de Yang-Mills supersimétricas puras, una teoría tipo vector, para la cual los calibrinos condensan pero no rompen la supersimetría global [75] (para una revisión véase [76]). El rompimiento de la supersimetría global con materia quiral fue una posibilidad abierta en principio, pero este enfoque presentó muchos problemas al tratar de realizarlo en la práctica.

La situación mejoró verdaderamente mucho con el acoplamiento a supergravedad. La razón de ello fue que en principio se creyó que la simple condensación de calibrinos era suficiente para romper supersimetría una vez que el acoplamiento a gravedad era incluido. Esto sirve en un mecanismo donde la gravedad sea el mensajero del rompimiento de la supersimetría desde el sector oculto al sector observable [77]. Sin embargo, recientemente se ha establecido que la propuesta en [77] no funciona (véase [78] en donde se incluye una extensa discusión del status actual de la condensación de calibrinos); el acoplamiento con supergravedad no cambia realmente la situación en cuanto a la supersimetría global cuando la condensación de calibrinos no rompe la supersimetría. El ingrediente faltante fue el hecho de que los acoplamientos de calibre fueron considerados constantes en vez de campo-dependientes. La condensación de calibrinos con acoplamientos de calibre dependientes de los campos había sido ya anticipada en [79] y aparece de manera natural en la teoría de cuerdas. Como hemos visto, el acoplamiento de calibre es una función de los campos moduli y del dilatón. Además, la teoría de cuerdas provee una realización natural de los modelos con sectores ocultos [80], [81], especialmente en las versiones $E_8 \otimes E_8$.

Para poder estudiar los efectos de la condensación de calibrinos, deberíamos ser capaces de responder a las preguntas siguientes: ¿Condensan los calibrinos?, y de ser así ¿se rompe la supersimetría por este efecto? ¿Cuál es la teoría efectiva por debajo de la escala de condensación?. Varias ideas se han adelantado para responder a estas preguntas [75], [79], [81], [82], [83], [84]. El formalismo más conveniente está en términos de la denominada acción efectiva $2PI$ [84]. De manera de entender este formalismo, es conveniente pensar en el caso del rompimiento espontáneo de las simetrías de calibre. En ese caso minimizamos el potencial efectivo para un campo de Higgs, obtenido a partir de la acción efectiva $1PI$ y vemos si el mínimo rompe o no la simetría de calibre correspondiente. En nuestro caso, estamos interesados en el valor esperado de un campo compuesto, esto es de $\lambda^\alpha\lambda_\alpha$ o su expresión supersimétrica $W^\alpha W_\alpha$. Por lo tanto necesitamos la acción efectiva irreducible a dos partículas ($2PI$).

Comencemos entonces con el funcional generatriz en presencia de una corriente externa I acoplada al operador del cual queremos obtener el valor esperado, esto es a $W^\alpha W_\alpha$. Consideremos el caso más sencillo de un grupo de calibre con un sólo sector oculto en la supersimetría global (el acoplamiento a supergravedad no presenta mayores obstáculos, pero hace la discusión más engorrosa [84], [78]):

$$e^{i\mathcal{W}[S,T,J]} \equiv \int DV\ \exp i \int d^4x\ \{[(f(S,T)+J)Tr\, W^a W_a]_F + cc\} \tag{13.1}$$

A partir de aquí tenemos[α]

$$\frac{\delta \mathcal{W}}{\delta J} = \langle W^a W_a \rangle \equiv U \tag{13.2}$$

y definimos la acción $2PI$ como

$$\Gamma[f(S,T),U] \equiv \mathcal{W} - \int d^4x\,(UJ) \tag{13.3}$$

Para encontrar la forma explícita deΓ usamos el hecho de que $\mathcal{W}$ depende de sus dos argumentos sólo a través de la combinación $f + J$ y por lo tanto podemos ver que $\delta\Gamma/\delta f = \delta\Gamma/\delta J = U$. Integrando esta ecuación llegamos a la conclusión de que Γ deberá ser lineal en $f(S,T)$ [84]:

$$\Gamma[f(S,T),U] = U\,f(S,T) + \Xi(U) \tag{13.4}$$

donde la función arbitraria $\Xi(U)$ puede determinarse usando argumentos supersimétricos como en [75], [52], [84]. Encontramos:

$$W[f,U] = U[f(S,T) + \frac{c}{3}\log U + \xi] \tag{13.5}$$

Aquí ξ es una constante arbitraria. El superpotencial se corresponde al encontrado en [75]. Por lo tanto, esta acción $2PI$ es una reinterpretación de la dada en [75]. Debemos enfatizar que en nuestro tratamiento U es sólo un campo clásico que no debe ser integrado en la integral de caminos. Tampoco tiene sentido el considerar correcciones de lazos para este potencial, resolviéndose de esta manera el problema planteado en [83] donde las correcciones de lazo al potencial U pueden cambiar los resultados obtenidos al nivel árbol. Además, puesto que U es clásico, podemos eliminarlo resolviendo sus ecuaciones de

[α]El campo clásico U aquí definido no tiene relación con los campos moduli de las secciones previas.

campo: $\partial\Gamma/\partial U = 0$. Estas ecuaciones no pueden ser resueltas explícitamente pero podemos encontrar soluciones como una expansión en $1/\Lambda$, con Λ la escala de condensación ([84]. Encontramos que la solución de estas ecuaciones reproduce a primer orden la acción de Wilson obtenida en [81], a partir de la cual podemos leer el superpotencial (usando $f(S,T) = S$) :

$$W(S) = we^{-3S/c} \tag{13.6}$$

donde w es una constante arbitraria. El superpotencial es justamente el encontrado en [81]. La corrección al potencial de Kähler no se conoce completamente debido principalmente al hecho de que las correcciones perturbativas a K son completamente desconocidas [84]. Nótese que estas correcciones son de orden e^{-1/g^2} como se espera.

Estudiando el potencial efectivo para U recobramos los resultados previamente conocidos. Para un condensado y acoplamientos de calibre independientes de los campos (sin campo S) los calibrinos condensan ($U \neq 0$) pero la supersimetría no es rota. Para acoplamiento de calibre dependiente del campo, el mínimo es para $U = 0$ (S$\rightarrow \infty$) y los calibrinos no condensan (esto se refleja en la respuesta "runaway" de la acción de Wilson para S).

Alternativamente, luego de eliminar U a partir de sus ecuaciones de campo y usando (5.6), encontramos el potencial escalar para las partes reales de S y T (S_R y T_R respectivamente), este dado por $V(S_R, T_R) \sim \frac{1}{S_R T_R^3} \exp(-3S_R/4\pi b)$. Este potencial tiene una respuesta "runaway" para S_R y T_R como se espera.

La dependencia con T del potencial cambió completamente después de la consideración del espacio objetivo o dualidad T. Se ha demostrado [85], que el imponer esta simetría cambia la estructura del potencial escalar para los campos moduli en forma tal que éste desarrolla un mínimo en $T \sim 1.2$ (en unidades de cuerda), mientras que el potencial "estalla" en el limite de descompactificación ($T_R \to \infty$), como se desea[α]. Las modificaciones debidas a la imposición de la dualidad T provienen del hecho de que los acoplamientos de calibre adquieren correcciones umbral moduli dependientes que provienen de lazos de estados de cuerda pesados [86]. Esto a su vez genera una dependencia moduli en el superpotencial, inducida por condensación de calibrinos de la forma

$$W(S,T) \sim \eta(iT)^{-6} \exp(-3S/8\pi b), \tag{13.7}$$

con $\eta(T)$ la función Dedekind[α]
Este mecanismo, sin embargo, no ayuda a cambiar la respuesta "runaway" del potencial en la dirección de S. Hay un problema verdaderamente genérico enfatizado mayormente por Dine y Seiberg [87]. Se sabe que debido a que para S grande, la cuerda está débilmente acoplada, el potencial deberá anularse asintóticamente (hacia una teoría libre). Cualquier otro mínimo deberá ocurrir a acoplamientos fuertes para el cual la expansión perturbativa no sirve, a menos que haya un parámetro extra que pueda ser ajustado. Dicho meca-

[α]Nótese que el potencial escalar "estalla" a grandes radios, lo que es un acoplamiento débil en el modelo sigma. Esto va en contra de la intuición, puesto que deberíamos esperar que el potencial se anulara a acoplamiento débil. Una forma de entender esto es darse cuenta que $1/g_4^2 = R^6/g_{10}^2$, esto significa que para R grande y g_4 fijo el acoplamiento de cuerda $10D$ original se hace grande, así el potencial explota al acoplamiento fuerte en cuerdas desde el punto de vista $10D$. (Agradecemos a J. Polchinski y a S.J. Roy por explicarnos este punto).

[α]Esta fórmula es realmente más complicada si $\delta^{GS} \neq 0$, en cuyo caso S también transforma bajo dualidad T, veáse por ejemplo B. de Carlos et al en [89].

nismo fue propuesto en [88]. Para estabilizar S, la propuesta fue considerar condensación de calibrinos de un grupo de calibre no semisimple, induciendo una suma de exponenciales en el superpotencial $W(S) \sim \sum_i \alpha_i \exp(-3S/8\pi b_i)$ que pueda conspirar para generar un mínimo local para S [88]. El papel de este parámetro extra puede ser jugado por la razón de los coeficientes de la función beta de los diferentes grupos. Estos han sido denominados modelos circuito (racetrack) en la literatura reciente.

Posteriormente se encontró que combinando las ideas previas, junto con la adición de campos de materia en el sector oculto (cosa natural en muchos modelos de cuerdas) [90, 89], era posible encontrar un mínimo con casi todas las propiedades adecuadas, esto es, con S y T fijados al valor deseado, $S_R \sim 25$, $T_R \sim 1$, supersimetría rota a escalas pequeñas ($\sim 10^{2-4} GeV$) en el sector observable, etc. Esto llevó a estudiar los términos inducidos de rompimiento suave a bajas ener-gías. Aparte del relativo éxito obtenido, hay varios problemas que nos aseguran que estamos lejos de una descripción satisfactoria de estos puntos [α].

i. Contrariamente a lo que ocurre para T, fijar el *vev* del campo dilatón S al valor fenomenológicamente interesante no se hace de manera satisfactoria. La conspiración entre varios condensados con materia oculta para

[α] Otro importante rompecabeza: sabemos que el campo S sólo aparece después de efectuar una transformación de dualidad que cambia el campo $B_{\mu\nu}$ al axión a. Un potencial no trivial para S provee de masa a a y éste no es más el dual de $B_{\mu\nu}$. Esto fue resuelto recientemente [84] dualizando la condensación de calibrinos directamente en la versión $B_{\mu\nu}$. El resultado final es que $B_{\mu\nu}$ desaparece del espectro de bajas ener-gías y un campo *masivo* $H_{\mu\nu\rho}$ toma su lugar, teniendo un grado de libertad que se propaga y siendo dual al axión masivo a.

generar un mínimo local en un buen valor, requiere cierta cantidad de ajuste fino y no puede llamarse natural. Una de las motivaciones para proponer la existencia de la dualidad S fue precisamente la de encontrar una manera en la que el *vev* de S pudiera fijarse de manera natural como en el caso para T[11]. Recientemente ha habido intentos de combinar condensación de calibrinos con dualidad S [92], en los que S puede fijarse en el punto autodual $S = i, e^{i\pi/6}$; pero apartando la ignorancia actual sobre cómo la dualidad S puede ser realizada en acciones efectivas $4D$ hay también la suposición injustificada de que este efecto proveerá la corrección dominante no perturbativa al superpotencial (véase [78] para una discusión de estos puntos). Posibles argumentos para que éste sea el caso, se dan en [93]. Allí también se propone el uso del comportamiento no perturbativo recientemente descubierto de los modelos de cuerda, de la forma $e^{-1/g}$ [57] (en vez del de teoría de campos e^{-1/g^2}). Estas correciones en el potencial de Kähler pueden en principio combinarse con un superpotencial igual al de las ecuaciones ((13.6)),((13.7)) para fijar el valor S. Sin embargo, no hay aún un caso concreto en el que se realicen estas ideas.

ii. La constante cosmológica resulta ser siempre negativa, lo que luce como un problema insuperable. Esto también hace el análisis de los términos de rompimiento suave menos confiable, debido a que para hablar sobre ellos se debe añadir una constante al lagrangeano para cancelar la constante cosmológica. Es difícil creer que el mecanismo que genera este término, por demás desconocido, deje sin alterar los términos de rompimiento suave (tales como la pequeñez de la masa de los calibrinos).

iii. Finalmente, aún en el caso en el que los problemas considerados fuesen resueltos, hay al menos dos problemas cosmológicos serios para el escenario con condesación de calibrinos. Primero, se ha encontrado sobre bases muy generales que no es posible tener inflación con el tipo de potenciales dilatón que se obtienen a partir de condensación de calibrinos [94]. Segundo, aparece el denominado “problema móduli cosmológico” que es aplicable a cualquier escenario con sectores ocultos (no renormalizable) incluyendo la condensación de calibrinos [96], [95]. En este caso puede demostrarse que si el mismo efecto que fija los *vev* del móduli, también rompe supersimetría, entónces *los* campos móduli y dilatón adquieren masa del órden de la escala electrodébil ($\sim 10^2\ GeV$) después del rompimiento de supersimetría [95]. Por tanto, de ser estables, ellos cierran el universo, y si son inestables destruyen la nucleosíntesis al decaer debido a que sólo tienen interacciones gravitacionales. Al momento no se disponen de explicaciones satisfactorias para este problema y permanece como uno de los problemas genéricos sin resolver de la fenomenología en cuerdas.

13.2 Términos para el rompimiento suave de SUSY

Ya hace muchos años se encontró, que la adición de algunos términos al lagrangeano supersimétrico no respetaba la supersimetría pero mantenía el comportamiento suave en el ultravioleta de la teoría. Estos son los términos de rompimiento suave; se generan de manera natural, después del rompimiento de la supersimetría en modelos de suepergravedad y corresponden a los siguientes términos [α]:

i. Masas escalares, que implican que los squarks llegan a ser usualmente más pesados que los fermiones del mismo multiplete. Estos son términos en el lagrageano de la forma $m_I^2 \left|Q^I\right|^2$.

ii. Masas de calibrinos $M_a\ \lambda^a\lambda^a$ dividiendo los multipletes de calibre.

iii. Términos cúbicos A. Términos cúbicos escalares en el potencial que están relacionados a los acoplamientos de Yukawa y controlados por coeficientes arbitrarios (A) con dimensión que son del órden de la masa del gravitino.

iv. El término B. Un término cuadrático en el potencial para los escalares de la forma $B\mu H\bar{H}$ donde H y $\bar{H}$ representan a los campos de Higgs y μ es una constante que da origen a un término en el superpotencial original $W = \mu H\bar{H}$ que es permitido por todas las simetrías del modelo estándar supersimétrico minimal. Puesto que μ es un parámetro con dimensiones, es problemático introducirlo en el lagrangeano supersimétrico porque deberá ser del orden de la masa del gravitino y no hay razones para que un término en el lagrangeano supersimétrico "conozca" la escala del rompimiento de supersimetría. Esto se conoce como el problema μ y se han

[α] Por sobre estos términos suaves tenemos que considerar las divergencias cuadráticas inducidas, véase [97] para una discusión reciente.

propuesto varias soluciones. Dependiendo de la solución escogida se obtiene una expresión para el parámetro B después del rompimiento de la supersimetría. En particular, si $Z \neq 0$, puede verse que el término μ se genera después del rompimiento de supersimetría. Algunos cálculos muestran que hay modelos para los que $Z = 0$ (para una discusión reciente véase [48, 98].

En esta sección seguiremos la estrategia siguiente. Tratar el mecanismo de rompimiento de supersimetría como una caja negra, pero basados en la experiencia ganada con la condensación de calibrinos, usar el hecho de que el resultado final de este mecanismo es el de inducir valores no nulos de los campos auxiliares de los campos móduli y dilatón. De aquí que podamos parametrizar nuestra ignorancia sobre el mecanismo particular de rompimiento trabajando con valores generales para estos campos auxiliares. Tratemos por simplicidad un solo campo módulus T y el dilatón S. No obstante, el análisis ha sido hecho en casos más generales [63, 99, 100, 101]. Podemos entónces escribir el campo goldstino (el fermión de Goldstone comido por el gravitino en el proceso de rompimiento de supersimetría) como una combinación lineal de las componentes fermiónicas de S y T [101]:

$$\tilde{\eta} = \text{sen}\theta\ \tilde{S} + \cos\theta\ \tilde{T} \qquad (13.8)$$

donde el ángulo goldstino que mezcla $\tilde{S}$ y $\tilde{T}$ describe la combinación relativa de S y T al rompimiento de supersimetría. El procedimiento general para extraer los términos de rompimiento suave es claro. Comenzamos con el lagrangeano supersimétrico y sustituimos en él los campos auxiliares no nulos ($\sim e^{K/M_P^2}\, K_{z\bar{z}}^{-\frac{1}{2}}\, D_z W$) usando la expresión ((13.8)). Efectuando el denominado límite de espacio plano en el que $M_P \to \infty$ con masa del gravitino fija $m_{3/2}$ (representando los *vev* no nulos de los campos auxiliares y parametrizando el rompimiento de supersimetría) terminamos con los siguientes valores para los parámetros del rompimiento suave [101]:

$$\begin{aligned} m_I^2 &= m_{3/2}^2 (1 + n_I \cos^2\theta) \\ M^a &= \sqrt{3}\, m_{3/2}\, \mathrm{sen}\theta \\ A_{IJK} &= -\sqrt{3}\, m_{3/2} (\mathrm{sen}\theta + \cos(n_I + n_J + n_K)) \end{aligned} \tag{13.9}$$

A partir de estos podemos extraer varias conclusiones. En el escenario dominado por el dilatón, para el cual $\mathrm{sen}\theta = 1$, ¡los parámetros de rompimiento suave son universales! Este es un resultado verdaderamente atrayente que explica una de las suposiciones menos justificadas del modelo estándar supersimétrico minimal. Por otro lado, este escenario es tan restrictivo que es relativamente fácil descartarlo; algo que ha sido recientemente declarado luego de la comparación con el valor de la masa del quark top, usando una solución particular del problema μ discutido anteriormente (véase [98] para una discusión reciente). La importancia de este escenario radica en el hecho de que las ecuaciones (13.9) para $\mathrm{sen}\theta = 1$ son válidas en general y no sólo para modelos orbifolds. Para un ángulo de mezcla arbitrario, los términos de rompimiento suave no son necesariamente universales (a menos que se tomen valores especiales de los pesos modulares). Es así que confrontamos problemas con las corrientes neutras que cambian de sabor [101]. Otra de las conclusiones que podemos extraer a partir de la forma de los términos de rompimiento suave es la de que para pesos modulares negativos, podemos tener taquiones en el espectro para ciertos valores del ángulo de mezcla. La misma condición que evita taquiones, implica que la masa de los calibrinos debe ser mayor que las masas escalares, a menos que ambas sean nulas, en cuyo caso las correcciones de lazo pueden ser importantes para determinar las masas relativas.

13.3 Escenarios para el rompimiento de SUSY

Lo visto en las secciones anteriores nos ha demostrado que los resultados extraidos en los años pasados sobre condensación de calibrinos en los modelos de cuerdas, en términos de S, son robustos. Hemos visto cómo en principio la condensación de calibrinos puede romper la degeneración del vacío en cuerdas y romper supersimetría a bajas ener-gías (módulo los problemas mencionados anteriormente). Pero éste es un mecanismo verdaderamente particular de la teoría de campos y sería sorprendente que otros efectos no perturbativos a la escala de Planck fuesen completamente irrelevantes para estos propósitos. En general deberían de considerarse los dos tipos de efectos no perturbativos: los característicos de la teoría de cuerdas (a la escala de Planck) y los típicos de la teoría de campos (como la condensación de calibrinos). Se han considerado cuatro diferentes escenarios dependiendo de cuál clase de mecanismo resuelve cada uno de los dos problemas: degeneración del vacío y rompimiento de supersimetría.
Para romper supersimetría a bajas ener-gías esperamos que un efecto típico de la teoría de campos sea dominante para la generación de una jerarquía de escalas (es difícil de creer que un efecto no perturbativo a la escala de Planck pueda generar la escala de Weinberg-Salam). Quedamos entónces con dos escenarios preferidos: los efectos no perturbativos dominantes son los de la teoría de campos, lo que resuelve ambos problemas simultáneamente, o hay un escenario de “dos pasos” en el

que los efectos de cuerdas dominan en el levantamiento de la degeneración del vacío y efectos de la teoría de campos dominan el rompimiento de la supersimetría. El primer escenario ha sido el único considerado hasta ahora, éste incluye condensación de calibrinos y también la discusión de la sección previa sobre los términos de rompimiento suave dependientes de los campos. La razón principal de que éste sea el único escenario considerado hasta la fecha, es la de que podemos controlar los efectos no perturbativos de la teoría de campos, pero no los de la teoría de cuerdas. En este escenario, independientemente del mecanismo particular invocado, debemos encarar el problema móduli cosmológico.

En el escenario de dos pasos, los campos móduli y dilatón están fijos con masas $\sim M_{Planck}$ evitándose el problema móduli cosmológico. También es razonable esperar que los efectos a la escala de Planck puedan generar un potencial para S y para T. El problema reside en la implementación de este escenario [78, 102], debido principalmente a nuestra ignorancia sobre los efectos no perturbativos de cuerdas.

En el escenario de dos pasos, después de fijar el *vev* del móduli por efectos de cuerdas, queda la pregunta de cómo se rompe la supersimetría a bajas ener-gías. Nótese que hubiésemos quedado en la actual situación antes del advenimiento de la teoría de cuerdas en la que el acoplamiento de calibre es independiente del campo. En este caso, sabemos a partir del índice de Witten que la condensación de calibrinos no puede romper supersimetría global. Puesto que no hay campos móduli con grandes *vev*'s, la corrección de supergravedad debería ser despreciable debido a que estamos trabajando con ener-gías mucho menores que M_{Planck}.

De hecho, podemos hacer un cálculo para S constante en la ecuación ((13.4)), siendo directo el demostrar que en ese caso la supersimetría permanece sin romperse [102], tal y como se espera. Una manera más general de ver esto, consiste en calcular explícitamente la corrección $1/M_{Planck}$ a la solución con supersimetría global $W_\phi = 0$ y ver que ella coincide con la solución $W_\phi + W\, K_\phi/M_P^2 = 0$ que es siempre un extremum supersimétrico del potencial escalar de la supergravedad.

Parece haber, sin embargo, un contraejemplo en la literatura [77], donde se encuentra supersimetría rota con constante cosmológica nula en supergravedad, pero sin romper en supersimetría global. No obstante, puede verse en aquel caso que el límite global es tal que K_{UU^*} se anula así como también el término cinético para U. Esto hace que el correspondiente mínimo en el caso global esté mal definido, puesto que puede haber otras configuraciones de campo no constantes con energía nula. Este no es entónces un contraejemplo debido a que la teoría global no está bien definida en el mínimo.

Nos encontramos entónces en la situación de que si la supersimetría global no está rota, no podemos hablar de supersimetría local, a menos que haya campos tipo móduli. Si se insiste en tener un escenario de dos pasos, ésto puede llevarnos atrás en el pasado y y reconsiderar modelos con rompimiento dinámico de supersimetría global. Estos modelos han sido en su mayoría ignorados debido no solamente a que son muy complicados sino a que se pensó que tenían problemas fenomenológicos; en particular, masas de calibrinos pequeñas y el valor del parámetro μ no están resueltas de manera natural en estos modelos. No obstante, en vista del problema móduli cosmológico y debido al reciente progreso en el entendimiento de las teorías $N = 1$, estos modelos han atraido la atención recientemente. En particular, las interacciones de corrientes neutras que cambian el sabor, presentes genéricamente en los modelos con sectores ocultos, están ausentes de manera natural en estos modelos donde los mensajeros del rompimiento de supersimetría no son las interacciones gravitacionales sino las interacciones de calibre. El gravitino es la partícula supersimétrica más liviana y de aquí que estos modelos predigan evidencia experimental diferente de la de los modelos mediados por gravedad, representando entónces alternativas verdaderamente interesantes al escenario estándar con sectores ocultos. Para una discusión reciente véase [103].

No hay aún un escenario atrayente para el rompimiento de supersimetría y el tema permanece abierto, pero tenemos ahora una mejor perspectiva de los puntos relevantes. Los modelos con sector oculto no renormalizables, de los que la condensación de calibrinos es un caso particular, pueden necesitar una solución convincente del problema móduli cosmológico para ser considerados todavía viables. Con optimismo, esto nos llevará a una intersante retroalimentación entre cosmología y teoría de cuerdas [104][α]. Además, el reciente progreso en el entendimiento de las teorías de calibre supersimétricas puede ser útil para reconsiderar la condensación de calibrinos con materia oculta, la discusión en la literatura de cuerdas está lejos de ser completa. El entendimiento de modelos con materia quiral puede tambén proveer de nuevas percepciones sobre el rompimiento de la supersimetría global, relevantes al escenario de dos pasos mencionado antes.

[α] Un buen ejemplo de esta interacción cuerda-cosmología es el reciente trabajo de los autores de la referencia [105], en el que las investigaciones sobre cosmología de cuerdas está llevando a búsquedas experimentales interesantes de ondas gravitacionales en regímenes no explorados con anterioridad.

Capítulo

$\boxed{14}$

Dualidades de los acoplamientos fuerte/débil

El reciente progreso en el entendimiento de aspectos no perturbativos de la teoría de cuerdas [57] tiene necesariamente un fuerte impacto sobre cuestiones fenomenológicas; estamos apenas empezando a explorar estas implicaciones, que pueden ser resumidas como sigue.

i. Unificación de Teorías: Mencionamos en la introducción que hay cinco teorías de supercuerdas consistentes y que cada una tiene miles o millones de vacíos diferentes. Se cree que las cinco teorías de cuerdas están relacionadas a través de dualidades en los acoplamientos fuerte/débil y que además parecen ser límites diferentes de una sola teoría fundamental subyacente, probablemente $11D$, la teoría M (probablemente relacionada con membranas u objetos de mayor dimensionalidad, tal como las cinco-branas), que debe aún ser construida. Si esto es cierto, puede resolverse la arbitrariedad en el número de teorías de cuerdas al derivarse todas ellas de una sola teoría.

ii. Unificación del vacío: Trabajo reciente basado en la comparación de compactificaciones de cuerdas con la teoría de Seiberg-Witten [106], ha llevado a la conclusión de que muchas y probablemente todas las compactificaciones Calabi-Yau están conectadas. Parece entonces que no sólo las cinco diferentes teorías están unificadas, también lo pueden ser los vacíos de estas teorías: puesto que si ellos están todos conectados, podemos prever un mecanismo que levante la degeneración y seleccione un punto en el entramado de las compactificaciones, algo que no había podido haberse hecho antes porque se pensó en vacíos que eran inconexos. Estas transiciones ocurren en puntos singulares del correspondiente espacio móduli donde un estado particular(el hueco negro sin masa) o aún una torre infinita de estados (cuerdas sin tensión) resultan ser no masivos. Estos se entienden parcialmente sólo en las compactificaciones $N > 1$, si este resultado se extiende al caso fenomenológicamente interesante $N = 1$ puede implicar, por ejemplo, que modelos con un número diferente de familias podrían pertenecer al mismo espacio móduli y probablemente pueda eventualmente ser seleccionado uno de ellos.

iii. Vacíos no perturbativos: El hecho de que el régimen de acoplamiento fuerte de una teoría de cuerdas dada, pueda ser el régimen de acoplamiento débil de otra teoría de cuerdas, podría ser desalentador puesto que significaría que los problemas presentes en el acoplamiento débil permanecerían a acoplamiento fuerte. Afortunadamente ese no es el caso. Por ejemplo, el límite de acoplamiento fuerte de la cuerda $E_8 \otimes E_8$ se cree que viene dado por la teoría M compactificada en el orbifold $S^1/\mathbf{Z}_2$ que es un intervalo unidimensional. La teoría M contiene membranas elementales y sus duales magnéticos, 5-branas. Las membranas pueden terminar en cada uno de los extremos $10D$ del intervalo (puntos fijos) que son 9-branas y generan una simetría E_8 en cada borde. La distancia entre dos 9-branas ρ es proporcional al acoplamiento heterótico y cuando éste es muy pequeño, los dos E_8 's colapsan a un solo punto $10D$ que es la cuerda heterótica. Para cualquier acoplamiento finito la membrana es un cilindro entre las dos 9-branas con cuerdas heteróticas en la intersección. Esto reproduce el espectro perturbativo estándar de las cuerdas heteróticas. El nuevo ingrediente proviene mayormente de las 5-branas que para el caso $E_8 \otimes E_8$, llevan tensores antisimétrico de dos índices y por lo tanto, introduciendo más de uno de estos campos en el espectro luego de compactificar (en la versión $SO(32)$ éstas pueden llevar a campos vectoriales adicionales dependiendo de la compactificación).

En la cuerda heterótica perturbativa hay un sólo tensor antisimétrico $B_{\mu\nu}$ que vimos que es dual al campo axión. La aparición de varios de estos campos en el espectro muestra claramente que el vacío correspondiente es no perturbativo y puede crear eventualmente más posibilidades para usar estos campos axión para resolver el problema CP fuerte en teoría de cuerdas. Hay inclusive un modelo con cero campos tensoriales. Esto puede ser relevante debido a que $B_{\mu\nu}$ es un compañero supersimétrico del dilatón y disponer de un modelo sin tensores antisimétricos significaría que de alguna manera el dlatón fue fijado, levantando la degeneración correspondiente y adquiriendo una masa (evitando el problema móduli cosmológico). Además, para espacios compactos con 4-ciclos no triviales, las correspondientes 5-branas podrían envolverse alrededor de estos ciclos dando origen a otra cuerda (diferente por supuesto de la obtenida a partir de la membrana). Estas cuerdas no perturbativas tendrán genéricamente su propio grupo de calibre no perturbativo, aumentando por lo tanto el rango máximo requerido en la teoría perturbativa (en $6D$ el modelo de mayor rango conocido hasta ahora es 40 para las compactificaciones de la cuerda $SO(32)$). La relevancia física de los campos de calibre no perturbativos aún debe ser explorada.

iv. Escalas en la teoría M : Es interesante analizar las diferentes escalas presentes en un modelo $4D$ obtenido a partir de la teoría M. Hay tres escalas relevantes: la escala de Planck κ en 11D, la longitud del intervalo ρ y el volumen V del espacio $6D$ compactificado En la teoría $11D$ los acoplamientos de calibre y gravitacional pueden ser escritos como

$$\begin{aligned} L &= -\tfrac{1}{2\kappa^2}\int_{M^{11}} d^{11}x\sqrt{g}\,R \\ &\quad -\textstyle\sum_i \tfrac{1}{8\pi(4\pi\kappa^2)^{2/3}}\int_{M_i^{10}} d^{10}x\sqrt{g}TrF_i^2, \end{aligned} \tag{14.1}$$

donde M^{11} es el espacio $11D$ (bulk) y M_i^{10} $i = 1,2$ son las dos 9-branas $10D$ en cada extremo del intervalo. Podemos ver que luego de compactificar, la constante de Newton $4D$ y los acoplamientos de calibre vienen dados por $G_N = \kappa^2/16\pi^2 V\rho$ y $\alpha_{GUT} = (4\pi\kappa^2)^{2/3}/2V$. Notese ahora que $M_{GUT}^2 = V^{-1/3} = \alpha_{GUT}/8\pi^2 G_N^{2/3}\rho$. Puesto que tenemos un parámetro adicional, ρ, podemos tener $M_{GUT} \sim 10^{16}GeV$ haciendo $\rho^{-1} \sim 10^{14}GeV$, algo que no podríamos haber hecho en cuerdas heteróticas perturbativas. Esto ha sido usado por Witten para sostener que puede ser posible resolver el problema de unificación en cuerdas ajustando el parámetro adicional como en las GUT's estándares. Tenemos entonces la siguiente imagen: a grandes distancias el universo luce $4D$, a escalas de energía entre $10^{14}GeV$ y $10^{16}GeV$ luce $5D$, y a escalas mayores (distancias más pequeñas) luce $11D$. Esta nueva escala intermedia (ρ) puede jugar un papel interesante en otras cuestiones fenomenológicas y cosmológicas. Hay una complicación que proviene del hecho de que para $\rho^{-1} \leq 10^{15}GeV$ el acoplamiento de calibre de uno de los grupos de calibre "estalla" esto, sostiene Witten, podría poner una cota sobre la constante de Newton de un modelo genérico. Hay algunos modelos específicos que evitan este problema, lo que los hace más atractivos. También el proceso de condensación de calibrinos puede ser reanalizado en esta imagen. Un sólo condensado en el E_8 oculto 9-brana, no rompe supersimetría en su vecindad, ni en el "bulk" $5D$, pero debido a una obstrucción topológica puede romper supersimetría en el sector observable [108]. Nótese que en esta imagen el modelo estándar vive en uno de los bordes de mundo de las branas, mientras que la gravedad y los campos móduli viven en el "bulk" $5D$. Las posibles consecuencias físicas de esta nueva imagen recién empiezan a ser exploradas [107].

v. El superpotencial no perturbativo: La mayor parte del trabajo sobre las simetrías de dualidad de los acoplamientos fuerte/débil se ha hecho para vacíos con $N > 1$. El caso físicamente interesante de supersimetría $N = 1$ aparece como un caso difícil de explorar en el presente. Es bastante notable el que recientemente Witten haya sido capaz de extraer información acerca de los superpotenciales provenientes de efectos no perturbativos en cuerdas. Hasta ahora se han encontrado tres clases de resultados, dependiendo de la compactificación: $W = 0$, $W \sim e^{-\Phi}$ y $W =$ una forma modular. Aquí Φ es uno de los campos móduli tales como S y T. El primer caso es interesante debido a que significa que hay compactificaciones para las que el superpotencial no perturbativo se anula, así, las únicas fuentes de superpotencial son los efectos del acoplamiento fuerte en el infrarrojo tal como la condensación de calibrinos, haciendo la discusión anterior de teorías de campo, más relevante. El segundo caso da el comportamiento "runaway" estándar del superpotencial escalar y la tercera posibilidad es una realización del tipo de potenciales invariantes bajo dualidad, discutida en el texto; en este caso hay mínimos no triviales y está aún por estudiarse en detalle cómo puede romperse supersimetría. En particular estos modelos parecen adecuados para una realización del escenario de dos pasos al que se aludió con anterioridad. Esperamos que pueda hacerse un mayor progreso en esa dirección que encara el principal problema de la fenomenología en supercuerdas desde una formulación no perturbativa.

Capítulo

15

Discusión

P. ¿Por qué hay algunos sectores de calibre denominados sectores ocultos?

R. Debido a que no interactúan con los campos del modelo estándar, sólo tienen interacciones gravitacionales. En el modelo típico, cuando la cuerda heterótica se compactifica a cuatro dimensiones da una simetría de calibre $E_6 \otimes E_8$. Los campos de materia sólo son cargados bajo E_6 e interactúan con el sector oculto E_8 sólo a través de gravedad. Si el sector oculto es asintóticamente libre, puede adjudicársele el rompimiento de supersimetría a través de un proceso como el de la condensación de calibrinos mencionado en las clases y la gravedad sería el mensajero al sector observable de este rompimiento.

P. Hay dualidades entre teorías quirales y no quirales, ¿puede ésto tener implicaciones fenomenológicas?

R. Eso no está muy claro. La situación ocurre en límites extremos de algunas teorías. Puede pasar en transiciones "conifold" donde modelos con números diferentes de generaciones quirales son duales. Con respecto al rompimiento de supersimetría, se sabe a partir del índice de Witten que es más fácil romper supersimetría en modelos quirales que en aquellos no quirales; de haber dualidad entre los dos, sería interesante entender el status del rompimiento de supersimetría en ambos lados.

P. ¿Porqué algunos modelos $4D$ no son satisfactorios? ¿Deberíamos buscar otros?

R. Algunos de los modelos de cuerdas cuasirrealistas dan muy buenos resultados incluyendo las simetrías, el número de familias, la estabilidad del protón y las masas fermiónicas, lo que me hace sentir optimista. La falla de los modelos en ser completamente realistas descansa en detalles "menores" tales como la obtención del corrimiento correcto de las constantes de acoplamiento.

No es posible controlar estos detalles antes de la construcción del modelo y es entonces muy difícil imponerlos como un requerimiento en la búsqueda de un modelo realista. También, antes de clamar que tenemos un modelo realista, debemos entender cómo se rompe la supersimetría. Nótese que el número de modelos que hemos estudiado dista mucho de ser completo y sistemático. La búsqueda sistemática de un modelo de cuerdas realista requeriría de un enorme esfuerzo de cálculo que puede eventualmente ser necesitado (un proyecto que suelo denominar el "proyecto vacío de cuerdas" en comparación con el proyecto genoma humano) pero que puede sin embargo no necesitarse puedto que podemos desear encontrar razones dinámicas para seleccionar a lo sumo unos pocos modelos.

P. ¿Porqué debería el espacio $10D$ tener la estructura de un producto directo?

R. Eso no es realmente necesario desde el punto de vista de la teoría de cuerdas, se impone por razones fenomenológicas, puesto que vivimos en $4D$. Por otro lado, la descomposición 4+6-dimensional puede no ser necesariamente un producto directo, algunas personas han introducido un factor de deformación donde la métrica interna depende de las coordenadas espaciotemporales. En cualquier caso, podemos todavía esperar que sea una razón dinámica o cosmológica la que seleccione un mundo $4D$ sobre otra cualquiera de las opciones.

P. ¿Pueden todas estas compactificaciones ser comparadas de alguna manera?

R. Hay dos tipos de degeneración del vacío: la degeneración discreta tipo compactificaciones Calabi-Yau topológicamente diferentes, y la degeneración continua como aquella obtenida variando los campos S, T y U. La degeneración continua es la más fácil de manipular, corresponde a potenciales exactamente planos de los que podemos dar cuenta por algún efecto no perturbativo, seleccionándose entonces el mínimo local del espacio móduli. La degeneración discreta luce más difícil de comparar en compactificaciones diferentes, pero algunos resultados recientes tales como las transiciones conifold pueden indicar que todas las compactificaciones podrían estar conectadas mutuamente. Esto no esta completamente entendido aún.

P. ¿Pueden los efectos umbral hacer fallar el encuentro de las constantes de acoplamiento en supersimetría?

R. Los efectos umbral son las contribuciones de lazo de la torre infinita de estados masivos a las constantes de acoplamiento de calibre. Estos efectos se han propuesto como una de las posibilidades de resolución para el problema de la unificación en cuerdas, puesto que permitirían el encuentro de los tres acoplamientos de calibre a la escala de gran unificación y dividiéndose a la escala de Planck. Sin embargo, todavía no se tiene una realización satisfactoria de estas ideas.

P. ¿Es el rompimiento de supersimetría por supersimetría realizada no linealmente, una alternativa para entender el rompimiento de supersimetría?

R. Es ciertamente un logro interesante ser capaz de romper $N = 4$ a $N = 2$ ó $N = 1$, sin embargo, la cuestión interesante en física es la de romper supersimetría en los modelos quirales. Puesto que los modelos supersimétricos $N > 1$ son no quirales, su rompimiento tendería a mantener esta propiedad y así la cuestión relevante sería la de romper parcialmente supersimetría dejando un modelo quiral $N = 0$ ó $N = 1$. No es claro que esto pueda ser logrado en teoría de cuerdas.

P. ¿Cuáles son la condiciones impuestas sobre la variedad compactificada?

R. En el trabajo original de Candelas *et al.* las ligaduras fenomenológicas impuesta sobre la variedad fueron las de llevar a un modelo $N = 1$ quiral en $4D$ plano. Esto hace que el espacio interno $6D$ sea una variedad de Calabi-Yau. En términos de teorías de campo conformales, esto corresponde a CFT's $(2, 2)$, pero la condición necesaria es sólo para los modelos $(0,2)$. Una interpretación en variedades de estos modelos no está aún completamente bajo control.

P. ¿Porqué la escala electrodébil no es estable sin supersimetría?

R. Debido al problema de las jerarquías, la masa de Higgs adquiere correcciones que la enviarían naturalmente a la escala de corte (cut-off), por ejemplo, a la masa de Planck. La supersimetría evita esto, ya que los diagramas con los superpartners corriendo en el lazo, cancelan estas contribuciones dejando la escala electrodébil estable.

P. ¿Porqué no romper supersimetría al mismo tiempo que compactificamos?

R. Esto correspondería al rompimiento de supersimetría a la escala de Planck y el problema de la jerarquía no sería resuelto. Necesitamos mantener supersimetría hasta la escala de Higgs para resolver este problema (esto es lo que hace a la supersimetría a bajas energías tan atrayente, puesto que ella puede ser descartada en los futuros aceleradores). Si rompemos supersimetría al nivel de árbol ésto requeriría que una de las dimensiones extras sea tan grande como la escala electrodébil y necesitamos explicar la aparición de esa escala. Por otro lado, el rompimiento dinámico de supersimetría tal como condensación de calibrinos, ofrece una manera dinámica de explicar la aparición de una escala a bajas energías, debido a la supresión e^{-1/g^2}, una explicación muy natural.

P. La teoría de cuerdas tiene una longitud mínima, ¿afecta esto a la fenomenología?

R. Puede tener implicaciones interesantes para la cosmología del big-bang como el modelo "juguete" de Brandenberger y Vafa. Para compactificaciones en cuerdas, la longitud mínima correspondería al radio de compactificación autodual que es del orden de la longitud de Planck. Este radio es un extremo del potencial escalar pero tiene necesariamente supersimetría no rota, para romper supersimetría necesitaríamos un potencial con un mínimo local que no esté en el punto autodual.

P. ¿Porqué sólo una dirección temporal?

R. Esto debería ser idealmente un resultado de la teoría fundamental. Usualmente las teorías de campo con más de un tiempo, no son unitarias. Recientemente en el marco de la teoría F, se ha estudiado la idea de un espaciotiempo con signatura (10,2). El significado físico de la coordenada temporal adicional no es claro.

Agradecimientos

Agradezco las interesantes discusiones con L. E. Ibáñez, P. Mayr, H. P. Nilles, S. J. Rey, J. Rizos, J. Russo y S. Theisen.

Bibliografía

[1] Vea por ejemplo las clases de Costas Bachas, Mike Duff y Jan Louis en Workshop on Gauge Theory applied supersimetry and Quantum Gravity.

[2] Para una reciente discusión ver por ejemplo: S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields Vol 1. Foundations.* Cambridge University Press (1995).

[3] Para una revisión sobre fenomenología de supersimetría ver: H.P. Nilles, Phys. Rep. 110 (1984) 1; R. Arnowitt, A. Chamsedine, P. Nath, *Applied N=1 Supergravity.* World Scientific, Singapore (1984); H. Haber and G. Kane, *Phys. Rep.* 117 (1985) 75.

[4] M. Green, J. Schwarz and E. Witten, *Superstring Theory, volumes 1,2,* Cambridge University Press (1987); M. Kaku, *String Theory* Springer-Velag (1988); D. Lüst and S. Theisen, *Lectures in String Theory,* Springer Lecture Notes in Physics, Vol. 346 (1989); P. Ginsparg, *Les Houches Lectures* Elsevier (1989); J. Polchinski, *Les Houches Lectures,* hep-th/9411028 and book to appear.

[5] B. Schellekens, *Superstring Construction*, North-Holland (1989).

[6] M. Dine, *String Theory in Four Dimensions*, North-Holland (1988).

[7] L.E. Ibáñez, Lectures at ASI, St. Croix, Virgin Islands (1988); G.G. Ross, Lectures at Banff Summer Institute (1988); B.R. Greene, Lectures at Trieste Summer School (1990); S. Ferrara and S. Theisen, Lectures at third Hellenic School, Corfu (1989); L.E. Ibáñez, hep-th/9112050; hep-th/9505098; I. Antoniadis, hep-th/9307002; M. Dine, hep-th/9309319; A.E. Faraggi, hep-th/9405357; J.D. Lykken, hep-ph/9511456; C. Kounnas, hep-th/9512034; Z. Kakushadze and S.-H.H. Tye, hep-th/9512155; J. Lopez, hep-ph/9601208; K.R. Dienes, hep-th/9602045 and references therein.

[8] F. Quevedo, hep-th/9603074.

[9] A. Giveon, M. Porrati and E. Rabinovici, *Phys. Rep.* 244 (1994) 77.

[10] K.S. Narain, *Phys. Lett.* B41 (1986); K.S. Narain, M.H. Sarmadi and E. Witten, *Nucl. Phys.* B279 (1987) 369; P. Ginsparg, *Phys. Rev.* D35 (1987) 648.

[11] A. Font, L.E. Ibáñez, D. Lüst, F. Quevedo, *Phys. Lett.* 249B (1990) 35; S.-J. Rey, *Phys. Rev.* D43 (1991) 526; A. Sen, *Phys. Lett.* B303 (1993) 22; *Phys. Lett.* B329 (1994) 217; J. Schwarz and A. Sen, *Nucl. Phys.* B411 (1994) 35.

[12] L. Dixon, J. Harvey, C. Vafa and E. Witten, *Nucl. Phys.* B261 (1985) 678; B274 (1986) 285; L.E. Ibáñez, J. Mas, H.P. Nilles and F. Quevedo, *Nucl. Phys.* B301 (1988) 157.

[13] A. Font, L.E. Ibáñez and F. Quevedo, *Phys. Lett.* B217 (1989) 272; Y. Katsuki, Y. Kawamura, T. Kobayashi and N. Ohtsubo, *Phys. Lett.* B212 (1988) 339; Prog. Theor. Phys. (1989) 82; Y. Katsuki, Y. Kawamura, T. Kobayashi, Y. Ono, K. Tanioka and N. Ohtsubo, *Nucl. Phys.* B341 (1990) 611; *Phys. Lett.* B217 (1989) 272; Y. Katsuki, Y. Kawamura, T. Kobayashi and N. Ohtsubo, *Phys. Lett.* B212 (1988) 339; Prog. Theor. Phys. (1989) 82; Y. Katsuki, Y. Kawamura, T. Kobayashi, Y. Ono, K. Tanioka and N. Ohtsubo, *Nucl. Phys.* B341 (1990) 611; *Phys. Lett.* B227 (1989) 381.

[14] L.E. Ibáñez, H.P. Nilles and F. Quevedo, *Phys. Lett.* B187 (1987) 25; *Phys. Lett.* B192 (1987) 332.

[15] K.S. Narain, M. Sarmadi and C. Vafa, *Nucl. Phys.* B288 (1987) 551; A.H. Chamseddine, J.P. Derendinger, M. Quirós, *Nucl. Phys.* B326 (1989) 497.

[16] M. Cvetic, in Proceedings of Intl. Workshop on Superstrings, World Scientific, Singapore (1987); *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987) 1795; A. Font, L.E. Ibáñez, H.P. Nilles and F. Quevedo, *Nucl. Phys.* B307 (1988) 109.

[17] L.E. Ibáñez, J.E. Kim, H.P. Nilles and F. Quevedo, *Phys. Lett.* B191 (1987) 282; J.A. Casas and C. Muñoz, *Phys. Lett.* B209 (1988) 214; B214 (1988) 157;

A. Font, L.E. Ibáñez, H.P. Nilles and F. Quevedo, *Phys. Lett.* B210 (1988) 101; A. Chamseddine and M. Quirós, *Phys. Lett.* B212 (1988) 343; *Nucl. Phys.* B316 (1989) 101; A. Font, L.E. Ibáñez, F. Quevedo and Sierra, *Nucl. Phys.* B331 (1990) 421.

[18] P. Candelas, G. Horowitz, A. Strominger and E. Witten, Nucl. Phys. B258 (1985) 46; T. Hübsch, *Calabi-Yau Manifolds: a Bestiary for Physicists*, World Scientific (1992).

[19] Ver por ejemplo: S.-T. Yau (Ed.), *Essays on Mirror Symmetry*, Intl. Press. Hong-Kong (1992); B.R. Greene and M.R. Plesser, hep-th/9110014; S. Hosono, A. Klemm and S. Theisen, hep-th/9403096; T.-M. Ciang and B.R. Greene, hep-th/9509049.

[20] R. Scimmrigk, *Phys. Lett.* B193 (1987) 175.

[21] P. Candelas, X. de la Ossa, P. Green and L. Parkes, *Nucl. Phys.* B359 (1991) 21; A. Font *Nucl. Phys.* B391 (1993) 358; D. Morrison, hep-th/9111025; A. Klemm and S. Theisen *Nucl. Phys.* B389 (1993) 153; P. Berglund, P. Candelas, X. de la Ossa, A. Font, T. Hubsch, D. Jancic and F. Quevedo, *Nucl. Phys.* B419 (1994) 352, hep-th/9308005; P. Berglund, E. Derrick, T. Hübch and D. Jancic hep-th/9311143 *Nucl. Phys.* B420 (1994) 268.

[22] C. Vafa and N. Warner, *Phys. Lett.* B218 (1989) 51; B. Greene, C. Vafa and N. Warner, *Nucl. Phys.* B324 (1989) 371; E. Martinec, in Brink, L. (ed.) et al.:

Physics and Mathematics of Strings; E. Witten, *Nucl. Phys.* B403 (1993) 159.

[23] B. Greene, K. Kirklin, P. Miron and G. Ross, *Nucl. Phys.* B278 (1986) 667; *Nucl. Phys.* B292 (1987) 602.

[24] M. Cvetic and P. Langacker, hep-th/9602424.

[25] E. Witten, *Nucl. Phys.* B268 (1986) 79.

[26] H. Kawai, D. Lewellen and H. Tye, *Nucl. Phys.* B288 (1987) 1; I. Antoniadis, C. Bachas and Kounnas, *Nucl. Phys.* B289 (1987) 87.

[27] I. Antoniadis, J. Ellis, J. Hagelin and D. Nanopoulos, *Phys. Lett.* B231 (1989) 65; I. Antoniadis, G.K. Leontaris and J. Rizos, *Phys. Lett.* B245 (1990) 161; J. López, D. Nanopoulos and K. Yuan, *Nucl. Phys.* B399 (1993) 654; A. Faraggi, *Phys. Lett.* B274 (1992) 47; *Nucl. Phys.* B387 (1992) 239; S. Chaudhuri, G. Hockney and J. Lykken, hep-th/9510241. J. López, D.V. Nanopoulos and A. Zichichi, hep-ph/9601261.

[28] Ver por ejemplo J. López and D. nanopoulos, Hep-ph/9511266.

[29] W. Lerche, D. Lüst amd B. Schellekens, *Nucl. Phys.* B287 (1987) 477.

[30] D. Gepner, *Nucl. Phys.* B296 (1988) 757; *Phys. Lett.* B199 (1987) 380; A. Lütken and G. Ross, *Phys. Lett.* B213 (1988) 512; Y. Kazama and H. Suzuki, *Nucl. Phys.* B321 (1989) 232; A. Font, L.E. Ibáñez and F. Quevedo, *Phys. Lett.* B224 (1989) 79.

[31] B.E. Nilsson, P. Roberts and P. Salomonson, *Phys. Lett.* B222 (1989) 35.

[32] A. Font, L.E. Ibáñez, M. Mondragón, G. Ross and F. Quevedo, *Phys. Lett.* B227 (1989) 34; A. Font, L.E. Ibáñez, F. Quevedo and A. Sierra, *Nucl. Phys.* B331 (1990) 421; P. Berglund, C. Johnson, S. Kachru and P. Zaugg, hep-th/9509170.

[33] S. Cecotti, S. Ferrara and M. Villasante, *Int. J. Mod. Phys.* A2 (1987) 1839; P. Binétruy, G. Girardi and R. Grimm, *Phys. Lett.* B265 (1991); P. Adamietz, P. Binétruy, G. Girardi and Grimm, *Nucl. Phys.* B401 (1993) 257.

[34] J.-P Derendinger, F. Quevedo and M. Quirós, *Nucl. Phys.* B428 (1994) 282.

[35] E. Cremmer, S. Ferrara, L. Girardello and A. Van Proeyen, *Phys. Lett.* B116 (1982) 231; *Nucl. Phys.* B212 (1983) 413.

[36] J. Bagger and E. Witten, *Phys. Lett.* 115B (1982) 202.

[37] E. Witten, *Phys. Lett.* B155 (1985) 151; S. Ferrara, C. Kounnas and M. Porrati, *Phys. Lett.* 181B (1986) 263; J.-P. Derendinger, L.E. Ibáñez and H.P. Nilles, *Nucl. Phys.* B267 (1986) 365.

[38] C.P. Burgess, A. Font and F. Quevedo, *Nucl. Phys.* B272 (1986) 661.

[39] M. Dine, N. Seiberg, X.G. Wen and E. Witten, *Nucl. Phys.* B278 (1986) 769; *Nucl. Phys.* B289 (1987) 319; M. Cvetic, *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987) 1795.

[40] S. Ferrara, D. Lüst, A. Shapere and S. Theisen, *Phys. Lett.* B225 (1989) 363; E. Chun, J. Mas, J. Lauer and H.P. Nilles, *Phys. Lett.* 233B (1989) 141.

[41] S. Hamidi and C. Vafa, *Nucl. Phys.* B279 (1987) 465; L. Dixon, D. Firedan,, E. Martinec and S. Shenker, *Nucl. Phys.* B282 (1987) 13.

[42] M. Dine and N. Seiberg, *Phys. rev. Lett.* 55 (1985) 366.

[43] L. Dixon in G. Furlan et al (eds.), *Superstrings, Unified Theories and Cosmology*, World Scientific, (1988).

[44] E. Cremmer, S. Ferrara, C. Kounnas and D.V. Nanopoulos; *Phys. Lett.* B133 (1983) 61; J. Ellis, C. Kounnas and D.V. Nanopoulos; *Nucl. Phys.* B241 (1984) 406; B247 (1984) 373; J. Ellis, A.B. Lahanas, D.V. Nanopoulos and K. Tamvakis, *Phys. Lett.* B134 (1984).

[45] L. Dixon, V. Kaplunovsky and J. Louis, *Nucl. Phys.* B329 (1990) 27. Ver también: M. Cvetic, J. Louis and B. Ovrut, *Phys. Lett.* B206 (1988) 227; M. Cvetic, J. Molera and B. Ovrut, *Phys. Rev.* D40 (1989) 1140; S. Cecotti, S. Ferrara and L. Girardello, *Nucl. Phys.* B308 (1988) 263.

[46] N. Seiberg, *Nucl. Phys.* B303 (1988), 286; S. Cecotti, S. Ferrara and L. Girardello, *Int. J. Mod. Phys.* A4 (1989) 2475; *Phys. Lett.* B213 (1988) 443; S. Ferrara and A. Strominger, contribution to *Strings 89* workshop (1989).

[47] B. de Wit and A. Van Proeyen, *Nucl. Phys.* B245 (1984); E. Cremmer, C. Kounnas, A. Van Proeyen, J.-P. Derendinger, S. Ferrara, B. de Wit and L. Girardello, *Nucl. Phys.* B250 (1985) 385.

[48] I. Antoniadis, E. Gava, K.S. Narain, T.R. Taylor, *Nucl. Phys.* B407 (1993) 706.

[49] J. Minahan, *Nucl. Phys.* B298 (1988) 36.

[50] V. Kaplunovsky, *Nucl. Phys.* B307 (1988) 145; erratum, *ibid* B382 (1992) 436.

[51] L. Dixon, V. Kaplunovsky and J. Louis, *Nucl. Phys.* B355 (1991) 649; I. Antoniadis, K. Narain and T. Taylor, *Phys. Lett.* B267 (1991); I. Antoniadis, E. Gava and K. Narain, *Phys. Lett.* B283 (1992) 209; D. Bailin and A. Love, *Phys. Lett.* B292 (1992) 315; P. Mayr and S. Stieberger, *Nucl. Phys.* B407 (1993) 725, *Nucl. Phys.* B412 (1994) 502; D. Bailin, A. Love, W. Sabra and S. Thomas, *Phys. Lett.* B320 (1994) 21, Mod. *Phys. Lett.* A10 (1995) 337; E. Kiritsis and C. Kounnas, *Nucl. Phys.* B442 (1995) 472, hep/th/9512034. G. L. Cardoso, D. Lust, T. Mohaupt *Nucl. Phys.* B450 (1995) 115.

[52] V. Kaplunovsky and J. Louis, *Nucl. Phys.* B444 (1995) 191; hep-th/9502077.

[53] L.E. Ibáñez and H.P. Nilles, *Phys. Lett.* 169B (1986) 354; H.P. Nilles, *Phys. Lett.* 180B (1986) 240.

[54] J.-P. Derendinger, S. Ferrara, C. Kounnas and F. Zwirnwr, *Nucl. Phys.* B372 (1992) 145; G.L. Cardoso

and B. Ovrut, *Nucl. Phys.* B369 (1992) 361; *Nucl. Phys.* B392 (1993) 315.

[55] I. Antoniadis, E. Gava, K.S. Narain, *Nucl. Phys.* B383 (1992) 93.

[56] M.A. Shifman and A.I. Vainshtein, *Nucl. Phys.* B359 (1991) 571; *Nucl. Phys.* B277 (1986) 456.

[57] Para una revisón recitente ver: J. Polchinski, hep-th/9607050; J. Swarz, hep-th/9607201.

[58] E. Witten, hep-th/9507121.

[59] T. Banks, L. Dixon, D. Friedan and E. Martinec, *Nucl. Phys.* B299 (1988) 613.

[60] M. Dine and N. Seiberg, *Nucl. Phys.* B301 (1988) 357.

[61] T. Banks and L. Dixon, *Nucl. Phys.* B307 (1988) 93.

[62] M. Dine and N. Seiberg, *Nucl. Phys.* B306 (1988) 137; A. Font, L.E. Ibáñez, H.P. Nilles and F. Quevedo, *Phys. Lett.* B213 (1988) 274.

[63] L.E. Ibáñez and D. Lüst, *Nucl. Phys.* B382 (1992) 305.

[64] P. Ginsparg, *Phys. Lett.* B197 (1987) 139.

[65] L.E. Ibáñez, D. Lüst and G. Ross, *Phys. Lett.* B272 (1991) 251; I. Antoniadis, J. Ellis, S. Kelley and D. Nanopoulos, *Phys. Lett.* B271 (1991) 31; A. Casas and C. Muñoz, *Phys. Lett.* B318 (1993) 543; L.E. Ibáñez, *Phys. Lett.* B318 (1993) 73.

[66] K. Dienes and A.E. Faraggi, *Phys. Rev. Lett* 75 (1995) 2646; *Nucl. Phys.* B457 (1995) 409; M. Chemtob, hep-th/9506178; H.P. Nilles and S. Stierberger, hep-th/9510009; P. Petropoulos and J. Rizos, hep-th/9601037.

[67] E. Witten, hep-th/9602070.

[68] D. Lewellen, *Nucl. Phys.* B337 (1990) 61; A. Font, L.E. Ibáñez and F. Quevedo, *Nucl. Phys.* B345 (1990) 389; G. Aldazabal, A. Font, L.E. Ibáñez and A. Uranga, *Nucl. Phys.* B452 (1995) 3; hep-th/9508033; J. Ellis, J. López and D. Nanopoulos, *Phys. Lett.* B245 (1990) 375; S. Chaudhuri, S.-W. Chung, G. Hockney and J. Lykken, *Nucl. Phys.* B456 (1995) 89; G. Cleaver, hep-th/9609027; hep-th/9610106.

[69] X. Wen and E. Witten, *Phys. Lett.* 166B (1986) 397.

[70] B. Schellekens, Phys. Lett. B237 (1990) 363.

[71] J. Ellis, J. López and D. Nanopoulos, *Phys. Lett.* B245 (1990) 375; I. Antoniadis and K. Benakli, *Phys. Lett.* B295 219; K. Dienes, A. Faraggi and J. March-Russel, hep-th/9510223.

[72] J. Scherk and J. Scharwz, *Phys. Lett.* B82 (1979) 60; R. Rohm, *Nucl. Phys.* B237 (1984) 553; C. Kounnas and M. Porrati, *Nucl. Phys.* B310 (1988) 355; S. Ferrara, C. Kounnas, M. Porrati and F. Zwirnwr, *Nucl. Phys.* B318 (1989) 75; I. Antoniadis, C. Bachas, D. Lewellen and T. Tomaras, *Phys. Lett.* B207 (1988) 441; I. Antoniadis, *Phys. Lett.* B246 (1990) 377; I.

Antoniadis, C. Muñoz and M. Quirós, *Nucl. Phys.* B397 (1993) 515; J. Russo and A. Tseytlin, hep-th/9508068; A. Tseytlin, hep-th/9510041.

[73] M. Dine, N. Seiberg and E. Witten, *Nucl. Phys.* B289 (1987) 585; J. Atick, L. Dixon, A. Sen, *Nucl. Phys.* B292 (1987) 109; M. Dine, I. Ichinose and N. Seiberg, *Nucl. Phys.* B293 (1987).

[74] E. Witten, *Nucl. Phys.* B188 (1981) 513; *Nucl. Phys.* B202 (1982) 253.

[75] G. Veneziano, S. Yankielowicz, *Phys. Lett.* 113B (1982) 231; T. Taylor, G. Veneziano, S. Yankielowicz, *Nucl. Phys.* B218 (1983) 493.

[76] D. Amati, K. Konishi, Y. Meurice, G.C. Rossi, G. Veneziano, *Phys. Rep.* 162 (1988) 169.

[77] H.P. Nilles, *Phys. Lett.* 115B (1982) 193.

[78] F. Quevedo, hep-th/9511131.

[79] S. Ferrara, L. Girardello, H.P. Nilles, *Phys. Lett.* 125B (1983) 457.

[80] J.-P. Derendinger, L.E. Ibáñez, H.P. Nilles, *Phys. Lett.* 155B (1985 65.

[81] M. Dine, R. Rohm, N. Seiberg, E. Witten, *Phys. Lett.* 156B (1985) 55.

[82] C. Kounnas, M. Porrati, *Phys. Lett.* 191B (1987) 91.

[83] A. de la Macorra, G.G. Ross, *Nucl. Phys.* B404 (1993) 321; R. Peschanski, C. Savoy, Hep-ph/9504243.

[84] C.P. Burgess, J.-P. Derendinger, F. Quevedo and M. Quirós, Hep-th/9505171.

[85] A. Font, L.E. Ibáñez, D. Lüst, F. Quevedo, *Phys. Lett.* 245B (1990) 401; S. Ferrara, N. Magnoli, T. Taylor, G. Veneziano, *Phys. Lett.* 245B (1990) 409; H.P. Nilles, M. Olechwski, *Phys. Lett.* 248B (1990) 268; P. Benétruy, M.K. Gaillard, *Phys. Lett.* 253B (1991) 119.

[86] L. Dixon, V. Kaplunovsky, J. Louis, *Nucl. Phys.* B329 (1990) 27.

[87] M. Dine and N. Seiberg, *Phys. Lett.* B162 (1985) 299.

[88] N. Kransnikov, *Phys. Lett.* 193B (1987) 37; L. Dixon, in The Rice Meeting, B. Bonner, H. Miettinen, eds, World Scientific (1990); J. A. Casas, Z. Lalak, C. Muñoez, G.G. Ross, *Nucl. Phys.* B347 (1990) 243.

[89] B. de Carlos, J.A. Casas, C.Muñoz, *Nucl. Phys.* B399 (1993) 623.

[90] D. Lüst, T. Taylor, *Phys. Lett.* 253B (1991) 335.

[91] C.P. Burgess, J.-P. Derendinger, F. Quevedo and M. Quirós, *Phys. Lett.* 348B (1995) 428. Ver también, I. Gaida, D. Lüst, *Int. J. Mod. Phys.* A10 (1995) 2769; hep-th/9510022; P. Binétruy, M.K. Gaillard, T. Taylor, hep-th/9504143.

[92] J. Horne, G. Moore, *Nucl. Phys.* B432 (1994) 109; Z. Lalak, A. Niemeyer, H.P. Nilles, *Phys. Lett.* 349B (1995) 99; hep-th/9503170; P. Binétruy, M.K. Gaillard, hep-th/9506207.

[93] T. Banks, M. Dine, *Phys. Rev.* D50 (1994) 7454.

[94] R. Brustein, P. Steinhardt, *Phys. Lett.* B302 (1993) 196.

[95] B. de Carlos, J.A. Casas, F. Quevedo and E. Roulet, *Phys. Lett.* B318 (1993) 447.

[96] G. Coughlan, W. Fischler, E. Kolb, S. Raby and G. Ross, *Phys. Lett.* 131B (1983) 59; J. Ellis, D. Nanopoulos and M. Quirós, *Phys. Lett.* B174 (1986) 176; T. Banks, D. Kaplan, A. Nelson, *Phys. Rev.* D49 (1994) 779.

[97] S. Ferrara, C. Kounnas and F. Zwirner, *Nucl Phys.* B429 (1994) 589; C. Kounnas, I. Pavel and F. Zwirner, *Phys. Lett.* B335 (1994) 403.

[98] C. Muñoz, hep-ph/9509290.

[99] M. Cvetic, A. Font, L.E. Ibáñez, D. Lüst, F. Quevedo, *Nucl. Phys.* B361 (1991) 194.

[100] V. Kaplunovsky and J. Louis, *Phys. Lett.* B306 (1993) 269.

[101] A. Brignole, L.E. Ibáñez and C. Muñoz, *Nucl. Phys.* B422 (1994); A. Brignole, L.E. Ibáñez, C. Muñoz and C. Scheich, hep-ph/9508258.

[102] C.P. Burgess, L.E. Ibáñez and F. Quevedo, unpublished (1995).

[103] M. Dine, A. Nelson, Y. Nir, Y. Shirman, hep-ph/9507378.

[104] T. Banks, M. Berkooz, G. Moore, S. Shenker, P. Steinhardt, *Phys. Rev.* D52 (1995) 3548; T. Banks, M. Berkooz, P. Steinhardt, *Phys. Rev.* D52 (1995) 705; A. de la Macorra, hep-ph/9501250; D. Lyth and E. Stewart, *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 201; hep-ph/9510204; T. Banks, hep-th/9601151.

[105] R. Brustein, M. Gasperini, M. Giovannini, G. Veneziano, hep-th/9510081; G. Veneziano, hep-th/9512091.

[106] N. Seiberg and E. Witten, *Nucl. Phys.* B426 (1994) 19.

[107] E. Witten, hep-th/9602070; T. Banks and M. Dine, hep-th/9605136.

[108] P. Horava, hep-th/9608019.