Compactificaciones de la Teoría de Cuerdas Heterótica y F

Autoría principal
Nana Geraldine Cabo Bizet[1]

Otros autores
Tatsuo Kobayashi[2], Hans Peter Nilles[3], Damian Mayorga Pena[3], Susha Parameswaran[4], Matthias Schmitz[3].

Colaboradores
Dr. Michael Blazscyk[5], Prof. Dr. Albrecht Klemm[3], Dr. Fabian Ruehle[6], Dr. Daniel Vieira López[7].

Entidad ejecutora principal
[1]Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear (CEADEN)

Entidades participantes
[2]Universidad de Kyoto
[3]Universidad de Bonn
[4]Universidad de Hannover
[5]Universidad de Mainz
[6]Deutsches Elektronen-Synchrotron
[7]Universidad de Brasilia

Autor para correspondencia
Dra. Nana Geraldine Cabo Bizet,
Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear (CEADEN) Calle 30, Esq. a 5ta, Miramar, Ciudad de la Habana, Cuba.
E-Mail: nanuye@gmail.com

Aporte científico de cada autor al resultado

- ✓ Dra. **Nana Geraldine Cabo Bizet** (60%): Desarrolló el peso principal de la investigación de las compactificaciones de la teoría heterótica de cuerdas en orbifolds y resoluciones, aportando direcciones de estudio y el peso mayor de los cálculos. Su aporte fue decisivo en el estudio de las anomalías. Aportó ideas y participó en la obtención de las reglas de selección en orbifolds y calculó usando programas de cómputo, el impacto de los acoplamientos determinados por estas. Estudió compactificaciones tóricas en teoría F y sus acoplamientos de Yukawa. Participó como autora en todos los trabajos publicados. Presentó los resultados en 4 conferencias internacionales y 5 seminarios internacionales.
- ✓ Prof. Dr. **Hans Peter Nilles** (15%): Aportó ideas centrales para el estudio de las compactificaciones de la teoría heterótica en orbifolds y sus resoluciones. Entre ellas se encuentra el uso del requerimiento de un vacío supersimétrico como principio para deformar las compactificaciones. Aportó su experiencia en las discusiones y avances de los proyectos. Participó en dos de las publicaciones que componen el resultado.
- ✓ Prof. Dr. **Tatsuo Kobayashi** (5%): Aportó su experiencia, ideas y guía en los estudios de las reglas de selección para acoplamientos entre partículas en

compactificaciones de la teoría heterótica de cuerdas en orbifolds. Participó en dos de las publicaciones que componen el resultado.

- ✓ Dr. **Damian Mayorga Peña** (5%): Aportó ideas para el estudio de reglas de selección en orbifolds heteróticos, calculó las funciones de correlación para acoplamientos desde distintas perspectivas. Aportó centralmente al estudio de las anomalías de cargas-R. Participó en dos de las publicaciones que componen el resultado.
- ✓ Dra. **Susha Parameswaran** (5%): Aportó ideas para el estudio de reglas de selección en orbifolds heteróticos. Calculó funciones de correlación para determinar acoplamientos, con vistas a estudiar reglas de selección, así como aportó al entendimiento de las anomalías de las cargas-R. Aportó su experiencia en las discusiones y avances de los proyectos. Participó en dos de las publicaciones que componen el resultado.
- ✓ M.C. **Matthias Schmitz** (5%): Aportó ideas para el cálculo de funciones de correlación, realizó múltiples estudios de acoplamientos y sus reglas de selección empleando programas de cómputo. Aportó centralmente al estudio de las anomalías de cargas-R. Participó en dos de las publicaciones que componen el resultado.
- ✓ Dra. **Ivonne Zavala** (5%): Aportó ideas para el cálculo de funciones de correlación para determinar acoplamientos, con vistas a estudiar reglas de selección; contribuyendo en forma determinante a su realización. Participó en el estudio de anomalías de simetrías R. Aportó su experiencia en las discusiones y avances de los proyectos. Participó en dos de las publicaciones que componen el resultado.

Resumen

A Se estudian descripciones de las 6-dimensiones (d) extras de la Teoría Heterótica de Cuerdas (THC) y de las 8 dimensiones extras de la Teoría de Cuerdas F (TCF), con vistas a obtener en 4 dimensiones, física más allá del Modelo Estándar de las Partículas. En la THC se estudia el rompimiento de simetría que transforma la compactificación de orbifold a variedad Calabi-Yau (CY) suave y reglas de selección para las interacciones entre partículas. Las reglas de selección obtenidas para partículas sin masa en orbifolds T6/ZN distinguen el espín. Una parte importante del trabajo, la constituye el estudio de T6/Z6II y T6/Z7 y sus deformaciones. Ambos orbifolds poseen una simetría U(1)anom anómala, que requiere la asignación de valores de expectación (vevs) a campos escalares cargados ante U(1)anom con vistas a preservar la supersimetría. Los vevs de campos localizados en las singularidades deforman la compactificación. Construimos variedades CY a partir de la resolución de las singularidades. Estudiando el contenido de partículas y la cancelación de anomalías, establecemos una correspondencia entre los orbifolds deformados con los CYs construidos. En la TCF se estudia por primera vez el espacio completo de los módulos complejos de variedades CY. Este método permite determinar sus períodos y por tanto el superpotencial. Es posible fijar los grupos de calibración, la materia y los acoplamientos de Yukawa. El resultado aporta al conocimiento de los vacíos de la Teoría de Cuerdas compatibles con la física de partículas conocida a la escala electrodébil y con nuevas exploraciones de los experimentos actuales. La propuesta fue seleccionada resultado destacado de la AENTA en el 2013, posee 4 publicaciones

científicas una de las revistas de más alto impacto en Física de Partículas, un trabajo concluido este año ya varias veces citado, y ha sido presentado en 4 conferencias internacionales y 5 seminarios internacionales.

Comunicación Corta
Introducción

La teoría de cuerdas (TC) unifica a nivel cuántico las interacciones naturales fundamentales: la gravedad, las interacciones fuertes y las interacciones electrodébiles. La TC al considerar que las partículas poseen extensión espacial resuelve el problema de las divergencias de la gravitación cuántica, a la escala de Planck $M_{pl} = \sqrt{c^5\hbar/G_N}$.[1] Así mismo las partículas elementales en el Modelo Estándar (ME) , teoría de calibración con grupo $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)$ se describen en el marco de la TC. El ME ha sido experimentalmente comprobado[2] pero posee preguntas abiertas y no describe la interacción gravitatoria. La TC contiene a las extensiones más importantes del ME.[3] Existen cinco TC que se vinculan mediante dualidades: tipo IIA, tipo IIB, tipo I y las teorías heteróticas de cuerdas (THC) con grupo de calibración $E_8 \times E_8$ y SO(32). La teoría tipo IIB en acoplamiento fuerte posee una descripción 12d, la teoría F. En nuestro trabajo estudiamos compactificaciones de la THC $E_8 \times E_8$ y de la teoría F.

Un problema de la TC es el problema paisaje (landscape), i.e. existen un gran número de estados de vacío y nuestra realidad física se encuentra en uno de ellos. Los vacíos se parametrizan por valores de expectación de campos llamados módulos, que escriben transiciones en la geometría de las dimensiones extras. Si la TC es la teoría unificada definitiva es necesario resolver dicho problema. Nuestro trabajo se concentra en este objetivo. Estudiamos las 6d extras de la THC $E_8 \times E_8$ de modo tal que en 4d exista una supersimetría N = 1, cada partícula conocida tendría un par supersimétrico. Esto se logra con variedades CY, que tienen como caso particular a los orbifolds. Los orbifolds son construidos tomando un toro T^6 e identificando órbitas ante una simetría G del mismo T^6/G y son espacios planos con la excepción de los subespacios singulares, fijos ante G. En ellos las ecuaciones de movimiento con solubles y puede obtenerse el contenido de partículas y las interacciones, sin embargo las variedades CY suaves son predominantes en el paisaje. Parte del resultado [1, 2, 3, 4, 5] es un estudio de transiciones entre vacíos y la descripción de interacciones en la THC. Nos enfocamos T^6/G con vevs y N = 1 y la geometría se modifica a CY suaves. Estudiamos esta correspondencia mediante la comparación del espectro sin masa y la cancelación de anomalías. Contribuye al resultado el estudio de compactificaciones en CYs de 3d y 4d complejas, en particular en la teoría F [6]. Estudiamos familias de CY a través del espacio de los módulos, desarrollamos un método para el cálculo de propiedades de estas variedades y exploramos la existencia de acoplamientos relevantes para la física 4d. El artículo está dividido en cuatro secciones. En la sección 2 describimos las compactificaciones en orbifolds de la THC y las reglas de selección obtenidas. En la sección 3 describimos la correspondencia entre compactificaciones de la THC en orbifolds deformados y las compactificaciones en variedades CY.

---

1 En la fórmula c es la velocidad de la luz, $\hbar$ la constante de Planck y G_N la constante de gravitación universal.
2 El boson de Higgs, que da masa a la materia, fue detectado en el CERN, 2012, y valió el Nobel de Física 2013.
3 Teorías que proponen física más allá del ME son: gran unificación, supersimetría y dimensiones extras.

En la sección 4 describimos la exploración de compactificaciones en teoría F y propiedades de los CY obtenidos. En la sección 6 presentamos nuestras conclusiones.

Reglas de selección para interacciones orbifolds de la THC

La THC 10d con grupo de calibración $E_8 \times E_8$ puede ser compactificada dividiendo el espacio-tiempo heterótico por un grupo discreto (H) de sus isometrías (R(9, 1)><SO(9, 1)×(E_8×E_8 lat. isom.). R(9, 1) representa las simetrías de traslación en 10d, SO(9, 1) la simetrías de Lorentz en 10d y ($E_8 \times E_8$ lat. isom.) denota las isometrías de la red de pesos del grupo $E_8 \times E_8$.[4] H está constituido por generadores geométricos $g = (\theta^k = e^{2\pi i v k}, l = n_\alpha e_\alpha)$, donde θ denota una rotación isométrica del toro $T^6 = \{e_\alpha\}$ y l denota una traslación en la red. La transformación actúa en los campos que describen las coordenadas de las 6d internas como $X^i \rightarrow e^{2\pi i v i k} X^i + l^i$. Los estados sin masa se conforman con una parte izquierda (L) y derecha (R) [5] y poseen números cuánticos $|q_{sh}>R \times \tilde{\alpha}|p_{sh}>L$ con $q_{sh} = q + kv$, $p_{sh} = p + V_g$, $q \in SO(8)$, $p \in G_8 \times G_8$. Los estados se clasifican en twisted (k = 0) si existen sin la identificación del orbifold en tanto los estados untwisted (k ≠ 0) surgen con ella y están localizados en los puntos fijos bajo el orbifold. q_{sh} determina el espín de la partícula, p_{sh} determina la representación ante el grupo de calibración, V_g representan la acción del orbifold en los grados de libertad de calibración. Las reglas de selección dependen de q^i_{sh}, p^i_{sh}, g^i de las partículas en un acoplamiento. Estudiamos los acoplamientos entre estados sin masa de la teoría para orbifolds T^6/Z_N . Las reglas de selección se presentan en el resumen del artículo [4], las mismas distinguen el espín de las partículas (cargas-R), la tabla 2.1 muestra su relevancia. En [5] estudiamos las cargas-R que dan lugar a las reglas de selección demostrando que dichas simetrías poseen anomalías que pueden ser canceladas. Esto se logra porque el polinomio de anomalías se factoriza y la variación anómala de los axiones la cancela.

Tabla 2.1: Acoplamientos trilineares entre campos twisted de T^6=Z_{6II} con grupo SO(10) x SU(2) x SU(2) x SO(14) x $U(1)^2$ [4].

	Reglas previas	cargas-R correctas	Todas las reglas
Número de acoplamientos	96	156	132

Orbifolds deformados por vevs de campos escalares

En esta sección presentamos nuestros resultados relacionados con la equivalencia entre orbifolds + vevs y variedades CY suaves. Las compactificaciones en orbifolds poseen una simetría anómala $U(1)_{anom}$ que genera un término de Fayet-Iliopoulus ξ en el potencial escalar $D = \sum_\Phi Q^\Phi{}_{anom}|\Phi|^2 + \xi,\ \xi \sim \mathrm{Tr}Q$ [Fischler et al,81] , donde la suma es sobre las cargas de todos los super-campos quirales.[6]

[4] La red de pesos del grupo $E_8 \times E_8$ está directamente relacionada con el grupo de calibración de la THC.

[5] La acción para la hoja del mundo de la cuerda depende de dos coordenadas, la temporal τ y la espacial σ. Modos R dependen de $(\tau + \sigma)$ y modos L de $(\tau - \sigma)$.

[6] Un super-campo quiral se expresa como $\Phi = \Phi + \sqrt{2}\theta\psi + \theta\bar{\theta}F$, donde Φ es un campo scalar, ψ un fermion, y F un campo escalar auxiliar. [Wess and Bagger, 92].

[7] Aquí presentaremos el caso T^6/Z_{6II}, el caso T^6/Z_7 [2] puede verse en el resumen de los artículos.

Un potencial escalar distinto de cero rompe la supersimetría, para preservarla es necesario asignar vevs |Φ| a escalares cargados ante $U(1)_{anom}$, este proceso deforma la compactificación. Establecemos que para T^6/Z_7 y T^6/Z_{6II} la deformación del orbifold se corresponde con una variedad CY suave.[7] En el modelo T^6/Z_{6II} el grupo de calibración es $G_{orb} = SU(3) \times SU(2) \times SU(6) \times U(1)^8$. El espectro con sus representaciones respecto a G_{orb} se da en la tabla 3.1, La $U(1)_1$ anómala se observa en la factorización del polinomio de anomalías $I = F_1(\sum_n \operatorname{tr} F^2_{su(n)} + \operatorname{tr} R^2 + a_{ij}F_iF_j)$, universales y canceladas por un sólo axión [Groot Nibbelink et al,07]. Deformamos la teoría asignando vevs a un campo escalar por cada conjunto fijo r [3], rompiendo la simetría de calibración U(1) y dando masas a ciertos estados.[8] El espectro del orbifold deformado $\widetilde{T^6/\mathbb{Z}_{6II}}$ se resumen en la tabla 3.1.

Tabla 3.1: Estados sin masa para el modelo $T^6/\mathbb{Z}_{6II}$ [3] y el orbifold deformado $\widetilde{T^6/\mathbb{Z}_{6II}}$.

irrep.	$(\mathbf{1},\mathbf{1},\mathbf{1})$	$(\mathbf{1},\mathbf{2},\mathbf{1})$	$(\mathbf{3},\mathbf{1},\mathbf{1})$	$(\bar{\mathbf{3}},\mathbf{1},\mathbf{1})$	$(\mathbf{1},\mathbf{1},\mathbf{6})$	$(\mathbf{1},\mathbf{1},\bar{\mathbf{6}})$	$(\mathbf{3},\mathbf{2},\mathbf{1})$	$(\bar{\mathbf{3}},\mathbf{2},\mathbf{1})$
mult. $T^6/\mathbb{Z}_{6II}$	114	19	22	16	7	7	1	4
mult. $\widetilde{T^6/\mathbb{Z}_{6II}}$	40	9	8	2	4	4	0	3

Por otra parte estudiamos la compactificación en una variedad CY suave $\widehat{T^6/\mathbb{Z}_{6II}}$, construida desingularizando $T^6/\mathbb{Z}_{6II}$, con una base para las (1; 1) formas: $\{E_r\}$ y sus intersecciones. Empleando la dualidad de Poincaré las formas E_r se relacionan con divisores (subespacios de codimension 1). La métrica es desconocida y son los datos topológicos los que permiten estudiar la teoría 4d. Comenzamos con la teoría THC 10d N = 1 efectiva, su reducción dimensional requiere un flujo interno 6d $\mathcal{F} = V_r^I E_r H_I$, con H_I en el algebra cartan de E_8 x E_8. F satisface las Identidades de Bianchi $\int_S (\operatorname{tr} \mathcal{R}^2 - \operatorname{tr} \mathcal{F}^2) = 0$, para los divisores $S = \{E_r, R_i\}$.[9] Donde R es la componente 6d del tensor de Riemann. Si el CY se corresponde en el límite singular con el orbifold, se considera el ansatz $V_r \equiv p_{sh}$ para los escalares en r que adquieren vev [Groot Nibbelink et al,09]. Confirmamos este ansatz para múltiples soluciones que rompen E_8 x E_8 y preservan N = 1, encontrando los campos escalares que desingularizan (modos blow-up). El número de fermiones sin masa se calcula con el operador de multiplicidad N(F;R) [Witten,81,84] que actúa en el gaugino 10d. Mediante redefiniciones de campo [3] el contenido de partículas sin masa del CY + F coincide con el de la teoría en el orbifold deformado, en la tabla 3.1. Investigamos los polinomios de anomalías en 4d para el orbifold deformado y el CY, obteniendo que son coincidentes $F^{\text{orb}} X_4^{\text{orb}} + \sum_a q_I^a F^I X_{4,a}^{\text{red}} = X_2^{\text{uni}} X_4^{\text{uni}} + \sum_r X_2^r X_4^r$. El lado izquierdo de la ecuación representa la anomalía en $\widetilde{T^6/\mathbb{Z}_{6II}}$, orb y red denotan la contribución del orbifold y de las redefiniciones. En el lado derecho se representa la anomalía en $\widehat{T^6/\mathbb{Z}_{6II}}$, con su componentes universal (uni, cancelada por un axión) y no universal (r, cancelada por múltiples axiones). El contratérmino que cancela la anomalía viene del campo B_2 de la THC 10d. Los modos de blow-up se transforman en axiones no universales.

Obtenemos que la THC en orbifold deformados coincide con la THC en CY suaves en presencia de flujos.

Paisajeando con flujos y el punto de E_8 en teoría F.

En esta sección describimos el estudio del espacio de los módulos para compactificaciones CY [6]. En este trabajo fijamos la base de monodromías en el espacio primitivo y horizontal en CYs de 4d complejas por vez primera, y los resultados se aplican a CYs 3-folds. Lo cual nos permite estudiar el superpotencial y la métrica en el espacio de los módulos. El superpotencial en 4d de la teoría F compactificada en un CY de n-dim complejas M_n se puede expandir como $W = \int_{M_n} \Omega_n(z) \wedge G_n = \sum_\alpha n^\alpha \Pi_\alpha(z)$, donde Ω_n es la n-forma existente en todo CY, G_n es el flujo de campos, $\Gamma_\alpha \in H_n^{\text{prim}}(M_n)$ son ciclos n-dim en el CY y $\Pi_\alpha(z) = \int_{\Gamma_\alpha} \Omega_n(z)$ son los períodos.

El potencial escalar efectivo dependerá de los módulos de la teoría efectiva, en particular de los módulos de la estructura compleja $a_i \in M_{cs}$ y un vacío estable debe cumplir las condiciones $W_{min} = a_i W_{min} = 0$.

El método para estudiar los períodos $\pi_\alpha(z)$ en CY 3-folds y 4-folds, consiste en determinarlos en un punto de monodromía máxima unipotente en el espacio de los módulos donde $\pi_\alpha(z) \rightarrow M_g \pi_\alpha(z)$ y hacer una continuación analítica a todo M_{cs}. Comenzando con familias de CY construidos como fibraciones elípticas sobre una base determinada $M_n : \varepsilon \rightarrow Bn\text{-}1$ mostramos que la selección de los flujos G_n puede fijar los módulos para obtener múltiples grupos de calibración, materia e interacciones. En dichos modelos globales encontramos singularidades de codimension 3 denominadas E_8 que se estimaba correspondían con la fenomenología de neutrinos en 4d. Construimos modelos locales con dicha singularidad pero el análisis detallado arroja resultados diferentes a los esperados.

---

[8]De forma similar al rompimiento espontáneo de simetría que ocurre en el mecanismo de Higgs.
[9]Ri son divisores que provienen del toro.

Conclusiones

Para compactificaciones de la THC en orbifolds obtenemos modificaciones significativas a las reglas de selección para las interacciones entre estados sin masa.

Establecemos una correspondencia entre la THC en orbifolds $(T^6/\mathbb{Z}_{6II,7})$ deformados por vevs de escalares y en CY obtenidos por la resolución de los mismos. La identificación se realiza empleando el espectro sin masa y la consistencia de la TC que se expresa a través de la cancelación de anomalías en 10d y la física y la geometría de vacíos espacio-tiempo supersimétricos.

Estudiamos el paisaje de módulos de estructura compleja en CYs 3-folds y 4-folds. Desarrollamos un método para determinar los períodos de variedades CY tóricas, que permiten obtener el potencial efectivo en 4d. Estudiamos la singularidad de E_8 encontrando predicciones para las interacciones de Yukawa. El tema se enmarca en una descripción de la gravedad cuántica unificada con las interacciones de calibración.

Nuestros resultados contribuyen a estudiar la física de modelos de compactificaciones de la TC, los cuales podrán ser restringidos en el LHC.

Referencias

[1] N. G. Cabo Bizet, Matching the heterotic string in orbifolds and its resolutions. PhD thesis, University of Bonn, 2013.

[2] M. Blaszczyk, N. G. Cabo Bizet, H. P. Nilles, and F. Ruhle, A perfect match of MSSM-like orbifold and resolution models via anomalies, JHEP 10 (2011) 117, [arXiv:1108.0667].

[3] N. G. Cabo Bizet and H. P. Nilles, Heterotic Mini-landscape in blow-up, JHEP 06 (2013) 074, [arXiv:1302.1989].

[4] N. G. Cabo Bizet, T. Kobayashi, D. K. Mayorga Peña, S. L. Parameswaran, M. Schmitz, et. al., R-charge Conservation and More in Factorizable and Non-Factorizable Orbifolds, JHEP 05 (2013) 076, [arXiv:1301.2322].

[5] N. G. Cabo Bizet, T. Kobayashi, D. K. Mayorga Pena, S. L. Parameswaran, M. Schmitz, et. al., Discrete R-symmetries and Anomaly Universality in Heterotic Orbifolds, JHEP 1402 (2014) 098, [arXiv:1308.5669].

[6] N. C. Bizet, A. Klemm, and D. V. Lopes, Landscaping with fluxes and the E8 Yukawa Point in F-theory, arXiv:1404.7645.