ALEPH SUB-CERO
SERIE DIVULGACION
$\aleph_0$ 2016 - I $\aleph_0$
pp. 78 - 122

FENOMENOLOGÍA CORDAL: PERSPECTIVAS

(String Phenomenology: Perspectives)

Adunador: **ALBERTO MEJÍAS***

Recepción: Junio 2016. Revisión y aceptación: Junio 2016.

Resumen: La observación de una resonancia escalar en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC), compatible con ruptura de simetría electrodébil perturbacional, refuerza la parametrización por el Modelo Estándar (SM), de todos los datos subatómicos. La evolución logarítmica de los parámetros de calibración y la materia, del SM, sugiere que esta parametrización sigue siendo viable hasta la escala PLANCK, donde los efectos gravitatorios son de intensidad comparable. Teoría de Cuerdas (ST) ofrece un esquema perturbacionalmente consistente, para explorar cómo pueden determinarse los parámetros del SM a partir de una Teoría de Gravedad Quántica. (QGT) Los modelos de cuerda heterótica fermiónicos libres proporcionan ejemplos concretos de soluciones cordales exactas, que reproducen al espectro del Modelo Estándar Supersimétrico Minimal (MSSM). Algunos estudios implican el desarrollo de métodos para clasificar grandes clases de modelos. Esto condujo al descubrimiento de los vacíos de cuerda heterótica exofóbicos y la observación de la dualidad espinor-vector, que proporciona una visión de la estructura global del espacio de vacíos de cuerda heterótica (2.0). Futuras direcciones comprenden al estudio del papel de los estados cordales másicos, en estos modelos y su incorporación en los escenarios cosmológicos. Una dirección complementaria es la formulación de la gravedad quántica (QG), a partir del principio de dualidad del espacio de fase manifiesta y el postulado de equivalencia de la Mecánica Quántica (QM), que sugieren que el espacio es compacto. La compacidad del espacio, que implica la regularización intrínseca, puede estar firmemente relacionada a la escala de longitud finita intrínseca, de la fenomenología cordal.

Descriptores: Teoría de Cuerdas, Unificación; Fenomenología Cordal; Física de las partículas; Gravedad Quántica.

* ALBERTO R. MEJÍAS E. es Licenciado en Matemáticas, egresado de la Facultad de Ciencias de la Universidad de los Andes (ULA) Mérida-Venezuela. Es profesor emérito de Topología, jubilado por la Universidad de los Andes en 1999. alrame59@gmail.com

Abstract: The observation of a scalar resonance at the Large Hadron Collider (LHC), compatible with perturbative electroweak symmetry breaking, reinforces the Standard Model (SM) parameterization of all subatomic data. The logarithmic evolution of the SM gauge and matter parameters suggests that this parameterization remains viable up to the Planck scale, where gravitational effects are of comparable strength. String theory provides a perturbatively consistent scheme to explore how the parameters of the Standard Model may be determined from a theory of quantum gravity. The free fermionic heterotic string models provide concrete examples of exact string solutions that reproduce the spectrum of the Minimal Supersymmetric Standard Model. Contemporary studies entail the development of methods to classify large classes of models. This led to the discovery of exophobic heterotic-string vacua and the observation of spinor-vector duality, which provides an insight to the global structure of the space of (2,0) heterotic-string vacua. Future directions entail the study of the role of the massive string states in these models and their incorporation in cosmological scenarios. A complementary direction is the formulation of quantum gravity from the principle of manifest phase space duality and the equivalence postulate of quantum mechanics, which suggest that space is compact. The compactness of space, which implies intrinsic regularization, may be tightly related to the intrinsic finite length scale, implied by string phenomenology.

Keywords: String Theory, unification, string phenomenology, Particle Physics, Quantum Gravity.

1. Introducción

La observación experimental de una resonancia escalar por el ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS: Aparato Toroidal del LHC) [1] y experimentos en el CMS (Compact Muon solenoid: Solenoide Compacto de Muones) [2] del Gran Colisionador de Hadrones (LHC) en la Organización Europea para Investigación Nuclear (CERN), compatible con la partícula escalar del modelo electrodébil estándar [3], es un momento crucial en la búsqueda de la unificación de las teorías fundamentales de la materia y las interacciones. A casi treinta años desde el descubrimiento experimental de los bosones $W^{\pm}$ y Z [4,5] y cuarenta años de la demostración de la renormalizabilidad las simetrías de calibración no abelianas espontáneamente rotas [6], que eran los anteriores hitos en este camino, el descubrimiento de los bosones HIGGS consolida la parametrización del SM de todas las observaciones experimentales subatómicas hasta la fecha. La observación de un bosón HIGGS a 125 GeV, sugiere que el mecanismo de ruptura de simetría electrodébil es perturbacional, en vez de no-perturbacional. Esto refuerza la opinión de que el SM permite una parametrización perturbacional viable de las interacciones subatómicas hasta una escala de energía, separada por órdenes de magnitud de la escala al alcance de los experimentos en los aceleradores contemporáneos. Si este hecho es el escenario seleccionado por la naturaleza, significa que serán necesarias pruebas experimentales alternativas para establecer su validez. Estas pruebas buscarán inevitablemente, improntas astrofísicas y cosmológicas que puedan probar escalas de energía muy superiores.

La posibilidad de que el SM proporcione una parametrización efectiva viable, hasta una escala mucho mayor, ha sido mantenida en el contexto de Teorías de Gran Unificación (Grand Unified Theories: GUTs) y Teorías Cordales (String Theories: STs) [7]. Las cargas de calibración de los estados de la materia en el SM, son fuertemente sugerentes de la incorporación de los estados en el SM, a representaciones de mayores grupos de calibración. Esto es más notable en el contexto de GUT $SO(10)$, en el que cada una de las generaciones quirales en el SM, se ajusta a una representación espinorial **16** de $SO(10)$. Las cargas de calibración de los estados materiales en el SM, son observables experimentales. El SM considera a tres generaciones, que se dividen en seis multipletes que se cargan en sus tres sectores de calibración. Por lo tanto, en el marco del SM, se necesitan cincuenta y cuatro parámetros para dar cuenta de estas cargas de calibración. Incorporar el SM a $SO(10)$, reduce este número de parámetros a un parámetro, que es el número de representaciones espinoriales **16** de $SO(10)$, necesarias para acomodar el espectro del SM. Evidencia adicional para la unificación a gran escala proviene de:

- El funcionamiento logarítmico de los parámetros en el SM, que es compatible con las observaciones en los sectores de calibración [8,9] y la generación pesada de acoplamientos YUKAWA [10]. El funcionamiento logarítmico en el sector escalar es afectado por las correcciones radiativas de la escala de corte del SM. La restauración del funcionamiento logarítmico exige la existencia de una nueva simetría. La SUSY (SUSY) es un ejemplo concreto que cumple con la tarea. La observación de una resonancia escalar a 125 GeV y el hecho de que no se han observado otras partículas hasta la escala de energía de los multi-TeV indican que la resonancia es un escalar fundamental en lugar de un estado compuesto [11]. Este resultado está de acuerdo con los estados HIGGS en los vacíos de la cuerda heterótica.
- Más evidencia para la validez del SM renormalizable hasta una escala de muy alta energía, proviene de la supresión de los operadores de mediación del decaimiento del protón. El SM debe considerarse como proveedor de una parametrización efectiva viable, pero no como un inventario fundamental de los fenómenos observables; la razón es que no proporciona una descripción completa. Obviamente, no se cuentan los efectos gravitatorios. Por otra parte, el SM mismo no es matemáticamente autoconsistente. Da lugar a singularidades en el límite ultravioleta.

Por estas razones, el SM sólo puede considerarse como una teoría efectiva por debajo de algún límite. Un atajo plausible es la escala PLANCK, donde el acoplamiento gravitacional es de fuerza comparable a los acoplamientos de calibración. La renormalizabilidad del SM no es válida más allá de su escala de corte. Los operadores no renormalizables son inducidos por cualquier teoría que extienda al SM, en y más allá de la escala de corte. Por lo tanto se deben tener en cuenta a todos los operadores no renormalizables que se permiten por las simetrías de calibración del SM y que se suprimen por energías de la escala de corte. Tales operadores de dimensión seis, invariantes bajo las simetrías de calibración del SM, llevan al decaimiento del protón. Indican que la escala de corte debe estar por encima de 10^{16} GeV, a menos que estén prohibidos por algunas nuevas simetrías. Como las simetrías globales, en general, deberían de ser violadas por efectos de gravedad quántica, las nuevas simetrías deben ser: ya sea simetrías de calibración o simetrías discretas locales [12,13].

- La supresión de las masas del neutrino levoso es compatible con la generación de masa pesada de los neutrinos dextrosos, por el mecanismo de cachumbambé.

La estructura del multiplete del SM y las evidencias adicionales provistas por el funcionamiento logarítmico, la longevidad del protón y las masas del neutrino, indican que las principales guías en la búsqueda de un vacío cordal efectivo, son la existencia de tres generaciones quirales y su inclusión en representaciones de $SO(10)$. Cabe señalar que esta inclusión no implica la existencia de una simetría de calibración de $SO(10)$, en la teoría de campos efectiva de baja energía. Más bien, la simetría $SO(10)$ se rompe a nivel cordal, hacia un subgrupo máximal y, con preferencia, directamente al grupo de calibración del SM.

El SM de física de partículas se basa en una Teoría Quántica de Campos (Quantum Field Theory: QFT) causal y renormalizable, con invariancia local de fase, con respecto a un producto de simetrías de calibración abelianas y no-abelianas. Estos principios de simetría codifican todas las observaciones experimentales subatómicas hasta la fecha. Por desgracia, los efectos de las interacciones gravitatorias no se incluyen en este cuadro. Por otra parte, existe una dicotomía fundamental entre los principios básicos de la Mecánica Quántica (QM) y las observaciones gravitacionales; en particular, con respecto al tratamiento del vacío. Mientras que las QFTs dan origen a fuentes de energía que contribuyen a la energía del vacío, con una escala del orden de la escala de la Cromodinámica Cuántica (Quantum chromodynamics: QCD) y más allá; observaciones muestran que la energía del vacío es más pequeña en varios órdenes de magnitud. Otro punto de contención es con respecto a la naturaleza del espacio. En Relatividad General (GR), la teoría contemporánea de la gravedad, el espacio es un campo dinámico satisface las ecuaciones EINSTEIN del movimiento. En las QFTs, por el contrario, el espacio proporciona parámetros de fondo y no corresponde a los grados de libertad fundamentales que están codificados en las funciones ondales de la partícula y sus ímpetus conjugados. Además, la gravedad como una QFT, no es renormalizable, que por lo tanto está plagado de infinitos y es inconsistente a nivel fundamental.

Podría considerarse que el desconcierto surge del hecho de que las QFTs pueden, en principio, examinar distancias espaciales infinitamente pequeñas, siempre que los ímpetus correspondientes sean infinitamente grandes. Podemos estimar que este resultado es fundamentalmente incontrolado y lo que necesitamos es una descripción fundamental de la materia y las interacciones, que excluya la posibilidad de sondear distancias infinitamente pequeñas. ST procura una tal teoría. Por otra parte, la formulación del postulado de equivalencia de la QM implica que el espacio es compacto y la existencia de una longitud fundamental en QM [14]. El corte fundamental puede, por lo tanto, ser intrínsecamente incorporado en QM, con tal de que sea incorporado su sistema completo de simetrías.

Como teoría finita, ST proporciona un marco coherente de QG perturbacional [15-18], la consistencia de la ST a nivel quántico demanda que se debe acomodar un número específico de grados de libertad en la lámina mundi, para producir una teoría finita y libre de anomalías. Algunos de los grados de libertad dan lugar a las simetrías de calibración que podemos identificar con las interacciones subatómicas. Por otra parte, las restricciones de consistencia similares, a nivel cuántico, en el caso de las supercuerdas y la cuerda heterótica dan lugar a estados de la materia que se cargan con respecto a los grados de libertad de calibración y pueden identificarse con los estados de la materia del SM. Por lo tanto, la ST proporciona un marco viable para la unificación consistente de la gravedad con la materia subatómica y las interacciones. A su vez, esta característica de la ST permite el desarrollo de un enfoque fenomenológico de la QG.

ST es, consecuentemente, una extensión trivial de la idealización de las partículas puntuales con atributos internos. Además, el rango del grupo de calibración que refiere los atributos internos, viene dado por las condiciones de consistencia de la teoría. La acción de la cuerda es parametrizar por dos grados de libertad de la lámina mundi, correspondientes al tiempo y la dimensión interna de la cuerda. La ecuación del movimiento de los grados de libertad de la lámina mundi es una ecuación ondal bidimensional. Las soluciones se dividen en soluciones levosas y dextrosas. Los estados físicos de la cuerda quantizada, dan lugar a un estado taquiónico, que se elimina del espectro si los campos bosónicos de la lámina mundi, se complementan con los campos fermiónicos. Esto se logra siempre que la teoría posea la SUSY $N = 2$ en la lámina mundi, que garantiza la existencia de SUSY $N = 1$ del espaciotiempo. Puesto que el estado taquiónico no tiene un correspondiente supercompañero fermiónico, la existencia de espaciotiempo supersimétrico garantiza que el estado taquiónico queda excluido del espectro físico. Además, la cuerda fermiónica da lugar a fermiones del espacio-tiempo que se transforman en representaciones de la simetría de calibración interna.

Teoría de cuerdas está formulada como una extensión perturbacional de la dispersión. Usando la simetría conformal de la lámina mundi, las amplitudes de orden más bajo pueden aplicarse a la esfera, con inserciones de operador vertical correspondiente a los estados cordales externos. Las amplitudes de orden superior se aplican a toros de género superior, siendo el toro de género uno, la corrección quántica de menor orden. La amplitud de vacío a vacío es la corrección de primer orden, cuando no hay estados externos y todos los estados físicos pueden propagarse en el bucle cerrado temporoide. La simetría conformal de la lámina mundi se traduce a la invariancia de la amplitud del toro bajo transformaciones modulares del parámetro complejo de la lámina mundi, τ. Los campos fermiónicos de la lámina mundi, pueden asumir fases no triviales cuando se transportan paralelamente alrededor de lazos no contráctiles del toro lámina mundi. Las transformaciones posibles para todos los fermiones de la lámina mundi, están codificadas en las llamadas estructuras espinales y son mezcladas no trivialmente, por las transformaciones modulares. El requerimiento de invariancia con respecto a transformaciones modulares, conduce a un conjunto de restricciones no triviales sobre las estructuras espinales permitidas [15-18].

Se pueden formular diferente teorías cordales, dependiendo de la existencia o no, de campos fermiónicos de la lámina mundi en los sectores levosos y dextrosos de la cuerda. Supercuerdas Tipo IIA y tipo IIB, surgen si se agregan fermiones de la lámina mundi en los sectores levosos y dextrosos. Añadir fermiones de la lámina mundi solamente al sector levoso produce la cuerda heterótica con simetría de calibración $E_8 \times E_8$ ó $SO(32)$ en diez dimensiones. En la aproximación de partículas puntuales de baja energía, se espera que una teoría de cuerdas corresponda a una aproximación de teoría de campos efectiva. Es decir, cuando la energía no es lo suficientemente alta para revelar la estructura interna de la cuerda, se espera que sea descrita efectivamente como alguna teoría de campos de partículas puntuales. En el caso de las cuerdas fermiónicas, son supergravedades de tipo IIA ó IIB ó una supergravedad efectiva de diez dimensiones con simetría de calibración $E_8 \times E_8$ ó $SO(32)$. Además, los límites de la teoría de campo efectiva no perturbacional de la cuerda de diez dimensiones, se relacionan con compactificaciones de supergravedad de once dimensiones. con heterótica de la 11-dimensional. Por ejemplo, las supercuerdas Tipo IIA está relacionado con compactificación de la supergravedad 11-dimensional sobre una circunferencia, mientras que la heterótica $E_8 \times E_8$, 10-dimensional corresponde una compactificación sobre una circunferencia modulada por una simetría de reflexión Z_2. El conjunto completo de relaciones a nivel quántico, todavía debe ser desentrañado y es llamado tradicionalmente como Teoría M ó Teoría F [15-18].

Hay que advertir que nuestra comprensión de la síntesis de gravedad e interacciones de calibración, todavía es muy rudimentaria. Teoría de cuerdas es, claramente, un paso en la dirección correcta. Proporciona un marco para hacer preguntas sobre la unificación de calibración y gravedad y a buscar respuestas coherentes dentro de ese marco. Dando lugar a todos los campos básicos que sirven para parametrizar los datos experimentales subatómicos y gravitacionales, permite el desarrollo de un enfoque fenomenológico de la gravedad cuántica. Sin embargo, es claro que la ST no es la respuesta final. Se cree que las STs contemporáneas, son límites efectivos de una teoría más fundamental. Desde esa perspectiva, cada una de las STs puede utilizarse para sondear algunas propiedades del vacío de la teoría fundamental, pero no para caracterizarlo completamente. La cuerda heterótica $E_8 \times E_8$ es el límite efectivo que da lugar a representación espinorial de $SO(10)$ en el espectro perturbacional. Las cuerdas heteróticas, por lo tanto, son el límite efectivo que debe ser usado si las propiedades que queremos preservar son la existencia de tres generaciones quirales y su inclusión en representaciones espinoriales de $SO(10)$.

2. Pasado

Se obtienen modelos cordales efectivos, compactando a la cuerda heterótica, desde diez hasta cuatro dimensiones. Alternativamente, podemos construir modelos cordales efectivos, directamente en cuatro dimensiones, representando a las dimensiones compactadas en términos de teorías conformales de campos (CFTs), internas que se propagan sobre la lámina mundi de la cuerda. Las más simples de tales teorías vienen dadas en términos de teorías de campos de lámina mundi libres; es decir, en términos de bosones libres [19] o fermiones libres [20,21], donde la principal simplificación es la aplicación de restricciones de la invariancia modular. Sin embargo, también [22], existen construcciones que usan CFTs de la lámina mundi, interactivas, que pueden utilizarse para construir vacíos fenomenológicos. Hay que enfatizar que las representaciones de los vacíos de la cuerda de cuatro dimensiones, como compactaciones sobre variedades internas o en términos de CFTs, internas, no son necesariamente distintas. Por ejemplo, las teorías que utilizan bosones libres o fermiones libres bidimensionales, de la lámina mundi, son matemáticamente equivalentes. Asimismo, se demostró, en algunos casos, que los modelos cordales con CFT interactiva interna corresponden a compactación cordal sobre una variedad CALABI-YAU en puntos específicos del espacio de módulos [22]. Esto es un punto importante por la siguiente razón. Mientras que el espacio de distintos vacíos cordales, en el límite de la teoría de campos efectiva, puede parecer vasto, muchos de estos vacíos están relacionados por varias dualidades perturbacionales y no perturbacionales a nivel cordal. La razón es que, a nivel cordal, los estados físicos amásicos y másicos, pueden intercambiarse. Así, vacíos que son topológica y físicamente distintos, a nivel de la teoría de campos efectiva, de hecho están conectados a nivel cordal. Esta característica es particularmente importante si apreciamos la existencia de un mecanismo dinámico de selección de vacío en ST.

Los modelos fenomenológicos cordales más simples, por lo tanto, se pueden construir usando una CFT interna libre. Las teorías cordales en las que la CFT interna se escribe en términos de fermiones libres, corresponden a compactaciones sobre un toro raso exadimensional, en un punto especial del espacio de módulos [23]. Se obtienen deformaciones marginales exactamente, desde el punto fermiónico libre mediante la adición de interacciones THIRRING entre los fermiones de lámina mundi [24]. El número de deformaciones permitidas, corresponde exactamente a la cantidad de deformaciones permitidas en compactaciones de la correspondiente teoría cordal sobre un toro raso. Compactaciones de la cuerda heterótica sobre un toro raso de seis dimensiones, producen SUSY $N = 4$ del espaciotiempo, que se reduce a $N = 1$ por modulación del toro interno de seis dimensiones, por una simetría interna. Esto produce las llamadas compactaciones de orbidades. las más simples de tales orbidades, corresponden a modulaciones del toro interno de seis dimensiones, por simetrías Z_2. La modulación por un solo Z_2 reduce la cantidad de SUSYs de espacio-tiempo, de $N = 4$ a $N = 2$. Por lo tanto, para reducir la cantidad de SUSYs a $N = 1$, se requiere la modulación por dos simetrías Z_2 independientes, es decir, por $Z_2 \times Z_2$.

2.1 Modelos Basados en NAHE

En la formulación fermiónica libre [20,21] de compactaciones toroidales [25,26], todos los grados internos de libertad necesarios para cancelar la anomalía conformal de la lámina mundi se representan en términos de fermiones libres que se propagan sobre la lámina mundi de la cuerda. En la notación habitual, los 64 fermiones de la lámina mundi en la calibración del cono de luz se denota como:

<u>Levosos</u> $\psi^{\mu}, \chi_i, y_i, \omega_i \ (\mu = 1, 2; \ i = 1, \ldots, 6),$

<u>Dextrosos</u>

$$\bar{\phi}_{A=1,\ldots,44} = \begin{cases} \bar{y}_i, \bar{\omega}_i & i=1,\ldots,6 \\ \bar{\eta}_i, & i=1,2,3 \\ \bar{\psi}_{1,\ldots,5} & \\ \bar{\phi}_{1,\ldots,8} & \end{cases}$$

En esta notación, los $\psi^{1,2}$, $\chi^{1,\ldots,6}$ son los supercompañeros fermiónicos de las coordenadas bosónicas levosas. Los $\{y, \omega|\bar{y}, \bar{\omega}\}^{1,\ldots,6}$ son los fermiones efectivos de la lámina mundi, correspondientes a las seis dimensiones compactadas de la variedad interna. Los restantes dieciséis fermiones complejos generan al subálgebra CARTAN del grupo de calibración decadimensional, siendo $\bar{\psi}^{1,\ldots,5}$ los que generan la simetría $SO(10)$ y $\bar{\phi}^{1,\ldots,8}$ son los que generan el grupo de calibración sector oculto. Los fermiones $\bar{\eta}^{1,2,3}$ complejos de la lámina mundi, generan tres simetrías $U(1)$.

Bajo transporte paralelo alrededor de los lazos no contráctiles de la amplitud del Toro, los campos fermiónicos de la lámina mundi, pueden asumir una fase. Las 64 fases se codifican en vectores de una base de condiciones de contorno, que generan la función partición de un lazo,

$$Z = \sum_{\substack{\text{Todaslas} \\ \text{estructuras} \\ \text{espinales}}} c\begin{pmatrix} \xi \\ \vec{\beta} \end{pmatrix} Z\begin{pmatrix} \xi \\ \vec{\beta} \end{pmatrix}$$

donde $\vec{\xi}$ y $\vec{\beta}$ denotan todas las combinaciones posibles de los vectores básicos. El requisito de invariancia modular conduce a un conjunto de restricciones sobre los vectores de la base permitidos y una fase de bucle. Los vectores básicos generan un grupo aditivo finito, Ξ, y cada sector en el grupo aditivo, $\xi \in \Xi$, produce un espacio FOCK, actuando sobre el vacío con osciladores bosónicos y fermiónicos. Los campos fermiónicos de la lámina mundi, son periódicos con respecto al transporte paralelo, producen un vacío doblemente degenerado que generan las cargas espinoriales. Los estados físicos en el espacio HILBERT, se obtienen aplicando las proyecciones generalizadas GLIOZZI, SCHERK, OLIVE (GSO), que se presentan debido al requisito de invariancia modular. Los términos del nivel cúbico y de mayor orden, en el superpotencial, se obtienen mediante el cálculo de amplitudes de dispersión entre operadores de vértice [27-29]. Por último, los vacíos cordales a menudo dan lugar a una simetría $U(1)$ pseudo-anómala, que se cancela por el mecanismo GREEN-SCHWARZ [30,31]. La $U(1)$ anómala da lugar a un D-término FAYET-ILIOPOULOS [31], que rompe la SUSY de espacio-tiempo, a escala cordal. La restauración de SUSY se obtiene asignando Valor Esperado de Vacío (VEV) no trivial, a un conjunto de campos en el espectro físico e imponiendo que todos los *F*- y *D*-términos de ruptura de SUSY, desaparezcan.

De esta manera, puede obtenerse un gran conjunto de vacíos cordales. Los modelos fermiónicos libres cuasi-efectivos, precoces, se construyeron desde finales 1980 a comienzos de 1990 y consisten en los llamados modelos basados en NAHE (NANOPOULOS, ANTONIADIS, HAGELIN, ELLIS.). El conjunto NAHE es un conjunto de cinco vectores básicos de condición de frontera, $\{\mathbf{1}, S, b_1, b_2, b_3\}$ que es común a una clase grande de los modelos precoces [32]. Los dos vectores básicos, $\{\mathbf{1}, S\}$, corresponden a un modelo toroidemente compactado con SUSY $N = 4$ de espacio-tiempo y un grupo de calibración $SO(44)$. Los sectores, b_1, b_2 y b_3 corresponden a los tres sectores alabeados de una compactación de orbifold, $Z_2 \times Z_2$. Ellos reducen la cantidad de SUSYs $N = 1$ y la simetría de calibración a $SO(10) \times SO(6)^3 \times E_8$. Además, producen 48 multipletes en la representación espinorial **16** de $SO(10)$. El número de estos multipletes se reduce a tres agregando tres vectores básicos adicionales al conjunto NAHE, típicamente denotados por $\{\alpha, \beta, \gamma\}$, que también reducen la simetría de calibración. La simetría de $SO(10) \times E_8$ se reduce a un subgrupo máximal y las simetrías de sabor $SO(6)^3$ se reducen a $U(1)^n$, con $n = 3, \ldots, 9$. Mediante esto se construyen modelos de tres generaciones con:

- $SU(5) \times U(1)$ [33];
- $SU(3) \times SU(2) \times U(1)^2$ [34-36];
- $SO(6) \times SO(4)$ [37] y
- $SU(3) \times SU(2)^2 \times U(1)$ [38],

mientras que los modelos con $SU(4) \times SU(2) \times U(1)$ [39] no dan tres generaciones. Se observa que en todos estos modelos, la hipercarga débil del SM, posee la inclusión de $SO(10)$ y produce la normalización canónica de GUT $\mathrm{sen}^2\, \theta_W(M_S) = 3/8$, donde M_S es la escala de unificación cordal. Esta es una característica importante de estos modelos, porque facilita el acuerdo con los parámetros de acoplamiento de calibración medidos, a escala electrodébil [40]. Debe también ser contrastado con otras posibles inclusiones de la hipercarga débil que no den la inclusión canónica de GUT. Tal es el caso, por ejemplo, en muchos modelos de orientidades (orientifolds). Sin embargo, en los modelos de orientidades, la escala cordal se puede disminuir en relación con la escala de gravedad. Por lo tanto, en modelos de orientidades, se pueden acomodar valores más pequeños de $\mathrm{sen}^2\, \theta_W(M_S)$. Modelos de cuerda heterótica también pueden producir valores más pequeños de $\mathrm{sen}^2\, \theta_W(M_S)$, mediante la modificación de la identificación de la hipercarga débil en los modelos cordales. Recordemos que $\mathrm{sen}^2\, \theta_W(M_S)$ se presenta como resultado de la normalización relativa de la hipercarga débil, con respecto a los generadores no abelianos a M_S [41]. En los modelos de cuerda heterótica, esta normalización se ve afectada por el número de generadores CARTAN en la combinación de hipercarga débil con respecto al número de subgeneradores CARTAN, de los factores del grupo no abeliano. Sin embargo, en la cuerda heterótica perturbacional, se fija la escala de la unificación y, por lo tanto, valores menores de sen^2 $\theta_W(M_S)$ son desfavorecidos. Esta restricción puede ser relajada en la cuerda heterótica no perturbacional [42]. Otro punto a destacar con respecto a la definición de la hipercarga débil, es la existencia de estados cordales que llevan carga eléctrica fraccionaria. Esta es una característica general de los modelos cordales; la razón es la ruptura de las simetrías de calibración no abelianas, por líneas WILSON. Una observación general, por WEN y WITTEN [43] y un teorema por SCHELLEKENS [44], establecen que, cuando un grupo no abeliano es roto, en teoría de cuerdas, por una línea WILSON, dejando intacta a una simetría $U(1)$, produce estados que no satisfacen la quantización de carga $U(1)$ de la simetría no abeliana intacta. Este resultado depende más de la identificación de la hipercarga débil. Es decir, si relajamos la inclusión canónica de GUT de la hipercarga débil, modificamos la quantización de GUT de las cargas $U(1)$ y, por lo tanto, podemos obtener estados integralmente cargados. El punto importante a notar es que estas son propiedades fenomenológicas de las construcciones cordales y hay que determinar cómo influyen en construcciones cordales totalmente efectivas.

2.2 Fenomenología de la Unificación Cordal

Con posterioridad a la construcción de los modelos cordales y el análisis de sus espectros, calculamos los términos de nivel cúbico y de orden superior en el superpotencial, hasta un orden deseado, para un determinado problema fenomenológico. El siguiente paso consiste en el análisis de direcciones supersimétricas, F- y D-rasas. Requerir que el vacío, a la escala cordal, sea supersimétrico, requiere la asignación de VEVs que no se anulen, a un conjunto de singuletes del SM, en los modelos cordales. En este proceso, algunos de los términos de orden superior en el superpotencial, se convierten en efectivos operadores renormalizables, que son suprimidos en relación con los principales términos de orden cúbico, es decir,

$$V_1^f V_2^f V_3^b \cdots \cdot V_N^b \;\rightarrow\; V_1^f V_2^f V_3^b \frac{\langle V_4^b \cdots V_N^b \rangle}{M^{N-3}} \tag{1}$$

donde los $V^{f,\,b}$ son los operadores verticales bosónicos y fermiónicos, respectivamente; N es el orden del operador no renormalizable; y M es la escala cordal de corte. Utilizando esta metodología, muchas de las cuestiones relativas a la fenomenología del SM y unificación cordal, han sido estudiadas en el marco de los modelos de cuerda heterótica fermiónicos libres cuasi-efectivos. Una lista parcial incluye:

• Predicción de masa del quark tope. El análisis de las masas de los fermiones comprende al cálculo de términos de órdenes cúbico y mayores, en el superpotential, que se reducen a términos de dimensión cuatro, en la ecuación (1). Los términos de masa fermiónica del SM surgen de acoplamientos al HIGGS electrodébil, con un supuesto VEV del orden de la escala electrodébil. Otros términos másicos fermiónicos surgen del acoplamiento a otros campos escalares y, por tanto, sus escalas másicas pueden ser superiores a la escala electrodébil. Análisis de las masas fermiónicas del SM, produjeron una predicción viable para la masa del quark tope antes de su observación experimental [45]. El cálculo procede como sigue. Primero, se calcula el acoplamiento YUKAWA del quark tope a nivel cúbico, del superpotencial, dando $\lambda_t = \left\langle Q t_L^c H \right\rangle = \sqrt{2} g,$ donde g es el acoplamiento de calibración, en la escala de unificación. Posteriormente, se obtienen los acoplamientos YUKAWA para el quark borra (bottom) y el leptón tau de los términos orden cuártico. La magnitud de los coeficientes de orden cuártico se calcula usando las técnicas estándar de CFT y el VEV del campo singulete en los términos relevantes, del SM, se extrae del análisis de las direcciones F- y D-rasas. Este análisis produce acoplamientos YUKAWA efectivos para el quark borra y el leptón tau, en términos del acoplamiento de calibración unificado dados por $\lambda_b = \lambda_\tau = 0.35 g^3 \sim 1/8 \lambda_t$ [45]. Este resultado para el acoplamiento YUKAWA del quark tope, es común en una amplia clase de modelos fermiónicos libres, mientras que los correspondientes al quark borra y al leptón tau difieren entre los modelos. Asimismo, el acoplamiento YUKAWA para las dos generaciones más ligeras, difiere entre modelos y depende de los VEVs en la dirección rasa. Después de obtener los acoplamientos YUKAWA, a la escala cordal, se aplican a escala electrodébil mediante Ecuaciones de Grupos de Renormalización (RGEs) del MSSM. Además se asume que el acoplamiento de calibración unificada a escala cordal, sea compatible con el valor requerido por los datos de acoplamiento de calibración a escala electrodébil. El YUKAWA del borra se aplica a la escala de masas del borra, lo que se utiliza para extraer un valor para tan $\beta = v_1/v_2$, donde v_1 y v_2 son los VEVs de los dos dobletes HIGGS del MSSM electrodébil. Así la masa del quark tope viene dada por:

$$m_t = \lambda_t(m_t) \frac{v_0}{\sqrt{2}} \frac{\tan\beta}{\left(1 + \tan^2\beta\right)^{1/2}},$$

con $v_0 = \sqrt{2(v_1^2 + v_2^2)} = 246\,\text{GeV}$, dando m_t ~ 175-180 GeV. Cabe señalar que, bajo los supuestos mencionados, el acoplamiento YUKAWA del tope, se encuentra cerca de un punto fijo. Es decir, al variar el YUKAWA del tope entre 0.5-1.5 en la escala de unificación, se produce $\lambda_t(M_Z)$ ~ 1 en la escala electrodébil. Este cálculo muestra la ventaja de la teoría de cuerdas sobre otros intentos de desarrollar un marco viable para la gravedad cuántica. Unifica los acoplamientos de calibración y YUKAWA y permite el cálculo de los acoplamientos YUKAWA DE SM en términos del acoplamiento cordal unificado. Mientras que el cálculo del YUKAWA del tope es robusto y compartido entre una amplia clase de modelos, el cálculo de los acoplamientos correspondientes, para los quarks y leptones más ligeros, depende en alto grado, del modelo. Antes de invertir esfuerzos considerables, para calcular los acoplamientos YUKAWA de los quarks y leptones más ligeros, en un modelo dado, debemos consolidar la posibilidad de que el modelo dado sea el correcto. Esta línea de razonamiento subyace el enfoque contemporáneo que se encuentra a continuación.

• Masas de Fermiones del Modelo Estándar. El análisis de los acoplamientos YUKAWA efectivos para las dos generaciones más livianas, procede mediante el análisis de los términos de orden superior en el superpotential y la extracción de los operadores efectivos de dimensión cuatro [27-29]. El análisis debe considerarse, en principio, como demostración del potencial de los modelos cordales, para explicar las características detalladas de los parámetros de sabor del SM. Todavía está marcado por apreciables incertidumbres y supuestos incorporados, como para ser considerado como un marco predictivo. Sin embargo, una vez que se construye un modelo atractivo, la metodología es, adecuadamente, intentar un análisis más predictivo. Las exploraciones hasta la fecha incluyen, por ejemplo, la demostración de la jerarquía de masas de generación [46], mixturas CABIBBO-KOBAYASHI-MASKAWA (CKM) [47, 48], masas de generación livianas [49] y las masas del neutrino [50, 51].

• Unificación del acoplamiento de calibración. Un tema importante en los modelos de cuerda heterótica es la compatibilidad con los datos de acoplamiento de calibración experimental, a la escala electrodébil. La cuerda heterótica perturbacional predice que los acoplamientos de calibración se unifican a la escala cordal, que es del orden de 5×10^{17} GeV. Por otro lado, la extrapolación de los acoplamientos de calibración, asumiendo espectros MSSM, desde la escala másica del bosón Z a la escala de GUT, muestra que los acoplamientos convergen a una escala del orden de 2×10^{16} GeV. Así, las dos escalas difieren por un factor de cerca de 20. Esta extrapolación debe tomarse con precaución, ya que los parámetros son extrapolados sobre 14 órdenes de magnitud, con supuestos algo fuertes sobre la física en la región de extrapolación. De hecho, teniendo en cuenta los más recientes resultados del LHC, el análisis debe revisarse, ya que la asunción de espectro MSSM a la escala del bosón Z ha sido invalidada. Sin embargo, la cuestión puede ser estudiada al detalle en los modelos de cuerda heterótica perturbacionales y se ha examinado una variedad de efectos posibles, incluyendo correcciones de umbral cordal pesado, umbrales livianos de SUSY, adicionales estructuras de calibración y adicionales estados intermedios de la materia [40]. En el contexto de los modelos fermiónicos libres, sólo la existencia de adicionales estados de la materia, puede resolver la discrepancia y, de hecho, esos estados existen en el espectro de los modelos cordales concretos [52]. Este resultado puede relajarse en la cuerda heterótica no perturbacional [42] o si los módulos se alejan del punto fermiónico libre [53].

• <u>Estabilidad del protón</u>. La longevidad del protón es un problema importante en QG, en general y en los modelos cordales, en particular. La razón es que se espera que, en QG, se respete sólo simetrías de calibración o simetrías discretas locales que surjan como restos de simetrías calibración rotas. Dentro del mismo SM, las simetrías bariónica y leptónica son simetrías globales accidentales en el nivel renormalizable. Por lo tanto, se espera que, en general, todos los operadores que sean compatibles con simetrías de calibración y discretas, locales, en modelos cordales dados, se generen a partir de términos no renormalizables. Tales términos entonces pueden dar lugar a operadores de dimensión cuatro, cinco y seis que violan a los números bariónico y leptónico, que pueden llevar al decaimiento rápido del protón. Se han estudiado posibles resoluciones en modelos fermiónicos libres, específicos e incluyen la existencia de una adicional simetría $U(1)$ liviana [54-59] y simetrías discretas locales [12,13].

• <u>Degeneración de squarks</u>. Modelos cordales pueden, en general, llevar a masas squárkicas no degeneradas, dependiendo del específico mecanismo de ruptura de SUSY. Por ejemplo, mecanismo de ruptura de SUSY dominado por el término *F* de los módulos, llevará a masas squárkicas no degeneradas, debido a la dependencia de los módulos, de los parámetros de sabor. Asimismo, la ruptura de SUSY del término *D*, depende de las cargas de los campos del SM en la simetría de calibración en el sector de ruptura de SUSY y, en general, son familia no universal. Modelos fermiónicos libres pueden dar lugar a una familia universal anómala $U(1)$ [60]. Si el mecanismo de ruptura de SUSY, está dominado por el término *D* anómalo $U(1)$ puede producir masas squárkicas de familia universal del orden de 1 TeV [61].

• <u>Modelo Estándar Minimal de Cuerda Heterótica (MSHSM)</u>. En general, Los modelos cordales semiefectivos de tres generaciones, producen estados de tipo vectorial amásicos adicionales, que están cargados bajo simetrías de calibración de SM.

Algunos de estos otros estados de tipo vectorial, surgen de la ruptura de la línea WILSON de la simetría de GUT $SO(10)$ y, por lo tanto, llevan carga fraccional con respecto al resto intacto de simetrías $U(1)$. En particular, pueden llevar carga eléctrica fraccionaria, lo que está altamente restringido por las observaciones. Estos estados fraccionalmente cargados, por lo tanto, deben ser lo suficientemente masivos o diluidos como para evadir los límites experimentales. Los términos másicos para los estados de tipo vectorial pueden presentarse a partir de los términos cúbicos y de orden superior, en el superpotential. En el modelo de [34] se ha demostrado en [62] que todos los estados exóticos fraccionalmente cargados se acoplan a un conjunto de singuletes de $SO(10)$. En [63, 64] se hallan soluciones F- y D-rasas, que incorporan a este conjunto de campos. Además, todos los campos de extra de tipo estándar en el modelo, más allá del MSSM, reciben términos másicos por el mismo conjunto de VEVs. Estas soluciones, por lo tanto, dan lugar a las primeras soluciones cordales conocidas, que producen en la teoría efectiva de bajo energía del sector observable, únicamente los estados del MSSM y son llamadas Modelo Estándar Minimal de la Cuerda Heterótica (Minimal Standard Heterotic-String Model: MSHSM). En [65] se encuentran modelos fermiónicos libres PATI-SALAM de tres generaciónes en los cuales los exóticos estados fraccionalmente cargados, se presentan solamente en el espectro másico. Direcciones rasas que conducen al MSHSM con un acoplamiento YUKAWA se encuentran en un modelo ejemplar de esta clase [66].

• Ajuste de Módulos. Un tema importante en los modelos cordales es el de estabilización de módulos. Se formulan los modelos fermiónicos libres, cerca del punto auto-dual en el espacio de módulos. Sin embargo, los módulos geométricos que permiten deformaciones desde ese punto existen en el espectro y pueden ser incorporados en forma de interacciones THIRRING en la lámina mundi [24]. La correspondencia de los modelos fermiónicos libre con orbidades $Z_2 \times \mathrm{Z}_2$, implica que los módulos geométricos corresponden a tres complejos y tres módulos de estructura KAHLER. Teoría de cuerdas como una teoría de la geometría cuántica, en lugar de la geometría clásica, permite la asignación de condiciones de contorno asimétricas con respecto a los fermiones de lámina mundi, que corresponden a las dimensiones internas. Estas se corresponden con las identificaciones bosónicas asimétricas bajo $X_L + X_R \rightarrow X_R - X_L$. En los modelos fermiónicos libres y en consecuencia en orbidades $Z_2 \times \mathrm{Z}_2$, es posible asignar condiciones de contorno asimétricas con respecto a seis circunferencias del toro compactado de seis dimensiones. En este modelo se proyectan todos los complejos y módulos KAHLER de los módulos desplegados [67,68]. Además, la ruptura de la SUSY $N = 2$ de la lámina mundi en el sector bosónico de los cuerda heterótica, resulta en la proyección de los posibles módulos alabeados [67,68]. Por lo tanto, todos los campos que intuitivamente se identifican como módulos en modelos con SUSY (2, 2) de la lámina mundi, se pueden proyectar en modelos concretos. Sin embargo, la identificación de los módulos en los modelos con SUSY (2, 0) de la lámina mundi, no es bien conocida y pueden existir otros campos en el espectro de estos modelos, que se pueden identificar como campos de módulos. Además, mientras la SUSY permanece intacta en el vacío existen campos de módulos, relacionados con las direcciones rasas supersimétricas. Sin embargo, se ha propuesto que hay modelos fermiónicos libres cuasi-efectivos, que no admiten direcciones rasas supersimétricas [69,70]. Esto se obtiene cuando se implementan álabes simétricos y asimétricos de las dimensiones internas, que resultan en la reducción del número de campos de módulos. En los modelos relevantes la SUSY se rompe debido a la existencia de un término FAYET-ILIOPOULOS, generado por una simetría $U(1)$ anómala. En [69,70] se discute que los modelos pertinentes no admiten direcciones rasas exactas y, por lo tanto, la SUSY se rompe en algún nivel. En estos modelos todos los módulos son fijos. Cabe señalar que esta posibilidad se presenta sólo en los modelos cordales muy particulares, en lugar de un vacío cordal general [71].

3. Presente

La mayoría de los estudios discutidos hasta el momento se realizaron sobre ejemplos concretos de los modelos basados en NAHE, es decir, modelos que contienen el conjunto $\{\mathbf{1}, S, b_1, b_2, b_3\}$ más los tres (o cuatro) vectores básicos adicionales $\{\alpha, \beta, \gamma\}$ que extienden el conjunto NAHE y varían entre modelos; siendo los más estudiados modelos los de [34,35]. Estudios más recientes incluyen la exploración de gran número de modelos. Esto proporciona una penetración en las propiedades generales del espacio de vacíos, así como el desarrollo de un "algoritmo de pesca" para pescar modelos con propiedades fenomenológicas específicas. Este método condujo al descubrimiento de la dualidad espinor-vector [72] y de los vacíos exofóbicos [65, 66,73,74]. Más recientemente se ha aplicado el método para la clasificación de modelos fermiónicos libres $SU(5)$ volcados [75], así como la clasificación con respecto al acoplamiento YUKAWA del quark tope [76].

3.1. Clasificación de orbidades fermiónicas $Z_2 \times Z_2$

En las últimas décadas se ha estado desarrollando un método sistemático que permite la exploración de gran número de vacíos cordales y el análisis de sus espectros. En este método se fija el conjunto de vectores básicos. La clase de modelos PATI-SALAM es generada por un conjunto de trece vectores básicos

$$B = \{v_1, v_2, \ldots, v_{13}\}$$

donde:

$$\begin{aligned}
v_1 &= \mathbf{1} = \{\psi^\mu, \chi^{1,\dots,6}, y^{1,\dots,6}, \omega^{1,\dots,6} \mid \bar{y}^{1,\dots,6}, \bar{\omega}^{1,\dots,6}, \bar{\eta}^{1,2,3}, \bar{\psi}^{1,\dots,5}, \bar{\phi}^{1,\dots,8}\},\\
v_2 &= S = \{\psi^\mu, \chi^{1,\dots,6}\},\\
v_{2+i} &= e_i = \{y^i, \omega^i \mid \bar{y}^i, \bar{\omega}^i\}, \quad i = 1, \dots, 6,\\
v_9 &= b_1 = \{\chi^{34}, \chi^{56}, y^{34}, y^{56} \mid \bar{y}^{34}, \bar{y}^{56}, \bar{\eta}^1, \bar{\psi}^{1,\dots,5}\},\\
v_{10} &= b_2 = \{\chi^{12}, \chi^{56}, y^{12}, y^{56} \mid \bar{y}^{12}, \bar{y}^{56}, \bar{\eta}^2, \bar{\psi}^{1,\dots,5}\},\\
v_{11} &= z_1 = \{\bar{\phi}^{1,\dots,4}\},\\
v_{12} &= z_2 = \{\bar{\phi}^{5,\dots,8}\},\\
v_{13} &= \alpha = \{\bar{\psi}^{4,5}, \bar{\phi}^{1,2}\},
\end{aligned} \tag{2}$$

En la notación empleada en la ecuación (2), los campos de lámina mundi que aparecen en un vector básico dado, tienen, mientras que todos los otros campos tienen condiciones de contorno anti-periódicas. Los primeros doce vectores de este conjunto son idénticos a los utilizados en [77, 78] para la clasificación de orbidades fermiónicas $Z_2 \times Z_2$, con simetría de GUT $SO(10)$. El decimotercer vector básico, α, rompe la simetría $SO(10)$ y genera la clase de modelos PATI-SALAM. El conjunto $\{\mathbf{1}, S\}$ genera un modelo supersimétrico $N = 4$, con simetría de calibración $SO(44)$. Los vectores e_i, $i = 1, ..., 6$ dan lugar a todos los posibles cambios simétricos de las seis coordenadas internas fermionizadas ($\partial X^i = y^i \omega^i$, $\bar{\partial} X^i = \bar{y}^i \bar{\omega}^i$). Su adición rompe al grupo de calibración $SO(44)$, pero conserva la SUSY $N = 4$. Los vectores b_1 y b_2 definen la simetría de calibración $SO(10)$ y los álabes de orbidades $Z_2 \times Z_2$, que rompen a la SUSY $N = 4$ a $N = 1$. Los vectores básicos z_1 y z_2 reducen los generadores no alabeados del grupo de calibración $SO(16)$ $SO(8)_1 \times SO(8)_2$. Finalmente v_{13} es el nuevo vector adicional, que rompe la simetría de GUT $SO(10)$, a $SO(6) \times SO(4)$ y la simetría oculta $SO(8)_1$ a $SO(4)_1 \times SO(4)_2$.

El segundo ingrediente que se necesita para definir el vacío cordal, son los coeficientes de proyección generalizados GSO (GGSO) que aparecen en la función partición de un bucle, $c\begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix} = \exp[i\pi(v_i | v_j)]$ que generan una matriz 13 × 13. Sólo los elementos con $i > j$ son independientes mientras que los otros son ajustados por invariancia modular. A priori, son 78 coeficientes independientes correspondientes a 2^{78} vacíos cordales. Once coeficientes son ajustados al exigir que los modelos posean SUSY $N = 1$. Además, la fase $c\begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix}$ sólo afecta a la quiralidad general. Sin pérdida de generalidad, los coeficientes de proyección GGSO asociados, se ajustan dejando 66 coeficientes independientes. Cada uno de los 66 coeficientes independientes puede tomar dos valores discretos ±1 y así un recuento sencillo da 2^{66} (que es aproximadamente $10^{19,9}$) modelos en la clase de vacíos supercordales bajo consideración.

La utilidad del método de clasificación, es que provee los medios necesarios para generar todos los sectores de producción amásicos en los modelos. Por ejemplo, los estados materiales alabeados surgen de los sectores:

$$\begin{aligned} B^1_{\ell^1_3\ell^1_4\ell^1_5\ell^1_6} &= S + b_1 + \ell^1_3 e_3 + \ell^1_4 e_4 + \ell^1_5 e_5 + \ell^1_6 e_6 \\ B^2_{\ell^2_1\ell^2_2\ell^2_5\ell^2_6} &= S + b_2 + \ell^2_1 e_1 + \ell^2_2 e_2 + \ell^2_5 e_5 + \ell^2_6 e_6 \\ B^3_{\ell^3_1\ell^3_2\ell^3_3\ell^3_4} &= S + b_3 + \ell^3_1 e_1 + \ell^3_2 e_2 + \ell^3_3 e_3 + \ell^3_4 e_4 \end{aligned}$$

donde $\ell^j_i = 0, 1$; $b_3 = b_1 + b_2 + x = 1 + S + b_1 + b_2 + \sum_{i=1}^{6} e_i + \sum_{n=1}^{2} z_n$ y x está dada por el vector $x = \{\bar{\eta}^{1,2,3}, \bar{\psi}^{1,\dots,5}\}$. Estos sectores dan lugar a representaciones **16** y $\overline{\mathbf{16}}$ de $SO(10)$ descompuestas según $SO(6) \times SO(4) = SU(4) \times SU(2)_L \times SU(2)_R$. La característica importante de este método de clasificación, es que cada uno de los sectores $B_{\ell^i_1\ell^i_2\ell^i_3\ell^i_4}$, para $\ell^i_1\ell^i_2\ell^i_3\ell^i_4$ dado, da lugar a una espinorial o una anti-spinorial o ninguna, es decir los estados que se presentan en cada punto fijo de la correspondiente $Z_2 \times Z_2$, son controlados individualmente. Del mismo modo, los Estados de los sectores $B_{\ell^i_1\ell^i_2\ell^i_3\ell^i_4} + x$, producen estados en la representación vectorial **10** de $SO(10)$, descompuesta con respecto al grupo de calibración PATI-SALAM.

El poder del método de clasificación fermiónica libre es que permite la transcripción de las proyecciones GGSO a formas algebraicas genéricas. De la expresión general para las proyecciones GSO sobre los estados de un determinado sector $\xi \in \Xi$ [20,21]:

$$e^{i\pi(v_j|F_\xi)}|S\rangle_\xi = \delta_\xi\, c\binom{\xi}{v_j}^{*} |S\rangle_\xi.$$

De esta expresión, observamos que, cuando la intersección de fermiones periódicos entre el vector básico v_j y el sector ξ es vacía, el operador de la izquierda, de esta expresión, es fijo. Por lo tanto, dependiendo de la elección de la fase GGSO a la derecha, el estado dado está ya sea dentro o fuera del espectro físico. Para cada estado dado de sectores específicos, hay varios vectores de la base que actúan como proyectores. Introduciendo la notación $c\begin{pmatrix} a_i \\ a_j \end{pmatrix} = \exp[(a_i|a_j)]$ con $(a_i|a_j) = 0, 1$, podemos acoplar estos proyectores en un sistema algebraico de ecuaciones de la forma: $\Delta^{(i)}U_{16}^{(i)} = Y_{16}^{(i)}$, $i = 1, 2, 3$, donde las incógnitas son los rótulos de punto fijo: $U_{16}^{(i)} = [p_{16}^{(i)},\ q_{16}^{(i)},\ r_{16}^{(i)},\ s_{16}^{(i)}]$. Los $\Delta^{(i)}$ y $Y_{16}^{(i)}$ se dan en términos de los coeficientes de proyección GGSO para cada uno de los tres planos. Por ejemplo, en el primer plano para los estados espinoriales **16** o $\overline{\mathbf{16}}$**,** se tiene:

$$\Delta^{(1)} = \begin{bmatrix} (e_1|e_3) & (e_1|e_4) & (e_1|e_5) & (e_1|e_6) \\ (e_2|e_3) & (e_2|e_4) & (e_2|e_5) & (e_2|e_6) \\ (z_1|e_3) & (z_1|e_4) & (z_1|e_5) & (z_1|e_6) \\ (z_2|e_3) & (z_2|e_4) & (z_2|e_5) & (z_2|e_6) \end{bmatrix} \tag{3}$$

y $Y_{16}^{(i)} = [(e_1|b_1), (e_2|b_1), (z_1|b_1), (z_2|b_2)]$, con expresiones similares para el segundo y tercer plano. El número de soluciones por plano es determinado por el rango relativo de la matriz $\Delta^{(i)}$ y el rango de la matriz ampliada $(\Delta^{(i)}, Y_{16}^{(i)})$.por lo tanto, para una determinada elección de coeficientes de proyección GGSO, el número de estados que permanecen en el espectro, se obtiene fácilmente. Expresiones algebraicas similares pueden obtenerse para todos los sectores que producen estados a-másicos en la base dada, así como para la quiralidad de los fermiones con condiciones de contorno periódicas.

La metodología mencionada anteriormente, permite la clasificación de un gran número de orbidades fermiónicas $Z_2 \times Z_2$. En comparación con la anterior construcción, permite una exploración de un gran número de modelos y la extracción de algunas de las propiedades fenomenológicas deseadas. Podemos desarrollar un algoritmo de pesca para extraer modelos con características específicas. Por ejemplo, una clase de modelos PATI-SALAM en los que aparecen exóticos estados fraccionalmente cargados como estados másicos, pero que no fueron encontrados en el espectro amásico usando estas herramientas. Los métodos de clasificación sistemática se han desarrollados hasta ahora, sólo para modelos que admiten condiciones de contorno simétricas en relación con el conjunto de fermiones internos de la lámina mundi $\{y, \omega | \bar{y}, \bar{\omega}\}^{1,\dots,6}$. Por otro lado, se han construido modelos basados en NAHE, usando condiciones de contorno simétricas y asimétricas, teniendo la asignación de condiciones de contorno asimétricas, distintas implicaciones fenomenológicas [79, 80].

3.1.1. Dualidad Espinor-Vector

Otro ejemplo de la utilidad del método de clasificación fermiónica, viene dado por la dualidad espinor-vector, que fue descubierta mediante el uso de estos métodos y elucida la estructura global de los modelos fermiónicos libres, en particular, y la del mayor panorama cordal, en general. La dualidad espinor-vector es una dualidad en el espacio de vacíos cordales generada por el conjunto de los vectores basicos v_i, con $i = 1,..., 12$ y la simetría $SO(10)$ intacta. La dualidad implica una invariancia bajo el intercambio del número total de representaciones ($\mathbf{16} + \overline{\mathbf{16}}$) y el número total de representaciones **10** de $SO(10)$. Es decir, para un determinado vacío con un número de representaciones ($\mathbf{16} + \overline{\mathbf{16}}$) y **10**, existe otro vacío en el que se intercambian los dos números. El origen de esta dualidad se devela cuando la simetría de $SO(10)$ es mejorada a E_6. Bajo la descomposición de $E_6 \longrightarrow SO(10) \times U(1)$ las representaciones **27** y $\overline{\mathbf{27}}$ se descomponen como $\mathbf{27} = \mathbf{16} + \mathbf{10} + \mathbf{1}$ y $\overline{\mathbf{27}} = \overline{\mathbf{16}} + \mathbf{10} + \mathbf{1}$. Por lo tanto, en el caso de vacíos con simetría E_6, el número total de representaciones ($\mathbf{16} + \overline{\mathbf{16}}$) es igual al total de representaciones **10**. Por lo tanto, los modelos con simetría E_6 mejorada, son autoduales con respecto a la aplicación dualidad espinor-vector.

La dualidad espinor-vector, por tanto, surge de la ruptura de la simetría E_6 a $SO(10) \times U(1)$. Esta ruptura se genera en el lenguaje de orbidades, por líneas WILSON o, en la construcción fermiónica libre, por elección de los coeficientes de proyección GGSO. Es importante reconocer que estas dos descripciones no son distintas, sino que son matemáticamente, idénticas. Esto es, que podemos traducir los coeficientes de proyección GGSO a líneas WILSON y viceversa [23]. Así, cuando la simetría E_6 se rompe a $SO(10) \times U(1)$, existe una elección de coeficientes de proyección GGSO o de líneas Wilson, que mantiene un número de representaciones espinoriales ($\mathbf{16} + \overline{\mathbf{16}}$) y un número de representaciones vectoriales **10**, de $SO(10)$ y otra opción para la que los dos números son intercambiados. Es importante tener en cuenta que se trata de una simetría exacta de la dualidad en todo el espacio de vacíos cordales, en la que la simetría $SO(10)$ no es mejorada a E_6 [72, 81-83]. Además se observó que la dualidad espinor-vector puede interpretarse en términos de un operador de flujo espectral [83]. En este contexto, el operador de flujo espectral en el sector alabeado, puede verse como una versión deformada del operador, que induce la Simetría de Degeneración Másica Espectral bosón-fermión (Massive

Spectral boson-fermion Degeneracy Symmetry: MSDS) [84]. Por lo tanto, la dualidad espinor-vector se extiende a los sectores másicos [83], aunque de una manera que aún debe ser determinada en el caso general. Del mismo modo, observamos que la generalización de la dualidad espinor-vector para el caso de CFTs internas interactivas, puede ser estudiada mediante la adopción de la siguiente metodología, por ejemplo, en el caso de modelos mínimales. El punto de partida es una cuerda heterótica compactada a cuatro dimensiones con SUSY de la lámina mundi (2, 2) y una CFT de interacción interna que representa el espacio compacto. El siguiente paso es romper la SUSY de la lámina mundi en el sector bosónico de la cuerda heterótica. El operador de flujo espectral entonces induce una aplicación entre distintos vacíos (2, 0) [85].

También podemos interpretar la dualidad spinor-vector operacionalmente en términos de las fases libres en el lenguaje fermiónico [81] o como torsión discreta en el cuadro de orbidades [82, 83]. Para ello recordamos los caracteres $SO(2n)$ de nivel uno [86]:

$$O_{2n} = \frac{1}{2}\left(\frac{\theta_3^n}{\eta^n}+\frac{\theta_4^n}{\eta^n}\right), \qquad V_{2n} = \frac{1}{2}\left(\frac{\theta_3^n}{\eta^n}-\frac{\theta_4^n}{\eta^n}\right)$$
$$S_{2n} = \frac{1}{2}\left(\frac{\theta_2^n}{\eta^n}+i^{-n}\frac{\theta_1^n}{\eta^n}\right), \qquad C_{2n} = \frac{1}{2}\left(\frac{\theta_2^n}{\eta^n}-i^{-n}\frac{\theta_1^n}{\eta^n}\right)$$

con:

$$\theta_3 \equiv Z_f\binom{0}{0} \quad \theta_4 \equiv Z_f\binom{0}{1} \quad \theta_2 \equiv Z_f\binom{1}{0} \quad \theta_1 \equiv Z_f\binom{1}{1}$$

donde Z_f es la función partición de un solo fermión complejo de la lámina mundi, dada en términos de funciones teta [86]. La función partición de la cuerda heterótica $E_8 \times E_8$ compactada sobre un toro de seis dimensiones, viene dada por:

$$Z_+ = (V_8 - S_8)\left(\sum_{m,n}\Lambda_{m,n}\right)^{\otimes 6}(\bar{O}_{16}+\bar{S}_{16})(\bar{O}_{16}+\bar{S}_{16}) \tag{4}$$

donde, como de costumbre, para cada circunferencia,

$$p^i_{\mathrm{L,R}} = \frac{m_i}{R_i} \pm \frac{n_i R_i}{\alpha'} \quad \text{y} \quad \Lambda_{m,n} = \frac{q^{\frac{\alpha'}{4}p^2_{\mathrm{L}}}\,\bar{q}^{\frac{\alpha'}{4}p^2_{\mathrm{R}}}}{|\eta|^2}$$

Luego, se aplica una proyección $Z_2 \times Z'_2 : g \times g'$, donde la primera Z_2 es una proyección tipo SCHERK-SCHWARZ, de acción libre, la cual acopla un número fermiónico en el observable y los sectores ocultos, con un cambio de Z_2 en una coordenada compactada y está dado por g: $(-1)^{(F_1+F_2)}\delta$ donde los números fermiónicos $F_{1,2}$ actúan sobre las representaciones espinoriales del observable y los grupos ocultos

$SO(16)$, como $F_{1,2}\ :\ (\overline{O}^{1,2}_{16}, \overline{V}^{1,2}_{16}, \overline{S}^{1,2}_{16}, \overline{C}^{1,2}_{16}) \longrightarrow (\overline{O}^{1,2}_{16}, \overline{V}^{1,2}_{16}, -\overline{S}^{1,2}_{16}, -\overline{C}^{1,2}_{16})$ y δ identifica los puntos cambiados de puesto por un desplazamiento Z_2 en la dirección X_9; es decir, $\delta X_9 = X_9 + \pi R_9$. El efecto del cambio introduce un factor de $(-1)^m$ en la suma reticular en la ecuación (4); es decir, δ: $\Lambda^9_{m,n} \rightarrow (-1)^m \Lambda^9_{m,n}$. La segunda Z_2 actúa como un álabe en las coordenadas internas, dado por g': $(x_4, x_5, x_6, x_7, x_8, x_9) \rightarrow (-x_4, -x_5, -x_6, -x_7, +x_8, +x_9)$. El efecto de la primera Z_2 es reducir la simetría de calibración de $E_8 \times E_8$ a $SO(16) \times SO(16)$. El alabeo de Z'_2 reduce al número de SUSYs espacio-tiempo desde $N = 4$ a $N = 2$ y reduce la simetría de calibración de $SO(16) \times SO(16)$ a $SO(12) \times SO(4) \times SO(16)$. Además, produce un sector alabeado que da lugar a estados amásicos en las representaciones espinoriales 32 y 32' y la vectorial 12, de $SO(12)$. En este vacío, la dualidad espinor-vector opera en términos de las representaciones de $SO(12) \times SU(2)$ y no en términos de representaciones de $SO(10) \times U(1)$, ya que el punto de simetría mejorada posee una simetría E_7 en vez de E_6. La dualidad espinor-vector opera idénticamente en los dos casos y el caso del álabe Z_2 solo que no actúa libremente, aclara más fácilmente la estructura subyacente de la dualidad de spinor-vector. La función partición de orbidades, viene dada por:

$$Z = \left(\frac{Z_+}{Z_g \times Z_{g'}}\right) = \left[\frac{(1+g)}{2}\frac{(1+g')}{2}\right] Z_+ .$$

La función partición contiene un sector no alabeado y tres sectores alabeados. Los modos de arrollamiento en los sectores alabeados por g y gg', son desplazados 1/2 y, por lo tanto, estos sectores sólo producen estados másicos. El sector alabeado por g da lugar a estados materiales alabeados sin masa. La función partición tiene dos órbitas modulares y una torsión discreta $\epsilon = \pm 1$. Estados amásicos se obtienen anulando los modos reticulares. Los términos en el sector g, que contribuyen al espectro amásico toman la forma:

$$\begin{aligned} \Lambda_{p,q} \Bigg\{ & \frac{1}{2}\left(\left|\frac{2\eta}{\theta_4}\right|^4 + \left|\frac{2\eta}{\theta_3}\right|^4\right) \left[P^+_\epsilon Q_s \overline{V}_{12}\overline{C}_4\overline{O}_{16} + P^-_\epsilon Q_s \overline{S}_{12}\overline{O}_4\overline{O}_{16}\ \right] + \\ & \frac{1}{2}\left(\left|\frac{2\eta}{\theta_4}\right|^4 - \left|\frac{2\eta}{\theta_3}\right|^4\right) \left[P^+_\epsilon Q_s \overline{O}_{12}\overline{S}_4\overline{O}_{16}\ \right]\Bigg\} \quad + \quad \text{másico} \end{aligned} \qquad (5)$$

donde

$$P^+_\epsilon = \left(\frac{1+\epsilon(-1)^m}{2}\right)\Lambda_{m,n} \quad ; \quad P^-_\epsilon = \left(\frac{1-\epsilon(-1)^m}{2}\right)\Lambda_{m,n} \qquad (6)$$

Dependiendo del signo de la torsión discreta $\epsilon = \pm$, se aprecia, de la ecuación (6), que los estados espinoriales o bien los vectoriales, son amásicos. En el caso $\epsilon = +1$, se ve, de la ecuación (7), que aparecen modos de ímpetu sin masa, desde el retículo desplazado, en P_ϵ^+; mientras que P_ϵ^- produce sólo modos másicos. Por lo tanto, en su caso, el carácter vectorial $\overline{V}_{12}$ en la ecuación (6), produce estados amásicos, mientras que el carácter espinorial $\overline{S}_{12}$ genera estados másicos. En el caso $\epsilon = -1$, se puede apreciar de la ecuación (8), que ocurre exactamente lo contrario:

$$\epsilon = +1 \quad \Rightarrow \quad P_\epsilon^+ = \Lambda_{2m,n} \qquad P_\epsilon^- = \Lambda_{2m+1,n} \tag{7}$$

$$\epsilon = -1 \quad \Rightarrow \quad P_\epsilon^+ = \Lambda_{2m+1,n} \qquad P_\epsilon^- = \Lambda_{2m,n} \tag{8}$$

Otra observación acerca del término que aparece en la (5), es la sobre coincidencia del número de grados de libertad amásicos en los dos casos. En el caso $\epsilon = -1$ el número de grados de libertad en la representación espinorial de $SO(12)$, es de 32. En el caso $\epsilon = +1$, el número de grados de libertad en la representación vectorial de $SO(12)$, es 12. Como se ve, de la primera línea en la ecuación (5), el término en la función partición, que produce los estados vectoriales también se transforma en un espinor bajo la simetría $SO(4)$. Por lo tanto, el número total de estados es 24, es decir, todavía hay una falta de coincidencia de 8 estados entre los dos casos. Sin embargo, se observa de la segunda línea en la ecuación (5), que en el caso $\epsilon = +1$, se obtienen ocho estados adicionales de los primeros estados excitados del retículo interno. Por lo tanto, observamos que el número total de grados de libertad se conserva bajo la aplicación dualidad, es decir, $12 \cdot 2 + 4 \cdot 2 = 32$.

Dada la relación de modelos fermiónicos libres con orbidades toroidales, podemos anticipar que la dualidad espinor-vector, puede ser dilucidada en términos de los módulos de los retículos toroidales. Ellos son la métrica exadimensional, el campo tensorial antisimétrico y las líneas WILSON [25]. De hecho, la torsión discreta que aparece en la ecuación (5) se puede interpretar como una aplicación entre dos líneas WILSON [83]. Nótese que en el caso de (5) la aplicación entre las líneas WILSON es continua. La razón es el hecho de que empleamos un solo alabeo Z_2 en las coordenadas internas. Los módulos asociados a la asignación de la línea WILSON no se proyectan en este caso y, por lo tanto, la interpolación entre las dos líneas WILSON, es continua. En el caso más general, con un alabeo $Z_2 \times Z_2$, estos módulos se proyectan y la aplicación entre las dos líneas WILSON, es discreta.

Además, podemos dilucidar la dualidad espinor-vector, en términos de un operador de flujo espectral [83], que puede generalizarse a otros casos. Recordemos que los vacíos con simetría de calibración E_6 extendida, son autoduales con respecto a la dualidad espinor-vector y que corresponden a vacíos con SUSY (2, 2) de lámina mundi. Al igual que el caso de la SUSY de lámina mundi en el sector supersimétrico de la cuerda heterótica, existe un operador de flujo espectral que actúa como un generador de E_6 en los vacíos con simetría E_6 mejorada. En el lado supersimétrico el operador de flujo espectral mezcla estados con diferentes espines de espacio-tiempo, mientras que en el lado no supersimétrico, mezcla estados que difieren en su carga $U(1)$ en la descomposición $E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)$; es decir, mezcla los estados que se transforman en espinores y vectores de $SO(10)$. Cuando se rompe la simetría E_6, es decir, cuando se rompe la SUSY de lámina mundi, desde (2, 2) a (2,0), el operador de flujo espectral induce la aplicación de dualidad espinor-vector entre los dos distintos vacíos [83].

La dualidad espinor-vector es una novel simetría que opera en el espacio total de orbidades de cuerda heterótica Z_2 y $Z_2 \times Z_2$ y proporciona valiosa información y preguntas interesantes para futuras investigaciones. En primer lugar, nótese que la dualidad espinor-vector es una aplicación entre vacíos que son completamente ajenos en el límite de la teoría de campos efectiva. Por ejemplo, podemos imaginar una aplicación de un modelo con tres representaciones espinoriales 16 y una representación vectorial 10, a un modelo con tres representaciones vectoriales 10 y una representación espinorial 16. En términos de física de baja energía, los dos casos son fundamentalmente diferentes. Por otra parte, desde el punto de vista de la teoría de cuerdas, son idénticos. Es decir, existe una aplicación exacta de uno al otro. La distinción entre la representación cordal versus el límite de la teoría de campos efectiva, es que la cordal puede acceder sus modos másicos, que no se aprecian en el límite de la teoría de campos efectiva. Por lo tanto, vacíos que parecen distintos en el límite de la teoría de campos efectiva, de hecho están relacionados en la teoría de cuerdas completa. Podemos además, visualizar, que en alguna etapa temprana de la evolución del universo, cuando se excitan los modos cordales pesados, de hecho los dos vacíos pueden mezclarse. Esta posibilidad tiene implicaciones sobre el conteo de vacíos cordales distintos y, por lo tanto, en el panorama cordal. Es evidente que nuestro entendimiento contemporáneo del panorama cordal, es todavía muy rudimentario y debemos proceder con cautela antes de exagerar nuestro caso. La dualidad espinor-vector también puede tener interesantes implicaciones desde un punto de vista puramente matemático. Es decir, en el límite de la teoría de campos efectiva debe existir una descripción de los grados de libertad amásicos, en términos de una teoría de campo efectiva atezada; es decir, en términos de una teoría de supergravedad con una geometría clásica (es decir, alguna variedad CALABI-YAU de seis dimensiones) con un fibrado vectorial representando el de grados de libertad de calibración. La existencia de la aplicación dualidad espinor-vector implica que debe haber una aplicación similar entre los dos límites de teoría efectiva de los dos vacíos. Esto es particularmente interesante en términos del conteo de los estados adicionales que son necesarios para compensar el desajuste en el número de estados entre los dos vacíos. ¿Cómo surgen en el límite de la teoría de campos efectiva? Por lo menos, la dualidad espinor-vector proporciona una herramienta valiosa para estudiar los espacios de módulos de compactaciones de cuerda heterótica (2,0).

4. Otros Enfoques

Los modelos fermiónicos libres representan uno de los enfoques a la fenomenología cordal. Se han considerado varios otros enfoques, lográndose resultados superpuestos y complementarios, en los dominios perturbacionales y no perturbacionales. La literatura sobre estos temas es amplia e incluyen varias monografías, incluyendo, por ejemplo a [7]. Una lista parcial e incompleta de algunos de estos estudios incluyen: estudios geométricos [87-91]; orbidades [92-96]; CFTs interactivas [97-99]; orientidades [100-102]. Cabe destacar que el presente artículo no pretende revisar estas importantes contribuciones. Una revisión exhaustiva se encuentra en la referencia [7], así como en el [15-18].

5. Futuro

Con la observación de que el agente de ruptura de la simetría electrodébil es compatible con un escalar elemental, física de partículas y fenomenología cordal se aseguran un futuro brillante. En el dominio de física de partículas las preguntas principales son experimentales. ¿Existen otros estados asociados con el mecanismo de ruptura de simetría electrodébil? ¿Por ejemplo, ocurre la SUSY de espaciotiempo en la naturaleza y está al alcance de colisionadores contemporáneos? ¿Podemos mejorar las mediciones contemporáneas de los parámetros del SM y por cuánto? ¿Podemos construir aceleradores para ensayar escalas de energía en la región de deca-TeV y más allá? ¿Son estas preguntas muy generales y los experimentos deben apuntar a preguntas más específicas; por ejemplo, podemos enfriar al espacio de fase del muón, en un anillo de confinamiento del muón o un colisionador de muones? La construcción de una instalación basada en muones desarrollará la tecnología basada en acelerador a una nueva era y puede ser utilizada como una factoría de HIGGS, en una de sus misiones iniciales [103].

Física de partículas y fenomenología cordal son dos caras de una misma moneda y no pueden considerarse como entidades separadas. Física de partículas muestra que los datos experimentales pueden ser parametrizados por un modelo, que se basa en los principios de teorías quánticas de campos puntuales; es decir, localidad, causalidad y renormalizabilidad. Esto condujo al desarrollo del modelo estándar, que es una teoría quántica de campos con simetrías internas. Una teoría de gravedad quántica puntual no satisface estos criterios. Teoría de cuerdas resuelve el problema con la tercera propiedad, relajando a la primera. Modelos cordales proporcionan constantes acercamientos a la gravedad cuántica, en la que las simetrías internas son dictadas por la consistencia de la teoría. Como un marco común para la calibración y las interacciones gravitacionales, ST facilita el cálculo de los parámetros del Modelo Estándar de Partículas, en un marco reducido.

5.1. Hacia las Predicciones Cordales

ST lleva a distintas signaturas más allá del SM. En primera instancia todos los vacíos cordales estables conocidos, a la escala PLANCK, son supersimétricos [104]. La manifestación de SUSY, al alcance de los experimentos contemporáneos, no es más que una especulación. Sin embargo, esta hipótesis está motivada en la base de que facilita la extrapolación de los parámetros del SM, de la escala de unificación a la escala electrodébil. Además, la ruptura de simetría electrodébil a baja escala, se genera en el esquema supersimétrico por el intercambio del acoplamiento YUKAWA del quark tope y el acoplamiento de calibración de la interacción fuerte [105.106].

SUSY de baja escala, por tanto, no es un resultado necesario de la ST, pero sin duda su observación proporcionaría evidencia adicional de que las diferentes estructuras de las construcciones cordales se presentan en la naturaleza. Escenarios específicos de ruptura de SUSY en los modelos cordales, dan lugar a espectros supersimétricos distintos que a su vez se utilizarán para restringir aún más los vacíos cordales fenomenológicos [107]. Se observa además, que R-paridad se rompe genéricamente en vacíos cordales [108] y que no se espera que LSP, por lo tanto, proporcione a un candidato viable para materia oscura.

Una predicción genérica de ST, es la existencia de grados de libertad de calibración, adicionales a los del SM, que es dictada por las condiciones de consistencia de ST. Sin embargo, la construcción de modelos cordales viables que permitan simetrías de calibración extra, dentro del alcance de experimentos contemporáneos, es altamente no trivial. Por otra parte, una adicional simetría $U(1)$, puede ser fundamental para entender algunos rasgos fenomenológicos del Modelo Estándar Supersimétrico, como la supresión de los operadores mediadores del decaimiento protónico intervinientes y el μ-parámetro.

Otro resultado genérico de los modelos cordales es la existencia de estados exóticos de la materia. Esta característica de las construcciones cordales surge como consecuencia de la ruptura de las simetrías de GUT, no-Abelianas, por líneas WILSON, lo que resulta en estados exóticos que no obedecen las reglas de quantización del grupo de GUT original. Así, se pueden conseguir, por ejemplo, estados que llevan carga eléctrica fraccionaria. El más liviano de los estados fraccionalmente cargados, es necesariamente estable por conservaciones de las cargas eléctricas.

Las restricciones experimentales en los estados que llevan carga eléctrica fraccionaria, son severas y ellos deben ser lo suficientemente pesados y/o suficientemente diluidos para evadir la detección. Sin embargo, dado que la mayor parte de la materia en el universo es oscura, es decir, no interactúa electromagnéticamente, se pueden contemplar reliquias cordales estables con una variedad de propiedades [109]. Esto incluye por ejemplo la posibilidad de que las reliquias cordales vengan como hadrones y leptones fraccionalmente cargados con carga ±1/2. Tales estados continuarán esparciéndose por el universo temprano hasta formar un estado similar al hidrógeno ligado con otro compañero fraccionalmente cargado. Siempre que sean suficientemente pesados y suficientemente raros, podrían haber evadido detección por búsquedas de isótopos raros. Otra posibilidad de exóticas reliquias cordales estables, se presenta cuando la simetría de GUT $SO(10)$, es rota a $SU(3) \times SU(2) \times U(1)^2$. Este caso da lugar a los estados que llevan las cargas regulares del SM, pero llevan cargas fraccionarias con respecto al extra $U(1)_{Z'} \in SO(10)$. Este caso, dependiendo de las representaciones HIGGS que rompen al $U(1)_{Z'}$, puede resultar en simetrías discretas que prohíban la decadencia de los estados exóticos, a los estados del SM. Por lo tanto, puede dar lugar a reliquias cordales pesadas meta-estables que son singuletes del SM. Dependiendo de la evolución cosmológica del universo temprano, se podrían haber diluido y reproducido como estados súper pesados, después de recalentamiento [109]. Tales Estados pueden producir candidatos viables a materia oscura [109], así como candidatos a Rayos Cósmicos de Ultra Alta Energía (Ultra High Energy Cosmic Rays: UHECR) [110].

5.2. Evolución Cosmológica

Los primeros estudios en fenomenología cordal, articulados en Sección 2, exigieron profundidad en la exploración de modelos ejemplares y el estudio de las propiedades fenomenológicas. Estos estudios se centraron en las propiedades de los espectros sin masa, de estos modelos ejemplares y llevaron a la construcción de los primeros Modelos Estándar Minimales de Cuerda Heterótica (MSHSM) conocidos [34, 63, 64].

Estudios más recientes, articulados en Sección 3, comprenden la clasificación de grandes clases de modelos y las relaciones entre ellos. Los vacíos cordales en esta investigación son orbidades fermiónicas $Z_2 \times Z_2$ y, por lo tanto, están relacionados con los modelos ejemplares en Sección 2. Más importante aún, los estudios contemporáneos comprenden el análisis de las funciones partición asociadas a esta clase de vacíos cordales. En ese contexto, se pretende explorar cómo el espectro cordal másico, puede desempeñar un papel en la determinación de las propiedades fenomenológicas y matemáticas de los modelos cordales. Esto condujo al descubrimiento de la dualidad espinor-vector en modelos de cuerda heterótica [72].

Consecuentemente, una dirección en futuros estudios de fenomenología cordal, implicará la investigación de la función partición cordal asociada y, en particular, apartada del punto fermiónico libre. La forma más general de la función partición afiliada a las orbidades $Z_2 \times Z_2$ y, por lo tanto, con los modelos fenomenológicos fermiónicos libres, viene dada por:

$$\begin{aligned} Z \;=\; & \int \frac{d^2\tau}{\tau_2^2}\,\frac{\tau_2^{-1}}{\eta^{12}\bar\eta^{24}}\,\frac{1}{2^3}\left(\sum (-)^{a+b+ab}\vartheta\begin{bmatrix}a\\b\end{bmatrix}\vartheta\begin{bmatrix}a+h_1\\b+g_1\end{bmatrix}\vartheta\begin{bmatrix}a+h_2\\b+g_2\end{bmatrix}\vartheta\begin{bmatrix}a+h_3\\b+g_3\end{bmatrix}\right)_{\psi^\mu,\chi} \\ \times & \left(\frac{1}{2}\sum_{\epsilon,\xi}\bar\vartheta\begin{bmatrix}\epsilon\\\xi\end{bmatrix}^5\bar\vartheta\begin{bmatrix}\epsilon+h_1\\\xi+g_1\end{bmatrix}\bar\vartheta\begin{bmatrix}\epsilon+h_2\\\xi+g_2\end{bmatrix}\bar\vartheta\begin{bmatrix}\epsilon+h_3\\\xi+g_3\end{bmatrix}\right)_{\bar\psi^{1\dots5},\bar\eta^{1,2,3}} \\ \times & \left(\frac{1}{2}\sum_{H_1,G_1}\frac{1}{2}\sum_{H_2,G_2}(-)^{H_1G_1+H_2G_2}\bar\vartheta\begin{bmatrix}\epsilon+H_1\\\xi+G_1\end{bmatrix}^4\bar\vartheta\begin{bmatrix}\epsilon+H_2\\\xi+G_2\end{bmatrix}^4\right)_{\bar\phi^{1\dots8}} \\ \times & \left(\sum_{s_i,t_i}\Gamma_{6,6}\begin{bmatrix}h_i|s_i\\g_i|t_i\end{bmatrix}\right)_{(y\omega\bar y\bar\omega)^{1\dots6}} \times e^{i\pi\Phi(\gamma,\delta,s_i,t_i,\epsilon,\xi,h_i,g_i,H_1,G_1,H_2,G_2)} \end{aligned}$$

donde el retículo interno es de una dimensión compacta, viene dado por:

$$\Gamma_{1,1}\begin{bmatrix}h\\g\end{bmatrix} \;=\; \frac{R}{\sqrt{\tau_2}}\sum_{\tilde m,n}\exp\left[-\frac{\pi R^2}{\tau_2}\left|(2\tilde m+g)+(2n+h)\,\tau\right|^2\right]$$

y Φ es una fase modular invariante. Las propiedades de los vacíos cordales, apartados del punto fermiónico libre, pueden explorarse mediante el estudio de esta función partición y el papel de los estados másicos. Además, mientras que la comprensión actual de la teoría de cuerdas está principalmente limitada a soluciones estáticas, se puede pulsar la exploración de escenarios dinámicos compactando la coordenada tiempo sobre una circunferencia y usando al mecanismo SCHERK-SCHWARZ [111] en la coordenada temporoide compactada. Entonces se obtiene una función partición finita como de temperatura, que se puede utilizar para explorar escenarios cosmológicos. De hecho, este es el programa de la cosmología cordal planteado por el grupo de París en los últimos años [112]. Con un espíritu similar, se han exploradas funciones partición de compactaciones cordales a dos dimensiones, revelando ricas estructuras matemáticas y la llamada SUSY másica, en la que espectro másico exhibe degeneración FERMI-BOSE, mientras que el espectro amásico no [84]. Uno puede prever interpolaciones de las funciones partición, bidimensionales, asociadas con los escenarios de SUSY cosmológica y másica, a las funciones partición tetradimensionales asociadas a los modelos fenomenológicos fermiónicos libres. El objetivo de este programa será explorar posibles mecanismos para la selección dinámica del vacío en teoría de cuerdas.

5.3. Dualidades y Principios Fundamentales

Física es, ante todo, una ciencia experimental. No existe ninguna verdad absoluta. Sólo hay percepción de la realidad según se registra en un aparato experimental (incluyendo observaciones astrofísicas). Sea como sea, el lenguaje que se usa para interpretar las señales experimentales, es matemáticas. Así, la metodología científica comprende: la existencia de unas condiciones iniciales, las cuales están preestablecidas o configuradas en el experimento; la construcción de un modelo matemático que predice (o postdice) el resultado del experimento; la confrontación de las predicciones del modelo matemático con los resultados de las observaciones experimentales. Un modelo matemático exitoso es el que es capaz de explicar la más amplia gama de observaciones experimentales. Esta metodología científica ha sido desarrollada durante los últimos quinientos años.

Para construir un modelo matemático se debe definir un conjunto de variables que deben medirse experimentalmente. El conjunto de variables es clave para la interpretación de los resultados experimentales. Largo de los años la física moderna ha experimentado un proceso de evolución en términos de estos conjuntos básicos de variables. En el sistema GALILEO-NEWTON, el conjunto básico de variables son la posición y las velocidades. En experimentos modernos las variables medidas relevantes son típicamente las energías inicial y final e ímpetus. En el formalismo LAGRANGE, el conjunto de variables es generalizado a cualquier conjunto de coordenadas de configuración y sus derivadas con respecto al tiempo. En el formalismo hamiltoniano, el conjunto de variables son las coordenadas de configuración generalizada y sus ímpetus conjugados, que constituyen al espacio de fases. Esto representa una evolución conceptual no trivial, del sistema Galileo-Newton, de posición y velocidades.

Teoría de cuerdas ofrece un marco coherente para la unificación perturbacional de las interacciones de calibración y gravitacionales. La caracterización cordal de los componentes básicos de la materia, reproduce a la imagen de las partículas elementales con atributos internos. ST unifica a las propiedades de espacio-tiempo e internas de las partículas elementales. En la descripción moderna de la materia y las interacciones, las tres interacciones subatómicas ya están, en cierto sentido, unificadas. Se basan en el principio de calibración. Dando lugar a los intermediarios de las interacciones subatómicas que satisfacen al principio de calibración y, al mismo tiempo, dando lugar al intermediario de las interacciones gravitacionales, que satisfagan al principio de calibración gravitacional, ST también unifica a los principios subyacentes a estas teorías.

¿Puede ST, ser el último capítulo de la unificación de las interacciones de calibración y las gravitacionales? A diferencia de GR y QM, ST no está formulada partiendo de un principio fundamental y derivando las consecuencias físicas. En última instancia esto es lo que nos gustaría tener.
Dualidades perturbacionales y no perturbacionales han desempeñado un papel clave en el intento de obtener una comprensión rigurosa de ST. Dualidad *T* es una importante propiedad perturbacional de ST [113]. Podemos interpretar la dualidad *T* y dualidad espacio de fase en espacio compacto. Una importante característica adicional de la *T*-dualidad en ST, es la existencia de estados auto-duales con respecto a *T*-dualidad.

Podemos imaginar que promovemos la dualidad del espacio de fase, a nivel de un principio fundamental. Este es el programa que se llevó a cabo en [114]. La clave es la relación entre las variables del espacio de fase., mediante una función generadora S, $p = \partial_q S$. Para obtener una estructura dual se define una función T de generación de dual, con $q = \partial_p T$. Las dos funciones generadoras están relacionadas por las transformaciones LEGENDRE duales:

Cabe señalar que la QSHJE es una ecuación diferencial no lineal, cuyas soluciones se dan en términos de las dos soluciones linealmente independientes ψ y ψ_D de la correspondiente ecuación SCHRÖDINGER. Poniendo $w = \psi_D/\psi$ y a partir de las propiedades de la derivada Schwarzana, se sigue que la solución de la QSHJE viene dada, salvo una transformación MÖBIUS, por:

$$e^{\frac{i2}{\hbar}S_0\{\delta\}} = e^{i\alpha}\frac{w + i\bar{\ell}}{w - i\ell} \tag{18}$$

donde $\delta = \{\alpha, \ell\}$, con α en R y Re $\ell \neq 0$, lo cual es equivalente a la condición $S_0 \neq cte.$ Nótese que la condición de que $S_0 \neq cte.$ es sinónimo de la condición para la definibilidad de la dualidad de todos los espacios de fase para todos los estados físicos. Así, encontramos que la dualidad del espacio de fase y el postulado de equivalencia están íntimamente relacionados. En esencia, son manifestación de la simetría MÖBIUS que subyace a la QM. Nótese, además, que la aplicación de trivialización al estado $W^0(q^0)$, viene dada por $q \to q^0 = w$.

El formalismo del postulado de equivalencia reproduce las propiedades fenomenológicas claves, de la QM, sin asumir la interpretación probabilística de la función ondal. Implica que el ímpetu es real también en las regiones clásicamente prohibidas, implicando, por lo tanto, el efecto túnel de la QM [115.117]. Implica la cuantización de los niveles de energía para los estados ligados, con función ondal de cuadrado integrable. Además, implica que la parametrización tempórica de las trayectorias, está mal definida en QM [118]. Las dos últimas propiedades son consecuencia directa de la subyacente simetría MÖBIUS. La simetría MÖBIUS, que incluye una simetría bajo inversiones, implica que el espacio debe ser compacto. En el caso unidimensional esto es visto como la imposición de condiciones de adhesión en la aplicación de trivialización en $\pm\infty$ [115, 117, 119]. Si el espacio es compacto los niveles de energía siempre son quantizados.

La compacidad del espacio también explica la inherente naturaleza probabilística de la QM y la inconsistencia de una parametrización fundamental de trayectorias. Hay dos medios primarios para definir la parametrización tempórica, de trayectorias. En mecánica Bohmana [120.121], la parametrización tempórica se obtiene al identificar al ímpetu conjugado con el ímpetu mecánico, es decir, $p = \partial_q S = m\dot{q}$, donde S es la solución de la ecuación HAMILTON-JACOBI quántica. En la teoría clásica de HAMILTON-JACOBI, la parametrización tempórica se introduce usando el teorema de JACOBI:

$$t = \frac{\partial \mathcal{S}_0^{\mathrm{cl}}}{\partial E} \tag{19}$$

En mecánica clásica, esto es equivalente a identificar al ímpetu conjugado con el ímpetu mecánico. Es decir, poniendo:

$$p = \partial_q \mathcal{S}_0^{\mathrm{cl}} = m\dot{q} \tag{20}$$

se tiene:

$$t - t_0 = m\int_{q_0}^{q} \frac{dx}{\partial_x \mathcal{S}_0^{\mathrm{cl}}} = \int_{q_0}^{q} dx \frac{\partial}{\partial E}\partial_x \mathcal{S}_0^{\mathrm{cl}} = \frac{\partial \mathcal{S}_0^{\mathrm{cl}}}{\partial E} \tag{21}$$

que proporciona una solución para la ecuación de movimiento $q = q(t)$. Por lo tanto, la mecánica Bohmana recupera la noción de trayectorias de las partículas puntuales. Sin embargo, el acuerdo entre la definición de tiempo a través de tiempo mecánico $p = m\dot{q}$ y su definición mediante la ecuación (19) del teorema de JACOBI, no es válido en QM. En QM tenemos:

$$t - t_0 = \frac{\partial S_0^{\mathrm{qm}}}{\partial E} = \frac{\partial}{\partial E}\int_{q_0}^{q} dx \partial_x S_0^{\mathrm{qm}} = \left(\frac{m}{2}\right)\int_{q_0}^{q} dx \frac{1 - \partial_E Q}{(E - V - Q)^{1/2}} \tag{22}$$

Así, el ímpetu mecánico viene dado por

$$m\frac{dq}{dt} = m\left(\frac{dt}{dq}\right)^{-1} = \frac{\partial_q S_0^{\mathrm{qm}}}{(1 - \partial_E \mathcal{V})} \neq \partial_q S_0^{\mathrm{qm}} \tag{23}$$

donde $\mathcal{V}$ indica al potencial combinado $\mathcal{V} = V(q) + Q(q)$. Por lo tanto, en QM la determinación Bohmana del tiempo no coincide con su definición mediante el teorema de JACOBI.

FLOYD propuso definir tiempo utilizando al teorema de JACOBI [122], es decir,

$$t - t_0 = \frac{\partial S_0^{\mathrm{qm}}}{\partial E} \tag{24}$$

La propuesta de FLOYD en principio, daría una representación de la trayectoria en la QM, invirtiendo $t(q) \rightarrow q(t)$, lo que parece estar en contradicción con la naturaleza inherentemente probabilística de la QM. Sin embargo, si el espacio es compacto entonces los niveles de energía son siempre cuantificados, aunque con cortes indistinguibles experimentalmente [123]. Por lo tanto, a un nivel fundamental, uno no puede distinguir con respecto al tiempo y la parametrización tempórica de trayectorias, por el teorema de JACOBI, está mal definida en QM. Por lo tanto, la parametrización tempórica de trayectorias puede considerarse sólo como una eficaz aproximación semi clásica y en ese sentido puede proporcionar una herramienta útil en muchos problemas prácticos [121]. La observación de que el tiempo no se puede definir como una variable fundamental en QM, puede ampliarse al espacio-tiempo. Es decir que la noción del espacio-tiempo puede ser una noción aproximada semi clásica más bien que fundamental, en QG. Hay que subrayar que declaraciones tales como "el tiempo no existe" o "espacio emergente" son absurdas. La cuestión física es "¿Cuáles son las variables relevantes para parametrizar el resultado de observaciones experimentales"? Así, la indefinibilidad de la parametrización tempórica de trayectorias en la QM, está en el corazón de su interpretación probabilística, que está bien documentada en los experimentos.

En este sentido es útil proporcionar un argumento adicional que muestra que la parametrización tempórica de trayectorias está mal definida debido a la simetría MÖBIUS que subyace a la QM y, por lo tanto, debido a la compacidad del espacio. En mecánica Bohmana la función ondal se define como:

$$\psi(q,t) = R(q)\mathrm{e}^{iS/\hbar} \tag{25}$$

donde $R(q)$ y $S(q)$ son las dos funciones reales de la ecuación Hamilton-Jacobi quántica (QHJE), y $\psi(q)$ es una solución de la ecuación SCHRÖDINGER. El ímpetu conjugado viene dado entonces, por:

$$\hbar \mathrm{Im} \frac{\nabla \psi}{\psi}$$

que podemos utilizar para definir trayectorias identificándolo con $m\dot{q}$. La falla de este argumento es la identificación Bohmana de la función ondal mediante la ecuación (25). La cuestión es precisamente las condiciones de contorno impuestas por la simetría MÖBIUS que subyace a la QM y la compacidad del espacio. Si el espacio es compacto entonces la función ondal es necesariamente una combinación lineal de las dos soluciones de la ecuación SCHRÖDINGER:

$$\psi = R(q)\left(A\mathrm{e}^{\frac{i}{\hbar}S} + B\mathrm{e}^{-\frac{i}{\hbar}S}\right) \tag{26}$$

aunque uno de los coeficientes *A* o *B* puede ser muy pequeño, pero tampoco puede ser idénticamente cero. En este caso:

$$\nabla S \neq \hbar \mathrm{Im}\frac{\nabla\psi}{\psi}$$

y la definición Bohmana de trayectorias, no es válida.

Consecuentemente, el enfoque del postulado de equivalencia reproduce las principales características fenomenológicas de la QM. De hecho, en retrospectiva esto no es una sorpresa. Puede considerarse como QM convencional con la adición que el espacio es compacto, de conformidad con la simetría MÖBIUS que subyace en el formalismo.

El caso unidimensional revela la simetría de MÖBIUS que subyace al postulado de equivalencia y por lo tanto, subyace a la QM. El formalismo del postulado de equivalencia se extiende al caso de dimensión superior, tanto con respecto a la métrica euclidiana, como a la Minkowskiana [124]. Por brevedad aquí sólo se resume el caso no relativístico. Las extensiones relativísticas, así como la generalización para el caso con acoplamiento de calibración se encuentran en [124]. La clave de estas extensiones son las generalizaciones de la ecuación (13) de condición de cociclo y de ecuación (14) de la identidad Schwarzana.

Denotando las transformaciones entre dos conjuntos de sistemas de coordenadas por:

$$q \to q^v = v(q) \tag{27}$$

y los ímpetus conjugados mediante la función generatriz $S_0(q)$:

$$p_k = \frac{\partial S_0}{\partial q_k} \tag{28}$$

Bajo las transformaciones de la ecuación (27) tenemos $S_0^v(q^v) = S_0(q)$, por lo tanto:

$$p_k \to p_k^v = \sum_{i=1}^{D} J_{ki} p_i \tag{29}$$

donde *J* es la matriz jacobiana

$$J_{ki} = \frac{\partial q_i}{\partial q_j^v} \tag{30}$$

Introduciendo la notación

$$(p^v|p) = \frac{\sum_k (p_k^v)^2}{\sum_k p_k^2} = \frac{p^t J^t J p}{p^t p} \tag{31}$$

la condición de cociclo toma la forma:

$$(q^a; q^c) = (p^c|p^b)\left[(q^a; q^b) - (q^c; q^b)\right] \tag{32}$$

que captura las simetrías que subyacen a la QM. Está demostrado que la condición de cociclo, ecuación (32), es invariante bajo transformaciones MÖBIUS D-dimensionales, que son dilataciones, rotaciones, traslaciones y reflexiones en la esfera unidad [124]. La identidad cuadrática, ecuación (14), es generalizada por la identidad básica:

$$\alpha^2(\nabla S_0)^2 = \frac{\Delta(Re^{\alpha S_0})}{Re^{\alpha S_0}} - \frac{\Delta R}{R} - \frac{\alpha}{R^2}\nabla\cdot(R^2\nabla S_0) \tag{33}$$

que se cumple para cualquier constante α y cualesquiera funciones R y S_0. Así, si R satisface la ecuación de continuidad

$$\nabla\cdot(R^2\nabla S_0) = 0 \tag{34}$$

y poniendo $\alpha = i/\hbar$, se tiene

$$\frac{1}{2m}(\nabla S_0)^2 = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\Delta(Re^{\frac{i}{\hbar}S_0})}{Re^{\frac{i}{\hbar}S_0}} + \frac{\hbar^2}{2m}\frac{\Delta R}{R} \tag{35}$$

En completa analogía con el caso unidimensional, hacemos las identificaciones,

$$W(q) = V(q) - E = \frac{\hbar^2}{2m}\frac{\Delta(Re^{\frac{i}{\hbar}S_0})}{Re^{\frac{i}{\hbar}S_0}} \tag{36}$$

$$Q(q) = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\Delta R}{R} \tag{37}$$

La ecuación (36) implica la ecuación Schrödinger D-dimensional:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(q)\right]\Psi = E\Psi \tag{38}$$

y la solución general:

$$\Psi = R(q)\left(Ae^{\frac{i}{\hbar}S_0} + Be^{-\frac{i}{\hbar}S_0}\right) \tag{39}$$

queda asignada por la consistencia del postulado de equivalencia. Cabe señalar que la clave de estas generalizaciones es la estructura de simetría que subyace en el formalismo. Buscar mayor generalización de este enfoque, simplemente implica que se conserva esta robusta estructura de simetría.

5.3.1. El Límite Clásico

La invariancia de la condición de cociclo bajo transformaciones MÖBIUS puede aplicarse sólo si el espacio es compacto. El límite de decompactificación puede representar el caso cuando el espectro de la partícula quántica libre se hace continuo. En ese caso la parametrización tempórica de las trayectorias cuánticas es consistente con el teorema de JACOBI [115, 118, 122]. Sin embargo, puede verse que el límite de decompactificación coincide con el límite clásico. Para ello examinamos otra vez el caso de la partícula libre en una dimensión. Esto es suficiente ya que todos los estados físicos pueden asignarse a este estado por una transformación de coordenadas. El potencial quántico asociado con el estado $W^0(q^0) \equiv 0$ está dado por:

$$Q^0 = \frac{\hbar^2}{4m}\{S_0^0, q^0\} = -\frac{\hbar^2(\mathrm{Re}\,\ell_0)^2}{2m}\frac{1}{|q^0 - i\ell_0|^4} \tag{40}$$

Cabe señalar que el límite $q^0 \to \infty$ coincide con el límite de $Q^0 \to 0$; es decir, con el límite clásico [14]. Esta observación es consistente con la reciente afirmación de que el universo no puede ser clásicamente cerrado [125]. Posibles signaturas de topología no trivial en la radiación cósmica de microondas (cosmic microwave background: CMB) se han considerado recientemente [126]. Más soporte experimental para el enfoque por el postulado de equivalencia a la QM puede surgir a partir de modificaciones de la relación del ímpetu de energía relativística [127], que afecta a la propagación de los rayos cósmicos gamma [128].

5.3.2. ¿Dónde está la conexión con la teoría de cuerdas?

La respuesta simple a la pregunta puede ser: en el futuro. Sin embargo, podemos intentar recoger algunas ideas de cómo puede existir la conexión. ST es un marco perturbacional autoconsistente para la QG. Como tal, proporciona un enfoque eficaz, pero no formulado a partir de un principio fundamental. Una cualidad importante de la ST es la dualidad T, que puede ser interpretada como dualidad de espacio de fase en espacio compacto. Podemos conjeturar que la dualidad del espacio de fase es el principio fundamental y utilizarlo como punto de partida para la formulación de la QG. Esto es lo que pretende el enfoque por el postulado de equivalencia.

La consistencia del enfoque por postulado de equivalencia establece que la CHJE se reemplaza por la QHJE y que el potencial quántico $Q(q)$ nunca es cero. En el caso unidimensional, la derivada Schwarzana puede interpretarse como un término de curvatura [123,129,130]. En el caso de dimensiones mayores, es proporcional a la curvatura de la función $R(q)$. Así, podemos interpretar al potencial quántico como un término de curvatura intrínseca, asociado a una partícula elemental. Las partículas puntuales no tienen curvatura. Por lo tanto, la interpretación del potencial cuántico como un término de curvatura apunta a la conexión con la estructura interna de las partículas elementales.

La simetría MÖBIUS subyacente a la QM en el formalismo de postulado de equivalencia, también implica la existencia de una escala de longitud finita [131]. Para ello, podemos estudiar nuevamente el caso estacionario unidimensional con $W^0(q^0) = 0$. La ecuación SCHRÖDINGER toma la forma:

$$\frac{\partial^2}{\partial q^2}\psi = 0$$

Las dos soluciones linealmente independientes, son $\psi^D = q^0$ y $\psi =$ cte. La consistencia del postulado de equivalencia establece que ambas soluciones deben conservarse. La solución de la correspondiente QHJE viene dada por [114, 115]:

$$\mathrm{e}^{\frac{2i}{\hbar}S_0^0} = \mathrm{e}^{i\alpha}\frac{q^0 + i\bar{\ell}_0}{q^0 - i\ell_0}$$

donde ℓ_0 es una constante con la dimensión de longitud [115, 131] y el ímpetu conjugado $p_0 = \partial_{q^0} S_0^0$ toma la forma:

El postulado de equivalencia establece que Re $\ell_0 \neq 0$. Por lo tanto, p_0 es siempre finito y ℓ_0 actúa como un corte ultravioleta. Como cabría esperar, la existencia de un corte ultravioleta está estrechamente ligada a la existencia de una escala de longitud finita. La característica fundamental es la simetría MÖBIUS en el núcleo de la QM.

6. Conclusiones

La indicación a partir de LHC, de una resonancia escalar compatible con ruptura de la simetría electrodébil perturbacional refuerza la parametrización por el SM, de todos los datos experimentales subatómicos. La evolución logarítmica es la calibración del SM y los parámetros de la materia sugieren que el SM permite una parametrización viable hasta la escala PLANCK. SUSY conserva el funcionamiento logarítmico también en el sector escalar, lo que proporciona motivación razonable para buscar pruebas experimentales para su validez en el LHC, Muy Gran colisionador de Hadrones (Very Large Hadron Collider: VLHC) y otros futuros instrumentos. Debe destacarse que la viabilidad del programa experimental, se basa en su capacidad para proveer un instrumental de trabajo en primer lugar y para medir los parámetros del SM con mayor precisión, en el segundo. Descubrir nueva física es un valor añadido.

La escala PLANCK es un corte ultravioleta, en el cual efectos gravitatorios son de consistencia comparable a las interacciones de calibración. ST ofrece un marco perturbacionalmente consistente que incorpora la gravedad y las interacciones de calibración y permite la construcción de modelos fenomenológicos. En este sentido, los desarrollos de punta son modelos cordales que reproducen el espectro del

MSSM. La comprensión de la ST, así como la del espacio de soluciones cordales, están todavía en su infancia. Como los datos experimentales no indican que se trata en el camino equivocado, sigue siendo de interés su exploración. En última instancia, en el futuro, sería deseable formular la QG a partir de un principio fundamental. La dualidad de espacio de fase y el postulado de equivalencia de la QM proporcionan un buen punto de partida para ello.

Referencias

1. ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B* **2012,** *716,* 1-29.
2. CMS Collaboration. Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at 7 and 8 TeV. *J. High Energy Phys.* **2013,** *81,*doi: 10. 1007/ JHEP06(2013)081.
3. WEINBERG, S. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.* **1967,***19*, 1264-1266.
4. UA1 Collaboration. Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at = 540 GeV. *Phys. Lett. B* **1983,**122, 103-116;
5. UA1 Collaboration. Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95 GeV/c^2 at the CERN SPS Collider. *Phys. Lett. B* **1983,***126,* 398-410.
6. 'T HOOFT, G.; VELTMAN, M. Regularization and Renormalization of Gauge Fields. *Nucl. Phys. B* **1972,** 44, 189-213.
7. IBANEZ, L.E.; URANGA, A.M. *String Theory and Particle Physics: An Introduction to String Phenomenology;* Cambridge University Press: Cambridge, UK, 2012.
8. GEORGI, H.; QUINN, H.R.; WEINBERG, S. Hierarchy of interactions in unified gauge theories. *Phys. Rev. Lett.* **1974,** 33, doi:10.1103/PhysRevLett.33.451.
9. EINHORN, M.B.; JONES, D.R.T. The weak mixing angle and unification mass in supersymmetric SU(5). *Nucl. Phys. B* **1982,***196,* 475-488.
10. BURAS, A.J.; ELLIS, J.R.; GAILLARD, M.K.; NANOPOULOS, D.V. Aspects of the grand unification of strong, weak and electromagnetic interactions. *Nucl. Phys. B* **1978,***135,* 66-92.
11. NUSSINOV, S. From Higgs to pions and back—The unbearable lightness of a composite scalar boson at 125 GeV in purely vectorial theories. *ArXiv E-Prints,* **2013,** arXiv:1308.2239.
12. FARAGGI, A.E. Proton stability in superstring derived models. *Nucl. Phys. B* **1994,***428,* 111-125.
13. FARAGGI, A.E. Local discrete symmetries from superstring derived models. *Phys. Lett. B* **1997,** *398,* 88-94.
14. FARAGGI, A.E. The quantum closet. *ArXiv E-Prints,* **2013,** arXiv:1305.0044.

15. GREEN, M.B.; SCHWARZ, J.H.; WITTEN, E. *Superstring Theory: Volume 1, Introduction (Cambridge Monographs on Mathematical Physics);* Cambridge University Press: Cambridge, UK, 1988.
16. GREEN, M.B.; SCHWARZ, J.H.; WITTEN, E. *Superstring Theory: Volume 2, Loop Amplitudes, Anomalies and Phenomenology (Cambridge Monographs on Mathematical Physics);* Cambridge University Press: Cambridge, UK, 1988.
17. BECKER, K.; BECKER, M.; SCHWARZ, J.H. *String Theory and M-Theory: A Modern Introduction;* Cambridge University Press: Cambridge, UK, 2007.
18. BLUMENHAGEN, R.; LUST, D.; THEISEN, S. *Basic Concepts of String Theory (Theoretical and Mathematical Physics);* Springer: Berlin, Germany, 2013.
19. DIXIN, L.J.; HARVEY, J.A.; VAFA, C.; WITTEN, E. Strings on Orbifolds. *Nucl. Phys. B* **1985,** *261,* 678-686.
20. ANTONIADIS, I. Four-Dimensional Superstrings. *Nucl. Phys. B* **1987,** *289,* 87-108.
21. KAWAI, H.; LEWELLEN, D.C.; TYE, S.H.H. Construction of Fermionic String Models in Four-Dimensions. *Nucl. Phys. B* **1987,** *288,* 1-76.
22. GEPNER, D. Exactly Solvable String Compactifications on Manifolds of SU(N) Holonomy. *Phys. Lett. B* **1987,***199,* 380-388.
23. KIRITSIS, E.; KOUNNAS, C. Perturbative and non-perturbative partial supersymmetry breaking: $N=4 \rightarrow N=2 \rightarrow N=1$. *Nucl. Phys. B* **1997,** *503,* 117-156.
24. CHANG, D.; KUMAR, A. Twisted Thirring interaction and gauge symmetry breaking in $N=1$ supersymmetric superstring models. *Phys. Rev. D* **1988,** *38,* 3734-3738.
25. NARAIN, K.S. New heterotic string theories in uncompactified dimensions < 10. *Phys. Lett. B* **1986,***169,* 41-46.
26. NARAIN, K.S.; SARMADI, M.H.; WITTEN, E. A note on toroidal compactification of heterotic string theory. *Nucl. Phys. B* **1987,** 279, 369-379.
27. KALARA, S.; LOPEZ, J.L.; NANOPOULOS, D.V. Calculable nonrenormalizable terms in string theory: A guide for the practitioner. *Nucl. Phys. B* **1991,** *353,* 650-682.
28. RIZOS, J.; TAMVAKIS, K. Some selection rules for nonrenormalizable chiral couplings in 4D fermionic superstring models. *Phys. Lett. B* **1991,** *262,* 227-232.
29. FARAGGI, A.E. Calculating fermion masses in superstring derived standard-like models. *Nucl. Phys. B* **1997,** *487,* 55-92.
30. GREEN, M.B.; SCHWARZ, J.H. Anomaly cancellation in supersymmetric $D=10$ gauge theory and superstring theory. *Phys. Lett. B* **1984,***149,* 117-122.
31. DINE, M. Fayet-Iliopoulos terms in string theory. *Nucl. Phys. B* **1987,** *289,* 589-598.
32. FARAGGI, A.E.; NANOPOULOS, D.V. Naturalness of three generations in free fermionic string models. *Phys. Rev. D* **1993,** *48,* doi:10.1103/PhysRevD.48.3288.

33. ANTONIADIS, I.; ELLIS, J.; HAGELIN, J.; NANOPOULOS, D.V. The flipped SU(5) x U(1) string model revamped. *Phys. Lett. B* **1989,** *231,* doi:10.1016/0370-2693(89)90115-9.
34. FARAGGI, A.E.; Nanopoulos, D.V.; Yuan, K. A standard-like model in the four-dimensional free fermionic string formulation. *Nucl. Phys. B* **1990,** *335,* 347-362.
35. FARAGGI, A.E. A New standard like model in the four-dimensional free fermionic string formulation. *Phys. Lett. B* **1992,**278, 131-139.
36. FARAGGI, A.E. Construction of realistic standard like models in the free fermionic superstring formulation. *Nucl. Phys. B* **1992,** *387,* 239-262.
37. ANTONIADIS, I.; LEONTARIS, G.; RIZOS, J. A three-generation SU(4) x O(4) string model. *Phys. Lett. B* **1990,** *245,* 161-168.
38. CLEAVER, G.B.; FARAGGI, A.E.; SAVAGE, C.E.M. Left-right symmetric heterotic string derived models. *Phys. Rev. D* **2001,** *63,* doi:10.1103/PhysRevD.63. 066001.
39. CLEAVER, G.B.; FARAGGI, A.E.; NOOIJ, S. NAHE based string models with SU(4) x SU(2) x U(1) SO(10) subgroup. *Nucl. Phys. B* **2003,** *672,* 64-86.
40. DIENES, K.R.; FARAGGI, A.E. Gauge coupling unification in realistic free fermionic string models. *Nucl. Phys. B* **1995,** *457,* 409-483.
41. DIENES, K.R.; FARAGGI, A.E.; MARCH-RUSSELL, J. String unification, higher level gauge symmetries, and exotic hypercharge normalizations. *Nucl. Phys. B* **1996,** *467,* 44-99.
42. WITTEN, E. Strong coupling expansion of Calabi-Yau compactification. *Nucl. Phys. B* **1996,** *471,* 135-158.
43. WEN, X.G.; WITTEN, E. Electric and magnetic charges in superstring models. *Nucl. Phys. B* **1985,** 261,651-677.
44. SCHELLEKENS, A.N. Electric charge quantization in string theory. *Phys. Lett. B* **1990,***237,* 363-369.
45. FARAGGI, A.E. Hierarchical top-bottom mass relation in a superstring derived standard-like model. *Phys. Lett. B* **1992,** *274,* 47-52.
46. FARAGGI, A.E. Generation mass hierarchy in superstring derived models. *Nucl. Phys. B* **1993,***407,* 57-72.
47. FARAGGI, A.E.; HALYO, E. Cabibbo mixing in superstring derived Standard-like Models. *Phys. Lett. B* **1993,** *307,* 305-310.
48. FARAGGI, A.E.; HALYO, E. Cabibbo-Kobayashi-Maskawa mixing in superstring derived Standard-like Models. *Nucl. Phys. B* **1994,** *416,* 63-86.
49. FARAGGI, A.E. Light fermion masses in superstring derived standard-like models. *Phys. Lett. B* **1994,** *329,* 208-216.
50. FARAGGI, A.E. Neutrino masses in superstring derived standard-like models. *Phys. Lett. B* **1993,** 307,311-317.

51. CORIANO, C.; FARAGGI, A.E. String inspired neutrino mass textures in light of KamLAND and WMAP. *Phys. Lett. B* **2004,** *581,* 99-110.
52. FARAGGI, A.E. Gauge coupling unification in superstring derived standard-like models. *Phys. Lett. B* **1993,** *302,* 202-208.
53. NILLES, H.P.; Stieberger, S. How to reach the correct $\sin^2 0_w$ and a_s in string theory. *Phys. Lett. B* **1996,** *367,* 126-133.
54. FARAGGI, A.E.; NANOPOULOS, D.V. A superstring Z' at O(1 TeV)? *Mod. Phys. Lett.* A **1991,** 6, doi:10.1142/S0217732391002621.
55. PATI, J.C. The Essential role of string derived symmetries in ensuring proton stability and light neutrino masses. *Phys. Lett. B* **1996,** *388,* 532-542.
56. FARAGGI, A.E. Proton stability and superstring Z'. *Phys. Lett. B* **2001,** *499,* 147-157.
57. CORIANO, C.; FARAGGI, A.E.; GUZZI, M. A Novel string derived Z' with stable proton, light-neutrinos and R-parity violation. *Eur. Phys. J. C* **2008,** *53,* 421-428.
58. FARAGGI, A.E.; MEHTA, V.M. Proton stability, gauge coupling unification and a light Z' in heterotic-string models. *Phys. Rev. D* **2013,** 88, doi:10.1103/PhysRevD.88.025006.
59. ATHANASOPOULOS, P.; FARAGGI, A.E.; MEHTA, V.M. Light Z' in heterotic string standard-like models. *ArXiv E-Prints,* **2014,** arXiv:1401.7153.
60. CLEAVER, G.B.; FARAGGI, A.E. On the anomalous U(1) in free fermionic superstring models. *Int. J. Mod. Phys. A* **1999,***14,* 2335-2356.
61. FARAGGI, A.E.; PATI, J.C. A Family universal anomalous U(1) in string models as the origin of supersymmetry breaking and squark degeneracy. *Nucl. Phys. B* **1998,** *526,* 21-52.
62. FARAGGI, A.E. Fractional charges in a superstring derived standard like model. *Phys. Rev. D* **1992,** *46,* 3204-3207.
63. CLEAVER, G.B.; FARAGGI, A.E.; NANOPOULOS, D.V. String derived MSSM and M theory unification. *Phys. Lett. B* **1999,** *455,* 135-146.
64. CLEAVER, G.B.; FARAGGI, A.E.; NANOPOULOS, D.V.; WALKER, J.W. Phenomenological study of a minimal superstring standard model. *Nucl. Phys. B* **2001,** *593,* 471-504.
65. ASSEL, B.; CHRISTODOULIDES, K.; FARAGGI, A.E.; KOUNNAS, C.; RIZOS, J. Exophobic quasi-realistic heterotic string vacua. *Phys. Lett. B* **2010,** *683,* 306-313.
66. CHRISTODOULIDES, K.; FARAGGI, A.E.; RIZOS, J. Top quark mass in exophobic Pati-Salam heterotic string model. *Phys. Lett. B* **2011,** *702,* 81-89.
67. FARAGGI, A.E. Moduli fixing in realistic string vacua. *Nucl. Phys. B* **2005,** *728,* 83-108.

68. FARAGGI, A.E. Fictitious extra dimensions. *ArXiv E-Prints,* **2005,** arXiv:hep-th/0509054.
69. FARAGGI, A.E.; MANNO, E.; TIMIRGAZIU, C. Minimal Standard Heterotic String Models. *Eur. Phys. J. C* **2007,** *50,* 701-710.
70. CLEAVER, G.B.; FARAGGI, A.E.; MANNO, E.; TIMIRGAZIU, C. Quasi-realistic heterotic-string models with vanishing one-loop cosmological constant and perturbatively broken supersymmetry? *Phys. Rev. D* **2008,** 78, doi:10.1103/PhysRevD. 78.046009 .
71. CLEAVER, G.; FARAGGI, A.E.; GREENWALD, J.; MOORE, D.; PECHAN, K.; REMKUS, E.; RENNER, T. Investigation of quasi-realistic heterotic string models with reduced Higgs spectrum. *Eur. Phys. J. C* **2011,** 71, doi:10.1140/epjc/s10052-011-1842-8.
72. FARAGGI, A.E.; KOUNNAS, C.; RIZOS, J. Spinor-vector duality in fermionic Z_2 x Z_2 heterotic orbifold models. *Nucl. Phys. B* **2007,** *774,* 208-231.
73. ASSEL, B.; CHRISTODOULIDES, K.; FARAGGI, A.E.; KOUNNAS, C.; RIZOS, J. Classification of heterotic Pati-Salam models. *Nucl. Phys. B* **2011,** *844,* 365-396.
74. BERNARD, L.; FARAGGI, A.E.; GLASSER, I.; RIZOS, J.; SONMEZ, H. String derived exophobic SU(6) x SU(2) GUTs. *Nucl. Phys. B* **2013,** *868,* 1-15.
75. FARAGGI, A.E.; RIZOS, J.; SONMEZ, H. Classification of flipped SU(5) heterotic-string vacua. *ArXiv E-Prints,* **2014,** arXiv:1403.4107.
76. RIZOS, J. Top quark mass coupling and classification of weakly-coupled heterotic superstring vacua. *ArXiv E-Prints,* **2014,** arXiv:1404.0819.
77. FARAGGI, A.E.; KOUNNAS, C.; NOOIJ, S.E.M.; RIZOS, J. Classification of the chiral Z_2 x Z_2 fermionic models in the heterotic superstring. *Nucl. Phys. B* **2004,** *695,* 41-72.
78. FARAGGI, A.E.; KOUNNAS, C.; RIZOS, J. Chiral family classification of fermionic Z_2 x Z_2 heterotic orbifold models. *Phys. Lett. B* **2007,** *648,* 84-89.
79. FARAGGI, A.E. Doublet triplet splitting in realistic heterotic string derived models. *Phys. Lett. B* **2001,** *520,* 337-344.
80. FARAGGI, A.E. Yukawa couplings in superstring derived standard like models. *Phys. Rev. D* **1993,** 47,doi:10.1103/PhysRevD.47.5021.
81. CATELIN-JULLIEN, T.; FARAGGI, A.E.; KOUNNAS, C.; RIZOS, J. Spinor-vector duality in heterotic SUSY vacua. *Nucl. Phys. B* **2009,** *812,* 103-127.
82. ANGELANTONJ, C.; FARAGGI, A.E.; TSULAIA, M. Spinor-Vector Duality in Heterotic String Orbifolds. *J. High Energy Phys.* **2010,** *2010,* doi:10.1007/JHEP07(2010)004.
83. FARAGGI, A.E.; FLORAKIS, I.; MOHAUPT, T.; TSULAIA, M. Conformal aspects of spinor-vector duality. *Nucl. Phys. B* **2011,** *848,* 332-371.

84. FLORAKIS, I.; KOUNNAS, C. Orbifold symmetry reductions of massive Boson-Fermion degeneracy. *Nucl. Phys. B* **2009,** *820,* 237-268.
85. ATHANASOPOULOS, P.; FARAGGI, A.E.; GEPNER, D. Spectral flow as a map between N = (2,0)-models. *ArXiv E-Prints,* **2014,** arXiv:1403.3404.
86. MANNO, E. Semi-realistic Heterotic Z_2 x Z_2 Orbifold Models. *ArXiv E-Prints,* **2009,** arXiv:0908.3164.
87. GREENE, B.R.; KIRKLIN, K.H.; MIRON, P.J.; ROSS, G.G. A three-generation superstring model: (I). Compactification and discrete symmetries. *Nucl. Phys. B* **1986,** *278,* 667-693.
88. DONAGI, R.; OVRUT, B.; PANTEV, T.; WALDRAM, D. Standard models from heterotic M-theory. *Adv. Theor. Math. Phys.* **2002,** 5, 93-137.
89. BLUMENHANGEN, R.; MOSTER, S.; REINBACHER, R.; WEIGAND, T. Massless spectra of three generation U(N) heterotic string vacua. *J. High Energy Phys.* **2007,** *2007,* doi:10.1088/1126- 6708/2007/05/041.
90. HECKMAN, J.J.; VAFA, C. F-theory, GUTs, and the weak scale. *J. High Energy Phys.* **2009,** *2009,* doi:10.1088/1126-6708/2009/09/079.
91. ANDERSON, L; GRAY, J.; LUKAS, A.; PALTI, E. Heterotic line bundle standard models. *J. High Energy Phys.* **2012,** *2012,* doi:10.1007/JHEP06(2012)113.
92. IBANEZ, L.; KIM, J.E.; NILLES, P.; QUEVEDO, F. Orbifold compactifications with three families of SU(3) x SU(2) x $U(1)^n$. *Phys. Lett. B* **1987,***191,* 282-286.
93. BAILIN, D.; LOVE, A.; THOMAS, S. A three generation orbifold compactified superstring model with realistic gauge group. *Phys. Lett. B* **1987,***194,* doi:10.1016/ 0370-2693(87)91069-0.
94. KOBAYASHI, T.; RABY, S.; ZHANG, R.-J. Searching for realistic 4d string models with a Pati-Salam symmetry. Orbifold grand unified theories from heterotic string compactification on a Z_6 orbifold. *Nucl. Phys. B* **2005,** *704,* 3-55.
95. LEBEDEV, O.; NILLES, H.P.; RABY, S.; RAMOS-SNCHEZ, S.; RATZ, M.; VAUDREVANGE, P.K.S.; WINGERTER, A. A mini-landscape of exact MSSM spectra in heterotic orbifolds. *Phys. Lett. B* **2007,** *645,* 88-94.
96. BLASZCZYK, M.; NIBBELINK, S.G.; RUEHLE, F.; TRAPLETTI, M.; VAUDREVANGE, P.K.S. Heterotic MSSM on a resolved orbifold. *J. High Energy Phys.* **2010,** *2010,* doi:10.1007/JHEP09(2010)065.
97. GEPNER, D. String theory on Calabi-Yau manifolds: The three generations case. *ArXiv E-Prints,* **1993,** arXiv:hep-th/9301089.
98. SCHELLEKENS, A.N.; YANKIELOWICZ, S. Extended chiral algebras and modular invariant partition functions. *Nucl. Phys. B* **1989,** 327, 673-703.
99. GATO-RIVERA, B.; SCHELLEKENS, A.N. Heterotic weight lifting. *Nucl. Phys. B* **2010,** 828, 375-389.

100. CVETIC, M.; SHIU, G.; URANGA, A. Three-family supersymmetric standard-like models from intersecting brane worlds. *Phys. Rev. Lett.* **2001,** 87, doi:10.1103/PhysRevLett.87.201801.
101. IBANEZ, L.; MARCHESANO, F.; RABADAN, R. Getting just the standard model at intersecting branes. *J. High Energy Phys.* **2001,** *2001,* doi:10.1088/1126-6708/2001/11/002.
102. KIRISTIS, E.; SCHELLEKENS, B.; TSULAIA, M. Discriminating MSSM families in (free-field) Gepner orientifolds. *J. High Energy Phys.* **2008,** *2008,* doi:10.1088/1126-6708/2008/10/106.
103. ALEXAHIN, Y.; ANKENBRANDT, C.M.; CLINE, D.B.; CONWAY, A.; CUMMINGS, M.A.; DI BENEDETTO, V.; EICHTEN, E.; GATTO, C.; GRINSTEIN, B.; GUNION, J.; *et al.* Muon collider Higgs factory for Snowmass 2013. *ArXiv E-Prints,* **2013,** arXiv:1308.2143.
104. ANTONIADIS, I. On supersymmetry breaking in superstrings. *Phys. Lett. B* **1988,** *207,* 441-446.
105. IBANEZ, L.E.; ROSS, G.G. $SU(2)_L \times U(1)$ symmetry breaking as a radiative effect of supersymmetry breaking in GUTs. *Phys. Lett. B* **1982,** *110,* 215-220.
106. ELLIS, J.R.; HAGELIN, J.S.; NANOPOULOS, D.V.; TAMVAKIS, K. Weak symmetry breaking by radiative corrections in broken supergravity. *Phys. Lett. B* **1983,** *125,* doi:10.1016/0370-2693(83)91283-2.
107. DEDES, A.; FARAGGI, A.E. D-term spectroscopy in realistic heterotic string models. *Phys. Rev. D* **2000,** *62,* doi:10.1103/PhysRevD.62.016010 .
108. FARAGGI, A.E. R-parity violation in superstring derived models. *Phys. Lett. B* **1997,** *398,* 95-99.
109. CHANG, S.; CORIANO, C.; FARAGGI, A.E. Stable superstring relics. *Nucl. Phys. B* **1996,** *477,* 65-104.
110. CORIANO, C.; FARAGGI, A.E.; PLUMACHER, M. Stable superstring relics and ultrahigh-energy cosmic rays. *Nucl. Phys. B* **2001,** *614,* 233-253.
111. SCHERK, J.; SCHWARZ, J.H. Spontaneous breaking of supersymmetry through dimensional reduction. *Phys. Lett. B* **1979,** 82, 60-64.
112. KOUNNAS, C.; TOUMBAS, N. Aspects of string cosmology. *ArXiv E-Prints,* **2013,** arXiv:1305.2809.
113. GIVEON, A.; PORRATI, M.; RABINOVICI, E. Target space duality in string theory. *Phys. Rep.* **1994,** *244,* 77-202.
114. FARAGGI, A.E.; MATONE, M. Quantum mechanics from an equivalence principle. *Phys. Lett. B* **1999,** *450,* 34-40.
115. FARAGGI, A.E.; MATONE, M. The Equivalence postulate of quantum mechanics. *Int. J. Mod. Phys. A* **2000,** *15,* doi:10.1142/S0217751X00000811.

116. FARAGGI, A.E.; MATONE, M. The Equivalence principle of quantum mechanics: Uniqueness theorem. *Phys. Lett. B* **1998,***437,* 369-380.
117. FARAGGI, A.E.; MATONE, M. Equivalence principle: Tunneling, quantized spectra and trajectories from the quantum HJ equation. *Phys. Lett. B* **1999,** *445,* 357-365.
118. FARAGGI, A.E.; MATONE, M. Energy quantisation and time parameterisation. *Eur. Phys. J. C* **2014,** *74,* doi:10.1140/epjc/s10052-013-2694-1.
119. FARAGGI, A.E.; MATONE, M. The equivalence postulate of quantum mechanics: Main theorems. In *Quantum Trajectories;* Chattaraj, P.K., Ed.; CRC Press: Boca Raton, FL, USA, 2011; pp. 17-39.
120. HOLLAND, P.R. The de Broglie-Bohm theory of motion and quantum field theory. *Phys. Rep.* **1993,** *224,* 95-150.
121. WYATT, R.E. *Quantum Dynamics with Trajectories. Introduction to Quantum Hydrodynamics;* Springer: Berlin, Germany, 2005.
122. FLOYD, E.R. Modified potential and Bohm's quantum mechanical potential. *Phys. Rev. D* **1982,** *26,* doi:10.1103/PhysRevD.26.1339.
123. FARAGGI, A.E. The equivalence postulate of quantum mechanics, dark energy and the intrinsic curvature of elementary particles. *Adv. High Energy Phys.* **2013,***2013,* doi:10.1155/2013/957394.
124. BERTOLDI, G.; FARAGGI, A.E.; MATONE, M. Equivalence principle, higher dimensional Mobius group and the hidden antisymmetric tensor of quantum mechanics. *Class. Quantum Gravity* **2000,***17,* doi:10.1088/0264-9381/17/19/302.
125. DAVIDSON, A.; RUBIN, S. Normalized general relativity: Non-closed universe and zero cosmological constant. *Phys. Rev. D* **2014,** *89,* doi:10.1103/PhysRevD.89. 024036.
126. ASLANYAN, G.; MANOHAR, A.V.; YADAV, A.P.S. The topology and size of the universe from CMB temperature and polarization data. *J.Cosmol. Astropart. Phys.* **2013,** *2013,* doi:10.1088/1475- 7516/2013/08/009.
127. FARAGGI, A.E. Superluminality and the equivalence postulate of quantum mechanics. *Eur. Phys. J. C* **2012,** 72, doi:10.1140/epjc/s10052-012-1944-y.
128. AMELINO-CAMELIA, G.; ELLIS, J.; MAVROMATOS, N.E.; NANOPOULOS, D.V.; SARKAR, S. Tests of quantum gravity from observations of 7-ray bursts. *Nature* **1998,** *393,* 763-765.
129. FLANDERS, H. The Schwarzian as a curvature. *J. Differ. Geom.* **1970,** 4, 515-519.
130. FARAGGI, A.E.; MATONE, M. Quantum transformations. *Phys. Lett.* A **1998,** *249,* 180-190.

131. FARAGGI, A.E.; MATONE, M. Equivalence principle, Planck length and quantum Hamilton-Jacobi equation. *Phys. Lett. B* **1998,** *445*, 77-81.

132. FARAGGI, A.E. String Phenomenology: Past, Present and Future Perspectives. *Galaxies* **2014,** 2, 223-258; doi:10.3390/galaxies2020223