

Tratamiento matemático de las interacciones. Teorías de unificación (rc-149)

J. A. Montiel Tosso. IES Séneca (Córdoba)

En el número 55 de esta revista se ha iniciado una serie de artículos acerca de la constitución del núcleo atómico, comenzando por una revisión de los principales modelos nucleares y por el concepto y el significado de la energía de enlace nuclear ([CONSULTAR "EL NÚCLEO ATÓMICO"](#)) y continuando con el estudio de las fuerzas fundamentales, que son las interacciones responsables de mantener unidas a las partículas integrantes de los núcleos atómicos ([CONSULTAR "LAS FUERZAS FUNDAMENTALES DE LA NATURALEZA"](#)). En la tercera parte se expone el descubrimiento de las primeras partículas subatómicas y sus propiedades y se hace una revisión de las instalaciones experimentales necesarias en el desarrollo de la física de altas energías. Finalmente, se resume el modelo estándar, que ofrece, hasta el momento, la mejor explicación de la constitución y propiedades del mundo subatómico ([CONSULTAR "LAS PARTÍCULAS FUNDAMENTALES Y EL MODELO ESTÁNDAR"](#)).

A continuación, estudiaremos los fundamentos conceptuales del tratamiento matemático que pretende unificar las interacciones y señalaremos el camino que puede marcar el futuro de la física de partículas.

ELECTRODINÁMICA CUÁNTICA

Las consideraciones de simetría han simplificado bastante el tratamiento matemático de las interacciones en la teoría cuántica de campos, aunque su desarrollo ha tenido grandes dificultades. La más importante se presentó en la década de 1930 a 1940. En ese tiempo, era reciente el éxito que supuso para la teoría el haber predicho la existencia de la antimateria, concretamente por Paul Dirac, confirmada experimentalmente en 1932 por Anderson al descubrir el positrón. Pero, al aplicar la teoría al cálculo de las interacciones surgían valores infinitos para ciertas magnitudes, como la carga o la masa, debido a los campos extraordinariamente intensos que habían de existir en las inmediaciones de las partículas. Era una grave dificultad, si bien esperable por el tipo de planteamiento hecho por la teoría.

El problema se puede entender si nos trasladamos a un caso muy similar. En el modelo de Schrodinger de la mecánica ondulatoria, el cuadrado de la función de onda que describe el movimiento del electrón representa la probabilidad de hallarlo en cada punto del espacio. Pues bien, por pequeña que sea, siempre existe una cierta probabilidad. Cuando queremos calcular la probabilidad total en una región, por ejemplo, en un cierto orbital,

sumando las probabilidades de todos sus puntos, nos dará un valor infinito. Esta aberración matemática se soluciona muy fácilmente estableciendo la condición obligatoria de que la probabilidad total sea 1. En los cálculos que se derivan de ello, las funciones de onda del electrón vienen corregidas por determinados coeficientes y se dice que están normalizadas.

Aparentemente, la solución no pareció en exceso complicada para la teoría cuántica de campos. Había que eliminar esos infinitos sustrayendo cantidades infinitas, en un método llamado de renormalización. El conflicto surgió porque esas cantidades no son parámetros físicos propiamente dichos y no se resolvió hasta que, entre los años 1947 y 1949, aparecieron los trabajos del Tomonaga, Schwinger, Feynman y Dyson. Aplicaron los métodos de renormalización a las interacciones fotón-electrón y dedujeron los parámetros a partir de los datos experimentales de dichas interacciones. Con ello demostraron que las dificultades de divergencia, es decir, estas cantidades infinitas, efectivamente pueden aislarse y eliminarse de forma sistemática, realizando un número limitado de “sustracciones”.

En suma, para que una teoría sea renormalizable el número de sustracciones necesarias tiene que ser finito, porque eso significa que el número de parámetros físicos relacionados con ellas, y que deben ser calculados de modo experimental, es también limitado. Así pues, ésta fue la primera teoría cuántica de campos “renormalizada”, conocida como electrodinámica cuántica. Se podría afirmar que es el resultado de describir el campo electromagnético a la luz de la teoría cuántica de campos. Además, abrió el camino para el tratamiento matemático del resto de las interacciones.

ELECTRODINÁMICA CUÁNTICA Y SIMETRÍA DE GAUGE

Al profundizar en el desarrollo matemático de las diversas teorías de campo se observó en todas un sustrato común. Este fue el primer paso realmente útil de lo que hoy conocemos como teorías de unificación. Se debió fundamentalmente a los trabajos del alemán Weyl, el británico Peter Higgs y los norteamericanos Yang y Mills. Observaron que todas las interacciones permiten una descripción común, denominada simetría local o simetría gauge, que viene de una palabra alemana cuyo significado es ambiguo, que se podría traducir como calibre, aforo o carril.

Básicamente, la interpretación de las cuatro interacciones a través del campo gauge es relativamente sencilla. Cada tipo de interacción entre las partículas materiales o fermiones ocasiona una ruptura local de la simetría, de modo que su restablecimiento exige la existencia de una partícula de intercambio (bosón) cuyas características, masa, carga, isospín, color...vienen dadas por el alcance e intensidad del tipo de interacción y por la ley de conservación que tenga asociada, por ejemplo la carga eléctrica en la electrodinámica. Es decir, el campo gauge para la interacción electromagnética es, lógicamente, el campo electromagnético, y la partícula de intercambio es el fotón, de carga y masa nulas, pero de alcance infinito. Por lo tanto, podríamos describir una interacción como una alteración en los parámetros que describen un campo cuántico, seguida, naturalmente, de una pérdida local de su simetría. A continuación, gracias al intercambio de bosones específicos, se restablece la simetría del campo cuántico.

Así pues, el planteamiento teórico postula primero la existencia de campos de materia sin interacción, los denominados campos cuánticos, que obedecen a cierta simetría,

según al tipo de partículas que correspondan. Mediante la interacción ha de mantenerse la simetría local, por lo que es necesario introducir los campos gauge portadores de las interacciones. Finalmente, esto obliga a postular la existencia de nuevas partículas, los bosones de intercambio, con unas propiedades determinadas. Es curioso subrayar que no sólo se derivan las interacciones de ciertos principios de simetría, sino que las características de dichas interacciones se hallan condicionadas por la simetría.

La electrodinámica fue la primera teoría cuántica que incorporó en su descripción la simetría de gauge, es decir, fue la primera teoría de gauge propiamente dicha. No podemos negar su inestimable valor, pues, como sabemos, constituye un conjunto de ecuaciones que explican el electromagnetismo a partir de la naturaleza cuántica del fotón, el portador de la fuerza, y que proporcionan una base teórica para describir las interacciones de la radiación electromagnética con los átomos y sus electrones. La electrodinámica cuántica permite explicar el comportamiento químico y fácilmente observable de la materia, y lógicamente engloba en su límite macroscópico la teoría electromagnética de Maxwell.

El éxito de la electrodinámica cuántica, debido a la eficacia del formalismo matemático introducido por ella y a las numerosas confirmaciones experimentales que siguieron, indujo a los físicos a aplicar el esquema formal de la teoría de gauge a las teorías cuánticas de campos de todos los tipos de interacción. De ahí surgieron la cromodinámica cuántica, para la interacción fuerte, y la teoría electrodébil, para la débil y la electromagnética.

La invariancia de gauge, que es básicamente una propiedad de simetría, es importante, en primer lugar, porque su verificación implica siempre una ley de conservación. Por ejemplo, la invariancia propia de la electrodinámica cuántica implica el principio de conservación de la carga eléctrica, del mismo modo que la invariancia de la cromodinámica cuántica, exige la conservación de una magnitud cuántica propia de los nucleones, denominada espín isotópico o isospín, junto con la carga color. En segundo lugar, otra característica muy importante, que vincula a todas las teorías de gauge, atañe a la posibilidad de resolver las denominadas dificultades de divergencia que afectan generalmente a las teorías cuánticas de los campos mediante la compleja técnica matemática de renormalización, como señalábamos con anterioridad.

En definitiva, hemos de asociar una teoría de tipo gauge al cumplimiento de algunas leyes de conservación, que nos sirven, entre otras cosas, para discutir las transformaciones permitidas o posibles y descartar las no permitidas por la teoría y, al mismo tiempo sabemos que es renormalizable, o sea, que no va a presentar graves dificultades de cálculo.

Sin embargo, a pesar de las similitudes, es obvio que denotarán ciertas diferencias. Por ejemplo, según las características del grupo en que se basa, una teoría de gauge puede ser abeliana o no abeliana. La electrodinámica cuántica es una teoría de gauge abeliana, ya que el grupo de transformaciones respecto al cual resulta invariante es abeliano, es decir, está constituido por elementos que cumplen la propiedad conmutativa. Al aplicar dos operaciones sucesivas en una teoría abeliana el resultado no depende del orden en que dichas transformaciones se hagan. Por el contrario, las otras teorías de gauge, entre las que se encuentran la cromodinámica cuántica y la teoría electrodébil, no tienen las mismas propiedades, pues dos operaciones sucesivas se han de efectuar en un determinado orden, o de lo contrario, conducirían a resultados distintos.

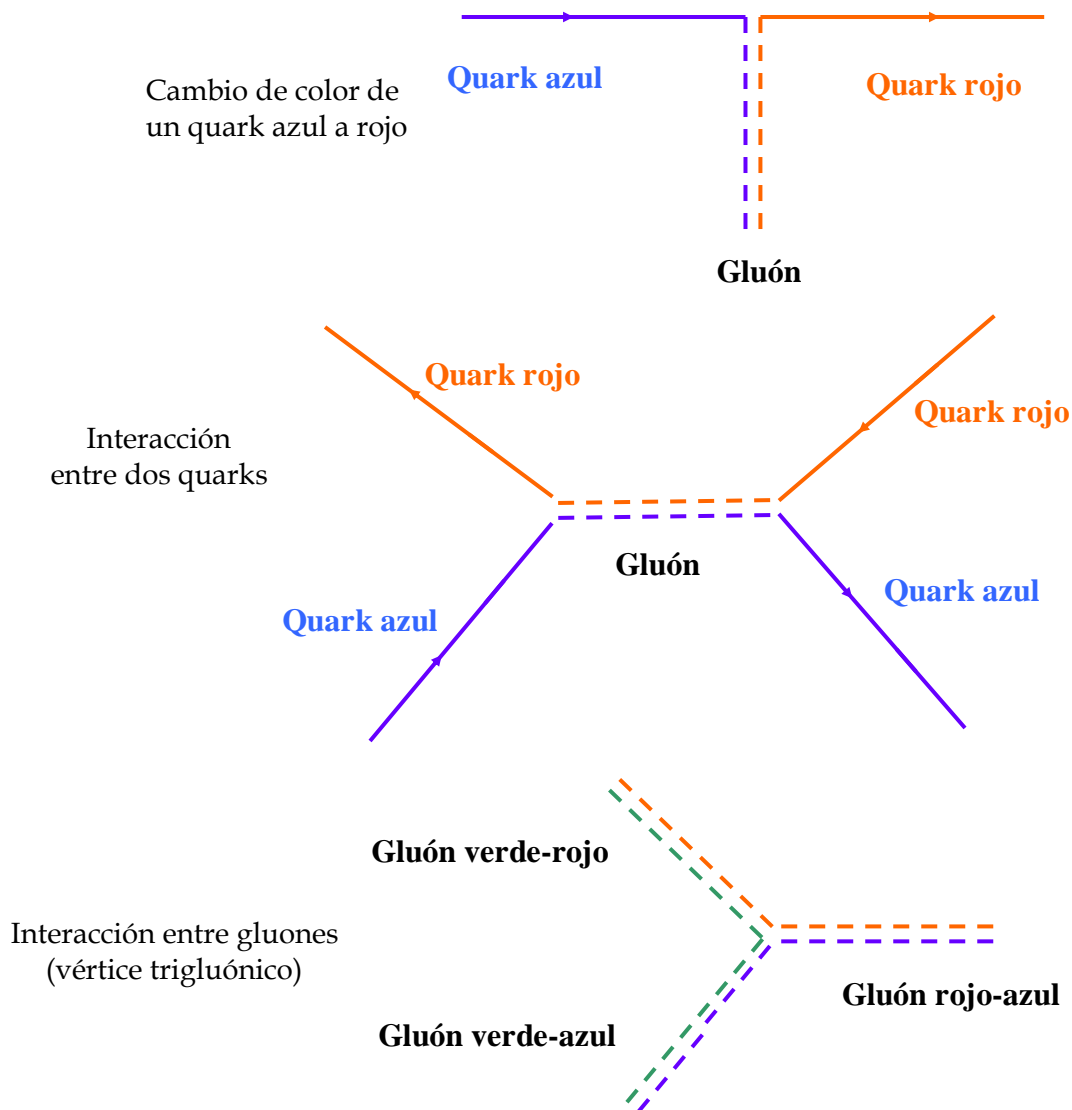
CROMODINÁMICA CUÁNTICA

Esta teoría de las interacciones fuertes, propuesta por Yang y Mills, representa la aplicación de los conceptos de la simetría gauge al campo nuclear fuerte. También se la conoce como QCD, las siglas de su nombre en inglés “Quantum Chromodynamics”.

En una primera etapa, desarrollada en los años 50, Yang y Mills se basan en la simetría de isospín, propia de las interacciones fuertes. Consiste en mostrar que estas fuerzas son independientes de la carga eléctrica. Por lo tanto, el protón y el neutrón son los dos componentes de un campo único. Es como decir que representan dos estados diferentes para el campo, o dos estados diferentes para una partícula. De este modo, la simetría de isospín implica la propiedad que tienen los protones de mantenerse unidos en el núcleo igual que los neutrones, ignorando, por decirlo así, su carga eléctrica y eludiendo la fuerza de repulsión. Según la teoría matemática de grupos, el que constituye la simetría de isospín se corresponde con el tipo SU(2). Es un grupo no abeliano, lo cual dificulta el tratamiento matemático.

Los trabajos de Greenberg en 1965, que se vieron completados por el de Nambu y Han acerca del spin de las partículas y el principio de exclusión de Pauli, culminaron en 1970 con la propuesta de Gell-Mann y Fritzsche del número cuántico color, lo que sirvió para que Yang y Mills conformaran definitivamente su teoría en una segunda etapa, a principios de los setenta. La carga de color puede adoptar tres valores en los quarks, que son los componentes de los hadrones, protones y neutrones. Ahora bien, estos últimos son acromáticos, sin color final. Esto se interpreta matemáticamente diciendo que se trata de una simetría interna, o lo que es igual, afirmando que los hadrones son escalares de color. En suma, la cromodinámica cuántica es una teoría de gauge no abeliana que se encuadra en el grupo SU(3), basada en la invariancia gauge del grupo respecto al campo de color de los quarks.

Según la teoría de grupos gauge, para un grupo general que designaremos por SU(N) se demuestra que tiene N componentes en el campo de materia y N^2-1 en el campo gauge. En el caso de la QCD, para la que N es igual a tres, hay precisamente tres quarks, con tres colores posibles, agrupados en las partículas materiales o fermiones y ocho bosones de intercambio en el campo gauge, los ocho gluones. Y puesto que los gluones tienen color, interaccionan entre sí, otra particularidad de la QCD (Ver Figura).



Ejemplos de interacciones en cromodinámica cuántica. Si utilizamos diagramas de Feynman para representar tres ejemplos de interacciones en QCD podemos observar cómo un quark puede modificar su color, cómo cambian de color dos quarks a través de su gluón mediador de la interacción, o finalmente, cómo interactúan los gluones.

La QCD ha podido explicar la estructura interna de quarks de todos los hadrones conocidos, incluyendo sus diferentes propiedades, y se ha aplicado para describir la estructura de los mesones, compuestos por las parejas quark-antiquark. Lo más importante, desde su desarrollo completo hacia 1974, es que ha permitido realizar predicciones sobre partículas desconocidas que respondían a ciertas combinaciones de quarks y que posteriormente fueron detectadas en los aceleradores como la partícula J/Ψ (J/ψ) o el barión Λ (lambda).

TEORÍAS DE UNIFICACIÓN

Observando las grandes similitudes entre las teorías cuánticas de campo para las diferentes fuerzas no es descabellado pensar en una formulación común, al estilo del campo electromagnético de Maxwell. Es una idea que ha preocupado a los físicos desde hace casi un siglo. El objetivo último es comprender la estructura fundamental de la materia a partir de

unos principios de simetría unificados. Desgraciadamente, no es probable que se alcance esta meta en un futuro cercano, pues hay muchas dificultades de tipo teórico y experimental, dadas las complejidades matemáticas de la teoría cuántica de gauge para las distintas interacciones, por sus diferencias de simetría y las enormes energías necesarias para verificar las predicciones. Aunque, hoy por hoy, los gobiernos de Estados Unidos y la Unión Europea continúan apoyando estas investigaciones, los recursos humanos y financieros necesarios para seguir progresando son tan tremendos que el ritmo del avance es muy posible que no pueda mantenerse en el futuro. De todas maneras, ya se han conseguido unificaciones parciales, como la teoría electrodébil.

Hasta los años sesenta aún se estudiaban separadamente las interacciones, pero entre 1967 y 1968 se produjo otro hecho importante en el devenir de las teorías de campo, que también ha marcado la actuación de los físicos de partículas desde entonces, señalando las líneas teóricas con mayores posibilidades de éxito. Glashow, Weinberg y Salam lograron unificar la teoría electromagnética con las interacciones débiles, apoyándose en los trabajos de Yang y Mills sobre simetrías no abelianas de 1957 y los de Higgs, Brout y Englert, hasta el año 1965, acerca de la ruptura espontánea de la simetría en teorías no abelianas.

Según esta teoría electrodébil, la interacción electromagnética corresponde al intercambio de fotones, y la interacción débil al intercambio de bosones W y Z. Se postula que estos bosones pertenecen a la misma familia de partículas que los fotones, por lo que el desarrollo teórico impone cuatro bosones de gauge de masa nula. Para explicar que los tres mediadores de la interacción débil tengan masa, mientras que el de la fuerza electromagnética no la tenga, Higgs sigue un mecanismo matemático, que consiste en introducir una nueva partícula de espín y carga eléctrica nulos, designada como bosón de Higgs, que es la materialización del hipotético campo de Higgs, el responsable de la ruptura de simetría, y en construir una interacción que provoque deliberadamente la ruptura de la simetría electrodébil a una energía determinada, dejando subsistir sólo la simetría residual del electromagnetismo. Así, los tres bosones, W^+ , W^- y Z, que hasta entonces, es decir, a mayores energías, carecían de masa, la adquieren gracias al bosón de Higgs, y en cambio la del fotón sigue siendo nula. De esta forma, las dos interacciones, la débil y la electromagnética, ahora están diferenciadas, a energías menores.

En otras palabras, cuando nos hallamos en niveles de energía muy altos, del orden de los TeV, las fuerzas débiles y las electromagnéticas son indistinguibles, esto es, se comportan como una sola fuerza. No obstante, a energías un poco menores, del orden de los MeV, dichas interacciones se separan y se identifican como dos fuerzas distintas. En eso consiste la idea de unificación de las interacciones.

La aportación de Weinberg y Salam consistió en apreciar algo que ni el propio Higgs advirtió. Pues, lo que él, igual que la mayoría de los físicos teóricos de los sesenta, creía un simple juego matemático para explicar el posible mecanismo de la ruptura de simetría en un campo gauge, Weinberg y Salam, con la importante colaboración del también norteamericano Glashow, se dieron cuenta de que podía utilizarse para unificar ambas interacciones. Es decir, según el mecanismo de Higgs, hay que introducir un nuevo campo, el campo de Higgs, en el propio campo cuántico de medida, de manera que ambos se hallan superpuestos. Esto lleva a considerar que el vacío, es decir, el nivel de mínima energía, está degenerado infinitamente y corresponde a un valor del campo de Higgs distinto de cero.

Si queremos entender este planteamiento podemos contraponer el vacío a la nada. No son conceptos análogos. Cuando, tras la Gran Explosión, se iba creando el espacio, el tiempo y la materia en un universo en expansión, se supone que “fuera de sus límites” no existe nada. No obstante, en el universo antiguo y, por supuesto, en el actual, encontramos regiones donde existe el vacío. Allí es donde interviene la idea de Higgs, dotándole de una cierta estructura de campo, cuya partícula de intercambio sea precisamente el denominado Bosón de Higgs, el cual, a finales de 2012 se ha logrado detectar por vez primera en el colisionador LHC del CERN de Ginebra.

Volvemos, en cierta manera, al antiguo planteamiento que Pauli hizo sobre el vacío, salvo que ahora no se le supone constituido por un mar de partículas con energía negativa, sino formando un “misterioso” campo de Higgs. Cuando la naturaleza elige un determinado estado en el vacío se rompe la simetría y el efecto provocado es que todas las partículas conocidas, con masa nula a muy altas energías, adquieren masa a energías inferiores. Por su trascendental trabajo de la unificación electrodébil, Glashow, Weinberg y Salam recibieron el premio Nobel en 1979.

Es importante resaltar que la confirmación de la existencia del bosón de Higgs no sólo servirá para abrir definitivamente las puertas a la unificación de las interacciones sino que ofrece un nuevo e interesante enfoque del concepto de vacío, un gran interrogante de la Física moderna. No podemos definirlo como una “nada”, sino como un estado de energía mínima que contiene campos correspondientes a partículas que se vuelven observables si se les proporciona energía. Y una vez más nos encontramos con los grandes colisionadores como los verdaderos jueces de estas interpretaciones.

TEORÍAS DE GRAN UNIFICACIÓN

En la actualidad, los físicos teóricos tratan de ampliar la teoría electrodébil a la interacción nuclear fuerte, empleando, como es lógico, teorías de simetría. Esos intentos se conocen como teorías de gran unificación y, por el momento, son bastante especulativos.

La unificación requiere la no diferenciación entre quarks y leptones a muy altas energías, como si los leptones fuesen considerados como un cuarto color de los quarks. Giorgi y Glashow proponen el grupo de simetrías SU(5), admitiendo la existencia de doce bosones X. Una consecuencia muy interesante es que el protón no resulta estable sino de una vida media de 10^{31} años, lo que ahora mismo se encuentra en el límite de nuestra observación.

En el aspecto matemático, la teoría unificada permite explicar las propiedades de las interacciones por separado, a “bajas energías”, pues el grupo de simetría SU(5) engloba a los grupos U(1) de la interacción electromagnética, SU(2) de las interacciones débiles y SU(3) de las interacciones fuertes.

Existe el grave inconveniente de que aún falta una teoría cuántica apropiada para la interacción gravitacional, pues sólo disponemos de dos parámetros para eliminar los infinitos en el procedimiento de renormalización, que son el valor de la constante cosmológica y el de la intensidad de la gravedad, lo que es insuficiente. Si a todo ello unimos los enormes requerimientos energéticos de las comprobaciones experimentales, entendemos que no se haya encontrado todavía una teoría unificada definitiva.

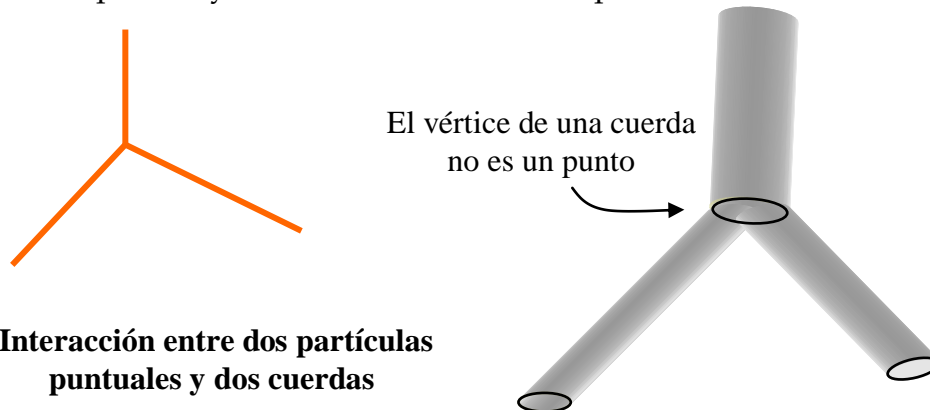
SUPERCUERDAS

Constituye la teoría actual de gran unificación que posee más posibilidades. Fue iniciada hacia 1970 por G. Veneciano con la intención de explicar las interacciones fuertes. Ya en 1974, Schwarz y Scherk estimaron la posibilidad de que sirviera para unir la gravedad con la mecánica cuántica, pero no fue hasta mediados los ochenta cuando se ha visto seriamente la opción de unificar bajo dicha teoría las cuatro interacciones fundamentales. En los años más recientes, el mayor impulsor de estas teorías es E. Witten, que parece bastante cerca de completar el desarrollo.

El Universo, esto es, todas las partículas y tal vez el propio espacio-tiempo, está compuesto por cuerdas relativistas increíblemente diminutas bajo una tensión inmensa, que vibran y giran en un espacio de diez dimensiones. La teoría predice una longitud para estas cuerdas de 10^{-33} cm, llamada longitud de Planck, lo que explicaría porqué no son observables con las energías de hoy en día, que permiten alcanzar distancias de alrededor de 10^{-15} cm.

Las partículas elementales no se conciben ya como "objetos puntuales", sino todo lo contrario. Es una clara diferencia con las todas las teorías cuánticas de campo. Las cuerdas que se postulan ahora como objetos elementales poseen un grado de libertad, denominado tensión, por analogía con los modos de vibración de una cuerda ordinaria. Al modo fundamental, de energía más baja, corresponderían los quarks, los leptones y los bosones mediadores de las interacciones. El resto de partículas fundamentales constituirían los modos de vibración, alargamiento, rotación, etc., de las cuerdas correspondientes a energías más elevadas, que lógicamente están cuantizados. Además, las cuerdas se pueden presentar en dos conformaciones, *abiertas* como un segmento, o *cerradas* como un círculo. Precisamente, el gravitón aparecería en esta teoría como el modo de más baja energía de una cuerda cerrada.

Si representamos el desplazamiento de una partícula en función del tiempo se obtiene lo que se conoce como su línea del tiempo. Esta misma representación para una cuerda abierta origina una superficie, denominada hoja del tiempo, e incluso, si la cuerda es cerrada, la figura obtenida es un cilindro. Esto facilita una vía para la cuantización de la gravedad, el problema crucial de la unificación. Las partículas puntuales pueden interactuar a distancia cero, es decir, pueden constituir un vértice en su diagrama de interacción, mientras que esto no sucede en las cuerdas, pues su vértice de interacción no es un punto, sino una superficie y ofrece, de este modo, la opción de un tratamiento cuántico.



TEORÍA DEL TODO

Entendemos por “Teoría del todo” o “Teoría Unificada”, una estructura teórica hipotética que, en caso de ser formulada, proporcionaría una descripción unificada de todas las fuerzas de la naturaleza, incluyendo, lógicamente, a la gravedad. Además de resumir brevemente la física fundamental, podría explicar por qué las leyes físicas son precisamente las que conocemos.

La historia de la Física sugiere que podría ser posible una teoría definitiva así, pues algo parecido ya ha sucedido con anterioridad con los trabajos de Newton, la teoría del electromagnetismo de Maxwell, y la teoría electrodébil de Weinberg y Salam. Por cierto, en el grupo de las actuales teorías candidatas destaca la teoría de supercuerdas.

Hay algún indicio que nos permite confiar en la unificación de las interacciones gravitatorias con las restantes fuerzas, como es la emisión de radiaciones por los agujeros negros, según demostraron Bekenstein y Hawking, lo cual estableció la primera relación entre mecánica cuántica y gravitación.

Actualmente existen diversas opciones, ya que este aspecto de la física se ha convertido en un campo apasionante para los teóricos. Nos encontramos en un momento clave de la historia de la ciencia, que puede resultar tan espectacular como el vivido hace justamente un siglo, que nos lleve a un salto cualitativo en los próximos años.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALCARAZ, J y JOSA, M. I. *Búsqueda experimental del bosón de Higgs*. Revista Española de Física **14** (2), 27-30. (2000).
- BOYA, L. J. *La Teoría M*. Revista Española de Física **13** (5), 32-37. (1999).
- ENCICLOPEDIA MICROSOFT ENCARTA 2002.
- FEYNMAN, R. P. *Electrodinámica Cuántica*. Alianza Universidad. Madrid. 1988.
- FRITZSCH, H. *Los quarks, la materia prima de nuestro universo*. Alianza Universidad. Madrid. 1988.
- GALINDO, A. y PASCUAL, P. *Mecánica cuántica*. Editorial Alhambra. Madrid.
- SÁNCHEZ RON, J. M. *La cuantización de la Física*. Revista Española de Física **14** (1), 6-9. (2000).
- SANTANDER, M. *Matemáticas y mecánica cuántica*. Revista Española de Física **14** (5), 25-30. (2000).
- YNDURÁIN, F. J. *Mecánica cuántica y física de partículas elementales*. Revista Española de Física **14** (1), 54-64. (2000).
- YNDURÁIN, F. J. *The Theory of Quark and Gluon Interactions*. Springer. 1999.
- YNDURAIN, F. J. *Mecánica cuántica*. Editorial Alianza universidad. Madrid.

DIRECCIONES Y LIBROS DIGITALES CONSULTADOS EN INTERNET

- DÍAZ PAZOS, P. T.: A horcajadas en el tiempo. 1ª edición. 2002.
- GÓMEZ CAMACHO, J. Partículas elementales. 2001.
- <http://es.wikipedia.org/wiki/Wikipedia:Portada>
- <http://superstringtheory.com/>