

AS PARTÍCULAS ELEMENTAIS E AS SÚAS INTERACCIÓNS

M. A. Braun
Universidade de San Petersburgo

1. INTRODUCCIÓN

O noso mundo está feito de minúsculas partículas elementais. Esta idea tan antiga desenvolveuse a través de séculos, empezando cos filósofos gregos que introduciron o concepto dos átomos indivisibles dos que se compoñen os obxectos. Só no século pasado este concepto foi confirmado experimentalmente. Sen embargo, máis tarde, neste século, demostrouse non só que o átomo é divisible, senón que o mundo subatómico está ben poboado: o número de partículas subatómicas supera as duascenas. Destas, algunhas como o electrón, o fotón, o neutrino, sempre foron consideradas elementais. Canto a outras chamadas 'hadróns', había dúbidas en principio de se eran elementais ou non. Houbo un momento nos anos setenta no que se considerou que non eran elementais nin compostas, ou ben, que cada unha delas estaba composta das demais ('democracia nuclear'). Pero máis tarde os datos experimentais demostraron con certeza que esta idea era errónea: tódolos hadróns están en realidade

compostos de partículas subnucleares, quarks e gluóns, catorce en total.

Este cadro do mundo foi descuberto mediante experimentos nos cales varias partículas, elementais ou non, interaccionan entre si. Ó estudialos resultados de tal interacción, o observador pode xulgar sobre as propiedades das partículas participantes. Un exemplo máis sinxelo é a observación dun obxecto mediante un ollo desarmado ou un microscopio. Desde o punto de vista físico, neste experimento a luz (é dicir, as partículas que a forman, os fotóns) cae sobre o obxecto e interacciona con el. O experimentador analiza os resultados utilizando os detectores que ten á súa disposición, o ollo ou o microscopio. O que se fai nos laboratorios modernos non ten diferenza de principio; a luz é substituída por un feixe de partículas aceleradas de varios tipos e os detectores teñen o tamaño dun edificio de moitos pisos. Para entende-la tendencia xeral na construción de tales instrumentos, cabe recordar que na mecánica cuántica cada partícula se representa por

unha onda coa lonxitude de onda λ inversa ó seu momento lineal p

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (1)$$

onde $h = 1.05410^{-27}$ erg sec que é a famosa constante Planck. Para ve-los detalles do obxecto dun tamaño dado, a lonxitude de onda da luz (ou do feixe de partículas) debe ser menor que este tamaño. Polo tanto, canto máis grande é o momento (e con el a enerxía) das partículas incidentes, ou máis pequenos os detalles do obxecto, poderemos estudar no experimento. Por iso, para coñece-lo microcosmos a distancias máis pequenas, cómpre ter feixes de partículas con enerxías o máis grandes posible e construír aceleradores de partículas máis potentes.

Outra cousa imprescindible para xulga-las propiedades das partículas é coñece-las propiedades das súas interaccións. É máis, unhas son inseparables das outras: as propiedades das partículas revélanse nas súas interaccións. Neste artigo imos tratar brevemente as interaccións que existen na natureza e as propiedades das partículas que participan nelas. Seremos breves na descrición das partículas elementais, a historia do seu descubrimento e a súa clasificación, pois xa se publicou nesta revista un artigo de C. Pajares dedicado especificamente ós tópicos mencionados.

2. A INTERACCIÓN COMO INTERCAMBIO DE PARTICULAS

Na mecánica cuántica cada partícula en movemento se representa por unha onda plana coa lonxitude dada pola ecuación (1). O momento lineal p , segundo a teoría relativista, exprésase a través da velocidade v como

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (2)$$

onde m é masa da partícula e c a velocidade da luz. De aí segue que o momento lineal pode ser tan grande como se queira, aínda que a velocidade nunca pode superar c . Como consecuencia, tódalas partículas aceleradas nos laboratorios modernos móvense practicamente coa velocidade da luz, aínda que o seu momento lineal e a lonxitude de onda (1) son ben diferentes e medran co desenvolvemento da técnica.

A propiedade importante das partículas é o seu spin, que é o seu momento angular propio, é dicir, en repouso. Non tódalas partículas o posúen, pero a maioría das partículas elementais teñen spin. Este está cuantizado: pode tomar valores enteiros ou semienteiros en unidades h . Nestas unidades as partículas máis coñecidas como o electrón, o protón e o neutrón teñen spin $1/2$. O fotón ten spin 1 e o gravitón 2. As partículas co spin semienteiro chámanse fermións e as de spin enteiro bosóns. Teñen un comportamento moi distinto cando se forma

un sistema de varias partículas: os fermións tenden a estenderse por diferentes niveis cuánticos e os bosóns, pola contra, acumúlanse no nivel coa enerxía mínima. Esta propiedade é decisiva no estudio dos obxectos compostos de partículas, como os núcleos atómicos, os átomos, as moléculas, corpos sólidos, etc.

O punto crucial para nós será que unhas partículas poden descompoñerse noutras, a menos que o prohiban certas regras de selección. A palabra 'poden' significa que hai certa probabilidade, grande ou pequena, o que depende da forza da interacción relevante. A regra de selección máis coñecida é a lei de conservación de enerxía, segundo a cal unha partícula da masa M_1 (enerxía de repouso M_1c^2) non pode descompoñerse en dúas coas masas M_2 e m , a menos que $M_1 > M_2 + m$. Outro tipo da regra de selección é a lei de conservación da carga eléctrica. Hai outras 'cargas' que tamén se conservan (as cargas leptónica e bariónica como exemplos).

É importante o feito de que a lei de conservación da enerxía non é absoluta na mecánica cuántica. A última predí unha relación de indeterminación entre o tempo e a enerxía.

$$\Delta t \Delta E \geq \hbar \quad (3)$$

onde ΔE é a precisión da determinación da enerxía nun experimento da duración Δt . Como consecuencia, outras regras de selección cumpridas, a partícula coa masa M_1 si que pode

pasar en dúas coas masas M_2 e m , tales que $M_1 < M_2 + m$, para un tempo curto

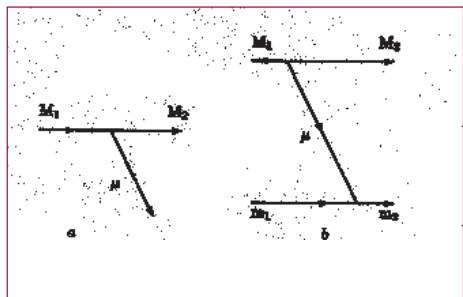
$$\Delta t \sim \frac{\hbar}{(M_2 + m - M_1)c^2} \quad (4)$$

Simbolicamente este proceso pode escribirse como

$$M_1 \rightarrow M_2 + \mu \quad (5)$$

e mostrado na figura 1 *a*. Tamén o proceso inverso pode ter lugar durante o tempo (4), as dúas partículas coas masas M_2 e m fusionando na partícula coa masa M_1 . Pero tamén pode ocorrer que no tempo curto (4) unha das partículas finais na reacción (5) (digamos coa masa m_1) para forma-la partícula final da masa m_2 . Este proceso está mostrado na figura 1 *b*. Corresponde á reacción:

$$M_1 + m_1 \rightarrow M_2 + m_2 \quad (6)$$



que procede mediante o intercambio de unha partícula da masa m . Na reacción (6), as partículas iniciais cambian a dirección do seu movemento no estado final. É precisamente a interacción

entre partículas participantes. Deste modo a mecánica cuántica describe a interacción entre as partículas como un proceso de intercambio de unha terceira partícula, o intermediario da interacción (a partícula da masa m no noso exemplo). En particular, a interacción electromagnética entre as partículas cargadas procede polo intercambio dos fotóns.

As propiedades da interacción están intimamente relacionadas coas propiedades da partícula intermediaria. En particular o radio da interacción determínase pola súa masa. Pódese derivar directamente da figura 1 b e da relación de indeterminación (4). Supoñamos para simplificar, que as partículas non cambian a súa masa no proceso, é dicir, $M_1 = M_2$ e $m_1 = m_2$, como ocorre en moitas ocasións, na emisión do fotón como exemplo. Entón a partícula intermediaria vive durante o tempo $\Delta t \sim \hbar/mc^2$. A súa velocidade non pode superar c , así que a máxima distancia á que pode viaxar é

$$R \sim \Delta t c \sim \frac{\hbar}{mc} \quad (7)$$

É a distancia máxima á que as partículas iniciais poden intercambiarse pola intermediaria e, polo tanto, o radio da súa interacción.

Unha consecuencia inmediata é que só o intercambio de partículas sen masa pode levar ás forzas de longo alcance, como as electromagnéticas ou gravitacionais. Os seus intermediarios,

o fotón e o gravitón, deben ter masa nula.

Outra propiedade da interacción vinculada coa da partícula intermediaria é o seu comportamento co aumento da enerxía E . Pódese demostrar que –cruamente dito– a forza da interacción (medida por chamadas seccións eficaces de colisión) depende do spin s (en unidades \hbar) da partícula intermediaria: compórtase como E^{s-1} . Canto máis grande o spin, máis rápido medra a forza da interacción. A enerxías moi altas só sobreviven as interaccións intermediadas por partículas de spin un ou maior. Na seguinte sección imos explicar que os intercambios de partículas de spin maior que un, de feito, están prohibidas. De aí segue que a enerxías altas tódalas interaccións están xeradas polo intercambio de partículas de spin un (bosóns gauge).

A teoría da relatividade unida coa mecánica cuántica predí que cada partícula existe á vez coa súa antipartícula, da mesma masa e spin, pero con tódalas cargas do tipo electromagnético opostas. Un par partícula-antipartícula posúe os números cuánticos do baleiro. Así que as regras de selección permiten a transición deste par no baleiro ou viceversa por un tempo curto determinado da relación de indeterminación (4). Como resultado inmediato deste feito, o baleiro cuántico resulta moito máis complexo có clásico. Non é o espacio sen nada: en cada momento prodúcense nel pares partícula-antipartícula que logo dun tempo se aniquilan. É como unha sopa de partículas

e antipartículas, cunha densidade que se determina pola forza da interacción responsable: canto máis forte é a interacción tanto máis concentrada é a sopa de pares.

Finalmente, algunhas palabras sobre a división de partículas en elementais e compostas. Esta división está determinada en gran medida por un principio de localidade de interacción, dictado pola súa vez pola teoría da relatividade en conxunto co principio de causalidade. A localidade significa que o proceso de descomposición dunha partícula en dúas (5) sucede nun punto de espazo nun momento dado e non se estende nin no espazo nin no tempo (como aparece debuxado na figura 1). É posible só se as partículas participantes son puntuais e non teñen tamaño ningún. Tales partículas puntuais, que poden formar base da interacción mediante os procesos de descomposición e fusión, son partículas elementais. O experimento demostra que son elementais o electrón, o fotón e algunhas outras partículas das que falaremos máis adiante. Pola contra, partículas como o protón e o neutrón e, por suposto, o núcleo atómico, os átomos mesmos, etc., posúen un tamaño finito e deben considerarse como partículas compostas. Toman parte nas interaccións a través dos seus compoñentes elementais.

3. A RENORMALIZABILIDADE E INVARIANCIA GAUGE

Un logro máis espectacular da física moderna é a posibilidade de explica-la existencia de varios tipos da interacción e as súas formas. As leis de Newton unicamente describían o comportamento do obxecto, dadas as forzas que actúan sobre el. As últimas había que tomalas do experimento e, en principio, podía ser calquera. A teoría non pretendía explicar nin a súa orixe nin a súa forma. A teoría da relatividade e a mecánica cuántica por separado tampouco non lograban cambiar esta situación. Cada cal admite unha interacción calquera e confía no experimento para determina-las súas calidades.

Todo mudou ó reunir estas dúas teorías. Resulta que só un conxunto moi restrinxido de tipos de forzas pode soportar tal reunión. Son os que satisfán o chamado principio de renormalizabilidade. Este termo procedente da técnica aplicada no estudio da electrodinámica cuántica significa algo ben sinxelo. Como vimos, para un tempo curto, dúas partículas poden intercambiarse unha terceira partícula intermediaria. A probabilidade deste proceso, é dicir, a forza da interacción, depende da enerxía e pode crecer con ela se a partícula intermediaria ten un spin maior ca un. Pero este proceso pode repetirse moitas veces. Durante un tempo curto as partículas intermediarias poden ter calquera grande enerxía. Se a forza da interacción medra coa

enerxía, entón para o proceso repetido a probabilidade será infinita e a teoría perde sentido. De aí séguese que, nunha teoría consistente, a forza da interacción primaria (a probabilidade do intercambio) non pode medrar coa enerxía. É precisamente o contido da renormalizabilidade.

Este principio exclúe toda clase de interaccións nas cales participan partículas co spin maior ca un. Tamén exclúe interaccións que crecen co momento ou enerxía dunha das partículas participantes. Finalmente, desbótanse descomposicións en máis de tres partículas, e son admisibles descomposicións en tres partículas só de spin 0 ou 1 (no último caso baixo restricións que imos discutir de contado).

Como consecuencia do principio de renormalizabilidade, as partículas elementais só poden te-lo spin igual a 0, 1/2 ou 1 e a forma das súas posibles interaccións resulta unicamente determinada agás factores numéricos, constantes de encaixe, que determinan a forza da interacción; estas tómanse do experimento. Deste xeito, a física moderna non só predí o comportamento das partículas baixo as forzas externas dadas, senón tamén a forma destas últimas.

Emporiso, este cadro da situación teórica non era nin é tan idílico. Ten habido algúns problemas que se resolveron con éxito e hai aínda outros sen resolución. Deixando os últimos para a conclusión deste artigo, discutiremos un problema importantísimo que ó

cabo se resolveu. Está relacionado coas partículas de spin un. Dixemos que proporcionan unha interacción que non medra a altas enerxías (é constante); pero o estudio detallado demostra que só é verdade para un tipo de partículas de spin un, as que están introducidas a través da chamada invariancia gauge.



O meirande acelerador do CERN, o Gran Colisionador Electrón Positrón, LEP, sitúase nun profundo túnel baixo terra. Aquí está sinalado por un gran círculo branco.

A invariancia gauge apareceu na mecánica cuántica moi naturalmente ó introduci-la interacción electromagnética dunha partícula cuántica. Sábese que a función de onda da partícula cuántica é unha cantidade complexa. Na interpretación probabilista só intervéñen o seu módulo ó cadrado, que é a probabilidade de encontra-la partícula nun punto do espacio. Non depende da fase da función de onda. Podemos dicir que a probabilidade é invariante ó cambio de fase. Matematicamente é unha transformación da función de onda do grupo $U(1)$ ou Abeliano. Pero

a ecuación de Schroedinger que describe a evolución da función de onda non é invariante ó cambio da fase da última ('non é invariante baixo o grupo $U(1)$ '). Resulta que se pode lograr esta invariancia se, primeiro, introducímola interacción da partícula co campo electromagnético e, segundo, á vez co cambio de fase da función de onda tamén transformámolo campo electromagnético, dun modo ben determinado. A transformación conxunta da fase da función de onda da partícula cargada e do campo electromagnético constitúe a transformación gauge Abeliána, correspondente ó grupo $U(1)$. Deixa toda a teoría da partícula cargada no campo electromagnético invariante. Unha consecuencia desta invariancia é a forma, unicamente fixada, da interacción entre a partícula e o campo electromagnético e tamén a súa dinámica. Resulta que con esta forma da introducción da partícula con spin un, o fotón no caso do electromagnetismo, a interacción de feito non medra coa enerxía, así que o principio da renormalizabilidade queda satisfeito.

O experimento demostra que non só a interacción electromagnética, senón tamén tódalas demais (para ser discutidas en diante) non decrecen coa enerxía. Significa que os seus intermedios tamén teñen spin un (ou máis), así que ten que xeneralizala invariancia gauge para outras interaccións. Tal xeneralización fixérona C. N. Yang e R. Mills no ano 1954. Ideoloxicamente é bastante directa. Imaxinemos que a partícula posúe 'números cuánticos

internos', é dicir, existe nun número N estados, todos equivalentes para o observador. A súa función de onda terá N compoñentes $y_a(x)$, o subíndice $a = 1, \dots, N$ indicando os seus estados internos. A probabilidade de atopala nun punto x virá dada pola suma sobre tódolos estados internos

$$\sum_{a=1}^N |\psi_a(x)|^2 \quad (8)$$

en correspondencia coa suposición de que non podemos observar estes estados por separado. Nótase que esta suma é invariante non só con respecto ó cambio común da fase de tódalas compoñentes, senón que se estende a transformacións lineais

$$\psi_a(x) \rightarrow \psi'_a(x) = \sum_{b=1}^N U_{ab}(x) \psi_b(x) \quad (9)$$

coa condición de que (8) non cambie. Tales transformacións son unitarias e, se excluímolo cambio da fase común, forman o grupo $SU(N)$. Agora, coma na situación co grupo $U(1)$ considerado arriba, a ecuación de Schroedinger non é invariante baixo (9). Pero pódese facer así se actuamos coma antes, é dicir, introducimos un campo compensatorio (campo gauge), un análogo do campo electromagnético no caso do grupo $U(1)$, e impoñémola condición de que transforme á vez con (9) dunha maneira ben definida. Ó multiplicar este campo pola función de onda na ecuación de Schroedinger debe producirse unha función que tamén se transforma como (9). De aí segue que o campo gauge, ademais de ser unha

función da coordenada, é unha matriz nos índices internos $G_{ab}(x)$. C. N. Yang e R. Mills non só lograron construír unha ecuación de Schrodinger para unha partícula con N estados internos en interacción co campo gauge senón tamén as ecuacións dinámicas para o campo gauge mesmo, análogas ás ecuacións de Maxwell para o campo electromagnético, invariantes baixo as transformacións gauge do grupo $SU(N)$ (non Abelianas).

As teorías gauge non Abelianas teñen moita similitude co electromagnetismo. Ó cuantiza-lo campo gauge, represéntase como un conxunto de partículas gauge, análogas ó fotón, que teñen masa nula e spin un. É importante que sexan varias, pois tamén teñen estados internos. O seu número pódese ver do número das compoñentes do campo $G_{ab}(x)$: é N^2 pero unha compoñente sobra porque corresponde á transformación da fase común. Así que para o grupo gauge $SU(N)$ o número de partículas gauge é $N^2 - 1$. De aí séguese outra distinción coa electrodinámica: ó te-los seus estados internos propios, as partículas gauge non son neutras, como o fotón, senón 'cargadas' respecto á interacción gauge e polo tanto interactúan entre si. Como consecuencia, a interacción entre dúas partículas, xerada polo intercambio gauge non Abelianas, é moi distinto da interacción coulombiana.

Para o desenvolvemento seguinte da física foi importante que, como a electrodinámica, as teorías gauge non abelianas tamén levan á interacción

que non medra coa enerxía e é renormalizable. Son as únicas teorías descubertas ata hoxe con partículas de spin un que satisfagan o principio de renormalizabilidade. Esta propiedade resultou decisiva para a súa posición exclusiva nas teorías modernas: agora tódalas interaccións se describen polas teorías gauge.

4. CATRO INTERACCIÓNS

Os principios de localidade, renormalizabilidade e invariancia gauge determinan a forma das interaccións posibles. Pero cáles hai en realidade na natureza, cáal é a súa forza e cáles son as partículas que toman parte nunha interacción particular, todo isto dedúcese do experimento (aínda que non cesan os esforzos por determinalo tamén dunha 'teoría do todo'). Experimentalmente estableceuse que existen catro tipos de interaccións: electromagnética, gravitacional, forte e débil.

A interacción electromagnética é a máis coñecida e investigada. Actúa entre as partículas cargadas. É importante que a carga pode ser positiva e negativa. Ó reunírense dúas partículas coa carga oposta, fórmase unha partícula neutra cunha interacción electromagnética nula se non ten tamaño. A interacción electromagnética ten longo alcance: o potencial coulombiano cae coa distancia r moi lentamente, como $1/r$. O intermediario relevante, o fotón, ten a masa nula (e spin un). ¿Cal é a

forza do electromagnetismo? Podemos estimala comparando a interacción coulombiana U_C de dous electróns coa súa enerxía cinética T . Dado o momento lineal de electrón p , a última é $p^2/2m$ no caso non relativista e pc no caso ultrarrelativista. Para relaciona-los valores da distancia entre os dous electróns e o seu momento lineal utilizaremos unha relación de indeterminación da mecánica cuántica máis que di

$$\Delta r \Delta p \geq \hbar \quad (10)$$

ou sexa, a orde de magnitude do produto rp é \hbar . De aí concluímos que no caso non relativista (a enerxías baixas)

$$R_e = \frac{U_C}{T} = \frac{2me^2}{rp^2} \sim \frac{2e^2}{v} \quad (11)$$

onde m , e e v son a masa, a carga eléctrica e a velocidade do electrón. Vemos que a forza relativa da interacción electromagnética medra cando a enerxía baixa ou a distancia entre os obxectos aumenta. Esta calidade é responsable para a formación por medio da interacción electromagnética dunha multitude de obxectos compostos de tamaño moi variado, desde o átomo da dimensión 10^{-8} cm ata obxectos macroscópicos como animais, seres humanos e todo o que estes últimos constrúen.

Sen embargo, co crecemento da enerxía a forza relativa do electromagnetismo decrece. Para o caso ultrarrelativista encontramos

$$R_e = \frac{e^2}{rpc} \sim \frac{e^2}{\hbar c} \sim \frac{1}{137} \quad (12)$$

É un valor bastante pequeno. Demostra a enerxías altas que o electromagnetismo desempeña un papel relativamente modesto.

Outra interacción ben coñecida é a gravitación. Foi notada moito antes do electromagnetismo e serviu de motivo para a formulación das leis de Newton. Tamén é a interacción de longo alcance e o seu potencial (newtoniano) compórtase coa distancia igual có electromagnético. Pero a diferenza da interacción electromagnética, sempre conduce á atracción: a súa 'carga' está servida pola masa (máis ben pola enerxía) e sempre é positiva. Polo tanto, é absolutamente universal: todo o mundo fai parte da interacción gravitacional. Para ve-la súa forza compáramola atracción gravitacional U_N dos dous protóns (os máis pesados das partículas estables) coa súa repulsión electromagnética U_C . Atopamos:

$$R_g = \frac{|U_N(r)|}{U_C(r)} = \gamma m^2 / e^2 \sim 10^{-40} \quad (13)$$

onde g é a constante gravitacional de Newton e m é a masa do protón. ¡A razón saíu sorprendentemente pequena! Pode un preguntar cómo con tanta debilidade a interacción gravitacional pode ser observada dalgunha maneira sobre o fondo da electromagnética máis forte. A resposta é que se observa cando as forzas electromagnéticas se compensan case por completo ó formárense obxectos neutros. Entre os obxectos moi pesados e neutros a forza gravitacional resulta dominante; velaí a súa importancia no Universo. No

mundo das partículas elementais de hoxe, non só é desprezable, senón que non pode ser observada en absoluto. Sen embargo, hai unha propiedade da interacción gravitacional que o fai interesante mesmo para a física de partículas elementais. Descríbese por un campo que é un tensor de segundo rango (esencialmente o produto de dous vectores cun par de índices vectoriais). Como consecuencia, o seu intermediario, o gravitón, debe ter spin dous. Con este valor do spin conduce a unha interacción que crece linealmente coa enerxía. Por un lado significa que a enerxías incrivelmente altas, da orde 10^{19} GeV, a interacción gravitacional pode ser unha forza dominante para as partículas elementais. Por outro lado contradí o principio de renormalizabilidade, o que obriga a buscar novas técnicas e formas para a descrición das interaccións que superen este obstáculo. Os esforzos nesta dirección discutirémolos brevemente na conclusión.

Outras dúas interaccións teñen unha vida aínda bastante curta: foron descubertas neste século. Ambas son interaccións de curto alcance, da orde 10^{-13} cm ou ata menos, así que non actúan entre os obxectos macroscópicos, senón só entre as partículas subatómicas. Os seus nomes non demostran moita imaxinación: son as interaccións forte e débil.

A interacción forte é a que liga protóns e neutróns nun núcleo ató-

mico e é responsable da enerxía nuclear. Non tódalas partículas toman parte nela; as que o fan chámanse hadróns. O seu número é bastante elevado (máis de douscentos), pero todos teñen tamaño e son partículas compostas. As partículas elementais que interactúan fortemente son os quarks. Son fermións de spin $1/2$. Existen seis tipos de quarks ('flavours' ou 'aromas') que se agrupan en tres xeracións.

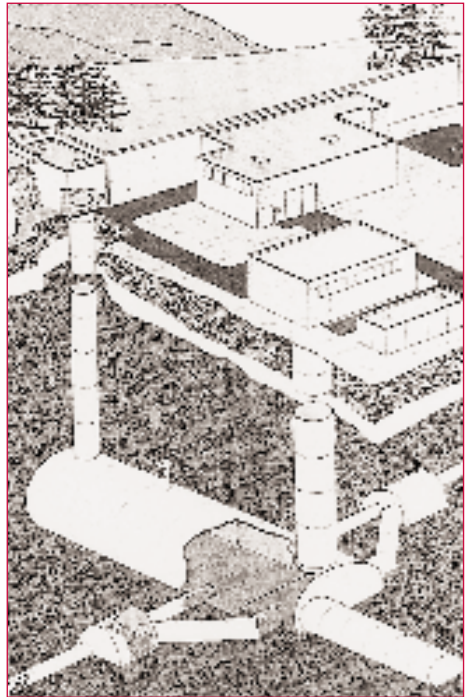
$$(u,d) \quad (c,s) \quad (t,b) \quad (14)$$

A carga eléctrica dos quarks 'á esquerda' (u,c,t) é $(2/3)e$, e a dos 'da dereita', $-(1/3)e$. A súa masa aumenta do valor mínimo $m_u \sim 4$ MeV ata o valor máximo $m_t \sim 170$ GeV. A orixe da interacción forte é a existencia do número cuántico interno dos quarks, 'a cor', que pode tomar tres valores, así que cada quark ten tres estados internos. A interacción forte resulta da invariancia gauge baseada na cor e o grupo $SU_c(3)$ correspondente. (A cor é un novo número cuántico e non ten nada que ver coa cor usual). As oito partículas gauge que xorden debido a esta invariancia e serven de intermediarias da interacción forte chámanse gluóns. Unha propiedade espectacular da interacción forte é que só partículas sen cor poden ser observadas experimentalmente (o fenómeno de confinamento, que se discute despois). Os quarks e os gluóns, por seren colorados, non se observan no laboratorio. Só se observan as partículas compostas deles, os hadróns. Este fenómeno fai o estudio

da interacción forte sumamente difícil. A situación agrávase por ser esta interacción a enerxías medias realmente moi forte, digamos 1000 veces máis forte có electromagnético.

A interacción débil foi descuberta como a causa da descomposición das partículas, a que as fai case todas inestables. Por exemplo, o neutrón descomponse no protón, o electrón e o anti-neutrino co tempo de vida media de cinco minutos. De tódalas partículas subatómicas só o protón, o electrón, os neutrinos e o fotón son estables. A interacción débil é realmente moi feble a enerxías medias (aproximadamente 1000 veces máis feble cá electromagnética). Na interacción débil poden tomar parte case tódalas partículas agás o fotón e os gluóns. Unha propiedade peculiar da interacción débil é que non conserva a paridade. Un fermión de spin $\frac{1}{2}$ pode ser considerado como unha partícula con dous estados, cada un similar a unha hélice: un cunha hélice xirando cara á dereita, e outro cunha hélice á esquerda. Para abreviar fálase de dúas partículas distintas, unha esquerda e outra dereita. En tódalas interaccións, excepto a débil, as dúas partículas dereita e esquerda interveñen exactamente igual. Se no principio tiñamos un balance entre partículas dereita e esquerda, este balance consérvase despois da interacción. Pero na interacción débil só interveñen as partículas esquerda e as dereitas non interactúan por completo. Como resultado, o balance mencionado viólase (a non conservación da paridade). Foi descu-

berto experimentalmente no ano 1956 de acordo coas prediccións de T. D. Lee e C. N. Yang (que foron galardoados co Premio Nobel). O experimento demostrou ademais que os intermediarios da interacción débil deben ser cargados (así que han existir polo menos dous deles coas cargas $\pm e$) e ter spin un. Por ter a interacción o alcance moi curto, deben ser partículas moi pesadas. Agora sabemos que en realidade son tres, os cargados W -bosóns, coa masa $m_W = 80 \text{ GeV}$ e o neutral Z bosón, coa



As edificacións visibles do LEP situados na verticalidade sobre os pozos de acceso gardan o equipamento técnico, que inclúe o sistema de bombeo, planta de refrixeración e subestacións eléctricas.

masa $m_Z = 91$ GeV. Como veremos na seguinte sección, estas propiedades da interacción débil serviron como motivo para a súa unificación coa interacción electromagnética nunha interacción combinada electro-débil baseada na invariancia gauge.

Segundo a súa participación nas interaccións, tódalas partículas poden dividirse en tres grupos. Un grupo constitúeno as partículas intermedias das interaccións; cada cal só toma parte na súa propia interacción (e na gravitación, o que se implica sempre). Son o fotón, os W e Z bosóns e os gluóns. Todos teñen o spin un, polo que tódalas interaccións non desaparecen a altas enerxías.

Outro grupo fórmano os leptóns. Son fermións co spin $1/2$, que non interveñen na interacción forte. A razón é que non posúen cor. Só participan nas interaccións electromagnética e débil. Como os quarks, agrúpanse en tres xeracións:

$$(e, n_e) \quad (m, n_m) \quad (t, n_t) \quad (15)$$

cada cal é un par de leptón (e, m e t) coa carga e e o seu propio neutrino sen carga. Os neutrinos só interveñen na interacción débil, así que a súa parte dereita, se existe, non intervén en ningunha interacción (agás a gravitacional) e non pode ser observada nos experimentos de hoxe. Notémo-la semellanza evidente entre o conxunto de quarks (14) e os leptóns (15). Non é ocasional: pódese demostrar que só con esta propiedade a moderna teoría

da interacción electro-débil, que imos discutir axiña, é autoconsistente.

Finalmente veñen os quarks que participan en tódalas interaccións. A súa interacción forte débese a que teñen cor e teñen, ademais do indicado en (14), tres estados internos cada un (18 quarks en total máis 18 antiquarks).

5. A INTERACCIÓN ELECTRO-DÉBIL. O MECANISMO HIGGS

O feito de que a interacción débil se realiza polo intercambio de partículas co spin un indica que, para a renormalizabilidade, pode describirse por medio da interacción gauge. Pero por outro lado é unha interacción de alcance curto, así que os seus intermediarios deben ter masa distinta de cero (e de feito bastante grande). As partículas gauge –introducidas pola teoría Yang Mills de 1954– non tiñan masa. Este feito foi durante moito tempo un obstáculo insuperable para unha teoría consistente da interacción débil. O avance decisivo produciuse cando o físico P. W. Higgs soubo inventar un método para introducir unha masa finita de partículas gauge conservando a renormalizabilidade. A idea era que o noso baleiro non é unha sopa neutra de partículas e antipartículas, senón que está cargado en todo punto espacial de tal maneira que interactúa co campo gauge (matematicamente quere dicir que non é invariante baixo as transformacións do grupo gauge relevante). Un modo de realizalo é introducir

unha partícula especial, chamada partícula Higgs, que interactúa co campo gauge, e supoñer que o baleiro contén infinidade destas partículas cunha densidade constante en todo punto. Resulta que nun baleiro tal, as distintas compoñentes do campo gauge non abeliano se propagan dun modo distinto, así como a luz de distinta polarización se propaga dunha maneira distinta a través dun medio anisótropo. Tomémo-lo caso máis sinxelo do campo gauge non Abeliano, baseado no grupo $SU(2)$ con só dous estados internos nunha partícula cargada elemental e 3 partículas gauge. Resulta que nun baleiro cargado, coa invariancia rota, dúas das tres partículas gauge adquiren masa distinta de cero, cunha magnitude proporcional á densidade das partículas Higgs no baleiro. A terceira partícula gauge queda sen masa.

O fenómeno Higgs abriu o camiño para a construción dunha teoría gauge cos intermediarios pesados. Notemos que como prezo, é inevitable a existencia dunha partícula física neutra Higgs, a que corresponde á propagación dunha perturbación pequena da densidade de carga no baleiro.

Unha idea inmediata parece tomar un *dobrete* de partículas esquerdas, digamos de leptóns (e, ν) e demandar que a teoría sexa invariante respecto ás transformacións unitarias deste *dobrete* (o grupo gauge $SU(2)$). Pero ó introduci-lo mecanismo Higgs, encontramos, ademais de dous intermediarios pesados, un sen masa, o que non

ten sentido físico para a interacción débil.

A solución a este obstáculo final atopárona S. Weinberg e A. Salam en 1967 (premios Nobel cando S. Glashow). A súa idea era utiliza-la terceira partícula gauge que queda sen masa como unha compoñente do fotón. A teoría que resulta une as interaccións electromagnética e débil. Introducíronse dous tipos distintos das transformacións gauge: un de partículas esquerdas, non Abeliano segundo o grupo $SU_L(2)$ de "isospin débil" e outro Abeliano (é dicir, igual có electromagnético) segundo o grupo $U(1)$ de "hipercarga" na cal toman parte tamén as partículas dereitas. O mecanismo Higgs só toca as transformacións gauge non Abelianas e non ten que ver co grupo $U(1)$. Como resultado saen dúas partículas gauge cargadas W^\pm e con masa. As dúas partículas neutras sen masa (unha que queda do grupo $SU_L(2)$ e outra pertencente ó $U(1)$) transfórmanse en dúas novas partículas gauge físicas: unha sen masa, é o fotón, e outra Z con masa aínda maior cá masa de W e debe se-lo terceiro intermediario (neutro) da interacción débil. Os autores souberon construí-la súa teoría de tal modo que o fotón saía interactuando de maneira idéntica coas partículas dereita e esquerda, así que a interacción electromagnética conservaba a paridade como é debido.

A existencia do terceiro intermediario da interacción débil, o bosón Z neutro, foi unha das predicións máis espectaculares desta teoría. Púidose

calcula-la súa masa sabendo as características da interacción débil observadas. En 1983 o bosón Z foi descuberto nun experimento no instituto europeo CERN e a súa masa resultou concordar coa predicción teórica (C. Rubbia foi por isto premio Nobel en 1984). Había moitas outras prediccions da teoría unida electro-débil, todas comprobadas perfectamente nos experimentos. Agora non hai a menor dúbida de que é a teoría verdadeira que unifica as dúas interaccións.

6. A INTERACCIÓN FORTE. O CONFINAMENTO E A LIBERDADE ASINTÓTICA

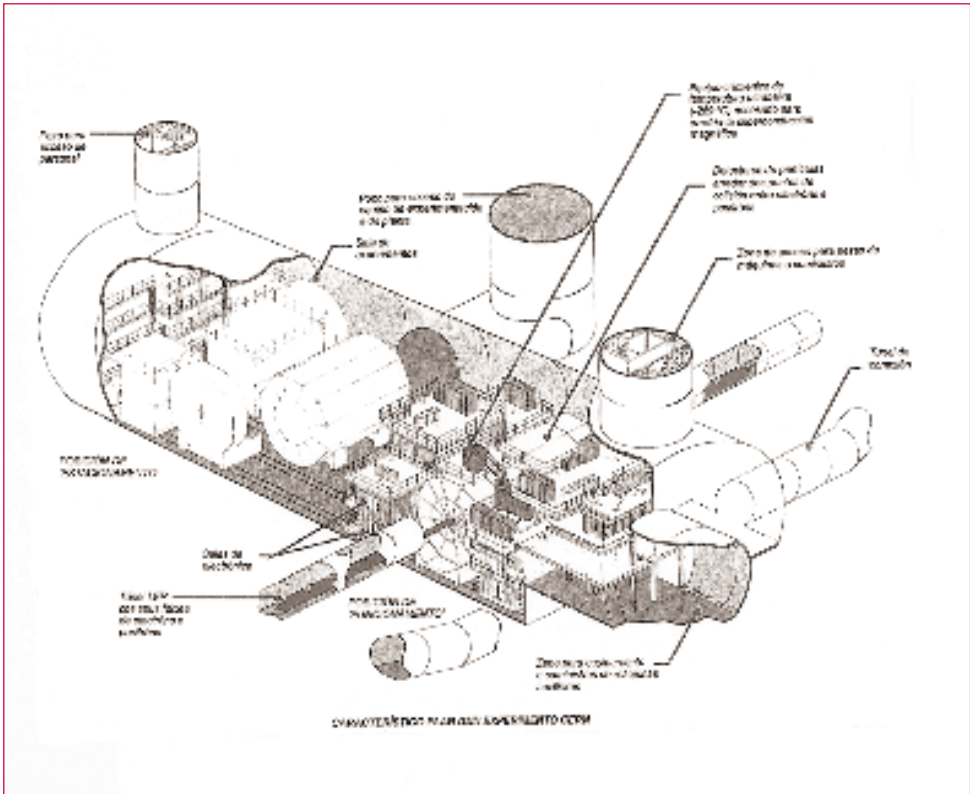
A interacción forte é unha interacción baseada na invariancia gauge respecto ás transformacións do grupo $SU_C(3)$ dos tres estados de cor do quark. A súa calidade máis espectacular, como mencionamos, é que nin os quarks mesmos, nin os gluóns –que son os intermediarios da interacción– non poden ser observados. De feito nin un só estado coloreado, é dicir, non invariante respecto ás transformacións gauge de cor, pode ser observado. Unicamente vemos estados sen cor na natureza. A explicación primitiva deste fenómeno de “confinamento da cor” é que as forzas que actúan entre dous obxectos coloreados dentro dun neutro medran coa distancia, así que se require enerxía infinita para descompoñer-lo obxecto neutro nos seus compoñentes coloreados.

O confinamento de cor é o punto básico da teoría gauge da interacción forte, chamada cromodinámica cuántica. Sen el non poderíamos explicalo feito experimental de que non se atopan na natureza nin os quarks nin os gluóns. Pero, por desgracia, o confinamento de cor non se deu demostrado teoricamente, a pesar de moitos esforzos ó longo das últimas décadas. Só se pode convencer de que a teoría non contradí o confinamento. A razón é que na cromodinámica, debido á interacción dos gluóns entre si, a interacción medra cando a distancia entre os quarks ou gluóns crece. Isto impide calculalo comportamento concreto das forzas resultantes a distancias longas debido a dificultades técnicas aínda insuperables. Non o sabendo, pode consolarnos polo menos que non contradí o feito de que as forzas medren.

O principio de confinamento confírmase por outras varias consecuencias que derivan del. Permite explicalo espectro dos hadróns considerados como partículas compostas de quarks. É doado demostrar que un pode construír obxectos sen cor dos 3 estados coloreados do quark q_a , $a = 1, 2, 3$ de dous modos distintos ós cales lles corresponden dúas combinacións

$$\sum_{a=1}^3 q_a \bar{q}_a \text{ ou } q_1 q_2 q_3 \quad (16)$$

onde \bar{q} é o antiquark e os quarks poden te-lo aroma distinto. Pódese ver que ámbalas combinacións son inva-



riantes baixo o grupo gauge SU_C (3). No primeiro caso obtemos partículas co spin enteiro (os bosóns), no segundo co spin semienteiro (os barións). Ó escoller para q un dos 6 quarks descritos arriba (u, d, c, \dots) obtemos un conxunto numeroso de bosóns e barións que aínda se multiplica se temos en conta a posibilidade de suma-lo spins dos quarks de diferente modo e de te-los quarks un momento angular adicional debido ó seu movemento. É notable que tódolos hadróns construídos desta maneira de feito se observan experi-

mentalmente e non os hai que non correspondan a este esquema. Isto xustifica plenamente o confinamento de cor, aínda que non directamente.

Finalmente mencionamos outra propiedade interesante da cromodinámica cuántica: a liberdade asintótica. Dixemos que tódalas interaccións intermediadas por partículas gauge de spin un son aproximadamente constantes a enerxías altas, no sentido de que o son os seus efectos observables (as seccións eficaces das colisións). Pero

esta descrición é crúa e pode ser detallada. Un pode estudialo comportamento da interacción entre dúas partículas en función da distancia entre elas. Nunha colisión tódalas distancias, ben longas ben curtas, dan a súa contribución. A distancia máis curta diminúe co crecemento do momento lineal e polo tanto coa enerxía, segundo a relación de indeterminación cuántica (10), a máis longa determínase polo radio da interacción que non depende da enerxía. A dependencia da forza da interacción da distancia r , ademais dos factores evidentes, como $1/r$ para o potencial de Coulomb, depende da polarización do baleiro. Lembremos que o baleiro non é baleiro en realidade, contén pares partícula-antipartícula. En presenza dunha carga, eses pares polarízanse, é dicir, colócanse de tal xeito que a enerxía do conxunto baleiro + carga sexa mínima. Debido a esta polarización a carga efectiva que se observa é diferente da inicial. Se colocamos dúas cargas neste baleiro polarizable, as súas cargas efectivas empezan a depender da distancia entre elas. Sabíase que na electrodinámica este fenómeno leva a un lixeiro (logarítmico) aumento da carga efectiva con r . É moi lento e para velo claramente un necesita poñer dúas cargas a unha distancia sumamente pequena, o que implica enerxías grandísimas. Resulta que nunha teoría gauge non Abelia (como a cromodinámica), o efecto da polarización do baleiro é oposto: a carga efectiva diminúe coa distancia (tamén logaritmicamente). Polo tanto, a distancias moi curtas a

interacción entre os quarks tende a cero, os quarks libéranse. É a liberdade asintótica.

Debido a que a interacción forte é de feito forte, o fenómeno da liberdade asintótica vén a ser observable a distancias fisicamente ben alcanzables nos experimentos modernos. Pero nun proceso de colisión xeral queda oculto, porque abrangue a interacción a tódalas distancias, as grandes incluídas. Só nos procesos especialmente seleccionados, chamados duros, onde unicamente a interacción a distancias curtas vale, pode observarse a liberdade asintótica. Un destes procesos é a xeración dos hadróns nunha colisión do par leptón-antileptón a enerxías altas. O par inicial aniquíase e despois créase un par quark-antiquark nun punto do espazo. Máis tarde este par final evoluciona en dous feixes de hadróns debido ó confinamento. No momento inicial os quarks aparecen nun punto e segundo a liberdade asintótica non interactúan de ningún modo. Xa que logo, a probabilidade de todo proceso da xeración de hadróns pode ser calculada como para a produción de dous quarks libres, sen efectos da interacción forte. O resultado deste cálculo sinxelísimo concorda plenamente cos datos experimentais e con moita precisión. O quark e antiquark producidos móvense na dirección oposta e orixinan dous feixes de hadróns que seguen nesta dirección (dous 'jets'). Cada un deles conserva non só a dirección senón a carga do quark inicial, o que foi comprobado

experimentalmente. Deste xeito indirecto un pode 'ver' os quarks.

7. PROBLEMAS

As teorías modernas das interaccións electromagnética, débil e forte, baseadas na invariancia gauge baixo os grupos U_Y (1), SU_I (2) e SU_C (3), son o contido do que se chama o modelo estándar. É un modelo consistente que explica perfectamente tódolos experimentos coas partículas elementais a enerxías alcanzables. Non atopa ningunha dificultade seria. O único problema dentro deste modelo aínda non resolto é a partícula Higgs, obrigatoria na teoría electro-débil para romper a invariancia do baleiro pero non observada polo de agora. A teoría mesma non predí a súa masa, pero hai varias consideracións, tamén astrofísicas, que a limitan ó intervalo 50-300 GeV. Os experimentos que se planifican para o futuro acelerador LHC no CERN (moito máis potente ca calquera de hoxe), teñen como tarefa principal a busca da partícula Higgs. Se se observa, será o triunfo do modelo estándar.

Desde o punto de vista puramente teórico, sen embargo, o modelo estándar posúe certos defectos. Inclúe un número de parámetros (cargas e masas) bastante elevado, o que parece indeseable para unha teoría fundamental. Non explica o fenómeno da cuantización da carga eléctrica: na natureza tódalas cargas son múltiplos da carga electrónica e . No modelo, a

carga eléctrica pode ser en principio calquera. Hai algúns outros defectos polo estilo, un tanto estéticos. Aquí non podemos discutir polo miúdo as proposicións para remedialos. Dun xeito ou doutro introducen unha teoría gauge baseada nun grupo gauge extenso non abeliano que inclúe os tres grupos do modelo estándar como casos particulares. Nesta teoría de Grande Unificación as tres interaccións, electromagnética, débil e forte, considéranse como efectos dunha soa interacción unificada. As diferencias entre as tres interaccións observadas vense só a enerxías alcanzadas de hoxe debido á estrutura do baleiro, non completamente invariante baixo o grupo extenso. A enerxías moito máis altas ($\sim 10^{15}$ GeV) as tres interaccións son indistinguibles. As teorías de Grande Unificación merecen un artigo á parte para a súa discusión, porque inclúen certas ideas novas (como a supersimetría) que precisan espacio e tempo para poder ser explicadas.

Outro problema que agora está no centro dos estudos teóricos é a inclusión da gravitación no esquema xeral. É un problema difícil pola falta de material experimental relevante. Como dixemos, os efectos da gravitación nas interaccións das partículas elementais non se poden observar nin a enerxías alcanzadas hoxe en día, nin no futuro previsible. En ausencia do experimento, o tópico presenta unha vasta posibilidade de especulacións de calquera tipo, algunhas moi imaxinativas e interesantes. A dificultade evidente é que o

gravitón debe te-lo spin dous, o que fai a teoría da gravitación estea construída segundo o patrón do modelo estándar, non renormalizable. Para superar esta dificultade propónse presenta-las partículas elementais como obxectos non puntuais, senón estendidos, cordas ou membranas. Pénsase que o tamaño destas é en realidade moi pequeno, así que a enerxías de hoxe parecen puntuais e só a enerxías extremadamente altas, da orde 10^{19} GeV, se poden distinguir-las súas dimensións finitas. O tamaño finito das partículas elementais resolve o problema da renormalizabilidade: tódalas probabilidades resultan finitas. Sen embargo, como adoita ocorrer, ó resolver un problema xorden moitos outros. As teorías de cordas, como regra, son autoconsistentes nos

espacios con máis dimensións có noso espacio real: en vez das catro dimensións do noso espacio-tempo, requiren 10 ou ata 26. As dimensións extra levan a unha arbitrariedade moi grande na construción das teorías físicas por este camiño. Malia a isto, semella moi difícil construír unha que coincida co modelo estándar a enerxías de hoxe. Para concluír: o tópico parece excitante e xa produciu moitos resultados interesantes, que sen embargo son de carácter máis matemático ca físico e non teñen relación directa cos fenómenos que observamos nos laboratorios de hoxe. Cabe esperar que o desenvolvemento nesta dirección, en principio, conduza a unha Teoría do Todo que explique tódalas interaccións de tódolos obxectos a tódalas enerxías.

