

**ELS PREMIS NOBEL
DE L'ANY 1999
SOBRE EL
PREMI NOBEL DE FÍSICA
CONCEDIT A
GERARDUS'T HOOFT I
MARTINUS J. G. VELTMAN.
A CÀRREG DE
DOMÈNEC ESPRIU.
DE LA UNIVERSITAT
DE BARCELONA**

El proppassat dia 13 d'octubre els lectors habituals de la premsa podien llegir el titular següent en un diari de difusió a tot l'Estat: «La base matemàtica de las fuerzas fundamentales merece el Nobel de Física» (*El País*, 13.10.1999). No deixa de ser significatiu que aquesta notícia no aparegués fins a la pàgina 36, dins la secció anomenada *Sociedad*. Mentre escric aquestes línies, observo la portada de *La Vanguardia* (30.10.1929), una còpia facsimil de la qual embelleix el meu despatx a la universitat, on es pot veure Einstein adreçant-se per ràdio a Edison. Clarament, quan la ciència (o millor les conseqüències tecnològiques d'aquesta) s'ha fet present a tots els aspectes de la nostra vida de cada dia, la societat ha perdut en bona mesura la curiositat, l'interès, fins i tot dirien alguns el respecte reverencial, evidenciats per la vella portada de *La Vanguardia*. Esbrinar les causes d'aquest procés és segurament una feina apassionant per a científics i sociòlegs.

L'Acadèmia Sueca de Ciències en la seva nota de premsa del dia 12 d'octubre recollia, en efecte, la concessió conjunta als professors Gerard't Hooft i Tini Veltman (ambdós holandesos) del Premi Nobel de Física 1999 per «il·luminar l'estructura quàntica de les interaccions electrofebles a la física», i afegia com a explicació d'aquesta citació: «Els dos investigadors han estat premiats amb el Premi Nobel per haver col·locat la física de partícules sobre una base matemàtica més ferma. En particular han demostrat com la teoria pot emprar-se per a càlculs precisos de magnituds físiques. Experiments en acceleradors tant a Europa com als EUA han confirmat recentment molts dels resultats calculats».

La citació ens parla per tant de la naturalesa quàntica de les interaccions electrofebles, mentre que l'explicació afegida ens dóna a entendre, més aviat, que es tracta d'un treball tècnic («[...] una base matemàtica més ferma [...]», «[...] com la teoria pot emprar-se [...]»). En realitat, les dues explicacions són

correctes: posar de relleu la naturalesa quàntica de les interaccions febles ha estat possible únicament quan unes certes i sofisticades tècniques matemàtiques han estat inventades i emprades. La meua feina és explicar aquestes tècniques i el que podem aprendre'n de la manera més planera possible.

Aquest any 2000 fa cent anys d'una proposta revolucionària. Max Planck proposava el desembre de 1900 la seva hipòtesi del quàntum. Segons aquesta hipòtesi, l'energia present en la radiació del cos negre (un gas de fotons en equilibri tèrmic, diríem avui) està quantitzada. Els valors permissibles són $E = h\nu$, on ν és precisament la freqüència de la radiació i h és una constant universal que avui coneixem justament com a *constant de Planck*. És, per tant, molt adient que un segle després (un segle de sorpreses quàntiques, diuen alguns) d'aquesta proposta revolucionària, l'Acadèmia Suèca hagi premiat amb el seu guardó el treball que ha permès posar de manifest els subtils efectes quàntics a la mateixa frontera de la física d'altres energies, a les escales més petites mai explorades.

Comencem, doncs, el nostre viatge per aquest món fascinant. Hem dividit la nostra aventura en cinc apartats. El primer comença en els gloriosos anys deu i vint, quan la física va experimentar una revolució conceptual que va saesjar la nostra manera d'entendre el món.

67

DIRAC, FEYNMAN I LES ANTIPARTÍCULES

El primer dia de classe de l'assignatura de mecànica quàntica, els alumnes de la carrera de física veuen un dibuix a la pissarra. Una font, la intensitat de la qual podem regular, emet electrons. A l'altre extrem, una placa fotogràfica recull els impactes. Al mig, una pantalla presenta dues escaletes. Els electrons, d'energia i moment ben definits (*monocromàtics*, en diuen els físics) emesos per la font per tal d'arribar a la pantalla, on són detectats, han de passar necessàriament o bé per l'escaleta de dalt, o bé per l'escaleta de baix. O no?

Si així fos, a la pantalla fotogràfica hi trobaríem dues taques corresponents als electrons que passen per l'esclatxa superior, una, i als electrons que passen per l'esclatxa inferior, l'altra. Al contrari, si en lloc d'electrons la font emetés llum, trobaríem, en les condicions experimentals adequades (quan l'amplada de l'esclatxa és molt menor o comparable a la longitud d'ona de la llum), el fenomen ben conegut de les franges de difracció: l'amplitud de les ones se suma i en algunes zones es produeix un reforçament (interferència constructiva), i en altres la fase és tal que l'amplitud s'anul·la (interferència destructiva). Doncs bé, quan l'experiment es fa amb electrons, i de nou si s'hi donen les condicions experimentals adequades (i a la pràctica això vol dir que l'experiment ha de consistir en la difracció per una xarxa cristal·lina), els electrons presenten unes figures d'interferència que són idèntiques a les que observem en la llum o en les ones en la superfície d'un estany. I recíprocament, si fem l'experiment amb llum i la nostra font és prou feble i el nostre detector prou sensible, podrem detectar un a un l'impacte de les *partícules* de la llum: els fotons. Tant electrons com fotons presenten, si es donen les condicions experimentals adequades, una naturalesa dual ondulatoria i corpuscular.

Tornem, però, als nostres electrons. Podem, si així ho desitgem, treballar amb una font tan feble que ens asseguri que en un moment concret només un electró es trobi en el camí entre la font i la pantalla. I malgrat això, les figures d'interferència es presenten igualment. És, per tant, evident que un electró (o millor dit, l'estat d'un electró) interfereix amb si mateix. Què vol dir això? Això vol dir que, exactament com una ona de llum passa simultàniament per l'esclatxa superior i per l'esclatxa inferior i el que observem és la suma de les dues amplituds, si es donen les condicions experimentals adients. L'electró presenta un comportament ondulatori i explora com a ona les dues possibilitats que clàssicament se li presenten: passar per l'esclatxa de dalt o passar per l'esclatxa de baix. Cadascuna d'aquestes dues possibilitats té una amplitud (exactament com tenen l'ona de llum o les ones d'un estany) i és la suma de les dues amplituds la que observarem a la pantalla.

Quantifiquem una mica aquestes observacions. Si la pantalla es troba prou separada de les dues esclertes, les ones que hi arribaran seran, a tots els efectes, ones planes. L'amplitud d'una ona plana ve donada per l'expressió $\Psi(x,t) = \exp(ikx - i\omega t)$, on k és una quantitat anomenada *número d'ones*, relacionat amb el moment lineal dels electrons a través de la relació $p = \hbar k/2\pi$, i ω és la pulsació de l'ona, relacionada amb l'energia dels electrons per $E = \hbar\omega/2\pi$. Aquesta identificació entre p i E , i el moment lineal i l'energia dels electrons, respectivament, s'estableix perquè p i E són el moment i l'energia portats per l'ona. La mecànica quàntica eleva aquesta identificació a la categoria de postulat, la justificació última del qual cal trobar-la únicament en l'experiment. (Sovint convé introduir el símbol $\hbar = \hbar/2\pi$). En termes de \hbar l'amplitud d'una ona plana s'escriu com

$$\Psi(x,t) = \exp(2\pi i/\hbar)(p \cdot x - Et)$$

Les ones procedents de l'esclerta (a) tindran una amplitud $\Psi_a(x,t)$, mentre que les provinents de l'esclerta (b) tindran una amplitud $\Psi_b(x,t)$. L'amplitud total serà, per tant, $\Psi(x,t) = \Psi_a(x,t) + \Psi_b(x,t)$, mentre que la probabilitat de detectar l'electró al punt x a l'instant t vindrà donada pel mòdul al quadrat d'aquesta quantitat: és a dir,

$$|\Psi|^2 = |\Psi_a|^2 + |\Psi_b|^2 + \Psi_a^* \Psi_b + \Psi_a \Psi_b^*$$

Són precisament els últims dos termes, els responsables de les figures d'interferència. Si no hi fossin, la probabilitat de detectar l'electró al punt x a l'instant t vindria donada per la suma de la probabilitat d'haver passat per l'esclerta (a) més la probabilitat d'haver passat per l'esclerta (b), el que correspondria a una indeterminació estadística clàssica: l'electró ha passat per alguna esclerta, però no sabem per quina. És el fet de sumar les amplituds i *després* elevar al quadrat el que proporciona la interferència típicament quàntica de l'electró amb si mateix: l'electró ha passat simultàniament per les *dues* esclertes.

Com dèiem, l'electró explora tots els camins clàssics i, un cop s'ha acceptat la naturalesa ondulatòria del fenomen, no és difícil arribar a les conclusions que precedeixen. Però, com podríem calcular les amplituds de probabilitat en un cas més complicat? Tornarem a aquesta qüestió més endavant, però de moment observem que, atès que p i E són constants del moviment, podem escriure la fase de l'amplitud $\Psi(x,t)$ com

$$\int (p \, dx/dt - E) \, dt$$

on el camí $x(t)$ verifica que a l'instant inicial $t = t_0$ es troba a $x = x_0$, la posició de l'escaleta (a), i el mateix faríem en el cas del camí que passa per l'escaleta (b). Amb el disseny experimental adequat, el que passi *abans* que l'electró arribi a les escaletes (a) o (b) no és important per a les nostres consideracions, ja que simplement afegeix un factor comú a ambdues amplituds. Doncs bé, la quantitat $\int (p \, dx/dt - E) \, dt$ que, com veiem, ens dona la fase relativa rellevant per a les interferències (els camins que passen per (a) i per (b) i arriben a un punt de la pantalla determinat difereixen en el valor de $\int (p \, dx/dt - E) \, dt$), és una magnitud ben coneguda en el marc de la física clàssica. S'anomena *acció*.

Deixem momentàniament aquestes consideracions i ens traslладem en el temps a l'any 1931. És justament aquest any quan un jove físic anglès, P. A. M. Dirac, arriba a una conclusió revolucionària. Dirac intentava de conjugar en una mateixa equació els postulats de la mecànica quàntica i els preceptes d'invariància de la relativitat d'Einstein. Per què és això un problema? Sense entrar en detalls tècnics innecessaris, cal recordar només que l'equació de Schrödinger que governa l'evolució temporal d'un estat quàntic conté una derivada temporal, però dues derivades espacials. Espai i temps tenen, per tant, un paper asimètric. Va ser tractant d'arribar a una solució d'aquesta paradoxa que Dirac va proposar una equació per a descriure l'evolució d'un electró que tractava temps i espai simètricament. La peculiaritat d'aquesta equació és que per a cada estat d'energia positiva, $E > 0$, ha d'existir un estat idèntic però amb energia negativa, $E < 0$.

La relativitat d'Einstein comporta la següent relació entre energia i moment: $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$. Per tant, solucions d'aquesta relació amb energia negativa són *a priori* admissibles. El que resulta sorprenent és que aquestes solucions siguin necessàries, que no puguem excloure-les com a no físiques. Per a resoldre aquest enigma cal que entenguem exactament que és el que vol dir un estat d'energia negativa i com és que ningú no ha vist mai un electró amb energia negativa voltant pel món. Com és que un electró d'energia positiva no es transforma en un d'energia negativa que emet un fotó espontàniament?

Va ser Dirac mateix, emprant el principi d'exclusió de Pauli, qui va entendre quina era la interpretació física correcta d'aquestes solucions d'energia negativa. Dirac va postular que el buit quanticorelativista, lluny de ser un lloc avorrit on no hi ha res, és de tal manera que totes els possibles estats d'energia negativa estan ocupats. En conseqüència, un electró (d'energia positiva) no pot passar a ocupar un d'aquests estats a causa del principi d'exclusió de Pauli. Per contra, sí que pot passar que un fotó exciti algun estat d'energia negativa, fet que promourà l'aparició d'un estat d'energia positiva i deixarà un *forat* en el mar d'estats ocupats d'energia negativa. El resultat és un electró (amb energia positiva) i un *forat* amb una *absència* d'energia negativa: és a dir, amb una energia també positiva. Aquest *forat* rep el nom de *antipartícula*.

Cal assenyalar, però, que aquest estat en el qual s'ha transformat el fotó (un estat consistent en un electró i un *antielectró*) no és un estat físic si el fotó és un fotó físic, és a dir, amb massa zero. La conservació d'energia i moment ho impedeix: un fotó físic no pot desintegrar-se en una parella electró-antielectró. El fotó és una partícula absolutament estable. És tracta en tot cas d'un estat *virtual*, que viu un temps i després desapareix reconstituïnt el fotó original. En el món quàntic, fins i tot en el buit quàntic, els processos virtuals passen tot el temps: les partícules es desintegren virtualment en altres que després d'una estona reconstitueixen l'estat original. Sorprenent?

Certament ho és, però no més que el fet que l'electró

explori les dues alternatives possibles quan es troba davant les esclertes i ho hem d'entendre exactament en el mateix sentit. El fotó que ha estat creat en el punt x a l' instant t i ha estat observat en el punt x' a l' instant t' ha explorat (*virtuallment*, diu el físic) totes les possibilitats, en particular aquelles que consisteixen a transformar-se en una parella electró-antielectró. Cadascuna d'aquestes parelles té una amplitud de probabilitat (com en el cas de les dues esclertes) i és la suma d'aquestes amplituds la que, elevant el seu mòdul al quadrat, ens donarà finalment una probabilitat de detecció en el punt x' i instant t' .

17

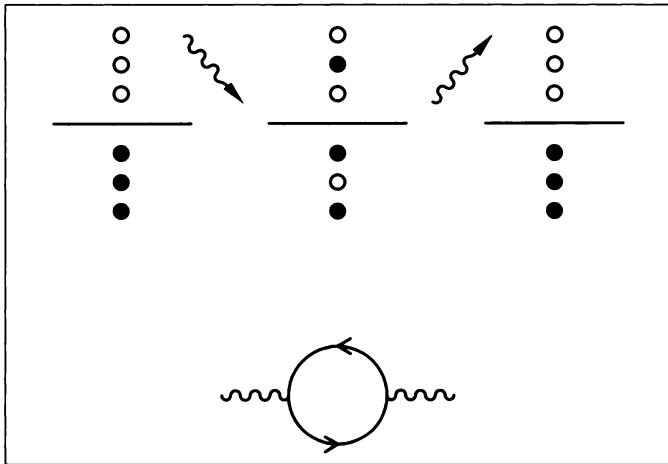


FIGURA 1. Un fotó produeix una parella virtual electró-antielectró del buit.

L'antielectró (o positró), predit per Dirac, va ser detectat per Anderson el 1932. Diu Heisenberg el 1972: «I think that this discovery of antimatter was perhaps the biggest jump of all the big jumps in physics in our century». I segurament té raó, perquè segurament és una de les poques prediccions basades en arguments gairebé estètics i en una fe cega, quasi religiosa, en les equacions matemàtiques. Si l'equació presentava una solució, aquesta havia d'existir, deia Dirac. I tenia raó.

Avançant en la nostra història uns quants anys trobem una de les figures més carismàtiques de la física del nostre segle: Feynman. El 1948, Richard Feynman madura a partir de converses indirectes amb Dirac una formulació autònoma de la mecànica quàntica i formula d'una manera matemàticament consistent el que vol dir que l'electró «explori» les possibilitats al seu abast.

Feynman postula i demostra l'equivalència total amb altres formulacions més abstractes de la mecànica quàntica, que l'amplitud de probabilitat que una partícula que a l'instant t es troba al punt x , es trobi a l'instant t' al punt x' ve donada per una quantitat $G(x,t;x',t')$ que es calcula com una suma sobre camins, sobre totes les possibilitats per anar de x a x'

$$G(x,t;x',t') = \Sigma \exp(i/\hbar) \int dt L$$

$L = p \, dx/dt - H$, s'anomena *lagrangiana*. H és una funció (anomenada *hamiltoniana*) que ens proporciona l'energia del sistema en funció de les seves variables dinàmiques. Com veiem aquesta fórmula es redueix trivialment a la que hem vist abans en el cas de l'experiència de la doble esletxa, on $H = E = \text{constant}$. Feynman ens diu, per tant, que la suma sobre camins porta un pes que no és altre que l'*acció*.

Clàssicament, és a dir, a la mecànica newtoniana, l'acció té paper un molt important. Les trajectòries del moviment són justament aquelles que minimitzen l'acció. La fórmula anterior ens diu justament en quin límit recuperem la mecànica clàssica com a límit de la mecànica quàntica. Només cal prendre el límit $\hbar \rightarrow 0$. Automàticament això fa que únicament la trajectòria que presenta el mínim de l'acció (és a dir, la trajectòria clàssica) contribueixi a la suma; la resta de trajectòries comporten oscil·lacions tan grans que s'anul·len les unes a les altres quan intentem avaluar la suma sobre camins de Feynman.

Naturalment quan parlem d'electrons o fotons i els estenem la formulació de Feynman el que hem de fer és sumar també sobre tots els possibles estats virtuals, pesats cadascun

d'aquests amb la seva corresponent acció. La suma coherent de tota aquesta infinitat d'amplituds ens proporcionarà la quantitat $G(x,t; x',t')$, o una magnitud física equivalent.

Per exemple, si considerem la interacció d'un electró amb el fotó provinent d'un cert camp electromagnètic (per exemple, un electró que es mou en el si d'un camp magnètic), tindrem un procés com el representat a la figura 2.

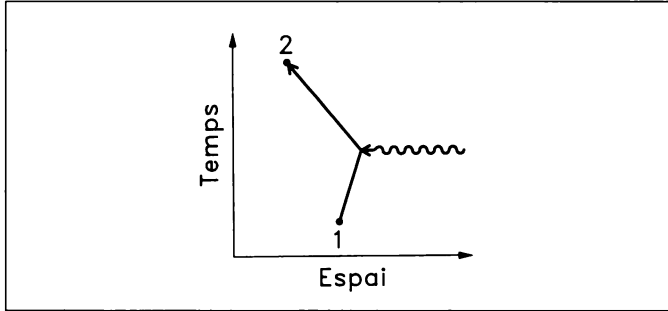


FIGURA 2. Diagrama representant la interacció d'un electró amb un fotó provinent, per exemple, d'un camp magnètic.

Però també haurem d'incloure a la suma processos com els representats a la figura 3, processos que són cada cop més i més complicats, i que involucren un nombre més i més gran de partícules virtuals. Sortosament esperem que cadascun d'aquests processos contribuïxi menys i menys al resultat final, car cada cop que un fotó i un electró interaccionen la contribució de l'acció té un factor més de α , i la constant d'acoblament electromagnètic és una quantitat molt petita ($\alpha = 1/137$, aproximadament). Això ens dóna naturalment una esperança de poder calcular les *correccions radiatives* (és a dir, l'efecte de les partícules virtuals) fins a un cert ordre en potències de α i obtenir un resultat suficientment proper a la realitat. Aquesta és, explicada en quatre paraules, la teoria de perturbacions.

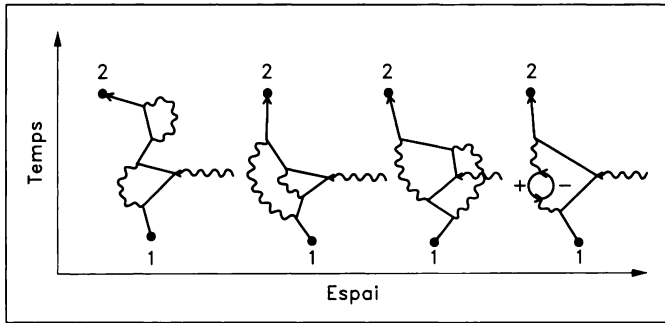


FIGURA 3. Alguns dels molts diagrames que contenen correccions quàntiques al procés representat a la figura 2 a causa del bescauvi de partícules virtuals.

LA LLUITA CONTRA L'INFINIT

Un cop hem arribat a aquest punt, sembla que ja som capaços de calcular amb una precisió tan gran com desitgem correccions quàntiques a paràmetres com és ara, per exemple, el moment magnètic de l'electró, que ens descriu la reacció d'un electró en presència d'un camp magnètic, o a moltes altres quantitats.

Una quantitat que va despertar aviat l'interès dels físics és l'anomenada *autoenergia de l'electró*. L'autoenergia és una magnitud que representem pel símbol Σ i que és en realitat una funció del moment lineal de l'electró, $\Sigma(p)$. Quan l'electró es troba en repòs, $p = 0$, $\Sigma(p = 0)$ és simplement la massa de l'electró. No és difícil dibuixar quina és la primera correcció quàntica a la massa: és donada pel diagrama simbòlicament representat a la figura 4.

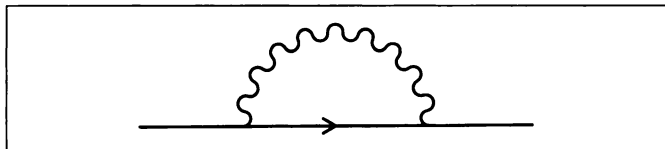


FIGURA 4. *Autoenergia de l'electró*.

Aquest diagrama representa el procés virtual $e \rightarrow e + \gamma(k) \rightarrow e$, on k és el quadrímoment del fotó virtual (recordem: quànticament explorem totes les possibilitats compatibles amb la conservació d'energia i moment).

Clàssicament, l'electró és una petita esfera amb càrrega elèctrica. Dins d'aquesta imatge mecanicista, l'electró té una energia electrostàtica igual a e^2/a , si a és el radi de l'esfera. Des d'un punt de vista clàssic, aquesta energia, producte de la interacció electromagnètica de l'electró amb si mateix, és possible que no generi tota la massa de l'electró, però certament hi ha de contribuir. Si igualem $mc^2 = e^2/a$, veiem immediatament que l'electró no pot tenir una massa finita i al mateix temps ser una partícula elemental ($a \rightarrow 0$). Tècnicament diem que la seva massa divergeix linealment.

És clar, totes aquestes consideracions esdevenen obsoletes en el moment en què la mecànica quàntica intervé. La interacció de l'electró amb ell mateix es fa per mitjà de diagrames com el de la figura 4, i fórmules com les de l'electromagnetisme clàssic no són aplicables. El problema és que quan hom avalua en detall aquest diagrama seguint les prescripcions de Feynman, però s'oblida de l'existència de les antipartícules, troba que

$$\Sigma(p = 0) \approx \int k dk = \infty$$

De fet, el comportament és molt pitjor: l'autoenergia de l'electró divergeix quadràticament. No és difícil veure que el resultat ha de ser necessàriament divergent. Hi ha una enorme quantitat d'estats virtuals: el fotó pot tenir, per exemple, una energia arbitràriament elevada simplement permetent que l'electró ocupi un estat d'energia negativa adient, de manera que l'energia es conservi. Aquest és un desastre ultraviolat.

Quan afegim les antipartícules, el comportament canvia dràsticament. Ara no tenim la possibilitat d'emplenar un estat d'energia negativa, perquè aquests es troben ja tots plens i el principi d'exclusió de Pauli ho prohibeix. Això redueix enorme-

ment el nombre d'estats virtuals disponibles i fa que (ometem els detalls tècnics)

$$\Sigma(p = 0) \approx \int_{\Lambda} dk / k = \log \Lambda$$

La integral, tot i ser encara divergent, és ara només logarítmicament divergent (hem introduït un *regulador* per tal de fer-la finita i controlar la divergència). Aquest fet resulta ser crucial. Abans d'explicar el perquè, però, diré que l'esmentada no és una bona manera de *regular* la integral, tot i ser certament la més senzilla. La raó es comprèn fàcilment quan calculem l'autoenergia del fotó: és a dir, la seva massa. Si ho féssim amb aquest regulador trobaríem que $m_\gamma \sim \Lambda$, la qual cosa està en flagrant contradicció amb l'observació que $m_\gamma < 10^{-10}$ eV, ja que recordem que, eventualment, $\Lambda \rightarrow \infty$.

Des d'un punt de vista clàssic, les interaccions entre electrons, positrons i fotons vénen governades pel *lagrangiana de Maxwell*, que és

$$L = -(1/4) F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + J_\mu A^\mu + L_e$$

En aquesta expressió $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ és l'anomenat *tensor electromagnètic* i conté els camps elèctrics i magnètics, expressats en funció de A_μ , el potencial vector; per exemple, el camp elèctric és $E_i = F_{0i}$. El quadrivector J_μ representa el corrent dels electrons, L_e descriu el moviment lliure dels electrons. Tot i que podríem estendre'ns molt més sobre aquest lagrangiana que acabem d'introduir, val a dir que només proporciona una descripció adequada de les interaccions entre fotons i electrons. Des d'un punt de vista clàssic, això és evident perquè la minimització de l'acció corresponent condueix a les equacions de Maxwell, que descriuen l'electromagnetisme clàssic.

Tot i que té un aspecte aparentment molt diferent del que hem vist abans, aquest lagrangiana és l'extensió al cas que ens ocupa del que hem introduït abans i que descrivia el moviment d'una partícula. En aquell cas la variable cinemàtica era la prò-

pia $x(t)$, la posició com a funció del temps; ara la variable cinemàtica no és una sinó quatre: les quatre components de A_μ com funció de la posició i el temps $A_\mu(x,t)$. En el cas del moviment d'una partícula, és clar que totes les components de x són físicament rellevants. Per contra, aquest no és el cas de A_μ i la raó és que les ones electromagnètiques, els fotons en definitiva, tenen *dos* graus de llibertat a cada punt de l'espai temps, que corresponen clàssicament a les dues polaritzacions possibles d'una ona transversal. Per contra, A_μ té quatre graus de llibertat per a cada punt de l'espai temps. Per a eliminar aquests graus de llibertat és essencial que la teoria que descriu l'electromagnetisme tingui una simetria molt especial, una simetria que consisteix a redefinir $A_\mu \rightarrow A_\mu - \partial_\mu \theta$, on θ és una funció arbitrària, i que res canviï. Això permet, per exemple, triar un *gauge*, on, per exemple, A_μ sigui zero. Això encara ens deixa un grau de llibertat redundant, però una anàlisi més acurada ens ensenya que aquest grau de llibertat no té conseqüències físiques. Les teories que tenen una simetria com l'esmentada es diuen teories *gauge*, i l'electrodinàmica quàntica, la teoria quàntica dels fotons i dels electrons, n'és l'exemple més senzill. De fet, és ben conegut de tots els estudiants d'electromagnetisme que per a trobar una solució de les equacions de Maxwell, cal «fixar un *gauge*». Això vol dir que no hi ha una solució única d'aquestes equacions si no és que, d'entrada, diguem, per exemple, $A_0 = 0$. I la raó és ben senzilla: una solució descrita per A_μ i una altra descrita per $A_\mu - \partial_\mu \theta$ són indistingibles físicament i, per tant, les equacions de Maxwell difícilment poden determinar un únic A_μ .

Aquesta és naturalment una simetria que volem preservar. Per exemple, és justament aquesta simetria la que ens ajuda a entendre que la massa del fotó sigui estrictament zero: la raó és que un terme de massa que afegim al lagrangiana de Maxwell viola la simetria *gauge*. També ens prohibeix regular de qualsevol manera les integrals divergents que apareixen en la nostra lluita contra l'infinit. Ja hem vist que fer-ho pot comportar una massa per al fotó molts ordres de magnitud per sobre del que és físicament acceptable. Aquesta simetria té, de fet, conseqüències molt

profundes: si ens assegurem que treballem d'una manera que la simetria *gauge* és manifesta, podem estar segurs que en cap moment, a cap ordre en teoria de perturbacions, en cap dels processos virtuals que hem dibuixat, obtindrem un infinit que no sigui justament proporcional a algun dels termes del lagrangia de Maxwell, atès que aquest és l'únic que és invariant *gauge*.

Tot i que les antipartícules han millorat el mal comportament ultraviolat de l'electrodinàmica i que la simetria *gauge* ha reduït considerablement el nombre de possibles infinits, aquests no han desaparegut completament. Bé, com dèiem, en realitat no tenim mai cap infinit de veritat, ja que arbitràriament regulem les integrals convertint-les a finites; el que veritablement volem dir és que apareixen logaritmes de l'escala Λ on tallem les integrals només a un nombre molt petit de magnituds físiques. L'autoenergia del fotó n'és una (encara que el regulador que allà hem emprat era deficient, per manca d'invariància *gauge*, fent-ho bé segueix apareixent una divergència logarítmica). Un altre lloc on apareix és en el vèrtex que ja hem vist fotó-electró-electró. I bé, això és tot. Enlloc més apareixen els enutjosos logaritmes. La lluita contra l'infinit és a punt de ser guanyada.

Per acabar, aquests logaritmes poden ser completament eliminats *redefinint* només dues quantitats: la massa de l'electró i la constant α . Això ens permet d'eliminar completament tota traça del regulador Λ i, finalment, eliminar-lo fent-lo molt gran, infinit si volem. Tot allò observable, totes les prediccions són ara finites i concretes. Tot el que hem de fer és mesurar el valor de la càrrega elèctrica i de la massa de l'electró, ajustar els nostres paràmetres del lagrangia i podrem fer prediccions tan precises com vulguem.

Potser l'exemple més espectacular és el moment magnètic de l'electró. Aquest es pot mesurar amb una gran precisió. Tanta precisió, de fet, que el fa la quantitat mesurada més ben coneguda de tota la física. L'error és menor que l'amplada d'un cabell comparada amb la distància de Los Angeles a Nova York. Impressionant. El valor experimental actual (en unitats del magnetó de Bohr) és 1.001159652193 (10). El valor teòric que s'ob-

té fins a ordre α^4 és 1.00115965246 (20). L'acord és excel·lent. Ens ensenya que l'electrodinàmica quàntica i la teoria de perturbacions realment funcionen.

Hem simplificat extraordinàriament un problema que va ocupar els cervells més privilegiats de la física gairebé vint anys. Feynman, Schwinger, Tomonaga i molts altres són els herois d'aquesta lluita contra l'infinit. Una lluita que semblava impossible de guanyar i que té encara moltes sorpreses amagades segurament.

El fet és que són molt poques, poquíssimes, les teories en què podem eliminar els infinits que apareixen en la teoria de perturbacions. Aquelles teories on això és possible es diuen *renormalitzables*. L'electrodinàmica, la teoria quàntica dels fotons i dels electrons, ho és, i que ho sigui és conseqüència que és una teoria *gauge*. No és estrany, per tant, que les teories *gauge* s'hagin convertit en un paradigma de la física de partícules del segle XX.

LES ESTRANYES INTERACCIONS FEBLES

Continuem la nostra exploració. El món no està compost únicament d'electrons i fotons, és clar. Seria certament un món molt avorrit on la feina del físic de partícules seria ja innecessària.

Sembla, però, que els físics de partícules tindrem feina per molts anys. El món és, ben segur, molt més complicat que aquest món fred i previsible, amb només fotons i electrons. Hi ha, per exemple, tot el fascinant món de les interaccions fortes, les que mantenen units protons i neutrons dins dels nuclis. Són unes interaccions molt intenses que encara no entenem completament des d'un punt de vista quantitatiu. Sabem, a més, que ni protons ni neutrons són realment partícules elementals. Cadascuna d'aquestes partícules està composta de tres unitats que, aquestes sí, creiem que són elementals —com a mínim tant com pot ser-ho un electró.

Aquests components dels nucleons són els *quarks*. Per a

construir els nucleons (neutrons i protons) en necessitem de dues classes, que reben els noms de *up* i *down*, respectivament. Els quarks es mantenen units, formant nucleons, gràcies al bescanvi d'unes partícules anomenades *gluons*, que són els portadors de la interacció forta.

Però potser un dels aspectes més intrigants de perquè el món és com és, és la sorprenent replicació de totes les partícules. La matèria ordinària està composta d'electrons i de quarks *up* i *down*. Aquestes partícules formen el que es diu la *primera generació* i les partícules que la componen són estables. Però hi ha dues generacions més, còpia perfecte de la primera, però amb partícules progressivament més massives. A la segona generació, trobem el *muó* i els quarks *charm* i *estranys*; mentre que a la tercera hi trobem els quarks *top* (recentment descobert a Fermilab) i *bottom*. La contrapartida de l'electró i del muó es diu *tau*, i és unes tres mil vegades més pesat que l'electró. Com dèiem, a part de ser més pesades, aquestes partícules de la segona i tercera generació són idèntiques a les de la primera, a les quals poden decaure. No són, per tant, estables i, de fet, no seria gaire equivocat dir que, a part del muó, que sovint és present en raigs còsmics, no es troben a la natura. Entendre per què hi són i per què tenen les masses que tenen continua essent el desafiament més gran de la física de partícules.

No hem parlat encara d'una partícula realment fascinant: el *neutrí* (del qual n'hi ha tres classes). Va ser introduït per Pauli el 1929. La seva descoberta no fou fins al 1956 i per bones raons: es tracta d'una partícula sense massa —si bé resultats experimentals molt recents avançats l'any 1998 pel grup experimental japonès de Superkamiokande, i avui àmpliament acceptats per la comunitat científica, però encara per confirmar, suggereixen que la massa del neutrí pot ser diferent de zero, però extraordinàriament petita—, sense càrrega elèctrica, no subjecta a les interaccions fortes... Com interacciona, doncs, el neutrí?

El neutrí interacciona únicament amb un tipus de força del qual no n'hem parlat encara: les interaccions febles. Hem

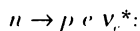
títulat aquesta secció «les estranyes interaccions febles», i efectivament ho són.

Comencem repassant breument l'abast de les diferents interaccions. Si prenem una longitud de referència, per exemple 10^{-17} metres, la distància més petita mai explorada experimentalment, les intensitats relatives de la interacció forta, electromagnètica, feble i gravitatòria són 1 , 10^{-2} , 10^{-6} i 10^{-40} , respectivament. Clarament, la interacció gravitatòria és negligida en el món de les partícules elementals. Les interaccions fortes i electromagnètiques presenten un comportament molt semblant amb la distància: decauen aproximadament com $1/r$. Aquest comportament és exacte en el cas de l'electromagnetisme, però a la distància de 10^{-15} metres es produeix un canvi: la força forta ja no decreix sinó que es manté constant. No prosseguirem aquesta línia, però potser seria interessant esmentar que entendre aquest canvi de comportament d'una manera quantitativa és encara una assignatura pendent de la física d'altres energies.

82

El comportament més peculiar, però, és el de les interaccions febles. La intensitat decreix en augmentar la distància d'una manera abrupta al voltant de 10^{-16} metres. De fet, es va creure, quan no es podien fer experiments a distàncies tan curtes, que la interacció era puntual. Aviat es va suggerir, però, que la partícula o les partícules responsables de les interaccions febles, a diferència del fotó, tenien una massa. Aquesta massa no es podia determinar fins que disposéssim d'acceleradors que exploressin clarament distàncies més petites. Quan qui escriu aquest article va acabar la llicenciatura de física, tot el que se sabia era que la massa d'aquesta o aquestes partícules havia de ser més gran que 50 GeV i poc més.

Ens estem avançant una mica massa, però. Tornem enre-
re als anys que es va començar a entendre, des d'un punt de vista teòric, les interaccions febles. Una de les reaccions nuclears més antigues és la desintegració β del neutró



ν_e^* és l'antipartícula associada al neutrí. La vida mitjana del neutró és de 887 segons. Una vida mitjana extraordinàriament llarga al món de les partícules elementals: però que aquesta vida mitjana valgui el que val és un dels fets que han estat determinants en la història de l'univers, concretament en els celebrats primers tres minuts, quan la nucleosíntesi de tots els elements primordials va tenir lloc. La raó per la qual aquesta vida és tan llarga és simplement per la poca energia disponible per al procés. La massa del neutró és 939.6 MeV, mentre que la del protó és 938.3 MeV. Si a això hi afegim els 0.511 MeV de la massa de l'electró, veiem que pràcticament no li resta energia disponible. La diferència és, de fet, tan minsa que una petita modificació (per exemple, que el protó hagi de sortir amb una energia mínima, o que l'entorn canviï lleugerament les masses) impossibilita completament el procés: el neutró és, de fet, estable dins de la gran majoria de nuclis.

Fermi va ser la primera persona que va proposar una teoria per a la descripció de les interaccions febles. La seva teoria va proporcionar molts anys (i en molts casos encara proporciona) una descripció suficientment acurada. La teoria es coneix amb el nom de *V-A*. Sense entrar en complicacions innecessàries, aquí esmentarem les seves característiques principals. En primer lloc, cal fer esment que els quarks o leptons (com l'electró o el muó) són *fermions*, partícules amb espín 1/2 i que, per tant, tenen en realitat dos graus de llibertat. El cas és que les interaccions febles afecten només un d'aquests graus de llibertat i no l'altre. De fet, quan les interaccions febles s'analitzen amb més detall, una característica sorprenent emergeix: un procés i el mateix procés tal com el veuríem reflectit a un mirall no tenen les mateixes propietats des del punt de vista de les interaccions febles. Veritablement és un món estrany, i quan hom explica aquesta part de la física als estudiants no pot deixar de preguntar-se el perquè la natura ha triat una descripció tan barroca. En segon lloc, cal assenyalar que les interaccions febles a la teoria de Fermi vénen descrites per una interacció puntual en què quatre fermions (per exemple neutró, protó, electró i neutrí en el cas de

la desintegració β del neutró) es troben en un punt de l'espai temps, sense el bescanvi de cap partícula (és a dir, no com en el cas de l'electromagnetisme, on electrons i positrons interaccionen bescanviant fotons). Sembla un detall petit, però no ho és.

Considerem, per exemple, la contribució a l'autoenergia d'un fermió provinent de la teoria de Fermi i comparem-la amb la de l'electromagnetisme (que recordem és logarítmicament divergent). Les dues contribucions virtuals més senzilles les hem dibuixat a la figura 5.



FIGURA 5. *Correccions virtuals a l'autoenergia de Fermió a l'electrodinàmica quàntica i al model de Fermi, respectivament.*

84

Notem que a l'electromagnetisme tots els vèrtex tenen tres «potes», mentre que aquí en tenen quatre. Aquesta és la conseqüència de no tenir el bescanvi de cap partícula tal com té el fotó. Les conseqüències quant a les correccions quàntiques són profundes. Si calculem en aquest cas concret la contribució de les interaccions febles a l'autoenergia, veurem que és quadràticament divergent, fins i tot tenint en compte la contribució de les antipartícules. Pitjor encara, les divergències l'únic que fan és empitjorar cada cop que es tenen més en compte les contribucions virtuals. A diferència de l'electromagnetisme, la teoria de Fermi no és renormalitzable.

Aquesta era la situació als anys quaranta, cinquanta i seixanta. Es disposava d'una teoria que funcionava prou bé, però aquesta teoria era simplement incompatible amb algunes prediccions de la mecànica quàntica, que com hem vist exigeix la presència de les correccions radiatives.

De fet, la teoria de les interaccions febles de Fermi era també insatisfactòria per una segona raó: era necessari considerar separatament cada un dels processos febles. Per exemple,

desintegracions com $n \rightarrow p e \nu_e^*$, $\Lambda(1116) \rightarrow p e \nu_e^*$, $\Lambda(1116) \rightarrow p \mu \nu_\mu^*$, $\Sigma \rightarrow \Lambda e \nu_e$ entre moltes altres requerien, cadascuna d'aquestes, un terme per separat en el lagrangiana de la teoria de Fermi. Atès que hi ha milers i milers de desintegracions febles possibles, difícilment pot considerar-se aquell procés com una descripció fonamental, sinó, en tot cas, *efectiva* de la natura.

L'any 1961 Murray Gell-Mann i altres van formular el model quark, dels quals ja n'hem parlat al començament d'aquest apartat. L'existència dels quarks fou confirmada a començament dels anys setanta en experiments realitzats en SLAC. El model quark postula que totes les partícules amb interaccions fortes estan compostes de fermions elementals. Són les diferents combinacions possibles dels diversos quarks (*up* i *down* són els que componen la matèria ordinària, però no és difícil produir també partícules que contenen el quark *strany*), juntament amb les diferents possibilitats de combinar els moments angular orbital i d'espín, el que produeix l'estol de partícules amb interaccions fortes, els *hadrons*.

El model quark incorpora, doncs, un element de racionalitat molt important a la física de les interaccions fortes. Basat en aquest model, desenvolupaments posteriors han conduït a una teoria satisfactòria per a aquestes interaccions, que no és l'objecte d'aquestes línies, però que segurament sí que serà objecte de l'atenció de l'Acadèmia Sueca en els propers anys. En altres paraules, el Premi Nobel per a la QCD, que així es diu la *teoria de les interaccions fortes*, no tardarà.

I les interaccions febles? Poden els quarks resoldre els problemes teòrics que presenta el model de Fermi? D'entrada, el model quark aporta també aquí una simplificació impressionant. Ara, no hem de considerar separatament la desintegració del neutró, de la partícula Λ , etc. Tots els processos febles coneguts als anys seixanta poden descriure's dins del model quark acceptant que la interacció feble es produeix per mitjà d'una interacció puntual idèntica a la del model de Fermi, la qual involucra parelles de quark *up* i *down* i parelles $e \nu_e$ en les diferents combinacions possibles (no discutim aquí els processos involucrant

el quark *estranys*, que complica les coses però només una mica). És a dir, que podem tenir interaccions entre dos *up* i dos *down*, entre dos electrons i dos neutrins, o bé, entre una parella *up-down* i una parella electró-neutrí, concretament aquesta darrera combinació és la rellevant per a la desintegració β . La figura 6 exhibeix la desintegració del neutró, tal i com s'entén a la teoria de Fermi amb el model quark.

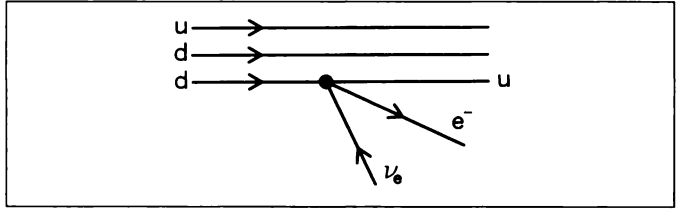


FIGURA 6. La desintegració β del neutró al model de Fermi amb quarks.

86

La reducció del nombre de paràmetres arbitraris és enorme i el model de Fermi reformulat en termes de quarks pot tenir aspiracions, finalment, a ser una teoria fonamental. Dissortadament, fins i tot dins del model quark, els problemes amb la mecànica quàntica persisteixen.

L'any 1954, quan 't Hooft tenia vuit anys i Veltman tot just acabava els seus estudis de física va aparèixer un article que havia d'influir profundament la física. Aquest article anava signat per R. Mills i C. N. Yang. Yang fou un dels descobridors de l'estranya propietat de les interaccions febles quan es venen reflectides en un mirall i que coneixem tècnicament amb el nom de *violació de paritat*. Aquest article no tenia, però, res a veure amb això.

Per a entendre l'aportació de Mills i Yang cal que tornem a la desintegració del neutró i al fet que la massa del protó i del neutró són molt properes. De fet, sota les interaccions fortes neutró i protó són essencialment la mateixa partícula. És cert que tenen una càrrega diferent, però això té a veure amb l'electromagnetisme i no amb les interaccions fortes. A escala quark el

contingut del protó és *uud* ($u = up$, $d = down$), mentre que el del neutró és *udd*. El bescanvi d'un quark *up* per un quark *down* no altera les propietats de la partícula. Ens trobem, per tant, en presència d'una simetria de la natura. Aquesta simetria rep el nom d'*espín isotòpic* o *isospín*.

L'electromagnetisme és una teoria *gauge*, això ja ho sabem. A l'apartat anterior hem parlat sobretot de com les transformacions *gauge* eren essencials per a eliminar graus de llibertat redundants. No hem parlat, però, de com les transformacions *gauge* modifiquen el grau de llibertat de l'electró i del positró. Bé, aquest és el moment de fer-ho. Si redefinim el camp electromagnètic com $A_\mu \rightarrow A_\mu - \partial_\mu \theta$, per a preservar la simetria cal que redefinim la funció d'ona de l'electró amb una fase: $\Psi \rightarrow e^{i e \theta} \Psi$.

La fase de l'electró (una fase *local*, no global) és no observable. Evidentment, la invariància local implica la global, però no a la inversa. Yang i Mills van tenir la idea següent: si les interaccions fortes són invariants sota canvis *globals* d'isospín, per què no es podia explorar la possibilitat d'estendre aquesta simetria al cas *local*? Si quan es fa això a l'electromagnetisme ens apareix necessàriament el camp electromagnètic i, per tant, el fotó, quines partícules ens apareixeran per a realitzar la simetria d'isospín des d'un punt de vista local?

La idea de Yang i Mills era que probablement aquestes partícules tenien alguna cosa a veure amb les interaccions fortes. Yang i Mills estaven equivocats, però. Les interaccions fortes poden efectivament derivar-se per un procediment inspirat en el de Yang i Mills, però no tenen res a veure amb l'exigència de la simetria d'isospín des d'un punt de vista local, sinó amb un nou nombre quàntic que ni Yang ni Mills podien sospitar que existís al 1954, atès que la seva necessitat esdevé evident només quan els quarks foren introduïts per Gell-Mann i altres: de fet, la teoria de Yang i Mills fou pensada originàriament en termes de nucleons.

Formuleu-la, però, en una visió moderna, en termes de quarks. El que la invariància d'isospín vol dir és que hem d'agrupar el quark *up* i el quark *down* com agrupem les dues com-

ponents de l'espín d'una partícula d'espín $1/2$ en un doblet. En aquest llenguatge, la simetria d'isospín és simplement la simetria $SU(2)$, com és familiar a qualsevol estudiant de mecànica quàntica. Per tant, la fase θ de l'electromagnetisme ha estat substituïda per una matriu Ω de $SU(2)$. I la transformació del camp electromagnètic $A_\mu \rightarrow A_\mu - \partial_\mu \theta$ se substitueix per $A_\mu \rightarrow A_\mu - \Omega^{-1} \partial_\mu \Omega$. Això vol dir, naturalment, que el propi A_μ és una matriu (—tècnicament pertanyent no a $SU(2)$ sinó a l'àlgebra de $SU(2)$ — que descriu no un «fotó», sinó tres: dos de carregats i un de neutre. Avui en dia sabem que aquestes són les partícules W i Z , responsables de les interaccions febles, però a l'època ningú va saber què fer-ne, d'aquestes partícules.

Hi havia una bona raó per a això. Les partícules W i Z havien de ser molt massives perquè les interaccions febles tenen un abast molt curt i ningú tenia la més remota idea de com donar massa a aquestes partícules sense trencar la invariància *gauge* que tant havia costat introduir. A poc a poc, en el decurs dels anys seixanta es va començar a veure la llum. Una contribució fonamental fou la de S. Weinberg qui, inspirat en el mecanisme de la superconductivitat, va proposar que l'addició d'un isodoublet de partícules escalars permetria aquesta aparent quadratura del cercle: donar masses mantenint la simetria *gauge*. La idea bàsica és la de *trencament espontani*. La simetria *gauge* en el cas de les interaccions febles és exacte des del punt de vista del lagrangian, però l'estat fonamental no la respecta. La situació és, en tot, semblant a la d'un ferromagnet. Des del punt de vista del hamiltonià (del sistema), tant li fa que els moments magnètics del material apuntin cap amunt o cap avall (en una direcció de quantització arbitrària). Però cap alguna direcció específica han d'apuntar, cap algun tros de material determinat! Una petita fluctuació decideix una direcció privilegiada i cap aquesta direcció assenyalava la magnetització del material. En el cas de les interaccions febles, la simetria $SU(2)$ és perfecta des d'un punt de vista hamiltonià, però l'addició dels camps escalars permet d'introduir un potencial que fa que un estat on hi ha una «magnetització» sigui privilegiat. Quina, tant és, però el sistema prefe-

reix un estat fonamental «magnetitzat». Això selecciona una direcció a $SU(2)$. Una altra direcció donaria una física equivalent. El fet, però, és que la simetria ha estat trencada i fer ara una transformació *gauge* en aquest estat li costa energia, al sistema. Les partícules W i Z tenen ara una massa. Per així dir-ho, la simetria *gauge* és ara una simetria oculta. Aquest és l'anomenat *mecanisme de Higgs*.

El mateix Weinberg, juntament amb S. Glashow i A. Salam varen proposar finalment el que avui coneixem com a *model estàndard de les interaccions electrofebles* (l'afegit *electro* és a causa que és possible incloure també l'electromagnetisme dins d'una descripció unificada). Els tres varen rebre el Premi Nobel de Física el 1984, un cop les partícules W i Z varen ser experimentalment descobertes al CERN el 1983.

Com ja hem tingut ocasió de discutir, el fet que les interaccions febles vinguin mitjançades per una partícula *gauge* i, per tant, abandonem el model de Fermi ja definitivament ens dóna noves esperances. Podrem finalment donar un sentit a les correccions radiatives.

59

L'HOME DEL CIGAR I EL SEU ESTUDIANT

Així deien a Veltman els alumnes de la Universitat Autònoma de Madrid, on Veltman va ser professor visitant un cert temps. Veltman era professor de la Universitat d'Utrecht als Països Baixos; 't Hooft va anar un bon dia de l'any 1969 a veure'l per demanar-li un tema per a realitzar la seva tesi doctoral. «Demostri que el model de Glashow-Weinberg-Salam és renormalitzable», va ser la resposta de Veltman.

Això no era una feina gens senzilla. Va portar molts anys a físics eminents com Tomonaga, Schwinger i Feynman demostrar que l'electrodinàmica quàntica és renormalitzable, que la mecànica quàntica i l'electromagnetisme no eren incompatibles. (Per aquest treball, tots tres van rebre el Premi Nobel de Física el 1965.) Aquí els obstacles eren increïblement més grans, no

solament perquè la simetria *gauge* és molt més complicada, sinó que, a més, està *trencada*.

Veltman mateix portava ja un cert temps treballant en el problema. Ell havia calculat la renormalització en una teoria on el W i el Z són massius, però sense el concurs del mecanisme de Higgs: és a dir, en una manera que clarament viola la simetria *gauge*, incloent-hi només les primeres correccions virtuals, el que en la parla dels experts diem partint d'un *loop*. La primera feina de 't Hooft i Veltman va consistir a calcular en la mateixa teoria dos *loops*: és a dir, tenint en compte les correccions quàntiques virtuals a segon ordre en teoria de perturbacions. No va ser una sorpresa veure que el comportament ultraviolat de la teoria sense el mecanisme de Higgs era dolent. El model era clarament no renormalitzable.

Cal tenir ben present que es tracta de treballs d'una complexitat tècnica extraordinària. Tant és així que els càlculs només van ser possibles gràcies a un programa de manipulació algebraica per ordinador anomenat *Scoonship* que va fer Veltman mateix i que és el primer que mai es va escriure. Els seus successors Reduce i posteriorment Maple i Mathematica són avui dia una eina comuna del físic teòric.

A part de problemes tècnics hi havia molts problemes conceptuals. Ja hem comentat en seccions precedents que, si bé és essencial la simetria *gauge* del problema, en la resolució de les equacions de moviment (semblants a les equacions de Maxwell de l'electromagnetisme) i, en general, en tots els passos intermedis, es necessita triar un *gauge*. Hem parlat en el cas de l'electromagnetisme d'una tria: $A_0 = 0$. Aquesta és solament una de les moltes possibles, però té un greu inconvenient: no és invariànt relativista. A la pràctica, això vol dir que totes les expressions en estadis intermedis del càlcul no són invariants relativistes. Naturalment, com que el resultat final no pot dependre de la tria del *gauge*, la invariància relativista es restaura en el resultat final, però és una complicació molt gran afegida a un problema ja complex. Evidentment, el mateix problema es presenta a l'electromagnetisme i allà hom fa una tria diferent a $A_0 = 0$.

Normalment s'imposa la condició $\partial_\mu A_\mu = 0$, que és invariànt relativista. Aquesta condició, que elimina un dels graus de llibertat redundants i el grau de llibertat restant no físic, com ja hem tingut ocasió de comentar, és inofensiu: no s'acobla a cap partícula física.

Malauradament, a la teoria de Glashow-Weinberg-Salam el grau de llibertat redundant sí que s'acobla al món real. Cal eliminar-lo. Aproximadament per la mateixa època on 't Hooft i Veltman van començar a treballar en el problema de la renormalització del model estàndard, dos físics russos L. Faddeev i V. Popov van trobar la solució. Calia afegir una nova partícula al model, però aquest cop era una partícula fictícia. Fictícia perquè es comporta com un fermió, però no té espín semienter. Una partícula, en definitiva, que Faddeev i Popov van anomenar *ghost* ('fantasma'). Una partícula tan poc física no ens ha d'amoïnar, però. Aquesta partícula no es pot produir en cap experiment. És una partícula que incorporem només com un artifici de càlcul. Faddeev i Popov varen demostrar, però, que afegir-la permetia d'eliminar el grau de llibertat redundant i obtenir els resultats correctes. Aquesta era una de les eines que necessitaven 't Hooft i Veltman.

No s'acabaven aquí les dificultats que calia superar. El següent entrebanc no era menys difícil. En parlar de la lluita dels físics dels anys quaranta i cinquanta contra els omnipresents infinits, hem parlat de la necessitat de regular les integrals presentant un mal comportament ultraviolat d'una manera compatible amb la simetria *gauge*. Cap dels reguladors emprats per a l'electrodinàmica quàntica eren apropiats per al model de Glashow-Weinberg-Salam. Calia alguna idea nova.

La idea va ser simplement genial. Calia treballar en un nombre fictici de dimensions de l'espai temps, fins i tot complex. Per què? 't Hooft i Veltman varen demostrar que les ja familiars integrals divergents, quan s'avaluaven en un nombre de dimensions de l'espai temps arbitrari i complex, es transformen en funcions meromorfes, que fora de quatre dimensions són finites i que les podem determinar sense dificultat. Aquest és un regula-

dor perfectament invariant *gauge*, i no solament això, sinó que des d'un punt de vista tècnic ha facilitat extraordinàriament el càlcul de les correccions radiatives en moltes altres teories.

Tots els ingredients estaven ja a l'abast dels nostres protagonistes. En un parell de famosos treballs que varen aparèixer l'any 1971, 't Hooft i Veltman observen que els infinits cancel·len al model de Glashow-Weinberg-Salam amb el mecanisme de Higgs tant a un, com a dos *loops*. Es convencen també que la cancel·lació persisteix a qualsevol ordre en teoria de perturbacions: és a dir, per a correccions virtuals arbitràriament complicades.

Posteriorment la demostració va ser perfeccionada, i una demostració general, vàlida a qualsevol ordre en teoria de perturbacions, va ser formulada per B. Lee i J. Zinn-Justin. El model estàndard és renormalitzable.

LES CORRECCIONS QUÀNTIQUES... I ALTRES

Podríem, segurament, dir que el Premi Nobel que l'Acadèmia Sueca ha atorgat a 't Hooft i Veltman ha estat atípic, 't Hooft i Veltman no han formulat cap teoria nova, ni han proposat cap nova partícula. El treball pel qual 't Hooft i Veltman han estat premiats és un treball tècnic, però un treball tècnic que, a més d'extraordinàriament difícil i que requereix molts ingredients físicament motivats, té conseqüències profundes per a la nostra comprensió del món.

Les interaccions febles i la mecànica quàntica eren incompatibles quan el marc teòric era la vella teoria de Fermi. Només el model de Glashow-Weinberg-Salam, amb el mecanisme de Higgs incorporat, tenia una possibilitat de reconciliar els dos aspectes, 't Hooft i Veltman han demostrat que aquesta possibilitat era correcta.

Això ha obert la porta, naturalment, a calcular les correccions quàntiques a tot tipus de processos i magnituds relacionats amb les interaccions febles i, per tant, a permetre una compara-

ció precisa amb l'experiment. Aquest, d'altra banda, ha millorat extraordinàriament gràcies a la posada en funcionament de l'accelerador LEP al CERN, una anella de 26 km, on electrons i positrons es fan col·lisionar amb una energia de fins a 200 GeV. El LEP ha permès, per exemple, de determinar la massa de la partícula Z amb una precisió veritablement impressionant: $M_Z = 91.187 \pm 0.007$ GeV. La precisió en la determinació de M_H és lleugerament menor. Comparem aquesta precisió amb el pobre coneixement de fa només uns anys a què abans hem fet referència $M_H > 50$ GeV i veurem l'enorme progrés realitzat. Bona part de la feina ha estat deguda al progrés experimental, però una gran part es deu que hem estat capaços, gràcies al treball de 't Hooft i Veltman, de calcular correccions quàntiques. La precisió és tal que les correccions quàntiques són avui absolutament essencials per a la comparació entre teoria i experiment. Si no s'arriba a tenir en compte, el model estàndard estaria lluny dels resultats experimentals per a moltes desviacions estàndard.

Dos detalls més, fins un cert punt anecdòtics, ens faran veure quin és el grau de precisió assolit. Fa ja uns anys els enginyers responsables del funcionament de l'accelerador LEP van detectar anomalies en la diferència de potencial entre el tub per on circulen electrons i positrons, i el terra, entre d'altres. Es tractava d'anomalies minúscules, que haurien passat desapercebudes si no arriba a ser perquè el grau de precisió era tal que afectaven la mesura de la massa de la Z. Aquestes anomalies es produïen regularment al llarg del dia, però sense cap raó que aparentment ho justificués. Quina fou la sorpresa dels enginyers quan varen descobrir finalment que era perfectament possible predir quan es produïrien les anomalies... consultant l'horari de trens de la SNCF!

L'accelerador LEP es troba, soterrat naturalment, a uns cinc quilòmetres de la via del tren que, procedent de França, arriba a Ginebra. Per aquesta via, circula el TGV diverses vegades al dia, el corrent de retorn del qual provoca distorsions locals del camp elèctric, que són suficientment grans com per a ser detectades a LEP. Segons els rumors, els enginyers van caure en

quin era el problema quan en una de les periòdiques vagues de la SNCF les anomalies varen desaparèixer.

Però potser més espectacular encara va ser quan es va veure que era necessari tenir en compte el moviment de la lluna per a mesurar la massa de la partícula Z ! Tots sabem que existeixen les marees i que, si bé en una mesura molt més petita, aquestes afecten també la terra ferma. El túnel del LEP no és una excepció: les marees provoquen distorsions en la posició de l'òrbita dels electrons i positrons, un efecte extraordinàriament petit, de l'ordre dels 100μ (o menys encara, però que té conseqüències sobre l'energia del feix i, per tant, sobre la mesura de M_Z). Com veiem, no són solament les minúscules correccions quàntiques les que cal tenir en compte quan volem estudiar les interaccions febles. Clarament, si a un experiment de física de partícules hem de tenir present la influència de la lluna, és que hem arribat a un altíssim grau de precisió.

Saber que les teories de què disposem descriuen totes les interaccions entre partícules elementals ens ha d'omplir de satisfacció, però cal donar la volta a l'argument. Quan hem començat a analitzar els efectes quàntics, hem vist que l'electró explorava d'una manera virtual totes les possibilitats al seu abast, i el mateix passa, és clar, per a altres partícules com H i Z . Les correccions quàntiques, per tant, ens obren una finestra —virtual, però una finestra no gensmenys— a totes aquelles partícules que pel fet de ser excessivament pesades no podem encara produir.

Justament així, els físics teòrics van saber que el quark *top* havia de tenir una massa a prop de 170 GeV i un parell d'anys després els físics de Fermilab van descobrir-lo, determinant que $m_{top} = 175 \text{ GeV}$. Es feia encaixar així, com en un mecanisme d'un rellotge suís, una de les darreres peces del model estàndard.

Dissortadament, els resultats experimentals no són encara prou concloents per a determinar si l'últim dels ingredients essencials del model de Glashow-Weinberg-Salam existeix o no. Ens estem referint, és clar, al Higgs, la partícula escalar que

dóna massa a la W i la Z (i de retruc a totes les altres partícules) dins del model estàndard. Malgrat que encara no s'ha proporcionat una resposta conclouent en aquest sentit, els experiments recents sí que han proporcionat valuosa informació, amb l'ajut de les correccions quàntiques i el seu control, sobre quins dels possibles mecanismes de trencament de la simetria són encara possibles i quins han estat exclosos definitivament. Segurament no tindrem una resposta definitiva fins al 2005, quan l'accelerador LHC començarà a funcionar.

El segle va començar amb una proposta revolucionària, la hipòtesi del *quàntum*, una hipòtesi que va portar a abandonar la descripció clàssica del món. Els anys que van precedir la Segona Guerra Mundial van ser uns anys on la mecànica quàntica es va anar bastint d'una manera gradual fins a obtenir un marc consistent de descripció del món microscòpic. Els anys que van seguir a la guerra van veure com les diferents interaccions, l'electromagnètica forta i feble, van ser successivament incorporades dins d'aquest marc quàntic. Això va representar entendre el concepte de la renormalització i del tractament consistent de les correccions virtuals en un marc quàntic i relativista. La darrera clau de volta d'aquest edifici la van posar 't Hooft i Veltman, i per això han estat justament guardonats.

La física de partícules es troba, a la darrerria del segle XX, en una situació paradoxal. D'una banda, tenim un marc que descriu perfectament dins del marc quàntic i relativista totes les interaccions conegudes, amb la notable excepció de la gravitació, i això és clarament positiu i ens hauria de satisfer. D'altra banda, molts físics de partícules es troben *dissatisfets* justament perquè el marc que proporcionen les teories *gauge* funciona *massa bé*. Curiosa gent, els físics de partícules, que la cosa que més desitgen és que les teories que acaben de proposar fallin! Amb això volem dir que per molt que s'ha buscat pel dret i pel revés no s'ha trobat ni una sola indicació de nous fenòmens físics ni, molt menys encara, cap indici que posi en qüestió els fonaments de la teoria, i això posa nerviosos a molts físics (mal?)acostumats a una successió trepidant de descobertes.

Això no vol dir que no hi hagi problemes teòrics per resoldre. La quantització de la gravitació n'és un, però també per què les masses de les partícules són les que són, per què hi ha tres generacions, per què els grups de *gauge* són els que són i, sobretot (per la previsible immediatesa de nous resultats experimentals) quin és el mecanisme que dóna masses (és el mecanisme de Higgs, correcte?). Esperem que hi hagi aviat nous resultats experimentals. Si no és així, ens podríem trobar en pocs anys en la mateixa situació que va portar a Lord Kelvin a declarar a la darrera del segle XIX que l'única cosa que li restava a la física era mesurar amb més precisió les constants de la natura, i declarava la física un camp tancat. És clar que ja s'ha vist que Lord Kelvin no tenia raó.