

**REAL ACADEMIA DE CIENCIAS  
EXACTAS, FÍSICAS Y NATURALES**

# **PARTÍCULAS E INTERACCIONES**

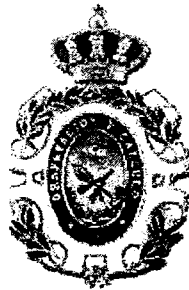
**DISCURSO LEÍDO EN EL ACTO DE SU  
RECEPCIÓN POR EL**

**EXCMO. SR. D. MANUEL AGUILAR BENÍTEZ DE LUGO**

**Y CONTESTACIÓN DEL**

**EXCMO. SR. D. FRANCISCO J. YNDURÁIN MUÑOZ**

**EL DÍA 3 DE ABRIL DE 2002**



**MADRID**  
Domicilio de la Academia  
Valverde, 22

---

Discurso de contestación en el ingreso a la Real Academia de Ciencias  
de D. Manuel Aguilar Benítez de Lugo

## Algunos parámetros básicos de la física

Francisco J. Ynduráin Muñoz

**E**xcmo. Sr. Presidente, Excmos. Sres. Académicos, Señoras, Señores:

Nuestra Corporación acoge hoy en su seno a D. Manuel Aguilar Benítez de Lugo; algo que me produce satisfacción por partida doble: primero, porque siempre es grato recibir en esta Institución a una persona de su elevado nivel científico; y, en segundo lugar, porque con él me une una sincera y larga amistad. Con Manuel Aguilar he compartido fatigas, alegrías y, también, decepciones en nuestro común interés por desarrollar la física de altas energías en nuestro país durante muchos años. Quiero por ello expresar mi agradecimiento a la nuestra Institución por haberme designado para contestar al nuevo académico, a quien ya desde ahora doy la más cordial bienvenida a la casa, en nombre de todos.

Como es habitual, empezaré por presentar al beneficiario, para pasar más tarde a exponer algunas reflexiones motivadas tanto por la lectura de su discurso como, sobre todo, por su quehacer científico.

## Encomium

Viene nuestro nuevo académico, D. Manuel Aguilar, a sustituir en la plaza de académico numerario a D. Joaquín Catalá de Alemany; y es motivo de alegría el que esto sea así. Desde luego, porque (en este caso) no ha sido la vacante debida al fallecimiento del predecesor: D. Joaquín Catalá goza de muy buena salud. Pero también porque podemos ver esta sustitución como una prueba de la vitalidad de la física experimental de altas energías, cuya presencia en España se debe, en buena parte, a los esfuerzos del Profesor Catalá, y a su Instituto de Física Corpuscular, el primero en esta disciplina en nuestro país, que comenzó a funcionar ahora hace poco más de cincuenta años. Es éste un relevo generacional en el que los indudables méritos del nuevo académico no deben hacernos olvidar que es uno de muchos, *primus inter pares*, de una brillante generación que ya ha producido otras más. Continuidad ésta que nos hacen mirar con razonable optimismo el futuro de la física experimental española de altas energías.

Sin embargo, los comienzos no fueron fáciles. Como ya hemos indicado, el primer grupo en España en hacer física de altas energías fue el de Valencia; el segundo se formó a través de la JEN (Junta de Energía Nuclear) creada en 1951. Aunque en aquella época estaba ya claro que los núcleos atómicos no son elementales, y por tanto la JEN no se ocupaba primordialmente de física de partículas, este organismo (imitando en ello a los análogos del mundo más desarrollado) estableció un pequeño grupo de física subnuclear. Especialmente, la incorporación de España al CERN (organismo europeo de investigación en física de partículas, localizado en Ginebra), cuyas relaciones con nuestro país se llevaban a cabo a través de la JEN, actuó de acicate para el desarrollo de este tipo de física. Pero el

grupo de la JEN, aunque llegó a contar con media docena de físicos de partículas, se limitó a en sus inicios a la parte teórica de dicha ciencia.

A mediados de los años sesenta del siglo pasado era evidente para algunos dirigentes de la JEN (entre los que podemos mencionar a Armando Durán y Carlos Sánchez del Río) que la situación era difícilmente sostenible, en especial en la relación con el CERN. En efecto, y por citar una fecha, en 1963 el contingente español en este laboratorio se reducía a dos físicos teóricos, tres experimentales y dos técnicos. De éstos, dos provenían del centro de Valencia y el resto de la Junta. Pero lo peor de la situación no estaba en lo reducido del grupo en el CERN, sino en que éste representaba cerca de la mitad del total de físicos de altas energías del país. Era necesario desarrollar esta física, para lo que las autoridades de la JEN organizaron en 1965-1966 un programa de formación, tanto para teóricos como para experimentales, y se puso en marcha un grupo experimental en el que se integraron físicos provenientes del extranjero y retornados del CERN.

El programa fue un éxito, y produjo la primera gran cosecha de físicos experimentales de partículas en nuestro país: entre ellos, nuestro flamante académico, Manuel Aguilar.

Pero no era Manuel Aguilar uno del montón, sino, según todos los que le conocieron, uno de los más brillantes de un grupo que comprendía casi una docena de los mejores jóvenes cerebros de la física de la época. Inmediatamente después de acabar el curso, Manuel Aguilar se dirigió al CERN, destino obvio de todo físico de partículas con ambiciones, integrándose en la División TC (Cámara de burbujas), entonces la perla de la corona del CERN. Allí coincidí con él, en 1968 y 1969, cuando estaba yo también de becario; en mi caso, en la división de teoría. El prestigio profesional que se había ganado ya en aquella época Manuel Aguilar era ciertamente extraordinario, en especial teniendo en cuenta la prevención con que trataban a los españoles en el CERN: no es fácil destacar en una disciplina experimental como las altas energías, en la que los equipos constan de muchas personas, sin tener el apoyo de un grupo sólido detrás, algo que en España estaba por crear. Sólo al final de los años setenta, y gracias en buena parte a la labor de Manuel Aguilar, pudo el grupo de la JEN codearse realmente con los más prestigiosos de más allá de nuestras fronteras.

Aparentemente, sin embargo, este aislamiento, este carecer de padrinos no le representó excesivo *handicap* a nuestro nuevo académico. Su labor en el CERN fue tan positiva que, después de algo más de dos años allí, fue contratado entre 1969 y 1971 por un grupo aún mejor, el formado alrededor de Samios en el laboratorio de Brookhaven en los EE UU.

También allí destacó Manuel Aguilar. Después de 28 meses de estancia en Brookhaven, se le ofreció continuar su trabajo allí; pero nuestro nuevo académico, por fortuna para la física experimental española, lo rechazó, regresando a nuestro país en 1972. Aquí, en la entonces JEN, se

afincó el nuevo académico; lo que, por otra parte, no le impidió realizar provechosas estancias en el extranjero, en especial en el CERN y, en 1982-1983, en el Collège de France.

No fue el momento del regreso de Manuel Aguilar un momento fácil. En efecto, en 1969 el gobierno español anunció su retirada del CERN, retirada que se materializó el año siguiente: lo que fue un rudo golpe para los grupos experimentales, los cuales dependían en buena manera de los datos obtenidos con los aceleradores del CERN para su subsistencia. Sin embargo, la situación pudo salvarse. Las vitales conexiones con el CERN se conservaron gracias a los esfuerzos de los científicos que habían retornado en los últimos años de este organismo, y al prestigio y la credibilidad que habían acumulado en el mismo personas como Manuel Aguilar. Y el grupo de la JEN no se limitó a vegetar, sino que dio muestras de notable pujanza. Entre otras cosas, una acción de una importancia capital consistió en ponerse al día en métodos experimentales electrónicos, lo que garantizó el futuro de la física de altas energías a nivel competitivo mundial. Esto fue posible por el golpe maestro de integrar a parte del grupo de la JEN<sup>1</sup> en las investigaciones en el laboratorio DESY de Hamburgo, específicamente en los experimentos dirigidos por el premio Nobel Sam Ting. Esto tenía dos importantes consecuencias. En primer lugar, rompía la dependencia del CERN, diversificando las colaboraciones del grupo. En segundo lugar, y algo mucho más importante, esta colaboración permitió formar a los jóvenes que se incorporaban a la JEN en las técnicas más avanzadas. Entre estos jóvenes se encuentran algunos como Fernando Barreiro o Enrique Fernández, hoy directores de dos importantes grupos experimentales, y discípulos directos de Manuel Aguilar.

En los años ochenta el grupo de física experimental de la JEN (que en tanto cambió su nombre a CIEMAT) estaba ya estabilizado y establecido, y nuestro nuevo académico reconocido internacionalmente como un físico de primera línea. De esta época (1981) data su incorporación al prestigioso *Particle Data Group*, editor de las *Particle Data Tables* (lo que ha contribuido a hacerle ser durante bastante tiempo el científico español más citado), y su nombramiento para el Comité de Experimentos del Supersincrotrón del CERN. Ya en los años 90, la figura científica de Manuel Aguilar sigue afirmándose, y pasa a ser Evaluador Externo del Proyecto ANTARES, y a participar en el Comité de Altas Energías de la Sociedad Europea de Física, encargado entre otras tareas de la organización de los grandes congresos bienales europeos: y esto por citar unos pocos de sus

---

<sup>1</sup> No es este el lugar de hacer una lista de las personas del grupo de la JEN, además de nuestro nuevo académico, involucradas en estas actuaciones; pero, y aunque tal vez algo subjetivamente, por ser las personas con las que he colaborado científicamente, quiero citar también a Juan Antonio Rubio y a Marcos Cerrada.

puestos internacionales. Lo cual no quiere decir que no haya tenido reconocimiento en nuestro propio país. Aquí ha sido el primer presidente del grupo de física de altas energías de la Real Sociedad Española de Física y, entre una larga lista de honores, ha recibido la Medalla de esta Academia en 1980.

Quiero, para terminar, contar un par de anécdotas profesionales. Una de ellas se refiere a la calidad del trabajo de Manuel Aguilar. Refiriéndose a la capacidad informática de nuestro nuevo académico, un conocido científico, que fue su doctorando, la definía así: "A Manolo no le apasiona escribir programas de ordenador pero, cuando los escribe, puedes estar seguro que están bien". Quien conozca la gigantesca complejidad de los programas de cálculo al uso en la física de partículas elementales experimental podrá apreciar lo que esta frase representa.

La segunda anécdota concierne el análisis de correlaciones de espín en desintegraciones de partículas, a las que nuestro académico hizo importantes contribuciones en los años setenta (de hecho, Manuel Aguilar fue el primer experimental español en presentar una sesión monográfica, precisamente sobre ese tema, en una gran conferencia, la Bienal de 1973 de la Sociedad Europea de Física en Aix-en-Provence). El teórico francés Louis Michel y sus colaboradores habían desarrollado complicadísimos métodos de análisis, basados en consideraciones de las helicidades de las partículas. Pero Aguilar no tuvo que aplicarlos: se había dado cuenta de que, utilizando transversidad en lugar de helicidad, las complicadas construcciones teóricas se reducían a relaciones elementales.

# Algunos parámetros básicos de la física

## 1. Introducción

El tema de este discurso de contestación ha sido elegido no sólo por su interés intrínseco, sino por otros dos motivos. Uno, por su conexión con nuestro nuevo académico: las prestigiosas *Tables of Particle Properties*, en las que, como ya se ha mencionado, Manuel Aguilar ha contribuido de forma importante, contienen una sección dedicada especialmente a las constantes básicas de la física. Y el otro, que la búsqueda de medidas y cálculos de precisión ha sido objeto de mi propio trabajo de investigación en los últimos años.

Antes de proseguir es conveniente discutir una cuestión, que es la de acotar lo que entendemos aquí por *constantes básicas*, para lo que consideraré unos ejemplos. El primero, la constante de Avogadro. ¿Debemos considerar a ésta como una constante básica? Y si es así, ¿en qué sentido? No cabe duda de que el número de Avogadro es una cantidad muy importante: nos dice cuántos átomos hay en un gramo de materia y, por tanto, nos permite relacionar el universo microscópico de átomos y moléculas con el nuestro, macroscópico, en el que medimos en gramos, centímetros y segundos. Pero no vamos a considerar aquí la constante de Avogadro como una cantidad básica: su valor depende no sólo del material que consideremos sino de la unidad (el gramo) macroscópica que utilicemos.

Existe otro tipo de constantes en la física que, aunque ciertamente básicas, no vamos a considerar aquí. Estas son la velocidad de la luz,  $c$ , y la constante de Planck,  $\hbar$ . Estas constantes, en cierto sentido, son triviales: únicamente nos dicen que cantidades físicas que creíamos distintas (tal el espacio y el tiempo) son, en realidad, aspectos distintos de una única realidad (el espaciotiempo). Aunque resultaría algo incómodo para la vida ordinaria, podríamos medir todas las distancias en unidades de tiempo, como se hace a veces en astronomía. Esta “trivialidad” hace que en muchos tratados de física se tomen unidades en las que estas constantes  $c$  y  $\hbar$  desaparecen. Por los mismos motivos tampoco consideraremos aquí básica la constante de Boltzmann que, “simplemente”, establece la relación entre calor y energía que, en realidad, son lo mismo.

Aquí no me voy a ocupar de este tipo de constantes. De hecho, cuando describa los valores de los parámetros (masas de partículas e intensidad de interacciones) que sí vamos a discutir, lo haré a veces en unidades en las que  $c = \hbar = 1$ . Las constantes que vamos a discutir, las masas de las partículas elementales (electrones, neutrinos y quarks) y la intensidad de las tres interacciones (débiles, electromagnéticas y fuertes) que actúan sobre ellas constituyen un conjunto de *parámetros* en términos de

los cuales pueden entenderse, al menos en principio, *todas* las interacciones y las estructuras que observamos en la naturaleza.

Un ejemplo distinto es la constante de gravitación universal de Newton. En la teoría de la gravitación de Einstein esta constante juega un papel fundamental, ya que proporciona el puente entre la geometría del espaciotiempo y la materia que éste contiene. Pero, ¿Es esta constante básica? No ha sido posible hasta ahora elaborar una teoría satisfactoria de la gravitación universal consistente con la mecánica cuántica y por tanto no sabemos si la constante de Newton es básica o derivada: no trataremos aquí la interacción gravitatoria por no existir una teoría coherente de ella a nivel microscópico.

Es cierto que algunas de las constantes que sí consideraremos aquí, como por ejemplo las masas de quarks, tal vez puedan, en una teoría futura que englobe al modelo estándar de partículas elementales, revelarse como cantidades derivables de otras más fundamentales. De hecho, no creo que esto sorprendiera a muchos físicos de altas energías; pero, hoy por hoy, tal extensión del modelo estándar ni se vislumbra. Nos creemos, por tanto, justificados en considerar como básicas aquellas constantes que lo son en el actualmente aceptado modelo estándar de interacciones fuertes, electromagnéticas y débiles.

La brillante intervención de nuestro nuevo compañero me va a permitir evitar tener que presentar una descripción detallada de este modelo de las interacciones básicas de la naturaleza. Simplemente quiero recordar que el modelo describe toda la naturaleza microscópica (y por ende, y al menos en principio, toda la naturaleza) en términos de las masas de tres tipos de neutrinos, tres tipos de electrones y seis tipos de quarks; y las intensidades de las interacciones que actúan en ellas. Tenemos la intensidad de la interacción electromagnética, que podemos identificar con la carga del electrón, la intensidad de la interacción débil y la de la interacción fuerte; esta última nos mide la intensidad de la interacción entre gluones y quarks. La lista de estas partículas elementales, que forman los *ladrillos* con los que, al parecer, todo el cosmos está construido, la presentamos en el cuadro adjunto.

$e; Q_e = -1$
$\nu_e; Q_{\nu_e} = 0$
$d; Q_d = \frac{-1}{3}$
$u; Q_u = \frac{2}{3}$

"Familia" 1

$\mu; Q_\mu = -1$
$\nu_\mu; Q_{\nu_\mu} = 0$
$s; Q_s = \frac{-1}{3}$
$c; Q_c = \frac{2}{3}$

"Familia" 2

$\tau; Q_\tau = -1$
$\nu_\tau; Q_{\nu_\tau} = 0$
$b; Q_b = \frac{-1}{3}$
$t; Q_t = \frac{2}{3}$

"Familia" 3

*Todas las partículas elementales, agrupadas en "familias". Junto a cada partícula mostramos su carga eléctrica (Q), en unidades de la del protón.*

No son estos los únicos parámetros que nos describen el modelo estándar. Además de ellos tenemos la masa de las partículas  $W$  y  $Z$ , intermedias de la interacción débil, y la masa de la (todavía hipotética) partícula de Higgs, así como los ángulos de mezcla entre las distintas partículas. Aunque los valores de las masas sí los mencionaré, no hablaré mucho ni de unas ni de otros; no porque tengan menor importancia que los demás parámetros, sino porque son peor entendidas que el resto. Por el mismo motivo excluiré a los neutrinos cuyas masas, alguna extraordinariamente pequeña, sólo han comenzado a medirse en años muy recientes. De manera que los parámetros cuya obtención constituirá el objeto del presente discurso son las masas reseñadas, de forma aproximada, en los siguientes cuadros:

$e : m_e = 0.51 \text{ MeV}/c^2$
$\mu : m_\mu = 106 \text{ MeV}/c^2$
$\tau : m_\tau = 1777 \text{ MeV}/c^2$

*Masas de los electrones.*

$d : m_d \approx 8 \text{ MeV}/c^2$
$s : m_s = 190 \text{ MeV}/c^2$
$b : m_b = 5000 \text{ MeV}/c^2$

*Masas de los quarks de tipo d.*

$u : m_u = 5 \text{ MeV}/c^2$
$c : m_c = 1700 \text{ MeV}/c^2$
$t : m_t = 175000 \text{ MeV}/c^2$

*Masas de los quarks de tipo u.*

Además de esto, y como hemos dicho, también discutiremos cómo se obtienen las intensidades de las tres interacciones; es decir, los valores de las constantes que miden estas intensidades:

$$\begin{aligned} \text{Interacción electromagnética:} \quad \alpha &\equiv \frac{e^2}{4\pi\hbar c} && \approx \frac{1}{137} \\ \text{Interacción fuerte:} \quad \alpha_s(M_Z^2) &\equiv \frac{g^2}{4\pi\hbar c} && \approx 0.117 \\ \text{Interacción débil:} \quad \alpha_W &\equiv \frac{g_W^2}{4\pi\hbar c} && \approx 0.034. \end{aligned}$$

Tradicionalmente, en física de partículas se utiliza la combinación conocida como *constante de estructura fina*,  $\alpha = e^2/4\pi\hbar c$  en lugar de la carga del electrón,  $e$ , para medir la intensidad de la interacción electromagnética, y también se hace lo análogo para las demás interacciones.<sup>2</sup>

<sup>2</sup> Los valores dados en las tablas tanto para las masas como para las intensidades de las partículas son aproximados; más adelante veremos los números más precisos disponibles.

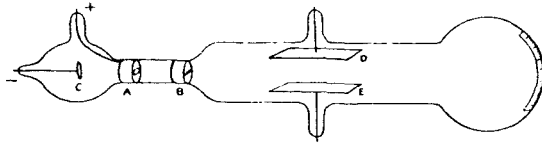


FIGURA 1. Esquema del tubo de Crookes.

## 2. Las masas y cargas de los electrones

### 2.1. La carga y masa del electrón ordinario

Cuando en 1897 Thomson descubrió el electrón intentó medir también su masa y su carga, sin conseguirlo. Thomson utilizó para el descubrimiento del electrón el tubo de rayos catódicos, inventado por Crookes pocos años antes. Con su dispositivo experimental (figura 1) Thomson podía medir la desviación del haz de electrones debido a los campos eléctricos o magnéticos que aplicaba a lo largo del recorrido de los electrones por el tubo. Pero esto, esta desviación de los electrones, depende únicamente del cociente de la carga ( $e$ ) por la masa,  $e/m_e$ . El valor de este cociente fue importante, en particular en la identificación de los rayos *beta* producidos en las desintegraciones radiactivas por, entre otros, Chadwick, que midió la curvatura de estas radiaciones al aplicarles campos magnéticos. Pero no proporciona los valores de las dos cantidades por separado: hacían falta experimentos independientes.

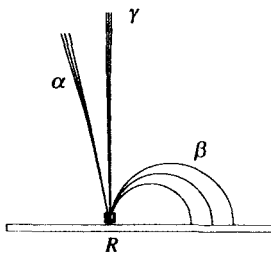


FIGURA 2. Efecto del campo magnético sobre las radiaciones  $\alpha$  y  $\beta$ , lo que permite identificar sus constituyentes y medir sus energías. (Según dibujo de Chadwick, 1921)

Thomson intentó medir la carga del electrón estudiando la cantidad de carga depositada en el ánodo (a la derecha de la figura) pero su resolución no era suficiente para encontrar un valor fiable. Hubo que esperar a que, unos años más tarde, Millikan midiera independientemente el valor de  $e$  para obtener un valor para los dos parámetros,  $e$  y  $m_e$ .

El método de medir la curvatura de una partícula elemental al moverse en un campo magnético sigue proporcionando la medida más precisa del cociente de su carga por su masa; pero los valores de la carga eléctrica se obtienen, hoy en día, por procedimientos indirectos, mucho más exactos que los de Millikan. Estos métodos no siempre miden  $e$ , sino el cociente  $\alpha = e^2/4\pi\hbar c$ , la llamada constante de estructura fina. De entre ellos mencionamos dos métodos macroscópicos tradicionales, a saber, los basados en el efecto Josephson y el efecto Hall cuántico, que proporcionan los valores

$$\alpha = \frac{1}{137.035\,977\,0\ [77]} \quad [\text{Efecto Josephson}]$$

$$\alpha = \frac{1}{137.036\,003\,7\ [33]} \quad [\text{Efecto Hall cuántico}].$$

Pero el método más preciso lo proporciona la medida del momento magnético del electrón. Suele citarse, en lugar del propio momento magnético  $\mu$ , lo que se diferencia éste porcentualmente del valor que se obtiene utilizando la ecuación de Dirac, pero sin tener en cuenta correcciones radiativas<sup>3</sup> Es la llamada *anomalía magnética*,  $a$ . Para el electrón tenemos,

$$a(e) = (1\,159\,652\,188 \pm 3) \times 10^{-12} \quad [\text{Experimental}]$$

$$a(e) = (1\,159\,652\,140 \pm 27) \times 10^{-12} \quad [\text{Teórico}].$$

El primer valor es el valor experimental, y el segundo valor, *teórico*, es el obtenido de incorporar los efectos de correcciones radiativas. Este cálculo se realiza en una serie de potencias en la constante de estructura fina,  $\alpha$ , habiéndose llegado en la actualidad hasta el cuarto orden. El cálculo teórico es tan preciso que el mayor error en él es el debido al error *experimental* en la constante  $\alpha$ .

El fantástico acuerdo entre teoría y experimento, once cifras decimales, nos sugiere utilizarlo al revés, y deducir el valor de  $\alpha$  del de  $a(e)$ . Si lo hacemos así, obtenemos el valor más exacto de esta última cantidad:

$$\alpha = \frac{1}{137.035\,999\,6\ [5]} \quad [\text{Deducida del momento magnético}],$$

casi seis veces más preciso que los basados en métodos macroscópicos.

Como un hecho interesante, relacionado con el tema que nos ocupa, podemos decir que este valor de  $\alpha$  nos mide la intensidad de las interacciones electromagnéticas, pero a energía tendiendo hacia cero: Esto es, a energías mucho más pequeñas que la energía en reposo del electrón, medio millón de electrón-voltios. Las peculiaridades de la mecánica cuántica nos

<sup>3</sup> Esto es, la posibilidad de emitir y absorber fotones y otras partículas.

indican que el valor de  $e$ , de hecho, depende de la energía a la que lo midamos y, por ejemplo, a la energía en reposo de la partícula  $Z$  se tiene,

$$\alpha(\text{a } 91.2 \text{ GeV}) = \frac{1}{128.965 [17]}.$$

La masa del electrón se deduce del valor encontrado para  $e$ , y del cociente de  $e/m_e$  obtenido de medidas de trazas de electrones:

$$m_e = 0.510\,999\,05 [15] \text{ MeV}/c^2.$$

Aquí, como es costumbre en el estudio del microcosmos, damos la masa en unidades de energía (MeV, o, en otros casos, GeV) dividido por la velocidad de la luz al cuadrado, utilizando la conocida fórmula de Einstein  $E = mc^2$ .

## 2.2. La carga y masa de los electrones pesados: muón y tau

Las cargas de los electrones pesados,  $\mu$  y  $\tau$ , se suponen idénticas a la del electrón ordinario. Podemos preguntarnos acerca de la precisión con la que sabemos esto. La respuesta es que depende de la precisión con que consideremos que la carga eléctrica se conserva. A su vez, la conservación de la carga eléctrica es exacta si la masa del fotón es exactamente cero, luego la igualdad de las cargas de los electrones es equivalente a las cotas sobre la masa del fotón. La mejor cota sobre esta masa se deduce del alcance de la interacción electromagnética: si la masa del fotón es cero, esta tiene alcance infinito, y recíprocamente.

El alcance de la interacción electromagnética es enorme: la mayor distancia a la que se ha medido es con el alcance del campo magnético de Júpiter, detectado a cientos de miles de kilómetros. Esto corresponde a una cota para la masa del fotón de

$$m_\gamma \leq 10^{-32} \text{ MeV}/c^2$$

(hemos tomado el alcance como 200 000 km). Claramente, el suponer que las cargas de los electrones son idénticas es una excelente aproximación.

Las masas de muón y tau se miden de manera muy diferente. La masa del tau puede calcularse de la posición del umbral para producción de estas partículas en aniquilaciones de electrones y positrones. En el acelerador de Pekín se han realizado las medidas más precisas, encontrándose el valor

$$m_\tau = 1777.03^{+0.30}_{-0.26} \text{ MeV}/c^2.$$

La masa del muón puede medirse como la del electrón, a través del cociente  $e/m_\mu$ : a grandes energías, y gracias a la dilatación temporal relativista, el muón vive lo suficiente como para detectar la curvatura de su trayectoria. De esta manera se puede encontrar el valor

$$m_\mu = 105.658389 \pm 0.000034 \text{ MeV}/c^2.$$

Existe, sin embargo, un método indirecto y más preciso. Si consideramos un "átomo" en que el protón se ha reemplazado por un  $\mu^+$ , podemos

calcular con gran exactitud sus propiedades; en particular su *estructura hiperfina*. En Mega Herzios tenemos el valor teórico, utilizando la masa del muón obtenida directamente (como más arriba)

$$\Delta\nu = 4\,463\,303.11 \pm 2.6 \quad [\text{Teórico}]$$

a comparar con el valor experimental

$$\Delta\nu = 4\,463\,302.88 \pm 0.16 \quad [\text{Experimental}].$$

El error en el valor teórico depende casi exclusivamente del error experimental en  $m_\mu$ . Podemos, por tanto, invertir el argumento y utilizar el valor *experimental* de la estructura hiperfina para obtener un valor de la masa del muón siete veces más precisa que la encontrada por medidas directas:

$$m_\mu = 105.658357 \pm 0.000005 \text{ MeV}/c^2.$$

### 3. La intensidad de la interacción fuerte y las masas de los quarks

#### 3.1. La intensidad de la interacción fuerte

La intensidad de la interacción fuerte decrece con la energía; esta es la famosa propiedad conocida como *libertad asintótica*: a grandes energías, los quarks se comportan como si fuesen libres. Sin embargo, incluso a las energías más altas accesibles, el valor de la constante análoga a la de estructura fina, que se conoce como  $\alpha_s$ , es todavía del orden de  $1/10$ : los cálculos en aproximaciones sucesivas no pueden, por tanto, alcanzar la exactitud de los correspondientes en interacciones electromagnéticas.<sup>4</sup> En la actualidad estamos llegando a una precisión del orden del 1%, lo que ha requerido prodigios de cálculo teórico y un notable trabajo experimental.

Las fuentes de las que se obtienen medidas precisas de la interacción fuerte son, esencialmente, las cuatro siguientes, en las que los cálculos teóricos se han realizado hasta el tercer orden:

1. Desintegraciones hadrónicas del electrón pesado  $\tau$ .
2. Desintegraciones hadrónicas de la partícula  $Z$ .
3. Aniquilaciones en hadrones de electrones y positrones.
4. Colisiones profundamente inelásticas de electrones o neutrinos con nucleones (protones y neutrones).

El cociente de la probabilidad de desintegración del  $\tau$  en hadrones y la probabilidad de desintegración en leptones (Fig. 3) proporciona una medida de la intensidad de la interacción fuerte, que afecta a los primeros pero no a los últimos; y lo análogo ocurre para las desintegraciones de la partícula  $Z$ . También es similar el método basado en aniquilaciones en hadrones de electrones y positrones, que se comparan con las aniquilaciones

---

<sup>4</sup> Además de ser mucho más difíciles debido a las autointeracciones de los gluones.

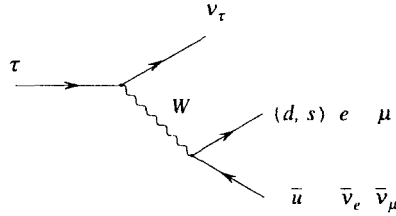


FIGURA 3. Esquema de la desintegración del leptón  $\tau$  en leptones y quarks.

de las mismas partículas en electrones o muones. Por ejemplo, para este último caso, tenemos la fórmula, para aniquilación a energía  $s^{1/2}$ ,

$$R(s) = 3 \sum_{f=1}^{n_f} Q_f^2 \left\{ 1 + \frac{\alpha_s(s)}{\pi} + r_2 \left( \frac{\alpha_s(s)}{\pi} \right)^2 + r_3 \left( \frac{\alpha_s(s)}{\pi} \right)^3 \right\} + O(\alpha_s^4),$$

donde  $R$  es el cociente entre la probabilidad de aniquilación en hadrones y la aniquilación en un par  $\mu^+\mu^-$ , y donde

$$r_2 = \frac{365}{24} - 11\zeta(3) + \left[ \frac{2}{3}\zeta(3) - \frac{11}{12} \right] n_f \simeq 2.0 - 0.12n_f.$$

$$r_3 = -6.637 - 1.200n_f - 0.005n_f^2 - 1.240 \left( \sum_1^{n_f} Q_f \right)^2 \left( 3 \sum_1^{n_f} Q_f^2 \right)^{-1}.$$

$Q_f$  son las cargas de los quarks, y  $n_f$  el número de ellos.

Con respecto a las colisiones profundamente inelásticas (Fig. 4), lo que permite deducir la intensidad de la interacción fuerte es la dependencia con la energía de las funciones que especifican la estructura en términos de quarks de neutrones y protones. Debido a la propiedad de libertad asintótica, esta estructura se parece más y más a la que presentaría un grupo de partículas libres, y este ritmo de aproximación a una teoría libre permite deducir la variación de la intensidad de la interacción fuerte e, indirectamente, su valor absoluto. Existen dos tipos de métodos para realizar estos análisis: los que se basan en las llamadas *reglas de suma*, en

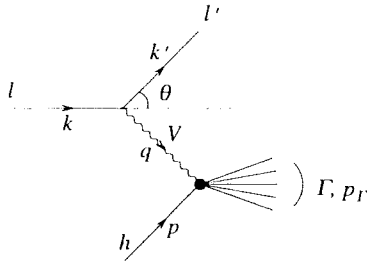


FIGURA 4. Esquema de colisiones profundamente inelásticas.  $l, l'$  son leptones y  $h$  denota a un protón o neutrón. La partícula virtual  $V$  puede ser un fotón,  $W$  o  $Z$ .

particular la de Gross-Llewellyn Smith y la de Bjorken, y los que utilizan la evolución de los momentos de las funciones de estructura.

Como hemos mencionado, los cálculos teóricos se han realizado, en los tres tipos de procesos, al tercer orden en aproximaciones sucesivas en  $\alpha_s$ . Algunos de estos cálculos son extraordinariamente difíciles; por ejemplo, los de colisiones profundamente inelásticas han requerido los esfuerzos de nueve grupos teóricos, trabajando a lo largo de veintiséis años: el primer cálculo, a primer orden, es de 1974 y el de tercer orden, que citamos aquí, se ha completado en el 2001, utilizando en particular resultados obtenidos este mismo año por el grupo de Vermaseren en Holanda.

Los resultados que se obtienen están resumidos en la tabla de la página siguiente. En ella es notable la coincidencia entre valores hallados desde energías poco superiores al GeV, y las de la desintegración de la partícula  $Z$ , casi cien GeV. El valor medio universal y el correspondiente error son

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.1173 \pm 0.0011.$$

Es notable la lenta pero importante mejora de esta cantidad, desde que la libertad asintótica fue postulada en 1973 por Gross y Wilczek y por Politzer, desde un mero orden de magnitud en los 70 hasta un 10% en los ochenta, para pasar al 1% actual.

Proceso	Promedio $Q^2$ o recorrido de $Q^2$ [GeV] <sup>2</sup>		$\alpha_s(M_Z^2)$
DIS; $\nu$ , Bj	1.58		$0.121^{+0.005}_{-0.009}$
DIS; $\nu$ , GLS	3		$0.112 \pm 0.010$
Desintegración del $\tau$	$(1.777)^2$		$0.1181 \pm 0.0031$
$e^+e^- \rightarrow$ hadrones	100	– 1600	$0.128 \pm 0.025$
$Z \rightarrow$ hadrones; $F_Z$	$(91.2)^2$		$0.1230 \pm 0.0038$
$Z \rightarrow$ had.; ‘Grand LEP’	$(91.2)^2$		$0.1185 \pm 0.0030$
Colisiones inelást. ( $\nu N$ )	8	– 120	$0.1153 \pm 0.0041$
Colisiones inelást. ( $ep$ )	3.5	– 230	$0.1166 \pm 0.0014$

Determinaciones de  $\alpha_s$ .  $Q^2$  es proporcional a la energía del proceso.  
 ‘DIS’ se refiere a colisiones profundamente inelásticas.

### 3.2. La masa del quark $t$

El quark  $t$  fue predicho, en primer lugar, por consideraciones de consistencia teórica en 1974 por Kobayashi y Maskawa que se dieron cuenta de que, únicamente si existía una tercera familia de partículas, resulta posible entender, dentro del modelo estándar, el fenómeno de violación de invariancia bajo inversión temporal. En 1977, Veltman mostró que las medidas de parámetros de las interacciones débiles sólo se podían hacer consistentes si se suponía que la masa del quark  $t$  era inferior a unos 300 GeV/ $c^2$ . Al irse refinando las medidas de estos parámetros se fue mejorando la predicción acerca de la masa del quark  $t$ . Cuando este se descubrió, la predicción teórica tenía ya una precisión del 10%. En la actualidad, disponemos de dos valores para la masa del quark  $t$ . La deducida indirectamente, por cálculos teóricos, es de

$$m_t = 168.2^{+9.6}_{-7.4} \text{ GeV}/c^2 \quad [\text{Correcc. radiativas}]$$

mientras que la masa obtenida experimentalmente por medidas directas en el Tevatron de Fermilab, en Illinois, durante casi siete años es, de

$$m_t = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2 \quad [\text{Tevatron}].$$

El acuerdo es más impresionante si se tiene en cuenta que parte del error teórico se debe a que no conocemos la masa de la partícula de Higgs.

### 3.3. Las masas de los quarks $b$ y $c$

Los quarks están *confinados*; es decir, es imposible producir un quark aislado. Esto hace difícil no ya calcular, sino ni siquiera *definir* su masa. Suelen darse dos tipos de definiciones: lo que se llama la *masa polo*, que es la masa que tendría el quark si pudiera liberarse, y la llamada masa  $\overline{\text{MS}}$ , que no explicaremos. Se denota la primera por  $m$  y la segunda por  $\bar{m}$ ; para el quark  $t$  dimos la masa polo. Para los quarks  $b, c$  daremos las dos masas; para los quarks ligeros la masa polo no tiene sentido, y daremos únicamente la masa  $\overline{\text{MS}}$ .

Los métodos de determinación más precisos de las masas de los quarks  $b, c$  son los análisis de estados ligados de partículas conteniéndolos, en especial la  $J/\psi$  para el quark  $c$ , y la  $\Upsilon$  para el  $b$ . Los correspondientes cálculos teóricos se han llevado a cabo incluyendo efectos de orden  $\alpha_s^4$  e incluso los dominantes de orden  $\alpha_s^5$ , y efectos dominantes y subdominantes no-perturbativos, que se han tenido en cuenta para la determinación de la masa del quark  $b$ . Los resultados son<sup>5</sup>

$$m_b = 5\,022 \pm 58 \text{ MeV}/c^2; \quad \bar{m}_b = 4\,285 \pm 36 \text{ MeV}/c^2,$$

$$m_c = 1\,866_{-133}^{+215} \text{ MeV}/c^2; \quad \bar{m}_c = 1\,542_{-104}^{+163} \text{ MeV}/c^2.$$

El valor de la masa del quark  $b$  puede obtenerse también de las desintegraciones  $Z \rightarrow \bar{b}b + \text{jet}$ , aunque esta determinación es menos precisa que las anteriores. El error que damos para el quark  $c$  está, sin duda, subestimado (en especial, la masa  $\overline{\text{MS}}$ ); su masa no es lo suficientemente grande como para conseguir un control de los métodos de cálculo utilizados para obtenerla. De hecho, no está claro que el valor citado arriba, obtenido en un cálculo a dos lazos (orden  $\alpha_s^4$ ) sea más preciso que el obtenido a un lazo, respectivamente,

$$m_c = 1\,570 \pm 160 \text{ MeV}/c^2; \quad \bar{m}_c = 1\,306 \pm 120 \text{ MeV}/c^2.$$

Existen otros métodos que se han utilizado para estimar la masa de los quarks  $b, c$ : reglas de suma, cálculos en el retículo o producción de partículas con charm en colisiones  $e^+e^-$ . Todos ellos dan valores compatibles con los citados. Un método de interés histórico es estudio de las desintegraciones débiles de partículas extrañas sin intercambio de carga, que permitió a Glashow, Iliopoulos y Maiani predecir la existencia del quark  $c$ , y estimar su masa entre 1 y 2  $\text{GeV}/c^2$ , cuatro años antes de que se encontraran experimentalmente partículas conteniendo este quark.

Antes de acabar con los quarks  $b, c$  vamos a dar algún detalle suplementario acerca de como se obtienen, utilizando el método de estados ligados, sus masas. El motivo es lo interesante y complicado del método.

<sup>5</sup> Como cuestión técnica, digamos que las masas  $\overline{\text{MS}}$  de  $b$  y  $c$  se calculan sobre las propias masas  $\overline{\text{MS}}$ .

que requiere un alto grado de ingenio, y que produce números, en principio, con la mayor precisión de los determinados en teoría de quarks y gluones.

El problema que tenemos que resolver es que no somos capaces, con un nivel razonable de exactitud, de realizar cálculos excepto en teoría de aproximaciones: mientras que los estados ligados de quark y antiquark, conocidos como *quarkonio*, son claramente un fenómeno no-perturbativo. Es pues necesario utilizar métodos indirectos. La manera de tratar el problema (que sólo es válida para quarks pesados) es darse cuenta de que, en el límite no-relativista, es decir, cuando los quarks se mueven a velocidades medias  $v$  mucho menores que la de la luz, es válida una descripción en términos de *potenciales*. Por otra parte, los potenciales, de nuevo en el límite no-relativista, pueden obtenerse como la transformada de Fourier de la amplitud de colisión al orden mas bajo en teoría de perturbaciones. De esta manera se obtiene una primera aproximación: el estado del quarkonio satisface una ecuación de tipo Schrödinger,

$$H^{(0)}\Psi_E = E\Psi_E$$

con un hamiltoniano parecido al del positronio (o el átomo de hidrógeno),

$$H^{(0)} = -\frac{1}{m}\Delta - C_F\frac{\alpha_s}{r}.$$

El factor  $C_F = 4/3$  se debe a la estructura de color de los quarks; en esta discusión utilizamos unidades con  $\hbar = c = 1$ .

Este primer paso nos proporciona el espectro de energías de los estados ligados, similar a la serie de Balmer, con una precisión de orden  $\alpha_s^2$ . Una vez resuelto este problema, podemos incorporar, en aproximaciones sucesivas, correcciones relativistas de orden  $v^2/c^2$  que, debido a que el valor medio de la velocidad es del orden de la intensidad de la interacción, resultan ser de orden  $\alpha_s^4$ ; correcciones radiativas, de las que se conocen también efectos hasta orden  $\alpha_s^4$ ; y correcciones mixtas, que aparecen debido al caracter no-abeliano de las interacciones fuertes. El correspondiente hamiltoniano puede escribirse como

$$H = \tilde{H}^{(0)} + H_1$$

donde  $\tilde{H}^{(0)}$  y  $H_1$  resumen las correcciones mencionadas:

$$\begin{aligned} \tilde{H}^{(0)} = & 2m + \frac{-1}{m}\Delta - \frac{C_F\tilde{\alpha}_s(\mu^2)}{r}, \\ \tilde{\alpha}_s(\mu^2) = & \alpha_s(\mu^2) \left\{ 1 + \left( a_1 + \frac{\gamma_E\beta_0}{2} \right) \frac{\alpha_s(\mu^2)}{\pi} \right. \\ & \left. + \left[ \gamma_E \left( a_1\beta_0 + \frac{\beta_1}{8} \right) + \left( \frac{\pi^2}{12} + \gamma_E^2 \right) \frac{\beta_0^2}{4} + b_1 \right] \frac{\alpha_s^2}{\pi^2} \right\}. \end{aligned}$$

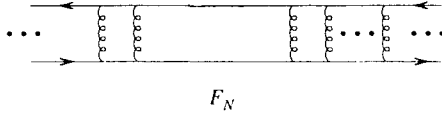


FIGURA 5. “Escaleras” infinitas a ambos lados del núcleo  $F_N$ , calculado a orden finito  $N$  en perturbaciones, en estados ligados  $\bar{q}q$ .

Este trozo del hamiltoniano puede de hecho resolverse exactamente. El resto,  $H_1$ , es como sigue:

$$H_1 = V_{\text{tree}} + V_1^{(L)} + V_2^{(L)} + V^{(LL)} + V_{\text{s.rel}} + V_{\text{spin}},$$

donde

$$\begin{aligned} V_{\text{tree}} &= \frac{-1}{4m^3} \Delta^2 + \frac{C_F \alpha_s}{m^2 r} \Delta, \\ V_1^{(L)} &= \frac{-C_F \beta_0 \alpha_s (\mu^2)^2 \log r \mu}{2\pi r}, \\ V_2^{(L)} &= \frac{-C_F \alpha_s^3}{\pi^2} \left( a_1 \beta_0 + \frac{\beta_1}{8} + \frac{\gamma_E \beta_0^2}{2} \right) \frac{\log r \mu}{r}, \\ V^{(LL)} &= \frac{-C_F \beta_0^2 \alpha_s^3 \log^2 r \mu}{4\pi^2 r}, \\ V_{\text{s.rel}} &= \frac{C_F a_2 \alpha_s^2}{2m r^2}, \\ V_{\text{spin}} &= \frac{4\pi C_F \alpha_s}{3m^2} s(s+1) \delta(\mathbf{r}). \end{aligned}$$

El efecto de  $H_1$  debe calcularse a segundo orden de aproximación. (Los valores de las constantes que intervienen en las fórmulas de más arriba se obtienen de complicados cálculos perturbativos). Esto nos produce los niveles energéticos,  $E_{nl}^s$ , dependiendo del número cuántico principal,  $n$ , del momento angular,  $l$ , y del espín,  $s$ .

Es interesante mencionar que el proceso es equivalente a un arreglo de la teoría de perturbaciones, en el que, a cada orden, se añade el intercambio de infinitos gluones en las “patas” externas, como se indica gráficamente en la figura 5 adjunta.

El cálculo descrito no es bastante preciso; es necesario añadir efectos no-perturbativos, lo que se hace gracias a un método introducido por

Leutwyler y Voloshin, que consiste en tener en cuenta que los quarks avanzan en un vacío que contiene infinitos gluones de energía cero. Esto produce un desplazamiento de los niveles energéticos de

$$\delta_{\text{NP}} E_{nl} = m \frac{\epsilon_{nl} n^6 \pi \langle \alpha_s G^2 \rangle}{(m C_F \tilde{\alpha}_s)^4};$$

$$\epsilon_{10} = \frac{1872}{1275}, \quad \epsilon_{20} = \frac{2102}{1326}, \quad \epsilon_{21} = \frac{9929}{9945}, \dots$$

Aquí la cantidad  $\langle \alpha_s G^2 \rangle$ , conocida como el “condensado de gluones”, mide la densidad de estas partículas en el vacío y puede tomarse de cálculos en el retículo o de otras cantidades medibles que lo contengan.

El método puede utilizarse para calcular las masas de los estados ligados  $\psi, \Upsilon$  en función de las masas de los quarks o, como hemos hecho aquí, para deducir las masas de  $b$  y  $c$  de los valores observados del espectro de charmonio y bottomio. La estabilidad y fiabilidad de los resultados para las masas de los quarks viene confirmada por las correcciones de orden superior que se conocen: las dominantes inducidas en teoría de perturbaciones a orden  $\alpha_s^5$ , evaluadas por Brambilla, Pineda, Soto y Vairo, y las no-perturbativas subdominantes que, para el quark  $b$ , resultan ser pequeñas; pero no así para el  $c$ : por ello hemos dicho que los errores en la masa del quark  $c$  están subestimados.

#### 3.4. Las masas de los quarks ligeros: $u, d, s$

Las masas de los quarks ligeros son inferiores al parámetro típico de las interacciones fuertes,  $\Lambda \simeq 300$  MeV. No es por tanto evidente cómo utilizar teoría de aproximaciones sucesivas para obtener estas masas de datos experimentales. Los métodos que se han ideado son las llamadas reglas de suma quirales, que proporcionan *cotas* y, mediante la utilización de modelos, valores para  $\bar{m}_u, \bar{m}_d, \bar{m}_s$ . La masa del quark  $s$  puede también obtenerse de manera fiable de desintegraciones del  $\tau$ . Así se encuentran las cotas

$$\bar{m}_d + \bar{m}_u \geq 9 \text{ MeV}/c^2, \quad \bar{m}_d - \bar{m}_u \geq 3 \text{ MeV}/c^2, \quad \bar{m}_s \geq 150 \text{ MeV}/c^2$$

y las estimaciones

$$\bar{m}_d + \bar{m}_u = 13 \pm 4 \text{ MeV}/c^2,$$

$$\bar{m}_s = 200 \pm 50 \text{ MeV}/c^2, \quad \bar{m}_d = 8.9 \pm 4.3 \text{ MeV}/c^2, \quad \bar{m}_u = 4.2 \pm 2 \text{ MeV}/c^2,$$

todas ellas con reglas de suma. De desintegraciones del  $\tau$  obtenemos, para el quark  $s$ ,

$$m_s(1 \text{ GeV}) = 235_{-42}^{+35} \text{ MeV}/c^2,$$

resultado esencialmente equivalente al obtenido con el método anterior.

## 4. Masas y cargas en las interacciones débiles

### 4.1. La intensidad de la interacción débil y las masas de las partículas $W$ y $Z$ . La partícula de Higgs

La intensidad de la interacción débil puede medirse con gran precisión en dos procesos muy distintos: la desintegración débil del muón (en la que la energía efectiva es de unos 100 MeV) o las desintegraciones de las partículas  $W$ ,  $Z$ , con energías cercanas a los 100 GeV, es decir, mil veces superiores. El acuerdo entre ambas medidas representa uno de los éxitos más impresionantes del modelo estándar. Suele darse, en vez de la intensidad de la interacción,  $\alpha_W$ , la constante de Fermi,  $G_F$ , relacionada con ella, a primer orden, por la expresión

$$G_F = \frac{\pi}{\sqrt{2}M_W^2} \alpha_W.$$

Efectivamente, las masas de las partículas  $W$  y  $Z$  están ligadas a la intensidad de la interacción efectiva a pequeñas energías, medida por la constante de Fermi, cuyo valor experimental es

$$G_F = 1.16639[1] \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}.$$

Las medidas de los valores de las masas de los “bosones intermedios”,  $W$ ,  $Z$ , proporcionaron uno de las más importantes éxitos de la teoría estándar de interacciones electrodébiles, al ser predichos con más de diez años de anticipación a su descubrimiento experimental. Según las *Tables of Particle Properties*, las famosas Tablas a las que tanto ha contribuido nuestro nuevo académico, tenemos

$$M_W = 80.419 \pm 0.056 \text{ GeV}/c^2,$$

$$M_Z = 91.1882 \pm 0.0022 \text{ GeV}/c^2.$$

La precisión, tanto teórica como experimental, en interacciones débiles, llega a unas cuatro o cinco cifras significativas.

De hecho, la precisión de este sector del modelo estándar es tal que ha permitido predecir partículas antes de ser encontradas, por sus efectos indirectos a través de correcciones radiativas. Ya hemos comentado los casos de los quarks  $c$  y  $t$ , y de las partículas  $W$  y  $Z$ . La última partícula que queda por descubrir para completar el modelo estándar, la partícula de Higgs (responsable, en el modelo, de la generación de masas de todas las demás) es también objeto de una predicción. La consistencia del modelo sólo es posible si la masa de esta partícula tiene el valor

$$M_H = 107_{-38}^{+56} \text{ GeV}/c^2 \text{ [Correcc. radiativas]}.$$

Este es el valor deducido utilizando el recientemente encontrado para  $\alpha$  sobre la  $Z$ , que mencionamos al final de la sección 2.1.

Poco antes de cerrarse el acelerador LEP, en el CERN, y en unos experimentos en los que participó Manuel Aguilar, se encontraron indicaciones de la existencia de la partícula de Higgs, con una masa de  $115 \text{ GeV}/c^2$ . Las indicaciones no son totalmente convincentes, pero el hecho de que esta masa caiga justo donde se espera teóricamente nos hace pensar a muchos que es muy probable que esté ahí.

## 5. Otras medidas de precisión

Las cantidades que hemos mencionado proporcionan los valores de los parámetros básicos de la física. La consistencia de sus distintas determinaciones nos suministra importantes verificaciones de la validez y exactitud del modelo estándar de las interacciones fundamentales; pero estas determinaciones no son, por supuesto, las únicas que proporcionan tests de precisión del modelo. Una lista de ellas llenaría, literalmente, libros; las *Tables of Particle Properties*, por ejemplo, ocupan casi ochocientas páginas. Pero no puedo por menos de mencionar explícitamente una que, en mi opinión, constituye una verificación asombrosamente precisa de la estructura de electrones, neutrinos y quarks en familias que mencionábamos al principio de este discurso. Decíamos que las partículas de una y otra familia sólo se diferencian en su masa; y podemos preguntarnos con qué precisión hemos comprobado esto.

Una verificación impactante de esta identidad de propiedades, masa aparte, entre electrón ligero (el de Thomson) y muón viene dada por su momento magnético. Ya hemos discutido al principio el fantástico acuerdo entre el momento magnético experimental del electrón y el obtenido por cálculos teóricos. Pues bien, si repetimos estos cálculos (que involucran interacciones electromagnéticas, débiles y fuertes), cambiando únicamente la masa del electrón por la del muón, encontramos para la correspondiente anomalía el valor

$$a_\mu = (116591849 \pm 72) \times 10^{-11} \quad [\text{Teoría}].$$

El valor experimental más preciso, obtenido en 2001 en Brookhaven, es de

$$a_\mu = (116592030 \pm 150) \times 10^{-11} \quad [\text{Experimento}].$$

Esto comprueba el modelo estándar y, en particular, muestra la identidad (salvo masa) entre electrones y muones, al orden de nueve decimales exactas. Algo que es también muy impresionante de la maravilla de los métodos experimentales utilizados es el haber determinado, con estas nueve decimales exactas, propiedades de una partícula, el muón, que tan sólo vive una millonésima de segundo.

## **Reflexiones finales**

La labor de realizar medidas y cálculos de precisión y la de sistematizar y ordenar los correspondientes resultados es una de las básicas de la ciencia. En dos de los últimos aspectos ha destacado nuestro nuevo académico; lo que no le ha impedido participar, también, en experimentos al límite de nuestro conocimiento, como el citado de detección de la partícula de Higgs o de antimateria primigenia, que se lleva a cabo en el espacio exterior. Esta feliz combinación de lo puntero y lo tradicional es una de las admirables características de nuestro nuevo compañero. No cabe duda de que las altas cualificaciones profesionales y personales de Manuel Aguilar le harán de gran utilidad para nuestra Institución, como lo ha sido ya para la ciencia española. De nuevo, enhorabuena, tanto a él como a la Academia.

He dicho.

Madrid, 9 Enero 2002.

## Agradecimientos

Quiero expresar mi agradecimiento a las personas que han colaborado conmigo en la obtención de algunos de los resultados mencionados en este discurso: K. Adel, C. Becchi, J. Fernández de Trocóniz, A. González Arroyo, C. López, S. Narison, E. de Rafael, S. Titard, A. Pineda, y J. Santiago.

Quiero, además, agradecer a P. Langacker y M. Grünwald la información sobre los más recientes valores de las masas del quark  $t$  y de la partícula de Higgs.

## Referencias

Los valores de  $m_e$ ,  $m_\mu$ ,  $m_\tau$ ,  $M_W$ ,  $M_Z$  y  $G_F$  citados se encuentran en la última edición de las *Tables of Particle Properties* [Particle Data Group: D. E. GROOM ET AL., *Eur. Phys. J.*, **C15**, 1 (2000)]. Los de  $\alpha$  y  $a_e$  son de la puesta a punto de V. W. HUGHES y T. KINOSHITA, *Rev. Mod. Phys.*, **71**, S133 (1999). La intensidad de la interacción electromagnética sobre la  $Z$  y el momento magnético del muón están tomadas de J. F. DE TROCÓNIZ y F. J. YNDURÁIN, *Proc. Europhysics Conference*, Budapest, 2001 (hep-ph/0111258). El valor de la estructura hiperfina del átomo muónico es el citado en el libro de T. KINOSHITA ET AL., *Quantum Electrodynamics*, World Scientific, 1990. Las masas de los quarks ligeros  $u$ ,  $d$ ,  $s$  (valores y cotas) se discuten en el texto del autor *The Theory of Quark and Gluon Interactions*, 3rd. ed., Springer Verlag, 1999; especialmente la Sec. 10.4. Para los  $b$ ,  $c$ , los resultados más precisos se encuentran en A. PINEDA y F. J. YNDURÁIN, *Phys. Rev.*, **D61**, 077505 (2000) y en el artículo del autor *Improved Determination of the  $b$  Quark Mass from Spectroscopy*, Proc. 11 Int. Seminar on High Energy Physics "Quarks-2000", Pushkin, Rusia (hep-ph/0002237). Finalmente, las distintas determinaciones de la intensidad de la interacción fuerte las he tomado de la recopilación de S. BETHKE, *J. Phys.*, **G26**, R27 (2000) y de J. SANTIAGO y F. J. YNDURÁIN, *Nucl. Phys.*, **B611**, 447 (2001).