Revista Mexicana de Física 28 no. 4 (1982) 481-502

DESINTEGRACION β DE BARIONES: SITUACION ACTUAL Y PERSPECTIVAS †

Augusto García*

Departamento de Física. Centro de Investigación
y Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional
Apartado Postal 14-740. 07000 - México, D.F.

RESUMEN

En el presente trabajo se revisa la importancia de la desintegración β de bariones como herramienta para ayudar a entender la estructura de las interacciones entre partículas elementales. Como se verá, es posible que la física de altas energías esté solamente en el estado pre-mecánica cuántica en que se encontraba la física atómica a principios de los años veintes.

ABSTRACT

In this work the relevance of baryon β decay for the understanding of elementary particle interactions is reviewed. As it will be seen through this paper, it is possible that High Energy Physics has reached only the pre-Quantum Mechanics stage where Atomic Physics was in the early twenties.

† Presentado por Augusto García en la asamblea general ordinaria de la SMF del 25 de septiembre de 1981.

* También en la Escuela Superior de Física y Matemáticas del IPN.

1. INTRODUCCION[1]

La desintegración β de bariones, $A \rightarrow B + \ell + \nu$, ha sido y continúa siendo uno de los procesos físicos más interesantes de la física moderna*. Su descubrimiento se remonta a finales del siglo pasado y en el transcurso de varias décadas ha dado lugar a varios conceptos inesperados y muy importantes. Su estudio detallado ha conducido a profundas paradojas.

Una vez establecida la mecánica cuántica, y con ella el principio de Heisenberg, la emisión de electrones o positrones (llamados betas) muy energéticos por parte de ciertos átomos sólo podía atribuirse a que fueran los mismos núcleos quienes los emitían. Esta situación contrasta fuertemente con la imagen física de la estructura atómica sugerida por el modelo de Rutherford que, por un lado, coloca a los electrones fuera y muy distantes de los núcleos y, por otro lado, coloca a las cargas positivas de los átomos en los núcleos requiriendo que sean muy pesadas y no tan ligeras como un positrón. Con el descubrimiento del neutrón en 1932 por Chadwick, se propuso que el proceso de emisión β se debía a la transmutación de un neutrón en un protón con la emisión de un electrón,

$$n \rightarrow p + e$$

o, cuando la energía de los niveles nucleares lo permitía, a la transmutación de un protón en un neutrón con la emisión de un positrón,

$$p \rightarrow n + e^{+} \quad .$$

En cuanto se midió el espectro de energía con que eran emitidos e y e^{+}, la concepción anterior cayó en una fuerte contradicción. Dicho espectro de energía resultó ser continuo, pero los dos procesos de arriba sólo permiten un espectro discreto, de hecho, con un solo valor. Para resolver esta paradoja Pauli propuso la existencia de una tercera partícula muy elusiva, de modo que la desintegración del neutrón fuera

---

* A y B representan bariones de espin 1/2, ℓ es un electrón, positrón o muón y ν es un neutrino.

$$n \rightarrow p + e + \nu \quad ,$$

ya que el decaimiento en tres cuerpos sí permite un espectro de energía continuo para e. Esta hipótesis y la introducción de un paralelismo con la electrodinámica cuántica permitieron a Fermi en 1934 calcular una expresión para el espectro de energía de e y e^+. La concordancia con las mediciones experimentales fue tan espectacular que desde entonces se tuvo el convencimiento de la existencia del neutrino ν, aunque su descubrimiento experimental sólo ocurrió hasta 1955.

Después de la segunda guerra mundial, al reanudarse la investigación básica, se encontraron desintegraciones β que no obedecían a la teoría de Fermi. Esta había propuesto, a través del paralelismo mencionado, que el operador de transición entre n y p fuera un cuadrivector, o sea una corriente vectorial, V_μ. Gamow y Teller en 1949 establecieron que dicho operador también podría ser una corriente axial A_μ, cuya principal diferencia con V_μ es el comportamiento opuesto al de ésta ante paridad. Quedaron, pues, establecidas dos teorías de la desintegración β: la teoría V y la teoría A.

A raíz del descubrimiento de la violación de la paridad en 1956-57 por Lee, Yang y Wu, Sudarshan y Marshak propusieron unificar a las teorías V y A en una sola: la teoría V-A. En el momento de su introducción esta teoría se enfrentó a fuertes contradicciones con los experimentos, pero Feynman y Gell-Mann mostraron que ciertas predicciones de la teoría V-A que sí concordaban con el experimento conducían a pensar que eran aquellos experimentos contradictorios los que podían estar mal y no la teoría misma. Y, efectivamente, al revisar dichos experimentos se encontraron errores que una vez corregidos hicieron que tales experimentos se convirtieran en evidencia muy sólida en favor de la teoría.

A fines de los cincuentas y principios de los sesentas se descubrieron decaimientos β de nuevas partículas, denominadas hiperones, o sea bariones más pesados que el neutrón. En poco tiempo, en 1963, se extendió la teoría V-A para describirlos, incorporando de modo novedoso a la simetría interna SU_3. Esta síntesis se conoce como la teoría de Cabibbo. Su confrontación con los datos experimentales de la época resultó positiva. Se llegó a tener una teoría simple y bastante general.

Si bien la idea original de Fermi de trazar un paralelismo entre la desintegración β y la electrodinámica cuántica se había podido extender con buen éxito, se abrieron nuevos problemas. La teoría cuántica relativista de campos que se usa de modo perturbativo en electrodinámica, no se puede aplicar para calcular la desintegración β más que a primer orden perturbativo. Los siguientes órdenes perturbativos, segundo, tercero, etc., contienen términos infinitos que no se pueden eliminar con el procedimiento de renormalización que se emplea en electrodinámica. Después de diversos intentos, en 1967 Salam y Weinberg propusieron un modelo basado en el bosón intermediario (el análogo del fotón) que posiblemente fuera renormalizable. Entre 1971 y 1973, 't Hooft y B. Lee demostraron que el modelo de Weinberg Salam (junto con muchas otras posibilidades, todas ellas agrupadas en lo que se conoce hoy en día como teorías de norma) conduce a una teoría V-A renormalizable. La ausencia experimental de ciertas desintegraciones β que deberían ser medidas por corrientes, así llamadas, neutras, condujo a la sospecha de la existencia de nuevos números cuánticos y de nuevas partículas que portaran dichos números. Estas nuevas partículas podían ser nuevos bariones y mesones* o nuevos leptones (análogos al electrón y al muón). La naturaleza, mostrando una generosidad inesperada, ha dado lugar tanto a los mesones y bariones como a los leptones nuevos. Los descubrimientos correspondientes se han realizado a partir de 1974. A la fecha aún faltan por descubrir algunos. Todo esto ha conducido a generalizar la teoría de Cabibbo como era de esperarse.

Se puede entonces apreciar la importancia de la desintegración β en el desarrollo de la física de altas energías. Ha estado asociada desde conceptos como el de neutrino, hasta las modernas teorías de norma. Sin lugar a dudas, es uno de los procesos cuyo estudio detallado ha sido una de las mejores fuentes de inspiración en esta área de la física moderna. Y es en este momento, en que entramos en el tema concreto del presente trabajo.

Al igual que la electrodinámica nos proporciona un microscopio muy fino para estudiar la materia a distancias muy cortas, la desintegración β, y su inverso en forma de reacciones de producción, nos permite contar con un nuevo microscopio para estudiar la estructura de las peque-

---

* Son partículas con interacción fuerte con espín entero.

ñísimas partículas elementales. Pero los experimentos son mucho más difíciles y costosos que los basados sólo en electrodinámica. Esto ha provocado que el progreso experimental haya sido mucho más lento que el teórico. Por ejemplo, la teoría de Cabibbo data como dijimos de 1963, pero todavía en 1975 el decaimiento $\Sigma^- \to ne\nu$ podía ser descrito con sólo la teoría V o la teoría A, y es el día en que aún no se pueden descartar en dicho proceso otras formas de la interacción débil, escalar, tensorial o seudoescalar. Por otra parte, la teoría de Cabibbo no puede ser exacta, puesto que sabemos que el SU_3 (o el SU_4 que incorpora ya a algunos de los nuevos números cuánticos) es una simetría rota y la teoría de Cabibbo supone en cambio que es una simetría exacta.

Tarde o temprano deberán aparecer necesariamente discrepancias entre la teoría y el experimento. En cualquier caso, se requiere corroborar la validez aproximada de la teoría de Cabibbo para describir procesos que se supone describe. Dado el historial de paradojas y contradicciones de la desintegración β, es muy importante que se le continúe estudiando con tanto cuidado y detalle como sea posible.

En los capítulos siguientes analizaremos la teoría de Cabibbo y su comparación con los datos experimentales, inclusive con los más recientes. Discutiremos la incorporación a la teoría de ciertas correcciones necesarias para evitar confusiones o malinterpretaciones. Finalmente, mencionaremos la situación actual y las perspectivas a corto y largo plazo.

2. EVIDENCIA EXPERIMENTAL[2]

Dentro del esquema del SU_3 se conocen ocho bariones: n, p, Σ^-, Σ^o, Λ, Σ^+, Ξ^- y Ξ^o. Los seis últimos reciben también el nombre de hiperones y se caracterizan por tener número cuántico extrañeza S diferente de cero, además de número cuántico isospin I; mientras que n y p sólo tienen este último. Los decaimientos β permitidos por la conservación de la energía y que ya han sido observados son:

$n \rightarrow pe\nu$	$\beta = 0.0014$	$\Delta S = 0$	$\Delta Q = 1$
$\Sigma^+ \rightarrow \Lambda e\nu$	$= 0.060$	$= 0$	$= -1$
$\Sigma^- \rightarrow \Lambda e\nu$	$= 0.064$	$= 0$	$= 1$
$\Lambda \rightarrow pe\nu$	$= 0.159$	$= 1$	$= 1$
$\Sigma^- \rightarrow ne\nu$	$= 0.215$	$= 1$	$= 1$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda e\nu$	$= 0.156$	$= 1$	$= 1$
$\Xi^- \rightarrow \Sigma^o e\nu$	$= 0.098$	$= 1$	$= 1$.

Todavía no han sido observados, aunque están también permitidos por la conservación de la energía:

$\Xi^o \rightarrow \Sigma^+ e\nu$	$\Delta S = 1$	$\Delta Q = 1$
$\Xi^- \rightarrow \Xi^o e\nu$	$= 0$	$= 1$
$\Sigma^- \rightarrow \Sigma^o e\nu$	$= 0$	$= 1$
$\Sigma^o \rightarrow pe\nu$	$= 1$	$= 1$
$\Sigma^+ \rightarrow \Sigma^o e\nu$	$= 0$	$= -1$
$\Sigma^+ \rightarrow ne\nu$	$= 1$	$= -1$
$\Xi^o \rightarrow pe\nu$	$= 2$	$= 1$
$\Xi^- \rightarrow ne\nu$	$= 2$	$= 1$
$\Xi^o \rightarrow \Sigma^- e\nu$	$= 1$	$= -1$.

El parámetro β indica la cantidad de energía transferida al electrón o positrón y al neutrino:

$$\beta = \frac{M_A - M_B}{M_A} \quad .$$

Como se ve en la primera lista, en la desintegración del neutrón se puede despreciar la transferencia de energía, pero en general esto no es posible.

Se puede apreciar que el cambio de carga entre los bariones, ΔQ, y el cambio de extrañeza ΔS a veces son diferentes entre sí y a veces son iguales. Por ejemplo, $\Delta S = \Delta Q$ en $\Sigma^- \rightarrow ne\nu$ y $\Delta S = -\Delta Q$ en $\Sigma^+ \rightarrow ne\nu$. De los dieciseis procesos permitidos sólo se han observado siete. De los nueve restantes algunos han sido buscados infructuosamente. En particular, los últimos cuatro de la segunda lista no han sido encontrados. Debido a esto se ha introducido la llamada "Regla $\Delta S = \Delta Q$", que dice que cuando

$\Delta S \neq 0$, necesariamente $\Delta S = \Delta Q$. Esta regla prohibe entonces los cuatro últimos decaimientos mencionados. A pesar de esta regla aún quedan cinco procesos que todavía no se observan. ¡Casi tantos como los ya observados!

En algunos procesos ha sido posible determinar, además de la razón de transición R_{AB}, algunas correlaciones angulares que se pueden describir con coeficientes, $\alpha_{e\nu}^{AB}$, α_{e}^{AB}, α_{ν}^{AB} y α_{B}^{AB}. Los últimos tres describen la diferencia entre el número de eventos en el proceso $A \rightarrow B\ell\nu$ en que las partículas e, ν o B son emitidas en la dirección del espín de A o en sentido contrario a ella. El primero describe el mismo tipo de diferencia pero esta vez entre las direcciones de emisión de ν y de e. En la Tabla I damos toda la evidencia que se ha podido acumular durante los últimos veinte años, hasta fines de 1981. Hemos incluido las razones de transición en que el electrón es reemplazado por un muón. Estos procesos también se pueden considerar desintegraciones β debido a universalidad electrón-muón.

Los primeros diez renglones de la Tabla I contienen las razones de transición, los siguientes diez contienen los coeficientes angulares, los últimos cuatro, que se derivan de los anteriores, representan los valores que tienen los factores de forma vectorial y axial dominantes (ver la siguiente sección). Como se puede apreciar, en dos décadas sólo ha sido posible acumular veinte datos experimentales. Sin embargo, como veremos en la sección 6, estos datos nos permitirán poner a prueba con cierta precisión a la teoría de Cabibbo.

3. LA TEORIA V-A(3)

Esta teoría propone que el hamiltoniano de interacción responsable de la desintegración β es el producto de dos operadores cuadrivectoriales J_μ y j_μ. El primero transmuta a los bariones A y B entre sí, y el segundo a los "leptones" e y ν entre sí. El elemento de matriz de transición se factoriza entonces,

$$M = \langle B|J_\mu|A\rangle \langle e|j_\mu|\nu\rangle \quad .$$

El primer factor contiene información sólo sobre A y B. Como ambos bariones poseen interacciones fuertes, la determinación experimental de este

TABLA I

Observable	Experimento
R_{np}	1.091±0.017
$R_{\Sigma^+\Lambda}$	0.253±0.059
$R_{\Sigma^-\Lambda}$	0.412±0.034
$R_{\Lambda p}$	3.165±0.058
$R_{\Sigma^- n}$	7.29±0.28
$R_{\Xi^-\Lambda}$	1.71±0.73
$R_{\Xi^-(\Lambda,\Sigma^0)}$	4.14±1.3
$R_{\Lambda p\mu}$	0.60±0.13
$R_{\Sigma^- n\mu}$	3.04±0.27
$R_{\Xi^-\Lambda\mu}$	1.58±1.58
$\alpha_{e\nu}^{np}$	-0.074±0.004
α_{e}^{np}	-0.084±0.003
α_{ν}^{np}	1.001±0.038
$\alpha_{e\nu}^{\Sigma\pm\Lambda}$	-0.35±0.05
$\alpha_{e\nu}^{\Sigma^- n}$	0.28±0.05
$\alpha_{e}^{\Sigma^- n}$	0.04±0.27
$\alpha_{e}^{\Lambda p}$	0.125±0.066
$\alpha_{e\nu}^{\Lambda p}$	-0.01±0.02
$\alpha_{\nu}^{\Lambda p}$	0.821±0.060
$\alpha_{p}^{\Lambda p}$	-0.508±0.065
$(g_1/f_1)_{np}$	1.254±0.007
$(g_1/f_1)_{\Lambda p}$	0.702±0.026
$\|g_1/f_1\|_{\Sigma^- n}$	0.435±0.035
$(f_1/g_1)_{\Sigma^-\Lambda}$	0.10±0.22

Tabla I. Datos experimentales de desintegración β de bariones.

pedazo de M dará información importante sobre las interacciones fuertes, cuya teoría aún dista mucho de conocerse bien. Para que dicha determinación sea posible es necesario conocer bien el segundo factor. La teoría V-A lo establece perfectamente,

$$\langle e|j_\mu|\nu\rangle = \bar{u}_e\gamma_\mu(1-\gamma_5)v_\nu \quad ,$$

donde $\bar{u}_e$ y v_ν son espinores de Dirac, γ_μ y γ_5 son matrices de Dirac.

Es debido a esta factorización que la desintegración β es un nuevo tipo de microscopio. Por así decirlo, la pareja $e-\nu$, que no tiene interacción fuerte, penetra fácilmente la región de interacción de A y B y explora su estructura en detalle.

A causa de nuestra ignorancia sobre las interacciones fuertes, no nos es posible escribir la forma del primer factor. Sólo podemos dar la forma más general que la covariancia de Lorentz permite, dentro de la teoría V-A:

$$\langle B|J_\mu|A\rangle = \bar{u}_B\{f_1(q^2)\gamma_\mu + f_2(q^2)\sigma_{\mu\nu}f_\nu + f_3(q^2)q_\mu + [\,g_1(q^2)\gamma_\mu + g_2(q^2)\sigma_{\mu\nu}f_\nu + g_3(q^2)q_\mu\,]\gamma_5\}u_A \quad ,$$

donde q_μ es transferencia de cuadri-impulso a los leptones. Las seis funciones indicadas son escalares de Lorentz y se conocen con el nombre de factores de forma. Los primeros tres vienen de la parte vectorial de J_μ y los últimos tres de la parte axial. Cuando β es pequeña, entonces q_μ y q^2 se pueden despreciar y sólo sobreviven $f_1(0)$ y $g_1(0)$. Estos son los factores de forma dominantes mencionados en la sección anterior.

Con la teoría V-A es posible calcular expresiones para los observables de la Tabla I. Como ejemplo daremos la expresión para la razón de transición, y la correlación angular $e-\nu$ cuando se emite un electrón:

$$R = G^2\,\frac{\Delta m^5}{60\pi^3}\,[\,(1-\tfrac{3}{2}\beta+\tfrac{6}{7}\beta^2)f_1^2 + \tfrac{4}{7}\beta^2 f_2^2 + (3-\tfrac{9}{2}\beta+\tfrac{12}{7}\beta^2)g_1^2 + \tfrac{12}{7}\beta^2 g_2^2 + \tfrac{6}{7}\beta^2 f_1 f_2 + (-4\beta+6\beta^2)g_1 g_2\,] \quad ,$$

$$R\times\alpha_{e\nu} = G^2\,\frac{\Delta m^5}{60\pi^3}\,[\,(1-\tfrac{5}{2}\beta+\tfrac{11}{7}\beta^2)f_1^2 - \tfrac{2}{7}\beta^2 f_2^2 + (-1-\tfrac{3}{2}\beta+\tfrac{25}{7}\beta^2)g_1^2 - 2\beta^2 g_2^2 -$$

$$\frac{2}{7}\beta^2 f_1f_2 + (4\beta - 2\beta^2)g_1g_2] \quad .$$

Estas expresiones son aproximadas, ya que se desprecian términos de orden mayor a β^2. Para obtener expresiones más exactas es necesario recurrir a integración numérica. Las expresiones que empleamos en nuestro análisis son las exactas. Las contribuciones de f_3 y g_3 se pueden despreciar cuando se emite un electrón, porque aparecen multiplicadas por el cociente de las masas del electrón y del barión A que es menor que un dosmilésimo.

4. LA TEORIA DE CABIBBO[4]

Esta teoría es la síntesis de diversas teorías e hipótesis. Está basada en siete postulados:

i) la validez de la teoría V-A,
ii) la inexistencia de corrientes de segunda clase,
iii) la corriente vectorial octete de SU_3,
iv) la hipótesis de corriente vectorial conservada,
v) la corriente axial octete de SU_3,
vi) la universalidad de las interacciones débiles modificada con el "ángulo de Cabibbo", y
vii) la validez del límite de simetría de SU_3, excepto por la diferencia de masas.

El primer postulado ya lo discutimos en la sección 3. El segundo proviene de una operación de simetría llamada la paridad G que combina la paridad ordinaria con ciertas transformaciones de isospín. Cuando una corriente se transforma ante G igual que la corriente electromagnética, se dice que es de primera clase; de lo contrario se dice que es de segunda clase. La propiedad de primera clase predice que tanto g_2 como f_3 son cero en el límite de simetría. El tercer postulado conduce a sólo dos factores de forma reducidos de SU_3 para f_1 y otros dos para f_2, en vez de los dieciseis permitidos en la sección 2. El tercer postulado conecta la parte vectorial de la corriente débil con la corriente electromagnética, de tal suerte que f_1 y f_2 quedan determinados en términos de las cargas y momentos dipolares magnéticos de los bariones. En concreto, los factores de forma reducidos de f_1 y f_2 se determinan con las cargas y momentos magnéticos de sólo n y p.

El quinto postulado es el análogo al tercero pero para la corriente axial, excepto que, como la corriente electromagnética sólo es vectorial, no se tiene un análogo a la corriente vectorial conservada. Resulta entonces que las dieciseis g, se expresarán en términos de dos factores de forma reducidos, F y D. El sexto postulado es en realidad una consecuencia del hecho que cuando $\Delta S = \pm 1$ la razón de transición observada es unas veinte veces menor que lo esperado si G, la constante de acoplamiento del proceso $n \rightarrow pe\nu$, se emplea en R_{AB}. Gell-Mann y Levy propusieron que

$$(G^{\Delta S=0})^2 + (G^{\Delta S=\pm 1})^2 = G^2 \quad ,$$

con

$$G^{\Delta S=0} = G \cos \Theta$$

y

$$G^{\Delta S=\pm 1} = G \sin \Theta \quad ,$$

donde Θ es un ángulo (conocido como el ángulo de Cabibbo) cuyo valor es desconocido y se debe obtener del experimento. El séptimo postulado es sutil. Lo que propone es que en las expresiones teóricas de los observables se mantenga β diferente de cero y en su valor experimental, pero que los factores de forma se mantengan en los valores que les corresponden en el SU_3. Una consecuencia inmediata de los postulados (iii) y (v) es la regla $\Delta S = \Delta Q$.

El orden que hemos seguido para enumerar los postulados refleja su importancia relativa. Así pues, el postulado fundamental es la teoría V-A y el más débil es la validez del límite de simetría. Por esto último insistimos anteriormente en que la teoría de Cabibbo no pretende ser una teoría exacta. Además, queda claro que depende de tres parámetros F, D y Θ y que cuando se confronte con el experimento parte de los datos deberán emplearse en determinar unívocamente los valores de dichos parámetros, antes de poder establecer su poder predictivo.

5. CORRECCIONES RADIATIVAS Y CONTRIBUCIONES DE LA TRANSFERENCIA DE ENERGIA[5]

En la sección 4 vimos la importancia de la factorización del elemento de matriz de la desintegración β en dos factores. Sin embargo dicha factorización se pierde debido a las interacciones electromagnéticas que afectan tanto a los bariones como al electrón. El factor que sólo contiene información sobre A y B adquiere información sobre lo que ocurre con el electrón cuando se tiene en cuenta al electromagnetismo y por lo tanto la factorización del elemento de matriz ya no es posible. Como tampoco es posible separar de los datos experimentales los efectos de las interacciones electromagnéticas, entonces es necesario corregir las fórmulas para R_{AB}, $\alpha_{e\nu}^{AB}$, etc. Esto conduce a las llamadas correcciones radiativas.

Su cálculo conduce aparentemente a un círculo vicioso. Como ya hemos mencionado, la gran utilidad de la desintegración β radica en su habilidad para ayudarnos a comprender las interacciones fuertes que todavía no conocemos, pero para que esto sea posible se necesitan aplicar correcciones radiativas. Sin embargo, éstas no se pueden calcular completamente porque cuando el fotón virtual emitido por el electrón es capturado por A o B dicha captura depende de la interacción fuerte a que están sometidas A y B. Esto es, el cálculo de las correcciones radiativas depende de nuestro conocimiento de las interacciones fuertes.

Este círculo vicioso se logra romper cuando separamos claramente nuestros objetivos. Un problema es medir experimentalmente los factores de forma, y otro muy diferente es calcularlos teóricamente. Se puede demostrar que para efectos de medición, las correcciones radiativas son perfectamente calculables si se redefinen los factores de forma de modo apropiado. Más aún, se puede demostrar de manera muy general que los factores de forma susceptibles de ser medidos no son los que predice la teoría de Cabibbo, sino otros que contienen todas las complicaciones de dependencia de modelo de las correcciones radiativas. Con un excelente grado de aproximación, los nuevos factores de forma que aparecen son

$$f_1'(0) = f_1(0) + \frac{\alpha}{\pi} c$$

y

$$g_1'(0) = g_1(0) + \frac{\alpha}{\pi} d \quad ,$$

donde c y d son dos constantes que contienen toda la dependencia de modelo de las correcciones radiativas y α es la constante de estructura fina. Los otros factores de forma también se podrían redefinir, pero dada la precisión experimental actual y la que será accesible en los próximos cinco o diez años no es necesario hacerlo.

Además de c y d, las correcciones radiativas contienen partes independientes de modelo que sí dependen de la energía transferida. Afortunadamente, estas contribuciones son calculables. Las expresiones que resultan son muy largas y no es necesario reproducirlas aquí. Nos bastará dar el resultado principal a que se llega. Este se puede poner en forma de teorema:

La forma de los observables R_{AB}, α_e^{AB}, etc., no cambia cuando se incorporan las correcciones radiativas si se reemplaza a los factores de forma dominantes por los que tienen primas y la constante de acoplamiento por

$$G' = G(1 + \frac{\alpha}{\pi} \Phi) \quad ,$$

donde $\frac{\alpha}{\pi} \Phi$ proviene de la parte independiente de modelo y varía entre 0.3% hasta 4.6% para los diferentes procesos.

De acuerdo con este teorema podemos escribir $R'_{AB} = R^{o}_{AB}(G', f_1', g_1')$, e igualmente para α_e^{AB}, etc. El índice cero se refiere a que las fórmulas para los observables son las de la sección 3. Queda claro entonces que los factores de forma y las constantes de acoplamiento que se pueden determinar experimentalmente son aquéllos con prima. Es decir, la parte dependiente de modelo queda incorporada en los datos experimentales de modo general.

Por otra parte, para comparar a la teoría de Cabibbo con los experimentos es necesario conocer c y d. Como hemos mencionado ya, no podemos aún calcularlas, solamente podemos estimarlas. Para esto, es necesario emplear un modelo detallado de teorías de norma y hacer cálculos con álgebra de corrientes para controlar a las interacciones fuertes.

Con el modelo de Weinberg-Salam, Sirlin ha calculado en $n \to pe\nu$ que $\frac{\alpha}{\pi} c \approx 1\%$. La otra constante requiere de un análisis especial; Queijeiro encontró que también $\frac{\alpha}{\pi} d \simeq 1\%$. De modo que aproximadamente $c \simeq d$. Además, si el límite de simetría de SU_3 es válido, el valor de 1% se aplicaría a todos los procesos. Así que es razonable adoptar dos actitudes. La primera sería incorporar el resultado $c = d = 1\%$ a los factores de forma junto con las predicciones de la teoría de Cabibbo. La segunda sería aceptar un cuarto parámetro en dicha teoría y obtener su valor a partir del experimento. Es de esperarse que el valor obtenido del experimento para c sea parecido a las estimaciones teóricas. De ser así concluiríamos que c se puede medir experimentalmente.

Además de las correcciones radiativas, la precisión de los datos experimentales requiere que en las fórmulas teóricas se tome en cuenta la dependencia en q^2 de los factores de forma. La teoría de Cabibbo presupone que las contribuciones de dicha dependencia son suficientemente pequeñas para poder ser ignoradas y por lo tanto no proporciona una receta bien definida de cómo incorporarlas. En realidad, basta considerar la dependencia en q^2 de f_1 y g_1 y tomar sólo $f_2(0)$, $g_2(0)$, etc. Como buena aproximación, los dos primeros términos de un desarrollo de Taylor son suficientes. Esto es,

$$f_1'(q^2) = f_1'(0) + \lambda f_1 \frac{q^2}{M_A^2}$$

y

$$g_1'(q^2) = g_1'(0) + \lambda g_1 \frac{q^2}{M_A^2} \quad .$$

La teoría de Cabibbo y las correcciones radiativas determinan a $f_1'(0)$ y $g_1'(0)$. Si se extiende la hipótesis de corriente vectorial conservada, se pueden fijar los valores de λf_1 en términos de los factores de forma electromagnéticos medidos experimentalmente de n y p. El factor g_1 también se ha medido en reacciones de producción $\nu + n \to p + e$, pero para determinar a todas las λg_1 se necesitaría la medición de g_1 en otra reacción. Como todavía no contamos con este último tipo de mediciones, tenemos que recurrir a estimaciones con relaciones de dispersión. De nuevo, podemos tomar dos actitudes, o bien incorporar estas estimaciones a las fórmulas de la sección 3, o aceptar un quinto parámetro en la teoría de Cabibbo (λg_1 de $\Lambda \to pe\nu$, por ejemplo). En este segundo enfoque el valor obtenido para este parámetro debería estar cercano a las estimaciones teóricas. De otro modo concluiríamos que con los datos actuales aún no podemos medir dicho quinto parámetro.

6. COMPARACION ENTRE LA TEORIA Y EL EXPERIMENTO[6]

Se debe tener presente que los datos experimentales a menudo cambian, a veces porque alguno está mal o a veces porque su precisión aún no es suficiente, y una medición posterior más fina da un valor distante de los primeros hasta por varias desviaciones estándar. Comparar teoría con experimento significa valorar a ambos.

El método apropiado para la comparación con el experimento es el de "máxima similitud", que lleva a minimizar la función χ^2. Incorporando todas las correcciones de la sección 5 a las fórmulas de la sección 3 y sustituyendo las predicciones de la teoría de Cabibbo se obtienen los resultados de la Tabla II. En las columnas A se encuentran las predicciones de la teoría y la contribución $\Delta\chi^2$ de cada una a la χ^2 total, cuando se usa la estimación de dominancia de polo para los λg_1. En las columnas B, están las predicciones si se usan "dipolos" para los λg_1. Y en las columnas C, usando dominancia de polo para λg_1, están las predicciones cuando $C = \frac{\alpha}{\pi} c$ se ajusta también como parámetro libre junto F, D y Θ. Si se emplea alguna λg_1 como parámetro no se obtienen resultados consistentes con la analiticidad de interacciones fuertes y los ajustes correspondientes se deben descartar. El asterisco en algunas cantidades indica que no se han usado estas cantidades en la χ^2.

En ninguno de los tres casos la χ^2 es satisfactoria, lo que indica que existen discrepancias entre la teoría y el experimento. En el segundo caso la χ^2 es la mayor, de modo que los datos no aceptan una fuerte dependencia en q^2 de g_1. Curiosamente, cuando se ajusta C, si bien se obtiene un valor pequeño de 0.3%, el error correspondiente es de casi 1%. Esto coincide muy bien con las estimaciones mencionadas en la sección 5.

Las discrepancias principales se observan en las asimetrías $\alpha_e^{\Lambda p}$

TABLA II

	(A) Predicción	$\Delta\chi^2$	(B) Predicción	$\Delta\chi^2$	(C) Predicción	$\Delta\chi^2$
R_{np}	1.081	0.34	1.079	0.52	1.085	0.13
$R_{\Sigma^+\Lambda}$	0.279	0.19	0.279	0.20	0.279	0.20
$R_{\Sigma^-\Lambda}$	0.462	2.18	0.464	2.34	0.463	2.28
$R_{\Lambda p}$	3.173	0.02	3.174	0.02	3.174	0.03
$R_{\Sigma^- n}$	7.037	0.83	7.024	0.92	7.037	0.83
$R_{\Xi^-\Lambda}$	2.865	2.51	2.810	2.28	2.869	2.53
$R_{\Xi^-(\Lambda,\Sigma^0)}$	3.378	0.33	3.319	0.38	3.38	0.32
$R_{\Lambda p\mu}$	0.539	0.19	0.546	0.15	0.54	0.19
$R_{\Sigma^- n\mu}$	3.301	0.95	3.315	1.06	3.301	0.95
$R_{\Xi^-\Lambda\mu}$	0.823	0.23	0.809	0.24	0.824	0.23
$\alpha_{e\nu}^{np}$	-0.076	0.12	-0.075	0.04	-0.075	0.07
α_{e}^{np}	-0.083	0.02	-0.083	0.15	-0.083	0.08
α_{ν}^{np}	0.989	0.11	0.989	0.10	0.989	0.10
$\alpha_{e\nu}^{\Sigma^\pm\Lambda}$	-0.404	1.16	0.410	1.46	-0.404	1.16
$\alpha_{e\nu}^{\Sigma^- n}$	0.306	0.28	0.266	0.08	0.307	0.30
$\alpha_{e}^{\Sigma^- n}$	-0.624	6.06	-0.640	6.35	-0.623	6.03
$\alpha_{e}^{\Lambda p}$	0.012	2.92	-0.003	3.75	0.012	2.90
$\alpha_{e\nu}^{\Lambda p}$	-0.004	0.08	-0.038	1.79	-0.004	0.09
$\alpha_{\nu}^{\Lambda p}$	0.975	6.60	0.977	6.76	0.975	6.59
$\alpha_{p}^{\Lambda p}$	-0.574	1.03	-0.567	0.83	-0.574	1.03
$(g_1/f_1)_{np}$	1.256*	0.05	1.253*	0.02	1.254*	0.00
$(g_1/f_1)_{\Lambda p}$	0.713*	0.19	0.712*	0.16	0.713*	0.17
$(g_1/f_1)_{\Sigma^- n}$	-0.371*	3.36	-0.369*	3.59	0.370*	3.46
$(f_1/g_1)_{\Sigma^-\Lambda}$	0.000	0.21	0.000*	0.21	0.000*	0.21

$F_{(A)} = 1.084$ $D_{(A)} = -1.485$ $\sin\theta_{(A)} = 0.227$ $\chi^2_{(A)} = 26.15$

$F_{(B)} = 1.083$ $D_{(B)} = -1.480$ $\sin\theta_{(B)} = 0.224$ $\chi^2_{(B)} = 29.42$

$F_{(C)} = 1.083 \pm 0.021$ $D_{(C)} = -1.483 \pm 0.019$ $\sin\theta_{(C)} = 0.227 \pm 0.0025$ $C = 0.003 \pm 0.009$ $\chi^2_{(C)} = 26.04$

Tabla II. Comparación de la Teoría de Cabibbo con los datos experimentales de la Tabla I.

y $\alpha_{\nu}^{\Lambda p}$ y en $\alpha_{e}^{\Sigma^- n}$. Hay otras más pequeñas en $R_{\Sigma^- \Lambda}$ y en $R_{\Xi^- \Lambda}$. De estas dos la más significativa es la de $R_{\Sigma^- \Lambda}$, porque sus barras de error experimental son relativamente pequeñas. Para apreciar estas discrepancias con la teoría hemos hecho tres ajustes más que se muestran en la Tabla III. En el primero sólo hemos usado las razones de transición y todos los demás datos se han dejado fuera de χ^2. Esto se indica de nuevo con un asterisco. En el segundo, hemos usado las razones de transición y los cocientes g_1/f_1 y f_1/g_1. Finalmente, en el tercero usamos sólo las razones de transición y los coeficientes $\alpha_{e\nu}$, ignorando los coeficientes de asimetría respecto al espín del barión que decae.

El primer caso, aunque tiene muy buena χ^2, muestra que con sólo las razones de transición los parámetros de la teoría de Cabibbo aún no están unívocamente determinados y en consecuencia la teoría todavía no tiene poder predictivo. En el segundo caso, los valores de los parámetros ya son estables puesto que son casi iguales a los respectivos en la Tabla II. La χ^2 es aceptable, lo que indicaría buen acuerdo con el experimento. Pero esto contrasta con los resultados C de la Tabla II. Entonces podemos concluir que los valores experimentales de g_1/f_1 y f_1/g_1 son una pobre parametrización de los coeficientes angulares. De hecho, con ellos se pierde información experimental que de por sí es escasa. Además, se deben objetar estos números experimentales porque no son en realidad directamente medibles. Se necesitan hacer varias hipótesis sobre f_2, g_2, λf_1, λg_1 y las correcciones radiativas para darles un valor experimental a estos cocientes, así que son números experimentales que dependen fuertemente de la teoría. En el pasado las confrontaciones entre la teoría de Cabibbo y los experimentos han sido hechas usando dichos cocientes. Como vemos ahora esta práctica resulta fácilmente engañosa y debe ser abandonada.

En el tercer caso de la Tabla III la χ^2 resultante es muy buena y, si ésta fuera toda la información experimental disponible, la concordancia entre teoría y experimento sería casi excelente, aunque $R_{\Sigma^- \Lambda}$ queda un poco fuera, igual que antes.

Podemos concluir que los datos experimentales acumulados durante dos décadas están separados en dos sectores. Uno, el sector sin polarización, que concuerda bien con la teoría. Y otro, el sector con polarización, muestra discrepancia con la teoría. La importancia de éstas no se

TABLA III

	(A) Predicción	$\Delta\chi^2$	(B) Predicción	$\Delta\chi^2$	(C) Predicción	$\Delta\chi^2$
R_{np}	1.089	0.02	1.084	0.17	1.085	0.13
$R_{\Sigma^+\Lambda}$	0.261	0.02	0.284	0.28	0.280	0.21
$R_{\Sigma^-\Lambda}$	0.434	0.41	0.471	2.99	0.464	2.33
$R_{\Lambda p}$	3.165	0.00	3.155	0.03	3.171	0.01
$R_{\Sigma^- n}$	7.083	0.55	7.196	0.11	7.061	0.68
$R_{\Xi^-\Lambda}$	3.148	3.89	2.849	2.45	2.872	2.54
$R_{\Xi^-(\Lambda,\Sigma^0)}$	3.630	0.15	3.363	0.34	3.385	0.32
$R_{\Lambda p\mu}$	0.538	0.20	0.536	0.21	0.538	0.19
$R_{\Sigma^- n\mu}$	3.335	1.21	3.372	1.54	3.312	1.04
$R_{\Xi^-\Lambda\mu}$	0.905	0.18	0.819	0.23	0.825	0.23
$\alpha_{e\nu}^{np}$	-0.046*	57.02	-0.075*	0.08	-0.075	0.01
α^{np}	-0.049*	156.59	-0.083*	0.06	-0.082*	0.28
α_{ν}^{np}	0.996*	0.02	0.989*	0.11	0.989*	0.10
$\alpha_{e\nu}^{\Sigma^\pm\Lambda}$	-0.404*	1.17	-0.404*	1.16	-0.404	1.16
$\alpha_{e\nu}^{\Sigma^- n}$	0.387*	4.57	0.289*	0.03	0.306	0.28
$\alpha_{e}^{\Sigma^- n}$	-0.526*	4.40	-0.644*	6.41	-0.624*	6.05
$\alpha_{e}^{\Lambda p}$	0.038*	1.73	0.015*	2.80	0.013*	2.86
$\alpha_{e\nu}^{\Lambda p}$	0.047*	7.31	0.000*	0.23	-0.002	0.15
$\alpha_{\nu}^{\Lambda p}$	0.960*	5.37	0.974*	6.51	0.975*	6.56
$\alpha_{p}^{\Lambda p}$	-0.580*	1.24	-0.575*	1.05	-0.574*	1.04
$(g_1/f_1)_{np}$	1.138*	272.52	1.254	0.00	1.252*	0.12
$(g_1/f_1)_{\Lambda p}$	0.655*	3.22	0.708	0.06	0.711*	0.12
$(g_1/f_1)_{\Sigma^- n}$	-0.311*	12.59	-0.384	2.14	-0.371*	3.38
$(f_1/g_1)_{\Sigma^-\Lambda}$	0.000*	0.21	0.000	0.21	0.000*	0.21

$F_{(A)} = 1.014$	$D_{(A)} = -1.323$	$\sin\theta_{(A)} = 0.220$	$C_{(A)} = 0.0845$	$\chi^2_{(A)} = 6.63$
$F_{(B)} = 1.066$	$D_{(B)} = -1.495$	$\sin\theta_{(B)} = 0.227$	$C_{(B)} = 0.002$	$\chi^2_{(B)} = 10.55$
$F_{(C)} = 1.079\pm0.023$	$D_{(C)} = -1.481\pm0.025$	$\sin\theta_{(C)} = 0.227\pm0.0026$	$C_{(C)} = 0.004\pm0.013$	$\chi^2_{(C)} = 9.28$

Tabla III. Partición de los datos experimentales en tres subconjuntos.

puede en este momento establecer con absoluta seguridad. Como los errores experimentales de las asimetrías con polarización son aún grandes, estas discrepancias podrían ser fortuitas, debidas a la estadística actual. Pero, si se toman en serio los valores centrales, entonces las discrepancias son fuertes. Si dichos valores centrales fueran confirmados por experimentos futuros la teoría de Cabibbo perdería su simplicidad; posiblemente el último postulado, el más débil como dijimos antes, sería el más afectado. Si la rotura del SU_3 es demasiado fuerte no sería posible usar un enfoque perturbativo para calcularla y se debería buscar una nueva formulación del límite de simetría de SU_3.

7. RESULTADOS RECIENTES[7]

Durante el último año se han publicado dos nuevos resultados experimentales. $R_{\Sigma^-\Lambda}$ fue medido aumentando la precisión sustancialmente. Y $\alpha_e^{\Sigma^- n}$ también se midió con un buen incremento de la estadística, aunque ésta aún no es muy satisfactoria. Los nuevos promedios mundiales son:

$$R_{\Sigma^-\Lambda} = 0.377 \pm 0.018 \quad ,$$

$$\alpha_e^{\Sigma^- n} = 0.26 \pm 0.18 \quad .$$

El aspecto más útil del análisis de la sección 6 es que nos permite inmediatamente apreciar los dos nuevos resultados. En ambos casos la teoría de Cabibbo se topa con dos discrepancias, cada una de cinco desviaciones estándar. Desde el punto de vista estadístico estas discrepancias son muy fuertes y se les debe considerar con cuidado.

El nuevo valor central de $R_{\Sigma^-\Lambda}$ está bastante cerca de la predicción teórica en las columnas C de las Tablas II y III. Si la discrepancia es tan grande se debe a que el error experimental es muy pequeño. Como β es muy pequeña para esta desintegración, resulta que la fórmula para $R_{\Sigma^-\Lambda}$ es muy sencilla,

$$R_{\Sigma^-\Lambda} = 3.66\, f_1^2 + 10.95\, g_1^2 + 0(0.01) \quad ,$$

en unidades 10^{-6} segundos. La hipótesis de corriente vectorial conservada predice en este caso que $f_1 = 0$, así que $R_{\Sigma^-\Lambda}$ depende prácticamente de g_1 nada más. Como se espera dentro de un esquema perturbativo que el cambio en f_1 debido a la rotura de simetría sea de segundo orden, el nuevo valor de $R_{\Sigma^-\Lambda}$ se debería al cambio de primer orden de rotura de simetría en g_1. Sustituyendo valores, resulta que el cambio en g_1 es de 10% solamente. Esto es justo lo que se desea de una simetría que no esté fuertemente rota y cuyo límite de simetría tenga sentido físico. Así interpretada esta discrepancia, podemos concluir que finalmente, tras muchos años de espera, se empiezan a ver los efectos de "estructura fina" de las interacciones débiles. De acuerdo con esto, la desintegración β sirve ya como el nuevo microscopio a que nos referíamos anteriormente.

En contraste, el nuevo valor de $\alpha_e^{\Sigma^- n}$ difiere de la teoría notablemente porque el valor central está muy alejado de la predicción y no por la pequeñez de las barras de error. Como discutíamos en la sección 6, esta nueva medición confirma el valor central de las mediciones anteriores respectivas. La discrepancia con la teoría es muy fuerte. Si g_2 se mantiene en cero, se necesita cambiar el signo de g_1 respecto a la predicción teórica para poder explicar este valor de $\alpha_e^{\Sigma^- n}$. Si se atribuyera a rotura de simetría, entonces los efectos de ésta serían de 200%. Por lo tanto, el límite de simetría perdería prácticamente todo su sentido físico en la teoría de Cabibbo, ocasionando que esta última perdiera su simplicidad. Sin embargo, es posible que un valor tan drástico de $\alpha_e^{\Sigma^- n}$ se puede explicar si se reinterpreta el SU_3 como un grupo generador de espectros. Böhm y otros han discutido este enfoque en detalle; el cambio esencial proviene de aplicar el SU_3 a las partículas elementales como eigenestados de cuadri-velocidad y no de cuadri-impulso como es usual. Por cierto, este enfoque puede explicar también la discrepancia en $R_{\Sigma^-\Lambda}$.

8. PERSPECTIVAS[8]

Actualmente están en desarrollo tres experimentos; dos de ellos en $\Lambda \to pe\nu$ con estadística muy alta, de 50,000 y 100,000 eventos y el tercero con estadística de sólo 5,000 eventos, pero observando cinco procesos diferentes simultáneamente. Los resultados correspondientes deberán publicarse durante el año próximo. Además, muy recientemente se ha aprobado un nuevo experimento para medir con mucha mayor estadística a $\alpha_e^{\Sigma^- n}$; sus resultados deberán aparecer dentro de tres años.

En poco tiempo se tendrá bastante mejor información experimental. El análisis de la sección 6 se podrá hacer muy refinadamente. Por ejemplo, se establecerá si los valores actuales de $\alpha_\nu^{\Lambda p}$ y $\alpha_e^{\Lambda p}$ son fluctuaciones estadísticas o sus valores centrales quedan confirmados. La existencia de rotura pequeña o rotura fuerte del SU_3 se podrá determinar con razonable certeza. Como ha sucedido en incontables ocasiones anteriores, los refinamientos experimentales conducen a refinamientos teóricos. Quizás pronto será posible tener evidencia experimental suficientemente clara de la rotura del SU_3 que guíe para la construcción de una teoría de rotura de simetrías internas. Encontrar dicha teoría es uno de los problemas fundamentales de la física moderna.

Podemos concluir este trabajo trazando una analogía con la física atómica de principios de los veintes. En esa época se pudieron realizar experimentos bastante más finos que durante los años 1910-1920 y se logró establecer la estructura fina de los espectros atómicos. Esto condujo a la teoría moderna del momento angular que requiere que los eigenvalores de L^2 sean $\ell(\ell+1)$ y no ℓ^2 como propuso originalmente Bohr. Uno de los mayores éxitos de la mecánica cuántica de Heisenberg y Schrödinger fue derivar la teoría del momento angular y de este modo establecerse a sí misma con gran solidez. En física de altas energías, como hemos visto durante este trabajo, se diría que estamos aún en los años pre-mecánica cuántica y que cuando se tengan experimentos que revelen la estructura fina de las interacciones entre partículas elementales, posiblemente se den pasos teóricos equivalentes al descubrimiento de la mecánica cuántica. Es de esperarse, pues, que la desintegración β continúe jugando un papel central como lo ha hecho en las décadas pasadas.

REFERENCIAS

1. Véase, por ejemplo, a H.M. Pilkuhn, Relativistic Physics, Texts and Monographs in Physics, Springer Verlag (1979); A. Salam, en Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity (Novel Simposium No. 8). Editado por N. Svartholm, Almqvist y Wiksell, Estocolmo (1968); S. Weinberg, Phys. Rev. Lett., 19 (1967) 1264.
2. Particle Data Group, Rev. Mod. Phys., 52 (1980) S1; véase también las

referencias en la Ref. 6.
3. E.C.G. Sudarshan y R. Marshak, Phys. Rev., 109 (1958) 1860; R.P. Feynman y M. Gell-Mann, Phys. Rev., 109 (1958) 193.
4. N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett., 10 (1963) 531; M. Gell-Mann y M. Lévy, Nuovo Cimento, 16 (1960) 705.
5. A. Sirlin, Phys. Rev., 164 (1967) 1767; A. García, Phys. Lett., 105B (1981) 224; Phys. Rev., D25 (1982) 1348; A. Sirlin, Rev. Mod. Phys., 50 (1978) 573; A. Queijeiro, Tesis de Doctorado (1982) Escuela Superior de Física y Matemáticas, IPN, México.
6. A. García y P. Kielanowski, Phys. Rev., D25 (1982) 1451 y por aparecer en Phys. Rev., D26.
7. CERN-EP/81-165 (Dic. 1981), por aparecer en Zeitz. für Phys. C.; P. Keller et al., Phys. Rev. Lett., 48 (1982) 971; A. García y P. Kielanowski, Phys. Lett., 110B (1982) 498; A. Böhm et al., Phys. Rev., D15 (1977) 689; A. Böhm, "Neutrino 75", Vol. II, p. 319, editores A. Frenkel y G. Marx, Budapest (1975).
8. CERN: Colaboración WAZ.
Colaboración Massachusetts - Brookhaven.
Colaboración Michigan-Wisconsin-Fermilab.