

Determinación de la masa de Λ^0 y de $\bar{\Lambda}^0$ producidas en reacciones pp

E.A. BUENROSTRO C. Y G.I. QUINTERO G.

I.T.E.S.M., Campus Ciudad Obregón

Norman E. Bourlaugh Km 14, apartado postal 662. Cd. Obregón, Son., México

J. FÉLIX

Instituto de Física de la Universidad de Guanajuato

Loma del Bosque 103, apartado postal E-143, León, Gto., México

Recibido el 28 de junio de 1996; aceptado el 3 de octubre de 1996

RESUMEN. Durante el segundo verano de la investigación científica, se determinó la masa del hiperón Λ^0 y del correspondiente antihiperón $\bar{\Lambda}^0$. Ambos hiperones fueron creados en reacciones protón-protón inclusivas y exclusivas. Los resultados coinciden, dentro de los límites estadísticos, con los valores universalmente aceptados. En este artículo comparamos ambos valores y discutimos sus implicaciones teóricas.

ABSTRACT. It was determined the mass of the hyperon Λ^0 and of the anti-hyperon $\bar{\Lambda}^0$, during the second scientific research summer. Both hyperons were collected from inclusive and exclusive proton-proton collisions. The results are in excellent agreement with the universally accepted values. In this paper we compare both values and discuss their theoretical consequences.

PACS: 14.20.Jn; 11.30.Er

1. INTRODUCCIÓN

Es bastante conocido que algunas simetrías de la naturaleza, o grupos de ellas, conducen a la obtención de resultados fácilmente verificables. Algunos de éstos son muy simples en principio y pueden ser corroborados o descartados con relativa facilidad en el laboratorio; para desgracia, muchas veces no en un laboratorio convencional. Tal es el caso de las simetrías empleadas en el teorema CPT (*i.e.*, la proposición de que un sistema físico permanece invariante ante las transformaciones de conjugación temporal ($T : t \rightarrow -t$), espacial ($P : \mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$), y de carga eléctrica ($C : q \rightarrow -q$) aplicadas en ese orden). De este teorema se desprende que la masa de una partícula debe de ser exactamente igual a la masa de su correspondiente antipartícula [1]. En este artículo reportamos la medición de la masa del hiperón Λ^0 y la medición de la masa de su correspondiente antihiperón $\bar{\Lambda}^0$; y usando estos valores, determinamos una cota superior para la validez del teorema CPT. El valor de la masa de Λ^0 , el valor de la masa de $\bar{\Lambda}^0$ y la cota superior para la validez del teorema CPT están, dentro de los errores experimentales, en buen acuerdo con los valores universalmente aceptados [2,3]. Los valores reportados en la literatura

más reciente son: $M_\Lambda = 1115.678 \pm 0.006 \text{ MeV}/c^2$, $M_{\bar{\Lambda}} = 1115.690 \pm 0.008 \text{ MeV}/c^2$, y $M_\Lambda - M_{\bar{\Lambda}} = -0.012 \pm 0.010 \text{ MeV}/c^2$, que prueban una de las consecuencias del teorema CPT [3].

Las masas de las partículas son constantes universales. Por ello es completamente básico conocer sus valores con la mayor precisión posible. Todavía más importante quizá, desde el punto de vista fundamental y formal, es la invarianza de los sistemas físicos ante la transformación CPT. Por lo tanto, realizar pruebas a las predicciones del teorema CPT es de capital importancia. Además, dado que la invarianza de los sistemas físicos, ante la transformación CPT, se piensa como un principio fundamental de la naturaleza, mejorar las pruebas que se han realizado es también de suma importancia.

Los primeros valores para la masa del hiperón Λ^0 se remontan a más de 22 años [4]. Las técnicas usuales eran la cámara de burbujas y la técnica de emulsiones fotográficas; con ambas se obtenía baja estadística (alrededor de unos cientos de eventos). Heyman *et al.* [4], por ejemplo, colecta para sus análisis 935 Λ^0 's usando una cámara de burbujas a base de helio. Otros autores colectan Λ^0 's en número mucho menor.

Por otro lado, es notable que mediciones para el valor de la masa de $\bar{\Lambda}^0$ no son reportadas en la literatura; escasamente existe un reporte y está relacionado con los datos usados para obtener las presentes mediciones [3]. La práctica común es suponer que el valor de la masa del antihiperón es igual al valor de la masa del hiperón, confiando plenamente en los resultados del teorema CPT.

2. EL EXPERIMENTO BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY E766

Los datos para las presentes mediciones provienen del experimento Brookhaven National Laboratory E766 (BNL E766). Fueron recabados en el Sincrotón de Gradiente Alterno (AGS, acrónimo en inglés) de este laboratorio [5]. El haz lo constituyeron protones a una energía de 27.5 GeV que incidían sobre un blanco de hidrógeno líquido (un cilindro hecho de vidrio de 30.5 cm de largo y 7.6 cm de diámetro). Las partículas cargadas producidas por la interacción pp fueron detectadas y sus momentos medidos usando un espectrómetro compacto, localizado dentro de gran dipolo magnético [6]. El promedio integral del campo magnético ($\int B dl$) resultó ser 1.17 Tm (350 MeV). La medición de los momentos de las partículas cargadas y la determinación de sus trayectorias se realizó con seis cámaras multialámbricas formadas por cuatro planos cada una. Dicho conjunto de cámaras fue diseñado minimizando la cantidad de material empleado, con el propósito de reducir la dispersión múltiple de Coulomb en el espectrómetro. El haz formado por protones fue analizado y determinadas sus características (momento, energía, etc.) usando otro conjunto independiente de cámaras multialámbricas [7]. Los detalles de la construcción del espectrómetro, los detalles del sistema de adquisición de datos, la operación de la electrónica, así como la forma en que fueron tomados los datos y el proceso de análisis de los mismos, están reportados en una serie de tesis doctorales que ha producido el experimento [6, 8–13].

En una exposición del espectrómetro de alrededor de 2 semanas, aproximadamente 3×10^8 eventos fueron grabados en cintas magnéticas. Eventos con un número mínimo de cuatro trayectorias y con un máximo de veinte fueron grabados. Esta capacidad de re-

construcción de trayectorias se logró gracias al diseño de las cámaras multialámbricas: la separación de los alambres es entre 2.0 y 3.0 mm, la exactitud en la resolución espacial de dos trayectorias o puntos distintos es de 150 micras, y la redundancia en la determinación de la trayectoria de las partículas, cuatro (una trayectoria reconstruida por cada uno de los cuatro planos de las cámaras). Los momentos de las partículas se derivaron usando la trayectoria de las partículas y el conocimiento del campo magnético que atravesaron. La resolución en la medición del momento $\Delta p(FWHM)/p$ fue 0.01 [12].

De las reconstrucciones de las trayectorias, en un evento típico, se encontró que la mayoría de las trayectorias provenía de un vértice común, generalmente dentro del blanco. Para los análisis realizados, se exigió que el vértice primario (aquel generado por más de dos trayectorias), estuviera dentro del blanco. Otras trayectorias provinieron de un vértice que generalmente se encontraba fuera del blanco; a él, por lo general, concurrieron al menos dos trayectorias; estos vértices fueron designados candidatos a puntos donde partículas neutras decayeron, también llamados vértices secundarios. En el proceso de análisis, el vértice primario se usó como un punto más para recalcular, con mayor eficacia, las trayectorias de las partículas y por consiguiente el momento de las mismas. A las trayectorias asignadas al vértice primario o al vértice secundario, se les designó como e^\pm , p , \bar{p} , μ^\pm , π^\pm , K^\pm , o D ; en un evento típico, se alternaron todas las posibilidades. Para cada una de las asignaciones posibles, la masa invariante asociada al vértice secundario fue calculada. Se retuvieron sólo las combinaciones posibles que arrojaron un valor de la masa, para el segundo vértice, dentro de amplios márgenes para masas de partículas conocidas (por ejemplo, K_S^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$, etc.). Y se asignó tal identidad de partícula al vértice secundario. Los eventos, clasificados como inclusivos (aquellos donde únicamente importó la partícula asociada al segundo vértice y sus productos de decaimiento), sumaron alrededor de $\sim 150 \times 10^6$; cerca de un 10 por ciento ($\sim 15 \times 10^6$) se identificaron como Λ^0 's y cerca del 0.6 por ciento ($\sim 1 \times 10^6$) se identificaron como $\bar{\Lambda}^0$. El análisis de la reconstrucción de eventos se prosiguió tomando en cuenta la identificación de las partículas obtenida del contador Cerenkov, el tiempo de vuelo de las partículas, la conservación de la carga, del momento, de la energía, del número bariónico, número leptónico, etc. Al aplicar estas restricciones, se logró identificar completamente a los eventos; se les catalogó como exclusivos. La muestra completa consiste de $\sim 3 \times 10^6$ eventos totalmente reconstruidos e identificados.

En algunos casos los eventos exclusivos (aquellos totalmente reconstruidos e identificados) tienen ciertas ventajas, sobre los eventos inclusivos, para la realización de mediciones precisas. La selección de eventos exclusivos impone la condición de que la suma del momento transversal en el estado final de la reacción debe ser menor a 100 MeV y que la diferencia entre la suma de la energía menos el momento longitudinal total entre el estado inicial y final de la reacción debe ser menor o igual a $|30 \text{ MeV}|$; *i.e.*, $|\Sigma(E - P_l)_{\text{inicial}} - \Sigma(E - P_l)_{\text{final}}| \leq 30 \text{ MeV}/c$. Dado que estas exigencias requieren la determinación sumamente exacta del momento de todas las partículas que intervienen en el estado final, se estimó que el ruido (aquellos eventos no propiamente la señal buscada, pero que el espectrómetro los tomó como tales) constituyó menos del 5% para los eventos exclusivos. También se determinó que las ambigüedades cinemáticas entre $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ y $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ o entre $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} \pi^+$ y $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ son pequeñas dada la gran precisión con que las masas son determinadas y, además, en el caso de los eventos exclu-

sivos, por la imposición de la conservación del número bariónico, de la carga eléctrica, del momento, etc.

La estabilidad del campo magnético del espectrómetro es fundamental para la determinación precisa de la masa de las partículas. Las bobinas que produjeron el campo magnético siempre operaron por debajo de la corriente de saturación. Luego, el campo magnético siempre fue proporcional a la corriente de salida de las fuentes de alimentación. En el laboratorio de Brookhaven, una fuente de potencia, típicamente, es regulada al $\pm 0.1\%$. Esto significa que la determinación de la masa está limitada al $\pm 0.1\%$.

3. SELECCIÓN DE LA MUESTRA DE DATOS

Para seleccionar las muestras de tal forma que se incremente la resolución en el valor de la masa, se consideraron solamente eventos que cumplieran con: i) el vértice primario debió estar dentro del blanco de hidrógeno líquido; ii) el segundo vértice, y en su caso el tercer vértice (cuando existió) debieron estar delante del blanco. Esto permitió eliminar posibles fuentes de pérdidas de energía por dispersión múltiple de Coulomb en el blanco y, por lo mismo, reducir errores sistemáticos introducidos en la corrección por pérdidas de energía.

Los errores sistemáticos, en la determinación de las masas, están dominados por las incertidumbres en la medida del campo magnético, las incertidumbres en los valores reportados para las masas de los piones y de los protones (ambas, las partículas y las antipartículas). En nuestro caso no reportamos los errores sistemáticos, porque siempre resultaron menores o del mismo orden que los errores estadísticos [3].

4. ANÁLISIS DE LA MUESTRA DE DATOS Y RESULTADOS

Consideramos en nuestro análisis los siguientes casos: a) El hiperón Λ^0 y el $\bar{\Lambda}^0$ son creados simultáneamente en la misma reacción (reacciones inclusivas). b) El hiperón Λ^0 y el hiperón $\bar{\Lambda}^0$ son creados en reacciones distintas; Λ^0 en reacciones exclusivas del tipo $pp \rightarrow p\Lambda^0 K^+ \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ [14] y $\bar{\Lambda}^0$ en reacciones inclusivas. Valga decir que esta muestra de lambdas y antilambdas ha servido para cubrir otros objetivos, por ejemplo para la determinación de la polarización de estos hiperones [14], formulación de modelos de producción [8], etc.

La muestra recabada de acuerdo al primer caso tiene la particularidad de que la dispersión estadística de los datos, referentes a la masa, es menor. En la muestra colectada de acuerdo al segundo caso, la dispersión de los datos de la Λ^0 (eventos exclusivos) es menor que la dispersión de los datos de la $\bar{\Lambda}^0$ (eventos inclusivos).

En cada uno de los casos se hicieron los histogramas de los valores de las masas en bins de $0.3 \text{ MeV}/c^2$, dentro de los valores 1100 y $1130 \text{ MeV}/c^2$. Los resultados son mostrados en las Figs. 1a y 1b, para Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$ respectivamente en el caso a); y en las Figs. 2a y 2b, para Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$ respectivamente en el caso b). En todos los casos, las distribuciones se ajustaron a una curva gaussiana, de este ajuste se extrajo la desviación estándar de la distribución, la constante de normalización y la media para el valor de

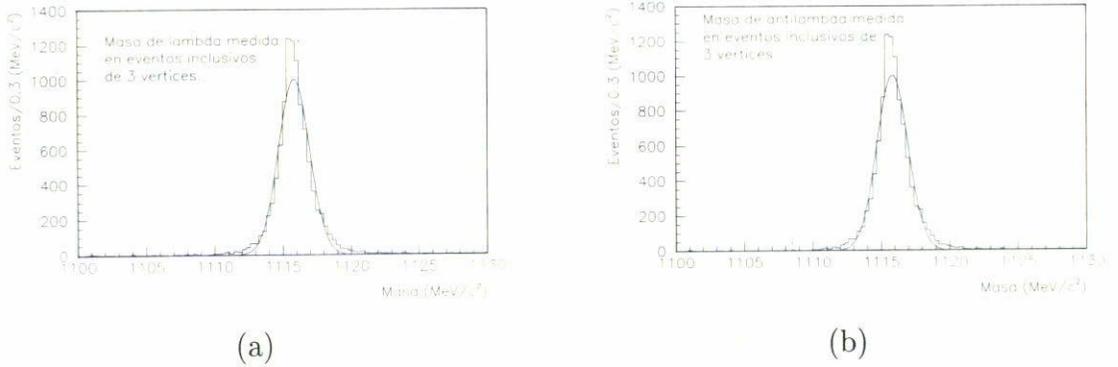


FIGURA 1. Distribución de la masa de Λ^0 (10 236 eventos) (a), y de $\bar{\Lambda}^0$ (10 236 eventos) (b) en reacciones inclusivas. Ambos hiperones fueron creados simultáneamente; el vértice secundario corresponde a un hiperón y el terciario corresponde al otro.

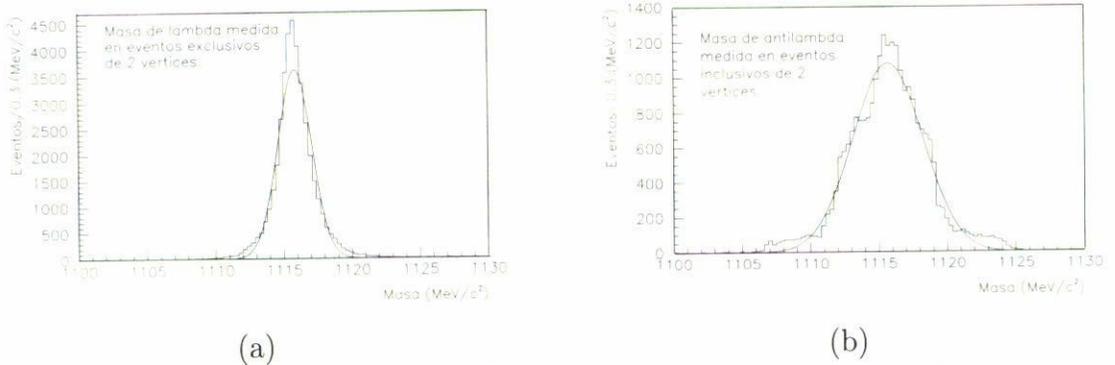


FIGURA 2. Distribución de la masa de Λ^0 creada en reacciones exclusivas (39 996 eventos) (a); distribución de la masa de $\bar{\Lambda}^0$ creada en reacciones inclusivas (34 662 eventos) (b).

la masa, asimismo el error en la determinación de la masa. Los errores estadísticos se calcularon aproximadamente con 95% de confiabilidad [15, 16].

Para el caso a), cuando las masas de los hiperones se determinaron usando eventos donde ambos hiperones fueron creados simultáneamente en las mismas reacciones, los resultados son: $m_{\Lambda} = 1115.800 \pm 0.019 \text{ MeV}/c^2$ y $m_{\bar{\Lambda}} = 1115.800 \pm 0.007 \text{ MeV}/c^2$; donde se analizaron 10 236 eventos de tres vértices; uno de ellos correspondió al hiperón Λ^0 y el restante al $\bar{\Lambda}^0$. Para el caso b), cuando los hiperones son creados en reacciones distintas, los resultados son: $m_{\Lambda} = 1115.700 \pm 0.008 \text{ MeV}/c^2$ y $m_{\bar{\Lambda}} = 1115.700 \pm 0.055 \text{ MeV}/c^2$; analizándose en este caso 39 996 y 34 662 eventos, respectivamente. [Estos números son distintos, dado que las partículas fueron creadas en reacciones distintas, a diferencia del caso a)]. Y los datos anteriores combinados dan: $m_{\Lambda} = 1115.800 \pm 0.005 \text{ MeV}/c^2$ y $m_{\bar{\Lambda}} = 1115.700 \pm 0.008 \text{ MeV}/c^2$. Los valores anteriores están en perfecto acuerdo con los valores universalmente aceptados $m_{\Lambda} = 1115.678 \pm 0.006 \text{ MeV}/c^2$ y $m_{\bar{\Lambda}} = 1115.690 \pm 0.008 \text{ MeV}/c^2$ [3].

Usando Λ^0 's y $\bar{\Lambda}^0$'s provenientes del mismo experimento, los errores sistemáticos en la determinación de la cota superior límite para la validez del teorema CPT quedan prácticamente eliminados y entran sólo en juego los errores estadísticos. Como ya se ha dicho se obtiene del teorema CPT la igualdad de la masa de Λ^0 con la masa de $\bar{\Lambda}^0$. La diferencia entre el valor de la masa de Λ^0 y el valor de la masa de $\bar{\Lambda}^0$ es $0.1 \pm 0.01 \text{ MeV}/c^2$, y la diferencia fraccional $|2(m_\Lambda - m_{\bar{\Lambda}})/(m_\Lambda + m_{\bar{\Lambda}})|$ tiene el valor de $(8.96 \pm 0.84) \times 10^{-5}$. La interpretación que se sigue del valor anterior es la siguiente: en el sistema $\Lambda^0 - \bar{\Lambda}^0$ el teorema CPT se cumple hasta 8 partes de cada 10^5 . Este valor está casi un orden de magnitud por arriba del mejor resultado obtenido hasta el momento [3].

5. CONCLUSIONES

Se ha determinado la masa del hiperón Λ^0 y del $\bar{\Lambda}^0$; $m_\Lambda = 1115.800 \pm 0.005 \text{ MeV}/c^2$ y $m_{\bar{\Lambda}} = 1115.700 \pm 0.008 \text{ MeV}/c^2$. Los valores encontrados coinciden, dentro de los errores experimentales, con aquellos aceptados universalmente. También se probó la validez del teorema CPT en el sistema $\Lambda^0 - \bar{\Lambda}^0$; se encontró que es válido hasta 8 partes en 1×10^5 . Este resultado también está en perfecto acuerdo con el resultado mundialmente aceptado.

AGRADECIMIENTOS

Agradecemos a la Universidad de Guanajuato, en el programa II Verano de la Investigación Científica (1995), el patrocinio que permitió la estadía de Erika A Buenrostro C. y de Gabriela I. Quintero G. en el IFUG, también al Instituto de Física de la Universidad de Guanajuato su valiosa y múltiple ayuda y al experimento BNL E766 los datos proporcionados para el presente trabajo.

REFERENCIAS

1. V.B. Berestetskii, E.M. Lifshitz, and L.P. Pitaevskii., *Quantum Electrodynamics*, (Pergamon International Library, 1982).
2. Particle Data Group, *Phys. Rev. D* **50** (1994) 1.
3. E.P. Hartouni *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 1322.
4. L.G. Heyman *et al.*, *Phys. Rev. D* **5** (1972) 1063.
5. BNL Report No. E766, Columbia University, University of Massachusetts, Universidad de Guanajuato, FERMILAB, and Texas A&M University, and Brookhaven National Laboratories, (1981).
6. B. Stern, Ph.D. Thesis, Columbia University, Nevis-266 (1988).
7. D.C. Christian *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **345** (1994).
8. E.E. Gottschalk, Ph.D. Thesis, Columbia University, (1993).
9. Julián Félix, Ph.D. Thesis, Universidad de Guanajuato-Universidad de Massachusetts, (1994).
10. M. Church, Ph.D. Thesis, Columbia University, Nevis-260 (1986).
11. J. Uribe, Ph.D. Thesis, University of Massachusetts, UMAHEP-385 (1993).
12. L.R. Wiencke, Ph.D. Thesis, Columbia University, Nevis-280 (1993).

13. M.J. Forbush, Ph.D. Thesis, Texas A&M University, (1990).
14. J. Félix *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 22.
15. A.G. Frodesen, O. Skjeggstad, and H. Tøfte, *Probability and Statistics in Particle Physics*, (Universitetsforlaget, Bergen-Oslo-Tromsø, 1979).
16. D.C. Baird, *Experimentation: An Introduction to Measurement Theory and Experiment Design*, (Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, 1962).