

Partículas y resonancias

por

Ramón Ortiz Fornaguera

PRESENTADO POR EL ACADÉMICO D. JOSÉ M.^a OTERO DE NAVASCUÉS

La física de las altas energías es, probablemente, una de las ramas de la física fundamental que atrae hacia sí en la actualidad una mayor dedicación tanto intelectual como económica. Pero llegar al presente estado de conocimiento en ese campo ha sido una tarea que ha requerido muchos esfuerzos y en la que han participado grupos de trabajo en todos los países y en todos los aspectos, experimentales y teóricos. En el terreno experimental ha sido notable la contribución de Rafael Armenteros (1), contribución que se encuadra en esta nota.

1. PARTÍCULAS EXTRAÑAS

La mayor parte de las partículas «elementales» que hoy se conocen fueron detectadas por primera vez en la radiación cósmica. Así, las primeras observaciones de mesones π (piones) y μ (muones) y las primeras observaciones de lo que se llamó partículas «extrañas», tuvieron lugar en la radiación cósmica observada a grandes altitudes. Nada tiene esto de particular, ya que en los años cuarenta se estaba lejos todavía de los actuales aceleradores (2), y

(1) Actualmente en el CERN, Ginebra.

(2) Las partículas extrañas se produjeron por primera vez en el laboratorio en 1954, utilizando el cosmotrón de Brookhaven (3 GeV).

era necesario aprovechar las partículas naturalmente aceleradas. Toda una serie de trabajos se efectuaron, por ejemplo, en el Fic du Midi (2.867 m.), en el Pirineo francés, por el grupo de Manchester (ref. 1), y por el grupo de París (refs. 3, 4, 5, 6, 7). En este último caso se empleaban dos cámaras de niebla colocadas una encima de la otra. La cámara superior se encontraba en un campo magnético de 2.500 gauss (aumentado luego a 5.000 gauss), y la cámara inferior era una cámara de placas que contenía quince placas de cobre. Las observaciones se efectuaban en las dos cámaras, y de los sucesos observados había que inferir la existencia y propiedades de las partículas nuevas. Los resultados que se presentaron en refs. 3 y 7 se referían precisamente a las partículas «extrañas», en particular a los mesones K y al hiperón Λ^0 .

La partícula extraña apareció al principio como elemento determinante de un suceso observado, suceso que se llamó *suceso V* debido al aspecto que presenta el fenómeno en las fotografías que se tomaron en cámaras de niebla: las trazas de dos partículas (cargadas) divergen de un punto, que es el vértice de la V, como consecuencia de la desintegración de una partícula incógnita. Esta puede ser una partícula neutra (sucesos V^0) o una partícula cargada (sucesos V^\pm). En el primer caso se observaron dos modos de desintegración, que se representaron por $V_1^0 \rightarrow p + \pi^-$ y por $V_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. Se vio luego que estos dos modos correspondían a partículas distintas, el Λ^0 y el 0^0 , pero no fue fácil llegar a esta conclusión.

No hay que perder de vista que es la aparición de un nuevo suceso lo que lleva a pensar en una partícula nueva, de forma que el punto de partida es siempre un suceso observado, y que si bien puede tener sentido asociar un mismo suceso siempre a una misma entidad que lo determina, no cabe excluir de antemano la posibilidad de que sucesos distintos resulten de la desintegración de una misma partícula, es decir, la posibilidad de que existan varios canales de desintegración para una partícula dada. Sin embargo, en la práctica, y ante un nuevo suceso, se habla como si a sucesos distintos correspondieran partículas distintas, y tanto el suceso como la partícula nueva se representan por una misma característica hasta que es posible atribuir un conjunto de sucesos a una misma partícula. Así ocurrió, por ejemplo, en los sucesos

$$K_{\pi 2} \rightarrow 2 \pi, K_{\pi 3} \rightarrow 3 \pi, K_{\mu 2} \rightarrow \mu + \nu, K_{\mu 3} \rightarrow \mu - \pi + \nu, K_{e 3} \rightarrow e + \pi + \nu.$$

Tras todos ellos estaban el par K^0, K^+ y el par \bar{K}^0, K^- . Pero a veces lo que se consigue probar es precisamente la imposibilidad de esta reducción. Así, el grupo de Manchester, del que formaba parte Armenteros, probó en 1951 (ref. 1) que en el modo de desintegración V_1^0 se liberaba una energía cinética $Q \sim 40$ MeV. La masa de la partícula asociada a este proceso debía ser, pues, de unos 1115 MeV ($\sim 2183 m_e$, m_e = masa del electrón). Dos años después (ref. 2) fue posible establecer de manera definitiva las características del modo V_2^0 ; dado que el valor hallado de Q fue de ~ 214 MeV, la masa debía ser de unos 498 MeV ($\sim 974 m_e$). Las dos partículas eran, pues, diferentes.

Ahora bien, indicaba la experiencia que tanto el Λ^0 como el θ^0 tenían vidas medias relativamente largas, del orden de 10^{-8} a 10^{-10} s. Por otra parte, uno y otro se producen con gran abundancia, lo que parecía indicar la intervención de interacciones nucleares fuertes. Si, como se supuso al principio, el Λ^0 , por ejemplo, resultase de una reacción del tipo $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$ (que sería rápida, $\sim 10^{-23}$ s), también debería ser rápido el proceso $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p$ como resultado de dos procesos rápidos (virtuales) $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p + \pi^0 \rightarrow \pi^- + p$, lo que contradice el valor observado, $\sim 10^{-10}$ s. El comportamiento del corpúsculo Λ^0 era, pues, anormal, extraño —de ahí el nombre de partículas extrañas. La existencia de otras partículas extrañas, con vidas medias superiores a lo que cabía esperar, ha ido quedando de manifiesto como resultado de una labor experimental minuciosa y difícil, en la que el paso del material experimental bruto a la interpretación orgánica exige un análisis estadístico, un ir eliminando posibilidades que es, a la vez, complejo y delicado (cf., por ejemplo, refs. 5, 7).

El mecanismo de producción y desintegración de estas partículas se ha explicado mediante la introducción de un número cuántico, la *extrañeza* (*S*), cuya conservación da lugar a reglas de selección, análogas a las que intervienen en los espectros atómicos, que limitan fuertemente la posibilidad de ciertas transiciones. En realidad éstas no están estrictamente prohibidas; pero cuando se viola la conservación de la extrañeza como consecuencia de una débil interacción, la transición sólo puede ocurrir a un ritmo extraordinariamente lento. También aquí ha representado un importante papel la observación de las reacciones en que intervienen partículas extrañas, al proporcionar datos que permiten determinar cuál es el

valor del número cuántico S y de los demás números cuánticos que corresponden a las diferentes especies de partículas. Así, la diferencia entre el mesón K^0 y su antipartícula, el \bar{K}^0 (3), consiste en el valor de la extrañeza, $S = 1$ para el K^0 y $S = -1$ para el \bar{K}^0 .

2. MESONES K

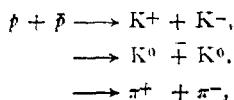
Los trabajos citados en refs. 3, 7 se llevaron a cabo, como se indicó ya, observando la radiación cósmica, y se refieren, en esencia, a lo que hoy se llaman mesones K. En 1954, poco se sabía acerca del espectro de masas de las partículas elementales, por lo que se entendía por *mesones K* las partículas elementales metastables cuyas masas eran mayores que la del mesón π ($\sim 270 m_e$) y menores que la del protón ($\sim 1836 m_e$). Una primera determinación de la masa de una partícula asociada con el modo K_μ efectuada aquel año (ref. 5), dio un valor de $(935 \pm 15) m_e$. Más tarde, los valores de las masas vinculadas a los diferentes modos K fueron convergiendo hacia dos valores en torno del valor $970 m_e$: los mesones con carga K^\pm , cuya masa es $\sim 967 m_e$, y los neutros K^0 y \bar{K}^0 , con una masa $\sim 974 m_e$. Otro resultado importante fue la comprobación directa de que el modo de desintegración del θ^0 (hoy K_1^0) es precisamente $\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (ref. 7).

Reducir todos los modos de desintegración observados del tipo \bar{K} a los cuatro tipos de mesones K^\pm , \bar{K}^0 y K^0 , no fue tarea fácil. En particular, constituyó un enigma durante mucho tiempo el hecho de que todo apuntaba a que el mesón $\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ y el mesón $\tau^- \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ tenían que corresponder a un mismo tipo de mesón, mientras que se había demostrado que estas partículas debían ser distintas. En efecto, la configuración de los tres piones de la desintegración del τ^- es de paridad opuesta a la adecuada para una partícula K que se desintegra en dos piones. Es sabido que este enigma quedó explicado por una violación de la paridad en la interacción responsable del proceso.

Otra serie de trabajos relativos a mesones K se efectuaron, ya con aceleradores, valiéndose de la destrucción de un par protón-antiproton (ref. 9). Formaban parte estos trabajos de un programa

(3) Como es costumbre, un trazo horizontal encima del símbolo de una partícula indica la antipartícula correspondiente.

general de experimentos realizados en colaboración por el CERN y el Collège de France y la Ecole Polytechnique de París. Se utilizó para ello el sincrotrón de protones del CERN (25 GeV) y la cámara de burbujas de hidrógeno del Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay (81 cm.), que permitía observar la destrucción en hidrógeno de antiprotones lentes procedentes del sincrotrón (4). En ref. 9, por ejemplo, se describe un experimento que perseguía el estudio de las reacciones



en particular, averiguar qué proporción del número total de destrucciones protón-antiproton (en reposo) ocurren pasando por estos canales, y cuál es el estado o estados posibles del sistema $p - \bar{p}$ que conducen a dichos productos de la reacción. Se vio así que dichas proporciones eran iguales, respectivamente, a $(3,95 \pm 0,38) \times 10^{-3}$, $(1,31 \pm 0,38) \times 10^{-3}$ y $(0,56 \pm 0,08) \times 10^{-3}$.

3. HIPERONES

Se habló al principio de esta nota de los sucesos V_1^0 y V_2^0 , el segundo de los cuales es un modo de desintegración del mesón pesado K_1^0 (el 0^0). En cuanto a los sucesos V_1^0 , desde 1947 se sabía ya de la existencia de partículas elementales de masa mayor que la de los nucleones, partículas que recibieron el nombre de *hiperones* (5). Pero pruebas convincentes de su existencia no se consiguieron hasta 1951. En particular, el grupo de Manchester logró la primera determinación del hiperón neutro Λ^0 . Más tarde, se logró producir hiperones, utilizando aceleradores, en las interacciones de nucleones rápidos con nucleones, y de mesones π y K con nucleones. Sin entrar en pormenores, recordaremos únicamente que, en correspondencia con sus masas y sus extrañas, los hiperones co-

(4) En otro orden de ideas, estudios de las secciones eficaces elástica, inelástica, total y de intercambio de cargas para las colisiones $p - \bar{p}$, los había realizado ya Armenteros en Berkeley, California (ref. 8).

(5) Nucleones e hiperones se agrupan en una clase, la de los *bariones*. Generalmente, los hiperones se representan por Y .

nocidos se agrupan en tres clases: el tipo Λ ($m \sim 2183 m_e$, $S = -1$), el tipo Σ ($m \sim 2330 m_e$, $S = -1$) y el tipo Ξ , o cascada ($m \sim 2570 m_e$, $S = -2$). La vida media es, para todos ellos, del orden de 10^{-10} s, con excepción del Σ^0 (hiperón Σ neutro), cuya vida es más corta ($< 0.1 \times 10^{-10}$).

Un estudio de la producción de pares hiperón-antihiperón en las interacciones $p - \bar{p}$, llevado a cabo en el CERN, se presentó en 1962 (ref. 10). El dispositivo experimental era en esencia el antes indicado. De tres series de 120.000 fotografías, se seleccionaron para ser analizadas aquellas en las que se observaba la desintegración de un par $Y - \bar{Y}$ en la cámara de burbujas. Sucesos en que la destrucción del par $p - \bar{p}$ va seguida de la producción de los pares $\Lambda + \bar{\Lambda}$, $\Sigma^0 + \bar{\Lambda}$ y $\Sigma^0 + \Lambda$ eran claramente identificables, mientras ya no lo era tanto la reacción $p + \bar{p} \rightarrow \Sigma^0 + \bar{\Sigma}^0$, que no se distingue fácilmente del proceso $p + \bar{p} \rightarrow \Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0 + \pi$. Se estudiaron asimismo sucesos del tipo $Y^\pm - \bar{Y}^\pm$ (por ejemplo, $p + \bar{p} \rightarrow \Xi^- + \bar{\Xi}^-$), como también las secciones eficaces para reacciones de las que resultan tres cuerpos. Estas secciones eficaces son muy pequeñas. Por ejemplo, para antiprotones con un impulso de 3 GeV/c se obtuvo

$$(\bar{\Sigma}^\pm \Sigma^\pm \pi^0) = (3.5 \pm 2) \mu b.$$

4. RESONANCIAS

La física de las altas energías ha revelado también la existencia de otras entidades, aparte de las que se dio en llamar partículas elementales —las *resonancias*. Las partículas «elementales» se comportan como sistemas estables o metaestables; las resonancias, en cambio, aparecen como estados de resonancia (no ligados) que se desintegran rápidamente por interacción fuerte originando otras partículas. La vida media de las resonancias es tan corta ($\sim 10^{-22} - 10^{-23}$ s) que prácticamente nacen y mueren en un mismo punto, por lo que su existencia puede determinarse sólo indirectamente, es decir, analizando los productos de su desintegración. Pueden seguirse para ello diferentes métodos (determinación de secciones eficaces de colisión en función de la energía, estudio cinemático de las reacciones entre varias partículas), todos muy complejos. Por ejem-

plo, en las colisiones pion-pion se observa una resonancia que corresponde a una energía (masa) de unos 750 MeV y una anchura $\Gamma \sim 100$ MeV: es el mesón ρ , resonancia del sistema de dos piones; en la colisión protón-antiproton puede ocurrir el proceso $p + \bar{p} \rightarrow 2\pi^+ + 2\pi^- + \pi^0$ (cinco piones), y al analizar la distribución de masa efectiva del sistema $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ se observa un pico a ~ 780 MeV: es el mesón ω , resonancia del sistema de tres piones; finalmente, el sistema de tres piones presenta otra resonancia, además de la característica del ω , que se manifiesta en la reacción $\pi^+ + d \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ y que corresponde a una masa ~ 548 MeV y una anchura $\Gamma \ll 7$ MeV.

El mesón ω^0 fue estudiado en la destrucción del par $p - \bar{p}$ en reposo seguida de la producción de mesones K cargados y neutros (ref. 11). Dado que el ω^0 puede desintegrarse, dando lugar a partículas todas ellas neutras o a la terna $\pi^+\pi^-\pi^0$, interesa medir en qué proporción se producen estos sucesos. Del análisis de sucesos $K^+K^- +$ partículas neutras, y $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$, se dedujo que el índice de ramificación del primer modo al segundo es de $(21 \pm \pm 7,5)\%$. Partiendo de sucesos $K_1^+K_1^-\omega^0$, se determinó la masa y la anchura correspondientes a esta resonancia piónica, como también los números cuánticos característicos (isospin, paridad y paridad isotópica). En un trabajo posterior (ref. 12), se prosiguieron estos estudios analizando un número considerable de sucesos en los que los dos kaones se detienen en la cámara. Esto permitía determinar bastante bien sus impulsos a partir de sus alcances y, en principio, obtener con ello una mejor determinación de la masa y de la anchura de la resonancia ω^0 . Se pasó así de los valores

$$M_{\omega^0} (770 \pm 1.4 [+ 5]) \text{ MeV} \quad (6), \quad 0 \ll \Gamma \leq 20 \text{ MeV}.$$

a los valores

$$M_{\omega^0} = (784 \pm 1) \text{ MeV} \quad \text{y} \quad \Gamma = (9 \pm 3) \text{ MeV}.$$

Ahora bien, no sólo los sistemas de partículas no extrañas (como los piones o los nucleones) pueden presentar resonancias, sino que también las presentan tanto los mesones K como los hipérboles. Estas resonancias se llaman *resonancias extrañas* (cf., por

(6) El número entre corchetes indica un posible error sistemático.

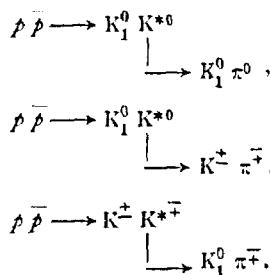
ejemplo, ref. 13). En varios procesos (p. ej., interacciones $K^- - p$) se han observado resonancias, estados excitados del mesón K, bien el K^* o el \bar{K}^* . Por ejemplo, en la distribución de masa efectiva del sistema (\bar{K}^0, π^-) en la reacción $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + \pi^- + p$ se observa un pico en torno de los 890 MeV, que corresponde al \bar{K}^* . Tanto en la destrucción del par $p - \bar{p}$ en reposo según el modo $K_1^0 K \pi$ (destrucción en tres cuerpos), como según el modo $K_1^0 K \pi \pi$ (destrucción en cuatro cuerpos), aparecen picos en la distribución de masa efectiva que corresponde a la producción del K^* . En un primer estudio (ref. 14), se observó una abundante producción del K^* en las destrucciones $p - \bar{p}$, dando lugar a cuatro cuerpos, de cuyo análisis se dedujo $M_{K^*} = 885$ MeV, $\Gamma_{K^*} = 35$ MeV y, probablemente, un valor no nulo de su spin (el spin del K^* ha resultado ser $J = 1$).

La destrucción $p - \bar{p}$ en tres cuerpos ($K \bar{K} \pi$) fue analizada en otro trabajo (ref. 15), en el que también se presentan resultados relativos a la reacción $p + \bar{p} \rightarrow K \bar{K} 3\pi$, con el sistema $p - \bar{p}$ en reposo. Las configuraciones del tipo KK observadas fueron la $K_1^0 K^\pm \pi^\mp$ y la $K_1^0 K_1^0 \pi$. La producción de K^* en esta última es más bien baja, mientras que, asociada con la primera configuración, se encuentra una producción abundante. Esta misma configuración presenta un diagrama de Dalitz en el que se advierte una cierta falta de uniformidad fuera de las bandas correspondientes al K^* . Una posible interpretación era la existencia de una interacción $K_1^0 K^\pm$ relativamente fuerte a bajas energías que estaría ligada con la resonancia observada en el sistema ($K_1^0 K^\pm \pi^\mp$). Si para los sucesos del tipo $K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$ originados por la destrucción del par $p - \bar{p}$ en reposo se determina la distribución de masa efectiva de los sistemas de carga total nula ($K_1^0 K^\pm \pi^\mp$) se observa un pico en el intervalo (1370-1450) MeV. Un pico en el mismo intervalo energético puede verse en la distribución de masa efectiva de dicho sistema en los sucesos del tipo $K_1^0 K^\pm \pi^\mp (M)$, donde con (M) se representa una «falta de masa» mayor que la masa del π^0 . También en la distribución de masa del sistema $\{K^0\} K^\pm \pi^\mp$ en los sucesos $\{K^0\} K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$ se observa un pico en el mismo intervalo ($\{K^0\}$ representa la no observación del K^0). Todo ello apunta a una resonancia del sistema $KK\pi$ cerca de los 1410 MeV.

Otra resonancia estudiada fue una resonancia del sistema $K\pi\pi$

(ref. 16). La base del análisis la constituían 770 sucesos correspondientes a la destrucción $p - \bar{p}$ en reposo por el canal $p + \bar{p} \rightarrow K_1^0 + K_1^0 + \pi^+ + \pi^-$, en todos los cuales se observaron en la cámara las desintegraciones ($\pi^+ \pi^-$) de ambos mesones K_1^0 . La distribución de masa efectiva para el sistema $K_1^0 \pi^+ \pi^-$ presenta un pico pronunciado entre 1,220 y 1,240 GeV/c^2 . De ello dedujeron los autores del trabajo la existencia de un estado de resonancia del sistema ($K \pi \pi$) —que llamaron C— con una masa de unos 1,230 GeV/c^2 . A fin de confirmar esta hipótesis, se efectuaron una serie de pruebas para conseguir el mejor ajuste posible a diferentes datos experimentales, lo que permitió asignar a la resonancia C una masa de 1,230 GeV/c^2 con una anchura $\Gamma \sim 80 \text{ MeV}/c^2$. Los errores estimados eran del orden de 10 MeV/c^2 en ambos casos.

Los dos modos de destrucción del par $p - \bar{p}$ en reposo, $p + \bar{p} \rightarrow K_1^0 + K^\pm + \pi^\mp$, $p + \bar{p} \rightarrow K_1^0 + K_1^0 + \pi^0$, fueron de nuevo objeto de estudio en dos trabajos recientes (refs. 17, 18). En una exposición de la ya citada cámara de burbujas de hidrógeno de Saclay se observaron 1.145 sucesos del primer tipo y 199 del segundo. De ellos, una apreciable fracción de destrucciones $p - \bar{p}$ siguiendo aquellos modos, pasan por los siguientes canales de dos cuerpos, uno de los cuales es un K^* :

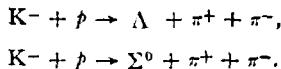


Para los cuadrados de las masas del sistema ($K \pi$) neutro y del sistema ($K \pi$) con cargas, se obtuvieron valores óptimos que son entre sí compatibles e iguales a $(890,5 \text{ MeV})^2$.

En (ref. 18) se presentaron los resultados obtenidos acerca de los sucesos fuera de las bandas del K^* . Al examinar los sucesos en los que los dos kaones tienen una energía menor que 760 MeV, se observaron dos picos en el espectro del cuadrado de la masa efectiva del sistema ($K \bar{K}$) $^\pm$ para la reacción $p + \bar{p} \rightarrow K_1^0 + K^\pm + \pi^\mp$ picos

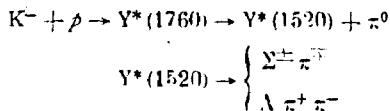
que corresponderían a masas de $1025 \text{ MeV}/c^2$ y $1250 \text{ MeV}/c^2$. Al separar los datos en dos clases, correspondientes al sistema $K_1^0 K^+ \pi^-$ y al $K_1^0 K^- \pi^+$, se obtienen dos distribuciones que son diferentes, efecto que, si no es estadístico, implicaría una violación de la conservación de la conjugación de carga en las interacciones fuertes.

Hasta aquí se han considerado resonancias de piones y de kaones, pero, conforme se dijo ya, existen también resonancias de báriones, en particular de hiperones. La primera resonancia de este tipo observada fue la $Y_1^*(1385)$ (7), en 1960, al analizar la reacción $K^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+ + \pi^-$. Un pico en el espectro energético del pion correspondería, en efecto, a la desintegración $Y_1^* \rightarrow \Lambda^0 + \pi$. Un reciente estudio sistemático de las reacciones $K^- p$ para catorce impulsos diferentes (entre 950 y 1200 MeV/c) (ref. 19) ha puesto de manifiesto una fuerte producción de $Y^*(1385)$ en los canales



La selección de unos dos mil estados finales del tipo $Y^*(1385) + \pi$, permitió efectuar nuevas mediciones de los parámetros de la $Y^*(1385)$, en particular el índice de ramificación $\Sigma \pi$, tanto para el Y^{*+} como para el Y^{*-} y la diferencia de masas entre ambas resonancias.

Otra resonancia de hiperón es la $Y_1^*(1760)$. Esta resonancia se ha estudiado (ref. 20) en la sucesión de reacciones



La primera permite establecer que el isospin de $Y^*(1760)$ es igual a la unidad. La distribución angular de la resonancia $Y^*(1520)$, por otra parte, apunta a un valor del spin y de la paridad de $Y^*(1760)$ del tipo

$$\frac{5}{2}^+ \left(J = \frac{5}{2}, P = \text{impar} \right)$$

(7) Un hiperón genérico o no identificado se representa por Y . Los estados excitados se representan en la forma $Y_1^*(M)$, donde 1 es el spin isotópico (isospín), y M la masa en MeV .

valor que queda confirmado por la distribución en la desintegración de Λ^* (1520). Es ésta una de las más recientes determinaciones de los números cuánticos de la resonancia Λ_1^* (1760).

REFERENCIAS

1. R. ARMENTEROS, K. H. BARCKER, C. C. BUTLER, A. CACHON: «Phil. Mag.», *42*, 1113 (1951).
2. R. W. THOMPSON, A. V. BUSKIRK, L. R. ETTER, C. F. KARZMARK, R. H. REDIKER: *An unusual example of V^0 decay.* «Phys. Rev.», *90*, 1122 (1953).
3. R. ARMENTEROS, B. GREGORY, P. HENDEL, A. LAGARRIGUE, L. LEPRINCE-RINGUET, F. MULLER y C. PEYROU: *Some results on heavy charged mesons.* École Polytechnique, Paris.
4. R. ARMENTEROS, B. GREGORY, A. LAGARRIGUE, L. LEPRINCE-RINGUET, F. MULLER y C. PEYROU: *Réultats sur les particules V chargées.* Suppl. «Nuovo Cimento», *12*, 327 (1954).
5. R. ARMENTEROS, B. GREGORY, A. HENDEL, A. LAGARRIGUE, L. LEPRINCE-RINGUET, F. MULLER y C. PEYROU: *Further discussion of the K_μ decay mode.* «Nuovo Cimento», *1*, 915 (1955).
6. C. D'ANDLAU, R. ARMENTEROS, A. ASTIER, H. C. DE STAEBLER, B. GREGORY, L. LEPRINCE-RINGUET, F. MULLER, C. PEYROU y J. H. TINLOT: *A V^0 decay with an electron secondary.* «Nuovo Cimento», *4*, 917 (1956).
7. C. D'ANDLAU, R. ARMENTEROS, A. ASTIER, H. C. DE STAEBLER, B. P. GREGORY, L. LEPRINCE-RINGUET, F. MULLER, C. PEYROU y J. H. TINLOT: *On the Q -values of the Λ^0 and the 0^0 and on the anomalous V^0 decays.* «Nuovo Cimento», *6*, 1135 (1957).
8. R. ARMENTEROS, CHARLES A. COOMBES, BRUCE CORK, GLEN R. LAMBERTSON y W. A. WENZEL: *Antiproton-proton cross sections at 1.0, 1.25, and 2.0 BeV.* «Phys. Rev.», *119*, 2068 (1960).
9. R. ARMENTEROS, L. MONTANET, D. R. O. MORRISON, S. NILSSON, A. SHAPIRA y J. VANDERMEULEN; C. D'ANDLAU, A. ASTIER, J. BALLAM, C. GHEQUIÈRE, B. R. GREGORY, D. RAHM, P. RIVET y F. SOLMITZ: *P — P annihilations at rest into two mesons.* Proceedings International Conference on High Energy Physics, CERN, 1962.
10. R. ARMENTEROS, E. FETT, B. FRECH, L. MONTANET, V. NIKITIN, M. SZEPTYCKA, C. PEYROU, R. BÖCK y A. SHAPIRA; J. BADIER, L. BLASKOVICZ, B. EQUER, B. GREGORY y F. MULLER; S. J. GOLDSACK, D. H. MILLER y C. C. BUTLER; B. TALLINI, J. KINSON y L. RIDDIFORD; A. LEVEQUE, J. ME-

- YER, A. VERGLAS y S. ZYLBERACH: *A study of hiperon-anti-hiperon production by 3, 3.6 and 4 GeV/c antiprotons in hydrogen.* Proceedings International Conference on High Energy Physics, CERN, 1962.
11. R. ARMENTEROS, R. BUDDE, L. MONTANET, D. R. O. MORRISON S. NILSSON, A. SHAPIRA y J. VANDERMEULEN; C. D'ANDLAU, A. ASTIER, C. GHEQUIÈRE, B. GREGORY, P. RIVET y F. SOLMITZ: *Study of the ω^0 meson in annihilations $\bar{p} + p \rightarrow K + K + \omega^0$ at rest.* Proceedings International Conference on High Energy Physics, CERN, 1962.
12. R. ARMENTEROS, D. N. EDWARDS, T. JACOBSEN, A. SHAPIRA y J. VANDERMEULEN; CH. D'ANDLAU, A. ASTIER, P. BAILLON, H. BRIAND, J. COHEN-GANOUNA, C. DEFOIX, J. SIAUD, C. GHEQUIÈRE y P. RIVET: *Mass and width of the ω^0 -meson and branching ratios.* The Sienna International Conference on Elementary Particles, 1963.
13. R. ARMENTEROS: *Strange particles and Resonances.* The Sienna International Conference on Elementary Particles, 1963.
14. R. ARMENTEROS, L. MONTANET, D. R. O. MORRISON, S. NILSSON, A. SHAPIRA y J. VANDERMEULEN; CH. D'ANDLAU, A. ASTIER, C. GHEQUIÈRE, B. P. GREGORY, D. RAHM, P. RIVET y F. SOLMITZ: *Study of the K^* resonance in $(\bar{p} p)$ annihilations at rest.* Proceedings International Conference on High Energy Physics, CERN, 1962.
15. R. ARMENTEROS, D. N. EDWARDS, T. JACOBSEN, y A. SHAPIRA; J. VANDERMEULEN, CH. D'ANDLAU, A. ASTIER, P. BAILLON, H. BRIAND, J. COHEN-GANOUNA, C. DEFOIX, J. SIAUD, C. GHEQUIÈRE y P. RIVET: *Evidence for a $(K^0 K^\pm \pi^\mp)$ resonance near 1410 MeV in $p + \bar{p} \rightarrow K \bar{K} 3\pi$ annihilations at rest and study of the $p \bar{p} \rightarrow K \bar{K} \pi$ annihilations at rest.* The Sienna International Conference on Elementary Particles, 1963.
16. R. ARMENTEROS, D. N. EDWARDS, T. JACOBSEN, L. MONTANET, A. SHAPIRA y J. VANDERMEULEN; CH. D'ANDLAU, A. ASTIER, P. BAILLON, J. COHEN-GANOUNA, D. DEFOIX, J. SIAUD, C. GHEQUIÈRE y P. RIVET: *Evidence for a $(K \pi \pi)$ resonance with a mass of 1239 GeV/c^2 .* «Physics Letters», 9, 207 (1964).
17. R. ARMENTEROS, D. N. EDWARDS, T. JACOBSEN, L. MONTANET y J. VANDERMEULEN; CH. D'ANDLAU, A. ASTIER, F. BAILLON, J. COHEN-GANOUNA, C. DEFOIX, J. SIAUD y P. RIVET: *Experimental results on the annihilation $\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} \pi$ at rest; K^* production.* «Physics Letters», 17, 170 (1965).
18. R. ARMENTEROS, D. N. EDWARDS, T. JACOBSEN, L. MONTANET y J. VANDERMEULEN; CH. D'ANDLAU, A. ASTIER, P. BAILLON, J. COHEN-GANOUNA, C. DEFOIX, J. SIAUD y P. RIVET: *Ex-*

- perimental results on the annihilation $\bar{p} p \rightarrow \bar{K} K \pi$ at rest, non- K^* -resonating events. «Physics Letters», 17, 344 (1965).
19. R. ARMENTEROS, M. FERRO-LUZZI, D. W. G. LEITH, R. LEVI-SETTI, A. MINTEN y R. D. TRIPP; H. FILTHUTH, V. HEPP, E. KLUGE y H. SCHNEIDER; R. BARLOTAUD, P. GRANET, J. MEYER, J. P. FORTE y J. C. SCHEUER: *Mass width and branching fraction of Y^** (1385). «Physics Letters», 19, 75 (1965).
20. R. ARMENTEROS, M. FERRO-LUZZI, D. W. G. LEITH, R. LEVI-SETTI, A. MINTEN y R. D. TRIPP; H. FILTHUTH, V. HEPP, E. KLUGE y H. SCHNEIDER; R. BARLOTAUD, P. GRANET, J. MEYER y J. P. PORTE: *Spin, parity and isospin of Y^** (1760). «Physics Letters», 19, 338 (1965).