

Dentro de pentaquarks y tetraquarks

JFGH

Resumen

Traducción libre del artículo de CERN Courier homónimo.

1. Introducción

Marek Karliner (Tel Aviv University) y Jonathan L. Rosner (University of Chicago) nos muestran la química subyacente de pentaquarks y tetraquarks, en [1]. Marek Karliner y Jonathan Rosner se preguntan qué es lo que mueve a los tetraquarks y pentaquarks, y revelan que a veces son estados compactos exóticos, a veces moléculas hadrónicas y, a veces, ambas cosas, y aún queda mucho por descubrir.

2. Pentaquarks extraños

Los avances son como los autobuses de Londres. Esperas mucho tiempo y aparecen tres a la vez. En 1963 y 1964, Murray Gell-Mann, André Peterman y George Zweig desarrollaron de forma independiente el concepto de quarks (q) y antiquarks (\bar{q}) como los constituyentes fundamentales del bestiario observado de mesones ($q\bar{q}$) y bariones (qqq).

Pero a otros estados también se les permitió. Se podrían agregar pares qq adicionales a voluntad, para crear tetraquarks ($qqqq$), pentaquarks ($qqqqq$) y otros estados adicionales. En la década de 1970, Robert L. Jaffe llevó a cabo los primeros cálculos explícitos de estados multiquark, basándose en el marco del modelo de bolsa del MIT. Bajo los auspicios de la nueva teoría de la cromodinámica cuántica (QCD), este modelo computacionalmente simplificado ignoró las interacciones de los gluones y consideró que los quarks

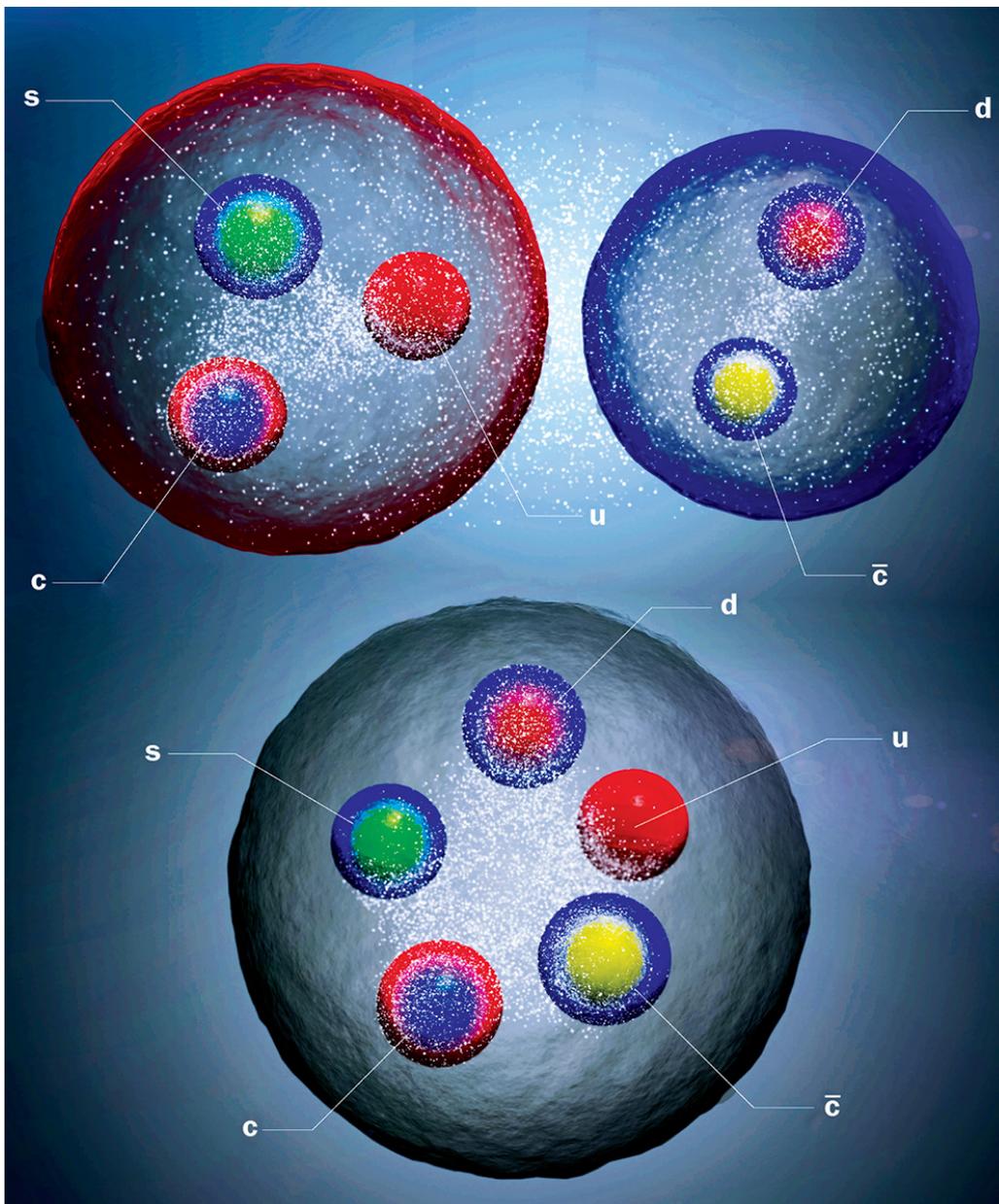


Figura 1: Extraño pentaquark: Interpretaciones moleculares (arriba) y compactas (abajo) del pentaquark $P_{ccs}(4338)^-$ descubierto por la colaboración LHCb en 2022. Crédito: D. Domínguez.

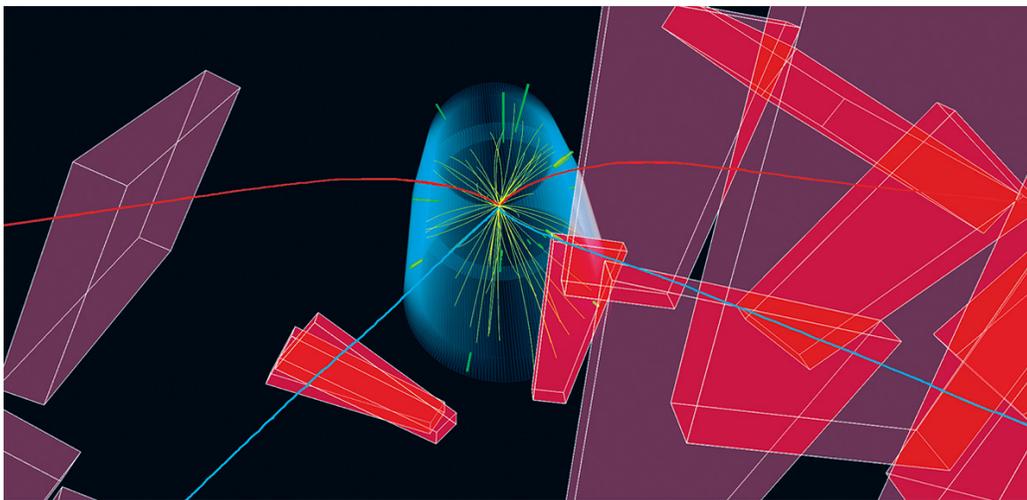


Figura 2: Un candidato $T_{ccc}(6600)$ decae a un par de J/Ψ , que a su vez decae en dos pares de muones (trayectorias azul y roja) en el detector CMS del CERN. Crédito: Colaboración CMS.

estaban libres, aunque confinados en una bolsa con un potencial pronunciado en su límite. Estos y otros esfuerzos teóricos iniciales desencadenaron muchas búsquedas experimentales, pero ningún resultado claro.

2.1. Nuevos regímenes

La evidencia de tales estados tardó casi dos décadas en surgir. Los precursores esenciales fueron el descubrimiento del quark charm (c) en SLAC y BNL en la Revolución de Noviembre de 1974, hace unos 50 años (p41), y el descubrimiento del quark bottom (b) en Fermilab tres años después. Las masas y tiempos de vida de estos quarks pesados permitieron que se realizaran experimentos para investigar nuevos regímenes en el espacio de parámetros donde, de otro modo, se podrían resolver irregularidades inexplicables en los espectros de energía (consulte la subsección “Avances pesados”).

2.2. Avances pesados

2.2.1. Doble encanto oculto

En retrospectiva, queda claro por qué los primeros esfuerzos experimentales no encontraron pruebas irrefutables de los estados multiquarks. Para que un estado multiquark sea claramente identificable, no es suficiente formar un singlete de color multiquark (una mezcla de componentes incoloros rojo-verde-azul, rojo-antirrojo, verde-antiverde y azul-antiazul). Tal estado también debe ser lo suficientemente limitado y duradero para destacarse del fondo experimental, y debe tener modos de desintegración distintos que no puedan explicarse por la desintegración de un hadrón convencional. Los estados multiquark que contienen sólo quarks ligeros (arriba, abajo y extraños) suelen tener muchos canales de desintegración abiertos, con un gran espacio de fase, por lo que tienden a ser amplios y de corta duración. Además, comparten estos canales de desintegración con estados excitados de hadrones convencionales y se mezclan con ellos, por lo que son extremadamente difíciles de precisar.

Los estados multiquark con al menos un quark pesado son muy diferentes. Una vez que los hadrones son “vestidos” por gluones, adquieren masas efectivas del orden de varios cientos de MeV, y todos los quarks se acoplan de la misma manera a los gluones. Para los quarks ligeros, las masas de los quarks desnudos son insignificantes en comparación con la masa efectiva y pueden despreciarse hasta el orden cero. Pero para los quarks pesados (c ó b), la relación entre las masas de los quarks desnudos y la masa efectiva del hadrón afecta dramáticamente la dinámica y la situación experimental, creando estados estrechos de multiquarks que se destacan.

Estos estados no se observaron en las primeras búsquedas simplemente porque las secciones transversales de producción relevantes son muy pequeñas y la identificación de partículas requiere una resolución espacial muy alta. Estas características sólo se volvieron accesibles con la llegada de la enorme luminosidad y la magnífica resolución espacial proporcionada por los detectores de vértices en las fábricas de fondos y encantos como BaBar, Belle, BESIII y LHCb.

La atracción entre dos quarks pesados escala como $\alpha_s^2 m_q$, donde α_s es la

constante de acoplamiento fuerte y m_q es la masa de los quarks. Esto se debe a que domina la parte tipo Coulomb del potencial QCD, escalando como $-\alpha_s/r$ en función de la distancia r , y produciendo un análogo del radio de Bohr $\sim 1/(\alpha_s m_q)$. Por tanto, la interacción crece aproximadamente de forma lineal con la masa del quark pesado. En al menos un caso (que se analiza más adelante), el tan esperado pero aún no descubierto $bbud$. Se espera que el tetraquark T_{bb} dé como resultado un estado con una masa inferior al umbral de los dos mesones y, por lo tanto, estable ante interacciones fuertes.

También son posibles estados exclusivamente pesados. En 2020 y 2024, respectivamente, LHCb y CMS descubrieron estados exóticos $T_{cccc}(6900)$ y $T_{cccc}(6600)$, que se desintegran en dos partículas J/Ψ , lo que implica un contenido de quarks (cccc). J/Ψ no se acopla a quarks ligeros, por lo que es poco probable que estos estados sean moléculas hadrónicas unidas por intercambio de mesones ligeros. Aunque son demasiado pesados para ser el estado fundamental de un tetraquark compacto (cccc), tal vez podrían ser sus excitaciones. Medir su giro o espín (J) y paridad (P) sería muy útil para distinguir entre las diversas alternativas que se han propuesto.

El primer hadrón inequívocamente exótico, el X(3872) (apodado $\chi_{c1}(3872)$ en la nueva taxonomía de la colaboración del LHCb; ver el panel “¿Qué hay en un nombre?” de[2]), fue descubierto en el experimento Belle en KEK en Japón en 2003. Confirmado posteriormente Según muchos otros experimentos, su naturaleza sigue siendo controvertida. Desde entonces, ha habido un conjunto cada vez mayor de evidencia experimental sobre la existencia de hadrones multiquarks exóticos. Se han descubierto nuevos estados en Belle, en el experimento BaBar en SLAC en EE. UU., en el experimento BESIII en IHEP en China y en los experimentos CMS y LHCb en CERN (ver “Un bestiario de hadrones exóticos”, [2]). En todos los casos con pruebas sólidas, los nuevos estados exóticos contienen al menos un quark pesado o bottom. La mayoría incluye dos.

La cuestión teórica clave es cómo se organizan los quarks dentro de estos estados multiquarks. ¿Son moléculas hadrónicas, con dos hadrones pesados unidos mediante el intercambio de mesones ligeros? ¿O son objetos compactos con todos los quarks ubicados dentro de un único volumen de confinamiento? Son preguntas apasionantes y difíciles de responder actualmente.

Las interpretaciones compacta y molecular proporcionan cada una una explicación natural para parte de los datos, pero ninguna explica todos. Ambos tipos de estructuras aparecen en la naturaleza y ciertos estados pueden ser superposiciones de estados compactos y moleculares.

En el caso molecular el deuterón es una buena imagen mental. (Como estado unido de un protón y un neutrón, técnicamente es un hexaquark molecular). En la interpretación compacta, el diquark –un par entrelazado de quarks con números cuánticos de espín, color y sabor bien definidos– puede desempeñar un papel crucial. Los diquarks tienen propiedades curiosas, mediante las cuales, por ejemplo, un par de quarks rojo-verde fuertemente correlacionados pueden comportarse como un antiquark azul, abriendo posibilidades intrigantes para la interpretación de los estados $qqqq$ y $qqqqq$.

2.3. Estados compactos

Un ejemplo claro de estructura compacta es el tetraquark T_{bb} con contenido de quark $bbud$. T_{bb} aún no se ha observado experimentalmente, pero su existencia está respaldada por evidencia teórica sólida procedente de varios enfoques complementarios. Como ocurre con cualquier hadrón en estado fundamental, su masa viene dada con una buena aproximación por la suma de las masas de sus quarks constituyentes y su energía de enlace (negativa). Las masas constituyentes implicadas aquí son masas efectivas que también incluyen las energías cinéticas de los quarks. La energía de enlace es negativa ya que se liberó cuando se formó el estado compacto.

En el caso de T_{bb} , se espera que la energía de enlace sea tan grande que su masa esté por debajo de todos los canales de desintegración de dos mesones: sólo puede desintegrarse débilmente y debe ser estable con respecto a la interacción fuerte. Aún no se ha descubierto ningún hadrón tan exótico, lo que convierte a T_{bb} en un objetivo muy apreciado por los experimentadores. Una energía de enlace tan grande no puede generarse mediante el intercambio de mesones y debe deberse a fuerzas de color entre los quarks b , que son muy pesados. T_{bb} es un isoescalar con $J^P = 1^+$. El LHCb observó en 2021 que su análogo encantado, $T_{cc} = (ccud)$, también conocido como $T_{cc}(3875)^+$, estaba a un paso de la estabilidad, con una energía de enlace muy pequeña y un ancho inferior a 1 MeV (CERN Courier septiembre/ Octubre 2021, p7). La gran diferencia entre las energías de enlace de T_{bb} y T_{cc} , que hacen que el

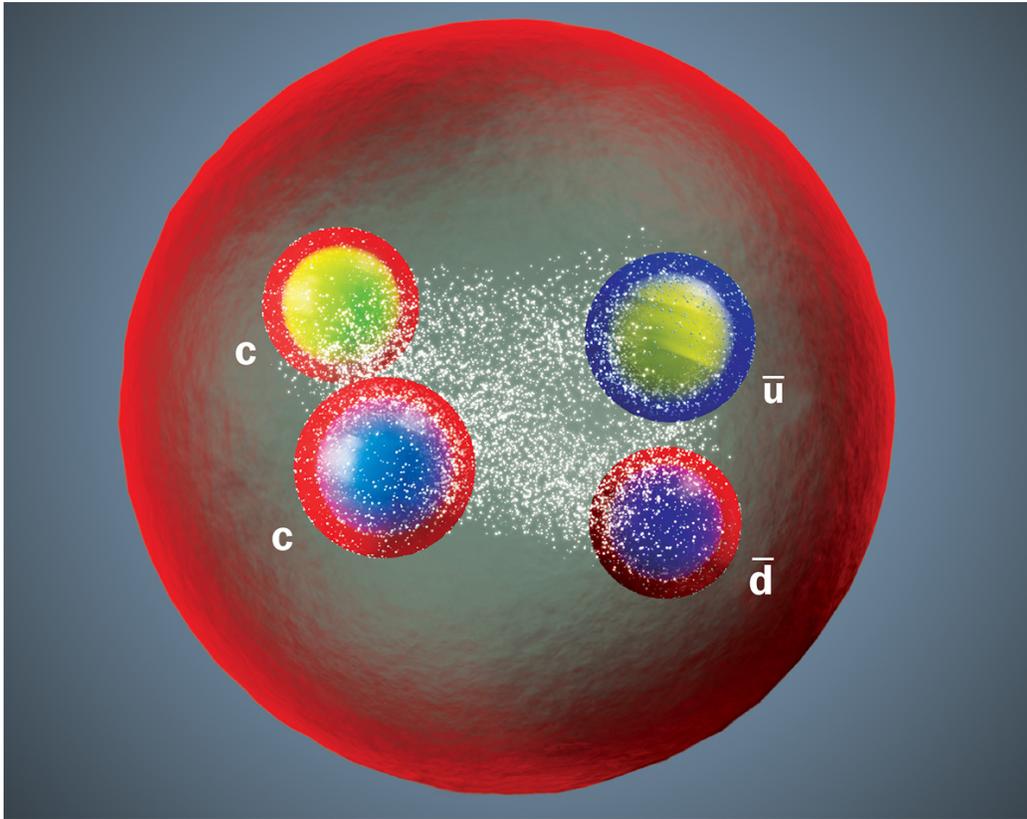


Figura 3: Candidato compacto. El tetraquark T_{cc} casi estable descubierto por el LHCb en 2021 podría ser un diquark charm-charm estrechamente unido a un antiquark up y a un antiquark down, pero en esta etapa no se puede descartar un componente molecular sustancial. Crédito: D. Domínguez.

primero sea estable y el segundo inestable, se debe a la masa sustancialmente mayor del quark b que del quark c, como se analizó en el panel anterior. Un caso intermedio, $T_{bc} = (bcud)$, es muy probable que también esté por debajo del umbral de una fuerte desintegración y, por lo tanto, sea estable. También es más fácil de producir y detectar que T_{bb} y, por tanto, extremadamente tentador a nivel experimental.

2.4. Pentaquarks moleculares

En el otro extremo, tenemos estados que probablemente sean moléculas hadrónicas puras. Los ejemplos más llamativos son los pentaquarks $P_c(4312)$, $P_c(4440)$ y $P_c(4457)$ descubiertos por el LHCb en 2019 y etiquetados según la convención adoptada por el Particle Data Group como $P_{cc}(4312)^+$, $P_{cc}(4440)^+$ y $P_{cc}(4457)^+$. Los tres tienen contenido de quarks (ccuud) y se desintegran en $J/\Psi p$, con una liberación de energía del orden de 300 MeV. Sin embargo, a pesar de tener un espacio de fase tan grande, los tres tienen anchos anormalmente estrechos, inferiores a aproximadamente 10 MeV. Dicho de manera más simple, los pentaquarks se desintegran notablemente lentamente, dada la cantidad de energía que se liberará.

Pero, ¿por qué la larga vida debería ser un factor que impida que los pentaquarks estén estrechamente unidos y sean compactos? En un estado compacto (ccuud) no hay nada que impida que el quark charm se una con el quark anticharm, hadronizándose como J/Ψ y dejando un protón (uud). Se descompondría inmediatamente con una gran anchura.

Por otro lado, las moléculas hadrónicas como $\Sigma_c D$ y $\Sigma_c D^*$ proporcionan automáticamente un mecanismo de supresión de la desintegración. Las moléculas hadrónicas suelen ser grandes, por lo que el quark c dentro del barión Σ_c suele estar lejos del quark c dentro del mesón D o D^* . Debido a esto, la formación de $J/\Psi = (cc)$ tiene una baja probabilidad, lo que resulta en una vida útil larga y una anchura estrecha o pequeña. (Las partículas inestables se desintegran aleatoriamente dentro de vidas medias fijas. Según el principio de incertidumbre de Heisenberg, esta incertidumbre sobre su vida produce una incertidumbre recíproca sobre su energía, que puede observarse directamente como el ancho del pico en el espectro de sus masas medidas cuando se crean en colisiones de partículas. Las partículas de vida larga exhiben picos bruscos y las partículas de vida corta exhiben picos amplios. Aunque la vida útil de las partículas que interactúan fuertemente generalmente no se puede medir directamente, es posible que sí lo sea. se infiere de estos “anchos”, que se miden en unidades de energía).

Evidencia adicional a favor de su naturaleza molecular proviene de que la masa de $P_c(4312)$ está justo por debajo del umbral de producción de $\Sigma_c D$, y de que las masas de $P_c(4440)$ y $P_c(4457)$ están justo por debajo del umbral

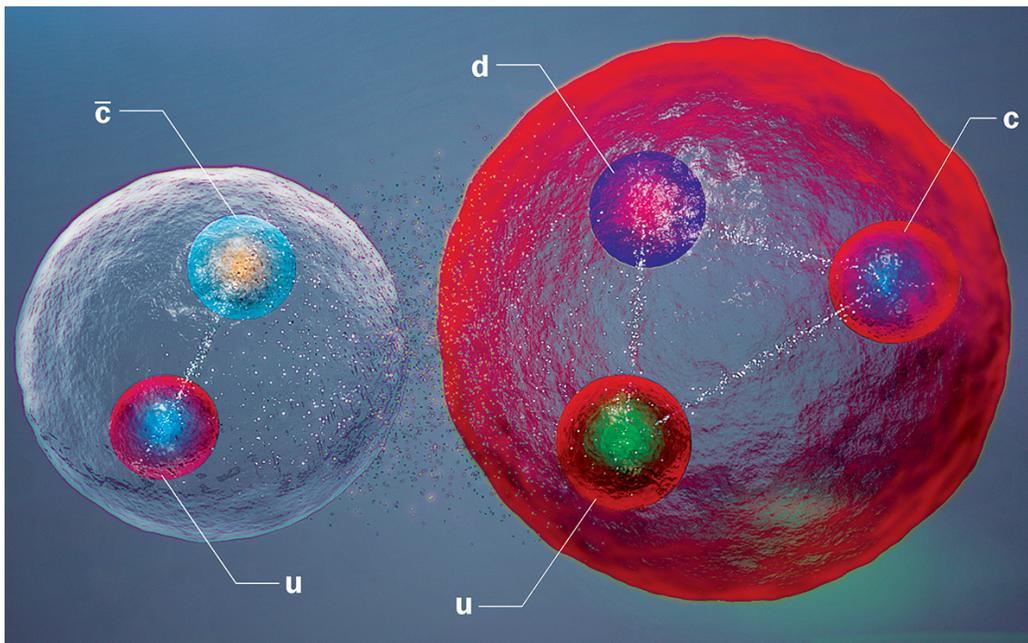


Figura 4: Anormalmente estrechos. Dadas sus vidas sorprendentemente largas, los pentaquarks $P_c(4312)$, $P_c(4440)$ y $P_c(4457)$ descubiertos por la colaboración LHCb en 2019 son probablemente moléculas hadrónicas. Crédito: D. Domínguez.

de producción de $\Sigma_c D^*$. Esto es perfectamente natural.

Las moléculas hadrónicas están débilmente unidas, por lo que normalmente sólo forman un estado unido a la onda S, sin momento angular orbital. Entonces $\Sigma_c D$, que combina un barión de espín 1/2 y un mesón de paridad negativa de espín 0, solo puede formar un estado único con $J^P = (1/2)^-$. Por el contrario, $\Sigma_c D^*$, que combina un barión de espín 1/2 y un mesón de paridad negativa de espín 1, puede formar dos estados muy espaciados con $J^P = (1/2)^-$ y $J^P = (3/2)^-$, con una pequeña división proveniente de una interacción spin-spin.

Un ejemplo de una posible mezcla de un estado compacto y una molécula hadrónica lo proporciona el mesón X(3872).

La predicción robusta de los números cuánticos de J^P hace que, en principio, sea muy sencillo eliminar esta imagen física, si se midieran valores de J^P diferentes a estos. Por el contrario, medir los valores previstos de J^P proporcionaría una fuerte confirmación (ver “Los 23 hadrones exóticos descubiertos en la mesa del LHC”).

Estas predicciones ya han recibido un importante apoyo indirecto del sector del pentaquark extraño. El LHCb ha determinado que la paridad de espín del Pccs(4338), que también tiene un ancho estrecho por debajo de 10MeV, es ($J^P = (1/2)^-$), exactamente como se esperaba para una molécula de $\Xi_c D$ (consulte la figura del “pentaquark extraño”).

3. La misteriosa partícula otrora llamada X(3872)

Un ejemplo de una posible mezcla de un estado compacto y una molécula hadrónica lo proporciona el ya mencionado mesón X(3872). Su masa es tan cercana a la suma de las masas de un mesón D^0 y un mesón D^{*0} que aún no se ha establecido ninguna diferencia con significación estadística, pero se sabe que es menos de aproximadamente 1 MeV. Puede desintegrarse a $J/\Psi\pi^+\pi^-$ con una relación de ramificación (o branchin ratio) de $3.5 \pm 0.9\%$, liberando casi 500 MeV de energía. Sin embargo, su anchura es sólo del orden de 1MeV. Este es un caso aún más sorprendente de estabilidad relativa frente a una inestabilidad ingenuamente esperada que aquella de los pentaquarks.

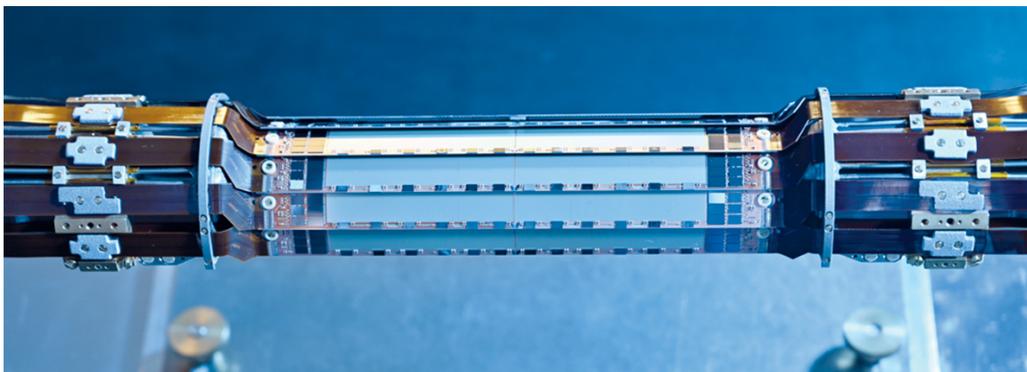


Figura 5: Precisión de partículas El detector Belle II mejorado cuenta con un detector de vértices de píxeles mejorado. Crédito: B. Wanknerl/MPP.

Entonces, a primera vista, es tentador identificar $X(3872)$ como una molécula hadrónica claramente definida $D^0 D^{*0}$.

Sin embargo, la situación no es tan sencilla. Si $X(3872)$ es sólo una molécula hadrónica débilmente unida, se espera que sea muy grande, de la escala de unos pocos fermi o femtómetros ($10^{-15}m$). Por lo tanto, debería ser muy difícil producirlo en reacciones duras, que requieren una gran transferencia de impulso. Sin embargo, este no es el caso. Una posible resolución podría provenir de que $X(3872)$ sea una mezcla de un estado molecular $D^0 D^{*0}$ y $\chi_{c1}(2P)$, una excitación radial convencional de charmonium de onda P, que es mucho más compacto y se espera que tenga una masa similar y la mismos $J^{PC} = 1^{++}$ números cuánticos. Evidencia adicional a favor de tal mezcla proviene de la comparación de las tasas de desintegraciones radiativas dadas por las reacciones $X(3872) \rightarrow J/\Psi\gamma$ y $X(3872) \rightarrow \Psi(2S)\gamma$.

La pregunta asociada con los mesones y bariones exóticos puede plantearse claramente: ¿un estado observado es una molécula, un sistema multiquark compacto o algo intermedio? Hemos dado ejemplos de cada uno. El comportamiento definitivo del multiquark compacto se puede confirmar si se identifican los socios de simetría denominada $SU(3)$, de sabor, de un estado. Esto se debe a que los estados compactos están limitados por fuerzas de color, que son sólo débilmente sensibles a las rotaciones de sabor- $SU(3)$. (Tales rotaciones intercambian quarks hacia arriba, hacia abajo y extraños, y en una buena aproximación la fuerza fuerte trata estos sabores de luz por igual en las energías de hadrones exóticos hermosos y encantados.) Por ejemplo,

si X(3872) de hecho demostrara ser un tetraquark compacto, debería haber cargado compañeros de isospín que aún no han sido observados.

Para mayor información sobre este maravilloso y complejo tema de tetraquarks y pentaquarks, pueden consultarse [4], [5], [6], [7] y [8]. ¿Hay un límite al número de quarks y/o gluones que podemos encontrar en estados multiquark e híbridos gluón-quark? Es una pregunta fascinante también.

Referencias

- [1] Marek Karliner (Tel Aviv University) and Jonathan L. Rosner (University of Chicago), *Inside pentaquarks and tetraquarks*, Cern Courier, 20 November 2024. URL: <https://cerncourier.com/a/inside-pentaquarks-and-tetraquarks/>
- [2] Patrick Koppenburg (Nikhef) and Marco Pappagallo (INFN Bari and the University of Bari), *A bestiary of exotic hadrons*, Cern Courier, 20 November 2024. URL: <https://cerncourier.com/a/a-bestiary-of-exotic-hadrons/>
- [3] Volker Burkert, *The challenge of the pentaquarks*, Cern Courier, 31 March 2004. URL: <https://cerncourier.com/a/the-challenge-of-the-pentaquarks/>
- [4] M. Karliner et al. 2018 Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 68 17–44.
- [5] S. L Olsen et al. 2018 Rev. Mod. Phys. 90 015003.
- [6] A. Esposito et al. 2017 Phys. Rept. 668 1–97.
- [7] F. K. Guo et al. 2018 Rev. Mod. Phys. 90 015004.
- [8] N. Brambilla et al. 2021 arXiv:2203.16583. Arxiv: <https://arxiv.org/abs/2203.16583>