

# Capítulo 4

## Física Hadrónica

### 4.1. La compleja estructura de los hadrones

Durante la segunda mitad del siglo XX se han descubierto una gran cantidad de partículas subatómicas. Esto ha sido posible gracias a la construcción de aceleradores de cada vez mayor energía, en los que se han instalado detectores que incorporan los últimos avances en electrónica, informática y materiales. La búsqueda de nuevas partículas está lejos de llegar a su fin, y las propiedades de muchas de las partículas descubiertas se conocen sólo parcialmente. Tampoco disponemos de una teoría que permita predecir sus diferentes propiedades, por lo que el avance en el conocimiento de la dinámica que gobierna la física de las partículas subatómicas debe realizarse esencialmente por vía experimental. Por ello, se siguen proyectando nuevas instalaciones, con aceleradores y detectores cada vez más sofisticados. La instalación de referencia en Europa sigue siendo el CERN (Suiza), que aglutina un gran número de físicos de todo el mundo. El futuro laboratorio FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) [1], cuya construcción y puesta en funcionamiento fue aprobada en el Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) en Darmstad (Alemania), es una nueva instalación europea, en la que un número importante de físicos de todo el mundo investigarán las propiedades de la interacción fuerte y la existencia y propiedades de nuevas partículas, utilizando herramientas que incorporan los avances realizados en los últimos

años.

Las propiedades de todas las partículas subatómicas conocidas se publican cada dos años por el Particle Data Group [2]. Muy pocas de estas partículas son estables en el vacío: fotones, neutrinos, electrones y protones y sus correspondientes antipartículas. El neutrón sólo es estable en el interior de los núcleos atómicos, desintegrándose con una vida media de aproximadamente 886 s en el vacío. Todas las demás partículas conocidas se desintegran en tiempos de vida muy cortos, que varían desde unos pocos microsegundos hasta tiempos del orden de  $10^{-24}$  s. El protón, el neutrón y las partículas conocidas como mesones y bariones se caracterizan por interactuar entre ellas con gran intensidad (mediante la llamada interacción fuerte, origen de las fuerzas nucleares) en comparación, por ejemplo, con los leptones (electrones, muones, leptones tau, sus antipartículas y correspondientes neutrinos) que interactúan mediante la interacción débil y, si poseen carga eléctrica, mediante la interacción electromagnética. Las intensidades relativas de las interacciones fuerte, electromagnética y débil son aproximadamente  $1:10^{-3}:10^{-7}$ .

Uno de los logros más importantes de la Física de Partículas ha sido el descubrimiento de un patrón con el que clasificar gran parte de las partículas que interactúan fuertemente, denominadas hadrones, llamado *modelo quark*, según el cual los hadrones están compuestos por los quarks  $u$  (arriba),  $d$  (abajo),  $s$  (extraño),  $c$  (encanto),  $b$  (belleza) y  $t$  (top) y los antiquarks correspondientes. Cada uno de estos quarks transporta un número cuántico característico, denominado *sabor*. De acuerdo con este modelo, los mesones están constituidos por un quark y un antiquark mientras que los bariones están constituidos por tres quarks. Los quarks se suponen fermiones (espín =  $\hbar/2$ ), pero con una carga igual a una fracción de la carga del protón ( $q=2e/3$  ó  $-e/3$ ). Los números cuánticos (espín, sabor, paridad y carga) de la mayor parte de los hadrones conocidos se pueden explicar mediante este modelo. Por ejemplo, en la figura 4.1 se muestra el espectro de excitación del nucleón hasta masas de  $1700 \text{ MeV}/c^2$ , en el que los estados excitados se identifican por los valores del isospín ( $T = 1/2$  para los estados  $N^*$  y  $T = 3/2$  los estados  $\Delta$ ) y del momento angular y paridad. Los números cuánticos de los estados excitados mostrados, y en menor medida sus masas,

se explican satisfactoriamente mediante el modelo quark. Estos estados no son realmente estados estables, sino estados metaestables, que se manifiestan como máximos de la sección eficaz de excitación o *resonancias*, y se observan para distintos tipos de proyectiles independientemente de la energía incidente. Estas resonancias están caracterizadas por una anchura en energía  $\Gamma$ , que está relacionada con su tiempo de vida  $\tau$  a través de la relación de incertidumbre entre el tiempo y la energía,  $\Gamma = \hbar/\tau$ . Además, estas resonancias se desintegran con determinadas probabilidades, conocidas como *anchuras parciales de desintegración*, a resonancias inferiores o al estado fundamental. Las masas, anchuras y anchuras parciales de desintegración, presentan mayores dificultades de interpretación en el marco del modelo quark, y ninguna de las teorías hadrónicas existentes las explica correctamente. En cualquier caso, los resultados de experimentos de difusión profundamente inelástica confirman la existencia de partículas cargadas más fundamentales y de espín  $\hbar/2$  en el interior de los hadrones. Estas partículas observadas experimentalmente se denominan partones y se identifican con los quarks. El espectro de excitación del nucleón se vuelve enormemente complejo cuando aumentamos la energía de excitación, al igual que sucede en el caso de los núcleos y los átomos. Por encima de los 3 GeV de energía de excitación el conocimiento de este espectro, tanto desde un punto de vista experimental como teórico es escaso.

Al igual que sucede con los bariones, el espectro de mesones también aumenta en complejidad con la masa. Por encima de  $1 \text{ GeV}/c^2$  la densidad de estados aumenta fuertemente, existiendo numerosos estados separados unos pocos MeV pero con anchuras que exceden frecuentemente el centenar de MeV. Por encima de  $1.8 \text{ GeV}/c^2$  empiezan a formarse mesones encantados (con sabor c).

Un aspecto crucial de la Física de hadrones es la descripción de sus interacciones a partir de las interacciones entre los quarks que los forman. En los años 70 se desarrolló la teoría de la Cromodinámica Cuántica (QCD), en la que las interacciones entre quarks se describen mediante el intercambio de bosones denominados gluones. Tanto a los quarks como a los antiquarks se les asigna una propiedad denominada color, similar a la carga eléctrica, y que tiene tres valores distintos, tal y como se deduce del análisis de la

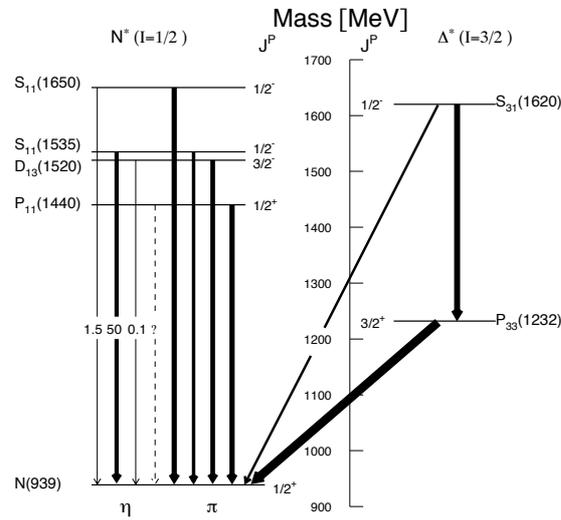


Figura 4.1: Espectro de excitación del nucleón hasta una energía de excitación de 1700 MeV. Se muestran las resonancias  $N^*$  con isospín  $T = 1/2$  y las resonancias  $\Delta$  con isospín  $T = 3/2$ . Los valores de momento angular y paridad mostrados a la derecha del espectro se explican mediante el modelo quark.

razón de secciones eficaces  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrones})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  ó de la anchura de desintegración del proceso  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Los gluones, mediadores de la interacción entre los quarks, aparecen en ocho estados de color diferentes y tampoco se han observado como partículas libre, aunque se cree que también se encuentran ligados en el interior de los hadrones. Sin embargo, existen solidas evidencias experimentales de su existencia a partir de la observación de procesos a alta energía, en los que se observan chorros de hadrones llamados *jets*. Concretamente, en colisiones electrón-positrón a alta energía, el número relativo de sucesos  $e^+e^- \rightarrow 2 \text{ jets}$  y  $e^+e^- \rightarrow 3 \text{ jets}$  coincide con la proporción predicha por QCD para los procesos  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  y  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ , donde  $q$  representa un quark,  $\bar{q}$ , su correspondiente antiquark y  $g$  un gluón.

QCD presenta una escala fundamental,  $\Lambda_{QCD} \approx 250 \text{ MeV}$  (aproximadamente un cuarto de la masa del protón), que separa su régimen perturbativo (procesos de producción de jets a altas energías) y no perturbativo (procesos hadrónicos). Relacionadas con esta escala aparecen dos propiedades fundamentales de QCD: confinamiento y libertad asintótica. La primera de estas propiedades, de naturaleza intrínsecamente no perturbativa, explicaría porque los quarks no han sido observados nunca como partículas libres, existiendo un amplio consenso dentro de la comunidad científica de que los quarks están confinados en el interior de los hadrones, los cuales carecen de carga neta de color (las cargas de color se cancelan entre ellas de forma similar a la cancelación de los colores básicos, rojo, verde y azul, para dar el color blanco). Aunque la propiedad de confinamiento nunca se ha probado de forma rigurosa a partir de QCD, si que existen resultados obtenidos a partir de simulaciones Monte Carlo de QCD en un espacio-tiempo discretizado, *lattice* QCD (LQCD), que apuntan claramente en esta dirección. Por otra parte, en los años 70 't Hooft, Politzer, Gross y Wilczek demostraron que la intensidad de la interacción entre quarks y gluones decrece a altas transferencias de momento y energía (o equivalentemente a cortas distancias, menores de 1 fm) comparadas con  $\Lambda_{QCD}$ , siendo por tanto posible en este régimen el uso de técnicas perturbativas. A esta propiedad se le conoce con el nombre de libertad asintótica. En general, las predicciones de QCD a muy altas energías presentan un acuerdo excelente con los datos experimentales, pero a

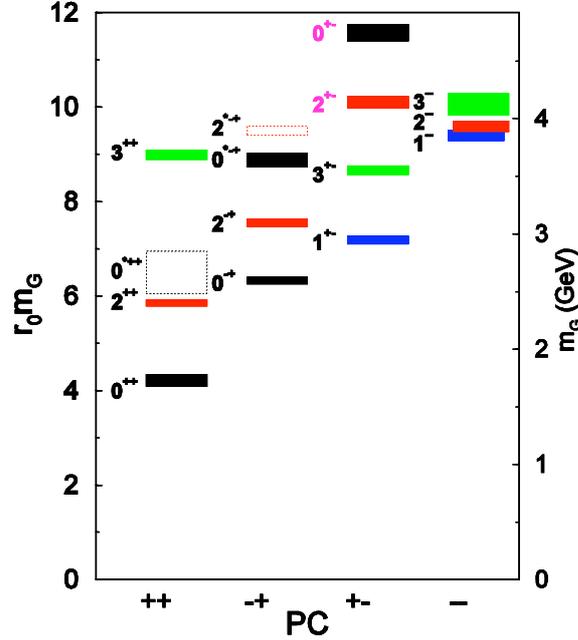


Figura 4.2: Espectro de glubolas predicho por QCD (modelo  $SU(3)_C$ ) hasta 5 GeV de energía. Cada estado está etiquetado por los números cuánticos de momento angular, paridad y conjugación de carga y en la escala izquierda se muestra su masa en GeV.. Figura tomada de Ref. [3].

bajas energías existen dificultades fundamentales para llevar a cabo cálculos teóricos precisos.

La aceptación de QCD como la teoría fundamental de la interacción entre quarks y gluones presenta también ciertas dificultades. Por ejemplo, los gluones interactúan entre sí, por lo que deberían de existir partículas formadas únicamente por gluones, a las que se ha denominado *glubolas* (en la figura 4.2 se muestra un espectro predicho de glubolas). Tampoco hay nada que restrinja la estructura de los hadrones a pares de quark-antiquark o 3 quarks. Podrían existir en principio partículas formadas por 4 ( $q\bar{q}q\bar{q}$ ), 5 ( $qqqqq$  ó  $qqqq\bar{q}$ ) o más quarks, conocidos como hadrones exóticos o multi-quark. También podrían existir hadrones compuestos simultáneamente por quarks y gluones, llamados *hadrones híbridos*. Ninguno de estos objetos ha sido identificado claramente en experimentos hasta ahora, aunque existen ha-

drones observados experimentalmente que se consideran posibles candidatos a hadrones exóticos, como las partículas  $f_0(980)$  y  $f_1(1320)$  que son candidatas a hadrones con 4 quarks,  $f_0(1370)$ ,  $f_0(1500)$ ,  $f_0(1710)$ ,  $\eta(1410)$  y  $\eta(1460)$  que son candidatas a glubolas y  $\pi_1(1400)$ ,  $\pi_1(1600)$ ,  $\pi(1800)$ ,  $\pi_2(1900)$ ,  $\pi_1(2000)$  que son candidatas a hadrones híbridos. Por otra parte, una paradoja del modelo quark es que el número de partículas que se pueden formar con un par quark-antiquark o con tres quarks es mucho mayor que el número de partículas observado experimentalmente. Este hecho puede ser debido a que muchas de las partículas aún no descubiertas sean resonancias muy estrechas. En este caso, para medirlas hace falta que la energía de colisión sea la correspondiente al máximo de la resonancia, con una resolución en energía superior a su anchura. Esto implica el disponer de haces de partículas con suficiente resolución energética, los cuales sólo se puede obtener mediante técnicas de enfriamiento de haces, mediante las que se consigue que todas las partículas del haz tengan la misma energía cinética con errores relativos de unas pocas partes por millón. Además, los productos de desintegración de estas resonancias, que es lo único que se puede medir debido al tiempo de vida extremadamente corto de las mismas, deben ser medidos también con suficiente resolución energética, lo cual impone condiciones extremadamente exigentes sobre los detectores empleados. Sólo cuando se cumplen estas condiciones es posible obtener suficiente estadística de sucesos para obtener información de las propiedades físicas de estas nuevas partículas.

## 4.2. Propiedades de hadrones en materia nuclear

Las masas de los hadrones está íntimamente relacionada con la *simetría quiral*<sup>1</sup>, una propiedad fundamental que adquiere QCD en el límite de quarks

---

<sup>1</sup>La simetría quiral es la transformación independiente de las partes dextrógira y levógira de los campos de Dirac. Esto sólo puede ocurrir de forma exacta si las masas de las partículas es nula, por lo que la existencia de una simetría chiral aproximada sólo es posible en condiciones en las que las masas de los quarks son pequeñas, cercanas a las denominadas *masas desnudas*.

de masa cero. Existen sólidas predicciones teóricas de que esta simetría se restaura, al menos parcialmente, en materia nuclear comprimida y caliente. En la figura 4.3 se muestra la masa del quark  $u$  en función de la densidad y la temperatura, predicha mediante el modelo de Nambu y Jona-Lasinio[6]. La *restauración parcial de la simetría quiral* es debida a la disminución de la *masa constituyente* de los quarks cuando aumenta la presión y la temperatura. Este hecho conllevaría fascinantes consecuencias. Entre otros efectos, las masas de los hadrones en el seno de materia hadrónica densa y caliente podrían ser diferentes que en el vacío hadrónico. Además, al producirse una disolución parcial de los hadrones en sus quarks constituyentes, se favorecería su desintegración, produciendo una disminución de su tiempo de vida. La investigación experimental de las modificaciones sufridas por las propiedades de los hadrones en la materia nuclear es, por tanto, de crucial importancia para entender el grado de ruptura de la simetría quiral en materia nuclear en función de su densidad y temperatura. Estas investigaciones son también relevantes para entender las propiedades de determinados tipos de astros, como las estrellas de neutrones y las explosiones de estrellas supernovas, que se pueden considerar en cierta forma como núcleos atómicos gigantescos.

Con el fin de dar una respuesta experimental a las interrogantes sobre las propiedades de los hadrones en materia nuclear, se ha construido el detector HADES en el GSI de Darmstadt. Este detector tiene como finalidad el estudio de la masa y la vida media de los mesones vectoriales (mesones con paridad negativa y espín  $\hbar$ )  $\rho$ ,  $\omega$  y  $\phi$ . Estos mesones vectoriales se caracterizan por un tiempo de vida muy reducido ( $4 \cdot 10^{-24}$  s para el mesón  $\rho$ ,  $7,8 \cdot 10^{-22}$  s para el mesón  $\omega$  y  $1,5 \cdot 10^{-22}$  s para el mesón  $\phi$ ) de forma que, cuando se producen en el interior de un núcleo pesado, se desintegran también dentro del mismo núcleo con gran probabilidad. Como partículas de vida media tan corta no se pueden observar directamente, ya que su traza antes de desintegrarse es del orden del radio nuclear, la única forma de detectarlas es a través de sus productos de desintegración. Estudiando la distribución de masa invariante de éstos, se puede deducir la masa (centroide) y el tiempo de vida (anchura) de la correspondiente resonancia vectorial. La forma de desintegración predominante de los mesones vectoriales es en otros

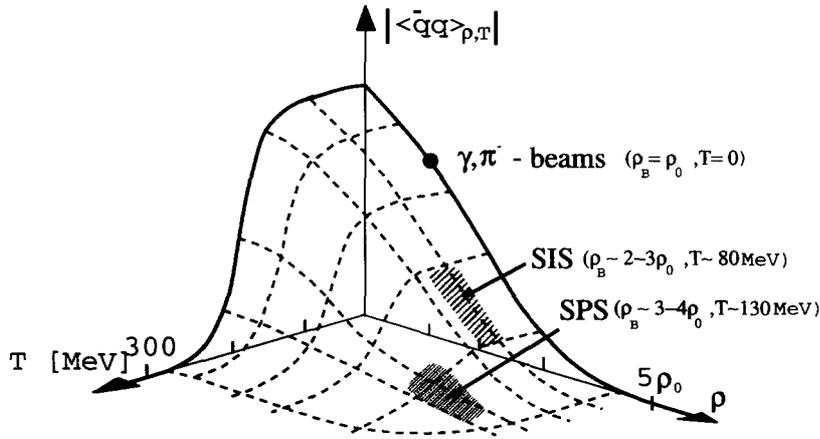


Figura 4.3: Masa constituyente del quark  $u$  en función de la densidad y la temperatura. Se indica mediante zonas sombradas las zonas medidas por los aceleradores SIS y SPS y haces de fotones y de piones. Figura tomada de Klimt et al. [6].

hadrones (esencialmente pares de piones), que interactúan fuertemente con los nucleones del medio, pudiendo ser absorbidos o cambiar su dirección y energía, lo que produce grandes incertidumbres a la hora de determinar las propiedades del mesón vectorial inicial. Afortunadamente, existe un canal de desintegración en pares electrón-positrón, que al ser leptones no presentan las anteriores complicaciones. Aunque la probabilidad de desintegración en este canal es extremadamente pequeña (inferior a  $10^{-4}$ ), a fin de evitar las incertidumbres asociadas a las interacciones fuertes, el detector HADES estudia los mesones vectoriales a través de su desintegración en este canal.

La materia nuclear comprimida y caliente se produce mediante colisiones relativistas con iones pesados de hasta 2 GeV por nucleón de energía incidente del proyectil, proporcionados por el acelerador SIS del GSI de Darmstadt. También están disponibles haces de piones que permitirán estudiar las propiedades de los mesones vectoriales en materia nuclear ordinaria, y producir mesones  $\omega$  y  $\phi$  casi en reposo, de forma que no salgan del núcleo antes de desintegrarse.

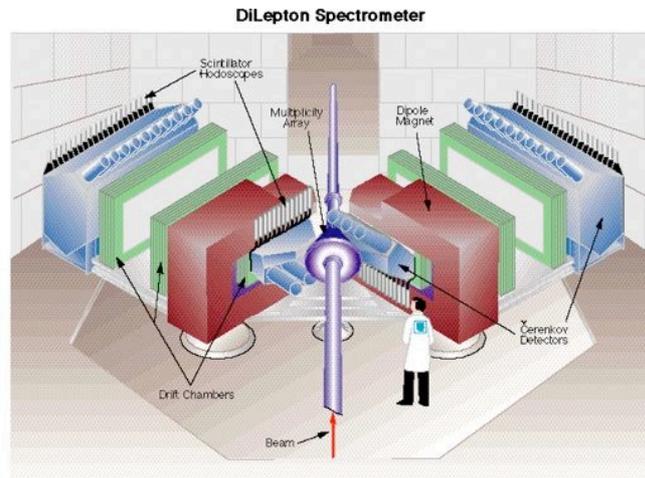


Figura 4.4: Detector DLS

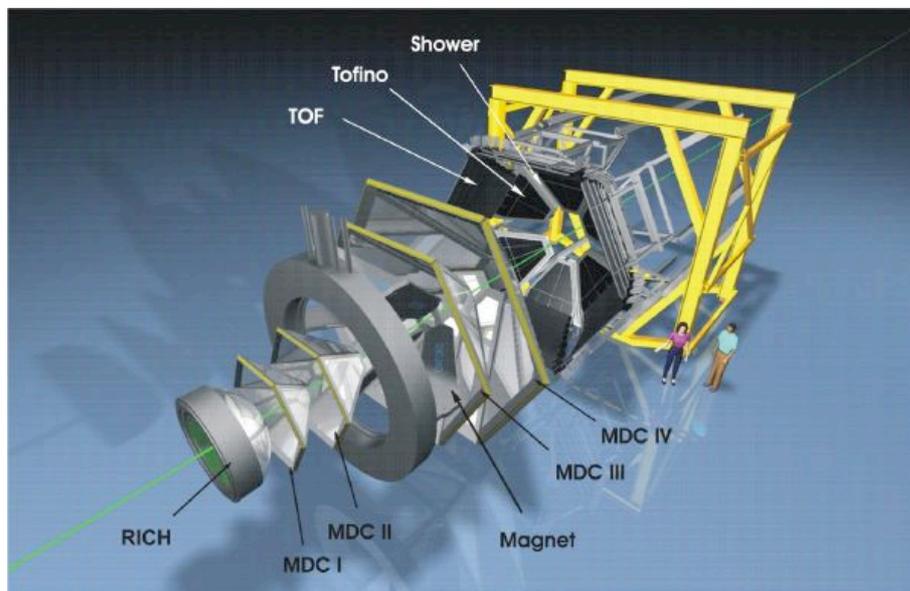


Figura 4.5: Esquema del detector HADES del GSI donde se muestran los diferentes subdetectores.

HADES está constituido por un imán superconductor que separa partículas con carga positiva y negativa, por un detector RICH (Ring Image Cherenkov) que detecta los pares electrón–positrón, por cuatro planos de cámara de deriva (MDC 1-4) que permiten obtener las trayectorias de las partículas con una precisión de decenas de micras y determinar su cantidad de movimiento con una precisión mejor que el 1 %, por un detector de tiempo de vuelo (TOF y TOFINO) con una resolución superior a 100 ps, y un detector de chaparrones de partículas (SHOWER), que permite seleccionar las colisiones frontales de los núcleos y descartar las periféricas. Actualmente, el detector TOFINO está siendo reemplazado por un muro de detectores RPC que permitirá medir las multiplicidades de partículas en colisiones de iones muy pesados (región del Pb) con mayor precisión. Un esquema del detector HADES donde se indican los diferentes subdetectores se muestra en la figura 4.5.

En comparación con otros espectrómetros de dileptones construidos en el pasado, HADES se caracteriza por su elevada resolución en energía (alrededor del 1 %) y su alta eficiencia geométrica. Los sucesos en los que los mesones vectoriales se desintegran en un par electrón-positrón, como por ejemplo  $\rho \rightarrow e^+e^-$ , deben ser separados de los múltiples procesos que producen un fondo, como la desintegración Dalitz del mesón  $\pi^0$  ( $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ ) y del mesón  $\eta$  ( $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ ), la producción de pares electrón–positrón en colisiones protón-neutrón ( $pn \rightarrow pne^+e^-$ ) o la desintegración de bariones delta ( $\Delta^0 \rightarrow ne^+e^-$ ,  $\Delta^+ \rightarrow pe^+e^-$ ). HADES ha sido utilizado en diversos experimentos que se encuentran en fase de análisis de datos, y continuará funcionando en la futura instalación FAIR, lo que permitirá explorar densidades superiores de materia nuclear, producidas por iones pesados de energías incidentes de hasta 10 GeV por nucleón. En la figura 4.6 se muestra el espectro de dileptones publicado recientemente para el sistema  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , junto con las contribuciones de los principales procesos y su comparación con diferentes modelos teóricos [8].

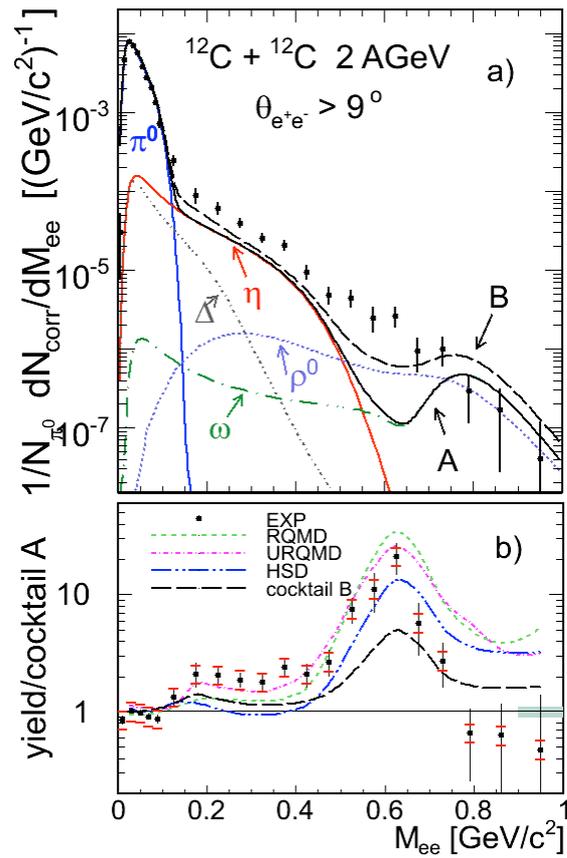


Figura 4.6: Espectro de masa invariante de pares  $e^+e^-$  medidos para el sistema  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  (puntos negros) comparados con las contribuciones producidas por los diferentes procesos: la desintegración de los mesones vectoriales  $\omega$  y  $\rho^0$ , la desintegración de la resonancia  $\Delta$  y la desintegración Dalitz del mesón  $\eta$ . En la figura inferior se muestran las contribuciones de los diferentes modelos teóricos. Figura tomada de la referencia [8].

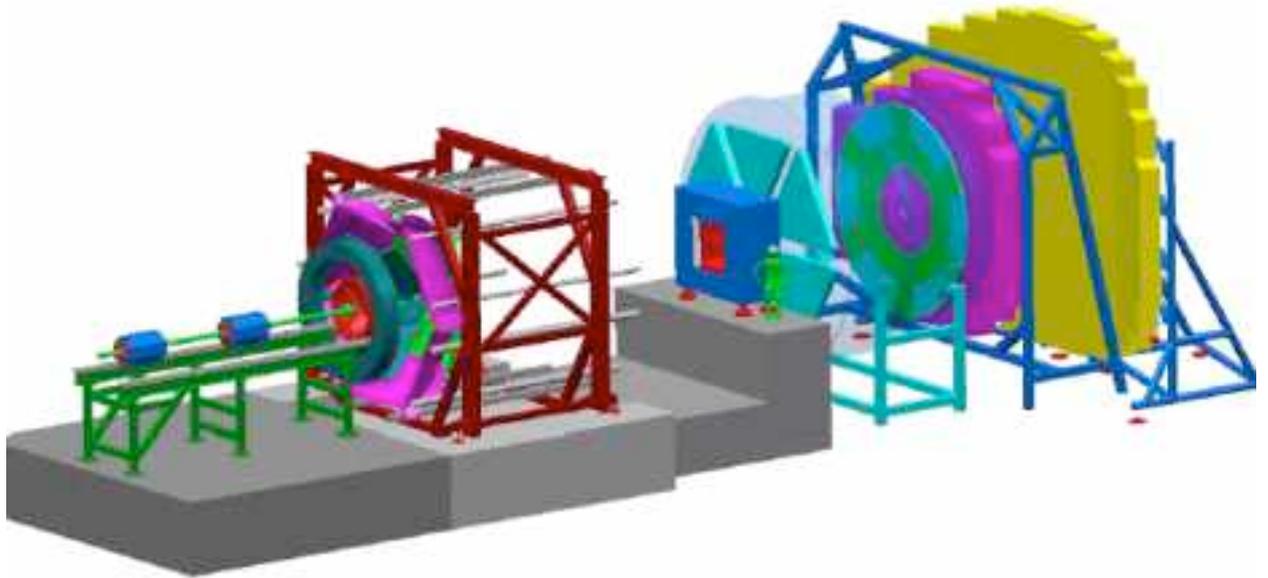


Figura 4.7: Detector CBM

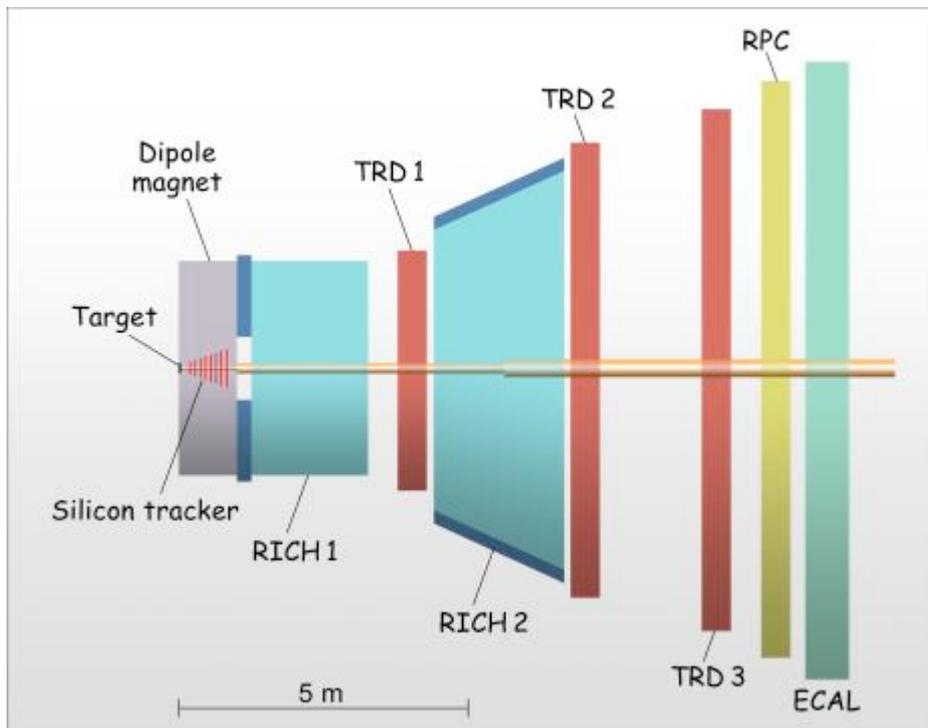


Figura 4.8: Esquema CBM

Una versión más sofisticada del detector HADES será el detector CBM (Compressed Baryonic Matter) que será también instalado en FAIR. Un esquema de CBM se encuentra en el artículo *Grandes Instalaciones* de este mismo número. Utilizando el haz de iones pesados de FAIR, CBM medirá colisiones de hasta 35 GeV por nucleón para núcleos pesados como el oro, en las que se producirán densidades entre 8 y 10 veces mayores que la densidad de la materia nuclear ordinaria. A estas energías se podrá estudiar las propiedades en materia nuclear de mesones encantados  $D$  (que contienen el quark  $c$ ), y se podrá extender las observaciones de la restauración de la simetría quiral a densidades más elevadas. Por otro lado, CBM permitirá el estudio de las propiedades de los mesones vectoriales en una zona de densidades hasta ahora inexplorada.

### 4.3. En búsqueda de partículas exóticas

Como hemos avanzado en la introducción, no poseemos una comprensión clara de la relación entre el mundo de los hadrones y el mundo de los quarks y gluones. Todo parece indicar que sólo un pequeño porcentaje de la masa y un 30 % del espín de los nucleones está relacionado con los grados de libertad de quarks de los hadrones. El resto de la masa y espín se atribuye a un proceso de generación dinámica, donde los gluones juegan un papel muy importante, que ningún modelo es capaz de explicar completamente.

Los hadrones exóticos se han buscado extensivamente en detectores emplazados en aceleradores de haces de electrones, como BABAR[10] en SLAC y CLEO [11] en Cornell (EE.UU.) y BELLE [12] en KEK (Japón). Sin embargo, la tasa de sucesos relativamente baja obtenida con haces de electrones no ha permitido encontrar ninguna evidencia concluyente de hadrones exóticos o glubolas hasta el presente aunque, como hemos comentado anteriormente, existen diversos candidatos.

Se pueden producir hadrones tanto convencionales como exóticos mediante diferentes tipos de experimentos de aniquilación hadrónica. Los procesos de aniquilación antiprotón-nucleón y antiprotón-núcleo, reúnen todos los ingredientes necesarios para una búsqueda fructífera: a) Las aniquilaciones de

hadrones inducen un medio rico en gluones, requisito necesario para garantizar una producción copiosa de excitaciones. b) El uso de antiprotones permite formar directamente todos los estados con números cuánticos no exóticos. c) En comparación con experimentos donde las partículas buscadas se producen en el estado final acompañando al proyectil y al blanco, en los experimentos de aniquilación las ambigüedades son menores y las secciones eficaces mucho mayores. d) Como los haces de antiprotones se pueden formar con una resolución de energía excelente mediante las técnicas de enfriamiento actuales ( $\Delta p/p \simeq 10^{-5}$ ), la búsqueda de resonancias estrechas, como estados desconocidos del charmonio, se pueden realizar con gran precisión. La aniquilación de haces de antiprotones permite producir abundantes excitaciones gluónicas y producir quarks pesados. Esta técnica ha sido ampliamente explotada en la instalación Low Energy Antiproton Ring (LEAR) en el CERN [13]. Mediante la extensión de los haces de antiprotones a energías superiores a las de LEAR, que se realizará con la ayuda del detector PANDA [14] que se está construyendo en FAIR (un esquema de PANDA se muestra en el artículo *Grandes Instalaciones* de este número), se espera realizar un avance considerable.

PANDA utilizará haces de antiprotones proporcionados por el *anillo de almacenamiento de alta energía* (HESR) de FAIR. Los antiprotones se producirán mediante colisiones de un haz de protones de 29 GeV proporcionados por el acelerador SIS100 de FAIR, incidiendo sobre un blanco grueso. Los antiprotones serán inmediatamente acelerados, enfriados y almacenados con momentos comprendidos entre 1.5 y 15 GeV/c, dependiendo de las condiciones requeridas por el experimento. El HESR de FAIR podrá almacenar hasta  $10^{11}$  antiprotones con resoluciones relativas de cantidad de movimiento del orden de  $10^{-4}$ . El sofisticado calorímetro electromagnético de tungstenato de plomo de PANDA permitirá explorar el espectro de los hadrones hasta energías de excitación de alrededor de 5 GeV. En la figura 4.10 se muestra el espectro de hadrones exóticos, híbridos y glubolas, accesibles mediante el haz de antiprotones de FAIR y el detector PANDA.

Otro aspecto fundamental de Física Hadrónica es el estudio de los hadrones extraños o hiperones. Cuando en uno de los protones o neutrones de un núcleo al menos uno de sus quarks  $u$  ó  $d$  se reemplaza por un quark

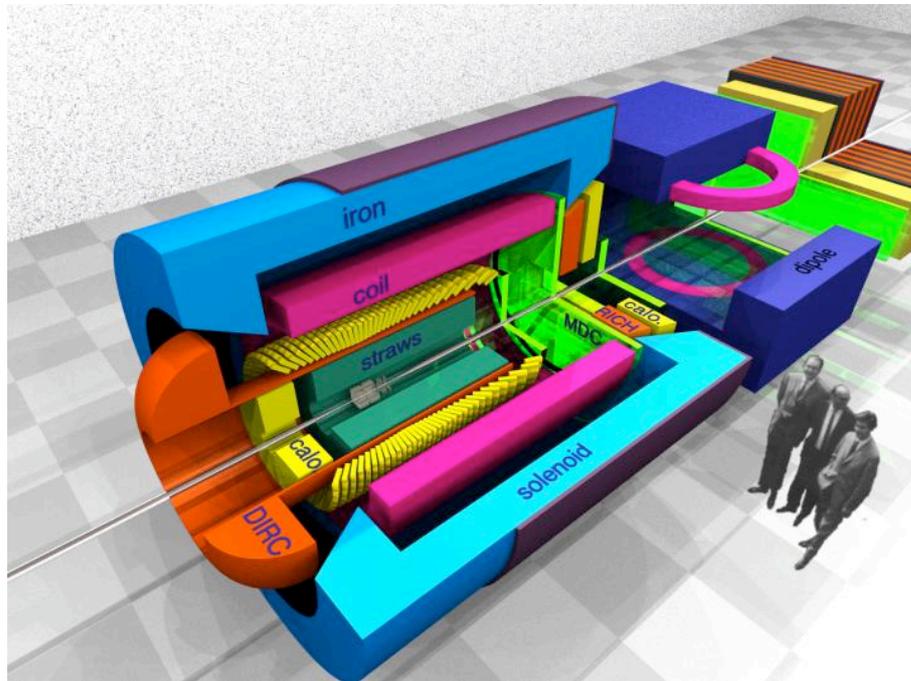


Figura 4.9: Equema tridimensional del detector PANDA

extraño  $s$ , se produce un hipernúcleo, que es un sistema ligado hiperón ( $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$ ,  $\Omega$ )–núcleo. Los antiprotones de FAIR permitirán producir hiperones eficientemente, produciendo hiperones de incluso más de un quark extraño ( $\Xi, \Omega$ ), abriendo nuevas perspectivas en estructura nuclear. De esta forma, una tercera dimensión (extrañeza) de la carta de núclidos, casi inexplorada, podrá ser investigada, lo que permitirá estudiar las interacciones entre hiperones y nucleones y entre los propios hiperones. Esta valiosa información permitirá avanzar en nuestro conocimiento de la naturaleza de las fuerzas entre bariones. Por ejemplo, a diferencia de la interacción nucleón–nucleón, en el caso de la interacción entre el hiperón  $\Lambda$  y el nucleón, la componente de largo alcance debida al intercambio de un pión (OPE) no está presente. Así, la contribución de corto alcance de las fuerza nucleares, que juega un papel primordial en el estudio de bariones no extraños, no queda oscurecida por el potencial de largo alcance debido al OPE.

De especial relevancia será la producción y medida de propiedades de los hipernúcleos doble  $\Lambda$  (sistemas ligados núcleo- $\Lambda$ - $\Lambda$ ), que suministrará detalles

de la interacción barión–barión en el canal de extrañeza  $-2$ , no accesibles en experimentos convencionales debido a la imposibilidad de utilizar hiperones como blancos. En concreto, se contará con nuevos elementos para discutir la posible existencia del dibarión  $H$  (barión con extrañeza  $-2$  y formado por seis quarks  $uuddss$ ). En la actualidad existen alrededor de una treintena de diferentes predicciones teóricas para su masa (desde alrededor dos veces la masa del nucleón hasta aproximadamente  $2.8 \text{ GeV}/c^2$ , por encima del umbral  $\Lambda\Lambda$ ) y, hasta el momento, todas las búsquedas experimentales han resultado infructuosas.

El programa de antiprotones en FAIR incluirá también un ambicioso programa de física del quark  $c$ , que incluirá un exhaustivo estudio espectroscópico del charmonio ( $c\bar{c}$ ), de las interacciones charmonio-nucleón, charmonio-núcleo, así como el estudio de las modificaciones de las propiedades de los mesones encantados en materia nuclear. De esta forma, se podrá estudiar experimentalmente diversos aspectos de la naturaleza del confinamiento a la escala del quark encantado, y así complementar los resultados teóricos deducidos de simulaciones Monte Carlo de LQCD. Por último, debemos mencionar que el anillo HESR, funcionando a su máxima intensidad de partículas, permitirá también realizar medidas de violación de la simetría CP en el sector de mesones encantados y en las desintegraciones de hiperones. Estos estudios tendrán un impacto notable a la hora de dilucidar la existencia de física más allá del modelo estándar.

## 4.4. Conclusiones

Podemos concluir que, en el próximo decenio, la comunidad de Física Nuclear internacional acabará de construir una serie de experimentos que podrían producir resultados extraordinarios que permitan dilucidar la relación existente entre la todavía misteriosa Cromodinámica Cuántica y los modelos, más o menos fenomenológicos, utilizados para estudiar la dinámica hadrónica y nuclear. Entre las expectativas de estos experimentos está el descubrimiento de un gran número de partículas, de las que hasta ahora se tiene leves indicios en el mejor de los casos y cuya existencia estaría justificada por

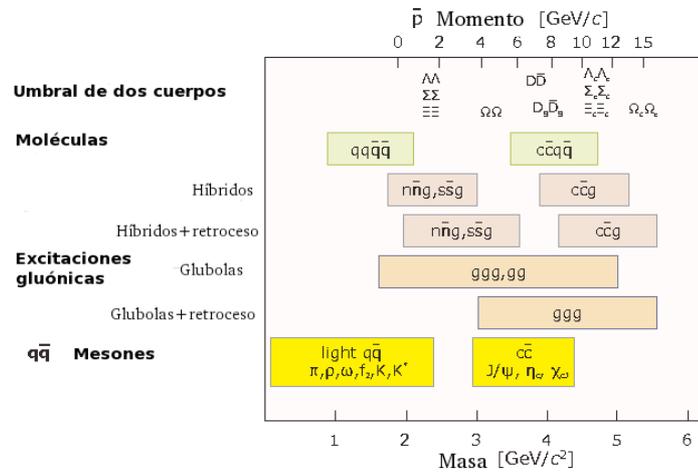


Figura 4.10: Espectro de diferentes tipos de hadrones exóticos accesibles mediante el detector PANDA de FAIR. En la escala inferior se muestra la masa del hadrón y en la superior la cantidad de movimiento incidente del antiprotón necesaria para formar dicho hadrón.

QCD. Esto produciría un avance en la comprensión de la estructura de los hadrones similar al producido por el modelo quark en los años 60. La sinergia entre los recientes avances en LQCD y las impresionantes prestaciones de los nuevos detectores en construcción será un aspecto fundamental para dirigir el rumbo de las investigaciones futuras.

España, como país participante en FAIR, ofrece a sus físicos una oportunidad única en su historia para contribuir a este campo en rápido desarrollo y con amplias repercusiones en otros campos de la Física y la Astrofísica.

# Bibliografía

- [1] <http://www.gsi.de/fair>
- [2] <http://pdg.lbl.gov>
- [3] E. Klempt, A. Zaitsev, Phys. Rep. 454 (2007) 1-202
- [4] <http://www.phenix.bnl.gov/>
- [5] <http://aliceinfo.cern.ch/>
- [6] S. Klimt et al., Phys. Lett. B**249** (1990) 386
- [7] <http://www-hades.gsi.de/>
- [8] G. Agakichiev et al., Phys. Rev. Lett **88** (2007) 052302
- [9] <http://www.gsi.de/fair/experiments/CBM/>
- [10] <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/>
- [11] <http://www.lepp.cornell.edu/Research/EPP/CLEO/>
- [12] <http://belle.kek.jp/>
- [13] R. Ladua, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **46** (1996) 351-393
- [14] <http://www-panda.gsi.de/>

