

Avances recientes en Estructura Nuclear

Andrea Jungclaus y J. Luis Egido

En este artículo discutimos algunos temas candentes de Física Nuclear como ilustración del progreso alcanzado durante los últimos años en esta disciplina. Se muestra que el conocimiento del núcleo atómico ha aumentado considerablemente mediante numerosos estudios en núcleos atómicos exóticos así como en núcleos "normales" en condiciones exóticas. El progreso experimental, paralelo a la descripción teórica, nos ha llevado a una visión mucho más rica de este sistema fundamental.

1. Introducción

Durante los últimos 10 a 15 años la Estructura Nuclear ha experimentado un renacimiento a nivel mundial y el conocimiento del núcleo atómico no sólo ha mejorado sino que muy a menudo nos hemos visto confrontados con auténticas sorpresas que exigían cambios en la concepción de este sistema fundamental. Como a menudo ocurre en la Ciencia, la rápida evolución de este campo de investigación ha estado muy relacionada con el desarrollo de nuevas técnicas experimentales. Como veremos a lo largo de este artículo, las técnicas experimentales más relevantes han sido, probablemente, por una parte los *Haces de Iones Radioactivos* (ver Recuadro I) y por otra los *Espectrómetros de rayos γ en 4π* de alta eficiencia (ver Recuadro II) en conjunción con distintos detectores auxiliares muy sofisticados. En este artículo no se intenta dar una visión general de la investigación en Física Nuclear sino que mediante la discusión de algunos tópicos seleccionados (evidentemente por el gusto personal) ilustramos el progreso alcanzado durante la última década. Dado el espacio limitado del que disponemos hemos optado por presentar un enfoque "físico" renunciando a teorías y presentaciones complicadas. Sorprendentemente, a pesar de la situación en la que se encontraba la comunidad nuclear española hace una treintena de años, numerosos grupos españoles han contribuido al progreso de la Física Nuclear en esta última década.

La Fig. 1 muestra la carta de nuclidos, los cuadrados en negro indican los aproximadamente 300 núcleos estables que existen en la naturaleza y que forman el valle de la estabilidad. Los núcleos de la margen izquierda se desintegran vía β^+ y los de la derecha vía β^- . Durante muchos años las investigaciones en Estructura Nuclear estuvieron limitadas al valle de la estabilidad y sus proximidades. Así es bien conocido (Mayer-Jensen, 1949) que debido a la estructura de capas los núcleos son particularmente estables (tienen más

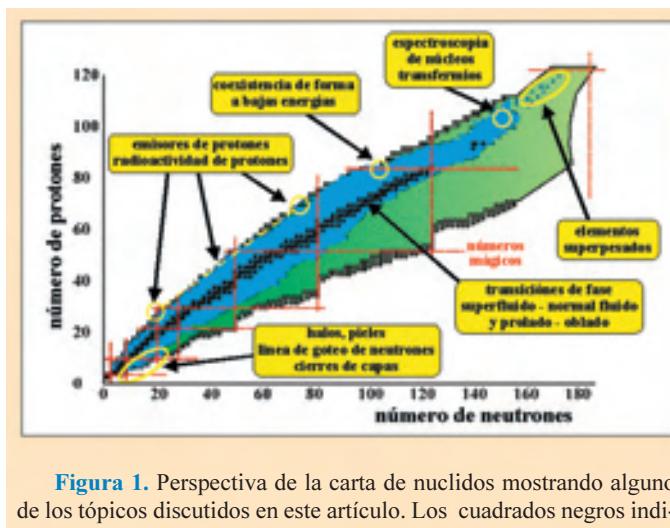


Figura 1. Perspectiva de la carta de nuclidos mostrando alguno de los tópicos discutidos en este artículo. Los cuadrados negros indican los aproximadamente 300 isótopos estables existentes y los cuadrados azules los núcleos conocidos. Los miles de núcleos radioactivos que, previsiblemente, son estables frente a la emisión de partículas pero que todavía no han sido producidos (ni estudiados) en el laboratorio se muestran en color verde. Las líneas de demarcación de la existencia nuclear (en la mayoría de los casos estimaciones teóricas) se muestran en negro. Los números mágicos del modelo de capas se muestran mediante líneas rojas.

energía de ligadura) para determinados números de protones (Z) y neutrones (N), los llamados números mágicos. Los núcleos en la vecindad de capas cerradas son esféricos y sus espectros de excitación están dominados por excitaciones monoparticulares. Por otra parte, los núcleos con muchos nucleones fuera de capas cerradas, en general, son deformados y las excitaciones colectivas (de muchos nucleones) como rotaciones o vibraciones, son energéticamente favorables. Las predicciones básicas del modelo de capas esférico y de los modelos colectivos fueron confirmadas en numerosos estudios realizados durante las últimas décadas y así parecía que el núcleo estaba mas o menos bien entendido – al menos en las proximidades del valle de la estabilidad –, a energías de excitación bajas y a momentos angulares pequeños.

En la última década, sin embargo, ha sido posible estudiar experimentalmente *núcleos atómicos exóticos* así como *núcleos en condiciones exóticas*. Por *núcleos exóticos* entendemos núcleos muy lejos del valle de la estabilidad, esto es, (a) núcleos con gran isospín ($T_3 = N - Z$) próximos a las líneas de goteo (*driplines*) o (b) núcleos superpesados, esto es, núcleos con gran número mísico A ($=N+Z$). Las líneas de goteo, mostradas esquemáticamente en la Fig. 1, demarcan los límites de la estabilidad nuclear, esto es, más allá de estas líneas los núcleos son inestables frente a la emisión de partículas. Bajo la denominación *núcleos en condiciones exóticas* entendemos núcleos en el valle de la estabilidad (o próximos a él) pero bajo condiciones extremas, como de muy alto momento angular ($I \approx 40-80 \ hbar$) y/o muy alta energía de excitación así como de grandes deformaciones.

En la primera parte de este artículo discutiremos como los primeros haces de iones radioactivos permitieron estudiar núcleos ligeros muy ricos en neutrones y determinar la línea de goteo de neutrones hasta $Z=11$ así como lo que hemos aprendido de tales estudios. A continuación studia-

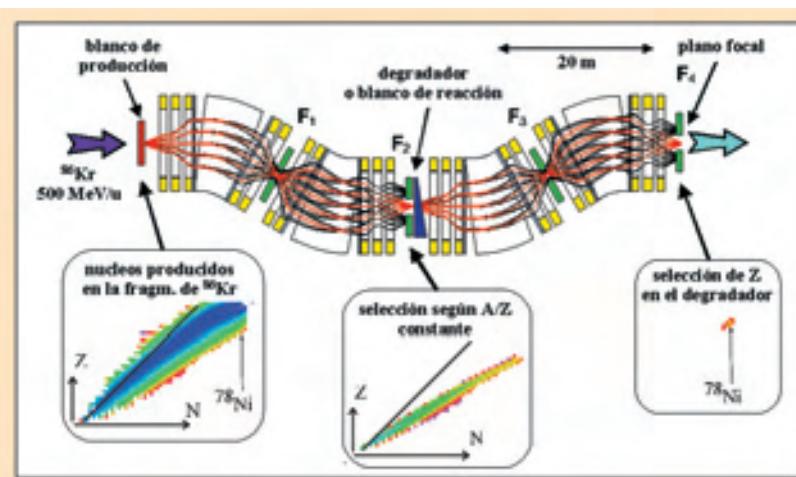


Figura 2. Croquis del separador de fragmentos de retroceso (FRS) del GSI en Darmstadt, Alemania. De todos los fragmentos producidos en la reacción se puede seleccionar un solo isótopo que llegue al plano focal final F4, en este caso ^{78}Ni (ver el Recuadro I para mas detalles).

remos la línea de goteo de protones discutiendo algunos ejemplos de desintegraciones de protones en las proximidades y al otro lado de la línea de goteo. Posteriormente discutiremos el progreso en la síntesis de núcleos superpesados y sus implicaciones sobre los nuevos números mágicos.

La segunda parte del artículo está dedicada al estudio de núcleos en condiciones extremas. En particular trataremos de responder a las preguntas tales como: ¿Cuál es el comportamiento del núcleo a grandes momentos angulares y/o altas energías de excitación? ¿Podemos observar el colapso de las correlaciones de apareamiento bajo estas circunstancias? ¿Cómo cambia la forma del núcleo? El siguiente tópico lo constituye el estudio de los núcleos en los límites de grandes deformaciones nucleares como la superdeformación

y la hiperdeformación. El artículo concluye con una breve perspectiva del futuro próximo de la investigación en Física Nuclear.

2. Las líneas de goteo. Núcleos con gran isospín

2.1. Halos neutrónicos y pieles de neutrones

El tamaño nuclear y las distribuciones de la densidad de neutrones y protones son propiedades globales de los núcleos que vienen determinadas por el potencial nuclear. Tradicionalmente las distribuciones de carga o de protones de núcleos estables han sido estudiadas usando difusión de electrones, mientras que para las distribuciones de masa, donde la interacción fuerte es necesaria, la difusión elástica de protones proporciona la mejor información. De estos estudios tres propiedades básicas han sido establecidas: i) el radio nuclear R , a densidad media de la distribución de materia, puede expresarse como $R = r_0 A^{1/3}$ con $r_0 = 1.1 - 1.2 \text{ fm}$

ii) protones y neutrones están mezclados uniformemente, o en otras palabras, no existe una gran diferencia entre los radios obtenidos de las distribuciones de protones y neutrones y iii) el espesor de la superficie nuclear es constante. La cuestión que vamos a responder ahora es si estas tres propiedades comunes de la densidad nuclear son válidas para núcleos lejos de la estabilidad.

Evidentemente no se pueden producir blancos de núcleos inestables para realizar experimentos de difusión de electrones o de protones. Sin embargo, desde hace 10 a 15 años se dispone de los primeros haces energéticos de núcleos radioactivos (ver Recuadro I) y por tanto los radios de los núcleos inestables se pueden determinar midiendo las secciones eficaces de dispersión de estos núcleos con blancos estables. En

Recuadro I: Haces de iones radioactivos

Los instalaciones actuales para la producción de haces radioactivos (RIB) están basadas en dos métodos diferentes pero complementarios. En el primero, llamado Separación de Isótopos "On Line" (ISOL) o aproximación del haz reacelerado, los núcleos radioactivos se producen esencialmente en reposo en un blanco grueso bombardeando con partículas muy energéticas procedentes de un acelerador primario. Después de la extracción del blanco, de la ionización y selección de una masa determinada mediante dispositivos electromagnéticos, estos núcleos se aceleran en un postacelerador hasta energías por encima de la barrera de Coulomb. La segunda técnica se llama "en vuelo" o método del haz rápido porque aquí los iones pesados de un haz energético son fragmentados o fisionados al pasar a través de un blanco delgado. Los núcleos radioactivos se generan en vuelo a altas energías y después de la separación de masas, pueden ser usados directamente como haces rápidos en experimentos de altas energías.

La primera instalación en el mundo que proporcionó haces de iones radioactivos postacelerados fue la ISOL de Louvain-la-Neuve en 1989. Esta instalación se ha usado principalmente para estudios astrofísicos. El año pasado dos nuevas instalaciones ISOL europeas empezaron a funcionar. La primera es SPIRAL en GANIL (Caen, Francia) y REX-ISOLDE en el CERN (Ginebra, Suiza).

Las cuatro instalaciones "en vuelo" más importantes llevan funcionando mucho más tiempo, de 10 a 15 años, y se encuentran en GANIL (Caen, Francia), GSI (Darmstadt, Alemania), NSCL (East Lansing, EEUU) y RIKEN (Saitama, Japón). La más versátil de estas instalaciones es la del GSI porque en ella todos los iones hasta el Urano se pueden acelerar en el UNILAC y en el sincrotrón SIS hasta 1 GeV/u para ser usados como haz primario. El haz primario choca contra un blanco delgado de producción, por ejemplo Be. En la reacción de fragmentación del proyectil, las partículas incidentes se fragmentan mediante colisiones nucleares periféricas. Los fragmentos resultantes, que tienen casi la misma energía por nucleón que el proyectil incidente, se enfrian por evaporación de partículas. Haces de fragmentos de todos los elementos de la tabla periódica, incluido Urano, han sido producidos de esta manera. En el siguiente paso los fragmentos se separan en vuelo usando el separador de fragmentos de retroceso (FRS) indicado en Fig. 2 y ser estudiados en el plano focal final (F4). La identificación de partículas se hace en base a medidas, para cada fragmento individual, de la rigidez magnética ($B\beta$), tiempo de vuelo (TOF), energía cinética total y pérdida de energía. En casos donde la identificación del ión radioactivo no es suficiente pero es importante que el haz radioactivo de interés esté separado espacialmente de los otros productos de la reacción, se usan las distintas pérdidas de energía de los iones que penetran en un degradador de energía situado en el plano focal dispersivo F2. Como se muestra en la Fig. 2, la primera mitad del FRS realiza una selección en base a A/Z mientras que la pérdida de energía en el degradador, dependiente de Z , permite la selección de una sola especie radioactiva, en este ejemplo el doblemente mágico $^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$, en el foco final del FRS.

el trabajo pionero de Tanihata y colaboradores [1], usando este método, se observó por vez primera un incremento repentino en el radio cuadrático medio (rcm) del isótopo ^{11}Li dentro de su cadena isotópica, ver parte inferior de la Fig. 3. Esto fue interpretado como una evidencia de un halo de neutrones en ^{11}Li . Como discutiremos mas adelante en mas detalle, desde entonces se han medido radios nucleares para numerosos núcleos inestables ligeros ricos en neutrones usando el mismo método. La técnica usada esta basada en lo siguiente: Los haces de núcleos radioactivos, o haces secundarios, se producen mediante la fragmentación de proyectiles de un haz primario acelerado a aproximadamente 1 A GeV, por ejemplo ^{40}Ar . El haz radioactivo se identifica en la primera mitad del FRS (ver Recuadro I) antes de colisionar con un blanco de núcleos estable en la posición F2. La segunda mitad de la FRS se usa para transportar los núcleos del haz secundario que no han interactuado para identificarlos y contárselos en el plano focal final de el FRS (F4). De las diferencias entre ambas identificaciones pueden extraerse las secciones eficaces. De estas secciones eficaces se deducen los radios cuadráticos medios de materia usando el formalismo de Glauber [2]. Muy recientemente se ha usado también la dispersión elástica de protones a energías intermedias en cinemática inversa para determinar de forma independiente los radios de los isótopos de Litio, los resultados están en buen acuerdo con los mostrados en la figura. Los radios de materia nuclear de los isótopos ligeros se sumarizan de forma esquemática en la Fig. 3. Es obvio que la regla $R=r_0 A^{1/3}$ no es válida en absoluto fuera del valle de la estabilidad. Por el contrario se observan grandes variaciones en los radios. En la figura están marcados los casos de halos de 1n y 2n y el único caso hasta ahora conocido de halo de un protón ^8B . Mientras que para los casos de ^{11}Li y ^{19}C los radios cambian drásticamente de un isótopo al siguiente, en las cadenas pesadas de F, Ne y Na se observa un incremento gradual de los radios de materia. Este fenómeno que se visualiza como una piel de neutrones representa, sencillamente, un exceso de neutrones en la superficie nuclear. Generalmente no es trivial determinar los radios de protones y neutrones separadamente. Sin embargo una oportunidad única para una comparación precisa de los radios de carga y materia en un amplio número de neutrones la ofrecen los isótopos del Na, puesto que sus rcm de carga han sido determinados en experimentos de desplazamiento isotópico. Los radios de materia se determinaron como se ha descrito más arriba y los radios de protones y neutrones se muestran en Fig. 3. De los experimentos se deduce que existe un crecimiento gradual del espesor de la piel de neutrones para los isótopos del Na ricos en neutrones de hasta 0.4 fm [3]. Hay que mencionar que información adicional sobre la estructura del halo de los núcleos ricos en neutrones, por ejemplo la función de ondas y la distribución de los nucleones de valencia, puede determinarse midiendo la distribución de momentos de los fragmentos en su desintegración. Distribuciones estrechas de momentos de los fragmentos corresponden a

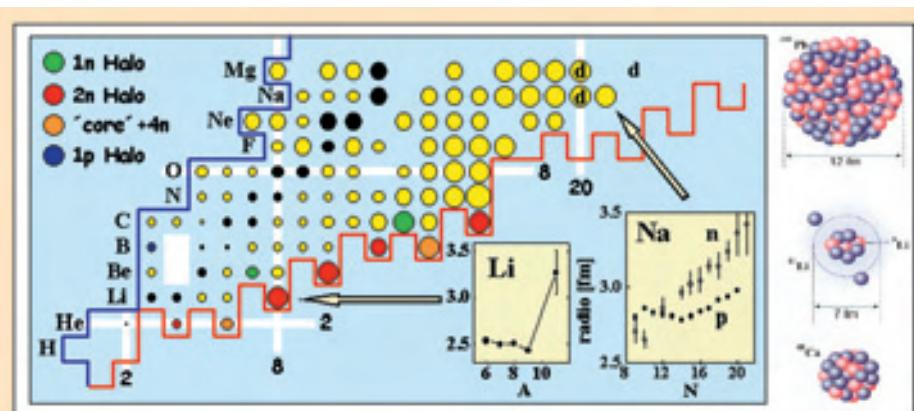


Figura 3. Radios cuadráticos medios experimentales de los nuclidos más ligeros, valores tomados de [2]. Los seis tamaños distintos de círculos corresponden al rango 2.0-3.5 fm. Las líneas de goteo experimentales aparecen en rojo (neutrones) y azul (protones). En la parte inferior se muestran los radios cuadráticos medios del Li y el Na (para protones y neutrones). A la derecha una ilustración pictórica de los tamaños de algunos núcleos.

una extensión espacial relativamente grande de los nucleones de valencia. Las ilustraciones de la derecha en la Fig. 3 muestran la relación de radios de algunos núcleos.

2.2. Determinación de la línea de goteo de neutrones

Si un núcleo dado existe o no es una de las cuestiones más básicas que la Física Nuclear debe de responder. Además del estudio de las distribuciones de carga y materia de núcleos ligeros ricos en neutrones, la determinación de la línea de goteo de neutrones, por sí misma, es de suma importancia. Dado que la posición exacta de esta línea constituye un test muy estricto, esta determinación permitirá contrastar distintas predicciones teóricas de masas. Los experimentos para la determinación de la línea de goteo son muy similares a los descritos en la última sección. Los núcleos ricos en neutrones se producen en la fragmentación del proyectil y se identifican en el separador de fragmentos de retroceso (ver Recuadro I). La determinación mas reciente de la línea de goteo de neutrones, obtenida en esta clase de experimentos, está resumida en la Fig. 3. Es interesante observar que mientras los isótopos ligados más pesados del Nitrógeno, ^{23}N , y del Oxígeno, ^{24}O , tienen el mismo número de neutrones ($N=16$), el isótopo ligado más pesado de Flúor es ^{31}F con $N=22$. Es muy sorprendente que se puedan ligar seis neutrones adicionales al pasar de Oxígeno a Flúor donde Z difiere tan solo en una unidad. La localización de la línea de goteo para O y F no la predicen las fórmulas de masas la mayoría de las cuales favorece ^{26}O y ^{29}F como los isótopos más pesados ligados. La misma figura muestra que por encima de $Z=9$ la línea de goteo sigue el camino esperado por las fórmulas de masas. Los siguientes isótopos con $N=2Z+4$ por encima de ^{31}F , esto es ^{34}Ne y ^{37}Na , también están ligados. El conocimiento actual de la línea de goteo de neutrones se limita a $Z \leq 11$ y una de las mayores metas es evidentemente extenderla a la región más pesada. Volviendo a la posición inesperada de la línea de goteo para los núcleos O y F, el cambio repentino en la estabilidad del Oxígeno al Flúor indica una estabilidad extra para los isótopos de Flúor muy ricos en neutrones. ¿Cuál es el origen de esta energía de ligadura adicional? Una indicación sobre su procedencia viene del hecho

de que entre todas las fórmulas de masas conocidas solo el modelo de la gota de rango finito predice la estabilidad de ^{31}F . Este modelo incluye efectos de deformación nuclear así que una posible causa puede estar ligada a la deformación del estado fundamental. El núcleo ^{31}F con $N=22$ está muy próximo al cierre de capas $N=20$ del modelo de capas esférico. Así uno puede preguntarse si el número mágico $N=20$, indicando cierre de capas y esfericidad para núcleos próximos al valle de la estabilidad, es todavía mágico fuera de ella. Esto nos lleva directamente a nuestro siguiente punto.

2.3. Estructura de capas fuera de la estabilidad

Los números mágicos $N = 2, 8, 20, 28, 50, 82$ y 126 son una referencia a lo largo del valle de la estabilidad. Se manifiestan de forma inequívoca en las sistemáticas experimentales de todos observables susceptibles a los efectos de capas. Los números mágicos en general son sinónimos de cierres de capas y los que acabamos de mencionar, lo son además de esfericidad. Es bien conocido, por otra parte, que cuando nos alejamos suficientemente de capas cerradas los núcleos pueden tener mínimos correspondientes a formas deformadas. Esto como veremos mas adelante en sección (3) es debido a la ocupación de los orbitales intrusos. La pregunta que nos hacemos es ¿cuál es la validez de los números mágicos cuando nos alejamos de la estabilidad? Como ejemplo tomemos $N=20$, los núcleos en el valle de la estabilidad con este número de neutrones son ^{40}Ca , ^{39}K , ^{38}Ar , ^{37}Cl y ^{36}S , correspondientes a $Z=20$, 19 , 18 , 17 y 16 . El núcleo ^{40}Ca es doblemente mágico y esférico, los otros nuclidos tambien son esféricos, pero, ¿que ocurre si disminuimos el número de neutrones hasta llegar a la línea de goteo con $Z=9$?

En experimentos realizados en los años setenta, en ^{31}Na , ya se indicaba que este núcleo ganaba energía “excitando” dos neutrones de la capa sd a la pf deformándose, esto es $N=20$ dejaba de ser un número mágico. La ocurrencia de este cambio de ordenado de los niveles en algunos núcleos se conoce con el nombre de isla de inversión. Una deformación del estado fundamental de esta región explica además el desplazamiento isotópico anómalo observado en ^{31}Na así como el decrecimiento en la energía de separación de dos neutrones en $^{31,33,35}\text{Na}$ y ^{30}Ne .

Hoy en día tenemos una evidencia mucho mas directa de este efecto puesto que la probabilidad de transición $B(E2;0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ ha sido medida en el núcleo ^{32}Mg con $Z=12$ indicando una gran deformación. Las energías de excitación tambien han sido medidas y de nuevo la baja energía del estado 2_1^+ así como la relación $E(4^+)/E(2^+)$ son consistentes con un espectro rotacional. Recientemente se ha encontrado evidencia de la existencia de una banda rotacional en ^{31}Na . Resultados numéricos en base al modelo de capas y con teorías de campo medio correlacionadas confirman esta interpretación de los resultados.

El cierre de capas $N=28$ ha sido analizado principalmente desde el punto de vista teórico. De nuevo se encuentra que este cierre de capas no se respeta lejos del valle de la estabilidad. Recientemente se ha medido la vida media del núcleo ^{44}S confirmando que este núcleo es deformado y que además presenta coexistencia de forma, ver sección 3.3.

2.4. Emisores de protones y radioactividad de protones

Los límites de la estabilidad, esto es, las líneas de goteo, se alcanzan si las fuerzas nucleares no son capaces de ligar un conjunto de nucleones con un gran exceso de protones o neutrones. La línea de goteo de protones, por su proximidad al valle de la estabilidad puede poblar con mayor facilidad y está, por tanto, mejor determinada. Mientras que en núcleos pesados puede darse desintegración α , radioactividad ^{14}C o fisión, los núcleos inestables ricos en protones pueden desintegrarse desde sus estados fundamentales mediante la emisión de un protón (núcleos con Z impar) o 2 protones (núcleos con Z par), la llamada radioactividad de protones. Lo mismo ocurre con neutrones con núcleos ricos en neutrones. La desintegración del estado fundamental mediante emisión de un protón fue observada por vez primera en el GSI de Darmstadt en 1981. Desde entonces se han identificado casi 30 casos de radioactividad de protones *más allá de la línea de goteo de protones* para núcleos con Z impar, entre $Z=51$ y $Z=83$. Este modo de desintegración, hasta ahora, solo ha sido observado en núcleos relativamente pesados. La razón es que en estos núcleos la presencia de una barrera Coulombiana grande reduce la probabilidad de penetración de la barrera a los protones de tal forma que las vidas medias son lo suficientemente largas como para ser medibles. Estas vidas medias dependen de la energía y el momento angular del protón emitido así como de la función de onda del estado del protón que se emite. La medida de las vidas medias para la radioactividad de protones son, por tanto, una herramienta única para establecer la secuencia de los niveles monoparticulares del modelo de capas más allá de la línea de goteo de protones. Mientras que la mayoría de los emisores de protones conocidos tienen ratios de desintegración consistentes con la suposición de un potencial esférico, en algunos emisores de protones en la región de las tierras raras se han observado ratios de desintegración anómalas indicando la presencia de una deformación incipiente. Una forma más directa de obtener información sobre la forma de núcleo es evidentemente la determinación de su espectro de excitación. Sin embargo, los emisores de protones se pueblan (mediante reacciones de fusión-evaporación inducidas por iones pesados con haces de iones estables) con secciones eficaces muy pequeñas que van desde cientos de microbarns a decenas de nanobarns con un fondo de cientos de milibarns procedentes de los canales de reacción fuertes. Por tanto, la espectroscopía de rayos gamma prontos, esto es, emitidos antes de la desintegración protónica, solo se ha podido hacer muy recientemente empleando el método de etiquetamiento por la desintegración del retroceso (*Recoil Decay Tagging Method*) con espectrómetros de rayos gamma en 4π muy eficientes (ver recuadro II). El truco de esta técnica consiste en correlacionar residuos de evaporación (identificados por sus desintegraciones subsecuentes que tienen lugar varios microsegundos o incluso milisegundos después de su producción) con rayos gamma prontos detectados inmediatamente después de que la reacción nuclear haya tenido lugar. En el caso del ^{141}Ho , por ejemplo, usando esta técnica se observan dos bandas rotacionales de las cuales se extrae la deformación nuclear [4].

Lo equivalente a la emisión de un protón en núcleos con Z impar es la radioactividad de dos protones en núcleos ricos en protones con Z par. Esta radioactividad ya había sido pre-

dicha en 1960 en núcleos más allá de la línea de goteo. Este proceso, muy difícil de observar, fue medido el año pasado por vez primera en ^{45}Fe . Sin embargo, el primer caso de emisión retrasada β de 2p ya había sido descubierto en 1983 y desde entonces se han establecidos ocho casos. En la emisión retrasada β de 2p el núcleo padre se desintegra vía β^+ en el núcleo hijo el cual desde un estado *excitado* emite dos protones. La emisión multiparticular retrasada β se hace más importante cuando nos aproximamos a las líneas de goteo porque los valores Q_β se incrementan mientras las energías de separación de partículas disminuyen. En casi todos los casos las β 2p observadas se originan en el estado isobárico análogo en el núcleo hijo. En estos estudios ha sido posible investigar el mecanismo de desintegración subyacente. En principio tanto una emisión directa de dos protones como una desintegración secuencial vía estados intermedios es posible. Sin embargo, se ha demostrado que, en todos los casos conocidos de emisión retrasada β de dos protones, el mecanismo de desintegración es secuencial y que, por tanto, es posible obtener información sobre los estados excitados en el núcleo intermedio. Hasta ahora no se ha encontrado ninguna evidencia para una desintegración no secuencial. Sin embargo, si no hay estados intermedios accesibles la emisión secuencial es imposible y la emisión de los dos protones ha de ser simultánea. Esta situación es la que se espera principalmente para desintegraciones del estado fundamental de algunos núcleos con Z par, los cuales debido a la energía de apareamiento están más ligados que el hijo de Z impar. Este tipo de desintegraciones no son retrasadas β pues parten del estado fundamental y son para núcleos más allá de la línea de goteo. Entonces se pueden distinguir dos casos: primero la desintegración puede proceder vía una desintegración a tres cuerpos. Esto ha sido observado para las desintegraciones de dos protones de las anchas resonancias que constituyen ^{6}Be y ^{12}O . Segundo, el estado nuclear puede desintegrarse vía la emisión de ^2He resonante en cuyo caso se espera una fuerte correlación angular y energética entre los dos protones resultantes. La primera evidencia para este segundo proceso se ha obtenido muy recientemente en la desintegración de dos protones de ^{45}Fe , y constituye la primera observación experimental de radioactividad de dos protones de un estado fundamental nuclear estrecho [5]. En estos experimentos se ha observado la desintegración de solamente 22 núcleos. Para una prueba definitiva del mecanismo de desintegración, evidentemente, se necesita más estadística.

2.5. Núcleos superpesados (SHE).

Nuevas islas de estabilidad

El elemento radioactivo más pesado existente en la naturaleza es el Urano con 92 protones. El conocimiento alcanzado sobre los elementos más pesados que el Urano ha sido acumulado en los últimos sesenta años en tres fases claramente separadas. Siguiendo una sugerión de Enrico Fermi en 1934 los 8 elementos transuránicos desde el Neptunio ($Z=93$) hasta el Fermio ($Z=100$) fueron sintetizados en los años 1940-1955 mediante captura neutrónica y posterior desintegración β . Sin embargo, esta vía de acceso a los núcleos más pesados acaba en el Fermio puesto que ninguno de sus isótopos se desintegra vía desintegración β debido a las vidas medias tan cortas que tienen para desintegración α

y fisión. Es importante recordar que hasta el comienzo de los años cincuenta no se esperaba que existiesen elementos más allá del Fermio. Entonces se creía que un núcleo atómico formado por nucleones podía considerarse como analogía de una gota líquida. El modelo de la gota líquida permitió descubrir muchos, en aquel tiempo modernos, fenómenos como la fisión inducida de neutrones y la captura neutrónica. En este modelo se esperaba que alrededor de $Z=100$ la fuerza Coulombiana repulsiva predominaría sobre la tensión superficial nuclear atractiva y que el núcleo se desintegraría espontáneamente. Como se ha mencionado en la introducción, hacia 1950 se supo que muchas propiedades nucleares no se comportaban suavemente con los números de protones y neutrones sino que mostraban discontinuidades para ciertos números "mágicos" de protones o neutrones. Los números mágicos constituyen una de las manifestaciones de los efectos de capas. Los efectos de capas son los responsables de que algunos núcleos sean más estables que lo que predice el modelo de la gota líquida. Cálculos que incluyen efectos de capas indican la existencia de una isla de estabilidad alrededor del doblemente mágico $^{298}114$ ($Z=114$, $N=184$).

Los elementos con $Z=101-106$ fueron producidos en Berkeley y Dubna entre 1955 y 1974 bombardeando con iones ligeros los elementos más pesados de los que se disponía, esto es, los elementos transuránicos producidos en un reactor de alto flujo. La sección eficaz para esta reacción de fusión-evaporación es dos órdenes de magnitud menor que para captura de neutrones lo que hace los experimentos mucho más difíciles. Con cada elemento nuevo la sección eficaz de producción decrece en un factor 3 ó 4 y la vida media decrece drásticamente. Claramente, para producir elementos más pesados que $Z=106$ había que encontrar nuevas reacciones así como nuevos métodos de identificación. Con respecto a lo primero se encontró que, en vez de bombardear actínidos pesados con iones ligeros, la fusión entre un blanco de Plomo doblemente mágico con iones pesados a energías por debajo de la barrera de Coulomb daba lugar una probabilidad de fisión muy suprimida y por tanto a mayores producciones. En esta reacción, llamada fusión fría, la energía de excitación del núcleo compuesto es de solo 10-20 MeV y la evaporación de uno o dos neutrones lleva el sistema a un estado estable frente a fisión. Sin embargo de cada 1000 casos en solo uno el núcleo compuesto evapora los neutrones antes de fisionarse. Para estas reacciones Plomo y Bismuto son los elementos más adecuados para la construcción del blanco puesto que son esféricos y son muy estables por los cierres de capas en $Z=82$ y $N=126$. Como proyectiles se usan isótopos ricos en neutrones y próximos a cierres de capa. Para la identificación de los nuevos elementos de vida media muy corta hay que usar una técnica física "rápida" en vez de la química "lenta" usada anteriormente con los elementos $Z \leq 106$. El truco usado consiste en separar del haz los productos de la reacción usando un filtro de velocidades, para a continuación implantarlos en un detector de Si y por último identificar cada uno de ellos por las desintegraciones α que se detectan en el mismo sitio donde se ha implantado. Usando esta técnica, que describimos a continuación, se han sintetizado los elementos con $Z=107-112$ en el GSI en Darmstadt [6]. Un haz de iones de alta intensidad ($\approx 3 \times 10^{12}$ iones/seg) choca contra el blanco consistente en una rueda que rota sincronamente con la estructura de pulsos del haz

para distribuir el calor sobre un área mayor. Casi todos los iones atraviesan el blanco sin interacción o producen reacciones que dan lugar a fisiones. Aproximadamente una vez por semana se obtiene la fusión deseada, el producto de la reacción se desplaza en la misma dirección que los iones del haz pero con una velocidad menor. Los campos eléctricos y magnéticos del filtro de velocidad SHIP se eligen de tal forma que los productos de fusión van a parar a un detector de Si donde se implantan, mientras que el haz de iones se dirige a un captador de haz. En la posición sensitiva del detector de Si se registran la posición, el tiempo y la energía depositada por los implantes así como la energía y el tiempo de las desintegraciones α y posteriores. Estas cadenas de desintegración α se usan para identificar el elemento producido. Este elemento se crea con una sección eficaz de solo 10^{-36} cm^2 (pbarn) y solo una mejora continuada del equipamiento experimental permitió su descubrimiento en 1996.

El último avance en la investigación de elementos superpesados ha tenido lugar en Dubna donde entre 1998 y el 2000 [7] se han sintetizado distintos isótopos del elemento 114 y el isótopo $^{292}\text{116}$ en reacciones de fusión caliente. Sin embargo, a diferencia de los casos ligeros, las cadenas de desintegración detectadas para el elemento 114 y el 116 no conducen a la región de isótopos conocidos y, por tanto, en este caso su asignación se basa en argumentos indirectos. Considerando todos los datos disponibles sobre elementos superpesados se observa que casi todos los isótopos por encima de Rutherfordio ($Z=104$) son emisores α . Esto significa que son más estables frente a fisión que los isótopos de Rutherfordio y Nobelio. Los cálculos han mostrado que esta estabilidad proviene de la capacidad de estos núcleos para deformarse, no solamente cuadrupolarmente sino también con momentos multipolares más altos. Aunque la fiabilidad en estos cálculos proviene de su acuerdo con las energías y vidas medias experimentales de la desintegración α y de la fisión, una comprobación experimental de que estos núcleos son deformados sería deseable.

3. Física Nuclear en condiciones extremas

La Física en condiciones extremas de alto momento angular y energía de excitación ha jugado un papel muy importante en la investigación nuclear de los últimos años. En la Fig. 5a se muestran los niveles del oscilador armónico anisotrópico, con simetría axial, como función del parámetro de anisotropía (deformación). Para deformación cero, esto es, el oscilador armónico isotrópico, observamos el bien conocido hecho de que solo predice correctamente los tres primeros (2, 8 y 20) números mágicos. Para obtener el resto de los números cuánticos hay que incluir un fuerte acoplamiento espín-orbita (Mayer-Jensen) para que los niveles con $j_i = N_i + 1/2$ de la capa N_i se desplacen de la capa N_i hasta aproximarse a los de la capa $N_i - 1$. Estos niveles, denominados intrusos (así llamados porque al provenir de la capa de oscilador superior tienen paridad distinta y un gran momento angular, p. ej. $h_{11/2}, i_{13/2}, j_{15/2}$, etc.), no producen solamente los espaciamientos energéticos correctos para los núcleos esféricos sino que también son los responsables de crear espaciamientos energéticos para la deformación (superdeformación) nuclear. Este hecho puede apreciarse esquemáticamente en la Fig. 5a, para deformaciones 2:1 y 3:1. Como ocurre con el caso esférico los números cuánticos predichos

para la superdeformación (SD) no son los correctos, aunque la física si que es correcta.

Los núcleos deformados pueden girar a altas frecuencias angulares (del orden de 10^{21} Hz equivalente típicamente a $70 \text{ } \hbar$) lo que supone unas fuerzas de Coriolis enormes. Por otra parte los núcleos atómicos pueden almacenar hasta varios cientos de MeV como energía de excitación interna. La densidad de niveles nuclear crece exponencialmente con la energía de excitación lo que hace posible un tratamiento estadístico y el concepto de temperatura nuclear. La temperatura máxima que puede soportar un núcleo es de unos 5 MeV ($5.8 \times 10^{10} \text{ K}$). En los inicios de la Física Nuclear el estudio de los núcleos se reducía a estudiar las propiedades del estado fundamental. En los últimos años un gran esfuerzo se ha dedicado a estudiar las propiedades nucleares como función de la energía de excitación (temperatura) y el momento angular (frecuencia angular). La física que se quiere entender, es saber como reaccionan unas decenas de nucleones que interactúan fuertemente cuando se les somete a las mencionadas condiciones extremas.

3.1. Núcleos a alto momento angular

En el estado fundamental los núcleos pueden tener forma esférica, deformación axial (normalmente prolada aunque también puede ser oblada) y excepcionalmente triaxial. Los núcleos deformados pueden girar dando lugar a las llamadas bandas rotacionales. Al estado de mínima energía para un momento angular dado se le llama Yrast, en una gráfica energía de excitación versus momento angular, ver Fig. 5c, la línea Yrast es la que une todos los estados Yrast, por debajo de la línea Yrast, evidentemente, no hay estados. El momento de inercia de los núcleos es más pequeño que el del sólido rígido de la misma forma, esto es debido a que los núcleos en general son superfluidos. Esto es, los niveles están ocupados a pares por nucleones con valores opuestos de la tercera componente del momento angular acoplados por la fuerza de apareamiento para formar un par de Cooper con momento angular cero. Los estados excitados de los núcleos se obtienen promoviendo partículas de los niveles ocupados (por debajo de la superficie de Fermi) a los niveles vacíos (por encima de la superficie de Fermi). Si varias partículas ocupan estados del orbital intruso puede ocurrir que el núcleo adquiera una gran deformación incluso superdeformación. Esto es, puede ocurrir que núcleos que son esféricos en su estado fundamental tengan estados excitados muy deformados incluso a momento angular cero. De la misma forma, al poner un núcleo en rotación las fuerzas de Coriolis afectan especialmente a los niveles intrusos, puesto que estos, debido a su alto momento angular contribuyen sensiblemente al momento angular nuclear. Las fuerzas de Coriolis tienden a alinear los pares de Cooper en la dirección del eje de rotación, el alineamiento de dos nucleones en un orbital intruso $i_{13/2}$, p.ej., provee $12 \text{ } \hbar$. Estos alineamientos repentinos dan lugar a una física muy curiosa, p.ej., el conocido fenómeno del "backbending", que ha mantenido interesados algún tiempo a la comunidad nuclear. Con momento angular creciente se suceden estos alineamientos a lo largo de la línea Yrast destruyendo así las correlaciones de apareamiento. Por lo cual a lo largo de la línea Yrast, en un ejemplo típico, se producen las siguientes situaciones: a momentos angulares bajos tenemos un núcleo superfluido de forma

prolada girando alrededor del eje de simetría, a momentos angulares medios se han producido algunos alineamientos con la consiguiente disminución de las correlaciones de apareamiento y el núcleo presenta forma triaxial, por último, a momentos angulares muy altos, una gran parte de los nucleones se han alineado, el núcleo presenta forma oblada y la superfluidez ha desaparecido. A momentos angulares superiores el núcleo no puede soportar fuerzas centrífugas tan fuertes, adopta la forma de un cacahuete y por último se fisiona en dos fragmentos. Vemos por tanto que una transición de fase superfluido-normal fluido y una transición de forma prolado-oblado tienen lugar a lo largo de la línea Yrast.

3.2. Núcleos a alta energía de excitación

Hasta aproximadamente un MeV de energía de excitación por encima de la línea Yrast donde todavía se conserva el espectro discreto se observa una física muy parecida a la que acabamos de describir. Hay que tener en cuenta que, aunque un núcleo a momento angular $40 \ hbar$ pueda tener una energía de excitación de 5 MeV con respecto al estado fundamental, toda esta energía se ha empleado en generar momento angular, esto es, el núcleo está frío y la densidad de estados a este momento angular es muy parecida a la que hay a momento angular cero.

La zona de unos 10 MeV's de anchura por encima de la línea Yrast se conoce con el nombre de cuasicontinuo. La principal característica de esta región es el hecho de que la densidad de niveles es lo suficientemente grande como para que las funciones de onda se mezclen dando lugar a fenómenos totalmente nuevos. Así por ejemplo en esta región se ha descubierto el llamado amortiguamiento (*damping*) del movimiento rotacional que consiste en lo siguiente: Normalmente un núcleo excitado a alto momento angular se desexcita emitiendo radiación E2 a un estado de la banda a la que pertenece, en la región del discreto la probabilidad de que se desexcite a otro estado distinto es prácticamente cero.

Sin embargo, a energías de excitación más altas donde la densidad de niveles es mayor, el núcleo se desexcita a todos los estados finales comprendidos dentro de una gaussiana de unos 250 keV de anchura alrededor del estado final propiamente dicho. Éste descubrimiento es importante pues se sabía que el movimiento vibracional está amortiguado (anchura de las resonancias gigantes), lo mismo que el movimiento monoparticular, pero no se tenía evidencia de que el movimiento rotacional también lo estuviese.

A altas energías de excitación también se predice la existencia de transiciones de fase. Así se espera que a temperaturas alrededor de 0.5-1.0 MeV se produzca el colapso de las correlaciones de apareamiento. La razón es muy sencilla: un par de Cooper requiere unas ocupaciones de orbitales muy específicas, sin embargo a temperatura finita los distintos orbitales se ocupan con unas probabilidades determinadas de acuerdo a su energía, este cambio en las ocupaciones conduce a la destrucción de los pares de Cooper. Lo mismo ocurre con la deformación: un núcleo prolado corresponde a unas ocupaciones específicas de los niveles intrusos, a alta energía de excitación, sin embargo, se pueblan con igual probabilidad los niveles oblados y los prolados de la misma energía lo que en promedio produce un núcleo esférico. A alto momen-

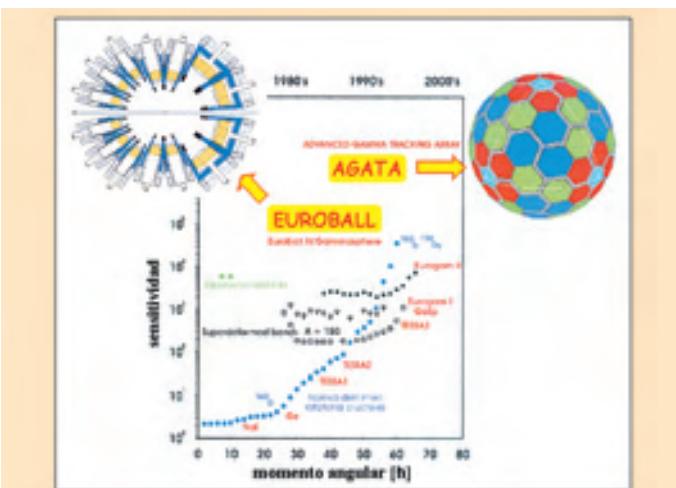


Figura 4. Perspectiva de las sensitividades alcanzadas con espectrómetros de rayos γ . Los instrumentos más modernos EUROBALL y Gammasphere en funcionamiento desde mediados de los años 90 permiten estudiar estados excitados con una intensidad de 10^{-6} de la sección eficaz de producción. La siguiente generación (AGATA y CRETA) tendrán sensitividades todavía mayores.

to angular y energía de excitación la temperatura y la frecuencia angular compiten en estas transiciones de fase.

Hay que mencionar también que el núcleo es un sistema finito y que por tanto las transiciones de fase no son abruptas sino que aparecen un poco desdibujadas. Desde el punto de vista teórico esto ha obligado a incorporar las fluctuaciones cuánticas y térmicas en los estudios realizados. Esto ha propiciado por otra parte que todas las técnicas aprendidas en los últimos años puedan ser usadas ahora para el estudio de otros sistemas finitos como los granos superconductores o los puntos cuánticos.

Experimentalmente el desarrollo de los detectores en 4π , ver Recuadro II, ha permitido grandes avances. Así, por ejemplo, las transiciones de forma a alta energía de excitación han sido analizadas estudiando las Resonancias Dipolares Gigantes (RDG). Una RDG corresponde a una oscilación de protones frente a neutrones que aparece a unos 10-15 MeV. Si un núcleo es esférico la oscilación sólo puede tener lugar de una forma, si tiene simetría axial de dos y si es triaxial de tres formas. Esto da lugar respectivamente a uno, dos o tres picos en las secciones eficaces de absorción. Recientemente se han atacado experimentalmente las transiciones de fase superfluido-normal fluido estudiando las densidades de niveles como función de la energía de excitación. Cuando el gap de energía se hace cero se produce un incremento en la densidades de niveles. La misma transición de fase como función del momento angular, p.ej. a lo largo de la línea Yrast, no se ha logrado demostrar de forma definitiva ya que en los núcleos a alto momento angular se produce la llamada "superconductividad sin gap".

3.3. Coexistencia de forma e hiperdeformación

Otro fenómeno que se ha estudiado mucho recientemente es el de la *coexistencia de forma*. Como se ha mencionado más arriba los núcleos, en general, en el estado fundamental tienen forma prolada o esférica y en algunos casos oblada. Cuando se estudia teóricamente la energía de ligadu-

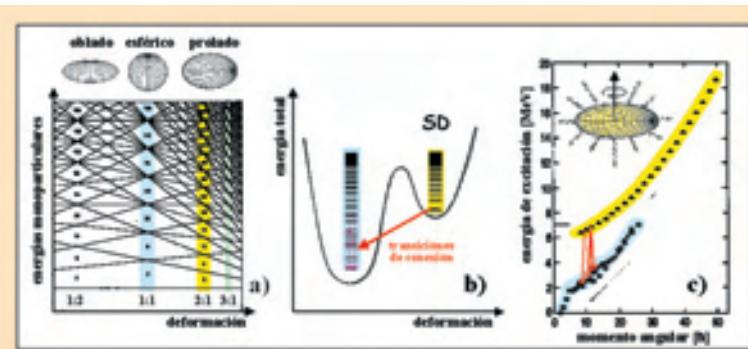


Figura 5. a) Energías monoparticulares del potencial de oscilador armónico axial como función de la deformación (cociente de semiejes). b) Los espaciados en las energías que ocurren para la relación 2:1 dan lugar a un segundo mínimo en la energía total del núcleo como función de la deformación. c) Energía de excitación de las bandas rotacionales del primer y segundo mínimo versus el momento angular, también se indica la desintegración γ de la banda superdeformada en la fundamental.

ra nuclear como función de la deformación se obtienen superficies de la forma de Fig. 5b. En general la mayoría de los núcleos presentan mínimos locales en el lado obblado, con simetría esférica y en el lado prolado. En el lado prolado suele haber un mínimo a una relación de ejes mayor/menor de 1.5:1, es el mínimo en el que se encuentran muchos núcleos, otro en relación 2:1, es el mínimo superdeformado y un último con relación 3:1, es el mínimo hiperdeformado. Mientras que sabemos de la existencia de muchos núcleos con superdeformación, ver sección siguiente, una verificación experimental definitiva del mínimo hiperdeformado todavía no la tenemos. En general los distintos mínimos se encuentran separados típicamente unos pocos MeV's. Recientemente, sin embargo, se han encontrado en algunos núcleos claros ejemplos de coexistencia de forma a baja energía de excitación, como en el núcleo ^{186}Pb , donde se han

encontrado tres estados 0^+ separados energéticamente unos 600 keV y que corresponden a los mínimos obblado, esférico y prolado [8].

Como hemos visto en la Fig. 5a, en la imagen simplista del oscilador armónico en la relación de ejes 3:1 aparece un mínimo adicional, que dà origen a la llamada hiperdeformación. Además del simple oscilador armónico, cálculos teóricos con mucha más enjundia también predicen este mínimo, aunque no necesariamente las formas nucleares predichas tengan una relación de ejes 3:1, normalmente tienen un valor algo menor. Los estados hiperdeformados constituyen de nuevo uno de los tópicos mas buscados por los físicos nucleares experimentales, y solo muy recientemente se han detectado formas muy extensas que se piensa podrían corresponder a estados hiperdeformados. El origen de la complicación con estos estados, proviene del hecho de que las predicciones teóricas prevén que estos estados seán Yrast a momentos angulares de $\approx 80 \hbar$. Es por tanto cuestionable si estos estados pueden sobrevivir a la fisión puesto que la barrera de fisión es muy pequeña a estos momentos angulares. Hace 2 años hubo unas predicciones teóricas que apuntaban la existencia de formas muy extendidas en la región de $A=110$. Motivados por tales hechos se realizó la reacción $^{64}\text{Ni}(^{48}\text{Ca},4\text{n})$ a energías de haz de 207 MeV para poblar estados de alto momento angular en el núcleo ^{108}Cd . Los rayos γ se midieron mediante el detector Gammasphere con 101 detectores de Ge con supresión Compton. Como resultado se midió una secuencia rotacional entre $40-60 \hbar$ y se midieron los momentos de inercia y se estimaron los valores mínimos de los momentos cuadrupolares [9]. De estos valores se extrajo una estimación de la forma nuclear concluyendo que era muy extensa y con una relación mínima de ejes del orden de 2:1. Evidentemente esta forma es una de las mas extensas que se han medido, pero no esta claro que corresponda a la tan buscada hiperdeformación.

Recuadro II: Espectrómetros γ en 4π

Una de las principales líneas de investigación en estructura nuclear es el estudio de los núcleos atómicos bajo condiciones exóticas, por ejemplo, a alto momento angular (I) y alta energía de excitación. Para poblar núcleos a alto momento angular y alta energía de excitación se usan reacciones de fusión-evaporación inducidas por iones pesados, usando haces de iones estables intensos con energías de algunos MeV por nucleón. Después de la fusión del haz y el núcleo blanco, el núcleo compuesto se enfriá, en un primer paso, mediante la evaporación de nucleones y/o partículas α . Cuando la energía de excitación está por debajo de la energía de ligadura de partículas, la desexcitación procede vía radiación γ . Es precisamente la espectroscopía de esta radiación γ discreta y continua lo que permite deducir información sobre el núcleo, p. ej., su forma y estructura a alto momento angular y energía de excitación. Por tanto, los espectrómetros de rayos γ muy eficientes constituyen la herramienta fundamental para esta clase de investigación. En la Fig. 4, la sensibilidad espectroscópica de distintos instrumentos se ha representado como función del momento angular. Puesto que el tamaño de un cristal de Ge individual es limitado, un incremento en la eficiencia de detección proviene principalmente del número de Ge combinados en el espectrómetro. Así el fenómeno del backbending ($I = 15 \hbar$) fue descubierto al principio de los años 70 usando tan solo dos detectores Ge(Li). A mitad de los años 80 se construyeron estructuras de aproximadamente 20 detectores de Ge con eficiencias de pico total de 0,5–1%, que permitieron estudiar aspectos de estructura nuclear que ocurren con una intensidad de aproximadamente 1% de la intensidad total del núcleo. El descubrimiento más famoso de este periodo fue la detección de las líneas discretas de la banda superdeformada en ^{152}Dy . Impulsados por este avance en física de alto momento angular, se han construido instrumentos todavía más eficientes (y caros) cubriendo ángulos sólidos muy grandes. Actualmente la mayor eficiencia y los espectrómetros más potentes, usados en estudios de estructura nuclear con haces estables, son la EUROBALL europea (a la izquierda de la Fig. 4) y la Gammasphere americana con eficiencias de fotopíco alrededor del 10% y que empezaron a funcionar en la mitad de los años 90. Estos instrumentos permiten un estudio sin precedentes de las propiedades del núcleo atómico ya que estados poblados con intensidades de 10^{-6} de la sección eficaz de producción pueden ser observados. El gran progreso con el tiempo de la sensibilidad de estos detectores se muestra en la Fig. 4.

La sensibilidad de los espectrómetros γ mejora notablemente cuando se usan en combinación con detectores auxiliares, por ejemplo, detectores de partículas cargadas y de neutrones, así como filtros de multiplicidad o separadores de retroceso, para la selección del canal de reacción.

3.4. Existencia y desintegración del mínimo superdeformado

La primera banda rotacional discreta con un momento de inercia muy grande correspondiente a una forma superdeformada fué observada¹ en 1986 en el núcleo ^{152}Dy [10]. Este descubrimiento se logró mediante el detector TESSA2 que entonces contaba con 12 detectores de Germanio. La eficiencia de este instrumento era lo suficientemente alta como para permitir la observación de la primera banda SD poblada en 1% de la intensidad del canal ^{152}Dy . Desde el principio el interés estaba centrado en cómo se desintegra el núcleo de los estados SD a los estados esféricos o con una deformación normal. Desde 1986 se han encontrado mas de 175 bandas SD en las regiones de masa $A=150$ y $A=190$. Sin embargo incluso con la mayor eficiencia de los modernos detectores de rayos γ tales como EUROBALL or GAMMASPHERE, hasta ahora, solo en muy pocos casos se han podido medir las transiciones discretas que conectan las bandas SD con los estados Yrast normales. Estas transiciones que conectan los dos mínimos permiten determinar la energía de excitación, el momento angular y la paridad de los estados SD. El primer caso donde se midieron estas transiciones fué en ^{194}Hg en 1996 [11]. Se observaron cuatro transiciones dipolares eléctricas de 3.5-4.5 MeV correspondientes al 5% de la intensidad de la banda SD que permitieron determinar la energía y el momento angular del estado SD. La banda SD se observa desde $10 \hbar$ hasta $50 \hbar$, el estado $10 \hbar$ encontrándose 4.2 MeV por encima del estado Yrast del mismo momento angular. La famosa primera banda SD medida en ^{152}Dy se ha conectado con el resto del espectro en el 2002 [12].

Hoy en día se piensa que, en los núcleos pesados, el mecanismo de desintegración del mínimo SD es un proceso estadístico gobernado por la débil mezcla de los estados SD con uno o mas de los niveles normales densamente espaciados y que se encuentran separados de los SD por una barrera de potencial (ver Fig. 5b). La desintegración tiene lugar a través de las pequeñas componentes de los estados normales en la función de onda. Esta imagen estadística implica que la intensidad de la transición se fragmenta en muchas ramificaciones muy débiles de tal forma que una identificación directa de las transiciones que conectan ambos mínimos solo es posible para las mas intensas. Sin duda la identificación de estas transiciones para alguna de las 175 bandas SD conocidas será una de las metas de la Física de alto momento angular de los próximos años.

En los últimos años se ha demostrado que la SD es un fenómeno que aparece a lo largo de la carta de nuclidos. Además de las regiones pesadas $A=150$ y $A=190$, se han encontrado bandas rotacionales correspondientes al segundo mínimo en muchos núcleos alrededor $A \approx 130, 80, 60$ y muy recientemente en la región $A \approx 40$. El estudio de los núcleos ligeros y medios con $N \approx Z$ es mas complicado experimentalmente y sólo la potente combinación de detectores de Germanio 4π muy eficientes con sistemas de detección auxiliares, especialmente detectores de partículas cargadas y neutrones disponibles en los últimos años, ha posibilitado el gran progreso que se ha alcanzado en este campo. Es muy interesante el hecho de que la SD se manifieste de forma dis-

tinta en las diferentes regiones de masa. Como ejemplo discutiremos brevemente el núcleo ^{60}Zn que representa el “dblemente mágico” $N=Z=30$ superdeformado en la región de masa 60. A diferencia de la región de masa 150 donde los núcleos de interés se pueden estudiar con grandes secciones eficaces en reacciones de fusión-evaporación pero con intensidades para la banda deformada de un 1% del canal, el núcleo ^{60}Zn se produce con solo un $\approx 1\%$ de la sección eficaz de fusión total en la reacción $^{40}\text{Ca}(^{28}\text{Si}, 2\alpha)$ a 125 MeV pero aquí la banda SD se puebla con un 60% de la intensidad del canal [13]. Dos transiciones a la banda del estado fundamental así como dos cascadas de dos pasos han sido identificadas permitiendo la asignación de la energía y el momento angular de la banda SD. Las medidas realizadas difieren sin embargo de lo observado en núcleos pesados en dos aspectos, primero, las transiciones medidas corresponden al 37% de la intensidad SD y segundo, son del tipo E2 en vez de E1 como se esperaría en un proceso de desintegración estadístico. Una explicación simple del mecanismo de desintegración en esta región todavía no se tiene.

El resultado más espectacular de la región de masa 60 ha sido el descubrimiento de un nuevo modo de desintegración de protones prontos (o partículas α) de energías discretas desde estados de alto momento angular en el segundo mínimo (mínimo SD) del potencial nuclear a núcleos hijos de forma esférica. El primer caso donde se observó tal desintegración fue en 1998 en ^{58}Cu [14] y se ilustra en Fig. 6. En este núcleo se observa una banda muy deformada formada por siete transiciones cuadrupolares. Esta banda está conectada con la parte esférica del espectro mediante una única transición gamma muy energética desde el primer estado excitado de la banda. Sin embargo, requiriendo coincidencia con el rayo γ más pequeño de la banda deformada, además de las transiciones a lo largo de la banda deformada, aparecen algunos rayos γ del núcleo hijo ^{57}Ni . Estos resultados indican que el estado fundamental de la banda deformada se desintegra predominantemente mediante emisión de protones en el núcleo hijo ^{57}Ni . Esta conclusión fué confirmada examinando el espectro de protones. Requeriendo coincidencia con los rayos γ del primer mínimo de ^{58}Cu los protones muestran la distribución en energía de los protones de evaporación. Sin embargo en coincidencia con la transición mas pequeña del mínimo deformado aparece un claro pico a 2.4(1) MeV. Esta es la energía esperada cuando se tienen en cuenta las energías de ligadura de los núcleos ^{58}Cu y ^{57}Ni así como las energías de las transiciones observadas. Desde entonces se han observado desintegraciones discretas de protones desde el segundo mínimo en ^{59}Cu y en el doblemente mágico ^{56}Ni . Muy recientemente se ha observado la primera desintegración α pronta discreta desde una banda deformada en ^{58}Ni al estado 6^+ de la banda Yrast del núcleo hijo ^{54}Fe . Las desintegraciones mencionadas constituyen procesos de túnel cuántico en dos dimensiones en el transcurso del cual se producen dramáticos cambios en los potenciales nucleares. El fenómeno del túnel cuántico aparece en muchas ramas de las Ciencias naturales, por tanto una comprensión de este proceso es de suma importancia mas allá de la Física Nuclear.

¹Información sobre la existencia de estados excitados en el *segundo mínimo* en la región de los actínidos se tenía desde hace tiempo a través de su observación indirecta como resonancias.

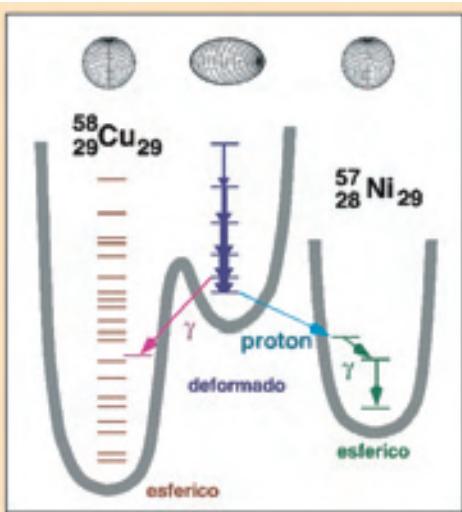


Figura 6. Ilustración de la desintegración de protones prontos desde el segundo mínimo de ^{58}Cu en los estados esféricos del núcleo hijo ^{57}Ni .

4. Perspectivas

En este artículo hemos discutido algunos progresos recientes de Física Nuclear. Hemos intentado demostrar que desde los últimos 10 a 15 años los límites del conocimiento del núcleo atómico han avanzado tremadamente en dos sentidos distintos. En primer lugar se ha hecho posible el estudio de núcleos lejos de la estabilidad, en los límites de la ligadura nuclear, ambos, en isospín extremo y en el límite de masas extremo de la carta nuclear. Estos estudios han conducido a descubrimientos de fenómenos sorprendentes, como halos y pieles de neutrones en núcleos ricos en neutrones, así como a la primera observación de radioactividad de dos protones y los estudios espectroscópicos más allá de la línea de goteo de protones en el lado rico en protones. En particular, el estudio de núcleos ligeros ricos en neutrones, nos ha mostrado que parte del conocimiento establecido sobre los núcleos (obtenido principalmente en el valle de la estabilidad, p.ej., los bien conocidos números mágicos) podría tener que ser revisado lejos del valle de la estabilidad. En segundo lugar, el núcleo atómico ha sido investigado bajo condiciones exóticas tales como muy alta energía de excitación o alta frecuencia rotacional. Estos estudios han posibilitado el conocimiento de formas exóticas en núcleos, por ejemplo superdeformación y triaxialidad, nuevos modos de desintegración como emisión de partículas cargadas prontas del segundo mínimo, así como el estudio de la coexistencia de forma, transiciones de fases e hiperdeformación.

El campo de investigación de la Física Nuclear ha experimentado un renacimiento durante los últimos años y todos los resultados obtenidos animan a proseguir y realizar más investigaciones. En este momento, la siguiente generación de instalaciones de haces radioactivos de alta intensidad usando técnicas "en vuelo" e ISOL está en estado avanzado en EEUU y Europa (RIA, EURISOL, GSI, etc). Estas instalaciones proporcionarán haces de iones radioactivos con un rango de energía y masa amplio y con intensidades mucho más altas de las que son disponibles en este momento. Esto permitirá no solo establecer los límites de la existencia nuclear para elementos más pesados, sino que las altas intensidades para núcleos ricos en neutrones hará posible además

la medida de propiedades básicas tales como masas y vidas medias que son cruciales, por ejemplo, para el conocimiento de procesos astrofísicos. Para muchos isótopos las intensidades disponibles serán lo suficientemente altas como para poder realizar reacciones secundarias con los haces radioactivos, por ejemplo reacciones de fusión-evaporación o reacciones de transferencia. Con respecto a los núcleos más pesados, la síntesis de muchas especies nuevas se hará posible en reacciones de fusión-evaporación con intensos haces radioactivos ricos en neutrones como proyectiles y los núcleos ^{208}Pb , ^{238}U o ^{248}Cm como blancos. Además, la investigación de estos núcleos superpesados ricos en neutrones nos ayudará a poner sobre una base firme la identificación de los SHE creados en reacciones de fusión con haces estables, ver sección (2.5).

Evidentemente, paralelo al desarrollo de instalaciones de haces radioactivos intensos, la instrumentación actual ha de ser mejorada. Un ejemplo entre muchos es el desarrollo de un separador de fragmentos mejorado "super-FRS" en GSI. Otro ejemplo es un espectrómetro de rayos gamma para ser usado en instalaciones de haces radioactivos. Aunque las intensidades de los haces radioactivos de las instalaciones de la siguiente generación se acercaran a las de los haces estables de hoy en día, los núcleos más exóticos bajo investigación se producirán siempre con ratios muy bajas. Nuevos espectrómetros de rayos γ consistentes en cristales de Ge grandes segmentados, en los cuales los puntos de interacción individuales de los cuantos γ sean resueltos numéricamente para permitir una corrección Doppler eficiente, están actualmente en desarrollo en los EEUU y Europa (Gamma Ray Energy Tracking Array - GRETA - and Advanced Gamma-ray Tracking Array - AGATA).

En conclusión, todo está preparado para un futuro muy excitante en Física Nuclear y esperamos las muchas sorpresas que el núcleo atómico nos deparará.

Agradecimientos

Andrea Jungclaus agradece la financiación de su investigación a la Deutsche Forschungsgemeinschaft dentro del Programa Heisenberg. Este trabajo ha sido financiado parcialmente por la DGI, Ministerio de Ciencia y Tecnología mediante el proyecto BFM2001-0184.

Referencias

- [1] I. TANIHATA *et al.*, *Physical Review Letters* **55** (1985) 2676.
- [2] A. OZAWA *et al.*, *Nuclear Physics* **A693** (2001) 32.
- [3] T. SUZUKI *et al.*, *Physical Review Letters* **75** (1995) 3241.
- [4] D. SEWERYNIAK *et al.*, *Physical Review Letters* **86** (2001) 1458.
- [5] J. GIOVINAZZO *et al.*, *Physical Review Letters* **89** (2002) 102501.
- [6] S. HOFMANN AND G. MÜNZENBERG, *Review of Modern Physics* **73** (2000) 733.
- [7] YU. TS. OGANESSION *et al.*, *Physical Review Letters* **83** (1999) 3154; *Physical Review* **C63** (2000) 011301(R).
- [8] A.N. ANDREYEV *et al.*, *Nature* **405** (2000) 430.
- [9] R. M. CLARK *et al.*, *Physical Review Letters* **87** (2001) 202502.
- [10] P. J. TWIN *et al.*, *Physical Review Letters* **57** (1986) 811.
- [11] T. L. KHOO *et al.*, *Physical Review Letters* **76** (1996) 1583.
- [12] T. LAURITSEN *et al.*, *Physical Review Letters* **88** (2002) 042501.
- [13] C. E. SVENSSON *et al.*, *Physical Review Letters* **82** (1999) 3400.
- [14] D. RUDOLPH *et al.*, *Physical Review Letters* **80** (1998) 3018.

Andrea Jungclaus y J. Luis Egido
están en el Dpto. de Física Teórica. Univ. Autónoma de Madrid