

3. EL NÚCLEO ATÓMICO: SUS PROPIEDADES Y CONSTITUYENTES

3.1 Introducción

En el capítulo anterior hemos reseñado la manera en que se llegó a tener una idea de la existencia del núcleo atómico y de su tamaño. Hemos visto también que la carga nuclear está vinculada con el número atómico Z , el cual determina la posición del elemento correspondiente en la tabla periódica. Dicho valor puede ser determinado a partir de las frecuencias de las rayas observadas en el espectro de rayos X utilizando los gráficos de Moseley (ver Fig.2.9). Otra manera de medir Z es a través de la dispersión de Rutherford discutida también en el capítulo anterior. Por supuesto, estos métodos dan valores que son consistentes entre sí y proveen una verificación experimental del postulado de que la carga nuclear es (en modulo) igual a Z veces la carga del electrón. Un problema que se presentó una vez que se descubrió la existencia del núcleo fue determinar que tipo de fuerza mantiene juntas a las cargas positivas dentro del núcleo. Las únicas dos fuerzas fundamentales de la naturaleza conocidas hasta el momento eran la fuerza electromagnética y la gravitatoria. La primera actúa de manera de hacer que las cargas positivas se separen entre si mientras que se encontró que la segunda era muy débil como para justificar el hecho de que permanecieran unidas. Por lo tanto, se llegó a la conclusión de que debía existir una tercera fuerza fundamental, la fuerza nuclear, que mantuviera al núcleo unido. Discutiremos esta fuerza más en detalle en el próximo capítulo. Aquí nos concentraremos en estudiar de qué están compuestos los núcleos atómicos y en describir las propiedades generales de los mismos.

3.2 Isótopos e isóbaros

Hemos visto que cuando los átomos son calentados emiten electrones. Esto hace que se formen átomos cargados positivamente que reciben el nombre de “iones”. Estos iones pueden ser acelerados y luego dirigidos hacia un dispositivo similar a los utilizados para determinar el valor de e/m del protón. Si los átomos de un elemento dado están simplemente ionizados (es decir si cada uno pierde un solo electrón), cada ion de ese elemento tendrá la misma carga e . Por lo tanto es de esperar que uno encuentre el mismo valor de e/M para todos los iones de cada elemento, donde M es la masa del ion. Esto sería correcto si las masas de todos los átomos de un dado elemento (o sea de un dado Z) fueran idénticas, tal como fue asumido por Dalton. Aceptando esta suposición es de esperar que, calibrando el dispositivo experimental de manera que el radio de curvatura del haz indique directamente la masa en unidades atómicas¹, el análisis de, por ejemplo, un haz de iones de neón de como resultado un valor de 20.2. Este tipo de experimentos fue realizado por J.J. Thompson en 1913. Encontró que en verdad existían dos radios de curvatura distintos, uno correspondiente a aproximadamente 20 amu y el otro a 22 amu. Experiencias similares con otros elementos dan resultados del mismo tipo. Por ejemplo para un haz de iones de oxígeno en lugar de un solo radio correspondiente a 16 amu se encuentran tres distintos

¹Recordemos que 1 unidad atómica de masa (amu) = $1.66 \cdot 10^{-27}$ kg = 931.49 MeV.

correspondientes a aproximadamente 16, 17 y 18 amu. Resulta por lo tanto evidente que todos los átomos de un mismo elemento no son necesariamente idénticos. La propiedad que es común a todos los átomos de un elemento y que permite clasificarlo con un nombre químico es la carga positiva del núcleo Z y no la masa del átomo M . También resulta de las experiencias mencionadas que no cualquier valor de masa es posible: sólo múltiplos casi enteros de 1 amu están permitidos. Estos valores enteros están agrupados alrededor del peso atómico relativo que se determina en forma química². En el caso del neón este valor es 20.2. Como este valor debe resultar del promedio pesado de los valores 20 y 22 antes mencionados es posible determinar que fracción de cada tipo de neón está presente en el “átomo promedio de neón”. Estas fracciones reciben el nombre de abundancias relativas. Cada tipo de átomo de neón recibe el nombre de isótopo del neón. Es decir que los isótopos son átomos que tienen las mismas propiedades químicas pero distinta masa, o sea que dos isótopos tienen igual Z pero distinto M . Mediciones muy precisas indican que las masas de los distintos isótopos de un dado elemento no son precisamente números enteros. Por ejemplo la masa del hidrógeno es 1.0079 amu. Introduciremos aquí el número de masa A como el número entero más cercano a la masa de un isótopo en amu. Mostraremos más adelante que A es el número de partículas en el núcleo. Un isótopo se designa indicando el número de masa como supraíndice del símbolo químico. Por ejemplo, Ne^{22} es el símbolo para el isótopo del neón con masa casi igual a 22 amu.

Los isótopos del hidrógeno tienen una importancia especial en la física nuclear por lo que los núcleos correspondientes reciben nombres especiales. El núcleo de H^1 recibe el nombre de protón, el de H^2 deuterón y el de H^3 tritón. El hidrógeno compuesto de H^2 puro se denomina deuterio y el de H^3 tritio.

Así como los núcleos de igual Z reciben el nombre de isótopos, aquellos con igual valor de A se denominan isóbaros. Existe también, aun que no es muy utilizado, el nombre isótonos para núcleos que tienen igual valor de $N = A - Z$. Un núcleo con números A y Z determinados recibe el nombre de nucleido. Por ejemplo, O^{17} es un nucleido.

3.3 Los constituyentes del núcleo: protones y neutrones.

El hecho de que todas las masas isotópicas son casi múltiplos enteros de 1 amu junto con el hecho de que la masa del átomo de hidrógeno es casi 1 amu parecería indicar que los núcleos de todos los átomos están de alguna manera compuestos por protones, es decir núcleos de hidrógeno. Antes de ver que esto no es completamente correcto estudiaremos en detalle las propiedades del protón. Como sabemos tiene una unidad de carga positiva y su masa es de $M_p = 1.0073 \text{ amu} = 938.3 \text{ MeV}/c^2$. Se ha determinado también que el espín es $\hbar/2$. Se podría esperar que en analogía con el electrón el momento magnético dipolar estuviera dado por

$$\mu_N = \frac{1}{2} \frac{e \hbar}{M_p} = 3.152 \times 10^{-18} \text{ MeV} / \text{gauss} \quad , \quad (3.1)$$

² Recordemos que esta cantidad está definida como el peso de un átomo promedio de un elemento dado relativo a un doceavo del peso de un átomo promedio de carbono.

es decir, la expresión correspondiente al electrón en que se ha reemplazado la masa del electrón por M_p . El momento dipolar calculado de esta manera recibe el nombre de magnetón nuclear. Sin embargo, se ha encontrado experimentalmente que en verdad

$$\mu_p = 2.793 \mu_N \quad (3.2)$$

Las razones para que el protón tenga este momento magnético dipolar “anómalo” aún hoy no han sido completamente entendidas pero ciertamente este hecho está relacionado con la estructura interna del protón en términos de quarks.

En un primer intento por describir los núcleos de A arbitrario a partir de las partículas mencionadas hasta el momento (protones y electrones) se puede suponer que los mismos sólo están compuestos de A protones. Por ejemplo, en el caso de los isótopos del oxígeno podríamos imaginar que están formados por 16, 17 y 18 protones, respectivamente. Sin embargo, como todos los átomos de oxígeno deben tener las mismas propiedades químicas, los núcleos de los tres isótopos deben tener la misma carga nuclear lo cual evidentemente no es posible con la suposición anterior. Una posible solución para este problema es suponer entonces que además de protones puede haber electrones en el núcleo. En ese caso el núcleo de, por ejemplo, el O^{16} debería estar formado por 16 protones y 8 electrones. Similarmente el de O^{17} tendría 17 protones y 9 electrones, y el de O^{18} tendría 18 protones y 10 electrones. Con esta nueva hipótesis el inconveniente de la carga se soluciona. Sin embargo un nuevo problema aparece. Como es bien sabido, el momento angular total de un sistema de muchas partículas de espín semientero es un número semientero de veces $\hbar/2$ si el número de partículas es impar, mientras que es un número entero de veces $\hbar/2$ si el número de partículas es par. Por lo tanto si tomamos el caso del N^{14} que tiene $Z=7$, el modelo de núcleo compuesto por electrones y protones indica que el espín de dicho núcleo debería ser un número semientero de veces $\hbar/2$, ya que según dicho modelo debería estar compuesto por 14 protones y 7 electrones. Sin embargo, experimentalmente se observa que el espín del N^{14} es cero. Este ya es un fuerte argumento contra el modelo propuesto. Existen también otros argumentos basados en los momentos magnéticos dipolares, etc. .

Esta era la situación cuando, hacia 1930, se comenzaron hacer experimentos en los cuales se bombardeaban núcleos de berilio con partículas α . Se encontró entonces que en dichos experimentos se producía una radiación muy penetrante que tenía entre otros efectos el arrancar protones de una delgada lámina de parafina. En un principio se pensó que dicha radiación, que resultaba no tener carga eléctrica, era de tipo electromagnética. Es decir que los protones eran arrancados de la parafina debido a la absorción de un fotón muy energético. Sin embargo, rápidamente ciertos cálculos basados en balances de energía indicaron que no era posible que en la reacción berilio-partícula α se produjeran fotones suficientemente energéticos. En una serie de experimentos realizados en 1932 Chadwick demostró que estas dificultades desaparecían si se suponía que la radiación estaba compuesta por partículas neutras con una masa aproximadamente igual a la del protón. Esta partícula neutra pesada recibió el nombre de neutrón. Haciendo la semejanza con la situación en que una bola de bowling choca frontalmente contra otra en reposo se puede entender el hecho de que el neutrón sea tan efectivo en arrancar protones de la parafina: como ambas bolas tiene la misma masa después del choque la bola que estaba inicialmente quieta sale con toda la energía de la bola incidente mientras que esta última queda en

reposito. Se encuentra que la masa del neutrón es de $1.00867 \text{ amu} = 939.6 \text{ MeV}/c^2$ y su espín igual a $\hbar/2$. Como el neutrón no tiene carga eléctrica se podría pensar que la existencia de un momento angular asociado al espín no implica movimientos de carga y que, por lo tanto, el momento magnético dipolar de esta partícula debería ser cero. Sin embargo se ha determinado experimentalmente que

$$\mu_n = -1.913 \mu_N \quad . \quad (3.3)$$

Nuevamente, tal como en el caso del protón, esto sólo puede entenderse si se considera que el neutrón es una partícula compuesta³.

El descubrimiento del neutrón hizo posible formular una descripción consistente de la composición del núcleo atómico. Este debe estar compuesto de protones y neutrones (y no de electrones). Por ejemplo el núcleo del O^{16} está compuesto de 8 protones y 8 neutrones. Los 8 protones dan cuenta de la carga nuclear $+8e$ característica del oxígeno y los 8 neutrones proporcionan las 8 amu adicionales necesarias para hacer que la masa sea 16 amu. Los O^{17} y O^{18} tienen 9 y 10 neutrones, respectivamente. De esta manera es posible reformular la definición de isótopos: son aquellos núcleos que tienen el mismo número de protones pero difieren en el número de neutrones. Es de notar también que la descripción del núcleo en términos de protones y neutrones soluciona los problemas relacionados con el espín nuclear. Por ejemplo, en el caso del N^{14} hay 7 protones y 7 neutrones, es decir un total de 14 partículas de espín $1/2$. Esto hace que el espín total deba ser un número entero de veces \hbar , lo cual es consistente con el valor cero que se observa experimentalmente.

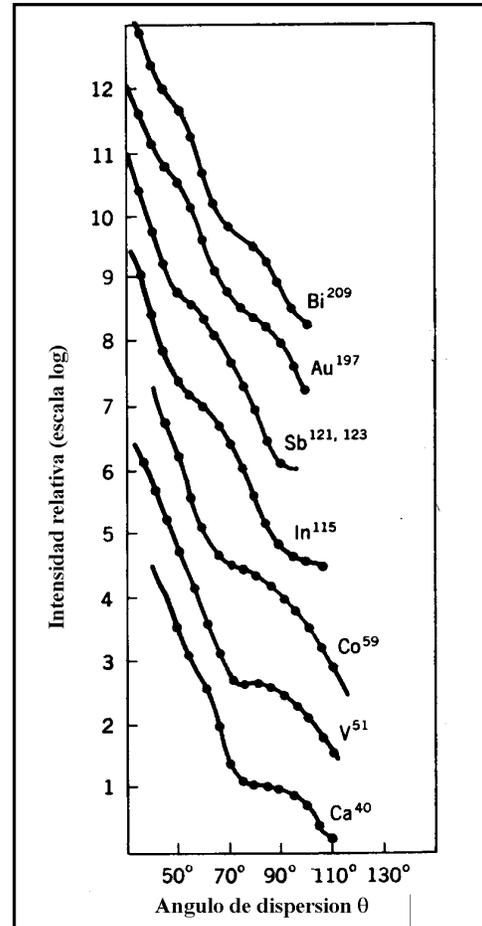
3.4 Radios nucleares

Hemos visto en el capítulo anterior que ya a través de los experimentos de dispersión de partículas α Rutherford había sido capaz de estimar el radio del núcleo de plata en unos 10 fm. Con el pasar del tiempo distintos métodos han sido utilizados para determinar los radios nucleares con mayor precisión. Ellos se basan en la dispersión de electrones, protones o neutrones de suficiente energía. Los neutrones y protones tienen la ventaja de que energías de alrededor de unos 20 MeV ya son suficientes para que las longitudes de onda asociadas a dichas partículas sean del orden del radio nuclear. Para el caso de los electrones se requieren en cambio energías del orden de los 100 MeV, lo cual evidentemente es más difícil de obtener. Sin embargo, con el desarrollo de dispositivos adecuados (estos dispositivos reciben el nombre de aceleradores y serán discutidos en detalle más adelante) ha sido posible alcanzar las energías necesarias. La ventaja de utilizar electrones es que su interacción con el núcleo es bien conocida (es la interacción electromagnética). Por lo tanto los resultados más precisos se basan en la dispersión de electrones. El experimento en sí consiste en enviar electrones muy energéticos sobre una delgada lámina del material bajo estudio y estudiar la distribución angular de los electrones dispersados. Resultados típicos de este tipo de experimento se muestran en la Fig.3.1. Suponiendo que los núcleos son más o menos simétricos y que las distribuciones de neutrones y protones son iguales, se asume una cierta distribución de densidades $\rho(r)$ para los nucleones y se calcula para dicha

³ Note, sin embargo, que es claro que sus componentes no pueden un protón y un electrón ya que esto implicaría que el espín del neutrón debería ser un número entero de veces $\hbar/2$.

distribución la sección eficaz diferencial. Si esta no coincide con la observada se modifica $\rho(r)$ hasta obtener un buen ajuste de los datos experimentales. Este tipo de experimento ha sido realizado y analizado para un gran número de núcleos y para distintas energías incidentes. Se ha encontrado que los resultados pueden ser explicados si la distribución de carga esta dada por

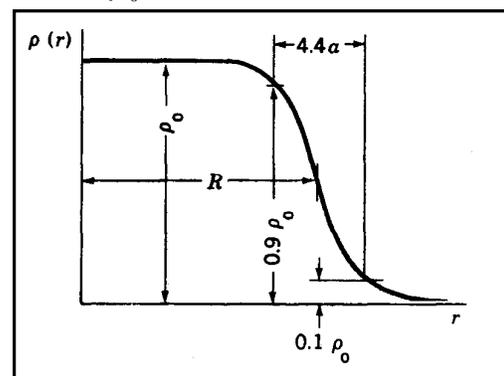
Figura 3.1: Distribuciones angulares de electrones de 185 MeV dispersados por distintos núcleos. Las curvas que pasan a través de los datos experimentales corresponden a ajustes teóricos.



$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R)/a]} \quad (3.4)$$

La Fig.3-2 muestra un gráfico de esta expresión para la densidad, indicando el significado de los distintos parámetros que en ella aparecen. Vemos ρ_0 es la densidad de nucleones cerca del centro del núcleo, R es el radio al cual la densidad ha disminuido a la mitad del valor en el centro y a es una medida del espesor de la superficie. La distancia en la cual la densidad cae del 90 % del valor central al 10 % de este valor es $4.4 a$.

Figura 3.2: Gráfico de $\rho(r)$ vs r donde se ilustra el significado de los distintos parámetros que aparecen en Ec.(3.4)



Los ajustes realizados utilizando la Ec.(3.4) corresponden a las líneas llenas en la Fig.(3.1). Es interesante ver que información sistemática se puede obtener de estos ajustes. Resulta que los resultados para todos los núcleos pueden ser razonablemente reproducidos tomando

$$\rho_0 \approx 0.165 \text{ nucleons / fm}^3$$

$$R \approx 1.2 A^{1/3} \text{ fm}$$

$$a \approx 0.6 \text{ fm}$$

Estos resultados son muy simples e indican que la densidad de nuclear en la región central y el espesor de la superficie son aproximadamente iguales para todos los núcleos. La dependencia en $A^{1/3}$ del radio nuclear, nombre que se utiliza usualmente para designar a R es consecuencia del hecho de que ρ_0 es independiente de A ya que esto implica que el volumen debe ser proporcional a esta cantidad. Vale la pena notar el valor extremadamente grande de ρ_0 , que en un unidades SI resulta ser del orden de 10^{18} kg/m^3 .

Cabe finalmente señalar que estrictamente hablando lo que se determina mediante la dispersión de electrones es la densidad de carga (que es obviamente debida a los protones) y no la densidad de materia (a la que contribuyen tanto protones como neutrones). Lamentablemente la determinación experimental de esta última magnitud esta sujeta a muchas mas incertezas.

3.5 Espín y momentos nucleares.

En la sección anterior hemos supuesto que los núcleos se comportan como distribuciones estáticas de carga esféricamente simétricas. En verdad eso no es completamente correcto. Las posibles deformaciones del núcleo así como los movimientos internos de carga dan lugar a propiedades que son posibles de determinar experimentalmente. Una de ellas es el espín nuclear que ya hemos mencionado anteriormente. Aquí discutiremos en algún detalle varias de estas propiedades.

El espín del núcleo I está determinado por la composición del espín intrínseco de cada una de las partículas que componen el núcleo (es decir, protones y neutrones cada uno de los cuales aporta $\hbar/2$) y el momento angular correspondiente al movimiento relativo de estas partículas dentro del núcleo. El momento angular correspondiente al movimiento relativo está cuantizado en unidades de \hbar . Por lo tanto un nucleido con A par debe tener espín nuclear dado por un número entero de veces \hbar . Experimentalmente se observa que si además Z y N son separadamente pares el espín del núcleo es cero. En el caso en que A es impar siempre se encuentra que el espín es un número semientero de veces \hbar .

El movimiento dentro de núcleo de las partículas cargadas da lugar a la existencia de un momento magnético dipolar. Además hemos visto que las partículas que lo componen tienen un momento magnético intrínseco. En general, ambos tipos de contribuciones aportan al momento magnético dipolar nuclear μ . Usualmente éste se expresa en términos del magnetón nuclear μ_N ya definido con anterioridad. Experimentalmente se encuentra que los momentos magnéticos dipolar nucleares van de 0 a

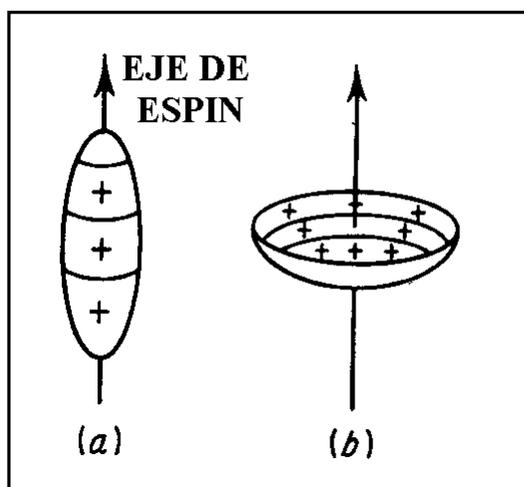
unos pocos magnetones nucleares. Es muy frecuente expresar el momento magnético en términos del factor giromagnético g , definido por la relación, $\mu = g \mu_N I$.

Es bien sabido que una configuración de carga arbitraria $\rho(\vec{r})$ produce un potencial eléctrico que a largas distancias R en la dirección z puede expandirse como

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R} \int dV \rho + \frac{1}{R^2} \int dV \rho z + \frac{1}{R^3} \int dV \rho (3z^2 - r^2) + \dots \right) \quad (3.5)$$

Para valores de R grandes esta serie converge rápidamente. La integral en el primer término corresponde a la carga neta. Para valores de R extremadamente grandes éste es el único término relevante y por lo tanto el potencial es igual al que se obtendría si toda la carga estuviera concentrada en un punto. La integral en el segundo término recibe el nombre de momento dipolar eléctrico, la integral en el tercer término momento cuadrupolar eléctrico, etc. Es posible mostrar que debido a consideraciones de paridad el momento dipolar eléctrico debe anularse en el caso nuclear. Por lo tanto las desviaciones de orden más bajo respecto del campo de una carga puntual se deben al momento cuadrupolar eléctrico. En la Fig.3.3 aparecen algunas típicas distribuciones de carga que poseen momento cuadrupolar eléctrico distinto de cero.

Figura 3.3: Momentos cuadrupolares.
(a) momento cuadrupolar positivo (prolado);
(b) momento cuadrupolar negativo (oblado).



La Fig.3.3a muestra distribución con forma de “cigarro” (prolada), mientras que la Fig.3.3b una distribución con forma de “disco”(oblada). La primera tiene un momento cuadrupolar positivo y la segunda negativo. La idea de momento cuadrupolar es muy utilizada en física nuclear ya que indica su distorsión respecto de una esfera perfecta.

3.6 Masas nucleares

El modelo de átomo desarrollado en el capítulo anterior indica que la mayor parte de la masa del átomo está localizada en el núcleo. Los átomos neutros contienen un electrón por cada protón. Por otra parte, en promedio, hay un neutrón por cada protón para un nucleido típico. Como cada nucleón tiene una masa del orden de 2000 veces mayor que la del

electrón, resulta entonces que sólo 1 parte en 4000 de la masa del átomo está fuera del núcleo. El resto es debido a los neutrones y protones y reside por lo tanto dentro del radio nuclear. Si se mide con mucha precisión la masa nuclear resulta sin embargo que esta es menor que la suma de las masas de las partículas que la componen. Esta diferencia se debe a la energía de interacción que mantiene unido al núcleo. Para entender mejor esta cuestión vamos a considerar como ejemplo el núcleo de helio 4 y calcularemos su masa en detalle. Este núcleo tiene $Z=2$ y masa 4.0026 amu. Esperamos por lo tanto que este formado por dos protones y dos neutrones (es decir, $A=4$) y que su masa sea precisamente la suma de la masa de dichas partículas. En los cálculos referentes a las masas nucleares es conveniente utilizar la masa del átomo neutro en lugar de las masas nucleares mismas. En este caso para que el cálculo sea correcto cuando se sustrae la masa de los componentes por separados en lugar de considerar la masa del protón se debe tomar la del hidrógeno. De esta manera la masa extra de los Z electrones que contiene la masa del átomo neutro respecto de la nuclear se cancela con la de los Z electrones asociados a los átomos de hidrógeno. En el caso del helio compararemos la masa de átomo neutro con la masa de dos átomos de hidrógeno mas dos neutrones

$$\begin{aligned}
 2 \text{ protones} + 2 \text{ electrones} &= 2 M_H = 2 \times 1.00794 \text{ amu} = 2.01588 \text{ amu} \\
 2 \text{ neutrones} &= 2 M_n = 2 \times 1.00867 \text{ amu} = \underline{2.01734 \text{ amu}} \\
 \text{Masa total} &= 4.03322 \text{ amu}
 \end{aligned}$$

Sin embargo, como ya hemos mencionado la masa del helio es de sólo 4.0026 amu. Por lo tanto la masa del helio es menor que la de sus componentes. Es decir para haber un faltante de masa de 0.03062 amu. Este faltante se denomina defecto de masa.

Utilizando la relación relativista $E = mc^2$ este defecto de masa se puede expresar en términos de un faltante de energía que en este caso resulta ser de 28.5 MeV. Esta es la llamada energía de ligadura B del núcleo de helio. Esta energía indica que cuando dicho núcleo se forma a partir de sus cuatro partículas constituyentes se liberan 28.5 MeV de energía. Otra manera de entender la cuestión es decir que para poder romper el núcleo de helio, de manera de liberar todos sus constituyentes, hace falta entregar una energía de 28.5 MeV. En este sentido es semejante a la energía de ionización necesaria para separar a los electrones de un átomo. Usualmente es más conveniente utilizar la energía de ligadura por nucleón B/A en lugar del valor completo de la misma. Para el caso del helio, $B/A = 7.13$ MeV. Repitiendo este cálculo para todos los núcleos estables conocidos resulta que todos ellos tienen una energía de ligadura y, por lo tanto, un defecto de masa. La Fig.3.4 muestra el valor de B/A

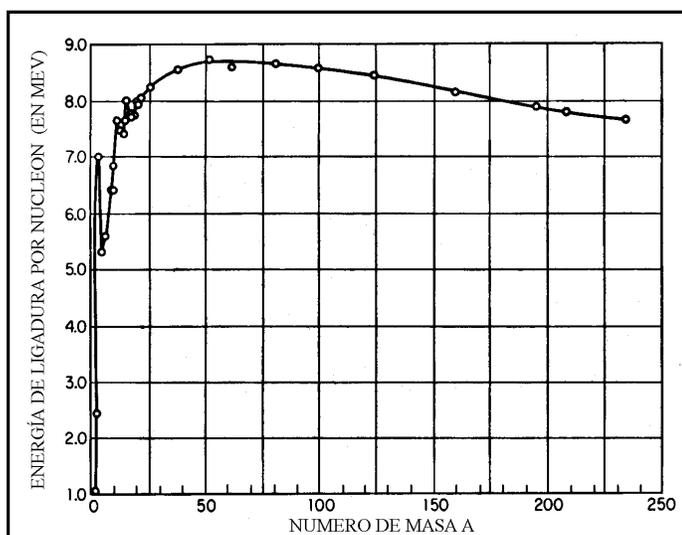


Figura 3.4: Energía de ligadura media por nucleón para los núcleos más estables como función del número de masa

como función de A para diversos núcleos. Vemos que, salvo para los núcleos muy livianos, la curva es relativamente plana. Esto indica que la mayor parte de los núcleos tienen una energía de ligadura prácticamente igual, y esta resulta ser de unos 8 MeV por nucleón. Notemos también que la curva tiene un máximo para A aproximadamente igual a 50, valor a partir del cual comienza lentamente a decrecer.

3.7 Estabilidad de los núcleos

En la Fig.3.5 se muestra un diagrama de Z en función de N para un gran número de nucleidos. Dicho diagrama recibe usualmente el nombre de tabla de nucleidos. Es muy importante notar que los nucleidos estables parecen agruparse a lo largo de la recta $Z=N$. Por supuesto hay desviaciones respecto de dicha recta. Por ejemplo para Z grande los nucleidos estables tienden a tener un mayor número de neutrones que de protones. También vemos que para un Z cualquiera puede haber varios isótopos estables y por lo tanto varios valores N posibles.

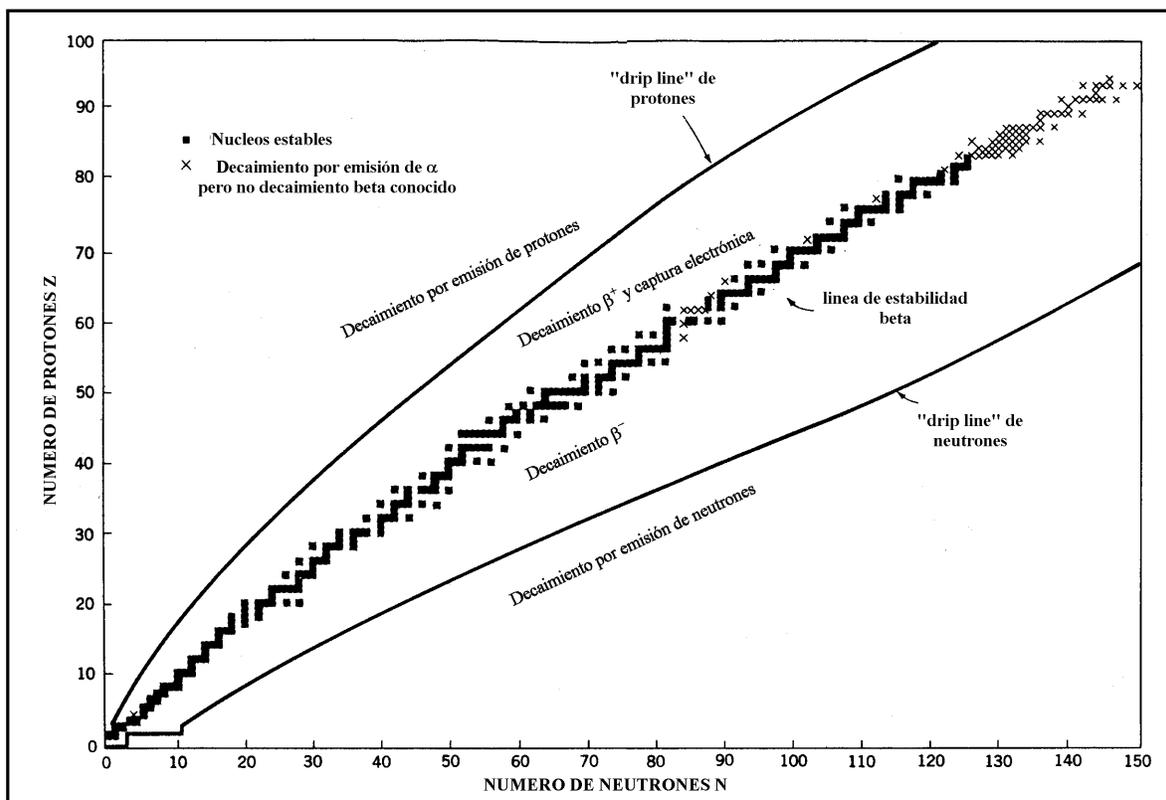


Figura 3.5: Forma esquemática de la tabla de nucleidos. Aparecen en ella los nucleidos estables y aquellos que pueden decaer mediante distintos tipos de procesos. Las "drip lines" de protones y neutrones indican los puntos a partir de los cuales el proceso de emisión de nucleones empieza a ser energéticamente posible y, por lo tanto precede al decaimiento beta.

Otro aspecto interesante es que más de la mitad de los núcleos estables que se conocen contienen un número par de neutrones y de protones. Estos núcleos se conocen como par-par. Alrededor de un 20 % tiene Z par y N impar, y número casi igual tiene N par y Z impar. Sin embargo, sólo cuatro núcleos estables tienen Z impar y N impar. Los núcleos impar-impar son ${}^1_1\text{H}^2$, ${}^3_3\text{Li}^6$, ${}^5_5\text{B}^{10}$ y ${}^7_7\text{N}^{14}$.

Respecto de los núcleos inestables es posible hacer algunos comentarios generales. Primeramente, si las partículas que componen el núcleo pueden pasar a un estado de menor energía, éstas lo harán ya sea emitiendo partículas o radiación. Es decir, al igual que en el caso del átomo, terminarán en el estado de menor energía posible. Sin embargo, mientras que un átomo solo puede desexcitarse emitiendo un fotón, un núcleo inestable puede hacerlo de muchas maneras diferentes. Los decaimientos por medio de la emisión de rayos α , β o γ constituyen algunos de estos mecanismos posibles. Estudiaremos estos procesos en mayor profundidad más adelante.