

8. «Interacción Nuclear»

La composición del núcleo: interacción fuerte, energía de enlace, equivalencia entre la masa y la energía.

8.1 Revisión de los modelos atómicos: núcleo y electrones. Análisis de la mecánica cuántica: partículas y campos

8.2 Las partículas nucleares o nucleones: el protón y el neutrón

8.2.1 El modelo nuclear protón-neutrón

8.3 Masa atómica y energía. Análisis de la equivalencia masa-energía

8.3.1 Equivalencia masa-energía

8.4 Tamaño y densidad nuclear

8.5 Momento angular del núcleo

8.6 Estabilidad nuclear. Energía de enlace nuclear

8.6.1 Estabilidad nuclear

8.6.2 Energía de enlace nuclear

8.7 Energía de enlace por nucleón. Dependencia con el número másico

8.7.1 Análisis de la figura de energía de enlace por nucleón frente al número másico

8.7.2 Concepto de fusión y de fisión nuclear

8.8 La fuerza nuclear fuerte

8.8.1 El modelo de capa

8.8.1.1 Núcleos de bajo-Z

8.8.1.2 Núcleos de alto-Z

Radiactividad: interacción débil, magnitudes y leyes fundamentales de la desintegración radiactiva.

8.9 La radiactividad

8.9.1 Ley de la desintegración radiactiva

8.9.2 Concepto de actividad

8.9.3 Concepto de vida media

8.9.4 Ejemplo de problema de desintegración

8.10 Radiactividad natural y artificial

8.10.1 Radiactividad alfa

8.10.2 Radiactividad beta

8.10.3 Radiación gamma

8.10.4 Radiactividad artificial

8.11 Familias radiactivas

8.12 Reacciones nucleares. Fisión y fusión

8.12.1 Reacciones nucleares

8.12.2 Fisión nuclear

8.12.3 Fusión nuclear

8.13 Aplicaciones de la radiactividad y de las reacciones nucleares

8.14 El Modelo Estándar de la física de partículas elementales

8.15 Análisis de la interacción fuerte en base al Modelo Estándar

8.16 La interacción débil o fuerza nuclear débil para explicar la desintegración-beta

8.17 Leyes de conservación en todos los procesos radiactivos en base al Modelo Estándar:

Comparación de las características de las interacciones fundamentales: fuerte, electromagnética, débil y gravitatoria. La búsqueda de una teoría unificada para ellas.

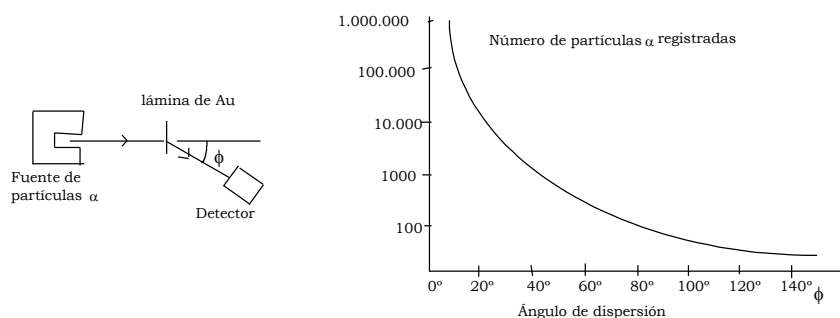
8.18 Comparación de las características de las interacciones fundamentales: fuerte, electromagnética, débil y gravitatoria. La búsqueda de una teoría unificada para ellas.

8.19 Cuestiones y Problemas de «Interacción nuclear»

8.1 Revisión de los modelos atómicos: núcleo y electrones. Análisis de la mecánica cuántica: partículas y campos

Análisis histórico hasta el modelo nuclear del átomo:

1. En 1895 se descubren los rayos catódicos, su nombre se debe a que son una radiación procedente del cátodo. La radiación se produce entre dos electrodos, por aplicación de varios miles de voltios, colocados dentro de un tubo con un gas a una presión muy baja (100 Pa ó 0,001 atm).
2. En 1896 se descubre la radiactividad natural por la que se demostraba que todos los elementos químicos tienen algo en común. Así, los elementos químicos más pesados tienen las propiedades de las radiactividades alfa (partículas positivas), beta (partículas negativas) y gamma (radiación de muy alta energía).
3. En 1897 J.J. Thomson estudiando las propiedades de los rayos catódicos descubre que estos rayos están constituidos de partículas cargadas negativamente y establece la existencia de los electrones.
4. En 1904 Thomson propuso el primer modelo atómico en el que se consideraba el átomo como una esfera cargada positivamente de radio 10^{-10} m con los electrones entremezclados sobre su volumen.
5. Entre 1909 y 1911 Geiger, Marsden y Rutherford realizan los experimentos de dispersión de partículas alfa por láminas muy finas de metales, que no se podían explicar con el modelo atómico de Thomson.



En **1911 Ernest Rutherford** propuso un nuevo modelo atómico, en el que consideraba al átomo constituido por un núcleo cargado positivamente de tamaño muy pequeño (10^{-14} m) con los electrones distribuidos alrededor a distancias de 10^{-10} m. Estando la masa concentrada en los núcleos ya que la masa de los electrones era muy pequeña. Por lo que el año 1911 se considera el año de creación de la Física Nuclear.

El modelo nuclear de Rutherford tiene una dificultad importante y es que supone que los electrones en su movimiento poseen una aceleración radial y, por las leyes de la electrodinámica clásica, una partícula cargada y acelerada debe perder energía por radiación, cuya frecuencia sería cambiante con el tiempo. Sin embargo, los experimentos demuestran que los espectros atómicos de emisión son fijos, es decir, a unas frecuencias constantes.

En **1913 Moseley** determinó la carga nuclear de los átomos analizando el espectro de rayos-X de los elementos químicos. Los fotones de rayos X se producen cuando un electrón muy energético choca con un átomo y le arranca un electrón. Si el electrón es de la capa $n = 1$ ó capa K deja un hueco al que cae un electrón de otra capa externa emitiendo un fotón de rayos X. Si el electrón cae desde $n = 2$ ó capa L tenemos una línea K_{α} .

Conocidos los espectros de rayos-X de muchos elementos químicos, representó gráficamente en el eje de ordenadas, $\sqrt{\nu}$, la raíz cuadrada de la frecuencia emitida de la radiación del espectro de rayos-X, denominada la línea K_{α} y en el eje de abscisas, Z , el número del elemento en la Tabla Periódica. Se comprueba que existe una regularidad lineal, por lo que Moseley dice: «Esta regularidad lineal es una prueba de que

en cada átomo hay una cantidad fundamental, que se incrementa con regularidad cuando se pasa desde un elemento químico al siguiente. Esta cantidad sólo puede ser la carga sobre el núcleo central».

La medición de la carga nuclear encontrada por Moseley establece una relación sencilla entre la frecuencia de la radiación característica de rayo-X y la carga nuclear Z : $\sqrt{\nu} = aZ - b$. Las constantes, a y b , no dependen del elemento y esto le permitió ordenar los elementos desde el Ca hasta el Zn por su número atómico. Además, el método de Moseley ayudó a determinar la posición de ciertos elementos que no se habían descubierto, por entonces, en la Tabla Periódica y también confirmó el fenómeno conocido como captura-K.

En **1913 Niels Bohr** propuso un nuevo modelo para superar las dificultades del de Rutherford y explicar el espectro de emisión del átomo de hidrógeno. Bohr supone, como primera aproximación, que el núcleo coincide con el centro de masas del átomo y está en reposo en el sistema-C. La energía electrónica total del átomo es la suma de la cinética y potencial:

$$E = E_c + E_p = \frac{1}{2} m_e v^2 - K_e \frac{Ze^2}{r} \quad \left\{ \begin{array}{l} F_c = F_{\text{cent}} \\ K_e \frac{Ze^2}{r^2} = m_e \frac{v^2}{r} \end{array} \right\} \quad E = \frac{1}{2} K_e \frac{Ze^2}{r} - K_e \frac{Ze^2}{r} = -\frac{1}{2} K_e \frac{Ze^2}{r}$$

Dentro del contexto clásico no hay limitaciones posibles de los valores de la energía de un electrón en un átomo. Sin embargo, hay evidencia experimental para sugerir que *«la energía de un electrón en un átomo puede tener sólo ciertos valores (E_1, E_2, \dots, E_n), por lo que la energía del movimiento electrónico está cuantizada».*

Los estados correspondientes a las energías posibles se llaman estados estacionarios. El estado que tiene la menor energía posible es el estado fundamental. En el caso del átomo de H se ha encontrado experimentalmente analizando los espectros de átomos hidrogenoides que la energía de los estados estacionarios cumplen una expresión de la forma:

$$\vec{F}_c = \vec{F}_c \quad \left\{ K_e \frac{Ze^2}{r^2} = m_e \frac{v^2}{r} \right\} \Rightarrow m_e v^2 = K_e \frac{Ze^2}{r}$$

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}_c \quad \left\{ \begin{array}{l} L^2 = r^2 m_e^2 v^2 \\ L^2 = r^2 m_e K_e \frac{Ze^2}{r} = r m_e K_e Ze^2 \end{array} \right\} \quad r = \frac{L^2}{m_e K_e Ze^2} = \frac{n^2 \hbar^2}{m_e K_e Ze^2}$$

$$E = -\frac{1}{2} K_e \frac{Ze^2}{r} = -\frac{1}{2} K_e^2 \frac{(Ze^2)^2 m_e}{n^2 \hbar^2} = -\frac{1}{n^2} \frac{1}{2} K_e^2 \frac{(Ze^2)^2 m_e}{\hbar^2} = -\frac{2,18 \cdot 10^{-18} \text{ J}}{n^2} = -\frac{13,6 \text{ eV}}{n^2}$$

Siendo $n = 1, 2, 3, \dots$ un número entero.

La existencia de estados estacionarios en los átomos unielectrónicos requiere que el momento angular del electrón $L = m_e v r$ se encuentre limitado sólo a ciertos valores. De acuerdo con la teoría de Bohr los posibles valores del momento angular son $L = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar$.

Por lo que *«el momento angular de un electrón en un átomo puede tener sólo ciertos valores $L_1, L_2, \dots, L_n, \dots$, por lo que el momento angular del movimiento electrónico está cuantizado».*

El hecho de que la energía y el momento angular estén cuantizados, en el modelo de Bohr, es una manifestación de que debemos tomar en cuenta principios nuevos para analizar el movimiento del electrón. La teoría correspondiente se llama mecánica cuántica.

La mecánica cuántica es el resultado de los trabajos originales de Louis de Broglie (1892-1987), Erwin Schrödinger (1887-1961), Werner Heisenberg (1901-1976), Paul Dirac (1902-1984), Max Born (1882-1970), Albert Einstein (1879-1955) y otros quienes la desarrollaron en la década de 1920. La mecánica cuántica es esencial para conocer el comportamiento de los constituyentes fundamentales de la materia.

Análisis de la mecánica cuántica: partículas y campos

Nuestra experiencia sensorial nos lleva a considerar que los objetos que nosotros tocamos tienen una forma y tamaño bien definidos por lo que están bien localizados en el espacio. Por tanto, tendemos a extrapolar y consideramos que las partículas fundamentales (electrones, protones, etc.) tienen forma y tamaño y las imaginamos como pequeñas esferas con un radio determinado, con una masa y carga. Los experimentos nos demuestran que nuestra extrapolación sensorial de los constituyentes básicos de la materia es errónea. El comportamiento dinámico de los átomos y de las partículas subatómicas requiere que asociemos a cada partícula un campo (un campo de materia), de la misma forma que asociamos un fotón (que puede considerarse equivalente a una partícula) con un campo electromagnético.

Postula que los electrones se mueven en órbitas estacionarias, de tal forma que el momento angular del electrón, que es constante, tienen unos determinados valores, que son múltiplos de la constante de Planck. Por tanto, cada órbita estacionaria está a una distancia determinada y tiene una energía determinada, y la emisión o absorción de energía de radiación por un átomo es causada siempre por una transición de un electrón desde una órbita a otra. Estando la frecuencia de la radiación en una correspondencia lineal con las diferencias de energía de los estados participantes en la transición. Con ayuda de unos cálculos sencillos basados en los postulados de Bohr se pudo obtener teóricamente las líneas espectrales y el valor de la constante de Rydberg.

La teoría de Bohr fue posteriormente modificada y perfeccionada, ya que se consideró el movimiento de los núcleos alrededor del centro de masa, y las órbitas circulares fueron sustituidas por elípticas. Todo esto llevó a un mejor conocimiento de los espectros ópticos de los átomos y, en particular, pudo explicar el efecto Zeeman.

En **1926 Heisenberg y Schrödinger** propusieron una nueva aproximación para describir los fenómenos microscópicos llamada mecánica cuántica. Esta nueva mecánica surgió del principio de la dualidad onda-corpúsculo y del principio de incertidumbre.

El antiguo modelo del átomo fue sustituido por uno nuevo, en el que la posición de los electrones en el átomo no se puede especificar exactamente pero hay una cierta probabilidad dada por una función de onda, la cual es solución de la ecuación de onda.

La **mecánica cuántica** no sólo confirmó todos los resultados de la teoría de Bohr sino que:

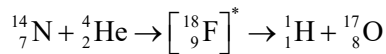
- a. Explicó por qué un átomo dado no emite energía en un estado estacionario.
- b. Permitió un cálculo de las intensidades de las líneas espectrales.
- c. Explicó la difracción de electrones, un fenómeno incomprensible desde el punto de vista clásico.
- d. También se utilizó para explicar los fenómenos nucleares, como la explicación de la radiación alfa en 1928 (Gamow).

8.2 Las partículas nucleares o nucleones: el protón y el neutrón

Los núcleos se encuentran en el centro de los átomos, que constituye un gran espacio vacío. Así el tamaño de los átomos es del orden de 10^{-10} m y el de los núcleos del orden de 10^{-14} m, por lo que el diámetro de estos es unas 10.000 veces más pequeño. Los núcleos están compuestos de dos tipos de partículas los protones y los neutrones, llamadas nucleones

El protón: En 1919 se realizaron dos importantes descubrimientos. Por una parte, Aston construye el espectrómetro de masas lo que permitió determinar con gran exactitud las masas atómicas y permitió conocer

la existencia de los isótopos. Por otra parte, Rutherford continuando con sus experimentos de dispersión de partículas alfa descubrió la escisión del núcleo de nitrógeno:



El proceso va acompañado por el escape de una partícula (${}^1_1\text{H}$) cargada positivamente (e^+) y una masa igual a la del núcleo del isótopo más ligero del hidrógeno, $m_p = 1.836,1 \cdot m_e$.

El experimento fue repetido con otros materiales y en todos los casos, el núcleo de estos materiales emitía núcleos de H (${}^1_1\text{H}$) cuando eran bombardeados con partículas alfa rápidas. *Así quedó probado que el núcleo atómico contiene el núcleo del átomo de H, el más sencillo y se llamó protón.*

El descubrimiento del protón llevó a considerar que el núcleo está constituido por protones y electrones: siendo A el número de protones en el núcleo, (A - Z) el número de electrones en el núcleo y Z electrones girando. Este modelo proporcionó una explicación natural del hecho que la masa atómica de los elementos es proporcional al número de masa A y la carga nuclear es proporcional al número atómico Z.

Hechos que confirman que en el núcleo no hay electrones

1. En 1925 se introdujo el concepto *espín del electrón* para explicar la estructura fina de la radiación atómica. Después para explicar la estructura hiperfina de los espectros se consideró que los núcleos atómicos tienen espín y momento magnético. El electrón tiene número cuántico de espín $s = \frac{1}{2}$ y el número cuántico magnético de espín puede tener dos valores $m_s = \pm \frac{1}{2}$.

2. Un electrón es una partícula cargada, y con su momento angular hay asociado un momento magnético. El momento magnético surge del momento angular del electrón. El argumento clásico es que si una carga, e^- , circula en una órbita de radio r, en el plano XY, a una velocidad v la intensidad de corriente es $I = -\frac{ev}{2\pi r}$.

Esta corriente origina un momento dipolar magnético con componente z igual a:

$$m_z = IA = I\pi r^2 = -\frac{1}{2}evr = -\frac{el_z}{2m_e} = \gamma_e l_z \quad \{l_z = m_e vr\}$$

El vector momento magnético y momento angular: $\vec{m} = \gamma_e \vec{l} = -\frac{e}{2m_e} \vec{l}$

El electrón en un átomo puede tener dos tipos de momento angular, su espín y su momento angular orbital, por lo que existen dos causas o fuentes del momento magnético. Estos dos momentos magnéticos pueden interactuar y producen separaciones en las energías de los estados del átomo, y estas separaciones afectarán la apariencia del espectro del átomo, y se llama estructura fina del espectro.

3. Las propiedades del momento magnético orbital se derivan del propio momento angular. En concreto la componente z está cuantizada y tiene restringidos los valores posibles a $m_z = \gamma_e m_l \hbar$ ($m_l = 0; \dots; \pm 1$). La cantidad $\mu_B = -\gamma_e \hbar = \frac{e\hbar}{2m_e}$ positiva se llama magnetón de Bohr, y su valor es igual a $9,274 \cdot 10^{-24}$ J/T. Siendo

$$m_z = -\mu_B m_l$$

4. El momento magnético de espín, que surge del espín del electrón, por analogía con el momento magnético orbital podemos suponer que sea $m = \gamma_e s$, pero al no tener analogía clásica se deriva de la ecuación

relativista de Dirac y da $m = 2\gamma_e s$, con un factor adicional de 2, luego el momento magnético debido al espín es el doble del valor esperado con una argumentación clásica. Siendo $m = g_e \gamma_e s$ y la componente sobre el eje z igual a

$$m_z = -g_e \mu_B m_s \quad \left\{ m_s = \pm \frac{1}{2} \right.$$

5. El núcleo más sencillo, el protón, tiene un momento angular intrínseco $\frac{1}{2} \hbar$ y un momento magnético positivo igual a $2,7927 \mu_N$ magnetones nucleares. El magnetón nuclear es $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05 \cdot 10^{-27} \frac{\text{J}}{\text{T}}$, que comparado con el electrón es unas 658 veces menor:

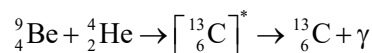
$$\frac{M_e}{M_p} = \frac{9,724 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{T}}}{2,7927 \times 5,0504 \cdot 10^{-27} \frac{\text{J}}{\text{T}}} = 658$$

Medidas de los momentos magnéticos de otros núcleos atómicos demostraron que sus valores absolutos están próximos al momento magnético del protón y difieren considerablemente del momento magnético del electrón. Lo que supuso un serio argumento en contra del modelo nuclear electrón-protón.

El deuterón, cuyo núcleo, en el modelo nuclear protón-electrón, consistirá en dos protones y un electrón, debería tener espín $\frac{1}{2} \hbar$ ó $3\frac{1}{2} \hbar$ y los valores experimentales del espín del deuterón es de valor \hbar lo que demuestra que no hay electrones en el núcleo.

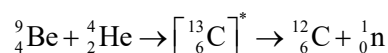
Con esta conclusión los núcleos no pueden estar compuestos solamente de protones ya que en este caso A será siempre igual a Z. Por tanto, debe de existir alguna partícula que junto a los protones constituya el núcleo.

El neutrón: En 1930 Bothe y Becker, continuando los experimentos de Rutherford, descubrieron que cuando bombardeaban con partículas alfa algunos elementos ligeros (Be, B) se produce una radiación muy penetrante. Esta radiación no estaba compuesta de partículas cargadas, ya que no le afectaban los campos eléctricos ni magnéticos y pensaron que era una radiación de alta energía. Siendo el proceso



Pero los cálculos cuantitativos no eran buenos para explicar tanta energía emitida. En 1932 Irene y Frederic Joliot-Curie establecieron que la nueva radiación sale fuera del núcleo de los elementos ligeros. Pero fue considerada como radiación de alta energía.

En el mismo año 1932 Chadwick demostró que todas estas dificultades desaparecen y se cumplen las leyes de conservación si en lugar de considerar que se emite energía alta (radiación gamma) se emiten partículas neutras que tengan una masa parecida a la de los protones. Esas partículas neutras se llamaron neutrones y el proceso se escribe de la siguiente forma:



Chadwick usó las leyes de conservación de la energía y del momento lineal para analizar los resultados experimentales de choque de partículas alfa sobre Be, la radiación saliente la dirigió hacia una cámara de ionización, la cual fue alternativamente llenada con H y N. El análisis de la colisión de la radiación entrante en la cámara con los núcleos de H y de N le llevó a la conclusión que eran partículas de masa parecida a la del protón pero sin carga, que les llamó neutrones.

El neutrón tiene una masa 1.838,6 veces la masa del electrón y es más pesado que el protón. Las medidas de su espín y momento magnético indican que como el protón y el electrón tiene un espín de valor $\frac{1}{2}\hbar$ mientras su momento magnético es negativo y menor en 936 veces que el momento magnético del electrón. El momento magnético del neutrón es de 1,9131 magnetones nucleares.

8.2.1 El modelo nuclear protón-neutrón

Al poco tiempo del descubrimiento del neutrón Heisenberg estableció el modelo protón-neutrón como estructura de los núcleos. Este modelo elimina completamente las dificultades asociadas con el modelo anterior protón-electrón. En este modelo todos los núcleos poseen dos tipos de partículas llamadas nucleones que son los protones y los neutrones. Hoy se conocen más de 3.000 núcleos entre naturales y artificiales. Los núcleos difieren en el número de protones y neutrones.

Un núcleo es un conglomerado de protones y neutrones ocupando una pequeña región del átomo. Se representa de la siguiente forma: A_ZX . El número A es el **número másico** o número de nucleones, el número Z es el **número atómico** o número de protones, y el número de neutrones N es la diferencia $N = A - Z$. El número másico A, que es adimensional, no es lo mismo que la masa atómica.

El protón tiene una masa de $m_p = 1,00728 \cdot u$, y la del neutrón es de $m_n = 1,00866 \cdot u$. El protón y el neutrón tienen un momento angular intrínseco y un momento magnético con número cuántico de espín $s = \frac{1}{2}$, por lo que obedecen el principio de exclusión de Pauli.

Los núcleos **isótopos** o isotopos (igual lugar) son los que tienen igual número atómico Z o de protones. Los núcleos **isobaros** (igual peso) son los que tienen igual número de nucleones A.

De los más de 3.000 isótopos que se conocen la mayoría son **radiactivos**, lo que significa que el núcleo no es estable, para alcanzar la estabilidad se fragmentan o emiten alguna partícula cada cierto tiempo. En la Naturaleza hay 266 isótopos estables (no-radiactivos) y unos pocos isótopos radiactivos que tienen un período de semidesintegración (vida media o semivida) muy grande, medidos en billones de años.

Así del elemento químico yodo se conocen muchos isótopos radiactivos, y en la Naturaleza solamente hay el ${}^{127}\text{I}$, por lo que se considera su abundancia del 100%.

Muchos elementos están formados de forma natural de varios isótopos, la abundancia natural del ${}^{14}\text{N}$ es del 99,6%, lo que significa que en cada 1.000 átomos de nitrógeno natural hay 996 átomos del isótopo ${}^{14}\text{N}$, y el resto es del isótopo ${}^{15}\text{N}$ (0,4%) que tiene un neutrón más.

8.3 Masa atómica y energía. Análisis de la equivalencia masa-energía

Las masas atómicas se especifican en términos de la unidad de masa atómica (u), que se define de tal forma que la masa atómica del isótopo ${}^{12}\text{C}$ sea exactamente $12 \cdot u$, $\text{Ma}({}^{12}_6\text{C}) = 12 \cdot u$, por lo que

$$1 \text{ u} = \frac{1}{12} \text{Ma}({}^{12}_6\text{C}) = \frac{1}{12} \cdot \frac{0,012 \text{ kg}}{N_0 \text{ átomos}} = \frac{1}{12} \times \frac{0,012 \text{ kg}}{6,022 \cdot 10^{23} \text{ átomos}} = 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

Alternativamente podemos usar la ecuación de Einstein, $E_0 = m_0 c^2$, para expresar las masas en términos de su energía equivalente. La energía equivalente de una masa $1 \cdot u$:

$$E_0 = m_0 c^2 = 1 \text{ u} \times c^2 = 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \times \left(2,9979 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}\right)^2 = 1,4924 \cdot 10^{-10} \text{ J}$$

$$E_0 = 1,4924 \cdot 10^{-10} \text{ J} \times \frac{1 \text{ eV}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}} = 931,49 \text{ MeV}$$

La unidad de masa atómica puede escribirse: $1u = \frac{931,49 \text{ MeV}}{c^2}$

La tabla siguiente expone las masas atómicas del electrón, los nucleones y tres elementos ligeros.

Partícula	Símbolo	Masa (u)	Masa (MeV/c ²)
Electrón	${}^0_{-1}\text{e}$	0,00055	0,51
Protón	${}^1_1\text{p}$	1,00728	938,28
Neutrón	${}^1_0\text{n}$	1,00866	939,57
Hidrógeno	${}^1_1\text{H}$	1,00783	938,79
Deuterio	${}^2_1\text{H}$	2,01410	1.876,12
Helio	${}^4_2\text{He}$	4,00260	3.728,40

Observamos que la masa del átomo de hidrógeno, ${}^1_1\text{H}$, es la suma de la masa del protón y la del electrón. Sin embargo, la masa de un átomo de helio, ${}^4_2\text{He}$, que tiene seis partículas (dos protones y dos neutrones en el núcleo y dos electrones), es menor que la suma de las masas de sus partículas constituyentes. Siendo la pérdida de masa del helio de $0,03038 \cdot u$, que corresponde a la energía de enlace en la formación del helio.

$$m({}^4_2\text{He}) = 4,00260 \cdot u$$

$$\sum_{i=1}^6 m_i = 2m_p + 2m_n + 2m_e = 2 \times 1,00728 \cdot u + 2 \times 1,00866 \cdot u + 2 \times 0,00055 \cdot u = 4,03298 \cdot u$$

$$\Delta m = \sum_{i=1}^6 m_i - m({}^4_2\text{He}) = 4,03298 \cdot u - 4,00260 \cdot u = 0,03038 \cdot u$$

8.3.1 Equivalencia masa-energía

Cuando la energía de una partícula cambia su masa también cambia. Si una partícula está inicialmente en reposo, de masa m_0 (masa en reposo) y energía $E_0 = m_0 c^2$ (energía en reposo), y adquiere una velocidad v , la energía total de la partícula en movimiento será mayor que la energía en reposo: $E_{\text{total}} = E_0 + E_c = m_0 c^2 + E_c = mc^2$. La masa de la partícula se incrementa en Δm :

$$\Delta m = m - m_0 = \frac{E_c}{c^2} \quad \left\{ \begin{array}{l} m = m_0 + \frac{E_c}{c^2} \end{array} \right.$$

Por lo que los valores relativistas de m , p , E y E_c son:

$$\text{El nuevo valor de la masa relativista de la partícula: } m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \gamma m_0$$

$$\text{El momento lineal: } p = mv = \gamma m_0 v = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \gamma m_0 \beta c$$

$$\text{La energía total: } E_{\text{total}} = mc^2 = E_0 + E_c = m_0 c^2 + \Delta m c^2 = mc^2 = \gamma m_0 c^2$$

$$\text{La energía cinética: } E_c = \gamma m_0 c^2 - m_0 c^2 = m_0 c^2 (\gamma - 1) \quad \left\{ \begin{array}{l} E_c = m_0 c^2 (\gamma - 1) \quad (E_c > 0, 1m_0 c^2) \\ E_c = \frac{1}{2} m_0 v^2 \quad (E_c < 0, 1m_0 c^2) \end{array} \right.$$

La energía cinética, para valores de la velocidad muy inferiores a c ($v \ll c$), nos da el valor clásico:

$$v \ll c \quad \left\{ \begin{array}{l} (a+b)^n = a^n + na^{n-1}b + \frac{n(n-1)}{2!}a^{n-2}b^2 + \frac{n(n-1)(n-2)}{3!}a^{n-3}b^3 + \dots \\ \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = 1 + \frac{v^2}{2c^2} + \frac{3v^4}{8c^4} + \dots \end{array} \right.$$

$$E_c = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c^2 = m_0 c^2 \frac{v^2}{2c^2} + m_0 c^2 \frac{3v^4}{8c^4} + \dots = \frac{1}{2} m_0 v^2$$

Relación entre energía y momento lineal: $E_{\text{total}}^2 = (m_0 c^2)^2 + p^2 c^2$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{\text{total}} = mc^2 = \gamma m_0 c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\ \vec{p} = m\vec{v} = \gamma m_0 \vec{v} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \end{array} \right\} \quad \gamma = \frac{E_{\text{total}}}{m_0 c^2} = \frac{\vec{p}}{m_0 \vec{v}} \quad \left\{ \vec{v} = \frac{c^2 \vec{p}}{E_{\text{total}}} \right\} \quad \left\{ v^2 = \frac{c^4 p^2}{E_{\text{total}}^2} \right\} \quad \left\{ \frac{v^2}{c^2} = \frac{c^2 p^2}{E_{\text{total}}^2} \right\}$$

$$E_{\text{total}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{p^2 c^2}{E_{\text{total}}^2}}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{\frac{E_{\text{total}}^2 - p^2 c^2}{E_{\text{total}}^2}}} \quad \left\{ \begin{array}{l} E_{\text{total}}^2 = \frac{(m_0 c^2)^2 E_{\text{total}}^2}{E_{\text{total}}^2 - p^2 c^2} \\ 1 = \frac{(m_0 c^2)^2}{E_{\text{total}}^2 - p^2 c^2} \end{array} \right\} \quad \left\{ \begin{array}{l} E_{\text{total}}^2 = (m_0 c^2)^2 + p^2 c^2 \\ E_{\text{total}} = \sqrt{(m_0 c^2)^2 + p^2 c^2} \end{array} \right.$$

Análisis de la equivalencia masa-energía:

Teoría de la Relatividad: Para cuerpos que se mueven a velocidades próximas a la de la luz se ha de utilizar la teoría de la relatividad, que considera como ley universal “la velocidad de la luz es una invariante física, teniendo el mismo valor para todos los observadores en movimiento relativo uniforme”. Como consecuencia las transformación de Galileo $t' = t$ no es correcta y todos los observadores en movimiento relativo uniforme son equivalentes.

Sean los dos sistemas de referencia, OXYZ y O'X'Y'Z', cuyos centros O y O' se encuentran a una distancia $R_{O'O}$. Una partícula situada en un punto P tendrá de coordenadas (x,y,z,t) para el primer sistema OXYZ, y para el segundo sistema O'X'Y'Z', tendrá de coordenadas (x',y',z', t').

Las nuevas transformaciones compatibles con que la velocidad de la luz sea constante, se llaman transformaciones de Lorentz:

$$\left\{ \begin{array}{l} x' = \frac{x - v_r t}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_r}{c}\right)^2}} \\ y' = y \\ z' = z \end{array} \right\} \quad \left\{ \begin{array}{l} t' = \frac{t - v_r x / c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_r}{c}\right)^2}} \end{array} \right.$$

El principio de la relatividad especial “todas las leyes de la naturaleza deben ser las mismas para todos los observadores inerciales que se muevan con velocidad relativa constante unos respecto de otros”. Con lo cual para que se cumpla el principio de conservación del momento lineal en partículas rápidas

Demostración:

$$\vec{F}_{\text{sobre}} = \frac{d\vec{p}}{dt} \left\{ \vec{p} = m\vec{v}_{\text{propia}} = \frac{m_0 \vec{v}_{\text{relativa}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = \gamma m_0 \vec{v}_{\text{relativa}} \right.$$

$$E_c = \int_0^v F_t ds = \int_0^v v dp = vp - \int_0^v p dv = \frac{m_0 v^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \int_0^v \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} dv = \frac{m_0 v^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \int_0^v \frac{m_0 cv}{\sqrt{c^2 - v^2}} dv$$

$$E_c = \frac{m_0 v^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c \left[-\sqrt{c^2 - v^2} \right]_0^v = \frac{m_0 v^2 c}{\sqrt{c^2 - v^2}} + m_0 c \sqrt{c^2 - v^2} - m_0 c^2$$

$$E_c = \frac{m_0 v^2 + m_0 (c^2 - v^2)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) = m_0 c^2 (\gamma - 1)$$

Para obtener la expresión de la energía total: la expresión del momento lineal la elevamos al cuadrado y despejamos la velocidad al cuadrado, la expresión de la energía cinética la elevamos al cuadrado y sustituimos la velocidad al cuadrado obtenida anteriormente. Obtenemos:

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left\{ p^2 = \frac{m_0^2 v^2}{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{m_0^2 v^2 c^2}{c^2 - v^2} \right\} \quad v^2 = \frac{p^2 c^2}{m_0^2 c^2 + p^2}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_t = m_0 c^2 + E_c = m_0 c^2 (\gamma - 1) + m_0 c^2 = \gamma m_0 c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\ E_t^2 = \frac{(m_0 c^2)^2 c^2}{c^2 - v^2} = \frac{(m_0 c^2)^2 c^2}{c^2 - \frac{p^2 c^2}{m_0^2 c^2 + p^2}} = m_0^2 c^4 + p^2 c^2 \end{array} \right\} E_t = \sqrt{(pc)^2 + (m_0 c^2)^2}$$

Esta expresión $E_{\text{total}}^2 = (pc)^2 + (m_0 c^2)^2$ nos da la relación relativista entre el momento lineal, p, y la energía total de la partícula, de masa m, sea de un electrón o de un protón.

Energía / partícula	Energía (eV)
Energía cinética de una molécula de H ₂ O en una caída de 100 m	0,00025 eV
Energía cinética de una molécula gas a 300 K	0,025eV
Fotón de luz visible	2,0 eV
Fotón de rayos gamma	1-3 MeV
Reacción nuclear: ${}^6_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$	4,011 MeV

8.4 Tamaño y densidad nuclear

Para comprender la naturaleza de las fuerzas que retienen los protones y los neutrones unidos en los núcleos, es necesario analizar algunas propiedades físicas del núcleo además de la carga y la masa.

Tamaño nuclear: Todos los resultados experimentales confirman que los núcleos tienen forma esférica, sin embargo el radio nuclear R difiere de unos métodos a otros pero siempre es proporcional a $A^{1/3}$, siendo A el número másico del núcleo. La relación es $R = r_0 A^{1/3}$, donde r_0 es un coeficiente empírico, de valor $r_0 = 1,2 \text{ fm} = 1,2 \cdot 10^{-15} \text{ m}$, y aproximadamente el mismo para todos los núcleos.

Como el volumen de una esfera es $\frac{4}{3}\pi R^3$, el volumen nuclear es proporcional al número de nucleones A, ya que: $V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi r_0^3 A = 7,24 \cdot 10^{-45} A \text{ m}^3$

Esta ecuación sugiere **dos conclusiones**:

1. Que los nucleones están empaquetados a unas distancias promedio fijas, independientemente del número de partículas. Por lo que el volumen por nucleón es una cantidad constante, y la misma para todos los núcleos de valor: $V_0 = \frac{4}{3}\pi r_0^3 = 7,24 \cdot 10^{-45} \text{ m}^3$.

2. Que la densidad de la materia nuclear es la misma para todos los núcleos.

Densidad nuclear: La densidad de la materia nuclear se puede determinar de la siguiente forma. La unidad de masa atómica es $1u = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$, por lo que la masa de un núcleo, de número másico A, es aproximadamente $M = Au$. Siendo la densidad promedio de la materia nuclear independiente de A:

$$\rho_{\text{nuclear}} = \frac{M}{V} = \frac{Au}{\frac{4}{3}\pi r_0^3 A} = \frac{1u}{\frac{4}{3}\pi r_0^3} = \frac{1,661 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}{7,24 \cdot 10^{-45} \text{ m}^3} = 2,30 \cdot 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Esta densidad de los núcleos es alrededor de 10^{15} veces mayor que la densidad de la materia en su conjunto como la conocemos en la superficie de la Tierra. También demuestra que la materia en su conjunto está vacía esencialmente y que la masa está concentrada en el núcleo, que ocupa una pequeña fracción del volumen atómico.

Con estos resultados podemos decir que:

1. Los nucleones no se pueden comprimir en el núcleo. Si añadimos más nucleones el volumen aumenta proporcionalmente.

2. Los nucleones están fuertemente empaquetados. Si el tamaño del átomo es del orden de 10^{-10} m el del núcleo es de 10^{-14} m .

3. La densidad nuclear es constante, $\rho_{\text{nuclear}} = 2,30 \cdot 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$, sean pequeños como el ${}^4\text{He}$ de radio 1,9 fm, medios como ${}^{56}\text{Fe}$ de radio 4,6 fm o pesados como ${}^{238}\text{U}$ de radio 7,4 fm.

8.5 Momento angular del núcleo

El momento angular de un núcleo se llama, históricamente, espín nuclear. Pero esto no significa que el núcleo esté rotando como un cuerpo rígido. Lo que ocurre es que los protones y los neutrones poseen momento angular orbital asociado con su movimiento en los núcleos. El momento angular nuclear resultante (espín) se obtiene combinando el momento angular orbital y los espines de los nucleones que componen los núcleos. El espín nuclear se designa con el **número cuántico I** y la magnitud del espín nuclear es

$$\sqrt{\hbar[I(I+1)]}$$

La componente del espín nuclear en una dirección es $I_z = m_I \hbar$ donde $m_I = \pm I, \pm(I-1), \dots, \pm\frac{1}{2}$ ó 0. Dependiendo de si I es semientero o entero. Por tanto, hay $(2I+1)$ orientaciones posibles del espín nuclear.

Como el espín de los nucleones es $\frac{1}{2}$ los valores de I son enteros, si A es par, o semienteros, si A es impar, en un rango desde cero, como en ${}^4\text{He}$ y ${}^{12}\text{C}$, hasta 7 como en ${}^{176}\text{Lu}$.

Prácticamente todos los núcleos que tienen un número par de neutrones y protones (par-par) tienen $I = 0$, lo que nos indica que los nucleones idénticos tienden a emparejar sus momentos angulares en direcciones opuestas.

Los núcleos par-impar tienen todos espín semientero, y es razonable considerar que el espín nuclear coincide con el momento angular del último nucleón desapareado.

Los núcleos impar-impar tienen dos nucleones sin aparear, un neutrón y un protón, y los resultados experimentales son un poco más difícil de predecir, aunque sus momentos angulares son enteros cuando hay un número par de partículas.

8.6 Estabilidad nuclear. Energía de enlace nuclear

8.6.1 Concepto de estabilidad nuclear

Los núcleos atómicos se pueden dividir en dos clases, estables y radiactivos. Los núcleos estables no cambian durante un período infinitamente largo de tiempo, mientras los radiactivos experimentan transformaciones espontáneas.

Las características básicas de un núcleo estable son: el número másico A , el número atómico Z , la masa M y la energía de enlace, el radio, el espín I , el momento magnético, el momento cuadrupolar eléctrico, y la paridad de la función de onda.

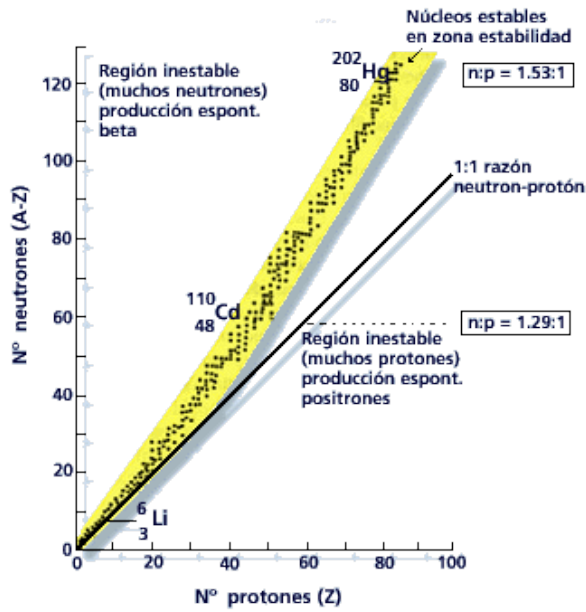
Los núcleos radiactivos se caracterizan por el tipo de transformación radiactiva (desintegración alfa o beta, fisión espontánea) el período de semidesintegración, y la energía de las partículas emitidas.

Sabemos que menos del 10% de los núcleos conocidos son estables (no-radiactivos). Los núcleos se caracterizan por dos números independientes, Z y N , que indican el número de protones y neutrones, respectivamente.

Al representar gráficamente los núcleos atómicos, poniendo en el eje de abscisas el número atómico, Z , y en el eje de ordenadas el número de neutrones, N , se observa que:

1. La línea de estabilidad de los núcleos no coincide con la diagonal Z - N . En los núcleos es igual Z y N solamente para $Z < 16$.

2. Al aumentar el número atómico, Z , del núcleo el número de neutrones, N , necesarios para la estabilidad nuclear crece por encima del de los protones. Así para $Z > 16$, la línea de estabilidad se va alejando de la diagonal, de tal forma que en torno a $Z = 40$ se observa que $N/Z = 1,2$; en torno a $Z = 60$ se observa $N/Z = 1,4$; en torno a $Z = 80$ se observa que $N/Z = 1,5$. El Bismuto con $Z = 83$ es el último núcleo estable.



8.6.2 Energía de enlace nuclear

El núcleo es un sistema enlazado, por lo que para separar los nucleones hemos de suministrarle energía. La energía que hay que suministrarle a un núcleo para separar los protones y neutrones se llama energía de enlace.

Mientras las energías de enlace de los electrones en los átomos es de unos pocos eV, las energías de enlace de los núcleos son de decenas o cientos de MeV

Conocidos los valores exactos de las masas del protón y del neutrón, se puede comparar la masa M de un núcleo atómico con la suma de las masas de todos los nucleones que constituyen el núcleo. Se ha encontrado que *la masa de un núcleo es siempre menor que la suma de las masas de todos sus neutrones y protones*. Este resultado es muy natural ya que el núcleo es un sistema fuertemente enlazado de nucleones que se encuentran en un estado de energía mínimo.

La energía de enlace nuclear de un sistema es la energía desprendida cuando el sistema se forma, o la energía que debemos suministrar al sistema para separarlo en sus componentes, que en un núcleo son los nucleones.

La energía de enlace de un núcleo de masa $m_{\text{núcleo}}$, compuesto de A nucleones, de los que Z son protones y $N = A - Z$ neutrones, podemos escribir:

$${}^A_ZX \rightarrow Z {}^1_1p + (A - Z) {}^1_0n \quad \left\{ E_{\text{enlace}} = \sum_{i=1}^A m_i c^2 - m_{\text{núcleo}} c^2 = \left(\sum_{i=1}^A m_i - m_{\text{núcleo}} \right) c^2 \right.$$

$$E_{\text{enlace}} = [Z m_p + (A - Z) m_n - m_{\text{núcleo}}] c^2 \text{ J} = [Z m_p + (A - Z) m_n - m_{\text{núcleo}}] \times \frac{931,49 \text{ MeV}}{u}$$

En la primera expresión, con la energía en joule (J), la masa en kilogramos (kg). En la segunda, con la energía en MeV, la masa en unidad de masa atómica (u). Siendo el equivalente en energía de la unidad de masa atómica de $1,4924 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 931,49 \text{ MeV}$.

$$\left\{ \begin{array}{l} E_0 = m_0 c^2 = 1 \text{ u} \times c^2 = 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \times (2,9979 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}})^2 = 1,4924 \cdot 10^{-10} \text{ J} \\ E_0 = 1,4924 \cdot 10^{-10} \text{ J} \times \frac{1 \text{ eV}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}} = 931,49 \text{ MeV} \end{array} \right\}$$

La dificultad práctica es que para determinar la masa de las partículas atómicas se usa el espectrómetro de masas, que nos mide las masas atómicas y no las masas nucleares. La masa atómica es la masa del núcleo más la masa de los electrones orbitando.

$$E_{\text{enlace}} = [Z m_p + Z m_e + (A - Z) m_n - (m_{\text{núcleo}} + Z m_e)] c^2 \text{ J}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Z(m_p + m_e) = Z m_H \\ m_{\text{núcleo}} + Z m_e = m_{\text{atómica}} \end{array} \right\}$$

$$E_{\text{enlace}} = [Z m_H + (A - Z) m_n - m_{\text{atómica}}] c^2 \text{ J}$$

$$E_{\text{enlace}} = [Z m_H + (A - Z) m_n - m_{\text{atómica}}] \times \frac{931,49 \text{ MeV}}{\text{u}}$$

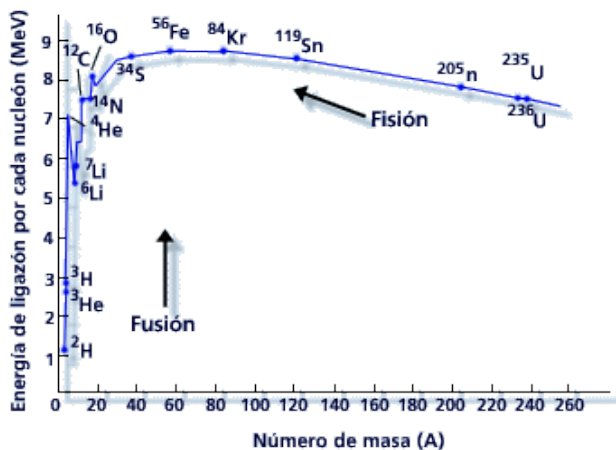
La masa nuclear es distinta de la masa atómica en una cantidad que es igual a la masa de los Z electrones:

$$E_{\text{enlace}} = [Z m_p + (A - Z) m_n - m_{\text{nuclear}}(A, Z)] c^2 = [Z m_{\text{atómica}}({}^1_1\text{H}) + (A - Z) m_n - m_{\text{atómica}}(A, Z)] c^2 \text{ J}$$

La masa atómica difiere de la masa nuclear por una cantidad igual a la masa de Z electrones.

8.7 Energía de enlace por nucleón. Dependencia con el número másico

Una indicación de la estabilidad de un núcleo es la energía de enlace promedio por nucleón $\varepsilon = \frac{E_{\text{enlace}}}{A}$



La energía de enlace por nucleón, $\varepsilon = \frac{E_{\text{enlace}}}{A}$, es un máximo para núcleos en la región de número másico $A = 60$. Así, el hierro, ${}^{56}\text{Fe}$, con una energía de enlace de 492 MeV y con 56 nucleones, $A = 56$, tiene 8,79 MeV por nucleón. Esta es la energía promedio que necesitaremos para arrancar un nucleón del núcleo. El núcleo que tiene una energía de enlace por nucleón mayor es porque está más fuertemente unido que el que la tiene menor.

Por tanto, si dos núcleos ligeros se unen (fusión) forman un núcleo de masa media y se libera energía, y si un núcleo pesado se divide (fisión) en dos fragmentos se libera también energía. El hecho de que la energía de enlace varíe menos del 10% por encima de $A = 10$ nos sugiere que cada nucleón en el núcleo interactúa

sólo con sus inmediatos, independientemente del número total de nucleones presentes en el núcleo. El pequeño decrecimiento después de $A = 60$ se debe al efecto desestabilizador de la fuerza repulsiva de Coulomb entre protones.

Los núcleos más estables están determinados por la ecuación: $Z = A/(1,98 + 0,015A^{2/3})$

8.7.1 Análisis de la figura de energía de enlace por nucleón frente al número másico

1. La energía de enlace por nucleón $\varepsilon = \frac{E_{\text{enlace}}}{A}$ se incrementa rápidamente desde cero para $A = 1$ hasta 8 MeV para $A = 16$, siendo el valor máximo 8,8 MeV para $A = 60$ (^{58}Fe y ^{62}Ni), y entonces decrece gradualmente hasta 7,6 MeV para los elementos más pesados encontrados en la Naturaleza, como el U.

2. El valor promedio de la energía de enlace por nucleón, $\bar{\varepsilon} = \frac{E_{\text{enlace}}}{A} = 8 \text{ MeV}$, es de 8 MeV para la gran mayoría de los núcleos. Por lo que, en una primera aproximación, la energía de enlace del núcleo atómico E_{enlace} puede expresarse en términos del número másico: $E_{\text{enlace}} \approx \bar{\varepsilon} A \approx (8A) \text{ MeV}$

3. Un análisis de la curva de la energía de enlace por nucleón y de la dependencia de la dependencia de la energía de enlace del número másico nos lleva a las siguientes conclusiones: **1ª)** Al ser los valores de la energía positivos para todos los núcleos nos indica que las fuerzas nucleares son atractivas, siendo la energía de interacción entre los protones en el núcleo mayor que la energía de repulsión electrostática. Así, la energía de enlace promedio por nucleón es de 8 MeV, en el caso del helio-4 es de 7 MeV y la energía de repulsión electrostática para los dos protones a 1 fm es de 0,7 MeV. **2ª)** La energía de enlace por nucleón de un núcleo tiene una dependencia lineal con el número másico A y esto implica una saturación de las fuerzas nucleares. Así un nucleón interactúa con unos pocos a su alrededor y no con todos. Si cada nucleón en un núcleo interactuase con los $(A-1)$ restantes, la energía de enlace total será proporcional a $A \cdot (A-1) \approx A^2$ y no a A . En base a que: $1 \cdot (A-1) + 2 \cdot (A-1) + 3 \cdot (A-1) + \dots = A \cdot (A-1)$. Lo que implica que la saturación está relacionada con las interacciones de corto alcance. Así en núcleos pesados hay más neutrones que protones para mitigar la repulsión electrostática. **3ª)** La energía de enlace por nucleón es especialmente grande en los núcleo par-par (Z par y N par). Los núcleos con número másico impar (Z par y N impar o Z impar y N par) tienen menor energía. Los núcleos impar-impar son radiactivos ya que tienen dos nucleones desapareados y menor energía de enlace por nucleón; sólo hay cuatro muy estables que son ^2H ; ^6Li ; ^{10}B y ^{14}N .

4. Los picos en la curva de energía de enlace para $A = 4, 12, \text{ y } 16$. El primer pico pronunciado para $A = 4$ es especialmente importante, y corresponde al ^4_2He . Estos núcleos son más estables que los que les rodean, se comprueba que son los que poseen los siguientes números de protones y/o neutrones: 2, 8, 20, 50, 82, 126 (éste último sólo neutrones).

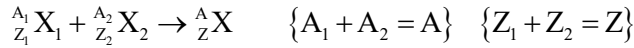
Para núcleos pesados se puede producir una fisión y una desintegración alfa, y para núcleos ligeros una fusión.

La energía de enlace de un núcleo (A nucleones y Z protones) relativa a todos los nucleones constituyentes será:

$$E_{\text{enlace}} = \varepsilon A = [Zm_p + (A-Z)m_n - m_{\text{nuclear}}(A, Z)]c^2 = [Zm_H + (A-Z)m_n - m_{\text{atómica}}]c^2 \text{ J}$$

8.7.2 Concepto de fusión y de fisión nuclear

La **fusión nuclear** consiste en la unión de dos núcleos que colisionan resultando un núcleo mayor. El resultado de la fusión nuclear es el desprendimiento de energía, ya que el núcleo fusionado que se forma tiene una energía de enlace por nucleón mayor que la energía promedio de los dos núcleos iniciales.



$$Q_{\text{fusión}} = \left[m_{X(\text{atómica})} - (m_{X_1(\text{atómica})} + m_{X_2(\text{atómica})}) \right] c^2 < 0$$

$$E_{\text{enlace}(X)} = \varepsilon A = \left[Zm_H + (A - Z)m_n - m_{X(\text{atómica})} \right] c^2 \left\{ m_{X(\text{atómica})} c^2 = \left[Zm_H + (A - Z)m_n \right] c^2 - \varepsilon A \right.$$

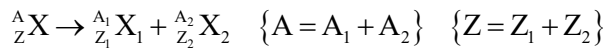
$$E_{\text{enlace}(X_1)} = \varepsilon_1 A_1 = \left[Z_1 m_H + (A_1 - Z_1)m_n - m_{X_1(\text{atómica})} \right] c^2 \left\{ m_{X_1(\text{atómica})} c^2 = \left[Z_1 m_H + (A_1 - Z_1)m_n \right] c^2 - \varepsilon_1 A_1 \right.$$

$$E_{\text{enlace}(X_2)} = \varepsilon_2 A_2 = \left[Z_2 m_H + (A_2 - Z_2)m_n - m_{X_2(\text{atómica})} \right] c^2 \left\{ m_{X_2(\text{atómica})} c^2 = \left[Z_2 m_H + (A_2 - Z_2)m_n \right] c^2 - \varepsilon_2 A_2 \right.$$

$$Q_{\text{fusión}} = -\varepsilon A - (-\varepsilon_1 A_1 - \varepsilon_2 A_2) = -\varepsilon A + \varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2 < 0 \quad \left\{ \varepsilon_{\text{promedio}} = \bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2}{A_1 + A_2} = \frac{\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2}{A} \right.$$

$$Q_{\text{fusión}} = -\varepsilon A + \bar{\varepsilon} A = (-\varepsilon + \bar{\varepsilon}) A < 0 \quad \{ \varepsilon > \bar{\varepsilon} \}$$

La **fisión nuclear** consiste en la división de un núcleo grande en dos núcleos de tamaño comparable. El resultado de la fisión nuclear es el desprendimiento de energía, ya que los núcleos que se forman tienen una energía promedio de enlace por nucleón mayor que la del núcleo fisionado.



$$Q_{\text{fisión}} = \left[(m_{X_1(\text{atómica})} + m_{X_2(\text{atómica})}) - m_{X(\text{atómica})} \right] c^2 < 0$$

$$E_{\text{enlace}(X_1)} = \varepsilon_1 A_1 = \left[Z_1 m_H + (A_1 - Z_1)m_n - m_{X_1(\text{atómica})} \right] c^2 \left\{ m_{X_1(\text{atómica})} c^2 = \left[Z_1 m_H + (A_1 - Z_1)m_n \right] c^2 - \varepsilon_1 A_1 \right.$$

$$E_{\text{enlace}(X_2)} = \varepsilon_2 A_2 = \left[Z_2 m_H + (A_2 - Z_2)m_n - m_{X_2(\text{atómica})} \right] c^2 \left\{ m_{X_2(\text{atómica})} c^2 = \left[Z_2 m_H + (A_2 - Z_2)m_n \right] c^2 - \varepsilon_2 A_2 \right.$$

$$E_{\text{enlace}(X)} = \varepsilon A = \left[Zm_H + (A - Z)m_n - m_{X(\text{atómica})} \right] c^2 \left\{ m_{X(\text{atómica})} c^2 = \left[Zm_H + (A - Z)m_n \right] c^2 - \varepsilon A \right.$$

$$Q_{\text{fisión}} = (-\varepsilon_1 A_1 - \varepsilon_2 A_2) - (-\varepsilon A) = -\varepsilon_{\text{promedio}} A + \varepsilon A \quad \left\{ \varepsilon_{\text{promedio}} = \bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2}{A_1 + A_2} = \frac{\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2}{A} \right.$$

$$Q_{\text{fisión}} = (-\bar{\varepsilon} + \varepsilon) A < 0 \quad \{ \bar{\varepsilon} > \varepsilon \}$$

8.8 La fuerza nuclear fuerte

El descubrimiento del núcleo atómico por Rutherford fue aceptado por todos los científicos. Pero la objeción más importante que se le puso es el no explicar como pueden estar las partículas positivas nucleares, los protones, a una distancia de unos pocos femtometros sin salir repelidas unas por otras.

Hoy sabemos que se desconocía la existencia de la fuerza de la naturaleza que opera dentro del núcleo, para permitir que permanezcan unidos los nucleones. Esta fuerza ha de ser más fuerte que la fuerza repulsiva electrostática, de ahí el nombre de fuerza fuerte o fuerza nuclear.

Las propiedades principales, de la fuerza fuerte, que han sido determinadas se pueden resumir en los siguientes apartados:

1. La fuerza nuclear fuerte es atractiva y de corto alcance. Se llama de corto alcance porque sólo se pone de manifiesto cuando las partículas que interaccionan están muy próximas, a una distancia del orden de 1

femtometro ($1 \text{ fm} = 1,0 \cdot 10^{-15} \text{ m}$) o menos. A distancias mayores de 10 fm, que corresponde al tamaño nuclear, la fuerza no se observa. En un núcleo, cada nucleón interactúa sólo con sus vecinos mientras que la repulsión de Coulomb se establece entre todos los protones.

2. La fuerza nuclear fuerte es independiente de la carga eléctrica. Esto significa que las interacciones nucleares entre dos protones, dos neutrones, o un protón y un neutrón son básicamente las mismas. Esto se pone de manifiesto en el hecho de que la energía de enlace por nucleón es la misma independientemente de la mezcla de protones y neutrones en el núcleo.

3. La fuerza nuclear fuerte depende de la orientación relativa de los espines de los nucleones que interactúan. Este hecho se ha confirmado por experimentos de dispersión y por análisis de los niveles de la energía nuclear. Se ha encontrado que la energía de un sistema de dos nucleones en el que los dos tienen espines paralelos es diferente de la energía del sistema cuando los espines son opuestos. De hecho, el sistema neutrón-protón tiene un estado enlazado, el deuterón, en el que los dos nucleones tienen sus espines paralelos ($S = 1$), pero no existe con los espines opuestos ($S = 0$).

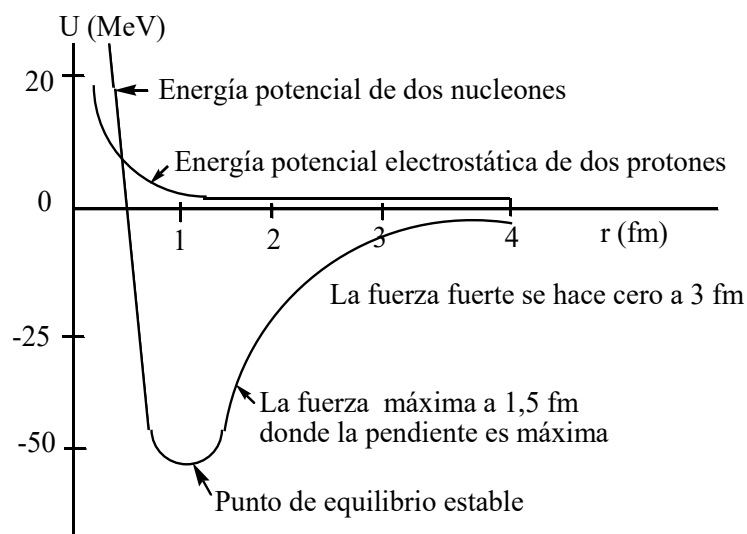
4. La fuerza nuclear fuerte no es completamente central; depende de la orientación de los espines relativa a la línea de unión de los nucleones. Esta propiedad se ha deducido porque se ha observado que hasta en el núcleo más simple, el deuterón, el momento angular orbital de los dos nucleones, relativo a su centro de masa, no es constante, lo que es contrario a la situación cuando las fuerzas son centrales.

5. La fuerza nuclear fuerte a distancias muy cortas llega a ser repulsiva. Este hecho ha sido introducido para explicar la separación promedio constante entre los nucleones, de lo que resulta un volumen nuclear proporcional al número de nucleones.

Desafortunadamente no hay una fórmula sencilla para calcular la fuerza fuerte o la energía potencial de dos núcleos interactuando por la fuerza fuerte. En la figura se representa un diagrama de la energía potencial, determinado experimentalmente, para dos nucleones interactuando, frente a la distancia r desde sus centros. El mínimo de energía potencial se alcanza a 1 fm, que será un punto de equilibrio estable.

La fuerza es el negativo de la pendiente del diagrama de energía potencial. Para distancias inferiores a 1 fm ($r < 1 \text{ fm}$) hay una interacción fuerte muy repulsiva. Es decir, el corazón de los nucleones se repele cuando están muy próximos. La fuerza es atractiva para $r > 1 \text{ fm}$, donde la pendiente es positiva, siendo más intensa a la distancia de 1,5 fm. Para distancias superiores a 1,5 fm la fuerza decrece rápidamente, siendo prácticamente cero a 3 fm. Por lo que la fuerza fuerte, representada por su energía potencial, es efectiva solamente en distancias muy cortas y se dice que es de corto alcance.

En la figura también se observa, para comparar, la energía potencial electrostática de dos protones. Es de destacar que la energía electrostática es mucho menor que la energía potencial de la fuerza fuerte. A la distancia de 1,5 fm la fuerza fuerte alcanza el máximo, siendo unas cien veces mayor que la fuerza repulsiva electrostática.



Los protones, en el interior del núcleo, ejercen entre ellos una fuerza electrostática repulsiva, y una fuerza fuerte atractiva de corto alcance entre los protones que están en contacto. Aunque la fuerza fuerte, en su valor máximo es mucho mayor que la fuerza electrostática, no es suficientemente atractiva para que permanezcan unidos todos los protones del núcleo, y este sea estable. Para ello, se encuentran los neutrones ya participan en la fuerza fuerte pero no ejercen fuerzas repulsivas. Por lo que los neutrones proporcionan la unión que permite que los núcleos permanezcan unidos. En los núcleos pequeños, donde todos los nucleones están en contacto, es suficiente para alcanzar la estabilidad un neutrón por cada protón. Pero en núcleos grandes la fuerza repulsiva se incrementa más rápidamente que la energía de enlace, y son necesarios más neutrones para alcanzar la estabilidad.

Una expresión correcta de la energía potencial de la interacción nuclear entre dos nucleones no es bien conocida. En 1935 Yukawa propuso la siguiente expresión:

$$E_p(\vec{r}) = -\frac{E_0 \cdot a}{r} e^{-r/a}$$

Los parámetros E_0 y a son constantes. La constante a está relacionada con el rango de la fuerza nuclear y E_0 da la intensidad de la interacción. El factor $e^{-r/a}$ expresa el decrecimiento exponencial que se hace más rápidamente cero que el potencial eléctrico $1/r$. Por otra parte hay dudas sobre si la interacción nuclear se pueda expresar en términos de una función de la energía potencial, de la misma forma que lo hacemos con la interacción eléctrica y gravitatoria.

La base teórica se encuentra en el Modelo Estándar, en el que se considera que **la fuerza nuclear fuerte es un efecto residual de la interacción fuerte entre los quarks que componen los protones y los neutrones.**

8.8.1 El modelo de capa

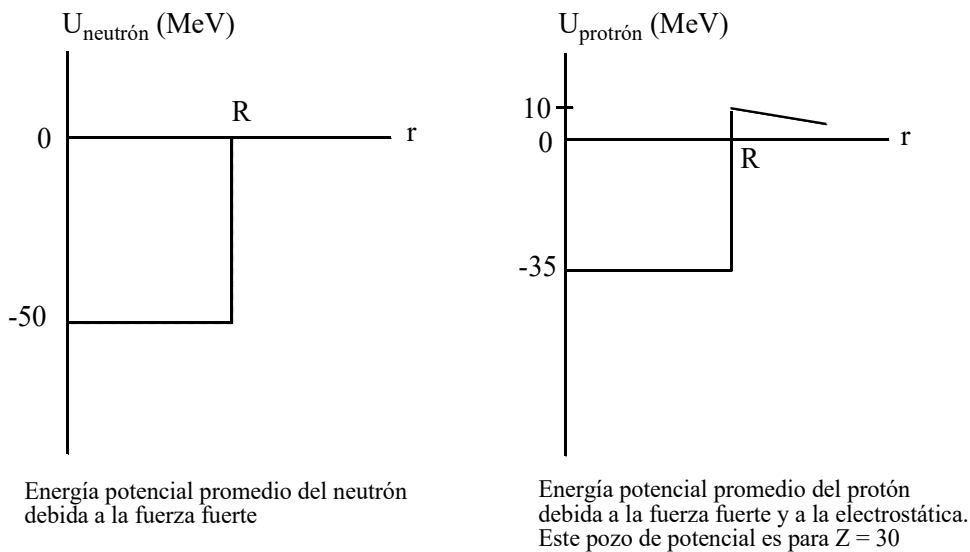
Para solucionar la ecuación de Schrödinger para los núcleos necesitamos conocer la energía potencial total de todos los pares de nucleones que interaccionan dentro del núcleo, incluyendo la fuerza fuerte y la electrostática. Esto es un problema muy complejo para tratarlo.

Es una situación similar a la que se plantea con los átomos multielectrónicos. El cálculo de la energía potencial exacta en un átomo, incluyendo la repulsión electrón-electrón, es excesivamente complicado. Para simplificar el problema se considera un modelo de átomo en el que cada electrón se mueve independientemente con una energía potencial promedio debida al núcleo y a todos los demás electrones. Este modelo

aunque no es perfecto conduce a una predicción correcta de las capas electrónicas y explica la tabla periódica de los elementos.

El modelo de capa de los núcleos, es análogo al utilizado para los átomos multielectrónicos, y fue propuesto en 1949 por Marie Goeppert-Mayer. Considera que cada nucleón se mueve independientemente con una energía potencial promedio debida a la fuerza fuerte de todos los demás nucleones. Para los protones también se ha de incluir la energía potencial electrostática debida a los otros protones.

La energía potencial promedio de un neutrón y de un protón se puede ver en la siguiente figura.



Se puede ver que, en buena aproximación, un nucleón es una partícula en un pozo de potencial finito.

Algunas observaciones que hay que hacer:

1. El pozo de la energía potencial del neutrón es de unos 50 MeV para todo núcleo. El radio de la energía potencial coincide con el radio nuclear R .
2. Para los protones, la energía potencial electrostática es positiva está por encima del pozo de potencial. La subida varía desde cero, para los elementos muy ligeros hasta una fracción significativa del pozo de potencial para los elementos pesados. El pozo de energía potencial de la figura demuestra que para un núcleo de $Z = 30$ es del orden -35 MeV.
3. En el exterior de los núcleos donde la fuerza fuerte es cero, la energía potencial de un protón es

$$E_p = U = \frac{(Z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

debida a la interacción electrostática con los $(Z-1)$ protones en el interior del núcleo.

Esta energía potencial positiva decrece lentamente con el incremento de la distancia.

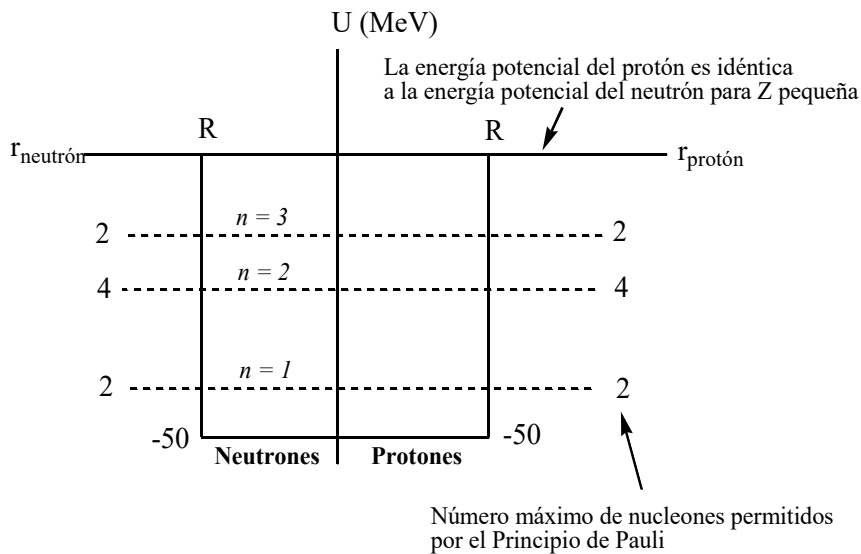
La mecánica cuántica debe solucionar la tarea de obtener los niveles de energía y funciones de onda de los nucleones en estos pozos de energía potencial. Una vez determinados los niveles de energía, se construye el estado nuclear, como en el átomo, colocando todos los nucleones en los niveles más bajos de energía, de acuerdo con el principio de Pauli. El principio de Pauli le afecta a los nucleones como a los electrones, ya que son partículas de espín $\frac{1}{2}$. Cada nivel de energía puede alojar solamente un cierto número de partículas

de espín-up y de espín-down, dependiendo de los números cuánticos. Los nucleones siguientes tienen que ir en niveles de energía superiores.

8.8.1.1 Núcleos de bajo-Z

Consideremos los niveles de energía de núcleos con bajo-Z ($Z < 8$).

Como estos núcleos tienen pocos protones, podemos usar como aproximación razonable que sea cero la energía potencial electrostática debida a la repulsión protón-protón y considerar solamente la energía potencial nuclear por ser mucho mayor. En este caso los pozos de energía potencial y los niveles de energía del protón y del neutrón son iguales.



En la figura están los tres niveles de energía más bajos y el número máximo de nucleones en cada uno, que permite el principio de Pauli. Los valores de energía varían de un núcleo a otro, pero el espaciado entre niveles es de varios MeV.

Aplicando el modelo al núcleo $A = 12$ con igual número de protones y neutrones. En la figura se observan tres núcleos: ${}^{12}_3\text{B}$, ${}^{12}_6\text{C}$ y ${}^{12}_7\text{N}$.

El carbono-12 tiene 6 protones y 6 neutrones, los protones en los niveles de energía $n = 1$ y $n = 2$. De igual forma para los neutrones. Por lo que el carbono-12 tiene llenas la capa de protones $n = 2$ y la capa de neutrones $n = 2$. Los protones y los neutrones son partículas diferentes y no se viola el principio de Pauli si el protón y el neutrón tienen los mismos números cuánticos.

El nitrógeno-12 tiene 7 protones y 5 neutrones. El sexto protón llena la capa de protones $n = 2$ y el séptimo tiene que ir a la capa $n = 3$. La capa de neutrones $n = 2$ tiene un hueco ya que tiene 5 neutrones. El boro-12 tiene 5 protones y 7 neutrones, por lo que el séptimo neutrón está en la capa $n = 3$ y hay un hueco en la capa de protones $n = 2$.

Se puede observar en los diagramas que el boro-12 y el nitrógeno-12 tienen más energía que el carbono-12. Para ser más estables, el boro-12 y el nitrógeno-12, experimentan desintegraciones beta, así en el boro-12 un neutrón se transforma en un protón que ocupa el hueco de la capa de protones $n = 2$, y en el nitrógeno-12 un protón se transforma en un neutrón que ocupa el hueco de la capa de neutrones $n = 2$. Al final los dos núcleos se transforman en carbono-12.

El carbono-12 es uno de los tres núcleos de bajo- Z en los que las dos capas de protones y neutrones están llenas. Los otros dos son el helio-4 (llenando ambas capas $n = 1$ con $Z = 2$, $N = 2$) y el oxígeno-16 (llenando ambas capas $n = 3$ con $Z = 8$, $N = 8$).

Si la analogía con los electrones de capa cerrada es válida, estos núcleos están más fuertemente unidos que los núcleos con valores próximos de A . Lo que se comprueba en la gráfica de energía de enlace por nucleón frente al número másico A , que tiene picos en $A = 4$, 12 y 16 .

El modelo de capas explica satisfactoriamente estos picos. Pero el modelo de capas se hace más complejo por encima de $n = 3$.

8.8.1.2 Núcleos de alto- Z

En la 42.12 se demuestran los pozos de potencial para los neutrones y los protones de los núcleos de alto valor de Z . En un núcleo con muchos protones, la energía potencial electrostática aumenta la energía potencial de los protones haciendo que sea superior el pozo de potencial que el de la energía potencial de los neutrones. Por lo que protones y neutrones tienen ahora una serie distinta de niveles de energía.

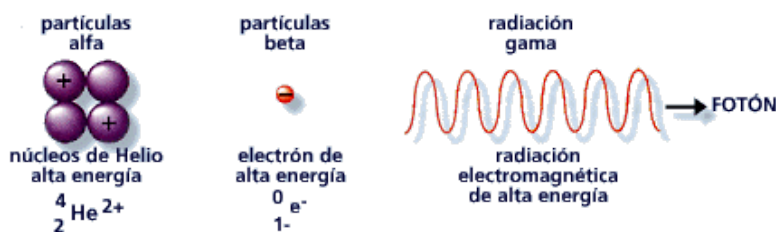
Como el núcleo lo podemos considerar como un edificio que se construye añadiendo protones y neutrones, el pozo de energía de los protones y el pozo de energía de los neutrones debe llenarse por la misma altura. Si hubiera neutrones en niveles de energía por encima de los niveles vacantes de los protones, el núcleo perderá energía usando la desintegración beta para transformar un neutrón en un protón. De forma similar una desintegración beta transformará un protón en un neutrón si hubiera una vacante en el nivel de energía neutrónica por debajo del nivel protónico lleno.

El resultado neto de la desintegración beta es mantener los niveles llenos sobre ambos lados en la misma altura.

Como el pozo de la energía potencial del neutrón se inicia a una energía menor, son posibles más estados neutrónicos que estados protónicos. Por lo que los núcleos con alto número de protones (alto- Z) tendrán más neutrones que protones. Esta conclusión es consistente con la observación de que en núcleos pesados $N > Z$.

8.9 La radiactividad

Muchos núcleos son combinaciones estables de nucleones. Sin embargo, algunas combinaciones de protones y neutrones no constituyen una configuración nuclear estable. Estos núcleos son inestables o radiactivos. Los núcleos inestables tienden a alcanzar una configuración estable por pérdida de ciertas partículas y de energía. Estas partículas se observaron por primera vez a finales del siglo XIX por Becquerel (1852-1908), Pierre (1859-1906) y Marie Curie (1867-1934), y les llamaron partículas alfa y beta.



La radiación desde los núcleos radiactivos se analizó en experimentos en los que se desviaba la radiación en campos eléctricos y magnéticos, así como su absorción en la materia. El término radiación significa que es radiada hacia fuera de forma similar a la palabra radial. El resultado de los experimentos llevó a establecer que las sustancias radiactivas emiten tres tipos de radiación y, posteriormente, en 1911 Rutherford estableció que el núcleo atómico es la fuente de los **tres tipos de radiación**:

1. Radiación alfa, constituida de partículas pesadas y positivas que se mueven a una velocidad de unos 10^7 m/s y son absorbidas por una hoja de Al de unos pocos micrómetros de espesor. Posteriormente, se demostró por análisis espectral que son núcleos de ${}^4\text{He}$, compuestos de dos protones y dos neutrones.

2. Radiación beta, constituida de partículas ligeras y cargadas que se mueven a una velocidad próxima a la velocidad de la luz y absorbidas por una hoja de Al de 1 mm de espesor. Las partículas beta son electrones, que lleva una carga negativa e^- , o positrones, con una carga e^+ . Los dos tipos de desintegración radiactiva beta se llaman: β^- y β^+ . En la desintegración-beta, también se emite un neutrino.

3. Radiación gamma es una radiación muy penetrante que no se desvía en los campos eléctricos ni magnéticos. Su naturaleza es electromagnética y de longitud de onda inferior a los rayos-x. Puede ser parada por varios centímetros de espesor de plomo.

8.9.1 Ley de la desintegración radiactiva

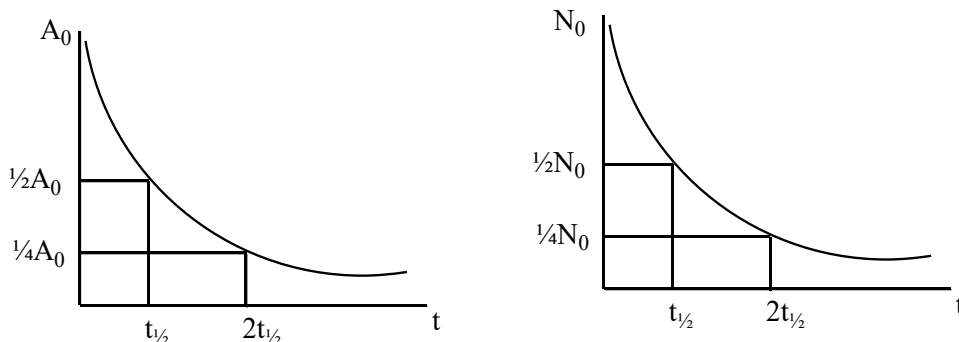
Una investigación detallada de la radiactividad por Rutherford en 1902 le llevó a descubrir un isótopo del gas radiactivo radón (Rn). El radón se obtiene como resultado de la desintegración α del Ra. Y una característica importante de este gas es que su actividad decrece notablemente con el tiempo. Así, después de pasar 3,8 días, $t_{1/2}$, su actividad se reduce a la mitad. Después de otros 3,8 días la actividad se reduce a la cuarta parte de su valor inicial, y así sucesivamente. Por lo que después de un tiempo t la actividad inicial A_0 será

$$\left\{ \begin{array}{l} t = t_{1/2} \\ A = \frac{A_0}{2^1} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} t = 2t_{1/2} \\ A = \frac{A_0}{4} = \frac{A_0}{2^2} = \frac{A_0}{2^{\frac{t}{t_{1/2}}}} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} t = 3t_{1/2} \\ A = \frac{A_0}{8} = \frac{A_0}{2^3} = \frac{A_0}{2^{\frac{t}{t_{1/2}}}} \end{array} \right\} A = \frac{A_0}{2^{\frac{t}{t_{1/2}}}} = A_0 2^{-\frac{t}{t_{1/2}}}$$

$$\ln A = \ln A_0 - \frac{t}{t_{1/2}} \ln 2 \Rightarrow A = A_0 \cdot e^{-\frac{t}{t_{1/2}} \ln 2}$$

Este fenómeno, se interpretó como un decrecimiento en el número inicial N_0 de átomos radiactivos

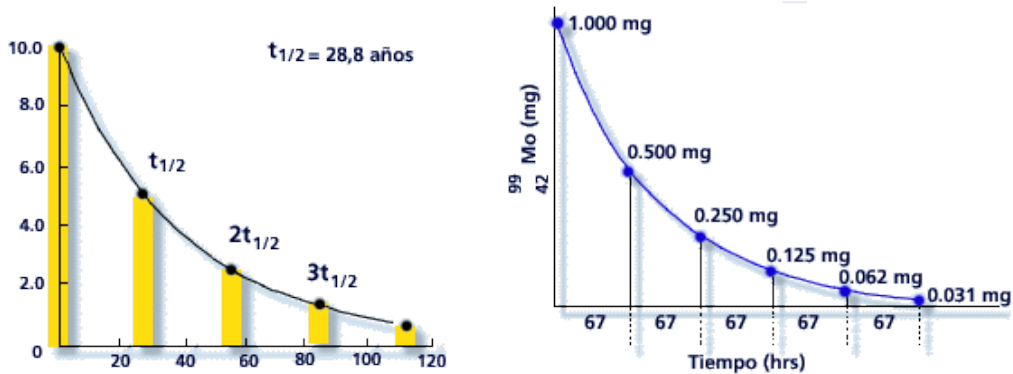
$$N = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{t_{1/2}}} \left\{ \ln N = \ln N_0 - \frac{t}{t_{1/2}} \ln 2 \right\} N = N_0 \cdot e^{-\frac{t}{t_{1/2}} \ln 2} = N_0 \cdot e^{-kt} \left\{ k = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} \right\}$$



$$N = N_0 e^{-kt} \left\{ \begin{array}{l} \ln N = \ln N_0 - kt \\ \ln(\frac{1}{2}N_0) = \ln N_0 - kt_{1/2} \end{array} \right\} \ln 2 = kt_{1/2}$$

La figura de la izquierda muestra los resultados medidos en la desintegración radiactiva del isótopo de estroncio-90, mediante la ecuación: ${}^{90}_{38}\text{Sr} \rightarrow {}^{90}_{39}\text{Y} + {}^0_{-1}\text{e}$. Si partimos con 10 gramos de estroncio-90 y

medimos, a distintos tiempos, la cantidad que queda, se encuentra que la desintegración da origen a una curva exponencial $A = A_0 \cdot e^{-kt}$. Cuando queda la mitad de la muestra inicial, 5 g, han transcurrido 28,8 años. La figura de la derecha muestra unos resultados similares, pero con el isótopo molibdeno-99, siendo el período de semidesintegración de 67 horas.



El período de semidesintegración, $t_{1/2}$, es el tiempo en el que el número inicial de átomos radiactivos, N_0 , se ha reducido a la mitad, $\frac{1}{2}N_0$. Es siempre el mismo para un isótopo determinado. Su rango varía desde $3 \cdot 10^7$ s ($^{212}_{84}\text{Po}$) hasta $5 \cdot 10^{15}$ años ($^{144}_{60}\text{Nd}$).

La radiactividad es una propiedad de los núcleos o, para ser más precisos, del estado de los núcleos. Es imposible alterar el proceso de la desintegración radiactiva sin cambiar el estado de los núcleos. El número de átomos radiactivos, en una muestra, decrece exponencialmente con el tiempo. La desintegración es un proceso al azar. La probabilidad de que un núcleo se desintegre en el segundo siguiente es k , se desintegre emitiendo una partícula alfa o beta o un rayo gamma. Por ejemplo, si $k = 0,010 \text{ s}^{-1}$ significa que un núcleo tiene un 1% de probabilidad de desintegrarse en el segundo siguiente. El valor k se le llama la constante específica de velocidad de desintegración y tiene unidad de velocidad s^{-1} .

La probabilidad de que un núcleo se desintegre durante un pequeño intervalo de tiempo, Δt , es $k\Delta t$. Por ejemplo, un núcleo con $k = 0,010 \text{ s}^{-1}$ tiene un 0,1% de probabilidad de desintegrarse durante un intervalo de 0,1 s. Si hay N núcleos independientes, el número de núcleos que probablemente se desintegrarán durante un intervalo de tiempo, Δt , es el producto del número de N por la probabilidad de que se desintegre uno:

$$\text{Número de desintegraciones} = N \times k\Delta t$$

Con cada desintegración decrece el número de núcleos radiactivos en la muestra, por lo que la variación en el número de núcleos radiactivos durante un intervalo de tiempo, Δt , es

$$\Delta N = -Nk\Delta t$$

El signo negativo indica que el número de núcleos radiactivos decrece debido a la desintegración. Si consideramos un intervalo diferencial de tiempo

$$dN = -Nkdt \quad \left\{ \frac{dN}{N} = -kdt \right\} \Rightarrow \left\{ \int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -k \int_{t_0}^t dt \right\} \Rightarrow \left\{ \ln \frac{N}{N_0} = -kt \right\} \Rightarrow \left\{ N = N_0 e^{-kt} \right\}$$

Si sustituimos el tiempo t en esta ecuación por $t_{1/2}$, que es el tiempo para que los núcleos se reduzcan a la mitad, obtenemos la relación entre la constante de desintegración, k , y el período de semidesintegración $t_{1/2}$,

$$\left\{ \begin{array}{l} t = t_{1/2} \\ N = \frac{1}{2}N_0 \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \ln \frac{N}{N_0} = -kt \\ \ln \frac{1/2 N_0}{N_0} = -kt_{1/2} \end{array} \right\} \left\{ \ln 2 = kt_{1/2} \right\} \left\{ k = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} \right.$$

8.9.2 Concepto de actividad

La actividad de una sustancia radiactiva nos mide la rapidez en la desintegración radiactiva o el número de desintegraciones por segundo.

$$dN = -Nkdt \quad \left\{ \text{Actividad: } \frac{dN}{dt} = -kN = -\frac{\ln 2}{t_{1/2}} N = -kN_0 e^{-kt} \right.$$

La velocidad de desintegración (dN/dt) es proporcional al número de núcleos presentes. Por tanto, la velocidad de desintegración o actividad decrece en la misma proporción con el período de semidesintegración como con el número de núcleos.

La velocidad de desintegración se expresa en curies (Ci). El curie se define como la actividad de una sustancia cuando $3,70 \cdot 10^{10}$ núcleos se desintegran por segundo. Esta velocidad es igual a la actividad de 1 g de Ra. En el S.I. la unidad de actividad es el becquerel (Bq). Un becquerel es igual a una desintegración por segundo: $1 \text{ Ci} = 3,70 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$.

Para medir la actividad se mide el número de desintegraciones por unidad de tiempo (dN/dt) para un número dado N de núcleos radiactivos. La medida se realiza con una cámara de ionización, uno de cuyos electrodos está recubierto con una capa de material radiactivo.

Las medidas de la actividad del radio demostraron que 1 g de radio (Ra) experimenta $3,70 \cdot 10^{10}$ desintegraciones por segundo, que corresponde al período de semidesintegración siguiente:

$$N_{\text{átomos}} = nN_A = \frac{m}{P_A} N_A = \frac{1 \text{ g}}{226 \frac{\text{g}}{\text{mol}}} \times 6,022 \cdot 10^{23} \frac{\text{átomos}}{\text{mol}} = 2,665 \cdot 10^{21} \text{ átomos}$$

$$\left\{ dN = -Nkdt \right\} \quad \text{Actividad: } \frac{dN}{dt} = -kN = -\frac{\ln 2}{t_{1/2}} N$$

$$t_{1/2} = -\frac{\ln 2}{\frac{dN}{dt}} N = -\frac{\ln 2}{-3,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{átomos}}{\text{s}}} \times 2,665 \cdot 10^{21} \text{ átomos} = 4,99 \cdot 10^{10} \text{ s} = 1.580 \text{ años}$$

Las ecuaciones que hemos obtenido son leyes estadísticas, que son válidas sólo cuando el número de núcleos es muy grande. Por tanto, no podemos hablar de período de semidesintegración de un sólo núcleo o predecir cuándo un núcleo dado se desintegrará. Por otra parte, λ da la probabilidad por unidad de tiempo para desintegrar un núcleo.

$$\left\{ \begin{array}{l} dN = -Nkdt \\ \frac{dN}{N} = -kdt \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \ln \frac{N}{N_0} = -kt \\ N = N_0 e^{-kt} \end{array} \right\} \left\{ \frac{dN}{dt} = -kN = -kN_0 e^{-kt} \right.$$

Cada vez que ocurre una desintegración el número de núcleos radiactivos decrece. Por tanto, la actividad será igual a la variación en el número de núcleos que se desintegran por el intervalo de tiempo considerado. Mientras la desintegración de un núcleo individual ocurre completamente al azar, el número de

desintegraciones por segundo que tienen lugar en una muestra es proporcional al número de núcleos radiactivos presentes.

8.9.3 Concepto de vida media

El proceso de desintegración radiactiva viene dado por una función exponencial. Por lo tanto, en cualquier instante de tiempo t (lejano desde el instante inicial), siempre hay núcleos sin desintegrar con un tiempo de vida mayor que t . Por el contrario, todos los núcleos que han experimentado la desintegración en el instante t han tenido un tiempo de vida menor que t . Los núcleos que se estén desintegrando en el instante t tienen un tiempo de vida exactamente igual a t , y el número de esos núcleos será:

$$dN = -Nkdt \quad \left\{ \begin{array}{l} dN_{(t)} = N_0 e^{-kt} kdt \end{array} \right.$$

Podemos calcular el tiempo de vida promedio $\tau = k^{-1}$ de un determinado núcleo radiactivo calculando el valor promedio de tiempo t :

$$\tau = \bar{t} = \frac{\int_0^{\infty} t dN}{\int_0^{\infty} dN} = \frac{\int_0^{\infty} t (N_0 e^{-kt} k dt)}{N_0} = \int_0^{\infty} t e^{-kt} k dt = \left[t(-e^{-kt}) \right]_0^{\infty} - \int_0^{\infty} (-e^{-kt}) dt = 0 - \left[\frac{1}{k} e^{-kt} \right]_0^{\infty} = \frac{1}{k}$$

1. La vida media o tiempo de vida promedio de un núcleo radiactivo es el inverso de la constante de desintegración.
2. La constante de desintegración tiene el significado físico de la probabilidad de desintegración, es decir, la fracción de desintegraciones que tienen lugar por unidad de tiempo, o fracción de núcleos que se desintegran en un segundo.

8.9.4 Ejemplo de problema de desintegración

1) El isótopo del yodo $^{131}_{53}\text{I}$, se usa en medicina nuclear, y tiene una vida media de $t_{1/2} = 8$ días. Una muestra de yodo-131 obtenida en un reactor nuclear contiene $2,00 \cdot 10^{12}$ átomos. Determine: a) los átomos de yodo-131 que quedarán a las 36 horas de tener la muestra en el hospital; b) el tiempo para que queden al menos $5,0 \cdot 10^{11}$ núcleos de yodo-131.

Solución:

$$-\frac{dN}{dt} = kN \quad \left\{ \begin{array}{l} \ln \frac{N}{N_0} = -kt \\ N = N_0 e^{-kt} \end{array} \right\} \quad \left\{ \begin{array}{l} N = \frac{1}{2} N_0 \\ \ln 2 = kt_{1/2} \end{array} \right\} \quad \left\{ k = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = \frac{\ln 2}{8 \text{ días}} = \frac{\ln 2}{8 \times 24 \text{ horas}} = 3,61 \cdot 10^{-3} \text{ hora}^{-1} \right.$$

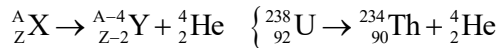
$$N = N_0 e^{-kt} = 2,0 \cdot 10^{12} \times e^{-\frac{\ln 2}{8 \times 24 \text{ horas}} \times 36 \text{ horas}} = 1,76 \cdot 10^{12} \text{ núcleos}$$

$$t = \frac{-\ln \frac{N}{N_0}}{k} = \frac{-\ln \frac{5,0 \cdot 10^{11}}{2,0 \cdot 10^{12}}}{3,61 \cdot 10^{-3} \text{ hora}^{-1}} = 384 \text{ horas} = 16 \text{ días}$$

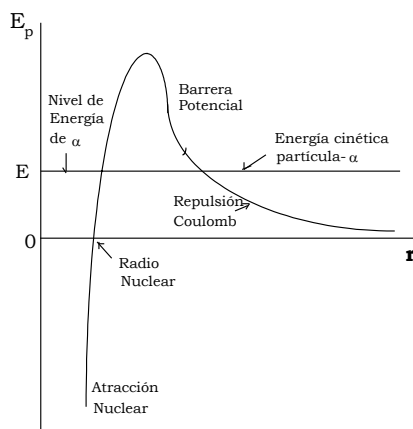
8.10 Radiactividad natural y artificial

8.10.1 Radiactividad alfa

La desintegración alfa o radiactividad alfa consiste en la emisión de una partícula ${}^4_2\text{He}$ que es un núcleo de helio, constituido de dos protones y dos neutrones. Cuando un núcleo se desintegra y emite una partícula ${}^4_2\text{He}$ el núcleo hijo tiene un número atómico con dos unidades menos y un número másico con cuatro unidades menos que su padre:



Las partículas ${}^4_2\text{He}$ tienen una estabilidad muy alta por lo que se comporta como una única partícula, similar a los protones y los neutrones, y se llaman heliones. La energía potencial de interacción de una partícula ${}^4_2\text{He}$ con el resto del núcleo, que es similar a la de un protón, se indica en la figura siguiente:



La energía de las partículas ${}^4\text{He}$ (de 4 a 9 MeV) es menor que la altura de la barrera de Coulomb (de unos 40 MeV para muchos emisores de partículas ${}^4\text{He}$) en la superficie del núcleo, y la partícula ${}^4\text{He}$ puede escapar sólo penetrando la barrera de potencial. La probabilidad de desintegración por unidad de tiempo, k , puede calcularse en términos de la probabilidad P de penetración de la barrera. La cantidad P se determina usando métodos mecánico-cuánticos. Los resultados coinciden bastante bien con los valores experimentales de k .

La energía liberada en la desintegración-alfa ${}^4\text{He}$ se obtiene del cambio de masa que ocurre en el proceso: $Q = (m_Y + m_\alpha - m_X)c^2 < 0$. Para que la desintegración ocurra naturalmente es necesario que $Q < 0$. Cuando las masas se expresan en unidades de masa atómicas y Q se expresa en MeV la ecuación será: $Q = 931,48 \frac{\text{MeV}}{u} (m_Y + m_\alpha - m_X)$.

Es importante destacar que la desintegración alfa es un proceso de dos cuerpos y es equivalente a la explosión de una granada en dos fragmentos. El exceso de energía del núcleo radiactivo se desprende en forma de energía cinética de la partícula alfa y del núcleo hijo. Además, se ha de conservar el momento lineal. Por tanto, la conservación de la energía y del momento lineal requiere que, para cada desintegración- α , las partículas α han de tener una energía definida, lo que se ha confirmado experimentalmente. Sin embargo, la energía de las partículas α es ligeramente menor que Q porque parte de la energía se la lleva el núcleo hijo en su retroceso.

En muchos casos, las partículas α procedentes de un núcleo no tienen todas las mismas energías. Por ejemplo, las partículas α procedentes del ${}^{238}\text{U}$ tienen energías de 4,18 MeV y 4,13 MeV. Esto se debe a que aunque el núcleo padre puede estar en su estado fundamental, el núcleo hijo se puede formar en su estado fundamental o en un estado excitado.

Por ejemplo, la desintegración alfa, ${}^4_2\text{He}$, del ${}^{211}_{83}\text{Bi}$ a ${}^{207}_{81}\text{Tl}$, tiene un exceso de energía de 6,203 MeV (estando los dos núcleos en sus estados fundamentales) y puede hacerlo de seis formas distintas, siendo las energías de las partículas α desde 5,584 MeV hasta 6,203 MeV por lo que las partículas α estarían acompañadas de radiación γ : ${}^{211}_{83}\text{Bi} \rightarrow {}^{207}_{81}\text{Tl} + {}^4_2\text{He}$

Ejemplo: Calcula la energía cinética de las partículas- α emitidas desde el ${}^{232}\text{U}$. El proceso de desintegración: ${}^{232}\text{U} \rightarrow {}^{228}\text{Th} + {}^4\text{He}$. Las masas $m({}^{232}\text{U}) = 232,1095 \text{ u}$; $m({}^{228}\text{Th}) = 228,0998 \text{ u}$; $m({}^4\text{He}) = 4,0039 \text{ u}$.

Solución:

A partir de la ecuación

$$Q = 931,48 \frac{\text{MeV}}{\text{u}} (m_{228\text{Th}} + m_{4\text{He}} - m_{232\text{U}}) = 931,48 \frac{\text{MeV}}{\text{u}} \times (228,0998 \cdot \text{u} + 4,003923 \cdot \text{u} - 2,1095 \cdot \text{u})$$

$$Q = 931,48 \frac{\text{MeV}}{\text{u}} \times (-5,8 \cdot 10^{-3} \text{ u}) = -5,40 \text{ MeV}$$

Al ser $Q < 0$ el proceso es espontáneo. La energía se distribuye entre la partícula alfa y el núcleo hijo en proporción inversa a sus masas.

$$E'_c(\text{Th}) = \frac{p'_{\text{Th}}}{2m_{\text{Th}}} = \frac{Qm_{\alpha}}{m_{\text{Th}} + m_{\alpha}} = 0,093 \text{ MeV} \quad \left\{ \begin{array}{l} E'_c(\alpha) = \frac{p'_{\alpha}}{2m_{\alpha}} = \frac{Qm_{\text{Th}}}{m_{\text{Th}} + m_{\alpha}} = 5,307 \text{ MeV} \end{array} \right.$$

Las energías de los fragmentos de un cuerpo, inicialmente en reposo en el sistema-L, que explota en dos fragmentos de masas m_1 y m_2 . Si el cuerpo está inicialmente en reposo, su momento lineal total es cero, después de la explosión los dos fragmentos separados en dirección opuesta con momentos lineales iguales en módulo y sentido opuesto:

$$0 = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2 \quad \left\{ \begin{array}{l} |\vec{p}'_1| = |\vec{p}'_2| \end{array} \right.$$

$$E_{c(i)} = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} E'_{c(f)} = E'_{c(1)} + E'_{c(2)} = \frac{p_1'^2}{2m_1} + \frac{p_2'^2}{2m_2} = \frac{p_1'^2}{2m_1} + \frac{p_1'^2}{2m_2} = \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \frac{p_1'^2}{2} = Q \end{array} \right.$$

$$p_1'^2 = p_2'^2 = \frac{2Q}{\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)} = \frac{2Qm_1m_2}{m_1 + m_2} \quad \left\{ \begin{array}{l} E'_{c(1)} = \frac{p_1'^2}{2m_1} = \frac{Qm_2}{m_1 + m_2} \\ E'_{c(2)} = \frac{p_2'^2}{2m_2} = \frac{Qm_1}{m_1 + m_2} \end{array} \right.$$

8.10.2 Radiactividad beta

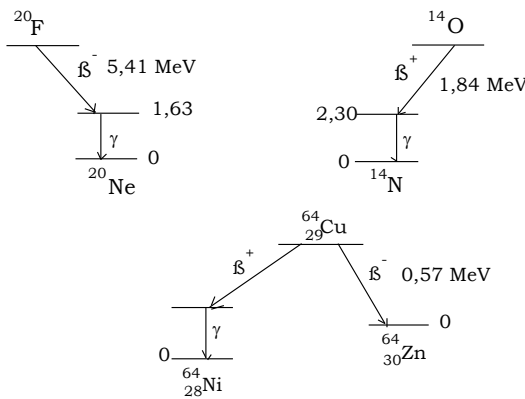
Los núcleos que tienen demasiados neutrones comparados con el número de protones pueden ser inestables y emitir electrones, proceso llamado desintegración- β^- . El núcleo hijo tiene el mismo número másico, A, pero un número atómico mayor en una unidad que el núcleo padre. Es decir, en la desintegración- β^- un neutrón se sustituye por un protón: ${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^A_{Z+1}\text{Y} + {}^0_{-1}\text{e}$.

La carga total se conserva ya que la carga a la izquierda es Ze y a la derecha es $(Z + 1)e - 1e = Ze$. El número de nucleones también se conserva ya que A permanece constante. Por ejemplo, el ${}^{14}\text{C}$ se transforma de acuerdo con el siguiente esquema: ${}^{14}_6\text{C} \rightarrow {}^{14}_7\text{N} + {}^0_{-1}\text{e}$

Los núcleos que tienen, relativamente, un mayor número de protones comparado con los neutrones también pueden ser inestables y sufrir una desintegración- β^+ , un proceso que consiste en la emisión de positrones (con carga $+e$), que son partículas con la misma masa y espín que los electrones, pero su carga es positiva. En la desintegración- β^+ el número atómico del núcleo hijo es menor en una unidad, con lo que cumple la ley de conservación de la carga, pero su número másico es el mismo que el del núcleo padre, con lo que cumple la ley de conservación de los nucleones. Por tanto, en la desintegración- β^+ un protón se sustituye por un neutrón: ${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^A_{Z-1}\text{Y} + {}^0_1\text{e}$

Por ejemplo, el ${}^{11}_6\text{C}$ se transforma de acuerdo con el siguiente esquema: ${}^{11}_6\text{C} \rightarrow {}^{11}_5\text{B} + {}^0_1\text{e}$

El núcleo hijo resultante de una desintegración- β puede estar en su estado fundamental o en un estado excitado; en el último caso los procesos van seguidos por emisión- γ



En la figura podemos ver algunos esquemas de desintegración de emisores- β . Una característica interesante de la desintegración- β es que los electrones y los positrones son emitidos con un rango muy amplio de energías cinéticas y momentos, desde cero hasta el máximo compatible con la energía total posible. Es decir, los electrones y los positrones tienen un espectro continuo de energía.

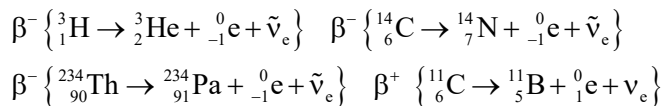
Sin embargo, las ecuaciones de la desintegración- β son procesos de dos cuerpos, similares a la desintegración- α , y las leyes de conservación de la energía y del momento lineal requieren que en el centro del sistema centro de masas, donde el núcleo padre está en reposo, la energía liberada debe dividirse en una relación fija entre el núcleo hijo y el electrón o positrón. Esto está en contradicción con los resultados experimentales.

Esta dificultad la solucionó Wolfgang Pauli en 1930 considerando que debe estar implicada otra partícula en la desintegración- β . Esta tercera partícula debe ser neutra para cumplir con la ley de conservación de la carga, y de masa muy pequeña, ya que la masa total se toma en cuenta en las dos partículas observadas. Por estas dos razones la nueva partícula se llamó neutrino (propuesto por Enrico Fermi que significa pequeño neutrón). Se ha encontrado que hay dos tipos de partículas, casi idénticas, asociadas a la desintegración- β . Una de ellas, el neutrino, se emite en la desintegración- β^+ , mientras la partícula emitida en la desintegración- β^- es un antineutrino. Por tanto, los procesos de desintegración- β deben reescribirse de la siguiente forma:

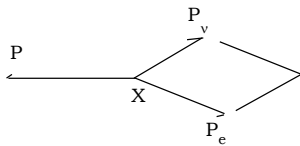
$$\beta^- \left\{ {}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^A_{Z+1}\text{Y} + {}^0_{-1}\text{e} + \tilde{\nu}_e \right\} \quad \beta^+ \left\{ {}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^A_{Z-1}\text{Y} + {}^0_1\text{e} + \nu_e \right\}$$

$$\beta^- \left\{ {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + {}^0_{-1} e + \tilde{\nu}_e \right\} \begin{cases} E_{\beta^-} = [M(A, Z+1) + m_e - M(A, Z)]c^2 \\ E_{\beta^-} = [M(A, Z+1) + Zm_e + m_e - M(A, Z) - Zm_e]c^2 \\ E_{\beta^-} = [M_{at}(A, Z+1) - M_{at}(A, Z)]c^2 < 0 \end{cases}$$

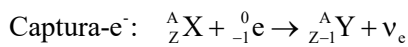
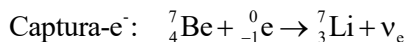
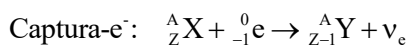
$$\beta^+ \left\{ {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + {}^0_1 e + \nu_e \right\} \begin{cases} E_{\beta^+} = [M(A, Z-1) + m_e - M(A, Z)]c^2 \\ E_{\beta^+} = [[M(A, Z-1) + Zm_e] + m_e - [M(A, Z) + Zm_e]]c^2 \\ E_{\beta^+} = [M_{at}(A, Z-1) + 2m_e - M_{at}(A, Z)]c^2 < 0 \end{cases}$$



El neutrino es el que lleva la energía y el momento lineal necesario para restablecer la conservación de las dos cantidades. Además, el neutrino debe tener espín $\frac{1}{2}$ para compensar el espín del electrón y asegurar la conservación del momento angular. En el centro del sistema de referencia centro de masas el momento lineal de las tres partículas resultantes debe ser cero. Pero hay un número infinito de formas en las que la energía total liberada se puede repartir entre las tres y es preciso explicar la distribución continua de energía de los electrones y positrones.



En algunos casos un núcleo puede capturar un electrón de las capas atómicas más internas, tal como un electrón-K. Estos electrones están en orbitales muy próximos al núcleo, por lo que su probabilidad de ser capturados por un protón es relativamente grande. Este proceso se llama captura electrónica (EC), el resultado es la sustitución de un protón por un neutrón en el núcleo hijo. El proceso se expresa por:



$$E_{CE} = [M(A, Z-1) - (M(A, Z) + m_e)]c^2$$

$$E_{CE} = [[M(A, Z-1) + (Z-1)m_e] - [M(A, Z) + (Z-1)m_e + m_e]]c^2$$

$$E_{CE} = [M_{at}(A, Z-1) - M_{at}(A, Z)]c^2 < 0$$

El neutrino fue una interesante invención para salvar dos leyes de conservación. Cuando se analizan los resultados experimentales se determina que la masa de los neutrinos es muy pequeña del orden de $10^{-3}m_e$ y para muchos propósitos se considera que la masa es cero. El neutrino es insensible a los campos eléctricos y magnéticos. De hecho no se observó hasta 1956.

Se puede explicar el proceso de desintegración- β considerando lo siguiente:

1. En la desintegración- β^- un neutrón se transforma en un protón de acuerdo con el siguiente esquema
 ${}^0_0\text{n} \rightarrow {}^1_1\text{p} + {}^0_{-1}\text{e} + \tilde{\nu}_e$

2. En la desintegración- β^+ un protón se transforma en un neutrón de acuerdo con los esquemas



En cualquiera de los tres caminos un núcleo se desprende de sus neutrones o protones en exceso sin desprenderse de ellas o sin emitirlos. Sin embargo, la masa de un neutrón excede, en 0,728 MeV, la suma de las masas del protón y del electrón, con lo que el primer proceso puede tener lugar con neutrones libres y se ha observado que estos se desintegran de esa forma, con un período de semidesintegración de 12 minutos. Por otra parte, el segundo proceso no puede ocurrir con los protones libres. Puede ocurrir sólo en núcleos donde los protones pueden usar parte de la energía enlazante del núcleo para la desintegración. Esto explica por qué el hidrógeno es muy abundante en el Universo pero no hay neutrones libres.

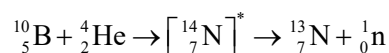
Del análisis experimental de muchas desintegraciones-beta y de la necesidad de explicar las transformaciones de protones en neutrones y de los neutrones en protones, se ha llegado a la conclusión que el proceso se puede deber a una interacción especial diferente de la fuerza nuclear y llamada interacción débil. La intensidad de la interacción débil es del orden de 10^{-14} cuando se compara con la fuerte o interacción nuclear, o alrededor de 10^{-12} cuando se compara con la interacción electromagnética.

8.10.3 Radiación gamma

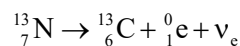
La radiación gamma es la emisión espontánea de un cuanto- γ por el núcleo. Por la emisión de un cuanto- γ el núcleo pasa desde un estado excitado a otro con menor energía (radiación o transición radiativa). La radiación γ es una radiación electromagnética de corta longitud de onda de origen nuclear. La energía del cuanto- γ nuclear varía desde 10 keV a 5 MeV. Es una radiación altamente penetrante que no se desvía por un campo eléctrico o magnético. Es una radiación de longitud de onda muy corta, más corta que la de los Rayos-X.

8.10.4 Radiactividad artificial

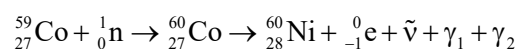
Fue descubierta en 1934 por los esposos Frederic e Irene Curie cuando estaban estudiando reacciones nucleares producidas por bombardeo de elementos ligeros con partículas alfa. Una de las reacciones que observaron



El núcleo ${}^{13}_7\text{N}$ es inestable y se desintegra de acuerdo al siguiente esquema



Una forma de producir núcleos que tengan radiactividad- β^- es por captura neutrónica, por lo que una muestra del material se expone a un flujo fuerte de neutrones. Por ejemplo, cuando el ${}^{59}\text{Co}$ es bombardeado con neutrones se produce ${}^{60}\text{Co}$, que es radiactivo- β^- y se desintegra en ${}^{60}\text{Ni}$ que tiene un $t_{1/2}$ de 5,27 años y la emisión de electrón y dos rayos gamma de energías 1,17 MeV y 1,33 MeV:

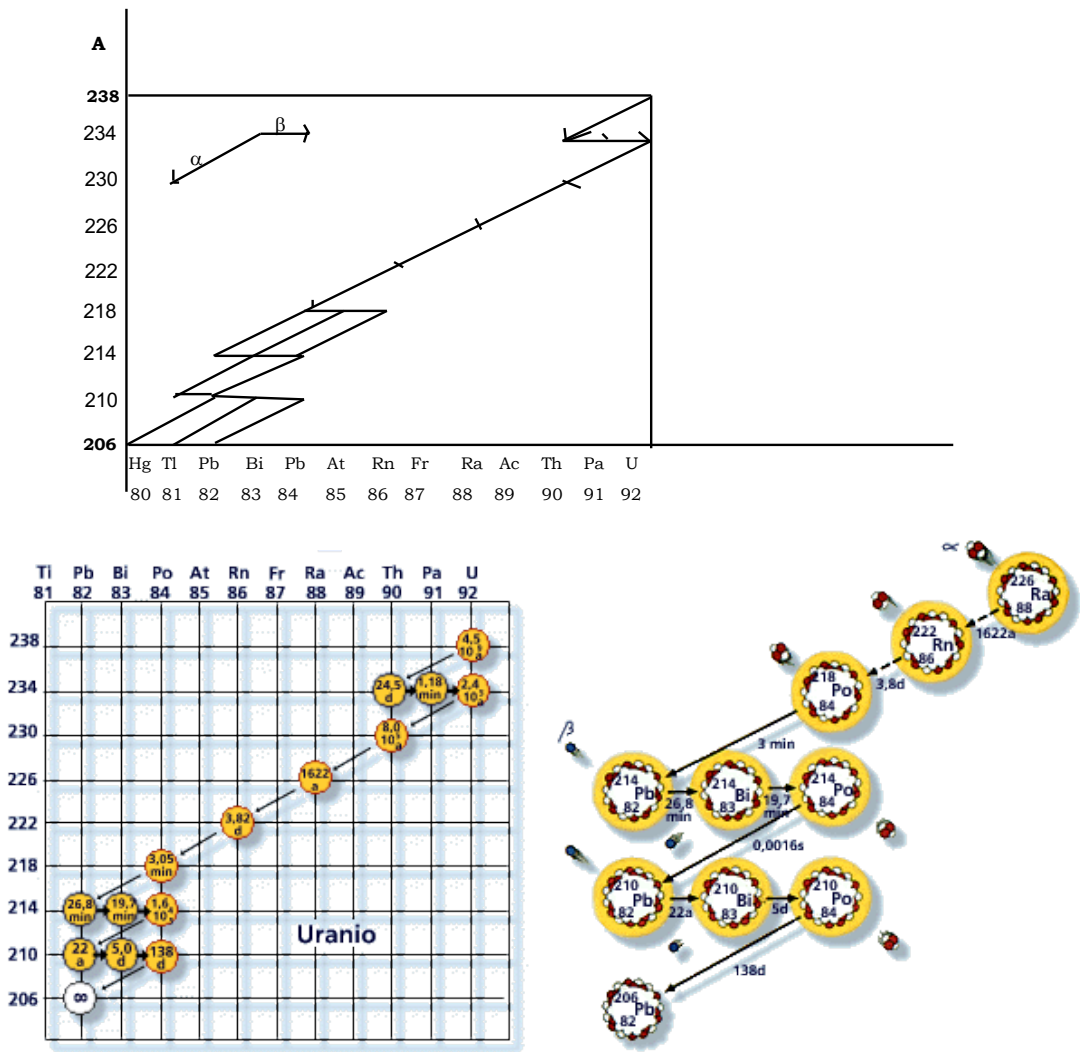


El radio-núcleo ${}^{60}\text{Co}$ es muy usado en radioterapia y para el análisis de los defectos en las estructuras metálicas. Una serie interesante de reacciones son aquellas que resultan cuando isótopos del ${}_{92}\text{U}$ capturan

un neutrón y su posterior desintegración- β^- que producen nuevos núcleos con $Z = 93$ (Np), $Z = 94$ (Pu), $Z = 95$ (Am), hasta $Z = 109$ llamados transuránidos.

8.11 Familias radiactivas

Cuando un núcleo inestable se descompone radiactivamente los núcleos resultantes, algunas veces, son también radiactivos, y así sucesivamente hasta llegar a producirse un núcleo estable. Esta radiactividad secuencial de un núcleo después de otro se llama serie de desintegración radiactiva o familia radiactiva. Ejemplo:

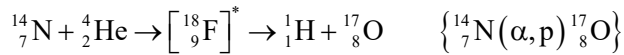


8.12 Reacciones nucleares. Fisión y fusión

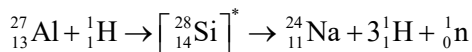
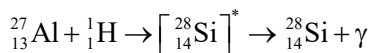
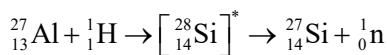
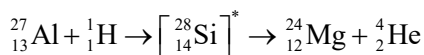
8.12.1 Reacciones nucleares

Cuando dos núcleos se acercan dentro del rango de las fuerzas nucleares, venciendo sus fuerzas de repulsión de Coulomb, se puede producir una redistribución de nucleones. Esto puede resultar en una reacción nuclear, similar al reagrupamiento de átomos en moléculas que reaccionan durante una reacción química. Las reacciones nucleares se producen, usualmente, bombardeando un núcleo, que hace de blanco, con un proyectil nuclear, en muchos casos un nucleón (neutrón o protón) o un núcleo ligero como el deuterón o una partícula-alfa.

En general, cuando la energía de las partículas implicadas no es demasiado alta, una reacción nuclear ocurre en dos etapas. Primera, la partícula entrante o proyectil es capturado, resultando la formación de un intermedio o compuesto nuclear, el cual está en un estado altamente excitado. En la segunda etapa, el compuesto nuclear pierde energía, bien emitiendo una partícula, que podría ser la misma que la partícula entrante, o por algún otro medio. Por ejemplo, el bombardeo del nitrógeno-14 por partículas-alfa (En 1919 Rutherford observó que cuando una partícula alfa choca con un núcleo de nitrógeno, se produce un núcleo de oxígeno y un protón).



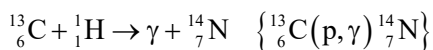
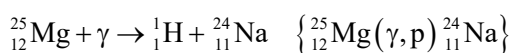
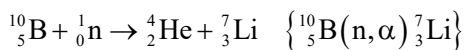
Generalmente, una vez producida la primera etapa en una reacción nuclear hay distintos modos de pérdida de energía para el compuesto nuclear. Por ejemplo, cuando se bombardea el aluminio-27 con protones se obtienen varios productos:



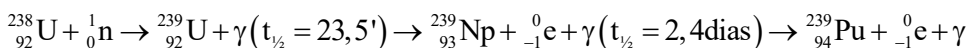
Leyes de conservación en una reacción nuclear: Las reacciones nucleares son esencialmente procesos de colisión en los que se deben conservar la energía, el momento lineal, el momento angular, el número de nucleones y la carga.

Si la partícula entrante y saliente son las mismas el proceso se llama dispersión. La dispersión es elástica si el núcleo queda en el mismo estado y se conserva la energía cinética, e inelástica si el núcleo permanece en un estado diferente y la energía cinética de la partícula entrante es distinta de la saliente.

Las reacciones nucleares frecuentemente se escriben en una notación corta:



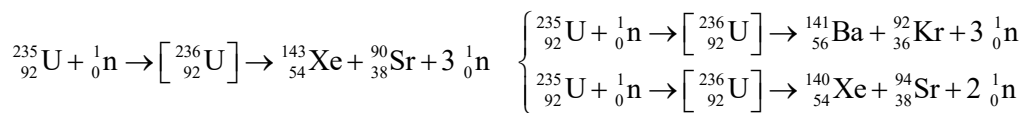
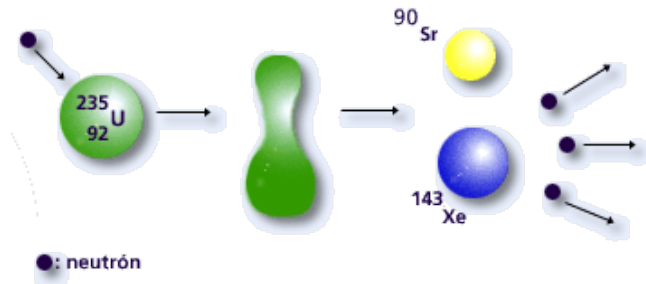
Las transmutaciones nucleares inducidas pueden usarse para producir isótopos que no se encuentran en la Naturaleza. En 1934, Enrico Fermi sugirió un método para producir elementos con un alto número atómico, superior al U ($Z=92$). Estos elementos se llaman elementos transuránicos y ninguno de ellos existe en la Naturaleza. Ellos son creados en una reacción nuclear. Por ejemplo el Pu se obtiene a partir del U mediante las siguientes reacciones



8.12.2 Fisión nuclear

La fisión nuclear consiste en la división de la masa nuclear en dos fragmentos de tamaño comparable. La fisión como proceso natural es muy rara, el ${}^{238}\text{U}$ fisiona espontáneamente con un $t_{1/2}$ de aproximadamente 10^{16} años.

Un método de producir la fisión artificialmente es excitar el núcleo. El umbral o energía mínima de activación requerida para la fisión de un núcleo pesado es de 4 a 6 MeV. Otro método de fisión inducida es por captura neutrónica. La energía enlazante de la captura neutrónica es, en algunos casos, suficiente para excitar el núcleo por encima de la energía umbral y la división se produce. Este es el caso del ^{235}U , que en 1939 cuatro científicos alemanes (Otto Hahn, etc.) descubrieron que un núcleo de U, después de absorber un neutrón, se rompe en dos fragmentos, con una masa menor que el núcleo original

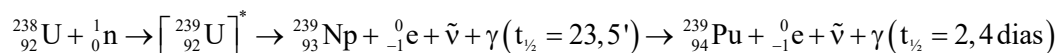


Algunas reacciones producen hasta 5 neutrones, siendo el número promedio de 2,5 neutrones.

Cuando un neutrón colisiona con un núcleo de U y es absorbido, el núcleo comienza a vibrar y se distorsiona. La vibración continúa hasta que la distorsión viene a romper la fuerza nuclear fuerte atractiva y predomina la fuerza de repulsión electrostática entre los protones nucleares. En el momento en que el núcleo se rompe en sus fragmentos expulsa su energía en forma de energía cinética. La energía desprendida por los fragmentos es muy grande y en el núcleo original estaba en forma de energía potencial eléctrica. En promedio unos 200 MeV de energía es desprendida por fisión.

En la naturaleza el ${}_{92}\text{U}$ está compuesto fundamentalmente de dos isótopos, el uranio-238 (99,275%) y el uranio-235 (0,720%). El fisionable es el uranio-235 ya que captura el neutrón, con una energía cinética de 0,004 eV o menor. También es fisionable el plutonio-239. El hecho de que en el proceso de fisión se produzcan neutrones (una media de 2,5 por fisión) hace que el proceso se pueda auto-sostener. Una reacción en cadena es una serie de fisiones nucleares donde algunos de los neutrones producidos por cada fisión causan fisiones adicionales.

Para otros núcleos, la energía enlazante del neutrón capturado no es suficiente para que la fisión tenga lugar y el neutrón debe tener también energía cinética. Esto es lo que le ocurre al ${}^{238}\text{U}$, que se fisiona sólo después de capturar un neutrón rápido con una energía cinética del orden de 1 MeV. La captura de neutrones lentos lleva a la producción de Np y Pu:



Por esta razón se producen grandes cantidades de Pu en los reactores nucleares. La razón para este diferente comportamiento está ligada con la estructura de los distintos núcleos. El núcleo ${}^{235}\text{U}$ es par-impar, con 92 protones y 143 neutrones, y cuando captura un neutrón se forma un núcleo par-par ${}^{236}\text{U}$. El neutrón capturado se aparea con el último neutrón impar del ${}^{235}\text{U}$ eliminando la energía del apareamiento que es de 0,57 MeV.

Sin embargo, el ${}^{238}\text{U}$ es un núcleo par-par, con 92 protones y 146 neutrones, todos apareados, y cuando captura un neutrón se forma un núcleo par-impar, el ${}^{239}\text{U}$, que no tiene energía extra. Por la misma razón el ${}^{239}\text{Pu}$ con 145 neutrones experimenta la fisión por captura de neutrones lentos.

Reacciones de fisión:

Los procesos de fisión tienen dos propiedades que hacen que estos procesos tengan aplicaciones prácticas: uno es que en la fisión se eliminan neutrones y el otro es que se libera energía.

Para los núcleos pesados, tal como el U, la relación de neutrones a protones $N/Z \approx 1,55$. Esta será también la relación de los fragmentos resultantes. Sin embargo, para los núcleos estables de masa media la relación $N/Z \approx 1,30$. Esto significa que los fragmentos resultantes tienen demasiados neutrones y algunos se eliminan al mismo tiempo que ocurre la fisión. El número promedio de neutrones eliminados por fisión es de 2,5. Por la misma razón, los fragmentos presentan radiación- β^- .

La energía es eliminada en la fisión nuclear porque la energía enlazante por nucleón es menor en los núcleos pesados que en los núcleos de masa media. Para un núcleo pesado, la energía enlazante es de 7,5 MeV por nucleón, pero para un núcleo de masa media, correspondiente a los dos fragmentos de la fisión, es de 8,4 MeV por nucleón, resultando un incremento de la energía enlazante de 0,9 MeV por nucleón, o un total de unos 200 MeV para todos los nucleones en un núcleo de U. Este es el orden de magnitud de la energía liberada en la fisión de un núcleo de U, que aparece como energía cinética de los dos fragmentos, de los neutrones liberados y de los productos de desintegración (electrones y neutrinos) resultantes de la desintegración-beta de los fragmentos radiactivos, además de radiación electromagnética. Como los neutrinos emitidos en la desintegración-beta normalmente escapan del material en el que tiene lugar la fisión, sólo unos 185 MeV por átomo se pueden retener, una energía que es todavía considerablemente mayor que la energía liberada en una reacción química, que es del orden de 3 a 10 eV por átomo.

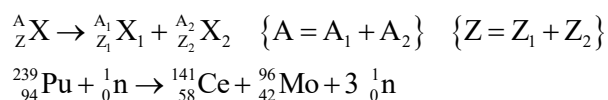
El hecho es que por cada neutrón absorbido para producir una fisión, se emiten más de dos neutrones, como promedio, lo que hace posible una reacción en cadena. Es decir, si después de cada fisión, al menos uno de los nuevos neutrones produce otra fisión, y de los neutrones liberados en ésta al menos uno produce una nueva fisión, y así sucesivamente, el resultado es un proceso auto-sostenido o sin parar. Estas reacciones en cadena son muy corrientes en química. Por ejemplo, la combustión es una reacción en cadena y requiere que una molécula tenga cierta energía de excitación para que se pueda combinar con una molécula de oxígeno. Excepto las primeras moléculas que están excitadas y se combinan con el oxígeno, la energía liberada es suficiente para excitar más moléculas del combustible y el resultado es la combustión.

Si, en cada etapa de un proceso en cadena de fisión, se produce más de un neutrón por fisión que a su vez produce una nueva fisión, el número de fisiones se incrementa exponencialmente y el resultado es una reacción en cadena divergente. Esto es lo que ocurre en una bomba atómica. Pero si los procesos se controlan de tal forma que sólo un neutrón de cada fisión produce una nueva fisión, una reacción en cadena constante se mantiene bajo condiciones controladas. Esto es lo que ocurre en un reactor nuclear.

En los reactores nucleares rápidos los neutrones se usan con la misma energía, de 1 a 2 MeV, con la que se liberan en los procesos de fisión. Pero en los reactores nucleares térmicos los neutrones, en primer lugar, se frenan haciendo que colisionen con átomos de una sustancia, llamado moderador, hasta que alcancen un equilibrio térmico con la sustancia y los neutrones se llaman térmicos. El moderador debe ser una sustancia con un número másico pequeño y que no capture neutrones. El agua, el agua pesada y el grafito son sustancias muy empleadas.

Energía de fisión

La fisión nuclear consiste en la división de un núcleo grande en dos núcleos de tamaño comparable. El resultado de la fisión nuclear es el desprendimiento de energía, ya que los núcleos que se forman tienen una energía promedio de enlace por nucleón mayor que la del núcleo fisionado.



$$Q_{\text{fisión}} = \left[\left(m_{X_1(\text{atómica})} + m_{X_2(\text{atómica})} \right) - m_{X(\text{atómica})} \right] c^2 < 0$$

$$E_{\text{enlace}(X_1)} = \varepsilon_1 A_1 = \left[Z_1 m_H + (A_1 - Z_1) m_n - m_{X_1(\text{atómica})} \right] c^2 \left\{ m_{X_1(\text{atómica})} c^2 = \left[Z_1 m_H + (A_1 - Z_1) m_n \right] c^2 - \varepsilon_1 A_1 \right.$$

$$E_{\text{enlace}(X_2)} = \varepsilon_2 A_2 = \left[Z_2 m_H + (A_2 - Z_2) m_n - m_{X_2(\text{atómica})} \right] c^2 \left\{ m_{X_2(\text{atómica})} c^2 = \left[Z_2 m_H + (A_2 - Z_2) m_n \right] c^2 - \varepsilon_2 A_2 \right.$$

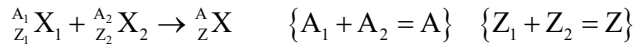
$$E_{\text{enlace}(X)} = \varepsilon A = \left[Z m_H + (A - Z) m_n - m_{X(\text{atómica})} \right] c^2 \left\{ m_{X(\text{atómica})} c^2 = \left[Z m_H + (A - Z) m_n \right] c^2 - \varepsilon A \right.$$

$$Q_{\text{fisión}} = (-\varepsilon_1 A_1 - \varepsilon_2 A_2) - (-\varepsilon A) = -\varepsilon_{\text{promedio}} A + \varepsilon A \quad \left\{ \varepsilon_{\text{promedio}} = \bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2}{A_1 + A_2} = \frac{\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2}{A} \right.$$

$$Q_{\text{fisión}} = (-\bar{\varepsilon} + \varepsilon) A < 0 \quad \left\{ \bar{\varepsilon} > \varepsilon \right.$$

8.12.3 Fusión nuclear

La fusión nuclear consiste en la unión de dos núcleos que colisionan resultando un núcleo mayor. El resultado de la fusión nuclear es el desprendimiento de energía, ya que el núcleo fusionado que se forma tiene una energía de enlace por nucleón mayor que la energía promedio de los dos núcleos iniciales.



$$\left\{ \begin{array}{l} {}_1^1\text{H} + {}_1^1\text{H} \rightarrow {}_1^2\text{H} + {}_1^0\text{e} + \nu_e \quad Q_{\text{fusión}} = -1,35 \text{ MeV} \\ {}_1^1\text{H} + {}_1^2\text{H} \rightarrow {}_1^3\text{H} + {}_1^0\text{e} + \nu_e \quad Q_{\text{fusión}} = -4,6 \text{ MeV} \end{array} \right.$$

$$Q_{\text{fusión}} = \left[m_{X(\text{atómica})} - \left(m_{X_1(\text{atómica})} + m_{X_2(\text{atómica})} \right) \right] c^2 < 0$$

$$E_{\text{enlace}(X)} = \varepsilon A = \left[Z m_H + (A - Z) m_n - m_{X(\text{atómica})} \right] c^2 \left\{ m_{X(\text{atómica})} c^2 = \left[Z m_H + (A - Z) m_n \right] c^2 - \varepsilon A \right.$$

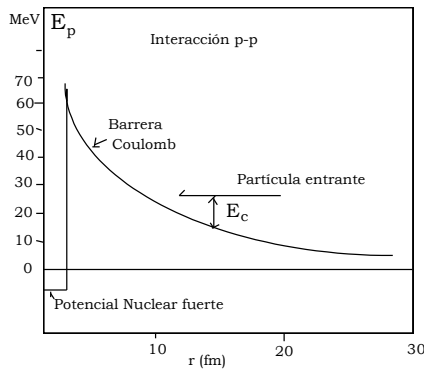
$$E_{\text{enlace}(X_1)} = \varepsilon_1 A_1 = \left[Z_1 m_H + (A_1 - Z_1) m_n - m_{X_1(\text{atómica})} \right] c^2 \left\{ m_{X_1(\text{atómica})} c^2 = \left[Z_1 m_H + (A_1 - Z_1) m_n \right] c^2 - \varepsilon_1 A_1 \right.$$

$$E_{\text{enlace}(X_2)} = \varepsilon_2 A_2 = \left[Z_2 m_H + (A_2 - Z_2) m_n - m_{X_2(\text{atómica})} \right] c^2 \left\{ m_{X_2(\text{atómica})} c^2 = \left[Z_2 m_H + (A_2 - Z_2) m_n \right] c^2 - \varepsilon_2 A_2 \right.$$

$$Q_{\text{fusión}} = -\varepsilon A - (-\varepsilon_1 A_1 - \varepsilon_2 A_2) = -\varepsilon A + \varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2 < 0 \quad \left\{ \varepsilon_{\text{promedio}} = \bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2}{A_1 + A_2} = \frac{\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2}{A} \right.$$

$$Q_{\text{fusión}} = -\varepsilon A + \bar{\varepsilon} A = (-\varepsilon + \bar{\varepsilon}) A < 0 \quad \left\{ \varepsilon > \bar{\varepsilon} \right.$$

Debido a la repulsión Coulombiana, el núcleo que colisiona debe tener una energía cinética mínima para sobrepasar la barrera Coulombiana para que se aproximen bastante y la fuerza nuclear produzca la necesaria consolidación entre los núcleos. Este problema no aparece en la fisión nuclear porque los neutrones no tienen carga eléctrica, y se pueden aproximar a un núcleo aunque su energía cinética sea muy pequeña o prácticamente cero. Como la barrera Coulombiana se incrementa con el número atómico, la fusión nuclear tiene lugar a energías cinéticas razonables sólo para núcleos muy ligeros con bajo número atómico o carga nuclear baja.



Cuando dos núcleos de números atómicos Z_1 y Z_2 están en contacto, la energía potencial eléctrica de los dos es $E_p = K_e \cdot Z_1 \cdot Z_2 / r$ donde r es la suma de los radios nucleares, del orden de 10^{-14} m, luego

$$E_p = K_e \cdot Z_1 \cdot Z_2 / r = 9 \cdot 10^{23} Z_1 \cdot Z_2 \text{ J} = 1,5 \cdot 10^5 Z_1 \cdot Z_2 \text{ eV} = 0,15 Z_1 \cdot Z_2 \text{ MeV}.$$

Esto da la altura de la barrera y por tanto la energía cinética mínima que debe tener el núcleo para que ocurra la fusión. Si la energía es menor, hay una pequeña probabilidad de penetrar la barrera de potencial.

La energía cinética promedio de un sistema de partículas teniendo una temperatura T es del orden de kT , o alrededor de $8,6 \cdot 10^{-5} T$ eV, donde T está en Kelvin. Así una energía de 10^5 eV corresponde a una temperatura de 10^9 K que es más alta que la temperatura en el centro del Sol.

Para que tenga lugar una fusión nuclear de un gran número de núcleos es necesario que el núcleo reactante esté a una temperatura muy superior a las generadas en las reacciones químicas más exoérgicas, creando un problema de recipiente para las partículas reactantes, ya que no se conoce material que pueda resistir esas temperaturas. Además, a esas temperaturas extremas los núcleos han perdido todos sus electrones y las sustancias consisten de una mezcla neutra de núcleos cargados positivamente y electrones negativos llamada plasma. El recipiente está formado por campos magnéticos y el calentamiento se hace con rayos láser.

En la fusión nuclear de núcleos ligeros ($A < 20$) se libera energía, ya que cuando dos núcleos ligeros se unen en uno pesado, la energía enlazante del núcleo producto es mayor que las energías de enlace de los dos núcleos ligeros. De hecho, se considera que todos los núcleos hasta el Fe se han producido por fusión en las estrellas.

Después del hierro, la energía de enlace nuclear decrece y la fusión no puede ocurrir por lo que hay que considerar otros procesos para explicar la formación de los elementos químicos posteriores al Fe.

Si las condiciones son apropiadas, la energía liberada en la fusión es suficiente para excitar otros núcleos y provocar una reacción en cadena. Si la reacción en cadena tiene lugar rápidamente se libera una gran cantidad de energía en un corto intervalo de tiempo y tendrá lugar una explosión nuclear. La reacción en cadena también puede tener lugar bajo condiciones controladas, aunque todavía no se han construido satisfactoriamente los reactores de fusión.

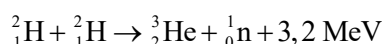
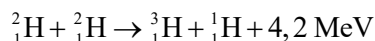
La reacción de fusión más sencilla es la captura de un neutrón por un protón (o núcleo de hidrógeno) para formar deuterón: ${}^1_1\text{H} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^2_1\text{H} + 2,224 \text{ MeV}$

La gran ventaja de esta reacción es que no hay repulsión eléctrica que superar. La reacción anterior ocurre cuando los neutrones procedentes de un reactor nuclear se difunden a través de una sustancia con hidrógeno, como el agua y la parafina.

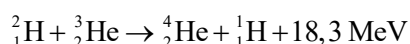
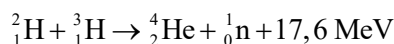
Otra reacción de fusión sencilla es la que ocurre entre dos protones. Como un núcleo con dos protones solamente no existe, el proceso va acompañado por la conversión de uno de ellos a un neutrón y la emisión de un positrón y un neutrino ${}^1_1\text{H} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^2_1\text{H} + {}^0_1\text{e} + \nu_e + 1,35 \text{ MeV}$

Una tercera reacción de fusión es la que tiene lugar entre hidrógeno y deuterio, resultando un núcleo de tritio: ${}^1_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_1\text{H} + {}^0_1\text{e} + \nu_e + 4,6 \text{ MeV}$

Otra reacción, de importancia práctica, es la fusión de dos deuterones. Dos posibles reacciones ocurren con la misma probabilidad aproximada:



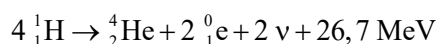
Dos reacciones de fusión que liberan una gran cantidad de energía por unidad de masa son las que tienen lugar entre deuterio y tritio y entre deuterio y helio-3:



Sin embargo, el tritio y el ${}^3\text{He}$ no son disponibles fácilmente y han de ser fabricados. Por otra parte, la fusión de dos deuterones tiene la ventaja de usar una sola clase de núcleo.

Aunque la energía liberada en una única fusión es mucho menor que la liberada en una reacción de fisión, la energía por unidad de masa es mayor, ya que el deuterio es un combustible muy ligero. Para la reacción de fusión deuterio-deuterio (${}^2\text{H}$ - ${}^2\text{H}$) la energía es de $2 \cdot 10^{14} \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$ de combustible, que es más del doble que el valor de la fisión del uranio. La reacción deuterio-tritio es cuatro veces mayor ${}^2\text{H}$ - ${}^3\text{H}$. Debido a la abundancia relativa del deuterio, que es de aproximadamente un átomo de deuterio ${}^2\text{H}$ por cada 8.000 átomos de hidrógeno ${}^1\text{H}$, y el bajo coste de extraerlo desde el agua, un reactor de fusión controlada nos proporcionaría una cantidad de energía ilimitada.

Las reacciones de fusión son las principales fuentes de energía liberada en las estrellas, incluyendo el Sol. La fusión más corriente procede de cuatro protones en núcleo de helio



Se estima que el desarrollo de esta fusión en el Sol consume $6,64 \cdot 10^{11} \text{ kg}$ de hidrógeno por segundo, con una emisión de $3,7 \cdot 10^{25} \text{ W}$. De estos sólo $1,8 \cdot 10^{16} \text{ W}$ llegan a la Tierra, principalmente en forma de radiación electromagnética; sin embargo, esto es todavía 10^4 veces mayor que toda la potencia industrial generada sobre la Tierra. La fusión es el mecanismo por el que los elementos químicos ligeros o menos pesados se sintetizan en las estrellas.

8.13 Aplicaciones de la radiactividad y de las reacciones nucleares

Datación radiactiva: Muchas muestras geológicas y arqueológicas pueden datarse por medida de la desintegración de los isótopos radiactivos que existen en la naturaleza.

Es conocida la técnica de datación del carbono. El isótopo carbono-14 tiene un período de semidesintegración de 5.730 años, por lo que el carbono-14 presente cuando se formó la Tierra ha disminuido en los 4,5 billones de edad aproximada que posee. No obstante, el carbono-14 está presente en el dióxido de carbono de la atmósfera porque los rayos cósmicos de alta energía colisionan con las moléculas de la capa superior de la atmósfera. Estos rayos son energéticamente capaces de crear núcleos de carbono-14 mediante las reacciones nucleares con núcleos de nitrógeno y oxígeno. La creación y la desintegración del carbono-14

ha alcanzado un estado estable en el que la relación entre carbono-14 a carbono-12 es de $1,3 \cdot 10^{-12}$. Es decir, el dióxido de carbono atmosférico tiene de carbono-14 una concentración de 1,3 partes por billón.

Todos los organismos vivos intercambian constantemente dióxido de carbono con la atmósfera, por lo que la relación carbono-14 a carbono-12 en ellos también es de $1,3 \cdot 10^{-12}$. Cuando un organismo vivo muere, el carbono-14 en sus tejidos comienza a desintegrarse y no se añade carbono-14 nuevo. Por lo que los objetos son datados comparando la relación carbono-14 a carbono-12.

La datación por carbono-14 se usa para esqueletos, madera, papel, piel, comida y todo lo que esté hecho de materia orgánica. Es muy preciso para materiales de unos 15.000 años. Otros isótopos con un gran período de semidesintegración usados para datar muestras geológicas son el potasio-argón, que usa el potasio-40 con un período de semidesintegración de $1,25 \cdot 10^9$ años, es especialmente útil para datar rocas de origen volcánico.

Efectos biológicos: La radiación ionizante consiste de fotones y/o partículas moviéndose que tienen suficiente energía para golpear un electrón y sacarlo de un átomo o molécula, y formar un ion. Una energía de 1 a 35 eV es suficiente para ionizar átomos o moléculas y las partículas o rayos emitidos en una desintegración nuclear frecuentemente tienen energías de algunos millones de eV (MeV). Por tanto, una partícula alfa, beta o rayo gamma puede ionizar miles de moléculas.

La radiación nuclear es potencialmente perjudicial para los humanos porque la ionización produce significativas alteraciones de las estructuras de las moléculas dentro de las células vivas. Las alteraciones le causan a la célula malformaciones y a la muerte de la célula y del organismo. A pesar del riesgo potencial, la radiación ionizante se puede usar en medicina para diagnósticos y terapia, tales como localización de fracturas y tratamiento del cáncer. El riesgo puede ser evitado sólo si las exposiciones son conocidas.

Exposición es una medida de la ionización producida en aire por rayos-X o rayos-gamma, y se define de la siguiente manera. Un chorro de rayos se envía a través de una masa m de aire seco a temperatura estándar y presión estándar. Pasando a través del aire, el chorro produce iones positivos cuya carga total es q . Exposición se define como la carga total por unidad de masa de aire:

Exposición = q/m (En el S.I. la unidad es C/kg).

La primera unidad de radiación se definió como roentgen (R) y es muy usada hoy.

Exposición = $q/(2,58 \cdot 10^{-4} \text{ m})$

Dosis absorbida (gray o Gy) = (energía absorbida)/(masa de materia absorbente) (J/kg)

Isótopos radiactivos de importancia Médica

Isótopo	Vida media	Area del cuerpo estudiada
$^{131}_{53}\text{I}$	8,1 días	Tiroides
$^{59}_{26}\text{Fe}$	45,1 días	Células rojas, sangre
$^{99}_{42}\text{Mo}$	67 horas	Metabolismo
$^{32}_{15}\text{P}$	14,3 días	Ojos, Hígado, Tumores
$^{51}_{24}\text{Cr}$	27,8 días	Células rojas, sangre
$^{87}_{38}\text{Sr}$	2,8 horas	Huesos
$^{99}_{43}\text{Tc}$	6,0 horas	Corazón, Huesos, Hígado, Pulmón
$^{133}_{54}\text{Xe}$	5,3 días	Pulmón
$^{24}_{11}\text{Na}$	14,8 horas	Sistema circulatorio

8.14 El Modelo Estándar de la física de partículas elementales

En la década de 1930 se descubrió que la materia está constituida de protones, neutrones y electrones. Estas partículas eran las más pequeñas y se les llamó «partículas elementales». La palabra elemental significaba que no tenía partes más pequeñas, o bien que es indivisible.

Posteriores descubrimientos cambiaron nuestro conocimiento, se descubrió que los protones y los neutrones no son elementales. Los protones y los neutrones están hechos de **quarks**. Se descubrieron unas 100 partículas elementales nuevas, pero todas están hechas de quarks y/o anti-quarks. Estas partículas se llaman hadrones. Por otra parte, los leptones parece ser que no tienen estructura.

Hoy, los **quarks** y los **leptones**, y sus antipartículas, son los candidatos para ser las partículas elementales desde las que todo está hecho.

Las partículas elementales: tres tipos quarks, leptones y transportadores de la fuerza				
Quarks	Up	Charm	Top	Fotón
	u	c	t	γ
	Down	Strange	Bottom	Gluón
	d	s	b	g
Leptones	Neutrino-electrón	Neutrino-muón	Neutrino-tau	Transportadores de la fuerza.
	ν_e	ν_μ	ν_τ	
	Electrón	Muón	Tau	
	e	μ	τ	
			Bosón-Z	
			Z	
			Bosón-W	
			W	

La materia está constituida de quarks y leptones. Hay seis partículas de cada clase y sus correspondientes antipartículas. Además, hay gluones, fotones y bosones W y Z, que son también partículas elementales y son transportadoras de la fuerza, siendo responsables de la fuerza fuerte, electromagnética y débil, respectivamente.

Los quarks y los leptones son menores que 10^{-19} m de radio.

Quarks		
Flavor	Masa(GeV/c^2)	Carga eléctrica (e)
u up	0,004	+2/3
d down	0,008	-1/3
c charm	1,5	+2/3
s strange	0,15	-1/3
t top	176	+2/3
b bottom	4,7	-1/3

El Modelo Estándar es el nombre de la teoría más importante sobre las partículas fundamentales y de cómo interactúan. Esta teoría incluye:

- Las interacciones fuertes debidas a las cargas-color de los quarks y gluones.
- Una teoría combinada de interacción electromagnética, conocida como teoría electrodébil, que introduce los bosones W y Z como partículas transportadoras de la interacción débil, y los fotones como mediadores de la interacción electromagnética.

La teoría no incluye los efectos de la interacción gravitatoria. El Modelo Estándar ha sido un éxito de la física de partículas en la década de 1970. Una de las partes del Modelo que aún no se ha establecido es el desconocimiento que tenemos de la causa de que las partículas fundamentales tengan masa. La idea más sencilla es el mecanismo de Higgs. Este mecanismo implica una partícula adicional, llamada bosón de Higgs, y un tipo de fuerza adicional por intercambio de este bosón.

La partícula de Higgs aún no se ha observado, se sabe que existe y debe tener una masa mayor que $80 \text{ GeV}/c^2$. El Modelo Estándar todavía el estatus de teoría.

8.15 Análisis de la interacción fuerte en base al Modelo Estándar

La interacción fundamental fuerte tiene lugar entre dos partículas que tienen carga color, como son los quarks, los anti-quarks y los gluones. Los quarks pueden existir en tres estados diferentes de color (red, green, blue). Los estados color corresponden a diferentes valores de las dos cargas color llamadas isospín, I_3^C , y hypercarga Y_3^C .

Valores de las cargas color isospín (I_3^C) y hypercarga (Y_3^C)

Quarks			Antiquarks		
	I_3^C	Y_3^C	I_3^C	Y_3^C	
r	1/2	1/3	\bar{r}	-1/2	-1/3
g	-1/2	1/3	\bar{g}	1/2	-1/3
b	0	-2/3	\bar{b}	0	2/3

Los **hadrones** son partículas hechas de quarks que están unidos por la fuerza fundamental fuerte. Los hadrones no tienen carga-color neta pero experimentan interacción fuerte residual debido a su subestructura de carga-color. Existen dos tipos de hadrones: los bariones y los mesones. Los bariones están hechos de tres quarks (los antibariones de tres antiquarks) y poseen un momento angular de espín de valor múltiplo impar de $\frac{1}{2}$, de ahí que sean fermiones que se rigen por el Principio de exclusión de Pauli. Los mesones están hechos de un quark y un anti-quark, y su momento angular de espín es entero por lo que no obedecen las reglas del principio de exclusión de Pauli.

El protón es un barión estable aislado, formado de tres quarks, dos up y uno down (uud). Los neutrones también están formados de tres quarks, dos down y uno up, pero no son estables aislados, son estables dentro de determinados núcleos.

Hadrones fermiónicos (espín $\frac{1}{2}$): Bariones (qqq)

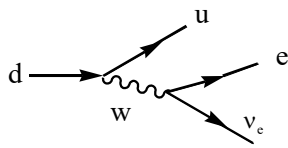
Símbolo	Nombre	Quarks	Carga eléctrica	Masa (GeV/c ²)	Espín
p	protón	uud	1	0,938	$\frac{1}{2}$
\bar{p}	anti-protón	$\bar{u}\bar{u}\bar{d}$	-1	0,938	$\frac{1}{2}$
n	neutrón	udd	0	0,940	$\frac{1}{2}$
Λ	lambda	uds	0	1,116	$\frac{1}{2}$
Ω^-	omega	sss	-1	1,672	$3\frac{1}{2}$

La interacción fuerte residual entre hadrones con carga-color neutra es la responsable de la fuerza nuclear fuerte, que es la fuerza que mantiene unidos los protones y neutrones en el núcleo. La interacción fuerte residual es la responsable de los procesos de fisión y fusión nuclear.

8.16 La interacción débil o fuerza nuclear débil para explicar la desintegración-beta

Para explicar la desintegración-beta se requiere de un nuevo tipo de interacción llamada interacción débil. La interacción débil le afecta a todas las partículas fundamentales, excepto los gluones y los fotones. En este tipo de interacción se pone de manifiesto el intercambio o la producción de bosones W ó Z. La fuerza débil es de muy corto alcance.

La desintegración-beta es un proceso por el que un neutrón (dos quarks down y uno up) desaparece y se transforma en un protón (dos quarks up y uno down), un electrón y un anti-neutrino electrónico. Por lo que en base al Modelo Estándar, un quark down desaparece en este proceso y aparece un quark up y se produce un bosón W, y luego este se desintegra en un electrón y el anti-neutrino.



La interacción débil es la responsable de que un quark se transforme en otro con diferente carga eléctrica, por la emisión o absorción de un bosón W.

8.17 Leyes de conservación en todos los procesos radiactivos en base al Modelo Estándar:

En una desintegración una partícula desaparece y aparecen dos o más partículas de masa inferior. La desintegración responde a una fuerza debida a la presencia de otra partícula (como en una colisión). La velocidad de la desintegración depende del tipo de interacción y de la cantidad de energía desprendida, es decir de la energía convertida de energía-masa a energía cinética. La desintegración tiene lugar si se cumplen todas las leyes de conservación.

1. Ley de conservación de la masa/energía.
2. Ley de conservación del momento lineal.
3. Ley de conservación del momento angular (incluido el espín de la partícula).
4. Ley de conservación de la carga eléctrica y de la carga color en quark y gluones. La carga color es la carga asociada con la interacción fuerte, el color es un nombre caprichoso que es un atributo de los quark y gluones
5. Ley de conservación del número de quark. El número de quarks menos el número de anti-quark (por razones históricas, como se observaron los bariones, protones y neutrones, y no los quarks se estableció como número de conservación el número bariónico, siendo este el mismo que número quark si se divide por tres).
6. Ley de conservación del número leptónico. El número de leptones (cargas negativas más neutrinos) menos el número de anti-leptones (cargas positivas más anti-neutrinos)

8.18 Comparación de las características de las interacciones fundamentales: fuerte, electromagnética, débil y gravitatoria. La búsqueda de una teoría unificada para ellas.

Se ha reconocido que en la Naturaleza existen tres fuerzas fundamentales: gravitatoria, eléctrica y magnética. La fuerza gravitatoria es una atracción entre dos masas debido a la masa de cada una. En 1860 J. C. Maxwell desarrolló una teoría que unificó las fuerzas eléctrica y magnética en una fuerza electromagnética. Comprobó que es una única fuerza, pero en determinadas condiciones se manifiesta como eléctrica o magnética. Maxwell usó la teoría para predecir las ondas electromagnéticas, que incluyen la luz. La fuerza electromagnética es la que hace que permanezcan unidos los átomos, las moléculas y los sólidos.

Con el descubrimiento del núcleo atómico se descubrió la fuerza nuclear fuerte, que permite que las partículas del núcleo permanezcan unidas. La fuerza fuerte es de corto alcance y fuera del núcleo no se manifiesta. Las partículas quarks están unidas por la fuerza nuclear fuerte.

En la década de 1930 se encontró que la radiactividad llamada desintegración-beta no puede explicarse por la fuerza electromagnética ni por la fuerza nuclear fuerte. En experimentos muy rigurosos se estableció que la desintegración es debida a una fuerza desconocida que hay en el núcleo. La intensidad de esta fuerza es menor que la fuerza nuclear fuerte y que la fuerza electromagnética. Por ello esta nueva fuerza se llamó fuerza nuclear débil. Aunque se descubrió para explicar la radiactividad, ahora se sabe que es muy importante en las reacciones de fusión que suministran la potencia a las estrellas.

Hacia 1940 se reconocían 4 fuerzas en la Naturaleza: gravitatoria, electromagnética, nuclear fuerte y nuclear débil. Pero en la década de 1970 se llegó a la conclusión de que la fuerza electromagnética y la fuerza nuclear débil eran la misma. Las predicciones se confirmaron en la década de 1980, en los aceleradores de partículas, y se llama fuerza electrodébil. En unas determinadas condiciones de energía muy alta la fuerza electrodébil muchos fenómenos dependen de esta fuerza. Así se considera su importancia en los primeros momentos del Big Bang.

Lo ocurrido con la fuerza electrodébil ha llevado a considerar que esta se pueda unificar con la fuerza nuclear fuerte, o que supondría la teoría de la gran unificación. Solamente el tiempo nos dirá si son diferentes aspectos de una misma fuerza.

También se considera que habría que unificar todas las fuerzas de la Naturaleza en una simple teoría, que sería la teoría del todo.

8.19 Cuestiones y Problemas de «Interacción nuclear»**Cuestiones**

1) a) La masa de un núcleo atómico no coincide con la suma de las masas de las partículas que lo constituyen, ¿es mayor o menor?, ¿cómo justifica esa diferencia?. b) ¿Qué se entiende por estabilidad nuclear?, explique, cualitativamente, la dependencia de la estabilidad nuclear con el número másico.

Problemas

Datos: $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$; $1 \cdot u = 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 931,49 \text{ MeV}/c^2$

1) El cloro tiene dos isótopos naturales, el cloro-35 ($^{35}_{17}\text{Cl}$) y el cloro-37 ($^{37}_{17}\text{Cl}$). El 75,53% de los átomos son de cloro-35, cuya masa atómica es de $34,96885 \cdot u$, y el 24,47% restante de cloro-37, de masa atómica $36,96590 \cdot u$. Calcule la masa atómica del elemento químico cloro y el peso atómico. [35,457·u; 35,457]

2) Determine la energía de enlace del núcleo $^{56}_{26}\text{Fe}$. Datos: $m_{\text{atómica}}(^{56}_{26}\text{Fe}) = 55,9349 \cdot u$; $m_{\text{H}} = 1,00783 \cdot u$; $m_{\text{n}} = 1,00866 \cdot u$.

3) Determine el defecto de masa y la energía de enlace por nucleón del isótopo helio-4: ^4_2He . Datos: $m(^4_2\text{He}) = 4,0026033$; $m_{\text{p}} = 1,00728 \cdot u$; $m(^1_1\text{H}) = 1,007825 \cdot u$; $m_{\text{n}} = 1,00866 \cdot u$. [0,0303667·u; 7,07 MeV]

4) El isótopo cesio-137, $^{137}_{55}\text{Cs}$, es una fuente de rayos gamma en los laboratorios. La vida media es de 30 años. Determine: a) los átomos de cesio-137 que hay en una fuente de actividad $5,0 \mu\text{Ci}$ y la masa del isótopo cesio-137; b) la actividad de la fuente al cabo de 10 años. Dato: $M_{\text{a}}(^{137}_{55}\text{Cs}) = 136,907078 \cdot u$; $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$. [a) $2,525 \cdot 10^{14}$ átomos; $0,057 \mu\text{g}$; b) $4,0 \mu\text{Ci}$]

5) Calcule la energía cinética de la partícula- α emitida y la del isótopo torio-228, desde el isótopo de uranio-232. El proceso de desintegración es: $^{232}_{92}\text{U} \rightarrow ^{228}_{90}\text{Th} + ^4_2\text{He}$, siendo las masas:

$m(^{232}_{92}\text{U}) = 232,1095 \cdot u$; $m(^{228}_{90}\text{Th}) = 228,0998 \cdot u$; $m(^4_2\text{He}) = 4,0039 \cdot u$. [$E_{\text{c}}(\text{Th}) = 92,8 \text{ keV}$; $E_{\text{c}}(\text{alfa}) = 5,288 \text{ MeV}$]

6) Calcule: a) la energía liberada en la fisión de 1 kg de uranio-235, si la fisión de un núcleo de este isótopo libera 200 MeV; b) la cantidad de carbón para liberar la energía del apartado anterior si sabemos que 1 g de carbón, al arder, produce 29,29 kJ. Datos: $m(^{235}_{92}\text{U}) = 235,043924 \cdot u$ [a) $5,12 \cdot 10^{26} \text{ MeV}$; b) $2,8 \cdot 10^6 \text{ kg}$]

7) El período de semidesintegración del carbono-14 es de 5.730 años, $^{14}_6\text{C} \rightarrow ^{14}_7\text{N} + ^0_{-1}\text{e}$. ¿Qué fracción de una muestra de carbono-14 permanecerá inalterada después de transcurrir un tiempo equivalente a cinco veces el período de semidesintegración?. [0,03125]

8) En una mezcla encontrada, en la actualidad, de isótopos de uranio hay un 99,28% de uranio-238 y un 0,72% de uranio-235. Los períodos de semidesintegración son $4,47 \cdot 10^9$ años y $7,04 \cdot 10^8$ años, respectivamente. Calcule: a) el tiempo transcurrido desde que se formó la Tierra, suponiendo que

eran igualmente abundantes en ese momento el uranio-238 y el uranio-235; b) actividad de un gramo de uranio-238. Datos: $M_a(^{238}_{92}\text{U}) = 238,050784 \cdot u$. [a) $5,939 \cdot 10^9$ años; b) $33,63 \mu\text{Ci} = 12.443 \text{ Bq}$]

9) El uranio-238 se desintegra emitiendo, sucesivamente, las siguientes partículas antes de alcanzar su forma estable: $\alpha, \beta, \beta, \alpha, \alpha, \alpha, \alpha, \beta, \beta, \alpha$. ¿Cuál es el núcleo final estable? [$^{206}_{82}\text{Pb}$]

10) Formula la siguiente reacción nuclear $^7_3\text{Li}(p, \gamma)^8_4\text{Be}$, y calcula la frecuencia de la radiación emitida y la longitud de onda. Datos: $M_a(^8_4\text{Be}) = 8,022486 \cdot u$; $M_a(^7_3\text{Li}) = 7,016003 \cdot u$; $M_a(^1_1\text{H}) = 1,007825 \cdot u$; $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$. [$3,025 \cdot 10^{20} \text{ Hz}$ y $9,917 \cdot 10^{-13} \text{ m}$]

11) Completa las siguientes reacciones nucleares: a) $^{23}_{11}\text{Na} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{26}_{12}\text{Mg} + ?$; b) $^{105}_{48}\text{Cd} + ^0_{-1}\text{e} \rightarrow ?$; c) $^{12}_6\text{C}(d, n)?$; d) $^{55}_{25}\text{Mn}(n, \gamma)?$.

12) Una de las reacciones posibles de la fisión del plutonio-239 cuando capta un neutrón es la formación de cerio-141 y molibdeno-96, liberándose tres neutrones. Formula la reacción y calcular la energía liberada por cada núcleo fisionado. Datos: $M_a(^{239}_{94}\text{Pu}) = 239,052157 \cdot u$; $M_a(^{141}_{58}\text{Ce}) = 140,908570 \cdot u$; $M_a(^{96}_{42}\text{Mo}) = 95,90499 \cdot u$; $m(^1_0\text{n}) = 1,008665 \cdot u$; $m(^0_{-1}\text{e}) = 0,00055 \cdot u$. [-206,1 MeV]

13) Una muestra de cromo-51 contiene $4,1 \cdot 10^{20}$ átomos. El período de semidesintegración del citado isótopo es de 27 días. Calcule: a) la vida media del emisor radiactivo; b) número de átomos que habrá al cabo de un año y actividad de la muestra en ese momento. [a) 38,95 días; b) $3,5 \cdot 10^{16}$ átomos y 0,28 Ci]

14) Calcula la masa del isótopo $^{14}_6\text{C}$ cuya actividad es de 1,0 Ci si el período de semidesintegración del mismo es de 5.730 años, $^{14}_6\text{C} \rightarrow ^{14}_7\text{N} + ^0_{-1}\text{e}$. Dato: $M_a(^{14}_6\text{C}) = 14,003242 \cdot u$. [$2,14 \cdot 10^{-4} \text{ kg}$]

15) Calcula la energía cinética de las partículas-alfa emitidas desde el $^{211}_{83}\text{Bi}$. El proceso de desintegración: $^{211}_{83}\text{Bi} \rightarrow ^{207}_{81}\text{Tl} + ^4_2\text{He}$. Datos: $m(^{211}_{83}\text{Bi}) = 210,987254 \cdot u$; $m(^{207}_{81}\text{Tl}) = 206,977403 \cdot u$; $m(^4_2\text{He}) = 4,0039 \cdot u$. [$E_c(\text{Tl}) = 0,1048 \text{ MeV}$; $E_c(\text{alfa}) = 5,4171 \text{ MeV}$]

16) Calcula la energía eliminada en la fisión del isótopo $^{235}_{92}\text{U}$, por neutrones lentos. Considera el caso particular $^{235}_{92}\text{U} + ^1_0\text{n} \rightarrow [^{236}_{92}\text{U}] \rightarrow ^{95}_{42}\text{Mo} + ^{139}_{57}\text{La} + 2 ^1_0\text{n}$. Como los neutrones entrantes son lentos, podemos ignorar su energía cinética en el balance de energía y considerar sólo las masas. Datos: $M_a(^{235}_{92}\text{U}) = 235,043924 \cdot u$; $M_a(^{236}_{92}\text{U}) = 236,045562 \cdot u$; $M_a(^{95}_{42}\text{Mo}) = 94,9058 \cdot u$; $M_a(^{139}_{57}\text{La}) = 138,9061 \cdot u$; $m(^1_0\text{n}) = 1,008665 \cdot u$; $m(^0_{-1}\text{e}) = 0,00055 \cdot u$. [-208,1 MeV]

17) El $^{131}_{53}\text{I}$ es un isótopo radiactivo que se utiliza en medicina para el tratamiento del hipertiroidismo, ya que se concentra en la glándula tiroides. Su período de semidesintegración es de 8 días. Calcule: a) la masa que queda del $^{131}_{53}\text{I}$ si una muestra de 20 mg ha estado almacenada en un hospital durante 48 días; b) la actividad de un microgramo de ^{131}I . Dato: $M_a(^{131}_{53}\text{I}) = 130,906124 \cdot u$; $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$. [a) 0,31 mg; b) 0,124 Ci]

18) El ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ se desintegra para dar ${}^{222}_{86}\text{Rn}$. Indique el tipo de emisión radiactiva y escriba la ecuación de dicha reacción nuclear. Calcule la energía liberada en el proceso. Datos: $M_a({}^{226}_{88}\text{Ra}) = 226,025402 \cdot u$; $M_a({}^{222}_{86}\text{Rn}) = 222,017571 \cdot u$; $M_a({}^4_2\text{He}) = 4,002602 \cdot u$. [Radiactividad alfa; 4,87 MeV]

19) a) La masa de un núcleo atómico no coincide con la suma de las masas de las partículas que lo constituyen, ¿Es mayor o menor? ¿Cómo justifica esa diferencia?. b) ¿Qué se entiende por estabilidad nuclear?. Explique, cualitativamente, la dependencia de la estabilidad nuclear con el número másico?.

20) El período de semidesintegración de un nucleido radiactivo, de masa atómica $200 \cdot u$, que emite partículas beta es de 50 s. Una muestra, cuya masa inicial era 50 g, contiene en la actualidad 30 g del nucleido original. Indique las diferencias entre el nucleido original y el resultante y represente gráficamente la variación con el tiempo de la masa del nucleido original. Calcule la antigüedad de la muestra y su actividad actual. Dato: N_A . [Ecuación gráfica: $\ln m = \ln 50 - 0,01386 \cdot t$; 36,85 s; $3,38 \cdot 10^{10}$ Ci]

21) Indique las partículas constituyentes de los dos nucleidos ${}^3_1\text{H}$ y ${}^3_2\text{He}$ y explique qué tipo de emisión radiactiva permitiría pasar de uno al otro. Calcule la energía de enlace para cada uno de los nucleidos e indique cuál de ellos es más estable. Datos: $c = 3 \cdot 10^8$ m/s; $M_a({}^3_1\text{H}) = 3,016049 \cdot u$; $M_a({}^3_2\text{He}) = 3,016029 \cdot u$; $M_a({}^1_1\text{H}) = 1,007825 \cdot u$; $m_n = 1,00866u$; $1u = 1,66 \cdot 10^{-27}$ kg. [Emisión beta; $E({}^3_1\text{H}) = 8,47$ MeV; $E({}^3_2\text{He}) = 7,71$ MeV]

22) a) Analice el origen de la energía liberada en una reacción nuclear de fisión. b) En la reacción de fisión del uranio-235 ($Z = 92$), éste captura un neutrón y se produce un isótopo de Kr ($A = 92$), un isótopo de Ba ($Z = 56$) y 3 neutrones. Escriba la reacción nuclear y determine razonadamente el número atómico del Kr y el número másico del Ba.

23) Todas las fuerzas que existen en la naturaleza se explican como manifestaciones de cuatro interacciones básicas; gravitatoria, electromagnética, nuclear fuerte y nuclear débil. a) Explique las características de cada una de ellas. b) Razone por qué los núcleos son estables a pesar de la repulsión eléctrica entre sus protones.

24) a) Calcule el defecto de masa de los núclidos ${}^{11}_5\text{B}$ y ${}^{222}_{86}\text{Rn}$ y razone cuál de ellos es más estable. b) En la desintegración del núcleo ${}^{222}_{86}\text{Rn}$ se emiten dos partículas alfa y una beta, obteniéndose un nuevo núcleo. Indique las características del núcleo resultante. $m_B = 11,009305 \cdot u$; $m_{Rn} = 222,017574 \cdot u$; $m_p = 1,007825 \cdot u$; $m_n = 1,008665 \cdot u$.

25) Imagine una central nuclear en la que se produjera energía a partir de la siguiente reacción nuclear: $4 {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{16}_8\text{O}$. a) Determine la energía que se produciría por cada kilogramo de helio que se fusionase. b) Razone en cuál de los dos núcleos anteriores es mayor la energía de enlace por nucleón. Datos: $c = 3 \cdot 10^8$ m/s; $1 u = 1/N_0$ g; $m({}^4\text{He}) = 4,0026 u$; $m({}^{16}\text{O}) = 15,9950 u$; $m_p = 1,007825 u$; $m_n = 1,008665 u$.

26) La actividad de ${}^{14}\text{C}$ de un resto arqueológico es de 60 desintegraciones por segundo. Una muestra actual de idéntica composición e igual masa posee una actividad de 360 desintegraciones por segundo. El periodo de semidesintegración del ${}^{14}\text{C}$ es 5.700 años. a) Explique a qué se debe dicha diferencia y calcule la antigüedad de la muestra arqueológica. b) ¿Cuántos núcleos ${}^{14}\text{C}$ tiene la muestra arqueológica en la actualidad? ¿Tienen las dos muestras el mismo número de átomos de carbono? Razone las respuestas.

27) a) La masa de un núcleo atómico no coincide con la suma de las masas de las partículas que los constituyen. ¿Es mayor o menor? ¿Cómo justifica esa diferencia?. b) ¿Qué se entiende por estabilidad nuclear? Explique, cualitativamente, la dependencia de la estabilidad nuclear con el número másico.

28) Una sustancia radiactiva se desintegra según la ecuación: $N = N_0 \cdot e^{-0,005 \cdot t}$ (SI). a) Explique el significado de las magnitudes que intervienen en la ecuación y determine razonadamente el periodo de semidesintegración. b) Si una muestra contiene en un momento dado 1.026 núcleos de dicha sustancia, ¿cuál será la actividad de la muestra al cabo de 3 horas?

29) La masa atómica del isótopo $^{14}_7\text{N}$ es 14,0001089 u. a) Indique los nucleones de este isótopo y calcule su defecto de masa. b) Calcule su energía de enlace. Datos: $c = 3 \cdot 10^8$ m/s; $1 \text{ u} = 1/N_0$ g; $m_p = 1,007825$ u; $m_n = 1,008665$ u.

30) El $^{126}_{55}\text{Cs}$ tiene un periodo de semidesintegración de 1,64 minutos. a) ¿Cuántos núcleos hay en una muestra de 0,7 μg ? b) Explique qué se entiende por actividad de una muestra y calcule su valor para la muestra del apartado a) al cabo de 2 minutos. Datos: $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$ mol $^{-1}$; $m(\text{Cs}) = 132,905$ u.

31) Un núcleo de tritio ^3_1H se desintegra por emisión β dando lugar a un núcleo de helio. a) Escriba la reacción de desintegración nuclear y explique en qué consiste la emisión β . b) Determine razonadamente la cantidad de tritio que quedará de una muestra inicial de 0,1 g al cabo de tres años sabiendo que el periodo de semidesintegración del tritio es 12,3 años.

32) La actividad de ^{14}C de un resto arqueológico es de 150 desintegraciones por segundo. La misma masa de una muestra actual de idéntico tipo posee una actividad de 450 desintegraciones por segundo. El periodo de semidesintegración del ^{14}C es de 5.730 años. a) Explique qué se entiende por actividad de una muestra radiactiva y calcule la antigüedad de la muestra arqueológica. b) ¿Cuántos átomos de ^{14}C tiene la muestra arqueológica indicada en la actualidad?. Explique por qué ha cambiado con el tiempo el número de átomos de ^{14}C de la muestra.

33) La fisión de un átomo de $^{235}_{92}\text{U}$ se produce por captura de un neutrón, siendo los productos principales de este proceso $^{144}_{56}\text{Ba}$ y $^{90}_{36}\text{Kr}$. a) Escriba y ajuste la reacción nuclear correspondiente y calcule la energía desprendida por cada átomo que se fisiona. b) En una determinada central nuclear se liberan mediante fisión $45 \cdot 10^8$ W. Determine la masa de material fisionable que se consume cada día. Datos: $c = 3 \cdot 10^8$ m/s; $m(\text{U}) = 235,12$ u; $m(\text{Ba}) = 143,92$ u; $m(\text{Kr}) = 89,94$ u; $m_n = 1,008665$ u; $1 \text{ u} = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg.

34) Un núcleo de $^{226}_{88}\text{Ra}$ emite una partícula alfa y se convierte en un núcleo de ^A_ZRn . a) Escriba la reacción nuclear correspondiente y calcule la energía liberada en el proceso. b) Si la constante de desintegración del $^{226}_{88}\text{Ra}$ es de $1,37 \cdot 10^{-11}$ s $^{-1}$, calcule el tiempo que debe transcurrir para que una muestra reduzca su actividad a la quinta parte. Datos: $c = 3 \cdot 10^8$ m/s; $1 \text{ u} = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg; $m(\text{Ra}) = 226,025406$ u; $m(\text{Rn}) = 222,017574$ u; $m(\text{He}) = 4,002603$ u.

35) Entre unos restos arqueológicos de edad desconocida se encuentra una muestra de carbono en la que sólo queda una octava parte del carbono ^{14}C que contenía originalmente. El periodo de semidesintegración del ^{14}C es de 5.730 años. a) Calcule la edad de dichos restos. b) Si en la actualidad hay 1.012 átomos de ^{14}C en la muestra, ¿cuál es su actividad?.

36) En la explosión de una bomba de hidrógeno se produce la reacción: $^2_1\text{H} + ^3_1\text{H} \rightarrow ^4_2\text{He} + ^1_0\text{n}$. a) Defina defecto de masa y calcule la energía de enlace por nucleón del helio-4. b) Determine la energía liberada en la formación de un átomo de helio. Datos: $c = 3 \cdot 10^8$ m/s; $1 \text{ u} = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg; $m(\text{hidrógeno-2}) = 2,014102$ u; $m(\text{hidrógeno-3}) = 3,016049$ u; $m(\text{helio-4}) = 4,002603$ u; $m(\text{neutrón}) = 1,008665$ u.

2) = 2,01474 u; m(hidrógeno-3) = 3,01700 u; m(helio-4) = 4,002603 u; m(neutrón) = 1,008665 u; m(protón) = 1,007825 u.