

Propiedades Nucleares.

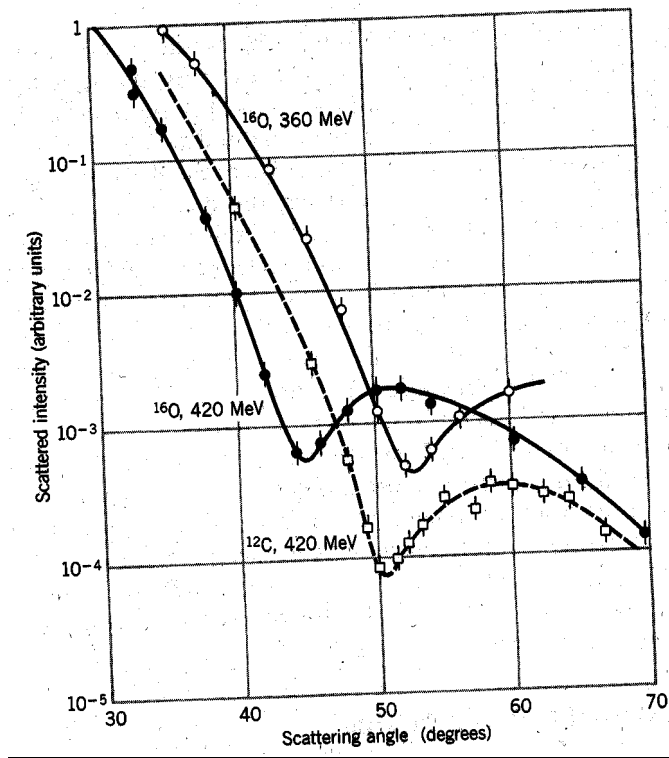
1. El radio nuclear
 - Distribución de carga eléctrica
 - Distribución de materia nuclear
2. Las masas de los núcleos
3. Energía de enlace nuclear
4. Espín y paridad de los núcleos
5. Momentos electromagnéticos de los núcleos
6. Estados excitados nucleares

El radio nuclear. Dispersión de electrones

- La difusión de partículas por un blanco nos permite conocer su forma y tamaño.
- Las dimensiones de la estructura nuclear observada depende de λ

$$T = 250 \text{ MeV} \rightarrow \lambda = 0.79 \text{ fm}$$

$$T = 500 \text{ MeV} \rightarrow \lambda = 0.39 \text{ fm}$$



Difusión de electrones por ^{16}O y ^{12}C . La forma de la sección eficaz es similar a los patrones de difracción de luz.

El radio nuclear. Dispersión de electrones

- La sección eficaz diferencial para la dispersión elástica de electrones relativistas fue obtenida por Mott

$$\sigma_{Mott}(\theta) = \left(\frac{Z\alpha}{2E_1\beta^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \left\{ \begin{array}{l} E_1 = \sqrt{m_e^2 \beta^2 + m_e^2} \\ \beta : \text{velocidad del } e^- \end{array} \right.$$

- Hipótesis supuestas: La carga eléctrica nuclear es puntual
El espín nuclear es cero
No existe retroceso nuclear
- Para núcleos no puntuales y con $\rho(r)$ con simetría esférica:

$$\left. \begin{array}{l} \sigma(\theta) = \sigma_{Mott}(\theta) [F(q)]^2 \\ F(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty \rho(r) r \sin(qr) dr \end{array} \right\} \begin{array}{l} \vec{q} = \frac{\vec{p}_i - \vec{p}_f}{\hbar} \\ q = \frac{2}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \end{array}$$

$$\int \rho(r) 4\pi r^2 dr = 1$$

- Si $\lambda \gg R \rightarrow qr \ll 1 \rightarrow \sin(qr) \approx qr - \frac{1}{6}(qr)^3$

$$\left. \begin{array}{l} F(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty \rho(r) \left[qr - \frac{1}{6}(qr)^3 \right] r dr = \\ = \int \rho(r) 4\pi r^2 dr - \frac{1}{6} \int r^2 \rho(r) 4\pi r^2 dr = \\ = 1 - \frac{1}{6} q^2 \langle r^2 \rangle \end{array} \right\} \Rightarrow \begin{array}{l} \text{solo es posible} \\ \text{conocer } \langle r^2 \rangle \end{array}$$

- Si $\lambda \ll R \rightarrow qr \gg 1 \rightarrow F(q)$ es sensible a la superficie nuclear

$$\rho(r) = \frac{1}{2\pi^2 r} \int_0^\infty F(q) q \sin(qr) dq$$

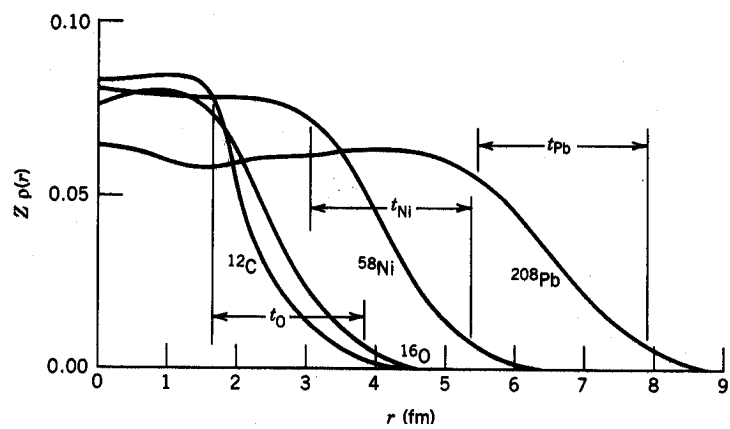
El radio nuclear. Dispersión de electrones

Resultados:

- El número de nucleones por unidad de volumen es constante

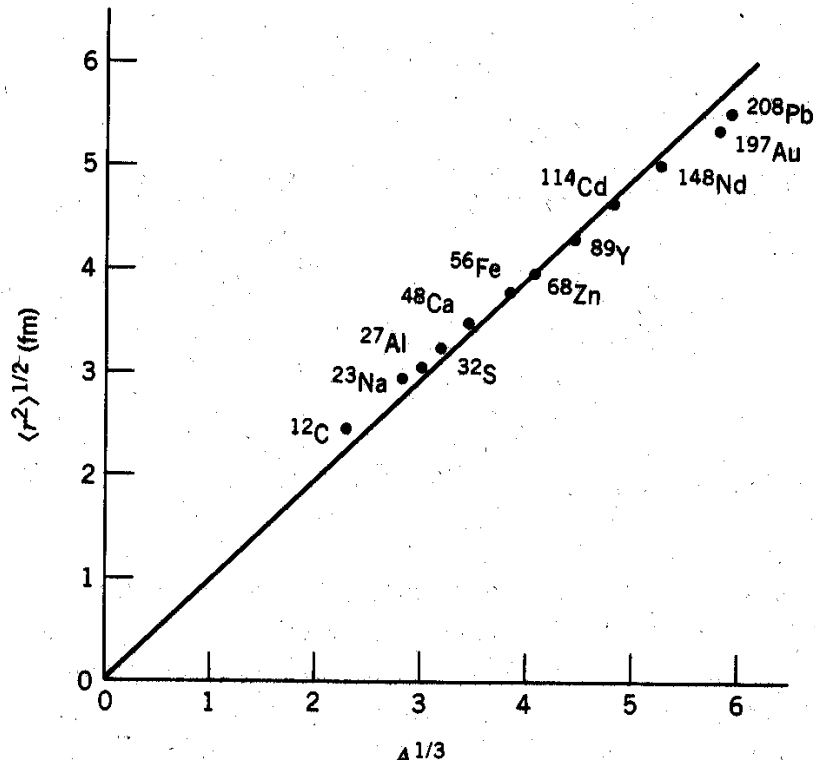
$$\frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} \approx \text{cte.} \Rightarrow R = R_0 A^{1/3}, \quad R_0 \approx 1.2 \text{ fm}$$

- La densidad de carga nuclear es prácticamente la misma para todos los núcleos
- La corteza superficial es constante : $t \approx 2.3 \text{ fm}$



Distribución radial de la carga de varios núcleos obtenida a partir de la difusión de electrones

El radio nuclear. Dispersión de electrones



Radio cuadrático medio (rms) de diferentes núcleos obtenidos a partir de experimentos de dispersión de electrones. La pendiente de la recta $R = R_0 A^{1/3}$ es $R_0 = 1,23 \text{ fm}$.

El radio nuclear. Transiciones atómicas

■ Transiciones en átomos:

El tamaño del núcleo afecta a las órbitas internas de los electrones
 → *sienten* menos carga dentro del núcleo.

a) Átomos electrónicos

Corrimiento isotópico:

ΔE de rayos X de transiciones particulares, entre isótopos vecinos .

Para rayos X de la capa K ($2p \rightarrow 1s$):

$$E_k(A) - E_k(A') = -\frac{2Z^4 e^2}{5 \cdot 4\pi\epsilon_0} \frac{1}{a_0^3} R_0 \left(A^{2/3} - A'^{2/3} \right)$$

radio de Bohr ↙

Efecto del orden de $\approx 10^{-4} - 10^{-6}$ veces las energías de transición (unos pocos KeV).

b) Átomos muónicos

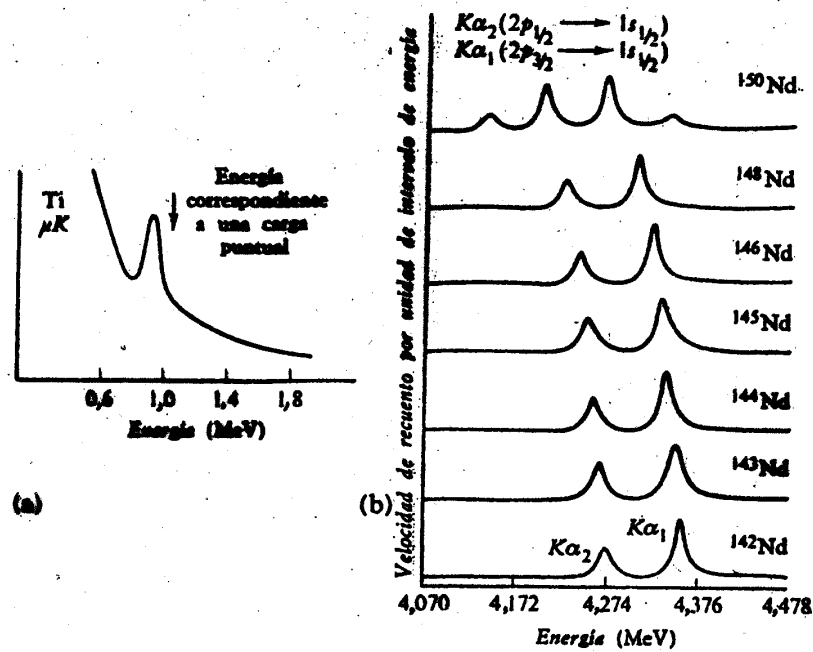
Átomos que capturan *muones* ($m_\mu \approx 207m_e$)

Energías de las transiciones son 207 veces mayores ($a_0 \propto 1/m$),
 (unos pocos MeV).

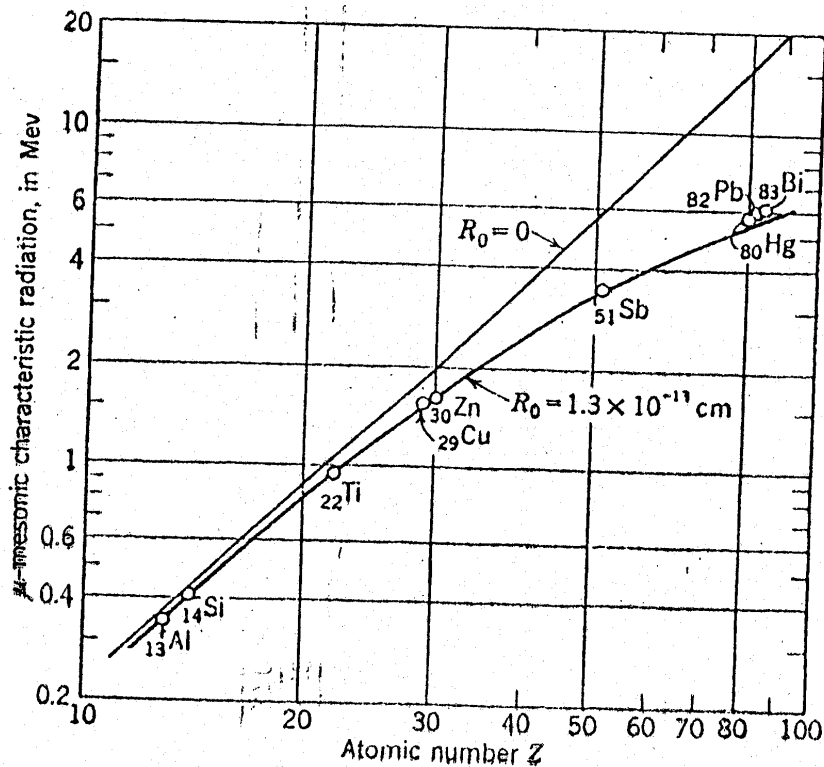
Los efectos del tamaño nuclear son mayores, porque las órbitas interiores son muy profundas.

Resultados: $R \approx 1.25 A^{1/3} \text{ fm}$

El radio nuclear. Transiciones atómicas



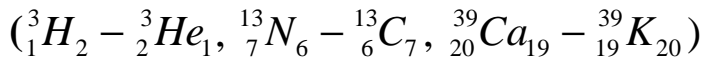
Spectro de rayos X K muónicos procedentes de a) Ti y b) de Nd



Energías de las transiciones muónicas $2p_{3/2} \rightarrow 1s$ correspondientes a la línea $K_{\alpha 1}$ del espectro de rayos X de electrones. Las líneas continuas representan los valores calculados para $R_0 = 0$ y $R_0 = 1,3 \text{ fm}$

El radio nuclear. Núcleos espejo

- **Diferencias en la energía coulombiana entre núcleos espejo**



⇒ tamaño del núcleo

Como la energía coulombiana de una esfera de radio R , y carga Q , uniformemente cargada, es:

$$E_c = \frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q^2}{R}$$

la diferencia de energía coulombiana entre núcleos espejos es:

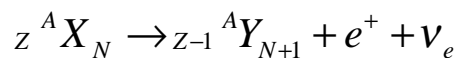
$$\Delta E_c = \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} [Z^2 - (Z-1)^2] = \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} (2Z-1)$$

Haciendo $A = 2Z - 1$ y $R = R_0 A^{1/3}$ tenemos

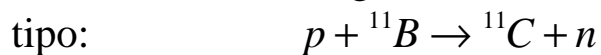
$$\Delta E_c = \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R_0} A^{2/3}$$

¿Cómo medir ΔE_c ?

↳ midiendo la energía máxima de los e^+ en los procesos β^+ :



↳ midiendo la energía umbral en reacciones nucleares del



El cambio de un protón por un neutrón no afecta a la energía nuclear del sistema de n nucleones (la fuerza nuclear no distingue p de n) por lo que los cambios energéticos de estos procesos son únicamente coulombianos.

Resultados: $R_0 = 1,22 \text{ fm}$

El radio nuclear. Materia nuclear

Distribución de la materia nuclear

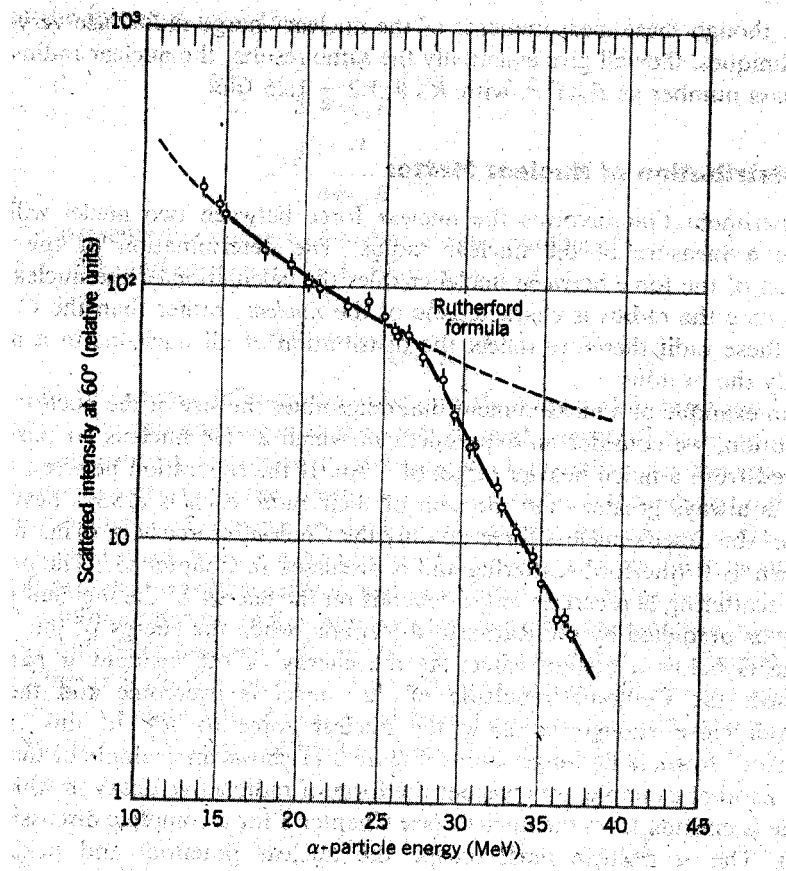
Se extrae la información de experimentos en los que interviene la fuerza nuclear entre dos núcleos, y no la coulombiana. Por ejemplo:

1.- Difusión $\alpha + {}^{197}\text{Au}$:

La difusión coulombiana predice una dependencia con la energía T de la partícula α

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Zze^2}{16\pi\epsilon_0 T} \right)^2 \cos^4 \frac{\theta}{2}$$

Si $T \uparrow$, los núcleos se aproximan e interaccionan además fuertemente \Rightarrow ruptura de la dependencia con T^{-2}



Desviación de la fórmula de Rutherford para la difusión $\alpha - \text{Pb}$

El radio nuclear. Materia nuclear

2.- Estudio de la **desintegración** α de distintos emisores: el cálculo mecano-cuántico de las probabilidades de desintegración de un emisor dependen del tamaño de la barrera de potencial. La comparación con las probabilidades medidas nos da información del radio nuclear.

3.- Medida de la energía de rayos X en **átomos piónicos**:

Son átomos que capturan *piones* (el pion es una partícula algo más pesada que el muón ($m_\pi \approx 1.3m_\mu$) pero que siente la interacción nuclear además de la coulombiana).

Comparando los rayos X emitidos por átomos piónicos con los calculados usando solo la interacción coulombiana, se extrae información sobre el efecto de la extensión del núcleo.

Además los piones pueden ser absorbidos por el núcleo, sobre todo en las órbitas profundas, dejando un defecto de rayos X, que también proporciona información del tamaño de la materia nuclear.

Resultados: Los radios de carga y materia nucleares son iguales, sorprendentemente, pues en principio el radio de la carga (protones) debería ser menor al radio de la materia nuclear (protones más neutrones).

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

Las masas de los núcleos

Espectrometría de masas: técnica utilizada para determinar las masas nucleares y las abundancias relativas de una muestra.

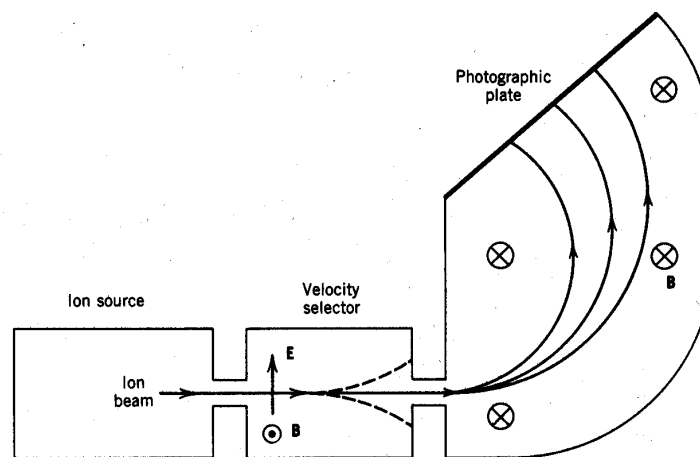
Fuente de iones: de la que se obtiene un haz de átomos o moléculas ionizadas, con diferentes velocidades.

Selector de velocidad: campo eléctrico E y magnético B perpendiculares, que deflecan en sentidos contrarios a los iones, de modo que los iones no deflecionados cumplen

$$qE = qvB \Rightarrow v = \frac{E}{B}$$

Selector de momentos: campo magnético uniforme que defleca a los iones en una trayectoria circular de radio:

$$r = \frac{mv}{qB}$$



Esquema de un espectrógrafo de masas

Midiendo r , v y B podemos conocer m , que en la práctica se determina a través de medidas relativas a la del ^{12}C que se toma exactamente como 12 u. ($1u = 931,49432\text{MeV}$)

Las masas de los núcleos

Ejemplo: *Método del doblete de masas*

Seleccionamos el espectrómetro para una masa de 128 y medimos la diferencia entre las masas moleculares de las moléculas C_9H_{20} y $C_{10}H_8$: $\Delta = 0,09390032 \pm 0,00000012u$.

Despreciando las energías de enlace molecular:

$$\Delta = m(C_9H_{20}) - m(C_{10}H_8) = 12m(^1H) - m(^{12}C)$$

con lo que

$$m(^1H) = \frac{1}{12} [m(^{12}C) + \Delta] = 1,00782503 \pm 0,00000001u$$

Otro método para determinar pequeñas diferencias de masas es a través de la medida de las energías de las partículas en reacciones nucleares.

Ejemplo: En la reacción $^1H + ^{14}N \rightarrow ^{12}N + ^3H$, tenemos para el isótopo inestable ^{12}N , su masa en función de las masa de isótopos estables conocidas por el método del doblete de masas y del valor Q de la reacción

$$\begin{aligned} m(^{12}N) &= m(^1H) + m(^{14}N) - m(^3H) - Q \\ &= 12,018613 \pm 0,000001u \end{aligned}$$

La incertidumbre proviene fundamentalmente del error en el valor Q de la reacción.

Las masas de los núcleos

Abundancias isotópicas:

La espectroscopía de masas permite medir las abundancias relativas de los distintos isótopos de un elemento.

Haciendo un *tuning* de los campos E y B, se obtiene un espectro de masas con diferentes picos cuyas áreas relativas nos dan las proporciones de cada isótopo.

Por ejemplo, los isótopos estables del kriptón y sus abundancias relativas son:

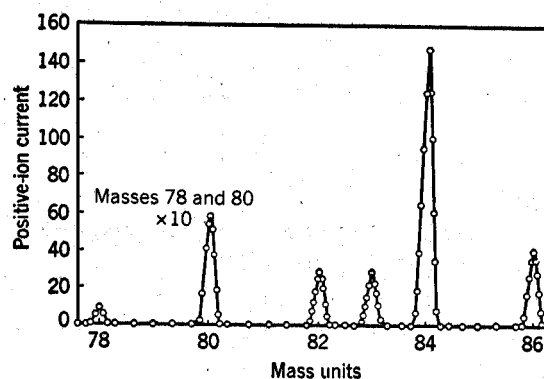
^{78}Kr	^{80}Kr	^{82}Kr	^{83}Kr	^{84}Kr	^{86}Kr
0,356%	2,27%	11,6%	11,5%	57,0%	17,3%

Las masas que no aparecen corresponden a isótopos radiactivos y no están presentes en el kriptón natural.

Cuando se habla de la masa de un elemento, se habla de la masa atómica promediada con sus correspondientes pesos relativos.

Para el caso del kriptón:

$$m = 0,00356m(^{78}\text{Kr}) + 0,0227m(^{80}\text{Kr}) + \dots$$



Espectro de masas del Kriptón

Energía de ligadura.

Energía de enlace de un núcleo:

$$B = \left\{ Zm_p + Nm_n - \left[m(^A X) - Zm_e \right] \right\} = \left[Zm(^1 H) + Nm_n - m(^A X) \right]$$

Defecto de masa de un núcleo:

$${}^A \Delta = m(^A X) - A$$

Energía de separación neutrónica:

$$S_n = B\left({}^A_Z X_N\right) - B\left({}^{A-1}_Z X_{N-1}\right) = \left[m\left({}^{A-1}_Z X_{N-1}\right) - m\left({}^A_Z X_N\right) + m_n \right]$$

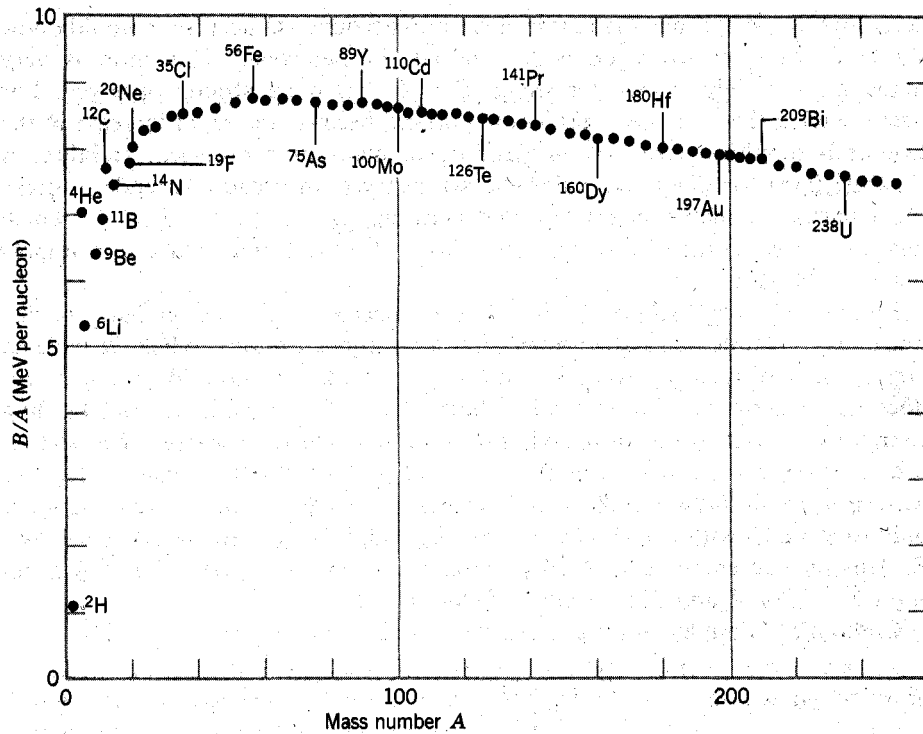
Energía de separación protónica:

$$S_p = B\left({}^A_Z X_N\right) - B\left({}^{A-1}_{Z-1} X_N\right) = \left[m\left({}^{A-1}_{Z-1} X_N\right) - m\left({}^A_Z X_N\right) + m(^1 H) \right]$$

Núcleo	$\Delta(\text{MeV})$	$S_n(\text{MeV})$	$S_p(\text{MeV})$
${}^{16}_8\text{O}_8$	-4,737	15,66	12,13
${}^{17}_8\text{O}_9$	-0,810	4,14	13,78
${}^{17}_9\text{F}_8$	+1,952	16,81	0,60
${}^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$	-34,847	15,64	8,33
${}^{41}_{20}\text{Ca}_{21}$	-35,138	8,36	8,89
${}^{41}_{21}\text{Sc}_{20}$	-28,644	16,19	1,09

Energía de ligadura.

Energía de enlace por nucleón



Energía de enlace por nucleón obtenida a partir de las masas de los núcleos

- $B/A \approx 8 \text{ MeV} / \text{nucleon}$ salvo para núcleos ligeros
- Máximo alrededor de $A=60$

Energía de ligadura.

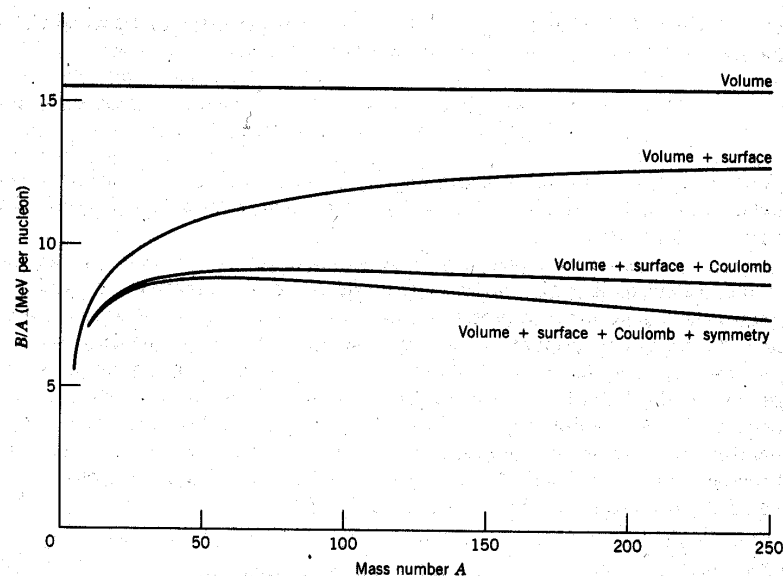
Modelo preliminar: **Fórmula semiempírica de la masa**

$$B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z(Z-1)A^{-1/3} - a_{sym} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta$$

- $a_v A \rightarrow$ término de volumen \rightarrow saturación de la fuerza nuclear
- $-a_s A^{2/3} \rightarrow$ término de superficie
- $-a_c Z(Z-1)A^{-1/3} \rightarrow$ repulsión coulombiana entre protones
- $-a_{sym} \frac{(A-2Z)^2}{A} \rightarrow$ simetría entre el número de p y n
- $\delta \rightarrow$ término de apareamiento $\left\{ \begin{array}{l} -a_p A^{-3/4} \rightarrow \text{impar} - \text{impar} \\ +a_p A^{-3/4} \rightarrow \text{par} - \text{par} \end{array} \right.$

Ajuste de los parámetros con los datos experimentales de B/A

a_v	a_s	a_c	a_{sym}	a_p
15,5 MeV	16,8 MeV	0,72 MeV	23 MeV	34 MeV



Contribución de los diferentes términos en la fórmula semiempírica de la masa

Energía de ligadura.

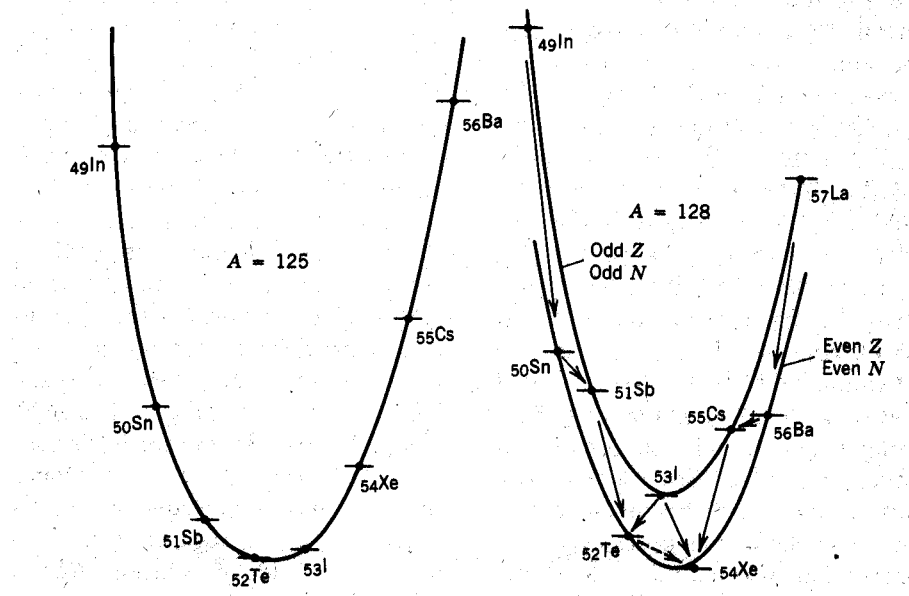
Parábola de masas

$M(Z, A) = Zm(^1H) + Nm_n - B(Z, A) \rightarrow$ parábola M vs. Z a A cte.

$$Z_{\min} = \frac{[m_n - m(^1H)] + a_c A^{-1/3} + 4a_{sym}}{2a_c A^{-1/3} + 8a_{sym} A^{-1}}$$

Despreciando los dos primeros términos:

$$Z_{\min} \approx \frac{A}{2 \left(1 + \frac{1}{4} A^{2/3} \frac{a_c}{a_{sym}} \right)} \rightarrow \begin{cases} A \downarrow \Rightarrow Z_{\min} \approx A/2 \\ A \uparrow \Rightarrow Z_{\min} < A/2 \end{cases}$$



Parábolas de masa para núcleos con $A=125$ y $A=128$

Espín y paridad de los núcleos.

Espín nuclear: momento angular suma de los momentos angulares de los A nucleones del núcleo.

- Símbolo: I

$$\vec{I}^2 = \hbar^2 I(I+1)$$

$$I_z = m\hbar \quad \text{con} \quad m = -I, -I+1, \dots, I-1, I$$

- I es un buen número cuántico: el núcleo se comporta como una entidad única con ese momento angular intrínseco.

Diferentes estados excitados pueden tener espines diferentes

- Restricción al espín nuclear

Como cada nucleón tiene un momento angular total j semientero:

Núcleos con A impar: I semientero

Núcleos con A par: I entero

- La medida de los espines nucleares \rightarrow estructura nuclear

Ejemplo: $I(\text{}_{par} X_{par}) = 0$ en el estado fundamental \rightarrow
Fuerzas de apareamiento

Paridad de los núcleos:

- Buen número cuántico para describir a los estados nucleares
- Símbolo π
- Puede tomar el valor + o el valor -
- Diferentes estados excitados del mismo núcleo pueden tener paridades distintas
- No hay ninguna relación entre I y π

Multipolos electromagnéticos

- Las propiedades de los núcleos se pueden estudiar considerando su interacción con campos electromagnéticos externos
- Interacción con un campo electrostático:

$$E = e \left\langle \psi_{IM}(1, \dots, A) \left| \sum_{i=1}^Z V(\vec{r}_i) \right| \psi_{IM}(1, \dots, A) \right\rangle$$

$$V(\vec{r}_i) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{+l} V_{lm}(r_i) Y_{lm}(\theta, \phi)$$

$$V_{lm}(r) = \int Y_{lm}(\theta, \phi) V(\vec{r}) d(\cos\theta) d\phi$$

$$V_{lm}(r) \approx r^l V_{lm}$$

$$E = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{+l} V_{lm} \cdot Q_{lm}$$

$$Q_{lm} = e \left\langle \psi_{IM}(1, \dots, A) \left| \sum_{i=1}^Z r_i^l Y_{lm}(\theta, \phi) \right| \psi_{IM}(1, \dots, A) \right\rangle$$

- Q_{lm} son los momentos multipolares estáticos eléctricos del núcleo
- La paridad de los armónicos esféricos es $(-1)^l$. Por tanto como el estado I^π tiene una paridad definida

$$Q_{lm} = 0 \quad \text{para } l \text{ impar}$$

- Como $\langle IM | Y_{lm} | IM \rangle = 0$ si $\begin{cases} m \neq 0 \\ l > 2I \end{cases} \Rightarrow Q_{lm} = 0$

Los núcleos con $I=0$ y $I=1/2$ tienen momentos cuadripolares nulos

Momentos eléctricos

- El momento Q_{00} es proporcional a la carga nuclear

$$Q_{00} = \frac{Ze}{\sqrt{4\pi}}$$

- El momento cuadrupolar, por razones históricas, se define como:

$$Q = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{Q_{20}}{e} \Big|_{M=I} = \left\langle IM = I \left| \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sum_{i=1}^Z r_i^2 Y_{20}(\theta_i, \phi_i) \right| IM = I \right\rangle$$

$$\sqrt{\frac{16\pi}{5}} r^2 Y_{20}(\theta, \phi) = r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) = 3z^2 - r^2$$

$$Q = Z \left[\langle 3z^2 \rangle - \langle r^2 \rangle \right]$$

Suponiendo simetría axial:

$$Q = 2Z \left[\langle z^2 \rangle - \langle x^2 \rangle \right]$$

$$\langle z^2 \rangle > \langle x^2 \rangle \rightarrow Q > 0 \quad \text{núcleo "oblongo" ("prolate")}$$

$$\langle z^2 \rangle < \langle x^2 \rangle \rightarrow Q < 0 \quad \text{núcleo "achatado" ("oblate")}$$

$$\langle z^2 \rangle = \langle x^2 \rangle \rightarrow Q = 0 \quad \text{núcleo esférico}$$

Se mide en barn ($1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$)

Los valores experimentales varían entre -1 y 8 b

Momentos magnéticos

- Miden la interacción de un núcleo con un campo magnético externo
- Tiene dos componentes:
 - Una debida al momento angular orbital

$$\vec{\mu}_l = \frac{e\hbar}{2M_p c} \vec{l} = \mu_N \vec{l}$$

- Otra debida al dipolo intrínseco de los nucleones

$$\vec{\mu}_s = g^{(s)} \frac{e\hbar}{2M_p c} \vec{s} = g^{(s)} \mu_N \vec{s} \quad \begin{cases} g_p^{(s)} = 5.58556948 \\ g_n^{(s)} = -3.8260856 \end{cases}$$

El operador momento dipolar magnético:

$$\vec{\mu} = \sum_{i=1}^A (g_i^{(l)} \vec{l}_i + g_i^{(s)} \vec{s}_i) \mu_N \quad \begin{cases} g_p^{(l)} = 1 \\ g_n^{(l)} = 0 \end{cases}$$

- Momento magnético de un sistema $\psi(IM)$ es

$$\mu = \langle I, M = I | \mu_z | I, M = I \rangle$$

Magnetón de Bohr $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 5,788382 \times 10^{-5} eV \cdot T^{-1}$

Magnetón Nuclear $\mu_N = \frac{e\hbar}{2M_p c} = 3,152451 \times 10^{-14} MeV \cdot T^{-1}$

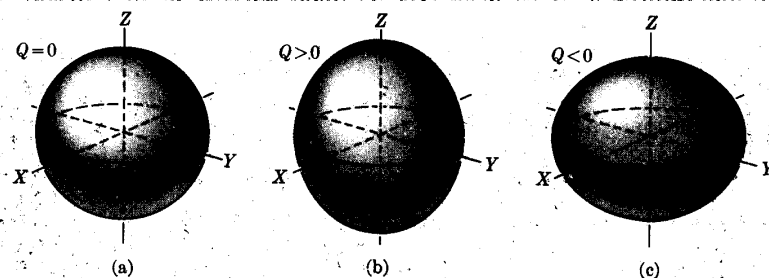
Para los núcleos, experimentalmente $\mu < 6\mu_N$

Explicación: los nucleones se aparean cancelando sus momentos y sólo contribuyen los desapareados.

Núclido	$\mu(\mu_N)$
n	-1,9130428
p	+2,79284739
2H	+0,8574376
^{16}O	0
^{17}O	-1,89379
^{57}Co	+4,733

Multipolos electromagnéticos

Nucleido	Masa atómica, uma	Espín	Momento dipolar magnético, mn	Momento cuadrupolar eléctrico, 10^{-28} m^2
^1_0n	1,008665	$\frac{1}{2}$	-1,9131	0
^1_1H	1,007825	$\frac{1}{2}$	2,7927	0
^2_1H	2,014102	1	0,8574	0,00282
^3_2He	3,016989	$\frac{1}{2}$	-2,1275	0
^4_2He	3,016050	$\frac{1}{2}$	2,9789	0
^7_3Li	4,002603	0	0	0
^7_3Li	7,016004	$\frac{3}{2}$	3,2563	-0,045
$^{12}_6\text{C}$	12,00000	0	0	0
$^{13}_6\text{C}$	13,00335	$\frac{1}{2}$	0,7024	0
$^{14}_7\text{N}$	14,00307	1	0,4036	0,007
$^{15}_7\text{N}$	15,00011	$\frac{1}{2}$	-0,2831	0
$^{16}_8\text{O}$	15,99492	0	0	0
$^{17}_8\text{O}$	16,99913	$\frac{5}{2}$	-1,8937	-0,026
$^{23}_{10}\text{Na}$	20,99395	$\frac{3}{2}$	-0,6618	0,093
$^{27}_{13}\text{Al}$	26,98153	$\frac{5}{2}$	3,6414	0,15
$^{35}_{17}\text{Cl}$	34,96885	$\frac{3}{2}$	0,8218	-0,080
$^{40}_{20}\text{Ca}$	39,96260	0	0	0
$^{48}_{20}\text{Ca}$	42,95878	$\frac{7}{2}$	-1,3172	0
$^{56}_{26}\text{Fe}$	55,9340	0	1,06	0
$^{57}_{26}\text{Fe}$	56,9354	$\frac{1}{2}$	0,0905	0
$^{59}_{27}\text{Co}$	58,9338	5	3,8100	0
$^{63}_{29}\text{Cu}$	62,9296	$\frac{3}{2}$	2,2260	-0,180
$^{79}_{35}\text{Br}$	78,9183	$\frac{3}{2}$	2,1060	0,310
$^{88}_{38}\text{Sr}$	87,0564	0	0	0
$^{91}_{41}\text{Nb}$	92,9064	$\frac{9}{2}$	6,1670	-0,220
$^{103}_{45}\text{Rh}$	102,9048	$\frac{1}{2}$	0	0
$^{114}_{48}\text{Cd}$	113,9034	0	0	0
$^{127}_{53}\text{I}$	126,9045	$\frac{5}{2}$	2,8080	-0,790
$^{152}_{64}\text{Gd}$	154,9277	$\frac{3}{2}$	-0,2700	1,300
$^{175}_{71}\text{Lu}$	174,9409	$\frac{7}{2}$	2,2300	5,600
$^{175}_{71}\text{Lu}$	175,9427	7	3,1800	8,000
$^{177}_{71}\text{Lu}$	176,9439	$\frac{7}{2}$	2,2400	5,400
$^{180}_{72}\text{Hf}$	179,9468	0	0	0
$^{185}_{75}\text{Re}$	184,9501	$\frac{1}{2}$	3,1716	2,6
$^{200}_{80}\text{Pb}$	205,9892	0	0	0
$^{209}_{83}\text{Bi}$	208,9804	$\frac{9}{2}$	4,0802	-0,340
$^{227}_{89}\text{Ac}$	227,0278	$\frac{3}{2}$	1,1	1,7
$^{233}_{92}\text{U}$	233,0395	$\frac{5}{2}$	0,54	3,5
$^{235}_{92}\text{U}$	235,0439	$\frac{7}{2}$	0,25	4,1
$^{238}_{92}\text{U}$	238,0508	0	0	0
$^{241}_{94}\text{Pu}$	240,4236	$\frac{5}{2}$	-0,730	5,600

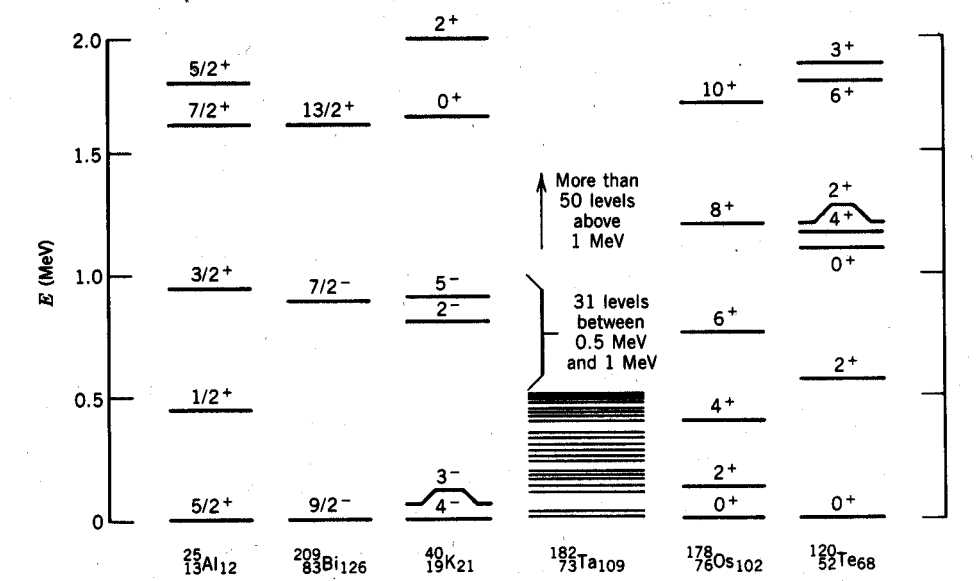


Estados excitados nucleares

- Espectroscopía nuclear:
 - Energías de excitación
 - Vidas medias
 - Modos de desintegración
 - Espín y paridad
 - Momentos dipolar magnético y cuadrupolar eléctrico



estructura nuclear



Ejemplos de diagramas de niveles mostrando los estados excitados por debajo de 2 MeV