

Propiedades de la fuerza nucleón-nucleón

- A cortas distancias es más fuerte que la interacción coulombiana
⇒ interacción fuerte
- La energía para separar un nucleón ~ 5-10 MeV
La energía cinética media de los nucleones ~ 25 MeV
⇒ es no relativista
- La energía de enlace por nucleón es prácticamente constante
⇒ es de corto alcance ~ 1 fm (radio de la partícula α)
- La densidad de nucleones es ~ constante: ~ 0.15 nucleones/fm³
⇒ se satura
- Hay núcleos ligados
⇒ es predominantemente atractiva
- pero los nucleones no colapsan
⇒ incluye un término repulsivo a cortas distancias
- Parece no depender de la naturaleza de los nucleones (neutrones o protones)
⇒ es independiente de la carga
- La fuerza nucleón-nucleón
⇒ depende de los espines de los nucleones
- No es una fuerza exclusivamente central
⇒ tiene una componente no central o tensorial, que no conserva el momento angular

-
- **Problema de dos cuerpos** ⇒ mejor fuente de información sobre las fuerzas nucleares

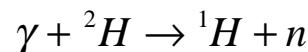
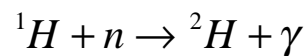
Problema de dos cuerpos	Estado ligado	Estado no ligado
p-p	No existe	Dispersión p-p
n-p	Deuterón	Dispersión n-p
n-n	No existe	No se puede observar directamente

El deuterón: 2_1H

- No tiene estados ligados excitados
- Energía de enlace:

$$B = [m({}^1H) + m(n) - m({}^2H)]c^2 = 2.225 \text{ MeV} \quad \begin{cases} m({}^1H) = 938.280 \text{ MeV} \\ m(n) = 939.573 \text{ MeV} \\ m({}^2H) = 1875.628 \text{ MeV} \end{cases}$$

Este valor es congruente con los obtenidos a partir de las reacciones:



La energía de enlace media por nucleón es de alrededor de 8 MeV

⇒ el deuterón es un núcleo poco ligado

- Espín: $I=1$.

Deducido a partir de espectroscopía molecular del deuterio.

- Momento dipolar magnético:

$$\mu_d = 0.8574376(4) \mu_N$$

$$\mu_p + \mu_n = 2.792845 - 1.913042 = 0.879804 \mu_N$$

La suma de los momentos magnéticos del protón y neutrón casi coincide con la del deuterón

⇒ el deuterón tiene casi simétrica esférica

- Momento cuadrupolar eléctrico: $Q_d = 2.88(2) \text{ mbarn}$

El momento cuadrupolar eléctrico del deuterón es muy pequeño en comparación con otros núcleos

⇒ el deuterón tiene casi simétrica esférica

⇒ Por tanto la interacción n-p es casi central

El deuterón con fuerzas centrales

Potencial nucleón-nucleón:
$$V(r) = \begin{cases} -V_0; & r < R \\ 0; & r > R \end{cases}$$

r: separación entre el protón y el neutrón

R: alcance de la fuerza nuclear

- La ecuación de Schrödinger para la función de onda que describe el movimiento relativo del sistema será:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V(r) - E \right] \psi(\vec{r}) = 0 \quad \begin{cases} \mu : \text{masa reducida} \\ M_p = M_n = M \Rightarrow \mu = \frac{M}{2} \\ E < 0 \text{ (estado ligado)} \end{cases}$$

- Para una interacción central, el estado fundamental tiene

- $l = 0$ (estado S)

- simetría esférica: $\psi(\vec{r}) = \frac{u(r)}{r}$

$$\frac{d^2 u}{dr^2} - \frac{M}{\hbar^2} [V(r) - E] u(r) = 0 \Rightarrow \begin{cases} u(r) = A \sin k_1 r + B \cos k_1 r & r < R \\ k_1^2 = \frac{M(E + V_0)}{\hbar^2} \\ u(r) = C e^{-k_2 r} + D e^{k_2 r} & r > R \\ k_2^2 = -\frac{ME}{\hbar^2} = \alpha^2 = \frac{M\varepsilon}{\hbar^2} \quad \varepsilon = |E| \end{cases}$$

Condiciones de contorno:
$$\begin{cases} u(0) = 0 \Rightarrow B = 0 \Rightarrow u_1(r) = A \sin k_1 r \\ u(\infty) = 0 \Rightarrow D = 0 \Rightarrow u_2(r) = C e^{-k_2 r} \end{cases}$$

Condiciones de continuidad:
$$\left\{ \begin{pmatrix} \frac{du_1}{dr} \\ u_1 \end{pmatrix} \right\}_{r=R} = \left\{ \begin{pmatrix} \frac{du_2}{dr} \\ u_2 \end{pmatrix} \right\}_{r=R} \Rightarrow k_1 \cot(k_1 R) = -k_2 = -\alpha$$

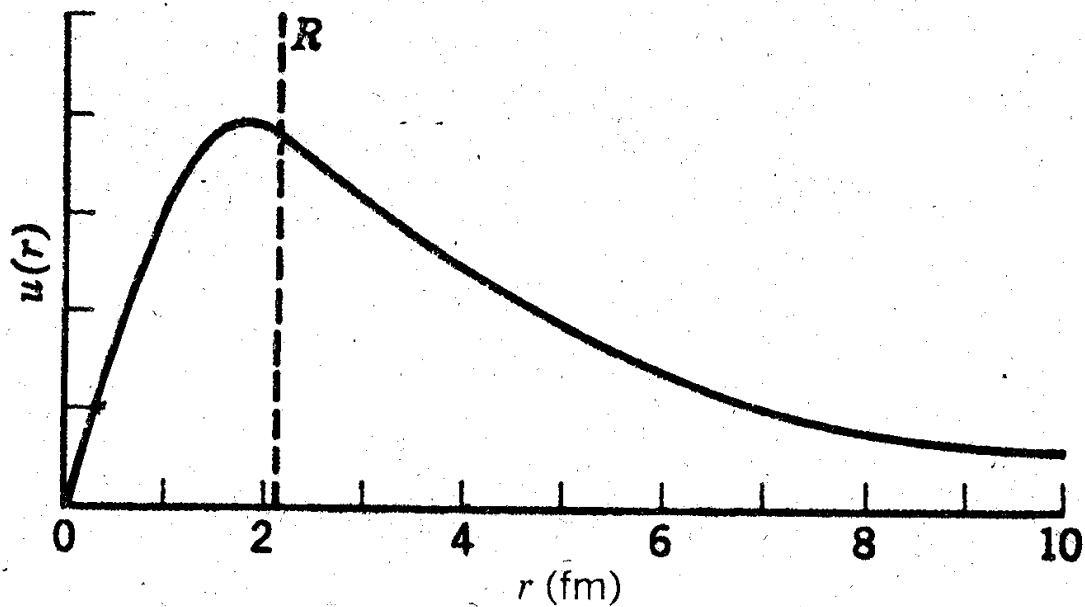
El deuterón con fuerzas centrales

$$\cot(k_1 R) = -\frac{k_2}{k_1} = -\sqrt{\frac{-E}{V_0 + E}} \approx -\sqrt{\frac{|E|}{V_0}}; \text{ ya que } |E| \ll V_0$$

$$k_1 R \approx \frac{\pi}{2} \rightarrow V_0 R^2 \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{4M}$$

$$B \ll V_0$$

$$\text{Para } R \approx 2.1 \text{ fm} \rightarrow V_0 = 35 \text{ MeV}$$



El deuterón con fuerzas “*casi*” centrales

Espín y paridad: $I^\pi = 1^+$

$$\vec{I} = \vec{s}_n + \vec{s}_p + \vec{l} \quad \vec{S} = \vec{s}_n + \vec{s}_p$$

Posibilidades de valores del spin del sistema n-p:

$^{2S+1}L_I$	S=0		S=1	
$\pi=(-1)^l$	par	impar	par	impar
I=0	1S_0	----	----	3P_0
I=1	----	1P_1	$^3S_1 + ^3D_1$	3P_1
I=2	1D_2	----	3D_2	$^3P_2 + ^3F_2$

Momento dipolar magnético:

$$\text{Si } l = 0 \quad \vec{\mu} = \vec{\mu}_n + \vec{\mu}_p = \mu_N \left(\frac{g_{sn}}{\hbar} \vec{s}_n + \frac{g_{sp}}{\hbar} \vec{s}_p \right)$$

$$\mu = \frac{1}{2} \mu_N (g_{sn} + g_{sp}) = \mu_n + \mu_p \approx \mu_d$$

La pequeña discrepancia puede ser debida a una mezcla del estado D ($l=2$) en la función de onda del deuterón

$$\psi = a_S \psi(l=0) + a_D \psi(l=2)$$

$$\text{Si } l \neq 0 \quad \vec{\mu} = \vec{\mu}_n + \vec{\mu}_p + \frac{1}{2} \frac{\mu_N}{\hbar} \vec{l} = \frac{g_{sn} \mu_N}{\hbar} \vec{s}_n + \frac{g_{sp} \mu_N}{\hbar} \vec{s}_p + \frac{1}{2} \frac{\mu_N}{\hbar} \vec{l}$$

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2} \left(\frac{g_{sn} \mu_N}{\hbar} + \frac{g_{sp} \mu_N}{\hbar} \right) (\vec{s}_n + \vec{s}_p) + \frac{1}{2} \left(\frac{g_{sn} \mu_N}{\hbar} - \frac{g_{sp} \mu_N}{\hbar} \right) (\vec{s}_n - \vec{s}_p) + \frac{1}{2} \frac{\mu_N}{\hbar} \vec{l}$$

Pero el valor medio de $(\vec{s}_n - \vec{s}_p)$ en el estado fundamental (triplete) es nulo

$$\vec{\mu} = (\mu_n + \mu_p) \frac{\vec{I}}{\hbar} - (\mu_n + \mu_p - \frac{1}{2} \mu_N) \frac{\vec{l}}{\hbar}$$

El deuterón con fuerzas “casi” centrales

El valor esperado de $\vec{\mu}$ es su componente en la dirección de \vec{I}

$$\begin{aligned}\mu &= (\mu_n + \mu_p) - \left(\mu_n + \mu_p - \frac{1}{2} \mu_N \right) \frac{\vec{l} \cdot \vec{I}}{I^2} \\ &= (\mu_n + \mu_p) - \left(\mu_n + \mu_p - \frac{1}{2} \mu_N \right) \frac{I^2 + l^2 - S^2}{2I^2}\end{aligned}$$

Para el estado fundamental

$$\begin{cases} \langle I^2 \rangle = I(I+1) = 2 \\ \langle S^2 \rangle = S(S+1) = 2 \\ \langle l^2 \rangle = a_S^2 \times [0(0+1)] + a_D^2 \times [2(2+1)] = 6a_D^2 \end{cases}$$

$$\mu = (\mu_n + \mu_p) - \frac{3}{2} \left(\mu_n + \mu_p - \frac{1}{2} \mu_N \right) a_D^2$$

A partir de los datos experimentales $a_D^2 = 0.04$

- El deuterón es un estado $l=0$ (96%) y un estado $l=2$ (4%)

Momento cuadrupolar eléctrico:

$$\text{Si } l=0 \quad Q=0$$

Si hay contribución del estado $l=2$

$$Q = \int \psi^* (3z^2 - r^2) \psi dV = \frac{\sqrt{2}}{10} a_S a_D \langle r^2 \rangle_{SD} - \frac{1}{20} a_D^2 \langle r^2 \rangle_{DD}$$

$$\langle r^2 \rangle_{SD} = \int r^2 R_S(r) R_D(r) r^2 dr$$

$$\langle r^2 \rangle_{DD} = \int r^2 R_D(r) R_D(r) r^2 dr$$

- Las predicciones de la contribución de un 4% del estado D son consistentes con los resultados experimentales
- La mezcla de valores de l es evidencia del carácter tensorial de la fuerza nuclear

Dispersión nucleón-nucleón

- Dispersión de un haz de neutrones de energía $E = \frac{1}{2} M_n v^2$ por un blanco de hidrógeno

- Si b es el parámetro de impacto, el momento angular del neutrón respecto del protón será (notación semiclásica):

$$L = Mvb = l\hbar \Rightarrow b = l \frac{\hbar}{Mv} = l\tilde{\lambda}$$

El neutrón será dispersado sólo si

$$b \lesssim R \text{ (alcance del campo de fuerzas del proton)}$$

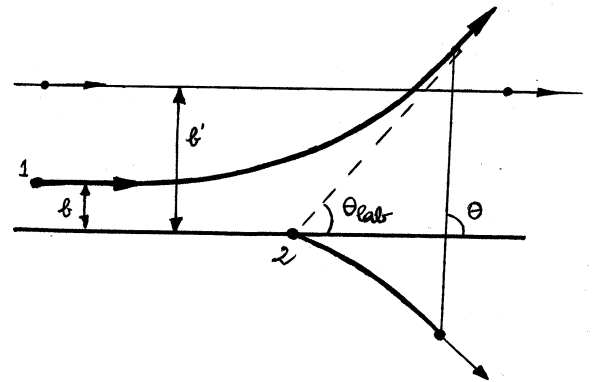
- Para energías bajas $E \lesssim 10\text{MeV} \Rightarrow \tilde{\lambda} \gtrsim 1.4\text{fm}$ sólo contribuye $l=0$

Para energías mayores $E \approx 100\text{MeV} \Rightarrow \tilde{\lambda} \approx 0.45\text{fm}$ contribuyen más valores de l

- La ecuación de Schrödinger para la función de onda que describe el movimiento relativo del sistema será:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V(r) - E \right] \psi(\vec{r}) = 0 \quad \begin{cases} \mu : \text{masa reducida} \\ M_p = M_n = M \Rightarrow \mu = \frac{M}{2} \\ E > 0 \text{ (estado no ligado)} \end{cases}$$

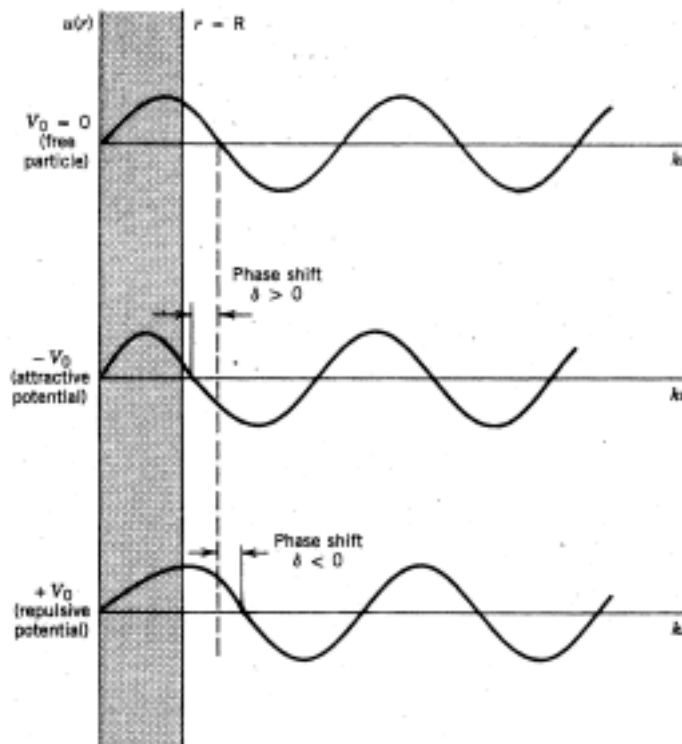
$$\frac{d^2 u}{dr^2} - \frac{M}{\hbar^2} [V(r) - E] u(r) = 0 \Rightarrow \begin{cases} r > R \\ u_2(r) = C \sin(k_2 r + \delta) \quad k_2^2 = \frac{ME}{\hbar^2} \end{cases}$$



Dispersión nucleón-nucleón

Significado del corrimiento de fase δ

- Si $V_0 \rightarrow 0$ $k_1 \rightarrow k_2$ $\delta \rightarrow 0$ (partícula libre)



Para calcular δ aplicaremos la [teoría general de la dispersión](#)

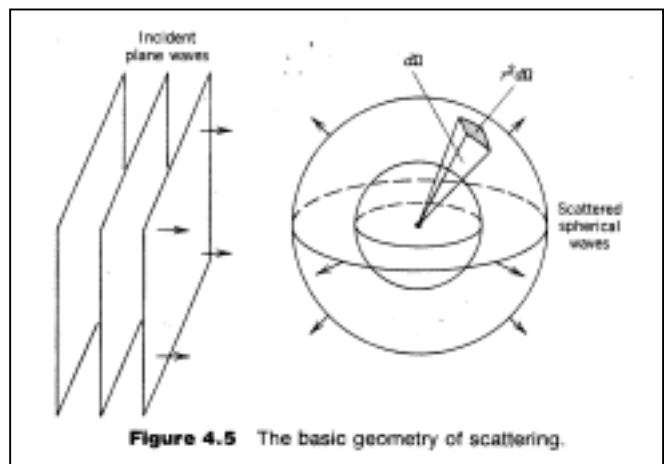
$$\psi = \psi_{\text{incidente}} + \psi_{\text{saliente}} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}$$

La onda plana incidente se puede escribir como:

$$e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l j_l(kr) P_l(\cos \theta)$$

Para $l=0 \Rightarrow$

$$\begin{aligned} \psi_{\text{incidente}}(r) &= D j_0(kr) \\ &= D \frac{\sin(kr)}{kr} \\ &= \frac{D}{2ikr} (e^{ikr} - e^{-ikr}) \end{aligned}$$



Dispersión nucleón-nucleón

Por tanto la función de ondas fuera del alcance de las fuerzas nucleares, para $l=0$, debe ser:

$$\psi_2(r) = \frac{u_2(r)}{r} = \frac{C \sin(k_2 r + \delta_0)}{r} = \frac{C e^{-i\delta_0}}{2i} \left(\frac{e^{ik_2 r} e^{2i\delta_0}}{r} - \frac{e^{-ik_2 r}}{r} \right)$$

$$\text{Tomando } C = \frac{D e^{i\delta_0}}{k} \quad u_2(r) = \overbrace{\frac{D}{2ik_2} (e^{ik_2 r} - e^{-ik_2 r})}^{u_{\text{incidente}}} + \underbrace{\frac{1}{2ik_2} (e^{2i\delta_0} - 1) D e^{ik_2 r}}_{f(\theta)}$$

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik_2} (e^{2i\delta_0} - 1) = \frac{1}{k_2} e^{i\delta_0} \sin \delta_0$$

La corriente de partículas dispersas por unidad de área es

$$j_{\text{dispersa}} = \frac{\hbar}{2mi} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\partial \psi^*}{\partial r} \psi \right) = \frac{\hbar |D|^2}{mkr^2} \sin^2 \delta_0$$

La corriente de partículas incidente es:

$$j_{\text{incidente}} = \frac{\hbar k |D|^2}{m}$$

La probabilidad $d\sigma$ de que una partícula incidente sea dispersada en el ángulo sólido $d\Omega$ (atravesando la superficie $r^2 d\Omega$) viene dada por:

$$d\sigma = \frac{j_{\text{dispersa}} (r^2 d\Omega)}{j_{\text{incidente}}} = \frac{\sin^2 \delta_0}{k_2^2} d\Omega$$

y la **sección eficaz diferencial** es: $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sin^2 \delta_0}{k_2^2}$

La **sección eficaz total** es la probabilidad de que sea dispersada en cualquier dirección:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = 4\pi \frac{\sin^2 \delta_0}{k_2^2}$$

Dispersión nucleón-nucleón

El defasaje δ_0 lo obtendremos a partir de las condiciones de continuidad entre las funciones de onda dentro y fuera del alcance de las fuerzas nucleares. Si suponemos que la energía del movimiento relativo $E \ll V_0$

$$u_1(n-p) \approx u_1(\text{deuteron})$$

$$k_2 \cot(k_2 R + \delta) = \frac{u_1'(R)}{u_1(R)} = -\alpha$$

y por tanto

$$\sin^2 \delta_0 = \frac{\left(\cos k_2 R + \frac{\alpha}{k_2} \sin k_2 R \right)^2}{1 + \left(\frac{\alpha}{k_2} \right)^2} \Rightarrow \sigma = \frac{4\pi}{k_2^2 + \alpha^2} \left(\cos k_2 R + \frac{\alpha}{k_2} \sin k_2 R \right)^2$$

Expresiones límites:

$$\sigma = \frac{4\pi}{\alpha^2} (1 + \alpha R)^2 \quad k_2 \rightarrow 0 \quad (1)$$

$$\sigma = \frac{4\pi}{k_2^2 + \alpha^2} \quad R \rightarrow 0$$

$$\sigma = \frac{4\pi}{\alpha^2} \quad \begin{cases} k_2 \rightarrow 0 \\ R \rightarrow 0 \end{cases} \quad (2)$$

En el límite de energía nula: $k_2 \rightarrow 0$

$$(1) \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} R = 2 \text{ fm} \\ \alpha = \sqrt{\frac{M\varepsilon}{\hbar^2}} = \sqrt{\frac{938 \text{ MeV} \times 2.225 \text{ MeV}}{(197.3 \text{ MeV} \cdot \text{fm})^2}} = 0.23 \text{ fm}^{-1} \end{array} \right\} \Rightarrow \sigma_{teo} = 5.1 \text{ b}$$

La sección eficaz experimental en el límite de energía nula es $\sigma_{exp} = 20.4 \text{ b}$

$$\sigma_{teo} \ll \sigma_{exp} \Rightarrow \text{dependencia de la interacción con el espín}$$

Dispersión nucleón-nucleón

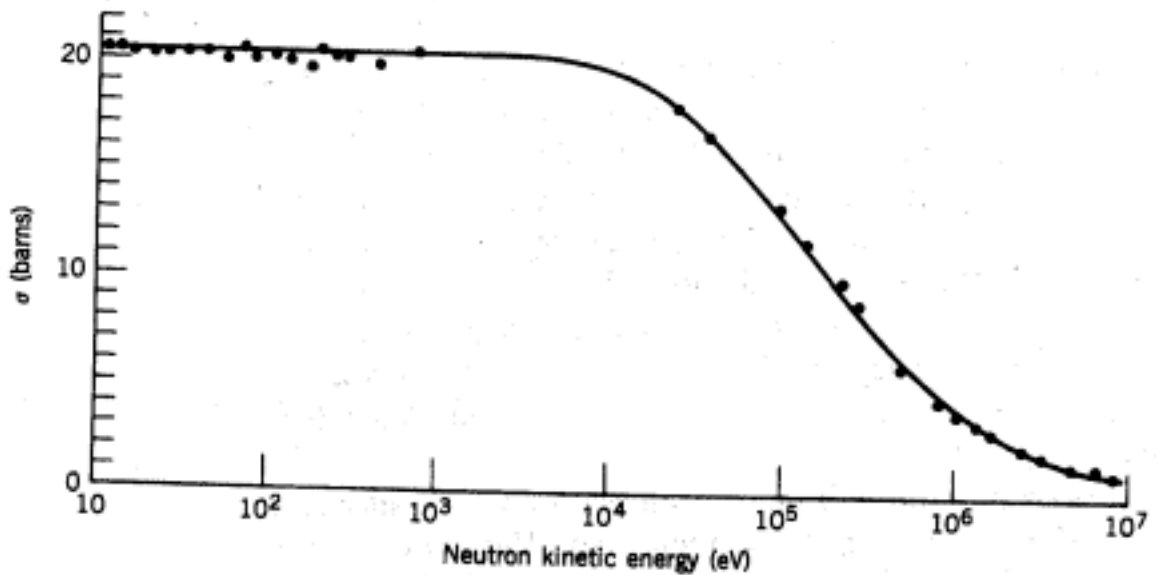


Figure 4.6 The neutron-proton scattering cross section at low energy. Data taken from a review by R. K. Adair, *Rev. Mod. Phys.* **22**, 249 (1950), with additional recent results from T. L. Houk, *Phys. Rev. C* **3**, 1886 (1970).

Dispersión nucleón-nucleón

El sistema nucleón-nucleón puede tener diferentes valores del espín total:

$$\vec{S} = \vec{s}_p + \vec{s}_n \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} s_p = \frac{1}{2} \\ s_n = \frac{1}{2} \end{array} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} S = 1 \rightarrow M_S = -1, 0, +1 \quad \text{estado triplete} \\ S = 0 \rightarrow M_S = 0 \quad \text{estado singlete} \end{array} \right.$$

Por tanto
$$\sigma = \frac{3}{4}\sigma_t + \frac{1}{4}\sigma_s$$

Tomando
$$\left. \begin{array}{l} \sigma = 20.4 b \\ \sigma_t = 5.1 b \end{array} \right\} \rightarrow \sigma_s = 66.3 b \gg \sigma_t$$

El estado fundamental del deuterón tiene $S=1$, pero no hay estado ligado con $S=0$

\Rightarrow La fuerza nuclear debe ser dependiente del espín

• Longitud de dispersión

$$\lim_{k \rightarrow 0} \sigma = 4\pi a^2 \rightarrow a = -\lim_{k \rightarrow 0} \frac{\sin \delta_0}{k} \quad \Leftarrow (\text{signo negativo})$$

\Rightarrow tiene dimensiones de longitud

\Rightarrow representa la intensidad de la dispersión

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} (e^{2i\delta_0} - 1) \underset{\delta_0 \rightarrow 0}{\simeq} \frac{\delta_0}{k} = -a$$

\Rightarrow para bajas energías $u(r) = C \sin k_2(r - a)$

• para el estado triplete ligado:

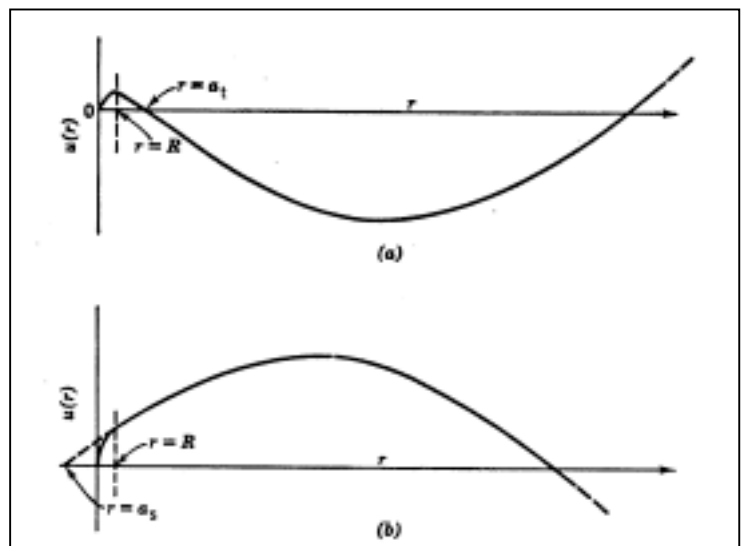
$$a_t > 0$$

• para el estado singlete no ligado: $a_s < 0$

• A partir de σ_s y σ_t

$$a_t = +6,4 \text{ fm}$$

$$a_s = -23,0 \text{ fm}$$



Dispersión de neutrones lentos por H₂

- En los experimentos de dispersión n-p no se puede obtener el signo de a sólo su valor absoluto.
- Dispersión n-H₂ $E_n < 0.01 \text{ eV} \rightarrow \lambda_n > 0.05 \text{ nm}$

\Rightarrow la onda incidente solapa ambos protones en la molécula H₂

\Rightarrow las ondas dispersadas se combinan coherentemente

$$\sigma \propto |\psi_1 + \psi_2|^2$$

\Rightarrow no se excitan estados rotacionales moleculares

- La teoría de la dispersión de neutrones por orto- (S=1) y parahidrógeno (S=0) da

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{para} &= 5.7 (3a_t + a_s)^2 \\ \sigma_{orto} &= \sigma_{para} + 12.9 (a_t - a_s)^2 \end{aligned} \right\} \rightarrow v_n = 770 \text{ m/s}$$

lo que permite el cálculo de los signos de a_s y a_t

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{para} &= 3.2 \text{ b} \\ \sigma_{para} &= 108 \text{ b} \end{aligned} \right\} \rightarrow \begin{cases} a_s = -23.55 \text{ fm} \\ a_t = +5.35 \text{ fm} \end{cases}$$

- Otros experimentos sensibles a las longitudes de dispersión a_s y a_t :
 - difracción de neutrones por cristales que contienen H
 - reflexión total de haces de neutrones a pequeños ángulos por materiales ricos en H

confirman los valores anteriores

\Rightarrow La fuerza nuclear depende del spin:

- la interacción n-p en estado triplete proporciona un estado ligado y
- la interacción n-p en estado singlete proporciona un estado no ligado

Propiedades de la fuerza nuclear

- En primer orden de aproximación, se puede interpretar mediante un potencial central atractivo: $V_c(r)$
- Depende fuertemente del espín: $\Rightarrow V_{spin} = V(r, \vec{s}_1, \vec{s}_2)$
- Pero ... la fuerza nuclear es invariante respecto paridad ($\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$) e inversión de tiempo ($t \rightarrow -t$)

$$\Rightarrow V_{spin} = V_s(r) (\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2)$$

$$\langle \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 \rangle = \frac{1}{2} [S(S+1) - s_1(s_1+1) - s_2(s_2+1)] \hbar^2$$

$$\text{Para estado triplete } (S=1) \rightarrow \langle \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 \rangle = \frac{1}{4} \hbar^2$$

$$\text{Para estado singlete } (S=0) \rightarrow \langle \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 \rangle = -\frac{3}{4} \hbar^2$$

$$\text{Se podría escribir: } V(r) = \left(\frac{\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2}{\hbar^2} - \frac{1}{4} \right) V_1(r) + \left(\frac{\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2}{\hbar^2} + \frac{3}{4} \right) V_3(r)$$

- Incluye término no central: Potencial tensorial

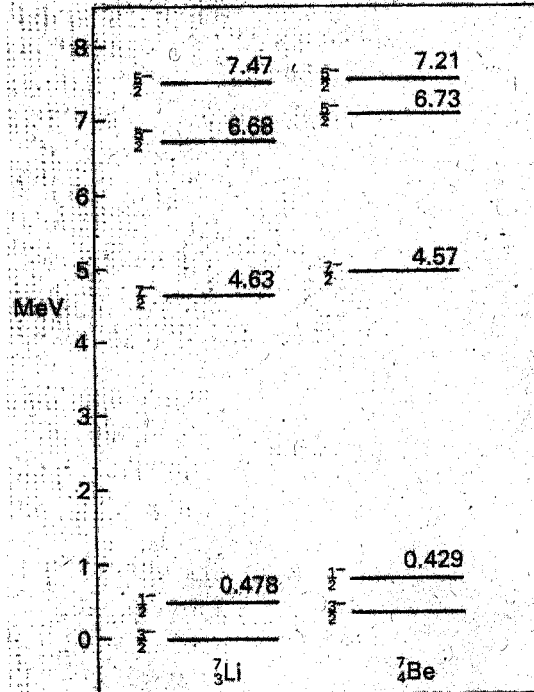
$$\Rightarrow V_{tensorial} = V(\vec{r}, \vec{s}_1, \vec{s}_2)$$

- Pero ... la invariancia respecto paridad ($\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$) \Rightarrow

$$V_{tensorial} = V_T(r) S_{12} = V_T(r) \left[3 \frac{(\vec{s}_1 \cdot \vec{r})(\vec{s}_2 \cdot \vec{r})}{r^2} - (\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2) \right]$$

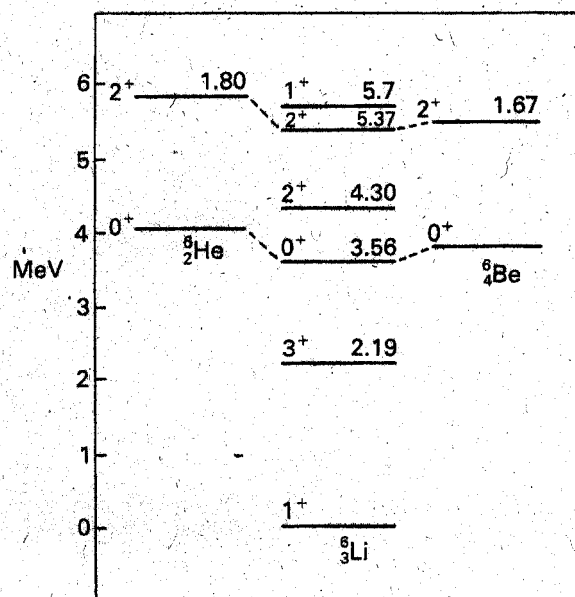
Propiedades de la fuerza nuclear

- Presenta simetría de carga: Las **fuerzas p-p y n-n son idénticas**



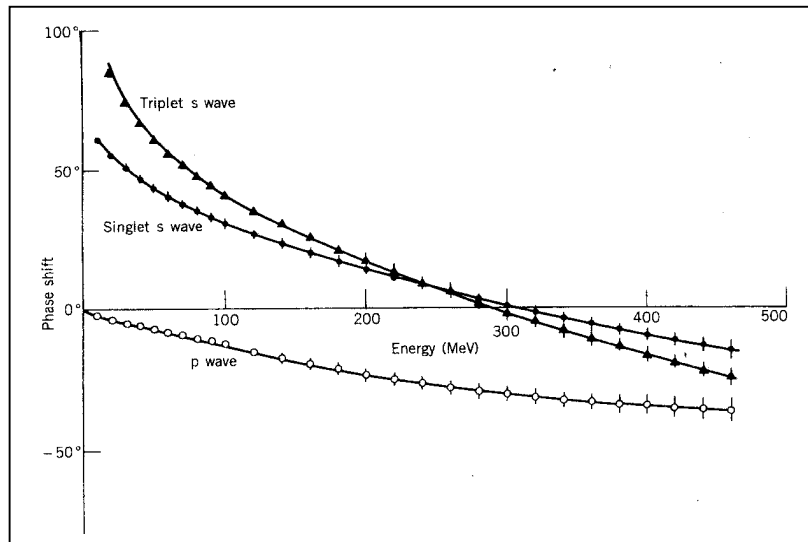
- Es casi independiente de la carga:

Las fuerzas p-p, n-n y **n-p** son idénticas en estados análogos de espín



Propiedades de la fuerza nuclear

- Se hace repulsiva a cortas distancias.
- densidad nuclear \approx cte
- dispersión N-N a altas energías $\rightarrow \delta_0 < 0$ para $E \sim 300$ MeV
- Core repulsivo: $R_c \approx 0.5$ fm



Puede depender de la velocidad relativa o el momento de los nucleones

$$\Rightarrow V_{momento} = V(\vec{r}, \vec{p})$$

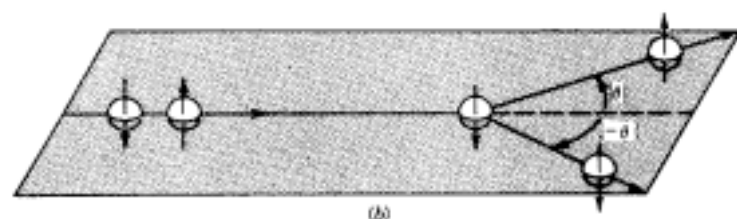
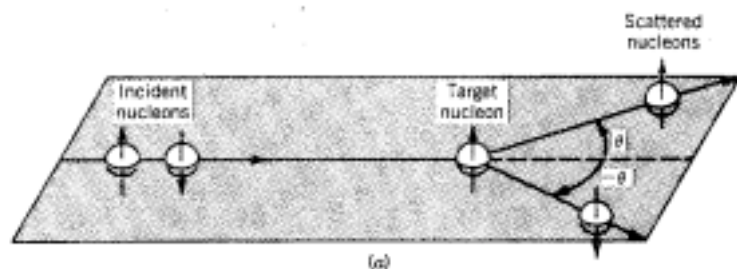
- Pero ... la fuerza nuclear es invariante respecto paridad ($\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$) e inversión de tiempo ($\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$)

$$\Rightarrow V_{spin-orbita} = V_{so}(r) (\vec{r} \times \vec{p}) \cdot \vec{S} = V_{so}(r) \vec{l} \cdot \vec{S}$$

- Evidencia experimental: Polarización de un haz de nucleones

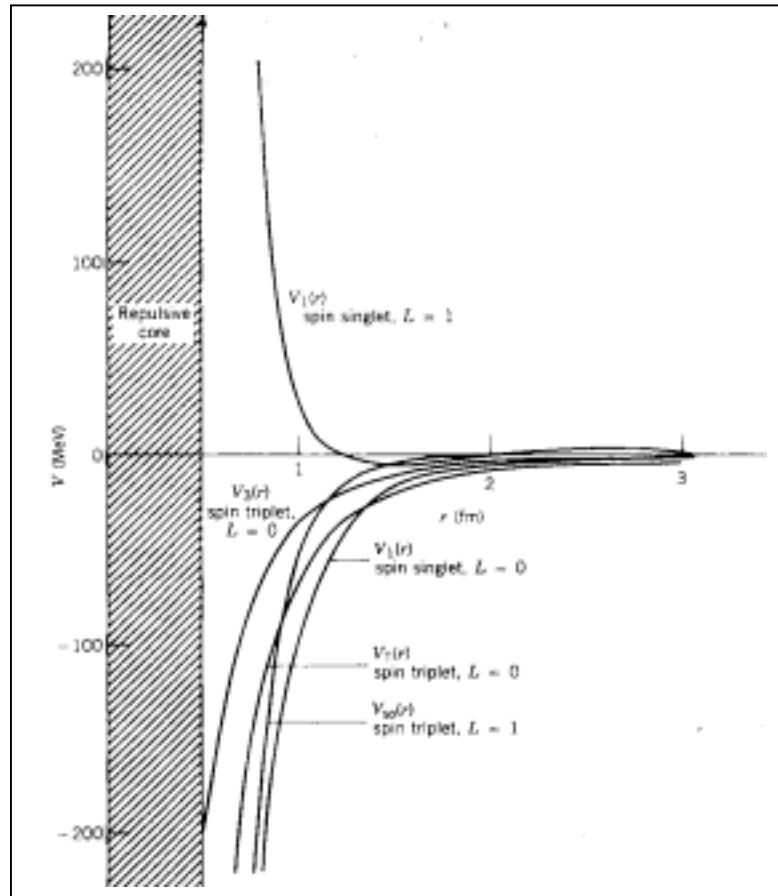
$$P = \frac{N(\uparrow) - N(\downarrow)}{N(\uparrow) + N(\downarrow)}$$

$$\begin{cases} P = +1 & 100\% \uparrow \\ P = 0 & \text{no polarizado} \\ P = -1 & 100\% \downarrow \end{cases}$$

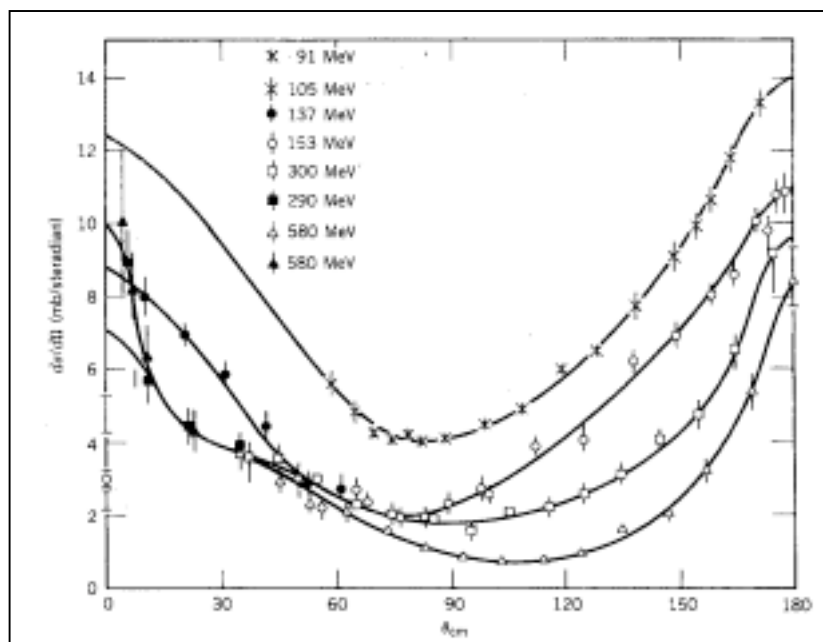


Propiedades de la fuerza nuclear

Potenciales fenomenológicos que dan una interpretación razonable de los datos experimentales nucleón-nucleón



Sección eficaz diferencial neutrón-protón a energía medias. Presenta pico acusado hacia atrás (cerca de 180°)



Modelo de fuerzas de intercambio

- Los potenciales fenomenológicos obtenidos en apartados anteriores han tenido éxito para interpretar muchas propiedades de la interacción N-N
- Pero ... ¿cuál es el carácter fundamental de la interacción N-N?
- Intentaremos describir un mecanismo físico que de lugar a potenciales similares a los encontrados fenomenológicamente.
- **Fuerzas de intercambio:**
- Las fuerzas nucleares se saturan → analogía con enlaces moleculares
- La sección eficaz diferencial de la dispersión n-p a energías medias presenta un fuerte pico para ángulos grandes → se puede explicar que ambos nucleones intercambian su naturaleza.
- La interacción entre nucleones se puede describir mediante un campo de fuerza, cuyos quanta son los *mesones*. *Los nucleones interaccionan entre sí intercambiándose mesones.*
- Estos mesones, de masa m , “existirían” durante un tiempo Δt lo suficientemente corto como para no detectar que se ha violado el principio de conservación de la energía en la cantidad $\Delta E = mc^2$

$$\Delta t < \frac{\hbar}{mc^2}$$

- El alcance de la fuerza será la máxima distancia que recorre el mesón en dicho tiempo

$$R = c\Delta t = \frac{\hbar c}{mc^2} \approx \frac{200 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{mc^2}$$

- Para fuerzas nucleares con alcances del orden de 1 fm, la masa de la partícula intercambiada debe ser del orden de 200 MeV (masa media entre el electrón y el nucleón = mesón)
- Tales partículas son virtuales, existen sólo durante la interacción y permiten violar la conservación de la energía y el momento.

Modelo de fuerzas de intercambio

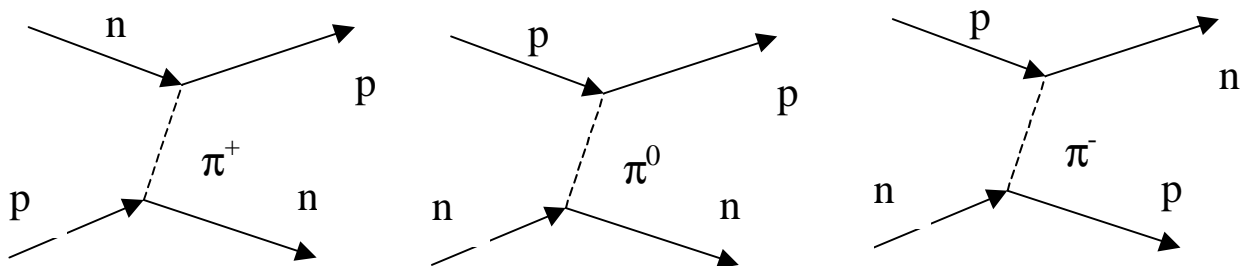
- El más ligero de los mesones es el *pión*, que tiene espín 0 y tres estados de carga

$$m_{\pi^{\pm}} = 139.6 \text{ MeV} \quad m_{\pi^0} = 135.0 \text{ MeV}$$

es el responsable de la parte de largo alcance (1-1.5 fm) del potencial N-N

El resto de mesones que aparecen en las fuerzas de intercambio son:

Mesón	Masa	Espín	Alcance	Potencial
π^{\pm}	139.6 MeV	0 ⁻	1.0-1.5 fm	largo alcance
π^0	135.0 MeV	0 ⁻		
$\pi\pi$	≈500 MeV	0 ⁻	0.5-1.0 fm	corto alcance
ω	783 MeV	1 ⁻	0.25 fm	core repulsivo
ρ	769 MeV	1 ⁻	0.25 fm	espín-órbita



- La teoría del intercambio de mesones de las fuerzas nucleares fue propuesta inicialmente por Yukawa en 1935
- El potencial de intercambio de un pión (OPEP), que describe la parte de largo alcance de la interacción N-N-, se puede escribir:

$$V(r) = \frac{g_{\pi}^2 (m_{\pi} c^2)^3}{3(Mc^2)^2 \hbar^2} \left[(\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2) + S_{12} \left(1 + \frac{3R}{r} + \frac{3R^2}{r^2} \right) \right] \frac{e^{-r/R}}{r/R}$$

donde:

g_{π}^2 : es la constante de acoplamiento que da la intensidad del campo
M: masa del nucleón

- El modelo de fuerzas de intercambio tiene un considerable éxito al interpretar las propiedades del sistema N-N.