Algunas características de la fuerza nuclear:

i) Es de corto alcance $\sim$ 2 fm

ii) Satura (recuerda a fuerzas interatómicas en moléculas)

de intercambio

iii) Es indep. de la carga eléctrica

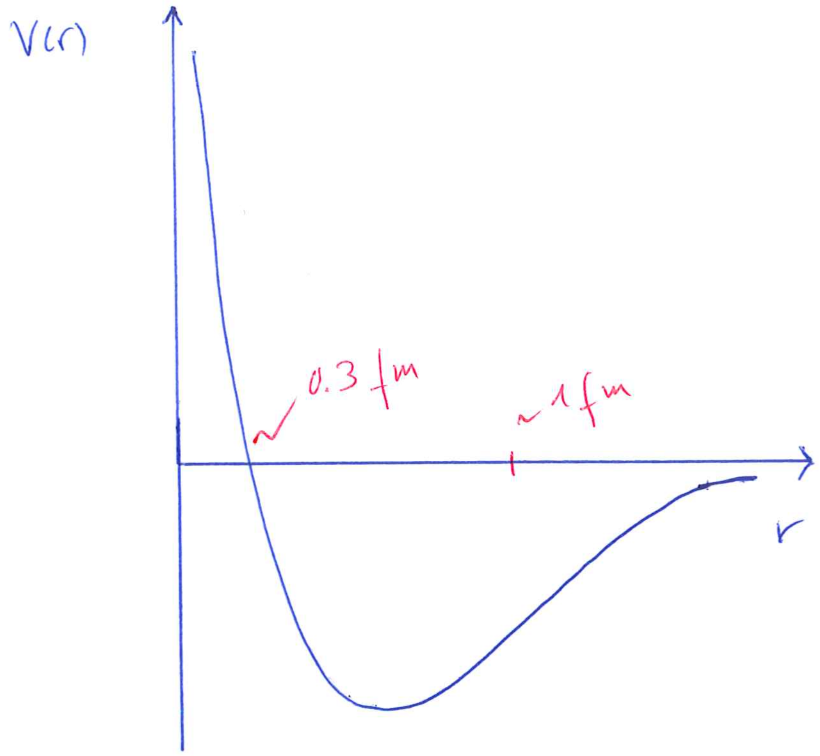
repulsivas a distancias cortas

iv) Depende spin paralelo/antiparalelo de partículas colisionantes (n-p, p-p, n-n)

v) Colisiones n-n a $\sim$ 300 MeV confirman:

- no es una fuerza central
- depende de la velocidad

vi) La dependencia radial del potencial es, aproximadamente:



Para $r > 1$ fm, $V(r) \sim \underbrace{\dfrac{e^{-\mu r}}{r}}_{\text{potencial de Yukawa}}$ con

$\mu^{-1} \simeq 1.4$ fm

<u>Algunas estimaciones interesantes</u>:

Colisiones nucleón - nucleón a $E_{lab} \geq 290$ MeV producen los mesones π (piones), según:

$$p + p \longrightarrow \begin{cases} p + p + \pi^0 \\ p + n + \pi^+ \end{cases}$$

$$n + p \rightarrow \begin{cases} n + p + \pi^0 \\ p + p + \pi^- \end{cases}$$

notemos que $m(\pi^\pm) = 140 \text{ MeV}/c^2$

$m(\pi^0) = 135 \text{ MeV}/c^2$

En analogía con el electromagnetismo y los fotones, Yukawa propuso que dichos mesones eran los (bosones) portadores de la interacción fuerte (Nuclear entonces)

Intermezzo: $\left.\begin{matrix}\text{cuántica} \\ + \\ \text{relatividad}\end{matrix}\right\} \Longrightarrow$ Coulomb.

- Sabemos que $e^+ + e^- \longrightarrow 2\gamma$

- Observemos que los dos ingredientes de la teoría de Maxwell son: fotón y carga eléctrica.

• Admitamos que una carga en reposo emite fotones pero los reabsorbe muy rápidamente (fotones virtuales → ya hablaremos del vacío)

• ¿cuánto tiempo viven dichos fotones fuera de la partícula cargada?

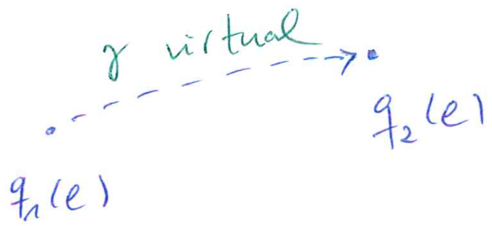
$$\Delta E \, \Delta t \sim \hbar$$

$$\Delta t \, \hbar\omega \sim \hbar$$

Los fotones "se alejan" hasta una distancia

$$r = c\Delta t = c/\omega$$

• El potencial de Coulomb proviene del proceso



• La energía de interacción, V, es proporcional a la energía del γ emitido / absorbido.

$$V = \alpha \hbar \omega = \alpha \frac{\hbar c}{r} = \frac{e^2}{r} \quad \text{si}$$

$$\alpha = e^2/\hbar c \sim \frac{1}{137} \quad (\text{constante de estructura fina})$$

¿ Podemos hacer algo similar para la fuerza nuclear ?

• Supongamos ahora que las partículas virtuales son mesones de masa m. Entonces

$$mc^2 \Delta t \sim \hbar$$ y, si se propagaran a $v \sim c$, "llegarían" hasta

$$r = c\Delta t \sim \frac{\hbar}{mc} \equiv \lambda_{compton}$$

Pero si $m = m_\pi = 140 \text{ MeV}/c^2$, $\underbrace{r \sim 1.4 \text{ fm}}$!

alcance de la fuerza nuclear

Como estamos considerando un portador masivo, partamos de la expresión relativista:

$[*]\ E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$

Impongamos cuantización canónica (ojo, no siempre sirve!): ppio de correspondencia

$E \longrightarrow i\hbar\partial_t$

$\vec{p} \longrightarrow -i\hbar\vec{\nabla}$

Entonces, $[*] \Rightarrow \left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \mu^2\right)\varphi = 0$

con $\mu = \frac{mc}{\hbar}$.

Si $\hbar = c = 1$, escribimos

$(\Delta - \partial_t^2 - m^2)\varphi = (\Box - m^2)\varphi = 0,$

que es la ec. de Klein-Gordon

$\Box := \eta_{\alpha\beta}\partial^\alpha\partial^\beta \quad (\partial^\alpha = (\partial^0, \partial^i) = (\partial_t, \vec{\nabla}))$

$\hookrightarrow$ métrica de Minkowski

$\hookrightarrow$ operador de onda (o de D'Alembert).

• Si $m=0$ tenemos ec onda con $v=c$

• Busquemos solución estática y simetría esférica

$$\nabla^2\varphi = \frac{1}{r}\frac{d^2}{dr^2}(r\varphi) = 0 \to \varphi = \text{cte}$$

$$\hookrightarrow \varphi \sim \frac{1}{r} \quad (\text{Coulomb})$$

• Si $\mu \neq 0$, bajo las mismas suposiciones:

$$\frac{1}{r}\frac{d^2}{dr^2}(r\varphi) = \mu^2\varphi \Rightarrow \varphi = g\frac{e^{-\mu r}}{r}$$

→ ¡alcance correcto si $\mu = m_\pi$!

con $\mu = \hbar/mc$ "equivalente a α"

Se calcula lo siguiente (difícil):

$$\frac{g^2}{\hbar c} \simeq 14.5 \gg \frac{e^2}{\hbar c} \simeq \frac{1}{137}$$

Por eso se llama "fuerte".

• El problema es que, para describir la fuerza nuclear siguiendo este procedimiento, la casuística es complicada:

→ intercambio piones ($S=0$) explica atracción nucleones a distancias grandes

→ mesones más pesados ($S=0$) contribuyen al potencial a distancias menores

→ mesones con $S=1$ (como el fotón), producen repulsión a distancias cortas.

Ej: $m(\omega) = 748 \ MeV/c^2$

$r \sim \lambda_\omega = \frac{\hbar}{mc} \sim 0.25 \ fm$ (recordad la figura 1

→

⋮

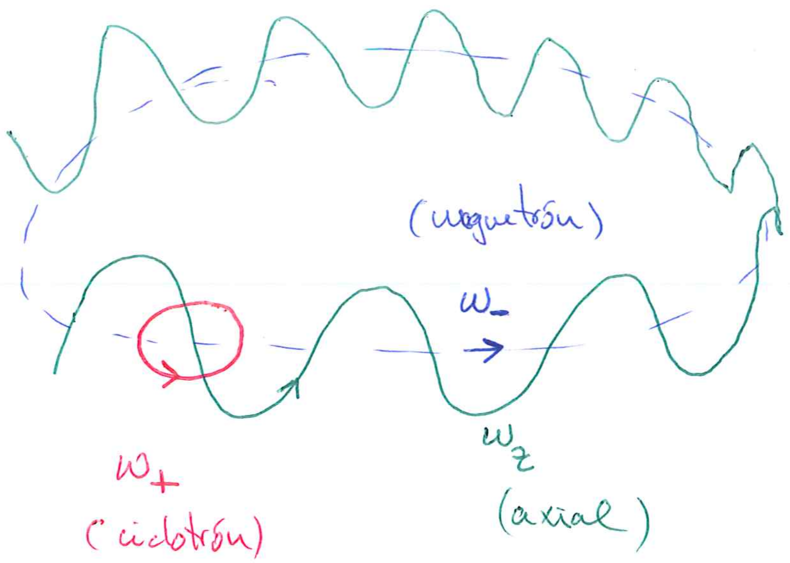
→ es difícil escribir un potencial, y mucho menos resolver la ecuación de Schrödinger con cientos de nucleones

La opción es <u>hacer modelos</u>

TEMA 3. MASAS NUCLEARES, EL MODELO DE LA GOTA LÍQUIDA Y LA FÓRMULA SEMI-EMPÍRICA DE LAS MASAS

Las masas nucleares pueden ser medidas con gran precisión. (10^{-8} en algunos núcleos). Hay principalmente tres métodos de medida:

1. Trampa de Penning: Se atrapan iones con una combinación de $\vec{B}$ axial uniforme y $\vec{E}$ cuadrupolar no uniforme en un dispositivo cilíndrico. Los iones tienen tres modos de vibración:



Se encuentra que

$$\omega_+ + \omega_- = qB/m$$

(parecido a un ciclotrón usual).

2. Espectrómetro de masas con atrapamiento anular

La diferencia de frecuencia de rotación alrededor del anillo para dos nucleidos es

↳ ${}^{A}_{Z}X$ con A y Z especificados

$$\frac{\Delta f}{f} \simeq -\frac{\Delta m}{m}$$

Conociendo una m_{ref}, se mide m.

3. Espectrómetro de masas con reflexión múltiple.

Los iones se reflejan entre dos espejos de forma que su tiempo de vuelo, T, es incrementado y se puede medir con mucha precisión.

$$T = \alpha \sqrt{\frac{m}{q}} + \beta$$

(α, β parámetros calibrables con referencia)