Notas Fisica Nuclear y de Partículas

Daniel Vazquez Lago

23 de septiembre de 2024

Índice general

1

Propiedades generales de los núcleos

1.1. Introducción: definiciones.

Definición 1.1 (número atómico). El número atómico (Z) de un núcleo es un entero que coincide con el número de protones del núcleo.

Definición 1.2 (número másico). El número másico (A) de un núcleo es la suma de número de protones y neutrones $A = Z + N$.

Atendiendo a los valores Z, A y N, los núcleos se clasifican en:

- **Isótopos**: son núcleos con igual Z.
- **Isóbaros**: son núcleos con igual A.
- **Isotónos**: son núcleos con igual N.

Para denotar un núcleo se suele escribir ${}^{A}_{Z}X_N$ donde X es el símbolo químico del elemento en cuestión (determinado por el valor Z). Protones y neutrones se denominan genéricamente **nucleones**. Hoy en día se han identificado alrededor de 112 átomos diferentes.

1.1.1. Tipos de desintegraciones

Desintegración α

La desintegración alfa consiste en la emisión de dos protones y dos neutrones (un núcleo de helio) por parte de un núcleo inestable. Produce un desplazamiento hacia la izquierda de dos posiciones de la tabla periódica, y reduce el número másico en 4 unidades $\Delta Z = -2$ y $\Delta A = -4$. Esquemáticamente esta desintegración se puede escribir Coulomb

$$ {}^{A}_{Z}X_N \longrightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y_{N-2} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}_2 \tag{1.1.1} $$

Aunque en capítulos posteriores estudiaremos en detalle la evolución de las poblaciones de núcleos radioactivos, recordaremos ahora que la vida media (τ) de un núcleo es el tiempo necesario para reducir el número de núcleos de una muestra en un factor $1/e$ de su valor inicial, mientras que el período de semidesintegración ($t_{1/2}$) es el tiempo necesario para reducirlo a la mitad. Dados N_0 núcleos radioactivos iniciales qeu no están reponiéndose por medio de ningún proceso, el número de desintegraciones que se observan por unidad de tiempo es proporcional al propio númeo de núcleos presentes. La constante de proporcionalidad es característica de cada núcleo y se denomina constante de desintegración λ que tiene unidades inversas de tiempo. Esto nos lleva a la ley de desintegración radiaciva:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = -\lambda N \Rightarrow N_0 = N_0 e^{-\lambda\tau} \quad \tau = \frac{1}{\lambda} \tag{1.1.2}$$

La actividad de una sustancia se define como $A(t) = \lambda N$ y en el SI se define como Becquerelio (Bq, una desintegración en cada segundo).

Desintegración β

La desintegración beta consiste en la conversión nuclear de neutrones en protones o viceversa. Por decirle de algún modo, es la manera en que el núcleo *corrige* un exceso de protones o neutrones convirtiendo unos en otros. En física nuclear se suele usar los símbolos β^- y β^+ para designar las radiaciones emitidas por las desintegraciones beta. La desintegración por emisión β^- (β^+) produce un desplazamiento hacia la derecha (izquierda) de una posible en la tabla periódica, pero no cambia esencialmente la masa: $\Delta Z = \pm, \Delta A = 0$. Responsable de este fenómeno es la intearcción débil:

$$^A_ZX_N \longrightarrow ^A_{Z+1}Y_{N-1} + \beta^- \tag{1.1.3}$$
$$^A_ZX_N \longrightarrow ^A_{Z-1}Y_{N+1} + \beta^+ \tag{1.1.4}$$

La conversión nuclear en protones puede tener lugar de 3 modos distintos. En notación de física de partículas se escribe:

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \qquad \text{desintegración } \beta^- \tag{1.1.5}$$
$$p \longrightarrow n + e^+ + \nu_e \qquad \text{desintegración } \beta^+ \tag{1.1.6}$$
$$p + e^- \longrightarrow n + \nu_e \qquad \text{captura electrónica (CE } \epsilon) \tag{1.1.7}$$

El tercer proceso un electrón de las capas internas (usualmente la K) con cierta probabilidad presencia dentro de la región nuclear es *usado* para la consversión de un protón en un neutrón.

Desintegración γ

Los rayos γ son capaces de penetrar varios milímetros en plomo. No son desviados por los campos electromangéticos e interaccionan con la materia de manera similar a los rayos X. Se trata de radiación electromagnética, e inicialmente se confundieron con los rayos X emitidos por el reordenamiento de los electrones atómicos que sigue a una conversión interna. La desintegración gamma consiste en la emisión espontánea de fotones altamente energétivcos cuando el núcleo pasa de un estado excitado a otro estado de menor energía o al fundamental. Es, por tanto, un proceso esencialmente análogo al que tiene lugar cuando un átomo se desexcita emitiendo radiación, bien sea en el rango visible o en el de rayos X. La emisión gamma suele acompañar a otros dos tipos de desintegración, porque sus procesos quedan normalmente en estados excitados.

Fisión espontánea

Es un proceso en el que el núcleo pesado se divide en dos más ligeros. No es posible determinar a priori en qué par concreto de núcleos ligeros terminará, sino que habrá una distribución estadística en un cierto rango de números atómicos.

Emisión nuclear

Este es un proceso mediante el que un núcleo inestable, generalmente producto de una fisión o desintegración anterior, emite un nucleón.

1.2. Masas de los núcleos

En el laboratorio se miden masas atómicas, no masas nucleares. A pesar de ello, veremos que en casi todos los casos prácticos de la física nuclear podremos usar masas atómicas en lugar de masas nucleares, porque las masas de los electrones y sus energías de ligadura se cancelarán casi perfectamente en el balance global. Actualmente las masas atómicas se miden en unidades atómicas de masa unificadas (u), y se definen de manera que la masa del átomo ^{12}C sea exactamente de 12u. La conversión de unidades:

$$1u = 931{,}49432(28)\mathrm{MeV/c^2} = 1{,}6605402(10) \times 10^{-27}\mathrm{kg} \tag{1.2.1}$$

Las masas del protón, neutrón y electrón:

$$m_p = 939{,}272\mathrm{MeV/c^2} = 1836{,}149 m_e \tag{1.2.2}$$

$$m_p = 939{,}565\mathrm{MeV/c^2} = 1838{,}679 m_e \tag{1.2.3}$$

$$m_e = 0{,}511\mathrm{MeV/c^2} \tag{1.2.4}$$

1.2.1. Energía de ligadura.

1.2.2. Parábola de masas

1.3. Abundancia y estabilidad nuclear

1.4. Tamaño de los núcleos

1.4.1. Sección eficaz diferencial y sección eficaz total

En los cursos introductorios de físcia cuántica se estudia la dispersión o colisión de partículas por potenciales simples en una dimensión. Este tratamiento sencillo es suficiente para ilustrar los conceptos de trasmisión y reflexión de partículas, efecto túnel, etc. En el caso de un potnecial unidimensional la partícula incidente solo tiene dos posiblidiades: seguir hacia delante o rebotar hacia atrás, cada una con cierta probabilidad (asumiento que los potenciales son incapaces de mantener estados ligados). En tres dimensiones tendremos que considerar todo el continuo posible de direcciones emergentes de la partícula inicial tras la colisión. En el caso de colisiones profundamente ineslásticas surge además la complicación adicional de que se pueden crear más partículas en el estado final.

La manera más adecuada de describir la distribución angular de las partículas dispersadas por un centro de fuerzas o pontencial se realiza mediante la denominada **sección eficaz**. Veremos que esta distribución angular proporciona importante infomración sobre el potencial dispersor, y, por tanto, sobre la partícula o sistema que lo crea.

Supongamos un haz incidente que trasnporta N partículas por unidad de área y por unidad de tiempo, y que lo hacemos incidir sobre un blanco que contiene n centros dispersores. Si suponemos que el flujo incidente no es tan intenso como para probocar interferencia entre las propias partículas incidenes, que te tiene lugear una sola dispersión por partícula u que no hay una disminución apreciable de los centros dispersores del blanco por el retroceso de la partícula golpeada, entones el número de partículas incidentes que emergen por unidad de tiempo en un pequeño intervalo de ángulo sólido $\Delta\Omega$ centrado en los ángulos θ y ϕ será proporcional a N, n y $\Delta\Omega$:

$$\Delta\mathcal{N} \sim nN\Delta\Omega \tag{1.4.1}$$

Denotando por $\sigma(\theta, \phi)$ la constante de proporcionalidad, podemos escribir ese número de partículas emergentes en $\Delta\Omega$ por unidad de tiempo como:

$$\Delta\mathcal{N} = nN\sigma(\theta, \phi) \tag{1.4.2}$$

o en intervalo diferencial

$$\mathrm{d}\mathcal{N} = nN\sigma(\theta, \phi)\mathrm{d}\Omega \tag{1.4.3}$$

A la constante de proporcionalidad $\sigma(\theta, \phi)$ se le denomina **sección eficaz diferencial** y, como se puede ver a partir de la ecuación anterior, tiene unidades de área. En efecto $\sigma(\theta, \phi)\mathrm{d}\Omega$ es igual al área transversal del haz incidente paralelo que contiene el número de partículas dispersadas $\mathrm{d}\Omega$ por un único centro dispersor o partícula del blanco. Evidentemente, a la integral de esa sección eficaz diferencial sobre la esfera se le denomina **sección eficaz total**

$$\sigma_t = \int \sigma(\theta, \phi)\mathrm{d}\Omega \tag{1.4.4}$$

En caso de dispersión sobre un blanco fijo la definición anterior de sección eficaz es igualmente válida para el sistema laboratorio [1] que para el sistema centro de masas, porque un centro dispersor fijo tiene masa efectiva infinita.

En general, la probabilidad de interacción de dos partículas depende fuertemente de la energía [2]. La sección eficaz diferencial también se suele expresar en el intervalo diferencial de energía, de modo que para obtener la sección eficaz total habrá que integrar a todo rango de energías accesibles.

$$\sigma_t = \int\int \sigma(\theta, \phi)\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}E \tag{1.4.5}$$

[1] Recordemos que el sistema de referencia laboratorio es aquel en el qeu la partícula blanco está inicialmente en reposo mientras que el sistema de referencia centro de masas es aquel en el que el centro de masas está (siempre) en reposo.

[2] Por ejemplo, la sección eficaz de captura de neutros térmicos por el uranio varía varios ordenes de magnitud en un pequeño rango de energía.

2
Interacción nuclear

2.1. Evidencias experimentales

2.1.1. Deuterio

Las medidas del momento cuadrupolar eléctrico dan resultados distintos de cero para el deuterón (Q=2.88±0.02 mb), por po que el neutrón y el protón deben estar orbitando alrededor del centro de masas (o que el protón/neutron no son esferas uniformemente cargadas).

De los datos anteriores, se concluye que los espines del protón y el neutrón son paralelos. Por tanto $\mathbf{S} = 1$ y estarán en un estado **triplete**. Dado que tiene que mantener una paridad $+1$ y un espín global $+1$, y por tanto $l = 0, 2$, es imposible que los espines del sistema protón-neutron no tengan la misma orientación.

2.1.2. Dispersión protón-neutron

Otra fuente de inforamción nuclear nos la da la dispersión entre nucleones. La sección eficaz protón-neutrón (choque protón-neutron) es constante a bajas energías: la interacción no es sensible a la estrucutra interna y parece comportarse como una dispersión binaria.

¿Por qué cae la sección eficaz? En el momento que subo la energía empiezo a ser sensible a la estrucuta interna de cada partícula, abriendose otros canales (ya no solo hay dispersión elástica) de interacción, como puede ser la excitación del protón, neutrón, creación de otras partículas... A nosotros nos interesa la sección eficaz de la interacción elástica.

Del cálculo teórico de la sección eficaz (con el potencial anterior) se pueden deducir dos componentes, una para la configuración **triplete** y otra para la **singlete** (ver Krane, Saborido). De este modo tenemos que la sección eficaz es muy diferente si ambas partículas chocan con el mismo espín o con diferente espín.

Se pueden deducir las **longitudes de dispersión** a y los**rangos efectivos**:

- **Rango efectivo:** es una media del tamaño del potencial.

- **Longitud de dispersión:** es una medida de la intensidad de la interacción. Se puede definir como el tamaño que tendría una sfera rígida que daría la misma sección eficaz elástica $\sigma = 4\pi a^2$. La idea es cuánto " desfasa" el potencial la f.d.o. incidente (una idea original de Fermi, que veremos en el tema de reacciones). Su signo nos dice si la onda para $\mathbf{k} \sim 0$ es posible o no y (si) son posibles (sus) estados ligados.

  La longitud de dipsersión me dice si con un potencial atractivo puedo crear un estado ligado o no (Caamaño). ¿Si yo hago tender ese choque a cero (de energía supongo) se formaría un estado ligado?. Si la longitud de dispersión es positivo el potencial puede atrapar a la partícula, y si es negativo no puede atrapar.

Se pueden deducir las **longitudes de dispersión** a y los **rango efectivo** r_0 para cada componente de $\mathbf{S}$:

$$a_{\uparrow\uparrow} = 5{,}423\text{fm} \qquad r_{0\uparrow\uparrow} = 1{,}748\text{fm} \tag{2.1.1}$$
$$a_{\uparrow\downarrow} = -23{,}72\text{fm} \qquad r_{0\uparrow\downarrow} = 2{,}73\text{fm} \tag{2.1.2}$$

Si los espines son antiparalelos *no puedo formar un estado ligado*, a pesar de que el pontencial es atrativo.

2.1.3. Dispersión protón-protón y neutrón-neutrón

A partir de las dispersiones pp y nn se puede obtener más informción sobre la interacción nuclear y su dependencia con el isoespín.

Para realizar estos experimentos puedo hacer chocar un protón con un átomo de deuterio y, dado que puede chocar con un neutrón, pero yo esta reacción ya la conozco, puedo desacoplar los resultados y estudiar aquellos choques en los cuales el protón protón interactuen. Se dice subrogar la reacción.

En el caso de partículas idéntias a baja energía (l=0) solo podemos acceder estados **singletes**. Además, en el caso de dispersión **pp** tenemos el efecto del campo de Coulomb:

$$a_{pp} \tag{2.1.3}$$
$$a_{nmn} \tag{2.1.4}$$

Para que no le importan si son protones y neutrones, ambas longitudes de dispersión son negativas lo que significa que no eisten sistemas ligados de dos protones y dos neutrones. La razón: el efecto de $\mathbf{S} = 0$ en la interacción.

2.1.4. Características de la interacción nuclear fuerte

De los datos experimentales se pueden sacar algunas conclusiones sobre esta interacciónentre nucleones

- A cortas distancias es más intensa qeu la interacción electromagnética.
- A grandes distancias es despreciable (rango típico $\sim$ 1fm).
- No todas las partículas son afectadas: tenemos **hadrones** o **leptones**.
- A orden más bajo, es un **potencial central atractivo**

- Es aproximadamente central, aunque tiene una parte no central, como cuando vimos el momento cuadrupolar.
- Depende fuertemente del espin (lo vimos con las dispersiones). Nos dan resultados completamente diferentes si los espines eran paralelos o antiparalelos.
- Tiene simetría de "carga", y es casi independiente de la "carga". A la interacción le es igual si estamos tratando con un protón o un neutron: las interacciones pp y nn son iguales (y las diferencias con la interacción pn no se pueden explicar con la interacción electromagnética).
- Se observan propiedades de **interacción de intercambio** (interacción a través de una partícula, que trasmite información, y produce cambios en la partícula que la recibe, como un fotón). ¿De donde se obtiene este dato? Del tipo de choques np. Si son dos protones o neutrones no podríamos diferenciar una colisión suave de una colisión directa. A energías altas la probabilidad entre ambas colisiones es igual, lo cual contradice el experimento de Rutherford y la intuición geométrica de la colisión. Esto se puede explicar con una partícula de intercambio que trasnfiera la carga de un protón a un neutrón, y haga que, desde nuestro punto de vista, la colision vaya hacia atrás.

2.1.5. Potencial de Yukawa

Hideiki Yukawa prpone un potencial de intercambio para describir las características observadas de la interacción de nucleones. La versión más sencilla de un potnencial esférico con una partícula de intercambio de masa m tendría rango de $R \approx \hbar/mc$ y sería:

$$V(r) = g\frac{e^{-r/R}}{r} \tag{2.1.5}$$

Con los datos experiemntales predijo que esta partícula tendría una masa 200 veces mayor que la del electrón, y la llamo mesón. Tendría espín cero y tres versiones de carga (+,-,0).

Este ponteicla corresponde a la parte central, si se incluyen todas las características experimentales, tenemos una versión algo más complejas. También se define un core "core" para describir la parte repulsiva:

$$V(\mathbf{r}) = \frac{g^2(m_\pi c^2)^3}{3(Mc^2)^2\hbar^2}\left[\underbrace{\mathbf{s}_1\cdot\mathbf{s}_2}_{\text{Dependencia espin}} + S_{12}\left(1+\frac{3}{R}\right)+\frac{3R^2}{r^2}\right]\frac{e^{-r/R}}{r/R} \quad r \geq R_{\text{core}} \tag{2.1.6}$$

Intercambio de piones. En realidad el mecanismo de Yukawa no es una interacción fundamental sino que se puede describir como un efecto resitudla de la interacción los quarks de los nucleones.

3

Propiedades de los núcleos

En un sismtea cuántico complejo con varios componentes. Es la parte más pesada de un átomo aunque sólo ocupa una pequeña fracción de su volumen. Esta formado por A nucleones (Z protones y N neutrones).

$$(A, Z) \equiv^A X \equiv^A_Z X \equiv^A_Z X_N \tag{3.0.1}$$

Con

- **Isótopos:**
- **Isóstanos:**
- **Isocoros:**

La masa de un sistema compuesto es la suma de las masas de los componentes menos la energía que los mantiene unidos, la llamada **energía de ligadura**. En general, si el núcleo es estable, no existe ninguna combinación de sus componentes por separado que tenga una masa menor (si ese fuese el caso, el núcleo se desintegraría en esa combinación).

$$M(^AX) = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - B_N \tag{3.0.2}$$

En la mayor parte de los casos, y de ls tablas, la masa medida corresponde al a masa atómica:

$$M(^AX) = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - B_N + Zm_e - \sum_i^Z B_i \tag{3.0.3}$$

donde:

- B_i energía de ligadura del electrón i.
- B_N energía de ligadura.

A menudo, podremos aproximar, teniendo en cuenta ñps valores típicos de cada componente.

Una forma habitual de expresar la masa atómica es el llamado **defecto de masa** Δ:

$$\Delta = (M(Z, A) - A \cdot u) \tag{3.0.4}$$

donde $u = 931{,}49$ MeV/c^2 es la **unidad de masa atómica**. Se define como la doceava parte de la masa de un átomo de carbono 12.

La energía de separación es la cantidad de energía que se necesita (o se obtiene) para separar un neutrón o protón de un núcleo.