Introdução à Física de Partículas

Prof. Wagner Carvalho
DFNAE / IF / UERJ

wpc@uerj.br
Sala 3030A

2019/1

Programa

I. Conceitos básicos

II. Detectores e aceleradores de partículas

III. Princípios de invariância e leis de conservação

IV. Interações eletromagnéticas

V. Interações fracas

VI. Interações fortes

Cronograma

	Fev	Mar				Abr				
Ter	26	5	12	19	26	2	9	16	23	30
Qui	28	7	14	21	28	4	11	18	25	2

	Mai					Jun				Jul
Ter	30	7	14	21	28	4	11	18	25	2 Prova
Qui	2	9	16	23	30	6	13	20	27	4

- Conceitos Básicos
- Detectores e Aceleradores
- Princípios de Invariância e Leis de Conservação
- Interações Eletromagnéticas
- Interações Fracas
- Interações Fortes

Bibliografia de Apoio

Disponíveis na biblioteca da Física (CTC/D):

- **Aitchison, Ian J. R.**, *Gauge theories in particle physics, volume 1 : a practical introduction: From relativistic quantum mechanics to QED* **(2013)**. Exemplares: 1.
- **Aitchison, Ian J. R.**, *Gauge theories in particle physics, volume 2 : a practical introduction: From relativistic quantum mechanics to QED* **(2013)**. Exemplares: 2.

- **Griffiths, David J.**, *Introduction to elementary particles* **(2008)**. Exemplares: 2.
- **Griffiths, David J.**, *Introduction to elementary particles* **(1987)**. Exemplares: 2.

- **Perkins, Donald H.**, *Introduction to High Energy Physics* **(2000)**. Exemplares: 1.
- **Perkins, Donald H.**, *Introduction to High Energy Physics* **(1987)**. Exemplares: 3.

III – Princípios de invariância e leis de conservação

- Um conceito extremamente importante na Física é o da simetria ou invariância de uma equação que descreve um sistema físico sob uma operação ou transformação, por exemplo, uma translação ou rotação no espaço.

- A uma simetria está associada uma lei de conservação.

- Esta interrelação entre simetria e lei de conservação é de fundamental importância na física de partículas.

- Transformações podem ser contínuas (ex.: rotação) ou discretas (ex.: conjugação de carga).

- As leis de conservação associadas são aditivas ou multiplicativas, respectivamente.

Translação e rotação

- Em um sistema físico isolado, livre de forças externas, a energia deve ser constante sob uma operação de translação do sistema no espaço.
- O momento linear também é uma constante, já que sua taxa de mudança, a força, é nula.
- À invariância de translação do sistema está associada a conservação do momento linear.
- De forma similar, à invariância de rotação do sistema está associada a conservação do momento angular.

Operador Translação

- Efeito de uma translação infinitesimal *δr* no espaço sobre a função de onda *ψ(r)*.

$$\psi' = \psi(r+\delta r) = \psi(r)+\delta r\frac{\partial\psi(r)}{\partial r} = D\psi$$

$$D = 1+\delta r\frac{\partial}{\partial r}$$

$$D = 1+\frac{i\,p\,\delta r}{\hbar}$$

- ***D*** é um operador de translação infinitesimal e ***p = -iħ∂/∂r*** é o operador momento linear.

- Uma translação finita Δ*r* pode ser obtida a partir de uma sucessão de *n* passos (Δ*r* = *nδr*), tomando-se o limite em que $n \rightarrow \infty$:

$$D = \lim_{n\to\infty}\left(1+\frac{i\,p\,\Delta r}{n\hbar}\right)^n = e^{i\,p\,\Delta r/\hbar}$$

Operador Rotação

- De forma similar, o gerador de uma rotação infinitesimal $\delta\phi$ ao redor de um eixo pode ser escrito como:

$$R = 1 + \delta\phi \frac{\partial}{\partial \phi}$$

que pode ser reescrito em termos do operador $\boldsymbol{J_z}$ para a componente do momento angular

$$J_z = -i\hbar\left(x\frac{\partial}{\partial y} - y\frac{\partial}{\partial x}\right) = -i\hbar\frac{\partial}{\partial \phi}$$

como:

$$R = 1 + \frac{i J_z \delta\phi}{\hbar}$$

- Uma rotação finita $\Delta\phi$ pode ser obtida a partir da repetição de rotações infinitesimais no limite em que $n \to \infty$:

$$R = \lim_{n\to\infty}\left(1 + \frac{i J_z \Delta\phi}{n\hbar}\right)^n = e^{i J_z \Delta\phi/\hbar}$$

Operadores Translação e Rotação: unitaridade

- Os operadores ***D*** e ***R*** são operadores unitários:

$$
\begin{aligned}
D* &= D^{-1} \\
R* &= R^{-1}
\end{aligned}
$$

Com a propriedade

$$
\begin{aligned}
D*D &= D^{-1}D = 1 \\
R*R &= R^{-1}R = 1
\end{aligned}
$$

preservando a norma do estado do sistema.

Operação Paridade

- A operação de inversão das coordenadas espaciais *(x,y,z → -x,-y,-z)* é um exemplo de transformação discreta.

- Define-se o operador paridade ***P*** como sendo o operador que produz tal transformação:

$$P\,\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r})$$

- O operador ***P*** é unitário, pois $P[P\psi(r)] = P^2\psi(r) = \psi(r)$, logo $P^2 = 1$.

- Um estado quântico pode ou não ter uma paridade definida. Por exemplo:

$$\begin{array}{l} I.\quad \psi(x) = \cos(x),\quad P\,\psi = \cos(-x) = \cos(x) = +\psi;\quad P = +1\ (\psi\ par) \\ II.\quad \psi(x) = \sin(x),\quad P\,\psi = \sin(-x) = -\sin(x) = -\psi;\quad P = -1\ (\psi\ \acute{\imath}mpar) \\ III.\quad \psi(x) = \cos(x)+\sin(x),\quad P\,\psi = \cos(x)-\sin(x);\quad P \neq \pm 1\ (paridade\ \ indefinida) \end{array}$$

- O operador ***P*** adimite os autovalores ***P* = *+1*** e ***P* = *-1*** de paridade par e ímpar, respectivamente.

III – Princípios de invariância e leis de conservação

Paridade: potencial esfericamente simétrico

- Em um potencial esfericamente simétrico, *V(-**r**)* = *V(**r**)*.

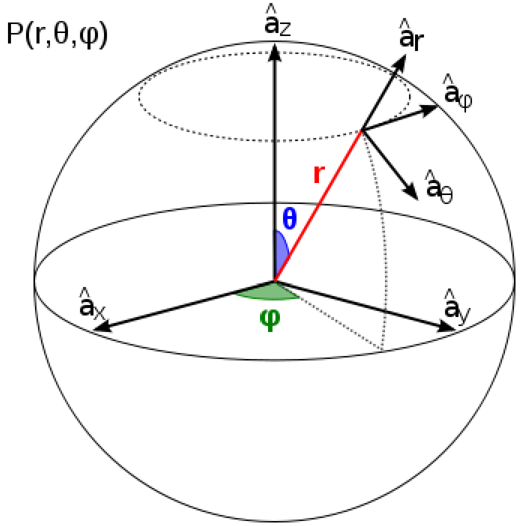
- Um exemplo é o átomo de hidrogênio, cujas funções de onda podem ser descritas pelo produto de uma componente radial e uma angular, esta última na forma de harmônicos esféricos:

$$\psi(r,\theta,\phi) = \chi(r) Y_l^m(\theta,\phi)$$

$$\psi(r,\theta,\phi) = \chi(r)\sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!}}\; P_l^m(\cos\theta) e^{im\phi}$$

- A inversão espacial ***r*** → -***r*** é equivalente à:

$$\theta \rightarrow \pi-\theta \quad , \quad \phi \rightarrow \pi+\phi$$



o que resulta em:

$$e^{im\phi} \rightarrow e^{im(\pi+\phi)} = (-1)^m e^{im\phi}$$

$$P_l^m(\cos\theta) \rightarrow P_l^m(\cos(\pi-\theta)) = (-1)^{l+m} P_l^m(\cos\theta)$$

Paridade: potencial esfericamente simétrico

- Com as relações anteriores, obtém-se:

$$Y_l^m(\theta,\phi) \rightarrow Y_l^m(\pi-\theta,\pi+\phi) = (-1)^l \; Y_l^m(\theta,\phi)$$

- Portanto, os esféricos harmônicos têm paridade $(-1)^\ell$. Ou seja, os estados atômicos s, d, g, ... são estados com paridade par, enquanto os estados p, f, h, … têm paridade ímpar.

- Transições de dipolo elétrico entre os estados são caracterizadas pela regra de seleção $\Delta\ell = \pm 1$.

- Como consequência, a paridade do átomo muda quando ocorre esta transição e a paridade do fóton deve ser -1, de tal forma que a paridade do sistema átomo + fóton seja conservada.

- O resultado anterior é consequência do fato de a paridade ser um número quântico multiplicativo. A paridade de um sistema é o produto das paridades das partes (*a*, *b*, ...):

$$\psi = \phi_a \phi_b \ldots$$

III – Princípios de invariância e leis de conservação

Paridade intrínseca

- Constata-se que a paridade é conservada nos processos governados pelas interações eletromagnética e forte, como por exemplo a reação:

$$p + p \rightarrow \pi^{+} + p + n$$

- É, portanto, necessário assegurar que a paridade do estado final seja idêntica à do estado inicial, atribuindo-se uma paridade intrínseca ao píon.

- Por convenção, atribui-se o mesmo valor de paridade para o próton e o nêutron:

$$P_n = P_p = +1$$

- A paridade dos píons carregados foi deduzida através da análise do processo de captura de píons lentos por núcleos de deutério:

$$\pi^{-} + d \rightarrow n + n$$

Paridade intrínseca

- Esse processo de captura ocorre em um estado S ($L=0$) de momento angular do píon em relação ao núcleo de deutério.

- Sendo o spin do deutério e do píon já conhecidos, a saber, $S_d=1$ e $S_\pi=0$, deduz-se o momento angular total do estado inicial, $J=1$, que deve se conservar no estado final.

- O momento angular total do sistema de dois nêutrons no estado final é obtido pela relação:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

onde ***L*** e ***S*** são o momento angular orbital e o spin do sistema de dois nêutrons.

- A função de onda (não-relativística) dos nêutrons pode ser escrita como o produto de duas funções, uma espacial ϕ e outra de spin χ:

$$\psi = \phi(\vec{x})\chi(S)$$

Esta função deve ser necessariamente antissimétrica, por se tratarem de férmions idênticos.

Paridade intrínseca

- O número quântico total de spin do estado final pode ter os valores $S = 0$ ou 1.

- A função de spin, χ, é completamente caracterizada pelos números quânticos S e S_z. Usando os símbolos ↑ e ↓ para denotar os valores +½ e -½ da projeção em z do spin dos nêutrons, podemos escrever:

$$\chi(1,+1) = \uparrow\uparrow$$
$$\chi(1,\ 0) = 1/\sqrt{2}(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)$$
$$\chi(1,-1) = \downarrow\downarrow$$

$$\chi(0,\ 0) = 1/\sqrt{2}(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)$$

- Estas funções têm simetria por troca de partículas bem definidas, sendo as três primeiras simétricas, um tripleto de spin, e a última antisimétrica, um singleto de spin. Portanto, a simetria de spin é dada pelo fator $(-1)^{S+1}$.

Paridade intrínseca

- Já a simetria da componente espacial, ϕ, da função de onda é dada pelo fator $(-1)^L$, visto anteriormente.

- Assim, a simetria da função de onda total ψ é dada por $(-1)^{L+S+1}$. Lembrando que se trata de um sistema de férmions idênticos, a função de onda total deve ser antisimétrica e $L+S$ deve, consequentemente, ser par.

- Voltando ao momento angular total do sistema, seu valor $J=1$ admite as possibilidades contidas na tabela abaixo para L e S:

J	L	S	L+S
1	0	1	1
1	1	0	1
1	1	1	2
1	2	1	3

- Como se vê, de todas essas possibilidades, apenas $L=S=1$ satisfaz a condição $L+S$=par.

Paridade intrínseca

- Portanto, os dois nêutrons encontram-se em um estado $^3P_1$ com paridade $(-1)^L=-1$.

- Como tanto o deutério quanto o nêutron têm paridade +1, a condição para que haja conservação da paridade na reação é que a paridade intrínseca do píon carregado seja:

$$\boxed{P_{\pi^\pm} = -1}$$

- A paridade do píon neutro pode ser obtida a partir da análise do decaimento

$$\pi^0 \rightarrow 2\,\gamma$$
$$\pi^0 \rightarrow (e^+ + e^-) + (e^+ + e^-)$$

obtendo-se o resultado:

$$P_{\pi^0} = -1$$

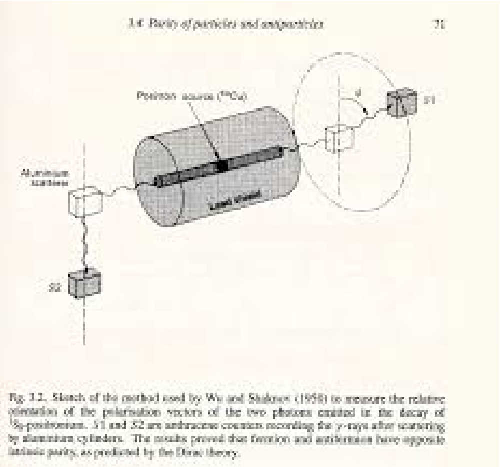
Paridade partícula-antipartícula (férmions)

- Enquanto a paridade intrínseca de um férmion é atribuída por convenção, o mesmo não se dá com a paridade relativa de um férmion e seu antiférmion correspondente.

- Uma consequência da teoria de Dirac para férmions é que partículas e antipartículas tenham paridade oposta.

- Esta previsão foi verificada experimentalmente (Wu e Shaknov, 1950) analisando o decaimento do sistema chamado positrônio, um estado ligado de um elétron e um pósitron:

$$e^+ + e^- \left({}^1S_0\right) \rightarrow 2\gamma$$



- A análise do ângulo relativo de polarização dos dois fótons permite determinar a paridade do estado final e, consequentemente, a paridade do sistema elétron-pósitron.

$$P_{e^+ + e^-} = -1$$

Paridade partícula-antipartícula (bósons)

- Bósons e antibósons têm a mesma paridade.

- Logo, um sistema $\pi^+\pi^-$ em um estado de momento angular L terá paridade:

$$P_{\pi^+ + \pi^-} = (-1)^L$$

Spin-Paridade de uma partícula

- A combinação dos números quânticos spin-paridade de uma partícula determina suas propriedades de transformação sob estas operações e permite classificá-las.

- Usa-se a representação J^P para caracterizá-las, conforme a tabela abaixo.

J^P	Classificação
0^+	escalar
0^-	pseudo-escalar
1^-	vetorial
1^+	axial-vetorial

III – Princípios de invariância e leis de conservação

Conjugação de carga

- Operação que reverte o sinal da carga e do momento magnético de uma partícula.
- As interações eletromagnética e forte são invariantes por conjugação de carga.
- Na mecânica quântica relativística, a conjugação de carga implica na troca da partícula pela sua antipartícula, por exemplo, $e^- \rightarrow e^+$. Para bárions e léptons, isto implica em uma reversão do número bariônico ou leptônico.
- Nas interações fortes, por exemplo, comparações entre as taxas de produção de mésons positivos e negativos em reações como

$$
\begin{aligned}
p + \bar{p} &\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \ldots \\
&\rightarrow K^+ + K^- + \ldots
\end{aligned}
$$

estabelecem limites bem restritivos para qualquer violação desta simetria.

Conjugação de carga

- Somente os bósons neutros que são suas próprias antipartículas podem ser autoestados do operador conjugação de carga ***C***, como ilustrado abaixo para o píon neutro:

$$C|\pi^0\rangle = \eta|\pi^0\rangle$$

- Bósons carregados não são autoestados do operador ***C***, pois uma partícula é claramente transformada em outra diferente:

$$C|\pi^+\rangle \to |\pi^-\rangle \neq \pm|\pi^+\rangle$$

- No exemplo de bósons neutros, o operador ***C*** tem autoestados bem definidos. Seus valores podem ser obtidos repetindo a operação conjugação de carga sobre o estado obtido após a primeira ação do operador, já que o resultado de duas operações sucessivas de ***C*** deve fornecer a partícula original:

$$C^2|\pi^0\rangle = \eta^2|\pi^0\rangle = |\pi^0\rangle$$

ou seja, os autoestados possíveis de ***C*** são $\eta=\pm1$.

Conjugação de carga

- A determinação do sinal do autoestado de paridade de carga do píon neutro pode ser feita analisando-se seu modo dominante de decaimento em dois fótons:

$$\pi^0 \to 2\gamma$$

- A partir das equações do eletromagnetismo, pode-se mostrar que *C* = -1 para o fóton. Como o número quântico associado à conjugação de carga é multiplicativo, então um sistema de n fótons terá $C = (-1)^n$:

$$C|n\gamma\rangle = (-1)^n|n\gamma\rangle$$

e, portanto, o estado final com dois fótons decorrente do decaimento do π^0 tem *C* = +1:

$$C|\pi^0\rangle = +|\pi^0\rangle$$

Conjugação de carga

- Um teste interessante da invariância sob ***C*** da interação eletromagnética vem da taxa de decaimento do píon neutro em três fótons.

- Como discutido anteriormente, um estado com um número ímpar de fótons tem C = -1. Portanto, o decaimento do π^0 (C = +1) em 3γ deve ser proibido. O limite experimental para a razão entre as taxas de decaimento do píon neutro em três ou dois fótons é:

$$\frac{BR(\pi^0 \to 3\gamma)}{BR(\pi^0 \to 2\gamma)} < 3 \times 10^{-8}$$

- Ao contrário dos bósons, estados contendo férmions que sejam autoestados da operação de conjugação de carga, só podem ser construídos quando envolvendo pares férmion-antiférmion ($f\bar{f}$):

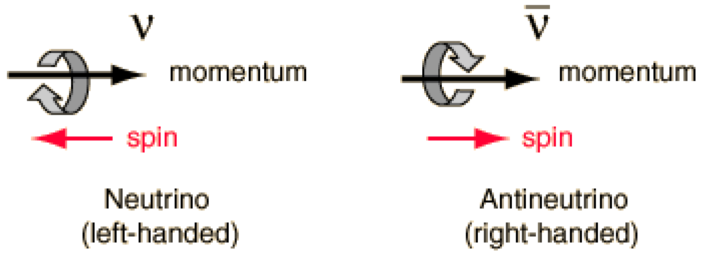
$$C|f\psi_1, \bar{f}\psi_2\rangle = |f\psi_2, \bar{f}\psi_1\rangle = \pm|f\psi_1, \bar{f}\psi_2\rangle$$

- O mesmo é verdadeiro para bósons que não são suas antipartículas, como os $\pi^{\pm}$.

III – Princípios de invariância e leis de conservação

Conjugação de carga e paridade

- Diferentemente do que ocorre nas interações forte e eletromagnética, a invariância sob a operação de conjugação de carga, assim como sob a operação de paridade, é quebrada na interação fraca.
- O neutrino é uma partícula em que a quebra dessas simetrias fica evidenciada.
- Neutrinos são partículas de spin ½. A correlação entre o momento e o spin, propriedade denominada helicidade, no neutrino é total, só havendo na Natureza neutrinos em que estes dois vetores são antiparalelos (neutrinos de mão esquerda). Diz-se que a helicidade é negativa.
- Já os antineutrinos só ocorrem com helicidade positiva.



Conjugação de carga e paridade

- Sob a operação de conjugação de carga, um neutrino de mão esquerda se transforma em um antineutrino de mão esquerda, que não existe na Natureza.

- Efeito idêntico ocorre sob a ação do operador paridade.

- Entretanto, a ação conjunta dos operadores ***C*** e ***P***, isto é ***CP***, faz com que um neutrino de mão esquerda se transforme em um antineutrino de mão direita:

$$CP|\nu_L\rangle = |\bar{\nu}_R\rangle$$

- Ou seja, embora a interação fraca não seja invariante por ***C*** e ***P*** separadamente, ela é invariante sob a operação conjunta ***CP***.

- No entanto, esta simetria CP também não é perfeita, sendo violada a um nível baixo.

Conservação de carga e invariância de calibre (*gauge*)

- A conservação da carga elétrica é bem estabelecida experimentalmente e assume-se ser essa uma lei de conservação exata.

- Também a neutralidade elétrica da matéria é constatada experimentalmente com grande acurácia. Mesmo um pequeno desbalanço relativo entre cargas negativas (devida aos elétrons) e positiva (devida aos prótons) teria grandes consequências, já que a interação eletromagnética é ordens de grandeza mais intensa do que a interação gravitacional:

$$\frac{F_e}{F_g} \sim \frac{10^{-2}}{10^{-38}} = 10^{36}$$

- A não conservação de carga elétrica pode ser testada em processos subatômicos, como o decaimento do nêutron, procurando-se por um modo de decaimento que viole essa conservação:

$$\frac{n \rightarrow p\, \nu_e\, \bar{\nu}_e}{n \rightarrow p\, e^-\, \bar{\nu}_e} < 9 \times 10^{-24}$$

III – Princípios de invariância e leis de conservação

Conservação de carga e invariância de calibre (*gauge*)

- A conservação de uma quantidade é associada um princípio de invariância. No caso da carga elétrica, trata-se da invariância por transformação de calibre (*gauge invariancei*) do campo eletromagnético.

- A conservação da carga elétrica é uma consequência necessária se a teoria do eletromagnetismo for formulada de tal forma que a escala ou calibre (*gauge*) do potencial possa ser arbitrária.

- A invariância de calibre de uma teoria assegura que os resultados físicos observáveis sejam independentes de uma escolha específica de escala do potencial.

- Voltaremos a esse assunto quando formos discutir a formulação de uma teoria para descrever as interações eletromagnéticas.

III – Princípios de invariância e leis de conservação

Conservação do número bariônico e número leptônico

- Conforme já visto anteriormente, os números bariônico e leptônico são também quantidades que se conservam.

- Similarmente ao que ocorre com a conservação da carga elétrica, se o número bariônico for absolutamente conservado como resultado de uma simetria de calibre, então seria de se esperar a existência de um campo de longo alcance associado ao número bariônico.

- Contudo, não há evidências experimentais para tal campo.

- O mesmo se aplica à conservação do número leptônico.

- Isso enseja a possibilidade de que tais quantidades não sejam absolutamente conservadas.

III – Princípios de invariância e leis de conservação

Conservação do número bariônico e número leptônico

- Abaixo, vemos limites experimentais estabelecidos para o tempo de vida média (τ) de diferentes processos de decaimento, cada um relacionado com a violação de uma das quantidades: *Q*, *B* e *L*.

$$
\begin{aligned}
&Conservação\ de\ carga\,(Q): && \tau\left(n \rightarrow p\,\nu_e\,\bar{\nu}_e\right) > 10^{18}\ \ anos \\
&Conservação\ leptônica\,(L): && \tau\left({}^{76}Ge \rightarrow {}^{76}Se + 0\,\nu + e^{-} + e^{-}\right) > 10^{26}\ \ anos \\
&Conservação\ bariônica\,(B): && \tau\left(p \rightarrow e^{+}\pi^{0}\right) > 10^{33}\ \ anos
\end{aligned}
$$

- Há bons argumentos para postular a não conservação do número bariônico, a principal sendo a assimetria bárion-antibárion observada no Universo.

- Assumindo-se o cenário de um Big-Bang, com número bariônico líquido inicial nulo, interações que violem a conservação desta quantidade teriam que ter ocorrido em algum momento da evolução do Universo.

III – Princípios de invariância e leis de conservação

Invariância CPT

- Antes de fazer uma breve discussão sobre violação da simetria CP, vamos considerar uma simetria mais geral, chamada CPT.

- Segundo o denominado Teorema CPT[1,2,3], todas as interações são invariantes sob operações sucessivas de C, P e T, tomadas em qualquer ordem. Este teorema é derivado dos princípios básicos da Física de invariância de Lorentz e da localidade na interação dos campos.

- Uma das consequências do teorema CPT está relacionada às propriedades de partículas e antipartículas correspondentes: devem ter mesma massa e tempo médio de vida e valores opostos e idênticos em módulo da carga e do momento magnético.

(1) Schwinger, Julian (1951). "The Theory of Quantized Fields I". Physical Review. 82 (6): 914–927.
(2) Lüders, G. (1954). "On the Equivalence of Invariance under Time Reversal and under Particle-Antiparticle Conjugation for Relativistic Field Theories". Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, Matematisk-Fysiske Meddelelser. 28 (5): 1–17.
(3) Pauli, W.; Rosenfelf, L.; Weisskopf, V., eds. (1955). Niels Bohr and the Development of Physics. McGraw-Hill.

III – Princípios de invariância e leis de conservação

Invariância CPT

- Na tabela abaixo, vemos algumas medidas que testam possíveis violações da simetria CPT entre partículas e suas antipartículas.

Table 3.1. *Tests of the CPT theorem*

Measured quantity	Limit or value
$(M_{K^0} - M_{\bar{K}^0})/(M_{K^0} + M_{\bar{K}^0})$	$< 10^{-19}$
$(M_{e^+} - M_{e^-})/(M_{e^+} + M_{e^-})$	$< 4 \times 10^{-8}$
$(M_{\Lambda} - M_{\bar{\Lambda}})/(M_{\bar{\Lambda}} + M_{\Lambda})$	$(-5 \pm 5) \times 10^{-6}$
$(Q_p - Q_{\bar{p}})/e$	$< 2 \times 10^{-5}$
$\left(\frac{Q_p}{M_p} - \frac{Q_{\bar{p}}}{M_{\bar{p}}}\right) \Big/ \left(\frac{Q_p}{M_p} + \frac{Q_{\bar{p}}}{M_{\bar{p}}}\right)$	$(8 \pm 6) \times 10^{-10}$
$(\mu_{e^+} - \mu_{e^-})/(\mu_{e^+} + \mu_{e^-})$	$-(3 \pm 5) \times 10^{-13}$
$(\tau_{\mu^+} - \tau_{\mu^-})/(\tau_{\mu^+} + \tau_{\mu^-})$	$< 10^{-4}$

- Estas consequências relacionadas às propriedades de partículas e antipartículas surgiriam da simetria C, somente, caso esta fosse universal. Entretanto, como as interações fracas violam as simetrias C e CP, tais previsões devem se basear na simetria mais geral CPT.

- Como consequência do Teorema CPT, à violação da simetria CP corresponde necessariamente uma violação da simetria T.

Violação da simetria CP

- Embora já se soubesse que as interações fracas violam as simetrias C e P, até o ano de 1964, acreditava-se que a simetria conjunta CP era conservada nestas interações.

- Naquele ano, porém, descobriu-se que káons neutros, que usualmente decaem 3 píons em um estado CP = -1, podiam também decair em 2 píons em um estado CP = +1, com probabilidade 2×10^{-3}.

$$\tau\left(K_S^0 \rightarrow 2\pi\right) = 0{,}9\times10^{-10}\ s \qquad CP = +1$$
$$\tau\left(K_L^0 \rightarrow 3\pi\right) = 0{,}5\times10^{-7}\ s \qquad CP = -1$$

- Como a violação da simetria CP implica necessariamente uma violação da simetria T, então, a observação de resultados como o anterior levam a tentativas de se medir violações diretas de T.

- Limites obtidos em processos via interação fraca estão no nível de 10^{-3}, enquanto em processos envolvendo a interação forte obtém-se um limite superior 5×10^{-4}.

Isospin

- Em 1932, Heisenberg sugeriu que o nêutron e o próton, poderiam ser tratados como diferentes subestados de carga de uma partícula, o nucleon.

- À semelhança do formalismo usado para descrever o spin do elétron, próton e nêutron seriam subestados com I_3=+1/2 e I_3=-1/2, respectivamente, de um número quântico I=1/2 batizado de isospin.

- Por exemplo, um sistema de dois nucleons pode ser representado como:

$$\begin{aligned}
\chi(1,+1) &= p(1)\,p(2)\\
\chi(1,\ 0) &= 1/\sqrt{2}\ [p(1)\,n(2) + n(1)\,p(2)]\\
\chi(1,-1) &= n(1)\,n(2)
\end{aligned}$$

$$\chi(0,\ 0) = 1/\sqrt{2}\ [p(1)\,n(2) - n(1)\,p(2)]$$

Isospin e grupo SU(2)

- Os três estados com *I* = 1 formam um tripleto de isospin, simétrico sob troca de índices $1 \leftrightarrow 2$. O estado com *I* = 0 é um singleto, simétrico sob a troca $1 \leftrightarrow 2$.

- Na linguagem da teoria de grupos, estes multipletos de isospin são representações do grupo SU(2), um grupo unitário de transformações em um espaço bidimencional.

- O '2' se origina do fato de que a representação fundamental do isospin é um dubleto:

$$p = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad n = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

- O tripleto *I* = 1 forma uma representação '3' do SU(2) enquanto o singleto *I* = 0 forma uma representação '3'. Simbolicamente:

$$2 \otimes 2 = 1 \oplus 3$$

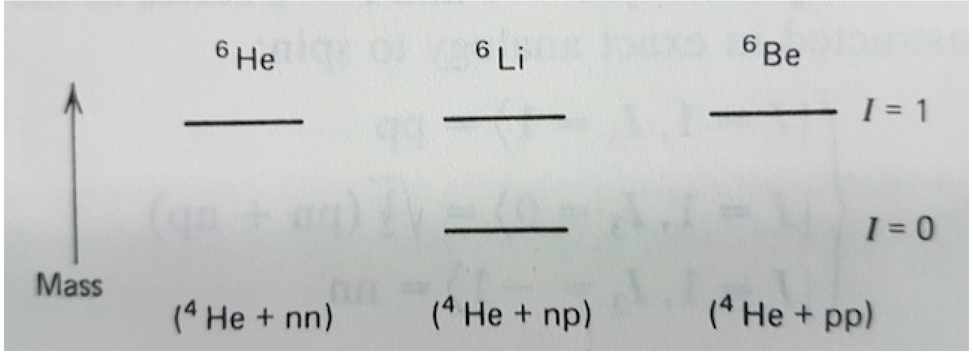
III – Princípios de invariância e leis de conservação

Simetria e conservação de Isospin

- Observa-se que número quântico *I* é conservado nas interações fortes, o que faz do isospin um conceito útil no estudo das reações.

- As evidências iniciais para a conservação de isospin nas interações fortes vieram da simetria e independência de carga das forças nucleares.

- Por exemplo,os núcleos ^{6}He, ^{6}Li e ^{6}Be podem ser considerados como estados nn, np e pp ligados a um núcleo ^{4}He, com *I*=0. Descontados os efeitos Coulombianos devido aos diferentes números de p e n, as massas são como mostradas na figura abaixo:



Simetria de Isospin

- A origem da simetria de isospin está fundamentalmente ligada à similaridade entre os quarks *u* e *d*.

- No contexto do modelo de quarks, próton e nêutron são estados ligados *uud* e *udd*, respectivamente. Portanto, um é obtido do outro pela troca $u \leftrightarrow d$.

- A proximidade em massa do próton e nêutron está, portanto, relacionada à massa quase idêntica dos quarks *u* e *d*.

- A simetria de isospin se manifesta em outros hádrons que diferem apenas pela troca $u \leftrightarrow d$. Por exemplo, os píons:

$$\begin{aligned} \pi^+ &= u\bar{d} & & (I_3 = +1) \\ \pi^0 &= 1/\sqrt{2}\,(d\bar{d} - u\bar{u}) & & (I_3 = 0) \\ \pi^- &= d\bar{u} & & (I_3 = -1) \end{aligned}$$

Isospin

- Voltando ao sistema de dois nucleons:

$$\begin{aligned}
\chi(1,+1) &= p(1)p(2) \\
\chi(1,\ 0) &= 1/\sqrt{2}\ [p(1)n(2) + n(1)p(2)] \\
\chi(1,-1) &= n(1)n(2)
\end{aligned}$$

$$\chi(0,\ 0) = 1/\sqrt{2}\ [p(1)n(2) - n(1)p(2)]$$

- A função de onda total do sistema pode ser escrita como:

$$\psi_{total} = \phi_{espacial}\,\alpha_{spin}\,\chi_{isospin}$$

- O isospin do deutério (^{2}H) pode ser obtido da análise das componentes da função de onda:

  - sabe-se que L=0 ou L=2 (poucos por cento), portanto ϕ é simétrica → $(-1)^L$.

  - sabe-se que S=1, portanto α também é simétrica (tripleto de spin).

  - como ψ deve ser antissimétrica, então χ deve necessariamente ser antissimétrica. Portanto, I=0 e o deutério é um singleto de isospin.

Isospin

- A análise detalhada de reações permite determinar o isospin dos hádrons.
- A conservação de *I* nas interações fortes, permite ainda determinar quais reações ocorrem e quais não ocorrem na Natureza.
- A seguir, um exemplo de aplicação da conservação de isospin em interações fortes com partículas não-idênticas.

Conservação de isospin: espalhamento píon-nucleon

- Considere a reação:

$$\pi N \rightarrow \pi' N'$$

- Como $I_\pi = 1$ e $I_N = ½$, os possíveis valores do isospin total são: $I_{total} = 1/2$ ou $3/2$.

- Há seis processos possíveis:

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \quad (I_3 = +3/2)$$
$$\pi^- n \rightarrow \pi^- n \quad (I_3 = -3/2)$$
$$\pi^- p \rightarrow \pi^- p \quad (I_3 = -1/2)$$
$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n \quad (I_3 = -1/2)$$
$$\pi^+ n \rightarrow \pi^+ n \quad (I_3 = +1/2)$$
$$\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p \quad (I_3 = +1/2)$$

Conservação de isospin: espalhamento píon-nucleon

- Os processos

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \quad (I_3 = +3/2)$$
$$\pi^- n \rightarrow \pi^- n \quad (I_3 = -3/2)$$

diferem apenas no valor de I_3 tendo o mesmo valor de $I = 3/2$. Portanto, terão valores idênticos de seção de choque para energias idênticas dos feixes de píons.

- As demais reações têm $I_3 = \pm 1/2$ e $I = 1/2$ ou $3/2$ e a função de onda que as descreve terá contribuições de ambos os valores de I.

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- p \quad (I_3 = -1/2)$$
$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n \quad (I_3 = -1/2)$$
$$\pi^+ n \rightarrow \pi^+ n \quad (I_3 = +1/2)$$
$$\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p \quad (I_3 = +1/2)$$

Conservação de isospin: espalhamento píon-nucleon

- Os pesos de cada contribuição são dados pelos coeficientes de Clebsch-Gordon.

		$I = \frac{3}{2}$				$I = \frac{1}{2}$	
Pion	Nucleon	$I_3 = \frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
π^+	p	1					
π^+	n		$\sqrt{\frac{1}{3}}$			$\sqrt{\frac{2}{3}}$	
π^0	p		$\sqrt{\frac{2}{3}}$			$-\sqrt{\frac{1}{3}}$	
π^0	n			$\sqrt{\frac{2}{3}}$			$\sqrt{\frac{1}{3}}$
π^-	p			$\sqrt{\frac{1}{3}}$			$-\sqrt{\frac{2}{3}}$
π^-	n				1		

- E a seção de choque relativa dos processos pode ser calculada.

Conservação de isospin: espalhamento píon-nucleon

- Consideremos as reações:

$$
\begin{aligned}
&(a) \quad \pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \quad (\textit{espalhamento elástico} \; - \; I_3 = +3/2) \\
&(b) \quad \pi^- p \rightarrow \pi^- p \quad (\textit{espalhamento elástico} \; - \; I_3 = -1/2) \\
&(c) \quad \pi^- p \rightarrow \pi^0 n \quad (\textit{reação com troca de carga} \; - \; I_3 = -1/2)
\end{aligned}
$$

- Sendo *H* o operador de isospin, a seção de choque é proporcional ao elemento de matriz:

$$\sigma \propto \langle \psi_f | H | \psi_i \rangle^2 = M_{if}^2$$

- Cujos autovalores são H_1 e H_3 para os estados *I* = 1/2 e *I* = 3/2, respectivamente.

- Sejam:

$$M_1 = \langle \psi_f(\frac{1}{2}) | H_1 | \psi_i(\frac{1}{2}) \rangle$$

$$M_3 = \langle \psi_f(\frac{3}{2}) | H_3 | \psi_i(\frac{3}{2}) \rangle$$

Conservação de isospin: espalhamento píon-nucleon

- A reação (a) envolve somente o estado com $I = 3/2$ e $I_3 = +3/2$ e sua seção de choque pode ser escrita como:

$$\sigma_a = K|M_3|^2$$

- Quanto à reação (b) com $I_3 = -1/2$:

$$|\psi_i\rangle = |\psi_f\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}}|\chi(\frac{3}{2},-\frac{1}{2})\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}|\chi(\frac{1}{2},-\frac{1}{2})\rangle$$

e

$$\sigma_b = K|\langle\psi_f|H_1 + H_3|\psi_i\rangle|^2 = K|\frac{1}{3}M_3 + \frac{2}{3}M_1|^2$$