



Física de Partículas

Aula 3

Grupos e Simetrias

Jorge C. Romão

Instituto Superior Técnico, Departamento de Física & CFTP
A. Rovisco Pais 1, 1049-001 Lisboa, Portugal

10 Outubro 2013

Sumário

Simetrias

Momento Angular

Spin 1/2

Adição $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$

Simetrias Internas

Simetrias Discretas

- Simetrias, Grupos e Leis de Conservação
- Momento Angular
- Spin 1/2
- Adição de momentos angulares
- Simetrias Internas
- Simetrias Discretas
 - ◆ Paridade
 - ◆ Conjugação de carga
 - ◆ Inversão no tempo
 - ◆ Teorema TCP

Sumário

Simetrias

- Teorema Noether
- Grupos
- Grupos em Física
- Álgebras

Momento Angular

Spin 1/2

Adição $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$

Simetrias Internas

Simetrias Discretas

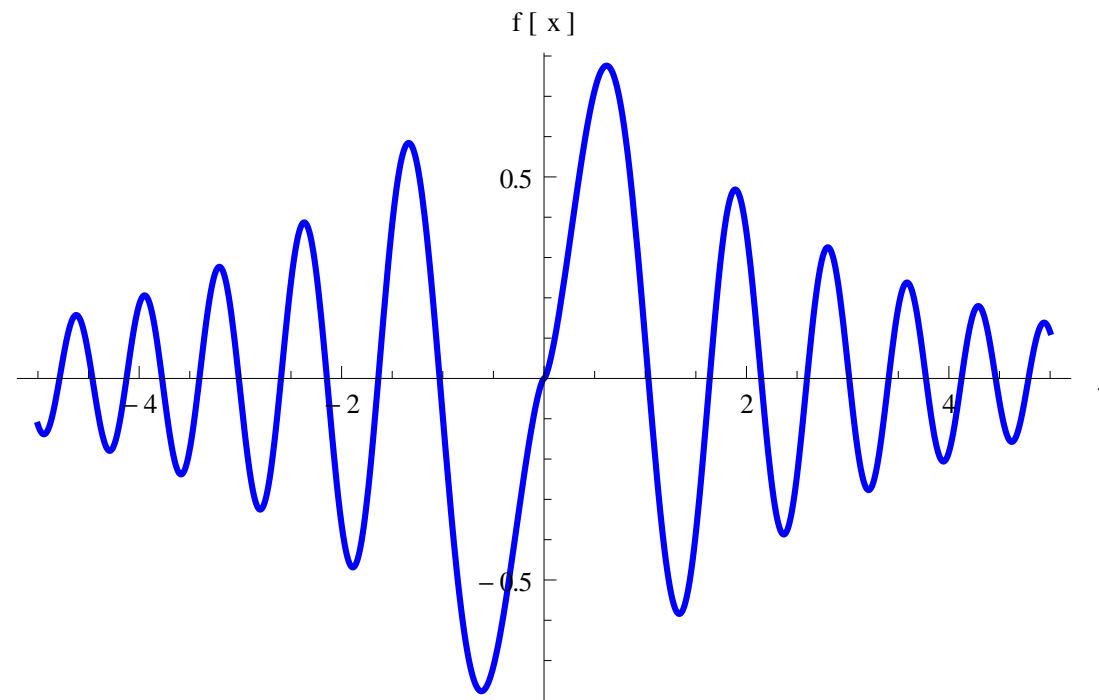


Figure 1: Função ímpar

Trata-se duma função ímpar. Como tal, sem mais, podemos fazer várias afirmações sem efetuar qualquer cálculo,

$$(f(-x))^4 = (f(x))^4, \quad \int_{-3}^3 f(x) dx = 0, \quad \int_{-5}^5 [f(x)]^2 dx = 2 \int_0^5 [f(x)]^2 dx$$

[Sumário](#)

[Simetrias](#)

● [Teorema Noether](#)

● [Grupos](#)

● [Grupos em Física](#)

● [Álgebras](#)

[Momento Angular](#)

[Spin 1/2](#)

[Adição \$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}\$](#)

[Simetrias Internas](#)

[Simetrias Discretas](#)

- A importância das simetrias em relação com as leis de conservação vem do Teorema de Noether.
- O teorema diz que para cada simetria contínua há uma lei de conservação.
- Os exemplos mais importantes estão na Tabela 1.

Simetria	Lei de conservação
Translação no tempo	Energia
Translação no espaço	Momento linear
Rotação	Momento angular
Simetria de gauge	Carga

Table 1: Teorema de Noether: Simetrias e leis de conservação

- Até agora falámos de simetrias duma maneira intuitiva e não muito precisa.
- Mais rigorosamente uma simetria é uma operação que deixa um sistema invariante.

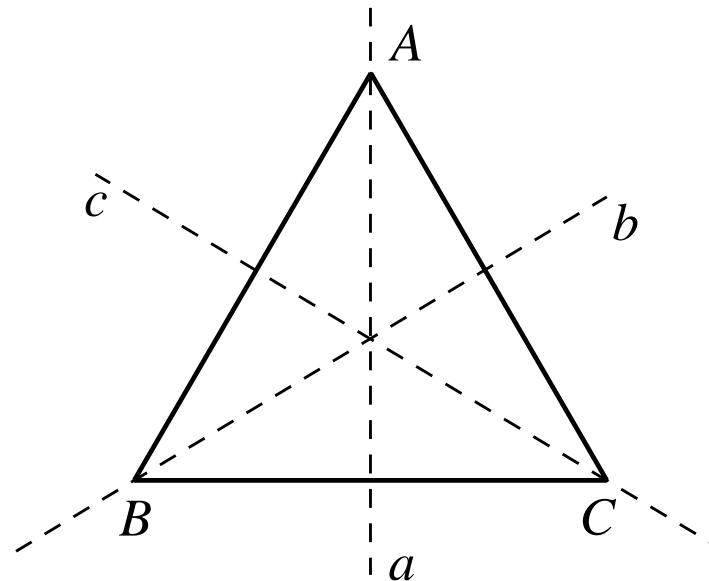


Figure 2: Simetrias do triângulo equilátero.

- As simetrias são as reflexões em torno dos eixos a , b e c , e as rotações de 120° no sentido dos ponteiros dos relógios e no sentido contrário. Designamos essas operações por R_a , R_b , R_c , R_+ e R_- , respetivamente. Há ainda a operação de não fazer nada que designamos por identidade I .

- Estas seis operações são todas as operações de simetria do triângulo equilátero e forma aquilo a que os matemáticos chamam um grupo.
- Um conjunto de operações forma um grupo se tiver as seguintes propriedades:
 1. Se dois elementos R_i e R_j estão no conjunto, então a aplicação sucessiva $R_j R_i$ também pertence ao conjunto. (*Fecho*)
 2. Existe um elemento designado por identidade tal que $IR_i = R_i I = R_i$ para todos os elementos do conjunto
 3. Para cada elemento do conjunto, R_i , existe um inverso, designado por R_i^{-1} tal que $R_i R_i^{-1} = R_i^{-1} R_i = I$.
 4. A propriedade de associatividade é verificada, isto é, $R_i(R_j R_k) = (R_i R_j)R_k$.
- Em geral $R_i R_j \neq R_j R_i$. Se $R_i R_j = R_j R_i$ para todos os elementos do grupo o grupo designa-se por abeliano. Caso contrário por não-abeliano. Veremos que ambos são importantes na descrição das simetrias das interações fundamentais.

[Sumário](#)

[Simetrias](#)

• Teorema Noether

• Grupos

• Grupos em Física

• Álgebras

[Momento Angular](#)

[Spin 1/2](#)

[Adição \$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}\$](#)

[Simetrias Internas](#)

[Simetrias Discretas](#)

- É fácil de ver que o conjunto de simetrias do triângulo equilátero, $I, R_+, R_-, R_a, R_b, R_c$ forma um grupo.
- Tabela de multiplicação do grupo de simetrias do triângulo equilátero

	I	R_+	R_-	R_a	R_b	R_c
I	I	R_+	R_-	R_a	R_b	R_c
R_+	R_+	R_-	I	R_b	R_c	R_a
R_-	R_-	I	R_+	R_c	R_a	R_b
R_a	R_a	R_c	R_b	I	R_-	R_+
R_b	R_b	R_a	R_c	R_+	I	R_-
R_c	R_c	R_b	R_a	R_-	R_+	I

- Notar que se trata dum grupo não abeliano pois, por exemplo,

$$R_a R_b \neq R_b R_a$$

[Sumário](#)

[Simetrias](#)

- Teorema Noether
- Grupos
- Grupos em Física
- Álgebras

[Momento Angular](#)

[Spin 1/2](#)

[Adição \$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}\$](#)

[Simetrias Internas](#)

[Simetrias Discretas](#)

Os grupos mais importantes em física são os grupos de matrizes

1. $\mathbf{U}(n)$

Grupo das matrizes unitárias $n \times n$, isto é $\mathbf{U}^{-1} = (\mathbf{U}^T)^* = \mathbf{U}^\dagger$.

2. $\mathbf{SU}(n)$

São os subgrupos dos grupos unitários com $\det \mathbf{U} = 1$. Os exemplos mais importantes são $\mathbf{SU}(2)$ e $\mathbf{SU}(3)$.

3. $\mathbf{O}(n)$

Grupo das matrizes ortogonais $n \times n$, isto é $\mathbf{O}^{-1} = \mathbf{O}^T$. O grupo de Lorentz, é um grupo de *rotações* num espaço pseudo-euclidiano e designa-se por $\mathbf{O}(3, 1)$ onde 3, 1 diz respeito aos sinais da métrica pseudo-euclidiana.

4. $\mathbf{SO}(n)$

Subgrupo de $\mathbf{O}(n)$ com $\det \mathbf{O} = 1$. O exemplo mais importante é o grupo das rotações $\mathbf{SO}(3)$.

Sumário

Simetrias

- Teorema Noether
- Grupos
- Grupos em Física
- Álgebras

Momento Angular

Spin 1/2

Adição $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$

Simetrias Internas

Simetrias Discretas

- Para grupos de simetrias contínuos têm particular importância as transformações infinitesimais. Estas são expressas em termos dos geradores da álgebra do grupo.
- A álgebra é definida pelas relações de comutação dos geradores. Em mecânica quântica estes geradores correspondem a operadores como por exemplo, o momento angular e o spin, para dar dois exemplos importantes.
- Assim os geradores da álgebra do grupo das rotações $\mathbf{SO}(3)$, são os operadores do momento angular, com a álgebra,

$$[L_i, L_j] = i \epsilon_{ijk} L_k$$

- O mesmo se passa para o spin, a que correspondem as matrizes de Pauli, com a álgebra do grupo $\mathbf{SU}(2)$,

$$\left[\frac{\sigma_i}{2}, \frac{\sigma_j}{2} \right] = i \epsilon_{ijk} \frac{\sigma_k}{2}$$

- Vemos assim que as álgebras de $\mathbf{SO}(3)$ e $\mathbf{SU}(2)$ são idênticas e portanto estudando uma estudamos a outra. Em física é usual ser pouco cuidadoso e confundir a álgebra com o grupo e vice-versa.

- Como vimos a conservação de momento angular está relacionada com a simetria para rotações.
- Em física clássica não há qualquer restrição à medição simultânea de todas as componentes de $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ e os valores possíveis são contínuos.
- Em mecânica quântica, usando a relação fundamental,

$$[x_i, p_j] = i \hbar \delta_{ij} \Rightarrow [L_i, L_j] = i \epsilon_{ijk} L_k$$

e portanto não podemos medir simultaneamente duas componentes de \vec{L} .

- Se definirmos o quadrado do momento angular

$$L^2 \equiv L_x^2 + L_y^2 + L_z^2 ,$$

podemos mostrar que L^2 , L_z , comutam simultaneamente entre si,

$$[L^2, L_z] = 0$$

e portanto podemos medir simultaneamente L^2 e uma das componentes, que tradicionalmente se toma como L_z .

[Sumário](#)

[Simetrias](#)

[Momento Angular](#)

[Spin 1/2](#)

[Adição \$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}\$](#)

[Simetrias Internas](#)

[Simetrias Discretas](#)

- A outra diferença para a mecânica clássica é que os valores são discretos.
- Mais precisamente,

$$L^2 Y_{lm_l}(\theta, \phi) = \hbar^2 l(l+1) Y_{lm_l}(\theta, \phi)$$

$$L_z Y_{lm_l}(\theta, \phi) = \hbar m_l Y_{lm_l}(\theta, \phi) .$$

- Com l, m_l tomando os valores

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad m_l = -l, -l+1, -l+2, \dots, 0, \dots, l-1, l$$

- Notar ainda que

$$\sum_{m_l=-l}^l m_l = 2l + 1$$

- Na Natureza o spin 1/2 é o mais importante. De facto todos os quarks e leptões têm spin 1/2, dizemos que são fermiões.
- Uma partícula com $s = 1/2$ pode ter duas projeções de spin, $m_s = \pm 1/2$. Há várias notações para descrever esta situação, por exemplo $|\uparrow\rangle$ e $|\downarrow\rangle$. A mais conveniente é em termos de vetores colunas com duas componentes,

$$\left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$$

- A importância destes estados resulta do facto de eles serão os estados próprios de S_z . De facto definindo o spin através da relação usual,

$$\vec{S} = \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma}$$

onde σ_i são as matrizes de Pauli, obtemos,

$$S_z \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad S_z \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = -\frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$$

[Sumário](#)[Simetrias](#)[Momento Angular](#)[Spin 1/2](#)[• Rotações](#)[Adição \$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}\$](#) [Simetrias Internas](#)[Simetrias Discretas](#)

- Um estado arbitrário de spin pode portanto ser escrito na forma,

$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \alpha \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} + \beta \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$$

- A condição de normalização é $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$,
- De acordo com as regras básicas da MQ, devemos ter que a probabilidade duma medida de S_z dar $+\hbar/2$ é $|\alpha|^2$ enquanto que a probabilidade de dar $-\hbar/2$ é $|\beta|^2$.

- Sabemos da física elementar que escalares (spin 0) não se transformam numa rotação e que vetores (spin 1) se transformam como as coordenadas no espaço a 3 dimensões.

- A questão que se põe é como se transformam os objetos de spin 1/2, os spinores? A resposta, que não demonstraremos aqui, é

$$\begin{bmatrix} \alpha' \\ \beta' \end{bmatrix} = \mathbf{U}(\vec{\theta}) \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} \quad \text{onde} \quad \mathbf{U}(\vec{\theta}) = e^{-\frac{i}{2}\vec{\theta}\cdot\vec{\sigma}}$$

- O vetor $\vec{\theta}$ aponta na direção do eixo de rotação e o seu módulo é o ângulo de rotação. $\mathbf{U}(\vec{\theta})$ é uma matriz unitária de determinante 1, pelo que o conjunto de todas as rotações forma o grupo $\mathbf{SU}(2)$.
- Dizemos que os spinores estão na representação a duas dimensões do grupo, enquanto que os escalares na representação uni-dimensional e os vetores na representação a três dimensões. Os diferentes spins correspondem a representações do grupo $\mathbf{SU}(2)$ ou $\mathbf{SO}(3)$ que, como vimos têm a mesma álgebra.

[Sumário](#)[Simetrias](#)[Momento Angular](#)[Spin 1/2](#)[Adição \$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}\$](#) [Simetrias Internas](#)[Simetrias Discretas](#)

- Vimos numa aula anterior que o estado do eletrão pode ser descrito por dois momentos angulares, \vec{L} (momento angular orbital) e \vec{S} (spin). Em muitas aplicações é importante definir o chamado *momento angular total*,

$$\vec{J} \equiv \vec{L} + \vec{S}, \quad [\vec{L}, \vec{S}] = 0$$

- Que \vec{J} é um momento angular é fácil de ver pois obedece à álgebra usual

$$[J_x, J_y] = i\hbar J_z, \quad [J_y, J_z] = i\hbar J_x, \quad [J_z, J_x] = i\hbar J_y$$

como facilmente se mostra usando as definições anteriores.

- Quais os valores possíveis para \vec{J} ? Está fora do âmbito deste curso introdutório fazer uma apresentação completa da teoria do momento angular. Os resultados são no entanto simples de apresentar e serão relevantes para a compreensão da estrutura dos átomos e moléculas e de muitas questões em física de partículas. Vamos apresentá-los sob a forma de teoremas, sem demonstração:

Teorema 1 *Seja um operador \vec{J} que obedece à álgebra do momento angular. Então os valores próprios de $J^2 = \vec{J} \cdot \vec{J}$ e J_z são*

$$J^2 = j(j + 1)\hbar^2, \quad J_z = m_j \hbar$$

em que j é um inteiro ou semi-inteiro e m_j toma os $(2j + 1)$ valores

$$m_j = -j, -j + 1, \dots, j - 1, j.$$

Teorema 2 *Seja $\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2$ o momento angular correspondente à soma de dois momentos angulares com valores j_1 e j_2 . Então o valor j correspondente a \vec{J} pode tomar os valores*

$$|j_1 - j_2| \leq j \leq j_1 + j_2.$$

Teorema 3 *Seja $\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2$. Então o número de valores possíveis de m_j obedece à relação*

$$\sum_{|j_1 - j_2|}^{j_1 + j_2} (2j + 1) = (2j_1 + 1)(2j_2 + 1).$$

- Na descrição das partículas elementares e das suas interações desempenham um papel muito importante simetrias que atuam num espaço com graus de liberdade internos e por isso ficaram designadas por simetrias internas.
- O melhor exemplo continua a ser o isospin. Ao observar que as massas do próton e neutrão eram quase iguais, Heisenberg propôs que eles seriam dois estados duma entidade designada por nucleão e que a diferença de massa seria resultado do facto duma ter carga e a outra não, portanto devida às interações eletromagnéticas. Tal como para o spin escrevíamos o nucleão,

$$N = \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} \quad \text{com} \quad p = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad n = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$$

- Por analogia com o spin, introduzimos o isospin (não tem dimensões)

$$\vec{I} = \frac{1}{2} \vec{\sigma}$$

e portanto o próton tem isospin $+1/2$ enquanto que o neutrão tem $-1/2$.

[Sumário](#)

[Simetrias](#)

[Momento Angular](#)

[Spin 1/2](#)

[Adição \$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}\$](#)

[Simetrias Internas](#)

[Simetrias Discretas](#)

- Até aqui isto é apenas notação. As consequências resultam de dizer que as interações fortes são invariantes para o grupo $\mathbf{SU}(2)$ do isospin. Pelo teorema de Noether resulta que o isospin é conservado nas interações fortes e isso tem consequências experimentais.
- Esta simetria foi passada para os quarks, com os quarks u e d a terem as mesmas propriedades do próton e neutrão respetivamente. A descoberta da estranheza e do quark s levou a aumentar o grupo de simetria de $\mathbf{SU}(2)$ para $\mathbf{SU}(3)$
- Não confundir este $\mathbf{SU}(3)$ com o $\mathbf{SU}(3)_c$ da cor da cromodinâmica quântica. Por vezes designa-se a simetria entre os diferentes tipos de quark como $\mathbf{SU}(3)_f$ de *flavour*, sabor em inglês.
- Na próxima aula verão como estes conceitos foram aplicados na construção do modelo de quarks, o chamado *Eightfold Way*.

- [Sumário](#)
- [Simetrias](#)
- [Momento Angular](#)
- [Spin 1/2](#)
- [Adição \$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}\$](#)
- [Simetrias Internas](#)
- [Simetrias Discretas](#)
- Paridade**
- Conjugação Carga
- CP
- TCP

Até 1957 todos os físicos acreditavam que todas as leis da Natureza eram invariantes para reflexões no espelho, tal como indicado na figura

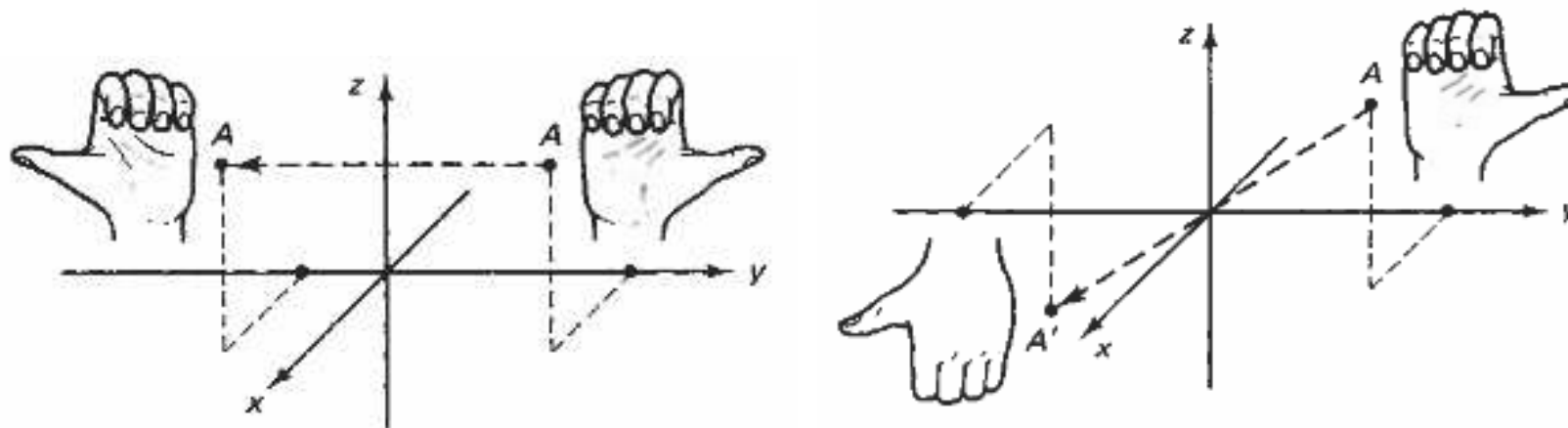


Figure 3: Reflexão no plano xz e inversão $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$

As duas operações diferem somente por uma rotação (de 180° em torno do eixo dos y neste caso) e se a teoria for invariante para rotações, como usualmente (as rotações são parte do grupo de Lorentz da relatividade restrita), não há diferença entre as duas.

- Designamos esta operação por Paridade e o respetivo operador por P . Devemos então ter para vetores,

$$P(\vec{r}) = -\vec{r}, \quad P(\vec{p}) = -\vec{p}, \quad P(\vec{E}) = -\vec{E}, \quad P(\vec{A}) = -\vec{A}$$

isto é os vetores mudam de sinal como as coordenadas.

- No entanto das relações anteriores resulta que

$$P(\vec{L}) = P(\vec{r} \times \vec{p}) = \vec{L}, \quad P(\vec{B}) = P(\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \vec{B}$$

isto é, apesar do nome usual, o momento angular e o campo magnético não são verdadeiros vetores. São designados por pseudo-vetores.

- Não podemos somar vetores com pseudo-vetores. Podemos verificar que, por exemplo a força de Lorentz é um verdadeiro vetor pois

$$P(\vec{F}) = P\left(q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})\right) = -\vec{F}$$

pois \vec{B} é um pseudo-escalar mas o produto externo recupera o carácter vetorial.

Sumário

Simetrias

Momento Angular

Spin 1/2

Adição $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$

Simetrias Internas

Simetrias Discretas

● Paridade

● Conjugação Carga

● CP

● TCP

- De igual forma há duas espécies de escalares, os escalares propriamente ditos que não mudam de sinal, como

$$P(\vec{r} \cdot \vec{r}) = \vec{r} \cdot \vec{r}$$

e os pseudo-escalares que mudam, como por exemplo

$$P(\vec{E} \cdot \vec{B}) = -\vec{E} \cdot \vec{B} .$$

- Se aplicarmos P duas vezes voltamos ao início, e portanto

$$P^2 = I \quad \text{valores próprios são } \pm 1$$

o que indica que o grupo da paridade tem só dois elementos, I e P .

- De acordo com as regras de QFT, a paridade dos bósons deve ser igual à das suas antipartículas enquanto que os fermiões têm paridade oposta à dos seus anti-fermiões. Não sendo nulo o momento angular, o resultado geral é,

$$P = P_1 P_2 (-1)^l$$

o que dá $(-1)^l$ para sistemas de bóson-anti-bóson e $(-1)^{l+1}$ para sistemas de fermião-antifermião. Para completar esta enumeração o fóton, descrito pelo potencial vetor, deve ter $P(\gamma) = -1$.

A descoberta da violação da Paridade

Sumário

Simetrias

Momento Angular

Spin 1/2

Adição $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$

Simetrias Internas

Simetrias Discretas

● Paridade

● Conjugação Carga

● CP

● TCP

- As interações fortes e eletromagnéticas eram conhecidas serem invariantes para transformações de paridade, e toda a gente pensava que isso seria uma regra geral, incluindo as interações fracas.

- Contudo em 1956 havia um puzzle, conhecido pelo puzzle $\tau - \theta$. Dois mesões de spin zero e com a mesma massa tinham os seguintes decaimentos,

$$\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0, \quad P = (-1)^2 = +1$$

$$\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0, \quad P = (-1)^3 = -1$$

Assim a única diferença entre elas era a paridade assumindo que esta era conservada.

- Como os tempos de vida média eram muito diferentes, sendo o decaimento em três piões muito mais lento, Lee e Yang propuseram que o primeiro decaimento era devido à interações fortes e conserva a paridade, enquanto que o segundo era devido às interações fracas e não conservava a paridade.
- Ao buscarem na literatura verificaram que não havia prova que as interações fracas conservam de facto a paridade como era assumido. Propuseram então uma experiência que foi levada a cabo por Wu em 1957.

Sumário

Simetrias

Momento Angular

Spin 1/2

Adição $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$

Simetrias Internas

Simetrias Discretas

• Paridade

• Conjugação Carga

• CP

• TCP

- Consistia em observar os eletrões do decaimento



com o spin dos núcleos de cobalto alinhado, digamos na direção positiva do eixo dos z .

- A experiência mostrou que os eletrões eram sempre produzidos na direção oposta ao do spin do núcleo. Como a diferença de spin é uma unidade, os spins do eletrão e anti-neutrino devem estar alinhados para somar a unidade que falta.
- O resultado da experiência quer dizer que o anti-neutrino tem sempre o seu spin alinhado com a direção do movimento (helicidade positiva) e que o eletrão é produzido na direção contrária ao seu spin (helicidade negativa).
- Como se sabia do eletromagnetismo que o eletrão podia ter as duas helicidades, devia ser o anti-neutrino que só podia ter helicidade positiva devendo a sua antipartícula, o neutrino, ter sempre helicidade negativa. Como os neutrinos só participam da interação fraca, esta devia violar a paridade. Muitas experiências desde essa altura confirmaram ser esse o caso.

Sumário

Simetrias

Momento Angular

Spin 1/2

Adição $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$

Simetrias Internas

Simetrias Discretas

• Paridade

• **Conjugação Carga**

• CP

• TCP

- A conjugação de carga C transforma os estados de uma partícula na sua antipartícula, deixando as coordenadas e o spin sem alteração. Muda assim o sinal dos números quânticos aditivos, como a carga, número bariónico etc. Como $C^2 = I$ os seus valores próprios só podem ser ± 1 .
- Só partículas completamente neutras podem ser estado próprios do operador C . Estas são o fóton e alguns mesões neutros como o π^0 . Como o fóton é o quanta do campo eletromagnético deve mudar de sinais se mudarmos todas as cargas que lhe dão origem devemos ter para o fóton $C = -1$. Do decaimento,

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

devemos ter $C(\pi^0) = +1$. Pode-se mostrar que para um sistema de partícula-antipartícula ($p\bar{p}$) com spin total s e momento orbital l temos

$$C(p\bar{p}) = (-1)^{l+s} .$$

- A conjugação de carga é uma simetria das interações eletromagnética e forte, mas não das interações fracas, pois quando aplicado a um neutrino esquerdo (helicidade negativa) produz um anti-neutrino esquerdo (a helicidade não é alterada pela operação) e esta partícula não existe na Natureza.

[Sumário](#)

[Simetrias](#)

[Momento Angular](#)

[Spin 1/2](#)

[Adição \$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}\$](#)

[Simetrias Internas](#)

[Simetrias Discretas](#)

• Paridade

• Conjugação Carga

• CP

• TCP

- ❑ Embora C , e P não sejam simetrias das interações fracas, verifica-se que o produto CP é quase uma simetria das interações fracas.
- ❑ No exemplo anterior se depois de aplicar C ao anti-neutrino aplicarmos P invertemos a helicidade e temos um neutrino esquerdo como existem na Natureza. No entanto verificou-se experimentalmente em 1964 no sistema $K^0\bar{K}^0$ que isto não era o caso e que havia uma violação pequena de CP .
- ❑ Mas recentemente este resultado foi confirmado noutra sistema, como o $B^0\bar{B}^0$. É portanto um resultado que tem de ser incorporado na teoria das interações fracas.
- ❑ Voltaremos a este assunto no final do semestre.

Sumário

Simetrias

Momento Angular

Spin 1/2

Adição $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$

Simetrias Internas

Simetrias Discretas

- Paridade
- Conjugação Carga
- CP
- TCP

- A terceira simetria discreta do espaço-tempo é a chamada inversão no tempo, designada pelo operador T . Classicamente as equações fundamentais do eletromagnetismo e da mecânica são invariante se mudarmos o sinal do tempo. Se virmos o filme ao contrário não damos por isso. Ao nível da física quântica, as interações fortes e eletromagnéticas têm esta simetria, mas as interações fracas poderiam não ter.
- As experiências para esclarecer esta questão são muito complicadas, pois não é possível usar colisões. O melhor que podemos fazer é medir quantidades que deveriam ser nulas se a inversão no tempo fosse uma boa simetria da teoria. Os candidatos são por exemplo a medição do momento dipolar elétrico do eletrão e neutrão, para os quais só existem neste momento limites

$$d_n < 6 \times 10^{-26} \text{ e cm}, \quad d_e < 1.6 \times 10^{-27} \text{ e cm}$$

- Existe em TQC um teorema que diz que o produto das três operações TCP deve ser conservado. Ainda não foi encontrada qualquer prova que não é verdade. Se o tomarmos como certo, sabendo que o produto CP não é completamente conservado (violação de CP), então T também deverá ter a mesma violação.