ARTUR VIEIRA DE VASCONCELOS FILHO

TEORIA DE GAUGE UNIFICADA PARA AS INTERAÇÕES FRACAS E ELETROMAGNÉTICAS E DECAIMENTOS DO LÉPTON PESADO τ

Tese de

MESTRADO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Rio de Janeiro

-1979-

AGRADECIMENTO

Ao Professor Prem Prakash Srivastava, por sua dedicada orientação e constante apoio nas diversas fases deste trabalho.

À Biblioteca do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, na pessoa de seus Funcionários, que sempre me atenderam com presteza e eficiência.

À datilógrafa Helena de Souza Ciccarino, pela qualidade de seu trabalho e pelas sugestões apresentadas durante a preparação final desta tese.

A C.A.P.E.S., pelas bolsas obtidas, que tornaram possível a execução deste trabalho.

Ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas/Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, pela acolhida durante o período que necessitei permanecer como aluno pós-graduado desta Instituição.

RESUMO

Neste trabalho é discutido o *Modelo de Weinberg-Salam* que unifica as interações fracas e eletromagnéticas sob um mesmo formalismo de Gauge e as propriedades do novo lépton pesado o $\tau^{\pm}$.

Foram apresentados nos seis primeiros capítulos - Teoria de Yang-Mills, Bósons de Goldstone, Mecanismo de Higgs, as Correntes Fracas e Eletromagnéticas e o grupo SU(2) x U(1), gerador destas correntes. Estas foram as ferramentas que possibilitaram a descoberta de Weinberg e Salam. Por isto se julgou necessário incluí-las neste trabalho.

Os Capítulos VI, VII e VIII descrevem o Modelo W-S propriamente dito, e suas extensões com quatro quarks (modelo de GIM) e seis quarks.

Os Capítulos finais apresentam um estudo do lépton-τ. Resumir suas propriedades conhecidas e propor um modo de se determinar o *spin* deste lépton foram os objetivos destes Capítulos. Os cálculos dos decaimentos do tāon são feitos detalhadamente, pois é através destes decaimentos que se pode chegar ao verdadeiro spin do lépton pesado.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

CAPÍTULO I

TEORIA DE YANG-MILLS

1.1 - *Teoria Abeliana*

A Lagrangeana de um Campo Livre Escalar Complexo[1] é dada pela expressão:

$$\mathcal{L}_o = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - m^2 \phi^\dagger \phi \tag{1.1.1}$$

Esta Lagrangeana é invariante sob uma transformação de gauge do tipo $\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{-iq\theta}\phi(x)$, onde θ é uma constante. A verificação é imediata.

Este tipo de transformação se chama *transformação de gauge global*[2].

Uma transformação do tipo acima constitue o grupo abeliano U(1).

Quando θ não é mais uma constante, mas uma função real do ponto x, $\theta = \theta(x)$, a transformação $\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{-iq\theta}\phi(x)$ quebra a invariância da Lagrangeana[1].

Isto porque:

$$\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}' = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - m^2 \phi^\dagger \phi + iq(\partial_\mu \theta)(\phi^\dagger \overleftrightarrow{\partial^\mu} \phi) + q^2(\partial^\mu \theta \partial_\mu \theta)\phi^\dagger \phi \tag{1.1.2}$$

Este último tipo de transformação de gauge é chamado *transformação de gauge local.*(2)

A perda da invariância numa transformação de gauge local se deve ao fato de que $\partial_\mu \phi$ se transforma como:

$$\partial_\mu \phi(x) \rightarrow \partial_\mu \phi'(x) = e^{-iq\theta(x)} \left\{ \partial_\mu \phi(x) - iq(\partial_\mu \theta)\phi(x) \right\} \qquad (1.1.3)$$

Para contornar esta dificuldade é necessário introduzir novos campos bosônicos compensadores na Lagrangeana, de tal modo que toda derivada ∂_μ é substituida pela derivada covariante D_μ (1,2).

Define-se a derivada covariante pela expressão:

$$D_\mu = (\partial_\mu - ieqA_\mu) \qquad (1.1.4)$$

onde $A_\mu = A_\mu(x)$ é o campo bosônico compensador.

Além do mais, requer-se que as transformações abaixo sejam simultâneas:

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{-iq\theta(x)} \phi(x) \qquad (1.1.5a)$$

$$D_\mu \phi(x) \rightarrow D'_\mu \phi'(x) = e^{-iq\theta(x)} D_\mu \phi(x) \qquad (1.1.5b)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{1}{2}\, \partial_\mu \theta(x) \qquad (1.1.5c)$$

Note-se que as três relações acima não são independentes. A última relação é uma consequência direta das duas primeiras.

A Lagrangeana do campo escalar complexo, tal que seja invariante sob uma transformação de gauge local, deve obedecer às transformações acima e ser reescrita como:

$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)^\dagger D^\mu\phi - m^2\phi^\dagger\phi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \qquad (1.1.6)$$

onde

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \qquad (1.1.7)$$

O termo $-\frac{1}{4} F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ compõe a Lagrangeana livre do bóson vetorial compensador A_μ.

O outro termo que falta à Lagrangeana livre do bóson vetorial compensador é o termo de massa, $\frac{\mu^2}{2} A_\mu A^\mu$. A invariância desta Lagrangeana sob uma transformação local de gauge implica que $\mu = 0$. Disto se conclue que $A_\mu(x)$ é o próprio campo eletromagnético.

A Lagrangeana da Eq. (1.1.6) é a Lagrangeana da Eletrodinâmica para um Campo Escalar Complexo.

1.2 - *Teoria de Yang-Mills Para o Grupo Não-Abeliano SU(2)*

A Lagrangeana de um campo isospinorial livre é dada pela expressão:

$$\mathcal{L}(x) = \overline{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \qquad (1.2.8)$$

onde $\psi(x)$ é um isodubleto de SU(2) da forma

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \\ \psi_2(x) \end{pmatrix}$$

em que $\psi_1(x)$ e $\psi_2(x)$ são spinores de Dirac. Como um exemplo, ψ_1 e ψ_2 podem ser os spinores de Dirac para o próton e o neutron, respectivamente.

$\mathcal{L}_0$ é invariante no espaço interno de isospin. Uma transformação de gauge global

$$\psi(x) \to \psi'(x) = e^{-i \frac{\vec{\theta}\cdot\vec{\tau}}{2}} \psi(x)$$

deixa a Lagrangeana invariante, onde $\vec{\theta}$ é um vetor constante no espaço de carga.

No caso de uma transformação de gauge local, $\vec{\theta} = \vec{\theta}(x)$, há quebra da invariância da Lagrangeana.

Para contornar este problema, introduzem-se campos vetoriais compensadores e se substitue a derivada ∂_μ pela derivada covariante sob uma transformação de gauge D_μ.

A derivada covariante, neste caso, é definida pela expressão:

$$D_\mu = \partial_\mu - i \frac{g}{2} \vec{\tau}\cdot\vec{A}_\mu \qquad (1.2.9)$$

e se transforma como:

$$D_\mu\psi(x) \to D'_\mu\psi'(x) = U(\vec{\theta}) D_\mu\psi(x) \qquad (1.2.10)$$

onde

$$U(\theta) = \exp\left[-\, i\, \frac{\vec{\tau}\vec{\theta}(x)}{2}\right] . \qquad (1.2.10a)$$

Obtém-se assim:

$$\left[\partial_\mu - i\, \frac{g}{2}\, \vec{\tau}\cdot\vec{A}_\mu\right]\psi(x) = U(\theta)\left[\partial_\mu - i\, \frac{g}{2}\, \vec{\tau}\cdot\vec{A}_\mu\right] \qquad (1.2.11)$$

Para encontrar-se uma relação entre $A_\mu(x)$ e $A'_\mu(x)$, notamos que sob uma transformação SU(2) temos:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = U(\vec{\theta})\,\psi(x) \qquad (1.2.12a)$$

$$\overline{\psi}(x) \rightarrow \overline{\psi}'(x) = \overline{\psi}(x)U(\theta) \quad . \qquad (1.2.12b)$$

Obtém-se assim:

$$\left[\partial_\mu - i\, \frac{g}{2}\, \vec{\tau}\cdot\vec{A}'_\mu(x)\right]U(\vec{\theta})\psi(x) = U(\theta)\left[\partial_\mu - i\, \frac{g}{2}\, \vec{\tau}\cdot\vec{A}_\mu\right] \quad (1.2.13)$$

ou

$$i\, \frac{g}{2}\, \vec{\tau}\cdot\vec{A}'_\mu U(\theta)\psi(x) = \left[\partial_\mu U(\vec{\theta})\right]\psi(x) + i\, \frac{g}{2}\, U(\vec{\theta})\vec{A}_\mu\cdot\vec{\tau}\psi(x) \qquad (1.2.14)$$

Como esta relação deve ser válida para todo $\psi(x)$:

$$\vec{\tau}\cdot\vec{A}'_\mu = U(\vec{\theta})\left[\frac{\vec{\tau}\cdot\vec{A}_\mu}{2} - \frac{2i}{g}\, U^\dagger(\vec{\theta})\,\partial_\mu U(\vec{\theta})\right]U^\dagger(\theta) \qquad (1.2.15)$$

Disto e da Eq. (1.2.10a) encontramos a relação desejada entre $A_\mu(x)$ e $A'_\mu(x)$:

$$A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \partial_\mu\vec{\theta} + g\,\vec{\theta} \times \vec{A}_\mu \tag{1.2.16}$$

A Lagrangeana completa do campo isospinorial invariante sob uma transformação de gauge local é da forma:

$$\mathcal{L} = \overline{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}\,\vec{F}_{\mu\nu}\cdot\vec{F}^{\mu\nu} \tag{1.2.17}$$

onde

$$\vec{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu\vec{A}_\nu - \partial_\nu\vec{A}_\mu + g\,\vec{A}_\mu \times \vec{A}_\nu \,. \tag{1.2.18}$$

CAPÍTULO II

BOSONS DE GOLDSTONE

2.1- *Idéias Gerais Sobre Quebra Espontânea da Simetria*

Seja a densidade Lagrangeana de um campo escalar clássico descrita pela expressão:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\,\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - \frac{1}{2}\,\mu^2\phi^2 - \frac{1}{4}\,\lambda\phi^4 \qquad (2.1.1)$$

No caso unidimensional a Lagrangeana é dada pela expressão(2):

$$L = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{L}\,(x,t)\;dx \;=$$

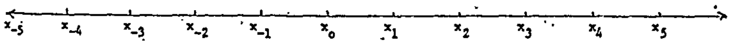
$$= \int_{-\infty}^{+\infty} dx \left\{\frac{1}{2}\,\left(\frac{d\phi}{dt}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{d\phi}{dx^2}\right)^2 - \frac{1}{2}\,\mu^2\phi^2 - \frac{1}{4}\,\lambda\phi^4\right\} \qquad (2.1.2)$$

Esta Lagrangeana é invariante sob a transformação $\phi(x) \to -\phi(x)$.

Esta integral na forma discreta assume a forma:

$$L = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \varepsilon \left\{ \frac{1}{2}\left(\frac{dq_i}{dt}\right)^2 - \frac{1}{2t^2}\,(q_i - q_i - 1)^2 - \frac{1}{2}\,\mu^2 q_i^2 - \frac{1}{4}\,\lambda q_i^4 \right\} \qquad (2.1.3)$$

O espaço R_1 dos x foi discretizado em intervalos iguais de comprimento ε. O gráfico abaixo explica de modo claro tal procedimento:



onde $x_o = 0$.

Foram definidos:

$$x_i - x_{i-1} = \varepsilon \quad , \quad \forall i \quad , \tag{2.1.4}$$

sendo i um número inteiro.

$$q_i(t) = \phi(x_i, t) \tag{2.1.5}$$

$$p_i(t) = \frac{dq_i(t)}{dt} \tag{2.1.6}$$

onde $p_i(t)$ é o momento conjugado a $q_i(t)$.

Define-se também o potencial:

$$V(q_i) = \frac{\mu^2}{2} q_i^2 + \lambda q_i^2 \tag{2.1.7}$$

A Hamiltoniana é encontrada como se segue:

$$H = \sum_i p_i \dot{q}_i - L =$$

?, q_{i-1}

$$= \sum_{i=-\infty}^{\infty} t \left\{ \frac{1}{2} p_i^2 + \frac{1}{dt^2}(q_i - q_i - 1)^2 + V(q_i^2) \right\} \tag{2.1.8}$$

ε^2

Para um cálculo de perturbação, é necessário encon -

trar o mínimo da expressão abaixo:

$$\sum_i \left\{ \frac{1}{2\varepsilon^2} (q_i^2 - q_{i-1}^2) + V(q_i^2) \right\}$$

Para este ponto de mínimo é obrigatório que:

$$q_i = q_j = q \quad , \quad \forall \; i,j \; .$$

Resta então encontrar o mínimo do potencial:

$$V(q_i^2) = V(q^2) = \frac{\mu^2}{2} q^2 + \frac{\lambda}{4} q^4 \qquad (2.1.9)$$

Dependendo do valor de μ^2, este ponto de mínimo pode assumir um dos dois valores distintos:

i) se $\mu^2 > 0$, $V(q^2)$ possui mínimo único para $q = 0$, de modo $\langle\phi\rangle_o = 0$, onde $\langle\phi\rangle_o$ é o valor esperado do campo quantizado no estado de vácuo

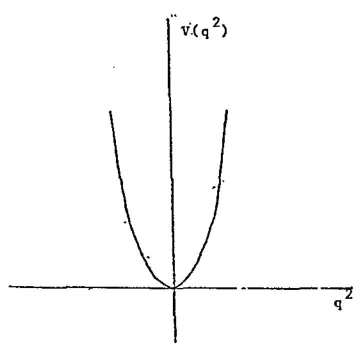


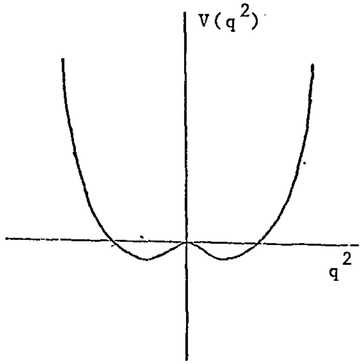
Figura 2.1.1 - Potencial em função da coordenada generalizada q ($\mu^2 > 0$).

ii) se $\mu^2 < 0$, $q = 0$ não será um ponto de mínimo. Mas haverá dois pontos distintos onde a condição de mínimo é satisfeita: $q = (-\mu^2/\lambda)^{1/2}$, de modo que o valor esperado para o campo quantizado no estado de vácuo é:

$$\langle\phi_o\rangle = \pm\, v = \pm\, (-\mu^2/\lambda)^{1/2} \qquad (2.1.10)$$

Os dois valores para $\langle\phi\rangle_o$ indicam que o estado de vácuo é degenerado - há dois vácuos possíveis. O resultado $\langle\phi\rangle_o \neq 0$ indica que o vácuo não é auto-estado da operação $\phi \to -\phi$, embora a Lagrangeana seja invariante sob esta transformação.Diz-se, então, que neste caso há *quebra espontânea da simetria*(2,5,6,7).

Figura 2.1.2 - Gráfico do potencial em função da coordenada q ($\mu^2 < 0$).



Se escolhermos o vácuo para o qual $\langle\phi\rangle_o = v$ e definirmos o novo campo $\phi' = \phi - v$, então $\langle\phi'\rangle_o = 0$, mas:

$$\mathcal{L}(x) = \frac{1}{2}\, \partial^\mu\phi'\partial_\mu\phi' - \mu^2\phi'^2 - \lambda v\phi'^3 - \frac{1}{4}\,\lambda\phi'^4 \qquad (2.1.11)$$

O campo ϕ' possue agora a massa positiva $-2\mu^2 > 0$,mas a Lagrangeana não apresenta simetria de reflexão(2,7).

2.2 - *Bósons de Goldstone — Modelo-σ de Gell-Mann Lévy*(8,9)

Considere-se uma Lagrangeana do campo escalar complexo livre ϕ, com um termo de auto-interação $\lambda(\phi^*\phi)^2$,

$$\mathcal{L} = \partial_\mu\phi^*\partial^\mu\phi - \mu^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi)^2 \qquad (2.2.12)$$

onde:

$$\phi = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \qquad (2.2.13)$$

sendo $\lambda > 0$ e ϕ_1,ϕ_2 reais.

Em função dos novos campos:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu\phi_1\partial^\mu\phi_1 + \partial_\mu\phi_2\partial^\mu\phi_2\right) - \frac{\mu^2}{2}(\phi_1\phi_1 + \phi_2\phi_2) - \frac{\lambda}{4}(\phi_1\phi_1 + \phi_2\phi_2)^2 \qquad (2.2.14)$$

Definindo-se:

$$V(\phi_2,\phi_2) = \frac{\mu^2}{2}(\phi_1\phi_1+\phi_2\phi_2) + \frac{\lambda}{4}(\phi_1\phi_1 + \phi_2\phi_2)^2 \qquad (2.2.15)$$

existem duas condições para o mínimo:

$$\frac{\partial V}{\partial\phi_1} = \phi_1\left(\mu^2 + \lambda(\phi_1\phi_1+\phi_2\phi_2)\right) = 0 \qquad (2.2.16a)$$

$$\frac{\partial V}{\partial\phi_2} = \phi_2\left(\mu^2 + \lambda(\phi_1\phi_1+\phi_2\phi_2)\right) = 0 \qquad (2.2.16b)$$

Há dois tipos de mínimo para o potencial $V(q^2)$, depen dentes apenas do valor de μ^2:

i) se $\mu^2 > 0$, o mínimo só ocorre em $\phi_1(x) = \phi_2(x) = 0$; este caso não será considerado.

ii) se $\mu^2 < 0$, o mínimo ocorrerá para qualquer valor de $\phi_1(x)$ e $\phi_2(x)$, desde que:

$$\sqrt{\phi_1^2(x)+\phi_2^2(x)} = \sqrt{-\mu^2/\lambda} \qquad (2.2.17)$$

Antes de prosseguir com a discussão do ítem (ii) acima, devemos lembrar que a Lagrangeana (2.2.12) é invariante sob uma transformação de gauge global U(1) aplicada ao campo (x) :

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{-i\lambda}\phi(x) \qquad (2.2.17a)$$

$$\phi^*(x) \rightarrow \phi^{*\prime}(x) = e^{+i\lambda}\phi^*(x) \qquad (2.2.17b)$$

Isto é equivalente a dizer que a Lagrangeana (2.2.12) é invariante sob a transformação de gauge O(2) dos campos $\phi_1(x)$ e $\phi_2(x)$, descrita por:

$$\begin{pmatrix}\phi_1(x)\\ \\ \phi_2(x)\end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix}\phi_1'(x)\\ \\ \phi_2'(x)\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\cos\theta & \operatorname{sen}\theta\\ \\ -\operatorname{sen}\theta & \cos\theta\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\phi_1(x)\\ \\ \phi_2(x)\end{pmatrix} \qquad (2.2.18)$$

Da equação (2.2.13), encontramos:

$$|\phi(x)| = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\phi_1^2(x)+\phi_2^2(x)} \qquad (2.2.19)$$

de onde se acha:

$$\phi(x) = e^{i\delta}|\phi(x)| \quad , \quad \delta \text{ real} \qquad (2.2.20)$$

Da equação (2.2.20) e de (2.2.17) encontramos:

$$\langle\phi\rangle_o = \langle 0|\phi|0\rangle = e^{i\delta}\sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} \qquad (2.2.21)$$

Em termos do campo ϕ , o vácuo é infinitamente degenerado, existe um vácuo para cada valor de δ .

Em termos dos campos ϕ_1 e ϕ_2, o vácuo é infinitamente degenerado de acordo com a Eq. (2.2.17) e se acha visualizado na Fig. 2.2.1:

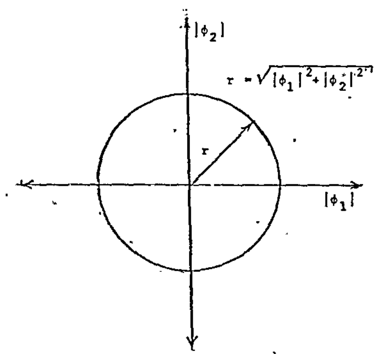


Figura 2.2.1 - Círculo dos pontos de vácuo da Lagrangeana (2.2.12).

Sob uma transformação de gauge, $\phi(x) \to \phi'(x) = e^{i\lambda}\phi$ a Lagrangeana como as equações de movimento são invariantes, entretanto,

Isto sempre acontece, não?

$$\langle 0|\phi|0\rangle \to e^{i\lambda}\langle 0|\phi|0\rangle \qquad (2.2.22)$$

Isto significa que o vácuo não é auto-estado da transformação de gauge — *há quebra espontânea de simetria.*

Os diferentes vácuos podem distinguir-se por presença de certo número de quanta de energia e momento nulos. Estes quanta são possíveis se estiverem presentes na teoria partículas com números quânticos de vácuo. Deveriam assim surgir na presente teoria de gauge, bósons de massa nula — *Bósons de Goldstone.* Cada ponto sobre o círculo da Fig. 2.2.1 indica uma escolha específica do vácuo, que corresponde a uma determinada faze real δ.

Escolhendo-se o vácuo, tal que:

$$<\phi_1>_o = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \tag{2.2.23a}$$

$$<\phi_2>_o = 0 \tag{2.2.23b}$$

e definindo-se:

$$<\phi_1'> = \phi_1 - <\phi_1>_o \tag{2.2.24}$$

de modo que $<\phi_1'> = 0$, encontramos

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\,\partial_\mu\phi'\partial^\mu\phi' + \frac{1}{2}\,\partial_\mu\phi_2\partial^\mu\phi_2 + \mu^2\phi'^2_1 - \lambda<\phi_1>_o\,\phi_1'(\phi_1'^2+\phi_2^2) -$$

$$\frac{\lambda}{4}\,(\phi_1'^2 + \phi_2^2)^2 \tag{2.2.25}$$

Verifica-se assim que campos ϕ_1' e ϕ_2 possuem massa positiva $(-2\mu^2 > 0)$ e nula, respectivamente.

A Lagrangeana (2.2.25) em termos de ϕ_1' e ϕ_2 não é invariante sob a simetria $O(2) \simeq U(1)$. Isto é, há quebra espontânea de simetria.

O fenômeno de Goldstone no caso mais geral será discutido na referência (2).

CAPÍTULO III

MECANISMO DE HIGGS

A Lagrangeana de um campo complexo é dada pela expressão:

$$\mathcal{L}(x) = \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 \qquad (3.1)$$

Para que esta Lagrangeana seja invariante sob uma transformação local de gauge (ver Cap. I), é necessário reescrevê-la na forma:

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^* D^\mu \phi - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \qquad (3.2)$$

onde

$$D_\mu = (\partial_\mu - i\, e\, A_\mu) \qquad (3.3a)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \qquad (3.3b)$$

Se $\mu^2 < 0$, há quebra espontânea de simetria da Lagrangeana, podendo-se então expandir o campo em torno de um valor esperado de vácuo diferente de zero.

Escolhendo-se o vácuo correspondente, no qual

$$<\phi_2(x)>_o = 0 \qquad (3.4a)$$

$$<\phi_1(x)>_o \neq 0 \tag{3.4b}$$

É conveniente introduzirem-se os novos campos $\eta(x)$ e $\xi(x)$ de modo que

$$\phi_1(x) = \frac{v + \eta(x)}{\sqrt{2}} \tag{3.5a}$$

$$\phi_2(x) = \frac{\xi(x)}{\sqrt{2}} \tag{3.5b}$$

de modo que:

$$<\eta(x)>_o = <\xi(x)>_o = 0 \tag{3.6}$$

Da expansão de $\phi(x)$ em torno do valor esperado de vácuo se encontra:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\,(v+\eta(x)+i\xi(x)) \simeq \left[\exp(i\xi(x)/v)\right]\frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}} \tag{3.7}$$

Caso se substitua o campo $\phi(x)$ pelo seu equivalente parametrizado $\phi(x) = [\exp(i\xi(x)/v)](v+\eta(x))/\sqrt{2}$ na equação (3.1), encontrar-se-á no final um bóson $\xi(x)$ desprovido de massa e um bóson $\eta(x)$ massivo. Isto é um exemplo da teoria de Goldstone.

Porém, se este bóson sob a forma parametrizada for aplicado à eq. (3.2), algo de estranho aparece: surge um termo $-\sqrt{2}\, evA_\mu\partial^\mu\xi$ onde $A_\mu(x)$ e $\xi_\mu(x)$ aparecem misturados. Isto pode ser visualizado na eq. (3.8):

$$\mathcal{L}(x) = \frac{1}{2}\,\partial_\mu\eta(x)\partial^\mu\eta(x) + \frac{1}{2}\,\partial_\mu\xi(x)\partial^\mu\xi(x) + \frac{1}{2}\,e^2v^2A_\mu(x)A^\mu(x) - $$
$$-\sqrt{2}\,evA_\mu(x)\partial^\mu\xi(x) + \mu^2\eta^2(x) - \frac{1}{4}\,F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \text{termos de ordem superior} . \tag{3.8}$$

No entanto, nada impede que se aplique uma transformação de gauge do tipo:

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = \exp(-i\xi(x)/v)\phi(x) \simeq \frac{v+\xi(x)}{\sqrt{2}} \qquad (3.9)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{1}{ev}\,\partial_\mu\xi(x) \qquad (3.10)$$

Sob a transformação acima a Lagrangeana da equação (3.2) permanece invariante, assumindo; em termos dos novos campos o valor:

$$\mathcal{L}(x) = \frac{1}{2}\left[(\partial_\mu + ieA'_\mu)(v+\eta(x))\right]\left[(\partial^\mu - ieA'_\mu)(v+\eta(x))\right] - \frac{1}{2}\mu^2(v+\eta(x))^2$$

$$- \frac{1}{4}\lambda(v+\eta(x))^4 - \frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} =$$

$$= \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta + \mu^2\eta^2 + \frac{1}{2}e^2v^2A'_\mu A'^\mu - \frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} +$$

$$+ \frac{1}{2}e^2v\eta A'_\mu A'^\mu + \text{ e outros termos} \qquad (3.11)$$

onde

$$F'_{\mu\nu} = \partial_\mu A'_\nu - \partial_\nu A'_\mu$$

Em 1ª ordem encontramos:

i) um bóson escalar $\eta(x)$ cuja massa vale $\sqrt{-2\mu^2}$;

ii) um bóson vetorial A'_μ de massa ev ;

iii) nenhuma partícula correspondente a $\xi(x)$.

Através do mecanismo de Higgs consegue-se que uma teoria composta de um bóson vetorial $A_\mu(x)$ sem massa (2 graus de liberdade) e dois bósons escalares $\xi(x)$ e $\eta(x)$ (2 graus de liberdade), se torne, por uma transformação local de gauge , numa teoria equivalente onde existe um bóson vetorial massivo A'_μ (3 graus de liberdade) e um bóson escalar massivo $\eta(x)$ (1 grau de liberdade) (2,7,10,11).

Os campos de Higgs ϕ, que têm uma "massa" imaginária ($\mu^2 < 0$), permitem que através de quebra espontânea da simetria seja gerada massa para os bósons vetoriais que antes não possuiam massa. Ou seja, da teoria que era renormalizável antes e cujos bósons vetoriais adquirem massa espera-se que continue renormalizável, após a geração suave das massas do bóson vetorial.

CAPÍTULO IV

INTERAÇÕES FRACAS

4.1 - *Interações Eletromagnéticas*

As Interações Eletromagnéticas são razoavelmente descritas pela teoria da Eletrodinâmica Quântica. Descreve-se nesta teoria as interações entre partículas carregadas em termo da troca de um ou mais fótons; a forma da interação tem o aspecto abaixo: (1)

$$\mathcal{L}_I = e\, j_\mu^{e.m}\, A^\mu \tag{4.1.1}$$

onde $j_\mu^{e.m}$ representa a corrente eletromagnética devido a partículas carregadas. Para o caso de um elétron por exemplo, $j_\mu^{e.m} = \bar{\psi}\gamma_\mu\psi$. O pequeno valor de acoplamento permite formular uma teoria de perturbação. Para um melhor entendimento, ver referência (1), Capítulo III.

4.2 - *Interação Fraca — Teoria V-A*

Desde o trabalho pioneiro de Fermi (12) sobre decaimento fraco (1934), foram feitas tentativas para construir uma teo ria semelhante para interações fracas do tipo corrente-campo ou corrente-corrente. A formulação mais satisfatória foi atingida especialmente pelos trabalhos pioneiros de Marshak e Sudarshan[13], Gell-Mann e Feynman[14] e N. Cabibbo[15], logo após a sugestão da violação da paridade por Lee e Yang[16] nas interações fracas e confirmadas pela experiência de Wu (Phys.Rev. - 105, 1413 ('57)).

A Lagrangeana para interações fracas é descrita pela expressão

$$\mathcal{L}_{weak} = \frac{G}{2\sqrt{2}} j_\mu(x) j^{\mu\dagger}(x) + \text{h.c.} \qquad (4.2.8)$$

j_μ é o quadrivetor corrente carregada para interações fracas

$$G_F = 1.02 \times 10^{-5} \times m_p^{-2} ,$$

onde G_F é a constante universal das interações fracas e m_p é a massa do próton.

A corrente j_μ é composta de duas partes:

$$j_\mu(x) = p_\mu(x) + h_\mu(x) \qquad (4.2.9)$$

$h_\mu(x)$ é a parte hadrônica e $p_\mu(x)$ é a parte leptônica da corrente fraca.

A Lagrangeana fraca pode ser desenvolvida:

$$\mathcal{L}_{weak}(x) = \frac{G}{2\sqrt{2}} \Big[p^\mu(x) p_\mu^\dagger(x) + h^\mu(x) h_\mu^\dagger(x) +$$

$$+ p^\mu(x) h_\mu^\dagger(x) + h^\mu(x) p_\mu^\dagger(x) \Big] + \text{h.c.} \qquad (4.2.10)$$

O primeiro e segundo termos entre colchetes descrevem respectivamente, interações fracas puramente leptônicas e puramente hadrônicas. Os termos restantes descrevem interações onde aparecem hadrons e leptons.

Numa teoria onde não existe lepton pesado, a corrente leptônica tem a forma:

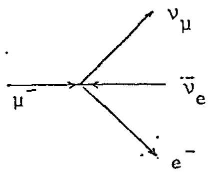
$$p_\mu(x) = \bar{\psi}_{\nu e}(x)\,\gamma^\mu\,(1-\gamma_5)\psi_e(x) + (e \to \mu) \quad \ldots\ldots \quad (4.2.11)$$

A corrente $\bar{\psi}_{\nu e}\,\gamma_\mu(1-\gamma_5)\psi_e$ descreve a aniquilação de um elétron e a criação de um neutrino do elétron. Esta corrente também pode descrever a criação de um pósitron e a aniquilação do anti-neutrino correspondente.

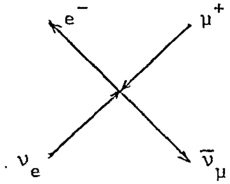
A corrente $\bar{\psi}_{\nu e}\gamma_\mu(1-\gamma_5)\psi_e$ pode descrever a criação do elétron e a aniquilação do neutrino. Ou, ainda, pode descrever a aniquilação de um pósitron e a criação do anti-neutrino. Por exemplo:

$$\mathcal{L}_{weak} = \frac{G}{\sqrt{2}}\,\bar{\psi}_e\,\gamma^\mu(1-\gamma_5)\psi_{\nu e}\cdot\bar{\psi}_{\nu\mu}\gamma_\mu(1-\gamma_5)\psi_\mu \qquad (4.2.12)$$

pode descrever o decaimento $\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$,



ou a reação $\nu_e + \bar{\nu}_\mu \to e^- + \mu^+$



A corrente hadrônica não possui uma forma tão sim - ples. Os hadrons possuem estrutura interna além de interagirem fortemente.

Algumas hipóteses sobre a corrente hadrônica fraca podem ser levantadas.

1ª - A corrente hadrônica é do tipo V-A — ou seja toda corrente hadrônica é escrita na forma(1)

$$h_\mu(x) = V_\mu(x) - A_\mu(x) \qquad (4.2.13)$$

onde $V_\mu(x)$ e $A_\mu(x)$ são respectivamente quadrivetores polar e axial.

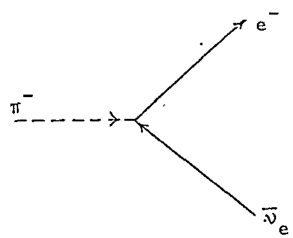
2ª - A corrente hadrônica de Cabibbo(15) é escrita como a soma de duas correntes, uma para processo onde há mudança de estranheza, outra onde há conservação:

$$h_\mu(x) = h_\mu^{\Delta s=o}(x)\cos\theta_c + h_\mu^{|\Delta s|=1}\,\mathrm{sen}\theta_c \qquad (4.2.14)$$

onde θ_c é o ângulo de Cabibbo(15).

A forma da corrente hadrônica varia de caso para caso. Para o decaimento

$$\pi^- \to e^- + \bar{\nu}_e$$



a matriz de transição será:

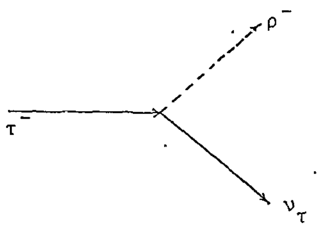
$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} <0|h_\nu|\pi^-,p> \frac{\bar{u}_e\gamma^k(1-\gamma_5)u_{\nu_{\bar{e}}}}{\sqrt{4\ q_o q_o'}} \qquad (4.2.16)$$

onde se define por invariância de Lorentz:

$$<0|h_\nu|\pi^-,\rho> = \frac{i\ f_\pi\ p_\nu\ \cos\theta_c}{\sqrt{2\ p_o}} \qquad (4.2.17)$$

f_π é a constante de decaimento do píon.

Já para o decaimento $\tau^- \to \rho^-\nu_\tau$ é encontrado:



$$<0|h_\lambda|\rho^-> = f_\rho \quad \cos\theta_c\ \varepsilon_\lambda \qquad (4.2.18)$$

onde ε_λ é o quadrivetor de polarização da partícula ρ^-.

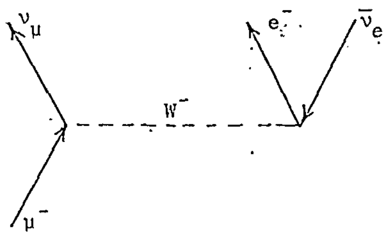
4.3 - *Interação Fraca Mediada pelo Bóson Vetorial Intermediá - rio*

No caso onde se supõe que as interações fracas se processam através da troca de um bóson vetorial massivo, a Lagrangeana se escreve como[1,17]:

$$\mathcal{L} = g_W\ j_\mu W^\mu + h.c. \qquad (4.3.19)$$

A interação (4.3.19) tem a mesma forma das interações eletromagnéticas.

O decaimento $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ passa a ser descrito pelo diagrama abaixo:



O propagador de Feynman no espaço dos momentos para o bóson intermediário massivo é descrito pela expressão :

$$F_{\mu\nu}(k) = \frac{g_{\mu\nu} - \frac{1}{m_W^2} k_\mu k_\nu}{m_W^2 - k^2 - i\varepsilon} \qquad (4.3.20)$$

onde k_ν é o quadrimomento transferido pelo bóson intermediário.

Experimentalmente, o formalismo corrente-corrente é válido para baixas energias. Isto implica que no limite $m_W^2 >> k^2$ a interação fraca vetor-corrente tem as mesmas propriedades que uma interação pontual do tipo corrente-corrente.

Para $m_W >> k^2$, $F_{\mu\nu}(k)$ se escreve como:

$$F_{\mu\nu} = \frac{g_{\mu\nu}}{m_W^2} \qquad (4.3.21)$$

ou seja, os dois formalismos são equivalentes para baixas energias.

A matriz de transição do decaimento $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ (17), no limite acima, se escreve como:

$$\mu = g_W^2 \, \bar{u}(q')\gamma_\mu(1-\gamma_5)u(p) \, \frac{g_{\mu\nu}}{m_W^2} \; \cdot$$

$$\cdot \; \bar{u}(k_2)\gamma_\nu(1-\gamma_5)u(k_1) \tag{4.3.22}$$

A comparação com a expressão na forma corrente-corrente implica que:

$$\frac{g_W^2}{m_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \tag{4.3.23}$$

Note-se que, conforme foi observado por Salam e Ward[18], se se impuser $g_W^2 = e$, a massa do bóson intermediário seria $m_W \approx 38\text{GeV}$.

No entanto, a teoria com o bóson vetorial massivo não é *renormalizável*.

Ao procurarem uma teoria renormalizável, Weinberg e Salam notaram que uma teoria, cujos bósons vetoriais não possuem massa, *é renormalizável*. Esta teoria, cujos bósons vetoriais eram inicialmente sem massa, poderiam, no entanto, adquirir massa para estes bósons, de modo suave pelo mecanismo de Higgs e permanecer renormalizável. Esta foi a idéia inicial na busca de uma teoria unificada para as interações fracas e eletromagnéticas (ver Capítulo VI).

CAPÍTULO V

INTERAÇÕES FRACAS E ELETROMAGNÉTICAS

5.1 - *Construção da Lagrangeana*

A experiência permite escrever, para baixas energias, uma Lagrangeana que descreve as interações eletromagnética e fraca sob um mesmo formalismo na forma:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{leptons} + \mathcal{L}_{weak} + \mathcal{L}_{EM} \qquad (5.1.1)$$

onde

$$\mathcal{L}_{leptons} = \bar{e}(i\gamma^{\alpha}\partial_{\alpha} - m_e)e + \frac{1}{2}\,\bar{\nu}_e\; i\gamma^{\alpha}\partial_{\alpha}(1-\gamma_5)\nu_e + [e \to \mu] \qquad (5.1.2)$$

$$\mathcal{L}_{EM} = e j^{\alpha}_{EM}(x) A_{\alpha}(x) \qquad (5.1.3)$$

$$\mathcal{L}_{weak} = \frac{G}{\sqrt{2}}\, j^{-}_{\mu}(x)_{weak}\;\; j^{\mu +}(x)_{weak} \qquad (5.1.4)$$

onde j^{α}_{EM} e $j^{\pm\mu}_{weak}$ são respectivamente as correntes eletromagnética e fraca que são definidas como:

$$j^{\alpha}_{EM}(x) = -\left[\bar{e}\,\gamma^{\alpha} e + \bar{\mu}\,\gamma^{\alpha}\mu\right] \qquad (5.1.5)$$

$$j^{\alpha}_{weak} = \bar{\nu}_e \gamma^{\alpha}(1 - \gamma_5)\ e + (e \to \mu) \qquad (5.1.6)$$

Deve-se notar que $j^{-}_{\mu_{weak}}$ é complexo conjugado de $j^{+}_{\mu_{weak}}$.

Para maiores detalhes, veja-se Referência (1), Capítulo X.

5.2 - *Formalismo Isospin-Fraco*

Definindo-se

$$\psi_L = \frac{1 - \gamma_5}{2}\ \psi \qquad (5.2.7)$$

$$\psi_R = \frac{1 + \gamma_5}{2}\ \psi \qquad (5.2.8)$$

As equações (5.1.5) e (5.1.6) podem ser reescritas como:

$$j^{\alpha}_{EM}(x) = - \left[\bar{e}_L \gamma^{\alpha} e_L + \bar{e}_R \gamma^{\alpha} e_R + (e \to \mu)\right] \qquad (5.2.9a)$$

$$j^{a^{+}}_{weak}(x) = 2 \left[\bar{e}_L \gamma^{\alpha} \nu_{e_L} + (e \to \mu)\right] \qquad (5.2.9b)$$

Definindo-se os dubletos

$$\underset{\sim}{L}_e = \begin{pmatrix} \nu_{e_L} \\ e_L \end{pmatrix} \qquad (5.2.10)$$

$$L_{\mu} = \begin{pmatrix} \nu_{\mu_L} \\ \mu_L \end{pmatrix} \qquad (5.2.11)$$

e o singleto

$$R_e = e_R \tag{5.2.12}$$

$$R_\mu = \mu_R \tag{5.2.13}$$

Das definições anteriores encontramos:

$$j^{\alpha -}_{weak} = \left[\bar{L}_e \gamma^\alpha \tau^- L_e + \bar{L}_\mu \gamma^\alpha \tau^- L_\mu\right] \cdot 2 \tag{5.2.14}$$

$$j^\alpha_{EM} = + \left[\bar{L}_e \gamma^\alpha \frac{(1-\tau^3)}{2} L_e + \bar{R}_e \gamma^\alpha R_e + (e \to \mu)\right] \tag{5.2.15}$$

onde τ^1, τ^2 e τ^3 são matrizes de Pauli:

$$\tau^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad \tau^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \qquad \tau^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$\tau^- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad \tau^+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$2\tau^+ = \tau^1 + i\tau^2$$

$$2\tau^- = \tau^1 - i\tau^2$$

Novas correntes serão definidas:

$$(j^i_L)_\mu = \frac{1}{2}\left[\bar{L}_e \gamma_\mu \tau^i L_e + (e \to \mu)\right] \tag{5.2.16}$$

$$(j^\nu_Y(x)) = -\left[\bar{L}_e \gamma^\nu L_e + 2\bar{R}_e \gamma^\nu R_e + (e \to \mu)\right] \tag{5.2.17}$$

Das duas últimas equações, encontram-se:

$$(j^{\nu}_{weak})^{-} = 2\left[(j^1_L)^{\nu} - i(j^2_L)^{\nu}\right] \qquad (5.2.18)$$

$$(j^{\nu}_{weak})^{+} = 2\left[(j^1_L)^{\nu} + i(j^2_L)^{\nu}\right] \qquad (5.2.19)$$

$$j^{\nu}_{EM}(x) = (j^3_L)^{\nu} + \frac{(j_Y)^{\nu}}{2} \qquad (5.2.20)$$

Definindo-se as cargas:

$$T^i_L = \int (j^i_L(x))_o \, d^3x \qquad \text{Cargas de Isospin Fraco} \qquad (5.2.21)$$

$$Y = \int j^o_Y(x) \, d^3x \qquad \text{Hipercarga Fraca} \qquad (5.2.22)$$

$$Q = \int j^o_{EM}(x) \, d^3x \qquad \text{Carga Eletromagnética} \qquad (5.2.23)$$

encontra-se a relação:

$$Q = T^3_L + \frac{Y}{2} \quad . \qquad (5.2.24)$$

5.3 - *Grupo Gerador de Uma Teoria Unificada para Interações Fracas e Eletromagnéticas*

As seguintes relações de comutação são encontradas(*):

$$\left[T_L^i , T_L^j \right] = i \, \varepsilon_{ijk} \, T_L^k \qquad (5.3.25)$$

$$\left[T_L^i , Y \right] = 0 \qquad (5.3.26)$$

Das relações (5.3.25) e (5.3.26) podemos concluir que T_L^i e Y fecham uma álgebra $SU(2)_L \times U(1)$. Logo, $SU(2)_L \times U(1)$ é o grupo gerador mínimo de um formalismo que unifique ao mesmo tempo as interações fraca e eletromagnética.

(*) Para obter este resultado tratamos os campos leptônicos $\psi_\ell(\vec{x},t)$ e $\psi_\ell(\vec{x},t)$ como campos quantizados satisfazendo as seguintes regras de comutação não nulos ($\alpha,\beta = 1,2,\ldots 4$ indicam comprimento de espinor de Dirac)

$$\{\psi^+_{\ell,\alpha}(\vec{x},t), \psi_{\ell',\beta}(\vec{x},t)\} = \delta^3(\vec{x}-\vec{x}')\, \delta_{\ell\ell'}\, \delta_{\alpha\beta}$$

$$\{\psi^+_{\nu_{\ell,\alpha}}(\vec{x},t), \psi_{\nu_{\ell',\beta}}(\vec{x}',t)\} = \delta^3(\vec{x}-\vec{x}')\delta_{\ell\ell'},\delta_{\alpha\beta}$$

usamos a identidade:

$$[AB, CD] = -AC\{D,B\}+A\{C,B\}D+\{C,A\}DB-C\{A,D\}B \quad .$$

CAPÍTULO VI

MODELO DE WEINBERG-SALAM

6.1 - *Construção do Modelo*

Weinberg[19] e Salam[20] propuseram independentemente um modelo onde as interações fracas e eletromagnéticas são descritas sob um mesmo formalismo. A descrição deste modelo será feita passo a passo no que se segue.

Por questão de simplicidade, supõe-se que os únicos léptons existentes são o elétron e o neutrino ν_e. Estes léptons aparecerão sob a forma de um dubleto L e um singleto R, onde

$$L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \qquad (6.1.1a)$$

$$R = \frac{1 + \gamma_5}{2} = e_R \qquad (6.1.1b)$$

Tentar-se-á escrever uma Lagrangeana total:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{leptons}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{int}} + \mathcal{L}_{\text{EM}} \qquad (6.1.2)$$

cujos termos serão explicados adiante e separadamente.

Como foi visto anteriormente, $SU(2)_L \times U(1)$ é o grupo gerador mínimo de uma teoria unificada das interações fracas e eletromagnéticas. Portanto, $SU(2)_L \times U(1)$ será o grupo gerador do modelo W-S.

A Lagrangeana livre, devido apenas aos léptons ν_e e e, é escrita na forma:

$$\mathcal{L}_{\text{leptons}} = \bar{R} i\gamma^{\mu}\partial_{\mu}R + \bar{L} i\gamma^{\mu}\partial_{\mu}L + m_e\left[\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L\right] . \qquad (6.1.3)$$

Exige-se que a teoria seja invariante sob o grupo $SU(2)_L \times U(1)$. Isto significa que a Lagrangeana acima é invariante sob as transformações abaixo:

$$L \rightarrow L' = e^{-i\frac{g'}{2} Y.\theta(x)}\, e^{-ig\vec{T}.\vec{\Lambda}(x)} L \qquad (6.1.4a)$$

$$R \rightarrow R' = e^{-i\frac{g'}{2} Y.\theta(x)}\, e^{-ig\vec{T}.\Lambda(x)} R \qquad (6.1.4b)$$

onde Y e $\vec{T}$ são respectivamente os geradores de carga e isospin.

Tem-se então, respectivamente os autovalores dos geradores de isospin, para o dubleto e os singletos

$$\vec{T}_L = \frac{\vec{\tau}}{2} \qquad (6.1.5a)$$

$$\vec{T}_R = 0 \qquad (6.1.5b)$$

O vetor $\vec{\tau}$ é o vetor formado pelas matrizes de Pauli:

$$\vec{\tau} = \tau^1\hat{i} + \tau^2\hat{j} + \tau^3\,\hat{k} \qquad (6.1.6)$$

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} ; \qquad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} ; \qquad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

(6.1.7a) (6.1.7b) (6.1.7c)

A fim de que a relação $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$ seja sempre váli - da, os valores das hipercargas do dubleto e do singleto são respectivamente:

$$Y_L = -1 \tag{6.1.8a}$$

$$Y_R = -2 \tag{6.1.8b}$$

Logo, as eqs. (6.1.4a) e (6.1.4b) podem ser escritas como:

$$L \to L' = \exp\left\{ i \left[\frac{g'}{2} \theta(x) - \frac{g}{2} \vec{\tau}.\vec{\Lambda}(x) \right] \right\} L \tag{6.1.9a}$$

$$R \to R' = \exp\left\{ ig'\theta(x) \right\} R \tag{6.1.9b}$$

Das igualdades acima, conclui-se que

$$m_e \left[\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L \right] = m_e \left[\bar{L} \binom{0}{1} R + \bar{R} (0 \ 1) L \right] \neq$$

$$\neq m_e \left[\bar{L}' \binom{0}{1} R' + \bar{R}' (0 \ 1) L' \right] = m_e \left[\bar{e}'_R e'_L + \bar{e}'_R e'_L \right] \tag{6.1.10}$$

A invariância sob $SU(2)_L \times U(1)$ implica que m_e seja nula.

Para construir-se uma teoria invariante sob uma trans formação de gauge local do tipo $SU(2)_L \times U(1)$ e que seja coerente com a teoria de Yang-Mills, serão feitas duas hipóteses.

1ª) - A Lagrangeana inicial não contém termo de massa para o elétron;

2ª) - A teoria de Yang-Mills requer que a Lagrangeana correta tenha a forma abaixo:

$$\mathcal{L}_{\text{leptons}} = \bar{R} i \gamma^{\mu} (\partial_{\mu} + i g' B_{\mu}) R +$$

$$+ \bar{L} i \gamma^{\mu} (\partial_{\mu} + i \frac{g'}{2} B_{\mu} - i \frac{g}{2} \vec{\tau} . \vec{A}_{\mu})_L \quad . \qquad (6.1.11)$$

Os bósons vetoriais compensadores se transformam segundo as expressões:

$$B_{\mu} \rightarrow B'_{\mu} = B_{\mu} + \frac{1}{g'} \partial_{\mu} \theta(x) \qquad (6.1.12)$$

$$\vec{A}_{\mu} \rightarrow \vec{A}'_{\mu} = \vec{A}_{\mu} - \partial_{\mu} \vec{\Lambda}(x) + g(\vec{\Lambda}(x) \times \vec{A}_{\mu}(x)) \qquad (6.1.13)$$

Além da parte puramente leptônica, existe uma outra parte devido a bósons escalares, a Lagrangeana de Higgs $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$. Estes bósons são introduzidos sob a forma de um isodubleto(2):

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^{+} \\ \phi^{o} \end{pmatrix} \qquad (6.1.14)$$

onde ϕ^{+} e ϕ^{o} são, respectivamente, um campo escalar positivo de carga e e um campo neutro.

Esta parte escalar tem a finalidade de gerar massa pa ra os bósons vetoriais pelo *Mecanismo de Higgs*[(2)].

Pela relação $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$ acha-se $Y_\phi = 1$. Então, pode-se escrever uma Lagrangeana invariante sob $SU(2)_L \times U(1)$

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \left[\partial_\mu\phi^\dagger + i\,\frac{g'}{2}\,B_\mu\phi^\dagger + \frac{g}{2}\,\vec{\tau}.\vec{A}_\mu\phi^\dagger\right]\cdot$$

$$\cdot\left[\partial^\mu\phi - i\,\frac{g'}{2}\,B^\mu\phi - i\,\frac{g}{2}\,\vec{\tau}.\vec{A}^\mu\phi\right] - V(\phi^\dagger\phi) \qquad (6.1.15)$$

onde

$$V(\phi^\dagger\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \qquad (6.1.16)$$

$$\mu^2 < 0 \quad e \quad \lambda > 0$$

de modo que este termo quebre espontaneamente a simetria acima.

A parte devida aos bósons vetoriais compensadores será:

$$\mathcal{L}_{EM} = -\frac{1}{4}\,F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\,\vec{A}_{\mu\nu}.\vec{A}^{\mu\nu} \qquad (6.1.17)$$

onde:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \qquad (6.1.18a)$$

$$\vec{A}_{\mu\nu} = \partial_\mu\vec{A}_\nu - \partial_\nu\vec{A}_\mu + g(\vec{A}_\mu \times \vec{A}_\nu) \qquad (6.1.18b)$$

Além de tudo isto, existe uma parte que descreve a interação dos léptons com os bósons de Higgs:

$$\mathcal{L}_{int} = -\,G_e\left[\bar{R}\phi^\dagger L + \bar{L}\phi R\right] \qquad (6.1.19)$$

6.2 - *Aplicação do Mecanismo de Higgs ao Modelo de Weinberg — —Salam*

Devido ao fato de $\mu^2 < 0$, ou seja, haver quebra espontânea da simetria, podemos desenvolver ϕ em torno do valor esperado de vácuo $\langle\phi\rangle_0 \neq 0$. Obtém-se então:

$$\phi = \exp\left[-i\,\frac{\vec{\xi}\cdot\vec{\tau}}{2}\right]\begin{pmatrix} 0 \\ \\ \dfrac{v+\eta(x)}{2} \end{pmatrix} \tag{6.2.20}$$

Nada impede que seja feita uma transformação de gauge local do tipo

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \\ \dfrac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \exp\left[i\,\frac{\vec{\xi}\cdot\vec{\tau}}{2}\right]\phi(x) \tag{6.2.21}$$

Devido à transformação acima, novos campos são obtidos:

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \\ \dfrac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{6.2.22}$$

$$R(x) \rightarrow R'(x) = R(x) \tag{6.2.23a}$$

$$B_\mu(x) \rightarrow B'_\mu(x) = B_\mu(x) \tag{6.2.23b}$$

$$\vec{A}_\mu(x) \rightarrow \vec{A}'_\mu(x) = \vec{A}_\mu(x) - \partial_\mu\vec{\xi}(x) - \vec{\xi}(x)\times\vec{A}_\mu(x) \tag{6.2.23c}$$

A partir dos novos campos obtidos acima, encontraremos os valores das diversas Lagrangeanas. Não é necessário dizer que as Lagrangeanas são invariantes sob estas transformações de gauge.

A Lagrangeana de interação será:

$$\mathcal{L}_{int}(x) = -\frac{G_e}{\sqrt{2}}\left[\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L\right] + \ldots = -\frac{G_e v}{2}\ \bar{e}e \quad . \qquad (6.2.24)$$

Através do mecanismo de Higgs, o elétron que inicialmente era desprovido de massa, adquiriu uma massa cujo valor é:

$$m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}} \qquad (6.2.25)$$

A parte escalar assume a forma:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \chi_-^{\dagger}\left[\partial_\mu \eta + i\,\frac{g'}{2}\,B_\mu(v+\eta) + i\,\frac{g}{2}\,\vec{\tau}.\vec{A}_\mu(v+\eta)\right]\left[\partial^\mu \eta - i\,\frac{g'}{2}\,B^\mu(v+\eta) - i\,\frac{g}{2}\,\vec{\tau}.\vec{A}^\mu(v+\eta)\right]\chi_- - \frac{\mu^2}{2}(v+\eta)^2 - \frac{\lambda}{4}(v+\eta)^2$$

$$(6.2.26)$$

χ_- é definido em:

$$\chi_- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \qquad (6.2.27)$$

Despresando-se os termos constantes e os de ordem superior, a Lagrangeana de Higgs assumirá o seguinte valor:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \partial_\mu \eta \partial^\mu \eta + \frac{v^2}{8}\left[g' B_\mu - g A_\mu^3\right]\left[g' B^\mu - g A^{3\mu}\right] + \frac{v^2 g^2}{8}\left[A_\mu^1 A^{1\mu} + A_\mu^2 A^{2\mu}\right] - V\left\{\left(\frac{v+\eta}{\sqrt{2}}\right)^2\right\} \quad . \qquad (6.2.28)$$

Definam-se

$$W_\mu^\pm = \frac{A_\mu^1 \mp iA_\mu^2}{\sqrt{2}} \qquad (6.2.29a)$$

$$Z_\mu = \frac{g A_\mu^3 - g' B_\mu}{(g^2+g'^2)^{1/2}} \qquad (6.2.29b)$$

$$A_\mu = \frac{g B_\mu + g' A_\mu^3}{(g^2+g'^2)^{1/2}} \qquad (6.2.29c)$$

Das expressões acima, tem-se:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \frac{1}{2}\,\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta + (\tfrac{1}{2}\,g\,v\,)^2\,W_\mu^- W^{\mu+} + \frac{1}{2}\left[\frac{v(g^2+g'^2)^{1/2}}{2}\right]^2 Z_\mu Z^\mu - \mu^2\eta \qquad (6.2.30)$$

Após a aplicação do mecanismo de Higgs chega-se à expressão (6.2.30) que fornece uma teoria onde há:

i) - um bóson escalar de massa $m_\mu = -2\mu^2$;

ii) - dois bósons vetoriais carregados e massivos W_μ^+ e W_μ^- de massa $m_W = \frac{1}{2}\,gv$;

iii) - um bóson vetorial neutro Z_μ de massa $m_Z = \frac{1}{2}\,v\sqrt{g^2+g'^2}$;

iv) - um bóson vetorial de massa nula A_μ que pode se identificar como fóton.

Se foi definido θ_W, ângulo de Weinberg, como:

$$tg\theta_W = g'/g \qquad (6.2.31)$$

chega-se às expressões abaixo:

$$A^3_\mu = - A_\mu \, sen\theta_W + Z_\mu \cos\theta_W \qquad (6.2.32)$$

$$B_\mu = A_\mu \cos\theta_W + Z_\mu \, sen\theta_W \qquad (6.2.33)$$

A Lagrangeana Leptônica (6.1.11) em termos de A_μ, Z_μ e $W^\pm_\mu$ será reescrita como

$$\mathcal{L}_{leptons} = i\,\bar{e}\gamma^\mu\partial_\mu e + i\,\bar{\nu}_L\gamma^\mu\partial_\mu\nu_L - \frac{g'}{2}\left[\cos\theta_W A_\mu + sen\theta_W Z_\mu\right]$$

$$\left[2\bar{e}_R\gamma^\mu e_R + \bar{e}_L\gamma^\mu e_L + \bar{\nu}_L\gamma^\mu\nu_L\right] + \frac{g}{2}\left[sen\theta_W A_\mu - \cos\theta_W Z_\mu\right]$$

$$\left[\bar{e}_L\gamma^\mu e_L - \bar{\nu}_L\gamma^\mu\nu_L\right] + \frac{g}{\sqrt{2}}\left[\bar{\nu}_L\gamma^\mu e_L W^+_\mu + \bar{e}_L\gamma^\mu\nu_L W^-_\mu\right] \qquad (6.2.34)$$

Reagrupando-se a expressão (6.2.34) em fatores de A e Z :

$$\mathcal{L}_{leptons} = i\bar{e}\gamma^\mu\partial_\mu e + i\bar{\nu}_L\gamma^\mu\partial_\mu\nu_L + \frac{g}{\sqrt{2}}\left[\bar{\nu}_L\gamma^\mu e_L W^+_\mu + \bar{e}_L\gamma^\mu\nu_L W^-_\mu\right]$$

$$- \frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}}\,\bar{e}\gamma^\mu e A_\mu - \frac{Z_\mu}{2(g^2+g'^2)^{1/2}}\left[g'^2(2\bar{e}_R\gamma^\mu e_R + \right.$$

$$\left. + \bar{e}_L\gamma^\mu e_L + \bar{\nu}_L\gamma^\mu\nu_L) - g^2(\bar{e}_L\gamma^\mu e_L - \bar{\nu}_L\gamma^\mu\nu_L)\right] \qquad (6.2.35)$$

O termo $-gg'(g^2+g'^2)^{-1/2}\,\bar{e}\gamma^\mu e A_\mu$ não é nada mais que descrição da interação eletromagnética de uma partícula de carga $-gg'(g^2+g'^2)^{-1/2}$ com o campo eletromagnético A_μ. Conclue-se que, além do A_μ ser o próprio campo eletromagnético, a carga eletrônica se relaciona a g' e g por:

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}} \qquad (6.2.36)$$

Z_μ é um bóson intermediário neutro e W_μ^+ e W_μ^- são os bósons intermediários carregados.

Algumas relações entre G, g e v podem ser encontradas a partir da eq. (4.3.23) (2):

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{2M_W^2} = \frac{1}{2v^2} \qquad (6.2.37)$$

$$M_W^2 = \frac{1}{4}\, g^2 v^2 = \frac{e^2}{\mathrm{sen}^2\theta_W}\, \frac{1}{4\sqrt{2}\, G} \qquad (6.2.38)$$

Disto se conclue:

$$M_W = \frac{38}{\mathrm{sen}\theta_W} \text{ GeV} \qquad (6.2.39)$$

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos\theta_W} = \frac{38}{\frac{1}{2}\,\mathrm{sen}^2\theta_W} \text{ GeV} \qquad (6.2.40)$$

Como g' = 0 não é permitido, então, $0 < \cos\theta_W < 1$ e $\mathrm{sen}\theta_W > 0$, o que implica

$$M_Z > M_W \quad \text{e} \quad M_Z > 76 \text{ GeV}.$$

CAPÍTULO VII

MODELO DE WEINBERG-SALAM PARA QUARKS

Se os quarks puderem ser incorporados ao modelo de Weinberg-Salam, haverá então uma teoria unificada das interações fracas e eletromagnéticas que abrangerá todas as partículas conhecidas: o fóton, o lépton e o hadron.

Tenta-se construir uma teoria para os hadrons (quarks) tomando-se os mesmos argumentos usados no caso dos léptons.

Inicialmente se tentou construir o modelo com a incorporação dos três quarks então conhecidos: u, d e s. Nesta teoria surgiu uma grande incoerência. Havia na Lagrangeana uma corrente neutra com mudança de estranheza. Isto nunca foi observado experimentalmente[21].

Para contornar este problema, Glashow, Iliapoulos e Maiani[21] propuseram aumentar o modelo de quarks para quatro quarks, onde o novo quark carregava um novo número quântico c , ou número de charm.

As propriedades dos quarks do modelo de GIM, acham-se na Tabela 7.1.

7.1 - *Modelo de GIM - Construção do Modelo*

Neste modelo os quarks aparecerão sob a forma de dois

Tabela 7.1 - Números quânticos dos quarks u, c, d e s .

	Q	S	B	C
u	2/3	0	1/3	0
c	2/3	0	1/3	1
d	-1/3	0	1/3	0
s	-1/3	-1	1/3	0

Q - carga elétrica; S - estranheza; B - número bariônico ; C - número de charm.

dubletos de isospin fraco (L_1 e L_2) e quatro singletes (u_R, c_R, d_{c_R} e S_{c_R}) de isospin fraco, definidos pelas expressões:

$$L_1 = \begin{pmatrix} u \\ d_c \end{pmatrix}_L \quad (7.1.1a) \quad ; \quad L_2 = \begin{pmatrix} c \\ S_c \end{pmatrix}_L \quad (7.1.1b)$$

$$\begin{pmatrix} d_c \\ S_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \operatorname{sen}\theta \\ -\operatorname{sen}\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d' \\ c \end{pmatrix} \quad (7.1.1c)$$

μ

A parte hadrônica da Lagrangeana que é invariante sob $SU(2)_L \times U(1)$,é escrita como:

$$\mathcal{L}_{quarks} = i\bar{L}_1\gamma^\mu(\partial_\mu - i\,\frac{g'}{2}\,Y_{L_1}B_\mu - i\,\frac{g}{2}\,\vec{\tau}.\vec{A}_\mu)L_1 \;+$$

$$+\; i\,\bar{L}_2\gamma^\mu(\partial_\mu - i\,\frac{g'}{2}\,Y_{L_2}B_\mu - i\,\frac{g}{2}\,\vec{\tau}.\vec{A}_\mu)\,L_2 \;+$$

$$+ i\bar{u}_R\gamma^\mu \left(\partial_\mu - i\,\frac{g'}{2}\,Y_{u_R}B_\mu\right) u_R \;+$$

$$+ i\,\bar{c}_R\gamma^\mu\left(\partial_\mu - i\,\frac{g'}{2}\,Y_{c_R}B_\mu\right) c_R \;+$$

$$+ i\,\bar{d}_R\gamma^\mu\left(\partial_\mu - i\,\frac{g'}{2}\,Y_{d_r}B_\mu\right) d_R \;+$$

$$+ i\,\bar{s}_R\gamma^\mu\left(\partial_\mu - i\,\frac{g'}{2}\,Y_{s_R}B_\mu\right) s_R \qquad (7.1.2)$$

Os diversos Y são geradores de hipercarga fraca, e a relação (7.1.3) é sempre válida:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \qquad (7.1.3)$$

Da eq. (7.1.3) são encontradas:

$$Y_{u_R} = Y_{c_R} = \frac{4}{3} \qquad (7.1.4a)$$

$$Y_{d_{c_R}} = Y_{s_{c_R}} = -\frac{2}{3} \qquad (7.1.4b)$$

$$Y_{L_1} = Y_{L_2} = Y_L = \begin{pmatrix} \frac{1}{3} & 0 \\ 0 & \frac{1}{3} \end{pmatrix} \qquad (7.1.4c)$$

Definindo-se:

$$R_1 = \begin{pmatrix} u \\ d_c \end{pmatrix}_R \qquad (7.1.5a) \qquad\qquad R_2 = \begin{pmatrix} e \\ s_c \end{pmatrix}_R \qquad (7.1.5b)$$

$$Y_R = \begin{pmatrix} \frac{4}{3} & 0 \\ 0 & -\frac{2}{3} \end{pmatrix} \qquad Q = \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{3} \end{pmatrix} \qquad T = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$$

(7.1.5c) (7.1.5d) (7.1.5e)

verifica-se, então, a relação entre as matrizes

$$Y_L = 2Q - 2T \tag{7.1.6a}$$

$$Y_R = 2Q \tag{7.1.6b}$$

Além do mais, $\mathcal{L}_{quarks}$ pode ser reescrita corretamente sob a forma compacta:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{quarks} = & \; i\, \overline{L}_1 \gamma^\mu (\partial_\mu - i \tfrac{g'}{2} Y_L B_\mu - i \tfrac{g}{2} \vec{\tau}.\vec{A}_\mu) + \\ & + i\, \overline{L}_2 \gamma^\mu (\partial_\mu - i \tfrac{g'}{2} Y_L B_\mu - i \tfrac{g}{2} \vec{\tau}.\vec{A}_\mu) + \\ & + i\, \overline{R}_1 \gamma^\mu (\partial_\mu - i \tfrac{g'}{2} Y_R B_\mu) R_1 + \\ & + i\, \overline{R}_2 \gamma^\mu (\partial_\mu - i \tfrac{g'}{2} Y_R B_\mu) R_2 \end{aligned} \tag{7.1.7}$$

Das eqs. (6.2.32), (6.2.33) e (7.1.2) encontramos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I = & \; g' \, \overline{L}_1 \gamma^\mu Q L_i (A_\mu \cos\theta_W - Z_\mu \, \mathrm{sen}\theta_W) + \\ & + g' \, \overline{R}_1 \gamma^\mu Q L_1 (A_\mu \cos\theta_W - Z_\mu \, \mathrm{sen}\theta_W) + \end{aligned}$$

$$+ \; g'\bar{L}_2\gamma^\mu Q L_2(A_\mu \cos\theta_W - Z_\mu \operatorname{sen}\theta_W) \; +$$

$$+ \; g' \; \bar{R}_2\gamma^\mu Q R_2(A_\mu \cos\theta_W - Z_\mu \operatorname{sen}\theta_W) \; +$$

$$- \; g' \; \bar{L}_1\gamma^\mu T L_1 \; (A_\mu \cos\theta_W - Z_\mu \operatorname{sen}\theta_W) \; +$$

$$- \; g' \; \bar{L}_2\gamma^\mu T L_2 \; (A_\mu \cos\theta_W - Z_\mu \operatorname{sen}\theta_W) \; +$$

$$+ \; g \; L_1\gamma^\mu T L_1 \; (A_\mu \operatorname{sen}\theta_W + Z_\mu \cos\theta_W) \; +$$

$$+ \; g \; L_2\gamma^\mu T L_2 \; (A_\mu \operatorname{sen}\theta_W + Z_\mu \cos\theta_W) \; +$$

$$+ \; \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{L}_1\gamma^\mu \left[\tau^- W_\mu^- + \tau^+ W_\mu^+\right] L_1 \; +$$

$$+ \; \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{L}_2\gamma^\mu \left[\tau^- W_\mu^- + \tau^+ W_\mu^+\right] L_2 \qquad (7.1.8)$$

Já que $\tau^3 = 2T$, então:

$$\mathcal{L}_I = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{L}_1 \; \gamma^\mu \; (\tau^- W_\mu^- + \tau^+ W_\mu^+) \; L_1 \; +$$

$$+ \; \frac{g}{\sqrt{2}} L_2 \; \gamma^\mu \; (\tau^- W_\mu^- + \tau^+ W_\mu^+) \; L_2 \; +$$

$$+ \; \frac{gg'}{(g^2+g'^2)^{1/2}} A_\mu \; j^\mu_{EM} \; +$$

$$+ \; (g^2+g'^2)^{1/2} \; Z_\mu \left[\bar{L}_1\gamma^\mu T L_1 + \bar{L}_2\gamma^\mu T L_2 - \operatorname{sen}^2\theta_W \; j^\mu_{EM}\right] \qquad (7.1.9)$$

onde:

$$j^{\mu}_{EM} = \frac{2}{3}\,\bar{u}\gamma^{\mu}u + \frac{2}{3}\,\bar{c}\gamma^{\mu}c - \frac{1}{3}\,\bar{d}\gamma^{\mu}d - \frac{1}{3}\,\bar{s}\gamma^{\mu}s \tag{7.1.10}$$

e

$$\bar{L}_1\gamma^{\mu}TL_1+L_2\gamma^{\mu}TL_2 = \frac{1}{2}\left[\bar{u}_L\gamma^{\mu}u_L+\bar{c}_L\gamma^{\mu}c_L-\bar{d}_L\gamma^{\mu}d_L-\bar{s}_L\gamma^{\mu}s_L\right] \tag{7.1.11}$$

Verifica-se então que não há corrente neutra com mudança de estranheza. Além do mais as correntes neutras e eletromagnéticas estão de acordo com os dados experimentais.

7.2 - *Interação Quark-Bóson de Higgs*

Resta construir um termo que descreva as interações dos quarks com os bósons de Higgs(2). Este termo é necessário, pois a partir dele as massas dos quarks serão geradas.

Definindo-se:

$$\tilde{\phi} = i\ \tau^2\ \phi^* = \begin{pmatrix} \phi^o \\ \\ -\phi^- \end{pmatrix} \tag{7.2.12}$$

encontra-se o termo de interação desejado.

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{QN} = {} & g_1\bar{L}_1\tilde{\phi}\ u_R + g_2\bar{L}_2\tilde{\phi}\ u_R \\ & + g_3\bar{L}_1\tilde{\phi}\ e_R + g_4\bar{L}_2\tilde{\phi}\ c_R \\ & + g_5\bar{L}_1\tilde{\phi}\ d_R + g_6\bar{L}_2\phi\ d_R \\ & + g_7\bar{L}_1\tilde{\phi}\ s_R + g_8\bar{L}_2\phi\ s_R + h.c.\end{aligned} \tag{7.2.13}$$

Através da mesma transformação de gauge do modelo W-S encontramos:

$$\langle\phi\rangle_o = \begin{pmatrix} 0 \\ \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \qquad (7.2.14)$$

$$\langle\tilde{\phi}\rangle_o = \begin{pmatrix} v/\sqrt{2} \\ \\ 0 \end{pmatrix} \qquad (7.2.15)$$

Então:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{QN} = {} & \frac{g_1 v}{\sqrt{2}}\,\bar{u}u + \frac{g_2 v}{\sqrt{2}}\,(\bar{c}_L u_R + \bar{u}_R\, c_L) \\
& + \frac{g_3 v}{\sqrt{2}}\,(\bar{u}_L c_R + \bar{c}_R u_L) + \frac{g_4 v}{\sqrt{2}}\,\bar{c}c \; + \\
& + \frac{g_5 v}{\sqrt{2}}\,(\bar{d}d\,\cos\theta_c + (\bar{s}_L d_R + \bar{d}_R s_L)\,\mathrm{sen}\theta\,) \; + \\
& + \frac{g_6 v}{\sqrt{2}}\,(-\bar{d}d\,\mathrm{sen}\theta_c + (\bar{s}_L\, d_R + \bar{d}_R\, s_L)\,\cos\theta_c) \\
& + \frac{g_7 v}{\sqrt{2}}\,((\bar{d}_L s_R + s_R d_L)\,\cos\theta_c + \bar{s}s\,\mathrm{sen}\theta_c) \\
& + \frac{g_8 v}{\sqrt{2}}\,(-(\bar{d}_L s_R + \bar{s}_R d_L)\,\mathrm{sen}\theta_c + \bar{s}s\,\cos\theta_c).
\end{aligned} \qquad (7.2.16)$$

Algumas conclusões sobre as massas dos quarks podem ser tiradas[2]:

$$m_u = g_1 v/\sqrt{2} \qquad (7.2.17a)$$

$$m_c = g_4 v/\sqrt{2} \qquad (7.2.17b)$$

$$m_d = \frac{v}{\sqrt{2}} \left[g_5 \cos\theta_c - g_6 \operatorname{sen}\theta_c \right] \qquad (7.2.17c)$$

$$m_s = \frac{v}{\sqrt{2}} \left[g_7 \operatorname{sen}\theta_c - g_3 \cos\theta_c \right] \qquad (7.2.17d)$$

$$\frac{g_5}{g_6} = - \operatorname{cotg} \theta_c \qquad (7.2.17e)$$

$$g_2 = - g_3 \qquad (7.2.17f)$$

$$\frac{g_7}{g_8} = \operatorname{tg} \theta_c \qquad (7.2.17g)$$

Das equações (7.2.17a) — (7.2.17g) pode-se concluir que os quarks interagem fracamente com os bósons de Higgs já que os g_i são cerca de 1% de G_F. Para uma discussão mais detalhada veja Referência (2), Secção 8.

CAPÍTULO VIII

MODELO DE WEINBERG-SALAM PARA SEIS QUARKS

A descoberta do novo lepton e a necessidade da existência do neutrino ν_τ sugerem um aumento no setor de quarks, caso a simetria quark-lepton seja válida.

O setor de quarks passa, então, a ser constituído dos quarks u, c, d e s juntamente com os novos membros da família, caso a anomalia de Adler-Bell Jackiw seja satisfeita.

Tabela 8.1 - Números quânticos dos quarks u, c, t, d, s e b.

	Q	B	S
u	2/3	1/~~2~~3	0
c	2/3	1/3	0
t	2/3	1/3	0
d	-1/3	1/3	0
s	-1/3	1/3	-1
b	-1/3	1/3	0

Q - carga elétrica; B - número bariônico; S estranheza .

.1 - *Construção do Modelo*

Devido ao sucesso do modelo de GIM para quatro quarks, a teoria para seis quarks será fundamentalmente o modelo de GIM ampliado(21,23).

No caso de quatro quarks existem, conforme foi visto anteriormente, quatro singletos direitos e dois dubletos esquerdos que podem ser escritos sob a forma de dois quartetos de helicidades de sinais contrários.

Para uma teoria de seis quarks serão necessários três dubletos esquerdos e seis singletos direitos(22). Esta teoria também pode ser descrita através de dois sextetos de helicidades contrárias.

Serão definidos os dois sextetos:

$$q_L(x) = \frac{1-\gamma_5}{2}\, q(x) \qquad (8.1.1a)$$

$$q_R(x) = \frac{1+\gamma_5}{2}\, q(x) \qquad (8.1.1b)$$

$$q(x) = \begin{pmatrix} u(x) \\ c(x) \\ t(x) \\ d(x) \\ s(x) \\ b(x) \end{pmatrix} \qquad (8.1.2)$$

Como este modelo deve ser invariante sob uma transformação de gauge local do grupo $SU(2)_L \times U(1)$, a Lagrangeana da parte hadrônica será descrita pela expressão (8.1.3):

$$\mathcal{L}_{quarks} = i\bar{q}L\gamma^{\mu}(\partial_{\mu} - i\,\frac{g'}{2}\,Y_L B_{\mu} - i\,\frac{g}{2}\,\bar{L}\,A_{\mu})q_L + i\bar{q}_R\gamma^{\mu}(\partial_{\mu} - i\,\frac{g'}{2}Y_R B_{\mu})q_R$$

(8.1.3)

onde Y_R e Y_L são os geradores de hipercarga fraca para os setores $q_R(x)$ e $q_L(x)$, respectivamente.

As matrizes $\vec{L}$ obedecem às regras de comutação abaixo:

$$\left[L^i , L^j\right] = i\ \varepsilon_{ijk}\ L^k \tag{8.1.4}$$

$$L^+ = \frac{L^1 + iL^2}{2} = \sqrt{2}\ S^+ \tag{8.1.5}$$

$$L^- = \frac{L^1 - iL^2}{2} = \sqrt{2}\ S^- \tag{8.1.6}$$

$$L^3 = 2\ S^3 \tag{8.1.7}$$

A álgebra $SU(2)_L \times U(1)$ implica na relação:

$$Q = S_3 + \frac{Y}{2} \tag{8.1.8}$$

onde S_3 é a terceira componente do isospin, e

$$Q = \begin{bmatrix} 2/3 & & & & & \\ & 2/3 & & & 0 & \\ & & 2/3 & & & \\ & & & -1/3 & & \\ & 0 & & & -1/3 & \\ & & & & & -1/3 \end{bmatrix} \tag{8.1.9}$$

$$Y_L = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} 1 & & & & & \\ & 1 & & & 0 & \\ & & 1 & & & \\ & & & 1 & & \\ & 0 & & & 1 & \\ & & & & & 1 \end{bmatrix} \tag{8.1.10}$$

$$Y_R = \begin{bmatrix} 4/3 & & & & & \\ & 4/3 & & & 0 & \\ & & 4/3 & & & \\ & & & -2/3 & & \\ & 0 & & & -2/3 & \\ & & & & & -2/3 \end{bmatrix} \qquad (8.1.11)$$

Pode-se escrever então:

$$\mathcal{L}_{quarks} = i\bar{q}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}q + \frac{g'}{2}\,\bar{q}_L\gamma^{\mu}Y_L q_L B_{\mu} + \frac{g'}{2}\,\bar{q}_R\gamma^{\mu}Y_R q_R B_{\mu} +$$

$$+ \frac{g}{2}\,\bar{q}_L\gamma^{\mu}(\sqrt{2}\,W_{\mu}^{+}L^{+} + \sqrt{2}\,W_{\mu}^{-}L^{-} + L^3 A_{\mu}^3)\,q_L =$$

$$= i\,\bar{q}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}q + g'\,\bar{q}_L\gamma^{\mu}Y_L q_L B_{\mu} + \frac{g'}{2}\,\bar{q}_R\gamma^{\mu}Y_R\,q_R B_{\mu} +$$

$$+ g\,\bar{q}_L\gamma^{\mu}\left[W_{\mu}^{+}S^{+} + W_{\mu}^{-}S^{-} + W_{\mu}^{3}S^{3}\right]q_L \qquad (8.1.12)$$

Os bósons $W_{\mu}^{\pm}$ foram definidos seguindo a equação (6.2.29a) e $W_{\mu}^3 = A_{\mu}^3$.

Construindo-se:

$$L^{+} = \begin{pmatrix} 0 & U \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (8.1.13) \qquad\qquad L^{-} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ U^{+} & 0 \end{pmatrix} \quad (8.1.14)$$

$$L^3 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} = 2S_3 \quad (8.1.15) \quad ; \qquad I = I(3 \times 3) \qquad (8.1.16)$$

$$U = U\ (3 \times 3) \qquad (8.1.17)$$

$$U^{+}U = U^{+}U = I \qquad (8.1.18)$$

$$U = \begin{bmatrix} \cos\theta & \mathrm{sen}\theta\cos\psi & \mathrm{sen}\theta\,\mathrm{sen}\psi \\ -\mathrm{sen}\theta\cos\psi & \cos\theta\cos\phi\cos\psi-\mathrm{sen}\theta\,\mathrm{sen}\psi e^{i\delta} & \cos\theta\,\mathrm{sen}\phi\cos\psi+\cos\phi\,\mathrm{sen}\psi e^{i\delta} \\ \mathrm{sen}\theta\,\mathrm{sen}\psi & -\cos\theta\,\mathrm{sen}\psi\cos\phi-\mathrm{sen}\phi\cos\psi e^{i\delta} & -\cos\theta\,\mathrm{sen}\phi\,\mathrm{sen}\psi+\cos\phi\cos\psi e^{i\delta} \end{bmatrix} \tag{8.1.19}$$

Para uma melhor compreensão da matriz e especialmente do fator de fase $e^{i\delta}$ é interessante consultar a Ref. (23), Secção 4.7.

$$A_\mu = B_\mu \cos\theta_W + A_\mu \,\mathrm{sen}\theta_W \tag{8.1.20}$$

$$Z_\mu = B_\mu \,\mathrm{sen}\theta_W + A_\mu \cos\theta_W \tag{8.1.21}$$

$$\frac{g'}{g} = \mathrm{tg}\;\theta_W \tag{8.1.22}$$

θ_W é o ângulo de Weinberg.

Chega-se à relação:

$$\mathcal{L} = i\bar{q}\gamma^\mu \partial_\mu q + L_I \tag{8.1.23}$$

onde

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I = {} & g\bar{q}_L\gamma^\mu A^3_\mu q_L + \frac{g'}{2}\,\bar{q}_R\gamma^\mu Y_R q_R B_\mu \; + \\ & + \frac{g'}{2}\,\bar{q}_L Y_L \gamma^\mu q_L B_\mu \; + \\ & + \frac{g}{\sqrt{2}}\,(\bar{u}\;\bar{c}\;\bar{t})_L \gamma^\mu\; W^+_\mu U \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \\ & + \frac{g}{\sqrt{2}}\,(\bar{d}\;\bar{s}\;\bar{b})_L \gamma^\mu\; W^-_\mu U^\dagger \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L \end{aligned} \tag{8.1.24}$$

Como:

$$Y_L = 2Q - 2S^3 \quad , \tag{8.1.25}$$

$$Y_R = 2Q \tag{8.1.26}$$

e

$$B_\mu = A_\mu \cos\theta_W + Z_\mu \,\mathrm{sen}\theta_W \tag{8.1.26a}$$

$$Z^3_\mu = A_\mu \,\mathrm{sen}\theta_W + Z_\mu \cos\theta_W \tag{8.1.26b}$$

consegue-se chegar à relação:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_I = {} & \frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}} A_\mu \bar{q}\gamma^\mu Q q \\ & + (g^2+g'^2)^{1/2} Z_\mu \left[\bar{q}_L S_3 \gamma^\mu q_L - \mathrm{sen}^2\theta_W \bar{q}\gamma^\mu Q q\right] \\ & + \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}\ \bar{c}\ \bar{t})_L . \gamma^\mu W^+_\mu \, U \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L + \\ & + \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{d}\ \bar{s}\ \bar{b})_L \, \gamma^\mu \, W^-_\mu . \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L \end{aligned} \tag{8.1.27}$$

A expressão anterior fornece uma corrente eletromagnética que se acopla ao bóson A_μ (fóton), uma corrente fraca que se acopla ao bóson intermediário neutro Z_μ e as correntes fracas carregadas que se acoplam aos bósons carregados $W^\pm_\mu$.

8.2 - *Violação CP*

O modelo de GIM não prevê a violação-CP que é observado na natureza[22]. Como será visto, o modelo de 6-quarks inclue violação-CP.

Para o modelo de 6-quarks a Lagrangeana é dada na Eq. (8.1.13). Por razões óbvias, só o termo $\mathcal{L}_I$ é passível de violar CP.

Se escrevermos:

$$\mathcal{L}_I = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 \qquad (8.2.28)$$

onde

$$\mathcal{L}_1 = \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\bar{u}_L \bar{c}_L \bar{t}_L\right] \gamma^\mu W_\mu^+ U \begin{pmatrix} q_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} + \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\bar{d}_L \bar{s}_L \bar{b}_L\right] \gamma^\mu W_\mu^- U^+ \begin{bmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \end{bmatrix} \qquad (8.2.29)$$

e

$$\mathcal{L}_2 = \frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}} A_\mu \bar{q}\gamma^\mu Qq + (g^2+g'^2)^{1/2} Z_\mu \left[\bar{q}_L S_3 \gamma^\mu q_L - \mathrm{sen}^2\theta_W \bar{q}\gamma^\mu Qq\right] \qquad (8.2.30)$$

Escrevendo-se $\mathcal{L}_1$ explicitamente

$$\mathcal{L}_1(x) =$$

$$= \frac{g}{\sqrt{2}} \Big\{ (\bar{u}_L\gamma^\mu d_L W_\mu^+ + \bar{d}_L\gamma^\mu u_L W_\mu^-)\cos\theta \; +$$

$$+ \; (\bar{u}_L\gamma^\mu s_L W_\mu^+ + \bar{s}_L\gamma^\mu u_L W_\mu^-)\ \mathrm{sen}\theta\cos\phi \; +$$

$$+ \; (\bar{u}_L\gamma^\mu b_L W_\mu^+ + \bar{b}_L\gamma^\mu u_L W_\mu^-)\ \mathrm{sen}\theta\,\mathrm{sen}\phi \; +$$

$$+ \; (c_L\gamma^\mu d_L W_\mu^+ + \bar{d}_L\gamma^\mu c_L W_\mu^-)\ \mathrm{sen}\theta\cos\psi \; +$$

$$+ \; (c_L\gamma^\mu s_L W_\mu^+ + \bar{s}_L\gamma^\mu c_L W_\mu^-) \; \cos\theta\cos\psi\cos\phi \; +$$

$$+ \; (c_L\gamma^\mu b_L W_\mu^+ + b_L\gamma^\mu c_L W_\mu^-) \; \cos\theta\,\mathrm{sen}\phi\cos\psi \; +$$

$$+ \; (\bar{t}_L\gamma^\mu d\, W_\mu^+ + \bar{d}_L\gamma^\mu t_L W_\mu^-) \; \mathrm{sen}\theta\,\mathrm{sen}\psi \; +$$

$$+ \; (\bar{t}_L\gamma^\mu s_L W_\mu^+ + \bar{s}_L\gamma^\mu t_L W_\mu^-) \; \cos\theta\cos\psi\,\mathrm{sen}\phi \; +$$

$$+ \; (\bar{t}_L\gamma^\mu b_L W_\mu^+ + \bar{b}_L\gamma^\mu t_L W_\mu^-) \; \cos\theta\,\mathrm{sen}\psi\,\mathrm{sen}\phi \; +$$

$$+ \; (\bar{c}_L\gamma^\mu s_L e^{i\delta} W_\mu^+ + \bar{s}_L\gamma^\mu c_L\, e^{-i\delta} W_\mu^-) \; \mathrm{sen}\psi\,\mathrm{sen}\phi \; +$$

$$+ \; (\bar{c}_L\gamma^\mu b_L e^{i\delta} W_\mu^+ + \bar{b}_L\gamma^\mu s_L e^{-i\delta} W_\mu^-) \; \cos\phi\,\mathrm{sen}\psi \; +$$

$$+ \; (\bar{t}_L\gamma^\mu s_L e^{i\delta} W_\mu^+ + \bar{s}_L\gamma^\mu t_L e^{-i\delta} W_\mu^-) \; \mathrm{sen}\phi\cos\psi \; +$$

$$+ \; (\bar{t}_L\gamma^\mu b_L e^{i\delta} W_\mu^+ + \bar{b}_L\gamma^\mu t_L e^{-i\delta} W_\mu^-) \; \cos\psi\cos\phi \Big\} \, . \quad (8.2.31)$$

O termo $\mathcal{L}_2$ não pode conter violação CP. Ele é da forma $\bar{\psi}\gamma^\mu(1\mp\gamma_5)\psi V_\mu$, onde $V_\mu = A_\mu$ ou Z_μ. Sob uma transformação CP $\bar{\psi}\gamma^\mu(1\mp\gamma_5)\psi V_\mu$ permanece inalterado. Para comprovação ver Tabela 8.3.3 .

O termo $\mathcal{L}_1$ é o único que pode incorporar violação CP. Para verificar isto, basta observar que $\mathcal{L}_1$ possue um termo da forma:

$$(\bar{c}_L\gamma^\mu s_L e^{i\delta} W_\mu^+ + \bar{s}_L\gamma^\mu c_L e^{-i\delta} W_\mu^-) \; \mathrm{sen}\psi\,\mathrm{sen}\phi \quad .$$

O fator de fase $e^{i\delta}$ foi definido na eq. (8.1.9).

O termo acima se transforma sob uma transformação CP em:

$$(\bar{c}_L \gamma^\mu s_L e^{-i\delta} W_\mu^+ + \bar{s}_L \gamma^\mu c_L e^{i\delta} W_\mu^+) \operatorname{sen}\psi \operatorname{sen}\phi \quad .$$

Não é possível reabsorver o termo $e^{\pm i\delta}$, pois se redefinirmos $c' = c\, e^{i\delta}$ o termo

$$(\bar{c}_L \gamma^\mu s_L W_\mu^+ + \bar{s}_L \gamma^\mu c_L W_\mu^-) \cos\theta \cos\psi \cos\phi$$

se transforma em

$$(\bar{c}_L \gamma^\mu s_L e^{-i\delta} W_\mu^+ + \bar{s}_L \gamma^\mu c_L e^{i\delta} W_\mu^-) \cos\theta \cos\psi \cos\phi \quad .$$

Isto proíbe a absorção completa de $e^{\pm i\delta}$, o que acarreta violação CP.

Para comprovação ver Tabela 8.3.3, e que os bósons vetoriais $W_\mu^\pm$ se transformam conforme as fórmulas:

$$\vec{W}^\pm \xrightarrow{CP} - W^\mp$$

$$W_o^\pm \xrightarrow{CP} W^\mp$$

Tabela 8.2.1 - Spinores de Dirac - Transformações sob conjugação de carga.

GRANDEZA	GRANDEZA TRANSFORMADA
$\psi(\vec{x},t)$	$\xi_c c\bar{\psi}^T$
$\bar{\psi}(\vec{x},t)$	$\xi_c^* \psi^T c$
$\bar{\psi}_1(\vec{x},t)\psi_2(\vec{x},t)$	$-\xi_{c_1}^* \xi_{c_2}\left[\bar{\psi}_2(x,t)\psi_1(x,t)\right]$
$\bar{\psi}_1(\vec{x},t)\gamma_o\psi_2(\vec{x},t)$	$+\xi_{c_1}^* \xi_{c_2}\left[\bar{\psi}_2(x,t)\gamma_o\psi_1(x,t)\right]$
$\bar{\psi}_1(\vec{x},t)\vec{\gamma}\psi_2(\vec{x},t)$	$\xi_{c_1}^* \xi_{c_2}\left[\bar{\psi}_2(x,t)\vec{\gamma}\psi_1(x,t)\right]$
$\bar{\psi}_1(\vec{x},t)\gamma_5\psi_2(\vec{x},t)$	$-\xi_{c_1}^* \xi_2\left[\psi_2(x,t)\gamma_5\psi_1(x,t)\right]$
$\bar{\psi}_1(\vec{x},t)\gamma_o\gamma_5\psi_2(\vec{x},t)$	$-\xi_{c_1}^* \xi_2\left[\bar{\psi}_2(x,t)\gamma_o\gamma_5\psi_1(x,t)\right]$
$\bar{\psi}_1(\vec{x},t)\vec{\gamma}\gamma_5\psi_2(\vec{x},t)$	$-\xi_{c_1}^* \xi_{c_2}\left[\bar{\psi}_2(x,t)\vec{\gamma}\gamma_5\psi_1(x,t)\right]$

Tabela 8.2.2 - Spinores de Dirac - Transformações sob inversão espacial.

GRANDEZA	GRANDEZA TRANSFORMADA
$\psi(\vec{x},t)$	$\xi_p\gamma_o\psi(-\vec{x},t)$
$\bar{\psi}(\vec{x},t)$	$\xi_p^* \bar{\psi}(-\vec{x},t)\gamma_o$
$\bar{\psi}_1(\vec{x},t)\psi_2(\vec{x},t)$	$\xi_{p_1}^*\xi_{p_2}\bar{\psi}_1(-\vec{x},t)\psi_2(-\vec{x},t)$
$\bar{\psi}_1(x,t)\gamma_o\psi_2(\vec{x},t)$	$\xi_{p_1}^*\xi_{p_2}\bar{\psi}_1(-\vec{x},t)\psi_2(-\vec{x},t)$
$\bar{\psi}_1(x,t)\vec{\gamma}\psi(\vec{x},t)$	$-\xi_{p_1}^*\xi_{p_2}\bar{\psi}(-\vec{x},t)\vec{\gamma}\psi_2(-\vec{x},t)$
$\bar{\psi}_1(\vec{x},t)\gamma_5\psi(\vec{x},t)$	$-\xi_{p_1}^*\xi_{p_2}\bar{\psi}(-\vec{x},t)\gamma_5\psi_2(-\vec{x},t)$
$\bar{\psi}_2(\vec{x},t)\gamma_o\gamma_5\psi_2(x,t)$	$-\xi_{p_1}^*\xi_{p_2}\bar{\psi}(-\vec{x},t)\gamma_o\gamma_5\psi_2(-\vec{x},t)$
$\psi_1(\vec{x},t)\vec{\gamma}\gamma_5\psi(\vec{x},t)$	$+\xi_{p_1}^*\xi_{p_2}\bar{\psi}(-\vec{x},t)\vec{\gamma}\gamma_5\psi_2(-\vec{x},t)$

Tabela 8.2.3 - Spinores de Dirac - Transformações sob uma inversão CP.

GRANDEZA	GRANDEZA TRANSFORMADA
$\psi(x,t)$	$\xi\gamma_o\ \psi^T\ (-\vec{x},t)$
$\bar{\psi}(x,t)$	$\xi^*\ \psi^T\ (-\vec{x},t)\ c\ \gamma_o$
$\bar{\psi}_1(x,t)\psi_2(x,t)$	$-\xi_1^*\xi_2\ \left[\psi_2(-\vec{x},t)\psi_1(-x,t)\right]$
$\bar{\psi}_1(x,t)\gamma_o\psi_2(x,t)$	$-\xi_1^*\xi_2\ \left[\psi_2(-x,t)\gamma_o\psi_1(-x,t)\right]$
$\bar{\psi}_1(x,t)\vec{\gamma}\psi_2(x,t)$	$+\xi_1^*\xi_2\ \left[\psi_2(-x,t)\vec{\gamma}\psi_1(-x,t)\right]$
$\bar{\psi}_1(x,t)\gamma_5\psi_2(x,t)$	$-\xi_1^*\xi_2\ \bar{\psi}_2(-x,t)\gamma_5\psi_1(-x,t)$
$\bar{\psi}_1(x,t)\gamma_5\gamma_o\psi_2(x,t)$	$-\xi_1^*\xi_2\ \bar{\psi}_2(-x,t)\gamma_5\gamma_o\psi_1(-x,t)$
$\bar{\psi}_1(x,t)\gamma_5\vec{\gamma}\psi_2(x,t)$	$+\xi_1\xi_2\ \bar{\psi}_2\ \gamma_5\vec{\gamma}\psi_1(-x,t)$

CAPÍTULO IX

O LEPTON PESADO

9.1 - *Introdução*

Em 1975/76 amplas evidências demonstraram a existência de uma nova partícula carregada, $\tau^{\pm}$ ou táon[24,25,26,27].

Atualmente se sabe que esta partícula tem uma massa cujo valor é 1782 ± 7 MeV[27].

Os dados experimentais até agora obtidos confirmaram que o táon decai via interação fraca, não interage fortemente, mas interage eletromagngticamente e, aparentemente, tem uma estrutura puntual. Todas as evidências levam a crer que se trata de um novo lepton. Todas as possibilidades de que τ seja um hádron foram descartadas[27].

A detecção desta partícula se deu pela primeira vez quando um grupo de físicos do SLAC[25,26] observou a produção apreciável dos pares $e^{\pm}\mu^{\mp}$ na colisão $e^{+}e^{-}$:

$$e^{+} + e^{-} \rightarrow \mu^{\pm} + e^{\mp} + \text{energia perdida} \quad .$$

O modo mais coerente de explicar-se tal produção é supor-se que após o choque $e^{+}e^{-}$ existe a produção do par $\tau^{+}\tau^{-}$, onde $\tau^{\pm}$ é uma nova partícula de vida curta. Por sua vez τ decai leptonicamente em um destes modos:

$$\tau^+ \to e^+ \nu_e \nu_\tau$$

$$\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$$

$$\tau^+ \to \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$$

$$\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$$

Além dos pares $e^\pm\mu^\mp$, devem ser encontrados também os pares e^+e^- e $\mu^-\mu^+$. Os dados experimentais estão de acordo com as previsões teóricas para os pares e^+e^- , $\mu^-\mu^+$ e $e^\pm\mu^\mp$ (24, 25, 26, 27, 28).

Logo, a produção do par $e^-\mu^+$ seria decorrente de:

$$e^+ + e^- \to \tau^+ + \tau^-$$

$$\hookrightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$$

$$\hookrightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$$

e o par $e^+\mu^-$ de:

$$e^- + e^+ \to \tau^+ + \tau^-$$

$$\hookrightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$$

$$\hookrightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$$

É importante salientar que, embora haja uma probabilidade muito pequena de τ não ser um lépton, τ poderá ser um novo tipo de partícula ainda desconhecido, mas nunca um hádron.

Todas as propriedades do τ até agora medidas confirmam que τ tem as mesmas propriedades de interação que *e* e μ.

9.2 - *Natureza Leptônica da Partícula-τ*

Diversos dados experimentais excluem a possibilidade de que o táon se trate de um hádron(25,26,27). Delas o mais convincente se encontra ao medir-se a taxa de produção de eventos $e^{\pm}\mu^{\mp}$ em função da energia do centro de massa do par e^+e^-(28).

A curva teórica da produção de hádrons após a colisão do par e^+e^- tem o seguinte comportamento: parte do zero após o limiar de energia, cresce de maneira abrupta, chega a um máximo e decai bruscamente.

A curva de produção teórica para léptons comporta-se de maneira diferente. Cresce do zero após o limiar de energia, alcança um máximo e decai suavemente se comparada à curva dos hádrons.

Os dados experimentais confirmam que τ está muito mais próximo de um lépton: a Figura 9.2.1 explica de maneira mais clara tais conclusões. A explicação do comportamento destas curvas teóricas está na existência e na não existência de estrutura interna para hádrons e léptons, respectivamente.

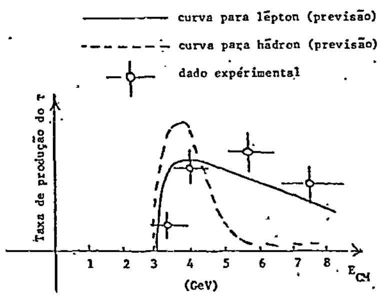


Figura 9.2.1 - Taxa de produção do par $e\mu$ em função da energia do CM do e^+e^-.

9.3 - *Atribuição de um Número Leptônico para o Táon*

Do conceito de número leptônico (ver Apêndice A), podemos atribuir um número leptônico para o lépton pesado de três maneiras diferentes e excludentes.

Definiremos as razões de ramificação eletrônica e miônica do táon como:

$$B_e = \Gamma(\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)/\Gamma(\tau \to \text{all}) \qquad (9.3.1)$$

$$B_\mu = \Gamma(\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)/\Gamma(\tau \to \text{all}) \qquad (9.3.2)$$

As três hipóteses para atribuir-se um número leptônico ao táon são:

a) - 1ª Hipótese - Lépton Excitado[29]

Supõe-se que o lépton pesado táon possue um número leptônico igual ao número leptônico de um dos dois léptons mais leves, o míon ou o eléctron.

Caso $L_{\tau^-} = L_{e^-}$ a reação seguinte seria possível porque conserva o número leptônico

$$\tau^- \to e^- + \gamma$$

Tal reação não é observada na natureza, eliminando-se então a hipótese de que $L_{\tau^-} = L_{e^-}$.

De modo análogo, a hipótese de que $L_{\tau^-} = L_\mu$ é também afastada.

b) - 2ª Hipótese - Paraléptonⁿ(29)

Neste caso $L_\tau = -L_\ell$ onde ℓ = e ou μ . Quando $L_{\tau^-} = -L_{e^-}$ ocorreriam as reações

$$\tau^- \rightarrow e^- \, \bar{\nu}_e \bar{\nu}_e \qquad \text{onde} \quad \nu_\tau = \bar{\nu}_e$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- \, \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_e$$

Pelo princípio de exclusão de Pauli será encontrado:

$$B_e = 2\, B_\mu^{(*)}$$

Experimentalmente(28) isto não se verifica, já que $(B_\mu/B_e)_{exp} = 0.92 \pm 0.03$.

Raciocinando-se de modo análogo para $L_\tau = -L_\mu$, eliminamos em definitivo a 2ª hipótese.

c) - 3ª Hipótese - Lépton Pesado Sequencial

Da exclusão das duas hipóteses anteriores resta apenas esta hipótese, onde o lépton táon possue seu próprio número leptônico L_τ diferente de zero, possue números eletrônicos e miônicos nulos, e decai em um lépton mais leve segundo

$$\tau^- \rightarrow \ell^- + \bar{\nu}_\ell + \nu_\tau$$

Além do mais, esta hipótese é a única que está de acordo com todos os outros dados experimentais.

(*) $B_\ell = \Gamma(\tau^- \rightarrow \ell^- + \bar{\nu}_\ell + \nu_\tau)/\Gamma(\tau^- \rightarrow \text{all})$.

9.4 - *Corrente Fraca do Lépton-Pesado*

Devido ao fato do lépton pesado ser do tipo sequencial, a existência do neutrino é requerida por razões de consistência teórica e de analogia com outros léptons e, μ. Experimentalmente, a massa deste neutrino deve ser menor do que 540 MeV (23).

No caso de τ possuir spin 1/2 a corrente fraca para o lépton pesado se escreve como (30):

$$j_\mu = \bar{u}_{\nu_\tau} \gamma_\mu \left[g_L(1 - \gamma_5) + g_R(1 + \gamma_5)\right] u_\tau \qquad (9.4.1)$$

onde g_L e g_R são constantes de acoplamento e a natureza do acoplamento é do tipo (V∓A).

Para o caso onde τ possue spin 3/2, uma interação na sua forma mais simples do tipo (V∓A) pode ser escrita como

$$j^\mu = \bar{u}_{\nu_\tau} \left[g_L(1 - \gamma_5) + g_R(1 + \gamma_5)\right] u^\mu_\tau \qquad (9.4.2)$$

u^μ é o quadrispinor de Rarita-Schwinger para o táon.

No caso da massa do neutrino do τ ser nula ou próxima disto, duas hipóteses são possíveis, ou a corrente é do tipo V-A, ou do tipo V+A (29). Ambas ao mesmo tempo ficam excluidos. Por razões experimentais, no caso de τ com spin 1/2 o caso V-A é o único escolhido, semelhante ao caso do múon. Para isto, veja-se referência (29), Secção 4, e ref. (31).

No nosso estudo usaremos dois tipos de corrente:

a) - Quando τ tem spin 1/2

$$j_\mu = \bar{u}_{\nu_\tau} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u_\tau \qquad (9.4.3)$$

b) Quando τ tem spin 3/2[32]

$$j_\mu = \bar{u}_{\nu_\tau} (1 - \gamma_5) u_\tau^\mu \qquad (9.4.4)$$

Ambas são to tipo V-A.

A discussão sobre o tipo de corrente para o lépton pesado pode ser encontrada em diversos artigos[29,30,31]. Experimentalmente as correntes descritas pelas eqs. (9.4.3) e (9.4.4) são as que mais se adaptam à realidade. Em nosso trabalho, apenas correntes do tipo (V-A) serão usadas dependendo apenas da atribuição do spin do lépton τ .

Das conclusões acima podemos construir uma tabela para os valores L_τ, L_μ e L_e, onde L_τ, L_μ e L_e são, respectivamente, os números leptônicos taônico, miônico e eletrônico.

Tabela 9.4.1 - Números leptônicos dos diversos léptons.

	L_τ	L_μ	L_e
τ^-, ν_τ	1	0	0
μ^-, ν_μ	0	1	0
e^-, ν_e	0	0	1
$\tau^+, \bar{\nu}_\tau$	-1	0	0
$\mu^+, \bar{\nu}_\mu$	0	-1	0
$e^+, \bar{\nu}_e$	0	0	-1

Deve-se observar que todas as outras partículas que não são léptons têm número leptônico nulo. Além disto, os números leptônicos são conservados separadamente em todas as reações da natureza. Separadamente têm o sentido de que os números L_τ e L_e, por exemplo, são grandezas distintas que não se misturam.

CAPÍTULO X

DECAIMENTO LEPTÔNICO DO LÉPTON PESADO

O lépton pesado decai tanto num elétron quanto num múon na forma abaixo:

$$\tau^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$$

ou

$$\tau^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$$

10.1 - *Decaimento Leptônico para τ com Spin 3/2*

O diagrama abaixo explica o processo (Fig. 10.1.1):

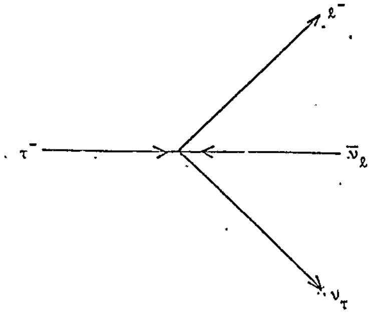


Figura 10.1.1 - Decaimento leptônico do τ.

onde $\ell^- = e^-$ ou μ^- e p_μ, q'_μ, $k_{1\mu}$ e $k_{2\mu}$ são, respectivamente, os quadrimomentos para τ^-, ν_τ, ℓ^- e $\bar{\nu}_\ell$.

O processo mais geral é dado pela reação

$$\tau^- \to \ell^- + \overline{\nu}_\ell + \nu_\tau \qquad (10.1.1)$$

A matriz de transição é dada pela equação:

$$\mu = \frac{G}{\sqrt{2}} \left[\overline{u}(k_1)\gamma^\mu(1-\gamma_5)v(k_2)u(q')(1+\gamma_5)\; u_\mu(p) \right] \quad . \qquad (10.1.2)$$

A taxa diferencial de transição é dada por:

$$d^3\Gamma = \frac{1}{128\pi^5}\, m_{\nu_\tau} m_{\overline{\nu}_\ell} m_{\ell^-} \frac{d^3\vec{k}}{k_1{}^o} \int \frac{d^3\vec{k}_2}{k_2{}^o} \frac{d\vec{q}\,'}{q'^o}\, \delta(q-k_2-q')\, |\mu|^2 \qquad (10.1.3)$$

onde:

$$q = p-k_1 = k_2-q' \qquad (10.1.4)$$

Integrando-se a expressão (10.1.4) obtemos:

$$\frac{d\Gamma}{d|\vec{k}_1|} = \frac{G_F^2}{144\pi^3} \frac{|\vec{k}_1|^2}{k_1{}^o} \Big\{ 3k_1^o(M^2+m_1^2-2k_1^oM) \;. + $$

$$+\; 2(k_1^oM-m_\ell^2)(M-k_1^o) \;+\; 4k_1^o(M-k_1^o)^2 \Big\} \qquad (10.1.5)$$

onde,

$$(k_1^o)^2 = \vec{k}_1^2 + m_\ell^2$$

Por outro lado, considerando-se que $m_{\nu_\tau} = m_{\nu_\ell} = 0$, $m_\ell \le k_1^o \le M/2$ e $x_\ell = m_\ell/M$, obtemos:

$$\Gamma(\tau^-\to\nu_\tau+\overline{\nu}_\ell+\ell^-) = \frac{G_F^2M^5}{960\pi^3}\left[1 - \frac{5}{9}\, x_\ell^2 - \frac{5}{18}\, x_\ell^4 \;\; 20x^4 \;\; \ell g\, \frac{3}{2}\, x_\ell\right] \qquad (10.1.6)$$

10.2 - *Decaimento Leptônico para τ com Spin 1/2*

Empregando-se a Fig. 10.1.1 e a Eq. (10.1.5), encontramos a matriz de transição do processo:

$$\mu = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \; \bar{u}(k_1)\gamma^\mu(1-\gamma_5)v(k_2)\bar{u}(q')\gamma_\mu(1-\gamma_5)u(p) \quad . \qquad (10.2.7)$$

Com os mesmos argumentos da Secção anterior encontramos,

$$\frac{d\Gamma}{d|\vec{k}_1|} = \frac{G_F^2}{24\pi^3} \frac{|k_1|^2}{M\, k_1^o} \left\{ 7q^2\, k_1 . p + 2(k_1 . q)(p . q) \right\} \qquad (10.2.8)$$

No centro de massa da partícula τ encontramos:

$$q^\mu = p^\mu - k_1^\mu . \qquad (10.2.9)$$

$$q^2 = M^2 + m_\rho^2 - 2Mk_1^o \qquad (10.2.10)$$

$$k_1 p = Mk_1^o \qquad (10.2.11)$$

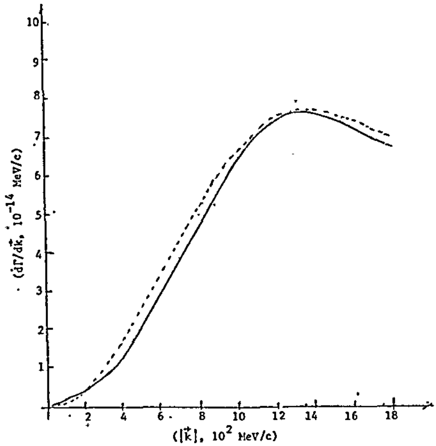
$$k_1 q = Mk_1^o - m_\rho^2 \qquad (10.2.12)$$

$$p\; q = M(M - k_1^o) \qquad (10.2.13)$$

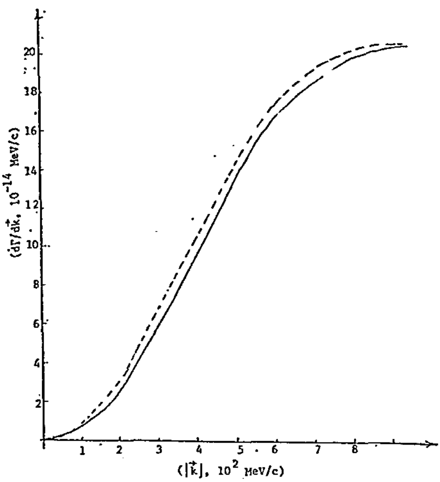
Donde encontramos:

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \ell^-) = \frac{G^2 M^5}{192\pi^3} \left[1 - 8x_\ell + 8x_\ell^3 - x_\ell^4 - 12x^2 \ell n x_\ell \right] \qquad (10.2.14)$$

onde $x_\ell = \dfrac{m_\ell^2}{M^2}$.



<u>Figura 10.2.1</u> - Gráfico $(d\Gamma/d\vec{K}_1)$ x $|\vec{K}_1|$ no CM de τ com spin-1/2 (--------- curva do e; ——— curva do μ).



<u>Figura 10.2.2</u> - Gráfico $(d\Gamma/d\vec{K}_1)$ x $|\vec{K}_1|$ no CM de τ com spin-3/2 (--------- curva do e; ——— curva μ).

CAPÍTULO XI

DECAIMENTO HADRÔNICO DO LÉPTON τ

11.1 - *Decaimento Hadrônico do Lépton* τ *com Spin 1/2*

O lépton pesado τ pode decair em um neutrino e em várias outras partículas todas elas hádrons (34).

$$\tau^- \to \bar{\nu}_\tau + \text{hádrons} \qquad (11.1.1)$$

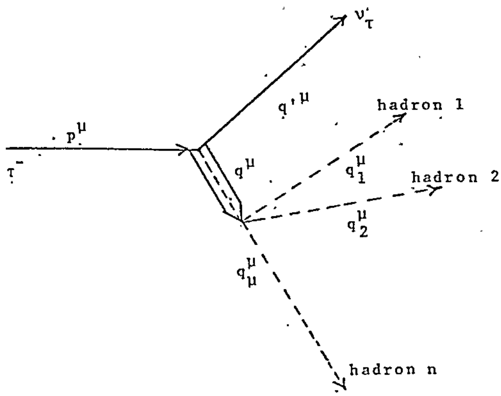


Figura 11.1.1-Decaimento hadrônico do lépton τ .

p^μ quadrimomentum do τ^-; q'^μ quadrimomentum do ν_τ; q^μ quadrimomentum total de todos os hádrons; q_i^μ quadrimomentum do i-ésimo hádron.

Para o nosso caso, todos os hádrons serão bósons.

Inicialmente se supõe que τ^- possue spin 1/2. A matriz de transição é escrita como:

$$\mu = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\, \bar{u}(q')(1 \pm \gamma_5)\gamma^{\mu}u(p)\langle f|j_{\mu}^{\dagger}(0)|0\rangle \qquad (11.1.2a)$$

$$\mu^{\dagger} = \frac{G_F}{2}\, \bar{u}(p)\gamma^{\mu}(1 \mp \gamma_5)\, u(q')\langle 0|j_{\mu}(0)|f\rangle \qquad (11.1.2b)$$

onde:

$u(p)$ - spinor de Dirac correspondente ao lépton τ ;

$u(q')$ - spinor de Dirac correspondente ao neutrino ν_τ ;

$j_\mu^\dagger(0)$ - operador de corrente fraca dos hádrons ;

$|0\rangle$ - estado de vácuo ;

$|f\rangle$ - estado final dos hádrons após o decaimento.

A taxa de transição do processo da Fig. 11.1.1 é dada por(*) :

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau + \text{hadrons}) = \frac{1}{2s+1} \sum_{\pm} \int d\Gamma\, (\tau^- \to \nu_\tau + \text{hadrons}) \,, \qquad (11.1.3)$$

onde:

s spin do lépton τ^- ;

$\frac{1}{2s+1}$ devido à média dos estados iniciais de polarização do lépton τ^- ;

$\sum_{\pm}$ representa somar sobre todos os estados de polarização das partículas encontradas no estado inicial;

$d\Gamma$ taxa de transição diferencial de um decaimento.

A taxa de transição diferencial de um decaimento de uma partícula de massa M em n+1 partículas, sendo uma delas férmion e as outras n bósons é dada pela expressão:

(*) Ver Referência (33), Apêndice B.

$$d\Gamma = m_\nu \frac{d^3q'}{E'(2\pi)^3} \frac{d^3q_1}{2\omega_f(2\pi)^3} \cdots \frac{d^3q_n}{2\omega_n(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta(p-q'-\sum_{i=1}^{n} q_i) |M|^2 \quad (11.1.4)$$

onde:

m_ν^- massa do férmion produzido;

m_i massa do i-ésimo bóson produzido entre n-bósons;

E' energia do férmion produzido;

ω_i energia do i-ésimo bóson produzido;

q_i^μ quadrimomento do i-ésimo bóson;

q^μ quadrimomento do férmion;

$q^\mu = \sum_{i=1}^{n} q_i^\mu$.

Somando-se sobre os spins do τ obtém-se:

$$\sum_{spins} |\mu|^2 = \frac{G_F^2}{m_\nu M} \left[q'^\mu p^\nu + q'^\nu p^\mu - g^{\mu\nu} q'.p \pm i t^{\mu\nu\lambda\rho} q'_\lambda p_e \right] \times$$

$$\times <0|j_\mu(0)|+><f|j_\nu^\dagger(0)|0> \quad (11.1.5)$$

donde:

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau + \text{hadrons}) = \frac{G_F^2}{4M} \int \frac{dq'}{E'(2\pi)^3} (q'^\mu p^\nu + q'^\nu p^\mu -$$

$$- g^{\mu\nu} q'.p \pm i\, t^{\mu\nu\lambda\rho} q'_\lambda p_\rho)(2\pi)^4 \sum_{\substack{spins \\ \text{dos bósons}}} \int \frac{d^3q_1}{2\omega_1} \cdots \frac{d^3q_n}{2\omega_n}$$

$$<0|j_\mu^\dagger(0)|f><f|j_\nu(0)|0> \delta(p-q' - \sum_i q_i) \quad (11.1.6)$$

11.2 - *Elemento de Matriz da Corrente Fraca* j_μ

Quando existe apenas um hādron no decaimento a corrente hadrônica de Cabibbo para interações fracas é descrita como[(34)]:

$$j_\mu(0) = \Big[(V_{1\mu}(0) + iV_{2\mu}(0)) - (A_{1\mu}^{(0)} + i\, A_{2\mu}(0))\Big]\cos\theta_c +$$

$$+ \Big[(V_{4\mu}(0) + iV_{5\mu}(0)) - (A_{4\mu}^{(0)} + iA_{5\mu}(0))\Big]\ \mathrm{sen}\theta_c =$$

$$= j_\mu^{\Delta s=o} \cos\theta_c + j_\mu^{|\Delta s|=1}\ \mathrm{sen}\theta_c \qquad (11.2.7)$$

onde θ_c é o ângulo de Cabibbo .

O coeficiente de $\cos\theta_c$ descreve processos onde a estranheza se conserva. O coeficiente de $\mathrm{sen}\theta_c$ descreve processos com mudança de estranheza. Em ambos os casos as correntes são carregadas.

Os $\vec{V}_a$ formam a parte puramente vetorial da corrente . Os $\vec{A}_a$ formam a parte puramente axial da corrente. Os índices $a = 1,2,3,...8$ são índices do grupo SU(3).

Em processos onde há conservação de estranheza:

$$<0|j_\mu(0)|f> = <0|j_\mu^{\Delta s=o}(0)|f> \cos\theta_c \qquad (11.2.8)$$

ou

$$<0|j_\mu^{|\Delta s|=1}|f> = 0 \qquad (11.2.9)$$

Quando $|f>$ descreve o estado final de uma partícula de spin-1, polarização ε_μ e quadrimomentum q_μ, então, devido à invariância sob uma transformação de Lorentz, o único modo como a matriz $<0|j_\mu^{\Delta s=o}|f>$ pode ser descrita e se encontra na expressão abaixo:

$$<0|j_\mu^{\Delta s=o}(0)|f> = f(q^2)\ \varepsilon_\mu \qquad (11.2.10)$$

onde $f(q^2)$ é uma função que depende apenas do único quadrivetor de momentum disponível.

Definimos assim as constantes f_ρ, $f_{\rho'}$, $f_{\rho''}$, f_{A_1}:

$$<0|j_\mu^{\Delta s=o}(0)|\rho,q_\mu,\varepsilon_\mu> = f_\rho \varepsilon_\mu\ (q) \qquad (11.2.11a)$$

$$<0|j_\mu^{\Delta s=o}(0)|\rho',q_\mu,\varepsilon_\mu> = f_{\rho'} \varepsilon_\mu(q) \qquad (11.2.11b)$$

$$<0|j_\mu^{\Delta s=o}(0)|\rho'',q_\mu,\varepsilon_\mu> = f_{\rho''} \varepsilon_\mu(q) \qquad (11.2.11c)$$

$$<0|j_\mu^{\Delta s=o}(0)|A_1^-,q_\mu,\varepsilon_\mu> = fA_1 \varepsilon_\mu\ (q) \qquad (11.2.11d)$$

Sabendo-se sobre os estados de polarização:

$$\sum_{\text{polarização}} \varepsilon_\mu(q')\varepsilon_\nu(q') = \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} - g^{\mu\nu} \qquad (11.2.12)$$

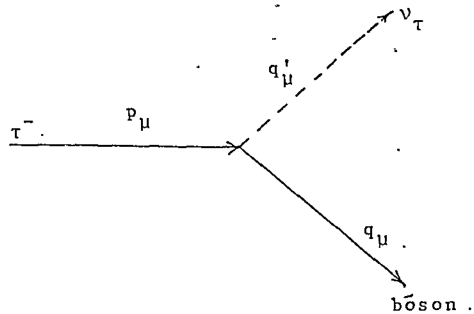
chega-se a

$$\sum_{\text{polarização}} <0|j_\mu(0)|f><f|j_\nu^\dagger(0)|0> = f_\rho^2\ (\frac{q_\mu q_\nu}{q^2} - g_{\mu\nu})\cos^2\theta_C$$

(11.2.13)

Nota - Para cálculos $f_\rho \simeq f_{\rho'} \simeq f_{\rho''} \simeq f_{A_1}$.

11.3 - *Decaimento do Lépton-τ com Spin-1/2 em um Único Bóson Vetorial*



Uma taxa de transição para o decaimento, descrito pelo diagrama acima, pode ser facilmente obtido se forem empregadas as Eqs. (11.1.6), (11.2.13) e uma das Eqs. (11.2.11).

Encontra-se então:

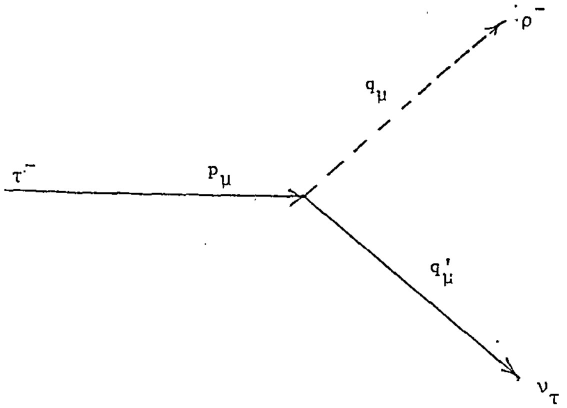
$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau A_1^-) = \frac{G_F^2 \cos^2\theta_c f_{A_1}^2}{16\pi} \frac{M^3}{m_{A_1}^2} \left(1 - \frac{m_{A_1}^2}{M^2}\right)^2 \left(1 + \frac{2m_{A_1}^2}{M^2}\right) \qquad (11.3.14)$$

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \rho) = \frac{G_F^2 \cos^2\theta_c f_\rho^2}{16\pi} \frac{M^3}{m_\rho^2} \left(1 - \frac{m_\rho^2}{M^2}\right)^2 \left(1 + \frac{2m_\rho^2}{M^2}\right) \qquad (11.3.15)$$

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \rho') = \frac{G_F^2 \cos^2\theta_c f_{\rho'}^2}{16\pi} \frac{M^3}{m_{\rho'}} \left(1 - \frac{m_{\rho'}^2}{M^2}\right)^2 \left(1 + \frac{2m_{\rho'}^2}{M^2}\right) \qquad (11.3.16)$$

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \rho'') = \frac{G_F^2 \cos^2\theta_c f_{\rho''}^2}{16\pi} \frac{M^3}{m_{\rho''}} \left(1 - \frac{m_{\rho''}^2}{M^2}\right)^2 \left(1 + \frac{2m_{\rho'}^2}{M^2}\right) \qquad (11.3.17)$$

11.4 - *Decaimento* $\tau^- \to \nu_\tau \rho$ — *Caso Spin-3/2 para o Lêpton-*τ



A matriz de transição do processo acima pode ser escrita na forma V-A mais simples como:

$$M = \frac{G_F^2}{\sqrt{2}} \bar{u}(q')(1 - \gamma_5)u^\mu(p)\langle f|j_\mu^\dagger(0)|0\rangle \qquad (11.4.18a)$$

$$M^\dagger = \frac{G_F^2}{\sqrt{2}} \bar{u}^\mu(p)(1 + \gamma_5)u(q')\langle 0|j_\mu(0)|f\rangle \qquad (11.4.18b)$$

$u^\mu(p)$ é o spinor-vetor de Rarita-Schwinger do lêpton pesado τ com spin 3/2.

Então:

$$|M|^2 = \frac{2}{3} G_F^2 \left(\frac{p^\mu p^\nu}{p^2} - g^{\mu\nu}\right)(q'.p)\langle 0|j_\nu(0)|f\rangle\langle f|j_\mu^\dagger(0)|0\rangle \qquad (11.4.19)$$

Utilizando-se a forma geral Eq. (11.1.3) encontramos:

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \rho) = \frac{G_F^2}{96\pi^2} \int \frac{d^3q'}{E'} \left(\frac{p^\mu p^\nu}{M^2} - g^{\mu\nu}\right)(q'.p) \sum_{\text{spin } \rho} \int \frac{dq}{E} \; .$$

$$\cdot <0|j_\nu(0)|t><t|j_\mu^\dagger(0)|0> \ \delta(p-q-q') \qquad (11.4.20)$$

Utilizando-se os mesmos argumentos empregados no caso spin 1/2 encontramos:

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \rho) = \frac{G_F^2 \cos^2\theta_c \, f_\rho^2}{192\pi} \frac{M^3}{m_\rho^2} \left(1 - \frac{m_\rho^2}{M^2}\right)^2 \cdot \left(1 + \frac{10 m_\rho^2}{M^2} + \frac{m_\rho^4}{M^2}\right) \qquad (11.4.21)$$

Também serão encontrados

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \rho') = \frac{G_F^2 \cos^2\theta_c \, f_\rho^2}{192\pi} \frac{M^3}{m_{\rho'}^2} \left(1 - \frac{10 m_{\rho'}^2}{M^2}\right)^2 \cdot$$

$$\cdot \left(1 + \frac{10 m_{\rho'}^2}{M^2} + \frac{m_{\rho'}^4}{M^2}\right)^2 \qquad (11.4.22)$$

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \rho'') = \frac{G_F^2 f_\rho^2 \cos^2\theta_c}{192\pi} \frac{M^3}{m_{\rho''}} \left(1 - \frac{10 m_{\rho''}}{M^2}\right)^2 \left(1 + \frac{10 m_{\rho''}}{M^2} + \frac{m_{\rho''}^4}{M^4}\right) \qquad (11.4.23)$$

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau A_1^-) = \frac{G_F^2 f_\rho^2 \cos^2\theta_c}{192\pi} \frac{M^3}{m_{A_1}^2} \left(1 - \frac{10 m_{A_1}^2}{M^2}\right)\left(1 + \frac{10 m_{A_1}^2}{M^2} + \frac{m_{A_1}^4}{M^4}\right)^2 . \qquad (11.4.24)$$

11.5 - *Decaimento* $\tau^- \to A_2^- \nu_\tau$

Caso o táon possua spin 3/2, é possível que ele decaia em um méson A_2^- de spin-2 e um neutrino.

A matriz de transição para este decaimento é descrita pela expressão:

$$M = \frac{G_E}{\sqrt{2}} \; f_{A_2} \cos\theta_c \; \bar{u}(q')(1 \mp \gamma_5) \; u^\mu(p) \; h_{\mu\nu}(q) \qquad , \qquad (11.5.25)$$

onde:

$h_{\mu\nu}(q)$ é o tensor de polarização de uma partícula de spin 2 e quadrimomenta q;

f_{A_2} é o fator de forma fraco para a partícula A_2^- .

Os outros termos se acham descritos em secções anteriores.

Encontra-se

$$|M|^2 = \frac{G_F^2 \; f_{A_2}^2 \; \cos^2\theta_c}{2} \; \mathrm{Tr}\left[q'\gamma^\mu \Lambda^{\mu\sigma}\gamma^\rho\right] h_{\mu\nu} h_{\sigma\rho} \qquad (11.5.26)$$

onde $\Lambda^{\mu\sigma}$, o projetor para spin 3/2, é dado por:

$$\Lambda^{\mu\sigma} = -\frac{p+M}{2M}\left[g^{\mu\sigma} - \frac{1}{3}\gamma^\mu\gamma^\sigma - \frac{2}{3}\frac{p^\mu p^\sigma}{M^2} + \frac{1}{3M}\left(p^\mu\gamma^\sigma - p^\sigma\gamma^\mu\right)\right] \qquad (11.5.27)$$

Encontra-se que:

$$\sum_{\substack{\text{estados finais}\\ \text{de spin}}} |M|^2 = \frac{G_F^2 \; f_{A_1}^2 \cos^2\theta_c}{M m_{\nu_\tau}} \left[\frac{13}{9}\, p.q' + \frac{22}{9}\,\frac{(p.q)(q.q')}{m^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{2}{9}\,\frac{(p.q)^2 (p.q')}{m^2 M^2} + \frac{8}{9}\,\frac{(p.q)^3 (q.q')}{m^4 M^2}\right] \qquad (11.5.28)$$

Aplicando-se a expressão (11.1.3) chega-se a

$$\Gamma(\tau^- \to A_2\nu_\tau) = \frac{G_F^2 \cos^2\theta_c \; f_{A_2}^2}{72\,\pi} \; \frac{|\vec{q}|}{M^2} \left\{ 13\; p.q' + \right.$$

$$\left. + \frac{22(p.q)(q.q')}{m^2} + \frac{2(p.q)^2(p.q')}{m^2M^2} + \frac{8(p.q)^3 q.q'}{m^4M^2} \right\} \qquad (11.5.29)$$

Nota:

$$\sum_{\substack{\text{polarização}\\ \text{dos estados}\\ \text{finais}}} h_{\mu\nu}(q)h_{\sigma\rho}(q) = \frac{1}{2}\left[p_{\mu\rho}(q)p_{\nu\sigma}(q) + \right.$$

$$\left. + p_{\mu\sigma}(q)p_{\nu\rho}(q)\right] - \frac{1}{3}\, p_{\mu\nu}(q)p_{\sigma\rho}(q) \qquad (11.5.30)$$

$$p_{\mu\nu}(q) = g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_{A_2}^2} \qquad (11.5.31)$$

$$\mathrm{Tr}\left[u(q')\bar{u}(q')\gamma^\mu(1-\gamma_5)u^\mu(p)\bar{u}^\sigma(p)\gamma^\rho(1+\gamma_5)\right] =$$

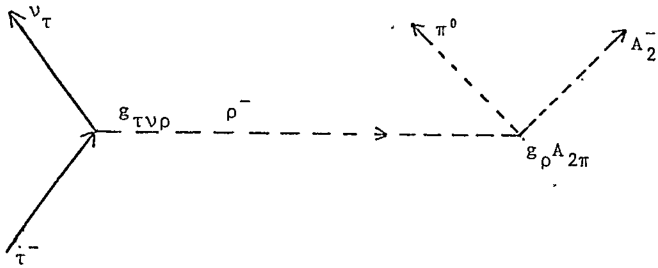
$$= (q'^\nu p^\rho + q'^\rho p^\nu - g^{\nu\rho}p.q')(g^{\mu\sigma} - \frac{2}{3}\,\frac{p^\mu p^\sigma}{M^2}) \qquad (11.5.32)$$

11.6 - *Decaimento* $\tau^- \to \nu_\tau \pi\, A_2^-$ *para* τ^- *com Spin-1/2*

O decaimento $\tau^- \to \nu_\tau A_2^-$ é proibido pela conservação do momento angular total. É possível no entanto, um decaimento em três corpos na forma:

$$\tau^- \to \nu_\tau + \pi^o + A_2^- \qquad (11.6.33)$$

A taxa de transição deste processo pode ser calculada através do modelo da dominação-ρ (diagrama abaixo):



São atribuídos os quadrimomentos p_μ, q'_μ, q_μ, k_1^μ e k_2^μ às partículas τ, ν_τ, ρ, π e A_2, respectivamente.

A matriz de transição, aplicando-se as regras dos Diagramas de Feynman, é descrita pela expressão:

$$M = g_{\tau\rho\nu}\ \bar{u}(q')(1 \pm \gamma_5)\gamma^\mu u(p) \left[-\ i\ \frac{g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m^2}}{(q^2-m^2)+i\varepsilon} \right] \cdot$$

$$\cdot \left[\frac{g_{A_2\rho\pi}}{m_{A_2}}\ \varepsilon_{\sigma\nu\alpha\beta}\ k_1^\alpha\ q^\beta\ h_{\sigma\rho}\ (k_2)\ k_1^\rho \right] \qquad (11.6.34)$$

$h_{\sigma\rho}(k_2)$ é o tensor-polarização da partícula A_2.

Da expressão acima se encontra:

$$\sum_{\substack{\text{estados finais}\\ \text{de polarização}}} |M|^2 = \frac{g^2_{\tau\rho\nu}\ g^2_{A_2\rho\pi}}{m^2_{A_2}} \cdot \frac{1}{q^2-m^2} \cdot \frac{2}{m_\nu M} \left[q'^\mu p^\nu + q'^\nu p^\mu - \right.$$

$$-g^{\mu\nu}q'\cdot p \mp i\varepsilon^{\lambda\mu\rho\nu}\, q'_{\lambda}p_{\rho}\Big]\cdot\varepsilon_{\sigma\mu\alpha\beta}\varepsilon_{\sigma'\nu\alpha'\beta'}\cdot k_1^{\alpha}k_2^{\beta}k_{1\rho}k_1^{\alpha'}k_2^{\beta'}k_{1\rho'}T^{\sigma\rho;\sigma'\rho'}$$

(11.6.35)

O tensor T é definido por:

$$\sum_{\text{polarização}} h_{\mu\nu}(q)h_{\sigma\rho}(q) = T_{\mu\nu;\sigma\rho} = \frac{1}{2}(P_{\mu\sigma}P_{\nu\rho}+P_{\mu\rho}P_{\nu\sigma}) - \frac{1}{3}P_{\mu\nu}P_{\sigma\rho} \tag{11.6.36}$$

onde

$$P_{\mu\nu}(q) = g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} = g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m^2_{A_2}} \tag{11.6.37}$$

Na expressão acima o único termo de $T^{\sigma\rho;\sigma'\rho'}$ que contribui no resultado final é $\frac{1}{2}g^{\sigma\sigma'}P^{\rho\rho'}$.

Então para efeito de operação:

$$T^{\sigma\rho;\sigma'\rho'} = \frac{1}{2}g^{\sigma\sigma'}P^{\rho\rho'} \tag{11.6.38}$$

Desenvolvendo-se:

$$\varepsilon_{\sigma\mu\alpha\beta}\varepsilon_{\sigma'\nu\alpha'\beta'}\, k_1^{\alpha}k_2^{\beta}k_{1\rho}k_1^{\alpha'}k_2^{\beta'}k_{1\rho'}\, T^{\sigma\rho;\sigma'\rho'} =$$

$$= \frac{1}{2}g_{\nu\lambda}\varepsilon_{\sigma\mu\alpha}\varepsilon^{\sigma\lambda\alpha'\beta'}k_1^{\alpha}k_2^{\beta}k_1^{\rho}k_{1\alpha'}k_{2\beta'}k_{1\rho'}\,P^{\rho\rho'} =$$

$$= \frac{1}{2}\Big[g_{\mu\nu}\delta^{\alpha'}_{\alpha}\delta^{\beta'}_{\beta} + g_{\beta\nu}\delta^{\mu}_{\alpha'}\delta^{\beta'}_{\alpha} + g_{\alpha\nu}\delta^{\beta'}_{\mu}\delta^{\alpha'}_{\beta} -$$

$$- g_{\mu\nu}\delta^{\beta'}_{\alpha}\delta^{\alpha'}_{\beta} - g_{\beta\nu}\delta^{\alpha'}_{\alpha}\delta^{\beta'}_{\mu} - g_{\alpha\nu}\delta^{\alpha'}_{\mu}\delta^{\beta'}_{\beta}\Big]\,.$$

$$\cdot\ k_1^{\alpha} k_2^{\beta} k_{1\alpha'} k_{2\beta'} \left(k_1^2 - \frac{(k_1 \cdot k_2)^2}{m_{A_2}^2}\right) =$$

$$= \frac{1}{2} \left[g_{\mu\nu} m_{A_2}^2 m_\pi^2 + k_1 k_2 \left(k_{1\mu} k_{2\nu} + k_{1\nu} k_{2\mu} - \right.\right.$$

$$\left.\left. - g_{\mu\nu}(k_1 \cdot k_2)\right) - m_\pi^2\, k_{2\mu} k_{2\nu} - m_{A_2}^2\, k_{1\mu} k_{1\nu} \right] \cdot \left[k_1^2 - \frac{k_1 \cdot k_2}{m_{A_2}^2} \right] \tag{11.6.39}$$

Disto se encontra o valor de $|M|^2$:

$$|M|^2 = \frac{g_{\tau\rho\nu}^2 g_{A_2\rho\pi}^2}{m_{A_2}^4} \cdot \frac{1}{q^2 - m^2} \cdot \frac{2}{M} \left\{ (k_1 \cdot k_2) \left[(k_1 \cdot q')(k_2 \cdot p) + \right.\right.$$

$$\left. + (k_1 \cdot p)(k_2 \cdot q') \right] - m_\pi^2 \left[(k_2 \cdot q')(k_2 p) \right] -$$

$$\left. - m_{A_2}^2 \left[(k_1 \cdot q')(k_1 \cdot p) \right] \right\} \left(m_{A_2}^2 m_\pi^2 - (k_1 \cdot k_2)^2 \right) \tag{11.6.40}$$

Finalmente se pode encontrar a expressão completa para a taxa de decaimento:

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \pi^0 A_2^-) = \frac{g_{\rho\nu\pi}^2\, g_{A\rho\pi}^2}{384\pi^4\, M m_{A_2}^2} \int \frac{dq'}{E'}\, \frac{\omega}{q^4} \cdot$$

$$\cdot \left\{ 2m_\pi^2 \left(\frac{p \cdot q'\ q \cdot q'}{q^2} \left[(q^2 + m_{A_2}^2 - m_\pi^2)^2 - q^2 m_{A_2}^2 \right] - \frac{p \cdot q'}{4}\, \omega^2 \right) \right.$$

$$+ 2m_{A_2}^2 \left(\frac{p.q\ p.q'}{q^2}\left[(q^2+m_\pi^2 - m_{A_2}^2) - q^2 m_\pi^2\right] - \frac{p.q'}{4}\ \omega^2\right)$$

$$- k_1.k_2 \left(\frac{p.q'}{2}\ \omega^2 + \frac{p.q\ q.q'}{q^2}\left[q^4 + q^2(m_\pi^2 + m_{A_2}^2) - \right.\right.$$

$$\left.\left.- 2(m_\pi^2 - m_{A_2}^2)^2\right)\right\} \left[\frac{m_{A_2}^2 m_\pi^2 - (k_1.k_2)^2}{q^2 - m_\rho^2}\right] \qquad (11.6.41)$$

onde foram empregadas as seguintes expressões:

$$p_\mu - q'_\mu = k_{1_\mu} + k_{2_\mu} = q_\mu \qquad (11.6.42)$$

$$\omega = \omega(q^2, m_{A_2}^2, m_\pi^2) \cdot \left[(q^2+m_{A_2}^2+m_\pi^2)^2 - 2(q^2 m_{A_2}^2 + q^2 m_\pi^2 + m_{A_2}^2 m_\pi^2)\right] \qquad (11.6.43)$$

Se empregarmos as expressões:

$$k_1.k_2 = \frac{q^2 - m_{A_2}^2 - m_\pi^2}{2} \qquad (11.6.44)$$

$$p.q' = \frac{M^2 - q^2}{2} \qquad (11.6.45)$$

$$q.q' = \frac{M^2 - q^2}{2} \qquad (11.6.46)$$

$$p.q = \frac{M^2 + q^2}{2} \qquad (11.6.47)$$

e

$$\int \frac{dq'}{E'} f(q^2) = \frac{\pi}{2} \int_{(m_\pi + m_{A_2})^2}^{M^2} dq^2\ \frac{M^2 - q^2}{M^2}\ f(q^2) \qquad (11.6.48)$$

encontraremos:

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \pi^0 A_2^-) = \frac{g_{\rho\nu\pi}^2 \; g_{A\rho\pi}^2}{384 \; Mm_{A_2}^2} \int_{(m_\pi+m_{A_2})^2}^{M^2} dq^2 \, \frac{M^2-q^2}{M^2} \; f(q^2)$$

onde

$$f(q^2) = \frac{\omega}{q^4} \left\{ 2m_\pi^2 \left[\frac{p.q' \; q.q'}{q^2} ((q^2 + m_{A_2}^2 - m_\pi^2)^2 - q^2 m_{A_2}^2) - \frac{p.q' \omega^2}{4} \right] \right.$$

$$+ 2m_{A_2}^2 \left[\frac{p.q' \; q.q'}{q^2} ((q^2 + m_\pi^2 - m_{A_2}^2)^2 - q^2 m_\pi^2) - \frac{p.q' \omega^2}{4} \right]$$

$$- k_1.k_2 \left[\frac{p.q'}{2} \omega^2 + \frac{p.q' \; q.q'}{q^2} (q^4 + q^2 (m_\pi^2 + m_{A_2}^2) - \right.$$

$$\left. \left. - 2 (m_\pi^2 - m_{A_2}^2)^2 \right] \right\} \left(\frac{m_{A_2}^2 m_\pi^2 - k_1.k_2}{q^2 - m^2} \right) \qquad (11.6.49)$$

Através de cálculos numéricos encontramos:

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \; \pi \; A_2^-) = 6.455 \times 10^{-11} \qquad (11.6.50)$$

CAPÍTULO XII

DECAIMENTO BARIÔNICO DO LÉPTON-τ(*)

12.1 - *Possibilidade de um Decaimento Bariônico do Lépton-τ*

O lépton pesado-τ pode decair em dois núcleons[(35)], caso possua uma massa acima de 1876.9 MeV, segundo a reação abaixo:

$$\tau^- \to \overline{p} + n + \nu_\tau$$

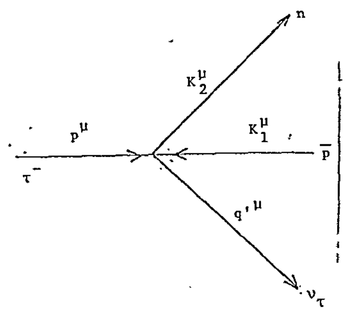


Figura 12.1.1 - Decaimento bariônico do lépton-τ.

12.2 - *Lépton-τ com Spin-3/2*

A matriz de transição que descreve o processo da Fig. 12.1.1 é escrita como:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\, \overline{u}(q')(1 - \gamma_5)u^\mu(p)\langle k_1,k_2|j_\mu^\dagger(0)|0\rangle \qquad (12.2.1)$$

onde $j_\mu^\dagger(0)$ é o operador de corrente fraca e $u^\mu(p)$ é o quadri -

---

(*) Os dados, à época em que foi escrito este capítulo, possibilitavam os decaimentos bariônicos, porém o valor atual da massa do τ = 1782 ± 7MeV (ref. (27)), proibe tal decaimento.

-spinor de Rarita-Schuringer.

Escreve-se:

$$M_h = \langle k_1 k_2 | j_\mu^\dagger(0) | 0 \rangle =$$

$$= \bar{u}(k_2)\left[\gamma^\mu F_1(q^2) + i\sigma_{\mu\nu}q^\nu \frac{F_2(q^2)}{2m} + \gamma_\mu\gamma_5 G_1(q^2) q_\mu \gamma_5 \frac{G_2(q^2)}{2m}\right] U(k_1) \tag{12.2.2}$$

Foram definidos:

$$q^\mu = k_1^\mu + k_2^\mu = p^\mu - q'^\mu \tag{12.2.3a}$$

$$m = (m_p + m_n)/2 = 938.926.35 \text{ MeV} \tag{12.2.3b}$$

Calcula-se

$$\frac{m^2}{(2\pi)^2} \sum_{spin} \int \frac{d^3k_1}{E_1} \frac{d^3k_2}{E_2} |M_h|^2 \, \delta(q - k_1 - k_2) =$$

$$= (q_\mu q_\nu - g_{\mu\nu} q^2) \; \rho_1(q^2) + q_\mu q_\nu \rho_2(q^2) \tag{12.2.4 }$$

onde

$$\rho_1(q^2) = \frac{1}{2\pi} \left(1 - \frac{4m^2}{q^2}\right) \left\{ \frac{1}{3} \left(1 + \frac{2m^2}{q^2}\right) |F_1|^2 \right.$$

$$\left. + R_e(F_1^* F_2) + \frac{1}{3} \left(2 + \frac{q^2}{4m^2}\right) |F_2|^2 + \frac{1}{3} \left(1 - \frac{4m^2}{q^2}\right) |G_1|^2 \right\} \tag{12.2.5}$$

$$\rho_2(q^2) = \frac{1}{2\pi} (1 - \frac{4m^2}{q^2}) \left[\frac{4m^2}{q^2} |G_1|^2 + R_e|G_1G_2^*| - \frac{q^2}{4m^2} |G_2|^2\right] . \qquad (12.2.6)$$

Todos os cálculos subsequentes serão utilizados por sé ries de Taylor. A consequência destas séries é muito rápida para o presente estudo. Além do mais, algumas aproximações serão feitas, ver Ref. (35):

$$\rho_1(q^2) = \frac{3}{8\pi} |G_M|^2 \sqrt{1 - \frac{4m^2}{q^2}} \qquad (12.2.7a)$$

$$\rho_2(q^2) = 0 \qquad (12.2.7b)$$

$$G_M(q^2) = F_1(q^2) + F_2(q^2) \qquad (12.2.7c)$$

$$G_E(q^2) = F_1(q^2) + \frac{q^2}{4m^2} F_2(q^2) \qquad (12.2.7d)$$

$$|G_E|^2 = |G_M|^2 = 0.51 \pm 0.08 \qquad (12.2.7e)$$

Um cálculo direto apresenta:

$$|M_{\text{léptons}}|^2 = \overline{u}(q')(1-\gamma_5)u^\mu(p)\overline{u}^\nu(p)(1-\gamma_5)u(q') =$$

$$= \frac{4}{3} (\frac{p_\mu p_\nu}{M^2} - g_{\mu\nu}) \frac{p.q'}{m_\nu M} \qquad (12.2.8)$$

donde se encontra:

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \bar{p} n) = \frac{G_F^2}{256\pi^5} m^2 m_{\nu_\tau} \int \frac{d^3q'}{E'} \frac{d^3k_1}{E_1} \frac{d^3k_2}{E_2} \cdot$$

$$|\mathcal{M}_{\text{léptons}}|^2 |M|_h^2 \; \delta(p-q'-k_1-k_2)$$

$$= \frac{G_F^2}{48\pi^3 M} \left\{ \int \frac{d^3q'}{E'} (2q^2 + \frac{(p\cdot q)^2}{M^2})(p\cdot q') \right\} \rho(q^2) \qquad (12.2.9)$$

Definindo-se $z = m_\nu/M$:

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \bar{p} n) = \frac{G_F^2}{48\pi^3 M} \int \frac{d^3q'}{E'} \left\{ 2q^2 + \frac{M^2}{4} (1 - z^2 + \frac{q^2}{M^2})^2 \right\} \cdot$$

$$\cdot \frac{M^2}{2} (1 + z^2 - \frac{q^2}{M^2}) \; \rho_1(q^2) \qquad (12.2.10)$$

Para $m_{\nu_\tau} = 0$:

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \bar{p} n) = \frac{G_F^2 M^3 |G_M|^2}{512 \pi^3} \cdot \int_{4m^2}^{M^2} dt \; (1 - \frac{t}{M^2})^2$$

$$(\frac{2t}{M^2} + \frac{1}{4} (1 + \frac{t}{M^2}))\; (1 - \frac{4m^2}{t})^{1/2} \qquad (12.2.11)$$

onde $t = q^2$.

Fazendo-se a transformação:

$$t - 4m^2 = u \qquad (12.2.12)$$

e

$$\lambda = (\frac{M}{2m} - 1)^{1/2} \qquad (12.2.13)$$

e substituindo-se t por u na equação (12.2.12), desenvolvendo-se em séries de potências:

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \bar{p} n) = \frac{3G_F^2 |G_M|^2 M^2}{256} \int_0^{(M^2-4m^2)^{1/2}} \left[4\lambda^4 u^2 - \frac{4\lambda^2 u^4}{M^2} + \frac{u^6}{M^4}\right] du =$$

$$= \frac{\sqrt{2}}{140\pi^3} |G_M|^2 \, |G_F|^2 \, M^2 \lambda^7 \qquad (12.2.14)$$

ou

$$\frac{\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau + n + \bar{p})}{\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau + \nu_\mu + \mu^-)} = |G_M|^2 \, \frac{240}{35} \sqrt{2} \, \lambda^7 \qquad (12.2.15)$$

Já que $\Gamma(\tau^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau) = G_F^2 M^5 / 960\pi^3$, para calcular $d\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \bar{p} n)/d\vec{k}_1$ será usada a expressão:

$$d^3\Gamma = \frac{G_F^2}{256\pi^5} m^2 m_{\nu_\tau} \frac{d^3\vec{k}_1}{k_1^o} \int \frac{d^3\vec{k}_2}{k_2^o} \frac{d^3 q'}{q_o'} \delta(q-k_2-q') |M_h|^2 |M_\ell|^2 \qquad (12.2.16)$$

donde, por uma boa aproximação:

$$|M_h|^2 = \frac{1}{m^2} \left[k_1^\mu k_2^\nu + k_1^\nu k_2^\mu - g^{\mu\nu} k_1 k_2 - m^2 g^{\mu\nu}\right] \qquad (12.2.17)$$

$$|M_\rho|^2 = \frac{4}{3} \frac{p \cdot q'}{Mm} \left(\frac{p_\mu p_\nu}{M^2} - g_{\mu\nu}\right) |G_M|^2 \qquad (12.2.18)$$

e

$$\frac{d\Gamma}{dk_1} = \frac{G_F^2|G_M|^2}{48\pi^4} \frac{|\vec{k}_1|}{E_1} \frac{1}{M} \times \int \frac{d^3\vec{k}_2}{k_2^o} \frac{d^3q'}{q_o} \delta(Q-k_2-q')\,|M_\ell|^2|M_h|^2 =$$

$$= \frac{G_F^2}{24\pi^3} |G_M|^2 \frac{|\vec{k}_1^2|}{k_1^o} \frac{1}{M} (\frac{q^2-m^2}{q^2}) \times \Big\{ \frac{p.M_1(q^2-m^2)}{2} +$$

$$+ 3m^2\, p.q + \frac{p.q\,[\bar{q}.M_1M^2+2p.k_1\; p.q]}{3M^2\, q^2} \cdot [q^2+2m^2] \Big\} \qquad (12.2.19)$$

onde,

$$q = p - k_1 \qquad (12.2.20)$$

Por uma boa aproximação:

$$\frac{d\Gamma}{d|\vec{k}_1|} = \frac{2G_F^2}{\pi} m^4 \,(\lambda^2 - \frac{\vec{k}_1^2}{2m^2})^2\, \vec{k}_1^2 |G_M|^2 \qquad (12.2.21)$$

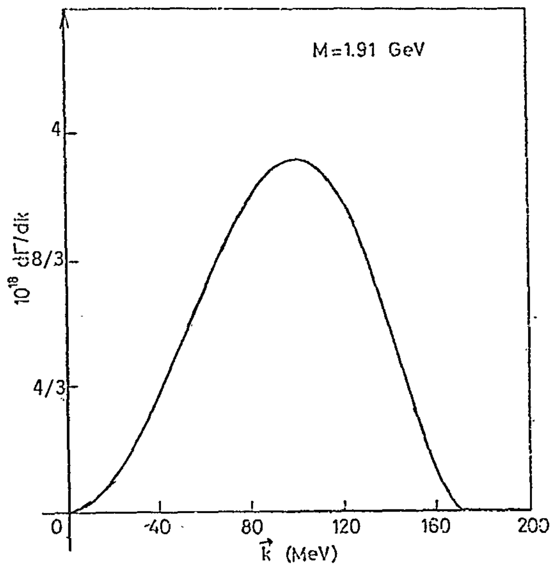


Figura 12.2.1 - Espectro do momento do antipróton no CM do τ com spin-3/2.

12.3 - *Lépton Pesado com Spin-1/2*

Para os cálculos do decaimento bariônico, no caso de τ possuir spin-1/2, serão usados os mesmos argumentos da secção anterior.

A taxa de transição é dada pela expressão:

$$\Gamma(\tau^- \to n\bar{p}\nu_\tau) =$$

$$= \frac{G_F^2}{128\pi^5}\, m^2 m_\nu \int \frac{d^3q'}{q_o}\, |M|^2_{\text{léptons}} \int \frac{d^3k_1}{k_1^o}\,\frac{d^3k_2}{k_2^o}\,\delta(q-k_1-k_2)\,|M|_h^2 \tag{12.3.22}$$

$|M_h|$ é dado pela expressão (12.2.2) e:

$$|M_\ell|^2 = \frac{2}{m_\nu M}\left[p^\nu q'^\mu + p^\mu q'^\nu - g^{\mu\nu}\, q'.p\right] \tag{12.3.23}$$

$$\int \frac{d_3\vec{k}_1}{k_1^o}\,\frac{d^3\vec{k}_2}{k_2^o}\,\delta(q-k_1-k_2)\,|M_h|^2 =$$

$$= \frac{(2\pi)^2}{m^2}\left\{(q_\mu q_\nu - g_{\mu\nu}q^2)\,\rho(q_1^2) + q_\mu q_\nu \rho_2(q^2)\right\} \tag{12.3.24}$$

Fazendo-se

$$z = \frac{m_\nu}{M_\tau} \qquad \text{e} \qquad \rho_2(q^2) = 0$$

obtém-se:

$$\Gamma = \frac{3G_F^2M^3}{256\pi^3} \int_{4m^2}^{(M-m_\nu)^2} dq^2 \left(1 - \frac{4m^2}{q^2}\right)^{1/2} \cdot \left(\left(1-z^2 - \frac{q^2}{M^2}\right)^2 - 4\,\frac{z^2q^2}{M^2}\right)^{1/2} \cdot$$

$$\cdot \left((1-z^2) + \frac{q^2}{M^2}(1+z^2) - \frac{2q^4}{M^4}\right) \qquad (12.3.25)$$

Fazendo-se $z = 0$, $t = q^2$ e $t-4m^2 = u^2$, encontra-se:

$$\Gamma = \frac{3G_F^2M^3}{256\pi^3} |G_M|^2 \int_{4m^2}^{M^2} dt \left\{1 - \frac{3t^2}{M^4} + \frac{2t^3}{M^6}\right\} \left(1 - \frac{4m^2}{t}\right)^{1/2} =$$

$$= \frac{3G_F^2M^3}{256\pi^3} |G_M|^2 \int_0^{(M^2-2m^2)^{1/2}} du \left(1 - \frac{3}{M^4}(u^2+4m^2)^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{2(u^2+4m^2)^3}{M^6}\right) \left(u^2 - \frac{u^4}{8m^2} + \frac{u^6}{120m^6}\right) =$$

$$= \frac{3G_F^2M^2}{128} |G_M|^2 \int_0^{(M^2-4m^2)^{1/2}} \left(\frac{12\lambda^4u^2}{(1+\lambda^2)^6} - \frac{24\lambda^2}{8(1+\lambda^2)^6\,m^2}\,u^4 + \right.$$

$$\left. + \frac{3u^6}{M^4(1+\lambda^2)^2}\right) \qquad (12.3.26)$$

Onde λ e u estão definidos nas equações (12.2.12) e (12.2.13). Aproximando-se $M = 2m$:

$$\Gamma(\tau^- \to \bar{n}p\nu_\tau) = \frac{G_F^2 |G_M|^2 \; 3\sqrt{2}\; M^5}{70\;\pi^3}\;\lambda^7 \qquad (12.3.27)$$

e

$$\frac{\Gamma(\tau^- \to \bar{n}p\nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \to \bar{\nu}_\mu \mu^- \nu_\tau)} = \frac{|G_M|^2 \;\sqrt{2}\; 288}{35}\;\lambda^7 \qquad (12.3.28)$$

onde

$$\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau \bar{\nu}_\mu \mu^-) = \frac{G_F^2 M^5}{192\pi^3}$$

Para se calcular $d\Gamma/dk_1$ utilizaremos:

$$\frac{d\Gamma}{d\vec{k}_1} = d^3\Gamma = \frac{1}{64\pi^5}\; m^2 m_\nu^2 \;\frac{d^3\vec{k}_1}{k_1^o} \int \frac{d^3k_2}{k_2^o}\;\frac{d^3q'}{q_o'}\;\delta(q-q'-k_2)\,|M|^2 \qquad (12.3.29)$$

onde

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{G_F^2}{2}\;|M|_h\,|M|_1^2$$

onde M_h e M_ℓ estão dados pelas Eqs. (12.2.12) e (12.3.23), respectivamente.

Disto:

$$\frac{d\Gamma}{dk_1} = \frac{G_F^2 |G_M|^2 \vec{k}_1^2}{8\pi^4 \; M\; k_1^o} \int \frac{d^3\vec{k}_2}{k_2^o}\;\frac{d^3q'}{q_o'}\;\delta(q-q'-k_2)\Big[h_1\cdot q'k_2\cdot p + k_1\cdot pk_2\cdot q' + $$
$$+ m^2 q'\cdot p\Big] =$$

$$= \frac{|G_F^2|^2 |G_M|^2 \vec{k}_1^2}{8\pi^3 M k_1^o} \left[\frac{q^2 - m^2}{q^2}\right] \left[(k_1 \cdot p) q^2 + (p \cdot q) m^2 + \frac{q \cdot k_1 q \cdot p}{3q^2} (q^2 + m^2)\right] \simeq$$

$$\simeq \frac{6G_F^2}{\pi^3} |G_M|^2 m^2 \vec{k}_1^2 \left(\lambda^2 - \frac{\vec{k}^2}{2m^2}\right)^2 \qquad (12.3.30)$$

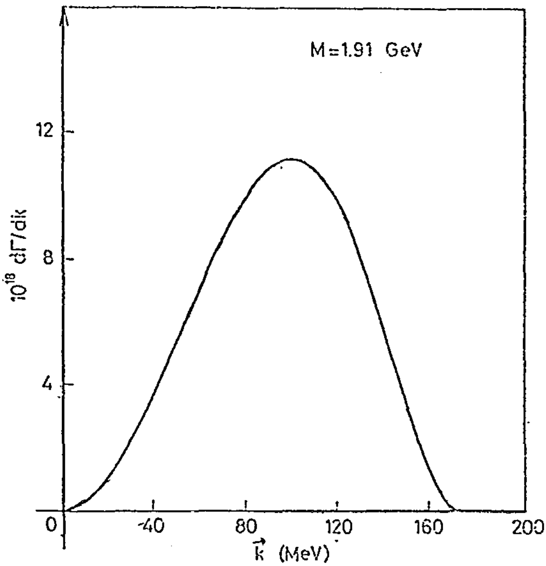


Figura 12.3.1 - Espectro do momento do antipróton no centro de massa do τ^- com spin-1/2.

CAPÍTULO XIII

CONCLUSÃO

13.1 - *O Spin-τ do Lépton Pesado*

A medição direta do spin do lépton-τ até agora não foi obtida por questões de dificuldades experimentais. Indiretamente, através dos decaimentos do táon é possível estabelecer qual o spin do novo lépton[32].

Que o táon se trata de um férmion[28], não deixa dúvida ! Ambas as atribuições spin-1/2 e spin-3/2 estão de acordo com os dados experimentais até agora conhecidos[32]. Resta, através de comparação com dados experimentais, determinar-se qual o verdadeiro spin do τ .

13.2 - *Previsões Teóricas dos Decaimentos do Táon*

Algumas previsões teóricas se acham nas tabelas que se seguem. Estes dados foram obtidos dos cálculos encontrados nos Capítulos anteriores e na Referência (34).

Tabela 13.2.1 - Previsões para vários decaimentos do lépton-τ com spin 3/2.

DECAIMENTO	TAXA DE DECAIMENTO	RAZÃO DE RAMIFICAÇÃO
$\tau^- \to$ all	3.470×10^{-10}	1
$\tau^- \to \rho\nu_\tau$	1.240×10^{-10}	0.270
$\tau^- \to \rho'\nu_\tau$	4.493×10^{-11}	0.082
$\tau^- \to \rho''\nu_\tau$	1.085×10^{-11}	0.020
$\tau^- \to A_1^!\nu_\tau$	6.485×10^{-11}	0.120
$\tau^- \to A_2^-\nu_\tau$	1.270×10^{-10}	0.230
$\tau^- \to \nu_\tau+2\pi$	1.240×10^{-10}	0.230
$\tau^- \to \nu_\tau+3\pi$	1.614×10^{-10}	0.300
$\tau^- \to \nu_\tau+4\pi$	5.588×10^{-11}	0.100
$\tau^- \to \nu_\tau e^-\overline{\nu}_c$	1.066×10^{-10}	0.170
$\tau^- \to \nu_\tau\mu^-\overline{\nu}_c$	1.065×10^{-10}	0.170

Tabela 13.2.2 - Previsões para vários decaimentos do lépton-τ com spin 1/2.

DECAIMENTO	TAXA DE DECAIMENTO	RAZÃO DE RAMIFICAÇÃO
$\tau^- \to$ all	2.735×10^{-9}	1
$\tau^- \to \nu_\tau\rho$	7.408×10^{-10}	0.270
$\tau^- \to \nu_\tau\rho'$	1.816×10^{-10}	0.066
$\tau^- \to \nu_\tau\rho''$	3.650×10^{-11}	0.010
$\tau^- \to \nu_\tau A_1$	2.899×10^{-10}	0.110
$\tau^- \to \nu_\tau A_2^0\pi^-$	6.455×10^{-11}	0.240
$\tau^- \to \nu_\tau A_2^-\pi^0$	6.455×10^{-11}	0.240
$\tau^- \to \nu_\tau + \pi^-$	3.200×10^{-10}	0.100
$\tau^- \to \nu_\tau+\pi^-+\pi^0$	7.408×10^{-10}	0.270
$\tau^- \to \nu_\tau+ 3\pi$	2.899×10^{-10}	0.110
$\tau^- \to \nu_\tau+ 4\pi$	3.163×10^{-10}	0.130
$\tau^- \to e^-+\overline{\nu}_e+\nu_\tau$	5.331×10^{-10}	0.190
$\tau^- \to \mu^-+\overline{\nu}_\mu\nu_\tau$	5.202×10^{-10}	0.190

Das taxas de decaimento Γ e $\tau \to$ all, podemos prever as vidas médias do lépton-τ para o caso spin-1/2 e spin-3/2 , respectivamente:

$$\tau_{1/2} = 2.4 \times 10^{-13} \text{ seg}$$

$$\tau_{3/2} = 1.2 \times 10^{-13} \text{ seg}$$

13.3 - *Dados Experimentais do Lépton*-τ

Alguns resultados experimentais se acham na Tabela 13.3.1 (36).

Tabela 13.3.1 - Dados experimentais para decaimentos do τ.

DECAIMENTO	BRANCHING RATIO
$\tau^- \to \rho^- + \nu_\tau$ (36)	0.24 ± 0.09
$\tau^- \to A_1^- + \nu_\tau$ (36)	0.11 ± 0.04
$\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ (36)	0.19 ± 0.01
$\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ (36)	0.17 ± 0.03
$\tau^- \to \nu_\tau \pi^-$ (38)	0.09 ± 0.03

13.4 - *Discussão*

Tanto a atribuição 1/2 quanto a atribuição 3/2, estão de acordo com os dados experimentais. A comparação das Secções 13.2 e 13.3 demonstra isto.

O decaimento

$$\tau^- \to \nu_\tau + \pi^- \qquad (13.4.1)$$

até recentemente não era observado[32]. Isto dava a impressão de que τ se tratava de um lépton de spin-3/2, já que a reação (13.4.1) é suprimida pela conservação de momento angular para τ com spin-3/2[32]. Caso τ tivesse spin-1/2 a reação $\tau^- \to \nu_\tau \pi^-$ era favorecida e com a mesma ordem de grandeza que a reação observada $\tau^- \to \nu_\tau A_1^-$. Recentemente a reação (13.4.1) foi observada[38], o que cria mais um argumento que favorece a hipótese de que τ se trata de um lépton sequencial com spin-1/2.

Outro modo de indicação do spin do lépton-τ é na observação do decaimento do τ na ressonância A_2^-. Isto porque:

(a) - se τ tem spin-1/2, o decaimento se processa acompanhado de um píon

$$\tau^- \to A_2^- + \pi^0 + \nu_\tau \qquad (13.4.2)$$

(b) - caso τ tenha spin-3/2, é permitido o decaimento em dois corpos, sem a presença de pions:

$$\tau^- \to A_2^- + \nu_\tau \qquad (13.4.3)$$

Experimentalmente, é possível determinar-se a presença da ressonância A_2^- pelo decaimento desta em pares de $\bar{k}k$ (5,8% do decaimento total $A_2^- \to$ all).

A melhor evidência de que τ^- possue spin-1/2 está na medição da quantidade $R^{2p}_{eX} = \sigma(e^+e^- \to eX)/\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)$ em função da inércia do C.M. do par e^+e^- (27,41). Vide Fig. 13.4.1.

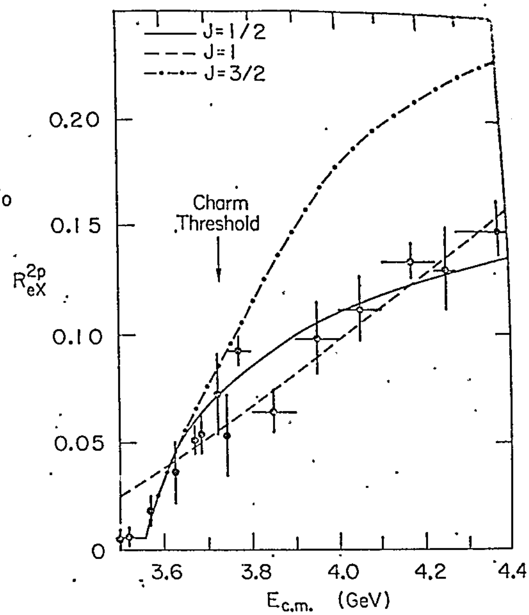


Figura 13.4.1 - R^{2p}_{eX} em função da $E_{C.M.}$ do par e^+e^-.

A atribuição spin-1/2 é a única de acordo com os valores experimentais. A hipótese que τ^- é um hádron charmoso está descartada; a energia de limiar para um hádron charmoso está acima da energia de limiar dos dados experimentais. Resta então, a hipótese de que τ^- é um lépton de spin-1/2.

Outras atribuições de spin que não 3/2 estão excluidas pois levam a divergência no limite de altas energias.

APÊNDICE A

PROPAGADORES DE FEYNMAN PARA CAMPOS

A.1) - *Campo Vetorial Massivo*

O campo vetorial massivo A_μ possue o seguinte propagador[39]:

$$T_{\mu\nu}(k) = \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m^2}\right) \frac{-1}{m^2-k^2-i\varepsilon}$$

onde:

m é a massa do campo vetorial,

k_μ é o quadrimomento do campo vetorial,

ε uma constante pequena e maior que zero.

A.2) - *Campo de Maxwell*

O campo vetorial sem massa, ou campo de Maxwell, cujo quadrimomento é k_μ, possue o seguinte propagador[39]:

$$T_{\mu\nu}(k) = \frac{g_{\mu\nu}}{k^2 + i\varepsilon}$$

A.3) - *Campo de Spin-3/2*

O campo de Rarita-Schuringer cujo quadrimomento é p_μ e a massa vale m, tem o seguinte propagador(39)

$$\Lambda_{\mu\nu}(k) = -\frac{\gamma_\mu p^\mu + m}{2m}\left(g_{\mu\nu} - \frac{1}{3}\gamma_\mu\gamma_\nu - \frac{2p_\mu p_\nu}{3m^2} + \frac{p_\mu\gamma_\nu - p_\nu\gamma_\mu}{3m}\right)$$

A.4) - *Campo com Spin-2*

O campo com spin-2 tem o seguinte propagador(40):

$$T_{\mu\nu;\alpha\beta}(k) = \frac{1}{2}\frac{1}{p^2-m^2}\left\{(g_{\mu\alpha}g_{\beta\nu} - \frac{1}{3}g_{\mu\nu}g_{\alpha\beta}) - \left(\frac{p_\mu p_\alpha g_{\beta\nu} + g_\mu g_\beta g_{\nu\alpha}}{2m^2}\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{p_\mu p_\nu g_{\alpha\beta} + g_{\mu\nu}p_\alpha p_\beta}{3m^2} + \frac{2}{3}\frac{p_\mu p_\nu p^\alpha p^\beta}{m^4} + (\mu \rightarrow \nu)\right\}$$

onde p_μ é o quadrimomento do campo com spin-2 e massa m.

BIBLIOGRAFIA

(1) - J. Leite Lopes - Les Interactions Faibles - Cours à l'Ecole d'Eté de Physique des Particules Elémentaires de Grif-sur-Yvettes - 1ª edição. University of Strasbourg Press (1976).

(2) - E. Abers and B.W. Lee - Gauge Theories - *Physics Reports* 9C, nº 1 (1974) 1.

(3) - C.N. Yang and R. Mills - Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance - *Phys. Rev.* 96 (1954) 191.

(4) - R. Utiyama - Invariant Theoretical Interpretation of Interaction - *Phys. Rev.* 101 (1956) 1597.

(5) - J. Goldstone - Field Theories with Superconductor Solutions - *Nuovo Cimento* 19 (1954) 154.

(6) - J. Goldstone, A. Salam and Steven Weinberg - Broken Symmetries - *Phys. Rev.* 127 (1962) 965.

(7) - J. Bernstein - Spontaneous Symmetry Breaking, Gauge Theories, the Higgs Mechanism and all that - *Rev. Mod. Phys.* 46, nº 1 (1974) 7.

(8) - M. Gell-Mann and M. Lévy - The Axial Vector Current in Beta Decay - *Nuovo Cimento* 16, nº 4 (1960) 705.

(9) - B.W. Lee - Chiral Dynamics - 1st Ed. - Gordon and Breach (1962).

(10) - P.W. Higgs - Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields - *Phys. Letters* 12 (1964) 132.

(11) - P.W. Higgs - Spontaneous Symmetry Breakdown with Massless Bosons - *Phys. Rev.* 145, nº 4 (1965) 1156.

(12) - E. Fermi - Versuch einer Theorie der β-Strahlen - *Z. Physik* 88 (1934) 161.

(13) - E.G.C. Sudarshan and R.E. Marshak - Weak Interactions - in Padua Proceedings Conference on Mesons and Recently Discovered Particles (1967).

(14) - R.P. Feynman and M. Gell-Mann - Theory of Weak Interactions - *Phys. Rev.* 109, nº 1 (1958) 193.

(15) - N. Cabibbo - Unitary Symmetry and Leptonic Decays - *Phys. Rev. Letters* 10, nº 12 (1963) 531.

(16) - T.D. Lee and C.N. Yang - Questions of Parity Conservation in Weak Interactions - *Phys. Rev.* 104, nº 1 (1956) 254.

(17) - E.M. Commins - Weak Interaction 1st Ed. - McGraw-Hill, (1973).

(18) - A. Salam and Ward - Electromagnetic and Weak Interactions - *Phys. Letters* 13, nº 2 (1964) 168.

(19) - S. Weinberg - A Model of Leptons - *Phys. Rev. Letters* 19, nº 21 (1967) 1265.

(20) - A. Salam - Weak and Electromagnetics Interactions in Elementary Particle Theory, ed. by N. Svartholm - 1st Ed. Almquist and Forlag - Stokholm (1968), 367.

(21) - S. Glashow, J. Iliapoulos and L. Maiani - Weak Interactions with Lepton Hadron Simmetry - *Phys. Rev.* D2, nº 2 (1970).

(22) - F. Fujikawa and N. Kawamoto - Heavy Lepton, Weak Angles and Sextet - *Prog. Theor. Phys.* 55, nº 6 (1976) 1960.

(23) - H. Harari - Quarks and Leptons - *Physics Reports* 42-c, nº 4 (1978) 237.

(24) - M. Perl e Colaboradores - Properties of Anomalous $e\mu$ Events Produced in e^+e^- Annihilation - *Phys. Letters* 63B, nº 4 (1967) 466.

(25) - G. Flügge - Review of Heavy Lepton in e^+e^- Annihilation- Preprint DESY 77/35, June (1977).

(26) - F.B. Heile, M. Perl e Colaboradores - Anomalous e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ Events Produced in e^+e^- Annihilation - Preprint SLAC-PUB-2059, LBL-7243, Dec. (1977).

(27) - W. Bacino e Colaboradores - Measurement of the Threshold Behaviour of $\tau^+\tau^-$ Production in e^+e^- Annihilation -*Phys. Rev. Let.* - 41, 13 (1978).

(28) - G.F. Feldman - Properties of the τ-Lepton - Preprint SLAC-PUB-2138, June (1978).

(29) - H. Pietschmann - The Fifth Lepton - Proceedings from the Triangle Meeting on Hadron Structure - Strbske Pleso , (1977) 1.

(30) - Y.S. Tsai - Leptonic Decay of Heavy Lepton - Preprint SLAC-PUB 2242, Dec. (1978).

(31) - J. Kirby - τ-Studies From Delco - SLAC-PUB 2127, June (1978).

(32) - P.P. Srivastava and A.V. Vasconcelos - On A_2^- Decay Mode and Spin of the Heavy Lepton - *Lett. al N. Cimento* 23, nº 8 (1978) 299.

(33) - J.D. Bjorken and S.D. Drell - Relativistic Quantum Mecha-

nics - 1$^{\underline{st}}$ Ed., McGraw-Hill (1964).

(34) - Y.S. Tsai - Decay Correlations of Heavy Leptons in $e^+ + e^- \rightarrow \ell^+ + \ell^-$ - *Phys. Rev.* 4D, nº 3 (1971) 2821.

(35) - K.J.F. Gaemers and C.J. Komen - Preprint CERN TH.2344 , July '77.

(36) - Ya Azimov, L. Frankfurt and V. Khoze - New Particle in e^+e^- Annhilation: The Heavy Lepton $\tau^{\pm}$ - *Sov. Phys.Usp.*, 21, nº 3 (1978) 225.

(37) - W. Bacino e Colaboradores - Nature of the τ-ν_τ-W Coupling - *Phys. Rev. Letters* 42, nº 12 (1979) 749.

(38) - G. Alexander e Colaboradores - Observation of $\tau \rightarrow \tau\nu_\tau$ - Preprint DESY 78/30, July '78.

(39) - D. Luriē - Particles and Fields - 1$^{\underline{st}}$ Edition, John Wiley & Sons (1968).

(40) - G. Feldman - Classical Electromagnetic and Gravitational Field Theories as Limits of Massive Quantum Theories - in The Uncertainty Principle and Foundations of Quantum Mechanics - Ed. by W.C. Price - 1$^{\underline{st}}$ Edition - John Wiley & Sons (1977) 365.

(41) - Jarper Kirkby - Charm and Tau Measurements from DELCO - Proceedings of Summer Institute on Particle Physics - SLAC Report nº 215 (1978).

Tese apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:

Prem Prakash Srivastava - Presidente

Rajat Chanda

Takeshi Kodama

Rio de Janeiro, 25 de julho de 1979