

JOSÉ ALBERTO ALBANO DO AMARANTE

O PRINCÍPIO DE DIVERGÊNCIA
DA CORRENTE TENSORIAL

e

SUA APLICAÇÃO AO ESTUDO DE
MESONS DE SPIN 1

Tese apresentada à

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

para obtenção do título de

"DOUTOR EM CIÊNCIAS"

São Paulo — BRASIL

1973

0060185

A minha esposa, Vera, cuja dedi
cação e espírito de sacrifício
tornaram possível este trabalho

INDICE

I	- INTRODUÇÃO	1
II	- DIFICULDADES COM A HIPÓTESE DA PCTC	6
III	- MODELO GLUON MODIFICADO	8
IV	- EFEITOS DA QUEBRA DE SIMETRIA	14
V	- PECULIARIDADES GERAIS DO TCDP	17
VI	- ANÁLISE QUANTITATIVA	23
VIII	- SUMÁRIO E CONCLUSÕES	30

APÊNDICES

1	- ELEMENTOS DE MATRIZ E FATORES DE FORMA	33
2	- GRUPO U (12)	38
3	- CONSTANTES DE RENORMALIZAÇÃO X CRITÉRIO DE COMPOSIÇÃO	42

BIBLIOGRAFIA

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao Prof. Murray Gell-Mann, do "California Institute of Technology", por ter sugerido uma investigação das grandes dificuldades associadas à hipótese da "conservação parcial da corrente tensorial" (PCTC), da qual nasceu este trabalho.

Ao Prof. Gleb Wataghin, sob cuja orientação foi esta tese apresentada à Universidade Estadual de Campinas, agradeço a calorosa acolhida e interesse que demonstrou pelos vários aspectos deste trabalho.

Não posso deixar de mencionar o Prof. Sergio Porto, da "University of Southern California", cujo estímulo e compreensão me ajudaram a vencer etapas difíceis, e o Prof. Rogério Cerqueira Leite, diretor do Instituto de Física da UNICAMP, por seu auxílio desinteressado na apresentação desta tese.

Finalmente, desejaria deixar expresso o meu reconhecimento à Sra. Ana Maria Brasil Eustáquio, do Instituto de Atividades Espaciais (IAE), por sua cuidadosa dedicação no trabalho de datilografia, bem como ao Centro Técnico Aeroespacial, e em especial ao Instituto de Atividades Espaciais pelo apoio oferecido em todas as etapas que levaram à execução desta tese.

José Alberto Albano do Amarante

I - INTRODUÇÃO

Sem dúvida a "Algebra de Correntes" proposta por Gell-Mann⁽¹⁾ há cerca de dez anos, veio trazer uma compreensão muito mais profunda do papel das simetrias em física de partículas que aquela oferecida pelos métodos da teoria dos grupos.

Uma razão para isto se prende a se ter tornado / possível identificarmos as componentes temporais integradas / dos operadores densidade de corrente com os geradores de certos grupos de simetria, o que permite um direto relacionamento entre observáveis dinâmicos e quantidades cujas propriedades / algébricas são conhecidas. Além disso, o uso dos comutadores das correntes se mostra vantajoso mesmo quando a simetria é quebrada no mundo real.

Neste caso, a suposição de que os elementos de matriz dos comutadores de observáveis são dominados por um certo conjunto de estados intermediários (pertencentes a uma representação básica do grupo) reproduz exatamente os resultados da teoria dos grupos; enquanto que uma simples ampliação do conjunto de estados intermediários, fornece as correções necessárias às previsões baseadas em simetria exata.

Ao estabelecer a algebra de correntes para os grupos $SU(3) \times SU(3)$, Gell-Mann⁽¹⁾ usou amplamente a mnemônica do modelo de quarks. Este modelo apresenta a vantagem de fornecer uma forma muito simples para os comutadores das componentes espaciais das correntes (que dependem bastante do modelo usado) e permite que sejam obtidas, em forma fechada, algebras mais complexas como $SU(6) \times SU(2)$. A potencialidade preditiva do modelo pode ser explorada ao seu limite se fizermos uso das dezesseis matrizes independentes de Dirac combinadas às nove representações matriciais tri-dimensionais dos geradores de $U(3)$. Obtém-se então a algebra com 144 geradores do grupo $U(12)$ compacto (ver Apêndice II para detalhes).

A principal dificuldade envolvida nesta generalização diz respeito à interpretação física a ser dada aos novos operadores (escalar, pseudo-escalar e tensorial) que aparecem.

Já estamos familiarizados com o fato de que as correntes vetoriais e axiais (pseudo-vetoriais) podem ser interpretadas como sendo os operadores envolvidos nas interações eletromagnéticas e nas fracas. Esta interpretação foi obtida através de uma extensão natural da hipótese da "conservação da corrente vetorial", associada à famosa teoria V-A de Feynman e Gell-Mann⁽²⁾ para as interações fracas, posteriormente reformuladas por Cabibbo⁽³⁾.

As densidades escalar e pseudo-escalar foram interpretadas por Gell-Mann⁽¹⁾ e, mais recentemente, por Gell-Mann, Oakes e Renner⁽⁴⁾, como sendo relacionadas tanto com os termos de quebra de simetria na Hamiltoniana quanto com as divergências das correntes axiais e das vetoriais não conservadas. O uso posterior da "conservação parcial da corrente axial" (PCAC) estabelece a interpretação física das densidades pseudoescalar como suaves campos interpoladores para os mesons / pseudoescalares.

Com isto a tarefa foi reduzida à interpretação / das correntes tensoriais antisimétricas. Fortemente motivados pelo sucesso da PCAC, Dashen e Gell-Mann⁽⁵⁾ e Fubini, Segrè e Walecka⁽⁶⁾ propuseram, independentemente, que a divergência destes operadores poderia caracterizar suaves campos interpoladores para mesons vetoriais, isto é

$$\partial^\nu T_{\nu\mu}^a = c B_\mu^a \quad (1)$$

Embora tendo extraído sua conjectura de um mecanismo diferente, Krölikowski⁽⁹⁾ reconheceu a sua analogia formal com a PCAC e chegou mesmo a especular que ambos os princípios poderiam ter a mesma estrutura. Não devemos, pois, nos surpreender ao descobrir que a relação (1) é usualmente denominada de hipótese da "conservação parcial da corrente tensorial" (PCTC).

Um estudo dos elementos de matriz da divergência da corrente tensorial entre nucleons⁽⁶⁾ veio sugerir a existência de uma relação entre um fator de forma tensorial (o coeficiente de $\sigma_{\mu\nu}$) e o momento magnético do nucleon, embora

houvesse uma ambigüidade entre o momento anômalo e o total. Uma exploração do assunto seguindo esta orientação veio permitir que Segrè e Walecka⁽⁷⁾ ampliassem as aplicações físicas. Eles lançaram mão da saturação aproximada de regras de soma ("sum rules") com o nonet de meson de spin 1 e suplementaram os cálculos com a hipótese da "dominância de mesons vetoriais" (VMD) nos elementos de matriz de ambas, corrente eletromagnética e divergência tensorial. Com tal modelo, calcularam as frequências de transição das reações $V \rightarrow \pi\gamma$ e $V \rightarrow \pi\pi$, as quais diferiram dos valores experimentais por fatores de 2 ou 3. Cálculos posteriores⁽⁸⁾ para os processos $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ e $V \rightarrow l^+ l^-$ também apresentaram erros semelhantes.

O cálculo do momento magnético dos nucleons através das técnicas da algebra de correntes foi um grande polarizador dos esforços de vários pesquisadores. Algumas tentativas, parcialmente bem sucedidas⁽¹⁰⁾, foram levadas a efeito com a ajuda da algebra de correntes para os operadores dipolo elétrico e usando um esquema com mistura de representações⁽¹¹⁾. Mesmo dentro de tal esquema não se conseguiu evitar que os momentos magnéticos anômalos se anulassem⁽¹²⁾, a menos que se complicasse o esquema de mistura de representações, o que ocasionaria a perda de alguns bons resultados anteriores. Com o fito de evitar esta complicação, Gatto et al⁽¹⁰⁾, levaram a efeito um outro tratamento baseado no uso da subalgebra $U(6)$ da algebra do $U(12)$. Esta subalgebra envolve correntes tensoriais, e os cálculos foram suplementados pela hipótese da PCTC (vide (1)) e pelo emprêgo da dominância de mesons vetoriais. Estes pesquisadores obtiveram algumas relações em boa concordância com as experiências, mas tiveram que se defrontar com várias ambigüidades.

Um passo à frente foi dado por Ademollo et al⁽¹³⁾ que obtiveram sucesso na tentativa de evitar a mistura de representações usando um interessante truque. Eles analisaram a diferença entre os comutadores das "cargas" (isto é componentes temporais integradas sobre todo o espaço) tensoriais e dipolares no limite de momentum infinito ($p_z \rightarrow \infty$) e mostraram que esta diferença era proporcional a uma certa carga conservada. Tal fato foi por si suficiente para garantir uma saturação exata

dos comutadores, usando-se apenas o octet de baryons. Eles adotaram uma outra versão da PCTC, expressa por

$$\partial^\nu T_{\nu\mu}^a = b J_\mu^a \quad (2)$$

e conseguiram obter para o parâmetro b um valor de 0.43 vezes a massa de proton (ou, equivalentemente, $b = m_p/\sqrt{2}$). Adotando a identidade corrente - campo ($J_\mu = \frac{m_p^2}{\delta_\rho} B_\mu$) proposta por Sakurai e a relação de KSFR (Kawarabayashi - Susuki - Fayyazuddin - Riazuddin) ($\delta_\pi = \frac{m_\rho}{\delta_\rho}$) reescreveram [2] sob a forma [14]

$$\partial^\nu T_{\nu\mu}^a = \frac{m_\rho^2 \delta_\pi}{\sqrt{2}} B_\mu^a \quad (3)$$

a qual apresenta grande semelhança com a PCAC

$$\partial^\mu J_{5\mu}^a = \frac{m_\pi^2 \delta_\pi}{\sqrt{2}} \pi^a$$

Vários pesquisadores tentaram usar as expressões formais para a PCTC apresentadas acima, ou outras versões ligeiramente modificadas, na busca de justificativas mais convincentes para a idéia original. A despeito de alguns sucessos razoáveis, algumas importantes dificuldades fundamentais foram observadas, as quais acarretavam sérias dúvidas sobre a validade da proposição [16].

Todos estes fatores levaram a que a idéia da "conservação da corrente tensorial" (PCTC) permanecesse praticamente abandonada durante os últimos 5 anos.

Estimulados por uma conversa com o Prof. Murray Gell-Mann, que acreditava ser possível contornar as dificuldades (vide Capítulo II), resolvemos desenterrar o problema e tentar a sua solução.

Chegamos finalmente à conclusão que a idéia original [5,6,9] era insustentável, mas que uma interpretação física da corrente tensorial do grupo U(12) era possível. Isto

nos levou a formular um novo princípio dentro da álgebra de correntes, que batizamos com o nome de "Princípio de Divergência da Corrente Tensorial" (TCDP), e cuja estrutura difere inteiramente da hipótese de "Conservação Parcial da Corrente Tensorial" (PCTC).

As dificuldades fundamentais associadas com a idéia da PCTC são examinadas no Capítulo II. O Capítulo III foi devotado à análise de um modelo em teoria de campos Lagrangeana que nos conduziu ao princípio acima. Efeitos de quebra de simetria são introduzidos no capítulo IV. As peculiaridades de natureza geral da nova relação são estudadas no capítulo V, enquanto que no capítulo VI levamos a efeito a análise quantitativa. Finalmente, no capítulo VII, apresentamos um sumário dos principais aspectos.

Com o fito de facilitar a leitura, transferimos para os Apêndices várias definições e algumas manipulações não essenciais.

II - DIFICULDADES COM A HIPÓTESE DA PCTC

A rápida revisão que apresentamos no capítulo introdutório, teve por finalidade ilustrar as principais ideias e aplicações relacionadas com a proposta da PCTC, mas não atentou para uma análise das grandes dificuldades que ela enfrenta. Esta tarefa será executada agora.

Inicialmente, desejamos salientar que a relação (2) não pode ser considerada seriamente, uma vez que ela leva ao dilema entre a existência de valores singulares para os fatores de forma tensoriais ou um valor nulo para a carga do proton. Esta dificuldade já tinha sido reconhecida por outros pesquisadores^(13,15). De fato, se tomarmos o elemento de matriz da relação que traduz a PCTC entre protons e usarmos as definições (AI-4), obteremos

$$q^2 \left[G_1^{v+s}(q^2) - 2M_N G_3^{v+s}(q^2) \right] = b \frac{1}{2} F_{1p}(q^2) \quad (4)$$

Nesta relação (v+s) indica a soma de ambos os fatores de forma isoescalar e isovetor, enquanto que $F_{1p}(q^2)$ é o fator de forma "elétrico" do proton. Quando $q^2 = 0$ enfrentamos o dilema: $F_{1p}(0) = 0$ ou os fatores de forma tensoriais devem ser singulares. A primeira alternativa é fisicamente inaceitável. A segunda requer a presença de um octet de mesons vetoriais com massa nula interagindo com nucleons, o que não é uma ideia muito atrativa/ em vista da massa razoavelmente grande de tais mesons no mundo real.

Em segundo lugar, se usarmos a mnemônica do modelo de quarks e lançarmos mão da equação de Dirac

$$(i\gamma - M_0)\psi = J$$

obteremos sem dificuldades a relação

$$2M_0 \bar{\psi} \gamma_\mu \psi + \partial^\nu (\bar{\psi} \sigma_{\nu\mu} \psi) = \bar{\psi} i \overleftrightarrow{\partial}_\mu \psi - (\bar{\psi} \gamma_\mu J + \bar{J} \gamma_\mu \psi) \quad (5)$$

Mesmo num modelo onde os quarks são livres ($J=0$) tornar-se-ia necessário acrescentar um termo adicional ^(13c) em (2). Se os quarks interagem através de um "gluon" neutro, obteríamos $J = g_0 \gamma_\mu B^\mu \psi$ e o lado direito da igualdade (5) tornar-se-ia

$$\bar{\psi} i \not{\partial}_\mu \psi - 2g_0 \bar{\psi} \psi B_\mu$$

Além destas importantes dificuldades de natureza fundamental, previsões numéricas baseadas na PCTC apresentam / usualmente erros por fatores de 2 ou 3.

Não obstante, o comportamento geral dos resultados parecia sugerir a presença de alguma verdade velada, que talvez pudesse ser atingida se tentássemos responder as seguintes perguntas. Existirá algum modelo em teoria dos campos envolvendo / interações, onde possamos encontrar uma relação entre a divergência de um operador tensorial antisimétrico e a corrente "gauge"? Caso afirmativo, seria razoável interpretar este operador tensorial como aquele envolvido em $U(12)$? Conseguiríamos também resolver o problema dos fatores de forma singulares?

No capítulo que se segue, tentaremos responder a estas importantes indagações.

III - MODELO "GLUON" MODIFICADO

A teoria de campos Lagrangeana aplicada aos quarks tem-se mostrado uma utilíssima ferramenta na orientação dada para abstrações de relações, bastante gerais e válidas no mundo real, entre operadores. Nos parece, pois, ser este o laboratório teórico natural onde devemos procurar uma sugestão sobre qual o operador fenomenológico que deveremos escolher para representar o conteúdo do lado direito da equação (5).

Entretanto, ao tentarmos adotar um modelo lagrangeano, deveremos inicialmente decidir qual deva ser a forma da interação. Ao propor a algebra de correntes, Gell-Mann⁽¹⁾ escolheu um acoplamento entre quarks obtido pela troca de um "gluon" vetorial neutro, sem qualquer realidade física. Decidiremos adotar / uma generalização deste modelo, no qual incorporamos mesons reais de acôrdo com as seguintes idéias.

Aceitaremos o ponto de vista de que podemos introduzir campos mesônicos como uma representação fenomenológica de certos aspectos dos processos dinâmicos⁽¹⁷⁾. Em nosso caso, eles serão encarados como parametrizações fenomenológicas de uma interação dominada pela troca de pares quarks-antiquark. Por estarem representando partículas compostas, os operadores de campo mesônicos não deverão aparecer na Lagrangeana fundamental. Não pretendemos especular sobre a natureza desta interação básica, e nos contentaremos em salientar que podemos atribuir campos elementares a êstes objetos compostos, desde que venhamos a garantir a não elementaridade dos mesmos pela imposição de valores nulos para as constantes de renormalização da função de onda (Z_3) e dos vértices (Z_1)⁽¹⁸⁾.

O anulamento das constantes de renormalização como critério de composição é discutido com algum detalhe no Apêndice III .

Assim sendo, para o tratamento dinâmico das situações em que estão presentes estados ligados com spin 1, propomos a seguinte Lagrangeana com simetria $U(3)$

$$L = L_0 - g_0 \bar{\psi} \gamma_\mu \vec{F} \psi \cdot \vec{B}^\mu - f_0 \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \vec{F} \psi \cdot \vec{F}^{\mu\nu} \quad (6)$$

$$L_0 = \bar{\psi} (i \not{\partial} - M_0) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} \cdot F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_0^2 \vec{B}_\mu \cdot \vec{B}^\mu$$

Nestas relações $\vec{B}_\mu^a$ representa um octet de campos para mesons ve toriais, $\vec{F} = \frac{1}{\lambda}$, onde os λ ($a = 0, 1, 2, \dots, 8$) são as representa ções matriciais tridimensionais para os geradores do $U(3)$, e $F_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{B}_\nu - \partial_\nu \vec{B}_\mu$

Nesta Lagrangeana, além do acoplamento vetorial direto do modelo gluon, adicionamos um acoplamento tensorial tipo derivada e incluimos também outros mesons vetoriais além do neutro. A presen ça da interação tensorial foi motivada por

- a - Valor experimental grande para a razão entre as cons-
tantes de acoplamento tensorial e vetorial dos mesons
de spin 1 com os nucleons (o mesmo poderá ocorrer com
quarks) e ausência de interações meson-meson que pode
riam ser responsáveis por isto.
- b - A presença de somente o acoplamento direto nos levaria
a uma igualdade entre a fonte de mesons vetoriais e a
corrente "gauge"; esta relação não poderia ser abstraí
da para o mundo real porque ela não permitiria, por
exemplo a presença de polos correspondentes a tais me
sons.

Definindo a fonte de mesons vetoriais através de

$$(\square^2 + m_0^2) \vec{B}_\mu^a = \vec{J}_\mu^a \quad (7)$$

e a corrente "gauge", cuja componente temporal integrada consti-
tui os geradores de $U(3)$, por

$$J_\mu^a = - \sum_\phi \frac{\partial L}{\partial (\partial^\mu \phi)} \dot{\phi} \vec{F}^a_\phi \quad (8)$$

nosso modelo Lagrangeana nos fornecerá

$$J_{\mu}^a = g_0 : \bar{\psi} \gamma_{\mu} \mathcal{F}^a \psi : - 2 \delta_0 \partial^{\nu} : \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \mathcal{F}^a \psi : \quad (9)$$

$$J_{\mu}^a = : \bar{\psi} \gamma_{\mu} \mathcal{F}^a \psi : + \delta_{abc} : (F_{\mu\nu}^b + 2 \delta_0 \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \mathcal{F}^b \psi) B_c^{\nu} : \quad (10)$$

A equação (9) é bastante sugestiva, exceto pela / indesejável peculiaridade de não envolver todos os termos da corrente "gauge". Veremos agora como o uso do critério de composição, do qual ainda não lançamos mão, contribuirá para dar a (10), e também a (9), uma forma simples e útil.

De fato, denotando por Z_{1V} e Z_{1T} as constantes de renormalização para os vértices vetorial e tensorial, respectivamente, e usando valores renormalizados para os campos mesônicos ($\hat{B}_{\mu}^a = B_{\mu}^a / \sqrt{Z_3}$) e para as constantes de acoplamento ($g_R = \frac{Z_2 \sqrt{Z_3}}{Z_{1V}} g_0$ e $\delta_R = \frac{Z_2 \sqrt{Z_3}}{Z_{1T}}$), podemos reescrever (9) e (10)

como

(11)

$$J_{\mu}^a = \left(\frac{Z_{1V}}{Z_3} \right) \frac{g_R}{Z_2} : \bar{\psi} \gamma_{\mu} \mathcal{F}^a \psi : - 2 \left(\frac{Z_{1T}}{Z_3} \right) \frac{\delta_R}{Z_2} \partial^{\nu} : \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \mathcal{F}^a \psi :$$

$$J_{\mu}^a = : \bar{\psi} \gamma_{\mu} \mathcal{F}^a \psi : + \delta_{abc} Z_3 : \hat{F}_{\mu\nu}^b \hat{B}_c^{\nu} : + \delta_{abc} Z_{1T} \frac{2 \delta_R}{Z_2} : \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \mathcal{F}^b \psi : \hat{B}_c^{\nu} \quad (12)$$

É fácil verificar agora que o critério de composição, ou seja o garantirmos $Z_3 = 0$, $Z_{1V} = 0$ e $Z_{1T} = 0$ (mas Z_{1V}/Z_3 e Z_{1T}/Z_3 finitos), vem dar à corrente "gauge" a sua forma original simples (presente no modelo com quarks livres) envolvendo somente a corrente vetorial dos quarks, ou seja

$$J_{\mu}^a = : \bar{\psi} \gamma_{\mu} \mathcal{F}^a \psi : \quad (13)$$

A plausibilidade deste resultado pode ser também estabelecida através da seguinte argumentação. Na interação básica original (desconhecida por nós) somente operadores de campo para quarks estão presentes e, na ausência de acoplamentos tipo

derivada, a corrente "gauge" terá a forma exibida em (13). Ao construirmos a teoria fenomenológica, introduzimos operadores / para os mesons; entretanto, suas contribuições para a corrente "gauge" devem se cancelar a fim de que as duas teorias venham a ser equivalentes. Vimos acima que é justamente isto que é for malmente garantido quando impomos que tais mesons sejam particu las compostas.

Observamos também que a fonte de mesons renormali-
zada torna-se simplesmente

$$\hat{g}_\mu^a = g J_\mu^a - \int \partial^\nu T_{\nu\mu}^a \quad (14)$$

onde $T_{\mu\nu}^a \equiv : \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} f^a \psi :$

A equação (14) é justamente a relação que procurá-
vamos, mas antes de proceder a abstração, desejamos tecer alguns
comentários sobre a renormalizabilidade desta teoria.

Na literatura especializada observamos uma concor-
dância virtualmente Unânime de que o acoplamento de mesons veto
riais neutros, com massa não nula, a correntes conservadas con
duz a uma teoria perfeitamente renormalizável. Quando mesons de
massa não nula mas possuindo carga são envolvidos, porém, a si-
tuação não se apresenta tão pacífica e opiniões antagônicas fo
ram apresentadas por Fradkin and Tyutin e por Boulware⁽¹⁹⁾. Por
outro lado, sabemos que acoplamentos que envolvem derivadas le
vam a teorias não renormalizáveis. Consequentemente, a Lagrange-
ana proposta em (6) corresponderia a uma teoria não renormalizá-
vel no sentido usual. Não obstante, se exibirmos explicitamente
o caráter composto dos mesons, através da imposição de anulamen-
to das constantes de renormalização, a teoria poderá se tornar/
renormalizável. De fato, Salam⁽²⁰⁾ conseguiu mostrar que o aco
plamento eletromagnético de mesons vetoriais com carga (o qual
envolve derivadas), bem como o acoplamento de tais mesons a fer
mions torna-se renormalizável quando forçamos uma relação entre
massas e constantes de acoplamento através das condições $Z_1 = 0$
e $Z_3 = 0$. Nós conjecturamos que o mesmo poderá acontecer em nos
sa teoria.

Em consequência, abstrairíamos para o mundo real a seguinte relação entre operadores⁽²¹⁾ (que passaremos a escrever sem o "chapêu de renormalização")

$$J_{\mu}^a = g J_{\mu}^a - g \frac{\Gamma}{2M_n} \partial^{\nu} T_{\nu\mu}^a \quad (15)$$

onde g e Γ (introduzida por conveniência futura) são constantes a serem determinadas.

Esta equação envolve dois observáveis J_{μ}^a e J_{μ}^a , e os relaciona à divergência de um operador tensorial, cujas regras de comutação com J_{μ}^a são perfeitamente especificadas pela álgebra $U(12)$.

Adotando o ponto de vista da teoria de campos axiomática, a equação acima tornar-se-ia trivial na camada de massa (mass-shell), uma vez que ela representaria apenas uma possível escolha para campos interpoladores de mesons vetoriais. Implicações dinâmicas não triviais surgirão, porém, quando forcarmos / ser ela válida mesmo fora da camada de massa.

A equação (15) deverá corresponder pois à seguinte asserção: "De todos os possíveis campos interpoladores para mesons vetoriais, postulamos que a diferença entre a corrente / vetorial e a divergência da corrente tensorial, ambos geradores de $U(12)$, corresponde à escolha correta para extrapolações fora da camada de massa".

Batizaremos esta asserção como o Princípio de Divergência da Corrente Tensorial (TCDP). O abandono da etiqueta original PCTC (Conservação Parcial da Corrente Tensorial) foi proposital, visto que a estrutura de nosso princípio difere inteiramente daquela envolvida na "conservação parcial" de correntes.

Conservação parcial implica numa conservação exata no limite de simetria perfeita; tal comportamento não está presente no nosso caso, onde o não anulamento de $\partial^{\nu} T_{\nu\mu}^a$ é garantido por razões dinâmicas, conforme exemplificado pela relação (15). Além do mais, no caso particular da PCAC, ela representa realmente uma asserção sobre a forma como a simetria "chiral" é

realizada, e não depende de a divergência da corrente axial ser proporcional ao campo do pión⁽²²⁾.

No nosso modelo, nada semelhante a uma tal quebra espontânea de simetria ficou evidenciado.

IV - EFEITOS DE QUEBRA DE SIMETRIA

Atacaremos este problema de uma forma puramente indutiva, reservando para uma ocasião futura uma análise mais completa. Neste trabalho incorporaremos os efeitos da violação da simetria em bases puramente fenomenológica.

Os efeitos em que concentraremos a atenção são:

- Diferenças de massa entre os membros dos multiplets de baryons e mesons
- Não conservação das correntes vetoriais com "estranheza" (strangeness) não nula.
- Mistura ω - ϕ .

a) Diferenças de massa. Este efeito será considerado como manifestando-se no espaço de fases de processos de decaimento e nos parâmetros massa (sempre tomados aqui como sendo as massas físicas) envolvidos em elementos de matriz.

b) Correntes com estranheza: Uma simples inspeção da relação (15) revela que J_μ^a tem que ser conservada, uma vez que $T_{\mu\nu}^a$ é antisimétrico e $\partial^\mu J_\mu^a$ deve se anular para garantir que os mesons tenham spin 1. Se supusermos, como é usual, que o termo de quebra de simetria transforma-se como o centro do octet, todas as correntes com estranheza zero permanecerão conservadas. Aquelas, porém, com estranheza não nula deverão ter divergência diferente de zero e para garantir isto postularemos a presença de um termo adicional na relação original, a qual passará a ser

$$\frac{\Gamma}{2M_n} \partial^\nu T_{\nu\mu}^a = J_\mu^a - \frac{1}{g} \mathcal{J}_\mu^a + \mathcal{f}_\mu^a \quad (16)$$

na qual $\mathcal{f}_\mu^a$ se anula a menos que $a = 4, 5, 6$, ou 7. Este termo adicional tem a divergência fixada por $i\partial^\mu \mathcal{f}_\mu^a = [\mathcal{Q}^a, \mathcal{H}_{SB}]$

mas é além disto desconhecida (pelo menos no estágio atual da teoria).

- c) Mistura $\omega - \phi$ - Tal mistura é atribuída à interação médio-forte que quebra parcialmente a simetria e induz transições entre os estados do octet (ω_8) e singlet (ω_0). Os mesons físicos são representados por uma superposição coerente de ω_8 e ω_0 , obtida diagonalizando-se a Hamiltoniana de interação. As fontes de mesons vetoriais podem então ser escritas como

$$J_\mu^8 = \cos \theta J_\mu^\phi + \sin \theta J_\mu^\omega$$

$$J_\mu^0 = -\sin \theta J_\mu^\phi + \cos \theta J_\mu^\omega$$

sendo θ calculado com a ajuda da fórmula de Gell-Mann - Okubo para as massas do octet

$$3 m_8^2 = 4 m_{K^*}^2 - m_\rho^2$$

e das relações abaixo, obtidas no processo de diagonalização

$$m_0^2 + m_8^2 = m_\omega^2 + m_\phi^2$$

$$\sin^2 \theta = \frac{m_\phi^2 - m_8^2}{m_\phi^2 - m_\omega^2}$$

Usando os últimos dados do laboratório de Orsay⁽²³⁾ obtemos o valor $\theta = 40.6^\circ \pm 0.7$.

A presença de polos correspondentes a mesons de spin 1 na corrente vetorial é garantida por um valor não nulo para o seguinte elemento de matriz.

$$\langle 0 | J_\mu^a | B^a \rangle = \frac{m_a^2}{f_a} (\epsilon_\mu + g_a p_\mu) \quad (17)$$

Os efeitos de quebra de simetria manifestam-se aqui no uso de valores físicos reais para m_a e f_a ($\frac{m_a^2}{f_a}$ é a constante de acoplamento para a transição meson-fóton), e na presença de uma constante $g_a \neq 0$ quando $a = 4, 5, 6$ ou 7 .

Em particular, podemos escrever:

$$\begin{aligned} \langle 0 | J_\mu^3 | \rho^0 \rangle &\equiv \frac{m_\rho^2}{f_\rho} \epsilon_\mu \\ \langle 0 | J_\mu^8 | \omega \rangle &\equiv \frac{m_\omega^2}{f_\omega} \epsilon_\mu \end{aligned} \quad (18)$$

Para os mesons físicos de isospin igual a zero (ω e ϕ) definimos

$$\begin{aligned} \langle 0 | J_\mu^8 | \phi \rangle &= \frac{m_\phi^2}{f_\phi} \epsilon_\mu \\ \langle 0 | J_\mu^8 | \omega \rangle &= \frac{m_\omega^2}{f_\omega} \epsilon_\mu \end{aligned} \quad (19)$$

usando $J_\mu^8 \equiv \frac{1}{\sqrt{3}} J_\mu^3$. Combinando ω e ϕ de forma a produzir ω_8 , obteremos:

$$\langle 0 | J_\mu^8 | \omega_8 \rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\cos \theta m_\phi^2}{f_\phi} + \frac{\sin \theta m_\omega^2}{f_\omega} \right) \epsilon_\mu \quad (20)$$

Se usarmos agora a relação $m_\omega^2 = \cos^2 \theta m_\phi^2 + \sin^2 \theta m_\omega^2$ e compararmos o resultado com (18), concluiremos que

$$f_\omega = \frac{f_\phi \cos \theta}{\sqrt{3}} = \frac{f_\omega \sin \theta}{\sqrt{3}} \quad (21)$$

Lançando mão novamente dos dados de Orsay verificamos que:

$$\begin{aligned} f_\rho^2 / 4\pi &= 2.26 \pm 0.25 \\ f_\omega^2 / 4\pi &= 18.4 \pm 2 \\ f_\phi^2 / 4\pi &= 13.3 \pm 1 \end{aligned} \quad (22)$$

O "acoplamento isoescalar" (f_ω) pode ser agora obtido através de (21) dando

$$f_\omega^2 / 4\pi = 2.58 \pm 0.31 \quad \text{e} \quad f_\omega / f_\rho = 1.07 \pm 0.13 \quad (23)$$

Com isto completamos nossas considerações fenomenológicas sobre a quebra de simetria.

V - PECULIARIDADES GERAIS DO TCDP

Em primeiro lugar, verificamos que todas as dificuldades mencionadas no capítulo II foram sanadas. O lado direito da equação (5), ao invés de ser feito igual a zero como nas propostas anteriores, passa a ter uma representação fenomenológica como uma fonte de mesons vetoriais, a qual corresponderá aos efeitos combinados daqueles termos que não envolvem polos em ambas as correntes vetorial e tensorial.

De fato, a contribuição de um polo correspondente a um meson de spin 1 ao elemento de matriz de qualquer operador vetorial V_μ pode ser obtida, usando-se o formalismo de redução de LSZ, sob a forma

$$\langle \alpha | V_\mu | \beta \rangle = - \sum_s \frac{\langle 0 | V_\mu | B(q, s) \rangle \langle B(q, s) | \alpha | T | \beta \rangle}{q^2 - m_B^2 + i\epsilon}$$

onde $\langle B | \alpha | T | \beta \rangle$ é a amplitude para a transição $\beta \rightarrow \alpha + B$ e o somatório é feito sobre os índices de spin. Entretanto, uma vez que a equação do movimento força $\langle 0 | \mathcal{J}_\mu | B \rangle$ a se anular quando $q^2 = m_B^2$, a fonte $\mathcal{J}_\mu$ não contribuirá para os polos nas vizinhanças da camada de massa. Seus elementos de matriz envolverão somente aquelas contribuições das correntes vetorial e tensorial que não contenham polos correspondentes aos mesons de spin 1. Esta propriedade pode ser também usada para relacionar o acoplamento meson-fóton (definido em (17)) com um acoplamento semelhante da corrente tensorial, definido por.

$$\langle 0 | \partial^\nu T_{\nu\mu}^a | B^a \rangle = \frac{m_a^2}{\delta_a^T} \epsilon_\mu$$

Com efeito, se tomarmos o elemento de matriz do TCDP (relação (15)) entre o vácuo e um estado contendo um meson vetorial, e fazendo uso da propriedade das fontes $\mathcal{J}_\mu^a$ indicada acima, obtemos

$$\delta_a^T = \frac{g}{2m_\pi} \delta_a$$

Em segundo lugar, não existe mais a implicação de que a carga do proton se anule, uma vez que os elementos de matriz de $\mathcal{J}_\mu^a$ introduzirão termos corretivos no lado direito de (4), conforme exibimos explicitamente nas relações (26) e (30)

Uma peculiaridade interessante do modelo é a predição de uma exata universalidade dos acoplamentos tipo γ_μ e P_μ dos mesons vetoriais, quando $q^2 = 0$ (para aqueles acoplamentos que não anulam neste limite). Se tais mesons se acoplassem diretamente a uma corrente "gauge" conservada, a universalidade/ tornar-se-ia válida na camada de massa; no nosso caso, porém, tal ocorrerá apenas de forma aproximada e dependente de quão fortemente o polo mesônico domina para baixos valores de q^2 . As experiências não parecem favorecer uma forte dominância dos polos; com efeito, dados de Orsay⁽²³⁾ indicam $f_{\rho\pi\pi}^2/4\pi = 2.84 \pm 0.43$ enquanto que Kramers⁽²⁴⁾ transcreve valores para $f_{\rho\pi\pi}^2/4\pi$ que se situam na faixa de 3,7 a 5.2.

No nosso modelo, esta universalidade do acoplamento "elétrico" para $q^2 = 0$ se deve à natureza antissimétrica do tensor $T_{\mu\nu}$, conforme discutiremos após a relação (33). Para o acoplamento tipo "magnético", entretanto, uma tal universalidade não é encontrada, e é aqui que o TCDP se distingue de outros métodos.

Procederemos agora a prova destas asserções.

Iniciaremos por formar o elemento de matriz do / TCDP entre pions e consideraremos, por enquanto, sômente a parte isovetor. Com a ajuda de (AI-1), obteremos

$$\frac{\Gamma}{2M_n} q^2 \mathcal{Z}_\pi^v(q^2) = F_\pi^v(q^2) - \frac{1}{g} F_{\rho\pi\pi}(q^2) \quad (24)$$

Passando ao limite de $q^2 = 0$ e usando a representação (AI-3) para $F_\pi^v(q^2)$ obtemos, tomando $F_\pi^v(0) = 1$

$$1 = \frac{F_{\rho\pi\pi}}{g} = \frac{f_{\rho\pi\pi}}{f} + \int_0^1 f_\pi^v(s) ds \quad (25)$$

onde $F_{\rho\pi\pi}$ representa $F_{\rho\pi\pi}^{(0)}$ e $f_{\rho\pi\pi}$ o acoplamento para $\rho \rightarrow \pi\pi$, na camada de massa (isto é $f_{\rho\pi\pi} = F_{\rho\pi\pi}(m_\rho^2)$). Esta equação revela a universalidade aproximada do acoplamento na camada de massa, de pendente da dominância do polo, em contraste com a exata univer salidade para $q^2 = 0$. Além disto, ela nos permite identificar g com a constante universal f_ρ ($f_\rho = F_{\rho\pi\pi}(0)$)⁽²⁵⁾

Aplicando exatamente o mesmo procedimento aos Kaons e η , obtemos $F_{\rho KK} = g$ e $F_{\rho\eta\eta} = 0$ (este último sendo uma conse - quência da simetria $SU(2)$).

No caso de elementos de matriz entre nucleons con cluiremos, com o auxílio de (A1-2) que:

$$\frac{F}{2N_n} q^2 [G_1(q^2) - 2M_n G_3(q^2)] = F_1(q^2) - \frac{1}{2g} F_{\rho NN}(q^2) \quad (26)$$

$$F[G_2^V(q^2) + q^2 G_3(q^2)] = F_2^V(q^2) - \frac{1}{2g} G_{\rho NN}(q^2)$$

nas quais deixamos de indicar por simplicidade, o índice N nos fatores de forma tensoriais e vetoriais. Tomando o limite $q^2 = 0$ vem

$$F G_2^V(0) = \mu_a^V - \frac{G_{\rho NN}}{2g} \quad (27)$$

e também, lançando mão de (A1-4) e $F_1(0) = 1/2$

$$\frac{1}{2} = \frac{F_{\rho NN}}{2g} = \frac{f_{\rho NN}}{2g} + \int ds \rho_1^V(s) \quad (28)$$

Desta última relação extraímos $g = F_{\rho NN}$, enquanto que (27) pode ser encarado como o análogo tensorial de relação de Goldberger-Treiman. Em (27) μ_a^V é a componente isovetor do momento magnético anômalo dos nucleons.

De forma semelhante é simples verificarmos que $g = F_{\rho\Sigma\Sigma} = F_{\rho\Xi\Xi}$ e $F_{\rho\Lambda\Lambda} = 0$ (devido à simetria $SU(2)$).

A análise das componentes isoescalares obedece um procedimento semelhante, exceto pela presença da mistura $\omega - \phi$. Neste caso, a relação para o TCDP deverá ser

$$\frac{\Gamma}{2M_N} \partial^\nu T_{\nu\mu}^\delta = J_\mu^\delta - \frac{1}{g\sqrt{3}} (\cos\theta J_\mu^\phi + \sin\theta J_\mu^\omega) \quad (29)$$

Colocando esta relação entre estados mesônicos e baryônicos, e usando as definições de elementos de matrizes apresentadas no Apêndice I, concluímos que

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma}{2M_N} q^2 \mathcal{V}_\pi^\delta(q^2) &= F_\pi^\delta(q^2) - \frac{1}{g} F_{\Delta\pi\pi}(q^2) \\ \frac{\Gamma}{2M_N} q^2 |G_1^\delta(q^2) - 2M_N G_3^\delta(q^2)| &= F_1^\delta(q^2) - \frac{1}{2g} F_{SNN}(q^2) \end{aligned} \quad (30)$$

$$\Gamma [G_2^\delta(q^2) + q^2 G_3^\delta(q^2)] = F_2^\delta(q^2) - \frac{1}{2g} G_{SNN}(q^2)$$

Com resultados semelhantes para outros mesons e baryons. A fim de simplificar a notação, definimos

$$F_{\Delta xx} \equiv \frac{1}{\sqrt{3}} (\cos\theta F_{\phi xx} + \sin\theta F_{\omega xx}) \quad (31)$$

Indo ao limite $q^2 = 0$ obtemos

$$\Gamma G_2^\delta(0) = \mu_a^\delta - \frac{G_{SNN}}{2g} \quad (32)$$

A partir das relações (A1-3 e 5) e com os valores $F^\delta(0) = 0$ e $F_1^\delta(0) = 1/2$, determinamos $F_{SNN} = g$ e $F_{\Delta\pi\pi} = 0$. Este último resultado é, novamente, uma consequência direta da simetria $SU(2)$; de fato, a conservação do isospin requer que ambos $F_{\phi\pi\pi}(q^2)$ e $F_{\omega\pi\pi}(q^2)$ se anulem individualmente.

Os casos do η e do Λ são peculiares, e para estas partículas deveremos usar os fatores de forma "completas" (vide definição após A1-1) para obtermos

$$\frac{\Gamma}{2M_N} q^2 \gamma_{\eta}^{\delta}(q^2) = - \frac{F_{\delta\eta\eta}(q^2)}{g}$$

$$\frac{\Gamma}{2M_N} q^2 \left\{ G_{1\Lambda}^{\delta}(q^2) - 2M_{\Lambda} G_3^{\delta}(q^2) \right\} = - \frac{F_{\delta\Lambda\Lambda}(q^2)}{g}$$

e não zero no lado direito, conforme o acoplamento direto a uma corrente conservada exigiria. Entretanto, estes fatores de forma "completos" anular-se-ão para $q^2 = 0$ em virtude da estrutura da corrente tensorial.

Apresentamos abaixo um sumário das relações que caracterizam a universalidade para $q^2 = 0$:

$$\begin{aligned} g &= F_{\rho\pi\pi} = F_{\rho KK} = F_{\rho NN} = F_{\rho\Xi\Xi} = F_{\rho\Sigma\Sigma} \\ &= F_{SKK} = F_{SNN} = - F_{SEE} \\ &= F_{K^*K\pi} = F_{K^*\rho\Sigma} \end{aligned} \quad (33)$$

A última linha somente é válida no limite de simetria $SU(3)$ / exata. Além disto, como consequência da simetria $SU(2)$, obtemos valores nulos para os fatores de forma para $\rho\eta$, $\rho\Lambda\Lambda$, $S\pi\pi$ e $S\Xi\Xi$. A estrutura do TCDP é diretamente responsável pelo não anulamento de $F_{S\eta\eta}(q^2)$ e $F_{S\Lambda\Lambda}(q^2)$, exceto para $q^2 = 0$.

Em complementação a (33), temos as relações (27) e (32), além de expressões semelhantes para os outros baryons, as quais representam predições bastante características do TCDP.

A universalidade dos acoplamentos dos mesons vetoriais não é, pois, uma asserção trivial neste modelo, mas sim uma consequência da estrutura da corrente tensorial. Com efeito, se

tomarmos o elemento de matriz do TCDP entre partículas iguais, obtemos

$$\frac{\Gamma}{2M_N} \langle p_a | \partial^\nu T_{\nu 0} | p_b \rangle = \langle p_a | J_0 | p_b \rangle - \frac{1}{g} \langle p_a | \mathcal{J}_0 | p_b \rangle$$

Quando os momentos lineares são iguais ($\vec{p}_a = \vec{p}_b$) somente sobreviverá o acoplamento "elétrico", isto é do tipo γ_μ (ou do tipo p_μ para mesons). Além disto, como $T_{\mu\nu}$ é um tensor antisimétrico temos $\langle a | \partial^\nu T_{\nu 0} | b \rangle = \langle a | \partial^k T_{k0} | b \rangle$, que se anula quando $\vec{q} = \vec{p}_a - \vec{p}_b = 0$ e dá origem à universalidade destes acoplamentos / quando $q^2 = 0$. Evidentemente, o mesmo não acontece com os acoplamentos "magnéticos", ou seja do tipo q_μ , e relações como (27) e (32) resultam.

A universalidade para $q^2 = 0$ do acoplamento "elétrico" pode ser compreendida, em termos físicos, como sendo o resultado de os estados mesônicos de spin 1 e massa nula serem acessíveis a fótons, e de estes se acoplarem universalmente à carga / elétrica. Para o acoplamento "magnético", não existe uma tal universalidade de acoplamento dos fótons, e informações dinâmicas / mais definidas se tornam necessárias; isto é oferecido pelo TCDP

VI - ANÁLISE QUANTITATIVA

No capítulo precedente pudemos fazer a identificação $g = f_p$, numericamente dada por (22). Nossa próxima tarefa é determinar Γ . Para isto, temos à nossa disposição as relações (27) e (32), mas para torná-las úteis necessitamos uma determinação independente dos fatores de forma tensoriais. É aqui que as propriedades algébricas destes operadores desempenharão um papel preponderante.

Nosso ponto de partida será a equivalência dos elementos de matriz dos geradores de $SU(6)_W$ e $SU(6)_S$ entre baryons em repouso. Isto será discutido com mais detalhes no Apêndice II, onde estabelecemos a seguinte relação (vide AII-4):

$$\langle \alpha | T_{yz}^a | \beta \rangle_{\vec{p}=0} = \langle \alpha | A_x^a | \beta \rangle_{\vec{p}=0} \quad (34)$$

O elemento de matriz para operadores tensoriais / entre estados em repouso torna-se simplesmente

$$\langle \alpha | T_{yz}^a | \beta \rangle_{\vec{p}=0} = - \tilde{U}_\alpha \gamma_x \gamma_5 G_{2,\alpha\beta}^a(0) U_\beta$$

Uma vez que $\sigma_{yz} = \sigma_x = \gamma_5 \gamma_5 \gamma_0$ e $\gamma_0 U(0) = U(0)$.

Para a corrente axial, podemos escrever

$$\langle \alpha | A_\mu^a | \beta \rangle = \tilde{U}_\alpha \left[\gamma_\mu G_{A,\alpha\beta}^a(q^2) + q_\mu H_{A,\alpha\beta}^a(q^2) \right] \gamma_5 U_\beta$$

tendo sido ignorados os termos de segunda-classe. Considerando estados em repouso, obtemos

$$\langle \alpha | A_x^a | \beta \rangle_{\vec{p}=0} = \tilde{U}_\alpha \gamma_x \gamma_5 G_{A,\alpha\beta}^a(q^2) U_\beta$$

Consequentemente, a igualdade (34) pode ser escrita como

$$\frac{-1}{(2\pi)^3} X_{\alpha\sigma_x}^\dagger X_\beta G_{A,\alpha\beta}^a(0) = \frac{1}{(2\pi)^3} X_{\alpha\sigma_x}^\dagger X_\beta G_{A,\alpha\beta}^a(0)$$

o que nos permite obter o seguinte importante resultado

$$G_{2,\alpha\beta}^a(0) = - G_{A,\alpha\beta}^a(0) \quad (35)$$

Dentro de um esquema $SU(3)$ aproximado, podemos escrever os fatores de forma axiais como

$$G_{A,\alpha\beta}^a = \mathcal{F}_{\alpha\beta}^a \delta + \mathcal{D}_{\alpha\beta}^a d \quad (36)$$

Adotando a base "esférica" aonde, por exemplo, $\tilde{I}_+ = -\frac{I_1 - iI_2}{\sqrt{2}}$ ao invés de $I_+ = I_1 + iI_2$, e $\tilde{\mathcal{F}}_{\alpha\beta}^a = -\sqrt{3} \begin{pmatrix} 8 & 8 & 8_A \\ a & \beta & \alpha \end{pmatrix}$ e $\tilde{\mathcal{D}}_{\alpha\beta}^a = \sqrt{\frac{5}{3}} \begin{pmatrix} 8 & 8 & 8_S \\ a & \beta & \alpha \end{pmatrix}$, torna-se um exercício simples obtermos

$$\begin{aligned} G_{A,pn}^{I_+} &= -\sqrt{2} \tilde{G}_{A,pn}^{I_+} = \delta + d \\ G_{A,pp}^3 &= \frac{1}{2} (\delta + d) & G_{A,\Sigma\Sigma}^3 &= \delta \\ G_{A,pp}^8 &= \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\delta - \frac{1}{3} d \right) & G_{A,\Lambda\Lambda}^8 &= -\frac{1}{\sqrt{3}} d \end{aligned} \quad (37)$$

Sabendo-se que $G_{A,pn}^{I_+}(0) = g_A$, que é a constante de renormalização axial, a relação (35) nos fornece

$$\begin{aligned} G_2^V(0) &= -\frac{1}{2} g_A \\ G_2^A(0) &= -\frac{1}{2} \left(\delta - \frac{1}{3} d \right) \end{aligned} \quad (38)$$

A partir dos valores experimentais de g_A (-1.231 ± 0.10) e dos de f e d ($f = -0.49 \pm 0.02$ e $d = -0.74 \pm 0.02$) dados por Filthuth⁽²⁶⁾ podemos calcular os fatores de forma acima e obter

$$\begin{aligned} G_2^V(0) &= 0.615 \pm 0.005 \\ G_2^A(0) &= 0.12 \pm 0.01 \end{aligned} \quad (39)$$

Estamos agora em condições de determinar o valor do parâmetro r . Usaremos para isto a relação (27), juntamente / com $\mu_a^V = 1.873$ e dados experimentais sobre a razão $G_{\rho NN}/F_{\rho NN}$.

Desejamos alertar o leitor que $g = F_{\rho NN}(0)$ e este é o fator de forma para $q^2 = 0$, e não a constante de acoplamento do meson ρ , conforme foi discutido no capítulo V. A fim de tornar evidente como poderemos usar dados experimentais para / obter informações sobre $G_{\rho NN}/F_{\rho NN}$, desejamos considerar, por exemplo, o caso do espalhamento de eletrons e nucleons. Se ignorarmos, por simplicidade a estrutura do vértice do eletron, o elemento de matriz de ordem mais baixa pode ser escrito como:

$$M = e \bar{u} \gamma_\mu u \frac{\langle p' | J_\mu | p \rangle}{q^2 + i\epsilon}$$

com J representando a corrente eletromagnética. Esta fórmula / indica que o coeficiente do polo na posição do fóton não é simplesmente a carga e , mas o fator de forma total. Ao tentarmos / ajustar dados experimentais referentes a energias muito baixas, deveremos usar o valor deste fator de forma próximo a $q^2=0$ o qual, em vista de o fóton ter massa nula, é justamente a constante de acoplamento e (carga elétrica). Uma relação semelhante pode ser obtida, através do formalismo de redução, para a contribuição ao espalhamento nucleon-nucleon do polo correspondente / ao meson ρ . Novamente, se desejarmos ajustar dados experimentais para energias muito baixas; o coeficiente de $\frac{1}{q^2 - m_\rho^2 + i\epsilon}$ deverá ser o valor do fator de forma próximo a $q^2=0$. Neste caso, porém, tal valor não será a constante de acoplamento do ρ , uma vez que este meson possui uma massa relativamente alta. Consequentemente, quando usarmos na análise dados experimentais obtidos em energias muito baixas, o valor obtido para

$\nu_{\rho NN}/\delta_{\rho NN}$ representará melhor $G_{\rho NN}(0)/F_{\rho NN}(0)$ do que a razão / entre os acoplamentos na camada de massa.

Infelizmente, as informações experimentais disponíveis não são muito precisas, além de variarem com o método de análise. As investigações são usualmente conduzidas nos espalhamentos NN e πN a muito baixas energias (inferiores a cerca de 500 MeV). O isolamento da contribuição do ρ é tentado / através do uso de relações de dispersão ou usando certos métodos de análise fora da camada de massa⁽²⁷⁾. Um sumário dos principais resultados obtidos usando métodos relativísticos é apresentado na Tabela 1.

Tabela 1. - Razão entre os acoplamentos tensorial e vetorial do meson ρ ao nucleon, vindo de análise de dados de / baixa energia usando métodos relativísticos

FONTE	$\nu_{\rho NN}/\delta_{\rho NN}$	AUTOR (28)
Espalhamento NN a baixas energias	2.5 ± 1.0 - 0.65 3.0	Bugg (1968) Scotti-Wong (1965)
Espalhamento πN a baixas energias	3.23 3.41	Hohler - Baacke-Steiner (1968) Engels-Hohler-Petersson (1970)

Tomando a média destes valores, obtemos

$$\nu_{\rho NN}/\delta_{\rho NN} = 3.0 \pm 0.8 \quad (40)$$

onde o erro indicado corresponde a uma estimativa grosseira das incertezas.

Tendo em vista que foram usados na análise dados experimentais para energias muito baixas, este resultado representa $G_{\rho NN}(0)/F_{\rho NN}(0)$ bem melhor que uma relação entre as constantes de acoplamento, e poderemos usá-lo para estimar Γ a partir de (27). O resultado é

$$\Gamma = 0.61 \pm 0.65 \quad (41)$$

onde o erro reflete a incerteza dos dados disponíveis

Embora numericamente pudessemos concluir que $\Gamma = 0$ é consistente com (41), é fácil observar que este valor não pode ser verdadeiro. Com efeito, se fizermos $\Gamma = 0$ a relação (15) para o TCDP tornar-se-

$$J_{\mu}^a = g J_{\mu}^a$$

Esta igualdade conduz a $\langle 0 | J_{\mu}^a | B^a \rangle = 0$ e, de acordo com o discutido no início do capítulo V, força a inexistência de polos correspondentes a mesons vetoriais na corrente "gauge". Este resultado é inaceitável uma vez que os dados experimentais indicam a presença de tais polos na corrente eletromagnética

($J_{\mu}^{EM} = J_{\mu}^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} J_{\mu}^8$) Portanto, podemos afirmar que $\Gamma \neq 0$, mas que seu valor é um tanto incerto devido à baixa precisão dos dados experimentais.

Usando a estimativa (40) e a relação (32), a razão isoescalar (isto é, aquela envolvendo os efeitos combinados dos mesons ω e ϕ) é predita como sendo

$$\frac{1}{2} \frac{G_{SNN}}{F_{SNN}} = - 0.13 \pm 0.08 \quad (42)$$

Uma outra possível fonte de informações sobre o acoplamento do ρ seria um "fit" aos fatores de forma eletromagnéticos, tipo Dirac, dos nucleons. Isto foi feito no passado, mas em anos recentes a atenção parece se concentrar nos fatores de forma tipo Sachs, talvez devido ao sucesso do misterioso "dipole fit" e à incapacidade de decidir a qual conjunto de fatores de forma se aplica a teoria das relações de dispersão.

Uma avaliação recente do fator de forma eletromagnético do pión na região $q^2 < 0$ ⁽²⁹⁾ parece favorecer os fatores de forma tipo / Dirac ($1/2 F_\pi^V$ é praticamente o mesmo que F_1^V , enquanto que G_E^V cai bem abaixo)

A fim de testar a predição (41), recorreremos ao ajuste feito por Hughes et al ⁽³⁰⁾ aos fatores de forma F_1^δ e F_2^δ , usando espalhamento eN. O ajuste da componente isovetor requer uma massa de 570 MeV para o meson (quando na realidade $m_\rho = 780.2 \pm 5.9$ MeV ⁽²³⁾) e não será, portanto, considerado. Do ajuste da componente isoescalar, que usa os valores físicos das massas do ϕ e ω , podemos extrair

$$\frac{\delta_{SNN}}{\delta_\delta} = 1.15 \pm 0.08$$

$$\frac{SNN}{2\delta_\delta} = -0.20 \pm 0.09$$

Usando novamente μ_{SNN}/δ_{SNN} como uma razoável / aproximação para $G_{SNN}(0)/F_{SNN}(0)$ (não tão boa quanto na análise anterior, porque são usados dados em energia que vão até a ordem da massa do ϕ) obtemos

$$\frac{1}{2} \frac{G_{SNN}}{F_{SNN}} = -0.17 \pm 0.08 \quad (43)$$

em boa concordância com a predição (42) obtida através do TCDP tanto em magnitude quanto em sinal.

De forma análoga, poderíamos obter para os fatores de forma dos mesons vetoriais relativos ao Λ e Σ as seguintes expressões

$$\begin{aligned} rG_{2\Lambda}^\delta(0) &= \mu_\Lambda - \frac{M_N}{M_\Lambda} \frac{\bar{G}_{S\Lambda\Lambda}}{g} \\ rG_{2\Sigma}^\delta(0) &= \mu_\Sigma - \frac{M_N}{M_\Sigma} \frac{\bar{G}_{\rho\Sigma\Sigma}}{g} \end{aligned} \quad (44)$$

onde μ_Λ e μ_Σ são dados em magnetons nucleares (isto é, em unidades de $e/2M_N$). Usando os valores experimentais transcritos na Tabela de Propriedades das Partículas (1971), $\mu_\Lambda = 0.70 \pm 0.07$ e $\mu_\Sigma = 1.59 \pm 0.46$, e com o auxílio de (37) e (35), obtemos

$$\overline{G}_{S\Lambda\Lambda} = - 3.6 \pm 1.7$$

(45)

$$G_{\rho\Sigma\Sigma} = 8.7 \pm 3.5$$

não dispomos, no entanto, de nenhum dado experimental que nos permita testar estes valores.

Desafortunadamente, as incertezas experimentais impedem uma determinação mais precisa do parâmetro Γ , negando assim um teste mais conclusivo do princípio (TCDP) proposto. Esperamos que no futuro isto possa ser contornado.

VII - SUMÁRIO E CONCLUSÕES

Sugerimos um modelo em teoria dos campos. envolvendo quarks em interação, onde a presença de estados ligados com spin 1 foi parametrizada com a introdução de operadores de fenomenológicos representando campos de mesons vetoriais. A condição de serem tais partículas compostas foi introduzida / no formalismo ao forçarmos um anulamento das constantes de re normalização para a função de onda (Z_3) e para os vértices / (Z_1). Um acoplamento do tipo derivada foi também incorporado ao modelo, permitindo garantir após a abstração que a corrente eletromagnética exibisse polos correspondentes aos mesons ve toriais.

Dentro deste modelo derivamos uma equação, posteriormente abstraída como uma relação entre as correntes ve torial e tensorial, ambas geradoras de $U(12)$, e a fonte de mesons vetoriais. A ela demos o nome de "Princípio de Divergência da Corrente Tensorial" (TCDP) e a representação formal

$$\frac{\Gamma}{2M_N} \partial^\nu T_{\nu\mu}^a = J_\mu^a - \frac{1}{g} \mathcal{J}_\mu^a$$

onde $a = 0, 1, 2, 3$ e 8. Para outros valores de a (isto é quando J_μ^a não é conservada) um termo adicional deve ser incluído. O parâmetro g foi identificado como sendo o acoplamento univer sal f_ρ , ao passo que Γ pode ser determinado, a partir de dados experimentais de pouca precisão, como tendo o valor 0.61 ± 0.65

A relação obtida solve todas as dificuldades da antiga proposta da "conservação parcial da corrente tensorial" (PCTC), que relacionava $\partial^\nu T_{\nu\mu}$ diretamente a J_μ . Além disto, ela vem fornecer uma interpretação física ao único operador de $U(12)$ ao qual não se tinha conseguido atribuir um sentido fí- sico consistente.

Na sua derivação são usados alguns argumentos / para os quais não existe uma prova conclusiva. No entanto as implicações dela decorrentes são consistentes com idéias de

aceitação geral e com valores experimentais, indicando estar a ressa muito provavelmente correta e constituir um interessante assunto para pesquisas futuras.

O TCDP prevê a universalidade dos fatores de forma "elétricas" somente para $q^2=0$, sendo uma consequência formal da antisimetria de $T_{\mu\nu}$. Fisicamente, tal fato resulta de os estados mesônicos de spin 1 e massa nula serem acessíveis aos fótons e de estes possuírem um acoplamento elétrico universal; comportamento universal semelhante não pode, obviamente, ser compartilhado pelo acoplamento magnético dos mesons vetoriais.

A universalidade na camada de massa, que seria válida se dinamicamente os mesons vetoriais estivessem acoplados apenas a correntes conservadas, não está presente no nosso modelo (e não parece ser favorecida pelos valores experimentais de $f_{\rho\pi\pi}$ e $f_{\rho NN}$).

Além disto, os fatores de forma $\bar{F}_{S\Lambda\Lambda}(q^2)$ e $\bar{F}_{Snn}(q^2)$ são diferentes de zero, exceto para $q^2=0$; este comportamento é peculiar ao nosso modelo.

E com relação aos fatores de forma magnéticos que implicações dinâmicas mais características são fornecidas pelo TCDP, e é aqui que as previsões mais drasticamente se afastam de métodos anteriores. Uma das relações obtidas é particularmente interessante, a saber.

$$\frac{1}{2} \frac{G_{\rho NN}}{F_{\rho NN}} = \frac{\mu}{a} + \frac{r}{2} g_A \quad (46)$$

Esta igualdade com $G_2^V(0)$ substituindo $-g_A/2$ é uma consequência direta do TCDP. Ao calcularmos $G_2^V(0)$, porém fomos forçados a usar uma igualdade entre os elementos de matriz dos geradores de $SU(6)_w$ correntes e $SU(6)_S$ correntes, entre baryons em repouso, a qual é estritamente válida somente se os grupos $SU(6)_w$ forte e $SU(6)_w$ correntes forem interligados pela transformação identidade. Uma vez que isto não parece ser inteiramente válido na natureza (ver Apêndice II), devemos esperar erros da ordem de 30% na determinação de r . Entretanto, devido às grandes imprecisões experimentais encontradas, consideramos a aproximação acima aceitável, pelo menos no presente estudo.

Admitindo uma simetria SU(3) aproximada podemos obter outras relações a partir do TCDP, como sejam

$$\frac{1}{2} \frac{G_{SNN}}{F_{SNN}} = \mu_a^s + \frac{\Gamma}{2} \left(\delta - \frac{1}{3} d \right)$$

$$\frac{G_{\rho\Sigma\Sigma}}{\delta_\rho} = \frac{M_\Sigma}{M_N} \left(\mu_a^\Sigma + \delta \Gamma \right) \quad (47)$$

$$\frac{\bar{G}_{S\Lambda\Lambda}}{\delta_\rho} = \frac{M_\Lambda}{M_N} \left(\mu_\Lambda - \frac{d}{3} \Gamma \right)$$

as quais podemos combinar numa forma independente de Γ

$$\frac{M_N}{M_\Sigma} \frac{G_{\rho\Sigma\Sigma}}{\delta_\rho} + \frac{M_N}{M_\Lambda} \frac{\bar{G}_{S\Lambda\Lambda}}{\delta_\rho} - \frac{G_{SNN}}{F_{SNN}} = \mu_a^\Sigma + \mu_\Lambda - 2\mu_a^s \approx 1$$

Esta relação que apresenta a vantagem de não envolver Γ poderá também servir como um bom teste para a idéia do TCDP, quando dispuzermos de dados experimentais adequados.

Usando o valor de Γ dado em (41) foi possível prever o lado direito de (47a) e obter (-0.13 ± 0.08) , valor este que se compara bem com o resultado experimental (-0.17 ± 0.08) apesar das aproximações envolvidas.

Esperamos que experiências mais precisas, ou análises mais acuradas dos dados experimentais para baixos valores de q^2 , venham a permitir no futuro um teste mais conclusivo / destas relações.

Como possíveis áreas onde tal idéia pode encontrar aplicações, citamos o decaimento eletromagnético dos mésons vetoriais e a análise de amplitudes, fora da camada de massa, para os processos de fotoprodução e eletroprodução.

APÊNDICE I

ELEMENTOS DE MATRIZ E FATORES DE FORMA

Adotaremos as mesmas convenções a métrica relativística e para as matrizes de Dirac que as usadas por Bjorken e Drell⁽³¹⁾. Todos os estados são normalizados de forma covariante, exceto quando explicitamente indicado em contrário por uma notação diferente, como seja

$$\langle p_a | p_b \rangle = (2\pi)^3 2E_p \delta(\vec{p}_a - \vec{p}_b) \delta_{ab}$$

$$\langle\langle p_a | p_b \rangle\rangle = \delta(\vec{p}_a - \vec{p}_b) \delta_{ab}$$

Os elementos de matriz definidos abaixo são válidos no mundo real e representam uma generalização natural do limite $SU(3)$.

Para os estados mesônicos pseudoescalares, e usando $P = p_\alpha + p_\beta$ e $q = p_\alpha - p_\beta$, definimos

$$\langle M_\alpha | J_\mu^a | M_\beta \rangle = P_\mu F_{\alpha\beta}^a(q^2) - q_\mu F_{\alpha\beta}^a(-)(q^2)$$

$$\langle M_\alpha | J_\mu^a | M_\beta \rangle = \mathcal{F}_{\alpha\beta}^a P_\mu F_{\alpha\beta}(q^2) \quad (AI-1)$$

$$\langle M_\alpha | T_{\nu\mu}^a | M_\beta \rangle = i (P_\nu q_\mu - P_\mu q_\nu) \mathcal{G}_{\alpha\beta}^a(q^2)$$

$$\langle M_\alpha | \partial^\nu T_{\nu\mu}^a | M_\beta \rangle = [P_\mu q^2 - q_\mu (\mu_\alpha^2 - \mu_\beta^2)] \mathcal{G}_{\alpha\beta}^a$$

Por razões de conveniência, usaremos um índice superior $\underline{v}$ (significando isovetor) nos fatores de forma com $a=3$ e $\underline{s}$ (significando isoescalar) para aqueles com $a=8$, desde que esteja também incluído um fator $1/\sqrt{3}$. Definimos pois $F_{\pi\pi}^3(q^2) \equiv F_\pi^v(q^2)$, que é o fator de forma isovetor dos pions (normalizado para $F_\pi^v(0) = 1$) e $\frac{1}{\sqrt{3}} F_{\pi\pi}^8(q^2) \equiv F_\pi^s(q^2) = 0$, como consequência da simetria $SU(2)$. No limite de exata simetria $SU(3)$, teríamos $F_{\alpha\beta}^a(-)(q^2) \equiv 0$ e $F_{\alpha\beta}^a(q^2) = \mathcal{F}_{\alpha\beta}^a F_\pi^v(q^2)$.

O elemento de matriz $\mathcal{F}_{\alpha\beta}^a = \langle \alpha | F^a | \beta \rangle$, onde F^a representa os geradores de $SU(3)$, foi explicitamente exibido em (AI-1b) apenas por conveniência. Ele deve ser considerado cuidadosamente, uma vez que o fator de forma completo $F_{\alpha\beta} \equiv \mathcal{F}_{\alpha\beta}^a F_{\alpha\beta}$ pode ser diferente de zero mesmo que $\mathcal{F}_{\alpha\beta}^a$ se anule. Isto ficará mais claro se tomarmos como exemplo um esquema com simetria aproximada no qual $\bar{F}_{\alpha\beta} = \mathcal{F}_{\alpha\beta}^a \delta + \mathcal{G}_{\alpha\beta}^a d = \mathcal{F}_{\alpha\beta}^a \left(\delta + \frac{\mathcal{G}_{\alpha\beta}^a}{\mathcal{F}_{\alpha\beta}^a} d \right)$; um exemplo prático é formado pelo acoplamento isoescalar do η , que é puro tipo - d neste esquema.

Uma vez que nosso modelo incorpora uma simetria $SU(2)$ exata (bastante bem satisfeita no mundo real), especificamos apenas o tipo de meson (isto é, o multiplet de isospin) no fator de forma, mas não o seu estado de carga, que deve ser entendido como correspondendo ao mais alto do multiplet (por exemplo, $F_{\rho\pi\pi}$ representa $F_{\rho^0\pi^+\pi^-}$, enquanto $F_{K^*\pi\pi}$ simboliza $F_{K^{*+}K^+\pi^0}$).

Os elementos de matriz entre baryons são definidos de forma análoga

$$\langle B_\alpha | J_\mu^a | B_\beta \rangle = \bar{u}_\alpha \left[\gamma_\mu F_{1\alpha\beta}^a(q^2) + i\sigma_{\mu\nu} q^\nu \frac{F_{2\alpha\beta}^a(q^2)}{M_\alpha + M_\beta} + q_\mu F_{3\alpha\beta}^a(q^2) \right] u_\beta$$

$$\langle B_\alpha | \mathcal{J}_\mu^a | B_\beta \rangle = \mathcal{F}_{ab}^a \bar{u}_\alpha \left[\gamma_\mu F_{a\alpha\beta}(q^2) + i\sigma_{\mu\nu} q^\nu \frac{G_{a\alpha\beta}(q^2)}{M_\alpha + M_\beta} \right] u_\beta$$

$$\begin{aligned} \langle B_\alpha | T_{\nu\mu}^a | B_\beta \rangle = & i\bar{u}_\alpha \left[(\gamma_\nu q_\mu - \gamma_\mu q_\nu) G_{1\alpha\beta}^a(q^2) + i\sigma_{\nu\mu} G_{2\alpha\beta}^a(q^2) + \right. \\ & \left. + (q_\nu p_\mu - q_\mu p_\nu) G_{3\alpha\beta}^a(q^2) + (\gamma_\nu p_\mu - \gamma_\mu p_\nu) G_{4\alpha\beta}^a(q^2) \right] u_\beta \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle B_\alpha | \partial^\nu T_{\nu\mu}^a | B_\beta \rangle = & \bar{u}_\alpha \left\{ \gamma_\mu \left[q^2 G_{1\alpha\beta}^a(q^2) - (M_\alpha + M_\beta) q^2 G_{3\alpha\beta}^a(q^2) \right] + \right. \\ & \left. + i\sigma_{\mu\nu} q^\nu \left[G_{2\alpha\beta}^a(q^2) + q^2 G_{3\alpha\beta}^a(q^2) + (M_\alpha - M_\beta) G_{4\alpha\beta}^a(q^2) \right] - \right. \end{aligned}$$

$$- q_{\mu} [(M_{\alpha} - M_{\beta}) G_{1\alpha\beta}^a(q^2) - (M_{\alpha}^2 - M_{\beta}^2) G_{3\alpha\beta}^a(q^2)] \} u_{\beta}$$

Os mesmos comentários feitos para mesons aplicam-se aqui. Em particular usaremos, para o acoplamento isoescalar de mesons vetoriais ao Λ , os fatores de forma completos (e não nulos) $\bar{F}_{S\Lambda\Lambda} \equiv \mathcal{F}_{\Lambda\Lambda}^8 F_{S\Lambda\Lambda}$ e $\bar{G}_{S\Lambda\Lambda} = \mathcal{F}_{\Lambda\Lambda}^8 G_{S\Lambda\Lambda}$

Com respeito aos elementos de matriz tensoriais entre baryons, tornam-se necessários alguns comentários. Note-mos inicialmente que dispomos de três quadrvetores (γ_{μ} , q_{μ} e P_{μ}) para formar os elementos de matriz covariantes. Como $T_{\mu\nu}$ é um tensor antisimétrico, podemos construir sete formas cinemáticas com os três quadrvetores disponíveis, a saber:

$$\sigma_{\mu\nu}, \gamma_{\mu} P_{\nu} - \gamma_{\nu} P_{\mu}, \gamma_{\mu} q_{\nu} - \gamma_{\nu} q_{\mu}, P_{\mu} q_{\nu} - P_{\nu} q_{\mu}, \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} \gamma_5 \gamma^{\lambda} P^{\sigma},$$

$\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} \gamma_5 \gamma^{\lambda} P^{\sigma}$, e $\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} \gamma_5 P^{\lambda} q^{\sigma}$. Aqui $\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} (= -\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma})$ é uma generalização do tensor de Levi - Civita, definido por $\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} = 1(-1)$ se os índices forem todos diferentes e formarem uma permutação par (ímpar) de 0123, tomando o valor zero nos outros casos.

Uma investigação destas formas cinemáticas mostra não serem elas independentes umas das outras. Isto pode ser visto mais claramente se considerarmos a identidade (Ghose⁽¹⁵⁾)

$$- i\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} \gamma_5 = \gamma^{\mu} \gamma^{\nu} \gamma^{\lambda} \gamma^{\sigma} - (g^{\mu\nu} \gamma^{\lambda} \gamma^{\sigma} + g^{\lambda\sigma} \gamma^{\mu} \gamma^{\nu} - g^{\mu\lambda} \gamma^{\nu} \gamma^{\sigma} - g^{\nu\sigma} \gamma^{\mu} \gamma^{\lambda} + \\ + g^{\mu\sigma} \gamma^{\nu} \gamma^{\lambda} + g^{\nu\lambda} \gamma^{\mu} \gamma^{\sigma}) + (g^{\mu\nu} g^{\lambda\sigma} - g^{\mu\lambda} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\lambda})$$

A partir desta identidade e do anticomutador $\{\gamma_{\mu}, \gamma_{\nu}\} = 2g_{\mu\nu}$, é tarefa simples mostrar que

$$- i\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} \gamma_5 P_{\lambda} q_{\sigma} = \frac{i}{2} \sigma^{\mu\nu} (qP - Pq) + (\gamma^{\mu} P^{\nu} - \gamma^{\nu} P^{\mu}) q - (\gamma^{\mu} q^{\nu} - \gamma^{\nu} q^{\mu}) P - \\ - (P^{\mu} q^{\nu} - P^{\nu} q^{\mu})$$

e que

$$- i\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} \gamma_5 \gamma_{\lambda} q_{\sigma} = i\sigma^{\mu\nu} q + (\gamma^{\mu} q^{\nu} - \gamma^{\nu} q^{\mu})$$

e uma relação semelhante também existe substituindo P_σ por q_σ na última expressão.

Usando a equação de Dirac, podemos transformar / tanto $\bar{\psi}$ quanto ψ em escalares envolvendo massas baryônicas. Por tanto, somente quatro das sete formas cinemáticas acima são independentes e irão aparecer explicitamente nos elementos de matriz do tensor $T_{\mu\nu}$, conforme indicado em (AI-2d).

Escreveremos agora relações de dispersão válidas para os vários fatores de forma, nas quais exibimos explicitamente os polos correspondentes aos mesons vetoriais. Em tais relações, ignoraremos a "largura" (width) destes mesons.

Como um exemplo para mesons, forneceremos

$$F_\pi^V(q^2) = - \frac{m_\rho^2}{\delta_\rho} \frac{\delta_{\rho\pi\pi}}{q^2 - m_\rho^2 + i\epsilon} + \int ds \frac{\delta\rho_\pi^V(s)}{s - q^2 - i\epsilon}$$

(AI-3)

$$F_\pi^S(q^2) = \int ds \frac{\delta\rho_\pi^S(s)}{s - q^2 - i\epsilon}$$

Nenhum polo correspondente ao ϕ e ao ω estão presentes em F_π^S devido à conservação do isospin.

Para os fatores de forma baryônicos teremos, no / caso isovetor

$$F_1^V(q^2) = - \frac{m_\rho^2}{\delta_\rho} \frac{\frac{1}{2} \delta_{\rho NN}}{q^2 - m_\rho^2 + i\epsilon} + \int ds \frac{\delta\rho_1^V(s)}{s - q^2 - i\epsilon}$$

(AI-4)

$$F_2^V(q^2) = - \frac{m_\rho^2}{\delta_\rho} \frac{\frac{1}{2} \delta_{\rho NN}}{q^2 - m_\rho^2 + i\epsilon} + \int ds \frac{\delta\rho_2^V(s)}{s - q^2 - i\epsilon}$$

e no caso isoescalar

$$F_1^\delta(q^2) = - \frac{m_\phi^2}{\delta_\phi} \frac{\frac{1}{2} \delta_{\phi NN}}{q^2 - m_\phi^2 + i\epsilon} - \frac{m_\omega^2}{\delta_\omega} \frac{\frac{1}{2} \delta_{\omega NN}}{q^2 - m_\omega^2 + i\epsilon} + \int ds \frac{s \rho_1^\delta(s)}{s - q^2 - i\epsilon}$$

(AI-5)

$$F_2^\delta(q^2) = - \frac{m_\phi^2}{\delta} \frac{\frac{1}{2} \mu_{\phi NN}}{q^2 - m_\phi^2 + i\epsilon} - \frac{m_\omega^2}{\delta_\omega} \frac{\frac{1}{2} \mu_{\omega NN}}{q^2 - m_\omega^2 + i\epsilon} + \int ds \frac{s \rho_2^\delta(s)}{s - q^2 - i\epsilon}$$

APÊNDICE II

GRUPO $U(12)$

O grupo $U(12)$ foi originalmente introduzido ⁽³²⁾ em conexão com tentativas de obter uma formulação relativística da simetria $SU(6)$. Reconheceu-se porém, desde o início, que ele poderia ser somente uma simetria da interação não da teoria completa, uma vez que as matrizes de Dirac não comutam com a parte cinética da Lagrangeana.

Lipkin e Meshkov ⁽³³⁾, no entanto, notaram que se concentrarmos a atenção em processos colineares, essas dificuldades poderiam ser evitadas se nos restringíssemos àquele subgrupo $SU(6)$ de $U(12)$ que comutasse com γ_0 e γ_2 . Juntando tais matrizes aos geradores de $SU(3)$ formaríamos o grupo $SU(6)_w$, especialmente propício ao estudo de vértices.

Uma outra técnica muito útil é a da álgebra de correntes, com a qual podemos lidar com grupos que não são grupos de simetria ⁽³⁴⁾ e que possui a vantagem adicional de permitir identificarmos os geradores dos grupos com observáveis físicos:

Adotando este último ponto de vista e a mnemônica do modelo de quarks, podemos construir a álgebra do grupo $U(12)$ compacto usando produtos bilineares de operadores fermiônicos. Para isto lançamos mão das 16 matrizes independentes de Dirac e das 9 representações matriciais tri-dimensionais dos geradores de $U(3)$. Com isto, obtemos

$$J_F^a(x) = : \psi^\dagger(x) \Gamma f^a \psi(x) : \quad \text{(AII-1)}$$

onde $f^a = \frac{1}{2} \lambda^a$ ($a=0,1,\dots,8$), $\lambda_0 = \sqrt{213}$ e a escolha de Γ especifica a estrutura Lorentziana dos vários operadores

Tipo de gerador	S	P	V_μ	A_μ	$T_{\mu\nu}$
Matriz	γ_0	$i\gamma_0\gamma_5$	$\gamma_0\gamma_\mu$	$\gamma_0\gamma_\mu\gamma_5$	$\gamma_0\sigma_{\mu\nu}$

A matriz $\Gamma = i\gamma_0 \sigma_{\mu\nu} \gamma_5$, que daria origem ao operador $T_{\mu\nu}^5$, não foi incluída por não ser independente das demais. Com efeito, podemos verificar que

$$T_{\mu\nu}^5 = -\frac{i}{2} \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} T^{\lambda\sigma}$$

As relações de comutação destes operadores podem ser obtidas usando os anticomutadores canônicos dos campos de quarks $\{\psi_i(x), \psi_j^\dagger(y)\}_{x_0=y_0} = \delta_{ij} \delta(\vec{x} - \vec{y})$,

É importante salientarmos que se aceitarmos uma estrutura Langrangeana, estas relações de comutação serão também válidas para quarks em interação,⁽³⁵⁾ desde que nenhuma derivada destes campos esteja envolvida nos acoplamentos. Se, por outro lado, adotarmos a teoria de campos axiomática, a validade dos comutadores a tempos iguais para quarks em interação (admitindo que eles sejam válidos para quarks livres) dependerá da existência de uma transformação unitária ligando campos livres a campo em interação. A existência de uma tal transformação, ingrediente básico para a teoria de perturbações, é bastante problemática. Em nosso trabalho usamos a suposição de que os anticomutadores canônicos sejam aplicáveis a uma teoria em que os quarks estejam sujeitos a interações.

A álgebra do $U(12)$ é bastante extensa. Neste trabalho estamos principalmente interessados na subálgebra "não chiral" $U(6) \times U(6)$, a qual contém ambos $SU(6)_W$ e $SU(6)_S$ cujos geradores são:

$$SU(6)_S: (V_0^a; A_x^a, A_y^a, A_z^a)$$

$$SU(6)_W: (V_0^a; T_{yz}^a, T_{zx}^a, A_z^a)$$

Os índices S e W incluídos na nomenclatura destas subálgebras referem-se às matrizes para o S-spin (spin usual) e W-spin (conceito novo introduzido por Lipkin e Meshkov) definidas como

$$\vec{S} = \left(\frac{1}{2} \sigma_x, \frac{1}{2} \sigma_y, \frac{1}{2} \sigma_z \right)$$

$$\vec{W}(12) = \left(\frac{1}{2} \gamma_0 \sigma_x, \frac{1}{2} \gamma_0 \sigma_y, \frac{1}{2} \sigma_z \right)$$

A definição dada acima para o W-spin é válida com respeito à representação fundamental $\underline{12}$ do $U(12)$. Para a representação $\underline{12}^*$ (36) é necessário incluímos um sinal (-) nas duas primeiras componentes do W-spin. Esta alteração de sinal é a responsável pela diferença entre multiplets de W-spin e S-spin, naqueles sistemas que envolvem tanto quarks^{quanto} antiquarks, e veio constituir um dos sucessos do $SU(6)_W$ pois permitia os decaimentos $\rho \rightarrow \pi\pi$ e $N^* \rightarrow N\pi$ (entre outros), proibidos dentro de $SU(6)_S$ e observados experimentalmente.

Uma outra vantagem de $SU(6)_W$ é o fato de não termos de nos preocupar com o movimento das partículas ao construirmos as representações. Podemos usar para isto estados em repouso e, em vista de os geradores de $SU(6)_W$ comutarem com transformações de Lorentz na direção z, as representações permanecerão inalteradas após permitirmos que as partículas se movam ao longo de z. A única restrição é que os processos a analisar sejam colineares, portanto $SU(6)_W$ é bastante adequado ao estudo de vértices e constantes de acoplamento.

Das definições das matrizes para W-spin nas representações $\underline{12}$ e $\underline{12}^*$ é possível verificar que, naqueles sistemas que incorporam somente quarks (ou somente antiquarks) em repouso o W-spin e o S-spin coincidem.⁽³⁷⁾ Podemos então escrever simbolicamente

$$SU(6)_W \xrightarrow{\vec{p}=0} SU(6)_S \quad (AII-3)$$

Esta conclusão não depende necessariamente da existência de quarks, os quais são meramente usados como mnemônica conveniente para a construção de representações. Com efeito, se a "não-chiral" $U(6) \times U(6)$ é considerada como uma simetria aproximada dos estados hadrônicos em repouso, as condições para existência de operadores de W-spin e S-spin são satisfeitas⁽³⁷⁾ e a conclusão acima é válida.

Uma vez que os baryons conhecidos podem ser classificados numa representação "pura" (isto é envolvendo somente

quarks) de $SU(6)_w$, podemos escrever a seguinte relação entre os elementos de matriz dos geradores de $SU(6)_s$ e $SU(6)_w$, quando tomados entre baryons em repouso.

$$\langle\langle \alpha | T_{yz}^a | \beta \rangle\rangle_{\vec{p}=0} = \langle\langle \alpha | A_x^a | \beta \rangle\rangle_{\vec{p}=0} \quad (AII-4)$$

Devemos, entretanto, ser cautelosos no uso desta relação. Ela é inteiramente válida para os subgrupos $SU(6)$ das interações fortes (representados por $SU(6)^{\text{forte}}$) mas apenas aproximadas para aqueles associados à álgebra de correntes (representados por $SU(6)^{\text{correntes}}$) (38). A transformação ligando $SU(6)^{\text{correntes}}$ e $SU(6)^{\text{forte}}$ não pode ser exatamente a identidade exceto para alguns geradores, porque isto forçaria um anulamento do momento magnético anômalo dos nucleons (12) e daria a g_A o valor $-5/3$ (enquanto experimentalmente $g_A = -1.23$). Para evitar isto, a transformação entre os dois $SU(6)$'s deverá incluir misturas de momento angular orbital e alguns estudos (39) sugerem a presença de 30 a 40 por cento de misturas.

Ao adotarmos a validade de (AII-4) para $SU(6)_w^{\text{cor}}$, deveremos estar preparados para incertezas de até 30%. Isto é aceitável para nossos fins, em vista das grandes imprecisões dos dados experimentais para o acoplamento dos mesons p aos nucleons, os quais são usados na avaliação do parâmetro r (vide (41)).

APÊNDICE III

CONSTANTES DE RENORMALIZAÇÃO X CRITÉRIO DE COMPOSIÇÃO

Um dos pontos mais delicados da teoria do espalhamento é o de como tratar partículas compostas.

Para muito baixas energias, onde a estrutura íntima das partículas não desempenha papel relevante, podemos simplesmente ignorá-la e usar o formalismo aplicável a partículas elementares. Quando a energia da colisão aumenta, porém, torna-se claro que o fato de ser a partícula composta desempenhará um papel cada vez mais preponderante na dinâmica da interação.

Como ainda ignoramos os pormenores estruturais das partículas (e, mesmo que os conhecessemos, as complicações matemáticas de uma análise detalhada seriam certamente desencorajadoras), faz-se mister que encontremos uma maneira de representar estes e feitos por meio de parâmetros simples e facilmente manipuláveis.

Não nos parece razoável esperar obter com isto resposta a todas as nossas indagações sobre a dinâmica da interação, mas aparenta ser bastante viável se nos contentarmos com o conhecimento de apenas algumas das consequências observáveis.

O trabalho pioneiro de Jauvet (40) e investigações posteriores de vários pesquisadores indica haver grande conteúdo dinâmico nas constantes de renormalização, e que o fato de fazê-las iguais a zero corresponde a transformar em composta uma partícula elementar.

Não é nossa intenção tecer considerações pormenorizadas a este respeito, mas apenas apresentar o assunto deixando transparecer o sabor dos argumentos. Uma visão mais detalhada pode ser obtida através da leitura da revisão feita por Hayashi et al (41) de artigos originais aí citados e de trabalhos posteriores referenciados neste Apêndice.

A idéia básica se prende ao fato de que

$$\langle 0 | \phi(x) | p \rangle = \sqrt{Z_3} e^{-ip \cdot x} u(p)$$

onde $\phi(x)$ é o campo não renormalizado correspondente à partícula elementar $|p\rangle$, Z_3 é a constante de renormalização da função de onda e $u(p)$ descreve a spinologia. Esta relação nos permite interpretar $\sqrt{Z_3}$ como a amplitude para o operador $\phi(x)$ criar, a partir do vácuo, um estado com uma única partícula, a qual permanecerá inalterada para $t \rightarrow \pm \infty$.

Se a partícula for composta, é preciso que tenhamos $Z_3 = 0$, de forma que não haja nenhum "bare quantum" dentro da mesma. Uma análise mais aprofundada levou Salam (42) a conjecturar que o critério correto deveria ser ambos $Z_3 = 0$ e $Z_1 = 0$ (onde Z_1 renormaliza o vértice) a primeira condição não sendo isoladamente suficiente para garantir que a partícula elementar original se torne dinâmica. Estudos feitos até o momento parecem confirmar a validade desta conjectura, embora ainda não exista nenhuma prova rigorosa.

Daremos abaixo uma idéia da argumentação usada dentro do contexto de duas teorias distintas, Teoria Lagrangeana de Campos e Teoria da Matriz - S, e que levam a resultados inteiramente consistentes.

Teoria Lagrangeana

Uma indicação da validade do critério em discussão foi obtida tentando-se estabelecer uma equivalência entre interações do tipo de Fermi (que envolve quatro fermions em contato).

$$L_I^F = - \lambda_0 (\bar{\psi}\psi) (\bar{\psi}\psi) \quad (\text{AIII-1})$$

e do tipo de Yukawa (que envolve um acoplamento trilinear de dois fermions a um boson)

$$L_I^Y = - g_0 (\bar{\psi}\psi) \phi \quad (\text{AIII-2})$$

considerando o boson como um estado ligado de dois fermions.

Calculando o elemento de matriz do espalhamento fermion-fermion em teoria de perturbações e usando a aproximação em cadeia, isto é

$$\text{Diagrama} = \text{Diagrama}_1 + \text{Diagrama}_2 + \dots$$

obteremos

$$M_y(k) = \frac{-g_0^2}{k^2 - \mu^2 - g_0^2 \pi(k^2)} = \frac{-g_0^2}{(k^2 - \mu^2) [1 - g_0^2 \pi'(\mu^2) - g_0^2 \pi_c(k^2)]} \quad (\text{AIII-3})$$

$$M_F(k) = \frac{-2\lambda_0}{1 - 2\lambda_0 \pi(k^2)} \quad (\text{AIII-4})$$

Nestas relações, $\pi(k^2) = \pi(\mu^2) + (k^2 - \mu^2) \pi'(\mu^2) + (k^2 - \mu^2) \pi_c(k^2)$ é a função espectral para o propagador bosônico, para a qual

$$\pi(\mu^2) = \frac{\delta\mu^2}{g_0^2}$$

$$Z_3^{-1} = 1 - g_0^2 \pi'(\mu^2)$$

Como nesta aproximação $Z_1 = Z_2 = 1$, podemos escrever

$$M_y(k^2) = \frac{-g^2}{(k^2 - \mu^2) [1 - g^2 \pi_c(k^2)]} \quad (\text{AIII-5})$$

A condição para que tenhamos um estado ligado fermion-antifermion com a mesma massa do boson é obtida a partir / de AIII-4 como

$$1 - 2\lambda_0 \pi(\mu^2) = 0 \quad (\text{AIII-6}) \quad \text{da qual tiramos } \lambda_0 = \frac{1}{2\pi(\mu^2)}$$

e

$$M_F = \frac{-g^2}{(k^2 - \mu^2) [1 - g^2 \pi_c(k^2) - Z_3]} \quad (\text{AIII-7})$$

$$= \frac{g_0^2}{2\delta\mu^2}$$

Uma comparação entre (AIII-5) e (AIII-7) permite concluir que a equivalência dinâmica entre as duas teorias só ocorrerá se $Z_3 = 0$. Esta equação, que implicitamente estamos admitindo como tendo solução⁽⁴³⁾, leva a

$$g^2 = \frac{-1}{\pi'(\mu^2)}$$

Portanto, ao forçarmos a presença de um estado ligado na teoria de Fermi, estabelecemos uma conexão entre λ_0 , g_0 e δ_μ^2 ; ao passo que uma equivalência entre as duas matrizes de espalhamento implica, através de $Z_3 = 0$, numa relação entre o acoplamento e a massa do boson fenomenológico.

Uma análise dos vértices, dentro da mesma aproximação, mostra que a condição $Z_1 = 0$ corresponde exatamente à equação de massa (AIII-6) para o estado ligado; isto é, $Z_1 = 0$ garante que o estado ligado e o boson "elementar" trocado na interação de Yukawa sejam os mesmos.

Semelhante equivalência das Teorias de Fermi e Yukawa foi obtida por Nambu e Jona-Lasinio^(17 b), para diversos outros tipos de acoplamento, usando a equação de Bethe-Salpeter na aproximação "escada" (ladder-approximation).

Posteriormente, o critério acima teve sua validade extendida a todas as ordens da teoria de perturbações.⁽⁴⁴⁾

Um problema que logo salta aos olhos é como pode ser uma teoria não renormalizável (Fermi) equivalente a uma renormalizável. A argumentação de que, para aqueles valores dos parâmetros que garantem a equivalência, as divergências da teoria de Fermi são compensadas^(40,45) não nos pareceu muito convincente, e preferimos considerar este problema como algo a ser investigado mais cuidadosamente.

A teoria de Yukawa também enfrenta problemas de renormalizabilidade. Salam^(42 b) analisou o caso de interação de fótons com bosons de spin 1 (que envolve acoplamentos de tipo derivada) e mostrou que a mesma se torna renormalizável (isto é sem divergências) quando se impõe uma relação entre massa e acoplamento do boson tal que $Z_3 = 0$. No caso de interação de fermions com mesons vetoriais, conclui que $Z_1 = 0$ também é necessário para que a teoria seja renormalizável.

Podemos sumarizar o que foi dito até agora com:-

$Z_1=0$: condição para existência de um estado li-
gado na teoria de Fermi com a mesma mas-
sa do boson trocado na teoria de Yukawa.

$Z_3=0$: condição necessária para a igualdade das
matrizes de espalhamento das duas teo-
rias; permite estabelecer uma relação en-
tre o resíduo do polo em termos da posi-
ção (massa do boson) deste polo.

Teoria da Matriz S

Aqui as investigações mostram que as condições /
 $Z_1=0$ e $Z_3=0$ levam a uma solução do tipo N/D para a matriz S /
tal que define um estado ligado.

No contexto desta teoria, as constantes Z_1 e Z_3
são definidas através do comportamento assintótico do vértice
e do propagador, respectivamente, sem ser necessário introdu-
zir o conceito de campos.

O método de análise ⁽⁴⁶⁾ consiste em procurar uma
solução para a matriz S, na forma N/D, e usar o critério dinâ-
mico de que zeros no denominador correspondem a partículas /
compostas. Com isto foi possível mostrar que fazendo-se $Z_1=0$ /
leva-se a partícula elementar (representada por um δ -kronecker
na amplitude da onda parcial correspondente ao spin da partícu-
la) para sobre uma trajetória de Regge, tornando-a assim dinâ-
mica. Por outro lado, impondo $Z_3=0$ força os resíduos dos polos
a serem os mesmos nos dois casos.

Portanto, as duas condições $Z_1=0$ e $Z_3=0$, e não /
importa o que sucede à relação $Z_1|Z_3$ ^(46 b) (que em nosso tra-
balho estamos supondo ser finita), definem um limite dinâmico
no qual desaparece a partícula elementar e surge em seu lugar
um polo de Regge com os mesmos parâmetros.

Sumarizando:-

$Z_1=0$: remove o δ -kronecker e coloca a partícu-
la sobre uma trajetória de Regge (isto é,
a torna dinâmica), mas mantendo a mesma
massa.

$Z_3=0$: garante que o resíduo do polo de Regge /
seja o mesmo que o do polo corresponden-
te à partícula elementar.

A comparação deste resultado com o obtido ante-
riormente no contexto da Teoria de Campos, mostra uma perfeita
consistência entre os dois e apoia fortemente a idéia de que:-

"Partículas elementares podem ser tornadas
dinâmicas impondo-se a condição formal de
que as constantes de renormalização da /
função de onda (Z_3) e do vértice (Z_1) se
anulem".

a qual usamos na derivação do TCDP.

BIBLIOGRAFIA

1. M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* 125, 1067, 1962; *Physics* 1, 63, 1964.
2. R.P. Feynman e M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* 109, 193, 1958.
3. N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* 10, 531, 1963.
4. M. Gell-Mann, J. Oakes e B. Renner, *Phys. Rev.* 175, 2195, 1968.
5. R.F. Dashen e M. Gell-Mann, "Algebra of current components at infinite momentum", CALT. REP. 68-65, apresentado na - Conferência de Coral Gables (1966).
6. S. Fubini, G. Segrè e J. D. Walecka, *Ann. Phys.* 39, 381, 1966
7. G. Segrè e J. D. Walecka, *Ann. Phys.* 40, 337, 1966.
8. G. Patsakos, G. Segrè e J.D. Walecka, *Phys. Lett.* 23, 141, 1966.
9. W. Krolikowski, *Nuovo Cimento* 42A, 438, 1966; 44A, 745, 1966; 46A, 106, 1966.
10. R. Gatto, G. Preparata e L. Maiani, *Phys. Lett.* 21, 459, 1966
R. Gatto, e L. Maiani e G. Preparata, *Phys. Rev.* 18, 97, 1967; I.S. Gerstein e B.W. Lee, *Phys. Rev.* 152, 1418, 1966.
11. A escolha do $[20, L=1]$ nos esquemas com misturas apresentou ser a mais favorável e foi adotada por G. Altarelli, R. Gatto, L. Maiani e G. Preparata, *Phys. Rev. Lett.* 16, 918, 1966 e N. Cabibbo e H. Ruegg, *Phys. Lett.* 22, 85, 1966. Harari (39) entretanto mostrou ser este esquema de mistura inconsistente com as experiências.
12. O anulamento do momento magnético anômalo em esquemas sem mistura de representações foi salientado por Dashen e Gell Mann⁽⁵⁾. Com efeito, as componentes dos operadores de momento dipolar ou momento magnético, que não se anulam no referencial de momento infinito, comportam-se como operadores tendo $\Delta L_z = \pm 1$. Em consequência, seus elementos de matrizes, tomados entre estados pertencentes a representações puras de SU(6) com $L_z = 0$, forçosamente deverão se anular.
13. M. Ademollo, R. Gatto, G. Longhi e G. Veneziano, *Phys. Lett.* 22, 521, 1966; *Phys. Rev.* 153, 1623, 1967; *Nuovo Cimento* - 47A, 334, 1967.
14. Esta mesma relação foi também obtida por G. Costa. C. A. Savoy e A. H. Zimmerman, *Nuovo Cimento* 47A, 319, 1967, to

mando a relação (1) como ponto de partida e usando a técnica aproximada de Kawarabayashi e Suzuki.

15. P. Ghose, Phys. Rev. 156, 1585, 1967; L. Maiani e G. Preparata, Nuovo Cimento 48A, 550, 1967; M. Hosoda e K. Osaki, Progr. Theor. Phys. 39, 711, 1968; C.S. Lai, Phys. Rev. 155, 1562, 1967; N. Angelescu e E. Radescu, Nucl. Phys. B1, 196, 1967.
16. Após termos escrito a versão manuscrita deste trabalho, tomamos conhecimento dos resultados de G.S. Iroshnikov (Soviet Phys. JETP Lett. 9, 94, 1969) e W. Krölikowski (Nucl. Phys. 87, 650, 1967), que apresentam uma proposta com aparência semelhante à nossa. A semelhança, porém, é somente formal, uma vez que a interpretação física dos operadores envolvidos é diferente.
17. E. Fermi e C.N. Yang, Phys. Rev. 76, 1739, 1949; Y. Nambu e Jona-Lasinio, Phys. Rev. 122, 345, 1961; 124, 246, 1961.
18. Isto obedece a uma conjectura de A. Salam (Nuovo Cimento - 25, 224, 1962), o qual argumentou contra propostas anteriores de que apenas $z_3=0$ seria suficiente como critério de composição. Vide mais detalhes no Apêndice III.
19. E.S. Fradkin e I.V. Tyutin, Phys. Letters 30B, 562, 1969; D.G. Boulware Ann. Phys. 56, 140, 1970.
20. A. Salam, Phys. Rev. 130, 1287, 1963.
21. Devemos salientar que J_u na realidade contém um termo adicional, $\delta m_0^2 B_u$, a fim de poder representar uma fonte de mésons físicos (isto é, com massa m). O efeito deste termo, porém, pode ser incorporado na constante g , a ser determinada, se abandonarmos momentaneamente nossa intenção de não especular sobre a forma da interação básica. Com efeito, se supuzermos a parte vetorial da mesma como sendo dada por $(\bar{\psi}\gamma_\mu\psi)(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)$, podemos usar o método indicado no Apêndice III para mostrar a sua equivalência ao acoplamento tipo Yukawa do boson fenômeno lógico quando $z_3=0$ (a análise da parte tensorial é mais delicada e de validade restrita à camada de massa). É fácil também mostrar que as duas Lagrangianas (Fermi e Yukawa) se tornam as mesmas quando $B_u \sim \bar{\psi}\gamma_\mu\psi$ (exceto por constantes) para uma certa relação entre os acoplamentos que é exatamente a mesma que vem da condição de

nâmica de o estado ligado fermion-antifermion ter a mesma massa do boson fenomenológico.

22. R. F. Dashen, Phys. Rev. 183, 1245, 1969.
23. J. Lefrançois, Proceed. of the 1971 Intern. Symp. on Electron e Photon Interactions at High Energies (Cornell-1971)
D. Benaksas et al, Phys, Lett. 39B, 289, 1972.
24. G. Kramer, Springer Tracts in Mod. Physics 55, 152. 1970.
25. M. Gell-Mann e F. Zachariasen, Phys. Rev. 124, 953, 1961.
26. H. Filthuth, Proc. of the Topical Conf. on Weak Interactions (CERN-1969).
27. Uma exposição dos métodos básicos de análise, para o caso do espalhamento NN, é apresentada na referência 24.
28. D.V. Bugg. Nucl. Phys. B5, 29, 1968; A. Scotti e D.V. Wong PR 138B, 145, 1965. Para dados sobre πN em baixas energias transcrevemos os valores constantes em uma compilação feita por F. Steiner, e apresentada em G. Ebel et al (Springer Tracts of Mod. Phys. 55, 239, 1970). Os valores de Schaille (1.3) e Straus (4.7 ± 1.5), também presentes nessa tabela, não forma transcritos por aparentarem ser bastante imprecisos, embora não venham alterar a média que obtivemos na expressão (40).
29. C.N. Brown et al, Phys. Rev. Lett. 26, 991, 1971.
30. E. B. Hughes. T. A. Griffy, M. R. Yearian e R. Hofstadter, Phys. Rev. 139, B 458, 1965.
31. J. D. Bjorken e S. Drell, "Relativistic Quantum Mechanics", McGraw Hill (1964).
32. Para uma extensa revisão com várias referências, consultar R. Delbourgo, M. A. Rashid, A. Salam e J. Strathdee, Seminar on High Energy Phys. and Elem. Part. (Trieste - 1965).
33. H. J. Lipkin e S. Meshkov, Phys. Rev. Lett. 14, 670, 1965.
34. R.F. Dashen e M. Gell-Mann, Phys. Lett. 17, 142, 1965.
35. R.A. Coleman e J.W. Moffat, (Phys. Rev. 159, 1306, 1967) conseguiram verificar isto explicitamente num modelo gluon relativístico, mas em apenas duas dimensões, no qual quarks com massa nula interagem com measons vetoriais neutros e naciços. Vale a pena mencionar que o fato de serem os mesons vetoriais compostos foi usado para permitir uma solução ex

plicita simples, mas não ficou claro se isto é também uma condição necessária para obtenção do resultado.

36. Para uma boa revisão do SU (6)_w consultar H. Harari, Lect. in theor. Phys., VIII B (Boulder-1965).
37. H. Harari, D. Horn, M. Kugler, H.J. Lipkin e S. Meshkov Phys. Rev. 146, 1052, 1966.
38. H. Fritzsch e M. Gell-Mann, "Light Cone Algebra", Palestra apresentada na Internacional Conference on Duality and Symmetry, Tel-Aviv, Israel (1971).
39. H. Harari, Phys. Rev. Lett. 16, 964, 1966; 17, 56, 1966; I.S. Gerstein e B. W. Lee, Phys. Rev. 152, 1418, 1966.
40. B. Jouvett, Nuovo Cimento 3, 1133, 1956; 5, 1, 1957.
41. K. Hayashi, M. Hirasayama, T. Muta, N. Seto e T. Shirafuji, Fortschr. der Phys. 15, 625, 1967.
42. A. Salam - Nuovo Cimento 25, 224, 1962; Phys. Rev. 130, 1287, 1963.
43. Esta possibilidade certamente existe, embora no caso particular da teoria ϕ^3 T. Nagylak (Caltech Rep. 68-213, Aug 1969 - não publicado) concluiu não haver solução para $Z_3=0$ e atribuiu isto ao fato de não ser a Hamiltoniana positivo-definida.
44. D. Lurié e A. J. Macfarlane, Phys. Rev. 136, B 816, 1964; E. Tirapegui, Nucl. Phys B34, 598, 1971.
45. W. Glüttinger, Nuovo Cimento 36, 968, 1965.
46. P. Kaus e F. Zachariasen, Phys, Rev. 138, B1304, 1965; 171 1597, 1968; T. Saito, Phys. Rev. 145, 1302, 1966.