

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
INSTITUTO DE FÍSICA

INSTITUTO DE FÍSICA  
Serviço de Biblioteca e Informação  
Tombo: 3999 Ex. 1

A NUVEM MESÔNICA, A ESTRANHEZA  
E O CHARME NOS HÁDRONS

Fabiana Carvalho

Orientador: Fernando Silveira Navarra

*Fernando S. Navarra*

Tese submetida ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo, para a obtenção do título de doutor em ciências

Comissão Examinadora:

Fernando Silveira Navarra (IFUSP)  
Adriano Antônio Natale (IFT-UNESP)  
Lauro Tomio (IFT-UNESP)  
Marcelo Chipparini (UERJ)  
Tobias Frederico (ITA)



*Armando Corbani Ferraz*  
Prof. Armando Corbani Ferraz  
Presidente da Comissão de Pós Graduação

São Paulo, março de 2004.

539 4016  
C83-1  
D  
1-1

**FICHA CATALOGRÁFICA**  
**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação**  
**do Instituto de Física da Universidade de São Paulo**

Carvalho, Fabiana

A Nuvem Mesônica, a Estranheza e o Charme nos  
Hádrons. São Paulo, 2004

Tese (Doutoramento) - Universidade de São Paulo.  
Instituto de Física - Depto. de Física Experimental

Orientador: Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra  
Área de Concentração: Física de Hádrons

Unitermos:

1. Física de Hádrons;
2. "Nuvem mesônica";
3. "Fatores de Forma";
4. "Distribuição de Partons";
5. "Produção de Charme".

USP/IF/SBI-022/2004

## Agradecimentos

Agradeço acima de tudo (mais uma vez) a Deus e aos meus pais Ademir e Sueli, por cada momento da minha vida, nesta e em outras conquistas.

Às minhas irmãs Dimaura e Luciana, que são as duas pessoas sem as quais eu não sei viver.

Aos meus avós e tios e a toda à minha família, que são o alicerce da vida.

Ao meu priminho que vai chegar.

Ao Fernando pela orientação, pelo incentivo e até pelas broncas. Nele encontrei não só um orientador, mas também um amigo.

Ao Espanha por estar sempre ao meu lado, nos bons e nos maus momentos, me fazendo forte e feliz.

Aos meus amigos, Banana, Eliane, Eneida (nossa Mac), Japão, Chinha, Gi, Júnior, Itamar e tantos outros, que não me deixam esquecer como é bom ter amigos. Pro Murilo, mais um beijo no coração.

Ao tequila futebol clube, especialmete Biá, Bolão, Tchelo e Vaca, pela amizade e confiança construídas.

À nossa Laurinha, que ao nascer, fez nossas vidas mais feliz e mais completa. Te amo.

Aos amigos da Usp, Gad, Furlan, Pica-Pau, Woody, Leandro(s), Alex (meu companheiro), e à velha guarda, Sandro, Rod, Renata, Araçoiaba, Tatiana, Lu Metal, Felipe, Rubão, Maurício, Chiara, Bia, ... pelos momentos incríveis desde 92.

À Amandinha e à Sâmya um carinho especial e um agradecimento eterno. Somos e sempre seremos mais que amigas.

Aos amigos do GRHAFITE, especialmente Dunga e Marina, por toda presteza e amizade.

À "equipe", tão importante estes anos todos.

Àqueles cujo nome não citei, mas que estiveram presentes em alguns momentos da minha vida.

E à CAPES, por financiar este projeto.

## Abstract

The purpose of this work is to apply the meson cloud model (MCM) in processes involving either hadronic or nuclear collisions.

We have calculated the non-singlet parton distribution in the nucleon sea, including the octet and decuplet contributions. We gave special attention to the difference between strange and non-strange sea quarks, trying to identify possible  $SU(3)$  flavor symmetry breaking sources. We present an analysis in terms of  $\kappa$  parameter and we find that the flavor symmetry breaking in the nucleon sea can be explained quantitatively by the meson cloud. We have also performed the same analysis for the  $\Sigma^+$  baryon and we found similar results.

We used the MCM to study the difference between “leading” and “non-leading” charmed mesons ( $D$ ) observed in  $\pi^-A$  and  $\Sigma^-A$  collisions. An interesting feature in SELEX and WA89 data is that they suggest, in spite of the large error bars and poor statistics, that the asymmetry decreases at large  $x_F$ . With the meson cloud model we can reproduce these data and observe this trend in the asymmetry. Motivated by the good results in describing non-perturbative processes in high energy collisions, we have done a study of the pion electromagnetic form factor, based on a pion decomposition in cloud states.

Comparing our results with the experimental data reported by Jefferson Lab.  $F_\pi$  Collaboration, we can conclude that the meson cloud of the pion is not the dominant effect to describe its electromagnetic form factor, and hence, its internal structure.

## Resumo

O objetivo deste trabalho é aplicar o modelo de nuvem mesônica (MCM) aos processos envolvendo colisões hadrônicas e/ou nucleares.

Nós utilizamos o modelo para calcular a distribuição não-singlete de partons no mar dos nucleons, incluindo as contribuições do octeto e decuplete. Demos atenção especial para a diferença entre quarks estranhos e não estranhos do mar, tentando identificar possíveis fontes de quebra de simetria de sabor  $SU(3)$ . Apresentamos uma análise em termos do parâmetro  $\kappa$  e encontramos que a ocorrência da quebra de assimetria de sabor no mar dos nucleons pode ser explicada quantitativamente pela nuvem de mésons. Nós também efetuamos o mesmo tipo de análise para o bárion  $\Sigma^+$  e encontramos resultados semelhantes.

Com base na idéia de compreender os fenômenos não perturbativos que geram diferentes tipos de assimetria, utilizamos o MCM para estudar a diferença entre a produção de mésons charmosos ( $D$ ) "leading" e "non-leading" como função de  $x_F$  observadas em colisões  $\pi^- A$  e  $\Sigma^- A$ . Um fato interessante dos dados da WA89 e da SELEX é que eles sugerem, apesar das grandes barras de erro e da pouca estatística, que a assimetria decresce em  $x_F$  muito grande. Com o modelo de nuvem mesônica nós podemos reproduzir estes dados e observar uma possível queda na assimetria. Tendo em vista os bons resultados do modelo na descrição de processos não perturbativos em colisões à altas energias, realizamos um estudo sobre o fator de forma eletromagnético do pión, baseado na decomposição do pión em estados de nuvem.

Comparando nossos resultados com os dados experimentais divulgados pela  $F_\pi$  Collaboration do Jefferson Laboratory, podemos concluir que a composição dos estados de nuvem do pión não é o efeito dominante na descrição do seu fator de forma eletromagnético, e consequentemente, na sua estrutura interna.

# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>O Modelo de nuvem mesônica</b>	<b>5</b>
2.1	Função de “splitting” nucleon-méson-bárion . . . . .	5
2.2	Função de “splitting” méson-méson-méson . . . . .	12
2.3	MCM no cone de luz . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Quebra de simetria na distribuição de partons do nucleon</b>	<b>16</b>
3.1	O próton . . . . .	18
3.2	Distribuições de partons . . . . .	20
3.3	O sigma . . . . .	31
<b>4</b>	<b>O fator de forma eletromagnético do pión</b>	<b>38</b>
4.1	O modelo de nuvem para o pión . . . . .	39
4.2	O fator de forma do pión: . . . . .	40
4.3	Resultados numéricos e discussão . . . . .	45
<b>5</b>	<b>A assimetria <math>D^-/D^+</math></b>	<b>51</b>
<b>6</b>	<b>Conclusões</b>	<b>61</b>
<b>A</b>	<b>Cálculo do fator de forma eletromagnético do pión</b>	<b>63</b>
A.1	Diagrama a . . . . .	63
A.2	Diagrama b . . . . .	66
A.3	Seagull do diagrama c . . . . .	70
A.4	Seagull do diagrama d . . . . .	72
A.5	Vértice dos diagramas c e d . . . . .	74

**CONTEÚDO**

---

ii

**Referências**

84

# Capítulo 1

## Introdução

As teorias quânticas de campos nas quais os graus de liberdade são os dos bárions e/ou mésons, quando estudadas na aproximação de um loop, geram diagramas em que um bárion (ou um méson) emite e reabsorve um méson. É, em parte, por causa deste processo que o bárion tem massa. Dizemos que o bárion está circundado por uma “nuvem mesônica”. Ela produz efeitos observáveis quando o bárion em questão sofre alguma interação, como, por exemplo, quando ele é destruído por um fóton muito energético (espalhamento inelástico profundo ou DIS), quando ele é apenas defletido por um fóton (espalhamento elástico) ou quando ele interage fortemente com outros hádrons a altas energias. Um papel semelhante é desempenhado pela nuvem mesônica que circunda os mésons. Nos últimos anos nós nos dedicamos a estudar os efeitos da nuvem mesônica nos processos mencionados acima e produzimos alguns trabalhos [1, 2, 3, 4, 5, 6] que estão, em parte, descritos nesta tese.

O espalhamento inelástico profundo  $ep \rightarrow eX$  vem sendo, desde os anos 60, um dos principais meios de se obter informações sobre a estrutura dos hádrons. Medidas recentes [7, 8] de DIS e experimentos Drell-Yan confirmaram uma assimetria nas distribuições de antiquarks up e down do mar do nucleon, um resultado que não pode ser compreendido em termos da QCD perturbativa, a qual pressupõe que o mar tem sua origem na flutuação de gluons em pares quark-antiquark. O princípio de exclusão de Pauli é uma possível maneira de se explicar esta assimetria, uma vez que a produção de quarks  $u\bar{u}$  é suprimida em relação à produção de  $d\bar{d}$  pelo fato de existirem dois quarks  $u$  de valência no próton e apenas um  $d$ . A presença de píons no nucleon também pode explicar de um modo bem natural o excesso de  $\bar{d}$  sobre  $\bar{u}$ . Se, por exemplo, o próton for durante uma pequena parte do tempo



o estado  $|n\pi^+\rangle$ , o antiquark de valência  $\bar{d}$  do pión já explica o excesso mencionado acima. O papel dos mésons no espalhamento inelástico profundo foi investigado primeiramente por Sullivan [9]. Ele sugeriu que uma fração da distribuição de antiquarks no nucleon pode ser proveniente da nuvem piônica do nucleon. Muitos trabalhos [10, 11, 12] levaram esta idéia adiante e deram origem ao modelo da nuvem mesônica (MCM). Todos eles se baseiam na idéia de que o próton físico (p) pode ser expandido como uma soma de estados virtuais méson - bárion (MB). As probabilidades destes estados não são conhecidas a priori. Geralmente elas são identificadas com a probabilidade de “splitting”  $p \rightarrow MB$ , a qual por sua vez, pode ser calculada através do diagrama de Feynman da emissão do méson M. Nestes cálculos é feita a hipótese de que o próton é um objeto extenso e, assim, um fator de forma é atribuído ao vértice da emissão do méson. Este fator de forma contém um parâmetro de corte, ou “cutoff” ( $\Lambda$ ), que deve ser obtido através do ajuste de dados experimentais. As escolhas de cutoff variam muito dependendo da informação experimental utilizada no processo de ajuste.

Alguns trabalhos [13] propõem uma descrição dos estados de Fock no “light-cone”, onde cada componente de Fock do nucleon é composta de três quarks de valência, responsáveis por seus números quânticos globais, além de um número variável de pares quark-antiquark ( $q\bar{q}$ ) de qualquer sabor, e de um número qualquer de gluons. As flutuações consideradas mais importantes são aquelas mais próximas da camada de massa, e portanto, com a menor massa invariante. Assim, é proposta uma função de onda para descrever os estados de Fock no cone de luz que privilegia configurações de partons com massa invariante mínima.

Nós usamos o MCM em um trabalho anterior [1], para analisar a produção inclusiva de mésons em colisões próton - próton a altas energias. Inicialmente os dados foram usados para as escolhas dos parâmetros de cutoff. Nós mostramos que é possível obter um bom acordo com os dados, especialmente na região do espectro de grande  $x_F$  ( $x_F \geq 0.2$ ) (momento de Feynman) e ao mesmo tempo descrever (parcialmente) os dados da colaboração E866 de assimetria  $\bar{d} - \bar{u}$  e  $\bar{d}/\bar{u}$  no mar dos nucleons. Nós também discutimos o peso relativo dos vértices  $\pi N$  e  $\pi \Delta$ . Encontramos que os parâmetros de cutoff correspondentes devem ser ambos “soft” e não devem diferir de mais de 200 MeV. Nestes processos, outros mecanismos, além da nuvem mesônica desempenham papel importante, mas nós nos restringimos à produção de mésons com pequeno momento transversal ( $p_T \leq 0.3$  GeV) e grande fração de momento longitudinal ( $x_F \geq 0.3$ ). Nesta região os

efeitos não-perturbativos são dominantes e a nuvem mesônica tem papel mais relevante. Paralelamente realizamos um estudo sobre a violação da regra de soma de Gottfried (GSR) [14], medida pela New Muon Collaboration [15], que observou uma assimetria de sabor na distribuição  $\bar{d}-\bar{u}$  no mar dos nucleons. Através de um ajuste conjunto dos dados de assimetria e das distribuições de  $x_F$  medidas em [16, 17] nós efetuamos a escolha dos cutoffs e mostramos que os dados experimentais podem ser compreendidos em termos da nuvem. O sucesso do MCM em descrever a assimetria e a consequente violação da GSR, bem como na descrição de processos hadrônicos, aumenta nossa confiança neste modelo e introduz vínculos na descrição de outros processos.

Nós iniciamos esta tese apresentando, no capítulo 2, o formalismo do MCM como proposto inicialmente por Sullivan [9] e as alternativas a esta proposta.

A partir daí, iremos então no terceiro capítulo, realizar um estudo sobre a quebra de simetrias  $SU(2)$  e  $SU(3)$  observada nos nucleons e medida em termos dos parâmetros  $\kappa_2$  e  $\kappa_3$ . Nos limites de simetria exata, devemos ter  $\kappa_{(2)} = 1$  e  $\kappa_{(3)} = 1$ . A colaboração CCFR [18] mediu  $\kappa_{(3)} \approx 0.37 \pm 0.05$  ( $0.47 \pm 0.05$ ) numa análise feita via QCD em “leading order” e “next to leading order”, LO e NLO. Incertezas à parte é claro que existe uma substancial violação de simetria  $SU(3)$ . No setor dos quarks leves não estranhos, o uso das parametrizações padrão levam a  $\kappa_{(2)} \approx 1.3$  [19, 20], indicando uma forte violação de simetria  $SU(2)$  no mar dos prótons. Ao mesmo tempo, acredita-se que a simetria de carga  $SU(2)$  é mantida dentro do octeto de bárions, i.e.,  $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$  no próton é igual à  $\bar{u}(x) - \bar{d}(x)$  no neutron. Uma questão interessante é como a simetria de carga  $SU(3)$  é quebrada dentro do octeto de bárions. Se a simetria fosse exata, isto significaria, por exemplo, que  $s(x) - \bar{s}(x)$  no próton deveria ser igual à  $d(x) - \bar{d}(x)$  no  $\Sigma^+$ . No entanto, como calculado pelos autores de [21, 22, 23], isto não ocorre, e neste trabalho nós investigamos as origens da quebra destas simetrias.

No capítulo quatro faremos uma análise do fator de forma eletromagnético do pión ( $F_\pi$ ) com base no modelo de nuvem. O pión, por ser uma partícula muito importante na compreensão da estrutura do nucleon e na interação nucleon-nucleon, tem despertado grande interesse por parte da comunidade científica, principalmente no que diz respeito à sua estrutura interna [24, 25, 26, 27, 28], informação esta que pode ser obtida a partir do seu fator de forma. Recentemente foram medidos pela  $F_\pi$  Collaboration no Jefferson Lab [29] novos resultados para  $F_\pi$ , na região de  $0.6 < Q^2 < 1.6 \text{ GeV}^2$ . Nosso objetivo é tentar compreender estes dados analisando o papel da nuvem na estrutura dos píons,

principalmente na região de  $Q^2$  intermediário, onde os dados experimentais parecem ainda estar longe das previsões da QCD perturbativa. Nós assumimos que o pión pode flutuar em estados de Fock  $|PV\rangle$  compostos por um méson pseudoescalar e um méson vetorial. A interação de um fóton com os componentes da nuvem nos permite calcular a contribuição da nuvem mesônica para o fator de forma eletromagnético do pión. O apêndice A apresenta os cálculos efetuados neste capítulo.

Finalmente, no quinto capítulo, discutiremos, ainda no cenário da nuvem mesônica, o caráter da assimetria entre o espectro de mésons charmosos  $D^-/D^+$  observada em colisões  $\Sigma^-p(A)$  e  $\pi^-p(A)$ . Muitos experimentos [30, 31, 32, 33, 34] têm reportado uma diferença significativa entre a produção de mésons charmosos ( $D$ ) “leading” e “non-leading” como função de  $x_F$ . Dados recentes das colaborações WA89 e SELEX [30, 35] com feixe de  $\Sigma^-$  não apenas confirmaram a assimetria e o efeito de partícula dominante mas também observaram este efeito na produção de  $D_s$  e  $\Lambda_c$ . Uma série de modelos [36, 37, 38] foram propostos para tentar entender estes resultados, já que a QCD perturbativa não prevê assimetria na produção de quarks e antiquarks. Fazendo-se uma extensão do MCM para os feixes de  $\Sigma^-$  e  $\pi^-$  podemos entender o excesso de  $D^-$  em relação à  $D^+$  de forma natural. O quark  $d$  de valência destes feixes pode se combinar com um quark pesado do mar e assim produzir um estado virtual que contenha a partícula dominante charmosa. Isto faz com que os mésons “leading” tenham uma distribuição de momento mais rápida que os “non-leading”.

## Capítulo 2

# O Modelo de nuvem mesônica

O MCM é um modelo no qual se propõe que o próton físico pode flutuar (tem componentes) em estados de Fock  $|\text{mésion-bárion}\rangle$  tais como  $|\pi^+n\rangle$ ,  $|\pi^+\Delta^0\rangle$ ,  $|\pi^-\Delta^{++}\rangle$ ,  $|K^+\Lambda\rangle$ , ... Uma parte dos quarks de valência dos estados da nuvem é identificada com uma componente do mar de quarks do próton. Assim, por exemplo, o estado  $|\pi^+(u\bar{d})n(ddu)\rangle$  contém os quarks  $(uud)$  responsáveis pelos números quânticos do próton e um par  $(d\bar{d})$  que faz parte do mar. Podemos então imaginar que a simples presença de píons no nucleon pode ser um dos fatores responsáveis pela diferença entre  $\bar{d}$  e  $\bar{u}$  observada experimentalmente no mar dos nucleons.

A seguir, vamos descrever o formalismo do MCM, tal como primeiramente apresentado por Sullivan [9], através do qual iremos calcular a função de “splitting” dos hádrons, que é uma medida da probabilidade de ocorrência de determinada flutuação.

### 2.1 Função de “splitting” nucleon-mésion-bárion

No caso geral do espalhamento profundamente inelástico (figura 2.1), um hádron  $h$  com momento  $p$  bem definido colide com um elétron  $e$  de alta energia e é espalhado por um fóton  $\gamma$  que carrega momento  $q$ .

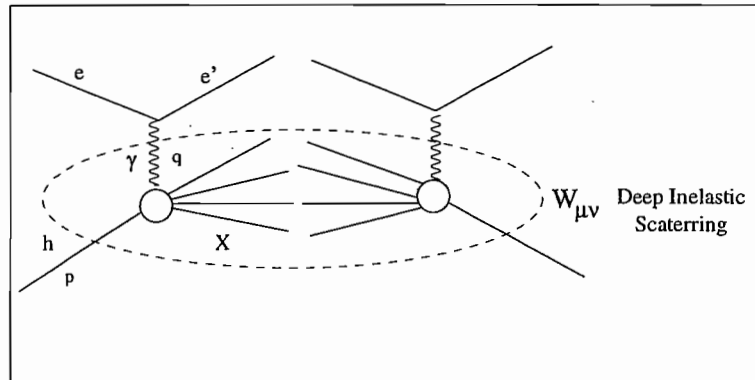


Figura 2.1: Quadrado da Amplitude do DIS

Neste caso o tensor hadrônico é definido da seguinte forma:

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_X \langle p | J_\mu^+ | X \rangle \langle X | J_\nu | p \rangle (2\pi)^3 \delta^4(p + q - P_X)$$

No caso considerado aqui, também conhecido como processo Sullivan, a interação do fóton se dá com um píon emitido pelo nucleon. Podemos generalizar o processo Sullivan para qualquer méson (M) que seja emitido pelo nucleon (veja figura 2.2), onde a probabilidade de que este determinado méson seja emitido com determinado momento  $k$  é dada pela função  $f_M(y)$ , sendo  $y$  a fração do momento do nucleon carregada pelo méson.

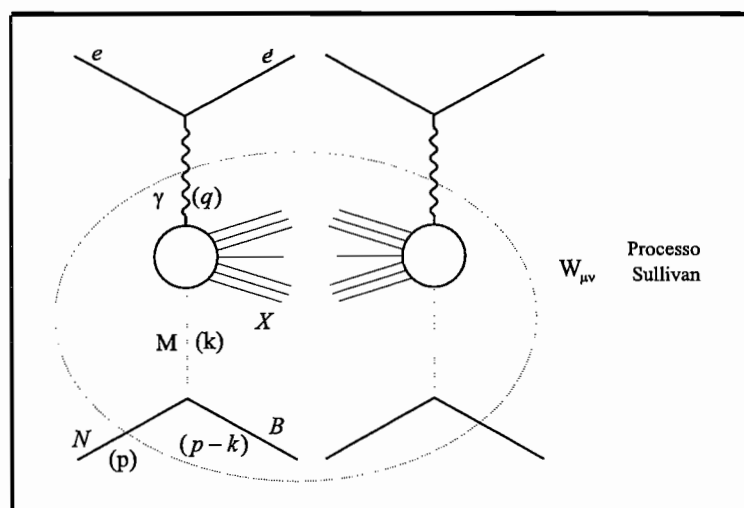


Figura 2.2: Quadrado da Amplitude do Processo Sullivan

A figura 2.3 mostra a definição do tensor  $C_{\mu\nu}$ , o análogo do tensor hadrônico  $W_{\mu\nu}$  quando o alvo atingido pelo fóton é um méson (M), que pode ser escrito como:

$$C_{\mu\nu} = \sum_N \int \prod_{n=1}^N \frac{d^3 p'_n}{(2\pi)^3 2E'_n} \langle M(k) | j_\mu^\dagger | X \rangle \langle X | j_\nu | M(k) \rangle (2\pi)^3 \delta^4(k + q - \sum_n p'_n), \quad (2.1)$$

onde  $k$  é o momento do méson e  $j_\mu$  é a corrente eletromagnética..

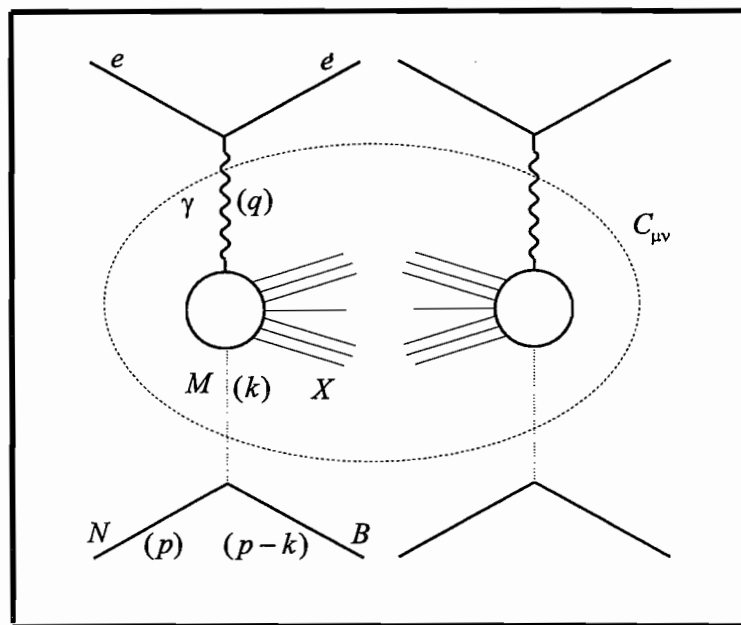


Figura 2.3: Tensor Hadrônico no Caso do DIS na Nuvem Mesônica

A comparação das figuras 2.1, 2.2 e 2.3 mostra que quando o processo Sullivan é dominante, o quadrado da amplitude do DIS pode ser fatorizado e o tensor hadrônico  $W_{\mu\nu}$  pode ser entendido com o produto da “probabilidade do nucleon emitir um pión (méson) vezes o tensor  $C_{\mu\nu}$ ”, ou seja:

$$W_{\mu\nu} \approx f_M(k) \cdot C_{\mu\nu}. \quad (2.2)$$

onde  $f_M(k)$  é essencialmente o quadrado do propagador do méson e portanto  $f_M(k) \simeq 1/k^4$ .

Para determinar a forma de  $f_M(k)$  vamos calcular o diagrama mostrado na figura 2.4, que mostra o processo  $\gamma N \rightarrow B X$  com a troca de um méson pseudoescalar  $M$ , onde  $\gamma$

é um fóton,  $N$  o nucleon,  $B$  um bárion e  $X$  qualquer coisa produzida no espalhamento. A partir da Lagrangeana de interação  $NMB$  dada por:

$$\mathcal{L}_{int} = -ig_{NMB}\bar{\Psi}\gamma_5 M \Psi \quad (2.3)$$

nós podemos derivar a amplitude de espalhamento para o caso de mésons pseudoescalares, que é dada por:

$$A_\mu = g_{MBN}F(k^2)\bar{u}_B(p-k)i\gamma_5 u_N(p)\frac{1}{k^2 - m_M^2}\langle X|j_\mu|M(k)\rangle, \quad (2.4)$$

para bárions pertencentes ao octeto, sendo portanto representados por espinores de Dirac. Na expressão (2.4) temos o produto de duas correntes e um propagador de méson ( $m_M$  é a massa do méson) e  $g_{MBN}$  é a constante de acoplamento nucleon-bárion-méson. O nucleon já possui estrutura dada pelo fator de forma  $F(k^2)$ .

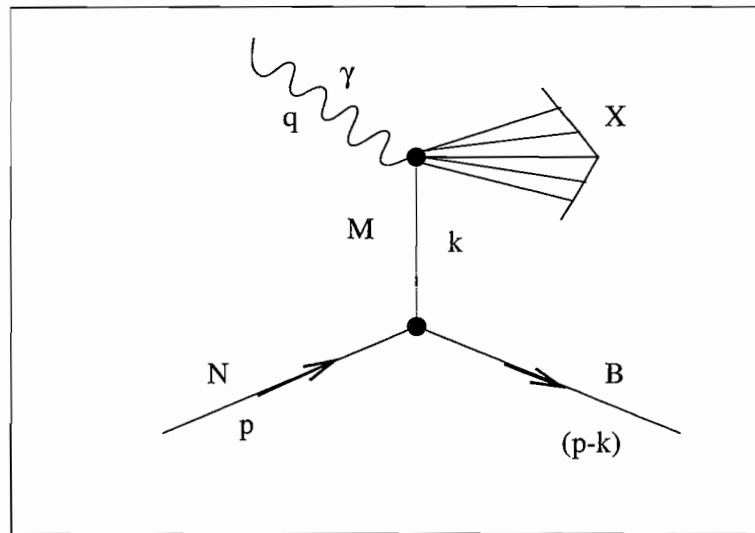


Figura 2.4: Amplitude do Processo Sullivan para um Méson Genérico

Para calcular a seção de choque tomamos o quadrado da amplitude, somamos sobre as polarizações (spins) iniciais e finais e dividimos pelo número de polarizações (spins)

iniciais, ou seja:

$$\frac{1}{2} \sum_{s,X} A_\mu A_\nu^\dagger = g_{MBN}^2 F^2(k^2) \Delta^2(k^2) \frac{1}{2} \sum_s \bar{u}_B(p-k) [-i\gamma_5] u_N(p) \times \bar{u}_N(p) [i\gamma_5] u_B(p-k) \sum_X \langle M(k) | j_\mu | X \rangle \langle X | j_\nu | M(k) \rangle \quad (2.5)$$

onde

$$\Delta(k^2) = \frac{1}{k^2 - m_M^2} \quad (2.6)$$

Fazendo todas as somas, usando as propriedades dos espinores de Dirac e calculando os traços chegamos a:

$$\frac{1}{2} \sum_{s,X} A_\mu A_\nu^\dagger = g_{MBN}^2 F^2(k^2) \Delta^2(k^2) [\delta^2 - k^2] \sum_X \langle M(k) | j_\mu | X \rangle \langle X | j_\nu | M(k) \rangle. \quad (2.7)$$

onde  $\delta^2 = (M_B - M_N)^2$ ,  $M_N$  é a massa do nucleon e  $M_B$  é a massa do bárion.

Construimos o tensor hadrônico  $W_{\mu\nu}$  para o processo de Sullivan da seguinte forma:

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{4\pi M_N} \int \left( \frac{1}{2} \sum_{s,X} A_\mu A_\nu^\dagger \right) \frac{d^3 p_B}{(2\pi)^3 2E_B} \frac{d^3 p_X}{(2\pi)^3 2E_X} \times (2\pi)^4 \delta^4(p + q - p_X - p_B), \quad (2.8)$$

onde o denominador na frente da integral vem do fator de fluxo, as diferenciais são do espaço de fase final e a *delta* assegura a conservação de energia e momento. Reagrupando os termos da equação acima podemos escrever:

$$dW_{\mu\nu} = \frac{1}{4\pi M_N} g_{MBN}^2 F^2(k^2) \Delta^2(k^2) T(k^2) \frac{d^3 p_B}{(2\pi)^3 2E_B} 2\pi C_{\mu\nu}, \quad (2.9)$$

onde  $T(k^2) = \delta^2 - k^2$  e:

$$C_{\mu\nu} = \sum_X \int \frac{d^3 p_X}{(2\pi)^3 2E_X} \langle M(k) | j_\mu | X \rangle \langle X | j_\nu | M(k) \rangle \times (2\pi)^3 \delta^4(p + q - p_X - p_B). \quad (2.10)$$



Lembrando que  $p - p_B = k$  e que  $X$  representa um sistema de  $N$  partículas, observamos que a expressão acima coincide com a definição (2.1).

Definindo as seguintes variáveis:

$$w \equiv \frac{2p \cdot q}{Q^2} \quad w' \equiv \frac{2k \cdot q}{Q^2}, \quad (2.11)$$

$$x \equiv \frac{1}{w} \quad x' \equiv \frac{1}{w'}, \quad (2.12)$$

$$t \equiv k^2 \quad Q^2 \equiv -q^2, \quad (2.13)$$

podemos escrever:

$$\begin{aligned} \frac{d^3 p_B}{E_B} &= E_B dE_B d\Omega = \frac{\pi}{w} dt dw' \\ &= -\pi dt dx' \frac{x}{x'^2}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

e, substituindo na eq. (2.9) obtemos:

$$2M_N \frac{dW_{\mu\nu}}{dt dx'} = \frac{1}{4(2\pi)^2} \frac{(-x)}{x'^2} g_{MBN}^2 F^2(k^2) \Delta^2(k^2) T(k^2) C_{\mu\nu}. \quad (2.15)$$

Multiplicamos agora os dois lados da equação acima pelas polarizações  $\epsilon_\mu^\lambda \epsilon_\nu^\lambda$  e somamos sobre as helicidades  $\lambda$ . Usamos a decomposição de  $W_{\mu\nu}$  [39]:

$$W_{\mu\nu} = W_1 \left( -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + W_2 \frac{1}{M_N^2} \left( p_\mu + \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left( p_\nu + \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right), \quad (2.16)$$

e lembramos que o tensor  $C_{\mu\nu}$  admite decomposição análoga em termos de  $k$  e  $q$ , a menos de um fator  $2M_M$  que vem das definições de  $W_{\mu\nu}$  e  $C_{\mu\nu}$ :

$$C_{\mu\nu} = C_1 \left( -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + C_2 \frac{1}{M_M^2} \left( k_\mu + \frac{k \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left( k_\nu + \frac{k \cdot q}{q^2} q_\nu \right), \quad (2.17)$$

Como o fóton é de tipo espaço podemos escrever:

$$\sum_{\lambda} (-1)^{\lambda+1} \epsilon_\mu^\lambda \epsilon_\nu^\lambda = -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}, \quad (2.18)$$

onde a soma é feita sobre  $\lambda = -1, 0, +1$ . Com o auxílio das expressões (2.16) e (2.18) as

contrações podem ser feitas dando origem a:

$$W = \sum_{\lambda} W_{\mu\nu} \epsilon^{\mu\lambda} \epsilon^{\nu\lambda} (-1)^{\lambda+1} = 3W_1 - W_2 \left( 1 + \frac{\nu}{2M_N} \frac{2M_N\nu}{Q^2} \right), \quad \text{onde } \nu = \frac{p \cdot q}{M_N} \quad (2.19)$$

No limite de Bjorken ( $Q^2 \rightarrow \infty$ ,  $\nu \rightarrow \infty$ ,  $x$  fixo):

$$W \rightarrow \frac{-\nu W_2}{2M_N x} = \frac{-F_2^N}{2M_N x} \quad (2.20)$$

e da mesma forma

$$C \rightarrow \frac{-\nu' C_2}{x'} = \frac{-F_2^M}{x'} \quad (2.21)$$

onde  $F_2^N$  e  $F_2^M$  representam as funções de estrutura do nucleon e méson respectivamente.

Chegamos

então a:

$$2 \frac{d}{dt dx'} \left( \frac{F_2^N}{2x} \right) = \frac{1}{4(2\pi)^2} \frac{(-x)}{x'^2} g_{MBN}^2 F^2(k^2) \Delta^2(k^2) T(k^2) \frac{F_2^M}{x'}, \quad (2.22)$$

ou seja,

$$F_2^N = - \int dt dx' \frac{g_{MBN}^2}{16\pi^2} \frac{x^2}{x'^2} F^2(k^2) \Delta^2(k^2) T(k^2) \frac{F_2^M}{x'}. \quad (2.23)$$

Definindo  $y = x/x'$  e lembrando que  $t = k^2$ , escrevemos

$$\begin{aligned} F_2^N(x) &= \int_x^1 dy y \int_{-\infty}^{t_{max}} dt \frac{g_{MBN}^2}{16\pi^2} F^2(t) \Delta^2(t) T(t) F_2^M(x/y) \\ &\equiv \int_x^1 dy f_M(y) F_2^M(x/y). \end{aligned} \quad (2.24)$$

onde

$$f_M(y) = \frac{g_{MBN}^2}{16\pi^2} y \int_{-\infty}^{t_{max}} dt F_{MBN}^2(t) \frac{(M_B - M_N)^2 - t}{(t - m_M^2)^2} \quad (2.25)$$

e  $t_{max}$  é determinado por relações cinemáticas e vale:

$$t_{max} = M_N^2 y - \frac{M_B^2 y}{1 - y} \quad (2.26)$$

A função  $f_M$  é chamada função de splitting nucleon-méson-bárion.

No caso dos bárions pertencentes ao decuplo, nós não podemos descrevê-los através de espinores de Dirac, mas sim por espinores de Rarita-Schwinger. Para determinar a

função de “splitting” desses estados, uma alternativa é utilizar o modelo da Lagrangeana quiral proposto nas referências [40, 41]. Baseados nesses trabalhos alguns autores [10, 42, 43] apresentam esta função da seguinte forma:

$$f_M(y) = \frac{g_{MBN}^2}{16\pi^2} y \int_{-\infty}^{t_{max}} dt \frac{[(M_B + M_N)^2 - t]^2 [(M_N - M_B)^2 - t]}{12M_B^2 M_N^2 [t - m_M^2]^2} F_{MBN}^2(t) \quad (2.27)$$

Neste trabalho esta forma também será utilizada para descrever a emissão de bárions pertencentes aos decupletos.

## 2.2 Função de “splitting” méson-méson-méson

Neste trabalho, nós fizemos uma extensão do MCM para mésons pseudoescalares com o objetivo de estudar a importância da nuvem nestes hádrons. Para este fim nós precisamos da “função de splitting” de um méson pseudoescalar ( $M$ ) fluando em estados de Fock compostos por um méson pseudoescalar ( $P$ ) e um méson vetorial ( $V$ ). Seguindo o mesmo formalismo proposto por Sullivan para o nucleon, nós derivamos esta função a partir das regras de Feynman correspondentes ao diagrama da figura 2.5:

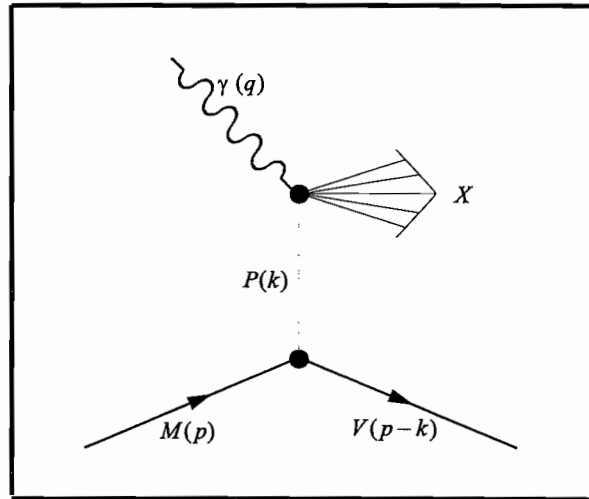


Figura 2.5: Amplitude do processo Sullivan para a flutuação  $M \rightarrow PV$

A partir da Lagrangeana de interação  $MPV$

$$\mathcal{L}_{MPV} = ig_{MPV} \left( P \vec{\tau} V^\mu - V^\mu \vec{\tau} P \right) \cdot \partial_\mu \vec{M} \quad (2.28)$$

onde  $\tau^i$ , ( $i = 1, 2, 3$ ), são as matrizes de Pauli, podemos escrever a amplitude de espalhamento  $A_\mu$  como:

$$A_\mu = g_{MPV} F(k^2) \varepsilon_\alpha^\lambda(p-k) i k^\alpha \frac{1}{k^2 - m_P^2} \langle X | j_\mu | P(k) \rangle \quad (2.29)$$

onde  $\varepsilon_\alpha^\lambda$  é o vetor de polarização do méson vetorial com helicidade  $\lambda$  e  $X$  representa qualquer coisa produzida na reação.

O quadrado da amplitude  $|A|^2$  é então dado por:

$$A_\mu A_\nu^\dagger = \frac{g_{MPV}^2}{(k^2 - m_P^2)^2} \varepsilon_\alpha^{\lambda\dagger}(p-k) F^2(k^2) k^\alpha k^\beta \varepsilon_\beta^\lambda(p-k) \langle P(k) | j_\mu | X \rangle \langle X | j_\nu | P(k) \rangle \quad (2.30)$$

Fazendo-se as somas sobre as polarizações e sobre os possíveis estados finais obtemos:

$$\frac{1}{2} \sum_\lambda \sum_X A_\mu A_\nu^\dagger = \frac{g_{MPV}^2}{(k^2 - m_P^2)^2} F^2(k^2) \sum_\lambda \varepsilon_\alpha^{\lambda\dagger}(p-k) \varepsilon_\beta^\lambda(p-k) k^\alpha k^\beta \sum_X \langle P(k) | j_\mu | X \rangle \langle X | j_\nu | P(k) \rangle \quad (2.31)$$

Usando a relação

$$\sum_\lambda \varepsilon_\alpha^{\lambda\dagger}(k) \varepsilon_\beta^\lambda(k) = -g_{\alpha\beta} + \frac{k_\alpha k_\beta}{m_{(k)}^2}$$

a expressão acima pode ser escrita como:

$$\frac{1}{2} \sum_\lambda \sum_X A_\mu A_\nu^\dagger = \frac{g_{MPV}^2}{(k^2 - m_P^2)^2} F^2(k^2) \left[ -g_{\alpha\beta} + \frac{(p-k)_\alpha (p-k)_\beta}{m_V^2} \right] k^\alpha k^\beta \sum_X \langle P(k) | j_\mu | X \rangle \langle X | j_\nu | P(k) \rangle \quad (2.32)$$

Chamando

$$T(k^2) = -g_{\alpha\beta} k^\alpha k^\beta + \frac{(p-k)_\alpha (p-k)_\beta}{m_V^2} k^\alpha k^\beta$$

temos:

$$T(k^2) = -k^2 + (p-k)_\alpha (p-k)_\beta k^\alpha k^\beta / m_V^2 \quad (2.33)$$

$$= -k^2 + \frac{1}{m_V^2} \left( p_\alpha p_\beta k^\alpha k^\beta - p_\alpha k_\beta k^\alpha k^\beta - k_\alpha p_\beta k^\alpha k^\beta + k_\alpha k_\beta k^\alpha k^\beta \right)$$

$$= -k^2 + \frac{1}{m_V^2} \left[ (p.k)^2 - 2(p.k)k^2 + k^4 \right]$$

$$= -k^2 + \frac{(p.k - k^2)^2}{m_V^2} \quad (2.34)$$

Lembrando que

$$(p-k)^2 = m_V^2 = p^2 + k^2 - 2p.k$$

e portanto

$$p.k = \frac{m_M^2 - m_V^2 + k^2}{2}$$

chegamos a:

$$T(k^2) = -k^2 + \left( \frac{m_M^2 - m_V^2 - k^2}{2m_V} \right)^2 \quad (2.35)$$

Nós podemos construir, em analogia à equação 2.24, uma expressão que permite identificar a "função de splitting"  $f_P(y)$  para o méson pseudoescalar:

$$\begin{aligned} F_2^M &= \int_x^1 dy y \int_{-\infty}^{t_{max}} dt \frac{g_{MPV}^2}{16\pi^2} F^2(t) \frac{1}{(k^2 - m_P^2)^2} T(t) F_2^P \left( \frac{x}{y} \right) \\ &\equiv \int_x^1 dy f_P(y) F_2^P \left( \frac{x}{y} \right) \end{aligned} \quad (2.36)$$

onde

$$f_P(y) = \frac{g_{MPV}^2}{16\pi^2} y \int_{-\infty}^{t_{max}} dt F^2(t) \frac{1}{t - m_P^2} \left[ -t + \left( \frac{m_M^2 - m_V^2 - t}{2m_V} \right)^2 \right] \quad (2.37)$$

e

$$t_{max} = M_P^2 y - \frac{M_V^2 y}{1-y}$$

## 2.3 MCM no cone de luz

Existem outras maneiras, além do processo Sullivan, de se estimar a função  $f_M(y)$ . No trabalho de Brodsky - Ma [44] é mostrada uma outra forma possível de parametrizá-la, utilizando uma função de onda de dois corpos no cone de luz. Neste cenário, os estados de Fock de mais baixas energias são as flutuações consideradas com maior probabilidade de ocorrência. Assim, uma função de onda que decresce com a massa invariante do sistema deve fornecer uma boa representação para a função de splitting. Neste trabalho é apresentado um Ansatz gaussiano para representá-la. Nós utilizamos em nossos cálculos a forma proposta explicitamente em [21], que se assemelha àquela apresentada por Brodsky-Ma, porém com uma redefinição no parâmetro  $\alpha$ :

$$\begin{aligned} f_M(y) &= \sum_{\lambda\lambda'} \int_0^\infty \frac{dk_\perp^2}{16\pi^2} |\psi_{\lambda\lambda'}(y, \mathbf{k}_\perp^2)|^2 \\ &= \frac{1}{4\pi^2} H^2 \alpha^2 y(1-y) \exp\left(-\frac{\mathcal{M}_{MB}^2}{4\alpha^2}\right) \end{aligned} \quad (2.38)$$

onde  $\psi_{\lambda\lambda'}(y, \mathbf{k}_\perp^2)$  é a função de onda na frente de luz do estado de Fock contendo um méson  $M$  (bárion  $B$ ) com fração de momento longitudinal  $y$  ( $1-y$ ), momento transversal  $\mathbf{k}_\perp$  ( $-\mathbf{k}_\perp$ ) e helicidade  $\lambda$  ( $\lambda'$ );

A massa invariante do sistema méson - bárion ( $MB$ ) é dada por:

$$\mathcal{M}_{MB}^2 = \frac{m_M^2}{y} + \frac{m_B^2}{1-y} \quad (2.39)$$

onde  $m_M$  e  $m_B$  são suas massas,  $H$  é uma constante de normalização e  $\alpha$  é um parâmetro que determina a forma da flutuação num estado méson-bárion.

A princípio tanto a função de splitting da Eq. (2.25) como a da Eq. (2.38) podem ser usadas para representar os estados da nuvem. Por razões históricas, o método de Sullivan é mais utilizado. Nós também usamos esta representação na maioria dos nossos cálculos, e em alguns momentos, realizamos estudos com as duas representações para efeito de comparação.

## Capítulo 3

# Quebra de simetria na distribuição de partons do nucleon

Hoje em dia existem diversos experimentos que mostram a presença de uma assimetria na distribuição de antiquarks leves no mar dos nucleons [7, 8, 18].

Uma vez que, segundo a QCD perturbativa, não há nenhuma razão para que estas distribuições sejam diferentes, acredita-se que esta diferença deve ter sua origem em fenômenos não perturbativos. Muitos trabalhos [21, 22, 44, 45, 46, 47] vêm sendo desenvolvidos nesta área a fim de compreender as origens deste efeito. Usualmente, tal assimetria pode ser expressa tanto em termos da diferença  $\Delta(x) = \bar{d} - \bar{u}$  quanto em termos da razão  $R(x) = \bar{d}/\bar{u}$ . O fato da diferença ser maior que zero (ou a razão maior que um) é usualmente referido como uma quebra de simetria de sabor  $SU(2)$  no mar do nucleon. Neste capítulo nós iremos estudar, com base no modelo de nuvem mesônica, as origens não perturbativas da quebra de simetria de sabor nos níveis  $SU(2)$  e  $SU(3)$ , sendo esta última referente à assimetria envolvida na produção de partons estranhos no mar dos nucleons.

Nós vamos efetuar este estudo a partir do fator de supressão dos antiquarks  $\bar{u}$  no caso  $SU(2)$  definido como:

$$\kappa_{(2)} = \frac{\int_0^1 dx x \bar{d}(x; \mu^2)}{\int_0^1 dx x \bar{u}(x; \mu^2)}, \quad (3.1)$$

e do fator de supressão de estranheza no caso  $SU(3)$ :

$$\kappa_{(3)} = \frac{\int_0^1 dx [x s(x; \mu^2) + x \bar{s}(x; \mu^2)]}{\int_0^1 dx [x \bar{u}(x; \mu^2) + x \bar{d}(x; \mu^2)]} \quad (3.2)$$

onde  $\mu^2$  é a virtualidade do fóton usado para sondar o nucleon na experiência de DIS onde  $\bar{u}(x, \mu^2)$  e  $\bar{d}(x, \mu^2)$  são determinados.

Nós podemos notar que no limite de simetrias  $SU(2)$  e  $SU(3)$  exatas, devemos ter  $\kappa_{(2)} = 1$  e  $\kappa_{(3)} = 1$ .

Segundo a QCD, simetria  $SU(3)$  exata implica que os quarks  $u$ ,  $d$  e  $s$  têm a mesma massa. Como a massa do quark estranho  $m_s$  é significativamente maior que as do  $up$  e  $down$  ( $m_u$  e  $m_d$ ), esta simetria é apenas aproximada. No nível hadrônico, simetria  $SU(3)$  exata também implica que as massas dos bárions ou mésons pertencentes ao mesmo multipletto são todas iguais. Claramente isto não ocorre e as massas dentro dos multipletos de bárion diferem entre si em até mais de 30%. A discrepância entre as massas é ainda mais acentuada no octeto de mésons. Outra consequência da simetria  $SU(3)$  no nível hadrônico é que a constante de acoplamento num vértice genérico bárion-bárion-méson pseudoescalar ( $g\bar{B}\gamma_5 BM$ ) deveria ser a mesma para todos os  $B$ ,  $\bar{B}$  e  $M$ . Uma vez que estes três estados juntos devem formar um estado singleto de  $SU(3)$ , e os mésons estão usualmente nos estados octeto, segue que o produto da representação de dois bárions deve também estar num estado octeto. A partir do produto  $8 \times 8$  ( $\bar{B}B$ ), nós temos dois octetos distintos e portanto duas diferentes constantes de acoplamento. Esta é a origem das duas constantes de  $SU(3)$ ,  $F$  e  $D$ . Quando nós consideramos alguns vértices bárion-bárion-méson particulares, fatores adicionais (Clebsch-Gordan) aparecem, e as constantes de acoplamento se tornam diferentes uma da outra. No entanto, simetria  $SU(3)$  exata impõe conexões bem definidas entre elas. Finalmente, a análise dos dados experimentais determina a relação entre  $F$  e  $D$  em termos do parâmetro  $\alpha_D$  [48] :

$$\alpha_D = \frac{D}{D+F} \simeq 0.64 \quad (3.3)$$

Nós podemos usar as regras de soma da QCD (QCDSR) para calcular as constantes de acoplamento mencionadas [49, 50]. Nesta aproximação nós podemos identificar fontes de quebra de simetria  $SU(3)$  que influenciam estas constantes, que são principalmente as diferenças de massas dos quarks e hádrons. Os diferentes valores dos condensados e



outros parâmetros da QCDNR também desempenham papel importante. Assim como para a origem da assimetria na distribuição dos antiquarks leves, há fortes indicações de que parte do mar estranho dos nucleons vem de flutuações do nucleon original em estados méson-bárion, i.e., vem do MCM [1, 10, 42, 51]. O MCM é dominado por quantidades hadrônicas como as massas dos hádrons e constantes de acoplamento. A ponte entre a física de distribuição de partons e a física de hádrons pode nos ajudar, conectando uma à outra, a entender a quebra de simetria  $SU(3)$  tanto no nível dos hádrons como no nível dos partons.

A seguir nós mostramos a decomposição do próton e do  $\Sigma^+$  em estados de Fock méson-bárion. O fato de que o próton apresenta assimetria de sabor e assimetria quark-antiquark já é bem conhecido e tem sido muito estudado tanto experimentalmente como teoricamente, e a maior parte do material já foi apresentada em outros trabalhos [1, 10, 42]. Nós o incluímos apenas por completeza. Porém o estudo das distribuições do mar de outros membros do octeto de bárions ainda é pouco comum. Alguns trabalhos [21, 22, 23] apresentam uma análise sobre a distribuição de partons no híperon  $\Sigma^+$ . Nós estamos interessados em saber se o mar de outros membros do octeto de bárions apresenta as mesmas propriedades que o mar do nucleon, e para isto fizemos neste capítulo um estudo de assimetria de sabor e assimetria quark-antiquark no  $\Sigma^+$  baseado no modelo de nuvem mesônica.

### 3.1 O próton

Como dito no capítulo 2, nós decompomos o próton nos seguintes estados de Fock possíveis:

$$|p\rangle = Z [ |p_0\rangle + |p_0\pi^0\rangle + |n\pi^+\rangle + |\Delta^0\pi^+\rangle + |\Delta^+\pi^0\rangle + |\Delta^{++}\pi^-\rangle + |\Lambda K^+\rangle + |\Sigma^0 K^+\rangle + |\Sigma^{0*} K^+\rangle + |\Sigma^+ K^0\rangle + |\Sigma^{+*} K^0\rangle ] \quad (3.4)$$

onde  $|p_0\rangle$  é o próton “caroço”. Nós consideramos apenas os mésons leves. A normalização relativa desses estados é a princípio fixada se os parâmetros da nuvem estão dados.  $Z$  é uma constante de normalização.

No estado  $|MB\rangle$ , o méson e o bárion têm momento fracionário  $y_M$  e  $y_B$  respectivamente. Por conservação de momento temos que  $y_M + y_B = 1$ . As funções de distribuição

do méson e do bárion devem então se relacionar por

$$f_{M/MB}(y) = f_{B/MB}(1 - y) \quad (3.5)$$

para qualquer  $y$ , se a aproximação acima for verdadeira. Isto garante uma igualdade entre os números de mésons ( $n_M$ ) e o número de bárions ( $n_B$ ) dentro da nuvem:

$$n_M = \sum_{MB} \int_0^1 dy f_{M/MB}(y), \quad (3.6)$$

$$n_B = \sum_{MB} \int_0^1 dy f_{B/MB}(y),$$

Em muitos trabalhos a magnitude da multiplicidade  $n$  tem sido considerada uma medida de validade do MCM na sua formulação padrão com estados  $|MB\rangle$ . Se esta multiplicidade for muito grande ( $\approx 1$ ) então não há justificativa para truncar a expansão de Fock em estados contendo apenas um méson, como uma expansão que converge. Em nosso trabalho nós verificamos estas multiplicidades e constatamos que elas são pequenas ( $n \leq 0.33$ ), garantindo assim a convergência desejada.

A função de splitting  $f_{M/MB}(y)$ , que representa a densidade de probabilidade de encontrar um méson na nuvem com momento fracionário  $y$ , é dada pela equação (2.25) derivada no capítulo anterior.

Nos cálculos nós precisamos dos fatores de forma bárion-méson-bárion que aparecem nas funções de splitting. Seguindo uma aproximação fenomenológica nós usamos a forma de dipolo:

$$F_{MBp}(t) = \left( \frac{\Lambda_{MBp}^2 - m_M^2}{\Lambda_{MBp}^2 - t} \right)^2 \quad (3.7)$$

onde  $\Lambda_{MBp}$  é o parâmetro de cutoff do fator de forma.

Na referência [46] é apresentada uma parametrização para o fator de forma dependente da massa invariante  $\mathcal{M}$  do sistema:

$$F(\mathcal{M}^2) = \frac{\Lambda^2 + M^2}{\Lambda^2 + \mathcal{M}^2} \quad (3.8)$$

onde

$$\mathcal{M}^2 = (p_M + p_B)^2 = \frac{K_\perp + M_M^2}{y} + \frac{K_\perp + M_B^2}{1-y} \quad (3.9)$$

Segundo os autores, este tipo de construção garante que as relações 3.5 e 3.6 sejam satisfeitas, uma vez que a massa invariante está relacionada à virtualidade do méson ( $t = p_M - p_N$ ) e do bárion ( $u = p_B - p_N$ ) por  $\mathcal{M}^2 + t + u = M^2 + M_M^2 + M_B^2$ , e portanto um fator de forma que seja uma função de  $\mathcal{M}^2$  terá automaticamente a simetria correta entre os canais  $t$  e  $u$ .

Em nosso trabalho nós optamos pela forma de dipolo que é uma forma mais recorrente na literatura e assumimos que as relações (3.5) e (3.6) continuam válidas.

## 3.2 Distribuições de partons

A partir das “splitting functions”, nós podemos calcular a distribuição de antiquarks no próton vinda da nuvem através da convolução

$$\bar{q}_f(x) = \sum_{MB} \int_x^1 \frac{dy}{y} f_{M/MB}(y) \bar{q}_f^M\left(\frac{x}{y}\right) \quad (3.10)$$

onde  $\bar{q}_f^M$  é a distribuição do antiquark de valência de sabor  $f$  no méson. Uma expressão análoga é válida para a distribuição de quarks.

Para efeito de completeza nós incluímos neste capítulo as distribuições dos quarks de valência usadas em nossos cálculos. As distribuições de partons LO no pión são dadas pela parametrização GRV98 [19]:

$$x q_v^\pi(x, Q^2) = N x^a (1 + A \sqrt{x} + Bx)(1-x)^D, \quad (3.11)$$

e nós negligenciamos o mar contido no méson, i.e.,

$$\bar{d}^{\pi^+} = u^{\pi^+} = \bar{u}^{\pi^-} = d^{\pi^-} = \frac{1}{2} q_v^\pi, \quad \bar{u}^{\pi^0} = u^{\pi^0} = \bar{d}^{\pi^0} = d^{\pi^0} = \frac{1}{4} q_v^\pi, \quad (3.12)$$

com

$$N = 1.212 + 0.498 s + 0.009 s^2, \quad a = 0.517 - 0.020 s, \quad A = -0.037 - 0.578 s,$$

$$B = 0.241 + 0.251 s, \quad D = 0.383 + 0.624 s, \quad (3.13)$$

onde

$$s \equiv \ln \left( \frac{\ln [Q^2/\Lambda^2]}{\ln [\mu_{LO}^2/\Lambda^2]} \right), \quad (3.14)$$

é calculado para  $\mu_{LO} = 0.26\text{GeV}^2$  e  $\Lambda^2 = (0.204\text{GeV})^2$ , válido para  $0.31 \leq s \leq 2.2$  (i.e.  $0.5 \leq Q^2 \leq 10^5\text{GeV}^2$ ) e  $10^{-5} \leq x < 1$ . Em nossos cálculos nós utilizamos  $Q^2 = (1.6\text{GeV})^2$ .

Para as distribuições de partons LO no kaon nós também usamos a parametrização GRV98 [19]:

$$\bar{u}^{K^-} = u^{K^+} = d^{K^0} = \bar{d}^{\bar{K}^0} = 0.541 (1-x)^{0.17} q_v^\pi, \quad \bar{s}^{K^+} = \bar{s}^{K^0} = s^{\bar{K}^0} = s^{K^-} = q_v^\pi - u^{K^+} \quad (3.15)$$

As distribuições de partons LO no próton são dadas pela parametrização CTEQ4L [52] em  $Q_0 = 1.6\text{GeV}$ :

$$x q^p(x, Q_0^2) = A_0 x^{A_1} (1-x)^{A_2} (1 + A_3 x^{A_4}) \quad (3.16)$$

Parton	$A_0$	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$
$x u_v^p$	1.226	0.443	3.465	7.589	1.146
$x d_v^p$	0.702	0.443	4.003	2.433	0.622
$x s(\bar{s})^p$	0.050	-0.200	6.877	5.644	1.000

**Tabela 3.2.I:** Parâmetros das distribuições de partons dados pela colaboração [52]

A partir da expressão 3.10 nós podemos calcular as distribuições de  $\bar{d}$  e  $\bar{u}$ , sua diferença  $\bar{d} - \bar{u}$ , e então a integral de Gottfried [14] dada por:

$$S_G = \frac{1}{3} - \frac{2}{3} \int_0^1 [\bar{d}(x) - \bar{u}(x)] dx \quad (3.17)$$

No caso da simetria  $SU(3)$ , ao estudarmos as fontes de sua quebra, vamos considerar primeiro as massas experimentais dos mésons e bárions (elas quebram  $SU(3)$ ) e os outros ingredientes dos cálculos compatíveis com esta simetria, isto é, as constantes de acoplamento seguem as relações de  $SU(3)$  e os parâmetros de cutoff são os mesmos para cada multipletto. É claro que cada subconjunto não estranho desses acoplamentos respeita a simetria  $SU(2)$  (simetria de isospin).

Os valores utilizados para as massas são  $m_p = m_n = 938\text{MeV}$ ,  $m_\pi = 138\text{MeV}$ ,  $m_K = 480\text{MeV}$ ,  $m_\Delta = 1232\text{MeV}$ ,  $m_\Lambda = 1116\text{MeV}$  e  $m_\Sigma = 1189\text{MeV}$ . As constantes de acoplamento do octeto são dadas pelas expressões na tabela 3.2.II [53], onde  $g_{p\pi^0 p} = -13.45$  [54, 55]. Para as constantes de acoplamento do decupeto na tabela 3.2.III, onde  $g_{p\Delta^0\pi^+} = 28.6/6^{1/2}$  [56, 57], nós também usamos as relações padrão de  $SU(3)$  entre os acoplamentos [53].

$g_{pK^+\Lambda}$	$-\frac{1}{\sqrt{3}}(3 - 2\alpha_D)g_{p\pi^0 p}$
$g_{pK^+\Sigma^0}$	$(2\alpha_D - 1)g_{p\pi^0 p}$
$g_{pK^0\Sigma^+}$	$\sqrt{2}(2\alpha_D - 1)g_{p\pi^0 p}$
$g_{p\pi^+n}$	$\sqrt{2}g_{p\pi^0 p}$

Tabela 3.2.II: Constantes de acoplamento do octeto.

$g_{p\Sigma^0 K^+}$	$\frac{\sqrt{2}}{2}g_{p\Delta^0\pi^+}$
$g_{p\Sigma^+ K^0}$	$g_{p\Delta^0\pi^+}$
$g_{p\Delta^+\pi^0}$	$\sqrt{2}g_{p\Delta^0\pi^+}$
$g_{p\Delta^+\pi^-}$	$\sqrt{3}g_{p\Delta^0\pi^+}$

Tabela 3.2.III: Constantes de acoplamento do decupeto.

Muitos dos trabalhos [1, 10, 42] feitos sobre este assunto indicam que os parâmetros de cutoff devem ser soft ( $\Lambda \approx 1\text{GeV}$  na forma de dipolo). Na verdade, em nossa tentativa [3] de obter uma descrição simultânea da diferença  $\Delta(x)$ , da razão  $R(x)$  e do espectro de píons e kaons como função de  $x_F$  nós temos:

$$\Lambda_{oct} = 1.10 \text{ GeV}; \quad \Lambda_{dec} = 1.07 \text{ GeV} \quad (3.18)$$

onde  $\Lambda_{oct}$  e  $\Lambda_{dec}$  são os parâmetros de cutoff para todos os vértices octeto e decupeto respectivamente.

Partindo da definição  $R(x) = \bar{d}(x)/\bar{u}(x)$  podemos fazer as seguintes manipulações matemáticas:

$$R(x) = \frac{\bar{d}(x)}{\bar{u}(x)} = \frac{\bar{d}(x)}{\bar{u}(x)} \cdot \frac{2(\bar{d}(x) + \bar{u}(x))}{2(\bar{d}(x) + \bar{u}(x))} = \frac{2\bar{d}(x)}{\bar{d}(x) + \bar{u}(x)} \cdot \frac{\bar{d}(x) + \bar{u}(x)}{2\bar{u}(x)} =$$

$$\frac{\frac{2\bar{d}(x)}{\bar{d}(x)+\bar{u}(x)}}{\frac{2\bar{u}(x)}{\bar{d}(x)+\bar{u}(x)}}} = \frac{\frac{\bar{d}(x)+\bar{d}(x)+\bar{u}(x)-\bar{u}(x)}{\bar{d}(x)+\bar{u}(x)}}{\frac{\bar{u}(x)+\bar{u}(x)+\bar{d}(x)-\bar{d}(x)}{\bar{d}(x)+\bar{u}(x)}}} = \frac{\frac{\bar{d}(x)+\bar{u}(x)+\bar{d}(x)-\bar{u}(x)}{\bar{d}(x)+\bar{u}(x)}}{\frac{\bar{d}(x)+\bar{u}(x)-\bar{d}(x)+\bar{u}(x)}{\bar{d}(x)+\bar{u}(x)}}} = \frac{1 + \frac{\bar{d}(x)-\bar{u}(x)}{\bar{d}(x)+\bar{u}(x)}}{1 - \frac{\bar{d}(x)-\bar{u}(x)}{\bar{d}(x)+\bar{u}(x)}}$$

De onde concluímos que:

$$R(x) = \frac{1 + \Delta(x)/\Sigma(x)}{1 - \Delta(x)/\Sigma(x)}, \quad (3.19)$$

onde  $\Delta(x) = \bar{d}(x) - \bar{u}(x)$  e  $\Sigma(x) = \bar{d}(x) + \bar{u}(x)$  é a distribuição total de antiquarks, que pode ser obtida de qualquer parametrização de distribuição de partons.

Nós podemos ver, a partir das linhas tracejadas da figura 3.1 a) e b), que não é possível obter uma descrição quantitativa simultânea da razão e da diferença, usando apenas o MCM, indicando que alguma outra fonte não perturbativa de assimetria se mostra necessária. Além disso, nós verificamos que é crucial para nossa discussão sobre quebra de simetria  $SU(3)$  que os cutoffs sejam todos iguais para os membros de um mesmo multiplete inclusive os que envolvem produção de estranheza. Os valores usados para cada multiplete podem ser diferentes, fazendo com que todos os vínculos impostos pela convergência da expansão de Fock, pelos dados da produção inclusiva de mésons e qualquer outra informação experimental sejam satisfeitos. Em todos os casos nós escolhemos conjuntos de cutoffs fixos para reproduzir os dados experimentais da colaboração  $E866$  e os resultados apresentados aqui, os quais incluem o setor estranho, são previsões do modelo.

Como foi mencionado, é necessário que haja alguma outra fonte não perturbativa de assimetria para descrevê-los por completo. O caminho natural é considerar os efeitos da estatística de Fermi dos quarks, como sugerido por Field e Feynman [58], e implementada recentemente de um modo quantitativo [42]. A idéia é que, como o próton é em primeira instância um estado  $uud$ , é mais fácil tirar um par  $d\bar{d}$  do mar do que um par  $u\bar{u}$ . Isto ocorre porque há mais estados vazios para a inserção de um quark  $d$  do que para a inserção de um quark  $u$ . Seguindo a referência [42] nós adotamos a seguinte parametrização para o efeito de Pauli blocking (PB):

$$(\bar{d} - \bar{u})^{PB}(x) = \Delta^{PB}(n+1)(1-x)^n \quad (3.20)$$

Essa contribuição é adicionada à diferença  $\bar{d} - \bar{u}$  obtida com o modelo de nuvem, calculada a partir da equação (3.10).

As linhas sólidas na fig. 3.1 a) e b) mostram o efeito combinado do MCM e PB para  $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$  e  $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$ , como função de  $x$ , usando  $\Delta^{PB} = 0.017$  e  $n = 10$ . A linha tracejada mostra o efeito da nuvem mesônica sozinha. Os pontos experimentais são da colaboração E866 [7, 8], onde a parametrização CTEQ [52] para  $\bar{d}(x) + \bar{u}(x)$  foi usada em (3.19) para relacionar  $\Delta(x)$  e  $R(x)$ . Nossos resultados confirmam cálculos análogos feitos previamente por Melnitchouk, Speth e Thomas [42], porém, como pode ser visto comparando a nossa figura 3.1 com a deles (figura 3.2), a intensidade da nossa contribuição PB é muito menor. A diferença acontece porque nós usamos um número maior de estados de Fock em nossa decomposição do próton e conseqüentemente encontramos diferentes valores para os parâmetros de cutoff. Nós também usamos uma parametrização um pouco diferente para os fatores de forma.

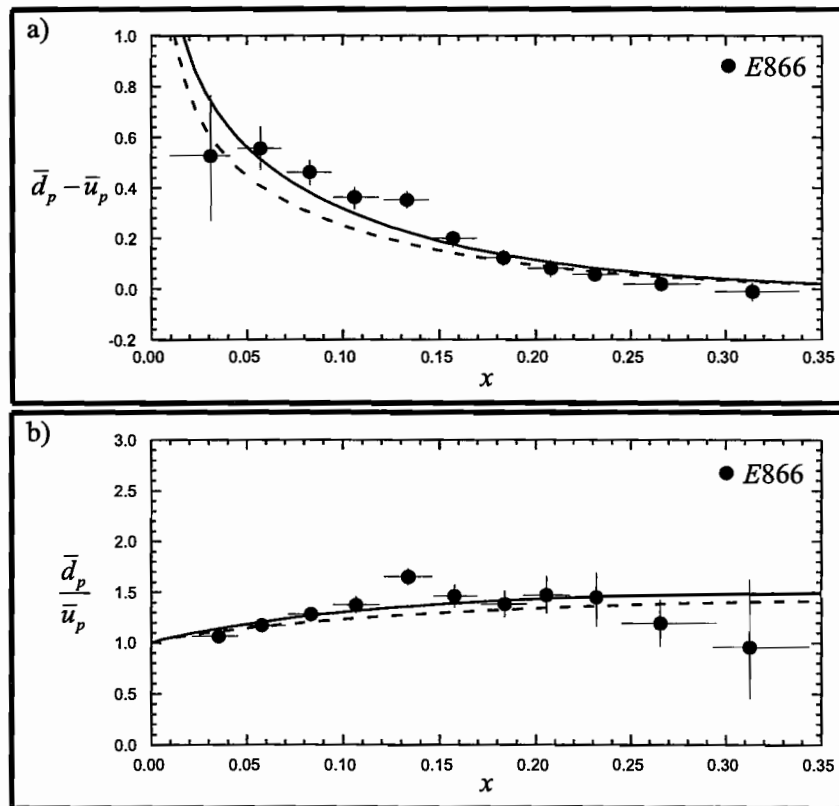


Figura 3.1: a)  $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$  calculado pela equação (3.10) comparado com dados da E866; b) o mesmo que a) para a razão  $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$ . As linhas tracejadas representam os resultados sem Pauli blocking.

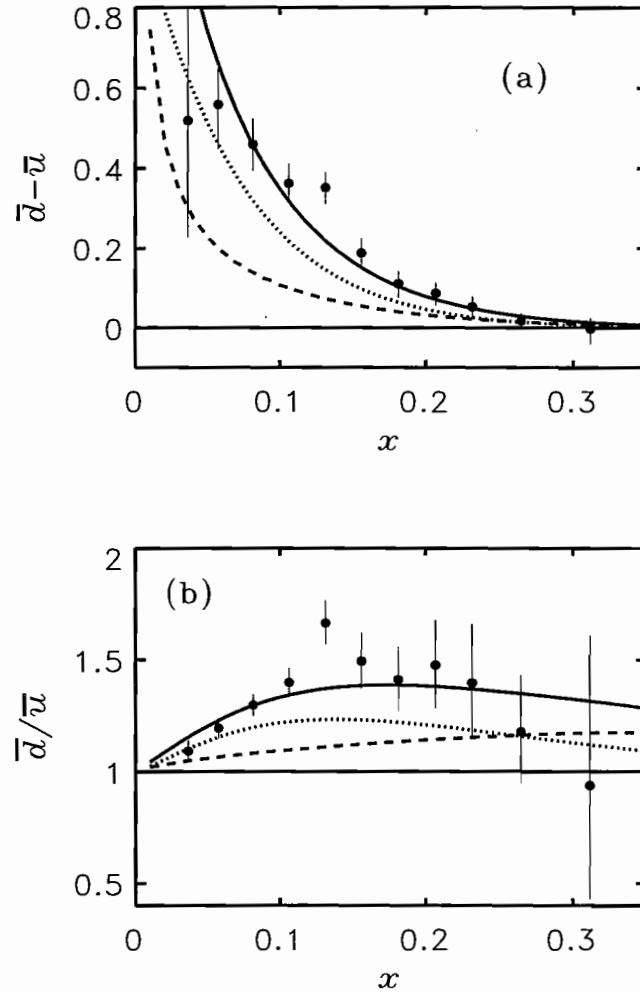


Figura 3.2: a)  $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$  calculado pelo MCM (linha tracejada) e pelo Pauli BlockinHg (linha pontilhada), e a combinação dos dois efeitos (linha cheia) comparada com dados da E866. b) O mesmo de a) para a razão  $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$ . Figura retirada da referência [42].

Quando trabalhamos com distribuição de partons do mar devemos enfatizar que as contribuições perturbativas para as diferenças  $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$  e  $\bar{s}(x) - \bar{u}(x)$  devem se cancelar se a produção de partons do mar que vem do “splitting” de gluons não faz distinção entre pequenas massas, incluindo a massa do quark estranho. Portanto qualquer desvio de  $\kappa_2$  e  $\kappa_3$  de 1 deve ter uma origem não perturbativa. Como a nuvem é a principal contribuição não perturbativa, pode-se ter uma medida bastante confiável desta contribuição quando se calcula as diferenças nas distribuições do mar. A fig. 3.1 sustenta esta visão. As razões,



por outro lado, também incluem as contribuições perturbativas. Assim, para calcularmos  $\kappa_2$  incluindo estas contribuições, nós usamos o fato que  $\int_0^1 dx x [\bar{d}(x) - \bar{u}(x)] \neq 0$  apenas para os efeitos não perturbativos, e reescrevemos (3.1) como:

$$\kappa_{(2)} = 1 + \frac{\int_0^1 dx x [\bar{d}(x) - \bar{u}(x)]^{NP}}{\int_0^1 dx x \bar{u}(x)}, \quad (3.21)$$

onde no denominador nós usamos a parametrização da CTEQ [52] para a integral da distribuição dos quarks  $\bar{u}$ . O valor obtido é:

$$\kappa_{(2)} = 1.22, \quad (3.22)$$

que é compatível com o valor citado na introdução de  $\kappa_{(2)} \approx 1.3$ .

Para a regra de soma de Gottfried (3.17), nós obtemos  $S_G = 0.255$  que é comparável ao valor experimental obtido pela New Muon Collaboration [15] de  $0.235 \pm 0.026$ . O cálculo da multiplicidade dado por (3.6) dá  $n_{\pi N} \approx 0.30$  e  $n_{\pi \Delta} \approx 0.27$ .

Antes de passarmos para o setor estranho é importante notar que este valor de  $\kappa_2$  indica uma violação da simetria de sabor  $SU(2)$  no próton que não está em conflito com a simetria de carga  $SU(2)$  entre o próton e o neutrón. A simetria de carga  $SU(2)$  ainda permanece no MCM. Para verificar isto, é suficiente escrever os termos dominantes da expansão de Fock para a nuvem do neutrón

$$|n\rangle = Z [ |n_0\rangle + |n_0\pi^0\rangle + |p\pi^-\rangle + |\Delta^0\pi^0\rangle + |\Delta^+\pi^-\rangle + |\Delta^-\pi^+\rangle ], \quad (3.23)$$

e perceber que, uma vez que as constantes de acoplamento respeitam  $SU(2)$ , segue que  $g_{np\pi^-} = g_{pn\pi^+}$ ;  $g_{n\Delta^-\pi^+} = -g_{p\Delta^{++}\pi^-}$  e  $g_{n\Delta^+\pi^-} = -g_{p\Delta^0\pi^+}$ . Quando substituímos estas relações em (2.25) e usamos  $m_p = m_n$  temos como conclusão que  $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$  no próton é exatamente igual à  $\bar{u}(x) - \bar{d}(x)$  no neutrón.

Nas fig. 3.3 a-c) nós mostramos, respectivamente,  $xs(x)$  (comparado com  $x\bar{s}(x)$ ),  $x[s(x) - \bar{s}(x)]$  (decomposto nas contribuições octeto e decupletos) e  $s(x) - \bar{s}(x)$  como função de  $x$ . Usando simetria  $SU(3)$  para bárions, nós assumimos que a distribuição dos quarks de valência  $s(x)$  nos híperons é a mesma dos quarks de valência  $d(x)$  nos prótons [22]. A distribuição de quarks  $s(x)$  é mais dura que a de  $\bar{s}(x)$  pois ele está dentro de um bárion estranho da nuvem, que por ser pesado sempre carrega mais momento do que o méson associado a ele, conclusão esta corroborada por outros autores [44]. Na

figura 3.3 b) nós podemos apreciar quão significativa é a contribuição do decuplete para a assimetria  $x(s(x) - \bar{s}(x))$ , que está plotada na fig. 3.3 c) contra os dados experimentais (área hachurada) [18].

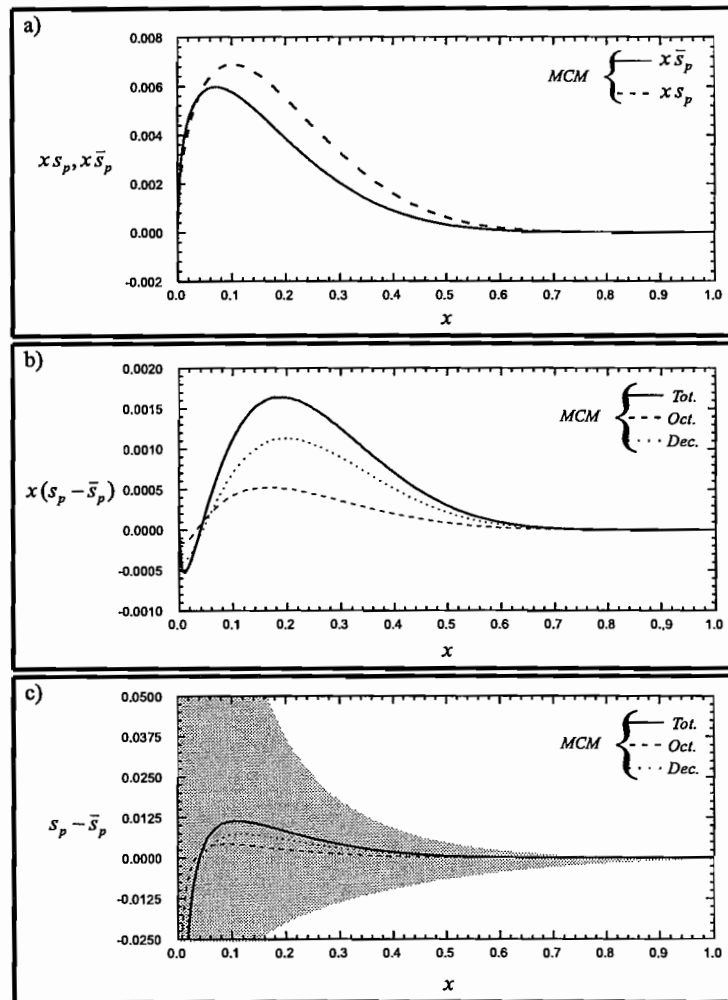


Figura 3.3: a)  $x\bar{s}(x)$  (linha sólida) e  $xs(x)$  (linha tracejada) no próton calculada com o MCM usando a eq. (3.10); b)  $x(s(x) - \bar{s}(x))$  no próton no MCM. As contribuições do octeto e decuplete estão representadas pelas linhas tracejadas e pontilhadas, respectivamente; c) o mesmo que b) para a diferença  $s(x) - \bar{s}(x)$ . A área hachurada corresponde ao intervalo de incerteza dos dados experimentais de [18].

Na figura 3.4 nós mostramos  $\bar{s}(x) - \bar{u}(x)$  no próton. Os pontos representam a parametrização CTEQ4 (círculos fechados), GRV98LO (círculos abertos) e MRS99-1 (quadrados) e a linha sólida mostra os resultados do MCM. As linhas tracejadas e pontilhadas mostram as contribuições do octeto e do decupeto para o MCM, respectivamente.

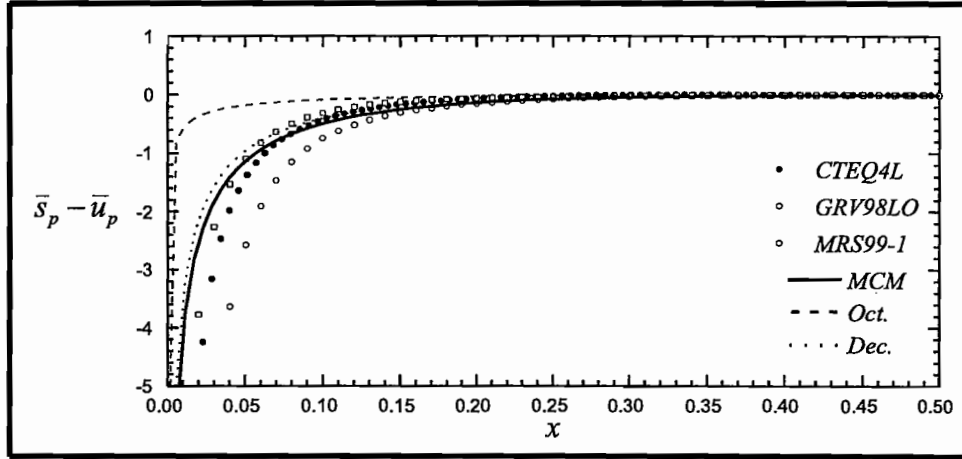


Figura 3.4:  $\bar{s}(x) - \bar{u}(x)$  no próton extraída de diversas parametrizações e a curva resultante do MCM (linha sólida). As contribuições do octeto e decupeto são as linhas tracejada e pontilhada, respectivamente.

A partir desta figura, nós podemos ver que a contribuição do decupeto é significativa, e então deve ser incluída em qualquer estudo de quantidades não singleto envolvendo a distribuição de quarks estranhos. Quando extendemos nossa análise de 2 para 3 sabores, nós podemos definir uma quantidade análoga à diferença  $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$ , i.e., uma quantidade que estime quão bloqueada é a produção de quarks estranhos comparada à produção de quarks não estranhos:  $\bar{d}(x) + \bar{u}(x) - s(x) - \bar{s}(x)$ . Note que, do ponto de vista da QCD perturbativa, esta quantidade deveria ser zero, (apesar talvez de algum pequeno efeito de massa). Portanto, se nossa visão de mar do próton não perturbativo gerado por mésons e Pauli-blocking está correta, esta diferença deveria também ser bem descrita pelo MCM. Nós mostramos nossos resultados na figura 3.5, e podemos ver que nossa curva vinda do MCM (linha sólida) é compatível (ainda que na extremidade inferior) com os valores obtidos por diferentes parametrizações para a função de distribuição de partons. Nós então concluímos que a proporção de quarks estranhos e não estranhos calculadas pelo MCM é compatível com o que as parametrizações padrão para distribuição de partons nos dizem. Como ilustração nós também mostramos, nas linhas tracejadas, como deveriam

ser  $\bar{d}(x) + \bar{u}(x) - s(x) - \bar{s}(x)$  no limite de simetria  $SU(3)$ , que será definido em (3.28).

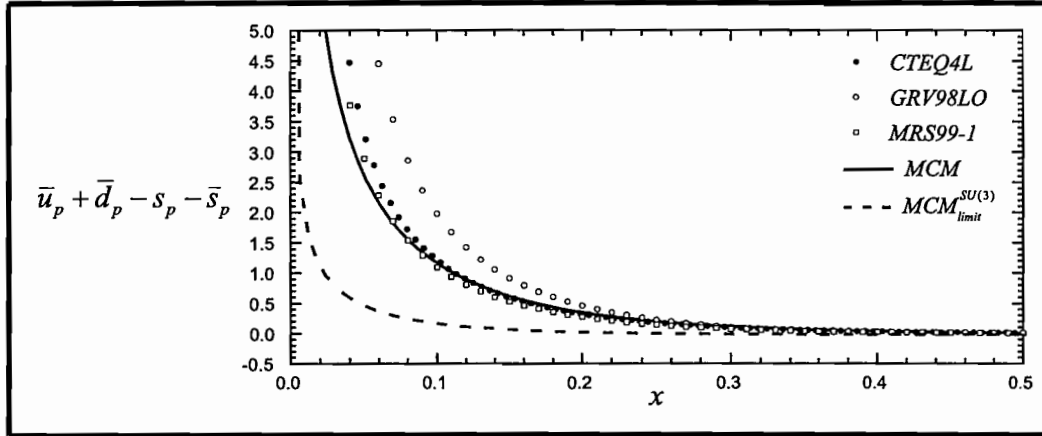


Figura 3.5:  $\bar{u}(x) + \bar{d}(x) - s(x) - \bar{s}(x)$  no próton extraída de diversas parametrizações e o resultado do MCM (linha sólida). A linha tracejada é o MCM no limite  $SU(3)$ .

A combinação da distribuição de partons mostrada na figura 3.5 é útil para o cálculo do fator  $\kappa_{(3)}$ . Na verdade, o numerador e o denominador de (3.2) podem ser reescritos, como antes, como a soma das contribuições perturbativas (P) e não perturbativas (NP):

$$\int_0^1 dx x [s + \bar{s}](x) = \int_0^1 dx x [(s + \bar{s})^P + (s + \bar{s})^{NP}](x), \quad (3.24)$$

$$\int_0^1 dx x [\bar{u} + \bar{d}](x) = \int_0^1 dx x [(\bar{u} + \bar{d})^P + (\bar{u} + \bar{d})^{NP}](x). \quad (3.25)$$

Subtraindo (3.25) de (3.24), dividindo ambos os lados por (3.25), e assumindo que todas as contribuições perturbativas se cancelem no numerador, nós escrevemos  $\kappa_{(3)}$  como

$$\kappa_{(3)} = 1 + \frac{\int_0^1 dx x [s + \bar{s}]^{NP}(x) - \int_0^1 dx x [\bar{u} + \bar{d}]^{NP}(x)}{\int_0^1 dx x [\bar{u} + \bar{d}](x)}, \quad (3.26)$$

onde, para fins de cálculos, como em (3.21), usamos a parametrização da CTEQ4 [52] no denominador. Na expressão acima, as quantidades não perturbativas são calculadas com o MCM. Usando os parâmetros descritos anteriormente nós obtivemos:

$$\kappa_{(3)} = 0.55, \quad (3.27)$$

que está razoavelmente de acordo com o valor dado pela colaboração CCFR [18], que é de  $0.37 \pm 0.05$  (LO) e  $0.47 \pm 0.05$  (NLO). Nós verificamos que o número obtido através do MCM pode variar da ordem de 10% se outras parametrizações forem usadas. Escolhendo a *GRV98* nós chegamos em  $\kappa_{(3)} = 0.57$  e com a *MRS99* encontramos  $\kappa_{(3)} = 0.54$ .

Os parâmetros da nuvem usados dão um bom acordo geral com as informações experimentais disponíveis. No entanto, eles não são únicos e diferentes conjuntos de parâmetros poderiam levar a resultados igualmente bons. Em particular nós gostaríamos de mencionar que nosso valor para  $g_{p\Delta^0\pi^+}$  é um pouco grande (apesar de ainda ser compatível com os dados) e, como mostrado em [42], um valor da ordem de 30% menor poderia ser mais apropriado. Nós repetimos nossos cálculos usando  $g_{p\Delta^0\pi^+} = 22.0/6^{1/2}$ . Os parâmetros de cutoff devem ser mudados para  $\Lambda_{oct} = 1.11$  GeV e  $\Lambda_{dec} = 1.15$  GeV, e as novas multiplicidades calculadas são  $n_{\pi N} \approx 0.30$  e  $n_{\pi\Delta} \approx 0.19$ . Por outro lado  $\kappa_{(3)} = 0.66$  com estes novos conjuntos de parâmetros implica em um acordo pior entre o modelo e os dados experimentais.

Nós agora tomamos o limite de simetria  $SU(3)$ , que significa em nosso caso massas iguais dentro de um mesmo multiplete, i.e.

$$\begin{aligned} m_{meson}^{oct} &= (m_{\pi} + m_K)/2, \\ m_{barion}^{oct} &= (m_p + m_n + m_{\Sigma} + m_{\Lambda})/4, \\ m_{barion}^{dec} &= (m_{\Sigma^*} + m_{\Delta})/2. \end{aligned} \tag{3.28}$$

Como  $\kappa_{(3)}$  mede a quantidade de quebra de simetria entre quarks estranhos e não estranhos, é notável que, dentro do limite de  $SU(3)$ , nós temos  $\kappa_{(3)} = 0.96$ , o que está em bom acordo com  $\kappa_{(3)} = 1$ . Nós vemos portanto que, fazendo a nuvem simétrica em  $SU(3)$ , nós recobramos a simetria de sabor  $SU(3)$  da distribuição de partons.

É de fundamental importância comparar o limite de simetria  $SU(3)$ , definido em (3.28), com um limite semelhante no caso de  $SU(2)$ . Note que para calcular a diferença  $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$  nós já usamos um limite semelhante ao de (3.28). Isto é, nós usamos apenas uma massa para o octeto de mésons,  $m_{\pi}$ , uma única massa para o octeto de bárions,  $m_p = m_N$  e uma única massa para o decuplete de bárions, pois apenas a  $\Delta$  é relevante no caso. A maior parte da diferença  $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$  vem então da diferença entre as massas do octeto e do decuplete de bárions. Nós verificamos que quando  $m_p \approx m_{\Delta}$ ,  $\kappa_{(2)} \approx 1$ . Para a diferença  $\bar{d}(x) + \bar{u}(x) - s(x) - \bar{s}(x)$  no entanto, a contribuição importante vem das

diferenças de massa dentro dos estados octeto e decuplete.

### 3.3 O sigma

Nós sabemos que a principal diferença entre o próton e o  $\Sigma^+$  é a substituição de um quark  $d$  por um quark  $s$ . Analisando as figuras 3.1 e 3.4 nós podemos concluir que, para o próton,  $\bar{d}(x) > \bar{u}(x) > \bar{s}(x)$ . Desta forma, nós devemos esperar a partir da simetria  $SU(3)$ , que a distribuição do mar do  $\Sigma^+$  seja  $\bar{s}(x) > \bar{u}(x) > \bar{d}(x)$ , e que  $x(\bar{d}(x) - \bar{u}(x))$  no próton seja igual à  $x(\bar{s}(x) - \bar{u}(x))$  no  $\Sigma^+$ . A seguir é apresentado o formalismo do MCM para o  $\Sigma^+$ , a partir do qual nós calculamos as suas distribuições de partons e comparamos com as do próton.

Para o bárion  $\Sigma^+$  nós consideramos a seguinte expansão:

$$|\Sigma^+ \rangle = Z [ |\Sigma_0^+ \rangle + |\Sigma^+\pi^0 \rangle + |\Sigma^0\pi^+ \rangle + |\Lambda^0\pi^+ \rangle + |p\bar{K}^0 \rangle + |\Xi^0K^+ \rangle + |\Delta^{++}K^- \rangle + |\Delta^+\bar{K}^0 \rangle + |\Sigma^{*+}\pi^0 \rangle + |\Sigma^{*0}\pi^+ \rangle + |\Xi^{*0}K^+ \rangle ] \quad (3.29)$$

Nós incluímos os estados  $|\Xi^0K^+ \rangle$  e os membros do decuplete de bárions na segunda linha de (3.29). Estes estados não foram considerados em [21] e os autores de [23] consideram apenas os estados de mais baixa ordem dos decupletos ( $\Sigma^{*+}\pi^0, \Sigma^{*0}\pi^+$ ). Será visto aqui que os estados do decuplete desempenham um papel importante na distribuição de partons como função de  $x$ , devido às suas grandes massas.

A distribuição de partons no  $\Sigma^+$  pode ser calculada através de (3.5)-(3.10), onde as mudanças relevantes de massas e acoplamentos devem ser feitas. Seguindo as etapas da seção 3.2, nós tomamos as constantes de acoplamento de acordo com as relações de  $SU(3)$  [53]. Portanto, para as constantes de acoplamento do octeto nós temos:

$g_{\pi^+\Lambda\Sigma^+}$	$\frac{2}{\sqrt{3}} 2\alpha_D g_{p\pi^0p}$
$g_{K^+\Sigma^+\Xi^0}$	$-g_{p\pi^0p}$
$g_{\Sigma^+\Sigma^+\pi^0}$	$2(1 - \alpha_D)g_{p\pi^0p}$
$g_{p\bar{K}^0\Sigma^+}$	$\sqrt{2}(2\alpha_D - 1)g_{p\pi^0p}$
$g_{\Sigma^+\pi^+\Sigma^0}$	$2(1 - \alpha_D)g_{p\pi^0p}$

enquanto que para as constantes de acoplamento do decuplete nós temos:

$g_{\Sigma^+\Delta^+\bar{K}^0}$	$g_{p\Delta^0\pi^+}$
$g_{\Sigma^+\Delta^{++}K^-}$	$\sqrt{3} g_{p\Delta^0\pi^+}$
$g_{\Sigma^+\Xi^0 K^+}$	$g_{p\Delta^0\pi^+}$
$g_{\Sigma^+\Sigma^0\pi^+}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}} g_{p\Delta^0\pi^+}$
$g_{\Sigma^+\Sigma^+\pi^0}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}} g_{p\Delta^0\pi^+}$

Para os parâmetros de cutoff, nós usamos os mesmos valores dados em (3.18).

Na figura 3.6 nós mostramos separadamente as contribuições dos estados de octeto e decuplete para  $x(\bar{d}(x) - \bar{u}(x))$  (a),  $x(\bar{d}(x) - \bar{s}(x))$  (b),  $x(\bar{u}(x) - \bar{s}(x))$  (c). As distribuições totais estão mostradas na figura 3.6 d) e elas podem ser comparadas com a figura 3.7 retirada da referência [21]. Qualitativamente nós estamos de acordo com eles. No entanto mudanças quantitativas podem ser observadas. Elas ocorrem por causa da inclusão dos estados decuplete que desempenham um papel importante, como pode ser visto nas figs. 3.6 b) e c).

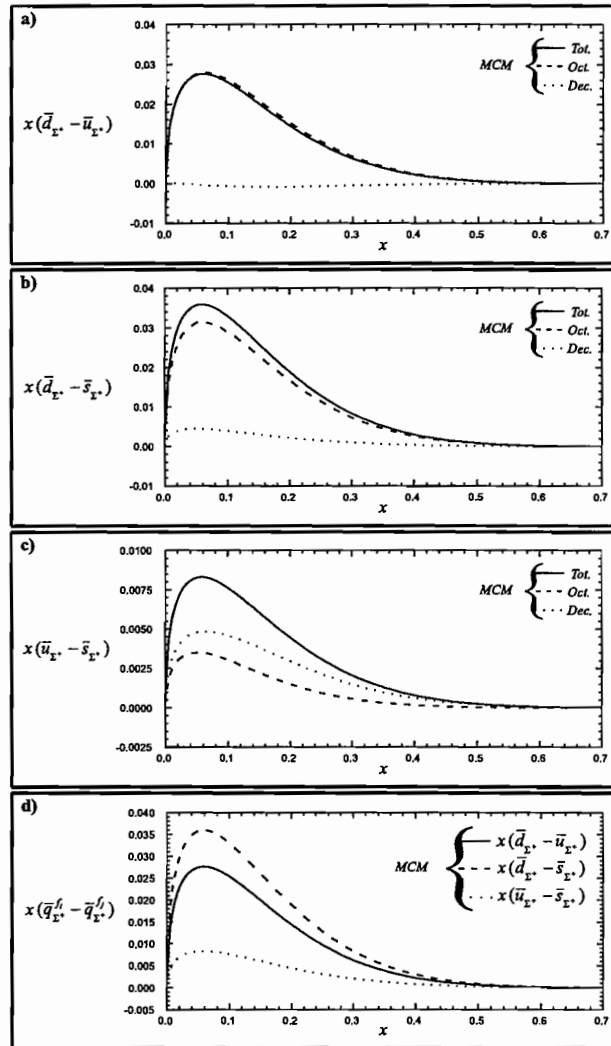


Figura 3.6: a)  $x(\bar{d}(x) - \bar{u}(x))$  no  $\Sigma^+$  calculada com o MCM (linha s3lida). As contribui33es do octeto e decuplete s3o as linhas tracejada e pontilhada, respectivamente; b) mesmo que a) para  $x(\bar{d}(x) - \bar{s}(x))$ ; c) mesmo de a)  $x(\bar{u}(x) - \bar{s}(x))$ ; d) Todas as curvas juntas, onde as contribui33es do decuplete e octeto foram somadas.



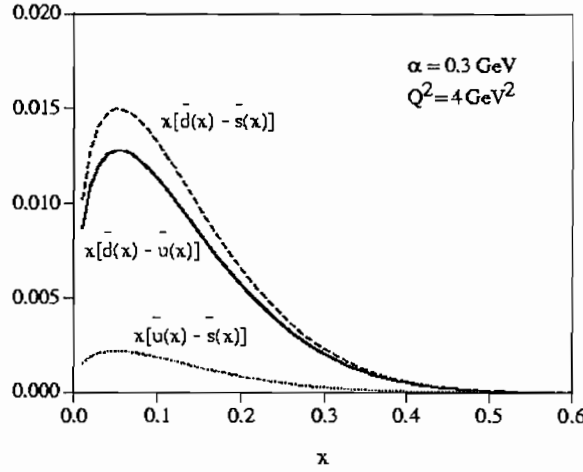


Figura 3.7:  $x(\bar{d}(x) - \bar{u}(x))$ ,  $x(\bar{d}(x) - \bar{s}(x))$  e  $x(\bar{u}(x) - \bar{s}(x))$  no  $\Sigma^+$ . Figura retirada da referência [21].

A comparação direta de  $x(\bar{d}(x) - \bar{u}(x))$  no próton (linha pontilhada) com  $x(\bar{s}(x) - \bar{u}(x))$  no  $\Sigma^+$  (linha ponti-tracejada), mostrada na figura 3.8, mostra a violação de simetria de carga no nível  $SU(3)$ . Uma grande discrepância é observada comparando as duas curvas. No modelo de quarks o  $\Sigma^+$  é um próton com um quark  $d$  substituído por um  $s$ , então intuitivamente nós poderíamos pensar que  $x(\bar{d}(x) - \bar{u}(x))$  no próton fosse igual à  $x(\bar{s}(x) - \bar{u}(x))$  no  $\Sigma^+$ . A diferença entre estas distribuições deve ser, em parte, atribuída à diferença de massa entre o quark  $d$  e o quark  $s$ .

Como visto na seção 3.2, o efeito P.B. é importante para descrever a assimetria de quarks leves do mar como função de  $x$ . A partir do ponto de vista da estatística de Fermi, o mesmo efeito pode estar presente no  $\Sigma^+$ , com o quark  $s$  desempenhando aqui o mesmo papel que o quark  $d$  no próton. Por conta da massa do quark  $s$ , a dependência em  $x$  do efeito P.B. no  $\Sigma^+$  pode não ser exatamente a mesma que no próton. Portanto para exemplificar o tamanho da correção vinda do P.B. nós também plotamos na figura 3.8 as distribuições considerando o efeito P.B. dado por (3.20). A linha sólida é para  $x(\bar{d}(x) - \bar{u}(x))$  no próton e a tracejada para  $x(\bar{s}(x) - \bar{u}(x))$  no  $\Sigma^+$ .

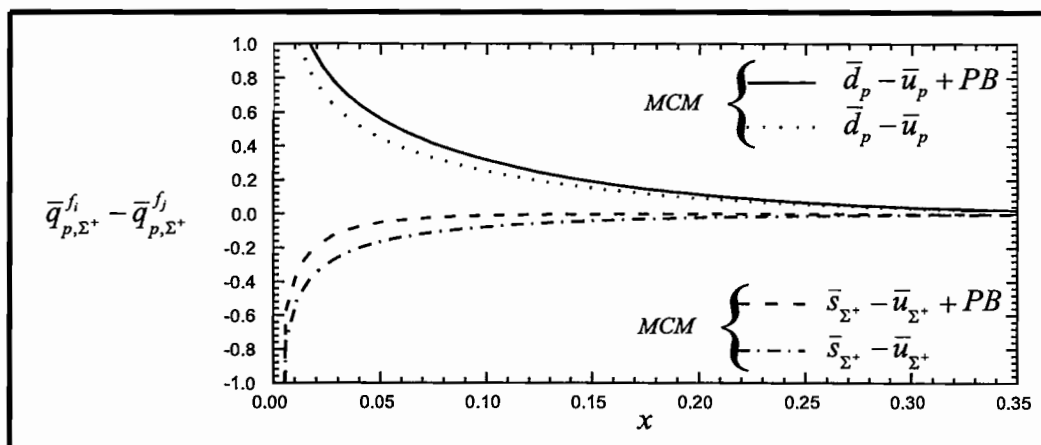


Figura 3.8:  $x(\bar{d}(x) - \bar{u}(x))$  no próton, com e sem Pauli Blocking (linha cheia e pontilhada, respectivamente) e  $(\bar{s}(x) - \bar{u}(x))$  no  $\Sigma^+$ , com e sem Pauli Blocking (linha tracejada e ponto-trazo, respectivamente). Todas calculadas com o MCM.

Parece também apropriado estender as comparações para  $d(x) - \bar{d}(x)$  no  $\Sigma^+$  e para  $s(x) - \bar{s}(x)$  no próton (ver figura 3.3-b). Nós apresentamos  $d(x) - \bar{d}(x)$  na figura 3.9, onde as contribuições do octeto e do decuplete são mostradas separadamente.

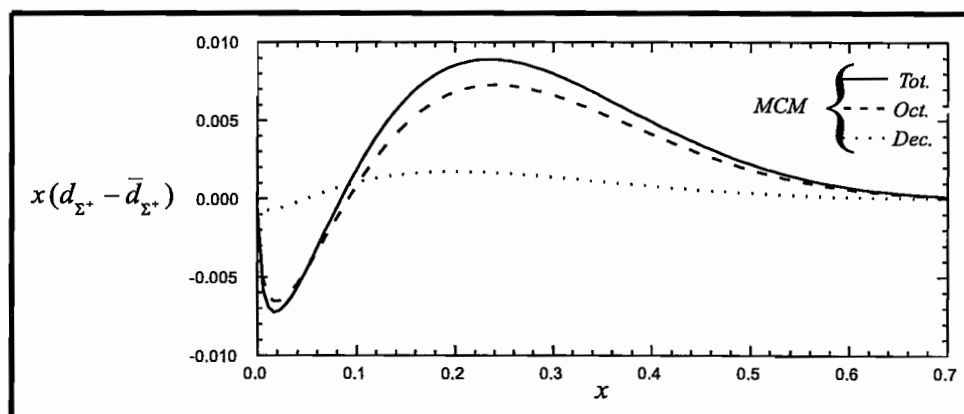


Figura 3.9:  $x(d(x) - \bar{d}(x))$  no  $\Sigma^+$  obtidos com o MCM. As contribuições do octeto e do decuplete estão representadas pelas linhas tracejadas e pontilhadas, respectivamente.

Na figura 3.10 nós mostramos ambas as diferenças e claramente nós podemos observar uma discrepância entre elas, que é novamente uma evidência de quebra de simetria de carga  $SU(3)$ .

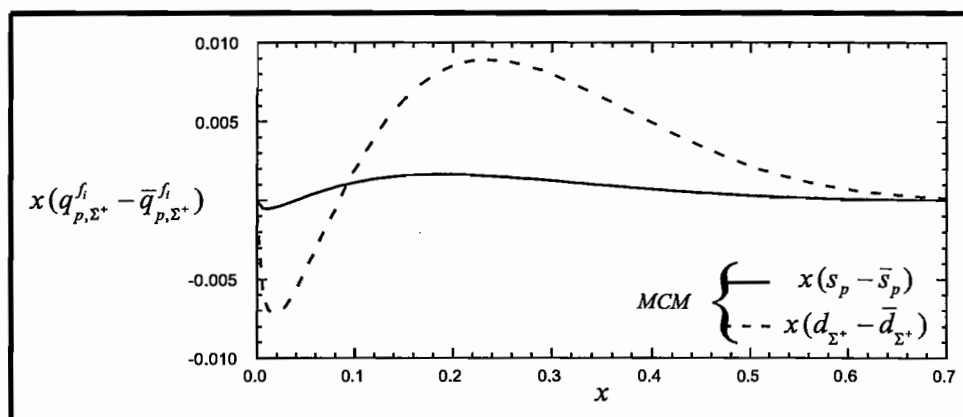


Figura 3.10:  $x(s(x) - \bar{s}(x))$  no próton (linha cheia) e  $x(d(x) - \bar{d}(x))$  no  $\Sigma^+$  (linha tracejada). Ambas as curvas foram obtidas através do MCM.

Finalmente, para comparar a quebra de simetria de sabor  $SU(3)$  nas distribuições de partons no mar do  $\Sigma^+$  e do próton, nós calculamos  $\kappa_{(3)}$  definida em (3.26). O denominador em (3.26) é governado pelas grandes contribuições perturbativas e é pouco afetado pela componente da nuvem. É então razoável assumir que ele é o mesmo para o próton e para o  $\Sigma^+$ . No numerador nós aproximamos  $\int dx x [s + \bar{s}]^{NP}$  por  $\int dx x [2\bar{s}]^{NP}$  para evitar incertezas associadas a  $s(x)$  no hyperon. O valor resultante para  $\kappa_{(3)}$  utilizando a nuvem (3.10) para calcular  $\bar{u}^{NP}$ ,  $\bar{d}^{NP}$  e  $\bar{s}^{NP}$  é então:

$$\kappa_3 \simeq 0.85 \quad (3.30)$$

Este valor de  $\kappa_{(3)}$  indica uma violação de simetria de sabor no  $\Sigma^+$  que é mais fraca que no próton, enquanto que as figuras 3.8-3.10 mostram uma violação da simetria de carga  $SU(3)$  entre o próton e o  $\Sigma^+$ . Ambas as simetrias são restauradas no limite de simetria  $SU(3)$  de (3.28), i.e.,  $\kappa_{(3)} \rightarrow 1$  e as curvas das figuras assumem o comportamento esperado, com  $d_{\Sigma^+} = s_p$  e  $\bar{d}_{\Sigma^+} = \bar{s}_p$ .

No contexto do MCM este resultado não é surpreendente. A expansão da nuvem do  $\Sigma^+$  envolve estados mais pesados que os da expansão do próton. Como consequência, a nuvem do  $\Sigma^+$  será suprimida em relação à nuvem do próton, como mostra a figura 3.11.

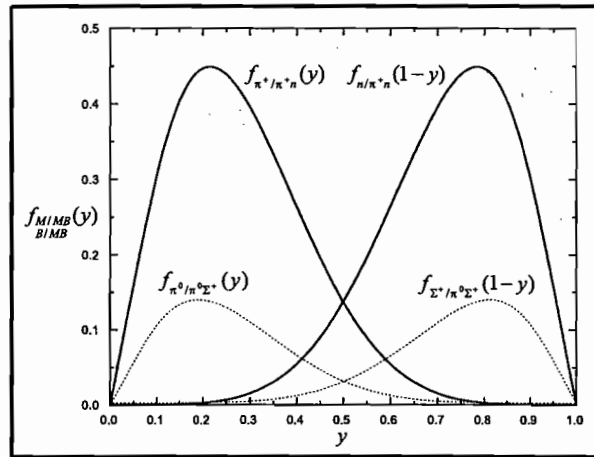


Figura 3.11: Funções de splitting da nuvem mesônica no próton (linha cheia) e no  $\Sigma^+$  (linha tracejada)

De fato, olhando para as multiplicidades nós observamos que as probabilidades associadas com os estados do hyperon são significativamente menores que as do próton. Além do mais os estados estranhos dentro do próton são mais pesados e suprimidos em relação aos estados não estranhos, e então nós esperamos (e de fato observamos) que  $\bar{d} > \bar{u} > \bar{s}$ . Desconsiderando os efeitos P.B. (que poderiam levemente inibir a produção de  $\bar{s}$  em comparação com a produção de  $\bar{d}$  no  $\Sigma^+$ ) nós esperaríamos o mesmo comportamento para o  $\Sigma^+$  e é exatamente isto o que encontramos. Quantitativamente a supressão de  $\bar{s}$  no  $\Sigma^+$  (com relação a  $\bar{d}$  ou  $\bar{u}$ ) ocorre porque todos os estados da nuvem contêm estranheza e são aproximadamente igualmente suprimidos. A supressão de  $\bar{s}$  no próton, (também com relação a  $\bar{d}$  ou  $\bar{u}$ ) é mais pronunciada devido à diferença de massa entre os estados estranhos e não estranhos da nuvem.

## Capítulo 4

# O fator de forma eletromagnético do pión

O fator de forma eletromagnético do pión tem sido objeto de intensa investigação tanto teórica quanto experimental. Embora seu comportamento assintótico seja bem conhecido [59]:

$$F_{\pi}(Q^2) = \frac{16\pi\alpha_s(Q^2)}{Q^2} f_{\pi}^2 \quad (Q^2 \rightarrow \infty)$$

onde  $\alpha_s(Q^2)$  é a constante de acoplamento forte da QCD e  $f_{\pi}$  é a constante de decaimento do pión, ainda existem algumas questões em aberto. Talvez a mais intrigante delas seja: por que os dados experimentais na região de  $Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$  ainda estão tão longe das expectativas da QCD perturbativa (pQCD)? Ou, equivalentemente, qual é a dinâmica não perturbativa responsável por este comportamento? Há algum tempo atrás suspeitava-se que a transição para o regime perturbativo da QCD deveria ocorrer em valores intermediários de  $Q^2$  ( $1 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$ ) [24, 60, 61]. No entanto, os dados experimentais [29] não apenas estão longe das previsões da QCD, mas não parecem estar se aproximando dela.

Cálculos da rede, apesar de seu rápido progresso [62], ainda não têm condições de responder à questão acima. Para tentar elucidar este assunto muitos modelos vêm sendo desenvolvidos. Uma série de modelos de quarks constituintes têm sido considerada [63, 64, 65, 66]. A maioria deles é baseada nas soluções da equação Bethe-Salpeter no light front com algumas aproximações e, em geral, chegam a um bom acordo com os

dados experimentais. Em uma outra linha, o modelo de instanton desenvolvido na Ref. [67] permitiu uma descrição razoável dos dados na região de  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ . Em uma aproximação parecida, a mesma conclusão foi encontrada em [68].

Neste capítulo nós consideramos a contribuição da nuvem mesônica do pión para o seu fator de forma eletromagnético. Este efeito hadrônico não perturbativo mostrou desempenhar um papel importante no fator de forma eletromagnético do nucleon [69, 70, 71, 72, 73]. Recentemente o efeito da nuvem mesônica foi considerado em estudos do fator de forma do pión na região timelike [74]. O méson  $\rho$ , proveniente do fóton, foi convertido em um loop virtual de píons. Usando a mesma aproximação e os mesmos tipos de vértices, nós vamos calcular a contribuição do loop de mésons para o fator de forma do pión na região spacelike [5, 6].

## 4.1 O modelo de nuvem para o pión

Da mesma forma que o nucleon, nós podemos representar o pión como sendo um pión “caroço” que pode flutuar em estados de Fock virtuais compostos por um méson pseudo-escalar (P) e um méson vetorial (V), tais como:

$$\begin{aligned}
 |\pi^- \rangle &= |\pi^- \rangle_0 + |\pi^- \rho^0 \rangle + |\pi^0 \rho^- \rangle + |K^- K^{0*} \rangle + |K^0 K^{-*} \rangle \\
 &+ \dots + |D^- D^{0*} \rangle + |D^0 D^{-*} \rangle + \dots
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

Assim, podemos entender a interação de um fóton com o pión como sendo a interação do fóton com o pión “caroço” mais a interação do fóton com os elementos constituintes da nuvem (P e V), como mostra a figura 4.1. Os círculos fechados e abertos na figura representam o fator de forma do pión vestido e o fator de forma do pión “caroço”, respectivamente. Geralmente a estrutura dos hádrons depende do seu conteúdo de quarks, de sua nuvem mesônica e de sua virtualidade. Olhando para a figura 4.1 e comparando o pión do lado esquerdo da igualdade com o pión da nuvem em 4.1a), nós podemos ver que o primeiro está na camada de massa enquanto o segundo é virtual. Além disso, o pión de 4.1a) é um pión “caroço” e o do lado esquerdo da igualdade é composto pelo pión “caroço” mais as correções da nuvem. Sendo assim, eles não são o mesmo objeto físico e não têm a mesma estrutura.

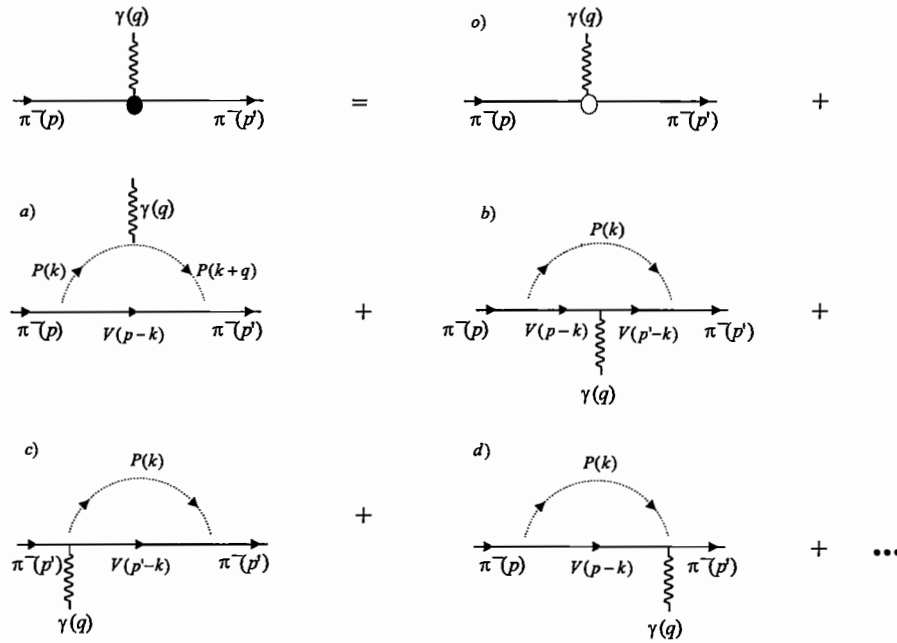


Figura 4.1: Interação fóton-píon no MCM

A rigor, nós também deveríamos considerar em nossos cálculos os estados de Fock intermediários contendo bárion-antibárion ( $|B\bar{B}\rangle$ ). Segundo a ref. [75], onde a nuvem foi utilizada para calcular a função de onda de mésons pseudoescalares, a contribuição vinda das flutuações de mésons em estados ( $MM'$ ) varia entre 10% e 26%, enquanto que a contribuição vinda das flutuações em estados contendo seis quarks ( $B\bar{B}$ ) é da ordem de 0.3%. Por esta razão nós não vamos fazer aqui esta análise completa, mas como curiosidade, e pensando no próximo capítulo, nós optamos por incluir os estados  $DD^*$  mostrados na segunda linha de (4.1). Eles são interessantes porque são massivos e compactos, sendo especialmente sensíveis a fótons de  $Q^2$  intermediários e contribuindo para o fator de forma do píon nesta região de  $Q^2$ .

## 4.2 O fator de forma do píon:

O fator de forma eletromagnético do píon é definido como

$$\langle \pi^-(p') | J_\mu | \pi^-(p) \rangle = e(p+p')_\mu F_\pi(q^2), \quad q = p' - p, \quad (4.2)$$

onde  $J_\mu$  é a corrente eletromagnética.

Para calcularmos os diagramas da figura 4.1, nós partimos da Lagrangeana da interação dada por:

$$\mathcal{L}_{\pi PV} = i g_{\pi PV} \left( P \vec{\tau} V^\mu - V^\mu \vec{\tau} P \right) \cdot \partial_\mu \vec{\pi} \quad (4.3)$$

A partir de  $\mathcal{L}$  podemos derivar as regras de Feynman que permitem calcular as funções de vértice,  $\Gamma_\mu$ , para cada um dos diagramas da figura 4.1, para todos os estados da Eq. (4.1). No caso onde um fóton de momento  $q$  se acopla com o méson pseudoescalar (P) de momento  $k$  da nuvem (figura 4.1 (a)), nós podemos escrever  $\Gamma_\mu(p, p')$  como:

$$\Gamma_\mu^{(a)}(p, p') = -i g^2 Q_P \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \Delta(k+q) \Delta(k) (2k+q)_\mu F(k) F(k+q) p'_\beta D^{\alpha\beta}(p-k) p_\alpha \quad (4.4)$$

e para o diagrama (b):

$$\Gamma_\mu^{(b)}(p, p') = i g^2 Q_V \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} F^2(k) \Delta(k) p'_\beta D^{\theta\beta}(p'-k) \times \left[ (p+p'-2k)_\mu g_{\theta\eta} - (p'-k)_\eta g_{\theta\mu} - (p-k)_\theta g_{\eta\mu} \right] D^{\alpha\eta}(p-k) p_\alpha \quad (4.5)$$

onde  $Q_P$  e  $Q_V$  são as cargas dos mésons pseudoescalar e vetorial respectivamente e  $\Delta(k)$  e  $D^{\alpha\beta}(p-k)$  são seus propagadores. Eles são dados por:

$$D^{\alpha\beta}(p-k) = \left[ \frac{g^{\alpha\beta} - (p-k)^\alpha (p-k)^\beta / m_V^2}{(p-k)^2 - m_V^2} \right] \quad \text{e} \quad \Delta(k) = \frac{1}{k^2 - m_P^2}$$

onde  $m_P$  e  $m_V$  são as massas dos mésons.

Para levar em consideração a extensão finita dos mésons nos loops da figura 4.1 nós incluímos fatores de forma nos vértices hadrônicos. Por simplicidade nós escolhemos aqui a forma de monopolo:

$$F(k) = \frac{m_P^2 - \Lambda^2}{k^2 - \Lambda^2} \quad (4.6)$$

onde  $\Lambda$  é o parâmetro de cutoff. Embora não haja nenhuma justificativa rigorosa para esta escolha, fatores de forma deste tipo já foram usados por exemplo na Ref. [74]. Estes fatores de forma tornam as integrais nos loops finitas.



Na presença de um campo eletromagnético a interação mesônica não-local das equações (4.3) e (4.6) dá origem a correntes de vértices. Para manter a invariância de gauge nós introduzimos o campo do fóton através da substituição mínima nos fatores de forma. Este procedimento gera acoplamentos não locais do tipo seagull (*s*) [76]. Eles são:

$$s_{\alpha\mu}^c = g Q_P p'_\alpha (q - 2k)_\mu \frac{F(k)}{(k - q)^2 - \Lambda^2} \quad (4.7)$$

para o diagrama (c) e

$$s_{\alpha\mu}^d = g Q_P p_\alpha (q + 2k)_\mu \frac{F(k)}{(k + q)^2 - \Lambda^2} \quad (4.8)$$

para o diagrama (d). Usando as expressões acima para escrevermos as funções  $\Gamma_\mu^s(p, p')$  para os diagramas (c) e (d) nós encontramos respectivamente:

$$\Gamma_\mu^{(c)s}(p, p') = ig^2 Q_P \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \Delta(k) F^2(k) \frac{1}{(k - q)^2 - \Lambda^2} p'_\beta D^{\alpha\beta}(p' - k) p'_\alpha (q - 2k)_\mu \quad (4.9)$$

e

$$\Gamma_\mu^{(d)s}(p, p') = -ig^2 Q_P \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \Delta(k) F^2(k) \frac{1}{(k + q)^2 - \Lambda^2} p_\beta D^{\alpha\beta}(p - k) p_\alpha (q + 2k)_\mu \quad (4.10)$$

Devido à presença da derivada na equação (4.3), a substituição mínima também gera acoplamentos corrente-vértice (*v*) mesmo se os fatores de forma mesônicos não estiverem presentes. São eles:

$$v^c = g \left( Q_D F(k - q) + Q_V F(k) \right) \quad (4.11)$$

para o diagrama (c) e

$$v^d = -g \left( Q_D F(k + q) + Q_V F(k) \right) \quad (4.12)$$

para o diagrama (d). Repetindo o procedimento acima, nós escrevemos as funções  $\Gamma_\mu^v(p, p')$

para os diagramas (c) e (d) usando (4.11) e (4.12):

$$\Gamma_{\mu}^{(c)v}(p, p') = ig^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \Delta(k) F(k) p'_{\beta} D^{\beta\mu}(p' - k) \left\{ Q_P F(k - q) + Q_V F(k) \right\} \quad (4.13)$$

e

$$\Gamma_{\mu}^{(d)v}(p, p') = ig^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \Delta(k) F(k) p_{\beta} D^{\beta\mu}(p - k) \left\{ Q_P F(k + q) + Q_V F(k) \right\} \quad (4.14)$$

A função de vértice total é dada pela soma:

$$\Gamma_{\mu} = \Gamma_{\mu}^{(a)} + \Gamma_{\mu}^{(b)} + \Gamma_{\mu}^{(c)s} + \Gamma_{\mu}^{(d)s} + \Gamma_{\mu}^{(c)v} + \Gamma_{\mu}^{(d)v}$$

O cálculo de todas as integrais em  $d^4k$  pode ser feito (vide Apêndice A) e o resultado pode ser escrito na forma:

$$\Gamma_{\mu}(p, p') = F_1(Q^2)p_{\mu} + F_2(Q^2)p'_{\mu}$$

O fator de forma eletromagnético do pión está associado ao termo

$$F_{\pi}^{+}(Q^2) = \frac{F_1(Q^2) + F_2(Q^2)}{2} \quad (4.15)$$

No apêndice A estão apresentados os detalhes dos cálculos das funções de vértice para cada um dos diagramas.

Apresentamos agora um argumento relacionado à consistência do formalismo apresentado até aqui. Para que a identidade de Ward Takahashi (W-T) seja satisfeita, devemos ter:

$$q^{\mu}\Gamma_{\mu} = Q_{\pi} \left( \Sigma(p) - \Sigma(p') \right) \quad (4.16)$$

onde  $Q_{\pi}$  é a carga do pión e

$$\Sigma(p) = -ig^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \Delta(k) F^2(k) p_{\beta} D^{\alpha\beta}(p - k) p_{\alpha} \quad (4.17)$$

Nós mostraremos a seguir que a inclusão dos termos (4.9), (4.10), (4.13) e (4.14) é fundamental para a verificação da Eq. (4.16).

Para o diagrama (a) da figura (4.1) nós temos:

$$q^\mu \Gamma_\mu^{(a)} = -ig^2 Q_P \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left[ \Delta(k) - \Delta(k+q) \right] F(k) F(k+q) p'_\beta D^{\alpha\beta}(p-k) p_\alpha \quad (4.18)$$

Para o diagrama (b):

$$q^\mu \Gamma_\mu^{(b)} = -ig^2 Q_V \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \Delta(k) F^2(k) p'_\beta \left[ D^{\alpha\beta}(p'-k) - D^{\alpha\beta}(p-k) \right] p_\alpha \quad (4.19)$$

Para o acoplamento seagull dos diagramas (c) e (d):

$$\begin{aligned} q^\mu \Gamma_\mu^{(s)} = & -ig^2 Q_P \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \Delta(k) F(k) \times \\ & \left[ -p'_\beta D^{\alpha\beta}(p'-k) p'_\alpha \left( F(k) - F(k-q) \right) \right. \\ & \left. + p_\beta D^{\alpha\beta}(p-k) p_\alpha \left( F(k) - F(k+q) \right) \right] \end{aligned} \quad (4.20)$$

E para o acoplamento com o vértice dos diagramas (c) e (d):

$$\begin{aligned} q^\mu \Gamma_\mu^{(v)} = & -ig^2 Q_P \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \Delta(k) F(k) \\ & \left[ -F(k-q) p'_\beta D^{\alpha\beta}(p'-k) q_\alpha - F(k+q) p_\alpha D^{\alpha\beta}(p-k) q_\beta \right] \\ & -ig^2 Q_V \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \Delta(k) F^2(k) \\ & \left[ -p'_\beta D^{\alpha\beta}(p'-k) q_\alpha - p_\alpha D^{\alpha\beta}(p-k) q_\beta \right] \end{aligned} \quad (4.21)$$

Somando-se as expressões (4.18), (4.19), (4.20) e (4.21) nós encontramos:

$$\begin{aligned} q^\mu \Gamma_\mu &= -ig^2 Q_P \int d^4 k \Delta(k) F^2(k) \left[ p_\beta D^{\alpha\beta}(p-k) p_\alpha - p'_\beta D^{\alpha\beta}(p'-k) p'_\alpha \right] \\ & -ig^2 Q_V \int d^4 k \Delta(k) F^2(k) \left[ p_\beta D^{\alpha\beta}(p-k) p_\alpha - p'_\beta D^{\alpha\beta}(p'-k) p'_\alpha \right] \\ &= Q_P \left( \Sigma(p) - \Sigma(p') \right) + Q_V \left( \Sigma(p) - \Sigma(p') \right) \end{aligned} \quad (4.22)$$

Pela conservação de carga,  $Q_P + Q_V = Q_\pi$ , e assim nós temos:

$$q^\mu \Gamma_\mu = Q_\pi \left( \Sigma(p) - \Sigma(p') \right)$$

Como pode ser visto no último termo da expressão (4.4), nós estamos usando um acoplamento de partícula puntiforme para o vértice pión virtual - fóton - pión virtual (Fig. 4.1a). Uma vez que este pión tem alguma estrutura, nós deveríamos introduzir um fator de forma neste acoplamento, dado pela estrutura de quarks (já presente no pión “caroço”). No entanto, nosso interesse é apenas no fator de forma, e não em modelos para o pión virtual “caroço”. O mais simples e consistente procedimento é tomar, como nós fizemos, um acoplamento de partícula puntiforme e ter em mente que isto irá maximizar a contribuição da nuvem, uma vez que qualquer fator de forma deve ser uma função que decresce com  $Q^2$ , com máximo igual a um (em  $Q^2 = 0$ ). Desta forma nós estamos computando um limite superior para a contribuição da nuvem.

### 4.3 Resultados numéricos e discussão

Para efetuarmos o cálculo das funções de vértices derivadas na seção anterior, é necessário conhecermos o valor das massas envolvidas, das constantes de acoplamento ( $g$ ) e dos parâmetros de cutoff ( $\Lambda$ ). As constantes de acoplamento  $g_{\pi\pi\rho}$ ,  $g_{\pi KK^*}$  e  $g_{\pi DD^*}$  foram medidas experimentalmente [77, 78]. Como as massas utilizadas são conhecidas, restam apenas os valores dos cutoffs como parâmetros livres. Ainda não existe um estudo sistemático que indique valores apropriados de cutoff para os vértices envolvendo flutuações do tipo  $\pi PV$ . Pelo fato de nós estarmos usando uma parametrização de monopolo para os vértices internos, nós optamos por valores de cutoff próximos aos da massa do méson vetorial da nuvem. A tabela 4.3.I apresenta os valores utilizados nesta etapa:

$g_{\pi\pi\rho}$	12.16
$g_{\pi^-\pi^-\rho^0} = g_{\pi^-\pi^0\rho^-}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} g_{\pi\pi\rho}$
$g_{\pi KK^*}$	9.08
$g_{\pi^-K^-K^{0*}} = g_{\pi^-K^0K^{*-}}$	$g_{\pi KK^*}$
$g_{\pi DD^*}$	17.9
$g_{\pi^-D^-D^{0*}} = g_{\pi^-D^0D^{*-}}$	$g_{\pi DD^*}$
$\Lambda_{\pi\pi\rho}$	0.6 – 0.9 GeV
$\Lambda_{\pi KK^*}$	0.6 – 0.9 GeV
$\Lambda_{\pi DD^*}$	2.1 GeV

**Tabela 4.3.I:** Valores utilizados para as constantes de acoplamento e cutoffs.

Para mostrar explicitamente o peso da contribuição de cada estado da nuvem, nós mostramos na figura 4.2 os resultados obtidos com a equação (4.15) e o cutoff fixado em  $\Lambda = 0.9 \text{ GeV}$  para a soma dos estados  $|\pi\rho\rangle$  (linha tracejada), a soma dos estados  $|KK^*\rangle$  (linha traço-ponto), a soma dos estados  $|DD^*\rangle$  (linha pontilhada) e a soma de todos eles (linha cheia). Nós incluímos os dados experimentais da  $F_\pi$  collaboration [29], Amendolia *et al.* [79], DESY [80] e Bebeck *et al.* [81]. Como pode ser visto, com excessão do estado  $\pi DD^*$ , todas as curvas crescem, atingem um ponto de máximo e depois caem continuamente. O peso relativo de cada contribuição é controlado pelas massas, acoplamentos e valores de cutoff. Em particular nós podemos perceber que a posição do máximo é governada pelo cutoff. Embora os números da tabela 4.3.I não sejam únicos, está bastante claro que os vértices contendo mésons charmosos são muito mais “duros” (ou seja, têm um maior valor de cutoff) que aqueles que envolvem apenas partículas leves (mésons e bárions) [82, 83]. No entanto, para um amplo intervalo de escolhas nós sempre teremos  $\Lambda_{\pi DD^*} \approx 2\Lambda_{\pi PV}$ . Isto explica porque a contribuição do estado  $|DD^*\rangle$  continua crescente mesmo para valores relativamente grandes de  $Q^2$  ( $5 - 7 \text{ GeV}^2$ ), região na qual se espera que a contribuição dos estados bárion-antibárion ( $B\bar{B}$ ), não apresentados aqui, também seja decrescente, dados os pequenos valores de cutoff envolvidos. A contribuição do  $|DD^*\rangle$  mostrou-se inesperadamente grande devido ao valor surpreendentemente alto da constante de acoplamento  $g_{\pi DD^*}$ , medida recentemente na Ref. [78]. Uma possível interpretação deste fato é que, na região de altos momentos, o fóton consegue sondar estados mais pesados, como estes que contêm partículas charmosas.

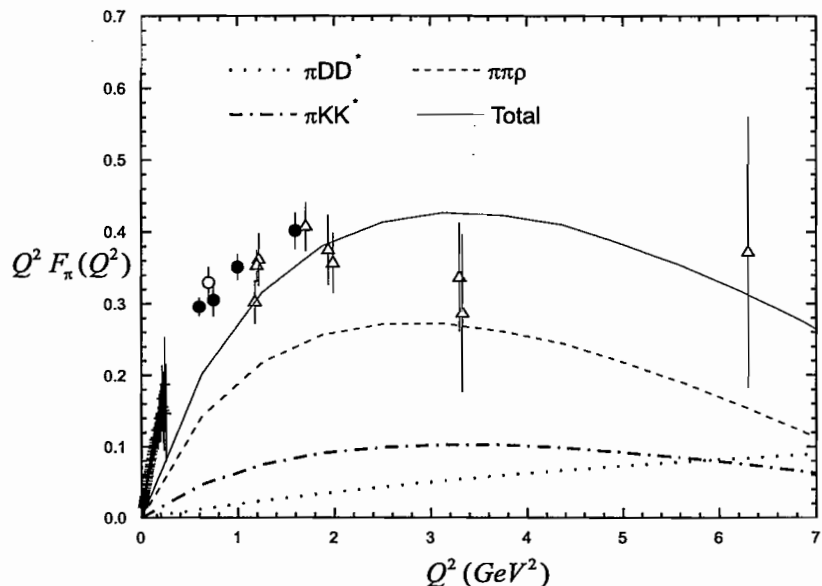


Figura 4.2: Contribuição do MCM para o fator de forma eletromagnético do pión. Os círculos cheios, cruzes, círculos vazios e triângulos vazios são os dados experimentais das Refs. [29], [79], [80] e [81] respectivamente. Nesta figura nós usamos  $\Lambda_{\pi\pi\rho}=\Lambda_{\pi KK^*}=0.9 \text{ GeV}$  e  $\Lambda_{\pi DD^*}=2.1 \text{ GeV}$

Nas figuras 4.3 e 4.4 nós mostramos a contribuição da soma de todos os estados da nuvem para o fator de forma eletromagnético do pión com diferentes valores de cutoff. Nós podemos observar uma forte dependência dos resultados com a escolha do cutoff, mas qualquer que seja ela, é possível concluir que o peso da nuvem representa uma fração importante dos dados experimentais. O peso da contribuição da nuvem deve também ser comparado com os resultados obtidos em DIS, como discutido em [75]. Nós observamos que ele depende do valor de  $Q^2$ . Em  $Q^2$  próximo de zero, ele representa algo entre 0.15 e 0.40 do fator de forma total. Esta fração é consistente com outras estimativas vindo de DIS e colisões hádron-hádron em altas energias. Em [75] uma porcentagem um pouco menor foi encontrada. Esta discrepância provavelmente é devida aos diferentes métodos usados para extrair o peso dos estados da nuvem e também pelo fato de que foram usadas diferentes informações experimentais. Quando  $Q^2$  aumenta, o peso relativo da nuvem também aumenta e se torna dominante na região de grande  $Q^2$ . Nesta região é difícil extrair alguma conclusão, pois o modelo vai perdendo validade gradualmente.

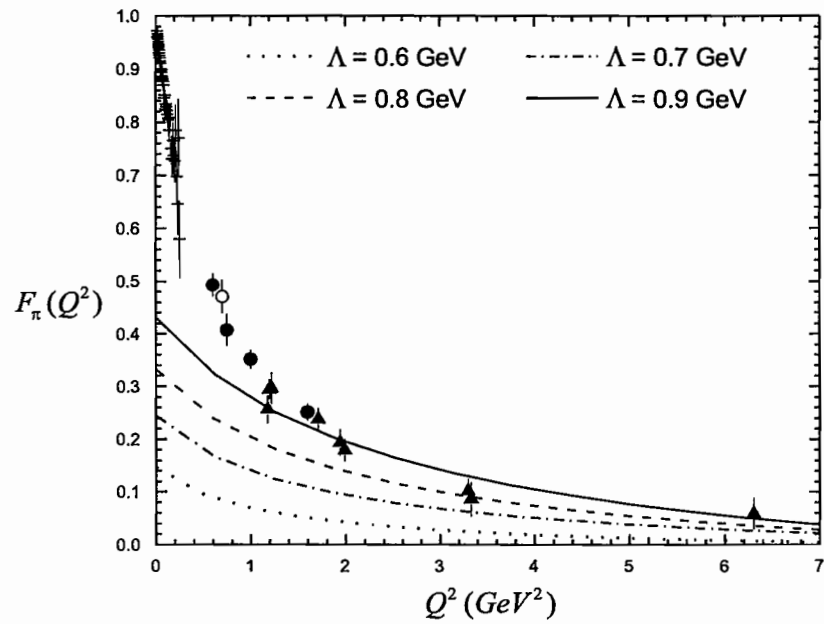


Figura 4.3: Contribuição da soma de todos os estados da nuvem para o fator de forma do pión  $F_\pi(Q^2)$  para diferentes valores de cutoff. Nesta figura  $\Lambda = \Lambda_{\pi\pi\rho} = \Lambda_{\pi KK^*} = \Lambda_{\pi DD^*}$  foi fixado em  $2.1 \text{ GeV}$ .

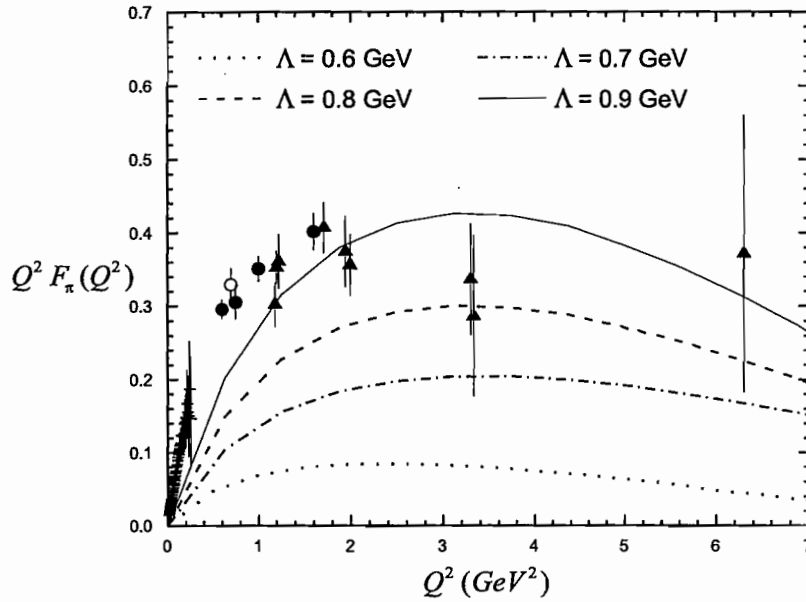


Figura 4.4: O mesmo que a figura 4.3 para  $Q^2 F_\pi(Q^2)$

Para cada escolha de cutoff da figura 4.3, nós calculamos o valor do raio quadrático médio de carga  $\langle r_\pi^2 \rangle$ , dado por :

$$\langle r_\pi^2 \rangle = -6 \frac{dF(Q^2)}{dQ^2}$$

Os resultados obtidos estão apresentados na tabela 4.3.II.

$\Lambda$ GeV	$\langle r_\pi^2 \rangle$ ( $fm^2$ )
0.6	0.025
0.7	0.030
0.8	0.036
0.9	0.040

Tabela 4.3.II: Raio quadrático médio de carga  $\langle r_\pi^2 \rangle$  para diferentes valores de cutoff.

Esta tabela mostra que a contribuição da nuvem mesônica para o raio quadrático médio do pión depende fortemente do valor de  $\Lambda$ , mas qualquer que seja o valor escolhido, o raio quadrático médio correspondente é menor do que o valor experimental  $\langle r_\pi^2 \rangle = 0.439 \pm 0.008 fm^2$  [79].



Estes resultados contradizem a expectativa inicial de que a nuvem tivesse um raio maior do que o do pión. Eles sugerem que os estados com nuvem mesônica sejam bastante compactos. Esta característica, no nosso cálculo, vem do fato de tratarmos as partículas circulando nos loops como puntiformes. Nos diagramas a) e b) o fóton se acopla a mésons sem estrutura (não há fatores de forma nestes acoplamentos) que se comportam como os “partons” do pión. O fato de incluirmos fatores de forma nos vértices com três mésons não é suficiente para que o fator de forma caia rapidamente com  $Q^2$ , e torne grande o raio da nuvem. Concluimos assim que o tamanho experimental do pión não vem das correções de um loop mesônico. Na nossa abordagem a contribuição dominante para o fator de forma a baixos  $Q^2$  deve vir do caroço do pión.

No caso do fator de forma eletromagnético do nucleon, a nuvem de mésons desempenha um papel importante, como mostra a figura 4.5, extraída da ref. [70].

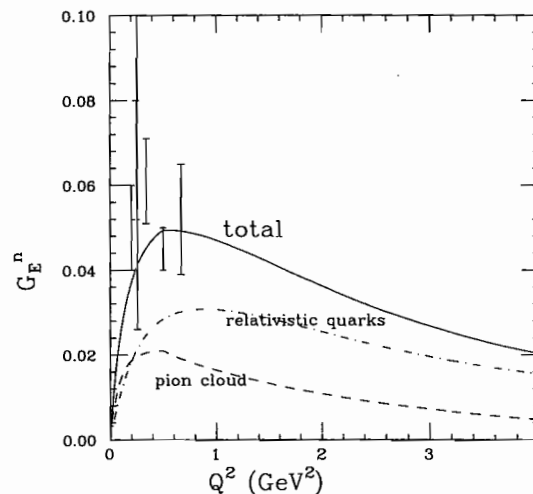


Figura 4.5: Contribuição da nuvem mesônica para o fator de forma do nucleon [70].

Vemos que a nuvem mesônica do nucleon é mais importante que a do pión. Isto é natural, uma vez que a diferença de massa entre o nucleon e o estado méson-bárion mais leve é aproximadamente igual à massa do pión. Já a diferença de massa entre o pión e o estado  $\pi - \rho$  é de  $770 \text{ MeV}$ . As flutuações mesônicas do pión são muito mais raras que as do nucleons. No entanto estas flutuações são importantes em certos processos específicos como será visto no próximo capítulo.

## Capítulo 5

### A assimetria $D^-/D^+$

A hadroprodução de charme é um efeito que vem sendo muito discutido desde meados dos anos 90 [36, 37]. As recentes medidas de produção de partículas charmosas em colisões com feixes de  $\Sigma^-$  e  $\pi^-$  [30, 31, 32, 33, 34] têm motivado ainda mais os pesquisadores a estudar este assunto. Estes experimentos apresentam resultados que indicam uma forte dependência da assimetria  $D^-/D^+$  com a composição dos quarks de valência do feixe, o que é conhecido como efeito de partícula dominante. Os mésons charmosos que têm um quark de valência em comum com o feixe são produzidos mais abundantemente. Os cálculos feitos pela QCD perturbativa em primeira ordem não poderiam gerar tal assimetria pois eles não levam em conta o conteúdo de quarks do feixe ou do alvo. S. J. Brodsky *et al.* propuseram em [84] a idéia de charme intrínseco para descrever o efeito de partícula dominante. No trabalho [37] esta idéia é utilizada no estudo da assimetria na produção de partículas charmosas: o projétil pode flutuar em estados de Fock que contêm um par virtual  $c\bar{c}$ . Os quarks de valência do projétil podem se combinar com os quarks pesados através do processo de coalescência, formando as partículas dominantes na região de altos momentos. Neste cenário, é feita uma descrição do processo de quebra de simetria com base nas variáveis partônicas. O uso deste modelo permite obter uma razoável descrição dos dados experimentais. No entanto ele não prevê nenhum decrescimento na assimetria para a região de grande  $x_F$ , o que parece ser uma tendência segundo os recentes dados das colaborações WA89 e SELEX [30, 35].

Neste capítulo nós tentamos compreender as origens desta assimetria com base no modelo de nuvem mesônica [4]. Para isto, nós assumimos que, da mesma maneira que o próton, o  $\Sigma^-$  e o  $\pi^-$  podem flutuar em estados de Fock que conservem seus números

quânticos. Estas séries de estados de Fock também foram discutidas na referência [37], onde, por exemplo, flutuações do tipo  $|\pi^-\rangle = |\bar{u}d\bar{c}c\rangle$  e  $|\Sigma^-\rangle = |dds\bar{c}c\rangle$  foram consideradas. No MCM nós escrevemos os estados de Fock em termos dos estados hadrônicos equivalentes  $|\pi^-\rangle = |D^{0*}D^-\rangle$  e  $|\Sigma^-\rangle = |\Xi_c^0 D^-\rangle$ . Esta expansão contém os termos “caroço” (sem flutuações de nuvem), estados mais leves e estados contendo o méson charmoso produzido ( $D$  ou  $D_s$ ). Os últimos são claramente suprimidos mas serão responsáveis pelas assimetrias. Os estados “caroço” ocorrem com mais alta probabilidade e são responsáveis pela maior parte dos mésons charmosos produzidos em baixos e médios  $x_F$  ( $x_F \leq 0.4$ ), incluindo por exemplo, a contribuição da QCD perturbativa. Os estados da nuvem são flutuações menos frequentes e contribuem para a produção de mésons  $D$  das maneiras descritas abaixo. Nós assumimos que:

$$|\Sigma^-\rangle = Z [ |\Sigma_0^-\rangle + \dots + |\Xi_c^0 D^-\rangle + |\Sigma_c^0 D_s^-\rangle ] \quad (5.1)$$

$$|\pi^-\rangle = Z' [ |\pi_0^0\rangle + \dots + |D^{0*}D^-\rangle ] \quad (5.2)$$

onde  $Z$  e  $Z'$  são constantes de normalização,  $|\Sigma_0^-\rangle$  e  $|\pi_0^0\rangle$  são os estados “caroço” do sigma e do pión e as reticências indicam outros estados possíveis  $|MB\rangle$  no  $\Sigma^-$  e  $|MM'\rangle$  ou  $|B\bar{B}'\rangle$  no  $\pi^-$ . A normalização dos estados está fixada quando os parâmetros da nuvem estão fixos. Nós iremos primeiro estudar as reações iniciadas por feixe de  $\Sigma^-$ . Este bárion projétil é então visto como uma soma de pares virtuais méson (M)-bárion (B) e uma reação  $\Sigma^- p$  pode ser interpretada como uma interação entre os mésons e bárions constituintes do  $\Sigma^-$  e o próton alvo.

Com o feixe de  $\Sigma^-$  os possíveis mecanismos de reação para produção de mésons  $D$  em grande  $x_F$  e pequeno  $p_T$  (regime soft, ou de baixos momentos transferidos) estão ilustrados na figura 5.1:

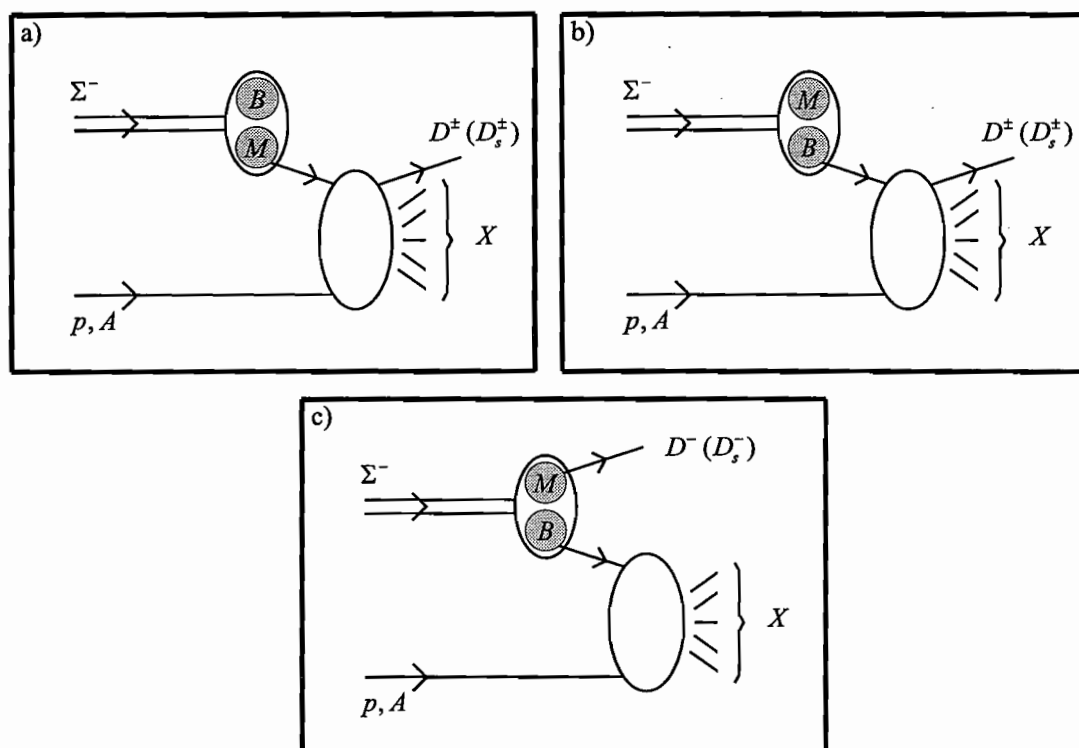


Figura 5.1: Colisão  $\Sigma^-p$  na qual o projétil está em um estado  $|MB\rangle$ . a) e b) mostram a produção “indireta”  $D^\pm (D_s^\pm)$  e c) a produção “direta”  $D^- (D_s^-)$ .

Na figura 5.1 a) o bárion é apenas espectador enquanto que o méson correspondente interage inelasticamente produzindo um méson  $D$  no estado final. Na figura 5.1 b) o méson é o espectador enquanto o bárion correspondente interage inelasticamente produzindo um méson  $D$  no estado final. Na figura 5.1 c) o méson na nuvem já é um  $D^-$  (ou  $D_s^-$ ) que escapa (de maneira similar ocorre a produção de  $D^-$  no feixe de pión). Este último mecanismo é o responsável pela ocorrência de assimetrias. Nós iremos nos referir aos dois primeiros processos como produção indireta (I) e ao último como produção direta (D). Os dois primeiros são calculados com fórmulas de convolução, enquanto que o último é dado basicamente pela distribuição de momento do méson no estado inicial  $|MB\rangle$  da nuvem. Produções diretas foram utilizadas anteriormente no contexto do MCM e aplicadas para estudar produção de  $n$ ,  $\Delta^{++}$  e  $\pi^0$  [85]. Produção indireta de mésons foi anteriormente considerada em [1, 3, 86].

A partir das “splitting functions”, que em notação simplificada escreveremos apenas  $f_M$  e  $f_B$ , nós podemos calcular a seção de choque diferencial de produção de mésons  $D$ ,

que na reação  $\Sigma^- p \rightarrow DX$ , é dada por:

$$\frac{d\sigma^{\Sigma^- p \rightarrow DX}}{dx_F} = \Phi_0 + \Phi_I + \Phi_D \quad (5.3)$$

onde  $\Phi_0$  e  $\Phi_I$  se referem respectivamente ao “caroço” e às contribuições indiretas para a produção de mésons  $D$  e  $x_F$  é o momento fracionário longitudinal do méson que sai.  $\Phi_D$  representa o processo direto mostrado na figura 5.1 c) e é dado por [85, 1, 3, 86]:

$$\Phi_D = \frac{\pi}{x_F} f_D(x_F) \sigma^\Xi \quad (5.4)$$

onde  $\sigma^\Xi$  é a seção de choque total  $p^\Xi_0$ . Uma expressão análoga pode ser escrita para a reação  $\pi^- p \rightarrow DX$ .

Usando (5.3), nós podemos calcular as seções de choque e também as assimetrias leading ( $D^-$ )/non-leading( $D^+$ ):

$$\begin{aligned} A(x_F) &= \frac{\frac{d\sigma^{D^-}(x_F)}{dx_F} - \frac{d\sigma^{D^+}(x_F)}{dx_F}}{\frac{d\sigma^{D^-}(x_F)}{dx_F} + \frac{d\sigma^{D^+}(x_F)}{dx_F}} \\ &= \frac{\Phi_D + \Phi_I^{D^-} + \Phi_0^{D^-} - \Phi_I^{D^+} - \Phi_0^{D^+}}{\Phi_D + \Phi_I^{D^-} + \Phi_0^{D^-} + \Phi_I^{D^+} + \Phi_0^{D^+}} \\ &\simeq \frac{\Phi_D}{\Phi_D + 2\Phi_I^D + 2\Phi_0^D} \equiv \frac{\Phi_D}{\Phi_T} \end{aligned} \quad (5.5)$$

onde a última linha vem do fato de assumirmos  $\Phi_I^{D^-} = \Phi_I^{D^+} = \Phi_I^D$ . Isto é feito apenas para simplificação. Na realidade estas contribuições não são iguais e sua diferença é uma fonte adicional de assimetria que em alguns casos não é desprezível. Uma vez que os estados “caroço” não dão origem à assimetrias  $D^-/D^+$  (eles representam a maior parte da contribuição da QCD perturbativa), nós usamos  $\Phi_0^{D^+} = \Phi_0^{D^-} = \Phi_0^D$ . O denominador da expressão acima pode ser substituído por uma parametrização dos dados experimentais:

$$\Phi_T = \sigma_0 [(1 - x_F)^{n^-} + (1 - x_F)^{n^+}] \quad (5.6)$$

onde  $n^-$  e  $n^+$  são as potências usadas por diferentes colaborações para fitar estes dados e  $\sigma_0 \simeq 4 - 7 \mu b$  como sugerido pela análise feita em [30, 31, 32, 33, 34, 87].

Inserindo (5.4) e (5.6) em (5.5) a assimetria se torna:

$$A(x_F) = \frac{\pi \sigma^\Xi}{\sigma_0} \frac{f_D(x_F)}{x_F [(1-x_F)^{n^-} + (1-x_F)^{n^+}]} \quad (5.7)$$

O comportamento de (5.7) é controlado por  $f_D(x_F)$ . Em capítulos anteriores, utilizando o MCM nós encontramos duas formas possíveis para as splitting functions. Uma vem de cálculos de diagramas de Feynman relevantes (processo Sullivan), vista nas seções 2.1 e 2.2 e a outra a partir de um ansatz no "light cone" para a função de onda do estado da nuvem discutida na seção 2.3. Nós calculamos as assimetrias utilizando ambas as formas. A splitting function no "light cone" é dada pela equação (2.38).

Substituindo (2.38) em (5.7) e lembrando que em nosso caso  $y = x_F$ , nós podemos escrever nossa expressão final para a assimetria:

$$A_1(x_F) = N_1 \frac{(1-x_F)}{[(1-x_F)^{n^-} + (1-x_F)^{n^+}]} \times \exp \left[ \frac{-1}{4\alpha^2} \left( \frac{m_D^2}{x_F} + \frac{m_\Xi^2}{1-x_F} \right) \right] \quad (5.8)$$

onde

$$N_1 = H^2 \alpha^2 \sigma^\Xi / 4\pi \sigma_0.$$

Um fato interessante de (5.8) é que no limite  $x_F \rightarrow 1$  ela vai a zero independente das escolhas dos parâmetros  $N_1$  e  $\alpha$ . Isto ocorre porque, quando o méson dominante (responsável pela assimetria) tem momento um, o bárion correspondente na nuvem tem momento zero, sendo extremamente virtual, aumentando portanto a massa invariante do estado da nuvem e forçando esta configuração a ter probabilidade zero. Para o feixe de píons nós obtemos uma expressão análoga com as substituições  $m_\Xi \rightarrow m_{D^{0*}}$ ,  $\sigma^\Xi \rightarrow \sigma^{D^{0*}}$ . Neste caso os parâmetros  $H$  e  $\alpha$  devem assumir valores diferentes. Mudanças numéricas à parte, o comportamento qualitativo de  $A_1$  é o mesmo, também para grande  $x_F$ .

Nós agora escrevemos a função de splitting como proposta por Sullivan. A distribuição de momento fracionário de um méson pseudoescalar  $M$  num estado  $|MB'\rangle$  é dada pela equação (2.25):

$$f_M(y) = \frac{g_{MBB'}^2}{16\pi^2} y \int_{-\infty}^{t^{max}} dt \frac{[-t + (m_{B'} - m_B)^2]}{[t - m_M^2]^2} \times F_{MBB'}^2(t) \quad (5.9)$$

onde o fator de forma  $F_{MBB'}(t)$  é representado pela sua forma exponencial:

$$F_{MBB'}(t) = \exp\left(\frac{t - m_M^2}{\Lambda_{MBB'}^2}\right) \quad (5.10)$$

Considerando o caso particular onde  $B = \Sigma^-$ ,  $B' = \Xi_c^0$  and  $M = D^-$ , nós inserimos (5.9) em (5.7) para obtermos a expressão final da assimetria no segundo caso:

$$A_2(x_F) = \frac{N_2}{[(1 - x_F)^{n^-} + (1 - x_F)^{n^+}] \times \int_{-\infty}^{t_{max}} dt \frac{[-t + (m_\Xi - m_\Sigma)^2]}{[t - m_D^2]^2} F_{D\Sigma\Xi}^2(t)} \quad (5.11)$$

onde  $N_2 = g_{D\Sigma\Xi}^2 \sigma^\Xi / 16 \pi \sigma_0$  e  $t_{max} = M_B^2 x_F - \frac{M_{B'}^2 x_F}{1 - x_F}$

Para o feixe de píons, nós precisamos também da splitting function do estado  $|\pi^- \rangle \rightarrow |D^{0*} D^- \rangle$ , apresentada na Eq. (2.37), que neste caso fica:

$$f(y) = \frac{g_{\pi DD^*}^2}{16\pi^2} y \int_{-\infty}^{t_{max}} dt F^2(t) \frac{1}{t - m_D^2} \left[ -t + \left( \frac{m_\pi^2 - m_{D^*}^2 - t}{2m_{D^*}} \right)^2 \right] \quad (5.12)$$

Lembrando que  $y = x_F$ , nas equações acima nós podemos perceber que no limite  $x_F \rightarrow 1$ ,  $t_{max} \rightarrow -\infty$ , e a integral em (5.11) vai a zero. Na verdade ela “cai” mais rápido que o denominador e então  $A_2 \rightarrow 0$ . Este comportamento não depende do parâmetro de cutoff, mas depende da escolha do fator de forma. Para um fator de forma monopolo nós obtemos uma assimetria que cresce também para grandes  $x_F$ . Uma vez que  $t$  controla o quão fora da camada de massa está o méson emitido, o que está relacionado à virtualidade do estado  $|MB' \rangle$  (ou  $|MM' \rangle$  no caso do feixe de píons), a assimetria  $A_2$  vai a zero pela mesma razão que a  $A_1$ .

A produção de assimetria  $D_s^-/D_s^+$  (com feixe de  $\Sigma^-$ ) pode ser calculada seguindo as etapas mencionadas acima e substituindo o estado  $|\Xi_c^0 D^- \rangle$  por  $|\Sigma_c^0 D_s^- \rangle$ . É claro que isto implica em diferentes escolhas de  $\alpha$  e  $N_1$  (na abordagem do “light cone”) e  $\Lambda$  e  $N_2$  (na abordagem Sullivan), mas as discussões qualitativas (e conclusões) apresentadas para  $A_1$  e  $A_2$  se mantêm válidas.

Antes da apresentação de nossos resultados numéricos, nós enfatizamos que : i) nossos cálculos estão baseados em idéias gerais e bem estabelecidas, onde hádrons projéteis fluam em estados hádron- hádron (nuvem) e estes estados interagem com o alvo; ii) nossos

resultados dependem apenas de dois parâmetros:  $A_1$  depende de  $\alpha$  e  $N_1$  e  $A_2$  depende de  $\Lambda$  e  $N_2$ . Enquanto  $\alpha$  e  $\Lambda$  interferem no tamanho e nos máximos da distribuição de momento de mésons "leading" na nuvem (e conseqüentemente da assimetria),  $N_1$  e  $N_2$  são constantes multiplicativas que determinam a assimetria.

Nós mostramos nas figuras 5.2 a) e 5.2 b), respectivamente, nossos resultados para assimetrias  $D^-/D^+$  e  $D_s^-/D_s^+$  (para o feixe de  $\Sigma^-$ ). Os resultados para o feixe de  $\pi^-$  estão mostrados na figura 5.3. Em todas as figuras as linhas sólidas e tracejadas representam  $A_2$  e  $A_1$  respectivamente. Em ambas abordagens nós temos dois parâmetros que podem ser diferentes em cada reação. Eles estão dados nas tabelas 5.2.I e 5.2.II:

Eq. (5.8)	$\alpha$ (GeV)	$n^+$	$n^-$	$N_1$	$\sigma^D/\sigma^T$ (%)
$\Sigma^- A \rightarrow D^- X$	0.77	5.0	4.5	400.00	13.0
$\Sigma^- A \rightarrow D_s^- X$	0.47	7.0	4.0	$0.72 \times 10^9$	9.0
$\pi^- A \rightarrow D^- X$	1.20	5.0	3.5	1.10	8.0

**Tabela 5.I:** Parâmetros usados na assimetria  $A_1$

Eq. (5.11)	$\Lambda$ (GeV)	$n^+$	$n^-$	$N_2$	$\sigma^D/\sigma^T$ (%)
$\Sigma^- A \rightarrow D^- X$	2.64	5.0	4.5	2.40	52.0
$\Sigma^- A \rightarrow D_s^- X$	2.52	7.0	4.0	5.20	67.0
$\pi^- A \rightarrow D^- X$	2.88	5.0	3.5	0.82	20.0

**Tabela 5.II:** Parâmetros usados na assimetria  $A_2$



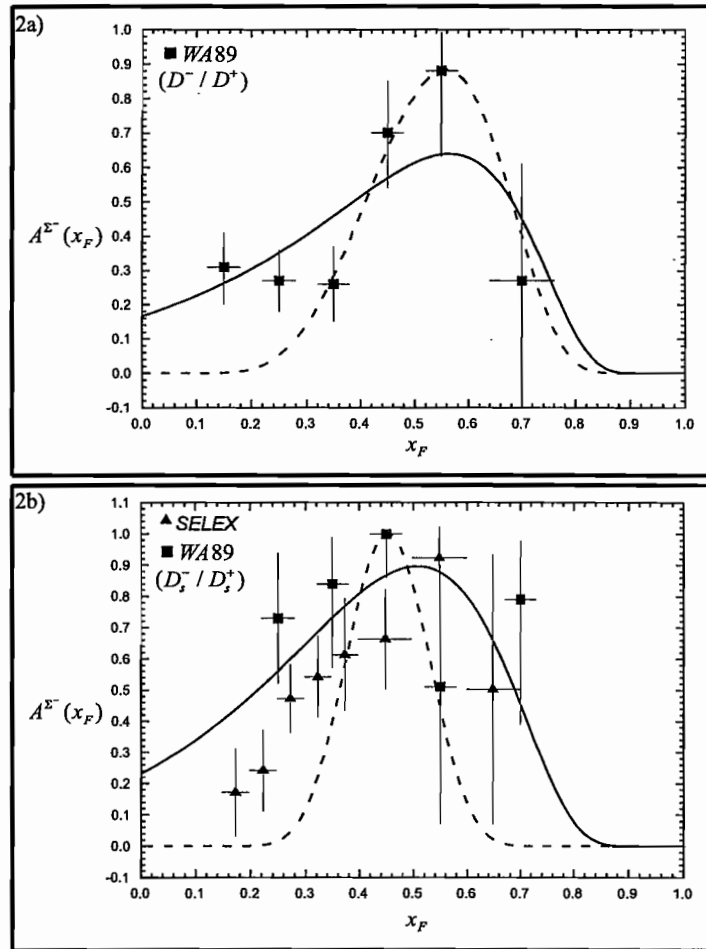


Figura 5.2: a) Comparação da assimetria do MCM, Eq. (5.7), com dados experimentais [30] para  $D^-/D^+$  com o feixe de  $\Sigma^-$ ; b) o mesmo de a) para  $D_s^-/D_s^+$ , incluindo os dados da SELEX [35]. As linhas sólidas e tracejadas representam os resultados obtidos a partir das funções de splitting na abordagem de Sullivan e no cone de luz, respectivamente.

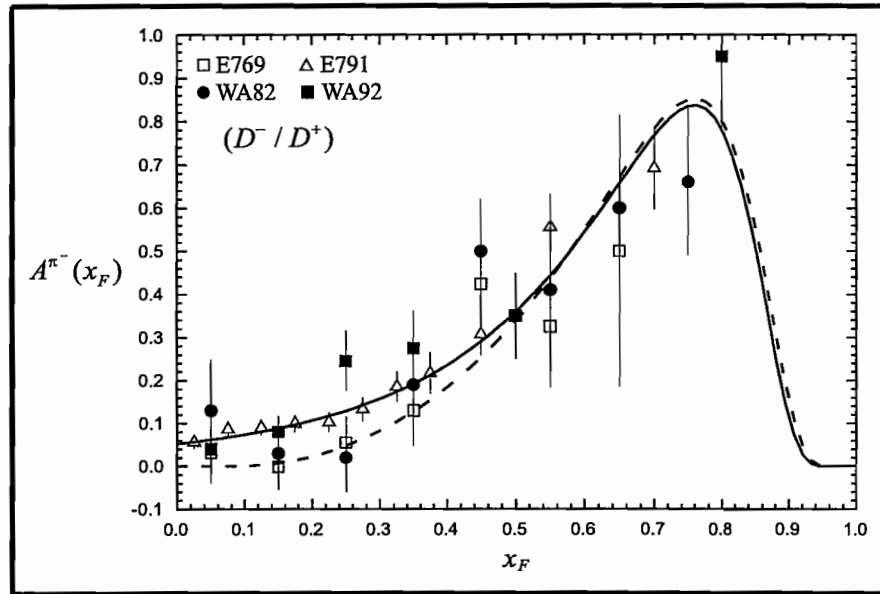


Figura 5.3: Comparação da assimetria do MCM, eq(5.7), com dados experimentais [31, 32, 33, 34] para  $D^-/D^+$  com o feixe de pions. As linhas sólidas e tracejadas representam os resultados obtidos a partir das funções de splitting na abordagem de Sullivan e no cone de luz, respectivamente.

Como pode ser visto nas figuras 5.2 e 5.3 o acordo entre o MCM e os dados experimentais é muito bom. Em nosso cenário é simples entender porque a assimetria  $D^-/D^+$  tem um pico em  $x_F \simeq 0.55$  para o feixe de  $\Sigma^-$  (fig. 5.2 a) enquanto que para o feixe de pions o pico ocorre num valor bem maior de  $x_F$ ,  $x_F \simeq 0.8$  (fig. 5.3). O méson  $D^-$  no feixe de  $\Sigma^-$  se origina no estado  $|\Xi_c^0 D^- \rangle$  e no feixe de pions ele vem do estado  $|D^{0*} D^- \rangle$ . Como as massas dos estados méson-méson são mais próximas que as do méson-bárion, o  $D^-$  é mais “rápido” dentro do pión do que dentro do sigma. Em (5.7),  $f_D(x_F)$  irá “crescer” mais rapidamente e “morrer” mais rapidamente para o  $\Sigma^-$ . Nós enfatizamos que quem desloca os picos da assimetria são as massas envolvidas e não os parâmetros  $\alpha$  (ou  $\Lambda$ ). Isto faz com que o comportamento geral da assimetria dependa fracamente das escolhas de parâmetros.

A última coluna em ambas as tabelas (5.2.I e 5.2.II) mostra as razões entre as seções de choque direta e total de  $D^-$  (onde  $\sigma^T = \sigma_0 \int dx_F (1 - x_F)^{n^-}$ ). Esta é uma verificação de consistência. Ao se tratar a nuvem como uma perturbação nós esperamos que esta razão seja da ordem de 10 – 20%. Em dois casos nós observamos um desvio significativo desta expectativa. Isto significa que, nestes casos, nós usamos uma normalização muito

---

grande para os estados da nuvem responsáveis pela produção direta (o que implica em grandes valores de  $N_2$ ), para reproduzir a assimetria observada. Isto é uma consequência de termos desprezado as contribuições vindas da produção indireta, i.e., nesses casos, a aproximação  $\Phi_I^{D^-} = \Phi_I^{D^+}$  não é apropriada. Aqui nós preferimos fazer os cálculos de uma maneira simples e deixar nossos fits como eles estão, deixando implícito que o alto valor de  $N_2$  inclui os efeitos dos processos indiretos.

## Capítulo 6

### Conclusões

Os efeitos de loops de méson são uma consequência necessária da teoria quântica de campos e portanto devem ser considerados na análise de observáveis hadrônicos. Neste trabalho nós aplicamos o modelo de nuvem mesônica para estudar os aspectos não perturbativos das interações hadrônicas.

O modelo, que se baseia na idéia de expansão dos hádrons em estados de Fock, possui um único parâmetro livre ( $\Lambda$ ), que pode ser ajustado a partir das informações experimentais.

Nós mostramos que utilizando-se o MCM para estudar os aspectos não perturbativos da distribuição de partons, é possível reproduzir os dados da E866 de  $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$  e  $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$ . Nestes procedimentos as escolhas de cutoffs não são completamente livres. Na verdade, eles tiveram de ser consistentes com análises anteriores de outras informações experimentais [1]. Tendo fixado estes parâmetros nós passamos ao setor estranho. Neste caso os resultados de assimetria estranho-antiestranho e para  $\bar{u} + \bar{d} - s - \bar{s}$  podem ser considerados como previsões que são condizentes com os dados. Nós então analisamos o limite de  $SU(3)$  na nuvem mesônica e encontramos que, neste limite, a distribuição de partons se torna  $SU(3)$  simétrica de sabor i.e.,  $\kappa_{(3)} \approx 1$ . Desta forma foi possível apresentarmos uma confirmação experimental adicional do MCM. Além disso nós concluímos que a nuvem mesônica é responsável pela quebra de simetria  $SU(3)$  na distribuição de partons.

Depois disto, nós efetuamos uma extensão do cálculo de loops padrão para o fator de forma eletromagnético do pión. O principal resultado foi estimar a magnitude da contribuição da nuvem para  $F_\pi(Q^2)$ , a qual se mostrou menos importante do que a contribuição

---

da nuvem para o fator de forma do nucleon. De acordo com nosso conhecimento prévio sobre intera es hadrônicas, o parâmetro de cutoff desses estados deve estar no intervalo de  $0.5 < \Lambda < 1.0 \text{ GeV}$ . Nossos resultados confirmam esta expectativa, e sugerem que o cutoff seja próximo de  $0.6 \text{ GeV}$ , se nós acreditarmos que o peso da contribui o da nuvem   da ordem de 15%. O fato de que a nuvem mesônica não   capaz de descrever completamente os dados na região de pequeno  $Q^2$ , indica que outros mecanismos devem ser importantes nesta região, como por exemplo, a intera o do fóton com os quarks constituintes.

Finalmente nós mostramos que o MCM também fornece um bom entendimento sobre a produ o de assimetria de charme em termos de um cenário físico simples e com poucos parâmetros. Ele conecta o comportamento da assimetria em grandes  $x_F$  com a distribui o de momento do méson dentro do estado da nuvem. Nós podemos explicar a origem da assimetria observada, por que ela   diferente para diferentes feixes, e também podemos tirar como conclusão que ela pode ir   zero para  $x_F$  próximo de 1.

Em suma, o modelo de nuvem mesônica mostrou ser uma importante ferramenta no estudo de diversos processos hadrônicos não perturbativos.

## Apêndice A

# Cálculo do fator de forma eletromagnético do pión

Neste apêndice estão apresentados os cálculos das funções de vértice  $\Gamma_\mu(p, p')$  para cada um dos diagramas da figura 4.1.

### A.1 Diagrama a

$$\begin{aligned}
 i\Gamma_\mu(p, p')^{(a)} &= ig^2 Q_P \int \tilde{d}^4 k F(k) F(k+q) \frac{i}{k^2 - m_P^2} \frac{i}{(k+q)^2 - m_P^2} \\
 &\quad (-i)p'_\beta (-i) \left[ \frac{g^{\alpha\beta} - (p-k)^\alpha (p-k)^\beta / m_V^2}{(p-k)^2 - m_V^2} \right] (2k+q)_\mu i p_\alpha \quad (A.1)
 \end{aligned}$$

Contraindo os índices  $\alpha$  e  $\beta$  e substituindo as expressões de  $F(k)$  encontramos:

$$\begin{aligned}
 i\Gamma_\mu(p, p')^{(a)} &= -g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \tilde{d}^4 k (2k + p' - p)_\mu \\
 &\quad \frac{1}{(k+q)^2 - \Lambda^2} \frac{1}{k^2 - m_P^2} \frac{1}{(k+q)^2 - m_P^2} \frac{1}{(p-k)^2 - m_V^2} \\
 &\quad \frac{1}{k^2 - \Lambda^2} \left[ p \cdot p' - \frac{(p^2 - k \cdot p)(p \cdot p' - k \cdot p')}{m_V^2} \right] \quad (A.2)
 \end{aligned}$$

Usando-se as identidades:

$$\begin{aligned}\frac{1}{x^2 - a^2} &= - \int_0^\infty d\alpha e^{\alpha(x^2 - a^2)} \\ \frac{1}{(x^2 - a^2)^2} &= + \int_0^\infty d\alpha \alpha e^{\alpha(x^2 - a^2)}\end{aligned}\quad (\text{A.3})$$

reescrevemos  $\Gamma_\mu(p, p')^{(a)}$  como:

$$\begin{aligned}i\Gamma_\mu(p, p')^{(a)} &= g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \bar{d}^4 k \int_0^\infty \prod_{i=1}^5 d\alpha_i e^N \exp(Ak^2 + 2B.K) \\ (2k + p' - p)_\mu &\left[ p.p' - \frac{1}{m_V^2} (m_\pi^2 p.p' - k.p p.p' - m_\pi^2 k.p' + k.p k.p') \right]\end{aligned}\quad (\text{A.4})$$

onde  $A = \sum_{i=1}^5 \alpha_i$ ,  $B = (\alpha_2 + \alpha_5)p' - (\alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_5)p$ , e

$$N = -(\alpha_1 + \alpha_2)\Lambda^2 + \alpha_3(m_\pi^2 - m_V^2) - (\alpha_4 + \alpha_5)m_P^2 + (\alpha_2 + \alpha_5)q^2$$

Integrando em  $\bar{d}^4 k$  vem:

$$\begin{aligned}i\Gamma_\mu(p, p')^{(a)} &= -g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int_0^\infty \prod_{i=1}^4 d\alpha_i e^N \frac{i}{(4\pi)^2} \exp(-B^2/A) \\ &\left\{ \frac{p_\mu}{m_V^2} \left\{ \left[ -\frac{(m_V^2 - m_\pi^2)(p.p')}{A^2} \right] + \left[ \frac{m_\pi^2(B.p')}{A^3} \right] + \left[ \frac{(p.p')(B.p)}{A^3} \right] + \left[ \frac{(B.p)(B.p')}{A^4} - \frac{(p.p')}{2A^3} \right] \right\} \right. \\ &+ \frac{p'_\mu}{m_V^2} \left\{ \left[ \frac{(m_V^2 - m_\pi^2)(p.p')}{A^2} \right] - \left[ \frac{m_\pi^2(B.p')}{A^3} \right] - \left[ \frac{(p.p')(B.p)}{A^3} \right] - \left[ \frac{(B.p)(B.p')}{A^4} - \frac{(p.p')}{2A^3} \right] \right\} \\ &- \frac{2}{m_V^2} \left\{ \left[ \frac{(m_V^2 - m_\pi^2)(p.p')B_\mu}{A^3} \right] + \left[ (p.p') \left( \frac{(B.p)B_\mu}{A^4} - \frac{p_\mu}{2A^3} \right) \right] + \left[ m_\pi^2 \left( \frac{(B.p')B_\mu}{A^4} - \frac{p'_\mu}{2A^3} \right) \right] \right. \\ &\left. \left. + \left[ \frac{(B.p)(B.p')B_\mu}{A^5} - \frac{(B.p')p_\mu + (B.p)p'_\mu + (p.p')B_\mu}{2A^4} \right] \right\} \right\}\end{aligned}\quad (\text{A.5})$$

Substituindo

$$B.p = -\alpha_3 m_\pi^2 + \frac{\alpha_2 + \alpha_5}{2} q^2$$

$$\begin{aligned}
B.p' &= -\frac{(\alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_5)}{2} q^2 - \alpha_3 m_\pi^2 \\
p^2 &= p'^2 = m_\pi^2 \\
p.p' &= m_\pi^2 - \frac{q^2}{2}
\end{aligned}$$

temos finalmente:

$$\begin{aligned}
\Gamma_\mu(p, p')^{(a)} &= ig^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int_0^\infty \prod_{i=1}^4 d\alpha_i e^N \frac{i}{(4\pi)^2} \exp(-B^2/A) \\
&\left\{ p_\mu \left[ \frac{1}{4A^5 m_V^2} \left[ 4A\alpha_3 Q^2 - 8m_\pi^4 \alpha_3^2 \alpha_5 + 6\alpha_2 (Q^2)^2 \alpha_5^2 \right. \right. \right. \\
&\quad + 2\alpha_2 (Q^2)^2 \alpha_3^2 + 4\alpha_2^2 (Q^2)^2 \alpha_3 + 2\alpha_5^3 (Q^2)^2 + 2\alpha_2^3 (Q^2)^2 - 6m_\pi^2 A^2 \\
&\quad - 8m_\pi^4 \alpha_3^3 - 3Q^2 A^2 + 4A^3 m_\pi^4 - 8m_\pi^4 \alpha_3^2 \alpha_2 + 6\alpha_2^2 (Q^2)^2 \alpha_5 \\
&\quad + 10AQ^2 m_\pi^2 \alpha_3^2 + 8\alpha_2 (Q^2)^2 \alpha_3 \alpha_5 - 4m_\pi^2 \alpha_3^2 Q^2 \alpha_2 - 4m_\pi^2 \alpha_3^2 Q^2 \alpha_5 \\
&\quad + 16Am_\pi^4 \alpha_3 \alpha_2 + 16Am_\pi^4 \alpha_3 \alpha_5 - 3A\alpha_2 (Q^2)^2 \alpha_3 - 6A\alpha_2 (Q^2)^2 \alpha_5 \\
&\quad - 3A\alpha_5 (Q^2)^2 \alpha_3 + 8A^2 m_V^2 m_\pi^2 \alpha_3 + 8A^2 m_V^2 m_\pi^2 \alpha_5 + 4A^2 m_V^2 Q^2 \alpha_2 \\
&\quad + 4A^2 m_V^2 Q^2 \alpha_3 + 4A^2 m_V^2 Q^2 \alpha_5 + 8A^2 m_V^2 m_\pi^2 \alpha_2 - 4A^2 m_\pi^2 Q^2 \alpha_2 \\
&\quad - 8A^2 m_\pi^2 Q^2 \alpha_3 - 4A^2 m_\pi^2 Q^2 \alpha_5 + 2A^3 m_\pi^2 Q^2 - 2A^3 m_V^2 Q^2 \\
&\quad + 4\alpha_5^2 (Q^2)^2 \alpha_3 + 2\alpha_5 (Q^2)^2 \alpha_3^2 - 4A^3 m_V^2 m_\pi^2 - 8A^2 m_\pi^4 \alpha_2 \\
&\quad - 8A^2 m_\pi^4 \alpha_5 - 16A^2 m_\pi^4 \alpha_3 - 3A\alpha_5^2 (Q^2)^2 - 3A\alpha_2^2 (Q^2)^2 \\
&\quad + 20Am_\pi^4 \alpha_3^2 + A^2 \alpha_2 (Q^2)^2 + 4Am_\pi^2 \alpha_5 + A^2 \alpha_5 (Q^2)^2 \\
&\quad + 4Am_\pi^2 \alpha_2 + 4A\alpha_5 Q^2 + 8Am_\pi^2 \alpha_3 + 4A\alpha_2 Q^2 \\
&\quad \left. \left. \left. - 4m_\pi^2 \alpha_3^3 Q^2 + 8Am_\pi^2 \alpha_2 Q^2 \alpha_3 + 8Am_\pi^2 \alpha_5 Q^2 \alpha_3 \right] \right\}
\end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
& +p'_\mu \left\{ \frac{-1}{4A^5 m_V^2} \left[ -8 m_\pi^4 \alpha_3^2 \alpha_5 + 6 \alpha_2 (Q^2)^2 \alpha_5^2 + 2 \alpha_2^2 (Q^2)^2 \alpha_3 \right. \right. \\
& + 2 \alpha_5^3 (Q^2)^2 + 2 \alpha_2^3 (Q^2)^2 + 2 m_\pi^2 A^2 - Q^2 A^2 + 4 A^3 m_\pi^4 \\
& - 8 m_\pi^4 \alpha_3^2 \alpha_2 + 6 \alpha_2^2 (Q^2)^2 \alpha_5 + 2 A Q^2 m_\pi^2 \alpha_3^2 + 4 \alpha_2 (Q^2)^2 \alpha_3 \alpha_5 \\
& - 4 m_\pi^2 \alpha_3^2 Q^2 \alpha_2 - 4 m_\pi^2 \alpha_3^2 Q^2 \alpha_5 + 16 A m_\pi^4 \alpha_3 \alpha_2 + 16 A m_\pi^4 \alpha_3 \alpha_5 \\
& - A \alpha_2 (Q^2)^2 \alpha_3 - 6 A \alpha_2 (Q^2)^2 \alpha_5 - A \alpha_5 (Q^2)^2 \alpha_3 + 8 A^2 m_V^2 m_\pi^2 \alpha_5 \\
& + 4 A^2 m_V^2 Q^2 \alpha_2 + 4 A^2 m_V^2 Q^2 \alpha_5 + 8 A^2 m_V^2 m_\pi^2 \alpha_2 - 4 A^2 m_\pi^2 Q^2 \alpha_2 \\
& - 4 A^2 m_\pi^2 Q^2 \alpha_3 - 4 A^2 m_\pi^2 Q^2 \alpha_5 + 2 A^3 m_\pi^2 Q^2 - 2 A^3 m_V^2 Q^2 \\
& + 2 \alpha_5^2 (Q^2)^2 \alpha_3 - 4 A^3 m_V^2 m_\pi^2 - 8 A^2 m_\pi^4 \alpha_2 - 8 A^2 m_\pi^4 \alpha_5 \\
& - 8 A^2 m_\pi^4 \alpha_3 - 3 A \alpha_5^2 (Q^2)^2 - 3 A \alpha_2^2 (Q^2)^2 + 4 A m_\pi^4 \alpha_3^2 \\
& + A^2 \alpha_2 (Q^2)^2 + 4 A m_\pi^2 \alpha_5 + A^2 \alpha_5 (Q^2)^2 + 4 A m_\pi^2 \alpha_2 + 4 A \alpha_5 Q^2 \\
& \left. \left. - 4 A m_\pi^2 \alpha_3 + 4 A \alpha_2 Q^2 + 8 A m_\pi^2 \alpha_2 Q^2 \alpha_3 + 8 A m_\pi^2 \alpha_5 Q^2 \alpha_3 \right] \right\} \quad (A.6)
\end{aligned}$$

onde  $Q^2 = -q^2$ .

## A.2 Diagrama b

$$\begin{aligned}
i\Gamma_\mu(p, p')^{(b)} &= -ig^2 Q_V \int d^4 k F^2(k) \frac{i}{k^2 - m_p^2} (-i) p'_\beta \\
& (-i) \left[ \frac{g^{\theta\beta} - (p' - k)^\theta (p' - k)^\beta / m_V^2}{(p' - k)^2 - m_V^2} \right] \\
& [(p + p' - 2k)_\mu g_{\theta\eta} - (p' - k)_\eta g_{\theta\mu} - (p - k)_\theta g_{\eta\mu}] \\
& (-i) \left[ \frac{g^{\alpha\eta} - (p - k)^\alpha (p - k)^\eta / m_V^2}{(p - k)^2 - m_V^2} \right] i p_\alpha \quad (A.7)
\end{aligned}$$

Renomeando:

$$p - k + q = p_f; \quad p - k = p_i; \quad 2p - 2k + q = p_t$$

e efetuando as contrações dos índices  $\theta$ ,  $\beta$ ,  $\alpha$  e  $\eta$ , vem:

$$\begin{aligned}
i\Gamma_\mu(p, p')^{(b)} &= -g^2 Q_V (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \bar{d}^4 k \frac{1}{k^2 - m_P^2} \frac{1}{(k^2 - \Lambda^2)^2} \\
&\left\{ p_\mu \left[ \frac{-(p' \cdot p_i)}{d_1 d_2} + \frac{(p' \cdot p_f)(p_i \cdot p_f)}{m_V^2 d_1 d_2} \right] \right. \\
&+ p_{t\mu} \left[ \frac{p \cdot p'}{m_V^2 d_1 d_2} - \frac{(p \cdot p_f)(p' \cdot p_f)}{m_V^2 d_1 d_2} + \frac{(p \cdot p_i)(p' \cdot p_i)}{m_V^2 d_1 d_2} + \frac{(p \cdot p_i)(p' \cdot p_f)(p_i \cdot p_f)}{m_V^4 d_1 d_2} \right] \\
&+ p_{i\mu} \left[ \frac{(p \cdot p_i)(p' \cdot p_i)}{m_V^2 d_1 d_2} - \frac{(p \cdot p_i)(p' \cdot p_f)(p_i \cdot p_f)}{m_V^4 d_1 d_2} \right] \\
&+ p_{f\mu} \left[ \frac{(p \cdot p_f)(p' \cdot p_f)}{m_V^2 d_1 d_2} - \frac{(p \cdot p_i)(p' \cdot p_f)(p_i \cdot p_f)}{m_V^4 d_1 d_2} \right] \\
&\left. + p'_\mu \left[ \frac{-(p \cdot p_f)}{d_1 d_2} + \frac{(p \cdot p_i)(p_i \cdot p_f)}{m_V^2 d_1 d_2} \right] \right\} \quad (A.8)
\end{aligned}$$

onde  $d_1 = (p' - k)^2 + m_V^2$  e  $d_2 = (p - k)^2 + m_V^2$ .

Das definições de  $p_i$ ,  $p_f$  e  $p_t$ , calculamos:

$$\begin{aligned}
p \cdot p_i &= p \cdot (p - k) = p^2 - k \cdot p = m_\pi^2 - k \cdot p \\
p \cdot p_f &= p \cdot (p' - k) = p \cdot p' - k \cdot p \\
p_i \cdot p_f &= p \cdot p' - k \cdot p' - k \cdot p + k^2 \\
p' \cdot p_f &= p' \cdot (p' - k) = p'^2 - p' \cdot k = m_\pi^2 - k \cdot p' \\
p' \cdot p_i &= p' \cdot (p - k) = p \cdot p' - k \cdot p'
\end{aligned}$$

Reorganizando os termos em  $p_\mu$ ,  $p'_\mu$  e  $k_\mu$  temos:

$$\begin{aligned}
 i\Gamma_\mu(p, p')^{(b)} = & -g^2 Q_V (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \bar{d}^4 k \frac{1}{k^2 - m_P^2} \frac{1}{(k^2 - \Lambda^2)^2} \\
 & \left\{ p_\mu \left[ \frac{(k \cdot p')}{d_1 d_2} + \frac{1}{m_V^2 d_1 d_2} [(k \cdot p')^2 + k^2 m_\pi^2 - (k \cdot p') m_\pi^2 - k^2 (k \cdot p')] \right] \right. \\
 & + p'_\mu \left[ \frac{(k \cdot p)}{d_1 d_2} + \frac{1}{m_V^2 d_1 d_2} [(k \cdot p)^2 + k^2 m_\pi^2 - (k \cdot p) m_\pi^2 - k^2 (k \cdot p)] \right] \\
 & + k_\mu \left[ \frac{-2(p \cdot p')}{d_1 d_2} + \frac{1}{m_V^2 d_1 d_2} [2(p \cdot p') m_\pi^2 - (p \cdot p')(k \cdot p') - (k \cdot p) m_\pi^2 \right. \\
 & \left. \left. + 2(k \cdot p)(k \cdot p') - (k \cdot p') m_\pi^2 - (k \cdot p)(p \cdot p')] \right] \right\} \quad (A.9)
 \end{aligned}$$

Usando as identidades (A.3) chegamos a:

$$\begin{aligned}
 i\Gamma_\mu(p, p')^{(b)} = & g^2 Q_V (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \bar{d}^4 k \int_0^\infty \prod_{i=1}^4 d\alpha_i (\alpha_2) e^N \exp(Ak^2 + 2B \cdot K) \\
 & \left\{ \frac{p_\mu}{m_V^2} \left[ m_V^2 (k \cdot p') + (k \cdot p')^2 + k^2 (m_\pi^2) - (k \cdot p') m_\pi^2 - k^2 (k \cdot p') \right] \right. \\
 & + \frac{p'_\mu}{m_V^2} \left[ m_V^2 (k \cdot p) + (k \cdot p)^2 + k^2 (m_\pi^2) - (k \cdot p) m_\pi^2 - k^2 (k \cdot p) \right] \\
 & + \frac{k_\mu}{m_V^2} \left[ 2(m_\pi^2 - m_V^2)(p \cdot p') - (k \cdot p)(p \cdot p') - (k \cdot p) m_\pi^2 \right. \\
 & \left. \left. + 2(k \cdot p)(k \cdot p') - (k \cdot p') m_\pi^2 - (k \cdot p)(p \cdot p') \right] \right\} \quad (A.10)
 \end{aligned}$$

$$\text{onde } A = \sum_{i=1}^4 \alpha_i, \quad B = -(\alpha_3 p' + \alpha_4 p), \quad \text{e} \quad N = -\alpha_1 m_P^2 - \alpha_2 \Lambda^2 - (\alpha_3 + \alpha_4)(m_V^2 - m_\pi^2)$$

Integrando em  $d^4k$  encontramos:

$$\begin{aligned}
i\Gamma_\mu(p, p')^{(b)} &= g^2 Q_V (m_p^2 - \Lambda^2)^2 \int_0^\infty \prod_{i=1}^4 d\alpha_i (\alpha_2) e^N \frac{i}{(4\pi)^2} \exp(-B^2/A) \\
&\left\{ \frac{p_\mu}{m_V^2} \left[ \frac{1}{A^3} \left[ - (m_V^2 - m_\pi^2)(B \cdot p') + \frac{(B \cdot p')^2}{A} - \frac{m_\pi^2}{2} \right. \right. \right. \\
&\quad \left. \left. \left. + \frac{B^2 m_\pi^2}{A} - 2m_\pi^2 + \frac{B^2(B \cdot p')}{A^2} - \frac{3(B \cdot p')}{A} \right] \right] \right. \\
&+ \frac{p'_\mu}{m_V^2} \left[ \frac{1}{A^3} \left[ - (m_V^2 - m_\pi^2)(B \cdot p) + \frac{(B \cdot p)^2}{A} - \frac{m_\pi^2}{2} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. \left. + \frac{B^2 m_\pi^2}{A} - 2m_\pi^2 + \frac{B^2(B \cdot p)}{A^2} - \frac{3(B \cdot p)}{A} \right] \right] \right. \\
&+ \frac{1}{m_V^2} \left[ \frac{1}{A^3} \left[ 2(m_V^2 - m_\pi^2)(p \cdot p') B_\mu - \frac{(B \cdot p')(p \cdot p') B_\mu}{A} + \frac{(p \cdot p') p'_\mu}{2} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \frac{m_\pi^2(B \cdot p) B_\mu}{A} + \frac{m_\pi^2 p_\mu}{2} - \frac{-2(B \cdot p)(B \cdot p') B_\mu}{A^2} + \frac{m_\pi^2 p'_\mu}{2} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{(B \cdot p') p_\mu + (p \cdot p') B_\mu + (B \cdot p) p'_\mu}{A} + \frac{-m_\pi^2(B \cdot p') B_\mu}{A} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \frac{(B \cdot p)(p \cdot p') B_\mu}{A} + \frac{(p \cdot p') p_\mu}{2} \right] \right] \left. \right\} \tag{A.11}
\end{aligned}$$

Substituindo

$$\begin{aligned}
B \cdot p &= -(\alpha_3 + \alpha_4) m_\pi^2 + \frac{\alpha_3}{2} q^2 \\
B \cdot p' &= -(\alpha_3 + \alpha_4) m_\pi^2 + \frac{\alpha_4}{2} q^2 \\
B^2 &= (\alpha_3 + \alpha_4)^2 m_\pi^2 - \alpha_3 \alpha_4 q^2 \\
p^2 &= p'^2 = m_\pi^2 \\
p \cdot p' &= m_\pi^2 - \frac{q^2}{2}
\end{aligned}$$

temos, para o diagrama (b):

$$\begin{aligned}
\Gamma_\mu(p, p')^{(b)} &= -ig^2 Q_V (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int_0^\infty \prod_{i=1}^4 d\alpha_i (\alpha_2) e^N \frac{i}{(4\pi)^2} \exp(-B^2/A) \\
&\left\{ p_\mu \left\{ \frac{-1}{4A^5 m_V^2} \left[ -4A^2 m_\pi^4 \alpha_4 + 8A m_\pi^4 \alpha_4^2 - Q^2 A^2 - 2\alpha_4 Q^2 A \right. \right. \right. \\
&\quad + 4a^2 m_\pi^4 \alpha_3 + 2m_\pi^2 \alpha_3^2 \alpha_4 Q^2 - 2A^2 m_\pi^2 \alpha_4 Q^2 - 4A^2 m_V^2 m_\pi^2 \alpha_3 \\
&\quad + 4A^2 m_V^2 m_\pi^2 \alpha_4 + 2A^2 m_V^2 \alpha_4 Q^2 + 4A m_\pi^2 \alpha_4^2 Q^2 + 4m_\pi^4 \alpha_3^2 \alpha_4 \\
&\quad - 4m_\pi^4 \alpha_3 \alpha_4^2 - 2m_\pi^2 \alpha_4^3 Q^2 - 8m_\pi^2 A \alpha_3 - 4m_\pi^2 A \alpha_4 + 4m_\pi^4 \alpha_3^3 \\
&\quad \left. \left. \left. - 4m_\pi^4 \alpha_4^3 + 6m_\pi^2 A^2 - 8A m_\pi^4 \alpha_3^2 + A \alpha_4 (Q^2)^2 \alpha_3 \right] \right\} \right. \\
&+ p'_\mu \left\{ \frac{1}{4A^5 m_V^2} \left[ 4m_\pi^2 \alpha_3 \alpha_4^2 Q^2 - 2A^2 m_\pi^2 \alpha_4 Q^2 - 4A^2 m_V^2 m_\pi^2 \alpha_3 \right. \right. \\
&\quad + 4A^2 m_V^2 m_\pi^2 \alpha_4 + 2A^2 m_V^2 \alpha_4 Q^2 + 4A m_\pi^2 \alpha_4^2 Q^2 + 4m_\pi^4 \alpha_3^2 \alpha_4 \\
&\quad - 2m_\pi^2 \alpha_4^3 Q^2 - 2\alpha_3 \alpha_4^2 (Q^2)^2 + 4m_\pi^2 A \alpha_3 + 8m_\pi^2 A \alpha_4 + 4m_\pi^4 \alpha_3^3 - 4m_\pi^4 \alpha_3 \alpha_4^2 \\
&\quad - 4m_\pi^4 \alpha_4^3 - 6m_\pi^2 A^2 - 8A m_\pi^4 \alpha_3^2 - 4\alpha_3 Q^2 A + 4m_\pi^2 \alpha_3^3 Q^2 + 2\alpha_3^2 \alpha_4 (Q^2)^2 \\
&\quad \left. \left. \left. - A \alpha_4 (Q^2)^2 \alpha_3 + 4A^2 m_\pi^2 Q^2 \alpha_3 - 4A^2 m_V^2 Q^2 \alpha_3 - 8A m_\pi^2 \alpha_3^2 Q^2 \right] \right\} \right\} \quad (A.12)
\end{aligned}$$

### A.3 Seagull do diagrama c

$$\begin{aligned}
i\Gamma_\mu(p, p')^{(c)s} &= -g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \bar{d}^4 k \frac{1}{k^2 - m_P^2} \frac{1}{(k^2 - \Lambda^2)^2} \frac{1}{(k - q)^2 - \Lambda^2} \\
&(-p'_\beta) \left[ \frac{g^{\alpha\beta} - (p' - k)^\alpha (p' - k)^\beta / m_V^2}{(p' - k)^2 - m_V^2} \right] (q - 2k)_\mu p'_\alpha \quad (A.13)
\end{aligned}$$

Contraindo os índices  $\alpha$  e  $\beta$  vem:

$$\begin{aligned}
i\Gamma_\mu(p, p')^{(c)s} &= -g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \bar{d}^4 k \frac{1}{k^2 - m_P^2} \frac{1}{(k^2 - \Lambda^2)^2} \frac{1}{(k - q)^2 - \Lambda^2} \frac{1}{(p' - k)^2 - m_V^2} \\
&(p' - p - 2k)_\mu \left\{ m_\pi^2 - \frac{1}{m_V^2} \left[ (m_\pi^2 - k \cdot p')^2 \right] \right\} \quad (A.14)
\end{aligned}$$

ou, equivalentemente:

$$i\Gamma_\mu(p, p')^{(c)s} = g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \tilde{d}^4 k, \int_0^\infty \prod_{i=1}^4 d\alpha_i(\alpha_2) e^N \exp(Ak^2 + 2B.K) \\ (p' - p - 2k)_\mu \left\{ m_\pi^2 - \frac{1}{m_V^2} \left[ m_\pi^4 - 2m_\pi^2(k.p') + (k.p')^2 \right] \right\} \quad (A.15)$$

onde  $A = \sum_{i=1}^4 \alpha_i$ ,  $B = -(\alpha_3 + \alpha_4)p' + \alpha_4 p$ , e

$$N = -\alpha_1 m_P^2 - \alpha_2 \Lambda^2 - \alpha_3 (m_V^2 - m_\pi^2) - \alpha_4 \Lambda^2 + \alpha_4 q^2$$

Integrando em  $\tilde{d}^4 k$  vem:

$$i\Gamma_\mu(p, p')^{(c)s} = g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int_0^\infty \prod_{i=1}^4 d\alpha_i(\alpha_2) e^N \frac{i}{(4\pi)^2} \exp(-B^2/A) \\ \left\{ \frac{p_\mu}{m_V^2} \left\{ \left[ -\frac{m_\pi^2 (m_V^2 - m_\pi^2)}{A^2} \right] + \left[ 2m_\pi^2 \frac{(B.p')}{A^3} \right] + \left[ \frac{(B.p')^2}{A^4} - \frac{m_\pi^2}{2A^3} \right] \right\} \right. \\ + \frac{p'_\mu}{m_V^2} \left\{ \left[ \frac{m_\pi^2 (m_V^2 - m_\pi^2)}{A^2} \right] - \left[ 2m_\pi^2 \frac{(B.p')}{A^3} \right] - \left[ \frac{(B.p')^2}{A^4} - \frac{m_\pi^2}{2A^3} \right] \right\} \\ + \frac{2}{m_V^2} \left\{ \left[ -\frac{(m_V^2 - m_\pi^2)(m_\pi^2) B_\mu}{A^3} \right] - \left[ 2m_\pi^2 \left( \frac{(B.p') B_\mu}{A^4} - \frac{p'_\mu}{2A^3} \right) \right] \right. \\ \left. \left. + \left[ -\frac{(B.p')^2 B_\mu}{A^5} + \frac{2(B.p') p'_\mu + m_\pi^2 B_\mu}{2A^4} \right] \right\} \right\} \quad (A.16)$$

Substituindo

$$B.p = -(\alpha_3 + \alpha_4)(m_\pi^2 + \frac{q^2}{2}) + \alpha_4 m_\pi^2 \\ B.p' = -(\alpha_3 + \alpha_4)m_\pi^2 + \alpha_4(m_\pi^2 + \frac{q^2}{2}) \\ p^2 = p'^2 = m_\pi^2 \\ p.p' = m_\pi^2 - \frac{q^2}{2}$$

temos:

$$\begin{aligned}
\Gamma_\mu(p, p')^{(c)s} &= -ig^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int_0^\infty \prod_{i=1}^4 d\alpha_i (\alpha_2) e^N \frac{i}{(4\pi)^2} \exp(-B^2/A) \\
&\left\{ p_\mu \left\{ \frac{1}{4A^5 m_V^2} (A - 2\alpha_4) \left[ -4m_\pi^2 A^2 m_V^2 + 4m_\pi^4 A^2 - 8m_\pi^4 A \alpha_3 \right. \right. \right. \\
&+ 4m_\pi^2 A \alpha_4 Q^2 + 4m_\pi^4 \alpha_3^2 - 4m_\pi^2 \alpha_3 \alpha_4 Q^2 + \alpha_4^2 Q^{22} - 2m_\pi^2 A \left. \left. \left. \right] \right\} \right. \\
&+ p'_\mu \left\{ \frac{1}{4A^5 m_V^2} \left[ 12Am_\pi^2 \alpha_3 \alpha_4 Q^2 - 4m_\pi^4 A^3 + 2\alpha_4^3 Q^{22} + 8m_\pi^4 \alpha_3^3 \right. \right. \\
&+ 8m_\pi^4 \alpha_3^2 \alpha_4 - 8m_\pi^2 \alpha_3^2 \alpha_4 Q^2 - 8m_\pi^2 \alpha_3 \alpha_4^2 Q^2 + 2\alpha_4^2 Q^{22} \alpha_3 \\
&+ 4\alpha_4 Q^2 a + 8m_\pi^4 A^2 \alpha_4 + 16m_\pi^4 A^2 \alpha_3 + 10m_\pi^2 A^2 - 12Am_\pi^2 \alpha_3 \\
&- 20Am_\pi^4 \alpha_3^2 + 4m_\pi^2 A^3 m_V^2 - A\alpha_4^2 Q^{22} - 8m_\pi^2 A^2 m_V^2 \alpha_3 + 8Am_\pi^2 \alpha_4^2 Q^2 \\
&\left. \left. \left. - 4m_\pi^2 A \alpha_4 - 8m_\pi^2 A^2 m_V^2 \alpha_4 - 16Am_\pi^4 \alpha_3 \alpha_4 - 4m_\pi^2 A^2 \alpha_4 Q^2 \right] \right\} \right\} \quad (A.17)
\end{aligned}$$

## A.4 Seagull do diagrama d

$$\begin{aligned}
i\Gamma_\mu(p, p')^{(d)s} &= g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int d^4 k \frac{1}{k^2 - m_P^2} \frac{1}{(k^2 - \Lambda^2)^2} \frac{1}{(k+q)^2 - \Lambda^2} \\
&(p'_\beta) \left[ \frac{g^{\alpha\beta} - (p-k)^\alpha (p-k)^\beta / m_V^2}{(p-k)^2 - m_V^2} \right] (q+2k)_\mu p'_\alpha \quad (A.18)
\end{aligned}$$

Contraindo os índices  $\alpha$  e  $\beta$  temos:

$$\begin{aligned}
i\Gamma_\mu(p, p')^{(d)s} &= g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int d^4 k \frac{1}{k^2 - m_P^2} \frac{1}{(k^2 - \Lambda^2)^2} \frac{1}{(k+q)^2 - \Lambda^2} \frac{1}{(p-k)^2 - m_V^2} \\
&(p' - p + 2k)_\mu \left\{ m_\pi^2 - \frac{1}{m_V^2} \left[ (m_\pi^2 - k \cdot p)^2 \right] \right\} \quad (A.19)
\end{aligned}$$

$$i\Gamma_\mu(p, p')^{(d)s} = -g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \tilde{d}^4 k \int_0^\infty \prod_{i=1}^4 d\alpha_i (\alpha_2) e^N \exp(Ak^2 + 2B.K) \\ (p' - p + 2k)_\mu \left\{ m_\pi^2 - \frac{1}{m_V^2} \left[ m_\pi^4 - 2m_\pi^2(k.p) + (k.p)^2 \right] \right\} \quad (\text{A.20})$$

onde  $A = \sum_{i=1}^4 \alpha_i$ ,  $B = -(\alpha_3 + \alpha_4)p + \alpha_4 p'$ , e

$$N = -\alpha_1 m_P^2 - \alpha_2 \Lambda^2 - \alpha_3 (m_V^2 - m_\pi^2) - \alpha_4 \Lambda^2 + \alpha_4 q^2$$

Integrando em  $\tilde{d}^4 k$  vem:

$$i\Gamma_\mu(p, p')^{(d)s} = -g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int_0^\infty \prod_{i=1}^4 d\alpha_i (\alpha_2) e^N \frac{i}{(4\pi)^2} \exp(-B^2/A) \\ \left\{ \frac{p_\mu}{m_V^2} \left\{ \left[ -\frac{m_\pi^2 (m_V^2 - m_\pi^2)}{A^2} \right] + \left[ 2m_\pi^2 \frac{(B.p)}{A^3} \right] + \left[ \frac{(B.p)^2}{A^4} - \frac{m_\pi^2}{2A^3} \right] \right\} \right. \\ + \frac{p_\mu}{m_V^2} \left\{ \left[ \frac{m_\pi^2 (m_V^2 - m_\pi^2)}{A^2} \right] - \left[ 2m_\pi^2 \frac{(B.p)}{A^3} \right] - \left[ \frac{(B.p)^2}{A^4} - \frac{m_\pi^2}{2A^3} \right] \right\} \\ + \frac{2}{m_V^2} \left\{ \left[ \frac{(m_V^2 - m_\pi^2)(m_\pi^2)B_\mu}{A^3} \right] + \left[ 2m_\pi^2 \left( \frac{(B.p)B_\mu}{A^4} - \frac{p_\mu}{2A^3} \right) \right] \right. \\ \left. - \left[ -\frac{(B.p)^2 B_\mu}{A^5} + \frac{2(B.p)p_\mu + m_\pi^2 B_\mu}{2A^4} \right] \right\} \left. \right\} \quad (\text{A.21})$$

Substituindo

$$B.p = -(\alpha_3 + \alpha_4)(m_\pi^2 + \frac{q^2}{2}) + \alpha_4 m_\pi^2 \\ B.p' = -(\alpha_3 + \alpha_4)m_\pi^2 + \alpha_4(m_\pi^2 + \frac{q^2}{2}) \\ p^2 = p'^2 = m_\pi^2 \\ p.p' = m_\pi^2 - \frac{q^2}{2}$$



temos:

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\mu}(p, p')^{(d)s} &= ig^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int_0^{\infty} \prod_{i=1}^4 d\alpha_i (\alpha_2) e^N \frac{i}{(4\pi)^2} \exp(-B^2/A) \\
&\left\{ p_{\mu} \left\{ \frac{1}{4A^5 m_V^2} \left[ 4m_{\pi}^4 A^3 - 10m_{\pi}^2 A^2 - 2\alpha_4^2 (Q^2)^2 \alpha_3 - 4\alpha_4 Q^2 A + 12Am_{\pi}^2 \alpha_3 \right. \right. \right. \\
&- 8m_{\pi}^4 \alpha_3^3 + 8m_{\pi}^2 \alpha_3^2 \alpha_4 Q^2 + 8m_{\pi}^2 \alpha_3 \alpha_4^2 Q^2 - 12Am_{\pi}^2 \alpha_3 \alpha_4 Q^2 \\
&+ 20Am_{\pi}^4 \alpha_3^2 + 8m_{\pi}^2 A^2 m_V^2 \alpha_4 + 8m_{\pi}^2 A^2 m_V^2 \alpha_3 - 8Am_{\pi}^2 \alpha_4^2 Q^2 \\
&+ 16Am_{\pi}^4 \alpha_3 \alpha_4 + 4m_{\pi}^2 A^2 \alpha_4 Q^2 - 2\alpha_4^3 (Q^2)^2 + A\alpha_4^2 (Q^2)^2 - 4m_{\pi}^2 A^3 m_V^2 \\
&\left. \left. \left. - 16m_{\pi}^4 A^2 \alpha_3 - 8m_{\pi}^4 A^2 \alpha_4 + 4m_{\pi}^2 A\alpha_4 - 8m_{\pi}^4 \alpha_3^2 \alpha_4 \right] \right\} \right. \\
&+ p'_{\mu} \left\{ \frac{-1}{4A^5 m_V^2} (A - 2\alpha_4) \left[ -4m_{\pi}^2 A^2 m_V^2 + 4m_{\pi}^4 A^2 + 4m_{\pi}^2 A\alpha_4 q^2 \right. \right. \\
&\left. \left. \left. - 8m_{\pi}^4 A\alpha_3 - 2m_{\pi}^2 A + 4m_{\pi}^4 \alpha_3^2 - 4m_{\pi}^2 \alpha_3 \alpha_4 q^2 + \alpha_4^2 (q^2)^2 \right] \right\} \left. \right\} \quad (A.22)
\end{aligned}$$

## A.5 Vértice dos diagramas c e d

$$\begin{aligned}
i\Gamma_{\mu}(p, p')^{(c)v} &= -g^2 (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \bar{d}^4 k \frac{1}{k^2 - m_P^2} \frac{1}{k^2 - \Lambda^2} \\
&p'_{\beta} \left[ \frac{g^{\beta\mu} - (p' - k)^{\beta} (p' - k)^{\mu} / m_V^2}{(p' - k)^2 - m_V^2} \right] \left\{ Q_P \frac{1}{(k - q)^2 - \Lambda^2} + Q_V \frac{1}{k^2 - \Lambda^2} \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
i\Gamma_{\mu}(p, p')^{(d)v} &= -g^2 (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \bar{d}^4 k \frac{1}{k^2 - m_P^2} \frac{1}{k^2 - \Lambda^2} \\
&p_{\beta} \left[ \frac{g^{\beta\mu} - (p - k)^{\beta} (p - k)^{\mu} / m_V^2}{(p - k)^2 - m_V^2} \right] \left\{ Q_P \frac{1}{(k + q)^2 - \Lambda^2} + Q_V \frac{1}{k^2 - \Lambda^2} \right\}
\end{aligned}$$

Somando-se estas duas contribuições é possível separarmos os termos proporcionais à  $Q_P$ :

$$\begin{aligned}
i\Gamma_{\mu}(p, p')^{(v)Q_P} &= -g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \bar{d}^4 k \frac{1}{k^2 - m_P^2} \frac{1}{k^2 - \Lambda^2} \\
&\quad \left\{ p'_\beta \left[ \frac{g^{\beta\mu} - (p' - k)^\beta (p' - k)^\mu / m_V^2}{(p' - k)^2 - m_V^2} \right] \frac{1}{(k - q)^2 - \Lambda^2} \right. \\
&\quad \left. + p_\beta \left[ \frac{g^{\beta\mu} - (p - k)^\beta (p - k)^\mu / m_V^2}{(p - k)^2 - m_V^2} \right] \frac{1}{(k + q)^2 - \Lambda^2} \right\} \quad (A.23)
\end{aligned}$$

Contraindo os índices  $\beta$  temos:

$$\begin{aligned}
i\Gamma_{\mu}(p, p')^{(v)Q_P} &= -g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \bar{d}^4 k \frac{1}{k^2 - m_P^2} \frac{1}{k^2 - \Lambda^2} \\
&\quad \left\{ \left[ p'_\mu - \frac{1}{m_V^2} (m_\pi^2 - k \cdot p') p'_\mu + \frac{1}{m_V^2} (m_\pi^2 - k \cdot p') k_\mu \right] \right. \\
&\quad \frac{1}{(k - q)^2 - \Lambda^2} \frac{1}{(p' - k)^2 - m_V^2} \\
&\quad + \left[ p_\mu - \frac{1}{m_V^2} (m_\pi^2 - k \cdot p) p_\mu + \frac{1}{m_V^2} (m_\pi^2 - k \cdot p) k_\mu \right] \\
&\quad \left. \frac{1}{(k + q)^2 - \Lambda^2} \frac{1}{(p - k)^2 - m_V^2} \right\} \quad (A.24)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
i\Gamma_{\mu}(p, p')^{(v)Q_P} &= -g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \bar{d}^4 k \int_0^\infty \prod_{i=1}^4 d\alpha_i e^N \exp(Ak^2 + 2B_1 \cdot K) \\
&\quad \left\{ p'_\mu \left[ 1 - \frac{1}{m_V^2} (m_\pi^2 - k \cdot p') \right] + k_\mu \left[ \frac{1}{m_V^2} (m_\pi^2 - k \cdot p') \right] \right\} \\
&\quad - g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \bar{d}^4 k \int_0^\infty \prod_{i=1}^4 d\alpha_i e^N \exp(Ak^2 + 2B_2 \cdot K) \\
&\quad \left\{ p_\mu \left[ 1 - \frac{1}{m_V^2} (m_\pi^2 - k \cdot p) \right] + k_\mu \left[ \frac{1}{m_V^2} (m_\pi^2 - k \cdot p) \right] \right\} \quad (A.25)
\end{aligned}$$

onde  $A = \sum_{i=1}^4 \alpha_i$ ,  $B_1 = -\alpha_3 p' - (\alpha_3 + \alpha_4) p$ ,  $B_2 = -\alpha_3 p - (\alpha_3 + \alpha_4) p'$  e

$$N = -\alpha_1 m_P^2 - (\alpha_2 + \alpha_3) \Lambda^2 + \alpha_3 q^2 - \alpha_4 (m_V^2 - m_\pi^2)$$

Integrando em  $\vec{d}^4 k$  vem:

$$\begin{aligned} i\Gamma_\mu(p, p')^{(v)Q_P} &= -g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int_0^\infty \prod_{i=1}^4 d\alpha_i e^N \frac{i}{(4\pi)^2} \exp(-B_1^2/A) \quad (\text{A.26}) \\ &\frac{p'_\mu}{m_V^2} \left\{ \left[ \frac{(m_V^2 - m_\pi^2)}{A^2} - \frac{B_1 \cdot p'}{A^3} + \frac{1}{2A^3} \right] + \frac{B_{1\mu}}{m_V^2} \left[ \frac{m_\pi^2}{A^3} + \frac{B_1 \cdot p'}{A^4} \right] \right\} \\ &- g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int_0^\infty \prod_{i=1}^4 d\alpha_i e^N \frac{i}{(4\pi)^2} \exp(-B_2^2/A) \\ &\frac{p_\mu}{m_V^2} \left\{ \left[ \frac{(m_V^2 - m_\pi^2)}{A^2} - \frac{B_2 \cdot p}{A^3} + \frac{1}{2A^3} \right] + \frac{B_{2\mu}}{m_V^2} \left[ \frac{m_\pi^2}{A^3} + \frac{B_2 \cdot p}{A^4} \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

Substituindo

$$\begin{aligned} B_1 \cdot p &= B_2 \cdot p' = -\alpha_3 (m_\pi^2 - \frac{q^2}{2}) + (\alpha_3 + \alpha_4) m_\pi^2 \\ B_2 \cdot p &= B_1 \cdot p' = -(\alpha_3 + \alpha_4) m_\pi^2 + \alpha_4 (m_\pi^2 - \frac{q^2}{2}) \\ p^2 &= p'^2 = m_\pi^2 \\ p \cdot p' &= m_\pi^2 - \frac{q^2}{2} \end{aligned}$$

temos:

$$\begin{aligned}
i\Gamma_\mu(p, p')^{(v)Q_P} &= -g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int_0^\infty \prod_{i=1}^4 d\alpha_i e^N \frac{i}{(4\pi)^2} \exp(-B_1^2/A) \\
&\left\{ p_\mu \left\{ \frac{-1}{2A^4 m_V^2} \left[ \alpha_3 (2Am_\pi^2 - 2m_\pi^2 \alpha_4 + \alpha_3 q^2) \right] \right\} \right. \\
&+ p'_\mu \left\{ \frac{1}{2A^4 m_V^2} \left[ 2A^2 m_V^2 - 2A^2 m_\pi^2 + A + 4Am_\pi^2 \alpha_4 - \alpha_3 q^2 A \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + 2\alpha_3 m_\pi^2 A - 2\alpha_3 m_\pi^2 \alpha_4 + \alpha_3^2 q^2 - 2\alpha_4^2 m_\pi^2 + \alpha_4 \alpha_3 q^2 \right] \right\} \left. \right\} \\
&- g^2 Q_P (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int_0^\infty \prod_{i=1}^4 d\alpha_i e^N \frac{i}{(4\pi)^2} \exp(-B_2^2/A) \\
&\left\{ p_\mu \left\{ \frac{1}{2A^4 m_V^2} \left[ 2A^2 m_V^2 - 2A^2 m_\pi^2 + A + 4Am_\pi^2 \alpha_4 - \alpha_3 q^2 A \right. \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + 2\alpha_3 m_\pi^2 A - 2\alpha_3 m_\pi^2 \alpha_4 + \alpha_3^2 q^2 - 2\alpha_4^2 m_\pi^2 + \alpha_4 \alpha_3 q^2 \right] \right\} \right. \\
&+ p'_\mu \left\{ \frac{-1}{2A^4 m_V^2} \left[ \alpha_3 (2Am_\pi^2 - 2m_\pi^2 \alpha_4 + \alpha_3 q^2) \right] \right\} \left. \right\} \quad (A.28)
\end{aligned}$$

e os termos proporcionais à  $Q_V$ :

$$\begin{aligned}
i\Gamma_\mu(p, p')^{(v)Q_V} &= -g^2 Q_V (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int d^4 k \frac{1}{k^2 - m_P^2} \frac{1}{(k^2 - \Lambda^2)^2} \\
&\left\{ p'_\beta \left[ \frac{g^{\beta\mu} - (p' - k)^\beta (p' - k)^\mu / m_V^2}{(p' - k)^2 - m_V^2} \right] \right. \\
&+ p_\beta \left[ \frac{g^{\beta\mu} - (p - k)^\beta (p - k)^\mu / m_V^2}{(p - k)^2 - m_V^2} \right] \left. \right\} \quad (A.29)
\end{aligned}$$

Contraindo os índices  $\beta$  temos:

$$i\Gamma_{\mu}(p, p')^{(v)q_V} = -g^2 Q_V (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \bar{d}^4 k \frac{1}{k^2 - m_P^2} \frac{1}{(k^2 - \Lambda^2)^2} \quad (\text{A.30})$$

$$\left\{ \left[ p'_{\mu} - \frac{1}{m_V^2} (m_{\pi}^2 - k \cdot p') p'_{\mu} + \frac{1}{m_V^2} (m_{\pi}^2 - k \cdot p') k_{\mu} \right] \frac{1}{(p' - k)^2 - m_V^2} \right. \\ \left. + \left[ p_{\mu} - \frac{1}{m_V^2} (m_{\pi}^2 - k \cdot p) p_{\mu} + \frac{1}{m_V^2} (m_{\pi}^2 - k \cdot p) k_{\mu} \right] \frac{1}{(p - k)^2 - m_V^2} \right\}$$

$$i\Gamma_{\mu}(p, p')^{(v)q_V} = -g^2 Q_V (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \bar{d}^4 k \int_0^{\infty} \prod_{i=1}^3 d\alpha_i (\alpha_2) e^N \exp(Ak^2 + 2B_1 \cdot K) \\ \left\{ p'_{\mu} \left[ 1 - \frac{1}{m_V^2} (m_{\pi}^2 - k \cdot p') \right] + k_{\mu} \left[ \frac{1}{m_V^2} (m_{\pi}^2 - k \cdot p') \right] \right\} \\ - g^2 Q_V (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int \bar{d}^4 k \int_0^{\infty} \prod_{i=1}^4 d\alpha_i e^N \exp(Ak^2 + 2B_2 \cdot K) \\ \left\{ p_{\mu} \left[ 1 - \frac{1}{m_V^2} (m_{\pi}^2 - k \cdot p) \right] + k_{\mu} \left[ \frac{1}{m_V^2} (m_{\pi}^2 - k \cdot p) \right] \right\} \quad (\text{A.31})$$

onde  $A = \sum_{i=1}^3 \alpha_i$ ,  $B_1 = -\alpha_3 p$   $B_2 = -\alpha_3 p'$  e  
 $N = -\alpha_1 m_P^2 - \alpha_2 \Lambda^2 - \alpha_3 (m_V^2 - m_{\pi}^2)$

Integrando em  $\vec{d}^4k$  vem:

$$\begin{aligned}
i\Gamma_\mu(p, p')^{(v)Q_V} &= -g^2 Q_V (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int_0^\infty \prod_{i=1}^3 d\alpha_i (\alpha_2) e^N \frac{i}{(4\pi)^2} \exp(-B_1^2/A) \\
&\frac{p'_\mu}{m_V^2} \left\{ \left[ \frac{(m_V^2 - m_\pi^2)}{A^2} - \frac{B_1 \cdot p'}{A^3} + \frac{1}{2A^3} \right] + \frac{B_{1\mu}}{m_V^2} \left[ \frac{m_\pi^2}{A^3} + \frac{B_1 \cdot p'}{A^4} \right] \right\} \\
&g^2 Q_V (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int_0^\infty \prod_{i=1}^3 d\alpha_i (\alpha_2) e^N \frac{i}{(4\pi)^2} \exp(-B_2^2/A) \\
&\frac{p_\mu}{m_V^2} \left\{ \left[ \frac{(m_V^2 - m_\pi^2)}{A^2} - \frac{B_2 \cdot p}{A^3} + \frac{1}{2A^3} \right] + \frac{B_{2\mu}}{m_V^2} \left[ \frac{m_\pi^2}{A^3} + \frac{B_2 \cdot p}{A^4} \right] \right\}
\end{aligned} \tag{A.32}$$

Substituindo

$$\begin{aligned}
B_1 \cdot p &= B_2 \cdot p' = -\alpha_3 m_\pi^2 \\
B_2 \cdot p &= B_1 \cdot p' = -\alpha_3 (m_\pi^2 - \frac{q^2}{2}) \\
p^2 &= p'^2 = m_\pi^2 \\
p \cdot p' &= m_\pi^2 - \frac{q^2}{2}
\end{aligned}$$

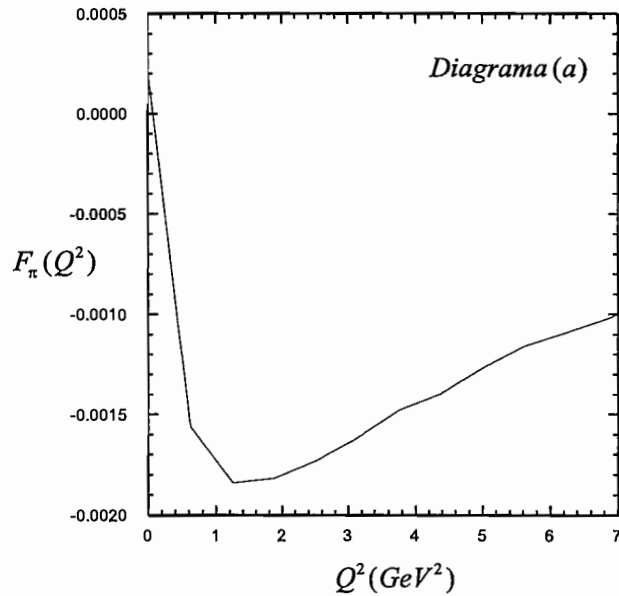
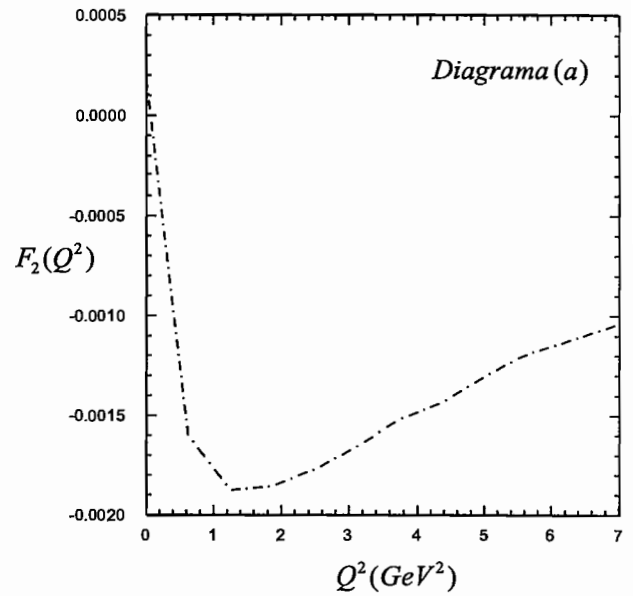
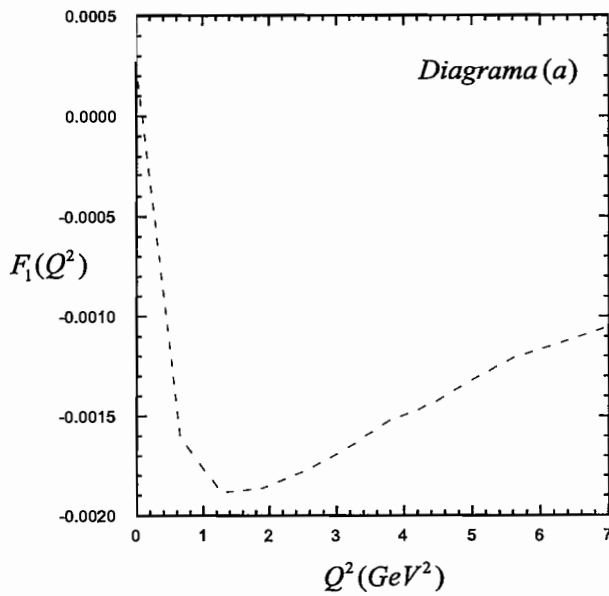
temos:

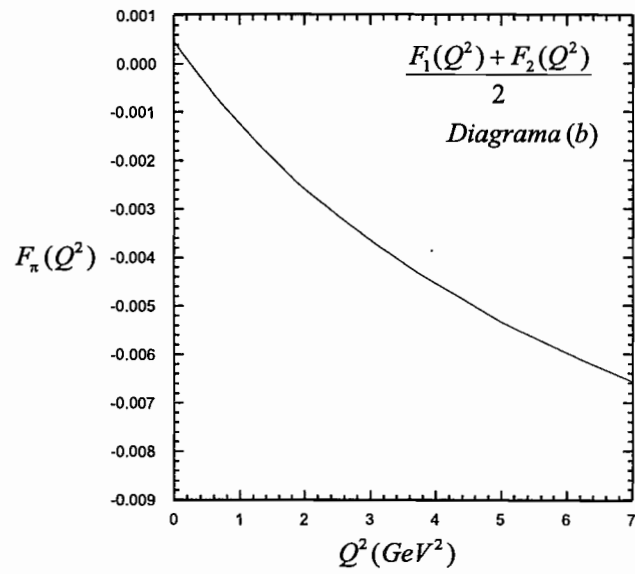
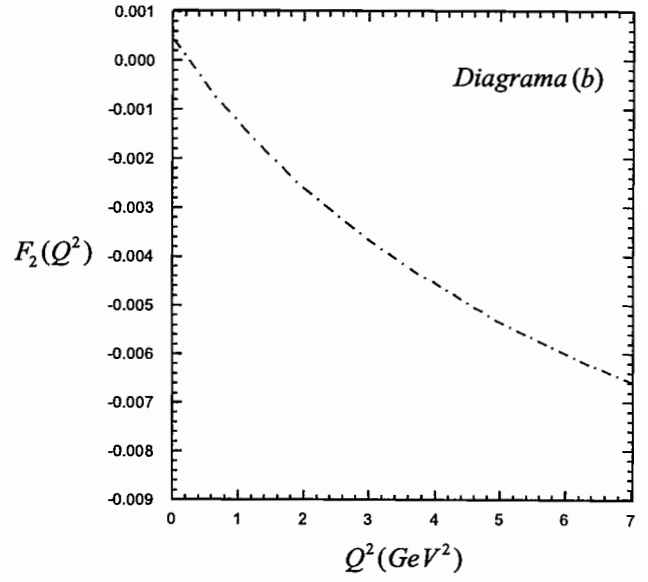
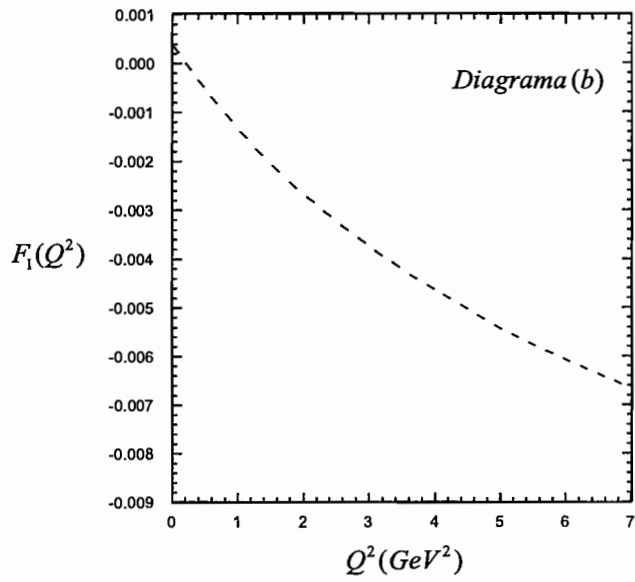
$$\begin{aligned}
i\Gamma_\mu(p, p')^{(v)Q_V} &= -g^2 Q_V (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int_0^\infty \prod_{i=1}^3 d\alpha_i (\alpha_2) e^N \frac{i}{(4\pi)^2} \exp(-B_2^2/A) \\
&\left\{ p_\mu \left\{ \frac{-1}{2A^4 m_V^2} \left[ -2A^2 m_V^2 + 2A^2 m_\pi^2 - 4\alpha_3 m_\pi^2 A - A + 2\alpha_3^2 m_\pi^2 \right] \right\} \right. \\
&\quad \left. -g^2 Q_V (m_P^2 - \Lambda^2)^2 \int_0^\infty \prod_{i=1}^3 d\alpha_i (\alpha_2) e^N \frac{i}{(4\pi)^2} \exp(-B_1^2/A) \right. \tag{A.33} \\
&\quad \left. p'_\mu \left\{ \frac{1}{2A^4 m_V^2} \left[ -2A^2 m_V^2 + 2A^2 m_\pi^2 - 4\alpha_3 m_\pi^2 A - A + 2\alpha_3^2 m_\pi^2 \right] \right\} \right\}
\end{aligned}$$

As integrações em  $\alpha_i$  são efetuadas numericamente, e a partir delas chegamos à forma final:

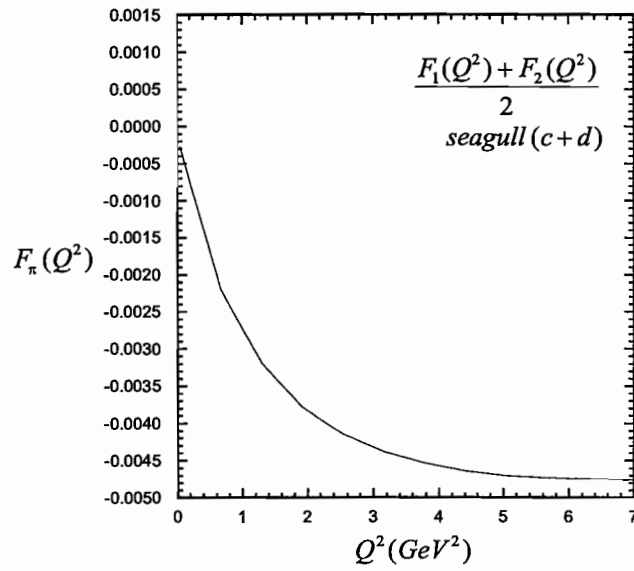
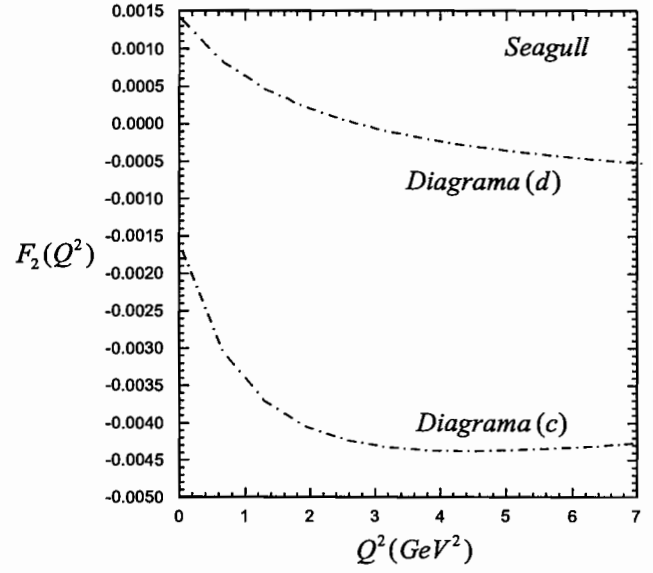
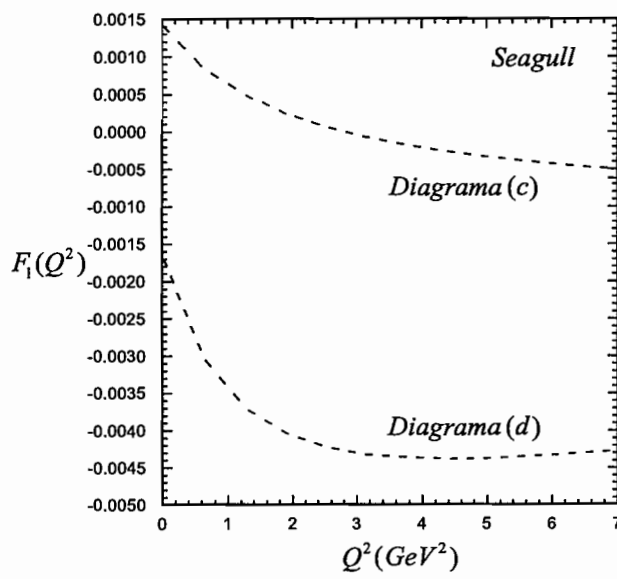
$$\Gamma_\mu(p, p') = \frac{F_1(Q^2)p_\mu + F_2(Q^2)p'_\mu}{2}$$

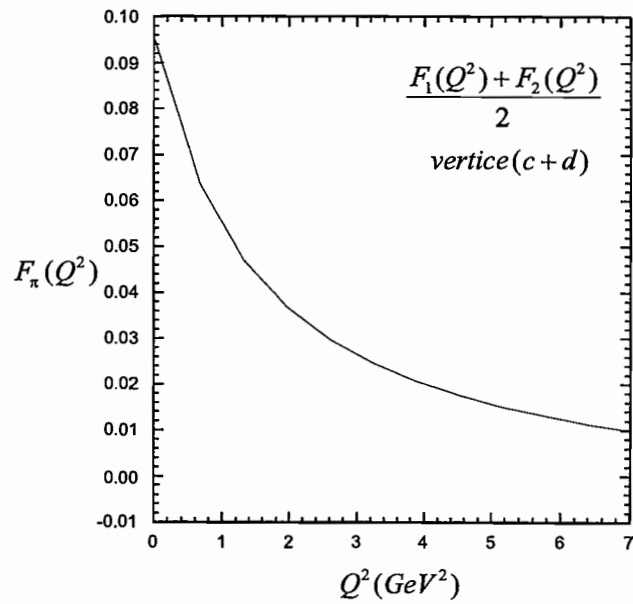
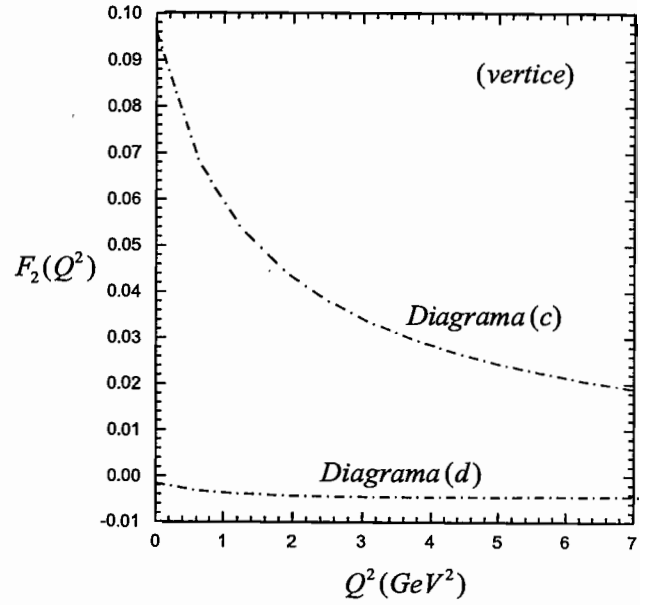
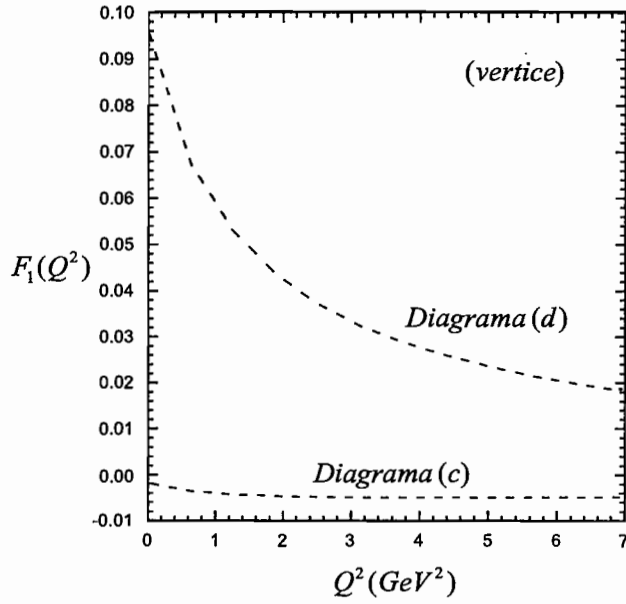
É possível notar, a partir das funções de vértice de cada um dos diagramas, que a equação acima é simétrica em  $p_\mu$  e  $p'_\mu$ , ou seja, que  $F_1(Q^2) = F_2(Q^2)$ . Isto pode ser visualizado nas figuras abaixo. As curvas tracejadas representam as funções  $F_1(Q^2)$ , as ponto-traço  $F_2(Q^2)$  e as sólidas a função  $F_\pi^+(Q^2) = \frac{F_1(Q^2) + F_2(Q^2)}{2}$ .











## Bibliografia

- [1] F. Carvalho, F. O. Durães, F. S. Navarra and M. Nielsen, *Phys. Rev.* **D60**, 094015 (1999).
- [2] F. Carvalho, “Produção inclusiva de mésons no modelo de nuvem mesônica”, dissertação de mestrado, IFUSP, 1999.
- [3] F. Carvalho, F. O. Durães, F. S. Navarra, M. Nielsen, and F.M. Steffens, *Eur. Phys. J.* **C18** 127 (2000).
- [4] F. Carvalho, F. O. Durães, F. S. Navarra and M. Nielsen, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5434 (2001).
- [5] F. Carvalho, F. O. Durães, F. S. Navarra and M. Nielsen, “The pion electromagnetic form factor in the meson cloud model”, aceito para publicação na *Braz. J. Phys.*
- [6] F. Carvalho, F. O. Durães, F. S. Navarra and M. Nielsen, “Meson loop effects on the pion electromagnetic form factor”, nucl-th/0310039 submetido para publicação na *Phys. Rev. C*.
- [7] E. A. Hawker *et al.*, E866/NuSea Collab., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3715 (1998).
- [8] J. C. Peng *et al.*, E866/NuSea Collab., *Phys. Rev.* **D58**, 092004 (1998).
- [9] J.D. Sullivan, *Phys. Rev.* **D5**, 1732 (1972).
- [10] Para uma revisão recente ver J. Speth and A.W. Thomas, *Adv. Nucl. Phys.* **24**, 83 (1998); S. Kumano, *Phys. Rep.* **303**, 183 (1998).
- [11] E.M. Henley and G.A. Miller, *Phys. Lett.* **B251**, 453 (1990); V.R. Zoller, *Z. Phys.* **C53**, 443 (1992); A. Szczurek and J. Speth, *Nucl. Phys.* **A555**, 249 (1993); A.

- Szczurek and H. Holtmann, *Acta Phys. Pol.* **B24**, 1833 (1993); A. Szczurek, J. Speth and G.T. Garvey, *Nucl. Phys.* **A570**, 765 (1994).
- [12] S. Paiva, M. Nielsen, F. S. Navarra, F. O. Durães and L. L. Barz *Mod. Phys. Lett.* **A13**, 2715 (1998).
- [13] S. J. Brodsky, T. Huang and G. P. Lepage in: *Particles and Fields*, eds. A. Z. Capri and A. N. Kamal (Plenum, New York, 1983), p.143.
- [14] K. Gottfried, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 1174 (1967).
- [15] P. Amaudruz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2712 (1991); M. Arneodo, *et al.*, *Phys. Rev.* **D50**, R1 (1994).
- [16] D. S. Barton *et al.*, *Phys. Rev.* **D27**, 2580 (1983).
- [17] A. E. Brenner *et al.*, *Phys. Rev.* **D26**, 1497 (1982).
- [18] A. O. Bazarko *et al.*, CCFR Collab., *Z. Phys.* **C 65**, 189 (1995).
- [19] M. Glück, E. Reya and M. Stratmann, *Eur. Phys. J.* **C 2**, 159 (1998); M. Glück, E. Reya and A. Vogt, *Eur. Phys. J.* **C 5**, 461 (1998); M. Glück, E. Reya and I. Schieinbein, *Eur. Phys. J.* **C 10**, 313 (1999).
- [20] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts and R. S. Thorne, *Phys. Rev.* **D51**, 4756 (1995); *Eur. Phys. J.* **C4** 463 (1998).
- [21] F. Cao and A. I. Signal, *Phys. Lett.* **B 474** 138 (2000).
- [22] M. Alberg, T. Falter and E. M. Henley, *Nucl. Phys.* **A644**, 93 (1998); M. Alberg, E. M. Henley, X. Ji and A. W. Thomas, *Phys. Lett.* **B389**, 367 (1996).
- [23] C. Boros and A. W. Thomas *Phys. Rev.* **D60**, 074017 (1999).
- [24] R. Jakob and P. Kroll, *Phys. Lett.* **B315**, 463 (1993).
- [25] F. Cardarelli *et al.*, *Phys. Lett.* **B332**, 1 (1994); *Phys. Rev.* **B357**, 267 (1995).
- [26] V. M. Brown, A. Khodjamirian and M. Maul, *Phys. Rev.* **D61**, 073004 (2000).
- [27] A. F. Krutov and V. E. Troitsky, *Eur. Phys. J.* **C 20**, 471 (2001).

- [28] N. G. Stefanis, W. Schoroers and H. Ch. Kim, *Phys. Lett.* **B449**, 299 (1999).
- [29] J. Volmer *et al.*, ( $F_\pi$  Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1713 (2001).
- [30] M. I. Adamovich *et al.*, (WA89 Collab.), *Eur. Phys. J.* **C8**, 593 (1999); **C13**, 247 (2000).
- [31] M. I. Adamovich *et al.*, (WA82 Collab.), *Phys. Lett.* **B306**, 402 (1993).
- [32] G. A. Alves *et al.*, (E769 Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2392 (1996).
- [33] E. M. Aitala *et al.*, (E791 Collab.), *Phys. Lett.* **B411**, 230 (1997).
- [34] M. I. Adamovich *et al.*, (WA92 Collab.), *Nucl. Phys.* **B495**, 3 (1997).
- [35] M. Kaya *et al.*, *Phys. Lett.* **B558**, 34 (2003).
- [36] O. I. Piskounova, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **50** (1996) 179; C.E. Aguiar, T. Kodama, R.A.M.S. Nazareth, G. Pech, *Phys. Rev.* **C53**, 448 (1996); F. O. Durães, F. S. Navarra, C. A. A. Nunes and G. Wilk, *Phys. Rev.* **D53**, 6136 (1996); J. Dias de Deus and F. O. Durães, *Eur. Phys. J.* **C13**, 647 (2000).
- [37] T. Gutierrez and R. Vogt, *Nucl. Phys.* **B539**, 189 (1999); R. Vogt and S. J. Brodsky, *Nucl. Phys.* **B438**, 261 (1995).
- [38] C. Avila, J. Magnin and L. M. Mendoza-Navas, "Charm particle production in hadronic collisions", hep-ph/0307358.
- [39] F. E. Close, *An Introduction to Quarks and Partons*, Academic Press (1979).
- [40] R. D. Peccei, *Phys. Rev.* **176**, 1812 (1969).
- [41] W. Y. P. Whang and G. E. Walker, *Ann. Phys* (New York) **159**, 118 (1995).
- [42] W. Melnitchouk, J. Speth and A. W. Thomas, *Phys. Rev.* **D59**, 014033 (1999).
- [43] V.R. Zoller, *Z. Phys.* **C53**, 443 (1992).
- [44] S. J. Brodsky and B. Q. Ma, *Phys. Lett.* **B381**, 317 (1996).
- [45] A. W. Thomas, W. Melnitchouk and F.M. Steffens, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2892 (2000).

- [46] W. Melnitchouk and M. Malheiro *Phys. Rev.* **C55**, 431 (1997).
- [47] R. Vogt, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **45**, S105-S169 (2000).
- [48] P. G. Ratcliffe, *Phys. Lett.* **B365**, 383 (1996).
- [49] H. Kim, T. Doi, M. Oka and S. H. Lee, *Nucl. Phys.* **A662**, 371 (2000).
- [50] M. E. Bracco, F. S. Navarra, M. Nielsen, *Phys. Lett.* **B454**, 346 (1999).
- [51] A. W. Thomas, *Phys. Lett.* **B126**, 97 (1983).
- [52] H. L. Lai, *et al.*, CTEQ, *Phys. Rev.* **D55**, 1280 (1997).
- [53] J. J. de Swart, *Rev. Mod. Phys.* **35**, 916 (1963); **37**, 1326 (E) (1965).
- [54] M. Przybycien, A. Szczurek and G. Ingelman, *Z. Phys.* **C74**, 509 (1997).
- [55] R. G. E. Timmermans, Th. A. Rijken and J. J. de Swart, *Phys. Lett.* **B257**, 227 (1991).
- [56] W. Koepf, L. L. Frankfurt and M. Strikman, *Phys. Rev.* **D53**, 2586 (1996).
- [57] R. M. Davidson and N. C. Mukhopadhyay, *Phys. Rev.* **D42**, 20 (1990); R. M. Davidson and N. C. Mukhopadhyay and R. Wittman, *Phys. Rev.* **D43**, 71 (1991).
- [58] R. D. Field and R. P. Feynman *Phys. Rev.* **D15**, 2590 (1977).
- [59] R. D. Field, *Application of Perturbative QCD*, Addison-Wesley Publishing Company (1989).
- [60] G.P. Lepage and S.J. Brodsky, *Phys. Rev.* **D22**, 2157 (1980).
- [61] O.C. Jacob and L.S. Kisslinger, *Phys. Lett.* **B243**, 323 (1990).
- [62] J. van der Heide, M. Lutterot, J.H. Koch and E. Laermann, *Phys. Lett.* **B566**, 131 (2003).
- [63] F. Cardarelli, I. Grach, I. Narodetskii, E. Pace, G. Salmé, S. Simula, *Phys. Rev.* **D53**, 6682 (1996); F. Cardarelli, E. Pace, G. Salme', S. Simula, *Phys. Lett.* **B357**, 267 (1995).

- [64] P. Maris, "Meson Elastic and Transition Form Factors", nucl-th/0209048; P. Maris, P.C. Tandy, *Phys. Rev.* **C61**, 045202 (2000).
- [65] J.P.B.C. de Melo, T. Frederico, E. Pace, G. Salmé, *Nucl. Phys.* **A707**, 399 (2002); J.P.B.C. de Melo, H.W.L. Naus and T. Frederico, *Phys. Rev.* **C59** 2278 (1999).
- [66] H.-M. Choi, L.S. Kisslinger and C.-R. Ji, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **108**, 310 (2002); L.S. Kisslinger, H.-M. Choi and C.-R. Ji, *Phys. Rev.* **D63**, 113005 (2001) and references therein.
- [67] P. Faccioli, A. Schwenk and E.V. Shuryak, *Phys. Rev.* **D67** 113009 (2003)
- [68] H. Forkel and M. Nielsen, *Phys. Lett.* **B345**, 55 (1997).
- [69] J. Friedrich and Th. Walcher, *Eur. Phys. J.* **A17**, 607 (2003).
- [70] G. A. Miller, "The Electromagnetic Form Factors of the Proton and Neutron: Fundamental Indicators of Nucleon Structure", nucl-th/0206027.
- [71] A.Yu. Korchin, *Eur. Phys. J.* **A11**, 427 (2001).
- [72] D.H. Lu, S.N. Yang and A.W. Thomas, *J. Phys.* **G26**, L75 (2000).
- [73] H.C. Doenges, M. Schaefer and U. Mosel, *Phys. Rev.* **C51**, 950 (1995).
- [74] D. Melikhov, O. Nachtmann, T. Paulus, "The pion form factor at timelike momentum transfers in a dispersion approach", hep-ph/0209151.
- [75] A. Szczurek, H. Holtmann and J. Speth, *Nucl. Phys.* **A605**, 496 (1996).
- [76] K. Ohta, *Phys. Rev.* **D35**, 785 (1987); L. L. Barz *et al.*, *Nucl. Phys.* **A640**, 259 (1998); *Braz. J. Phys.* **27**, 358 (1997); H. Forkel *et al.*, *Nucl. Phys.* **A680**, 179 (2000).
- [77] see, for example, S. L. Zhu, *Eur. Phys. J.* **A4**, 277 (1999) and references therein.
- [78] S. Ahmed *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 251801 (2001).
- [79] S. R. Amendolia *et al.*, *Nucl. Phys.* **B277**, 168 (1986).
- [80] P. Brauel *et al.*, *Z. Phys.* **C3**, 101 (1979).
- [81] C. J. Bebeck *et al.*, *Phys. Rev.* **D17**, 1693 (1978).

- [82] F. O. Durães, F. S. Navarra and M. Nielsen, *Phys. Lett.* **B498**, 169 (2001).
- [83] F. S. Navarra, M. Nielsen, M. E. Bracco, M. Chiapparini and C. L. Schat, *Phys. Lett.* **B489**, 319 (2000); F. S. Navarra, M. Nielsen and M. E. Bracco, *Phys. Rev.* **D65**, 037502 (2002).
- [84] S. J. Brodsky, P. Hoyer, C. Peterson and N. Sakai, *Phys. Lett.* **B94**, 451 (1980); S. J. Brodsky, C. Peterson and N. Sakai, *Phys. Rev.* **D23**, 2745 (1981);
- [85] H. Holtmann, A. Szczurek and J. Speth, *Nucl. Phys.* **A569**, 631 (1996); N. N. Nikolaev, W. Schaefer, A. Szczurek and J. Speth, *Phys. Rev.* **D60**, 014004 (1999).
- [86] F. S. Navarra, M. Nielsen and S. Paiva, *Phys. Rev.* **D56**, 3041 (1997);
- [87] M. Iori *et al.*, (SELEX Collab.), *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **75 B**, 16 (1999); “Recent results from SELEX”, hep-ex/0009049; J.C. Anjos and E. Cuautle, “Recent results on charm physics from Fermilab”, hep-ph/0005057.