

1995/02

B 238

Tese de Doutorado

**Sobre a contribuição genérica dos diquarks
escalares e pseudo-vetoriais às funções de
estrutura do nucleon**

José Soares Barbosa

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, fevereiro de 1995

539.421
B 238

À minha filha: *Martha*

Agradecimentos

Um grande número de pessoas amigas e de familiares contribuiu de diversos modos para que este trabalho fosse possível. Como quase sempre ocorre, a menção, pessoa a pessoa, levaria ao involuntário esquecimento de várias delas: por isto, prefiro agradecer a todas de um modo geral. Cada uma sabe o quanto ajudou e como teria sido difícil acabar o trabalho sem o seu apoio e incentivo.

Entretanto, gostaria de fazer um agradecimento especial ao Professor Francisco Caruso, pela inestimável orientação e colaboração no trabalho. Gostaria também de agradecer ao Professor Mauro Anselmino (Univ. Torino) pelas sugestões, colaboração e pelo incentivo. Tampouco posso deixar de agradecer: ao Professor Edgardo Cheb-Terrab (UERJ), cujo apoio foi providencial numa etapa importante deste trabalho, ao Professor João Torres (UERJ) pela colaboração na parte computacional e análise numérica apresentada no Capítulo 5, e ao Professor Hélio da Motta (CBPF) pelo auxílio no uso do "PAW". Foi essencial para a parte de análise, ter a disposição uma tabela de valores numéricos sobre a contribuição de *higher twist* a $F_2(x, Q^2)$, gentilmente fornecida pelo Prof. Alain Milsztajn (Saclay), a quem fica nosso reconhecimento. Ao Professor Roberto Moreira Xavier de Araújo (CBPF) pela leitura crítica da tese e por valiosas sugestões de estilo. Agradeço também à Laurizete, minha esposa, pela compreensão e carinho.

À UERJ, pela licença parcial (afastamento PROCAD) concedida durante a elaboração da tese, e ao CNPq, pela bolsa de estudos concedida, fica o meu reconhecimento.

Resumo

Discutem-se as contribuições dos diquarks às funções de estrutura do nucleon, polarizado e não-polarizado, no âmbito do modelo a partons generalizado, no qual diquarks escalares e pseudo-vetoriais são também considerados como constituintes do nucleon. Consideram-se também as transições do tipo diquark escalar \rightleftharpoons pseudo-vetorial e o momento magnético anômalo do diquark pseudo-vetorial. Mostra-se que, num esquema onde o nucleon é formado por quarks e diquarks, previamente introduzido para descrever uma série de processos, inclusivos e exclusivos, numa região de valores intermediários de Q^2 , é capaz de descrever com boa precisão efeitos de *higher twist* observados em $F_2^{(ep)}(x, Q^2)$. As propriedades dos diquarks e de seus fatores de forma foram fixadas deste modo e o cenário resultante é compatível com as propriedades dos diquarks sugeridas por outras análises teóricas e experimentais.

Abstract

Diquark contributions to the nucleon structure functions are discussed in the framework of the parton model, including both scalar and pseudo-vector diquarks as constituents inside unpolarized and polarized nucleons. The vector diquark anomalous magnetic moment and the scalar \rightleftharpoons pseudo-vector diquark transition are also taken into account. A quark-diquark picture of the nucleon, previously introduced to describe several inclusive and exclusive processes at intermediate Q^2 values, is found to model the proton higher twist effect data extracted from $F_2^{(ep)}(x, Q^2)$ with great accuracy. The properties of the diquarks and of their form factors are then fixed and the overall picture is consistent with diquark properties suggested by other experimental and theoretical analyses.

Palavras-chave (*Key-words*): Diquarks; partons; nucleon; espalhamento profundamente inelástico; funções de estrutura; *higher twist*.

Índice

Introdução: o plano geral da tese	1
1 As funções de estrutura do nucleon: um esboço do modelo a partons	4
1.1 O caso não-polarizado	4
1.2 Efeitos de polarização	10
2 Por que os diquarks, como constituintes efetivos do nucleon?	15
3 Propriedades e parâmetros dos diquarks	22
3.1 Acoplamentos	22
3.2 Fatores de Forma	24
3.3 Função de onda do nucleon no modelo quark-diquark	26
4 Contribuição dos diquarks às funções de estrutura do nucleon: casos não-polarizado e polarizado	31
4.1 O espalhamento profundamente inelástico não-polarizado: contribuição dos diquarks ao tensor $W^{(S)\mu\nu}(N)$	31
4.1.1 $V_{\mu\nu}(E, E)$	32
4.1.2 $V_{\mu\nu}(V, V)$	33
4.1.3 $V_{\mu\nu}(E, V)$ e $V_{\mu\nu}(V, E)$	42

4.2	O espalhamento profundamente inelástico polarizado: contribuição dos diquarks ao tensor $W^{(A)\mu\nu}(N)$	47
4.2.1	Análise qualitativa da contribuição dos diquarks a $F_{1,2}$	51
4.2.2	É possível observar efeitos de spin na contribuição dos diquarks à parte simétrica do tensor hadrônico?	55
5	Descrição de efeitos de “higher twist” de F_2^{ep} via diquarks	62
5.1	$F_2^{ep}(x, Q^2)$: a contribuição de “higher twist” e os diquarks	63
5.2	O Ajuste dos Parâmetros do Modelo	71
6	Comentários Finais e Conclusões	81
	Bibliografia	84

Lista de Figuras

1.1	Diagrama do espalhamento inelástico $e^- N \rightarrow e^- X$, onde algumas variáveis cinemáticas aparecem indicadas	5
4.1	Processo $\gamma^* E \rightarrow E'$ ($E, E' =$ Diquarks escalares)	32
4.2	Diquark pseudo-vetorial, inicialmente com momento k e vetor de polarização ϵ_1 , absorve um fóton virtual, assumindo momento final $k + q$. ϵ_2^* é seu vetor de polarização no estado final	34
4.3	Processo $\gamma^* E \rightarrow V$	43
5.1	Resultado do ajuste da função F_2^{HT} aos dados experimentais da contribuição de <i>higher twist</i> à função de estrutura F_2 do próton, obtida como explicado no texto, para $x = 0.10, 0.45, 0.75$	74
5.2	Resultado do ajuste da função F_2^{HT} aos dados experimentais da contribuição de <i>higher twist</i> à função de estrutura F_2 do próton, obtida como explicado no texto, para $x = 0.10, 0.225, 0.55$	75
5.3	Resultado do ajuste da função F_2^{HT} aos dados experimentais da contribuição de <i>higher twist</i> à função de estrutura F_2 do próton, obtida como explicado no texto, para $x = 0.14, 0.35, 0.65$	76
5.4	Resultado do ajuste da função F_2^{HT} aos dados experimentais da contribuição de <i>higher twist</i> à função de estrutura F_2 do próton, obtida como explicado no texto, para $x = 0.07, 0.18, 0.75$	77

5.5	Funções de distribuição dos diquarks e dos quarks provenientes do diquark segundo nossa parametrização. Os resultados são apresentados para cada produto $xf(x)$	78
-----	---	----

Introdução: o plano geral da tese

O objetivo principal desta tese é generalizar as expressões das funções de estrutura, polarizada e não-polarizada, do nucleon, calculadas no âmbito do modelo a partons, incluindo, além dos quarks, os diquarks de spin 0 e spin 1 como constituintes efetivos do nucleon. As principais motivações são: (i) a existência de uma quantidade expressiva de evidências experimentais e teóricas a favor dos diquarks em uma região intermediária de Q^2 ; (ii) estudos teóricos da contribuição dos diquarks ao espalhamento profundamente inelástico foram feitos anteriormente, por diversos autores, como será mostrado no Capítulo 2, mas com base em versões simplificadas do modelo a diquark; (iii) a recente possibilidade de isolar a contribuição de *higher twist* a $F_2^{(ep)}$ carece de explicação; (iv) a região em que este efeito foi observado ($1 \lesssim Q^2 \lesssim 30 \text{ GeV}^2$) corresponde exatamente à região onde se espera que os diquarks tenham um papel importante na descrição de alguns efeitos não-perturbativos.

No Capítulo 1, faz-se uma revisão de resultados conhecidos sobre o espalhamento profundamente inelástico elétron-próton, tanto para o caso não-polarizado como para o caso polarizado, e indica-se como são obtidas as funções de estrutura que serão generalizadas no Capítulo 4, considerando-se também os diquarks como partons.

Desta forma, decidiu-se por incluir o Capítulo 2, onde se define o que são os diquarks e são

apresentadas as já conhecidas evidências fenomenológicas a favor destes constituintes efetivos do nucleon. As principais propriedades e parâmetros dos diquarks são discutidas a seguir, no Capítulo 3.

No Capítulo 4, apresenta-se, em detalhes, a contribuição original da tese, ou seja, calculam-se as expressões gerais das contribuições dos diquarks escalares e pseudo-vetoriais às funções de estrutura não-polarizadas do nucleon, F_1 , F_2 , e polarizadas, g_1 , g_2 . Neste cálculo, leva-se em conta também a possibilidade de haver transições entre diquarks escalares e pseudo-vetoriais e o momento magnético anômalo do diquark. Discute-se ainda neste Capítulo, a possibilidade de se observarem efeitos de spin na parte simétrica do tensor hadrônico, no que se refere à contribuição dos partons de spin 1.

No Capítulo 5, propõe-se que o modelo quark-diquark para o nucleon possa descrever corretamente os efeitos de *higher twist* observados em $F_2(x, Q^2)$. Desta forma, limitando-se à região cinemática de valores intermediários de Q^2 , os diversos parâmetros do modelo são fixados. Os resultados encontrados estão em bom acordo com os dados experimentais. Além disto, várias estimativas de certos parâmetros dos diquarks, baseadas em versões simplificadas do modelo aqui utilizado, puderam ser confirmadas. Entretanto, nossos resultados indicam que os diquarks escalares são, na verdade, mais extensos do que, em geral, se acredita. Pode-se ainda lançar luz sobre a antiga questão acerca do comportamento em x das funções de distribuição dos diquarks. Mostra-se que os diquarks escalares dominam a região de pequenos valores de x , enquanto os pseudo-vetoriais são dominantes para grandes valores de x .

No Capítulo 6, apresentam-se algumas considerações finais e as conclusões.

Esta tese está baseada nos seguintes trabalhos: Anselmino, M., Caruso, F., Leader, F. & Soares¹, J.: “Diquark contributions to the nucleon deep inelastic structure functions” *Z. Phys.* **C48** (1990) 689 e “Is the Callan-Gross relation indeed a consequence of spin 1/2, partons?”, apresentado por J. Soares no XIII Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, realizado em setembro de 1991, em Caxambu-MG. A ser publicado nos *Anais*; Anselmino, M., Caruso, F., Joffily, S. & Soares, J.: “The $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$ decay and a quark-diquark model of the nucleon: the contribution of scalar-vector transition”, *Mod. Phys. Lett.* **A6** (1991) 1415 e “Can a scalar-vector diquark transition improve the QCD prediction for the $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$ decay width?”, *Anais do XI Encontro Nacional de Partículas e Campos*, (1990); Anselmino, M., Caruso, F., de Mello Neto, J. R. T., Penna Firme, A. & Soares, J.: “Modeling higher twist contributions to deep inelastic scattering with diquarks”, *Notas de Física CBPF-NF-024/94*, submetido à publicação.

¹E-mail: jsbr@lafex.cbpf.br

Capítulo 1

As funções de estrutura do nucleon: um esboço do modelo a partons

Neste Capítulo, limitamo-nos a uma breve apresentação das seções de choque para o espalhamento profundamente inelástico elétron-nucleon, de modo a definir as funções de estrutura para as quais serão calculadas, a seguir, no Capítulo 4, as contribuições dos diquarks escalares e pseudo-vetoriais. A interpretação destas funções no âmbito do modelo a *partons* (quarks) é revista, tanto no caso não polarizado quanto no caso polarizado. Maiores detalhes podem ser encontrados em [Leader & Predazzi].

1.1 O caso não-polarizado

Em 1968, da análise dos dados colhidos do espalhamento profundamente inelástico elétron-próton (*ep*), realizado no SLAC, foi possível concluir que a carga elétrica do próton localiza-

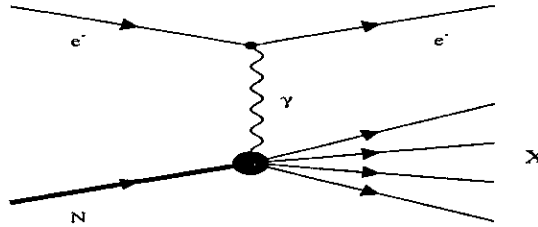


Figura 1.1: Diagrama do espalhamento inelástico $e^-N \rightarrow e^-X$, onde algumas variáveis cinemáticas aparecem indicadas.

se em pequenos centros espalhadores de spin 1/2 e sem estrutura, batizados de *partons* por [Feynman, 1969].

O resultado desta análise, combinado com os dados do espalhamento inelástico induzido por neutrinos, permitiu relacionar os *partons* com os *quarks*, que haviam sido introduzidos na física hadrônica através de estudos de simetrias das interações fortes [Gell-Mann, 1964, Zweig, 1964, Lichtenberg, 1978].

No processo inelástico $e^-N \rightarrow e^-X$, o fóton virtual trocado tem um comprimento de onda suficientemente pequeno para que se consiga uma boa resolução na investigação da estrutura interna do nucleon. Entretanto, nesta região cinemática, o nucleon se quebra, e produz-se um conjunto de hádrons no estado final. Nos experimentos deste tipo (ditos *inclusivos*), somente as distribuições angular e de energia do lépton são medidas. Pictoricamente, o espalhamento inelástico eN pode ser representado como na fig. 1.1

Diferentemente do espalhamento elástico, é fácil verificar que, nesse caso, q^2 e ν são variáveis independentes, como decorrência simplesmente do fato de o conjunto de partículas X não ser

mais observado. De fato, neste caso o quadri-impulso total referente ao estado X é $p_X = p + q$ (veja fig. 1.1) e a massa invariante, $M_X^2 = (p + q)^2 = m_N^2 + 2m_N\nu + q^2$, não sendo conhecida, implica trivialmente que ν e q^2 são independentes.

A seção de choque diferencial, neste caso, pode ser escrita (no sistema do LAB) como:

$$\frac{d^2\sigma_{e.m.}}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{2m_p q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu}(e) W_{e.m.}^{\mu\nu}(N), \quad (1.1)$$

onde $W_{e.m.}^{\mu\nu}(N)$ é o tensor (hadrônico) associado à corrente eletromagnética que faz com que o hádron N produza todos os possíveis estados finais X , dado, portanto, pela expressão:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^{e.m.}(N) &= \frac{1}{2} \sum_{s_i} \sum_X (X | J_\mu^{e.m.}(0) | N)^* \\ &\times (X | J_\nu^{e.m.}(0) | N) (2\pi)^3 \delta^4(p_X - p - q), \end{aligned} \quad (1.2)$$

onde os somatórios em s_i e X representam, respectivamente, a soma sobre os spins iniciais e sobre todos os estados X^1 .

Embora cada possível estado final possa dar uma contribuição complicada ao tensor $W_{\mu\nu}$, o resultado da soma sobre os spins tem uma estrutura relativamente simples. Como a corrente $J_{\mu\nu}^{e.m.}$ é hermitiana, podemos reescrever a Eq. (1.2) da forma:

$$W_{\mu\nu}^{e.m.}(N) = \frac{1}{2} \sum (N | J_\mu^{e.m.} | X) \langle X | J_\nu^{e.m.} | N \rangle (2\pi)^3 \delta^4(p_X - p - q), \quad (1.3)$$

e é fácil ver que este tensor satisfaz a relação

$$W_{\mu\nu}^{e.m.*}(N) = W_{\nu\mu}^{e.m.}(N). \quad (1.4)$$

¹esta soma inclui uma integral $(2\pi)^{-3} \int (2E_j)^{-1} d^3\vec{p}_j$ para cada partícula j que constitui o conjunto de partículas X , bem como uma soma sobre todos os spins envolvidos.

Portanto, o tensor hadrônico pode ser decomposto em uma parte simétrica e outra anti-simétrica pela troca dos índices μ e ν :

$$W_{\mu\nu}^{e.m.}(N) = W_{\mu\nu}^S(N) + iW_{\mu\nu}^A(N; S) \quad (1.5)$$

o que, por sua vez, é equivalente a separar o tensor em sua parte real e imaginária.

Podemos construir a parte simétrica deste tensor (que corresponde ao caso não-polarizado) escrevendo a expressão mais geral possível, compatível com a conservação da paridade, a partir das quantidades físicas envolvidas no vértice $N\gamma X$, *i.e.*,

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^S(N) &= -2m_N \left[g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{Q^2} \right] W_1(\nu, Q^2) \\ &+ \frac{2}{m_N} \left[\left(p_\mu + \frac{p \cdot q}{Q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu + \frac{p \cdot q}{Q^2} q_\nu \right) \right] W_2(\nu, Q^2) \end{aligned} \quad (1.6)$$

No referencial do LAB, $p \cdot k = Em_N$, $p \cdot k' = E'm_N$, e $Q^2 \approx 2k \cdot k' = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$ e a Eq. (1.1)

pode ser escrita como:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{lab} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left(2W_1(\nu, q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2(\nu, q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.7)$$

Esta seção de choque diferencial tem a mesma dependência angular da obtida no caso do espalhamento elástico puramente leptônico ($e\mu \rightarrow e\mu$). As funções de estrutura W_1 e W_2 parametrizam o desconhecimento sobre o vértice hadrônico ou, em outras palavras, sobre a natureza da subestrutura do nucleon.

Diferentemente do caso elétron-próton elástico, as funções de estrutura para o processo puramente leptônico não apresentam um decaimento rápido com Q^2 . Já no caso inelástico, ao contrário do que se esperava, observou-se experimentalmente que, a partir de uma determinada

região cinemática ($Q^2 \gtrsim 1\text{GeV}^2$), as funções de estrutura passam a depender somente da variável adimensional $x \equiv Q^2/2p \cdot q = Q^2/2m_N\nu$. Esse comportamento foi, de certa forma, previsto teoricamente por Bjorken [Bjorken & Pachos, 1969], que estudou o comportamento das seções de choque no limite matemático onde $Q^2 \rightarrow \infty$ e $\nu \rightarrow \infty$, mas mantendo x fixo (\lim_{B_j}), região esta conhecida como região de *scaling*, e mostrou que:

$$\begin{aligned} \lim_{B_j} m_N W_1(\nu, Q^2) &= F_1(x) \\ \lim_{B_j} \nu W_2(\nu, Q^2) &= F_2(x). \end{aligned} \quad (1.8)$$

Na verdade, não é propriamente uma surpresa que para $Q^2 \rightarrow \infty$ o lado esquerdo da Eq. (1.8) passe a depender de uma única variável. O que realmente causa surpresa é o fato destas funções não tenderem a zero, como ocorre com as funções de estrutura do espalhamento elástico *ep*. Outro fato digno de nota é que o *scaling* de Bjorken se manifesta experimentalmente para valores de ($Q^2 \gtrsim 1\text{GeV}^2$) que, naturalmente, não é o limite $Q^2 \rightarrow \infty$! Na verdade, este fato se constitui numa feliz coincidência histórica que permitiu a construção de um modelo a *partons* simples, posteriormente corrigido para levar em conta violações do *scaling* então não observadas.

O modelo a *partons*, sugerido por [Feynman, 1969], é o primeiro acerca da constituição interna do nucleon. Baseado no comportamento experimental das funções de estrutura no espalhamento profundamente inelástico supõe-se o nucleon composto por objetos puntiformes, os *partons*. Por hipótese, admite-se que a interação com um *parton* é independente da presença dos demais, ou seja, sendo o tempo de interação entre o fóton e o *parton* muito menor do que o tempo característico da interação entre os *partons*, pode-se supor que estes são aproximadamente livres no interior do nucleon. Considera-se que cada um deles carrega uma certa fração do impulso total do nucleon e que esses objetos não possuem impulso transversal significativo, resultante do chamado movimento de Fermi.

Verifica-se que as funções de estrutura são independentes de qualquer escala de massa. Este fenômeno só ocorre se o processo inelástico for decorrente de uma soma incoerente de espalhamentos elásticos do fóton virtual por constituintes puntiformes no nucleon, a exemplo do que ocorre no caso elástico puramente leptônico $e\mu$, onde não existe uma escala de massa.

As funções de estrutura do nucleon devem ser, de acordo com o modelo a *partons*, construídas como uma soma incoerente de espalhamentos elásticos do lépton incidente pelos *partons*, que constituem o nucleon. Os dados experimentais mostram uma dependência suave de $2m_N W_1$ com x , o que sugere uma distribuição continua de massas no interior do nucleon. Neste modelo, no limite em que o impulso do próton é extremamente grande ($P \rightarrow \infty$), cada *parton* transporta uma certa fração de impulso total do próton, igual ao x de Bjorken.

Para escrever as funções de estrutura em termos da contribuição dos *partons*, define-se uma função de distribuição de impulso partônico de tal maneira que $f_i(x)dx$ representa a probabilidade de encontrar o i -ésimo *parton* carregando uma fração de impulso entre x e $x+dx$. Podemos então obter a função de estrutura simplesmente somando a contribuição elástica de cada um dos diferentes tipos de *parton*:

$$W_{1,2}^{eN}(\nu, Q^2) = \sum_j W_{1,2}^j{}_{(el)}. \quad (1.9)$$

Considerando que $f_j(x)dx$ é proporcional ao número de *partons* do tipo j com fração de impulso x , temos:

$$W_1^j{}_{(el)} = \int_0^1 dx' f_j(x') \frac{x'x}{2m_N x'^2} \delta(x' - x) = \frac{1}{2m_N} e_j^2 f_j(x); \quad (1.10)$$

e de modo análogo encontramos;

$$W_2^j{}_{(el)} = \frac{x}{\nu} e_j^2 f_j(x).$$

Obtemos, assim, para as funções de estrutura:

$$\begin{aligned} W_1^{eN}(\nu, Q^2) &= \frac{1}{2m_N} \sum_j q_j^2 f_j(x) \\ \nu W_2(\nu, Q^2) &= \sum_j q_j^2 x f_j(x) \end{aligned} \quad (1.11)$$

Deste modo, é possível reproduzir o comportamento das funções de estrutura, no limite de Bjorken, em termos do modelo a *partons*, onde as funções de estrutura adimensionais são escritas como:

$$\begin{aligned} m_N W_1 \rightarrow F_1(x) &= \frac{1}{2} \sum_j q_j^2 f_j(x) \\ \nu W_2 \rightarrow F_2(x) &= \sum_j q_j^2 x f_j(x) \end{aligned} \quad (1.12)$$

Segue-se diretamente da Eq. (1.12) que:

$$F_2(x) = 2xF_1(x), \quad (1.13)$$

conhecida como relação de Callan-Gross. Esta relação é consequência direta do fato de assumirmos todos os *partons* como partículas pontuais de spin $\frac{1}{2}$ e carga elétrica $q_j e$, mas, como veremos no Capítulo 4, não é a demonstração de que os *partons* tenham *todos* spin $1/2$.

1.2 Efeitos de polarização

Em toda a seção anterior, considerou-se que a média sobre o spin do alvo havia sido feita e, portanto, o tensor hadrônico $W_{\mu\nu}$ não depende de spin. Espera-se que experimentos usando alvos polarizados [Alguard *et al.*, 1978] possam fornecer informações interessantes sobre a estrutura do nucleon em termos dos constituintes partônicos [Anselmino, 1979] e sobre a estrutura de spin da própria QCD [Leader & Predazzi]. Este assunto, em geral, é bastante complexo e não estamos

interessados em discutí-lo aqui, sugerindo ao leitor interessado em uma introdução geral a efeitos de polarização em Física de Partículas que consulte a Ref. [Bourrely *et al.*, 1980]. Vamos nos restringir apenas ao caso de interesse desta tese, que envolve a colisão inelástica elétron-nucleon.

Se consideramos a colisão entre elétrons (ou múons) polarizados longitudinalmente (helicidade $\lambda = \pm \frac{1}{2}$) e um nucleon polarizado, descrito por um vetor de spin covariante S_μ , podemos mostrar [Bjorken, 1966, 1971] que há uma contribuição da parte antissimétrica do tensor hadrônico, $W_{\mu\nu}^{(A)}$, definida pela Eq. (1.5), à seção de choque dada por:

$$W_{\mu\nu}^{(A)}(N; S) = 2\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha \left[m_N^2 S^\beta G_1(\nu, q^2) + [p \cdot q S^\beta - q \cdot S p^\beta] G_2(\nu, q^2) \right]. \quad (1.14)$$

Pode-se mostrar que estas novas funções de estrutura, $G_{1,2}$, dependem da função de onda de spin dos constituintes e só podem ser medidas experimentalmente quando tanto o feixe quanto o alvo são polarizados; do contrário o termo $L_{\alpha\beta}^{(A)} W^{(A) \alpha\beta}$ se anula.

Nas equações abaixo, para as seções de choque com polarização inicial definida, usa-se a seguinte notação: \rightarrow (\leftarrow) denota o spin longitudinal do lépton incidente, *i.e.*, no mesmo sentido (ou no sentido oposto) da sua direção de movimento; \Rightarrow (\Leftarrow) ou \uparrow (\Downarrow) representam, respectivamente, o spin longitudinal ou transversal com relação ao plano de espalhamento do hádron alvo. Desta forma, para a polarização longitudinal do alvo temos:

$$\frac{d^2\sigma_{\Rightarrow}^-}{d\Omega dE'} + \frac{d^2\sigma_{\Leftarrow}^-}{d\Omega dE'} = \frac{8\alpha^2(E')^2}{Q^4} \left(2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \right), \quad (1.15)$$

que é exatamente duas vezes a seção de choque não polarizada, Eq. (1.7) e,

$$\frac{d^2\sigma_{\Rightarrow}^-}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma_{\Leftarrow}^-}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'}{Q^2 E} \left[(E + E' \cos \theta) m_N G_1 - Q^2 G_2 \right]. \quad (1.16)$$

E, para a polarização transversal do alvo:

$$\frac{d^2\sigma_{\rightarrow\Downarrow}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma_{\rightarrow\Uparrow}}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2(E')^2}{Q^2 E} \sin \theta (m_N G_1 + 2E G_2). \quad (1.17)$$

Vê-se, portanto, que é possível medir G_1 e G_2 separadamente se o experimento for feito com alvo polarizado longitudinal e transversalmente.

Apresentamos a seguir, brevemente, a predição do modelo a *partons* para $G_{1,2}$.

A análise original de Bjorken, quando aplicada a essas funções de estrutura, sugere que:

$$\begin{aligned}\lim_{B_j} m_N^2 \nu G_1(\nu, Q^2) &= g_1(x) \\ \lim_{B_j} m_N \nu^2 G_2(\nu, Q^2) &= g_2(x).\end{aligned}\quad (1.18)$$

Assim, como para $W_{1,2}$, as funções $G_{1,2}$ podem ser relacionadas as seções de choque de absorção de um fóton virtual pelo nucleon, com a diferença que os fótons e os nucleons são agora polarizados. Neste caso, são quatro as amplitudes independentes [Leader & Predazzi]. Em particular, podemos mostrar que a combinação $m_N G_1 + \nu G_2$ é proporcional à seção de choque em que a helicidade do nucleon muda de uma unidade. Dada a estrutura do acoplamento fóton-partícula de spin 1/2, numa colisão entre um fóton e um *parton* a alta energia, como no modelo a *partons*, a massa do *parton* torna-se irrelevante e não há como mudar sua helicidade — e, conseqüentemente, a do hádron — na colisão. Desta forma, espera-se, no âmbito do modelo a *partons*, que

$$m_N G_1 + \nu G_2 = 0, \quad (1.19)$$

o que, por sua vez, significa que G_2 deve ser desprezível, comparado com G_1 , no limite de Bjorken.

Podemos ainda generalizar a função de distribuição $f_j(x)$, introduzida acima, definindo novas funções $f_j^{\uparrow\uparrow}(x)$ e $f_j^{\uparrow\downarrow}(x)$ que são as densidades de partons do tipo j , respectivamente, com helicidade paralela e antiparalela à do nucleon polarizado. Claro está que, para o caso não polarizado, $f_j = f_j^{\uparrow\uparrow}(x) + f_j^{\uparrow\downarrow}(x)$ e, com isto, $F_1(x)$, dada pela Eq. (1.12), pode ser escrita como:

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_j q_j^2 [f_j^{\uparrow\uparrow}(x) + f_j^{\uparrow\downarrow}(x)]. \quad (1.20)$$

Já a função análoga, no caso polarizado, $g_1(x)$ é dada por:

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_j q_j^2 [f_j^{\uparrow\uparrow}(x) - f_j^{\uparrow\downarrow}(x)]. \quad (1.21)$$

Portanto, verificamos que g_1 nos dá informações sobre quanto a helicidade do *parton* depende da helicidade do hádron “pai” ou, em outras palavras, esperamos poder, através desta função, obter informações sobre a influência do spin na interação em questão. Concluindo, no modelo a *partons*, a interação de um fóton virtual com um nucleon é representada pela soma das interações do fóton virtual com cada um dos constituintes (j) do nucleon, supostos livres.

Quando não consideramos o movimento de Fermi dos constituintes no interior do nucleon, temos a seguinte expressão para o tensor hadrônico [Leader & Predazzi]:

$$W_{\mu\nu}(N) = \frac{1}{2xm_N\nu} \sum_{j,s} n_j(x, s; S) V_{\mu\nu}(j, j'), \quad (1.22)$$

onde $n_j(x, s; S)$ é a densidade de número de *partons* do tipo j , com spin s^α e quadri-impulso $k^\alpha = xp^\alpha$, contidos em um nucleon de quadri-impulso p^α e spin S^α . O tensor eletromagnético $V_{\mu\nu}(j, j') = V_{\mu\nu}^{(S)}(j, j') + iV_{\mu\nu}^{(A)}(j, j')$ descreve as interações exclusivas do fóton virtual com o *parton* j ($\gamma^* j \rightarrow j'$). Usando as Eqs. (1.15) e (1.22) obtemos as seguintes expressões no modelo a *partons* para os tensores $W_{\mu\nu}^{(S,A)}(N)$:

$$W_{\mu\nu}^{(S)}(N) = \frac{1}{4xm_N\nu} \sum_{j,s;S} n_j(x, s; S) V_{\mu\nu}^{(S)}(j, j') \quad (1.23)$$

e

$$W_{\mu\nu}^{(A)}(N; S) = \frac{1}{2xm_N\nu} \sum_{j,s} n_j(x, s; S) V_{\mu\nu}^{(A)}(j, j'; s). \quad (1.24)$$

No Capítulo 4, calculam-se explicitamente os tensores $V_{\mu\nu}(j, j')$ nos seguintes casos: diquarks escalares ($j = j' = E$), diquarks pseudo-vetoriais ($j = j' = V$), transição escalar - pseudo-vetorial ($j = E, j' = V$), e transição pseudo-vetorial - escalar ($j = V; j' = E$) e, a partir destes resultados, obtêm-se as contribuições gerais de *partons* de spin 0 e 1 às quatro funções de estrutura $F_{1,2}$ e $G_{1,2}$.

Capítulo 2

Por que os diquarks, como constituintes efetivos do nucleon?

Proposta há cerca de 20 anos, como resultado do trabalho de vários autores, [Nambu, 1966, Fritsch & Gell-Mann, 1972, Fritsch *et al.*, 1973, Weinberg, 1973, Gross & Wilczek, 1973], a Cromodinâmica Quântica (QCD) é hoje a teoria candidata natural a explicar as interações entre os hádrons. Todavia, apesar de a QCD descrever com grande êxito um vasto número de processos “hadrônicos”, onde é possível utilizar técnicas de cálculo perturbativo, não se consegue ainda tratar através dela um certo grupo de problemas importantes envolvendo hádrons, numa escala de energia e impulsos transferidos de grande interesse e para a qual se dispõe de uma rica fenomenologia, *i.e.*, numa escala da ordem da massa do nucleon; neste caso, a constante de acoplamento efetiva da teoria (*running coupling constant*) é grande o suficiente para inviabilizar a expansão perturbativa. Isto levou os físicos a concentrarem esforços para o desenvolvimento de técnicas não-perturbativas — como as regras de soma em QCD — e/ou na busca de modelos

alternativos que preenchessem esta lacuna deixada pela QCD perturbativa na descrição das propriedades e interações dos hádrons.

Essa busca, na realidade, antecede à própria QCD, tendo seu início nos trabalhos originais de [Sakata, 1956, Gell-Mann, 1964, Zweig, 1964], dedicados a explicar propriedades estáticas dos hádrons. Mas foi por volta de 1968, com a publicação dos resultados da experiência de espalhamento inelástico de elétrons por alvos de prótons realizada no *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC) [Aubert *et al.*, 1985], que foi confirmada a existência dos *partons* (*quarks*), abrindo-se um novo capítulo na Física de Partículas dedicado à compreensão da *dinâmica* destes novos objetos.

Os pesquisadores de *Stanford* fizeram colidir elétrons altamente energéticos com prótons — numa experiência análoga a do espalhamento de partículas α por elementos pesados, realizada por *Rutherford* para estudar a estrutura do átomo — observando que alguns elétrons do feixe eram desviados a grandes ângulos e com grande impulso transferido. Da verificação destas violentas colisões (em regime assintótico) conclui-se que o próton é formado de centros espalhadores pontuais, os *partons*, como vimos no Capítulo 1. Mas até que limite este modelo de constituintes para o próton pode ser extrapolado, variando-se as escalas de energia e de Q^2 ?

Creutz foi o pioneiro no tratamento da QCD não-perturbativa por métodos numéricos [Creutz, 1980], usando uma versão da teoria em rede (*lattice*). Além de questões de princípio que podem ser levantadas, esta técnica requer, em termos de computação, enorme disponibilidade de tempo de CPU, para fornecer um volume relativamente pequeno de informações. Portanto, pelo menos no estágio atual desta técnica de cálculo, não podemos esperar que ela substitua o poder preditivo de modelos fenomenológicos.

Entre estes modelos fenomenológicos a idéia de considerar os *diquarks*, como constituintes

efetivos dos bárions, vem ganhando força nas últimas décadas.

Os diquarks foram mencionados pela primeira vez, em uma nota ao pé de página, por [Gell-Mann, 1964] em seu artigo sobre os quarks e a simetria $SU(3)$. Mais tarde, outros autores [Iida & Kobayashi, 1966, Lichtenberg & Tassie] introduziram os diquarks para descrever os bárions como um estado ligado de dois objetos, um quark e um diquark. A QCD tradicional trata um bárion como um estado ligado de três quarks de valência, mais um mar de gluons e pares de quark-antiquark. Porém, uma boa aproximação para o cálculo das propriedades estáticas de um bárion é tratá-lo como um estado ligado de três quarks de valência. Uma alternativa, cujo atrativo principal é reduzir um problema de três corpos a um problema de dois corpos, e que conduz também a bons resultados, é considerar o bárion como composto de dois constituintes: um *quark* e um *diquark*.

A expressão “quark-constituente” significa um quark de corrente “vestido” de gluons e pares de quark-antiquark, que são arrastados ao longo do movimento do quark. Há, na literatura, dois modos de ver o diquark. No primeiro, um diquark é formado por um par de quarks correlacionados. Espera-se, no âmbito da QCD, que tais correlações ocorram no interior dos bárions devido a efeitos de spin. Neste caso, além de fatores de forma que levam em conta a natureza composta dos diquarks, deveríamos ser capazes de construir uma função de onda para o bárion totalmente antissimétrica pela troca de dois quarks quaisquer, incluindo a permutação de um quark constituinte do diquark com o terceiro quark constituinte do hádron que não faz parte do diquark. Tal esquema, até onde vai nosso conhecimento, ainda não foi desenvolvido. No segundo modo, a idéia básica do modelo quark-diquark é considerar o bárion como um estado ligado de um férmion (quark) e um objeto bosônico efetivo quasi-elementar (diquark), ou seja, apenas os fatores de forma do diquark levam em conta o fato deles serem espacialmente extensos

ou, se preferirmos, no modelo, é o único atributo do diquark que guarda uma certa memória dele ter sido formado de dois quarks. A dependência funcional em Q^2 destes fatores de forma, como veremos no Capítulo 3, é tal que, para $Q^2 \rightarrow \infty$, a contribuição elástica dos diquarks desaparece.

De qualquer modo, o diquark é definido como um estado ligado de mais baixa energia (onda S) formado por dois quarks. Logo, existem dois tipos de diquarks: pseudo-vetorial (spin 1) e escalar (spin 0).

Se o modelo quark–diquark é ou não um bom modelo para descrever processos a uma escala pequena (ou intermediária) de impulso transferido — onde o modelo a quarks sem massa não se aplica — é o resultado de sua aplicação ao maior número possível de processos físicos envolvendo bárions que vai nos dar uma resposta a esta questão.

Em alguns modelos os diquarks são pontuais, ou pelo menos muito pequenos comparados com a dimensão característica de um hádron, e em outros eles são quase do mesmo tamanho. Em certos modelos, as correlações dos diquarks são um importante ingrediente na estrutura hadrônica, e, em outros, são considerados irrelevantes e negligenciados [Anselmino *et al.*, 1993a]. Em face deste quadro (não isento de ambigüidades), concordamos com os autores de um recente artigo de revisão [Anselmino *et al.*, 1993a] quando eles dizem que não se pode ainda resolver esta controvérsia sobre a natureza dos diquarks. Estes autores admitem a postura pragmática (aceitável em um artigo de revisão) de que todo modelo a diquark (por mais simples que seja) capaz de explicar dados experimentais é digno de atenção. Entretanto, estamos convencidos de que o caminho para a solução de algumas destas controvérsias requer um programa de pesquisa sistemático que abandone este pragmatismo e que vise a aplicar um mesmo modelo (o mais geral possível) ao maior número de processos inclusivos e exclusivos. Só assim, poderemos con-

cluir, de forma mais definitiva, sobre o verdadeiro papel dos diquarks nas interações hadrônicas e daí extrair informações sobre seus parâmetros. Este é o espírito com que a colaboração Cagliari–Torino–Rio vem, há cerca de dez anos, estudando a fenomenologia dos diquarks, ao qual procuramos nos ater neste trabalho.

A evidência de constituintes bosônicos dentro de um nucleon tem sido objeto de investigação em espalhamentos profundamente inelásticos, desde o advento do modelo a partons com spin $\frac{1}{2}$ [Esaibegyan & Matinyan, 1974, Pavkovič, 1976]. Dentro deste quadro, constituintes com spin 0 e spin 1 podem surgir, naturalmente, como estados ligados de dois quarks: o diquark escalar e o diquark pseudo-vetorial. Tais hipóteses são sustentadas por diversas evidências experimentais e argumentos teóricos [Anselmino *et al.*, 1993a], sugerindo que o diquark pode ser um modelo útil para correções de QCD não-perturbativa numa certa escala de Q^2 .

Atualmente existem fortes argumentos para que se acredite que os diquarks escalares desempenham um papel importante na descrição de vários processos exclusivos a energias intermediárias, tais como: fator de forma eletromagnético do nucleon [Anselmino *et al.*, 1987], reações do tipo $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ [Anselmino *et al.*, 1989] e alguns decaimentos de partículas charmosas [Anselmino *et al.*, 1991a]. Os diquarks escalares também desempenham um papel importante na descrição da produção de $\pi\pi$ a grande x de Bjorken em reações inclusivas de k^+p a 70 GeV [Barth, 1981]. Diversas análises preliminares dos dados para funções de estrutura de nucleons extraídas de vários espalhamentos profundamente inelásticos [Fredriksson *et al.*, 1982, 83, 89, Tavernier, 1992] sugerem o predomínio dos diquarks escalares no interior do nucleon. No início da década de 80, os autores da Ref. [Fredriksson *et al.*, 1989, Fredriksson *et al.*, 1982, Fredriksson, *et al.* 1983] sustentavam ser possível reproduzir o conjunto de dados experimentais disponível na época para espalhamentos inelásticos ep , eD ($D =$ deutério), μN e νN ($N =$

núcleo), desde que se aceitasse uma grande violação da simetria $SU(6)$ para os bárions, embora fosse mantida a simetria de isospin. Na verdade, estes autores praticamente postulam que o próton seja formado por um quark u e um diquark escalar; os diquarks pseudo-vetoriais, embora raros e espacialmente extensos, segundo estes autores, seriam importantes para a explicação do espalhamento νN , via a transição entre diquarks escalar \rightleftharpoons pseudo-vetorial, pela absorção de um bóson W .

Em 1985, ainda considerando somente diquarks escalares, foi estudada a dependência em x e Q^2 da função F_2 devido aos diquarks e aos quarks que não fazem parte do diquark [Ekelin & Fredriksson, 1985]. Mais recentemente, usando dados com erros menores, foi feita uma análise mais detalhada do espalhamento profundamente inelástico elétron-próton, abrangendo uma vasta região de Q^2 ($2 \lesssim Q^2 200 \text{ GeV}^2$), mas, de novo, considerando apenas a contribuição dos diquarks escalares [Tavernier, 1992, Dugne & Tavernier, 1992, 93]. Embora parta de um modelo bastante simplificado, obtém-se em [Tavernier, 1992, Dugne & Tavernier, 1992, 93] um bom acordo com a experiência desde que a dependência em Q^2 de F_2 advenha dos fatores de forma dos diquarks e de uma evolução em Q^2 , inspirada na QCD, para as funções de distribuição dos quarks e diquarks. Uma análise crítica das hipóteses e dos resultados deste modelo podem ser encontradas em [Penna Firme, 1994]. Em 1990, uma análise mais geral da contribuição dos diquarks escalares e pseudo-vetoriais ao espalhamento profundamente inelástico ep , tanto no caso não-polarizado como polarizado, considerando a possibilidade de transição entre diquarks escalares e pseudo-vetoriais e o momento magnético anômalo do diquark pseudo-vetorial, foi realizada por [Anselmino *et al.*, 1990]. Nenhuma tentativa de confronto com os dados experimentais foi feita na época, por falta de informações mais detalhadas sobre as contribuições de *higher twist*. Tais contribuições estão disponíveis agora e supomos que elas são inteiramente

descritas pelos diquarks como veremos no Capítulo 5.

Deste modo, dispõe-se de uma quantidade significativa de processos físicos onde o nucleon é essencialmente constituído de um quark u e de um diquark escalar (ud) quase pontual; supõe-se que os diquarks pseudo-vetoriais são muito extensos e que suas contribuições devem ser desprezíveis quando $Q^2 \gtrsim 2 \text{ GeV}^2$ [Fredriksson *et al.*, 1989].

Porém, existem outras evidências a favor dos diquarks pseudo-vetoriais, dentre as quais podemos citar, por exemplo: a fragmentação de próton em híperons Λ e Y^{*+} observado em interações νp [Chang, 1983]; produção de p e Δ^{++} em processos inclusivos em colisões pp a grande p_T [Breakstone *et al.*, 1984, 85, 87] e o decaimento de alguns estados do *charmonium* em $p\bar{p}$ [Anselmino *et al.*, 1991a].

Somos levados a concluir, portanto, que há um número razoável de reações inclusivas e exclusivas envolvendo bárions dando suporte à idéia de que os diquarks são constituintes efetivos destes hádrons, embora haja ainda certas controvérsias na literatura com relação à região cinemática de domínio dos diquarks escalares e pseudo-vetoriais e quanto à extensão destes objetos.

Estamos convencidos da necessidade imperiosa de se abordar um projeto globalizante e ambicioso: obter uma descrição fenomenológica única e coerente, do maior número possível de processos inclusivos e exclusivos em que os diquarks tenham um papel relevante. Nesta tese, pretendemos dar um pequeno passo nesta direção, construindo o modelo mais geral possível (desprezando-se o movimento de Fermi dos partons) com o qual lançamos luz sobre certos aspectos do problema mais geral, em especial, a questão da distribuição em x de Bjorken dos diquarks. Esta questão será tratada em detalhe nos Capítulos 4 e 5. Antes, porém, para melhor situar o problema, discutiremos as propriedades e parâmetros dos diquarks, no Capítulo 3.

Capítulo 3

Propriedades e parâmetros dos diquarks

3.1 Acoplamentos

Conforme já mencionamos, desejamos obter a contribuição de partons de spin 1/2, 0 e 1 ao espalhamento profundamente inelástico $ep \rightarrow eX$. Neste ítem estão definidos os acoplamentos eletromagnéticos (vértices) entre os diquarks escalares/pseudo-vetoriais e o fóton, necessários para este cálculo.

Lembramos que, no caso de partons puntiformes, os vértices fóton-quark, $(q\gamma q)$, fóton-diquark escalar, $(E\gamma E)$, fóton-diquark pseudo-vetorial, $(V\gamma V)$ são dados, respectivamente, por [Lee & Yang, 1962]:

$$q_i \gamma q_j = -ie_q \gamma_\mu \delta_{ij} \quad (3.1)$$

$$E_i \gamma E_j = -ie_E (k + k')^\mu \delta_{ij} \quad (3.2)$$

onde k e k' são os quadri-impulsos inicial e final do diquark, e

$$\begin{aligned} V_i \gamma V_j &= -ie_V \left[g^{\alpha\beta} (k + k')^\mu - g^{\alpha\mu} (-\mathcal{K}k' + (1 + \mathcal{K})k)^\beta \right. \\ &\quad \left. - g^{\beta\mu} (-\mathcal{K}k + (1 + \mathcal{K})k')^\alpha \right] \delta_{ij} \end{aligned} \quad (3.3)$$

sendo \mathcal{K} o momento magnético anômalo do diquark pseudo-vetorial.

Como em nosso modelo os diquarks são objetos quasi-elementares, no sentido discutido no Capítulo 1, devemos introduzir seus fatores de forma na construção dos vértices mais gerais. No caso dos diquarks escalares, basta multiplicar a carga pelo fator de forma D_E . Para os pseudo-vetoriais, no entanto, o vértice mais geral possível (que conserva a paridade) para diquarks sobre a camada de massa é dado por:

$$\begin{aligned} V^\mu = V \gamma V &= ie_V \{ (\epsilon \cdot \epsilon^*) (k + k')^\mu D_1 - [(\epsilon^* \cdot k) \epsilon^\mu + (\epsilon \cdot k') \epsilon^{*\mu}] D_2 \\ &\quad + (\epsilon \cdot k') (\epsilon^* \cdot k) (k + k')^\mu D_3 \} \end{aligned} \quad (3.4)$$

que se reduz ao caso puntiforme no limite

$$D_1 \rightarrow 1; \quad D_2 \rightarrow (1 + \mathcal{K}); \quad D_3 \rightarrow 0. \quad (3.5)$$

Os vértices para as transições são dados pelas expressões abaixo:

$$T^{\mu(E \rightarrow V)} = e_E \epsilon^\mu{}_{\alpha\beta\gamma} q^\alpha (k + q)^\beta \epsilon^{*\gamma}(\lambda) D_T$$

$$= e_E M_\gamma^\mu \epsilon^{*\gamma}(\lambda) D_T. \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} T^\mu (V \rightarrow E) &= -e_V \epsilon^\mu_{\alpha\beta\gamma} q^\alpha k^\beta \epsilon^\gamma(\lambda) D_T \\ &= -e_V M_\gamma^\mu \epsilon^\gamma D_T \end{aligned} \quad (3.7)$$

3.2 Fatores de Forma

Em relação aos fatores de forma, escolhemos as expressões mais simples que exibem assintoticamente as predições da QCD perturbativa [Vainshtein & Zakharov, 1978], e o limite de partícula pontual, quando $Q^2 \rightarrow 0$, mencionado acima:

$$\begin{aligned} D_E &= \frac{Q_E^2}{Q_E^2 + Q^2} \\ D_1 &= \left(\frac{Q_V^2}{Q_V^2 + Q^2} \right)^2 \\ D_2 &= (1 + \mathcal{K}) D_1 \\ D_3 &= \frac{Q^2}{m_N^4} D_1^2 \\ D_T &= \frac{\sqrt{Q^2} D_1}{m_N} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Podemos adiantar que a escolha de um outro fator de forma possível, do tipo $D_1 = D_2 \approx Q^{-2}$, implica um ajuste dos dados experimentais (Cf. Capítulo 5) com maior valor de χ^2 . O fator de forma D_3 tem que assumir o valor zero para $Q^2 = 0$, e deve ter um comportamento do tipo Q^{-6} para grande Q^2 .

Consideraremos ainda as contribuições inelásticas dos diquarks, *i.e.*, as contribuições da interação do fóton com os quarks que compõem o diquark. A probabilidade com a qual este processo ocorre é dada por $1 - D_E^2$, no caso de diquark escalar e por $1 - D_V^2$ no caso de diquark pseudo-vetorial. O fator de forma D_V será considerado o mesmo que D_1 e para a transição escolheremos $D_T = \sqrt{Q^2} D_1 / m_N$ (que satisfaz o limite puntiforme $D_T \rightarrow 0$ quando $Q^2 \rightarrow 0$), de modo a evitar a proliferação dos parâmetros livres do modelo.

Sendo assim, os fatores de forma D_E , $D_{1,2,3}$ e D_T dos diquarks, no limite assintótico de $Q^2 \rightarrow \infty$, têm as seguintes dependências em Q^2 :

$$\begin{aligned} D_E &\sim \frac{1}{Q^2} & e & & D_{1,2} &\sim \frac{1}{Q^4} \\ D_3 &\sim \frac{1}{Q^6} \\ D_T &\sim \frac{1}{Q^3} \end{aligned} \tag{3.9}$$

O ajuste final das expressões dos fatores de forma e de seus parâmetros será ditado pela violação de escala observada experimentalmente.

Embora já tenhamos uma idéia da ordem de grandeza dos parâmetros $Q_{E,V}$, através de trabalhos anteriores de vários autores [Anselmino *et al.*, 1987, Anselmino *et al.*, 1991a] — que se relacionam com os raios médios dos diquarks via Eq. (3.10) abaixo — consideramos, na análise do Capítulo 5, estes parâmetros como parâmetros livres do modelo, o que, *a posteriori* vai constituir-se numa vantagem, como veremos mais tarde.

Por último, é conveniente conhecermos a relação entre o raio médio quadrático, $\langle r^2 \rangle$, da distribuição de cargas do diquark em termos do seu fator de forma, F . Esta relação, obtida em [Pilkuhn, 1979], é a seguinte:

$$\langle r^2 \rangle = -6 \left(\frac{dF}{dQ^2} \right)_{Q^2=0} \quad (3.10)$$

3.3 Função de onda do nucleon no modelo quark–diquark

Nesta última seção deste capítulo, resumimos como a função de onda de um bárion, em particular do próton, é obtida no modelo a diquarks a partir do resultado conhecido para o modelo a quarks. Apresentamos uma função de onda com quebra de simetria $SU(6)$ que será útil para a análise a ser feita no Capítulo 5.

Do ponto de vista da simetria $SU(3)$ de cor, o diquark poderia, em princípio, pertencer tanto à representação $\mathbf{6}$ quanto à $\bar{\mathbf{3}}$, se lembrarmos que é formado por dois quarks que pertencem à representação $\bar{\mathbf{3}}$ e $(\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{6} \oplus \bar{\mathbf{3}})$. No entanto, como o diquark deve formar um singlete de cor ao combinar-se com outro quark para formar o bárion, ele deve forçosamente pertencer à representação $\bar{\mathbf{3}}$, ou seja, do ponto de vista da cor, o diquark se comporta como um anti-quark¹.

Claro está que para ir além das propriedades estáticas dos bárion e poder levar em conta a contribuição dinâmica dos diquarks a processos exclusivos devemos ser capazes de escrever uma função de onda para o bárion em termos dos diquarks. Naturalmente, este não é um problema intrínseco apenas do modelo a diquark. Este é, na realidade, um problema sério de qualquer modelo de constituintes, mesmo se nos limitamos ao modelo a quarks, e está intimamente relacionado à atual ignorância sobre o processo de hadronização.

Sem entrarmos em detalhes, lembremos que as funções de onda dos estados bariônicos pertencentes ao octeto de $SU(3)$, pertencentes ao multiplete $\mathbf{56}$ são da forma [Close, 1979]:

¹Os diquarks pertencentes à representação $\mathbf{6}$ podem ser relevantes na descrição de estados exóticos a muitos quarks.

$$|B: s_z = \pm 1/2 \rangle = \frac{1}{2} |\phi^{M,S} \chi_{\pm}^{M,S} + \phi^{M,A} \chi_{\pm}^{M,A} \rangle \quad (3.11)$$

onde ϕ e χ são, respectivamente, as funções de onda de sabor (unitárias) e de spin, *i.e.*,

$$\begin{aligned} \chi_+^{M,S} &= \frac{1}{\sqrt{6}} [(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)\uparrow - 2(\uparrow\uparrow)\downarrow] \\ \chi_-^{M,S} &= -\frac{1}{\sqrt{6}} [(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)\downarrow - 2(\downarrow\downarrow)\uparrow] \\ \chi_+^{M,A} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)\uparrow \\ \chi_-^{M,A} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} (\downarrow\uparrow - \uparrow\downarrow)\downarrow \end{aligned} \quad (3.12)$$

e, limitando-nos ao próton:

$$\begin{aligned} \phi^{M,S} &= \frac{1}{\sqrt{6}} [(ud + du)u - 2uud] \\ \phi^{M,A} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [(ud - du)u] \end{aligned} \quad (3.13)$$

Usando as Eqs. (3.12,3.13), a Eq. (3.11) pode ser reescrita, para o próton, como:

$$\begin{aligned} |p, +1/2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{18}} \{ & 2(u_{\uparrow}d_{\downarrow}u_{\uparrow} + d_{\downarrow}u_{\uparrow}u_{\uparrow} + u_{\uparrow}u_{\uparrow}d_{\downarrow}) \\ & -(u_{\uparrow}d_{\uparrow}u_{\downarrow} + d_{\uparrow}u_{\uparrow}u_{\downarrow} + u_{\uparrow}u_{\downarrow}d_{\uparrow}) \\ & -(u_{\downarrow}d_{\uparrow}u_{\uparrow} + d_{\uparrow}u_{\downarrow}u_{\uparrow} + u_{\downarrow}u_{\uparrow}d_{\uparrow}) \} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Como mencionamos acima, o problema agora é como passar desta função de onda estática àquela dinâmica, ou seja, a uma função de onda efetiva $\phi(x, Q^2)$, que nos possibilite calcular as amplitudes elementares de espalhamento para processos exclusivos.

No âmbito do modelo a quarks, Chernyak e Zhitnitsky [Chernyak & Zhitnitsky, 1984] propuseram o seguinte *Ansatz* geral para descrever tal função de onda no caso do próton (onde omitimos, por simplicidade, os índices de cor):

$$\begin{aligned}
 \psi_{p,+}(z) &= f \left\{ \frac{1}{2} [V(z) - A(z)] u_+(z_1) u_-(z_2) d_+(z_3) \right. \\
 &+ \frac{1}{2} [V(z) + A(z)] u_-(z_1) u_+(z_2) d_+(z_3) \\
 &\left. - T(z) u_+(z_1) u_+(z_2) d_-(z_3) \right\} + \text{permut.}, \quad (3.15)
 \end{aligned}$$

onde os sinais \pm indicam as helicidades dos quarks e do próton, f é uma constante dimensional e z é a fração de impulso longitudinal do próton (z_1, z_2, z_3) transportada pelos quarks; a abreviatura *permut.* indica todos os outros termos obtidos permutando-se a ordem de z_1, z_2 e z_3 ($V(z_1, z_2, z_3) u_+(z_1) u_-(z_2) d_+(z_3) \rightarrow (V(z_1, z_3, z_2) u_+(z_1) d_+(z_2) u_-(z_3) \text{ etc.}$). A Eq. (3.15) se reduz à função de onda de $SU(6)$, Eq. (3.14), se $A(z) = 0$, $T(z) = V(z)$ com $V(z)$ sendo uma função totalmente simétrica em z_1, z_2, z_3 .

Para se obter a função de onda de um bárion em termos de quarks e diquarks podemos seguir este mesmo procedimento até chegarmos a uma equação análoga à Eq. (3.15).

Os diquarks (qq'), por analogia com os estados mesônicos, são dados por:

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\sqrt{2}}(qq' + q'q) &\otimes \begin{cases} (\uparrow\uparrow) \equiv V_{(qq')}^{+1} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow) \equiv V_{(qq')}^0 \\ (\downarrow\downarrow) \equiv V_{(qq')}^{-1} \end{cases} \\
 \frac{1}{\sqrt{2}}(qq' - q'q) &\otimes \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow) \equiv S_{(qq')} \quad (3.16)
 \end{aligned}$$

Usando as Eqs. (3.11–3.13), obtemos a função de onda estática do próton em termos dos diquarks²

² Note que para quarks iguais $\frac{1}{\sqrt{2}}(qq' + q'q) \rightarrow qq$.

$$\begin{aligned}
 |p; s_z = \pm 1/2 \rangle = & \pm \frac{1}{\sqrt{18}} \left[V_{(ud)}^0 u_{\uparrow(1)} - \sqrt{2} V_{(ud)}^{\pm 1} u_{\downarrow(1)} - \sqrt{2} V_{(uu)}^0 d_{\uparrow(1)} \right. \\
 & \left. + 2V_{(uu)}^{\pm 1} d_{\downarrow(1)} \pm 3S_{(ud)} u_{\uparrow(1)} \right] . \quad (3.17)
 \end{aligned}$$

Neste caso, o *Ansatz*, que corresponde aquele da Eq. (3.15) e especifica o conteúdo de quarks de valência do próton no modelo quark–diquark, é dado pela seguinte função de onda de sabor e spin [Chernyak & Zhitnitsky, 1984, Pavkovič, 1976, Caruso, 1989]:

$$\begin{aligned}
 |p, s_z = \pm 1/2 \rangle = & \pm \frac{1}{3} \left\{ \sin \Omega [\sqrt{2} V_{(ud)}^{\pm 1} u^{\mp} - 2V_{(uu)}^{\pm 1} d^{\mp}] \right. \\
 & \left. + \sqrt{2} V_{(uu)}^0 d^{\pm} - V_{(ud)}^0 u^{\pm} \right\} \mp 3 \cos \Omega S_{(ud)} u^{\pm} \}, \quad (3.18)
 \end{aligned}$$

onde $V_{(ud)}^{\pm 1}$ descreve o diquark pseudo–vetorial (ud) com a terceira componente do spin $S_z = \pm 1$, u^{\mp} descreve um quark u com $S_z = \mp \frac{1}{2}$, e assim sucessivamente. As componentes vetorial e escalar do diquark possuem diferentes pesos na função de onda, de forma que, as probabilidades de encontrar um diquark escalar ou pseudo–vetorial no próton são, respectivamente, $\sin^2 \Omega$ e $\cos^2 \Omega$. Estes coeficientes são, portanto, uma medida da violação de $SU(6)$ no modelo a diquarks; quando $\Omega = \pi/4$ recaímos numa função de onda tipo $SU(6)$. A Eq. (3.18) fixa a normalização das funções de distribuições de valência:

$$\begin{aligned}
 \int_0^1 S(x) dx &= \cos^2 \Omega \\
 \int_0^1 V_{(ud)}(x) dx &= \frac{1}{3} \sin^2 \Omega \\
 \int_0^1 V_{(uu)}(x) dx &= \frac{2}{3} \sin^2 \Omega \\
 \int_0^1 u_s(x) dx &= \int_0^1 d_s(x) dx = \cos^2 \Omega
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\int_0^1 u_{V_{(uu)}}(x) dx &= \frac{4}{3} \sin^2 \Omega \\ \int_0^1 u_{V_{(ud)}}(x) dx &= \int_0^1 d_{V_{(ud)}}(x) dx = \frac{1}{3} \sin^2 \Omega,\end{aligned}\tag{3.19}$$

Esse resultado será útil no cálculo apresentado no Capítulo 5.

Uma vez definidas as principais características dos diquarks e a função de onda do próton em termos de quarks e diquarks, passaremos, no próximo Capítulo, a discutir a contribuição destes objetos às funções de estrutura do nucleon. A matéria exposta no Capítulo 4 corresponde, em grande parte, ao conteúdo do nosso artigo [Anselmino *et al.*, 1990].

Capítulo 4

Contribuição dos diquarks às funções de estrutura do nucleon: casos não-polarizado e polarizado

4.1 O espalhamento profundamente inelástico não-polarizado: contribuição dos diquarks ao tensor $W^{\mu\nu}(N)$

Nesta Seção, calcula-se a contribuição geral dos diquarks às funções de estrutura do nucleon polarizado e não-polarizado, ou seja, obtém-se a forma explícita dos tensores eletromagnéticos partônicos $V^{\mu\nu}(j, j')$, necessários para o cálculo da expressão das Eqs. (1.23,1.24), levando em consideração os seguintes casos: diquark escalar \rightarrow diquark escalar ($j = j' = E$), diquark

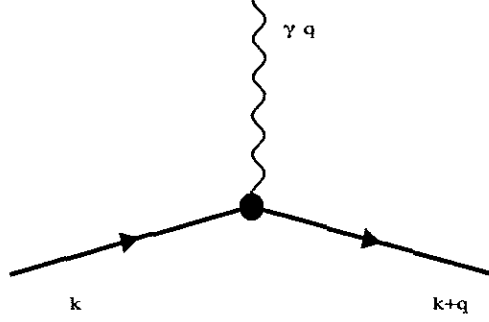


Figura 4.1: Processo $\gamma^* E \rightarrow E'$ ($E, E' =$ Diquarks escalares).

pseudo-vetorial \rightarrow diquark pseudo-vetorial ($j = j' = V$) e as transições de diquark escalar \rightarrow diquark pseudo-vetorial ($j = E, j' = V$) e de diquark pseudo-vetorial \rightarrow diquark escalar ($j = V, j' = E$).

4.1.1 $V_{\mu\nu}(E, E)$

Neste caso, um fóton virtual com impulso q ($Q^2 = -q^2$) interage com um diquark escalar com impulso k , e após a colisão o diquark assume impulso $q + k$, como indica a fig. (4.1).

A corrente associada ao vértice da (4.1) é obtida a partir da Eq. (3.2) introduzindo-se apenas o fator de forma eletromagnético do diquark escalar, $D_E(Q^2)$, que revela sua natureza composta:

$$V^\mu(E) = -ie_E(2k + q)^\mu D_E(Q^2), \quad (4.1)$$

onde e_E é carga elétrica (dada como fração da carga do próton).

O tensor partônico $V^{\mu\nu}(E, E)$ é obtido fazendo-se o produto $V^{\mu*}(E, E)V^\nu(E, E)$:

$$\begin{aligned}
 V^{\mu\nu}(E, E) &= V^{*\mu}(E, E)V^\nu(E, E) \\
 &= \left[-ie_E(2k+q)^\mu D_E(Q^2) \right]^* \left[-ie_E(2k+q)^\nu D_E(Q^2) \right] \\
 &= e_E^2(2k+q)^\mu(2k+q)^\nu D_E^2(Q^2) \\
 &= 4x^2 e_E^2 \left(p^\mu + \frac{q^\mu}{2x} \right) \left(p^\nu + \frac{q^\nu}{2x} \right) D_E^2(Q^2) \quad (4.2)
 \end{aligned}$$

Portanto, uma simples comparação com as Eqs. (1.6) e (1.22), nos mostra que as funções de estrutura do diquark escalar são:

$$\begin{aligned}
 m_N W_1^{(E)} &= F_1^{(E)} = 0 \\
 \nu W_2^{(E)} &= F_2^{(E)} = e_E^2 x S(x) D_E^2 \quad (4.3)
 \end{aligned}$$

onde $S(x)$ é a densidade de número de diquarks escalares no interior do nucleon. É imediato notar que estas duas expressões violam a relação de *Callan-Gross* e que os diquarks escalares, não possuindo spin, não contribuem às funções $G_{1,2}$.

4.1.2 $V_{\mu\nu}(V, V)$

Partindo do acoplamento mais geral de um fóton virtual com uma partícula massiva de spin 1, definido no Capítulo 3,

$$\begin{aligned}
 V^\mu(V, V) &= ie_V \{ (2k+q)^\mu g^{\alpha\beta} D_1(Q^2) \\
 &- [(k+q)^\alpha g^{\beta\mu} + k^\beta g^{\alpha\mu}] D_2(Q^2) \\
 &+ k^\beta (k+q)^\alpha (2k+q)^\mu D_3(Q^2) \} \epsilon_{1\alpha}(\lambda_1) \epsilon_{2\beta}^*(\lambda_2) \\
 &= ie_V T^{\mu\beta} \epsilon_{2\beta}^*(\lambda_2) \quad (4.4)
 \end{aligned}$$



onde $\epsilon_1(\lambda_1)$ e $\epsilon_2(\lambda_2)$ são, respectivamente, os vetores de polarização do diquark no estado inicial e final, com helicidades λ_1 e λ_2 , (ver fig. 4.2). Os fatores de forma $D_{1,2,3}(Q^2)$ foram definidos na Seção 3.2 e, por conveniência de notação definimos o tensor $T^{\mu\beta}$ por:

$$\begin{aligned}
 T^{\mu\beta} &= \left[(2k+q)^\mu g^{\alpha\beta} D_1(Q^2) \right] \epsilon_{1\alpha}(\lambda_1) \\
 &- \left[(k+q)^\alpha g^{\beta\mu} + k^\beta g^{\alpha\mu} \right] D_2(Q^2) \epsilon_{1\alpha}(\lambda_1) \\
 &+ \left[k^\beta (k+q)^\alpha (2k+q)^\mu D_3(Q^2) \right] \epsilon_{1\alpha}(\lambda_1)
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

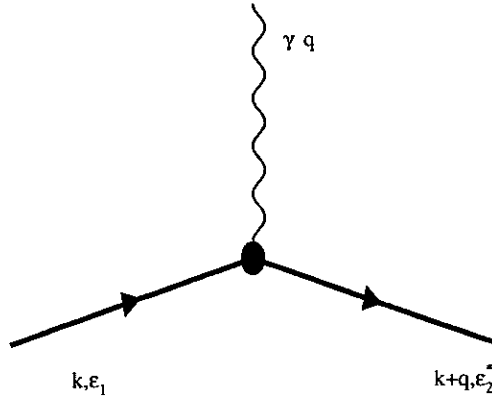


Figura 4.2: Diquark pseudo-vetorial, inicialmente com impulso k e vetor de polarização ϵ_1 , absorve um fóton virtual, assumindo impulso final $k+q$; ϵ_2^* é seu vetor de polarização no estado final.

O tensor $V^{\mu\nu}(V, V)$ é dado por:

$$\begin{aligned}
 V^{\mu\nu}(V, V) &= \sum_{\lambda_2} (V^\mu)^* V^\nu \\
 &= e_V^2 (T^{\mu\rho})^* T^{\nu\rho'} \sum_{\lambda_2} \epsilon_{2\rho}(\lambda_2) \epsilon_{2\rho'}^*(\lambda_2) \\
 &= e_V^2 (T^{\mu\rho})^* T^{\nu\rho'} \left[-g_{\rho\rho'} + \left(\frac{(k+q)_\rho (k+q)_{\rho'}}{m^2} \right) \right]
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

onde usamos a relação

$$\sum_{\lambda_2} \epsilon_{2\rho}^*(\lambda) \epsilon_{2\rho'}(\lambda_2) = -g_{\rho\rho'} + \left(\frac{(k+q)_\rho (k+q)_{\rho'}}{m^2} \right). \tag{4.7}$$

Efetuada as somas sobre os índices repetidos e fazendo as devidas simplificações, obtemos

(usando $\epsilon_1 \cdot \epsilon_1^* = -1$):

$$\begin{aligned}
 V^{\mu\nu} &= e_V^2 \left\{ (2k+q)^\mu (2k+q)^\nu [D_1^2(Q^2) - m_V^2 (q \cdot \epsilon_1)(q \cdot \epsilon_1^*) D_3^2(Q^2)] \right. \\
 &+ \frac{(q \cdot \epsilon_1)(q \cdot \epsilon_1^*)}{m_V^2} [D_1^2(Q^2) + (m_V^2 + k \cdot q)^2 D_3^2(Q^2)] \\
 &+ 2(q \cdot \epsilon_1)(q \cdot \epsilon_1^*) \left(1 + \frac{k \cdot q}{m_V^2} \right) D_1(Q^2) D_3(Q^2) \\
 &+ \frac{(q \cdot \epsilon_1)(q \cdot \epsilon_1^*)}{m_V^2} (k+q)^\mu (k+q)^\nu D_2^2(Q^2) \\
 &+ (k^\mu (2k+q)^\nu + k^\nu (2k+q)^\mu) (q \cdot \epsilon_1)(q \cdot \epsilon_1^*) D_2(Q^2) D_3(Q^2) \\
 &- [(k+q)^\mu (2k+q)^\nu + (k+q)^\nu (2k+q)^\mu] (q \cdot \epsilon_1)(q \cdot \epsilon_1^*) \\
 &\times \frac{1}{m_V^2} [D_1(Q^2) D_2(Q^2) + (m_V^2 + k \cdot q) D_2(Q^2) D_3(Q^2)] \\
 &+ [(k+q)^\mu \epsilon_1^{\nu} (q \cdot \epsilon_1) + (k+q)^\nu \epsilon_1^\mu (q \cdot \epsilon_1^*)] \left(1 + \frac{k \cdot q}{m_V^2} \right) D_2^2(Q^2) \\
 &- [k^\mu \epsilon_1^{\nu} (q \cdot \epsilon_1) + k^\nu \epsilon_1^\mu (q \cdot \epsilon_1^*)] D_2^2(Q^2) \\
 &+ [(2k+q)^\mu \epsilon_1^\nu (q \cdot \epsilon_1^*) + (2k+q)^\nu \epsilon_1^{\mu} (q \cdot \epsilon_1)] D_1(Q^2) D_2(Q^2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & - [(2k+q)^\mu \epsilon_1^{*\nu}(q \cdot \epsilon_1) + (2k+q)^\nu \epsilon_1^\mu(q \cdot \epsilon_1^*)] \\
 & \times \left[\left(1 + \frac{k \cdot q}{m_V^2}\right) D_1(Q^2)D_2(Q^2) + (k \cdot q) \left(2 + \frac{k \cdot q}{m_V^2}\right) D_2(Q^2)D_3(Q^2) \right] \\
 & + \left[-g^{\mu\nu}(q \cdot \epsilon_1)(q \cdot \epsilon_1^*) + \epsilon_1^\mu \epsilon_1^{*\nu} \frac{(k \cdot q)}{m_V^2} (2m_V^2 + (k \cdot q)) \right] D_2^2(Q^2) \} \quad (4.8)
 \end{aligned}$$

Vamos agora explicitar os termos simétrico e anti-simétrico nos índices μ e ν do tensor $V^{\mu\nu}$:

$$V^{\mu\nu} = V^{(\mathcal{S})\mu\nu} + iV^{(\mathcal{A})\mu\nu} \quad (4.9)$$

onde o termo simétrico é dado por:

$$\begin{aligned}
 V^{(\mathcal{S})\mu\nu} & = e_V^2 \left\{ (2k+q)^\mu (2k+q)^\nu \left[\left(1 + \frac{(q \cdot \epsilon_1)(q \cdot \epsilon_1^*)}{m_V^2}\right) D_1^2(Q^2) \right. \right. \\
 & + (q \cdot \epsilon_1)(q \cdot \epsilon_1^*) \frac{k \cdot q}{m_V^2} (2m_V^2 + k \cdot q) D_3^2(Q^2) \\
 & + \left. \left. 2(q \cdot \epsilon_1)(q \cdot \epsilon_1^*) \left(1 + \frac{k \cdot q}{m_V^2}\right) D_1(Q^2)D_3(Q^2) \right] \right. \\
 & + (k+q)^\mu (k+q)^\nu (q \cdot \epsilon_1)(q \cdot \epsilon_1^*) \frac{1}{m_V^2} D_2^2(Q^2) \\
 & + [k^\mu (2k+q)^\nu + k^\nu (2k+q)^\mu] (q \cdot \epsilon_1)(q \cdot \epsilon_1^*) D_2(Q^2)D_3(Q^2) \\
 & - [(k+q)^\mu (2k+q)^\nu + (k+q)^\nu (2k+q)^\mu] (q \cdot \epsilon_1)(q \cdot \epsilon_1^*) \\
 & \times \frac{1}{m_V^2} [D_1(q^2)D_2(q^2) + (m_V^2 + k \cdot q)D_2(Q^2)D_3(Q^2)] \\
 & - g^{\mu\nu}(q \cdot \epsilon_1)(q \cdot \epsilon_1^*)D_2(Q^2) + \text{Re}(\epsilon_1^\mu \epsilon_1^{*\nu})(k \cdot q) \left(2 + \frac{k \cdot q}{m_V^2}\right) D_2^2(Q^2) \\
 & + \text{Re}\{[(k+q)^\mu \epsilon_1^\nu + (k+q)^\nu \epsilon_1^\mu](q \cdot \epsilon_1^*)\} \left(1 + \frac{k \cdot q}{m_V^2}\right) D_2^2(Q^2) \\
 & - \text{Re}\{[k^\mu \epsilon_1^\nu + k^\nu \epsilon_1^\mu](q \cdot \epsilon_1^*)\} D_2^2(Q^2) \\
 & + \text{Re}\{[(2k+q)^\mu \epsilon_1^\nu + (2k+q)^\nu \epsilon_1^\mu](q \cdot \epsilon_1^*)\} D_1(Q^2)D_2(Q^2) \\
 & - \text{Re}\{[(2k+q)^\mu \epsilon_1^\nu + (2k+q)^\nu \epsilon_1^\mu](q \cdot \epsilon_1^*)\}
 \end{aligned}$$

$$\times \left[\left(1 + \frac{k \cdot q}{m_v^2} \right) D_1(Q^2) D_2(Q^2) (k \cdot q) \left(2 + \frac{k \cdot q}{m_v^2} \right) D_2(Q^2) D_3(Q^2) \right] \} \quad (4.10)$$

O termo anti-simétrico $V^{(A)\mu\nu}$ é dado por:

$$\begin{aligned} V^{(A)\mu\nu} &= e_v^2 \left\{ \text{Im} \epsilon_1^{*\mu} \epsilon_1^\nu (k \cdot q) \left(2 + \frac{k \cdot q}{m_v^2} \right) D_2^2(Q^2) \right. \\ &- \text{Im} \left\{ [(k+q)^\mu \epsilon_1^{*\nu} - (k+q)^\nu \epsilon_1^{*\mu}] (q \cdot \epsilon_1) \right\} \left(1 + \frac{k \cdot q}{m_v^2} \right) D_2^2(Q^2) \\ &+ \text{Im} \left\{ (k^\mu \epsilon_1^{*\nu} - k^\nu \epsilon_1^{*\mu}) (q \cdot \epsilon_1) \right\} D_2^2(Q^2) \\ &+ \text{Im} \left\{ [(2k+q)^\mu \epsilon_1^{*\nu} - (2k+q)^\nu \epsilon_1^{*\mu}] (q \cdot \epsilon_1) \right\} \left(2 + \frac{k \cdot q}{m_v^2} \right) \\ &\times \left. [D_1(Q^2) D_2(Q^2) + (k \cdot q) D_2(Q^2) D_3(Q^2)] \right\} \quad (4.11) \end{aligned}$$

Podemos verificar diretamente a invariância de *gauge* dos termos acima, $q^\mu V_{\mu\nu}^{(S)} = q^\mu V_{\mu\nu}^{(A)} = 0$ (usando a equação $2k \cdot q + q^2 = 0$, ou $(k+q)^2 = m_v^2$), como deveria ser uma vez que $q^\mu V_\mu = 0$, Cf. Eq. (4.4).

Consideremos agora o caso de prótons não-polarizados, ou seja, no qual se faz uma média sobre as polarizações iniciais dos diquarks. Neste caso, desprezando-se ainda o movimento de Fermi dos constituintes, a contribuição dos diquarks vetoriais ao tensor eletromagnético $W^{\mu\nu}$ é dada por:

$$W_{\mu\nu}^{(S)}(V, V) = \frac{1}{4x m_N \nu} \sum_{j, s; S} n_j(x, s; S) V_{\mu\nu}^{(S)}(j, j') \quad (4.12)$$

onde λ é a helicidade do diquark, $m_v = x m_N$ e $k^\mu = x p^\mu$, onde usamos as seguintes relações de $SU(6)$ e paridade satisfeitas pelas funções V :

$$V_1^{1/2}(x) = 2V_0^{1/2}(x) = \frac{2}{3}V(x) \quad (4.13)$$

com $V_{-1}^{1/2}(x) = 0$, e

$$V_{\lambda}^{\Lambda}(x) = V_{-\lambda}^{-\Lambda}(x) \quad (4.14)$$

As relações da eq. (4.13) são verdadeiras, em geral, para toda decomposição colinear de uma partícula de spin 1/2 em dois constituintes, um dos quais tem spin 1.

Para calcularmos o somatório $\sum_{\Lambda} V^{(S)\mu\nu}(\lambda)$, usamos a identidade

$$\sum_{\lambda} \epsilon_1^{\mu} \epsilon_1^{*\nu} = -g^{\mu\nu} + \frac{k^{\mu} k^{\nu}}{m^2} \quad (4.15)$$

e

$$\sum_{\lambda} \epsilon_1^{\mu} (q \cdot \epsilon_1^*) = -q^{\mu} + \frac{(k \cdot q)}{m_v^2} k^{\mu} = -q^{\mu} + \frac{Q^2}{2m_v^2} k^{\mu} \quad (4.16)$$

$$\sum_{\lambda} (q \cdot \epsilon_1)(q \cdot \epsilon_1^*) = -q^2 + \frac{(k \cdot q)^2}{m_v^2} = Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda} V_{\lambda}^{(S)\mu\nu} &= e_v^2 \left\{ (2k+q)^{\mu} (2k+q)^{\nu} \left[3D_1^2(Q^2) + Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) \right. \right. \\ &\times \left. \left[\frac{D_1^2(Q^2)}{m_v^2} + Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) D_3^2(Q^2) + 2 \left(1 + \frac{Q^2}{2m_v^2} \right) D_1(Q^2) D_3(Q^2) \right] \right\} \\ &+ \left[\frac{(k+q)^{\mu} (k+q)^{\nu} + k^{\mu} k^{\nu}}{m_v^2} - 2g^{\mu\nu} \right] Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) D_2^2(Q^2) \\ &+ \left[k^{\mu} (2k+q)^{\nu} - (k+q)^{\mu} (2k+q)^{\nu} \left(1 + \frac{Q^2}{2m_v^2} \right) \right. \\ &+ \left. k^{\nu} (2k+q)^{\mu} - (k+q)^{\nu} (2k+q)^{\mu} \left(1 + \frac{Q^2}{2m_v^2} \right) \right] Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) D_2(Q^2) D_3(Q^2) \\ &- \left[(k+q)^{\mu} (2k+q)^{\nu} + (k+q)^{\nu} (2k+q)^{\mu} \right] \frac{Q^2}{m_v^2} \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) D_1(Q^2) D_2(Q^2) \\ &+ \left[\left(k^{\mu} - (k+q)^{\mu} \left(1 + \frac{Q^2}{2m_v^2} \right) \right) \left(q^{\nu} - \frac{Q^2}{2m_v^2} k^{\nu} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \left(k^\nu + (k+q)^\nu \left(1 + \frac{Q^2}{2m_V^2} \right) \right) \left(q^\mu - \frac{Q^2}{2m_V^2} k^\mu \right) \Big] D_2^2(Q^2) \\
 & + \left[(2k+q)^\mu \left(q^\nu - \frac{Q^2}{2m_V^2} k^\nu \right) + (2k+q)^\nu \left(q^\mu - \frac{Q^2}{2m_V^2} k^\mu \right) \right] \\
 & \times \left[\frac{Q^2}{2m_V^2} D_1(Q^2) D_2(Q^2) + Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_V^2} \right) D_2(Q^2) D_3(Q^2) \right] \Big\} \quad (4.18)
 \end{aligned}$$

Substituindo a Eq.(4.18) na Eq.(4.12), encontra-se a contribuição do diquark pseudo-vetorial para $W^{(S)\mu\nu}$, dada por:

$$\begin{aligned}
 W^{(S)\mu\nu}(V;V) & = \frac{1}{6m_N x \nu} V(x) e_V^2 \left\{ (2k+q)^\mu (2k+q)^\nu \right. \\
 & \times \left[3D_1^2(Q^2) + 2xm_N \nu \left(1 + \frac{\nu}{2m_N x} \right) \left[\frac{D_1^2(Q^2)}{x^2 m_N^2} \right. \right. \\
 & + \left. \left. 2xm_N \nu \left(1 + \frac{\nu}{2m_N x} \right) D_3^2(Q^2) + 2 \left(1 + \frac{\nu}{m_N x} \right) D_1(Q^2) D_3(Q^2) \right] \right] \\
 & + \left[\frac{(k+q)^\mu (k+q)^\nu + k^\mu k^\nu}{x^2 m_N^2} - 2g^{\mu\nu} \right] 2xm_N \nu \left(1 + \frac{\nu}{2xm_N} \right) D_2^2(Q^2) \\
 & + \left[k^\mu (2k+q)^\nu - (k+q)^\mu (2k+q)^\nu \left(1 + \frac{\nu}{xm_N} \right) \right. \\
 & + \left. k^\nu (2k+q)^\mu - (k+q)^\nu (2k+q)^\mu \left(1 + \frac{\nu}{xm_N} \right) \right] \\
 & \times 2xm_N \nu \left(1 + \frac{\nu}{2xm_N} \right) D_2(Q^2) D_3(Q^2) \\
 & - [(k+q)^\mu (2k+q)^\nu + (k+q)^\nu (2k+q)^\mu] \\
 & \times \frac{2\nu}{xm_N} \left(1 + \frac{\nu}{2xm_N} \right) D_1(Q^2) D_2(Q^2) \\
 & + \left[\left(k^\mu - (k+q)^\mu \left(1 + \frac{\nu}{xm_N} \right) \right) \left(q^\nu - \frac{\nu}{xm_N} k^\nu \right) \right. \\
 & + \left. \left(k^\nu - (k+q)^\nu \left(1 + \frac{\nu}{xm_N} \right) \right) \left(q^\mu - \frac{\nu}{2xm_N} k^\mu \right) \right] D_2^2(Q^2) \\
 & + \left[(2k+q)^\mu \left(q^\nu - \frac{\nu}{xm_N} k^\nu \right) + (2k+q)^\nu \left(q^\mu - \frac{\nu}{xm_N} k^\mu \right) \right] \\
 & \times \left. \left[\frac{\nu}{xm_N} D_1(Q^2) D_2(Q^2) + 2xm_N \nu \left(1 + \frac{\nu}{2xm_N} \right) D_2(Q^2) D_3(Q^2) \right] \right\} \quad (4.19)
 \end{aligned}$$

A expressão geral do tensor $W^{(S)\mu\nu}$ (em termos das funções de estrutura) é dada por:

$$\begin{aligned}
 W^{\mu\nu(S)} &= -2m_N W_1(x, Q^2) \left(g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{Q^2} \right) \\
 &+ \frac{2}{m_N} W_2(x, Q^2) \left((p^\mu + \frac{1}{2x} q^\mu)(p^\nu + \frac{1}{2x} q^\nu) \right)
 \end{aligned} \tag{4.20}$$

Podemos agora obter as expressões das funções estrutura $W_1(x, \nu)$ e $W_2(x, \nu)$ usando os projetores $P_{(1)\mu\nu}$ e $P_{(2)\mu\nu}$:

$$\begin{aligned}
 P_{(1)\mu\nu} &= p_\mu p_\nu - g_{\mu\nu} \bar{\theta} \\
 P_{(2)\mu\nu} &= p_\mu p_\nu - \frac{1}{3} g_{\mu\nu} \bar{\theta}
 \end{aligned} \tag{4.21}$$

onde $\bar{\theta} = \frac{m_N \nu}{2x} + m_N^2$. Os projetores são definidos de tal modo que:

$$\begin{aligned}
 P_{(1)\mu\nu} W^{(S)\mu\nu} &= 4\bar{\theta} m_N W_1 = 4\bar{\theta} F_1 \\
 P_{(2)\mu\nu} W^{(S)\mu\nu} &= \frac{4\bar{\theta}^2}{3m_N} W_2 = \frac{4\bar{\theta}^2 F_2}{3m_N \nu}
 \end{aligned} \tag{4.22}$$

Resta-nos, portanto, aplicar $P_{(1)\mu\nu}$ e $P_{(2)\mu\nu}$ ao tensor $W^{(S)\mu\nu}(V, V)$, dado pela Eq.(4.19), para obtermos as expressões para $W_1^{(V)}$ e $W_2^{(V)}$ no modelo a partons com diquarks pseudo-vetoriais.

Por completeza, vamos mostrar o resultado da aplicação do projetor P_1 aos diversos tipos de tensores que aparecem em $W^{(S)}$:

$$\begin{aligned}
 P_{1\mu\nu} g^{\mu\nu} &= m_N^2 - 4\bar{\theta} \\
 P_{1\mu\nu} q^\mu q^\nu &= m_N^2 \nu^2 + 2m_N x \nu \bar{\theta}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 P_{1\mu\nu}p^\mu p^\nu &= m_N^2(m_N^2 - \bar{\theta}) \\
 P_{1\mu\nu}(p^\mu q^\nu + p^\nu q^\mu) &= 2m_N\nu(m_N^2 - \bar{\theta}) \\
 P_{1\mu\nu}k^\mu k^\nu &= x^2m_N^2(m_N^2 - \bar{\theta}) \\
 P_{1\mu\nu}(q^\mu k^\nu + q^\nu k^\mu) &= 2xm_N\nu(m_N^2 - \bar{\theta})
 \end{aligned} \tag{4.23}$$

As quantidades análogas para P_2 são obtidas a partir deste conjunto de equações simplesmente pela substituição $\bar{\theta} \rightarrow \frac{1}{3}\bar{\theta}$.

Obtemos, desta forma:

$$P_{(1)\mu\nu}W^{(S)\mu\nu} = \frac{4}{3m_Nx\nu}e_v^2V(x)m_Nx\nu\left(1 + \frac{\nu}{2xm_N}\right)D_2^2(Q^2)\bar{\theta} \tag{4.24}$$

Comparando a Eq. (4.24) com a primeira equação de (4.22) temos:

$$W_1^{(V)}(x, \nu, Q^2) = \frac{e_v^2V(x)}{3m_N}\left(1 + \frac{\nu}{2xm_N}\right)D_2^2(Q^2) \tag{4.25}$$

Analogamente, para encontrarmos $W_2^{(V)}$, calculamos $P_{(2)\mu\nu}W^{(S)\mu\nu}(V, V)$ e comparando o resultado com a segunda equação de (4.22) encontramos:

$$\begin{aligned}
 W_2^{(V)}(x, \nu, Q^2) &= \frac{e_v^2}{3\nu}V(x)\left\{\left[3x + 2\frac{\nu}{m_N}\left(1 + \frac{\nu}{2m_Nx}\right)\right]D_1^2(Q^2)\right. \\
 &+ \frac{\nu}{m_N}\left(1 + \frac{\nu}{m_Nx}\right)D_2^2(Q^2) + 4x^3m_N^2\nu^2\left(1 + \frac{\nu}{2m_Nx}\right)^2D_3^2(Q^2) \\
 &- 2\frac{\nu}{m_N}\left(1 + \frac{\nu}{m_Nx}\right)D_1(Q^2)D_2(Q^2) \\
 &+ 4x^2m_N\nu\left(1 + \frac{\nu}{2m_Nx}\right)\left(1 + \frac{\nu}{m_Nx}\right)D_1(Q^2)D_3(Q^2) \\
 &\left.- 4x\nu^2\left(1 + \frac{\nu}{2m_Nx}\right)D_2(Q^2)D_3(Q^2)\right\}
 \end{aligned} \tag{4.26}$$

Das Eqs. (4.25 e 4.26) obtemos, finalmente, as expressões para $F_1^{(V)}(x, Q^2)$ e $F_2^{(V)}(x, Q^2)$,

usando $\nu = Q^2/(2m_Nx)$:

$$F_1^{(V)} = m_N W_1^{(V)} = \frac{1}{3} e_V^2 V(x) \left(1 + \frac{Q^2}{2m_N^2 x^2} \right) D_2^2(Q^2) \quad (4.27)$$

$$\begin{aligned} F_2^{(V)} &= \nu W_2^{(V)} = \frac{1}{3} e_V^2 V(x) \left\{ \left[3x + \frac{Q^2}{m_N^2 x} \left(1 + \frac{Q^2}{4m_N^2 x^2} \right) \right] D_1^2(Q^2) \right. \\ &+ \frac{Q^2}{2m_N^2 x} \left(1 + \frac{Q^2}{2m_N^2 x^2} \right) D_2^2(Q^2) m + xQ^4 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_N^2 x^2} \right)^2 D_3^2(Q^2) \\ &- \frac{Q^2}{m_N^2 x} \left(1 + \frac{Q^2}{2m_N^2 x^2} \right) D_1(Q^2) D_2(Q^2) + 2xQ^2 \left(1 + \frac{Q^2}{2m_N^2 x^2} \right) \left(1 + \frac{Q^2}{4m_N^2 x^2} \right) \\ &\times \left. D_1(Q^2) D_3(Q^2) - \frac{Q^4}{m_N^2 x} \left(1 + \frac{Q^2}{4m_N^2 x^2} \right) D_2(Q^2) D_3(Q^2) \right\} \quad (4.28) \end{aligned}$$

É importante verificar que, de fato, no limite onde $D_1 = D_2$ e $D_3 = 0$ e ainda ν e $\sqrt{Q^2}$ são muito grandes ($\gg m_N$), a contribuição dos diquarks pseudo-vetoriais às funções de estrutura $F_1^{(V)}$ e $F_2^{(V)}$ são tais que elas ainda satisfazem a relação de *Callan-Gross*, conforme discutido em [Anselmino *et al.*, 1991c], pois, neste limite:

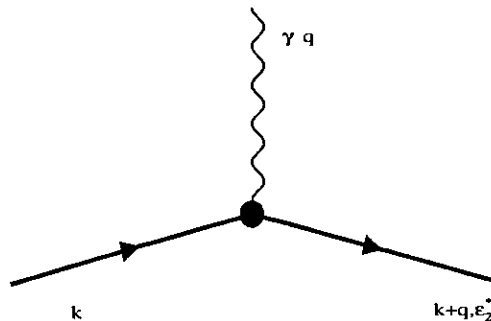
$$\begin{aligned} F_1^{(V)} &\simeq \frac{1}{3} e_V^2 V(x) \frac{Q^2}{4x m_N^2 x^2} \\ F_2^{(V)} &\simeq \frac{1}{3} e_V^2 V(x) \frac{Q^2}{2m_N^2 x} \end{aligned} \quad (4.29)$$

donde

$$F_2^{(V)} = 2x F_1^{(V)} \quad (4.30)$$

4.1.3 $V_{\mu\nu}(E, V)$ e $V_{\mu\nu}(V, E)$

Vamos, agora, considerar a contribuição das transições de diquarks escalar \rightleftharpoons pseudo-vetorial às funções de estrutura $F_{1,2}$. A motivação para isto é que, como vimos no Capítulo 2, alguns autores


 Figura 4.3: Processo $\gamma^* E \rightarrow V$

afirmam que estas transições são relevantes para o espalhamento profundamente inelástico νN e, até onde vai nosso conhecimento, o cálculo completo desta contribuição ainda não foi feito. Por outro lado, analisamos em [Anselmino *et al.*, 1991b] a possibilidade de explicar a largura do decaimento $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$ — que não pode ser explicada pela QCD perturbativa — e mostramos que, neste caso, a transição, não contribui. Fica, portanto, em aberto a questão de por que a razão de ramificação deste canal de decaimento do η_c é tão maior do que de outros decaimentos do *charmonium* no mesmo estado final $p\bar{p}$, como por exemplo os estados $\chi_{c0,1,2}$. A contribuição genérica dos diquarks ao espalhamento νN , incluindo a transição, está sendo examinada no trabalho de tese de P. Quinteiros [Quinteiros, 1995].

A Figura 4.3 ilustra o espalhamento de um diquark escalar, de impulso k , por um fóton, de impulso q , a partir do que sofre uma transição para um diquark pseudo-vetorial, com momento $k + q$, e polarização $\epsilon^{*\gamma}(\lambda)$. O vértice desta transição, T^μ , é definido por:

$$\begin{aligned}
 T^{\mu(E \rightarrow V)} &= e_E \epsilon^\mu_{\alpha\beta\gamma} q^\alpha (k+q)^\beta \epsilon^{*\gamma}(\lambda) D_T \\
 &= e_E M_\gamma^\mu \epsilon^{*\gamma}(\lambda) D_T.
 \end{aligned} \tag{4.31}$$

O tensor de transição $V^{\mu\nu}(E, V)$ é definido, portanto, como:

$$\begin{aligned}
 V^{*\mu}_\nu(E \rightarrow V) &= \sum_\lambda (T^{*\mu} T_\nu)_{(E \rightarrow V)} = e_{T(E \rightarrow V)}^2 M_\gamma^\mu M_{\gamma'}^\nu \sum_\lambda \epsilon^{*\gamma} \epsilon^{\gamma'} D_T^2 \\
 &= e_E^2 M_\gamma^\mu M_{\gamma'}^\nu \left[-g^{\gamma\gamma'} + \frac{(k+q)^\gamma (k+q)^{\gamma'}}{m_V^2} \right] D_T^2
 \end{aligned} \tag{4.32}$$

Feitas as devidas contrações de índices, o tensor $V^{\mu\nu}(E \rightarrow V)$ se reduz a:

$$\begin{aligned}
 V^{(S)\mu\nu}(E, V) &= e_E^2 \{ [q^2(k+q)^2 - (q \cdot (k+q))^2] g^{\mu\nu} \\
 &\quad - q^2(k+q)^\mu (k+q)^\nu - (k+q)^2 q^\mu q^\nu \\
 &\quad + q \cdot (k+q) [(k+q)^\mu q^\nu + q^\mu (k+q)^\nu] \} D_T^2
 \end{aligned} \tag{4.33}$$

Uma vez calculados os produtos escalares com uso das identidades $(k+q)^2 = m_V^2$, $2K \cdot q = -q^2 = Q^2 = 2xm_N\nu$, $p^2 = m_N^2$ e $m_V = xm_N$, encontramos:

$$\begin{aligned}
 V^{(S)\mu\nu}(E, V) &= 2m_N\nu e_E^2 x^3 D_T^2 \left\{ -m_N^2 \left(1 + \frac{\nu}{2xm_N} \right) \left(g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{Q^2} \right) \right. \\
 &\quad \left. + \left(p^\mu + \frac{q^\mu}{2x} \right) \left(p^\nu + \frac{q^\nu}{2x} \right) \right\}.
 \end{aligned} \tag{4.34}$$

Substituindo esta equação na eq.(1.23) e comparando o resultado com a eq.(1.6) obtemos:

$$\begin{aligned}
 m_N W_1(N) &= F_1^{(E \rightarrow V)} = \frac{1}{2} e_E^2 x^2 S(x) m_N^2 \left(1 + \frac{\nu}{2x m_N} \right) D_E^2 \\
 \nu W_2(N) &= F_2^{(E \rightarrow V)} = \frac{1}{2} e_E^2 x^2 S(x) m_N \nu D_E^2
 \end{aligned} \tag{4.35}$$

É importante notar que estas expressões preservam a relação de *Callan-Gross*, na chamada região *leading* para Q^2 e ν grande, *i.e.*:

$$\begin{aligned}
 F_1^{(E \rightarrow V)} &\simeq \frac{1}{4} e_E^2 x S(x) m_N \nu D_E^2 \\
 F_2^{(E \rightarrow V)} &\simeq \frac{1}{2} e_E^2 x^2 S(x) m_N \nu D_E^2 \\
 F_2^{(E \rightarrow V)} &\simeq 2x F_1^{(E \rightarrow V)}
 \end{aligned} \tag{4.36}$$

Do mesmo modo, a contribuição da transição diquark pseudo-vetorial \rightarrow escalar é obtida a partir do vértice semelhante ao da figura 4.3, onde agora um diquark pseudo-vetorial, com impulso k e polarização $\epsilon(\lambda)$ no estado inicial, é espalhado por um fóton de impulso q , resultando em um diquark escalar com impulso $k + q$.

O vértice correspondente a esta transição $T^\mu (V \rightarrow E)$ é definido por:

$$\begin{aligned}
 T^\mu (V \rightarrow E) &= -e_V \epsilon^\mu_{\alpha\beta\gamma} q^\alpha k^\beta \epsilon^\gamma(\lambda) D_T \\
 &= -e_V M_\gamma^\mu \epsilon^\gamma D_T
 \end{aligned} \tag{4.37}$$

e, de modo absolutamente análogo ao procedimento acima, encontramos:

$$\begin{aligned}
 V^{(S)\mu\nu}(V, E) &= 2m_N \nu \frac{e_V^2 x^3}{3} D_T^2 \left\{ -m_N^2 \left(1 + \frac{\nu}{2x m_N} \right) \left(g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{Q^2} \right) \right. \\
 &\quad \left. + \left(p^\mu + \frac{q^\mu}{2x} \right) \left(p^\nu + \frac{q^\nu}{2x} \right) \right\}
 \end{aligned} \tag{4.38}$$

ou seja,

$$\sum_s V^{\mu\nu}(V, E) = V^{\mu\nu}(E, V) \quad (4.39)$$

Agora podemos escrever a expressão final da contribuição dos diquarks à parte simétrica do tensor $W^{\mu\nu}(N)$, dada pela soma das quatro contribuições acima calculadas. Da eq. (1.23), derivamos a eq.:

$$\begin{aligned} [W^{(S)\mu\nu}(N)]_{diquaks} &= \frac{1}{2xm_N\nu} \{S(x)[V^{\mu\nu}(E, E) + V^{\mu\nu}(E, V)] \\ &+ \frac{1}{3}V(x) \sum_s [V^{(S)\mu\nu}(V, V) + V^{\mu\nu}(V, E)] \} \end{aligned} \quad (4.40)$$

onde usamos as eqs. (4.13) e (4.14).

A eq. (4.40) pode ainda ser escrita como:

$$\begin{aligned} [W^{(S)\mu\nu}(N)]_{diquaks} &= \frac{2}{m_N} \left(p^\mu + \frac{q^\mu}{2x} \right) \left(p^\nu + \frac{q^\nu}{2x} \right) e_E^2 x S(x) D_E^2(Q^2) \\ &+ e_E^2 x^2 S(x) D_T^2 \left\{ -m_N^2 \left(1 + \frac{\nu}{2xm_N} \right) \left(g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{Q^2} \right) \right. \\ &+ \left. \left(p^\mu + \frac{q^\mu}{2x} \right) \left(p^\nu + \frac{q^\nu}{2x} \right) \right\} \\ &+ \frac{2e_V^2}{3xm_N\nu} V(x) \left\{ -m_N x \nu \left(1 + \frac{\nu}{2xm_N} \right) D_2^2(Q^2) \left(g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{Q^2} \right) \right. \\ &+ x \left\{ \left[3x + 2 \frac{\nu}{m_N} \left(1 + \frac{\nu}{2m_N x} \right) \right] D_1^2(Q^2) \right. \\ &+ \left. \frac{\nu}{m} \left(1 + \frac{\nu}{m_N x} \right) D_2^2(Q^2) + 4x^3 m_N^2 \nu^2 \left(1 + \frac{\nu}{2m_N x} \right)^2 D_3^2(Q^2) \right. \\ &- \left. \left. 2 \frac{\nu}{m_N} \left(1 + \frac{\nu}{m_N x} \right) D_1(Q^2) D_2(Q^2) \right. \right. \\ &+ \left. \left. 4x^2 m_N \nu \left(1 + \frac{\nu}{2m_N x} \right) \left(1 + \frac{\nu}{m_N x} \right) D_1(Q^2) D_3(Q^2) \right. \right. \\ &- \left. \left. 4 \frac{x\nu^2}{m} \left(1 + \frac{\nu}{m_N x} \right) D_2(Q^2) D_3(Q^2) \right\} \left(p^\mu + \frac{1}{2x} q^\mu \right) \left(p^\nu + \frac{1}{2x} q^\nu \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{e_V^2 x^2 V(x)}{3} D_T^2 \left\{ -m_N^2 \left(1 + \frac{\nu}{2x m_N} \right) \left(g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{Q^2} \right) \right. \\
 & + \left. \left(p^\mu + \frac{q^\mu}{2x} \right) \left(p^\nu + \frac{q^\nu}{2x} \right) \right\} \quad (4.41)
 \end{aligned}$$

4.2 O espalhamento profundamente inelástico polarizado: contribuição dos diquarks ao tensor $W^{(A)\mu\nu}(N)$

A partir de agora passaremos a considerar o caso polarizado. A única contribuição a $W^{\mu\nu(A)}$, eq. (1.24), vem dos diquarks pseudo-vetoriais, via o tensor $V^{\mu\nu(A)}$, dado pela eq.(4.11).

Portanto, podemos escrever:

$$W^{(A)\mu\nu}(S) = \frac{1}{2x m_N \nu} \sum_s V(S, s_V, x) V^{(A)\mu\nu}(s_V) \quad (4.42)$$

S é o spin do próton e s_V é o spin do diquark pseudo-vetorial.

Vimos, no Capítulo 1, que a expressão do tensor $W^{(A)\mu\nu}$ é dada pela eq. (1.14), ou seja:

$$W^{(A)\mu\nu}(S) = 2\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha \left[m_N^2 S_\beta G_1 + (m_N \nu S_\beta - (q \cdot S) p_\beta) G_2 \right]$$

Temos, portanto, que escrever a eq.(4.42) numa forma que dê para compará-la à eq.(1.14), de forma a podermos explicitar a contribuição dos diquarks às funções G_1 e G_2 .

Para podermos efetuar esta comparação precisamos relacionar o vetor de polarização ϵ_1^μ do diquark com seu vetor de spin s_V^μ . Tal relação é conhecida e dada por:

$$s_V^\mu = \frac{1}{m_V} \epsilon^{\mu\alpha\beta\gamma} k_\alpha \text{Im}(\epsilon_\beta^* \epsilon_\gamma) \quad (4.43)$$

ou

$$\text{Im}(\epsilon_{1\alpha}^* \epsilon_{1\beta}) = \frac{1}{2m_\nu} \epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} k_\gamma s_\nu^\delta \quad (4.44)$$

Vamos inicialmente efetuar a soma sobre os spins na eq.(4.42). Da eq. (1.14) vemos que:

$$W^{(\mathcal{A})\mu\nu}(S) = -W^{(\mathcal{A})\mu\nu}(-S) \quad (4.45)$$

$$W^{(\mathcal{A})\mu\nu}(S) - W^{(\mathcal{A})\mu\nu}(-S) = 2W^{(\mathcal{A})\mu\nu}(S) \quad (4.46)$$

Das eqs. (4.46 e 4.42) e quantizando o spin s_ν ao longo da direção \vec{S} , obtemos:

$$\begin{aligned} W^{(\mathcal{A})\mu\nu}(S) &= \frac{1}{2} \frac{1}{2xm_N\nu} \{V(S, 1, x)V^{(\mathcal{A})\mu\nu}(1) + V(S, 0, x)V^{(\mathcal{A})\mu\nu}(0) \\ &+ V(S, -1, x)V^{(\mathcal{A})\mu\nu}(-1) - V(-S, 1, x)V^{(\mathcal{A})\mu\nu}(1) \\ &- V(-S, 0, x)V^{(\mathcal{A})\mu\nu}(0) - V(-S, -1, x)V^{(\mathcal{A})\mu\nu}(-1)\} \end{aligned} \quad (4.47)$$

Das eqs. (4.11, 4.45) vemos que $V_{\mu\nu}(s_\nu) = -V_{\mu\nu}(-s_\nu)$. Usando ainda a eq. (4.13) e que $V^{(\mathcal{A})\mu\nu}(0) = 0$ (conseqüência da eq. (4.45)), chega-se à eq.:

$$W^{(\mathcal{A})\mu\nu}(S) = \frac{1}{2xm_N\nu} \{\Delta V(S, x)V^{(\mathcal{A})\mu\nu}(s_\nu = S)\} \quad (4.48)$$

onde definimos a quantidade $\Delta V(S, x) \equiv V(S, s_\nu = S, x) - V(S, s_\nu = -S, x) \equiv V^p(x) - V^a(x)$, que expressa a diferença entre o número de diquarks pseudo-vetoriais com spin paralelo ao do próton, ($V^p(x)$), e aqueles com spin anti-paralelo em relação a S , ($V^a(x)$).

Usando a eq. (4.44) (com $s_\nu = S$) na eq. (4.11) e inserindo o resultado na eq. (4.13) obtemos:

$$\begin{aligned} \text{Im}(\epsilon_1^{*\nu} q \cdot \epsilon_1) &= q_\alpha I_m(\epsilon_1^{*\nu} \epsilon_1^\alpha) \\ &= \frac{q_\alpha}{2m_\nu} \epsilon^{\alpha\nu\sigma\beta} k_\sigma S_\beta \end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned} W^{(A)\mu\nu} &= \frac{1}{4xm_N^2\nu} \Delta V(S, x) e_\nu^2 \left\{ \epsilon^{\mu\nu\gamma\delta} k_\gamma S_\delta m_N x\nu \left(2 + \frac{\nu}{xm_N} \right) D_2^2 \right. \\ &+ \left[-[(k+q)^\mu \left(1 + \frac{\nu}{xm_N} \right) D_2^2 + k^\mu D_2^2 \right. \\ &+ \left. \left. (2k+q)^\mu \left(2 + \frac{\nu}{xm_N} \right) (D_1 D_2 + m_N \nu D_2 D_3)] \epsilon^{\nu\sigma\gamma\delta} q_\sigma p_\gamma S_\delta - [\mu \rightleftharpoons \nu] \right] \right\} \quad (4.49) \end{aligned}$$

onde o termo $[\mu \rightleftharpoons \nu]$ representa todos os termos anteriores com o índice μ substituído por ν .

Agora nós temos que escrever a eq. (4.49) na forma da eq. (1.14), *i.e.*,

$$W^{(A)\mu\nu}(S) = A \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha S_\beta + B \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha p_\beta \quad (4.50)$$

onde

$$\begin{aligned} A &= \frac{2}{\nu} (g_1 + g_2) \\ B &= -2(q \cdot S) \frac{g_2}{m_N \nu^2}, \end{aligned} \quad (4.51)$$

e definimos novas funções $g_{1,2}$: $g_1 = m_N^2 \nu G_1$ e $g_2 = m_N \nu^2 G_2$.

Seguindo um procedimento análogo ao da seção anterior, igualamos as eqs. (4.49) e (4.50) e aplicamos os projetores $P_1^{\mu\nu}$ e $P_2^{\mu\nu}$, abaixo definidos, em ambos os membros da igualdade.

$$P_1^{\mu\nu} \equiv \epsilon^{\mu\nu\lambda\eta} q_\lambda p_\eta \quad (4.52)$$

e

$$P_2^{\mu\nu} \equiv \epsilon^{\mu\nu\lambda\eta} S_\lambda p_\eta \quad (4.53)$$

Obtemos, desta forma, a expressão desejada:

$$\begin{aligned} W^{(A)\mu\nu}(N; S) &= \frac{1}{4xm_N^2\nu} \Delta V(S, x) e_\nu^2 \left\{ m_N \left(2 + \frac{\nu}{xm_N} \right) \right. \\ &\times \left[-\nu D_2^2 + xm_N \left(2 + \frac{\nu}{xm_N} \right) (D_1 D_2 + xm_N \nu D_2 D_3) \right] \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha S_\beta \\ &+ (S \cdot q) \left[\left(1 + \frac{\nu}{xm_N} \right) D_2^2 \right. \\ &\left. \left. - \left(2 + \frac{\nu}{xm_N} \right) (D_1 D_2 + xm_N \nu D_2 D_3) \right] \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha p_\beta \right\} \quad (4.54) \end{aligned}$$

e as funções g_1 e g_2 são dadas por:

$$\begin{aligned} g_1 &= \frac{1}{4} e_\nu^2 \Delta V(S, x) \left[\left(2 + \frac{\nu}{xm_N} \right) \right. \\ &\times \left. (D_1 D_2 + xm_N \nu D_2 D_3) - \left(\frac{\nu}{2xm_N} \right) D_2^2 \right] \quad (4.55) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} g_2 &= \frac{1}{4} e_\nu^2 \Delta V(S, x) \frac{\nu}{2xm_N} \left[\left(2 + \frac{\nu}{xm_N} \right) \right. \\ &\times \left. (D_1 D_2 + xm_N \nu D_2 D_3) - \left(1 + \frac{\nu}{xm_N} \right) D_2^2 \right] \quad (4.56) \end{aligned}$$

Finalmente, resumimos abaixo as contribuições explícitas dos diquarks às funções de estrutura do nucleon num espalhamento profundamente inelástico via interação eletromagnética.

Este é o resultado teórico mais geral possível, supondo uma cinemática colinear entre os constituintes do nucleon.

$$F_1^{(E)} = 0$$

$$\begin{aligned}
 F_2^{(E)} &= e_E^2 S(x) x D_E^2 \\
 F_1^{(V)} &= \frac{1}{3} e_V^2 V(x) \left(1 + \frac{\nu}{2x m_N}\right) D_2^2(Q^2) \\
 F_2^{(V)} &= \frac{1}{3} e_V^2 V(x) \left\{ \left[3x + \frac{Q^2}{m_N^2 x} \left(1 + \frac{Q^2}{4m_N^2 x^2}\right) \right] D_1^2(Q^2) \right. \\
 &\quad + \frac{Q^2}{2m_N^2 x} \left(1 + \frac{Q^2}{2m_N^2 x^2}\right) D_2^2(Q^2) m + x Q^4 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_N^2 x^2}\right)^2 D_3^2(Q^2) \\
 &\quad - \frac{Q^2}{m_N^2 x} \left(1 + \frac{Q^2}{2m_N^2 x^2}\right) D_1(Q^2) D_2(Q^2) + 2x Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{2m_N^2 x^2}\right) \left(1 + \frac{Q^2}{4m_N^2 x^2}\right) \\
 &\quad \times \left. D_1(Q^2) D_3(Q^2) - \frac{Q^4}{m_N^2 x} \left(1 + \frac{Q^2}{4m_N^2 x^2}\right) D_2(Q^2) D_3(Q^2) \right\} \\
 F_1^{E \rightarrow V} &= \frac{1}{2} e_E^2 S(x) x^2 m_N^2 \left(1 + \frac{\nu}{2x m_N}\right) D_T^2 \\
 F_2^{E \rightarrow V} &= \frac{1}{2} e_E^2 S(x) x^2 m_N \nu D_T^2 \\
 F_1^{V \rightarrow E} &= \frac{1}{6} e_V^2 V(x) x^2 m_N^2 \left(1 + \frac{\nu}{2x m_N}\right) D_T^2 \\
 F_2^{V \rightarrow E} &= \frac{1}{6} e_V^2 V(x) x^2 m_N^2 \nu D_T^2 \\
 g_1 &= \frac{1}{4} e_V^2 \Delta V(S, x) \left[\left(2 + \frac{\nu}{x m_N}\right) \right. \\
 &\quad \times \left. (D_1 D_2 + x m_N \nu D_2 D_3) - \left(\frac{\nu}{2x m_N}\right) D_2^2 \right] \\
 g_2 &= \frac{1}{4} e_V^2 \Delta V(S, x) \frac{\nu}{2x m_N} \left[\left(2 + \frac{\nu}{x m_N}\right) \right. \\
 &\quad \times \left. (D_1 D_2 + x m_N \nu D_2 D_3) - \left(1 + \frac{\nu}{x m_N}\right) D_2^2 \right] \tag{4.57}
 \end{aligned}$$

Onde $F_1 = m_N W_1$, $F_2 = \nu W_2$, $g_1 = m_N^2 \nu G_1$ e $g_2 = m_N \nu^2 G_2$. Obviamente, a contribuição às funções de estrutura no caso polarizado, g_1 e g_2 , vem única e exclusivamente dos diquarks pseudo-vetoriais.

4.2.1 Análise qualitativa da contribuição dos diquarks a $F_{1,2}$

Vamos discutir inicialmente os resultados da eq. (4.57) no limite dos diquarks pontuais. Neste caso os fatores de forma são dados por:

$$\begin{aligned}
 D_E &= 1 \\
 D_1 &= 1, \quad D_2 = 1 + \mathcal{K}, \quad D_3 = 0 \\
 D_T &= 0.
 \end{aligned} \tag{4.58}$$

onde \mathcal{K} é o momento magnético anômalo do diquark.

Enquanto diquarks escalares puntiformes não introduzem qualquer dependência em Q^2 nas funções de estrutura $F_{1,2}$ e $g_{1,2}$, os pseudo-vetoriais puntiformes implicam em uma forte violação do *scaling*:

$$\begin{aligned}
 F_1^{(V)} &= \frac{1}{3} e_v^2 V(x) \left(1 + \frac{Q^2}{4x^2 m_N^2} \right) (1 + \mathcal{K})^2 \\
 F_2^{(V)} &= \frac{1}{3} e_v^2 V(x) x \left[3 + \frac{Q^2}{2m_N^2 x^2} (1 + \mathcal{K}^2) + \left(\frac{Q^2}{2m_N^2 x^2} \right)^2 \mathcal{K}^2 \right] \\
 g_1^{(V)} &= \frac{1}{4} e_v^2 \Delta V(S, x) (1 + \mathcal{K}) \left[2 + \frac{Q^2}{4x^2 m_N^2} (1 - \mathcal{K}) \right] \\
 g_2^{(V)} &= \frac{1}{4} e_v^2 \Delta V(S, x) \frac{Q^2}{4x^2 m_N^2} (1 + \mathcal{K}) \left[1 - \mathcal{K} - \frac{Q^2}{2x^2 m_N^2} \mathcal{K} \right]
 \end{aligned} \tag{4.59}$$

o que seria incompatível com o observado experimentalmente. Devemos notar que as violações de escala em $F_2^{(V)}$ e $g_2^{(V)}$ são da ordem de Q^4 , a menos que \mathcal{K} seja nulo; neste caso a violação de escala de todos os termos é proporcional a Q^2 .

Todavia, vimos anteriormente que os diquarks são estados ligados de dois quarks e, portanto, não são objetos pontuais. Logo, qualquer comparação mais realista com os dados experimentais deve levar em conta os fatores de forma D_E , $D_{1,2,3}$ e D_T dos diquarks. Tendo em mente os resultados da QCD perturbativa, espera-se, dimensionalmente, que os fatores de forma devam ter, no mínimo, os seguintes comportamentos assintóticos em Q^2 [Anselmino *et al.*, 1990] dados

pela eq (3.10).

É evidente que a dependência em Q^2 nos fatores de forma, eq.(3.10), atenua as violações de escala proporcionais a Q^2 ou Q^4 , eq. (4.59). Devemos, portanto, nos perguntar se o balanço final é compatível com dados experimentais [Aubert *et al.*, 1985] ou não. Deixamos esta questão para ser tratada no próximo capítulo.

Antes, porém, de fazermos uma análise detalhada dos dados do espalhamento profundamente inelástico eN , à luz do nosso modelo a diquarks¹, preferimos esboçar aqui algumas conclusões mais gerais. Sabemos que, a menos de correções logarítmicas de QCD, os dados experimentais [Aubert *et al.*, 1985] comportam violações de escala da ordem de $\frac{1}{Q^2}$ para F_1 e F_2 .

Sabemos também que o comportamento assintótico da razão R , definida por:

$$R = \frac{F_2}{2xF_1} \left(1 + \frac{2xm_N}{\nu} \right) - 1 \sim \frac{1}{Q^2} \quad (4.60)$$

é corretamente previsto no modelo a quarks, pela relação de *Callan-Gross* $F_2^{(q)} = 2xF_1^{(q)}$.

Podemos, então, requerer que as duas condições

- (i) violação de escala da ordem de $\frac{1}{Q^2}$ ou menor,
- (ii) $R \sim \frac{1}{Q^2}$,

sejam ainda válidas ao introduzirmos os diquarks como constituintes. Estendemos a condição

(i) para as funções de estrutura polarizadas g_1 e g_2 .

Agora vamos reescrever, de modo mais conveniente, o limite de ν e Q^2 grandes das eqs.

(4.57):

¹Em alguns casos particulares, este tipo de análise já foi feito, como, por exemplo, em [Fredriksson *et al.*, 1989, Fredriksson, *et al.* 1983, Leader & Anselmino, 1988].

$$\begin{aligned}
 F_1^{(V)} &\cong \frac{\nu}{6xm_N} e_V^2 V(x) D_2^2(Q^2) \\
 F_2^{(V)} &\cong \frac{\nu}{3m_N} e_V^2 V(x) \left[\left(1 + \frac{\nu}{m_N x}\right) (D_1 - D_2)^2 + D_1^2 \right. \\
 &\quad + 2xm_N \nu D_1 D_3 + xm_N \nu^3 D_3^2 \\
 &\quad \left. + 4xm_N \nu \left(1 + \frac{\nu}{2m_N x}\right) D_3(D_1 - D_2) \right] \\
 F_2^{(E \rightarrow V)} &\cong 2xF_1^{(E \rightarrow V)} \cong \frac{m_N \nu}{2} x^2 e_E^2 S(x) D_T^2 \\
 F_2^{(V \rightarrow E)} &\cong 2xF_1^{(V \rightarrow E)} \cong \frac{m_N \nu}{6} x^2 e_V^2 V(x) D_T^2 \\
 g_1^{(V)} &\cong \frac{\nu}{8xm_N} e_V^2 \Delta V(S, x) [2D_1 D_2 + m_N \nu x D_2 D_3 - D_2^2] \\
 g_2^{(V)} &\cong \frac{\nu}{8xm_N} e_V^2 \Delta V(S, x) \left[\left(1 + \frac{\nu}{xm_N}\right) D_2(D_1 - D_2) \right. \\
 &\quad \left. + D_1 D_2 + \nu^2 D_2 D_3 \right]
 \end{aligned} \tag{4.61}$$

Portanto, podemos constatar das equações (4.62) e (4.57) e das expressões usuais para $F_1^{(q)}$ e $F_2^{(q)}$ que é possível satisfazer às exigências (i) e (ii) acima se

$$\begin{aligned}
 D_1 &= D_2 \sim Q^{-2} \\
 D_3 &\sim Q^{-6}
 \end{aligned} \tag{4.62}$$

Para D_E e D_T não obtemos qualquer outra restrição além das impostas em (3.10). Em princípio, as condições (i) e (ii) também podem ser satisfeitas se tomarmos os fatores de forma D_1 e D_2 diferentes, porém devendo ambos decrescer pelo menos como Q^{-4} . Voltaremos a discutir este problema no Capítulo 5.

Notemos, também, que a condição $D_1 = D_2$ implica que o diquark pseudo-vetorial não tem momento magnético anômalo (ver eq.(4.59)). A equação (4.62) implica que

$$F_2^{(V)} \cong 2xF_1^{(V)} \quad (4.63)$$

Deste modo, no limite de Q^2 grande, todas as contribuições dos diquarks pseudo-vetoriais às funções de estrutura F_1 e F_2 satisfazem a relação de *Callan-Gross* [Anselmino *et al.*, 1991b]. A eq. (4.62) justifica as hipóteses $D_1 = D_2 \sim Q^{-2}$, $D_3 = 0$ muitas vezes usadas em outras análises [Fredriksson, *et al.* 1983, Leader & Anselmino, 1988]. A relação de *Callan-Gross* $F_2 = 2xF_1$ é frequentemente usada como uma *prova* de que os partons tem spin igual a 1/2. A equação (4.63) claramente indica que isto não é uma prova [Anselmino *et al.*, 1991b].

Na próxima seção discutiremos se, em nosso modelo, é possível, ou não, observarmos efeitos de spin devido a estes diquarks na parte simétrica do tensor hadrônico.

4.2.2 É possível observar efeitos de spin na contribuição dos diquarks à parte simétrica do tensor hadrônico?

Nesta seção vamos voltar a discutir a contribuição dos diquarks pseudo-vetoriais às funções de estrutura do caso não polarizado. Generalizando o cálculo que fizemos em [Anselmino *et al.*, 1990], vamos agora calcular o tensor dado pela eq. (4.10) utilizando a eq. (4.64) abaixo. O novo resultado será denotado por $\vartheta_\lambda^{(S)\mu\nu}$ nesta seção, sem efetuarmos a soma sobre a helicidade λ_1 , como fizemos anteriormente na eq. (4.63). Nossa motivação é ver se existe, ou não, (e por quê) uma contribuição simétrica (em μ e ν) que dependa do spin dos constituintes vetoriais, o que sabemos não ser verdade para constituintes de spin 1/2, onde só a parte antissimétrica do tensor $V^{\mu\nu}$ depende do spin.

Para isto é necessário partirmos do tensor simétrico $\vartheta_\lambda^{(S)\mu\nu}$, dado pela eq. (4.10), e obtermos uma decomposição geral para o tensor formado pelos vetores de polarização, $\epsilon_1^{*\mu} \epsilon_1^\nu$, em suas

partes real e imaginária que serão então substituídas na eq. (4.10).

O tensor $\epsilon^{*\mu}\epsilon^\nu$ pode ser expresso em termos dos quadri-vetores de impulso e de spin na forma:

$$\begin{aligned} \epsilon_\lambda^{*\mu}\epsilon_\lambda^\nu &= \frac{|\lambda|}{2} \left(-g^{\mu\nu} + \frac{k^\mu k^\nu}{m^2} \right) + \underbrace{(-1)^\lambda \left(1 - \frac{|\lambda|}{2} \right)}_{=\alpha(\lambda)} S^\mu(\lambda=1) S^\nu(\lambda=1) \\ &+ i \frac{\lambda}{2m} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} k_\alpha S_\beta \end{aligned} \quad (4.64)$$

onde $\epsilon_\lambda = \epsilon(\lambda)$, $\lambda = -1, 0, 1$ e S^μ é o quadri-vetor de spin com helicidade $\lambda = 1$.

Devemos notar que a expressão $\alpha(\lambda)$ definida na eq. (4.64) é tal que:

$$\sum_\lambda \alpha(\lambda) = 0 \quad (4.65)$$

$$\Rightarrow \sum_\lambda \epsilon_\lambda^{*\mu}\epsilon_\lambda^\nu = -g^{\mu\nu} + \frac{k^\mu k^\nu}{m^2}.$$

Substituindo a parte real da eq. (4.64) na eq. (4.10), obtemos:

$$\begin{aligned} \vartheta_\lambda^{(S)\mu\nu} &= e_\nu^2 \left\{ (2k+q)^\mu (2k+q)^\nu \left[D_1^2 \right. \right. \\ &+ \left. \left. \left[\frac{|\lambda|}{2} Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) + \alpha(\lambda)(q \cdot S)^2 \right] \right. \right. \\ &\times \left. \left. \left[\frac{D_1^2}{m_v^2} + Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) D_3^2 + 2 \left(1 + \frac{Q^2}{2m_v^2} \right) D_1 D_3 \right] \right] \right. \\ &+ \left. \frac{|\lambda|}{2} Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) \left[\frac{(k+q)^\mu (k+q)^\nu + k^\mu k^\nu}{m_v^2} - 2g^{\mu\nu} \right] D_2^2 \right. \\ &+ \left. \alpha(\lambda)(q \cdot S)^2 \left[\frac{(k+q)^\mu (k+q)^\nu}{m_v^2} - g^{\mu\nu} \right] D_2^2 \right. \\ &+ \left. \alpha(\lambda) S^\mu S^\nu Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) D_2^2 \right. \\ &+ \left. \left[\frac{|\lambda|}{2} Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) + \alpha(\lambda)(q \cdot S)^2 \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \times \left[\left[k^\mu(2k+q)^\nu - (k+q)^\mu(2k+q)^\nu \left(1 + \frac{Q^2}{2m_V^2} \right) \right. \right. \\
 & + \left. \left. k^\nu(2k+q)^\mu - (k+q)^\nu(2k+q)^\mu \left(1 + \frac{Q^2}{2m_V^2} \right) \right] D_2 D_3 \right. \\
 & - \left. \left[(k+q)^\mu(2k+q)^\nu + (k+q)^\nu(2k+q)^\mu \right] \frac{1}{m_V^2} D_1 D_2 \right] \\
 & + \left[\frac{|\lambda|}{2} \left(-q^\mu + \frac{Q^2}{2m_V^2} k^\nu \right) + \alpha(\lambda)(q \cdot S) S^\nu \right] \\
 & \times \left[(k+q)^\mu \left(1 + \frac{Q^2}{2m_V^2} \right) D_2^2 - k^\mu D_2^2 + (2k+q)^\mu D_1 D_2 \right. \\
 & - \left. (2k+q)^\mu \left[\frac{Q^2}{2m^2} D_1 D_2 + Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_V^2} \right) D_1 D_3 \right] \right] \\
 & + (\mu \rightleftharpoons \nu \text{ no último termo}) \} \tag{4.66}
 \end{aligned}$$

É fácil verificar, usando a eq. (4.65), que

$$\sum_\lambda \vartheta_\lambda^{\mu\nu} = \sum_\lambda V_\lambda^{(S)\mu\nu} \tag{4.67}$$

A parte de $\vartheta_\lambda^{(S)\mu\nu}$, proporcional à $\alpha(\lambda)$, é dada por:

$$\begin{aligned}
 \tilde{V}_\lambda^{(S)\mu\nu} &= e_V^2 \{ (q \cdot S)^2 (2k+q)^\mu (2k+q)^\nu \\
 & \times \left[\frac{D_1^2}{m_V^2} + Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_V^2} \right) D_3^2 + 2 \left(1 + \frac{Q^2}{2m_V^2} \right) D_1 D_3 \right] \\
 & + (q \cdot S)^2 \left[\frac{(k+q)^\mu (k+q)^\nu}{m_V^2} - g^{\mu\nu} \right] D_2^2 \\
 & + S^\mu S^\nu Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_V^2} \right) D_2^2 \\
 & + (q \cdot S)^2 \left[\left[k^\mu(2k+q)^\nu - (k+q)^\mu(2k+q)^\nu \left(1 + \frac{Q^2}{2m_V^2} \right) \right. \right. \\
 & + \left. \left. k^\nu(2k+q)^\mu - (k+q)^\nu(2k+q)^\mu \left(1 + \frac{Q^2}{2m_V^2} \right) \right] D_2 D_3 \right. \\
 & - \left. \left[(k+q)^\mu(2k+q)^\nu + (k+q)^\nu(2k+q)^\mu \right] \frac{1}{m_V^2} D_1 D_2 \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + (q \cdot S)S^\nu \left[(k+q)^\mu \left(1 + \frac{Q^2}{2m_v^2} \right) D_2^2 - k^\mu D_2^2 + (2k+q)^\mu D_1 D_2 \right. \\
 & - (2k+q)^\mu \left[\left(1 + \frac{Q^2}{2m_v^2} \right) D_1 D_2 + Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) D_1 D_3 \right] \Big] \\
 & + (q \cdot S)S^\mu \left[(k+q)^\nu \left(1 + \frac{Q^2}{2m_v^2} \right) D_2^2 - k^\nu D_2^2 + (2k+q)^\nu D_1 D_2 \right. \\
 & - (2k+q)^\nu \left[\left(1 + \frac{Q^2}{2m_v^2} \right) D_1 D_2 + Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) D_1 D_3 \right] \Big] \} \quad (4.68)
 \end{aligned}$$

e o termo $V_\lambda^{(S)\mu\nu}$ é dado por:

$$\begin{aligned}
 V^{(S)\mu\nu} & = e_v^2 \left\{ (2k+q)^\mu (2k+q)^\nu \left[D_1^2(Q^2) + \frac{|\lambda|}{2} Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) \right. \right. \\
 & \times \left. \left[\frac{D_1^2}{m_v^2} + Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) D_3^2 + 2 \left(1 + \frac{Q^2}{2m_v^2} \right) D_1 D_3 \right] \right. \\
 & + \frac{|\lambda|}{2} Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) \left[\frac{(k+q)^\mu (k+q)^\nu + k^\mu k^\nu}{m_v^2} - 2g^{\mu\nu} \right] D_2^2 \\
 & + \frac{|\lambda|}{2} Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) \\
 & \times \left[\left[k^\mu (2k+q)^\nu - (k+q)^\mu (2k+q)^\nu \left(1 + \frac{Q^2}{2m_v^2} \right) \right. \right. \\
 & + \left. \left. k^\nu (2k+q)^\mu - (k+q)^\nu (2k+q)^\mu \left(1 + \frac{Q^2}{2m_v^2} \right) \right] D_2 D_3 \right. \\
 & - \left. \left[(k+q)^\mu (2k+q)^\nu + (k+q)^\nu (2k+q)^\mu \right] \frac{1}{m_v^2} D_1 D_2 \right] \\
 & + \frac{|\lambda|}{2} \left(-q^\nu + \frac{Q^2}{2m_v^2} k^\nu \right) \\
 & \times \left[(k+q)^\mu \left(1 + \frac{Q^2}{2m_v^2} \right) D_2^2 - k^\mu D_2^2 + (2k+q)^\mu D_1 D_2 \right. \\
 & - (2k+q)^\mu \left[\left(1 + \frac{Q^2}{2m_v^2} \right) D_1 D_2 + Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) D_1 D_3 \right] \Big] \\
 & + \frac{|\lambda|}{2} \left(-q^\mu + \frac{Q^2}{2m_v^2} k^\mu \right) \\
 & \times \left[(k+q)^\nu \left(1 + \frac{Q^2}{2m_v^2} \right) D_2^2 - k^\nu D_2^2 + (2k+q)^\nu D_1 D_2 \right.
 \end{aligned}$$

$$- (2k + q)^\nu \left[\left(1 + \frac{Q^2}{2m_v^2} \right) D_1 D_2 + Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) D_1 D_3 \right] \right\} \quad (4.69)$$

Podemos discutir o que nos propomos, considerando, sem perda de generalidade, o caso mais simples onde $D_1 = D_2$ e $D_3 = 0$, no qual as duas últimas equações se reduzem a:

$$\begin{aligned} V^{(S)\mu\nu} = & e_v^2 D_1^2 \left\{ (2k + q)^\mu (2k + q)^\nu \right. \\ & + \frac{|\lambda|}{2} \left[2Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) \left(\frac{k^\mu k^\nu}{m_v^2} - 2g^{\mu\nu} \right) \right. \\ & \left. \left. - 2 \left(q^\mu - \frac{Q^2}{2m_v^2} k^\mu \right) \left(q^\nu - \frac{Q^2}{2m_v^2} k^\nu \right) \right] \right\} \quad (4.70) \end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned} \tilde{V}_\lambda^{(S)\mu\nu} = & e_v^2 D_1^2 \left\{ (q \cdot S)^2 \left(\frac{k^\mu k^\nu}{m_v^2} - g^{\mu\nu} \right) \right. \\ & + S^\mu S^\nu Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) \\ & \left. + (q \cdot S) \left[\left(q^\mu - \frac{Q^2}{2m_v^2} k^\mu \right) S^\nu + S^\mu \left(q^\nu - \frac{Q^2}{2m_v^2} k^\nu \right) \right] \right\} \quad (4.71) \end{aligned}$$

Cabe notar que o tensor $\vartheta_\lambda^{(S)\mu\nu}$, definido pela eq. (4.67), satisfaz a conservação de corrente,

i.e., $q_\mu V^{\mu\nu}$ e, neste limite:

$$\begin{aligned} \sum_\lambda \vartheta_\lambda^{(S)\mu\nu} = & e_v^2 D_1^2 \left\{ 3(2k + q)^\mu (2k + q)^\nu \right. \\ & + 2 \left(\frac{k^\mu k^\nu}{m_v^2} - g^{\mu\nu} \right) Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_v^2} \right) \\ & \left. - 2 \left(q^\mu - \frac{Q^2}{2m_v^2} k^\mu \right) \left(q^\nu - \frac{Q^2}{2m_v^2} k^\nu \right) \right\} \quad (4.72) \end{aligned}$$

que está de acordo com o limite $D_1 = D_2$ e $D_3 = 0$ da eq. (4.18).

O tensor hadrônico $W^{(S)\mu\nu}$ é dado por:

$$W_{\Lambda}^{(S)\mu\nu} = \frac{1}{2m_N \nu x} \sum_{\lambda} n(x, \lambda; \Lambda) \vartheta_{\lambda}^{(S)\mu\nu} \quad (4.73)$$

onde denotamos o número de constituintes de spin 1 com helicidade λ no interior de um nucleon de helicidade Λ , $V_{\lambda}^{\Lambda}(x)$ por $n(x, \lambda; \Lambda)$ para não sobre carregar a notação. Explicitando os três termos da eq. (4.73) temos:

$$\begin{aligned} W_{\Lambda}^{(S)\mu\nu} &= \frac{1}{2m_N \nu x} \left[n(x, 1; \Lambda) \vartheta_1^{(S)\mu\nu} \right. \\ &\quad \left. + n(x, 0; \Lambda) \vartheta_0^{(S)\mu\nu} + n(x, -1; \Lambda) \vartheta_{-1}^{(S)\mu\nu} \right] \end{aligned} \quad (4.74)$$

Vimos que $\vartheta_{-1}^{(S)\mu\nu} = \vartheta_1^{(S)\mu\nu}$ e, portanto:

$$\begin{aligned} W_{\Lambda}^{(S)\mu\nu} &= \frac{1}{2m_N \nu x} \left\{ \left[n(x, 1; \Lambda) + n(x, -1; \Lambda) \right] \vartheta_1^{(S)\mu\nu} \right. \\ &\quad \left. + n(x, 0; \Lambda) \vartheta_0^{(S)\mu\nu} \right\} \end{aligned} \quad (4.75)$$

Ao desprezarmos os momentos transversos, sabemos que a decomposição colinear de uma partícula de spin 1/2 em dois constituintes, um dos quais de spin 1, implica na validade da eq. (4.13), *i.e.*:

$$n(x, 1; \Lambda = 1/2) = 2n(x, 0; \Lambda) = \frac{2}{3}V(x). \quad (4.76)$$

Desta forma, $W_{\Lambda}^{(S)\mu\nu}$ se reduz a:

$$W_{\Lambda}^{(S)\mu\nu} = \frac{V(x)}{6m_N \nu x} \left[2\vartheta_1^{(S)\mu\nu} + \vartheta_0^{(S)\mu\nu} \right]$$

$$= \frac{V(x)}{6m_N \nu x} \sum_{\lambda} \vartheta_{\lambda}^{(S)\mu\nu} = \frac{V(x)}{6m_N \nu x} \sum_{\lambda} V_{\lambda}^{(S)\mu\nu} \quad (4.77)$$

que é o mesmo resultado obtido na primeira seção deste capítulo. Logo, concluímos que a parte simétrica do tensor hadrônico não depende da helicidade dos constituintes de spin 1 — como ocorre no caso usualmente tratado de constituintes de spin 1/2 — quando os momentos transversos são totalmente desprezados. Vimos que, neste raciocínio, as relações de paridade entre as funções de distribuição dos diquarks, eq. (4.14), desempenham um papel importante. Logo, seria importante que este tipo de análise fosse refeita para o espalhamento inelástico neutrino-nucleon, considerando-se a contribuição de partons de spin 1 no interior do próton. Este é o assunto de outra tese de Mestrado do CBPF [Quinteiros, 1995].

No próximo Capítulo, confrontaremos o nosso resultado para F_2 com recentes resultados experimentais, que sugerem a presença de efeitos de *higher twist*. Mostraremos, desta forma, que os diquarks podem ser um modelo para este tipo de efeito.

Capítulo 5

Descrição de efeitos de “higher twist” de F_2^{ep} via diquarks

De posse do conjunto de equações (4.57), podemos então confrontar as predições do modelo a diquarks — em sua versão mais geral possível sem considerar o movimento de Fermi dos constituintes — com os dados disponíveis, uma vez conhecidos todos os parâmetros do modelo. Além das dificuldades que um tal programa implicaria, e que serão discutidas no corpo deste Capítulo, vimos no Capítulo 2 que:

1. ainda não existe um quadro coerente para os diversos parâmetros dos diquarks, principalmente no que se refere ao seu momento magnético anômalo e às funções de distribuição dos diquarks escalares e pseudo-vetoriais;
2. o fato de os parâmetros dos diquarks, conhecidos na literatura, terem sido obtidos a partir de modelos diferentes dificulta a interpretação física destes parâmetros e a escolha dos valores de cada parâmetro adequados a cada situação.

Todas essas dificuldades fizeram com que decidíssemos utilizar os dados disponíveis para o espalhamento profundamente inelástico elétron-próton não-polarizado, limitando-nos à região cinemática de valores intermediários de Q^2 — onde se espera que os diquarks sejam efetivamente constituintes do próton — para fixar os parâmetros do modelo, sem, naturalmente, perder de vista os resultados anteriores. Entendemos que, desta forma, o conjunto final de parâmetros e a comparação qualitativa entre nossos resultados e os de modelos anteriores tem uma credibilidade maior. A seção 6.1 é dedicada a mostrar como a recente parametrização dos efeitos de *higher twist* de F_2^{ep} é usada para ajustar os parâmetros do nosso modelo aos dados experimentais. Os resultados numéricos são apresentados na seção 6.2. Todo o material deste capítulo baseia-se nos resultados da Ref. [Anselmino *et al.*, 1993c].

5.1 $F_2^{ep}(x, Q^2)$: a contribuição de “higher twist” e os diquarks

Neste capítulo, faz-se um ajuste dos parâmetros dos diquarks que aparecem nas expressões teóricas das funções de estrutura do próton, $F_2^{ep}(x, Q^2)$, eq. (4.57).

Dados recentes de experimentos sobre o espalhamento profundamente inelástico realiza-

dos no CERN [Amaudruz *et al.*, 1992, Amaudruz *et al.*, 1992, Benvenuti *et al.*, 1989, 1990] e no SLAC [Whitlow *et al.*, 1990, 92] oferecem informações precisas sobre a função de estrutura $F_2^{ep}(x, Q^2)$, permitindo uma estimativa quantitativa dos efeitos de *higher twist* para prótons [Virchaux & Milsztajn, 1992, Choi *et al.*, 1993] e, de maneira mais indireta, para nêutrons. A parametrização destes efeitos usadas em [Choi *et al.*, 1993] é a seguinte:

$$F_2(x, Q^2) = F_2^{LT}(x, Q^2) \left(1 + \frac{C(x)}{Q^2} \right), \quad (5.1)$$

onde F_2 é a função de estrutura medida, $F_2^{LT}(x, Q^2)$ é a contribuição de *leading twist* e o termo $F_2^{LT} C(x)/Q^2$ é a contribuição de *higher twist*. A propriedade peculiar desta parametrização é que a função $C(x)$ muda de sinal no domínio de x , sendo negativa para pequenos valores de x e positiva para valores maiores; a região em que se dá a mudança de sinal, de acordo com [Virchaux & Milsztajn, 1992] é em $x \simeq 0.35$ para prótons e $x \simeq 0.15$ para neutrons. Os autores da ref. [Virchaux & Milsztajn, 1992] também refizeram sua análise incluindo um termo extra no lado direito da eq. (5.1), do tipo $D(x)/Q^4$, mostrando que os dados continuam sendo reproduzidos, mas sem qualquer ganho estatístico significativo (em χ^2) para o ajuste.

Espera-se que as contribuições de *higher twist* ao espalhamento profundamente inelástico resultem da correlação entre quarks e gluons. Propomos aqui que o modelo quark-díquark para o nucleon possa descrever corretamente estes efeitos, uma vez que os díquarks efetivamente levam em conta correlações entre quarks. Vimos ainda no Capítulo 2 que este modelo foi aplicado, resultando em bom acordo com os dados experimentais, a uma gama de processos físicos [Anselmino *et al.*, 1993b] e, portanto, existe pouca dúvida a respeito do papel relevante que os díquarks têm em certos processos caracterizados por valores intermediários de Q^2 , precisamente na região em que os efeitos de *higher twist* foram observados, *i.e.*, Q^2 variando de $\simeq 1$ a $\simeq 30$

GeV^2 .

Agora que dispomos de informações mais precisas sobre esses efeitos, vamos supor que eles são inteiramente descritos pelos diquarks, cujas contribuições genéricas à função F_2 [Anselmino *et al.*, 1990] foram apresentadas e discutidas no Capítulo 4. De posse da expressão geral para F_2 no modelo a partons generalizado (incluindo quarks e diquarks), definida abaixo, usamos o programa "MINUIT" [CERN Library] para ajustar a função teórica multiparamétrica aos dados experimentais, utilizando o método do χ^2 .

Para implementar este procedimento tivemos, portanto, que escrever a expressão geral para F_2^{ep} no modelo a partons generalizado, onde o nucleon é um estado quark-diquark. Neste esquema, o nucleon, quando sondado pelo fóton virtual no espalhamento profundamente inelástico, dá origem a três tipos de contribuição: o espalhamento do fóton por um único quark, o espalhamento elástico do diquark e a contribuição inelástica do diquark. Por esta última entende-se o espalhamento do fóton por um dos quarks que constitui o diquark, uma vez que se espera que para grandes valores de Q^2 as contribuições elásticas dos diquarks se anulem, predominando o espalhamento fóton-quark, como no modelo a partons usual.

A expressão geral para F_2 é dada, portanto, por:

$$\begin{aligned}
 F_2(x, Q^2) = & \sum_q F^{(q)} + \sum_E F^{(E)} + \sum_V F^{(V)} + \sum_{q_E} F^{(q_E)} \\
 & + \sum_{q_V} F^{(q_V)} + \sum_{E,V} F^{(E-V)} + \sum_{E,V} F^{(V-E)}
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

onde (q) denota a contribuição de um único quark q dentro do nucleon, (E) e (V) a dos diquarks escalar e pseudo-vetorial, respectivamente, e (q_E) ((q_V)) as contribuições dos quarks no interior do diquark escalar (pseudo-vetorial). Temos ainda as contribuições elásticas das transições escalar \rightarrow pseudo-vetorial, $(E - V)$, e pseudo-vetorial \rightarrow escalar $(V - E)$.

Consideremos aqui somente a função de estrutura não polarizada $F_2^q(x, Q^2)$. A contribuição dos quarks é dada por:

$$F_2^q(x, Q^2) = e_q^2 x q(x, Q^2), \quad (5.3)$$

onde $q(x, Q^2)$ é a densidade de número de quarks cuja evolução em Q^2 é dada pela QCD perturbativa. As contribuições elásticas dos diquarks foram calculadas no Capítulo 4 e são dadas pelas equações (4.57). Explicitamos abaixo a contribuição elástica dos quarks u e d e dos diquarks uu e ud :

$$\begin{aligned} F_{2_{elast}}^{ep}(x, Q^2) &= \frac{4}{9}x[u_{val} + (u + \bar{u})_{mar}] + \frac{1}{9}x[d_{val} + (d + \bar{d})_{mar}] + \frac{1}{9}x(s + \bar{s}) \\ &+ \frac{1}{9}xS_{ud}(x)D_E^2(Q^2) + \frac{1}{3}x\left(\frac{16}{9}V_{uu}(x) + \frac{1}{9}V_{ud}(x)\right)\{\dots\} \\ &+ \frac{1}{2}\frac{1}{9}x^2m_N\nu\left(S_{ud}(x) + \frac{1}{3}V_{ud}(x)\right)D_T^2 \end{aligned} \quad (5.4)$$

ou ainda, reagrupando convenientemente alguns termos:

$$\begin{aligned} F_{2_{elast}}^{ep}(x, Q^2) &= \frac{4}{9}xu_{val} + \frac{1}{9}xd_{val} + \frac{1}{3}x\left(\frac{16}{9}V_{uu} + \frac{1}{9}V_{ud}\right)\{\dots\} \\ &+ \frac{1}{9}xS_{ud}D_E^2(Q^2) + \frac{1}{2}\frac{1}{9}x^2m_N\nu\left(S_{ud} + \frac{1}{3}V_{ud}\right)D_T^2 \\ &+ xMAR(x) \end{aligned} \quad (5.5)$$

onde

$$\{\dots\} \equiv \left\{ \left[\left(1 + \frac{\nu}{xm_N}\right)D_1 - \frac{\nu}{xm_N}D_2 + 2xm_N\nu\left(1 + \frac{\nu}{2xm_N}\right)D_3 \right]^2 + 2\left[D_1^2 + \frac{\nu}{2xm_N}D_2^2\right] \right\}.$$

D_1, D_2, D_3, D_E e D_T são os fatores de forma definidos em (3.8) e a contribuição do mar de quarks, $MAR(x)$, é dada por

$$MAR(x) = \frac{4}{9}(u + \bar{u})_{mar} + \frac{1}{9}(d + \bar{d})_{mar} + \frac{1}{9}(s + \bar{s})_{mar} \quad (5.6)$$

Convém lembrar que ao escrevermos as funções S_{ud}, V_{ud} e V_{uu} nas expressões acima estamos apenas explicitando o conteúdo de sabor das funções genéricas $S(x)$ e $V(x)$, que são, respectivamente, as densidades de número de diquarks escalares e pseudo-vetoriais. Como estamos supondo que os diquarks são um modelo para efeitos não perturbativos em um intervalo limitado de Q^2 , vamos ignorar qualquer evolução em Q^2 do tipo QCD nestas densidades; a dependência em Q^2 é dada pelos fatores de forma nas eqs. (4.57).

As contribuições inelásticas são dadas por:

$$F_2^{(q_E)} = e_{q_E}^2 xq_E(x, Q^2)(1 - D_E^2) \quad (5.7)$$

para diquarks escalares e

$$F_2^{(q_V)} = e_{q_V}^2 xq_V(x, Q^2)(1 - D_1^2) \quad (5.8)$$

para os pseudo-vetoriais.

Novamente explicitando a contribuição dos diversos sabores encontramos:

$$\begin{aligned} F_{2inel}^{ep}(x, Q^2) &= \frac{1}{9}[4xu_E + xd_E](1 - D_E^2) + \frac{1}{9}[4xu_{V_{ud}} + xd_{V_{ud}}](1 - F_{V_{ud}}^2) \\ &+ \frac{4}{9}xu_{V_{uu}}(1 - F_{V_{uu}}^2) \end{aligned} \quad (5.9)$$

No segundo membro desta equação, o primeiro e o segundo termos expressam as contribuições dos

quarks u e d provenientes dos diquarks escalar e V_{ud} , respectivamente, e o último, a contribuição do quark u proveniente do diquark V_{uu} .

Portanto, F_2^{ep} , que é definida como a soma das partes elástica e inelástica, assume a seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 F_2^{ep}(x, Q^2) &= \frac{4}{9}x[u_{val} + u_E(1 - D_E^2) + u_{V_{uu}}(1 - F_{V_{uu}}^2)] \\
 &+ \frac{4}{9}xu_{V_{ud}}(1 - F_{V_{ud}}^2) \\
 &+ \frac{1}{9}x[d_{val} + d_E(1 - F_E^2) + d_{V_{ud}}(1 - F_{V_{ud}}^2)] \\
 &+ \frac{1}{9}xS_{ud}D_E^2 + \frac{1}{3}x\left(\frac{16}{9}V_{uu} + \frac{1}{9}V_{ud}\right)\{\dots\} \\
 &+ \frac{1}{18}x^2m_N\nu\left(S_{ud} + \frac{1}{3}V_{ud}\right)D_T^2 + xMAR(x)
 \end{aligned} \tag{5.10}$$

Qualquer tentativa de ajustar todos os parâmetros do modelo — a partir da eq. (5.11) e sem simplificações— ao conjunto completo de dados experimentais disponíveis para toda uma extensa região de Q^2 (de 1 a $\simeq 200 \text{ GeV}^2$) requer que as evoluções em Q^2 para as distribuições dos quarks e diquarks sejam levadas em conta e, para os diquarks, considerados como objetos efetivos, tais evoluções não são conhecidas. Por outro lado, é bastante difícil justificar a negligência desta evolução ao se considerar uma região de Q^2 tão vasta¹. Além deste sério problema, temos ainda que estabelecer uma parametrização para o mar de partons, uma vez incluídos os diquarks, que traz ainda consigo a questão de quão exata é a simetria de isospin do mar. Estas são as dificuldades que mencionamos no início deste Capítulo.

A partir da eq. (5.2) para F_2 podemos obter apenas as contribuições provenientes dos

¹Apesar disto, cabe notar que considerando apenas a evolução usual para as distribuições dos quarks e não introduzindo qualquer outra simplificação no modelo, tentamos ajustar nossa função aos dados experimentais usando o MINUIT sem obtermos a convergência do programa.

diquarks (elástica e inelástica), que dependem de seus fatores de forma, subtraindo de F_2 todas as contribuições dos quarks que sobrevivem assintoticamente ($Q^2 \rightarrow \infty$), *i.e.*

$$F_2^{HT} = F_2(x, Q^2) - \sum_q F^{(q)} - \sum_{q_E} e_{q_E}^2 x q_E(x, Q^2) - \sum_{q_V} e_{q_V}^2 x q_V(x, Q^2) \quad (5.11)$$

Explicitamente, F_2^{HT} é dada por:

$$\begin{aligned} F_2^{HT} &= \sum_E e_E^2 S(x) x D_E^2 + \sum_V \frac{1}{3} e_V^2 V(x) x \left\{ \left[\left(1 + \frac{\nu}{m_N x} \right) \right. \right. \\ &\times \left. \left. D_1 - \frac{\nu}{m_N x} D_2 + 2m_N \nu x \left(1 + \frac{\nu}{2m_N x} \right) D_3 \right]^2 \right. \\ &+ \left. 2 \left[D_1^2 + \frac{\nu}{2m_N x} D_2^2 \right] \right\} + \frac{1}{2} \sum_E e_E^2 S(x) x^2 m_N \nu D_T^2 \\ &+ \frac{1}{6} \sum_V e_V^2 V(x) x^2 m_N \nu D_T^2 - \sum_{q_E} e_{q_E}^2 x q_E(x, Q^2) D_E^2 \\ &- \sum_{q_V} e_{q_V}^2 x q_V(x, Q^2) D_V^2 \end{aligned} \quad (5.12)$$

Dependendo dos fatores de forma, podemos obter contribuições que decrescem como $1/Q^2$, ou potências maiores, que podem ser relevantes para a região de dados a baixos Q^2 . Percebemos ainda, facilmente, da eq. (5.12) que existem contribuições positivas e negativas ao efeito de *higher twist* que explica a mudança de sinal na função $C(x)$ da parametrização da eq. (5.1).

A função de onda de sabor do próton é definida pela eq. (3.18). As probabilidades de se encontrar um diquark pseudo-vetorial ou escalar no próton são dadas por $\sin^2 \Omega$ e $\cos^2 \Omega$, respectivamente. A eq. (3.18) fixa, portanto, a normalização das funções de distribuição:

$$\begin{aligned} S(x) &= \cos^2 \Omega f_E(x) \\ V_{(ud)}(x) &= \frac{1}{3} \sin^2 \Omega f_{V_{(ud)}}(x) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 V_{(uu)}(x) &= \frac{2}{3} \sin^2 \Omega f_{V_{(uu)}}(x) \\
 u_S(x) &= \cos^2 \Omega f_{u_S}(x) \\
 d_S(x) &= \cos^2 \Omega f_{d_S}(x) \\
 u_{V_{(uu)}}(x) &= \frac{4}{3} \sin^2 \Omega f_{u_{V_{(uu)}}}(x) \\
 u_{V_{(ud)}}(x) &= d_{V_{(ud)}}(x) = \frac{1}{3} \sin^2 \Omega f_{u_{V_{(ud)}}}(x)
 \end{aligned} \tag{5.13}$$

onde todas as funções f são normalizados como $\int_0^1 f dx = 1$. Deste modo, integrando na variável x as eqs. (5.13), obtemos as eqs. (3.19).

Das eqs. (5.11, 3.18, 5.13), obtemos, para o próton:

$$\begin{aligned}
 F_2^{HT} &= \frac{1}{9} \cos^2 \Omega \left[f_E(x) - [4f_{u_E}(x, Q^2) \right. \\
 &+ \left. f_{d_E}(x, Q^2)] \right] x D_E^2 + \frac{1}{81} \sin^2 \Omega [f_{V_{(ud)}}(x) \\
 &+ 32f_{V_{(uu)}}(x)] x \left\{ \left[\left(1 + \frac{\nu}{m_N x} \right) D_1 - \frac{\nu}{m_N x} D_2 \right. \right. \\
 &+ \left. \left. 2m_N \nu x \left(1 + \frac{\nu}{2m_N x} \right) D_3 \right]^2 + 2 \left[D_1^2 + \frac{\nu}{2m_N x} D_2^2 \right] \right\} \\
 &- \frac{1}{27} \sin^2 \Omega [16f_{u_{V_{(uu)}}}(x, Q^2) + 5f_{u_{V_{(ud)}}}(x, Q^2)] x D_V^2 \\
 &+ \frac{1}{18} \left[\cos^2 \Omega f_E(x) + \frac{1}{9} \sin^2 \Omega f_{V_{(ud)}}(x) \right] x^2 m_N \nu D_T^2.
 \end{aligned} \tag{5.14}$$

As funções de distribuição são parametrizadas por:

$$\begin{aligned}
 f_E(x) &= N_E x^{\alpha_E} (1-x)^{\beta_E} \\
 f_{V_{(ud)}}(x) &= N_{V_{(ud)}} x^{\alpha_{V_{(ud)}}} (1-x)^{\beta_{V_{(ud)}}} \\
 f_{V_{(uu)}}(x) &= N_{V_{(uu)}} x^{\alpha_{V_{(uu)}}} (1-x)^{\beta_{V_{(uu)}}} \\
 f_{u_E}(x) &= N_{u_E} x^{\alpha_{u_E}} (1-x)^{\beta_{u_E}} \\
 f_{d_E}(x) &= N_{d_E} x^{\alpha_{d_E}} (1-x)^{\beta_{d_E}}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 f_{u_{V(ud)}}(x) &= N_{u_{V(ud)}} x^{\alpha_{u_{V(ud)}}} (1-x)^{\beta_{u_{V(ud)}}} \\
 f_{d_{V(ud)}}(x) &= N_{d_{V(ud)}} x^{\alpha_{d_{V(ud)}}} (1-x)^{\beta_{d_{V(ud)}}} \\
 f_{u_{V(uu)}}(x) &= N_{u_{V(uu)}} x^{\alpha_{u_{V(uu)}}} (1-x)^{\beta_{u_{V(uu)}}}
 \end{aligned} \tag{5.15}$$

onde os diversos N são as constantes de normalização apropriadas definidas como:

$$N(\alpha, \beta) = \frac{\Gamma(\alpha + \beta + 2)}{\Gamma(\alpha + 1)\Gamma(\beta + 1)} \tag{5.16}$$

sendo α e β os parâmetros relativos às diferentes funções de distribuições acima, eq. (5.15), e Γ as funções Gama de Euler.

Na próxima seção discutimos como foi feita a análise numérica que nos permitiu fixar os parâmetros dos diquarks e apresentamos os seus valores além de uma série de gráficos comparativos que mostram o bom acordo entre o nosso modelo e os dados experimentais.

5.2 O Ajuste dos Parâmetros do Modelo

A função multiparamétrica a ser ajustada é a eq. (5.14), com as definições dadas nas eqs. (3.8) e (5.15). Esta função depende, portanto, de 19 parâmetros.

Já o conjunto de pontos da função $F_2^{HT}(x, Q^2)$ é obtido a partir dos dados experimentais do SLAC [Whitlow *et al.*, 1990, 92] dos quais são subtraídos os valores da função F_2^{LT} da parametrização da ref. [Virchaux & Milsztajn, 1992], eq. (5.1). Admitimos que os erros nesta nova função $F_{2(exp)}^{HT}(x, Q^2)$ são os erros experimentais de cada ponto, obtidos combinando em quadratura os erros estatísticos e sistemáticos, já que na ref. [Virchaux & Milsztajn, 1992] não são citados os erros da parametrização.

O método de minimização utilizado é o método de χ^2 . A função χ^2 é definida por

$$\chi^2(par) = \sum_{i=1}^n \frac{[F(x_i, Q^2, par) - R_i(exp)]^2}{\sigma_i^2} \quad (5.17)$$

onde $R_i(exp)$ é o i -ésimo ponto experimental, $F(x_i, Q^2, par)$ é a curva teórica calculada no i -ésimo ponto, σ_i é o erro individual na i -ésima medida e $i = 1, 2, 3, \dots, n$, onde n é o número total de pontos. O ajuste dos parâmetros é feito usando o programa MINUIT.

Do conjunto de parâmetros, quatro deles, α_{u_E} , α_{d_E} , $\alpha_{u_{V_{ud}}}$, e $\alpha_{u_{V_{uu}}}$ foram fixados em -0.5 . Esta escolha justifica-se pela invariância de *scaling* de Bjorken das funções de estrutura, com base no comportamento das distribuições dos quarks a pequeno x [Penna Firme, 1994]. Com o objetivo de verificar a validade da hipótese mencionada acima — de que os quatro parâmetros podem ser tomados como -0.5 — executamos repetidamente o programa MINUIT, relaxando esta hipótese. A cada execução tomamos como valores iniciais dos demais parâmetros os resultados da minimização do χ^2 da execução precedente. Obtivemos sempre para os parâmetros α_{u_E} , α_{d_E} , $\alpha_{u_{V_{ud}}}$, e $\alpha_{u_{V_{uu}}}$ valores que diferiam menos de 10% do valor fixado, -0.5 , e para todos os demais parâmetros a variação encontrada não superou também os 10%.

Por simplicidade, tomamos ainda as distribuições $V_{uu} = 2V_{ud}$ e $d_{V_{ud}} = u_{V_{ud}}$ como consequência da simetria de isospin da função de onda do nucleon.

Com isso reduzimos o número total de parâmetros livres para 11.

Com relação ao momento magnético anômalo κ do diquark pseudo-vetorial utilizamos os dois valores normalmente citados na literatura $\kappa = 0, 1$ e também $\kappa = 2$. Verificamos que para $\kappa = 1$, quando se conseguia a convergência do programa, o ajuste exigia um conjunto de parâmetros fisicamente inaceitáveis. Para $\kappa = 2$ o programa não convergia, para várias escolhas dos parâmetros iniciais.

Para os parâmetros iniciais, nas primeiras execuções do programa de minimização, utilizamos,

sempre que possível, resultados obtidos em versões simplificadas do modelo a diquarks.

O resultado do melhor ajuste, com $\chi^2 = 0.1$, corresponde a escolha $\kappa = 0$ e o seguinte conjunto de valores para os 11 parâmetros do modelo:

$$\begin{aligned}
 Q_E &= 1.42 \text{ GeV} & Q_V &= 1.10 \text{ GeV} & \cos^2 \Omega &= 0.81 \\
 \alpha_E &= 2.13 & \beta_E &= 18.51 & \alpha_V &= 7.93 & \beta_V &= 3.32 \\
 \beta_{u_E} &= 5.13 & \beta_{d_E} &= 5.13 & \beta_{u_V(ud)} &= 8.41 & \beta_{u_V(uu)} &= 8.41.
 \end{aligned} \tag{5.18}$$

Os resultados do nosso ajuste são apresentados nas figs. 5.1, 5.2, 5.3, 5.4 e 5.5.

Podemos constatar das figuras acima a boa qualidade do ajuste. Os valores dos parâmetros obtidos, eq. (5.18), são consistentes com o resultado de outros estudos e aplicações do modelo quark–diquark para o nucleon como, por exemplo, as análises anteriores do próprio espalhamento profundamente inelástico [Fredriksson *et al.*, 1989, Tavernier, 1992] e outros trabalhos revistos no Capítulo 2; ou seja, os diquarks escalares se mostram mais abundantes ($\cos^2 \Omega = 0.81$) no próton (*Cf.* eq. (3.18)) e também mais pontuais ($Q_E^2 > Q_V^2$) do que os diquarks vetoriais. De fato, usando a eq. (3.10) e os valores da eq. (5.18), encontramos que o raio médio do diquark escalar é de $\simeq 0.35 \text{ Fm}$ enquanto para o pseudo–vetorial obtemos $\simeq 0.63 \text{ Fm}$. Ainda, com relação aos parâmetros dos fatores de forma, cabe ressaltar que o valor de Q_E que encontramos, apesar de maior que Q_V , é menor do que os valores normalmente utilizados em outros trabalhos, indicando que o diquark escalar é mais extenso do que se acredita. Na verdade, é necessário que se esclareça que da análise da contribuição dos diquarks escalares a reações exclusivas a grande impulso transferido [Anselmino *et al.*, 1987] resultam valores para Q_E que variam entre 1 e 2 GeV^2 , dependendo do modelo utilizado. O valor $Q_E \simeq 3.2$ obtido em [Fredriksson *et al.*, 1989] não foi obtido a partir de um modelo a diquarks genérico e foi utilizado em [Tavernier, 1992,

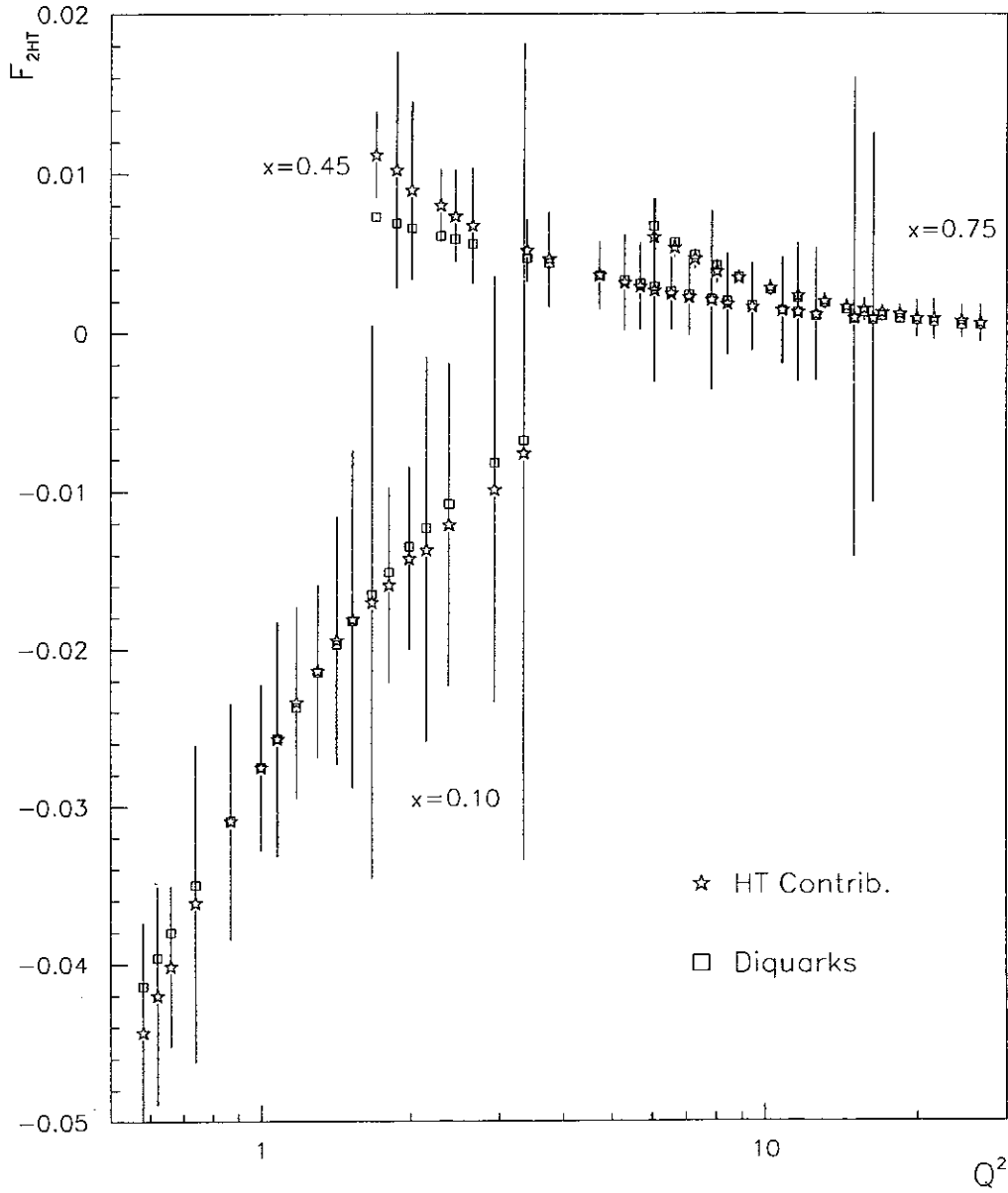


Figura 5.1: Resultado do ajuste da função F_2^{HT} aos dados experimentais da contribuição de *higher twist* à função de estrutura F_2 do próton, obtida como explicado no texto (seção 5.2), para $x = 0.10, 0.45, 0.75$.

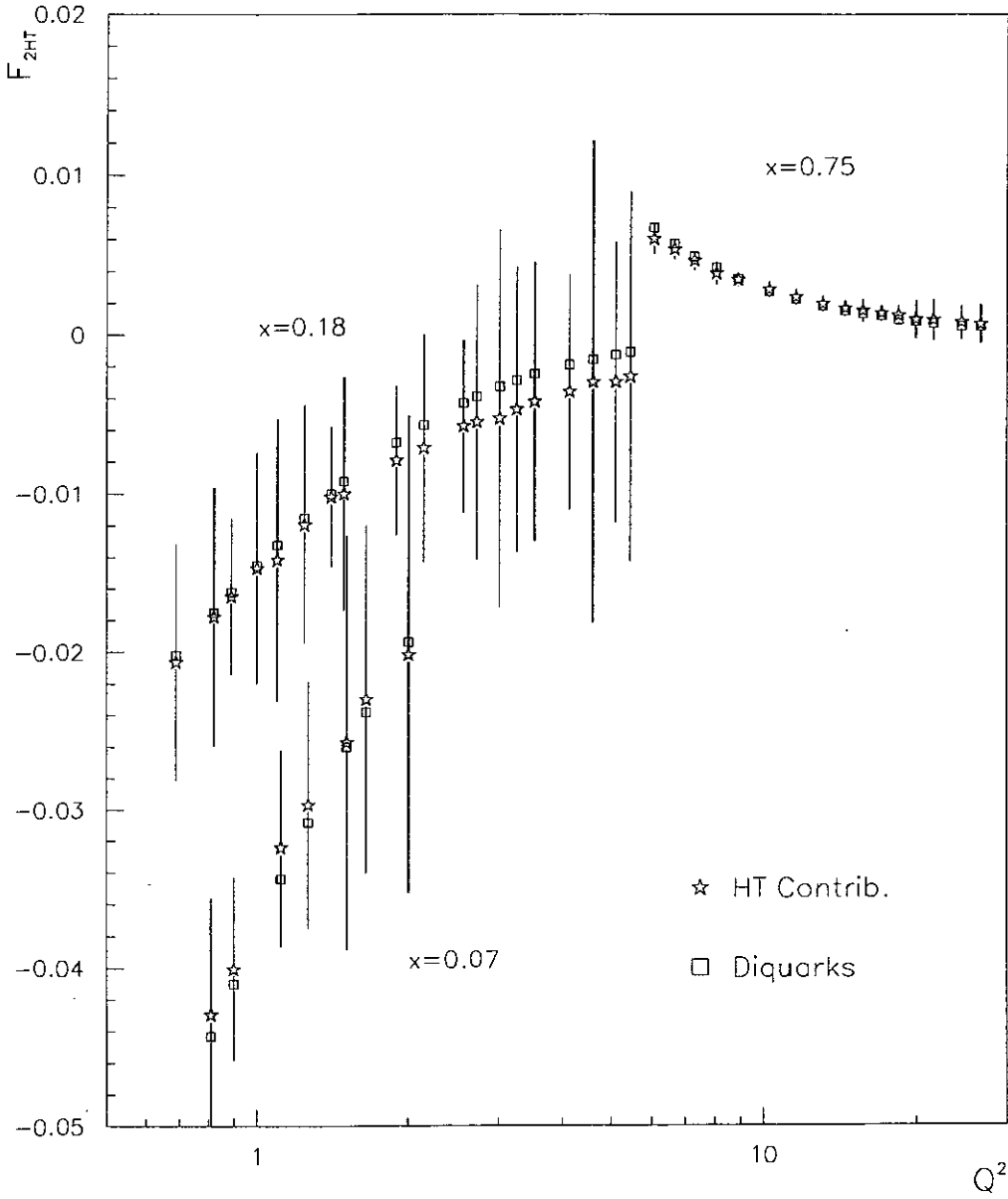


Figura 5.2: Resultado do ajuste da função F_2^{HT} aos dados experimentais da contribuição de *higher twist* à função de estrutura F_2 do próton, obtida como explicado no texto (seção 5.2), para $x = 0.10, 0.225, 0.55$.

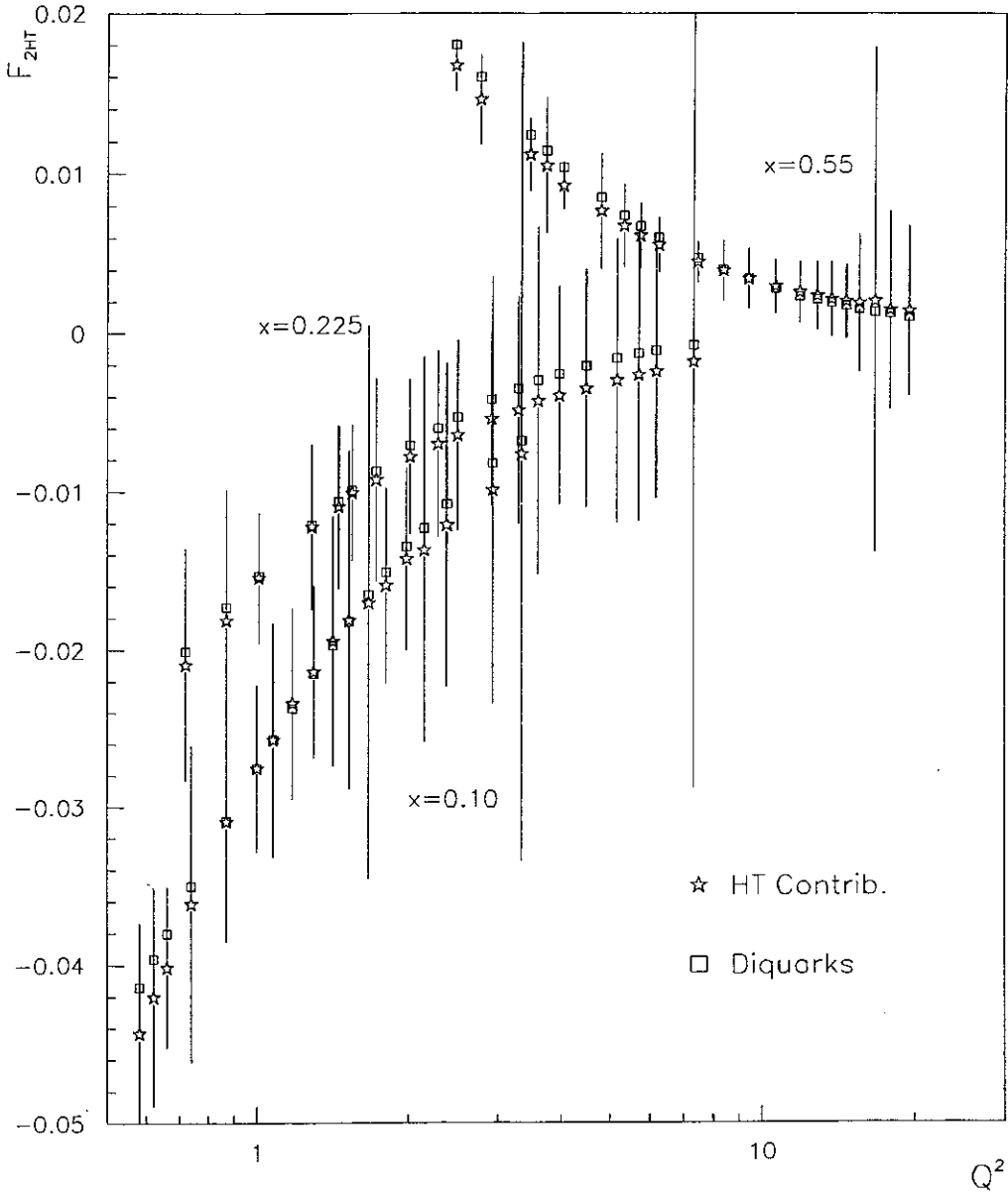


Figura 5.3: Resultado do ajuste da função F_2^{HT} aos dados experimentais da contribuição de *higher twist* à função de estrutura F_2 do próton, obtida como explicado no texto (seção 5.2), para $x = 0.14, 0.35, 0.65$.

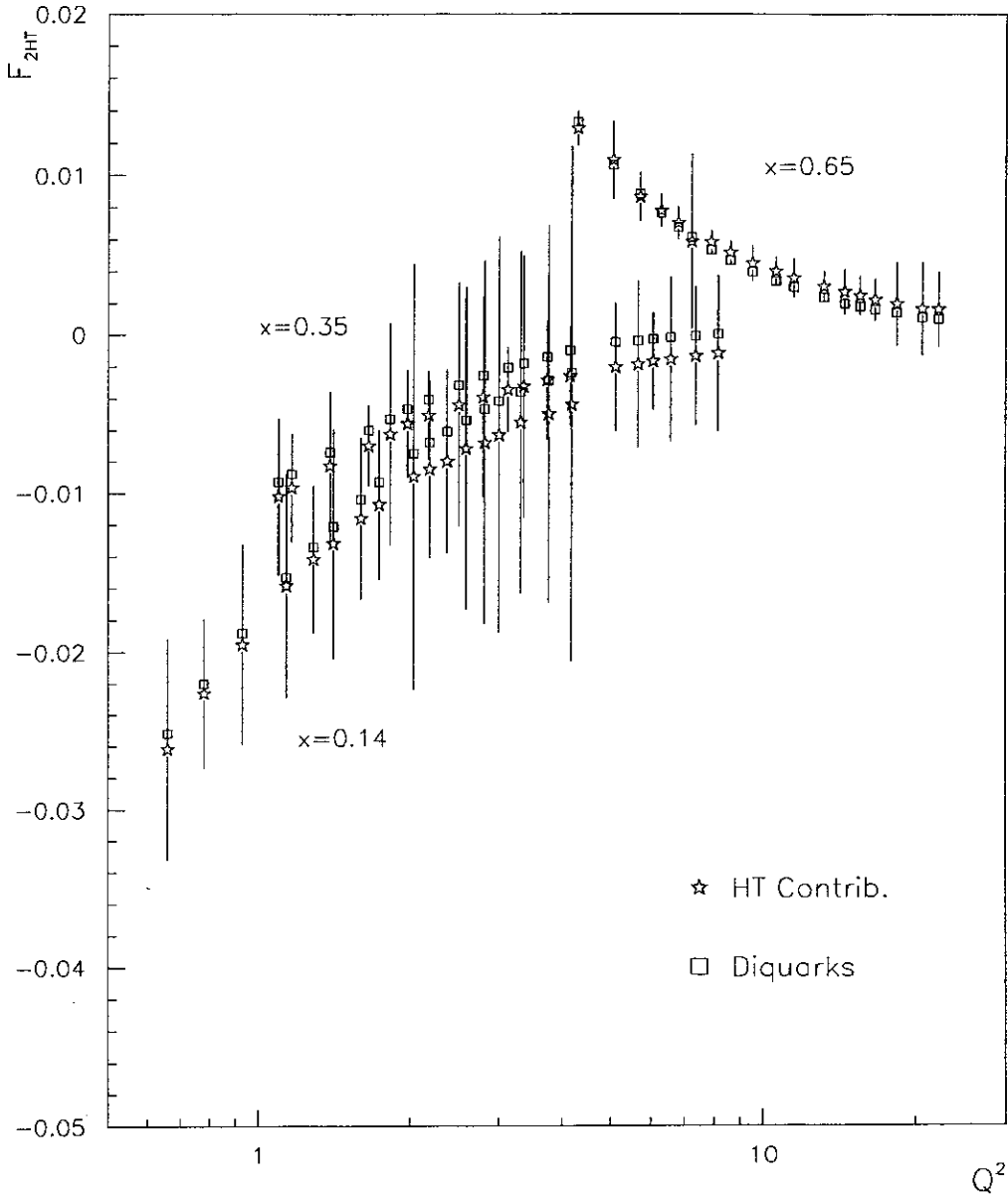


Figura 5.4: Resultado do ajuste da função F_2^{HT} aos dados experimentais da contribuição de *higher twist* à função de estrutura F_2 do próton, obtida como explicado no texto (seção 5.2), para $x = 0.07, 0.18, 0.75$.

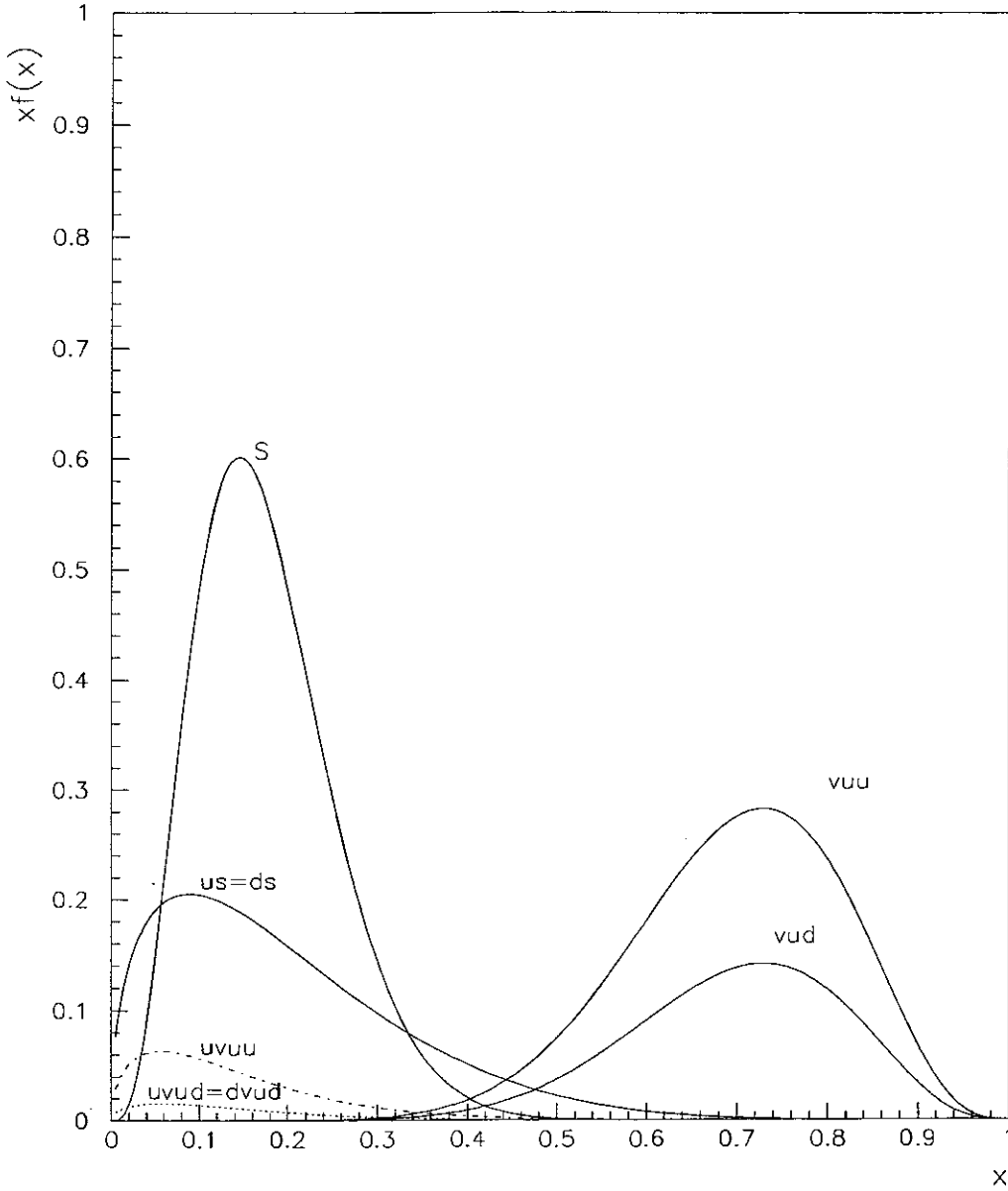


Figura 5.5: Funções de distribuição dos diquarks e dos quarks provenientes do diquark, segundo nossa parametrização. Os resultados são apresentados para cada produto $xf(x)$.

Anselmino *et al.*, 1991a] como *input*. Já o valor de Q_V é muito próximo ao encontrado em outras análises. Do ponto de vista do nosso modelo, podemos ainda dizer que variando os demais parâmetros iniciais do ajuste, os valores de Q_E e Q_V convergem rapidamente para os valores acima.

Outro fato digno de nota é que os valores finais obtidos para os parâmetros β dos quarks u e d , provenientes dos diquarks E e V , são idênticos, tendo sido *a priori* considerados independentes.

A fração média, X , de impulso do nucleon carregada pelo diquark escalar, proporcional à sua massa média, é menor, como se esperava, do que aquela transportada pelo diquark pseudo-vetorial. Na fig. 5.5 apresentamos o gráfico das funções $xf(x)$, onde $f(x)$ denota genericamente as funções de distribuição dos diquarks e dos quarks provenientes da colisão inelástica γ^* -diquark. A região para pequenos valores de x é dominada pela contribuição dos escalares, com valor máximo em torno de $x \simeq 0.15$ e a região para grandes valores de x é totalmente dominada pela contribuição dos pseudo-vetoriais, centrada em $x \simeq 0.7$. Esta é, sem dúvida, uma contribuição importante à questão, ainda em aberto, sobre as funções de distribuição fenomenológica dos diquarks que mencionamos anteriormente. Além disto, vemos que todos os quarks provenientes da contribuição inelástica dos diquarks carregam, em média, uma pequena fração de impulso do próton.

Podemos também calcular a fração total do impulso do próton carregada pelos diquarks, integrando cada $f(x)$ sobre os possíveis valores de x ponderados pela função de distribuição de cada um deles. Os diquarks escalares, os pseudo-vetoriais $V_{(ud)}$ e $V_{(uu)}$ carregam, respectivamente, cerca de 11%, 4.2% e 8.4% do impulso do próton (p). Além disto, podemos obter as frações de impulso carregada por cada quark resultante da contribuição inelástica dos diquarks. Cada quark u e d provenientes do diquark E e $V_{(ud)}$ carrega cerca de 1.3% e 0.3% de p , respec-

tivamente, enquanto o quark u do diquark $V_{(uu)}$ carrega $\simeq 1.3\%$. Assim, a soma dos impulsos de todos os constituintes é $\simeq 40\%$ do impulso total do próton.

Lembrando que a fração de impulso carregado pelos quarks, no modelo a partons simples, é algo em torno de 0.50, podemos dizer que boa parte do momento restante está sendo transportada pelos diquarks.

Capítulo 6

Comentários Finais e Conclusões

Neste trabalho, calculamos a contribuição genérica dos diquarks às funções de estrutura polarizada e não-polarizada do próton. As violações de *scaling* introduzidas pelos diquarks são discutidas em termos do comportamento dos fatores de forma dos diquarks e do seu momento magnético anômalo (κ). Uma análise qualitativa desta violação, comparada com os dados experimentais, indica que $\kappa = 0$.

É importante notar que a relação de Callan-Gross pode ainda ser aproximadamente satisfeita pelos diquarks pseudo-vetoriais e, portanto, ela não deve ser apresentada como prova definitiva de que os partons têm spin 1/2.

Mostramos, a seguir, que os diquarks são capazes de descrever corretamente os efeitos de *higher twist* observados na função de estrutura $F_2^{ep}(x, Q^2)$. É importante frizarmos que os dados experimentais para F_2 , na região de baixo Q^2 ainda não tinham sido explicados por modelos mais simples.

Os valores obtidos para o conjunto de parâmetros do modelo concordam, qualitativamente,

com as características gerais dos diquarks sugeridas por outros modelos. Uma comparação quantitativa, entretanto, ainda não é possível, devido às diferentes hipóteses subjacentes aos diversos modelos, especialmente as que se referem à não-inclusão dos diquarks pseudo-vetoriais e das transições $E - V$.

Dentre os resultados obtidos a partir do nosso modelo, destacamos os seguintes:

1. existe um predomínio marcante dos diquarks escalares sobre os pseudo-vetoriais na proporção de 4 : 1;
2. os diquarks escalares são menos extensos do que os pseudo-vetoriais, como podemos ver dos valores dos raios médios quadráticos encontrados: $\sqrt{\langle r^2 \rangle_E} \simeq 0.35 \text{ Fm}$ e $\sqrt{\langle r^2 \rangle_V} \simeq 0.63 \text{ Fm}$;
3. os diquarks escalares possuem uma função de distribuição cujo máximo encontra-se para $x \simeq 0.15$, enquanto as dos pseudo-vetoriais têm o máximo em $x \simeq 0.70$.

Estamos agora iniciando o cálculo da contribuição de *higher twist* à função de estrutura do nêutron e, tão logo tenhamos resultados experimentais sobre estes efeitos, teremos um ótimo teste de nossa parametrização.

Vimos ainda a importância de se conhecer a contribuição genérica dos diquarks ao espalhamento inelástico neutrino-próton. No caso particular da contribuição da corrente neutra, este cálculo está sendo concluído [Quinteiros, 1995]. Ainda com relação a processos inclusivos, não se calculou ainda a contribuição genérica dos diquarks ao processo Drell-Yan. Com relação aos processos exclusivos, pode-se refazer a análise dos decaimentos dos estados χ_c realizada em [Anselmino *et al.*, 1991a] à luz dos novos resultados aqui estabelecidos.

Finalizando, gostaríamos de destacar duas questões fundamentais referentes à fenomenologia

Bibliografia

- Abarbanel, H. D. I., Goldberger, M. L. & Treiman, S. B.: *Phys. Rev. Lett.*, **22** (1969) 500.
- Alguard, M. J. *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **41** (1978) 70.
- Amaudruz, P. *et al.* (New Muon Collaboration), *Phys. Lett.* **B294** (1992) 120; **B295** (1992) 159.
- Amaudruz, P. *et al.* (New Muon Collaboration), *Nucl. Phys.* **B371** (1992) 3.
- Anselmino, M.: *Phys. Rev.* **D19** (1979) 2803.
- Anselmino, M., Kroll, P. & Pire, B.: *Z. Phys.* **C36** (1987) 89.
- Anselmino, M., Caruso, F., Kroll, P. & Schweiger, W.: *Int. J. Mod. Phys.* **A4** (1989) 5213.
- Anselmino, M., Caruso, F., Leader, F. & Soares, J.: *Z. Phys.* **C48** (1990) 689.
- Anselmino, M., Caruso, F. & Forte, S.: "Charmonium decays and diquarks", in *Proceedings of the Workshop on Diquarks, op. cit.*, p. 113; *Phys. Rev.* **D44** (1991) 1438.
- Anselmino, M., Caruso, F., Joffily, S. & Soares, J.: *Mod. Phys. Lett.* **A6** (1991) 1415.
- Anselmino, M., Caruso, F., Leader, E. & Soares, J.: "Is the Callan-Gross relation indeed a consequence of spin 1/2, partons?", apresentado por J. Soares no XIII Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, realizado em setembro de 1991, em Caxambu-MG. A ser publicado nos *Anais*.

dos diquarks que, até onde vai nosso conhecimento, permanecem em aberto:

1. qual é a função de onda de um bárion que leva em conta a correta anti-simetrização de um sistema de três férmions: um quark com cada um dos outros dois correlacionados que formam o diquark?
2. qual a origem dinâmica de tão grande violação de $SU(6)$ — medida por $\cos^2 \theta = 0.81$ — na função de onda do próton?

Estas questões, entre outras, permanecem na sombra e mostram que é ainda preciso muito trabalho para que se chegue a esclarecê-las. Apesar disto, os resultados positivos obtidos nesta tese, apontam numa direção que pode ser promissora: conseguir descrever um amplo conjunto de processos físicos, para os quais efeitos não-perturbativos da QCD não são desprezíveis, em termos dos diquarks. Talvez o próximo passo mais simples seja aplicar o mesmo modelo genérico utilizado nesta tese ao cálculo das larguras de decaimento $\chi_{c0}, \chi_{c1}, \chi_{c2} \rightarrow p\bar{p}$ efetuado em [Caruso, 1989, Anselmino *et al.*, 1991a], incluindo apenas a este cálculo a transição entre diquarks escalares e pseudo-vetoriais. Paralelamente a isto, esperamos ter, em breve, uma resposta à questão da contribuição do spin dos pseudo-vetoriais ao tensor hadrônico simétrico para o espalhamento inelástico $\nu p \rightarrow \nu X$ [Quinteiros, 1995].

- Anselmino, M. & Predazzi, E. (eds.), *Proceedings of the Workshop on Diquarks*, World Scientific, Singapore (1989); Cf. também Anselmino, M., Lichtenberg, D. B., Ekelin, S., Fredriksson, S. & Predazzi, E.: *Rev. Mod. Phys.* **65** (1993) 1190.
- Anselmino, M., Ekelin, S., Fredriksson, S., Lichtenberg, D. B. & Predazzi, E.: *Rev. Mod. Phys.* **65** (1993) 1199.
- Anselmino, M., Caruso, F., de Mello Neto, J. R. T., Penna Firme, A. & Soares, J.: *CBPF-NF-024/94*, submetido à publicação.
- Aubert, J. J. *et al.*: *Nucl. Phys.* **B259** (1985) 189.
- Barth, M.: *Z. Phys.* **C7** (1981) 187.
- Benvenuti, A. C. *et al.*: (BCDMS Collaboration), *Phys Lett.* **B223** (1989) 485; **B237** (1990) 592.
- Bjorken, J. D. & Pachos, E. A.: *Phys. Rev.* **185** (1969) 1975.
- Bjorken, J. D.: *Phys. Rev.* **148** (1966) 1467; *ibid.* **D1** (1971) 1376.
- Bjorken, J. D. & Drell, S. C.: *Quantum Fields*, New York, McGraw-Hill, (1964).
- Bourrely, C., Leader, E. & Soffer, J.: *Phys. Rep.* **59** (1980) 95.
- Breakstone, A. *et al.*: *Zeit. Phys.* **C25** (1984) 21; *idem* **C28** (1985) 335; *ibid.* **C36** (1987) 567.
- Capstick, S. & Isgur, N.: *Phys. Rev. D* **34** (1986) 2809.
- Caruso, F.: *Il ruolo dei diquarks come costituenti barionici nella trattazione di processi esclusive ad energie intermedie*, Tese de Doutorado, Turim, (1989).

- Chang, C. C.: *Phys. Rev.* **D27** (1983) 2776.
- Chernyak, V. L., Zhitnitsky, A. R.: *Nucl. Phys.* **B246** (1984) 52; *Phys. Rep.* **112** (1984) 173.
- Close, F. E.: *Introduction to Quarks and Partons*, New York, Academic Press, 1979.
- Creutz, M.: *Phys. Rev.* **D21** (1980) 2308.
- Choi, S., Hatsuda, T., Koike, Y. & Su H. Lee: *Phys. Lett.* **D312** (1993) 351.
- Ekelin, S. & Fredriksson, S.: *Phys. Lett.* **B162** (1985) 373.
- Esaibegyan, S. B. & Matinyan, S. G.: *JETP Lett.* **19** (1974) 227.
- Feynman, R.P.: *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 1415.
- Fredriksson, S.: "The Stockholm Diquark model", in *Proceeding of the Workshop on Diquarks*, *op. cit.*.
- Fredriksson, S., Jändel, M. & Larsson, T.: *Z. Phys.* **C 14** (1982) 35.
- Fredriksson, S., Jändel, M. & Larsson, T.: *Z. Phys.* **C19** (1983) 53.
- Fritzsch, H. & Gell-Mann, M.: (1972), *Proc. 16th Int. Conf. on High Energy Physics*, v. 2, edited by J. P. Jackson and A. Roberts, (National Accelerator Lab, Batavia, Illinois), p. 135.
- Fritzsch, H., Gell-Mann, M. & Leutwyler, H.: *Phys. Lett.* **B47** (1973) 365.
- Gell-Mann, M.: *Phys. Lett.* **8** (1964) 214, reimpresso em Gell-Mann, M. & Ne'eman, Y.: *The Eightfold Way*, Benjamin, New York, 1964.
- Godfrey, S. & Isgur, N.: *Phys. Rev.* **D32** (1985) 189.
- Gross, D. J. & Wilczek, F.: *Phys. Rev.* **D8** (1973) 3633.

Ida, M. & Kobayashi, R.: *Prog. Theor. Phys.* **36** (1966) 846.

Leader, E. & Anselmino, M.: *Z. Phys.* **C41** (1988) 239.

Leader, E. & Predazzi, E.: *An introduction to gauge theories and the "new physics"*, Cambridge: Cambridge University Press, (1985).

Lee, T. D. & Yang, C. N.: *Phys. Rev.* **128** (1962) 885.

Lichtenberg, D. B. & Tassie, L. J.: *Phys. Rev.* **155** (1967) 1601.

Lichtenberg, D. B.: *Unitary Symmetry and Elementary Particles*, segunda edição, Academic Press, New York, (1978).

MINUIT Reference Manual, Application Software Group, Computing and Network Division, CERN, *CERN Program Library, Long Writeup D506*.

Nambu, Y.: (1966), in *Preludes in Theoretical Physics*, editado por A. de Shalit, H. Feshbach e L. Van Hove (North Holland, Amsterdam).

Pavković, M. L.: *Phys. Rev.* **D13** (1976) 2128.

Penna Firme, A.: *Da Contribuição dos diquarks à descrição de efeitos de "higher twist" observado no espalhamento profundamente inelástico*, Tese de Mestrado, CBPF, julho de 1994.

Pilkuhn, H.: *Relativistic Particle Physics*, New York: Springer-Verlag, 1979.

Quinteiros, P.C.: *Sobre a contribuição dos diquarks ao espalhamento inelástico neutrino-nucleon com troca de corrente neutra*, Tese de Mestrado do CBPF, em fase de conclusão.

Richard, J. M.: *Phys. Rep.* **212** (1992) 1.

Sakata, S.: *Prog. Theor. Phys.* **16** (1956) 686.

Tavernier, P.: *Essai de détermination des fonctions de structure des nucléons dans l'hypothèse de l'existence de diquarks*, Thèse de Doctorat (PCCF T 9207), Université Blaise Pascal (1992).

Dugne, J. J. & Tavernier, P. *preprint PCCF RI 9205* (1992) submetido à revista *Phys. Lett. B* e também *Z. Phys.* **C59** (1993) 333.

Vainshtein, A. I. & Zakharov, V. I.: *Phys. Lett.* **B72** (1978) 368.

Virchaux, M. & Milsztajn, A.: *Physics Letters* **B274** (1992) 221.

Weinberg, S.: *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 494.

Whitlow, L. W.: Ph.D. Thesis, SLAC-Report-357(1990) & Bodek, A.: *in Proceedings of the Workshop on Hadron Structure Functions and Parton Distributions* (Fermilab, 7/90).


Whitlow, L. W. *et al.*: *Phys. Lett.* **B250** (1990) 193; **B282** (1992) 475.

Zweig, G., 1964, CERN report 8409/Th. 412, reimpresso em *Quark Theory of Hadrons*, editado por Lichtenberg, D. B. & Rosen, S. P., Hadronic Press, Nonantum, Massachusetts, (1980), p. 22.


“SOBRE A CONTRIBUIÇÃO GENÉRICA DOS DIQUARKS
ESCALARES E PSEUDO-VETORIAIS ÀS FUNÇÕES DE
ESTRUTURA DO NUCLEON”

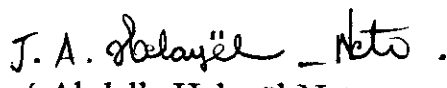
José Soares Barbosa

Tese de Doutorado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:


Francisco Caruso Neto - Presidente


Bruto Max Pimentel Escobar


Mauro Anselmino


José Abdalla Helayel-Neto


Ronald Cintra Shellard

Rio de Janeiro, 16 de fevereiro de 1995