

Tese apresentada à Pró-Reitoria de Pós-Graduação do Instituto Tecnológico de Aeronáutica, como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Ciências no Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Física Nuclear.

George Hiroyosi da Silva e Oliveira Yabusaki

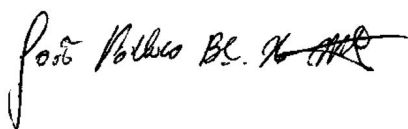
ESTUDOS DOS OBSERVÁVEIS DO MÉSON K^+ NO MEIO NUCLEAR

Tese aprovada em sua versão final pelos abaixo assinados:



Prof. Dr. Wayne Leonardo Silva de Paula

Orientador



Prof. Dr. João Pacheco Bicudo Cabral de Melo

Coorientador

Prof. Dr. Pedro Teixeira Lacava

Pró-Reitor de Pós-Graduação

Campo Montenegro
São José dos Campos, SP - Brasil
2020

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)
Divisão de Informação e Documentação

Yabusaki, George Hiroyosi da Silva e Oliveira
Estudos dos Observáveis do Méson K^+ no Meio Nuclear / George Hiroyosi da Silva e Oliveira
Yabusaki.
São José dos Campos, 2020.
117f.

Tese de Doutorado – Curso de Física. Área de Física Nuclear – Instituto Tecnológico de
Aeronáutica, 2020. Orientador: Prof. Dr. Wayne Leonardo Silva de Paula. Coorientador:
Prof. Dr. João Pacheco Bicudo Cabral de Melo.

1. Mésons. 2. Decaimento fraco de partículas. 3. Frente de luz. 4. Física de partículas. I.
Instituto Tecnológico de Aeronáutica. II. Título.

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

YABUSAKI, George Hiroyosi da Silva e Oliveira. **Estudos dos Observáveis do Méson K^+ no Meio Nuclear**. 2020. 116f. Tese de Doutorado – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: George Hiroyosi da Silva e Oliveira Yabusaki
TÍTULO DO TRABALHO: Estudos dos Observáveis do Méson K^+ no Meio Nuclear.
TIPO DO TRABALHO/ANO: Tese / 2020

É concedida ao Instituto Tecnológico de Aeronáutica permissão para reproduzir cópias desta tese e para emprestar ou vender cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta tese pode ser reproduzida sem a autorização do autor.

George Hiroyosi da Silva e Oliveira Yabusaki
Praça Marechal Eduardo Gomes, 50 - Vila das Acacias
12.228-900 – São José dos Campos–SP

ESTUDOS DOS OBSERVÁVEIS DO MÉSON K^+ NO MEIO NUCLEAR

George Hiroyosi da Silva e Oliveira Yabusaki

Composição da Banca Examinadora:

Prof. Dr. Manuel M. B. Malheiro de Oliveira	Presidente	-	ITA
Prof. Dr. Wayne Leonardo Silva de Paula	Orientador	-	ITA
Prof. Dr. João Pacheco Bicudo Cabral de Melo	Coorientador	-	UCS
Prof. Dr. Odilon Lourenço da Silva Filho	Membro Interno	-	ITA
Prof. Dr. Lauro Tomio	Membro Externo	-	IFT/UNESP
Prof. Dr. Orlando Olavo A. A. e N. de Oliveira	Membro Externo	-	UC

Aos meus familiares que me deram todo o apoio possível e acreditaram no meu trabalho e empenho, ao meu orientador Prof. Dr. Wayne de Paula pela paciência em ensinar e motivar e ao meu Coorientador e amigo Prof. Dr. João Pacheco, aos amigos e professores da Pós-Graduação do ITA por motivarem tanto nesta caminhada.

Agradecimentos

Agradeço primeiramente a DEUS, por me guiar e me iluminar por esse caminho de maneira propiciar no fechamento deste ciclo tão importante e a Fraternidade Beneditina dos Oblatos de São José que faço parte na igreja católica e me dá força na fé.

A minha mãe Maria José da Silva por estar sempre presente na minha vida e ter propiciado condições para chegar até aqui. Dedico também, de forma muito especial, a uma pessoa muito importante, meu pai Hiroyosi Yabusaki, que sempre batalhou ao lado para me dar condições de um futuro melhor me mostrando o quanto a educação é importante na formação intelectual e moral.

Aos meus dois irmãos Tálita da Silva Yabusaki e Klever Issao da Silva Yabusaki, grandes companheiros e incentivadores em todos estes anos de luta, obrigado por fazerem parte da minha vida.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Wayne Leonardo de Paula e ao meu co-orientador e amigo Prof. Dr. João Pacheco Bicudo Cabral de Melo um agradecimento especial pela orientação, contribuição, preocupação, paciência, incentivo na conclusão deste trabalho e também à confiança em mim depositada. A todos os professores que participaram direta ou indiretamente desta formação os Profs. Dr. Tobias Frederico, Dr. Brett Carlson, Dr. Manoel Malheiro, Dr. Odilon Lourenço da Silva Filho, Dr. Kazuo Tsushima e muitos outros. Aos professores que compoem a banca por aceitarem participar desta defesa de título.

Aos meus colegas e amigos de sala, no qual contribuíram para a conclusão do curso, especialmente a minha esposa Natalie Cecy que cedeu seu tempo, espaço e paciência para

me auxiliar e apoiar nas diversas dificuldades não só na física mas na vida.

Gostaria de dedicar, também, a uma pessoa mais que especial na minha vida: minha filha Mônica Masa de Oliveira Yabusaki razão do meu viver e do meu amor.

Ao Instituto Tecnológico de Aeronáutica pela infraestrutura e condições dignas e à todos os funcionários, especialmente do setor da pós-graduação. Por fim, também gostaria de agradecer à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoas de Nível Superior (CAPES), pelo apoio financeiro durante a realização deste trabalho de pesquisa.

*“A ciência é aquilo que aprendemos sobre
como não deixar enganar a nós mesmos.”*

— DR. RICHARD FEYNMAN

Resumo

Usando a função de onda do méson K^+ no formalismo na frente de luz baseado em um modelo de amplitude de Bethe-Salpeter para o estado ligado quark-antiquark, estudamos o fator de forma eletromagnético do méson K^+ em um meio nuclear simétrico no referencial da teoria quântica de campos na frente de luz. Este modelo reproduz as propriedades do méson K^+ no vácuo. Com o intuito de incorporar consistentemente os quarks constituintes up e antistrange do méson K^+ imersos em matéria nuclear simétrica, usamos o modelo quark-meson coupling (QMC), que tem sido amplamente aplicado a vários fenômenos hadrônicos e nucleares em um meio nuclear com sucesso. Prevemos a modificação no meio nuclear do fator de forma eletromagnético do méson K^+ na matéria nuclear simétrica. Verifica-se que, após um ajuste da massa reguladora em $m_R = 0,600 \text{ GeV}$, o modelo apresenta resultado adequado para ajustar os dados experimentais disponíveis no vácuo dentro das incertezas teóricas, e com base nisto prevemos as modificações do fator de forma no meio nuclear para o méson K^+ , a constante de decaimento eletrofraca e o raio quadrático. Foi possível analisar também a probabilidade de valência η , o comportamento das contribuições parciais dos quarks e como a relação de Tarrach foi satisfatória para os resultados no meio nuclear.

Palavras-Chave: Fator de Forma Eletromagnético, Constante de Decaimento Eletrofraca, Raio Eletromagnético, Probabilidade de Valência, Meio Nuclear Simétrico.

Abstract

Using the light-front K^+ -meson wave function based on a Bethe-Salpeter amplitude model for the quark-antiquark bound state, we study the electromagnetic form factor of the K^+ -meson in nuclear medium within the framework of light-front field theory. The K^+ -meson model we adopt is well constrained by previous and recent studies to explain its properties in vacuum. The in-medium K^+ -meson electromagnetic form factor is evaluated for the plus-component of the electromagnetic current, J^+ , in the Breit frame. In order to consistently incorporate the constituent up and anti-strange quarks of the K^+ -meson immersed in symmetric nuclear matter, we use the Quark-Meson Coupling (QMC) model, which has been widely applied to various hadronic and nuclear phenomena in a nuclear medium with success. We predict the in-medium modification of the K^+ -meson electromagnetic form factor in symmetric nuclear matter. It is found that, after a fine tuning of the regulator mass, i.e. $m_R = 0.600 \text{ GeV}$, the model is suitable to fit the available experimental data in vacuum within the theoretical uncertainties, and based on this we predict the in-medium modification of the K^+ -meson electromagnetic form factor, charge radius and weak decay constant in symmetric nuclear matter. Also, we analyse the behavior that valence probability η , the partial contribution of the quarks and the Tarrach's relation was satisfied in nuclear medium.

Keywords: Electromagnetic Form Factor, Weak Decay Constant, Charge Radius, Valence Probability, Symmetric Nuclear Matter.

Lista de Figuras

FIGURA 4.1 – Massas efetivas de quark para as massas dos quarks leves e os potenciais no meio nuclear simétrico.	53
FIGURA 4.2 – Massa do káon e os potenciais escalares e vetoriais no meio nuclear simétrico.	54
FIGURA 4.3 – Energia de de ligação negativa para o meio nuclear simétrico obtido através das massas dos quarks up e down, para $m_q = 220 [MeV]$. O ponto de saturação dado em $\rho_0 = 0,15 [fm^{-3}]$, o valor foi ajustado para $-15,7 [MeV]$	56
FIGURA 5.1 – Diagrama de Feynman para o méson K^+ no meio nuclear.	62
FIGURA 5.2 – Identificação da posição dos polos para integração em k^- no plano complexo pelo teorema de Cauchy para o quark e anti-quark na camada de massa.	71
FIGURA 5.3 – Diagramas na frente de luz: (a) contribuição de valência e (b) não-valência	72
FIGURA 5.4 – Diagramas de Feynman que descreve a interação da partícula com o vácuo no centro de massa, chamado de diagrama do tipo bolha. . .	77
FIGURA 5.5 – Identificação da posição dos polos para integração em k^- no plano complexo para os intervalos $0 < k^{*+} < P^{*+}$, pelo teorema de Cauchy.	77
FIGURA 5.6 – Diagrama de Feynman para o méson π^+ no meio nuclear.	79

FIGURA 5.7 – Diagrama de Feynman resultante para o méson π^+ no meio nuclear.	80
FIGURA 5.8 – Diagramas na frente de luz: (a) contribuição de valência e (b) não-valência	82
FIGURA 6.1 – Resultados para o fator de forma ao quadrado do méson K^+ , calculado para diferentes densidades de matéria nuclear, usando os parâmetros da tabela 6.1. Dados experimentais do vácuo extraídos das referências (DALLY <i>et al.</i> , 1980; AMENDOLIA <i>et al.</i> , 1986)	89
FIGURA 6.2 – Resultados para o fator de forma ao quadrado multiplicado por q^2 do méson K^+ , calculado para diferentes densidades de matéria nuclear, usando os parâmetros da tabela 6.1. Dados experimentais para o vácuo extraídos das referências (DALLY <i>et al.</i> , 1980; AMENDOLIA <i>et al.</i> , 1986).	90
FIGURA 6.3 – Razões entre o fator de forma eletromagnético completo do káon no meio nuclear simétrico pelo vácuo, com as contribuições para cada valor de ρ/ρ_0	90
FIGURA 6.4 – Fator de forma eletromagnético completo do káon com as contribuições parciais até $10 [GeV/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros dados na tabela 6.1 para o vácuo.	91
FIGURA 6.5 – Fator de forma eletromagnético completo do káon com as contribuições parciais até $10 [GeV/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.1 para a razão $\rho/\rho_0 = 0, 25$, com valores de $e_u = 2/3$ e $e_{\bar{s}} = 1/3$, sendo estes os pesos de isospin vistos pela partícula espectadora.	92

- FIGURA 6.6 – Fator de forma eletromagnético completo do káon com as contribuições parciais até $10 [GeV/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.1 para a razão $\rho/\rho_0 = 0,50$, com valores de $e_u = 2/3$ e $e_{\bar{s}} = 1/3$ sendo estes os pesos de isospin vistos pela partícula espectadora. 93
- FIGURA 6.7 – Fator de forma eletromagnético completo do káon com as contribuições parciais até $10 [GeV/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.1 para a razão $\rho/\rho_0 = 0,75$, com valores de $e_u = 2/3$ e $e_{\bar{s}} = 1/3$, sendo estes os pesos de isospin vistos pela partícula espectadora. 94
- FIGURA 6.8 – Fator de forma eletromagnético completo do káon com as contribuições parciais até $10 [GeV/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.1 para a razão $\rho/\rho_0 = 1,00$, com valores de $e_u = 2/3$ e $e_{\bar{s}} = 1/3$, sendo estes os pesos de isospin vistos pela partícula espectadora. 95
- FIGURA 6.9 – Razão entre os fatores de forma do káon e do pión para diferentes densidades em função do momento transferido ao quadrado. 95
- FIGURA 6.10 – Razão entre os fatores de forma do káon e do pión para diferentes contribuições dos quarks em função do momento transferido ao quadrado para o vácuo. 96
- FIGURA 6.11 – Razão entre os fatores de forma do káon e do pión para diferentes contribuições dos quarks em função do momento transferido ao quadrado para uma razão de densidades de $\rho/\rho_0 = 0,25$ 96
- FIGURA 6.12 – Razão entre os fatores de forma do káon e do pión para diferentes contribuições dos quarks em função do momento transferido ao quadrado para uma razão de densidades de $\rho/\rho_0 = 0,50$ 97

- FIGURA 6.13 – Razão entre os fatores de forma do káon e do pión para diferentes contribuições dos quarks em função do momento transferido ao quadrado para uma razão de densidades de $\rho/\rho_0 = 0,75$ 98
- FIGURA 6.14 – Razão entre os fatores de forma do káon e do pión para diferentes contribuições dos quarks em função do momento transferido ao quadrado para uma razão de densidades de $\rho/\rho_0 = 1,00$ 98
- FIGURA 6.15 – Resultados calculado para o raio quadrático dos mésons π^+ e K^+ em função da massa do quark calculado para diferentes densidades de matéria nuclear usando os parâmetros da tabela 6.2. 100
- FIGURA 6.16 – Resultados obtidos para o raio quadrático dos mésons π^+ e K^+ calculados para diferentes densidades de matéria nuclear usando os parâmetros da tabela 6.2. 100
- FIGURA 6.17 – Razão da constante de decaimento do pión e do kaon no meio para o vácuo, f^*/f , em função da densidade nuclear usando os parâmetros da tabela 6.3. 102
- FIGURA 6.18 – Resultados para a constante de decaimento eletrofraca dos mésons π^+ e K^+ calculado para diferentes densidades de matéria nuclear usando os parâmetros da tabela 6.3. 102
- FIGURA 6.19 – Resultados para a constante de decaimento eletrofraca dos mésons π^+ e K^+ em função da massa do quark calculado para diferentes densidades de matéria nuclear usando os parâmetros da tabela 6.3. 103
- FIGURA 6.20 – Resultados para η^* do méson K^+ calculado para diferentes densidades de matéria nuclear usando os parâmetros da tabela 6.4. 104
- FIGURA 6.21 – Razões entre o fator de forma eletromagnético completo do pión no meio nuclear simétrico e no vácuo com as contribuições para cada valor de ρ/ρ_0 106

- FIGURA 6.22 – Fator de forma eletromagnético completo do pión com as contribuições parciais até $10 [GeV/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.5 para o vácuo. 106
- FIGURA 6.23 – Fator de forma eletromagnético completo do pión com as contribuições parciais até $10 [GeV/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.5 para a razão $\rho/\rho_0 = 0,25$. 107
- FIGURA 6.24 – Fator de forma eletromagnético completo do pión com as contribuições parciais até $10 [GeV/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.5 para a razão $\rho/\rho_0 = 0,50$. 108
- FIGURA 6.25 – Fator de forma eletromagnético completo do pión com as contribuições parciais até $10 [GeV/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.5 para a razão $\rho/\rho_0 = 0,75$. 108
- FIGURA 6.26 – Fator de forma eletromagnético completo do pión com as contribuições parciais até $10 [GeV/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.5 para a razão $\rho/\rho_0 = 1,00$. 109

Lista de Tabelas

- TABELA 4.1 – Constantes de acoplamento, o parâmetro Z_N , constante de sacola B , a massa efetiva do núcleon, m_N^* , a incompressibilidade nuclear, K e propriedades calculadas para a matéria nuclear simétrica na densidade normal do meio $\rho_0 = 0,15 [fm^{-3}]$, para $m_q = 5$ e $220 [MeV]$. 54
- TABELA 6.1 – Parâmetros usados para calcular o fator de forma eletromagnético para o méson K^+ no meio nuclear calculados pelo modelo QMC (SAITO *et al.*, 2007) em combinação com o modelo da referência (MELO *et al.*, 2002). 88
- TABELA 6.2 – Parâmetros utilizados e resultados obtidos para o raio quadrático do kaon usando $m_{\bar{s}} = 508 [MeV]$ e $m_R = 600 [MeV]$. Dado experimental do vácuo na referência (ZYLA *et al.*, 2020) mensurado para o vácuo. 99
- TABELA 6.3 – Parâmetros utilizados e resultados obtidos para a constante de decaimento eletrofraca do kaon usando $m_{\bar{s}} = 508 [MeV]$ e $m_R = 600 [MeV]$ (MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014; YABUSAKI *et al.*, 2018). Dado experimental do vácuo obtido em (ZYLA *et al.*, 2020). . 101
- TABELA 6.4 – Parâmetros utilizados e resultados obtidos para a probabilidade de valência do kaon usando $m_{\bar{s}} = 508 [MeV]$ e $m_R = 600 [MeV]$ 104

TABELA 6.5 – Cálculos dos observáveis baseados no modelo do pión no meio nuclear (MELO <i>et al.</i> , 2014) usando $m_\pi = 140 [MeV]$ e $m_R = 600 [MeV]$. Dados experimentais do vácuo obtidos em (ZYLA <i>et al.</i> , 2020).	105
---	-----

Sumário

1	INTRODUÇÃO	19
2	TÓPICOS DE CROMODINÂMICA QUÂNTICA	22
2.1	Quebra Espontânea de Simetria Quiral	29
3	O FORMALISMO DA FRENTE DE LUZ	38
3.1	Notações e Convenções	39
3.2	Geradores e Álgebra de Poincarè	44
3.3	Propagadores no Formalismo da Frente de Luz	47
4	MODELO DE QUARKS NA MATÉRIA NUCLEAR: QMC	50
5	MODELO PARA MÉSONS PSEUDOESCALARES	59
5.1	Méson K^+	60
5.1.1	Fator de Forma Eletromagnético Elástico	60
5.1.2	Raio Quadrático	74
5.1.3	Constante de decaimento Eletrofraca	76
5.1.4	Probabilidade da Componente de Valência	78
5.2	Méson Pi	78

6	RESULTADOS E DISCUSSÕES	86
6.1	O Méson K^+	87
6.1.1	O Fator de Forma Eletromagnético Elástico	87
6.1.2	Raio Quadrático Eletromagnético	99
6.1.3	Constante de Decaimento Eletrofraca	101
6.1.4	Probabilidade da Componente de Valência	103
6.2	O Méson Π	105
7	CONCLUSÕES	110
	REFERÊNCIAS	113

1 Introdução

O principal objetivo deste trabalho é investigar as modificações dos observáveis do káon no meio da matéria nuclear simétrica combinada com o modelo QMC (SAITO *et al.*, 2007) e comparar com os resultados já obtido para o pión, onde o modelo do káon é ajustado para fornecer a melhor descrição dos dados de seus observáveis no vácuo.

O estudo dos mésons pseudoscalares mais leves desempenha um papel importante na compreensão da cromodinâmica quântica de baixas energias. Suas propriedades estáticas e dinâmicas também foram investigadas teórica e experimentalmente (AMENDOLIA *et al.*, 1986; FREDERICO; MILLER, 1992; MARIS; ROBERTS, 1997; MELO, 1998; CHOI; JI, 1998b; MELO *et al.*, 1999; GAO *et al.*, 2017; KRUTOV *et al.*, 2017; ZYLA *et al.*, 2020).

Com relação à descrição dos estados ligados na frente de luz, uma revisão detalhada das funções de onda hadrônicas em modelos baseados na cromodinâmica quântica pode ser encontrada na referência (BRODSKY *et al.*, 1998). Conhecimentos adicionais e importantes sobre a estrutura interna de mésons podem ser obtidos e analisados a partir de suas funções de distribuição de valência dos quarks.

O formalismo que adotamos no presente trabalho é a teoria quântica de campos na frente de luz (DIRAC, 1949; HARINDRANATH, 1996; BRODSKY *et al.*, 1998), mais especificamente, usamos um modelo de vértice simétrico para o estado ligado de káon na abordagem da frente de luz com uma amplitude de Bethe-Salpeter. A componente na frente de luz J^+ da corrente eletromagnética tem sido usada com sucesso para calcular o fator de forma eletromagnético elástico.

Para o modelo de vértice $K \rightarrow q\bar{q}$ simétrico (MELO *et al.*, 2002), as componentes da

corrente são convenientemente obtidas no referencial de Drell - Yan, onde as funções de onda de estado ligado na frente de luz são definidas na hipersuperfície $x^0 + x^3 = 0$ e são covariantes sob “boosts” cinemáticos devido à estabilidade da decomposição em uma base de estado de Fock (PERRY *et al.*, 1990; HARINDRANATH, 1996; BRODSKY *et al.*, 1998).

Neste trabalho, consideramos um vértice simétrico com a intenção de otimizar e unificar o conjunto de parâmetros para reproduzir o fator de forma eletromagnético, o raio quadrático, a constante de decaimento eletrofraca e a probabilidade de valência. Os resultados numéricos são comparados com dados experimentais do vácuo até $\pm 10 [MeV]^2$ para explorar a validade do modelo $Q^2 = -q^2 > 0$, com q sendo o quadrimomento transferido do fóton.

A constante de decaimento eletrofraca, tem um papel importante para os mésons do tipo quark antiquark, pois a partir dela podemos extrair os elementos de matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, que são fundamentais para o atual modelo da física de partículas elementares, o modelo padrão. Os cálculos das constantes de decaimento, do fator de forma eletromagnético, do raio quadrático e das probabilidades de valência estão vinculados à análise das funções de onda dos mésons.

Juntamente com as análises do fator de forma eletromagnético completo foi possível extrair as contribuições parciais para cada quark e anti-quark que estão na camada de massa e com isso estudar o comportamento das razões entre os fatores de forma completo do pión e do káon, assim como as contribuições parciais influenciam na quebra de simetria do grupo SU(3).

Outros trabalhos realizados no Laboratório de Física Teórica Computacional, LFTC, da Universidade Cruzeiro do Sul já exploraram a estrutura eletromagnética do pión e do káon, utilizando a TQCFL (Teoria Quântica de Campos na Frente de Luz) com o modelo de vértice simétrico. Também foram realizados trabalhos sobre a estrutura eletromagnética do méson vetorial leve, méson ρ^+ . Entretanto, em todos eles não foi feita a investigação sobre o comportamento individual de cada constituinte no meio nuclear, que compõe o sistema ligado, sobre a informação que cada sabor de quark carrega do fator

de forma total. Também não foi analisado pelas referências citadas anteriormente, como cada sabor de quark se comporta a grandes momentos longitudinais e altas densidades do meio nuclear simétrico.

Este trabalho está dividido em sete capítulos, que passamos a descrever em mais detalhes.

Nos dois primeiros capítulos apresentamos uma introdução à teoria quântica de campos e cromodinâmica quântica (QCD), os conceitos básicos da física de partículas elementares e também apresentaremos os fundamentos da TQCFL (BRODSKY *et al.*, 1998; MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998; HARINDRANATH, 1996).

No capítulo quatro apresentaremos o modelo de quarks de matéria nuclear o QMC (quark meson coupling) (FREDERICO *et al.*, 1989; SAITO *et al.*, 2007), abordaremos conceitos importantes destes modelos para o entendimento do comportamento dos observáveis.

No capítulo cinco, trataremos com detalhes do modelo para mésons pseudoescalares utilizado no trabalho, modelo este desenvolvido para o káon no mestrado (YABUSAKI *et al.*, 2015), com base em trabalhos anteriores para o pión (MELO, 1998; MELO *et al.*, 2002), aqui mostramos como os observáveis foram calculados e quais os referenciais teóricos foram usados. Abordaremos também o modelo para o pión no meio nuclear (MELO *et al.*, 2014).

No capítulo seis, mostramos os resultados obtidos para os observáveis, citados anteriormente, a partir do modelo descrito nos capítulos quatro e cinco e faremos discussões e comentários acerca dos resultados. Estes resultados serão analisados na forma de gráficos e tabelas, que representam a parte final deste trabalho.

No capítulo sete, apresentaremos as conclusões finais deste trabalho e as perspectivas para futuros trabalhos nessa mesma linha de pesquisa.

2 Tópicos de Cromodinâmica Quântica

A cromodinâmica quântica (QCD) é a teoria que descreve as interações fortes entre quarks e glúons, formando estados ligados chamados de mésons e bárions. Neste capítulo abordamos os conceitos básicos necessários para o entendimento do nosso modelo, onde será considerado o grau de liberdade efetivo dos quarks constituintes (GREINER *et al.*, 1990; RYDER, 1996; GREINER *et al.*, 2007; HALZEN; MARTIN, 2008; ITZYKSON; ZUBER, 2012).

Os quarks são partículas fundamentais, que se apresentam na natureza através de seis tipos diferentes, com uma propriedade quântica chamada de sabor, os quais são, u (up), d (down), s (strange); considerados os mais leves e c (charm), b (bottom) e t (top); considerados os mais pesados, sendo que cada quark possui um anti-quark correspondente (HALZEN; MARTIN, 2008).

Estes quarks formam estados ligados chamados de mésons e bárions. Os mésons são constituídos por um par quark anti-quark $|q\bar{q}\rangle$ e bárions são constituídos por três quarks $|qqq\rangle$ (HALZEN; MARTIN, 2008).

A QCD é uma teoria invariante de calibre local (*gauge*) no espaço $SU(3)$. Os quarks podem assumir três estados de “cor”, a saber, “vermelho” (*red*), “verde” (*green*) e “azul” (*blue*). Como os estados ligados dos quarks são invariantes sob o grupo $SU(3)$ no espaço de cores, estes estados são considerados “descoloridos” ou “sem cor”.

A representação fundamental do grupo $SU(3)$ para o espaço de cores é dado da seguinte

forma:

$$q(x) = \begin{pmatrix} q^R(x) \\ q^G(x) \\ q^B(x) \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

Os glúons são partículas responsáveis pela interação forte entre os quarks, e carregam as cargas de “cor”. Os glúons podem formar oito estados diferentes de cor (HALZEN; MARTIN, 2008).

Fora estes números quânticos usuais, existem outros associados aos quarks, são eles chamados de “hipercarga” e “estranheza”. A hipercarga está relacionada com a terceira componente do isospin I_3 e com a carga elétrica Q como mostrado a seguir para o grupo de simetria SU(3):

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} = \begin{pmatrix} 2/3 & 0 & 0 \\ 0 & -1/3 & 0 \\ 0 & 0 & -1/3 \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

onde Y é a hipercarga descrita como $Y = B + S$, sendo B o número bariônico e S o número de estranheza. Temos sempre a conservação de isospin e da estranheza em interações fortes, assim como há também a conservação de carga para todas as interações da natureza.

O formalismo de isospin surgiu na observação de dois estados permitidos para um único grau de liberdade, o próton (p) e o nêutron (n), pois a interação nuclear não consegue distinguir entre estes estados, isso gera uma simetria para o grupo SU(2) (GREINER *et al.*, 2007; HALZEN; MARTIN, 2008). No caso das interações fortes, temos sempre a conservação de isospin, estranheza, assim como também a conservação de carga para todas as interações da natureza.

Na representação fundamental, os geradores podem ser escritos como:

$$I_i = \frac{1}{2}\tau_i, \quad (i, j, k = 1, 2, 3), \quad (2.3)$$

onde τ_i são as matrizes de Pauli, as quais são hermitianas e que se transformam através de transformações unitárias, sendo dadas por:

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Estas matrizes podem formar também combinações lineares que são usualmente utilizadas:

$$\tau_{\pm} = \frac{1}{2}(\tau_1 \pm i\tau_2). \quad (2.5)$$

Atuam também nos estados dos prótons e dos nêutrons, respeitando a representação a seguir:

$$|p\rangle = |uud\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |n\rangle = |udd\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Isso tem uma simetria $SU(2)$, na qual o par (p, n) forma um campo na representação fundamental, que é similar ao conceito de spin, que em mecânica quântica está associado ao vetor momento angular intrínseco de uma partícula e às diferentes orientações (quânticas) deste no espaço, embora o termo seja muitas vezes incorretamente atrelado não ao momento angular intrínseco mas ao momento magnético intrínseco das partículas (HALZEN; MARTIN, 2008; ITZYKSON; ZUBER, 2012). Deste modo, no caso da interação nuclear forte, temos, para os estados de próton e nêutron, a denominação comum de núcleon, N .

Portanto, temos que os operadores de criação e aniquilação no espaço de sabores são

descritos por:

$$\begin{aligned}\tau^+ d &= u, \\ \tau^- u &= d.\end{aligned}\tag{2.7}$$

Estes operadores atuam na transformação do quark u em um quark d e na transformação de um quark d em um quark u . No decaimento β^+ , a transformação converte um próton em um nêutron, com a emissão de um pósitron e de um neutrino do elétron; no decaimento β^- , um nêutron é convertido num próton, com a emissão de um elétron e de um antineutrino do elétron.

Os estados ligados para mésons podem ser descritos em um singlete do $SU(3)$ e um octeto, já os bárions podem ser colocados em uma descrição de um singlete, dois octetos e um decupleto, como mostrado a seguir:

$$\begin{aligned}|q\bar{q}\rangle &\Rightarrow 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8, \\ |qqq\rangle &\Rightarrow 3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10.\end{aligned}\tag{2.8}$$

O conjunto de matrizes unitárias 3×3 forma o grupo $SU(3)$, onde quaisquer destas matrizes hermitianas ($UU^\dagger = U^\dagger U = 1$), de traço igual a zero e linearmente independentes, tem a seguinte representação:

$$U(x) = \exp(-i\phi[x]_n \lambda^n).\tag{2.9}$$

Considerando uma matriz de transformação infinitesimal próxima de 1, temos:

$$U(x) \simeq 1 - i\phi[x]_n \lambda^n,\tag{2.10}$$

onde $\phi[x]_n$ é o parâmetro de grupo que é associada a uma fase e depende da coordenada do espaço-tempo e λ^n são matrizes hermitianas, com traço nulo.

A representação fundamental de estados de cor, no grupo $SU(3)$, é um triplete. As três cargas de “cor” dos quarks, R (vermelho), G (verde) e B (azul) formam uma representação fundamental de estados do grupo de simetria $SU(3)$:

$$R = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad G = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Nestas representações, os geradores são matrizes 3×3 , que são denotas por λ_a , para $a = 1, \dots, 8$, que representam as chamadas matrizes de Gell-Mann dadas por (HALZEN; MARTIN, 2008):

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Estas matrizes são hermitianas ($\lambda_a^\dagger = \lambda_a$), onde o traço é dado por:

$$\begin{aligned} Tr[\lambda_a] &= 0 \\ Tr[\lambda_a \lambda_b] &= 2\delta_{ab}, \quad (a, b = 1, \dots, 8), \end{aligned} \quad (2.13)$$

e as suas constantes de estrutura são dadas por:

$$\begin{aligned}if^{abc} &= \frac{1}{4}Tr[\lambda^a\lambda^b\lambda^c - \lambda^b\lambda^a\lambda^c], \quad (a, b, c = 1, \dots, 8) \\f^{abc} &= f_{abc}.\end{aligned}\tag{2.14}$$

A QCD é baseada em um “grupo de calibre” ou em inglês, *gauge*, não abeliano, onde cada λ não comuta com o outro e pertence ao grupo $SU(3)$. A equação que representa o grupo é dada a seguir por:

$$[\lambda^a, \lambda^b] = 2if_{abc}\lambda^c, \quad (a, b, c = 1, \dots, 8).\tag{2.15}$$

A transição do modelo dos quarks para a QCD é feita quando se trata a “cor” de forma similar a carga elétrica na eletrodinâmica. Esta estrutura surge quando é requerido a invariância de calibre (*gauge*) local, como por exemplo, a fase de rotação do elétron onde a sua fase depende do espaço-tempo. A invariância pode ser feita de forma similar para o campo dos quarks. Para tal finalidade, consideremos que a lagrangiana para um quark livre (GREINER *et al.*, 1990; RYDER, 1996; KHARZEEV; RAUFEISEN, 2002; ITZYKSON; ZUBER, 2012):

$$\mathcal{L} = \sum_{q=u,d,s,\dots} \sum_{cores} \bar{q}(x) (i\gamma_\mu \partial_{x_\mu} - m_q) q(x),\tag{2.16}$$

seja invariante sob as rotações do campo dos quarks no espaço de cor dado abaixo:

$$U : q^j(x) \rightarrow U_{jk}(x)q^k(x), \quad (j, k = 1, 2, 3).\tag{2.17}$$

Se U for dependente de x na lagrangiana da Eq.(2.16) para o quark livre, não será invariante sob a transformação da Eq.(2.17). Portanto, para preservar esta invariância deve-se introduzir um campo de glúons ou de “*gauge*”, $A_{j,k}^\mu$, e substituir a derivada da

Eq.(2.16) pela derivada covariante:

$$\partial^\mu q^j(x) \rightarrow D_{kj}^\mu q^j(x) \equiv \delta_{kj} \partial^\mu - A_{k,j}^\mu q^j(x), \quad (2.18)$$

onde o campo de glúons é dado por:

$$A_{k,j}^\mu = A_a^\mu \lambda_a^\mu(x). \quad (2.19)$$

Com esta transformação todas as mudanças na lagrangiana, sob transformações de *gauge*, se anulam, pois A_a^μ se transforma para:

$$U : A_{k,j}^\mu(x) \rightarrow U(x) A_{k,j}^\mu(x) U^\dagger(x) + iU(x) \partial^\mu U^\dagger(x). \quad (2.20)$$

Portanto a lagrangiana da QCD pode ser descrita como:

$$\mathcal{L}_{livre} = \sum_{q=u,d,s,\dots} \sum_{cores} \bar{q}(x) (i\gamma_\mu D^\mu - m_q) q(x) - \frac{1}{g^2} \text{tr} G^{\mu\nu}(x) G_{\mu\nu}(x), \quad (2.21)$$

onde g é a chamada constante de acoplamento, pois o primeiro termo descreve a dinâmica dos quarks e de seu acoplamento com os glúons, e o segundo termo descreve a dinâmica do campo de glúons.

O tensor de força de campo, para os glúons, é dado por:

$$G^{\mu\nu} \equiv i[D^\mu, D^\nu] = \partial^\mu A^\nu(x) - \partial^\nu A^\mu(x) - i[A^\mu(x), A^\nu(x)], \quad (2.22)$$

onde este comutador vem das interações glúon-glúon, que pode ser descrita também em termos dos componentes de cor deste campo de *gauge* como sendo:

$$G_a^{\mu\nu} = \partial^\mu A_a^\nu(x) - \partial^\nu A_a^\mu(x) - f_{abc} A_b^\mu(x) A_c^\nu(x). \quad (2.23)$$

Mesmo com uma teoria bem definida para descrever as interações forte e a estrutura

hadrônica, algumas dificuldades práticas levaram ao surgimento de modelos efetivos como o de quarks constituintes, inspirados na QCD. Estes “quarks” constituintes tem graus de liberdade efetivos, que são envolvidos por uma nuvem de glúons virtuais e de pares quark-antiquark, “vestidos” (*dressed*).

A escala de massa para os quarks constituintes é a escala hadrônica, relevante para todas as propriedades dos mésons e bárions em baixos momentos. Em um modelo de quarks constituintes, esta escala é inteiramente representada pelo estado ligado de seus quarks. Portanto podemos descrever, de forma geral, os hádrons em termos de uma série de componentes, onde cada canal da série possui uma função de onda, como, por exemplo, para um méson:

$$|q\bar{q}\rangle = \sum_{q\bar{q}} |q\bar{q}\rangle \Psi_{q\bar{q}} + \sum_{q\bar{q}q} |q\bar{q}q\rangle \Psi_{q\bar{q}q} + \dots \quad (2.24)$$

Decompondo a função de onda hadrônica como na Eq.(2.24) porém, utilizando estados a um dado instante $x^+ = 0$ [47, 49, 50, 51, 52], temos que as componentes do espaço de Fock são estáveis por transformações cinemáticas que mantêm o plano-nulo invariante. Isto permite descrever estados que interagem em diferentes referenciais que sejam relacionados por meio de transformações cinemáticas mantendo o mesmo truncamento do espaço de Fock. Isto não é possível com a representação da Eq.(2.24) a um dado instante. O vácuo perturbativo associado ao espaço de Hilbert no plano-nulo é portanto estável por transformações cinemáticas que incluem “boosts”, apenas neste aspecto podemos considerar o vácuo trivial.

2.1 Quebra Espontânea de Simetria Quiral

O objetivo deste trabalho é estudar os observáveis do méson π e do méson K , partículas estas que possuem spin igual a zero. O méson π pode ser visto como um bóson de Goldstone (HALZEN; MARTIN, 2008) que provém da quebra da simetria quiral e tem papel importante na fenomenologia da física hadrônica em baixas energias.

Para esclarecer melhor este conceito de quebra de simetria quiral, faremos uma breve revisão dos tópicos apresentados anteriormente.

A simetria quiral pertence ao grupo $SU(3)$ que possui um sub-grupo $SU(2)$ que surge naturalmente da álgebra das correntes e da PCAC (*Partial Conservation of Axial Currents*) (RYDER, 1996; ITZYKSON; ZUBER, 2012). Nesta álgebra, podemos assumir oito correntes vetoriais do $SU(3)$ que pertencem aos estados de “cor” representadas por V_a^ν e oito correntes vetoriais axiais, também do $SU(3)$, representadas por A_a^ν com $a = 1, 2, \dots, 8$ e $x = (x_0, \vec{x})$, as quais respeitam as relações de comutação locais das matrizes de Gell-Mann a tempos iguais:

$$\begin{aligned}\delta(x_0 - y_0)[V_a^0(x), V_b^0(x)] &= if_{abc}V_c^0\delta^4(x - y) \\ \delta(x_0 - y_0)[V_a^0(x), A_b^0(x)] &= if_{abc}A_c^0\delta^4(x - y) \\ \delta(x_0 - y_0)[A_a^0(x), A_b^0(x)] &= if_{abc}A_c^0\delta^4(x - y),\end{aligned}\tag{2.25}$$

onde f_{abc} são as constantes de estrutura do $SU(3)$.

As correntes vetoriais são dadas por:

$$V_a^0(x) = \bar{q}(x)\gamma_\mu\left(\frac{\lambda_a}{2}\right)q(x),\tag{2.26}$$

e as correntes vetoriais axiais por:

$$A_a^0(x) = \bar{q}(x)\gamma_\mu\gamma_5\left(\frac{\lambda_a}{2}\right)q(x),\tag{2.27}$$

onde os λ_a são as matrizes de Gell-Mann e os $q(x)$ os elementos do grupo $SU(3)$ de sabor no tripleto dos quarks. Estas correntes podem ser associadas às transformações do grupo que são representadas por:

$$q_i \rightarrow q'_i + i\alpha^a\left(\frac{\lambda_a}{2}\right)_{ij}q_j, \quad \alpha^a \ll 1,\tag{2.28}$$

para as correntes vetoriais e

$$q_i \rightarrow q'_i + i\beta^a \left(\frac{\lambda_a}{2} \right)_{ij} \gamma_5 q_j, \quad \beta^a \ll 1, \quad (2.29)$$

para as correntes vetoriais axiais que podem ser descritas também pelas cargas generalizadas associadas a estas correntes, dadas por:

$$Q^a(t) = \int V_a^0(x) d^3x, \quad (2.30)$$

relacionadas com as correntes vetoriais e

$$Q_5^a(t) = \int A_a^0(x) d^3x, \quad (2.31)$$

relacionadas com as correntes vetoriais axiais. Estas cargas formam relações de comutação descritas por:

$$\begin{aligned} [Q^a(t), Q^b(t)] &= if^{abc} Q^c(t) \\ [Q^a(t), Q_5^b(t)] &= if^{abc} Q_5^c(t) \\ [Q_5^a(t), Q_5^b(t)] &= if^{abc} Q_5^c(t). \end{aligned} \quad (2.32)$$

Pode ser definido ainda, as cargas quirais de mão esquerda (*left-hand*), L e de mão direita (*right-hand*), R:

$$\begin{aligned} Q_L^a &= \frac{1}{2}(Q^a(t) - Q_5^a(t)), \\ Q_R^a &= \frac{1}{2}(Q^a(t) + Q_5^a(t)), \end{aligned} \quad (2.33)$$

que obedecem as seguintes relações de comutação baseado na Eq.(2.32)

$$\begin{aligned}
[Q_L^a(t), Q_L^b(t)] &= if^{abc}Q_L^c(t) \\
[Q_R^a(t), Q_R^b(t)] &= if^{abc}Q_R^c(t) \\
[Q_R^a(t), Q_L^a(t)] &= 0,
\end{aligned}
\tag{2.34}$$

com todas as cargas, obedecendo a álgebra do grupo $SU(3)_{R,L}$.

A palavra quiral aplica-se às transformações geradas pelas cargas axiais Q_5^a , onde aparece um fator $(1 \pm \gamma_5)$, implícito nos estados de helicidade de Q_L^a e Q_R^a sendo:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2}(1 + \gamma_5)u &\equiv u_R, \\
\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)u &\equiv u_L.
\end{aligned}
\tag{2.35}$$

Ambos os conjuntos de operadores Q-spin são conectados pelos operadores de paridade P para as interações fortes da QCD como mostrado a seguir:

$$PQ_{L(R)}^aP^{-1} = Q_{R(L)}^a. \tag{2.36}$$

Para o modelo de quarks livres do $SU(3)$, temos a seguinte lagrangiana:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_1, \tag{2.37}$$

sendo

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{q}\gamma^\mu\partial_\mu q, \tag{2.38}$$

uma Lagrangeana invariante sob o grupo $SU(3)$, enquanto

$$\mathcal{L}_1 = m_u\bar{u}u + m_d\bar{d}d + m_s\bar{s}s, \tag{2.39}$$

não é invariante. É possível notar também que o modelo de quarks livres possui duas simetrias $U(1)$, a primeira corresponde a lagrangiana \mathcal{L} da Eq.(2.37), sendo, invariante a mudança de fase comum para cada um dos campos dos quarks que mantem a corrente conservada, chamada também de corrente bariônica, como mostrado a seguir:

$$J_\mu^B \sim \bar{q}_\mu \gamma_\mu q_i(x), \quad (2.40)$$

onde o campo dos quarks podem ser definidos como sendo,

$$q_i(x) \rightarrow e^{i\beta} q_i(x). \quad (2.41)$$

A segunda simetria corresponde agora a lagrangiana da Eq.(2.38), sendo invariante agora a corrente bariônica axial, descrita por:

$$J_\mu^A \sim \bar{q}_\mu \gamma_\mu \gamma_5 q_i(x). \quad (2.42)$$

Sendo o campo dos quarks descritos a seguir:

$$q_i(x) \rightarrow e^{i\beta\gamma_5} q_i(x). \quad (2.43)$$

Em estudos teóricos já publicados na literatura, as correntes e cargas simétricas satisfazem as relações de comutação definidas, no qual há a presença de termos que representam a quebra de simetria. Outro resultado importante corresponde as correntes físicas que aparecem nas interações eletromagnéticas e fracas, ou em algumas combinações lineares delas na Lagrangeana de interação. Com isso, a álgebra de correntes, que apresenta simetrias da interação forte, pode ser utilizada diretamente em processos eletromagnéticos ou fracos que envolvam hádrons.

A álgebra $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ foi gerada pelas correntes dadas na relação da Eq.(2.32),

e leva ao surgimento de uma hamiltoniana de interação forte:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \lambda \mathcal{H}_1 , \quad (2.44)$$

onde o primeiro termo é invariante sob as transformações $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ e o segundo termo não, sendo que para o limite de $\lambda = 0$, todos os geradores da álgebra quiral são conservados.

Vamos considerar agora a não invariância do estado fundamental como sendo uma condição de quebra de simetria. Sendo U um elemento do grupo de simetria no qual a hamiltoniana \mathcal{H}_0 presente em Eq.(2.44) seja invariante:

$$U \mathcal{H}_0 U^\dagger = \mathcal{H}_0, \quad (2.45)$$

isto leva a conexão de estados que formam uma representação irredutível da base do grupo $U|A\rangle = |B\rangle$.

Usando as equações (2.44) e (2.45), podemos obter imediatamente,

$$E_A = \langle A | \mathcal{H}_0 | A \rangle = \langle B | \mathcal{H}_0 | B \rangle = E_B . \quad (2.46)$$

Com isso, a simetria da hamiltoniana \mathcal{H}_0 é manifestada na degenerescência dos autoestados de energia que correspondem as representações irredutíveis do grupo de simetrias, como está implícito em $U|A\rangle = |B\rangle$ e na Eq.(2.46). Assim, os autoestados citados devem estar relacionados ao estado fundamental $|0\rangle$ através dos operadores de criação e aniquilação, representados por ϕ_A e ϕ_B como:

$$|A\rangle = \phi_A |0\rangle, \quad |B\rangle = \phi_B |0\rangle, \quad (2.47)$$

para

$$U \phi_A U^\dagger = \phi_B, \quad (2.48)$$

onde a Eq.(2.45) só terá validade se obedecer:

$$U|0\rangle = |0\rangle, \quad (2.49)$$

mas, como esta condição não é satisfeita, inviabiliza o processo em Eq.(2.46) e sua consequente degenerescência de níveis de energia, vindas da simetria, a esta situação é dado o nome de “quebra espontânea de simetria” (RYDER, 1996; ITZYKSON; ZUBER, 2012). Porém mesmo que a simetria não se manifeste nos estados de energia degenerados, ainda há relações de simetrias provenientes do fato de que a hamiltoniana e a lagrangiana são invariantes sob transformação de simetria.

Então a condição de quebra de simetria é a não invariância do vácuo,

$$U|0\rangle \neq |0\rangle. \quad (2.50)$$

Certos operadores de campo tem valores esperados do vácuo diferentes de zero, isto pode ser visto facilmente como uma transformação de simetria do tipo observado na Eq.(2.48).

Uma corrente quiral pode atuar no estado de vácuo e produzir bósons de Goldstone, quer em física de partículas e física da matéria condensada. Este bóson (também conhecido como bósons de Nambu-Goldstone), aparecem em modelos de teoria quântica de campos com quebra espontânea de simetria. Estes bósons são associados com geradores de simetrias quebradas e podem ser considerados como excitações de campo na direção simétrica e com massa nula.

Na sequência, desenvolveremos o processo de funcionamento da quebra de simetria quiral relacionada ao aparecimento do bóson de Goldstone. Este processo começa com o teorema de Goldstone.

Vamos considerar o teorema de Noether, onde uma simetria contínua em uma Lagran-

geana implica na existência de uma corrente conservada

$$\partial_\mu J^\mu = 0. \quad (2.51)$$

Podemos considerar a carga como uma constante do movimento $dQ(t)/dt = 0$ com $Q(t) = \int J_0(x, t) d^3x$. Contudo, devido a quebra espontânea de simetria dado como $\langle 0|\phi_i|0\rangle \neq 0$, $Q(t)$ não é bem definida devido a fraca propriedade de convergência dos operadores de campo e, mesmo em limite fraco, $\langle 0|Q^2|0\rangle$ não existe. A propriedade da invariância translacional do estado de vácuo leva a

$$\langle 0|Q^2|0\rangle = \int \langle 0|J_0Q(0)|0\rangle d^3x, \quad (2.52)$$

no qual diverge por causa do integrando não ser nulo e independente de x .

Para a transformação de um operador de campo qualquer $\phi(x)$, temos,

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{i\varepsilon Q} \phi(x) e^{-i\varepsilon Q}. \quad (2.53)$$

Assumindo a existência de um comutador e de suas propriedades, a conservação da corrente dada em Eq.(2.51) implica que

$$\begin{aligned} 0 &= \int d^3x [\partial^\mu J_\mu(x, t), \phi(0)], \\ 0 &= \int d^3x [J_0(x, t), \phi(0)] + \int dS [J(x, t), \phi(0)]. \end{aligned} \quad (2.54)$$

Para uma superfície grande o bastante para separações do tipo-espaço, o termo $\int dS [J(x, t), \phi(0)]$ desaparece. Portanto, temos que,

$$\frac{d}{dt} [Q(t), \phi(0)] = 0. \quad (2.55)$$

Como este comutador tem valor esperado não nulo:

$$\langle 0|[Q(t), \phi(0)]|0\rangle \equiv \eta \neq 0, \quad (2.56)$$

dizemos que a sua simetria foi espontaneamente quebrada. Após inserir um conjunto de completeza de estados intermediários e usando os operadores de translação, a Eq.(2.55) pode ser escrita como:

$$\sum_n (2\pi)^3 \delta^3(p_n) (\langle 0|J_0(0)|n\rangle \langle n|\phi(0)|0\rangle e^{-iE_n t} - \langle 0|\phi(0)|n\rangle \langle n|J_0(0)|0\rangle e^{iE_n t}) = 0. \quad (2.57)$$

Desde que as partes de frequência positiva e negativa não se anulem, a Eq.(2.55) pode existir se houver um estado intermediário onde,

$$E_n = 0, \text{ para } p_n = 0. \quad (2.58)$$

Com isso temos um estado chamado bóson de Goldstone, onde esta partícula tem a propriedade que:

$$\langle n|\phi(0)|0\rangle \neq 0 \text{ e } \langle 0|J_0(0)|n\rangle \neq 0, \quad (2.59)$$

onde isto pode ser associado ao estado de vácuo através da corrente J_0 ou pelo operador $\phi_0(0)$.

Partiremos agora para a descrição do formalismo usado neste trabalho, o formalismo na frente de luz, que será descrito detalhadamente no capítulo seguinte.

3 O Formalismo da Frente de Luz

Neste capítulo será apresentado uma introdução à quantização na frente de luz, que é definida numa superfície tangente ao cone de luz. Paul Dirac, em 1949 (DIRAC, 1949), mostrou que, além da usual quantização na forma instantânea, é possível outras formas de dinâmicas relativísticas terem sentido físico, como por exemplo uma teoria dinâmica na qual as variáveis da dinâmica sejam relacionadas com a coordenada $x^+ = x^0 + x^3$, que foi, chamado por ele, de dinâmica na frente de luz. Na forma usual da hamiltoniana na frente de luz, utilizam-se variáveis dinâmicas relacionadas com as condições físicas em um determinado instante de tempo é dado por $x^+ = 0$.

Existem duas razões importantes para usarmos o formalismo na frente de luz neste trabalho. Primeiro por que as amplitudes de processos físicos calculados pela teoria da perturbação desenvolvida na frente de luz são invariantes por uma classe de transformações de Lorentz (SALES *et al.*, 2020), as transformações cinemáticas, onde estas mantêm os processos físicos na frente de luz invariantes, e segundo, é possível distinguir de forma precisa partículas de anti-partículas partindo da relação de dispersão linear no formalismo covariante, como veremos no decorrer do capítulo (MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998; BRODSKY *et al.*, 1998; HARINDRANATH, 2000).

Fazendo a decomposição da função de onda, Eq.(2.24), utilizando estados a um dado instante $x^+ = 0$, temos que as componentes do espaço de Fock são estáveis por transformações cinemáticas e mantêm o plano nulo invariante (SAUER *et al.*, 1998), logo o vácuo perturbativo, associado ao espaço de Hilbert no plano nulo, é estável por transformações que incluem “Boosts”, então somente neste aspecto podemos considerar como o vácuo

sendo trivial (MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998).

Usamos este argumento para fundamentar a ausência de criação de pares em certos processos físicos (MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998).

3.1 Notações e Convenções

As variáveis da frente de luz são definidas como:

$$\begin{aligned}x^+ &= x^0 + x^3, \\x^- &= x^0 - x^3, \\x^\perp &= (x^1, x^2),\end{aligned}\tag{3.1}$$

onde x^+ é a variável temporal, x^- a variável longitudinal e x^\perp a variável transversal.

O quadrivetor covariante é descrito por:

$$x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3).\tag{3.2}$$

O mesmo vetor descrito acima, na frente de luz, tem o formato:

$$x^\mu = (x^+, x^-, x^\perp),\tag{3.3}$$

com a forma das variáveis já descritas na Eq.(3.1).

Em analogia com as variáveis do formalismo do “plano usual” no espaço-tempo, defini-se o momento longitudinal por (MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998; BRODSKY *et al.*, 1998):

$$p^+ = p^0 + p^3,\tag{3.4}$$

e a energia da frente de luz como sendo

$$p^- = p^0 - p^3. \quad (3.5)$$

O operador p^- de um sistema físico na frente de luz corresponde a hamiltoniana, ou seja, um gerador de translação em x^+ .

Se a partícula está na camada de massa, $p^2 = m^2$, definimos seu produto escalar por:

$$\frac{1}{2}(p^+p^- + p^-p^+) - p_{\perp}^2 = m^2. \quad (3.6)$$

Portanto, para uma partícula de massa diferente de zero e livre leva a $p^+ \geq 0$ a relação de dispersão ou energia da frente de luz, descrito por

$$p^- = \frac{p_{\perp}^2 + m^2}{p^+}. \quad (3.7)$$

Esta relação nas coordenadas da frente de luz acarreta mudanças em relação à dinâmica instantânea, pois a relação de dispersão de Einstein, neste caso, é quadrática em p^0 , enquanto na frente de luz é linear. Isto significa que nas coordenadas da frente de luz para $p^+ \geq 0$, temos graus de liberdade de partículas no espaço de Fock, pois o operador hamiltoniano adquire um sinal positivo $p^- = \frac{p_{\perp}^2 + m^2}{p^+}$ e para $p^+ \leq 0$ surgem graus de liberdade de anti-partículas devido ao sinal negativo de $p^- = -\frac{p_{\perp}^2 + m^2}{p^+}$ (MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998; MELO *et al.*, 2002; SILVA *et al.*, 2012; MELO *et al.*, 2014).

Nas coordenadas instantâneas, o sinal do momento cinemático não distingue o caráter de partícula ou anti-partícula, todavia, nas coordenadas da frente de luz, se $p^+ < 0$ temos também $p^- < 0$ sendo possível distinguir partículas de anti-partículas, argumento este usado para fundamentar a ausência de criação de pares em certos processos físicos.

Ainda podemos definir o tensor métrico na frente de luz, como sendo (MELO, 1998;

SAUER *et al.*, 1998; MELO *et al.*, 2002; PEREIRA *et al.*, 2007; SILVA *et al.*, 2012):

$$g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 2 & 0 & 0 \\ 2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ \frac{1}{2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

logo,

$$x_- = \frac{1}{2}x^+, \quad x_+ = \frac{1}{2}x^-. \quad (3.9)$$

O produto escalar escrito em termos das coordenadas covariantes usuais é dado por

$$x \cdot y = x^0 y^0 - x^1 y^1 - x^2 y^2 - x^3 y^3. \quad (3.10)$$

Podemos definir o mesmo produto escalar no formalismo da frente de luz como:

$$x \cdot y = \frac{1}{2}x^+ y^- + \frac{1}{2}x^- y^+ - x^\perp y^\perp. \quad (3.11)$$

As derivadas parciais em x^+ e x^- são:

$$\begin{aligned} \partial^+ &= 2\partial^- = 2\frac{\partial}{\partial x^-}, \\ \partial^- &= 2\partial^+ = 2\frac{\partial}{\partial x^+}, \end{aligned} \quad (3.12)$$

sendo o elemento de volume quadri-dimensional, após o cálculo do Jacobiano, dado por:

$$[d^4x] = \frac{1}{2}dx^+ dx^- d^2x_\perp. \quad (3.13)$$

A convenção de Bjorken e Drell (BJORKEN; DRELL, 1964; HARINDRANATH, 2000) foi

utilizada neste trabalho para a definição das matrizes gama (DIRAC, 1949), sendo:

$$\vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma}_i \\ -\vec{\sigma}_i & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.14)$$

onde σ_i , são as matrizes de Pauli com $i = 1, 2$ e 3 :

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (3.15)$$

sendo

$$\beta = \gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (3.16)$$

e

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.17)$$

Estas matrizes, são usadas na representação das matrizes de Dirac na frente de luz, dadas por (HARINDRANATH, 2000; BRODSKY *et al.*, 1998; PEREIRA *et al.*, 2007; SILVA *et al.*, 2012):

$$\begin{aligned} \gamma^+ &= \gamma^0 + \gamma^3, \\ \gamma^- &= \gamma^0 - \gamma^3. \end{aligned} \quad (3.18)$$

O espinores de Dirac no formalismo da frente de luz podem ser descritos como (BRODSKY

et al., 1998; HARINDRANATH, 2000; PEREIRA *et al.*, 2007; SILVA *et al.*, 2012):

$$\begin{aligned} u_s^{fl} &= \frac{1}{\sqrt{p^+m}}(p^+ + \beta m + \alpha_{\perp} p_{\perp}) \times \begin{cases} \chi(\uparrow), \text{ para } S = +1/2 \\ \chi(\downarrow), \text{ para } S = -1/2, \end{cases} \\ v_s^{fl} &= \frac{1}{\sqrt{p^+m}}(p^+ - \beta m + \alpha_{\perp} p_{\perp}) \times \begin{cases} \chi(\uparrow), \text{ para } S = +1/2 \\ \chi(\downarrow), \text{ para } S = -1/2, \end{cases} \end{aligned} \quad (3.19)$$

onde χ são espinores dados por:

$$\chi(\uparrow) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi(\downarrow) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.20)$$

Podemos reescrever os espinores de Dirac da seguinte forma (SAUER *et al.*, 1998; BRODSKY *et al.*, 1998; PEREIRA *et al.*, 2007; SILVA *et al.*, 2012):

$$\begin{aligned} u_s^{fl} &= \frac{\not{p} + m}{\sqrt{2p^+2m}} \gamma^+ \gamma^0 \begin{pmatrix} \chi_s \\ 0 \end{pmatrix}, \\ v_s^{fl} &= \frac{-\not{p} + m}{\sqrt{2p^+2m}} \gamma^+ \gamma^0 \begin{pmatrix} 0 \\ \chi_s \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.21)$$

sendo

$$v_s^{fl} = C(u_s^{fl}(p))^T, \quad (3.22)$$

onde $C = i\gamma^2\gamma^0$ definido como operador de conjugação de carga.

3.2 Geradores e Álgebra de Poincarè

Relacionamos espaço e tempo de dois sistemas de coordenadas, onde o sistema se move com velocidade constante relativa ao outro, tendo o eixo x como referência, dado por:

$$\begin{aligned}\tilde{x}^0 &= \gamma(x^0 + \beta x^3), \\ \tilde{x}^3 &= \gamma(x^3 + \beta x^0),\end{aligned}\tag{3.23}$$

sendo

$$\begin{aligned}\beta &= \frac{v}{c}, \\ \gamma &= \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.\end{aligned}\tag{3.24}$$

Introduzindo o parâmetro ϕ e tendo como $\gamma = \cosh\phi$ e $\beta\gamma = \sinh\phi$, temos as variáveis dadas na Eq. (3.23) em termos da frente de luz (MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998; HARINDRANATH, 2000):

$$\begin{aligned}\tilde{x}^0 &= e^\phi x^+, \\ \tilde{x}^3 &= e^{-\phi} x^-, \end{aligned}\tag{3.25}$$

sendo o “boost” uma transformação de escala dada ao longo do eixo x para as variáveis descritas acima com $x^+ = 0$ invariante.

Uma das vantagens do uso do formalismo na frente de luz em relação à quantização na forma instantânea é o reduzido número de geradores dinâmicos, que são três na frente de luz e quatro na forma instantânea.

Os operadores de “boost” dado por K^i e os três operadores de rotação dados por J^i ,

considerando a dinâmica da frente de luz (MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998) , sendo:

$$\begin{aligned}
 E^1 &= -K^1 + J^2, \\
 E^2 &= -K^2 - J^1, \\
 F^1 &= -K^1 - J^2, \\
 F^2 &= -K^2 + J^1, \quad J^3 \text{ e } K^3,
 \end{aligned} \tag{3.26}$$

na representação de Minkowski são:

$$\begin{aligned}
 K^3 &= -i \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad E^1 = -i \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
 E^2 &= -i \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad J^3 = -i \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
 F^1 &= -i \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad F^2 = -i \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix},
 \end{aligned} \tag{3.27}$$

Note que os operadores K^3 , E^1 , E^2 e J^3 são cinemáticos que mantêm o plano-nulo invariante e F^1 e F^2 são dinâmicos, aqueles que contêm as interações.

Temos, então:

$$\begin{aligned}
 [F^1, F^2] &= 0, \\
 [J^3, F^1] &= i\varepsilon^{123} F^2,
 \end{aligned} \tag{3.28}$$

onde formam uma álgebra fechada, e ainda temos:

$$\begin{aligned} [E^1, E^2] &= 0, \\ [K^3, E^1] &= iE^2, \end{aligned} \quad (3.29)$$

onde também formam uma álgebra fechada.

Os “boosts” cinemáticos construídos na frente de luz a partir dos últimos três geradores mostrados acima correspondem à classe de transformações de Lorentz (BRODSKY *et al.*, 1998; SAUER *et al.*, 1998; HARINDRANATH, 2000; PEREIRA *et al.*, 2007; SILVA *et al.*, 2012).

Podemos separar o centro de massa do sistema de dois corpos na frente de luz usando coordenadas relativas. Quando temos um estado ligado, podemos definir na frente de luz, as coordenadas relativas para este estado.

Utilizando a Eq.(3.6), de duas partículas para o momento total na sua camada de massa, temos:

$$M^2 = P^+ P^- - P_{\perp}^2. \quad (3.30)$$

Neste caso, para duas partículas, temos:

$$P^- = k_1^- + k_2^-, \quad \vec{P}_{\perp} = \vec{k}_{1\perp} + \vec{k}_{2\perp}. \quad (3.31)$$

Definimos as quantidades x_i , com $i = 1, 2$, invariantes sob transformações cinemáticas:

$$x_1 = \frac{k_1^+}{P^+}, \quad x_2 = \frac{k_2^+}{P^+}, \quad (3.32)$$

e portanto $x_1 + x_2 = 1$.

Colocando-se a condição da camada de massa para k_1^μ e k_2^μ na Eq.(3.30), obtemos:

$$M^2 = P^+ \left(\frac{k_{1\perp}^2 + m^2}{k_1^+} + \frac{k_{2\perp}^2 + m^2}{k_2^+} \right) - P_{\perp}^2. \quad (3.33)$$

Usando-se as definições para x_1 e x_2 , $x = x_1$, temos:

$$M^2 = \left(\frac{k_{1\perp}^2 + m^2}{x} + \frac{k_{2\perp}^2 + m^2}{1-x} - P_{\perp}^2 \right). \quad (3.34)$$

Substituindo em Eq.(3.34), $P_{\perp}^2 = (\vec{k}_{1\perp} + \vec{k}_{2\perp})^2$, temos que,

$$M^2 = \left(\frac{k_{1\perp}^2 + m^2}{x} + \frac{k_{2\perp}^2 + m^2}{1-x} \right) - (k_{1\perp}^2 + k_{2\perp}^2 + 2\vec{k}_{1\perp}\vec{k}_{2\perp}). \quad (3.35)$$

Simplificando-se esta expressão obtemos:

$$M^2 = \frac{(1-x)^2 k_{1\perp}^2 + m^2 + x^2 k_{2\perp}^2 - 2(x-x^2)\vec{k}_{1\perp}\vec{k}_{2\perp}}{x(1-x)}, \quad (3.36)$$

Definindo-se:

$$\vec{K}_{\perp} = (1-x)\vec{k}_{1\perp} - x\vec{k}_{2\perp}. \quad (3.37)$$

A equação para M^2 , a qual chamamos agora de operador de massa livre no plano nulo para o caso de dois corpos, pode ser escrita como

$$M^2 = \frac{\vec{K}_{\perp}^2 + m^2}{x(1-x)}. \quad (3.38)$$

Note que podemos definir este operador para um número arbitrário de partículas. Este operador será muito útil, quando definimos as funções de onda para hádrons na frente de luz (MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998).

3.3 Propagadores no Formalismo da Frente de Luz

Os propagadores são ferramentas extremamente úteis no tratamento de problemas de muitos corpos. Eles são essencialmente generalizações das familiares funções de Green e determinam as amplitudes de probabilidade de interação entre férmions de um sistema

(MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998; PEREIRA *et al.*, 2007; SILVA *et al.*, 2012).

A descrição quântica detalhada de um sistema de muitos corpos requer uma função de onda dependente do tempo para o sistema inteiro. E até mesmo os computadores mais velozes demorariam muito tempo na resolução de problemas desta forma.

Felizmente, verifica-se que, a fim de encontrar propriedades físicas importantes de um sistema, não é necessário conhecer detalhadamente o comportamento de cada partícula neste, mas apenas o comportamento médio de uma ou duas partículas típicas. As quantidades que descrevem este comportamento médio são os propagadores, e as propriedades físicas podem ser calculadas diretamente através deles (RYDER, 1996; ITZYKSON; ZUBER, 2012).

Os propagadores de férmions, ou seja, partículas de spin semi-inteiro, são descritos na frente de luz como sendo (MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998):

$$S(p) = \frac{i}{\not{p} - m - i\varepsilon}, \quad (3.39)$$

logo este propagador pode ser descrito da seguinte maneira:

$$S(p) = \frac{\not{p} + m}{p^2 - m^2 + i\varepsilon} = \frac{1}{2} \frac{\gamma^+ p^- + \gamma^- p^+}{p^+ \left(p^- - \frac{p_\perp^2 + m^2 - i\varepsilon}{p^+} \right)} - \frac{\gamma_\perp p_\perp - m}{p^+ \left(p^- - \frac{p_\perp^2 + m^2 - i\varepsilon}{p^+} \right)}. \quad (3.40)$$

Para a partícula na camada de massa (MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998) há a relação:

$$(\bar{p})^- = \frac{p_\perp^2 + m^2}{p^+}. \quad (3.41)$$

Somando e subtraindo a condição da camada de massa no propagador dado na Eq.(3.40)

teremos:

$$\begin{aligned}
 S(p) &= \frac{\not{p} + m}{p^2 - m^2 + i\epsilon} = \frac{1}{2} \left[\frac{\gamma^+(p^- - (\bar{p})^-)}{p^+ \left(p^- - \frac{p_\perp^2 + m^2}{p^+} \right)} \right] + \\
 &+ \frac{\gamma^+ (\bar{p})^- + \gamma^- p^+}{2p^+ \left(p^- - \frac{p_\perp^2 + m^2}{p^+} \right)} - \frac{\gamma_\perp p_\perp - m}{p^+ \left(p^- - \frac{p_\perp^2 + m^2 - i\epsilon}{p^+} \right)}, \tag{3.42}
 \end{aligned}$$

simplificando os termos, gera-se:

$$S(p) = \frac{\not{p} + m}{p^2 - m^2 + i\epsilon} = \frac{\not{p} + m}{p^+ \left(p^- - \frac{p_\perp^2 + m^2}{p^+} \right)} + \frac{\gamma^+}{2p^+}. \tag{3.43}$$

onde o termo $\frac{\gamma^+}{2p^+}$ é chamado de termo instantâneo ou termo de par (MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998; BRODSKY *et al.*, 1998).

No formalismo da frente de luz, temos termos nos propagadores de Feynman, que são de contato ou instantâneos no tempo x^+ como no caso de $\frac{\gamma^+}{2p^+}$. No próximo capítulo mostraremos parte do modelo QMC da matéria nuclear que será usado para o cálculo do fator de forma eletromagnético do káon.

4 Modelo de Quarks na Matéria nuclear: QMC

O modelo QMC (Quark Meson Coupling) foi introduzido em 1988 por Guichon (GUICHON, 1988) com o modelo de sacola, MIT bag model, e por Frederico et al. em 1989 (FREDERICO *et al.*, 1989) com a ajuda de um potencial harmônico confinante, ambas as abordagens descrevem as propriedades da matéria nuclear com base nos graus de liberdade dos quarks. O modelo foi aplicado com sucesso para vários estudos de núcleons (hiper)finitos (GUICHON *et al.*, 1996), bem como propriedades do hádron em meio nuclear (na Ref. (SAITO *et al.*, 2007) há uma revisão compreensiva). No modelo, surgem os efeitos do meio através do acoplamento auto-consistente fenomenológico isoscalar-Lorentz-escalar (σ), vetor isoscalar-Lorentz (ω) e isovetor-Lorentz-vetor (ρ) do campo de mésons para os sabores leves u e d quarks de valência. Como resultado a estrutura interna do núcleon ligado é modificada pelo meio nuclear em relação ao livre caso de núcleon. A densidade lagrangiana eficaz para um sistema nuclear isospin-simétrico no nível hadrônico é dado por

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}[i\gamma \cdot \partial - m_N^*(\hat{\sigma}) - g_\omega \hat{\omega}^\mu \gamma_\mu] \psi + \mathcal{L}_{meson}, \quad (4.1)$$

onde ψ , $\hat{\sigma}$ e $\hat{\omega}$ são, respectivamente, o campos do núcleon, Lorentzscalar- isoscalar σ , e Lorentz-vector-isoscalar ω operadores de campo, com

$$m_N^*(\sigma) = m_N - g_\sigma(\hat{\sigma})\hat{\sigma}, \quad (4.2)$$

que define a constante de acoplamento dependente do campo σ , $g_\sigma(\hat{\sigma})$, enquanto g_ω é a constante de acoplamento de núcleon- ω . Toda a importante dinâmica nuclear efetiva de muitos corpos, incluindo a força de três corpos do núcleon modelado a nível de quarks, será efetivamente condensada em $g_\sigma(\hat{\sigma})$. Resolvendo as equações de Dirac para os quarks u e d no meio nuclear com os mesmos campos médios σ e ω , que atuam no estado ligado auto-consistentemente do núcleon baseado na Eq. 4.1, obtemos o acoplamento- σ dependente de $g_\sigma(\hat{\sigma})$ no nível do núcleon (GUICHON, 1988; GUICHON *et al.*, 1996; SAITO *et al.*, 2007). A densidade de lagrangena para mésons livres é dada por

$$\mathcal{L}_{meson} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \hat{\sigma} \partial^\mu \hat{\sigma} - m_\sigma^2 \hat{\sigma}^2) - \frac{1}{2} \partial_\mu \hat{\omega}_\nu (\partial^\mu \hat{\omega}^\nu - \partial^\nu \hat{\omega}^\mu) + \frac{1}{2} m_\omega^2 \hat{\omega}^\mu \hat{\omega}_\mu, \quad (4.3)$$

onde ignoramos a dependência de isospin do isovetor-vetor de Lorentz do campo ρ -meson, já que consideramos isospin-simétrico matéria nuclear dentro da aproximação do campo médio de Hartree. Nesse caso, o valor médio do campo ρ torna-se zero e não há necessidade de considerar suas possíveis contribuições devido aos termos de troca do espaço de Fock.

A seguir, trabalhamos na matéria nuclear no referencial inercial. Para matéria nuclear simétrica na aproximação de campo médio, o momento de Fermi k_F (densidade bariônica ρ) e a densidade escalar (ρ_s) associada ao campo σ pode ser relacionado como

$$\rho = \frac{4}{(2\pi)^3} \int d\vec{k} \theta(k_F - |\vec{k}|) = \frac{2k_F^3}{3\pi^2} \quad (4.4)$$

$$\rho_s = \frac{4}{(2\pi)^3} \int d\vec{k} \theta(k_F - |\vec{k}|) \frac{m_N^*(\sigma)}{\sqrt{m_N^{*2} + \vec{k}^2}}, \quad (4.5)$$

onde $m_N^*(\sigma)$ é o valor da massa efetiva do núcleon a uma dada densidade e é calculada no modelo de quarks. Na abordagem QMC padrão (GUICHON, 1988; GUICHON *et al.*, 1996;

SAITO *et al.*, 2007), usa-se o modelo de sacola do MIT e as equações de Dirac para os quarks u e d , em matéria nuclear simétrica, que são resolvidos de forma auto-consistente com os potenciais dos campos σ e ω .

As equações de Dirac para os quarks e anti-quarks ($q = u$ ou d e $Q = s, c$ ou b) na sacola de hádrons h na matéria nuclear na posição $x = (t, r)$ ($|r|$ raio do modelo do MIT) são dados por

$$\left[i\gamma \cdot \partial_x - (m_q - V_\sigma^q) \mp \gamma_0 \left(V_\omega^q + \frac{1}{2} V_\rho^q \right) \right] \begin{pmatrix} \psi_u(x) \\ \psi_{\bar{u}}(x) \end{pmatrix} = 0 \quad (4.6)$$

$$\left[i\gamma \cdot \partial_x - (m_q - V_\sigma^q) \mp \gamma_0 \left(V_\omega^q + \frac{1}{2} V_\rho^q \right) \right] \begin{pmatrix} \psi_d(x) \\ \psi_{\bar{d}}(x) \end{pmatrix} = 0 \quad (4.7)$$

$$[i\gamma \cdot \partial_x - m_Q] \psi_Q(x) \quad (\text{ou } \psi_{\bar{Q}}(x)) = 0, \quad (4.8)$$

onde podemos desconsiderar a força de Coulomb como de costume, já que as propriedades da matéria nuclear são devidas à força de interação forte e assumimos simetria SU(2) para os quarks leves $m_q = m_u = m_d$ e definimos $m_q^* \equiv m_q - V_\sigma^q = m_u^* = m_d^*$ como mostrado na figura 4.1. Em matéria nuclear simétrica, o campo médio de méson ρ é dependente de isospin e na aproximação de Hartree produz $V_\rho^q = 0$ nas equações 4.6 e 4.7, então a ignoramos daqui em diante.

Os potenciais de campo médio constantes na matéria nuclear são definidos por $V_\rho^q \equiv g_\rho^q \rho = g_\rho^q \langle \rho \rangle$ e $V_\omega^q \equiv g_\omega^q \omega = g_\omega^q \delta^{\mu,0} \langle \omega^\mu \rangle$, com g_ρ^q e g_ω^q sendo as correspondentes constantes de acoplamento quark-meson, e as quantidades dentro dos colchetes representam os valores esperados pelo estado fundamental da matéria nuclear (SAITO *et al.*, 2007). Note-se que, uma vez que a velocidade média é zero no referencial de repouso da matéria nuclear, o valor médio esperado, devido aos campos de quarks é zero, $\langle \bar{\psi}_q \vec{\gamma} \psi_q \rangle = 0$.

Assim, podemos apenas manter o termo proporcional a γ^0 nas Eqs. 4.6 e 4.7. A solução estática normalizada para os quarks do estado fundamental ou antiquarks com

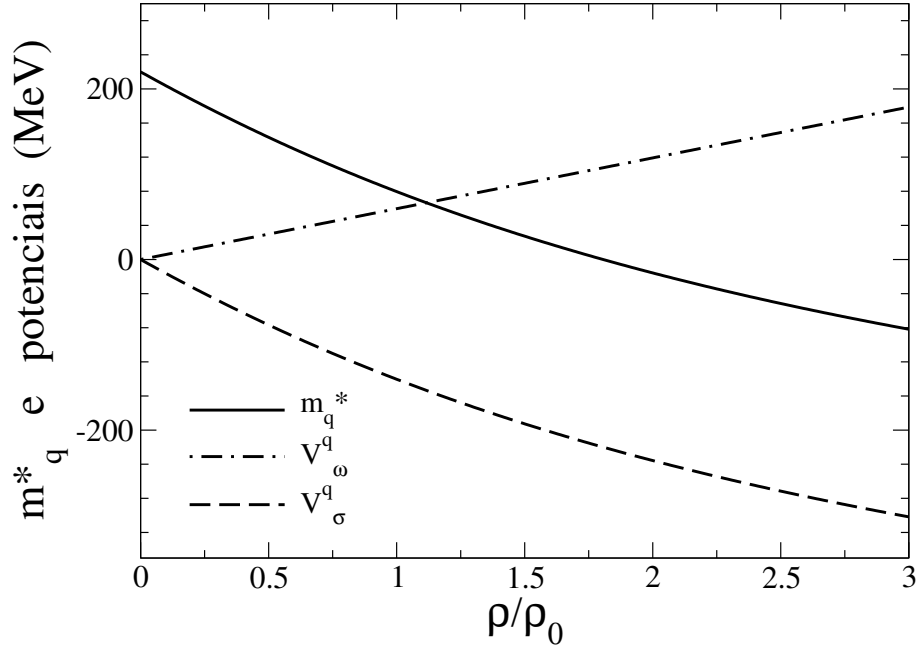


FIGURA 4.1 – Massas efetivas de quark para as massas dos quarks leves e os potenciais no meio nuclear simétrico.

sabor f no hádron h , pode ser escrita como $\psi_f(x) = N_f e^{-i\epsilon_f t} / R_h^* \psi_f(\vec{r})$, onde N_f e $\psi_f(\vec{r})$ são o fator de normalização e o correspondente de spin e da parte espacial da função de onda. O raio da sacola no meio para um hádron h , R_h^* , é determinado pela condição de estabilidade para a massa do hádron pela variação do raio da sacola (SAITO *et al.*, 2007). As auto-energias em unidades de $1/R_h^*$ são dadas por

$$\begin{pmatrix} \epsilon_u \\ \epsilon_{\bar{u}} \end{pmatrix} = \Omega^* \pm R_h^* \left(V_\omega^q + \frac{1}{2} V_\rho^q \right),$$

$$\begin{pmatrix} \epsilon_d \\ \epsilon_{\bar{d}} \end{pmatrix} = \Omega^* \pm R_h^* \left(V_\omega^q - \frac{1}{2} V_\rho^q \right), \quad \epsilon_Q = \epsilon_{\bar{Q}} = \Omega_Q. \quad (4.9)$$

As massas dos hádrons no meio nuclear m_h^* são calculadas por

$$m_h^* = \sum_{j=q,\bar{q},Q,\bar{Q}} k^2 \frac{n_j \Omega_j^* - z_h}{R_h^*} + \frac{4}{3} \pi R_h^{*3} B, \quad \left. \frac{dm_h^*}{dR_h^*} \right|_{R_h=R_h^*} = 0, \quad (4.10)$$

onde $\Omega_q^* = \Omega_{\bar{q}}^* = [x_q^2 + (R_h^* m_q^*)^2]^{1/2}$, com $m_q^* = m_q - g_\sigma^q \sigma$, $\Omega_Q^* = \Omega_{\bar{Q}}^* = [x_Q^2 + (R_h^* m_Q)^2]^{1/2}$

$m_q(\text{MeV})$	$g_\sigma^2/4\pi$	$g_\omega^2/4\pi$	$m_N^*[\text{MeV}]$	$K[\text{MeV}]$	$Z_N[\text{MeV}]$	$B^{1/4}[\text{MeV}]$
5	5,39	5,30	754,6	279,3	3,295	170
220	6,40	7,57	698,6	320,9	4,327	148

TABELA 4.1 – Constantes de acoplamento, o parâmetro Z_N , constante de sacola B , a massa efetiva do núcleon, m_N^* , a incompressibilidade nuclear, K e propriedades calculadas para a matéria nuclear simétrica na densidade normal do meio $\rho_0 = 0,15 [fm^{-3}]$, para $m_q = 5$ e $220 [MeV]$.

e $x_{q,Q}$ sendo as mais baixas auto-frequências e $n_q(n_{\bar{q}})$ e $n_Q(n_{\bar{Q}})$, os números do quark (antiquark) para os sabores dos quarks q e Q , respectivamente. Os efeitos do meio nuclear na massa do káon, m_K^* , podem ser vistas na figura 4.2.

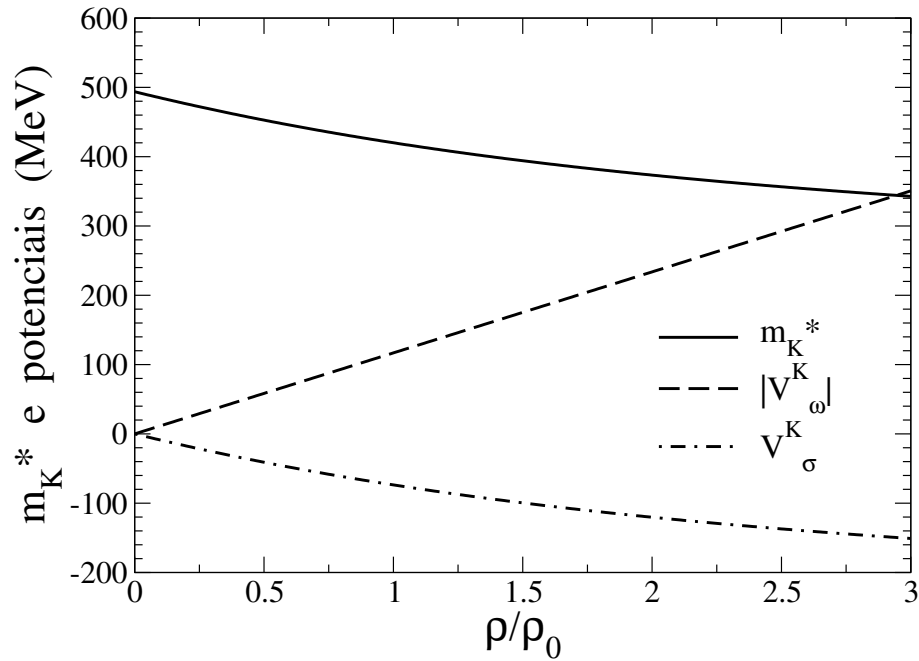


FIGURA 4.2 – Massa do káon e os potenciais escalares e vetoriais no meio nuclear simétrico.

As quantidades do modelo do MIT, z_h , B , $x_{q,Q}$ e $m_{q,Q}$ são os parâmetros para a soma no centro de massa e dos efeitos de flutuação de glúons, constante de sacola, menores autovalores para os quarks q ou Q e as correspondentes massas dos quarks de corrente, respectivamente. Os valores de z_N e $B(z_h)$ são fixados ajustando a massa do núcleon ou do hadron no espaço livre. (Veja a Tabela 4.1)

Para o caso do núcleon $h = N$ dado acima, a auto-função do modelo MIT positiva

mais baixa é dada por

$$q(t, \vec{r}) = \frac{\mathcal{N}}{\sqrt{4\pi}} e^{-i\epsilon_q t/R_N^*} \begin{pmatrix} j_0(xr/R_N^*) \\ i\beta_q \vec{\sigma} \cdot \hat{v} j_1(xr/R_N^*) \end{pmatrix} \theta(R_N^* - r) \chi_m, \quad (4.11)$$

com $r = |\vec{r}|$ e χ_m a função de spin e

$$\Omega_q^* = \sqrt{x^2 + (m_q^* R_N^*)^2}, \quad \beta_q = \sqrt{\frac{\Omega_q^* - m_q^* R_N^*}{\Omega_q^* + m_q^* R_N^*}}, \quad (4.12)$$

$$\mathcal{N}^{-2} = \frac{2R_N^{*3} j_0^2(x) \left[\Omega_q^* (\Omega_q^* - 1) + \frac{m_q^* R_N^*}{2} \right]}{x^2}, \quad (4.13)$$

onde x é o auto-valor para o modo mais baixo, sendo satisfeita a condição de contorno da superfície da sacola, $j_0(x) = \beta_q j_1(x)$.

Os mesmos campos médios σ e ω para os quarks satisfazem as seguintes equações no nível dos núcleons de forma auto-consistente:

$$\omega = \frac{g_\omega \rho}{m_\omega^2}, \quad (4.14)$$

$$\sigma = \frac{g_\sigma}{m_\sigma^2} C_N(\sigma) \frac{4}{(2\pi)^3} \int d\vec{k} \theta(k_F - |\vec{k}|) \frac{m_N^*}{\sqrt{m_N^{*2} + \vec{k}^2}}, \quad (4.15)$$

$$C_N(\sigma) = \frac{-1}{g_\sigma(\sigma=0)} \left[\frac{\partial m_N^*(\sigma)}{\partial \sigma} \right], \quad (4.16)$$

onde $C_N(\sigma)$ é o valor constante da razão de densidade escalar. Por causa da estrutura de quarks subjacente do núcleon usado para calcular $M_N^*(\sigma)$ no meio nuclear (ver Eq. 4.10 com $h = N$), $C_N(\sigma)$ obtém dependência σ , enquanto o modelo baseado em núcleons em forma de point-like produz unidade, $C_N(\sigma) = 1$. É este $C_N(\sigma)$ ou $g_\sigma(\sigma)$ que fornece um novo mecanismo de saturação do modelo QMC e contém a importante dinâmica que se origina na estrutura dos quarks do núcleon. Sem uma introdução explícita dos acoplamentos não-lineares de campos de mésons na densidade Lagrangiana nos níveis de núcleons e mésons, o modelo QMC padrão produz a incompressibilidade nuclear de $K \simeq 280 \text{ MeV}$, o que contrasta com uma versão da hadrodinâmica quântica (QHD)

(SEROT; WALECKA, 1984) (o modelo do nucleon point-like da matéria nuclear), resulta no valor muito maior, $K \simeq 500 \text{ MeV}$; o valor extraído empiricamente cai no intervalo $K = 200 - 300 \text{ MeV}$.

Uma vez que a equação de auto-consistência para o σ , Eq. 4.15, foi resolvida pode-se avaliar a energia total por núcleon como mostrado na figura 4.3:

$$E^{tot} = \frac{4}{(2\pi)^3 \rho} \int d\vec{k} \theta(k_F - |\vec{k}|) \sqrt{m_N^{*2} + \vec{k}^2} + \frac{m_\sigma^2 \sigma^2}{2\rho} + \frac{g_\omega^2 \rho}{2m_\omega^2}. \quad (4.17)$$

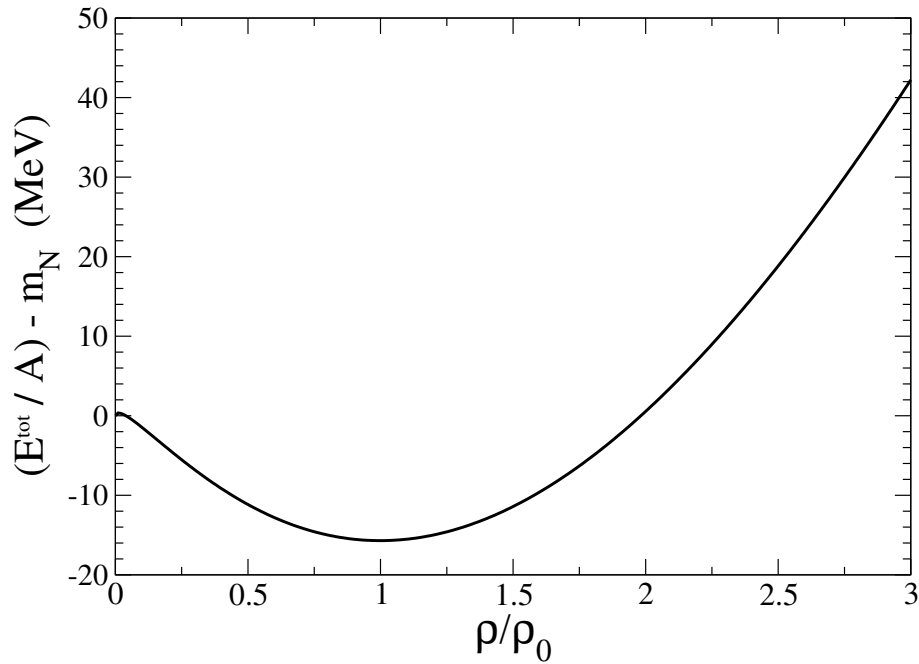


FIGURA 4.3 – Energia de de ligação negativa para o meio nuclear simétrico obtido através das massas dos quarks up e down, para $m_q = 220 \text{ [MeV]}$. O ponto de saturação dado em $\rho_0 = 0,15 \text{ [fm}^{-3}\text{]}$, o valor foi ajustado para $-15,7 \text{ [MeV]}$.

Determinamos então as constantes de acoplamento, g_σ e g_ω , de modo a ajustar a energia de ligação de $15,7 \text{ [MeV]}$ à densidade de saturação $\rho_0 = 0,15 \text{ [fm}^{-3}\text{]}$ ($k_F^0 = 1,305 \text{ [fm}^{-1}\text{]}$) para matéria nuclear simétrica.

O modelo do káon que adotamos aqui (MELO *et al.*, 2002; YABUSAKI *et al.*, 2015) usa uma massa de quark constituinte no vácuo, $m_u = 220 \text{ MeV}$ e $m_{\bar{s}} = 508 \text{ MeV}$, para reproduzir os dados do fator de forma eletromagnético elástico e da constante de decaimento

eletrofraca. Portanto, para ser consistente com este modelo, nossa matéria nuclear é construída com as mesmas massas. As constantes de acoplamento correspondentes e algumas propriedades calculadas para a matéria nuclear simétrica na densidade de saturação, com os valores padrão de $m_\sigma = 550 [MeV]$ e $m_\omega = 783 [MeV]$ estão listadas na tabela 4.1.

Para comparação, também damos as quantidades correspondentes calculadas no modelo QMC padrão com uma massa de quark de vácuo de $m_q = 5 MeV$ ver Refs. (MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014; YABUSAKI *et al.*, 2015) para detalhes. Assim, obtivemos as propriedades necessárias dos quarks constituintes leves na matéria nuclear simétrica com os parâmetros aceitos empiricamente para as massas do vácuo de $m_u = 220 MeV$ e $m_s = 508 MeV$; ou seja, a dependência da densidade do potencial efetivo de massa (potencial escalar) e vetorial. As mesmas propriedades dos quarks constituintes no meio serão usadas como entrada para descrever o káon imerso na matéria nuclear simétrica.

Em geral, a auto-energia dos quarks na matéria nuclear simétrica é modificada pelos potenciais escalar-isoscalar e vector-isoscalar de Lorentz. Na aproximação do campo médio de Hartree, as modificações entram como o deslocamento (shift) do momento do quark (antiquark) via $k^\mu \rightarrow k^\mu + V^\mu = k^\mu + \delta_0^\mu V^0$, sendo também $k^\mu = k^\mu \pm \delta_0^\mu V^0 = k^\mu \pm \delta_0^\mu V_\omega^q$, (+) para o quark leve e (-) para o anti-quark leve devido ao potencial vetorial, e na parte escalar de Lorentz através do potencial escalar de Lorentz V_S como em $m_q \rightarrow m_q^* \equiv m_q + V_S = m_q + V_\sigma^q$ e $m_s \equiv m_s^* \equiv m_s$ (MELO *et al.*, 2014).

Uma vez que as propriedades de transformação de Lorentz são retidas em matéria nuclear, essas modificações podem ser implementadas no modelo do káon (MELO *et al.*, 2002; YABUSAKI *et al.*, 2015). Então, o propagador de quark up ou down (contendo os componentes quark e antiquark) em matéria nuclear simétrica é dado por

$$S^*(k + V) = \frac{1}{(k + V)^2 - m_q^* + i\epsilon} \quad (4.18)$$

enquanto a função do vértice simétrico do káon no meio (MELO *et al.*, 2014) é modificado

como

$$\Lambda^*(k+V, P) = \frac{C^*}{(k+V)^2 - m_R^{*2} + i\epsilon} + \frac{C^*}{(P-k-V)^2 - m_R^{*2} + i\epsilon} \quad (4.19)$$

onde a constante C^* em é determinada a partir da normalização de carga para o sistema composto spin-zero e é dependente da densidade. A massa reguladora m_R representa efeitos suaves de curto alcance e pode ser influenciada pelos efeitos no meio. Entretanto, como não existe uma maneira estabelecida de estimar esse efeito na massa reguladora e uma vez que está correlacionada com a constante modificada no meio C^* , usamos o valor da massa reguladora do vácuo para evitar a introdução de outra fonte de incertezas.

5 Modelo para Mésons Pseudoescalares

Exploramos neste trabalho o formalismo da frente de luz, como explicado anteriormente, aplicando-o a física de partículas elementares, em particular para a descrição de mésons pseudoescalares, um estado ligado que é constituído de um par quark-antiquark $|q\bar{q}\rangle$ (MELO *et al.*, 2002; SILVA *et al.*, 2012; HALZEN; MARTIN, 2008).

Uma partícula pseudoescalar é invariante por transformações de Lorentz, mas não por paridade (ITZYKSON; ZUBER, 2012). Os cálculos são feitos a partir do diagrama triangular de Feynman para a interação do méson com o fóton (MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998; MELO *et al.*, 1999; MELO *et al.*, 2002; MELIKHOV; SIMULA, 2002) utilizando-se a componente J^+ da corrente eletromagnética do káon no formalismo da teoria quântica de campos na frente de luz.

A partir desta corrente, $J^+ = J^0 + J^3$ e após a integração em k^- , obtivemos o fator de forma eletromagnético elástico levando-se em conta os momentos transferidos baixos e intermediários. Nestes cálculos consideramos o referencial de Breit (MELO *et al.*, 1999), onde o momento transferido é $q = (0, q_\perp, 0)$, em que $q_\perp = (q^x, q^y)$ com $q^y = 0$. Neste referencial e com a condição de Drell-Yan, $q^+ = q^0 + q^z = 0$ usamos a aproximação de impulso para calcular o fator de forma eletromagnético, assim como observado no vácuo (SAUER *et al.*, 1998; MELO *et al.*, 1999; MELO *et al.*, 2002), no “loop” de momento não tem produção de pares no meio nuclear.

Como consequência deste fato, o fator de forma eletromagnético elástico, calculado na frente de luz, partindo da componente da corrente eletromagnética J^+ , é idêntico ao obtido no cálculo covariante (SAUER *et al.*, 1998; MELO *et al.*, 1999; MELO *et al.*, 2002; MELO

et al., 2004; PEREIRA *et al.*, 2005; PEREIRA *et al.*, 2007; MELO *et al.*, 2014).

Os resultados obtidos para os observáveis calculados estão de acordo com os dados experimentais disponíveis na literatura (DALLY *et al.*, 1980; AMENDOLIA *et al.*, 1986), conforme será mostrado no próximo capítulo. Começaremos descrevendo o modelo para o méson K^+ baseado em (MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014) e na sequência um estudo mais aprofundado do fator de forma eletromagnético do méson π .

5.1 Méson K^+

O káon é uma partícula de spin $S = 0$ e isospin $I = 1$, portanto existem três auto-estados para este méson K^+ , K^- , K^0 (HALZEN; MARTIN, 2008), porém neste trabalho estudamos particularmente o méson K^+ .

Para este méson imerso em meio nuclear simétrico, calculamos importantes observáveis, os quais são, o fator de forma eletromagnético elástico, a constante de decaimento eletrofraca, o raio eletromagnético e a probabilidade de valência, considerando um modelo de *vértice simétrico* com quarks constituintes (MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014; YABUSAKI *et al.*, 2015).

5.1.1 Fator de Forma Eletromagnético Elástico

Na teoria de espalhamento da mecânica quântica não-relativística, um fator de forma é introduzido, ao qual se relacionam alvos estendidos com alvos pontuais (HALZEN; MARTIN, 2008):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{estendida} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pontual} |F(q)|^2. \quad (5.1)$$

O fator de forma eletromagnético elástico, $|F(q)|$ é interpretado como a transformada de Fourier da distribuição da densidade de carga elétrica $g(x)$ do centro de espalhamento

estendido,

$$|F(q)| = \int d^3x g(\vec{x}) e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}} . \quad (5.2)$$

O fator de forma eletromagnético para mésons pseudo-escalares na forma covariante é descrito pela expressão (SAUER *et al.*, 1998; MELO *et al.*, 1999; MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014; YABUSAKI *et al.*, 2015):

$$F(q^2) = \frac{1}{e(P + P')^\mu} \langle P' | J^\mu | P \rangle . \quad (5.3)$$

Se a covariância e a conservação da corrente são respeitadas, em um dado modelo, pode-se utilizar qualquer referencial e qualquer componente da corrente eletromagnética, a princípio. No caso do formalismo da frente de luz, para termos a covariância respeitada, além dos termos de valência, temos que levar em conta outros processos como os termos de não-valência, chamados também de termos de pares (CHOI; JI, 1998b; BRODSKY *et al.*, 1998; MELO, 1998; CHOI; JI, 1998a; SAUER *et al.*, 1998; MELO *et al.*, 1999; HE; DONG, 2005).

5.1.1.1 Corrente J^+ do Kaon no Meio Nuclear

A corrente eletromagnética para o estado ligado do káon com *spin* igual a zero, considerando como estado ligado $|q\bar{q}\rangle$, é calculado na aproximação de um “loop” como mostrado na Fig.(5.1). Este acoplamento é dado pela Lagrangiana efetiva a seguir (YABUSAKI *et al.*, 2018):

$$\mathcal{L}_{eff} = -i \frac{\hat{m}}{f_{K^+}} \bar{q} \frac{1}{\sqrt{2}} (\lambda_4 + i\lambda_5) \gamma^5 q \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_4 - i\phi_5) \Lambda^* , \quad (5.4)$$

onde, $q = (u, d, s)^T$ e $K^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_4 - i\phi_5)$, \hat{m} é dado por $\frac{m_u^* + m_s}{2}$ com $m_u^* = m_u + V_s$, Λ^* a função do vértice simétrico no meio nuclear e f_{K^+} a constante de decaimento do méson káon. A expressão covariante da corrente eletromagnética, J^+ , é obtida utilizando-se a Lagrangeana efetiva dada acima. O diagrama triangular de Feynman é mostrado a seguir

para o fator de forma eletromagnético do káon.

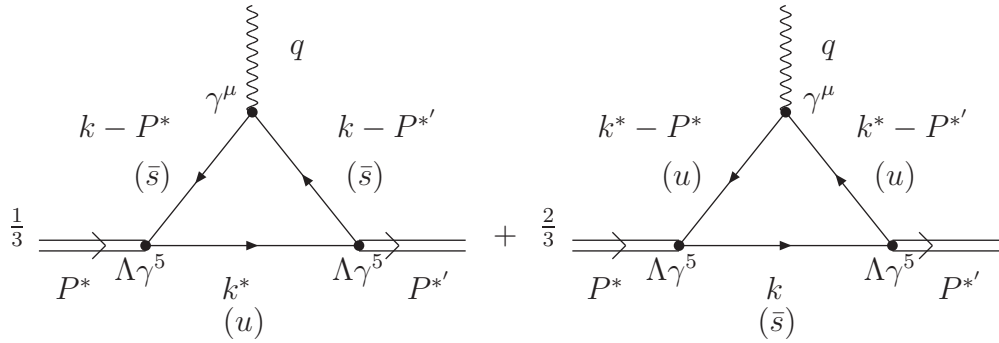


FIGURA 5.1 – Diagrama de Feynman para o méson K^+ no meio nuclear.

A corrente eletromagnética J^+ , extraída do diagrama acima, é descrita abaixo como sendo:

$$\begin{aligned}
 J_{K^+}^{*+}(q^2) = & -ie \frac{\hat{m}^2}{f_{K^+}^{*2}} N_C \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \left\{ \frac{1}{3} \text{Tr}[S(k^*, m_u^*) \gamma^5 S(k - P^*, m_{\bar{s}}) \gamma^\mu S(k - P^*, m_{\bar{s}}) \gamma^5] \right. \\
 & \left. + \frac{2}{3} \text{Tr}[S(k, m_{\bar{s}}) \gamma^5 S(k^* - P^*, m_u^*) \gamma^\mu S(k^* - P^*, m_u^*) \gamma^5] \right\} \times \\
 & \Lambda(k^*, P^*) \Lambda(k^*, P^{*'}),
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

onde $\Lambda(k, P^*)$ é a função do vértice simétrico definido como:

$$\Lambda(k^*, P^*) = \left[\frac{C}{(k^{*2} - m_R^2 + i\epsilon)} + \frac{C}{((k^* - P^*)^2 - m_R^2 + i\epsilon)} \right], \tag{5.6}$$

sendo os momentos k^* e P^* , os momentos do quark e do estado ligado, respectivamente, no meio nuclear e m_u^* é a massa do quark up modificada pela matéria nuclear. A massa m_R não é alterada no meio nuclear simétrico, pois uma vez que não existe, ainda, uma forma estabelecida de estimar este efeito sobre a massa regularizadora, usamos o valor do vácuo $m_R = 508 [MeV]$ para evitar a introdução de outra fonte de incerteza. Esta função é simétrica pela troca de quarks do estado ligado pseudoscalar quark anti-quark $|q\bar{q}\rangle$ (DE MELO et al., 2002) e sua constante de normalização C é encontrada usando a condição $F_{K^+}(0) = 1$.

5.1.1.2 Propagadores no Meio Nuclear

Em uma aproximação de campo médio de Hartree, as modificações entram como um shift no momento do quark leve dado por $k^\mu \rightarrow k^{*\mu} = k^\mu + V^\mu = k^\mu + \delta_0^\mu V^0$ da mesma forma no potencial vetor e no potencial escalar de Lorentz V_s com o $m_u \rightarrow m_u^* = m_u + V_s$, $m_{\bar{s}} \rightarrow m_{\bar{s}}^* = m_{\bar{s}}$ e $P^{*\mu} = P^\mu + \delta_0^\mu V^0$ baseado no modelo de QMC (*Quark Meson Coupling*) (SAITO *et al.*, 2007; MELO *et al.*, 2014). Abaixo descrevemos a corrente J_u^{*+} , onde temos o quark u na sua camada de massa,

$$\begin{aligned}
J_u^{*+}(q^2) &= -ie \frac{\hat{m}^2}{f_{K^+}^{*2}} N_C \frac{1}{3} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \times \\
&\left\{ \frac{\text{Tr}[O^+]}{[k^{*2} - m_u^{*2} + i\epsilon][(k - P'^*)^2 - m_{\bar{s}}^2 + i\epsilon][(k - P^*)^2 - m_{\bar{s}}^2 + i\epsilon]} \right\} \times \\
&\left[\frac{C}{(k^{*2} - m_R^2 + i\epsilon)} + \frac{C}{((k^* - P'^*)^2 - m_R^2 + i\epsilon)} \right] \times \\
&\left[\frac{C}{(k^{*2} - m_R^2 + i\epsilon)} + \frac{C}{((k^* - P^*)^2 - m_R^2 + i\epsilon)} \right], \tag{5.7}
\end{aligned}$$

e $J_{\bar{s}}^{*+}$, temos o anti-quark s na camada de massa, dado por

$$\begin{aligned}
J_{\bar{s}}^{*+}(q^2) &= -ie \frac{\hat{m}^2}{f_{K^+}^{*2}} N_C \frac{2}{3} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \times \\
&\left\{ \frac{\text{Tr}[O^+]}{[k^{*2} - m_{\bar{s}}^2 + i\epsilon][(k - P'^*)^2 - m_u^{*2} + i\epsilon][(k - P^*)^2 - m_u^{*2} + i\epsilon]} \right\} \times \\
&\left[\frac{C}{(k^{*2} - m_R^2 + i\epsilon)} + \frac{C}{((k^* - P'^*)^2 - m_R^2 + i\epsilon)} \right] \times \\
&\left[\frac{C}{(k^{*2} - m_R^2 + i\epsilon)} + \frac{C}{((k^* - P^*)^2 - m_R^2 + i\epsilon)} \right], \tag{5.8}
\end{aligned}$$

os propagadores são dados por,

$$S(k^*, m_u^*) = \frac{1}{(k^* - m_u^* + i\epsilon)}, \quad (5.9)$$

$$S(k - P^*, m_{\bar{s}}) = \frac{1}{(k - P^*) - m_{\bar{s}} + i\epsilon}, \quad (5.10)$$

$$S(k - P'^*, m_{\bar{s}}) = \frac{1}{(k - P'^*) - m_{\bar{s}} + i\epsilon}, \quad (5.11)$$

$$S(k, m_{\bar{s}}) = \frac{1}{(k - m_{\bar{s}} + i\epsilon)}, \quad (5.12)$$

$$S(k^* - P^*, m_u^*) = \frac{1}{(k^* - P^*) - m_u^* + i\epsilon}, \quad (5.13)$$

$$S(k^* - P'^*, m_u^*) = \frac{1}{(k^* - P'^*) - m_u^* + i\epsilon}, \quad (5.14)$$

os propagadores dos vértices são dados por,

$$S(k^*, m_R) = \frac{1}{(k^* - m_R + i\epsilon)}, \quad (5.15)$$

$$S(k^* - P^*, m_R) = \frac{1}{(k^* - P^*) - m_R + i\epsilon}, \quad (5.16)$$

$$S(k^* - P'^*, m_R) = \frac{1}{(k^* - P'^*) - m_R + i\epsilon}, \quad (5.17)$$

Escritos na frente de luz como,

$$\begin{aligned} S(k^*, m_u^*) &= \frac{1}{(k + V)^2 - m_u^{*2} + i\epsilon}, \\ S(k^*, m_u^*) &= \frac{1}{(k^+ + V) \left[k^- + V - \left(\frac{k_{\perp}^2 + m_u^{*2} - i\epsilon}{k^+ + V} \right) \right]}, \end{aligned} \quad (5.18)$$

$$\begin{aligned} S(k - P^*, m_{\bar{s}}) &= \frac{1}{(k - P^*)^2 - m_{\bar{s}}^2 + i\epsilon}, \\ S(k - P^*, m_{\bar{s}}) &= \frac{1}{(P^{*+} - k^+) \left\{ P^{*-} - k^- - \left[\frac{(P_{\perp} - k_{\perp})^2 + m_{\bar{s}}^2 - i\epsilon}{(P^{*+} - k^+)} \right] \right\}}, \end{aligned} \quad (5.19)$$

$$\begin{aligned}
S(k - P'^*, m_{\bar{s}}) &= \frac{1}{(k - P'^*)^2 - m_{\bar{s}}^2 + i\epsilon}, \\
S(k - P'^*, m_{\bar{s}}) &= \frac{1}{(P'^{*+} - k^+) \left\{ P'^{* -} - k^- - \left[\frac{(P'_{\perp} - k_{\perp}^2) + m_{\bar{s}}^2 - i\epsilon}{(P'^{*+} - k^+)} \right] \right\}}, \quad (5.20)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
S(k, m_{\bar{s}}) &= \frac{1}{k^2 - m_{\bar{s}}^2 + i\epsilon}, \\
S(k, m_{\bar{s}}) &= \frac{1}{(k^+) \left[k^- - \left(\frac{k_{\perp}^2 + m_{\bar{s}}^2 - i\epsilon}{k^+} \right) \right]}, \quad (5.21)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
S(k^* - P^*, m_u^*) &= \frac{1}{(k^* - P^*)^2 - m_u^{*2} + i\epsilon}, \\
S(k^* - P^*, m_u^*) &= \frac{1}{(P^{*+} - k^+ - V) \left\{ P^{* -} - k^- - V - \left[\frac{(P_{\perp} - k_{\perp})^2 + m_u^{*2} - i\epsilon}{(P^{*+} - k^+ - V)} \right] \right\}} \quad (5.22)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
S(k^* - P'^*, m_u^*) &= \frac{1}{(k^* - P'^*)^2 - m_u^{*2} + i\epsilon}, \\
S(k^* - P'^*, m_u^*) &= \frac{1}{(P'^{*+} - k^+ - V) \left\{ P'^{* -} - k^- - V - \left[\frac{(P'_{\perp} - k_{\perp})^2 + m_u^{*2} - i\epsilon}{(P'^{*+} - k^+ - V)} \right] \right\}}, \quad (5.23)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
S(k^*, m_R) &= \frac{1}{k^{*2} - m_R^2 + i\epsilon}, \\
S(k^*, m_R) &= \frac{1}{(k^+ + V) \left[k^- + V - \left(\frac{k_{\perp}^2 + m_R^2 - i\epsilon}{k^+ + V} \right) \right]}, \quad (5.24)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 S(k^* - P^*, m_R) &= \frac{1}{(k^* - P^*)^2 - m_R^2 + i\epsilon}, \\
 S(k^* - P^*, m_R) &= \frac{1}{(P^{*+} - k^+ - V) \left\{ P^{*-} - k^- - V - \left[\frac{(P_\perp - k_\perp)^2 + m_R^2 - i\epsilon}{(P^{*+} - k^+ - V)} \right] \right\}} \quad (5.25)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 S(k^* - P'^*, m_R) &= \frac{1}{(k^* - P'^*)^2 - m_R^2 + i\epsilon}, \\
 S(k^* - P'^*, m_R) &= \frac{1}{(P'^{*+} - k^+ - V) \left\{ P'^{-} - k^- - V - \left[\frac{(P'_\perp - k_\perp)^2 + m_R^2 - i\epsilon}{(P'^{*+} - k^+ - V)} \right] \right\}}, \quad (5.26)
 \end{aligned}$$

Fazendo-se a substituição na corrente temos,

$$\begin{aligned}
 J_u^{*+}(q^2) &= -ie \frac{\hat{m}^2}{f_{K^+}^{*2}} N_C \frac{1}{3} \int \frac{d^2 k_\perp dk^+ dk^-}{(2\pi)^4} \times \\
 &\left[\frac{Tr[O^+]}{(k^+ + V)(P^{*+} - k^+)(P'^{*+} - k^+) \left[k^- + V - \left(\frac{k_\perp^2 + m_u^{*2} - i\epsilon}{k^+ + V} \right) \right]} \right] \times \\
 &\left[\frac{1}{\left\{ P'^{-} - k^- - \left[\frac{(P'_\perp - k_\perp)^2 + m_s^2 - i\epsilon}{(P'^{*+} - k^+)} \right] \right\}} \right] \times \\
 &\left[\frac{1}{\left\{ P^{*-} - k^- - \left[\frac{(P_\perp - k_\perp)^2 + m_s^2 - i\epsilon}{(P^{*+} - k^+)} \right] \right\}} \right] \times \\
 &\left(\left[\frac{C}{(k^+ + V) \left[k^- + V - \left(\frac{k_\perp^2 + m_R^2 - i\epsilon}{k^+ + V} \right) \right]} \right] + \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left(\left[\frac{C}{(P^{*+} - k^+ - V) \left\{ P^{*-} - k^- - V - \left[\frac{(P_{\perp} - k_{\perp})^2 + m_R^2 - i\epsilon}{(P^{*+} - k^+ - V)} \right] \right\}} \right] \right) \times \\
& \left(\left[\frac{C}{(k^+ + V) \left[k^- + V - \left(\frac{k_{\perp}^2 + m_R^2 - i\epsilon}{k^+ + V} \right) \right]} \right] + \right. \\
& \left. \left[\frac{C}{(P'^{*+} - k^+ - V) \left\{ P'^{-} - k^- - V - \left[\frac{(P'_{\perp} - k_{\perp})^2 + m_R^2 - i\epsilon}{(P'^{*+} - k^+ - V)} \right] \right\}} \right] \right), \quad (5.27)
\end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned}
J_s^{*+}(q^2) &= -ie \frac{\hat{m}^2}{f_{K^+}^{*2}} N_C \frac{1}{3} \int \frac{d^2 k_{\perp} dk^+ dk^-}{(2\pi)^4} \times \\
& \left(\left[\frac{Tr[O^+]}{(k^+ + V)(P^{*+} - k^+)(P'^{*+} - k^+) \left[k^- - \left(\frac{k_{\perp}^2 + m_u^{*2} - i\epsilon}{k^+} \right) \right]} \right] \right) \times \\
& \left(\left[\frac{1}{\left\{ P'^{-} - k^- - V - \left[\frac{(P'_{\perp} - k_{\perp})^2 + m_s^2 - i\epsilon}{(P'^{*+} - k^+ - V)} \right] \right\}} \right] \right) \times \\
& \left(\left[\frac{1}{\left\{ P^{*-} - k^- - V - \left[\frac{(P_{\perp} - k_{\perp})^2 + m_s^2 - i\epsilon}{(P^{*+} - k^+ - V)} \right] \right\}} \right] \right) \times \\
& \left(\left[\frac{C}{(k^+ + V) \left[k^- + V - \left(\frac{k_{\perp}^2 + m_R^2 - i\epsilon}{k^+ + V} \right) \right]} \right] + \right. \\
& \left. \left[\frac{C}{(P^{*+} - k^+ - V) \left\{ P^{*-} - k^- - V - \left[\frac{(P_{\perp} - k_{\perp})^2 + m_R^2 - i\epsilon}{(P^{*+} - k^+ - V)} \right] \right\}} \right] \right) \times \\
& \left(\left[\frac{C}{(k^+ + V) \left[k^- + V - \left(\frac{k_{\perp}^2 + m_R^2 - i\epsilon}{k^+ + V} \right) \right]} \right] + \right. \\
& \left. \left[\frac{C}{(P'^{*+} - k^+ - V) \left\{ P'^{-} - k^- - V - \left[\frac{(P'_{\perp} - k_{\perp})^2 + m_R^2 - i\epsilon}{(P'^{*+} - k^+ - V)} \right] \right\}} \right] \right). \quad (5.28)
\end{aligned}$$

Logo a corrente será

$$J_{K^+}^{*+}(q^2) = J_u^{*+}(q^2) + J_{\bar{s}}^{*+}(q^2) \quad (5.29)$$

Para fazer a integral em k^- , extraímos os seguintes polos dados nas seções a seguir.

5.1.1.3 Quark on-shell

Sendo,

$$J_u^{*+}(q^2) = -ie \frac{\hat{m}^2}{f_{K^+}^{*2}} N_C \frac{1}{3} \int \frac{d^2 k_\perp dk^+ dk^-}{(2\pi)^4} \text{Tr}[O^+] \left(\frac{C}{[4]} + \frac{C}{[5]} \right) \left(\frac{C}{[6]} + \frac{C}{[7]} \right), \quad (5.30)$$

a corrente eletromagnética calculada para o quark na camada de massa com,

$$\begin{aligned} [1] &= (k^+ + V) \left[k^- + V - \left(\frac{k_\perp^2 + m_u^2 - i\epsilon}{k^+ + V} \right) \right], \\ [2] &= (P'^{*+} - k^+) \left\{ P'^{* -} - k^- - \left[\frac{(P'_\perp - k_\perp)^2 + m_s^2 - i\epsilon}{(P'^{*+} - k^+)} \right] \right\}, \\ [3] &= (P^{*+} - k^+) \left\{ P^{*-} - k^- - \left[\frac{(P_\perp - k_\perp)^2 + m_s^2 - i\epsilon}{(P^{*+} - k^+)} \right] \right\}, \\ [4] &= (k^+ + V) \left[k^- + V - \left(\frac{k_\perp^2 + m_R^2 - i\epsilon}{k^+ + V} \right) \right], \\ [5] &= ((P^{*+} - k^+ - V) \left\{ P^{*-} - k^- - V - \left[\frac{(P_\perp - k_\perp)^2 + m_R^2 - i\epsilon}{(P^{*+} - k^+ - V)} \right] \right\}), \\ [6] &= (k^+ + V) \left[k^- + V - \left(\frac{k_\perp^2 + m_R^2 - i\epsilon}{k^+ + V} \right) \right], \\ [7] &= (P'^{*+} - k^+ - V) \left\{ P'^{* -} - k^- - V - \left[\frac{(P'_\perp - k_\perp)^2 + m_R^2 - i\epsilon}{(P'^{*+} - k^+ - V)} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (5.31)$$

Os polo são dados por:

$$\begin{aligned}
k_1^- &= \left[\frac{k_\perp^2 + m_u^{*2} - i\epsilon}{k^+ + V} \right] - V \\
k_2^- &= P'^{* -} - \left[\frac{(P'_\perp - k_\perp)^2 + m_s^2 - i\epsilon}{(P'^{*+} - k^+)} \right] \\
k_3^- &= P^{* -} - \left[\frac{(P_\perp - k_\perp)^2 + m_s^2 - i\epsilon}{(P^{*+} - k^+)} \right] \\
k_4^- &= \left[\frac{k_\perp^2 + m_R^{*2} - i\epsilon}{k^+ + V} \right] - V \\
k_5^- &= P^{* -} - V - \left[\frac{(P_\perp - k_\perp)^2 + m_R^2 - i\epsilon}{(P^{*+} - k^+ - V)} \right] \\
k_6^- &= \left[\frac{k_\perp^2 + m_R^{*2} - i\epsilon}{k^+ + V} \right] - V \\
k_7^- &= P'^{* -} - V - \left[\frac{(P'_\perp - k_\perp)^2 + m_R^2 - i\epsilon}{(P'^{*+} - k^+ - V)} \right].
\end{aligned} \tag{5.32}$$

5.1.1.4 Anti-quark on-shell

Sendo,

$$J_s^{*+}(q^2) = -ie \frac{\hat{m}^2}{f_{K^+}^{*2}} N_C \frac{1}{3} \int \frac{d^2 k_\perp dk^+ dk^-}{(2\pi)^4} Tr[O^+] \left(\frac{C}{[4]} + \frac{C}{[5]} \right) \left(\frac{C}{[6]} + \frac{C}{[7]} \right), \tag{5.33}$$

a corrente eletromagnética calculada para o anti-quark na camada de massa com,

$$\begin{aligned}
[1] &= (k^+) \left[k^- - \left(\frac{k_\perp^2 + m_s^2 - i\epsilon}{k^+} \right) \right], \\
[2] &= (P'^{*+} - k^+ - V) \left\{ P'^{* -} - k^- - V - \left[\frac{(P'_\perp - k_\perp)^2 + m_u^{*2} - i\epsilon}{(P'^{*+} - k^+ - V)} \right] \right\}, \\
[3] &= (P^{*+} - k^+ - V) \left\{ P^{* -} - k^- - V - \left[\frac{(P_\perp - k_\perp)^2 + m_u^{*2} - i\epsilon}{(P^{*+} - k^+ - V)} \right] \right\},
\end{aligned} \tag{5.34}$$

$$\begin{aligned}
[4] &= (k^+ + V) \left[k^- + V - \left(\frac{k_\perp^2 + m_R^2 - i\epsilon}{k^+ + V} \right) \right], \\
[5] &= ((P^{*+} - k^+ - V) \left\{ P^{*-} - k^- - V - \left[\frac{(P_\perp - k_\perp)^2 + m_R^2 - i\epsilon}{(P^{*+} - k^+ - V)} \right] \right\}), \\
[6] &= (k^+ + V) \left[k^- + V - \left(\frac{k_\perp^2 + m_R^2 - i\epsilon}{k^+ + V} \right) \right], \\
[7] &= (P'^{*+} - k^+ - V) \left\{ P'^{*-} - k^- - V - \left[\frac{(P'_\perp - k_\perp)^2 + m_R^2 - i\epsilon}{(P'^{*+} - k^+ - V)} \right] \right\},
\end{aligned} \tag{5.35}$$

os polo são dados por:

$$\begin{aligned}
k_1^- &= \left[\frac{k_\perp^2 + m_s^{*2} - i\epsilon}{k^+} \right] \\
k_2^- &= P'^{*-} - V - \left[\frac{(P'_\perp - k_\perp)^2 + m_u^2 - i\epsilon}{(P'^{*+} - k^+ - V)} \right] \\
k_3^- &= P^{*-} - V - \left[\frac{(P_\perp - k_\perp)^2 + m_u^2 - i\epsilon}{(P^{*+} - k^+ - V)} \right] \\
k_4^- &= \left[\frac{k_\perp^2 + m_R^{*2} - i\epsilon}{k^+ + V} \right] - V \\
k_5^- &= P^{*-} - V - \left[\frac{(P_\perp - k_\perp)^2 + m_R^2 - i\epsilon}{(P^{*+} - k^+ - V)} \right] \\
k_6^- &= \left[\frac{k_\perp^2 + m_R^{*2} - i\epsilon}{k^+ + V} \right] - V \\
k_7^- &= P'^{*-} - V - \left[\frac{(P'_\perp - k_\perp)^2 + m_R^2 - i\epsilon}{(P'^{*+} - k^+ - V)} \right].
\end{aligned}$$

Definindo-os no plano complexo, para ambos os casos, temos

Para a análise destes intervalos é usado o Teorema de Cauchy (MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998; MELO *et al.*, 1999; MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014; YABUSAKI *et al.*, 2015; YABUSAKI *et al.*, 2018). Este teorema é expresso pelo fato de que uma função é analítica, definida sobre e dentro de uma curva fechada em um plano complexo, é completamente determinada pelos seus valores na fronteira dessa curva e é descrito, matematicamente,

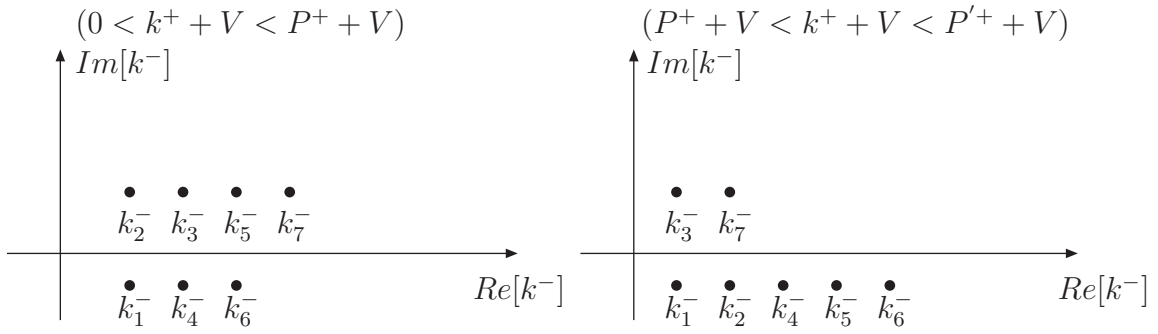


FIGURA 5.2 – Identificação da posição dos polos para integração em k^- no plano complexo pelo teorema de Cauchy para o quark e anti-quark na camada de massa.

como (BUTKOV, 1988; ARFKEN; WEBER, 1999):

$$\oint f(z)dz = 2\pi a_n \longrightarrow a_n = \lim_{z \rightarrow a} \frac{1}{(n-1)!} \frac{d^{n-1}}{dz^{n-1}} [(z-z_0)^n f(z)], \quad (5.36)$$

e para $n = 1$, temos:

$$a_1 = \lim_{z \rightarrow a} (z - z_0) f(z). \quad (5.37)$$

Os resíduos para o primeiro plano de integração, ($0 < k^+ + V < P^+ + V$), são dados por,

$$\oint f(k)dk = 2\pi \left[\lim_{k^- \rightarrow k_1^{*-}} (k^- - k_1^{*-}) f(k) + \lim_{k^- \rightarrow k_4^{*-}} (k^- - k_4^{*-}) f(k) + \lim_{k^- \rightarrow k_6^{*-}} (k^- - k_6^{*-}) f(k) \right]. \quad (5.38)$$

Se a covariância e a conservação da corrente forem satisfeitas, pode-se obviamente usar qualquer referencial e qualquer componente da corrente para calcular o fator de forma eletromagnético (SAUER *et al.*, 1998; MELO *et al.*, 1999; MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014; YABUSAKI *et al.*, 2015). Na abordagem da frente de luz, entretanto, além do componente de valência da corrente eletromagnética, podemos ter a contribuição de não-valência ou modos zero. Assim, na frente de luz, essas duas contribuições entram no

fator de forma eletromagnético total como:

$$F_{K^+}(q^2) = F_{K^+}^{(I)}(q^2, \alpha) + F_{K^+}^{(II)}(q^2, \alpha), \quad (5.39)$$

onde para $\alpha = 0^\circ$, $F_{K^+}^{(I)}(q^2, \alpha)$ admite a integração de loop em k^- restringida por $0 \leq k^+ < P^+$, como mostrado no diagrama da Fig. 2 (a), região de valência e $F_{K^+}^{(II)}(q^2, \alpha)$ admite a integração de loop em k^- no intervalo $P^+ \leq k^+ \leq P'^+$, como visto na Fig. 2 (b), a região de não-valência. Nesta região podem aparecer as contribuições dos termos de par para o estado ligado $|u\bar{s}\rangle$, com $q^+ > 0$, usamos somente a componente de valência, desde que o componente de não-valência tem como resultado zero, ou seja, não tem produção de termos de pares no referencial adotado, para maiores detalhes veja referências (SAUER *et al.*, 1998; MELO *et al.*, 1999; MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014; YABUSAKI *et al.*, 2015; YABUSAKI *et al.*, 2018).

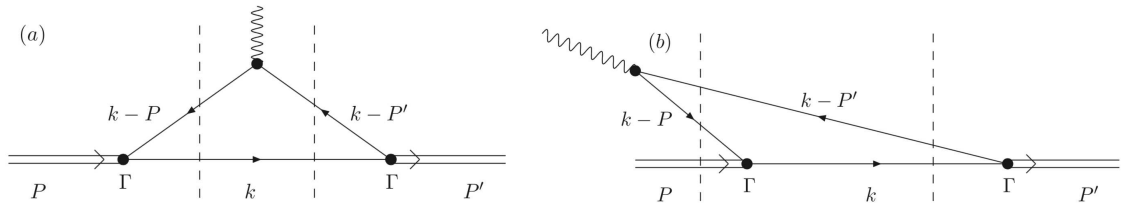


FIGURA 5.3 – Diagramas na frente de luz: (a) contribuição de valência e (b) não-valência

Agora consideramos as modificações vindas do meio nuclear simétrico. Após a integração em k^{*-} para a corrente J^{*+} , usamos o teorema de Cauchy e emerge daí a função de onda na frente de luz para o vértice simétrico $|u\bar{s}\rangle$ com a troca de variáveis para $x^*P^{*+} = xP^+ + V^+$, no meio nuclear temos $x^* = \frac{k^{*+}}{P^{*+}}$. A função de onda na frente de luz para o K^+ -meson no meio nuclear simétrico é definido por:

$$\Psi^*(x^*, \vec{k}_\perp) = \frac{P^+}{m_{K^+}^{*2} - \mathcal{M}_0^2} \left[\frac{N}{(1-x^*)(m_{K^+}^{*2} - \mathcal{M}_0^2)} + \frac{N}{x^*(m_{K^+}^{*2} - \mathcal{M}_R^2)} \right], \quad (5.40)$$

com $[u \leftrightarrow \bar{s}]$, onde N é o fator de normalização \mathcal{M}_0^2 é o operador de massa livre e \mathcal{M}_R^2 é

a função de massa reguladora, dados por

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_0^2 &= \frac{k_\perp^2 + m_u^{*2}}{x^*} + \frac{(P-k)_\perp^2 + m_{\bar{s}}^2}{(1-x^*)} - p_\perp^2 \text{ e} \\ \mathcal{M}_R^2 &= \frac{k_\perp^2 + m_u^{*2}}{x^*} + \frac{(P-k)_\perp^2 + m_R^2}{(1-x^*)} - p_\perp^2,\end{aligned}\quad (5.41)$$

com $[u \leftrightarrow \bar{s}]$ (lembrando que $m_{\bar{s}}^* = m_{\bar{s}}$).

Com isso, as Eq. (5.30) e Eq. (5.33), após a integração em k^- , podem ser reescritas em termos das funções de onda de valência iniciais e finais, com

$$\begin{aligned}J_{K^+}^{*+} &= \frac{-2i\hat{m}N_C}{f_{K^+}^2} \int \frac{d^2k_\perp dk^+}{2(2\pi)^3} \frac{1}{k^+(P^+ - k^+)(P'^+ - k^+)} \left(\frac{1}{3}Tr[\mathcal{O}^+]_u + \frac{2}{3}Tr[\mathcal{O}^+]_{\bar{s}} \right) \\ &\times \Psi^{*\dagger}(x^*, \vec{k}_\perp) \Psi^*(x^*, \vec{k}_\perp)\end{aligned}\quad (5.42)$$

Para encontrar o fator de forma, de valência, substituímos a Eq.(5.42) na Eq.(5.3) calculado no referencial de Breit. Com isso obtemos

$$\begin{aligned}F_{K^+}^{*(WF)}(q^2) &= \frac{1}{2\pi^3(P'^+ + P^{*+})} \int \frac{d^2k_\perp dk^+ \theta(k^{*+}) \theta(P^{*+} - k^{*+})}{k^{*+}(P^{*+} - k^{*+})(P'^+ - k^{*+})} \times \\ &\Psi^{*\dagger}(x^*, \vec{k}_\perp) Tr[\mathcal{O}^+] \Psi^*(x^*, \vec{k}_\perp) + [u \leftrightarrow \bar{s}],\end{aligned}\quad (5.43)$$

com o traço $Tr[\mathcal{O}^+]$ composto por $Tr[\mathcal{O}^+]_u$ e $Tr[\mathcal{O}^+]_{\bar{s}}$ e nas coordenadas da frente de luz será

$$Tr[\mathcal{O}^+] = \frac{1}{3}Tr[\mathcal{O}^+]_u + \frac{2}{3}Tr[\mathcal{O}^+]_{\bar{s}},\quad (5.44)$$

escrevendo de forma explicita, temos:

$$\begin{aligned}
Tr[\mathcal{O}^+] &= \frac{1}{3}[-4k^-k^{+2} + 4k^+k_x^2 + 4k^+k_y^2 + 4k^-k^+P^+ - 4k_x^2P^+ - 4k_y^2P^+ + 4k^-k^+P'^+ \\
&- 4k_x^2P'^+ - 4k_y^2P'^+ - 4k^-P^-P'^+ - 2k_xP^+q_x + 2k_xP'^+q_x + k^+q_x^2 + 8k^+m_um_{\bar{s}} \\
&- 4P^+m_um_{\bar{s}} - 4P'^+m_um_{\bar{s}} - 4k^+m_u^2] + \frac{2}{3}[-4k^-k^+ + 4k^+k_x^2 + 4k^+k_y^2 + 4k^-k^+P^+P^+ \\
&- 4k_x^2 - 4k_y^2P^+ + 4k^-k^+P'^+ - 4k_x^2P'^+ - 4k_y^2P'^+ - 4k^-P^-P'^+ - 2k_xP^+q_x + 2k_xP'^+q_x \\
&+ k^+q_x^2 + 8k^+m_{\bar{s}}m_u - 4P^+m_{\bar{s}}m_u4P'^+m_{\bar{s}}m_u - 4k^+m_{\bar{s}}^2]. \tag{5.45}
\end{aligned}$$

Logo, podemos descrever explicitamente o fator de forma de valência como sendo,

$$\begin{aligned}
F_{K^+}^{*(WF)}(q^2) &= \frac{1}{3} \frac{1}{2\pi^3(P^{*+} + P^{*+})} \int \frac{d^2k_{\perp} dk^+ \theta(k^{*+}) \theta(P^{*+} - k^{*+})}{k^{*+}(P^{*+} - k^{*+})(P^{*+} - k^{*+})} \times \\
&\Psi^{*\dagger}(x^*, \vec{k}_{\perp}) Tr[\mathcal{O}^+]_u \Psi^*(x^*, \vec{k}_{\perp}) + \\
&\frac{2}{3} \frac{1}{2\pi^3(P^{*+} + P^{*+})} \int \frac{d^2k_{\perp} dk^+ \theta(k^{*+}) \theta(P^{*+} - k^{*+})}{k^{*+}(P^{*+} - k^{*+})(P^{*+} - k^{*+})} \times \\
&\Psi^{*\dagger}(x^*, \vec{k}_{\perp}) Tr[\mathcal{O}^+]_{\bar{s}} \Psi^*(x^*, \vec{k}_{\perp}). \tag{5.46}
\end{aligned}$$

Agora é possível calcular o raio quadrático e a constante de decaimento com segue.

5.1.2 Raio Quadrático

Para o cálculo deste observável usaremos a definição do fator de forma eletromagnético, sendo interpretado pela transformada de Fourier da distribuição da densidade de carga elétrica $\rho(\vec{r})$ do centro de espalhamento (HALZEN; MARTIN, 2008). Como mostrado na seção 5.2.1 o fator de forma é descrito por

$$|F(q)| = \int d^3r \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \tag{5.47}$$

com a seguinte condição de normalização para a distribuição de cargas,

$$\int \rho(\vec{r}) d^3r = 1. \tag{5.48}$$

Podemos fazer a expansão exponencial da serie de Taylor,

$$e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \approx 1 + i\vec{q}\cdot\vec{r} - \frac{(\vec{q}\cdot\vec{r})^2}{2!} + \dots, \quad (5.49)$$

substituindo na Eq. (5.47) e usando as coordenadas esféricas, $d^3r = r^2 \text{sen}\theta dr d\theta d\phi$, temos

$$F(q^2) = \int \rho(\vec{r}) d^3r + i \int \vec{q}\cdot\vec{r} \rho(\vec{r}) d^3r - \frac{1}{2} \int (\vec{q}\cdot\vec{r})^2 \rho(\vec{r}) d^3r. \quad (5.50)$$

Considerando a condição expressa na Eq. (5.48), a primeira integral será igual a 1, e como o produto interno interno é $\vec{q}\cdot\vec{r} = qr \cos\theta$, logo podemos escrever a Eq. (5.50) sendo,

$$\begin{aligned} F(q^2) &= 1 - \frac{1}{2} q^2 \int_0^r r^4 \rho(\vec{r}) dr \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi (\cos\theta)^2 \text{sen}\theta d\theta \\ F(q^2) &= 1 - \frac{q^2}{2} \int_0^r r^4 \rho(\vec{r}) dr \times 2\pi \times \frac{2}{3} \\ F(q^2) &= 1 - \frac{q^2}{6} \int_0^r 4\pi r^2 dr r^2 \rho(\vec{r}) \\ F(q^2) &= 1 - \frac{q^2}{6} r^2 \int d^3r \rho(\vec{r}) \\ F(q^2) &= 1 - \frac{q^2}{6} r^2 \end{aligned} \quad (5.51)$$

isolando r^2 temos a expressão

$$r^2 = 6 \frac{(1 - F(q^2))}{q^2} \quad (5.52)$$

diferenciando em ambos os lados da equação acima em relação à q^2 com $q^2 \rightarrow 0$ extrai-se o raio eletromagnético para o méson káon,

$$\langle r_{K^+}^{*2} \rangle = -6 \left[\frac{dF_{K^+}^*(q^2)}{dq^2} \right]_{q^2 \approx 0}. \quad (5.53)$$

Este observável pode ser calculado através da expansão vista na Eq. (5.51)

$$F_{K^+}^*(q^2) = 1 - \frac{1}{6}[\langle r_{K^+}^{*2} \rangle q^2]. \quad (5.54)$$

Isolando $\langle r_K^2 \rangle$, obtemos,

$$\langle r_{K^+}^{*2} \rangle = 6 \left[\frac{1 - F_{K^+}^*(q^2)}{q^2} \right]. \quad (5.55)$$

Note que o cálculo é feito para momentos transferidos próximos de zero $q^2 \approx 0$ na Eq.(5.53). Os cálculos mostraram que as duas equações são satisfatórias para obtenção do resultado deste observável, resultando no mesmo valor para ambos os métodos.

5.1.3 Constante de decaimento Eletrofraca

O cálculo da constante de decaimento eletrofraca para o estado ligado do méson K^+ é dada por:

$$P_\mu \langle 0 | A_i^\mu | K_j \rangle = im_K^2 f_{K^+} \delta_{ij}, \quad (5.56)$$

onde $A_i^\mu = \bar{q} \gamma^\mu \gamma^5 \frac{\tau_i}{2} q$, é a corrente axial parcial (PCAC) (ITZYKSON; ZUBER, 1980), é extraída do diagrama apresentado na figura (5.4), calculamos o traço do diagrama de Feynman, diagrama tipo bolha, abaixo,

$$\begin{aligned} Tr[A_i^\mu] &= Tr[\gamma^\mu \gamma^5 S(k - P, m_{\bar{q}}) \gamma^5 S(k, m_q)], \\ Tr[A_i^\mu] &= Tr[\gamma^\mu \gamma^5 (\not{k} - \not{P} + m_{\bar{q}}) \gamma^5 (\not{k} + m_q)], \end{aligned} \quad (5.57)$$

após fazer a álgebra de Dirac obtemos,

$$Tr[A_i^\mu] = -4k^+ m_{\bar{q}} + 4P^+ m_{\bar{q}} + 4k^+ m_q. \quad (5.58)$$

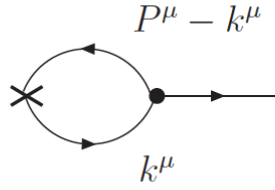


FIGURA 5.4 – Diagramas de Feynman que descreve a interação da partícula com o vácuo no centro de massa, chamado de diagrama do tipo bolha.

Partindo da figura (5.4), podemos descrever a constante de decaimento como sendo:

$$\begin{aligned}
 f_{K^+}^{*2} &= \frac{i\hat{m}^2}{m_{K^+}^2} N_C \int \frac{d^2k_\perp dk^+ dk^-}{(2\pi)^4} \left[\frac{\text{Tr}[A_i^\mu]}{k^{*+}(P^{*+} - k^+) \left(k^{*-} - \frac{k_\perp^2 + m_u^2 - ie}{k^{*+}} \right)} \right] \\
 &\times \left[\frac{1}{\left(P^{*-} - k^{*-} - \frac{(P - k)_\perp^2 + m_s^2 - ie}{P^{*+} - k^{*+}} \right)} \right] \\
 &\times \left[\frac{1}{\left(k^{*-} - \frac{k_\perp^2 + m_R^2 - ie}{k^{*+}} \right)} + \frac{1}{\left(P^{*-} - k^{*-} - \frac{(P - k)_\perp^2 + m_R^2 - ie}{P^{*+} - k^{*+}} \right)} \right] \quad (5.59)
 \end{aligned}$$

onde $\hat{m} = \frac{m_q + m_{\bar{q}}}{2}$. Usando o mesmo método, faremos a análise dos pólos no intervalo de integração $0 < k^+ < P^+$ no plano complexo da figura (5.5) abaixo:

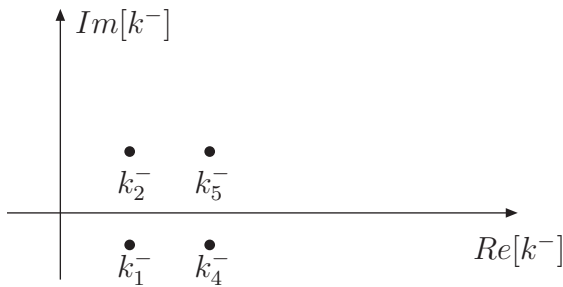


FIGURA 5.5 – Identificação da posição dos pólos para integração em k^- no plano complexo para os intervalos $0 < k^{*+} < P^{*+}$, pelo teorema de Cauchy.

Após a integração em k^- , a constante de decaimento pseudoscalar é descrita como:

$$f_{K^+}^{*2} = N_C \int \frac{d^2 k_\perp dx}{(2\pi)^3} \frac{4[x^* m_{\bar{q}} + m_q(1-x^*)]}{x} \Phi^*(x, k_\perp), \quad (5.60)$$

onde N_C é o número de cores dos quarks de valor 3 e $\Phi(x, k_\perp)$ a função de onda extraída através do cálculo do fator de forma eletromagnético como mostrado na Eq.(5.40) (SILVA et al., 2012; YABUSAKI et al., 2015).

5.1.4 Probabilidade da Componente de Valência

Para melhor análise da componente de valência, introduzimos a densidade de probabilidade de valência ou do momento transversal no meio nuclear simétrico como sendo (MELO *et al.*, 2002),

$$f^*(k_\perp) = \frac{1}{4\pi^3 m_{K^+}^*} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{m_K^*} \frac{dk^+ \mathcal{M}_0^{*2}}{k^+(P^+ - k^+)} \Phi^{*2}(k^+, \vec{k}_\perp; m_{K^+}^*, 0), \quad (5.61)$$

e fazendo a integração de $f^*(k_\perp)$, podemos extrair, no meio nuclear simétrico, a probabilidade da componente de valência do káon dada como

$$\eta^* = \int_0^\infty dk_\perp k_\perp f^*(k_\perp). \quad (5.62)$$

Na sequência mostraremos os efeitos do meio nuclear simétrico para o modelo do méson π^+ (MELO *et al.*, 2014) usando o modelo citado acima com as massas do quark e anti-quark sendo $m_u = m_{\bar{d}} = m_q$.

5.2 Méson Pi

A interação eletromagnética de um pión, com spin zero no sistema composto por $q\bar{q}$ ligado no vácuo, é baseada em três elementos importantes (MELO *et al.*, 2002); (1) Uma Lagrangiana efetiva que modela o acoplamento do campo do pión aos campos de quark,

(2) uma função de vértice simétrica no espaço de momento, (3) quarks constituintes de massa efetiva no espaço de Fock mais baixo como no modelo descrito por (MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014). Seguimos o procedimento utilizado no vácuo, com as propriedades de quark constituinte no meio nuclear como entrada para calcular as propriedades do pión usando uma densidade lagrangiana eficaz com um acoplamento pseudoescalar (FREDERICO; MILLER, 1994; MELO *et al.*, 2014),

$$\mathcal{L} = -i g^* \vec{\Phi} \cdot \bar{q} \gamma^5 \vec{\tau} q \Lambda^*, \quad (5.63)$$

onde g^* é a constante de acoplamento e Λ^* a função do vértice no meio nuclear. A constante de acoplamento é dada pela relação de Goldberg-Treiman no nível de quarks sendo $g^* = m_q^*/f_\pi^*$, com a constante de decaimento do pion f_π^* . O campo de fótons é acoplado de forma mínima satisfazendo a conservação de corrente.

A corrente eletromagnética associada ao π^+ é obtida a partir do diagrama triangular de Feynman correspondente. Como as massas m_u e $m_{\bar{d}}$ são iguais, podemos colocar o diagrama triangular em evidência, obtendo assim a corrente eletromagnética,

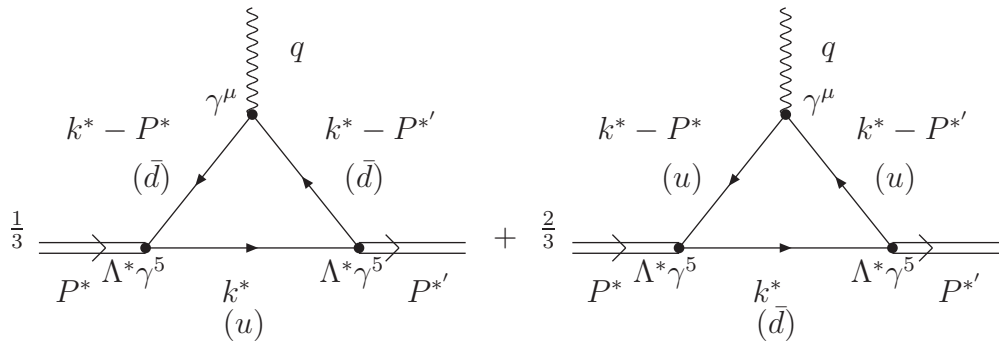
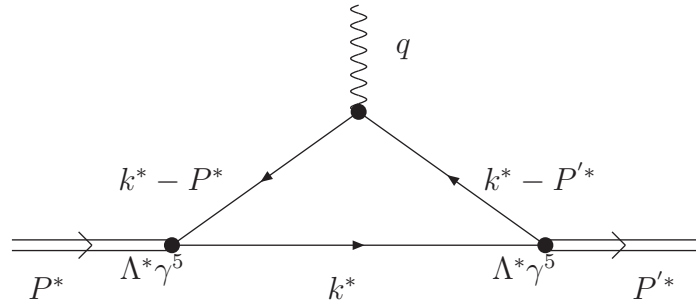


FIGURA 5.6 – Diagrama de Feynman para o méson π^+ no meio nuclear.

$$j^\mu = -i 2e \frac{m_q^{*2}}{f_\pi^{*2}} N_C \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \text{Tr} [S^*(k) \gamma^5 S^*(k - P') \gamma^\mu S^*(k - P) \gamma^5] \Lambda^*(k, P') \Lambda^*(k, P) \quad (5.64)$$

onde $N_C = 3$ é o numero de cores da QCD, o fator 2 vem da algebra de isospin e

FIGURA 5.7 – Diagrama de Feynman resultante para o méson π^+ no meio nuclear.

$k^* = k + \delta_\mu^0 V^0$ que são as contribuições dos potenciais do meio nuclear simétrico.

Foi selecionada a função de vértice simétrico, Eq.(4.19), que também produz uma função de onda na frente de luz simétrica sob a troca dos momentos do quark e do antiquark, que melhora a descrição física sem as dificuldades conceituais associadas do não simétrico (MELO; FREDERICO, 1997; MELO *et al.*, 1999; BAKKER *et al.*, 2001; MELO *et al.*, 2002). A constante de normalização C^* é corrigida pela imposição da condição $F_\pi^*(0) = 1$ no fator de forma do pión. O efeito do potencial vetor $\delta_\mu^0 V^0$ no loop da integral cancela de forma idêntica, devido à escolha do vértice para o pión. Portanto, apenas a mudança de massa dos quarks é relevante no loop da integração.

Na integração do quadrimomento, aplicamos o transformação $k^* = k + \delta_\mu^0 V^0 = k$, de modo que nenhum traço do potencial vetor permaneça nas expressões da constante de decaimento e do fator de forma eletromagnético. Vale a pena observar que a corrente dada na Eq. (5.64) é dita covariante, enquanto o propagador de quark e o vértice do pión são calculados no referencial de repouso da matéria nuclear (MELO *et al.*, 2014). No entanto, tanto a mudança da componente de tempo do momento do quark quanto a massa efetiva no meio nos permitem recuperar uma forma invariante de impulso para o fator de forma eletromagnético, pois a mudança na energia do quark virtual pode ser absorvida por uma mudança variável no momento do loop, uma vez que assumimos que o parâmetro do vértice permanece inalterado pelos efeitos do meio nuclear, o que pode ser justificado pelo fato de corresponder a uma escala de curto alcance dentro da função de onda do pión, que é muito menor que o tamanho do núcleon.

O fator de forma do pión no meio pode ser extraído da expressão covariante (MELO *et*

al., 2002; MELO *et al.*, 2014):

$$j^{*\mu} = e(P^\mu + P'^\mu)F_\pi^*(q^2) \quad (5.65)$$

Se a covariância e a conservação de corrente forem satisfeitas, pode-se obviamente calcular o fator de forma eletromagnético em qualquer referencial e a partir de qualquer componente da corrente.

A seguir, para calcular o fator de forma eletromagnético elástico do pión, foi usada a densidade lagrangiana pseudoescalar da Eq. (5.63), a corrente definida pela Eq. (5.64), e a função de vértice simétrico dada pela Eq. (4.19) com a componente positiva da corrente, J^+ , associada à Eq. (5.64) no referencial de Breit (com q no plano $z - x$). Apenas duas contribuições não nulas na Eq. (5.64) contribuem para o fator de forma (SAWICKI, 1991; CHOI; JI, 1998a; MELO *et al.*, 1999; BAKKER *et al.*, 2001; SILVA *et al.*, 2012):

$$F_{\pi^+}(q^2) = F_{\pi^+}^{(I)}(q^2, \alpha) + F_{\pi^+}^{(II)}(q^2, \alpha), \quad (5.66)$$

onde $\alpha = 0^\circ$, $F_{\pi^+}^{(I)}(q^2, \alpha)$ tem a integração do loop em k^- restringida por $0 \leq k^+ < P^+$ (veja o diagrama da Fig. 2 (a)) na região de valência, e $F_{\pi^+}^{(II)}(q^2, \alpha)$ tem a integração de loop em k^- no intervalo $P^+ \leq k^+ \leq P'^+$ (veja Fig. 2 (b)), que é a região de não-valência para o estado ligado $|u\bar{d}\rangle$, com a contribuição da produção de pares com $q^+ > 0$. Neste trabalho usamos somente a componente de valência, desde que o componente de não-valência se anula no referencial adotado, veja Refs. (SAUER *et al.*, 1998; MELO *et al.*, 1999; MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014; YABUSAKI *et al.*, 2015; YABUSAKI *et al.*, 2018) para maiores detalhes.

Com a substituição $k^* = k + \delta_\mu^0 V^0 = k$, as duas contribuições ao fator de forma obtido a partir de J^+ , são dadas pelas seguintes expressões:

$$F_{\pi^+}^{(I)}(q^2, \alpha) = -i \frac{m_q^{*2}}{(P^+ + P'^+)f_\pi^{*2}} \frac{N_C}{(2\pi)^4} \int \frac{d^2k_\perp dk^+ dk^- \theta(k^+) \theta(P^+ - k^+)}{k^+(P^+ - k^+)(P'^+ - k^+)} \Pi^*(k, P, P') \quad (5.67)$$

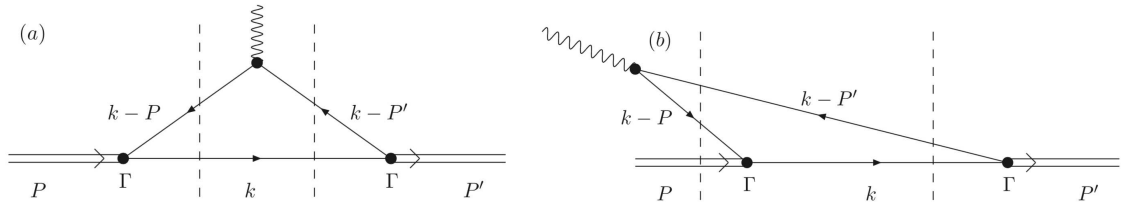


FIGURA 5.8 – Diagramas na frente de luz: (a) contribuição de valência e (b) não-valência

e

$$F_{\pi^+}^{(II)}(q^2, \alpha) = -i \frac{m_q^{*2}}{(P^+ + P'^+) f_\pi^{*2}} \frac{N_C}{(2\pi)^4} \int \frac{d^2 k_\perp dk^+ dk^- \theta(k^+ - P^+) \theta(P'^+ - k^+)}{k^+ (P^+ - k^+) (P'^+ - k^+)} \Pi^*(k, P, P') \quad (5.68)$$

onde

$$\begin{aligned} \Pi^*(k, P, P') &= \frac{\text{Tr}[\mathcal{O}^{*+}] \Lambda^*(k, P') \Lambda^*(k, P)}{(k^- - k_{on}^- + i\epsilon) [P^- - k^- - (P - k)_{on}^- + \frac{i\epsilon}{P^+ - k^+}]} \\ &\times \frac{1}{[P'^- - k^- - (P' - k)_{on}^- + i\epsilon]}, \end{aligned} \quad (5.69)$$

com os valores de k_{on}^- , $(P - k)_{on}^-$ e $(P' - k)_{on}^-$ do momento individual dados por

$$k_{on}^- = \frac{k_\perp^2 + m_q^{*2}}{k^+}, \quad (P - k)_{on}^- = \frac{(P - k)_\perp^2 + m_q^{*2}}{P^+ - k^+} \quad e \quad (P' - k)_{on}^- = \frac{(P' - k)_\perp^2 + m_q^{*2}}{P'^+ - k^+}. \quad (5.70)$$

Para o traço da Eq.(5.69) foi definido o operador

$$\mathcal{O}^{*+} = (\not{k} + m_q^*) \gamma^5 (\not{k} - \not{P}' + m_q^*) \gamma^+ (\not{k} - \not{P} + m_q^*) \gamma^5, \quad (5.71)$$

sendo seu traço dado por

$$\begin{aligned} \text{Tr}[\mathcal{O}^{*+}] &= -4.k^-(P'^+ - k^+)(P^+ - k^+) - (k_\perp^2 + 4.m_q^*)(k^+ - P^+ - P'^+) \\ &\quad - 2.\vec{k}_\perp \cdot (\vec{P}'_\perp - \vec{P}_\perp)(P'^+ - P^+) + k^+ q_\perp^2. \end{aligned} \quad (5.72)$$

As coordenadas de espaço-tempo externas de dois férmions da amplitude de Bethe-Salpeter são restritas a igual tempo de frente de luz após a eliminação dos termos ins-

tantâneos dos propagadores Dirac externos (SALES *et al.*, 2001). No entanto, o efeito dos termos instantâneos em uma abordagem de Bethe-Salpeter está incluído nos operadores efetivos, juntamente com a função de onda de valência. No presente tratamento, a amplitude de Bethe-Salpeter com o vértice simétrico do pión no meio nuclear da Eq. (4.19) pode ser escrito como (MELO *et al.*, 2002):

$$\Psi^*(k+V, P) = \frac{\not{k} + \not{V} + m_q^*}{(k+V)^2 - m_q^{*2} + i\epsilon} \gamma^5 \Lambda^*(k+V, P) \frac{\not{k} + \not{V} - \not{P} + m_q^*}{(k+V-P)^2 - m_q^{*2} + i\epsilon}. \quad (5.73)$$

Separando os termos instantâneos dos propagadores do quark, bem como a parte restante do spinor no numerador da Eq. (5.73) e os fatores na Eq. (5.73), a parte do momento (a parte depende dos momentos positivo e transversal) do componente de valência da função de onda na frente de luz com $k^+ = k^+ + \delta_+^0 V^0$ é dado por

$$\begin{aligned} \Psi^*(k^+, \vec{k}_\perp, P^+, \vec{P}_\perp) &= iN^* \int \frac{dk^-}{2\pi} \frac{1}{\left(k^- - k_{on}^- + \frac{i\epsilon}{k^+}\right) \left[P^- - k^- - (P-k)_{on}^- + \frac{i\epsilon}{P^+ - k^+}\right]} \\ &\quad \times \left(\frac{1}{k^2 - m_R^2 + i\epsilon} + \frac{1}{(P-K)^2 - m_R^2 + i\epsilon} \right) \end{aligned} \quad (5.74)$$

onde N^* é o fator de normalização descrito por

$$N^* = C^* \frac{m_q^*}{f_\pi^*} \sqrt{N_C}. \quad (5.75)$$

Executando a integração k^- na Eq. (5.75) extraímos a função de onda,

$$\begin{aligned} \Psi^*(k^+, \vec{k}_\perp, P^+, \vec{P}_\perp) &= \frac{P^+}{m_\pi^{*2} - M_0^2} \\ &\times \left\{ \frac{N^*}{(1-x)[m_\pi^{*2} - \mathcal{M}^2(m_q^{*2}, m_R^{*2})]} + \frac{N^*}{x[m_\pi^{*2} - \mathcal{M}^2(m_R^{*2}, m_q^{*2})]} \right\} \end{aligned} \quad (5.76)$$

sendo $x = k^{*+}/P^{*+}$, com $0 \leq x \leq 1$, $\mathcal{M}^2(m_a^{*2}, m_b^{*2}) = \frac{k_\perp^2 + m_a^2}{x} + \frac{(P-k)_\perp^2 + m_b^2}{1-x}$ e o quadrado da massa $M_0^2 = \mathcal{M}^2(m_q^{*2}, m_q^{*2})$.

Usando-se apenas o componente de valência, o fator de forma eletromagnético elástico

calculado no referencial de Breit-frame é dado por (FREDERICO; MILLER, 1994; MELO *et al.*, 1999; SILVA *et al.*, 2012; MELO *et al.*, 2014)

$$F_{\pi}^{*(Val)} = \frac{1}{2\pi^3(P'^+ + P^+)} \int \frac{d^2k_{\perp} dk^+ dk^- \theta(k^+) \theta(P^+ - k^+)}{k^+(P^+ - k^+)(P'^+ - k^+)} \Psi^* \left(k^+, \vec{k}_{\perp}, P'^+, \frac{\vec{q}_{\perp}}{2} \right) \\ \times \left(k_{on}^- P^+ P'^+ - \frac{1}{2} \vec{k}_{\perp} \cdot \vec{q}_{\perp} (P^+ - P'^+) - \frac{1}{4} k^+ q_{\perp}^2 \right) \Psi^* \left(k^+, \vec{k}_{\perp}, P^+, -\frac{\vec{q}_{\perp}}{2} \right). \quad (5.77)$$

Uma vez que a constante de normalização C^* é obtida por meio da condição $F_{\pi}^*(0) = 1$, a probabilidade da componente de valência do estado ligado $q\bar{q}$ do pión no meio nuclear pode ser calculado como sendo $\eta^* = F_{\pi}^{*(Val)}(0)$.

Introduzimos a densidade de probabilidade de momento transversal dada por

$$f^*(k_{\perp}) = \frac{1}{4\pi^3 m_{\pi}^*} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{m_{\pi}^*} \frac{dk^+ M_0^{*2}}{k^+(P^+ - k^+)} \Psi^*(k^+, \vec{k}_{\perp}, m_{\pi}^*, 0), \quad (5.78)$$

e a integração de $f^*(k_{\perp})$, leva à probabilidade do componente de valência no pión no meio nuclear (MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014)

$$\eta^* = \int_0^{\infty} dk_{\perp} k_{\perp} f^*(k_{\perp}). \quad (5.79)$$

O raio de carga quadrado do pión é derivado do fator de forma eletromagnético elástico dado por,

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle = -6 \frac{\partial}{\partial q^2} F_{\pi}^*(q^2) \Big|_{q^2 \rightarrow 0}. \quad (5.80)$$

A constante de decaimento do pión no meio é definida como o elemento da matriz da corrente vetorial axial parcialmente conservada na matéria nuclear simétrica com o estado fundamental $|0(\rho)\rangle$

$$P_{\mu} \langle 0(\rho) | A_i^{\mu} | \pi_j^* \rangle = i m_{\pi}^{*2} f_{\pi}^{*2} \delta_{ij}. \quad (5.81)$$

Usando $A_i^\mu = \bar{q}\gamma^\mu\gamma^5\frac{\tau_i}{2}q$ (MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014) e a interação da densidade lagrangiana, Eq. (5.63), para a função de vértice pión - $q\bar{q}$, obtemos após a integração sobre k^- a constante de decaimento no meio nuclear, em termos da componente de valência do modelo (MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014),

$$f_\pi^* = \frac{m_q^*\sqrt{N_C}}{4\pi^3} \int \frac{d^2k_\perp dk^+}{k^+(P^+ - k^+)} \Psi^*(k^+, \vec{k}_\perp, m_\pi^*, 0) \quad (5.82)$$

onde f_π^* acima está associada a componente positiva da frente de luz, ou seja, o componente de tempo da frente de luz, portanto, f_π^* não pode ser separado em componentes de tempo e espaço como feito na teoria de perturbação quiral (HATSUDA; KUNIHIRO, 1994; KIRCHBACH; WIRZBA, 1997; MEISSNER *et al.*, 2002; KIENLE; YAMAZAKI, 2004; HAYANO; HATSUDA, 2010; GODA; JIDO, 2014).

Agora, com o formalismo apresentado, mostraremos os resultados obtidos nos cálculos realizados para os estes observáveis, que será tratado no capítulo seguinte.

6 Resultados e Discussões

O principal objetivo deste trabalho consistiu em analisar, em conjunto, o fator de forma eletromagnético elástico, a constante de decaimento eletrofraca, o raio eletromagnético e a probabilidade de valência no vácuo e no meio nuclear simétrico com o modelo QMC, para mésons pseudoescalares comparando com dados experimentais existentes na literatura (DALLY *et al.*, 1980; AMENDOLIA *et al.*, 1986; BALDINI *et al.*, 2000; VOLMER *et al.*, 2001; HORN *et al.*, 2006; TADEVOSYAN *et al.*, 2007; HUBER *et al.*, 2008; ZYLA *et al.*, 2020). Neste capítulo trataremos dos resultados numéricos obtidos dos observáveis mostrados anteriormente no meio nuclear simétrico, será possível analisar o comportamento do fator de forma eletromagnético elástico, do raio eletromagnético, da constante de decaimento e da probabilidade de valência do káon e compará-los com os resultados obtidos para o pión conforme o trabalho de (MELO *et al.*, 2014).

6.1 O Méson K^+

Utilizaremos o modelo descrito no capítulo 5, para calcular os observáveis do Méson K^+ no meio nuclear. Em particular, descreveremos o efeito do meio nuclear no fator de forma eletromagnético elástico, no raio eletromagnético, na constante de decaimento eletrofraca e na probabilidade de valência. Os parâmetros do modelo são a massa reguladora, m_R , as massas do quark, m_u e $m_{\bar{s}}$ que foram utilizados para os cálculos a seguir apresentados (MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014; YABUSAKI *et al.*, 2018).

6.1.1 O Fator de Forma Eletromagnético Elástico

Nesta seção, os fatores de forma eletromagnéticos elásticos do méson K^+ , no meio nuclear simétrico, são calculados para determinar com mais precisão as massas de quarks do modelo em vista de futuras aplicações e testar, se uma única escala de massa, m_R , pode satisfatoriamente descrever os dados experimentais para o méson. Usamos os parâmetros descritos na tabela 6.1, os inputs para o vácuo e para o meio nuclear, calculados com o modelo QMC e o modelo a quarks constituintes da referência (MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014; YABUSAKI *et al.*, 2018). Nossos principais resultados deste estudo são mostrados nas figuras 6.1 e 6.2. À medida que a densidade da matéria nuclear aumenta, o fator de forma do K^+ diminui mais rapidamente do que no vácuo.

Calculamos, também, na figura 6.3, as razões entre os resultados obtidos para o fator de forma eletromagnético no meio nuclear (SAITO *et al.*, 2007) e para o vácuo. Observa-se um comportamento estável para as razões mencionadas, demonstrando que o efeito vindo do meio nuclear simétrico (SAITO *et al.*, 2007), impacta no fator de forma eletromagnético diretamente, causando queda brusca no resultado do observável até a densidade de $\rho/\rho_0 = 1,00$ e, portanto, implicando no aumento de raio quadrático de carga.

Analizamos nas figuras 6.4 a 6.8, as contribuições parciais para o quark e o anti-quark e percebemos que a contribuição do quark up, o mais leve, é menor que do anti-quark strange, o mais pesado. Devido a diferença de massas, com excessão das figuras 6.6, 6.7

e 6.8, onde as densidades são mais altas, a contribuição começa a mudar em momento transferido q^2 em torno de $q^2 = 3,0 [GeV/c]^2$ para $\rho/\rho_0 = 0,50$, $q^2 = 1,5 [GeV/c]^2$ para $\rho/\rho_0 = 0,75$ e $q^2 = 1,0 [GeV/c]^2$ para $\rho/\rho_0 = 1,00$.

Na figura 6.9, observamos o comportamento das razões dos fatores de forma do káon e do pión, F_{K^+}/F_{π^+} , para diversas densidades. Percebemos um comportamento estável para densidades de $\rho/\rho_0 = 0,25$ na figura 6.11, $\rho/\rho_0 = 0,50$ na figura 6.12, $\rho/\rho_0 = 0,75$ na figura 6.13 e $\rho/\rho_0 = 1,00$ na figura 6.14 até o valor de $10 GeV^2$ para o momento transferido do fóton.

ρ/ρ_0	0,00	0,25	0,50	0,75	1,00
$m_K [MeV]$	493,7	472,1	452,7	435,5	420,1
$m_u [MeV]$	220	179,9	143,2	109,8	79,5
$V_\omega^u [MeV]$	0,00	29,2	58,4	87,6	116,9
$m_{\bar{s}} [MeV]$	508,0				
$m_R [MeV]$	600,0				

TABELA 6.1 – Parâmetros usados para calcular o fator de forma eletromagnético para o méson K^+ no meio nuclear calculados pelo modelo QMC (SAITO *et al.*, 2007) em combinação com o modelo da referência (MELO *et al.*, 2002).

Na figura 6.1, temos os resultados obtidos para o fator de forma eletromagnético do káon em função do momento transferido Q^2 , onde é possível observar o comportamento do observável de acordo com que os valores de ρ/ρ_0 variam de 0,00, vácuo, até 1,00, calculados por meio da equação 5.46. Nota-se que, de acordo com que a razão ρ/ρ_0 aumenta, ou seja, submetido a valores de potenciais V_σ^u e V_ω^u altos, o valor absoluto do observável cai consideravelmente, o que leva a um maior valor do raio de carga, calculado via equação 5.55, com resultados os mostrados na tabela 6.2 e nas figuras 6.15 e 6.16.

Os resultados obtidos na 6.2 tem o mesmo comportamento da figura anterior, mas com o valor absoluto do fator de forma eletromagnético multiplicado pelo momento transferido q^2 , a fim de ampliarmos a comparação com as barras de erros dos dados experimentais (DALLY *et al.*, 1980; AMENDOLIA *et al.*, 1986).

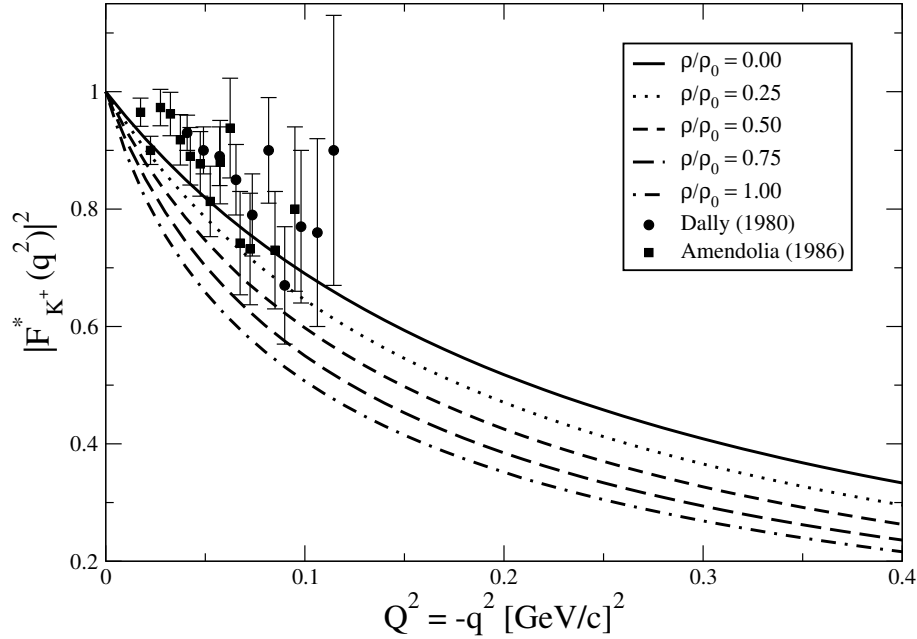


FIGURA 6.1 – Resultados para o fator de forma ao quadrado do méson K^+ , calculado para diferentes densidades de matéria nuclear, usando os parâmetros da tabela 6.1. Dados experimentais do vácuo extraídos das referências (DALLY *et al.*, 1980; AMENDOLIA *et al.*, 1986)

Na figura 6.3, vemos como o comportamento do fator de forma eletromagnético devido a ação dos potenciais escalares V_σ^u provenientes do meio nuclear simétrico do modelo QMC, por meio da razão $F_K^*(q^2)/F_K(q^2)$. Nota-se que há uma queda acentuada do fator de forma eletromagnético de acordo que ρ/ρ_0 se aproximando de 1,00, fazendo com que os valores do raio quadrático eletromagnético aumentem bruscamente. Esse efeito pode ser observado na tabela 6.2 e nos gráficos 6.15 e 6.16.

No gráfico da figura 6.4, mostramos o comportamento do fator de forma eletromagnético no vácuo e as contribuições do quark u , $F_{K^+(u)}$, e do anti-quark estranho, $F_{K^+(\bar{s})}$, com os valores de $e_u = 2/3$ e $e_{\bar{s}} = 1/3$ sendo estes os pesos de isospin vistos pela partícula espectadora como mostrando nas equações abaixo e no diagrama 5.1:

$$F_{K^+(u)}^*(q^2) = e_{\bar{s}} \frac{1}{2\pi^3(P^{*+} + P^{*+})} \int \frac{d^2k_\perp dk^+ \theta(k^{*+}) \theta(P^{*+} - k^{*+})}{k^{*+}(P^{*+} - k^{*+})(P^{*+} - k^{*+})} \times \Psi^{*\dagger}(x^*, \vec{k}_\perp) \text{Tr}[\mathcal{O}^+]_u \Psi^*(x^*, \vec{k}_\perp), \quad (6.1)$$

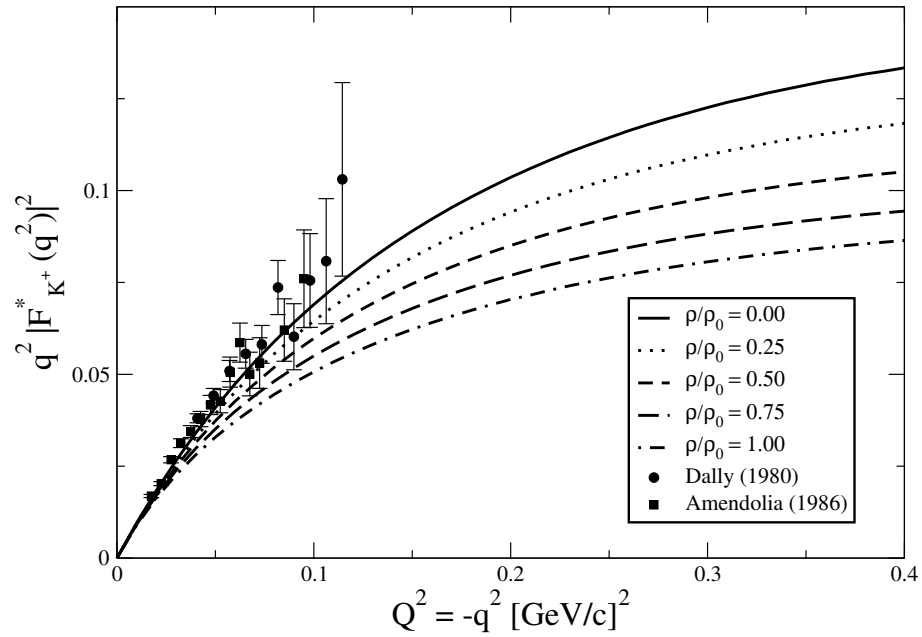


FIGURA 6.2 – Resultados para o fator de forma ao quadrado multiplicado por q^2 do méson K^+ , calculado para diferentes densidades de matéria nuclear, usando os parâmetros da tabela 6.1. Dados experimentais para o vácuo extraídos das referências (DALLY *et al.*, 1980; AMENDOLIA *et al.*, 1986).

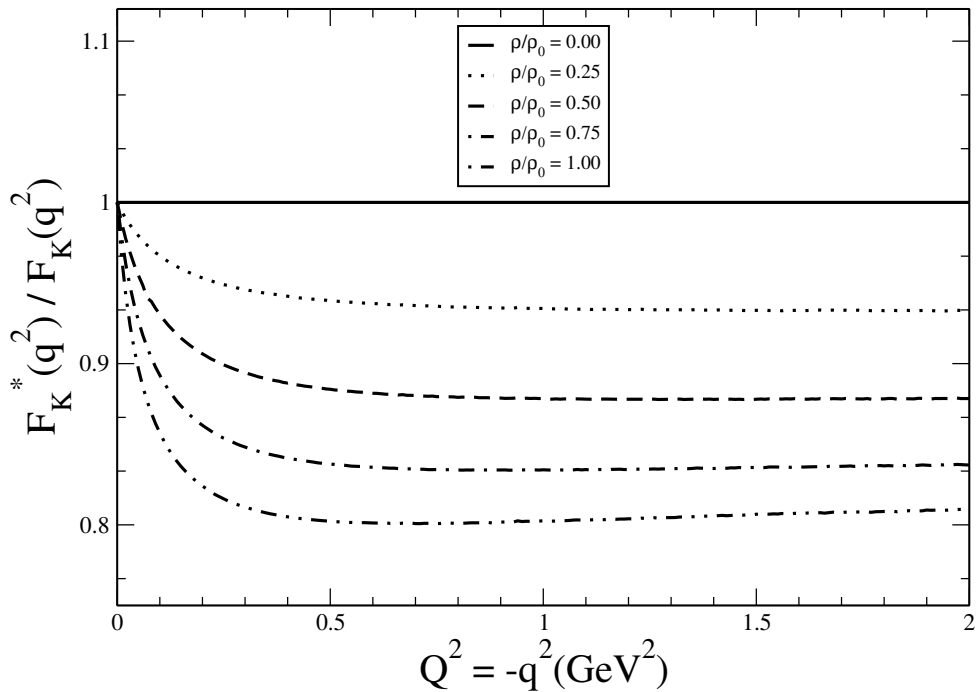


FIGURA 6.3 – Razões entre o fator de forma eletromagnético completo do káon no meio nuclear simétrico pelo vácuo, com as contribuições para cada valor de ρ/ρ_0 .

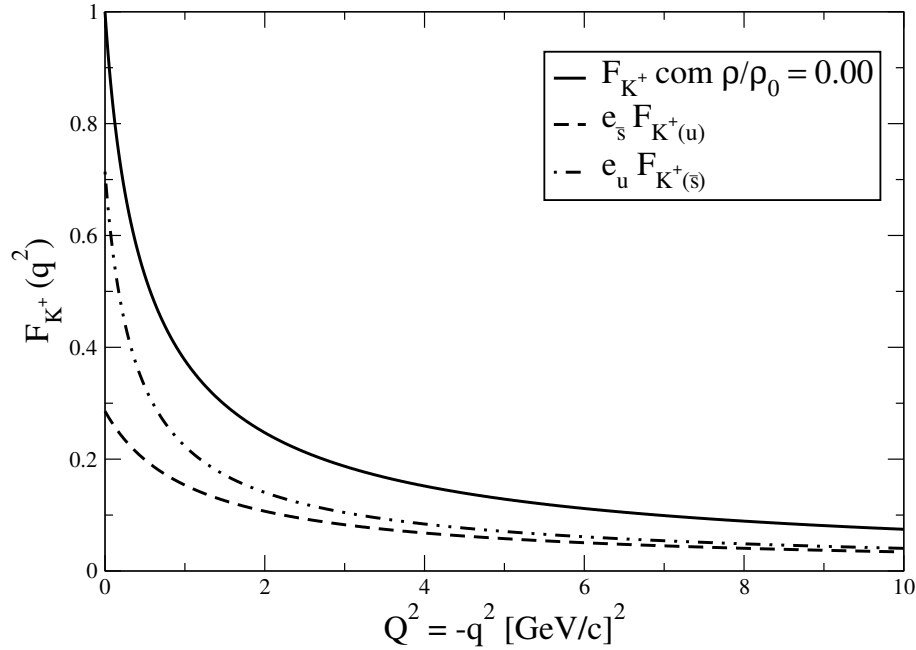


FIGURA 6.4 – Fator de forma eletromagnético completo do káon com as contribuições parciais até $10 [GeV/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros dados na tabela 6.1 para o vácuo.

$$F_{K^+(\bar{s})}^*(q^2) = e_u \frac{1}{2\pi^3(P^{*+} + P^{*+})} \int \frac{d^2k_{\perp} dk^+ \theta(k^{*+}) \theta(P^{*+} - k^{*+})}{k^{*+}(P^{*+} - k^{*+})(P^{*+} - k^{*+})} \times \Psi^{*\dagger}(x^*, \vec{k}_{\perp}) \text{Tr}[\mathcal{O}^+]_{\bar{s}} \Psi^*(x^*, \vec{k}_{\perp}). \quad (6.2)$$

Analisando essa figura, notamos que para $Q^2 = 0$, temos que a contribuição do quark u é da ordem de 66,7%, enquanto que a do anti-quark d é de 33,3%, sendo que, para momentos transferidos maiores, a igualdade nas declividades no leva a uma igualdade nos resultados obtidos para o raio total e suas contribuições parciais.

Na figura 6.5, mostramos o comportamento do fator de forma eletromagnético no meio nuclear com $\rho/\rho_0 = 0, 25$, e as contribuições do quark u, $F_{K^+(u)}^*$, e do anti-quark estranho, $F_{K^+(\bar{s})}^*$, observa-se que para valores de momento transferido próximos de $Q^2 = 5 [GeV/c]^2$, as contribuições ficam próximas devido aos efeitos do meio nuclear simétrico.

Na figura 6.6, mostramos o comportamento do fator de forma eletromagnético elástico no meio nuclear com $\rho/\rho_0 = 0, 50$, onde é possível ver as contribuições do quark u, $F_{K^+(u)}^*$, e do anti-quark estranho, $F_{K^+(\bar{s})}^*$, a partir de valores de Q^2 próximos de $3 [GeV]^2$, as

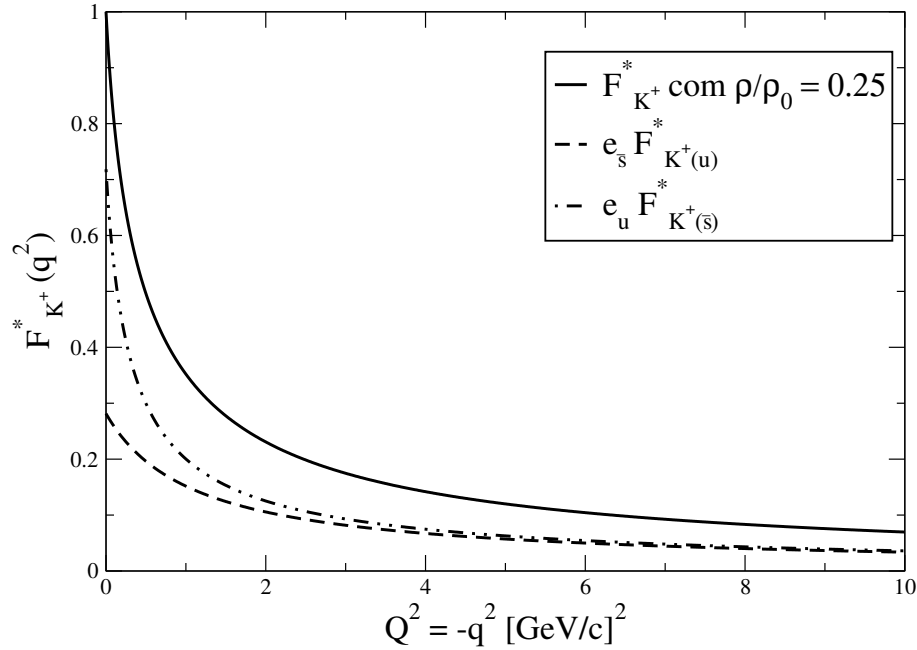


FIGURA 6.5 – Fator de forma eletromagnético completo do káon com as contribuições parciais até $10 [GeV/c]^2$, para o quark e anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.1 para a razão $\rho/\rho_0 = 0,25$, com valores de $e_u = 2/3$ e $e_{\bar{s}} = 1/3$, sendo estes os pesos de isospin vistos pela partícula espectadora.

curvas de contribuição individual das partículas coincidem, mostrando valores iguais de contribuição para o fator de forma eletromagnético completo.

Na figura 6.7, mostramos o comportamento do fator de forma eletromagnético no meio nuclear com $\rho/\rho_0 = 0,75$, onde é possível ver as contribuições do quark up , $F_{K^+(u)}^*$, e do anti-quark *strange*, $F_{K^+(\bar{s})}^*$. Observa-se que para momentos transferidos maiores que aproximadamente $1,5 [GeV/c]^2$, as curvas das contribuições parciais se invertem evidenciando a maior contribuição do quark u .

No gráfico da figura 6.8, mostramos o comportamento do fator de forma eletromagnético elástico no meio nuclear com $\rho/\rho_0 = 1,00$, onde é possível ver as contribuições do quark u , $F_{K^+(u)}^*$, e do anti-quark estranho, $F_{K^+(\bar{s})}^*$. Nesse exemplo, fica mais evidente o efeito dos potenciais V_σ^u e V_ω^u do meio nuclear simétrico, fazendo com que a contribuição do quark fique menor que a do anti-quark para valores de momento transferido maiores que $Q^2 = 1,0 [GeV/c]^2$.

É possível analisar também a quebra de simetria do grupo $SU(3)$ por meio da análise

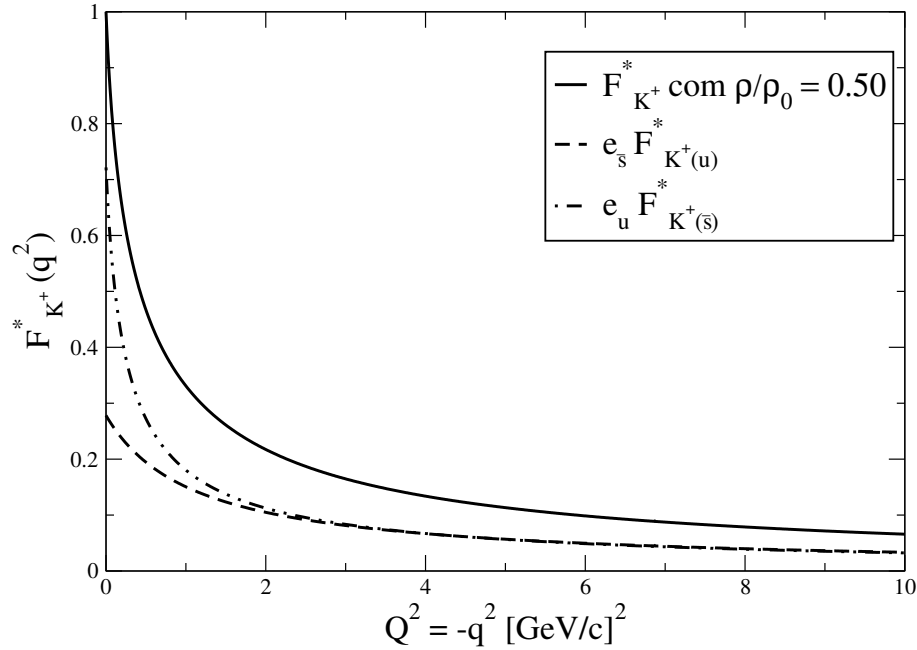


FIGURA 6.6 – Fator de forma eletromagnético completo do káon com as contribuições parciais até $10 [GeV/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.1 para a razão $\rho/\rho_0 = 0,50$, com valores de $e_u = 2/3$ e $e_{\bar{s}} = 1/3$ sendo estes os pesos de isospin vistos pela partícula espectadora.

das figuras 6.9 a 6.14. Na figura 6.9, as razões analisadas foram dos fatores de forma eletromagnético completos do káon pelo do pión, F_{K^+}/F_{π^+} , em função do momento transferido, desde o vácuo até a imersão no meio nuclear com valor de $\rho/\rho_0 = 1,00$ e percebemos que há um aumento desta razão, a medida que a densidade do meio aumenta mostrando que pode haver uma quebra de simetria para densidade mais altas.

Para o vácuo, $\rho/\rho_0 = 0,00$, na figura 6.10, calculamos a contribuição do fator de forma eletromagnético completo como visto na figura 6.9; também plotamos as razões das contribuições de cada partícula na camada de valência para ambos os mésons e notamos que as curvas que dependem das contribuições do anti-quark estranho, tem queda em sua razão com o quark u, curva verde, ou anti-quark d, curva laranja, devido a diferença de massa, mas mantendo uma reta constante ao ponto que os valores do momento transferido Q^2 chega a $10 [GeV/c]^2$.

Na figura 6.11, calculamos a contribuição do fator de forma eletromagnético elástico completo, como visto na figura 6.9, e plotamos as razões das contribuições de cada partí-

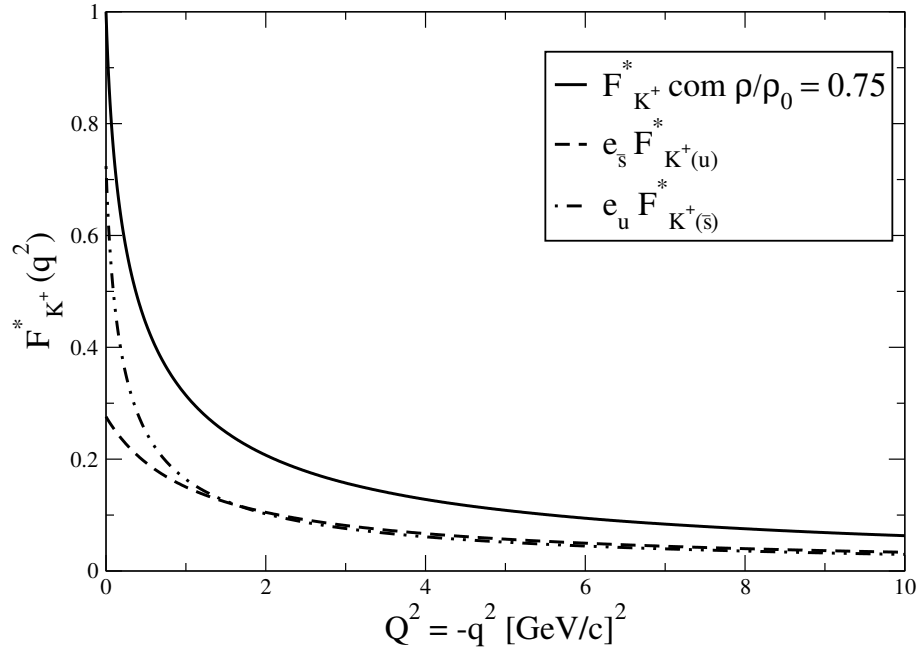


FIGURA 6.7 – Fator de forma eletromagnético completo do káon com as contribuições parciais até 10 [GeV/c]^2 , para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.1 para a razão $\rho/\rho_0 = 0,75$, com valores de $e_u = 2/3$ e $e_{\bar{s}} = 1/3$, sendo estes os pesos de isospin vistos pela partícula espectadora.

cula na camada de valência para ambos os mésons, com a densidade do meio nuclear de $\rho/\rho_0 = 0,25$ e notamos pouca diferença com relação a análise feita para o vácuo.

Na figura 6.12, calculamos a contribuição do fator de forma eletromagnético completo como visto na figura 6.9 e plotamos as razões das contribuições de cada partícula na camada de valência para os mésons com a densidade do meio nuclear de $\rho/\rho_0 = 0,50$ e observa-se que as curvas verde e laranja, que representam as razões que dependem da contribuição do anti-quark estranho, começam a mudar de comportamento em comparação com densidades menores e as demais razões tiveram um leve aumento devido a quebra de simetria no grupo $SU(3)$.

Na figura 6.13, calculamos a contribuição do fator de forma eletromagnético completo como visto na figura 6.9 e plotamos as razões das contribuições de cada partícula na camada de valência, também para ambos os mésons, com a densidade do meio nuclear de $\rho/\rho_0 = 0,75$, que representa um meio bem mais denso, causando a mudança no comportamento das curvas verde e laranja, tornando-as crescentes e acentuando o aumento das

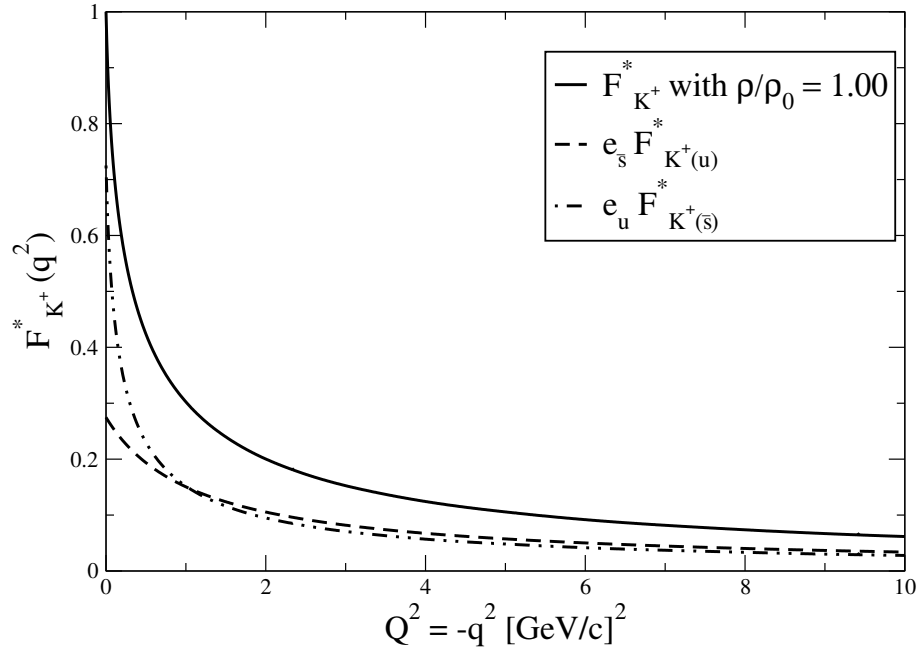


FIGURA 6.8 – Fator de forma eletromagnético completo do káon com as contribuições parciais até $10 [GeV/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.1 para a razão $\rho/\rho_0 = 1,00$, com valores de $e_u = 2/3$ e $e_{\bar{s}} = 1/3$, sendo estes os pesos de isospin vistos pela partícula espectadora.

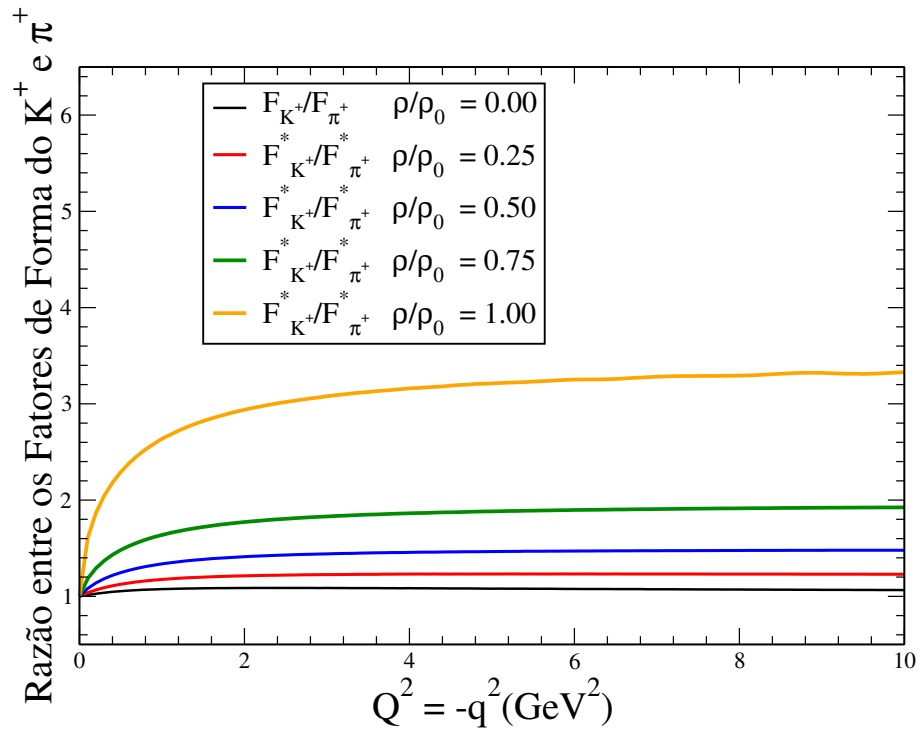


FIGURA 6.9 – Razão entre os fatores de forma do káon e do pión para diferentes densidades em função do momento transferido ao quadrado.

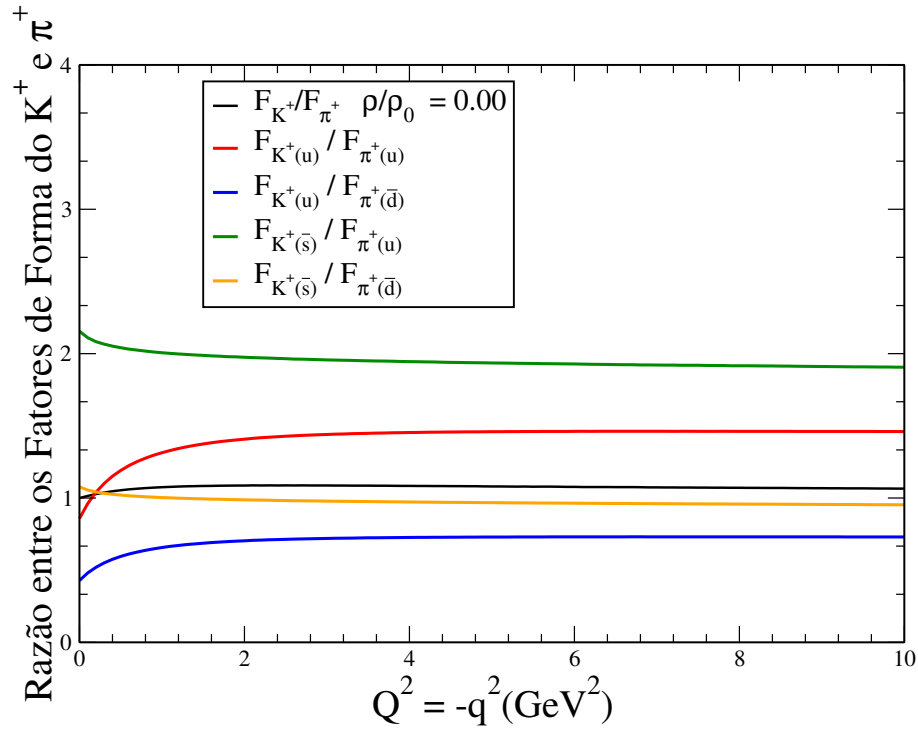


FIGURA 6.10 – Razão entre os fatores de forma do káon e do pión para diferentes contribuições dos quarks em função do momento transferido ao quadrado para o vácuo.

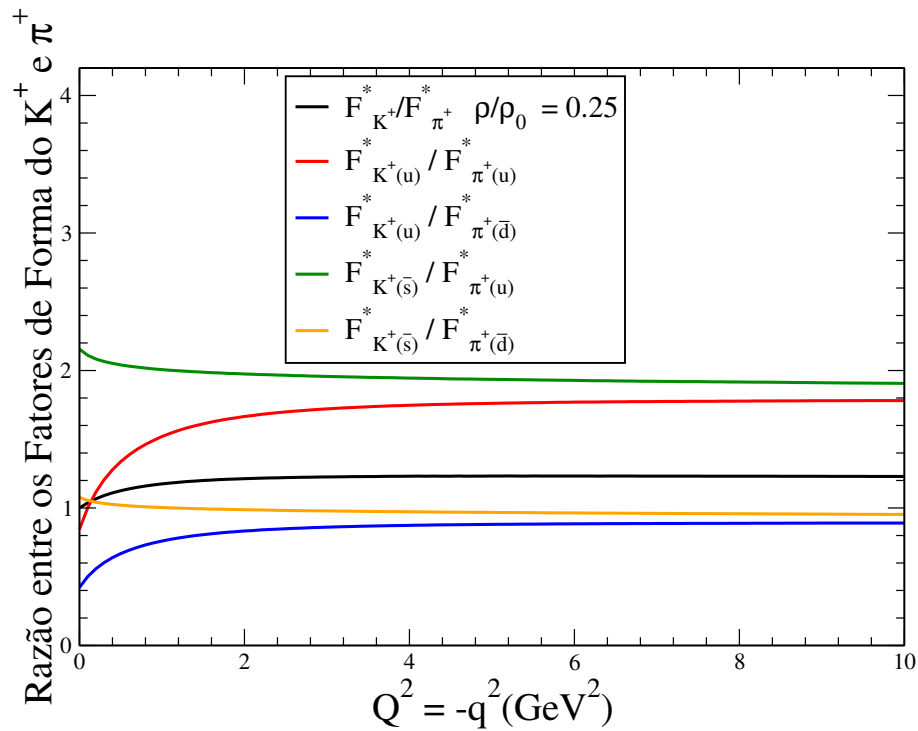


FIGURA 6.11 – Razão entre os fatores de forma do káon e do pión para diferentes contribuições dos quarks em função do momento transferido ao quadrado para uma razão de densidades de $\rho/\rho_0 = 0,25$.

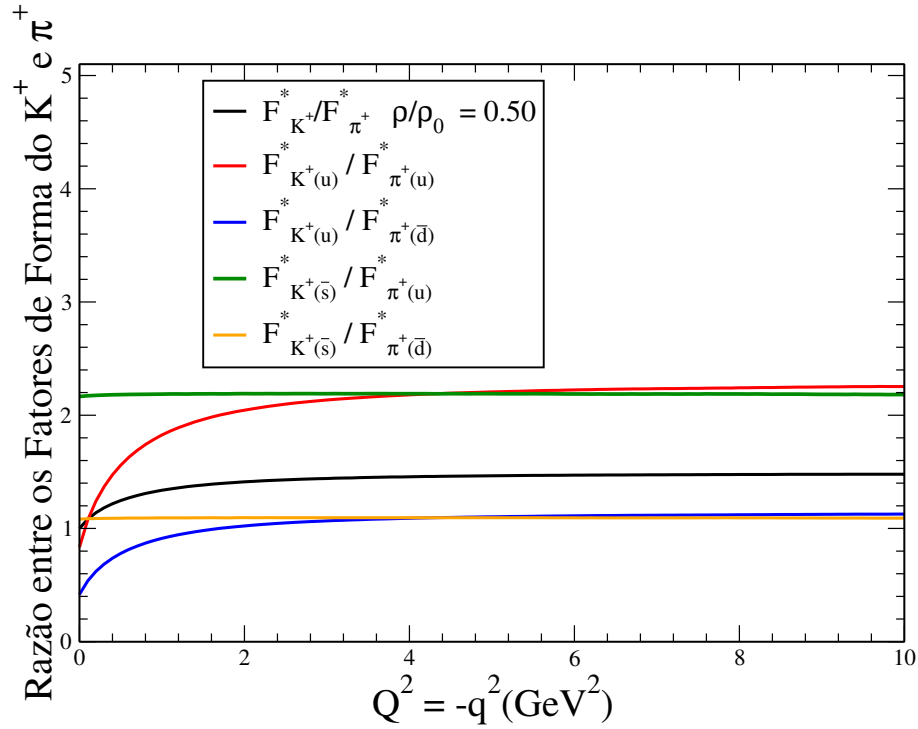


FIGURA 6.12 – Razão entre os fatores de forma do káon e do píon para diferentes contribuições dos quarks em função do momento transferido ao quadrado para uma razão de densidades de $\rho/\rho_0 = 0,50$.

demais curvas.

Por fim, temos na figura 6.14, o resultado obtido para contribuição do fator de forma eletromagnético completo, como também visto na figura 6.9, e plotamos as razões das contribuições de cada partícula na camada de valência para ambos os mésons com a densidade do meio nuclear de $\rho/\rho_0 = 1,00$, onde o comportamento de todas as curvas são parecidas, um comportamento de crescimento para todas as razões calculadas evidenciando uma maior quebra de simetria no grupo $SU(3)$.

Na sequência vamos discutir os resultados obtidos para o raio eletromagnético partindo da equação 5.55.

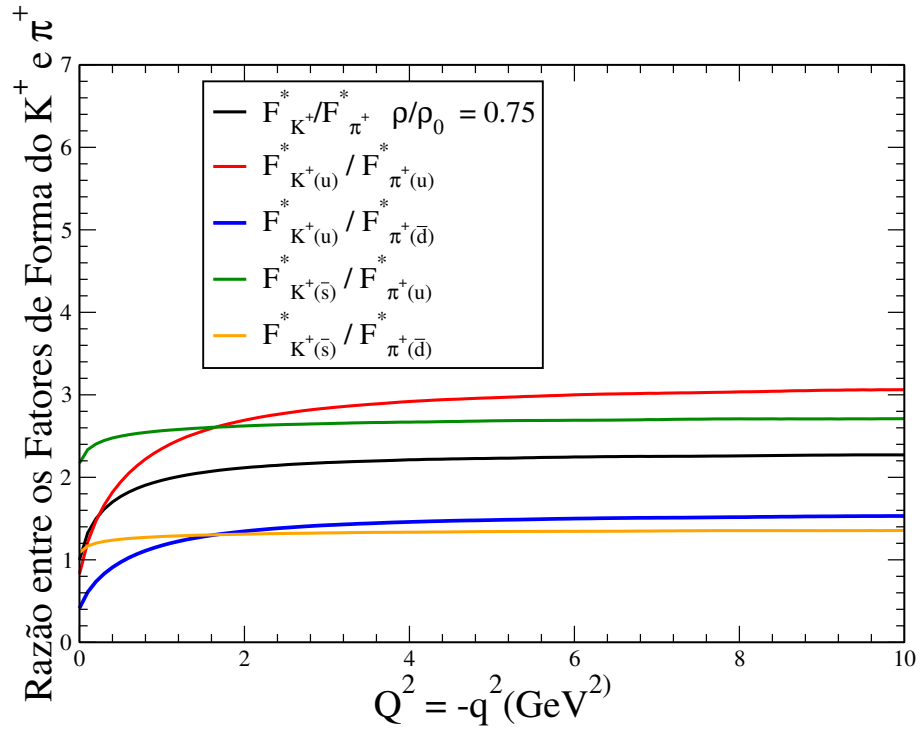


FIGURA 6.13 – Razão entre os fatores de forma do káon e do pión para diferentes contribuições dos quarks em função do momento transferido ao quadrado para uma razão de densidades de $\rho/\rho_0 = 0,75$.

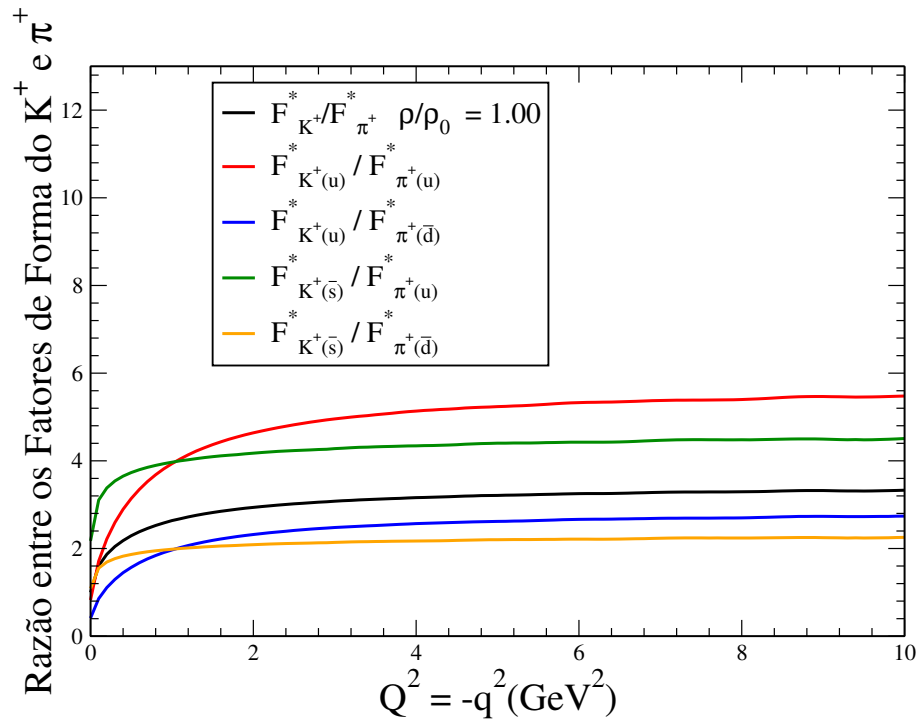


FIGURA 6.14 – Razão entre os fatores de forma do káon e do pión para diferentes contribuições dos quarks em função do momento transferido ao quadrado para uma razão de densidades de $\rho/\rho_0 = 1,00$.

6.1.2 Raio Quadrático Eletromagnético

Abaixo, apresentamos os resultados calculados para o raio eletromagnético, utilizando os parâmetros já descritos. Na figura 6.15, mostramos a dependência m_q do raio de carga do pión e do káon no meio nuclear, $\langle r^{*2} \rangle^{1/2}$. Nas figuras 6.15 e 6.16, podemos observar que o raio de carga do pión e do káon aumentam à medida que a densidade nuclear aumenta e a massa efetiva do quark diminui. A diminuição na massa do quark constituinte cinematicamente permite que os quarks se movam em uma região do espaço maior com mais liberdade, fazendo com que o estado ligado quark-antiquark torne-se menos ligado, o que resulta em um aumento do raio eletromagnético de carga como mostrado na figuras.

ρ/ρ_0	$m_K [MeV]$	$m_u [MeV]$	$V_\omega^u [MeV]$	$\langle r_{K^+}^{*2} \rangle^{1/2} [fm]$
0,00	493,7	220	0,00	0,713
0,25	472,1	179,9	29,2	0,762
0,50	452,7	143,2	58,4	0,827
0,75	435,5	109,8	87,6	0,898
1,00	420,1	79,5	116,9	0,982
Dado Experimental				$0,560 \pm 0,031$

TABELA 6.2 – Parâmetros utilizados e resultados obtidos para o raio quadrático do kaon usando $m_{\bar{s}} = 508 [MeV]$ e $m_R = 600 [MeV]$. Dado experimental do vácuo na referência (ZYLA *et al.*, 2020) mensurado para o vácuo.

No gráfico mostrado na figura 6.15, o raio eletromagnético do pión e do káon estão em função da massa do quark, m_u^* , onde no vácuo usamos o valor de $220 MeV$ e, conforme a densidade do meio aumenta, o valor absoluto da massa do quark diminui, como mostrado na tabela 6.2. Logo é possível observar que, em um meio mais denso, o raio eletromagnético de carga tem um valor maior quando comparado com os valores calculados no vácuo.

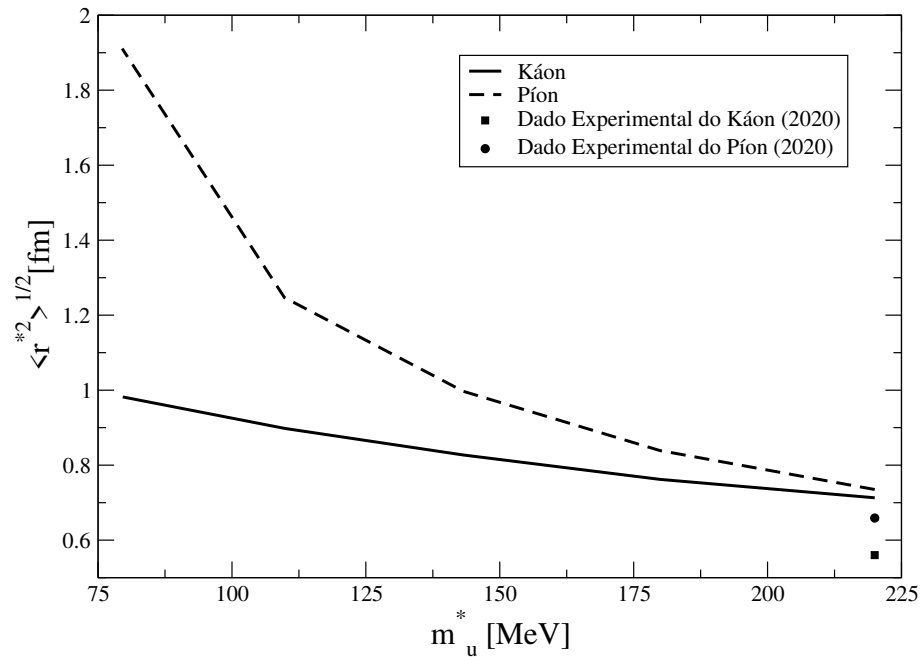


FIGURA 6.15 – Resultados calculado para o raio quadrático dos mésons π^+ e K^+ em função da massa do quark calculado para diferentes densidades de matéria nuclear usando os parâmetros da tabela 6.2.

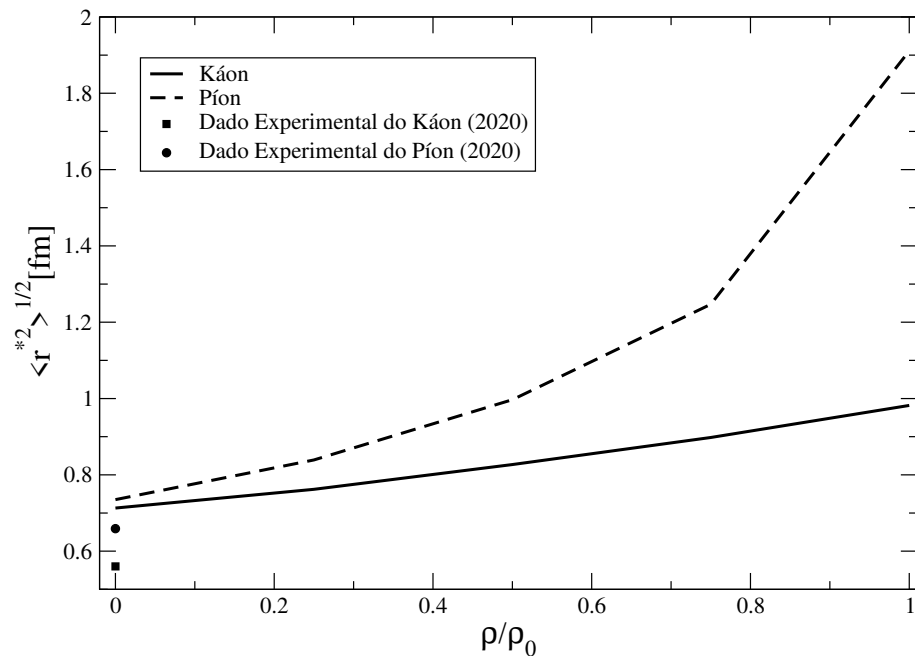


FIGURA 6.16 – Resultados obtidos para o raio quadrático dos mésons π^+ e K^+ calculados para diferentes densidades de matéria nuclear usando os parâmetros da tabela 6.2.

6.1.3 Constante de Decaimento Eletrofraca

Nesta secção apresentamos os resultados obtidos para o cálculo da constante de decaimento eletrofraca, utilizando os parâmetros descritos abaixo. Mostramos na figura 6.17 a razão entre a constante de decaimento do pión e do káon no meio e no vácuo, f^*/f , em função da densidade nuclear, associada ao componente de tempo da frente de luz. O resultado mostra que f^* diminui com o aumento da densidade nuclear, como também é mostrando nas figuras 6.18 e 6.19. Isso é consistente com os resultados empíricos, baseado no experimento com o átomo piônico (KIENLE; YAMAZAKI, 2004), que rendeu $(f^*/f)^2 \simeq 0,64$ (associado ao componente de tempo) na densidade $\rho = 0,17 [fm]^{-3}$, enquanto nosso resultado produz um maior redução.

ρ/ρ_0	$m_K [MeV]$	$m_u [MeV]$	$V_\omega^u [MeV]$	$f_K^* [MeV]$	f_K^*/f_K	$\langle r_{K^+}^{*2} \rangle^{1/2} \cdot f_K^*$
0,00	493,7	220	0,00	109,01	1,000	0.394
0,25	472,1	179,9	29,2	103,82	0,952	0.401
0,50	452,7	143,2	58,4	98,78	0,906	0.414
0,75	435,5	109,8	87,6	94,03	0,862	0.428
1,00	420,1	79,5	116,9	89,66	0,822	0.446
Dado Exp.				$110,38 \pm 0,1413$		0,313

TABELA 6.3 – Parâmetros utilizados e resultados obtidos para a constante de decaimento eletrofraca do kaon usando $m_{\bar{s}} = 508 [MeV]$ e $m_R = 600 [MeV]$ (MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014; YABUSAKI *et al.*, 2018). Dado experimental do vácuo obtido em (ZYLA *et al.*, 2020).

Na tabela 6.3, apresentamos os valores da variação da massa do quark (e ou, do anti-quark), com a massa regularizadora fixa. Observamos que o produto da raiz quadrada do raio médio quadrático pela constante de decaimento é aproximadamente constante, ou seja, para o intervalo de massa considerado, existe um relação de proporcionalidade inversa entre essas duas grandezas, enquanto a constante de decaimento decresce o raio quadrático cresce proporcionalmente respeitando a relação de Tarrach, $\langle r_K \rangle \sim 1/m_q$ e $f_K \sim 1/\langle r_K \rangle$ (TARRACH, 1979). Pode ser observado, nas figuras 6.16 e 6.18, que para o káon imerso em meio nuclear simétrico a relação de Tarrach é válida, assim como para o

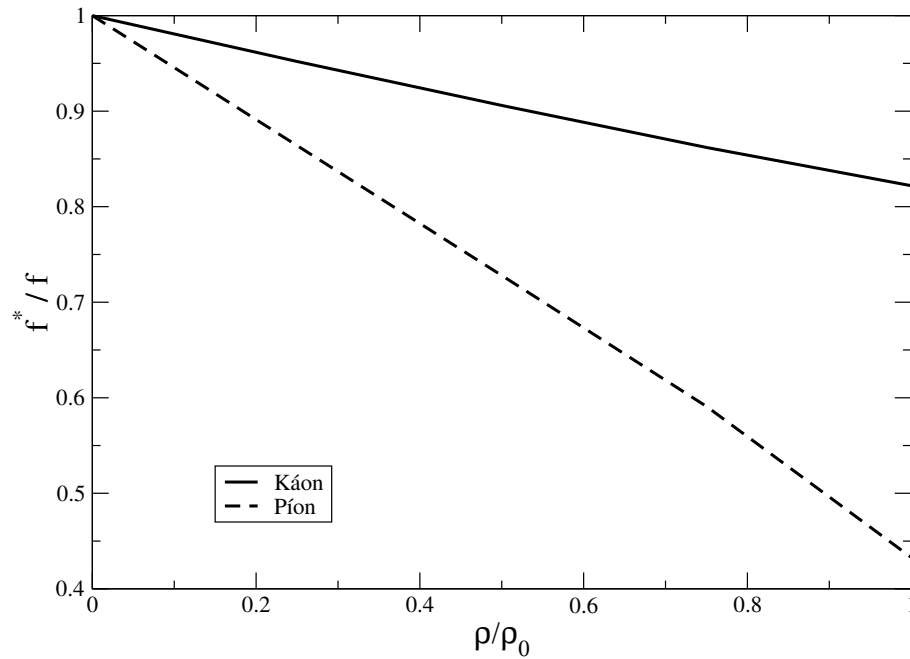


FIGURA 6.17 – Razão da constante de decaimento do píon e do kaon no meio para o vácuo, f^*/f , em função da densidade nuclear usando os parâmetros da tabela 6.3.

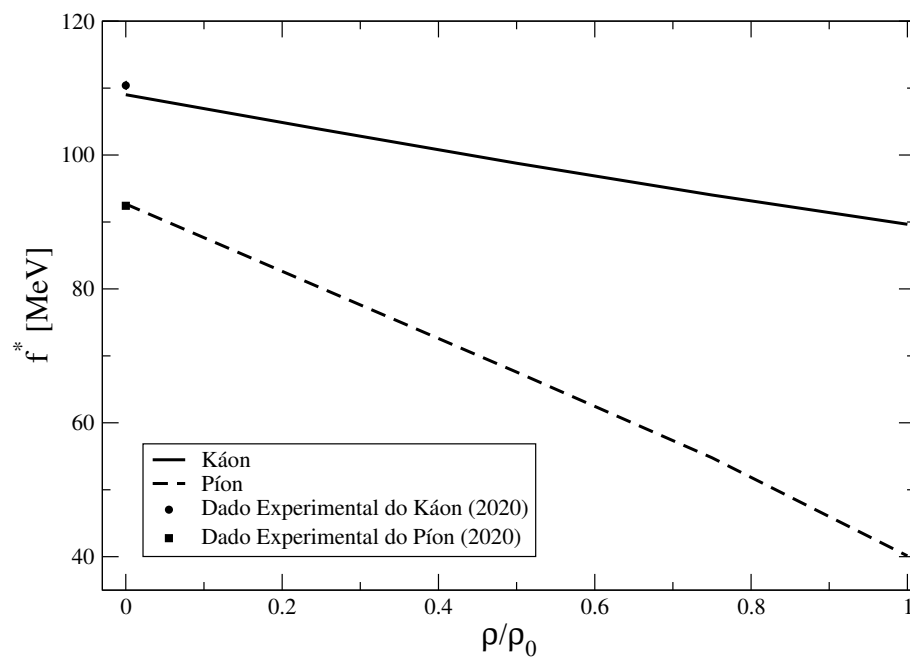


FIGURA 6.18 – Resultados para a constante de decaimento eletrofraca dos mésons π^+ e K^+ calculado para diferentes densidades de matéria nuclear usando os parâmetros da tabela 6.3.

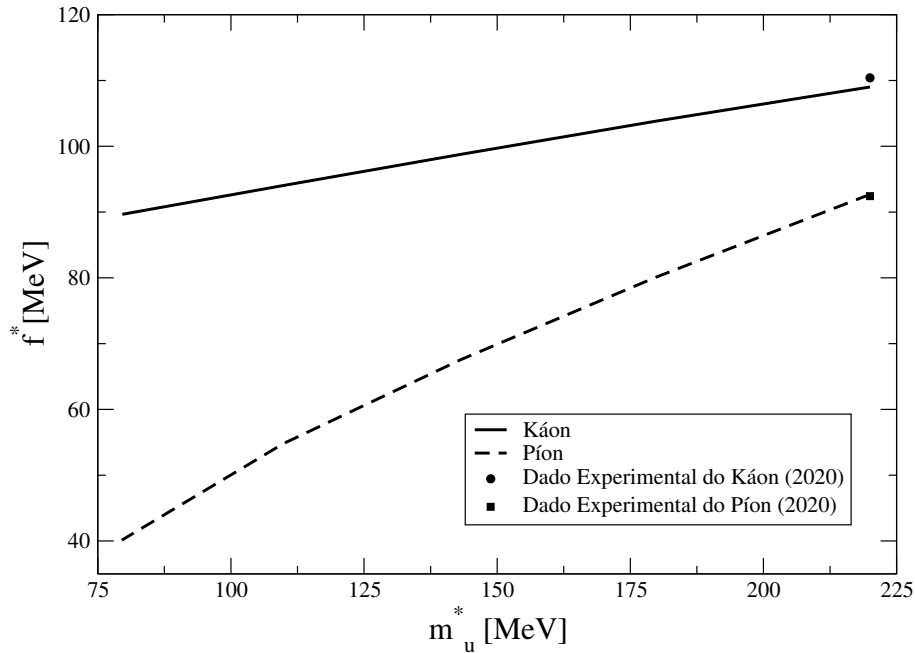


FIGURA 6.19 – Resultados para a constante de decaimento eletrofraca dos mésons π^+ e K^+ em função da massa do quark calculado para diferentes densidades de matéria nuclear usando os parâmetros da tabela 6.3.

píon que será discutido na próxima seção.

6.1.4 Probabilidade da Componente de Valência

Os resultados para a probabilidade de valência, utilizando os parâmetros descritos anteriormente mostra que conforme a densidade nuclear aumenta, a probabilidade da componente de valência no píon e do káon aumenta, como na figura 6.20 e nas tabelas 6.5 e 6.4, o que é devido à diminuição da massa efetiva do quark. Isso torna os quarks mais livres para se moverem dentro do méson, do que os quarks de valência mais pesados. Este efeito tem a mesma origem do aumento do raio eletromagnético do píon e do káon na matéria nuclear, discutidos anteriormente nas figuras 6.15 e 6.16.

ρ/ρ_0	m_K [MeV]	m_u [MeV]	V_ω^u [MeV]	η^*
0,00	493,7	220	0,00	0,711
0,25	472,1	179,9	29,2	0,751
0,50	452,7	143,2	58,4	0,802
0,75	435,5	109,8	87,6	0,864
1,00	420,1	79,5	116,9	0,943

TABELA 6.4 – Parâmetros utilizados e resultados obtidos para a probabilidade de valência do kaon

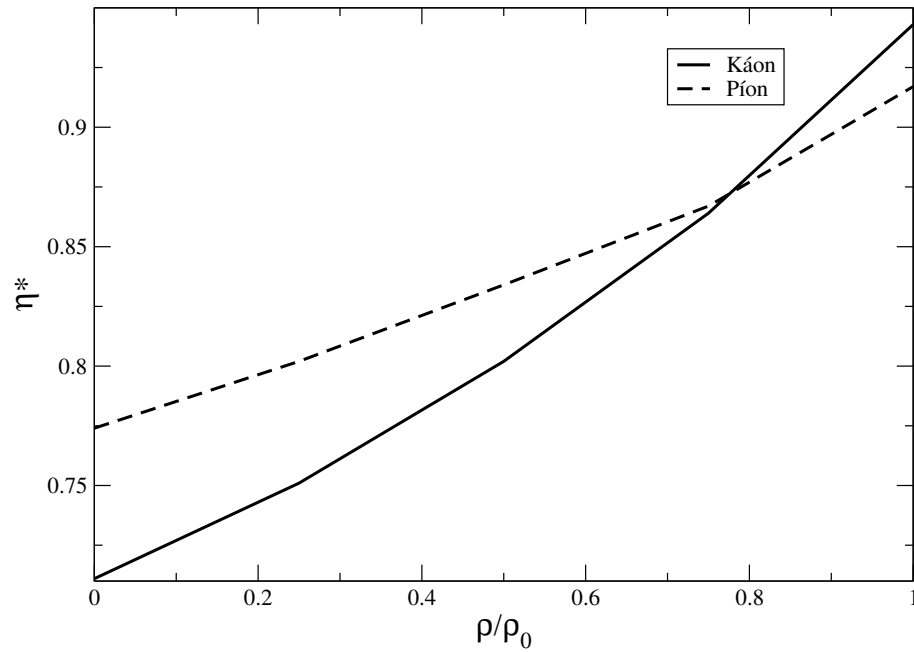


FIGURA 6.20 – Resultados para η^* do méson K^+ calculado para diferentes densidades de matéria nuclear usando os parâmetros da tabela 6.4.

Na sequência mostramos os resultados numéricos para o méson π e como foi possível obter os resultados de (MELO *et al.*, 2014).

6.2 O Méson Pi

Baseado no modelo descrito na seção 5.2 (MELO *et al.*, 2002), foi possível obter os seguintes resultados para o pión, conforme a tabela apresentada abaixo:

ρ/ρ_0	$m_{u,\bar{d}} [MeV]$	$f_\pi^* [MeV]$	f_π^*/f_π	$\langle r_\pi^{*2} \rangle^{1/2} [fm]$	$\langle r_{\pi^+}^{*2} \rangle^{1/2} \cdot f_\pi^*$	η^*
0,00	220	92,68	1,000	0,735	0,345	0,774
0,25	179,9	80,12	0,864	0,839	0,341	0,802
0,50	143,2	67,58	0,728	0,997	0,341	0,834
0,75	109,8	54,78	0,591	1,247	0,346	0,867
1,00	79,5	40,12	0,433	1,911	0,388	0,917
Dados Exp.		$92,42 \pm 0,14$		$0,672 \pm 0,008$	0,314	

TABELA 6.5 – Cálculos dos observáveis baseados no modelo do pión no meio nuclear (MELO *et al.*, 2014) usando $m_\pi = 140 [MeV]$ e $m_R = 600 [MeV]$. Dados experimentais do vácuo obtidos em (ZYLA *et al.*, 2020).

Para o cálculo dos fatores de forma eletromagnético utilizamos os mesmos parâmetros usados em (MELO *et al.*, 2014), conseguindo resultados satisfatórios e estendemos a análise para o comportamento das razões entre o fator de forma obtido no meio nuclear simétrico (SAITO *et al.*, 2007) e o vácuo, como mostrado na figura 6.21, e a influência de cada quark nos observáveis como mostrado nas figuras 6.22 a 6.26. Este comportamento se mostra comum para todas as densidades estudadas, com contribuição maior do quark up espectador.

Na figura 6.21, podemos observar como o fator de forma se comporta devido a ação dos potenciais escalares V_σ^u provenientes do meio nuclear simétrico por meio da razão $F_\pi^*(q^2)/F_\pi(q^2)$. Observa-se que há uma queda acentuada do fator de forma eletromagnético de acordo com que ρ/ρ_0 se aproxima de 1,00, fazendo com que os valores do raio quadrático eletromagnético aumentem bruscamente.

Nos gráficos seguintes, 6.22 a 6.26, mostramos o comportamento do fator de forma eletromagnético elástico no vácuo, 6.22, e as contribuições do quark u, $F_{\pi^+(u)}$, e do anti-

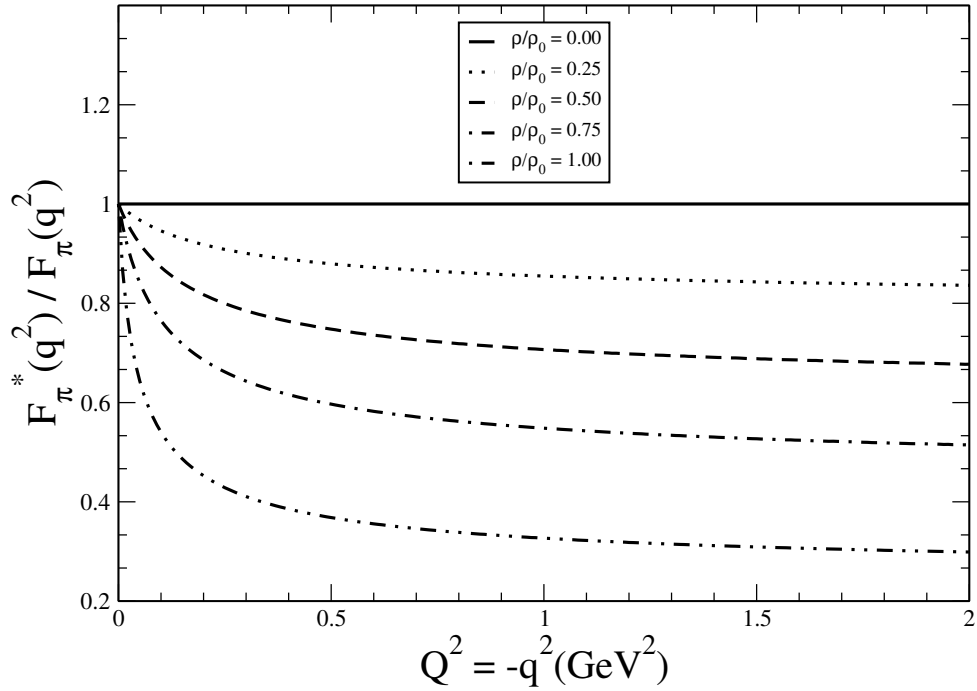


FIGURA 6.21 – Razões entre o fator de forma eletromagnético completo do pión no meio nuclear simétrico e no vácuo com as contribuições para cada valor de ρ/ρ_0 .

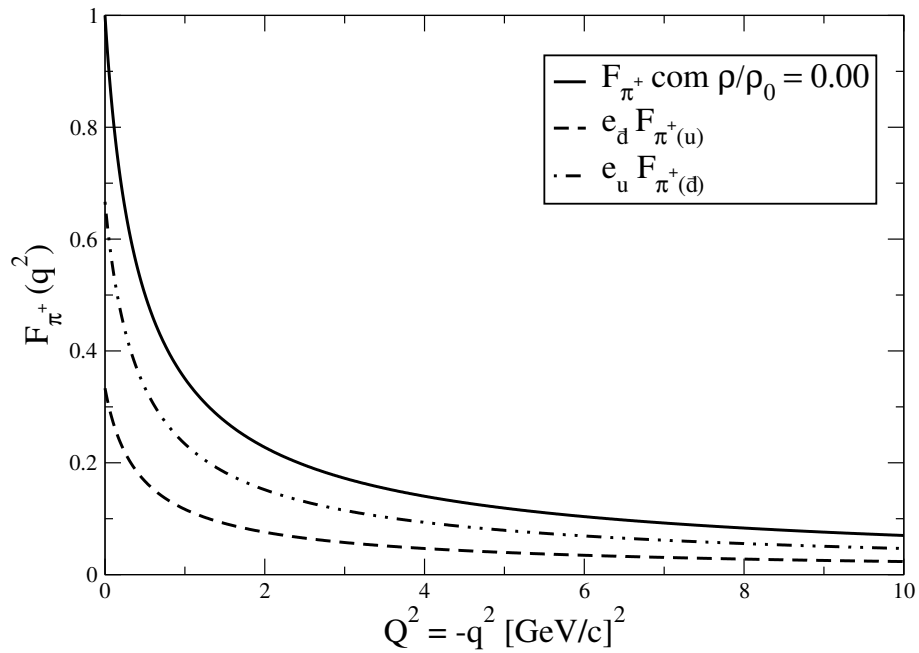


FIGURA 6.22 – Fator de forma eletromagnético completo do pión com as contribuições parciais até $10 [GeV/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.5 para o vácuo.

quark d, $F_{\pi^+(\bar{d})}$ com valor de $e_u = 2/3$ e $e_{\bar{d}} = 1/3$, sendo estes os pesos de isospin vistos pela partícula que interage com o fóton na troca de momento transferido q^2 . Notamos que nesta figura, para o valor de $Q^2 = 0$ temos que a contribuição do quark u é da ordem de 66,7%, enquanto que a do anti-quark d é de 33,3%, sendo que para momentos transferidos maiores a igualdade nas declividades nos leva a uma igualdade nos resultados obtidos para o raio total e suas contribuições parciais.

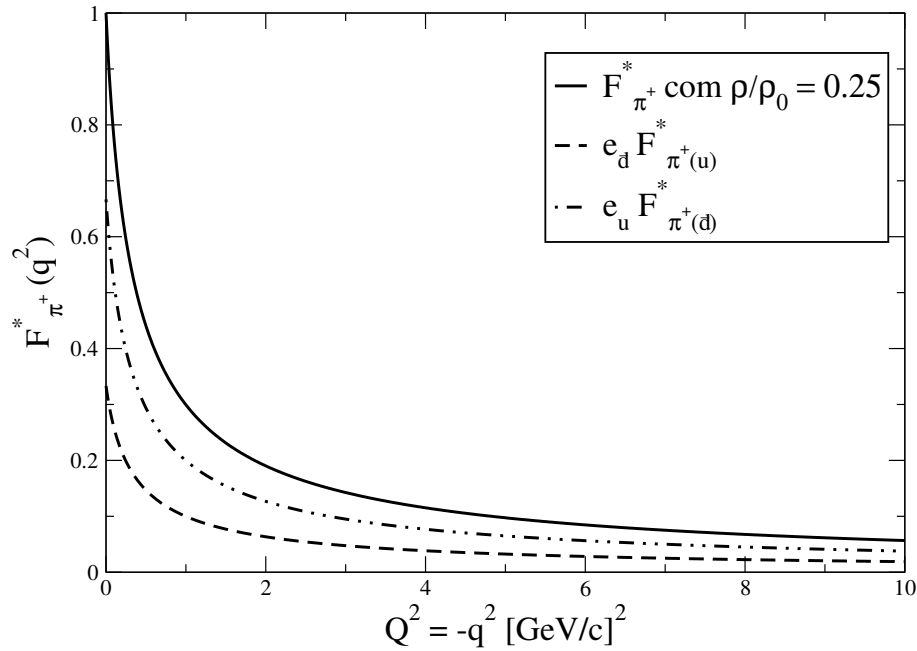


FIGURA 6.23 – Fator de forma eletromagnético completo do pión com as contribuições parciais até $10 [GeV/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.5 para a razão $\rho/\rho_0 = 0,25$.

Quando analisamos as demais figuras, 6.23 a 6.26, que estão sob a influência dos potenciais escalares do meio nuclear simétrico, percebemos o mesmo comportamento das curvas das contribuições parciais, comparadas com o vácuo, mas com valores cada vez menores, de acordo com que os valores de ρ/ρ_0 se aproximam de 1,00, fazendo com que os valores para o raio quadrático tenham um aumento em função de ρ/ρ_0 de acordo com a equação 5.80, como é mostrado na tabela 6.5 e nas figuras 6.15 e 6.16.

Na tabela 6.5, é interessante observarmos que o produto da raiz quadrada do raio médio quadrático pela constante de decaimento do pión é aproximadamente constante, ou seja, para o intervalo de massas considerado, existe um relação de proporcionalidade

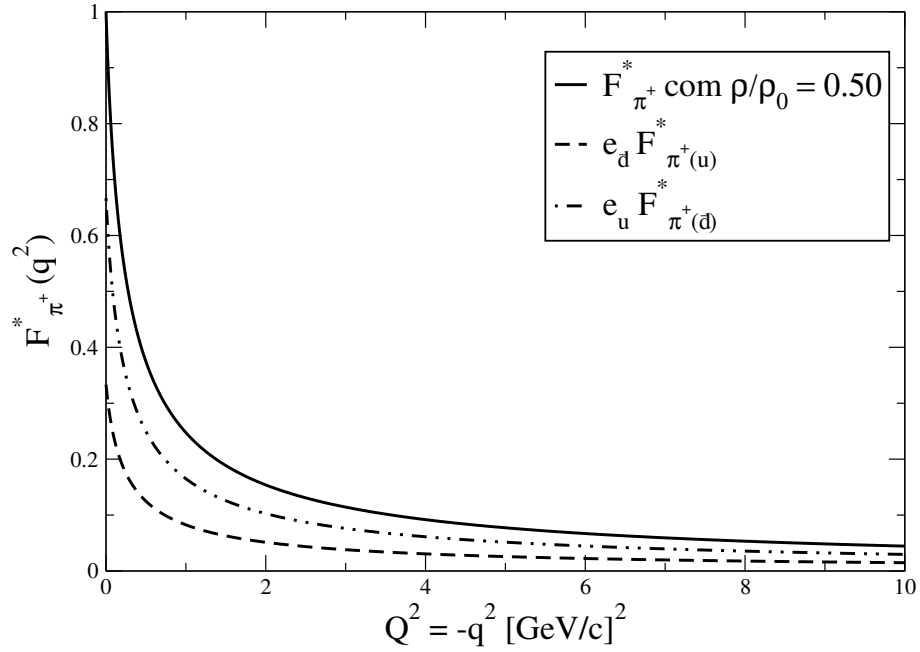


FIGURA 6.24 – Fator de forma eletromagnético completo do pión com as contribuições parciais até $10 [\text{GeV}/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.5 para a razão $\rho/\rho_0 = 0,50$.

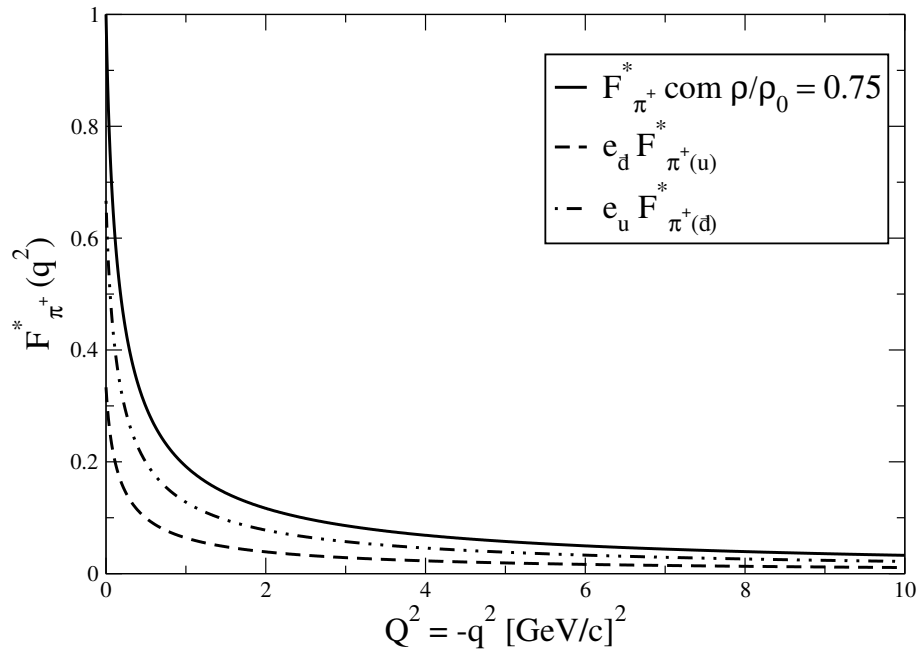


FIGURA 6.25 – Fator de forma eletromagnético completo do pión com as contribuições parciais até $10 [\text{GeV}/c]^2$, para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.5 para a razão $\rho/\rho_0 = 0,75$.

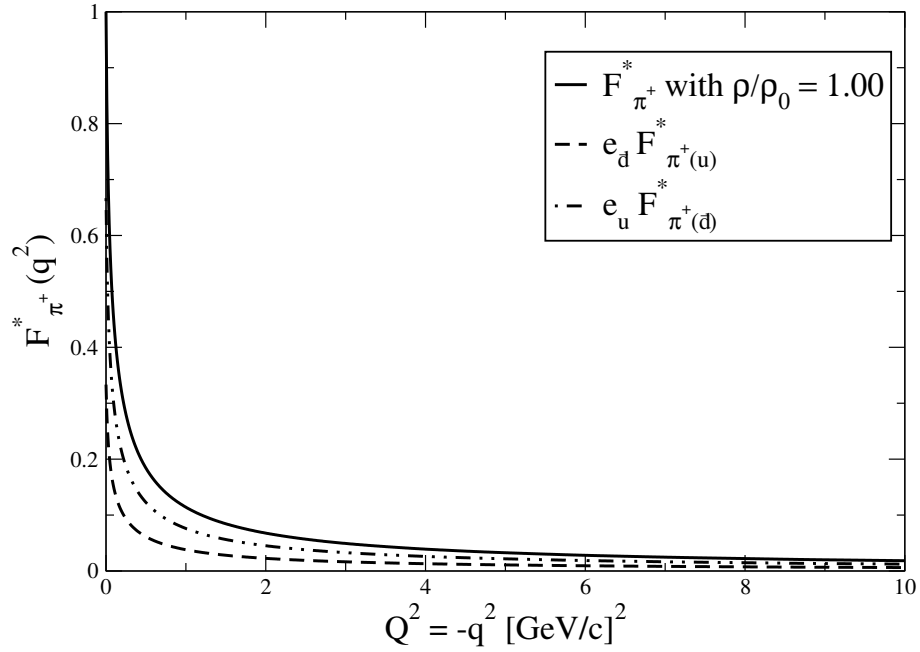


FIGURA 6.26 – Fator de forma eletromagnético completo do pión com as contribuições parciais até 10 [GeV/c]^2 , para o quark e o anti-quark on-shell, com os parâmetros definidos na tabela 6.5 para a razão $\rho/\rho_0 = 1,00$.

inversa entre essas duas grandezas, enquanto a constante de decaimento decresce, o raio quadrático cresce proporcionalmente no meio nuclear, mantendo constante o produto $\langle r_{\pi^+}^{*2} \rangle^{1/2} f_{\pi^+}^*$, como previsto na relação de Tarrach (TARRACH, 1979), que pode ser observado também nas figuras 6.16 e 6.18, assim como para o káon.

7 Conclusões

Nessa tese, analisamos o efeito da densidade do meio nuclear simétrico em observáveis hadrônicos do Káon. Em particular, utilizamos o formalismo da frente de luz (DIRAC, 1949; MELO *et al.*, 2002) para calcular o fator de forma eletromagnético, o raio quadrático médio, a constante de decaimento eletrofraca e a probabilidade de valência. Utilizamos o modelo QMC (SAITO *et al.*, 2007), no qual partículas pseudo-escalares de spin zero formam um estado ligado. Fizemos um melhor ajuste dos parâmetros utilizados neste modelo à quarks constituintes com o propósito de descrever com precisão os dados experimentais encontrados na literatura (DALLY *et al.*, 1980; AMENDOLIA *et al.*, 1986; ZYLA *et al.*, 2020).

Calculamos a componente J^+ da corrente eletromagnética por meio do diagrama triangular de Feynman, onde observamos que não temos a quebra da covariância no caso em que $q^+ = 0$, mesmo que trabalhando em um meio denso. Isto se deve ao fato de não existir para essa componente da corrente eletromagnética a contribuição de termos de pares (MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998). A inclusão de termos de criação de pares é essencial para restabelecer a covariância da corrente eletromagnética no formalismo da teoria quântica de campos na frente de luz, o que leva este formalismo a ser equivalente ao formalismo da teoria quântica de campos a tempos iguais (MELO, 1998; SAUER *et al.*, 1998; MELO *et al.*, 1999; MELO *et al.*, 2002; PEREIRA *et al.*, 2005; PEREIRA *et al.*, 2007)

Para descrever o káon foi utilizado o modelo de vértice simétrico (MELO *et al.*, 2002; YABUSAKI *et al.*, 2015; YABUSAKI *et al.*, 2018). Calculamos a componente J^+ para a corrente eletromagnética e mostramos que não temos quebra da invariância rotacional, mesmo existindo termos proporcionais a k^- nos elementos de matriz da corrente eletromagnética

no caso em que $q^+ = q^- = 0$ (SAUER *et al.*, 1998; MELO *et al.*, 1999; MELO *et al.*, 2002). Em comparação com os trabalhos desenvolvidos para o vértice não simétrico (SILVA *et al.*, 2012), percebemos que o vértice simétrico descreve melhor os resultados para a variação da massa reguladora, m_R , no cálculo dos observáveis no meio nuclear (MELO *et al.*, 2014; YABUSAKI *et al.*, 2015; YABUSAKI *et al.*, 2018). Calculamos a contribuição de cada quark constituinte para o raio total desses mésons a partir da informação individualizada de cada quark para o fator de forma eletromagnético e verificamos o comportamento desta contribuições em densidades mais altas.

Calculamos a constante de decaimento do káon utilizando o modelo de vértice simétrico a quarks constituintes no formalismo da frente de luz (MELO *et al.*, 2002; YABUSAKI *et al.*, 2015). Concluímos que o valor da massa reguladora, $m_R = 600 [MeV]$, utilizada nesse trabalho, descreve com uma maior precisão os dados experimentais (DALLY *et al.*, 1980; AMENDOLIA *et al.*, 1986; ZYLA *et al.*, 2020).

O raio eletromagnético do káon foi calculado neste modelo de vértice simétrico com a massa reguladora dada por $m_R = 600 [MeV]$, obtendo-se assim um bom resultado, quando comparamos com os dados experimentais (DALLY *et al.*, 1980; AMENDOLIA *et al.*, 1986; ZYLA *et al.*, 2020) do raio eletromagnético do káon.

Observamos que, assim como no caso do pión (MELO *et al.*, 2014), para utilizarmos o formalismo na frente de luz e determinar alguns observáveis do káon, também é necessário levarmos em conta a contribuição de termos de pares para o reestabelecimento da covariância. Mas como não foram usados valores de q^+ diferentes de zero não tem termos de par.

Utilizando novos valores para a massa reguladora foram calculados o fator de forma eletromagnético para a componentes J^+ da corrente eletromagnética do káon no formalismo da teoria quântica de campos na frente de luz. Utilizando o modelo de vértice simétrico com quarks constituintes (MELO *et al.*, 2002; YABUSAKI *et al.*, 2015), obtivemos resultados satisfatórios em comparação com os dados experimentais no meio nuclear comparados com o vácuo (DALLY *et al.*, 1980; AMENDOLIA *et al.*, 1986; ZYLA *et al.*, 2020).

Com o estudo mais detalhado da estrutura do fator de forma eletromagnético foi possível observar, com mais detalhes, como a influência de cada quark e anti-quark pode afetar os resultados calculados no meio nuclear simétrico, como mostrado nos resultados do capítulo 6, as contribuições parciais de cada partícula na camada de massa pode afetar a quebra de simetria do grupo SU(3) quando comparamos os resultados para o pión e o káon, influenciando diretamente nos resultados obtidos para o raio eletromagnético tornando-o cada vez maior quando ρ/ρ_0 se aproxima de 1,00.

Na análise da constante de decaimento conseguimos bons resultados para o vácuo, como já calculado nas referências (MELO *et al.*, 2002; MELO *et al.*, 2014; YABUSAKI *et al.*, 2015). No caso do meio denso, percebemos que este observável decresce quando o méson se aproxima de altas densidades por efeito dos potenciais escalares do meio nuclear simétrico. Por fim, vimos que a probabilidade de valência aumenta como para o pión (MELO *et al.*, 2014).

Como perspectivas de trabalhos futuros, iremos calcular as distribuições de amplitude para o pión e o káon no meio nuclear assim como as GTMD's (generalized transverse-momentum dependent parton distributions), GPD's (generalized parton distributions), TMD's (transverse-momentum dependent parton distributions), PDF's (parton distributions functions) (LORCE *et al.*, 2011) e outros mésons neste meio nuclear simétrico ou em outros modelos nucleares, incluindo os mésons vetoriais.

Referências

- AMENDOLIA, S.; BATIGNANI, G.; BECK, G.; BELLAMY, E.; BERTOLUCCI, E.; BOLOGNA, G.; BOSISIO, L.; BRADASCHIA, C.; BUDINICH, M.; DELL'ORSO, M. *et al.* A measurement of the kaon charge radius. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 178, n. 4, p. 435–440, 1986.
- ARFKEN, G. B.; WEBER, H. J. **Mathematical methods for physicists**. [S.l.]: AAPT, 1999.
- BAKKER, B. L.; JI, C.-R.; CHOI, H.-M. Regularizing the fermion-loop divergencies in the light-front meson currents. **Phys. Rev. D**, v. 63, n. hep-ph/0008147, p. 074014, 2001.
- BALDINI, R.; DUBNIČKA, S.; GAUZZI, P.; PACETTI, S.; PASQUALUCCI, E.; SRIVASTAVA, Y. Determination of nucleon and pion form factors via dispersion relations. **Nuclear Physics A**, Elsevier, v. 666, p. 38–43, 2000.
- BJORKEN, J. D.; DRELL, S. D. **Relativistic quantum mechanics**. McGraw-Hill, 1964.
- BRODSKY, S. J.; PAULI, H.-C.; PINSKY, S. S. Quantum chromodynamics and other field theories on the light cone. **Physics Reports**, Elsevier, v. 301, n. 4-6, p. 299–486, 1998.
- BUTKOV, E. **Física matemática**. [S.l.]: Livros Técnicos e Científicos, 1988.
- CHOI, H.-M.; JI, C.-R. Kaon electroweak form factors in the light-front quark model. **Physical Review D**, APS, v. 59, n. 3, p. 034001, 1998.
- CHOI, H.-M.; JI, C.-R. Nonvanishing zero modes in the light-front current. **Physical Review D**, APS, v. 58, n. 7, p. 071901, 1998.
- DALLY, E.; HAUPTMAN, J.; KUBIC, J.; STORK, D.; WATSON, A.; GUZIK, Z.; NIGMANOV, T.; RIABTSOV, V.; TSYGANOV, E.; VODOPIANOV, A. *et al.* Direct measurement of the negative-kaon form factor. **Physical Review Letters**, APS, v. 45, n. 4, p. 232, 1980.
- DIRAC, P. A. Forms of relativistic dynamics. **Reviews of Modern Physics**, APS, v. 21, n. 3, p. 392, 1949.
- FREDERICO, T.; CARLSON, B. V.; REGO, R.; HUSSEIN, M. S. Quark structure of the nucleon and quantum hadrodynamics. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, IOP Publishing, v. 15, n. 3, p. 297, 1989.

- FREDERICO, T.; MILLER, G. Null-plane phenomenology for the pion decay constant and radius. **Physical Review D**, APS, v. 45, n. 11, p. 4207, 1992.
- FREDERICO, T.; MILLER, G. Deep-inelastic structure function of the pion in the null-plane phenomenology. **Physical Review D**, APS, v. 50, n. 1, p. 210, 1994.
- GAO, F.; CHANG, L.; LIU, Y.-X.; ROBERTS, C. D.; TANDY, P. C. Exposing strangeness: Projections for kaon electromagnetic form factors. **Physical Review D**, APS, v. 96, n. 3, p. 034024, 2017.
- GODA, S.; JIDO, D. Pion properties at finite nuclear density based on in-medium chiral perturbation theory. **Progress of Theoretical and Experimental Physics**, Oxford University Press, v. 2014, n. 3, 2014.
- GREINER, W. *et al.* **Relativistic quantum mechanics**. [S.l.]: Springer, 1990.
- GREINER, W.; SCHRAMM, S.; STEIN, E. **Quantum chromodynamics**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2007.
- GUICHON, P. A. A possible quark mechanism for the saturation of nuclear matter. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 200, n. 3, p. 235–240, 1988.
- GUICHON, P. A.; SAITO, K.; RODIONOV, E.; THOMAS, A. W. The role of nucleon structure in finite nuclei. **Nuclear Physics A**, Elsevier, v. 601, n. 3-4, p. 349–379, 1996.
- HALZEN, F.; MARTIN, A. D. **Quark & Leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2008.
- HARINDRANATH, A. An introduction to light-front dynamics for pedestrians. **arXiv preprint hep-ph/9612244**, 1996.
- HARINDRANATH, A. Light front quantum chromodynamics: Towards phenomenology. **PRAMANA-BANGALORE-**, Indian Academy of Sciences; 1999, v. 55, n. 1/2, p. 241–246, 2000.
- HATSUDA, T.; KUNIHITO, T. Qcd phenomenology based on a chiral effective lagrangian. **Physics Reports**, Elsevier, v. 247, n. 5-6, p. 221–367, 1994.
- HAYANO, R. S.; HATSUDA, T. Hadron properties in the nuclear medium. **Reviews of Modern Physics**, APS, v. 82, n. 4, p. 2949, 2010.
- HE, J.; DONG, Y.-b. Zero modes in electromagnetic form factors of the nucleon in a light-cone diquark model. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, IOP Publishing, v. 32, n. 2, p. 189, 2005.
- HORN, T.; ANIOL, K.; ARRINGTON, J.; BARRETT, B.; BEISE, E.; BLOK, H.; BOEGLIN, W.; BRASH, E.; BREUER, H.; CHANG, C. *et al.* Determination of the pion charge form factor at $q^2 = 1.60$ and 2.45 (gev/c)². **Physical review letters**, APS, v. 97, n. 19, p. 192001, 2006.
- HUBER, G.; BLOK, H.; HORN, T.; BEISE, E.; GASKELL, D.; MACK, D.; TADEVOSYAN, V.; VOLMER, J.; ABBOTT, D.; ANIOL, K. *et al.* Charged pion form factor between $q^2 = 0.60$ and 2.45 gev². ii. determination of, and results for, the pion form factor. **Physical Review C**, APS, v. 78, n. 4, p. 045203, 2008.

- ITZYKSON, C.; ZUBER, J.-B. **Quantum field theory**. [S.l.]: Courier Corporation, 2012.
- KHARZEEV, D. E.; RAUFEISEN, J. High energy nuclear interactions and qcd: an introduction. In: AIP. **AIP Conference Proceedings**. [S.l.], 2002. v. 631, n. 1, p. 27–69.
- KIENLE, P.; YAMAZAKI, T. Pions in nuclei, a probe of chiral symmetry restoration. **Progress in Particle and Nuclear Physics**, Elsevier, v. 52, n. 1, p. 85–132, 2004.
- KIRCHBACH, M.; WIRZBA, A. In-medium chiral perturbation theory and pion weak decay in the presence of background matter. **Nuclear Physics A**, Elsevier, v. 616, n. 3-4, p. 648–658, 1997.
- KRUTOV, A.; TROITSKY, S.; TROITSKY, V. The k-meson form factor and charge radius: linking low-energy data to future jefferson laboratory measurements. **The European Physical Journal C**, Springer, v. 77, n. 7, p. 464, 2017.
- LORCE, C.; PASQUINI, B.; VANDERHAEGHEN, M. Unified framework for generalized and transverse-momentum dependent parton distributions within a 3q light-cone picture of the nucleon. **Journal of High Energy Physics**, Springer, v. 2011, n. 5, p. 41, 2011.
- MARIS, P.; ROBERTS, C. D. π - and k-meson bethe-salpeter amplitudes. **Physical Review C**, APS, v. 56, n. 6, p. 3369, 1997.
- MEISSNER, U.-G.; OLLER, J. A.; WIRZBA, A. In-medium chiral perturbation theory beyond the mean-field approximation. **Annals of Physics**, Elsevier, v. 297, n. 1, p. 27–66, 2002.
- MELIKHOV, D.; SIMULA, S. Electromagnetic form factors in the light-front formalism and the feynman triangle diagram: Spin-0 and spin-1 two-fermion systems. **Physical Review D**, APS, v. 65, n. 9, p. 094043, 2002.
- MELO, J. de; FREDERICO, T. Covariant and light-front approaches to the ρ -meson electromagnetic form factors. **Physical Review C**, APS, v. 55, n. 4, p. 2043, 1997.
- MELO, J. de; FREDERICO, T.; PACE, E.; SALME, G. Pair term in the electromagnetic current within the front-form dynamics: spin-0 case. **Nuclear Physics A**, Elsevier, v. 707, n. 3-4, p. 399–424, 2002.
- MELO, J. de; FREDERICO, T.; PACE, E.; SALME, G. Electromagnetic form factor of the pion in the space-and time-like regions within the front-form dynamics. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 581, n. 1-2, p. 75–81, 2004.
- MELO, J. de; NAUS, H.; FREDERICO, T. Pion electromagnetic current in a light-front model. **Physical Review C**, APS, v. 59, n. 4, p. 2278, 1999.
- MELO, J. P. B. C. de. **Covariância na frente de luz**. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 1998.
- MELO, J. P. B. de; TSUSHIMA, K.; EL-BENNICH, B.; ROJAS, E.; FREDERICO, T. Pion structure in the nuclear medium. **Physical Review C**, APS, v. 90, n. 3, p. 035201, 2014.

- PEREIRA, F. P.; MELO, J. de; FREDERICO, T.; TOMIO, L. The kaon electromagnetic form factor in the light-front formalism. **Physics of Particles and Nuclei**, Birmingham: Interperiodica, v. 36, p. S217–S220, 2005.
- PEREIRA, F. P.; MELO, J. de; FREDERICO, T.; TOMIO, L. Electromagnetic structure and weak decay of meson k in a light-front qcd-inspired model. **Nuclear Physics A**, Elsevier, v. 790, n. 1-4, p. 610c–613c, 2007.
- PERRY, R. J.; HARINDRANATH, A.; WILSON, K. G. Light-front tamm-dancoff field theory. **Physical Review Letters**, APS, v. 65, n. 24, p. 2959, 1990.
- RYDER, L. H. **Quantum field theory**. [S.l.]: Cambridge university press, 1996.
- SAITO, K.; TSUSHIMA, K.; THOMAS, A. W. Nucleon and hadron structure changes in the nuclear medium and the impact on observables. **Progress in Particle and Nuclear Physics**, Elsevier, v. 58, n. 1, p. 1–167, 2007.
- SALES, J.; FREDERICO, T.; CARLSON, B.; SAUER, P. U. Renormalization of the ladder light-front bethe-salpeter equation in the yukawa model. **Physical Review C**, APS, v. 63, n. 6, p. 064003, 2001.
- SALES, J. H.; SUZUKI, A. T.; POSSIDONIO, D. N.; OLIVEIRA, I. G.; GIROTTO, P. H. Transformações de lorentz na frente de luz. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, SciELO Brasil, v. 42, 2020.
- SAUER, P.; SALES, J.; FREDERICO, T. *et al.* **Pairs in the light-front and covariance**. [S.l.], 1998.
- SAWICKI, M. Light-front limit in a rest frame. **Physical Review D**, APS, v. 44, n. 2, p. 433, 1991.
- SEROT, B. D.; WALECKA, J. D. The relativistic nuclear many body problem. **Adv. Nucl. Phys.**, v. 16, n. ITP-740-STANFORD, p. 1–327, 1984.
- SILVA, E. O. da; MELO, J. de; EL-BENNICH, B.; FILHO, S. V. Pion and kaon elastic form factors in a refined light-front model. **Physical Review C**, APS, v. 86, n. 3, p. 038202, 2012.
- TADEVOSYAN, V.; BLOK, H.; HUBER, G.; ABBOTT, D.; ANKLIN, H.; ARMSTRONG, C.; ARRINGTON, J.; ASSAMAGAN, K.; AVERY, S.; BAKER, O. *et al.* Determination of the pion charge form factor for $q^2 = 0.60\text{--}1.60$ gev^2 . **Physical Review C**, APS, v. 75, n. 5, p. 055205, 2007.
- TARRACH, R. Meson charge radii and quarks. **Zeitschrift für Physik C Particles and Fields**, Springer, v. 2, n. 3, p. 221–223, 1979.
- VOLMER, J.; ABBOTT, D.; ANKLIN, H.; ARMSTRONG, C.; ARRINGTON, J.; ASSAMAGAN, K.; AVERY, S.; BAKER, O.; BLOK, H.; BOCHNA, C. *et al.* Measurement of the charged pion electromagnetic form factor. **Physical Review Letters**, APS, v. 86, n. 9, p. 1713, 2001.
- YABUSAKI, G. H.; AHMED, I.; PARACHA, M. A.; MELO, J. de; EL-BENNICH, B. Pseudoscalar mesons with symmetric bound state vertex functions on the light front. **Physical Review D**, APS, v. 92, n. 3, p. 034017, 2015.

YABUSAKI, G. H.; MELO, J. de; PAULA, W. de; TSUSHIMA, K.; FREDERICO, T. In-medium k^+ electromagnetic form factor with a symmetric vertex in a light front approach. **Few-Body Systems**, Springer, v. 59, n. 3, p. 37, 2018.

ZYLA, P. *et al.* Review of Particle Physics. **PTEP**, v. 2020, n. 8, p. 083C01, 2020.

FOLHA DE REGISTRO DO DOCUMENTO

1. CLASSIFICAÇÃO/TIPO <p style="text-align: center;">TD</p>	2. DATA <p style="text-align: center;">01 de fevereiro de 2021</p>	3. REGISTRO N° <p style="text-align: center;">DCTA/ITA/TD-033/2020</p>	4. N° DE PÁGINAS <p style="text-align: center;">117</p>
5. TÍTULO E SUBTÍTULO: <p>Estudos dos observáveis do Méson K^+ no meio nuclear.</p>			
6. AUTOR(ES): <p>George Hiroyosi da Silva e Oliveira Yabusaki</p>			
7. INSTITUIÇÃO(ÕES)/ÓRGÃO(S) INTERNO(S)/DIVISÃO(ÕES): <p>Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA</p>			
8. PALAVRAS-CHAVE SUGERIDAS PELO AUTOR: <p>Fator de Forma Eletromagnético, Constante de Decaimento, Eletrofraca, Raio Eletromagnético, Probabilidade de Valência, Meio Nuclear Simétrico.</p>			
9. PALAVRAS-CHAVE RESULTANTES DE INDEXAÇÃO: <p>Mésons; Equação de Bethe-Salpeter; Decaimento fraco de partículas; Frente de luz; Interações fracas(teoria de campo); Campos eletromagnéticos; Valência; Física de partículas; Física nuclear; Física.</p>			
10. APRESENTAÇÃO: (X) Nacional () Internacional <p>ITA, São José dos Campos. Curso de Doutorado. Programa de Pós-Graduação em Física. Área de Física Nuclear. Orientador: Prof. Dr. Wayne Leonardo de Paula. Coorientador: Prof. Dr. João Pacheco Bicudo Cabral de Melo. Defesa em 16/12/2020. Publicada em 2020.</p>			
11. RESUMO: <p>Usando a função de onda do méson K^+ no formalismo na frente de luz baseado em um modelo de amplitude de Bethe-Salpeter para o estado ligado quark-antiquark, estudamos o fator de forma eletromagnético do méson K^+ em um meio nuclear simétrico no referencial da teoria quântica de campos na frente de luz. Este modelo reproduz as propriedades do méson K^+ no vácuo. Com o intuito de incorporar consistentemente os quarks constituintes up e anti-Strange do méson K^+ imersos em matéria nuclear simétrica, usamos o modelo quark-meson coupling (QMC), que tem sido amplamente aplicado a vários fenômenos hadrônicos e nucleares em um meio nuclear com sucesso. Prevemos a modificação no meio nuclear do fator de forma eletromagnético do méson K^+ na matéria nuclear simétrica. Verifica-se que, após um ajuste da massa reguladora em $m_R = 0,600$ GeV, o modelo apresenta resultado adequado para ajustar os dados experimentais disponíveis do vácuo dentro das incertezas teóricas, e com base nisso prevemos as modificações do fator de forma no meio nuclear para o méson K^+, a constante de decaimento eletrofraca e o raio quadrático. Foi possível analisar também a probabilidade de valência η, o comportamento das contribuições parciais dos quarks e como a relação de Tarrach foi satisfatória para os resultados no meio nuclear.</p>			
12. GRAU DE SIGILO: <p style="text-align: center;">(X) OSTENSIVO () RESERVADO () SECRETO</p>			