

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA - UFRGS

Produção e Propagação de Pártons Energéticos no Meio Nuclear *

Luiz Fernando Mackedanz

Tese de Doutorado, realizada sob orientação da Professora Dra. Maria Beatriz Gay Ducati (IF-UFRGS) e coorientação do Professor Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves (IFM-UFPEL) e apresentado ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento parcial dos requisitos para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Porto Alegre
Maio de 2008.

* Trabalho financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

Este trabalho é dedicado

à Josi e ao Thiago, pelo carinho e apoio
e pelo sorriso de vocês,
que me possibilitou seguir em frente.

e ainda me falta plantar uma árvore...

”It does not make any difference
how beautiful your guess is.
It does not make any difference
how smart you are,
who made the guess, or what his name is -
if it disagrees with experiment, it is wrong.”

/Richard. P. Feynman/

Agradecimentos

★ A minha orientadora Profa. Maria Beatriz Gay Ducati, pela constante preocupação com a formação não apenas científica, através de seus questionamentos desafiadores, mas também humana e política, com o engajamento nos diversos projetos desenvolvidos pelo GFP AE durante estes anos de doutoramento;

★ Ao meu coorientador Prof. Victor Paulo Barros Gonçalves, pela paciência nas inúmeras horas de discussão, que possibilitaram um maior conhecimento das colisões de íons pesados e pela orientação sempre buscando formar a base necessária para minha formação de doutorado, não somente como aluno, mas também como amigo;

★ Aos meus pais, Hélio e Marlê, pela oportunidade e apoio que me deram, e que possibilitou-me realizar este sonho de poder completar meus estudos até o doutorado, e aos meus familiares, Lia, Marcos e Diego, pela amizade e apoio;

★ A todos os familiares da Josi: Paulo, Sizeli, Paola, Tiane, Rodrigo, Amanda... Obrigado por me receber de braços abertos na família e de ter me ouvido falar muitas vezes desta tese; agora posso dizer que ela está completa...;

★ Aos meus amigos do Grupo de Fenomenologia de Partículas de Altas Energias: os já doutores Magno, Cristiano e Werner, e os colegas Marcos André, João Thiago, Mairon, Gustavo e Emmanuel, pois o auxílio nas discussões e os seminários apresentados muito estimularam na busca pelo conhecimento da área (ah, e não podemos esquecer das confraternizações, pelas conquistas, pelas chegadas...);

★ Aos inúmeros amigos não-físicos que conheci nestes anos de Porto Alegre, pela companhia em conversas e caminhadas;

★ Aos amigos do IF-UFRGS, em especial aos companheiros de M204, pelo espaço extremamente agradável não apenas de trabalho, mas também de descontração e muitas risadas;

★ Aos colegas professores e funcionários da UNIPAMPA/UFPel, Campus Caçapava do Sul, pelo bom ambiente de trabalho que me possibilitou escrever boa parte desta tese com

calma, e também aos alunos do curso de Geofísica, pelo interesse no trabalho e pela camaradagem;

★ Aos professores e funcionários do IF-UFRGS, pelo apoio e contribuição para a criação de um ambiente propício para o desenvolvimento desta tese, e do Departamento de Física da UFPel, pela boa receptividade nas inúmeras visitas de trabalho que resultaram nesta tese, e a todas as pessoas que contribuíram, de uma ou outra forma, para o desenvolvimento do ambiente sempre salutar de trabalho;

★ E, acima de tudo, a Deus.

Resumo

A descoberta da atenuação de jatos em colisões Au + Au centrais no Colisor Relativístico de Íons Pesados (RHIC) no Laboratório Nacional de Brookhaven fornece evidências claras da formação de matéria densa fortemente interagente. Esta atenuação foi prevista para ocorrer devido à perda de energia de pártons de alta energia que se propagam através do Plasma de Quarks e Glúons. Para explicitar este observável como um efeito de estado final, e melhor caracterizar as características do meio formado nas colisões de íons pesados, devemos buscar um entendimento das propriedades do espectro em colisões envolvendo apenas um núcleo, no caso de RHIC d+Au. Um dos temas estudados nesta tese é a produção de mésons D em rapidez positiva nesta classe de processos usando um modelo baseado em QCD perturbativa, assumindo que este tratamento pode ser usado como uma base para distinguir efeitos de meio e dinâmicos. Analisamos como os efeitos nucleares nas distribuições partônicas nucleares podem afetar este processo para energias de RHIC e LHC. Foi encontrado um aumento da produção na região de momentum transversal (q_T) moderado para RHIC, devido ao efeito de anti-sombreamento no meio nuclear. Nossa previsão para LHC sugere que o sombreamento irá suprimir o espectro de mésons D para $q_T < 14$ GeV.

Outro tema abordado nesta tese é o estudo das contribuições das perdas de energia radiativa e colisional em colisões de íons pesados. Nestes processos, a perda de energia partônica é estudada como principal contribuição para a atenuação de jatos, medida experimentalmente. A energia crítica E_c , que caracteriza a energia onde os dois mecanismos tem contribuições iguais, é estimada e o fator de atenuação é calculado incluindo perdas colisional e radiativa de energia. Nossos resultados demonstram a importância do mecanismo de perda de energia colisional e sugerem que não podemos desconsiderá-lo nas análises dos dados de RHIC. Porém, a magnitude do fator de atenuação é reduzida por um fator inferior a dois quando a contribuição da perda de energia colisional é incluída. Além disso, investigamos a dependência da perda de energia partônica colisional em um plasma de pártons no valor do acoplamento forte e sua variação com a evolução do sistema. Analisamos as diferentes prescrições para o acoplamento da QCD e calculamos a dependência em energia e comprimento do meio na perda de energia percentual. Além disso, o fator de atenuação para quarks leves e pesados é estimado. Encontramos que o aumento previsto na produção de mésons contendo *charm* quando comparada aos mésons π é fortemente dependente da variação da constante de acoplamento da QCD.

Abstract

The discovery of the jet quenching in central Au + Au collisions at the Relativistic Heavy-ion Collider (RHIC) at Brookhaven National Laboratory has provided clear evidence for the formation of strongly interacting dense matter. It has been predicted to occur due to the energy loss of high energy partons that propagate through the quark gluon plasma. In order to explicitate this observable as a final state effect and to characterize the features of the medium formed in heavy ion collisions, one has to search for the understanding of the properties of the spectra in collisions when just one nuclei is involved, as d+Au processes at RHIC. The first theme studied in this thesis is the D meson production at forward rapidity in this class of processes, using a pQCD-based model, and we assume this treatment as a baseline to distinguish medium and dynamical effects. It is analysed how the nuclear effects in the nuclear partonic distributions may affect this process at RHIC and LHC energies. An enhancement in the moderate transverse momentum (q_T) region for RHIC, due to anti-shadowing in the nuclear medium, is found. Our prediction for LHC suggests that shadowing will suppress the D meson spectra for $q_T < 14$ GeV.

Another theme developed in this thesis is the study of the collisional and radiative energy losses in heavy ion collisions. In these processes, partonic energy loss has been studied as the main contribution to the experimentally measured jet quenching. The radiative and collisional contributions to the energy loss for a propagating parton in a dense medium are calculated in this thesis. The critical energy E_c , which characterizes the energy where both mechanisms contribute equally, is estimated and the quenching factor is calculated including radiative and collisional contributions to energy loss. Our results have shown that the collisional energy loss is significative and cannot be disregarded in a full calculation for data analysis at RHIC. However, we have found that the quenching factor, that reflects the nuclear modification factor, is not very sensitive to the magnitude of the energy loss and varies at most a factor 2 when the collisional contribution is included. Besides, for collisional energy loss in a parton plasma, we investigate the dependence in the strong coupling constant and its variation when the system evolves. We analyze different prescriptions for the QCD coupling and calculate the energy and length of medium dependence in the fractional energy loss. We also estimate the quenching factor for light and heavy quarks. We found that the enhancement of the charmed mesons production when compared to the π mesons is strongly dependent of the QCD coupling constant value.

Trabalhos Relacionados

- *D meson production in $d+Au$ process using a perturbative approach.* M. B. Gay Ducati, V. P. Gonçalves, L. F. Mackedanz; Phys. Lett. B605 (2005) 279-286.
- *QCD collisional energy loss in an increasingly interacting Quark-Gluon Plasma.* M. B. Gay Ducati, V. P. Gonçalves, L. F. Mackedanz; Int. J. Mod. Phys. A22 (2007) 3105-3122.
- *The collisional and radiative energy loss contributions for the quenching factor.* M. B. Gay Ducati, V. P. Gonçalves, L. F. Mackedanz; Int. J. Mod. Phys. E, aceito para publicação.
- *Elastic energy loss in an expanding QGP.* M. B. Gay Ducati, V. P. Gonçalves, L. F. Mackedanz; *Proceedings I Latin American Workshop on High Energy Physics.* Braz. J. Phys. 37 (2007) 656-660.

Conteúdo

1. A Cromodinâmica Quântica e as Colisões de Íons Pesados	1
1.1 Propriedades da QCD	1
1.2 O Espalhamento Profundamente Inelástico	2
1.3 Fatorização de Processos e Evolução DGLAP	5
1.4 As distribuições partônicas e as funções de fragmentação	9
1.5 Efeitos nucleares	13
1.6 Colisões de Íons Pesados	17
1.7 Observáveis	19
1.7.1 Supressão de J/Ψ	19
1.7.2 Atenuação de Jatos	22
1.7.3 Resultados Experimentais	25
1.8 Conclusões	27
2. Produção de mésons D em processos d+Au	29
2.1 Produção de mésons D usando QCD perturbativa	32
2.2 Resultados e Discussão	36
2.2.1 Distribuições em Rapidez	36
2.2.2 A Razão de Modificação Nuclear	38
2.2.3 Efeitos de Massa e a Razão D/π	40
2.3 Conclusões	41
3. Fator de atenuação - perdas elásticas vs. radiativas	43
3.1 Atenuação de Jatos	43
3.2 Perda de Energia Radiativa - O Formalismo BDMPs	44
3.3 Perda de Energia Radiativa - O Formalismo GLV	47
3.4 Perda de Energia Radiativa - O Formalismo LCPI	48
3.5 Estimativas da perda radiativa no formalismo LCPI	49
3.6 Perda de energia colisional	53
3.7 O fator de atenuação	56

Conteúdo	xi
3.8 Resultados e Discussão	58
3.8.1 Dependência em Energia	58
3.8.2 Atenuação do Espectro	60
3.9 Conclusões	61
4. Perda elástica de energia num QGP - α_s variável	64
4.1 Introdução	64
4.2 Expansão do QGP	64
4.3 Propagação de Pártons em um QGP	66
4.4 Resultados e Discussão	71
4.4.1 O Coeficiente de Arrasto	71
4.4.2 Análise da perda de Energia	72
4.4.3 Atenuação do espectro	73
4.5 Conclusões	76
Sumário e Perspectivas	78
Referências	81

Capítulo 1

A Cromodinâmica Quântica e as Colisões de Íons Pesados

A Cromodinâmica Quântica (QCD) é a teoria da interação forte, uma das quatro forças fundamentais na Natureza. Ela descreve as interações entre quarks e glúons e, em particular, como estes componentes ligam-se para formar a ordem de partículas denominadas hádrons, das quais o próton e o nêutron são exemplos familiares [1]. A carga desta interação é identificada como o número quântico *cor*, proposto para resolver o problema estatístico da partícula Δ^{++} [2, 3]. Os bósons vetoriais mediadores da interação são identificados como os glúons.

1.1 Propriedades da QCD

O sucesso da QCD em descrever as interações fortes pode ser resumido em dois termos: *liberdade assintótica* e *confinamento* [4]. Para entender a importância destas duas características, devemos recordar alguns fatos sobre as interações fortes. O espectro hadrônico é muito bem descrito pelo modelo de quarks, mas os quarks, em si, nunca foram observados isoladamente. Qualquer esforço para produzir quarks isolados em experimentos de espalhamento leva apenas à produção de mésons e bárions. Por outro lado, alguns processos em altas energias tem suas seções de choque bem descritas por um modelo onde os quarks não interagem (o *modelo de pártons* [5]). A *liberdade assintótica* refere-se ao enfraquecimento da interação em distâncias curtas (ou altas energias), enquanto o *confinamento* dos quarks segue do fortalecimento desta interação em longas distâncias. Para demonstrar a propriedade da liberdade assintótica, devemos lembrar que a constante de acoplamento α_S da QCD (onde $\alpha_S = \frac{g^2}{4\pi}$) é a solução da equação para o grupo de renormalização [2]

$$\frac{d\alpha_s(Q^2)}{dt} = \beta(\alpha_s(Q^2)), \quad (1.1)$$

onde define-se

$$t = \log \frac{Q^2}{\mu^2}, \quad (1.2)$$

$$\beta(\alpha_s) = \mu^2 \frac{d\alpha_s}{d\mu^2}, \quad (1.3)$$

com μ sendo a escala de renormalização da teoria. A função β tem uma expansão perturbativa em QCD, na forma

$$\beta(\alpha_s) = -b\alpha_s^2[1 + b'\alpha_s + \mathcal{O}(\alpha_s^2)] \quad (1.4)$$

e os coeficientes são dados por

$$b = \frac{(33 - 2n_f)}{2\pi} \quad e \quad b' = \frac{(153 - 19n_f)}{2\pi(33 - 2n_f)}. \quad (1.5)$$

Na última expressão, n_f é o número de sabores ativos. Substituindo (1.4) em (1.1), obtém-se uma equação diferencial, que pode ser resolvida truncando o desenvolvimento da série (1.4). Desprezando o termo com coeficiente b' e termos de ordem mais elevada em α_s , a solução é dada por

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\tilde{\alpha}_s(\mu)}{1 + \alpha_s(\mu)bt}. \quad (1.6)$$

Consequentemente, tem-se que para t muito grande, a constante de acoplamento α_s tende a zero, com uma potência inversa de $\log Q^2$. Este é o significado da liberdade assintótica. Ao mesmo tempo, para t pequeno, α_s tende a crescer, com a mesma dependência. Portanto, a descrição perturbativa é válida para altas energias e distâncias curtas. Já no outro extremo, que mostra o confinamento, esta descrição não é aplicável. Este comportamento de α_s é visto claramente na Fig. 1.1.

Desta forma, a redução da constante de acoplamento justifica a utilização de métodos perturbativos para computar as seções de choque necessárias para descrever os processos em alta energia. Esta descrição exige variáveis cinemáticas invariantes, que podem ser definidas a partir do espalhamento profundamente inelástico (DIS) lépton-nucleon, usado como principal referência experimental para investigar a estrutura hadrônica [5, 6, 7].

1.2 O Espalhamento Profundamente Inelástico

Os processos de espalhamento foram, historicamente, usados como base para estudo da estrutura da matéria. Desde o experimento de Rutherford, que determinou a existência de

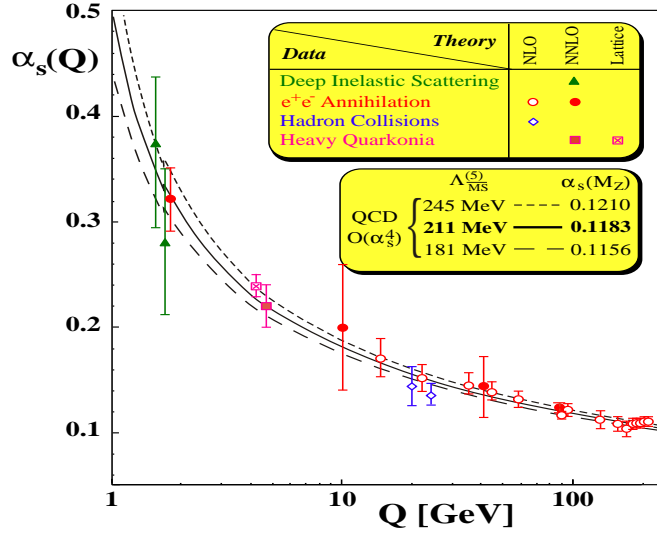


Fig. 1.1: Dependência em escala de virtualidade da constante de acoplamento da QCD [3].

um núcleo para o átomo, diversos processos foram estudados de forma a refinar a estrutura do núcleo e de seus constituintes. Nos primeiros experimentos de espalhamento elástico elétron-próton, realizados em Stanford, em aceleradores lineares, foram encontrados desvios da estrutura pontual para o próton. Este fato sinalizou a possível existência de uma subestrutura para o próton. O desenvolvimento teórico para esta estrutura interna levou ao modelo de pártons, proposto por Feynman e Bjorken [7, 8]. O espalhamento profundamente inelástico seguiu esta linha de trabalho, aprofundando o estudo da estrutura do próton, determinando sua composição por quarks.

Neste processo, o nucleon interage com um lépton carregado através da troca de bósons de calibre (γ^* , Z^0). No estado final são detectados o lépton espalhado e um estado hadrônico final X . O processo está representado na Fig. 1.2, em mais baixa ordem da constante de acoplamento da QED α_{em} . Sendo k e k' os momenta inicial e final do lépton, e p o momentum inicial do nucleon (com massa M), podemos definir os invariantes cinemáticos:

- virtualidade ou momentum transferido:

$$-Q^2 \equiv q^2 = (k - k')^2 < 0; \quad (1.7)$$

- energia transferida:

$$\nu \equiv \frac{p \cdot q}{M} \equiv E - E'; \quad (1.8)$$

- inelasticidade:

$$y \equiv \frac{p \cdot q}{p \cdot k}. \quad (1.9)$$

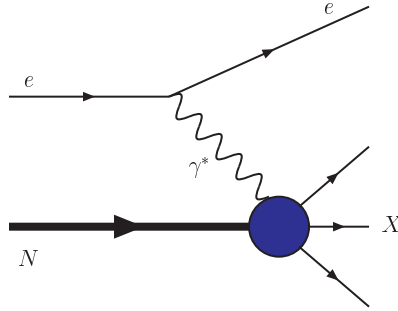


Fig. 1.2: *Espalhamento Profundamente Inelástico*

A variável q representa o momento portado pelo fóton virtual, ou seja, a troca de momentum no processo. Na descrição da QCD, a variável $Q^2 \equiv -q^2$ define a escala com que a estrutura hadrônica está sendo testada. A variável inelasticidade mede a razão entre a energia do bóson trocado e a energia do lépton incidente, no referencial de repouso do nucleon. O estado hadrônico final X tem massa invariante W^2 , definida como

$$W^2 = (p + q)^2. \quad (1.10)$$

Para descrever o DIS, ainda é introduzida a variável adimensional de Bjorken

$$x \equiv \frac{Q^2}{2p \cdot q}. \quad (1.11)$$

Como $p^2 = M^2$, podemos escrever (1.10) na forma $W^2 = M^2 + 2p \cdot q(1 - x)$, onde fazemos uso da Eq. (1.11). Logo, como $W^2 > Q^2$, a variável x deve estar no intervalo $0 \leq x \leq 1$.

Ainda relacionado ao DIS, podemos definir as variáveis de Mandelstam

$$s \equiv (p + k)^2 = E_{cm}^2 = W^2 \quad (1.12)$$

$$t \equiv (k - k')^2 = -Q^2 \quad (1.13)$$

$$u \equiv (k - p_X)^2 \quad (1.14)$$

que são invariantes de Lorentz, satisfazendo a relação,

$$s + t + u = m^2 + m'^2 + M^2 + W^2, \quad (1.15)$$

que possibilita escrever a seção de choque de qualquer processo de maneira invariante. Na próxima seção, apresentaremos algumas premissas importantes para o cálculo de processos em altas energias.

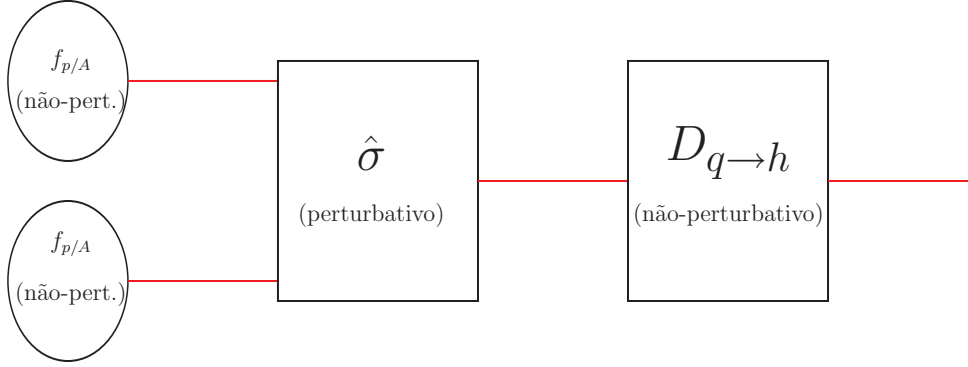


Fig. 1.3: Diagrama esquemático da fatorização de um processo hádron-hádron em altas energias

1.3 Fatorização de Processos e Evolução DGLAP

Para analisarmos processos de espalhamento duros em altas energias, podemos utilizar a QCD perturbativa, que nos permite calcular as seções de choque para os mesmos a partir de três ingredientes, fatorizando o processo, da maneira esquematizada na Fig. 1.3:

- as seções de choque dos subprocessos partônicos, que envolvem os quarks, léptons e bósons de calibre, calculadas perturbativamente;
- as distribuições partônicas dentro dos hádrons, não perturbativas, que apresentam informações sobre o estado dos mesmos antes do processo de espalhamento;
- as funções de fragmentação, que estão relacionadas com a hadronização dos pártons produzidos no subprocesso, que fornecem uma nova etapa não-perturbativa no cálculo.

Logo, para podermos prever observáveis relacionados aos processos de espalhamento duro envolvendo hádrons, precisamos ter um conhecimento das distribuições partônicas e das funções de fragmentação. Em colisões próton-próton, a produção de hádrons em alto p_{\perp} , com energia E , pode ser escrita, de forma geral, através da fórmula fatorizada:

$$E \frac{d\sigma^h}{d^3p} = \sum_{i,j} f_i^A(x_1, Q^2) \otimes f_j^B(x_2, Q^2) \otimes \frac{d\sigma^{ij \rightarrow k}}{d\hat{t}} \otimes D_{k \rightarrow h}(z, Q^2), \quad (1.16)$$

onde f_i^A, f_i^B são as funções de distribuição partônicas (PDFs) no próton, computadas na escala de virtualidade Q^2 e fração de momentum $x_{1(2)}$ dos pártons do projétil e do alvo, $\frac{d\sigma^{ij \rightarrow k}}{dt}$ é a seção de choque do subprocesso partônico e $D_{k \rightarrow h}(z, Q^2)$ descreve a fragmentação de um párton k no hádron h carregando uma fração de momentum z .

Tanto as funções de distribuição partônicas quanto as funções de fragmentação obedecem uma evolução dinâmica, a nível partônico, uma vez que o escalamento de Bjorken é quebrado (com o aumento da resolução $-Q^2$ - o número de pártons aumenta) de forma logarítmica. Para tratar desta quebra no escalamento, vamos utilizar a abordagem DGLAP. Nesta abordagem, proposta de maneira independente por Altarelli e Parisi [9], Gribov e Lipatov [10] e Dokshitzer [11], as violações de escalamento são descritas a partir da evolução das distribuições partônicas.

A abordagem DGLAP baseia-se na extensão para a QCD da aproximação do fóton equivalente [12, 13, 14], proposta inicialmente para descrever processos eletrodinâmicos de espalhamento de elétrons de alta energia em pequenos ângulos. As seções de choque são então descritas a partir da convolução da probabilidade do elétron irradiar um fóton com a seção de choque do fóton com o alvo. Na QCD, a evolução dinâmica das funções de estrutura passa a ser expressa, por exemplo, como a convolução entre a probabilidade de encontrarmos um quark dentro do hádron e a probabilidade deste quark emitir um glúon, modificando seu momentum. Nesta abordagem, todos os estágios de cálculo referem-se à descrição perturbativa em termos da emissão de glúons pelos quarks protagonistas do modelo de pártons.

Para obter as equações DGLAP pelo método intuitivo, seguiremos o trabalho de Altarelli e Parisi [9]. Consideremos a variável

$$t \equiv \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}, \quad (1.17)$$

onde Q_0^2 é um valor inferior para a virtualidade, no qual a QCD ainda é aplicável. A dependência em t de $q_i(x, t)$ surge devido à possibilidade de um quark com fração de momentum x para um dado t_1 poder apresentar-se como um quark com fração de momentum $x' < x$, acompanhado por um glúon para um valor de virtualidade $t_2 > t_1$. Consideremos que um quark com fração de momentum x possa irradiar um glúon e reter uma fração $z < 1$ de seu momentum original. Se não existisse nenhuma interação gluônica, a densidade de probabilidade de encontrar um quark com uma fração $z < 1$ do momentum x iria ser zero, independente do poder de resolução t . Então a densidade de probabilidade de observarmos um quark com uma fração de momentum z seria dada por

$$\mathcal{P}_{qq}^{(0)} = \delta(z - 1), \quad (1.18)$$

pois, no modelo de pártons, a fração de momentum portada pelo quark não se modificaria pela interação do quark com o fóton virtual.

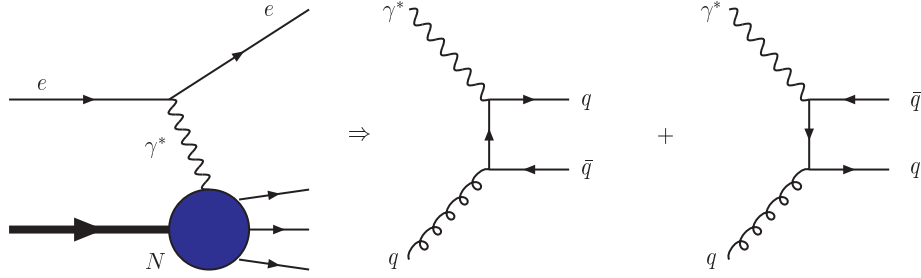


Fig. 1.4: Contribuição de glúon no estado inicial - ordem (α_S)

Na QCD, porém, existe uma densidade de probabilidade no espaço de momentum de observarmos um quark com fração de momentum $z < 1$, com amplitude de probabilidade proporcional à constante de acoplamento da QCD, $\alpha_S(t)$. Esta contribuição adiciona-se à densidade (1.18) quando provado por uma corrente com poder de resolução $t + \Delta t$, ou seja, a densidade de probabilidade de encontrarmos um quark com fração de momentum z para a resolução $t + \Delta t$ será dada por

$$\mathcal{P}_{qq}^{(0)} + d\mathcal{P}_{qq}^{(0)} = \delta(z - 1) + \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} P_{qq}^{(0)} dt, \quad (1.19)$$

onde acrescentamos a variação da probabilidade de encontrar um quark com fração z dentro do quark original, quando provado para a resolução t , por unidade de t . Consequentemente, a troca de densidade de quarks do tipo i será dada por

$$\frac{dq_i(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) q_i(y, t). \quad (1.20)$$

Semelhante análise pode ser feita, em mais baixa ordem em α_S , para um quark de sabor i e para um glúon, considerando-se os vértices básicos da QCD.

Um quark de sabor i pode ser obtido da emissão de um glúon por um quark j e fração de momentum y ou pela criação de um par $q^i \bar{q}^j$ a partir de um glúon g de fração de momentum y . Considerando que as probabilidades desses processos de desdobramento, quando a resolução do processo modifica-se de t para $t + \Delta t$, sejam dadas respectivamente por

$$\frac{\alpha_S}{2\pi} \sum_i P_{q^i q^j} dt, \quad \frac{\alpha_S}{2\pi} P_{q^i g} dt$$

e que existe a independência de sabor nos processos de radiação, ou seja,

$$P_{q^i q^j} = \delta_{ij} P_{qq}, \quad (1.21)$$

$$P_{gq^i} = P_{gq},$$

$$P_{q^i g} = P_{qg}, \quad (1.22)$$

obtemos que a equação de evolução para a distribuição de quarks é dada por

$$\frac{dq^i(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) q^i(y, t) + P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) g(y, t) \right]. \quad (1.23)$$

Um glúon de fração de momentum x pode ter origem a partir de um quark do tipo i e fração de momentum y que emite um glúon de fração de momentum x , ou a partir de um glúon de fração de momentum y que emite um glúon de fração de momentum x através do vértice de três glúons, característico da QCD. Considerando que as probabilidades de desdobramento desses processos sejam dadas respectivamente por

$$\frac{\alpha_S}{2\pi} \sum_i P_{gq^i} dt, \quad \frac{\alpha_S}{2\pi} P_{gg} dt,$$

e usando as relações (1.21), teremos que a equação de evolução para a distribuição de glúons é dada por

$$\frac{dg(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i P_{gq^i}\left(\frac{x}{y}\right) q^i(y, t) + P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) g(y, t) \right]. \quad (1.24)$$

As equações (1.20), (1.23) e (1.24) são chamadas no conjunto de equações DGLAP. As funções de desdobramento P_{ij} podem ser computadas em QCD perturbativa como uma expansão em α_S

$$P_{ij}(x, \alpha_S) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha_S}{2\pi}\right)^{n-1} P_{ij}^{n-1}(x). \quad (1.25)$$

Estas funções descrevem os processos radiativos presentes na evolução em Q^2 , sendo calculadas diretamente a partir dos vértices básicos da teoria. Em mais baixa ordem, essas funções foram obtidas em [9], na forma

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left[\frac{(1+z^2)}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right], \quad (1.26)$$

$$P_{gq}(z) = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2],$$

$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \left[\frac{1+(1-z)^2}{z} \right],$$

$$P_{gg}(z) = 6 \left[\frac{(1-z)}{z} + \frac{z}{(1-z)_+} + z(1-z) + \left(\frac{11}{12} - \frac{n_f}{18}\right) \delta(1-z) \right],$$

e a prescrição "+", usada na regularização da divergência para $z = 1$, tem a forma

$$\int_0^1 dz \frac{f(z)}{(1-z)_+} = \int_0^1 dz \frac{f(z) - f(1)}{1-z}. \quad (1.27)$$

Uma característica presente nas equações de evolução é que as distribuições de quarks de valência anulam-se para $x = 0$ e $x = 1$ (uma vez que estes carregam os números quânticos do hádron) [7], enquanto que os quarks do mar tendem a popular a região de pequeno x . Portanto, a QCD prediz a quebra de escalamento e permite-nos computar explicitamente a dependência das funções de estrutura em Q^2 .

1.4 As distribuições partônicas e as funções de fragmentação

Dada a distribuição de quarks para algum ponto de referência $q(x, Q_0^2)$, podemos computá-la para qualquer valor de Q^2 usando as equações DGLAP. Portanto, a determinação das mesmas, em alguma escala inicial $Q^2 = Q_0^2$, deve ser feita a partir dos dados. O procedimento básico é parametrizar a dependência em x das funções de distribuição $f_i(x, Q_0^2)$ para algum valor de Q_0^2 , grande o suficiente para garantir a aplicabilidade de métodos perturbativos, e evoluir estas distribuições para um valor escolhido de Q^2 utilizando as equações DGLAP. Durante esta evolução, os parâmetros são determinados pelo ajuste aos dados do DIS e de processos relacionados disponíveis, como espalhamento de neutrinos, produção direta (*prompt*) de fótons, assimetria na produção de pares de léptons Drell-Yan em colisões pp e pn , produção Drell-Yan, entre outras. Dessa forma, as densidades partônicas são determinadas para uma certa região de x e Q^2 , onde existam dados, podendo assim serem usadas para caracterizar as funções de estrutura e para o cálculo da seção de choque de outros processos a altas energias.

Essas distribuições são determinadas, tradicionalmente, a partir de análises globais dos dados de processos profundamente inelásticos e de processos relacionados, como a produção de pares de léptons, de sabores pesados, de jatos com grande momentum transversal, etc. Nessas análises globais, o maior número possível de observáveis é incluído, a fim de relacionar as várias distribuições partônicas, já que diferentes processos fornecem informações sobre diferentes distribuições em regiões cinemáticas distintas. Por exemplo, os dados do DIS relacionam principalmente a função de estrutura F_2 e, na região de pequeno x , a distribuição de glúons, enquanto que processos com produção de pares de lépton relacionam as distribuições de antiquarks. Estas distribuições estão sujeitas a muitas fontes de incerteza, tais como os erros experimentais dos dados utilizados no processo de análise global, a escolha dos pontos de corte (em x e Q^2) para os dados, isto é, os valores abaixo dos quais os

dados são excluídos do ajuste global, o truncamento da expansão perturbativa da evolução DGLAP, e outras premissas teóricas utilizadas no processo de análise como a invariância de isospin, a escolha do tipo de parametrização, etc.

A cada novo conjunto de medidas, o maior número de dados, bem como a maior precisão destes, exige um novo refinamento das distribuições partônicas. Diversos grupos tem se dedicado a esta tarefa, com propostas diferentes: Glück, Reya e Vogt (GRV) [15, 16], Martin, Roberts, Stirling e Thorne (MRST) [17]-[21] e a colaboração CTEQ [22, 23], diferindo nos valores da escala inicial Q_0^2 .

Na Fig. 1.5 é mostrado o comportamento das distribuições de entrada xG , xu_v e xd_v da parametrização GRV, para $Q^2 = \mu^2$. Esta baseia-se em condições iniciais tipo valência (que anulam-se para $x \rightarrow 0$), tomadas em um pequeno valor de virtualidade inicial Q_0^2 . As distribuições de entrada são obtidas, basicamente, obedecendo as regras de soma de momentum e soma de sabor. As predições para qualquer outra escala de momentum são geradas através das equações DGLAP.

Originalmente, as distribuições do grupo GRV foram obtidas assumindo que, para uma pequena escala de momentum μ , somente distribuições de quarks de valência seriam não-nulas [15]. Desta forma

$$G(x, \mu) = \bar{u}(x, \mu) = \bar{d}(x, \mu) = \bar{s}(x, \mu) = s(x, \mu) = 0, \quad (1.28)$$

com os quarks pesados sendo produzidos pelo mecanismo de fusão bóson-glúon. As distribuições de quarks para a escala inicial μ são obtidas através da evolução DGLAP de $Q^2 \rightarrow \mu^2$ a partir da função de estrutura $F_2^{eN}(x, Q^2)$, medida para um valor de virtualidade $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$. Essas distribuições devem satisfazer a regra de soma do número de quarks,

$$\int_0^1 dx [u(x, \mu) + d(x, \mu)] = 3. \quad (1.29)$$

A escala μ foi fixada impondo a regra de soma de momentum, ou seja, impondo a conservação de momentum com

$$\int_0^1 dx x \{u(x, \mu) + d(x, \mu)\} = 1. \quad (1.30)$$

Devido aos dados de produção direta de fóton foi necessário introduzir uma distribuição gluônica $G(x, \mu)$ tipo-valência, devido à incerteza na região de grande x . Além disso, a inclusão de um mar não-estranho tipo-valência (u_s e d_s) é considerada [15]. Desta forma a regra de soma de momentum passou a ser dada por

$$\int_0^1 dx x \{u_v(x, \mu) + d_v(x, \mu) + 2\bar{u}(x, \mu) + 2\bar{d}(x, \mu) + G(x, \mu)\} = 1, \quad (1.31)$$

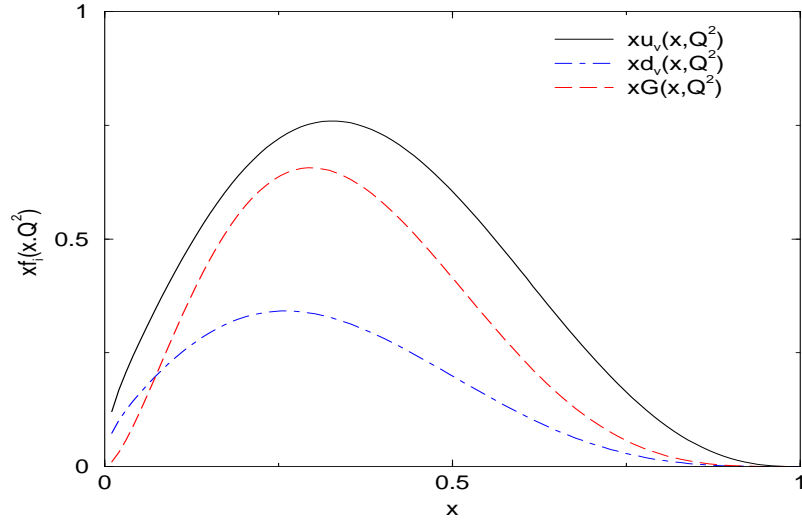


Fig. 1.5: Distribuições de entrada da GRV [15], com $Q^2 = 0.29 \text{ GeV}^2$.

onde $q_v = q - \bar{q}$. Ao inserir os dados mais recentes [16], o grupo GRV não modificou a forma das distribuições de entrada, somente ajustou os parâmetros da evolução de tal forma que, em ordem dominante, as parametrizações das distribuições de entrada passaram a ser dadas por

$$\mu^2 = 0.29 \text{ GeV}^2 \quad (1.32)$$

$$xu_v(x, \mu^2) = 1.239x^{0.48}(1-x)^{2.72}(1-1.8\sqrt{x}+9.5x) \quad (1.33)$$

$$xd_v(x, \mu^2) = 0.614(1-x)^{0.9}xu_v(x, \mu^2) \quad (1.34)$$

$$x(\bar{d} - \bar{u})(x, \mu^2) = 0.23x^{0.48}(1-x)^{11.3}(1-12\sqrt{x}+50.9x) \quad (1.35)$$

$$x(\bar{d} + \bar{u})(x, \mu^2) = 1.52x^{0.15}(1-x)^{9.1}(1-3.6\sqrt{x}+7.8x) \quad (1.36)$$

$$xG(x, \mu^2) = 17.47x^{1.6}(1-x)^{3.8} \quad (1.37)$$

$$xs(x, \mu^2) = x\bar{s}(x, \mu^2) = 0. \quad (1.38)$$

As predições desta parametrização concordam com os dados mais recentes, mesmo para valores pequenos de virtualidade $Q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$. Apesar disso, esta abordagem baseia-se na evolução da distribuição de entrada a partir de uma escala muito baixa, onde a validade do tratamento perturbativo da QCD é questionável.

Informações complementares sobre a estrutura interna dos hádrons formados num processo de colisão estão contidas nas funções de fragmentação (FFs) envolvidas na descrição de processos semi-inclusivos com um ou mais hádrons detectados no estado final. Elas representam a probabilidade de um parton fragmentar-se num determinado hádron, o qual carrega uma certa fração da energia do parton. As funções de fragmentação incorporam

a física não perturbativa do processo de hadronização no qual os hádrons observados são formados dos pártons que emergem do processo de espalhamento duro e, assim como as distribuições partônicas, não podem ser calculadas pela QCD perturbativa, mas podem ser evoluídas a partir de uma parametrização inicial tomada numa escala definida de energia. Os dois elementos não perturbativos têm caráter universal, no sentido de que são independentes do tipo de processo. Estas parametrizam o mecanismo ainda desconhecido de como os pártons (quarks e glúons) são confinados nos hádrons detectados no estado final. Na Fig. 1.6 apresentamos a função de fragmentação para píons positivos, apresentando comparação entre três parametrizações atuais [24, 25, 26, 27].

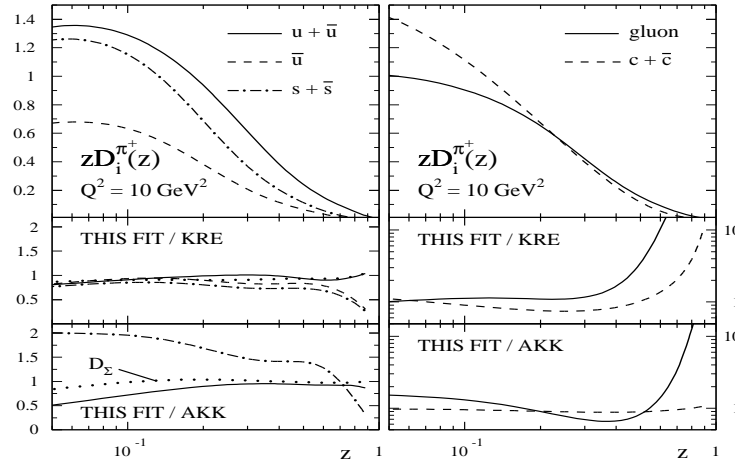


Fig. 1.6: Função de fragmentação individual para π^+ $zD_i^{\pi^+}(z, Q^2)$ na escala $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ para $i = u + \bar{u}, \bar{u}, s + \bar{s}, g, e c + \bar{c}$. Apresenta comparação entre as funções de fragmentação propostas por De Florian, Sassot e Startmann [24], Kretzer (KRE) [25] e Albino, Kniehl e Kramer (AKK) [27]. Figura da Ref. [24].

Na Fig. 1.7, apresentamos o confronto entre os resultados calculados a partir de (1.16) com os dados experimentais para produção de mésons π em processos p+p, mostrando uma razoável concordância.

Mantendo a fatorização colinear como premissa, podemos generalizar para qualquer tipo de processo envolvendo hádrons. Podemos fatorizar os efeitos distintos em dois grupos: os efeitos de estado inicial, anteriores ao subprocesso de espalhamento, que afetam as distribuições partônicas e os efeitos de estado final, que afetam as funções de fragmentação devido ao meio nuclear formado após o subprocesso. Os processos hádron-hádron são normalmente usados como base para comparar os resultados dos demais processos envolvendo núcleos, por serem processos limpos, sem a formação de um meio povoado por muitas partículas geradas na fragmentação no estado final, nem efeitos nucleares no estado inicial. Na pró-

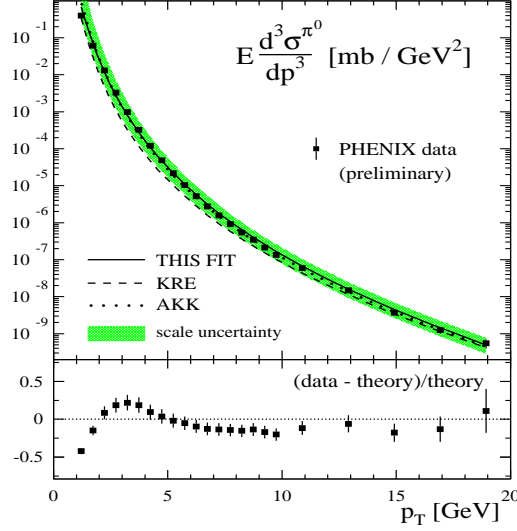


Fig. 1.7: *Espectro em p_{\perp} para o processo $pp \rightarrow \pi$ em energia de RHIC.*

xima seção, apresentaremos brevemente estes efeitos nucleares e seu tratamento através das distribuições partônicas nucleares, mantendo a validade da Eq. (1.16).

1.5 Efeitos nucleares

Para os processos envolvendo colisões hádron-núcleo, um estado inicial distinto é apresentado, uma vez que neste caso os nucleons estão ligados e têm, portanto, sua função de onda alterada em relação ao caso do próton (que é um nucleon livre). Assim, as funções de distribuição partônicas nucleares (nPDFs) são diferentes daquelas para o próton livre. Além disso, o meio nuclear pode induzir perdas de energia partônicas tanto no estado inicial, alterando a seção de choque párton-pártom, como no estado final, modificando a fragmentação. Neste caso, aumentam as incertezas relativas a física não-perturbativa envolvida. Um conhecimento das PDFs para nucleons ligados fornece base para distinguir os efeitos de estado final, normalmente relacionados ao meio produzido e assim existe a possibilidade de obter informações sobre este meio. De forma similar ao procedimento no caso do próton livre, as distribuições partônicas nucleares podem ser determinadas a partir dos resultados experimentais disponíveis de diferentes processos nucleares.

As funções de distribuição para prótons livres e ligados em núcleos - denotados respectivamente por f_i^p e f_i^A - são normalmente relacionadas através da razão R_i^A [28, 29]

$$f_i^A(x, Q^2) = R_i^A(x, Q^2) f_i^p(x, Q^2). \quad (1.39)$$

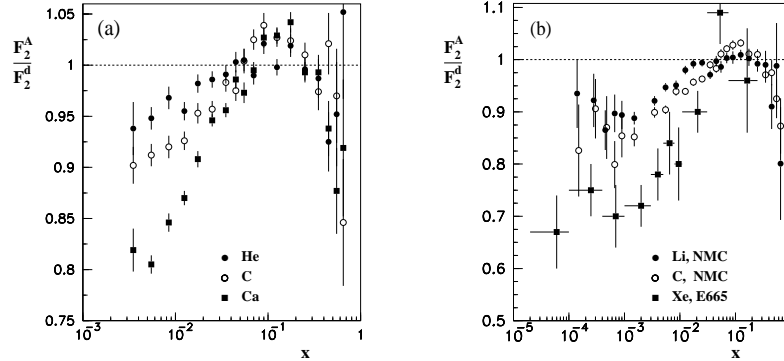


Fig. 1.8: Esquerda: Dados NMC [31] para a razão F_2^A/F_2^D para ^4He , ^{12}C e ^{40}Ca . Direita: A mesma razão para ^6Li , ^{12}C [32] e ^{131}Xe [33].

Para a razão correspondente da função de estrutura F_2 foram realizadas medidas em diversas regiões diferentes, como o sombreamento ($R_{F_2}^A < 1$) para pequenos valores de x , anti-sombreamento ($R_{F_2}^A > 1$) para x intermediário, efeito EMC ($R_{F_2}^A < 1$) e movimento de Fermi para grandes valores de x . Desta forma, espera-se uma estrutura similar para a PDF nuclear $f_i^A(x, Q^2)$ [30].

As PDFs do próton são normalmente obtidas por ajustes globais aos resultados experimentais numa análise bem estabelecida usando a evolução DGLAP. A dificuldade principal na aplicação do mesmo método para o caso nuclear é a falta de resultados experimentais. Aqui apresentaremos uma rápida descrição do método geral de ajuste global para as nPDFs e comentaremos sobre os vínculos proporcionados pelos resultados experimentais para a distribuição dos diferentes sabores, em especial a distribuição de glúons.

A parametrização EKS [28, 29], proposta por K. J. Eskola, V. J. Kolhinen e C. A. Salgado, realiza um ajuste global aos dados de experimentos com alvo fixo, utilizando a evolução DGLAP. As condições iniciais são ajustadas para descrever os dados de processos DIS em colisões lépton-núcleo (ℓA) e processos DY em colisões pA . Para determinar os efeitos nucleares nas distribuições partônicas, realiza-se o seguinte procedimento: em primeiro lugar, determina-se uma certa escala inicial $Q_0^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$, onde as distribuições partônicas nucleares iniciais são determinadas, a partir dos dados. Uma vez que as equações DGLAP evoluem na variável Q^2 , a escolha da distribuição de entrada, com o valor de x fixo, é que determina, em princípio, o efeito nuclear. Os resultados experimentais utilizados pela parametrização EKS para a região de pequeno x ($x < 10^{-2}$) estão numa região não-perturbativa, de pequeno Q^2 .

Após fixar a escala inicial, podemos esquematizar o restante do procedimento realizado pelo grupo EKS:

1. Baseado nos resultados experimentais para o processo DIS, determina-se um valor para a razão $R_{F_2^A}(x, Q_0^2) = F_2^A/F_2^N$.
2. A razão $R_{F_2^A}(x, Q_0^2)$ é decomposta em parte de valência $R_V^A(x, Q_0^2)$ e mar $R_S^A(x, Q_0^2)$, limitando a razão $R_V^A(x, Q_0^2)$ com a conservação do número bariônico, da forma

$$\int_0^1 dx [u_V(x, Q_0^2) + d_V(x, Q_0^2)] R_V^A(x, Q_0^2) = \int_0^1 dx [u_V(x, Q_0^2) + d_V(x, Q_0^2)] = 3. \quad (1.40)$$

3. A razão para a distribuição de glúons $R_g^A(x, Q_0^2)$ é limitada pela conservação de momentum. Definindo

$$R_g^A(x, Q^2) = g_A(x, Q^2)/g_N(x, Q^2) \quad (1.41)$$

tem-se que

$$1 = \int_0^1 dx x \left\{ g_N(x, Q_0^2) R_g^A(x, Q_0^2) + [u_V(x, Q_0^2) + d_V(x, Q_0^2)] R_V^A(x, Q_0^2) \right. \\ \left. + 2[\bar{u}(x, Q_0^2) + \bar{d}(x, Q_0^2) + s(x, Q_0^2)] R_S^A(x, Q_0^2) \right\}. \quad (1.42)$$

Contudo, somente a conservação de momentum não determina a razão R_g^A . Devido ao desconhecimento de $xg(x, Q^2)$ na região de pequeno x , os autores limitam o comportamento de R_G nesta região, usando a aproximação $R_g^A(x, Q_0^2) \approx R_{F_2^A}^A(x, Q_0^2)$. Esta aproximação pode ser considerada para todos os valores de x , verificando-se, porém, que para grandes núcleos ($A = 208$), alguma quantidade de momentum é perdida. Portanto, a conservação de momentum exige um grande efeito de anti-sombreamento nas distribuições de glúons. A parametrização EKS prediz que efeitos similares às distribuições de quarks ocorram na distribuição de glúons para grande x .

4. A dependência na variável x e no número de nucleons no núcleo está parametrizada de acordo com a região analisada. Logo, em cada região tem-se uma função, com parâmetros diferentes, de acordo com o tipo de efeito nuclear presente.
5. A partir dos resultados experimentais para o processo DY, as razões $R_S^A(x, Q_0^2)$ e $R_V^A(x, Q_0^2)$ são determinadas para uma região distinta do plano $x - Q^2$.
6. A evolução DGLAP das distribuições partônicas é efetuada levando em conta as regras de conservação de momentum e número bariônico.

Com este procedimento, a parametrização EKS obtém uma razão para as distribuições partônicas, que depende do número de nucleons A , de Q^2 e x . Outras parametrizações de efeitos nucleares disponíveis usam métodos semelhantes de análise global baseada na

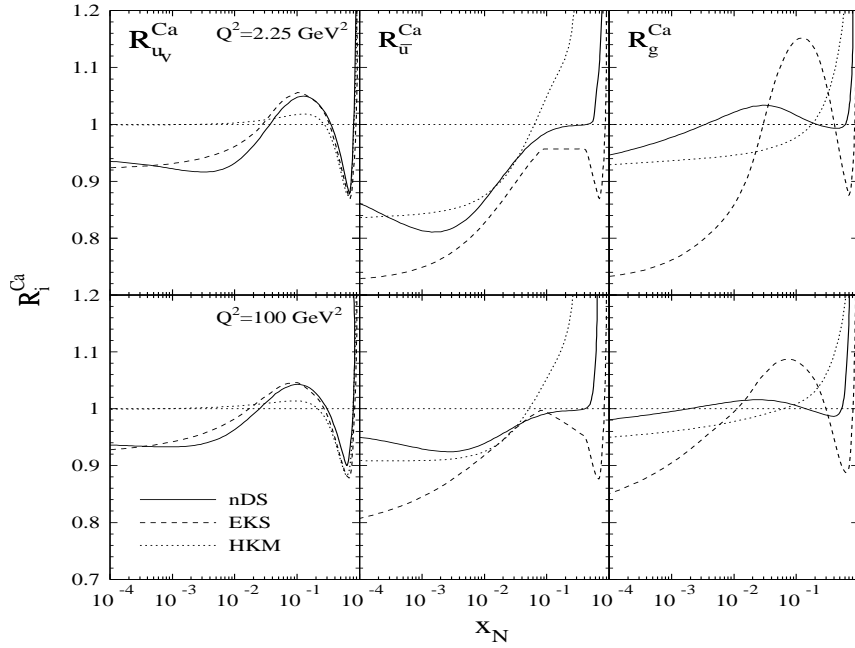


Fig. 1.9: Comparação entre as parametrizações de efeitos nucleares para os fatores de razão nuclear R_i , para quarks de valência (esquerda), de mar (centro) e glúons (direita). Figura da Ref. [37].

evolução DGLAP: HKM [34], HIJING [35, 36], nDS [37],... Na Fig. 1.9, apresentamos uma comparação entre as razões nucleares R^{Ca} em função de x , para dois diferentes valores de Q^2 . Além disso, efeitos de saturação partônica nos núcleos alteram as funções de onda iniciais, o que é refletido no cálculo de observáveis, principalmente aqueles sensíveis à distribuição de glúons, como a produção de quarks pesados [40, 41].

Nesta seção, apresentamos uma descrição dos efeitos de estado inicial em colisões envolvendo núcleos, levando em consideração principalmente efeitos dinâmicos, como o sombreamento, parametrizados nas distribuições partônicas nucleares, que por sua vez se relacionam com as funções de distribuição dos nucleons através da razão R_i^A . Outros efeitos também se apresentam no estado inicial, como a perda de energia anterior ao vértice da interação dura, efeitos de alta densidade [38, 39] e recombinação partônica [43, 44], que podem ser tratados ainda dentro da QCD perturbativa, mantendo a fatorização colinear, ou através de um formalismo semi-clássico - o Condensado de Vidros de Cor (CGC) [45, 46, 47, 48]- mais apropriado para descrição de núcleos em altas energias.

Na próxima seção, analisaremos brevemente os efeitos de estado final, principalmente a perda de energia de um quark ao se propagar pelo meio denso formado em colisões envolvendo íons pesados antes de sua hadronização, fora deste meio.

1.6 Colisões de Íons Pesados

Em colisões de íons pesados em altas energias, dois núcleos estão envolvidos e os efeitos presentes nos processos $p - A$ tem sua magnitude aumentada, com os efeitos de saturação nuclear passando a ser quadráticos [41]. Além disso, a densidade de energia alcançada neste tipo de processos nos permite estudar o comportamento da matéria da QCD sob condições extremas. A meta principal, e ainda a mais importante, é a criação e caracterização do *Plasma de Quarks e Glúons* (QGP), um estado termalizado de quarks e glúons desconfinados que pode ser a forma de matéria presente no Universo primordial. Este estado é predito por cálculos não-perturbativos da QCD, como os cálculos de QCD na rede, como resultado de uma transição em condições extremas de densidade de energia, ou densidade bariônica, onde os pártons tornam-se livres para moverem-se por um grande volume espaço-temporal.

Além disso, a verificação da existência do estado de QGP é também de interesse cosmológico e astrofísico, uma vez que é esperado que o QGP seja o estado da matéria presente nos primeiros instantes ($t < 10^{-6} s$) do Universo, após o Big-Bang. Também existe a expectativa, ainda em discussão na literatura, de que um plasma de quarks e glúons de baixa temperatura e alta densidade bariônica esteja presente no centro de estrelas de nêutrons.

À temperatura zero, ou mesmo num sistema isolado (isto é, sem interações externas), estados ligados de quarks podem ser descritos por um potencial não relativístico com um termo confinante e um termo Coulombiano

$$V(r, T = 0) = \sigma r - \frac{\alpha_c}{r} \quad (1.43)$$

onde r é a separação entre os quarks do par. O efeito da blindagem modifica este potencial para a forma:

$$V(r, T) = \frac{\sigma}{\mu(T)}(1 - e^{-\mu(T)r}) - \frac{\alpha_c}{r}e^{-\mu(T)r} \quad (1.44)$$

onde $\mu(T) = 1/r_D(T)$ é a massa de blindagem. De forma análoga ao discutido acima, com o aumento da densidade da carga de cor, o raio de blindagem de Debye torna-se menor que o raio do hádron, e a força de ligação pode não manter mais os quarks dentro dos hádrons, ocorrendo o desconfinamento. Logo, se a matéria for suficientemente densa e/ou quente, uma transição de fase ocorre entre os estados *isolante de cor* (um gás de hádrons, feito de hádrons sem cor) e *condutor de cor*, onde os quarks e glúons, com cor, estão desconfinados. O estado da matéria no qual os quarks e os glúons não estão confinados em hádrons, mas livres para moverem-se por grandes volumes espaço-temporais, é chamado de Plasma de Quarks e Glúons (QGP).

O estudo teórico das condições para a transição e das propriedades do estado da QGP não pode ser realizado usando métodos da QCD perturbativa, uma vez que a abordagem

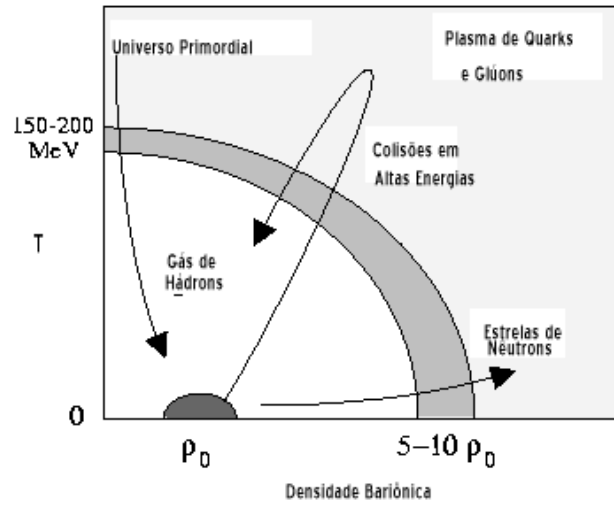


Fig. 1.10: Diagrama de fase da matéria fortemente interagente [51].

perturbativa só pode ser aplicada para pequenos valores da constante de acoplamento da QCD. Quando estudamos a matéria nuclear sob condições extremas de densidade e/ou temperatura, os métodos perturbativos devem ser substituídos por modelos fenomenológicos ou por cálculos de QCD na rede, que são simulações numéricas da equação de estado da QCD num volume finito discretizado do espaço-tempo.

O diagrama de fase para a matéria fortemente interagente é apresentado na Fig. 1.10 e é obtido a partir de modelos termodinâmicos [51], envolvendo temperatura e densidade bariônica. A temperatura da transição (T_c) entre a matéria hadrônica e o QGP varia de $T_c \simeq 140 - 200 \text{ MeV}$, com densidade bariônica nula, até $T = 0$, na densidade bariônica crítica $\simeq 5 - 10$ vezes a densidade da matéria nuclear comum. A ordem desta transição de fase depende do modelo onde é calculada: dependendo do valor dado às massas dos quarks, a transição será de primeira ou segunda ordem. Para o caso do valor físico da massa dos quarks, uma transição de segunda ordem é esperada pelos cálculos de QCD na rede.

Para investigar a matéria nestas condições extremas de temperatura e densidade bariônica, precisamos de um instrumento poderoso, o qual é encontrado nas colisões de íons pesados em altas energias: a formação do QGP como um estado transiente é esperada nestas colisões caso a temperatura e densidade de energia críticas, exigidas para a transição de fase, sejam alcançadas. Devido a seu curto período de existência, a formação só pode ser evidenciada através de medidas indiretas de observáveis denominados *assinaturas*.

1.7 Observáveis

Para uma caracterização da matéria formada nas colisões de íons pesados, é necessário um estudo de sondas penetrantes no meio, que possam acessar os estágios iniciais da colisão e também oferecer informações do meio onde são produzidas. Devido a sua natureza, este tipo de observável é raro e conseqüentemente depende do desenvolvimento de valores muito grandes de luminosidade integrada, característica própria da construção de um acelerador e detectores. Duas classes diferentes de sondas são propostas:

- **Sondas duras**, criadas nos estágios iniciais da colisão, que possam se propagar através do meio e assim ser modificadas pela interação com o mesmo. Estas são sondas de espalhamentos duros da QCD e seus principais observáveis são as partículas com alto momentum transversal (p_{\perp}) produzidas pela fragmentação de jatos, produção de *charm* aberto (mésons D) e mésons J/Ψ , e eventualmente também produção de quarks *bottom* e mésons Υ .
- **Sondas eletromagnéticas** que sejam criadas no estágio inicial e/ou pelo meio. Devido ao seu grande livre caminho médio estas sondas podem deixar o meio sem interações de estado final, carregando assim informações sobre as condições e propriedades do meio. Os principais observáveis são pares e^+e^- de pequena massa e a radiação termal do meio (tanto fótons reais quanto virtuais).

Nesta tese, nos concentramos no estudo de características das sondas duras, considerando os efeitos de sombreamento presentes nas funções de onda iniciais (Cap. 2) e os efeitos de perda de energia devido à formação do meio denso desconfinado (Cap. 3 e 4).

1.7.1 Supressão de J/Ψ

O méson J/Ψ é um estado ligado envolvendo dois quarks pesados ($c\bar{c}$), em analogia com o positrônio (e^+e^-) da QED. O valor da massa $m_c = 1,5$ GeV fornece uma escala dura para o problema e permite fatorizá-lo conforme a Eq. (1.16), apesar deste valor apresentar-se muito próximo do limiar da física não-perturbativa. Assim, podemos tratar a produção do par $c\bar{c}$ (parte perturbativa) separadamente da hadronização (parte não-perturbativa), onde a interação do par inicialmente produzido é levada em consideração.

Portanto, uma das possíveis assinaturas é a supressão deste méson, devido ao fenômeno de blindagem de cor, análogo ao mecanismo de Debye [52]. Esta blindagem diminuiria a força atrativa de cor que liga o quark c ao antiquark \bar{c} , conforme descrito na seção anterior. Em outras palavras, é esperado que o J/Ψ seja dissolvido caso o meio torne-se desconfinado. Esse sinal da formação do desconfinamento é relevante, uma vez que essa supressão do estado

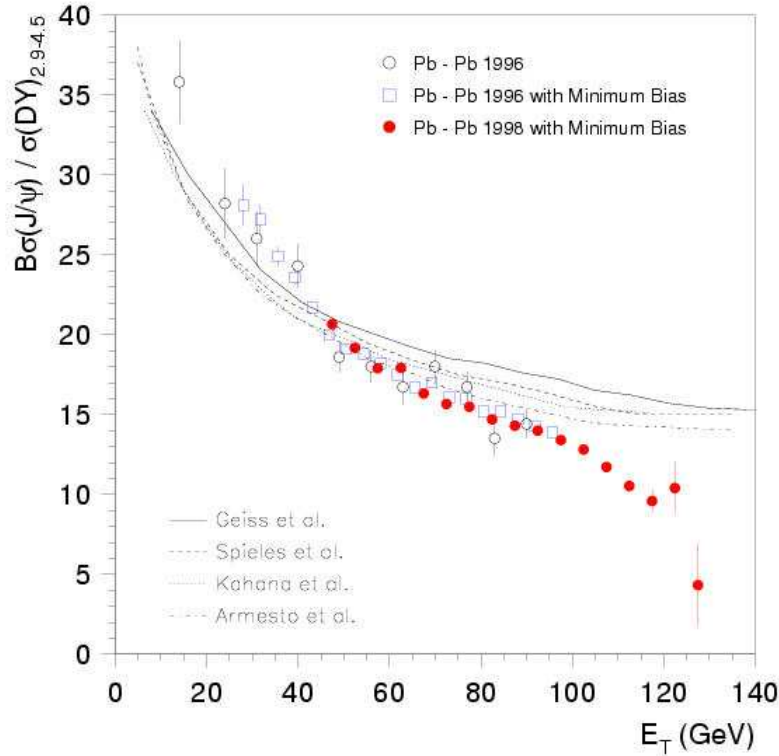


Fig. 1.11: Razão $(J/\Psi)/DY$ em função da energia transversa para colisões $Pb - Pb$ no CERN-SPS. Dados da colaboração NA50 [53]. Alguns modelos hadrônicos são considerados como comparação. Figura da Ref. [53].

pelo meio só deve ocorrer quando a temperatura do meio é praticamente a temperatura crítica T_c . Numa colisão de íons pesados, onde espera-se que a temperatura alcance valores dessa ordem, há expectativa da formação do QGP. Devido a isso, a supressão de J/Ψ em colisões nucleares, especialmente envolvendo núcleos, é considerada uma boa evidência da formação do plasma.

Motivados pela busca deste sinal da formação do QGP, diversas colaborações concentraram seus esforços nas observações de uma supressão nos dados obtidos para a produção de J/Ψ . Estes estudos estenderam-se desde colisões envolvendo apenas um núcleo (pA) até colisões envolvendo íons pesados, $Pb-Pb$. Uma vez que a densidade de energia alcançada numa colisão pA fica abaixo do valor crítico, a formação de plasma não é esperada neste tipo de colisão. Porém, o estudo destes processos é importante para descobrir a magnitude de outros efeitos que levam à supressão de J/Ψ , sem considerar a formação do QGP.

Os resultados experimentais da colaboração NA50 [53], no CERN, mostram uma supressão considerada anômala, que não pode ser explicada pela absorção nuclear. Estes dados

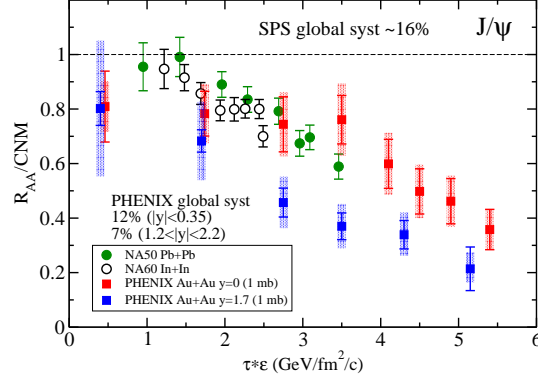


Fig. 1.12: Probabilidade de sobrevivência (R_{AA}/CNM) para o J/Ψ em função da densidade de energia alcançada. Na figura são mostrados os resultados para SPS e RHIC, para rapidez central ($y = 0$) e positiva ($y = 1.7$). Figura da Ref. [58].

são apresentados na forma da razão $(J/\Psi)/DY$ em função do comprimento do meio e da centralidade da colisão. Esta grandeza, porém, não pode ser diretamente medida, apenas estimada. Para esta estimativa, usa-se a energia neutra transversa, medida pelos detectores. Os resultados na Fig. 1.11 são apresentados em função desta energia transversa, E_T ¹. Estes resultados são apontados como evidência de formação de um estado de matéria fortemente interagente, porém sem as características esperadas do Plasma de Quarks e Glúons.

Outros mecanismos também são apontados como responsáveis por esta supressão do méson no SPS, considerando desde interações entre o méson e outras partículas presentes no meio [54] até esquemas que consideram múltiplos espalhamentos após a interação dura [55, 56]. Uma combinação de efeitos nucleares e múltiplos espalhamentos foi estudada na Ref. [41, 57], onde mostrou-se que os resultados experimentais de produção de J/Ψ são bem descritos em toda a faixa de energia até o SPS. Para os experimentos em RHIC e no LHC, ainda são esperados efeitos de saturação partônica [41]. Uma discussão mais detalhada destes modelos pode ser encontrada na Ref. [57].

Para RHIC, porém, os modelos teóricos que são bem sucedidos na descrição dos dados do SPS tendem a superestimar a supressão quando comparados aos dados de rapidez central. Como é mostrado na Fig. 1.12, o fator de modificação nuclear R_{AA} tem um valor bem menor em colisões Au+Au em RHIC do que nos processos estudados no SPS. Esta figura mostra a razão entre o fator R_{AA} (definido na Eq. 1.45) e o espectro de J/Ψ na matéria nuclear fria (CNM) em função da densidade de energia. Esta comparação deve ser feita com cuidado,

¹ A energia transversa é definida pela expressão $E_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$, onde m é a massa da partícula e $p_T^2 = p_x^2 + p_y^2$ é o momentum transversa ao eixo da colisão, considerado como o eixo z .

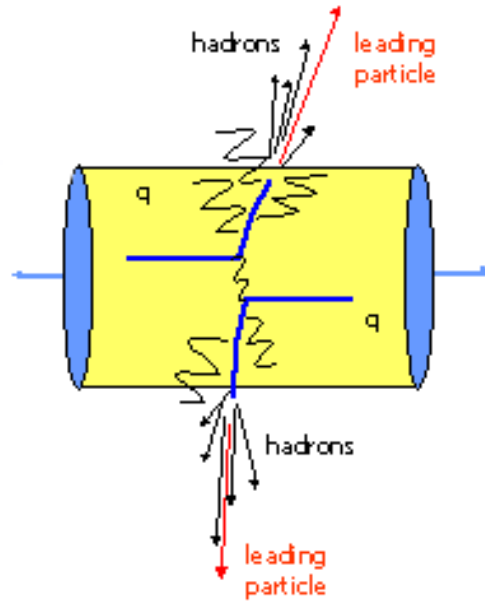


Fig. 1.13: Representação esquemática da atenuação de jatos num processo núcleo-núcleo. O meio, representado pela forma cilíndrica induz a radiação de glúons. Em processos hádron-núcleo, este meio está ausente, ou seja, esta radiação de glúons não é formada.

pois não é completamente clara a comparação entre as densidades de energia alcançadas no SPS e em RHIC. Para explicar os resultados, descrevendo-os corretamente, faz-se necessário considerar a regeneração do J/Ψ , através da recombinação dos quarks *charm* na matéria nuclear [59] desconfiada, o que diminuiria a supressão.

Do ponto de vista teórico, podemos representar estes modelos como modificações na evolução das funções de fragmentação das partículas de alto momentum transversal devido à presença do meio denso e de temperatura finita (como o QGP). Neste caso, pártons extremamente energéticos (o par $c\bar{c}$), produzidos em um processo duro, propagam-se pela matéria nuclear produzida, perdendo energia através de radiação ou de múltiplos espalhamentos elásticos. Este fenômeno é genericamente denominado atenuação de jatos, o que discutiremos com mais detalhes na próxima seção.

1.7.2 Atenuação de Jatos

Uma das primeiras assinaturas propostas teoricamente foi a atenuação de jatos em alto momentum transversal, i.e., o desaparecimento de um jato hadrônico resultante da fragmentação de um párton duro produzido na colisão devido a sua absorção pelo meio denso

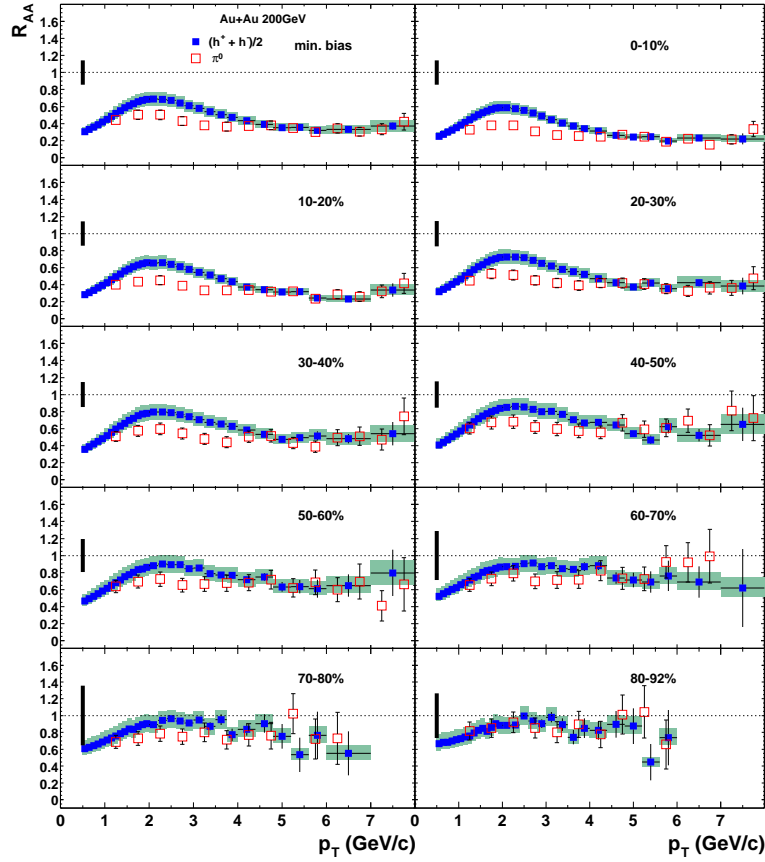


Fig. 1.14: Fator de modificação nuclear para hádrons carregados e para píons neutros, para $\sqrt{s} = 200$ GeV em RHIC, para diferentes centralidades. Dados da colaboração PHENIX [72].

produzido na reação.

O estudo dos processos em alto momentum transversal (p_{\perp}) como sondas do meio produzido começou com o trabalho de Bjorken [60] em 1982. A idéia básica era que se um meio fosse produzido na colisão, as partículas com alto p_{\perp} produzidas no interior deste meio no estágio inicial perderiam energia (e eventualmente termalizariam-se) em seu caminho escapando deste meio. Este fenômeno de *atenuação de jatos* teve seus argumentos inicialmente desenvolvidos com base em espalhamentos elásticos, e a perda por esta atenuação foi inicialmente estimada como pequena. Refinamentos posteriores [61]-[63] propuseram que a radiação de glúons induzida pelo meio seria a fonte dominante de perda de energia.

A redução da energia do parton se traduz numa redução do momentum médio dos hádrons fragmentados, o que, por sua vez, produz uma supressão no espectro de hádrons produzidos em alto p_{\perp} em relação ao espectro correspondente em colisões p+p, escalonado pelo número de colisões binárias, N_{bin} . Um espectro em forma de lei de potência para

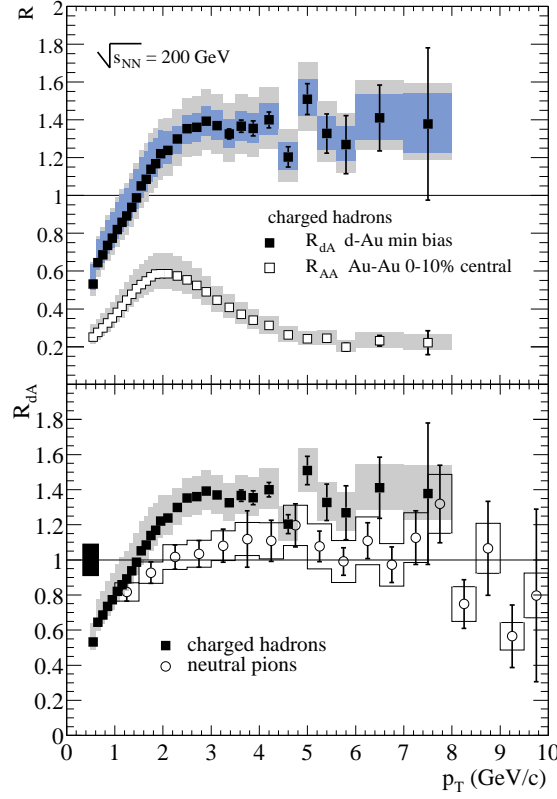


Fig. 1.15: Comparação entre os resultados medidos para o fator de modificação nuclear para processos $d+Au$ e colisões centrais $Au+Au$, em $\sqrt{s} = 200$ GeV. Dados da colaboração PHENIX [72].

$p_{\perp} \geq 3$ GeV implica que uma modesta redução na energia do párton que se fragmenta pode produzir um decréscimo significativo no número de hádrons para um dado valor de p_{\perp} . Assim, a supressão de hádrons em alto p_{\perp} pode fornecer informação experimental direta da densidade de cargas de cor no meio pelo qual o párton passa. Experimentalmente, este comportamento está refletido no fator de modificação nuclear

$$R_{AB}(p_{\perp}) = \frac{d\sigma^{AB}(p_{\perp})/dydp_{\perp}^2}{N_{\text{bin}}d\sigma^{pp}(p_{\perp})/dydp_{\perp}^2}, \quad (1.45)$$

onde $d\sigma^{AB}(p_{\perp})/dydp_{\perp}^2$ e $d\sigma^{pp}(p_{\perp})/dydp_{\perp}^2$ são as seções de choque inclusivas para colisões entre núcleos distintos A e B e entre prótons, respectivamente. No caso mais comum, como o tratado para colisões de íons pesados em RHIC, os dois núcleos são simétricos, i.e., íons de ouro. Neste caso, temos a razão R_{AA} , que mede o desvio entre o resultado da colisão A+A e a superposição incoerente de colisões p+p em termos de supressão ($R_{AA} < 1$) ou aumento ($R_{AA} > 1$). Os resultados para hádrons carregados são mostrados na Fig. 1.14 para

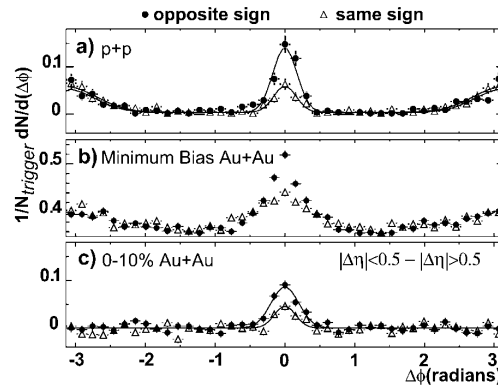


Fig. 1.16: Comparação do número de eventos medidos nos detectores localizados no hemisfério frontal para colisões $p + p$ e colisões $Au + Au$, sem cortes experimentais (“minimum bias”) e em colisões centrais.

diferentes classes de centralidade², mostrando que a supressão está presente em praticamente todo o intervalo de momentum transversal considerado, exceto em processos mais periféricos. Já os resultados apresentados na Fig. 1.15, comparando colisões $d+Au$ com processos $Au+Au$, mostra um crescimento, devido ao efeito Cronin, para colisões assimétricas $d+Au$, o que sinaliza que a supressão mostrada na Fig. 1.14 é devido ao meio formado no estado final dos processos $Au+Au$.

Um dos pontos mais críticos nos cálculos de perda de energia é o tratamento da evolução temporal da densidade de energia da matéria através da qual o párton se propaga. Mesmo se ignorarmos a expansão transversal da matéria criada, a expansão longitudinal produz uma rápida redução na densidade de energia como função do tempo. A maior parte dos cálculos de perda de energia assume que a densidade de cargas de cor diminui como uma função do tempo próprio τ , $\rho(\tau) = \rho_0\tau_0/\tau$ e neste caso o valor medido para R_{AA} pode ser usado para inferir o produto $\rho_0\tau_0$. Aqui τ_0 representa o instante de formação dos pártons a partir dos quais o meio é formado e ρ_0 é a densidade inicial destes pártons. Uma vez que os glúons têm a maior seção de choque para espalhamento com outros pártons, a densidade inicial de cargas de cor pode ser interpretada como a densidade de glúons.

1.7.3 Resultados Experimentais

Com o advento da era dos colisores de íons pesados, inicialmente com o RHIC e nos próximos anos com o LHC, estes efeitos puderam ser medidos pela primeira vez. Os resultados

² A centralidade de uma colisão é definida em termos do parâmetro de impacto b , que mede a distância transversal entre os centros dos núcleos envolvidos no processo. Para uma colisão entre dois núcleos simétricos, de raio R_A , $0 \leq b \leq R_A$

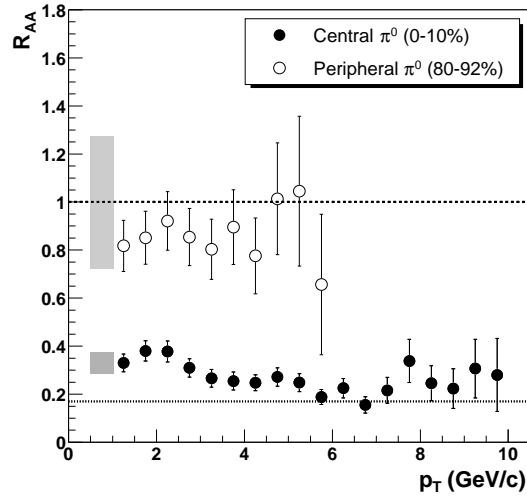


Fig. 1.17: Fator de modificação nuclear para pions em processos Au+Au, em $\sqrt{s} = 200$ GeV, comparando colisões centrais e periféricas. Dados da colaboração PHENIX [72].

experimentais que surgem de RHIC, quando comparamos as colisões centrais Au+Au com colisões p+p são os seguintes: supressão de partículas com alto p_{\perp} (que independe da espécie de partícula para $p_{\perp} \gtrsim 4$ GeV) [Fig. 1.14] e a total extinção do sinal associado às partículas de alto p_{\perp} no hemisfério oposto do detector (as correlações *back-to-back*) [Fig. 1.16]. Juntamente, os resultados experimentais em colisões assimétricas d+Au [Fig. 1.15] mostraram um crescimento na produção de partículas em alto momentum transversal (efeito Cronin) e correlações *back-to-back* de magnitude similar às medidas em processos p+p. Estes efeitos apontam na direção de um cenário onde existe uma forte interação da partícula com alto p_{\perp} com o meio (denso) produzido, em concordância com o cenário de atenuação de jatos.

Os experimentos em RHIC observaram que os valores de R_{AA} para o espectro inclusivo de pions e de hádrons carregados tem supressão que se aproxima de um fator 5 para colisões centrais, como podemos ver na Fig. 1.17 [72]. Este comportamento pode ser reproduzido por diferentes cálculos de atenuação de jatos baseados em QCD perturbativa, sempre baseadas em perda de energia radiativa induzida pelo meio. Por outro lado, recentes dados [ver Fig. 1.18] em elétrons que não são originados por decaimentos de fótons [72, 75], os quais são uma prova indireta da perda de energia dos quarks pesados, apresentam uma supressão ainda maior dos elétrons do que predita na região $p_T \approx 4 - 8$ GeV, que aponta a presença de uma nova contribuição à atenuação de jatos.

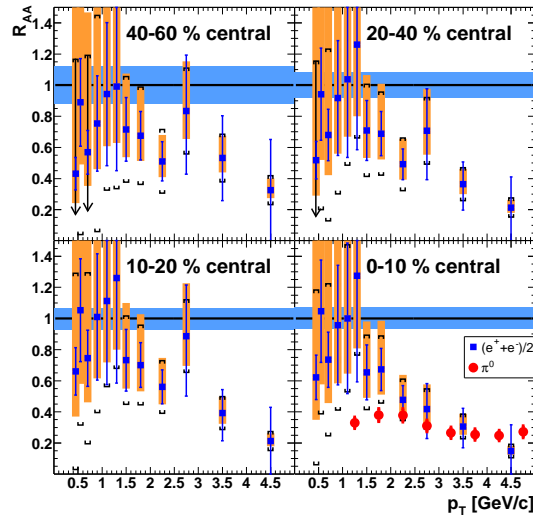


Fig. 1.18: Fator de modificação nuclear para elétrons não originados por decaimentos fotônicos, associados portanto ao decaimento de quarks pesados, em processos $Au+Au$, em $\sqrt{s} = 200$ GeV. Dados da colaboração PHENIX [72].

1.8 Conclusões

Neste capítulo, apresentamos uma breve discussão da teoria das interações fortes, discutindo suas propriedades e principais premissas utilizadas na análise dos resultados experimentais de processos de colisão entre íons pesados. A utilização da fatorização colinear permite a distinção entre efeitos de estado inicial, na forma de modificações nas distribuições partônicas dos núcleos, cujos efeitos serão discutidos no Cap. 2 [64] e efeitos de estado final, na forma de interações entre as partículas produzidas na colisão e o meio formado no processo, que é assumido como um Plasma de Quarks e Glúons. Estas interações provocam o efeito de atenuação de jatos no espectro medido experimentalmente, que está diretamente ligada à perda de energia por pártons energéticos se propagando no QGP.

Conforme discutimos neste capítulo, a maior parte dos cálculos de perda de energia e atenuação de jatos considera o mecanismo radiativo como dominante em comparação ao mecanismo elástico. No Cap. 3, estimamos a importância deste último para a perda de energia [65], comparando-o com o primeiro, no limite de energias acessíveis em colisões nucleares no RHIC. Ainda com relação à perda elástica (ou colisional) de energia, no Cap. 4 apresentamos nossos estudos da influência da expansão do meio para o valor desta perda de energia [67], utilizando a modificação no valor da constante de acoplamento forte, α_s , em função da temperatura do sistema, de forma a modificar a intensidade da interação entre o párton que se propaga e o meio formado. Finalmente, apresentamos um sumário de nosso trabalho e algumas perspectivas, considerando os atuais resultados de RHIC e projetando

este estudo para energias de LHC, cujas primeiras tomadas de dados ocorrem já neste ano.

Capítulo 2

Produção de mésons D em processos d+Au

As altas densidades alcançadas em colisões de íons pesados relativísticos podem induzir uma grande magnitude de perda de energia nos pártos duros que se propagam através do meio formado nestes processos. A perda de energia experimentada por um párton rápido pode servir como uma medida da densidade de cargas de cor do meio no qual ele viaja [61, 68]. Num meio denso, como o QGP, esta perda de energia pode ser significativa. Quando pártos de grande momentum transversal são produzidos nos primeiros estágios desses processos, espera-se que eles possam servir como provas do estágio inicial do meio denso formado [69], como descrito no capítulo anterior. O mecanismo de perda de energia é imaginado para explicar a supressão observada na região de grande momentum transversal (q_T) do espectro de hádrons em colisões centrais Au+Au em RHIC [72, 73, 74, 75]. Porém, esta característica dos dados pode ser explicada [70] também por efeitos de saturação nas funções de onda nucleares iniciais usando o formalismo do Condensado de Vidros de Cor (CGC) [71].

Para podermos determinar qual mecanismo é responsável por esta supressão, colisões d+Au foram estudadas em RHIC. Em rapidez central os dados [72, 75, 73] mostram uma ausência da atenuação de jatos [Fig. 1.15], o que indica que os padrões de supressão observados em alto q_T em colisões Au+Au não são efeitos de estado inicial a serem considerados na função de onda do feixe (núcleo), mas são causados pelas interações de estado final dos pártos duros com o meio denso produzido. Para testar a consistência da interpretação destes efeitos de atenuação devido à perda de energia num meio desconfinado, um estudo comparativo dos padrões de atenuação entre pártos pesados e pártos sem massa foi proposto [76, 77, 78]. A grande massa dos quarks pesados modifica a radiação de glúons, uma vez que ela é suprimida para pequenos ângulos $\theta < m_Q/E$ [79], conforme ilustrado na Fig. 2.1 onde m_Q é a massa do quark pesado e E , sua energia, implicando em diferentes perdas de energia para quarks leves e pesados, em sua propagação através do meio denso. Como consequência, pode-se observar a atenuação no espectro de hádrons leves que acompanham

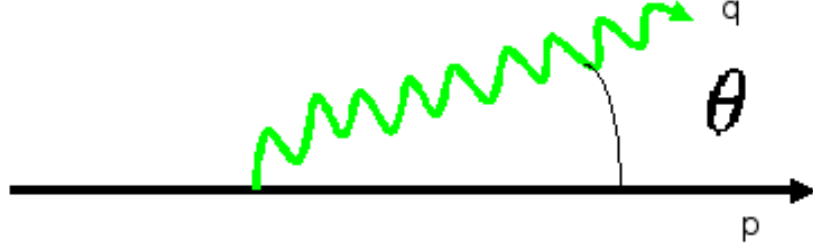


Fig. 2.1: Representação esquemática do efeito "dead-cone", onde a emissão de glúons é suprimida na região de baixos ângulos θ , definidos entre os vetores momentum do quark pesado e do glúon irradiado.

jetos de quarks pesados, e um aumento dos hádrons contendo *charm* medidos [76, 77, 80]. A produção de mésons pesados também é afetada pelos efeitos de estado inicial, e sua magnitude deve ser estimada para uma predição mais realística da perda de energia para quarks pesados.

Neste capítulo, a validade da QCD perturbativa e da fatorização colinear, apresentadas no Cap. 2, é assumida para o regime cinemático de RHIC, e este tratamento é considerado como base para explicitar a presença de novos efeitos dinâmicos na produção de mésons contendo *charm* em colisões de íons relativísticos. Nosso foco está em processos deuteron-núcleo, uma vez que estudos deste tipo de interações podem fornecer importantes sinais para futuras medições em processos núcleo-núcleo. Em particular, a região de rapidez positiva é estudada, onde a fração de momentum dos pártons nucleares, x_2 , alcança os menores valores (Fig. 2.2) e espera-se que efeitos de saturação tornem-se importantes [83, 84, 85]. Uma vez que os valores alcançados de x , em energias de RHIC, não são muito pequenos, é necessário conhecer as predições dos modelos convencionais de QCD que assumem sombreamento nuclear. No restante do capítulo, analisaremos a dependência em rapidez das razões de modificação nuclear, R_{AB} , definida na Eq. 1.45, considerando a parametrização EKS [28, 29] para os efeitos nucleares. Predições para distribuições em rapidez para os mésons D em RHIC ($\sqrt{s} = 200$ GeV) também são calculadas e a análise é estendida para LHC ($\sqrt{s} = 5.5$ TeV).

Aqui se faz necessário um comentário relacionado à produção de hádrons leves. Atualmente, a descrição dos resultados experimentais na região de rapidez central pode ser obtida usando uma aproximação perturbativa que inclui os efeitos de sombreamento nuclear nas distribuições partônicas e um momentum transversal intrínseco inicial (k_{\perp} intrínseco, para diferenciar do momentum transversal p_{\perp} adquirido) dos pártons que colidem, de maneira

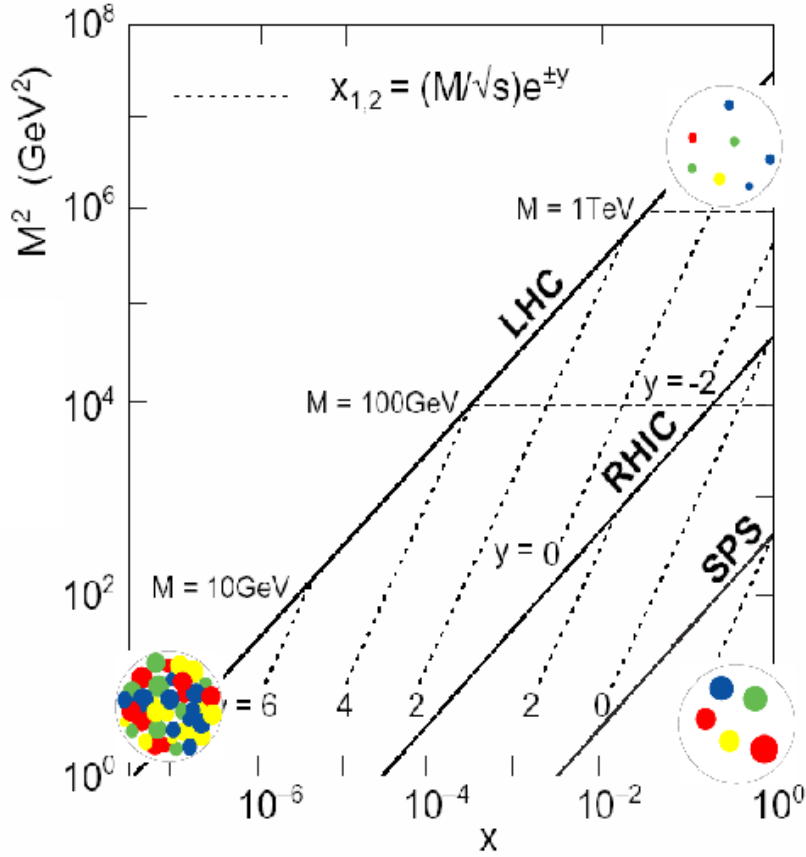


Fig. 2.2: Regiões cinemáticas alcançadas pelos experimentos realizados no CERN (SPS e LHC) e no BNL (RHIC), apresentadas em função da virtualidade (aqui apresentada como M^2) e da fração de momentum x .

a reproduzir o pico de Cronin [86, 88]. Contudo, é importante enfatizar que os modelos convencionais de sombreamento nuclear existentes não podem explicar, por completo, tanto o efeito Cronin quanto a supressão na região de rapidez positiva, bem como a magnitude desta supressão. Por outro lado, no formalismo do Condensado de Vidros de Cor [71] os dois efeitos estão previstos [83] como consequência da equação de evolução não-linear. A presença de um cenário similar para a produção de hádrons contendo *charm* ainda é matéria de intenso estudo e discussão [89, 90, 91], uma vez que a maior contribuição para a seção de choque para quarks pesados vem de valores de x maiores do que os típicos para produção de hádrons leves em todos os valores de rapidez alcançados pelo experimento [93]. Os resultados apresentados neste capítulo foram publicados na Ref. [64].

2.1 Produção de mésons D usando QCD perturbativa

Hádrons compostos com quarks pesados são uma importante ferramenta para o estudo das propriedades das interações fortes. Suas grandes massas fornecem uma escala que permite o uso da QCD perturbativa para computar processos de produção, já que a dinâmica de longa distância está efetivamente desacoplada da dinâmica de curta distância. O valor da massa do quark *charm* está no limite de aplicabilidade da QCD perturbativa, ainda sendo objeto de discussão. Neste formalismo, pode-se usar a fatorização colinear para calcular a produção de quarks pesados. Em twist dominante, a seção de choque semi-inclusiva se fatoriza como o produto envolvendo as distribuições de glúons, a função de fragmentação dos quarks pesados e a seção de choque partônica dura. A aplicação da fatorização, porém, não é evidente para o regime cinemático onde a massa do quark pesado m_Q é muito menor que a energia de centro de massa, \sqrt{s} [91]. Por exemplo, existem estudos de que, na faixa de energias de RHIC, os valores de x alcançados pelos nucleons são baixos o suficiente para justificar o cálculo com o núcleo assumido como um sistema partônico denso saturado (o Condensado de Vidros de Cor), com uma escala de saturação característica Q_s , quebrando a fatorização do processo [89]. Em particular, a produção de quarks pesados, e consequentemente a produção de mésons D, foi estudada usando uma aproximação semi-clássica nas Refs. [89, 90], onde foi mostrado que o fenômeno da saturação torna o espectro mais duro do que o predito usando o Monte Carlo PYTHIA [89].

Na Ref. [64], usamos um modelo baseado em QCD perturbativa [88] para produção de jatos em uma colisão hadrônica. Em ordem dominante, a seção de choque inclusiva em processos pp' (onde p e p' simbolizam um próton (p) ou um nucleon (N)) para produção de um parton de sabor $i = g, q, \bar{q}$ ($q = u, d, s, \dots$) com momentum transversal p_T e rapidez y [94] é escrito como uma soma de contribuições das seções de choque vindas dos partons do feixe (p) e dos partons do alvo (p'):

$$\frac{d\sigma^{pp' \rightarrow iX}}{dp_T^2 dy} = \langle x f_{i/p} \rangle_{y_i, p_T} \frac{d\sigma^{ip'}}{dy_i d^2 p_T} \Big|_{y_i=y} + \langle x f_{i/p'} \rangle_{y_i, p_T} \frac{d\sigma^{ip}}{dy_i d^2 p_T} \Big|_{y_i=-y}, \quad (2.1)$$

onde

$$\begin{aligned} \langle x f_{i/p} \rangle_{y_i, p_T} &= \frac{K}{\pi} \sum_j \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \int dy_2 x_1 f_{i/p}(x_1, Q_p^2) \frac{d\hat{\sigma}^{ij}}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) \\ &\times x_2 f_{j/p'}(x_2, Q_p^2) \Big/ \frac{d\sigma^{ip'}}{d^2 p_T dy_i} \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\frac{d\sigma^{ip'}}{d^2 p_T dy_i} = \frac{K}{\pi} \sum_j \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \int dy_2 \frac{d\hat{\sigma}^{ij}}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) x_2 f_{j/p'}(x_2, Q_p^2) \quad (2.3)$$

são interpretados, respectivamente, como o fluxo médio dos partons do feixe de sabor i do hádron p , e as seções de choque para o espalhamento parton-hádron. Para os partons i e j

no estado final, a rapidez é denotada, respectivamente, y_i e y_2 . Neste modelo, para evitar a divergência infravermelha no propagador do glúon, acrescenta-se uma pequena massa a este propagador e define-se $m_T = \sqrt{p_T^2 + p_0^2}$. Os momenta fracionários dos pártons i and j , envolvidos na colisão, são $x_{1,2} = \frac{m_T}{\sqrt{s}}(e^{\pm y_i} + e^{\pm y_2})$, com a região de integração para y_2 dada por $-\log(\sqrt{s}/m_T - e^{-y_i}) \leq y_2 \leq \log(\sqrt{s}/m_T - e^{y_i})$. Mais detalhes são dados nas Refs. [88, 94].

Para a produção de mésons contendo *charm* em altas energias o subprocesso dominante é $gg \rightarrow c\bar{c}$. Esta seção de choque $d\hat{\sigma}^{ij}/d\hat{t}$ pode ser encontrada, e.g., em [95] e é proporcional à $\alpha_s(\mu^2)$, com $\mu = Q_p = \sqrt{m_T^2 + m_Q^2}$. O factor K em (2.1) é introduzido de forma a considerar correções para cálculos em próxima ordem dominante (NLO) e é, em geral, dependente da energia e da escala [94]. Para as distribuições partônicas será usada a parametrização CTEQ5 em ordem dominante [23], calculada em Q_p , e os efeitos de sombreamento nuclear são considerados no cálculo, utilizando-nos da parametrização [28, 29].

A produção inclusiva de hádrons através de fragmentação independente do párton i num hádron h , é calculada como uma convolução da seção de choque partônica (2.1) com uma função de fragmentação $D_{i \rightarrow h}(z, Q_h^2)$:

$$\frac{d\sigma^{pp' \rightarrow hX}}{dq_T^2 dy_h} = \frac{d\sigma^{pp' \rightarrow iX}}{dp_T^2 dy_i} \otimes D_{i \rightarrow h}(z, Q_h^2), \quad (2.4)$$

onde q_T é o momentum transversal do hádron h , y_h sua rapidez, e z a fração de momentum no cone de luz do hádron e de seu párton original i [94]. Este modelo mostrou-se bem-sucedido para descrever os dados para hádrons carregados e píons neutros, em rapidez central [88], conforme mostrado na Fig. 2.3. Na região de baixo q_T , ainda foi considerado um k_T intrínseco para os pártons no estado inicial, de maneira a corrigir a curvatura do espectro hadrônico. Porém, uma vez que nosso interesse aqui está nas modificações devido ao sombreamento nuclear, não consideramos k_T intrínseco neste cálculo. Para a função de fragmentação, usaremos a função de Peterson [96] com $\epsilon = 0.043$, seguindo a Ref. [89] (onde foi usado o formalismo do CGC). Por uma questão de notação no decorrer deste trabalho, o momentum transversal do hádron formado é denotado q_T , enquanto que o do párton que emerge da interação dura é denotado por p_T .

Em altas energias o processo dominante para a produção de quarks pesados é a fusão de glúons e, portanto, a seção de choque é fortemente dependente do comportamento da distribuição nuclear de glúons. Atualmente, existem diversas parametrizações na literatura que predizem comportamentos e magnitude distintos para os efeitos nucleares na distribuição de glúons e uma recente comparação é feita na Ref. [93]. Ao contrário das distribuições partônicas no nucleon [ver Sec. 1.4], das quais a exigência de predições a cada dia mais precisas tem levado a um grau impressionante de acurácia e refinamento nos últimos anos, a extração de funções de distribuição partônicas nucleares está num estágio consideravelmente

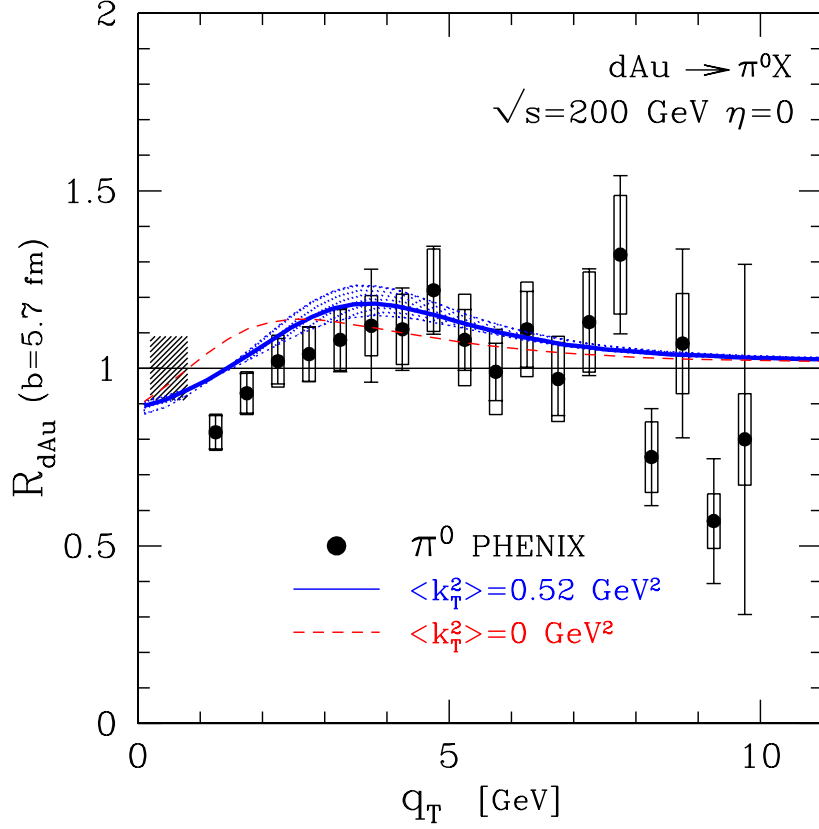


Fig. 2.3: Comparação entre os resultados de π^0 [72] com o modelo perturbativo. Fig. da Ref. [88].

anterior de desenvolvimento. Não é apenas pelo limitado número e diversidade dos dados nucleares, mas a própria análise está restringida à precisão de ordem dominante (LO), com parametrizações dos efeitos nucleares que não levam a bom valores do parâmetro de desvio $\chi^2/d.o.f$ nos ajustes globais aos dados [28, 34].

Existem ainda algumas restrições inerentes aos formalismos implementados em LO, que definem as distribuições partônicas nucleares em termos das funções de distribuição no próton livre e de um fator de correção nuclear multiplicativo, computado numa certa escala inicial de energia, a partir do qual é evoluído seguindo as equações DGLAP. Um ponto problemático nestes formalismos é que o formato real do fator de correção nuclear necessário para reproduzir de maneira adequada os dados implica funções extremamente complexas, com um número muito grande de parâmetros de ajuste livres e que na prática tornam difícil a computação numérica da dependência em escala com precisão em próxima ordem dominante (NLO). O cálculo real das funções de estrutura e das equações de evolução nesta ordem de acurácia implica diversas integrais em convolução, extremamente difíceis de calcular exceto

se técnicas de transformadas de Mellin sejam aplicadas.

Apesar destes pontos desfavoráveis, utilizaremos neste capítulo a parametrização EKS [28, 29], a qual explicita os diferentes efeitos cinemáticos relacionados à região de x provada na colisão. Uma maneira conveniente de tratar os efeitos nucleares sem cair nas limitações da análise global baseada na evolução DGLAP é definir as PDFs nucleares usando um formalismo de convolução [37]. Neste caso, as densidades partônicas do próton livre são convoluídas com funções peso simples, as quais parametrizam os efeitos nucleares. O método de convolução naturalmente considera a faixa real das frações de momentum dos nucleons, permitindo uma evolução numérica direta via técnicas de transformadas de Mellin para a dependência em escala em NLO, levando a PDFs nucleares com um menor número de parâmetros livres, que permitem interpretar as modificações nucleares em termos de um mecanismo de re-balanceamento das frações de momentum entre as distribuições. O sucesso desta abordagem vem do fato de que a dependência dos efeitos nucleares na fração de momentum está fortemente relacionada à dos pártons nos nucleons livres, como pode ser mostrado nos modelos de re-escalamento [71], uma característica implicitamente incluída na convolução.

Com relação às análises em LO, a parametrização EKS [28, 29] possui um forte anti-sombreamento ($R_g^A \equiv xG_A/AxG_N > 1$) para valores intermediários de x ($x \sim 0.1 - 0.2$), devido aos vínculos de conservação de momentum, e efeito EMC ($R_g^A < 1$) para $x \sim 0.2 - 0.8$. Para valores mais baixos de x , ela apresenta sombreamento ($R_g^A < 1$). Por outro lado, a parametrização HKM [34], apresenta menos sombreamento em pequenos valores de x e o efeito EMC não está presente para x intermediário. Além disso, a regra de soma de momentum é subestimada na parametrização HIJING [35, 36], devido ao forte sombreamento para glúons e a falta de um efeito de anti-sombreamento. Devido a estas diferenças entre as parametrizações, apenas podemos estimar limites para os efeitos nucleares e para fornecer uma estimativa mais conservadora, adotamos a parametrização EKS. Os efeitos distintos nas diferentes regiões presentes nesta parametrização criam uma assimetria na distribuição em rapidez: para grandes valores negativos, a fração de momentum nuclear, x_2 , é grande, enquanto x_1 é pequeno; por outro lado, os valores positivos de rapidez permitem acessar pequeno x_2 e grande x_1 . Como nosso objetivo é estudar as modificações nucleares, nossa análise lida com os valores positivos de rapidez. Um estudo similar para hádrons leves é apresentado na Ref. [97]. Uma discussão mais detalhada sobre os efeitos nucleares e as parametrizações para os mesmos pode ser encontrada na Ref. [98].

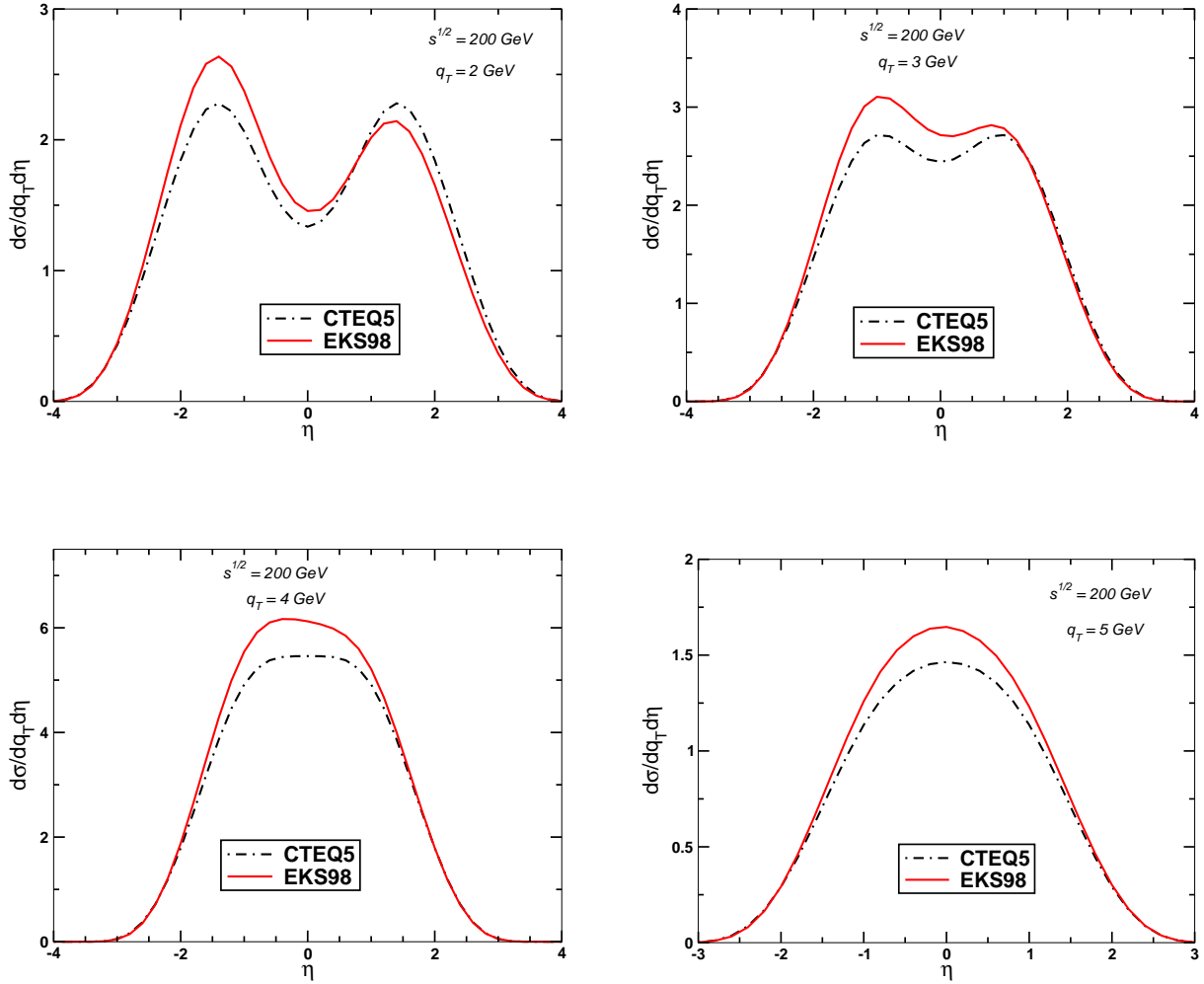


Fig. 2.4: Distribuições em rapidez para RHIC para valores distintos de momentum transverso.

2.2 Resultados e Discussão

2.2.1 Distribuições em Rapidez

Na Fig. 2.4 apresentamos as distribuições em rapidez do espectro de mésons D para quatro valores distintos de q_T para colisões d+Au em energias de $\sqrt{s} = 200$ GeV. A curva pontilhada, denominada CTEQ5, mostra a predição sem sombreamento nuclear e a curva sólida, denominada EKS98, mostra as predições quando consideramos o sombreamento nuclear. Uma assimetria é observada em pequeno q_T , mas desaparece para valores mais altos de q_T . Em $q_T = 2$ GeV, um forte anti-sombreamento enaltece o espectro em valores negativos de rapidez, e o sombreamento o suprime para valores positivos. Esta assimetria enfraquece

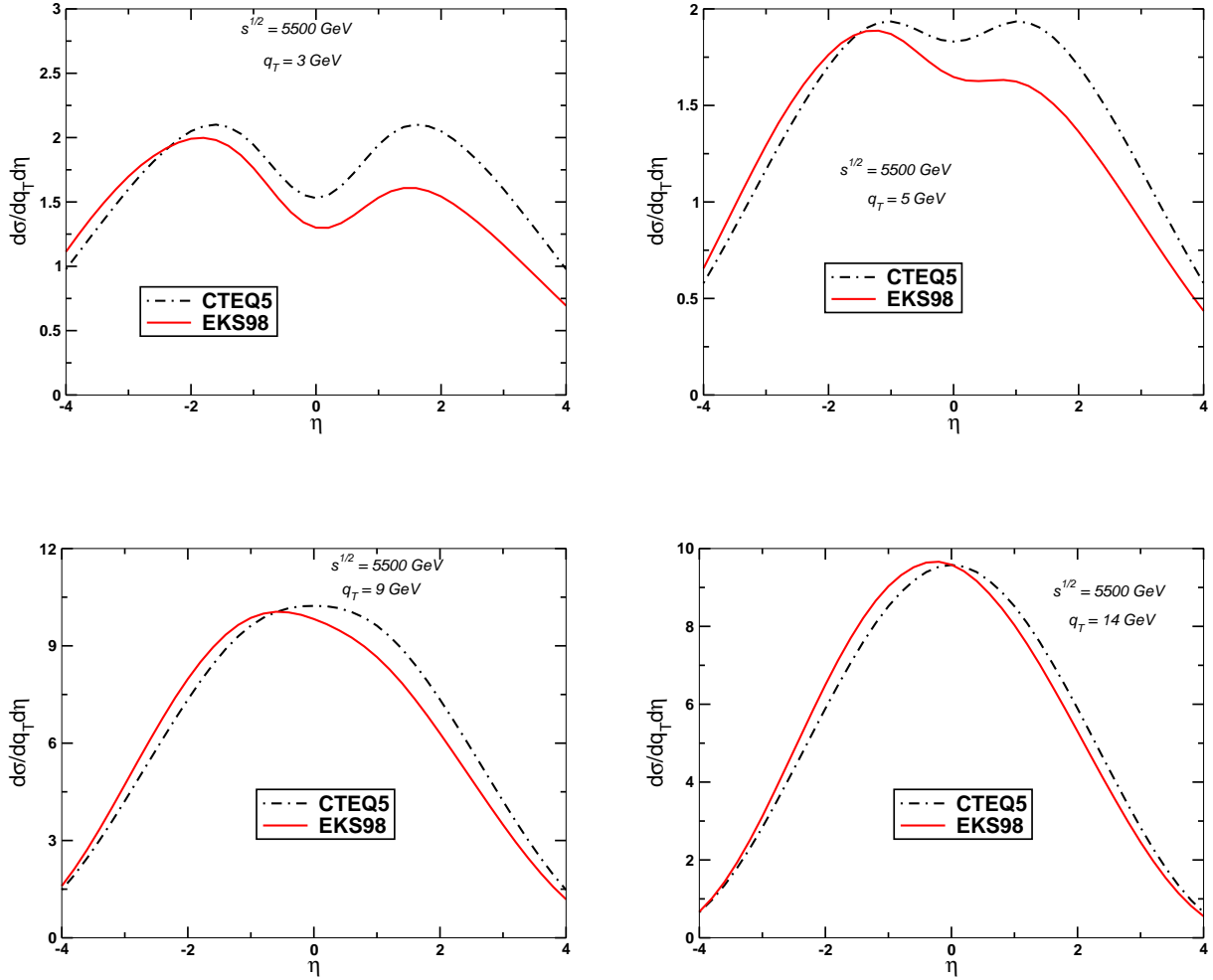


Fig. 2.5: *Idem* Fig 2.4 para LHC.

com o aumento de q_T , com os valores de x_2 para rapidez positiva aumentando, entrando na região de anti-sombreamento. A simetria em rapidez é recuperada para $q_T = 5$ GeV. Valores mais altos de q_T apresentam uma reversão na assimetria da rapidez, com aumento do espectro em valores positivos de rapidez.

Para a energia de LHC ($\sqrt{s} = 5.5$ TeV) e colisões p+Pb, a seção de choque para a produção de *charm* prova a distribuição de glúons na região de $x \geq 3 \times 10^{-5}$ e $y \leq 3$ [93]. Nesta região, a parametrização EKS assume que a distribuição nuclear de glúons se comporta de forma similar à do nucleon, o que implica que a razão R_g^A se mantém constante. Consequentemente, ela não considera qualquer efeito dinâmico novo, associado à alta densidade do meio neste regime cinemático, o que poderia modificar xg_A em comparação à xg_N . Esta é uma premissa conservadora, uma vez que resultados mais recentes para rapidez positiva indicam que a inclusão de efeitos de saturação é necessária. Contudo, como nosso

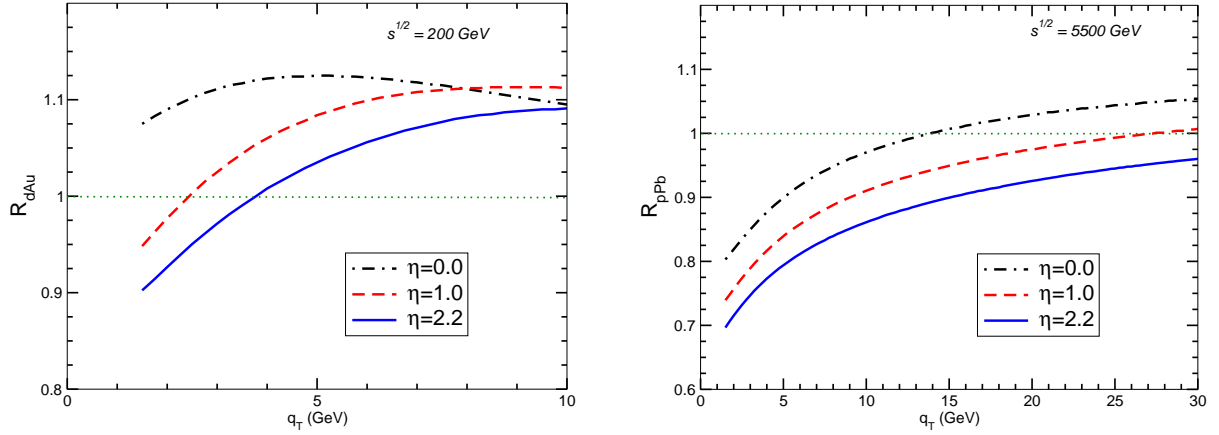


Fig. 2.6: Razão de modificação nuclear para mésons D em processos $d+Au$ e $p+Pb$.

objetivo é formar uma base de cálculo para comparações futuras, usamos a parametrização EKS como entrada em nosso cálculo. Na Fig. 2.5 apresentamos nossas previsões para as distribuições em rapidez para produção de mésons D nas energias de LHC. Encontramos que, para valores positivos de rapidez, a supressão do espectro diminui enquanto q_T aumenta, porém o anti-sombreamento domina em grandes valores negativos. O ponto de cruzamento entre as curvas assinala o valor de rapidez onde o sombreamento nuclear começa a dominar e com o crescimento de q_T este ponto se aproxima da rapidez central.

2.2.2 A Razão de Modificação Nuclear

Nossa análise se detém na região de valores positivos de rapidez, uma vez que nela os valores alcançados por x_2 tornam-se pequenos o suficiente para considerarmos a saturação da função de onda do núcleo. A colaboração BRAHMS investigou a produção de hádrons carregados em colisões d+Au para rapidez positiva, com os valores $\eta = 1$, $\eta = 2.2$ e $\eta = 3.2$ [73]. Dois destes valores são considerados para computar a evolução da razão de modificação nuclear R_{AB} , definida na Eq. (1.45), no momentum transversal. A previsão para rapidez central também é mostrada para comparação. Mesmo considerando que as correções NLO possam afetar o formato das distribuições em q_T , as correções de mais altas ordens se cancelam nesta razão. Nossos resultados são apresentados na Fig. 2.6 para $\sqrt{s} = 200$ GeV e para $\sqrt{s} = 5.5$ TeV, onde para computar o numerador, usamos processos d+Au no primeiro caso e processos p+Pb no segundo.

Em RHIC, como mostrado no painel esquerdo da Fig. 2.6, a produção de mésons D aumenta quando comparado às colisões p+p na região de alto q_T , e o valor de q_T onde este aumento começa depende do valor da rapidez. Se nenhum efeito estiver presente, esperamos

que a razão seja igual a um. Em rapidez central, todo o espectro é enaltecido, enfraquecendo com o aumento de q_T . Com o crescimento da rapidez, o espectro é suprimido em baixo q_T , mas se torna enaltecido para valores de q_T mais altos, o que é característico da parametrização usada. Para um valor fixo de rapidez, $x \propto m_T/\sqrt{s} \approx q_T/\sqrt{s}$ e os valores de x aumentam com q_T , entrando na região de anti-sombreamento da parametrização EKS. Em valores muito altos de q_T , esperamos que a razão possa cair abaixo de 1, devido ao efeito EMC presente na EKS. Em RHIC, este resultado sugere que na região onde a validade do tratamento perturbativo é esperada, $q_T > 3$ GeV, o espectro de mésons D será enaltecido devido ao anti-sombreamento nuclear. Este comportamento também está presente na produção de píons carregados na mesma escala de energia. Os dados preliminares de *charm* aberto da colaboração STAR [75] em rapidez central mostram esta característica na região $1 \text{ GeV} < q_T < 4 \text{ GeV}$. Para checar a coerência de nossos cálculos, também computamos o espectro de mésons D e verificamos que nossos resultados descrevem de forma razoável os resultados experimentais [75] na região de interesse para o presente estudo ($q_T \geq 2 \text{ GeV}$), subestimando os dados na região de q_T mais baixo, como esperado, uma vez que não incluímos um momentum transversal intrínseco. Este resultado não é mostrado aqui já que nosso principal objetivo é o fator de modificação nuclear R_{dAu} , que pode ser descrito usando um cálculo em ordem dominante. Por outro lado, no cálculo do espectro em q_T dos hádrons contendo *charm*, as correções NLO devem ser incluídas, uma vez que elas modificam o formato do espectro em q_T assim como a normalização da seção de choque. Os dois efeitos são praticamente cancelados ao computarmos a razão R_{dAu} . Dados recentes da colaboração STAR para o espectro de *charm* aberto em uma região larga em momentum transversal ($0 < q_T < 11 \text{ GeV}$) [75], apresentam o espectro medido de *charm* aberto muito mais duro do que o predito por cálculos com PYTHIA, porém de acordo com as predições da Ref. [89]. Tal resultado indica que o fenômeno da saturação pode tornar-se importante para produção de quarks pesados em RHIC. Contudo, estudos mais detalhados relacionados ao processo de hadronização são necessários antes de uma conclusão definitiva.

Para LHC, como mostrado no painel direito da Fig. 2.6, o comportamento de R_{pPb} é similar para os três valores de rapidez analisados. Para baixo q_T o espectro é suprimido, e o valor exato onde o aumento na produção passa a acontecer depende da rapidez. Em rapidez central, este ponto é $q_T \approx 14 \text{ GeV}$; para $\eta = 1$, ele ocorre em $q_T \approx 27 \text{ GeV}$, e este valor aumenta para $\eta = 2.2$. uma vez que a região a ser estudada em LHC é $q_T < 14 \text{ GeV}$, este resultado sugere que a supressão substancial que ocorre em valores positivos de rapidez é causada pelos efeitos de sombreamento nuclear. Os dois painéis na Fig 2.6 mostram uma supressão no espectro de hádrons para $q_T < 3 \text{ GeV}$ devido ao sombreamento nuclear. Porém, a formulação da QCD perturbativa pode não mais ser válida para um cálculo quantitativo nesta região de pequeno q_T .

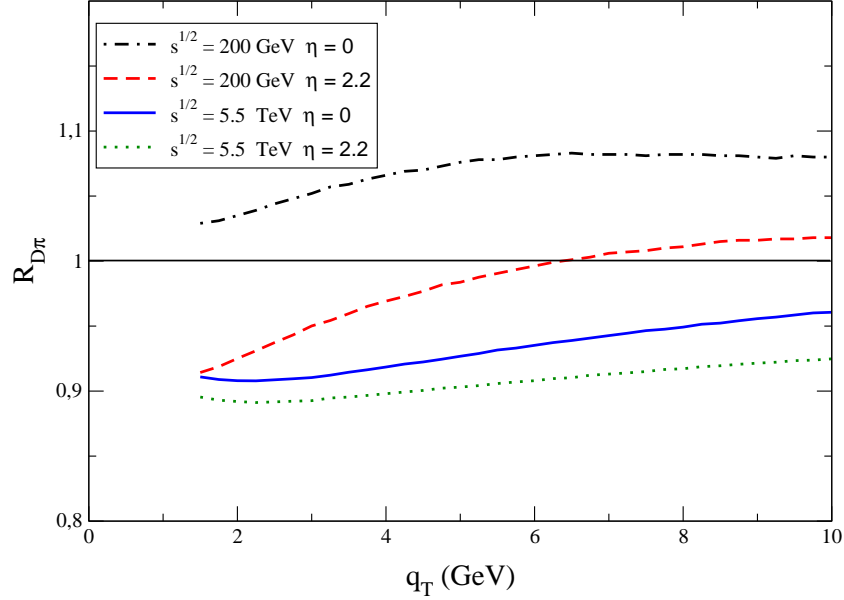


Fig. 2.7: Razão entre mésons D e píons em colisões hádron-núcleo, para energias de RHIC e LHC e diferentes valores de rapidez.

2.2.3 Efeitos de Massa e a Razão D/π

Em colisões nucleares nas quais o QGP seja formado, espera-se que, devido a grande massa dos quarks, a perda de energia radiativa para quarks pesados deve ser mais baixa do que para quarks leves. Isto ocorre devido a efeitos combinados de massa [76, 77]: o tempo de formação da radiação de glúons é reduzida e a massa também suprime a amplitude da radiação de glúons em ângulos menores do que a razão entre a massa do quark e sua energia devido à interferência quântica destrutiva [79] - o efeito "dead-cone". Devido a estas diferentes perdas de energia, a razão entre hádrons com quarks pesados e com quarks leves pode fornecer uma ferramenta para a investigação do meio formado nas colisões de íons pesados. Além disso, quando consideradas colisões com energias de centro de massa suficientemente grandes, como em RHIC, enquanto mésons pesados são produzidos de forma dominante por glúons, os hádrons leves são produzidos pela fragmentação de quarks. A consequência prevista das distintas perdas de energia e deste efeito de carga de cor é um crescimento acima de 1 desta razão em valores moderados de momentum transversal, em relação ao observado na ausência de perda de energia. Esses efeitos tendem a crescer com o aumento da energia de centro de massa, portanto tendem a ser maiores no LHC [78]).

A quantificação destes efeitos em colisões núcleo-núcleo somente pode ser feita a partir do conhecimento preciso do comportamento desta razão em processos onde o QGP não é

formado. Na Fig. 2.7, apresentamos resultados para a razão entre mésons D and π , definida por

$$\mathcal{R}_{D\pi}(\sqrt{s}, q_T) = \frac{R_{hA}^D}{R_{hA}^\pi}, \quad (2.5)$$

considerando colisões hádron-núcleo, onde os efeitos de estado final, como a perda de energia, são mínimos. O comportamento da razão considerando apenas o sombreamento nas funções de onda nucleares é apresentado. A razão R_{hA}^π , definida como na Eq. (2.5), é calculada seguindo Ref. [88] sem considerar o momentum transversal intrínseco. Em rapidez central, para RHIC, a produção de mésons D é mais enaltecida em comparação a de píons. Este comportamento também ocorre para grande q_T , para $\eta = 2.2$. Em energias de LHC a produção de mésons D é menor do que a de píons, mesmo em rapidez central. Isto sugere que o sombreamento predito na Fig. 2.6 em LHC para mésons D em processos p+Pb é mais forte do que o sombreamento para píons, devido à dependência quadrática na distribuição de glúons presente na produção de *charm*.

2.3 Conclusões

Neste capítulo, explicitamos os efeitos de estado inicial em colisões nucleares, aplicando as premissas da QCD perturbativa e da fatorização colinear em processos hádron-núcleo, para energias de RHIC e LHC. Estes processos servem como base para análise dos resultados de colisões envolvendo íons pesados, uma vez que não apresentam a formação de um meio denso (o QGP) em seu estado final, diminuindo assim a perda de energia do jato que emerge do vértice da interação dura no meio.

Em especial, nos dedicamos à análise da produção de mésons contendo *charm*. As distribuições em rapidez para processos d+Au em RHIC e para processos p+Pb em LHC são calculadas, e o desaparecimento da assimetria observada em baixos valores de momentum transversal foi encontrado para valores crescentes de q_T , uma vez que os valores de x_2 crescem juntamente com ele. Então, para alto q_T e energias de RHIC, o espectro de mésons D é enaltecido para valores positivos de rapidez. Para LHC, a análise prediz uma supressão para rapidez positiva devido ao sombreamento nuclear, na região $q_T < 14$ GeV, mesmo em rapidez central. Também estudamos o diferente comportamento dos mésons contendo *charm* e os hádrons leves em processos hA , onde uma perda mínima de energia é esperada. Efeitos nucleares mais intensos são encontrados para quarks pesados, o que causa um aumento na produção de mésons D em rapidez central em RHIC, e sua supressão para LHC, em relação à produção de píons. Esta característica é baseada numa aproximação perturbativa conservadora, que assume a validade da fatorização colinear e que a parametrização EKS é um modelo razoável para os efeitos nucleares. Apesar de diversos pontos merecerem estudos

mais detalhados, acreditamos que este cálculo pode ser usado como base para a comparação com modelos mais complexos, como por exemplo o proposto no formalismo CGC, cuja validade tem sido mostrada para este regime cinemático, assim como para estudos futuros de efeitos de atenuação de jatos em colisões AA. Tais efeitos serão melhor definidos e estudados nos próximos dois capítulos.

Capítulo 3

Fator de atenuação - perdas elásticas *vs.* radiativas

A descoberta da atenuação de jatos nas colisões centrais Au+Au no RHIC forneceu evidências para a formação de um estado de matéria densa fortemente interagente. Em particular, a forte supressão na região de alto momentum transversal do espectro de hádrons, observada pelos grupos experimentais atuantes no RHIC, indica uma grande perda de energia partônica no meio com uma grande densidade inicial de glúons [103]. Espera-se que pártons com grande p_{\perp} , ao se propagarem através de matéria densa da QCD criada numa colisão núcleo-núcleo, sofram uma degradação significativa em sua energia antes da hadronização. Esta perda de energia da partícula num meio pode ser decomposta em contribuições colisional e radiativa. Em altas energias espera-se que a última torne-se muito maior do que a primeira, como ocorre no caso eletromagnético. Portanto, numa primeira aproximação, espera-se que a contribuição colisional possa ser desconsiderada nos estudos de atenuação de jatos. Esta premissa é característica dos atuais trabalhos na fenomenologia deste fenômeno para a região cinemática de RHIC. Neste capítulo, apresentaremos uma revisão dos formalismos usados no cálculo da perda radiativa de energia e apresentamos uma breve descrição do esquema usado para o cálculo da perda colisional, comparando os resultados para ambos em energias do RHIC. Os resultados apresentados neste capítulo referem-se ao trabalho na Ref. [65].

3.1 Atenuação de Jatos

Os resultados experimentais de RHIC tem estabelecido, de forma contundente, uma modificação considerável no espectro de hádrons produzidos em colisões de íons pesados em energias extremamente altas, sobretudo na região de alto momentum transversal (p_T). Independente do tipo de hádron, seu número é reduzido em um fator de aproximadamente 5 em colisões centrais com $p_T \geq 7\text{GeV}$, quando comparado ao número esperado quando esca-

lonamos o resultado medido em processos nucleon-nucleon pelo número de colisões binárias experimentadas [72]. Esta supressão, denominada como *atenuação de jatos*, causada pela perda de energia de pártons muito energéticos produzidos em poucos espalhamentos duros que ocorrem nos estágios iniciais da colisão, representa uma das maiores previsões teóricas que tem sido verificadas pelo experimento [68, 61, 63]. O mecanismo básico é a radiação induzida de glúons a partir de um párton duro que atravessa um meio sujeito a uma forte carga de cor e tem sido extensivamente discutido na literatura, onde as diversas abordagens concordam nos pontos principais da física envolvida. Esta perda de energia é utilizada para um estudo tomográfico do meio denso formado após a colisão. É possível relacionar a energia irradiada por meio de glúons com as propriedades do meio, como a densidade e o livre caminho médio entre dois espalhamentos [61, 76].

Em particular, nos últimos anos o formalismo para o *bremstrahlung* induzido de glúons devido a múltiplos espalhamentos no QGP foi extensamente desenvolvido [99, 100, 101, 102, 103]. Para calcular a emissão de glúons por um párton rápido no meio é necessário calcular o análogo não-Abeliano do efeito Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM) [107, 109]. Iniciaremos discutindo os modelos que tratam dos regimes de supressão LPM forte [61, 63] e fraca [114], complementando com um formalismo aplicável para qualquer intensidade arbitrária do efeito LPM. Mais adiante, abordaremos o formalismo para o tratamento da perda de energia colisional.

3.2 Perda de Energia Radiativa - O Formalismo BDMPS

Um dos primeiros estudos da perda de energia não-Abeliana modelava o meio como um conjunto de centros espalhadores de cor estáticos [68]. Apesar de sua simplicidade, este modelo tem interesse fenomenológico, uma vez que a perda radiativa de energia induzida pelo meio pertence à classe de observáveis que dependem principalmente da intensidade média do campo de cor transversal encontrado pelo párton, e não de detalhes específicos do modelo com o qual a intensidade do campo de cor será descrito [104].

Os primeiros estudos deste modelo [68, 105] eram focados no re-espalhamento de um quark duro e obtiveram uma perda radiativa de energia $dE/dx = \text{const}$, independente do comprimento da trajetória. Refinamentos posteriores [61] estabeleceram que a contribuição dominante vinha dos diagramas de re-espalhamento de glúons, conforme mostrado na Fig. 3.1. Estes cálculos levam a um crescimento linear $dE/dx \propto L$ da perda de energia com o comprimento do meio L . Este comportamento pode ser compreendido em termos de argumentos de incerteza [106] que relacionam o momentum transversal médio dos glúons

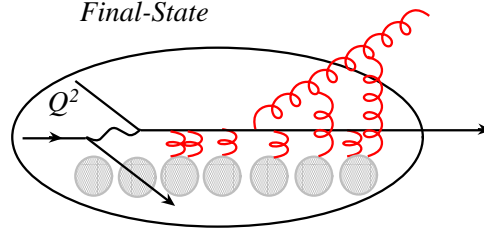


Fig. 3.1: Representação esquemática de múltiplos espalhamentos no estado final, após o vértice de espalhamento duro. No texto, seguimos a notação usual e identificamos $Q^2 = \mu^2$.

$\langle \mathbf{k}_\perp^2 \rangle$ à perda radiativa de energia $dE/dx \propto \langle \mathbf{k}_\perp^2 \rangle$. Também podemos obter esta relação através de argumentos de coerência na radiação induzida de glúons. Define-se o tempo de formação da radiação como:

$$t_{\text{form}} \simeq \frac{\omega}{k_\perp^2}, \quad (3.1)$$

onde ω e k_T são a energia e o momentum transversal (com $\omega \gg k_T$ e valores típicos $k_T \simeq \mu$) do glúon. Durante o tempo dado pela Eq. 3.1, os glúons irradiados acumulam um momentum transversal típico

$$k_\perp^2 \simeq \mu^2 \frac{t_{\text{form}}}{\lambda}, \quad (3.2)$$

com λ denotando o livre caminho médio e μ^2 é o valor característico do momentum quadrado transferido em um espalhamento simples. Este é o padrão de caminho aleatório com um número médio de espalhamentos dado pela razão t_{form}/λ . Este número é obtido combinando-se (3.1) e (3.2) para obter

$$N_{\text{coh}} = \frac{t_{\text{form}}}{\lambda} \simeq \sqrt{\frac{\omega}{\lambda \mu^2}}, \quad (3.3)$$

descrevendo o número de centros espalhadores que participam, coerentemente, na emissão do glúon com energia dada ω . Aqui introduz-se o tempo (comprimento) de coerência ℓ_{coh} , conceito importante nas considerações que seguem. Ele está associado com o tempo de formação de um glúon irradiado por um grupo de centros espalhadores que agem como uma única fonte da radiação,

$$\ell_{\text{coh}} \simeq \frac{\omega}{\langle k_\perp^2 \rangle}. \quad (3.4)$$

Quando $t_{\text{form}} \gg \lambda$ ou, de forma equivalente, $\omega > \mu^2 \lambda$, $N_{\text{coh}} > 1$, a radiação ocorre de forma coerente, com muitos centros espalhadores agindo como um único. Nesta situação o espectro de energia de Bethe-Heitler por unidade de comprimento, que descreve emissões

independentes de glúons em cada centro, é suprimido:

$$\omega \frac{dI}{d\omega dz} = \left(\omega \frac{dI}{d\omega dz} \right)^{\text{BH}} \cdot \frac{1}{N_{\text{coh}}} = \frac{\alpha_S C_R}{\pi \lambda} \sqrt{\frac{\mu^2 \lambda}{\omega}} = \frac{\alpha_S C_R}{\pi} \sqrt{\frac{\hat{q}}{\omega}}, \quad (3.5)$$

onde C_R é o fator de Casimir da QCD (cujo valor é 4/3 para o acoplamento quark-glúon e 3 para glúon-glúon) e $\hat{q} = \mu^2/\lambda$ é o coeficiente de transporte de glúons do meio, definido como trajetória [61, 76]

$$\hat{q} \equiv \rho \int \frac{d\sigma}{dq^2} q^2 dq^2, \quad (3.6)$$

que é proporcional à densidade ρ de centros espalhadores no meio e descreve a transferência de momentum típica nos espalhamentos de glúons por estes centros.

A probabilidade do párton produzido numa colisão dura irradiar um glúon é proporcional ao comprimento L de sua trajetória no meio denso. Então, este glúon irradiado sofre múltiplos espalhamentos no meio, num movimento similar ao Browniano, com livre caminho médio λ que decresce com o aumento da densidade do meio. O número de espalhamentos experimentados por ele é também proporcional à L . Portanto, a perda média de energia do párton é proporcional à L^2 .

A escala da perda de energia é ajustada pela energia máxima dos glúons irradiados, a qual depende de L e das propriedades do meio, dada pelo coeficiente de transporte da Eq. (3.6):

$$\omega_c = \hat{q} L^2. \quad (3.7)$$

No caso de um meio estático, a distribuição de energia ω dos glúons irradiados (para $\omega \ll \omega_c$) tem a forma [135]:

$$\omega \frac{dI}{d\omega} \simeq \frac{\alpha_S C_R}{\pi} \sqrt{\frac{\omega_c}{\omega}} m. \quad (3.8)$$

Uma estimativa da perda média de energia pelo párton é dada pela integração de (3.8) até o limite superior em ω_c

$$\langle \Delta E \rangle = \int_0^{\omega_c} \omega \frac{dI}{d\omega} d\omega \propto \alpha_S C_R \omega_c \propto \alpha_S C_R \hat{q} L^2. \quad (3.9)$$

O fato de que a radiação induzida pelo meio desaparece para $\omega > \omega_c$ tem uma explicação física simples, pois de acordo com (3.3) o tempo de formação de glúons nesta região começa a exceder o comprimento do meio

$$t_{\text{form}} = \lambda \sqrt{\frac{\omega}{\lambda \mu^2}} = \sqrt{\frac{\omega}{\hat{q}}} = L \sqrt{\frac{\omega}{\omega_c}} > L. \quad (3.10)$$

Outra característica importante da radiação induzida pelo meio é a relação entre o momentum transversal e a energia do glúon emitido. Usando (3.1) e (3.2), deriva-se

$$k_{\perp}^2 \simeq \sqrt{\hat{q} \omega}. \quad (3.11)$$

Portanto, de acordo com (3.9), a perda de energia média é proporcional à $\alpha_S C_R$ e portanto, 9/4 vezes maior para glúons comparados aos quarks; também proporcional ao coeficiente de transporte do meio e apresenta uma dependência quadrática no comprimento L da trajetória percorrida pelo párton no meio. De acordo com os trabalhos originais na perda radiativa de energia [61], esta não depende da energia inicial do párton, E .

3.3 Perda de Energia Radiativa - O Formalismo GLV

Baseando-se no modelo de plasma como um conjunto de centros espalhadores de cor estáticos [68], este formalismo [116, 115] leva a resultados mais gerais, uma vez que fora do equilíbrio térmico, as interações efetivas no meio são de alcance finito $R \simeq \mu^{-1}$. Assim como as abordagens baseadas em twist mais alto [117] ou em temperatura finita [118], este formalismo, baseado em uma expansão usando a opacidade do meio, baseado em operadores de reação, do qual foram derivados outras abordagens deste tipo para lidar com o problema da perda de energia na matéria densa desconfiada. Esta assume que o meio é composto de centros pesados espalhadores de cor, quase estáticos, com separação tal que o livre caminho médio de um jato seja muito maior do que o comprimento de blindagem do meio ($\lambda \gg 1/\mu$) [68]. A opacidade do meio \bar{n} representa o número de centros espalhadores para o jato a medida que ele percorre o meio, $\bar{n} = L/\lambda$, onde L é o comprimento do meio. A opacidade ou densidade de glúons é a quantidade usada para modelar a presença do meio.

Um jato duro é produzido localmente num plasma deste tipo, com grande energia inicial $p^+ \gg \mu$ e quase imediatamente começa a irradiar glúons macios. O momentum transversal típico destes glúons é similar, em ordem de magnitude, ao momentum transversal tomado do meio, $E \gg Q \sim \mu$. Os centros de cor são assumidos como produzindo um potencial blindado de Yukawa. Em primeira ordem em opacidade, um jato é espalhado por um potencial deste tipo e adquire um momentum transversal \vec{q}_\perp ; no processo ele irradia um glúon com momentum $k \equiv (xp^+, \frac{k_\perp^2}{xp^+}, \vec{k}_\perp)$. O espalhamento pode ocorrer antes ou após a irradiação. Tomando o quadrado destas contribuições e incluindo termos de interferência entre a radiação de vácuo e o espalhamento duplo obtém-se, no limite $x \rightarrow 0$ (e ignorando efeitos de spin), a distribuição diferencial da emissão de glúons suaves em primeira ordem em opacidade [116, 115],

$$x \frac{dN}{dx dk_\perp^2} = x \frac{dN}{dx dk_\perp^2} \frac{L}{\lambda_g} \int_0^{q_{max}^2} d^2 q_\perp \frac{\mu_{eff}^2}{\pi(q_\perp^2 + \mu^2)^2} \frac{2k_\perp \cdot q_\perp (k - q_1)^2 L^2}{16x^2 E^2 + (k - q)_\perp^2 L^2}. \quad (3.12)$$

Na equação acima, λ_g é o livre caminho médio do glúon irradiado. Para considerarmos a emissão inclusiva simples de glúons dos múltiplos espalhamentos exige o uso de diagramas

¹ Este formalismo utiliza as variáveis no cone de luz, construídas a partir do quadri-vetor $p = (p^0, p^1, p^2, p^3)$, e dadas por $p^+ = \frac{p^0 + p^3}{\sqrt{2}}$, $p^- = \frac{p^0 - p^3}{\sqrt{2}}$ e $\vec{p}_T = (p^2, p^3)$.

recursivos [114], isto é, a soma de diagramas semelhantes em cada ordem do cálculo. A inclusão destes diagramas permite o cálculo de distribuições de glúons em ordem finita ($n \geq 1$) em opacidade.

Devido ao limite não-perturbativo ($x \rightarrow 0$) usado, emissões múltiplas de glúons são necessárias para reproduzir uma quantidade substancial de perda de energia. Cada uma destas emissões, a uma certa opacidade, é assumida como independente e um esquema probabilístico é ajustado onde o jato perde uma fração de energia ϵ em n eventos, que obedecem uma distribuição de Poisson [119],

$$P_n(\epsilon, p^+) = \frac{e^{-\langle N_g \rangle}}{n!} \prod_{i=1}^n \left[\int dx_i \frac{dN_g}{dx_i} \right] \delta\left(\epsilon - \sum_{i=1}^n x_i\right), \quad (3.13)$$

onde $\langle N_g \rangle$ é o número médio de glúons irradiados por conjunto coerente de interações. Realizando a soma sobre n , obtém-se a probabilidade $P(\epsilon)$ de um jato incidente perder uma fração de momentum ϵ devido a sua passagem pelo meio. Isto é frequentemente usado para modelar uma função de fragmentação modificada pelo meio, mudando a fração de energia disponível para produzir um hádron (assim como modificando o espaço de fase disponível após a perda de energia),

$$\tilde{D}(z, Q^2) = \int_0^1 d\epsilon P(\epsilon) \frac{D\left(\frac{z}{1-\epsilon}, Q^2\right)}{1-\epsilon}. \quad (3.14)$$

A função de fragmentação modificada mostrada acima é então utilizada num formalismo fatorizado como na Eq. (1.16) para calcular o espectro hadrônico final. Estes dois formalismos tratados nestas duas últimas seções têm aplicabilidade limitada, dependendo da intensidade da supressão LPM. Recentemente, estes formalismos foram usados em diversos trabalhos que analisaram a dependência em energia [120, 121], carga de cor e massa [77, 122, 123] da perda de energia radiativa, bem como seu caráter não-Abeliano [124]. Um dos formalismos mais gerais da radiação induzida de glúons é o formalismo das integrais de caminho no cone de luz (LCPI) [110, 111, 112], que trata os efeitos de massa e tamanho finito de forma acurada. Agora discutiremos esta abordagem com mais detalhes.

3.4 Perda de Energia Radiativa - O Formalismo LCPI

Iniciaremos derivando a perda de energia radiativa no formalismo das integrais de linha no cone de luz (LCPI) [99, 110, 111] para a emissão induzida de glúons. Ela expressa o espectro de glúons através da solução de uma equação de Schrödinger bidimensional, com um potencial imaginário no plano do parâmetro de impacto. O Hamiltoniano bidimensional atuando no plano transversal é dado por

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2M(x)} \left(\frac{\partial}{\partial \rho} \right)^2 - i \frac{n(z) \sigma_3(\rho, x)}{2}, \quad (3.15)$$

onde $M(x) = Ex(1-x)$, $n(z)$ é a densidade de partículas no QGP e σ_3 é a seção de choque para o sistema singlete $\bar{q}qg$ com uma partícula no meio; ρ é a distância transversa entre quark e glúon neste sistema, com o anti-quark localizado no centro de massa do sistema qg . Além disso, a seção de choque para produção de glúons tem uma contribuição do mecanismo de bremsstrahlung, que pode ser escrita como [110, 136]

$$\frac{d\sigma_{\text{eff}}^{\text{BH}}(x, z)}{dx} = \text{Re} \int d\rho \psi^*(\rho, x) \sigma_3(\rho, x) \psi(\rho, x, z), \quad (3.16)$$

onde $\psi(\rho, x)$ é a função de onda no cone de luz para a transição $q \rightarrow qg$ no vácuo, dada por

$$\psi(\rho, x) = p(x) \left(\frac{\partial}{\partial \rho'_x} - \imath s_g \frac{\partial}{\partial \rho'_y} \right) \int_0^\infty d\xi \exp\left(-\frac{\imath \xi}{L_f}\right) \mathcal{K}_0(\rho, \xi | \rho', 0)|_{\rho'=0} \quad (3.17)$$

e

$$\psi(\rho, x, z) = p(x) \left(\frac{\partial}{\partial \rho'_x} - \imath s_g \frac{\partial}{\partial \rho'_y} \right) \int_0^z d\xi \exp\left(-\frac{\imath \xi}{L_f}\right) \mathcal{K}_0(\rho, z | \rho', z - \xi)|_{\rho'=0}. \quad (3.18)$$

é a função de onda modificada pelo meio, descrevendo uma transição $q \rightarrow qg$ no meio no ponto com coordenada longitudinal z , coordenada transversa ρ , e com x sendo a variável de Feynman do glúon radiado. Aqui $p(x) = \imath \sqrt{\alpha_s/2x} [s_g(2-x) + 2s_q x]/2M(x)$, $s_{q,g}$ denotam as helicidades dos pártons e \mathcal{K}_0 é a função de Green para o Hamiltoniano bidimensional (3.15), que pode ser escrito como:

$$\mathcal{K}_0(\rho_2, z_2 | \rho_1, z_1) = \frac{M(x)}{2\pi \imath (z_2 - z_1)} \exp\left[\frac{\imath M(x)(\rho_2 - \rho_1)^2}{2(z_2 - z_1)}\right], \quad (3.19)$$

e o comprimento de formação de glúons é $L_f = 2Ex(1-x)/\epsilon^2$, com $\epsilon^2 = m_q^2(1-x) + m_g^2 x^2$, m_q e m_g denotando as massas do quark e do glúon radiado, respectivamente, que desempenham o papel de cortes na região do infravermelho em $x \sim 1$ e $x \sim 0$.

Assumindo que o quark é produzido na região de rapidez central ($\eta = 0$), e o ponto de produção está localizado em $z = 0$, o quark se propaga num meio de comprimento L ao longo do eixo- z , com o bremsstrahlung de glúons devido à interação dura entre partícula e meio. O espectro induzido de glúons é então dado por [110]

$$\frac{dp}{dx} = \int_0^L dz n(z) \frac{d\sigma_{\text{eff}}^{\text{BH}}(x, z)}{dx}. \quad (3.20)$$

3.5 Estimativas da perda radiativa no formalismo LCPI

Agora vamos apresentar os principais passos no desenvolvimento do cálculo desta integral, apresentando algumas premissas que devem ser adotadas [136]. Substituindo a função de Green (3.19) na função de onda (3.17), e realizando a parte espacial da integração, obtemos:

$$\psi(\rho, x) = \frac{p(x)M^2(x)}{2\pi} (-\rho_x + \imath s_g \rho_y) \int_0^\infty \frac{d\xi}{\xi^2} \exp\left(-\frac{\imath \xi}{L_f}\right) \exp\left[\frac{\imath M(x)\rho^2}{2\xi}\right]. \quad (3.21)$$

Usando um procedimento semelhante em (3.18), podemos obter

$$\psi(\rho, x, z) = \frac{p(x)M^2(x)}{2\pi} (-\rho_x + \imath s_g \rho_y) \int_0^z \frac{d\xi}{\xi^2} \exp\left(-\frac{\imath\xi}{L_f}\right) \exp\left[\frac{\imath M(x)\rho^2}{2\xi}\right]. \quad (3.22)$$

Com os resultados (3.21) e (3.22) em (3.16), a seção de choque para produção de glúons pode ser representada como:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{eff}}^{\text{BH}}(x, z)}{dx} &= \frac{p^2(x)M^4(x)}{4\pi^2} \text{Re} \int d\rho \rho^2 \int_0^\infty \frac{d\xi}{\xi^2} \exp\left(\frac{\imath\xi}{L_f}\right) \exp\left[-\frac{\imath M(x)\rho^2}{2\xi}\right] \sigma_3(\rho, x) \\ &\times \int_0^z \frac{d\xi}{\xi^2} \exp\left(-\frac{\imath\xi}{L_f}\right) \exp\left[\frac{\imath M(x)\rho^2}{2\xi}\right], \end{aligned} \quad (3.23)$$

uma vez que $s_g^2 = 1$. Desenvolvendo a primeira integral em ξ , e usando $L_f = 2Ex(1-x)/\epsilon^2 = 2M(x)/\epsilon^2$, obtemos

$$\frac{d\sigma_{\text{eff}}^{\text{BH}}(x, z)}{dx} = \frac{p^2(x)M^3(x)}{2\pi^2} \text{Re} \int d\rho \rho \epsilon K_1(\rho\epsilon) \imath \sigma_3(\rho, x) \int_0^z \frac{d\xi}{\xi^2} \exp\left(-\frac{\imath\xi}{L_f}\right) \exp\left[\frac{\imath M(x)\rho^2}{2\xi}\right] \quad (3.24)$$

onde $K_1(\rho\epsilon)$ é a função modificada de Bessel de segundo tipo e a seção de choque para três corpos σ_3 pode ser escrita em termos da seção de choque de dipolo σ_2 para o espalhamento de um par $\bar{q}q$ por um centro de cor

$$\sigma_3(\rho, x) = \frac{C_A}{2C_F} [\sigma_2((1-x)\rho) + \sigma_2(\rho) - \frac{1}{C_A^2} \sigma_2(x\rho)] = C_3(x)\rho^2,$$

com $C_3(x) = C_2(\rho)A(x)$, $A(x) = [1 + (1-x)^2 - \frac{x^2}{N_c^2}] \frac{C_A}{2C_F}$, onde C_A , C_F e C_T são os operadores de Casimir para a cor.

O espectro é dominado pelas contribuições da região $\rho \ll \frac{1}{\mu}$, com μ denotando a massa de blindagem de Debye, com forte supressão. Nesta região, podemos assumir que $C_2(\rho)$ tem uma dependência logarítmica suave em ρ [139].

$$C_2(\rho) \approx \frac{C_F C_T \alpha_S^2 \pi}{2} \ln\left(\frac{1}{\rho\mu}\right) = C_{\text{ass}} \ln\left(\frac{1}{\rho\mu}\right). \quad (3.25)$$

Usando estas premissas, e usando o fato de que $\rho\epsilon$ é pequeno o bastante, podemos expandir a função de Bessel $K_1(\rho\epsilon)$, mantendo apenas o termo dominante. Assim

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{eff}}^{\text{BH}}(x, z)}{dx} &= \frac{2}{\pi} p^2(x) M^3(x) C_{\text{ass}} A(x) \text{Re} \int d\rho^2 \rho \epsilon \left\{ \frac{1}{\rho\epsilon} \right\} \imath \ln\left(\frac{1}{\rho\mu}\right) \rho^2 \\ &\times \int_0^z \frac{d\xi}{\xi^2} \exp\left(-\frac{\imath\xi}{L_f}\right) \exp\left[\frac{\imath M(x)\rho^2}{2\xi}\right]. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Realizando os cálculos das integrais e tomando a média sobre as helicidades dos pártons, obtemos para a principal contribuição do *bremstrahlung* para a seção de choque de produção de glúons a expressão

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{eff}}^{\text{BH}}(x, z)}{dx} &= \frac{\alpha_S^2 C_T C_F A(x) G(x)}{2M(x)} \left[\frac{\pi}{2} L_f \sin \frac{z}{L_f} \right. \\ &\quad \left. + L_f (1 - \gamma) \left(\cos \frac{z}{L_f} - 1 \right) + L_f \ln \frac{M(x)}{2\mu^2 z} \left(1 - \cos \frac{z}{L_f} \right) + \frac{z^2}{4L_f} \right] \end{aligned} \quad (3.27)$$

onde $\gamma = 0.5772$ é a constante de Euler e $G(x) = \alpha_S C_F [1 - x + x^2/2]/x$.

A partir de (3.27), podemos computar o espectro induzido por *bremsstrahlung* (3.20) e escrever a perda de energia radiativa como

$$\Delta E_{\text{rad}} = E \int_{x_{\text{min}}}^{x_{\text{max}}} dx x \frac{dp}{dx} \quad (3.28)$$

com $x_{\text{min}} = m_g/E$, $x_{\text{max}} = 1 - m_q/E$ [140].

No caso de quarks não massivos ($m_q = 0$), $L_f \rightarrow \infty$ e podemos expandir o argumento das funções trigonométricas e mantendo apenas termos de até segunda ordem em z , a expressão (3.27) fica reduzida a

$$\frac{d\sigma_{\text{eff}}^{\text{BH}}(x, z)}{dx} = \frac{\pi \alpha_S^2 C_F C_T A(x) G(x)}{4M(x)} z.$$

Aplicando esta expressão em (3.20) e desenvolvendo os termos dependentes da variável x , obtemos

$$\frac{dp}{dx} = \frac{C_F \alpha_S L^2 \mu^2}{4} \frac{1}{\lambda_g} \frac{1}{2} \left[\frac{1}{x^2 E} + \frac{(1-x)^2}{x^2 E} + \frac{1}{2E(1-x)} + \frac{(1-x)}{2E} - \frac{1}{2N_C^2 E} \frac{x^2}{(1-x)} - \frac{1}{N_C^2 E} \right].$$

Expressando o espectro como função da energia do glúon irradiado $\omega = Ex$ e mantendo apenas a dependência logarítmica em ω , temos

$$\frac{dp}{d\omega} = \frac{C_F \alpha_S L^2 \mu^2}{4} \frac{1}{\lambda_g} \frac{1}{\omega^2},$$

com a perda de energia podendo ser calculada com (3.28)

$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{C_F \alpha_S L^2 \mu^2}{4} \frac{1}{\lambda_g} \int_{\omega_{cr}}^E d\omega \omega \frac{1}{\omega^2} \\ &= \frac{C_F \alpha_S L^2 \mu^2}{4} \frac{1}{\lambda_g} \ln \frac{E}{\omega_{cr}} \end{aligned} \quad (3.29)$$

com a energia crítica do glúon dada pelos vínculos cinemáticos $\omega_{cr} \sim \max(nC_3 L^3/4, L\mu^2/2)$. Para $E \rightarrow \infty$, a perda de energia recupera o resultado do formalismo GLV [116]:

$$\Delta E = \frac{C_F \alpha_S L^2 \mu^2}{4} \frac{1}{\lambda_g} \ln \frac{E}{\mu},$$

onde μ é a massa de blindagem de Debye.

Considerando o efeito das massas dos quarks, o comprimento de formação do glúon L_f é uma quantidade finita e o fator de fase $\exp(-\frac{z\xi}{L_f})$ fornece a dependência em massa da distribuição de glúons (Eq. 3.20). Começamos o cálculo usando a aproximação $L_f \gg L$. Já que L é o limite superior da integral em z , podemos considerar $L_f \gg z$.

Para grande E , o termo dominante é

$$\Delta E \sim \int_{\omega_{\text{crit}}}^E \omega \frac{dp}{d\omega} d\omega$$

ou podemos expressá-lo em termos de $\frac{dp}{dx}$

$$\Delta E = E \int_{x_{\text{crit}}}^1 dx x \frac{dp}{dx} \quad (3.30)$$

onde

$$x_{\text{crit}} = \frac{\omega_{\text{crit}}}{E}. \quad (3.31)$$

Substituindo (3.30) em (3.20), obtemos

$$\Delta E = E \int_{x_{\text{crit}}}^1 dx x \int_0^L dz n(z) \frac{d\sigma_{\text{eff}}^{BH}(x, z)}{dx} \quad (3.32)$$

e assumindo $n(z) = n_0 = \text{constante}$, temos

$$\Delta E = n_0 E \int_{x_{\text{crit}}}^1 dx x \int_0^L dz \frac{d\sigma_{\text{eff}}^{BH}(x, z)}{dx}. \quad (3.33)$$

Agora, introduzindo (3.27), temos

$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{\alpha_S^2 C_T C_F n_0 E}{2} \int_{x_{\text{crit}}}^1 dx \frac{x A(x) G(x)}{M(x)} \int_0^L dz \\ &\times \left[\frac{\pi}{2} L_f \sin \frac{z}{L_f} + L_f (1 - \gamma) \left(\cos \frac{z}{L_f} - 1 \right) + L_f \ln \frac{M(x)}{2\mu^2 z} \left(1 - \cos \frac{z}{L_f} \right) + \frac{z^2}{4L_f} \right], \end{aligned}$$

e usando a premissa $L_f \gg L \geq z$ para reescrever as funções trigonométricas, podemos desenvolver a expressão acima para obter:

$$\Delta E = \frac{\alpha_S^3 C_A C_T C_F n_0}{4} L^2 \int_{x_{\text{crit}}}^1 dx \frac{2}{x} \left[\frac{\pi}{4} + \frac{1}{36} (6\gamma - 1) \frac{L}{L_f} + \frac{1}{6} \frac{L}{L_f} \ln \frac{M(x)}{2\mu^2 L} \right]. \quad (3.34)$$

Realizando o cálculo desta integral e considerando o limite $E \rightarrow \infty$, $E \gg \omega_{\text{cr}}$ e $E \gg m_g$ para podermos desprezar alguns termos e obter [136] (definindo $u = \frac{6\gamma-1}{6}$)

$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{C_F \alpha_S L^2 \mu^2}{4 \lambda_g} \left\{ \ln \frac{E}{\omega_{\text{crit}}} + \frac{m_g^2 L}{3\pi \omega_{\text{crit}}} [(u+1) + u \frac{\omega_{\text{crit}}}{E} \ln \frac{\omega_{\text{crit}}}{E} - \frac{\omega_{\text{crit}}}{E} \ln \frac{E}{2\mu^2 L} + \ln \frac{\omega_{\text{crit}}}{2\mu^2 L} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\omega_{\text{crit}}}{2E} \left(\ln \frac{E}{2\mu^2 L} \right)^2 - \frac{\omega_{\text{crit}}}{2E} \left(\ln \frac{\omega_{\text{crit}}}{2\mu^2 L} \right)^2 \right\} + \frac{m_g^2 L}{3\pi E} \left[(u-1) - \frac{\omega_{\text{crit}}}{E} \ln \frac{\omega_{\text{crit}}}{2\mu^2 L} + \ln \frac{E}{2\mu^2 L} \right]. \end{aligned}$$

Este resultado é utilizado para simplificação das implementações numéricas para a perda de energia radiativa, onde usamos $\omega_{\text{crit}} = m_g$.

3.6 Perda de energia colisional

Por outro lado, uma estimativa da contribuição da perda colisional para atenuação de jatos na região cinemática de RHIC ainda é uma questão aberta na teoria. Teoricamente, espera-se que em baixas energias tanto processos colisionais como radiativos contribuem de maneira igual, sendo a energia onde ocorre a igualdade das duas contribuições caracterizada pela energia crítica E_c . Para pártons com pequenos valores de energia $E < E_c$ a colisional domina. Estudos recentes da termalização de quarks *charm* [125, 126], da atenuação do espectro de hádrons [127, 128, 67] e da perda de energia colisional incluindo todos os processos $2 \rightarrow 2$ possíveis [129] indicam que na região cinemática acessível em RHIC ainda não é clara a dominância da perda de energia radiativa sobre a colisional. Mais recentemente, os mecanismos radiativo e colisional para perda de energia foram considerados no cálculo do fator de supressão $R_{AA}(p_\perp)$ de elétrons não-fotônicos oriundos do decaimento de jatos atenuados de quarks pesados [130], cujo resultado mostrou consistência com os dados preliminares [72, 75] na região $p_\perp \gtrsim 7$ GeV. Além disso, para checar a consistência deste formalismo podemos usar os dados de atenuação de píons [72] e a inclusão da perda de energia colisional não viola o resultado $R_{AA}^{\pi^0} \approx 0.2 \pm 0.1$ até 20 GeV. Além disso, na Ref. [131] o fator de supressão nuclear para hádrons leves foi calculada considerando somente a perda colisional de energia e foi obtida uma descrição razoável dos dados de PHENIX [72]. Finalmente, a magnitude da contribuição colisional foi recentemente reanalisada nas Refs. [132, 133, 134]. Estes resultados prévios demonstram que a perda de energia colisional não pode ser desconsiderada e que as análises das contribuições colisional e radiativa para a perda de energia merecem estudos mais detalhados.

A perda de energia colisional de um párton de alta energia atravessando um QGP foi estimada, inicialmente, por Bjorken [60] para quarks sem massa considerando espalhamentos de dois corpos entre os pártons produzidos na colisão e os pártons termais num QGP. Considerando um plasma onde a densidade de glúons é

$$dn_g = \frac{16d^3k}{(2\pi)^3} (e^{k/t} - 1)^{-1} \equiv \rho_g d^3k \quad (3.35)$$

e a densidade de quarks e antiquarks dada por

$$dn_q = 12N_f \frac{d^3k}{(2\pi)^3} (e^{k/t} + 1)^{-1} \equiv \rho_q d^3k \quad (3.36)$$

de tal forma que podemos definir uma densidade efetiva para o plasma

$$\rho = \frac{2}{3}\rho_q + \frac{3}{2}\rho_g. \quad (3.37)$$

Podemos escrever a seção de choque de um párton energético neste plasma efetivo como

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{2}{3}\right)^{\pm 1} \frac{2\pi\alpha_s^2}{t^2}, \quad (3.38)$$

onde o sinal positivo no expoente vale para férmions e o negativo para bósons. A interação do párton energético com os partons termais é análoga à perda de energia por ionização. Para estimá-la, consideremos que E' é a energia do párton emergente da interação, tal que $\nu = E - E'$. Então

$$\frac{dE}{dx} = \int d^3k \rho(k) [\text{fator de fluxo}] \int dt \frac{d\sigma}{dt} \nu. \quad (3.39)$$

Considerando partons sem massa, isto é, $E, E' \gg k$, podemos assumir as simplificações cinemáticas

$$s = 2kE(1 - \cos \theta) \quad (3.40)$$

$$|t| = s \left(1 - \frac{E'}{E}\right) = s \frac{\nu}{E} \quad (3.41)$$

$$[\text{fator de fluxo}] = (1 - \cos \theta), \quad (3.42)$$

onde θ é o ângulo medido no referencial de laboratório entre os partons incidentes. Assim

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{2}{3}\right)^{\pm 1} \int d^3k \rho(k) (1 - \cos \theta) 2\pi \alpha_s^2 \int \frac{d\nu}{\nu} \frac{E}{s} \quad (3.43)$$

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{2}{3}\right)^{\pm 1} \pi \alpha_s^2 \int \frac{d^3k}{k} \rho(k) \int \frac{d\nu}{\nu} \quad (3.44)$$

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{2}{3}\right)^{\pm 1} \pi \alpha_s^2 \int \frac{d^3k}{k} \rho(k) \ln \left(\frac{q_{\max}}{q_{\min}}\right). \quad (3.45)$$

Agora vamos realizar a integração em k , separando a dependência angular $d^3k = 4\pi k^2 dk$.

Assim

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{2}{3}\right)^{\pm 1} 4\pi^2 \alpha_s^2 \ln \left(\frac{q_{\max}}{q_{\min}}\right) \int k dk \rho(k), \quad (3.46)$$

e inserindo (3.37), podemos realizar a integração que resulta em [60]

$$\frac{dE}{dx} = \frac{8\pi}{3} \left(1 + \frac{n_f}{6}\right) \alpha_s^2 T^2 \ln \left(\frac{q_{\max}}{q_{\min}}\right), \quad (3.47)$$

onde q_{\max} e q_{\min} denotam as transferências máxima e mínima de momentum. Os dois limites deveriam fornecer a física do processo de perda de energia. Devido aos efeitos do plasma, esta expressão apresenta problemas na região infravermelha [60], onde os espalhamentos múltiplos coerentes devem ser considerados. Neste regime, o problema da perda de energia pode ser tratado em termos do campo de cor clássico [141], expressando a perda de energia em termos de um tensor de campo, pela combinação de correções no propagador do glúon com técnicas da física de plasmas. Neste formalismo, a descrição também apresenta problemas, agora na região ultravioleta e um cut-off superior deve ser incluído. Um cálculo completo que elimina as ambigüidades dos cut-offs foi desenvolvido em [142] dentro da aproximação de logaritmo dominante (LLA) usando a teoria de perturbação melhorada por

Hard Thermal Loop (HTL), proposta em [143]. Em particular, em [145] a perda de energia colisional para um férmion pesado se propagando através de um plasma relativístico de elétrons, pósitrons e fótons é desenvolvido usando o formalismo HTL. O método geral [146] introduz uma escala de momentum intermediária arbitrária q^* , satisfazendo $gT \ll q^* \ll T$. As contribuições para regimes suave ($q < q^*$) e duro ($q > q^*$) são dependentes logaritmicamente em q^* e se cancelam quando somadas [142]. Para $q < q^*$ a blindagem é incluída, enquanto que para $q > q^*$ os cálculos em mais baixa ordem são considerados. Seguindo [142], pode-se estimar, em ordem dominante, a perda de energia colisional de um quark pesado com energia E e massa M , que ocorre devido aos espalhamentos por quarks termal e glúons. Na região $E \ll M^2/T$, a premissa usada é de que a energia cinética é muito maior do que a temperatura. As contribuições suaves dos espalhamentos Qq e Qg foram obtidas por substituição simples ($e \leftrightarrow g$) no cálculo correspondente em QED [145], multiplicando por um fator de cor $\frac{4}{3}$, referente ao acoplamento quark-glúon. Além disso, substitui-se também a massa termal do fóton pela massa termal do glúon. As contribuições duras foram calculadas em [142]. Somando as duas contribuições, os termos que contêm a escala q^* são cancelados e o resultado obtido é [142]

$$-\frac{dE}{dL} = \frac{8\pi\alpha_s^2 T^2}{3} \left(1 + \frac{n_f}{6}\right) \left[\frac{1}{v} - \frac{1-v^2}{2v^2} \ln\left(\frac{1+v}{1-v}\right)\right] \ln\left[2^{\frac{n_f}{6+n_f}} B(v) \frac{ET}{m_g M}\right]. \quad (3.48)$$

Usando o mesmo procedimento, agora para $E \gg M^2/T$, obtém-se

$$-\frac{dE}{dL} = \left(1 + \frac{9}{4}\right) \frac{4\pi\alpha_s^2 T^2}{3} \left(1 + \frac{n_f}{6}\right) \ln\left[2^{\frac{n_f}{2(6+n_f)}} 0.92 \frac{\sqrt{ET}}{m_g}\right] \quad (3.49)$$

onde n_f é o número de sabores de quarks ativos, α_s é a constante de acoplamento e a massa termal do glúon é dada por $m_g = \sqrt{\frac{(1+\frac{n_f}{6})}{3}} gT$. Na expressão (3.48), $B(v)$ é uma função suave da velocidade, com comportamento aproximadamente constante nesta região, e pode ser assumido como $B(v) \sim 0.7$, de acordo com a perda de energia experimentalmente extraída dos dados [142]. Para quarks leves, podemos usar a expressão (3.49) em toda a faixa de energias [147].

Numa primeira aproximação, podemos estimar a perda de energia colisional total integrando sobre a distância viajada pelo párton no QGP, que é proporcional ao tempo de interação entre o quark e o QGP,

$$\Delta E_{\text{elas}} = -c \int_0^L \frac{dE}{dL} dz, \quad (3.50)$$

onde L é o comprimento do meio. Para computar (3.50), assumimos o cenário de evolução hidrodinâmico de Bjorken [148], que implica que a dependência temporal da temperatura é dada por $T(t) = t_0^{1/3} T_0 / t^{1/3}$, onde t_0 e T_0 são, respectivamente, o tempo inicial e a

temperatura na qual o sistema partônico de fundo alcança equilíbrio cinético. Nos cálculos, assumimos $T_0 = 446 \text{ MeV}$ e $t_0 = 0.375 \text{ fm}$, de forma similar à Ref. [149] para energias de RHIC. Para analisar os efeitos de diferentes magnitudes da perda de energia colisional no fator de atenuação, introduzimos na Eq. (3.50) um pré-fator *ad hoc c.* Assim, na Ref. [65], assumimos três valores distintos para este pré-fator: $c = 0.25, 1.0$ and 4.0 , fornecendo um fator 16 de diferença entre as estimativas superior e inferior. O valor $c = 1.0$ é usado como base de comparação entre as contribuições colisional e radiativa.

Na próxima seção, definimos o fator de atenuação, relacionado ao fator de modificação nuclear definido na Eq. (1.45), usado em nosso trabalho para quantificar a supressão devido à perda de energia no meio. Ainda neste capítulo, investigaremos a sensibilidade da atenuação do espectro de hádrons à magnitude da perda de energia.

3.7 O fator de atenuação

A alta densidade partônica produzida em colisões de íons pesados ultrarelativísticos induz uma grande quantidade de perda de energia nos pártons duros produzidos no estágio inicial da colisão, quando eles se propagam através da *fireball*, devido às interações com o meio. Estas interações modificam o espectro de hádrons medido numa colisão núcleo-núcleo, que será suprimido quando comparado ao espectro medido em processos hádron-hádron, escalonado pelo número de colisões binárias, N_{bin} . Experimentalmente, este comportamento está refletido no fator de modificação nuclear

$$R_{AA}(p_{\perp}) = \frac{d\sigma^{AA}(p_{\perp})/dydp_{\perp}^2}{N_{\text{bin}}d\sigma^{pp}(p_{\perp})/dydp_{\perp}^2}, \quad (3.51)$$

onde $d\sigma^{AA}(p_{\perp})/dydp_{\perp}^2$ e $d\sigma^{pp}(p_{\perp})/dydp_{\perp}^2$ são as seções de choque inclusivas para colisões A+A e p+p, respectivamente. R_{AA} mede o desvio entre o resultado de uma colisão AA e a superposição incoerente de colisões pp em termos de supressão ($R_{AA} < 1$) ou crescimento ($R_{AA} > 1$). Os experimentos em RHIC observaram que os valores de R_{AA} para o espectro inclusivo de píons e de hádrons carregados tem supressão que se aproxima de um fator 5 para colisões centrais [72]. Este comportamento pode ser reproduzido por diferentes cálculos de atenuação de jatos baseados em QCD perturbativa, sempre baseadas em perda de energia radiativa induzida pelo meio. Por outro lado, recentes dados em elétrons não-fotônicos (isto é, não decorrentes de decaimentos radiativos típicos da QED) [72, 75], que são uma prova indireta da perda de energia dos quarks pesados, apresentam uma supressão ainda maior dos elétrons do que predita na região $p_T \approx 4 - 8 \text{ GeV}$, que aponta a presença de uma nova contribuição à atenuação de jatos.

Numa primeira aproximação, espera-se que o momentum transversal de um hádron medido possa rastrear a energia do párton e assim conter informação sobre a perda de energia

partônica. Além disso, como pártons com alto p_{\perp} sofrem suficiente contração de Lorentz, eles hadronizam em escalas de comprimento grandes, ou seja, fora do meio. Como consequência, é razoável considerar que as modificações no espectro identificado de hádrons em alto momentum transversal estão diretamente associadas à modificação sofrida pelos pártons iniciais devido aos efeitos de perda de energia. Tomemos esta premissa na análise que segue. Ao invés do fator de modificação nuclear definido acima, neste trabalho analisaremos a influência das perdas colisional e radiativa de energia no fator de atenuação dos pártons $Q(p_{\perp})$, definido na Eq. (3.53). Como discutido acima, em grande momentum transversal, onde a fragmentação dos pártons energéticos é o processo dominante na produção de hádrons, que são produzidos fora do meio, é razoável considerar que o comportamento de $Q(p_{\perp})$ determinará o comportamento correspondente de R_{AA} . No restante do trabalho, vamos assumir que a fragmentação de pártons é o principal mecanismo para produção de hádrons, e os efeitos do QGP no espectro de pártons será refletido no espectro de hádrons. O fator de atenuação dos pártons $Q(p_{\perp})$ é definido em termos do espectro em p_{\perp} de pártons, modificado pelo meio, que é dado por [137]

$$\frac{dN^{\text{med}}}{d^2p_{\perp}} = \int d\epsilon D(\epsilon) \frac{dN^{\text{vac}}(p_{\perp} + \epsilon)}{d^2p_{\perp}} \equiv Q(p_{\perp}) \frac{dN^{\text{vac}}(p_{\perp})}{d^2p_{\perp}}, \quad (3.52)$$

onde $\frac{dN^{\text{vac}}(p_{\perp} + \epsilon)}{d^2p_{\perp}}$ é a distribuição em momentum transversal nas colisões elementares parton-parton, calculadas num valor reescalado $p_{\perp} + \epsilon$, e $D(\epsilon)$ é a distribuição de probabilidade na energia ϵ perdida pelo parton no meio através de colisões. Para um cálculo realístico da atenuação, o conhecimento da função de probabilidade de perda de energia por inteiro é necessário [137]. Porém, numa primeira análise fenomenológica das contribuições colisional e radiativa para o fator de atenuação, vamos assumir que ele pode ser modelado em termos da perda média de energia, que geralmente é maior do que os valores típicos [137]. Nesta aproximação $Q(p_{\perp})$ pode ser expresso por [138]

$$Q(p_{\perp}) = \frac{dN^{\text{med}}/d^2p_{\perp}}{dN^{\text{vac}}/d^2p_{\perp}} \quad (3.53)$$

onde

$$\frac{dN^{\text{med}}}{d^2p_{\perp}} = \frac{1}{2\pi^2 R^2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^R d^2r \frac{dN^{\text{vac}}(p_{\perp} + \Delta E)}{d^2p_{\perp}} \quad (3.54)$$

e ΔE é a energia total perdida pelos pártons no meio. Como vimos nas últimas seções, as principais expressões para calcular ΔE para os casos colisional e radiativo possuem dependências diversas. A seguir, apresentamos nossos resultados das análises de ambos os mecanismos e sua dominância num QGP.

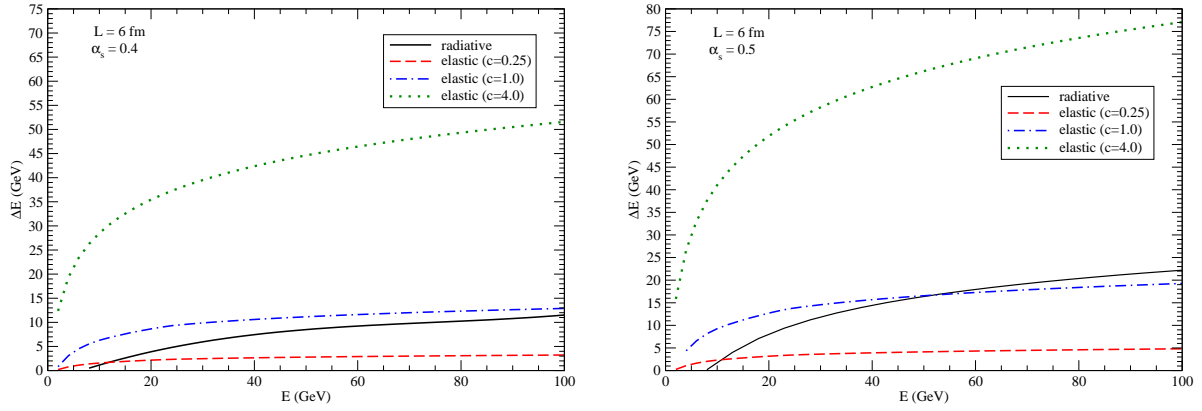


Fig. 3.2: Dependência em energia das contribuições radiativa e colisional para a perda de energia de quarks pesados. Três estimativas de magnitude da perda colisional são apresentadas.

3.8 Resultados e Discussão

Antes de apresentarmos nossos resultados, é importante enfatizar a forte dependência da magnitude da perda de energia no valor da constante de acoplamento. Temos $\Delta E_{\text{elas}} \propto \alpha_s^2$ e $\Delta E_{\text{rad}} \propto \alpha_s^3$. Em geral, um valor fixo da constante de acoplamento é assumido nos cálculos, mas é importante analisar a dependência dos resultados no valor utilizado. Além disso, como a escala de momentum típica μ é proporcional à temperatura, que diminui com a expansão do sistema, é razoável esperar que $\alpha_s(\mu)$ cresça durante esta evolução. Discutiremos em mais detalhes este aspecto no Cap. 4. Na Ref. [65], analisamos esta dependência apresentando as estimativas de perda de energia para dois valores distintos da constante de acoplamento forte. O valor $\alpha_s = 0.5$ é usado para fornecer uma comparação entre estes resultados e um trabalho prévio que considera apenas a perda radiativa [140].

3.8.1 Dependência em Energia

Na Fig. 3.2 apresentamos a dependência em energia dos mecanismos de perda de energia colisional e radiativo para quarks pesados, mais especificamente o *charm* ($m_q = 1.5$ GeV). Fixamos o comprimento máximo do meio em $L = 6$ fm e investigamos a importância relativa dos dois mecanismos como função da energia do quark pesado. Para $\alpha_s = 0.4$ (painel esquerdo), a perda colisional domina em toda a faixa de energias analisadas e apenas para $c = 0.25$ a perda radiativa é dominante para $E \gtrsim 11$ GeV. Por outro lado, para $\alpha_s = 0.5$ (painel direito), devido à diferente dependência em α_s , a perda radiativa aumenta mais rapidamente em comparação ao caso $\alpha_s = 0.4$. Consequentemente, o mecanismo radiativo

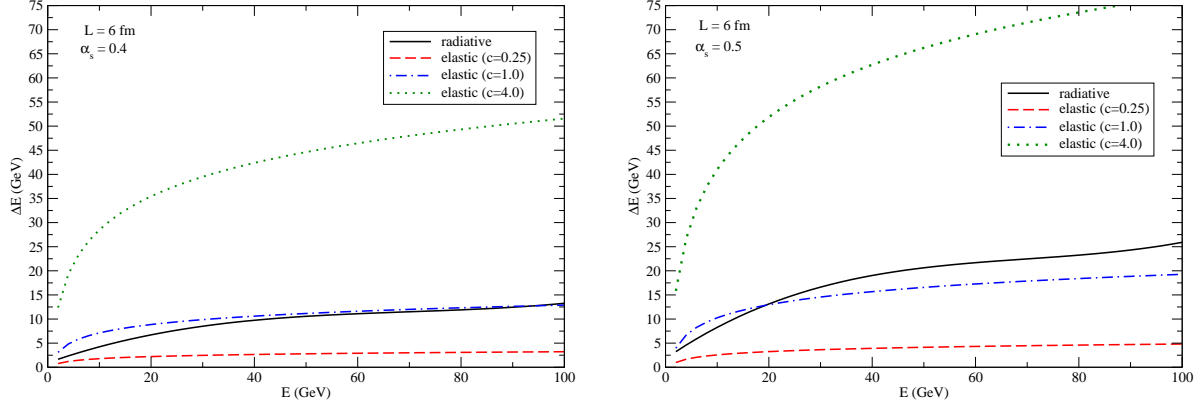


Fig. 3.3: Dependência em energia das contribuições radiativa e colisional para a perda de energia de quarks leves.

torna-se dominante também para $c = 1.0$ e $E \gtrsim 53$ GeV. Para $c = 0.25$, o valor de energia no ponto de cruzamento E_c é similar ao caso $\alpha_s = 0.4$. Considerando $c = 4.0$, obtemos que o mecanismo colisional sempre domina a perda de energia partônica. Estes resultados demonstram a importância de um estudo detalhado da perda de energia colisional.

Um comportamento similar é observado para quarks leves, como verificado na Fig. 3.3, onde assumimos $m_q = 0.1$ GeV. Neste caso, a energia onde ocorre o cruzamento E_c é desviada para menores valores de energia. quando comparado ao caso do quark pesado. Para $\alpha_s = 0.4$, a perda de energia radiativa é dominante sobre a colisional em toda a faixa de energia quando assumimos $c = 0.25$. Por outro lado, para $c = 1.0$ o cruzamento ocorre em $E \sim 100$ GeV. Finalmente, para $\alpha_s = 0.5$, o mecanismo radiativo domina para $E \gtrsim 20$ GeV também para o caso onde $c = 1.0$ é assumido.

Para melhor ilustrar a dependência em massa de ΔE_{rad} e ΔE_{elas} apresentamos na Fig. 3.4 curvas separadas para as perdas colisional e radiativa de energia. Para uma comparação mais clara, mostramos os valores para quatro valores distintos de massa: $m_q = 0.1, 0.3, 1.2$ and 1.5 GeV. Notamos que o aumento da massa do quark que se propaga implica numa supressão das perdas colisional e radiativa. Contudo, nossos resultados demonstram que a perda radiativa é fortemente dependente da massa do quark.

A partir das Figs. 3.2 and 3.3, pode-se observar que em baixas energias a perda colisional domina sobre a radiativa. Contudo, o mecanismo radiativo tem sua importância aumentada com o crescimento da energia, enquanto o colisional é praticamente constante para energias mais altas, e um ponto de cruzamento é esperado para um dado valor de energia do parton. Como mencionado anteriormente, esta energia é denotada energia crítica, E_c , e representa o valor de energia onde os dois mecanismos contribuem igualmente para a perda de energia.

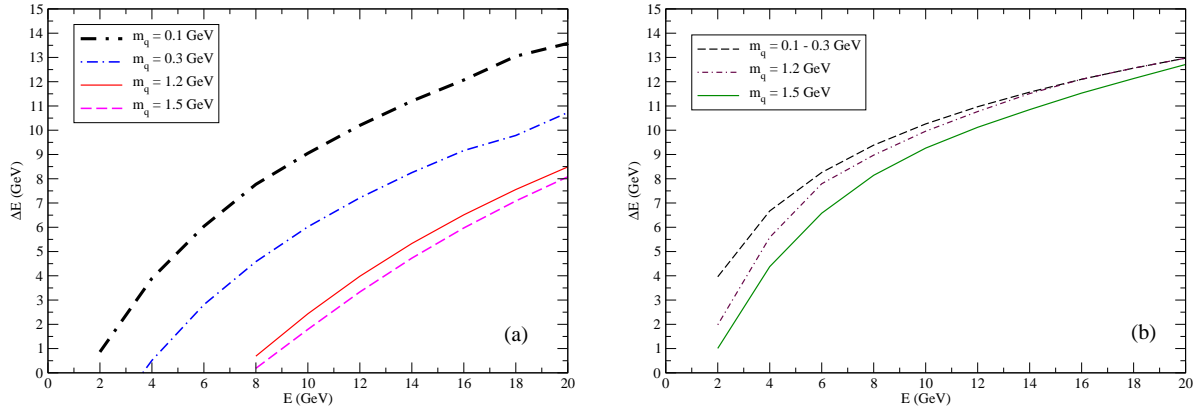


Fig. 3.4: Dependência em energia das perdas (a) radiativa e (b) colisional, para diferentes valores de massa dos quarks. No caso colisional, as curvas para $m_q = 0.1$ GeV e $m_q = 0.3$ GeV coincidem.

Sua evolução com o comprimento do caminho percorrido pelo quark no meio é apresentado na Fig. 3.5, mostrando que para pequeno m_q , o valor de E_c torna-se aproximadamente constante para um meio grande. Para quarks pesados, $m_q = 1.5$ GeV, E_c é grande para meios com L pequeno e rapidamente decresce quando o comprimento do meio aumenta. Os resultados apresentados na Fig. 3.5 foram obtidos assumindo $c = 1.0$ nos cálculos da perda colisional de energia. Por outro lado, se assumimos $c = 0.25$, a curva para a massa do quark *charm* torna-se similar à da para quarks leves. Finalmente, quando $c = 4.0$ é considerado, a perda colisional domina em toda a faixa de energia estudada ($E < 100$ GeV) e $E_c > 100$ GeV para todos os valores de L .

3.8.2 Atenuação do Espectro

Para computar o fator de atenuação $Q(p_\perp)$, o espectro em p_\perp atenuado [Eq. (3.54)] deve ser calculado considerando uma prescrição para o espectro em p_\perp no vácuo. Para quarks leves, usamos $m_q = 0.1$ GeV e a parametrização assumida para a distribuição em p_\perp é

$$\frac{dN_L^{\text{vac}}}{d^2p_\perp} = A \left(\frac{1}{p_0 + p_\perp} \right)^\nu \quad (3.55)$$

onde $\nu = 8.0$ e $p_0 = 1.75$ GeV [138]. Por outro lado, para quarks pesados usamos a distribuição em p_\perp de hádrons contendo *charm* produzidos em colisões hádron-hádron, cujos resultados experimentais [150] podem ser descritos pela parametrização simples

$$\frac{dN_H^{\text{vac}}}{d^2p_\perp} = C \left(\frac{1}{bM_c^2 + p_\perp^2} \right)^{n/2}, \quad (3.56)$$

onde $b = 14 \pm 0.3$, $n = 10.0 \pm 1.2$ e $M_c = 1.5$ GeV. Nossos resultados para a atenuação de quarks leves e pesados estão apresentados nas Figs. 3.6 (a) e 3.6 (b), respectivamente. A inclusão da contribuição colisional diminui o fator de atenuação (e conseqüentemente o fator de modificação nuclear $R_{AA}(p_\perp)$), como esperado. Um aspecto importante é a magnitude desta redução, que é aproximadamente de 10% para $c = 0.25$ e $\approx 70\%$ para $c = 4.0$. Para quarks leves, o valor típico é ~ 0.2 , que está em concordância (dentro das barras de erro) com os resultados obtidos para R_{AA} para píons com $p_\perp \approx 5$ GeV [72]. Os resultados para quarks *charm* mostrados na Fig. 3.6 (b) são similares aos já notados para quarks leves. A inclusão da perda colisional modifica $Q(p_\perp)$, com um limite inferior dado por ~ 0.15 , enquanto o limite superior é ~ 0.28 . Nossos resultados demonstram que apesar de termos considerado uma faixa grande (um fator de 16 !) para os valores típicos para a perda colisional, o fator de atenuação varia no máximo por um fator 2. Portanto, não podemos esperar uma modificação maior na magnitude do fator de atenuação previsto por formalismos teóricos que consideram apenas a perda radiativa, quando incluímos a perda colisional nos cálculos. Apesar da contribuição da perda colisional ser similar (ou mesmo maior que) a radiativa na região cinemática de momentum provada em RHIC, o fator de atenuação não é fortemente modificado por sua inclusão e seu valor se mantém na faixa dos dados de píons medidos pela colaboração PHENIX. Um resultado similar foi recentemente obtido [69], onde os autores demonstraram que R_{AA} gradualmente perde sua sensibilidade à correspondente densidade de energia produzida. Além disso, obtivemos que $Q(p_\perp)$ é uma função levemente crescente de p_\perp , uma tendência não compatível com os dados sobre a faixa de valores de p_\perp medidos. Porém é possível que este comportamento possa vir a ser modificado pela inclusão de efeitos de estado inicial - como o sombreamento nuclear - num cálculo completo.

3.9 Conclusões

Neste trabalho, analisamos as contribuições dos mecanismos radiativo e colisional para a perda total de energia. Como no caso de processos eletromagnéticos, espera-se que o mecanismo radiativo domine em altas energias partônicas. Contudo, para energias mais baixas, os dois mecanismos tornam-se relevantes, e a perda de energia colisional pode ser a dominante até uma certa energia crítica, E_c . Estudamos o comportamento de E_c com o crescimento da distância viajada pelo parton para quarks leves e o *charm*, tratando a perda radiativa dentro do formalismo LCPI. Encontramos que o fator de atenuação, considerando perdas tanto colisional como radiativa, parece estar crescendo suavemente na região agora disponível para medições ($p_\perp < 20$ GeV) e é ~ 0.2 para quarks leves, o que descreve razoavelmente os resultados da colaboração PHENIX para o fator de modificação nuclear dos π^0 . Estes resultados motivam a aplicação para quarks pesados, onde os dados preliminares da colaboração

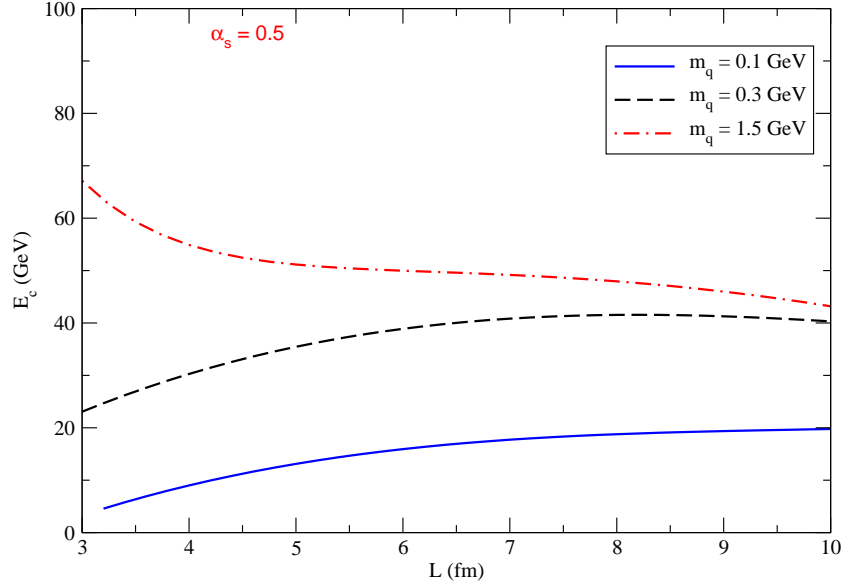


Fig. 3.5: Energia crítica como função da distância viajada pelo quark para diferentes valores de massa.

STAR do fator de supressão para elétrons não fotônicos, $R_{AA}^e(p_\perp)$, indica uma supressão maior do que a prevista, conforme as discussões em [130, 151]. As estimativas apresentadas na Fig. 3.6 mostram que se a perda de energia colisional é mais baixa ($c = 0.25$) do que a prevista em cálculos anteriores [127, 128, 67], o mecanismo radiativo deve dominar e pode ser considerado como a principal fonte de perda de energia (e conseqüentemente de atenuação de jatos) nas colisões de íons pesados. Contudo, mesmo neste limite inferior, encontramos que o mecanismo colisional pode fornecer correções para os cálculos de perda de energia. Para $c = 1.0$ ou 4.0 , a contribuição colisional domina na faixa de alto p_\perp e não pode ser desconsiderada (Conclusões similares em, e.g. Refs. [128, 130, 133]). Contudo, encontramos que o fator de atenuação, que reflete o fator de modificação nuclear, não é muito sensível à magnitude da perda de energia e varia no máximo por um fator 2. Encontramos que a contribuição do mecanismo colisional para o fator de atenuação para quarks *charm* e leves se encontra entre 10% and 70%. Nossa principal conclusão é que a perda de energia colisional é significativa e não pode ser desconsiderada num cálculo completo, apesar do fator de atenuação, e conseqüentemente, o fator de modificação nuclear, não ser tão sensível a sua inclusão.

Esta análise detalhada pode fornecer uma base útil para o estudo de outros observáveis associados à atenuação de jatos, porém mais dependentes da magnitude da perda total de energia. Nestes últimos anos, progressos significativos tem sido feitos tanto na área

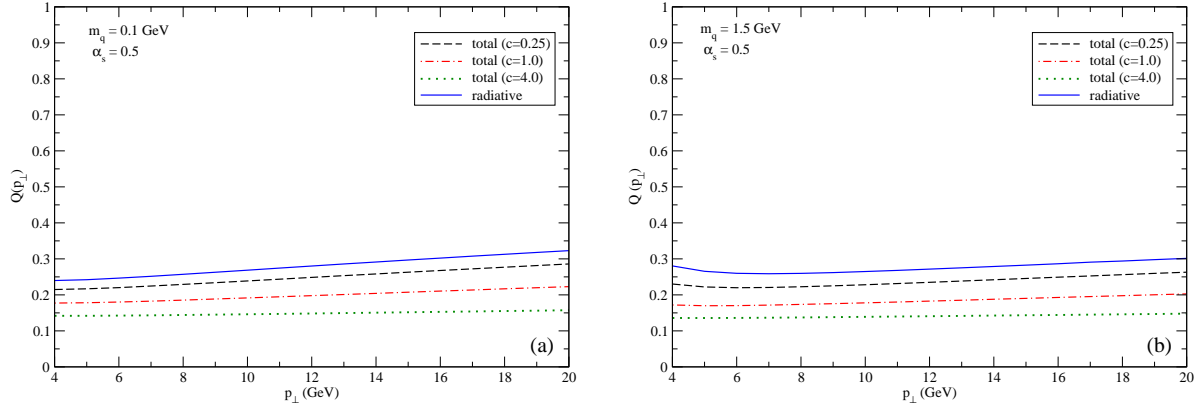


Fig. 3.6: Fator de atenuação para quarks (a) leves e (b) pesados.

experimental quanto na teoria. Com a possibilidade de estender a faixa em p_T das medidas de observáveis inclusivos, e também estender as medições para uma grande variedade de sistemas, surge uma nova gama de quantidades experimentais, como correlações entre os jatos formados na colisão, envolvendo multi-partículas, fótons ou observáveis relacionados aos sabores pesados (*charm* e *bottom*) [72, 74, 73, 75]. Pelo lado da teoria, os cálculos têm evoluído em múltiplos níveis de complexidade, o que possibilita estudar uma ampla variedade de novos observáveis. No próximo capítulo, investigaremos mais profundamente o mecanismo colisional, com a inclusão de flutuações nesta perda via equação de Fokker-Planck e de efeitos de variação da constante de acoplamento.

Capítulo 4

Perda elástica de energia num QGP - α_s variável

4.1 Introdução

Um aspecto importante, ainda não destacado neste trabalho, é que em geral os formalismos para perdas de energia radiativa e colisional partem da premissa que as propriedades do meio e suas interações com um párton energético que cruza o meio não se alteram com o tempo. Porém, em colisões núcleo-núcleo nas energias dos colisores, os pártons duros produzidos se propagam através de um meio em expansão rápida. A densidade de centros espalhadores deve alcançar um valor máximo em torno de um tempo de formação do plasma τ_0 e então diminuir com o tempo τ rapidamente devido à forte expansão longitudinal. Iniciaremos seguindo o progresso de um quark em $\tau = \tau_0$, onde ele começa um processo de espalhamento e difusão no plasma que causa uma perda do momentum inicial e a relaxação em direção da velocidade termal. O cenário que assumimos neste capítulo para a equilibração foi proposto alguns anos atrás [152, 153] e considera que as interações no plasma de quarks e glúons se torna mais forte com o tempo porque as energias médias dos pártons diminui devido à expansão do sistema.

4.2 Expansão do QGP

A idéia básica vem da característica de que o plasma não é um meio estático, mas está esfriando enquanto os pártons se propagam através dele. Consequentemente, a escala onde o acoplamento é computado muda com a evolução do sistema, e este caráter motiva o cálculo dos observáveis assumindo um acoplamento variável. Neste capítulo assumiremos que a temperatura é a escala dominante e consequentemente irá controlar a variação do acoplamento da QCD. O procedimento padrão é tomar a solução para o acoplamento variável

da equação do grupo de renormalização, que em mais baixa ordem é dada por:

$$\alpha_s(\bar{\mu}) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln \frac{\bar{\mu}^2}{\Lambda_{\overline{MS}}^2}}, \quad (4.1)$$

e ajustar o ponto de renormalização $\bar{\mu}$ proporcional à primeira frequência de Matsubara, $\bar{\mu} \propto 2\pi T$, a qual para quarks sem massa é a única quantidade com dimensão inerente à teoria. Além disso, o acoplamento forte α_s também depende do parâmetro de escala do esquema de mínima subtração modificada Λ_{QCD} . Porém, não é ainda evidente que a temperatura seja a escala relevante no regime de energias atualmente acessíveis na física de íons pesados, onde as temperaturas alcançadas são apenas um pouco mais altas do que a temperatura de transição de fase. Como a temperatura diminui com o tempo de vida do QGP, α_s deveria também variar durante a equilibração e a evolução do plasma. Para podermos simplificar nossas considerações, modelamos a evolução espaço-temporal do QGP no cenário de Bjorken com expansão longitudinal invariante com a velocidade e entropia conservada por unidade de rapidez [148]. Isto implica que $T = T_0 \left(\frac{t_0}{t}\right)^{\frac{1}{3}}$, onde T_0 é a temperatura inicial no instante t_0 . Desprezamos a expansão transversal do sistema. Além disso, consideraremos duas prescrições para a dependência da variação da constante de acoplamento com a temperatura:

$$\alpha_s(T) = \frac{6\pi}{(33 - 2n_f) \ln[(19T_c/\Lambda_{\overline{MS}})(T/T_c)]}, \quad (4.2)$$

onde $T_c/\Lambda_{\overline{MS}} = 1.78 \pm 0.03$. Esta prescrição, que denotaremos por QCD termal, foi usada nas Refs, e.g. [154, 155] e

$$\alpha_s(T) = \frac{2.095}{\frac{11}{2\pi} \ln\left(\frac{Q}{\Lambda_{\overline{MS}}}\right) + \frac{51}{22\pi} \ln\left[2 \ln\left(\frac{Q}{\Lambda_{\overline{MS}}}\right)\right]}, \quad (4.3)$$

com $Q = 2\pi T$. Esta parametrização do acoplamento forte foi obtida a partir de resultados recentes na QCD na rede [156]. Denotamos esta prescrição por QCD na rede.

Na Fig. 4.1 apresentamos a dependência de α_s em temperatura, prevista por estas duas prescrições. Usamos $T_0 = 375$ MeV e $t_0 = 0.33$ fm, que são valores confiáveis para energias de RHIC [125]. As linhas horizontais são mostradas para os valores constantes do acoplamento da QCD: (a) $\alpha_s = 0.3$, como em cálculos anteriores [128], e (b) $\alpha_s = 0.2$ para comparação. Podemos ver que existe uma grande diferença na normalização e no formato entre as duas prescrições. Comparando os resultados, a prescrição motivada pela rede dada na Eq. (4.3) [$\alpha_s^{(II)}$] nos fornece maiores valores de α_s em comparação com a Eq. (4.2) [$\alpha_s^{(I)}$]. Os valores fixos estão entre estas duas prescrições. Também consideramos as prescrições propostas nas Refs. [152, 157] e verificamos que elas predizem comportamento similar ao de $\alpha_s^{(II)}$.

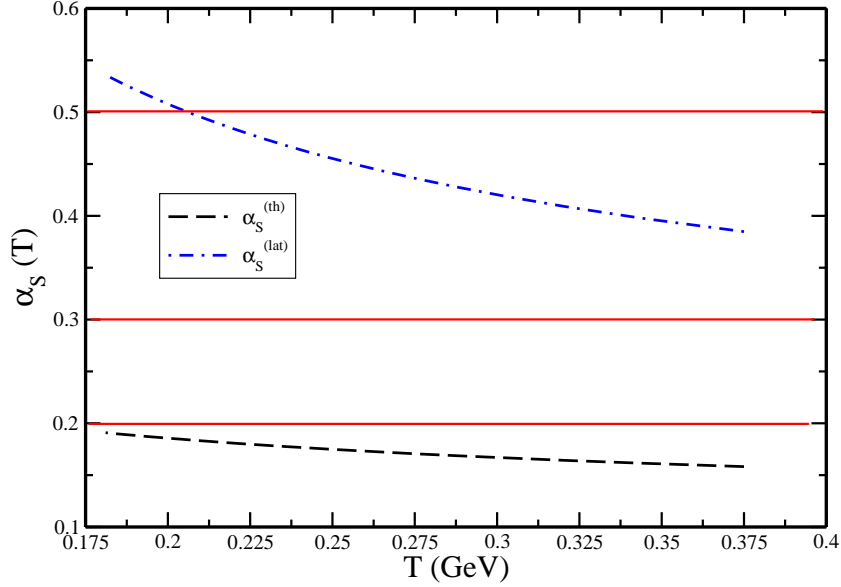


Fig. 4.1: Dependência em temperatura do acoplamento da QCD considerando duas prescrições diferentes.

Como o desenvolvimento temporal da constante de acoplamento influencia diretamente as várias assinaturas relacionadas às partículas [152, 153, 157, 158, 159], podemos esperar um efeito similar nas estimativas de perda de energia de um párton se propagando em um QGP. Nossa meta principal neste trabalho é estimar a influência da variação da constante de acoplamento na perda de energia colisional, apresentando uma reanálise dos estudos desenvolvidos nas Refs. [127, 128, 160, 161], e uma estimativa do fator de atenuação $Q(p_T)$ para quarks leves e pesados (Veja a discussão na Sec. 4.3). O estudo deste efeito na perda de energia radiativa ainda é objeto de estudo e deve merecer uma maior atenção no futuro (Para uma curta discussão, veja Ref. [110]). Na próxima seção derivamos a equação de Fokker-Planck e sua solução é obtida, obtendo assim uma estimativa para ΔE .

4.3 Propagação de Pártons em um QGP

A idéia básica é que se um párton duro perde uma fração adicional de energia ΔE enquanto escapa da colisão, teremos uma modificação do espectro inclusivo em momentum transversal das partículas produzidas em colisões núcleo-núcleo em relação às colisões hádron-hádron.

Aqui consideraremos a perda de energia colisional de pártons energéticos a partir de colisões de pártons duros no estágio inicial. A perda colisional é definida como a energia

transferida por unidade de comprimento de uma partícula rápida para o meio numa única colisão. Estimativas para a perda colisional devido a espalhamentos elásticos com grande transferência de momentum foram originalmente feitas por Bjorken [60] e recalculada nas Refs. [162, 147, 142, 163], levando em conta a perda com baixa transferência de momentum dominada pelas interações com os modos coletivos do plasma numa aproximação usando Hard Thermal Loop [143] (ver Sec. 3.4). Para calcular ΔE usaremos o formalismo proposto por Svetitsky na Ref. [160], que considera o movimento Browniano de um párton num banho térmico, governada pela equação de Fokker-Planck. Este formalismo foi usado para estimar a difusão de quarks *charm* num Plasma de Quarks e Glúons [160, 161] (Veja também Ref. [164]) e também para estimar o tempo necessária para o equilíbrio [165, 166]. Recentemente, a atenuação de quarks leves [127] e pesados [125, 126, 128] foi estudada usando um formalismo similar.

Partiremos da equação de Boltzmann para a função de distribuição $f(x, p)$ e assumimos que não existem forças externas atuando sobre o quark e que a distribuição f no espaço de fase não depende da posição do quark. Além disso, assumindo que o processo de espalhamento é dominado por pequenas transferências de momentum, chegamos à equação de Fokker-Planck descrevendo a evolução de f no espaço de momentum. Então investigamos a evolução temporal da equação de Fokker-Planck num QGP evoluindo termicamente. A principal premissa simplificadora neste formalismo é a independência em momentum dos coeficientes de arrasto e de difusão.

A equação de Boltzmann na sua forma covariante relativística pode ser escrita como [167]

$$p^\mu \partial_\mu f(x, p) = C\{f\}, \quad (4.4)$$

onde p é o 4-momentum do quark teste e f é sua densidade no espaço de fase. $C\{f\}$ é o termo de colisão. Como neste trabalho assumimos o cenário hidrodinâmico de Bjorken para a evolução [148], é válido assumir que o plasma é uniforme e conseqüentemente a densidade no espaço de fase do quark é independente de \vec{x} . Portanto a Eq. (4.4) se reduz a

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{C\{f\}}{E} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}}. \quad (4.5)$$

O termo de colisão pode ser separado em contribuições elástica e inelástica

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{elas}} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{inel}}. \quad (4.6)$$

Neste trabalho apenas consideraremos as colisões elásticas do quark teste com outros quarks, antiquarks e glúons no sistema. Para computar o lado direito da Eq. (4.5), definimos a taxa de colisões $w(p, k)$ como

$$w(p, k) = \sum_{j=q, \bar{q}, g} w^j(p, k), \quad (4.7)$$

onde w^j denota a taxa de colisões de uma partícula teste com o parton participante j , que é dada por

$$w^j(p, k) = \gamma_j \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} f_j(q) v_{\text{rel}} \sigma^j, \quad (4.8)$$

onde γ_j é o fator de degenerescência, v_{rel} é a velocidade relativa entre a partícula teste e os outros partons participantes j do meio de fundo, e σ^j é a seção de choque associada.

Considerando que espalhamentos elásticos mudam o momentum da partícula teste de p para $p - k$, então o termo de colisão no lado direito de (4.5) pode ser escrito como [160, 161]

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} = \int d^3k [w(p+k, k)f(p+k) - w(p, k)f(p)] . \quad (4.9)$$

onde o termo de colisão tem duas contribuições. A primeira representa um termo de ganho onde a taxa de transição $w(p+k, k)$ representa a taxa em que uma partícula com momentum $\vec{p} + \vec{k}$ perde momentum \vec{k} devido à reação com o meio. O segundo termo representa a perda devido ao espalhamento de uma partícula com momentum \vec{p} .

Assumindo que a maioria dos espalhamentos de quarks e glúons é suave, o que implica que a função $w(p, p')$ tem um pico agudo em $p \approx p'$ (aproximação de Landau), é possível expandir o lado direito de (4.9) por uma série de Taylor

$$w(p+k, k)f(p+k) \approx w(p, k)f(p) + \mathbf{k} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}}(wf) + \frac{1}{2} k_i k_j \frac{\partial^2}{\partial p_i \partial p_j}(wf) . \quad (4.10)$$

Substituindo a Eq. (4.10) na Eq. (4.9), temos como resultado

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} = \int d^3k \left[\mathbf{k} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} + \frac{1}{2} k_i k_j \frac{\partial^2}{\partial p_i \partial p_j} \right] (wf) . \quad (4.11)$$

Restringindo nossa análise ao problema unidimensional obtemos

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial p} [\mathcal{T}_1(p)f] + \frac{\partial^2}{\partial p^2} [\mathcal{T}_2(p)f], \quad (4.12)$$

que é a equação cinética de Landau, com os coeficientes de transporte dados por

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_1(p) &= \int d^3k w(p, k) k = \frac{\langle \delta p \rangle}{\delta t} = \langle F \rangle, \\ \mathcal{T}_2(p) &= \frac{1}{2} \int d^3k w(p, k) k^2 = \frac{\langle (\delta p)^2 \rangle}{\delta t}. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Se considerarmos que o banho térmico de fundo é constituído por uma grande quantidade de partículas fracamente acopladas em equilíbrio térmico à temperatura T , com algumas partículas não-termais, porém distribuídas de forma homogênea devido às flutuações, o problema pode ser simplificado [167], assumindo que o equilíbrio do banho não será perturbado

pela presença destas poucas partículas não-termais. Pelo seu pequeno número, podemos também assumir que elas não irão interagir entre si, apenas com as partículas do banho térmico. Então, pode-se substituir as funções de distribuição dos parceiros de colisão da partícula teste por suas distribuições de Fermi-Dirac ou Bose-Einstein e a Eq. (4.12) se reduz à equação de Fokker-Planck.

O trabalho feito por esta força de arrasto, \mathcal{T}_1 , atuando sobre uma partícula teste é

$$-dE = \langle F \rangle \cdot dL = \mathcal{T}_1(p) \cdot dL , \quad (4.14)$$

que pode estar relacionado à perda de energia de uma partícula por

$$-\frac{dE}{dL} = \mathcal{T}_1(p) \approx p \mathcal{A} , \quad (4.15)$$

onde \mathcal{A} é o coeficiente de arrasto de um quark, que é praticamente independente do momentum p como mostrado nas Refs. [160, 161]. O coeficiente de arrasto é uma quantidade muito importante, contendo a dinâmica das colisões elásticas. Em princípio, $\mathcal{A}(p, t)$, poderia ser determinado a partir da formulação de teoria cinética da QCD, através da aplicação do teorema de flutuação e dissipação [167], mas isto é ainda um problema de difícil resolução. Como discutido nas Refs. [160, 161], espera-se que o coeficiente de arrasto seja determinado, em grande parte, pelas propriedades do banho e não tanto da natureza da partícula teste. Então pode-se usar a média do coeficiente de arrasto dada por

$$\langle \mathcal{A}(p, t) \rangle = \mathcal{A}(t) = \left\langle -\frac{1}{p} \frac{dE}{dL} \right\rangle , \quad (4.16)$$

que é uma boa aproximação, válida até valores moderados de momentum ($p \leq 15$ GeV) [128].

A quantidade \mathcal{T}_2 pode estar relacionada ao coeficiente de difusão pela seguinte expressão:

$$\mathcal{T}_2(p) = \frac{\langle (\delta p)^2 \rangle}{\delta t} = p \mathcal{A} p \approx \mathcal{A} T^2 = \mathcal{D}_F , \quad (4.17)$$

onde o momentum p foi aproximado pela temperatura T do sistema e o arrasto, usando a relação de Einstein, $\mathcal{T}_1 T \approx \mathcal{D}_F$, assumindo que o acoplamento entre a partícula em movimento Browniano e o banho é fraco [167].

Combinando (4.12), (4.15) e (4.17), encontramos

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \mathcal{A} \frac{\partial}{\partial p} (p f) + \mathcal{D}_F \frac{\partial^2 f}{\partial p^2} , \quad (4.18)$$

que descreve a evolução da distribuição de momentum de uma partícula de teste que sofre movimento Browniano.

Assumindo como condição de contorno $f(p, t) \xrightarrow{t \rightarrow t_0} \delta(p - p_0)$ e usando o método das equações características [168] a seguinte solução da Eq. (4.18) pode ser obtida

$$f(p, L) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \mathcal{W}(L)} \exp \left[-\frac{\left(p - p_0 e^{-\int_0^L \mathcal{A}(t') dt'} \right)^2}{\mathcal{W}(L)} \right], \quad (4.19)$$

onde $\mathcal{W}(L)$ é dada por

$$\mathcal{W}(L) = \left(4 \int_0^L \mathcal{D}_F(t') \exp \left[2 \int_0^{t'} \mathcal{A}(t'') dt'' \right] dt' \right) \left[\exp \left(-2 \int_0^L \mathcal{A}(t') dt' \right) \right], \quad (4.20)$$

que é a distribuição de probabilidade no espaço de momentum no qual o comprimento do plasma em expansão foi assumida como o limite máximo temporal.

Partindo de (4.19), podemos estimar o valor médio da perda de energia de um párton devido a colisões elásticas, após atravessar uma distância L como

$$\langle E \rangle = \int_0^\infty E f(p, L) dp, \quad (4.21)$$

e a perda média de energia devido a colisões elásticas no meio será dada por

$$\Delta E = E - \langle E \rangle, \quad (4.22)$$

onde $E = m_\perp = \sqrt{p_\perp^2 + M^2}$ na região de rapidez central, $y = 0$.

Para estimar a perda média de energia, então, é necessário calcular a Eq. (4.19) em termos da taxa de perda de energia no QGP devido a colisões elásticas. Isto foi estimado na Ref. [142] para quarks pesados e na Ref. [147] para pártons leves. Para os quarks pesados e na região $E \ll M^2/T$, temos

$$-\frac{dE}{dL} = \frac{8\pi\alpha_s^2 T^2}{3} \left(1 + \frac{n_f}{6} \right) \left[\frac{1}{v} - \frac{1-v^2}{2v^2} \ln \left(\frac{1+v}{1-v} \right) \right] \ln \left[2^{\frac{n_f}{6+n_f}} B(v) \frac{ET}{m_g M} \right] \quad (4.23)$$

enquanto que para $E \gg M^2/T$, temos

$$-\frac{dE}{dL} = \frac{8\pi\alpha_s^2 T^2}{3} \left(1 + \frac{n_f}{6} \right) \ln \left[2^{\frac{n_f}{2(6+n_f)}} 0.92 \frac{\sqrt{ET}}{m_g} \right] \quad (4.24)$$

onde n_f é o número de sabores de quarks, α_s é a constante de acoplamento forte, $m_g = \sqrt{(1 + n_f/6)g^2 T^2/3}$ é a massa termal do glúon, E é a energia e M é a massa do quark. $B(v)$ é uma função suave da velocidade, que pode ser tomada com o valor de aproximadamente 0.7. Para quarks leves usamos a expressão (4.24) e tomamos $M = 0$ nos cálculos. A inclusão de outros diagramas além do canal t para transferência de momentum deve aumentar a taxa de perda de energia por um fator 2 [129].

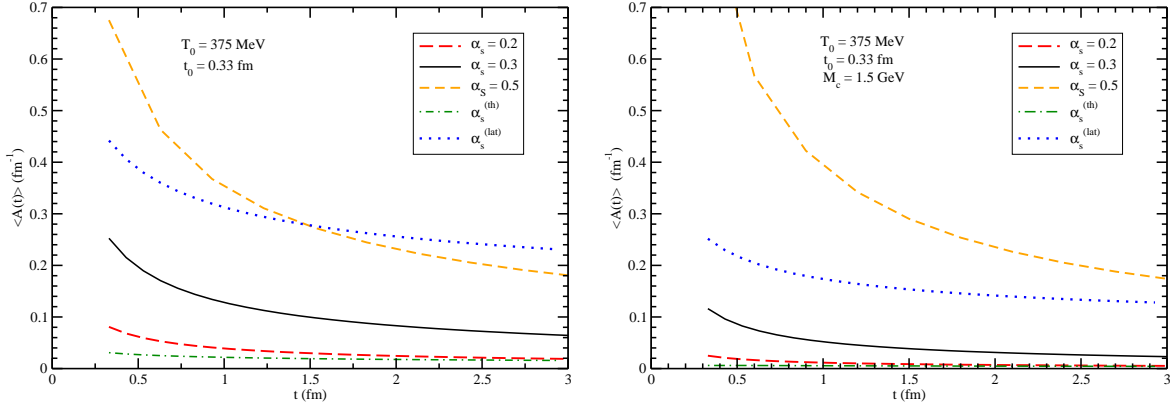


Fig. 4.2: Evolução temporal do coeficiente de arrasto para quarks leves (painel esquerdo) e pesados (painel direito).

4.4 Resultados e Discussão

4.4.1 O Coeficiente de Arrasto

Seguindo (4.16), agora podemos estimar \mathcal{A} para pártons se propagando em um plasma em energias (temperaturas) de interesse. Para realizar a média sobre o momentum usamos a distribuição de Boltzmann. A dependência temporal do coeficiente de arrasto vem da premissa de uma temperatura $T(t)$ decrescendo com o tempo enquanto o sistema se expande, de acordo com a lei de escalamento de Bjorken [148] $T(t) = t_0^{1/3} T_0 / t^{1/3}$, onde t_0 e T_0 são, respectivamente, a tempo inicial e a temperatura na qual as partículas de fundo do sistema partônico alcança equilíbrio cinético local. Já que o plasma se expande com a passagem do tempo, usamos o comprimento do plasma, L como o limite máximo de tempo para o caso relativístico ($\gamma v \sim 1$). Usando as estimativas para energias de RHIC, assumimos $T_0 = 375$ MeV e $t_0 = 0.33$ fm. Os resultados são mostrados na Fig. 4.2 para quarks leves e pesados. Apresentamos a comparação entre os resultados para $\alpha_s = 0.3$ fixo (como no resultado anterior [128]), e acoplamento variável das prescrições da rede e da QCD termal. O coeficiente de arrasto é muito sensível às modificações na prescrição usada para α_s . Quando a da rede é considerada (linha ponto-tracejada em ambos os painéis), o coeficiente torna-se maior do que os resultados anteriores para α_s fixo (linha sólida) em toda a evolução do meio em expansão. Por outro lado, quando a prescrição da QCD termal é considerada (linha tracejada), o coeficiente de arrasto é menor do que o resultado descrito acima, se colocando próximo da predição obtida assumindo $\alpha_s = 0.2$.

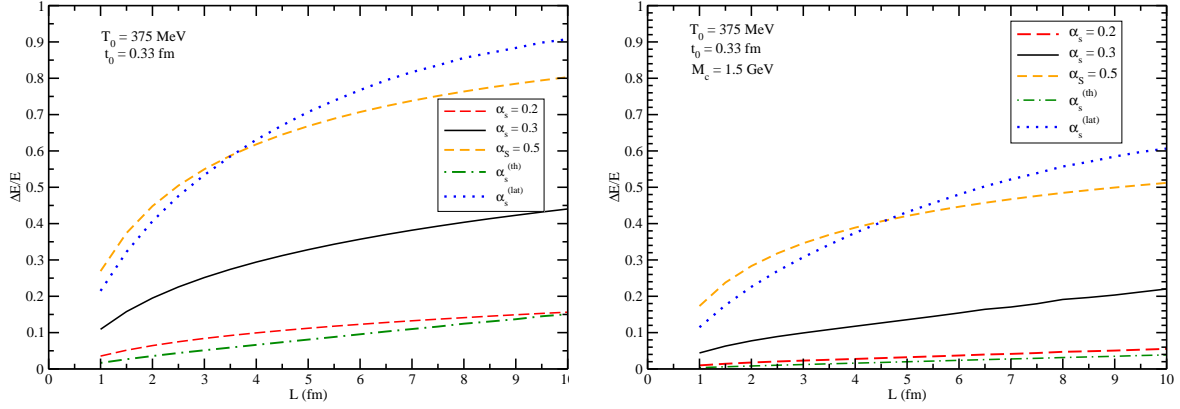


Fig. 4.3: Perda de energia fracionária como função da distância viajada pelo quark leve (painel esquerdo) e pesado (painel direito).

4.4.2 Análise da perda de Energia

Na Fig 4.3 apresentamos os resultados para a perda de energia fracionária, como função da distância viajada pelos pártons (i.e, a evolução temporal do plasma) para quarks leves e pesados. De acordo com os resultados para o coeficiente de arrasto, mostrado na Fig. 4.2 e discutido acima, obtemos que quando a prescrição de α_s da QCD na rede é considerada, a magnitude da perda de energia é maior do que nos outros casos analisados aqui. A prescrição de α_s da QCD termal nos fornece a menor perda de energia. Na Fig. 4.5 apresentamos a razão entre a perda de energia fracionária para quarks leves e pesados. Enquanto para α_s fixo a razão é praticamente constante na faixa de valores de L considerada, para α_s variável a perda de energia para quarks pesados e leves muda de diferentes maneiras: com a prescrição da rede, a razão é monotonamente crescente, e o valor é maior que 0.5 em toda faixa de valores considerada; por outro lado, com a prescrição termal, a razão é fortemente suprimida quando comparada com o resultado para α_s fixo. Esta característica sugere que os quarks pesados perdem menos que 20% da energia perdida pelos quarks leves em seu caminho através do meio em expansão.

Na Fig. 4.6 apresentamos os resultados para perda de energia dos quarks pesados em função da energia do quark incidente e para todas as prescrições analisadas o resultado se mantém praticamente constante, na faixa de energias compreendida por $E \sim 5 - 15$ GeV. Esta característica é devido à independência em momentum do coeficiente de arrasto, como já discutido anteriormente nas Refs. [160, 161]. Seu valor depende da prescrição usada no cálculo.

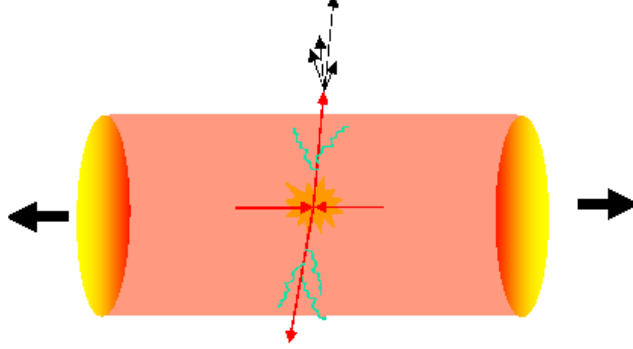


Fig. 4.4: Representação do meio formado em uma colisão $Au+Au$, onde podemos ver as variáveis envolvidas na Eq. 4.25.

4.4.3 Atenuação do espectro

Para computar o espectro em p_{\perp} , assumimos que a geometria é descrita por um cilindro de raio R , (Fig. 4.4) como no modelo de Bjorken invariante por velocidade [148] das colisões nucleares, e o párton se move no plano transversal no referencial de repouso local. Então um párton criado num ponto \vec{r} com um ângulo ϕ na direção transversal irá viajar uma distância [138]

$$L(\phi) = (R^2 - r^2 \sin^2 \phi)^{1/2} - r \cos \phi, \quad (4.25)$$

onde $\cos \phi = \hat{\vec{v}} \cdot \hat{\vec{r}}$; \vec{v} é a velocidade do párton e $r = |\vec{r}|$. Além disso, para quarks leves usamos a parametrização da distribuição em p_{\perp} que descreve os primeiros dados de RHIC para produção de hádrons leves para valores moderadamente grandes de p_{\perp} , que é dada pela Eq. (3.17) onde dois conjuntos de parâmetros estão disponíveis na literatura: $\nu = 8.0$ e $p_0 = 1.75$ GeV [138] e $\nu = 12.42$ e $p_0 = 1.71$ GeV [76].

Os resultados para o fator de atenuação (ver Sec. 3.2) para quarks leves são mostrados na Fig. 4.7 para os dois conjuntos de parâmetros. Para uma comparação, apresentamos uma estimativa da atenuação devido à perda de energia radiativa, seguindo a parametrização na Ref. [138]. Devido ao menor valor de seu coeficiente de arrasto, a prescrição de α_S da QCD termal nos dá um alto fator de atenuação, então o espectro é menos modificado pela perda de energia colisional do que no caso de α_S fixo. Na região de alto p_{\perp} , as perdas de energia elástica e radiativa são da mesma ordem de magnitude, mas este resultado depende fortemente da escala onde α_S é computado. Se o sistema apresenta um menor valor de α_S do que o considerado em cálculos anteriores, o bremsstrahlung de glúons volta a tornar-se o mecanismo dominante de perda de energia.

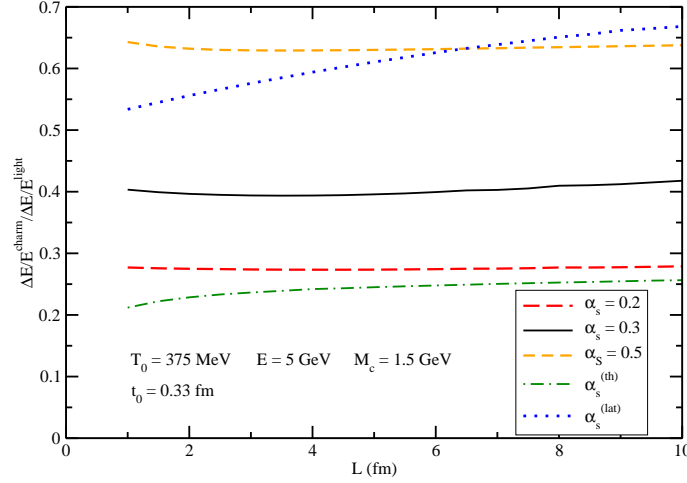


Fig. 4.5: Razão entre perdas fracionárias de energia entre quarks pesados e quarks leves.

Para quarks pesados, usamos a distribuição em p_{\perp} dos hádrons contendo *charm*, mésons D , produzidos em colisões hadrônicas, experimentalmente mostrado [150] como sendo bem descrito pela parametrização simples dada pela Eq. (3.18) onde $b = 1.4 \pm 0.3$, $n = 10.0 \pm 1.2$ e $M_c = 1.5$ GeV. O fator de atenuação para quarks pesados é mostrado na Fig. 4.8. Os resultados são similares aos do caso dos quarks leves, apresentada na Fig. 4.7. A prescrição de α_s da QCD termal nos dá o fator de atenuação mais alto, e a da QCD na rede nos dá o fator mais baixo, mostrando uma forte supressão no espectro de mésons contendo *charm* quando esta prescrição é usada. Novamente, quanto mais baixo o valor de α_s , mais alto o fator de atenuação devido aos espalhamentos elásticos no QGP.

Recentemente, a razão entre o espectro de hádrons com quarks pesados e com quarks leves foi proposta como uma ferramenta para investigar o meio formado nas colisões de íons pesados [76]. Devido a sua grande massa, a perda de energia radiativa para quarks pesados deve ser mais baixa do que para quarks leves. Isto ocorre devido aos efeitos de massa combinados [76, 77]: o tempo de formação da radiação de glúons é reduzida e sua massa também suprime a amplitude da radiação de glúons em ângulos menores do que a razão entre a massa do quark e sua energia por interferência destrutiva da radiação [79] - o efeito *dead-cone*. A consequência prevista destas perdas distintas de energia é um crescimento acima de 1 desta razão em momentum transversal moderadamente alto, em relação àquela observada na ausência da perda de energia (Uma análise recente para energias de LHC é dado na Ref. [78]). Como o comportamento desta razão considerando a perda de energia colisional ainda é uma questão em aberto, na Fig. 4.9 apresentamos a razão entre os fatores de atenuação para quarks pesados e leves, o que reflete a razão (D/π) entre hádrons pesados e leves,

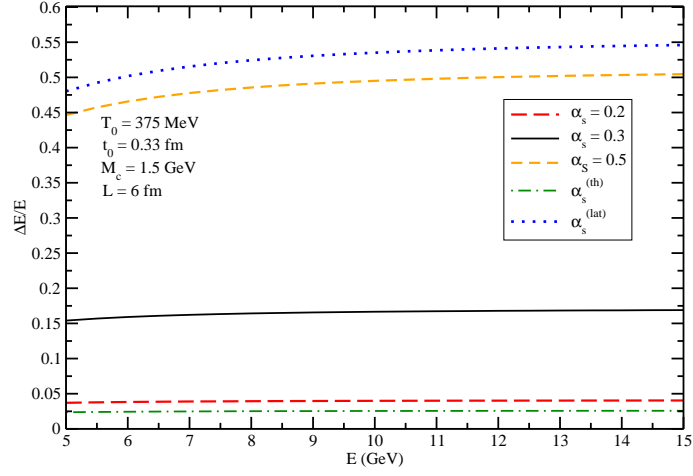


Fig. 4.6: Perda fracionária de energia de quarks pesados como função da energia do quark incidente.

considerando apenas a perda colisional. Enquanto que para α_s fixo, os resultados mostram um fator de crescimento da razão com valor próximo de 2, este desaparece quando as prescrições usando acoplamento variável são consideradas. Esta característica pode sugerir que com um meio esfriando em expansão, a perda de energia colisional para quarks pesados e leves seria de magnitude similar.

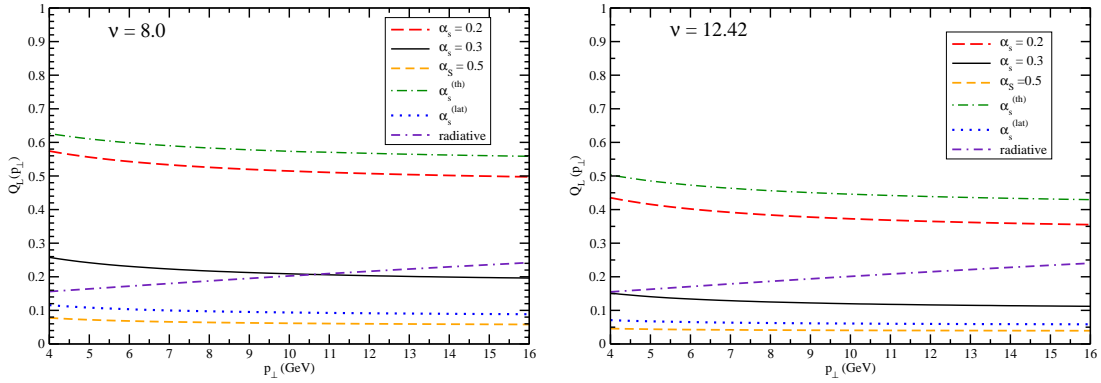


Fig. 4.7: Fator de atenuação para o espectro em p_\perp de quarks leves. Apresentamos uma estimativa de perda radiativa para comparação.

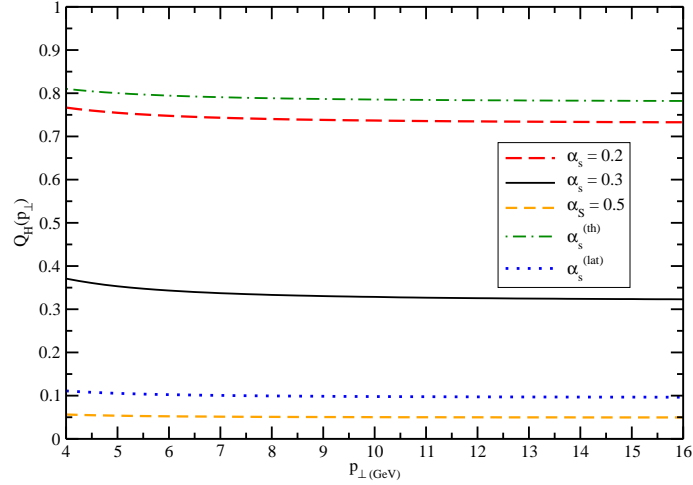


Fig. 4.8: Fator de atenuação para o espectro em p_\perp de quarks pesados.

4.5 Conclusões

Antes de resumirmos nossas conclusões, vamos analisar algumas das premissas feitas neste trabalho. Primeiro, desconsideramos a dependência em momentum dos coeficientes de arrasto e difusão, que contém a dinâmica das colisões elásticas, substituindo-a pelo seu valor médio. Segundo, a discussão é baseada na equação de Fokker-Planck unidimensional e no modelo de Bjorken para colisões nucleares, que é uma descrição simplificada, fornecendo apenas estimativas qualitativas. Uma extensão para a análise tridimensional ainda está em discussão e pode levar à revisão de algumas considerações deste trabalho. Finalmente, a inclusão dos diagramas para outros canais nos processos elásticos inclui uma incerteza adicional.

Neste capítulo, investigamos a dependência da perda de energia colisional dos pártons em um QGP no valor do acoplamento forte. Uma vez que o plasma não é um meio estático, um valor fixo para α_s deve ser tratado como uma aproximação, e estimativas mais realísticas devem considerar a evolução da *fireball*. Consideramos a variação do acoplamento neste cálculo, desenvolvendo-o com o resfriamento do QGP. A partir da equação de Fokker-Planck, derivamos os coeficientes de transporte e os relacionamos com a perda de energia partônica média. O coeficiente de arrasto é modificado com o valor de α_s considerado, e é fortemente dependente da prescrição da variação do acoplamento usada na análise. A da QCD na rede nos dá valores mais altos do coeficiente de arrasto, enquanto a da QCD termal nos dá valores menores, sempre comparados com o valor fixo usado em cálculos anteriores. Esta característica segue nos resultados de perda média de energia e fatores de atenuação. Para

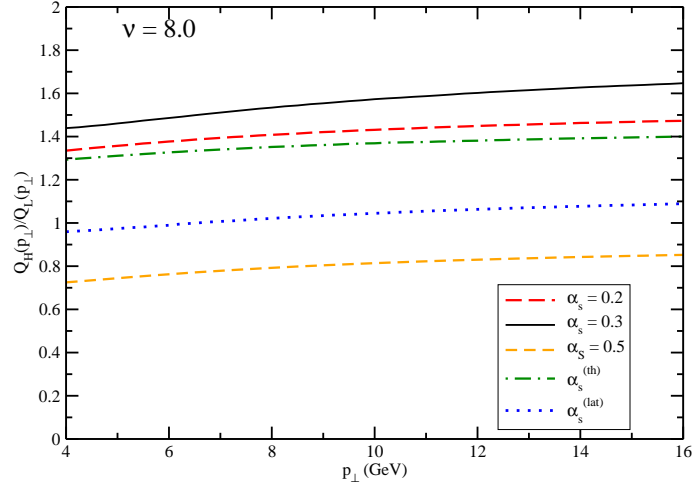


Fig. 4.9: Razão entre os fatores de atenuação de quarks pesados e leves.

quarks leves, encontramos que as perdas de energia radiativa e colisional são da mesma ordem de magnitude, na região de alto p_{\perp} , se o valor de α_s é comparável ou maior que 0.3. Para valores menores do acoplamento, o bremsstrahlung de glúons torna-se novamente o processo dominante de perda de energia. Também apresentamos a razão entre os fatores de atenuação de quarks pesados e leves, e encontramos ausência do crescimento da razão dos mésons contendo *charm* quando comparados aos mésons π se usarmos o acoplamento variável. Este é um resultado surpreendente, uma vez que isto parece sugerir que os quarks pesados e leves tem a mesma ordem de magnitude de perda de energia colisional.

Sumário e Perspectivas

Processos envolvendo colisões de íons pesados em energias ultrarelativísticas nos fornecem a oportunidade de estudar a matéria sob condições extremas de densidade e temperatura. Nestas condições, cálculos teóricos via QCD na rede prevêm uma transição de fase da matéria hadrônica comum para um estado desconfinado - o Plasma de Quarks e Glúons. Este estado teria um tempo de vida ainda muito curto para as energias de RHIC, e portanto só pode ser evidenciada sua formação através de assinaturas experimentais. Dentre estas, é muito difundida na literatura a atenuação de jatos, que tem sido interpretada como a perda de energia dos pártons energéticos produzidos no vértice da colisão durante sua propagação através do QGP. Experimentalmente, isso pode ser associado à supressão de hádrons medidos com alto momentum transversal p_{\perp} - comparando o espectro produzido em colisões nucleares com o produzido em colisões próton-próton; ao desaparecimento das correlações *back-to-back* destes hádrons; e à assimetria azimutal do espectro em alto p_{\perp} em colisões não centrais. A ausência destes sinais em processos d+Au provam que estas são assinaturas devidas ao estado final e a associação com o meio produzido é direta. Devido aos efeitos de massa, espera-se que a perda de energia no QGP seja menor para quarks pesados, como o *charm*, do que para leves. Isto implica num crescimento na produção de mésons abertos *D*, quando comparada à produção de mésons leves, por exemplo os píons.

Assim, no cap. 2, a produção de mésons contendo *charm* foi estudada usando uma aproximação perturbativa. As distribuições em rapidez para processos hA foram calculadas para RHIC e LHC, com assimetria observada para baixos valores de momentum transversal, mas posterior desaparecimento da mesma para valores crescentes de p_{\perp} . Assim, em energias de RHIC, o espectro de mésons *D* em alto p_{\perp} é enaltecido para valores positivos de rapidez. Para LHC, esta análise prevê uma supressão para rapidez positiva e central. Devido aos efeitos nucleares mais fortes presentes na produção de mésons contendo *charm* em comparação aos π em processos hA , encontramos um aumento na produção de mésons *D* em rapidez central em RHIC, e sua supressão para LHC. Apesar de diversos pontos merecerem estudos mais detalhados, acreditamos que este cálculo pode ser usado como base para a dinâmica do CGC, que é esperada como presente neste regime cinemático, assim como para estudos futuros de efeitos de atenuação de jatos em colisões AA.

No cap. 3, analisamos as contribuições dos mecanismos radiativo e colisional para a

perda total de energia. Como no caso de processos eletromagnéticos, espera-se que o mecanismo radiativo domine em altas energias partônicas. Contudo, para energias mais baixas, os dois mecanismos tornam-se relevantes, e a perda de energia colisional pode ser a dominante até uma certa energia crítica, E_c . Estudamos o comportamento de E_c com o crescimento da distância viajada pelo párton para quarks leves e o *charm*, tratando a perda radiativa dentro do formalismo LCPI. Encontramos que o fator de atenuação, considerando perdas tanto colisional como radiativa, parece estar crescendo suavemente na região agora disponível para medições ($p_\perp < 20$ GeV) e é ~ 0.2 para quarks leves, o que descreve razoavelmente os resultados da colaboração PHENIX para o fator de modificação nuclear dos π^0 . Estes resultados motivam a aplicação para quarks pesados, onde os dados preliminares da colaboração STAR do fator de supressão para elétrons não fotônicos, $R_{AA}^e(p_\perp)$, indica uma supressão maior do que a prevista. Apresentamos estimativas diferenciadas pelo fator fenomenológico c para a perda de energia colisional e mostramos um estudo comparativo de sua dominância frente ao mecanismo radiativo como a principal fonte de perda de energia (e consequentemente de atenuação de jatos) nas colisões de íons pesados. Mesmo no limite inferior, encontramos que o mecanismo colisional pode fornecer correções para os cálculos de perda de energia. Contudo, encontramos que o fator de atenuação, que reflete o fator de modificação nuclear, não é muito sensível à magnitude da perda de energia e varia no máximo por um fator 2. Nossa principal conclusão é que a perda de energia colisional é significativa e não pode ser desconsiderada num cálculo completo, apesar do fator de atenuação, e consequentemente, o fator de modificação nuclear, não ser tão sensível a sua inclusão. Esta análise detalhada pode fornecer uma base útil para o estudo de outros observáveis associados à atenuação de jatos, porém mais dependentes da magnitude da perda total de energia.

De acordo com estes resultados, devemos ter o cuidado de analisar outro observável onde possamos determinar limites para a perda colisional de energia. Uma das oportunidades de investigação é fornecida pela assimetria azimutal em colisões nucleares não centrais. Ainda assumindo a validade da fatorização do processo, e calculando dentro da QCD perturbativa, podemos estimar o valor do segundo coeficiente $v_2(p_\perp)$ da análise de Fourier do espectro de hádrons, comparando com dados obtidos para $p_\perp \gtrsim 2$ GeV. As atuais análises trabalham com códigos hidrodinâmicos, usando apenas a perda radiativa de energia na parte dura do espectro. Isso infere maiores valores de densidade inicial de glúons, assim como um valor muito alto para o coeficiente de transporte \hat{q}^{BDMPS} . Os valores inferidos a partir da análise com perda radiativa somente ficam acima das expectativas teóricas iniciais. Uma inclusão de efeitos de perda colisional pode trazer mudanças significativas nestas expectativas.

No cap. 4, investigamos a dependência da perda de energia colisional dos pártons em um QGP no valor do acoplamento forte. Uma vez que o plasma não é um meio estático, um valor fixo para α_s deve ser tratado como uma aproximação, e estimativas mais realísticas

devem considerar a evolução da *fireball*. Consideramos a variação do acoplamento neste cálculo, desenvolvendo-o com o esfriamento do QGP. A partir da equação de Fokker-Planck, derivamos os coeficientes de transporte e os relacionamos com a perda de energia partônica média. Para quarks leves, encontramos que as perdas de energia radiativa e colisional são da mesma ordem de magnitude, na região de alto p_{\perp} , se o valor de α_S é comparável ou maior que 0.3. Para valores menores do acoplamento, o *bremstrahlung* de glúons torna-se novamente o processo dominante de perda de energia. Também apresentamos a razão entre os fatores de atenuação de quarks pesados e leves, e não foi encontrado aumento da produção de mésons contendo *charm* quando comparados aos mésons π se usarmos o acoplamento variável. Este é um resultado surpreendente, uma vez que isto parece sugerir que os quarks pesados e leves tem a mesma ordem de magnitude de perda de energia colisional.

Estes resultados também motivam um estudo do comportamento da perda de energia radiativa em um meio em expansão, com variação da constante de acoplamento. Devido às diferentes dependências de cada mecanismo em α_s , espera-se comportamentos diferentes do *bremstrahlung* de glúons quando uma análise deste tipo seja implementada. Além disso, devemos ter bem presente que a inclusão de efeitos de variação de α_s devido ao meio se modificar devem ser implementadas em geradores de eventos, para propiciar um cálculo mais completo de observáveis.

Bibliografia

- [1] ELLIS, R. K.; STIRLING, W. J.; WEBBER, B. R. *QCD and collider physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1996.
- [2] MUTA, T. *Foundations of quantum chromodynamics: an introduction to perturbative methods in gauge theories*. 2. ed. Singapore: World Scientific, 1997.
- [3] GREINER, W.; SCHÄFER, A. *Quantum chromodynamics*. New York: Springer-Verlag, 1994.
- [4] STERMAN, G. et al. Handbook of perturbative QCD. *Rev. Mod. Phys.*, Woodbury, v. 67, n. 1, p. 157-248, Jan. 1995.
- [5] GARCIA CANAL, C. A; GAY DUCATI, M. B.; SIMÕES, J. A. M. *Notes on deep inelastic scattering*. Strasbourg: Centre de Recherches Nucléaires, Université Louis Pasteur, 1979. 93p. (Séries des cours et conférences sur la physique des hautes énergies, 15)
- [6] ROBERTS, R. G. *The structure of proton*. Cambridge: Cambridge University Press, 1990.
- [7] HALZEN, F.; MARTIN, A. D. *Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics*. New York: John Wiley, 1984.
- [8] BJORKEN, J. D.; PASCHOS, E. A. Inelastic electron-proton and gamma-proton scattering and structure of nucleon. *Phys. Rev.*, New York, v. 185, n. 5, p. 1975-1982, Sept. 1969.
- [9] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic freedom in parton language. *Nucl. Phys.* B, Amsterdam, v. 126, n. 2, p. 298-318, Aug. 1977.
- [10] GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. Deep inelastic *ep* scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, New York, v. 15, n. 4, p. 438-450, Oct. 1972.

- [11] DOKSHITZER, Y. L. Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics. *Sov. Phys. JETP*, New York, v. 46, n. 4, p. 641-653, Oct. 1977.
- [12] CHEN, M.; ZERWAS, P. Equivalent-particle approximations in electron and photon process of higher-order QED. *Phys. Rev. D*, New York, v. 12, n. 1, p. 187-197, July 1975.
- [13] von WEIZSACKER, C.F. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. *Z. Phys.*, Berlin, v. 88, n. 9-10, p. 612-615, Sept. 1934.
- [14] WILLIAMS, E. J. Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. *Phys. Rev.*, New York, v. 45, n. 10, p. 729-730 Apr. 1934.
- [15] GLÜCK, M.; REYA, E.; VOGT, A. Dynamical parton distributions of the proton and small- x physics. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 67, n. 3, p. 433-447, July 1995.
- [16] GLÜCK, M.; REYA, E.; VOGT, A. Dynamical parton distributions revisited. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 5, n. 3, p. 461-470, Sept. 1998.
- [17] MARTIN, A. D. et al. Parton distributions: a new global analysis. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 4, n. 3, p. 463-496, July 1998.
- [18] MARTIN, A. D.; ROBERTS, R. G.; STIRLING, W. J. Parton distribution of the proton. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 50, n. 11, p. 6734-6752, Dec. 1994.
- [19] MARTIN, A. D.; ROBERTS, R. G.; STIRLING, W. J. Parton distributions: a study of the new HERA data, α_S , the gluon and $p\bar{p}$ jet production. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 387, n. 2, p. 419-426, Oct. 1996.
- [20] MARTIN, A. D. et al. Parton distributions and the LHC: W e Z production. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 14, n. 1, p. 133-145, May 2000.
- [21] MARTIN, A. D. et al. MRST2001: partons and α_S from precise deep inelastic scattering and Tevatron jet data *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 23, n. 1, p. 73-87, Feb. 2002.
- [22] LAI, H. L. et al. Global QCD analysis and the CTEQ parton distributions. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 51, n. 9, p. 4763-4782, May 1995.
- [23] LAI, H. L. et al. Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 12, n. 3, p. 375-392, Feb. 2000

- [24] de FLORIAN, D; SASSOT, R; STRATMANN, M. Global Analysis of Fragmentation Functions for Pions and Kaons and their Uncertainties *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 75, n. 11, 114010 26 p, June 2007
- [25] KRETZER, S. Fragmentation functions from flavor-inclusive and flavor-tagged e^+e^- annihilations. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 62, n. 5, 054001 Sept. 2000.
- [26] KNIEHL, B.A., KRAMER, G., PÖTTER, B. Fragmentation functions for pions, kaons, and protons at next-to-leading order. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 582, n. 1/3, p. 514-536, Aug. 2000.
- [27] ALBINO, S., KNIEHL, B.A., KRAMER, G. Fragmentation functions for light charged hadrons with complete quark flavour separation. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 725, n. 1/2, p. 181-206, Oct. 2005.
- [28] ESKOLA, K. J.; KOLHINEN, V. J.; SALGADO, C. A. The scale dependent nuclear effects in parton distributions for practical applications. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 9, n. 1, p. 61-68, June 1999.
- [29] ESKOLA, K. J.; KOLHINEN, V. J.; RUUSKANEN, P. V. Scale evolution of nuclear parton distributions. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 535, n. 1/2, p. 351-371, Dec. 1998.
- [30] ARNEODO, M. Nuclear effects in structure functions. *Phys. Rep.*, Amsterdam, v. 240, n. 5/6, p. 301-393, May 1994.
- [31] AMAUDRUZ, P. et al. A re-evaluation of the nuclear structure function ratios for D , He , Li , C and Ca . *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 441, n. 1, p. 3-11, May 1995.
- [32] ARNEODO, M. et al. The structure function ratios F_2^{Li}/F_2^d and F_2^C/F_2^D at small- x . *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 441, n. 1/2, p. 12-30, May 1995.
- [33] ADAMS, M. R. et al. Saturation of shadowing at very low Bjorken x . *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 68, n. 22, p. 3266-3269, June 1992.
- [34] HIRAI, M.; KUMANO, S.; MIYAMA, M. Determination of nuclear parton distributions *Phys. Rev. D*, Melville, v. 64, n. 3, 034003 15 p. Aug. 2001.
- [35] LI, S.-Y.; WANG, X.-N. Gluon shadowing and hadron production at RHIC. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 527, n. 1/2, p. 85-91, Feb. 2002.

- [36] WANG, X.-N.; GYULASSY, M. HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in pp , pA e AA collisions. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 44, n. 11, p. 3501-3516, Dec. 1991.
- [37] de FLORIAN, D., SASSOT, R. Nuclear parton distributions at next to leading order. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 69, n. 7, 074028 Apr. 2004.
- [38] AYALA, A. L.; GONÇALVES, V. P. The improved nuclear parton distributions. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 20, n. 2, p. 343-348, Apr. 2001.
- [39] AYALA, A. L.; GONÇALVES, V. P. The high density effects in heavy quark production at pA colliders. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 534, n. 1/4, p. 76-82, May 2002.
- [40] EPELE, L. N.; CANAL, C. A. G.; GAY DUCATI, M. B. Nuclear effects in J/Ψ hadroproduction. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 226, n. 1/2, p. 167-170, Aug. 1989.
- [41] GAY DUCATI, M. B., GONCALVES, V. P., MACKEDANZ, L. F. Additional J/ψ suppression from high density effects. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 34, n. 2, p. 229-236 May 2004.
- [42] BRODSKY, S. J.; HOYER, P. A bound on the energy loss of partons in nuclei. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 298, n. XX, p. 165-1870, May 1993.
- [43] GRIBOV, L. V.; LEVIN, E. M.; RYSKIN, M. G. Semihard processes on QCD. *Phys. Rep.*, Amsterdam, v. 100, n. 1/2, p. 1-150, Nov. 1983.
- [44] AYALA, A. L.; GAY DUCATI, M. B.; LEVIN, E. M. QCD evolution of the gluon density in a nucleus. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 493, n. 1/2, p. 305-353, May 1997.
- [45] McLERRAN, L.; VENUGOPALAN, R. Computing quark and gluon distribution functions for very large nuclei. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 49, n. 5, p. 2233-2241, Mar. 1994.
- [46] JALILIAN-MARIAN, J. et al. Wilson renormalization group for low x physics: towards the high density regime. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 59, n. 1, 014014 6p. Jan. 1999.
- [47] JALILIAN-MARIAN, J.; KOVNER, A.; WEIGERT, H. Wilson renormalization group for low x physics: gluon evolution at finite parton density. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 59, n. 1, 014015 24p. Jan. 1999.

- [48] JALILIAN-MARIAN, J. et al. Unitarization of gluon distribution in the doubly logarithmic regime at high density. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 59, n. 3, 034007 9p. Feb. 1999.
- [49] CHENG, M. et al. Study of the finite temperature transition in 3-flavor QCD using the R and RHMC algorithms. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 75, n. 3, 034506 11p. June 2007.
- [50] HARADA, T. Reconstructing the equation of state for cold nuclear matter from the relationship of any two properties of neutron stars. *Phys. Rev. C*, Melville, v. 64, n. 4, 048801 4p. Oct. 2001.
- [51] PAJARES, C. RHIC physics. *Acta Phys. Pol. B*, Cracow, v. 30, n. 7, p. 2263-2281, July 1999.
- [52] MATSUI, T.; SATZ, H. J/Ψ suppression by quark-gluon plasma formation. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 178, n. 4, p. 416-422, Oct. 1986.
- [53] ABREU, M. C. et al. Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/Ψ suppression pattern measured in $Pb - Pb$ collisions at the CERN-SPS. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 477, n. 1/3, p. 28-36, Mar. 2000.
- [54] CAPELLA, A.; FERREIRO, E. G.; KAIDALOV, A. B. Nonsaturation of the J/Ψ suppression at large transverse energy in the comovers approach. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 85, n. 10, p. 2080-2083, Sept. 2000.
- [55] QIU, J.; VARY, J. P.; ZHANG, X. J/Ψ suppression in nucleus-nucleus collisions. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 88, n. 23, 232301 4p. June 2002.
- [56] CHAUDHURI, A. K. J/Ψ suppression in $Pb + Pb$ collisions: a conventional approach. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 88, n. 23, 232302 4p. June 2002.
- [57] MACKEDANZ, L.F. *Supressão de J/Ψ em processos próton-núcleo e núcleo-núcleo devido aos efeitos de alta densidade* 2003. 134f. Dissertação (Mestrado em Física) - Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2003.
- [58] ADARE, A. et al. J/Ψ production vs centrality, transverse momentum, and rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s} = 200$ -GeV *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 98, n. 23, 232301 6p. June 2007.
- [59] THEWS, R. L. Quarkonium production via recombination. *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 783, p. 301-308 Feb. 2007

- [60] BJORKEN, J. D. Energy Loss Of Energetic Partons In Quark-Gluon Plasma: Possible Extinction Of High P_T Jets In Hadron-Hadron Collisions FERMILAB-PUB-82-059-THY (unpublished) 1982.
- [61] BAIER, R.; DOKSHITZER, Y. L.; MUELLER, A. H.; PEIGNÉ, S.; SCHIFF, D. Radiative energy loss of high energy quarks and gluons in a finite-volume quark-gluon plasma *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 483, n. 1/2, p. 291-320 Jan. 1997
- [62] BAIER, R.; DOKSHITZER, Y. L.; MUELLER, A. H.; PEIGNÉ, S.; SCHIFF, D. Radiative energy loss and p perpendicular to-broadening of high energy partons in nuclei. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v, 484, n. 1/2, p. 265-282 Jan. 1997.
- [63] BAIER, R.; DOKSHITZER, Y. L.; MUELLER, A. H.; SCHIFF, D. Medium-induced radiative energy loss; equivalence between the BDMPS and Zakharov formalisms *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 531, n. 1/3, p. 403-425, Oct. 1998.
- [64] GAY DUCATI, M. B.; GONCALVES, V. P.; MACKEDANZ, L. F. D meson production in d + Au process using a perturbative approach. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 605, n. 3/4, p. 279-286 Jan. 2005.
- [65] GAY DUCATI, M. B.; GONCALVES, V. P.; MACKEDANZ, L. F. The collisional and radiative energy loss contributions for the quenching factor. *Int. J. Mod. Phys. E*, Singapoure, (in press).
- [66] GAY DUCATI, M. B.; GONCALVES, V. P.; MACKEDANZ, L. F. Elastic Energy Loss in an Expanding QGP *Braz. J. Phys.*, São Paulo, v. 34, n. 2, p. 656-660, June 2007.
- [67] GAY DUCATI, M. B.; GONCALVES, V. P.; MACKEDANZ, L. F. QCD collisional energy loss in an increasingly interacting Quark-Gluon Plasma *Int. J. Mod. Phys. A*, Singapoure, v. 22, n. 18, p. 3105-3122, July 2007
- [68] GYULASSY, M.; WANG, X. N. Multiple collisions and induced gluon bremsstrahlung in QCD. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 420, n. 3, p. 583-614, June 1994.
- [69] ESKOLA, K. J.; HONKANEN, H.; SALGADO, C. A.; WIEDEMANN, U. A. The fragility of high- p_T hadron spectra as a hard probe *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 747, n. 1/2, p. 511-529 Jan. 2005.
- [70] KHARZEEV, D.; LEVIN, E.; McLERRAN, L. Parton saturation and N_{part} scaling of semi-hard processes in QCD. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 561, n. 1/2, p. 93-101 May 2003.

- [71] McLERRAN, L. D.; VENUGOPALAN, R. Gluon distribution functions for very large nuclei at small transverse momentum *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 49, n. 7, p. 3352-3355 Apr. 1994
- [72] ADCOX, K. et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 757, n. 1/2, p. 184-293 Aug. 2005.
- [73] ARSENE, I. et al. Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 757, n. 1/2, p. 1-27 Aug. 2005.
- [74] BACK, B. B. et al. The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 757, n. 1/2, p. 28-101 Aug. 2005.
- [75] ADAMS, J. et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 757, n. 1/2, p. 102-183 Aug. 2005.
- [76] DOKSHITZER, Y. L.; KHARZEEV, D. E. Heavy-quark colorimetry of QCD matter *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 519, n. 3/4, p. 199-206 Nov. 2001.
- [77] ZHANG, B. Z.; WANG, E.; WANG, X. N. Heavy Quark Energy Loss in a Nuclear Medium *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 93, n. 7, 072301 4p. Aug. 2004.
- [78] DAINESE, A. Perspectives for the study of charm in-medium quenching at the LHC with ALICE *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 33, n. 4, p. 495-503 Mar. 2004.
- [79] DOKSHITZER, Y. L.; KHOZE, V. A.; TROYAN, S. I. On specific QCD properties of heavy quark fragmentation ('dead cone') *J. Phys. G*, Oxford, v. 17, n. 10, p. 1602-1604 Oct. 1991.
- [80] DJORDJEVIC, M.; GYULASSY, M. Where is the charm quark energy loss at RHIC? *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 560, n. 1/2, p. 37-43 May 2003.
- [81] DJORDJEVIC, M.; GYULASSY, M. Heavy quark radiative energy loss in QCD matter *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 733, n. 3/4, p. 265-298, Mar 2004.
- [82] ARMESTO, N.; SALGADO, C. A.; WIEDEMANN, U. A. Medium-induced gluon radiation off massive quarks fills the dead cone *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 69, n.11 114003.16p. 2004

- [83] BAIER, R.; KOVNER, A.; WIEDEMANN, U. A. Saturation and parton level Cronin effect: Enhancement vs suppression of gluon production in p-A and A-A collisions, *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 68, n. 5, 054009 9p. Sep. 2003.
- [84] JALILIAN-MARIAN, J. Electromagnetic signatures of the color glass condensate: dileptons *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 739, n. 3/4, p. 319-328 July 2004.
- [85] KHARZEEV, D.; KOVCHEGOV, Y.; TUCHIN, K. Nuclear modification factor in d + Au collisions: Onset of suppression in the color glass condensate. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 599, n. 1/2, p. 23-31 Oct. 2004.
- [86] VITEV, I.; GYULASSY, M. High- p_T tomography of d+Au and Au+Au at SPS, RHIC, and LHC *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 89, n. 25, 252301 4p. Dec. 2002.
- [87] VITEV, I. Initial state parton broadening and energy loss probed in d+Au at RHIC. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 562, n. 1/2, p. 36-44 June 2003.
- [88] ACCARDI, A.; GYULASSY, M. Cronin effect vs. geometrical shadowing in d+Au collisions at RHIC *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 586, n. 3/4, p. 244-253 Apr. 2004.
- [89] KHARZEEV, D.; TUCHIN, K. Open charm production in heavy ion collisions and the color glass condensate. *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 735, n. 1/2, p. 248-266 Apr. 2004.
- [90] TUCHIN, K. Heavy quark production by a quasi-classical color field in proton+nucleus collisions *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 593, n. 1/4, p. 66-74 July 2004.
- [91] GELIS, F.; VENUGOPALAN, R. Large mass qq-bar production from the color glass condensate *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 69 n. 1 014019 13p. Jan. 2004.
- [92] BLAIZOT, J. P.; GELIS, F.; VENUGOPALAN, R. High energy pA collisions in the color glass condensate approach II: quark pair production *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 743, n.1/3, p. 57-91 Oct. 2004.
- [93] ACCARDI, A. et al. Hard probes in heavy ion collisions at the LHC: PDFs, shadowing and pA collisions," CERN-2004-009-A, HIP-2003-40-TH, 121p Oct 2004.
- [94] ESKOLA, K. J.; HONKANEN, H. A perturbative QCD analysis of charged-particle distributions in hadronic and nuclear collisions. *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 713, n. 1/2, p. 167-187 Jan. 2003.

- [95] COMBRIDGE, B. L. Associated production of heavy flavour states in pp and pp interactions: Some QCD estimates *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 151, n.1, p. 429-456 May 1979.
- [96] PETERSON, C.; SCHLATTER, D.; SCHMITT, I.; ZERWAS, P. M. Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 27, n. 1, p. 105-111. Jan. 1983.
- [97] WANG, X. N. Rapidity asymmetry in high-energy d+A collisions *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 565, n. 1, p. 116-122 July 2003.
- [98] GUZEY, V.; STRIKMAN, M., VOGELSANG, W. Observations on dA scattering at forward rapidities *Phys.Lett.B*, Amsterdam, v. 603, n. 3/4, p. 173-183 Dec. 2004.
- [99] BAIER, R.; SCHIFF, D.; ZAKHAROV, B. G. Energy loss in perturbative QCD *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, v. 50, p. 37-69 2000.
- [100] GYULASSY, M.; VITEV, I.; WANG, X. N.; ZHANG, B. W. Jet quenching and radiative energy loss in dense nuclear matter. *Quark Gluon Plasma 3*. Editors: R.C. Hwa and X.N. Wang, World Scientific, Singapore, 2003. p. 123-191.
- [101] KOVNER, A.; WIEDEMANN, U. A. Gluon radiation and parton energy loss. *Quark Gluon Plasma 3*. Editors: R.C. Hwa and X.N. Wang, World Scientific, Singapore, 2003. p. 192-248.
- [102] ACCARDI, A. et al. Hard probes in heavy ion collisions at the LHC: Jet physics. CERN-2004-009-B, 123pp. Oct 2004.
- [103] JACOBS, P.; WANG, X. N. Matter in extremis: ultrarelativistic nuclear collisions at RHIC *Prog. Part. Nucl. Phys.*, Amsterdam, v. 54, n. 2, p. 443-534 Apr. 2005.
- [104] WIEDEMANN, U. A. Transverse dynamics of hard partons in nuclear media and the QCD dipole *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 582, n. 1/3, p. 409-450 Aug. 2000.
- [105] WANG, X.N., GYULASSY, M., PLÜMER, M. Landau-Pomeranchuk-Migdal effect in QCD and radiative energy loss in a Quark-Gluon Plasma *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 51, n. 7, p. 3436-3446, Apr. 1995.
- [106] BRODSKY, S. J.; HOYER, P. A bound on the energy loss of partons in nuclei *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 298, n.1/2, p. 165-170 Jan. 1993.

- [107] LANDAU, L. D.; POMERANCHUK, I. Y. The limits of applicability of the theory of bremsstrahlung by electrons and of creation of pairs at large energies (In Russian) *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, Moscou, v. 92, p. 535-536 (1953) Collected papers of L.D. Landau, Pergamon Press, Oxford 1965, p. 586-588
- [108] LANDAU, L. D.; POMERANCHUK, I. Y. Electron-cascade processes at ultra-high energies (In Russian) *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, Moscou, v. 92, p. 735-738 (1953) Collected papers of L.D. Landau, Pergamon Press, Oxford 1965, p. 589-593
- [109] MIGDAL, A. B. Bremsstrahlung and Pair Production in Condensed Media at High Energies *Phys. Rev.*, v. 103, n.6, p.1811-1820 Sept. 1956.
- [110] ZAKHAROV, B. G. Fully quantum treatment of the Landau-Pomeranchik-Migdal effect in QED and QCD *JETP Lett.*, Moscou, v. 63, n. 12, p. 952-957 June 1996.
- [111] ZAKHAROV, B. G. Light-cone path integral approach to the Landau-Pomeranchuk-Migdal effect *Phys. At. Nucl.*, Moscou, v. 61, n. 5, p. 838-854 May 1998.
- [112] WIEDEMANN, U. A. Gluon radiation off hard quarks in a nuclear environment: opacity expansion *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 588, n. 1/2, p. 303-344 Nov. 2000.
- [113] WIEDEMANN, U. A. Jet quenching versus jet enhancement: a quantitative study of the BDMPS-Z gluon radiation spectrum *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 690, n. 4, p. 731-751 July 2001.
- [114] GYULASSY, M., LEVAI, P., VITEV, I. Reaction operator approach to non-abelian energy loss *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 594, n. 1/2, p. 371-419, Jan 2001.
- [115] GYULASSY, M., LEVAI, P., VITEV, I. Non-Abelian energy loss at finite opacity *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 85, n. 26, p. 5535-5538, Dec. 2000.
- [116] GYULASSY, M., LEVAI, P., VITEV, I. Jet quenching in thin quark-gluon plasmas I: formalism *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 571, n. 1/2, p. 197-223 Apr. 2000.
- [117] QIU, J. W.; STERMAN, G. Power corrections in hadronic scattering (I). Leading $1/Q^2$ corrections to the Drell-Yan cross section *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 353, n. 1, p. 105-136 Apr. 1991.
- [118] ARNOLD, P.; MOORE, G. D.; YAFFE, L. G. Photon Emission from Ultrarelativistic Plasmas *JHEP*, Trieste, v. 11, n. 057 Nov. 2001.

- [119] GYULASSY, M., LEVAI, P., VITEV, I. Jet tomography of Au plus Au reactions including multi-gluon fluctuations *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 538, n. 3/4, p. 282-288, July 2002.
- [120] WANG, X. N. Energy dependence of jet quenching and lifetime of dense matter in high-energy heavy-ion collisions *Phys. Rev. C*, Melville, v. 70, n.3 031901 5p. Sept. 2004.
- [121] ADIL, A., GYULASSY, M. Energy systematics of jet tomography at RHIC: $\sqrt{s}=62.4$ vs 200 A GeV *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 602, n. 1/2, p. 52-59, Nov. 2004.
- [122] ARMESTO, N., DAINESE, A., SALGADO, C. A., WIEDEMANN, U. A. Testing the color charge and mass dependence of parton energy loss with heavy-to-light ratios at BNL RHIC and CERN LHC *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 71, n. 4, 054027 10p. Mar. 2005.
- [123] DJORDJEVIC, M., GYULASSY, M. Heavy quark radiative energy loss in QCD matter *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 733, n. 3/4, p. 265-298, Mar. 2004.
- [124] WANG, Q.; WANG, X. N. Non-Abelian feature of parton energy loss in energy dependence of jet quenching in high-energy heavy-ion collisions *Phys. Rev. C*, Melville, v. 71, n.1 014903 6p. Jan. 2005.
- [125] VAN HESS, H.; RAPP, R. Thermalization of heavy quarks in the quark-gluon plasma *Phys. Rev. C*, Melville, v. 71, n. 3 034907 10p. Mar. 2005
- [126] MOORE, G. D.; TEANEY, D. How much do heavy quarks thermalize in a heavy ion collision? *Phys. Rev. C*, Melville, v. 71, n. 6 064904 19p. June 2005.
- [127] MUSTAFA, M. G.; THOMA, M. H. Quenching of hadron spectra due to the collisional energy loss of partons in the quark gluon plasma *Acta Phys. Hung. A*, Budapeste, v. 22, n. 1/2, p. 93-102 2005.
- [128] MUSTAFA, M. G. Energy loss of charm quarks in the quark-gluon plasma: Collisional vs radiative losses *Phys. Rev. C*, Melville, v. 72, n. 1 014905 11p. July 2005.
- [129] DUTT-MAZUMDER, A. K. et al. Stopping power of hot QCD plasma *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 71, n. 9 094016 9p. May 2005.
- [130] WICKS, S., HOROWITZ, W., DJORDJEVIC, M., GYULASSY, M. Elastic, Inelastic, and Path Length Fluctuations in Jet Tomography *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 784, n. 1/4, p. 426-442 Mar. 2007.

- [131] ALAM, J.; ROY, P.; DUTT-MAZUMDER, A. K. Collisional energy loss and the suppression of high p_T hadrons *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 785, n. 1/2, p. 245-248 Mar. 2007.
- [132] PEIGNE, S.; GOSSIAUX, P. B.; GOUSSET, T. Retardation effect for collisional energy loss of hard partons produced in a QGP *JHEP*, Trieste, v. 04, n. 011 Apr. 2006.
- [133] DJORDJEVIC, M. Collisional energy loss in a finite size QCD matter *Phys. Rev. C*, Melville, v. 74, n. 6 064907 12 p. Dec. 2006.
- [134] WANG, X. N. Interference effect in elastic parton energy loss in a finite medium *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 650, n. 2/3, p. 213-218 June 2007.
- [135] SALGADO, C. A.; WIEDEMANN, U. A. Calculating quenching weights *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 68, n. 1 014008 20p. July 2003.
- [136] XIANG, W. C.; DING, H. T.; ZHOU, D. C.; ROHRICH, D. Charm quark energy loss in QCD matter *Eur. Phys. J. A*, Berlin, v. 25, n. 1, p. 75-78 July 2005.
- [137] BAIER, R., DOKSHITZER, Y. L., MUELLER, A. H., SCHIFF, D. Quenching of hadron spectra in media *JHEP*, Trieste, v. 09, 033 22p. Sept. 2001.
- [138] MÜLLER, B. Phenomenology of jet quenching in heavy ion collisions *Phys. Rev. C*, Melville, v. 67, n. 6 061901 5p. June 2003.
- [139] ZAKHAROV, B. G. On the energy loss of high energy quarks in a finite-size quark-gluon plasma *JETP Lett.*, Moscou, v. 73, n. 2, p. 49-52 Jan. 2001.
- [140] ZAKHAROV, B. G. The role of finite kinematic bounds in the induced gluon emission from fast quarks in a finite size quark-gluon plasma *JETP Lett.*, Moscou, v. 80, n. 2, p. 67-72 July 2004.
- [141] THOMA, M. H., GYULASSY, M. Quark damping and energy loss in the high temperature QCD *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 351, n. 3, p. 491-506 Mar. 1991.
- [142] BRAATEN, E.; THOMA, M. H. Energy loss of a heavy quark in the quark-gluon plasma *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 44, n. 9, p. 2625-2630 Nov. 1991.
- [143] BRAATEN, E.; PISARSKI, R. D. Resummation and gauge invariance of the gluon damping rate in hot QCD *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 64, n. 12, 1338-1341 Mar. 1990.

- [144] BRAATEN, E.; PISARSKI, R. D. Deducing hard thermal loops from Ward identities *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 339, n. 2, p. 310-324 July 1990.
- [145] BRAATEN, E.; THOMA, M. H. Energy loss of a heavy fermion in a hot QED plasma *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 44, n.4, p. 1298-1310 Aug. 1991.
- [146] BRAATEN, E.; YUAN, T. C. Calculation of screening in a hot plasma *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 66, n.17, p. 2183-2186 Apr. 1991.
- [147] THOMA, M. H. Collisional energy loss of high energy jets in the quark-gluon plasma *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 273, n.1/2, p. 128-132 Dec. 1991.
- [148] BJORKEN, J. D. Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions - The central Rapidity Region. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 27, n. 1, p. 140-151, Jan. 1983
- [149] ZAKHAROV, B. G. Radiative parton energy loss and jet quenching in high-energy heavy-ion collisions *JETP Lett.*, Moscou, v. 80, n. 10, p. 617-622 Nov. 2004.
- [150] ALVES, C. A. et al. Feynman- x and Transverse Momentum Dependence of D Meson Production in 250 GeV π , K, and ρ Interactions with Nuclei *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 77, n. 12, p. 2392-2395 Sept. 1996.
- [151] ARMESTO, N. et al. How sensitive are high- p_T electron spectra at RHIC to heavy quark energy loss? *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 637, n. 6, p. 342-346. June 2006.
- [152] WONG, S. M. H. $\alpha(s)$ dependence in the equilibration in relativistic heavy ion collisions *Phys. Rev. C*, Melville, v. 56, n. 2, p. 1075-1083 Aug. 1997.
- [153] NAYAK, G. C.; DUMITRU, A.; McLERRAN, L. D., GREINER, W. Equilibration of the gluon-minijet plasma at RHIC and LHC *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 687, n.3/4, p. 457-474 May 2001
- [154] GUNION, J. F.; VOGT, R. Determining the existence and nature of the quark-gluon plasma by Υ suppression at the LHC *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 492, n. 1/2, p. 301-337 May 1997.
- [155] LEVAI, P.; VOGT, R. Thermal charm production by massive gluons and quarks *Phys. Rev. C*, Melville, v. 56, n. 5, p. 2707-2717 Nov. 1997.
- [156] KACZMAREK, O.; KARSCH, F.; ZANTOW, F.; PETRECKZY, P. Static quark-antiquark free energy and the running coupling at finite temperature *Phys. Rev. D*, Woodbury, v.70, n. 7 074505.8p. Sept. 2004.

- [157] LETESSIER, J.; TOUNSI, A.; RAFELSKI, J. Impact of QCD and QGP properties on strangeness production *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 389, n. 3, p. 586-594 Dec. 1996.
- [158] WONG, S. M. H. Open charm, photon and dilepton production in an increasingly strongly interacting parton plasma *Phys. Rev. C*, Melville, v. 58, n. 4, p. 2358-2365. Oct. 1998.
- [159] d'ENTERRIA, D.; PERESSOUNKO, D. Probing the QCD equation of state with thermal photons in nucleus-nucleus collisions at RHIC *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 46, n. 2, p. 451-464 May 2006.
- [160] SVETITSKY, B. Diffusion Of Charmed Quark In The Quark-Gluon Plasma *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 37, n. 9, p. 2484. May 1988.
- [161] MUSTAFA, M. G.; PAL, D.; SRIVASTAVA, D. K. Propagation of charm quarks in equilibrating quark-gluon plasma *Phys. Rev. C*, Melville, v. 57, n. 2, p. 889-898 Feb. 1998.
- [162] MROWCZYNSKI, S. Energy loss of a high-energy parton in the quark-gluon plasma *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 269, n.3/4, p. 383-388 Oct. 1991.
- [163] THOMA, M. H. Leontovich relations in thermal field theory *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 16, n. 3, p. 513-518 Sept. 2000.
- [164] WALTON, D. B.; RAFELSKI, J. Equilibrium distribution of heavy quarks in Fokker-Planck dynamics *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 84, n. 1, p. 31-34 Jan. 2000.
- [165] ALAM, J.; SINHA, B.; RAHA, S. Successive equilibration in quark-gluon plasma *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 73, n. 14, p. 1895-1898 Oct. 1994.
- [166] ROY, P. et al. Quark-gluon plasma diagnostics in a successive equilibrium scenario *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 624, n.4, p. 687-705 Oct.1997.
- [167] BALESCU, R. *Equilibrium and Non-Equilibrium Statistical Mechanics* New York, Wiley, 1975
- [168] WILLIAMS, W. E. *Partial Differential Equations* Oxford, Clarendon Press, 1980.