

Trabalho

Título em Português: O observável R(s) na QCD perturbativa

Título em Inglês: the r(s) observable in perturbative qcd

Autor: Maria Eduarda Cavini Garbossa

Instituição: Universidade de São Paulo

Unidade: Instituto de Física de São Carlos

Orientador: Diogo Rodrigues Boito

Área de Pesquisa / SubÁrea: Física das Partículas Elementares e Campos

Agência Financiadora: FAPESP - Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo

O observável R(s) na QCD perturbativa

Maria Eduarda Cavini Garbossa

Orientador: Diogo Rodrigues Boito

Instituto de Física de São Carlos /Universidade de São Paulo

E-mail: maria.garbossa@usp.br

Objetivos

O objetivo principal dessa pesquisa é reproduzir os cálculos teóricos da Cromodinâmica Quântica (QCD) perturbativa para o observável R(s) em ordens zero e um. Por se tratar de um observável com resultados experimentais bem consolidados, os valores teóricos obtidos serão comparados com os dados de 18 experimentos.

Métodos e Procedimentos

Um dos observáveis mais importantes da QCD é o R(s), construído a partir da seção de choque inclusiva para o processo $e^+e^- \rightarrow (\text{hadrons})$, e é definido como

$$R(s) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)|_{LO,m_\mu=0}}, \quad (1)$$

onde a seção de choque do denominador é calculada desconsiderando as massas das partículas envolvidas e em ordem dominante, também chamada de leading-order (LO). Inicialmente, nesse projeto foi calculado a normalização do denominador da Eq. (1). Em seguida, foi calculado a seção de choque para $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, também em ordem dominante (LO) e desconsiderando as massas das partículas. Este cálculo reproduz os resultados da seção de choque hadrônica devido à hipótese da dualidade quark-hádron. Por fim, foram feitas as correções de massa para os quarks relevantes. O próximo passo será incluir

as correções da ordem da constante de acoplamento da QCD (α_s).

Resultados

Após os estudos introdutórios [1] e [2], foi possível realizar o primeiro cálculo para o observável R(s) em ordem dominante (LO), para isso foi necessário calcular as duas seções de choques: $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)|_{LO}$ e $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})|_{LO}$. Dessa forma, foi obtido o seguinte resultado,

$$R(s) \cong \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})|_{LO}}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)|_{LO,m_\mu=0}} = N_C \sum_f Q_f^2. \quad (2)$$

Em que $N_C = 3$, é o número de cores da QCD; e a soma percorre os quarks de sabores f , onde Q_f é a respectiva carga elétrica em unidades da carga elementar e . Os sabores f são determinados pelo regime de energia, de modo que, a baixas energias, apenas os quarks leves (u, d, s) contribuem para R(s). Contudo, ao se ultrapassar o limiar de cada quark mais pesado charm, bottom e top, respectivamente, a sua contribuição é adicionada, causando aumentos sucessivos no valor de R(s). O resultado teórico foi comparado com os dados experimentais [3], e pode ser observado no gráfico da Figura 1.

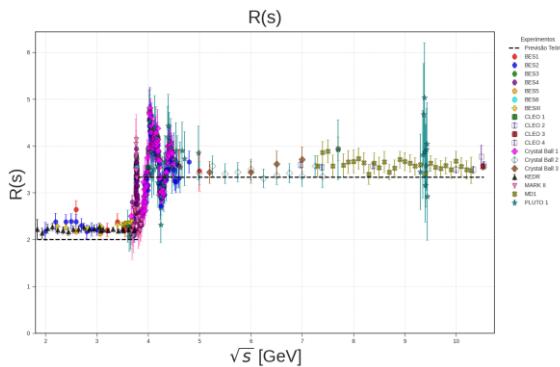


Figura 1: Gráfico comparativo de $R(s)$ teórico em ordem zero com os dados experimentais [3].

É possível notar que a descrição teórica do observável $R(s)$ em LO, possui uma melhor concordância com os dados no regime de energias maiores que 3,8 GeV. E para energias menores, apresenta uma diferença mais significativa, de aproximadamente 10% dos valores experimentais. Essa diferença de precisão ocorre por conta da liberdade assintótica de α_s , a constante de acoplamento da QCD, que torna a correção de primeira ordem de $R(s)$ mais significativa em regimes de menores energia. Em seguida, foram feitas as correções de massa para as seções de choque dos quarks. E obteve-se a seguinte expressão

$$R(s) \cong N_C \sum_f Q_f^2 \left(\beta_f \left(\frac{3 - \beta_f^2}{2} \right) \right), \quad (3)$$

em que o fator cinemático, é definido como

$$\beta_f = \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{s}}, \quad (4)$$

no qual, m_f é a massa do quark f e s é o quadrado da energia no centro de massa. No cálculo, foi utilizada a massa da Lagrangeana para o quark strange (95 MeV). E para o quark charm, optou-se por um modelo de massa constituinte (1,85 GeV) para melhor descrever a formação de estados ligados, em contraste com sua massa da Lagrangeana de 1,27 GeV. Os demais quarks possuem massas desprezíveis.

O efeito destas correções no gráfico pode ser visto na Figura 2.

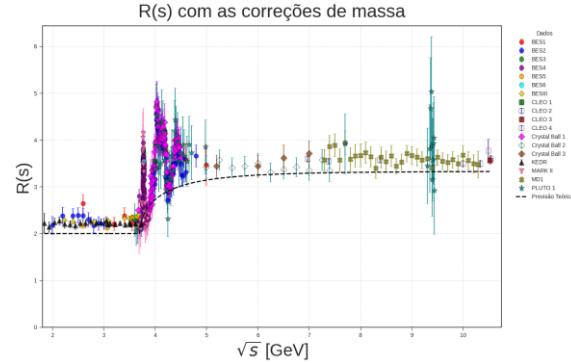


Figura 2: Gráfico comparativo de $R(s)$ teórico com correção de massa e os dados experimentais [3].

Percebe-se que as correções de massa não fizeram mudanças significativas nos resultados obtidos anteriormente. No entanto, foi possível uma aproximação melhor para a transição entre os regimes.

Conclusões

O cálculo do observável $R(s)$ em ordem dominante, para energias de até 3,8 GeV, revela uma discrepância significativa de aproximadamente 10% em relação aos dados experimentais. Esse desvio persiste mesmo após a inclusão de correções de massa e evidencia a necessidade da correção de próxima ordem, em $\vartheta(\alpha_s)$, para aprimorar a concordância entre a teoria e o experimento. A inclusão dessa correção é a próxima etapa do projeto e o resultado deve ser apresentado na 33º SIICUSP.

Agradecimentos

Agradecimentos a FAPESP pelo apoio financeiro.

Referências

- [1] David J. Griffiths. Introduction to Elementary Particles. 1987.
- [2] Mark Thomson. Modern Particle Physics. Cambridge University Press, 2013.
- [3] Particle Data Group collaboration, Review of particle physics, Phys. Rev. D 110 (2024) 030001.

The R(s) observable in perturbative QCD

Maria Eduarda Cavini Garbossa

Advisor: Diogo Rodrigues Boito

Instituto de Física de São Carlos /Universidade de São Paulo

E-mail: maria.garbossa@usp.br

Objectives

The main objective of this research is to reproduce the theoretical calculations of perturbative Quantum Chromodynamics (QCD) for the R(s) observable at orders zero and one. As this is an observable with well-established experimental results, the theoretical values obtained will be compared with data from 18 experiments.

Materials and Methods

One of the most important observables in QCD is R(s), constructed from the inclusive cross-section for the process

$$R(s) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)|_{LO,m_\mu=0}}, \quad (1)$$

where the denominator's cross-section is calculated at leading-order (LO), neglecting the masses of the involved particles. Initially, in this project, the normalization of the denominator of Eq. (1) was calculated. Subsequently, the cross-section for $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ was calculated, also at leading-order (LO) and neglecting the masses of the involved particles. This calculation reproduces the results of the hadronic cross-section due to the quark-hadron duality hypothesis. As a final step, mass corrections for the relevant quarks were incorporated into the calculation. The next step will be to include the corrections on the order of the QCD coupling constant

Results

Following the introductory studies [1] and [2], the first calculation for the R(s) observable at leading-order (LO) was performed. This required the calculation of the two cross-sections: $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)|_{LO}$ and $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})|_{LO}$. Thus, the following result was obtained:

$$R(s) \cong \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})|_{LO}}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)|_{LO,m_\mu=0}} = N_C \sum_f Q_f^2. \quad (2)$$

Where $N_C = 3$ is the number of QCD colors; and the sum runs over the quark flavors f , where Q_f is the respective electric charge in units of the elementary charge e . The f flavors are determined by the energy regime, such that at low energies, only the light quarks (u, d, s) contribute to R(s). However, upon crossing the threshold for each heavier quark (charm, bottom, and top, in turn), its contribution is included, resulting in a step-wise increase in the R(s) value. The theoretical result was compare with the experimental data [3], as shown in Figure 1.

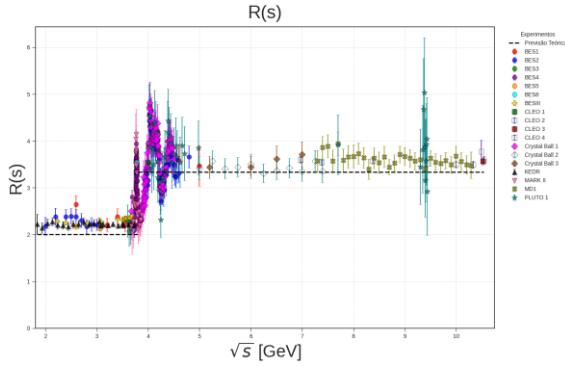


Figure 1: Comparison between the zeroth-order theoretical prediction for $R(s)$ and the experimental data [3].

The theoretical description of the $R(s)$ observable at LO shows better agreement with the data in the energy regime above 3.8 GeV. At lower energies, however, it presents a more significant discrepancy of approximately 10% from the experimental values. This difference in precision is due to the asymptotic freedom of α_s , the QCD coupling constant, which makes the first-order correction to $R(s)$ more significant in lower energy regimes. Subsequently, mass corrections were applied to the quark cross-sections, and the following expression was obtained:

$$R(s) \cong N_C \sum_f Q_f^2 \left(\beta_f \left(\frac{3 - \beta_f^2}{2} \right) \right), \quad (3)$$

in which the kinematic factor is defined as:

$$\beta_f = \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{s}}, \quad (4)$$

in which m_f is the mass of the quark f and s is the square of the center-of-mass energy. For the calculation, the Lagrangian mass was used for the strange quark (95 MeV), while for the charm quark, a constituent mass model (1.85 GeV) was chosen to better describe the formation of bound states, in contrast to its Lagrangian mass of 1.27 GeV. The remaining quarks have negligible masses. The effect of these corrections is shown in Figure 2

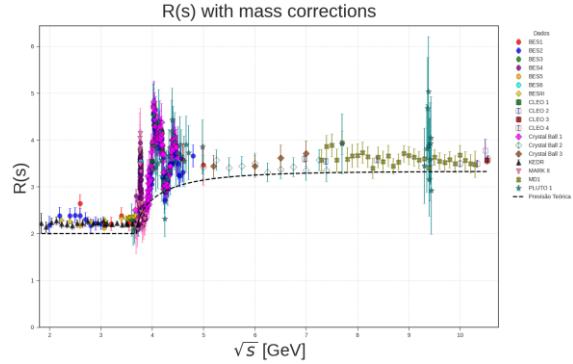


Figure 2: Comparison between the mass-corrected theoretical $R(s)$ and the experimental data [3].

It is noticeable that the mass corrections did not introduce significant changes to the previously obtained results. However, a better approximation for the transition between the regimes was achieved.

Conclusions

The leading-order calculation of the $R(s)$ observable, for energies up to 3.8 GeV, reveals a significant discrepancy of approximately 10% with respect to the experimental data. This deviation persists even after the inclusion of mass corrections and highlights the need for the next-order correction, at $\vartheta(\alpha_s)$, to improve the agreement between theory and experiment. The inclusion of this correction is the next stage of the project, and the result is expected to be presented at the 33rd SIICUSP.

Acknowledgements

This work was financially supported by the São Paulo Research Foundation (FAPESP).

References

- [1] David J. Griffiths. Introduction to Elementary Particles. 1987.
- [2] Mark Thomson. Modern Particle Physics. Cambridge University Press, 2013.
- [3] Particle Data Group collaboration, Review of particle physics, Phys. Rev. D 110 (2024) 030001.