

Colisões de íons pesados – Um exemplo de observação indireta de fenômenos físicos

Heavy ion collisions: An example of indirect observations of physical phenomena

Liner Santos^{*1,2} 

¹Universidade de São Paulo, Instituto de Física, 05508-090, São Paulo, SP, Brasil.

²Escola Técnica Estadual Getúlio Vargas, 04266-040, São Paulo, SP, Brasil.

Recebido em 15 de maio de 2023. Revisado em 03 de julho de 2023. Aceito em 03 de julho de 2023.

Desde Galileu e Newton, a Física consolidou-se como um campo do conhecimento que se dedica à observação da natureza e da criação de modelos que expliquem os fenômenos. Com a termodinâmica aliada à mecânica dos fluidos podemos ter uma ideia do comportamento do clima, por exemplo. Com o passar do tempo, o conhecimento acerca da natureza foi se aperfeiçoando e novas questões sobre a constituição da matéria e nossa própria origem foram se tornando mais complexas. Neste cenário, surge, da forma como conhecemos hoje, a *Física das partículas elementares*, a *Teoria Quântica dos Campos* e a *Cromodinâmica quântica*, que tratam do que nós entendemos hoje serem “os blocos fundamentais” de constituição de todo o Universo, a saber, os léptons (com seus neutrinos) e os quarks. Segundo a cromodinâmica quântica, em particular às propriedades de *confinamento* e *liberdade assintótica*, é impossível detectar um quark isolado, isto é, eles sempre estão em estados ligados aos pares, formando mésons, trios, formando bárions e em estados mais complexos, como os *tetraquark* e *pentaquark*. Contudo, sob condições extremas de temperatura e pressão, levantou-se a hipótese que os quarks e glúons (partículas mediadoras da interação entre quarks) podem estar “livres” em um determinado volume. Esta hipotética fase da matéria é chamada *plasma de quarks e glúons*, QGP na sigla em inglês. Especula-se que tenha existido nos primeiros instantes após o *Big Bang* e que exista no interior de estrelas de Nêutrons devido à enorme densidade de energia nesses locais. Essas condições de altíssimas temperatura e densidade de energia podem ser reproduzidas em laboratório com a colisão de íons pesados em regime ultrarrelativístico em aceleradores como o RHIC e o LHC. Devido ao tempo extremamente curto de duração da fase QGP após a colisão, não conseguimos observar diretamente o plasma, apenas os chamados *observáveis finais*, como as partículas geradas por esse conjunto de quarks, glúons e energia e a distribuição de momento dessas partículas. Neste texto, discutiremos os elementos fundamentais dessa teoria e seus principais avanços.

Palavras-chave: QGP, hádrons, plasma.

Since Galileo and Newton, Physics has consolidated itself as a field of knowledge dedicated to the observation of nature and the creation of models that explain the phenomena. With thermodynamics combined with the mechanics of fluids we can have an idea of the behavior of the climate, for example. Over time, knowledge about nature has been improving and new questions about the constitution of matter and our own origin were becoming more complex. In this scenario, it appears as we know it today, the Physics of elementary particles, Quantum Field Theory and Chromodynamics quantum theory, which deal with what we understand today to be “the fundamental blocks” of constitution of all the universe, namely leptons (with their neutrinos) and quarks. According to quantum chromodynamics, in particular the properties of confinement and asymptotic freedom, it is impossible to detect an isolated quark, that is, they are always in states connected in pairs, forming mesons, trios, forming baryons and in more complex states, such as tetraquark and pentaquark. However, under extreme conditions of temperature and pressure, it has been hypothesized that quarks and gluons (particles that mediate the interaction between quarks) can be “free” in a given volume. This hypothetical phase of matter is called a quark-gluon plasma, or QGP. It is speculated to have existed in the first instants after the Big Bang and that exists inside neutron stars due to the enormous energy density at these locations. These conditions of very high temperature and energy density can be reproduced in the laboratory with the collision of heavy ions in an ultrarelativistic regime in accelerators such as the RHIC and the LHC. Due to the extremely short duration of the QGP phase after the collision, we were unable to directly observe the plasma, only the so-called final observables, such as the particles generated by this set of quarks, gluons and energy and the momentum distribution of these particles. In this text, we will discuss the fundamental elements of this theory and its main advances.

Keywords: QGP, hadrons, plasma.

*Endereço de correspondência: linersantos@gmail.com

1. Introdução

A resposta sobre quais são as partículas elementares não tem uma resposta imutável, uma vez que o avanço tecnológico nos permite investigar de forma cada vez mais detalhada as entranhas da natureza. Atualmente, os léptons e seus neutrinos e os quarks são as partículas elementares com massa, ao passo que o fóton e os glúons são as partículas elementares mediadoras das interações entre as partículas com massa¹. A Figura 1 mostra os léptons e quarks com suas massas e cargas elétricas.

A hipótese dos quarks foi proposta por Gell-Mann [1] e Zweig [2] em 1964. Segundo esta ideia, os quarks têm, além da carga elétrica, uma outra carga, chamada *carga de cor* e este nome foi dado pelo fato dessa carga se manifestar de três formas diferentes e não tem relação com a acepção coloquial da palavra cor. As interações entre quarks é mediada pelos glúons que, diferentemente dos fótons², carregam carga de cor na mediação entre quarks.

Segundo a cromodinâmica quântica, que é a teoria que descreve as propriedades e interações entre os quarks, os quarks e glúons estão sujeitos a dois vínculos relacionados: o confinamento e a liberdade assintótica.

Estas propriedades foram descobertas por Politzer [5], Gross e Wilczek [6] e rendeu-lhes o prêmio nobel de Física em 2004. De forma simplificada, o confinamento diz que quanto maior a distância, i.e., menor a energia, maior é o acoplamento entre os quarks. Assim, nota-se que quanto mais quisermos afastar um quark do outro, precisamos fornecer cada vez mais energia³ até o ponto em que é energeticamente mais vantajoso criar

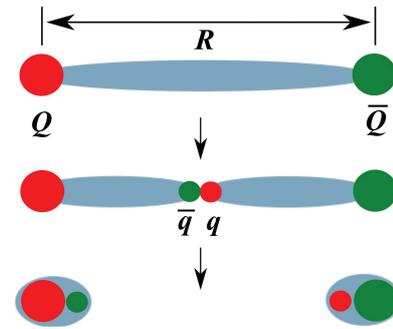


Figura 2: Ilustração do confinamento de cor. Imagem extraída de [9].

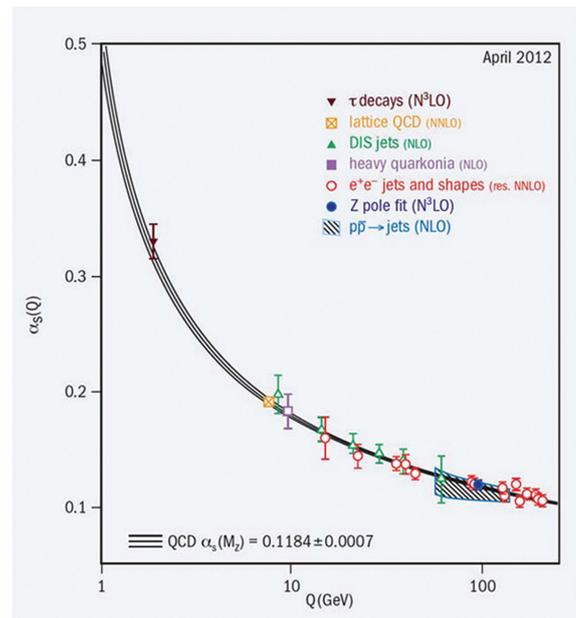


Figura 3: Constante de acoplamento em função da energia, confirmando a liberdade assintótica. Imagem extraída de [10].

LEPTONS spin = 1/2			QUARKS spin = 1/2		
Flavor	Mass GeV/c ²	Electric charge	Flavor	Approx. Mass GeV/c ²	Electric charge
ν_e electron neutrino	$< 7 \times 10^{-9}$	0	u up	0.005	2/3
e electron	0.000511	-1	d down	0.01	-1/3
ν_μ muon neutrino	< 0.0003	0	c charm	1.5	2/3
μ muon	0.106	-1	s strange	0.2	-1/3
ν_τ tau neutrino	< 0.03	0	t top (initial evidence)	170	2/3
τ tau	1.7771	-1	b bottom	4.7	-1/3

Figura 1: Léptons e quarks com suas massas, medidas em GeV/c^2 . Imagem extraída de <https://wwwcompass.cern.ch>.

¹ As partículas elementares com massa são chamadas *férmions* e têm spin semi-inteiro e as partículas mediadoras são chamadas *bósons* e têm spin inteiro.

² O fótons são os mediadores da interação eletromagnética e não têm carga elétrica.

³ Podemos usar aqui uma analogia com o sistema massa-mola – a energia necessária para afastar a massa da posição de equilíbrio, aumenta com a distância.

um novo par quark-antiquark⁴ e formar dois mésons⁵. A Figura (2) ilustra esse comportamento.

A liberdade assintótica diz que o aumento de energia, num volume fixo, diminui o acoplamento entre os quarks, de modo que eles fiquem “livres” dentro da estrutura hadrônica, já que o volume é pequeno o suficiente. Hádron é um termo genérico que define todas as partículas formadas por quarks, como os mésons e bárions. A Figura (3) apresenta o comportamento da constante de acoplamento em função da energia com relação ao centro de massa E_{CM} .

Assim, admitindo que a matéria seja formada por quarks e que estes estão sujeitos aos vínculos citados anteriormente, surge a questão de como a natureza se comporta sob condições extremas de temperatura e pressão, como por exemplo no interior de estrelas

⁴ Um antiquark é um quark com carga elétrica oposta ao quark.
⁵ Mésons são as partículas formadas por um quark e um antiquark e bárions são partículas formadas por três quarks.

de nêutrons ou nos estágios iniciais da evolução do Universo.

Uma tentativa para responder a essa questão foi proposta por Ivanenko et al. [3] e Itoh [4], segundo a qual, os quarks podem se mover livremente dentro de um volume muito maior ao volume de um hádron e tem comportamento coletivo, típico dos fluidos. Este fluido foi denominado *plasma de quarks e glúons* [7], ou QGP na sigla em inglês. O termo plasma se refere ao fato deste fluido ter carga elétrica.

Para estudar essa fase da natureza, os aceleradores RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) em Nova Iorque e o LHC (*Large Hadron Collider*) na Suíça colidem núcleos atômicos em regime ultrarrelativístico, de forma que a energia cinética é alta o suficiente para que a colisão gere as condições de temperatura e pressão propícias à formação de um sistema coletivo. Em outras palavras, há uma ‘quebra’ dos hádrons e os quarks e glúons que os constituem passam a formar um sistema coletivo. Este sistema, chamado por vezes de *fireball*, se expande rapidamente e se resfria, fazendo com que os quarks se juntem em pequenos grupos (2 ou 3 na grande maioria dos casos) e formem novos hádrons e estes se movem a altíssimas velocidades e de forma independente até atingirem os detectores. Devido ao tempo de duração do QGP ser extremamente curto em laboratório (em torno de $3 \cdot 10^{-23} s$ [7]) é impossível, com a tecnologia disponível atualmente, observá-lo diretamente. Para contornar isso, são feitas inferências sobre o comportamento do sistema a partir dos observáveis finais, como a distribuição azimutal de cada tipo de hádron gerado e seus momentos.

A Fig. (4), é uma ilustração hipotética de um diagrama de fases da matéria de acordo com a temperatura e densidade bariônica. Observando este diagrama, vemos a fase da matéria comumente encontrada, que é o ponto preto no canto inferior esquerdo, a transição entre esta

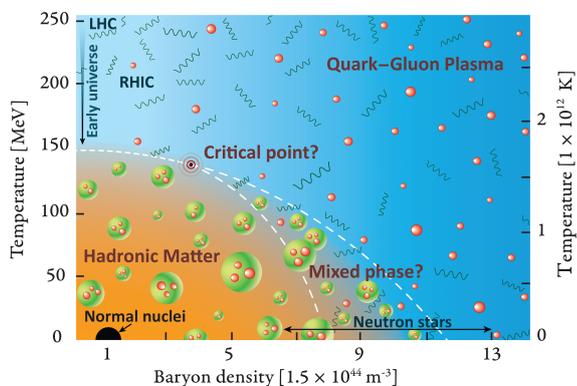


Figura 4: Diagrama de fases que exhibe a fase do plasma de quarks e glúons. A fase mista exibida nesta imagem, bem como a evolução do sistema para altos valores da densidade bariônica tem caráter meramente ilustrativo para este trabalho. Imagem extraída de qgp.if.usp.br/plasma.html.

fase⁶ para a fase em que o sistema se comporta como um gás de hádrons e a fase em que os quarks e glúons não estão mais confinados e que o sistema se comporta de forma coletiva, que é a fase QGP ou *matéria quark*.

Com o aumento da densidade bariônica, é esperado que haja um ponto crítico e que a partir deste ocorra uma transição de fase de primeira ordem. A primeira transição levaria a uma fase mista entre a matéria hadrônica e a fase fluida e a segunda transição seria entre esta fase mista e o plasma. Ressalte-se também que o resultado para o caso de densidade bariônica nula é calculado exatamente pela QCD na rede (*lattice QCD*), que é uma técnica não-perturbativa que permite um cálculo exato a partir de primeiros princípios. Esse método, contudo, não funciona para outros casos e essa limitação da QCD na rede para o estudo de eventos com densidade bariônica não nula intensificou o interesse no estudo das colisões de íons pesados a fim de obtermos um diagrama de fases mais realista da matéria sob condições extremas.

Uma vez que admitimos a hipótese que o sistema evolui como fluido com carga elétrica sob altíssimas temperaturas e se expandindo em regime relativístico, empregamos a hidrodinâmica para descrever a evolução do sistema até o ponto em que os quarks e glúons se recombinaem para formar novos hádrons e a Figura (5) ilustra o que entendemos ser a evolução temporal do sistema após a colisão. Primeiramente, vemos a fase pré-equilíbrio, que é uma etapa chamada por alguns autores de *glasma*⁷ e depois é mostrada a fase do plasma que ocorre quando o sistema atingiu o equilíbrio térmico e é descrito pela hidrodinâmica relativística. De acordo com Ploskon [11], isso acontece em $\tau \sim 1 fm/c$ após a colisão.

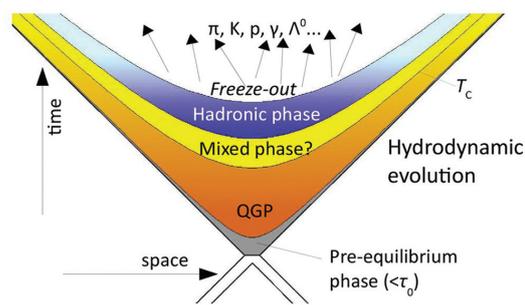


Figura 5: Diagrama ilustrativo da evolução do sistema após a colisão. Conforme o tempo evolui, a temperatura do sistema diminui e o sistema sofre uma transição de um comportamento hidrodinâmico para um gás de hádrons. Imagem extraída de [12].

⁶ Diferente de uma transição de fase comumente observada em que há uma mudança abrupta no comportamento do sistema, a transição exibida da lado esquerdo do diagrama da Fig. (4) é chamada *crossover analítico* e seria caracterizada por uma mudança mais suave da matéria hadrônica para o QGP.

⁷ Este termo vem da fusão de *glass*, do modelo *color-glass condensate* que é empregado para analisar os núcleos antes e durante a colisão e a palavra plasma.

Conforme o sistema evolui, sua temperatura diminui e aumenta o acoplamento, iniciando o processo de *hadronização* e o sistema passa a ter o comportamento de um gás de hádrons. Como este continua se expandindo, sua temperatura diminui e também a interação entre os hádrons, até a ocorrência do congelamento ou *freeze-out* químico que é a cessação das colisões inelásticas e não há mais a geração de novos hádrons. Após este, há o *freeze-out* cinético, que é a cessação das colisões elásticas, isto é, não há mais transferência de momento e os hádrons se deslocam pelo espaço até atingir os detectores.

2. Condições Iniciais e Evolução Hidrodinâmica

2.1. Condições iniciais

A região dos núcleos envolvida na colisão é chamada *zona participante*. Esta região apresenta uma anisotropia espacial que é inversamente proporcional à centralidade da colisão e depende também de flutuações da posição dos nucleons [21]. Esta anisotropia leva também a uma distribuição anisotrópica da densidade de energia gerada na colisão, que é quantificada por grandezas chamadas *excentricidades*, definidas por [13]:

$$\epsilon_n = \frac{\int_z \rho(z) z^n}{\int_z \rho(z) |z|^n}. \quad (1)$$

Nesta expressão, $\rho(z)$ representa a densidade de energia no ponto $z = (x, y)$.

2.2. Evolução hidrodinâmica

De acordo com a hipótese já exposta, a colisão ultrarrelativística de íons pesados provoca uma transição de fase em que os nucleons (partículas pesadas, ou bárions, que formam os núcleos) se fundem e o sistema, formado agora apenas por quarks e glúons, se comporta de forma coletiva, isto é, como um fluido que se propaga em regime relativístico. Assim, usa-se a hidrodinâmica relativística para descrever o comportamento do sistema no intervalo entre o equilíbrio térmico e o *freeze-out*. Nesse regime de velocidades, a clássica equação de Navier-Stokes apresenta problemas de causalidade [14] e é preciso usar outras equações, chamadas equações do tipo *Israel-Stewart* [15] para podermos fazer a modelagem da evolução sistema.

Após a fase hidrodinâmica e o processo de hadronização, os hádrons gerados atingem os detectores e a distribuição azimutal desses hádrons pode ser decomposta em uma série de Fourier, de acordo com Voloshin [19]

$$\frac{dN}{d\phi} \propto 1 + 2 \sum_1^{\infty} v_n \cos[n(\phi - \Psi_n)], \quad (2)$$

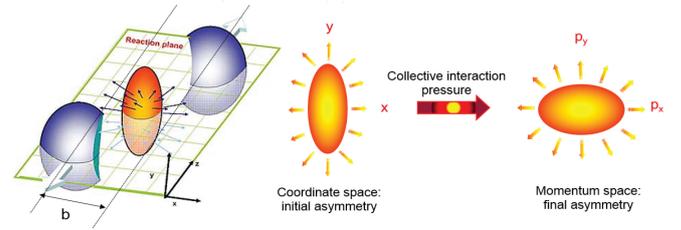


Figura 6: Representação esquemática da colisão e do fluxo subsequente. Imagem extraída de [18].

sendo ϕ o ângulo azimutal das partículas emitidas e Ψ_n é escolhido de forma a eliminar os termos com seno da série de Fourier. Os harmônicos v_n são chamados *coeficientes de fluxo* ou *harmônicos de fluxo* e medem a anisotropia, no espaço dos momentos, do fluxo de partículas emergentes. Em outras palavras, os coeficientes v_n são um dos observáveis analisados quando se estuda a colisão de íons pesados em regime relativístico.

Observando a Figura (6), que representa esquematicamente a colisão entre dois núcleos, podemos pensar que há uma relação entre a anisotropia do estágio inicial, representada pelas excentricidades ϵ_n e a anisotropia da configuração final, representada por v_n . De fato, embora não possamos medir as excentricidades, essa relação tem se mostrado válida para obtermos resultados coerentes com os dados experimentais [16]. A justificativa dessa relação é que as regiões mais próximas ao plano de reação, que é o plano definido pelo eixo que liga o centro dos dois núcleos (chamado parâmetro de impacto) e o eixo da trajetória dos núcleos, terão maior gradiente de pressão, ou seja, maior energia cinética e isso fará com que essa região sofra uma expansão maior da *fireball*, que é o nome dado ao sistema formado pelos quarks e glúons após a colisão, e gere um maior fluxo de partículas emergentes.

3. Simulações Computacionais

Como já foi dito anteriormente, o estado inicial é determinado a partir de um modelo, como o de Wood-Saxon para a distribuição de energia, e a evolução do sistema é determinada com o uso da hidrodinâmica relativística, a qual exige o uso de métodos numéricos para a resolução de suas equações (lembre-se do prêmio de 1 milhão de dólares oferecido pelo *Clay mathematics institute* para quem conseguir mostrar que a equação não relativística de Navier-Stokes tem uma solução analítica!).

Há vários softwares que fazem a simulação das diversas etapas após a colisão entre núcleos pesados. Por exemplo, o *TRENTO* [17] nos dá uma configuração do estado inicial e suas anisotropias, o *MUSIC* [20] faz os cálculos envolvidos na evolução hidrodinâmica e nos dá a

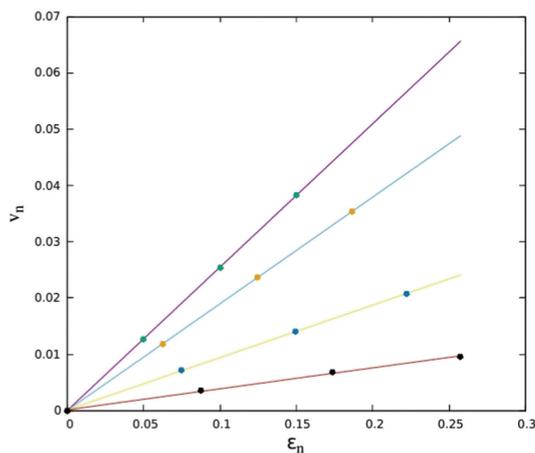


Figura 7: Relação entre v_n e ϵ_n e o ajuste linear sobre cada harmônico, sendo $f_2(x)$ um ajuste linear entre v_2 e ϵ_2 , $f_3(x)$ um ajuste entre v_3 e ϵ_3 e assim por diante.

multiplicidade final, ou seja o total de partículas geradas, os coeficientes de fluxo etc.⁸

A Figura (7) mostra os valores dos coeficientes de fluxo, obtidos pelo *MUSIC* a partir de alguns valores das excentricidades. Podemos ver que há uma relação aproximadamente linear entre ambos a partir do ajuste de reta para cada um. É importante ressaltar que esta relação linear não é tão proeminente em colisões mais periféricas, onde teremos termos de 2ª ordem em ϵ_n [16] (e.g. $v_4 = K_4 * \epsilon_4 + K'_4 * \epsilon_2 * \epsilon_2$).

4. Considerações Finais

O estudo das colisões ultrarrelativísticas de íons pesados nos mostra um exemplo em que deduzimos como é a configuração inicial do sistema a partir dos observáveis no último estágio da evolução do sistema. Como o trabalho de um perito que busca solucionar um crime a partir das evidências deixadas, a fenomenologia das colisões de íons pesados relativísticos busca explicar o comportamento da matéria sob as condições mais extremas imagináveis usando as pistas finais, que são os tipos e quantidades de partículas detectadas no final do processo, bem como a distribuição espacial e o momento destas. Isso nos permite, acima de tudo, inferir sobre o comportamento da natureza em regiões extremas, como o núcleo de estrelas de nêutrons e nos instantes iniciais da origem do nosso Universo.

⁸ O *MUSIC* também calcula as condições iniciais se fornecermos alguns parâmetros. A diferença crucial é que o *TRENTO* tem um fator de aleatoriedade que faz com que ele gere condições iniciais totalmente diferentes para um mesmo conjunto de parâmetros, ao passo que o *MUSIC* não.

Referências

- [1] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
- [2] G. Zweig, “An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2”, CERN-TH-412.
- [3] D.D. Ivanenko e D.F. Kurdgelaidze, Astrophysics **1**, 251 (1965).
- [4] N. Itoh, Prog. Theor. Phys. **44**, 291 (1970).
- [5] H.D. Politzer, Phys. Rep. **14**, 129 (1974).
- [6] D. Gross e F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).
- [7] E.V. Shuryak, Sov. Phys. JETP **47**, 212 (1978).
- [8] R. Sahoo e T.K. Nayak, Curr. Sci. **121**, 1403 (2021).
- [9] M.N. Chernodub, Mod. Phys. Lett. A **29**, 1450162 (2014).
- [10] S. Bethke, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **234**, 229 (2013).
- [11] M. Ploskon, arXiv:1808.01411 (2018).
- [12] A. Kisiel, Proc. SPIE. **9662**, 966232 (2015).
- [13] H. Gronqvist, J.P. Blaizot e J.Y. Ollitrault, Phys. Rev. C **94**, 034905 (2016).
- [14] P. Romatschke e U. Romatschke, *Relativistic Fluid Dynamics In and Out of Equilibrium And Applications to Relativistic Nuclear Collisions* (Cambridge University Press, Cambridge, 2019).
- [15] W. Israel e J.M. Stewart, Annals Phys. **118**, 341 (1979).
- [16] F.G. Gardim, J. Noronha-Hostler, M. Luzum e F. Grassi, Phys. Rev. C **91**, 034902 (2015).
- [17] J.S. Moreland, J.E. Bernhard e S.A. Bass, Phys. Rev. C **92**, 011901 (2015).
- [18] R. Pasechnik e M. Šumbera, Universe **3** (2017).
- [19] S. Voloshin e Y. Zhang, Z. Phys. C **70**, 665 (1996).
- [20] B. Schenke, S. Jeon e C. Gale, Phys. Rev. C **82**, 014903 (2010).
- [21] L. Santos, *Estudo das flutuações em colisões ultracentrais de íons pesados relativísticos*, Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo, São Paulo, (2022).