

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALFENAS**

**FERNANDO SOUZA PINTO**

**PRODUZINDO O PLASMA DE QUARKS E GLÚONS EM  
COLISÕES DE O-O**

**POÇOS DE CALDAS - MG**

**2024**

**FERNANDO SOUZA PINTO**

**PRODUZINDO O PLASMA DE QUARKS E GLÚONS EM  
COLISÕES DE O-O**

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física pela Universidade Federal de Alfenas. Área de concentração: Física de altas energias.

Orientador: Prof. Dr. Fernando Gonçalves Gardim

**POÇOS DE CALDAS - MG**

**2024**

Sistema de Bibliotecas da Universidade Federal de Alfenas  
Biblioteca Campus Poços de Caldas

Pinto, Fernando Souza.

Produzindo o plasma de quarks e glúons em colisões de O-O / Fernando Souza Pinto. - Poços de Caldas, MG, 2024.

68 f. : il. -

Orientador(a): Fernando Gonçalves Gardim.

Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal de Alfenas, Poços de Caldas, MG, 2024.

Bibliografia.

1. Colisões de Altas Energias. 2. Oxigênio. 3. Plasma de Quarks e Glúons. I. Gardim, Fernando Gonçalves, orient. II. Título.

FERNANDO SOUZA PINTO

PRODUZINDO O PLASMA DE QUARKS E GLÚONS EM COLISÕES DE O-O

O Presidente da banca examinadora abaixo assina a aprovação da Dissertação apresentada como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física pela Universidade Federal de Alfenas. Área de concentração: Física de altas energias.

Aprovada em: 28 de junho de 2024

Prof. Dr. Fernando Gonçalves Gardim  
Presidente da Banca Examinadora  
Instituição: Universidade Federal de Alfenas

Prof. Dr. Aníbal Thiago Bezerra  
Instituição: Universidade Federal de Alfenas

Prof. Dr. André Veiga Giannini  
Instituição: Universidade Federal da Grande Dourados



Documento assinado eletronicamente por **Fernando Gonçalves Gardim, Professor do Magistério Superior**, em 01/07/2024, às 11:50, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site [https://sei.unifal-mg.edu.br/sei/controlador\\_externo.php?acao=documento\\_conferir&id\\_orgao\\_acesso\\_externo=0](https://sei.unifal-mg.edu.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0), informando o código verificador **1273475** e o código CRC **4D1E333E**.

## AGRADECIMENTOS

Primeiramente, agradeço à Deus por estar sempre presente em minha vida.

Agradeço minha esposa, Caroline Matsushita Pinto, meu filho Ícaro Matsushita Pinto e todos os meus familiares que sempre me incentivaram e apoiaram à nunca desistir.

Agradeço ao meu orientador, Professor Dr. Fernando Gonçalves Gardim, pela grande paciência, dedicação e sua crença em meu potencial. Sua orientação foi de valor incalculável. Estendo este agradecimento à Universidade Federal de Alfenas - Campus Poços de Caldas.

Agradeço aos membros da banca que na qualificação e na defesa dessa dissertação contribuíram fortemente com críticas construtivas.

Agradeço à todos os professores que estiveram comigo nessa jornada. Aos meus colegas e amigas do curso por toda troca que tivemos.

Gostaria de agradecer ao LNCC (Laboratório Nacional de Computação Científica) por disponibilizar máquinas para processar os códigos utilizados.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

## RESUMO

O Plasma de Quarks e Glúons é um estado da matéria com diversas características peculiares. Ele esteve presente na origem do Universo, pós Big Bang e hoje é produzido nos grandes aceleradores de partículas, como o LHC e o RHIC. Neste trabalho o QGP é estudado em simulações de colisões de núcleos de oxigênio de acordo com parâmetros estabelecidos em artigos de autores que também realizaram estudos semelhantes para colisões no LHC. Colidir núcleos de oxigênio é uma maneira para entender como os sistemas se comportam quando estão no limiar entre sistemas grandes como Pb-Pb e sistemas pequenos como p-p. O oxigênio por ser um elemento duplamente mágico, com uma quantidade de nucleon idênticas em quantidade de prótons e nêutrons, satisfaz essa condição. Experimentalmente essas colisões estão previstas para acontecerem desde 2021. A simulação utilizou o que temos atualmente para o estado da arte, sendo a condição inicial gerada no *Trento*, passando pela termalização ou também chamada de pré-equilíbrio, fase hidrodinâmica processada pelo *MUSIC*, geração de partículas e finalmente as análises são feitas pelo *UrQMD*. A simulação contou com 3300 eventos divididos igualmente para 11 centralidades diferentes. Foram realizadas análises com relação à entropia, raio, numero de participantes, número de partículas, momento transversal e fluxo anisotrópico. Com isto, tentou-se entender o comportamento de colisões de oxigênio simuladas afim de comparar com futuros dados experimentais.

**Palavras-chave:** colisões de altas energias; oxigênio; plasma de quarks e glúons.

## ABSTRACT

The Quark-Gluon Plasma (QGP) is a state of matter with several peculiar characteristics. It was present at the origin of the Universe, post-Big Bang, and today it is produced in large particle accelerators such as the LHC and RHIC. In this work, QGP is studied in simulations of oxygen nucleus collisions according to parameters established in articles by authors who have also conducted similar studies for collisions at the LHC. Colliding oxygen nuclei is a way to understand how systems behave when they are at the threshold between large systems like Pb-Pb and small systems like p-p. Oxygen, being a doubly magic element with an identical number of protons and neutrons, satisfies this condition. Experimentally, these collisions have been planned to occur since 2021. The simulation utilized the current state-of-the-art, with the initial condition generated in *Trento*, going through thermalization or also called pre-equilibrium, a hydrodynamic phase processed by *MUSIC*, particle generation, and finally, the analyses were done by *UrQMD*. The simulation comprised 3,300 events equally divided into 11 different centralities. Analyses were conducted concerning entropy, radius, number of participants, number of particles, transverse momentum, and anisotropic flow. With this, we attempt to understand the behavior of simulated oxygen collisions to compare with future experimental data.

**Keywords:** high-energy collisions; oxygen; quark-gluon plasma.

## LISTA DE SIGLAS

**QGP** Plasma de Quarks e Glúons

**QCD** Cromodinâmica Quântica

**LHC** Grande Colisor de Hádrons

**RHIC** Colisor Relativístico de Íons Pesados

$^{208}\text{Pb}$  Chumbo

$^{16}\text{O}$  Oxigênio

**CERN** Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

$^{197}\text{Au}$  Ouro

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>10</b>
1.1	O PLASMA DE QUARKS E GLÚONS	10
1.2	PARTÍCULAS ELEMENTARES	14
1.3	GRANDES COLISORES DE ÍONS PESADOS	15
1.4	SISTEMAS PEQUENOS VS SISTEMAS GRANDES	19
1.5	CARACTERIZAÇÃO DO OXIGÊNIO	20
1.6	A UTILIZAÇÃO DO OXIGÊNIO EM COLISÕES	20
<b>2</b>	<b>MODELANDO O OXIGÊNIO</b>	<b>22</b>
2.1	COMPARANDO O OXIGÊNIO COM OUTROS ELEMENTOS	23
<b>3</b>	<b>CONDIÇÕES INICIAIS</b>	<b>26</b>
3.1	TRENTO	27
3.1.1	Massa transversal	30
3.1.2	Rapidez de uma partícula	33
<b>4</b>	<b>PRÉ-EQUILÍBRIO</b>	<b>37</b>
4.1	FREESTREAM VELOCITY	38
<b>5</b>	<b>HIDRODINÂMICA</b>	<b>39</b>
5.1	MUSIC	40
<b>6</b>	<b>FREEZE-OUT</b>	<b>42</b>
6.1	iS3D	42
<b>7</b>	<b>PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS</b>	<b>44</b>
7.1	UrQMD - AFTERBURNER	44
<b>8</b>	<b>RESULTADOS</b>	<b>45</b>
8.1	CONDIÇÕES INICIAIS	46
8.2	PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS	52
8.2.1	Momento Transversal	53
8.2.2	Fluxo Anisotrópico	57
<b>9</b>	<b>ANÁLISES DOS RESULTADOS</b>	<b>59</b>
9.1	COMPARAÇÃO ENTRE SISTEMAS	61

10	CONCLUSÃO .....	64
	REFERÊNCIAS .....	65

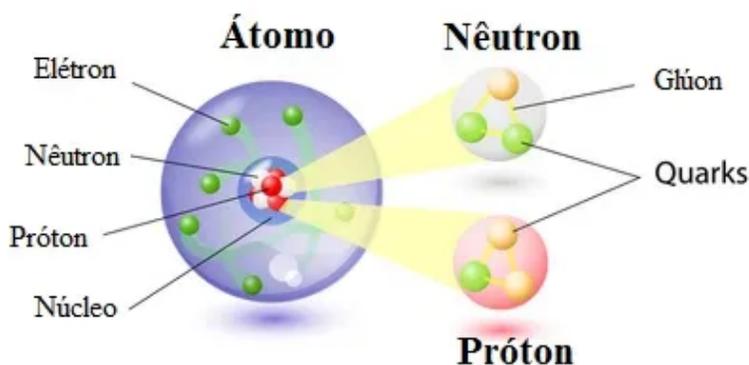
# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1 O PLASMA DE QUARKS E GLÚONS

O Plasma de Quarks e Glúons (QGP), abreviado do inglês “Quark Gluon Plasma”, é constituído pelas partículas elementares quarks e glúons em condições extremas de energia e temperatura ( $T \approx 2,6 \times 10^{12}$  K), cerca de 100.000 mil vezes maior que a temperatura do núcleo do Sol (1), também condições extremas de densidade bariônica. Este estado da matéria esteve presente na origem do Universo e em vários eventos cosmológicos (2).

A matéria, vista com uma explicação básica encontrada nos dicionários é “alguma coisa que tem massa, aquilo que ocupa o espaço”(3) e é composta por moléculas, que são compostas por átomos, que possuem em seu núcleo os prótons e nêutrons constituídos de partículas elementares, como mostra a Tabela 1 - .

Figura 1 - Ilustração de um átomo e seus constituintes



Fonte: (4).

A coloração dos quarks e glúons apresentada na imagem é meramente ilustrativa, visto que a cor é uma das propriedades dos quarks e glúons. O correto é entendermos os prótons como partículas que possuem dois “up” e um “down”, enquanto os nêutrons possui dois “down” e um “up”.

Partindo de uma definição simples, partícula elementar é aquela que não pode ser dividida e a matéria em seu nível mais fundamental, na menor escala de tamanho, é constituída por léptons com spin 1/2, quarks possuindo spin 1/2 e partículas mediadoras com spin igual à 1,

conforme tabela abaixo<sup>1</sup> (5).

Tabela 1 - Lista de Partículas Elementares

<b>Categoria</b>	<b>Partícula</b>	<b>Carga</b>	<b>Massa (<math>MeV/c^2</math>)</b>
<b>Leptóns</b>	$e$ (elétron)	-1	0.510999
	$\nu_e$ ( $e$ neutrino)	0	0
	$\mu$ (muon)	-1	105.659
	$\nu_\mu$ ( $\mu$ neutrino)	0	0
	$\tau$ (tau)	-1	1776.99
	$\nu_\tau$ ( $\tau$ neutrino)	0	0
<b>Quarks</b>	$d$ (down)	$-1/3$	7
	$u$ (up)	$2/3$	3
	$s$ (strange)	$-1/3$	120
	$c$ (charm)	$2/3$	1200
	$b$ (bottom)	$-1/3$	4300
	$t$ (top)	$2/3$	174000
<b>Mediadores</b>			
<b>Forte</b>	$g$ (glúons)	0	0
<b>Eletromagnética</b>	$\gamma$ (photon)	0	0
<b>Fraca</b>	$W^\pm$ (charge)	$\pm 1$	$3.11 \times 10^{-25}$
	$Z^0$ (neutro)	0	$2.64 \times 10^{-25}$

Fonte: adaptado de (5)

Na natureza os quarks possuem apenas duas maneiras de se agruparem para a forma hadrônica que são os bárions e os mésons. O agrupamento em bárion é constituído por no mínimo três quarks, já o méson é constituído por um par de quarks (5). Os glúons desempenham um papel fundamental na interação das partículas, mantendo unidos os quarks que constituem os hádrons. Eles recebem seu nome devido à sua função semelhante à da cola, que é essencial para a estrutura e estabilidade dessas entidades subatômicas (6). Utilizando a figura 1 para exemplificar, os léptons são os elétrons e os bárions são os prótons e nêutrons localizados em seu núcleo, onde se percebe a presença dos quarks e também dos glúons (4).

As partículas fundamentais, que formam a base da matéria, interagem entre si por meio de diferentes forças, sendo elas a interação gravitacional, a interação forte, a interação fraca e a interação eletromagnética, como mostrado na tabela 1 - . A interação gravitacional existe, embora tenha efeitos negligenciáveis no contexto do Modelo Padrão da física de partículas.

<sup>1</sup>As massas dos neutrinos são extremamente pequenas e, para a maioria dos propósitos, podem ser consideradas como sendo zero.

Essas interações desempenham papéis cruciais na estrutura e dinâmica do Universo. A distinção entre as famílias de partículas, léptons e quarks, é determinada pelas características das interações que elas experimentam. Por exemplo, a cor é uma propriedade associada à interação forte, e como os léptons não possuem tal propriedade, não são afetados por essa força como acontece com os quarks. As interações fundamentais entre partículas são descritas por meio de um arcabouço teórico baseado nos princípios da relatividade restrita e da mecânica quântica, fornecendo uma compreensão mais profunda dos fenômenos observados no universo (7).

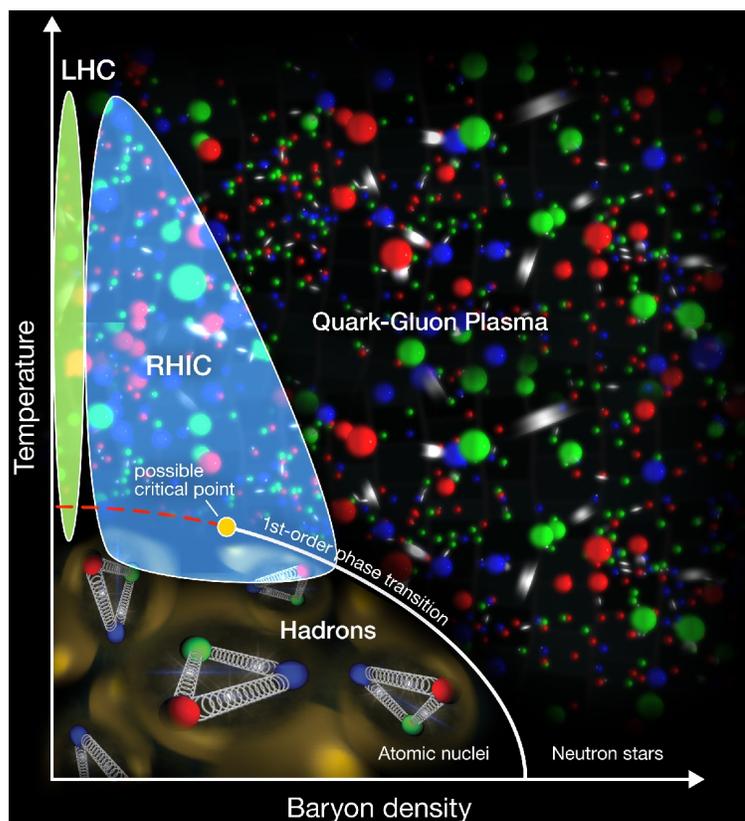
Entre essas forças, a eletromagnética e a interação forte, que atua sobre os quarks, exibem comportamentos opostos em relação à distância entre as partículas envolvidas. Enquanto a força eletromagnética, por exemplo, tende a aumentar em intensidade à medida que as cargas elétricas se aproximam, a interação forte, que é responsável por manter os quarks unidos para formar hádrons, como prótons e nêutrons, segue um padrão inverso. Conhecida como "liberdade assintótica"<sup>2</sup>, essa peculiaridade da interação forte implica que, quando os quarks estão em proximidades extremas, a força entre eles diminui significativamente (9). Esse fenômeno é central para a compreensão da física de partículas, especialmente na teoria da Cromodinâmica Quântica (QCD), abreviatura de "Quantum Chromodynamics", que descreve a interação entre quarks e glúons. A liberdade assintótica dos quarks e glúons é um conceito fundamentalmente distinto da intuição cotidiana sobre as forças de interação, onde quanto mais próximos os corpos se encontram maior será a interação, como na força gravitacional e na força eletromagnética, mas é comprovado por uma vasta gama de experimentos em física de altas energias, demonstrando sua relevância e validade dentro do arcabouço teórico da física de partículas (6, 10).

O diagrama de fases da QCD, como mostra a Figura 2, ilustra o comportamento das partículas em relação à densidade bariônica e à temperatura. Como mencionado anteriormente, esse diagrama revela que nas condições extremas para ambas as variáveis, temos a presença do QGP. Mais especificamente, observa-se que em um intervalo restrito, caracterizado por altas temperaturas e baixa densidade bariônica líquida, encontram-se os experimentos conduzidos

---

<sup>2</sup>A liberdade assintótica rendeu o prêmio Nobel de Física para David Gross, Frank Wilczek e David Politzer no ano de 2004 (8).

Figura 2 - Diagrama de fases. Estado da matéria por Densidade Bariônica e Temperatura



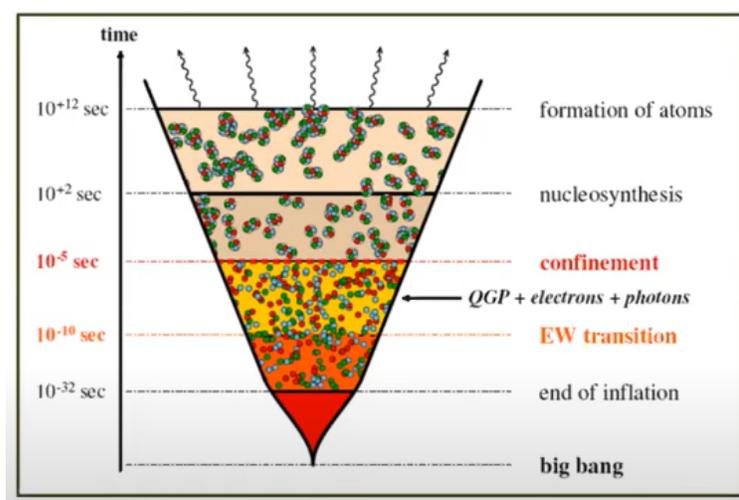
Fonte: (11).

no Grande Colisor de Hádrons (LHC). Já em condições de temperaturas similares às do LHC, porém com uma densidade bariônica relativamente maior, são realizados os experimentos no Colisor Relativístico de Íons Pesados (RHIC), sigla de "Relativistic Heavy Ion Collider", onde o QGP, por sua vez, é formado em regiões onde a densidade bariônica não são tão elevadas. Segundo as análises de (12), o ponto crítico do diagrama de fases representa as condições ideais para a ocorrência da transição de fases. Neste local, a matéria exibe um aumento significativo em suas flutuações (11).

Há cerca de 13.8 bilhões de anos, o nosso Universo surgiu de um ponto extremamente denso e quente, em um evento conhecido como Big Bang (13, 14). Nos primeiros instantes após o Big Bang o Universo passou por um período de rápida expansão chamado inflação. Durante a inflação, o Universo cresceu exponencialmente, tornando-se bilhões de vezes maior em apenas uma fração de segundo. Sua dimensão inicial era muito pequena, quando o tempo

tendia à zero, o mesmo acontecia com o seu tamanho (15). O período de inflação terminou quando o Universo tinha cerca de  $10^{-32}$  segundos de idade. Após essa rápida inflação, o Universo continuou a se expandir, mas a uma taxa muito mais lenta. Em questão de poucos microssegundos após esse acontecimento, deu-se a formação do QGP (16). À medida que o Universo se expandia, ele esfriou e as partículas relativísticas começaram a se combinar para formar partículas mais pesadas, os hádrons (14), ilustrado na figura 3. Ao longo de milhões de anos, essas partículas se combinaram para formar átomos, estrelas e galáxias. O Universo que vemos hoje é o resultado desse processo de evolução (17).

Figura 3 - Ilustração da evolução do Universo desde o Big Bang



Fonte: (17).

## 1.2 PARTÍCULAS ELEMENTARES

Em 1897, J.J. Thomson deu um passo crucial ao identificar o elétron, a primeira partícula elementar, abrindo um novo mundo na exploração do universo subatômico. Em 1911, o experimento de espalhamento de partículas  $\alpha$  de Rutherford revelou o núcleo como um centro denso dentro do átomo, composto por prótons e nêutrons, conhecidos como núcleons. Em 1968, o experimento de espalhamento inelástico de elétrons em prótons, realizado no SLAC (Estados Unidos), aprofundou a compreensão da estrutura dos núcleons (14). Este experimento identificou a existência de pontos na estrutura interna dos prótons e nêutrons.

Ao tomar ciência destes dados no verão do mesmo ano, Feynman rapidamente produziu um modelo chamado de "Parton", no qual os elétrons eram espalhados elasticamente a partir de pedaços pontuais de cargas nos prótons. Oxford, Harvard, MIT, Moscou, Princeton e Caltech se juntaram ao SLAC em um esforço conjunto para desvendar os mistérios da estrutura do próton. A crença geral era que os "partons" de Feynman representavam os quarks há muito procurados, e a comunidade científica aguardava ansiosamente a confirmação experimental dessa teoria (18).

A confirmação experimental do glúon ocorreu em 1979 no colisor elétron-pósitron PETRA do DESY (Alemanha) (14, 18). A detecção direta de quarks e glúons em experimentos é algo impossível pelo conhecimento científico atual, a teoria da Cromodinâmica Quântica (QCD) oferece robusta sustentação à sua existência. A QCD, responsável por descrever a interação forte, uma das quatro forças fundamentais que regem o universo, prevê o confinamento dessas partículas em hádrons. Hádrons, por sua vez, configuram-se como estados ligados de quarks, incluindo os bárions prótons e nêutrons. Esse confinamento impede a detecção individual de quarks e glúons. No entanto, a QCD, com suas diversas previsões corroboradas por experimentos, levaram a crer na realidade e na fundamentalidade dessas partículas para a estrutura da matéria.(14).

### 1.3 GRANDES COLISORES DE ÍONS PESADOS

Em um seminário especial realizado em Genebra, CERN, em 10 de fevereiro de 2000, cientistas apresentaram evidências convincentes da existência de um novo estado da matéria no qual os quarks, componentes fundamentais da matéria, estavam livres para vagar, em vez de estarem ligados a partículas mais complexas como prótons e nêutrons. Essa descoberta experimental estendeu nossa compreensão do universo até um ponto apenas alguns microssegundos após o Big Bang, ampliando nossa compreensão sobre sua criação. O Professor Luciano Maiani, Diretor Geral do CERN, explicou que os resultados combinados dos sete experimentos com íons pesados do CERN confirmaram claramente a existência de um novo estado da matéria. O projeto representou uma colaboração internacional significativa na área da física, envolvendo mais de vinte países e unindo especialistas em física de alta energia e física nuclear.

A colaboração entre os diversos grupos de pesquisa desempenhou um papel fundamental no avanço da compreensão do plasma de quarks e glúons. A análise conjunta dos dados experimentais revelou características do plasma que não podiam ser explicadas pelos modelos convencionais de interação de partículas. Os resultados obtidos pelo CERN forneceram um impulso para futuras investigações. Embora os dados tenham fornecido uma interpretação preliminar do plasma de quarks e glúons, foi crucial realizar estudos em diferentes faixas de temperatura para obter uma compreensão abrangente de suas propriedades (19).

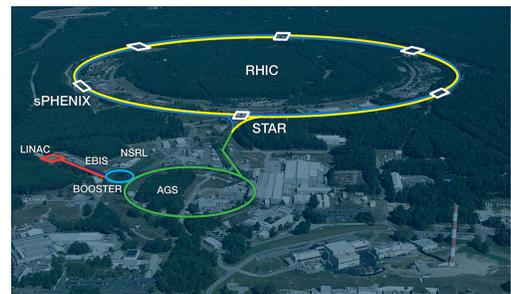
A corrida experimental visando a produção do QGP em laboratórios se iniciou no Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) no final da década de 80. Em 2000 houve a divulgação de evidências experimentais, pelo CERN, da criação deste estado da matéria partindo de colisões  $^{208}\text{Pb} - ^{208}\text{Pb}$ , mas a real descoberta aconteceu no ano de 2005 quando quatro colaborações internacionais divulgaram resultados de estudos de colisões de Ouro ( $^{197}\text{Au}$ ) no RHIC confirmando previsões realizadas anos antes (20).

Já no LHC, o QGP foi detectado partindo de colisões entre pares de Chumbo ( $^{208}\text{Pb}$ ) no ano de 2010. Produzindo um "estado denso e quente, com temperaturas superiores a dois trilhões de Kelvin, no qual os graus de liberdade relevantes não são hádrons, mas sim plasma de quarks e glúons"(21).

Figura 4 - Grandes Laboratórios



(a) LHC



(b) RHIC

Fonte: (22) e (23).

Um comparativo pode ser tabelado entre o LHC e o RHIC (23, 22). Apresentando algumas informações como a localização, início com os trabalhos envolvendo QGP, a energia de colisão

utilizada, o perímetro, o número de detectores e algumas curiosidades sobre os projetos<sup>3</sup>.

Tabela 2 - Comparativo entre LHC e o RHIC

	<b>LHC</b>	<b>RHIC</b>
<b>Localização</b>	CERN, Suíça e França	BNL, EUA
<b>Início das Atividades</b>	2008	2000
<b>Energia de colisão</b>	Prótons: 13 TeV (máxima) Íons pesados: 5.02 TeV por núcleo (máxima)	Prótons: 250 GeV (máxima) Íons pesados: 200 GeV por núcleo (máxima)
<b>Circunferência</b>	27 km	3.8 km
<b>Detectores</b>	ATLAS, CMS, ALICE e LHCb.	STAR, PHENIX, sPHENIX, PHOBOS e BRAHMS
<b>Foco principal</b>	Física de partículas, busca por novas partículas	Física nuclear, estudo do Quark-Gluon Plasma
<b>Principais descobertas</b>	Bóson de Higgs, pentaquark, tetraquark	Confirmação do Quark-Gluon Plasma, novas fases da matéria
<b>Desafios</b>	Altas energias geram grande quantidade de dados, necessidade de computadores poderosos	Menor energia limita a descoberta de novas partículas

Fonte: Adaptado de (22) e (23)

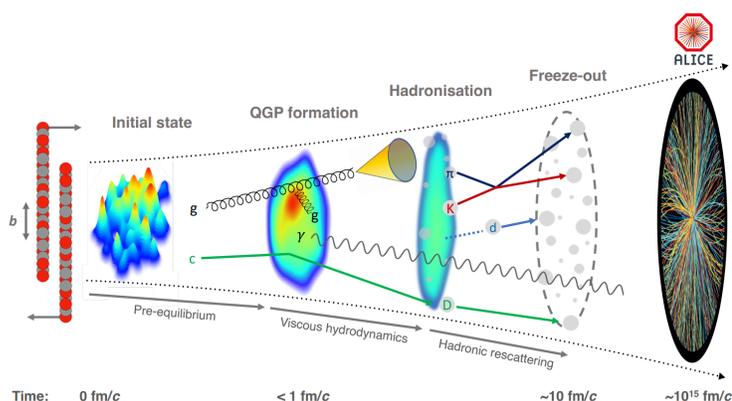
Na figura 5, temos um resumo do que acontece na colisão de íons pesados em laboratórios: estado inicial; interação de partons; pré-equilíbrio; equilíbrio e expansão do QGP; hadronização; freeze-out; interações hadrônicas; e detecção das partículas estáveis (24). Estes pontos apresentados serão melhores detalhados posteriormente.

De maneira análoga à figura 5, na figura 6 também é observado a evolução pós colisão. Com a hipótese de que o sistema está evoluindo como um fluido com carga elétrica em altíssimas temperaturas e se expandindo em um regime relativístico, recorreremos à teoria hidrodinâmica para descrever detalhadamente a evolução desse sistema até o ponto crucial em que os quarks e glúons se unem, formando novos hádrons.

As figuras 5 e 6 esboçam de forma visual o que compreendemos ser a evolução temporal desse processo após a colisão. Inicialmente, observamos a fase pré-equilíbrio, conhecida por alguns autores como "glasma", seguida pela fase do plasma, que ocorre quando o sistema alcança o equilíbrio térmico e pode ser descrito pela teoria hidrodinâmica relativística. Essa

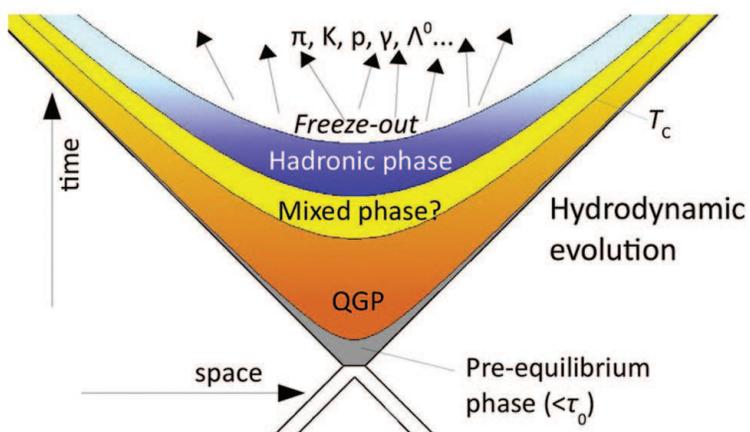
<sup>3</sup>Informações disponíveis no site dos laboratórios.

Figura 5 - Ilustração da evolução do sistema após a colisão



Fonte: (24).

Figura 6 - Ilustração da evolução do sistema após a colisão



Fonte: (25).

transição ocorre aproximadamente à  $\tau \sim 1 \text{ fm}/c$  após a colisão. À medida que o sistema evolui temporalmente, sua temperatura gradualmente diminui enquanto o acoplamento entre as partículas (quarks e glúons) aumenta, dando início ao processo de hadronização. Nesse estágio, o sistema transita para um comportamento característico de um gás de hádrons. Conforme continua sua expansão, a temperatura do sistema continua a diminuir, reduzindo também a intensidade das interações entre os hádrons. Este processo culmina com o congelamento químico, conhecido como "freeze-out", marcado pela cessação das colisões inelásticas e a interrupção na produção de novos hádrons. Posteriormente, ocorre o congelamento cinético, onde as colisões elásticas cessam, resultando na falta de transferência de momento entre os

hádrons. Nesse estágio, os hádrons continuam a se mover pelo espaço até serem detectados pelos equipamentos de medição (25).

#### 1.4 SISTEMAS PEQUENOS VS SISTEMAS GRANDES

Os experimentos realizados no LHC e no RHIC desempenham um papel indispensável na constante exploração das propriedades da matéria quente e densa da Cromodinâmica Quântica (QCD). Até o momento, muitas de medições foram conduzida em uma variedade de sistemas de colisão, abrangendo diferentes energias de centro de massa. O principal objetivo desses experimentos é investigar minuciosamente as características do QGP que se comporta hidrodinamicamente como um fluido praticamente perfeito. Para alcançar esse objetivo, são realizadas colisões de íons pesados simétricos, como  $Pb - Pb$  e  $Au - Au$ , que oferecem um cenário ideal para o estudo das propriedades do QGP em larga escala. No entanto, os sistemas de colisão menores, como os de próton-próton ( $pp$ ), desempenham um papel crucial como linha de base para comparação e são fundamentais para uma compreensão abrangente do comportamento do QGP em diferentes condições (26).

Com a finalidade de expandir ainda mais a compreensão, em 2017, o LHC realizou colisões com Xenônio simétrico ( $^{129}Xe$ ), visando estudar um sistema de tamanho ligeiramente menor (27).

Apesar de termos uma compreensão sólida da escala hidrodinâmica em sistemas maiores, ainda pairam incertezas sobre sua aplicabilidade em sistemas menores. Recentemente, experimentos conduzidos no LHC observaram indícios promissores da presença de matéria QCD em colisões de alta multiplicidade, especialmente em interações  $pp$  e assimétricas  $p + Pb$ . A detecção de assinaturas semelhantes ao QGP em sistemas de colisão menores no LHC despertou um interesse significativo na comunidade de física de íons pesados tornando essencial aprofundar ainda mais a investigação das colisões em sistemas menores nessas energias (26).

## 1.5 CARACTERIZAÇÃO DO OXIGÊNIO

O núcleo de Oxigênio ( $^{16}O$ ) é uma entidade fascinante na física nuclear, pois é amplamente reconhecido como um núcleo duplamente mágico. Esse termo “duplamente mágico” refere-se ao fato de que tanto o número de prótons quanto o número de nêutrons neste núcleo atingem valores mágicos em relação aos fechamentos de camadas nucleares. Ele possui 8 prótons e 8 nêutrons. Isso é uma característica diferenciada dos demais elementos entretanto se assemelha ao sistema de colisão próton-próton ( $pp$ ). A distribuição desses núcleons no plano transversal é mais esparsa quando comparada à colisões de sistemas pequenos, o que resulta em uma evolução subsequente diferenciada do sistema. Essa disposição peculiar dos núcleons contribui para uma estabilidade nuclear aprimorada contra o decaimento em comparação com outros núcleos de massa semelhante (26).

## 1.6 A UTILIZAÇÃO DO OXIGÊNIO EM COLISÕES

Colisões envolvendo íons de oxigênio ( $^{16}O$ ), com uma multiplicidade intermediária entre as colisões  $p + Pb$  e  $Pb + Pb$ , foi prevista e realizada no LHC. Essas colisões são cruciais para investigar as transições de fenômenos que ocorrem em sistemas de grandes dimensões para sistemas menores. Diversos estudos teóricos recentes têm se dedicado a explorar os mecanismos de produção de partículas nesses eventos envolvendo íons de oxigênio, oferecendo uma compreensão mais aprofundada dos observáveis de interesse, tais como os espectros de partículas, as multiplicidades de partículas carregadas e as razões entre diferentes tipos de partículas. Esses observáveis fornecem uma sonda valiosa para investigar as propriedades do QGP (28, 26).

Os resultados mais recentes obtidos no LHC destacaram a importância da multiplicidade dos estados finais em cada evento, desempenhando um papel essencial na determinação das propriedades observadas que são características do QGP em situações de alta multiplicidade(26). Portanto, seria de grande interesse comparar os efeitos dos estágios inicial e final das colisões de íons de oxigênio ( $O + O$ ), especialmente considerando que a multiplicidade dessas colisões se sobrepõe àquelas observadas em colisões de alta multiplicidade entre prótons ( $pp$ ). Esta comparação promete fornecer ideias valiosas sobre os processos subjacentes e as propriedades

do QGP em diferentes condições experimentais (26).

Os próximos capítulos deste trabalho serão: Modelando Oxigênio, Condições Iniciais, Pré-equilíbrio, Hidrodinâmica, Freeze-out, Detecção de Partículas, Resultados e Conclusão. Em cada uma das etapas referentes aos estágios da colisão também é apresentada a ferramenta computacional utilizada para simular.

## 2 MODELANDO O OXIGÊNIO

A função de distribuição de Fermi-Dirac, amplamente reconhecida como a parametrização de Woods-Saxon na física nuclear, desempenha um papel crucial na modelagem da distribuição de densidade dentro do núcleo atômico. Enquanto a aproximação de esfera dura oferece uma descrição simplificada, a parametrização de Woods-Saxon estende essa abordagem, incorporando uma cauda distante mais pronunciada. Essa característica torna o modelo mais realista, permitindo uma representação mais precisa da distribuição radial da densidade nuclear (29).

$$\rho_A(r) = \rho_0 \frac{1 + \omega \left(\frac{r}{c}\right)^2}{\exp\left(\frac{r-c}{z}\right) + 1}, \quad (1)$$

na equação 1 encontra-se  $\rho_A(r)$  (densidade de distribuição nuclear em função do raio), utilizando os seguintes parâmetros:

- $\rho_0$ : densidade nuclear constante no núcleo de um núcleo
- $\omega$ : parâmetro de deformação
- $r$ : distância radial
- $c$ : raio de equilíbrio ou saturação
- $z$ : dispersão do núcleo (skin depth of the nucleus)

A densidade diminui rapidamente à medida que se aproxima da superfície do objeto, apresentando uma queda significativa de 90% do seu valor para apenas 10% em uma distância aproximada de  $2.3 \text{ fm}$  a partir do centro. Esse declínio acentuado na densidade é um fenômeno observado comumente em núcleos atômicos, indicando uma não homogeneidade na distribuição de matéria. Esse comportamento é fundamental para compreender as propriedades internas e estruturais do átomo. Além disso, o parâmetro  $z$  mencionado na análise desempenha um papel crucial nesse contexto, influenciando diretamente a rapidez com que a densidade diminui em direção à periferia (29).

Os experimentos realizados até o momento têm revelado uma consistência notável na densidade de carga nuclear, que permanece bastante uniforme em todos os núcleos estudados. Essa uniformidade é observada mesmo quando se compara uma variedade de elementos e isótopos. Surpreendentemente, os nêutrons e prótons que compõem o núcleo apresentam uma tendência a se agrupar em regiões específicas, seja no centro ou próximo à superfície. Em vez disso, distribuem-se de maneira aparentemente aleatória ao longo do núcleo. As medições das distribuições de carga e matéria corroboram essa observação, revelando uma relativa independência em relação à distância até que se chegue quase à superfície nuclear. Esse padrão sugere uma organização intrínseca do núcleo que mantém uma estabilidade notável, mesmo diante de variações nas condições nucleares (29). Com essa informação o número de nucleons ( $A$ ) pode ser obtido por:

$$A = \int \rho_A(r) dr \quad (2)$$

Ainda utilizando a equação 1 também é possível calcular o raio médio quadrado por:

$$\langle r^2 \rangle = \int A(r) dr \quad (3)$$

Explicitamente a equação 3 mostra que:

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = r \approx 1.07 \cdot A^{1/3} \quad (4)$$

## 2.1 COMPARANDO O OXIGÊNIO COM OUTROS ELEMENTOS

Experimentalmente, as colisões de íons pesados têm sido investigadas em ambientes com elementos contendo diferentes números de nucleons. As colisões pioneiras foram conduzidas entre núcleos de chumbo ( $Pb - Pb$ ), seguidas por colisões entre núcleos de ouro ( $Au - Au$ ) e xenônio ( $Xe - Xe$ ). Em todos esses cenários, observa-se que a quantidade de nucleons

envolvidos está na ordem de grandeza de  $10^2$ , caracterizando-as como colisões em sistemas grandes.

Além destes, foram realizados experimentos com sistemas menores, como colisões de próton com próton ( $p - p$ ) e próton com chumbo ( $p - Pb$ ). Esses sistemas de menor escala permitem uma investigação mais detalhada de processos nucleares em condições distintas, complementando os estudos realizados em sistemas maiores.

A tabela 3 - foi construída com os parâmetros para a distribuição de Woods-Saxon de acordo com a referência (29).

Tabela 3 - Parâmetros para distribuição de Woods-Saxon.

	$c$ (fm)	$z$ (fm)	$\omega$	$\rho_0$ ( $fm^{-3}$ )
<i>O</i>	2.608	0.503	-0.051	0.1654
<i>Pb</i>	6.624	0.549	0	0.1600
<i>Au</i>	6.3800	0.535	0	0.1693
<i>Xe</i>	5.3600	0.590	-0.003	0.1620

Fonte: adaptado de (29)

Com estes valores tabulados, inicialmente utiliza-se a equação 1 para uma comparação entre a densidade de distribuição de participantes do núcleo.

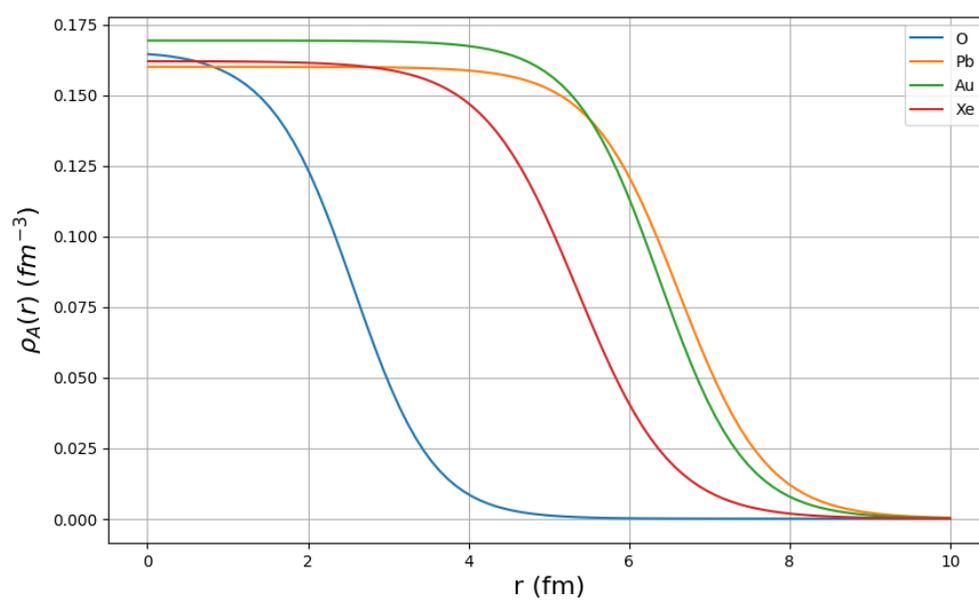
Em seguida com as equações 2, 3 e 4 os valores são apresentados na tabela 4 - .

Tabela 4 - Resultados derivados da distribuição de densidade de Woods-Saxon.

	$A$	$\langle r^2 \rangle$ ( $fm^2$ )	$r$ (fm)
<i>O</i>	16	7.4332	2.6964
<i>Pb</i>	208	30.3868	6.337
<i>Au</i>	197	28.3152	6.2239
<i>Xe</i>	117	21.989	5.2284

Fonte: autor

Figura 7 - Densidade de distribuição nuclear em função do raio



Fonte: autor.

### 3 CONDIÇÕES INICIAIS

A Figura 5, mostrada anteriormente, apresenta todas as etapas de uma colisão. Neste capítulo será detalhada a primeira instância do evento completo, a Condição Inicial.

Escolhendo o eixo  $z$  como o eixo em que as partículas se deslocam para colidir, com a origem sendo fixada no ponto onde a colisão acontece, bem como o  $t$  (tempo), temos:

$$z = t = 0 \tag{5}$$

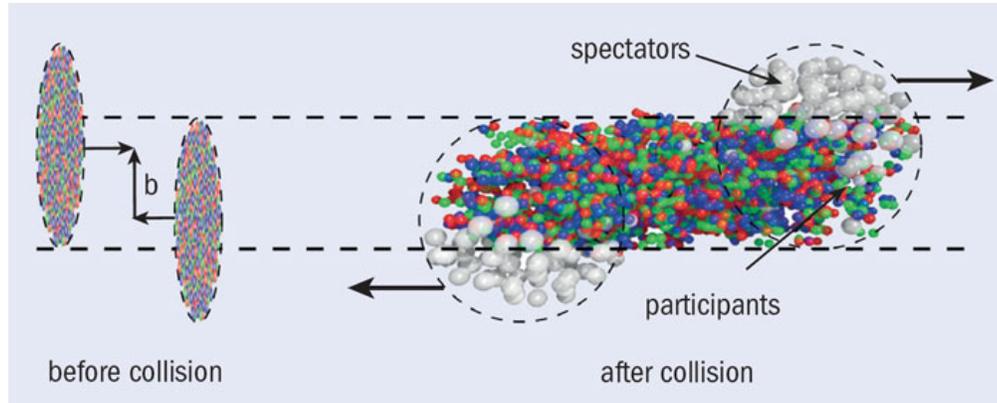
Em um determinado tempo inicial  $t_0$ , um conjunto completo de condições iniciais é fixado. Este conjunto abrange três componentes essenciais em cada ponto do espaço: a velocidade do fluido, a densidade de energia e a densidade bariônica. Em um intervalo de tempo muito pequeno, denotado como  $t$ , as componentes transversais da velocidade do fluido ( $v_x$  e  $v_y$ ) são consideradas nulas (30).

A consequência imediata dessa premissa é a produção de partículas cujos momentos transversais se distribuem anisotropicamente no plano transversal.

No mundo da física nuclear, as colisões de íons pesados ocupam um lugar de destaque. Através da simulação de condições extremas de temperatura e pressão, como as encontradas nos primeiros momentos do universo, esses eventos microscópicos abrem portas para o estudo da matéria em seus estados mais exóticos, como por exemplo o Condensado de Bose-Einstein. Mas, nem todas as colisões são criadas iguais. A geometria da colisão, ou seja, como os íons pesados se chocam, desempenha um papel crucial na natureza da interação e nos resultados observados. Como está diretamente relacionada à região de sobreposição inicial dos núcleos em colisão, a centralidade é um parâmetro importante no estudo das propriedades da matéria QCD em temperaturas e densidades de energia extremas. O parâmetro de impacto,  $b$ , que é a distância entre os centros dos dois núcleos que colidem num plano que é transversal ao eixo de colisão, é o que o define geometricamente. Na física de íons pesados, é comum descrever a centralidade de uma colisão em termos do número de participantes ( $N_{Part}$ ), que é o número de núcleons que sofreram pelo menos uma colisão, ou o número de colisões binárias entre núcleons de dois núcleos ( $N_{coll}$ ). Os espectadores, que não estão envolvidos em nenhuma

colisão, observam como os núcleons continuam viajando na direção do feixe sem desvios (31).

Figura 8 - Parâmetro de impacto



Fonte: (31).

Os dois núcleos (íons) podem se sobrepor totalmente ou apenas ter uma pequena sobreposição. Nesses dois casos, o plasma de quark-glúon fortemente acoplado que se forma será bastante diferente. O parâmetro de impacto " $b$ ", representado na figura (32), pode ser usado para calcular o grau geométrico de sobreposição.

Em geral, quanto maior for a sobreposição (quanto mais “central” a colisão e menor “ $b$ ”<sup>4</sup>), mais plasma haverá. Colisões de íons pesados muito periféricas que mal se tocam podem não produzir plasma de quark-glúon, enquanto uma sobreposição menor entre os núcleos resulta em plasma menor e de vida mais curta.

### 3.1 TRENTO

O *TRENTO* é um gerador de condições iniciais para colisões de altas energias. De maneira eficaz, gera perfis de entropia inicial de Monte Carlo<sup>5</sup>. Desenvolvido na Universidade de Duke, ele é um modelo paramétrico de condições iniciais. A modelagem computacional descreve informações consistentes com as restrições de fluxos experimentais(33). O funcionamento

<sup>4</sup>É importante ter em mente que o parâmetro de impacto " $b$ " não é uma quantidade que pode ser obtida a partir de dados de colisão de íons pesados. Como tal, é mais benéfico considerá-lo como um parâmetro de modelo do que uma quantidade mensurável.

<sup>5</sup>O método de Monte Carlo usa probabilidade para estipular os valores de funções que não são conhecidas, o nome deste método remete à fatos históricos.

desta ferramenta pode ser exemplificado tomando as colisões que acontecem ao longo do eixo  $z$  entre projetos A e B, com a espessura do participante determinada pela função:

$$T_{A,B}(x, y) = \int dz \rho_{A,B}^{part}(x, y, z),$$

Com esta equação a entropia é produzida se  $T_A$  e  $T_B$  se sobreporem. Isso descreve de maneira eficiente a dinâmica da colisão inicial obedecendo rigorosamente restrições determinadas. E partindo de considerações e manipulação matemática chega-se a espessura reduzida, definido como:

$$f = T_R(p; T_A, T_B) \equiv \left( \frac{T_A^p + T_B^p}{2} \right)^{\frac{1}{p}},$$

Com esta equação é possível determinar a maneira que acontecerá a sobreposição nas colisões apenas alterando o valor para “ $p$ ”, como é possível notar na figura<sup>6</sup> abaixo.

Este modelo foi construído para alcançar flexibilidade máxima utilizando o mínimo de parâmetros e simular uma vasta gama de modelos de condições iniciais. Segundo (34), o método mais antigo e simples é o chamado “Modelo de Núcleon Participante” que calcula a entropia para cada núcleon envolvido em uma ou mais colisões inelásticas. Segundo a formulação de Monte Carlo, o modelo pode ser expresso em função da espessura dos participantes, como:

$$e \propto T_A + T_B.$$

Considerando  $p = 0$  escolhido para realização deste trabalho, os núcleos são descritos pela distribuição de densidade de Woods-Saxon<sup>7</sup> utilizando dois parâmetros no referencial de repouso. Em coordenadas esféricas, podemos escrever tal equação da seguinte forma:

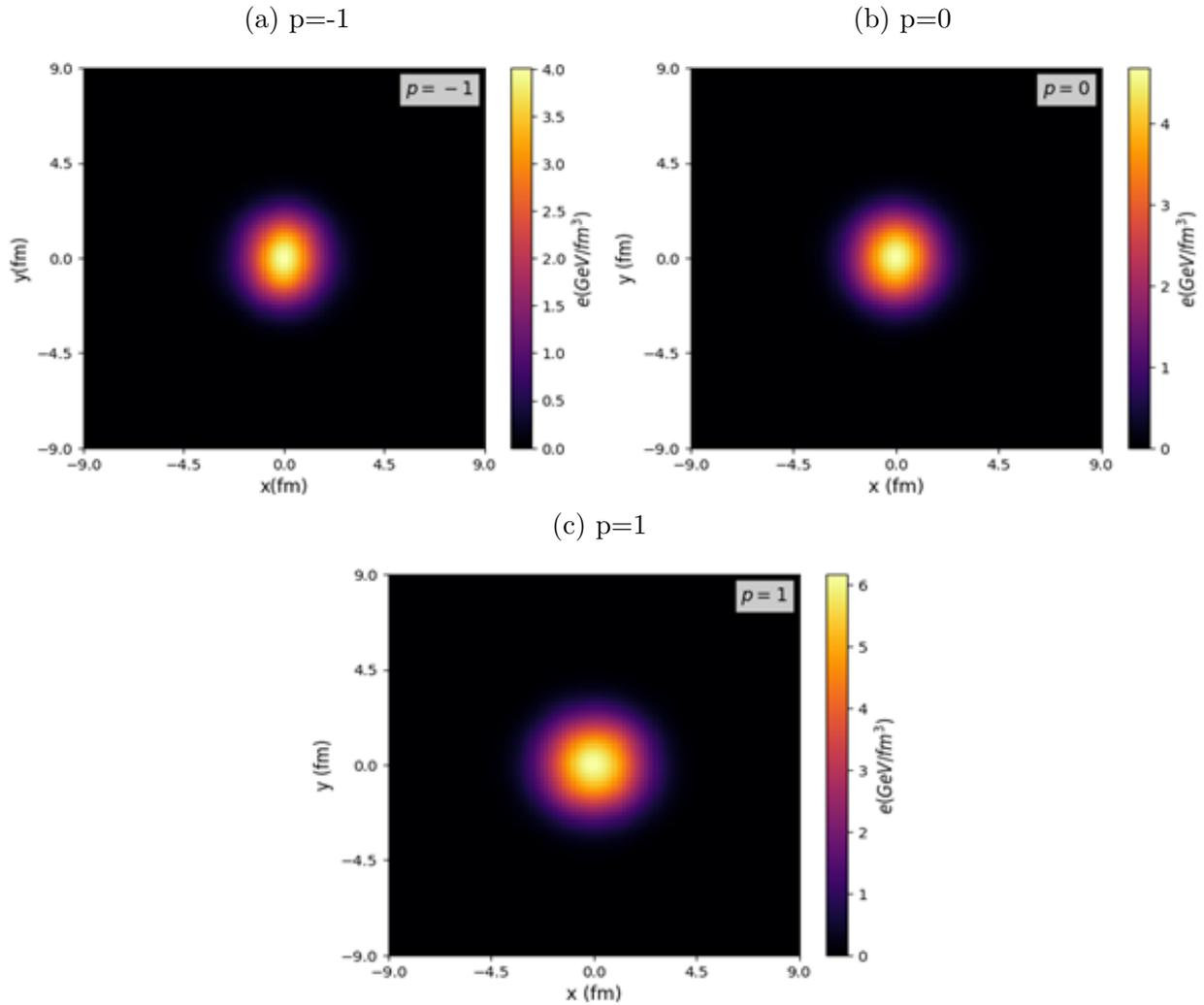
$$\rho(r, \theta, \phi) = \rho_0 \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right) \right]^{-1}, \quad (6)$$

Sendo  $\rho_0$  a densidade de saturação nuclear,  $R$  a medida do raio do núcleo, e  $a$  o parâmetro

---

<sup>6</sup>As imagens foram geradas colidindo oxigênio com energia de 7.0 TeV e com o parâmetro de impacto entre 0.0 e 0.001, alterando apenas o valor de  $p$ . Fonte: Autor.

<sup>7</sup>Equação diferencial parcial responsável por descrever o pontencial ao redor do núcleo atômico.

Figura 9 - Diferença entre as escolhas de  $p$ 

Fonte: autor.

de difusão de superfície. Com esses três parâmetros ajustados a equação acima é reescrita se tornando:

$$\rho(r, \theta, \phi) = \rho_0 \left( 1 + w \frac{r^2}{R^2} \right) \left[ 1 + \exp \left( \frac{r - R}{a} \right) \right]^{-1}, \quad (7)$$

A isotropia implica a ausência de uma direção preferencial; em outras palavras, não há uma direção dominante na distribuição angular dos momentos transversais. Além disso, a isotropia implica que o momento transversal médio sobre qualquer elemento do fluido

seja nulo. Essa característica é crucial, pois serve como base para uma série de análises posteriores. Muitos estudos e análises comecem a partir da condição inicial. Por esse motivo, os sinais experimentais mais claros de comportamento hidrodinâmico estão associados ao que é conhecido como "fluxo transversal". O fluxo transversal é uma manifestação observável desse comportamento hidrodinâmico. Em termos simples, se não há nenhum movimento coletivo transversal inicialmente presente no sistema, mas observamos tal movimento nos dados experimentais, isso indica que algo ocorreu durante a evolução do sistema que está relacionado à hidrodinâmica. Essa conexão entre as condições iniciais, a isotropia no plano transversal e o surgimento subsequente do fluxo transversal auxilia na compreensão de fenômenos em sistemas fluidos, especialmente em contextos como a física de altas energias e a física nuclear (30).

### 3.1.1 Massa transversal

A massa transversal em uma colisão independe do referencial que está sendo observada. Isso é comprovado matematicamente por:

$$\begin{pmatrix} E^* \\ p_z^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma \\ -\beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_z \end{pmatrix} \quad (8)$$

Como:

$$p_T^* = p_T \quad (9)$$

Velocidade:

$$v = \beta \quad (10)$$

pois  $c = 1$

então:

$$\beta = \frac{p}{E} \quad (11)$$

Velocidade longitudinal:

$$\beta = \frac{p_z}{E} \quad (12)$$

Desenvolvendo  $\gamma$  se  $p_T = 0$

$$\gamma = \frac{E}{\sqrt{E^2 - p_z^2}} = \frac{E}{m} \quad (13)$$

Portando:

$$E^* = \gamma(E - \beta p_z) \quad (14)$$

$$p^* = \gamma(p_z - \beta E) \quad (15)$$

Com essas relações tiramos que a massa transversal é:

$$m_T^2 = E^2 - p_z^2 = p_T^2 + m^2 \quad (16)$$

É possível provar que a massa transversal é invariante para diferentes referenciais através das seguintes equações:

$$\begin{aligned}
(E^*)^2 - (p_z^*)^2 &= [\gamma(E - \beta p_z)]^2 - [\gamma(p_z - \beta E)]^2 & (17) \\
&= \gamma^2 E^2 - 2\gamma E \gamma \beta p_z + \gamma^2 \beta^2 p_z^2 - \gamma^2 p_z^2 + 2\gamma p_z \gamma \beta E - \gamma^2 \beta^2 E^2 \\
&= \gamma^2 E^2 + \gamma^2 \beta^2 p_z^2 - \gamma^2 p_z^2 - \gamma^2 \beta^2 E^2 \\
&= \gamma^2 (E^2 + \beta^2 p_z^2 - p_z^2 - \beta^2 E^2) \\
&= \gamma^2 [E^2(1 - \beta^2) - p_z^2(1 - \beta^2)] \\
&= \gamma^2 [(1 - \beta^2)(E^2 - p_z^2)]
\end{aligned}$$

Sendo  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ , logo  $\gamma^2 = \frac{1}{1-\beta^2}$ , então:

$$= \frac{1}{(1 - \beta^2)} [(1 - \beta^2)(E^2 - p_z^2)]$$

$$(E^*)^2 - (p_z^*)^2 = E^2 - p_z^2 \quad (18)$$

Isso ocorre porque o movimento uniforme permanece uniforme sob uma transformação de Lorentz. As transformações de Lorentz são essenciais na teoria da relatividade especial, descrevendo como as medidas de tempo, espaço e movimento de um observador se relacionam com as de outro observador que se move em relação ao primeiro a uma velocidade constante. Esta definição de massa transversal foi proposta pela primeira vez por Bjorken e é apoiada por modelos inspirados na QCD de alta energia (35, 30, 29).

### 3.1.2 Rapidez de uma partícula

Definindo a rapidez de uma partícula em termos da sua energia e momento longitudinal

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (19)$$

A rapidez de uma partícula pode ser escrita em termos da sua velocidade  $\beta$ . O instante de momento e energia se definirmos a direção do seu movimento ao longo do eixo "z" é:

$$\beta = \frac{p_z}{E} \quad (20)$$

Então:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + E\beta}{E - E\beta} \right) = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{E(1 + \beta)}{E(1 - \beta)} \right] \quad (21)$$

Usando a definição de rapidez para encontrar "E" e "p<sub>z</sub>".

Utilizando a equação 19 e desenvolvendo, nós temos a reescrevemos da seguinte forma:

$$y = \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Positivo:

$$\exp(y) = \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (22)$$

Negativo:

$$\exp(-y) = \left( \frac{E - p_z}{E + p_z} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (23)$$

Somando as equações 22 e 23

$$\exp(y) + \exp(-y) = \frac{\sqrt{E + p_z}}{\sqrt{E - p_z}} + \frac{\sqrt{E - p_z}}{\sqrt{E + p_z}} = \frac{E + p_z + E - p_z}{(\sqrt{E - p_z})(\sqrt{E + p_z})}$$

$$\exp(y) + \exp(-y) = \frac{2E}{[(E - p_z)(E + p_z)]^{\frac{1}{2}}} = \frac{2E}{[E^2 + Ep_z - Ep_z - p_z^2]^{\frac{1}{2}}}$$

$$\exp(y) + \exp(-y) = \frac{2E}{\sqrt{E^2 - p_z^2}} \quad (24)$$

A massa transversal também pode ser expressa por:

$$m_T = \sqrt{E^2 - p_z^2} \quad (25)$$

retornando para a equação 24, teremos:

$$\frac{\exp(y) + \exp(-y)}{2} = \frac{E}{m_T}$$

Como sabemos,

$$\frac{\exp(y) + \exp(-y)}{2} = \cosh(y) \quad (26)$$

Portanto, a energia pode ser escrita como:

$$E = m_T \cdot \cosh(y) \quad (27)$$

Agora, fazendo a diferença das equações 22 e 23:

$$\exp(y) - \exp(-y) = \frac{\sqrt{E + p_z}}{\sqrt{E - p_z}} - \frac{\sqrt{E - p_z}}{\sqrt{E + p_z}} = \frac{E + p_z - E + p_z}{(\sqrt{E - p_z})(\sqrt{E + p_z})}$$

$$\exp(y) - \exp(-y) = \frac{2p_z}{[(E - p_z)(E + p_z)]^{\frac{1}{2}}} = \frac{2p_z}{[E^2 + Ep_z - Ep_z - p_z^2]^{\frac{1}{2}}}$$

$$\exp(y) - \exp(-y) = \frac{2p_z}{\sqrt{E^2 - p_z^2}} \quad (28)$$

novamente usando a equação 25 e retornando para a equação 28, teremos:

$$\frac{\exp(y) - \exp(-y)}{2} = \frac{p_z}{m_T}$$

usando,

$$\frac{\exp(y) - \exp(-y)}{2} = \operatorname{senh}(y) \quad (29)$$

Agora, o momento pode ser escrito como:

$$p_z = m_T \cdot \operatorname{senh}(y) \quad (30)$$

Sob um impulso de Lorentz na direção  $z$ ,  $\tau$  permanece inalterado, enquanto  $\eta_s$  e  $Y$  são deslocados por uma constante. Linhas de  $\tau$  constante e  $\eta_s$  constante. As condições iniciais são geralmente especificadas em um tempo próprio dado  $\tau = \tau_0$ , em vez de em um tempo  $t = t_0$  dado. A prescrição de Bjorken  $v_z = \frac{z}{t}$  se traduz em  $Y = \eta_s$ : a rapidez do fluido é igual à rapidez espaço-temporal.

$$T_{A,B}(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{A,B}(x, y, z) dz$$

onde  $\rho_A(x, y, z)$  é a densidade de núcleons por unidade de volume no núcleo. Algumas prescrições podem ser encontradas na literatura:

- A densidade de energia inicial é proporcional à densidade de colisões binárias  $T_A T_B$ ;
- A densidade de entropia inicial é proporcional à densidade de participantes, que é essencialmente  $T_A + T_B$  na área de sobreposição. Prescrições mais complexas também podem ser encontradas, onde a densidade de entropia ou a densidade de energia são combinações lineares das densidades de colisões binárias e participantes.

Assumimos para simplicidade um perfil gaussiano de densidade de entropia em  $\tau = \tau_0$ :

$$s(x, y, \eta_s) \propto \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{\eta_s^2}{2\sigma_\eta^2}\right)$$

Nesta equação,  $\sigma_x$  e  $\sigma_y$  são as larguras rms (root mean square) da distribuição transversal. Para uma colisão não-central, geralmente escolhe-se o eixo x como a direção do parâmetro de impacto, e  $\sigma_x < \sigma_y$ . Ao contrário de  $\sigma_x$  e  $\sigma_y$ ,  $\sigma_\eta$  é adimensional. Para estimar seu valor, usamos o fato de que a multiplicidade de partículas é proporcional à entropia. Assumimos ainda, para simplicidade, que a rapidez das partículas emitidas é igual à sua rapidez espaço-temporal  $\eta_s$ . As distribuições de rapidez das partículas emitidas em colisões de núcleo-núcleo simétricas no RHIC são perfeitamente ajustadas por gaussianas de largura  $\sigma_\eta \approx 2.3$  (30).

## 4 PRÉ-EQUILÍBRIO

O pré-equilíbrio consiste na fase intermediária entre a condição inicial e a hidrodinâmica (36).

Quando dois núcleos pesados colidem em alta velocidade, eles podem produzir o QGP. Este estado da matéria é caracterizado por quarks e glúons que estão desconfinados, ou seja, livres dos seus núcleos originais. Nos primeiros anos de estudo, o QGP era considerado um gás fracamente interativo. No entanto, experimentos realizados em grandes aceleradores de partículas, RHIC e LHC, mudaram essa percepção. Os dados coletados mostraram que o QGP se comporta mais como um fluido fortemente acoplado com viscosidade extremamente baixa. Esse comportamento é semelhante ao de fluidos ideais e pode ser descrito de maneira eficaz usando os princípios da hidrodinâmica. Para que a abordagem hidrodinâmica seja aplicável ao QGP, é essencial que a matéria esteja muito próxima do equilíbrio térmico local. Isso significa que, após a colisão dos núcleos, a distribuição de energia e momentum dos quarks e glúons deve se uniformizar rapidamente. As observações experimentais indicam que essa termalização deve ocorrer de maneira extremamente rápida. A expansão hidrodinâmica do QGP começa em um tempo inferior a 1 fm/c após o impacto inicial dos núcleos (37).

Para esta etapa, a termalização foi realizada utilizando o modelo "free-streaming", que utiliza a equação de Boltzmann:

$$p^\mu \partial_\mu f(x, p) = 0 \quad (31)$$

Esta equação descreve a evolução da distribuição de partículas em um sistema onde as partículas se movem livremente, ou seja, sem colisões (37). Nela temos:

- $f(x, p)$ : Esta função representa a densidade de partículas no espaço de fase, onde  $x$  é a posição no espaço e  $p$  é o momento da partícula.
- $p_\mu$ : é o quadrimomento da partícula.
- $\partial_\mu$ : é operador que representa a derivada parcial em relação à coordenada  $\mu$ .

Em suma, a rápida termalização e a evolução para o regime hidrodinâmico são essenciais para compreendermos o comportamento do QGP e interpretar corretamente os resultados dos experimentos de colisão de íons pesados.

#### 4.1 FREESTREAM VELOCITY

A modelagem computacional se deu através do "Freestream Velocity", uma implementação Python de streaming livre de pré-equilíbrio para colisões de íons pesados (38). Essa abordagem, proposta por Kolb, Sollfrank e Heinz (39), idealiza o estágio inicial da evolução do sistema formado em colisões de íons pesados por uma etapa de partículas livres sem colisão, seguida por uma rápida equilibração (Free Streaming), e então pela hidrodinâmica (38).

## 5 HIDRODINÂMICA

A descrição hidrodinâmica parte do pressuposto de que o sistema está em equilíbrio local, onde as flutuações são pequenas e a dinâmica microscópica conduz rapidamente o sistema a um estado de máxima desordem. Isso permite que o comportamento global do sistema seja expresso em termos de alguns campos termodinâmicos macroscópicos. Para sistemas com um grande número de constituintes microscópicos, as equações de movimento resultantes são as equações de hidrodinâmica ideal, que descrevem como os gradientes de pressão macroscópicos geram fluxo coletivo da matéria, sujeito às restrições da conservação local de energia, momentum e cargas conservadas (39).

Em colisões de íons pesados, o número de partículas produzidas é muito menor do que em sistemas macroscópicos típicos, como em gases ideais. No entanto, a descrição hidrodinâmica pode ser válida se as taxas de transferência de momento forem suficientemente altas para permitir uma rápida reequilibração local, mesmo em sistemas com um número relativamente pequeno de partículas (39).

A descrição hidrodinâmica só é válida durante um intervalo finito entre a termalização e o congelamento (freeze-out). Ela não descreve a fase inicial logo após o impacto nuclear, durante a qual parte do movimento coerente inicial é redirecionado para as direções transversais e aleatorizado. O início e o fim da evolução hidrodinâmica são definidos pelas condições iniciais e finais, respectivamente, que devem ser cuidadosamente consideradas para obter resultados fenomenologicamente relevantes (39).

A forma do tensor de energia-momento e as densidades de corrente de carga dependem do equilíbrio termodinâmico local em cada ponto do fluido em seu quadro local, ou seja, correspondem a um fluido ideal onde os efeitos dissipativos podem ser negligenciados. A conservação local de energia e momentum é expressa por

$$\partial_\mu T^{\mu\nu}(x) = 0, \tag{32}$$

para  $\nu = 0, \dots, 3$ . Aqui,  $\partial_\mu$  representa o operador de derivada parcial em relação à coordenada espacial e temporal,  $T^{\mu\nu}(x)$  é o tensor de energia-momento, e  $x$  representa as coordenadas espaço-temporais (39).

Se o fluido carrega cargas conservadas  $N_i$ , com densidades de carga  $n_i(x)$  no quadro local e densidades de corrente de carga correspondentes  $j_i^\mu(x) = n_i(x)u^\mu(x)$  no quadro global, a conservação local de carga é expressa por

$$\partial_\mu j_i^\mu(x) = 0, \quad (33)$$

para  $i = 1, \dots, M$ . Aqui,  $j_i^\mu(x)$  é a densidade de corrente de carga associada à carga conservada  $N_i$ ,  $u^\mu(x)$  é o vetor velocidade do fluido, e  $\partial_\mu$  denota novamente o operador de derivada parcial em relação às coordenadas espaço-temporais. Exemplos de tais cargas conservadas incluem o número bariônico líquido, carga elétrica e estranheza líquida do resultado da colisão (39).

Se as taxas locais de relaxação não forem suficientemente rápidas para garantir uma termalização local quase instantânea, as expressões para o tensor de energia-momento e as densidades de corrente de carga devem ser generalizadas, incluindo termos dissipativos proporcionais aos coeficientes de transporte para difusão, condução de calor, viscosidade de volume e de cisalhamento. A solução das equações modificadas correspondentes é muito desafiadora. Mais tarde, discutiremos algumas correções viscosas de primeira ordem em conexão com observáveis experimentais.

## 5.1 MUSIC

O MUSIC simula uma das fases que acreditamos ocorrer como produto das colisões entre íons pesados, utilizando a hidrodinâmica para modelar o plasma de quarks e glúons. É um software de código aberto que qualquer um pode usar.

Fornecemos as condições iniciais da colisão, como a energia dos íons, a sua massa e a sua direção de colisão. O MUSIC usa um método numérico para resolver as equações de hidrodinâmica e calcular como o plasma de quarks e glúons se comporta no espaço e no tempo. Ele fornece uma variedade de dados sobre o plasma, como a sua densidade de energia, a pressão, a viscosidade e a condutividade térmica.

O MUSIC é uma ferramenta poderosa que pode ser usada para estudar colisões de íons pesados. Ele pode ser usado para comparar os resultados das simulações com os dados

experimentais e para testar a validade de diferentes modelos teóricos (40).

A principal equação utilizada pela MUSIC é a equação de conservação da energia-momento para um plasma de quarks e glúons (40). A equação é a seguinte:

$$\partial_t T^{\mu\nu} + \partial_\mu \Pi^{\mu\nu} = 0 \quad (34)$$

Onde:

$T^{\mu\nu}$  é a tensor de energia-momento do plasma;

$\Pi^{\mu\nu}$  é o tensor de dissipação do plasma;

$\partial_t$  é a derivada temporal;

$\partial_\mu$  é a derivada covariante.

A equação de conservação da energia-momento é usada para descrever a evolução temporal do plasma. O tensor de energia-momento representa a quantidade de energia e momento que está presente no plasma, enquanto o tensor de dissipação representa as perdas de energia e momento devido à viscosidade e à condutividade térmica.

## 6 FREEZE-OUT

### 6.1 iS3D

O iS3D representa um avançado módulo de particularização dedicado à simulação detalhada da emissão de hádrons em colisões de íons pesados. Empregando métodos de amostragem de Monte Carlo da fórmula de Cooper-Frye (41), o iS3D converte de forma eficaz e precisa as informações dinâmicas do fluido geradas por modelos hidrodinâmicos em distribuições locais de fase para os hádrons produzidos. Este módulo oferece uma gama diversificada de opções para corrigir o não equilíbrio nessas distribuições(41).

Desenvolvido com base no código iSS, originalmente parte do pacote de simulação iEBE-VISHNU, o iS3D possibilita a modelagem da evolução tridimensional da emissão de hádrons, sem assumir invariância de boost longitudinal. Seu amostrador de partículas desempenha um papel crucial, gerando eventos hadrônicos completos, com informações precisas de posição e momento para todos os hádrons produzidos em uma colisão (41).

Além disso, o iS3D se destaca pela sua validação meticulosa, conduzindo testes de alta precisão para comparar os espectros de momento obtidos com a fórmula de Cooper-Frye contínua. Essa validação robusta garante a confiabilidade e precisão do módulo, fornecendo assim uma ferramenta confiável para estudos detalhados de colisões de íons pesados e emissão de hádrons (41).

A fórmula de Cooper-Frye converte a saída hidrodinâmica em espectros de momento de hádrons, mas essa conversão deve ser feita antes que a hidrodinâmica entre em colapso. A etapa cinética final, na qual os hádrons e as colisões hadrônicas continuam a acontecer (embora com taxas cada vez menores) até que eles eventualmente se desacoplem e decaiam ou fluam livremente até o detector, deve ser tratada microscopicamente. Isso é geralmente feito com a ajuda de implementações de Monte Carlo de equações cinéticas, nas quais hádrons reais se propagam em trajetórias clássicas e ressonam estocasticamente (41).

$$\frac{dN_n}{d^3p} = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int_{\Sigma} p^\mu d^3\sigma_\mu f_n(x, p) \quad (35)$$

Aqui,  $f_n(x, p)$  é a função de distribuição de fase para a espécie de hádron, representando a densidade de probabilidade de encontrar um hádron da espécie  $n$  com momento  $p$  em um determinado ponto  $x$  do espaço-tempo. O termo  $p^\mu$  é o vetor de quadri-momento do hádron, enquanto  $d^3\sigma_\mu$  é o elemento de volume da hiper superfície de particularização  $\Sigma$ . Esta equação representa a densidade de fluxo de partículas para uma espécie de hádron particular  $n$ .

A distribuição de fase  $f_n(x, p)$  é frequentemente escrita em termos de uma distribuição de equilíbrio  $f_{eq,n}(x, p)$  e uma correção de não equilíbrio  $\delta f_n(x, p)$ , como:

$$f_n(x, p) = f_{eq,n}(x, p) + \delta f_n(x, p) \quad (36)$$

onde  $f_{eq,n}(x, p)$  é a função de distribuição de equilíbrio para a espécie de hádron  $n$  em um ponto  $x$  do espaço-tempo, representando a distribuição de hádrons esperada em equilíbrio térmico local. A correção de não equilíbrio  $\delta f_n(x, p)$  representa desvios dessa distribuição devido a efeitos dissipativos ou outros processos não térmicos.

A distribuição de equilíbrio  $f_{eq,n}(x, p)$  para um fluido em equilíbrio térmico local é dada pela distribuição de Maxwell-Jüttner (41).

## 7 PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS

### 7.1 UrQMD - AFTERBURNER

O *UrQMD* é uma ferramenta computacional utilizada na última etapa da cadeia de simulação de colisões de íons pesados. Ele se destaca como um modelo de transporte de partícula que simula a dinâmica em colisões nucleares e em outros sistemas complexos. Dentre os diversos processos físicos que inclui, estão a interação nuclear forte, interação nuclear fraca, interação eletromagnética, além de espalhamento elástico e inelástico, quebra de núcleo (42).

O UrQMD-Afterburner é uma extensão do UrQMD que gera arquivos de saída contendo os dados das partículas resultantes de uma ou mais colisões de íons pesados. Esses arquivos seguem um formato padrão, facilitando sua análise e contendo apenas as informações essenciais para calcular observáveis padrão evento a evento, como multiplicidade de partículas carregadas e cumulantes de fluxo (42).

No arquivo de saída gerado pelo UrQMD-Afterburner, para cada partícula são registradas várias informações importantes, incluindo seu ID de acordo com o Particle Data Group (PDG), sua carga elétrica, quantidade de movimento transversal ( $p_T$ ), energia transversal ( $E_T$ ), massa transversal ( $m_T$ ), ângulo azimutal da quantidade de movimento transversal ( $\phi$ ), além de rapidez ( $y$ ) e pseudorapidez ( $\eta$ ). Esses dados fornecem uma descrição detalhada das propriedades das partículas produzidas nas colisões simuladas, permitindo análises mais precisas e aprofundadas dos resultados obtidos (42).

O UrQMD é amplamente utilizado em estudos de física de altas energias e possui uma grande variedade de aplicações, desde a modelagem de colisões nucleares em aceleradores de partículas até a simulação de processos astrofísicos em ambientes extremamente energéticos. Sua capacidade de simular uma ampla gama de interações e produzir dados detalhados das partículas resultantes o torna uma ferramenta valiosa para a investigação de fenômenos complexos em física de partículas e astrofísica (42).

## 8 RESULTADOS

Os resultados apresentados neste trabalho foram obtidos a partir das configurações de simulação de Condição Inicial e Hidrodinâmica descritas no artigo (43) para o LHC com o elemento oxigênio.

Para a configuração das condições iniciais, foram utilizados os seguintes parâmetros:

- **-p:** 0.0
- **-k:** 1.6
- **-x:** 7.32
- **-w:** 0.51
- **-grid-max:** 9.0
- **-grid-step:** 0.2

Para a evolução hidrodinâmica, foram adotados os seguintes parâmetros:

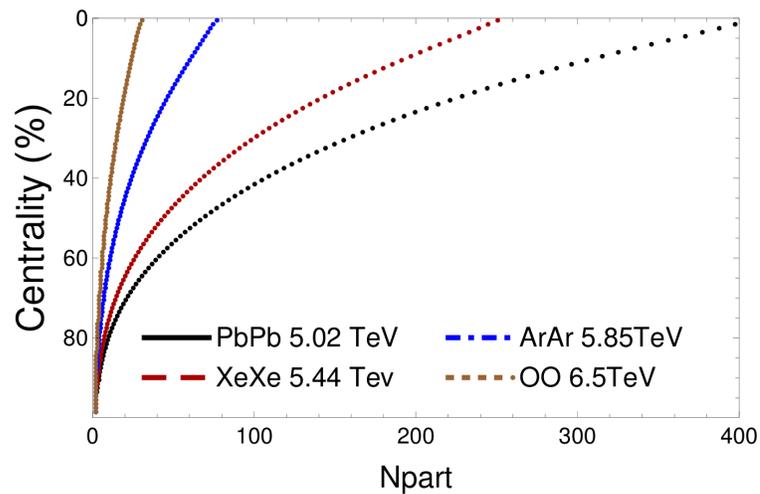
- **Normalização:** 17.0
- $\tau_s$ : 0.37 fm/c
- $T_{f_0}$ : 151 MeV

No total, foram realizadas simulações de 3300 eventos, cobrindo centralidades nas faixas de 0 a 5%, 5 a 10%, 10 a 20%, 20 a 30%, 30 a 40%, 40 a 50%, 50 a 60%, 60 a 70%, 70 a 80%, 80 a 90% e 90 a 100%. Cada evento teve sua condição inicial gerada pelo modelo TRENTo e, em seguida, passou por uma fase de FreeStream para sua termalização. Posteriormente, os eventos foram processados pelo MUSIC (fase hidrodinâmica), passaram pelo iS3D e foram evoluídos até a fase final utilizando o UrQMD - Afterburner.

## 8.1 CONDIÇÕES INICIAIS

A primeira análise do código foi uma comparação de “ $N_{part}$  x centralidade” entre os valores encontrados aqui nesta dissertação e o valores publicados (44). No artigo, Sievert *et al.* conduziram simulações com  $O + O$  em condições semelhantes às descritas em (43), com uma pequena diferença no valor da energia.

Figura 10 - Centralidade x  $N_{part}$  - Referência



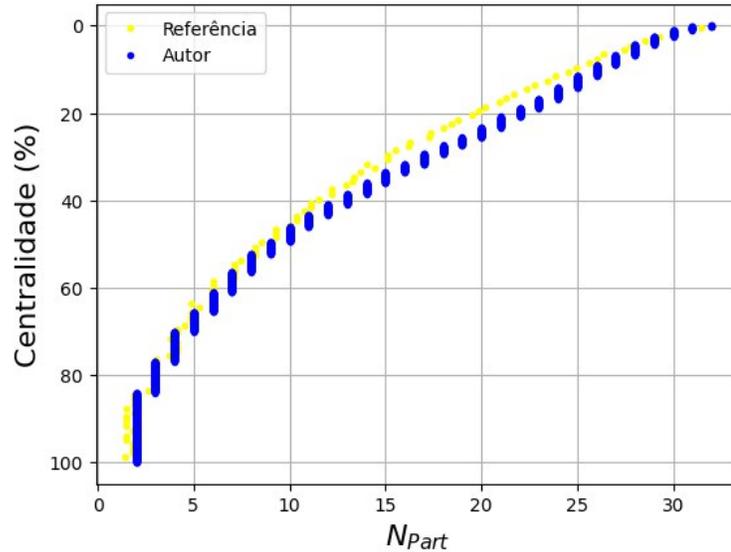
Fonte: (44).

As figuras 12 e 13 apresentam a distribuição de energia média de 300 eventos para cada centralidade nas colisões de 0 a 100%. Sendo calculada como sendo a média aritmética das condições iniciais em cada uma das centralidades.

A entropia está relacionada com o número de estados possíveis no sistema, que é influenciado por parâmetros como energia, volume e números de partículas. Ela aumenta quando dois sistemas entram em contato. A compreensão da entropia total de um sistema pode ser complexa, especialmente quando consideramos a influência das equações de estado. Nesta dissertação, a energia total de um sistema é representada como a soma das energias geradas pela interação em cada ponto.

No gráfico da Figura 14, a entropia é representada pela média das entropias calculadas para cada centralidade. Observa-se que a entropia diminui conforme a centralidade aumenta, apresentando variações mínimas nas faixas de centralidade de 0 a 5% e de 5 a 10%, enquanto

Figura 11 - Centralidade x  $N_{part}$  - Comparativo entre os dados do autor e referência



Fonte: adaptado de (44).

a diferença se torna mais significativa para as demais centralidades.

Para calcular o raio médio é possível empregar a seguinte equação:

$$R = \frac{\sum_{i,j} r_{ij} \cdot s_{ij}}{\sum_{i,j} s_{ij}} \quad (37)$$

O cálculo do centro de massa linha por linha (sub-índice “i”) e coluna por coluna (sub-índice “j”), de acordo com as equações a seguir:

Centro de Massa ao longo do Eixo x:

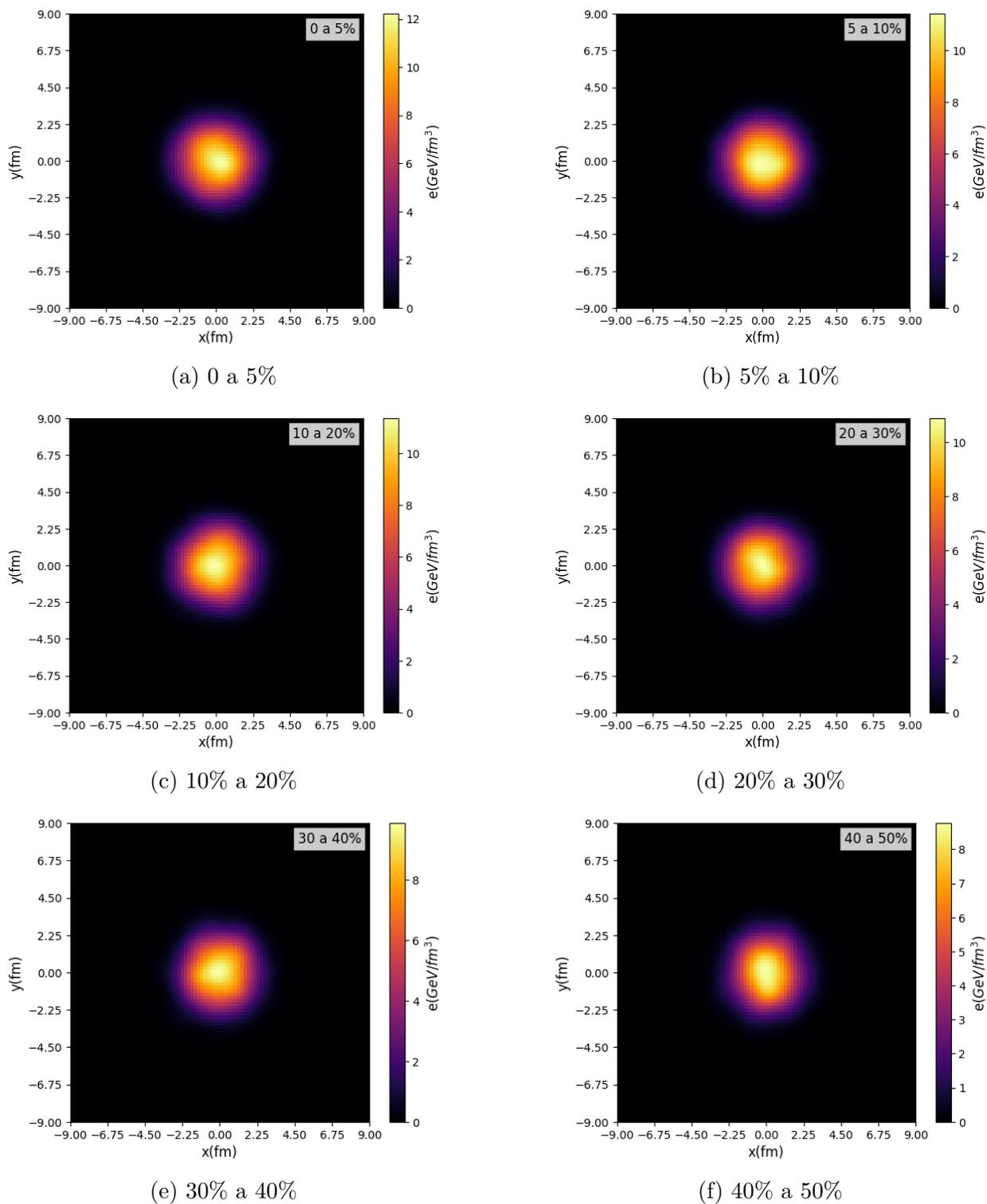
$$x_{CM} = \frac{\sum_i x_i \cdot s_{ij}}{\sum_i s_{ij}} \quad (38)$$

Centro de Massa ao longo do Eixo y:

$$y_{CM} = \frac{\sum_i y_i \cdot s_{ij}}{\sum_i s_{ij}} \quad (39)$$

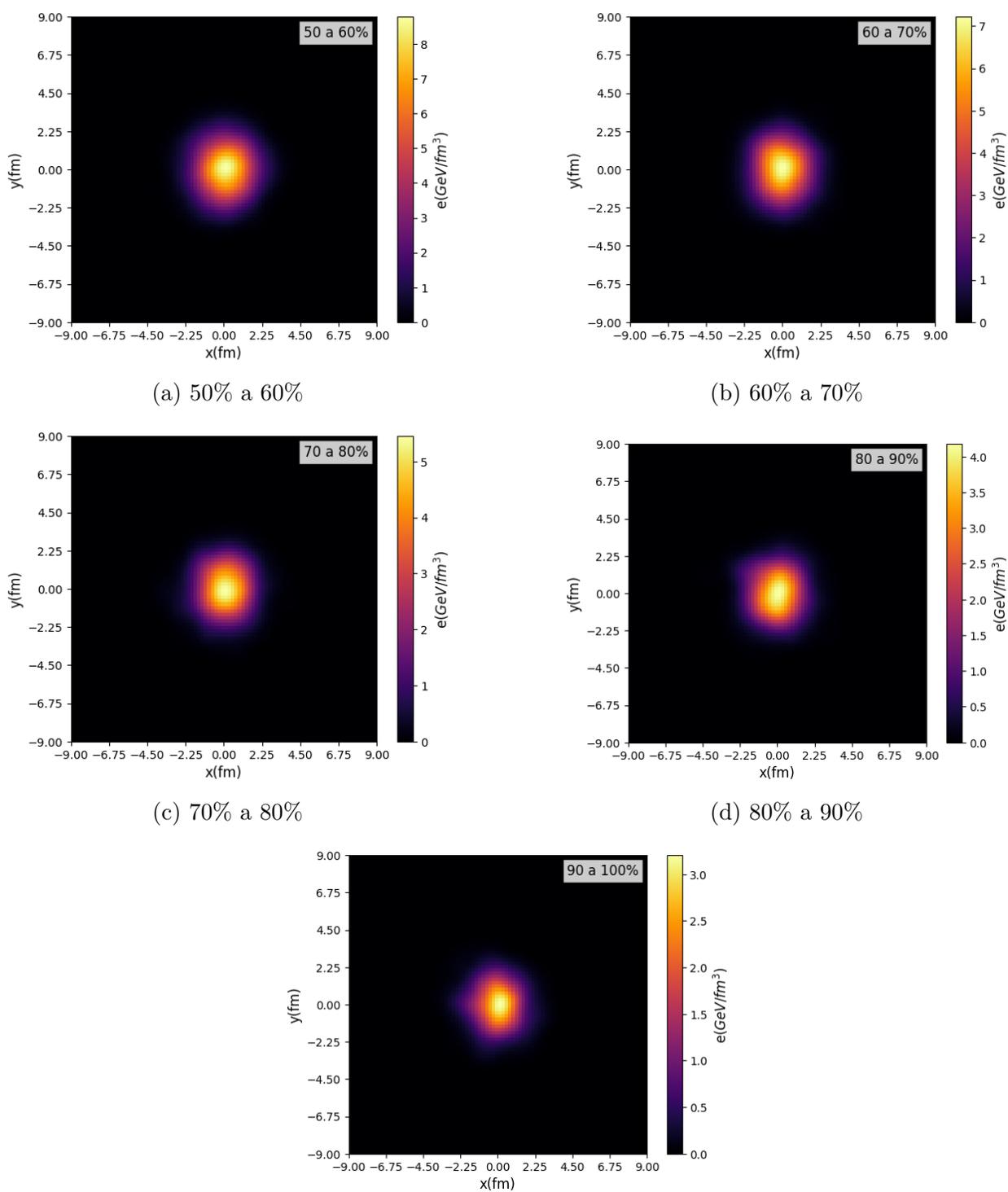
Uma vez que o centro de massa tenha sido calculado, é possível determinar o raio de cada ponto de dados (i, j) utilizando a seguinte fórmula:

Figura 12 - Distribuição média das energias em O-O para centralidades de 0 a 50%



Fonte: autor.

Figura 13 - Distribuição média das energias em O-O para centralidades de 50% a 100%



(a) 50% a 60%

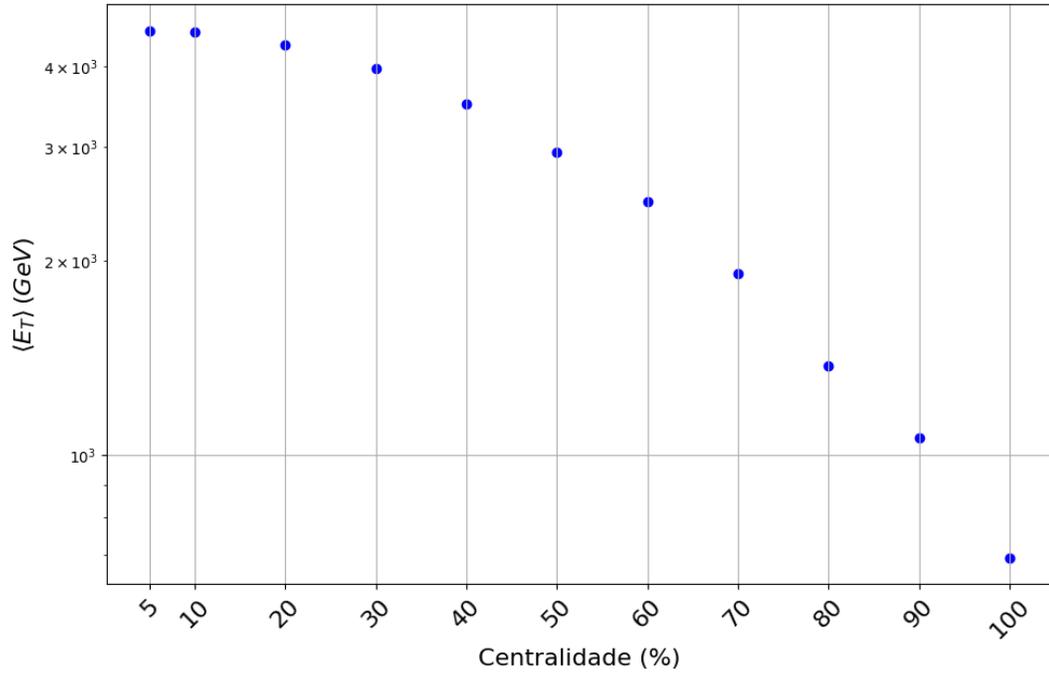
(b) 60% a 70%

(c) 70% a 80%

(d) 80% a 90%

(e) 90% a 100%

Fonte: autor.

Figura 14 -  $\langle E_T \rangle$  x centralidade

Fonte: autor.

$$r_{ij} = \sqrt{(x_i - x_{CM})^2 + (y_i - y_{CM})^2} \quad (40)$$

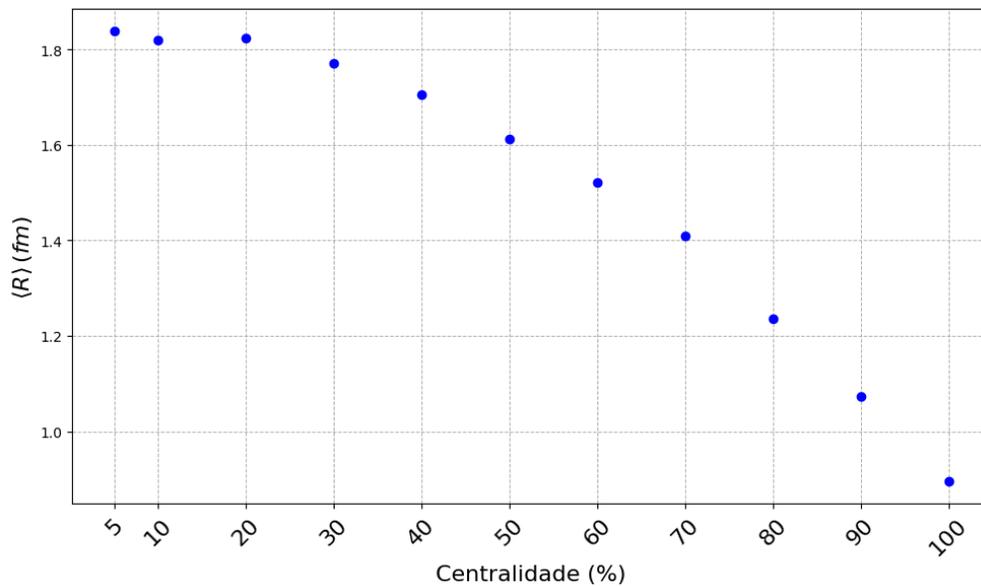
Substituindo as equações 38 e 39 na equação 40, obtemos a seguinte expressão simplificada para o raio:

$$r_{ij} = \sqrt{\left(x_i - \frac{\sum_i x_i \cdot s_{ij}}{\sum_i s_{ij}}\right)^2 + \left(y_i - \frac{\sum_i y_i \cdot s_{ij}}{\sum_i s_{ij}}\right)^2} \quad (41)$$

Finalmente, substituindo a equação 41 na equação 37, obtemos a seguinte fórmula final para o raio:

$$R = \frac{\sum_{i,j} \sqrt{\left(\frac{\sum_i x_i \cdot s_{ij}}{\sum_i s_{ij}}\right)^2 + \left(\frac{\sum_i y_i \cdot s_{ij}}{\sum_i s_{ij}}\right)^2} \cdot s_{ij}}{\sum_{i,j} s_{ij}} \quad (42)$$

Figura 15 - Raio x Centralidade



Fonte: autor.

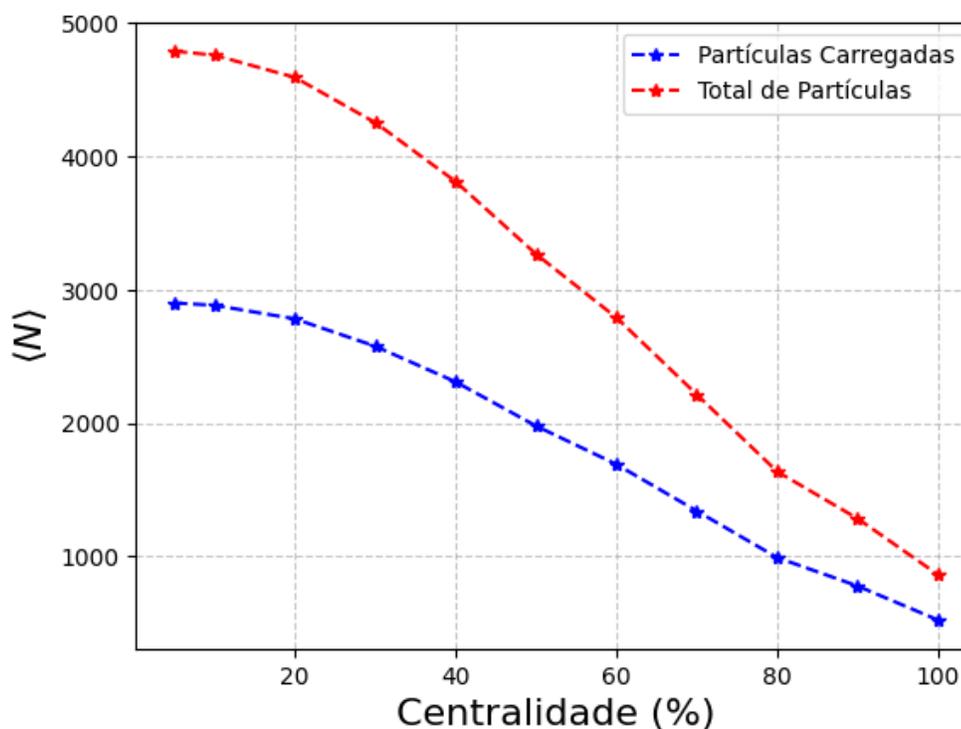
De maneira semelhante ao comportamento da entropia, é possível observar na Figura 15 que o raio do QGP também diminui com o aumento da centralidade da colisão, apresentando uma pequena variação na centralidade de 5 a 10%. Esta tendência reflete a relação entre a quantidade de matéria nuclear participando da colisão e a centralidade. Em colisões centrais (0 a 5% de centralidade), onde a sobreposição dos núcleos é máxima, o volume e o raio do QGP são maiores devido à maior quantidade de matéria envolvida. Conforme a centralidade aumenta, indicando colisões mais periféricas, a sobreposição dos núcleos diminui, resultando em uma menor região de formação do QGP, o que conseqüentemente reduz o seu raio.

## 8.2 PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS

Após a configuração da Condição Inicial, foi realizada a simulação das subseqüentes etapas da colisão. O resultado desse processo foi armazenado em um arquivo final chamado *particle\_list.f19*. Este arquivo é gerado evento por evento, abrangendo onze diferentes centralidades. Dentro de cada evento, é realizado um número finito de simulações de Monte Carlo, permitindo uma análise estatisticamente robusta dos dados coletados.

A primeira análise realizada focou na quantidade média de partículas geradas por centralidade. Como esperado, observou-se uma diminuição na quantidade de partículas à medida que as colisões se tornaram mais periféricas, com a maior quantidade de partículas registrada na centralidade mais alta. Esse comportamento é consistente com a expectativa de que colisões centrais, onde os núcleos estão mais alinhados, produzem mais partículas devido à maior sobreposição e interação entre os núcleos.

Figura 16 - Número médio de partículas ( $\langle N \rangle$ ) em função da centralidade



Fonte: autor.

A Figura 16 apresenta a relação entre a quantidade média de partículas e a centralidade

da colisão. Além disso, a figura destaca a quantidade de partículas carregadas, que são de particular interesse para o estudo hidrodinâmico, pois permitem uma análise mais detalhada dos aspectos dinâmicos do sistema.

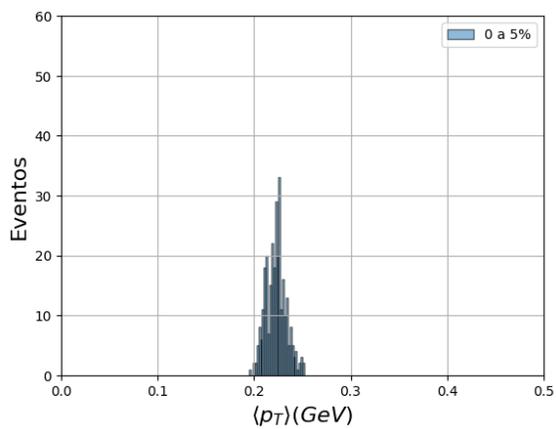
### 8.2.1 Momento Transversal

Após a separação das partículas carregadas daquelas que não possuem carga, foi realizada uma análise detalhada do momento transversal médio ( $\langle p_T \rangle$ ) das partículas carregadas para cada uma das centralidades.

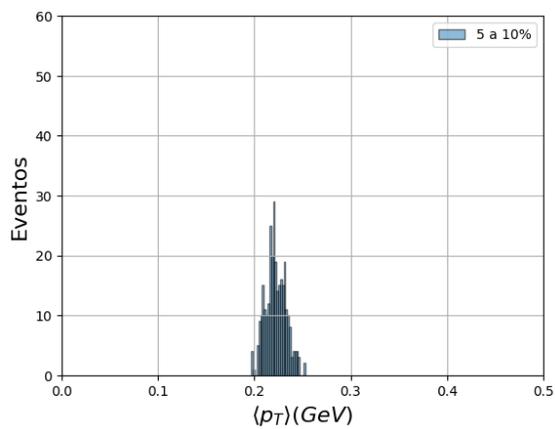
Para cada centralidade, foram calculados os valores médios de  $p_T$  das partículas carregadas, e esses valores foram representados em histogramas. Os histogramas permitem visualizar como a distribuição de  $p_T$  varia com a centralidade. Colisões mais centrais, devido à maior sobreposição dos núcleos, geralmente apresentam valores mais altos de  $p_T$  médio, refletindo a maior energia transferida durante a interação.

As Figuras 17 e 18 mostram a variação do momento transversal médio ( $p$ ) das partículas carregadas em diferentes centralidades. Para a centralidade de 0 a 5%, os valores de  $p_T$  variam de 0,19 a 0,25, indicando uma distribuição relativamente estreita. À medida que a centralidade aumenta, essa variação se amplia significativamente, refletindo uma distribuição mais dispersa dos valores de  $p_T$ .

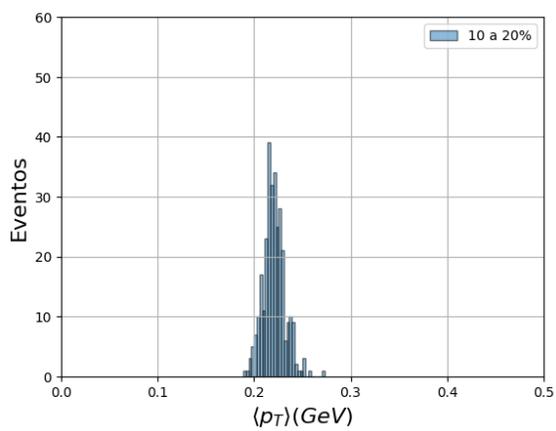
Essa expansão na variação do  $p_T$  é evidenciada pela análise do desvio padrão, como apresentado na Figura 19. O gráfico mostra que o desvio padrão do  $p$  aumenta com a centralidade, indicando que colisões mais periféricas resultam em uma maior dispersão nos valores de  $p_T$ . Esse comportamento sugere que as interações em colisões centrais são mais uniformes, enquanto colisões periféricas apresentam uma maior heterogeneidade nos valores de energia transferida às partículas.

Figura 17 - Histograma de  $\langle p_T \rangle$  para as centralidades de 0 a 50%

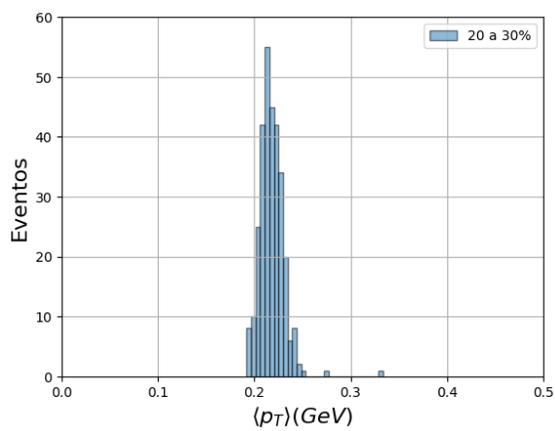
(a) 0 a 5%



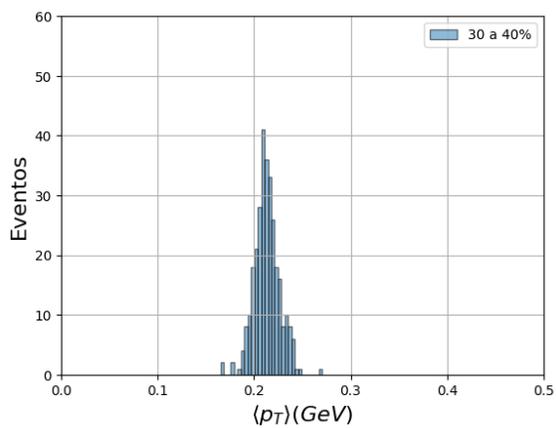
(b) 5% a 10%



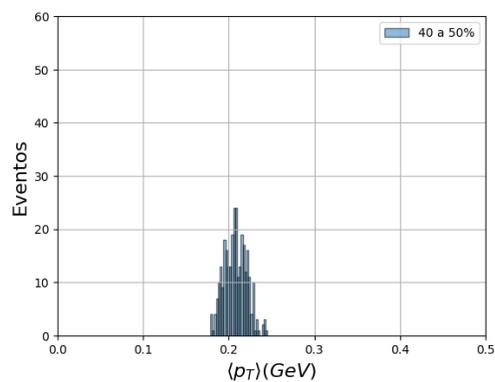
(c) 10% a 20%



(d) 20% a 30%



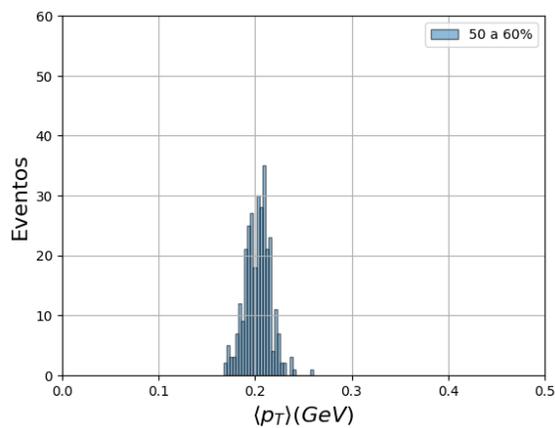
(e) 30% a 40%



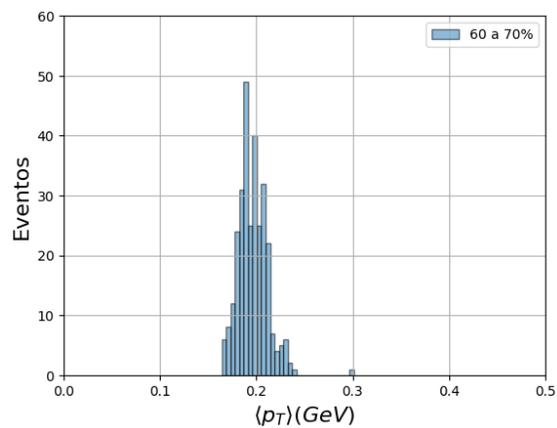
(f) 40% a 50%

Fonte: autor.

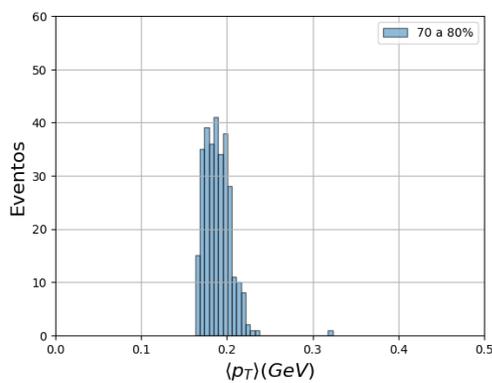
Figura 18 - Histograma de  $\langle p_T \rangle$  para as centralidades de 50% a 100%



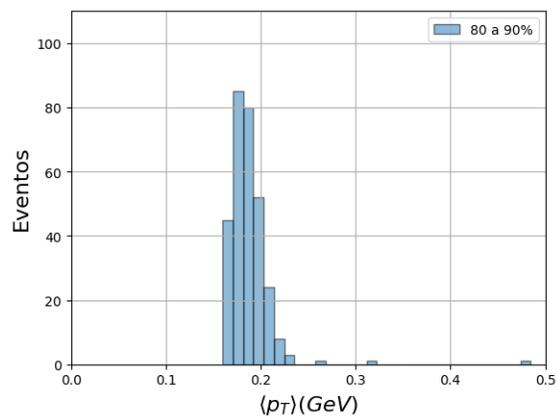
(a) 50% a 60%



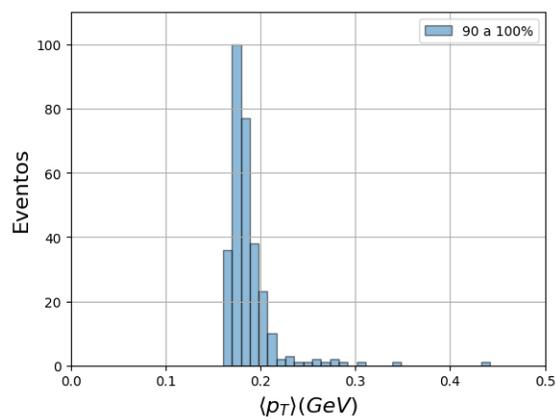
(b) 60% a 70%



(c) 70% a 80%

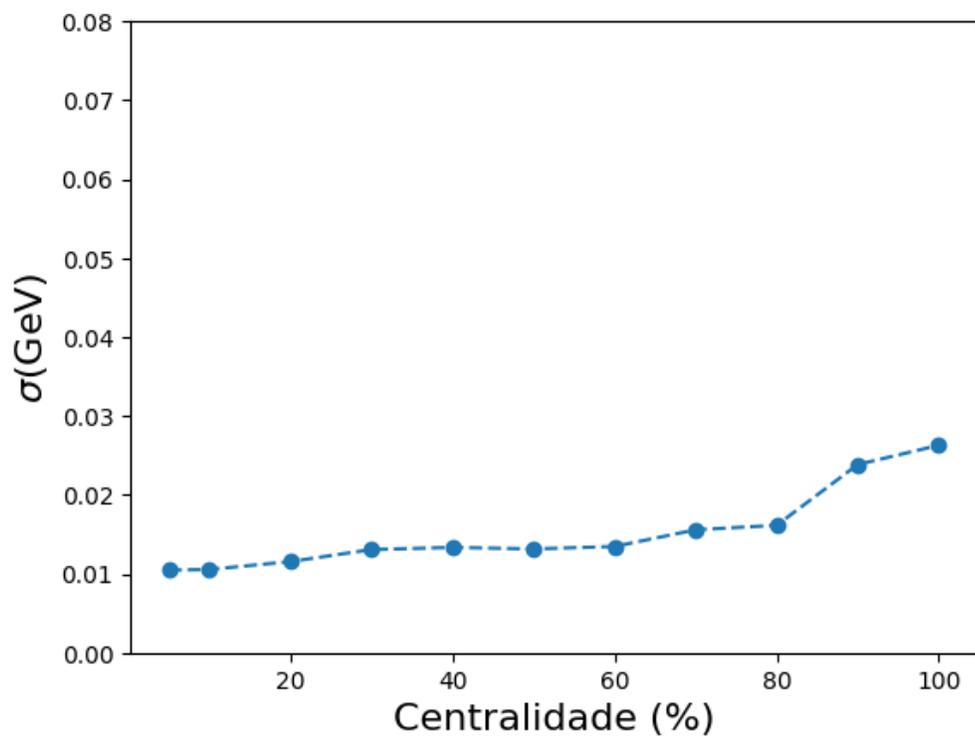


(d) 80% a 90%

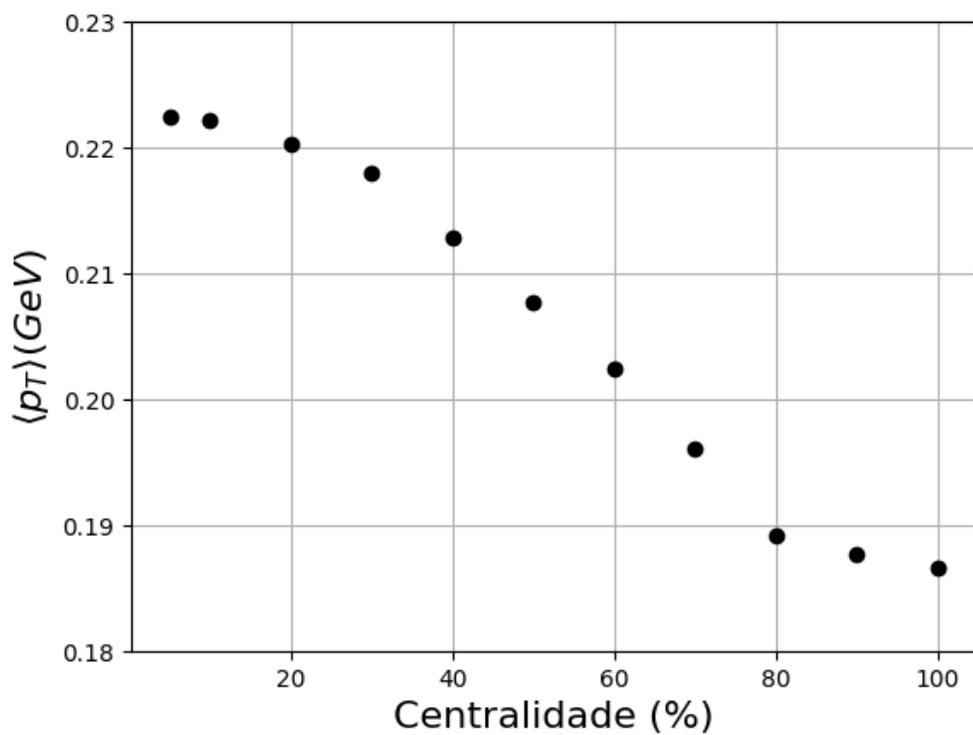


(e) 90% a 100%

Fonte: autor.

Figura 19 - Desvio padrão ( $\sigma$  (GeV)) do momento transversal ( $p_T$ ) em função da centralidade

Fonte: autor.

Figura 20 -  $\langle p_T \rangle$  x centralidade

Fonte: autor.

Os resultados do momento transversal médio por centralidade, representados na Figura 20, sugerem uma redução pequena no momento transversal. Entretanto, ao considerar a variação dos valores da primeira centralidade à última, ocorre uma diminuição de aproximadamente 16%.

### 8.2.2 Fluxo Anisotrópico

As colisões entre núcleos pesados ultrarrelativísticos produzem o QGP, notado por sua baixa viscosidade e comportamento fortemente interagente. Isso é evidenciado pela anisotropia azimutal entre as partículas emitidas. Para descrever essa anisotropia, utilizamos coeficientes de fluxo  $v_n$  e ângulos do plano de evento  $\Psi_n$ , derivados de uma distribuição de partícula única em relação ao ângulo azimutal.

A distribuição de probabilidade de partículas é expressa como uma série de Fourier em relação ao ângulo azimutal  $\phi$ :

$$\frac{dN}{d\phi} = 1 + \left( 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos[n(\phi - \Psi_n)] \right) \frac{N}{2\pi} \quad (43)$$

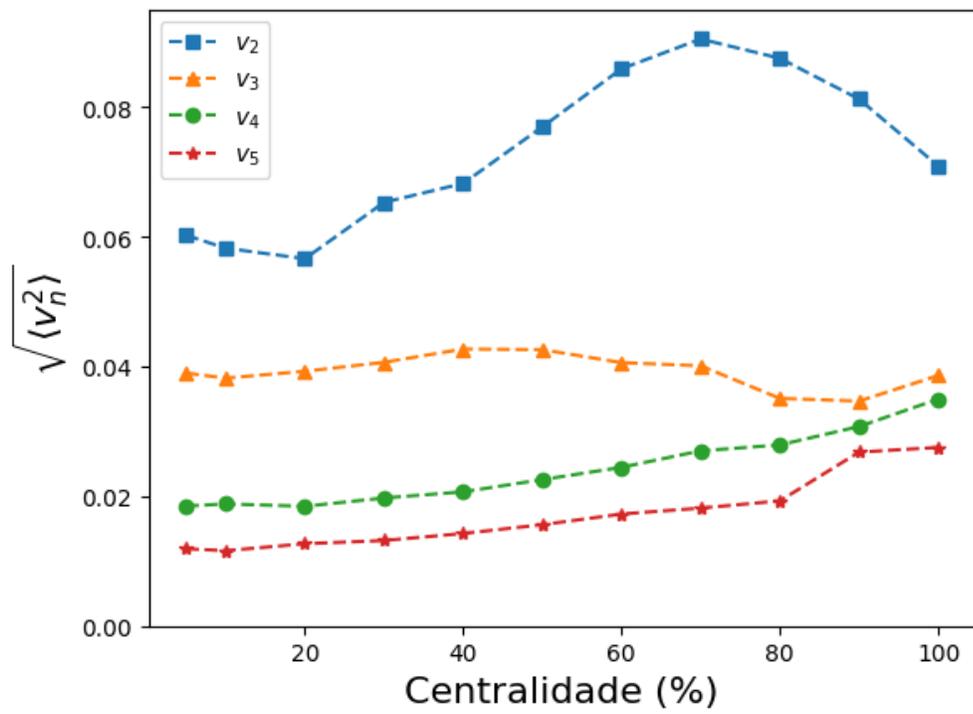
onde  $\frac{dN}{d\phi}$  é a distribuição de probabilidade de partícula única e  $\Psi_n$  são os ângulos do plano de evento.

Os coeficientes de fluxo  $v_n$  representam a magnitude da anisotropia para diferentes modos de oscilação em torno do eixo azimutal.  $v_2$  é conhecido como coeficiente de "fluxo elíptico",  $v_3$ ,  $v_4$  e  $v_5$  são coeficientes de ordens superiores que capturam sutilezas adicionais na distribuição de partículas (45).

A definição dos coeficientes de fluxo é dada por:

$$v_n e^{in\Psi_n} \equiv \langle e^{in\phi} \rangle, \quad (44)$$

onde  $\langle e^{in\phi} \rangle$  representa a média das fases das partículas individuais.

Figura 21 -  $v_n$  x centralidade

Fonte: autor.

## 9 ANÁLISES DOS RESULTADOS

Este trabalho focou nas simulações de colisões de oxigênio utilizando a energia e os parâmetros utilizados para o LHC. O estudo teve como objetivo entender os processos que ocorrem após essas colisões e fornecer ideias sobre as dinâmicas do QGP.

A Figura 5 apresenta a evolução de um sistema pós-colisão, detalhando as diferentes etapas que ocorrem durante os experimentos de colisão. De forma análoga, a simulação computacional realizada neste estudo utilizou uma série de ferramentas especializadas para replicar esses processos.

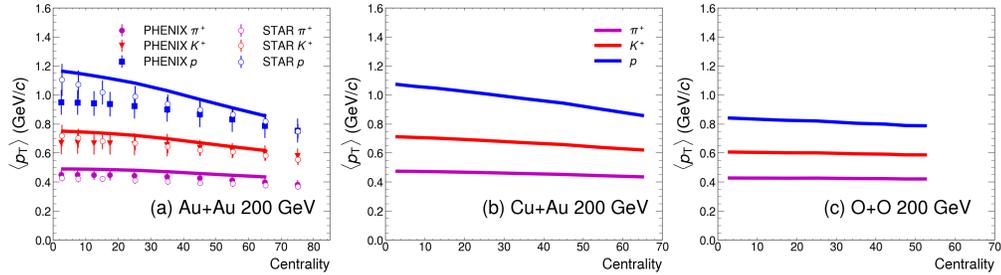
Inicialmente, o *TRENT*o foi empregado para gerar as condições iniciais do sistema, modelando a distribuição de energia e densidade logo após a colisão. Em seguida, o *FreeStream* foi utilizado para simular a etapa de pré-equilíbrio. Durante essa fase, o sistema evolui de um estado altamente desordenado para um estado mais estruturado, preparando-o para a fase subsequente. A fase hidrodinâmica, que é a etapa na qual computacionalmente gasta mais tempo para ser executada, foi modelada utilizando o *MUSIC*. A particularização e o *Freeze-out* foram simulados utilizando o *iS3D*. Nesta fase, o sistema transita de um estado de matéria fluida para um estado onde as partículas individuais emergem e se movem livremente. E finalmente, a etapa de detecção de partículas foi simulada com o *UrQMD*, que modela a interação e o transporte das partículas geradas. Esta ferramenta permite simular os últimos estágios de colisão, incluindo as interações residuais entre partículas e sua eventual chegada aos detectores.

A combinação dessas ferramentas permitiu uma simulação detalhada das colisões de oxigênio, ajudando a interpretar os resultados das simulações.

Os resultados obtidos nas condições iniciais e na fase pós-hidrodinâmica estão interligados por vários fatores, dentre os quais se destaca a centralidade das colisões. A centralidade é uma medida que influencia diretamente as propriedades físicas do sistema. Por exemplo, a redução da entropia média, a diminuição do raio e do número de participantes ( $N_{Part}$ ) estão diretamente relacionadas à centralidade da colisão. Colisões mais centrais, onde os núcleos colidem frontalmente, tendem a produzir maiores entropias e maiores números de partículas participantes, enquanto colisões periféricas resultam em menores valores desses parâmetros.

O comportamento gráfico dos resultados obtidos para as condições iniciais e partículas produzidas, quando analisado em função da centralidade, mostra uma boa concordância com os dados já apresentados na literatura para este tipo de colisão. Exibindo tendências e padrões similares aos resultados observados em estudos anteriores.

Figura 22 - Dados de  $p_T$  disponíveis no artigo



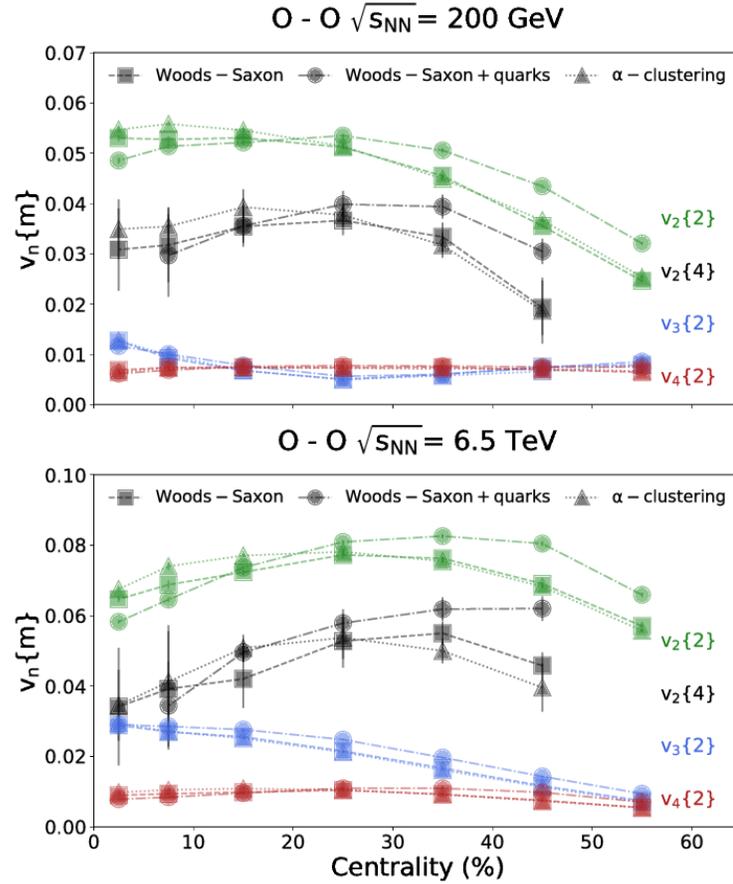
Fonte: (46).

Ao comparar o gráficos da Figura 22 com o gráfico da Figura 23 é percebido uma grande semelhança com os gráficos gerados neste trabalho apresentados nas figura 21 e na Figura 20. Neste estudo, em ambos os gráfico gerados estão na mesma escala do eixo y dos autores tomados como referencia.

Quando compara-se o gráfico de  $\langle p_T \rangle$ , é percebido que o gráfico gerado e o gráfico apresentado por (46) exibem comportamentos semelhantes, enquanto para o gráfico de  $\sqrt{v_n^2}$  ao compararmos com o gráfico de (43) existem mais considerações à serem feitas.

O comportamento do coeficiente de anisotropia  $v_2$  em ambos os casos mostra uma tendência clara de aumento com o incremento da centralidade até certo ponto. Após atingir um pico em uma determinada centralidade, o valor de  $v_2$  tende a retornar aos valores iniciais. Esta característica é consistente com a observação de que  $v_2$  reflete a elipsidade da colisão, que é mais pronunciada em colisões semi-centrais.

No artigo de (43), observa-se que o coeficiente de anisotropia  $v_3$  diminui com o aumento da centralidade, indicando que as flutuações de forma triangular são menos significativas em colisões mais centrais, onde a simetria é mais uniforme. No entanto, neste trabalho, o valor de  $v_3$  apresenta uma oscilação em torno de 0.04, sugerindo que as flutuações iniciais que geram essa anisotropia permanecem relativamente constantes ao longo das diferentes centralidades analisadas.

Figura 23 - Dados de  $v_n$  disponíveis no artigo

Fonte: (43).

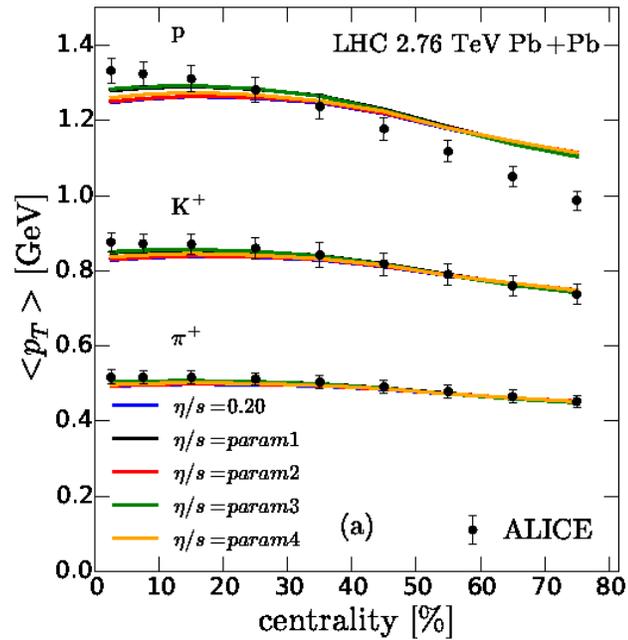
Já o coeficiente  $v_4$  exibe um comportamento similar ao relatado no artigo de (43). Tanto neste trabalho quanto no estudo mencionado,  $v_4$  aumenta com a centralidade, refletindo uma maior complexidade na geometria das flutuações iniciais à medida que a colisão se torna mais periférica. Este aumento sugere que as anisotropias de quarta ordem são mais sensíveis às variações nas condições iniciais de colisões menos centrais, onde a distribuição de matéria é mais heterogênea.

## 9.1 COMPARAÇÃO ENTRE SISTEMAS

Ao concluir este trabalho, são apresentadas três figuras (24, 25 e 26), mostrando a evolução de  $\langle p_T \rangle$  e também de  $v_n$ . Para colisões de  $Pb - Pb$ , são destacados os resultados de

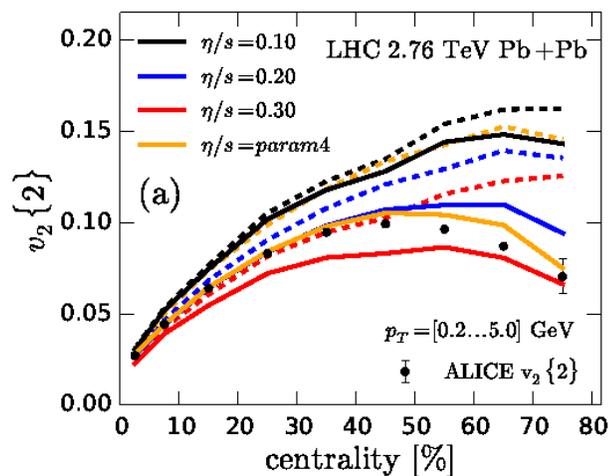
$v_2$ , enquanto para sistemas pequenos são apresentados os valores de  $v_n$ . Ambas as grandezas são analisadas em função da centralidade das colisões.

Figura 24 - Dados de  $p_T$  disponíveis para sistemas grandes



Fonte: (47).

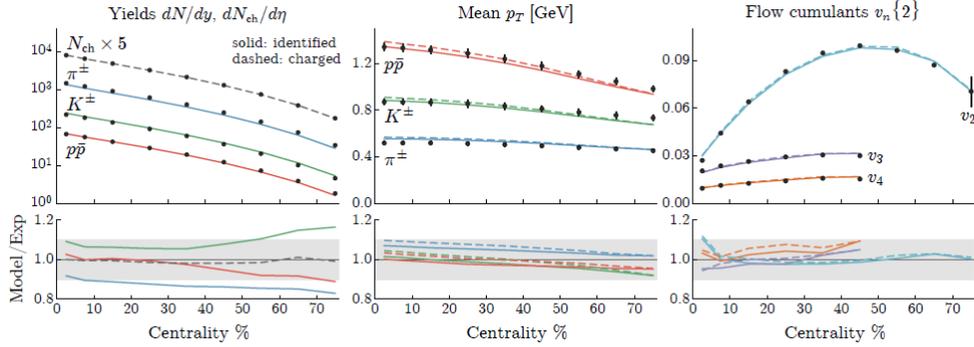
Figura 25 - Dados de  $v_2$  disponíveis para sistemas grandes



Fonte: (47).

Ao comparar os resultados deste trabalho com os gráficos acima, percebe-se uma simila-

Figura 26 - Dados de  $\langle p_T \rangle$  e  $v_n$  disponíveis para sistemas pequenos



Fonte: (34).

ridade no comportamento dos dois gráficos de  $p_T$ , em comparação ao gráfico de  $\langle p_T \rangle$  deste estudo. Em todos os casos, é observada uma redução sutil em seu valor. Além disso, ao comparar o valor de  $v_2$  para colisões de sistemas grandes e pequenos, nota-se que também apresentam comportamentos semelhantes, especialmente quando aumentamos “ $\eta/s$ ” na colisão de Pb-Pb.

O desenho dos gráficos do estudo e dos dois sistemas apresentados são bastante semelhantes. Entretanto, o que mais diferencia um sistema do outro, considerando apenas o momento transversal e o fluxo anisotrópico, são os valores máximos apresentados pelo  $\langle p_T \rangle$  em sistemas grandes. O valor encontrado no estudo se assemelha mais aos valores para sistemas pequenos. Pode-se dizer que, ao colidir oxigênio, embora no limiar entre os sistemas grandes e pequenos, colisões de oxigênio possui mais características de um sistema pequeno do que um sistema grande.

Outros dados também corroboram essa semelhança, como a diferença entre  $N_{Part}$  e o raio da condição inicial produzida.

## 10 CONCLUSÃO

Durante o período de desenvolvimento deste trabalho, utilizando o que atualmente se tem no estado da arte (Trento, Freestream, MUSIC, iS3D e UrQMD - Afterburner), foi estudado o QGP com parâmetros bayesianos. Realizando a cadeia completos, evento por evento, em todas as centralidades determinadas.

Da análise das condições iniciais para colisões de O-O conclui-se que o raio médio da condição diminui aproximadamente 0,8 fm com o aumento da centralidade, como mostrado na Figura 15. Esse comportamento reflete a maior densidade de participantes nas colisões mais centrais e maior quantidade de espectadores em colisões periféricas. Para entropia o comportamento gráfico é bastante similar como visto na Figura 14, com uma redução média de  $384,76 \text{ fm}^{-1}$ , concluindo que a centralidade influencia com muita relevância nessas duas propriedade, bem como em  $N_{Part}$  (Figura 11).

Na análise dos dados de produção de partículas, foi observado que após as colisões, as partículas carregadas compõem em média 60,69% do total de partículas produzidas para cada centralidade. Essas partículas carregadas desempenham um papel importante na caracterização do QGP, pois os dados e resultados de momento transversal médio e fluxo anisotrópico provem destas partículas (Figura 16).

Para momento transversal médio ( $\langle p_T \rangle$ ) das partículas carregadas houve uma redução média de  $0,1655 \text{ GeV}$  a cada aumento de centralidade e para o fluxo anisotrópico,  $v_2$  foi constatado sua elipsidade, com seu pico bastante evidente na representação gráfica.

Ao comparar gráficos de sistemas grandes e sistemas pequenos existem pontos parecido, quanto ao formato do gráfico. O ponto que mais diverge entre os dois sistemas são os valores quantitativos, como numero de participantes, dimensões do QGP produzido, valores de entropia e momento transversal.

A colisão entre núcleos de oxigênio (O-O) se assemelha mais às colisões envolvendo sistemas pequenos do que às colisões entre sistemas grandes. Esta característica reflete-se na dinâmica da interação do elemento duplamente mágico.

## REFERÊNCIAS

- 1 GARDIM, F. G. et al. Thermodynamics of hot strong-interaction matter from ultrarelativistic nuclear collisions. **Nature Phys.**, v. 16, n. 6, p. 615–619, 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41567-020-0846-4>>. Acesso em: 02 set. 2022.
- 2 COLLABORATION, S. Temperature measurement of quark-gluon plasma at different stages. **Physical Review Letters**, v. 123, p. 123456, 2024. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/2402.01998>>. Acesso em: 02 fev. 2024.
- 3 MICHAELIS - Busca: matéria. 2024. Disponível em: <<https://michaelis.uol.com.br/moderno-portugues/busca/portugues-brasileiro/matéria/>>. Acesso em: 21 fev. 2024.
- 4 TEIXEIRA, M. M. **Física de partículas: o estudo das partículas elementares**. sem data. Disponível em: <<https://brasilecola.uol.com.br/fisica/fisica-particulas-estudo-das-particulas-elementares.htm>>. Acesso em: 11 mar. 2024.
- 5 GRIFFITHS, D. **Introduction to Elementary Particles**. [S. l.]: John Wiley e Sons, 1987.
- 6 Grupo de Pesquisa em QGP - Instituto de Física da USP. **Grupo de Pesquisa em QGP - Instituto de Física da USP**. 2024. Disponível em: <<https://qgp.if.usp.br/>>. Acesso em: 21 fev. 2024.
- 7 ABDALLA, M. C. O discreto charme das partículas elementares. **Revista de Física**, v. 23, n. 2, 2006. Disponível em: <<https://periodicos.ufsc.br/index.php/fisica/article/view/6284>>. Acesso em: 21 fev. 2024.
- 8 NOBELPRIZE.ORG. **The Nobel Prize in Physics 2004**. 2024. Disponível em: <<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2004/summary/>>. Acesso em: 13 jun. 2024.
- 9 WILCZEK, F. Asymptotic freedom: From paradox to paradigm. **Proc. Nat. Acad. Sci.**, v. 102, p. 8403–8413, 2005. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/hep-ph/0502113>>. Acesso em: 06 fev. 2024.
- 10 WILCZEK, F. Asymptotic freedom in theoretical physics. **Physics Today**, August 2000, p. 22–28, 2000. Disponível em: <<https://www.physicstoday.org/>>. Acesso em: 01 set. 2023.
- 11 NEWSROOM, B. Tracking the transition of early-universe quark soup to matter-as-we-know-it. **Brookhaven National Laboratory (BNL) Newsroom**, 2014. Disponível em: <https://www.bnl.gov/newsroom/news.php?a=20240313>. Acesso em: 21 fev. 2024.
- 12 FUKUSHIMA, K.; HATSUDA, T. The phase diagram of dense QCD. **Rept. Prog. Phys.**, v. 74, p. 014001, 2011. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/1005.4814>>. Acesso em: 21 fev. 2024.
- 13 AGHANIM, N. *et al.* Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. **Astron. Astrophys.**, v. 641, p. A6, 2020. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/1807.06209>>. Acesso em: 21 fev. 2024. [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)].

- 14 SAHOO, R.; NAYAK, T. K. Possible early universe signals in proton collisions at the Large Hadron Collider. **Curr. Sci.**, v. 121, p. 1403, 2021. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/2201.00202>>. Acesso em: 01 jun. 2024.
- 15 ELLIS, J. R. From little bangs to the big bang. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 50, p. 8–21, 2006. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/1742-6596/50/1/002>>. Acesso em: 05 jan. 2024.
- 16 GIBNEY, E. The first few microseconds. **Scientific American**, v. 294, n. 5, p. 40–47, May 2006. Disponível em: <<https://www.scientificamerican.com/article/the-first-few-microsecond-2006-05/>>. Acesso em: 20 jun. 2021.
- 17 MIZHER, A. J. **O plasma de quarks e glúons e possíveis conexões entre física de partículas e matéria condensada**. 2021. Palestra proferida no Seminário Departamental de Física da UFMG, 12 jul. 2021. Disponível em: <<https://www.youtube.com/watch?v=6KRCREkQtqU>>. Acesso em: 01 ago. 2023.
- 18 TAYLOR, R. E. The discovery of the point-like structure of matter. **Philos. Trans. R. Soc. Lond. A**, v. 359, p. 225–240, 2001. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/hep-ph/0002055>>. Acesso em: 06 fev. 2024.
- 19 NEW state of matter created at CERN. Disponível em: <<https://home.web.cern.ch/news/press-release/cern/new-state-matter-created-cern>>. Acesso em: 20 mar. 2024.
- 20 PASECHNIK, R.; SUMBERA, M. Phenomenological review on quark–gluon plasma: Concepts vs. observations. **Universe**, v. 3, n. 1, p. 7, 2017. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/1611.01533>>. Acesso em: 05 jan. 2024.
- 21 AAD, G.; OUTROS. Observation of a centrality-dependent dijet asymmetry in lead-lead collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.77$  tev with the atlas detector at the lhc. **Physical Review Letters**, v. 105, p. 252303, 2010. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/1011.6182>>. Acesso em: 21 jun. 2021.
- 22 Brookhaven National Laboratory. **Relativistic Heavy Ion Collider**. 2024. Disponível em: <<https://www.bnl.gov/rhic/>>. Acesso em: 1 fev. 2024.
- 23 CERN. **Large Hadron Collider**. 2024. <<https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>>. Acesso em: 01 fev. 2024.
- 24 ALICE Collaboration. The alice experiment – a journey through qcd. **Journal of High Energy Physics**, v. 2022, p. 123, nov. 2022. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/2211.04384>>. Acesso em: 10 dez. 2023.
- 25 SANTOS, L. Colisões de íons pesados – um exemplo de observação indireta de fenômenos físicos. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 45, p. e20230127, 2023. Disponível em: <<https://www.scielo.br/j/rbef/a/99Cc7X9hKCLkhKBsrgTbFBK/>>. Acesso em: 05 jan. 2024.

- 26 KHAN, A. M. *et al.* Investigation of qgp-like properties via identified particles production in oxygen-oxygen collisions at  $\sqrt{s_{NN}}$  from epos4. **arXiv**, v. 2024, n. 2, fev. 2024. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/2402.13843>>. Acesso em: 05 mai. 2024.
- 27 GIACALONE, G. *et al.* Confronting hydrodynamic predictions with xe-xe data. **Nucl. Phys. A**, v. 982, p. 371–374, 2019. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/1807.05557>>. Acesso em: 05 jan. 2024.
- 28 BEHERA, D. *et al.* Characterizing nuclear modification effects in high-energy o-o collisions at energies available at the cern large hadron collider: A transport model perspective. **Phys. Rev. C**, v. 109, n. 1, p. 014902, 2024. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/2308.06078>>. Acesso em: 05 jan. 2024.
- 29 VOGT, R. **Ultrarelativistic heavy-ion collisions**. S. l.: Elsevier, 2007. ISBN 978-0-444-52196-5.
- 30 OLLITRAULT, J.-Y. Relativistic hydrodynamics for heavy-ion collisions. **Eur. J. Phys.**, v. 29, p. 275–302, 2008. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/0708.2433>>. Acesso em: 01 ago. 2022.
- 31 TOIA, A. Participants and spectators at the heavy-ion fireball. **CERN Cour.**, v. 53N4, p. 31–33, 2013. Disponível em: <<https://cerncourier.com/a/participants-and-spectators-at-the-heavy-ion-fireball/>>. Acesso em: 11 mar. 2024.
- 32 CERN Courier. **Participants and spectators at the heavy-ion fireball**. 2024. Disponível em: <<https://cerncourier.com/a/participants-and-spectators-at-the-heavy-ion-fireball/>>. Acesso em: 11 mar. 2024.
- 33 MORELAND, J. S.; BERNHARD, J. E.; BASS, S. A. Alternative ansatz to wounded nucleon and binary collision scaling in high-energy nuclear collisions. **Phys. Rev. C**, v. 92, n. 1, p. 011901, 2015. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.011901>>. Acesso em: 03 set. 2022.
- 34 BERNHARD, J. E. *et al.* Applying bayesian parameter estimation to relativistic heavy-ion collisions: simultaneous characterization of the initial state and quark-gluon plasma medium. **Phys. Rev. C**, v. 94, n. 2, p. 024907, 2016. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.024907>>. Acesso em: 03 set. 2023.
- 35 BJORKEN, J. D. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: the central rapidity region. **Phys. Rev. D**, v. 27, p. 140–151, 1983. Relatório: FERMILAB-PUB-82-044-THY, FERMILAB-PUB-82-044-T; Local de publicação: [s. l.].
- 36 CARZON, P. *et al.* Pre-equilibrium evolution of conserved charges with initial conditions in the iccing monte carlo event generator. **Phys. Rev. C**, v. 108, n. 6, p. 064905, 2023. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.108.064905>>. Acesso em: 4 mar. 2024.
- 37 LIU, J.; SHEN, C.; HEINZ, U. Pre-equilibrium evolution effects on heavy-ion collision observables. **Phys. Rev. C**, v. 91, n. 6, p. 064906, 2015. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.91.064906>>. Acesso em: 01 ago. 2023.

- 38 BRONIOWSKI, W. *et al.* Free-streaming approximation in early dynamics of relativistic heavy-ion collisions. **Phys. Rev. C**, v. 80, p. 034902, 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.034902>>. Acesso em: 01 ago. 2023.
- 39 KOLB, P. F.; HEINZ, U. W. Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy ion collisions. In: HWA, R. C.; WANG, X.-N. (Ed.). **Quark-Gluon Plasma 3**. Singapore: World Scientific, 2003. p. 634–714.
- 40 SCHENKE, B.; TRIBEDY, P.; VENUGOPALAN, R. The music code: a unified approach to heavy-ion collision dynamics. **Phys. Rev. Lett.**, v. 106, n. 20, p. 202301, 2010. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.202301>>. Acesso em: 10 out. 2023.
- 41 MCNELIS, M.; EVERETT, D.; HEINZ, U. Particlization in fluid dynamical simulations of heavy-ion collisions: The i s3d module. **Comput. Phys. Commun.**, v. 258, p. 107604, 2021. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.cpc.2020.107604>>. Acesso em: 07 jun. 2024.
- 42 BASS, S. A. *et al.* Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, v. 41, p. 255–369, 1998. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/S0146-6410\(98\)00058-1](https://doi.org/10.1016/S0146-6410(98)00058-1)>. Acesso em: 03 set. 2022.
- 43 SUMMERFIELD, N. *et al.*  $^{16}\text{O}$   $^{16}\text{O}$  collisions at energies available at the bnl relativistic heavy ion collider and at the cern large hadron collider comparing  $\alpha$  clustering versus substructure. **Phys. Rev. C**, v. 104, n. 4, p. L041901, 2021. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.104.L041901>>. Acesso em: 10 out. 2023.
- 44 SIEVERT, M. D.; NORONHA-HOSTLER, J. Cern large hadron collider system size scan predictions for pbbp, xexe, arar, and oo with relativistic hydrodynamics. **Phys. Rev. C**, v. 100, n. 2, p. 024904, 2019. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.100.024904>>. Acesso em: 12 fev. 2022.
- 45 GARDIM, F. G. *et al.* Anisotropic flow in event-by-event ideal hydrodynamic simulations of  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  gev au+au collisions. **Phys. Rev. Lett.**, v. 109, p. 202302, 2012. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.202302>>. Acesso em: 10 out. 2023.
- 46 CHEN, X. *et al.* System size and shape dependences of collective flow fluctuations in relativistic nuclear collisions. **arXiv**, v. 2402.02348, 2 2024. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/2402.02348>>. Acesso em: 10 out. 2023.
- 47 NIEMI, H.; ESKOLA, K. J.; PAATELAINEN, R. Event-by-event fluctuations in a perturbative qcd + saturation + hydrodynamics model: Determining qcd matter shear viscosity in ultrarelativistic heavy-ion collisions. **Phys. Rev. C**, v. 93, n. 2, p. 024907, 2016. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/1505.02677>>. Acesso em: 01 jun. 2024.