

Universidade Federal de Alfenas
Campus Poços de Caldas – Poços de Caldas - MG

YURI SCHNEIDER DE ASSIS

**Correlações entre propriedades do estado
inicial e observáveis finais na colisão de íons
pesados relativísticos**

Poços de Caldas/MG

2022

YURI SCHNEIDER DE ASSIS

Correlações entre propriedades do estado inicial e observáveis finais
na colisão de íons pesados relativísticos

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

Orientador: Prof. Dr. Fernando Gon-
çalves Gardim

Poços de Caldas/MG
2022

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

Assis, Yuri Schneider de.

Correlações entre propriedades do estado inicial e observáveis finais na colisão de íons pesados relativísticos Poços de Caldas/MG 2022 / Yuri Schneider de Assis. - Poços de Caldas, MG, 2022.

60 f. : il. -

Orientador(a): Fernando Gonçalves Gardim.

Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal de Alfenas, Poços de Caldas, MG, 2022.

Bibliografia.

1. Plasma de Quarks e Glúons. 2. Colisão de Íons Pesados Relativísticos. 3. Física de Partículas. 4. Força Nuclear Forte. I. Gardim, Fernando Gonçalves, orient. II. Título.

YURI SCHNEIDER DE ASSIS

CORRELAÇÕES ENTRE PROPRIEDADES DO ESTADO INICIAL E OBSERVÁVEIS FINAIS NA COLISÃO DE ÍONS PESADOS RELATIVÍSTICOS

A Banca examinadora abaixo-assinada aprova a Dissertação apresentada como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física pela Universidade Federal de Alfenas. Área de concentração: Física Nuclear de Altas Energias.

Aprovado em: 29 de julho de 2022

Prof. Dr. Fernando Gonçalves Gardim
Instituição: Universidade Federal de Alfenas

Prof. Dr. Gustavo do Amaral Valdiviesso
Instituição: Universidade Federal de Alfenas

Profa. Dra. Frédérique Marie Brigitte Sylvie Grassi
Instituição: Universidade IF-USP



Documento assinado eletronicamente por **Fernando Gonçalves Gardim, Professor do Magistério Superior**, em 04/08/2022, às 16:30, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Gustavo do Amaral Valdiviesso, Professor do Magistério Superior**, em 24/08/2022, às 08:43, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **FREDERIQUE MARIE BRIGITTE SYLVIE GRASSI, Usuário Externo**, em 31/08/2022, às 21:35, 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, informando o código verificador **0785002** e o código CRC **6C8E880B**.

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, que sempre me deram o apoio além do necessário para focar em meus objetivos. Que nunca mediram esforços em me incentivar e em dizer o quanto se sentiam orgulhosos dos meus passos. Essa conquista é dedicada a vocês.

Ao meu orientador, Fernando, que sempre me instruiu de forma calma e direta. Que me ajudava encontrar força e entusiasmo em nossas reuniões, mesmo quando o caminho parecia difícil sem nenhum apoio financeiro. Aquele que se dedicou em me ensinar a trajetória para me tornar um pesquisador crítico e questionador, e acima de tudo que sempre reforçou o reconhecimento do meu potencial.

Aos meus amigos da vida, que me apoiavam em momentos difíceis, respeitavam meus momentos de reflexão, sentavam-se para um café e se interessavam pelo o que eu estava desenvolvendo. Além de todos os momentos em que demonstravam orgulho em falar das conquistas que eu estava alcançando.

Aos meus amigos de mestrado: Bruna, Juan, Silas e Lucas pelos grandes momentos de desespero e alegria que vivemos juntos. Vocês foram incríveis, mesmo com todas as piadas sobre meu tempo eterno no mestrado.

E meu eterno agradecimento ao meu grande amigo Wallison, que sempre me apoiou em nunca desistir dos meus sonhos, que era meu porto seguro em dar conselhos pontuais, que me ajudava a revisar o texto e apresentação, que sentava por horas comigo tentando resolver listas de exercícios e que sempre esteve ao meu lado comemorando cada passo de vitória em nossas vidas. Me orgulho muito da pessoa que você é!

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

RESUMO

Neste trabalho mostraremos que propriedades do estado inicial da matéria formada em colisões de íons pesados relativísticos, como densidade de energia, de entropia, e características geométricas de suas respectivas distribuições iniciais, apresentam relação com observáveis finais, como o momento transversal médio e o número de partículas carregadas, o fluxo anisotrópico, entre outros. Assim, utilizaremos a hidrodinâmica relativística do plasma de quarks e glúons (QGP), a qual define a evolução do equilíbrio térmico da matéria local, até a sua emissão de partículas. Por fim, são discutidas relações unívocas entre estes observáveis, de forma a compreender propriedades fundamentais da interação forte.

Palavras-chave: plasma de quarks e glúons; colisão de íons pesados relativísticos; física de partículas; força nuclear forte.

ABSTRACT

In this work we will show how the properties of initial state of matter in relativistic heavy ion collisions, like energy density, entropy density, geometrical characteristics of initial distribution, make correlations with final observables, like mean transverse momentum and number of charge particles. Therefore, we will use the relativistic hydrodynamics of the quark-gluon plasma (QGP), that defines the evolution of local thermal equilibrium until the emission of particles. Finally, we will discuss univocal relations between these observables, in order to understand the fundamental properties of the strong nuclear force.

Keywords: quark-gluon plasma; relativistic heavy ion collisions; particle physics; strong nuclear force.

LISTAS

Figura 1 – Colisão entre dois núcleos de chumbo (Pb-Pb).	10
Figura 2 – Projeção do choque entre íons pesados em função do tempo.	12
Figura 3 – Seção de Choque	14
Figura 4 – Correlação entre centralidade de colisão partículas carregadas	17
Figura 5 – Dispersão da seção de choche entre dois núcleons.	18
Figura 6 – Simulação TRENTO da colisão Pb-Pb em termos de densidade de entropia.	18
Figura 7 – Diagrama de fases QCD	20
Figura 8 – Sobreposição entre simetrias dipolo e triangular.	22
Figura 9 – Correlações de $\langle p_t \rangle$	27
Figura 10 – Representação do fluido QGP.	32
Figura 11 – $S \times N_{ch}$ - Hidrodinâmica ideal	35
Figura 12 – $S \times N_{ch}$ - Inclusão da hidrodinâmica viscosa	36
Figura 13 – $E/S \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal	38
Figura 14 – $E/S \times p_t$ - Inclusão da hidrodinâmica viscosa	40
Figura 15 – $\langle r^2 \rangle^m \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal	40
Figura 16 – $\langle r^2 \rangle^m \times p_t$ - Inclusão da hidrodinâmica viscosa	41
Figura 17 – $e \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal	42
Figura 18 – $s \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal	43
Figura 19 – $E/\langle r^2 \rangle^m \times p_t$ - Inclusão da hidrodinâmica viscosa	44
Figura 20 – $S/\langle r^2 \rangle^m \times p_t$ - Inclusão da hidrodinâmica viscosa	44
Figura 21 – $E \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal	45
Figura 22 – $\langle r \rangle^m \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal	59
Figura 23 – $\langle r^3 \rangle^m \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal	60
Figura 24 – $E/r \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal	61
Figura 25 – $E/r^2 \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal	62
Figura 26 – $S/r \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal	63
Figura 27 – $S/r^2 \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal	64

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	9
2	O PLASMA DE QUARKS E GLÚONS	13
2.1	Condição Inicial	13
2.1.1	Núcleons Participantes	13
2.1.2	Parâmetro de Impacto	15
2.1.3	Centralidade de Colisão	15
2.1.4	Espessura Reduzida de Impacto	16
2.2	Perfil Inicial de Densidade do Fluido QGP	18
2.2.1	Energia total E e entropia total S	19
2.2.2	Perfil dimensional $\langle R_o^m \rangle^n$	21
2.3	Evolução Hidrodinâmica e Termalização	23
2.3.1	Hidrodinâmica Relativística	23
2.3.2	Fluxo anisotrópico v_n e Momento transversal médio $\langle p_T \rangle$	26
2.3.3	Particularização N_{ch}	29
3	SIMULAÇÃO DOS DADOS	31
3.1	TRENTO	31
3.2	MUSIC	33
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	34
4.1	Correlações de N_{ch}	34
4.2	Correlações de $\langle p_T \rangle$	37
5	CONCLUSÃO	46
	REFERÊNCIAS	48

1 Introdução

Ao longo das duas últimas décadas, o campo da Física Nuclear de Altas Energias se estabeleceu como uma importante área de pesquisa fundamental, pela possibilidade de descrever a matéria fortemente acoplada em condições extremas de temperatura e densidade. Matéria que descreve o núcleo de algumas estrelas de nêutrons ou até mesmo o universo a $10^{-5}s$ após o Big Bang [1].

O termo altas energias se refere ao ramo da física dedicado a estudar e testar interações fundamentais (força fraca, força forte, e força eletromagnética) que constituem o Modelo Padrão de partículas. Enquanto o termo física nuclear denota cem anos de estudos da descrição do núcleo atômico como: estrutura, composição, geometria, massa e níveis de energia [2].

A física nuclear por si, se preocupa com o estudo do núcleo atômico a escalas de baixa energia. Tratando suas análises a níveis de nucleons i.e. prótons e nêutrons, bem como seus constituintes, quarks e glúons. Entretanto a Física Nuclear de Altas Energias vai além desse campo, buscando explicar como essas partículas interagem e se comportam na presença das forças fundamentais. Portanto, o estudo aqui se focará em vincular a força forte, associada à teoria quântica de campos, a cromodinâmica quântica (QCD), com a fenomenologia de partículas do Modelo Padrão e o estado fortemente ligado de quarks e glúons [2].

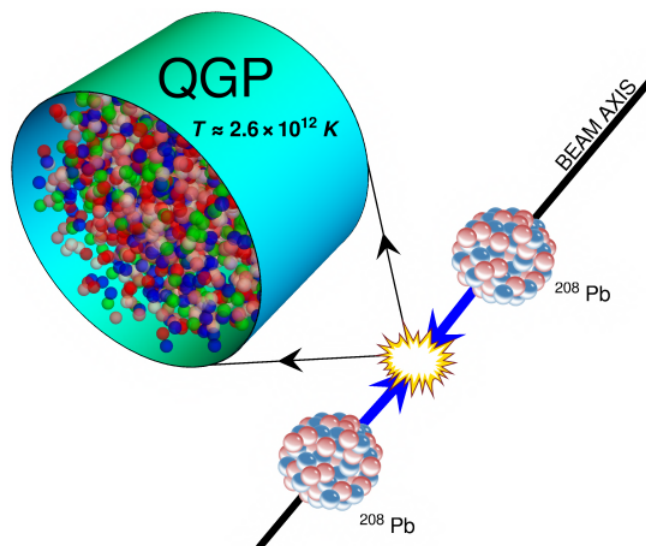
Um dos maiores exemplos atuais da interação forte, o Plasma de Quarks e Glúons (QGP do inglês *Quark Gluon Plasma*) será utilizado como base de estudo para as correlações apresentadas. O estado da matéria a ser estudado é um composto médio de quarks e glúons, onde os graus de liberdade do núcleo são ausentes, ou seja, partículas em interação na forma "livre"[2]. O QGP emerge, no cenário da colisão de íons pesados, como uma grande quantidade de matéria QCD em um volume muito pequeno, um sistema mais denso que a própria matéria nuclear [2].

A descoberta experimental do Plasma de Quarks e glúons aconteceu nos primeiros anos da década de 2000 [3, 4], com o início das operações do RHIC (*Relativistic Heavy*

Ion Collider). Se tornando a maior linha de pesquisa no campo nuclear. A motivação é a possibilidade de descobrir algo novo sobre a matéria QCD formada, desde uma equação de estado, coeficientes de transporte ou até mesmo correlações entre as propriedades que descrevem a condição inicial do impacto entre íons pesados e propriedades pós hadronização[2, 5].

No contexto, utilizaremos de um conjunto de condições iniciais variáveis em colisões de átomos de chumbo Pb-Pb, analisando como essas escolhas afetam a evolução hidrodinâmica da matéria, em termos de densidade de matéria e excentricidade (propriedades geométricas) de expansão, bem como a formação de partículas carregadas e a distribuição do momento transversal médio.

Figura 1 – Colisão entre dois núcleos de chumbo (Pb-Pb).



Fonte: Referência[2]

Cada núcleo incidente, em uma colisão, se comporta como um disco de Lorentz contraído, com diâmetro de aproximadamente 14 fm (femtômetro) para núcleos pesados (Pb ou Au). Cada disco inclui quarks, que por interação forte carregam quantidades do campo de cor, chamados glúons. Conforme Feynman, chamamos os componentes fundamentais da matéria de pártons [5], i.e. os quarks e os glúons.

Segundo a propriedade de liberdade assintótica, o número de quarks disponíveis no sistema aumenta com o fornecimento de energia, logo, a área efetiva de pártons aumenta com a aceleração do núcleo [6, 7, 8]. Cada núcleo incidente é um sistema altamente

complexo de distribuição de momentos longitudinais. Portanto, tratamos por superposição a configuração interna de um átomo [5].

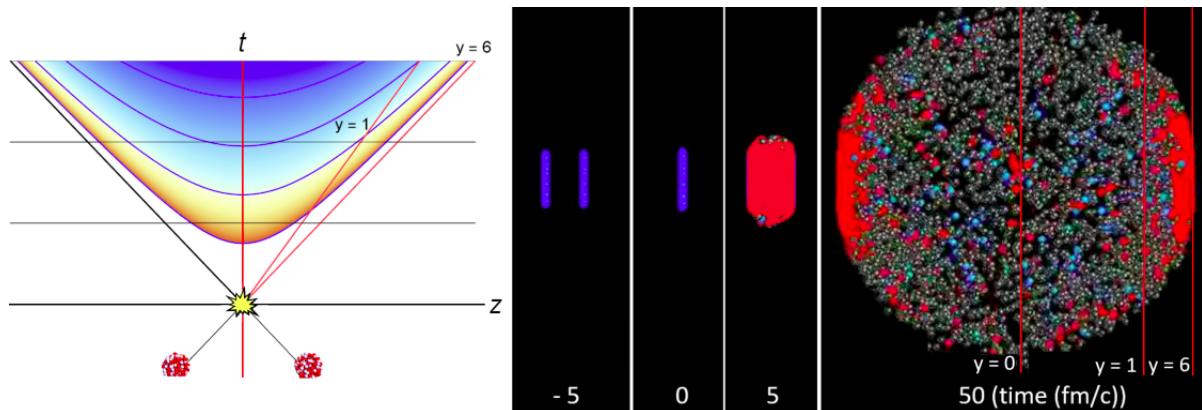
Quando os dois discos colidem, grande parte dos pártons perdem energia, refletindo em ângulos pequenos. Grande parte dessas interações são suaves, o que significa em pequenas transferências de momento transversal. As interações fortes, por sua vez, acontecem quando cargas de cores associadas colidem, formando um campo de cor entre os dois discos que ao reduzir sua energia, gradualmente, decai em pares de quark-antiquark e glúons. No tempo de inicialização ($\tau_o = 0.6 fm/c$) após a colisão há uma aumento na densidade de energia/entropia, em um sistema longe do equilíbrio termodinâmico [5].

Com densidade de energia da ordem de $12.7 GeV/fm^3$, os pártons constituintes não podem ser descritos como coleções de hádrons (partículas compostas por quarks e glúons, tal como os prótons, nêutrons, píons e outros). Entretanto, se comportam como um conjunto de partículas fundamentais altamente ligadas. A esse estado, damos o nome de QGP, um fluido hidrodinâmico quase perfeito, ou seja, com viscosidade extremamente baixa [5].

Em colisões ultrarrelativísticas entre átomos de chumbo são produzidas até 3000 partículas em um volume da ordem de $1000 fm^3$. Isso significa aproximadamente 2-3 partículas por fm^3 , uma densidade de energia muito maior que estrelas de nêutrons que possuem a ordem de 0.16 partículas por fm^3 . Como o QGP possui alta densidade, o espaço livre entre duas partículas é negligenciável comparado ao tamanho do sistema. Isso implica que podemos tratar o movimento da partícula como a dinâmica de um fluido [2].

O sistema formado da colisão entre dois átomos de chumbo em equilíbrio tem temperatura $T \approx 10^{12} K$, correspondendo a temperatura prevista pelo QCD onde um gás de nucleons se desfaz em um plasma de quarks e glúons desconfinados [2, 9].

Partindo de seu centro de massa, guiado por sua pressão inicial, o fluido QGP expande rapidamente. Conseqüentemente, o sistema resfria até o momento em que sua densidade energética se torna menor que de um único hádron. Nesse momento, o fluido se reduz a um conjunto de hádrons que se espalham seguindo seu fluxo de momento, sofrendo sequenciais decaimentos em partículas mais estáveis. Nos detectores, as partículas mais abundantes são píons (π^- , π^0 , π^+), considerando a proporção igual entre os três estados,

Figura 2 – Projeção do choque entre íons pesados em função do tempo.

(**esquerda**) Projeção espaço-tempo da colisão de íons. (**direita**) Registros de uma colisão entre dois núcleos de Pb na energia de 2.76 TeV, em tempos diferentes da colisão de hádrons (azul), fluido QGP (vermelho), até a formação de partículas (esferas cinzas e azuis). Fonte: Referência [5].

podemos definir que aproximadamente $2/3$ dessas partículas formadas são carregadas e correspondem às detecções nos aceleradores [5].

Portanto, para conhecer as propriedades que caracterizam o estágio intermediário, o plasma de quarks e glúons, faz-se necessário o olhar analítico em como as propriedades iniciais de configuração de impacto afetam as propriedades finais mensuráveis [2, 5, 10].

O estudo se inicia na escolha de configurações iniciais de impacto, ou seja, centralidade da colisão [11, 12, 13, 14]. Passa pela evolução hidrodinâmica, onde analisaremos a presença ou não de viscosidade do fluido [15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26]. Por fim, correlacionaremos todas as variáveis com os mensuráveis de momento transversal e número de partículas carregadas detectadas, que estão de acordo com os dados experimentais dos grandes aceleradores RHIC e LHC [27, 25, 28, 29, 30, 31].

Dessa forma podemos vasculhar propriedades iniciais da matéria nuclear, podendo contribuir com um entendimento melhor do Modelo Padrão e dos primeiros milésimos de segundos do Big Bang [32, 33].

2 O Plasma de Quarks e Glúons

. Nesta seção apresentaremos todas as variáveis físicas do estado altamente ligado de quarks e glúons. Iniciando pelas propriedades da configuração de impacto da colisão de íons pesados relativísticos, passando pelas quantidades teóricas que descrevem o estado médio *QGP* (*plasma de quarks e glúons*), e posteriormente pela evolução hidrodinâmica e termalização do fluido. Por fim, descreveremos a hadronização, as propriedades finais são obtidas por simulação, em acordo com resultados experimentais.

2.1 Condição Inicial

Inicialmente, para correlacionarmos importantes propriedades iniciais como: densidades de entropia e energia, centro de massa, excentricidades de expansão e raio do fluido QGP formado, das quais utilizaremos para prever propriedades finais da expansão hidrodinâmica, devemos considerar fatores que precedem a colisão.

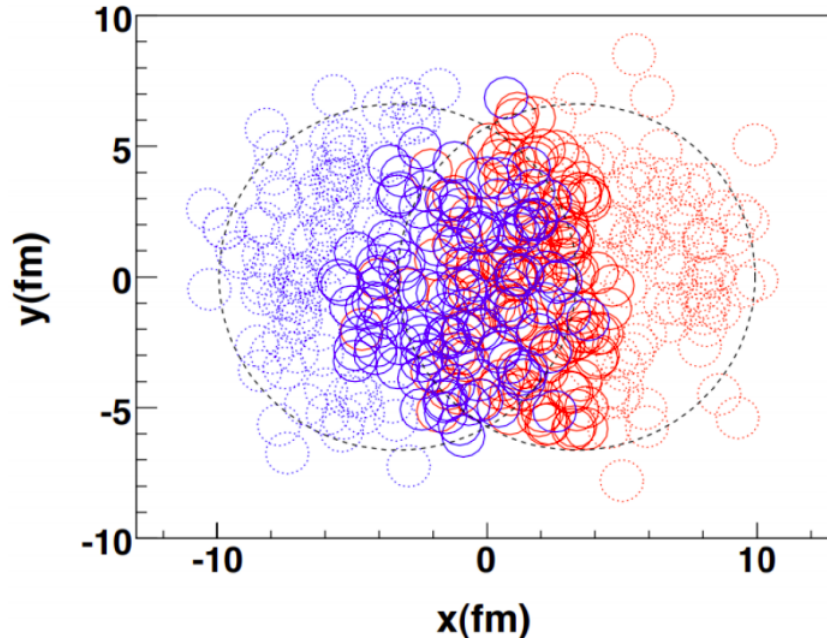
As variáveis de entrada que definem as interações entre os núcleos incidentes são modelados via Glauber Monte Carlo. Este modelo, nos permite estimar propriedades geométricas, a cada evento em simulação, através do número de partículas observadas experimentalmente [2].

2.1.1 Núcleons Participantes

A estrutura interna de um átomo é complexa, principalmente em níveis inferiores da matéria (quarks e glúons), logo, tratamos a seção de choque em termos de núcleons, i.e. os prótons, nêutrons e outros hádrons, conforme ilustrado na figura 3 [5].

Tratamos por núcleons participantes qualquer elemento de núcleo que colida com um elemento de núcleo do outro íon incidente. Enquanto núcleons espectadores são quaisquer elementos de núcleo que não sofrem colisão e seguem o sentido do feixe inicial. O termo colisões binárias é utilizado para descrever pares de núcleons de átomos distintos que sofrem colisão somente um com o outro. É importante ressaltar, que usar a descrição de

Figura 3 – Seção de Choque



Os núcleons de cada íon incidente são representados por cores diferentes, sendo os participantes em cor forte, e os espectadores em pontilhado. Fonte: Referência [5].

colisões binárias simplifica a complexidade do sistema de colisões, conforme observado na figura 3 [5]. O número total de núcleons presentes em uma colisão pode ser descrito pela equação 2.1

$$A_1 + A_2 = N_{coll} + N_{espec} \quad (2.1)$$

Onde A_n corresponde ao número de núcleos presentes em cada átomo, N_{coll} o número de núcleons efetivos ou participantes, e N_{espec} o número de núcleons espectadores. Portanto, colisões com íons pesados, como átomos de chumbo ou ouro, fornecem mais núcleons colidores e energia a um sistema do que um único próton.

Define-se que cada núcleo é descrito por uma densidade de matéria $\rho(r)$, que por distribuição, evento a evento, pode ser utilizada para estimar a posição de seus núcleons internos. Entretanto, via Glauber Model, considera-se que cada núcleo se comporta como um conjunto de núcleons independentes, cujas coordenadas espaciais podem ser descritas pela densidade de uma única partícula, descrita na equação 2.2 [2].

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (2.2)$$

Tal parametrização faz analogia a densidade de cargas em espalhamento de elétrons, onde ρ_0 é a densidade de matéria normal da ordem de $0.16 fm^{-3}$, a da ordem de $0.5 fm$,

ambos com valores aproximados entre prótons e nêutrons. Além disso, R diz respeito a distância do centro do núcleon até sua borda, na ordem de $6.5 fm$ e r a posição radial do núcleon[2].

Todavia, devido a contração de Lorentz na colisão de partículas experimentais, tratamos o sistema tridimensional como um disco perpendicular ao eixo da colisão. Logo, r pode ser transcrito na forma das coordenadas espaciais x e y .

2.1.2 Parâmetro de Impacto

Define-se como $b = (b_x, b_y)$ a distância espacial entre o centro de cada núcleo colisor, no plano transversal.

O parâmetro de impacto é uma variável na qual não se tem controle experimentalmente, pelo fato de que não se conhece a real orientação de choque de um átomo em sua aceleração. Por convenção, com o intuito de facilitar a concordância de resultados experimentais aos obtidos via simulação, utiliza-se $b = (b_x, 0)$ [2].

Adotando-se b como uma coordenada unidimensional, podemos convertê-la em uma variável generalizada e mais simples de ser interpretada, a qual chamamos de centralidade. A equação 2.3 descreve tal conversão, onde a centralidade dada em termos de porcentagem dita a participação de núcleons no momento do impacto [11, 12, 34].

$$b = \sqrt{\frac{\left(\frac{c}{100}\right) 777}{\pi}} \quad (2.3)$$

onde o termo 777 se refere à seção de choque característica da colisão entre dois núcleos de chumbo $Pb - Pb$.

2.1.3 Centralidade de Colisão

Define-se $c = 0\%$ como colisão mais central, onde o centro dos núcleos incidentes estão alinhados. Enquanto $c = 60\%$ se diz uma colisão periférica, onde somente as extremidades dos núcleos colidem efetivamente [10].

Observa-se que quanto mais central a colisão é, maior o número de núcleons participantes. Consequentemente, a maior energia de choque resulta em mais partículas no estado pós-termalização [10].

Fixar uma centralidade significa, portanto, conservar a quantidade de energia/entropia total do sistema. Na tabela 1 e figura 4, apresentamos a relação entre centralidade e número de partículas formadas:

Tabela 1 – Correlação entre partículas observáveis e seção de choque.

c(%)	b(fm)	$\left\langle \frac{dN_{ch}}{d\eta} \right\rangle$	$\langle N_{part} \rangle$
0-2.5	0-2.457	2035 \pm 52	398
2.5-5.0	2.457-3.517	1850 \pm 55	372
5.0-7.5	3.517-4.307	1666 \pm 48	346
7.5-10	4.307-4.973	1505 \pm 44	320
10-20	4.973-7.033	1180 \pm 31	263
20-30	7.033-8.614	786 \pm 20	188
30-40	8.614-9.946	512 \pm 15	131
40-50	9.946-11.120	318 \pm 12	86.3
50-60	11.120-12.182	183 \pm 8	53.6

Fonte: Referência [10] e equação 2.3

2.1.4 Espessura Reduzida de Impacto

Cada núcleo incidente sofre contração de Lorentz de forma que tem sua espessura definida por T_A e T_B .

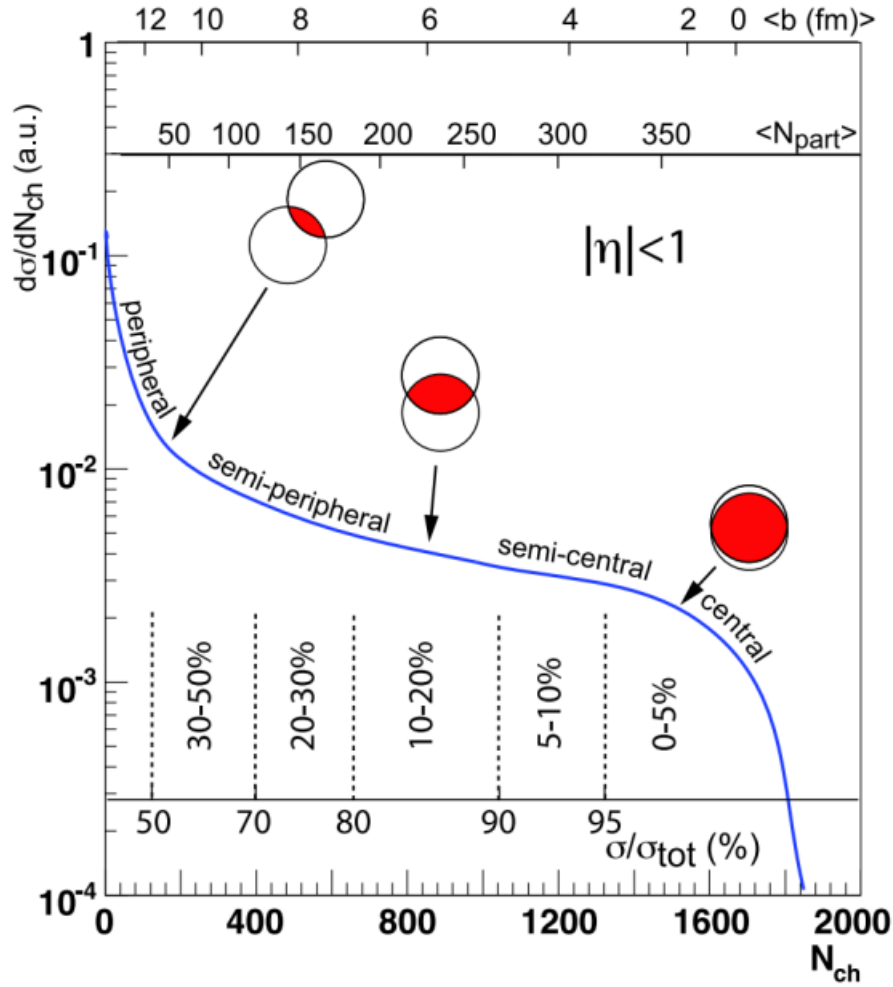
Define-se espessura reduzida T_R como solução do funcional da equação 2.4, uma espessura média mínima, análoga ao conceito de massa reduzida [35].

$$f = T_R(p; T_A; T_B) = \left(\frac{T_A^p + T_B^p}{2} \right)^{\left(\frac{1}{p}\right)} \quad (2.4)$$

A interpolação entre máximos e mínimos de T_A e T_B retorna três resultados particularmente interessantes de p : +1(aritmético), 0(geométrico), -1(harmônico).

Segundo *Glauber Monte Carlo Model*, $p=1$ resulta em dois picos, um para cada núcleo, enquanto $p=0$ apresenta uma única espessura central simétrica a colisão. Para $p=-1$ a curva suprime os depósitos de energia na direção do parâmetro de impacto [35]. A figura

Figura 4 – Correlação entre centralidade de colisão partículas carregadas

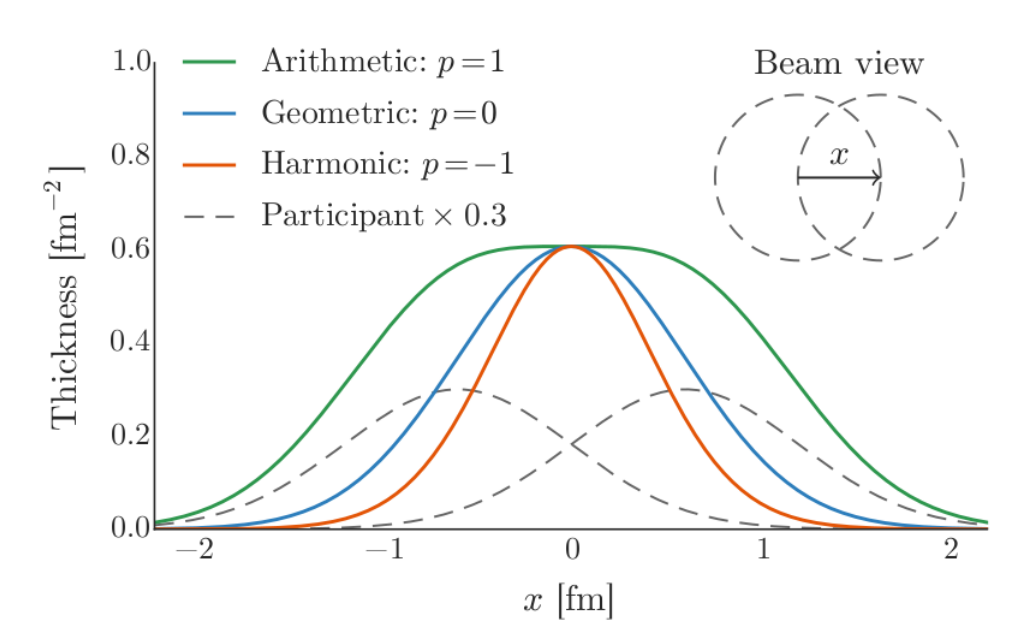


A linha azul representa a avaliação teórica do número de partículas carregadas observadas em colisões $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ no LHC. O Número de partículas produzidas está diretamente ligado à configuração geométrica da seção de choque (centralidade) Fonte: Referência[15].

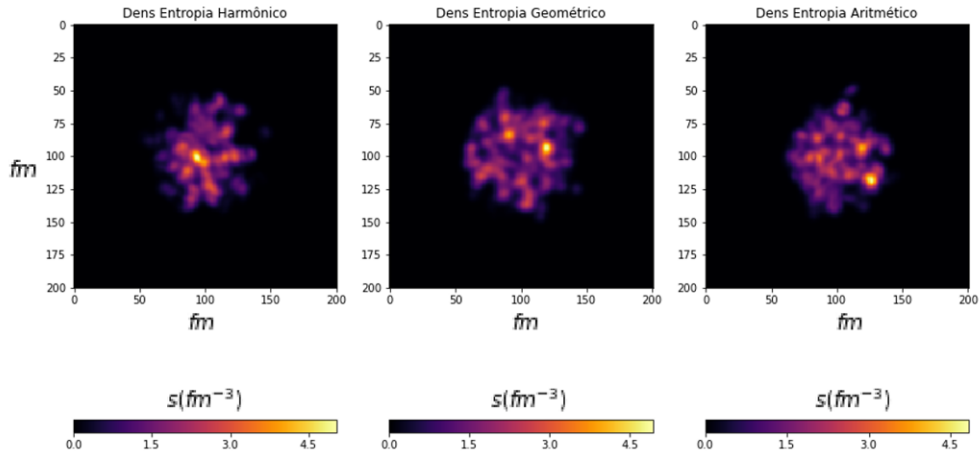
5 refere-se à projeção gráfica unidimensional das gaussianas que sobrepõem os depósitos de energia dos dois núcleos colisores. Enquanto a figura 6 representa a simulação física do fluido QGP em termos de densidade de entropia.

Portanto, a visualização da solução do funcional para $p=0$, que pode ser reescrito na forma da equação 2.5, que apresenta melhor concordância da distribuição gaussiana probabilística da geometria entre os núcleos colisores.

$$T_R = \sqrt{T_A T_B} \quad (2.5)$$

Figura 5 – Dispersão da seção de choque entre dois núcleons.


Espessura reduzida para um par de núcleons que colidem sob um parâmetro de impacto não nulo, no centro do eixo x . As linhas pontilhadas representam a seção de choque de cada núcleo, e as linhas coloridas simbolizam as projeções de cada T_R estimado. Fonte: Referência[35].

Figura 6 – Simulação TRENTO da colisão Pb-Pb em termos de densidade de entropia.


Representação das projeções $p = -1, 0$ e 1 , respectivamente. Fonte: Próprio autor.

2.2 Perfil Inicial de Densidade do Fluido QGP

Nos momentos iniciais após a colisão $\tau_0 = 0.6 fm/c$, contido em um espaço de alta densidade, o fluido de alta temperatura, entropia e energia é formado. O Quark-Gluon Plasma (QGP) é um estado de matéria onde quarks e glúons não estão confinados em hádrons, e os graus de liberdade das cargas de cor são liberados [5].

Para entender o grau de complexidade atingido é importante retomarmos duas propriedades da cromodinâmica quântica: Confinamento de Quarks e Liberdade Assintótica.

A primeira, confinamento, é uma propriedade das interações fortes, que se tornam mais intensas sob a ação de uma força para quebrar a ligação entre partículas que carregam cargas de cor (quarks). Teoriza-se que a energia necessária para se quebrar tal interação é grande o suficiente para, por equivalência massa-energia, criar novos quarks, que naturalmente sofreriam interação forte com os demais, assim formando novamente um estado fortemente ligado [6, 7, 8].

A segunda, liberdade assintótica, é uma propriedade das teorias de gauge que dita a redução da força de interação com o aumento de energia e decrescimento da distância, ou seja, redução da força forte com o aumento da densidade de energia [6, 7, 8].

Portanto, um sistema singularmente pequeno e com uma enorme quantidade de energia é formado em uma fração de segundo após a colisão. Atribuímos a esse sistema QGP um estado altamente ligado (confinamento), com interações fortes (liberdade assintótica), caracterizando um fluido de partículas fundamentais em seu estado mais livre, em condições experimentais [5].

2.2.1 Energia total E e entropia total S

Via termodinâmica estatística, utilizando equações de estado, podemos estipular a energia produzida equivalente ao momento da colisão. A entropia ou energia total do sistema podem ser descritas pelas equações 2.6 e 2.7, respectivamente:

$$S = \int s dV \quad (2.6)$$

$$E = \int \epsilon dV, \quad (2.7)$$

onde, ϵ é a densidade de energia e s a densidade de entropia do QGP.

Como o volume total ainda é desconhecido, substituiremos a solução da integral como somatória da densidade de entropia/energia ponto a ponto da matriz obtida via TRENTO.

Para encontrarmos uma correlação entre as duas propriedades, utiliza-se da relação que ambas possuem com a temperatura na fase QGP via equações de estado.

O diagrama de fases esperado para a matéria hadrônica, ilustrado na figura 7, descreve em termos de temperatura T e potencial químico bariônico μ_B as fases hadrônicas e do plasma de quarks e glúons. Assumindo $\mu_B = 0$ e altas temperaturas trabalhamos na região correspondente aos aceleradores RHIC e LHC, enquanto para alto potencial químico bariônico e baixas temperaturas correspondem as estrelas de nêutrons.

No presente trabalho, procuramos uma equação de estado correspondente a região dos aceleradores, com $\mu_B = 0$ e funções de entropia e energia dependentes somente da temperatura.

Figura 7 – Diagrama de fases QCD

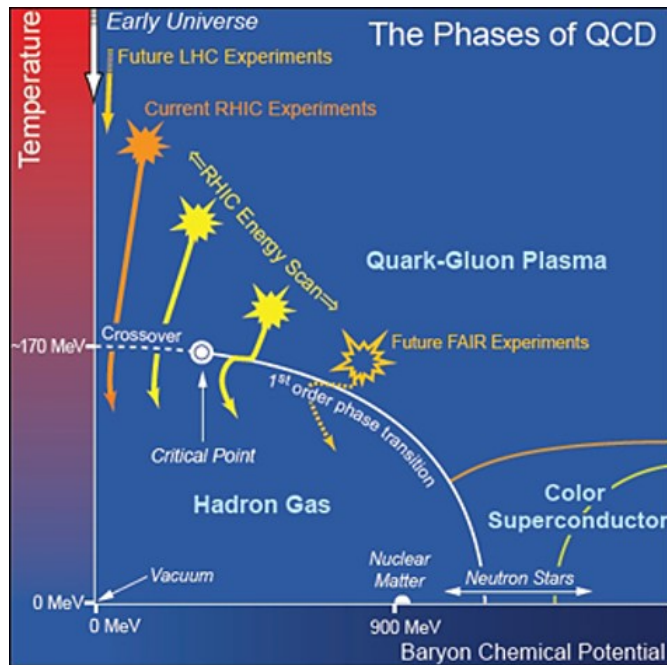


Diagrama de fases esperado para matéria hadrônica, em função de temperatura T e potencial químico μ_B . O ponto representa um possível ponto crítico. Fonte: Referência[5]

$$\epsilon_{QGP} = \frac{g\pi^2}{30} T^4 \quad (2.8)$$

A primeira equação descreve a densidade de energia, onde g corresponde a degenerescência de quarks e antiquarks composta por 2 spins, 2 sabores (quarks up e down), par $q\bar{q}$ e 3 cores, multiplicado por um fator $\frac{7}{8}$ proveniente da estatística de um gás ideal de Fermi-Dirac, somado a degenerescência de glúons composto por 8 cores e 2 graus de polarização. Entretanto, o sistema de alta energia pode ser composto por 3 tipos de quarks (up, down e strange), assumindo 3 sabores. Sendo a solução:

$$g = (8 \times 2) + \left(\frac{7}{8} \times 2 \times y \times 2 \times 3\right) = \begin{cases} 37, \text{ para } y = \text{quarks u e d} \\ \frac{95}{2}, \text{ para } y = \text{quarks u, d e s} \end{cases} \quad (2.9)$$

A densidade de entropia, por sua vez, é obtida pela relação termodinâmica $s = \frac{\partial P}{\partial T}$, dada a equação de pressão descrita em 2.10, obtemos 2.11

$$P_{QGP} = \frac{g\pi^2}{90} T^4 \quad (2.10)$$

$$s_{QGP} = \frac{g2\pi^2}{45} T^3 \quad (2.11)$$

Observe que, para ambos os casos, a temperatura do sistema escala junto ao aumento das densidades. Portanto, quanto maior for a quantidade de entropia do sistema (colisão mais central) em um menor raio de ação, maiores serão as quantidade de energia total e temperatura [36].

A correlação entre as duas propriedades iniciais do fluido QGP pode ser obtida isolando a temperatura das equações 2.8 e 2.11, descrita aproximadamente pela equação 2.12. A equação representada a seguir é uma descrição teórica aproximada. Todavia, em análises posteriores a mesma foi obtida mais precisamente via interpolação polinomial dos dados de QCD na rede, e pode ser utilizada a fim de obter mais precisamente a quantidade disponível de sabores de quarks no sistema.

$$s = \pi^{1/2} \left(\frac{128g}{1215}\right)^{1/4} \epsilon^{3/4} \quad (2.12)$$

A equação 2.12 é apenas uma referência teórica da correlação entre as duas propriedades para o fluido QGP no ambiente correspondente aos grandes aceleradores de partículas. Matematicamente, a correlação foi obtida via interpolação das tabelas de dados disponibilizadas pelo MUSIC.

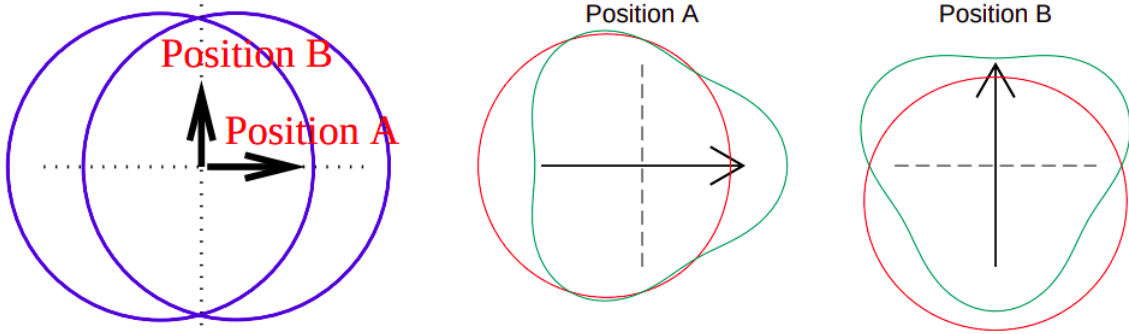
2.2.2 Perfil dimensional $\langle R_o^m \rangle^n$

As densidades de energia/entropia podem descrever, partindo de seu centro de massa, uma superposição da condição inicial na forma de excentricidades, conforme demonstrado

na figura 8. Entretanto, nesse estudo trataremos tal propriedade superficialmente pois a mesma não será considerada nas correlações[15].

$$\rho(1 + \varepsilon_1 e^{i\phi_1} + \varepsilon_2 e^{i\phi_2} + \varepsilon_3 e^{i\phi_3} + \dots) \quad (2.13)$$

Figura 8 – Sobreposição entre simetrias dipolo e triangular.



Quando o dipolo está no plano (**posição A**) o fluxo dipolo e triangular estão com assimetrias alinhadas, quando no plano (**posição B**) os fluxos estão não alinhados. Fonte: Referência [37]

Por sua vez, o vetor de posição é descrito, ponto a ponto, em relação a seu centro de massa conforme a equação 2.14 [15, 37].

$$r(x, y) = \left(\sqrt{(x - x_{cm})^2 + (y - y_{cm})^2} \right) \quad (2.14)$$

Entretanto, define-se a equação 2.15 como raio efetivo, determinado pelo perfil inicial de expansão. De modo a obter o melhor raio que se correlacione com as demais propriedades do sistema, utilizamos de $m = 1, 2, 3$ [15, 36]

$$(R_o)^m = \frac{\int_r |\mathbf{r}|^m s(\tau_o, \mathbf{r})}{\int_r s(\tau_o, \mathbf{r})}. \quad (2.15)$$

Para cada raio, encontramos os demais indiretamente por relação de potência. Importante ressaltar que qualquer potência elevada a terceira corresponde ao volume efetivo do fluido. A relação é demonstrada na tabela 2

Tabela 2 – Soluções possíveis à equação 2.15

m	R_o	R_o^2	R_o^3
1	$\langle R_o \rangle$	$\langle R_o \rangle^2$	$\langle R_o \rangle^3$
2	$\langle R_o^2 \rangle^{1/2}$	$\langle R_o^2 \rangle$	$\langle R_o^2 \rangle^{3/2}$
3	$\langle R_o^3 \rangle^{1/3}$	$\langle R_o^3 \rangle^{2/3}$	$\langle R_o^3 \rangle$

Fonte: Próprio autor

2.3 Evolução Hidrodinâmica e Termalização

Tendo explicado como uma colisão aparenta experimentalmente e como a geometria de orientação do sistema é descrita, utilizaremos dessas informações para descrição da expansão hidrodinâmica do fluido QGP para um estado de equilíbrio termodinâmico, que resultara na emissão do fluxo de partículas[2].

2.3.1 Hidrodinâmica Relativística

A hidrodinâmica implica que o sistema esteja pelo menos próximo de um equilíbrio térmico. O que indica um processo de termalização de um sistema fora do equilíbrio (produzido imediatamente após a colisão) para um estágio termal médio pré expansão hidrodinâmica, caracterizado na fase QGP [2].

A dinâmica de expansão é guiada pela conservação de energia e momento, descrito pelo tensor de energia-momento.

$$T^{\mu\nu} = \begin{bmatrix} T^{00} & T^{01} & T^{02} & T^{03} \\ T^{10} & T^{11} & T^{12} & T^{13} \\ T^{20} & T^{21} & T^{22} & T^{23} \\ T^{30} & T^{31} & T^{32} & T^{33} \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

onde T^{00} corresponde a densidade de energia, T^{0j} densidade do componente j do momento, T^{i0} o fluxo de energia na direção i , T^{ij} o fluxo do componente j do momento na direção i , T^{11} e T^{22} pressão transversal $\langle p_T \rangle$ e T^{33} a pressão longitudinal P_L [2].

Assumindo que a dinâmica pré equilíbrio possa ser desconsiderada e que para o equilíbrio termodinâmico se faz necessário que a pressão deva ser localmente isotrópico, ou seja, para $p_T = P_L$. O tensor energia-momento assume a forma:

$$T^{\mu\nu}(\tau_0) = \begin{bmatrix} \epsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & P(\epsilon) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P(\epsilon) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P(\epsilon) \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

onde $P(\epsilon)$ é a pressão em função da densidade de energia via equação de estado. Assim, a conservação de energia e momento pode ser escrita como

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0 \quad (2.18)$$

Portanto, no caso de um fluido ideal, o tensor de energia-momento, que considera conservação de ambas quantidades pode ser escrito na forma[2].

$$T_{ideal}^{\mu\nu} = (\epsilon + P)u^\mu u^\nu - P g^{\mu\nu} \quad (2.19)$$

onde u^μ e u^ν são quadrivelocidades do fluido, com $u^\mu u_\mu = 1$, e $g^{\mu\nu}$ é a métrica do espaço-tempo.

A discussão de um fluido ideal é válida, entretanto com o início das operações no programa *RHIC* e a detecção de um fluxo anisotrópico elíptico de expansão, físicos teóricos concluíram a necessidade de correções de viscosidade ao sistema, em particular uma pequena viscosidade de cisalhamento[2].

Combinando argumentos de Teaney e Ollitrault podemos mostrar que a viscosidade é pequena. Para isso, utilizaremos inicialmente da relação de descrição de um fluido não-relativístico de Navier-Stokes.

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\vec{\nabla}P + \eta \nabla^2 \mathbf{v} \quad (2.20)$$

Para um fluido perfeito $\eta = 0$ e a dinâmica é governada pelas forças do gradiente de pressão, uma correção de viscosidade vai contra os efeitos desse fluxo. Adaptando ao cenário relativístico, considerando uma pequena correção do sistema hidrodinâmico adotamos o perfil $(v\eta/\epsilon + P)/R \ll 1$. Da termodinâmica estatística resgatamos o conceito $\epsilon + P = Ts$, que v/R pode ser substituído pela escala de tempo τ [2]. Logo, a relação é escrita como:

$$\frac{\eta}{s} \frac{1}{\tau T} \ll 1 \quad (2.21)$$

Como em colisões ultrarrelativísticas $1/\tau T \approx 0.2$, a viscosidade assume um valor máximo de $\eta/s \approx 0.5$. Portanto, mesmo sob a presença de viscosidade, o *QGP* permanece caracterizado como fluido mais perfeito já descoberto.

Tratando-se do tensor de energia-momento, se faz necessário a adição de um termo que demonstre o desvio dissipativo, o qual chamaremos $T_{(1)}^{\mu\nu}$. O mesmo é obtido via formalismo de segunda ordem proposto por Israel e Stewart, expandindo a solução de Navier-Stokes[38].

$$T_{(1)}^{\mu\nu} = \eta\sigma^{\mu\nu} + \zeta(\partial_a u^a)\Delta^{\mu\nu} \quad (2.22)$$

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\nabla^\mu u^\nu + \nabla^\nu u^\mu) - \frac{1}{3}\Delta^{\mu\nu}\partial_a u^a \quad (2.23)$$

onde η é a viscosidade de cisalhamento, enquanto $\sigma^{\mu\nu}$ corresponde ao traço do tensor de cisalhamento, descrito pela equação 2.23, ζ a viscosidade relativa, $\partial_a u^a$ a taxa de expansão do fluido e $\Delta^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} + u^\mu u^\nu$ as componentes de espaço-tempo.

Teoricamente, a temperatura do fluido em expansão está fortemente ligada aos coeficientes viscosos de cisalhamento e relativo, logo, muitos esforços foram executados nas últimas décadas para incorporar a temperatura nos cálculos dos coeficientes. O que se espera com o aumento da temperatura é o efeito perturbativo no fluxo anisotrópico v_n . O esperado é que a viscosidade de cisalhamento aumente, enquanto a viscosidade relativa diminua[39].

Entretanto, como calcular os coeficientes teóricos de transporte do fluido *QGP* é uma tarefa difícil e ainda não concluída nos estudos das colisões de íons pesados, adotaremos nesse trabalho dois valores efetivos para viscosidade de cisalhamento η/s : 0.08 e 0.18 e definiremos a viscosidade relativa $\zeta/s = 0$. Valores esses que encapsulam de forma aproximada a informação ganha do fluxo anisotrópico observado.

Em vista disso, o tensor energia-momento $T^{\mu\nu}$ para a evolução hidrodinâmica viscosa considerado nesse presente estudo, tem forma apresentada pelas equações abaixo. Onde o termo $T_{(0)}^{\mu\nu}$ representa o termo ideal e conservativo do sistema *QGP*[2, 40].

$$T^{\mu\nu} = T_{(0)}^{\mu\nu} + T_{(1)}^{\mu\nu} \quad (2.24)$$

$$T^{\mu\nu} = (\epsilon + P)u^\mu u^\nu - P g^{\mu\nu} + \eta \sigma^{\mu\nu} \quad (2.25)$$

2.3.2 Fluxo anisotrópico v_n e Momento transversal médio $\langle p_T \rangle$

Assim como explicado anteriormente, a evolução hidrodinâmica guarda informações da geometria do fluido QGP que a precede. Consequentemente, também carrega informações das condições iniciais de colisão.

A excentricidade do fluido QGP é a propriedade geométrica que caracteriza o perfil do fluxo anisotrópico de expansão, uma vez que, a hidrodinâmica transforma anisotropia espacial em anisotropia de momento. A relação precisa é descrita pela equação 2.26, onde v_n corresponde a anisotropia espacial, ψ_n o ângulo em relação ao plano e o termo $e^{in\phi_p}$ denota a distribuição de momento das partículas em um evento com base em sua anisotropia inicial, onde ϕ_p denota propriamente o ângulo azimutal do momento, onde as partículas serão emitidas[15].

$$v_n e^{in\psi_n} = \langle e^{in\phi_p} \rangle \quad (2.26)$$

onde cada conjunto $\langle \dots \rangle$ é descrito pela equação 2.27, o qual representa a média ponderada ponto a ponto da matriz bidimensional de densidade de entropia ou energia[15, 37]. No sentido físico da equação q_j corresponde ao peso de direção do ângulo azimutal do momento, enquanto $[\dots]$ corresponde ao conjunto de valores de excentricidades.

$$\langle \dots \rangle = \frac{\sum_j q_j [\dots]}{\sum_j q_j} \quad (2.27)$$

O índice n foi investigado para valores entre 2 – 5, correspondendo aos fluxos elíptico, triangular, quadrangular e pentagonal, respectivamente. Portanto, observa-se que o fluxo elíptico tem melhor descrição para a evolução hidrodinâmica do sistema, principalmente para colisões centrais na ausência de flutuações. Colisões mais periféricas apresentam fluxos mais diversos, como o triangular. Os fluxos quadrangular e pentagonal são ligados a flutuações[15].

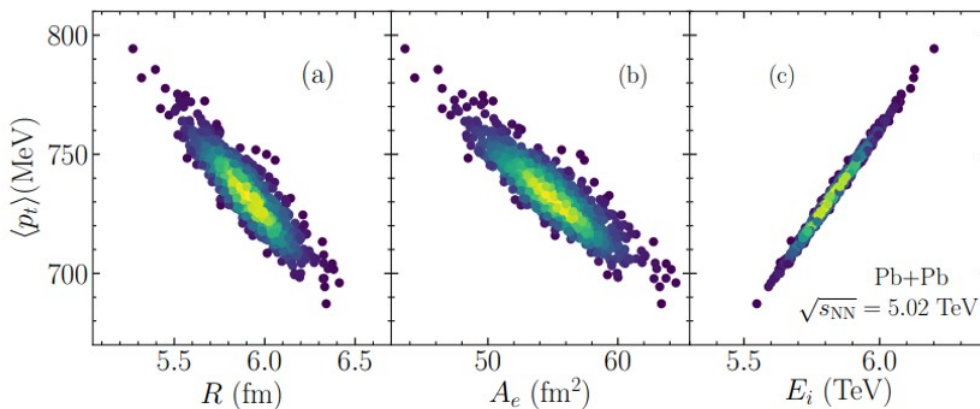
Em adição ao anisotrópico v_n , obtemos o momento transversal médio do fluido em expansão $\langle p_T \rangle$. A correlação de Pearson entre a anisotropia de momento, com o momento transversal foi investigada pela colaboração ATLAS, conforme ilustrado na equação 2.28[5, 27].

$$\rho_n = \frac{\langle \langle p_T \rangle v_n^2 \rangle - \langle \langle p_T \rangle \rangle \langle v_n^2 \rangle}{\sigma_{p_T} \sigma_{v_n^2}} \quad (2.28)$$

A correlação apresentada conecta duas variáveis finais do fluido em expansão. Entretanto, como observamos, a equação 2.26 guarda uma relação entre v_n e uma propriedade da condição inicial ε_n . Analogamente, a investigação foi feita para p_t , com intuito de encontrar uma variável da CI que pudesse correlacionar diretamente com o momento, substituindo-o na equação 2.28 junto a ε_n [27].

Dessa forma, Giacalone et al. simularam 850 eventos a uma multiplicidade conservada, ou seja, a uma quantidade conservada de partículas observadas vinculado a uma centralidade fixa de colisão entre as simulações, investigando a correlação de momento com três variáveis: tamanho inicial do sistema $R = \langle r^2 \rangle$, área da elipse A_e e energia total por unidade de rapidez E/S . Os resultados são apresentados na figura 9, onde observa-se uma correlação linear entre as propriedades[27].

Figura 9 – Correlações de $\langle p_t \rangle$.



Resultado de uma simulação hidrodinâmica ideal da colisão entre dois átomos de chumbo com parâmetro de impacto $b=2.5$ fm. 850 eventos simulados com a mesma entropia total, mas com diferentes perfis de densidade de entropia. Os gráficos demonstram o momento transversal médio versus (a) Tamanho inicial do perfil, (b) Área elíptica e (c) E/S. Fonte: Referência [27]

Entretanto, neste trabalho buscamos uma correlação global entre as propriedades, ou seja, que a linearidade seja mantida conforme alteramos a condição inicial, ou centralidade

da colisão. Logo, focaremos a análise posterior em duas variáveis da CI: R e E/S .

Ademais, o momento transversal $\langle p_T \rangle$ apresenta proporcionalidade a uma Temperatura Efetiva T_{eff} [9].

$$\langle p_T \rangle \cong 3.07 T_{eff} \quad (2.29)$$

A temperatura efetiva é uma quantidade utilizada para, aproximadamente, descrever uma função complexa não-trivial ainda desconhecida, a temperatura de resfriamento do sistema[9].

Conforme mencionado anteriormente, pode-se descrever a temperatura do sistema via entropia ou energia total do fluido QGP, e existem expressões que descrevem essa relação com a temperatura efetiva [36].

$$S_f = \int_{f.o} s u^\mu d\sigma_\mu = s(T_{eff}) V_{eff} \quad (2.30)$$

$$E_f = \int_{f.o} T^{0\mu} d\sigma_\mu = \epsilon(T_{eff}) V_{eff} \quad (2.31)$$

onde o termo f.o indica resfriamento do fluido QGP (*freeze-out*).

Isolando a temperatura efetiva nas equações 2.30 e 2.31, obtém-se um fator de proporção com a mesma unidade natural de $\langle p_T \rangle$, em GeV . Intuitivamente, fundamenta-se a ideia de que E/S guarde uma relação de proporção com o momento.

$$\langle p_T \rangle \propto \frac{E}{S} \quad (2.32)$$

Outra forma de analisarmos o momento transversal médio é através do gradiente de pressão ilustrado na equação 2.33 [40].

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} P \quad (2.33)$$

A leitura correta dessa relação para o QGP é que para um fluido, quanto maior for o gradiente de pressão (ou energia), maior é a força de ação sobre o mesmo.

O gradiente de energia é calculado através da taxa de transferência energética por uma superfície, plano ou volume. Nesse caso, elencamos as densidades linear, superficial e volumétrica de energia/entropia por partícula.

Portanto, espera-se que quanto maior a densidade do fluido (menor raio para uma quantidade conservada de entropia), maior seja a força resultante do gradiente de energia por partícula. A força, por sua vez, corresponde diretamente à transferência de momento transversal do fluido [40].

Considerando a relação entre as equações 2.20 e 2.33, observa-se que se tratam de um mesmo parâmetro, com um termo dissipativo adicional para $\eta \neq 0$. Portanto, na presença de viscosidade de cisalhamento, espera-se uma diminuição no gradiente de energia do sistema e, conseqüentemente, redução a distribuição de momento transversal em relação ao cenário ideal[2].

Com base no raciocínio anterior, espera-se que $\langle p_T \rangle$ possa guardar também relações com energia total, bem como suas densidades espaciais: linear, superficial e volumétrica.

2.3.3 Particularização N_{ch}

A expansão do fluido decresce a temperatura dos elementos do até o ponto em que a descrição QGP não seja mais justificável. O confinamento de partons se inicia e o sistema se transforma em um gás de hádrons, a uma temperatura crítica $T_c \approx 0,15 GeV$. Com energia menor a um único hádron, o sistema QGP desacopla em um fluxo de partículas, com distribuição de momento guiado pelo momento transversal médio $\langle p_T \rangle$ [2, 9].

O fluxo de partículas após termalização é composto por uma chuva de partículas de maior energia, que sofrem sequenciais decaimentos até atingirem os detectores dos aceleradores [5].

Após o desacoplamento (freeze-out) do fluido e os decaimentos possíveis dos hadrons emitidos, as partículas detectadas em maior número dão píons (π^- , π^0 e π^+). Logo, aproximadamente 2/3 das partículas emitidas são carregadas e efetivamente detectadas. Por simulação conseguimos prever o número de partículas finais de um sistema, comparando com resultados experimentais do *LHC* e *RHIC* [16].

Se resgatarmos os dados apresentados por J. Adam et al., conforme ilustrado na tabela 1, podemos observar experimentalmente que a centralidade de colisão possui correlação direta com o número de partículas carregadas N_{ch} observadas. Considerando que toda

entropia é produzida nos segundos iniciais de colisão, para o cenário hidrodinâmico ideal (conservativo), podemos esperar também uma correlação direta entre entropia e multiplicidade observada[10, 21].

Com intuito de executar essa avaliação de forma mais apropriada, neste trabalho fixaremos as quantidades de partículas obtidas via simulação, ao final das colisões de cada janela de centralidade. Em seguida, investigaremos a correlação da entropia total S com essas quantidades definidas N_{ch} .

Para a hidrodinâmica viscosa, uma pequena quantidade de entropia é produzida pela resistência oferecida a expansão do fluido, um desvio dissipativo correspondente ao segundo termo da equação 2.25. Espera-se portanto linearidade na relação de entropia total S e partículas detectadas N_{ch} , acrescida em um pequeno desvio em relação a hidrodinâmica ideal. Isso acontece porque a uma quantidade conservada de multiplicidade por parâmetro de impacto, a quantidade de entropia total S produzida no momento da colisão seja menor, sendo parcialmente produzida devido a resistência dissipativa de expansão do fluido[38].

3 Simulação dos dados

Os dados utilizados nesta análise são obtidos via duas etapas de simulação. A primeira se refere a configuração da condição inicial, aplicando a colisão de núcleos $Pb - Pb$ nas condições iniciais de escolha, resultando em densidades de entropia para o fluido QGP formado.

A segunda etapa refere-se a simulação da evolução hidrodinâmica do fluido, incluindo as etapas de termalização e hadronização.

3.1 TRENTO

Desenvolvido com o intuito de projetar simulações de colisões de átomos pesados, o TRENTO (*Reduced Thickness Event-by-event Nuclear Topology*) é um parametrizador de condições iniciais via espessura reduzida e entropia, conforme apresentado anteriormente [35].

A simulação segue o tratamento estatístico do modelo Monte Carlo Glauber de sobreposição de depósitos de entropia, evento por evento de colisão. Considera-se como parâmetros de entrada a espessura reduzida, átomos incidentes, grade de performance (tamanho disponível a colisão, o qual limita a matriz de entropia resultante), número de colisões que serão simuladas e parâmetro de impacto. Essa última variável carrega consigo informações de centralidade e número de núcleons participantes.

Em uma análise inicial, definimos algumas constantes como átomos colidores de chumbo $Pb-Pb$ e espessura reduzida com $p = 0$ (*modelo estatístico geométrico*). Os quais representam, respectivamente, maior quantidade de energia de impacto disponível para o QGP formado.

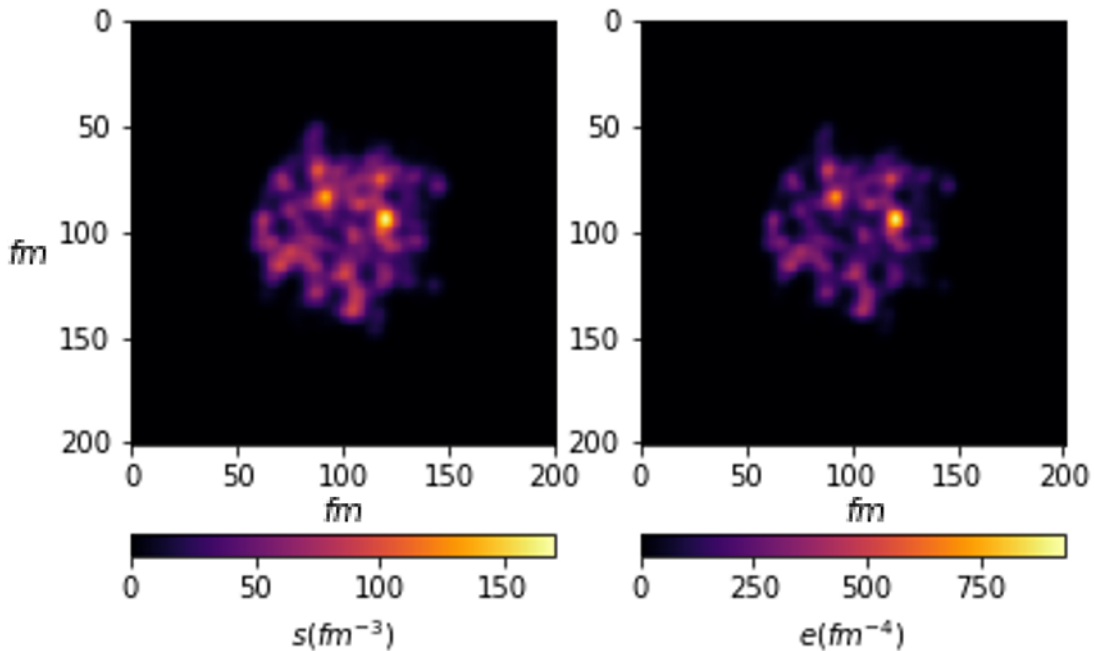
A única variável das condições iniciais utilizada em simulação foi o parâmetro de impacto. Aplicando a referência da tabela 1, variamos a centralidade entre 0-60% em nove intervalos com o intuito de mensurar como as demais propriedades iniciais e finais são afetadas.

Em resumo, as variáveis de condições iniciais analisadas são centralidade \mathbf{c} , excentricidade $\varepsilon_{m,n}$, densidade de entropia s , densidade de energia e e raio R . Enquanto as variáveis finais são número de partículas carregadas N_{ch} , fluxo anisotrópico v_n e momento transversal médio $\langle p_T \rangle$.

Cada simulação resulta em uma matriz de dados, cujos pontos correspondem a quantidade espacial de entropia com propriedades e perfil característico de um conjunto de condições experimentais, a projeção da matriz de entropia, bem como sua conversão em matriz de energia pela equação 2.12 podem ser visualizadas, para um evento aleatório, na figura 10. Os pontos mais claros indicam posições de maior densidade.

O eixo x e y apresentado na imagem indica o número de entradas existentes no intervalo descrito no código. O *grid max* indica o tamanho do eixo de -15 a 15 enquanto *grid step* indica o número de entradas nesse intervalo. Logo, se dividirmos o valor obtemos o número de pontos da matriz de dados em cada sentido ($\frac{30.1}{0.1498} \simeq 201$ pontos).

Figura 10 – Representação do fluido QGP.



(**esquerda**) representa a perfil de densidade de entropia (**direita**) representa a perfil de densidade de energia. Fonte: Próprio autor.

O código de acesso ao TRENTO está disponível em github.com/Duke-QCD/trento[35].

3.2 MUSIC

Desenvolvido para resolver, via meio computacional, as equações hidrodinâmicas de expansão do fluido QGP, utilizamos o MUSIC, disponível em: github.com/MUSIC-fluid/MUSIC. Portanto, a segunda simulação aplicada é a evolução hidrodinâmica, evento por evento, em $(2+1)D[16]$.

As simulações MUSIC foram efetuadas para cada um dos 100 eventos, referentes a cada conjunto de condições iniciais (centralidade), em três etapas distintas.

A primeira faz a leitura de cada evento e aplica a evolução hidrodinâmica apenas. Como método comparativo de avaliação dos resultados, simulamos evoluções hidrodinâmicas não viscosas, e com viscosidade de cisalhamento por unidade de densidade de entropia η/s igual a 0.8 e 0.18.

A segunda etapa está vinculada a obtenção do momento transversal médio, uma vez que esta computa o espectro de momento transversal. A etapa corresponde a busca da termalização e equilíbrio térmico do fluido em expansão, onde há uma convolução entre temperatura e velocidade de expansão do espectro de momento.

A terceira e última etapa simula a particularização via cooper-Frye, e os decaimentos subsequentes de partículas após desacoplamento do fluido QGP. Através da integral do momento, obtém-se quantas partículas carregadas, resultantes dos decaimentos, seriam lidas nos detectores.

O resultado de todas as etapas está de acordo com os resultados experimentais dos aceleradores de partículas LHC e RHIC.

4 Resultados e Discussões

As análises apresentadas a seguir, conforme mencionado anteriormente, buscam inicialmente uma correlação global entre propriedades da condição inicial e um dos observáveis finais. Os gráficos incluem dispersão dos eventos, passando por todo o conjunto de centralidades (0-60%). Sendo 100 eventos por cada um dos 10 intervalos de CI, resultamos em gráficos com 1000 pontos.

Assim sendo, estudaremos o efeito da variável de entrada ($\%c, b$) na correlação entre variáveis intermediárias ($E, S, \langle R_o \rangle$) e variáveis finais ($N_{ch}, \langle p_T \rangle$).

Considerando as análises que resultem em uma correlação satisfatória, aplicaremos a mesma análise à seus valores médios (por condição inicial), com variação entre as perspectivas da hidrodinâmica ideal e a hidrodinâmica viscosa: para valores de viscosidade de cisalhamento iguais a 0.08 e 0.18. A segunda etapa visa entender o impacto da adição da viscosidade na hidrodinâmica relativística de expansão do fluido.

Para isso, utilizaremos o coeficiente de correlação de Pearson. Um resultado que indica correlação linear entre -1 (correlação negativa), 0 (nenhuma correlação) e 1 (correlação positiva), entre duas variáveis quaisquer. Por simplificação, chamaremos o correlator de Pearson de ξ .

$$\xi = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} = \frac{cov(X, Y)}{\sqrt{var(X)var(Y)}} \quad (4.1)$$

onde x e y indicam as variáveis de entrada para cálculo do coeficiente de correlação de Pearson, enquanto \bar{x} e \bar{y} indicam as médias aritméticas dessas mesmas variáveis.

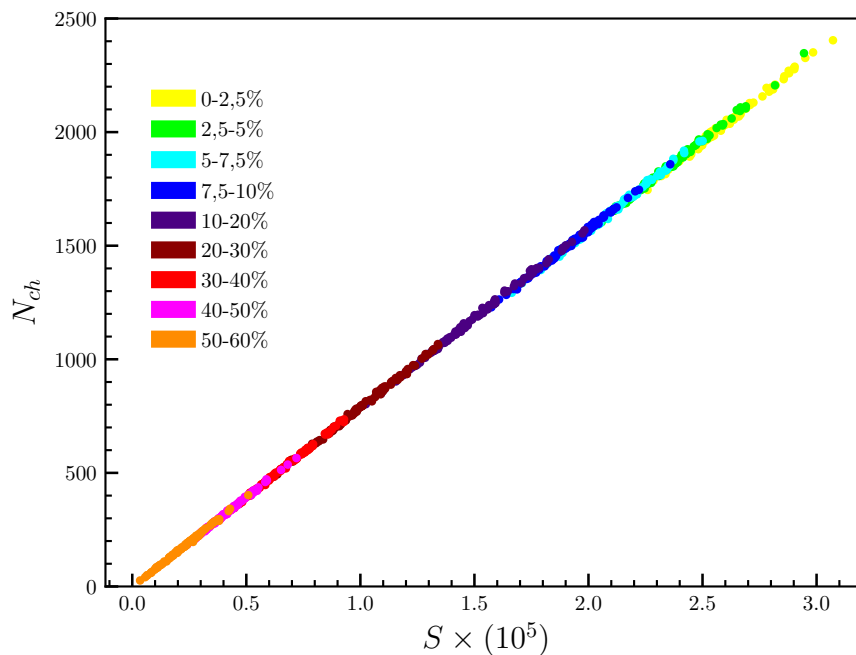
4.1 Correlações de N_{ch}

Inicialmente tomaremos uma correlação já prevista pela metodologia aplicada, utilizada como padrão no ramo da Física Nuclear de Altas Energias para condicionar os dados corretamente. Tratamos na figura 11 e tabela 3 da relação entre entropia total formada

nos segundos iniciais pós colisão e o número de partículas carregadas ao final da evolução hidrodinâmica. Com $\xi = 0.999$ apresentamos uma alta correlação entre duas variáveis.

Como a evolução hidrodinâmica aplicada é ideal, podemos observar uma relação direta entre número de partículas produzidas e entropia total do fluido produzida nos momentos iniciais da colisão. Caso exista viscosidade, a mesma teoricamente deve possuir um valor pequeno de ajuste na correlação linear das propriedades.

Figura 11 – $S \times N_{ch}$ - Hidrodinâmica ideal



Varição da entropia total S do fluido QGP frente ao número de partículas carregadas N_{ch} , possivelmente detectadas pós colisão, aplicando evolução hidrodinâmica ideal. Dispersão de dados para todos os conjuntos de centralidades 0 – 60%. Fonte: Próprio autor

Ao aplicar a segunda etapa de análise, observa-se em 12 que a presença de viscosidade, a uma multiplicidade fixada, a entropia total inicial do sistema é menor conforme a viscosidade aumenta. Isso se deve ao fato de que a entropia total deixa de ser produzida inteiramente nos segundos iniciais pós colisão, sendo parte da mesma produzida pelo efeito dissipativo do fluido em expansão. A correlação apresentada em 4 indica que não só a linearidade entre as variáveis permanece alta, como também melhora discretamente em seu resultado.

Portanto, podemos associar que exista uma viscosidade mínima de ajuste no sistema, sendo o valor de $\eta/S = 0.18$ o melhor apresentado neste trabalho. Apesar de que, em

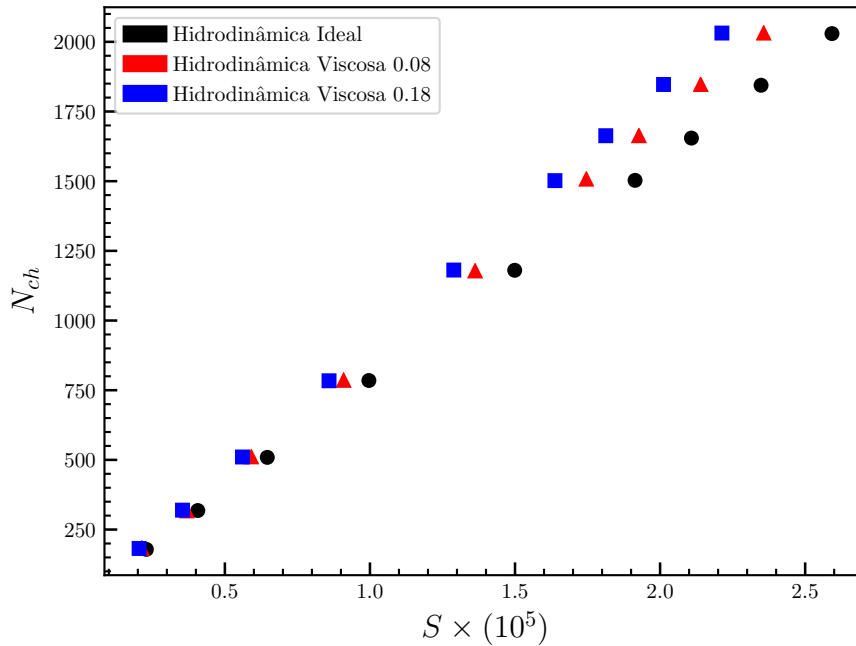
Tabela 3 – Quadro de resultados da correlação de Pearson entre entropia total S do fluido QGP e número de partículas carregadas N_{ch} para hidrodinâmica ideal.

$c(\%)$	$\xi_{\eta/s=0}$
0-2.5	0.998
2.5-5.0	0.999
5.0-7.5	0.999
7.5-10	0.999
10-20	0.999
20-30	0.999
30-40	0.999
40-50	0.999
50-60	0.999
Global	0.999

Fonte: Próprio autor

termos estatísticos, as alterações observadas não indicam nada além do que flutuações, logo, devemos analisar o comportamento da viscosidade em outras análises antes de tomar uma conclusão.

Figura 12 – $S \times N_{ch}$ - Inclusão da hidrodinâmica viscosa



Varição da entropia total S do fluido QGP frente ao número de partículas carregadas N_{ch} , possivelmente detectadas pós colisão. Valores médios para todos os conjuntos de centralidades 0 – 60% para os cenários de hidrodinâmica ideal e viscosa. Fonte: Próprio autor.

Considerando que a entropia indique boa descrição do número de partículas detectada,

Tabela 4 – Quadro comparativo da correlação de Pearson entre entropia total S do fluido QGP e número de partículas carregadas N_{ch} para hidrodinâmica ideal e viscosa, com dois valores possíveis para viscosidade de cisalhamento.

Correlação Global	$\xi_{\eta/s=0}$	$\xi_{\eta/s=0.08}$	$\xi_{\eta/s=0.18}$
$\text{Cov}(S, N_{ch})$	0.99999299	0.99999762	0.99999982

Fonte: Próprio autor

assim como previsto na literatura, partimos para a correlação de maior importância nesse estudo do fluido de quarks e glúons atual: a melhor correlação de uma variável inicial com o momento transversal médio.

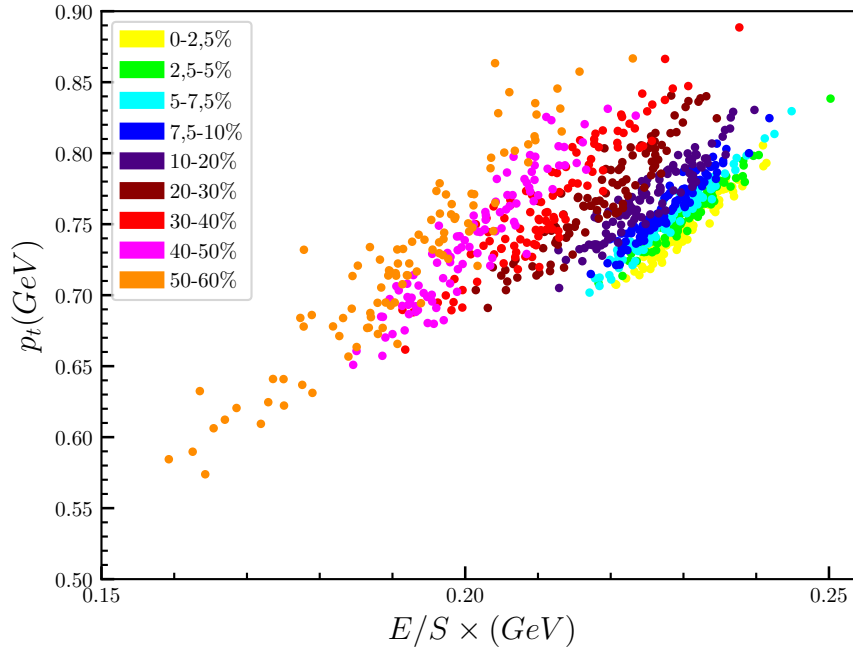
4.2 Correlações de $\langle p_T \rangle$

Conforme indicado na figura 9, buscaremos uma correlação global, inicialmente, com duas propriedades da condição inicial: a energia total por multiplicidade conservada E/S e tamanho inicial do perfil R_o , do qual vamos explorar as dimensões lineares, superficiais e volumétricas de $\langle r^2 \rangle$ através das relações demonstradas na tabela 2.

A primeira relação é apresentada na figura 13 e tabela 5, onde pode-se observar que de fato existe uma correlação linear entre as propriedades quando isolamos uma condição inicial específica, indicado através de $\langle \xi \rangle = 0.950$. Entretanto, a correlação global, ou seja, independente da centralidade de impacto, decai para uma correlação moderada de $\xi = 0.649$.

Todavia, conforme apontado anteriormente, a correlação tende a melhorar no perfil de hidrodinâmica viscosa. Na figura 14 apresentamos através do valor médio de cada janela de centralidade que não só a proporção entre E/S diminui, como o próprio valor de $\langle p_T \rangle$. Entretanto a correlação global entre as propriedades, novamente, aumenta proporcionalmente ao aumento da viscosidade efetiva aplicada. Os resultados apresentados na tabela 6 são de $\xi = 0.702$ para $\eta/s = 0.08$ e $\xi = 0.744$ para $\eta/s = 0.018$, em ambos os casos, consideramos o resultado como uma correlação linear boa.

Tendo em vista que a relação apresentada anteriormente não satisfaz uma correlação ótima, assim como a apresentada entre S e N_{ch} , faz-se necessário testarmos as demais propriedades da CI que podem caracterizar o observável final $\langle p_T \rangle$.

Figura 13 – $E/S \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal

Varição da energia total por multiplicidade E/S do fluido QGP em relação ao momento transversal médio $\langle p_T \rangle$, aplicando evolução hidrodinâmica ideal. Dispersão de dados para todos os conjuntos de centralidades 0 – 60%. Fonte: Próprio autor

No gráfico 15 e tabela 7 avaliaremos a correlação com a tamanho inicial do perfil através de $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (perfil linear), $\langle r^2 \rangle$ (perfil superficial) e $\langle r^2 \rangle^{3/2}$ (perfil volumétrico).

É importante observar que ao compararmos o gráfico 15 com os demais que são apresentados nesse trabalho, a inclinação da dispersão de dados para uma dada centralidade ou cor segue o mesmo sentido, tomando uma correlação positiva. Entretanto, para a correlação de $\frac{1}{\langle r^m \rangle^n}$, a dispersão de todo o conjunto de dados, independente da CI toma sentido oposto dos demais, logo, apresentado uma correlação global negativa conforme tabela 7.

Para os três casos, a correlação associada a centralidade 0 – 2.5% é alta, assim como apresentado na figura 9. Entretanto, decai conforme avançamos para colisões mais periféricas, já se tornando uma correlação moderada no segundo intervalo de centralidade (2.5 – 5%). Da mesma forma, os três cenários apresentam correlação global intermediária e inversa, sendo o melhor resultado associado ao perfil volumétrico com $\xi = -0.657$. Os demais fatores associados a $\frac{1}{\langle r^m \rangle^n}$ estão contidos no apêndice.

Da mesma forma, aplicamos para os três casos a hidrodinâmica viscosa, conforme

Tabela 5 – Quadro de resultados da correlação de Pearson entre energia total por multiplicidade E/S do fluido QGP e momento transversal médio $\langle p_T \rangle$ para hidrodinâmica ideal.

$c(\%)$	$\xi_{\eta/s=0}$
0-2.5	0.969
2.5-5.0	0.971
5.0-7.5	0.976
7.5-10	0.958
10-20	0.936
20-30	0.937
30-40	0.933
40-50	0.936
50-60	0.938
Global	0.649

Fonte: Próprio autor.

Tabela 6 – Quadro comparativo da correlação de Pearson entre energia total por multiplicidade E/S do fluido QGP e momento transversal médio $\langle p_T \rangle$ para hidrodinâmica ideal e viscosa, com dois valores possíveis para viscosidade de cisalhamento.

Correlação Global	$\xi_{\eta/s=0}$	$\xi_{\eta/s=0.08}$	$\xi_{\eta/s=0.18}$
$\text{Cov}(E/S, \langle p_T \rangle)$	0.64876215	0.70242009	0.74361917

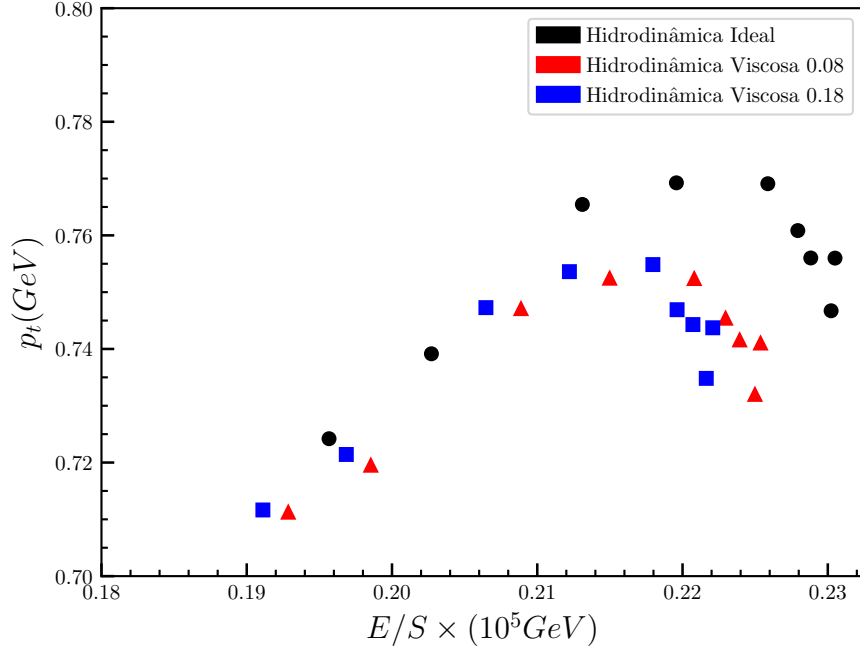
Fonte: Próprio autor.

ilustrado em 16. Observa-se portanto, que ao tratarmos os dados em termos de valores médios de $\langle r^2 \rangle^m$ e $\langle p_T \rangle$ os gráficos não demonstram alta linearidade entre os pontos. De todo modo, assim como nas análises que antecedem, a correlação melhora com a adição de viscosidade, em todos os perfil analisados, principalmente para hidrodinâmica com viscosidade de cisalhamento $\eta/s = 0.18$, onde ξ atinge o valor de -0.736 na correlação com o perfil volumétrico de $\langle r^2 \rangle^{3/2}$ conforme tabela 8.

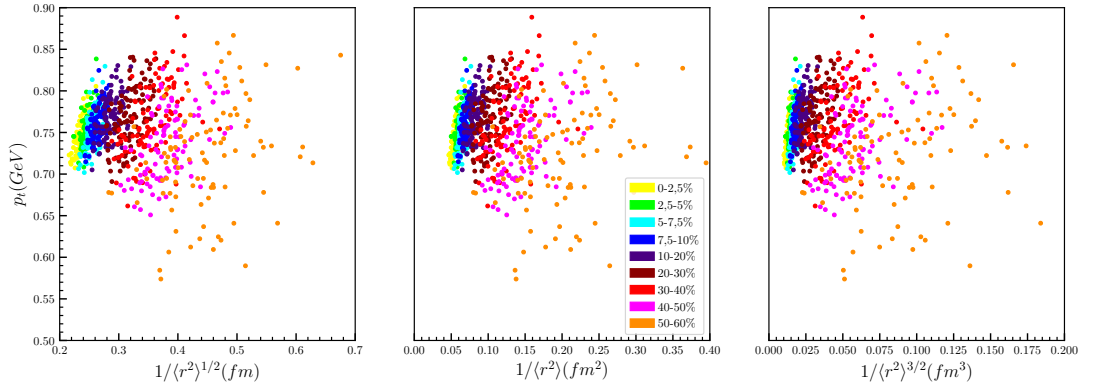
Dando continuidade aos estudos de $\langle p_T \rangle$, resgatamos a equação 2.33, investigando também os perfis de densidade linear, superficial e volumétrica de entropia e energia.

Para densidade de energia o melhor ajuste linear corresponde ao perfil de densidade volumétrica através de $\langle r \rangle^3$ conforme demonstrado nas figura 17 e tabela 9 com $\xi = 0.759$. Enquanto o perfil da densidade de entropia tem seu melhor ajuste também via densidade volumétrica com $\langle r^3 \rangle$ conforme apresentado na figura 18 tabela 10, onde $\zeta = 0.696$.

Os demais gráficos e tabelas associados aos perfis de densidades linear e superficial,

Figura 14 – $E/S \times p_t$ - Inclusão da hidrodinâmica viscosa

Varição da energia total por multiplicidade E/S do fluido QGP em relação ao momento transversal médio $\langle p_T \rangle$. Valores médios para todos os conjuntos de centralidades 0 – 60% para os cenários de hidrodinâmica ideal e viscosa. Fonte: Próprio autor.

Figura 15 – $\langle r^2 \rangle^m \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal

Varição do inverso do perfil do fluido QGP em relação ao momento transversal médio $\langle p_T \rangle$, aplicando evolução hidrodinâmica ideal. Dispersão de dados para todos os conjuntos de centralidades 0 – 60%. Da esquerda para direita são apresentados os perfis linear, superficial e volumétrico de $\langle r^2 \rangle$, respectivamente. Fonte: Próprio autor.

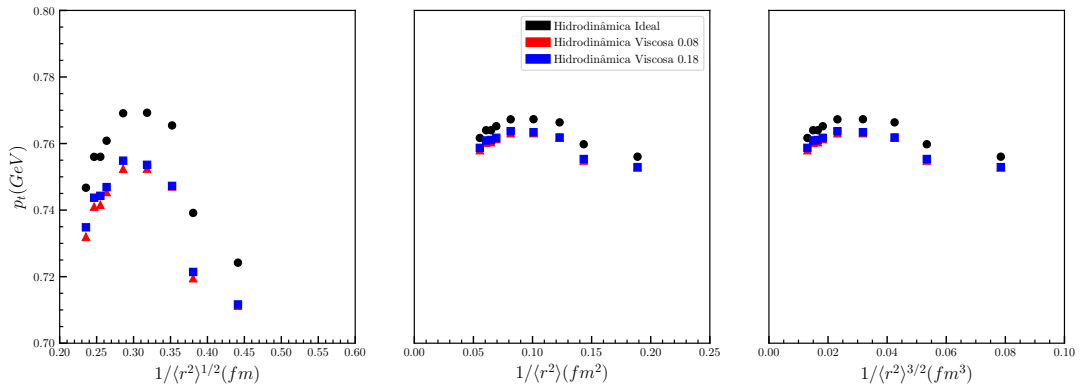
para entropia e energia, estão disponíveis no anexo.

Considerando o maior significado físico sobre o estudo do rms , aplicaremos a hidrodinâmica viscosa das densidade de entropia e energia via $\langle r^2 \rangle^n$. Os resultados por sua vez, apresentam nas tabelas 11 e 12, melhor correlação, novamente, para as densidades

Tabela 7 – Quadro de resultados da correlação de Pearson entre os perfis $\langle r^2 \rangle$ do fluido QGP e momento transversal médio $\langle p_T \rangle$ para hidrodinâmica ideal.

$c(\%)$	$\xi_{\eta/s=0}^{\langle r^2 \rangle^{1/2}}$	$\xi_{\eta/s=0}^{\langle r^2 \rangle}$	$\xi_{\eta/s=0}^{\langle r^2 \rangle^{3/2}}$
0-2.5	0.754	0.754	0.755
2.5-5.0	0.573	0.577	0.580
5.0-7.5	0.628	0.626	0.633
7.5-10	0.581	0.578	0.575
10-20	0.449	0.446	0.443
20-30	0.560	0.560	0.559
30-40	0.534	0.521	0.504
40-50	0.538	0.530	0.520
50-60	0.294	0.271	0.244
Global	-0.560	-0.613	-0.657

Fonte: Próprio autor.

Figura 16 – $\langle r^2 \rangle^m \times p_t$ - Inclusão da hidrodinâmica viscosa


Variação do perfis $\langle r^2 \rangle^m$ do fluido QGP em relação ao momento transversal médio $\langle p_T \rangle$. Valores médios para todos os conjuntos de centralidades 0 – 60% para os cenários de hidrodinâmica ideal e viscosa. Fonte: Próprio autor.

volumétricas de $\langle r^2 \rangle^{3/2}$, com aumento da correlação com a aplicação da hidrodinâmica viscosa.

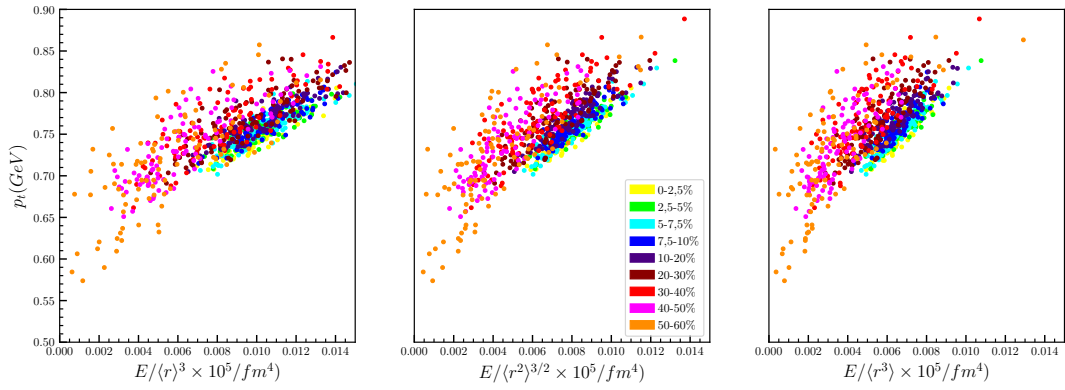
Por fim, atribuindo a mesma lógica de análise dimensional utilizada para correlacionar $\langle p_T \rangle$ e E/S , testaremos a correlação apenas com a energia total do sistema E . Entretanto, conforme evidenciado em 21 e 13 a correlação entre as duas propriedades não segue um padrão proporcional a centralidade da colisão, apresentando resultados moderados para todos os casos, enquanto a correlação global é fraca. Por ter um sentido físico menor e resultados abaixo do esperado, não aplicaremos a mesma correlação para hidrodinâmica viscosa.

Tabela 8 – Quadro comparativo da correlação de Pearson entre perfis $\langle r^2 \rangle^m$ do fluido QGP e momento transversal médio $\langle p_T \rangle$ para hidrodinâmica ideal e viscosa, com dois valores possíveis para viscosidade de cisalhamento.

Correlação Global	$\xi_{\eta/s=0}$	$\xi_{\eta/s=0.08}$	$\xi_{\eta/s=0.18}$
$\text{Cov}(\langle r^2 \rangle^{1/2}, \langle p_T \rangle)$	-0.560	-0.610	-0.655
$\text{Cov}(\langle r^2 \rangle, \langle p_T \rangle)$	-0.613	-0.656	-0.699
$\text{Cov}(\langle r^2 \rangle^{3/2}, \langle p_T \rangle)$	-0.657	-0.694	-0.736

Fonte: Próprio autor.

Figura 17 – $e \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal

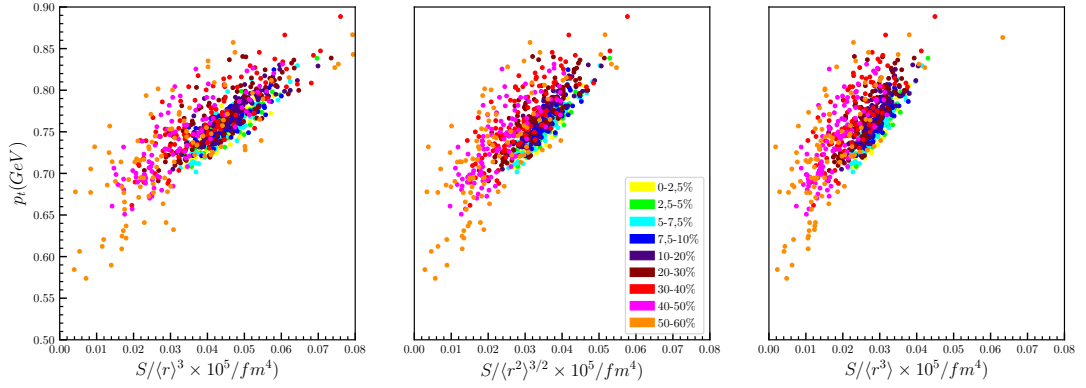


Varição da densidade volumétrica de energia ϵ em relação ao momento transversal médio $\langle p_T \rangle$, aplicando evolução hidrodinâmica ideal. Dispersão de dados para todos os conjuntos de centralidades 0 – 60%. Perfil volumétrico para os formatos de $\langle r^m \rangle^n$. Fonte: Próprio autor.

Tabela 9 – Quadro de resultados da correlação de Pearson densidades volumétrica de energia ϵ do fluido QGP e momento transversal médio $\langle p_T \rangle$ para hidrodinâmica ideal. Variação da obtenção do perfil de densidade via $\langle r^m \rangle^n$.

$c(\%)$	$\xi_{\eta/s=0}^{E/\langle r \rangle^3}$	$\xi_{\eta/s=0}^{E/\langle r^2 \rangle^{3/2}}$	$\xi_{\eta/s=0}^{E/\langle r^3 \rangle}$
0-2.5	0.896	0.923	0.924
2.5-5.0	0.899	0.919	0.917
5.0-7.5	0.893	0.925	0.933
7.5-10	0.875	0.888	0.869
10-20	0.906	0.900	0.876
20-30	0.849	0.742	0.824
30-40	0.858	0.839	0.808
40-50	0.839	0.825	0.793
50-60	0.762	0.755	0.744
Global	0.759	0.707	0.667

Fonte: Próprio autor.

Figura 18 – $s \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal


Varição da densidade volumétrica de entropia s em relação ao momento transversal médio $\langle p_T \rangle$, aplicando evolução hidrodinâmica ideal. Dispersão de dados para todos os conjuntos de centralidades 0 – 60%. Perfil volumétrico para os formatos de $\langle r^m \rangle^n$. Fonte: Próprio autor.

Tabela 10 – Quadro de resultados da correlação de Pearson densidades de entropia s do fluido QGP e momento transversal médio $\langle p_T \rangle$ para hidrodinâmica ideal. Variação da obtenção do perfil de densidade via $\langle r^m \rangle^n$.

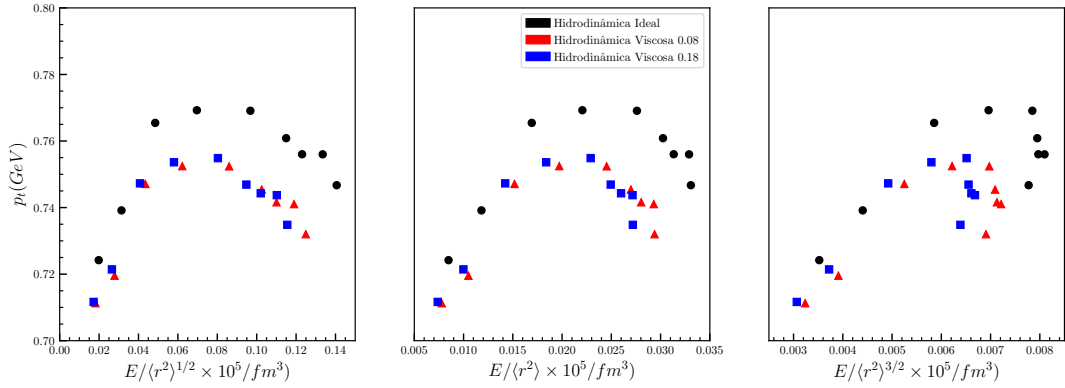
$c(\%)$	$\xi_{\eta/s=0}^{S/\langle r \rangle^3}$	$\xi_{\eta/s=0}^{S/\langle r^2 \rangle^{3/2}}$	$\xi_{\eta/s=0}^{S/\langle r^3 \rangle}$
0-2.5	0.868	0.902	0.905
2.5-5.0	0.868	0.894	0.891
5.0-7.5	0.862	0.904	0.915
7.5-10	0.840	0.854	0.828
10-20	0.881	0.873	0.844
20-30	0.819	0.811	0.773
30-40	0.830	0.811	0.773
40-50	0.813	0.797	0.759
50-60	0.732	0.724	0.710
Global	0.411	0.522	0.696

Fonte: Próprio autor.

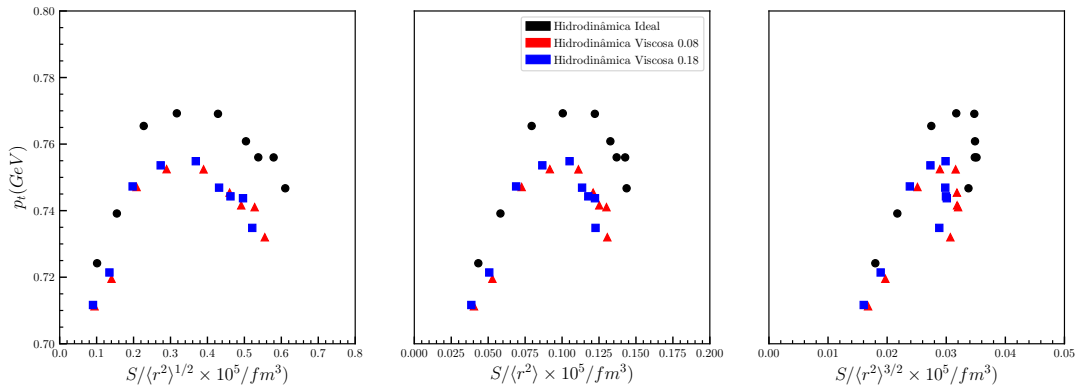
Tabela 11 – Quadro de resultados da correlação de Pearson densidades de energia ϵ do fluido QGP e momento transversal médio $\langle p_T \rangle$ para hidrodinâmica ideal e viscosa. Variação da obtenção do perfil de densidade via rms $\langle r^2 \rangle^n$.

Correlação Global	$\xi_{\eta/s=0}$	$\xi_{\eta/s=0.08}$	$\xi_{\eta/s=0.18}$
$\text{Cov}(E/\langle r^2 \rangle^{1/2}, \langle p_T \rangle)$	0.408	0.479	0.529
$\text{Cov}(E/\langle r^2 \rangle, \langle p_T \rangle)$	0.527	0.592	0.639
$\text{Cov}(E/\langle r^2 \rangle^{3/2}, \langle p_T \rangle)$	0.707	0.762	0.803

Fonte: Próprio autor.

Figura 19 – $E/\langle r^2 \rangle^m \times p_t$ - Inclusão da hidrodinâmica viscosa


Varição da densidade superficial de energia ϵ em relação ao momento transversal médio $\langle p_T \rangle$, aplicando evolução hidrodinâmica ideal. Comparativo dos valores médios de todos os conjuntos de centralidades 0 – 60% para hidrodinâmica ideal e viscosa. Variação da obtenção do perfil de densidade via rms $\langle r^2 \rangle^n$.
 Fonte: Próprio autor.

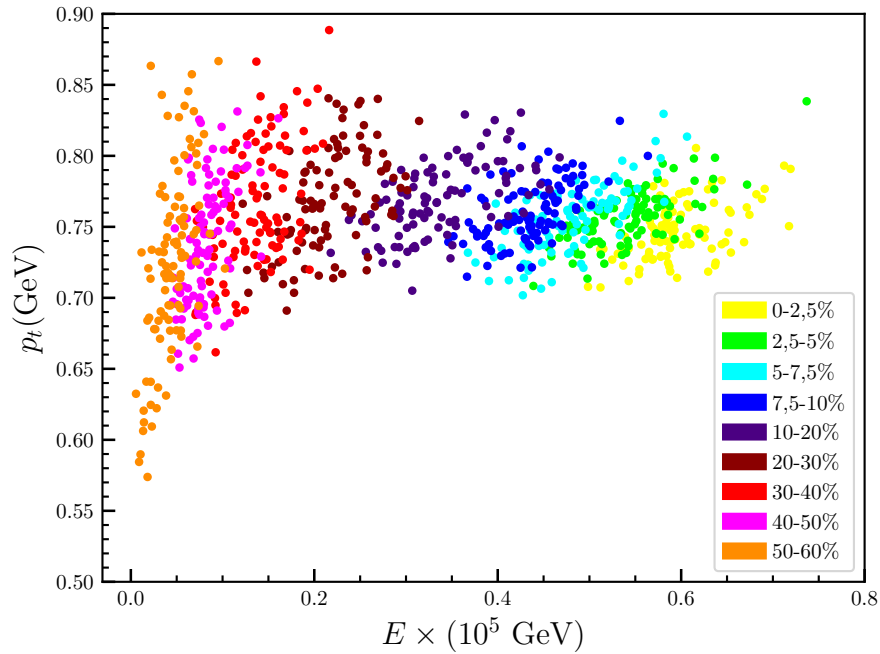
Figura 20 – $S/\langle r^2 \rangle^m \times p_t$ - Inclusão da hidrodinâmica viscosa


Varição da densidade superficial de energia s em relação ao momento transversal médio $\langle p_T \rangle$, aplicando evolução hidrodinâmica ideal. Comparativo dos valores médios de todos os conjuntos de centralidades 0 – 60% para hidrodinâmica ideal e viscosa. Variação da obtenção do perfil de densidade via rms $\langle r^2 \rangle^n$.
 Fonte: Próprio autor.

Tabela 12 – Quadro de resultados da correlação de Pearson densidades de entropia s do fluido QGP e momento transversal médio $\langle p_T \rangle$ para hidrodinâmica ideal e viscosa. Variação da obtenção do perfil de densidade via rms $\langle r^2 \rangle^n$.

Correlação Global	$\xi_{\eta/s=0}$	$\xi_{\eta/s=0.08}$	$\xi_{\eta/s=0.18}$
$\text{Cov}(S/\langle r^2 \rangle^{1/2}, \langle p_T \rangle)$	0.417	0.486	0.536
$\text{Cov}(S/\langle r^2 \rangle, \langle p_T \rangle)$	0.540	0.604	0.650
$\text{Cov}(S/\langle r^2 \rangle^{3/2}, \langle p_T \rangle)$	0.522	0.793	0.833

Fonte: Próprio autor.

Figura 21 – $E \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal

Varição da energia total E do fluido QGP em relação ao momento transversal médio $\langle p_T \rangle$, aplicando evolução hidrodinâmica ideal. Dispersão de dados para todos os conjuntos de centralidades 0 – 60%.
Fonte: Próprio autor.

Tabela 13 – Quadro de resultados da correlação de Pearson entre energia total E do fluido QGP e momento transversal médio $\langle p_T \rangle$ para hidrodinâmica ideal.

$c(\%)$	$\xi_{\eta/s=0}$
0-2.5	0.506
2.5-5.0	0.707
5.0-7.5	0.701
7.5-10	0.555
10-20	0.552
20-30	0.484
30-40	0.496
40-50	0.512
50-60	0.576
Global	0.319

Fonte: Próprio autor.

5 Conclusão

Primeiramente, reafirmamos nesse presente trabalho, a linearidade da correlação entre entropia total do sistema S e a multiplicidade N_{ch} esperada. Observamos também que toda ou grande parte da entropia total é criada nos momentos iniciais pós colisão, e é vinculada a quantidade de matéria disponível na configuração de impacto da CI, ou seja, número de núcleons participantes. Considerando o cenário apresentado, podemos associar uma relação direta entre número de partículas observadas e a centralidade de colisão, conforme já apresentado pela literatura. Uma vez que, a correlação global é suficientemente boa e independe da presença ou não de viscosidade.

Aos falarmos de viscosidade é importante ressaltar que a adição do termo de cisalhamento, principalmente de $\eta/s = 0.18$, apresenta um fator de melhora na correlação entre as propriedades. Entretanto, em termos estatísticos, a melhoria da correlação não é significativa. A comprovação de que parte da entropia é proveniente da viscosidade de cisalhamento durante a expansão do fluido advém da mesma comparação executada a outras quantidade físicas analisadas.

Ao avaliarmos todos os parâmetros de correlação que podem ser atribuídos para substituição de $\langle p_T \rangle$ na equação 2.28, podemos elencar principalmente a energia total por quantidade fixada de multiplicidade, ou seja, a razão energia por entropia E/S a qual possui mesma análise dimensional de momento.

De fato, $\frac{E}{S} \times p_T$ não indica relação direta entre as duas quantidades. As correlações se apresentam como boas quando observamos uma quantidade conservada de multiplicidade, ou seja, centralidade fixa. Todavia, ao contrário de $S \times N_{ch}$, não observa-se uma propagação da correlação global à análise (independente da CI). A adição de viscosidade a esse sistema indica hidrodinâmica relativística viscosa, dado que as correlação melhoram de forma significativa com $\eta/s = 0.18$. De todo modo, faz-se necessário a adição de variáveis de ajuste na proporcionalidade deduzida em 2.32, a fim de encontrarmos uma melhor relação entre as quantidades.

Uma variável do estado inicial que podemos utilizar como ajuste na proporcionalidade

anterior, é a troca dos termos de energia total E e S por suas densidades volumétricas ϵ e s . Dentre as opções apresentadas para os cálculo de R_o^3 , ou seja, volume do QGP , elencamos $\langle r^2 \rangle^{3/2}$ e $\langle r^3 \rangle$, que apresentam melhor ajuste linear com $\langle p_T \rangle$ nas correlações apresentadas.

Novamente as correlações não se apresentam de forma satisfatória além da dependência da CI, possuindo resultado elevado de correlação quando olhamos para um intervalo de centralidade fixo. Distinto da análise anterior, as correlações de densidade decaem conforme as correlações se tornam mais periféricas. A adição de viscosidade de cisalhamento η/s também melhora a correlação global apresentada.

Por fim, podemos definir que as demais correlações de $\langle p_T \rangle$ com densidades de entropia ou energia, bem como $\langle r^2 \rangle$ não apresentam bom resultados dentro das expectativas de análise. Mesmo que comprovem a literatura para colisões mais centrais, as mesmas não se propagam para colisões mais periféricas, não estabelecendo uma substituição ideal entre as propriedades.

Portanto, faz-se necessário uma avaliação completa da da equação 2.28, aplicando as devidas substituições de fluxo anisotrópico v_n por excentricidades $\epsilon_{m,n}$ que podem ser calculados com a base de dados desenvolvidos nesse projeto, aprimorando a análise através da variação de fluxo condicionada pela centralidade de impacto. Para as substituições de $\langle p_T \rangle$, conforme observado, pode ser aplicado uma combinação entre os termo E/S com suas densidade volumétricas ϵ/s

Referências

- [1] GARDIM, F.G. **Termodinâmica de quase-partículas**. 2009. Tese (Doutorado em Física). Instituto de Física Teórica, Universidade Estadual Paulista, São Paulo, 2009. Disponível em: <http://hdl.handle.net/11449/132792>. Acesso em: 27 nov. 2022.
- [2] GIACALONE, G. **A matter of shape: seeing the deformation of atomic nuclei at high-energy colliders**. 2020. Tese (Doutorado em Física). Universidade de Paris-Saclay, Paris, 2020. Disponível em: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2101.00168>. Acesso em: 27 nov. 2022.
- [3] ARSENE, I. *et al.* Quark gluon plasma and color glass condensate at rhic? The perspective from the brahms experiment. **Nuclear Physics A**, v. 757, n. 1-2, p. 1-27, 2005, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.02.130>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0410020>. Acesso em: 27 nov. 2022.
- [4] BACK, B.B. *et al.* The phobos perspective on discoveries at rhic. **Nuclear Physics A**, v. 757, n. 1-2, p. 28-101, 2005. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.03.084>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0410022>. Acesso em: 27 nov. 2022.
- [5] BUSZA, W.; RAJAGOPAL, K.; VAN DER SCHEE, W. Heavy ion collisions: the big picture and the big questions. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, v. 68, p. 339-376, out. 2018. DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-101917-020852>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1802.04801>. Acesso em: 27 nov. 2022.
- [6] WILCZEK, F. Asymptotic Freedom. **ArXiv**, set. 1996. Disponível em: <https://doi.org/10.48550/arXiv.hep-th/9609099>. Acesso em: 22 nov. 2022.
- [7] POLITZER, H.D. Asymptotic freedom: an approach to strong interactions. **Physics Reports**, v.14, p.129-180, nov. 1974. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(74\)90014-3](https://doi.org/10.1016/0370-1573(74)90014-3). Acesso em: 27 nov. 2022.

- [8] GROSS, D.J. Asymptotic freedom and the emergence of QCD. **ArXiv**, jun. 1992. Disponível em: <https://doi.org/10.48550/arXiv.hep-ph/9210207>. Acesso em: 27 nov. 2022.
- [9] GARDIM, F.G.; GIACALONE, G.; LUZUM, M.; OLLITRAULT, J.Y. Thermodynamics of hot strong-interaction matter from ultrarelativistic nuclear collisions. **Nature Physics**, v. 16, n. 6, p. 615-619, set. 2020. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41567-020-0846-4>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1908.09728>. Acesso em: 27 nov. 2022.
- [10] ADAM, J. *et al.* Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV. **Physical Review Letters**, v. 116, n. 22, p. 222-301, 2016. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.222302>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1512.06104>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [11] DAS, S.J.; GIACALONE, G.; MONARD, P.A.; OLLITRAULT, J.Y. Relating centrality to impact parameter in nucleus-nucleus collisions. **Physical Review C**, v. 97, n. 1, p. 014905, 2018. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.014905>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1708.00081>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [12] FRANKLAND, J.D. *et al.* Model independent reconstruction of impact parameter distributions for intermediate energy heavy ion collisions. **Physical Review C**, v. 104, n. 3, p. 034609, set. 2021. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.104.034609>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/2011.04496>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [13] AAD, G. *et al.* Measurement of the centrality dependence of the charged particle pseudorapidity distribution in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector. **Physics Letters B**, v. 710, n. 3, p. 363-382, 2012. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.02.045>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1108.6027>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [14] ABELEV, B. *et al.* Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV with ALICE. **Physical Review C**, v. 88, n. 4, p. 044909,

2013. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.044909>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1301.4361>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [15] GARDIM, F.G.; GRASSI, F.; LUZUM, M.; OLLITRAULT, J.Y. Mapping the hydrodynamic response to the initial geometry in heavy-ion collisions. **Physical Review C**, v.85, p.024908, fev. 2012. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.85.024908>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1111.6538>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [16] SCHENKE, B.; JEON, S.; GALE, C. Elliptic and triangular flow in event-by-event (3+1)D viscous hydrodynamics. **Physical Review Letters**, v. 106, n. 4, p. 042301, 2011. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.042301>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1009.3244>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [17] LAPPI, T.; MCLERRAN, L. Some features of the glasma. **Nuclear Physics A**, v. 772, n. 3-4, p. 200-212, mar. 2006. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2006.04.001>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0602189>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [18] SCHENKE, B.; JEON, S.; GALE, C. 3+1D hydrodynamic simulation of relativistic heavy-ion collisions. **Physical Review C**, v. 82, n. 1, p. 014903, 2010. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.014903>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1004.1408>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [19] TEANEY, D. The Effect of shear viscosity on spectra, elliptic flow, and HBT radii. **Physical Review C**, v. 68, n. 3, p. 034913, 2003. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.68.034913>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/nucl-th/0301099>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [20] ROMATSCHKE, P.; ROMATSCHKE, U. Viscosity information from relativistic nuclear collisions: how perfect is the fluid observed at RHIC? **Physical Review Letters**, v. 99, n. 17, p. 172301, out. 2007. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.172301>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/0706.1522>. Acesso em: 29 nov. 2022.

- [21] ROMATSCHKE, P.; ROMATSCHKE, U. Relativistic fluid dynamics in and out of equilibrium: ten years of progress in theory and numerical simulations of nuclear collisions. **ArXiv**, 2019. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1712.05815>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1712.05815>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [22] RYU, S.; *et al.* Effects of bulk viscosity and hadronic rescattering in heavy ion collisions at RHIC and LHC. **Physical Review C**, v. 97, n. 3, p. 034910, 2018. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.034910>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1704.04216>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [23] OLLITRAULT, J.Y. Relativistic hydrodynamics for heavy-ion collisions. **European Journal of Physics**, v. 29, n. 2, p. 275-302, 2008. DOI: <https://doi.org/10.1088/0143-0807/29/2/010>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/0708.2433>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [24] HOSTLER, J.N. *et al.* Bulk viscosity effects in event-by-event relativistic hydrodynamics. **Physical Review C**, v. 88, n. 4, p. 044916, 2013. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.044916>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1305.1981>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [25] HANUS, P.; REYGERS, K.; MAZELIAUSKAS, A. Entropy production in pp and Pb-Pb collisions at energies available at the CERN large hadron collider. **Physical Review C**, v. 100, n. 6, p. 064903, 2019. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.100.064903>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1908.02792>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [26] RYU, S. *et al.* The importance of the bulk viscosity of QCD in ultrarelativistic heavy-ion collisions. **Physical Review Letters**, v. 115, n. 13, p. 132301, 2015. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.132301>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1502.01675>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [27] GIACALONE, G.; GARDIM, F.G.; NORONHA-HOSTLER, J.; OLLITRAULT, J.Y. Correlation between mean transverse momentum and anisotropic flow in heavy-ion collisions. **Physical Review C**, v. 103, n. 2, p.

- 024909, 2021. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.103.024909>. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/2004.01765.pdf>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [28] AAD, G. *et al.* Measurement of flow harmonics correlations with mean transverse momentum in lead–lead and proton–lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with the ATLAS detector. **The European Physical Journal C**, v. 79, n. 12, p. 1-29, 2019. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7489-6>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1907.05176>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [29] BOZEK, P. Transverse momentum-flow correlations in relativistic heavy-ion collisions. **Physical Review C**, v. 93, n. 4, p. 044908, 2016. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.044908>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1601.04513>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [30] SCHENKE, B.; SHEN, C.; TEANEY, D. Transverse momentum fluctuations and their correlation with elliptic flow in nuclear collisions. **Physical Review C**, v. 102, n. 3, p. 034905, 2020. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.102.034905>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/2004.00690>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [31] SCHENKE, B.; SHEN, C.; TRIBEDY, P. Multi-particle and charge-dependent azimuthal correlations in heavy-ion collisions at the Relativistic Heavy-Ion Collider. **Physical Review C**, v. 99, n. 4, p. 044908, 2019. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.044908>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1901.04378>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [32] CITRON, Z., *et al.* Future physics opportunities for high-density QCD at the LHC with heavy-ion and proton beams. **ArXiv**, 2018. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1812.06772>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1812.06772>. Acesso em: 29 nov. 2022.
- [33] OLLITRAULT, J.Y. Phenomenology of the little bang. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 312, p. 012002, 2011. DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/312/1/012002>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1008.3323>. Acesso em: 30 nov. 2022.

- [34] ROGLY, R.; GIACALONE, G.; OLLITRAULT, J.Y. Reconstructing the impact parameter of proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions. **Physical Review C**, v. 98, n. 2, p. 024902, 2018. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.98.024902>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1804.03031>. Acesso em: 30 nov. 2022.
- [35] MORELAND, J.S.; BERNHARD, J.E.; BASS, S.A. Alternative ansatz to wounded nucleon and binary collision scaling in high-energy nuclear collisions. **Physical Review C**, v. 92, p. 011901, jul. 2015. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.011901>. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1412.4708.pdf>. Acesso em: 30 nov. 2022.
- [36] GARDIM, F.G.; GIACALONE, G.; LUZUM, M.; OLLITRAULT, J.Y. Effects of initial state fluctuations on the mean transverse momentum. **Nuclear Physics A**, v. 1005, p. 121999, 2021. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2020.121999>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/2002.07008>. Acesso em: 30 nov. 2022.
- [37] TEANEY, D.; YAN, L. Triangularity and dipole asymmetry in relativistic heavy ion collisions. **Physical Review C**, v. 83, n. 6, p. 064904, jun. 2011. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.064904>. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1010.1876.pdf>. Acesso em: 30 nov. 2022.
- [38] SONG, H. **Causal Viscous Hydrodynamics for relativistic heavy ion collisions**. 2018. Tese (Doutorado) - Universidade Estadual de Ohio, 2018. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.0908.3656>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/0908.3656>. Acesso em: 30 nov. 2022.
- [39] GARDIM, F.G.; OLLITRAULT, J.Y. Effective shear and bulk viscosities for anisotropic flow. **Physical Review C**, v. 103, n. 4, p. 044907, abr. 2021. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.103.044907>. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/2010.11919.pdf>. Acesso em: 30 nov. 2022.
- [40] NUSSENZVEIG, H. M. **Curso de física básica 2: fluidos, oscilações e ondas, calor**. 4. ed. São Paulo: Edgard Blücher, 2002.

- [41] MILLER, M.L.; REYGERS, K.; SANDERS, S.J.; STEINBERG, P. Glauber modeling in high energy nuclear collisions. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, v. 57, p. 205-243, 2007. DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0701025>. Acesso em: 30 nov. 2022.
- [42] PAUKKUNEN, H. Neutron skin and centrality classification in high-energy heavy-ion collisions at the LHC. **Physics Letters B**, v. 745, p. 73-78, mai. 2015. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.04.037>. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1503.02448.pdf>. Acesso em: 30 nov. 2022.
- [43] HELENIUS, I.; PAUKKUNEN, H.; ESKOLA, K.J. Neutron-skin effect and centrality dependence of high-pT observables in nuclear collisions. **PoS: Proceedings of Science**, abr. 2016. DOI: <https://doi.org/10.22323/1.265.0028>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1606.09044>. Acesso em: 30 nov. 2022.
- [44] MORELAND, J.S.; BERNHARD, J.E.; BASS, S.A. Estimating nucleon substructure properties in a unified model of p-Pb and Pb-Pb collisions. **Nuclear Physics A**, v. 982, p. 503-506, 2019. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2018.07.011>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1806.04802>. Acesso em: 30 nov. 2022.
- [45] LAPPI, T. Energy density of the glasma. **Physics Letters B** v. 643, n. 01, p. 11-16, nov. 2006. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2006.10.017>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0606207>. Acesso em 30 nov. 2022.
- [46] SCHENKE, B.; TRIBEDY, P.; VENUGOPALAN, R. Fluctuating glasma initial conditions and flow in heavy ion collisions. **Physical Review Letters**, v. 108, p. 252301, jun. 2012. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.252301>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1202.6646>. Acesso em: 30 nov. 2022.
- [47] SCHENKE, B.; TRIBEDY, P.; VENUGOPALAN, R. Event-by-event gluon multiplicity, energy density, and eccentricities in ultrarelativistic heavy-ion collisions. **Physical Review C**, v. 86, p. 034908, set. 2012. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.86.034908>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1206.6805>. Acesso em: 30 nov. 2022.

- [48] BERNHARAD, J.E. *et al.* Applying bayesian parameter estimation to relativistic heavy-ion collisions: simultaneous characterization of the initial state and quark-gluon plasma medium. **Physical Review C**, v. 94, n. 02, p.024907, 2016. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.024907>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1605.03954>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [49] CHATRCHYAN, S. *et al.* Dependence on pseudorapidity and on centrality of charged hadron production in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. **Journal of High Energy Physics**, v. 141, 2011. DOI: [https://doi.org/10.1007/JHEP08\(2011\)141](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2011)141). Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1107.4800.pdf>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [50] TEANEY, D.A. Viscous hydrodynamics and the quark gluon plasma. **Quark-Gluon Plasma 4**, p.207-266, 2010. DOI: https://doi.org/10.1142/9789814293297_0004. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/0905.2433>. Acesso em 01 dez. 2022.
- [51] BHALERAO, R.S.; BLAIZOT, J.P.; BORGHINI, N.; OLLITRAULT, J.Y. Elliptic flow and incomplete equilibration at RHIC. **Physics Letters B**, v. 627, n. 1–4, p. 49-54, out. 2005. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2005.08.131>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/nucl-th/0508009>. Acesso em:: 01 dez. 2022.
- [52] ADAMS, J. *et al.* Incident energy dependence of p_T correlations at relativistic energies. **Physical Review C**, v. 72, n. 04, p. 044902, out. 2005. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.044902>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0504031>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [53] BOZEK, P.; BRONIOWSKI, W. Transverse-momentum fluctuations in relativistic heavy-ion collisions from event-by-event viscous hydrodynamics. **Physical Review C**, v. 85, n. 04, p. 044910, abr. 2012. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.85.044910>. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1203.1810.pdf>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [54] ABELEV, B. *et al.* Event-by-event mean p_T fluctuations in pp and Pb–Pb collisions at the LHC. **The European Physical Journal C**, v. 74, n. 10, p. 3077, 2014. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3077-y>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1407.5530>. Acesso em: 01 dez. 2022.

- [55] ACHARYA, S. *et al.* Energy dependence and fluctuations of anisotropic flow in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ and 2.76 TeV. **Journal of High Energy Physics**, v. 2018, n. 07, p. 103, 2018. DOI: doi:10.1007/JHEP07(2018)103. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1804.02944>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [56] ALVER, B.; ROLAND, G. Collision geometry fluctuations and triangular flow in heavy-ion collisions. **Physical Review C**, v. 82, p. 039903, 2010. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.054905>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1003.0194>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [57] AABOUD, M. *et al.* Measurement of the azimuthal anisotropy of charged particles produced in $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV Pb+Pb collisions with the ATLAS detector. **The European Physical Journal C**, v. 78, n 12, p. 997, 2018. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6468-7>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1808.03951>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [58] GIACALONE, G. Observing the deformation of nuclei with relativistic nuclear collisions. **Physical Review Letters**, v. 124, n.20, p. 202301, 2020. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.202301>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1910.04673>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [59] LOIZIDES, C. Glauber modeling of high-energy nuclear collisions at the sub-nucleon level. **Physical Review C**, v. 94, n. 02, p. 024914, 2016. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.024914>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1603.07375>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [60] GIACALONE, G.; NORONHA-HOSTLER, J.; OLLITRAULT, J.Y. Relative flow fluctuations as a probe of initial state fluctuations. **Physical Review C**, v. 95, n. 05, p. 054910, 2017. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.054910>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1702.01730>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [61] GIACALONE, G. Elliptic flow fluctuations in central collisions of spherical and deformed nuclei. **Physical Review** , v. 99, n. 02, p. 024910,

- fev. 2019. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.024910>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1811.03959>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [62] GIACALONE, G. *et al.* Evolution of fluctuations in the initial state of heavy-ion collisions from RHIC to LHC. In: ELIA, D. **The XVIII International Conference on Strangeness in Quark Matter (SQM 2019)**. Springer Proceedings in Physics, v. 250, p. 453-457, 2020. DOI: https://doi.org/10.1007/978-3-030-53448-6_71. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1911.04720>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [63] MAZELIAUSKAS, A.; TEANEY, D. Fluctuations of harmonic and radial flow in heavy ion collisions with principal components. **Physical Review C**, v. 93, n. 02, p. 024913, 2016. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.024913>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1509.07492>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [64] GIAACALONE, G.; SCHENKE, B.; SHEN, C. Observable signatures of initial state momentum anisotropies in nuclear collisions. **Physical Review Letters**, v. 125, n. 19, p. 192301, 2020. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.192301>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/2006.15721>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [65] SOUSA, J.; NORONHA, J.; LUZUM, M. System response to the initial energy-momentum tensor in relativistic heavy-ion collisions. **Nuclear Physics A**, v. 1005, p. 121890, jan. 2021. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2020.121890>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/2002.12735>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [66] VOLOSHIN, S.A.; POSKANZER, A.M.; TANG, A.; WANG, G. Elliptic flow in the Gaussian model of eccentricity fluctuations. **Physics Letters B**, v. 659, p. 537-541, jan. 2008. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.11.043>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/0708.0800>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [67] SIRUNYAN, A.M. *et al.* Non-Gaussian elliptic-flow fluctuations in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. **Physics Letters B**, v. 789, p. 643-665, fev. 2019. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.11.063>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1711.05594>. Acesso em: 01 dez. 2022.

-
- [68] MCDONALD, S. *et al.* Hydrodynamic predictions for Pb+Pb collisions at 5.02 TeV. **Physical Review C**, v. 95, n. 06, p. 064913, jun. 2017. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.064913>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1609.02958>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [69] SHENKE, B. The smallest fluid on earth. **Reports on Progress in Physics**, 2021. DOI: <https://doi.org/10.1088/1361-6633/ac14c9>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/2102.11189>. Acesso em: 01 dez. 2022.
- [70] SCHENKE, B.; JEON, S.; GALE, C. Higher flow harmonics from (3+1)D event-by-event viscous hydrodynamics. **Physical Review C**, v. 85, p. 024901, fev. 2012. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.85.024901>. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1109.6289>. Acesso em: 01 dez. 2022.

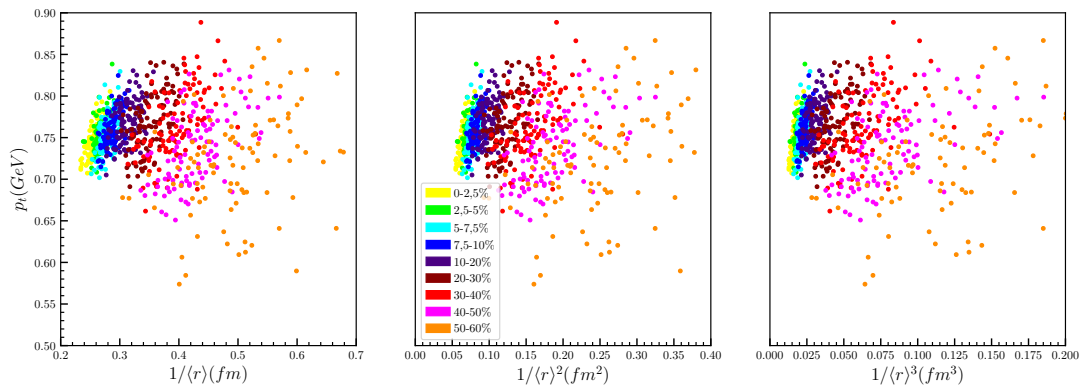
Apêndice A - Análises de $\langle r \rangle$

O código padronizado do TRENTO segue o formato a seguir:

```
Pb Pb 100 --b-min(...) --b-max(...) --grid-max 15 --gri-step 0.1498 -p0
```

onde os termos em (...) são os parâmetros de impacto máximo e mínimo conforme ilustrados na tabela 1 e 100 é o número de eventos simulados a cada intervalo de centralidade.

Figura 22 – $\langle r \rangle^m \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal

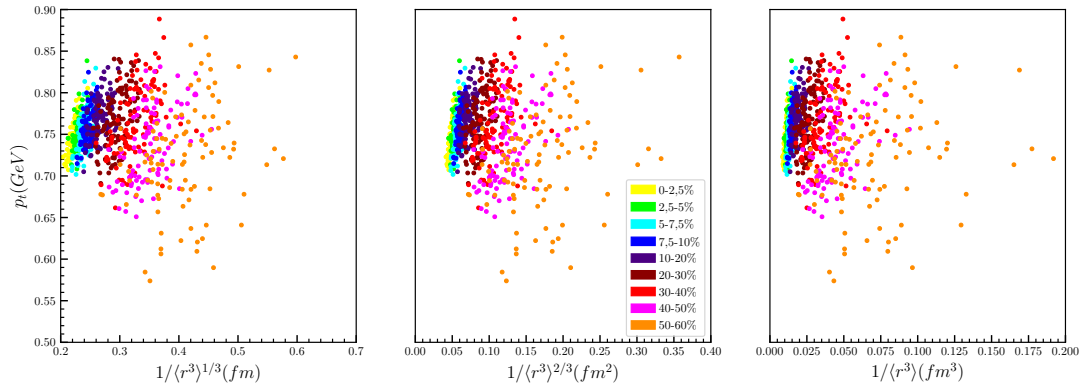


Varição do inverso do perfil do fluido QGP em relação ao momento transversal médio p_t , aplicando evolução hidrodinâmica ideal. Dispersão de dados para todos os conjuntos de centralidades 0 – 60%. Da esquerda para direita são apresentados os perfis linear, superficial e volumétrico de $\langle r \rangle$, respectivamente. Fonte: Próprio autor.

Tabela 14 – Quadro de resultados da correlação de Pearson entre os perfis $\langle r \rangle$ do fluido QGP e momento transversal médio p_t para hidrodinâmica ideal.

$c(\%)$	$\xi_{\eta/s=0}^{1/\langle r \rangle}$	$\xi_{\eta/s=0}^{1/\langle r \rangle^2}$	$\xi_{\eta/s=0}^{1/\langle r \rangle^3}$
0-2.5	0.720	0.720	0.720
2.5-5.0	0.555	0.561	0.565
5.0-7.5	0.571	0.569	0.567
7.5-10	0.587	0.585	0.583
10-20	0.475	0.473	0.471
20-30	0.574	0.574	0.574
30-40	0.539	0.528	0.512
40-50	0.549	0.542	0.533
50-60	0.302	0.272	0.237
Global	-0.559	-0.614	-0.659

Fonte: Próprio autor.

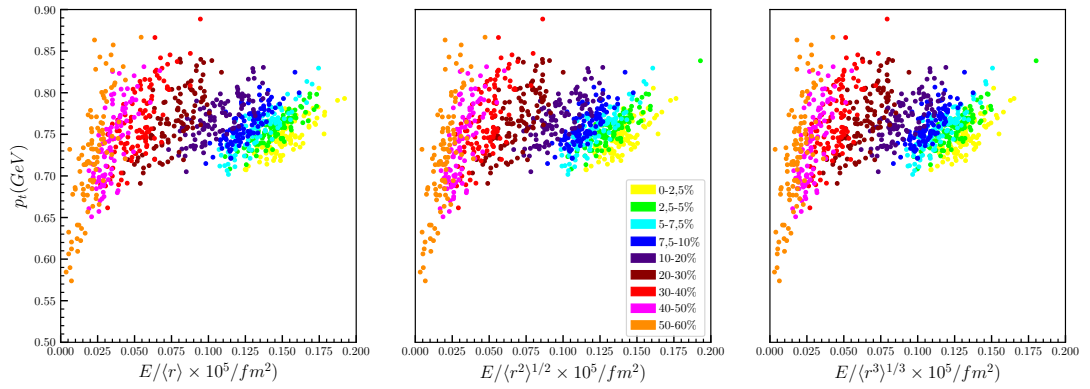
Figura 23 – $\langle r^3 \rangle^m \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal

Varição do inverso do perfil do fluido QGP em relação ao momento transversal médio p_t , aplicando evolução hidrodinâmica ideal. Dispersão de dados para todos os conjuntos de centralidades 0 – 60%. Da esquerda para direita são apresentados os perfis linear, superficial e volumétrico de $\langle r^3 \rangle$, respectivamente. Fonte: Próprio autor.

Tabela 15 – Quadro de resultados da correlação de Pearson entre os perfis $\langle r^3 \rangle$ do fluido QGP e momento transversal médio p_t para hidrodinâmica ideal.

$c(\%)$	$\xi_{\eta/s=0}^{1/\langle r^3 \rangle^{1/3}}$	$\xi_{\eta/s=0}^{1/\langle r^3 \rangle^{2/3}}$	$\xi_{\eta/s=0}^{1/\langle r^3 \rangle}$
0-2.5	0.757	0.758	0.758
2.5-5.0	0.562	0.564	0.566
5.0-7.5	0.651	0.649	0.646
7.5-10	0.554	0.551	0.548
10-20	0.433	0.430	0.427
20-30	0.543	0.543	0.543
30-40	0.505	0.490	0.472
40-50	0.507	0.498	0.488
50-60	0.282	0.268	0.249
Global	-0.561	-0.610	-0.652

Fonte: Próprio autor.

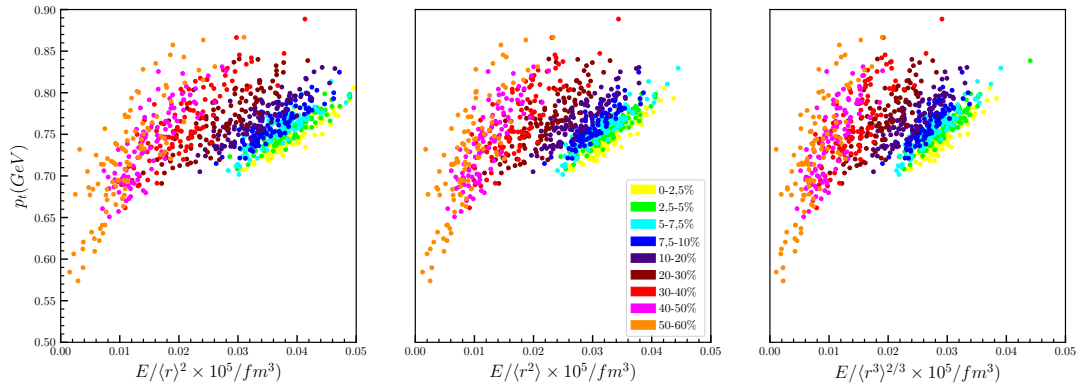
Figura 24 – $E/r \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal

Varição da densidade linear de energia ϵ em relação ao momento transversal médio p_t , aplicando evolução hidrodinâmica ideal. Dispersão de dados para todos os conjuntos de centralidades 0 – 60%. Perfil volumétrico para os formatos de $\langle r^m \rangle^n$. Fonte: Próprio autor.

Tabela 16 – Quadro de resultados da correlação de Pearson densidade linear de energia E do fluido QGP e momento transversal médio p_t para hidrodinâmica ideal. Variação da obtenção do perfil de densidade via $\langle r^m \rangle^n$.

$c(\%)$	$\xi_{\eta/s=0}^{E/\langle r \rangle}$	$\xi_{\eta/s=0}^{E/\langle r^2 \rangle^{1/2}}$	$\xi_{\eta/s=0}^{E/\langle r^3 \rangle^{1/3}}$
0-2.5	0.793	0.790	0.779
2.5-5.0	0.872	0.866	0.858
5.0-7.5	0.861	0.865	0.864
7.5-10	0.799	0.782	0.761
10-20	0.770	0.754	0.741
20-30	0.719	0.702	0.687
30-40	0.742	0.715	0.692
40-50	0.740	0.720	0.698
50-60	0.753	0.741	0.730
Global	0.416	0.408	0.403

Fonte: Próprio autor.

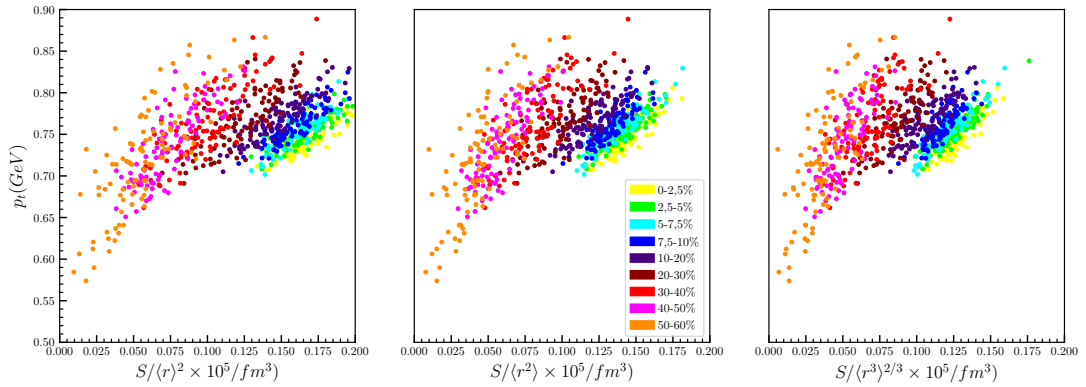
Figura 25 – $E/r^2 \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal

Varição da densidade superficial de energia ϵ em relação ao momento transversal médio p_t , aplicando evolução hidrodinâmica ideal. Dispersão de dados para todos os conjuntos de centralidades 0 – 60%. Perfil volumétrico para os formatos de $\langle r^m \rangle^n$. Fonte: Próprio autor.

Tabela 17 – Quadro de resultados da correlação de Pearson densidade superficial de energia ϵ do fluido QGP e momento transversal médio p_t para hidrodinâmica ideal. Variação da obtenção do perfil de densidade via $\langle r^m \rangle^n$.

$c(\%)$	$\xi_{\eta/s=0}^{E/\langle r \rangle^2}$	$\xi_{\eta/s=0}^{E/\langle r^2 \rangle}$	$\xi_{\eta/s=0}^{E/\langle r^3 \rangle^{2/3}}$
0-2.5	0.888	0.901	0.923
2.5-5.0	0.915	0.922	0.919
5.0-7.5	0.906	0.924	0.925
7.5-10	0.882	0.880	0.888
10-20	0.892	0.877	0.900
20-30	0.834	0.819	0.842
30-40	0.849	0.820	0.839
40-50	0.841	0.818	0.825
50-60	0.820	0.807	0.755
Global	0.547	0.527	0.510

Fonte: Próprio autor.

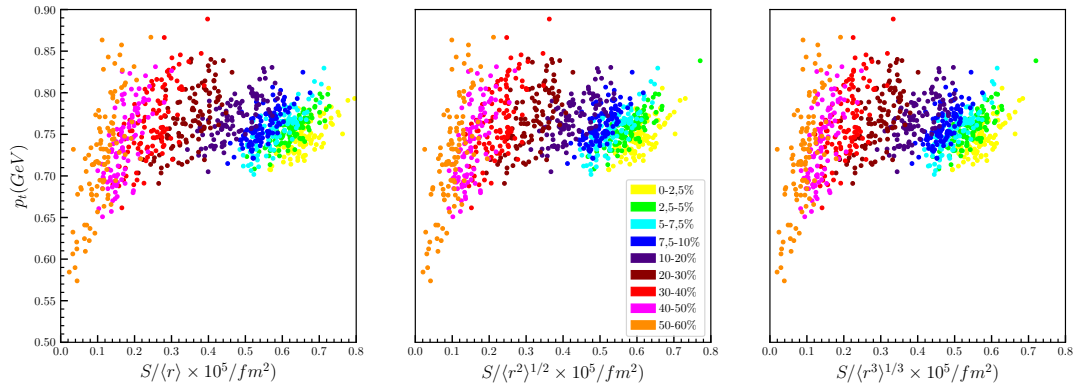
Figura 26 – $S/r \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal

Varição da densidade superficial de entropia s em relação ao momento transversal médio p_t , aplicando evolução hidrodinâmica ideal. Dispersão de dados para todos os conjuntos de centralidades 0 – 60%. Perfil volumétrico para os formatos de $\langle r^m \rangle^n$. Fonte: Próprio autor

Tabela 18 – Quadro de resultados da correlação de Pearson densidade linear de entropia S do fluido QGP e momento transversal médio p_t para hidrodinâmica ideal. Variação da obtenção do perfil de densidade via $\langle r^m \rangle^n$.

$c(\%)$	$\xi_{\eta/s=0}^{S/\langle r \rangle}$	$\xi_{\eta/s=0}^{S/\langle r^2 \rangle^{1/2}}$	$\xi_{\eta/s=0}^{S/\langle r^3 \rangle^{1/3}}$
0-2.5	0.856	0.875	0.902
2.5-5.0	0.890	0.901	0.894
5.0-7.5	0.878	0.904	0.904
7.5-10	0.849	0.846	0.854
10-20	0.872	0.853	0.873
20-30	0.800	0.782	0.811
30-40	0.822	0.788	0.811
40-50	0.817	0.791	0.797
50-60	0.797	0.781	0.724
Global	0.562	0.540	0.522

Fonte: Próprio autor.

Figura 27 – $S/r^2 \times p_t$ - Hidrodinâmica ideal

Varição da densidade superficial de entropia s em relação ao momento transversal médio p_t , aplicando evolução hidrodinâmica ideal. Dispersão de dados para todos os conjuntos de centralidades 0 – 60%. Perfil volumétrico para os formatos de $\langle r^m \rangle^n$. Fonte: Próprio autor.

Tabela 19 – Quadro de resultados da correlação de Pearson densidade superficial de entropia s do fluido QGP e momento transversal médio p_t para hidrodinâmica ideal. Variação da obtenção do perfil de densidade via $\langle r^m \rangle^n$.

$c(\%)$	$\xi_{\eta/s=0}^{S/\langle r \rangle^2}$	$\xi_{\eta/s=0}^{S/\langle r^2 \rangle}$	$\xi_{\eta/s=0}^{S/\langle r^3 \rangle^{2/3}}$
0-2.5	0.717	0.712	0.696
2.5-5.0	0.832	0.824	0.812
5.0-7.5	0.813	0.820	0.819
7.5-10	0.737	0.712	0.682
10-20	0.721	0.700	0.683
20-30	0.653	0.632	0.613
30-40	0.686	0.653	0.623
40-50	0.696	0.671	0.644
50-60	0.717	0.702	0.688
Global	0.424	0.417	0.411

Fonte: Próprio autor.