

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALFENAS

PABLO SCHIAVON MAGALHÃES

O IMPACTO DA DISTRIBUIÇÃO INICIAL DE ENERGIA DAS  
COLISÕES CENTRAIS E PERIFÉRICAS DE ÍONS PESADOS NAS  
PROPRIEDADES GEOMÉTRICAS E NA DISTRIBUIÇÃO FINAL DE  
PARTÍCULAS

Poços de Caldas/MG

2018

**PABLO SCHIAVON MAGALHÃES**

**O IMPACTO DA DISTRIBUIÇÃO INICIAL DE ENERGIA DAS  
COLISÕES CENTRAIS E PERIFÉRICAS DE ÍONS PESADOS NAS  
PROPRIEDADES GEOMÉTRICAS E NA DISTRIBUIÇÃO FINAL DE  
PARTÍCULAS**

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física pelo Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Alfenas. Área de concentração: Física de Partículas e Campos.

Orientador: Prof. Dr. Fernando Gardim.

Poços de Caldas/MG

2018

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)  
Sistema de Bibliotecas da Universidade Federal de Alfenas  
Biblioteca campus Poços de Caldas

M188i Magalhães, Pablo Schiavon.

O impacto da distribuição inicial de energia das colisões centrais e periféricas de íons pesados nas propriedades geométricas e na distribuição final de partículas / Pablo Schiavon Magalhães. -- Poços de Caldas/MG, 2018.

60 f. –

Orientador(a): Fernando Gardim.

Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Alfenas, campus Poços de Caldas, 2018.

Bibliografia.

1. Colisões entre íons pesados. 2. Hidrodinâmica. 3. Quarks. I. Gardim, Fernando. II. Título.

CDD – 539.7234

**PABLO SCHIAVON MAGALHÃES**

**O IMPACTO DA DISTRIBUIÇÃO INICIAL DE ENERGIA DAS  
COLISÕES CENTRAIS E PERIFÉRICAS DE ÍONS PESADOS NAS  
PROPRIEDADES GEOMÉTRICAS E NA DISTRIBUIÇÃO FINAL DE  
PARTÍCULAS**

A banca examinadora abaixo-assinada,  
aprova a Dissertação apresentada como  
parte dos requisitos para obtenção do  
título de mestre em Física, pelo  
Programa de Pós-Graduação em Física  
da Universidade Federal de Alfenas.

Área de Concentração: Física de  
Partículas Elementares

Aprovada em: 21 de Setembro de 2018.



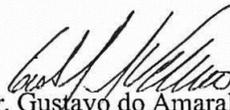
Prof Dr. Fernando Gonçalves Gardim

Instituição: UNIFAL - MG



Prof Dr. Gabriel Silveira Denicol

Instituição: UFF



Prof Dr. Gustavo do Amaral Valdiviesso

Instituição: UNIFAL - MG

Dedico este trabalho ao Dhamma. Que todos os seres compartilhem dos meus méritos.

## AGRADECIMENTOS

À fonte única e causa primária de toda as coisas, Deus.

À minha amada esposa, Taisa Andrade de Souza, pela profissional que tanto me inspira, por seu amor tão precioso e por me fazer afortunado de sua companhia no serviço ao Dhamma.

Ao meu orientador prof. Dr. Fernando Gardim, a minha profunda gratidão pelos ensinamentos que extrapolam a universidade e que me motivam aos mais belos caminhos da Física.

Ao prof. Dr. Gustavo do Amaral Valdivieso, pelas disciplinas tão fundamentais à minha formação e por incontáveis auxílios no programa Root, ferramenta essencial deste trabalho.

Ao prof. Dr. Enrique Alberto Gallegos Collado, por suas aulas e conselhos que me abriram incontáveis portas do ensino e aprendizagem.

À minha abençoada família, meus pais Guilherme e Tereza, e meus irmãos Guilherme Jr. e Rafael, que me fundamentam na força que rege o Universo: o Amor.

Aos meus amados irmãos da vida, Diogo Lima e Guilherme Rocha David, uma profunda gratidão.

Aos amigos: Bruno, Marcus, Henrique, Waislan, Yuri e Eugenio, pela amizade e convívio dessa minha segunda família nesse período do mestrado.

Aos queridos amigos que o mestrado em Física me proporcionou.

A todos os queridos funcionários da Unifal, os quais muito admiro e agradeço por seus serviços.

Ao PIB-Pós pelo apoio financeiro.

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

*“A vida não é uma pergunta a ser respondida.  
É um mistério a ser vivido.”*

Buda

## RESUMO

Colisões ultra-relativísticas de íons pesados constituem uma boa ferramenta no caminho para se entender a natureza dos elementos constituintes da matéria ordinária. Neste cenário, dada a intensidade da energia aplicada, ocorre a formação do Plasma de Quarks e Glúons. Há um grande esforço por entender este fenômeno, o qual pode elucidar questões concernentes as interações fortes, bem como sobre a origem do Universo. Entretanto, todo esse processo ocorre de forma ainda muito complexa, e faz-se necessário o uso de conceitos e ferramentas que permitam o tratamento do fenômeno por partes. Entretanto, ainda que reproduzam condições realísticas compatíveis com dados experimentais, não há um formalismo que descreva integralmente o fenômeno, e por isto muitas teorias estão sendo testadas. Neste trabalho utilizaremos do NeXus para a construção de condições iniciais que simulem a colisão de Au-Au com energia incidente de  $200A\text{GeV}$ , com uma análise de hidrodinâmica evento-a-evento. Estudamos os efeitos do perfil de energia inicial nos observáveis propostos por este trabalho, a partir da modificação em duas vertentes: Suavização das condições geradas pelo NeXus para colisões centrais e periféricas; e a modificação da energia de fundo para colisões frontais no modelo de Tubo. Para esta análise utilizaremos como parâmetro os fluxos anisotrópicos  $v_n$ , a excentricidade  $\varepsilon_n$  e a quebra de fatorização, que permite uma leitura por janelas de momento transversal  $p_t$  das partículas.

**Palavras-chave:** Colisões de Íons Pesados. Hidrodinâmica Relativística. Plasma de Quarks e Glúons. Fluxos Anisotrópicos.

## ABSTRACT

Ultra-relativistic heavy-ion collisions are a good tool to be used in order to understand the nature of the constituent elements of ordinary matter. In this scenario, given the intensity of the applied energy, the formation of the Quark Gluon Plasma occurs. There is a great effort to understand this phenomenon, which can elucidate questions concerning the strong interactions as well as about the origin of the universe. However, this whole process happens in a very complex way, and it is necessary to use concepts and tools that allow dealing with the phenomenon by parts. Although they reproduce realistic conditions compatible with experimental data, there is no formalism that fully describes the phenomenon, and for this reason many theories are being tested. In this work, we will use NeXus to construct initial conditions that simulate the collision of Au-Au with an incident energy of  $200A\text{GeV}$ , with an event-by-event hydrodynamic analysis. We study the effects of the initial energy profile in the observables proposed by this work, from the two-pronged modification: Smoothing of the conditions generated by NeXus for central and peripheral collisions, and the modification of the background energy for central collisions in the Tube model. For this analysis we will use as parameter the anisotropic flow  $v_n$ , the eccentricity  $\varepsilon_n$  and the factorization breaking, which allows a reading by windows of transverse momentum  $p_t$  of the particles.

**Keywords:** Heavy-Ion Collisions. Relativistic Hydrodynamics. Quark-Gluon Plasma. Anisotropic Flow.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Exemplo da distribuição da densidade de energia inicial de uma colisão central Au-Au, com energia incidente de 200AGeV, gerada pelo Nexus. À esquerda, a distribuição vista no plano transversal $\eta_s = 0$ ; e à direita, a distribuição vista no plano longitudinal $y = 0$ . . . . .	28
Figura 2 – Colisão não-central entre duas partículas, vista do plano transversal de colisão, onde a intersecção (sombreada) representa a área de choque e $\phi$ o ângulo azimutal entre a partícula emitida e o eixo $x$ . A forma de amêndoa - portanto, não-homogênea - da área de choque demonstra visualmente a diferença do gradiente de pressão. . . . .	39
Figura 3 – Representação de uma colisão entre dois núcleos vista do plano transversal. O eixo principal ( $x$ e $y$ ) é modificado conforme o plano de reação ( $x'$ e $y'$ ). A área de intersecção corresponde aos nucleons participantes, enquanto os demais são denominados de expectadores. . . . .	43
Figura 4 – Exemplo do comportamento da função W (5.2), em função do fator $\lambda$ . Quanto maior o $\lambda$ , maior a suavização de $\epsilon(\tau_o, \vec{r}, \lambda)$ . . . . .	44
Figura 5 – Densidade de energia inicial gerada pelo NeXus em um plano transversal $\eta$ e as respectivas suavizações com os filtros de $\lambda = 0.3$ e $\lambda = 1$ . . . . .	44
Figura 6 – Comparação dos fluxos harmônicos $\langle v_n \rangle / \langle \epsilon_n \rangle$ para a condição inicial gerada pelo NeXus e com o filtro de suavização para a janela de centralidade 20 – 25% . . . . .	45
Figura 7 – Taxa de fatorização do fluxo para condições gerada pelo NeXus e com o filtro de suavização para a janela de centralidade 20 – 25% . . . . .	46
Figura 8 – Exemplo de uma distribuição gerada pelo modelo de Tubo em uma colisão não central de Au-Au com energia incidente de 200AGeV, para a janela de centralidade 20 – 30%, com a presença de um tubo na posição angular $\phi_{tubo} = 60^\circ$ . . . . .	47
Figura 9 – Perfil da energia de fundo onde, para cada expoente $p$ nota-se a variação dos vínculos em relação ao modelo de tubo $p = 5$ utilizado por (1) . . . . .	49
Figura 10 – Variação da média de $\epsilon_n$ através dos $n$ 's, para diferentes expoentes de um mesmo vínculo. . . . .	50
Figura 11 – Variação da média de $\epsilon_n$ , entre os vínculos, através dos $n$ 's de cada expoente. . . . .	50
Figura 12 – Variação da média de $v_n$ através dos $n$ 's, para diferentes expoentes de um mesmo vínculo. . . . .	51
Figura 13 – Variação da média de $v_n$ , entre os vínculos, através dos $n$ 's de cada expoente. . . . .	51

Figura 14 – Variação do valor do raio médio de fundo para cada vínculo através dos expoentes $p$ . . . . .	52
Figura 15 – Dispersão $v_n \times \epsilon_n$ para $n=2$ . . . . .	53
Figura 16 – Dispersão $v_n \times \epsilon_n$ para $n=3$ . . . . .	53
Figura 17 – Dispersão $v_n \times \epsilon_n$ para $n=4$ . . . . .	54
Figura 18 – Dispersão $v_n \times \epsilon_n$ para $n=5$ . . . . .	54
Figura 19 – Variação da média de um certo $K_n$ , ( $n = 2, 3, 4, 5$ ) através dos expoentes, para diferentes vínculos. . . . .	55
Figura 20 – Variação de $Q_n$ entre vínculos de cada expoente. Quanto mais próximo de 1 melhor é o estimador . . . . .	56
Figura 21 – Variação de $r_n$ através dos expoentes do vínculo 1. . . . .	57
Figura 22 – Variação de $r_n$ através dos expoentes do vínculo 2. . . . .	57
Figura 23 – Variação de $r_n$ através dos expoentes do vínculo 3. . . . .	58
Figura 24 – Comparação entre $r'_n$ s para cada expoente do vínculo 1. . . . .	58
Figura 25 – Comparação entre $r'_n$ s para cada expoente do vínculo 2. . . . .	59
Figura 26 – Comparação entre $r'_n$ s para cada expoente do vínculo 3. . . . .	59
Figura 27 – Variação dos valores de $\langle v_2 \rangle$ entre vínculos através das janelas de $p_t$ . . .	60
Figura 28 – Variação dos valores de $\langle v_3 \rangle$ entre vínculos através das janelas de $p_t$ . . .	60
Figura 29 – Variação dos valores de $\langle v_4 \rangle$ entre vínculos através das janelas de $p_t$ . . .	61
Figura 30 – Variação dos valores de $\langle v_5 \rangle$ entre vínculos através das janelas de $p_t$ . . .	61

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Equações dos respectivos vínculos que possibilita o cálculo dos valores de $A$ e $B$ para cada expoente $p$ escolhido. . . . .	48
---	----

## SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO . . . . .	18
2	CONEXÃO VIA HIDRODINÂMICA . . . . .	24
2.1	Equação de Movimento . . . . .	24
2.2	Maiores Incertezas . . . . .	27
2.2.1	Condições Iniciais . . . . .	27
2.2.2	Equação de Estado . . . . .	28
2.3	Mecanismo de Desacoplamento de Cooper-Frye . . . . .	29
3	SIMULADOR . . . . .	31
3.1	Método SPH . . . . .	31
3.2	Desacoplamento no formalismo SPH . . . . .	36
3.3	NexSPheRIO . . . . .	37
4	OBSERVÁVEIS FÍSICOS . . . . .	38
4.1	Fluxo Anisotrópico e Excentricidade . . . . .	38
4.2	Quebra de Fatorização . . . . .	40
4.3	Qualidade . . . . .	40
5	RESULTADOS . . . . .	42
5.1	Janela de Centralidade . . . . .	42
5.2	Suavização das Condições Iniciais . . . . .	43
5.2.1	Método de Suavização . . . . .	43
5.2.2	Resposta da sensibilidade nos observáveis . . . . .	44
5.3	Tipos de Fundo . . . . .	46
5.3.1	Vínculos . . . . .	47
5.3.2	Valor médio de $\epsilon_n$ . . . . .	49
5.3.3	Valor médio de $v_n$ . . . . .	50
5.3.4	Dispersão $v_n \times \epsilon_n$ . . . . .	52
5.3.5	Relação $v_n \times p_t$ . . . . .	56
6	CONCLUSÃO . . . . .	62
	REFERÊNCIAS . . . . .	64

## 1 INTRODUÇÃO

Conhecer os constituintes básicos da matéria sempre foi uma questão instigante para a humanidade. Em diversas culturas há o registro de ideias que buscaram desvendá-los. A exemplo, temos a cultura milenar chinesa que estrutura esses constituintes através da ideia de cinco elementos - também entendidos como movimentos - (água, metal, madeira, fogo e terra) e duas forças fundamentais (Yin, representando o princípio passivo; e Yang, o princípio ativo). Enquanto a cultura indiana, se utiliza de quatro elementos (água, fogo, terra e ar) e uma quinta-essência celeste. Dentre tantas ideias difundidas ao longo da história da humanidade em busca de se conhecer a natureza, podemos citar os filósofos gregos pré-socráticos (séculos VII ao V a.C.) como sendo, de certa forma, pioneiros na sistematização desse tema, sobretudo com uma relevância científica na escola filosófica do atomismo, elaborada por Leucipo (500-450 a.C.) e difundida por Demócrito (470-380 a.C.), que estabelece a ideia do átomo (Do grego: A-não, Tomos-parte.) como a matéria última e indivisível que constituiria tudo o que existe além do vazio. Outro aspecto a ser ressaltado desta filosofia, que encontrará relações ainda intrigantes na física atual, está na crença do Universo ser simétrico em seus constituintes, isto é, os filósofos gregos da fase naturalista (pré-socráticos) acreditavam fortemente que a simetria na natureza era algo lógico e foi, por isso, postulada. Por exemplo, Leucipo, no caso do atomismo, defendia a ideia de que deveria existir harmonia na proporção entre átomos e o vazio.

Vinte séculos posteriores ao nascimento da ideia do átomo, a revolução científica (séculos XV e XVI) alterou a perspectiva de se entender a natureza, mais precisamente, sobre como se formular o conhecimento. Na filosofia grega, essa comprovação se dava no âmbito da idealização, considerada eterna e perfeita, se contrapondo a comprovação experimental, a qual eles classificavam como um evento particular e imperfeito. Posteriormente, com o aprimoramento de instrumentos científicos, a investigação dos fenômenos passa a uma rigorosidade experimental, onde a Matemática torna-se uma ferramenta de linguagem que formaliza as hipóteses. Nesse sentido, Galileu Galilei (1564-1642) estrutura a razão da ciência por vias lógico-formal, como visto nas suas ideias interpretadas por ((2),p. 82): "A ciência deve ser escrita com o alfabeto matemático, representando a verdade da natureza colhida pelos nossos sentidos através da experiência.". Esta perspectiva se estrutura filosoficamente, neste mesmo período, com René Descartes (1596-1650) na concepção do racionalismo puro como única ferramenta passível de compreensão e crítica das hipóteses, que então se concretiza em "Discurso do Método"(3), sua obra mais notável a esse respeito.

Ainda que Descartes fosse contrário a escola do atomismo, a sua filosofia foi de grande influência nos cientistas da época que, oposto a ele, ainda se pautavam da ideia de Leucipo, mas agora por vias experimentais. Essas duas contribuições se alavancaram com

Isaac Newton (1642-1727). Mesmo que Newton não descreva fisicamente os átomos, ele acredita em sua existência. Sua mecânica desenvolvida será de tão grande importância na base de investigação da natureza, que servirá de parâmetro até os dias atuais no desenvolvimento da Física de Partículas.

Diversas e significativas contribuições se seguiram de Newton ao momento presente, em todos os ramos da ciência. Entretanto, foge ao escopo deste trabalho o detalhamento epistemológico na construção das ideias acerca do constituinte básico da matéria. Tal descrição histórica serve, ao menos, para elucidar que o conhecimento científico não surge repentinamente, mas como uma construção gradativa ao longo de contribuições diversas. Assim, para discorrer da evolução do conceito sobre o átomo e partículas mais elementares, optamos por destacar apenas os modelos de ênfase histórica.

Um dos pontos de significativa importância na construção do primeiro modelo atômico, está na elaboração da Teoria Cinética dos Gases, desenvolvida ao longo dos séculos XVIII e XIX, que procurou estabelecer a relação macro e microscópica de um sistema. Destacamos o físico e matemático suíço Daniel Bernoulli (1700-1782) e a sua obra *Hydrodynamica*, cujos princípios serão fundamentais na descrição de processos abordados neste trabalho. Em sua teoria, Bernoulli retoma o conceito atômico, utilizando-se da matéria como algo formado por elementos comuns (2). Há a caracterização dos átomos, que se moveriam de forma rápida e em todas as direções, mas ainda sem explicitar a sua natureza.

O primeiro modelo de átomo por vias científicas deu-se a partir de John Dalton (1766-1844), que em sua publicação "Novo Sistema de Filosofia Química" difunde a ideia do átomo como unidade elementar da matéria, utilizando-se de dados experimentais. Em sua construção, descreve o átomo análogo a uma bola de bilhar: partícula indivisível, esférica, maciça, impenetrável e indestrutível. Agrega-se, neste momento, as contribuições de Amadeu Carlos Avogadro (1777-1856), que introduz o conceito de molécula (do latim *moles* e *culum*, que significa "massa pequena").

Posteriormente a Dalton, surgem as ideias de Thomas Thomson (1773-1852) que, tendo desenvolvido inúmeros trabalhos acerca dos raios catódicos, consegue mensurar a relação carga/massa do elétron (do grego *elektron*, que significa "âmbar"), e observa então o mesmo valor independente da natureza do catodo utilizado, e supõe assim que este fato se deve a uma partícula comum a todo elemento. Somando-se ao conhecimento, à época, da neutralidade dos átomos, Thomson então modela o átomo como formado por um grande número de elétrons imersos em uma carga positiva que, devido ao esboço produzido, o próprio Thomson o intitulou de "pudim de ameixas".

Segue-se então o modelo de Ernest Rutherford (1871-1937), que baseado nos experimentos de deflexão de partículas  $\alpha$  (hoje já se sabe que é o núcleo do Hélio (He)) bombardeadas em uma fina folha de ouro, concluiu que o átomo deveria constituir-se de um minúsculo e denso núcleo, estimado na ordem de dez mil vezes menor que o valor

então estipulado para o raio atômico. Observou-se também que este núcleo possuía massa muitas vezes maior que a do elétron (ou seja, o núcleo representaria praticamente toda a massa do átomo), continha uma carga positiva e que então estaria circundado por uma distribuição uniforme de elétrons, mantendo o átomo, como um todo, neutro. Utilizando-se do mesmo princípio experimental, averiguou que o núcleo do hidrogênio correspondia a uma partícula elementar, a qual denominou *próton* (do grego, primeiro).

Ainda que esse modelo trouxesse esclarecimentos de notáveis características do átomo, permaneciam questões em aberto, que podem ser sincretizadas de tal forma: Como o átomo poderia ser estável? Se o elétron estivesse em repouso, ele seria inevitavelmente atraído para o núcleo, pela força eletromagnética advinda de cargas opostas; se estivesse em órbita circular, ele deveria emitir radiação devida a aceleração, o que mais uma vez o faria colidir com o núcleo. Motivado, sobretudo, por este embate, Niels Bohr (1885-1962) buscou solução nas ideias de quantização, sobretudo nos trabalhos de Max Planck (1858-1947), no desenvolvimento da Física Quântica, que modificou para discreto os valores acessíveis de energia, denominadas *quanta* (do singular *quantum*), até então contínuos. Assim, o modelo de Bohr sugere que os elétrons descrevem órbitas circulares quantizadas, para as quais estão associadas valores fixo de energia. Permanecendo os elétrons nas órbitas, haveria estabilidade, e a radiação eletromagnética seria então explicada na locomoção dos elétrons entre órbitas, concebida no postulado quântico. Ou seja, toda troca de energia é resultado de uma transição completa entre estados estacionários acessíveis ao elétron (determinado pelos espectros), de tal forma que toda transição de energia atômica implica em emissão ou absorção de um *quantum*. Somando-se a descoberta do *nêutron* em 1932 por James Chadwick (1891-1974), temos então o esboço clássico do átomo, contendo um núcleo denso formado por prótons e nêutrons, e circundados por elétrons.

A partir de então, historicamente, dá-se início a uma revolução dos conceitos de partículas, começando pelas previsões teóricas de Paul Dirac. A equação de Dirac, sobre descrição da dinâmica do elétron em interação com um campo eletromagnético, prevê a existência de elétrons livres com estado de energia negativa, o que leva ao conceito das anti-partículas, sendo o pósitron a primeira delas a ser detectada, feita por Carl Anderson (1905-1991). Finalmente, a ideologia clássica do átomo termina com a previsão teórica do méson feita por Hideki Yukawa (1907-1981), na tentativa de explicar como o núcleo se mantinha unido, apesar da intensa repulsão (lei de Coulomb aplicada aos prótons); e também da partícula de Pauli, uma partícula neutra emitida no decaimento *beta* prevista por Wolfgang Pauli (1900-1958), que mais tarde se confirmaria tratar-se do neutrino. A maior mudança neste momento se dá na conceituação do átomo como partícula elementar, agora não mais como sendo algo estável, imutável e indestrutível.

Segue-se, então, o seguinte panorama histórico: Em 1934, Enrico Fermi (1901-1954) denomina de *neutrino* a hipotética partícula que explicaria a conservação de energia do decaimento *beta*. Em 1958 surge uma denominação por parte do físico Russo Lev Okun,

inicialmente classificando por *hádrons* (do grego, grande, massivo) e *mésons* (em menção a ser mediantemente massivo). Mais tarde surge o termo *lépton* (do grego, leve). A partir de 1960, aceleradores de partículas foram sendo contruídos, e segue-se então que partículas e antipartículas foram sendo descobertas e classificadas. Finalmente vem a classificação de *Quark*, designada por Murray Gell-Mann, inicialmente em três tipos: *up* (u), *down* (d) e *strange* (s), e suas respectivas anti-partículas. Dada a importância desta nova classificação mais elementar e da contribuição a essas interações, Gell-Mann recebeu o Prêmio Nobel de Física em 1969. Este é, sucintamente, o contexto histórico de surgimento da Física de Partículas, o ramo que tenta entender o universo subatômico e seus constituintes, através do estudo das partículas elementares que podem ser obtidas basicamente por três caminhos: raios cósmicos; reatores nucleares; e aceleradores de partículas. O primeiro é um evento natural, decorrente da colisão de partículas de altíssima energia (tão alta quão longe de ainda ser reproduzida em laboratório, com ordem de grandeza superiores a  $1EeV(10^{18}eV)$  (4)) vinda do espaço que, bombardeadas contra a atmosfera terrestre produzem uma chuva de partículas secundárias. Entretanto, ainda que este campo forneça partículas livres e de altas energias, o controle desse processo é muito difícil, e a taxa de colisão em um suposto detector é baixa a ponto de não ser o método mais interessante até o momento. O segundo pode-se mostrar interessante para captação de neutrinos, emitidos na desintegração de núcleos, mas igualmente não interessante quando se visa a compreensão das demais partículas elementares. E finalmente tem-se os aceleradores de partículas, funcionando basicamente através de colisões de hádrons ou íons-pesados a altas energias. Ainda que estas sejam significativamente menos intensa em comparação aos raios cósmicos, é suficiente para se alcançar um estado de matéria que revelem os elementos primordiais, e torna-se uma via especialmente interessante devido ao controle de muitas variáveis envolvidas no processo, além da captação da imensidão de partículas emitidas devida a colisão.

Dessa forma, a colisão a altas energias é uma via substancial para o enfoque experimental da Física de Partículas, que objetiva o entendimento das leis fundamentais da natureza. Este ramo está inserido em um cenário cientificamente muito fértil, visto que ainda não há um formalismo que descreva integralmente o fenômeno que ocorre durante tais colisões, conseqüentemente muitas teorias estão sendo testadas. Como exemplo desta área tem-se o RHIC (Relativistic Heavy-Ion Collider - Brookhaven National Laboratory), como sendo o pioneiro na colisão de íons pesados relativísticos (5), além do LHC (Large Hadron Collider - CERN), que inicialmente utilizava-se de colisão de hádrons, mas que atualmente também trabalha com íons-pesados, e cujo centro de pesquisas foi responsável, em 2012, pela confirmação do Bóson de Higgs (6).

Inserido em tal contexto, este trabalho lida com a colisão de íons pesados ultra-relativísticos, isto é, um evento onde feixes de íons pesados tais como ouro (no caso do RHIC (5)) e chumbo (no caso do LHC (7)) são acelerados em caminhos opostos até

alcançarem velocidade relativística, quando então são colididos. Devido a alta energia empregada, inicialmente na forma cinética e então transformada em energia interna, ocorrem efeitos interessantes tais como a criação de inúmeras partículas e, em especial, quando os valores de temperatura ou densidade na colisão são suficientemente alta, as interações neste cenário tornam-se tão fracas que essas partículas alcançam, por um breve instante, o que se denomina por liberdade assintótica (8), caracterizando um novo estado da matéria, o plasma de quarks e glúons (QGP). Neste momento os constituintes se encontram desconfiados da matéria (9). Acredita-se que tal estado remonta a condições iniciais do Universo logo após o *Big Bang*, nesse sentido a matéria ordinária é entendida como uma transição da QGP devido a diminuição da densidade de energia por consequente expansão do sistema (10).

Todo esse processo ocorre de forma ainda muito complexa, e faz-se necessário o uso de conceitos e ferramentas que permitam o tratamento do fenômeno por partes. Historicamente, uma primeira tentativa de se equacionar o fenômeno foi feita por Enrico Fermi (11), ao considerar que durante a colisão as partículas eram emitidas diretamente da matéria criada em alta temperatura e densidade, e estando em equilíbrio térmico. Isto permitiu uma análise por métodos por pesos estatísticos de cada espécie de partícula, e uma previsão na proporção relativa entre píons e káons emitidos, onde esperava-se uma maior abundância na produção deste último. Entretanto, tal previsão é incoerente com os dados experimentais das colisões que, diferentemente da proporção encontrada por Fermi, apresenta contrariamente uma quantidade na emissão de píons muito superior a de káons. Outra previsão incoerente é a distribuição angular isotrópica (12) das partículas emitidas, consequência do tratamento termodinâmico aplicado. Posteriormente, Landau (13) sugeriu então haver uma expansão hidrodinâmica da matéria formada na colisão, antes da produção das partículas. Este tratamento, em teoria, explica o fenômeno da anisotropia na distribuição angular na emissão das partículas pois há, na direção do feixe, um maior gradiente de pressão que devido a expansão do fluido resultará em um alongamento da emissão na direção longitudinal. Explica também a previsão na relação entre káons e píons, pois a expansão hidrodinâmica irá reduzir a temperatura a medida em que se expande até que alcance um valor crítico, onde a matéria não mais se comportará coletivamente. Neste momento haverá o desacoplamento e finalmente o sistema irá produzir partículas, agora a temperaturas mais baixas que a hipótese de Fermi, o que favorece a produção de partículas mais leves. Portanto, píons devem mesmo sobressair em número sobre os káons.

Desde então, esta estrutura de Landau tem sido a base na construção de modelos hidrodinâmicos sobre colisões, com distinções quanto a equação de estado (EoS) e o mecanismo de desacoplamento. Neste trabalho utilizaremos do NeXus para a construção de condições iniciais que simulem a colisão de Au-Au com energia incidente de  $200\text{AGeV}$ , com uma análise evento-a-evento, utilizando o método Smoth-Particle-Hydrodynamics

(SPH) para solucionar as equações da hidrodinâmica. A seguir, apresentamos como este trabalho se divide.

No capítulo 2, mostramos os ingredientes necessários ao modelo hidrodinâmico, com as equações que regem a hidrodinâmica relativística, a equação de estado da matéria, a construção das condições iniciais e o mecanismo de desacoplamento. No capítulo 3 discutimos as características do modelo computacional utilizado, o método SPH para duas dimensões, o desacoplamento neste método, e o modelo NexSPheRIO. No capítulo 4 apresentamos os observáveis físicos que servirão de parâmetro ao objetivo principal deste trabalho. No capítulo 5 mostramos os resultados e, finalmente, no capítulo 6 apresentamos as conclusões.

## 2 CONEXÃO VIA HIDRODINÂMICA

Como dito anteriormente, a colisão ultra-relativística de íons pesados leva a formação da QGP. Por sua vez, este sistema passa por uma transição com a expansão da matéria e a diminuição da temperatura até que haja a formação de partículas e eventualmente se alcance o estado puramente hadrônico, que por fim atinge os detectores culminando no espectro do estado final das partículas. Os efeitos coletivos da interação forte dos quarks no estado de liberdade assintótica da QGP estão aquém de serem ainda compreendidos. Entretanto, ainda que não se tenha acesso a transição da matéria na zona de colisão, as partículas produzidas por este sistema carregam parte das informações desta fase, ou seja, elas são reais ingredientes na busca de se remontar o processo. Junto a isso, temos o comportamento macroscópico da QGP como um fluido quase perfeito (14, 15), o que justifica a utilização da hidrodinâmica como ferramenta de descrição para expansão deste fluido. Eis assim o escopo que fundamenta a construção do simulador de colisões utilizado neste trabalho.

### 2.1 Equação de Movimento

Analisar o comportamento da matéria em colisão como um fluido é, em outras palavras, reduzir os inúmeros graus de liberdade da interação forte em uma descrição microscópica, para poucas variáveis da hidrodinâmica em uma descrição macroscópica (16). Isto é possível utilizando-se da condição de equilíbrio térmico local, o que possibilita construir as equações de movimento do fluido, cujo tratamento é baseado nas propriedades termodinâmicas (discutido em 2.2.2). Esta aplicação é válida para um dado sistema de muitos corpos em uma escala macroscópica, quando tais corpos podem ser considerados como um *continuum*, isto é, qualquer volume infinitesimal é sempre muito maior comparado com as distâncias entre moléculas (17).

A fim de obtermos as equações, devemos investigar as leis de conservação que regem o movimento. De acordo com o teorema de Noether (18), para toda simetria existe uma grandeza física conservada. No nosso caso, utilizaremos da hidrodinâmica relativística, no espaço de Minkowski, com o uso do Sistema Natural de unidades (SN) onde  $c = \hbar = k_b = 1$ , e da métrica  $g^{\mu\nu} = (1, -1, -1, -1)$ , o que nos leva a simetria de translação do espaço-tempo e conseqüente conservação do tensor energia-momento  $T^{\mu\nu}$ ; além da simetria "interna", que para nós será a simetria do número bariônico ( $n_i$ ), que resultará na conservação da corrente  $J^\mu$ .

Portanto, as leis de conservação que descrevem um sistema de hidrodinâmica rela-

tivística, devem ser (19):

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0 \quad (2.1)$$

$$\partial_\mu J^\mu = 0 \quad (2.2)$$

No espaço considerado, a 4-velocidade é definida por  $u^\mu = \frac{dx^\mu}{d\tau}$ , onde  $\tau$  é o tempo próprio, e  $x^\mu(\tau)$  é a trajetória do elemento de fluido. Sendo assim, para  $u^\mu = (u^0, \vec{u})$ , temos:

$$\begin{aligned} u^0 &= \frac{dx^0}{d\tau} = \gamma \\ \vec{u} &= \frac{d\vec{x}}{d\tau} = \gamma\vec{v} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Sendo  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\vec{v}^2}}$  o fator de Lorentz, e  $\vec{v}$  a velocidade do elemento de fluido no referencial do laboratório. Desse modo, a velocidade do fluido está normalizada, ou seja,  $u^\mu u_\mu = u_0^2 - \vec{u}^2 = 1$ . Conforme dito anteriormente, a validade da hidrodinâmica ideal exige assumirmos um equilíbrio térmico local, o que implica que o elemento do fluido apresente propriedades isotrópicas no referencial próprio. Assim, definindo  $J^\mu = (n^0, \vec{n})$ , onde  $n^0$  é a densidade de número bariônico, e  $\vec{n}$  o fluxo bariônico temos, para o referencial de repouso (RF) do fluido  $J_{RF}^\mu = (n, 0)$ . E então, a partir de:

$$J^\mu = \Lambda^\mu_\nu J_{RF}^\nu \quad (2.4)$$

$$\text{com } \Lambda^\mu_\nu = \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\nu},$$

$$\begin{aligned} \Lambda^0_0 &= \gamma & \Lambda^0_i &= \delta_{ij} + v_i v_j \left( \frac{\gamma-1}{v^2} \right) \\ \Lambda^i_j &= -\gamma v_j & \Lambda^i_0 &= \gamma v^i \end{aligned} \quad (2.5)$$

Aplicando em (2.4), temos:

$$\begin{aligned} J^0 &= \Lambda^0_\nu J_{RF}^\nu = \Lambda^0_0 J_{RF}^0 + \Lambda^0_i J_{RF}^i = \gamma n, \\ J^i &= \Lambda^i_\nu J_{RF}^\nu = \Lambda^i_0 J_{RF}^0 + \Lambda^i_j J_{RF}^j = \gamma n v^i, \\ J^\mu &= (\gamma n, \gamma n v^i) \end{aligned}$$

Portanto :

$$J^\mu = n u^\mu \quad (2.6)$$

A conservação de corrente associada a conservação do tensor energia-momento é escrita como  $T^{\mu\nu}$ , com  $T^{ij}$  conhecido por Tensor de Pressão (20). A isotropia implica (17) que o fluxo de energia  $T^{i0}$  e a densidade de momento  $T^{0j}$  sejam nulos.  $T^{00}$  corresponde

a densidade de energia do próprio fluido. Aplicando a lei de Pascal (20),  $T^{ij} = P\delta^{ij}$ . Portanto,  $T^{\mu\nu}$  torna-se:

$$T_{RF}^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \epsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & P & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Sob uma transformação de Lorentz,  $T^{\mu\nu}$  deve ser escrito:

$$T^{\mu\nu} = \Lambda^\mu{}_\alpha \Lambda^\nu{}_\beta T_{RF}^{\alpha\beta} \quad (2.8)$$

Explicitamente, temos:

$$\begin{aligned} T^{00} &= \Lambda^0{}_0 \Lambda^0{}_0 T_{RF}^{00} + \Lambda^0{}_i \Lambda^0{}_j T_{RF}^{ij} \\ T^{i0} &= T^{0i} = \Lambda^0{}_0 \Lambda^i{}_0 T_{RF}^{00} + \Lambda^0{}_j \Lambda^i{}_k T_{RF}^{jk} \\ T^{ij} &= T^{ji} = \Lambda^i{}_0 \Lambda^j{}_0 T_{RF}^{00} + \Lambda^i{}_k \Lambda^j{}_l T_{RF}^{kl} \end{aligned}$$

Utilizando-se de (2.5) e (2.7), podemos escrever:

$$\begin{aligned} T^{00} &= \gamma^2 \epsilon + \gamma^2 v^2 P \\ T^{0i} &= \gamma^2 v^i \epsilon + \gamma v^k \left[ \delta^{ik} + v^i v^k \frac{(\gamma - 1)}{v^2} \right] P \\ T^{ij} &= \gamma v^i \gamma v^j \epsilon + \left[ \delta^{ik} + v^i v^k \frac{(\gamma - 1)}{v^2} \right] \left[ \delta^{jk} + v^j v^k \frac{(\gamma - 1)}{v^2} \right] P \end{aligned}$$

Logo,

$$\begin{aligned} T^{0i} &= \gamma^2 v^i \epsilon + \gamma v^k \delta^{ik} (1 + \gamma - 1) P = \gamma^2 v^i \epsilon + \gamma^2 v^i P = (\epsilon + P) \gamma^2 v^i \\ T^{ij} &= \gamma^2 v^i v^j \epsilon + \delta^{ik} \gamma \delta^{jk} \gamma P = \gamma^2 v^i v^j \epsilon + \gamma^2 \delta^{ij} P \end{aligned}$$

Usando de  $\gamma^2 - 1 = \gamma^2 \vec{v}^2$ , pode-se reescrever:

$$\begin{aligned} T^{00} &= \gamma^2 \epsilon + (\gamma - 1) P = (\epsilon + P) \gamma^2 - P \\ T^{ij} &= \gamma^2 v^i v^j \epsilon + \gamma^2 \delta^{ij} P + \delta^{ij} P \delta^{ij} P = \gamma^2 v^i v^j \epsilon + \delta^{ij} P (\gamma^2 - 1) \\ T^{ij} &= \gamma^2 v^i v^j \epsilon + \delta^{ij} P + P \gamma^2 \delta^{ij} v^2 = \gamma^2 v^i v^j \epsilon + \delta^{ij} P + \gamma^2 P v^i v^j \\ T^{ij} &= (\epsilon + P) \gamma^2 v^i v^j + P \delta^{ij} \end{aligned}$$

Como  $u^\mu = (u^0, \vec{u}) = \gamma(1, \vec{v})$ , então:

$$\begin{aligned} T^{00} &= (\epsilon + P) u^0 u^0 - P \\ T^{0i} &= (\epsilon + P) u^0 u^i \\ T^{ij} &= (\epsilon + P) u^i u^j + \delta^{ij} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Para a métrica aqui utilizada, com  $g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ , podemos reescrever (2.9) como:

$$T^{\mu\nu} = (\epsilon + p)u^\mu u^\nu - pg^{\mu\nu} \quad (2.10)$$

E, finalmente, através de (2.6), a equação (2.2) torna-se:

$$\partial_\nu(n_i u^\nu) = 0 \quad (2.11)$$

Estas são as equações de movimento (EoM) para a hidrodinâmica relativística de um fluido ideal que, relacionando-se a  $P(T, \mu)$ , fecha-se o sistema de equações.

## 2.2 Maiores Incertezas

Há dois grandes desafios (21) na construção da simulação para a descrição física do processo de colisão de íons pesados: determinar as IC e as EoS. Conforme dito na introdução deste capítulo, não há um formalismo para a completa descrição das interações ocorridas na fase de QGP, devido a complexidade do processo que envolve as colisões microscópicas dos constituintes nucleares, que se traduz em graus de liberdade não contemplados pela hidrodinâmica (17). Analogamente, a estrutura da EoS depende das variáveis termodinâmicas da matéria produzida em colisão, tais como pressão, temperatura, potencial químico bariônico, etc., que também não podem ser diretamente mensuradas (22). Eis a razão da complexidade dessas incertezas, e motivo pelo qual existem diferentes modelos para reprodução de ambos. Neste trabalho faremos uma abordagem evento-a-evento utilizando-se da ferramenta NeXus (23) para geração das IC, e posteriormente do H2djet, uma ferramenta pertencente ao SPheRIO (1) - **S**mooth **P**article **h**ydrodynamic evolution of **R**ealistic heavy **I**On collision - que fará o papel da expansão hidrodinâmica das IC em duas dimensões.

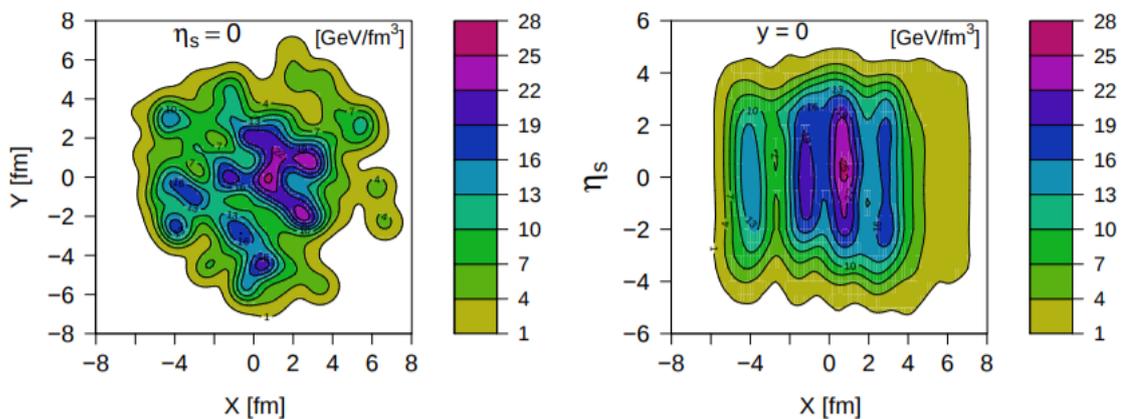
### 2.2.1 Condições Iniciais

O primeiro desafio deve-se as IC. O sistema em questão é descrito pelas equações (2.11) e (2.10), o que significa que construir as IC é descrever, no referencial local, o Tensor energia-momento  $T^{\mu\nu} = \text{diag}(\epsilon, p, p, p)$ , a quadri-velocidade  $u^\mu$  e a densidade de cargas conservadas  $n_i$ . Esta função cabe ao Nexus (23), um gerador de eventos que fornece a distribuição da densidade de energia, para quaisquer pares de núcleos incidentes, baseado no modelo de Gribov-Regge (24) para múltiplas interações entre dois hádrons, capaz de gerar uma distribuição detalhada desses valores, para cada evento, no tempo inicial  $\tau = \sqrt{t^2 - z^2} \sim 1fm$ , uma hipótese de tempo considerado para a matéria alcançar o equilíbrio térmico local.

Tradicionalmente, a hidrodinâmica trata de IC como funções bastante simétricas e suaves, o que significaria utilizar de uma média entre eventos gerados para a construção

da mesma. Entretanto, a dimensão da colisão aqui estudada é significativamente pequena e, portanto, razoável de se esperar flutuações consideráveis (25). Sobretudo, alguns efeitos em observáveis, em especial o fluxo anisotrópico (seção 4.1), dependem diretamente de se considerar estas flutuações (26,27), correlacionados a anisotropia geométrica da IC.

Figura 1 – Exemplo da distribuição da densidade de energia inicial de uma colisão central Au-Au, com energia incidente de 200A GeV, gerada pelo Nexus. À esquerda, a distribuição vista no plano transversal  $\eta_s = 0$ ; e à direita, a distribuição vista no plano longitudinal  $y = 0$ .



Fonte: (1).

Nota-se que a IC gerada pelo programa Nexus (figura 1) caracteriza-se por irregularidades na distribuição de energia, remetendo-se a complexidade das interações entre as partículas que constituem a matéria formada em colisão. Mesmo que fixemos os valores atribuídos a colisão no Nexus (tais como, energia incidente e parâmetro de impacto), o programa irá gerar IC diferentes, em virtude das consideráveis flutuações que se espera de evento para evento. A aleatoriedade dessas flutuações é descrita pelo Nexus na forma de tubos longitudinais de alta densidade de energia.

## 2.2.2 Equação de Estado

Uma equação de estado é, por definição, uma função que relaciona localmente grandezas termodinâmicas em um dado meio (17). Conforme mostramos em 2.1, as equações de movimento baseadas nas leis de conservação nos fornecem um conjunto de 5 equações, porém com 6 incógnitas. A EoS vem para fechar este sistema, relacionando localmente as quantidades termodinâmicas do fluido. Em nosso caso utilizaremos da ferramenta denominada QCD na rede (LattEoS) (28), uma descrição não-perturbativa da dinâmica de interação forte. Neste método, a densidade de energia  $\epsilon$ , a entropia  $s$ , e a

pressão  $P$  são obtidos através do cálculo do traço anômalo do tensor energia-momento definido como (28) :

$$\Theta(T) \equiv T^{\mu\mu} = \epsilon - 3P(T) \quad (2.12)$$

Então calculado ao longo de  $s = (\epsilon + P)/T$  para  $n_B = 0$ , com  $s = \partial P/\partial T$ , finalmente obtendo-se (28):

$$\Theta = T^5 \frac{\partial(P/T^4)}{\partial T} \quad (2.13)$$

### 2.3 Mecanismo de Desacoplamento de Cooper-Frye

Durante a expansão da matéria a temperatura decresce e, por consequência, há um aumento do livre caminho médio entre as partículas até que se atinja a ordem de grandeza do sistema. A medida que a temperatura abaixa, as interações entre partículas diminuem gradualmente até basicamente cessarem, no ponto de *freeze-out* do processo, onde haverá o desacoplamento e as partículas são consideradas livres. Portanto, não sendo mais um *continuum*, perde-se o sentido do tratamento hidrodinâmico. No entanto, o ponto de *freeze-out* de cada partícula depende da seção de choque (22), o que torna complexo a sua descrição precisa. O modelo de *Cooper-Frye* é uma abordagem aproximativa que prevê o desacoplamento das partículas como um evento repentino, quando essas atravessam uma hiper-superfície  $\Sigma$  de temperatura constante  $T_{fo}$  em direção a região de baixa temperatura (29). Para o cálculo do número total de partículas emitidas, devemos obter o fluxo das partículas que atravessam a hiper-superfície  $\Sigma$ , obtida pela condição:

$$T(t, x, y, z) = T_{fo} \quad (2.14)$$

Com a prescrição de *Cooper-Frye*, cada ponto da hiper-superfície  $\Sigma$  encontra-se em equilíbrio térmico local. Da teoria cinética, temos que a densidade de corrente de partículas  $j^\mu$  é dado por

$$j^\mu(x) = \int \frac{p^\mu}{p^0} f(x, p) d^3p \quad (2.15)$$

sendo

$$f(x, p) = \frac{g}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{(p^\nu u_\nu - \mu_B)/T} \mp 1} \quad (2.16)$$

Onde  $u_\nu$  é a quadri-velocidade do fluido,  $x = (t, x, y, z)$  um ponto da hiper-superfície de  $\Sigma$  e  $g$  o fator de degenerescência. O sinal negativo está associado aos bósons, e o positivo aos férmions. Assim, o número de partículas emitidas é dado por

$$N = \int_{\Sigma} j^\mu d\sigma_\mu \quad (2.17)$$

portanto,

$$N = \int \frac{d^3p}{p^0} \int_{\Sigma} f(x, p) p^\mu d\sigma_\mu \quad (2.18)$$

Sendo  $E = p^0$  a energia da partícula, e  $d\sigma_\mu$  o elemento da hiper-superfície. Alternativamente, podemos reescrever (2.18) no espaço de momento. Ou seja,

$$E \frac{dN}{d^3p} = \int_{\Sigma} f(x, p) p^\mu d\sigma_\mu \quad (2.19)$$

esta é a chamada fórmula de Cooper-Frye (29).

### 3 SIMULADOR

#### 3.1 Método SPH

Na seção 2.1 a hidrodinâmica é construída a partir das equações de movimento do fluido que, conforme visto, são equações não-lineares e cuja solução analítica torna-se algo complexo, sobretudo devida as flutuações das IC. Sendo assim, recorreremos aos métodos computacionais para resolvermos essas equações, que neste trabalho será feito através da ferramenta *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH) (30). Essa ferramenta permite abordar sistemas com diferentes geometrias e ainda suavizar o número de graus de liberdade. Para tanto, o método utiliza do princípio variacional para tratar o fluido como "partículas SPH" com coordenadas Lagrangeanas  $\vec{r}$  e que se movem com o fluido. Isto é feito parametrizando a densidade das grandezas extensivas associadas a alguma carga conservada. Assim, temos

$$a(\vec{r}, \tau) = \int a(\vec{r}t, \tau) \delta(\vec{r} - \vec{r}t) d^3 \vec{r}t \quad (3.1)$$

onde  $a(\vec{r}, \tau)$  corresponde a distribuição de densidade de alguma carga  $\mathcal{A}$ . Em primeira aproximação:

$$a(\vec{r}, \tau) \rightarrow \tilde{a}(\vec{r}, \tau) = \int a(\vec{r}t, \tau) W(\vec{r} - \vec{r}t; h) d^3 \vec{r}t \quad (3.2)$$

sendo  $\tilde{a}(\vec{r}, \tau)$  uma distribuição suavizada de  $a(\vec{r}, \tau)$ ,  $W$  uma função de kernel, de largura  $h$  e com as seguintes propriedades:

$$W(\vec{r} - \vec{r}t; h) = W(\vec{r}t - \vec{r}; h) \quad (3.3)$$

$$\int W(\vec{r} - \vec{r}t; h) d^3 \vec{r}t = 1 \quad (3.4)$$

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(\vec{r} - \vec{r}t; h) = \delta(\vec{r} - \vec{r}t) \quad (3.5)$$

Para aplicações práticas, reduzimos os graus de liberdade substituindo a integral em (3.1) por uma soma finita e discreta de pontos  $\{i = 1, 2, \dots, N\}$ , com o intuito de parametrizar a densidade de grandezas extensivas:

$$\tilde{a}(\vec{r}, \tau) \rightarrow a_{SPH}(\vec{r}, \tau) = \sum_i^N \alpha_i W(\vec{r} - \vec{r}_i t; h) \quad (3.6)$$

utilizando-se da propriedade (3.4), temos

$$\int a_{SPH}(\vec{r}, \tau) d^3 \vec{r} = \sum_i^N \alpha_i \quad (3.7)$$

com

$$\mathcal{A}^{total} = \sum_i^N \alpha_i, \quad (3.8)$$

ou seja, o fluido passa a ser tratado por vias do que chamamos de "partículas SPH" com coordenadas  $\vec{r}_i$  que se movem junto com o fluido, carregando uma quantidade  $\alpha_i$  da densidade total  $\mathcal{A}$ . A parametrização (3.6) nos garante a conservação local de  $\mathcal{A}$  independente do movimento das partículas SPH no espaço-tempo. Isto pode ser visto quando tomamos a derivada temporal da densidade  $a_{SPH}(\vec{r}, \tau)$ . Isto é:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} a_{SPH}(\vec{r}, \tau) = \sum_i^N \frac{\partial}{\partial \tau} (\alpha_i W(\vec{r} - \vec{r}_i(\tau); h)) \quad (3.9)$$

sendo  $\vec{r}_i = \vec{r}_i(\tau)$  a trajetória da  $i$ -ésima partícula SPH, e os pesos  $\alpha_i$  constantes no tempo, temos

$$\frac{\partial}{\partial \tau} a_{SPH}(\vec{r}, \tau) = \sum_i^N \frac{\partial}{\partial \tau} (\alpha_i W(\vec{r} - \vec{r}_i(\tau); h)) = - \sum_i^N \alpha_i \frac{d\vec{r}_i(\tau)}{d\tau} \cdot \nabla \cdot W(\vec{r} - \vec{r}_i(\tau); h) \quad (3.10)$$

sendo a velocidade do fluido  $\frac{d\vec{r}_i(\tau)}{d\tau} = \vec{v}_i(\tau)$ , temos

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} a_{SPH}(\vec{r}, \tau) &= - \sum_i^N \alpha_i \vec{v}_i(\tau) \cdot \nabla \cdot W(\vec{r} - \vec{r}_i(\tau); h) \\ &= - \nabla \cdot \sum_i^N \alpha_i \vec{v}_i(\tau) \cdot W(\vec{r} - \vec{r}_i(\tau); h) \\ &= - \nabla \cdot \vec{j}_{SPH}(\vec{r}, \tau) \end{aligned} \quad (3.11)$$

onde  $\vec{j}_{SPH}(\vec{r}, \tau)$  é a densidade de corrente, sendo assim  $a_{SPH}(\vec{r}, \tau)$  satisfaz a equação de continuidade:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} a_{SPH}(\vec{r}, \tau) + \nabla \cdot \vec{j}_{SPH} = 0. \quad (3.12)$$

Tomemos agora uma certa densidade  $a'$  tal que

$$a' = \frac{a_{SPH}}{\sqrt{-g}} = \frac{d\mathcal{A}}{\sqrt{-g} d^3\vec{x}}, \quad (3.13)$$

com

$$d\mathcal{A} = a_{SPH} d^3x, \quad (3.14)$$

dada a transformação da densidade de carga

$$a'(\vec{x}, \tau) = \gamma a \quad (3.15)$$

em que  $\gamma = u^0$  é o fator de Lorentz generalizado e  $a$  é a densidade de uma dada carga  $\mathcal{A}$  no referencial local, podemos aplicar (3.13) em (3.15), portanto

$$a_{SPH}(\vec{x}, \tau) = \sqrt{-g} \gamma a \quad (3.16)$$

conectando a densidade própria das partículas SPH com a parametrização de (3.6), que então podemos reescrever como

$$s_{SPH}(\vec{r}, \tau) = \sqrt{-g}\gamma s = \sum_i \nu_i W(\vec{r} - \vec{r}_i(\tau)) \quad (3.17)$$

$$n_{SPH}(\vec{r}, \tau) = \sqrt{-g}\gamma n = \sum_i \beta_i W(\vec{r} - \vec{r}_i(\tau)) \quad (3.18)$$

Finalmente, utilizando-se da propriedade (3.4) em (3.17) e (3.18), encontramos a entropia e número bariônico total

$$S = \int \sqrt{-g}\gamma s d^3\vec{r} = \sum_i \nu_i \quad (3.19)$$

$$B = \int \sqrt{-g}\gamma n d^3\vec{r} = \sum_i \beta_i \quad (3.20)$$

sendo  $\nu_i$  e  $\beta_i$  as porções de entropia e de número bariônico carregadas pela  $i$ -ésima partícula SPH. Na hidrodinâmica relativística é interessante expandirmos as equações a um sistema de coordenadas gerais. Neste formalismo, as equações de movimento deverão ser obtidas via minimização da ação do sistema hidrodinâmico, que para um fluido relativístico é dado por

$$I = - \int \epsilon(n_b, s) \sqrt{-g} d^4x, \quad (3.21)$$

com os vínculos de conservação do número bariônico e entropia:

$$(n_B u^\nu)_{;\nu} = \frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_{nu} (\sqrt{-g} n_B u^\nu) = 0 \quad (3.22)$$

$$(s u^\nu)_{;\nu} = \frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_{nu} (\sqrt{-g} s u^\nu) = 0 \quad (3.23)$$

e pela normalização da quadri-velocidade

$$u^\nu u_\nu = 1 \quad (3.24)$$

Sendo, em (3.21),  $\epsilon$  a densidade de energia do fluido no referencial próprio,  $x = (x^0, x^1, x^2, x^3)$  a coordenada generalizada,  $g$  o determinante da métrica ( $g_{\mu\nu}$ ) e  $\sqrt{-g}$  o determinante da matriz jacobiana. Os vínculos são as conservações do número bariônico e de entropia, e a normalização da quadri-velocidade do fluido. Neste formalismo, tomemos a métrica com a seguinte forma

$$(g_{\mu\nu}) = \begin{pmatrix} g_{00} & 0 \\ 0 & -\mathbf{g} \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

Sendo  $-\mathbf{g}$  uma matrix 3x3 da parte espacial de  $g_{\mu\nu}$ , tal que

$$g_{\mu\nu} u^\nu u^\mu = g_{00} u^0 u^0 - g_{ij} u^i u^j$$

$$u^i = \gamma v^i$$

e  $u^0 = \gamma$ , temos

$$\begin{aligned} g_{00}u^0u^0 - g_{ij}v^iv^ju^0u^0 &= 1 \\ u_0^2(g_{00} - g_{ij}v^iv^j) &= 1 \end{aligned}$$

finalmente

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{g_{00} - [\vec{v}]^T \mathbf{g} \vec{v}}}$$

sendo  $[\vec{v}]^T$  a transposta de  $\vec{v}$ . Visando reescrever a ação (3.21) na representação SPH, utilizamos da conexão (3.17) e então temos:

$$\begin{aligned} I \rightarrow I_{SPH} &= - \int d\tau \int d^3r \sum_i \sqrt{-g}\epsilon_i \frac{v_i W(\vec{r} - \vec{r}_i(\tau); h)}{\sqrt{-g}\gamma s} \\ &= - \int d\tau \sum_i v_i \left( \frac{\epsilon}{s\gamma} \right)_i \end{aligned} \quad (3.26)$$

Definimos então o volume específico  $V_i$  de  $S$  associado a  $i$ -ésima partícula SPH,

$$V_i \equiv \frac{v_i}{s_i} \quad (3.27)$$

e substituindo em (3.26), temos

$$\begin{aligned} I_{SPH} &= - \int d\tau \sum_i \left( \frac{\epsilon V}{\gamma} \right)_i \\ &= - \int d\tau \sum_i \left( \frac{E}{\gamma} \right)_i \end{aligned} \quad (3.28)$$

Sendo a quantidade  $E_i = \epsilon_i V_i$  a energia interna da  $i$ -ésima partícula SPH. As equações de movimento das partículas SPH serão então obtidas quando a ação (3.28) for um extremo, isto é:

$$\delta I_{SPH} = \int d\tau \sum_i \left( \frac{\gamma p \delta(V) + E \delta\gamma}{\gamma^2} \right)_i = 0 \quad (3.29)$$

Sendo  $\delta E_i = -p_i \delta V_i$ . Minimizando esta ação, pode-se encontrar a equação de movimento (30):

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{\pi}_i}{d\tau} &= - \sum_j v_i v_j \left[ \frac{P_i}{\sqrt{-g}\gamma_i^2 s_i^2} + \frac{P_j}{\sqrt{-g}\gamma_j^2 s_j^2} \right] \nabla_i W_{ij} \\ &+ \frac{v_i P_i}{\gamma_i s_i} \left( \frac{1}{\sqrt{-g}} \nabla \sqrt{-g} \right)_i \\ &+ \frac{\gamma_i v_i}{2} \left( \frac{\epsilon + P}{s} \right)_i (\nabla_{ij} g_{00} - [\vec{v}_i]^T \mathbf{g} \vec{v}_i) \end{aligned} \quad (3.30)$$

onde

$$\vec{\pi}_i = \gamma_i v_i \left( \frac{\epsilon + P}{s} \right)_i \mathbf{g} \vec{v}_i \quad (3.31)$$

na descrição de coordenadas generalizadas. No entanto, o tratamento usual em colisões ultra-relativísticas de íons pesados é melhor descrito sob um sistema de coordenadas hiperbólicas, dado por:

$$\tau = \sqrt{t^2 - z^2} \quad (3.32)$$

$$\eta_s = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{t+z}{t-z} \right) \quad (3.33)$$

$$\vec{r}_T = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \quad (3.34)$$

Em que  $\eta_s$  é a rapidez espacial e  $\tau$  o tempo próprio. Estas equações, quando aplicado em (3.25) nos fornece a métrica deste sistema

$$g_{00} = 1 \quad (3.35)$$

$$\mathbf{g} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \tau^2 \end{pmatrix} \quad (3.36)$$

$$\sqrt{-g} = \tau \quad (3.37)$$

Como a métrica é independente do espaço, podemos utilizar a parametrização (3.17), então:

$$\sqrt{-g}\gamma_s = \sum_j v_j W(q_{ij}) \quad (3.38)$$

onde

$$q_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + \tau^2((\eta_s)_i - (\eta_s)_j)^2} \quad (3.39)$$

com W normalizado como

$$4\pi \int_0^\infty q^2 W(q) dq = 1 \quad (3.40)$$

Finalmente, a equação de movimento SPH torna-se:

$$\frac{d\vec{\pi}_i}{d\tau} \equiv \frac{d}{d\tau} \begin{pmatrix} \vec{\pi}_T \\ \pi_{\eta_s} \end{pmatrix}_i = -\frac{1}{\tau} \sum_j v_i v_j \left[ \frac{P_i}{(\gamma_i s_i)^2} + \frac{P_j}{(\gamma_j s_j)^2} \right] \begin{pmatrix} \nabla_T \\ \partial_{\eta_s} \end{pmatrix}_i W_{ij} \quad (3.41)$$

em que

$$(\vec{\pi}_T)_i = v_i \gamma_i \left( \frac{\epsilon + P}{s} \right)_i (\vec{v}_T)_i \quad (3.42)$$

$$(\pi_{\eta_s})_i = \tau^2 v_i \gamma_i \left( \frac{\epsilon + P}{s} \right)_i (v_{\eta_s})_i \quad (3.43)$$

$$\gamma_i = \frac{1}{\sqrt{1 - (\vec{v}_T)_i^2 - \tau^2 (v_{\eta_s})_i^2}} \quad (3.44)$$

sendo

$$(\nabla_T)_i = (\partial_x, \partial_y)_i \quad (3.45)$$

$$(\vec{v}_T)_i = \left( \frac{d\vec{r}_T}{d\tau} \right)_i \quad (3.46)$$

$$(v_{\eta_s})_i = \left( \frac{d\eta_s}{d\tau} \right)_i \quad (3.47)$$

O método SPH torna-se, dessa forma, uma mudança da abordagem de equações diferenciais parciais (2.1) por equações diferenciais ordinárias. Estas equações nos fornecem as posições e velocidades das partículas SPH em função do tempo  $\tau$ , o que nos permite calcular a evolução temporal das quantidades termodinâmicas através das relações (3.12), (3.17) e a equação de estado.

### 3.2 Desacoplamento no formalismo SPH

Tendo encontrado as equações que regem o movimento no formalismo SPH, devemos agora parametrizar a fórmula de Cooper-Frye para o mesmo formalismo, que em (2.19) foi definida como:

$$E \frac{dN}{d^3p} = \int_{\Sigma} p^\mu f(x, p) d\sigma_\mu$$

A fim de obtermos a distribuição de momento das partículas SPH devemos, semelhante ao que foi feito em (3.6), aproximar a expressão acima pela soma das partículas SPH do sistema:

$$E \frac{dN}{d^3p} = \sum_j f \left( T_{fo}, (\mu_B)_j, p^\nu (u_\nu)_j \right) p^\mu (n_\mu \Delta\sigma)_j \quad (3.48)$$

com  $(n_\mu)_j$  sendo o quadri-vetor normal ao elemento de hiper-superfície  $\Delta\sigma_j$  e

$$f \left( T_{fo}, (\mu_B)_j, p^\nu (u_\nu)_j \right) = \frac{g_j}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{(p^\nu (u_\nu)_j - (\mu_B)_j) / T_{fo}} \mp 1} \quad (3.49)$$

Em ambas as relações o índice  $j$  remete a  $j$ -ésima partícula SPH quando localizada na hiper-superfície  $\Sigma$  definida em (2.14) pela isoterma  $T_{fo}$ . Precisamos então reescrever  $\Delta\sigma_j$  em termos mais convenientes, já que  $T_{fo}, (\mu_B)_j$ ,  $(u_\nu)_j$  e  $(n_\mu)_j$  podem ser estimadas de forma razoavelmente direta. Assim sendo, tomemos uma partícula SPH  $j$  em termos de seu referencial próprio, isto é,  $p^\nu \rightarrow p^0$  o que implica que  $p^\nu (n_\nu \Delta\sigma)_j \rightarrow p^0 (n_0 \Delta\sigma)_j$ . Podemos então fazer a identificação

$$(n_\nu \Delta\sigma)_j = (\Delta\sigma_\nu)_j \rightarrow (n_0 \Delta\sigma)_j = (\Delta\sigma_0)_j^{PF}$$

Sendo  $(\Delta\sigma_0)_j^{PF}$  o elemento de hiper-superfície no tempo próprio (PF) da  $j$ -ésima partícula SPH, justamente quando esta alcança  $\Sigma$ . Podemos então fazer a identificação

$$|(\Delta\sigma_0)_j^{PF}| = V_j \quad (3.50)$$

onde  $V_j$  é o volume tridimensional da  $j$ -ésima partícula SPH no referencial próprio. Assim, podemos retomar  $(\Delta\sigma_\nu)_j$  via transformação de Lorentz (2.5) :

$$\begin{aligned} (\Delta\sigma_\nu)_j &= [\Lambda_\nu^0(\Delta\sigma_0)^{PF}]_j = [(\gamma, -\gamma v_i)(\Delta\sigma_0)^{PF}]_j \\ &= [u_\nu(\Delta\sigma_0)^{PF}]_j \end{aligned}$$

com a contração de  $u^\nu$  temos

$$(\Delta\sigma_0)_j^{PF} = (u^\nu)_j (\Delta\sigma_\nu)_j \quad (3.51)$$

substituindo (3.51) em (3.50) obtemos

$$\begin{aligned} V_j &= |(u^\nu)_j (\Delta\sigma_\nu)_j| = |(u^\nu n_\nu)_j| \Delta\sigma_j \\ (\Delta\sigma)_j &= \frac{V_j}{|(u^\nu n_\nu)_j|} \end{aligned} \quad (3.52)$$

Finalmente, usando  $V_j = v_j/s_j$ , podemos reescrever (3.48) como

$$E \frac{dN}{d^3p} = \sum_j f \left( T_{fo}, (\mu_B)_j, p^\nu (u_\nu)_j \right) p^\mu \frac{v_j}{s_j |(u^\nu n_\nu)_j|} \quad (3.53)$$

Esta é a fórmula de Cooper-Frye adaptada ao formalismo SPH (1).

### 3.3 NexSPheRIO

Caberá a ferramenta computacional a simulação que reproduza as colisões visadas neste trabalho a partir dos ingredientes necessários a hidrodinâmica relativística descritos no capítulo 2. Para tanto, utilizaremos da plataforma NexSPheRIO sendo, por sua vez, a junção dos programas Nexus (23) e SPheRIO (Smoothed Particle hydrodynamic evolution of Relativistic heavy IOn collisions) (25). Como dito anteriormente, o NeXus (23) é um gerador de eventos que fornece a distribuição da densidade de energia, para quaisquer pares de núcleos incidentes, baseado no modelo de Gribov-Regge (24) para múltiplas interações entre dois hádrons. Assim, ele fornece valores do tensor energia-momento  $T^{\mu\nu}$ , bem como as correntes de carga conservadas  $J_i^\nu = n_i u^\nu$  para cada qualquer par de núcleos ou hádrons incidentes (relações (2.1) e (2.6)), no tempo inicial  $\tau = \sqrt{t^2 - z^2} \sim 1 fm$ , que supostamente é o tempo considerado para a matéria alcançar o equilíbrio térmico local (31). A partir da construção da IC, estes valores são computados numericamente pelo programa SPheRIO, a qual caberá a evolução hidrodinâmica do sistema. Em nosso caso, utilizaremos do H2djet, uma ferramenta que pertence ao SPheRIO, que utiliza do fluxo de Bjorken (32) para um formalismo bidimensional, que parte de uma expansão longitudinal com invariância de *boost* para a evolução hidrodinâmica, onde  $|\eta_s| \lesssim 1$ , o que nos permite calcular a expansão transversal do fluido em um único plano  $(x, y)$  arbitrário, permitindo a abordagem de cálculos bidimensionais tornando o modelo computacional mais simples e rápido (1).

## 4 OBSERVÁVEIS FÍSICOS

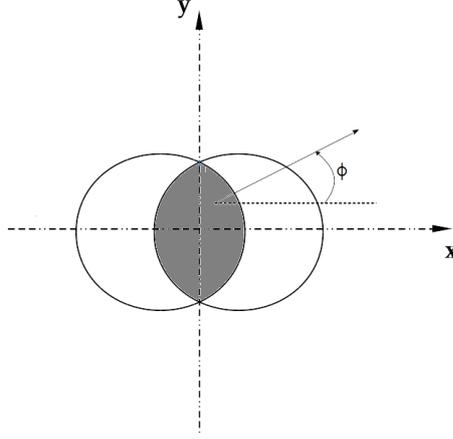
Em condições extremas de temperatura e pressão, a matéria hadrônica encontra-se em um novo estado de matéria, o QGP (9). A expansão da QGP é um fenômeno coletivo que resulta do gradiente de pressão, por sua vez maior na direção do feixe incidente, e que transforma as deformações iniciais desta matéria não-homogênea, em uma distribuição anisotrópica do momento nas partículas emitidas, que caracterizam os chamados fluxos anisotrópicos (33).

Há grandes indicativos (34–36) de que as flutuações evento-a-evento dos coeficientes de fluxos anisotrópicos sejam devido as flutuações evento-a-evento da excentricidade (tópico 4.1) na distribuição espacial da matéria inicialmente formada. Portanto, medidas da distribuição de tais coeficientes evento-a-evento e suas correlações podem nos fornecer informações da equação de estado, e propriedades da QGP.

### 4.1 Fluxo Anisotrópico e Excentricidade

A distribuição final de partículas emitidas é caracterizada por uma anisotropia azimutal indicando um comportamento coletivo na evolução do sistema. Este fato pode ser entendido como consequência da anisotropia azimutal presente no perfil de densidade inicial ( $\tau = \tau_0$ ) que se deve, em grande parte, as colisões não centrais dos núcleos incidentes, o que gera um maior gradiente de pressão na direção do feixe conforme ilustrado pela Figura 2. Portanto, a anisotropia de distribuição final tem uma forte dependência com a geometria de colisão.

Figura 2 – Colisão não-central entre duas partículas, vista do plano transversal de colisão, onde a intersecção (sombreada) representa a área de choque e  $\phi$  o ângulo azimutal entre a partícula emitida e o eixo  $x$ . A forma de amêndoa - portanto, não-homogênea - da área de choque demonstra visualmente a diferença do gradiente de pressão.



Fonte: Do autor.

Nesse sentido podemos escrever, teoricamente, a dependência azimutal da distribuição de partículas emitidas através de uma série de Fourier (37). Seguindo o método em (38), temos:

$$\frac{dN}{d\phi} = \frac{N}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} V_n(p_t, \eta) e^{-in\phi_p}, \quad (4.1)$$

com

$$V_n(p_t, \eta) \equiv v_n e^{in\psi_n} = \frac{1}{N} \int d\phi_p e^{in\phi_p} \frac{dN}{d\phi_p} \quad (4.2)$$

Sendo  $V_n \equiv v_n e^{in\psi_n}$  o fluxo de vetor correspondente ao  $n$ ésimo coeficiente complexo de Fourier, enquanto  $v_n$  a sua magnitude e  $\psi_n$  é a orientação de  $V_n$ , definido como o ângulo no qual o fluxo é máximo, dado por (38) :

$$\psi_n = \frac{1}{n} \arctan \left[ \frac{\int \frac{dN}{d\phi} \sin(n\phi) d\phi}{\int \frac{dN}{d\phi} \cos(n\phi) d\phi} \right] \quad (4.3)$$

onde  $n$  corresponde a respectiva deformação geométrica, ou seja,  $n = 2$  corresponde a forma elíptica,  $n = 3$  a forma triangular, e assim por diante.

Na perspectiva da hidrodinâmica, buscamos relacionar a produção de partículas como função do ângulo azimutal  $\phi$  com respeito ao plano de evento  $\psi_n$ . Conforme dito no início desta seção, a anisotropia de distribuição final é entendida como consequência da anisotropia da densidade de energia inicial, a qual podemos caracterizar por uma excentricidade  $\varepsilon$ . Análogo a (4.1), podemos também associar os coeficientes  $\varepsilon$  a um

ângulo  $\Phi_n$ , descritos por (39) como:

$$\mathcal{E}_n \equiv \varepsilon_n e^{in\Phi_n} = -\frac{\int r dr d\phi r^n e^{in\phi} \epsilon(r, \phi)}{\int r dr d\phi r^n \epsilon(r, \phi)}, (n > 1), \quad (4.4)$$

Onde a integral é feita sobre o plano transversal, em coordenadas polares, com relação ao centro de massa, sendo  $\epsilon(r, \phi)$  a distribuição da densidade de energia inicial neste plano.

A partir desses observáveis, busca-se entender de que forma esta excentricidade  $\varepsilon_n$  da IC reflete no fluxo anisotrópico  $v_n$ . Ou, em outras palavras, quanto da informação inicial da matéria em colisão é carregada até a distribuição final de partículas.

## 4.2 Quebra de Fatorização

A expansão da matéria em colisão ocorre vias da hidrodinâmica, conforme visto no capítulo 2. Em um cenário puramente hidrodinâmico, espera-se que as partículas emitidas ocorram de forma independente uma das outras. A partir da distribuição de Fourier da equação (4.1), pode-se obter a relação (38):

$$V_{n\Delta}(p_T^a, p_T^b) = \langle V_n^a V_n^{b*} \rangle = \left\langle v_n^a v_n^b e^{in(\Psi_n^a - \Psi_n^b)} \right\rangle \quad (4.5)$$

Após a análise do efeito geral da magnitude dos fluxos anisotrópicos, através dos momentos integrados, é conveniente considerar uma relação que remova a dependência trivial de  $\varepsilon_n$ . Para tanto, utilizamos de uma taxa de fatorização de fluxo, definido em (38):

$$r_n(p_1, p_2) \equiv \frac{V_{n\Delta}(p_T^a, p_T^b)}{\sqrt{V_{n\Delta}(p_T^a, p_T^a) V_{n\Delta}(p_T^b, p_T^b)}} \quad (4.6)$$

Esta quantidade representa uma correlação linear entre os fluxos de momento  $p_T^a$  e  $p_T^b$ . Espera-se que haja uma forte correlação quando  $p_T^a \simeq p_T^b$ , e que decresça com a diferença entre momentos.

## 4.3 Qualidade

Na hidrodinâmica clássica, o estado final (FS) de evolução de um sistema é uma consequência direta das condições iniciais (IC), de tal forma que

$$\gamma(IC) \rightarrow \mathcal{O}, \quad (4.7)$$

isto é, um observável  $\mathcal{O}$  deste sistema seria obtido através de algum peso  $\gamma$  aplicado a condição inicial  $IC$ . De modo semelhante, seria então razoável buscarmos uma correlação direta entre a excentricidade da matéria e o fluxo anisotrópico para o nosso caso, ou seja

$$v_n \propto \varepsilon_n \quad (4.8)$$

Entretanto, a hidrodinâmica relativística é construída através de um conjunto de equações diferenciais parciais não-lineares (Capítulo 2), portanto o espectro de distribuição final de partículas emitidas torna-se uma função não-linear das propriedades iniciais do fluido. Mas, apesar de não haver a dependência direta entre esses observáveis, tem-se demonstrado a possibilidade de construir tal correlação com uma boa aproximação, descrito em (40):

$$v_n e^{in\Psi_n} = k \varepsilon_n e^{in\Phi_n} + \xi_i$$

sendo  $k$  uma constante de proporcionalidade desconhecida. Essa equação busca uma estimativa de  $v_n$  a partir de  $\varepsilon_n$ , com  $\xi$  sendo o erro dessa estimativa. Cálculos em (40) mostram que o melhor valor para  $k$  é obtido através de

$$k_n = \frac{\langle \varepsilon_n v_n \cos(n(\Psi_n - \Phi_n)) \rangle}{\langle \varepsilon_n^2 \rangle}, \quad (4.9)$$

quando se minimiza o erro  $\xi$ , através de

$$\langle |\xi|^2 \rangle = \langle v_n^2 \rangle - k^2 \langle \varepsilon_n^2 \rangle, \quad (4.10)$$

onde  $\langle \dots \rangle$  em (4.9) e (4.10) denotam a média sobre todos os eventos, para uma específica janela de centralidade, a ser discutido no tópico 5.1. Esta ferramenta nos fornece uma estimativa de correlação entre  $\varepsilon_n$  e  $v_n$ , porém ela não nos fornece o quão preciso é a estimativa. Para isso é necessário um parâmetro, então definido por (41):

$$Q_n = k_n \sqrt{\frac{\langle \varepsilon_n^2 \rangle}{\langle v_n^2 \rangle}} \quad (4.11)$$

onde  $Q_n$  é a Qualidade, com valores que variam entre  $\pm 1$ , sendo que quanto mais próximo de 1 melhor é o estimador.

## 5 RESULTADOS

Este trabalho parte de duas vertentes como forma de análise da participação da distribuição de energia de fundo nos observáveis finais. A primeira se foca nas consequências da inomogeneidade, enquanto o segundo no grau de decaimento da função de distribuição de energia.

Para analisar os efeitos da inomogeneidade, utilizamos de simulações via modelo NeXus (23), que se caracterizam por uma construção de condição inicial bastante irregular onde, posteriormente, aplicamos um método de suavização (resultados 5.2) em busca de se entender o papel das irregularidades nos observáveis visados por este trabalho. As colisões analisadas neste primeiro momento foram tanto colisões frontais quanto periféricas, as quais se enquadraram dentro da janela de centralidade, conforme discutido em 5.1.

Na segunda vertente deste trabalho, utilizamos de um modelo de fundo (tópico 5.3) para a distribuição de energia inicial que tem por característica ser uma equação do quinto grau, e então utilizando do expoente como um parâmetro de variação, sob três diferentes vínculos, analisamos o papel do decaimento da distribuição nos observáveis aqui propostos.

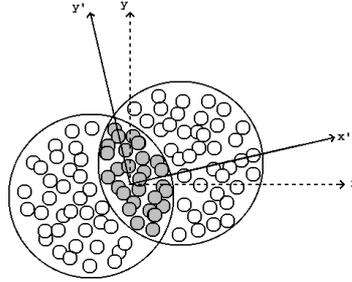
### 5.1 Janela de Centralidade

Nas colisões ultra-relativísticas de íons pesados, a energia empregada é um fator determinante para o número total de partículas produzidas. Entretanto, nem toda a matéria envolvida encontra-se de fato em colisão, portanto só é relevante aos cálculos dos observáveis os nucleons que sejam de fato participantes ( $N_P$ ), ou seja, que se encontram na região de interpenetração dos núcleos incidentes conforme mostra a Figura 3.

Sendo assim, a centralidade da colisão passa a ser um fator muito importante. Há, entretanto, um contratempo desta medida: a informação geométrica não está diretamente acessível. Daí a necessidade de uma ferramenta que deduza a centralidade, que pode ser definida a partir de diversos parâmetros, tais como o parâmetro de impacto  $\vec{b}$ , número de colisões binárias  $N_{col}$  e, entre outros, o número de nucleons participantes  $N_P$  (42). Optamos pela utilização deste último, dada a sua forte correlação com a multiplicidade (número total de partículas produzidas em um evento), a qual é comumente utilizada pelos experimentalistas para se definir as janelas de centralidade (43). A partir disto, as caixas são divididas por convenção. Neste trabalho, utilizamos de janelas de 10%. Isto significa que, para um dado número de eventos  $N_e$ , 10% das colisões com maior multiplicidade corresponderão a primeira janela (0% – 10%), enquanto 20% das colisões com a maior multiplicidade, excluídas os eventos da primeira janela, corresponderão a

segunda (20% – 30%), e assim por diante.

Figura 3 – Representação de uma colisão entre dois núcleos vista do plano transversal. O eixo principal ( $x$  e  $y$ ) é modificado conforme o plano de reação ( $x'$  e  $y'$ ). A área de intersecção corresponde aos nucleons participantes, enquanto os demais são denominados de espectadores.



Fonte: Do autor.

## 5.2 Suavização das Condições Iniciais

### 5.2.1 Método de Suavização

A fim de investigarmos a influência das flutuações nos observáveis, a primeira parte deste trabalho trata da modificação das condições iniciais a partir de um filtro de suavização. Dessa maneira, a distribuição de matéria gerada de forma bastante irregular pelo Nexus é submetida a uma ferramenta de suavização em 4 escalas. A descrição do filtro para duas dimensões pode ser vista em (44), cujas equações se encontram a seguir. A ideia do método consiste em descrever o valor de densidade de energia transversa em algum ponto como uma soma ponderada dos valores de densidade de energia em pontos fixos  $\vec{r}_\alpha$  em torno do plano transversal, onde os pontos mais próximos ( $\vec{r}_\alpha \rightarrow \vec{r}$ ) terão uma contribuição maior, conforme ilustra a figura. Assim, temos:

$$\epsilon(\tau_o, \vec{r}, \lambda) = \sum_{\alpha=1}^N \epsilon(\tau_o, \vec{r}_\alpha) W\left(\frac{|\vec{r} - \vec{r}_\alpha|}{\lambda}; \lambda\right) \quad (5.1)$$

com  $W$  dado por

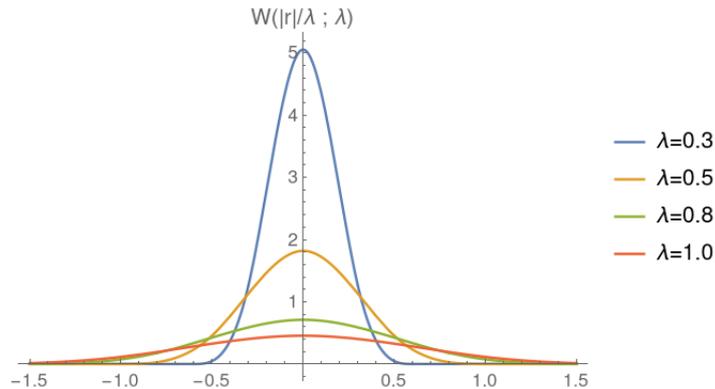
$$W\left(\frac{|\vec{r}|}{\lambda}; \lambda\right) = \frac{10}{7\pi\lambda^2} f\left(\frac{|\vec{r}|}{\lambda}\right) \quad (5.2)$$

e

$$f(\xi) = \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}\xi^2 + \frac{3}{4}\xi^3 & \text{se } 0 \leq \xi < 1 \\ \frac{1}{4}(2 - \xi)^3 & \text{se } 1 \leq \xi \leq 2 \\ 0 & \text{se } \xi > 2 \end{cases} \quad (5.3)$$

A vantagem desse filtro está em sua forma compacta e o bom controle da suavização via mudança do parâmetro  $\lambda$ . Como exemplo deste efeito, temos a figura 4

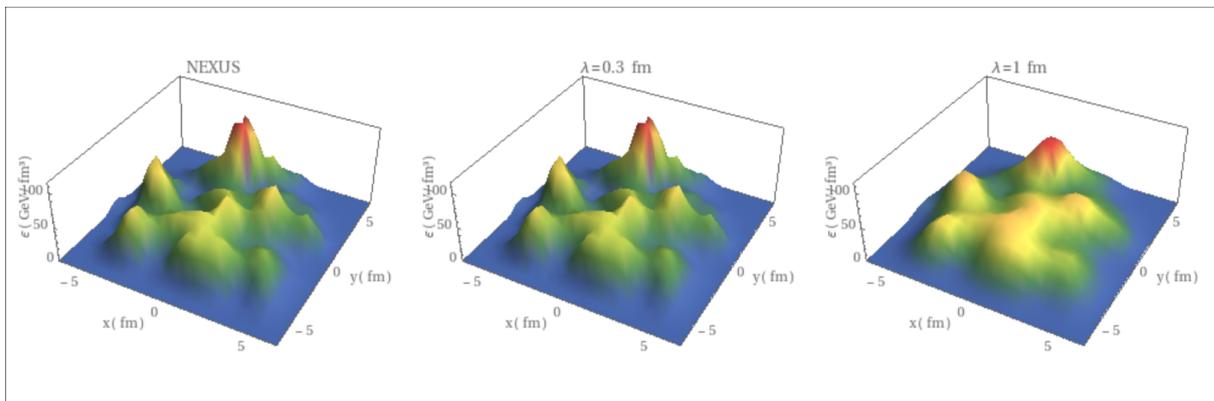
Figura 4 – Exemplo do comportamento da função  $W$  (5.2), em função do fator  $\lambda$ . Quanto maior o  $\lambda$ , maior a suavização de  $\epsilon(\tau_0, \vec{r}, \lambda)$ .



Fonte: Do autor.

Note que a função  $W$  possui seu pico em  $\vec{r} = 0$ , é invariante de paridade e satisfaz a condição  $\int W\left(\frac{|\vec{r}|}{\lambda}; \lambda\right) d\vec{r} = 1$ , portanto a densidade total de energia  $\int \epsilon(\tau_0; \vec{r}, \lambda) d\vec{r}$  no plano transversal não é alterada pela escolha de  $\lambda$ . As mudanças do perfil de energia nas suavizações são mostradas na figura 5.

Figura 5 – Densidade de energia inicial gerada pelo NeXus em um plano transversal  $\eta$  e as respectivas suavizações com os filtros de  $\lambda = 0.3$  e  $\lambda = 1$ .



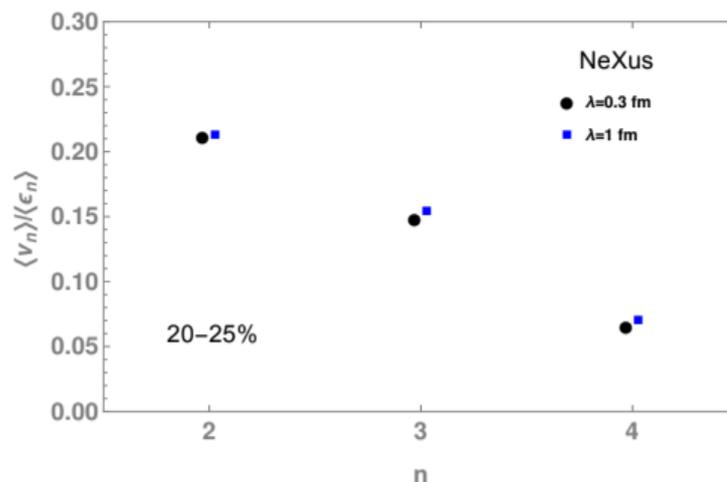
Fonte: Adaptado de (45).

### 5.2.2 Resposta da sensibilidade nos observáveis

A existência dos fluxos anisotrópicos  $v_n$  são fortes indicativos de que a matéria criada nas colisões de íons pesados ultra-relativísticos comportam-se coletivamente como um fluido. O surgimento do fluxo elíptico ( $v_2$ ) nos observáveis é entendido como consequência do gradiente de pressão resultante das colisões não centrais entre núcleos. Ou seja, a excentricidade elíptica descrito nas condições iniciais como  $\epsilon_2$  está diretamente

relacionada com o fluxo elíptico  $v_2$ . Se a região de colisão nuclear fosse suave, somente os fluxos de harmônicos pares ( $v_{2n}$ ) estariam presentes na distribuição final de partículas. No entanto, devido ao número finito de nucleons existentes, a flutuação nas posições das partículas são significativas no método evento-a-evento, caracterizadas em nossas simulações pela inserção tubos longitudinais de alta densidade de energia. Por esse motivo, surgem flutuações na geometria de colisão (31) que podem resultar em excentricidades de ordem ímpar ( $\epsilon_{2n-1}$ ) e, por consequência, fluxos de harmônicos também ímpares. Conforme visto na seção 4.3, é possível encontrar uma relação  $v_n \propto \epsilon_n$ . Portanto, espera-se que, com o processo de suavização, esta relação permaneça próxima. A figura 6 confirma tal sugestão pela relação  $\langle v_n \rangle / \langle \epsilon_n \rangle$  apresentada no gráfico. Ou seja, a maior parte da mudança de  $v_n$  integrado é compensado pela mudança do respectivo  $\epsilon_n$ . Não há uma indicação significativa da dependência da estrutura em escala menor (irregular ou suave), pois os resultados são determinados pela estrutura global das condições iniciais (45).

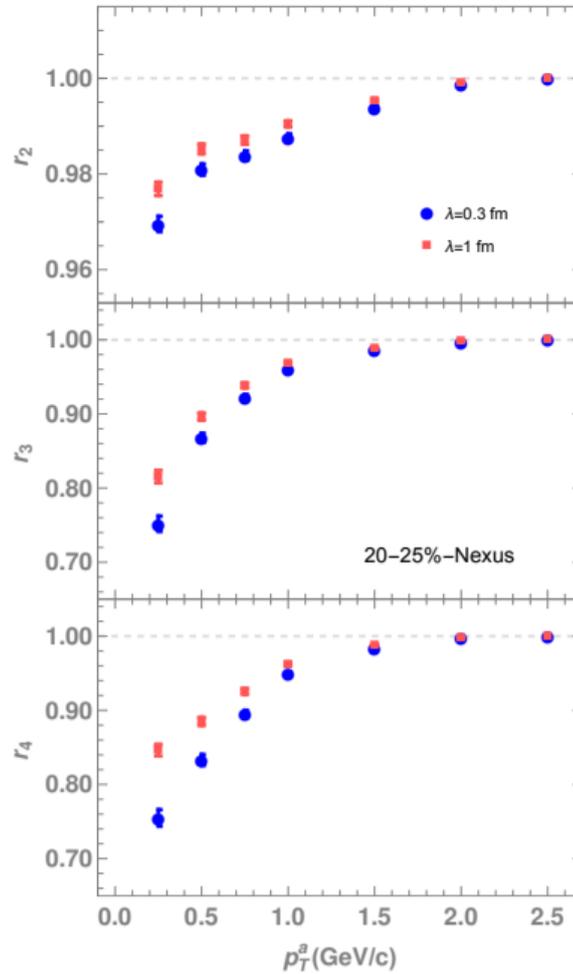
Figura 6 – Comparação dos fluxos harmônicos  $\langle v_n \rangle / \langle \epsilon_n \rangle$  para a condição inicial gerada pelo NeXus e com o filtro de suavização para a janela de centralidade 20 – 25%



Fonte: (45).

Nos resultados de  $\lambda = 0.3 - 1 \text{ fm}$  não há claras evidências da sensibilidade da suavização nos observáveis integrados em  $p_t$  sobre todas as partículas. Informações adicionais podem ser obtidas, por exemplo, na análise da quebra de fatorização (seção 4.2), cujo resultados são mostrados no gráfico 7. Já neste caso, é possível observar uma dependência do filtro de suavização  $\lambda$  com as flutuações de dependência  $p_t$ , o que consequentemente acarreta significativa mudança dos valores de  $r_n$ . Lembrando que o valor  $r_n = 1$  é obtido na ausência das flutuações de dependência  $p_t$ .

Figura 7 – Taxa de fatorização do fluxo para condições gerada pelo NeXus e com o filtro de suavização para a janela de centralidade 20 – 25%

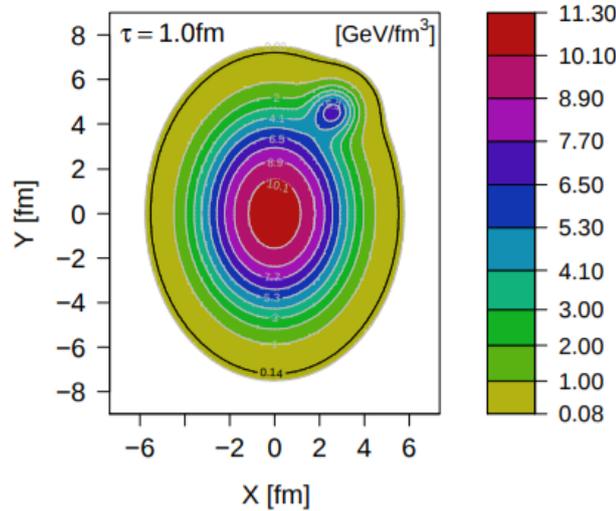


Fonte: Do autor.

### 5.3 Tipos de Fundo

Um outro objetivo visado por este trabalho consiste em analisar se a forma da distribuição da energia inicial afeta nos observáveis aqui propostos. Isto é, busca-se entender se há uma relação entre a modificação da estrutura de fundo na IC, sob certos vínculos, com o cálculo dos observáveis. Para tanto, escolhemos o modelo de tubos (1), um programa estruturado a partir de uma suavização das condições geradas pelo NeXus (23) (figura 8).

Figura 8 – Exemplo de uma distribuição gerada pelo modelo de Tubo em uma colisão não central de Au-Au com energia incidente de 200AGeV, para a janela de centralidade 20 – 30%, com a presença de um tubo na posição angular  $\phi_{tubo} = 60^\circ$ .



Fonte: (1).

Neste modelo, a matéria de fundo é uma média da distribuição da densidade de energia obtida sobre um número suficientemente grande de eventos gerados pelo Nexus. Ou seja, agora para um dado conjunto de parâmetros fixados, gera-se uma distribuição suave (figura 8), acrescido de um tubo periférico, ao invés de uma distribuição bastante irregular e contendo vários tubos (figura 1). Com essa ferramenta, visamos entender o comportamento do fundo. A princípio, para as colisões frontais, a distribuição da densidade de energia deste modelo é descrita como (1):

$$\epsilon(\vec{r}) = 12e^{-0.0004r^5}, \quad (5.4)$$

onde  $\vec{r}$  é o raio transversal. A partir dessa descrição, busca-se a modificação dos parâmetros que descrevam outros tipos de fundo, a partir de vínculos discutidos a seguir.

### 5.3.1 Vínculos

Tomando uma forma genérica da equação (5.4), temos:

$$\epsilon(\vec{r}) = Ae^{-Br^p} \quad (5.5)$$

A fim de se entender o papel de decaimento do fundo, optou-se pela variação do expoente  $p$  em dois graus acima e abaixo da equação de parâmetro ((5.4)), ou seja, trabalhamos com  $p = 3, 4, 5, 6e7$ . A partir de cada valor de  $p$ , obtém-se  $A$  e  $B$  por vias da parametrização através de 3 vínculos, descritos na tabela 1. A escolha dos vínculos se deu da sob a

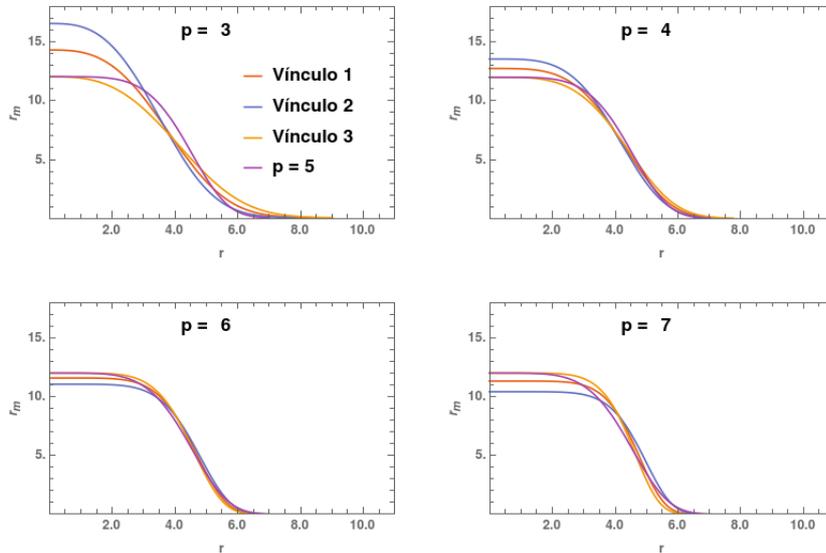
seguinte perspectiva: entendemos que a energia total do sistema  $\epsilon_{total}$  é um fator que independe do processo de expansão, portanto é razoável esperarmos o mesmo valor em todas as ocasiões e, por isso, a diferença entre os vínculos deve se estabelecer em outros fatores, explicados a seguir. Para o vínculo 1, optamos pela hipótese do mesmo raio médio  $r_m$  entre os expoentes. A ideia é que, ainda que haja flutuações nas posições dos nucleons, e mesmo com a contração de Lorentz devida a energia ultra-relativística, imaginamos hipoteticamente que, na média das colisões, este seja um parâmetro que mantenha-se constante. Para o vínculo 2, a opção se deu pela característica atômica. Como se trata de colisões Au-Au, supomos que a energia deve se anular em  $r_{Au}^{\frac{1}{3}}$ , sendo este um valor aproximado do raio nuclear (46). Por fim, para o vínculo 3, visamos analisar o comportamento do decaimento do fundo quando garantidos a mesma energia em  $r = 0$ . Tal hipótese segue uma analogia ao vínculo 2 tal que, ao invés de estipularmos onde a energia deve se anular, neste caso estabelecemos onde ela deve se iniciar. Com a construção desses vínculos torna-se possível traçar os gráficos, através do cálculo direto dos fatores  $A$  e  $B$ , conforme ilustrado na figura 9.

Tabela 1 – Equações dos respectivos vínculos que possibilita o cálculo dos valores de  $A$  e  $B$  para cada expoente  $p$  escolhido.

Vínculo	Fator Comum	Equação Específica
1	$\epsilon_{total} = 2\pi \int_0^\infty Ae^{-Br^p} r dr$	$r_m = \frac{2\pi}{\epsilon_{total}} \int_0^\infty Ae^{-Br^p} r^2 dr$
2		$\epsilon(r_{Au}^{\frac{1}{3}}) = Ae^{-Br_{Au}^{\frac{p}{3}}}$
3		$\epsilon(r_0) = A = 12$

Fonte: Do autor.

Figura 9 – Perfil da energia de fundo onde, para cada expoente  $p$  nota-se a variação dos vínculos em relação ao modelo de tubo  $p = 5$  utilizado por (1)



Fonte: Do autor.

Uma vez obtida a equação da descrição dos fundos, utilizamos da ferramenta H2djet (tópico 2.2) para a evolução hidrodinâmica do sistema. Foram feitas 1000 simulações para cada expoente  $p$  de cada vínculo, com a utilização de dois tubos aleatórios de energia representando as flutuações da condição inicial. Portanto, a condição inicial parametrizada passa a ser descrito por:

$$\epsilon(\vec{r})_{Total} = 12exp(-0.0004r^5) + \epsilon_{Total}(Tubo1) + \epsilon_{Total}(Tubo2) \quad (5.6)$$

com

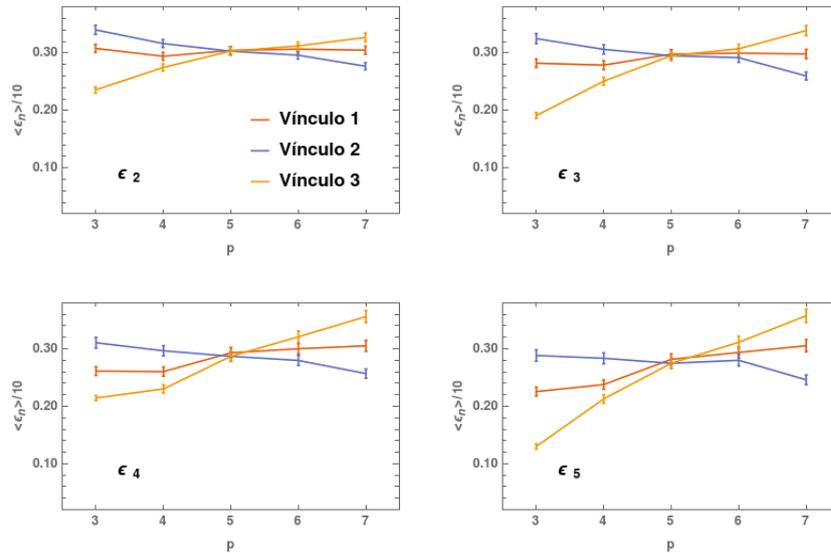
$$\epsilon_{Total}(Tubo) = A'e^{-B'r'^2} \quad (5.7)$$

sendo  $A'$  e  $B'$  parâmetros atribuídos de (31), com uma aleatoriedade de  $r'$  que optamos por varrer entre  $0 < r' < 5.4$ .

### 5.3.2 Valor médio de $\epsilon_n$

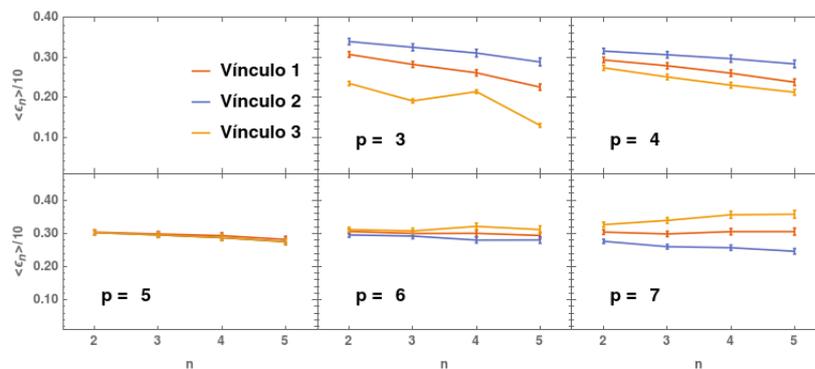
Para caracterizar os fundos analisamos o valor médio de  $\epsilon_n$ . Por definição (seção 3.1), esta quantidade está diretamente relacionado com a geometria do fundo, e dada a simetria de sua equação (5.4) para qualquer grau de  $r$ , tem-se que  $\langle \epsilon_n \rangle_{Fundo} = 0$ , o que nos faz esperar que os valores médios da energia total (5.6)  $\langle \epsilon_n \rangle_{Total}$  estejam bem próximos para diferentes expoentes ( $p = 2, 3, 4, \dots$ ) de um mesmo vínculo.

Figura 10 – Variação da média de  $\epsilon_n$  através dos  $n^s$ , para diferentes expoentes de um mesmo vínculo.



Fonte: Do autor.

Figura 11 – Variação da média de  $\epsilon_n$ , entre os vínculos, através dos  $n^s$  de cada expoente.



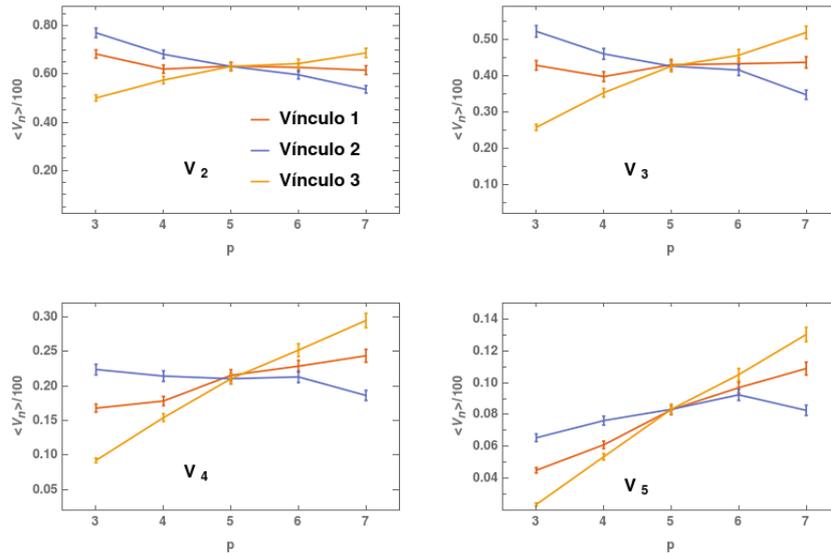
Fonte: Do autor.

### 5.3.3 Valor médio de $v_n$

O fluxo anisotrópico  $v_n$  está diretamente relacionado com o perfil de geometria de distribuição da matéria final (tópico 4.1), ou seja, as características carregadas pelas condições iniciais (equação (5.6)) após a evolução hidrodinâmica. A figura 12 demonstra que, em cada fluxo  $v_n$ , há um certo padrão grosseiramente seguido para os diferentes vínculos. Note-se que em praticamente todos os  $n^s$ , os diferentes vínculos se interceptam na margem de erro dos  $\langle v_n \rangle$  em  $p = 6$ . Na leitura geral, o Vínculo 3 é o que apresenta valores mais distintos do parâmetro  $p = 5$ , nos respectivos  $n^s$ .

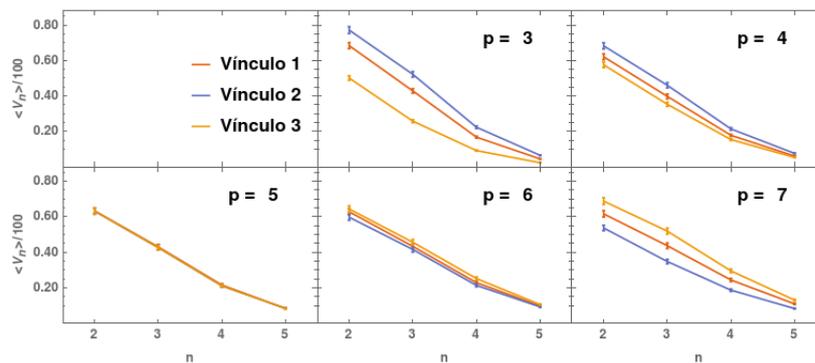
Quando a leitura é feita a partir de cada  $p$ , na figura 13, nota-se que independente do vínculo, todos os valores decrescem. Reitera-se sobre a proximidade dos valores praticamente em uma mesma margem quando  $p = 6$ .

Figura 12 – Variação da média de  $v_n$  através dos  $n$ 's, para diferentes expoentes de um mesmo vínculo.



Fonte: Do autor.

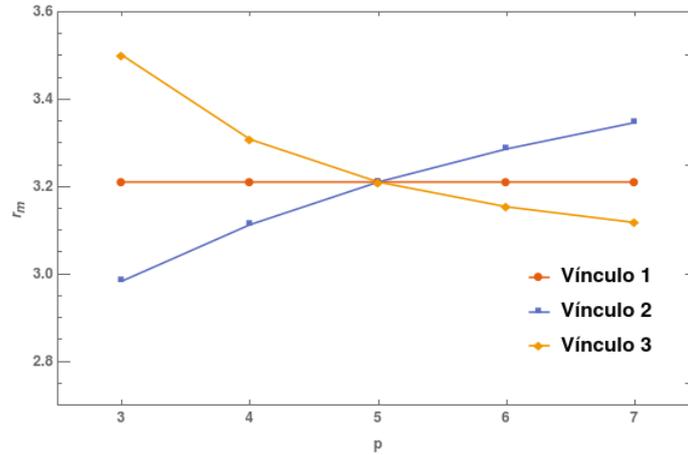
Figura 13 – Variação da média de  $v_n$ , entre os vínculos, através dos  $n$ 's de cada expoente.



Fonte: Do autor.

Na figura 14 é apresentado os valores do raio médio para cada vínculo, em cada  $p$ . Tais valores sugerem que as distribuições dos  $\langle v_n \rangle$  tem relação inversa com o respectivo raio médio de cada vínculo. Lembrando que os valores de  $r_m$  do vínculo 1 permanecem constante justamente pela definição deste.

Figura 14 – Variação do valor do raio médio de fundo para cada vínculo através dos expoentes  $p$ .



Fonte: Do autor.

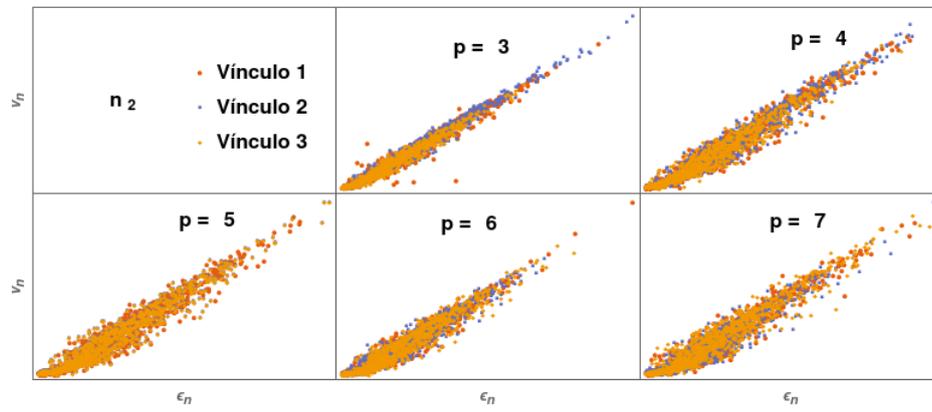
#### 5.3.4 Dispersão $v_n \times \epsilon_n$

A dispersão  $v_n \times \epsilon_n$  nos permite uma visão da relação dos dois observáveis anteriores relatados neste trabalho. Os gráficos (15),(16),(17) e (18) visam a comparação qualitativa de possíveis variações dessa distribuição devida a escolha dos parâmetros de fundo. Conforme visto no tópico 4.3, demonstra-se a possibilidade de se construir uma relação, de boa aproximação, entre tais observáveis ( $v_n \propto \epsilon_n$ ), ou seja (40):

$$v_n e^{in\Psi_n} = k \epsilon_n e^{in\Phi_n} + \xi_i$$

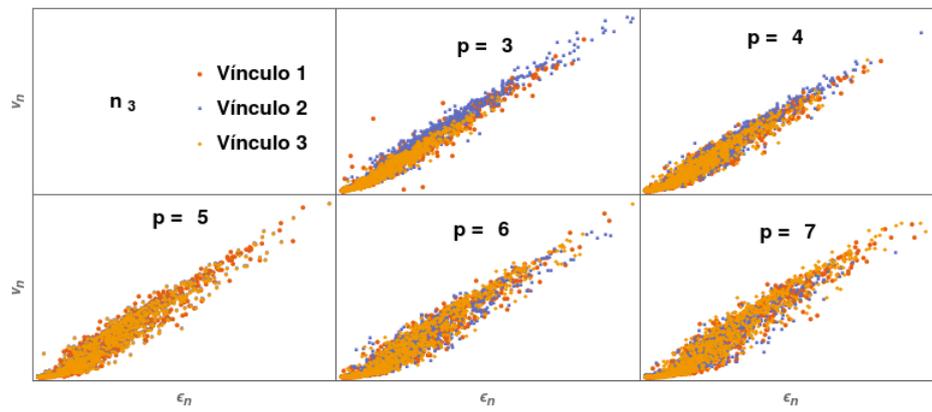
Uma outra maneira de observar a influência do fundo nesta dispersão é, portanto, através do valor de  $\langle k_n \rangle$  (Equação (4.9)), conforme ilustra o gráfico (19).

Figura 15 – Dispersão  $v_n$  x  $\epsilon_n$  para  $n=2$ .



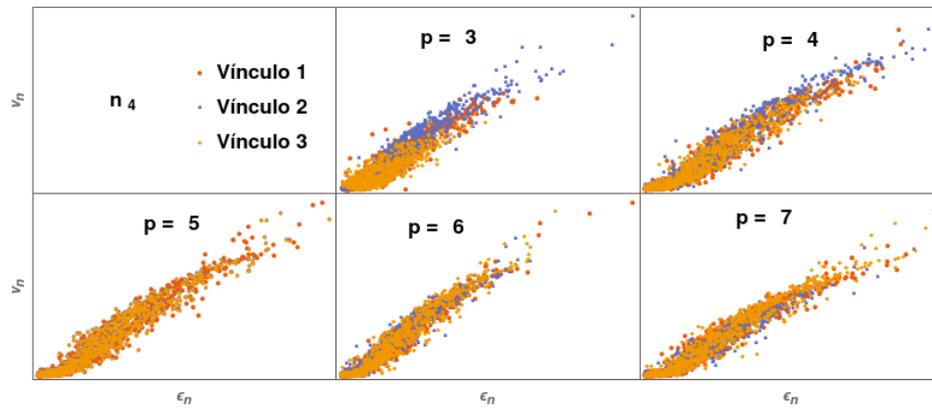
Fonte: Do autor.

Figura 16 – Dispersão  $v_n$  x  $\epsilon_n$  para  $n=3$ .



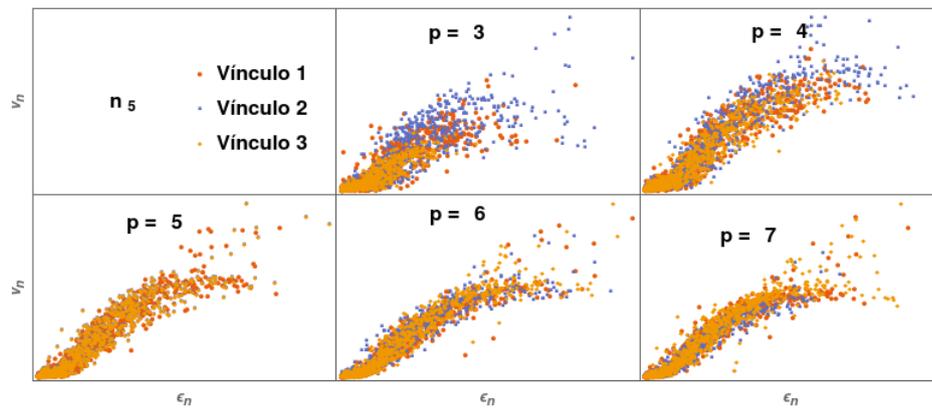
Fonte: Do autor.

Figura 17 – Dispersão  $v_n$  x  $\epsilon_n$  para  $n=4$ .



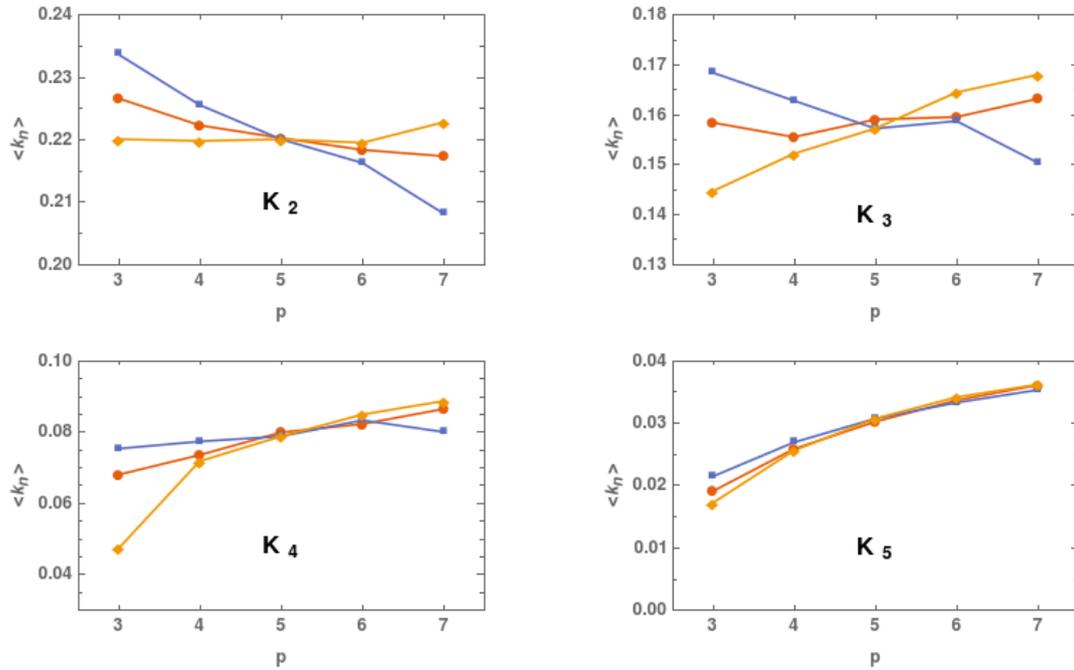
Fonte: Do autor.

Figura 18 – Dispersão  $v_n$  x  $\epsilon_n$  para  $n=5$ .



Fonte: Do autor.

Figura 19 – Variação da média de um certo  $K_n$ , ( $n = 2, 3, 4, 5$ ) através dos expoentes, para diferentes vínculos.



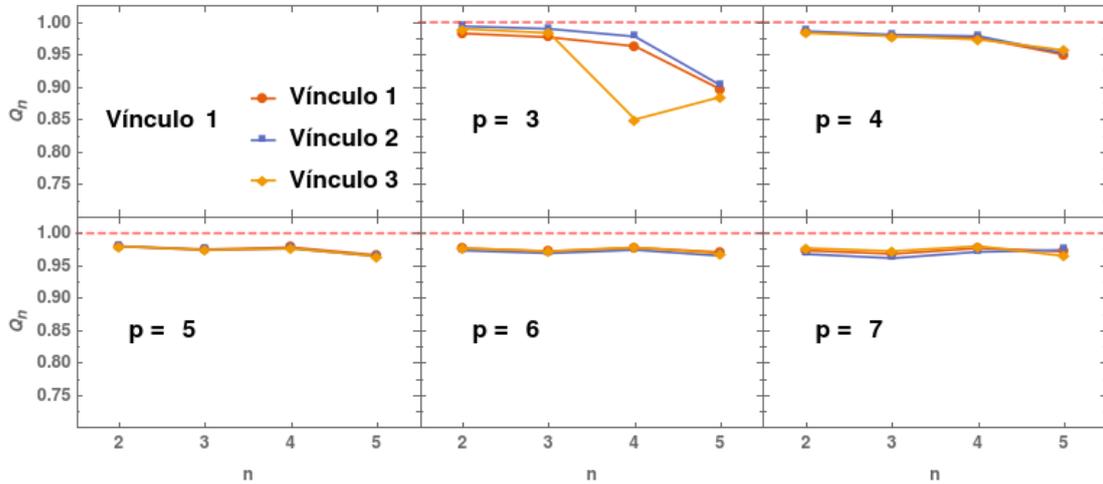
Fonte: Do autor.

A qualidade  $Q_n$  (tópico 4.3) é uma estimativa da veracidade da informação de  $k_n$  como um parâmetro de correlação entre  $\varepsilon_n$  e  $v_n$ , então definido por (41):

$$Q_n = k_n \sqrt{\frac{\langle \varepsilon_n^2 \rangle}{\langle v_n^2 \rangle}},$$

cujos valores estão apresentados no gráfico 20.

Figura 20 – Variação de  $Q_n$  entre vínculos de cada expoente. Quanto mais próximo de 1 melhor é o estimador



Fonte: Do autor.

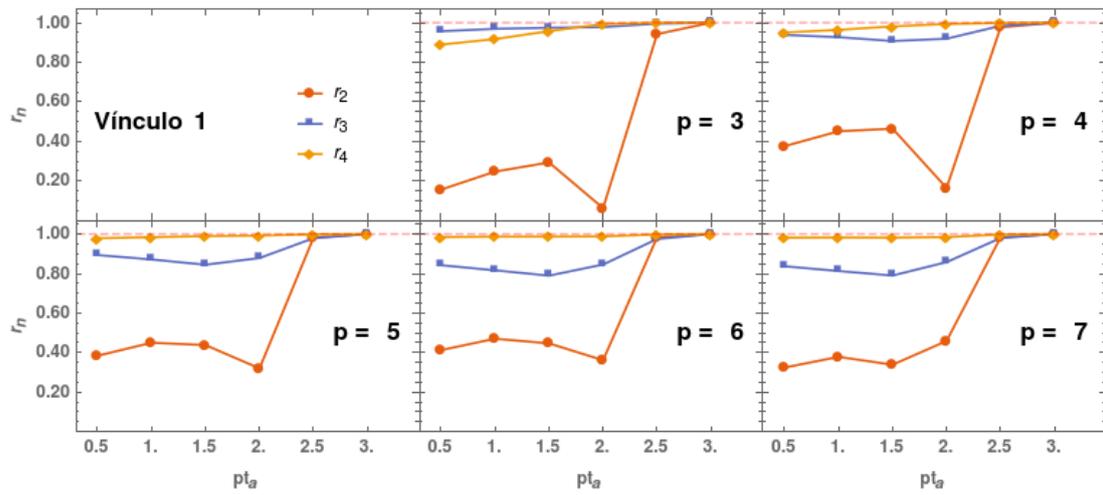
### 5.3.5 Relação $v_n \times p_t$

Analogamente a discussão feita na seção 5.2.2, buscamos novamente uma sensibilidade dos observáveis que não sejam integrados em  $p_t$ . Quando analisados os diferentes  $n$ 's em um mesmo vínculo (gráficos 21-23), nota-se uma estranha relação não trivial de  $r_4$  (para todo  $p$ ) e de  $r_3$  (significativamente quando  $p = 3, 4$ ), isto é, os valores destes  $r_n$  sugerem que partículas de  $p_t < 3$  do respectivo fluxo  $v_n$  possuem forte relação com aquelas de  $p_t = 3$ .

Quando analisa-se o papel dos vínculos em um mesmo  $r_n$ , nota-se em  $r_2$  (gráfico 24) novamente a proximidade dos valores quando  $p = 6$ . Nos demais casos ( $p = 3, 4, 7$ ) fica evidente o papel do vínculo na diferenciação na quebra de fatorização. Para os demais  $n$ 's (gráficos 25 e 26) os valores são muito próximos. Supõe-se que tal fato ocorra por se tratarem unicamente de colisões centrais, e portanto espera-se que as informações de geometria elíptica ( $n = 2$ ) estejam mais presentes do que a triangular ( $n = 3$ ) ou quadrática ( $n = 4$ ). A exceção fica por conta dos valores de  $r_3$  em  $p = 7$ , quando o vínculo 2 exerce significativa diferenciação dos demais vínculos, por motivos ainda não compreendidos.

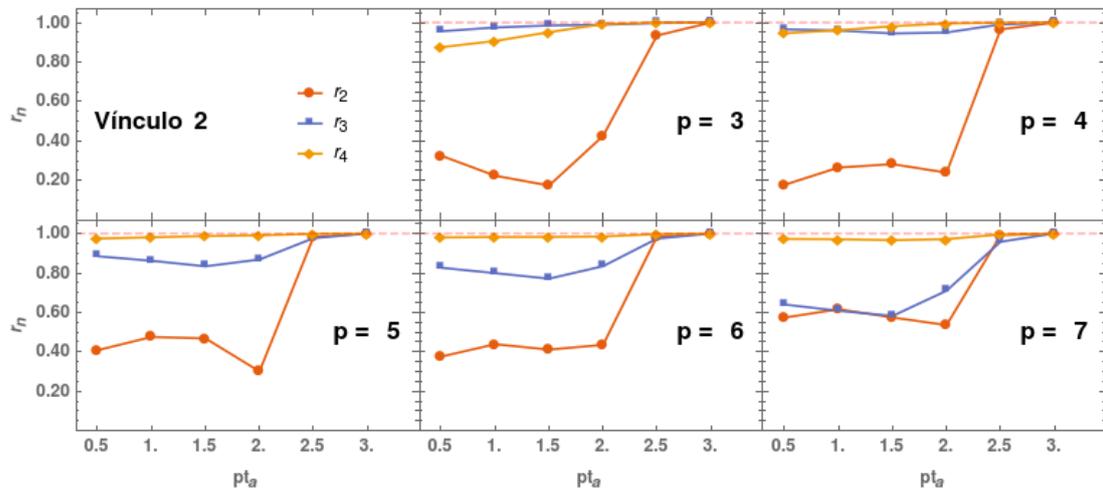
Finalmente, o papel dos vínculos nos valores de  $\langle v_n \rangle$  através dos intervalos de  $p_t$  (gráficos 27-30) mostra-se com evidente diferenciação, sobretudo em  $v_2$ ,  $v_3$  e  $v_4$ . Mais uma vez, tais gráficos demonstram a proximidade dos valores de  $p = 6$  entre os diferentes vínculos (que se interceptam nas margens de erro), e também para com os valores do parâmetro  $p = 5$ .

Figura 21 – Variação de  $r_n$  através dos expoentes do vínculo 1.



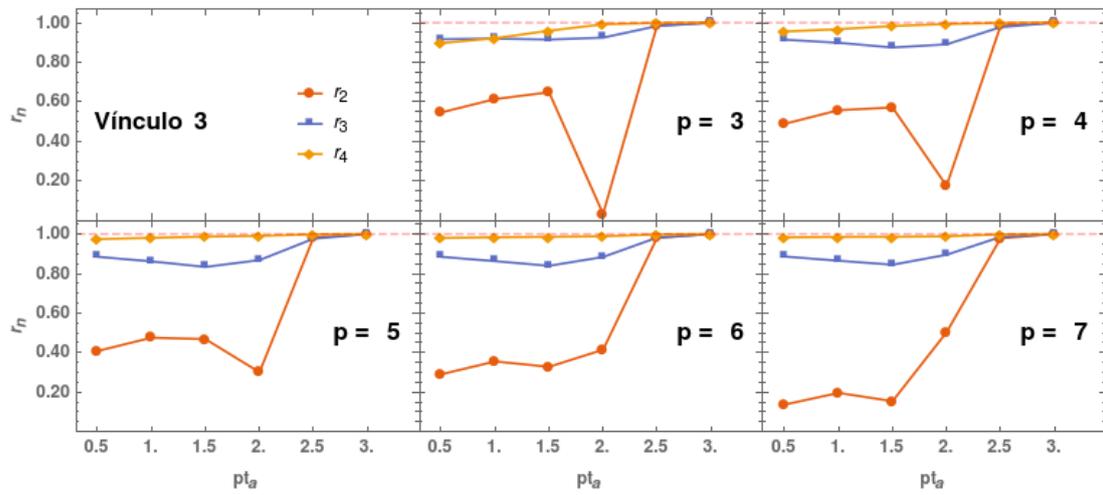
Fonte: Do autor.

Figura 22 – Variação de  $r_n$  através dos expoentes do vínculo 2.



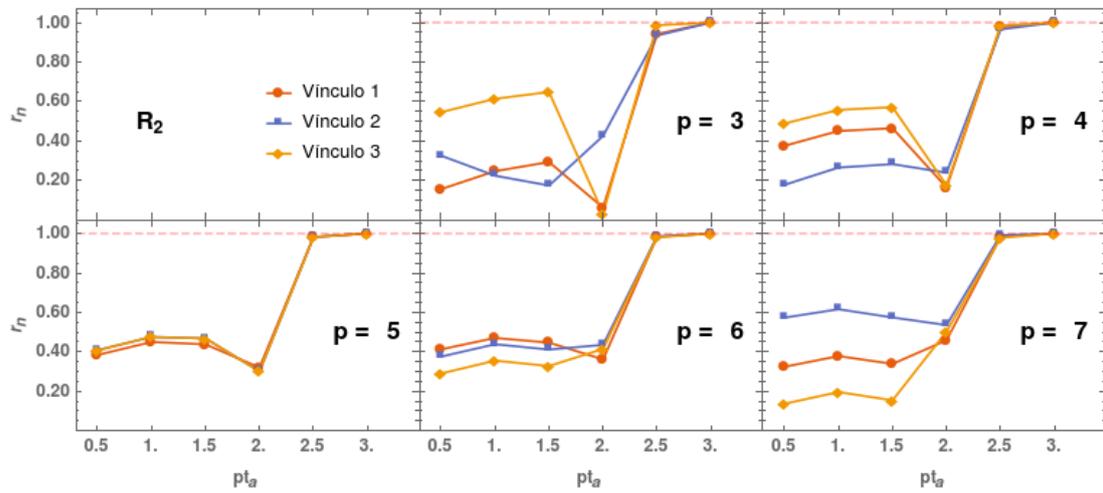
Fonte: Do autor.

Figura 23 – Variação de  $r_n$  através dos expoentes do vínculo 3.



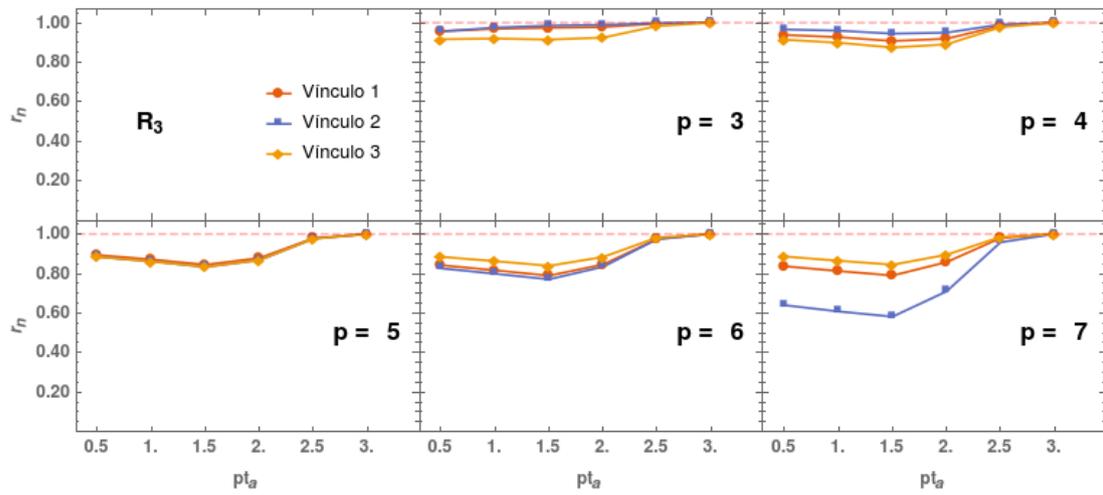
Fonte: Do autor.

Figura 24 – Comparação entre  $r'_n$ s para cada expoente do vínculo 1.



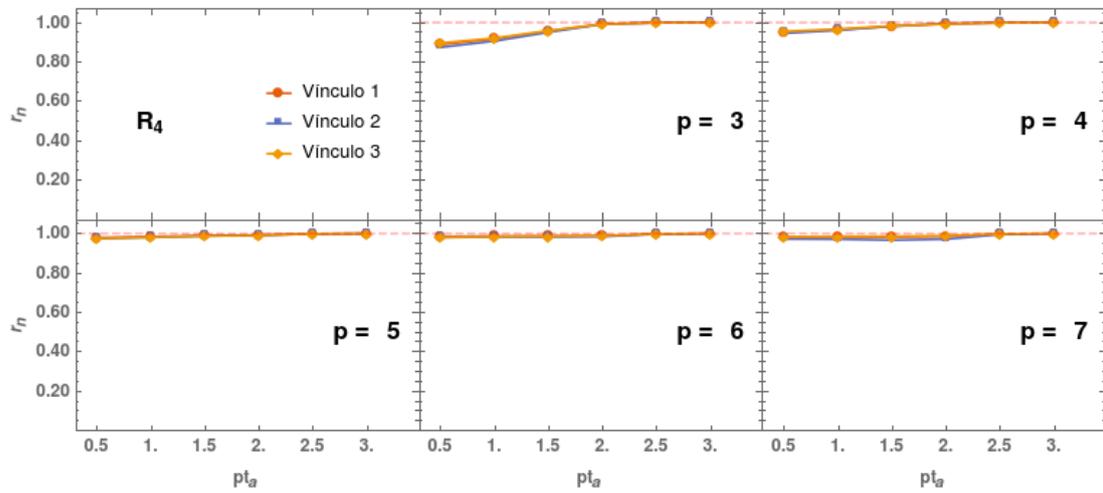
Fonte: Do autor.

Figura 25 – Comparação entre  $r'_n$ s para cada expoente do vínculo 2.



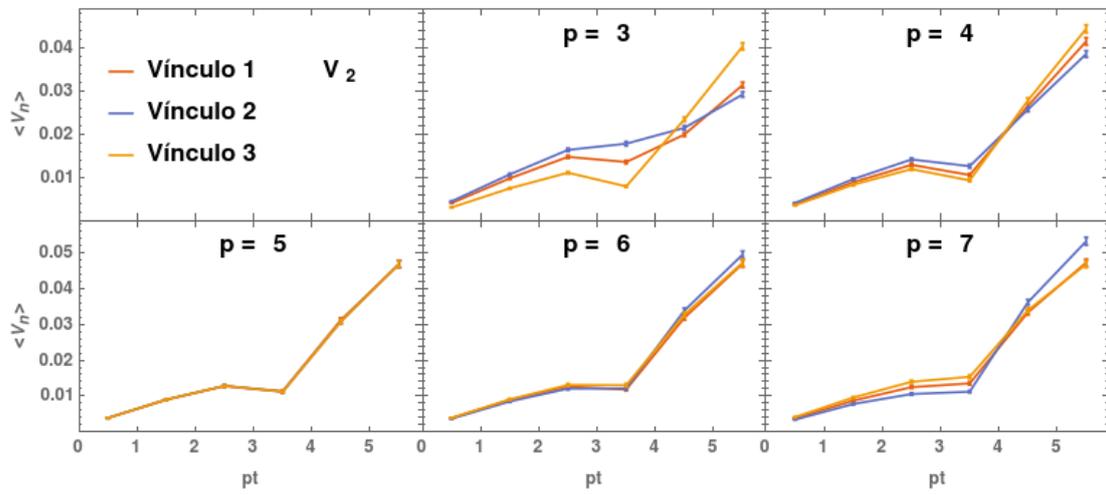
Fonte: Do autor.

Figura 26 – Comparação entre  $r'_n$ s para cada expoente do vínculo 3.



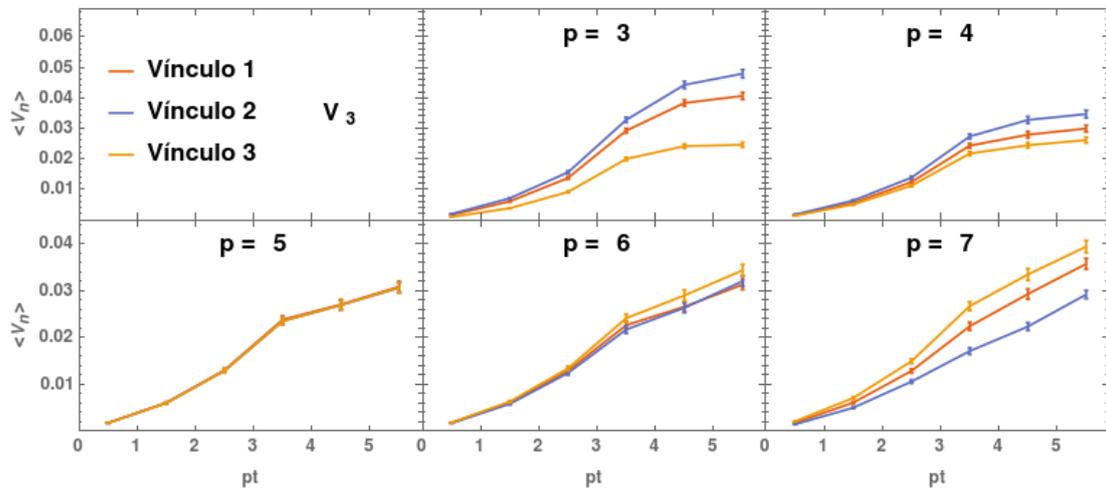
Fonte: Do autor.

Figura 27 – Variação dos valores de  $\langle v_2 \rangle$  entre vínculos através das janelas de  $p_t$ .



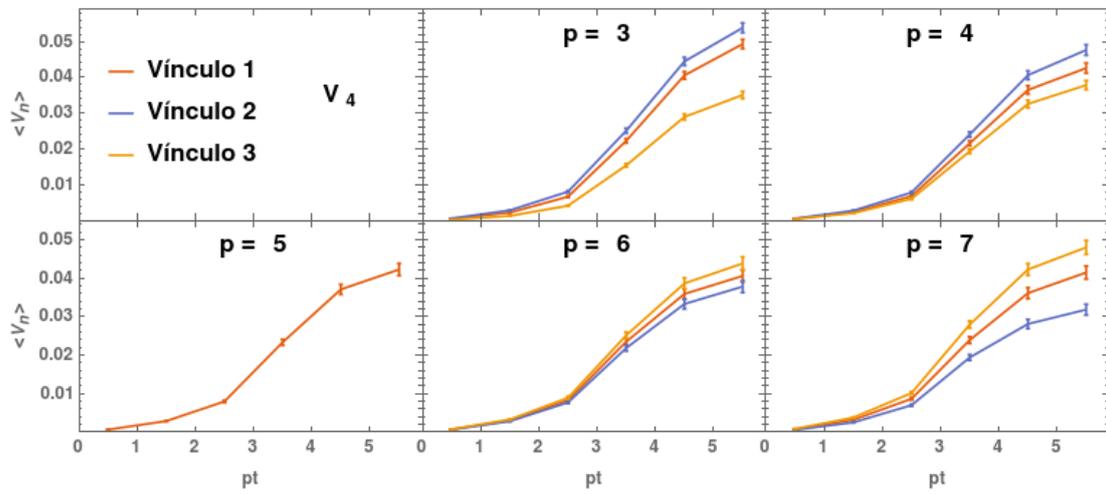
Fonte: Do autor.

Figura 28 – Variação dos valores de  $\langle v_3 \rangle$  entre vínculos através das janelas de  $p_t$ .



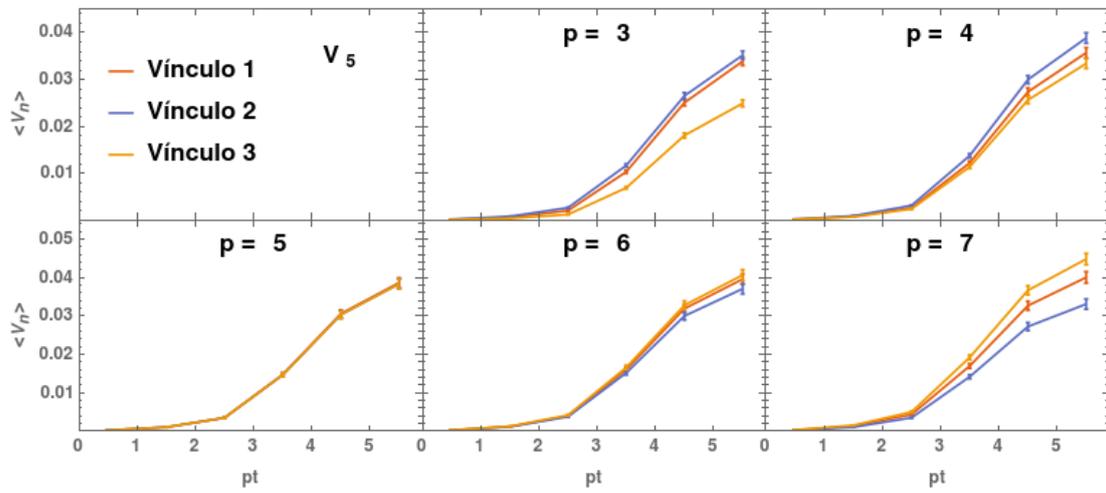
Fonte: Do autor.

Figura 29 – Variação dos valores de  $\langle v_4 \rangle$  entre vínculos através das janelas de  $p_t$ .



Fonte: Do autor.

Figura 30 – Variação dos valores de  $\langle v_5 \rangle$  entre vínculos através das janelas de  $p_t$ .



Fonte: Do autor.

## 6 CONCLUSÃO

Neste trabalho fizemos um estudo dos efeitos das condições iniciais carregados nos observáveis físicos aqui tratados, através de simulações evento-a-evento, sob vias de dois caminhos distintos: suavização das condições iniciais gerada pelo NeXus; e a modificação do decaimento do perfil de fundo no modelo de tubo. Em cada cenário de condição inicial o cálculo da evolução hidrodinâmica deu-se pelo método SPH, com o desacoplamento da prescrição de Cooper-Frye.

No primeiro foco do trabalho, ressalta-se as condições geradas pelo NeXus, que se caracteriza pelas granulosidades da distribuição inicial de energia. A partir deste cenário, buscou-se a relação entre essas irregularidades e os observáveis físicos. Para tal, aplicamos uma ferramenta de suavização controlada pelo fator  $\lambda$ , o que nos possibilitou um controle de suavidade das condições iniciais, mantendo-se relativamente inalterada as características globais, através do parâmetro da excentricidade  $\varepsilon_n$ . Separamos os eventos de acordo com a janela de centralidade e encontramos, na seção 5.2.2 que o aumento da suavização de  $\lambda = 0.3 - 1fm$  representou uma diminuição das excentricidades por  $n$  vezes um pequeno percentual, devido somente a uma pequena diminuição do sistema consequentes do procedimento de suavização. Concluimos que nos observáveis integrados em  $p_t$ , nenhuma mudança se apresentou de modo significativo. Entretanto, a quebra de fatorização apresentou uma dependência não-trivial com os graus de suavização. Como a taxa  $r_n$  tem alguma dependência com a viscosidade, este é possivelmente o melhor observável encontrado para discriminar modelos que tenham diferentes tamanhos de flutuação.

Já no segundo foco do trabalho, visamos o detalhamento do perfil de fundo. Para tanto, optamos pela utilização do modelo de tubo, parametrizada para colisões Au-Au com energia incidente de  $200AGeV$ . Este modelo se caracteriza por uma função da densidade de energia com  $r^5$ . A fim de entendermos a relação do perfil dessa função com os observáveis finais, modificamos seu expoente entre  $r^3$  e  $r^7$ . Como a função ainda possui outras duas variáveis, houve a necessidade da escolha de vínculos que possibilitassem a solução e obtenção desses fatores. Optamos por três vínculos, seguindo os pensamentos expostos na seção 5.3.1. Verificamos assim que os valores da excentricidade, apresentados na seção 5.3.2, bem como dos fluxos anisotrópicos, exibidos na seção 5.3.3, se apresentaram com uma relação inversa aos valores de raio médio. Porém, há de se avaliar esta relação com os cumulantes associados aos observáveis, pois talvez seja uma consequência da normalização dos mesmos. Estes são resultados que podem demonstrar a independência do perfil de fundo nos observáveis integrados em  $p_t$ . Por outro lado, tal como no primeiro caminho analisado por este trabalho, comparando-se o fluxo  $v_n$  sob as janelas de momento  $p_T$ , surgiu uma dependência não-trivial com a escolha do vínculo ou do expoente, exceto quando  $p = 6$ . Neste último caso, os valores dos observáveis aqui avaliados

estiveram dentro de uma mesma margem de erro dos vínculos e muito próximo dos parâmetro da função original, não sendo possível distinguir o papel de diferenciação do fundo em relação ao parâmetro  $p = 5$ .

Concluimos assim que a análise dos observáveis não-integrados se mostram, tais como os aferidos por este trabalho e para além dos aqui demonstrados, como possíveis candidatos a parâmetros de filtragem entre as diferentes formas de construção das condições iniciais. Acreditamos que os resultados aqui discutidos serão úteis na busca pela distinção entre os programas geradores de condição inicial existentes quanto a proximidade para com os dados experimentais.

## REFERÊNCIAS

- 1 ANDRADE, R. P. G. d. *Sobre a evolução hidrodinâmica da matéria nuclear criada em colisões de íons pesados relativísticos-um estudo com condições iniciais flutuantes*. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2011.
- 2 ROCHA, J. F. *Origens e evolução das idéias da física*. SciELO-EDUFBA, 2002.
- 3 DESCARTES, R. Discurso do método: Tradução: Ciro mioranza. *São Paulo: Editora Escala*, 2006.
- 4 PROTHEROE, R. J.; CLAY, R. Ultra high energy cosmic rays. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, Cambridge University Press, v. 21, n. 1, p. 1–22, 2004.
- 5 THE Physics of RHIC. *Brookhaven National Laboratory*. Disponível em: <<https://www.bnl.gov/rhic/physics.asp>>. Acesso em: 08 Mar. 2017.
- 6 AAD, G. e. a. A. C. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Physics Letters B* 716:1, 2012.
- 7 LHC collides ions at new record energy. *CERN*, 25 Nov. 2015. Disponível em: <<https://home.cern/news/news/accelerators/lhc-collides-ions-new-record-energy>>. Acesso em: 08 Mar. 2017.
- 8 POLITZER, H. D. Asymptotic freedom: An approach to strong interactions. *Physics Reports*, North-Holland, v. 14, n. 4, p. 129–180, 1974.
- 9 BRAUN-MUNZINGER, P.; STACHEL, J. The quest for the quark–gluon plasma. *Nature*, Nature Publishing Group, v. 448, n. 7151, p. 302, 2007.
- 10 WILCZEK, F. Particle physics: Liberating quarks and gluons. *Nature*, Nature Publishing Group, v. 391, n. 6665, p. 330, 1998.
- 11 FERMI, E. High energy nuclear events. *Progress of theoretical physics*, Oxford University Press, v. 5, n. 4, p. 570–583, 1950.
- 12 GALE, C.; JEON, S.; SCHENKE, B. Hydrodynamic modeling of heavy-ion collisions. *International Journal of Modern Physics A*, World Scientific, v. 28, n. 11, p. 1340011, 2013.
- 13 HAAR, D. T. *Collected papers of ld landau*. Elsevier, 2013.
- 14 SHURYAK, E. Why does the quark–gluon plasma at rhic behave as a nearly ideal fluid? *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Elsevier, v. 53, n. 1, p. 273–303, 2004.
- 15 AAMODT, K. et al. Higher harmonic anisotropic flow measurements of charged particles in pb-pb collisions at s n n= 2.76 tev. *Physical review letters*, American Physical Society, v. 107, n. 3, p. 032301, 2011.
- 16 KOLB, P. F.; HEINZ, U. Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy ion collisions. *Quark–Gluon Plasma 3*, World Scientific, p. 634–714, 2004.

- 17 OLLITRAULT, J.-Y. Relativistic hydrodynamics for heavy-ion collisions. *European Journal of Physics*, IOP Publishing, v. 29, n. 2, p. 275, 2008.
- 18 SCHWARZBACH, B.; KOSMANN-SCHWARZBACH, Y. *The Noether Theorems: Invariance and Conservation Laws in the Twentieth Century*. Springer New York, 2010.
- 19 KOVTUN, P. Lectures on hydrodynamic fluctuations in relativistic theories. *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*, IOP Publishing, v. 45, n. 47, p. 473001, 2012.
- 20 LANDAU, L. D.; LIFSHITS, E. M. *Fluid Mechanics: Transl. from the Russian by JB Sykes and WH Reid*. Addison-Wesley, 1959.
- 21 ANTINORI, F. et al. Thoughts on heavy-ion physics in the high luminosity era: the soft sector. *arXiv preprint arXiv:1604.03310*, 2016.
- 22 FLORKOWSKI, W. *Phenomenology of ultra-relativistic heavy-ion collisions*. World Scientific Publishing Company, 2010.
- 23 DRESCHER, H. J. e. a. Initial condition for qgp evolution from nexus. *Physical Review C* 65:054902, 2002.
- 24 GRIBOV, V. Glauber corrections and the interaction between high-energy hadrons and nuclei. *Sov. Phys. JETP*, v. 29, n. 483, p. 064905–22, 1969.
- 25 HAMA, Y.; KODAMA, T.; JR, O. S. Topics on hydrodynamic model of nucleus-nucleus collisions. *Brazilian Journal of Physics*, SciELO Brasil, v. 35, n. 1, p. 24–51, 2005.
- 26 NIEMI, H. et al. Event-by-event distributions of azimuthal asymmetries in ultrarelativistic heavy-ion collisions. *Physical Review C*, APS, v. 87, n. 5, p. 054901, 2013.
- 27 HEINZ, U.; SNELLINGS, R. Collective flow and viscosity in relativistic heavy-ion collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, Annual Reviews, v. 63, p. 123–151, 2013.
- 28 HUOVINEN, P.; PETRECKZY, P. Qcd equation of state and hadron resonance gas. *Nuclear Physics A*, North-Holland, v. 837, n. 1-2, p. 26–53, 2010.
- 29 COOPER, F.; FRYE, G. Single-particle distribution in the hydrodynamic and statistical thermodynamic models of multiparticle production. *Physical Review D*, APS, v. 10, n. 1, p. 186, 1974.
- 30 AGUIAR, C. et al. Smoothed particle hydrodynamics for relativistic heavy-ion collisions. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, IOP Publishing, v. 27, n. 1, p. 75, 2001.
- 31 ALVER, B.; ROLAND, G. Collision-geometry fluctuations and triangular flow in heavy-ion collisions. *Physical Review C*, APS, v. 81, n. 5, p. 054905, 2010.
- 32 BJORKEN, J. D. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region. *Physical review D*, APS, v. 27, n. 1, p. 140, 1983.

- 33 YAN, L.; OLLITRAULT, J.-Y.; POSKANZER, A. M. Azimuthal anisotropy distributions in high-energy collisions. *Physics Letters B*, Elsevier, v. 742, p. 290–295, 2015.
- 34 FLENSBURG, C. Correlations and fluctuations in the initial state of high energy heavy ion collisions. *arXiv preprint arXiv:1108.4862*, 2011.
- 35 PETERSEN, H. et al. Fully integrated transport approach to heavy ion reactions with an intermediate hydrodynamic stage. *Physical Review C*, APS, v. 78, n. 4, p. 044901, 2008.
- 36 VERES, G. I. System size, energy, centrality and pseudorapidity dependence of charged-particle density in au+ au and cu+ cu collisions at rhic. *Indian Journal of Physics*, Springer-Verlag, v. 85, n. 7, p. 1015, 2011.
- 37 LUZUM, M. Flow fluctuations and long-range correlations: elliptic flow and beyond. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, IOP Publishing, v. 38, n. 12, p. 124026, 2011.
- 38 GARDIM, F. G. et al. Breaking of factorization of two-particle correlations in hydrodynamics. *Physical Review C*, APS, v. 87, n. 3, p. 031901, 2013.
- 39 TEANEY, D.; YAN, L. Triangularity and dipole asymmetry in relativistic heavy ion collisions. *Physical Review C*, APS, v. 83, n. 6, p. 064904, 2011.
- 40 GARDIM, F. G. et al. Mapping the hydrodynamic response to the initial geometry in heavy-ion collisions. *Physical Review C*, APS, v. 85, n. 2, p. 024908, 2012.
- 41 NORONHA-HOSTLER, J. et al. Viscous effects on the mapping of the initial to final state in heavy ion collisions. *Bulletin of the American Physical Society*, APS, v. 60, 2015.
- 42 ALVER, B. et al. Importance of correlations and fluctuations on the initial source eccentricity in high-energy nucleus-nucleus collisions. *Physical Review C*, APS, v. 77, n. 1, p. 014906, 2008.
- 43 HOLLIS, R. S. et al. Using multiplicity as a fractional cross-section estimation for centrality in phobos. *Journal of Physics: Conference Series*, IOP Publishing, v. 5, n. 1, p. 46, 2005.
- 44 NORONHA-HOSTLER, J.; NORONHA, J.; GYULASSY, M. Sensitivity of flow harmonics to subnucleon scale fluctuations in heavy ion collisions. *Physical Review C*, APS, v. 93, n. 2, p. 024909, 2016.
- 45 GARDIM, F. G. et al. Study of the sensitivity of observables to hot spot size in heavy ion collisions. *arXiv preprint arXiv:1712.03912*, 2017.
- 46 ROWE, D. J.; WOOD, J. L. *Fundamentals of nuclear models: foundational models*. World Scientific Publishing Company, 2010.