



ESTUDO COMPARATIVO DE SIMULAÇÕES EM ALTAS ENERGIAS: UMA NOVA VISÃO PELO MOMENTO TRANSVERSO (p_T)

Palavras-Chave: Análise de Dados, LHC, Simulação de Monte Carlo

Autores(as):

CICERO DOMENICO MUNCINELLI, IFGW – UNICAMP

Prof. Dr. JUN TAKAHASHI (orientador), IFGW - UNICAMP

INTRODUÇÃO:

A física de partículas é o estudo dos elementos fundamentais da matéria e das suas interações. Dentro dessa grande área se situa a física hadrônica, cujo objeto de estudo são os hádrons: partículas massivas que interagem principalmente pelas forças forte e fraca (e.g., prótons, nêutrons e píons), que atualmente são explicadas pelo bem-sucedido Modelo Padrão. No entanto, é conhecido que esse modelo ainda precisa de extensões [1] e, portanto, muitos avanços ainda são necessários para uma compreensão completa dos hádrons. É dentro desse contexto que se inserem grandes experimentos internacionais como o RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) nos EUA e o LHC (*Large Hadron Collider*) entre a Suíça e a França, responsável por provar a existência do Bóson de Higgs em 2012.

Tratando especificamente do LHC, uma colaboração de extrema importância na área é a do projeto ALICE (A Large Ion Collider Experiment), focado em colisões de íons pesados. Nesse experimento, são utilizados feixes de chumbo e feixes de prótons em velocidades ultra-relativísticas para conduzir as respectivas colisões Pb-Pb e p-p, permitindo o estudo das mais variadas formas assumidas pela matéria após a colisão – a saber, as fases representadas na figura 1.

Todavia, é importante ressaltar que os estados intermediários não podem ser observados diretamente, isto é, só é possível obter informações das partículas em seu estado final. Nesse sentido, os espectros das partículas detectadas se caracterizam como observáveis essenciais ao entendimento da reação global e seus estágios constituintes. Assim, um espectro particularmente importante é o espectro de momento transversal das partículas detectadas (ou espectro de p_T , referente ao momento perpendicular à direção do feixe em colisão), que auxilia no entendimento dos mecanismos por trás dessas etapas.

A forma do espectro é alterada de acordo com o fenômeno que o gerou, o que permite extrair informações sobre características como a temperatura, a viscosidade e a velocidade de expansão da “bola de fogo” que é formada na colisão (modelo de “blast-wave” [3]) ou sobre a emissão das partículas – e.g., se vieram de jatos ou de emissões térmicas regidas pela distribuição de Maxwell-Boltzmann. Em particular, um dos fatores que influenciam na forma do espectro é a dita **centralidade**, que será uma variável de interesse deste trabalho. De acordo com [4], “a centralidade de uma colisão é caracterizada pelo parâmetro de impacto (b) entre os dois núcleos, ou seja, a distância entre seus centros no plano transversal ao eixo do feixe. O parâmetro de impacto define a

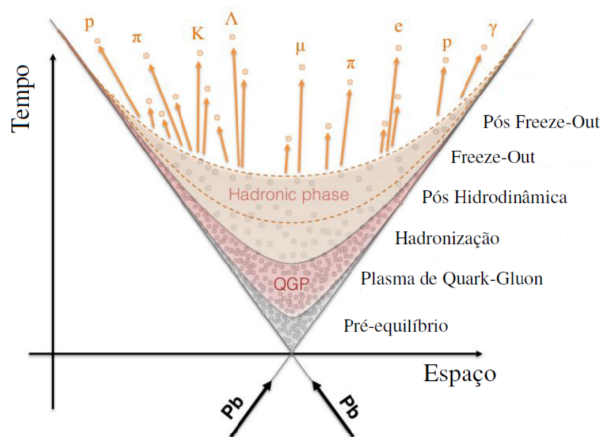


Figura 1 - Representação esquemática do diagrama de cone de luz da evolução de uma colisão de íons pesados. Adaptado da referência [2].

região de sobreposição dos núcleos e assim determina também o tamanho e a forma do meio resultante". De forma visual:

Por assim ser, veremos que definindo diferentes intervalos de centralidade é possível observar comportamentos diferentes no espectro de p_T , ou seja, diferentes intervalos são afetados de formas

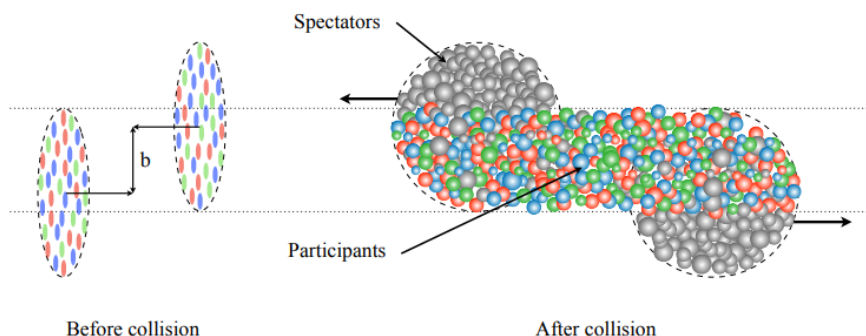


Figura 2 - Representação esquemática do parâmetro de impacto, que define a centralidade de uma colisão. Adaptado da referência [4].

diferentes pelos parâmetros iniciais do problema, levando a crer que é possível medir observáveis de interesse utilizando as diferentes respostas de cada centralidade.

Nesse sentido, uma importante ferramenta de estudo são as simulações, cujos parâmetros iniciais podem ser controlados livremente, permitindo o equacionamento dos diferentes efeitos das condições iniciais em cada centralidade que, em última instância, leva a estimativas de observáveis de interesse com base apenas no espectro de p_T . Todavia, antes de se utilizar uma simulação para extrair relações entre observáveis, é imprescindível verificar qual método de simulação melhor reproduz os comportamentos de dados reais. É nesse contexto que se insere o objetivo deste trabalho: utilizando o canônico espectro de p_T como base para uma análise comparativa da resposta em várias classes de centralidade, serão estudados diferentes paradigmas de simulação para selecionar e entender o processo que melhor representa espectros reais. Posteriormente, com esse resultado será possível utilizar o método de simulação selecionado e sua inerente liberdade de controle de condições iniciais para quantificar observáveis partindo do espectro de p_T , o que pode ser estendido a dados reais e efetivamente entregar uma nova forma de extrair observáveis dos experimentos.

METODOLOGIA:

Primeiramente, é interessante organizar a metodologia em uma sequência lógica de tratamento dos dados. Nesse sentido, de forma simplificada:

1) Separar o espectro de p_T em uma curva para cada intervalo de centralidade:

Inicialmente, nossos dados são uma média de vários eventos (colisões de feixes distintos), em uma tentativa de minimizar flutuações aleatórias que fornece também uma incerteza estatística dos dados. A informação dada pelo espectro de p_T é, nesse estágio, uma contagem de partículas com um dado momentum, se caracterizando como um histograma. A quantidade de "barras" (bins) nesse histograma e sua largura usualmente é variável, dado que certas faixas de p_T podem ser medidas com mais precisão (bins mais estreitas) dependendo das partículas envolvidas e da magnitude do p_T .

Separamos, então os dados em 10 intervalos de centralidade que são padronizados na área (ver, por exemplo, [5]): 0-5%, 5-10%, 10-20%, 20-30%, ..., 80-90%, onde uma maior centralidade significa uma colisão mais periférica. Essa separação é feita utilizando da multiplicidade (número de partículas produzidas) de cada evento: colisões centrais envolvem mais núcleons participantes e, portanto, devem produzir mais partículas. Todavia, dada a natureza probabilística da mecânica quântica, dois eventos com o mesmo parâmetro de impacto podem resultar em multiplicidades distintas, sendo mister a classificação em classes de centralidade. Um exemplo ilustrativo, com dados simulados em hidrodinâmica ideal para píons carregados – e com incertezas suprimidas para melhor visualização –, pode ser visto no primeiro quadro da figura 3.

2) Universalizar os espectros em uma distribuição generalizada (permitindo a comparação entre curvas antes em diferentes escalas):

Para permitir uma comparação entre espectros cujas colisões são de diferentes centralidades, é útil estabelecer uma transformação que mapeie o espectro em uma distribuição generalizada de p_T , i.e., uma distribuição onde os picos e as amplitudes do espectro estão alinhados e na mesma escala, evidenciando as particularidades de cada curva sem perda de informação ao exigirmos bijeção. Construindo, então, distorções apropriadas nos eixos X e Y, podemos transformar os espectros de diferentes centralidades (como os do primeiro quadro da figura 3) em um espectro de forma geral, sem perder as pequenas flutuações e diferenças que caracterizam cada distribuição.

De forma específica, a distorção do eixo X envolve uma divisão dos valores pelo p_T médio de cada centralidade, isto é, mapeamos $p_T \mapsto x_T = \frac{p_T}{\langle p_T \rangle}$, onde x_T é dita *fração de momento transverso*. Realizando essa distorção, podemos alinhar os picos de cada uma das curvas em diferentes centralidades, tal qual visto no quadro inferior esquerdo da figura 3.

Por fim, como o resultado final de um espectro de p_T é uma distribuição de probabilidade, sua integral deve valer 1. Para isso, podemos normalizar o eixo Y multiplicando-o pelo mesmo fator $\langle p_T \rangle$ e dividindo-o pelo yield (número de partículas total), isto é, pela integral do espectro. Isto pode ser visto no quadro superior direito da figura 3. Para o caso dos dados simulados da figura 3, podemos simplesmente somar as contribuições de cada uma das bins e obter o yield do gráfico, já que a região em baixo p_T é conhecida. Entretanto, para os dados reais é necessário extrapolar a região entre 0 e o início dos dados coletados, já que não é possível medi-la nos experimentos atuais. Para os gráficos com dados reais mostrados na seção de resultados, essa extrapolação foi feita com um simples spline cúbico passando pelo ponto (0,0) (partículas de momento nulo devem ter contagem zero na detecção), mas métodos mais sofisticados como uma função de Tsallis também podem ser empregados.

Posto isso, basta integrar a região extrapolada e somar as contribuições das bins que são conhecidas para obter o yield do gráfico. Para calcular o p_T médio, que depende também da região extrapolada e seu yield, um processo semelhante é empregado.

3) Evidenciar as diferenças e especificidades entre as distribuições generalizadas:

Para evidenciar as diferenças entre cada uma das curvas, podem ser estudados o erro relativo ou a razão (ratio) das curvas de colisões mais periféricas divididas pela curva mais central (intervalo de 0-5%). Com isso, é fácil ver onde a curva de uma classe de centralidade mais periférica é maior ou menor que a curva da classe mais central, vendo se a razão é maior ou menor que 1, respectivamente (ou 0, no caso do erro relativo).

Como são desconhecidos os valores da função entre uma bin e outra, interpolamos a curva das colisões mais centrais, e os valores interpolados são utilizados para calcular a razão entre as outras curvas. Isso explicita pequenas flutuações e as particularidades de cada centralidade, como pode ser visto no último quadro da figura 3 ao lado. No eixo Y deste quadro, medimos quanto uma curva desvia da classe de centralidade 0-5% (a mais central) por erro relativo, definindo a *baseline* em $y = 0$.

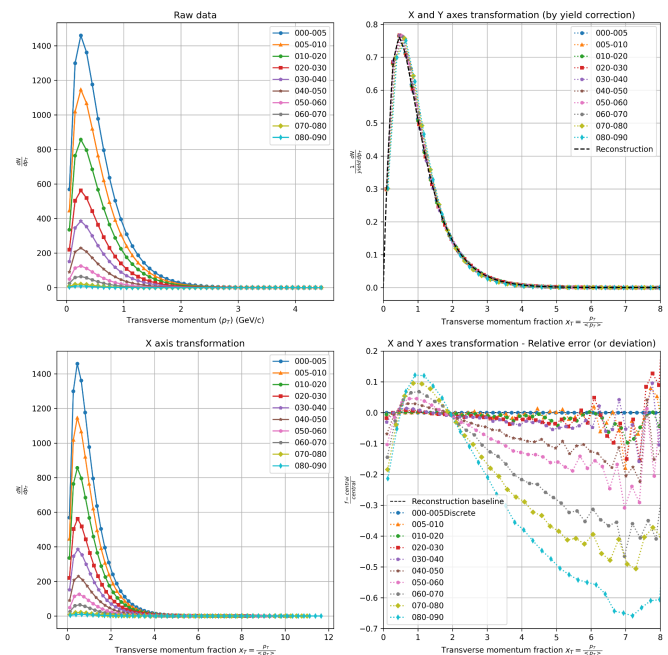


Figura 3 - Gráfico ilustrativo do processo de transformação do espectro de p_T

4) Cruzar a distribuição generalizada dos dados reais com as distribuições reais:

Para este estudo, foram utilizados três diferentes condições para a simulação: uma em hidrodinâmica ideal, sem considerar viscosidade na simulação (“Ideal Hydro”, na figura 5); uma simulação padrão de comparação (“Run 02 Trento Only”); e uma simulação que inclui condições de pré-equilíbrio por EKT (*Effective Kinetic Theory*) (“Run 02 - EKT”). Ademais, cada uma dessas condições retorna 3 outputs: 1) Saída antes do estágio de hadronização (ver figura 1); 2) Toma os eventos da output 1, calculando o decaimento pelo pacote UrQMD; 3) Vai além da output 2 e calcula decaimentos e interações hadrônicas. Para mais detalhes sobre a cadeia de simulação em si, a seção 3.2 da referência [2] é uma fonte apropriada.

Com base nesses três paradigmas/condições de simulação e suas respectivas outputs, podemos construir figuras como a 5, que facilita a comparação entre os perfis dos espectros e a consecutiva seleção de um método preferencial para reprodução do comportamento dos dados reais.

RESULTADOS E DISCUSSÃO:

Aplicando os passos mencionados, podemos gerar uma figura semelhante à 3 para dados experimentais. Para este trabalho utilizaremos os dados de [5] da colaboração ALICE do LHC.

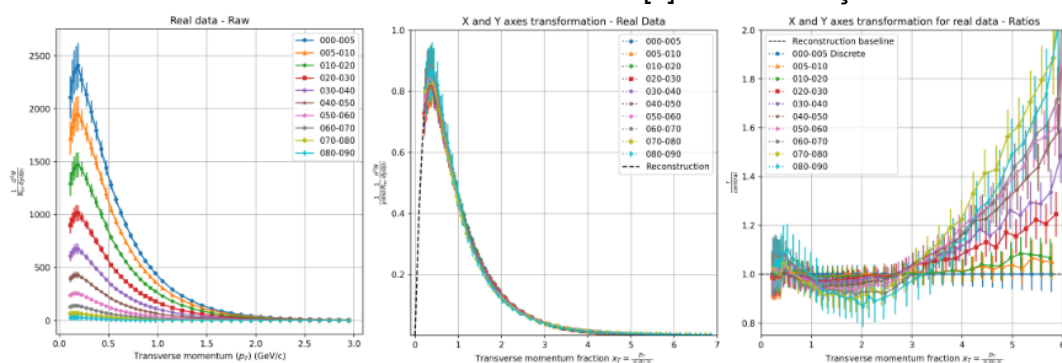


Figura 4 - Transformações e extrapolações (“reconstruction”) dos dados experimentais para pions carregados.

É notável que, apesar de ter sido atingida uma distribuição aparentemente universal para os espectros ao remover as contribuições térmicas no termo de x_T médio (segundo quadro), as diferentes centralidades apresentam comportamentos claramente distintos tanto na região de x_T médio (1 a 3) quanto na região de alto x_T , o que indica que cada curva se distancia independentemente do evento mais central (a linha de referência, em $y = 1$). Como comentado, isso abre a possibilidade de utilizar a centralidade como ferramenta para estudo de observáveis, dado que diferentes classes de centralidade respondem diferentemente às condições iniciais.

Calculando uma razão semelhante entre a curva de cada centralidade dividida pela curva do evento mais central para as 3 condições de simulação e suas 3 outputs, chegamos na figura 5. É notável que apenas quando a correção de EKT no pré-equilíbrio é empregada (terceira coluna da figura) o perfil em alto p_T é mantido ascendente como nos dados experimentais (quarta coluna). Apenas com a correção de EKT a concavidade da curva é alterada para cima, como nos dados reais.

Posto isso, é curioso constatar que apenas a correção de EKT no pré-equilíbrio descreve adequadamente os dados experimentais, uma vez que o último quadro da segunda coluna é um modelo de simulação feito para reproduzir outro observável experimental: o V_2 . É notável que reproduzir adequadamente o V_2 não implicou em reproduzir adequadamente o espectro de p_T .

Seguindo adiante, mais um ponto de interesse é que o segundo quadro da terceira coluna (output 2 do EKT) é o que mais se aproxima de reproduzir tanto a largura da concavidade na região de p_T médio (de $x_T = 1$ a $x_T = 3$) quanto a magnitude da razão das curvas, em vez da output 3. O esperado é que a output 3 chegasse mais perto de reproduzir os dados experimentais, uma vez que na natureza ocorrem os decaimentos e interações hadrônicas calculados apenas nessa output. Todavia, à primeira vista é na output 2, antes das interações hadrônicas, que temos o melhor modelo. Entretanto, ainda resta o problema de que o máximo valor de razão em $x_T = 6$ dos dados experimentais é de cerca de 1.4, enquanto nos dados reais é de mais de 2.0, mostrando que as simulações ainda não retratam adequadamente a região de alto x_T .

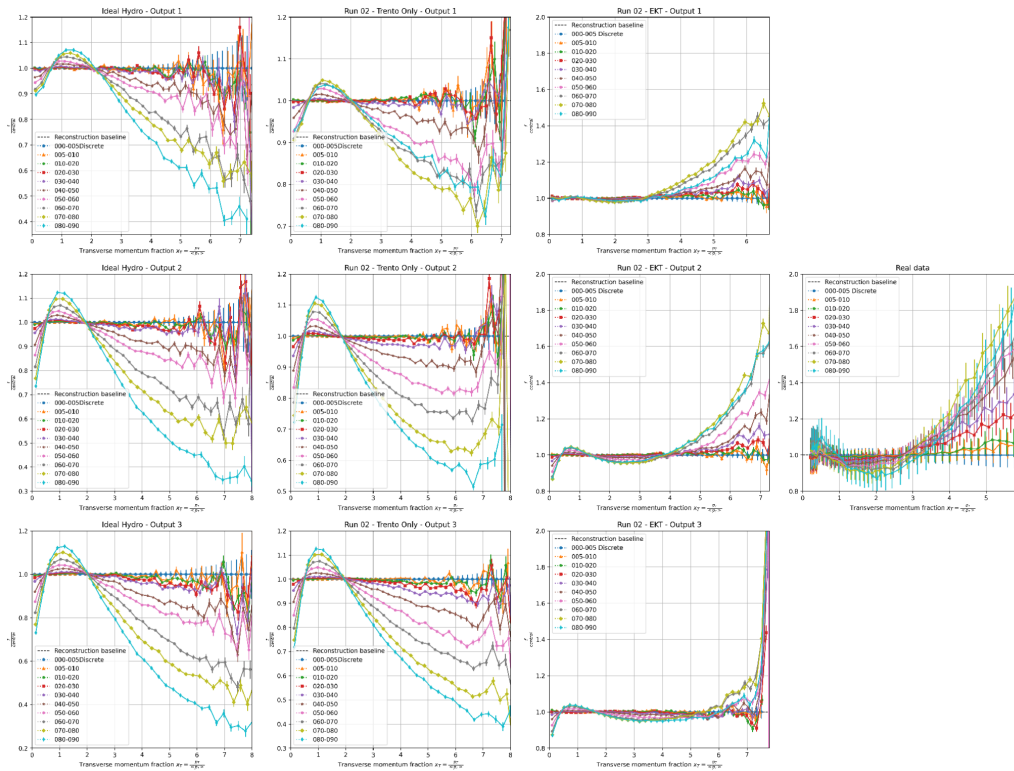


Figura 5 - Razão das curvas de cada centralidade pela curva mais central (0-5%) para eventos simulados e reais.

Uma hipótese que pode explicar tanto o porquê da output 3 não representar adequadamente os dados quanto a diferença entre as magnitudes das razões é que nos dados reais temos a presença de jatos de partículas na região de alto x_T , enquanto nos dados simulados não dispomos de uma reprodução tão acurada desse fenômeno. Um possível desvio que podemos tomar para continuar a análise utilizando dos modelos atuais é analisar não a região de alto p_T/x_T , mas sim a região baixa-média, que já evidencia as diferenças entre centralidades e evita os jatos de partículas.

CONCLUSÕES:

Com base nas evidências coletadas até o momento, é evidente que a correção de *Effective Kinetic Theory* (EKT) é necessária para reproduzir os dados experimentais, já que apenas ela reproduz a troca de concavidade na região de x_T médio e o perfil ascendente vistos nos dados experimentais do LHC. A introdução de viscosidade no sistema não é suficiente para transformar os dados de hidrodinâmica ideal (primeira coluna, figura 5) em algo que se assemelhe aos dados experimentais.

Ademais, o fato de que nem a simulação construída para reproduzir V_2 dos dados experimentais (último quadro da segunda coluna, figura 5), nem a output 3 da correção de EKT são capazes de reproduzir adequadamente o perfil experimental levanta questões sobre a forma com que as interações hadrônicas são calculadas ou, no mínimo, sobre as simulações em alto x_T , caso valha a hipótese dos jatos mencionada anteriormente. Os próximos passos deste trabalho serão, então, estudar a região de baixo-médio x_T e enriquecer a análise sobre qual dos paradigmas e outputs de simulação mais se aproximam dos dados reais ao estender a gama de métodos quantitativos da comparação, desenvolvendo a partir das questões evidenciadas neste resumo.

BIBLIOGRAFIA

- [1] RODRÍGUEZ, Jairo et al. **El Modelo Estándar de Partículas Elementales**. Revistas UPTC 2, 2, 2006
- [2] CORDOBA, Jhon. **Estudo de espectros p_T através da decomposição em polinômios ortogonais**. Campinas, 2022.
- [3] LAO, Hai-Ling et al. **Analyzing Transverse Momentum Spectra of Pions, Kaons and Protons in p - p , p - A and A - A Collisions via the Blast-Wave Model with Fluctuations**. Entropy 2021, 23, 803
- [4] LHCb COLLABORATION. **Centrality determination in heavy-ion collisions with the LHCb detector**. Journal of Instrumentation, 2021.
- [5] ABELEV, Betty et al. (ALICE Collaboration). **Centrality dependence of π , K, and p production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV**. Physical Review C 88, 044910, 2013