

Simulaciones de colisiones de iones pesados
relativistas para el experimento BMD en NICA-JINR

Luis Valenzuela Cázares

Universidad de Sonora

Repositorio Institucional UNISON



**"El saber de mis hijos
hará mi grandeza"**



Excepto si se señala otra cosa, la licencia del ítem se describe como openAccess

Simulaciones de colisiones de iones pesados relativistas para el experimento BMD en NICA-JINR

Una tesis presentada a la Universidad de Sonora
para la obtención del Título de
Licenciado en Física

por

Luis Valenzuela Cázares

bajo la dirección de la

Dra. Maria Elena Tejeda Yeomans



Cuerpo Académico de Partículas y Cosmología
Departamento de Física
Universidad de Sonora

Hermosillo, Sonora a 5 de julio de 2017

Luis Valenzuela Cázares

Simulaciones de colisiones de iones pesados relativistas para el experimento BMD en NICA-JINR

Fecha de examen: 5 de julio de 2017

Directora de Tesis: Dra. Maria Elena Tejeda Yeomans

Departamento de Física

Universidad de Sonora

Blvd. Luis Encinas y Rosales S/N, Col. Centro

C.P. 83000

Hermosillo, Sonora, México

Resumen

En esta tesis se presentan los resultados de simulaciones básicas de colisiones de iones pesados relativistas y de la captura de un detector propuesto por la colaboración MexNICA, llamado *Beam Monitoring Detector* (BMD). Dicho detector se colocará en el seno del Multipurpose Particle detector (MPD) del experimento *Nuclotron based Ion Collider Facility* (NICA) ubicado en el Laboratorio *Joint Institute for Nuclear Research* (JINR) en Dubna, Rusia.

Como parte de este trabajo de tesis se realizaron las siguientes acciones:

- Estancia de investigación con el Dr. Mario Rodríguez Cahuantzi en la BUAP, del 23 de enero al 7 de marzo del 2017 para instalar el software y estandarizar la simulación. Los manuales generados y mejorados durante este tiempo, se presentan en el Apéndice de esta tesis.
- Contribución a la elaboración del *white paper* de la Colaboración MexNICA para su publicación (en proceso).

Como consecuencia de este trabajo de tesis, se continuará con estas acciones:

- El análisis presentado en este trabajo es introductorio y realizado con 1000 eventos simulados en computadoras del grupo local. A partir de esto, se aumentará la estadística con mas eventos, como parte de las acciones en la Colaboración MexNICA.
- El entrenamiento continuará en una estancia de verano en JINR con el Dr. Vadim Ivanovich Kolesnikov del 9 de julio al 31 de agosto del 2017, con financiamiento de DCEN-USON y JINR, para trabajar en la física del programa de *off-line* del experimento MPD-NICA.

Agradecimientos

Este trabajo de tesis no habría sido posible sin la guía de varias personas. Gracias a ellas nunca faltaron motivos para continuar, por lo cual les estoy agradecido.

A mis maestros, a quienes les debo mi formación de físico. Especialmente a Malena, por confiar en mí y aceptarme como su Padawan de la física y permitirme aprender de ella.

A la colaboración MExNICA, que no solamente ha enriquecido este trabajo de tesis, sino mi formación como físico.

Al comité de revisión de tesis, por darle la seriedad necesaria y permitirme mejorar este trabajo.

A mis amigos.

A Rosa Luz, por acompañarme durante este camino.

A mis padres, por siempre confiar en mí y por su apoyo incondicional.

Índice general

1	Introducción	1
1.1	El Modelo Estándar de la Física de Partículas	1
2	Elementos en la descripción básica de núcleos.	9
2.1	Funciones de distribución de densidad nuclear	9
3	Colisiones entre núcleos: simulación y experimento	15
3.1	Experimentos	15
3.1.1	NICA	16
3.2	Variables cinemáticas	18
3.3	Observables	23
3.3.1	Multiplicidad y centralidad	23
3.3.2	Sección transversal	24
3.3.3	Distribución de momento transversal.	26
4	Condiciones iniciales para colisiones AA usando Monte Carlo Glauber	29
4.1	Características generales de colisiones AA	29
5	Simulaciones usando HIJING para el experimento BMD en el MPD-NICA.	41
5.1	Simulaciones con HIJING	41
5.2	Simulaciones considerando la geometría del detector BMD	49
6	Conclusión	57
6.1	¿Qué sigue?	57
7	Glosario	61
7.1	Acrónimos	61
8	Apéndice	63
8.1	Simuladores	63
8.1.1	Manuales de instalación	63
8.1.2	AliRoot	65
8.1.3	AliRoot Core	71
8.1.4	Ejecutando las macros en AliRoot	72
8.1.5	Archivos root generados	74

8.1.6	Simulador de colisiones de iones pesados usando el modelo MC Glauber en Python.	74
	Bibliografía	77

Introducción

1.1 El Modelo Estándar de la Física de Partículas

En la búsqueda de los bloques fundamentales que conforman la materia, se han encontrado constituyentes cada vez más pequeños con estructuras complejas. A finales del siglo XIX, se sabía que toda la materia estaba compuesta por átomos. Sin embargo, la existencia de casi 100 elementos que mostraban propiedades periódicas eran indicios de que los átomos tenían una estructura interna y no eran indivisibles como se había pensado anteriormente. Ha pasado más de un siglo desde que J. J. Thomson descubrió el electrón. Partícula a la que no se le ha encontrado estructura hasta el momento, siendo una de las partículas elementales de la naturaleza. Por otra parte, partículas como el protón y el neutrón que anteriormente eran consideradas fundamentales, se ha encontrado que tienen una estructura compleja [20].

Como resultado de los experimentos de Rutherford, aparece el concepto moderno del átomo a principios del siglo XX. Un átomo se compone de un núcleo denso rodeado por una nube de electrones que le orbitan. Después del descubrimiento del neutrón en 1932 no había duda de que los constituyentes del núcleo son los protones y neutrones, llamados nucleones. Tiempo después, se postuló una cuarta partícula, el neutrino, para poder describir el decaimiento β , con las leyes fundamentales de la conservación de la energía, el momento y el momento angular. A mediados de 1930, estas partículas podían describir todos los fenómenos conocidos de la física atómica y nuclear. Actualmente estas partículas siguen siendo los principales constituyentes de la materia, pero no son suficientes para describir otros fenómenos físicos. Experimentos en aceleradores de partículas en la década de 1950 y en la década de 1960 mostraron que los protones y neutrones son representantes de una gran familia de partículas ahora conocida como *hadrones*. Hasta ahora se han detectado más de 100 hadrones, los cuales al igual que los átomos, pueden ser clasificados en grupos con propiedades similares. A finales de la década de 1960, todos los hadrones conocidos podrían describirse en combinaciones de dos o tres quarks. Ha habido un gran esfuerzo en intentar encontrar cuáles son los constituyentes fundamentales del universo y cómo interactúan entre sí, siendo uno de ellos el *Modelo Estándar de la física de partículas*, teoría que fue desarrollada a principios de la década de 1970. El Modelo Estándar establece que la materia en el Universo está hecha de fermiones elementales que interactúan a través de

Campo de interacción	Bosón	Espín
Gravitacional	Gravitones (postulados)	2
Débil	W^+ , W^- , Z	1
Electromagnético	Fotones	1
Fuerte	Gluones	1

Tab. 1.1: Tipos de interacción. Hasta el momento se han distinguido cuatro tipos de interacción de campo. Los fotones son el cuanto de interacción electromagnética. El cuanto de la interacción débil son los bosones W^+ , W^- y el bosón neutral Z . El cuanto de la interacción fuerte es el gluón. Y el cuanto de interacción gravitacional es el gravitón [6].

campos, de los cuales a su vez son fuentes. Las partículas asociadas a los campos de interacción son bosones. Hasta el momento se han distinguido cuatro tipos de interacción de campo, los cuales se muestran en la tabla (1.1). De estos cuatro tipos de interacción, tres son importantes en la escala de la física de partículas, pues las fuerzas gravitacionales resultan insignificantes, de modo que se toma la consideración de excluir al campo gravitacional en el Modelo Estándar [6].

Los fotones son el cuanto de interacción electromagnética, mientras que el cuanto de la interacción débil son los bosones W^+ , W^- y el bosón neutral Z . Puesto que estos bosones tienen masa, la interacción débil es de corto alcance. Por el principio de incertidumbre, una partícula de masa M puede existir como parte de un estado intermediario para un tiempo $\frac{\hbar}{Mc^2}$, y en este tiempo la partícula puede viajar una distancia no mayor a $\frac{\hbar c}{Mc}$. Como $M_w \approx 80\text{GeV}/c^2$ y $M_z \approx 90\text{GeV}/c^2$, la interacción débil es de rango $\approx 10^{-3}\text{fm}$. El cuanto de la interacción fuerte es el gluón, al igual que los fotones no tiene masa, y su rango esperado es infinito. Una característica de los campos de gluones es que se encuentran confinados. Hay dos tipos de fermiones elementales del Modelo Estándar: *leptones* y *quarks*, los cuales se pueden ver en las tablas(1.2) y (1.3), respectivamente. Estas partículas tienen espín $\frac{1}{2}$ y cuando tienen carga eléctrica experimentan la interacción electromagnética. Por otra parte los quarks además de interactuar electromagnéticamente, también experimentan la interacción fuerte.

Cualquier teoría de partículas elementales debe ser consistente con la relatividad especial. Además, la combinación de mecánica cuántica, electromagnetismo y relatividad especial conlleva a la ecuación de Dirac, y la cuantización de campos a la teoría cuántica de campos (QFT). La teoría cuántica de campos tuvo su primer logro con la electrodinámica cuántica (QED), que describe la interacción del electrón en el campo electromagnético. La construcción del Modelo Estándar ha sido guiada por principios de simetría, pues la conexión entre la física y las simetrías es profunda. El teorema de Noether establece que para cada simetría de la naturaleza hay una correspondiente ley de conservación.

Partícula	Masa (MeV/c^2)	Vida media	Carga eléctrica
Electrón e^-	0.511	$\tau > 6.6 \times 10^{28}$ años	$-e$
Muón μ^-	105.658	$2.197 \times 10^{-6} s$	$-e$
Tau τ^-	1777	$290.3 \times 10^{-15} s$	$-e$

Tab. 1.2: Propiedades de leptones cargados eléctricamente. Cada uno de éstos leptones tiene un neutrino asociado. El neutrino electrónico ν_e es el neutrino asociado del electrón, el neutrino muónico ν_μ es el neutrino asociado del muón y el neutrino tauónico ν_τ es el neutrino asociado al tauón. Los neutrinos tienen una masa inferior a $2 MeV$, carga eléctrica 0, y sus tiempos de vida media varían dependiendo de su origen. Los errores de los datos presentados se pueden encontrar en el PDG [3]

La ecuación de Dirac para fermiones cargados masivos predice la existencia de una antipartícula de la misma masa y espín, pero carga opuesta, y así también el momento magnético del espín opuesto. De este modo la ecuación de Dirac para un neutrino ν admite la existencia de un antineutrino $\bar{\nu}$. El electrón e^- con carga $-e$ y su antipartícula e^+ , el positrón, son estables. Mientras que el resto de los leptones no lo son. El muón μ^- , el tauón τ^- y sus respectivas antipartículas difieren del electrón en sus masas y en su tiempo finito de vida. Hasta el momento no se les ha encontrado estructura interna a los leptones. Hay evidencia experimental de que los e , μ y τ y sus respectivas antipartículas tienen neutrinos ν_e , ν_μ y ν_τ y antineutrinos asociados, respectivamente. La carga es una propiedad que siempre se conserva en una interacción. Hasta ahora, no han habido observaciones en las que la carga no se haya conservado en una interacción. Los leptones pueden decaer solamente a otros leptones que son de la misma familia. Además, se puede crear un par leptón-antileptón o puede ocurrir una aniquilación leptón-antileptón, solamente cuando éstos son de la misma familia. Lo anterior se debe a la conservación del número leptónico. Cada una de las familias de leptones tiene un número leptónico asociado. El número leptónico es 1 para los leptones mientras que para los antileptones es -1 .

Estas leyes de conservación se describen en el decaimiento del muón:

$$\mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- + \bar{\nu}_e$$

donde la carga eléctrica neta es 1, pues las cargas eléctricas del electrón y del muón son $-e$, mientras que las cargas eléctricas de los neutrinos son 0. De este modo la carga eléctrica es la misma antes y después de la interacción. En el decaimiento del muón, el número leptónico electrónico L_e neto es 0, pues el número leptónico L_e del muón y el del neutrino muónico es 0, mientras que el número leptónico L_e del electrón es 1 y el del antineutrino electrónico es -1 . El número leptónico

Quark	Carga eléctrica (e)	Masa
Up u	2/3	2.2 MeV
Down d	-1/3	4.7 MeV
Charmed c	2/3	1.27 GeV
Strange s	-1/3	96 MeV
Top t	2/3	173.21 GeV
Bottom b	-1/3	4.18 GeV

Tab. 1.3: Carga y masa de los quarks. Los errores de los datos presentados se pueden encontrar en el PDG [3]

muónico L_μ del muón y del neutrino muónico es 1, y el número leptónico L_μ tanto del electrón como del neutrino electrónico es 0.

En el Modelo Estándar, al igual que los leptones, los quarks son fermiones de Dirac de espín $\frac{1}{2}$, pero a diferencia de los leptones, tienen cargas de $\frac{2e}{3}$ y $\frac{-e}{3}$. Los sistemas de quarks más elementales son los bariones, que cuentan con un número neto de quark de tres, y los mesones con un número de quark de cero. Los mesones se componen de un quark y un antiquark, siendo todos inestables. Mientras que el protón, que es el único barión estable, contiene dos quarks *up* (u) y uno *down* (d), y el neutrón dos quarks *down* (dd) y un quark *up* (u). El neutrón es un poco más masivo que el protón, y en el espacio libre decae a un protón a través de la interacción débil con una vida media alrededor de 15 minutos.

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e.$$

Los mesones más ligeros son los piones (mesones π). Los π^+ y π^- se conforman de los pares $u\bar{d}$ y $\bar{u}d$, respectivamente. Y los π^0 de $u\bar{u}$ o $d\bar{d}$, con las mismas probabilidades. Suele usarse el término hadrón para hacer referencia a sistemas compuestos por quarks, que están ligados por la interacción fuerte. Tanto el π^+ como el π^- , tienen una masa de $139.57 \text{ MeV}/c^2$, y el π^0 tiene una masa ligeramente menor, de $134.98 \text{ MeV}/c^2$. Las masas de los quarks *u* y *d* son considerablemente pequeñas, más cercanas a la masa del electrón que a la de un mesón o un barión. La evidencia de la existencia de quarks vino primero de la espectroscopía de nucleones. El protón y el neutrón tienen muchos estados excitados que aparecen como resonancias en dispersión fotón-nucleón y en dispersión pión-nucleón. En la década de los 40 se descubrieron mesones y bariones *extraños* que no se componían de los quarks conocidos. Además de existir los quarks *u* y *d*, se descubrió la existencia de un quark *s*, que se encontraba en partículas *extrañas*. Estos quarks pueden reemplazar un quark *u* o un quark *d* en cualquier barión o mesón para formar bariones o mesones *extraños*. Los quarks *charm* (*c*) y *bottom* (*b*) se descubrieron en colisiones e^+e^- ,

donde se observaron resonancias. Hay dos grupos de estados resonantes: el grupo de energía de 3 GeV en el centro de masa, conocido como resonancias J/ψ , y el grupo de energía de 10 GeV . Por otra parte, se descubrió el quark *top* (t) en Fermilab en 1995 en colisiones $\bar{p}p$. Otra propiedad de los quarks es el *color*. Para cada uno de los sabores u, d, s, c, b, t , hay un índice de color. Se han postulado tres estados básicos de color: *red* (r), *green* (g) y *blue* (b).

Como se mencionó anteriormente, el núcleo se compone de un estado ligado de protones y neutrones que colectivamente se llaman nucleones, y se mantienen unidos por la fuerza nuclear fuerte. Los nucleones a su vez se conforman por quarks. Un problema de la investigación experimental es el fenómeno de confinamiento, el cual consiste en que las partículas con carga de color, como los quarks, no pueden estar aisladas. Por ello se complica el estudio de la estructura interna de los hadrones, es decir, en el nivel de los quarks. Una de las razones importantes para realizar experimentos en laboratorios como NICA en JINR, es porque nos interesa estudiar el diagrama de fase de la materia fuertemente interactuante. Nosotros estamos familiarizados con las diferentes fases de la materia en sustancias como el agua. El agua, se encuentra en estado líquido, sólido o gaseoso, dependiendo de las condiciones de presión y temperatura en las que se encuentre. Sin embargo no solamente se puede encontrar en un estado o en otro. Para unas condiciones dadas, el agua puede coexistir en su estado líquido y en vapor al mismo tiempo para ciertos valores altos de temperatura y presión. Las propiedades del agua son distintas tanto para presiones y temperaturas cercanas a las de la coexistencia entre líquido y vapor, como para las condiciones de temperatura y presión en las cuales se presenta la coexistencia entre los dos estados. Por ello es de interés estudiar las propiedades del agua en las regiones donde ocurre lo anterior. Los diagramas de las fases de la materia nos dicen las regiones en el espacio de ciertas condiciones, como temperatura y presión, en las que una determinada sustancia se encuentra en cierto estado de la materia, así como los límites entre dichos estados. En las regiones de coexistencia entre un estado y otro, los límites desaparecen en el espacio fase y se conocen como puntos críticos. Al igual que el agua se puede encontrar en estado líquido y vapor, los quarks pueden estar confinados en la materia hadrónica, en el estado del plasma de quarks y gluones, pero también pueden coexistir en forma hadrónica y en plasma de quarks y gluones para una temperatura y una densidad críticas. El plasma de quarks y gluones (QGP, por sus siglas en inglés), es un estado de la materia fuertemente interactuante que se presenta a altas temperaturas y/o densidades. En el cual los quarks y los gluones no están confinados dentro de hadrones. En la figura (1.1) podemos ver el diagrama del espacio fase de la temperatura *versus* la densidad bariónica. Hay un punto crítico de temperatura T_c a partir del cual los quarks y gluones están deconfinados. Similarmente hay un punto crítico N_c de la densidad bariónica a partir del cual los quarks y gluones ya no están confinados. La línea

curva entre los puntos rojos indica la región de transición de fase entre estos dos estados de la materia hadrónica.

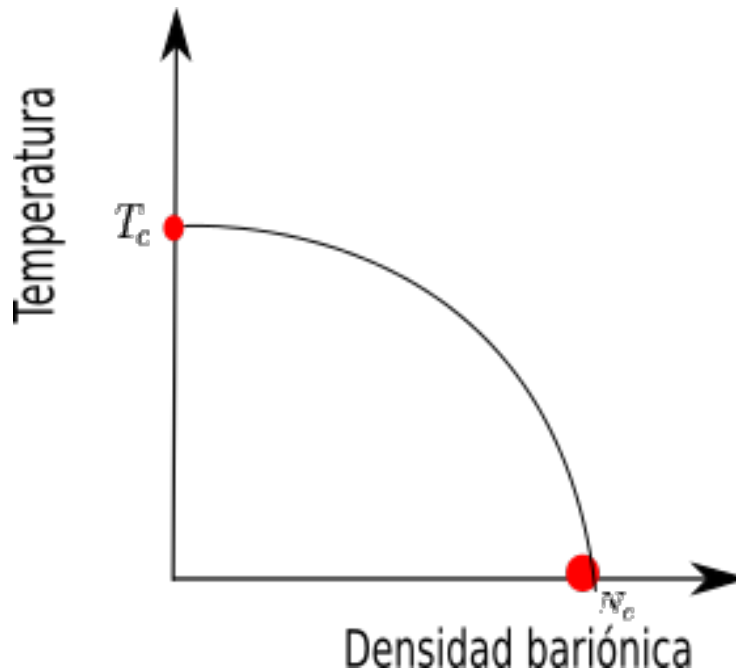


Fig. 1.1: Diagrama del espacio fase en temperatura y densidad de la materia hadrónica y el QGP. Hay un punto crítico de temperatura T_c a partir del cual los quarks y gluones están deconfinados. Similarmente hay un punto crítico N_c de la densidad bariónica a partir del cual los quarks y gluones ya no están confinados. La línea curva entre los puntos rojos indica la región de transición de fase entre estos dos estados de la materia hadrónica.

Con la intención de recrear el QGP en laboratorios, se colisionan núcleos pesados (también llamados *iones pesados*) a energías relativistas. En los primeros instantes de la colisión, se forma una sopa caliente de muchos quarks y gluones individuales, la cual se enfría rápidamente mientras se expande y emite radiación y finalmente se forma materia hadrónica. El QGP se observa a través de la detección de estas partículas producidas. Por ello no solamente se ha hecho un gran esfuerzo en la creación de colisionadores de partículas, sino también en el diseño y en la creación de ingeniosos y complejos detectores de partículas.

El progreso en nuestro entendimiento de la naturaleza viene de la teoría y el experimento. En la década de 1970 el deconfinamiento fue predicho por la cromodinámica cuántica (QCD) a alta temperatura. La QCD predice la presencia de una transformación de fase entre los quarks deconfinados y los hadrones confinados. A una densidad bariónica casi nula, correspondiente a las condiciones del Big Bang (BB), QCD coloca esta transición a una densidad de energía alrededor de $1\text{GeV}/\text{fm}^3$, y la temperatura crítica, $T_c \approx 170\text{MeV}$. El objetivo de la física con colisiones de iones pesados relativistas es localizar esta transición, conocer sus propiedades y adentrarse en detalle en la naturaleza de la fase deconfinada de QGP. Para lograr

estas condiciones se han preparado algunos experimentos en CERN, RHIC, en los cuales ya se ha observado QGP.

¿Por qué hacer simulaciones de de colisiones de iones pesados relativistas cuando ya hay experimentos exclusivamente dedicados a ello?

Las simulaciones no son importantes solamente para descifrar los resultados de un experimento una vez que los datos han sido colectados. También son importantes como un primer paso fundamental en el diseño de un experimento. La idea de empezar un detector inicia con simulaciones donde soluciones diferentes pueden ponerse a prueba sin la necesidad de realizar el experimento, lo cual sería caro y requeriría más tiempo. Los generadores son programas usados para simular la producción y los decaimientos de partículas. Éstos permiten determinar por completo la cinemática del proceso y obtener distribuciones de observables físicas, lo cual normalmente es muy difícil mediante métodos analíticos. La descripción de una colisión protón-protón (pp) requiere el entendimiento de varias componentes: dispersión dura, estado inicial y final de la radiación, lluvia de partones, hadronización, y decaimientos de los estados finales generados. Estos tipos de procesos pueden ser tratados solamente con simulaciones Monte Carlo. Ejemplos de generadores son HIJING y PYTHIA. Una vez que las partículas han sido generadas es necesario entender cómo serán capturadas por un detector. Para ello se puede simular la propagación de las partículas a través de un detector considerando sus respectivas interacciones debidas al material. Cuando un fotón de alta energía golpea un calorímetro, se crea una lluvia electromagnética, mientras que una partícula cargada deposita una fracción de su energía. Estos fenómenos pueden ser simulados con programas como GEANT, el cual contiene librerías para describir las interacciones a detalle. Después de simular la propagación de las partículas, lo que sigue es simular cómo la energía depositada en los materiales es transformada en señales eléctricas u ópticas [14].

En esta tesis presento el trabajo que realicé en la Colaboración MeXNICA para la simulación de colisiones de iones pesados relativistas para el detector BMD en el proyecto MPD-NICA. Este trabajo está organizado de la siguiente manera. El capítulo dos tiene como motivación la descripción de la densidad nuclear empezando con el modelo nuclear de Rutherford, que fue resultado de su experimento de dispersión. Después se hace mención de algunas correcciones dadas por la QFT a la ecuación de Rutherford, para luego llegar a la función de densidad de carga nuclear de Fermi, usada para describir. En el capítulo tres se mencionan experimentos enmarcados en el estudio del plasma de quarks y gluones, haciendo énfasis en el proyecto MPD-NICA en JINR. Además se abordan observables físicas que son clave para la caracterización del detector BMD, tales como la pseudorapidez, la multiplicidad y la distribución de momento. En el capítulo cuatro se aborda el modelo Monte Carlo Glauber, usado para determinar el número de nucleones participantes en una colisión núcleo-núcleo

así como el número de colisiones. Para ello primero se introduce la función de grosor, que nos ayuda a determinar las probabilidades de colisión entre los nucleones de dos núcleos. Además se muestran gráficas generadas con el código de Python MC Glauber del número de nucleones participantes y el número de colisiones para un evento dado. En el capítulo cinco se muestran los resultados obtenidos con simulaciones que realicé en HIJING. Hice simulaciones de 1000 eventos $Au + Au$ de 0 a 5 fm . Éste es uno de los capítulos más importantes de este trabajo, pues el objetivo de las simulaciones es ayudar en la determinación de los límites del detector BMD. En las conclusiones se resume lo logrado en este trabajo de tesis y se presentan los avances de una propuesta de detector para el proyecto MPD-NICA con una geometría distinta a la estudiada anteriormente. Además se incluye un glosario con los acrónimos usados a lo largo de los capítulos, así como algunas definiciones y explicaciones de la terminología empleada. Finalmente se incluye un apéndice sobre los simuladores que fueron usados, así como los manuales de instalación de éstos y las instrucciones de cómo correrlos.

Elementos en la descripción básica de núcleos.

2.1 Funciones de distribución de densidad nuclear

En 1906 Rutherford detectó que las partículas alfa eran desviadas ligeramente al pasar por los átomos, fenómeno que logró explicar algunos años después y dio origen al modelo atómico planetario, en el cual se encuentra un núcleo con la carga positiva y la mayor parte de la masa concentrada, y los electrones orbitando. En los procesos de dispersión elástica que involucraban partículas cargadas, se usaba la fórmula de Rutherford (2.1), que expresa la sección transversal diferencial $\sigma(\theta)$ para dispersión de partículas cargadas (ze) incidentes, de energía cinética E contra centros de partículas puntuales cargadas inmóviles, como un núcleo pesado (carga Ze), concebido como una fuente intensa de campo eléctrico y donde θ es el ángulo de dispersión [9].

$$\sigma(\theta) = \frac{z^2 Z^2 e^4}{16E^2} \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (2.1)$$

La dispersión de Rutherford es válida tanto en la mecánica cuántica como en la clásica y se puede usar tanto en partículas alfa como en protones de energías medias. No es una fórmula relativista y no toma en cuenta los posibles espines. La dispersión es central y en ella se asume que el núcleo no tiene momento magnético. Tiempo después, se hizo la consideración del espín en el electrón, en la dispersión relativista de partículas de Dirac. Considerando lo anterior, Mott desarrolló una expresión aproximada para la dispersión elástica de sección transversal, derivada para elementos que satisfacen el criterio (2.2). Esta aproximación se llama dispersión de Mott (2.3).

$$\frac{Z}{137} = Z \frac{e^2}{\hbar c} \ll 1 \quad (2.2)$$

$$\sigma_M(\theta) = \left(\frac{Ze^2}{2mc^2} \right)^2 \left(\frac{1 - \beta^2}{\beta^4} \right) \left(\frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \right) \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.3)$$

donde $\beta = \frac{v}{c}$, v y c son la velocidad incidente de la partícula y la velocidad de la luz, m es la masa en reposo del electrón. Representa la dispersión relativista de electrones de Dirac ($z = 1$) con un núcleo puntual de carga Ze . Los electrones pueden penetrar el núcleo atómico, lo que les da un valor importante para el estudio de la estructura nuclear.

La energía total del electrón incidente es

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.4)$$

de aquí

$$1 - \beta^2 = \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \quad (2.5)$$

En colisiones relativistas β es siempre cercana a 1, en consecuencia en la ecuación (2.3), podemos aproximar

$$\frac{1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\beta^4} \approx \cos^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.6)$$

Así

$$\sigma_M(\theta) \approx \left(\frac{Ze^2}{2mc^2} \right)^2 \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)} \cos^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.7)$$

o bien,

$$\sigma_M(\theta) \approx \left(\frac{Ze^2}{2E} \right)^2 \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (2.8)$$

Nuevamente estamos suponiendo un núcleo puntual de carga Ze sin espín. Esta expresión es muy precisa cuando la condición (2.2) se satisface. Para núcleos más masivos, donde Z es grande, se ha visto que esta expresión da un error considerable en la predicción de la sección de dispersión $\sigma(\theta)$.

Para un núcleo no puntual, se modifica la expresión de Mott introduciendo el factor de forma:

$$\sigma(\theta) = \sigma_M(\theta)|F(q)|^2 \quad (2.9)$$

donde $F(q)$ es la transformada de Fourier de la distribución de carga, dada por

$$F(\mathbf{q}) = \int_V \rho(r)e^{i\frac{\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}{\hbar}} dq \quad (2.10)$$

donde q es el vector de transferencia de momento. Se mide $\sigma(\theta)$, se compara con $\sigma_M(\theta)$ y de esta forma se obtiene $F(q)$. A partir de esto determinamos los valores de la densidad de carga $\rho(r)$. La idea central es obtener la dispersión de un núcleo finito, para ello es necesario multiplicar la carga puntual de dispersión de sección transversal por el cuadrado del factor de forma apropiado al modelo particular del núcleo en consideración. Este método es bueno para núcleos ligeros. Pero para núcleos medianos y pesados falla. El procedimiento utilizado es tratar de ajustar a los datos experimentales de núcleos ligeros con modelos simples.

Comúnmente se usa la función de densidad de Fermi para modelar la distribución de carga nuclear. La elección de esta distribución de densidad no tiene un significado fundamental. Ésta solamente describe la distribución de carga, la cual se extiende uniformemente desde el centro del núcleo a una distancia r , y colapsa a cero sobre una región de superficie bien definida de grosor a [5]. El método es ajustar los datos experimentales, escogiendo un modelo y calculando la distribución angular. Si hay diferencias entre lo observado en el experimento, el modelo se cambia y se hacen nuevos cálculos. Con este procedimiento, se introduce la función de Fermi. A partir de esta función de densidad de carga nuclear, podemos obtener el factor de forma, con el cual a su vez podemos determinar la sección transversal de dispersión de las partículas cargadas. Se ha visto que es cercana a la forma de la densidad de carga de los núcleos medianos y pesados.

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-a}{w}}} \quad (2.11)$$

donde a y w son parámetros fijos de densidad con las mismas unidades de longitud que r . Estos parámetros provienen de observaciones empíricas de dispersión de electrones de varios núcleos. El núcleo tiene dos regiones de densidad de carga nuclear, una en la cual tiene un comportamiento constante bien definido, exten-

diéndose desde el centro hasta a seguida por una región en la cual la densidad de carga disminuye drásticamente. De este modo podemos interpretar a a como el radio nuclear y w está relacionado con la difusión de a . ρ_0 es la densidad de carga para $r \leq a$ [19].

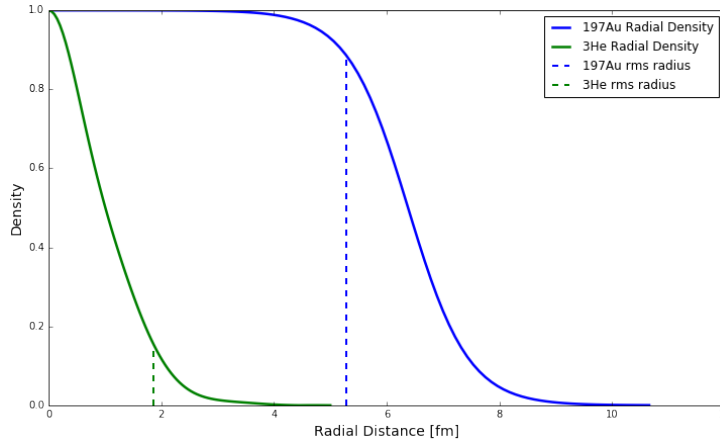


Fig. 2.1: Distribuciones de densidad de carga nuclear de Au y He según la función de Fermi. La densidad incrementa con A , pero tiende a un valor constante ρ_0 , conocida como densidad de carga nuclear. Por lo anterior vemos que la densidad tiende a ser constante y bien definida desde el centro del núcleo hasta a , conocido como radio nuclear. Después de a empieza una región donde la densidad de la carga nuclear disminuye drásticamente, la cual depende del parámetro w y usualmente es llamada región de difusión. Esta gráfica la generé a partir del Código de Python del proyecto MCGlauber.

En la Figura (2.1) se muestran las distribuciones de densidad de carga nuclear de un núcleo de oro y de un núcleo de helio usando la función de Fermi. La densidad incrementa con el número de nucleones, pero tiende a un valor constante ρ_0 . En la figura (2.2) vemos la distribución de carga nuclear de un núcleo de plomo. En esta distribución de carga nuclear también vemos el mismo comportamiento, la densidad de carga nuclear tiende a un valor constante en una región bien definida. Se diferencia en que tanto el radio nuclear como la región difusa se extienden un poco más que en el núcleo de oro, pues el núcleo de plomo tiene 10 nucleones más. Si la densidad de carga nuclear es constante ρ_0 , la densidad nuclear es igual para todos los núcleos. Bajo esta aproximación, podemos encontrar un radio característico de los núcleos, suponiendo que la carga se distribuye en una esfera de radio R . De aquí que

$$\rho_0 = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} \implies R = \left(\frac{A}{\frac{4}{3}\pi \rho_0} \right)^{1/3}$$

donde $(\frac{1}{\rho_0})^{1/3}$ tiene unidades de distancia, de modo que podemos definir

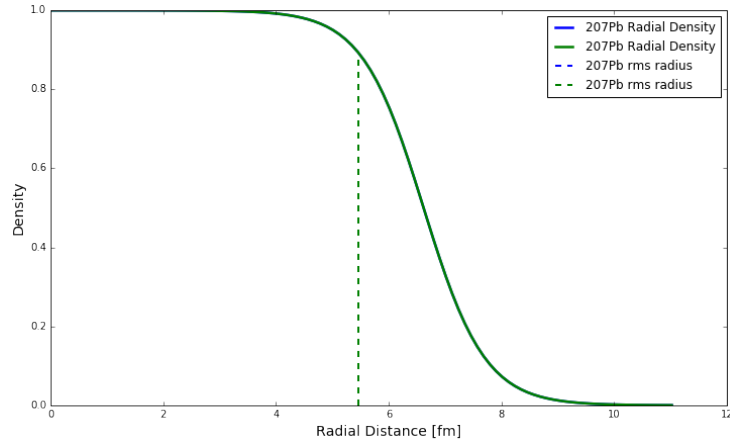


Fig. 2.2: Distribución de densidad de carga nuclear de *Pb* según la función de Fermi. La única diferencia con la distribución de densidad de carga del *Au*, es que tanto la región bien definida como la región difusa de la densidad de carga nuclear del *Pb* se extienden un poco más, de modo que el radio nuclear es un poco más grande y así también lo es la región difusa, llegando a los 11 *fm*. Mientras que la región difusa del *Au* termina ligeramente por debajo de los 11 *fm*, pues el *Au* tiene 10 nucleones menos que el *Pb*. Esta gráfica la generé a partir del Código de Python del proyecto MCGlauber.

$$r_0 = \left(\frac{1}{\frac{4}{3}\pi\rho_0} \right)^{1/3}$$

de aquí tenemos

$$R = r_0 A^{1/3} \tag{2.12}$$

donde r_0 es el radio de un protón o un deuterón, el cual puede medirse en dispersión de electrones y A es el número total de nucleones.

A principios de los 50s, los experimentos de dispersión realizados para conocer la naturaleza geométrica de la estructura nuclear modelada como una esfera cargada positivamente, llevaban al mismo rango de valores del radio nuclear $r_0 \approx 1,2\text{fm}$ para una esfera cargada, de la forma (2.12), en el cual la densidad de masa es uniforme para todos los núcleos [9].

Colisiones entre núcleos: simulación y experimento

3.1 Experimentos

Con el propósito de recrear las condiciones que generan el QGP, se han desarrollado experimentos donde se aceleran y colisionan iones pesados como núcleos de oro o plomo. La historia de programas de iones pesados relativistas empezó con el Bear Mountain Workshop de 1974, y la reunión Aurora de 1983 del comité de Ciencia Nuclear en Estados Unidos [24].

Los experimentos se caracterizan principalmente por tres factores:

- Forma de colisionar los iones pesados. Se pueden colisionar los iones pesados contra un blanco fijo o se pueden acelerar dos iones pesados y colisionarlos entre sí.
- Energía de la colisión.
- El alcance del detector.

En el experimento Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) del Brookhaven National Laboratory (BNL) en EE.UU. Se colisionan dos haces de iones de frente a velocidades relativistas. Los haces viajan en direcciones opuestas alrededor de un circuito de dos carriles. Si las condiciones son las adecuadas, la colisión funde los protones y neutrones, y por un pequeño instante, libera sus quarks y gluones constituyentes. Después de la colisión, se generan miles de partículas (hadrones, fotones, electrones, etc.) y cada una de ellas proporciona información sobre lo que ocurrió en la zona de la colisión a través de las señales que dejan en el detector. El estudio de colisiones de iones pesados relativistas también es importante en el programa de investigación del Large Hadron collider (LHC) en el centro de investigación European Organization for Nuclear Research (CERN, por sus siglas en francés). A Large Ion Collider Experiment (ALICE) es un experimento donde se estudian colisiones de iones pesados que se realizan en LHC. Diseñado para observar la transición de materia ordinaria a QGP [2].

3.1.1 NICA

El proyecto Nuclotron-based Ion Collider fAcility (NICA) es un experimento en el Joint Institute for Nuclear Research (JINR) en Dubná, Rusia. Está diseñado para el estudio de las propiedades de materia nuclear en la región de alta densidad bariónica. Estudios en el Super Proton Synchrotron (SPS) del CERN sugieren que dicha transición de fase ocurre en el rango de energía de NICA. El diagrama de fase de materia nuclear debe tener un punto crítico y su identificación experimental es un punto importante en su campo de investigación. En el sitio web de NICA se muestra un diagrama del espacio fase de la temperatura y la densidad bariónica [18], así como la cobertura de NICA y otros experimentos en dicho espacio fase. Cada uno de los experimentos busca crear el QGP en distintas condiciones de temperatura y densidad. La parte importante de NICA reside en que su rango de energía permitirá tener la transición de fase entre plasma de quarks y gluones y materia puramente hadrónica para permitir así su estudio, pues el entendimiento teórico de las propiedades de esta fase de transición aún está en etapas tempranas. El rango de energía de colisión de NICA es de 4.5 GeV a 12.6 GeV por nucleón, teniendo dos puntos de interacción, uno para los estudios de iones pesados con el detector MPD, y el otro para los haces polarizados para el experimento SPD (Spin Physics Detector) [18].

Los detectores contemporáneos se conforman de un arreglo de detectores estructurados de acuerdo a las partículas de interés a capturar; de modo que cuando las partículas alcanzan el detector éstas dejan su firma en él mediante las interacciones que sufren o no sufren en cada una de sus componentes. Las componentes básicas son la cámara de trayectoria, el calorímetro electromagnético (EM), el calorímetro hadrónico y la cámara de muones (3.1). Las cámaras de trayectoria nos dicen cómo son las trayectorias de las partículas con carga eléctrica que pasan a través de ellas. Los calorímetros están diseñados para que las partículas a detectar depositen toda su energía en ellos, por lo cual terminan deteniéndose en el respectivo detector. El EM está diseñado para medir la posición espacial y la energía de electrones y fotones. El calorímetro hadrónico mide la energía que los hadrones depositan en él. Los muones son partículas que interactúan en menor grado con la materia por lo cual no se detienen en los calorímetros anteriores, y por lo tanto dichos detectores no son suficientes para su identificación. Para ello es la cámara de muones, la cual es una cámara de trayectoria dedicada para que los muones dejen las trazas de sus trayectorias. En la figura (3.2) se muestran los cuatro tipos de detectores con las firmas que distintas partículas que dejan en ellos. En los calorímetros vemos diagramas que indican que el material del que están hechos dichos calorímetros, son tales que hacen que las partículas decaigan en otros hadrones perdiendo así su energía.

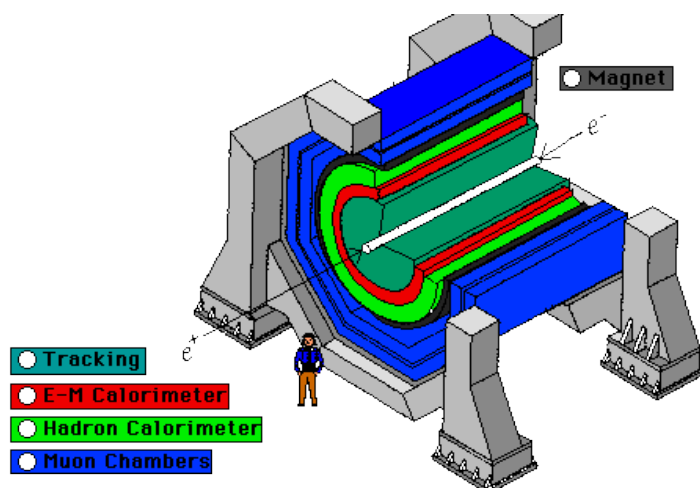


Fig. 3.1: Elementos básicos de los detectores actuales. Los detectores contemporáneos se conforman de un arreglo de detectores estructurados de acuerdo a las partículas de interés a capturar; de modo que cuando las partículas alcanzan el detector éstas dejan su firma en él mediante las interacciones que sufren o no en cada una de sus componentes. Las componentes básicas son la cámara de trayectoria, el calorímetro electromagnético (EM), el calorímetro hadrónico y la cámara de muones [7].

El Multi Purpose Detector (MPD) está diseñado como un detector de hadrones cargados, electrones y fotones en colisiones de iones pesados, y energía en el centro de masa $\sqrt{s_{NN}} = 11 GeV$ para colisiones $Au + Au$, que es el rango de energía del Nuclotron-based Ion Collider fAcility (NICA), pues este detector será instalado en NICA. El MPD tiene las componentes básicas mencionadas anteriormente, sin embargo la estructura de este detector es mucho más compleja y puede verse a detalle en su sitio web [17]. Beam Monitoring Detector (BMD) es una propuesta de la colaboración MexNICA para el proyecto MPD-NICA en JINR. El BMD consiste en un arreglo granular de plásticos centelleadores y fotodetectores (APD). La colecta de luz será mediante fibra óptica. El objetivo de este detector es cubrir una región que hasta el momento está ciega en el MPD.

En este trabajo de tesis los dos simuladores que utilicé son programas que usan el método Monte Carlo. La idea esencial de este método es realizar un gran número de experimentos usando la generación de números aleatorios. El método fue desarrollado formalmente por John Neumann durante la Segunda Guerra Mundial, pero la idea en la que se basa era conocida anteriormente, siendo incluso más antigua que las computadoras. Fue usado para estudiar la protección contra la radiación y la distancia que los neutrones viajan a través de un material. Este método da por hecho que el sistema puede ser descrito por una función de densidad de probabilidad. El nombre Monte Carlo fue propuesto por Nicolas Metropolis en 1949, pero bajo el antiguo nombre "muestreo estadístico", tiene una historia que se remonta a cuando los cálculos numéricos se realizaban a mano, usando lapiz y papel. Inicialmente Monte Carlo no era un método para resolver problemas en física, sino un método

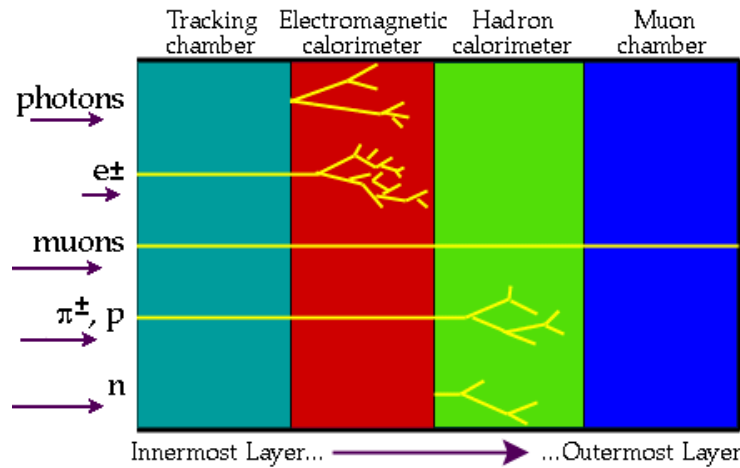


Fig. 3.2: Los calorímetros están diseñados para que las partículas a detectar depositen toda su energía en ellos por lo cual terminan deteniéndose en el respectivo detector. Los diagramas indican que el material del que están hechos los calorímetros son tales que las partículas que entran decaen en otros hadrones, perdiendo así su energía [23].

para estimar integrales que no podían ser resueltas mediante otros medios. Las primeras aplicaciones reales del método de muestreo estadístico en problemas de investigación en física parecen haber sido las de Enrico Fermi, que estaba realizando el estudio de la difusión de neutrones en Roma a principios de los años treinta. Sin embargo Fermi nunca publicó sus métodos numéricos, pues solamente consideraba interesantes los resultados, y no los métodos empleados para obtenerlos. Según su estudiante y colaborador, Emilio Segre, dichos métodos eran en todo menos el nombre, precisamente el método Monte Carlo [15].

3.2 Variables cinemáticas

La dinámica de una partícula está caracterizada por su 4 – momento, $p_\mu = (E, \mathbf{p})$. En objetivos fijos y experimentos de colisiones donde los haces definen los sistemas de referencia, a lo largo de su dirección, es importante expresar el 4 – momento en términos de variables cinemáticas más prácticas.

En la física de altas energías es conveniente tener cantidades físicas que sean invariantes ante las transformaciones de Lorentz. Pues necesitamos tener cantidades en las que no importe el sistema de referencia en el cual sean medidas. La rapidez surge ante la necesidad en los aceleradores de partículas de medir cantidades invariantes ante estas transformaciones. Por ejemplo, si suponemos dos partículas que son emitidas después de una colisión, con rapidez y_1 y y_2 cuando son medidas por un observador O respecto a la dirección del haz, y con rapidez y'_1 y y'_2 cuando son medidas por otro observador O' respecto a la dirección del haz. Entonces,

la diferencia entre las rapidezces $y_1 - y_2$ medidas por el observador O es igual a las diferencias entre las rapidezces $y'_1 - y'_2$ medidas por el observador O' . Es decir, la diferencia entre las rapidezces entre dos partículas es invariante respecto a las transformaciones del Lorentz en la dirección del haz. Las coordenadas a lo largo del haz se llaman longitudinales y las perpendiculares al haz son llamadas transversales. El 3-momento puede descomponerse en longitudinal (p_z) y transversal (\mathbf{p}_T), donde \mathbf{p}_T es una cantidad invariante ante transformaciones de Lorentz a lo largo de la dirección longitudinal [10]. La rapidity se define de la siguiente forma:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right), \quad (3.1)$$

siendo una cantidad adimensional. Suponemos una colisión a altas energías donde se producen partículas. Si una partícula se dirige en el plano $x - y$ y perpendicular a la dirección del haz. Entonces p_z será pequeño y la rapidity será cercana a 0. Conforme la dirección de la partícula es más cercana a la dirección del haz, la rapidity será mayor, de modo que tenderá a ∞ en el límite en el que la partícula se dirige en la dirección del haz $+z$. De forma similar, en el límite en el que la partícula viaja en la dirección contraria a la del haz, $-z$, su rapidity tenderá a $-\infty$. Entonces, la rapidity es cero cuando una partícula es cercana a la dirección transversa respecto al haz, y tiende a ∞ cuando se mueve cerca de cualquier dirección del haz. Hay varias formas de escribir la rapidity. Para una partícula libre para la cual $E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2$, el 4-momento tiene solamente tres grados de libertad y puede representarse mediante (y, \mathbf{p}_T) . (E, \mathbf{p}_T) puede expresarse en términos de (y, \mathbf{p}_T) como:

$$E = m_T c^2 \cosh(y) \quad (3.2)$$

$$p_z = m_T c \sinh(y) \quad (3.3)$$

donde m_T es la masa transversal la cual está definida como:

$$m_T^2 c^4 = m^2 c^4 + p_T^2 c^2 = m^2 c^4 + p_x^2 c^2 + p_y^2 c^2 \quad (3.4)$$

Dividiendo la ecuación (3.3) entre la ecuación (3.2) tenemos:

$$\frac{p_z}{E} = \frac{\sinh(y)}{c \cosh(y)} = \frac{\tanh(y)}{c}$$

De aquí tenemos:

$$y = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z c}{E} \right) \quad (3.5)$$

La rapidity se transforma bajo transformaciones de Lorentz en la dirección paralela al haz. Las transformaciones de Lorentz son:

$$\begin{aligned} \frac{E'}{c} &= \gamma \left(\frac{E}{c} - \beta p_z \right), \\ p_{x'} &= p_x, \\ p_{y'} &= p_y, \\ p_{z'} &= \gamma \left(p_z - \beta \frac{E}{c} \right), \end{aligned} \quad (3.6)$$

Aplicando estas transformaciones en (3.1)

$$y' = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\gamma \frac{E}{c} - \gamma \beta p_z + \gamma p_z - \gamma \beta \frac{E}{c}}{\gamma \frac{E}{c} - \gamma \beta p_z - \gamma p_z + \gamma \beta \frac{E}{c}} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(\frac{E}{c} + p_z)(1 - \beta)}{(\frac{E}{c} - p_z)(1 + \beta)} \right)$$

$$y' = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\frac{E}{c} + p_z}{\frac{E}{c} - p_z} \right) + \ln \left(\sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} \right) = y + \ln \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}$$

Como

$$\ln \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} = \tanh^{-1} \left(\tanh \ln \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} \right) = \tanh^{-1} \left(\frac{\sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} - \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}}{\sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} + \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}} \right)$$

$$= \tanh^{-1} \left(\frac{(1 - \beta) - (1 + \beta)}{(1 - \beta) + (1 + \beta)} \right) = \tanh^{-1} (-\beta) = -\tanh^{-1} \beta$$

Ésto significa que para transformaciones de Lorentz en dirección paralela a la del haz con velocidad $v = \beta c$, la ecuación de transformación de la rapidity es:

$$y' = y - \tanh^{-1} \beta \quad (3.7)$$

Regresando al ejemplo mencionado anteriormente sobre las dos partículas que son producidas en una colisión y sus rapidities son medidas por distintos observadores, tenemos:

$$y'_1 - y'_2 = (y_1 - \tanh^{-1} \beta) - (y_2 - \tanh^{-1} \beta) = y_1 - y_2$$

Éste es el motivo por el cual las rapidities son importantes en aceleradores de partículas. La rapidity es usualmente dada respecto al ángulo azimutal ϕ con el cual la partícula es emitida. El ángulo de emisión de una partícula en un punto de interacción está dado por (y, ϕ) . Entonces la separación angular de dos eventos $(y_2 - y_1, \phi_2 - \phi_1)$ es invariante respecto a la dirección del haz.

El problema de la rapidity es que es difícil medir para partículas relativistas. Pues es necesario conocer su energía y momento total. Y es realmente difícil obtener el momento de una partícula, especialmente para valores altos de rapidity donde la componente z del momento es muy grande. Hay una forma de definir una cantidad que es prácticamente la misma que la rapidity, pero es más fácil de medir para partículas altamente energéticas. De aquí surge el concepto de pseudorapidity η . Partimos de la definición de rapidity, en ec. (3.1)

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(p^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2} + p_z c}{(p^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2} - p_z c} \right)$$

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{pc \left(1 + \frac{m^2 c^4}{p^2 c^2} \right)^{1/2} + p_z c}{pc \left(1 + \frac{m^2 c^4}{p^2 c^2} \right)^{1/2} - p_z c} \right)$$

Haciendo un desarrollo binomial del término $\left(1 + \frac{m^2 c^4}{p^2 c^2} \right)^{1/2}$ tenemos:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{pc \left(1 + \frac{m^2 c^4}{2p^2 c^2} + \dots \right) + p_z c}{pc \left(1 + \frac{m^2 c^4}{2p^2 c^2} + \dots \right) - p_z c} \right)$$

Dividiendo entre pc el numerador y el denominador

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \frac{p_z}{p} + \frac{m^2 c^4}{2p^2 c^2} + \dots}{1 - \frac{p_z}{p} + \frac{m^2 c^4}{2p^2 c^2} + \dots} \right)$$

Como $p_z = p \cos \theta$ donde θ es el ángulo entre la trayectoria de la partícula y el haz, además

$$1 \pm \frac{p_z}{p} = 1 \pm \cos \theta$$

de $\cos \theta = 2 \cos^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) - 1$, tenemos que:

$$1 + \frac{p_z}{p} = 2 \cos^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

$$1 - \frac{p_z}{p} = 2 \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

De aquí:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{2 \cos^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) + \frac{m^2 c^4}{2pc} + \dots}{2 \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) + \frac{m^2 c^4}{2pc} + \dots} \right)$$

Considerando que para partículas altamente relativistas $pc \gg mc^2$, tenemos:

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\cos^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)}{\sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)} \right)$$

De lo anterior definimos la pseudorapidity η como:

$$\eta \equiv - \ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right)$$

La ventaja de la pseudorapidity es que es una cantidad que solamente depende del ángulo θ y por lo tanto es más fácil de medir. La pseudorapidity es una observable clave en la planeación de un detector, pues nos dice qué tipo de detector se debe construir para que pueda capturar las partículas que nos interesan, que son producidas después de la colisión a diferentes ángulos.

En el capítulo final de esta tesis se muestran las gráficas de pseudorapidity de las partículas generadas con HIJING para dos casos:

- Pseudorapidity de todas las partículas generadas.
- Pseudorapidity de las partículas generadas que alcanzan al detector BMD.

La pseudorapidity de las partículas que alcanzan a un detector es conocida como la aceptación del detector.

3.3 Observables

3.3.1 Multiplicidad y centralidad

La multiplicidad es la cantidad de partículas que se producen en una colisión. Cuando dos núcleos colisionan, éstos lo pueden hacer de distintas formas. Para describir qué tanto interaccionaron podemos definir el parámetro de impacto, que es la distancia entre los centros de los núcleos, tal y como se ve en la figura (3.3).

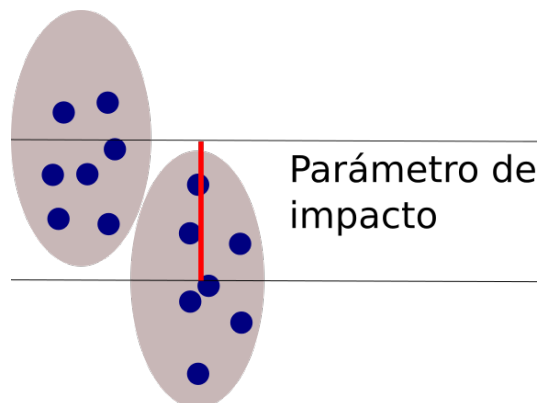


Fig. 3.3: Parámetro de impacto entre dos núcleos que colisionan. Bosquejo de una colisión entre dos núcleos.

En una colisión de dos núcleos, el parámetro de impacto \mathbf{b} puede tener valores de 0 a $R_1 + R_2$, donde R_1 y R_2 son los radios de los dos núcleos. Cuando $\mathbf{b} = 0$, se conoce como colisión central. Mientras que cuando $0 \leq \mathbf{b} \leq (R_1 + R_2)$ se conocen como

Clase de centralidad	Rango del parámetro de impacto (fm)
Central	0-2
Semi-central	2-6
Semi-periférica	6-10
Periférica	10-12

Tab. 3.1: Clases de centralidad de acuerdo al parámetro de impacto [13].

colisiones *minimum-bias* [1]. En la tabla (3.1) se muestran los valores del parámetro de impacto para 4 tipo de centralidades [13].

Los núcleos consisten en un estado ligado de nucleones, de modo que una consideración en una colisión entre núcleos es que dicha colisión se reduce a las colisiones individuales entre sus nucleones. Con lo anterior y observando la figura (3.3) podemos inferir que conforme disminuye la centralidad de la colisión, el número de nucleones que va a interactuar en la colisión será mayor, por lo cual se podría esperar que la cantidad de partículas generadas en la colisión será mayor. Mientras que si la centralidad disminuye, se esperará que una menor cantidad de nucleones interactúe en la colisión.

En colisiones de iones pesados se asume que la multiplicidad es proporcional al número de nucleones participantes en dicha colisión, y que el número de participantes está relacionado con la centralidad. Los valores altos de multiplicidad corresponden a colisiones centrales y los valores bajos corresponden a colisiones periféricas. Por lo tanto, la distribución de la multiplicidad puede ser usada para determinar la centralidad en una colisión. En la tabla (3.1) se muestran las clases de centralidad. La multiplicidad total de partículas cargadas puede ser medida contando las trayectorias o a partir de la energía total depositada en un detector. En el siguiente capítulo se muestran los resultados de simulaciones de colisiones de iones pesados para distintos parámetros de impacto, se ve que conforme aumenta el parámetro de impacto de la colisión, disminuye el número de nucleones participantes. Además, en el último capítulo se muestran distribuciones de multiplicidad para colisiones centrales y periféricas, en ellas se ve que conforme aumenta el parámetro de impacto, disminuye la multiplicidad de las partículas. Las gráficas fueron obtenidas de simulaciones que realicé en HIJING.

3.3.2 Sección transversal

Consideramos un neutrón a una cierta distancia del centro dentro de un núcleo que se encuentra en reposo, además ignoramos las interacciones entre el neutrón y los electrones. Suponemos que si el núcleo no estuviese presente, la probabilidad del neutrón de pasar a través de un círculo de radio r , centrado en el núcleo y

perpendicular a la dirección del movimiento del neutrón (es decir, la probabilidad de que pase a través de un área δA) será $\frac{\delta A}{\pi r^2}$. Se puede considerar al neutrón como una partícula clásica (o como un paquete de ondas en mecánica cuántica). El radio r debe ser lo suficientemente grande comparado tanto con el tamaño del paquete de ondas como con el tamaño del núcleo. Dentro del núcleo, el neutrón puede sufrir una interacción (dispersión, captura neutrónica, etc.). Una interacción puede tomar lugar en el núcleo presente en procesos dispersión, fisión inducida o captura neutrónica [5].

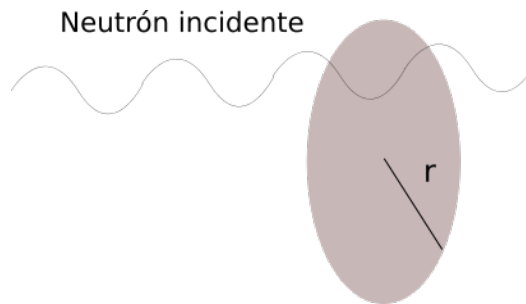


Fig. 3.4: Neutrón incidente en el área circular centrada en el núcleo en reposo.

Cuando r es lo suficientemente grande, la probabilidad de una interacción es inversamente proporcional al área πr^2 , es decir:

$$p = \frac{\sigma_{tot}}{\pi r^2}$$

donde p es la probabilidad de interacción y σ_{tot} es la constante de proporcionalidad introducida, llamada sección transversal total. Es evidente que dicha constante de proporcionalidad tiene dimensiones de área, de modo que puede ser considerada como un área efectiva entre el neutrón y el núcleo. Debe tenerse en cuenta que la sección transversal es una propiedad conjunta del neutrón y el núcleo, y para un núcleo dado es una función de la energía del neutrón. Además, la probabilidad de interacción es una propiedad que se aborda con la perspectiva de la mecánica cuántica. Normalmente es posible que se presenten canales de reacción, como dispersión elástica, dispersión inelástica y captura neutrónica. Cuando una reacción se presenta, cada canal de reacción i , tiene una probabilidad de ocurrencia definida p_i , donde

$$\sum_i p_i = 1.$$

Su sección transversal parcial, σ_i , para el canal i , se define como $\sigma_i = p_i \sigma_{tot}$, de modo que $\sigma_{tot} = \sum_i \sigma_i$, y σ_i puede ser considerada como el área efectiva del núcleo objetivo con el neutrón de la respectiva reacción.

Es común dividir los canales de reacción. Por ejemplo, en la dispersión elástica de neutrones, puede ser de interés conocer la distribución de probabilidad del ángulo en el cual el neutrón sale de la interacción. Si $p_e(\theta, \phi)d\Omega$ es la probabilidad de que el nucleón se disperse con un pequeño ángulo sólido $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$, en el ángulo polar θ , y el acimutal ϕ , respecto a su dirección de incidencia, tenemos

$$p_e(\theta, \phi)d\Omega = \frac{1}{\sigma_e} \left(\frac{d\sigma_e}{d\Omega} \right) d\Omega.$$

De aquí se define la sección transversal diferencial elástica $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$, y se tiene

$$\int \frac{d\sigma_e}{d\Omega} d\Omega = \sigma_e.$$

Las secciones transversales diferenciales usualmente son medidas en el laboratorio respecto al objetivo fijo. En el sistema de referencia del centro de masa, la dirección del neutrón disperso, y la dependencia angular de la sección transversal, son diferentes. Sin embargo las transformaciones cinemáticas entre los sistemas de referencia son inmediatas, y con la intención de facilitar la comparación con la teoría, los datos experimentales son normalmente presentados en el sistema de referencia del centro de masa.

Al considerar las secciones transversales del neutrón, hay simplificaciones, pues son eléctricamente neutros y no interactúan con la fuerza de Coulomb de largo alcance. Una buena aproximación es considerar que solamente interactúan con la fuerza nuclear de corto alcance.

3.3.3 Distribución de momento transverso.

Las distribuciones de momento (p_x, p_y, p_z) de las partículas que se producen en una colisión son importantes para reconstruir las condiciones iniciales de dicha colisión. Sin embargo p_z está en la dirección del haz de partículas, por lo cual también tiene información del momento p_z antes de la colisión. Por ello el momento transverso p_T es más importante para estudiar las condiciones iniciales de la colisión.

La distribución de partículas como función de \mathbf{p}_T es llamada distribución- \mathbf{p}_T . Matemáticamente

$$\frac{dN}{d\mathbf{p}_T} = \frac{dN}{2\pi|\mathbf{p}_T|d|\mathbf{p}_T|} \quad (3.8)$$

donde dN es el número de partículas que tienen un cierto momento \mathbf{p}_T . Usualmente se grafica $\frac{dN}{p_T dp_T}$ en función de p_T , sacando el factor constante $\frac{1}{2\pi}$. En este caso p_T es una cantidad escalar. La parte de bajo p_T del espectro- p_T es bien descrita por una función exponencial de origen térmico. Sin embargo, para describir el rango completo de p_T , se usa la función *Levy*, la cual tiene una parte exponencial para describir la parte de bajo p_T y una función potencial para describir la parte de alto p_T , que es dominada por dispersiones duras. El parámetro inverso del espectro- p_T es llamado temperatura efectiva (T_{eff}), el cual tiene una contribución térmica debida al movimiento cinético aleatorio de las partículas producidas y a la contribución del movimiento colectivo de las partículas. El parámetro más importante es $\langle p_T \rangle$, el valor medio de p_T , pues tiene información sobre la temperatura efectiva del sistema. Experimentalmente se estudian los momentos, pues dan información de cómo se encuentra el sistema [1].

Ésta es una cantidad importante, la cual obtuve mediante simulaciones en HIJING que muestro en el último capítulo.

Condiciones iniciales para colisiones AA usando Monte Carlo Glauber

4.1 Características generales de colisiones AA

En la colisión de núcleos, los nucleones que interactúan se dispersan y se transforman de acuerdo a las leyes de la física, pero los eventos se producen tan rápidamente en escalas tan pequeñas que pareciera casi imposible determinar cuántos nucleones son los que van a interactuar en la colisión, así como determinar el número de interacciones entre ellos. El modelo Monte Carlo Glauber (MCG) nos permite determinar estas cantidades. Este modelo estudia las colisiones entre núcleos en términos de las colisiones independientes de sus nucleones constituyentes. La idea esencial de MCG es modelar el núcleo tomando muestras de una función de densidad de carga nuclear asumiendo que hay una distancia mínima de separación entre las posiciones de los nucleones en el núcleo. Enseguida se asigna un parámetro de impacto aleatorio b entre los dos núcleos y se colisionan en el plano $x-y$ considerando que los nucleones viajan en línea recta a lo largo de la dirección z . Los nucleones que interactúan al menos en una ocasión se conocen como participantes y los que no interactúan se llaman espectadores. La interacción puede ser de dos tipos: elástica o inelástica. La interacción elástica tiene lugar cuando hay un traslape entre los nucleones, mientras que en la interacción inelástica no hay traslape. Experimentalmente se ha medido que la sección transversal nucleón-nucleón inelástica es aproximadamente $3200 fm^2$. El MCG usa datos experimentales de entrada, siendo los más importantes la densidad de carga nuclear, medida en experimentos de dispersión a bajas energías, y la dependencia de la energía de la sección transversal inelástica nucleón-nucleón.

Para estudiar las probabilidades de interacción entre los nucleones de los núcleos empezamos definiendo $t(\mathbf{b})d\mathbf{b}$ como la probabilidad de tener una colisión nucleón-nucleón con elemento de área transversa $d\mathbf{b}$ cuando un nucleón es situado a un parámetro de impacto \mathbf{b} relativo a otro nucleón [13].

La función $t(\mathbf{b})$ se llama *función de grosor* nucleón-nucleón. La probabilidad total de una colisión, si se integra sobre todos los parámetros de impacto es la unidad

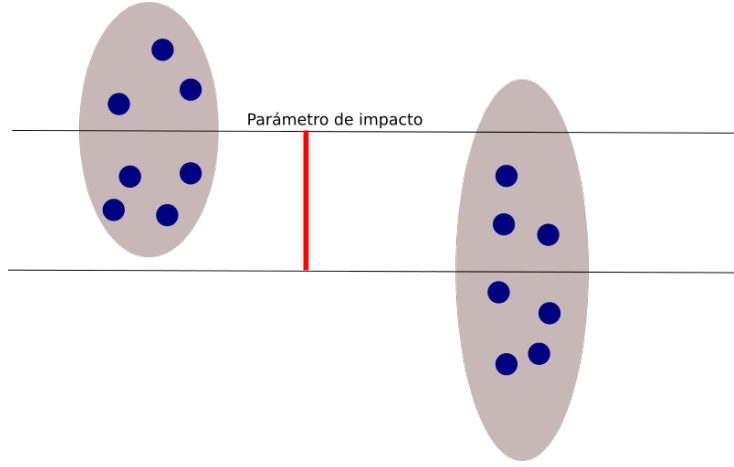


Fig. 4.1: Colisión entre el núcleo proyectil y el núcleo objetivo con un parámetro de impacto b entre sí.

$$\int t(\mathbf{b})d\mathbf{b} = 1 \quad (4.1)$$

Si consideramos que los nucleones no están polarizados, es decir, no tienen un momento magnético, éstos no se verán afectados al introducir un campo magnético, de modo que la colisión no dependerá de la orientación de \mathbf{b} , y $t(\mathbf{b})$ dependerá solamente de la magnitud de $|\mathbf{b}| = b$. Es el caso que consideraremos en esta tesis, $t(\mathbf{b}) = t(b)$.

Cuando un nucleón es situado a un parámetro de impacto b , relativo a otro nucleón, la probabilidad de tener una colisión inelástica nucleón-nucleón es

$$t(b)\sigma_{inel}^{NN} \quad (4.2)$$

donde σ_{inel}^{NN} es la sección transversal inelástica nucleón-nucleón. Ahora consideramos una colisión de un núcleo proyectil B y un núcleo objetivo A , como se muestra en la figura (4.1). Definimos la probabilidad de encontrar al nucleón en un elemento de volumen $db_B dz_B$ en el núcleo B , en la posición (b_B, z_B) como $\rho(b_B, z_B)db_B dz_B$. La función de probabilidad de encontrar a un nucleón en el núcleo A , en la posición (b_A, z_A) , se define de forma similar como $\rho(b_A, z_A)db_A dz_A$ [27]. En este trabajo $\rho(b)$ está parametrizada con la función de Fermi mencionada en el segundo capítulo.

El elemento de probabilidad dP para la ocurrencia de una colisión nucleón-nucleón, cuando los núcleos A y B son situados a un parámetro de impacto b relativo entre ellos, es el producto de los siguientes elementos:

- El elemento de probabilidad $\rho(b_A, z_A)db_A dz_A$ para encontrar al nucleón en el elemento de volumen $db_B dz_B$ en el núcleo B , en la posición (b_B, Z, B) ,
- El elemento de probabilidad $\rho(b_B, z_B)db_B dz_B$ para encontrar al nucleón en el elemento de volumen $db_A dz_A$ en el núcleo A en la posición (b_A, z_A)
- Y la probabilidad $t(b - b_A - b_B)\sigma_{inel}$ para considerar los casos de interacción donde no hay traslape, conocidas como colisiones inelásticas nucleón-nucleón.

Entonces, el elemento de probabilidad es de la forma

$$dP = \rho(b_A, Z_A)db_A dZ_A \rho(b_B, Z_B)db_B dZ_B t(b - b_A - b_B)\sigma_{inel} \quad (4.3)$$

Por integración, podemos escribir la probabilidad total de ocurrencia de una colisión núcleo-núcleo, cuando los núcleos A y B están situados a un parámetro de impacto b entre ellos de la forma

$$T(b)\sigma_{inel} = \int \rho(b_A, Z_A)db_A dZ_A \rho(b_B, Z_B)db_B dZ_B t(b - b_A - b_B)\sigma_{inel} \quad (4.4)$$

donde $T(b)$ es la función de grosor núcleo-núcleo.

En términos de T_A y T_B , la ecuación (4.4) se puede escribir como

$$T(b) = \int db_A db_B T_A(b_A) T_B(b_B) t(b - b_A - b_B) \quad (4.5)$$

Una vez que se han definido las funciones de grosor, podemos hablar de las probabilidades para varios eventos, es decir, la probabilidad de ocurrencia de n colisiones inelásticas nucleón-nucleón con parámetro de impacto b . Si la probabilidad de interacción inelástica de estos dos nucleones es $T(b)\sigma_{inel}$, entonces, la probabilidad de que no interaccionen inelásticamente en la colisión es $[1 - T(b)\sigma_{inel}]$. Si ahora consideramos dos núcleos A y B , de nucleones $A = a_1, a_2, \dots, a_n$, y $B = b_1, b_2, \dots, b_n$, que colisionan, donde las colisiones de los nucleones pueden ocurrir de $a_n b_n = AB$ formas distintas, siendo independientes entre sí, entonces las probabilidades de colisión entre los nucleones son constantes. Por lo anterior la probabilidad de ocurrencia de n colisiones entre los nucleones de A y B , se pueden expresar como una distribución binomial

$$P(n, b) = \binom{AB}{n} [T(b)\sigma_{inel}]^n [1 - T(b)\sigma_{inel}]^{AB-n} \quad (4.6)$$

Por otro lado, la probabilidad total de ocurrencia de interacciones inelásticas en la colisión de A y B con un parámetro de impacto b es 1 menos la probabilidad de que no ocurran interacciones inelásticas en la colisión de A y B . Donde la probabilidad de la no ocurrencia es $[1 - T(b)\sigma_{inel}^{NN}]$. De este modo la probabilidad total de ocurrencia de interacciones inelásticas es:

$$\sum_{n=1}^{AB} P(n, b) = 1 - [1 - T(b)\sigma_{inel}]^{AB} \quad (4.7)$$

Esto también lo podemos ver considerando que $P(n, b)$ es una distribución binomial. Se define

$$\frac{d^2\sigma_{inel}}{db^2} \equiv \sum_{n=1}^{AB} P(n, b) = 1 - [1 - T(b)\sigma_{inel}^{NN}]^{AB}$$

Por lo que integrando en coordenadas polares tenemos la sección transversal inelástica

$$\sigma_{inel} = \int_0^\infty 2\pi b [1 - [1 - T(b)\sigma_{inel}]^{AB}] db \quad (4.8)$$

Ahora derivamos el número promedio de colisiones para un parámetro de impacto dado para el caso de la distribución binomial [27]. El número promedio de colisiones es:

$$\langle n(b) \rangle = \sum_{n=1}^{AB} n P(n, b) \quad (4.9)$$

Sustituyendo la forma de $P(n, b)$ (4.7) en la ecuación anterior:

$$\langle n(b) \rangle = \sum_{n=1}^{AB} \binom{AB}{n} n [T(b)\sigma_{inel}^{NN}]^n [1 - T(b)\sigma_{inel}^{NN}]^{AB-n}$$

Ahora la expresamos en forma de derivada:

$$\langle n(b) \rangle = \left[\tau \frac{\partial}{\partial \tau} \sum_{n=1}^{AB} \binom{AB}{n} [\tau \sigma_{inel}^{NN}]^n [1 - T(b) \sigma_{inel}^{NN}]^{AB-n} \right]_{\tau=T(b)} \quad (4.10)$$

La sumatoria tiene forma binomial:

$$(x + y)^r = \sum_{k=0}^{\infty} \binom{r}{k} x^{r-k} y^k$$

identificando términos en (4.10) con la distribución binomial anterior podemos reexpresar el número promedio de colisiones posibles:

$$\langle n(b) \rangle = \left[\tau \frac{\partial}{\partial \tau} [[1 - T(b) \sigma_{inel}^{NN}]^n + \tau \sigma_{inel}^{NN}]^{AB} \right]_{\tau=T(b)}$$

Derivando y evaluando $\tau = T(b)$ nos queda:

$$\langle n(b) \rangle = T(b) AB \sigma_{inel}^{NN} [1 - T(b) \sigma_{inel}^{NN} + T(b) \sigma_{inel}^{NN}]^{AB}$$

Es decir:

$$\langle n(b) \rangle = AB T(b) \sigma_{inel}^{NN} \quad (4.11)$$

Lo cual conocemos como el número de colisiones nucleón-nucleón N_{coll} y es el número de interacciones totales en una colisión. El número total de participantes N_{par} en una colisión $A + B$ está dado por la suma de los nucleones participantes de A y los nucleones participantes de B de la siguiente forma:

$$N_{part}(\mathbf{b}) = A \int T_A(b_A) \left[1 - \left[1 - T_B(b_B) \sigma_{inel}^{NN} \right] \right] d\mathbf{b} + B \int T_B(b_B) \left[1 - \left[1 - T_A(b_A) \sigma_{inel}^{NN} \right] \right] d\mathbf{b} \quad (4.12)$$

Donde la integral sobre los términos entre los corchetes arrojan las respectivas secciones transversales inelásticas de las colisiones nucleón-nucleón:

$$\sigma_{inel}^{A(B)} = \int [1 - [1 - \sigma_{inel} T_{A(B)}(\mathbf{s})]^{A(B)}] d\mathbf{b} \quad (4.13)$$

Las siguientes gráficas corresponden a simulaciones de 1000 eventos a 200 GeV en el CMS para distintos parámetros de impacto y núcleos. Estas simulaciones las generé en un programa de fuente abierta de Monte Carlo Glauber (ver anexo). En la figura (4.2) se muestra la sección en el plano transversal respecto al haz de una colisión $Au + Au$. Los puntos rojos y amarillos corresponden a los participantes. Mientras que los puntos azules y verdes son los espectadores. En las figuras (4.4) y (4.5) vemos colisiones $Au + Au$ con las mismas condiciones pero a distintas centralidades. Vemos que conforme disminuye la centralidad de la colisión, el número de nucleones participantes disminuye.

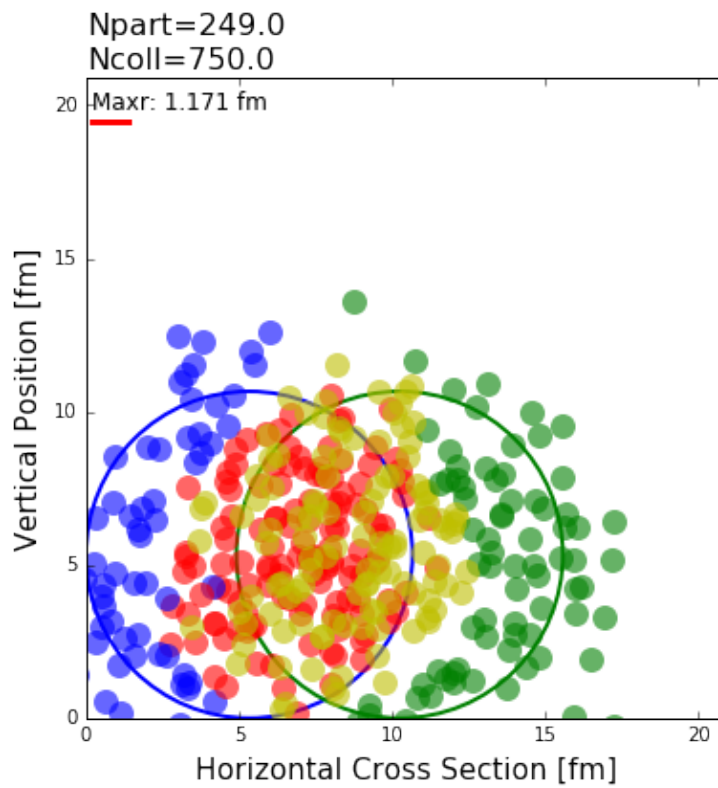


Fig. 4.2: Sección transversal de un evento $Au + Au$ a 200 GeV . Es la vista en el plano transversal respecto al haz. Los puntos rojos y amarillos corresponden a los nucleones participantes. Los puntos azules y verdes son los nucleones espectadores. Esta simulación fue realizada mediante el programa de Python MCGlauber.

En la figura (4.6) tenemos una colisión central $Au + He$, en la cual el número de colisiones y participantes es pequeño, pues el helio solamente tiene 4 nucleones de modo que la probabilidad de que colisionen todos los nucleones del helio con los del oro es alta. Por este motivo el número de colisiones es casi igual al número de participantes.

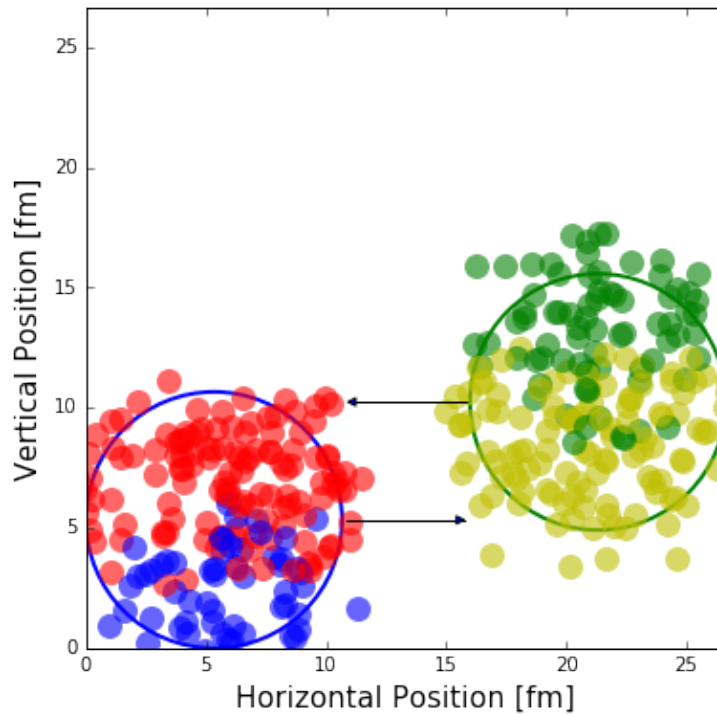


Fig. 4.3: Vista a lo largo del eje del haz de un evento $Au + Au$ a $200 GeV$. El número de colisiones es mayor que el número de participantes, pues los nucleones pueden interactuar varias veces, y no todos los nucleones interactúan. Esta simulación fue realizada mediante el programa de Python MCGlauber

Este comportamiento se muestra en la figura (4.8), donde se grafican los valores promedios de N_{part} y N_{coll} en función del parámetro de impacto, para colisiones $Au + He$. Las fluctuaciones son altas porque el helio tiene pocos nucleones, de modo que habrá eventos en los que todos los nucleones colisionarán, y otros en los que no todos van a participar.

Por otra parte en las colisiones de $Au + Au$ las fluctuaciones son menores, pues estamos colisionando dos núcleos con la misma gran cantidad de nucleones cada uno. En ambas colisiones vemos que conforme aumenta el parámetro de impacto disminuye tanto N_{part} como N_{coll} , siendo éste el comportamiento esperado, pues entre menos central sea la colisión habrá menos interacciones entre los nucleones. En la figura (4.7) se muestra N_{part} y N_{coll} para colisiones $Au + Au$. En este caso N_{part} y N_{coll} difieren notablemente, pues al estar conformados por más nucleones, habrá más nucleones que no van a interactuar, y otros que lo harán incluso en más de una ocasión. Por lo anterior N_{coll} siempre es mayor o igual que N_{part} para colisiones entre núcleos de muchos nucleones.

Como mencioné en el capítulo anterior, la suposición esencial sobre la centralidad es que el parámetro de impacto b está relacionado con la multiplicidad de las partículas.

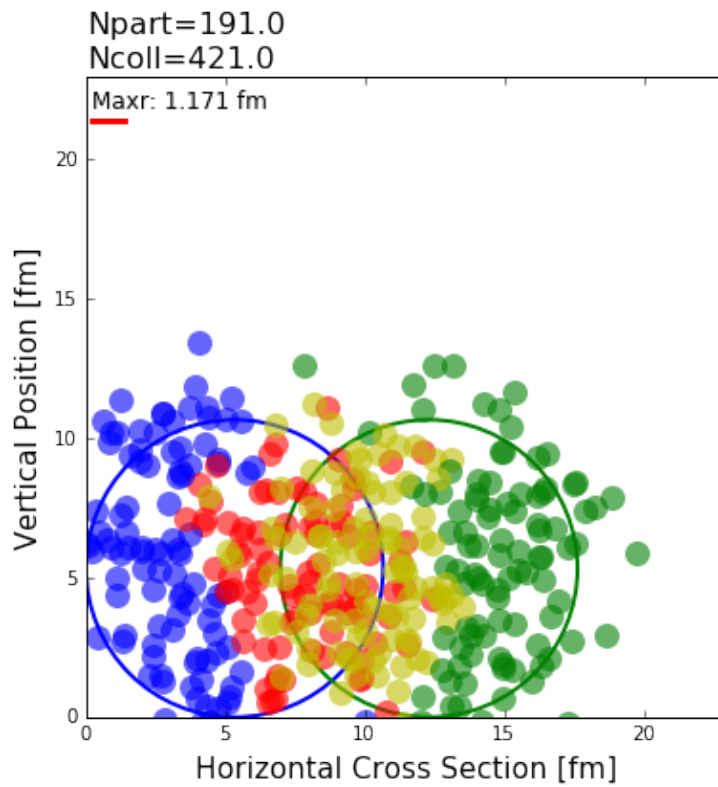


Fig. 4.4: Sección transversal de un evento $Au + Au$ a 200GeV , es la vista en el plano transversal respecto al haz. Los puntos rojos y amarillos corresponden a los nucleones participantes. Los puntos azules y verdes son los nucleones espectadores. Esta simulación la realicé mediante el programa de Python MCGlauber.

Para eventos de grandes b se espera baja multiplicidad, mientras que para valores pequeños de b se espera una mayor multiplicidad.

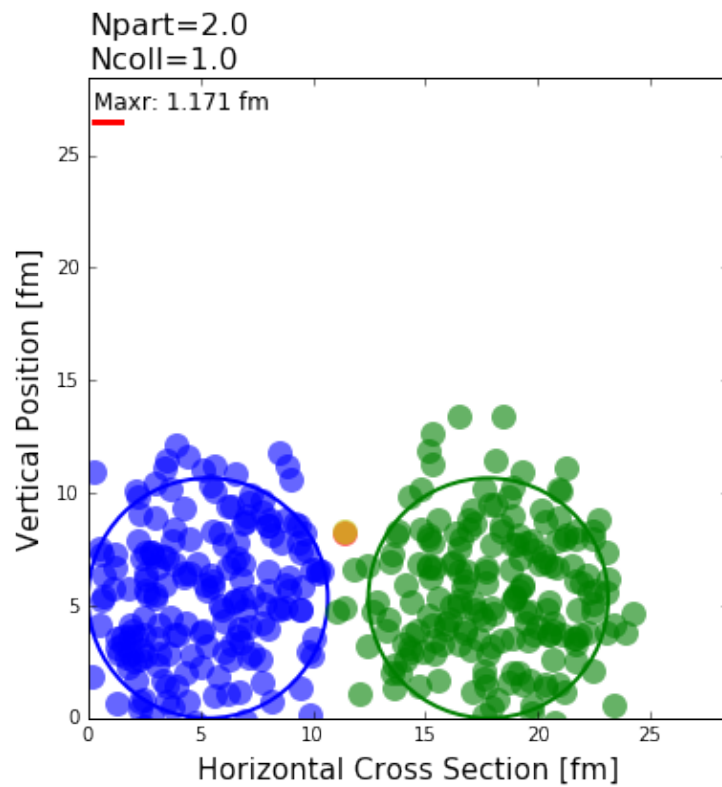


Fig. 4.5: Sección transversal de un evento $Au + Au$ a 200GeV , es la vista en el plano transversal respecto al haz. Los puntos amarillos corresponden a los nucleones participantes. Los puntos azules y verdes son los nucleones espectadores. Solamente hay una colisión entre dos nucleones. Esta simulación la realicé en el programa de Python MCGlauber.

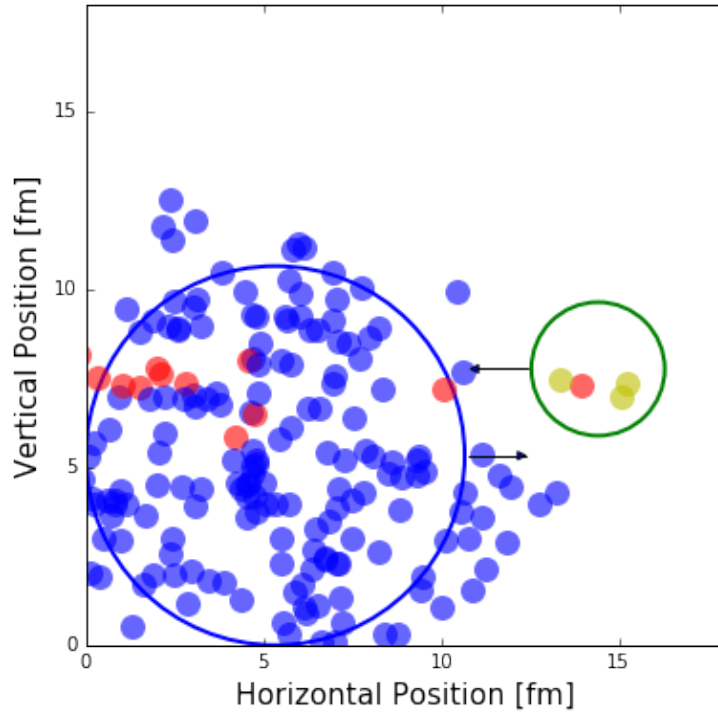


Fig. 4.6: Vista en el plano transversal respecto al haz de un evento $Au + He$ a $200 GeV$. Los puntos rojos y amarillos son los participantes. Los puntos azules son los espectadores. Vemos que N_{coll} y N_{part} son cercanos, pues el helio tiene pocos nucleones de modo que es más probable que todos sus nucleones interactúen. Estas cantidades fueron calculadas mediante el modelo Glauber en el programa de Python MCGlauber.

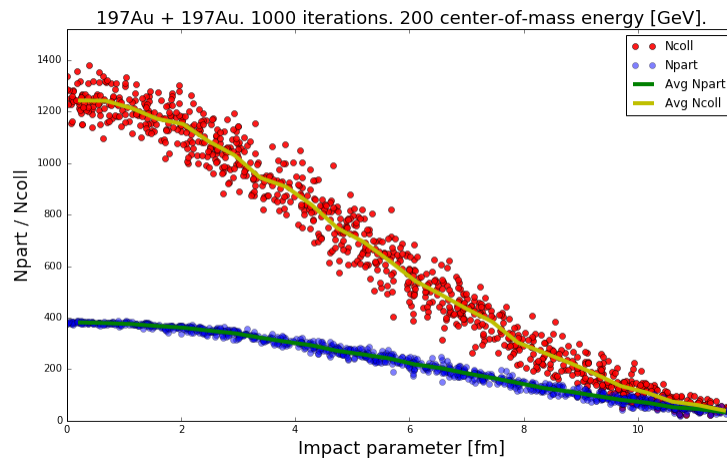


Fig. 4.7: 1000 eventos $Au + Au$ a $200 GeV$. Número promedio de nucleones participantes N_{part} y el número promedio de colisiones nucleón-nucleón N_{coll} , en función del parámetro de impacto, con las respectivas fluctuaciones de cada una. Se aprecia que conforme aumenta el parámetro de impacto disminuye tanto N_{part} como N_{coll} . Estas cantidades fueron calculadas mediante el modelo Glauber en el programa de Python MCGlauber.

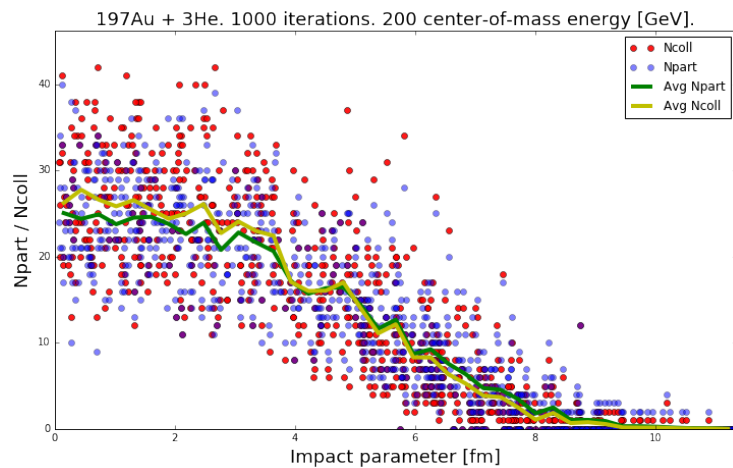


Fig. 4.8: 1000 eventos $Au + He$ a $200 GeV$. En este caso tanto el número de participantes como el número de colisiones es inferior debido a la pequeña cantidad de nucleones en el núcleo de helio. Al igual que en las colisiones $Au + Au$, N_{part} y N_{coll} disminuyen conforme aumenta el parámetro de impacto. En este caso los promedios de N_{part} y N_{coll} son similares, pues el helio solamente tiene 4 nucleones, por lo cual la probabilidad de que todos sus nucleones interactúen con los del oro es alta. Sin embargo habrá eventos en los que no todos los nucleones del helio van a interactuar, dando lugar a mayores fluctuaciones que en el caso de las colisiones $Au + Au$. Estas cantidades fueron calculadas mediante el modelo Glauber en el programa de Python MCGlauber.

Simulaciones usando HIJING para el experimento BMD en el MPD-NICA.

5.1 Simulaciones con HIJING

HIJING (Heavy Ion Jet INteraction Generator) es un modelo Monte Carlo que fue desarrollado inicialmente en *Fortran77* para simular la producción de partículas y jets en colisiones de pp , pA , y AB a altas energías.

Como mencioné anteriormente, las simulaciones son importantes durante el diseño de un experimento. En este capítulo les mostraré las gráficas correspondientes a las simulaciones que realicé entorno a la primera propuesta de la colaboración MExNICA del detector BMD para el proyecto MPD-NICA en JINR, con la intención de mejorar dicha propuesta. Entre las observables físicas que se obtuve se encuentra la multiplicidad, la pseudorapidity y la distribución de momento de las partículas generadas.

Primero hice simulaciones independientes de la geometría del BMD para conocer las condiciones de las partículas generadas. Posteriormente consideré la geometría de dicho detector para caracterizarlo a través del estudio de las partículas que captura. Las simulaciones las realicé con HIJING, de 1000 eventos $Au + Au$ a 11 GeV en el centro de masa del sistema con un parámetro de impacto de 0 a 5 fm , es decir, colisiones centrales y semi-centrales. Después de realizar las generaciones de las partículas, consideré la presencia de un campo magnético en la dirección del haz de partículas $\mathbf{B} = B_z = 0,5T$, tal y como estará presente en el experimento, y obtuve la distribución de las partículas a 2 metros de la colisión a lo largo de la dirección del haz en el plano transversal $x - y$.

La dinámica de una partícula relativista cargada en un campo electromagnético se puede describir por la siguiente ecuación de movimiento

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} \right) \quad (5.1)$$

donde \mathbf{p} es el momento lineal, \mathbf{u} la velocidad, \mathbf{B} el campo magnético, \mathbf{E} el campo eléctrico y q la carga de la partícula. Podemos escribir la ecuación en su forma covariante:

$$\frac{dU^\alpha}{d\tau} = \frac{q}{mc} F^{\alpha\beta} U_\beta \quad (5.2)$$

donde m es la masa de la partícula, τ es su tiempo propio, $U^\alpha = (\alpha c, \alpha \mathbf{u})$ es su cuadrivelocidad, y el tensor electromagnético está dado de la forma:

$$F^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & -B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

Haciendo un análisis en el cual el campo eléctrico $\mathbf{E} = 0$ y el campo magnético $\mathbf{B} = B_z \hat{z}$. El tensor electromagnético queda de la siguiente forma:

$$F^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -B_z & 0 \\ 0 & B_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

Podemos pasar de la forma contravariante de la velocidad U_β a la forma covariante mediante la métrica $\eta_{\beta\mu}$, de la siguiente forma:

$$U_\beta = \eta_{\beta\mu} U^\mu$$

donde $\eta_{\beta\mu}$ en este caso es la métrica de Minkowski:

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Entonces tenemos que $U_\beta = (\gamma c, -\gamma u_x, -\gamma u_y, -\gamma u_z)$.

De aquí tenemos las ecuaciones de movimiento de la partícula:

$$\frac{dU_0}{d\tau} = -\frac{d(\gamma c)}{d\tau} = 0 \quad (5.5)$$

$$\frac{dU_x}{d\tau} = \frac{q}{mc} U_y B_z \quad (5.6)$$

$$\frac{dU_y}{d\tau} = \frac{q}{mc} U_x B_z \quad (5.7)$$

$$\frac{dU_z}{d\tau} = 0 \quad (5.8)$$

De la ecuación (5.5) vemos que existe una constante de movimiento para la partícula en el campo electromagnético, se conservará α . Esto es consecuencia de la ausencia del campo eléctrico. De la ecuación (5.8) vemos que en el eje sobre el cual está actuando el campo magnético, el eje z , la velocidad será constante durante el movimiento y por lo tanto ésta no se ve afectada, es decir, actúa como si fuese una partícula libre en una dimensión. Hasta ahora las ecuaciones se han trabajado en el tiempo propio, pero en este caso se requiere el tiempo medido desde el laboratorio, pues el motivo de estas ecuaciones es hacer predicciones en un experimento [22]. Para pasar al tiempo del laboratorio usamos las ecuaciones de transformación: $\tau = \frac{t}{\gamma}$ y $\gamma u = U$

$$\frac{dU_x}{dt} = -\frac{q}{\gamma mc} u_y B_z \quad (5.9)$$

$$\frac{dU_y}{dt} = \frac{q}{\gamma mc} u_x B_z \quad (5.10)$$

$$\frac{du_z}{dt} = 0 \quad (5.11)$$

Vemos que las ecuaciones (5.9) y (5.10) dependen de dos variables. Para que (5.10) dependa solamente de una variable se deriva la ecuación (5.9) y se sustituye en (5.10):

$$\frac{d^2 u_x}{dt^2} + \left(\frac{qB_z}{\gamma mc} \right)^2 u_x = 0 \quad (5.12)$$

De igual modo se deriva la ecuación (5.10) y se sustituye en la ecuación (5.9)

$$\frac{d^2 u_y}{dt^2} + \left(\frac{qB_z}{\gamma mc} \right)^2 u_y = 0 \quad (5.13)$$

Así tenemos un sistema de ecuaciones diferenciales desacopladas, donde las ecuaciones (5.12) y (5.13) corresponden a un movimiento de tipo armónico simple, con frecuencia de oscilación $\omega = \frac{qB_z}{\gamma mc} = \frac{qB_z c}{E}$ y la ecuación (5.8) corresponde al movimiento de una partícula libre. A partir de estas ecuaciones se puede conocer la velocidad y la posición de las partículas cargadas.

Las condiciones iniciales en este caso son:

$$u_x(0) = \frac{P_x}{\gamma m}, u_y(0) = \frac{P_y}{\gamma m}, u_z(0) = \frac{P_z}{\gamma m} \quad (5.14)$$

y

$$x(0) = y(0) = z(0) = 0 \quad (5.15)$$

Las soluciones correspondientes a las ecuaciones del tipo armónico simple son de la forma:

$$u_x = F_x \cos(\omega t) + G_x \sin(\omega t)$$

$$u_y = F_y \cos(\omega t) + G_y \sin(\omega t)$$

Y las correspondientes a las ecuaciones del tipo de movimiento de partícula libre:

$$u_z = H_z$$

donde F_x , F_y , G_x , G_y y H_z son constantes por determinar usando las condiciones iniciales (5.14) y (5.15). Aplicando las condiciones iniciales 5.14 tenemos que $G_x = G_y = 0$, $F_x = \frac{p_x}{\gamma m}$, $F_y = \frac{p_y}{\gamma m}$ y $H_z = \frac{p_z}{\gamma m}$.

Entonces tenemos:

$$\begin{aligned} u_x(t) &= \frac{p_x}{\gamma m} \cos(\omega t) \\ u_y(t) &= \frac{p_y}{\gamma m} \cos(\omega t) \\ u_z &= \frac{p_z}{\gamma m} \end{aligned} \quad (5.16)$$

Integrando respecto al tiempo y usando las condiciones iniciales (5.15) tenemos las ecuaciones de la posición de la partícula cargada en función del tiempo:

$$\begin{aligned} x(t) &= \frac{c}{qB_z} \left[p_y - p_y \cos\left(\frac{qB_z t}{E}\right) + p_x \sin\left(\frac{qB_z t}{E}\right) \right] \\ y(t) &= \frac{c}{qB_z} \left[-p_x + p_x \cos\left(\frac{qB_z t}{E}\right) + p_y \sin\left(\frac{qB_z t}{E}\right) \right] \\ z(t) &= \frac{p_z c^2 t}{E} \end{aligned} \quad (5.17)$$

De aquí vemos que la presencia del campo magnético en la dirección del haz $\mathbf{B} = B_z$, produce un movimiento oscilatorio en las partículas cargadas en el plano $x - y$, tal y como se ve en las ecuaciones de movimiento, y en la dirección del haz el movimiento es como el de una partícula libre.

Después de una colisión de iones pesados nos interesa conocer cómo es la distribución de las partículas generadas a una cierta distancia del eje del haz, el eje z , en el plano $x - y$. Entonces, poniendo a $x(t)$ y $y(t)$ en función de z tenemos:

$$\begin{aligned} x(t) &= \frac{c}{qB_z} \left[p_y - p_y \cos\left(\frac{qB_z z}{p_z c^2}\right) + p_x \sin\left(\frac{qB_z z}{p_z c^2}\right) \right] \\ y(t) &= \frac{c}{qB_z} \left[-p_x + p_x \cos\left(\frac{qB_z z}{p_z c^2}\right) + p_y \sin\left(\frac{qB_z z}{p_z c^2}\right) \right] \end{aligned} \quad (5.18)$$

Es de esperarse que la distribución de las partículas en el plano $x - y$ sea un punto difuminado, con mayor concentración en el centro, tal y como se observa en la figura (5.1). Pues la dirección del haz de partículas está en el eje z , de modo que el campo magnético afectará a las componentes x y y .

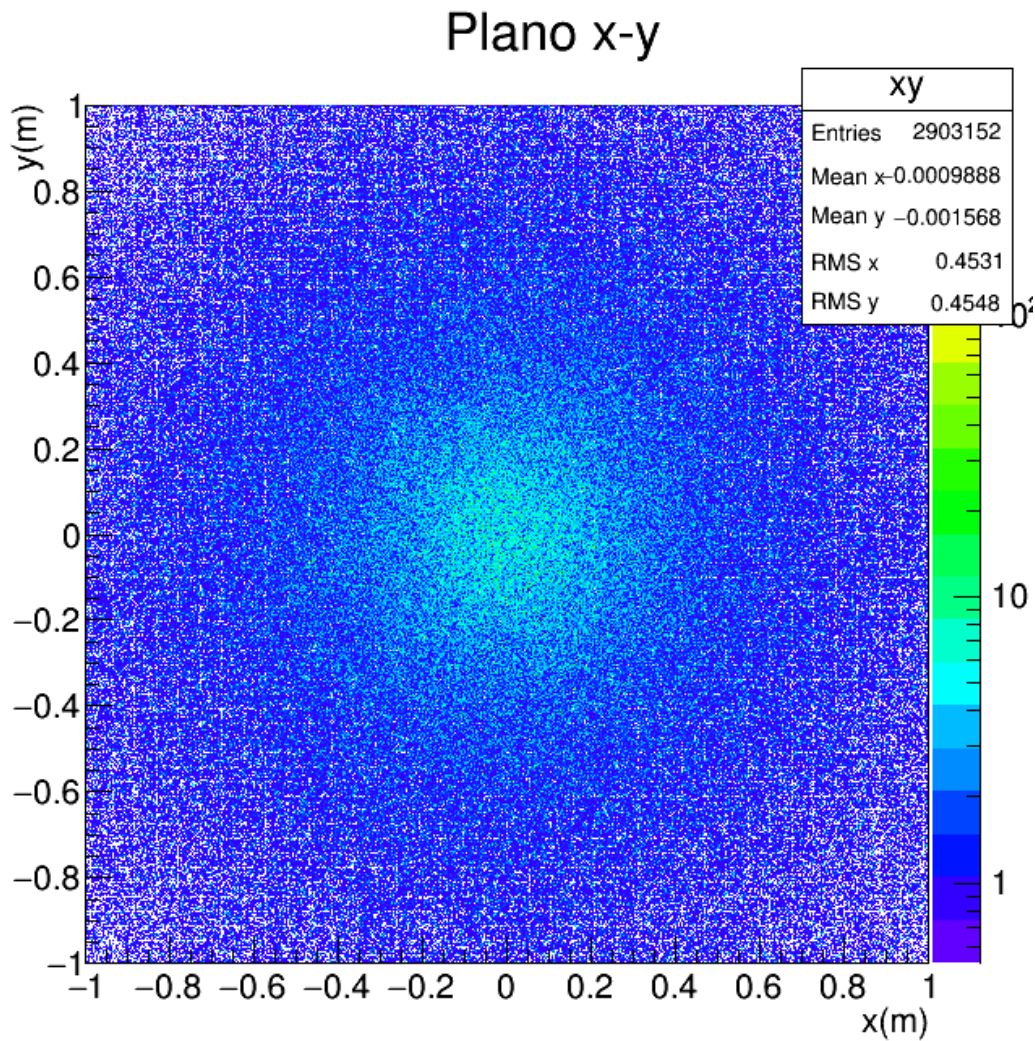


Fig. 5.1: Distribución de las partículas generadas a una distancia de $z = +2m$, en el plano $x - y$ y con un campo magnético de $0.5 T$. La densidad de partículas se encuentra en el centro y va disminuyendo radialmente. Generación de 1000 eventos $Au + Au$ a $11 GeV$ en el CMS, realizada con HIJING.

Como mencioné anteriormente, la multiplicidad de las partículas cargadas es una observable clave para la determinación de la centralidad de las colisiones. En la figura (5.2) se muestra la multiplicidad total de las partículas generadas mientras que en la figura (5.3) se muestra la multiplicidad de todas las partículas cargadas y en particular la multiplicidad de los π^+ y π^- . De las gráficas anteriores vemos que la mayor parte de las partículas cargadas son piones.

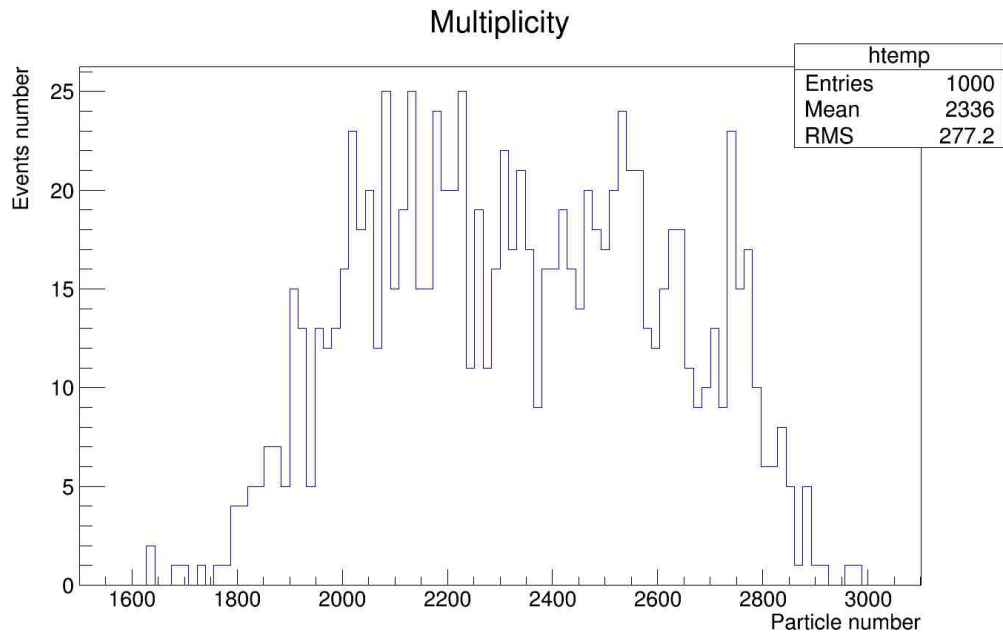


Fig. 5.2: Multiplicidad de todas las partículas generadas.

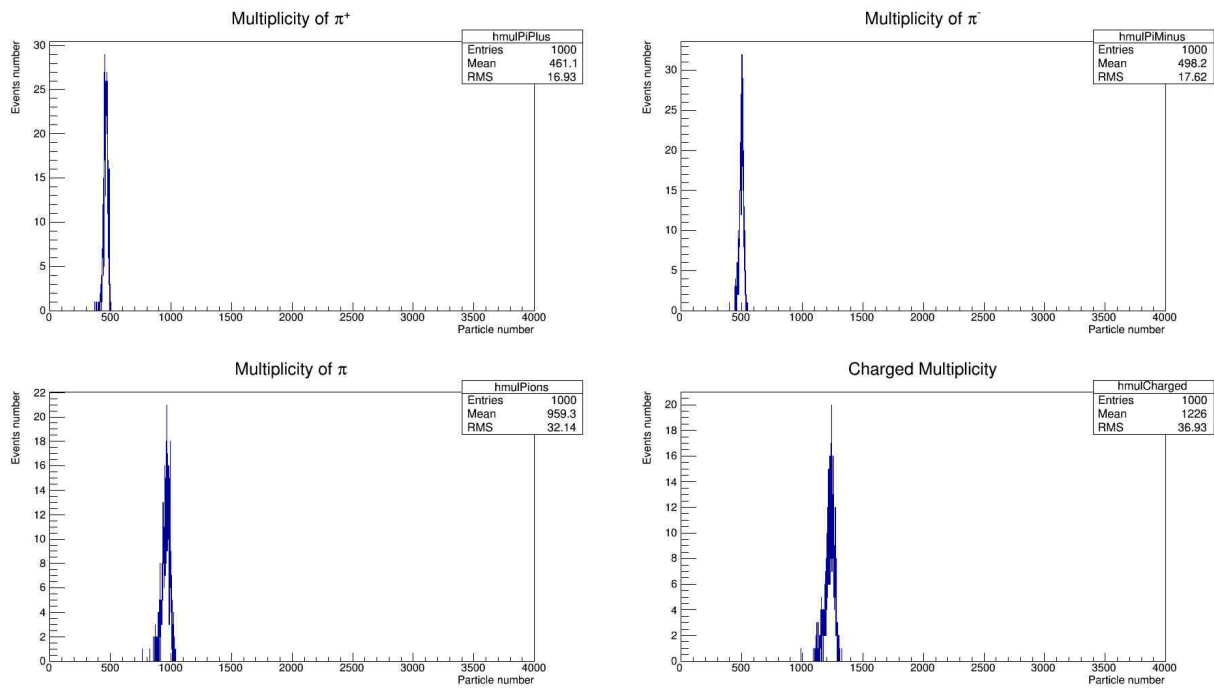


Fig. 5.3: Multiplicidad de partículas cargadas. Es notable que la mayor parte de las partículas generadas son piones. La multiplicidad de las partículas cargadas es una observable clave para la determinación de la centralidad de las colisiones.

La distribución p_T es una distribución de interés, pues nos dice la cantidad de partículas que tienen un determinado momento p_T . En la figura (5.4) se muestran las distribuciones de momento en p_x , p_y , p_z y p_t . Vemos que las distribuciones de

p_x , p_y y p_T son similares, mientras que el momento p_z es inferior, pues está en la dirección del haz y como mencioné en el capítulo tres, el momento p_z guarda información previa a la colisión.

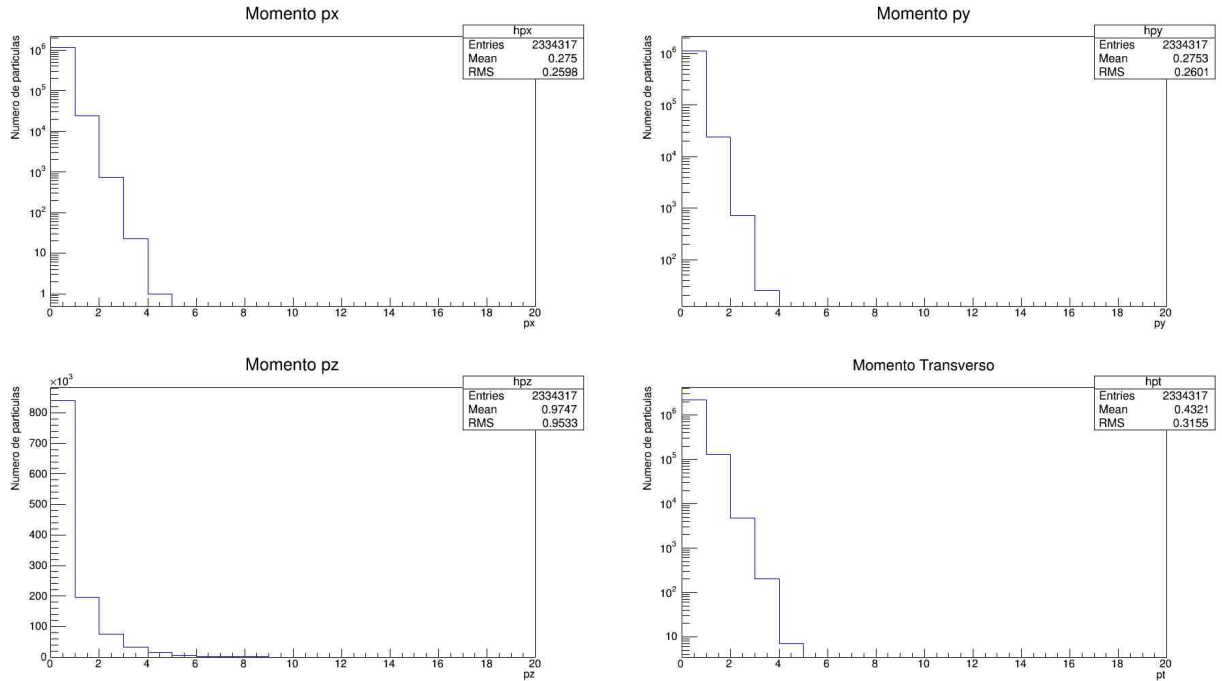


Fig. 5.4: Distribución de momento de todas las partículas generadas. Vemos que las distribuciones de p_x , p_y y p_T son similares, mientras que el momento p_z es inferior, pues está en la dirección del haz.

La siguiente cantidad de interés es la pseudorapidity. Dada la simetría de los eventos, ya que son colisiones $Au - Au$, se podría esperar que la pseudorapidity de las partículas generadas sea casi simétrica y centrada en 0. En la figura (5.5) se muestra la pseudorapidity de todas las partículas de las 1000 colisiones $Au + Au$. Vemos que la pseudorapidez se encuentra entre 5 y -5, concentrándose alrededor del 0, con ligeras fluctuaciones debido a la falta de estadística y a que las colisiones son de 0 a 5 fm, es decir, no solamente son centrales, sino también semi-centrales (3.1)

La pseudorapidity nos ayuda a determinar la aceptación del detector, la cual se muestra en la siguiente sección de este capítulo.

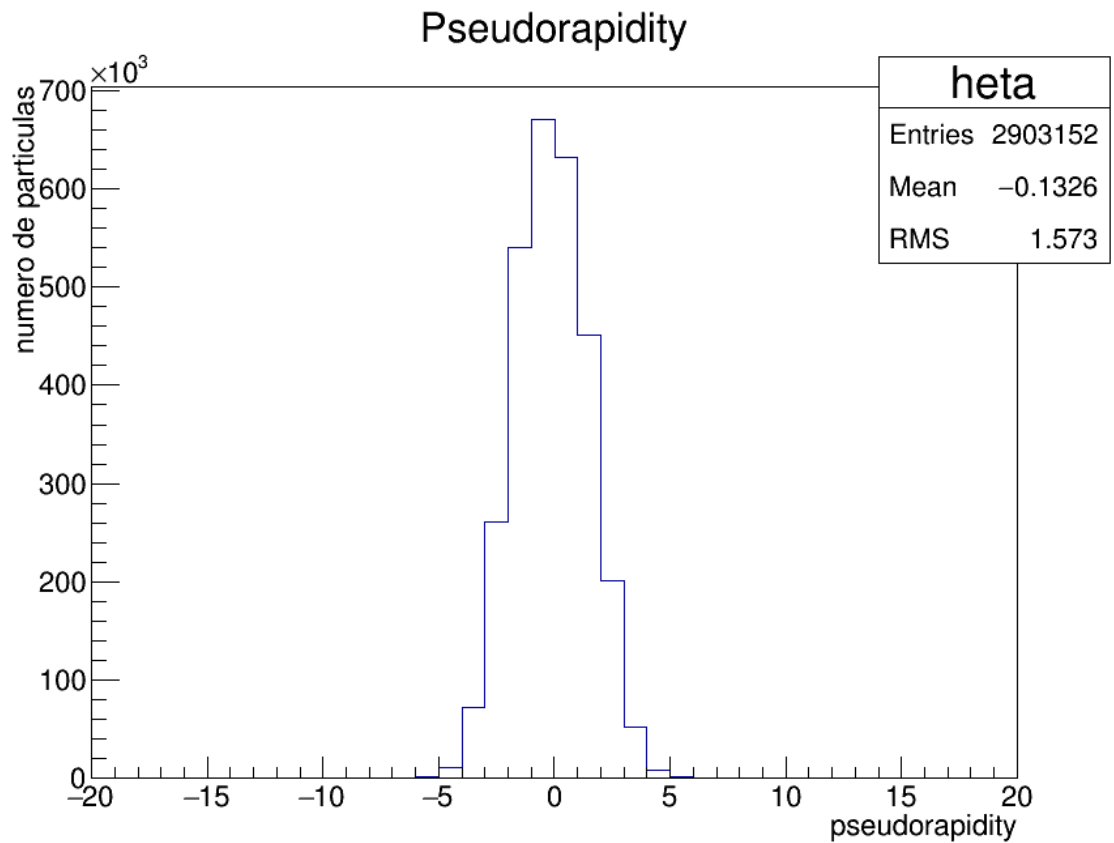


Fig. 5.5: Pseudorapidity de todas las partículas generadas.

5.2 Simulaciones considerando la geometría del detector BMD

El BMD será un detector conformado por un arreglo de 80 celdas hechas de un plástico centillador acomodados en 5 anillos formando 16 sectores tal y como se muestra en la figura (5.6). Se espera que la cobertura de pseudorapidity de BMD sea de $1,7 < |\eta| < 4,6$.

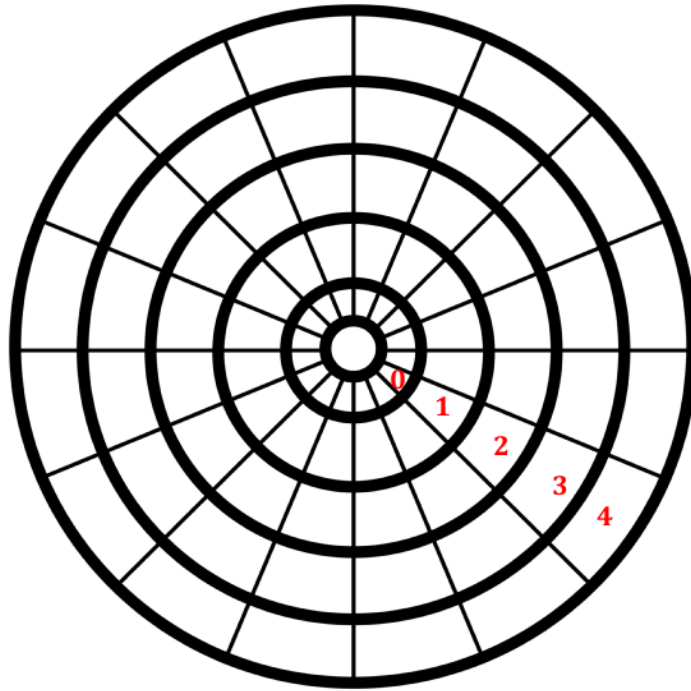


Fig. 5.6: Como primera propuesta, el detector BMD consiste en dos detectores localizados a 2 metros a partir del vértice de colisión de MPD-NICA, BMD-1 Y BMD-2. Cada detector se compone por un arreglo de 80 celdas hechas de un plástico centillador acomodadas en 5 anillos formando 16 sectores. Según simulaciones espera que la cobertura de pseudorapidity de BMD sea de $1,7 < |\eta| < 4,6$.

Con la intención de tener un estudio cuantitativo del número total de partículas cargadas que pueden llegar al BMD y ayudar al diseño del prototipo, se puede determinar la producción de partículas en la ubicación de BMD mediante la extrapolación de las trayectorias de cada una de las partículas en el campo magnético. De este modo podemos establecer límites en las capacidades de este detector para la reconstrucción de centralidad y multiplicidad de partículas cargadas. Para realizar lo anterior partimos considerando que se encuentra un detector con la geometría del detector BMD visto en la figura (5.6) a 2 metros de distancia respecto al vértice de la colisión, a lo largo del eje del haz. Esta consideración implica fijarnos solamente en las partículas que llegarán al detector, lo cual podemos hacer de la siguiente forma para cada partícula:

- Registramos si la partícula cae dentro o fuera del detector. Para ello verificamos los valores de r_i y r_f que están dados en la figura (5.1).
- Registramos en qué anillo se encuentra.

Anillo	Arco r_i (m)	Arco r_f (m)
1	0.043	0.075
2	0.077	0.137
3	0.139	0.226
4	0.228	0.412
5	0.414	0.7583

Tab. 5.1: Donde r_i son los radios de los arcos inferiores y r_f son los radios de los arcos superiores de los anillos. Vemos que existe una separación entre cada uno de los anillos del BMD.

- Registramos la sección angular en la que se encuentra. El detector se conforma por 16 sectores, de modo que cada uno tiene una sección angular de $\frac{2\pi}{16}$. Con esto determinamos el sector del detector en el que está localizada.

Después de tener la geometría del detector incluida, podemos ver cómo son las cantidades físicas de interés de las partículas que lo alcanzan, en particular veremos cómo es la multiplicidad de partículas del detector y la pseudorapidity de las partículas que llegan a él, es decir, su aceptación.

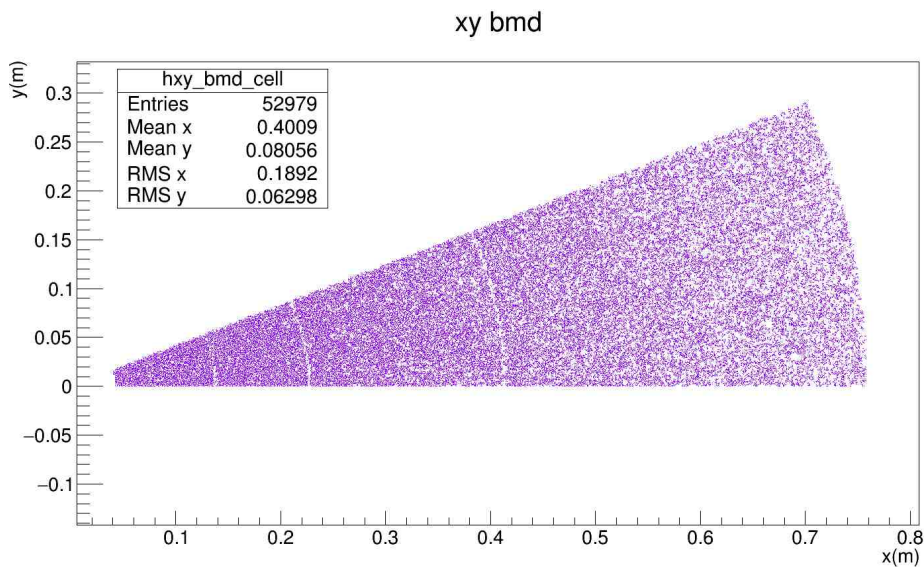


Fig. 5.7: Distribución de las partículas en un sector del detector. Con $z = +2m$ y $B = 0,5T$

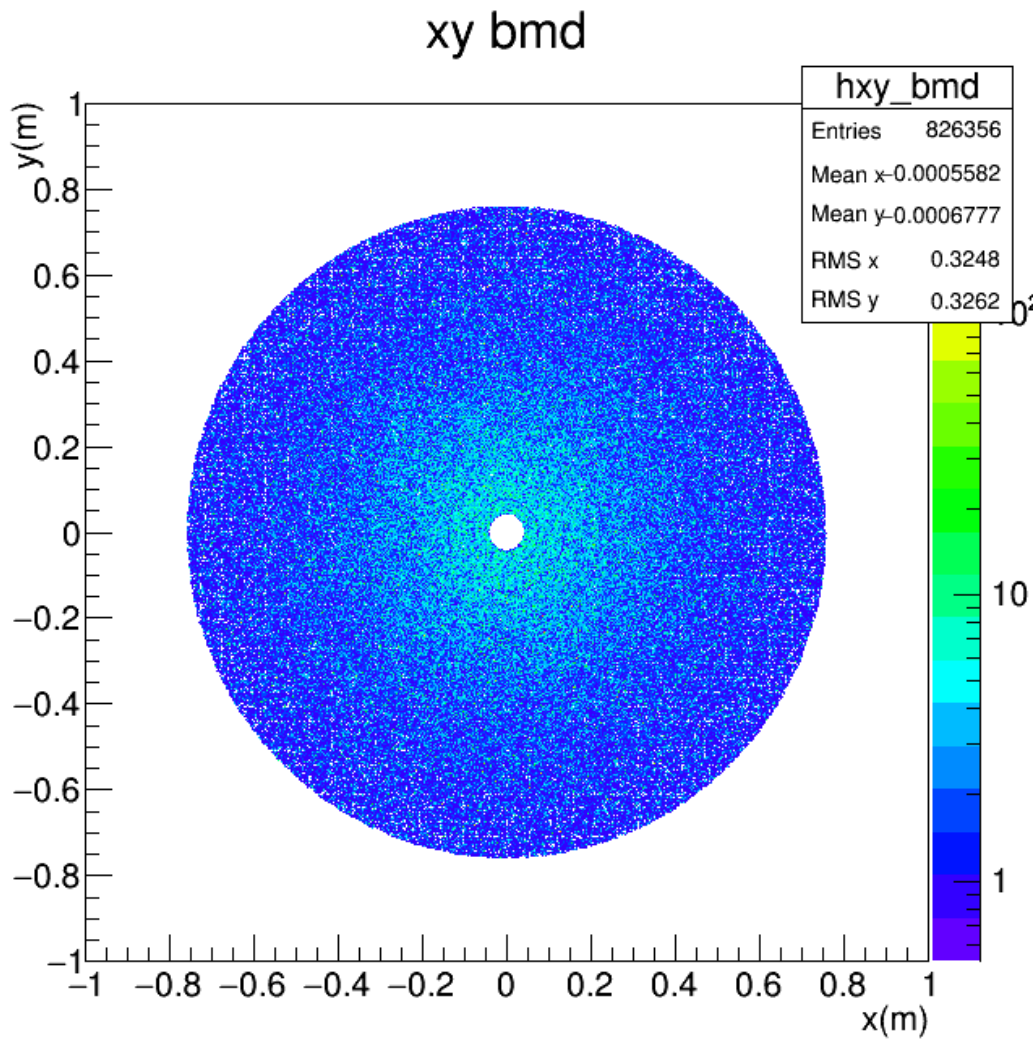


Fig. 5.8: Distribución de las partículas generadas a una distancia $z = +2m$ en el plano $x - y$, considerando que hay un detector en dicha distancia con la geometría del detector BMD. Con campo magnético $B_z = 0,5T$. La mayor concentración de partículas se encuentra en la zona central y va disminuyendo conforme aumenta el radio.

Comparando la distribución de las partículas del detector BMD 5.8 con la de todas las partículas generadas 5.1, vemos que la multiplicidad es menor en el detector.

Obtuvimos la multiplicidad total en el detector, así como por cada uno de los anillos y por cada una de sus celdas. Por la densidad de las partículas que observamos en el detector en la figura (5.8), podríamos esperar que la multiplicidad fuese mayor en el primer anillo (de igual modo en las celdas del primer anillo), y disminuyera conforme se aleja del centro. Sin embargo el área de los anillos exteriores es más grande, por ejemplo el anillo 5 es aproximadamente 10 veces más grande que el anillo 1, entonces hay más partículas distribuidas en el anillo exterior que en el 1. Ésto demuestra la importancia de normalizar el área. En las figuras (5.9) y (5.10)

se muestra ésto que aparentemente puede parecer una contradicción con lo que se observó en la figura (5.8).

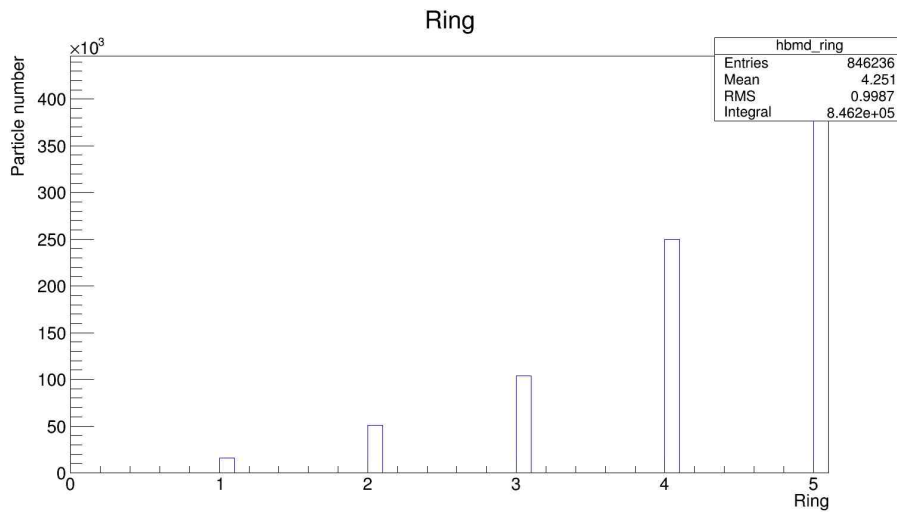


Fig. 5.9: Multiplicidad de partículas por cada anillo. A pesar de que la mayor concentración de partículas se encuentra en los anillos centrales, la cantidad de partículas en los anillos exteriores es mayor.

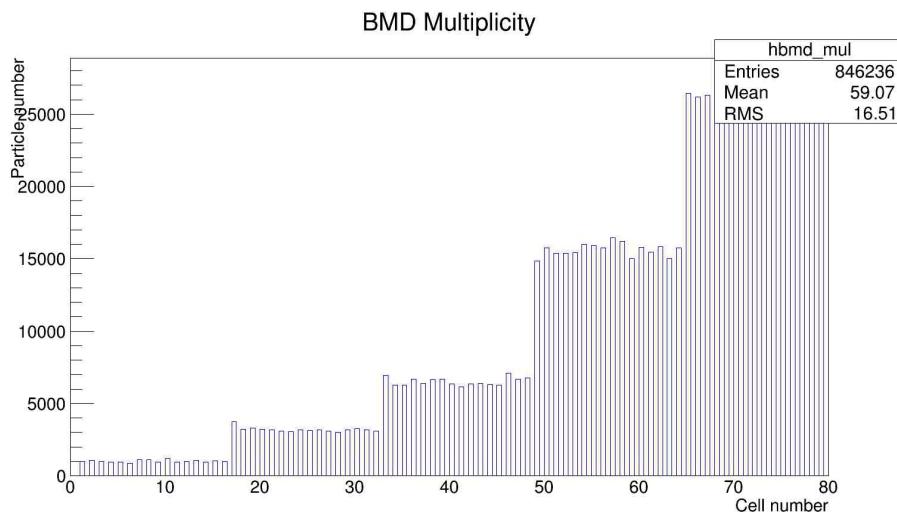


Fig. 5.10: Multiplicidad de partículas por cada celda. Por la simetría del detector, las celdas de cada anillo tienen una multiplicidad similar.

Normalizando la multiplicidad por el área obtenemos la cantidad de las partículas por área, es decir, una densidad de superficie. Lo cual refleja la figura (5.8) de distribución de las partículas en el plano $x - y$ del detector. La multiplicidad de partículas normalizada por cada celda se muestra en la figura (5.11). De este modo se ha caracterizado la multiplicidad de las partículas en cada una de las celdas del detector, lo cual es una observable importante para definir sus límites.

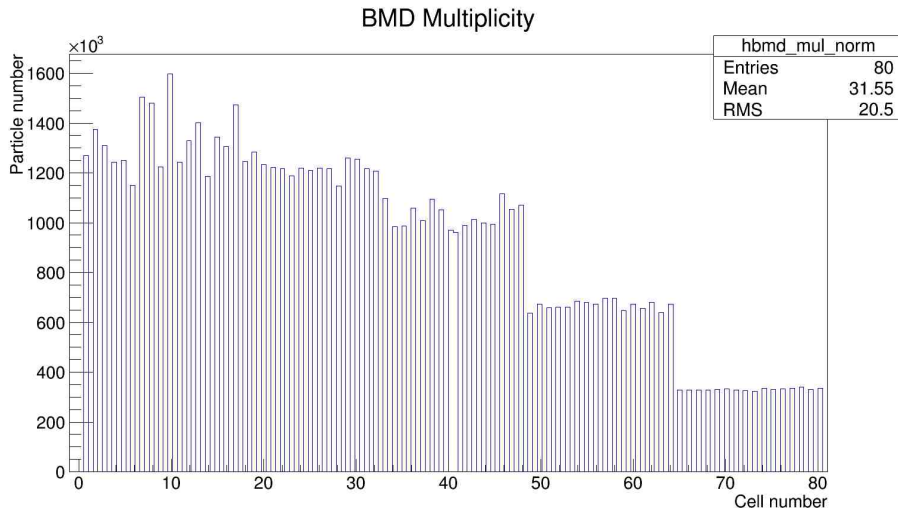


Fig. 5.11: Multiplicidad de partículas en el detector por cada una de las celdas por área. Es decir, es la multiplicidad normalizada.

En los capítulos anteriores mencioné que la multiplicidad está correlacionada con el parámetro de impacto de modo que conforme aumenta el parámetro de impacto la multiplicidad disminuye. En la figura (5.12) se muestra la distribución de la multiplicidad por celda para colisiones periféricas, con un parámetro de impacto entre 10 y 12 fm . Vemos que la multiplicidad disminuyó poco más de tres veces en comparación con las colisiones más centrales, de 846236 partículas a 240441 partículas para las colisiones periféricas.

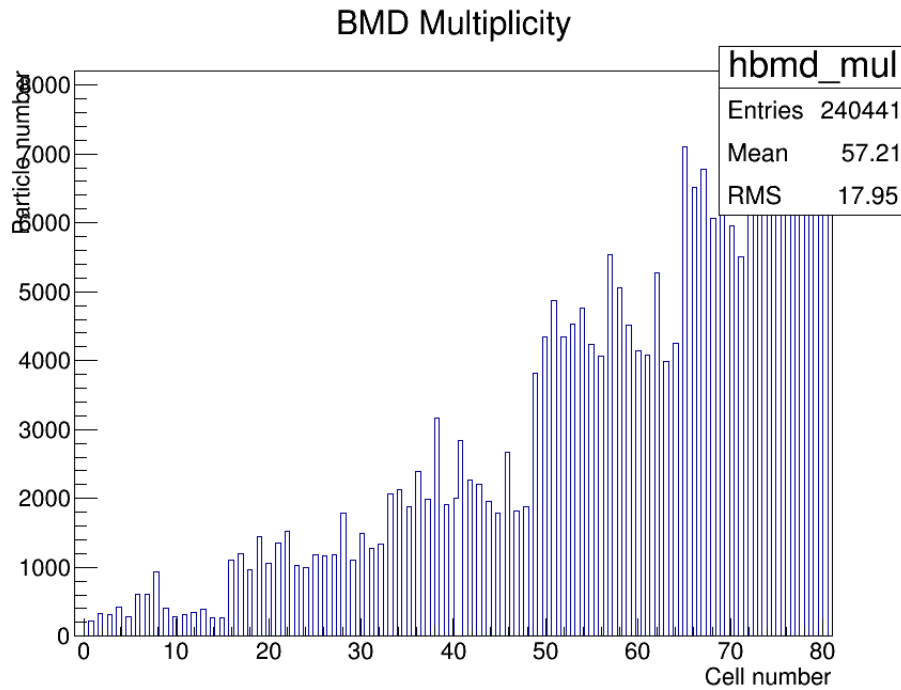


Fig. 5.12: Multiplicidad de partículas en el detector para colisiones periféricas. Parámetro de impacto entre 10 y 12 fm . La multiplicidad disminuye para colisiones con un mayor parámetro de impacto, pues hay menos participantes.

Otra cantidad que es importante para determinar los límites del BMD es su aceptación. En la figura (5.13) se muestra la pseudorapidity de las partículas que llegan al detector. Como se esperaría por la simetría tanto del detector como la de los eventos, el rango de pseudorapidity es aproximadamente simétrica alrededor de 0, estando distribuida entre $1 < |\eta| < 5$, concentrándose entre $1 < |\eta| < 3$. Dicho rango de pseudorapidez es el que falta por cubrir en el MPD.

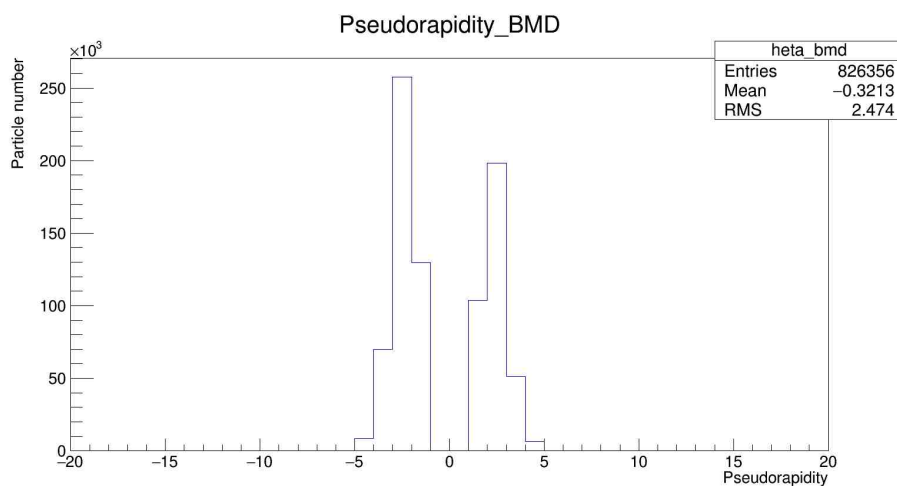


Fig. 5.13: La aceptación del detector de todas las partículas. Está dada como el rango de pseudorapidity de las partículas que pasan por el detector. Siendo en este caso el rango de aceptación $1 < |\eta| < 5$, concentrándose mayormente en $1 < |\eta| < 4$.

Conclusión

En la física de altas energías, el diseño de un detector conlleva el estudio de las partículas que se desea capturar en las condiciones del experimento. Simular las condiciones del experimento es un paso importante pues permite la caracterización de dicho experimento. En este trabajo, las simulaciones que realicé entorno a la primera propuesta de MExNICA del detector BMD para el proyecto MPD-NICA en JINR fueron de ayuda para conocer los límites de este detector y proseguir con su diseño. Las simulaciones con HIJING nos han permitido determinar la cinemática de las partículas producidas, así como obtener distribuciones de observables física. En particular, la determinación de la aceptación del BMD fue clave, pues de este modo hemos comprobado que el rango de aceptación del BMD se encuentra en el intervalo de aceptación que MPD necesita, pues es el que no tiene cubierto aún. La determinación de la multiplicidad en el detector también es importante, pues esta observable nos ayuda a reconstruir una de las condiciones iniciales importantes de la colisión, la centralidad.

6.1 ¿Qué sigue?

Hay una propuesta de geometría en forma de panal para el detector, llamada Beam Beam Counter (BBC). Consiste en un arreglo de 36 celdas hexagonales tal y como se muestra en la figura (6.1) separadas 2 milímetros entre sí. Otras simulaciones indican que este detector tiene una aceptación de $1,5 < \eta < 4,5$, por lo cual resulta una propuesta de interés pues también se encuentra el rango de aceptación que falta por cubrir en el MPD.

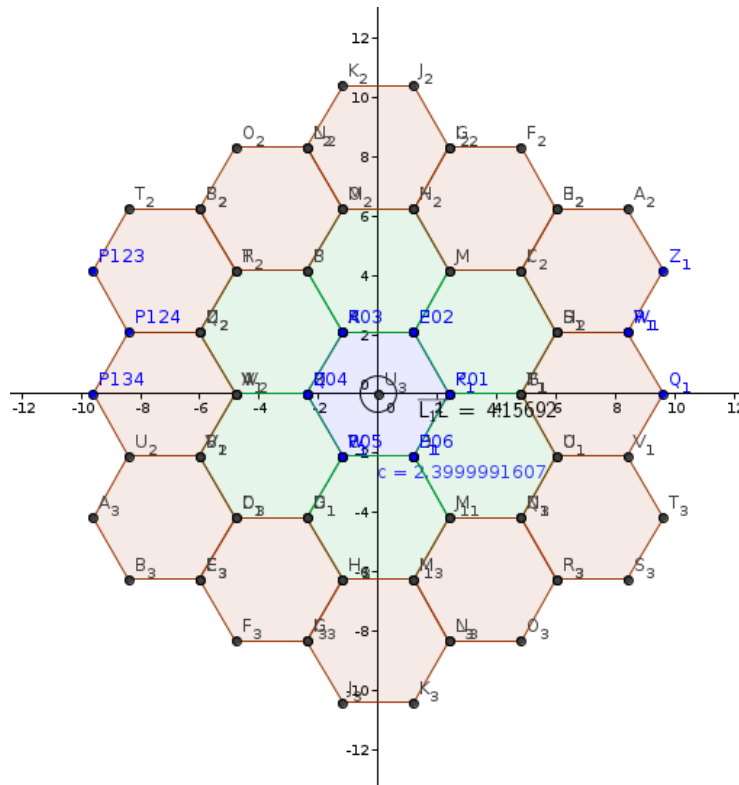


Fig. 6.1: Primera aproximación del detector Beam Beam Counter (BBC). Este detector con geometría de panel se conforma por 18 celdas grandes, y en el centro 16 celdas pequeñas. Con un espacio en el centro con las dimensiones del azulejo pequeño, por donde pasa el haz. Para cada uno de los azulejos grandes se puede trazar una circunferencia inscrita de 48cm de diámetro, y en los azulejos pequeños se puede trazar una circunferencia inscrita de 12cm de diámetro. Los azulejos grandes tienen una separación de 2 milímetros entre sí. Su aceptación esperada es $1,5 < \eta < 4,5$.

Mi primera aproximación a la geometría del panel consiste en ignorar las separaciones entre las celdas, y en vez de ubicar 16 celdas pequeñas en el centro, colocar una grande. Nuevamente nos interesa identificar las partículas que llegan a este detector. Para implementar esta aproximación consideramos que se encuentra un detector con la geometría de BBC a 2 metros de distancia respecto al vértice de la colisión, a lo largo del eje del haz. Esto implica considerar solamente las partículas que llegan al detector.

Para identificar las partículas que llegan al detector partimos verificando si la partícula se encuentra en la primera celda o no, luego en la segunda y así sucesivamente hasta ubicarla. Podemos proseguir con el siguiente algoritmo:

- Primero verificamos en qué sección angular se encuentra la partícula. Son 6 secciones angulares, una por cada vértice del hexágono, de modo que la primera se encuentra entre $0 \leq \theta < \frac{\pi}{3}$, la segunda entre $\frac{\pi}{3} \leq \theta < \frac{2\pi}{3}$ y así sucesivamente.

- Lo siguiente es verificar si la partícula está dentro o fuera de la celda. Para ello comparamos la distancia del centro del hexágono a la partícula d_p , con la distancia del centro del hexágono con el lado del hexágono d_h , de modo que si $d_h - d_p \geq 0$ la partícula está dentro de la celda por lo cual proseguimos en la localización de la siguiente partícula. Y si $d_h - d_p < 0$ la partícula está afuera de la celda y proseguimos buscando la celda en la que se encuentra la partícula, bastará con repetir este algoritmo desplazándonos al centro del siguiente hexágono hasta encontrar la celda en la que se encuentra la partícula.

Para aplicar este algoritmo necesitamos conocer las ecuaciones de las rectas que pasan por los lados de los hexágonos. De este modo trazamos una recta que va del origen de la celda a la recta que pasa por el lado del hexágono, teniendo como constricción el pasar por donde se encuentra la partícula, tal y como se observa en el bosquejo de la figura (6.2).

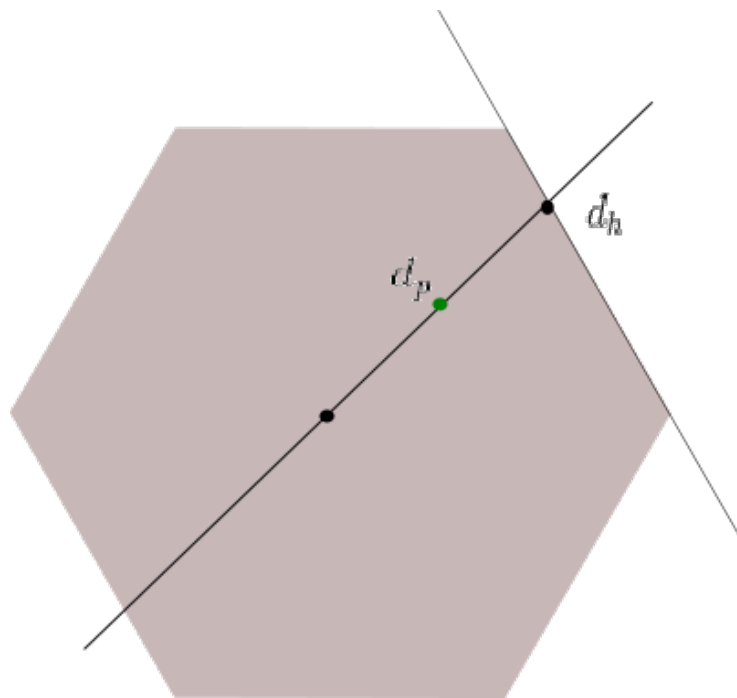


Fig. 6.2: Bosquejo de una celda del detector BCC. Para verificar si la partícula está dentro o fuera de la celda trazamos una recta que va del origen de la celda a la recta que pasa por el lado del hexágono, teniendo como constricción el pasar por donde se encuentra la partícula.

Glosario

- **Captura neutrónica:** Es una reacción nuclear en la cual el neutrón incidente en un núcleo es completamente absorbido, dando lugar a un núcleo compuesto, el cual decae a su estado base mediante emisión de fotones gamma.
- **Jet:** Es una dispersión de partículas que surge cuando un quark o un gluón es emitido en una interacción. La cromodinámica cuántica produce partículas auxiliares en una lluvia de partones, los cuales generalmente se encuentran en la misma dirección que el quark o gluón que originalmente fue emitido.
- **Minijet:** Es un jet con la característica de tener un número pequeño de partículas, las cuales a su vez normalmente son más pequeños que los jets típicos de la misma energía.
- **Luminosidad:** Es una medida de la cantidad de colisiones que pueden ser producidas en un detector por unidad de área y unidad de tiempo [11].

7.1 Acrónimos

- **ALICE:** A Large Ion Collider Experiment.
- **BBC:** Beam Beam Counter.
- **BMD:** Beam Monitoring detector.
- **BNL:** Brookhaven National Lab Experiments.
- **HIJING:** Heavy Ion Jet INteraction Generator.
- **CERN:** European Organization for Nuclear Research.
- **JINR:** Joint Institute for Nuclear Research.
- **LHC:** Large Hadron Collider.

- **MCG:** Monte Carlo Glauber.
- **MeXNICA:** Colaboración mexicana con JINR.
- **MPD:** Multi Purpose Detector.
- **NICA:** Nuclotron-based Ion Collider fAcility.
- **SPD:** Spin Physics Detector.
- **SPS:** Super Proton Synchrotron.

Apéndice

8.1 Simuladores

8.1.1 Manuales de instalación

Parte del trabajo fuerte de esta tesis fue lograr una instalación estable del software básico para hacer las simulaciones. En todo caso trabajé en el ambiente de Ubuntu y Debian. Por lo tanto, los manuales presentes están dedicados específicamente a dichos sistemas operativos, sin embargo pueden ser útiles para otras distribuciones de Linux. En la estancia de investigación de la BUAP, logré la instalación completa y las primeras pruebas. Un producto de beneficio para la colaboración, fue crear los Manuales de Instalación para sus miembros. Dicho trabajo se resume en este anexo.

HIJING

Primero se debe descomprimir el archivo *hijing1411.tgz* [8], el cual contiene:

- *hipyset1.35.f* Contiene la subrutina de PYTHIA
- *hijing1.411.f* Contiene la subrutina de HIJING y llama a PYTHIA
- *test.f* Lee los datos de entrada e inicia HIJING. Contiene la semilla generadora de números aleatorios, la energía de la colisión en el CMS, las partículas colisionadoras o núcleos, número de eventos, e información sobre las partículas que decaen.
- *test.in* Datos de entrada
- *Makefile* Archivo para compilar

En el archivo de datos de entrada (8.1) se especifica la energía de los eventos y el sistema de referencia. El tipo de núcleos a colisionar y la cantidad de eventos.

Hijing se puede compilar mediante el archivo Makefile usando el comando *make* en su respectivo directorio.

Una vez compilado se puede correr de la forma:

```
./test.exe < test.in > test.out
```

Como resultado genera el archivo *test.out* donde se enlistan los datos asociados a las trazas generadas en todos los eventos. Al inicio de cada evento se especifica la cantidad de partículas generadas, enseguida se enlista cada partícula, siendo etiquetada con el número que la identifica, los decaimientos, y su respectivo cuadrimomento. En la figura (8.2) se muestra una fracción de los datos de uno de los tantos eventos generados por HIJING para colisiones $Au + Au$ a 200GeV en el CMS.

```
1 32,32331
2 32,CMS,200
3 32,A,A
4 32,197,79,197,79
5 32,1000
6 32,0
7 32,0
```

Fig. 8.1: Datos de entrada de HIJING.

BEGINNINGOFEVENT	1826	39397.3320	0	1	0.216885865	-0.220099002	0.441637903	0.556790113
1	211	0	1	0.448586762	0.721322179	-0.389494926	0.944844007	
2	211	0	1	-0.188153833	-9.45382565E-02	-0.235544175	0.343577296	
3	111	0	1	-3.67369354E-02	-0.128392532	-1.91306412	1.98125041	
4	130	0	1	5.62275797E-02	-4.51799780E-02	-0.147923857	0.212859660	
5	111	0	1	0.144220233	2.87298411E-02	-0.166082025	0.259678841	
6	111	0	1	0.462382019	0.255642861	-0.584383965	0.799299717	
7	111	0	1	-0.307600439	0.115325451	-2.99148262E-03	0.356952488	
8	-211	0	1	0.344435483	-0.111737691	-0.399271429	0.555665195	
9	111	0	1	-2.78851688E-02	0.546464205	2.73708415	2.79473066	
10	211	0	1	-0.101953879	-0.128495127	2.17224550	2.18260860	
11	111	0	1	-6.46671504E-02	-0.134504519	0.218723848	0.299362212	
12	-211	0	1	0.148806546	0.112270847	0.504921913	0.550063116	
13	211	0	1	-0.124349207	0.285978854	0.262269765	0.429251760	
14	111	0	1	-0.110280529	0.358956695	3.50198698	3.52482796	
15	211	0	1	-0.208722517	0.165328801	0.443324029	0.535651863	
16	-211	0	1	0.128729463	1.07244527	5.83752966	5.93826151	
17	-211	0	1	-0.242382810	4.82746959E-03	1.31900156	1.34787357	
18	111	0	1	-0.219843507	-4.70885038E-02	2.29429889	2.30951166	
19	211	0	1	-0.489558190	-0.299670786	0.735886216	0.943655849	
20	-211	0	1	1.48410164E-02	0.166898057	0.257424057	0.337387830	
21	-211	0	1	-0.121257707	-0.347927898	-7.61727914E-02	0.401307523	
22	211	0	1	0.276509851	0.136011124	-0.152622506	0.371131390	
23	-211	0	1	-2.72977054E-02	4.18918580E-03	-0.773889780	0.786061764	
24	111	0	1	1.94201488E-02	-0.323715866	-0.212969750	0.410792142	
25	111	0	1	-6.00226037E-02	7.50480592E-03	-9.12394747E-02	0.173806399	
26	111	0	1	5.22626489E-02	-0.179483498	-5.22499233E-02	0.23643402	
27	130	0	1	5.31472266E-02	0.137163907	-0.159251496	0.542867303	
28	111	0	1	0.360089342	1.12458477E-02	1.30527675	1.36077392	
29	111	0	1	0.271796435	1.77225135E-02	1.45813024	1.48990595	
30	211	0	1					

Fig. 8.2: Datos de salida de HIJING.

8.1.2 AliRoot

Hay varias formas de instalar AliRoot, de la que hablaré a continuación es la forma manual antigua. Esta instalación se compone de ROOT, GEANT3 y AliRoot Core, pues para mi interés, que es trabajar con uno de los generadores que contiene AliRoot, HIJING, es suficiente.

Pre-requisitos

- Como pre-requisito es necesario desinstalar ROOT. Para verificar si hay alguna versión de ROOT instalada (de haber instalado FairSoft sí la hay), se emplea el comando:

```
dpkg --get-selections | grep root-system
```

- Si aparece alguna instalación de ROOT se desinstala:

```
sudo apt-get purge root-system-XXX root-system-YYY...
```

Nota: No es estrictamente necesario desinstalar ROOT. Se puede tener el cuidado de evitar problemas eliminando *sourcebin/thisroot.sh* o cambiando la forma de iniciar el ambiente ROOT.

- Para instalar las paqueterías necesarias primero actualizamos las paqueterías disponibles:

```
sudo apt-get update
```

- Las instalamos:

```
sudo apt-get install curl build-essential gfortran subversion  
cmake libmysqlclient-dev xorg-dev libglu1-mesa-dev libfftw3-dev  
libssl-dev libxml2-dev libtool automake git unzip libcgf-dev
```

- Se sugiere instalar Clang para compilar:

```
sudo apt-get install clang-3.4
```

- Es importante tener al menos la versión *CMake v2.8.12*. Entonces verificamos con el comando:

```
cmake --version
```

Si no se encuentra procedemos con su instalación.

- Ahora verificamos si se encuentra *git-new-workdir*:

```
which git-new-workdir
```

- Si no se encuentra se puede instalar a través de los siguientes comandos:

```
sudo curl -L https://raw.githubusercontent.com/gerrywastaken/git-new-workdir/master/git-new-workdir  
-o /usr/bin/git-new-workdir sudo chmod 0777 /usr/bin/git-new-workdir
```

Instalación de AliRoot

- Creamos un directorio donde estará todo el software de ALICE:

```
mkdir $HOME/alicesw
```

- Accedemos al directorio y descargamos *alice – env.sh*:

```
cd $HOME/alicesw  
curl -L https://raw.githubusercontent.com/dberzano/cern-alice-setup/master/alice-env.sh  
-o alice-env.sh
```

- Enseguida se ejecuta el siguiente comando para generar el archivo *alice – env.conf*:

```
source alice-env.sh
```

- Accedemos al archivo bash `/.bashrc` y agregamos la siguiente línea para cargar las variables del ambiente ali:

```
alias ali='source $HOME/alicesw/alice-env.sh'
```

- Ahora para cargar el ambiente de AliRoot basta con escribir ali en la terminal.

ROOT

- Creamos un directorio para la instalación de ROOT:

```
mkdir -p "$ALICE_PREFIX/root/git"
```

- Accedemos al directorio y descargamos ROOT:

```
cd "$ALICE_PREFIX/root/git"
git clone https://github.com/alice-root-project/alice .
```

- Se carga el ambiente de AliRoot mediante el comando `ali`, y se especifica la versión de ROOT que se desea instalar y se usan los siguientes comandos para actualizar:

```
cd "$ALICE_PREFIX/root/git"
git remote update --prune origin
```

Ahora usamos el siguiente comando para limpiar rastros de cualquier versión de ROOT instalada anteriormente.

```
[[ -f "$ALICE_PREFIX/root/$ROOT_SUBDIR/LICENSE" ]]
&& rm -rf "$ALICE_PREFIX/root/$ROOT_SUBDIR"
```

Creamos un directorio git para la versión deseada de ROOT:

```
mkdir -p "$ALICE_PREFIX/root/$ROOT_SUBDIR"
git-new-workdir "$ALICE_PREFIX/root/git/"
"$ALICE_PREFIX/root/$ROOT_SUBDIR/src/" "$ROOT_VER"
```

- Se crea un directorio para construir ROOT en él y se accede a dicho directorio:

```
mkdir -p "$ALICE_PREFIX/root/$ROOT_SUBDIR/build/"  
cd "$ALICE_PREFIX/root/$ROOT_SUBDIR/build/
```

- Procediendo, configuramos la compilación de ROOT. Para compilar con GCC se usan las siguientes líneas:

```
"$ALICE_PREFIX/root/$ROOT_SUBDIR/src/configure" \  
--with-pythia6-uscore=SINGLE \  
--with-monalisa-inclDir="$GSHELL_ROOT/include" \  
--with-monalisa-libdir="$GSHELL_ROOT/lib" \  
--with-xrootd=$GSHELL_ROOT \  
--enable-minuit2 \  
--enable-roofit \  
--enable-soversion \  
--disable-bonjour \  
--enable-builtin-ftgl \  
--enable-builtin-freetype \  
--with-f77=$( which gfortran ) \  
--with-cc=$( which gcc ) \  
--with-cxx=$( which g++ ) \  
--with-ld=$( which g++ ) \  
--prefix="$ROOTSYS" \  
--inclDir="$ROOTSYS/include" \  
--libdir="$ROOTSYS/lib" \  
--datadir="$ROOTSYS" \  
--etcdir="$ROOTSYS/etc"
```

- Para compilar con clang

```
"$ALICE_PREFIX/root/$ROOT_SUBDIR/src/configure" \  
--with-pythia6-uscore=SINGLE \  
--with-monalisa-inclDir="$GSHELL_ROOT/include" \  
--with-monalisa-libdir="$GSHELL_ROOT/lib" \  
--with-xrootd=$GSHELL_ROOT \  
--enable-minuit2 \  
--enable-roofit \  
--enable-soversion \  
--enable-llvm
```

```

--disable-bonjour \
--enable-builtin-ftgl \
--enable-builtin-freetype \
--with-clang \
--with-f77=$( which gfortran ) \
--with-cc=$( which clang ) \
--with-cxx=$( which clang++ ) \
--with-ld=$( which clang++ ) \
--prefix="$ROOTSYS" \
--incdir="$ROOTSYS/include" \
--libdir="$ROOTSYS/lib" \
--datadir="$ROOTSYS" \
--etcdir="$ROOTSYS/etc"

```

Nota Se sugiere usar la opción de clang como compilador.

- Podemos compilar ROOT mediante el comando *make*:

```
make -j$MJ OPT='-O2 -g'
```

Para instalar ROOT usamos el comando:

```
make -j$MJ install
```

Ahora ya tenemos ROOT instalado. Para verificar si la instalación se hizo correctamente podemos proceder abriendo otra terminal, cargamos el ambiente de AliRoot mediante el comando *ali*, enseguida presionamos enter, cargamos el ambiente eligiendo la primera opción, y si ROOT aparece disponible, entonces la instalación está bien. A partir de aquí, para la instalación de cualquier software en AliRoot debe primero cargarse el ambiente de AliRoot de la misma forma.

```

AliEn          <not found>
ROOT           /home/luis/alicesw/root/alice_v5-34-30/inst
Geant3         /home/luis/alicesw/geant3/v2-0/inst
AliRoot Core   /home/luis/alicesw/aliroot/master/inst
AliPhysics     <not found>

```


GEANT3

- Primero cargamos el ambiente de AliRoot, como se explicó al final de la subsección anterior. Se crea un directorio para descargar GEANT3 y se accede a él:

```
mkdir -p "$ALICE_PREFIX/geant3/git"
cd "$ALICE_PREFIX/geant3/git"
git clone http://root.cern.ch/git/geant3.git .
```

- Se actualiza el git:

```
cd "$ALICE_PREFIX/geant3/git"
git remote update --prune
```

- Limpiamos rastros de GEANT3 de instalaciones previas:

```
[[ -f "$ALICE_PREFIX/geant3/$G3_SUBDIR/README" ]]
&& rm -rf "$ALICE_PREFIX/geant3/$G3_SUBDIR"
```

- Se verifica la versión deseada con el siguiente comando:

```
git-new-workdir "$ALICE_PREFIX/geant3/git"
"$ALICE_PREFIX/geant3/$G3_SUBDIR/src" "$G3_VER"
```

- Creamos el directorio donde se va a construir GEANT3:

```
mkdir -p "$ALICE_PREFIX/geant3/$G3_SUBDIR/build"
```

- Accedemos y corremos CMake para generar los makeFiles:

```
cd "$ALICE_PREFIX/geant3/$G3_SUBDIR/build/"
cmake "$ALICE_PREFIX/geant3/$G3_SUBDIR/src/"
-DCMAKE_INSTALL_PREFIX="$ALICE_PREFIX/geant3/$G3_SUBDIR/inst/"
```

- Finalmente compilamos GEANT3 mediante el comando make:

```
make -j$MJ
```

Para instalar GEANT3 se usa el comando:

```
make -j$MJ install
```

- Verificamos si la instalación se hizo bien, para ello cargamos el ambiente de AliRoot y comprobamos si GEANT3 se en las opciones disponibles.

8.1.3 AliRoot Core

- Iniciamos cargando el ambiente de AliRoot.
- Se crea un clon del git:

```
[ ! -d "$ALICE_PREFIX"/aliroot/git ] &&  
git clone http://git.cern.ch/pub/AliRoot  
"$ALICE_PREFIX"/aliroot/git
```

- Se actualiza el git:

```
cd "$ALICE_PREFIX"/aliroot/git  
git remote update --prune origin
```

- Usamos git-new-workdir:

```
git-new-workdir "${ALICE_PREFIX}/aliroot/git"  
"${dirname "$ALICE_ROOT"}/src" "$ALICE_VER"
```

- Se descarga el git:

```
cd "${dirname "$ALICE_ROOT"}/src"  
git remote set-url origin http://git.cern.ch/pub/AliRoot
```

- Se crea un directorio para construir AliRoot y se accede a dicho directorio:

```
mkdir -p "$(dirname "$ALICE_ROOT")/build"
cd "$(dirname "$ALICE_ROOT")/build"
```

- Configuramos AliRoot mediante:

```
cmake "$(dirname "$ALICE_ROOT")/src" \
  -DCMAKE_C_COMPILER='root-config --cc' \
  -DCMAKE_CXX_COMPILER='root-config --cxx' \
  -DCMAKE_Fortran_COMPILER='root-config --f77' \
  -DCMAKE_MODULE_LINKER_FLAGS='-Wl,--no-as-needed' \
  -DCMAKE_SHARED_LINKER_FLAGS='-Wl,--no-as-needed' \
  -DCMAKE_EXE_LINKER_FLAGS='-Wl,--no-as-needed' \
  -DCMAKE_INSTALL_PREFIX="$ALICE_ROOT" \
  -DROOTSYS="$ROOTSYS" \
  -DCMAKE_BUILD_TYPE=RELWITHDEBINFO \
```

- Finalmente compilamos AliRoot mediante el comando *make*:

```
make -j$MJ
```

Se instala AliRoot mediante el comando:

```
make -j$MJ install
```

- Para verificar si la instalación se realizó bien, se carga el ambiente de AliRoot en otra terminal y se comprueba si AliRoot Core se encuentra en las opciones.

8.1.4 Ejecutando las macros en AliRoot

Una de las macros hace la generación mediante Hijing. La segunda macro lee la cinemática de las partículas almacenadas en archivos creados por la macro anterior, y genera histogramas.

- *fastMcProduction.C*: hace las generaciones usando Hijing. Esta macro crea dos archivos, *Kinematics.root* y *galice.root*. En *Kinematics.root* se almacena la cinemática de las partículas generadas y este archivo es leído por la otra macro. Los parámetros de dicha generación se encuentran entre las líneas 674 y 685. En esas líneas se pueden modificar parámetros como la energía de la

colisión en el centro de masa del sistema, el sistema de referencia, el proyectil y el objetivo de la colisión, el fenómeno Jet Quenching y el parámetro de impacto. Además, el número de eventos de la generación se puede modificar en la línea 174

```
174: void fastMcProduction(Int_t nev = 1000) {

AliGenHijing *gener = new AliGenHijing(-1);
gener->SetEnergyCMS(11.); // center of mass energy
gener->SetReferenceFrame("CMS"); // reference frame
gener->SetProjectile("A", 197, 79); // projectile
gener->SetTarget ("A", 197, 79); // projectile
gener->KeepFullEvent(); // HIJING will keep the full parent child chain
gener->SetJetQuenching(1); // enable jet quenching
gener->SetShadowing(1); // enable shadowing
gener->SetDecaysOff(1); // neutral pion and heavy particle decays switched off
gener->SetSpectators(0); // Don't track spectators
gener->SetSelectAll(0); // kinematic selection
gener->SetImpactParameterRange(0., 5.); // Impact parameter range (fm)
```

- *lv.C*: Lee los archivos root generados en la macro anterior. Además genera los histogramas de multiplicidad, pseudorapidez, distribución de momento, distribución espacial de las partículas en un plano xy para un cierto valor de z y la distribución espacial de las partículas suponiendo un detector con la geometría del detector BMD en un plano xy a una cierta distancia de z . Entre las líneas 190 y 212 se puede cambiar la distancia en z del plano

Es importante incluir *AlisTack.h*", *AliRunLoader.h*", *AliRun.h*", *AliHeader.h*", para ello se agrega al principio del código:

```
#include "/ubicación del archivo/AlisTack.h"
#include "/ubicación del archivo/AliRunLoader.h"
#include "/ubicación del archivo/AliRun.h"
#include "/ubicación del archivo/AliHeader.h"
```

Una vez instalado aliroot, se puede correr la primera macro en la terminal mediante el comando:

```
aliroot -x fastMcProduction.C
```

Después de haber terminado la generación, la macro *lv.C* se corre de la forma:

```
aliroot -x lv.C++
```

8.1.5 Archivos root generados

- Realicé 100 simulaciones de 1000 eventos $Au + Au$ a 11 GeV en el CMS y con un parámetro de impacto entre 0 y 5 fm . Los macros y los archivos root generados de una simulación se encuentran en [25].
- Las macros con los archivos generados en una simulación de 1000 eventos centrales $Au + Au$ en el *cms* mediante *fastMcProduction.C*;, y los archivos generados por *lv.C* se encuentran en [12]
- La macro *lv.C* se usa para estudiar las generaciones de HIJING. Ésta arroja la información de interés en árboles en archivos ROOT. La construcción de esta macro fue una de las partes fuertes de este trabajo de tesis, pues a través de ésta podemos estudiar las observables de interés.

8.1.6 Simulador de colisiones de iones pesados usando el modelo MC Glauber en Python.

Este programa utiliza métodos Monte Carlo Glauber para simular la geometría de las colisiones nucleares. El código es completamente de fuente abierta, disponible en Github [21]. Requiere Jupyter notebook el cual se puede instalar con Anaconda. Para instalar esta plataforma de Python, se descarga de [4]. Una vez ubicado en el directorio en el que fue descargado se emplea el siguiente comando para realizar la instalación:

```
bash Anaconda2-4.4.0-Linux-x86_64.sh
```

La intención de este Código de Python es entender la geometría de las colisiones nucleares, a través del modelo Monte Carlo Glauber. La simulación utiliza distribuciones de densidad de carga nuclear para crear configuraciones de núcleos y secciones transversales desde Particle Data Group. La simulación correlaciona el número de nucleones participantes en una colisión, así como el número de colisiones como una función del parámetro de impacto de cada evento. Se ha demostrado consistencia entre el programa y los resultados esperados para colisiones Au+Au donde la energía del haz es $\sqrt{s_{NN}} = 200 GeV$. Colisiones individuales pueden ser representadas visualmente, demostrando la variación de evento por evento de traslapes geométricos donde los datos individuales son oscurecidos por el conjunto de datos.

El modelo de Glauber, desarrollado por Roy Glauber, es una técnica utilizada para predecir el número binario de colisiones y partículas participantes en función del parámetro de impacto, el vector que une los centros de dos núcleos. El modelo Monte Carlo Glauber sigue un enfoque estadístico mediante la distribución radial de nucleones siguiendo una densidad de carga nuclear única para cada elemento. Los nucleones están dados aleatoriamente, en ángulos acimutales y polares. La distancia de separación de los nucleones en dos núcleos superpuestos es entonces comparada con la sección transversal inelástica para determinar qué nucleones participan en la colisión. Este enfoque asume que el desplazamiento de los nucleones es en línea recta en todo el evento y pueden colisionar con muchos nucleones opuestos sin alterar sus trayectorias.

El método de Monte Carlo es un enfoque geométrico que requiere la distribución de carga nuclear para construir colisiones nucleares realistas. Varios métodos pueden usarse para crear dicha distribución. Un ejemplo es el modelo de Fermi de dos parámetros que se utiliza para crear núcleos de oro 197. La distancia de interacción en la que se puede considerar que dos nucleones han colisionado es también necesaria para correr el programa. Esta distancia está directamente relacionada con la sección transversal inelástica de los nucleones. Como solamente estamos colisionando iones, es importante entender la colisión de iones más básica: protón-protón. Si uno puede modelar con precisión una colisión protón-protón, entonces uno puede modelar colisiones de iones pesados como una conglomeración de muchos protones o neutrones individuales que colisionan. Puesto que estamos asumiendo que cada nucleón individual viaja directamente hacia la colisión, el parámetro de impacto se puede obtener como la distancia entre los centros de los núcleos cuando estos se proyectan en una superficie plana [16]. Una aplicación común del modelo de Glauber es correlacionar el número de partículas producidas que son observadas en el experimento con el parámetro de impacto de la colisión.

VARIABLES IMPORTANTES DEL PROGRAMA

- **N:** Número de eventos. Es el número de colisiones a generar.
- **Particle1** y **Particle2:** Los iones que van a colisionar.
- A_1 y A_2 : El número nucleones que conforman a las partículas que colisionan. Definiéndolos explícitamente ayuda al programa a separar diferentes isótopos del mismo elemento.
- **Energy:** La energía del haz en GeV . Determina la sección transversal inelástica de la interacción. El programa soporta valores de energía entre 3 y 60 000 GeV .
- **bRange:** Rango del parámetro de impacto. Un $bRange = 1$ significa que el parámetro de impacto más grande posible será igual a la suma de radios de ambos.
- **Model1** y **Model2:** Los modelos usados para determinar las distribuciones de densidad de carga nuclear para iones que serán sometidos a colisiones.

Los modelos más comunes incluidos son:

- **HO:** Modelo de oscilador armónico.
- **2pF:** Modelo de dos parámetros de Fermi.
- **3pF:** Modelo de tres parámetros de Fermi.
- **UG:** Modelo de gaussiana uniforme.
- **Bins:** El número de bins en los cuales un nucleón puede ser ubicado dentro de radio nuclear. Entre más grande es el número de bins más realista será el núcleo, pero tomará más tiempo simularlo.

Realicé 30 simulaciones variando cada uno de los parámetros. Las gráficas resultantes se encuentran en [26].

Bibliografía

- [1] Lectures notes in physics 785. Sourav Sarkar et al. *The Physics of the Quark-Gluon Plasma*. Springer, 2010 (vid. págs. 24, 27).
- [3] C. Patrignani et al. „Review of Particle Physics“. En: *Chin. Phys.* C40.10 (2016) (vid. págs. 3, 4).
- [5] W.N Cottingham y D. A. Greenwood. *An introduction to Nuclear Physics*. Cambridge University Press, 2001 (vid. págs. 11, 25).
- [6] W.N Cottingham y D. A. Greenwood. *An introduction to the Standard Model of Particle Physics*. Cambridge University Press, 2007 (vid. pág. 2).
- [9] Robert Hofstadter. „Electron scattering and nuclear structure“. En: *Rev. Mod. Phys.* 28 (1956), págs. 214-254 (vid. págs. 9, 13).
- [13] Michael L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders y Peter Steinberg. „Glauber modeling in high energy nuclear collisions“. En: *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57 (2007), págs. 205-243. arXiv: nucl-ex/0701025 [nucl-ex] (vid. págs. 24, 29).
- [20] B. Povh y K. Rith et al. *Particles and Nuclei: An Introduction to the Physical Concepts*. Springer 6th edition, 2008 (vid. pág. 1).
- [22] Citlalli Sosa S. „Estudio de la multiplicidad de partículas cargadas en colisiones protón-protón en el experimento ALICE-LHC“. Tesis doct. Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, 2014 (vid. pág. 43).
- [27] C. Y. Wong. *Introduction to high-energy heavy ion collisions*. 1995 (vid. págs. 30, 32).

Sitios Web

- [2] *A Large Ion Collider Experiment (ALICE)*. 2017. URL: <https://home.cern/about/experiments/alice> (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 15).
- [4] *Anaconda*. 2017. URL: <https://www.continuum.io/downloads> (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 74).
- [7] *Detectores modernos*. 2017. URL: http://www.particleadventure.org/spanish/modern_detects.html (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 17).
- [8] Colaboracion HIJING. *HIJING 1.411*. 2017. URL: <http://atomfizika.elte.hu/haladolabor/HEP/instructions.html> (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 63).

- [10] *Lecture 7 - Rapidity and Pseudorapidity*. 2017. URL: http://www.hep.shef.ac.uk/edaw/PHY206/Site/2012_course_files/phy206rlec7.pdf (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 19).
- [11] *Luminosidad*. 2017. URL: https://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.luminosity/idioma/es_ES (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 61).
- [12] *Macros HIJING*. 2017. URL: https://drive.google.com/drive/folders/0Bwest05_Lz0CZzd3V2gycjhMRFk (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 74).
- [14] *Monte Carlo methods*. 2017. URL: <http://ihp-lx.ethz.ch/Stamet/lectureNotes/PDFs/ch4.pdf> (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 7).
- [15] *Monte Carlo Methods in Statistical Physics*. 2017. URL: http://itf.fys.kuleuven.be/~fjspXIII/material/Barkema_FSPXIII.pdf (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 18).
- [16] *Monte-Carlo Glauber Model Simulations of Nuclear Collisions*. 2017. URL: <http://digitalcommons.calpoly.edu/cgi/viewcontent.cgi?article=1113&context=physsp> (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 75).
- [17] NICA. *Multi-Purpose Detector (MPD)*. 2017. URL: <http://nica.jinr.ru/projects/mpd.php> (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 17).
- [18] NICA. *Nuclotron-based Ion Collider Facility (NICA)*. 2017. URL: <http://nica.jinr.ru/physics.php> (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 16).
- [19] *Nuclear Size and Shape*. 2017. URL: http://www.personal.soton.ac.uk/ab1u06/teaching/phys3002/course/03_diffraction.pdf (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 12).
- [21] *Proyecto MC Glauber*. 2017. URL: <https://github.com/MCGlauber/MCG> (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 74).
- [23] *Typical detector components*. 2017. URL: http://www.particleadventure.org/component_detector.html (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 18).
- [24] *Ultrarelativistic heavy ion collisions: the first billion seconds*. 2017. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947416001755> (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 15).
- [25] Luis Valenzuela. *Generaciones en HIJING*. 2017. URL: https://drive.google.com/open?id=0Bwest05_Lz0CYX1HbWc0dEZlZlU (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 74).
- [26] Luis Valenzuela. *Simulaciones en MCGlauber*. 2017. URL: https://drive.google.com/open?id=0Bwest05_Lz0CTVU1WF90d1lxUjg (visitado 1 de ene. de 2017) (vid. pág. 76).

Índice de figuras

1.1	Diagrama del espacio fase en temperatura y densidad de la materia hadrónica y el QGP. Hay un punto crítico de temperatura T_c a partir del cual los quarks y gluones están deconfinados. Similarmente hay un punto crítico N_c de la densidad bariónica a partir del cual los quarks y gluones ya no están confinados. La línea curva entre los puntos rojos indica la región de transición de fase entre estos dos estados de la materia hadrónica.	6
2.1	Distribuciones de densidad de carga nuclear de Au y He según la función de Fermi. La densidad incrementa con A , pero tiende a un valor constante ρ_0 , conocida como densidad de carga nuclear. Por lo anterior vemos que la densidad tiende a ser constante y bien definida desde el centro del núcleo hasta a , conocido como radio nuclear. Después de a empieza una región donde la densidad de la carga nuclear disminuye drásticamente, la cual depende del parámetro w y usualmente es llamada región de difusión. Esta gráfica la generé a partir del Código de Python del proyecto MCGlauber.	12
2.2	Distribución de densidad de carga nuclear de Pb según la función de Fermi. La única diferencia con la distribución de densidad de carga del Au , es que tanto la región bien definida como la región difusa de la densidad de carga nuclear del Pb se extienden un poco más, de modo que el radio nuclear es un poco más grande y así también lo es la región difusa, llegando a los 11 fm . Mientras que la región difusa del Au termina ligeramente por debajo de los 11 fm , pues el Au tiene 10 nucleones menos que el Pb . Esta gráfica la generé a partir del Código de Python del proyecto MCGlauber.	13
3.1	Elementos básicos de los detectores actuales. Los detectores contemporáneos se conforman de un arreglo de detectores estructurados de acuerdo a las partículas de interés a capturar; de modo que cuando las partículas alcanzan el detector éstas dejan su firma en él mediante las interacciones que sufren o no en cada una de sus componentes. Las componentes básicas son la cámara de trayectoria, el calorímetro electromagnético (EM), el calorímetro hadrónico y la cámara de muones [7].	17

3.2	Los calorímetros están diseñados para que las partículas a detectar depositen toda su energía en ellos por lo cual terminan deteniéndose en el respectivo detector. Los diagramas indican que el material del que están hechos los calorímetros son tales que las partículas que entran decaen en otros hadrones, perdiendo así su energía [23].	18
3.3	Parámetro de impacto entre dos núcleos que colisionan. Bosquejo de una colisión entre dos núcleos.	23
3.4	Neutrón incidente en el área circular centrada en el núcleo en reposo. .	25
4.1	Colisión entre el núcleo proyectil y el núcleo objetivo con un parámetro de impacto b entre sí.	30
4.2	Sección transversal de un evento $Au + Au$ a $200GeV$. Es la vista en el plano transversal respecto al haz. Los puntos rojos y amarillos corresponden a los nucleones participantes. Los puntos azules y verdes son los nucleones espectadores. Esta simulación fue realizada mediante el programa de Python MCGlauber.	34
4.3	Vista a lo largo del eje del haz de un evento $Au + Au$ a $200GeV$. El número de colisiones es mayor que el número de participantes, pues los nucleones pueden interactuar varias veces, y no todos los nucleones interactúan. Esta simulación fue realizada mediante el programa de Python MCGlauber	35
4.4	Sección transversal de un evento $Au + Au$ a $200GeV$, es la vista en el plano transversal respecto al haz. Los puntos rojos y amarillos corresponden a los nucleones participantes. Los puntos azules y verdes son los nucleones espectadores. Esta simulación la realicé mediante el programa de Python MCGlauber.	36
4.5	Sección transversal de un evento $Au + Au$ a $200GeV$, es la vista en el plano transversal respecto al haz. Los puntos amarillos corresponden a los nucleones participantes. Los puntos azules y verdes son los nucleones espectadores. Solamente hay una colisión entre dos nucleones. Esta simulación la realicé en el programa de Python MCGlauber.	37
4.6	Vista en el plano transversal respecto al haz de un evento $Au + He$ a $200GeV$. Los puntos rojos y amarillos son los participantes. Los puntos azules son los espectadores. Vemos que N_{coll} y N_{par} son cercanos, pues el helio tiene pocos nucleones de modo que es más probable que todos sus nucleones interactúen. Estas cantidades fueron calculadas mediante el modelo Glauber en el programa de Python MCGlauber.	38

4.7	1000 eventos $Au + Au$ a $200 GeV$. Número promedio de nucleones participantes N_{part} y el número promedio de colisiones nucleón-nucleón N_{coll} , en función del parámetro de impacto, con las respectivas fluctuaciones de cada una. Se aprecia que conforme aumenta el parámetro de impacto disminuye tanto N_{part} como N_{coll} . Estas cantidades fueron calculadas mediante el modelo Glauber en el programa de Python MCGlauber.	38
4.8	1000 eventos $Au + He$ a $200 GeV$. En este caso tanto el número de participantes como el número de colisiones es inferior debido a la pequeña cantidad de nucleones en el núcleo de helio. Al igual que en las colisiones $Au + Au$, N_{part} y N_{coll} disminuyen conforme aumenta el parámetro de impacto. En este caso los promedios de N_{part} y N_{coll} son similares, pues el helio solamente tiene 4 nucleones, por lo cual la probabilidad de que todos sus nucleones interactúen con los del oro es alta. Sin embargo habrá eventos en los que no todos los nucleones del helio van a interactuar, dando lugar a mayores fluctuaciones que en el caso de las colisiones $Au + Au$. Estas cantidades fueron calculadas mediante el modelo Glauber en el programa de Python MCGlauber.	39
5.1	Distribución de las partículas generadas a una distancia de $z = +2m$, en el plano $x - y$ y con un campo magnético de $0.5 T$. La densidad de partículas se encuentra en el centro y va disminuyendo radialmente. Generación de 1000 eventos $Au + Au$ a $11 GeV$ en el CMS, realizada con HIJING.	46
5.2	Multiplicidad de todas las partículas generadas.	47
5.3	Multiplicidad de partículas cargadas. Es notable que la mayor parte de las partículas generadas son piones. La multiplicidad de las partículas cargadas es una observable clave para la determinación de la centralidad de las colisiones.	47
5.4	Distribución de momento de todas las partículas generadas. Vemos que las distribuciones de p_x , p_y y p_T son similares, mientras que el momento p_z es inferior, pues está en la dirección del haz.	48
5.5	Pseudorapidity de todas las partículas generadas.	49
5.6	Como primera propuesta, el detector BMD consiste en dos detectores localizados a 2 metros a partir del vértice de colisión de MPD-NICA, BMD-1 Y BMD-2. Cada detector se compone por un arreglo de 80 celdas hechas de un plástico centillador acomodadas en 5 anillos formando 16 sectores. Según simulaciones espera que la cobertura de pseudorapidity de BMD sea de $1,7 < \eta < 4,6$	50
5.7	Distribución de las partículas en un sector del detector. Con $z = +2m$ y $B = 0,5T$	51

5.8	Distribución de las partículas generadas a una distancia $z = +2m$ en el plano $x - y$, considerando que hay un detector en dicha distancia con la geometría del detector BMD. Con campo magnético $Bz = 0,5T$. La mayor concentración de partículas se encuentra en la zona central y va disminuyendo conforme aumenta el radio.	52
5.9	Multiplicidad de partículas por cada anillo. A pesar de que la mayor concentración de partículas se encuentra en los anillos centrales, la cantidad de partículas en los anillos exteriores es mayor.	53
5.10	Multiplicidad de partículas por cada celda. Por la simetría del detector, las celdas de cada anillo tienen una multiplicidad similar.	53
5.11	Multiplicidad de partículas en el detector por cada una de las celdas por área. Es decir, es la multiplicidad normalizada.	54
5.12	Multiplicidad de partículas en el detector para colisiones periféricas. Parámetro de impacto entre 10 y 12 fm . La multiplicidad disminuye para colisiones con un mayor parámetro de impacto, pues hay menos participantes.	55
5.13	La aceptación del detector de todas las partículas. Está dada como el rango de pseudorapidity de las partículas que pasan por el detector. Siendo en este caso el rango de aceptación $1 < \eta < 5$, concentrándose mayormente en $1 < \eta < 4$	55
6.1	Primera aproximación del detector Beam Beam Counter (BBC). Este detector con geometría de panel se conforma por 18 celdas grandes, y en el centro 16 celdas pequeñas. Con un espacio en el centro con las dimensiones del azulejo pequeño, por donde pasa el haz. Para cada uno de los azulejos grandes se puede trazar una circunferencia inscrita de $48cm$ de diámetro, y en los azulejos pequeños se puede trazar una circunferencia inscrita de $12cm$ de diámetro. Los azulejos grandes tienen una separación de 2 milímetros entre sí. Su aceptación esperada es $1,5 < \eta < 4,5$	58
6.2	Bosquejo de una celda del detector BCC. Para verificar si la partícula está dentro o fuera de la celda trazamos una recta que va del origen de la celda a la recta que pasa por el lado del hexágono, teniendo como constricción el pasar por donde se encuentra la partícula.	59
8.1	Datos de entrada de HIJING.	64
8.2	Datos de salida de HIJING.	64

