



UNIVERSIDAD DE SONORA
DIVISIÓN DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES
DEPARTAMENTO DE INVESTIGACIÓN EN FÍSICA

ESTUDIO DE GENERACIÓN Y EFECTOS DE CAMPOS
ELECTROMAGNÉTICOS A ENERGÍAS DEL
EXPERIMENTO NICA

Una tesis presentada a la Universidad de Sonora
para la obtención del Título de
Maestro en Ciencias (Física)

por

ALEJANDRO GUIRADO GARCÍA

bajo la dirección de

Dra. María Elena Tejeda Yeomans

Hermosillo, Sonora, 2021

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

UNIVERSIDAD DE SONORA

Resumen

Departamento de Investigación en Física

Maestría en Ciencias(Física)

Estudio de generación y efectos de campos electromagnéticos a energías del experimento NICA

por Alejandro Guirado García

Los campos electromagnéticos a energías del experimento MPD-NICA son intensos del orden de una décima de la masa del Pión al cuadrado. En unidades del sistema internacional esto es aproximadamente 10^{12} T. En el momento inicial de la colisión, el cual en el modelo de UrQMD está dado por la condición de traspase total de los núcleos, los campos electromagnéticos tienen el mismo comportamiento que en estudios previos a energías del RHIC y LHC, con diferencia en 1 y 2 ordenes de magnitud en la intensidad. El estudio de la evolución temporal de los campos electromagnéticos, presenta resultados similares con los obtenidos a energías del RHIC y LHC, con la diferencia que la duración de los campos electromagnéticos son de uno y dos órdenes de magnitud mayor, respectivamente. Al agregar las ecuaciones de los campos electromagnéticos de Lienard-Wiechert en la dinámica de UrQMD siguiendo el modelo nativo implementado, los resultados demostraron que a energías del experimento MPD-NICA los campos electromagnéticos no influyen en la evolución de los flujos de partículas, principalmente en el flujo directo y elíptico.

UNIVERSIDAD DE SONORA

Abstract

Department of Physics Research

Master in Science (Physics)

**Study of the generation and effects of electromagnetic fields at energies of
the NICA experiment**

by Alejandro Guirado García

The electromagnetic fields at energies of the MPD-NICA experiment are very strong of the order of one tenth of the mass of the Pion squared. In the international system of units this is approximately 10^{12} T. At the initial moment of the collision, which in the UrQMD model is given by the total overlap condition of the nuclei, the electromagnetic fields have the same behavior as in previous studies at RHIC and LHC energies, with a difference of 1 and 2 orders of magnitude in intensity. The study of the temporal evolution of electromagnetic fields presents similar results with the works for RHIC and LHC energies, with the difference that the duration of the electromagnetic pulse is one and two orders of magnitude larger, respectively. By adding the Lienard-Wiechert electromagnetic field equations in the UrQMD dynamics following the implemented native model, the results showed that at energies of the MPD-NICA experiment the electromagnetic fields do not influence the evolution of the particle flows, mainly the direct and elliptical flow.

Agradecimientos

Gracias a mi familia, por ser lo suficientemente pacientes siempre. Por su apoyo incondicional y darme el tiempo para poder desarrollarme en esta área de la ciencia.

A mi pareja Rocío, por siempre darme ánimos en los momentos buenos y malos. Por estar presente en todas las etapas de este trabajo y anterior a este.

A mis amigos, Carolina y Hedwin que hicieron que el posgrado fuera divertido y no tan estresante. A Luis por ser un compañero para resolver dudas y plantear problemas nuevos.

A mi asesora Malena, por darme la oportunidad de estar en el grupo de trabajo de la colaboración MexNICA y por su apoyo en los principios de la licenciatura en Física.

Al departamento de investigación en Física por tener las instalaciones necesarias para poder completar este grado académico. A las secretarías del departamento por estar con buena disposición siempre y a los profesores del grupo de altas energías por brindarme su apoyo siempre que fue necesario.

Al grupo de trabajo de Oleg Rogachevsky por permitirme trabajar con ellos en el programa de verano del laboratorio de investigación en ciencias nucleares (JINR). A David, Nurbahit, Demezhan y Ramazaán por orientarme y ayudarme en prácticamente todo lo necesario. Y al laboratorio por aportar el dinero suficiente para pagar los gastos de manutención, vivienda y vuelos.

Por último, gracias a CONACyT por el apoyo económico para poder dedicarme de tiempo completo a este trabajo y a su vez obtener el grado de maestría.

Índice general

Resumen	II
Abstract	III
Agradecimientos	IV
1. Introducción	1
1.1. Física de altas energías	1
1.2. Experimento MPD-NICA	5
1.2.1. Colaboración MExNICA y detector BeBe	8
2. Simulación de colisiones en MPD-NICA con UrQMD	10
2.1. Etapas de la simulación de colisiones de iones en UrQMD . . .	11
2.1.1. Iniciación en UrQMD: Monte Carlo de Glauber	12
2.1.2. Transporte de partículas	15
2.1.3. Colisiones en UrQMD	17
3. Cálculo de campos electromagnéticos en colisiones de iones pesados	19
3.1. Ecuaciones de campo de Lienard-Wiechert	22
4. Análisis de flujo de hadrones	25
4.1. Ángulo del plano del evento	26
Resolución del ángulo del plano del evento	28
4.2. Flujos de hadrones: Coeficientes de la expansión azimutal . . .	28
5. Resultados	31
5.1. Campos electromagnéticos de Lienard-Wiechert	31

5.1.1.	En el momento inicial de colisión	31
5.1.2.	Evolución temporal en dirección x , y y z	35
	Integral sobre el pulso de los campos magnéticos	38
5.1.3.	Evolución temporal en rangos de centralidad en dirección y	38
5.1.4.	Evolución temporal variando el punto de observación en el plano transversal	42
5.2.	Análisis de flujos	44
5.2.1.	Resolución del ángulo del plano del evento	44
5.2.2.	Cambios en los flujos de momento al agregar los campos electromagnéticos en UrQMD	50
	Flujo directo y elíptico	51
6.	Conclusión	52
A.	Códigos	54
B.	Manual para agregar las ecuaciones de campos electromagnéticos de Lienard-Wiechert al modelo de UrQMD	56
B.1.	Introducción	56
B.2.	Comentarios sobre el código de UrQMD	56
B.3.	Modelo de propagación en UrQMD	57
B.4.	Ecuaciones de Lienard-Wiechert para campos electromagnéticos	59
B.4.1.	Enfoque de propagación de campos electromagnéticos utilizando las ecuaciones de L-W	60
B.5.	Comentarios	61
C.	Desarrollo del plano del evento	63

Índice de figuras

1.1. Ilustración de una colisión de núcleos.	2
1.2. Diagrama de fase de la materia nuclear en distintos experimentos de Física de altas energías.	3
1.3. Gráfica ilustrativa para mostrar la dependencia de la energía de colisión y la velocidad, considerando que colisionan dos protones a la misma velocidad relativista y en el centro de masa.	4
1.4. Esquema del proyecto NICA y sus principales experimentos.	5
1.5. Esquema de algunos detectores del experimento MPD-NICA.	6
1.6. Ilustración de los detectores propuestos en el MPD [19].	7
1.7. Esquema del detector BeBe visto de frente, las celdas del plástico centellador son de 5 cm de altura y 2 cm de ancho [20].	8
1.8. Distribución de partículas cargadas capturadas en cada uno de los anillos de BeBe. Vista en el plano X - Y [22].	9
2.1. La separación entre los centros de los núcleos se le llama parámetro de impacto (b). En los generadores de eventos se suele agregar el parámetro de impacto en dirección x	11
2.2. Distribución de Woods-Saxon de dos parámetros para modelar los núcleos de oro y bismuto.	12
2.3. Localización espacial de todas los nucleones en un evento de UrQMD con $b = 0$ fm con una energía de colisión en el centro de masa de 11 GeV.	14
2.4. Localización espacial de todas los nucleones en un evento de UrQMD con $b = 12$ fm con una energía de colisión en el centro de masa de 11 GeV.	14

3.1.	Dibujo de la trayectoria de una partícula con carga q	20
4.1.	El ángulo azimutal de las partículas en las coordenadas de momento ϕ , el ángulo del plano de la reacción Φ_{RP} y ϕ' es la resta del ángulo azimutal de las partículas y el ángulo del plano de la reacción y \mathbf{Q} es el vector utilizado en el método estándar del ángulo de plano del evento.	26
4.2.	Ilustración geométrica de los primeros 4 coeficientes de la expansión azimutal v_n [35].	29
5.1.	Campo magnético en dirección y y valor absoluto de los campos electromagnéticos evento por evento en dirección x e y evaluados en $t = 0$, en el origen en función del parámetro de impacto para los protones en colisiones de AuAu con energía de colisión en el centro de masa de 4 GeV.	32
5.2.	Campo magnético en dirección y y valor absoluto de los campos electromagnéticos evento por evento en dirección x e y evaluados en $t = 0$, en el origen en función del parámetro de impacto para los protones en colisiones de AuAu con energía de colisión en el centro de masa de 9 GeV.	32
5.3.	Campo magnético en dirección y y valor absoluto de los campos electromagnéticos evento por evento en dirección x e y evaluados en $t = 0$, en el origen en función del parámetro de impacto para los protones en colisiones de AuAu con energía de colisión en el centro de masa de 11 GeV.	33
5.4.	Distribución de probabilidad $P(B_x, B_y)$ de 10,000 eventos en colisiones de AuAu a energía de colisión $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV, en $\mathbf{r} = 0$ y $t = 0$ con b fijo igual a 0 y 10 fm.	34
5.5.	Distribución de probabilidad $P(B_x), P(B_y)$ de 10,000 eventos en colisiones de Au+Au a energía de colisión $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV, en $\mathbf{r} = 0$ y $t = 0$ con b fijo igual 0 y 10 fm.	35

- 5.6. Evolución temporal del campo magnético en dirección y producido por protones espectadores en $r = 0$ para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 4 GeV. La muestra es de 100,000 eventos minimum bias en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm. 36
- 5.7. Evolución temporal del campo magnético en dirección y producido por protones espectadores en $r = 0$ para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 9 GeV. La muestra es de 100,000 eventos minimum bias en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm. 36
- 5.8. Evolución temporal del campo magnético en dirección y producido por protones espectadores en $r = 0$ para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 11 GeV. La muestra es de 100,000 eventos minimum bias en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm. 37
- 5.9. Evolución temporal de campos electromagnéticos producidos por protones espectadores en $r = 0$ para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 4 GeV y seccionados por rangos de parámetro de impacto. La muestra es de 100,000 eventos en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm. 39
- 5.10. Evolución temporal de campos electromagnéticos producidos por protones espectadores en $r = 0$ para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 9 GeV y seccionados por rangos de parámetro de impacto. La muestra es de 100,000 eventos en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm. 40

- 5.11. Evolución temporal de campos electromagnéticos producidos por protones espectadores en $r = 0$ para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 11 GeV y seccionados por rangos de parámetro de impacto. La muestra es de 100,000 eventos en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm. 41
- 5.12. Evolución temporal de campos electromagnéticos producidos por protones espectadores en función de r para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 4 GeV. La muestra es de 1,000 eventos minimum bias en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm. 42
- 5.13. Evolución temporal de campos electromagnéticos producidos por protones espectadores en función de r para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 9 GeV. La muestra es de 1,000 eventos minimum bias en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm. 43
- 5.14. Evolución temporal de campos electromagnéticos producidos por protones espectadores en función de r para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 11 GeV. La muestra es de 1,000 eventos minimum bias en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm. 43
- 5.15. Resolución del ángulo del plano del evento calculado utilizando el método estándar del ángulo del plano del evento con diferentes pesos y utilizando todos los anillos del detector BeBe. Calculado con 1,000,000 colisiones de Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 11$ GeV generadas en UrQMD y transportado por los detectores utilizando la paquetería de MPD-ROOT. 45

5.16. Resolución del ángulo del plano del evento calculado utilizando el método estándar del ángulo del plano del evento con diferentes pesos y utilizando los anillos centrales (1 y 2) del detector BeBe. Calculado con 1,000,000 colisiones de Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 11$ GeV generadas en UrQMD y transportado por los detectores utilizando la paquetería de MPD-ROOT. 46

5.17. Resolución del ángulo del plano del evento calculado utilizando el método estándar del ángulo del plano del evento con diferentes pesos y utilizando todos los anillos del detector BeBe. Calculado con 100,000 colisiones de Bi-Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV generadas en UrQMD y transportado por los detectores utilizando la paquetería de MPD-ROOT. 46

5.18. Resolución del ángulo del plano del evento calculado utilizando el método estándar del ángulo del plano del evento con diferentes pesos y utilizando los anillos centrales (1 y 2) del detector BeBe. Calculado con 100,000 colisiones de Bi-Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV generadas en UrQMD y transportado por los detectores utilizando la paquetería de MPD-ROOT. 47

5.19. Flujo directo y elíptico de protones y piones cargados agregando los efectos de los campos magnéticos a la dinámica de UrQMD. Los eventos son de Au+Au a energía de colisión $\sqrt{s_{NN}} = 11$ GeV, con parámetro de impacto fijo e igual a 7 fm y con tiempo fijo $t = 100$ fm. 51

Índice de cuadros

5.1. Valores de la integral en el tiempo de los campos magnéticos mostrados en las figuras 5.6 a 5.8 para diferentes energías de colisión en el centro de masa.	38
5.2. Tabla de la resolución del ángulo del plano del evento para 100,000 colisiones de Bi-Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV y 1,000,000 de colisiones de Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 11$ GeV generadas en UrQMD y transportado por los detectores utilizando la paquetería de MPD-ROOT considerando unicamente los hits en el primer y segundo anillo del detector BeBe.	48
5.3. Tabla de la resolución del ángulo del plano del evento para 100,000 colisiones de Bi-Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV y 1,000,000 de colisiones de Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 11$ GeV generadas en UrQMD y transportado por los detectores utilizando la paquetería de MPD-ROOT considerando los 6 anillos del detector BeBe. . . .	49

Lista de Abreviaciones

NICA	Nuclotron Ion Collider fAcility Acelerador de partículas que está siendo construido en JINR.
MPD	Multi Purpose Detector Detector Multi-Propósito
BMN	Baryonic Matter at Nuclotron Materia Bariónica en el Nucleotrón
SPD	Spin Physics Detector Detector para la Física del Spin
UrQMD	Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics Mecánica Cuántica Molecular Ultra Relativista
MexNICA	Mexican collaboration at the NICA facility Colaboración Mexicana en el complejo NICA
BeBe	Beam Beam Counter Detector de Monitoreo de Haz
JINR	Joint Institute of Nuclear Research Instituto Conjunto de Investigación Nuclear

Constantes Físicas

Constante de estructura fina $\alpha_{EM} = 1/137$

Permitividad eléctrica $\epsilon_0 = 1$

Permeabilidad magnética $\mu_0 = 1$

Todos los valores de constantes están en unidades naturales ($\hbar = c = k_b = 1$).

Lista de Símbolos

$El_1+El_2, El_1-El_2, El_1El_2$	Colisión de núcleos de elementos El_1 y El_2
$\sqrt{s_{NN}}$	Energía de colisión en el centro de momentos por nucleón
eV	Energía necesaria para mover un electrón de un punto A a un punto B con una diferencia de potencial igual a 1 V En unidades del sistema internacional es igual a $1,602^{-19}$ J.
G	Prefijo griego "giga" que indica un factor de 10^9 .
T	Unidad de inducción magnética del sistema internacional de unidades.
<i>gauss</i>	Unidad de inducción magnética del sistema cegesimal de unidades ($gauss = 10^{-4} \approx 10^{14}$ eV).

1 Introducción

Este trabajo se enmarca en el ámbito de la Física de Altas Energías, en el cual se considera que al colisionar iones a velocidades cercanas a la velocidad de la luz, se puede estudiar la materia en condiciones extremas de densidad y temperatura [1]. Esto ha motivado a desarrollar diversas teorías y modelos que a su vez están respaldadas por experimentos en los cuales se analizan los productos de las colisiones de diferentes partículas. Fundamentalmente, se pueden estudiar todos los procesos relacionados a las interacciones de las partículas elementales con el Modelo Estándar, aunque existen diversas teorías más allá de dicho modelo, este suele ser el punto de partida [2]. El presente trabajo de tesis estudia de manera indirecta las propiedades de la materia nuclear al colisionar núcleos de elementos pesados como oro y bismuto. Los núcleos están compuestos por partículas subatómicas: protones y neutrones, los cuales, están formados por quarks y gluones. En colisiones de núcleos a velocidades cercanas a la de la luz la materia que está interactuando está formada de quarks y gluones [3]. Al colisionar con tanta energía se crea el estado de la materia que actualmente se conoce como el Plasma de Quarks y Gluones (QGP, por sus siglas en inglés). En este peculiar estado de la materia, los quarks y gluones se encuentran desconfiados, aunque interactuando fuertemente, lo cual es de suma importancia para los modelos teóricos [4].

1.1. Física de altas energías

La forma más simple de imaginarse una colisión de núcleos es como si se colisionarán dos partículas esféricas que se destruyen al momento de colisionar y los fragmentos son expulsados en todo el espacio.

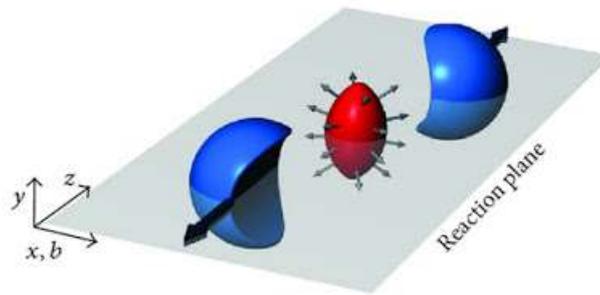


FIGURA 1.1: Ilustración de una colisión de núcleos.

En la jerga del área de altas energías al espacio de ambos núcleos que colisionan (parte roja de la figura 1.1) se le llama bola de fuego en la mayoría de ilustraciones, diagramas, desarrollos teóricos, etc. Por convención se selecciona la dirección del haz en dirección z y la dirección de separación entre ambos núcleos es en dirección x , a esta separación se le llama parámetro de impacto b , el cual se comentará mas adelante en este trabajo. La dirección del haz y la dirección del parámetro de impacto forma el plano xz , al cual se le llama el plano de la reacción, mientras que el plano formado por la dirección perpendicular al plano de la reacción y la dirección del parámetro de impacto, es decir el plano xy se le llama el plano transverso. Además, una colisión se suele representar como El_1+El_2 , El_1-El_2 , El_1El_2 donde El_1 y El_2 son los elementos a colisionar. Otros conceptos importantes se irán explicando a lo largo del trabajo.

Actualmente existen diversos experimentos en el área de Física de Altas Energías, en los cuales se colisionan núcleos en diferentes escenarios y con diferentes detectores, con el objetivo de analizar propiedades y fenómenos diferentes. Por citar algunos, está el experimento del Gran Colisionador de Hadrones (LHC, por sus siglas en inglés) en el cual se colisionan núcleos a energías del orden de TeV [5], el colisionador de Iones Pesados a Velocidades Relativistas (RHIC, por sus siglas en inglés) que colisionan núcleos en el orden de cientos de GeV [6], y el experimento del Detector Multi-Propósito (MPD-NICA, por sus siglas en inglés) en el que se colisionarán núcleos a energías intermedias de alrededor de 9 GeV [7]. Antes de comenzar a describir algunos conceptos relevantes relacionados a este trabajo, es interesante ver el diagrama

de fase de la materia nuclear al variar la temperatura y la densidad bariónica.

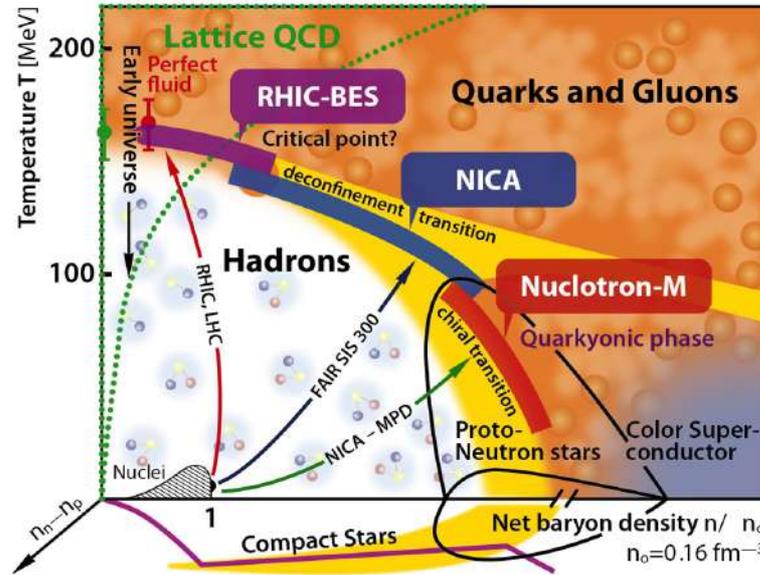


FIGURA 1.2: Diagrama de fase de la materia nuclear en distintos experimentos de Física de altas energías.

Como se puede notar en la imagen (1.2) cada experimento se enfoca en estudiar distintas regiones del diagrama de fase de la materia nuclear. Esto permite estudiar la materia bariónica en sus distintos estados y cambios de fase. Faltan regiones por estudiar y en las regiones que actualmente se estudian aún se tienen muchas preguntas abiertas [8].

En el área de Física de Altas Energías se estudian las interacciones de las partículas fundamentales y su conexión con el universo temprano. En el caso de colisiones de núcleos, la velocidad de los núcleos y por ende de los protones y neutrones está dada por un complejo de máquinas que logran acelerarlos a velocidades cercanas a los de la luz. Haciendo un cálculo simple considerando que los nucleones solo viajan en la dirección paralela al haz, la cual usualmente se selecciona en dirección z , la velocidad a la que colisionan únicamente es dependiente de la energía de colisión [9].

$$v = \sqrt{1 - \left(\frac{2m_p}{\sqrt{s_{NN}}} \right)^2} \quad (1.1)$$

Donde la velocidad es adimensional, con el entendido que está dividida por la velocidad de la luz, siendo entonces que la velocidad está restringida

a tener valores entre 0 y 1. La masa del protón (m_p) es igual a 0.938 GeV y la energía de colisión en el centro de masa ($\sqrt{s_{NN}}$) en GeV.

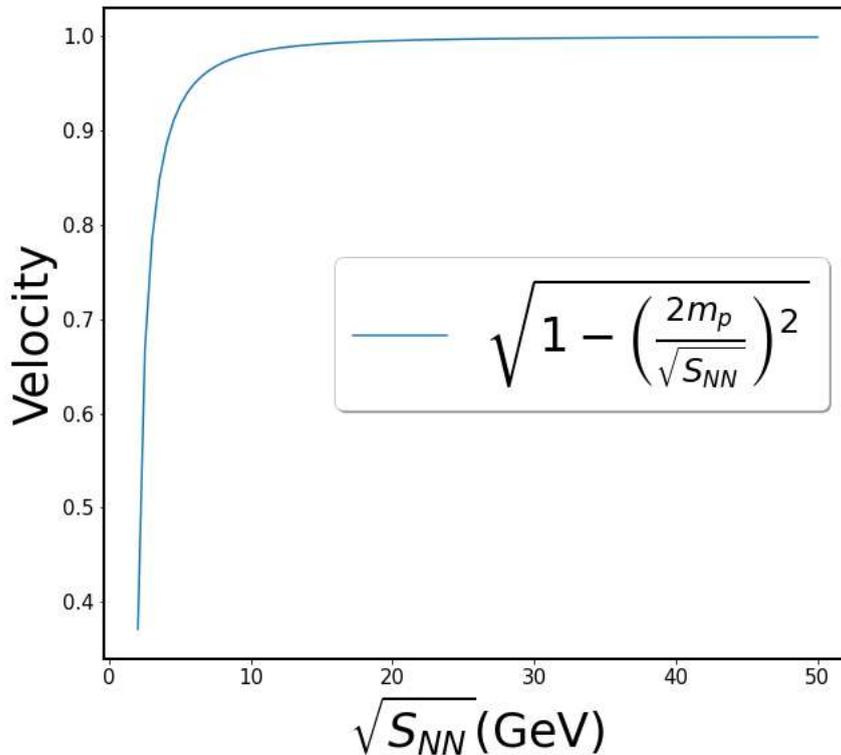


FIGURA 1.3: Gráfica ilustrativa para mostrar la dependencia de la energía de colisión y la velocidad, considerando que colisionan dos protones a la misma velocidad relativista y en el centro de masa.

Es interesante notar como en el rango de aproximadamente 3 GeV la velocidad a la que se mueven los protones no es ni la mitad de la velocidad de la luz, pero aumenta muy rápidamente y para una energía de colisión de 20 GeV ya es muy cercana a la velocidad de la luz.

En este trabajo se estudian principalmente los campos magnéticos y sus posibles efectos en algunos observables como son: los flujos de partículas. Estudios previos se han reportado sobre la caracterización de los campos electromagnéticos a energías de otros experimentos, principalmente de los experimentos LHC y RHIC. La caracterización temporal de los campos electromagnéticos se pueden encontrar en [10, 11, 12]. Estos resultados se obtuvieron

con distintos generadores de eventos, pero utilizando el mismo modelo teórico que el que se implementa en este trabajo, por lo que son sumamente útiles para comparar resultados aunque la energía de colisión es mucho menor. También, se ha estudiado el comportamiento de los campos electromagnéticos evento por evento en el momento inicial de la colisión [13, 10].

Para lograr esto se simularon las condiciones experimentales del proyecto MPD-NICA utilizando un generador de eventos y en el contexto del experimento MPD-NICA [14], se utiliza la paquetería MPD-ROOT, la cual aún está en desarrollo.

1.2. Experimento MPD-NICA

El acelerador de partículas se está construyendo en el Instituto Conjunto de Investigación Nuclear (JINR, por sus siglas en inglés) [15] el cual está ubicado en la ciudad de Dubna en la región de Moscú en Rusia. Este proyecto contará con al menos 3 grandes experimentos: materia bariónica en el nucleotrón (BMN, por sus siglas en inglés) [16], detector de física del spin (SPD, por sus siglas en inglés) [17] y el detector multipropósito (MPD, por sus siglas en inglés) [14].

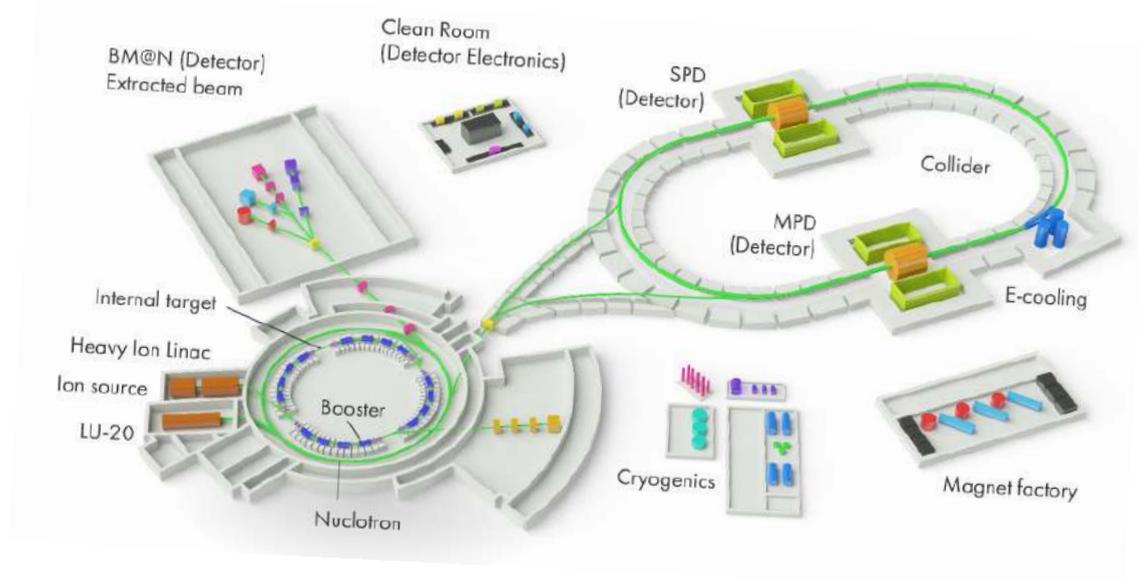


FIGURA 1.4: Esquema del proyecto NICA y sus principales experimentos.

El proyecto de NICA propone realizar estudios con diferentes iones desde protones hasta núcleos de átomos pesados. La energía de colisión en el centro de masa para colisiones de protones será de hasta 29 GeV. Cuando el experimento empiece a funcionar se colisionarán núcleos de bismuto a 9 GeV inicialmente. Se espera que el rango de energías será de 3 a 11 GeV colisionando núcleos de oro y bismuto [7].

Se espera estudiar en este rango de energías, las siguientes tareas:

- Fluctuaciones en producción de hadrones evento por evento.
- Correlación femtoscópica
- Flujos directo y elíptico para algunos hadrones.
- Producción de Hiperones.
- Asimetría de carga.

Más información del proyecto NICA se puede obtener directamente de la página web o bien de los artículos hasta ahora publicados [7, 14]. Este trabajo solo se enfocó en la física relacionada al MPD. Por lo tanto, enfocándonos únicamente en este experimento, los detectores que aparecen en la documentación oficial del MPD aparecen en la siguiente imagen [7].

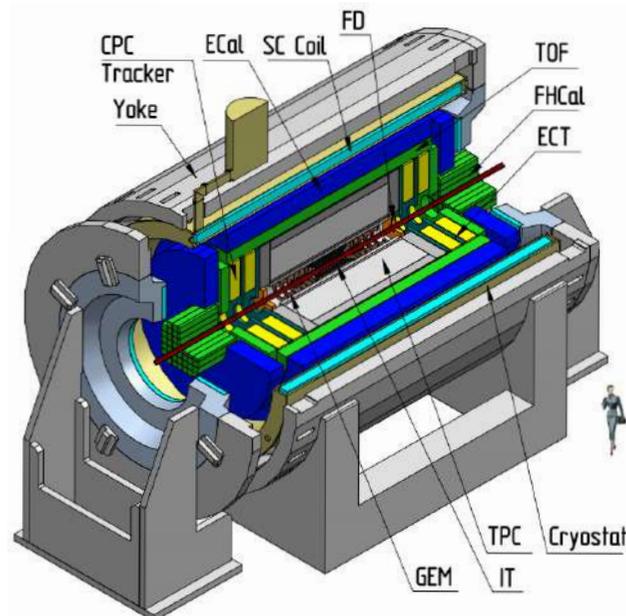


FIGURA 1.5: Esquema de algunos detectores del experimento MPD-NICA.

Es importante mencionar que como el complejo del experimento aún no está construido, todos los análisis se realizan utilizando la paquetería de ROOT en la cual se simulan los detectores del experimento, dicha paquetería se llama MPDROOT [18]. La ubicación del detector BeBe se puede apreciar en la siguiente imagen.

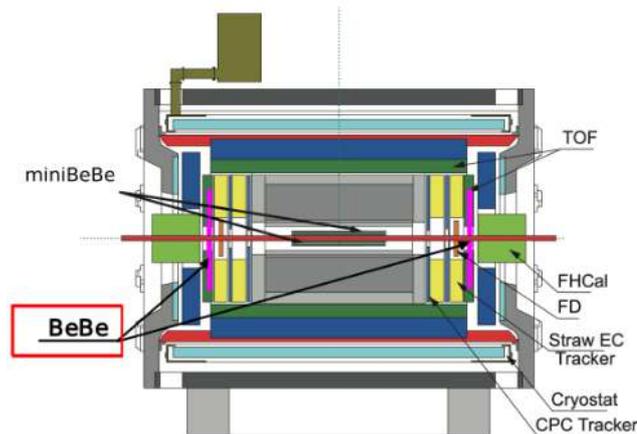


FIGURA 1.6: Ilustración de los detectores propuestos en el MPD [19].

Algunos de los principales detectores del MPD son:

- **TPC:** Cámara de proyección temporal. De sus siglas en inglés, Time Projection Chamber.
- **ZDC:** Calorímetro de cero grados. De sus siglas en inglés, Zero Degree Calorimeter.
- **TOF:** Sistema de medición de tiempo de vuelo. De sus siglas en inglés, Time of Flight system.
- **ECal:** Calorímetro electromagnético.
- **BeBe:** Detector de monitoreo de haz. De sus siglas en inglés, Beam-beam monitoring detector.
- **miniBeBe:** Sistema despertador diseñado para el experimento MPD-NICA.

1.2.1. Colaboración MExNICA y detector BeBe

Los detectores que se pueden apreciar en la Figura 1.5 se han propuesto para formar parte oficial del experimento de MPD-NICA, entre otros que no aparecen y que están en proceso de revisión. El trabajo inicial de la colaboración de MExNICA fue proponer, diseñar y realizar simulaciones de un detector forward, al cual se le llamo BeBe (Beam-Beam Counter). Como se muestra en la Figura 1.7, este detector cuenta con 162 celdas y se coloca en las tapas del cilindro formado por los demás detectores. Con una región de pseudorapidez (η) de 1.9 a 3.97 [20].

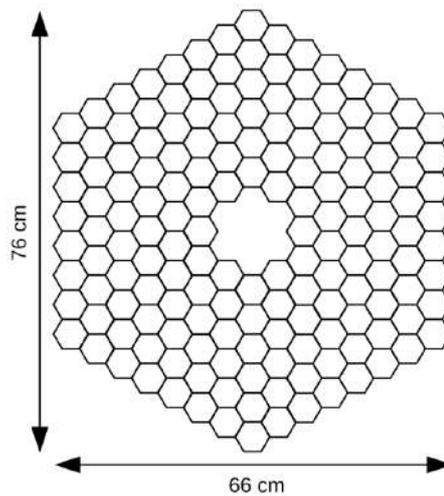


FIGURA 1.7: Esquema del detector BeBe visto de frente, las celdas del plástico centellador son de 5 cm de altura y 2 cm de ancho [20].

El detector BeBe será útil para generar una señal de activación para identificar y discriminar los eventos de beam-gas, ya sea por eventos minimum bias¹. o con una centralidad dada. Además, los datos se pueden utilizar para la reconstrucción de observables físicos de interés en colisiones de iones pesados tales como la multiplicidad de partículas cargadas, determinación de centralidad de colisión, ángulo del plano del evento, entre otros [20]. La versión del detector BeBe que se utilizó en este trabajo para el cálculo del

¹Minimum bias: Se refiere a que los eventos son simulados con un parámetro de impacto obtenido por el método de Glauber entre 0 y la suma de los radios de ambos elementos a colisionar [21].

ángulo del plano del evento consiste en un panel de 162 celdas hexagonales del mismo tamaño, las cuales forman 6 anillos.

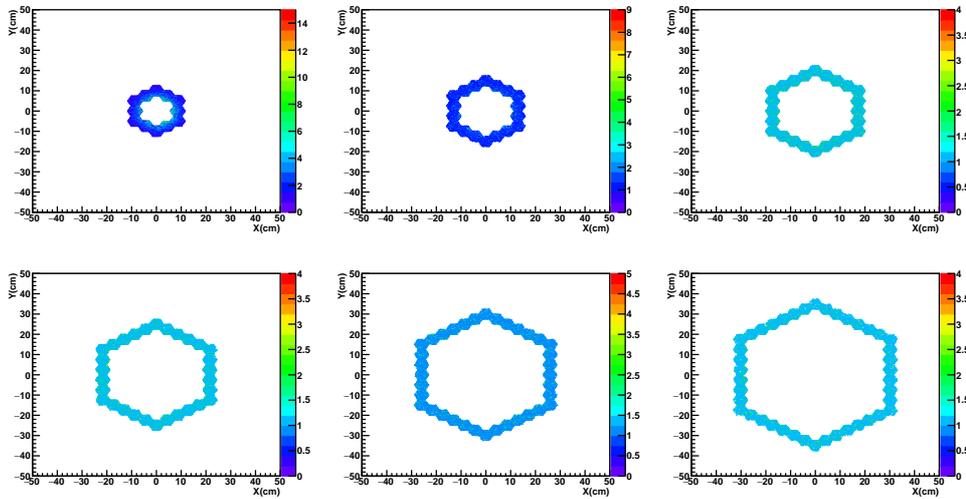


FIGURA 1.8: Distribución de partículas cargadas capturadas en cada uno de los anillos de BeBe. Vista en el plano X-Y [22].

En el capítulo 2, se discute acerca del generador de eventos utilizado en este trabajo, se explica brevemente como funciona la dinámica y la localización de los nucleones. Además, explica de forma resumida la dinámica utilizada en el generador para la propagación de hadrones y mesones. En el capítulo 3, se explica el desarrollo necesario para llegar a las ecuaciones de campos electromagnéticos de Lienard-Wiechert y como se reescriben en términos de los momentos para poder calcular los campos electromagnéticos con los archivos de salida de UrQMD. En el capítulo 4, se comenta la idea de donde surgen los conceptos del ángulo del plano del evento, la resolución del plano del evento y los flujos de momentos, principalmente el flujo directo y elíptico. Por último, en el capítulo 5 se presentan los resultados de este trabajo.

2 Simulación de colisiones en MPD-NICA con UrQMD

Para simular los fenómenos que ocurren en los experimentos de Física de Iones Pesados, se suelen desarrollar códigos autocontenidos en algún lenguaje de programación como lo son: Fortran, C++, entre otros. Esto es debido a la velocidad de ejecución, optimización de recursos y que son lenguajes compilados. A estos códigos se les llama generadores de eventos, esto es porque experimentalmente se considera un evento cada vez que colisionan dos partículas (núcleos, hadrones, electrones, etc) contenidas en el haz viajando en direcciones opuestas. En este trabajo, se utilizó el generador de eventos llamado “Dinámica Cuántica Molecular ultra-Relativista” (UrQMD, por sus siglas en inglés) [23, 24]. UrQMD es ampliamente utilizado como generador de eventos en colisiones de iones pesados debido a que es rápido, fácil de utilizar, hay bastante documentación disponible, es cómodo personalizarlo para diferentes tareas y está escrito en Fortran.

Las simulaciones computacionales en Física de Iones Pesados son demandantes y complejas debido a los procesos estocásticos relacionados con los decaimientos e interacciones de las partículas. Actualmente existen distintas herramientas para simular las condiciones experimentales, uno de los principales métodos que se utilizan para inicializar los parámetros de la simulación es el Monte Carlo de Glauber (MCG) [25]. El MCG nos permite determinar el área de traslape, entre otras características en la colisión de dos núcleos con un parámetro de impacto dado b . Como se muestra en la Fig 2.1, el parámetro de impacto es la separación entre los centros de los núcleos.

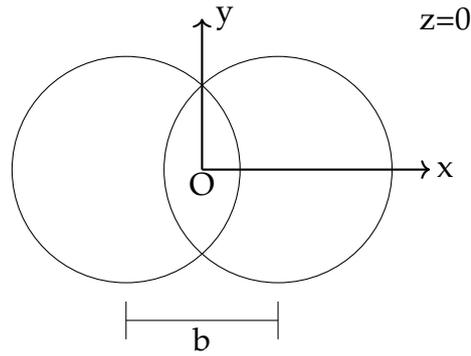


FIGURA 2.1: La separación entre los centros de los núcleos se le llama parámetro de impacto (b). En los generadores de eventos se suele agregar el parámetro de impacto en dirección x .

Debido a la necesidad de relacionar los parámetros geométricos en las colisiones con cantidades que sí pueden ser determinadas experimentalmente; Glauber logró resolver el problema de dispersión de partículas compuestas. El trabajo de Glauber consistió en proveer una base sólida y consistente de la teoría cuántica de colisiones de objetos compuestos logrando obtener una buena descripción de los datos obtenidos al colisionar protones con Deuterio y átomos más pesados [21, 26].

2.1. Etapas de la simulación de colisiones de iones en UrQMD

Simplificando en gran medida lo que es un generador de eventos y enfocandonos específicamente en UrQMD, la evolución de la colisión a simular se puede describir en 3 etapas [27]:

- **Iniciación:** Los nucleones se distribuyen estocasticamente dentro del núcleo siguiendo la distribución de Woods-Saxon [28].
- **Transporte:** Se utilizan las ecuaciones de movimiento pre-seleccionadas para modelar la dinámica de los nucleones.
- **Colisión:** Para cada partícula se utiliza un criterio de selección, si se cumple la partícula se considera que colisionó.

Aunque existen otros procesos involucrados en UrQMD, en este trabajo se estudiaron las 3 etapas mencionadas anteriormente: Iniciación, transporte y colisión.

2.1.1. Iniciación en UrQMD: Monte Carlo de Glauber

El Monte Carlo de Glauber está definido en el archivo *init.f*. Al seleccionar los núcleos correspondientes a colisionar en el archivo de entrada de UrQMD, automáticamente se cargan las distribuciones de densidad radial, con los respectivos parámetros. En este trabajo solo se utilizaron núcleos de oro y bismuto, por lo que la distribución radial utilizada fue la distribución de Woods-Saxon de dos parámetros [25].

El proceso de posicionar a los nucleones dentro del núcleo se realiza en 3 etapas. Primero se distribuyen los nucleones radialmente utilizando la distribución de Woods-Saxon de dos parámetros para núcleos de oro y bismuto.

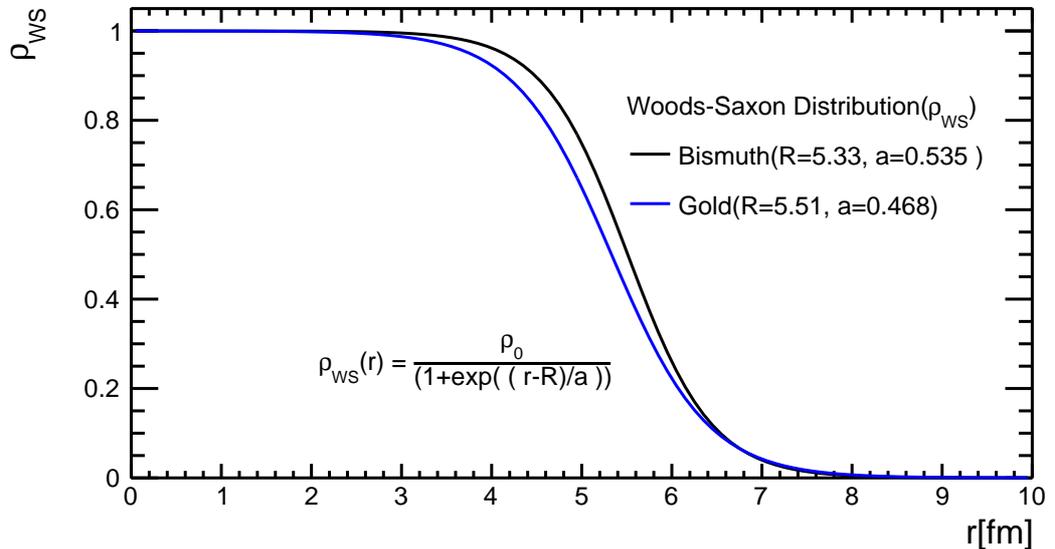


FIGURA 2.2: Distribución de Woods-Saxon de dos parámetros para modelar los núcleos de oro y bismuto.

En la Fig 2.2 se muestra la distribución de Woods-Saxon donde ρ_0 es la densidad base del núcleo que se puede calcular cuando el radio es nulo, el parámetro a está relacionado con el grosor de la pared del núcleo y R es el

radio del núcleo. Se puede apreciar que los nucleones se pueden distribuir, incluso por fuera del núcleo. En ambos casos el radio es menor a 6 fm y se observa que se pueden posicionar nucleones hasta aproximadamente 8 fm. Posteriormente se utiliza el cambio de coordenadas de esféricas a cartesianas para obtener la posición de los nucleones en el espacio cartesiano.

$$\begin{aligned}x &= r \cos(\phi) \sin(\theta) \\y &= r \sin(\phi) \sin(\theta) \\z &= r \cos(\theta)\end{aligned}\tag{2.1}$$

Donde ϕ es el ángulo azimutal en el plano xy y θ el ángulo polar. Estos ángulos se distribuyen al azar, utilizando cualquier función generadora de números aleatorios.

$$\theta = \cos^{-1}(2\text{ranf}(0)) - 1\tag{2.2}$$

$$\phi = 2\pi(\text{ranf}(0))\tag{2.3}$$

La función *ranf* se utiliza para crear numeros aleatorios desde 0 hasta 1. El ángulo azimutal es distribuido uniformemente en todo el el plano xy , mientras que el ángulo polar es acotado para evitar aglomeración en los polos. Entre muchas otras funciones que realiza el código de UrQMD mientras inicializa los núcleos, se carga el parámetro de impacto y se desplazan los núcleos una distancia $b/2$ en la dirección x . En UrQMD el parámetro de impacto siempre se añade en dirección x .

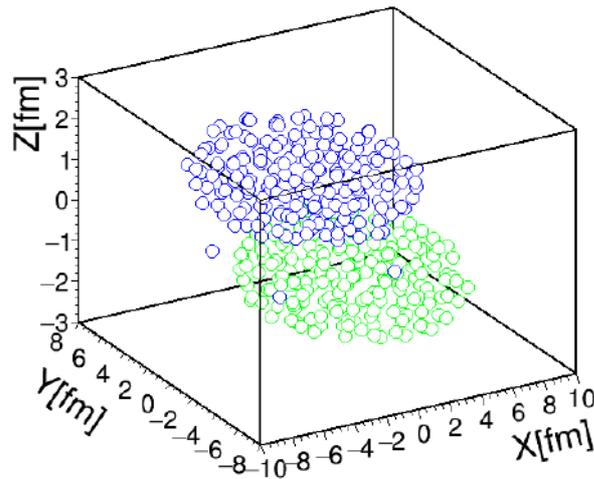


FIGURA 2.3: Localización espacial de todos los nucleones en un evento de UrQMD con $b = 0$ fm con una energía de colisión en el centro de masa de 11 GeV.

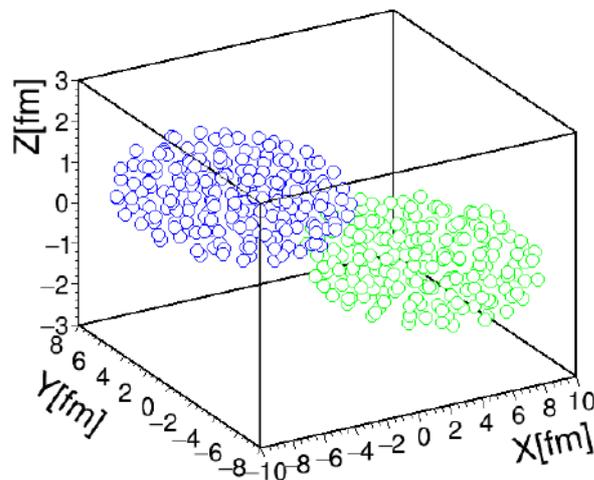


FIGURA 2.4: Localización espacial de todos los nucleones en un evento de UrQMD con $b = 12$ fm con una energía de colisión en el centro de masa de 11 GeV.

En las Figuras 2.3 y 2.4 se muestra la localización espacial de los nucleones en el momento inicial de la colisión. En UrQMD el tiempo inicial de colisión se considera cuando los núcleos están completamente traslapados, considerando el parámetro de impacto para el evento correspondiente [29].

También se utilizan algunas constricciones en la posición de cada nucleón dentro de los núcleos:

- Los núcleos están centrados en su propio espacio de configuración alrededor de 0.
- El núcleo está en reposo: $\sum_j \mathbf{v}_i = 0$. Esto indica, que la suma de las velocidades de cada nucleon dentro del núcleo es muy cercano a 0.

Posterior a la iniciación de los núcleos, se realiza el transporte de partículas.

2.1.2. Transporte de partículas

En el modelo de UrQMD los nucleones son representados como distribuciones de densidad con forma gaussiana [30],

$$\psi(\mathbf{r}_i, t) = \left(\frac{2\alpha}{\pi}\right)^{\frac{3}{4}} \exp\left[-\alpha(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}\mathbf{0}_j(t))^2 + \frac{i}{\hbar}\mathbf{p}_j(t)\mathbf{r}_j\right] \quad (2.4)$$

El índice j representa al nucleón j , mientras que el índice i es la distribución de densidad del nucleón i calculado en la ecuación (2.4). La función de onda del núcleo $\Psi(\mathbf{r}, t)$ está definida como el producto de las funciones de onda de todos los nucleones $\psi(\mathbf{r}, t)$ dentro del núcleo, donde α es la constante de estructura fina, \mathbf{r} es la posición de los nucleones y \mathbf{r}_0 es una función de la densidad del estado base de la materia nuclear ρ_0 utilizada en el modelo UrQMD.

$$\Psi = \prod_j \psi(\mathbf{r}_j, \mathbf{p}_j, t) \quad (2.5)$$

Las ecuaciones de movimiento implementadas en el código de UrQMD para modelar la dinámica de los nucleones se pueden encontrar en el archivo *propot.f*. También se puede revisar la información en la documentación oficial de UrQMD [27].

Además dichas ecuaciones de movimiento están descritos con la parte real de la interacción nucleón-nucleón. La dinámica es simulada por el Hamiltoniano clásico, en el archivo de UrQMD en el que se agregan los parámetros de entrada, este archivo es: *inputfile*. Existen dos posibilidades para seleccionar la dinámica que se deseé utilizar, seleccionando la ecuación de estado *eos* en el archivo *inputfile*.

- *eos* = 0: La propagación es libre, es decir, se realiza sin considerar ningún potencial.

$$\mathcal{H} = \sum_j E_j^{kin} \quad (2.6)$$

- *eos* = 1: La propagación es con interacciones a través de los potenciales seleccionados en el archivo *propot.f*, estos pueden ser la distribución de Skyrme, el potencial de Yukawa, interacciones de Coulomb y de Pauli.

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \sum_j E_j^{kin} + \frac{1}{2} \sum_j \sum_k \left(E_{jk}^{Sk2} + E_{jk}^{Yukawa} + E_{jk}^{Coulomb} + E_{jk}^{Pauli} \right) \\ & + \frac{1}{6} \sum_j \sum_k \sum_l E_{jkl}^{Sk3} \end{aligned} \quad (2.7)$$

El hamiltoniano en UrQMD (2.6) y (2.7) se calcula a partir de la energía cinética de cada partícula. En el caso de seleccionar la propagación en UrQMD con potenciales, se realiza un doble loop para calcular los potenciales de Skyrme, Yukawa, Coulomb y Pauli considerando todas las partículas. En la ecuación (2.7) los índices j, k representan las partículas que se utilizan en el Hamiltoniano. El cálculo se hace a partir de la partícula $j = 1$ hasta el total de partículas menos uno, y el valor del índice k va de $j + 1$ hasta el número total de partículas. Las expresiones matemáticas se pueden encontrar en la referencia [24]. Para calcular la posición y momento después de cada tiempo se resuelven las ecuaciones canónicas de Hamilton. Al iniciar el paso de tiempo se resuelve la ecuación de momento y al finalizar se resuelve la ecuación de posición.

$$\dot{\mathbf{r}} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}} \quad \dot{\mathbf{p}} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{r}} \quad (2.8)$$

Es importante mencionar que en UrQMD solo se puede utilizar la opción de *eos1*, es decir, considerar potenciales en la propagación si la energía de colisión en el centro de masa es menor a 3.3 GeV [29]. Al finalizar la subrutina de propagación de partículas se utilizan otras subrutinas para incluir decaimientos, colisiones múltiples, etc.

2.1.3. Colisiones en UrQMD

El proceso de colisión que calcula UrQMD se calcula al inicio de cada paso temporal, consiste en la siguiente desigualdad

$$d_{trans} \leq \sqrt{\frac{\sigma_{tot}}{\pi}} \quad (2.9)$$

Donde la sección eficaz total σ_{tot} depende de la energía en el centro de masa \sqrt{s} y d_{trans} es la distancia relativa entre dos partículas. Si se cumple la ecuación (2.9) se considera que dichas partículas colisionaron en caso contrario las partículas no colisionaron y se continúa la subrutina de propagación. Debido a que las partículas se están moviendo a velocidades relativistas, la distancia entre estas no es la usual distancia euclidiana $d = \sqrt{\sum_i (p_i - q_i)^2}$, donde i va de 1 hasta 3, recorriendo así las 3 coordenadas espaciales, p y q son dos puntos en el espacio. En el modelo de UrQMD las partículas viajan en dirección z . El plano transversal, es el plano perpendicular al eje z , siendo este el plano xy . Por lo tanto, para verificar si se cumple la condición (2.9), se calcula la distancia transversal como:

$$d_{trans} = \sqrt{(\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2)^2 - \left(\frac{(\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2) \cdot (\mathbf{p}'_1 - \mathbf{p}'_2)}{\mathbf{p}'_1 - \mathbf{p}'_2} \right)^2} \quad (2.10)$$

En la ecuación (2.10) se calcula la distancia transversa en función de las posiciones \mathbf{q} y momentos \mathbf{p}' en el marco de referencia en reposo. Entonces para resumir esta sección del código de UrQMD, la condición (2.9) se calcula utilizando la ecuación (2.10). Este proceso se realiza en cada partícula durante cada paso de tiempo.

En esta tesis se utilizó el generador de eventos UrQMD para simular las condiciones de las colisiones de núcleos sin tomar en cuenta los efectos de los detectores. En el capítulo siguiente, se comenta como se modelan los campos electromagnéticos en colisiones de iones pesados y las expresiones matemáticas a implementar en el código. La mayoría de los resultados son sin considerar potenciales en el Hamiltoniano en UrQMD ($eos = 0$). En caso de utilizar potenciales ($eos = 1$) se comentará explícitamente.

3 Cálculo de campos electromagnéticos en colisiones de iones pesados

Como en cualquier problema de Física es necesario pensar de que forma se puede modelar el problema capturando las partes esenciales y con la capacidad de obtener resultados aceptables. Por ejemplo, en el caso del movimiento de un proyectil, es muy común hacer ciertas consideraciones que facilitan la resolución matemática o computacional del problema, tales como: modelar al proyectil como un punto en el centro de masa, supuesto que no existe resistencia del aire o algunas otras fuerzas de empuje, etc. Si el problema se trata desde la perspectiva más realista posible, de ser un problema simple se puede convertir en uno muy complejo y computacionalmente demandante.

Por esta razón, primero se intentará modelar el problema de una forma computacionalmente simple sin perder el sentido físico del problema. En este caso se quiere modelar la producción de campos electromagnéticos en colisiones de iones pesados relativistas considerando un conjunto de cargas en movimiento, inicialmente los protones y posterior a la colisión cualquier remanente con carga crea e interactúa con los campos electromagnéticos. Entonces el problema se reduce a calcular los campos electromagnéticos producidos por partículas cargadas en movimiento a velocidades cercanas a las de la luz. Esto implica que es necesario considerar que debido a la alta energía con la que colisionan los núcleos, las velocidades de los nucleones antes de colisionar y las velocidades de las partículas remanentes después de colisionar son muy cercanas a la velocidad de la luz. Por lo tanto, se tiene que tomar en cuenta el efecto relativista, es decir las ecuaciones que modelen correctamente los

campos electromagnéticos en colisiones de iones pesados relativistas deben de tener un factor de corrección para velocidades relativistas. En las ecuaciones de la relatividad especial, el factor de corrección es usualmente llamado factor gamma (γ), el cual surge al realizar la transformación lineal entre dos sistemas de referencia inerciales considerando que la velocidad con la que se mueve uno respecto a otro es muy cercano a la velocidad de la luz. Este factor se define como $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{\frac{1}{2}}$, el cual restringe que la velocidad (v) del objeto a estudiar sea mayor a la velocidad de la luz. Las ecuaciones de Maxwell son consistentes con la teoría de la relatividad especial, es decir que las ecuaciones de Maxwell se mantienen en cualquier sistema de referencia inercial, esto implica que es posible utilizar el modelo de partículas cargadas que viajan a velocidad de la luz partiendo de las ecuaciones de Maxwell [31]. Por otra parte, la Física del electromagnetismo se modela con teoría de campos. Lo importante a resaltar es el hecho de que el efecto de los campos electromagnéticos en cualquier punto del espacio no es instantáneo, está limitado por la velocidad de la luz, por esta razón se considera un nuevo parámetro llamado tiempo retardado. El cual está relacionado con el tiempo que tarda la luz en viajar de un punto a otro. Es decir, si se quiere evaluar el campo en algún punto (P) y el campo está siendo generado en otro punto (E) debido a que los efectos del campo electromagnéticos viajan a la velocidad de la luz, el tiempo que tarda el observador en observar los efectos del campo es finito.

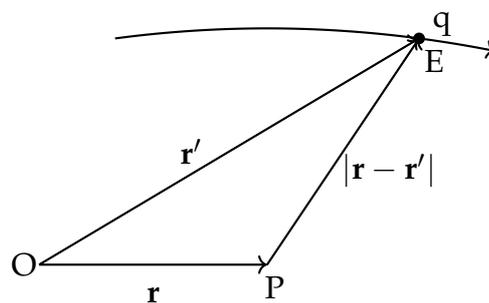


FIGURA 3.1: Una carga q se mueve en el espacio a velocidad relativista. Los puntos O y P son el origen y el punto de observación respectivamente. $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ es la distancia entre la carga y el punto de observación.

Observando la Figura 3.1 se puede obtener el tiempo de retardo en función

de la distancia y el tiempo en relación con la velocidad, que en este caso es la velocidad de la luz. Como en este análisis se utilizan unidades naturales, la velocidad de la luz c es igual a 1.

$$c = \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'(t_{ret})|}{t - t_{ret}} \quad (3.1)$$

$$1 = \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'(t_{ret})|}{t - t_{ret}} \quad (3.2)$$

Despejando el tiempo retardado en función de las posiciones y el tiempo no retardado.

$$t_{ret} = t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'(t_{ret})| \quad (3.3)$$

Al introducir el concepto de tiempo de retardo en las ecuaciones de Maxwell se pueden obtener las ecuaciones de campo electromagnético de Lienard-Wiechert (LW)².

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\hat{\mathbf{n}}}{R^2(1 - \mathbf{R} \cdot \mathbf{v})} \right]_{t=t_{ret}} + \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{d}{dt} \left[\frac{(\hat{\mathbf{n}} - \mathbf{v})}{(1 - \mathbf{R} \cdot \mathbf{v})R} \right]_{t=t_{ret}} \quad (3.4)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0 q}{4\pi} \left[\frac{\mathbf{v} \times \hat{\mathbf{n}}}{R^2(1 - \mathbf{R} \cdot \mathbf{v})} \right]_{t=t_{ret}} + \frac{\mu_0 q}{4\pi} \frac{d}{dt} \left[\frac{(\mathbf{v} \times \hat{\mathbf{n}})}{(1 - \mathbf{R} \cdot \mathbf{v})R} \right]_{t=t_{ret}} \quad (3.5)$$

Las ecuaciones 3.4 y 3.5 son las ecuaciones generales de Lienard-Wiechert para el campo eléctrico y magnético respectivamente. Sin embargo, debido tiene dos principales inconvenientes: ambas expresiones están evaluadas en el tiempo retardado y el segundo término se necesita derivar temporalmente.

²El desarrollo matemático es extenso e incesario para este trabajo, sin embargo se puede encontrar paso a paso en trabajos previos y en libros [9, 31].

3.1. Ecuaciones de campo de Lienard-Wiechert

En las colisiones de iones pesados, a los protones que no colisionan se les llama protones espectadores. Dichos protones al no colisionar conservan la mayor parte de su energía cinética, por lo tanto, la velocidad se puede modelar como constante. Las ecuaciones de campo electromagnético de Lienard-Wiechert a velocidad constante son:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0 q}{4\pi} \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{R}(1 - v^2)}{R^3(1 - \frac{(\mathbf{R} \times \mathbf{v})^2}{R^2})^{3/2}} \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{R}(1 - v^2)}{R^3(1 - \frac{(\mathbf{R} \times \mathbf{v})^2}{R^2})^{3/2}} \quad (3.6)$$

Recordando la situación Física del problema, los núcleos que van a colisionar se mueven en dirección del haz. Por lo tanto los protones se mueven en la misma dirección, si analizamos la ecuación del campo eléctrico se aprecia que el campo eléctrico está en dirección del movimiento. Mientras que los componentes del campo magnético están en el plano transversal al movimiento. En un experimento no resulta posible medir la intensidad de los campos magnéticos generados. Sin embargo, se pueden medir sus efectos experimentalmente por medio de observables tales como los flujos de partículas, como veremos en el siguiente capítulo.

Otro detalle importante a considerar es que para poder calcular los campos electromagnéticos en algún punto del espacio y tiempo es necesario conocer las velocidades y posiciones de cada partícula. Sin embargo, el generador de eventos UrQMD no tiene como parámetro de salida las velocidades, pero sí tiene los momentos. Por esta razón, se busca reescribir las ecuaciones (3.6) en términos de posiciones y momentos.

Utilizando las expresiones del momento y energía relativistas

$$\mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v} \quad E^2 = |\mathbf{p}|^2 + m^2 \quad (3.7)$$

Donde \mathbf{p} es el vector de momento, \mathbf{v} es el vector de velocidad, $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$ es la constante que surge de las transformaciones de Lorentz y m es la masa de cada partícula. Sustituyendo la expresión para la velocidad en las ecuaciones de campo electromagnético (3.6) y en términos de γ .

$$\begin{aligned}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \frac{\mu_0 q}{4\pi} \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{R}(\gamma^{-2})}{(R^2 - |\mathbf{R} \times \mathbf{v}|^2)^{3/2}} \\ &= \frac{\mu_0 q}{4\pi} \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{R}(\gamma^{-2})(\gamma m)^{-1}}{(\gamma m)^{-2}((R\gamma m)^2 - |\mathbf{R} \times \mathbf{p}|^2)^{3/2}} \\ &= \frac{\mu_0 q}{4\pi} \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{R}(m^2)}{((R\gamma m)^2 - |\mathbf{R} \times \mathbf{p}|^2)^{3/2}}\end{aligned}\quad (3.8)$$

Ahora, utilizando las siguientes ecuaciones que se pueden deducir de (3.7):

$$m^2 = E^2 - |\mathbf{p}|^2 \quad E^2 = (\gamma m)^2 \quad (3.9)$$

Quedando finalmente las ecuaciones de campo electromagnético de Lienard-Wiechert en términos de momentos, energía y posiciones.

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0 q}{4\pi} \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{R}(E^2 - |\mathbf{p}|^2)}{((RE)^2 - |\mathbf{R} \times \mathbf{p}|^2)^{3/2}} \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0 q}{4\pi} \frac{\mathbf{R}(E^2 - |\mathbf{p}|^2)}{((RE)^2 - |\mathbf{R} \times \mathbf{p}|^2)^{3/2}} \quad (3.10)$$

Analizando ambas ecuaciones, se obtiene que las unidades son de $1/[L]^2$ donde L es unidad de medida de distancia. Por otro lado, sabemos que en unidades naturales se pueden convertir unidades de energía a distancia. Como en este trabajo, los generadores de eventos de colisiones de iones pesados suelen utilizar femtometros (1×10^{-15} m) o usualmente llamados fermi.

$$\hbar c = 197 \text{ MeV fm} \quad (3.11)$$

De la ecuación (3.11) se despeja fm en función de MeV para encontrar una relación entre distancia y energía.

$$1 \text{ fm} = \frac{1}{197 \text{ MeV}} \quad (3.12)$$

Por último, en los resultados presentados en los artículos [13, 12, 32], los campos electromagnéticos se escalan a la masa del pión neutro al cuadrado³. ($m_\pi = 135 \text{ MeV}$). Para comparar resultados en este trabajo se presentarán también de esta forma. Multiplicando las ecuaciones en (3.10) por la unidad de carga eléctrica e , recordando que la constante de estructura fina en unidades naturales se define como $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = 1/137$. Quedando finalmente:

$$\begin{aligned} \frac{e\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{m_\pi^2} &= \alpha \left(\frac{197}{135} \right)^2 \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{R}(E^2 - |\mathbf{p}|^2)}{((RE)^2 - |\mathbf{R} \times \mathbf{p}|^2)^{3/2}} \\ \frac{e\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{m_\pi^2} &= \alpha \left(\frac{197}{135} \right)^2 \frac{\mathbf{R}(E^2 - |\mathbf{p}|^2)}{((RE)^2 - |\mathbf{R} \times \mathbf{p}|^2)^{3/2}} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Las ecuaciones (3.13) nos permiten calcular los campos electromagnéticos en colisiones de iones pesados relativistas utilizando como generador de eventos a UrQMD.

³Los piones son de los hadrones más ligeros [33]. Si el campo magnético tiene una magnitud de la masa del pión, esto indica que el campo magnético puede inyectar la energía suficiente al sistema para contribuir al proceso de hadronización.

4 Análisis de flujo de hadrones

En colisiones no centrales, la forma de la región de interacción depende del parámetro de impacto de la colisión. Si el parámetro de impacto es cero, la forma de la región de interacción es una esfera centrada en el origen. Pero, si el parámetro de impacto no es nulo, la forma de interacción podría ser una elipse o en general tendría una forma multimodal dependiendo del coeficiente n que se esté calculando. En la evolución temporal de la colisión se crea una distribución de momento transversal azimutal debido a la anisotropía del volumen de reacción [34].

Para caracterizar este fenómeno, se utiliza una expansión de Fourier de la distribución de momentos con respecto al plano de reacción. El desarrollo para llegar a la expresión (4.1) y comentarios más detallados sobre el análisis de flujo de hadrones se pueden encontrar en el apéndice C.

$$\begin{aligned}
 E \frac{d^3N}{d^3p} &= \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{p_T dp_T d\eta} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \langle \cos[n(\phi - \Psi_{RP})] \rangle \cos[n(\phi - \Psi_{RP})] \right] \\
 &= \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{p_T dp_T d\eta} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n(p_T, \eta) \cos[n(\phi - \Psi_{RP})] \right] \quad (4.1)
 \end{aligned}$$

Donde E , N , p^3 , p_T , ϕ y η son la energía de la partícula, el número de partículas, el momento en tres dimensiones, momento transversal, ángulo azimutal y pseudorapidez, respectivamente. Este resultado es muy importante porque la simplicidad del término v_n se puede comparar con predicciones teóricas o simulaciones para la aceptación del detector. Además, podemos simular hasta el orden n del coeficiente v_n , cada uno está relacionado con las condiciones iniciales de colisión. Es importante mencionar que los coeficientes usualmente se denominan coeficientes armónicos [35, 36]. Vamos a estudiar

con más detalle solo los dos primeros coeficientes.

4.1. Ángulo del plano del evento

Dado que en los experimentos no es posible conocer las condiciones iniciales de colisión de núcleos, relacionamos la física producida con la observable, como la multiplicidad, el momento transverso, energías depositadas en detectores, etc. Conocer el plano del ángulo del evento es fundamental para muchos análisis en Física de colisiones de iones pesados, nos permite estudiar los flujos colectivos mencionados anteriormente, la resolución de un detector, entre otras cosas.

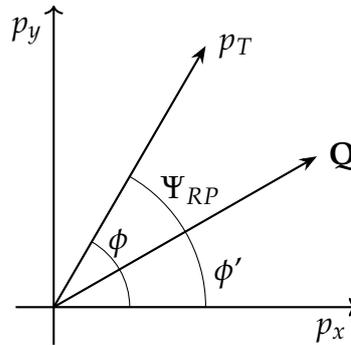


FIGURA 4.1: El ángulo azimutal de las partículas en las coordenadas de momento ϕ , el ángulo del plano de la reacción Ψ_{RP} y ϕ' es la resta del ángulo azimutal de las partículas y el ángulo del plano de la reacción y \mathbf{Q} es el vector utilizado en el método estándar del ángulo de plano del evento.

La estimación del ángulo del plano de la reacción se llama ángulo del plano del evento, es posible calcular el ángulo del plano del evento con datos experimentales o simulaciones. En este caso, dado que todavía no tenemos datos experimentales, nos enfocamos solo en el método de simulación. Este método se denomina método estándar del ángulo del plano del evento, por lo que es posible estimar Ψ_{RP} . Prácticamente en este método medimos cómo se distribuyen las partículas y sus pesos en el plano transversal [37]. Entonces, definimos un vector bidimensional en el plano transversal \mathbf{Q} , como se ve en la figura anterior.

$$\begin{aligned}
Q_{n,x} &= \sum_i^N w_i \cos(n\phi_i) = |\mathbf{Q}_n| \cos(n\Psi_n) \\
Q_{n,y} &= \sum_i^N w_i \sen(n\phi_i) = |\mathbf{Q}_n| \sen(n\Psi_n)
\end{aligned} \tag{4.2}$$

donde la suma va sobre todas las partículas i utilizadas en el cálculo del plano del evento. Donde ϕ , Ψ_{RP} y w_i son el ángulo de azimutal de laboratorio de los pesos a utilizar, el ángulo del plano de la reacción y el peso de la partícula i . El momento transverso es una opción común como peso, ya que aumenta linealmente como los coeficientes de la expansión de Fourier $v_n(p_T, \eta)$ [36]. Como el vector Q_n en la ecuación (4.2) es el mismo, podemos calcular la magnitud y dividir componente y por componente x .

$$\frac{Q_{n,y}}{Q_{n,x}} = \frac{\sen(n\Psi_n)}{\cos(n\Psi_n)} \tag{4.3}$$

Resolviendo para Ψ_n se obtiene:

$$\begin{aligned}
\Psi_n &= \frac{1}{n} \tan^{-1} \left[\frac{Q_{n,y}}{Q_{n,x}} \right] \\
&= \frac{1}{n} \tan^{-1} \left[\frac{\sum_i^N w^i \sen(n\phi_i)}{\sum_i^N w^i \cos(n\phi_i)} \right]
\end{aligned} \tag{4.4}$$

Con la ecuación (4.4) podemos calcular el plano del evento para un detector si conocemos la orientación en el plano transverso y el peso. Es fácil de evaluar ya que conocemos las coordenadas de momento para cada partícula en todos los eventos. Este método se realiza evento por evento, por lo que cada evento tiene su propio ángulo del plano del evento determinado por este método. Sin embargo, calculamos este ángulo usando las partículas que alcanzan el

detector. Para los detectores con granularidad⁴ alta como el detector BeBe podemos usar la energía depositada por partícula o multiplicidad por celda como peso y el ángulo ϕ es el ángulo azimutal de la i -ésima celda medida desde el centro del hodoscopio al centro de la celda. [20, 36].

Resolución del ángulo del plano del evento

En la práctica, el ángulo del plano de la reacción no es posible medirlo directamente en un experimento; en cambio, es común utilizar el ángulo del plano del evento que puede obtenerse mediante diferentes métodos experimentales como la correlación entre ángulos de flujo de conjuntos independientes de partículas. Sin embargo, en el caso de eventos simulados, es posible encontrar la resolución del plano del evento, comparando el ángulo del plano del evento (4.4) con el ángulo del plano de la reacción. Este ángulo está dado por la simulación de Monte Carlo para el armónico n , en UrQMD el ángulo del plano de la reacción es fijo para todos los eventos con un valor de 0. La resolución del ángulo del plano del evento, en general, es:

$$\mathcal{R}_n = \langle \cos[n(\Psi_n - \Psi_{RP})] \rangle \quad (4.5)$$

El ángulo del plano del evento para el primer armónico se calculó para el detector de BeBe utilizando la ecuación (4.4) y los resultados se presentan en el capítulo 5.

4.2. Flujos de hadrones: Coeficientes de la expansión azimutal

Los flujos están definidos en la ecuación de la expansión azimutal (4.1)

$$v_n = \langle \cos[n(\phi - \Psi_{RP})] \rangle \quad (4.6)$$

⁴Granularidad hace referencia a un detector que tiene celdas del mismo tamaño distribuidas con la misma distancia de separación entre cada celda.

Dependiendo del coeficiente de la distribución de partículas (4.1) se analizan diferentes comportamientos del flujo de momentos. Como se puede apreciar en la imagen siguiente, el orden del flujo está relacionado al número de polos de la expansión de flujos de partículas.

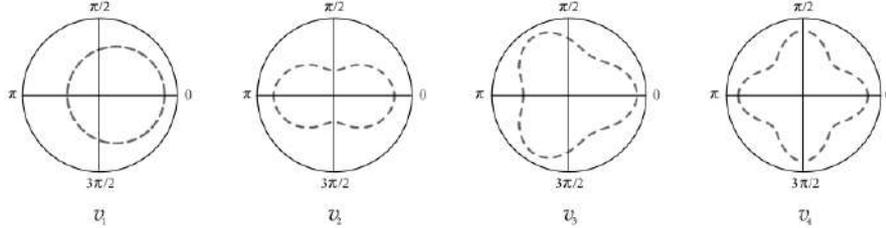


FIGURA 4.2: Ilustración geométrica de los primeros 4 coeficientes de la expansión azimutal v_n [35].

Es posible reescribir los coeficientes v_n en términos de los momentos en el plano transversal, Si el ángulo del plano de la reacción es cero, como es el caso del generador de eventos UrQMD.

$$v_1 = \langle \cos(\phi) \rangle \quad v_2 = \langle \cos(2\phi) \rangle \quad (4.7)$$

Debido a que ϕ es el ángulo azimutal en el espacio de momentos

$$\cos(\theta) = \frac{p_x}{p_T} \quad \text{sen}(\theta) = \frac{p_y}{p_T} \quad (4.8)$$

Los flujos se pueden escribir en término de los momentos:

$$\begin{aligned} v_1 &= \left\langle \frac{p_x}{p_T} \right\rangle \\ v_2 &= \langle \cos(2\phi) \rangle = \langle \cos^2(\phi) - \text{sen}^2(\phi) \rangle = \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_T^2} \right\rangle \\ v_3 &= \langle \cos(3\phi) \rangle = \langle \cos(2\phi) \cos(\phi) - \text{sen}(2\phi) \text{sen}(\phi) \rangle \\ &= \langle (\cos^2(\phi) - \text{sen}^2(\phi)) \cos(\phi) - 2 \text{sen}^2(\phi) \cos(\phi) \rangle \\ &= \langle \cos^3(\phi) - 3 \text{sen}^2(\phi) \cos(\phi) \rangle \\ &= \left\langle \frac{p_x^3 - 3p_y^2 p_x}{p_T^3} \right\rangle \end{aligned} \quad (4.9)$$

Los dos primeros coeficientes son especialmente importantes en el análisis de flujos en colisiones de iones pesados no centrales. El coeficiente para el primer armónico v_1 generalmente se llama flujo dirigido y representa un cambio general de la distribución en el plano transversal. Por otro lado, el segundo coeficiente armónico representa una elipse en la distribución transversal del momento. Siguiendo el mismo razonamiento, el tercer coeficiente armónico se denomina flujo triangular y así sucesivamente.

5 Resultados

Como en el experimento de NICA inicialmente se colisionarán núcleos de bismuto y oro en el rango de 3 a 11 GeV. Todos los resultados que se presentan son a energías de 4, 9 y 11 GeV en el centro de masa.

5.1. Campos electromagnéticos de Lienard-Wiechert

Los resultados de los campos electromagnéticos son de las generaciones de eventos hechas en UrQMD sin agregar potenciales en la propagación. Se realizaron 100,000 eventos sin evolución temporal y 100,000 eventos con evolución temporal desde 0.1 a 10 fm en pasos de 0.1 fm para colisiones AuAu y BiBi.

En esta sección de resultados, las únicas ecuaciones a utilizar para calcular los campos electromagnéticos son las ecuaciones (3.13).

5.1.1. En el momento inicial de colisión

El inicio de la colisión es el instante en el que los núcleos se traslapan completamente, únicamente distanciados por el parámetro de impacto del evento. En UrQMD se define el tiempo $t = 0.0$ a este instante.

Como en el instante inicial de la colisión aún no se han producido colisiones, todas las partículas que en este caso son nucleones son espectadores. Pero, las únicas partículas cargadas son los protones de los núcleos que colisionan del haz. Entonces, en $t = 0$ los campos electromagnéticos son únicamente generados por los protones.

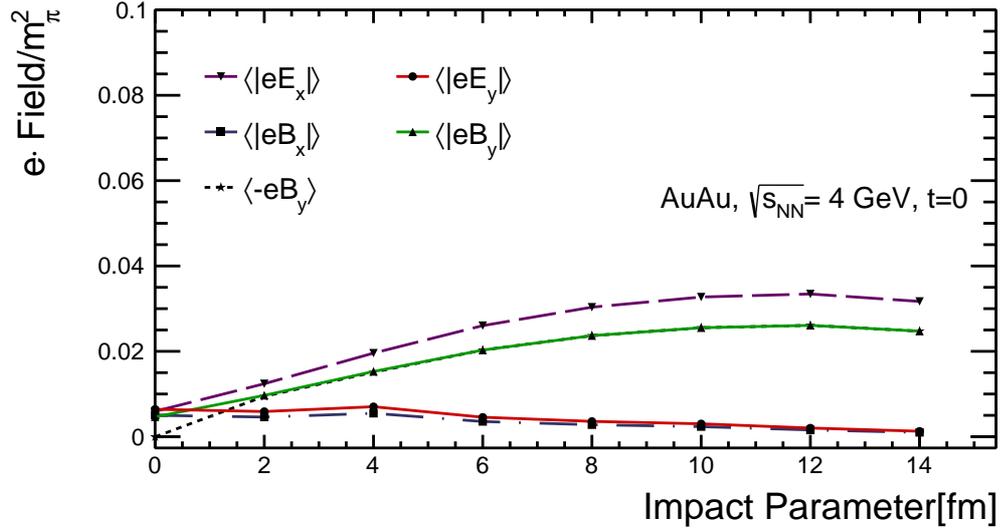


FIGURA 5.1: Campo magnético en dirección y y valor absoluto de los campos electromagnéticos evento por evento en dirección x e y evaluados en $t = 0$, en el origen en función del parámetro de impacto para los protones en colisiones de AuAu con energía de colisión en el centro de masa de 4 GeV.

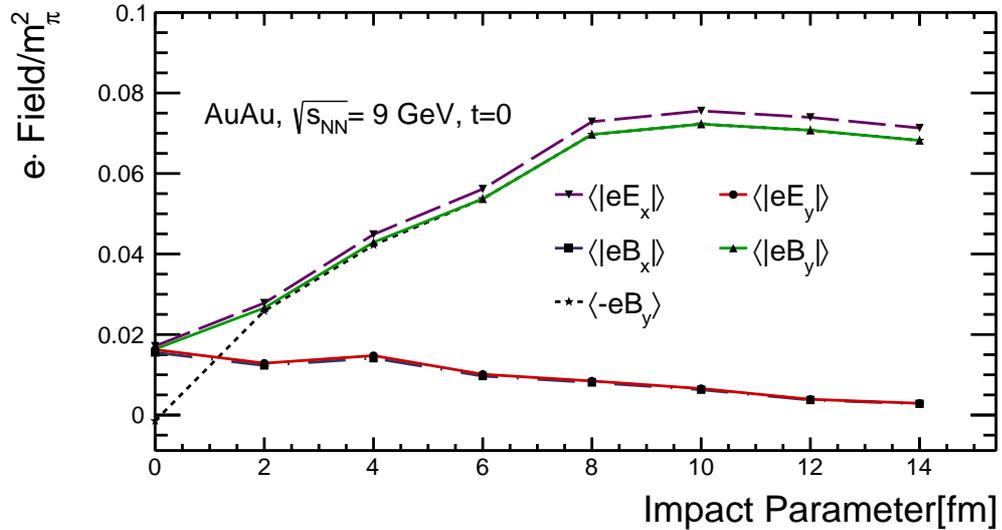


FIGURA 5.2: Campo magnético en dirección y y valor absoluto de los campos electromagnéticos evento por evento en dirección x e y evaluados en $t = 0$, en el origen en función del parámetro de impacto para los protones en colisiones de AuAu con energía de colisión en el centro de masa de 9 GeV.

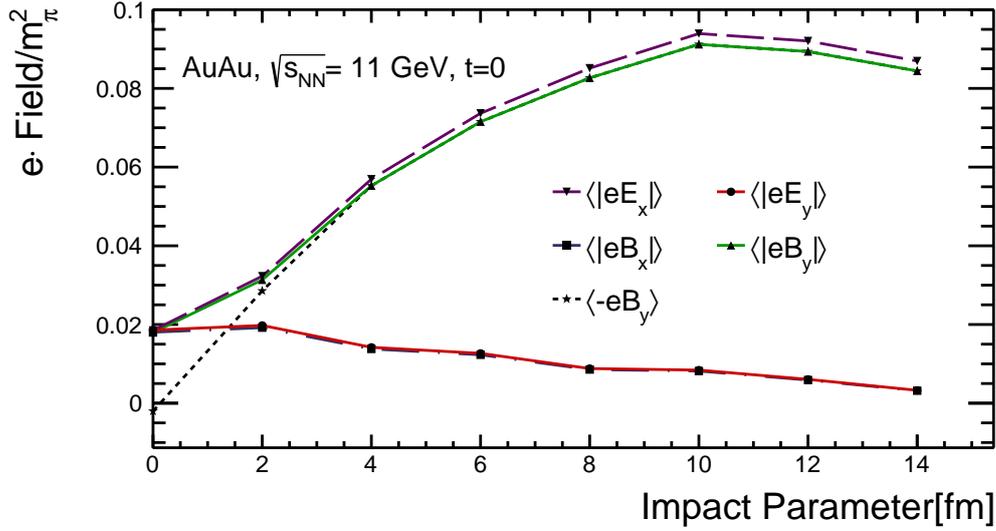


FIGURA 5.3: Campo magnético en dirección y y valor absoluto de los campos electromagnéticos evento por evento en dirección x e y evaluados en $t = 0$, en el origen en función del parámetro de impacto para los protones en colisiones de AuAu con energía de colisión en el centro de masa de 11 GeV.

Los brackets $\langle a \rangle$ representan el promedio evento por evento de a , mientras que el símbolo $|a|$ representa el valor absoluto de a . En las figuras 5.1 a 5.3 se muestran la forma de la distribución de los campos electromagnéticos en el momento inicial de la colisión, se puede apreciar el incremento en la magnitud de los campos al aumentar la energía de colisión. Debido a que no se han hecho estos estudios a energías del experimento MPD-NICA no se puede comparar directamente, sin embargo existen estudios similares a energías del RHIC y del LHC [13, 10]. En dichos estudios donde la energía de colisión en el sistema de centro de masa es de 2 órdenes de magnitud mayor para el caso del RHIC y de 5 en el caso del LHC, se observa que la intensidad de los campos en dirección y es también mayor. Esto se puede esperar debido a que las ecuaciones de campos de campo electromagnéticos de Lienard-Wiechert (3.13) dependen directamente de la velocidad de la partícula, la velocidad de los nucleones dependen de la energía de colisión. Los campos EM en el plano de la reacción se anulan debido a la simetría de carga, esto también ocurre en dirección perpendicular al plano de la reacción y , si el parámetro de impacto es nulo. Sin embargo, el parámetro de impacto es diferente de cero, no hay

simetría de carga respecto al plano de la reacción y el campo magnético en dirección y es muy intenso, del orden de la masa del Pión al cuadrado.

Para mostrar como se distribuyen los campos magnéticos en colisiones centrales y periféricas, se muestran los valores de los campos EM en el plano transversal.

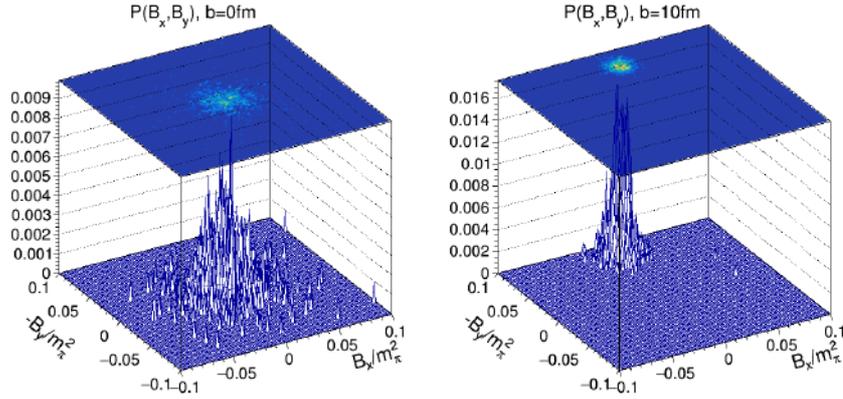


FIGURA 5.4: Distribución de probabilidad $P(B_x, B_y)$ de 10,000 eventos en colisiones de AuAu a energía de colisión $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV, en $r = 0$ y $t = 0$ con b fijo igual a 0 y 10 fm.

La densidad de probabilidad de los campos magnéticos se define como:

$$P(B_x, B_y) = \frac{1}{N} \frac{d^2 N}{dB_x dB_y} \quad (5.1)$$

Mientras, que la densidad de probabilidad en una dimension es:

$$P(B_x) = \int dP(B_x) P(B_x, B_y) \quad (5.2)$$

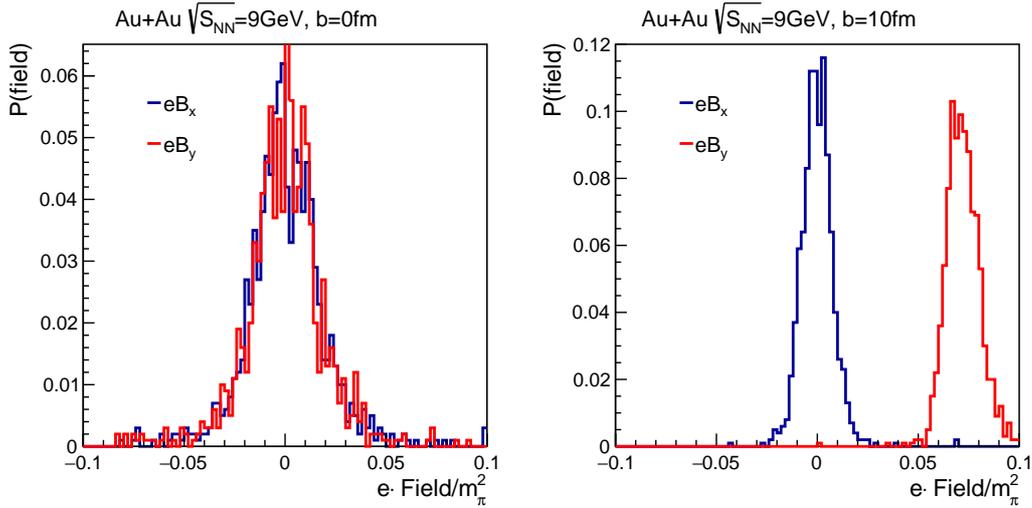


FIGURA 5.5: Distribución de probabilidad $P(B_x), P(B_y)$ de 10,000 eventos en colisiones de Au+Au a energía de colisión $\sqrt{s_{NN}} = 9 \text{ GeV}$, en $\mathbf{r} = 0$ y $t = 0$ con b fijo igual 0 y 10 fm.

En las figuras 5.4 y 5.5 se grafican las probabilidades de los valores de los campos magnéticos en colisiones totalmente centrales y periféricas, y se observa que para colisiones periféricas el campo magnético en dirección y tiene el pico en un valor diferente de 0, aproximadamente en 0.06 fm, mientras que para colisiones totalmente centrales es más probable que los campos magnéticos en dirección x e y tengan una magnitud cercana a cero.

5.1.2. Evolución temporal en dirección x, y y z

Para calcular la evolución temporal de los campos electromagnéticos, se utilizan las ecuaciones (3.13) en cada paso de tiempo.

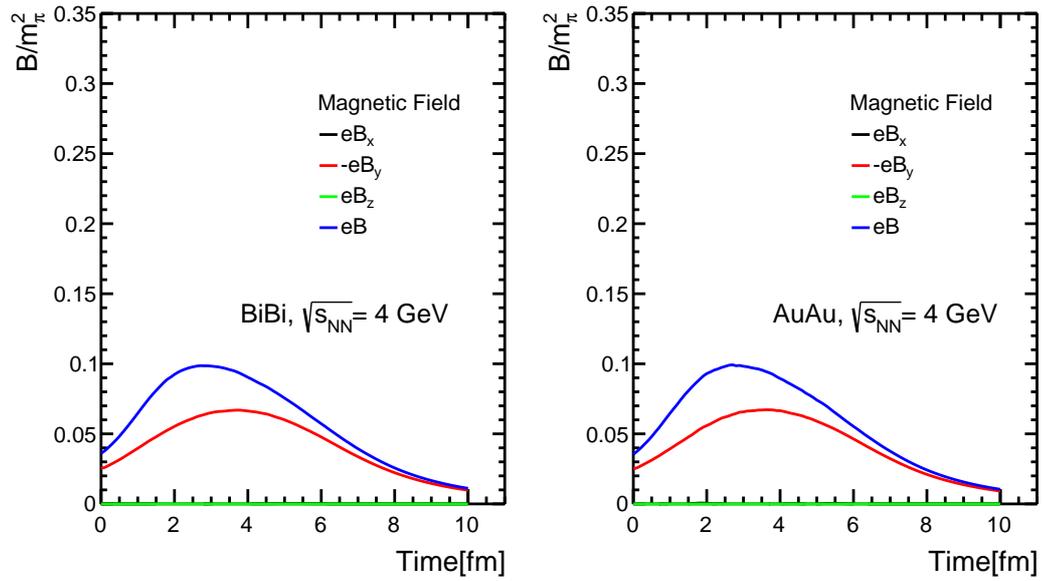


FIGURA 5.6: Evolución temporal del campo magnético en dirección y producido por protones espectadores en $r = 0$ para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 4 GeV. La muestra es de 100,000 eventos minimum bias en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm.

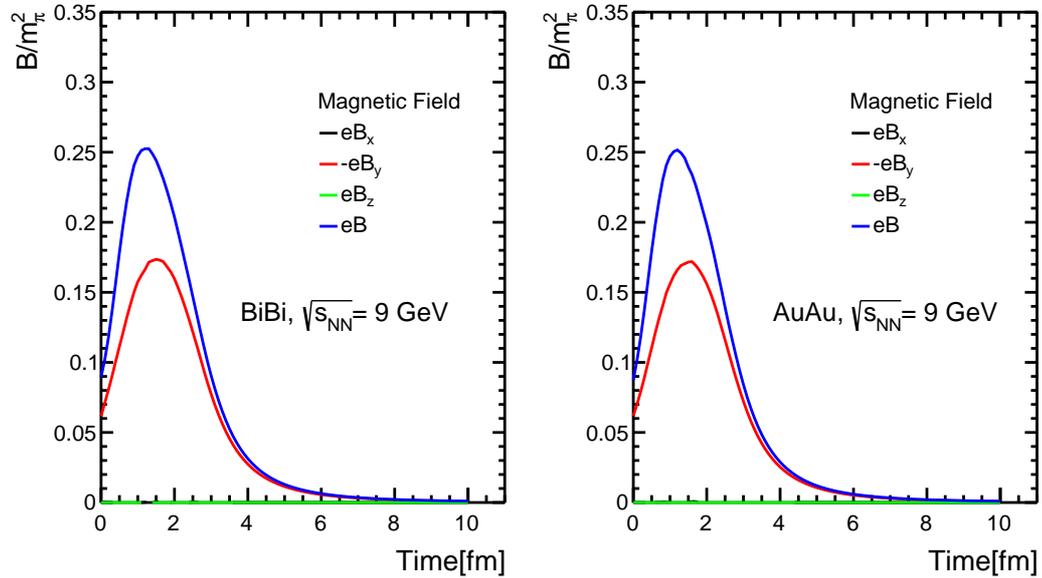


FIGURA 5.7: Evolución temporal del campo magnético en dirección y producido por protones espectadores en $r = 0$ para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 9 GeV. La muestra es de 100,000 eventos minimum bias en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm.

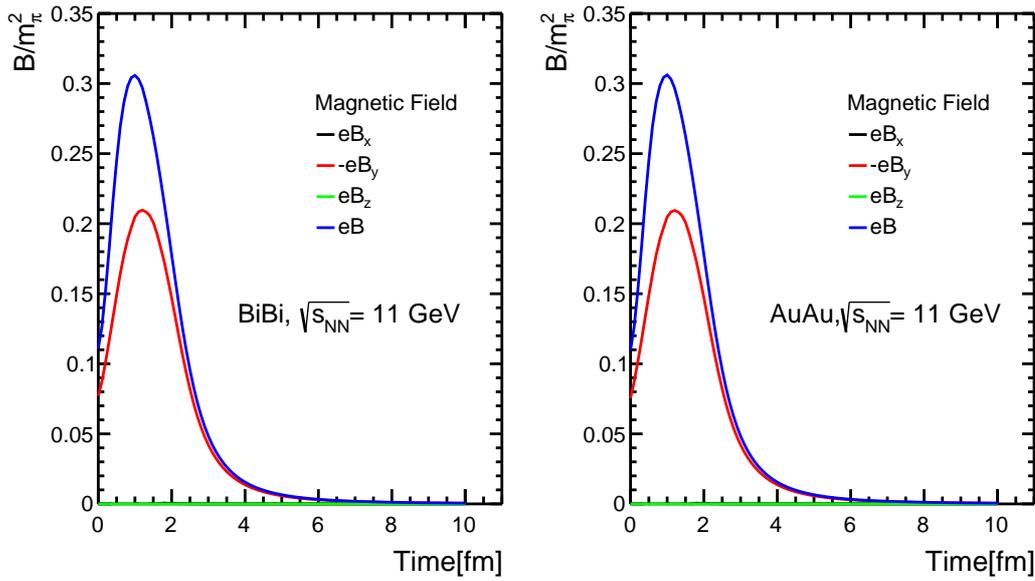


FIGURA 5.8: Evolución temporal del campo magnético en dirección y producido por protones espectadores en $r = 0$ para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 11 GeV. La muestra es de 100,000 eventos minimum bias en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm.

En las figuras 5.6 a 5.8 se muestra la evolución temporal de los campos magnéticos. Se aprecia que los campos magnéticos en dirección z y x se anulan. Esto se debe a la simetría de carga respecto al plano de la reacción. Por otro lado, en la dirección perpendicular al plano de la reacción se presenta una asimetría de carga, la cual genera los campos magnéticos mostrados anteriormente. Este estudio es de gran importancia debido a que en experimentos con energías mayores a la del experimento MPD-NICA, el pulso de los campos magnéticos es mucho menor, del orden 0.3 fm para el experimento RHIC [11] y de aproximadamente 0.05 fm en el experimento LHC [10]. Es interesante notar que aunque el campo magnético es menos intenso que en estos experimentos, los campos magnéticos podrían afectar más en la dinámica de las partículas cargadas debido a que la duración del pulso es mayor. Además, se observa que los campos magnéticos producidos por protones espectadores en núcleos de oro y bismuto tienen aproximadamente la misma magnitud y comportamiento. Esto es debido a que ambos núcleos tienen casi el mismo número atómico, 79 en el caso del oro y 89 para el bismuto.

Integral sobre el pulso de los campos magnéticos

El pulso temporal de los campos magnéticos a distintas energías varía en duración y magnitud. Este efecto se debe a la velocidad con la que viajan los protones espectadores, a mayor energía de colisión mayor velocidad, por lo tanto el campo magnético es más intenso y menos duradero.

Para comparar el valor de la integral sobre las áreas de los pulsos a distintas energías, se utilizaron las áreas de los pulsos de los campos magnéticos de las figuras 5.6 a 5.8 y se calculó también para energías más altas de 100 y 200 GeV. Las gráficas a estas energías no se incluyen en el trabajo por ser a energías muy superiores a las del experimento MPD-NICA. Sin embargo, gráficas similares se pueden encontrar en la bibliografía [12].

$$-\frac{e}{m_{\pi}^2} \int_t B_y(\mathbf{r}, t) dt = C_E \quad (5.3)$$

El campo magnético de la ecuación (5.3) es el que se comentó en la ecuación (3.13). La constante C_E es el valor de la integral en la duración del pulso para cada rango de energía.

$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	4	9	11	100	200
C_E [s]	0.377	0.423	0.454	0.472	0.585

CUADRO 5.1: Valores de la integral en el tiempo de los campos magnéticos mostrados en las figuras 5.6 a 5.8 para diferentes energías de colisión en el centro de masa.

5.1.3. Evolución temporal en rangos de centralidad en dirección y

Como se observa en los resultados de las figuras 5.6 a 5.8, los campos magnéticos únicamente son relevantes en dirección perpendicular al plano transversal, es decir, en dirección y .

Por lo tanto, si en una muestra de eventos minimum bias seleccionamos en rangos de parámetros de impacto, se puede caracterizar los campos magnéticos dependiendo del rango de centralidad. Esto se muestra en las figuras 5.9 a 5.11.

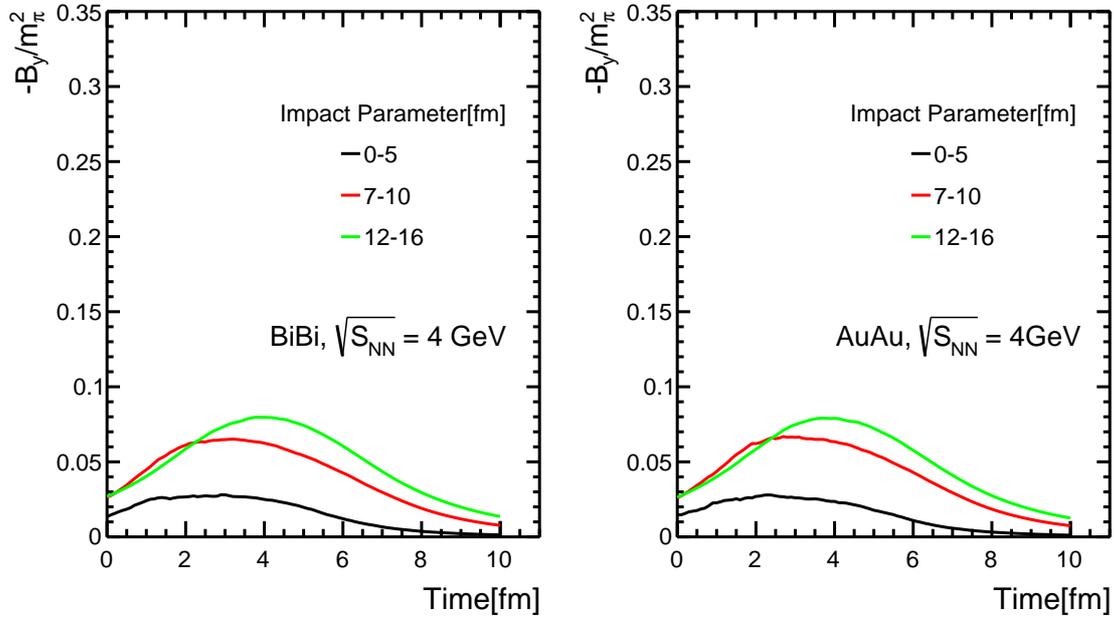


FIGURA 5.9: Evolución temporal de campos electromagnéticos producidos por protones espectadores en $r = 0$ para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 4 GeV y seccionados por rangos de parámetro de impacto. La muestra es de 100,000 eventos en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm.

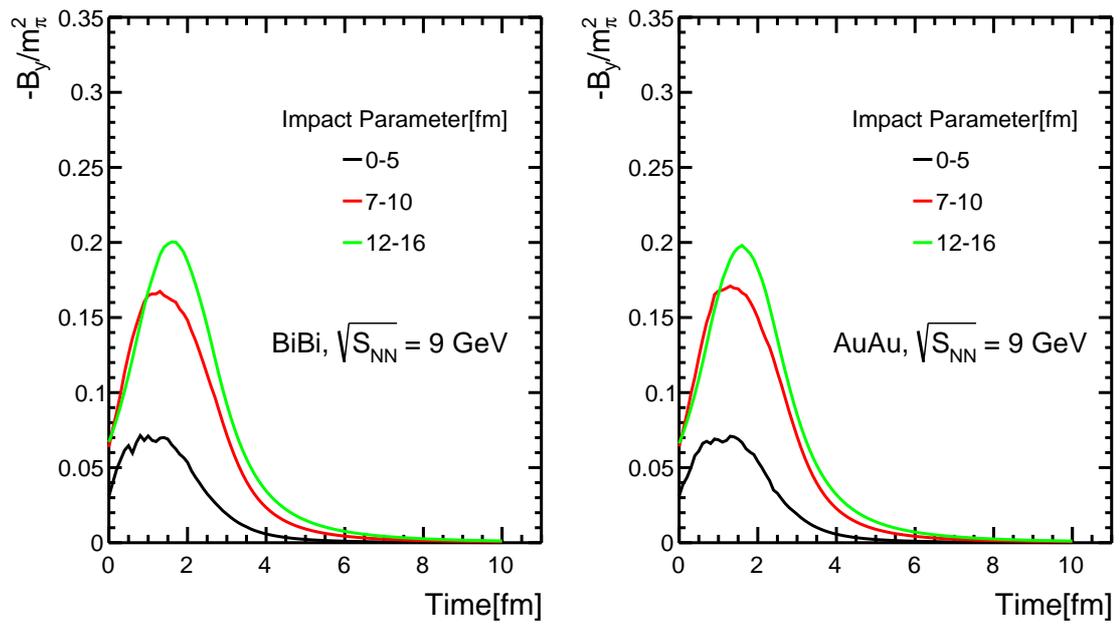


FIGURA 5.10: Evolución temporal de campos electromagnéticos producidos por protones espectadores en $r = 0$ para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 9 GeV y seccionados por rangos de parámetro de impacto. La muestra es de 100,000 eventos en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm.

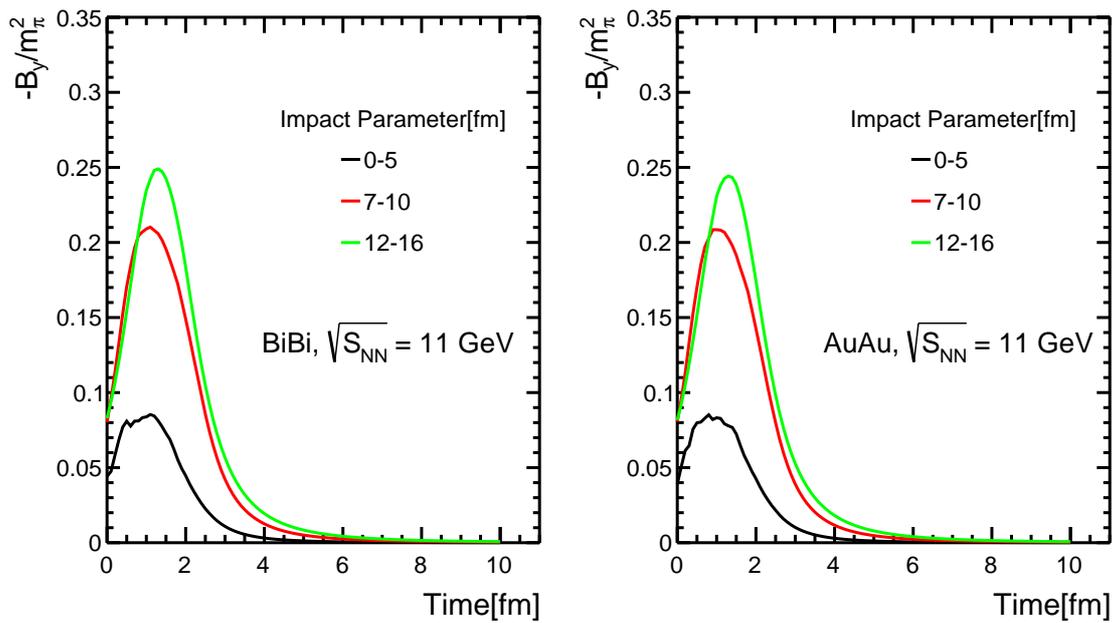


FIGURA 5.11: Evolución temporal de campos electromagnéticos producidos por protones espectadores en $r = 0$ para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 11 GeV y seccionados por rangos de parámetro de impacto. La muestra es de 100,000 eventos en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm.

Como ya se ha comentado en los experimentos de colisiones de iones pesados, uno de los parámetros que se pueden obtener indirectamente es la centralidad. La cual, se puede correlacionar con el parámetro de impacto. Tomando valores arbitrarios de parámetros de impacto para condiciones centrales, semi-centrales y periféricas. Como era de esperarse, los campos magnéticos en dirección y son más intensos en colisiones periféricas debido a la afluencia de protones espectadores, los cuales tienen una velocidad muy alta. Analticamente se puede observar de la expresión del campo magnético de LW. La cual tiene el término $(1 - v^2)^{-\frac{3}{2}}$, por lo que mientras más cercana sea la velocidad de las partículas cargadas a la velocidad de la luz, mayor será la intensidad del campo magnético.

5.1.4. Evolución temporal variando el punto de observación en el plano transverso

En los resultados anteriores los campos magnéticos están siendo evaluados en el origen, es decir, en $\mathbf{r} = 0$. El objetivo es analizar como cambian los campos magnéticos si se varía el punto de observación en el plano transverso. Recordando que en las ecuaciones (3.13), el vector de posición \mathbf{R} es:

$$\mathbf{R} = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \quad (5.4)$$

Donde \mathbf{r} es el vector que va del origen al punto de observación y \mathbf{r}' es el vector que va del origen al punto donde se encuentra la partícula cargada.

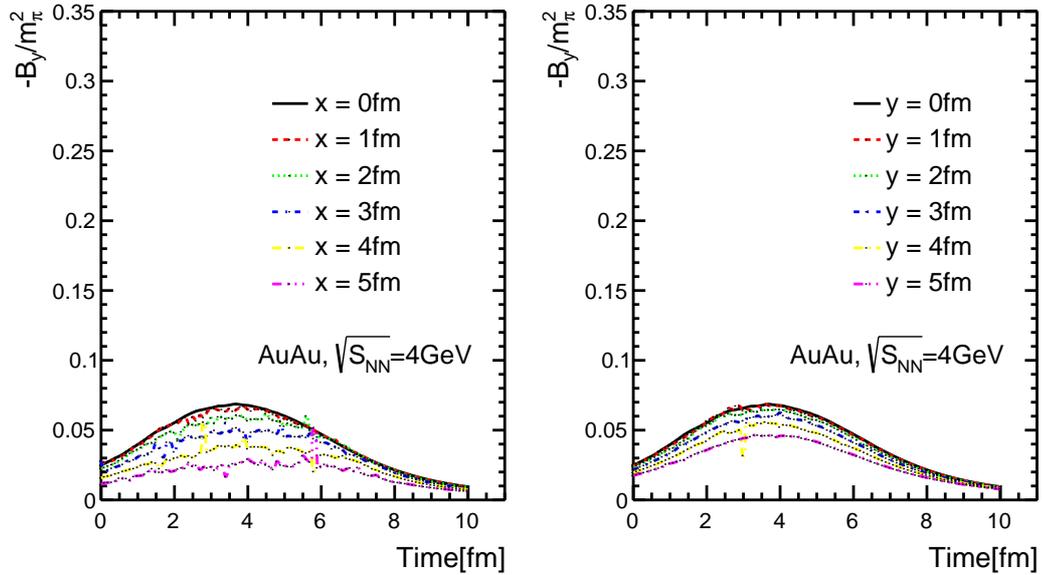


FIGURA 5.12: Evolución temporal de campos electromagnéticos producidos por protones espectadores en función de \mathbf{r} para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 4 GeV. La muestra es de 1,000 eventos minimum bias en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm.

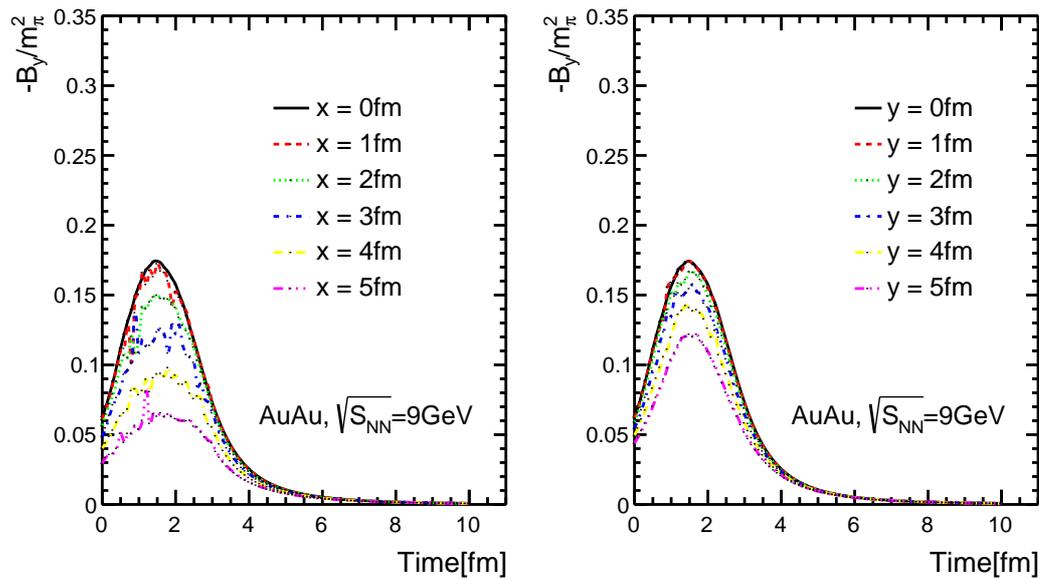


FIGURA 5.13: Evolución temporal de campos electromagnéticos producidos por protones espectadores en función de r para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 9 GeV. La muestra es de 1,000 eventos minimum bias en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm.

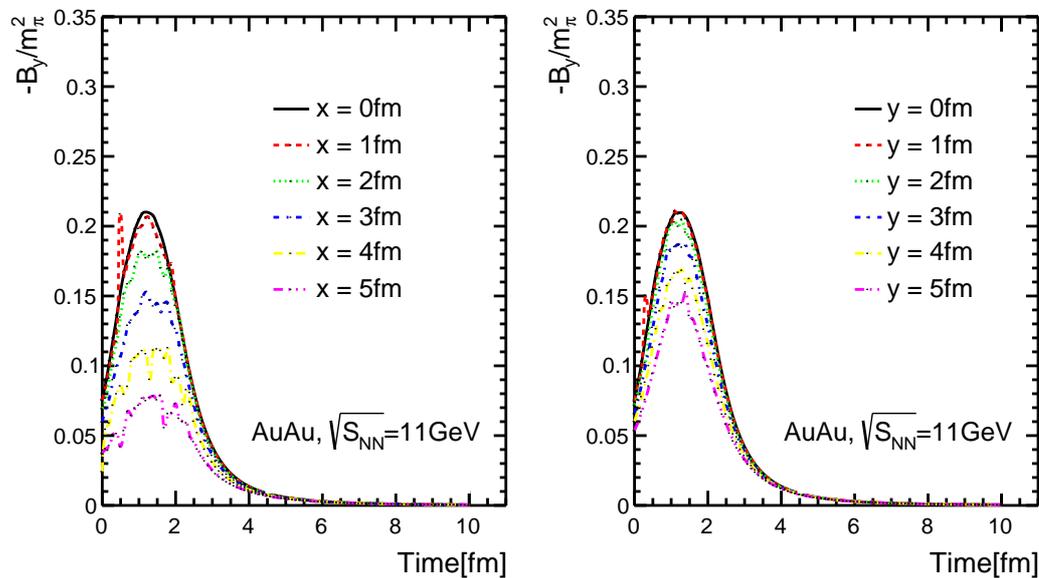


FIGURA 5.14: Evolución temporal de campos electromagnéticos producidos por protones espectadores en función de r para colisiones de AuAu y BiBi con una energía de colisión en el sistema de centro de masa de 11 GeV. La muestra es de 1,000 eventos minimum bias en UrQMD con un paso temporal de 0.1 fm en un rango de 0 a 10 fm.

Los resultados anteriores nos muestran que dependiendo de la ubicación del punto de observación la evolución temporal de los campos magnéticos varía y que es mayor al evaluarse en el origen.

5.2. Análisis de flujos

El análisis de flujos es descrito en la sección 4, los principales resultados a mostrar en este trabajos son: la resolución del ángulo del plano del evento utilizando el detector BeBe y el estudio de la variación en los flujos de momento si se incluye los campos electromagnéticos en la dinámica de UrQMD. El estudio se realizó para 1 millón de eventos en colisiones AuAu a 11 GeV y con 100 mil eventos en colisiones de BiBi a 9 GeV. Se estimó el ángulo del plano del evento utilizando solo los anillos centrales, y todos los anillos del detector BeBe. Estos anillos se pueden ver en la figura 1.8.

5.2.1. Resolución del ángulo del plano del evento

La ecuación general para calcular el ángulo del plano del evento utilizando el método estándar es:

$$\Psi_n = \frac{1}{n} \tan^{-1} \left[\frac{\sum_i^N w^i \text{sen}(n\phi_i)}{\sum_i^N w^i \text{cos}(n\phi_i)} \right] \quad (5.5)$$

En este trabajo se utilizó como pesos(w) al momento transverso, la energía depositada y multiplicidad por celda.

- $w = p_t$: N es el número de partículas por evento, w es el peso a utilizar en el método estándar del plano del evento, este caso es el peso es el momento transverso del partícula y ϕ es el ángulo en plano transverso dado por los momentos p_x e p_y , entonces $\phi = \tan^{-1}(p_y/p_x)$.
- $w = E_{Loss}$: N es el número de celdas del detector BeBe, w es el peso a utilizar en el método estándar del plano del evento, este caso es la energía depositada por las partículas que llegaron al detector en cada

celda y ϕ es el ángulo en plano transverso dado por los los centroides x_{Celda} e y_{Celda} , entonces $\phi = \tan^{-1}(y_{Celda}/x_{Celda})$.

- $w = multiplicidad$: La multiplicidad se define como el número de partículas que fueron detectadas como hits en el detector, es decir, como partículas que alcanzaron el detector y además cumplieron con las condiciones requeridas del detector BeBe para considerarlas como hits.

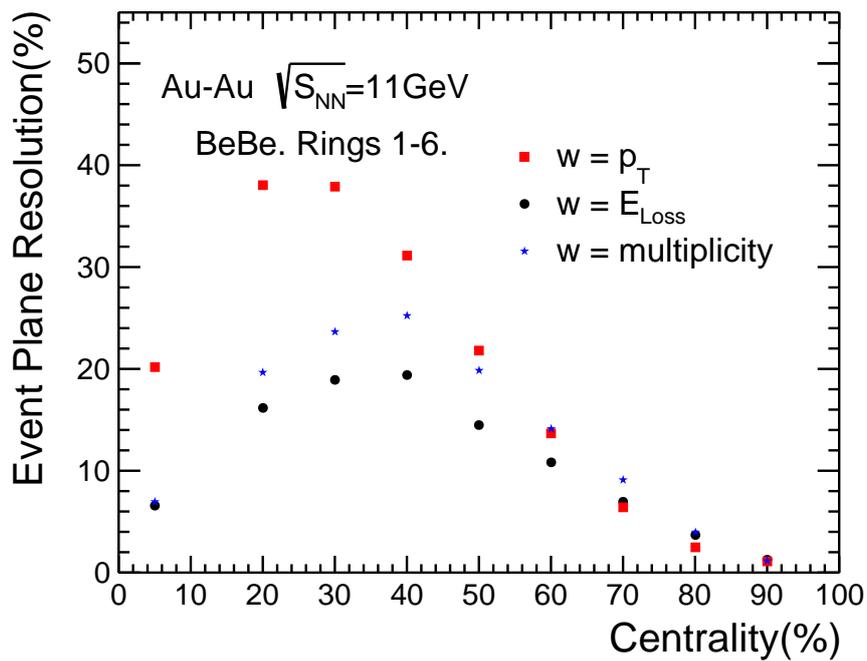


FIGURA 5.15: Resolución del ángulo del plano del evento calculado utilizando el método estándar del ángulo del plano del evento con diferentes pesos y utilizando todos los anillos del detector BeBe. Calculado con 1,000,000 colisiones de Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 11$ GeV generadas en UrQMD y transportado por los detectores utilizando la paquetería de MPD-ROOT.

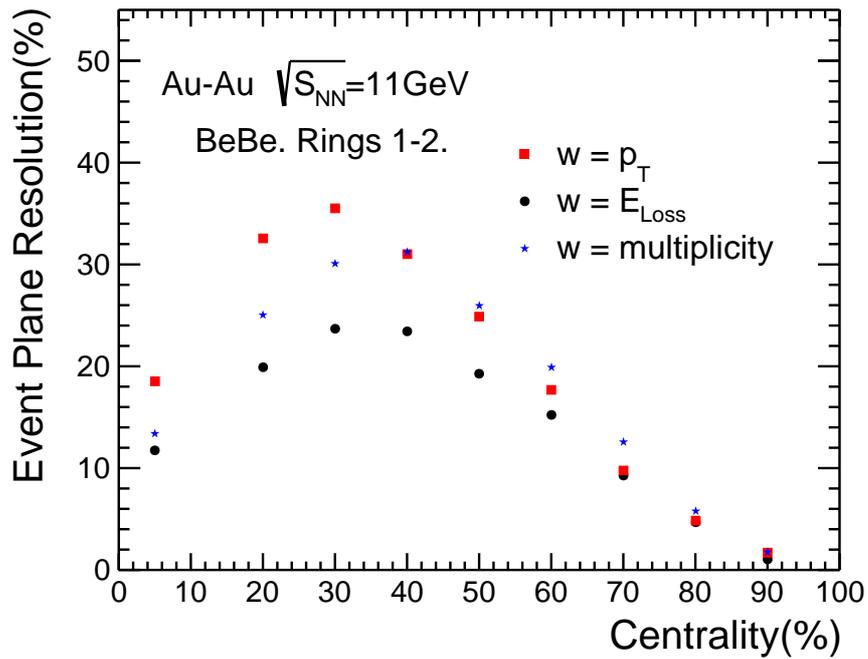


FIGURA 5.16: Resolución del ángulo del plano del evento calculado utilizando el método estándar del ángulo del plano del evento con diferentes pesos y utilizando los anillos centrales (1 y 2) del detector BeBe. Calculado con 1,000,000 colisiones de Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 11$ GeV generadas en UrQMD y transportado por los detectores utilizando la paquetería de MPD-ROOT.

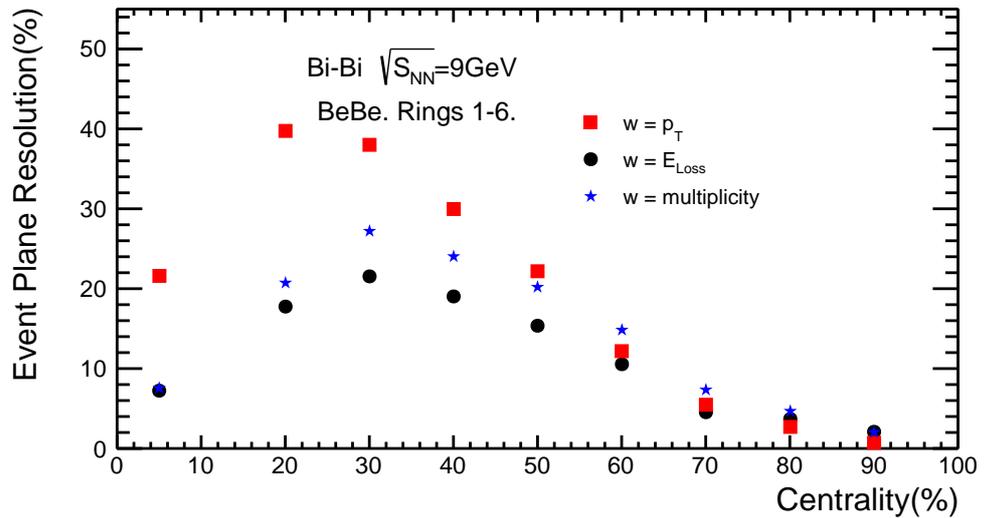


FIGURA 5.17: Resolución del ángulo del plano del evento calculado utilizando el método estándar del ángulo del plano del evento con diferentes pesos y utilizando todos los anillos del detector BeBe. Calculado con 100,000 colisiones de Bi-Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV generadas en UrQMD y transportado por los detectores utilizando la paquetería de MPD-ROOT.

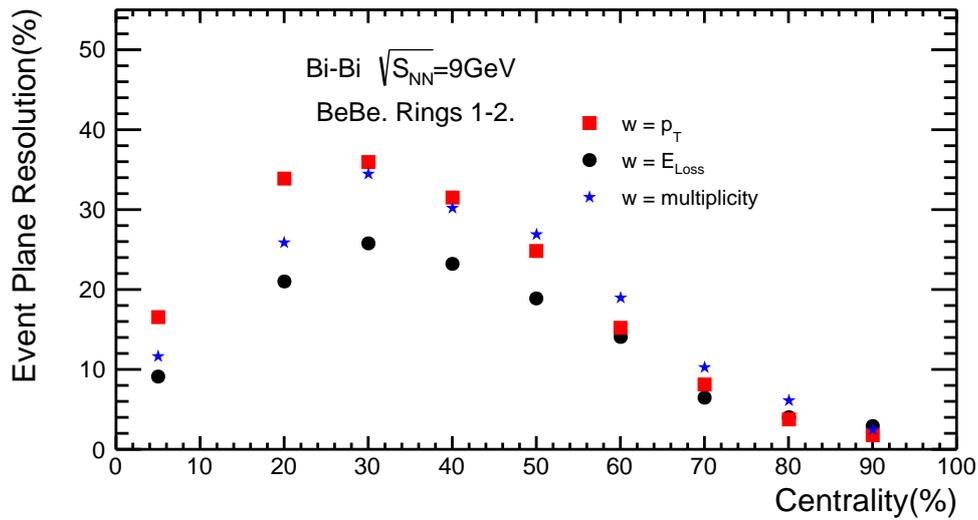


FIGURA 5.18: Resolución del ángulo del plano del evento calculado utilizando el método estándar del ángulo del plano del evento con diferentes pesos y utilizando los anillos centrales (1 y 2) del detector BeBe. Calculado con 100,000 colisiones de Bi-Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV generadas en UrQMD y transportado por los detectores utilizando la paquetería de MPD-ROOT.

En las figuras 5.15 a 5.18 se ve que el momento transversal es el peso que aumenta la resolución del ángulo del plano del evento considerando todos los anillos y solo los anillos centrales en colisiones de AuAu y BiBi. Esto se debe a que los flujos de momento dependen directamente del momento transversal y de la pseudorapidez como se ve en la ecuación (4.1). El detalle está en que experimentalmente no se puede obtener el momento transversal por partícula, por otro lado, la multiplicidad y energía depositada por celda se pueden obtener experimentalmente como resultado del análisis de los datos recolectados por los detectores del experimento. Por esto, la multiplicidad y energía depositada por celda se puede utilizar como peso en el método del ángulo del plano del evento con los datos obtenidos en el experimento. A continuación, en los cuadros 5.2 y 5.3 se muestran los valores de la resolución del ángulo del plano del evento considerando el primer y segundo anillo y todos los anillos, mostrados en las figuras 5.15 a 5.18.

Centralidad(%)	5	20	30	40	50	60	70	80	90
Peso igual al momento transverso $w = p_T$									
Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 11\text{GeV}$	18.52	32.55	35.57	30.91	24.8	17.61	9.77	4.85	1.66
Bi-Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9\text{GeV}$	16.51	33.89	35.92	31.49	24.82	15.19	8.13	3.76	1.71
Peso igual a energía depositada por celda $w = E_{LOSS}$									
Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 11\text{GeV}$	11.72	19.87	23.70	23.47	19.27	15.19	9.24	4.68	1.01
Bi-Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9\text{GeV}$	9.08	20.96	25.75	23.22	18.88	14.03	6.47	4.04	2.86
Peso igual a la multiplicidad por celda $w = multiplicity$									
Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 11\text{GeV}$	13.41	25.02	30.11	31.22	25.94	19.89	12.56	5.82	1.71
Bi-Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9\text{GeV}$	11.63	25.85	34.47	30.22	26.86	18.96	10.24	6.14	2.44

CUADRO 5.2: Tabla de la resolución del ángulo del plano del evento para 100,000 colisiones de Bi-Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9\text{ GeV}$ y 1,000,000 de colisiones de Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 11\text{ GeV}$ generadas en UrQMD y transportado por los detectores utilizando la paquetería de MPD-ROOT considerando únicamente los hits en el primer y segundo anillo del detector BeBe.

Centralidad(%)	5	20	30	40	50	60	70	80	90
Peso igual al momento transverso $w = p_T$									
Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 11\text{GeV}$	20.17	38.01	37.91	31.08	21.78	13.69	6.43	2.49	1.09
Bi-Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9\text{GeV}$	21.60	39.74	38.02	29.93	22.19	12.19	5.47	2.74	0.69
Peso igual a energía depositada por celda $w = E_{LOSS}$									
Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 11\text{GeV}$	6.59	16.14	18.96	19.39	14.49	10.79	6.94	3.72	1.25
Bi-Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9\text{GeV}$	7.20	17.72	21.5	19.06	15.39	10.51	4.53	3.71	2.03
Peso igual a la multiplicidad por celda $w = multiplicity$									
Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 11\text{GeV}$	6.97	19.64	23.68	25.22	19.80	14.13	9.08	3.96	1.14
Bi-Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9\text{GeV}$	7.58	20.69	27.21	24.05	20.22	14.80	7.34	4.69	1.99

CUADRO 5.3: Tabla de la resolución del ángulo del plano del evento para 100,000 colisiones de Bi-Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9\text{ GeV}$ y 1,000,000 de colisiones de Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 11\text{ GeV}$ generadas en UrQMD y transportado por los detectores utilizando la paquetería de MPD-ROOT considerando los 6 anillos del detector BeBe.

5.2.2. Cambios en los flujos de momento al agregar los campos electromagnéticos en UrQMD

Por último, se analiza si los campos electromagnéticos afectan los flujos de momentos en colisiones de AuAu a energías del experimento MPD-NICA. Algunas modificaciones se tuvieron que realizar para agregar los campos electromagnéticos en el código de UrQMD.

1. En la ecuación (2.7) se calcula el potencial de Skyrme como ecuación de estado. Debido a que en UrQMD solo está la ecuación de estado de Skyrme clásica no se utiliza.
2. Por defecto, en UrQMD los potenciales se calculan utilizando un valor grupal de todas las cargas. En los análisis previos, los campos electromagnéticos se calcularon individualmente para cada carga, y se sumaron todas las partículas de cada evento para obtener los campos evento por evento.
3. Se agregó en el código la fuerza de Lorentz en la subrutina que calcula las ecuaciones canónicas de Hamilton.
4. Se eliminó la condición de UrQMD que limita la energía de colisión en el centro de masa cuando se utilizan los potenciales en la propagación. Así se pueden generar eventos a energías del experimento MPD-NICA incluyendo potenciales en la propagación.

Finalmente las ecuaciones canónicas de Hamilton que se implementaron en el código de UrQMD son:

$$\begin{aligned}
 \dot{\mathbf{r}} &= \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}} & \dot{\mathbf{p}} &= -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{r}} + F_{Lorentz} \\
 \dot{\mathbf{r}} &= \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}} & \dot{\mathbf{p}} &= -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{r}} + e\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p}}{E} \times \mathbf{B}
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

Donde \mathbf{E} y \mathbf{B} están definidos en la ecuación (3.10).

Flujo directo y elíptico

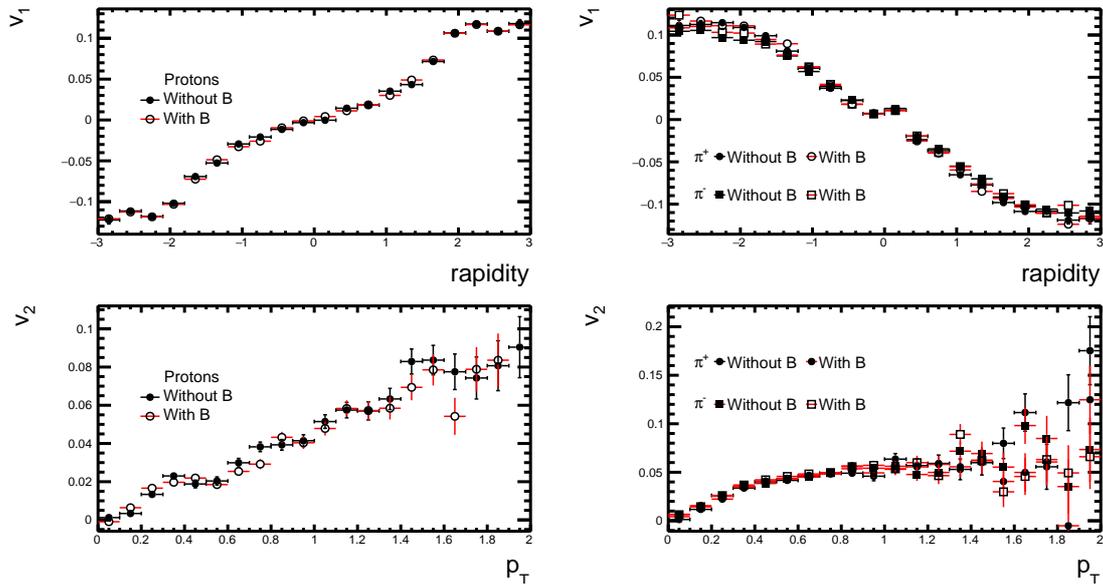


FIGURA 5.19: Flujo directo y elíptico de protones y piones cargados agregando los efectos de los campos magnéticos a la dinámica de UrQMD. Los eventos son de Au+Au a energía de colisión $\sqrt{s_{NN}} = 11$ GeV, con parámetro de impacto fijo e igual a 7 fm y con tiempo fijo $t = 100$ fm.

En la figura 5.19 aprecia que los campos magnéticos no afectan en los flujos directo y elíptico. Esto se podría deber al enfoque utilizado para calcular los campos electromagnéticos en UrQMD. El cual fue con las ecuaciones de Lienard-Wiechert, estas conclusiones son consistentes con resultados publicados a energías más bajas [38].

6 Conclusión

En este trabajo se caracterizaron a los campos electromagnéticos generados en colisiones de iones pesados, específicamente con núcleos de oro y bismuto a energías de colisión del experimento MPD-NICA $\sqrt{s_{NN}} = 4, 9$ y 11 GeV en el momento inicial de la colisión y el tiempo. Los resultados de los campos electromagnéticos tienen el mismo comportamiento que resultados reportados previamente para energías del LHC y del RHIC [10]. La diferencia se encuentra en el orden de magnitud y en el pulso temporal de los campos magnéticos. Los estudios previos y los de este trabajo, se han realizado utilizando el generador de eventos UrQMD. Los campos magnéticos son solo importantes a considerar en dirección perpendicular al plano de la reacción, esto ha permitido considerar el estudio de otros observables físicos que pueden ser afectados por la presencia de estos campos magnéticos, en el grupo de trabajo de la colaboración MexNICA se ha propuesto estudiar la influencia de los campos magnéticos en la polarización de las lambdas en colisiones de núcleos [39], la importancia en relación con la generación de fotones [40] y la relación que tienen los campos magnéticos con los flujos de partículas. Este último fue discutido brevemente en este trabajo, con el cual, hasta el momento se obtuvo que los campos magnéticos pueden despreciarse en los generadores de eventos así como ya se había reportado en otros artículos, también a energías cercanas a las del experimento MPD-NICA.

Durante mi periodo de maestría tuve la oportunidad de asistir a la escuela de verano del laboratorio JINR, en la cual trabajé con el Dr. Oleg Rogachevsky; líder del grupo de software de la colaboración NICA. En este periodo de tiempo, se me encomendó la tarea de realizar las macros (códigos ejecutables) necesarios para obtener la resolución del ángulo del plano del evento para el primer factor de la expansión de la serie de Fourier utilizando el detector BeBe

[41]. Los resultados son preliminares, debido a que, en general, la selección de partículas en este tipo de estudios siempre debe ser la que maximice la resolución. En este trabajo, se presentan los resultados de todas las partículas que llegan al detector BeBe y se varían los pesos para analizar la relación que existe entre el peso elegido y la eficiencia obtenida. Como se ha descrito en varios artículos previos [42, 43, 35], la eficiencia siempre se maximiza cuando se utiliza el momento transverso, esto es debido a que el momento transverso aumenta linealmente con el flujo de momento directo. Con estos resultados, se puede destacar que el detector BeBe es primariamente útil para calcular la resolución del ángulo del plano del evento en el rango de centralidad de 20 – 40 %.

Por último, durante este trabajo se atendieron reuniones semanales con el grupo de trabajo de física y simulaciones de la colaboración MexNICA. Las cuales, permitieron obtener un conocimiento más amplio y general del estado actual del experimento en todas las direcciones de trabajo. Además, se tuvo la oportunidad de participar en algunos artículos, por ejemplo, el artículo del diseño conceptual del miniBeBe *The conceptual design of the miniBeBe detector proposed for NICA-MPD*, publicado en el Journal of Instrumentation 16(02):P02002-P02002, DOI:10.1088/1748-0221/16/02/P02002, el artículo del diseño conceptual del BeBe y el artículo sobre los campos electromagnéticos a energías del experimento MPD-NICA. Estos últimos dos artículos aún están en progreso.

A Códigos

En este apéndice se comentarán los códigos desarrollados para producir las gráficas de este trabajo. Todos los códigos están disponibles en mi cuenta de github: AlejandroGuiradoMexa. Básicamente, están en dos repositorios. En el repositorio de Magnetic-Fields-RHIC se encuentran los siguientes códigos:

- **urqmdtoroot.C**: Esta macro permite leer el archivo de salida test.f13 o test.f14 de UrQMD para guardar las propiedades de las partículas y de la colisión en un árbol de ROOT.
- **MagneticField OutReacionPlane.C**: Permite calcular la evolución temporal de la intensidad de los campos magnéticos en dirección perpendicular al plano de la reacción utilizando la salida de la macro urqmdtoroot.C.
- **MagneticField TemporalOutReacionPlaneGIF.C**: En esta macro se crea un GIF de la evolución temporal de la intensidad de los campos magnéticos en el plano transversal utilizando la salida de la macro urqmdtoroot.C.
- **MagneticField TemporalEvolution.C**: Esta macro nos permite obtener la evolución temporal de los campos magnéticos en dirección x , y y z utilizando la salida de la macro urqmdtoroot.C.
- **MagneticField y CentralityBin.C**: Esta macro nos permite obtener la evolución temporal de los campos magnéticos en dirección y en rangos de parámetro de impacto utilizando la salida de la macro urqmdtoroot.C.

En el repositorio de FlowsAnalysisNICA se encuentran los códigos relacionados al análisis del ángulo del plano del evento y de los flujos de momentos.

Para correr las siguientes macros, es necesario tener la salida de la macro `runMC.C` de la paquetería `MPDROOT`, la cual simula los detectores del experimento `MPD-NICA`.

- **EventPlaneAngleDifWeights.C**: Calcula el ángulo del plano del evento utilizando como peso el momento transverso, la energía perdida y la multiplicidad obtenida de los hits del detector `BeBe`.
- **EventPlaneAnglePrimaryTracks.C**: Calcula el ángulo del plano del evento utilizando como peso el momento transverso de las trazas de Monte Carlo en el rango de pseudorapidez del detector `BeBe`.
- **EventPlaneAngleResolution.C**: Calcula la resolución del ángulo del plano del evento utilizando como peso el momento transverso, la energía perdida y la multiplicidad obtenida de los hits del detector `BeBe`.

B Manual para agregar las ecuaciones de campos electromagnéticos de Lienard-Wiechert al modelo de UrQMD

B.1. Introducción

UrQMD es un programa codificado en Fortran, que tiene como objetivo simular principalmente colisiones de iones pesados para una amplia gama de energías.

Siendo más específico, la motivación para esto es la oportunidad única de investigar la ecuación de estado de materia nuclear y la búsqueda de transiciones de fase (como la transición de fase del gas líquido o del plasma de quark gluón (QGP)) y la posible restauración de la simetría quiral [24].

B.2. Comentarios sobre el código de UrQMD

Aquí, describo brevemente algunos archivos que incluyen el modelo UrQMD. Esos son:

- `cascinit.f90`: Genera la posición de los nucleones dentro del núcleo utilizando la implementación de Monte Carlo Glauber con las variables predeterminadas para la distribución de densidad [25].

- `init.f90`: Ejecuta algunas subrutinas de `cascinit.f90` y aquí se implementan la transformación del marco de referencia.
- `propto.f90`: Propagación de partículas utilizando el modelo descrito en el siguiente capítulo.
- `colload.f90`: Módulo para calcular las colisiones después de que se haya realizado la propagación para cada paso de tiempo. El modelo de colisión se describe en artículos de UrQMD [23].
- `urqmd.f90`: Módulo principal para llamar a todas las funciones y subrutinas implementadas en los archivos UrQMD.

Los cambios de los archivos se mostrarán después de la descripción del modelo para calcular los campos electromagnéticos y alguna información general de la teoría del transporte en UrQMD.

B.3. Modelo de propagación en UrQMD

En el modelo UrQMD, los nucleones están representados por distribuciones de densidad en forma de Gauss:

$$\phi(\mathbf{r}_i, t) = \left(\frac{2\alpha}{\pi}\right)^{\frac{3}{4}} \exp\left[-\alpha(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}\mathbf{0}_j(t))^2 + \frac{i}{\hbar}\mathbf{p}_j(t)\mathbf{r}_j\right] \quad (\text{B.1})$$

La función de onda del núcleo se define como la función de onda producto de todos los nucleones del núcleo.

$$\Phi = \prod_j \phi(\mathbf{r}_j, \mathbf{p}_j, t) \quad (\text{B.2})$$

Hasta ahora, cada núcleo debe cumplir con estas restricciones:

- Está centrado en su espacio de configuración alrededor 0.
- El núcleo está en reposo: $\sum_j \mathbf{v}_i = 0$.

- Su energía de enlace debe corresponder al valor dado por la fórmula de Bethe-Weizsäcker.

Siguiendo la descripción de UrQMD en la referencia principal. Las ecuaciones de los movimientos se describen mediante la parte real de la interacción nucleón-nucleón. La dinámica es simulada por un hamiltoniano clásico, en el archivo de entrada de UrQMD podemos seleccionar las opciones de ecuación de estado (eos) para la propagación:

- eos = 0: Aquí, la propagación se realiza sin ningún potencial:

$$\mathcal{H} = \sum_j E_j^{kin} \quad (B.3)$$

- eos = 1: La propagación de partículas podría realizarse considerando algunos potenciales definidos en el archivo propto.f.

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \sum_j E_j^{kin} + \frac{1}{2} \sum_j \sum_k \left(E_{jk}^{Sk2} + E_{jk}^{Yukawa} + E_{jk}^{Coulomb} + E_{jk}^{Pauli} \right) \\ & + \frac{1}{6} \sum_j \sum_k \sum_l E_{jkl}^{Sk3} \end{aligned} \quad (B.4)$$

Dado que la intención de este documento es describir cómo incorporar campos electromagnéticos relativistas en la propagación de UrQMD. No se describirán las demás aportaciones energéticas, sin embargo, la información completa se puede encontrar en el artículo original [27].

Entonces, para encontrar las ecuaciones de movimiento para cada tiempo y posición, podemos resolver las ecuaciones canónicas de Hamilton.

$$\dot{\mathbf{r}} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}} \quad \dot{\mathbf{p}} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{r}} \quad (B.5)$$

La ecuación de movimiento se resuelve para cada paso de tiempo, después de que se completa la subrutina de colisión.

Campo eléctrico definido en archivos UrQMD

El potencial eléctrico definido en UrQMD es el potencial de Coulomb como una interacción de dos cuerpos, que es un potencial clásico.

$$V_{ij}^{Coulomb} = \frac{Z_i Z_j e^2}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} \quad E_{jk}^{Coulomb} = \frac{Z_i Z_j e^2}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k|} \quad (\text{B.6})$$

Como se dice en la documentación de UrQMD, la generalización para energías relativistas no está implementada en el modelo UrQMD. Por lo tanto, se implementa un corte de energía en los archivos originales. Entonces, r para energías por encima de 3.3 GeV en el centro de momento de colisión, la opción $\text{eos} = 1$ (2.7) para propagar las partículas se deshabilita automáticamente y $\text{eos} = 0$ (2.6) está habilitada.

B.4. Ecuaciones de Lienard-Wiechert para campos electromagnéticos

Las ecuaciones de Lienard-Wiechert pueden describir los campos electromagnéticos generados por una carga puntual o una suma de cargas puntuales que se mueven a velocidades relativistas. En unidades naturales, las ecuaciones de Lienard-Wiechert con la condición de velocidades constantes son:

$$\begin{aligned} e\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \alpha(197 \text{ MeV})^2 \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{R}(E^2 - |\mathbf{p}|^2)}{((RE)^2 - |\mathbf{R} \times \mathbf{p}|^2)^{3/2}} \\ e\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \alpha(197 \text{ MeV})^2 \frac{\mathbf{R}(E^2 - |\mathbf{p}|^2)}{((RE)^2 - |\mathbf{R} \times \mathbf{p}|^2)^{3/2}} \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

Como estamos trabajando con partículas que se mueven a velocidades relativistas, \mathbf{p} es el momento relativista, \mathbf{R} es la distancia desde el centro de la colisión a la partícula, E es la energía del partícula, α es la estructura fina constante y e es la carga unitaria natural. Los potenciales electromagnéticos

de Lienard-Wiechert son:

$$\begin{aligned} e\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) &= \alpha \frac{\mathbf{p}(197 \text{ MeV})}{((RE)^2 - |\mathbf{R} \times \mathbf{p}|^2)^{1/2}} \\ e\phi(\mathbf{r}, t) &= \alpha \frac{E(197 \text{ MeV})}{((RE)^2 - |\mathbf{R} \times \mathbf{p}|^2)^{1/2}} \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Como las ecuaciones (B.7), las ecuaciones en (B.8) tienen la restricción de describir partículas con velocidades constantes.

B.4.1. Enfoque de propagación de campos electromagnéticos utilizando las ecuaciones de L-W

Para simular el efecto de los campos electromagnéticos en la propagación dinámica de UrQMD, agregamos la fuerza de Lorentz en las ecuaciones canónicas (B.5)

$$\dot{\mathbf{r}} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}} \quad \dot{\mathbf{p}} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{r}} + e\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p}}{E} \times \mathbf{B} \quad (\text{B.9})$$

Donde el Hamiltoniano es:

$$\mathcal{H} = \sum_j E_j^{kin} \quad (\text{B.10})$$

Sin embargo, si es necesario, es posible utilizar los otros potenciales de la ecuación (B.4).

Cambios en los archivos UrQMD para incluir los campos electromagnéticos L-W en los archivos de propagación

Básicamente, todos los cambios realizados para incluir campos electromagnéticos de Lienard-Wiechert en archivos UrQMD se realizaron en `propto.f`, sin embargo, para eliminar la restricción en el centro de la energía de impulso mencionada anteriormente, necesitamos cambiar en `init.f`.

c constraints for skyrme pots:

```
if(eos.ne.0.and.((srtflag.eq.0.and.ebeam.gt.4d0)
```

```

&          .or.(srtflag.eq.1.and.srtmax.gt.3.3d0)
&          .or.(srtflag.eq.2.and.pbeam.gt.4.9))) then
  write(6,*)'***(W) I switched off the potentials'
  eos=0
end if

```

En la tercera línea de código, necesitamos cambiar la energía máxima permitida del centro de impulso *srtmax*, que es 3.3 GeV , a al menos más de 11.1 GeV para cubrir el rango de energía del experimento NICA para la colisión del núcleo. Este código está en el archivo *init.f* de las líneas 833 a 839.

Entonces se necesita una variable lógica de campo magnético para elegir si se quiere considerar en la propagación de partículas. Necesitamos declararlo en el archivo *coms.f*, donde están definidas todas las variables comunes y en *propto.f* para activarlo. En la línea 11 del archivo *propto.f*:

```

logSky = .false.
logYuk = .false.
logPau = .false.
logCb = .false.
logMf = .true.
logCb_Mf = .false.

```

Es necesario agregar las variables lógicas *logMf* y *logCbMf*, para campo magnético y ambas; campo eléctrico y magnético. Finalmente, es necesario sumar el campo magnético y eléctrico como la ecuación de fuerza de Lorentz usando las ecuaciones electromagnéticas (B.7) en la subrutina derivada en *propto.f* y en la subrutina *Etot* el potencial electromagnético de Lienard-Wiechert. (B.8).

B.5. Comentarios

Para calcular los campos electromagnéticos para colisiones relativistas de iones pesados, implementamos las ecuaciones de campos de Lienard-Wiechert en el modelo UrQMD.

- Dado que en UrQMD las partículas se modelan como funciones de onda y estamos modelando los campos electromagnéticos como una partícula puntual, es obvio que estamos mezclando dos modelos.
- Las ecuaciones de Lienard-Wiechert (B.7) son para partículas que se mueven con velocidades constantes. Para los protones de los espectadores, la aproximación es precisa, sin embargo, para los participantes no lo es.

C Desarrollo del plano del evento

Por ejemplo, definiendo una cantidad arbitraria $r(\phi)$, la cual puede ser $P_T/d\phi$ donde dP_T es el momento transversal total de partículas emitidas en ángulo azimutal ϕ . Experimentalmente, esta función puede ser construida por datos. Expandiendo en series de Fourier la distribución de momento transverso en función del ángulo polar

$$r(\phi) = \frac{x_0}{2\pi} + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} [x_n \cos(n\phi) + y_n \sin(n\phi)] \quad (C.1)$$

Como sabemos para el análisis de Fourier, los coeficientes en la expansión de Fourier son integrales con peso proporcional a cosenos y senos. Con el análisis anterior podemos encontrar una ecuación más general para describir la distribución de ángulos azimutales para partículas en energía, momento transversal y región de rapidez. Definir una función $r(\phi)$ como $E \frac{d^3N}{d^3p}$. Aquí, consideramos la E como la energía, N una cantidad medible, p como los tres momentos de cada partícula y el ángulo ahora se mide en otro plano con el ángulo $\phi - \Psi_{RP}$. Este cambio de plano es muy importante ya que estamos teniendo en cuenta el plano de reacción del evento (Ψ_{RP}) y el ángulo (ϕ) de cada partícula que se encuentra en el plano xy .

Para facilitar el cálculo es común reformular la integral sobre el impulso de una partícula en términos de rapidez y momentos transversales. Entonces necesitamos calcular el determinante jacobiano, pero primero las ecuaciones de transformación son:

$$\begin{aligned}
p_x &= p_T \cos(\theta) \\
p_y &= p_T \sin(\theta) \\
p_z &= \sqrt{p_T^2 + m^2} \sinh(y)
\end{aligned} \tag{C.2}$$

Para simplificar, usamos el ángulo θ en lugar de $\phi - \Psi_{RP}$. El jacobiano es:

$$\begin{aligned}
J(p_x, p_y, p_z)_{p_T, \theta, y} &= \left| \frac{\partial[p_x, p_y, p_z]}{\partial[p_T, \theta, y]} \right| \\
&= p_T \cosh(y) \sqrt{p_T^2 + m^2}
\end{aligned} \tag{C.3}$$

Como estamos considerando las partículas como partículas libres sin ningún potencial específico que actúe sobre ellas, el vector de 4 momentos pierde un grado de libertad [34], podemos reescribirlo como $p^3 = p(p_x, p_y, p_z) = p(p_T, y)$. Entonces la masa transversal y la energía se definen como:

$$\begin{aligned}
m_T &= \sqrt{p_T^2 + m^2} \\
E &= \cosh(y) m_T
\end{aligned} \tag{C.4}$$

El Jacobiando de la ecuación C.3 se reduce a:

$$J(p_x, p_y, p_z)_{p_T, \theta, y} = p_T E \tag{C.5}$$

Ahora podemos calcular los coeficientes de la expansión de Fourier de la distribución azimutal (4.1)

$$\begin{aligned}
x_0 &= \int_D E \frac{d^3 N}{d^3 p} d\theta \\
&= \int_D E \frac{d^3 N}{p_T E d p_T d\theta dy} d\theta \\
&= \frac{d^2 N}{p_T d p_T dy} \Big|_D
\end{aligned} \tag{C.6}$$

El coeficiente x_0 está determinado por la ecuación C.6 que se valora en el dominio $D = D(p_T, y)$ pero para las siguientes ecuaciones expresamos sin la evaluación. Ahora para los coeficientes x_n y y_n .

$$\begin{aligned}
 x_n &= \int_D E \frac{d^3N}{d^3p} \cos(n\theta) d\theta \\
 &= \frac{d^2N}{p_T dp_T dy} \left[\frac{\int_D E \frac{d^3N}{d^3p} \cos(n\theta) d\theta}{\int_D E \frac{d^3N}{p_T E dp_T d\theta dy} d\theta} \right] \\
 &= \frac{d^2N}{p_T dp_T dy} \langle \cos(n\theta) \rangle \\
 y_n &= \frac{d^2N}{p_T dp_T d\theta dy} \langle \text{sen}(n\theta) \rangle \tag{C.7}
 \end{aligned}$$

Recordando que la fuente de partículas es simétrica con respecto al plano de reacción, los coeficientes y_n son cero y el promedio está sobre todas las partículas en el rango de rapidez y momento transversal deseado. Conectando las ecuaciones C.6 y C.7 en la ecuación C.1 y recordando que el ángulo $\theta = \phi - \Psi_{RP}$. La distribución del ángulo azimutal se presenta en el trabajo de tesis (4.1).

Bibliografía

- [1] *Heavy ions and quark-gluon plasma*. Website <https://home.cern/about/physics/heavy-ions-and-quark-gluon-plasma>. 2019.
- [2] Mark Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 2013. DOI: 10.1017/CB09781139525367.
- [3] Sourav Sarkar, Helmut Satz y Bikash Sinha. «The physics of the Quark-Gluon Plasma: introductory lectures, vol. 785 of Lecture notes in physics». En: (2010).
- [4] Yagi Koshuke. *Quark-Gluon Plasma (From Big Bang to Little Bang)*. Cambridge University Press, 2008.
- [5] LHC-CERN. *Large Hadron Collider(LHC)*. 2020. URL: <https://www.bnl.gov/rhic> (visitado 07-12-2020).
- [6] G. Herrera Corral. «Relativistic heavy-ion physics». En: (2010). arXiv: 1010.3164 [nucl-th].
- [7] NICA. *Nuclotron-based Ion Collider fAcility (NICA)*. 2019. URL: <http://nica.jinr.ru/physics.php> (visitado 01-01-2019).
- [8] Dmitri Kharzeev y Marzia Nardi. «Hadron production in nuclear collisions at RHIC and high-density QCD». En: *Physics Letters B* 507.1-4 (2001), págs. 121-128.
- [9] Alejandro Guirado García. «Campos electromagnéticos en colisiones de iones pesados. Tesis de licenciatura.» En: (2018).
- [10] Wei-Tian Deng y Xu-Guang Huang. «Event-by-event generation of electromagnetic fields in heavy-ion collisions». En: (abr. de 2012). arXiv: 1201.5108 [nucl-th].

- [11] W. Cassing S. A. Voloshin V. Voronyuk V. D. Toneev. «Electromagnetic field evolution in relativistic heavy-ion collisions». En: (mayo de 2011). arXiv: 1103.4239 [nucl-th].
- [12] V. D. Toneev V. V. Skokov A. Yu. Illarionov. «Estimate of the magnetic field strength in heavy-ion collisions». En: (jul. de 2009). arXiv: 0907.1396 [nucl-th].
- [13] Adam Bzdak y Vladimir Skokov. «Event-by-event fluctuations of magnetic and electric fields in heavy ion collisions». En: (mar. de 2012). arXiv: 1111.1949 [hep-ph].
- [14] NICA. *Multi-Purpose Detector (MPD)*. 2017. URL: <http://nica.jinr.ru/projects/mpd.php> (visitado 01-01-2019).
- [15] Official webpage. *Joint Institute for Nuclear Research*. 2016-2020. URL: <http://nica.jinr.ru/> (visitado 01-01-2020).
- [16] NICA. *Baryonic Matter at Nuclotron (BMN)*. 2017. URL: <http://nica.jinr.ru/projects/bmn.php> (visitado 01-01-2019).
- [17] NICA. *Spin Physics Detector (SPD)*. 2017. URL: <http://nica.jinr.ru/projects/mpd.php> (visitado 01-01-2019).
- [18] A Fatkina y col. «Optimization of selected components in MPD Root: Capabilities of distributed programming techniques». En: (2016), págs. 213-217.
- [19] *The BeBe detector for the MPD luminosity monitoring system*. Website https://indico.jinr.ru/event/2002/contributions/12061/attachments/9838/15914/Pres_VII_Collaboration_Meeting_MPD.pdf. 2021.
- [20] Mauricio Alvarado y col. «A beam-beam monitoring detector for the MPD experiment at NICA». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 953 (nov. de 2019). DOI: 10.1016/j.nima.2019.163150.
- [21] *Proyecto MC Glauber*. 2019. URL: <https://github.com/MCGlauber/MCG> (visitado 01-01-2019).

- [22] Luis Valenzuela Cazares. «Estudio de centralidad de los eventos en el experimento MPD-NICA a través de la multiplicidad en el detector de haz (BeBe) que construye la colaboración MexNICA en JINR». En: (2019).
- [23] UrQMD collaboration. *Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics (URQMD)*. 2019. URL: <https://urqmd.org> (visitado 01-01-2019).
- [24] M. Bleicher M. Brandstetter L. Bravina S. A. Bass M. Belkacem. «Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions». En: (mar. de 1998). arXiv: 9803.035 [nucl-th].
- [25] David d'Enterria Constantin Loizides Jason Kamin. «Improved Monte Carlo Glauber predictions at present and future nuclear colliders». En: (feb. de 2019). arXiv: 1710.07098 [nucl-ex].
- [26] Michael L Miller y col. «Glauber modeling in high-energy nuclear collisions». En: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57 (2007), págs. 205-243.
- [27] C. Spieles S.A. Bassc M. Bleicher E. Zabrodin. «Relativistic Hadron-Hadron Collisions in the Ultra-Relativistic Quantum Molecular Dynamics Model». En: (sep. de 1999). arXiv: 9909.407 [nucl-th].
- [28] C.Loizides P.Steinberg B.Alver M.Baker. «The PHOBOS Glauber Monte Carlo». En: (mayo de 2008). arXiv: 0805.441v1 [nucl-th].
- [29] UrQMD collaboration. *UrQMD v3.4 Guide*. 2019. URL: <https://vfs.fias.science/seafhttp/files/e35c03d4-1647-4106-8e4f-90cadafcd5ef/urqmd-3.4.pdf> (visitado 01-01-2020).
- [30] Jörg AICHELIN. «“QUANTUM” MOLECULAR DYNAMICS A DYNAMICAL MICROSCOPIC n-BODY APPROACH TO INVESTIGATE FRAGMENT FORMATION AND THE NUCLEAR EQUATION OF STATE IN HEAVY ION COLLISIONS». En: *Physics Reports* 202.5-6 (1991), págs. 223-360.
- [31] Andrew Zangwill. *Modern Electrodynamics*. Cambridge University Press, 2012. DOI: 10.1017/CB09781139034777.

- [32] Adam Bzdak y Vladimir Skokov. «Anisotropy of photon production: Initial eccentricity or magnetic field.» En: (mayo de 2013). arXiv: 1208.5502 [hep-th].
- [33] pdg: Live. *Light Unflavored Mesons*. 2021. URL: <https://pdglive.lbl.gov/Particle.action?init=0&node=S009&home=MXXX005> (visitado 01-01-2021).
- [34] Sergei A. Voloshin, Arthur M. Poskanzer y Raimond Snellings. «Collective Phenomena in Non-Central Nuclear Collisions: Datasheet from Landolt-Börnstein - Group I Elementary Particles, Nuclei and Atoms · Volume 23: “Relativistic Heavy Ion Physics” in SpringerMaterials (https://doi.org/10.1007/978-3-642-01539-7_10)». En: (). Ed. por R. Stock. Copyright 2010 Springer-Verlag Berlin Heidelberg. DOI: 10.1007/978-3-642-01539-7_10. URL: https://materials.springer.com/lb/docs/sm_lbs_978-3-642-01539-7_10.
- [35] Y. Zhang S. Voloshin. «Flow Study in Relativistic Nuclear Collisions by Fourier Expansion of Azimuthal Particle Distributions». En: (jul. de 1994). arXiv: 9407282 [hep-ph].
- [36] A. M. Poskanzer¹ y S. A. Voloshin². «Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions». En: (jun. de 1998). arXiv: 9805001 [nucl-ex].
- [37] Arthur M. Poskanzer Sergei A. Voloshin y Raimond Snellings. «Collective phenomena in non-central nuclear collisions». En: (oct. de 2008). arXiv: 0809.2949 [nucl-ex].
- [38] Q. Li F. Wang Y. Sun Y. Wang. «Effect of internal magnetic field on collective flow in heavy ion collisions at intermediate energies». En: (2019).
- [39] Alejandro Ayala y col. «Core meets corona: A two-component source to explain Λ and $\bar{\Lambda}$ global polarization in semi-central heavy-ion collisions». En: *Phys. Lett. B* 810 (2020), pág. 135818. DOI: 10.1016/j.physletb.2020.135818. arXiv: 2003.13757 [hep-ph].

- [40] Alejandro Ayala y col. «Centrality dependence of photon yield and elliptic flow from gluon fusion and splitting induced by magnetic fields in relativistic heavy-ion collisions». En: *The European Physical Journal A* 56 (feb. de 2020). DOI: 10.1140/epja/s10050-020-00060-9.
- [41] Alejandro Guirado and Oleg Rogachevsky. *Azimuth distribution of particles study using Beam-Monitoring Detector for MPD (Multi-Purpose Detector)* http://students.jinr.ru/en/jinr2019-participants?task=application.downloadreport&report_id=215. 2019.
- [42] M. Kapishin E. Litvinenko G. Musulmanbekov V. Zheger D. Dryablov K. Gudima. «Event Centrality Determination and Reaction Plane Reconstruction at MPD». En: *MPD Collaboration:Internal notes* 03 (2013).
- [43] K. Aamodt y col. «Elliptic Flow of Charged Particles in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV». En: *Phys. Rev. Lett.* 105 (25 2010), pág. 252302. DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.252302. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.252302>.