



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

**ESTUDIO DE FACTIBILIDAD PARA CUANTIFICAR E IDENTIFICAR LA PRODUCCIÓN DE
ANTINEUTRONES EN COLISIONES DE IONES A ALTAS ENERGÍAS**

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRA EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA

FABIOLA VIRIDIANA LUGO PORRAS

TUTOR PRINCIPAL:

DR. ARTURO ALEJANDRO MENCHACA ROCHA
INSTITUTO DE FÍSICA

COMITÉ TUTOR:

DR. JOSÉ RUBÉN ALFARO MOLINA
INSTITUTO DE FÍSICA
DR. VÍCTOR MANUEL ROMERO ROCHÍN
INSTITUTO DE FÍSICA

CIUDAD UNIVERSITARIA, Cd.Mx., ENERO, 2023



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

**Estudio de factibilidad para cuantificar e identificar la
producción de antineutrones en colisiones de iones a altas
energías**

por

Fabiola Viridiana Lugo Porras

Física

Tesis presentada para obtener el grado de

Maestra en Ciencias (Física)

en el

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

Ciudad de México. Enero, 2023

Agradecimientos

Agradezco al Dr. Arturo Alejandro Menchaca Rocha, director de esta tesis, su apoyo, tiempo y compromiso durante todo mi trayecto en la maestría y durante la realización de este proyecto. Sin su apoyo y conocimiento este trabajo no habría sido posible.

Agradezco a la UNAM y particularmente a la Facultad de Ciencias y al Instituto de Física, el acceso a sus recursos durante toda mi formación.

A los miembros de mi comité tutor: Dr. José Rubén Alfaro Molina y Dr. Víctor Manuel Romero Rochín, les agradezco sus consejos durante el transcurso de mis estudios de maestría y el haberme guiado para llevar este proyecto por el camino correcto.

Agradezco a los miembros del jurado: Dr. Eleazar Cuautle Flores, Dr. Eduard De La Cruz Burelo y Dr. Antonio Ortiz Velásquez, sus comentarios y observaciones que han hecho de este un mejor trabajo, agradezco en especial el apoyo y la disponibilidad del Dr. Eric Vázquez Jáuregui.

A mi hermana y a mis amigos les agradezco por su apoyo incondicional durante toda mi formación.

Quiero agradecer especialmente a mis padres, sin cuyo apoyo no habría podido llegar hasta donde estoy. Cada logro en mi vida ha sido gracias a ellos, y a ellos dedico este trabajo.

Quiero agradecer al CONACyT por el apoyo otorgado por medio de la beca nacional para realizar mis estudios de maestría, y al Instituto de Física por el apoyo brindado por medio de la beca PRIDIF2022 para finalizar mi proyecto.

Índice general

1. Introducción	7
1.1. Modelo Estándar (SM)	7
1.2. Cromodinámica Cuántica (QCD)	10
1.2.1. Libertad Asintótica	12
1.2.2. Confinamiento	13
1.3. Simetrías discretas C, P y T.	14
1.3.1. Paridad	15
1.3.2. Conjugación de la carga	16
1.3.3. Violación de CP	18
1.3.4. Inversión temporal y teorema <i>CPT</i>	18
1.4. El neutrón y su antipartícula	19
1.5. Intercambio de carga (CEX)	21
2. Colisiones de iones	24
2.1. Plasma de quarks y gluones (QGP)	25
2.2. Colisiones de iones a altas energías	26
2.2.1. Colisiones de iones pesados	26
2.2.2. Colisiones $p - p$	30
3. Experimentos en colisiones de iones.	32
3.1. The Large Hadron Collider	32

3.1.1.	ALICE	36
4.	Simulación	48
4.1.	Generadores de eventos Monte Carlo (MC)	49
4.1.1.	PYTHIA	51
4.1.2.	GEANT4	51
4.2.	Selección de la energía de los antineutrones en PYTHIA	53
4.3.	Simulación en GEANT4	54
5.	Análisis y Resultados	57
5.1.	Sección eficaz σ_{CEX}	57
5.2.	Identificación del \bar{n} mediante correlaciones de energía y momento con los pro- ductos de la reacción de CEX.	59
5.2.1.	Correlaciones $\bar{n} - \bar{p}$	59
5.2.2.	Correlaciones $\bar{n} - (\bar{p} + p)$	60
5.3.	Identificación del par $\bar{p} - p$ producido por la reacción de CEX	64
5.4.	Resultados para una distribución de energía lineal	66
6.	Conclusiones	71

Estudio de factibilidad para cuantificar e identificar la producción de antineutrones en colisiones de iones a altas energías

por

Fabiola Viridiana Lugo Porras

Resumen

Una vez descubierto el antiprotón (\bar{p}) en 1955, tomó un año comprobar experimentalmente la existencia del antineutrón (\bar{n}), cuya ausencia de carga eléctrica resultó ser el principal reto a vencer. Actualmente, la manera en la que el \bar{n} interactúa con la materia se conoce lo suficientemente bien como para poder evaluar, mediante simulaciones, la probabilidad con que lo hacen con los neutrones de los núcleos vía la reacción de intercambio de carga (CEX), $\bar{n} + n \rightarrow \bar{p} + p$. La motivación de este trabajo es evaluar la producción de antineutrones en las colisiones, $p - p$ o entre núcleos pesados, que ocurren en ALICE y que a la fecha no se ha medido. Para ello, se propone utilizar los núcleos del silicio de los que está hecho el sistema trazador interno (ITS) como un blanco en el que los antineutrones se transforman en antiprotones, por ser estos últimos más fáciles de identificar al tratarse de partículas cargadas. Se simuló una fuente de antineutrones monoenergética en el centro de un detector de silicio con la geometría del ITS. Esta simulación permitió calcular la sección eficaz de la reacción de CEX en silicio y estudiar las correlaciones de momento existentes entre el \bar{n} y el par $p - \bar{p}$ producido en la reacción. Se encontró que la sección eficaz para CEX es $\sigma_{CEX} = 18.74 \pm 0.41$ mb, lo que conlleva a una eficiencia de conteo del 0.11 %. En este caso, los eventos de CEX pueden cuantificarse con una eficiencia del 100 % pues cada evento se asocia con un \bar{p} detectado. En cuanto a la identificación de los antineutrones mediante estas correlaciones, la eficiencia del método propuesto es del 0.016 %. Por último, se encontró que al seleccionar eventos en los que es posible seleccionar al p de CEX, y descartar aquellos con una pérdida de energía importante, los momentos del \bar{p} y el p (en su equivalente en energía) determinan el momento del \bar{n} con una incertidumbre de 0.210 GeV. El análisis se repitió para una fuente de antineutrones con una distribución de energía lineal obteniendo eficiencias similares.

Capítulo 1

Introducción

Una vez confirmada la existencia del antiprotón a mediados del siglo pasado [1, 2], el interés en comprobar experimentalmente otras consecuencias del teorema CPT aumentó considerablemente. Una de ellas era la existencia del antineutrón (\bar{n}), la cual se comprobó experimentalmente en 1956. Tanto en ese entonces como en la actualidad, la ausencia de carga eléctrica del antineutrón resulta ser el principal reto a vencer para su detección. Una forma de superar este obstáculo es utilizar una reacción que produzca partículas cargadas, y por lo tanto más fáciles de identificar, como el intercambio de carga. En este capítulo se da una introducción al modelo estándar de partícula elementales, las simetrías discretas C, P y T, las características principales del antineutrón y la reacción de intercambio de carga, la cual ha sido una de las herramientas principales en el estudio de este último.

1.1. Modelo Estándar (SM)

El Modelo Estándar de física de partículas actual (SM) es una teoría cuántica de campos relativista, construida sobre principios de simetrías fundamentales que constituye la unificación de tres de las cuatro fuerzas fundamentales: electromagnética, débil y fuerte, y que surgió de un esfuerzo teórico y experimental llevado a cabo desde el descubrimiento del electrón, y más particularmente desde mediados del siglo veinte [3].

Este modelo predice y clasifica de forma sistemática todas las partículas descubiertas hasta ahora en el universo. El modelo estándar divide las partículas elementales en dos grandes grupos a partir de su espín intrínseco: bosones y fermiones. Los fermiones son los constituyentes básicos de la materia y se caracterizan por tener, sin excepción, valores de espín semienteros, y por lo tanto se rigen por el principio de exclusión de Pauli. Según la naturaleza de la antipartícula de un fermión neutro, puede considerarse un fermión de Dirac (es diferente de su antipartícula) o un fermión de Majorana (es su propia antipartícula)[3]. Por otro lado, los bosones son los mediadores de las interacciones entre fermiones y tienen valores de espín enteros.

Los fermiones se clasifican en dos subgrupos: leptones y quarks. El grupo de los leptones está compuesto por seis partículas: electrón (e^-), muón (μ^-), tauón (τ^-) y sus respectivos neutrinos, neutrino electrónico (ν_e), neutrino muónico (ν_μ) y neutrino tauónico (ν_τ). Por otro lado, la masa de los leptones cargados permite clasificarlos en tres familias o generaciones. Cada una de ellas está compuesta por un leptón cargado y su neutrino asociado. Así, en el modelo estándar, el número leptónico (L) de un sistema dado, corresponde a la suma del número de leptones de cada generación (número electrónico L_e , número muónico L_μ y número tauónico L_τ) que contiene (tabla 1-1). A este conjunto de leptones se deben añadir sus correspondientes antipartículas, por lo que hay doce leptones en total. Dentro de los leptones cargados, solo el electrón y su antipartícula, el positrón (e^+), son estables. El muón, el tauón y sus antipartículas, μ^+ y τ^+ respectivamente, difieren del electrón y el positrón únicamente en sus masas y tiempos de vida, siendo el tauón el más masivo de los tres. La masa de los neutrinos aún no se ha medido con precisión.

Por su parte, de manera similar a los leptones, el grupo de los quarks está compuesto por seis partículas: up (u), down (d), strange (s), charm (c), bottom (b) y top (t) que se clasifican en tres generaciones según su masa y su carga (Q), cuyos números cuánticos de sabor son: D, U, S, C, B y T (tabla 1-2). Los quarks son fermiones de Dirac, por lo que cada uno tiene su respectiva antipartícula (antiquark), además son las únicas partículas elementales que experimentan las cuatro fuerzas fundamentales. El hecho de que los quarks experimenten la fuerza fuerte indica

	l	L_e	L_μ	L_τ	Q (e)	Masa $\times c^2$
Primera generación	e^-	1	0	0	-1	0.51 MeV
	ν_e	1	0	0	0	< 2 eV
Segunda generación	μ^-	0	1	0	-1	105.65 MeV
	ν_μ	0	1	0	0	< 2 eV
Tercera generación	τ^-	0	0	1	-1	1776.82 MeV
	ν_τ	0	0	1	0	< 2 eV

Tabla 1-1: Clasificación de leptones según el modelo estándar.

que poseen carga de color, es decir que pueden presentarse en tres colores diferentes a diferencia de los leptones. Debido a lo anterior, los quarks presentan confinamiento, esto significa que no pueden ser observados o encontrados de forma individual en la naturaleza, sino en grupos con carga de color neutra denominados hadrones. Los hadrones se dividen en dos familias: los mesones, formados por un quark y un antiquark, y los bariones compuestos por tres quarks. El protón (uud) y el neutrón (ddu) pertenecen a este último grupo. Ejemplos de mesones son las partículas cargadas π^+ , π^- y la partícula neutra π^0 , conocidas como los mesones π . Este es el grupo de mesones más ligeros e históricamente más conocidos, están conformados por los quarks y antiquarks ($u\bar{d}$), ($\bar{u}d$) y una superposición de los pares ($u\bar{u}$) ($d\bar{d}$) respectivamente.

	q	D	U	S	C	B	T	Q (e)	Masa $\times c^2$
Primera generación	d	-1	0	0	0	0	0	$-\frac{2}{3}$	2.3 MeV
	u	0	1	0	0	0	0	$\frac{2}{3}$	4.8 MeV
Segunda generación	s	0	0	-1	0	0	0	$-\frac{1}{3}$	95 MeV
	c	0	0	0	1	0	0	$\frac{2}{3}$	1.275 GeV
Tercera generación	b	0	0	0	0	-1	0	$-\frac{1}{3}$	4.65 GeV
	t	0	0	0	0	0	1	$\frac{2}{3}$	173.5 GeV

Tabla 1-2: Clasificación de quarks según el modelo estándar.

Finalmente, cada interacción fundamental tiene una o más partículas mediadoras pertenecientes al grupo de los bosones. El fotón (γ) es el mediador de la fuerza electromagnética que afecta a las partículas con carga eléctrica no nula, no tiene masa y es descrito por la electrodinámica cuántica. Los bosones W^+ , W^- y Z^0 son los responsables de mediar la fuerza débil que permite cambiar el sabor entre diferentes partículas, por lo que es responsable de la de-

sintegración radiactiva de las partículas subatómicas como la desintegración β , donde uno de los quarks d de un neutrón cambia a un quark u emitiendo un bosón W^- . Los encargados de mediar la interacción fuerte se conocen como gluones (g), existen ocho de ellos y no poseen masa ni carga eléctrica, pero sí carga de color, por lo que además de mediar la interacción fuerte también la experimentan (tabla 1-3). El modelo estándar excluye de consideración la interacción gravitacional, que afecta a todas las partículas con masa, ya que en las escalas de la física de partículas estas fuerzas son insignificantes. Sin embargo, se ha postulado que éstas podrían estar mediadas por un bosón llamado gravitón [3].

Interacción	Bosón	Carga eléctrica (e)	Masa $\times c^2$
Electromagnética	γ	0	0
Débil	W^+	+1	80.385 ± 0.015 GeV
	W^-	-1	80.385 ± 0.015 GeV
	Z^0	0	90.1876 ± 0.0021 GeV
Fuerte	g	0	0

Tabla 1-3: Clasificación de bosones según el modelo estándar.

La existencia de uno o más bosones asociados a un campo escalar que expliquen el origen de la masa de las partículas elementales, es una de las predicciones más importantes del modelo estándar. En el año 2012, los experimentos CMS y ATLAS del CERN (sección 3.1) publicaron independientemente resultados en los que se describe el hallazgo de una nueva partícula consistente con el ahora conocido como bosón de Higgs (carga eléctrica, carga de color y espín nulos). Esta partícula posee una masa cercana a 125 GeV. Su descubrimiento significó un gran triunfo para el modelo estándar [4]. El bosón de Higgs es uno de los pilares de este modelo y resulta primordial para la física de partículas, por lo que se encuentra dentro de las principales investigaciones del LHC (sección 3.1).

1.2. Cromodinámica Cuántica (QCD)

Como se mencionó en la sección anterior (sección 1.1), las únicas partículas que experimentan la fuerza fuerte son los quarks y sus bosones mediadores, los gluones. La física de las

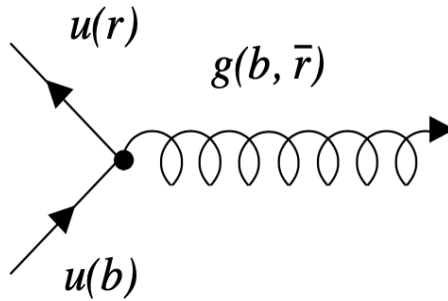


Figura 1.1: Diagrama de una interacción fuerte en la que un quark u cambia de color emitiendo un gluón conservando la carga de color. Imagen tomada de [5].

interacciones entre las carga de color de quarks y gluones es descrita por la teoría de la cromodinámica cuántica (QCD). En esta teoría se considera que la carga de color es equivalente a la carga eléctrica en la electrodinámica cuántica (QED)¹, por lo que únicamente las partículas que poseen carga de color y los campos asociados a ellas son relevantes. Existen tres tipos de carga de color: rojo (r), verde (g) y azul (b) (sin relación física con los colores asociados a fotones visibles). El color de un quark (q) puede cambiar mediante un proceso del tipo $q \rightarrow q + g$ (pero no su sabor), por ejemplo, un quark u azul puede convertirse en un quark u rojo mediante la intervención de un gluón con una carga de color roja y una carga de color azul negativa (anti-azul), de tal forma que la carga de color se conserve (figura 1.1). Debido a la conservación del color, los gluones son bicolores, tienen siempre una carga de color positiva y otra negativa.

La cromodinámica cuántica pertenece a una clase especial de teorías de campos, conocidas como teorías de campos de norma o de *gauge*. En las teorías de *gauge* la interacción de interés, en este caso la interacción fuerte, se caracteriza mediante un grupo que describe la simetría de la interacción, y cuyas transformaciones de simetría son invariantes ante transformaciones locales de *gauge*. En la teoría QCD, tres quarks de diferente color se describen por el grupo de simetría $SU(3)$, de tal forma que con tres colores y tres anticolores se pueden formar un

¹La electrodinámica cuántica (QED por sus siglas en inglés), es la teoría cuántica del campo electromagnético. Esta teoría describe todos los fenómenos que involucran partículas cargadas eléctricamente que interactúan mediante el intercambio de fotones y da cuenta completa de la interacción entre la materia y la luz.

octeto y un singlete de color. El singlete corresponde a una partícula sin color, por lo que no puede mediar una interacción entre cargas de color [6]. Por otro lado, si un singlete de color existiera como mediador daría lugar a una fuerza de largo alcance y dado que la fuerza fuerte es de corto alcance como lo demuestra el confinamiento de color (1.2.2), solo los gluones cuyos estados están representados por el octeto de color del grupo $SU(3)$ pueden existir.

La cromodinámica cuántica tiene dos características que la diferencian considerablemente de otras teorías y que ya se han mencionado en este trabajo: el confinamiento de color y la libertad asintótica.

1.2.1. Libertad Asintótica

A principio de los años 70, en el acelerador lineal de la universidad de Stanford (SLAC) se realizaron experimentos de colisiones inelásticas profundas, en los que se obtuvieron los primeros resultados que demostraban que el protón estaba compuesto por partículas elementales llamadas partones. En estos experimentos, un electrón de alta energía interactuaba con un hadrón transfiriéndole una gran cantidad de momento de tal forma que, midiendo las distribuciones de momento finales del electrón resultante, era posible determinar si el hadrón era una partícula fundamental o compuesta. Otro descubrimiento del grupo de investigación del SLAC, fue el hecho de que cuando la cantidad de momento transferido es muy grande, los quarks dentro de los hadrones se comportan como partículas libres, tal y como lo había demostrado Bjorken unos años antes [7]. Este y otros fenómenos se deben a un fenómeno conocido como libertad asintótica, propiedad establecida por Gross, Wilcsek [8] y de manera independiente por Politzer [9] en 1973.

El descubrimiento de que la cromodinámica cuántica presenta libertad asintótica fue uno de los grandes triunfos de esta teoría. Este fenómeno se manifiesta en el número que desempeña el papel de la constante de acoplamiento (α_s), el cual no es constante en absoluto, sino que depende de la distancia de separación entre las partículas que interactúan (*running coupling*

constant). Como resultado, aunque a las distancias relativamente grandes que caracterizan a la física nuclear α_s es grande, a distancias muy cortas (menores al tamaño de un protón) se vuelve casi inexistente, de tal forma que dentro de partículas como un protón o un pión, los quarks prácticamente no interactúan entre sí. La libertad asintótica es una prueba fundamental de la naturaleza no abeliana de la cromodinámica cuántica, y es lo que permite tratar a los partones como partículas quasi-libres a cortas distancias, así como utilizar los cálculos de Feynman en QCD para calcular los potenciales de la interacción entre quarks.

La constante α_s puede expresarse en función del momento transferido $|q^2|$ de la siguiente manera [5]:

$$\alpha_s(|q^2|) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 + \alpha(\mu^2) \frac{11n-2f}{12\pi} \ln\left(\frac{|q^2|}{\mu^2}\right)} \quad (1.1)$$

dónde $|q^2| \gg \mu^2$, n es el número de colores, f es el número de sabores y $\alpha(\mu^2)$ es el valor de referencia de la constante de acoplamiento, para el cual se cumple $\alpha(\mu^2) < 1$. En el modelo estándar $n = 3$ y $f = 6$. En el régimen en el que la distancia de interacción es muy corta y el valor de α_s pequeño, es posible utilizar cálculos perturbativos basados en la expansión de series de potencias de la constante de acoplamiento y obtener buenos resultados.

1.2.2. Confinamiento

Como ya se mencionó, el fenómeno conocido como confinamiento es la razón por la cual en la naturaleza solo observamos partículas incoloras, es decir sin color neto como lo son bariones y mesones, los cuales pueden existir como partículas libres. Dicho de otra manera, no existen observaciones de un quark individual ya que los quarks tienen una carga de color no neutra, por lo que deben estar confinados dentro de los hadrones. Si se intentara separar dos quarks, a través de colisiones a altas energías por ejemplo, la energía potencial aumentaría ilimitadamente al aumentar la separación debido a que los gluones forman un campo de color cada vez más fuerte,

hasta el punto en el que resulta energéticamente más eficiente producir un nuevo par quark-antiquark. Así se tienen dos nuevos hadrones cada uno compuesto por un par quark-antiquark confinado, este proceso se conoce como hadronización. A diferencia de la libertad asintótica, el confinamiento no se ha logrado demostrar a partir de la teoría QCD, la dificultad es que el confinamiento involucra el comportamiento de largo alcance de la interacción quark-quark, pero en este régimen el cálculo de Feynman falla.

El potencial de una interacción quark-quark puede expresarse de la siguiente forma [10]:

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s(r)\hbar c}{3r} + kr \tag{1.2}$$

dónde k es la constante de tensión de color y r la separación entre los quarks. Esta expresión muestra el comportamiento asintótico, cuando $V(r \rightarrow 0) \propto 1/r$ y $V(r \rightarrow \infty) \rightarrow \infty$. En el régimen en el que la distancia de interacción es más grande, el término dominante es lineal debido a que los gluones actúan como resortes acumulando cada vez más energía. En este punto no es posible aplicar un tratamiento perturbativo, ya que la constante de acoplamiento es mayor. Algunos modelos surgen como alternativa a este inconveniente, entre los más estudiados se encuentran *lattice QCD* y el modelo de la bolsa.

1.3. Simetrías discretas C, P y T.

Muchos fenómenos en la naturaleza se manifiestan a través de simetrías, las cuales están fuertemente ligadas a las leyes de conservación. En el campo de la física de partículas las leyes de conservación se asocian con tres simetrías muy importantes: la conjugación de la carga (C), la paridad (P) y el sentido del tiempo (T), las cuales se combinan para constituir una simetría fundamental conocida como invariancia o simetría CPT. C, P y T son simetrías discretas, es decir que describen cambios no continuos en un sistema. La principal consecuencia de esta clase de simetrías suele ser relacionar acoplamientos o eliminar ciertos acoplamientos que de otro modo serían posibles, es por esta razón que estas simetrías se introducen en la construcción de

modelos.

1.3.1. Paridad

La inversión de las coordenadas espaciales o inversión de paridad es un ejemplo de transformación discreta generada por el operador de paridad P :

$$P\mathbf{r} = -\mathbf{r} \qquad P\psi(\mathbf{r}) = -\psi(\mathbf{r}) \qquad (1.3)$$

con $\mathbf{r} = (x, y, z)$ un vector de posición y $\psi(\mathbf{r})$ la función de onda de una partícula. De esta forma, aplicar dos veces una transformación de paridad restaura el sistema de coordenadas a su estado original, y se tiene que el operador P tiene eigenvalores ± 1 . La paridad es una idea importante en la mecánica cuántica, ya que las funciones de onda que representan las partículas pueden comportarse de maneras diferentes bajo una transformación del sistema de coordenadas que las describe: las funciones de onda con paridad positiva (+1) se llaman funciones pares, y las de paridad negativa (-1) impares. Por otro lado, en física de partículas la quiralidad es el fenómeno que describe el comportamiento de las partículas en un sistema de referencia dextrógiro (mano derecha) o uno levógiro (mano izquierda). En el caso de partículas sin masa, la quiralidad es igual a la helicidad y puede ser determinada a partir del espín de las partículas (figura 1.2). La paridad se puede considerar como una prueba de quiralidad de un fenómeno físico, ya que una inversión de paridad transforma un fenómeno en su imagen especular.

Los hadrones son eigenestados de P y pueden ser clasificados de acuerdo a su eigenvalor. La teoría de Dirac predice que los fermiones y antifermiones tienen paridad opuesta, mientras que los bosones y antibosones tienen la misma paridad. Se considera que los quarks tienen paridad intrínseca positiva y, ya que la paridad de un sistema en su estado base es el producto de las paridades de sus constituyentes (la paridad es un número cuántico multiplicativo), la paridad del protón se define por convención como positiva. De esta forma, es posible determinar de forma precisa la paridad intrínseca de una partícula que se produce de forma individual, o la

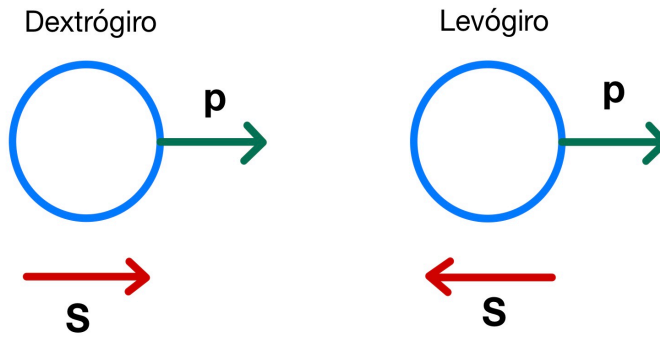


Figura 1.2: La helicidad de una partícula es dextrógira si la dirección de su espín coincide con la dirección de su movimiento y es levógira si las direcciones del espín y del movimiento son opuestas.

paridad relativa de un sistema de partículas que se produzca de la misma forma, por ejemplo $p\bar{p}$. Se encontró que la paridad del sistema partícula-antipartícula es igual a -1 [5].

Hasta antes de los años cincuenta, se daba por garantizado que las leyes de la física eran ambidextras, es decir, no son afectadas por la inversión de las coordenadas espaciales o inversiones de paridad. Sin embargo, en 1956 Lee y Yang [11] mostraron que, aunque las interacciones fuertes y electromagnéticas son invariantes ante inversiones de paridad, no había una confirmación en el caso de las interacciones débiles. Con esto en mente, en ese mismo año Wu y colaboradores propusieron el famoso experimento en el que estudiaron la desintegración beta del ^{60}Co [12]. En este experimento registraron la dirección de los electrones emitidos por núcleos de cobalto cuyos espines estaban alineados en la dirección de un campo magnético aplicado. Encontraron que existía una dirección preferencial en la emisión de los electrones, mostrando así que la paridad no se conservaba en los procesos débiles.

1.3.2. Conjugación de la carga

En la física de partículas se introduce un operador que generaliza el hecho de cambiar el signo de la carga q de una partícula o la conjugación de la carga (CC):

$$Cq = -q \quad C\psi(q) = -\psi(q) \quad (1.4)$$

Así como el operador de paridad, C es un número cuántico multiplicativo y un operador discreto que al aplicarse dos veces devuelve el estado original, por lo que tiene eigenvalores ± 1 . El operador de conjugación de la carga puede aplicarse incluso si la partícula es eléctricamente neutra, como el neutrón, y cambia el signo de todos los números cuánticos internos (carga, número bariónico y leptónico, extrañeza, etc.) sin alterar la masa, energía, momento y el espín. Generalizando, el operador C transforma una partícula en su antipartícula, por lo que el principio de invariancia bajo CC implica, entre otras cosas, que una partícula y su antipartícula deben tener exactamente la misma masa y espín intrínseco, y momentos eléctricos y magnéticos iguales y de signo opuesto. A diferencia del operador de paridad, la mayoría de las partículas en la naturaleza no son eigenestados de C , solo las partículas que son sus propias antipartículas o de Majorana, tales como el fotón y el mesón π^0 , pueden ser eigenestados del operador de conjugación de la carga.

Los eigenvalores de C , al igual que los del operador de paridad, son número cuánticos que se conservan en interacciones fuertes y electromagnéticas, pero la conjugación de la carga no es una simetría propia de las interacciones débiles. El ejemplo más claro de esta afirmación es el neutrino electrónico ν_e , el cual tiene espín $s = 1/2$, por lo que puede tener dos estados de polarización $m_s = \pm 1/2$. Experimentalmente se encontró que sólo existen neutrinos con polarización antiparalela a su momento $m_s = -1/2$ (*left-handed* o levógiro), por lo que el antineutrino debe estar polarizado paralelamente a su momento $m_s = +1/2$ (*right-handed* o dextrógiro). Si se aplica C a un neutrino, se obtiene un antineutrino con el mismo momento y espín, lo que corresponde a un antineutrino levógiro, el cual no ha sido observado [6]. De esta forma se concluyó que una interacción débil pura entre hadrones viola las simetrías de paridad y conjugación de la carga.

1.3.3. Violación de CP

Como se mostró en las secciones previas, la interacción débil no es simétrica bajo la inversión de la paridad o la conjugación de la carga, sin embargo, se pensó que al combinar los operadores C y P (sin importar el orden) se recuperaría la simetría. En el ejemplo del neutrino de la sección anterior (sección 1.3.2), si después de aplicar C a un neutrino se aplicara P , se obtendría un antineutrino dextrógiro, recuperando así los resultados experimentales. En 1964, Cronin y Fitch descubrieron un raro decaimiento del mesón K_L^0 que violaba la conservación de CP en un pequeño porcentaje [13], en los años siguientes, experimentos con otros mesones comprobaron esta observación [6]. Se dice entonces que la violación de CP es un pequeño efecto que concierne solamente una pequeña parte de las interacciones débiles. La violación CP distingue el tratamiento que se le da a partículas y antipartículas, por lo que se piensa que esta podría ser la razón del exceso de la materia sobre la antimateria en el universo.

1.3.4. Inversión temporal y teorema CPT

Denotamos por T la operación de inversión del tiempo, $t \rightarrow t' = -t$. En 1955 Pauli estableció el teorema o invarianza CPT , el cual explica que una teoría cuántica de campo invariante de Lorentz es invariante bajo las operaciones combinadas de conjugación de carga, inversión de espacio e inversión de tiempo (sin importar el orden en el que se apliquen) [3]. La invarianza CPT es una de las propiedades fundamentales de las teorías cuánticas de campos, ya que toda teoría cuántica que obedece los postulados de la relatividad especial, admite un estado con mínima energía y respeta la microcausalidad ² es invariante bajo CPT [6]. Una consecuencia del teorema CPT es que las partículas y sus respectivas antipartículas deben tener las mismas propiedades intrínsecas, masa y vida media, además de momentos magnéticos iguales pero de signo opuesto.

En el caso del modelo estándar, el teorema CPT implica que, dado que CP no es una

²La microcausalidad requiere que los campos obedezcan relaciones de conmutación o anticonmutación, lo que implica las estadísticas correctas según el espín de las partículas: estadística de Fermi-Dirac para fermiones y estadística de Bose-Einstein para bosones.

simetría del modelo, tampoco lo es la inversión del tiempo T . Verificar la inversión temporal es mucho más difícil que verificar P o C ya que no existen partículas que sean eigenestados de T . La forma más sencilla de hacerlo es tomar una reacción particular y estudiar la reacción inversa, si el proceso es simétrico ante inversiones temporales, para las condiciones correspondientes de momento, energía y espín, la velocidad de reacción debe ser la misma en cualquier dirección (principio de balance detallado). Tales pruebas funcionaron bien para las interacciones electromagnéticas y fuertes, y no se encontró ninguna evidencia de violación de T . Se esperaba observar dicha violación en procesos débiles, sin embargo, es difícil realizar este tipo de experimentos en este tipo de procesos.

1.4. El neutrón y su antipartícula

El neutrón (n) es un barión neutro compuesto por dos quarks d y un quark u con masa $939.5654205 \pm 0.0000005 \text{ MeV}/c^2$ [14], que junto con el protón conforman el núcleo atómico, el cual se mantiene unido gracias a la interacción fuerte. Ernest Rutherford propuso por primera vez la existencia del neutrón en 1920, para tratar de explicar que los núcleos no se desintegraran por la repulsión electromagnética entre los protones [15]. En 1932, el neutrón fue descubierto y documentado por James Chadwick [16]. Los neutrones son inestables fuera del núcleo atómico, su vida media es de $878.4 \pm 0.5 \text{ s}$ [14] y decaen en un electrón, un antineutrino electrónico y un protón ($n \rightarrow e + \bar{\nu}_e + p$). Durante este proceso un quark d cambia su sabor y se convierte en un quark u , por lo que la desintegración del neutrón es un proceso débil (figura 1.3).

Las partículas neutras pueden dividirse en dos clases según su comportamiento al aplicarles la conjugación de la carga; partículas que se transforman en sí mismas y que son sus propias antipartículas, como el mesón π^0 ; y partículas neutras que se comportan como cargadas, es decir, tienen antipartículas distintas de ellas mismas y existe una ley de conservación que prohíbe las transiciones virtuales entre los estados de partículas y antipartículas [17]. Un miembro bien conocido de esta última clase es el neutrón que, tal como lo indica el teorema CPT , tiene la

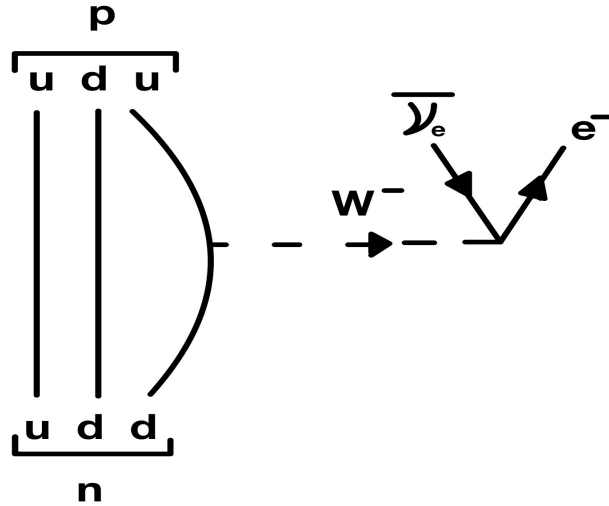


Figura 1.3: Diagrama de Feynman del decaimiento del neutrón.

misma masa y vida media que su antipartícula el antineutrón, pero puede distinguirse de ella por el signo de su momento magnético y de sus números cuánticos intrínsecos.

Como se explicó en las secciones anteriores, la existencia del antineutrón es una consecuencia de la conjugación de la carga, la cual obtuvo un fuerte apoyo en los años cincuenta cuando se descubrió que el Bevatrón producía antiprotones [1, 2]. Otra predicción de la misma teoría que podía probarse experimentalmente era la existencia del antineutrón, en el cual se tenía un interés adicional ya que la conjugación de la carga tiene consecuencias menos obvias cuando se aplica a partículas neutras que cuando se aplica a partículas con carga eléctrica. El antineutrón se identificó por primera vez mediante un experimento de conteo en 1956, cuyo propósito era detectar la aniquilación de los antineutrones producidos a partir de antiprotones por medio de la reacción de intercambio de carga (CEX) (sección 1.5), e identificarlos por su gran energía de aniquilación [18]. Otros experimentos estudiaron la reacción de intercambio de carga en hidrógeno [19, 20], así como en núcleos complejos [21], pero fue en el trabajo de Cork y colaboradores donde se observó por primera vez el intercambio de carga de un antiprotón en un antineutrón y la subsiguiente aniquilación del antineutrón. En todos estos experimentos, con el fin de estimar las secciones transversales de intercambio de carga, se asumió que la sección transversal de

aniquilación de los antineutrones era la misma que la de los antiprotones. Además, el pequeño valor de la sección transversal de CEX combinado con la rareza de los antiprotones, permitió confirmar el proceso y obtener los primeros datos para comprender las interacciones de los antineutrones, incluida la aniquilación.

Los antineutrones se han utilizado en los últimos años como proyectiles para experimentos de física nuclear y de partículas, principalmente en la región de bajo momento [22]. La razón es que, a pesar de algunas ventajas indudables (ausencia de correcciones de Coulomb, falta de pérdida de energía en el blanco, entre otras), las dificultades para obtener haces de antineutrones de intensidad y definición de energía adecuadas eran abrumadoras. La instalación de haces adecuados en el BNL (*Brookhaven National Laboratory*), AGS (*Alternate Gradient Synchrotron*) y principalmente en el LEAR del CERN (*Low Energy Antiproton Ring*) permitió una primera ronda de experimentos interesantes, sin embargo, solo la masa del \bar{n} ($938.485 \pm 0.051 \text{ GeV}/c^2$) se ha medido directamente. La medición de otros parámetros estáticos del \bar{n} resulta demasiado complicada y no hay argumentos físicos que la justifiquen [23].

1.5. Intercambio de carga (CEX)

El experimento realizado por Cork y colaboradores para comprobar la existencia de los antineutrones, consistió en detectar la aniquilación de antineutrones producidos mediante el intercambio de carga a partir de antiprotones, los cuales se produjeron en el Bevatrón bombardeando un blanco de berilio con un haz de protones. Años después, los experimentos realizados para medir la masa del antineutrón [24] y los experimentos ideados para estimar su vida media [25], tuvieron como base el análisis cinemático de la misma reacción de intercambio de carga

$$\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n \tag{1.5}$$

cuyo diagrama de Feynman se muestra en la figura 1.4. Esta reacción consiste en la aniquilación de uno de los quarks u del protón con un antiquark \bar{u} del antiprotón produciendo un par

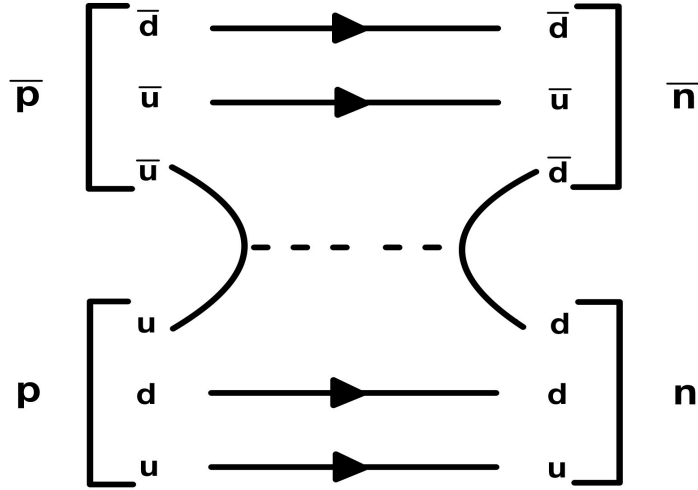


Figura 1.4: Diagrama de Feynman para el proceso de intercambio de carga (CEX), $\bar{p}+p \rightarrow \bar{n}+n$.

quark-antiquark $d\bar{d}$ y generar así un neutrón y un antineutrón. En el trabajo de Cork, siguiendo varios criterios de selección y análisis, los autores concluyeron haber observado alrededor de 60 eventos debido a la aniquilación del \bar{n} , con una sección eficaz de CEX $p(\bar{p}; \bar{n})n$ en carbono de aproximadamente 8 mb, un resultado consistente con experimentos posteriores [18]. Entre estos experimentos está el realizado por Hinrichs y colaboradores, quienes encontraron que la sección eficaz para esta reacción es de 7.82 ± 0.55 mb [20].

En el trabajo de Hinrichs y colaboradores, la reacción anterior se estudia como parte de un grupo de tres reacciones que ellos consideran como de intercambio de carga: (a) $\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n$, (b) $\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n + \pi^0$ (figura 1.5), (c) $\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + p + \pi^-$ (figura 1.6). En este trabajo, sin embargo, al hablar de intercambio de carga o reacción de CEX, se hace referencia únicamente a la reacción (a) y en su defecto a su reacción inversa $\bar{n} + n \rightarrow \bar{p} + p$, la cual debido a la simetría de inversión temporal, se consideró debía tener una sección eficaz del mismo orden que la de la reacción ya estudiada.

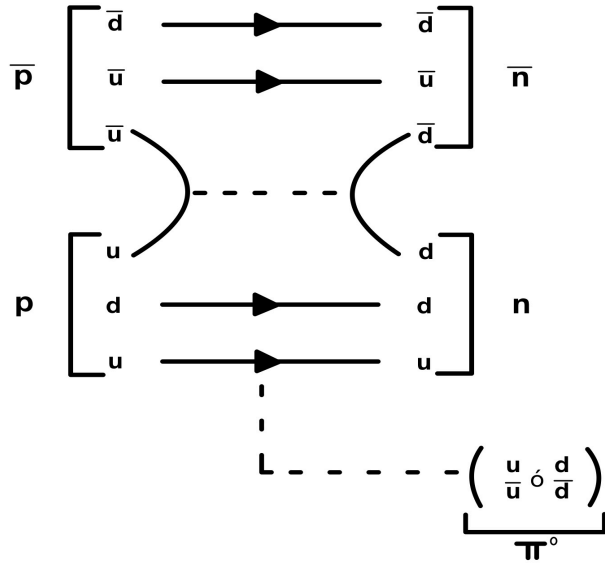


Figura 1.5: Diagrama de Feynman para el proceso $\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n + \pi^0$.

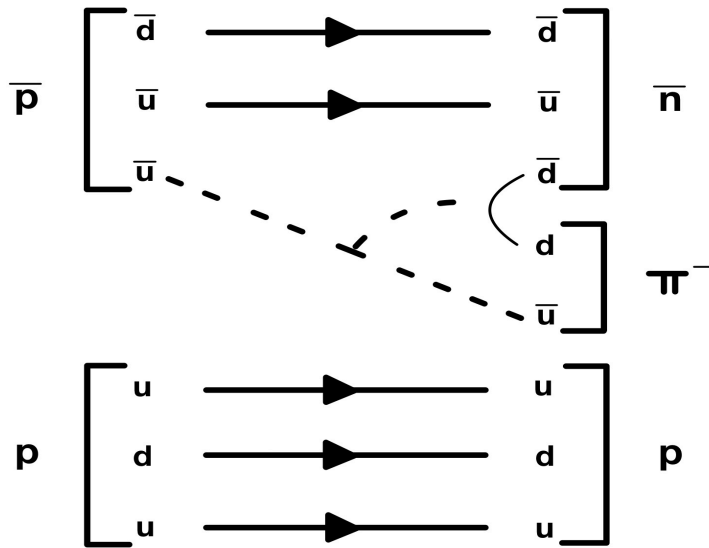


Figura 1.6: Diagrama de Feynman para el proceso $\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + p + \pi^-$.

Capítulo 2

Colisiones de iones

Como se dijo en el capítulo anterior, una de las formas más utilizadas para producir y estudiar al \bar{n} fue mediante la reacción de intercambio de carga, la cual se utilizó para producir haces de antineutrones y posteriormente estudiar la aniquilación con los neutrones de un blanco, como se hizo en el Bevatrón, el AGS y en el LEAR del CERN. En este trabajo no es de interés estudiar el uso de la reacción de CEX para la producción de antineutrones, sino cómo emplearla para estudiar antineutrones producidos en colisiones de iones a altas energías. En los últimos años, las colisiones de iones tomaron una gran importancia al teorizarse que proporcionarían evidencia de la formación de un estado de la materia en que los quarks y los gluones existen de manera libre, conocido como plasma de quarks y gluones (QGP), cuyo estudio permitiría obtener un mayor conocimiento sobre el origen del universo. Este tipo de colisiones se llevan a cabo en los aceleradores de partículas, que desde los años 80 y 90, a través de programas como el AGS y SPS (*Super Proton Synchrotron*), han arrojado resultados que permitieron establecer una buena base para entender los procesos de las colisiones, como el comportamiento colectivo de las colisiones entre núcleos, y la dinámica de la colisión en términos de una evolución espacio-temporal y de equilibrio térmico y químico. En este capítulo se da una introducción a los principios básicos de las colisiones de iones a altas energías y al plasma de quarks y gluones.

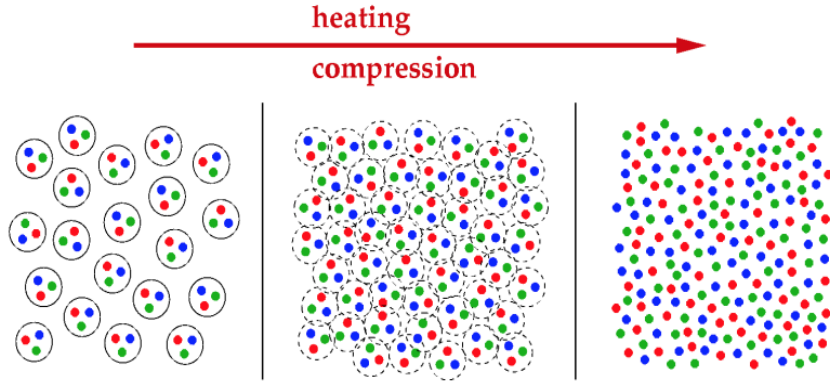


Figura 2.1: Esquema de la formación de plasma de quarks y gluones a través de la compresión de la materia. La estructura hadrónica se rompe y los quarks quedan "libres" dentro de un QGP. Imagen tomada de [26].

2.1. Plasma de quarks y gluones (QGP)

En el capítulo anterior (sección 1.2.2) se explicó el concepto de confinamiento, es decir, el porqué no es posible encontrar de forma individual partículas con carga de color como los quarks. El confinamiento es válido para la materia nuclear a temperaturas y densidades normales, sin embargo, una de las predicciones más interesantes de la cromodinámica cuántica es la existencia de un nuevo estado de la materia en el que los quarks y los gluones dejan de estar confinados en hadrones de color neutro. Este nuevo estado se conoce como plasma de quarks y gluones.

La idea principal de un QGP se resume en la figura 2.1. Si se considera un volumen fijo al que se agregan hadrones, dado que los hadrones tienen un volumen espacial distinto de cero, existe un punto crítico en el que los hadrones llenan completamente el volumen. Si se agrega más hadrones o disminuye el volumen, hará que la estructura hadrónica se rompa, dando lugar a un plasma de quarks y gluones. Los quarks y gluones pueden considerarse libres dentro del plasma ya que no necesitan formar hadrones, pero están confinados dentro del mismo.

De acuerdo con el modelo de la bolsa (que contiene las características esenciales en la des-

cripción de la fenomenología de quarks en hadrones), existen esencialmente dos formas de llegar a la fase QGP: elevando la temperatura de la materia o elevando la densidad del número bariónico. En el acelerador RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) y en el LHC (sección 3.1) se utiliza la primera opción. El caso extremo en el que la temperatura es alta y la densidad bariónica es cero corresponde a un evento de gran interés en la física: el origen del universo. Las evidencias observacionales en el campo de la cosmología sugieren que el universo comenzó como una singularidad matemática que explotó en un Big Bang, de forma tal que toda la materia (energía) del universo quedó concentrada en un volumen de alta densidad, temperatura y presión, dando lugar a las condiciones necesarias para formar un QGP. Se cree que aproximadamente $1 \mu\text{s}$ después del Big Bang, el universo estuvo en una fase QGP antes de sufrir un congelamiento hadrónico, producido por el rápido enfriamiento del universo consecuencia de una rápida expansión. Cabe mencionar que el extremo opuesto (alta densidad bariónica y muy baja temperatura) se asemeja a las condiciones en las estrellas compactas. En las colisiones de iones, las condiciones de temperatura y densidad pueden cubrir diferentes regiones como se muestra en la figura 2.2, donde además de los casos extremos mencionados antes, se muestra el lugar que ocupan diferentes eventos cosmológicos y nucleares, así como las regiones exploradas por diferentes aceleradores.

2.2. Colisiones de iones a altas energías

2.2.1. Colisiones de iones pesados

Una colisión de iones consiste en múltiples colisiones entre nucleones. En el caso de colisiones entre núcleos pesados, uno de los nucleones de un núcleo puede colisionar con varios nucleones del otro núcleo y durante el proceso depositar una gran cantidad de energía (que depende del tamaño del núcleo y de la energía inicial) en la región de colisión. De esta forma, entre mayor sea el grosor del blanco, mayor será la pérdida de energía y momento, ya que el número de colisiones será mayor. En la figura 2.3 se ilustra una colisión relativista vista desde el marco de referencia del centro de masa de los núcleos que colisionan. La forma ovalada de

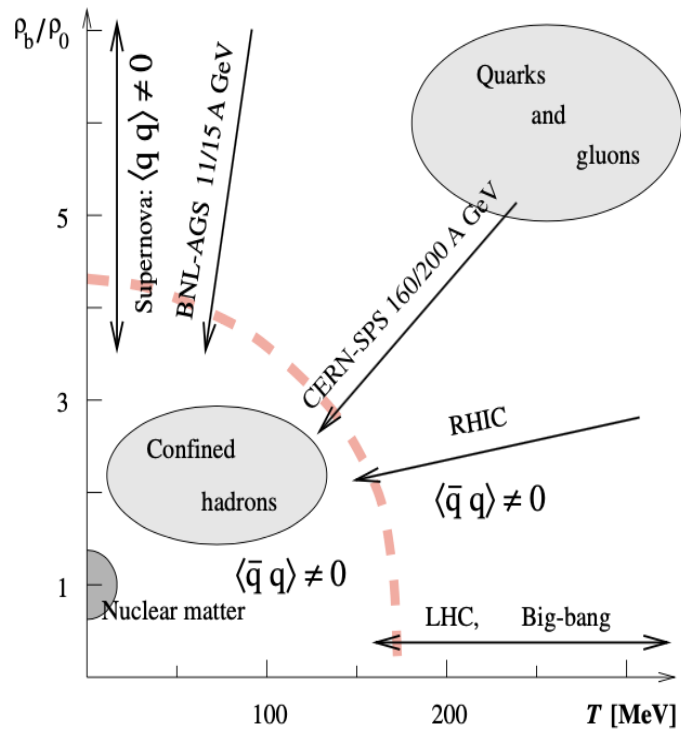


Figura 2.2: Se muestran las regiones de las principales formas de materia hadrónica en el plano de *temperatura vs densidad bariónica*. Se indica su exploración con varios aceleradores, así como los dominios relevantes para la cosmología y la astrofísica. Imagen tomada de [27]

los núcleos se debe a que ambos presentan una fuerte contracción de Lorentz a lo largo de su dirección de movimiento. Los nucleones directamente involucrados en la colisión, o nucleones participantes, interactúan fuertemente dando lugar a una región de alta densidad de materia nuclear muy comprimida y caliente, conocida como bola de fuego o *fireball*. Posteriormente, el flujo de expansión colectiva de la materia de la bola de fuego se desarrolla, y evoluciona en el estado final en corrientes libres de partículas individuales. Los nucleones fuera de la región dónde los dos núcleos se superponen no se ven afectados por la colisión, a excepción de las interacciones electromagnéticas, y conservan su impulso inicial. Éstos se denominan espectadores.

En la imagen 2.3 se hace referencia al parámetro de impacto, b , que corresponde a la distancia transversal entre los centros de los núcleos antes de la interacción. Un parámetro de impacto grande corresponde a una colisión periférica, con pocos nucleones participantes, mientras que un parámetro de impacto pequeño indica que la colisión es central, con una gran cantidad de nucleones participantes. Medir el parámetro de impacto directamente resulta muy difícil, por lo que se utiliza una técnica experimental basada en la multiplicidad¹ de los eventos para distinguir las colisiones de acuerdo a su centralidad, de modo que las colisiones con mayor producción de partículas se definen como las más centrales.

El parámetro de impacto y la centralidad de la colisión se relacionan mediante la siguiente expresión [28]:

$$c = \frac{\int_0^{b_c} \frac{d\sigma_{in}(b')}{db'} db'}{\sigma_{in}} \quad (2.1)$$

con σ_{in} la sección eficaz inelástica nuclear total de la reacción, $\frac{d\sigma_{in}(b')}{db'}$ la sección eficaz diferencial y b_c un corte en el parámetro de impacto. Dada esta expresión, la centralidad denota la probabilidad de que una colisión ocurra con un parámetro de impacto $b \leq b_c$. Bajo la suposición de que los núcleos son idénticos y esféricos, para una esfera sólida se tiene $\frac{d\sigma_{in}(b')}{db'} = 2\pi b db'$ y por lo tanto la centralidad es:

¹La multiplicidad se define como el número total de partículas cargadas producidas en una colisión.

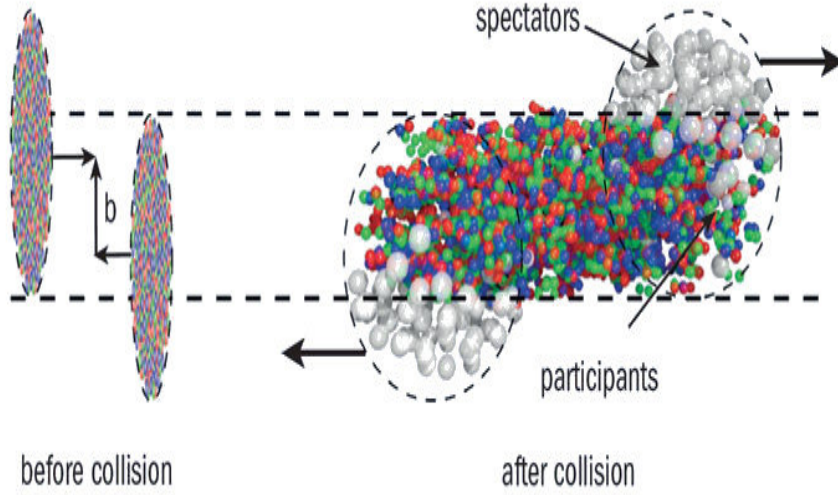


Figura 2.3: Esquema de una colisión relativista entre iones pesados. Los nucleones participantes de la región de superposición entre los núcleos en colisión forman la bola de fuego de alta densidad, mientras que el resto de los nucleones o espectadores no se ven afectados. Imagen tomada de [26]

$$c = \frac{b_c^2}{4R^2} \quad (2.2)$$

dónde $R = R_0 A^{1/3}$ es el radio del núcleo y $R_0 = 1.2$ fm. A su vez, el parámetro de impacto y el número de participantes en la colisión están directamente relacionados. Su relación se puede estimar utilizando el llamado modelo de Glauber, el cual permite describir la dinámica de los procesos en las colisiones núcleo-núcleo considerando la colisión a nivel bariónico [29].

Como se mencionó antes, existe una relación entre la energía inicial de la colisión y la pérdida de energía en el núcleo. Cuando dos núcleos chocan existe una saturación de energía depositada en el blanco y los núcleos incidentes no pierden toda su energía cinética al momento de la colisión, sino que empujan al núcleo en la dirección contraria [30]. Se tienen entonces dos tipos de procesos, uno en el que la energía inicial es depositada en una región del espacio (descripción de Landau), y otro llamado colisión nuclear transparente, en el que los núcleos parecen retroceder (descripción de Bjorken).

2.2.2. Colisiones $p - p$

La formación de QGP en colisiones protón-protón ($p - p$) y protón-núcleo no es esperada, debido a que la región de traslape es comparable con el tamaño del protón. Sin embargo, una colisión $p - p$ es un sistema simple para investigar la materia nuclear y se considera una guía para procesos más sofisticados en las colisiones protón-núcleo y núcleo-núcleo.

Como se mencionó en el capítulo anterior, los protones consisten de quarks unidos por gluones (en conjunto llamados partones). Cuando una colisión frontal entre protones ocurre, la transferencia de momento puede ser tan grande que los participantes de la colisión son los partones constituyentes. Este tipo de procesos se conocen como procesos duros. En estos procesos, los partones emergentes tienen un alto momento transversal² (p_T), de tal forma que radían y generan lluvias de partones, cuyo estado final tiene una estructura de haces localizados colineales o *jets* que llevan consigo la mayor parte de la energía. Estos *jets* están compuestos principalmente por hadrones debido al confinamiento de color. Otras partículas se producen debido al evento subyacente (UE) que se conforma por remanentes del haz e interacciones partónicas múltiples.

La teoría QCD ha sido bastante exitosa en describir los procesos duros o con alta transferencia de momento, por medio de la teoría QCD perturbativa. Sin embargo, las colisiones hadrónicas de alta energía son dominadas por interacciones suaves de partones, en las que dominan efectos QCD no perturbativos. Los eventos en los que la producción de partículas es dominada por procesos suaves son llamados eventos MB (*Minimum Bias*), están limitados únicamente por la aceptación de los detectores y pretenden ser lo más inclusivos posible.

En colisiones $p - p$, la cantidad medible más inclusiva es la sección eficaz total σ_{tot} , la cual se divide en interacciones elásticas e inelásticas (INEL). En una interacción elástica ambos protones permanecen intactos y no son producidas nuevas partículas. Por otro lado, las interacciones

²Una partícula con cuadri-momento $p_\mu = (E, p_x, p_y, p_z)$, donde p_z es el momento a lo largo del haz, tiene un momento transversal $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$

inelásticas son de especial interés por la producción de partículas y son clasificadas como difractivas o no difractivas. En las interacciones difractivas la energía transferida entre los protones es pequeña, de tal forma que sólo uno o ninguno de los protones permanece intacto después de la colisión. En este tipo de colisiones, el momento transversal de las partículas generadas es mucho más pequeño que el que tienen en procesos no difractivos, los cuales se caracterizan por una mayor cantidad de partículas producidas en la región de pseudorapidez ³ central.

³En la física experimental de partículas, la pseudorapidez η describe el ángulo de una partícula relativo al eje del haz: $\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\Theta}{2} \right) \right]$. Donde Θ es el ángulo entre el momento de la partícula y la dirección positiva del eje del haz.

Capítulo 3

Experimentos en colisiones de iones.

Los primeros experimentos con colisionadores de iones pesados comenzaron en 1999 en el RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*). El RHIC fue la primera máquina del mundo capaz de hacer colisionar iones pesados, utilizando principalmente iones de oro, uno de los elementos comunes más pesados. En 2009, el LHC (*Large Hadron Collider*) llevó a cabo colisiones $p - p$ por primera vez, a las que siguieron las primeras colisiones entre núcleos de plomo, con una energía en el centro de masa 10 veces superior a la que logró su predecesor. Poco después, los científicos de ALICE (uno de los experimentos del LHC) anunciaron que sus experimentos produjeron plasma de quarks y gluones con una temperatura de alrededor de 5.5 billones de grados Kelvin [31], la temperatura más alta alcanzada en cualquier experimento hasta el momento. Actualmente el LHC es el acelerador de partículas más grande y potente del mundo, y por lo tanto uno de los más importantes. En este capítulo, se resumen las características principales del LHC, y se da una breve descripción del acelerador y de los experimentos que lo conforman, en especial del experimento ALICE cuyo detector ITS (*Inner Tracking System*) se tomó como base para este trabajo.

3.1. The Large Hadron Collider

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) es el acelerador de partículas más grande y potente del mundo hasta el momento. Se ubica en la frontera Franco-Suiza cerca de Ginebra, a

una distancia bajo tierra que varia entre 50 y 175 m. Consiste en un anillo de 27 kilómetros compuesto por 2000 imanes superconductores, con una serie de aceleradores a lo largo de él. El LHC se puso en marcha por primera vez el 10 de septiembre de 2008 y es la última incorporación al complejo de aceleradores del CERN (figura 3.1). El propósito del LHC es generar colisiones principalmente entre haces de protones, pero también puede acelerar haces de iones pesados como iones de plomo. Las energías que ha alcanzado son $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV para colisiones protón-protón y $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV para colisiones entre iones de plomo (ambas alcanzadas en la segunda corrida realizada en 2015).

Antes de ser inyectadas en el acelerador principal, las partículas pasan por una serie de aceleradores que aumentan sucesivamente su energía. El acelerador lineal de partículas LINAC-2, genera protones y alimenta el PSB (*Proton Synchrotron Booster*), mientras que los iones de plomo se aceleran primero mediante el acelerador lineal LINAC-3, y son almacenados en el anillo de iones de baja energía LEIR que también se utiliza como unidad de refrigeración. Después, las partículas son aceleradas aún más por el sincrotrón de protones (PS) y el SPS (*Super Proton Synchrotron*) para posteriormente ser inyectadas en el anillo del LHC.

Los dos haces de partículas de alta energía que se hacen chocar viajan en direcciones opuestas por tubos de haz separados mantenidos en ultra alto vacío. Estos haces son guiados alrededor del anillo del acelerador por un campo magnético mantenido por electroimanes superconductores, 1232 imanes dipolares de 15 metros de longitud que doblan los haces y 392 imanes cuadrupolares, cada uno de 5 a 7 metros de largo, que los enfocan. Para evitar las pérdidas de energía es necesario enfriar los imanes a $-271,3$ °C [32], por lo que gran parte del acelerador está conectado a un sistema de distribución de helio líquido que enfría los imanes y otros componentes. Los haces dentro del LHC colisionan en cuatro lugares alrededor del anillo, correspondientes a las posiciones de cuatro detectores de partículas: ATLAS, CMS, ALICE y LHCb. Además de los detectores TOTEM, MoEDAL, LHCf (cuyas ubicaciones están próximas a CMS, LHCb y ATLAS respectivamente) y FASER, que son experimentos mucho más pequeños y dedicados a

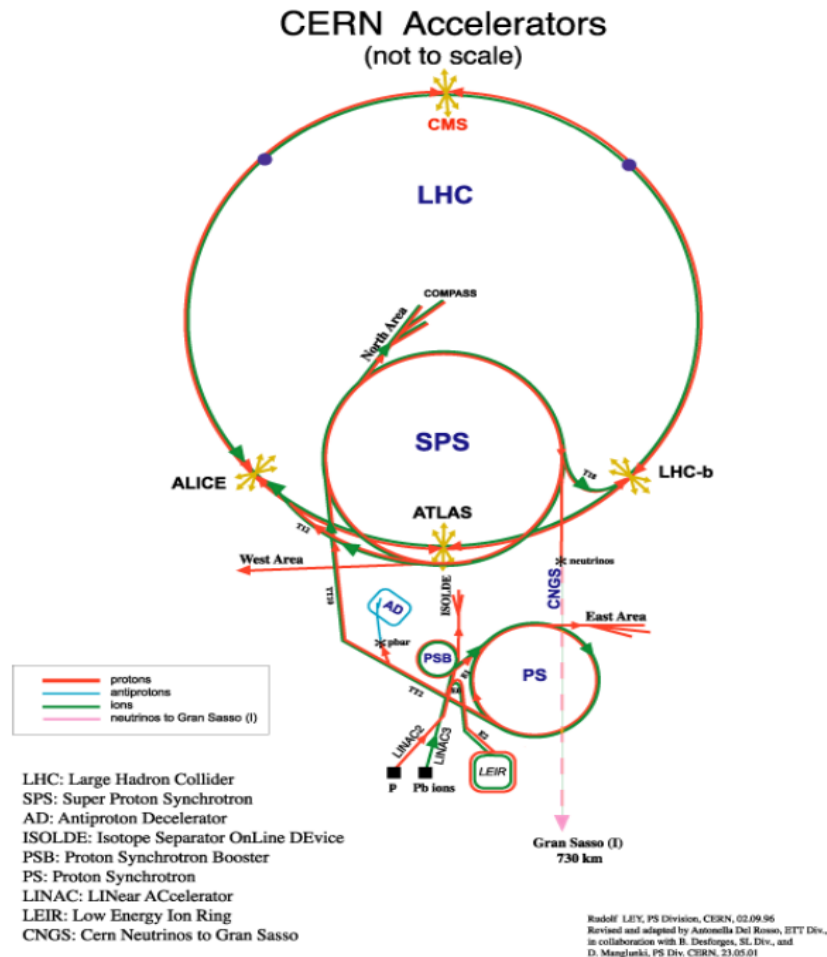


Figura 3.1: Esquema del complejo de aceleradores CERN. Se muestra la ubicación de los detectores ATLAS, CMS, ALICE y LHCb en el acelerador LHC. Imagen tomada de [33].

investigaciones especializadas.

ATLAS: El experimento ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) consta de seis subsistemas de detección diferentes envueltos en capas cilíndricas concéntricas de tamaños crecientes (46 m de largo y 25 m de diámetro como máximo), que rodean el punto de interacción de la colisión y registran la trayectoria, el momento y la energía de las partículas, lo que permite identificarlas y medirlas individualmente. Se divide en cuatro partes principales: el detector interno que determina la trayectoria de cada partícula, un conjunto de calorímetros para medir su energía,

un espectrómetro de muones y un sistema de imanes que se utiliza para desviar las trayectorias de las partículas cargadas detectadas y así medir sus momentos con la mayor precisión posible. El detector rastrea e identifica partículas para investigar una amplia gama de física, desde el estudio del bosón de Higgs (descubierto en 2012 por ATLAS en conjunto con CMS) y el quark t , hasta la búsqueda de dimensiones y partículas adicionales que podrían formar la materia oscura.

CMS: CMS (*Compact Muon Solenoid*) es un detector de propósito general con los mismos objetivos científicos que el experimento ATLAS, sin embargo, utiliza diferentes soluciones técnicas y un sistema magnético diferente. El detector CMS es un detector dividido en capas en las que se encuentran diferentes subsistemas diseñados para medir la energía y el momento de los diferentes productos de las colisiones. CMS está construido alrededor de un enorme imán solenoide con la forma de una bobina cilíndrica de cable superconductor que genera un campo de 4 teslas [34]. El campo está confinado al volumen del detector por un yugo de acero que forma la mayor parte del peso del detector. El imán dobla las trayectorias de las partículas cargadas a medida que vuelan hacia afuera desde el punto de colisión. Además, ayuda a identificar la carga de la partícula y medir su momento. CMS identifica las trayectorias de las partículas cargadas con un rastreador de silicio hecho de alrededor de 75 millones de sensores electrónicos individuales dispuestos en capas concéntricas. La información sobre la energía de las diversas partículas producidas se recopila de dos tipos de calorímetros: el Calorímetro Electromagnético (ECAL) es la capa interna de los dos y mide la energía de los electrones y fotones deteniéndolos por completo, y el Calorímetro de Hadrones (HCAL) que detiene los hadrones que atraviesan el ECAL. Los calorímetros no detienen los muones, por lo que CMS utiliza subdetectores especiales intercalados con el yugo de retorno del solenoide para detectarlos.

LHCb: El detector LHCb (*Large Hadron Collider beauty*) se especializa en investigar las ligeras diferencias entre la materia y la antimateria mediante el estudio del quark b . A diferencia de ATLAS y CMS que rodean el punto de interacción de la colisión, el experimento LHCb utiliza una serie de subdetectores para detectar principalmente *forward particles* (aquellas que

la colisión arroja hacia adelante en una dirección), ya que los mesones b formados por los haces de protones en colisión y las partículas en las que se descomponen, permanecen cerca de la trayectoria de los haces que circulan en el LHC. El primer subdetector se encuentra cerca del punto de colisión, el resto se coloca uno detrás del otro en una longitud de 20 metros. Cada uno de los subdetectores de LHCb se especializa en medir una característica diferente de las partículas producidas por la colisión.

3.1.1. ALICE

ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) es un detector de propósito general en el CERN LHC, enfocado en la física de iones pesados y diseñado especialmente para estudiar el plasma de quarks y gluones a medida que se expande y se enfría, observando cómo da lugar progresivamente a las partículas que constituyen la materia de nuestro universo. Como ya se mencionó, el estudio de la existencia de esta fase y sus propiedades (conceptos clave en la teoría QCD) es fundamental para comprender el fenómeno del confinamiento, entre otros problemas de la física. El detector de 10,000 toneladas (26 m de largo, 16 m de alto y 16 m de ancho) se encuentra en una caverna a 56 m bajo tierra cerca del pueblo de St Genis-Pouilly en Francia [35]. Además de funcionar con iones de plomo, el programa de física de ALICE incluye colisiones con iones más ligeros, haces de menor energía y el estudio de colisiones protón-protón y protón-núcleo, en sí mismas y como una comparación con las colisiones núcleo-núcleo. Al igual que otros detectores del LHC, ALICE está formado por diferentes capas cilíndricas que rodean el punto de interacción (figura 3.2). El experimento consta de 18 sistemas de detectores diferentes, cada uno con su propia tecnología y restricciones de diseño, que permiten establecer las condiciones iniciales de las colisiones, tales como la energía alcanzada, el número de partículas producidas y su distribución espacial. La limitación de diseño más severa es la gran multiplicidad de partículas prevista en las colisiones centrales $Pb-Pb$. Los diferentes subsistemas se optimizaron para proporcionar una resolución de alto momento, así como una excelente identificación de partículas (PID) en un amplio rango de momentos, incluso hasta las multiplicidades más altas previstas para el LHC.

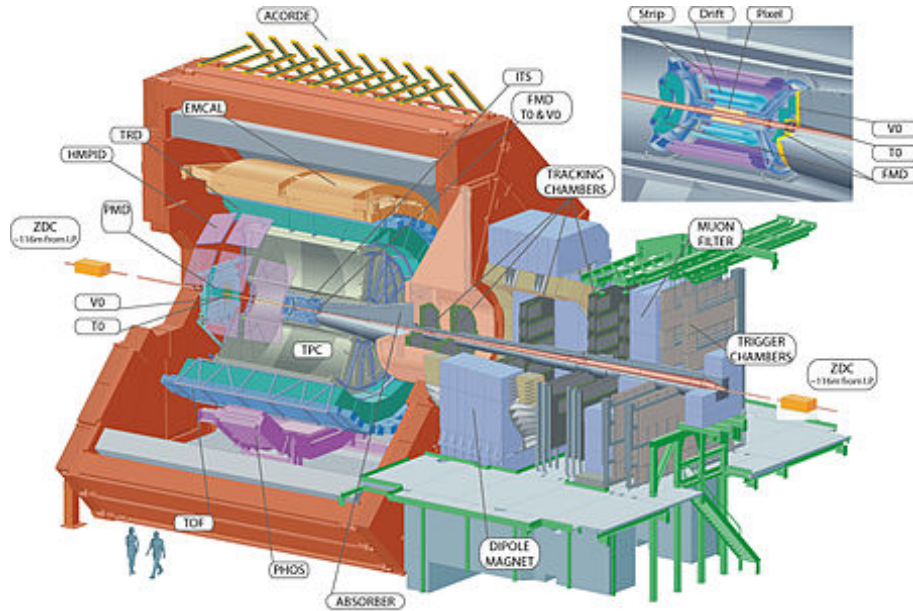


Figura 3.2: Detector ALICE. Imagen tomada de [36].

En 2021, ALICE concluyó una actualización significativa de sus detectores. Sin embargo, al no haber aún corridas formales con estas mejoras, en este trabajo se describen los detectores antes de las últimas actualizaciones.

Sistema de seguimiento

El seguimiento en el barril central se divide en el Sistema de Seguimiento Interno (*Inner Tracking System* o ITS) y la Cámara de Proyección de Tiempo (*Time-Projection Chamber* o TPC).

ITS: El ITS (figura 3.3) es el primer detector que entra en contacto con los productos de la colisión, ya que rodea el tubo del haz ubicado en el barril central de ALICE ¹. Su función es determinar el vértice primario (con una resolución superior a 100 micrómetros), rastrear e identificar partículas de bajo momento (menor a 200 MeV/c), y mejorar la resolución del mo-

¹El tubo del haz (*beam pipe*) es un cilindro de berilio de 800 μm de espesor y 6 cm de diámetro exterior, coaxial con las capas del detector ITS.

mento y el ángulo de las trazas de las partículas reconstruidas por la TPC, así como reconstruir las trazas de las partículas que atraviesan regiones muertas de la TPC. Identificar y reconstruir trazas en colisiones de iones pesados significa un gran reto debido al extremadamente alto número de trazas proveniente de la alta densidad de partículas producidas en las colisiones (~ 50 partículas por cm^2). Para lograr sus objetivos y superar este obstáculo, el ITS se diseñó como un detector de vértice de silicio de seis capas cilíndricas (dos capas de detectores tipo pixel SPD, dos de detectores de deriva SDD y dos capas de detectores de microcintas o de doble cara SSD), que van desde los 3.9 cm a los 43.0 cm de radio. Las dimensiones geométricas y la tecnología utilizada en las distintas capas del ITS se resumen en la tabla 3-1. El número, la posición y la segmentación de las capas se optimizaron para una búsqueda eficiente de trazas y una alta resolución de parámetros de impacto. El radio exterior está determinado por la necesidad de hacer coincidir las trazas con las de la TPC y el radio interior es el mínimo permitido por el radio del *beam pipe*. El detector ITS cubre un rango de pseudorapidez de $|\eta| \leq 0.9$, posee una resolución espacial del orden de $12 \mu\text{m}$, y una resolución de momento mejor que el 2% para piones con momento transversal entre 0.1 y 3 GeV/c [37]. Las cuatro capas exteriores tienen una lectura analógica para la identificación independiente de partículas a través de la pérdida de energía dE/dx en la región no relativista, lo que proporciona al ITS una capacidad independiente como espectrómetro de partículas de bajo momento.

Capa	Tipo	r (cm)	$\pm z$ (cm)	Área (m^2)
1	pixel	3.9	14.1	0.07
2	pixel	7.6	14.1	0.14
3	drift	15.0	22.1	0.42
4	drift	23.9	29.7	0.89
5	strip	38.0	43.1	2.20
6	strip	43.0	48.9	2.80

Tabla 3-1: Dimensiones de los detectores del ITS (áreas activas) [38].

TPC: La cámara de proyección de tiempo (TPC) de ALICE es el dispositivo principal para el seguimiento de partículas cargadas y la identificación de partículas. Está optimizado para

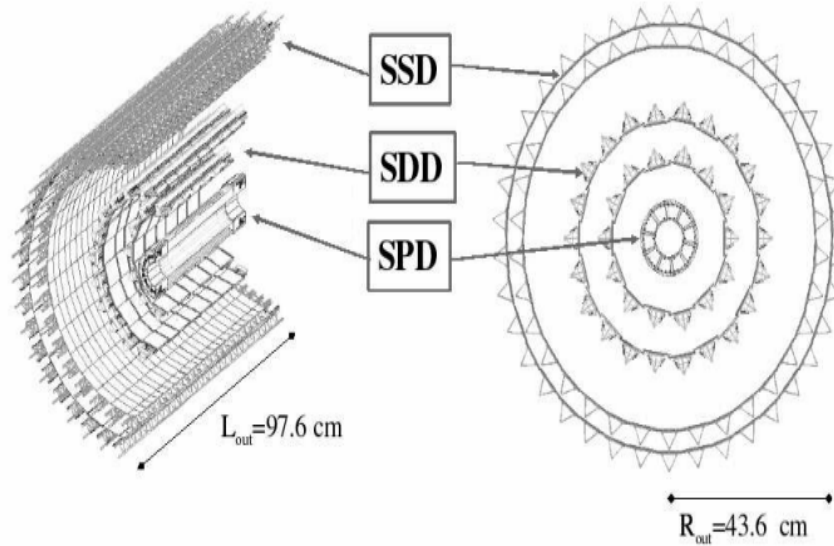


Figura 3.3: Detector ITS del experimento ALICE. Imagen tomada de [37]

proporcionar, junto con los otros detectores del barril central, mediciones de momento de partículas cargadas con una buena separación de trazas, identificación de partículas y determinación de vértices. Este sistema se eligió debido a la necesidad de un seguimiento eficiente y sólido, ya que a pesar de sus inconvenientes relacionados con la velocidad y el volumen de datos, puede garantizar un rendimiento confiable en el orden de 10,000 partículas cargadas dentro de la aceptación (que cubre 2π en ángulo azimutal y un intervalo de pseudorapidez $|\eta| < 0.9$) [37]. La TPC es un cilindro de 90 m^3 lleno de gas $Ne - CO_2 - N_2$, el cual es ionizado por las partículas cargadas que atraviesan el volumen de la TPC, liberando electrones que se desplazan hacia las placas de los extremos del cilindro, gracias a un campo eléctrico (400 V/m) que se extiende desde el electrodo circular de alto voltaje en el centro axial de la cámara, hacia las capas circulares laterales (figura 3.4). El cilindro se divide en dos regiones de deriva por el electrodo central. Cada una de las dos placas finales se divide en 18 sectores, cada uno con una cámara de lectura interna (IROC) y una cámara de lectura externa (OROC). En total, la lectura de la TPC se basa en 36 IROC y 36 OROC. Además, la TPC cuenta con multiplicadores de electrones de gas (GEM) para amplificar la señal producida. El radio interior de la cámara está determinado

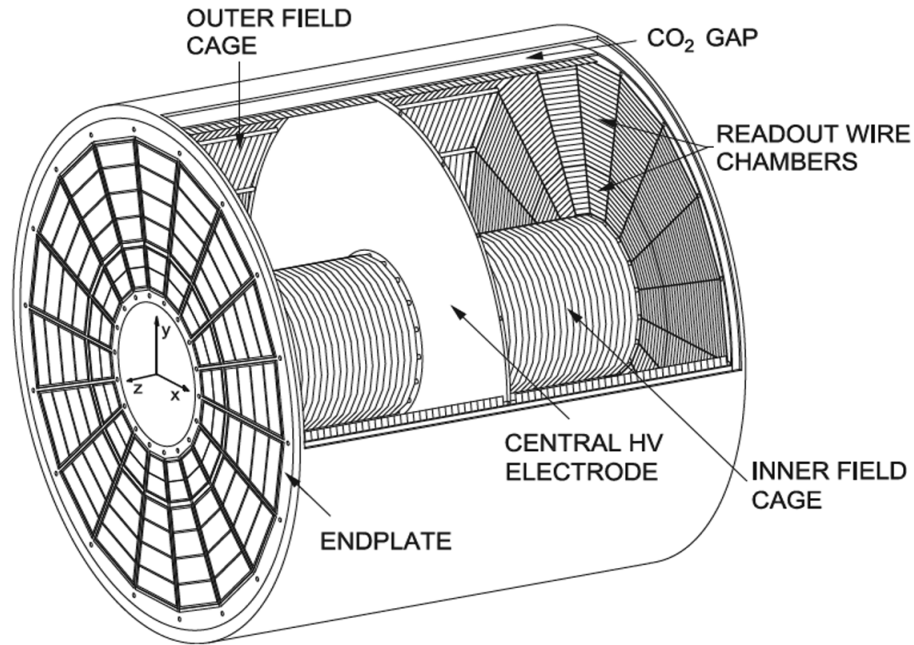


Figura 3.4: Cámara de proyección de tiempo (TPC) del experimento ALICE. Imagen tomada de [39].

por la densidad máxima de aciertos aceptable, el radio exterior por la longitud necesaria para lograr una resolución dE/dx superior al 5–7%.

TRD: El objetivo principal del Detector de Radiación de Transición (*Transition Radiation Detector* o TRD) es la identificación de electrones en el cilindro central para momentos superiores a 1 GeV/c, además de mejorar la resolución del momento transversal p_t para un momento alto cuando se rastrea en la región central. Por debajo de este valor, los electrones se pueden identificar a través de la medición de pérdida de energía específica en la TPC. El TRD fue diseñado para proporcionar una respuesta de disparador o *trigger* muy rápida para partículas cargadas con un gran impulso, está formado por 540 módulos individuales, ubicados en 18 módulos más grandes, los cuales están hechos de un material radiador, y contienen además una cámara de deriva que contiene una mezcla de Xe/CO₂, y una cámara multialámbrica. Cuando una partícula cargada atraviesa un medio inhomogéneo o dos medios con diferente índice de refracción, emite radiación electromagnética conocida como radiación de transición, la cual es

proporcional al factor de Lorentz γ . El funcionamiento del TRD se basa en esta radiación, si la partícula es un electrón la radiación emitida será grande, en comparación con la radiación emitida por una partícula más pesada. Las partículas cargadas producidas por la ionización del material dentro de la cámara de deriva llegan a las cámaras multialámbricas por acción de un campo eléctrico (0.7 kV/cm) y se convierten en una corriente eléctrica medible.

Identificación de partículas

La identificación de partículas (PID) en una gran parte del espacio de fase y para muchas partículas diferentes, es una característica de diseño importante de ALICE, por lo que cuenta con varios sistemas de detectores dedicados a PID.

TOF: El primero de estos detectores es el Detector de Tiempo de Vuelo (*Time-Of-Flight* o TOF) que mide el tiempo que tarda cada partícula en viajar desde el vértice y hasta llegar a él, de modo que puede medir su velocidad. En conjunto con el ITS y la TPC, para la reconstrucción de trazas y vértices y para mediciones de dE/dx en el rango de bajo momento, proporciona la identificación evento por evento de grandes muestras de piones, kaones y protones. El TOF es una matriz de gran área que cubre la región central de pseudorapidez ($|\eta| \leq 0.9$) en el rango de impulso intermedio, cuenta con 160,000 celdas individuales en un radio cercano a los 4 m que cubren el barril central en un área de 140 m². Se requería un detector TOF de gran cobertura, eficiente y con una ocupación general que no excediera el nivel del 10-15% en la densidad de partículas cargadas más alta prevista ($dN/d\eta = 8000$), así como una resolución temporal mejor que 100 ps. Estas necesidades condujeron a un detector gaseoso con más de 105 canales TOF independientes en lo que se conoce como cámara de placa resistiva MRPC (*Multi-gap Resistive-Plate Chambers*). El campo eléctrico en este tipo de cámaras es alto y uniforme en todo el volumen gaseoso sensible del detector, de tal forma que cualquier ionización producida por una partícula cargada que atraviesa el detector, inicia un proceso de avalancha que produce señales observadas en los electrodos. El TOF tiene una forma cilíndrica, está dividido en 18 sectores en ϕ , cada uno dividido a su vez en 5 módulos a lo largo de la dirección del haz. Los módulos

contienen un total de 1638 detectores MRPC.

HMPID: Otro detector utilizado para la identificación de partículas es el Detector de Identificación de Partículas de Alto Impulso (*High-Momentum Particle Identification Detector* o HMPID), el cual se dedica a mediciones inclusivas de hadrones con $p_t > 1$ GeV/c. Su objetivo es mejorar la capacidad de identificación de ALICE, al permitir identificar hadrones cargados más allá del intervalo de momento alcanzable a través de la pérdida de energía (en ITS y TPC) y mediciones de tiempo de vuelo (en TOF). El detector se optimizó para ampliar el rango útil para la discriminación π/K y K/p , hasta 3 GeV/c y 5 GeV/c, respectivamente. Además, la identificación de núcleos ligeros y antinúcleos (d , t , ${}^3\text{He}$, α) a altos valores de momento transversal en la región de rapidez central también se pueden realizar con el HMPID. Es un detector Cherenkov de formación de imágenes en anillo que fue diseñado con una aceptación del 5% en la región central debido a la baja producción de partículas de alto momento en colisiones Pb-Pb, y que consta de dos partes principales: un medio radiador (donde se produce la luz Cherenkov) y un detector de fotones. El detector tiene 7 contadores RICH (*proximity-focusing Ring Imaging Cherenkov*) de 1.4 m \times 1.3 m cada uno, instalados en una cuna de soporte independiente que se mantiene fija en una posición. Los módulos RICH miden el ángulo de emisión de la radiación Cherenkov producida por una partícula cargada al atravesar un medio con índice de refracción mayor a 1. En este caso, las partículas atraviesan una capa líquida de perfluorohexano (C_6F_{14}) de 15 mm de espesor, lo que corresponde a un límite inferior en el momento de $p_{th} = 1.21 \times m$, con m la masa de la partícula. La radiación Cherenkov emitida por las partículas cargadas que atraviesan el radiador se desplaza hasta alcanzar la MWPC (*Multi-Wire Pad Chamber*) donde se detectan los fotones y se obtiene una señal eléctrica [37].

Calorímetros electromagnéticos

PHOS: Los fotones así como los mesones neutros en el rango dinámico de 0.1 hasta 100 GeV, se miden en el calorímetro electromagnético PHOS (*PHOTon Spectrometer* o PHOS) de alta granularidad. PHOS es un calorímetro electromagnético de alta resolución que consta de 12544

canales de detección basados en cristales centelleantes densos de plomo-tungstato ($PbWO_4$), que permiten hacer frente a la gran densidad de partículas. PHOS se dedica a la búsqueda de radiación electromagnética de la materia caliente que interactúa fuertemente en las interacciones núcleo-núcleo a altas energías, así como a las mediciones de espectros de hadrones a través de sus desintegraciones radiativas. El calorímetro PHOS cubre el rango de pseudorapidez $-0.12 < \eta < 0.12$ y 70° en ángulo azimutal, y se ubica en la parte inferior de la configuración de ALICE a 460 cm del punto de interacción. Está equipado con el detector veto de partículas cargadas (CPV) para la identificación de fotones mediante la supresión de la contaminación por este tipo de partículas. CPV es un conjunto de cámaras multialambre instalado frente a los módulos PHOS. PHOS también es un detector de disparo que permite seleccionar eventos con fotones de alta energía.

EMCal: Con el fin de mejorar las capacidades para medir las propiedades de los *jets*, en 2008 se instaló un segundo calorímetro electromagnético, EMCal, el cual mejora las capacidades de ALICE para medir fotones, electrones, piones neutros y *jets* de partículas de alta energía, y las correlaciones entre ellos. El calorímetro EMCal es mucho más grande que PHOS, pero con menor granularidad y resolución de energía. Es un calorímetro de muestreo de centelleo de plomo que comprende 4416 módulos individuales, compuestos por 4 torres ópticamente aisladas (un total de 17664 torres individuales), que se agrupan en veinte súper módulos (SM) [37]. Para la lectura óptica de cada torre se utilizan fibras de desplazamiento de longitud de onda acopladas a un fotodiodo de avalancha (APD). Las torres están dispuestas dentro de los SM de manera que cada torre es aproximadamente proyectiva en η y al vértice de interacción. Los SM se ubican a 4.5 m de distancia radial de la línea de luz, insertados en marcos de soporte situados entre el detector TOF y el imán ALICE L3. El apéndice de EMCal, llamado DCal, tiene una aceptación: $0.22 < |\eta| < 0.7$, $260 < \phi < 320$ y $|\eta| < 0.7$, $320 < \phi < 327$. Tanto EMCal como DCal están equipados con sistemas de activación cuyas unidades de disparo L1 están comunicadas directamente para reducir el sesgo debido a las fluctuaciones de multiplicidad en las colisiones de iones pesados.

Espectrómetro de muones

El espectrómetro cubre el intervalo de pseudorapidez $2.5 \leq \eta \leq 4$ y cuenta con un absorbedor frontal de carbono y hormigón (para limitar la dispersión múltiple y la pérdida de energía de los muones) que suprime todas las partículas excepto los muones provenientes del vértice de interacción. Un escudo interno de tungsteno, plomo y acero inoxidable minimiza el fondo de las partículas primarias emitidas en la colisión y de sus chubascos producidos en el tubo del haz y en el propio escudo. El sistema de seguimiento consta de 10 cámaras de almohadilla/tira de cátodo dispuestas en 5 estaciones de 2 cámaras cada una, de tal forma que el conjunto completo de cámaras tiene más de 1 millón de canales, dando una resolución espacial mejor que 100 mm y una tasa de ocupación máxima del 5%. El espectrómetro cuenta con un disparador que selecciona decaimientos de resonancia de quarks pesados a partir del p_t de dos muones individuales obtenido gracias a 4 planos de RPC (*Resistive Plate Chambers*) dispuestos en 2 estaciones y colocados detrás de un filtro pasivo de muones.

Forward and trigger detectors

En ALICE se utilizan varios sistemas de detectores pequeños y especializados para medir las características de eventos globales.

T0: El detector T0 fue diseñado con el objetivo de generar un tiempo de inicio T0 (con una precisión menor a 25 ps) para el detector TOF. Esta señal corresponde al tiempo real de la colisión (más un retardo de tiempo fijo) y es independiente de la posición del vértice. También permite medir la posición del vértice para cada interacción (con una precisión de ± 1.5 cm) y así discriminar entre partículas producidas por la interacción del haz o por un gas residual. El detector consta de dos conjuntos de 12 contadores Cherenkov (T0-A y T0-C) ubicados en los extremos opuestos del punto de interacción. Cada contador Cherenkov se basa en un tubo fotomultiplicador de malla fina PMT-187 acoplado ópticamente a un radiador de cuarzo de 20 mm de diámetro y 20 mm de espesor. El rango de pseudorapidez del T0-C es $-3.28 \leq \eta \leq -2.97$, mientras que el T0-A se agrupa junto con los otros detectores directos (FMD, V0 y PMD) y

cubre el rango de pseudorapidez de $4.61 \leq \eta \leq 4.92$.

V0: El detector V0 es un detector construido en México de ángulo pequeño que consta de dos conjuntos de contadores de centelleo, llamados V0-A y V0-C, ubicados a ambos lados del punto de interacción. La función principal de este detector es como disparador de polarización mínima para los detectores de barril central en colisiones $p - p$ y $A - A$ y, ya que a través de las mediciones de tiempo es posible seleccionar eventos debidos a interacciones secundarias en los gases residuales, el V0 permite eliminar el fondo del haz de gas. La dependencia entre el número de partículas registradas en los arreglos V0, y el número de partículas primarias emitidas es monótona, por lo que el V0 sirve como indicador de la centralidad de la colisión gracias a la multiplicidad registrada en el evento. El detector V0-A cubre el rango de pseudorapidez $2.8 < \eta < 5.1$ y está ubicado a 340 cm del vértice en el lado opuesto al espectrómetro de muones, mientras que V0-C está a 90 cm del vértice y cubre el rango $-3.7 < \eta < -1.7$. Ambos están segmentados en 32 contadores individuales, cada uno distribuido en cuatro anillos y 8 sectores de 45° .

FMD: La función principal del detector FMD (*Forward Multiplicity Detector*) es proporcionar información de multiplicidad de partículas cargadas en el rango de pseudorapidez $-3.4 < \eta < -1.7$ y $1.7 < \eta < 5.0$. Los anillos de silicio del FMD y la capa interna de píxeles del ITS se superponen, de tal forma que se tiene una cobertura continua para una distribución de vértices a lo largo del eje z , haciendo posible verificar las mediciones entre los subdetectores. El detector está segmentado radialmente de forma tal que es posible estudiar las fluctuaciones de multiplicidad evento por evento, mientras que la segmentación azimutal permite determinar el plano de reacción para cada evento y el análisis del flujo dentro de la cobertura de pseudorapidez del FMD. El FMD consiste en tres anillos (FMD1, FMD2, FMD3) dentro de los cuales hay 10 (para un anillo interior) o 20 (para un anillo exterior) sensores de silicio. FMD2 y FMD3 están ubicados a ambos lados del detector ITS, tienen la misma aceptación y constan cada uno de un anillo interno y otro externo de sensores de silicio. Por otro lado, FMD1 se encuentra más

lejos del punto de interacción (opuesto al espectrómetro de muones) para extender la cobertura de multiplicidad de partículas cargadas. Cada anillo contiene 10,240 tiras de silicio, lo que da al FMD completo un total de 51 200 tiras para lectura. El detector determina la multiplicidad empleando dos métodos: medir la energía total depositada por encima de cierto valor mínimo, en una banda o un grupo de bandas, y dividirla por el valor esperado de la energía depositada por una partícula, o contar el número de bandas en las cuales la energía es depositada y compararla con el número de bandas en las que no se depositó energía.

PMD: El detector de multiplicidad de fotones (PMD) mide la multiplicidad y distribución espacial de fotones evento por evento en la región de pseudorapidez $2.3 < \eta < 3.7$. Estas medidas también proporcionan estimaciones de la energía electromagnética transversal y del plano de reacción evento por evento. El PMD utiliza el método de preducha, donde un convertidor grueso de tres longitudes de radiación se intercala entre dos planos de contadores proporcionales de gas altamente granular. Consta de dos planos de contadores proporcionales de gas con estructura de panal celular, precedidos por dos placas convertidoras de plomo de 3 longitudes de radiación cada una. La información del plano del detector colocado frente al convertidor se usa como veto de partículas cargadas (CPV) y los datos previos al chubasco del segundo plano del detector se usan para la identificación de fotones.

ZDC: El número de nucleones participantes es el observable que se relaciona de forma más directa con la geometría de las colisiones $A - A$, y se puede estimar midiendo la energía transportada en la dirección del haz por los nucleones espectadores. En ALICE, los nucleones espectadores se detectan mediante dos conjuntos de calorímetros hadrónicos de grado cero (ZDC). Además, la información de la centralidad proporcionada por los ZDC también se utiliza como *trigger* y, al ser también un detector sensible a la posición, puede dar una estimación del plano de reacción en colisiones nucleares. Los calorímetros se ubican a 116 m a cada lado del punto de interacción. Además, hay dos pequeños calorímetros electromagnéticos (ZEM) colocados a 7 m del vértice, a ambos lados del tubo del haz del LHC, para mejorar la selección de centralidad.

Cada conjunto ZDC está formado por dos detectores distintos: uno para neutrones espectadores (ZN, y uno para protones espectadores (ZP). Los ZN y ZP se instalan en plataformas que se elevan, para bajarlos fuera del plano del haz horizontal (donde los niveles de radiación son más altos) cuando no están en uso.

Capítulo 4

Simulación

A las energías del LHC, las colisiones entre protones o núcleos pesados producen un número similar de nucleones y de antinucleones después de la hadronización [40], por lo que se espera que el número de antineutrones producidos sea abundante (suponiendo que se producen en la misma proporción que los protones y antiprotones en colisiones inelásticas $p - p$ y $Pb - Pb$ a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV en el LHC [41]). Sin embargo, debido a las dificultades que se encuentran para detectar una partícula neutra, la producción de antineutrones en colisiones a altas energías jamás ha sido medida. A pesar de que existen muy pocos experimentos realizados con antineutrones, debido a las dificultades para obtener haces (o blancos) de estas partículas, la manera en la que el \bar{n} interactúa con la materia se conoce lo suficientemente bien como para poder evaluar, mediante simulaciones, la probabilidad con que lo hacen con los neutrones de los núcleos vía la reacción de CEX. Es por ello que en este trabajo se propone estudiar la factibilidad de identificar antineutrones producidos en colisiones ($p - p$ o $Pb - Pb$) a altas energías mediante la reacción de CEX, que puede llevarse a cabo cuando los antineutrones interactúan con los núcleos de silicio del detector ITS (descrito en el capítulo anterior), y en la cual se producen un \bar{p} y un p correlacionados y fácilmente detectables.

Para este estudio se realizó una simulación en GEANT4, en la que una fuente puntual emite antineutrones que impactan un blanco cilíndrico de silicio dentro de un detector de silicio de 5

capas (similar al ITS). En este capítulo se describe la simulación realizada, así como un estudio preliminar para elegir ciertos parámetros de dicha simulación. Se da también una pequeña descripción de los programas utilizados: GEANT4 y PYTHIA.

4.1. Generadores de eventos Monte Carlo (MC)

El método de Monte Carlo toma su nombre de la ciudad Monte Carlo en Mónaco, es un método numérico que permite resolver problemas físicos y matemáticos mediante la simulación de variables aleatorias. Dichas simulaciones se conocen como simulaciones de Monte Carlo (MC) y consisten en la asignación de múltiples valores a una variable incierta para obtener múltiples resultados, promediarlos y así obtener una estimación. Esto quiere decir que una simulación MC toma la variable que tiene incertidumbre y le asigna un valor aleatorio, ejecuta el modelo con este valor y obtiene un resultado. Este proceso se repite una y otra vez asignando a la variable en cuestión muchos valores diferentes. Una vez que se completa la simulación, los resultados se promedian para proporcionar una estimación.

En física de partículas, comprender los estados finales de las colisiones de partículas de alta energía, como las que se llevan a cabo en el LHC, es un problema teórico extremadamente desafiante debido al gran número de procesos y partículas involucradas cuyos momentos varían en muchos órdenes de magnitud. Los elementos relevantes de la matriz son demasiado laboriosos para calcular más allá de los primeros órdenes de la teoría perturbativa y, en el caso de los procesos QCD, se debe lidiar con el problema no perturbativo y no resuelto del confinamiento. Aún si estos elementos se calculan gracias a alguna aproximación, queda el problema de tratar con sus muchas divergencias y/o casi divergencias y la integración sobre un espacio de fase de estado final de dimensión enorme y variable para obtener predicciones de observables experimentales. Es por esta razón que se requiere de métodos numéricos. El método MC resulta el más adecuado debido a la dimensión del espacio de fase y las etiquetas de sabor y espín para un estado final de n partículas, además su precisión mejora inversamente como la raíz cuadrada

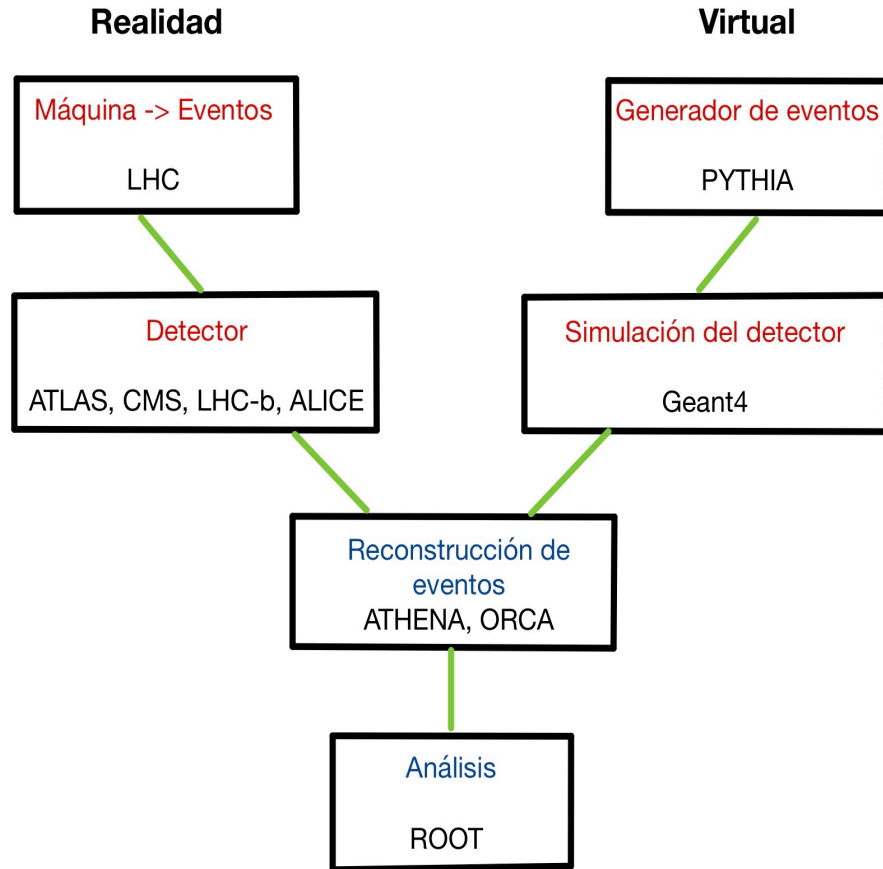


Figura 4.1: Los programas Monte Carlo utilizados en física de altas energías tienen diferentes funciones (generar eventos o simular detectores), por lo que en general se utilizan en conjunto.

del número de puntos de integración, independientemente de la dimensión. Los generadores de eventos MC son capaces de simular una amplia gama de los procesos más interesantes que se esperan en el LHC, permiten extraer señales de fondo, realizar mediciones de parámetros SM a partir de comparar sus predicciones con los datos, y proporcionan información realista para el diseño de nuevos experimentos o para nuevos procedimientos de selección o reconstrucción dentro de un experimento existente (generadores de eventos o simuladores de detectores).

4.1.1. PYTHIA

PYTHIA es un generador de eventos MC de propósito general para colisiones a altas energías entre electrones, protones, fotones y núcleos pesados. Contiene teoría y modelos para una serie de procesos físicos relevantes: interacciones duras y suaves, distribuciones de partones, duchas de partones de estado inicial y final, interacciones multipartón, fragmentación y descomposición, entre otras. El generador de eventos PYTHIA es una de las piezas de software más utilizadas en física de partículas y áreas relacionadas actualmente. Se basa en el programa Jetset (con el que luego se fusionó) desarrollado a finales de los años 70, y pasó por varias versiones y actualizaciones antes de llegar a la versión actual PYTHIA8 que se basa en el lenguaje C++.

4.1.2. GEANT4

Por otro lado, GEANT4 es un conjunto de herramientas gratuito compuesto por herramientas para la simulación del paso de partículas a través de la materia. Sus áreas de aplicación incluyen física de altas energías, nuclear y de aceleradores, así como estudios en ciencias médicas y espaciales. El conjunto de herramientas de GEANT4 (figura 4.2) permite incluir y modificar todos los aspectos del proceso físico de interés en la simulación, como por ejemplo:

- la geometría del sistema
- los materiales involucrados
- las partículas fundamentales de interés
- los procesos físicos que gobiernan las interacciones de las partículas
- la respuesta de los componentes sensibles del detector

Además de generar y almacenar la información necesaria para el análisis permitiendo:

- la visualización de las trayectorias del detector y de las partículas
- el almacenamiento de eventos y trayectorias

- la generación de datos de eventos
- la captura y análisis de datos de simulación en diferentes niveles de detalle y refinamiento

GEANT4 comprende un abundante conjunto de modelos físicos para manejar las interacciones de las partículas con la materia en un rango de energía muy amplio, lo que lo hace un depósito que incorpora una gran parte de todo lo que se sabe sobre las interacciones de partículas. Al igual que la última versión de PYTHIA, GEANT4 está escrito en C++ y explota técnicas avanzadas de ingeniería de software y tecnología orientada a objetos, por lo que es posible agregar modelos físicos nuevos o variantes con poca o ninguna modificación del código existente.

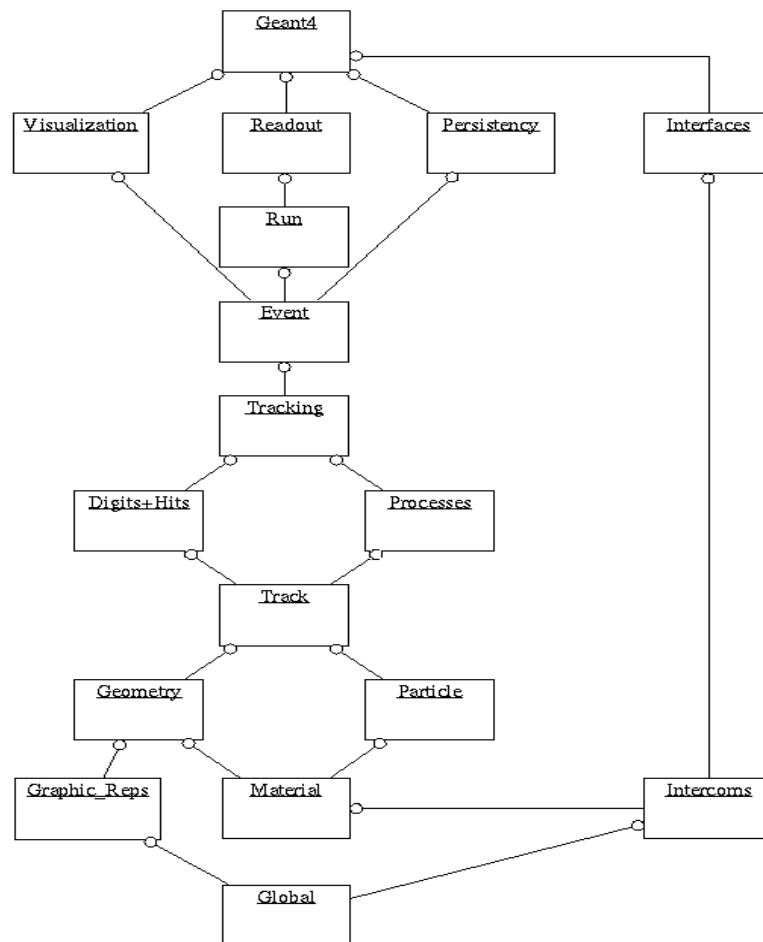


Figura 4.2: Categorías de clases en GEANT4. Imagen tomada de [42].

4.2. Selección de la energía de los antineutrones en PYTHIA

Para este estudio se consideró el caso más sencillo posible, una fuente que emite antineutrones con la misma energía (monoenergética). Con el fin de seleccionar esta energía y confirmar la viabilidad del método que se propone, se realizó un estudio preliminar utilizando el generador de eventos PYTHIA. Se generaron tres millones de eventos de colisiones $p-p$ a 13 TeV (valor máximo alcanzado hasta ahora para colisiones de este tipo en ALICE [43]) y se buscó el número de antineutrones producidos por evento, así como su energía total. Los resultados obtenidos se muestran en la figuras 4.3 y 4.4. De acuerdo con la simulación, en una colisión $p-p$ se producen en promedio de 2 a 3 antineutrones (figura 4.3), y ya que en una colisión $Pb-Pb$ la producción de protones y antiprotones aumenta respecto a una colisión inelástica $p-p$ [41], es de esperarse que esto ocurra también para los neutrones y antineutrones y se alcance una buena estadística muy pronto (en el LHC se producen 600 millones de colisiones por segundo [44]) estimando una sección eficaz de CEX en silicio del orden de mb.

Por otro lado, como se observa en la figura 4.4, el máximo de la distribución se encuentra muy cercano a 1 GeV, es decir, que la mayoría de los antineutrones producidos en este tipo de colisiones tienen una energía cinética relativamente pequeña. Considerando que un gran número de los antineutrones producidos tienen una energía cinética entre 0 y 2 GeV, se eligió un valor de $E_k = 1$ GeV para los antineutrones emitidos por la fuente monoenergética. Posteriormente, se realizó un segundo análisis para una fuente de antineutrones con una distribución lineal de energía entre 0 y 2 GeV. Se asumió que el espectro de energía es similar para eventos de colisiones $Pb-Pb$, tal y como ocurre en el caso del momento transversal p_T para protones y antiprotones [41].

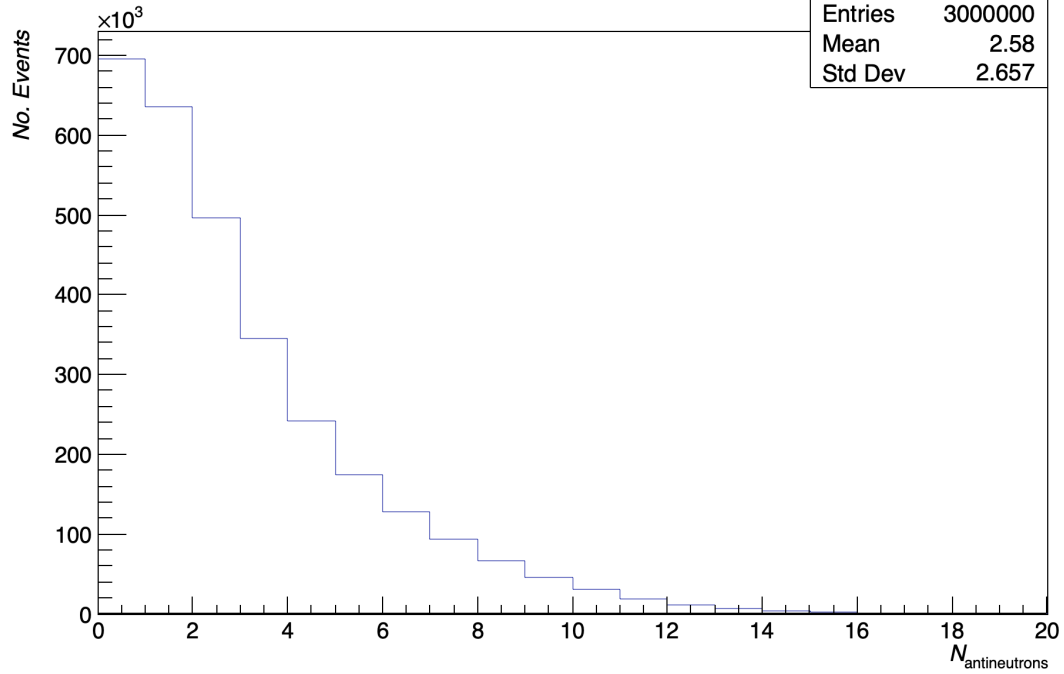


Figura 4.3: Número de antineutrones producidos por evento $p - p$.

4.3. Simulación en GEANT4

El propósito de este trabajo es estudiar la factibilidad de contar e identificar los antineutrones producidos en colisiones de iones pesados mediante la reacción de intercambio de carga. La técnica propuesta consiste en utilizar los neutrones de los núcleos del silicio del que está hecho el detector ITS del experimento ALICE (ya que es el primer detector del experimento que entra en contacto con las partículas producidas en la colisión), como un blanco en el que por medio de la reacción de CEX $\bar{n} + n \rightarrow \bar{p} + p$, los antineutrones produzcan un par $\bar{p} - p$ más fácil de identificar por tratarse de partículas cargadas. Es decir que la reacción de interés en este trabajo es la reacción de intercambio de carga de antineutrones en silicio.

En la figura 4.5 se muestra la geometría de la simulación. La simulación consiste en una fuente de antineutrones puntual, monoenergética (figura 4.6) y con distribución angular isotrópica, ubicada en el centro de seis cilindros concéntricos de silicio con las dimensiones de las capas del ITS especificadas en la tabla 3-1 y un grosor de 2 mm [45]. Si al interactuar con los

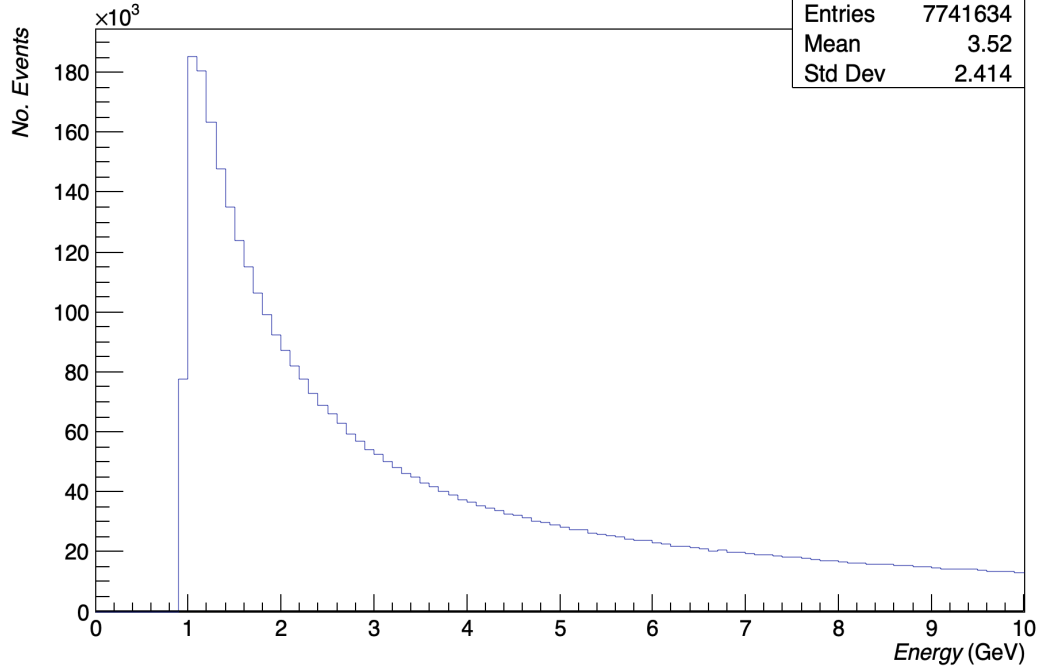


Figura 4.4: Energía total $E = E_k + m_0c^2$ de los antineutrones producidos en eventos $p - p$ generados en PYTHIA.

neutrones de los núcleos de silicio de alguna de las capas del ITS, algún antineutrón producido en el vértice primario llevara a cabo la reacción CEX esperada, en las capas siguientes del detector se observarían las señales correspondientes a un \bar{p} y un p que no produjeron una señal en las capas anteriores. Esto quiere decir que las señales de la primera capa del detector no son de interés en este estudio pues no pueden tener información de la reacción de CEX, por lo que la primera capa (correspondiente al cilindro más cercano a la fuente en la simulación) se declaró como el blanco en GEANT4, mientras que las otras cinco se declararon *sensitive detectors*. De los diferentes tipos de información sobre las partículas producidas que se pueden obtener de GEANT4, en este caso se decidió guardar los *hits*, es decir la información de todas las partículas que interactúan con los detectores. La información de las trazas (*tracks*) de los antineutrones emitidos por la fuente y de los antiprotones y protones provenientes de un antineutrón primario, también se guardó ya que fue necesaria para realizar el análisis. En este trabajo se presentan los resultados obtenidos para un millón de eventos, es decir un millón de antineutrones emitidos por la fuente.

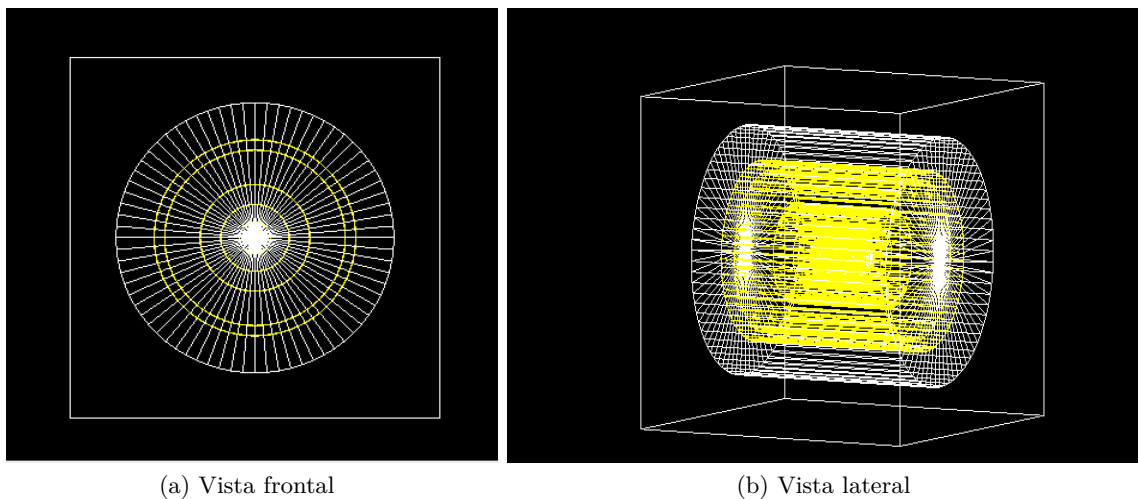


Figura 4.5: Geometría utilizada en la simulación para el estudio de factibilidad de conteo e identificación de antineutrones mediante la reacción de CEX. La primera capa declarada como el blanco se muestra en blanco, las capas restantes del detector (*sensitive detectors*) se muestran en amarillo.

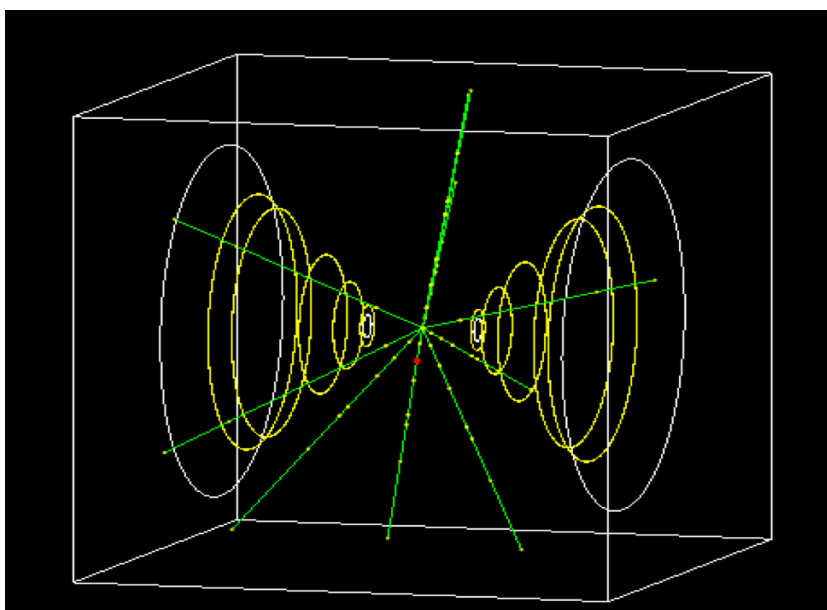


Figura 4.6: La fuente utilizada en la simulación se encuentra en el centro de los detectores y emite antineutrones con una distribución angular isotrópica. Se ocultaron los contornos auxiliares del blanco y las capas del detector para mejorar la visualización.

Capítulo 5

Análisis y Resultados

La información proporcionada por la simulación en GEANT4 se analizó utilizando un programa en ROOT. Como primer paso se seleccionan los eventos en los que uno de los antineutrones primarios (emitidos por la fuente) produce un antiprotón al interactuar con el blanco, y este último deja señales en el resto de las capas del detector. Para eliminar eventos provenientes de las reacciones $\bar{n} + n \rightarrow \bar{p} + p + \pi^0$ y $\bar{n} + n \rightarrow \bar{p} + n + \pi^+$ se hizo un veto de piones, es decir, se excluyeron eventos dónde el \bar{n} produjo piones cargados o neutros. De esta forma, los antiprotones seleccionados como provenientes de un evento de CEX, son aquellos producidos por un antineutrón primario que no produjo ningún tipo de piones en su interacción con el blanco.

5.1. Sección eficaz σ_{CEX}

A lo largo de este estudio se realizaron 10 corridas de un millón de eventos, y se observó que en el total de eventos simulados no se produjo algún \bar{p} a partir de un antibarión diferente al \bar{n} , por lo que se consideró que en este volumen de datos todo \bar{p} producido sin piones proviene de una reacción de CEX, y por lo tanto está asociado a un \bar{n} . Esto indica que el mecanismo de CEX permite contar con una eficiencia por determinar el número de antineutrones producidos a partir de los antiprotones detectados.

De un millón de eventos simulados y analizados, 1127 se contabilizaron como eventos CEX, es decir que se obtuvo una eficiencia del 0.11 %, por lo que aproximadamente uno de cada 1000 antineutrones producidos podría ser identificado por medio del \bar{p} producido en la reacción de CEX. Esto corresponde a una sección eficaz de intercambio de carga en silicio de $\sigma_{CEX} = 18.74 \pm 0.41$ mb, más de 2 veces la sección eficaz medida para la reacción $p(\bar{p}, \bar{n})n$ en carbono [18]. Esta sección eficaz se calculó de la siguiente forma:

$$\sigma = \frac{N_{CEX}}{N_H \cdot N_B \cdot \rho(Si) \cdot \epsilon} \quad (5.1)$$

donde N_{CEX} es el conteo de eventos CEX, $N_H = 1 \times 10^6$ es el número de partículas del haz, $\rho(Si) = 2.33$ g/cm³ es la densidad del silicio, $\epsilon = 1.2$ cm es el espesor del blanco (considerando la interacción con el blanco y las 5 capas del detector) y N_B es el número de partículas del blanco:

$$N_B = \frac{N_A}{m(Si)} \quad (5.2)$$

con N_A el número de Avogadro y $m(Si) = 28$ g/mol la masa del silicio. La incertidumbre corresponde a la desviación estándar de los diferentes resultados obtenidos en repeticiones de la simulación y su análisis.

Distinguir experimentalmente entre la reacción $\bar{n} + n \rightarrow \bar{p} + p + \pi^0$ y la reacción de CEX resulta complicado, por la dificultad que representa identificar al π^0 , por tratarse de una partícula neutra. Sin embargo, en un millón de eventos simulados y analizados no se observó la producción de π^0 , por lo que la sección eficaz de esta reacción en silicio debe ser menor a 0.11 mb, es decir, que de no poder distinguir entre las reacciones, menos del 1 % de los eventos de CEX serían en realidad eventos $\bar{n} + n \rightarrow \bar{p} + p + \pi^0$. Por otro lado, se observaron 355 eventos correspondientes a la reacción $\bar{n} + n \rightarrow \bar{p} + n + \pi^+$, lo que equivale a una sección eficaz de 34.40 ± 1.05 mb, por lo que esta reacción representa una competencia significativa para el CEX. Sin embargo, estos eventos pueden ser descartados al poderse identificar el pión cargado.

5.2. Identificación del \bar{n} mediante correlaciones de energía y momento con los productos de la reacción de CEX.

5.2.1. Correlaciones $\bar{n} - \bar{p}$

Para estudiar la factibilidad de identificar a los antineutrones mediante los antiprotones detectados producidos por CEX, se investigó la cantidad de momento del \bar{n} que conserva el \bar{p} . En GEANT4 el momento se devuelve en su equivalente en energía:

$$c \times p = E_k + 2E_k \times c^2 m_0 \quad (5.3)$$

donde E_k es la energía cinética y m_0 la masa en reposo de la partícula reportada en el PDG (*Particle Data Group*). Es por esta razón que en todas las gráficas de este trabajo se grafica $c \times \mathbf{p}$, y al hablar del momento se hace en referencia a esta cantidad.

En las figuras 5.1, 5.2 y 5.3 se muestra la distribución de la diferencia de las componentes del momento p_x , p_y y p_z del \bar{p} y del \bar{n} , respectivamente. En todos los casos se observa una distribución normal centrada aproximadamente en 0, lo que indica que en la mayoría de los eventos de CEX las componentes del momento del \bar{p} son similares a las de \bar{n} incidente, es decir que existe una correlación entre los momentos de ambas partículas. Sin embargo, esta correlación no es muy fina ya que, como se observa en la figura 5.4, la distribución de la norma del momento de los \bar{p} de CEX es muy ancha. En este caso se tiene una fuente de antineutrones monoenergética por lo que todos los \bar{n} se emiten con un momento de $c \times p = 1.697$ GeV. Contrario a lo que se pensó en un inicio, esto se debe a que la energía del \bar{n} es lo suficientemente grande para fragmentar los núcleos de silicio. Es decir, que cuando se lleva a cabo una reacción de intercambio de carga no solo se producen el protón y el antiprotón correspondientes, si no que los fragmentos residuales del núcleo se llevan una fracción del momento del \bar{n} cuyo valor no puede ser recuperado en el análisis.

Asumiendo la desviación estándar de la distribución como la incertidumbre, se encontró que considerando únicamente al \bar{p} producido en la reacción CEX, la norma del momento (figura 5.4) puede determinarse con una incertidumbre de ± 0.27 GeV. Con el objetivo de mejorar este valor se buscó el protón asociado al antiprotón de cada evento de CEX, para comparar el momento del \bar{n} con la suma de los momentos del \bar{p} y el p seleccionado.

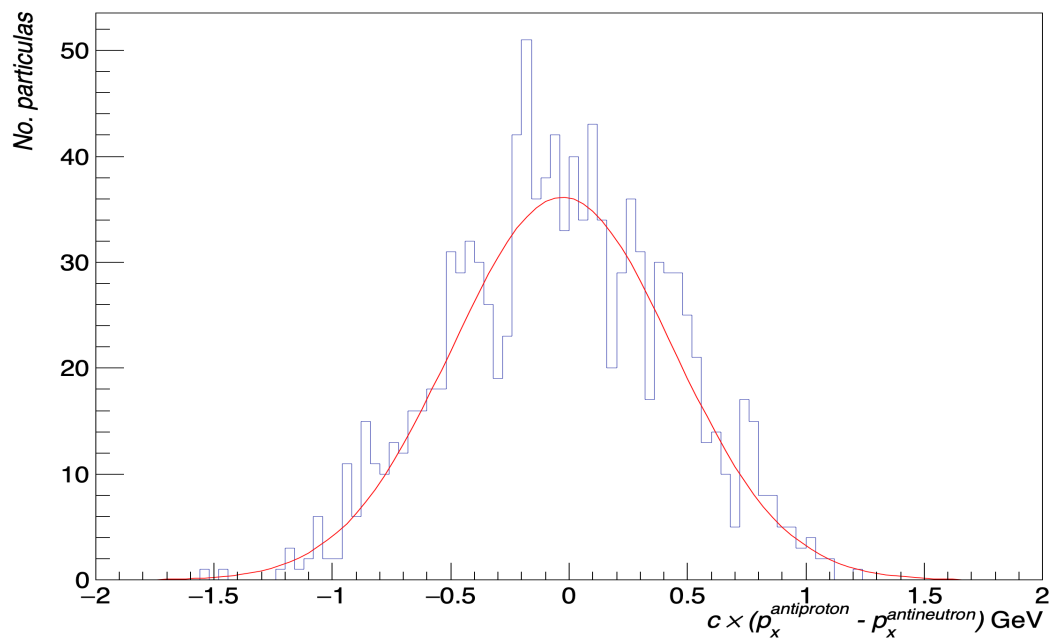


Figura 5.1: Se grafica la diferencia de la componente p_x del momento del \bar{p} y el \bar{n} para los eventos seleccionados como CEX. Se ajusta una función de distribución gaussiana con parámetros $\mu = -2.77 \times 10^{-2}$ y $\sigma = 4.66 \times 10^{-1}$ (rojo).

5.2.2. Correlaciones $\bar{n} - (\bar{p} + p)$

En la sección anterior se mencionó el efecto que la fragmentación del núcleo de silicio tiene en los resultados de este trabajo. Otra consecuencia de este proceso es que entre los fragmentos se encuentran en promedio 5 protones por evento (en los 1127 eventos seleccionados como eventos CEX se produjeron 5256 protones en la interacción del \bar{n} con el blanco). Por lo que fue necesario implementar un criterio de selección para distinguir al p producido por CEX del resto de los protones en cada evento.

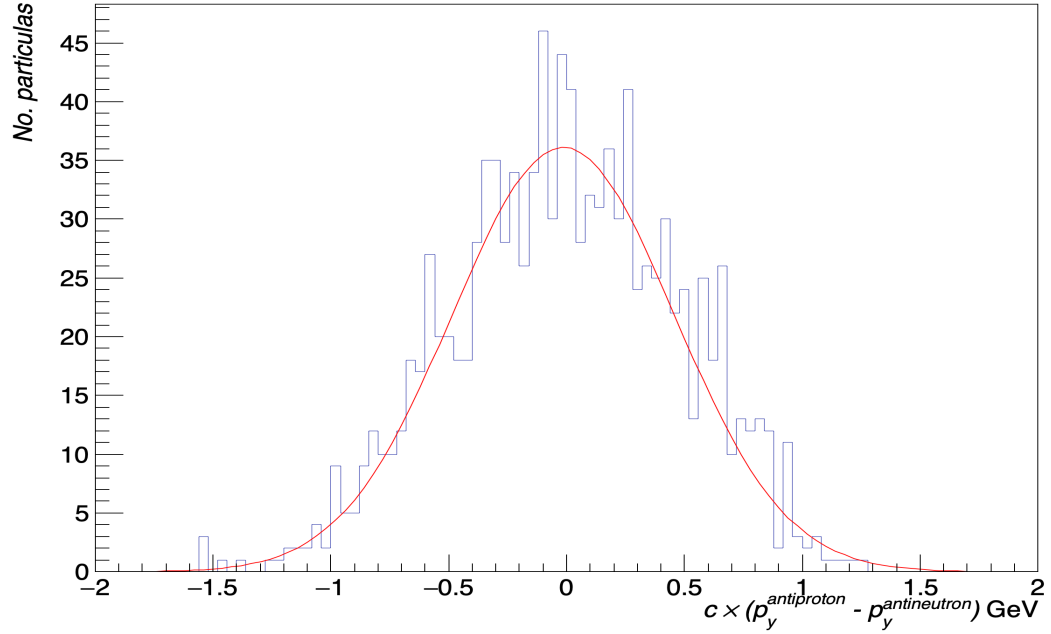


Figura 5.2: Se grafica la diferencia de la componente p_y del momento del \bar{p} y el \bar{n} para los eventos seleccionados como CEX. Se ajusta una función de distribución gaussiana con parámetros $\mu = 1.37 \times 10^{-2}$ y $\sigma = 4.70 \times 10^{-1}$ (rojo).

Con el objetivo de estudiar la factibilidad de identificar al \bar{n} mediante correlaciones con el par $\bar{p} - p$ producido en el CEX, se propuso un método de selección del protón que utiliza la información del \bar{n} proporcionada por la simulación, que se llamará método de selección ilustrativo. Este método consistió en comparar la suma de la energía cinética del \bar{p} y la de cada p producido por el \bar{n} incidente del evento, y compararla con la energía cinética del \bar{n} , de tal forma que el p seleccionado en esta parte del proceso es aquel cuya energía permite aproximarse más a la del \bar{n} emitido por la fuente. Este proceso se repite para cada componente del momento, guardando el número de identificación del *track*¹ del p seleccionado en cada caso. Al terminar se compara éste número, si es el mismo en los cuatro casos, el evento se cuenta como uno en el que el p de CEX puede identificarse. El número de eventos dónde es posible identificar al protón producido por CEX fue de 188 (el 16.68% de los eventos de CEX).

¹El número de identificación de *track* o *TrackID* es el número que identifica cada una de las partículas producidas en un evento simulado en GEANT4

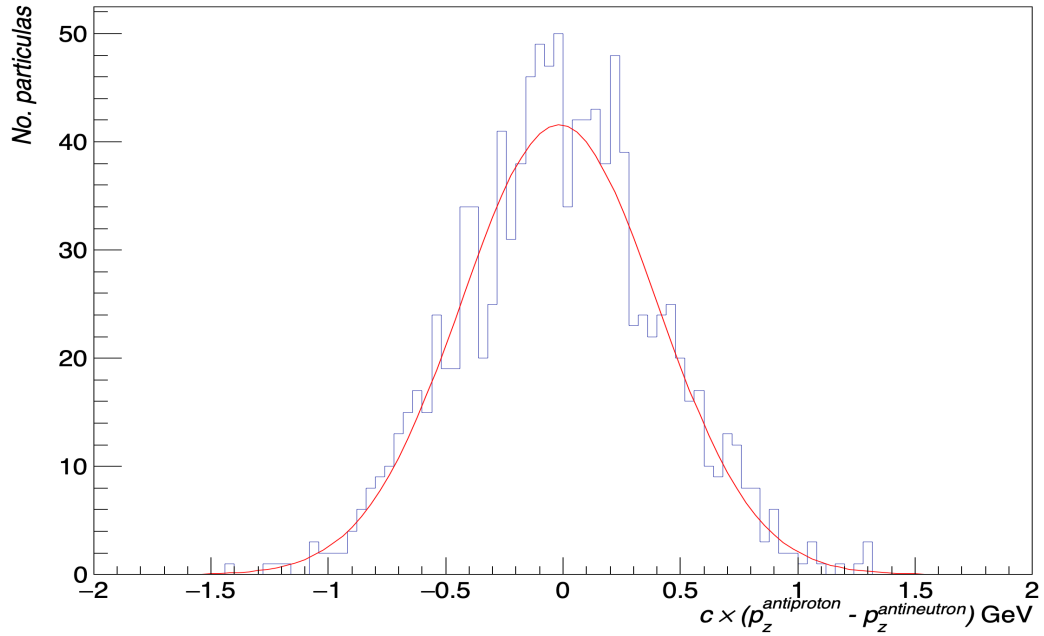


Figura 5.3: Se grafica la diferencia de la componente p_z del momento del \bar{p} y el \bar{n} para los eventos seleccionados como CEX. Se ajusta una función de distribución gaussiana con parámetros $\mu = -1.66 \times 10^{-2}$ y $\sigma = 4.16 \times 10^{-1}$ (rojo).

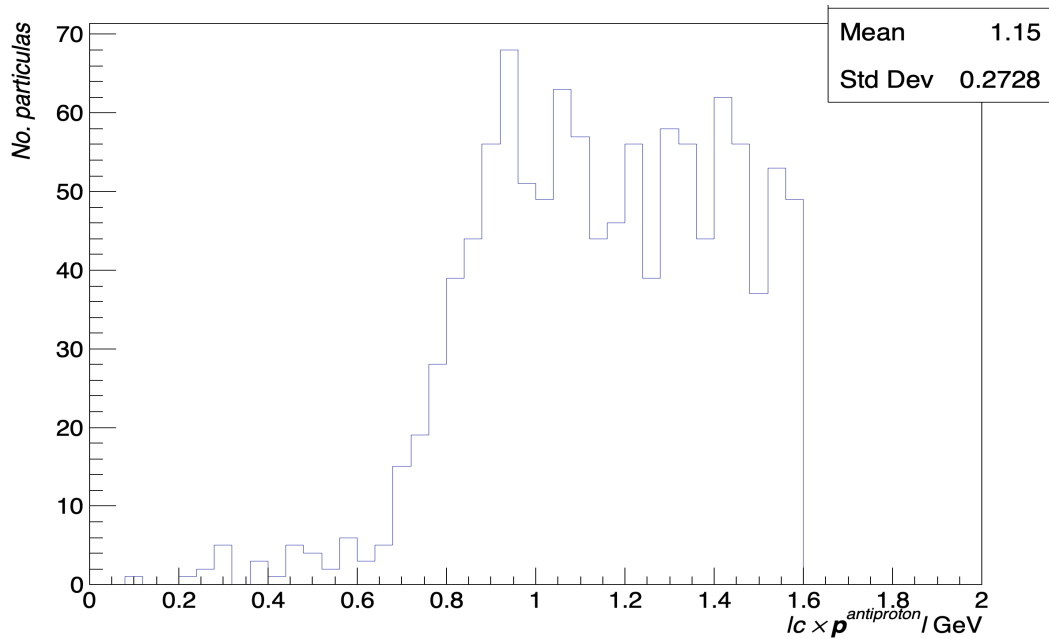


Figura 5.4: Distribución de la norma del momento de los \bar{p} seleccionados como provenientes de CEX.

En la figura 5.5 se muestra la distribución de la norma del momento resultante de la suma $c \times (\mathbf{p}^{antiproton} + \mathbf{p}^{proton})$. Se observa un pico angosto cuyo máximo es aproximadamente 1.6 GeV, que muestra la calidad de la correlación existente entre los momentos del \bar{n} y el par $\bar{p} - p$ resultante de la reacción. Además, si bien en solo el 16 % de los eventos de CEX puede identificarse al p , considerando la desviación estándar como la incertidumbre asociada al método, incluir al p proveniente de CEX redujo la incertidumbre con la que puede determinarse el momento del \bar{n} a ± 0.20 GeV. De esta forma, la identificación del antineutrón parece factible en estos eventos, pues una vez que se identifica al protón que proviene de CEX, la información que se obtiene de su momento en conjunto con la del antiprotón da una medida de las propiedades del antineutrón.

Las estructuras en forma de picos que se observan en la figura 5.5 y más adelante en las figuras 5.7, 5.11 y 5.12, no tienen algún significado físico, se deben a que la estadística no permitió usar un *binning* más apropiado para las gráficas.

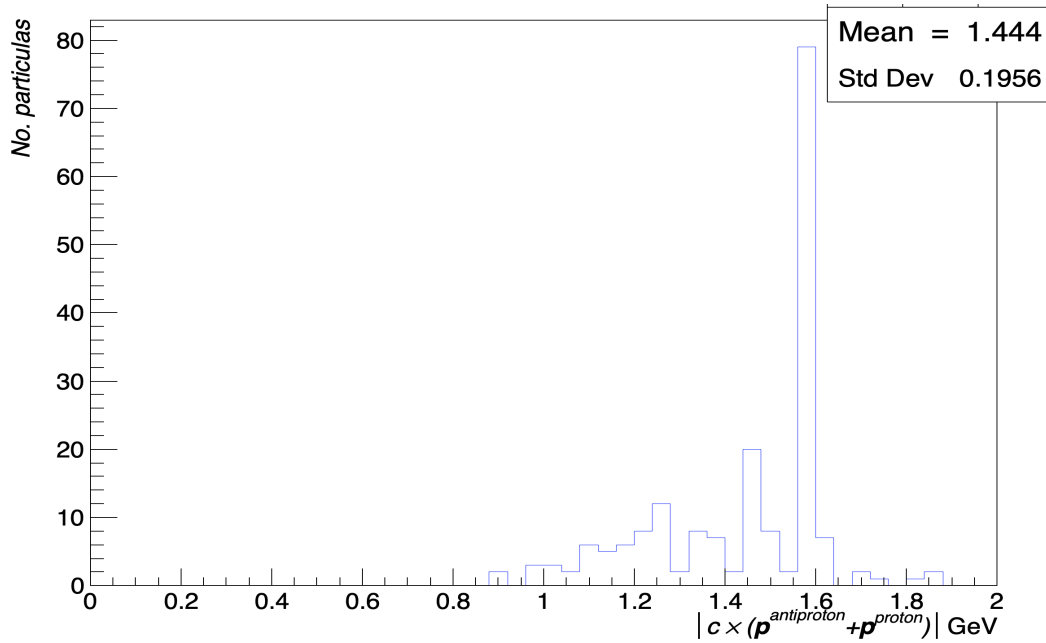


Figura 5.5: Distribución de la norma de la suma de los momentos del \bar{p} y el p , provenientes de los eventos de CEX donde es posible identificar al p de CEX mediante el método ilustrativo.

5.3. Identificación del par $\bar{p} - p$ producido por la reacción de CEX

Los resultados presentados en la sección anterior indican que en aproximadamente el 0.02 % de los eventos podría identificarse al antineutrón mediante correlaciones con los productos de la reacción de CEX. Este porcentaje parece pequeño pero, dado el alto número de colisiones por segundo que ocurren en el LHC (600 millones de colisiones por segundo [44]), la estadística debería ser bastante buena en poco tiempo. Considerando que se producen en promedio 3 antineutrones en una colisión $p - p$ a altas energías (figura 4.3), en el estado actual del LHC se identificarían aproximadamente 300,000 \bar{n} cada segundo, por lo que la identificación del \bar{n} parece factible.

Dado que hasta este punto el análisis de los datos se basó en la información que se tiene del antineutrón por tratarse de una simulación, el siguiente objetivo es proponer un método para identificar al protón producido por la reacción de CEX sin utilizar esta información. El método que se propone (referido posteriormente como método geométrico) se basa en un argumento geométrico. Dado que se conocen los vectores de momento $\mathbf{p}^{\text{antineutron}}$ y $\mathbf{p}^{\text{antiproton}}$ así como el vértice de interacción (punto donde el \bar{n} y el n del núcleo de silicio interactuaron y se produjo la reacción de CEX), es posible obtener la ecuación del plano definido por estos vectores que contiene al vértice. También se sabe que el \bar{n} se produjo en el origen (vértice primario), por lo que si no hubiera pérdida de energía por la fragmentación, el plano definido debería contener al origen (figura 5.6). En el código se obtienen las ecuaciones generales de los planos definidos por el vértice de interacción, el vector momento del \bar{p} y el vector momento de cada uno de los protones producidos por el \bar{n} incidente del evento. Se guarda el número de identificación del *track* del p cuya ecuación general se aproxime más a 0 al sustituir las coordenadas del origen. Para eliminar los eventos donde la pérdida de energía y momento por fragmentación sea muy importante, también se busca el protón cuya energía y momento maximizan la suma $E_k^{\text{antiproton}} + E_k^{\text{proton}}$ y la norma del vector $c \times (\mathbf{p}^{\text{antiproton}} + \mathbf{p}^{\text{proton}})$. Si el p seleccionado en

los tres casos es el mismo, se considera que es posible identificar al p proveniente de CEX en el evento.

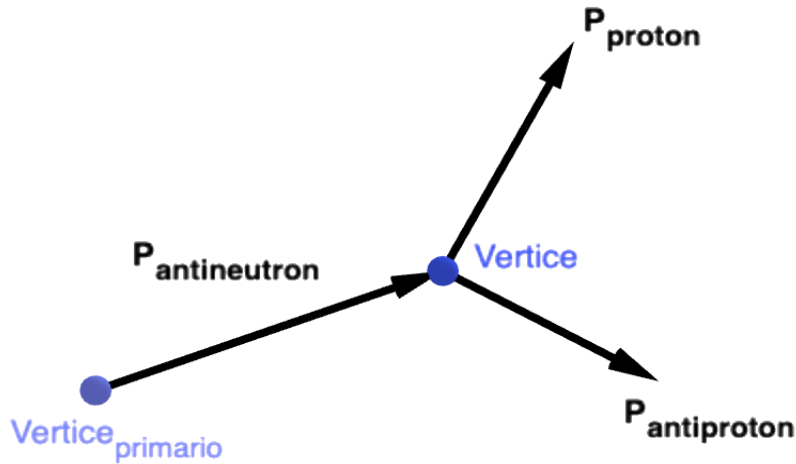


Figura 5.6: Los vectores de momento del p y el \bar{p} en conjunto con el vértice de interacción forman un plano único que, sin considerar pérdidas de energía por fragmentación, debería contener al vértice primario.

Se obtuvieron 161 eventos en los que fue posible identificar al protón producido por CEX, de acuerdo al procedimiento antes descrito. La distribución de la norma del vector suma $c \times (\mathbf{p}^{\text{antiproton}} + \mathbf{p}^{\text{proton}})$ se muestra en la figura 5.7. Al igual que en el caso anterior, se obtiene una correlación entre los momentos del \bar{n} y los productos de la reacción de CEX (el pico de la distribución está alrededor de 1.6 GeV) y una incertidumbre para el momento semejante, ± 0.21 GeV.

En las figuras 5.8 a 5.11, se grafican los resultados obtenidos por ambos métodos (ilustrativo y geométrico) para las diferentes componentes y la norma del vector $c \times (\mathbf{p}^{\text{antiproton}} + \mathbf{p}^{\text{proton}})$, contra los valores correspondientes del momento del \bar{n} . Los resultados obtenidos por ambos métodos tienen distribuciones muy similares, y muestran una correlación similar entre los mo-

mentos del \bar{n} y los productos de la reacción; se observa que la distribución de los puntos $(P_i^{p+\bar{p}}, P_i^{\bar{n}})$ con $i = x, y, z$, se concentra sobre la diagonal, además de tener un máximo cercano a 1.6 GeV en la distribución de la norma del vector suma de momentos. Estos resultados indican que el método propuesto permite seleccionar al protón proveniente de CEX, en eventos donde las propiedades de los productos de la reacción determinan las propiedades del antineutrón con la misma calidad (con un cierto error) que lo que se puede lograr considerando la información del \bar{n} para seleccionar al p producido.

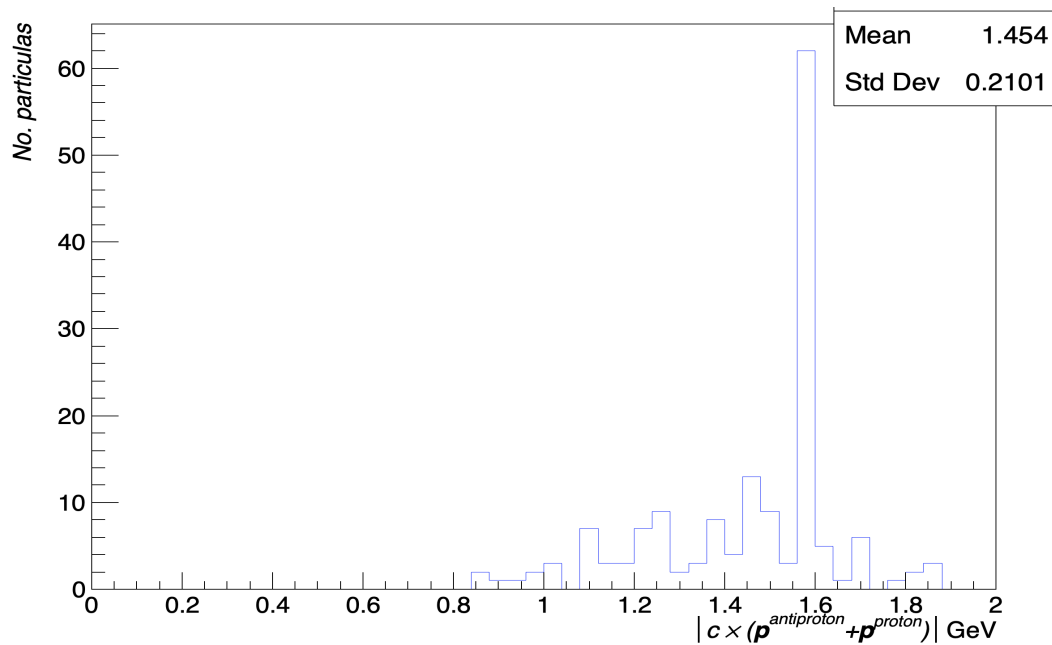


Figura 5.7: Distribución de la norma de la suma de los momentos del \bar{p} y el p , provenientes de los eventos de CEX donde es posible identificar al p de CEX mediante el método geométrico.

5.4. Resultados para una distribución de energía lineal

Para comprobar el buen funcionamiento del método de identificación propuesto, se consideró una fuente de antineutrones con una distribución lineal de energía entre 0 y 2 GeV. Del millón de eventos analizados, 904 fueron identificados como eventos de CEX, y de ellos 130 como eventos en los que podía identificarse al p producido en la reacción empleando el método

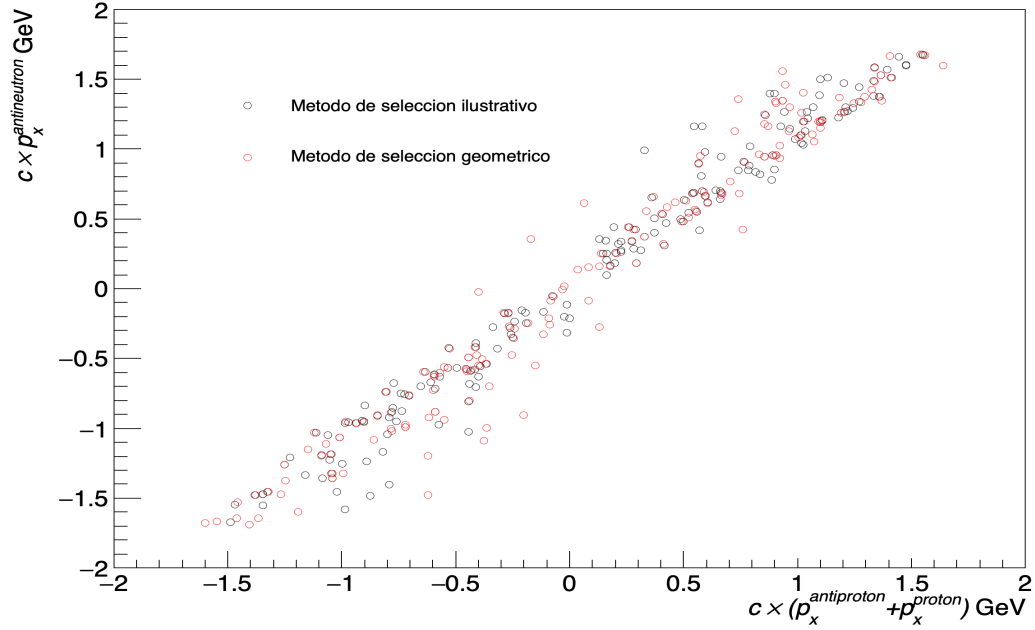


Figura 5.8: Se grafica la distribución de la suma $c \times (p_x^{antiproton} + p_x^{proton})$ para el protón seleccionado por el método ilustrativo (negro) y por el método de selección geométrico (rojo), contra la componente $c \times p_x$ del momento del \bar{n} .

geométrico. Esto quiere decir que se obtuvo una eficiencia de conteo de 0.09 % y una eficiencia de identificación del 0.013 %. Los resultados obtenidos se muestran en las figuras 5.12 y 5.13. En la figura 5.12 se observa que, al igual que en el caso monoenergético, los resultados obtenidos empleando ambos métodos (ilustrativo y geométrico) de selección para el p proveniente de CEX son muy similares. Por otro lado, en la figura 5.13 se muestra la distribución de la norma de la suma de los momentos de estos productos contra la del momento del \bar{n} , considerando el error obtenido en el caso monoenergético para el método de selección geométrico. Como se puede observar, considerando la incertidumbre, en la mayoría de los eventos seleccionados es posible reproducir las propiedades del \bar{n} a a partir de las del par $\bar{p} - p$ producido en la reacción de CEX, lo que indica que en estos eventos el momento del \bar{n} y el de los productos de la reacción están bastante correlacionados.

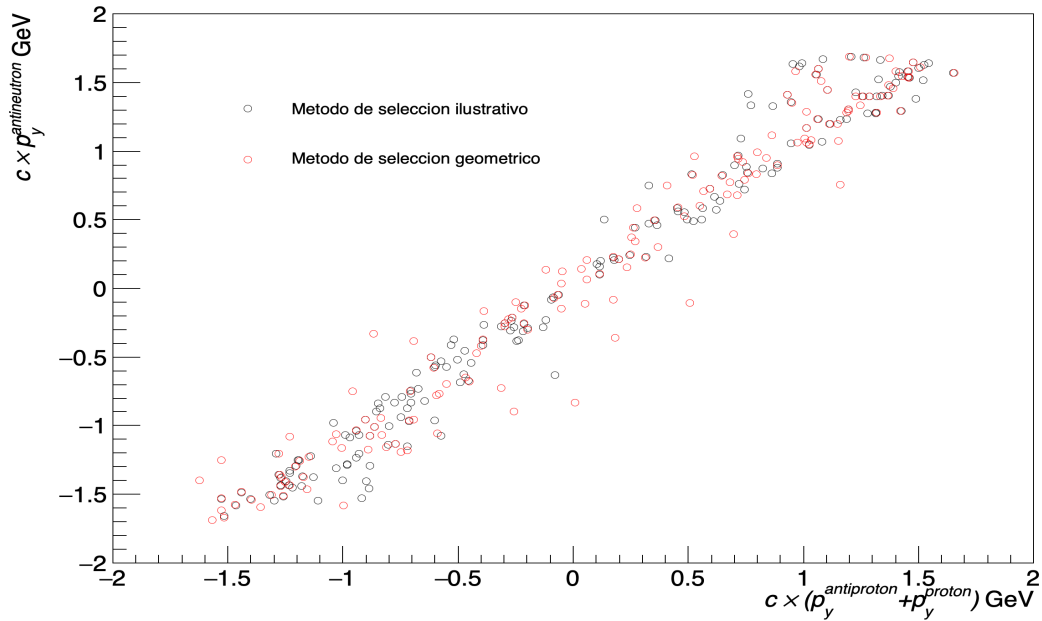


Figura 5.9: Se grafica la distribución de la suma $c \times (p_y^{antiproton} + p_y^{proton})$ para el protón seleccionado por el método ilustrativo (negro) y por el método de selección geométrico (rojo), contra la componente $c \times p_y$ del momento del \bar{n} .

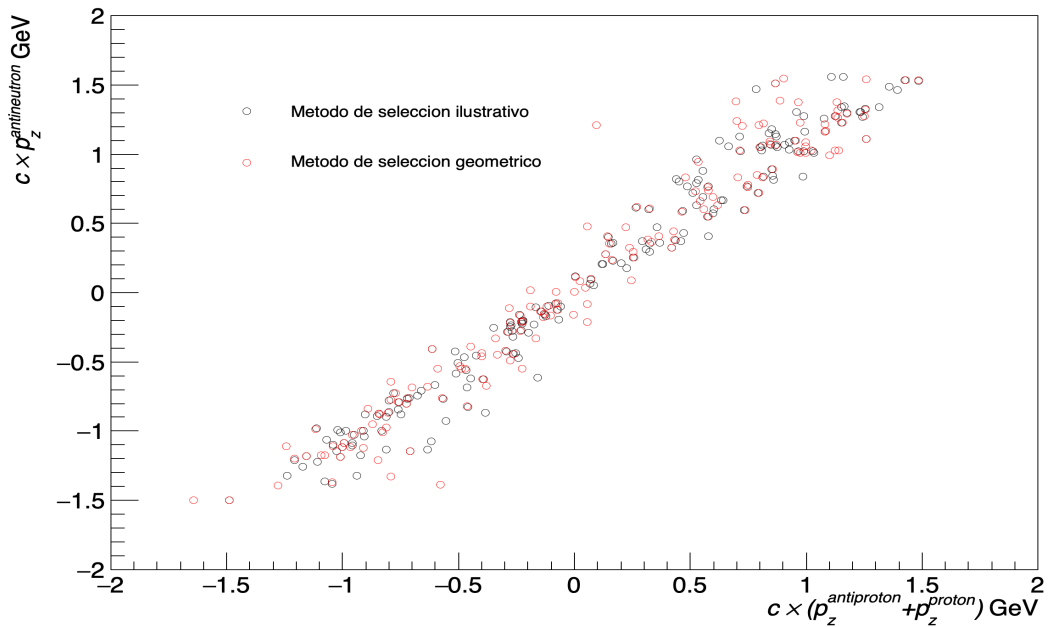


Figura 5.10: Se grafica la distribución de la suma $c \times (p_z^{antiproton} + p_z^{proton})$ para el protón seleccionado por el método ilustrativo (negro) y por el método de selección geométrico (rojo), contra la componente $c \times p_z$ del momento del \bar{n} .

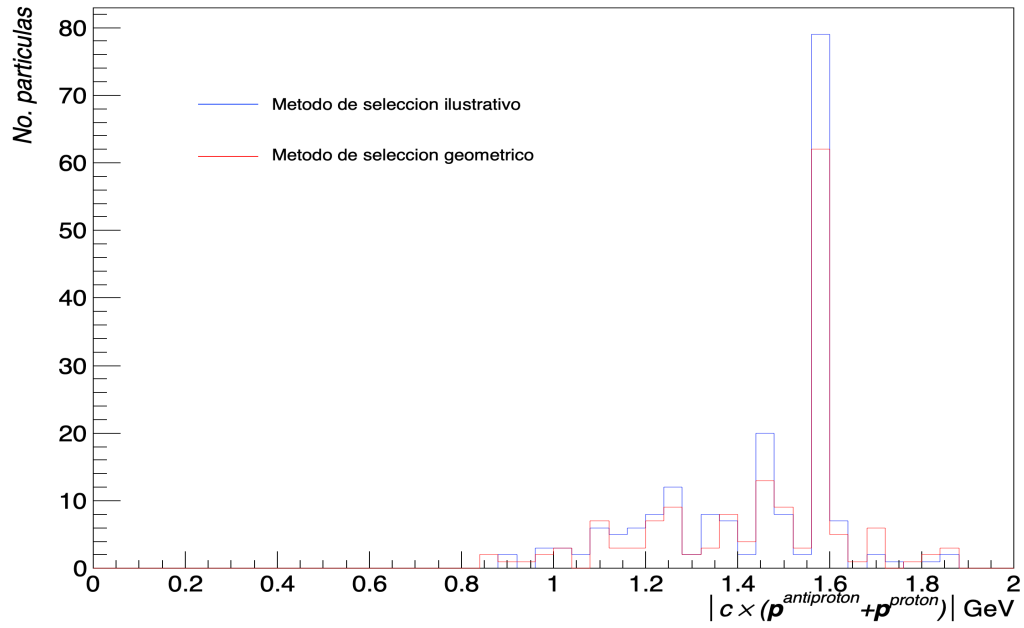


Figura 5.11: Se grafica la distribución de la norma del vector $c \times (\mathbf{p}^{antiproton} + \mathbf{p}^{proton})$ para el protón seleccionado por el método ilustrativo y por el método de selección geométrico, contra la norma del momento $c \times \mathbf{p}^{antineutron}$ del momento del \bar{n} .

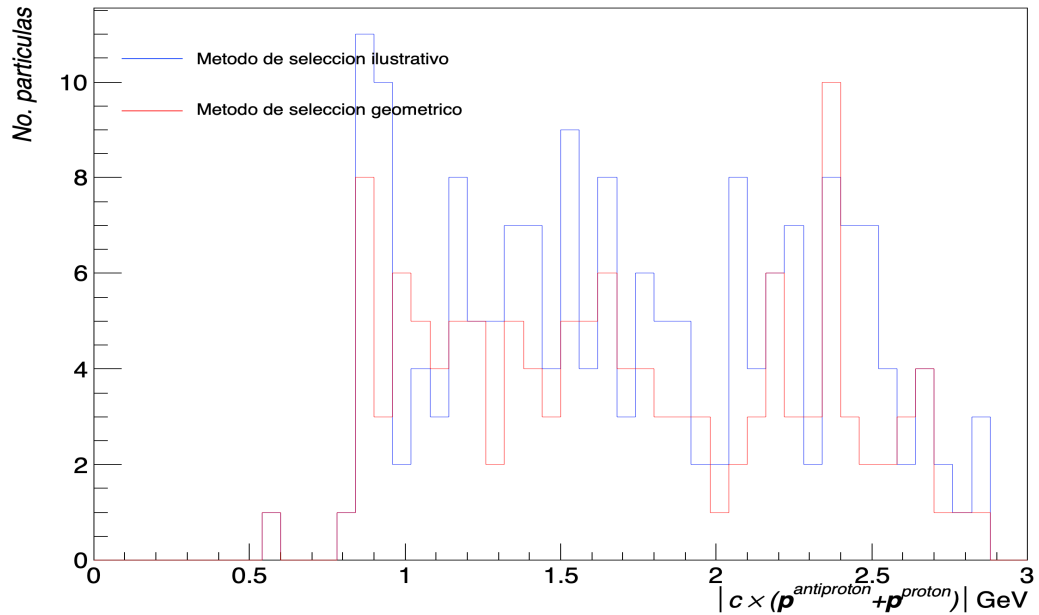


Figura 5.12: Se grafica la distribución de la norma del vector $c \times (\mathbf{p}^{antiproton} + \mathbf{p}^{proton})$ para el protón seleccionado por ambos métodos, y para una distribución de energía lineal de los \bar{n} .

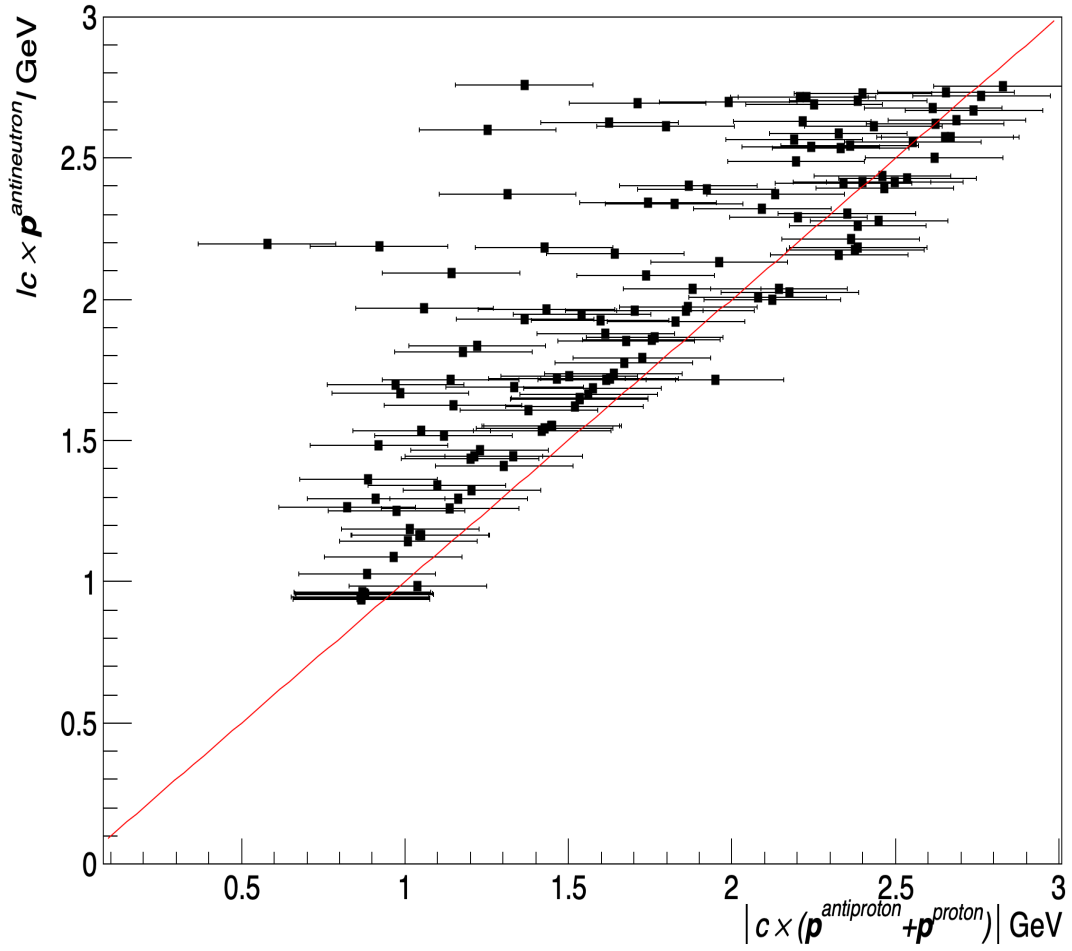


Figura 5.13: Se grafica la distribución de la norma del vector $c \times (\mathbf{p}^{\text{antiproton}} + \mathbf{p}^{\text{proton}})$ para el protón seleccionado por el método geométrico y considerando el error de ± 0.2101 GeV determinado en el caso monoenergético, contra la norma del vector $c \times \mathbf{p}^{\text{antineutron}}$, para una distribución de energía lineal de los \bar{n} .

Capítulo 6

Conclusiones

El objetivo de este trabajo fue cuantificar e identificar la producción de antineutrones en las colisiones, $p - p$ o entre núcleos pesados, que ocurren en ALICE. Para ello, se propuso utilizar los núcleos del silicio del que está hecho el detector ITS de ALICE como un blanco en el que los antineutrones producen un par $\bar{p} - p$ por medio de la reacción de intercambio de carga CEX, $\bar{n} + n \rightarrow \bar{p} + p$, por ser estos últimos más fáciles de identificar al tratarse de partículas cargadas. Este estudio se realizó mediante una simulación en GEANT4 de una fuente de antineutrones (monoenergética de 1 GeV y con una distribución angular isotrópica) colocada en el centro de un detector de silicio con la geometría del ITS, que permitió calcular la sección eficaz de CEX en silicio y estudiar las correlaciones de momento existentes entre el \bar{n} y el par $\bar{p} - p$ producido en la reacción.

Se concluyó que utilizar la reacción de CEX es un método factible para contar los antineutrones producidos con una eficiencia del 0.11 % ($\sigma_{CEX} = 18.74 \pm 0.41$ mb), ya que cada evento de CEX se puede asociar a un \bar{n} . En cuanto a la identificación de los antineutrones, se encontró que la correlación existente entre los momentos del \bar{n} y el \bar{p} producido en la reacción no es lo suficientemente fina para identificar al \bar{n} a través de ella. Fue necesario proponer un método para identificar al p producido en la reacción y descartar los eventos en los que la pérdida de energía debida a la fragmentación de los núcleos de silicio fuera muy grande, para

obtener eventos en los cuales los momentos del \bar{p} y el p determinan el momento del \bar{n} con una incertidumbre de 0.21 GeV (correspondiente a la desviación estándar de la distribución de la suma de los momentos del par $\bar{p} - p$). Se encontró que la eficiencia de identificación de los \bar{n} empleando el método de selección propuesto es del 0.016 %, es decir que el momento y la energía de aproximadamente uno de cada 6000 antineutrones producidos podría determinarse por este método. Considerando que se producen en promedio 3 antineutrones en una colisión p-p a altas energías, en el estado actual del LHC (600 millones de colisiones por segundo [44]) se identificarían aproximadamente 300,000 \bar{n} cada segundo o un \bar{n} cada 2000 colisiones, por lo que se obtendría una buena estadística en poco tiempo.

Finalmente, usando una fuente de antineutrones con una distribución de energía lineal de 0 a 2 GeV, se comprobó el buen funcionamiento de la técnica propuesta al encontrar eficiencias similares a las encontradas en el caso monoenergético. En la mayoría de los eventos seleccionados, considerando la incertidumbre, es posible reproducir las propiedades del \bar{n} a partir de las de pares $\bar{p} - p$ producidos es la reacción de CEX. Cabe recalcar que, considerar a la desviación estándar de la distribución de la suma del momento de los productos de la reacción en el caso monoenergético como la incertidumbres de la técnica, es solo una consideración preliminar y se requiere un estudio más detallado.

Los resultados obtenidos en este trabajo muestran que es factible emplear la reacción de CEX para caracterizar la producción de antineutrones de las colisiones de iones a altas energías realizadas en experimentos como ALICE, donde este tipo de reacciones debió ocurrir con suficiente frecuencia durante sus primeras corridas, y cuyo sistema de seguimiento (conformado por el ITS y la TPC) proveería la información necesaria para emplear esta técnica,

Referencias Bibliográficas

- [1] O. Chamberlain, E. Segrè, C. Wiegand, and T. Ypsilantis, *Phys. Rev.* **100**, 947 (1955).
- [2] J. M. Brabant, B. Cork, N. Horowitz, B. J. Moyer, J. J. Murray, R. Wallace, and W. A. Wenzel, *Phys. Rev.* **101**, 498 (1956).
- [3] W. N. Cottingham and D. A. Greenwood, *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*, 2nd ed. (Cambridge University Press, 2007).
- [4] CERN, “<https://home.web.cern.ch/science/physics/higgs-boson>,” (16 de Enero de 2022).
- [5] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, Physics textbook (Wiley, 2008).
- [6] S. Braibant, G. Giacomelli, and M. Spurio, *Particles and fundamental interactions. An introduction to particle physics. 2nd ed* (2012).
- [7] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **179**, 1547 (1969).
- [8] D. J. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev. D* **8**, 3633 (1973).
- [9] H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1346 (1973).
- [10] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, and W. Rodejohann, *Particles and Nuclei An Introduction to the Physical Concepts* (Springer, 2014).
- [11] T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).

- [12] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson, [Phys. Rev. **105**, 1413 \(1957\)](#).
- [13] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, [Phys. Rev. Lett. **13**, 138 \(1964\)](#).
- [14] “Particle data group,” (2022).
- [15] E. Rutherford, [Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character **97**, 374 \(1920\)](#).
- [16] J. S. Chadwick, [Nature **129**, 312 \(1932\)](#).
- [17] M. Gell-Mann and A. Pais, [Phys. Rev. **97**, 1387 \(1955\)](#).
- [18] B. Cork, G. R. Lambertson, O. Piccioni, and W. A. Wenzel, [Phys. Rev. **104**, 1193 \(1956\)](#).
- [19] C. A. Coombes, B. Cork, W. Galbraith, G. R. Lambertson, and W. A. Wenzel, [Phys. Rev. **112**, 1303 \(1958\)](#).
- [20] C. K. Hinrichs, B. J. Moyer, J. A. Poirier, and P. M. Ogden, [Phys. Rev. **127**, 617 \(1962\)](#).
- [21] J. Button, T. Elioff, E. Segrè, H. M. Steiner, R. Weingart, C. Wiegand, and T. Ypsilantis, [Phys. Rev. **108**, 1557 \(1957\)](#).
- [22] T. Bressani and A. Filippi, [Phys. Rep. **383**, 213 \(2003\)](#).
- [23] T. Bressani and A. Filippi, [Physics Reports-review Section of Physics Letters - PHYS REP-REV SECT PHYS LETT **383**, 213 \(2003\)](#).
- [24] M. Cresti, L. Peruzzo, and G. Sartori, [Phys. Lett. B **177**, 206 \(1986\)](#).
- [25] T. Bressani and F. Iazzi, in *Institute of Physics Conference*, 124, edited by C. Amsler and D. Urner (Bristol, 1992) p. 193.
- [26] M. Tejeda-Yeomans, “Heavy-ion physics: freedom to do hot, dense, exciting qcd,” (2020).

- [27] J. Letessier and J. Rafelski, *Hadrons and Quark-Gluon Plasma*, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology (Cambridge University Press, 2002).
- [28] C. Nygaard, *Master's thesis*, University of Copenhagen, Niels Bohr Institute (2007).
- [29] C. Wong, *Introduction to High-energy Heavy-ion Collisions*, Introduction to High-energy Heavy-ion Collisions (World Scientific, 1994).
- [30] D. Gomez, *Generador de núcleos ligeros en colisiones de iones pesados ultrarelativistas, a través del modelo de coalescencia*, Master's thesis, Univesidad Nacional Autónoma de México, Posgrado en Ciencias (Física), Instituto de Física (2014).
- [31] E. Garcia-Solis, in *APS April Meeting Abstracts*, APS Meeting Abstracts, Vol. 2015 (2015) p. X12.001.
- [32] “[The large hadron collider](#),” (2022).
- [33] “[Lhc the guide](#),” (2022).
- [34] “[Cms detector](#),” (2022).
- [35] “[Alice](#),” (2022).
- [36] “[Cern document server](#),” (2022).
- [37] T. Collaboration, K. Aamodt, A. Abrahantes, R. Achenbach, S. Acounis, D. Adamova, C. Adler, M. Aggarwal, F. Agnese, G. Aglieri Rinella, Z. Ahammed, A. Ahmad, N. Ahmad, S. Ahmad, A. Akindinov, P. Akishin, D. Aleksandrov, B. Alessandro, R. Alfaro, and M. Zuffa, *Journal of Instrumentation* **3**, S08002 (2008).
- [38] S. Beolè, *Physics Procedia* **37**, 1062 (2012).
- [39] “[Research gate](#),” (2022).
- [40] M. Broz, *Nuclear Physics A* **904**, 429 (2013).

- [41] S. Acharya, D. Adamová, S. P. Adhya, A. Adler, J. Adolfsson, M. M. Aggarwal, G. Aglieri Rinella, M. Agnello, N. Agrawal, Z. Ahammed, S. Ahmad, S. U. Ahn, A. Akindinov, M. Al-Turany, S. N. Alam, D. S. D. Albuquerque, D. Aleksandrov, B. Alessandro, H. M. Alfanda, R. Alfaro Molina, B. Ali, Y. Ali, A. Alici, A. Alkin, J. Alme, T. Alt, L. Altenkamper, I. Altsybeev, M. N. Anaam, C. Andrei, D. Andreou, H. A. Andrews, A. Andronic, M. Angeletti, V. Anguelov, C. Anson, Anti, and et al. (ALICE Collaboration), [Phys. Rev. C **101**, 044907 \(2020\)](#).
- [42] “Overview of geant4 functionality,” (2022).
- [43] R. Schicker, [EPJ Web of Conferences **138** \(2016\), 10.1051/epjconf/201713801021](#).
- [44] F. J.D, “Cern, accelerators and experiments,” (2022).
- [45] A. Kluge, G. Aglieri-Rinella, F. Antinori, M. Burns, I. A. Cali, M. Campbell, M. Caselle, S. Ceresa, R. Dima, D. Elias, D. Fabris, M. Krivda, F. Librizzi, V. Manzari, M. Morel, S. Moretto, F. Osmic, G. S. Pappalardo, A. Pepato, A. Pulvirenti, P. Riedler, F. Riggi, R. Santoro, G. Stefanini, C. Torcato De Matos, R. Turrisi, H. Tydesjo, and G. Viesti, [\(2007\), 10.5170/CERN-2007-007.143](#).