



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

El poder de selección del detector V0A para el experimento ALICE

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:

Andrés Anzo Hernández

DIRECTOR DE TESIS: Dr. Andrés Sandoval Espinosa

MIEMBRO DEL COMITÉ TUTORAL: Dr. Arturo Alejandro Menchaca Rocha

MIEMBRO DEL COMITÉ TUTORAL: Dr. José Alejandro Ayala Mercado



posgrado en ciencias físicas
u n a m

México D.F

2009



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.

A la memoria de:

Ofelia Hernández González.

Agradecimientos

Deseo expresar mi más vivo agradecimiento a todas aquellas personas que forman parte de mi vida y que me otorgaron con creces todo su apoyo y comprensión. A mis mis padres: Dr. Andrés Anzo Chibras y Judith Hernández González, a quienes con mucho cariño les dedico todo el esfuerzo impreso en cada página de la presente tesis. También agradezco a Rafael, Aranza y Pamela por todo el apoyo que me han brindado. A mis abuelos Rosa Chibras y Andrés Anzo, y a mi tía Hortensia por toda su ayuda y confianza que siempre me han otorgado.

Quiero también agradecer al grupo de física experimental nuclear y de altas energías del Instituto de Física de la UNAM por permitirme participar en el proyecto V0A y por su apoyo y confianza que depositaron en mi. Al Dr. Arturo Menchaca por haber hecho importantes observaciones al primer manuscrito. Al Dr. Rubén Alfaro por ayudarme a iniciar mis estudios en los paquetes computacionales usados en la presente tesis. Al Dr. Belmont un doble agradecimiento por ser parte de mi jurado y por todas aquellas gratas conversaciones que compartí conmigo.

Un agradecimiento especial a mi asesor: Dr. Andrés Sandoval Espinosa por toda su disponibilidad para explicarme con sobrada paciencia aspectos siempre interesantes de la física y por compartir conmigo toda su experiencia en el área. Le agradezco también su interés en el presente proyecto de tesis, sus múltiples observaciones que beneficiaron a una mejor comprensión de los temas, a su hospitalidad y sobre todo a su amistad.

A los miembros de mi jurado: Dr. José Alejandro Ayala Mercado y al Dr. Lukas Nellen Filla del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM les agradezco sus observaciones realizadas a la tesis y por sus comentarios que ayudaron a mejorarla. También agradezco al Dr. Luis Manuel Montaña Zetina del Departamento de Física del CINVESTAV por la revisión que realizó al presente trabajo, por las correcciones hechas a la misma y por sus comentarios que favorecieron al texto y a entender mejor los distintos temas planteados.

También deseo expresar mi más sincero agradecimiento a las personas que a lo largo de mi carrera me han brindado su amistad. Sin ningún orden en especial, agradezco en primer lugar a mis amigos que desde mis estudios de licenciatura en la BUAP me acompañaron en el posgrado: Bianey, Gama, Aldo, Marcos; por los muy agradables momentos compartidos. A mis queridos amigos que conocí durante el posgrado y con los que pude compartir innumerables vivencias: Laura, Hermes, Mariana, Adriana, Adiv, Matthieu, Victor Hugo, Oscar y a todos aquellos que me regalaron su amistad y que su nombre no figura en esta pequeña lista.

Agradezco el apoyo económico que me brindó el CONACYT para realizar mis estudios de maestría en el IF-UNAM. Al proyecto HELEN del programa ALFA de la Unión Europea un agradecimiento especial por la beca que me otorgó para realizar una estancia en el CERN para la calibración del VOA, gracias a la cual pude realizar una parte importante del presente trabajo. También agradezco al programa PAPIIT IN-115507 por su apoyo económico para finalizar este proyecto de tesis.

Índice general

Agradecimientos	III
Introducción	v
1. El Plasma de Quarks y Gluones	1
1.1. Clasificación de las partículas	1
1.2. Los quarks	3
1.2.1. El color de los quarks	5
1.2.2. Predicciones de la Cromodinámica Cuántica	5
1.2.3. Nuevas partículas	8
1.3. El Plasma de Quark y Gluones	8
1.3.1. El modelo de bolsa MIT	9
1.3.2. QGP a temperaturas y densidades bariónicas altas	10
1.3.3. Transiciones de fase y punto crítico	13
1.4. QCD en la red	14
1.5. Producción del QGP	16
1.5.1. Colisiones de iones pesados	16
1.5.2. ALICE en el LHC	17
1.6. Predicciones para el LHC	20
2. Interacciones protón-protón	25
2.1. Colisiones partónicas	25
2.2. Producción de partículas	26
2.2.1. Modelo de cuerda	27
2.2.2. El modelo de Lund	30
2.3. Lluvia partónica	33
2.4. Software para la simulación	33
2.4.1. AliRoot	33
2.4.2. Generador de eventos	36
2.4.3. Pythia	36
3. El detector V0A	41
3.1. Descripción General	41
3.2. Estructura del detector V0A	43
3.2.1. Interacción con la materia	43
3.2.2. Materiales de centelleo	47
3.2.3. Fibras corredoras de frecuencia	49
3.2.4. Tubos Foto-Multiplicadores	50
3.3. Funciones del V0A	51
3.3.1. Señal de disparo	51
3.3.2. Cálculo del vértice	51

3.3.3. Medición del parámetro de impacto	53
3.3.4. Luminosidad	56
4. Simulación del Experimento	59
4.1. Condiciones iniciales de la Simulación	59
4.2. Resultados Generales de la Simulación	61
4.2.1. Distribución de Hits sobre el V0A	61
4.2.2. Distribución del vértice	62
4.2.3. Tiempo de vuelo	64
4.2.4. Partículas Primarias	65
4.2.5. Distribución en η	67
4.2.6. Distribución en p_t	68
4.3. Selección de eventos	69
4.3.1. Número de celdas con señal	70
4.3.2. Carga en el V0A	73
4.3.3. Cortes en el número de celdas con señal	78
4.3.4. Cortes en la carga	80
5. Conclusiones	83
A. Variables Cinemáticas	87
A.1. Variable de rapidez	88
A.2. Variable de seudorapidez	89
B. Resultados de los ajustes	91
B.1. Multiplicidad vs Número de celdas con señal	91
B.2. Número de primarias vs Número de celdas con señal	92
B.3. Multiplicidad vs Carga	94
B.4. Primarias vs Carga	95

Introducción

Con el descubrimiento del positrón en 1932, y gracias al detector que se utilizó conocido como *cámara de niebla*, empezó la preocupación por usar este último en la búsqueda de nuevas partículas elementales a través de los rayos cósmicos. Fue así como en 1938 *Seth Neddermeyer* y *Carl Anderson* del *Instituto Tecnológico de California*, implementaron el contador Geiger a la cámara de niebla y llegaron al descubrimiento de una nueva partícula con una masa 240 veces a la del electrón. El nombre que se le asignó fue mesotróon (de la raíz griega meso, medio), palabra que cambió a **mesón** y se le asignó la letra griega μ . Tiempo después, en el año de 1948, un grupo de físicos dirigidos por *Cecil F. Power* de la *Universidad de Bristol*, Inglaterra, publicaron los resultados de sus trabajos realizados en el observatorio del Pic du Midi en los pirineos franceses con emulsiones fotográficas. El resultado fue la incorporación de tres nuevas partículas que interactúan fuertemente con el núcleo, se les dio el nombre de **piones** y se le etiquetó con el símbolo π ; la característica principal entre ellas es que se presentan en tres distintos estados de carga eléctrica: una positiva (π^+), una negativa (π^-) y la otra neutra (π^0). Debido a la importancia de su existencia (pues se le asociaba con aquella predicha por Yukawa), muchos de los físicos se concentraron en su estudio. Con estos nuevos resultados fue posible aumentar el repertorio de partículas conocidas, lo que continuó gracias a la implementación de nuevos instrumentos que permitieron tener un control en el laboratorio sobre las partículas energéticas a diferencia de los rayos cósmicos, los cuales sólo aparecían espontáneamente sobre los detectores. El trabajo de estos instrumentos consiste en acelerar cualquier tipo de partícula como electrones o protones o bien núcleos de átomos pesados y cederles una gran cantidad de energía. En febrero de 1929, *Ernest O. Lawrence* de la *Universidad de Berkeley* logró construir una de estas máquinas conocidas como **ciclotrón** que llegó a la cantidad de energía de un millón de voltios. A sus trabajos siguió el desarrollo del **sincrotrón** que logró superar la marca de Lawrence y tiempo después se construyó el **acelerador lineal**. La principal funcionalidad de estos dispositivos es colisionar partículas a muy altas energías, de esta forma una gran variedad de nuevas partículas han ido descubriéndose hasta llegar a la larga lista que hoy conocemos.

El estudio de la dinámica y de las leyes que dictan el comportamiento de las partículas elementales es una de las preocupaciones más importantes de la llamada física de altas energías. En particular, la física de iones pesados ultrarrelativistas se dedica a observar y analizar los fenómenos colectivos que se presentan cuando estas partículas elementales se encuentran bajo una alta presión y temperatura; dichas condiciones como se sabe, estuvieron presentes en los primeros instantes del universo, poco después de la gran explosión nombrada Big Bang. Cuando tales condiciones se alcanzan, la teoría de la interacción fuerte predice que la materia nuclear sufre una transición de fase entre dos estados de la materia nuclear, la primera de ellas es la más conocida por nosotros debido a que es el estado en donde los quarks están confinados y dan forma a diversas partículas, el segundo es llamado el Plasma de Quark y Gluones y es el único estado en donde podemos ver que los quarks se comportan como partículas libres. En el contexto teórico, es posible entender este estado haciendo uso de teorías tan importantes como el modelo estándar, así como también pueden ser usados los métodos y conceptos que nos proporciona la física estadística. En el contexto experimental, el método empleado hasta ahora para reproducir las condiciones óptimas para la formación de tal estado de la materia es mediante la colisión de iones pesados a energías ultrarrelativistas

como las que se efectúan en el colisionador RHIC y en un futuro próximo en el nuevo acelerador llamado LHC. Este último es de gran importancia en la actualidad debido a que podrá alcanzar un nuevo rango de energía, lo que permitirá tener las condiciones para formar el plasma de quarks. De la misma forma se espera que con este nuevo colisionador se pueda dar respuesta a diferentes incógnitas planteadas por el modelo estándar, tales como el origen de la masa de las partículas (en particular, se busca comprobar la existencia del bosón de Higgs), y el porqué tienen estas partículas elementales diferentes masas (es decir que si interactúan con el campo de Higgs); otras de las preguntas importantes de la física que será tratada es entender que es la materia oscura y el porqué representa el 95% de la materia del universo. Todos estos aspectos serán estudiados por diferentes detectores tales como ATLAS, LHCb, CMS y ALICE, este último será el encargado de estudiar al plasma de quark y gluones y por tal motivo será de nuestro interés para el presente trabajo de tesis. Para la construcción de cada uno de sus detectores fue necesario la participación de diferentes países, particularmente México, a través de la UNAM y el CINVESTAV, llevaron a cabo la construcción del detector llamado V0A, el cual como veremos cumple diferentes objetivos para el experimento, el más importante de ellos es la de generar (junto con el detector V0C) una señal de disparo para los detectores centrales de ALICE. Estudiar su comportamiento frente a colisiones protón-protón es el principal objetivo del presente trabajo de tesis, por tal motivo se han dividido los capítulos de la siguiente manera:

El primer capítulo se divide en tres partes, en la primera de ellas se exponen los conceptos básicos referentes a las partículas elementales y de sus interacciones, lo cual nos permitirá tener una base para exponer en la segunda parte del capítulo, la teoría del plasma de quarks y gluones. En la última parte podremos encontrar una exposición sobre el experimento ALICE y de su papel dentro del acelerador LHC, así como también una descripción general de los principales detectores construidos para el experimento. Y finalmente se hablará sobre las predicciones del LHC y de su importancia para la física contemporánea.

En el segundo capítulo veremos los modelos de la producción de partículas en colisiones protón-protón, los cuales son el sustento teórico bajo el cual trabajan los principales programas para la simulación computacional de colisiones de partículas. De esta forma, en la segunda parte se exponen los rasgos generales del programa *AliRoot* y del programa llamado *Pythia*, los cuales serán usados en el presente trabajo de tesis.

Una descripción general sobre el detector V0A será expuesta en el capítulo tres. Primero hablaremos sobre su estructura y de los principios físicos bajo los cuales trabaja. Después se hablará de los objetivos de este detector dentro del experimento ALICE y de los métodos usados para realizarlos.

Finalmente, en el capítulo cuatro presentamos los resultados de la simulación realizada mediante *AliRoot*, en las primeras secciones podemos encontrar las condiciones y los propósitos bajo los cuales realizamos la simulación, para después presentar los resultados generales y por último, realizar el estudio referente al poder de selección del detector V0A.

Capítulo 1

El Plasma de Quarks y Gluones

En las primeras secciones del presente capítulo presentaremos una introducción a las propiedades más importantes de las partículas elementales, debemos mencionar sin embargo, que debido a la brevedad impuesta por el carácter introductorio de tales secciones, nos dedicaremos a exponer los conceptos más importantes que nos ayudarán a entender la teoría referente al Plasma de Quark de Gluones, la cual será el tema de la segunda parte de este capítulo. Sin embargo, es posible consultar en [1],[2],[3],[4],[5],[6],[7] para extender los detalles de la teoría de las partículas elementales. Finalmente, en las últimas dos secciones hablaremos sobre el experimento ALICE y del acelerador de partículas LHC, así como también describiremos su importancia para la física contemporánea.

1.1. Clasificación de las partículas

Una forma de obtener una clasificación de las partículas es mediante el tipo de interacción en la que participan. Recordemos que existen cuatro fuerzas fundamentales dentro de las cuales es posible describir la forma en que las partículas interaccionan. Las fuerzas gravitacionales y electromagnéticas fueron las primeras en ser estudiadas por Isaac Newton en 1666 y por Charles Augustin Coulomb en 1776, respectivamente. Las otras dos fuerzas son llamadas de interacción fuerte y interacción débil, esta última es responsable del decaimiento β y se manifiesta a órdenes de $10^{-16}cm$, y la fuerte es responsable de la cohesión del núcleo y actúa a ordenes de $10^{-13}cm$. Tres de estas interacciones pueden ser estudiadas a partir de la teoría cuántica, hecho que les da un esquema de similitud al tratarlas con las mismas herramientas matemáticas basadas principalmente en el postulado de simetría llamado *el principio de invariancia local de gauge*. Las teorías sustentadas en este principio se conocen como *teorías de gauge* y se caracterizan por ser invariantes frente a transformaciones en algún campo de partículas.

Todas las partículas cargadas son afectadas por la fuerza electromagnética, sin embargo, la mayoría se crean y desintegran mediante la fuerza fuerte, y hay muy pocas que parecen ser afectadas por la fuerza débil, estas últimas son conocidas como *leptones* (de la raíz griega leptos, o ligeros), se distinguen por tener espín $1/2$ y obedecer la estadística de Fermi-Dirac, por tal motivo son llamados fermiones. Existen seis tipos de leptones con diferentes valores de carga, masa y modo de interacción. Tres de estas, el electrón (e), el muón (μ) y el tau (τ) tienen la misma carga -1 y distintas masas. Los otros tres leptones son llamados *neutrinos*, los cuales son eléctricamente neutros y su masa es muy pequeña. A cada partícula se le asocia su correspondiente antipartícula con propiedades idénticas como masa y espín, pero con carga eléctrica opuesta. La conservación del número de leptones nos lleva a introducir un número cuántico llamado *número leptónico*, que se denota con la letra L_l y adquiere el valor $+1$ para leptones, -1 para antileptones y 0 para cualquier otra partícula. Las familias de leptones se forman con el respectivo neutrino asociado a cada leptón,

Capítulo 1. El Plasma de Quarks y Gluones

de esta forma obtenemos la siguiente clasificación: (ν_e, e^-) , (ν_μ, μ^-) y (ν_τ, τ^-) . Estas familias se conservan, por lo que resulta útil introducir otros números cuánticos como el **número electrónico** (L_e), el **número muónico** (L_μ) y el **número tauónico** (L_τ). A estos números se le asigna +1 para el correspondiente leptón cargado y su neutrino, -1 para el antileptón y 0 para cualquier otra partícula. La correspondencia entre estas cantidades es simplemente $L_l = L_e + L_\mu + L_\tau$; la conservación de estos números nos permite tener un criterio para restringir ciertos procesos físicos.

Otras partículas se han descubierto con cierta estructura interna y forman un papel fundamental dentro de la interacción fuerte, estas son conocidas como **hadrones** (de la raíz griega hadrys, o fuerte), y se encuentran compuestas por elementos llamados **quarks**, de los cuales trataremos un poco más adelante. Por lo tanto, a los hadrones compuestos por tres quarks se les asigna el nombre de **bariones** (del griego barys: pesado), los cuales se caracterizan por estar sometidos al principio de exclusión de Pauli (por lo tanto son fermiones). Partículas como Λ , Σ y el protón mismo pertenecen a esta clasificación. Por otro lado, a los hadrones compuestos por un quark y un antiquark reciben el nombre de **mesón** (del griego mesos: medio). El espín de estas partículas toma valores enteros y por lo tanto obedecen a la estadística de Bose-Einstein (por lo tanto son bosones). El número cuántico que asociamos a los bariones es llamado **número bariónico** (N_B), los valores que adquiere son $N_B = 1$ para los bariones (tales como n , p , Λ^0 , $\Sigma^{\pm,0}$ y Θ^0), $N_B = -1$ para la correspondiente antipartícula y $N_B = 0$ para mesones, fotones y leptones.

Otro criterio para la clasificación de las partículas proviene de un número que fue introducido por *Gell-Mann* y *Nishijima* y que ahora conocemos como **extrañeza**. Esta cantidad fue propuesta para dar una explicación al porqué algunas partículas tardaban más tiempo en desintegrarse que otras, tales como las partículas extrañas que se desintegran a órdenes de 10^{-10} seg y las partículas no extrañas (provenientes de resonancias) que se desintegran a órdenes de 10^{-23} seg. Esta cantidad se conserva para interacciones fuertes y no ocurre así para las interacciones débiles, responsables de los decaimientos.

El último criterio que expondremos se relaciona con una variable propuesta por *Werner Heisenberg* en 1932 llamada **isospín**, la cual fue introducida debido a que en ausencia de las fuerzas electromagnéticas y débiles, tanto mesones como bariones presentan una simetría de carga. Recordemos que las partículas se agrupan en familias cuyos miembros sólo se distinguen entre sí por su carga eléctrica, pero las interacciones fuertes no dependen de esta última, es decir, no existe un criterio apropiado para establecer una distinción entre que miembros de la familia participan en la interacción. Fue así el caso del protón y el neutrón en el que se observó que no había efecto alguno al hacer un intercambio de un protón y un neutrón. Pero con el concepto de Isospín de Heisenberg se estableció que estas dos partículas eran estados distintos de una nueva partícula llamada **nucleón**. Los dos estados del nucleón con momento p y espín s pueden ser asociados con la variable intrínseca de isospín, la cual se presenta en un espacio matemático como un vector, tal y como ocurre con el vector de espín. Al igual que este último, el vector de isospín se orienta solo bajo ciertas direcciones permitidas, las cuales se obtienen al implementar las mismas herramientas algebraicas usadas en mecánica cuántica para tratar al espín. De esta forma, el nucleón tiene un isospín I igual a $1/2$; el protón y el neutrón corresponden por lo tanto a I_3 igual a $+1/2$ y $-1/2$ respectivamente. Decimos entonces que el nucleón es un doblete de isospín. Otro ejemplo importante son los piones, los cuales serán tres estados de isospín de una misma partícula, para π^0 , $I_3 = 0$, y para π^+ y π^- , I_3 tendrá los valores $+1$ y -1 respectivamente.

La relación entre la carga eléctrica y las cantidades expuestas con anterioridad está dada por:

$$Q = I_3 + \frac{N_B + S}{2}, \quad (1.1)$$

donde Q es la carga eléctrica (medida en unidades de e), I_3 es la tercera componente de su isospín, N_B es el número bariónico y S es la extrañeza. La suma $N_B + S$ se denomina **hipercarga** Y . Supongamos ahora que hacemos una gráfica en un sistema de coordenadas cuyo eje vertical está la variable de la hipercarga Y , y sobre el eje horizontal tenemos a la tercera componente del isospín I_3 . Cada punto sobre la gráfica representará cualquier partícula, tal y como lo podemos observar en

1.2 Los quarks

la figura 1.1. En este caso podemos observar los bariones Σ dispuestos sobre el eje horizontal, esto se debe a que como sabemos el valor de su hipercarga es cero y los tres estados de isospín de esta partícula son $I_3 = 1, 0, -1$. De la misma forma podemos observar otras familias de bariones como los nucleones, Λ y Ξ dispuestos sobre las gráficas de acuerdo a sus propiedades; las partículas Λ^0 y Σ^0 han sido separadas con el fin de distinguirlas, pero ambas ocupan la misma posición ($Y = 0$ y $I_3 = 0$). Este método fue propuesto de forma independiente por *Murray Gell-Mann* y por *Yuval Ne'eman* en 1961, y fue nombrado el **camino óctuple**. Fue así como se estableció una técnica para ordenar a los bariones y a los mesones de acuerdo a sus características, y de esta forma se puso de manifiesto las conexiones entre las partículas de diferentes familias. Retomando el ejemplo de la figura 1.1, las ocho partículas guardan un parentesco, todas aquellas que se encuentran en una misma fila tienen la misma extrañeza, mientras que todas aquellas que se ubican en una diagonal trazada desde la parte superior izquierda hasta la parte inferior derecha tienen la misma carga eléctrica. Luego entonces, al agrupar de esta forma a las partículas es posible obtener información suficiente sobre sus contribuciones a la interacción fuerte. Este método es semejante a lo ocurrido con la tabla periódica, cuando el número de elementos químicos conocidos se incremento, fue necesario establecer una forma de clasificar y ordenar a estos de forma tal que su propia disposición guardara una relación con sus propiedades físicas. Fue el químico ruso *Dmitri I. Mendeleev* quien se dio cuenta de que si los elementos químicos se colocaban en filas de forma tal que su peso atómico aumentara de izquierda a derecha, y si el número de elementos en las filas se ajustaba adecuadamente, entonces los elementos que se encontraban en la misma columna tenían propiedades químicas semejantes. De hecho, una vez ordenado los elementos, se encontró con que habían lugares donde debería de existir algún otro elemento, esto llevo al descubrimiento del escandio y del germanio. Sin embargo Mendeleev no pudo entender el porqué la tabla periódica seguía tal disposición, tal explicación tuvo que esperar al desarrollo de la teoría de la mecánica cuántica; de forma semejante ocurrió con el camino óctuple, para comprender el porqué las partículas seguía la configuración mencionada fue necesario esperar el desarrollo de nuevos conceptos teóricos y métodos matemáticos como el de los quarks y sus simetrías.

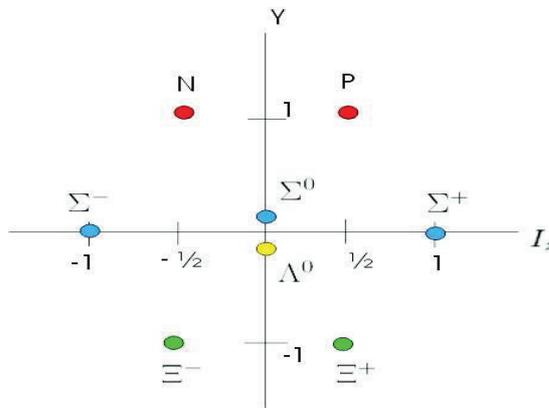


Figura 1.1: Disposición de algunas familias de bariones en el plano Y vs I_3 .

1.2. Los quarks

La incógnita planteada por el camino óctuple fue resuelta en el año de 1964 por *Gell-Mann* del *Instituto Tecnológico de California* y por *George Zweig*, en Ginebra, quienes de forma independiente propusieron una explicación al interesante patrón formado por la posición de los hadrones.

Capítulo 1. El Plasma de Quarks y Gluones

Para lograr tal objetivo fue necesario aceptar la idea de que los bariones y mesones poseían una estructura interna integrada por constituyentes más fundamentales a los que llamarán *quarks* (palabra tomada del libro *Finnegans Wake* de James Joyce). La incorporación de la teoría de grupos (y en especial del grupo $SU(3)$) fue de vital importancia para entender las propiedades de los quarks. Al día de hoy sabemos que existen seis tipos diferentes de sabores de quarks que reciben el nombre de *up* (u), *down* (d), *strange* (s), *charm* (c), *top* (t) y *beauty* (b), más sus correspondientes antiparículas. Siguiendo con las predicciones de la teoría, se demostró entonces que los bariones están compuestos por tres quarks, a cada uno de los cuales se le asigna un número bariónico $N_B = 1/3$. Por lo tanto, de la ecuación (1.1) se sigue que los quarks deben tener una carga fraccionaria (ver tabla 1.1). Para lograr la combinación apropiada de quarks para construir bariones, es necesario saber que combinación de ellos nos darán el espín, la carga y extrañeza adecuada. Algunos ejemplos están ilustrados en la figura 1.2. Consideremos el caso del barión Λ^{++} , el cual como sabemos tiene carga +2, espín 3/2 y extrañeza 0. La combinación de quarks tal que la suma de sus respectivos números cuánticos da como resultado los valores respectivos de este barión es uuu , para obtener un espín total de 3/2 es necesario que el espín de cada uno de estos quarks se encuentre en la misma dirección. Si observamos la estructura del protón, podemos ver que está compuesto por dos quarks u con orientación hacia arriba y un quark d con orientación hacia abajo, pero de igual forma se podría ver que el barión Λ^+ tiene la misma combinación de elementos, pero todos sus espines apuntan hacia arriba, esta diferencia es importante para entender como ocurren los procesos de creación de una partícula. Si consideramos el caso de la desintegración $\Lambda^+ \rightarrow p^+ \pi^0$, podemos ver que el quark d de la Λ cambia su orientación del espín emitiendo un pión y transformándose en un protón. También es posible que no cambie el espín del quark si no su sabor, tal es caso del proceso $\Sigma^+ \rightarrow p^+ \pi^0$, para que pueda ocurrir el quark s del Σ^+ debe cambiar al quark d en un proceso semejante al descrito con anterioridad.

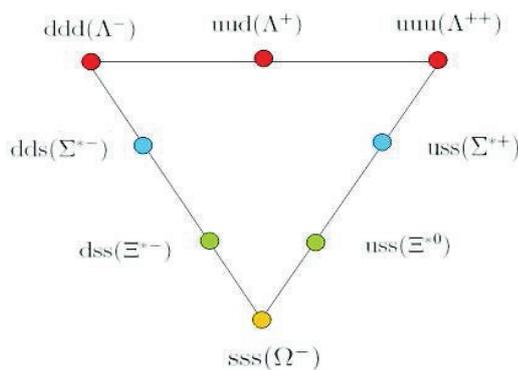


Figura 1.2: Bariones.

El número de combinaciones posibles de tres quarks de tres distintos sabores es 27, existe sin embargo una restricción basada en el principio de simetría. Como es posible observar de la figura 1.2, los estados de las partículas ubicados en las esquinas (uuu, ddd y sss) presentan una simetría bajo el intercambio de cualquier par de quarks, esta propiedad debe de estar presente en el resto de los bariones; para que ocurra esto, entonces el estado completo de ddu se expresa como:

$$\frac{1}{\sqrt{3}}(ddu + udd + dud), \quad (1.2)$$

la cual es simétrica bajo el intercambio de cualquier par de quarks; el factor numérico es necesario para su normalización. Al analizar los otros elementos se encuentra que sólo podemos tener diez

1.2 Los quarks

estados de los veintisiete con esta combinación simétrica. De los diecisiete estados sobrantes, uno es completamente antisimétrico:

$$(dsu + uds + sud - usd - sdu - dus). \quad (1.3)$$

Los dieciséis restantes pueden ser construidos agregando el quark s a la combinación antisimétrica de u y d 's, i.e., $(ud - du)s$ más permutaciones cíclicas.

En el caso de los mesones, recordemos que estos tienen un número bariónico igual a cero, lo que implica que la combinación apropiada para que esto ocurra es la de un quark y un antiquark. Por ejemplo, si consultamos nuevamente en la tabla 1.1, podemos ver que la configuración del mesón π debe de ser un quark u (carga $2/3$) y un antiquark \bar{d} (carga $1/3$).

1.2.1. El color de los quarks

Al revisar la composición del barión Σ^{++} en la sección anterior, pudimos notar que el espín de sus constituyentes apuntaban en la misma dirección ($u \uparrow u \uparrow u \uparrow$), es decir que la función de onda de esta triada de quarks presenta una simetría tanto en su espín como en su sabor. Este hecho representó una contradicción con el principio de Pauli, el cual de forma breve explica que dos o más fermiones no pueden existir en el mismo estado cuántico. Esta controversia fue resultado en 1964 por Greenberg, Gell-Mann, Han and Nambu al proponer un nuevo grado de libertad llamado **color**. Al igual que la carga eléctrica se presenta en dos estados de carga (positiva (+) y negativa (-)), los quarks se presentan en tres colores: **rojo** (r), **verde** (v) y **azul** (a), y los antiquarks tienen su correspondiente color (**anti rojo** (\bar{e}), **anti verde** (\bar{v}) y **anti azul** (\bar{a})). De la misma forma se encontró que las funciones de onda de los hadrones deben de ser invariantes frente a transformaciones del grupo $SU(3)$ (invariantes bajo rotaciones en el espacio de color), lo que implica que los únicos hadrones físicos son aquellos que no poseen color (son singletes en $SU(3)$). Por lo tanto, Σ^{++} está compuesto por un quark rojo, uno azul y uno verde (u_r, u_v, u_a). Debemos hacer notar que estas combinaciones se asemeja con el fenómeno óptico de combinar los colores primarios para formar el color blanco. Podemos observar que combinaciones como rv o va no son físicamente posibles, y aquellas como $\bar{r}\bar{v}$ y $\bar{a}\bar{a}$ forman a los mesones π . Una consecuencia inmediata a este principio es que no es posible observar un quark como una partícula libre, y por lo tanto debe de estar confinado dentro de los hadrones por algún potencial. Dentro de este potencial de confinamiento los quarks pueden ser considerados como una partícula libre con una masa efectiva m^* (del orden de un tercio la masa del barión) y con un momento del orden de R_0^{-1} , donde R_0 es el tamaño típico del hadrón (alrededor de 1 fm).

1.2.2. Predicciones de la Cromodinámica Cuántica

El estudio de las interacciones entre quarks fue posible gracias a la incorporación de una teoría de norma no abeliana con el grupo de simetría $SU(3)$, esta teoría recibe el nombre de **Cromodinámica Cuántica** o **QCD** por sus siglas en inglés de Quantum Chromodynamics. Puede decirse que esta teoría resulta ser una extensión a **QED** (Quantum Electrodynamics) o **Electrodinámica Cuántica**, que de igual forma se presenta como una teoría de gauge que explica las interacciones entre las partículas cargadas con la diferencia (entre otras que mencionaremos más adelante) de que es abeliana con el grupo de simetría $U(1)$. Si bien, ambas teorías presentan un formalismo matemático similar, existe una notable distinción entre ellas, la cual radica en el hecho de que en QED tenemos un solo tipo de carga, mientras que en QCD, como ya lo hemos mencionado, tiene tres tipos: rojo, verde y azul. La consecuencia inmediata de este hecho es que la partícula mediadora de la fuerza fuerte, la cual es llamada **gluón**, también puede tener una carga de color, mientras que el bosón portador de la fuerza electromagnética (**fotón** γ) permanece neutra.

El gluón cargado tiene la capacidad de cambiar la carga de color de un quark a otra; todos los posibles cambios son permitidos, pero debemos conservar la carga total del color. Por ejemplo, si la absorción de un gluón cambia un quark rojo en un quark azul (figura 1.3), entonces el gluón

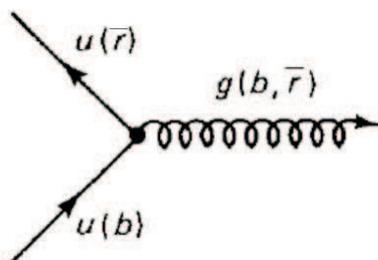


Figura 1.3: El gluón con una unidad de carga azul y una unidad menos de carga roja.

debe poseer una unidad de carga azul y una unidad menos de carga roja. Por lo tanto, cada gluón tiene una unidad de color y una de anticolor, lo que permite hacer una combinación para formar nueve tipos de gluones: $r\bar{r}$, $r\bar{a}$, $r\bar{v}$, $a\bar{r}$, $a\bar{a}$, $a\bar{v}$, $v\bar{r}$, $v\bar{a}$ y $v\bar{v}$. En términos de la simetría de color $SU(3)$, podemos formar el siguiente octete:

$$\begin{aligned}
 |1\rangle &= (r\bar{a} + a\bar{r})/\sqrt{2}, & |5\rangle &= (r\bar{v} - v\bar{r})/\sqrt{2}i, \\
 |2\rangle &= (r\bar{a} - a\bar{r})/\sqrt{2}i, & |6\rangle &= (a\bar{v} + v\bar{a})/\sqrt{2}, \\
 |3\rangle &= (r\bar{r} - a\bar{a})/\sqrt{2}, & |7\rangle &= -i(a\bar{v} - v\bar{a})/\sqrt{2}, \\
 |4\rangle &= (r\bar{v} + v\bar{r})/\sqrt{2}, & |8\rangle &= (r\bar{r} + a\bar{a} + 2v\bar{v})/\sqrt{6};
 \end{aligned} \tag{1.4}$$

y el singulete:

$$|9\rangle = (r\bar{r} + v\bar{v} + a\bar{a})/\sqrt{3}. \tag{1.5}$$

Observemos que este último es simétrico en color y anticolor, lo cual implica que este gluón no cambia al ser emitido o absorbido y por lo tanto no crea ninguna interacción; tal enunciado nos permite entonces descartarlo y considerar sólo ocho estados para el gluón.

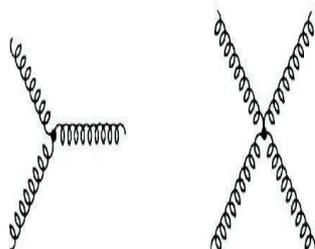


Figura 1.4: Formas de interacción del gluón con otros gluones.

Otra consecuencia de la presencia de la carga de color en los gluones es la posibilidad de acoplamiento entre ellos, por lo tanto, los vértices entre los gluones pueden presentarse en alguna

1.2 Los quarks

de las siguientes formas: vértices entre tres gluones y vértices entre cuatro gluones, tal y como se muestra en la figura 1.4. Esto parece complicar un poco más la teoría de QCD, pero deja la posibilidad de obtener diagramas en los que obtenemos rizos de gluones. Por otra parte, recordemos que en QED cada vértice agrega un factor de acoplamiento $\alpha = 1/137$, y la disminución de este número significa reducir el número de vértices en los diagramas de Feynman. Dentro de las interacciones fuertes se considera que este número no es del todo constante pues depende de la distancia de separación entre las partículas interactuantes (por ello se le conoce como corrimiento de la constante de acoplamiento). De hecho, a distancias relativamente largas, característica de la física nuclear, este número es grande, y para distancias muy pequeñas (menores al tamaño del protón) resulta ser un número muy pequeño. Este fenómeno es conocido como *libertad asintótica*. Otra forma de describir este hecho es mediante el potencial de interacción entre un par de quarks, el cual adquiere la siguiente forma:

$$V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr \quad (1.6)$$

Si consideramos valores pequeños de r podemos ver de (1.6) que el primer término domina, lo que resulta equivalente a una interacción Coulombiana. Haciendo un análisis más detallado se puede ver que $\alpha_s \approx 1/\ln(r^{-1})$, por lo tanto, conforme $r \rightarrow 0$ la interacción entre los quarks desaparece, y por lo tanto tenemos libertad asintótica. Por el contrario, cuando r aumenta, la cantidad de energía para extraer un quark de un hadrón debería ser infinita. Cuando la energía de separación de un quark es comparable al doble de la masa en reposo del quark, es posible romper el hadrón mediante la creación de un par $q\bar{q}$. En la figura 1.5 podemos ver las líneas de fuerza generadas por el campo de gluones entre el par quark-antiquark a una distancia r . Se espera que el área transversal A permanezca constante mientras r cambia, y el número de líneas del campo depende de la carga total de color.

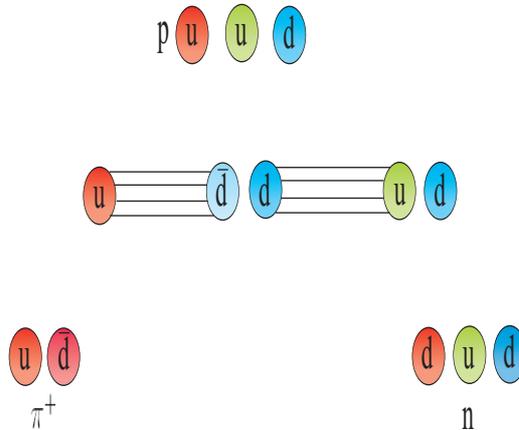


Figura 1.5: Posible escenario de la creación de pares para el protón. Al tratar de separar un quark de un barión, llega un momento en el que es energéticamente más favorable la creación de un par quark anti-quark (creando un mesón y un barión) que el seguir extendiendo las líneas de campo de color.

Otros resultados que provienen de QCD es que los quarks u y d deben de tener una masa muy pequeña o casi nula, esto implica que las ecuaciones de esta teoría deben de tener una simetría adicional llamada *simetría quiral*, la cual implica que estos quarks deben de existir en uno de los dos posibles autoestados de helicidad: $h = \pm 1/2$. Sin embargo, esta simetría no es observada en la mayoría de los quarks (sólo resulta aproximada para u y d); por lo tanto, si QCD es una teoría válida, entonces debemos tener un rompimiento espontáneo de esta simetría, lo cual se

demostró que ocurre como consecuencia de que el valor esperado de la densidad de energía en el vacío no es nulo sino $\langle\psi\psi\rangle \approx (-240\text{MeV})^3$.

1.2.3. Nuevas partículas

En noviembre de 1974 se descubrió el mesón ψ en el *Laboratorio Nacional de Brookhaven* en el grupo bajo el mando de *C.C. Ting* en un experimento de colisión de protones en un blanco de berilium. Este descubrimiento fue hecho de forma independiente por el grupo de *Burton Richter* en *SLAC*, y le dieron el nombre de mesón *J*. Esta nueva partícula J/ψ tenía una propiedad poco usual, además de ser muy masiva (más de tres veces el peso del protón), su tiempo de decaimiento era del orden de 10^{-20}seg , cuando otros hadrones de ese peso decaen a ordenes de 10^{-23}seg . Durante los siguientes meses, las propiedades de esta nueva partícula condujo a grandes debates que llevaron a la conclusión que ψ representaba el estado base de un nuevo sabor de quark al que llamarón **quark charm** (c) y su antiquark: $J/\psi = c\bar{c}$. Pero ¿por qué existían ahora cuatro leptones y solo tres quarks?. Para dar una respuesta satisfactoria a tal incógnita fue necesario postular la existencia de un cuarto miembro; pero tal situación no era tan simple pues esto implicaba la existencia de nuevos bariones y mesones. Si incluimos un nuevo número cuántico llamado charm, el cuál tiene el valor de 1 para c y -1 para \bar{c} , podemos notar que este número es cero para J/ψ , por lo tanto, para confirmar la hipótesis del charm es necesario producir partículas con el número llamado charm. La primera evidencia del barión charm ($\Lambda_c^+ = udc$ y $\Sigma_c^{++} = uuc$) apareció en 1975 y los primeros mesones charm ($D^0 = c\bar{u}$ y $D^+ = c\bar{d}$) aparecieron en 1976, y el mesón $F = c\bar{s}$ en 1977.

Para el año de 1975 apareció un nuevo leptón llamado **tau**. Ahora existían seis leptones y cuatro quarks, pero pronto fue descubierto el nuevo **quark b** (beauty o bottom) en: $\Upsilon = b\bar{b}$. Y nuevamente comenzó la búsqueda de nuevos hadrones que exhibieran un número bottom cero, el cual llegó en 1981 con el barión $\Lambda_b = udb$ y los mesones $B^0 = b\bar{d}$ y $B^- = b\bar{u}$. El sexto quark fue llamado **quark truth** (t) y su descubrimiento completó la simetría de Glashow de seis leptones y seis quarks.

1.3. El Plasma de Quark y Gluones

Como ya hemos mencionado, una de las predicciones más importantes hechas por QCD es el confinamiento de los quarks dentro de los hadrones. Este resultado permite explicar el porqué no es posible encontrar en la naturaleza partículas libres con carga de color. Imaginemos por un momento que tratamos de separar algún sabor de quark del protón, después de superar una distancia mayor a la del radio del protón (alrededor de un fermi o 10^{-13}cm) tendremos entonces las condiciones suficientes para crear un par quark-antiquark, de esta forma obtenemos la creación de un mesón por un lado y la de un neutrón o un protón por el otro, pero en ninguno de los casos podremos encontrar un quark libre. Sin embargo, al aumentar la temperatura de un sistema de hadrones podremos eventualmente lograr la desintegración de nuestro hadrón, logrando así que los quark y los gluones aparezcan como partículas libres en un nuevo estado de la materia que llamamos **Plasma de Quarks y Gluones** o **QGP** (por sus siglas en inglés). De acuerdo con la **teoría del Big-Bang** (o **teoría de la gran explosión**), al finalizar uno de los periodos iniciales de la expansión del universo ($\approx 10^{-35}\text{seg}$ después del tiempo de Planck) conocido como **inflación cósmica**, se tuvo un estado de temperaturas y densidades extremadamente altas de tal forma que era posible que la materia del Universo estuviera en su fase de plasma de quarks y gluones. Conforme la expansión continuaba, la temperatura del Universo disminuyó hasta que ocurrió un cambio llamado **bariogénesis** en que los quarks se combinaron para formar la materia bariónica, y a la par se establecía la asimetría entre la materia y la llamada materia oscura. Conforme el decaimiento de la temperatura siguió, se presentaron nuevos estados como el de **nucleosíntesis**, en el que la combinación de protones y neutrones formaron núcleos de deuterio y helio, a lo que continuaron otros procesos hasta formar al Universo que hoy conocemos.

1.3 El Plasma de Quark y Gluones

1.3.1. El modelo de bolsa MIT

Uno de los modelos más útiles para estudiar el comportamiento de los quarks en condiciones de temperaturas y densidades muy altas es llamado el *modelo de bolsa MIT* [8]. La hipótesis principal de este modelo es que los quarks se encuentran dentro de una bolsa moviéndose libremente bajo la restricción de no escapar del espacio delimitado por el volumen de la bolsa, el cuál puede ser determinado por la presión efectiva que se ejerce sobre la misma bolsa. Podemos asumir que esta presión juega el papel de constante universal B para todos los hadrones y su valor puede ser calculado a partir del radio del protón. Consideremos primero fermiones libres con masas casi nulas dentro de una cavidad de radio R, bajo estas condiciones la ecuación de Dirac toma la siguiente forma:

$$\gamma \cdot p\psi = 0, \quad (1.7)$$

en donde hemos usamos la representación de Dirac de las matrices γ . La función de onda de estos fermiones puede escribirse como el siguiente cuadrivector:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_+ \\ \psi_- \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

Sustituyendo en la ecuación (1.7) en su forma matricial obtenemos el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\begin{pmatrix} p^0 & -\sigma \cdot \mathbf{p} \\ \sigma \cdot \mathbf{p} & -p^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_+ \\ \psi_- \end{pmatrix} = 0.$$

Las soluciones están dadas por:

$$\psi_+(\mathbf{r}, t) = N \exp(-ip^0 t) j_0(p^0 r) \chi_+, \quad (1.9)$$

$$\psi_-(\mathbf{r}, t) = N \exp(-ip^0 t) \sigma \cdot \hat{r} j_1(p^0 r) \chi_-, \quad (1.10)$$

donde j_i es la función de Bessel de orden i , χ_{\pm} es el espinor bidimensional y N es una constante de normalización. Una de las implicaciones del confinamiento es que la componente normal del vector corriente $J_\mu = \bar{\psi} \gamma_\mu \psi$ sea cero sobre la superficie. Esta condición es igual a la exigencia de que la densidad escalar $\bar{\psi} \psi$ de los quarks sea cero en la superficie de la bolsa ($r = R$), por lo tanto, haciendo las sustituciones adecuadas sobre la restricción $\bar{\psi} \psi|_{r=R} = 0$, obtenemos la siguiente ecuación:

$$[j_0(p^0 R)]^2 - [j_1(p^0 R)]^2 = 0. \quad (1.11)$$

Revisando la tabla de valores para las funciones esféricas de Bessel, podemos ver que esta ecuación se satisface por $p^0 R = 2.04$. Para un sistema de N quarks en la bolsa, la energía total de los quarks confinados es inversamente proporcional a R. Dentro de este modelo, la densidad de energía del vacío presente dentro de la bolsa es más grande que en el exterior, haciendo la resta obtenemos el valor de la presión de la bolsa B. Por lo tanto, la energía de un sistema de N quark confinados en la bolsa de radio R esta dada por:

$$E = \frac{2.04N}{R} + \frac{4\pi}{3} R^3 B, \quad (1.12)$$

de donde podemos observar que la marcada tendencia de aumentar del radio debido a la energía cinética de los quarks es contrabalanceada por la presión B. Luego entonces, el equilibrio del radio del sistema es determinado por $dE/dR = 0$; de esta expresión podemos obtener la siguiente relación entre la presión constante y el radio:

$$B^{1/4} = \left(\frac{2.04N}{4\pi} \right)^{1/4} \frac{1}{R}. \quad (1.13)$$

Si tomamos el radio confinado de 0.8 fm (aproximadamente el radio del protón) de un sistema de tres quarks, obtenemos un estimado de la presión de la bolsa de $B^{1/4} = 206$ MeV.

Otra característica especial de este modelo es que considera que los quarks que se mueven libremente dentro de la bolsa tienen una masa muy pequeña, mientras que afuera resultan ser muy masivas. Una consecuencia inmediata de la presión de la bolsa B y la tensión proveniente de la energía cinética de los quarks es el mencionado confinamiento. La presión B es una cantidad que fue fenomenológicamente introducida para considerar los efectos no perturbativos de QCD. Los gluones son igualmente confinados en la bolsa de tal forma que la carga total de color de la materia dentro de la bolsa sea cero (esto es una implicación de la ley de Gauss).

1.3.2. QGP a temperaturas y densidades bariónicas altas

Podemos ahora hacer uso de las herramientas desarrolladas por la termodinámica y la mecánica estadística para estudiar el comportamiento de QGP bajo condiciones de temperaturas y densidades muy altas [9], [10], [11]. Comencemos con la hipótesis de tener un sistema de quarks y gluones en equilibrio térmico a una temperatura alta T dentro de un volumen V . Supongamos también que quarks y gluones tienen una masa muy pequeña, no hay interacción entre éstos y el número bariónico total es cero. De igual forma consideremos que el número de quarks es igual al número de antiquarks. Como es usual en termodinámica, debemos buscar aquella ecuación que relaciona las variables que describen a nuestro sistema, dicha ecuación recibe el nombre de *ecuación de estado* y las variables que deseamos relacionar son la presión de los quarks sobre la bolsa y la temperatura.

Como primer paso calculemos el valor de la densidad de energía del gas de quarks. El volumen del espacio fase de quarks en un volumen espacial V con momento p en el intervalo de momento dp es $4\pi p^2 V dp$. Cada estado ocupa un volumen del espacio fase de $(2\pi\hbar)^3$. El número de estados caracterizado por el momento p en el intervalo dp es $4\pi p^2 V dp / (2\pi)^3$ (en adelante usaremos $\hbar = 1$). La probabilidad de ocupación de un estado con momento p está dado por la distribución de Fermi-Dirac y por lo tanto el número de quarks en el volumen V con momento p en el intervalo dp tiene la siguiente expresión:

$$dN_q = \frac{g_q 4\pi V p^2 dp}{(2\pi)^3} \left(\frac{1}{1 + \exp\{(p - \mu_q)/T\}} \right), \quad (1.14)$$

donde la cantidad entre paréntesis es la distribución de Fermi-Dirac, μ_q es el potencial químico y g_q es la degeneración de los quarks. Se puede calcular la densidad de antiquarks considerando que la presencia de estos corresponde a la ausencia de quarks en los estados negativos de energía. Por lo tanto, para el caso en que el número de densidad de quarks es el mismo que el del antiquark tendremos que $\mu_q = 0$. Esto implica que la energía de quarks de masa pequeña en un sistema de volumen V a temperatura T es:

$$E_q = \frac{g_q V}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^3 dp}{1 + e^{p/T}} = \frac{g_q V}{2\pi^2} T^4 \int_0^\infty \frac{z^3 dz}{1 + e^z}, \quad (1.15)$$

en donde se realizó el cambio de variable $p = zT$. Haciendo el desarrollo de Newton en el denominador de (1.15), podemos tener el producto por una parte de la integral de $z^3 e^{-z}$ (la cual corresponde a la función gamma $\Gamma(4)$) y por otro lado tenemos una sumatoria que puede ser aproximada a una función zeta de Riemann $\zeta(4)$. Después de consultar los valores de estas funciones encontramos que la energía tiene la siguiente forma:

$$E_q = \frac{7}{8} g_q V \frac{\pi^2}{30} T^4. \quad (1.16)$$

1.3 El Plasma de Quark y Gluones

Es posible demostrar que para fermiones y bosones de masa pequeña, la relación entre la presión P y la densidad de energía es $P = E/3V$, por lo tanto, la presión debida a los quarks es:

$$P_q = \frac{7}{8} g_q \frac{\pi^2}{90} T^4, \quad (1.17)$$

de forma similar, la presión para los antiquarks está dada por:

$$P_{\bar{q}} = \frac{7}{8} g_{\bar{q}} \frac{\pi^2}{90} T^4. \quad (1.18)$$

Ahora encontraremos el valor de la presión debida a los gluones a temperatura T . La energía de estos en un sistema de volumen V y temperatura T es:

$$E_g = \frac{g_g V}{2\pi^2} \int_0^\infty p^3 dp \left(\frac{1}{e^{p/T} - 1} \right), \quad (1.19)$$

donde la cantidad entre paréntesis es la distribución de Bose-Einstein y g_g es la degeneración del gluón. Al realizar la integral de la misma forma hecha con anterioridad obtenemos:

$$E_g = g_g V \frac{\pi^2}{30} T^4, \quad (1.20)$$

y debido nuevamente a la relación $P = E/3V$ obtenemos

$$P_g = g_g \frac{\pi^2}{90} T^4. \quad (1.21)$$

Por lo tanto, de (1.17), (1.18) y (1.21) tenemos finalmente que la presión total del plasma de quarks y gluones se expresa como:

$$P = g_{total} \frac{\pi^2}{90} T^4, \quad (1.22)$$

donde $g_{total} = g_g + \frac{7}{8}(g_q + g_{\bar{q}})$. Debido a que hay ocho gluones todos ellos con dos posibles estados de polarización, tenemos que $g_g = 8 \times 2$. La degeneración para g_q y $g_{\bar{q}}$ es $N_c N_s N_f$, donde $N_c (= 3)$ es el número de colores, $N_s (= 2)$ es el número de espines y $N_f (= 2 \text{ ó } 3)$ es el número de sabor.

Por lo tanto, el valor total de la degeneración está dado por: $g_{total} = 37$. La presión y la densidad de energía de un plasma de quarks y gluones a temperatura T es:

$$\begin{aligned} P &= 37 \frac{\pi^2}{90} T^4, \\ \epsilon &= 37 \frac{\pi^2}{30} T^4, \end{aligned} \quad (1.23)$$

esto da como resultado una densidad de energía de $2.54 \text{ GeV}/f m^3$ a una temperatura de 200 MeV. La temperatura crítica se define como aquella en que la presión quark-gluón es igual a la presión B , y de la ecuación (1.23) obtenemos que:

$$T_c = \left(\frac{90}{37\pi^2} \right)^{1/4} B^{1/4}. \quad (1.24)$$

Para $B^{1/4} = 206 \text{ MeV}$ tendremos un valor de $T_c \approx 144 \text{ MeV}$. Si la temperatura de la materia de quarks en la bolsa supera esta temperatura crítica, entonces la presión del interior será superior a la presión de la bolsa. Cuando esto ocurre, la bolsa no tendrá la capacidad para mantener los quarks adentro, por lo que estarán en una fase de desconfinamiento a la que hemos dado el nombre de *Plasma de Quark y Gluones*.

Capítulo 1. El Plasma de Quarks y Gluones

Ahora consideremos el caso en el que la materia de quarks dentro de la bolsa se caracteriza por poseer una densidad bariónica muy alta. Haciendo referencia nuevamente al principio de exclusión de Pauli, sabemos que los fermiones no pueden tener los mismos números cuánticos, este hecho implica que conforme la densidad de los quarks aumenta, tendremos un aumento en la presión del gas de quarks hasta llegar a un punto en el que se supera la presión de la bolsa. Cuando esto ocurre, es posible tener un estado de desconfinamiento de la materia de quarks, es decir que cuando la densidad bariónica es muy larga, es posible obtener una nueva fase para la materia de quarks la cual se espera se logre para $T = 0$. Ahora determinemos la presión de este gas relativista de quarks. Por simplicidad omitiremos las contribuciones de los antiquarks y gluones. Recordemos que el número de estados en un volumen V con momento p en el intervalo dp es $(g_q V / (2\pi)^3) 4\pi p^2 dp$. Como cada estado es ocupado por un quark, el número total de quarks con momento de Fermi μ_q y su energía en el volumen V están dados por:

$$\begin{aligned} N_q &= \frac{g_q V}{(2\pi)^3} \int_0^{\mu_q} 4\pi p^2 dp = \frac{g_q V}{6\pi^2} \mu_q^3, \\ E_q &= \frac{g_q V}{(2\pi)^3} \int_0^{\mu_q} 4\pi p^3 dp = \frac{g_q V}{8\pi^2} \mu_q^4. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Por lo tanto, la densidad de quarks será $n_q = N_q/V = g_q \mu_q^3 / 6\pi^2$ y la densidad de energía tendrá la expresión $\epsilon_q = E_q/V = g_q \mu_q^4 / 8\pi^2$. A partir de la relación entre la presión y la energía tenemos que:

$$P_q = \frac{E}{3V} = \frac{g_q}{24\pi^2} \mu_q^4, \quad (1.26)$$

cuando la presión de la materia de quarks es igual a la presión de la bolsa ($P_q = B$) obtenemos

$$\mu_q = \left(\frac{24\pi^2}{g_q} B \right)^{1/4}, \quad (1.27)$$

que corresponde al número crítico de densidad de quarks y número bariónico crítico dados por:

$$\begin{aligned} n_q &= 4 \left(\frac{g_q}{24\pi^2} \right)^{1/4} B^{3/4}, \\ n_B &= \frac{4}{3} \left(\frac{g_q}{24\pi^2} \right)^{1/4} B^{3/4}. \end{aligned} \quad (1.28)$$

Si consideramos por ejemplo que el plasma sólo contiene quarks u y d , entonces la degeneración será $g_q = (3\text{colores}) \times (2\text{espines}) \times (2\text{sabores})$, y tomando $B^{1/4} = 206$ MeV tenemos que la densidad del número bariónico crítico a $T = 0$ es $n_B = 0.72/fm^3$; notemos que este número es cinco veces el número de la densidad de materia nuclear en equilibrio ($n_B = 0.14/fm^3$). Luego entonces, cuando la densidad de bariones excede esta densidad tendremos nuevamente el estado de desconfinamiento de quarks.

En resumen, para un sistema cuya temperatura y densidad bariónica total es diferente de cero, la temperatura crítica en que la materia de quarks se desconfina ocurre en alguna de las siguientes situaciones: la primera de ellas es cuando la temperatura es muy alta y la densidad bariónica total (densidad de bariones menos la densidad de antibariones) es cero. La temperatura estimada para este caso es alrededor de 140 MeV. La segunda situación ocurre cuando la temperatura es cero y la densidad bariónica es cinco veces la de la materia nuclear en equilibrio.

1.3.3. Transiciones de fase y punto crítico

En la sección anterior se analizó las condiciones de QGP a densidades y temperaturas muy altas, sin embargo una perspectiva más detallada sobre el comportamiento de las variables que describen a nuestro sistema puede ser realizada por medio del estudio de un diagrama de fase [12], [13],[14]. Para QCD usaremos un diagrama en el espacio $T\mu_B$ en donde cada punto representa un estado termodinámico estable caracterizado por funciones termodinámicas como la presión, la densidad bariónica, etc.

La primera aproximación que hemos tomado en QCD es la de tomar el límite de masas casi nulas de los quarks, la cual nos restringe sólo a dos sabores, u y d (los quarks más pesados como charm, bottom y top resultan ser tan pesados como para representar un papel importante en la transición de fase); en este caso, el lagrangiano de QCD adquiere una simetría quiral. A temperaturas suficientemente altas ($T \gg \Lambda_{QCD}$) y potenciales químicos cercanos a cero (densidad de número bariónico) tenemos una restauración de esta simetría, lo que nos lleva a la conclusión de que debe de existir una transición de fase entre estados con simetría quiral y estados en donde ocurre un rompimiento espontáneo de esta. Por lo tanto, en el diagrama de fase $T\mu_B$, la región en donde ocurre el rompimiento de simetría es separada de la región en donde esta misma simetría es restaura por una línea como se indica en la figura 1.6. En este límite de masas cercanas a cero la transición de fase es de orden uno, sin embargo, un argumento expuesto por *Pisarki* y *Wilczek* da otra justificación a este hecho, ya que de forma breve expone que las transiciones no pueden ser de segundo orden para tres quarks casi sin masa. Para un sistema de dos quarks de masa casi nula, la transición puede ser de primer o de segundo orden, ambas posibilidades dependen del valor del potencial barioquímico μ_B . El punto de la línea de transición de fase quiral en donde la transición cambia de orden es llamada **punto crítico** (figura 1.6). La ubicación de este punto representa una gran incógnita y es de gran atractivo para la teoría. Para lograr identificar sus coordenadas exactas dentro de este diagrama en el espacio $T\mu_B$ es necesario primero calcular la función de partición de QCD, la cual está dada por:

$$Z(T, \mu_B) = \sum_{\alpha} \exp\left(-\frac{E_{\alpha} - \mu_B B_{\alpha}}{T}\right), \quad (1.29)$$

donde α etiqueta los estados con energía E_{α} y con número bariónico B_{α} . El siguiente paso es localizar las singularidades correspondientes al extremo de la línea de transición de primer orden. Pero realizar tal tarea de forma analítica presenta grandes dificultades. Una alternativa es hacer simulaciones mediante el Método de Monte Carlo. Con este método es posible calcular la ecuación de estado de QCD dependiente de la temperatura para $\mu_B = 0$, fuera de esta región existen aún muchas interrogantes.

La presencia de este punto crítico es muy frecuente dentro de los fenómenos críticos en la física de materia condensada. También muchos de los líquidos tienen esta singularidad, el ejemplo más común es el caso del agua, el cual como se sabe, la línea de la transición de fase termina en el punto donde la presión tiene el valor $p = 218 \text{ atm}$ y $T = 374 \text{ }^{\circ}\text{C}$. A lo largo de esta línea coexisten dos fases (agua y vapor) de los cuales la distinción entre un estado y el otro es más notorio conforme nos acercamos cada vez más a este punto terminal (la densidad del agua disminuye y la del vapor aumenta). Dentro del contexto de QCD, las dos fases coexistentes son el gas de hadrones (temperaturas bajas) y el plasma de quarks y gluones (temperaturas altas). La forma de distinguir entre una fase y otra (al igual que el vapor y el agua) es solo de forma cuantitativa, y conforme nos acercamos al punto crítico las diferencias serán aún más notables.

A temperaturas bajas y valores largos del potencial barioquímico podemos estudiar las características de la materia hadrónica aproximádola a un gas degenerado de Fermi. Sin embargo, detalles precisos de su comportamiento en las condiciones mencionadas no es posible bajo el esquema de la teoría de QCD. Por otro lado, en este gas de Fermi degenerado la interacción entre los quarks es dominante y es tal que permite formar pares quark-quark, lo que implica la formación de una nueva fase de superconductividad de color. A manera de resumen, podemos ver en la figura

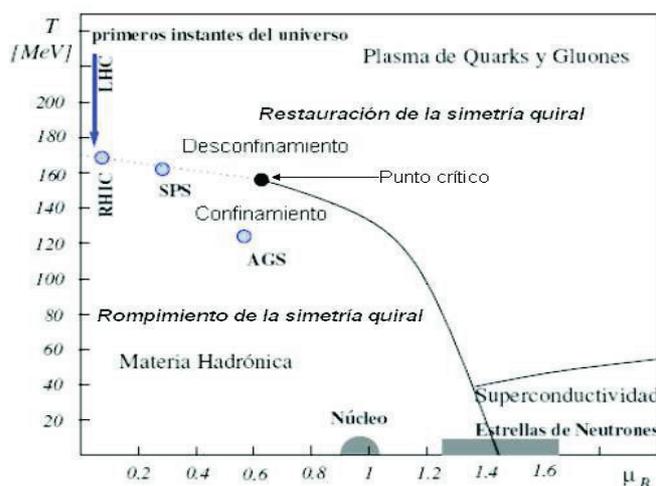


Figura 1.6: Gráfica de la transición de fase de la materia hadrónica a QGP en el espacio $T\mu_B$.

1.6 que las transiciones de orden uno son esperadas para bajas temperaturas y altas densidades. Si no ocurre una transición de primer orden para potenciales químicos cercanos a cero y altas temperaturas, entonces la transición de orden uno seguirá hasta un punto crítico final de segundo orden ubicado en algún lugar dentro del diagrama de fase de QCD. Los estudios realizados en condiciones de bajas temperaturas y potenciales químicos diferentes de cero han presentado notorias dificultades dentro de QCD. Por otro lado, se han realizado avances en el régimen de temperaturas cercanas a T_c y potenciales químicos diferentes de cero gracias a la implementación de simulación con el Método de Monte Carlo y con potenciales químicos finitos.

1.4. QCD en la red

En la sección anterior quedo expuesta la necesidad de explorar nuevos métodos para estudiar detalladamente las diferentes transiciones de fase a la que se ve expuesta la materia hadrónica en diferentes condiciones de temperaturas y densidades, en donde el desconfinamiento de los quarks es uno de los fenómenos más comunes. Uno de los métodos que ha presentado un gran éxito es conocido como *QCD en la red* ([15], [16], [17], [18] [19], [20], [21]), el cual esencialmente es un tratamiento no perturbativo de QCD formulada en coordenadas espacio-temporales discretizadas. La primera versión de este método fue hecha en 1974 por *Kenneth Wilson* de la *Universidad de Cornell*, en donde se expuso un argumento para el confinamiento de los quarks en la que se concluyó que en una red espacio-temporal, la energía potencial de separación de los quarks y los antiquarks debía crecer linealmente con la distancia. Para el año de 1979, *Michael Creutz*, *Laurence Jacobs* y *Cladio Rebbi* del *Laboratorio Nacional de Brookhaven*, demostraron que era posible hacer simulación numérica basada en la formulación de Wilson en una computadora *Control Data Corp 7600*. Los resultados que obtuvieron respaldaban las conclusiones de Wilson y abrían nuevas perspectivas para la física computacional llamada *teoría de gauge en la red* o como ya mencionamos, QCD en la red. Sin embargo, a pesar de que en los últimos años se ha manifestado un notable incremento en la capacidades computacionales y se han desarrollado algoritmos más sofisticados que permiten cálculos con mayor precisión, la teoría de QCD en la red presenta aún algunas dificultades. El primero de ellos está relacionado con el valor de las masas ligeras de los quarks, el costo de la computación crece considerablemente conforme disminuimos el valor

1.4 QCD en la red

de las masas de los quarks, de hecho, muchos de los resultados que se obtienen con la red se logran al considerar quarks más pesados no físicos. La segunda dificultad está conectada con el límite continuo. Los cálculos que se hacen siempre con este método se basan en una variable etiquetada por la letra \mathbf{a} y que representa el espacio de la red. Para poder obtener resultados físicos, es necesario tomar el límite $\mathbf{a} \rightarrow 0$. Por otro lado, QCD en la red nos brinda una ventaja al problema de la divergencia que se presenta en las teorías de gauge. Recordemos que cuando se calculan diagramas de Feynman nos debemos de enfrentar a integrales que divergen cuando el límite superior de la variable del momento se hace tender a infinito. Tal divergencia asociada con valores largos del momento es llamada **divergencia ultravioleta**. Este término es usado debido que estos valores grandes del momento corresponden a valores muy pequeños de la longitud de onda (de acuerdo con la relación de *De Broglie*), y la radiación ultravioleta tiene longitudes de onda menores al espectro visible. En teorías de perturbación, estas divergencias son resueltas por medio de la renormalización en la cual se definen las observables en términos de cantidades no observables con el fin de suprimir las divergencias. Con QCD en la red podemos tener una forma natural de regularizar las divergencias, pues se trabaja con escalas de distancias muy pequeñas las cuales definen la escala máxima del momento para el problema en cuestión y proporciona un corte al momento convirtiéndolo en una cantidad finita.

El primer objetivo de QCD en la red es la de calcular la función de partición, a partir de la cual como sabemos es posible obtener todas las cantidades termodinámicas de nuestro sistema. Para lograr tal propósito es necesario reescribir esta función como una integral de trayectoria, ello se debe principalmente a que de esta forma será posible hacer uso de técnicas que faciliten su cálculo (como por ejemplo el Método de Monte Carlo). Pero ¿cómo se logra tener esta última relación?. Recordemos que de acuerdo con el método de integral de trayectoria de Feynman, la amplitud para un sistema que como ejemplo consideraremos compuesto de una sola partícula que inicialmente está en (x_a, t_a) y su estado final está en (x_b, t_b) , se encuentra dada por:

$$\langle x_b | \exp(-iH(t_b - t_a)) | x_a \rangle = \sum_{\text{trayectorias}} e^{iS_M} = \int dx_i e^{iS_M}, \quad (1.30)$$

donde S_M es la acción (que es la integral de la densidad lagrangiana) y H es el operador Hamiltoniano del sistema (la integral se obtiene al tratar a la variable espacial x en el rango de $-\infty$ a ∞). Por otro lado, de mecánica estadística sabemos que la función de partición está dada por:

$$Z = \sum \langle x_b | \exp(-\beta_B H) | x_a \rangle, \quad (1.31)$$

donde $\beta_B = 1/T$. Para lograr expresar la función de partición de (1.30) como la integral de trayectoria dada en (1.31) es necesario que en la primera de estas ecuaciones hagamos un cambio importante en la variable temporal e interpretarla como un número imaginario: $t = -i\tau$, donde τ tendrá el rango de $\tau_a = 0$ a $\tau_b = \beta$. De la misma forma, la acción debe transformarse a la llamada **acción Euclidiana** S_E definida como: $-S_E = iS_M|_{t=-i\tau}$. Estos resultados son traducidos a la teoría de campos si sustituimos las coordenadas comunes de una partícula con el campo escalar ϕ .

En muchos de los resultados obtenidos de la red se usa el tamaño típico de 16 celdas en cada una de las direcciones espaciales y 32 celdas en el tiempo (imaginario). Un ejemplo de estos resultados es la dependencia de P/T^4 con la temperatura T , tal y como se muestra en la figura 1.7. Las diferentes líneas corresponden a cálculos con diferente número de sabor de quark, y cada una de éstas corresponde a un valor constante de la masa de sabor m_q/T ; de esta forma, para los cálculos de dos y tres sabores se tiene que $m_q/T = 0.4$, mientras que para sabores más pesados (los cálculos están incluidos en el sabor 2+1) $m_q/T = 1$. Como podemos observar en la figura 1.7, el radio P/T^4 tiene un punto de inflexión cuando T está alrededor de 180 MeV, lo cual nos indica que está ocurriendo una transición de fase. El cálculo de la posición de este último punto y el orden en el que ocurre la transición depende del número de sabores de quarks y de sus masas. Para la temperatura crítica, los cálculos en la red estiman su valor entre 150 y 170 MeV.

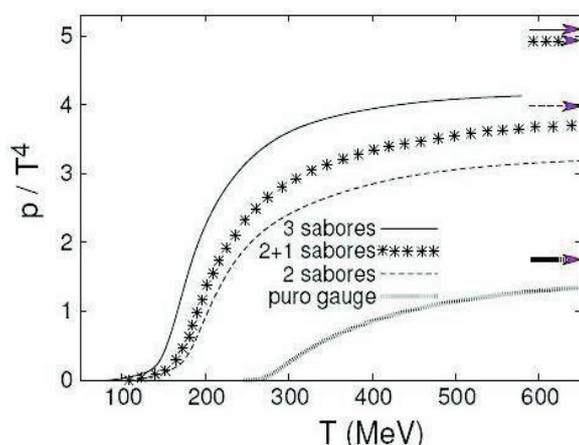


Figura 1.7: La presión en QCD con 0, 2 y 3 sabores de quarks ligeros y dos sabores de quarks ligeros más un sabor de quark pesado (extraño).

1.5. Producción del QGP

1.5.1. Colisiones de iones pesados

La producción de un sistema cuyas características de temperatura y densidad sean las óptimas para la formación del QGP se ha realizado mediante la colisión de núcleos pesados como Au o Pb a energías relativistas. Durante un periodo de tiempo poco mayor a los 20 años se han hecho experimentos en laboratorios de gran importancia tales como el **AGS** (*Alternating Gradient Synchrotron*) en Brookhaven, el **SPS** (*Super-Proton Synchrotron*) en CERN [22] y el **RHIC** (*Relativistic Heavy Ion Collider*), el cual produce una energía máxima del centro de masa de $\sqrt{s} = 200$ GeV. En el AGS y en el SPS se producen energías en el centro de masa de 5 y 17 GeV por nucleón respectivamente. El nuevo colisionador **LHC** del CERN trabajará con colisiones de Pb-Pb a $\sqrt{s} = 5.5$ TeV por nucleón y en colisiones protón-protón a $\sqrt{s} = 14$ TeV. A tales energías, los iones involucrados se ven como dos discos en su dirección de movimiento debido a que sus velocidades son de carácter relativista. Al hacer que estos colisionen, se obtiene como resultado la fragmentación en un número muy grande de partículas, logrando así las condiciones necesarias para formar el QGP. De hecho, el tamaño de este depende de su energía, así por ejemplo para el RHIC se estima que el tamaño es de 4 a 8 fm, y para el LHC se tiene un estimado entre 6 y 11 fm.

Por otro lado, durante la colisión se presentan diferentes fases las cuales se muestran en la figura 1.8 y describimos a continuación:

1. **Pre-equilibrio:** Los nucleones pasan uno a través del otro produciendo interacciones entre partones. Como consecuencia de la alta densidad del medio nuclear, los partones liberados colisionan varias veces, lo que se ve reflejado en su pérdida de energía inicial en la región de interacción. Una bola de fuego de quarks y gluones en interacción se expande en la región de rapidez media, donde la densidad de bariones desaparece, mientras que en las regiones de enfrente y atrás de la colisión son ricas en bariones, los cuales provienen de los restos de los núcleos. En ese momento es posible que se formen partones con energía muy alta tal que en su estado final se crean jets y pares $c\bar{c}$.

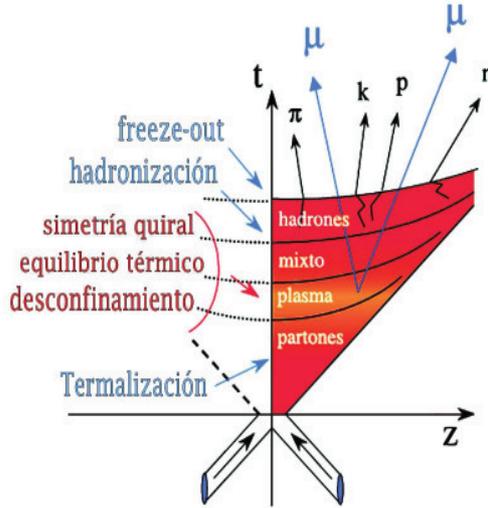


Figura 1.8: Diferentes etapas de una colisión de iones pesados.

2. **Equilibrio térmico y químico:** Debido a la dispersión de los partones en el medio, la materia nuclear alcanza el equilibrio en un tiempo τ_0 después de la colisión. Las densidades de energías que se alcanzan en las colisiones en el CERN y BNL están por encima de los valores críticos. De esta forma, si el medio de interacción se termaliza, podemos producir el QGP. Esta fase evoluciona expandiéndose según las leyes de la termodinámica.
3. **Hadronización y freeze out:** El plasma en expansión se enfría rápidamente alcanzando la temperatura de transición en poco tiempo. La materia formada evoluciona del QGP al gas de hadrones, momento conocido como *enfriamiento químico*. El gas de hadrones resultante continua expandiéndose y enfriándose hasta que la interacción entre los hadrones es insuficiente para mantener el equilibrio térmico, este proceso se conoce como *enfriamiento térmico*. A partir de este momento los hadrones ya no interaccionan más entre ellos y finalmente serán detectados con el momento y la energía que tenían en el enfriamiento térmico.

La información del QGP o del gas de hadrones será estudiada a partir de las propiedades de las partículas que quedan después del enfriamiento térmico.

1.5.2. ALICE en el LHC

Como mencionamos brevemente, el **LHC** (*Large Hadron Collider*) es un colisionador superconductor de dos anillos en un túnel de 27 Km construido originalmente para el colisionador electrón positrón LEP en el laboratorio del CERN [23]. Dentro del programa del LHC se planea trabajar con colisiones protón-protón (pp), y tiempo después se trabajará con colisiones de iones pesados (Pb-Pb). Cuatro distintos experimentos recaudarán los datos en diferentes puntos de interacción del colisionador y cada uno de ellos estudiará diferentes fenómenos que se presentan en este tipo de colisiones. Tres de estos experimentos están enfocados a las colisiones pp : **ATLAS**, **CMS** y **LHCb**; el cuarto experimento es **ALICE** el cual estudia la física de colisiones protón-protón y las colisiones de iones pesados.

Capítulo 1. El Plasma de Quarks y Gluones

Los protones y los núcleos serán preacelerados antes de activar el LHC por la siguiente secuencia de aceleración (figura 1.9): el protón o el ion en el inyector de nombre Linac PS (Protón Synchrotron) son inyectados en el SPS y finalmente al LHC. La energía por nucleón en el centro de masa en la colisión pp será de 14 TeV mientras que para las colisiones Pb-Pb será de 5.5 TeV por nucleón. Por otro lado, la luminosidad L se relaciona con el promedio de la colisión R y la sección eficaz de la interacción σ_{int} por medio de:

$$L = \frac{R}{\sigma_{int}}; \quad (1.32)$$

La máxima luminosidad en pp es de alrededor de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, pero sólo CMS y ATLAS serán capaces de trabajar con la máxima luminosidad. ALICE operará a una luminosidad de alrededor de $10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, y para Pb-Pb la luminosidad estará alrededor de $0.5 \times 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

ALICE consiste en un sistema de detectores centrales que permite cubrir todos los rangos del ángulo azimutal y un rango de pseudorapidez $|\eta| < 0.9$. Este sistema de detectores se encuentra contenido en un magneto solenoide el cual será capaz de generar un campo solenoidal moderado de $B \leq 0.5 \text{ T}$ paralelo al eje del haz.

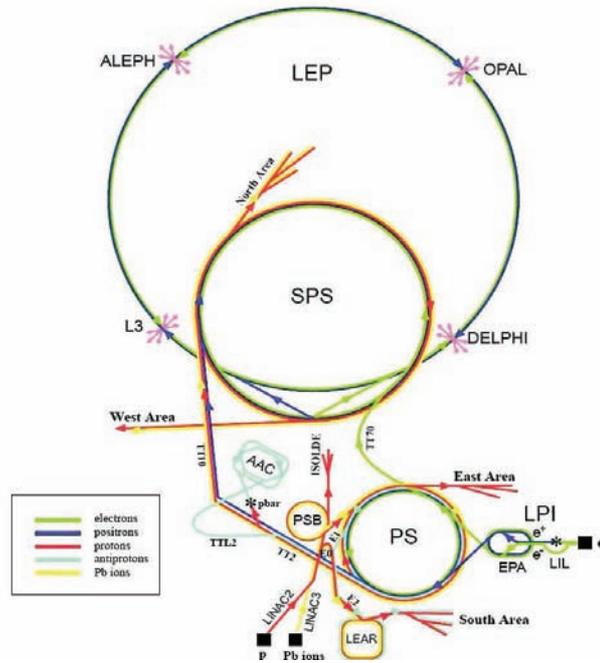


Figura 1.9: Secuencia de aceleración en el LHC.

A continuación presentaremos una breve descripción de las características y funcionamiento de los principales detectores que conforman ALICE:

1. **Sistema ITS:** Sus funciones principales son la determinación del vértice primario y la de los vértices secundarios necesarios para la reconstrucción del charm y decaimientos del hiperón (con resolución mayor a $100 \mu\text{m}$). Otro de sus papeles principales es la identificación de partículas y la determinación de su trayectoria para partículas con poco momento. Esencialmente, la ITS consiste de seis detectores de silicio en forma cilíndrica. La cobertura de la pseudorapidez es de $|\eta| < 0.9$ por colisión localizado dentro de la región de interacción

1.5 Producción del QGP

de 10.6 cm a lo largo de la dirección del haz. Debido a la alta densidad de partículas esperadas (alrededor de 80 partículas por cm^2), las cuatro capas internas ($r < 24cm$) deben de ser prácticamente un dispositivo bidimensional. Por esta razón usuan detectores de silicón pixeleado y de arraste. Las otras dos capas donde las densidades son menores a una partícula por cm^2 estarán hechos de detectores de silicio de micro-strip.

2. **TPC**: La información proporcionada por este detector es sumada a la de los detectores ITS, TRD y TOF, con estos datos podemos determinar el momento de las partículas cargadas, identificación de las partículas a través de dE/dx y la determinación del vértice. La aceptación de la pseudorapidez es de $|\eta| < 0.9$. La TPC es la herramienta principal para investigar las observables hadrónicas en colisiones Pb-Pb. Las mediciones hadrónicas dan información de la composición de los sabores por medio de la espectroscopía de hadrones strange y multi-strange. También es posible que con la ayuda de otros detectores se pueda determinar una buena resolución del momento necesarias para el estudio de procesos más pesados como el de la partícula quarkonia, charmed y beauty.

La TPC consiste de un cilindro que rodea al detector ITS y es llenado por una combinación de dos gases (90% de NE y 10% de CO_2). Las partículas cargadas golpean a los electrones del medio que, debido al campo, se dispersan a ambos lados del electrodo central al final de la capa de la TPC en donde son detectados. El radio interno es $r_{min} = 80$ cm, y el externo es $r_{max} = 250$ cm. La longitud a lo largo de la dirección del haz es de $l = 500$ cm.

Una de las virtudes más importantes de ALICE es su capacidad para poder identificar partículas por medio de diversas técnicas. Existen cuatro detectores enfocados en la tarea de identificar las partículas en el sistema central:

1. **TRD**: Su principal meta será identificar electrones con momento mayor a 1 GeV/c, a estas energías podremos rechazar piones cargados, tarea que no posible para la TPC. Adicionalmente, junto con el ITS y TPC podemos medir pares de electrones para estudiar el espectrómetro de mesones pesados y ligeros. También es posible medir la producción de mesones con quarks pesados a través de sus canales de decaimientos en electrones y podremos identificar y separar a los mesones J/ψ producidos por la desintegración B de aquellos que se producen directamente de la colisión. Básicamente el detector consiste de seis capas radiales, cada una compuesta de 100 sabanas de polipropileno, los cuales producen radiación cuando las atraviesan partículas relativistas.
2. **TOF**: Este es un arreglo de detectores de tiempo de vuelo optimizados por una aceptación larga y para momentos de 0.5 a 2.5 GeV/c, en esta región la técnica dE/dx no es tan efectiva para separar a mesones K y π . Este detector estará ubicado en la parte exterior del TRD y cubrirá una región de pseudorapidez de $|\eta| < 0.9$; su radio interno es de 3.7 m y el externo es de 3.9 m. Este detector identifica partículas con masa por medio de su tiempo de vuelo de su punto de interacción al detector. Sus módulos individuales son llenados con gas en los cuales tenemos un campo eléctrico uniforme. Cualquier ionización producida por alguna partícula inicia inmediatamente una avalancha que eventualmente será transformado a una señal en los electrodos.
3. **HMPID**: Este detector es un sistema pequeño especializado en la identificación de partículas con alto momento. Este detector puede identificar partículas relativistas a través de la emisión de luz Cerenkov. También puede medir energías de 1 a 5 GeV, las cuales son esencialmente relacionadas con procesos fuertes. Para el RICH, el detector HMPID es un radiador líquido, esta elección fue debido a que los líquidos tienen un índice de refracción adecuado para la medición de mesones π , p y K. El HMPID es puesto lo más lejos posible del punto de interacción para minimizar la densidad de las partículas que llegan.

4. **PHOS**: El propósito de este detector es la medición de partículas neutras, principalmente fotones, medirá con una gran resolución sus respectivos cuadri-momentos para poder estudiar las propiedades de estas partículas y de esta forma recopilar información importante sobre lo que ocurre en procesos de colisión como pp [24].

Por otro lado, se ha determinado la construcción de un conjunto de detectores para el experimento ALICE cuyo objetivo es la de generar una señal que indique cuando se ha producido una colisión protón-protón o de Plomo-Plomo en el punto esperado o también llamado *punto de interacción* (IP por sus siglas en inglés), con este tipo de señal es posible descartar todos aquellos eventos que involucren colisiones de las partículas incidentes con las partículas del gas residual del tubo del acelerador; el resto de los detectores esperan esta señal de validación para iniciar a tomar los datos correspondientes. Este conjunto de detectores recibe el nombre de **Detectores Delanteros** (o **FWD** por sus siglas en inglés), y lo integran tres detectores llamados **TO**, **FMD** y **VO** [25] [26]. Estos detectores se localizan a una distancia radial muy cercana a la línea del haz, tal y como es posible ver en la figura 1.10, el sistema es puesto en ambos lados (etiquetado como lado A (o RB24) y lado C (o RB26)) del punto de interacción. Cada uno de estos detectores tiene diferentes funcionalidades y trabajan de forma independiente, pero en su conjunto forman un elemento importante del experimento ALICE. A continuación describiremos brevemente las características principales de cada uno de estos detectores.

1. **TO**: Consiste en un arreglo de dos detectores de Cerenkov equipados con tubos fotomultiplicadores. Este arreglo está en los lados opuestos al IP. Su principal tarea es la de generar una señal rápida que será usada para activar a los detectores TRD y TOF. El rango de pseudorapidez del TO es de $-3.3 < \eta < -2.9$ y de $4.5 < \eta < 5$. Su resolución temporal es mejor que los 50 ps y la eficiencia del trigger varía del 50 % para colisiones pp . Igualmente este detector puede dar una confirmación de la localización del IP dentro de los límites predefinidos con una precisión mejor a los 1.5 cm.
2. **FMD**: Este detector está integrado por 51200 canales de silicio distribuidos sobre cinco anillos de dos tipos, los cuales tienen 20 y 40 sectores en el ángulo azimutal. El principal funcionamiento del sistema FMD es estimar la multiplicidad de partículas cargadas en la región de pseudorapidez de $-3.4 < \eta < -1.7$ y $1.7 < \eta < 5.0$.
3. **VO**: Consiste en un sistema de dos detectores de centelleo divididos en ocho segmentos. El rango de pseudorapidez de estos detectores es aproximadamente igual al FMD. La principal funcionalidad de estos detectores es la de generar la señal de disparo para el experimento ALICE. De igual forma podrá dar una estimación de la posición del vértice así como establecer una señal de validación del evento.

1.6. Predicciones para el LHC

El propósito principal del LHC será explorar los fenómenos que ocurren en las colisiones de iones pesados en regiones de energía que alcanzan ordenes de TeV. Estas regiones de energías superarán a las alcanzadas por RHIC por un factor aproximado de 30, por lo tanto, se extiende la oportunidad de estudiar y confirmar algunos aspectos predichos por algunas teorías tales como el rompimiento de la simetría electrodébil (lo que implica la confirmación del mecanismo de Higgs), o la búsqueda de nuevas partículas predichas por SUSY y que surgen como consecuencia de la hipótesis de una simetría entre los fermiones y bosones [27], [28], [29]. Otra de las teorías propuestas y que será estudiada en el LHC postula la existencia de una dimensión extra y establece la conjetura de que la escala fundamental de la gravedad puede ser del orden de TeV. La escala de Plank sólo aparece como una escala derivada de los volúmenes largos de las dimensiones extras. La fenomenología

1.6 Predicciones para el LHC

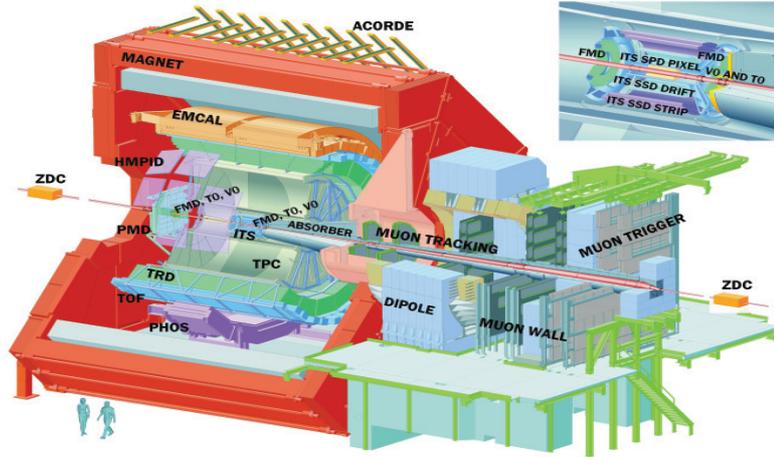


Figura 1.10: Detectores del experimento ALICE.

de las dimensiones extras establece entonces la posibilidad de producir gravitones a través de dispersiones partónicas en el LHC; estos gravitones pueden escapar dentro de la dimensión extra, permitiendo una aparente violación a la conservación de la energía-momento en nuestro mundo de cuatro dimensiones, o decaer a partículas del Modelo Estándar en un comportamiento parecido al de la resonancia. En el LHC se busca también nuevas interacciones y sus partículas cargadas asociadas, tales como nuevos bosones (W', Z') con masas cercanas a TeV/c^2 y que provienen de modelos que extienden los grupos de gauge del MS, tales como el modelo de technicolor. Por otro lado, estudios del sector de sabor pesados pueden dar evidencia de nueva física, en particular la producción de mesones B_s .

El acelerador es puesto en un túnel con una profundidad de alrededor de 100 m, con una circunferencia de aproximadamente 27 km. Dos de los cuatro experimentos, ATLAS y CMS serán encargados de estudiar la física antes expuesta, mientras que los otros dos detectores se concentrarán en el estudio de la física del mesón B (LHCb) y la colisión de iones pesados (ALICE).

Sistema	L ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	Tiempo (s)	\sqrt{s} (TeV)
pp	10^{30}	10^7	14
Pb-Pb	$0.5 \cdot 10^{27}$	10^6	5.5

Tabla 1.1: Parámetros del haz para ALICE.

Principalmente, el LHC se compone de 1232 dipolos superconductores por cada 14.2 m de largo. Cuando opere a su temperatura nominal de 1.9 K, un campo magnético de 8.33 T será registrado. En total, 2808 racimos con una intensidad nominal de 1.1×10^{11} protón/racimo y un racimo de espacio de 24.95 ns circulará en el anillo, dando como resultado una luminosidad máxima en pp de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, pero sólo ATLAS y CMS podrán trabajar a la máxima luminosidad. ALICE

Capítulo 1. El Plasma de Quarks y Gluones

trabaja con una luminosidad menor de alrededor de $10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ y para colisiones Pb-Pb la luminosidad será de $0.5 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. En la tabla 1.6 es posible ver algunos de los parámetros del haz para el experimento de ALICE.

Recordemos que un núcleo acelerado se compone de una red de quarks de valencia rodeado por un mar de quarks y campos de gluones. En el mar, los quarks y los gluones llevan una pequeña fracción x del momento total del núcleo, su densidad es muy grande especialmente para los gluones. El valor x de los partones producidos con momento transversal $p_T \approx 2 \text{ GeV}/c$ en RHIC es de $x \approx 2p_T/\sqrt{s_{NN}} \approx 0.02$, donde la densidad de gluones no es muy alta. Sin embargo, debido a las diferencias de energías manejadas en el RHIC y en el LHC, el valor de x disminuye a $x \approx 6.7 \times 10^{-4}$ (donde las densidades de los gluones son altas). Para estos valores altos en la densidad de gluones y valores pequeños de x , la evolución de Q^2 no puede ser descrita ampliamente por la evolución lineal estándar en Q^2 . En el rango de $1.5 \leq Q^2 \leq 10 \text{ GeV}^2$ y $10^{-5} \leq x \leq 5 \times 10^{-3}$, la evolución no lineal de la densidad de partones domina. Las longitudes de onda de los gluones son suficientemente grandes como para permitir que estos se traslapen unos a otros y comenzar a interactuar. Para valores más pequeños de x ($\leq 10^{-5}$), la densidad de los gluones es tan grande que estos saturan el espacio fase y la dinámica de la interacción puede ser descrita en términos del campo de color.

Estudios sistemáticos de colisiones protón-protón y protón (o deuterón)-núcleo, pueden dar información relevante alrededor de lo que ocurre en el estado inicial de las colisiones núcleo-núcleo. Las colisiones pp se realizan para valores grandes de energía ($\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$), y por lo tanto para valores pequeños de x . Estas colisiones pueden estudiar el régimen de evolución no lineal y probar el principio de saturación en el protón. Estudios de colisiones de pPb a $8.8 \text{ TeV}/\text{nucleón}$ pueden mostrar las diferencias entre el régimen de saturación del protón y del núcleo, proporcionando así la información necesaria para entender las colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}/\text{nucleón}$.

Sabemos que para dispersiones inelásticas profundas, la distribución partónica nuclear es modificada relativamente para la correspondiente a partones libres. Sin embargo, las mediciones no son muy sensibles a la distribución de gluones y las mediciones bajas de x son limitadas a valores pequeños de Q^2 ($\ll 1 \text{ GeV}$). En el LHC, la región baja de x puede ser probada en el régimen perturbativo (arriba de $Q^2 \geq m_Z^2$). La producción de bosones de gauge masivos se realiza a través de los canales $q\bar{q}$ en lugar de gluones. En RHIC, sólo el límite superior de la energía en pp es lo suficientemente grande para estudios de estadística significativa de la producción de W^\pm y Z^0 .

Estudios con una alta estadística de las densidades nucleares de quarks y antiquarks a momentos largos de transferencia (Q^2) a través de mediciones de la producción de W^\pm y Z^0 será única en el LHC.

La producción de fotones es dominada por el proceso $qg \rightarrow q\gamma$, y por lo tanto es posible estudiar de forma eficiente la distribución de los gluones. La producción de charm es otro de los procesos dominados por gluones que nos ayuda a determinar su propia distribución. Por otro lado, se ha descubierto que los efectos de modificar la evolución de la distribución partónica tales como la saturación o la no linealidad, son manifestadas fuertemente para valores cortos de Q^2 . Entonces el charm es una importante prueba para regiones en donde x y Q^2 son pequeños. Las modificaciones a las densidades partónicas en el núcleo han sido observadas cuando x adquiere valores pequeños.

Es importante destacar que la densidad de energía de la materia termalizada en el LHC será aproximadamente 20 veces mayor que en RHIC, esto implica que el tiempo gastado en la fase del plasma de quarks y gluones (diferencia entre el tiempo de vida del plasma y el tiempo de termalización) es incrementado por un factor de tres. Por lo tanto, el sistema caliente y denso creado en colisiones de iones pesados en el LHC permanece por más tiempo en el estado partónico, por lo que el tiempo de vida del plasma es lo suficiente grande para poder ser estudiado.

Los jets provenientes de quarks y gluones con valores altos de p_T pueden ser usados para estudiar el medio caliente producido después de la colisión. Los valores largos de Q^2 de estos jets causan la materialización inmediatamente después de la colisión. A través de sus interacciones con el medio, se miden sus propiedades y por lo tanto son sensibles a la formación del plasma de quark y gluones. Los valores largos de p_T aseguran que los efectos del medio son calculados de forma

1.6 Predicciones para el LHC

perturbativa. En el LHC, el promedio de la producción de pares de jets con $p_T > 50$ GeV es más grande que en RHIC. Más de diez pares de jets son producidos cada segundo en colisiones Pb+Pb en el LHC.

En la producción de pares de jets, uno de ellos puede modificar el medio. Las interacciones con el medio pueden reducir la energía del jet y cambiar su dirección. De hecho, algunos jets pierden una gran cantidad de su energía inicial de forma tal que su energía se disipa y no pueden aparecer como jets individuales. La aparición de monojets fue propuesta como una medición temprana de jet-quenching debido a la pérdida de energía. En RHIC, la evidencia de tales efectos fueron medidos a través de correlaciones con el hadrón.

La prueba de dijets no es trivial debido a que la energía original de ambos jets no es conocida. Por ello es conveniente tener un método para marcar los jets de energía conocida para poder medir la pérdida de energía. Los jets de quarks de energía conocida pueden ser producidos en procesos como $gq \rightarrow q\gamma$ o bien en $gq \rightarrow qZ^0$. En estos casos, la energía es conocida hasta que el jet es producido con momento transversal igual al del bosón de gauge que no es afectado por la presencia del medio. En el LHC, la producción $Z^0 + jet$ es lo suficientemente larga para extraer señales físicas. Las mediciones de la pérdida de energía muestran que tan opaco es el medio, el cual nos permite obtener las densidades de partones después de la colisión y determinar como el medio es afectado por la saturación de gluones.

Adicionalmente a las mediciones de dijets y $jet + \gamma, Z^0$, otras mediciones de jets y hadrones con valores grandes de p_T son importantes para cuantificar la pérdida de energía. Tres de las más importantes mediciones son: fragmentación de jet, contorno de jets (jet shapes), y quark pesados con valores grandes de p_T .

Mientras que las dispersiones duras iniciales pueden ser descritas en términos de funciones de distribución de protones y partones nucleares, el proceso mediante el cual los partones producidos se convierten en los hadrones del estado final, son caracterizados por las funciones de fragmentación. Estas funciones de fragmentación son usualmente estudiadas en colisiones e^+e^- y aplicados a otros procesos. Sin embargo, debido a que la función de distribución partónica es modificada por la presencia del medio nuclear, de igual forma se espera que la función de fragmentación sea modificada. El medio en cuestión puede ser materia fría como el estudiado en colisiones eA en HERA, o materia densa y caliente producida en colisiones de iones pesados. Estas modificaciones del medio sobre las funciones de fragmentación pueden ser calculadas realizando un promedio de la función de fragmentación del vacío sobre la energía perdida de los partones en el medio, con un factor de peso dado por la probabilidad de que el partón pierda energía. Los efectos de supresión de jets vistos en RHIC son compatibles con jet-quenching. Para el LHC se esperan supresiones similares a $p_T > 50$ GeV en colisiones Pb-Pb.

La producción pesada de quarks es muy abundante en el LHC. Estos quarks tienden a producirse en los primeros escenarios de la colisión debido a que sus masas son típicamente más largas que la temperatura del medio. Mientras que en el medio estos quarks pueden sufrir pérdida de energía; cálculos recientes indican que estas pérdidas son pequeñas.

Capítulo 2

Interacciones protón-protón

El primer objetivo del LHC era producir colisiones protón-antiprotón debido a que para acelerar estos haces en sentidos opuestos se usa una única estructura magnética. Sin embargo, para producir un antiprotón son necesarios 3×10^5 protones, lo que significa que los antiprotones deberían de ser acumulados durante horas antes de ser inyectados en el colisionador y aun así no se podría alcanzar la luminosidad deseada para el LHC. Por lo tanto se decidió usar dos haces de protones ya que su producción se logra en pocos minutos. Pero prevalecía un problema más, para poder acelerar dos haces de la misma carga en direcciones opuestas es necesario que cada uno de ellos circule en dos distintos tubos con campos magnéticos invertidos de un tubo con respecto a otro, lo cual era imposible debido al espacio limitado del túnel. Este problema fue resuelto con un novedoso sistema llamado dos en uno, el cual permite tener los dos campos magnéticos invertidos en la misma tubería. Debido a que una de las primeras actividades del LHC será acelerar haces de protones y el estudio de estas colisiones son de especial interés para el presente trabajo, la primera parte del capítulo estará dedicado a exponer los modelos que describen los fenómenos que ocurren en una colisión protón-protón; dichos modelos son a su vez la base teórica bajo la cual se han construido los programas computacionales más importantes encargados de realizar la simulación de este tipo de colisiones. De esta forma, la segunda parte del capítulo se enfocará en describir los programas que usaremos en este trabajo de tesis, los cuales son *AliRoot* y *Pythia*.

2.1. Colisiones partónicas

Los procesos de colisión nucleón-nucleón y en particular procesos de nuestro interés como protón-protón, pueden incluir tanto *procesos de dispersión elástica* como *inelástica* [30]. La primera se caracteriza porque la energía del nucleón colisionador no pierde ninguna unidad de su valor inicial, mientras que en las dispersiones inelásticas el nucleón colisionador pierde una cantidad importante de energía, lo cual se traduce en la producción de una gran variedad de partículas. Dentro de las dispersiones inelásticas podemos encontrar procesos *difractivos* y *no difractivos*. En el primero de ellos el nucleón es considerado como un medio de absorción, en donde los nucleones incidentes se difractan. En este tipo de procesos el nucleón pierde muy poca energía y por lo tanto la producción de partículas es muy escasa, contrario a lo que sucede en los procesos no difractivos.

Una de las principales propiedades de las colisiones nucleón-nucleón a altas energías es que existe una probabilidad substancial de que el núcleo colisionador pierda una gran cantidad de energía, lo que permite una gran producción de diversas partículas. De acuerdo con los resultados experimentales, en colisiones de este tipo, alrededor del 80 %-90 % de las partículas producidas son piones, el resto consiste en bariones, antibariones, kaones y otros tipos diferentes de partículas. El número total de partículas producidas en una colisión es llamado *multiplicidad*, sin embargo

muchos experimentos utilizan métodos de detección que son sólo sensitivos a la ionización de partículas, por lo que sólo es posible detectar partículas cargadas. En estos casos nos interesa investigar el número de partículas cargadas que se producen en la colisión, es decir, estudiar la **multiplicidad de carga**. En colisiones pp tenemos que la multiplicidad de partículas cargadas incrementa con la energía del centro de masa \sqrt{s} aproximadamente en forma logarítmica.

Una de las formas de estudiar la distribución de momento longitudinal de las partículas producidas es mediante la distribución de la **rapidez** y o bien de la **seudorapidez** η . Una breve descripción de estas variables puede ser vista en el apéndice A, en donde podemos ver que la rapidez y la seudorapidez son variables aproximadamente iguales cuando la energía de la partícula es grande. Para poder estimar los valores de la seudorapidez, es necesario realizar mediciones de sólo una cantidad cinemática de la partícula (el ángulo de emisión de la partícula relativo al eje del haz), mientras que para calcular la rapidez es necesario calcular dos variables cinemáticas.

Debido a que el elemento de momento invariante $d\mathbf{p}/E$ es igual a $dp_z d\mathbf{p}_T/E$, llamaremos a la distribución $dN/d\mathbf{p}_T$ ($= dN/2\pi|\mathbf{p}_T|d|\mathbf{p}_T|$) la **distribución de momento transverso**, la cual, para el caso de los piones producidos tiene la forma de una función exponencial. Una forma útil de analizar la distribución de momento transverso para las partículas producidas es usar la **variable de masa transversa** definida como:

$$m_T^2 = m^2 + \mathbf{p}_T^2, \quad (2.1)$$

donde m es la masa invariante de la partícula; y después podremos reescribir la diferencial de la sección eficaz invariante como una función de la masa transversa.

Las partículas que se producen con momento transverso mucho menor a 1 GeV/c son llamadas **partículas suaves**, y para aquellas partículas producidas de tal forma que el momento transverso supera considerablemente esta cantidad son llamadas **partículas duras**. El mecanismo de producción de estas dos distintas clases de partículas son totalmente diferentes, para las suaves es necesario trabajar con QCD no perturbativo, mientras que para las partículas duras su descripción se basa en QCD perturbativo. La experiencia en los experimentos a mostrado que la probabilidad para producir partículas suaves es mucho mayor que la probabilidad de generar partículas duras, sin embargo, debido a la dificultad de estudiar la dinámica de QCD no perturbativo, la producción de hadrones suaves son estudiadas de forma cualitativa y fenomenológica. Modelos como el mecanismo de Schwinger, electrodinámica cuántica en dos dimensiones, preconfinamiento, dualidad partón hadrón, fragmentación cluster, fragmentación de cuerda, partones duales entre otros, han sido propuestos para describir algunos aspectos de los datos.

2.2. Producción de partículas

Como ya hemos visto, uno de los procesos más importantes en las colisiones nucleón-nucleón en general, es la producción de partículas. Sin embargo, tratar de explicar por primeros principios cuales son los mecanismos para lograr la producción de partículas mediante la teoría de QCD presenta grandes dificultades, por lo que recurrir a modelos que expliquen diferentes aspectos cualitativos en los procesos de producción resulta necesario. Debido a la extensión de modelos propuestos para el fin planteado con anterioridad, sólo nos concentraremos en describir algunos de ellos sin que esto reste importancia a algún modelo en particular. Uno de los modelos más usado es llamado **modelo de cuerda**, el cual describe a los mesones como segmentos de cuerda que se expande y se contrae de forma longitudinal, y el proceso en el que una partícula se produce puede ser representado como una fragmentación de la cuerda cuando separamos un par quark antiquark. Este tipo modelo ha sido ampliamente usado por su efectividad y por sus numerosas aplicaciones en el desarrollo de programas computacionales usados para realizar simulaciones de experimentos de colisiones como veremos más adelante.

2.2 Producción de partículas

2.2.1. Modelo de cuerda

La noción de que los hadrones pueden ser descritos como cuerdas se originó a partir del estudio del modelo de resonancia dual, el cual era interpretado como una dispersión de cuerdas. En este modelo era necesario calcular la amplitud para las dispersiones elásticas de mesones con momento inicial p_1 y p_2 , y mesones finales con momento p_3 y p_4 . Los diagramas de Feynman pueden ser diagramas de canal s o bien diagramas de canal t . En el primero de ellos, p_1 y p_2 interactúan para liberar una partícula (o resonancia) $p_J (= p_1 + p_2)$ que subsecuentemente se romperá en p_3 y p_4 . En los diagramas de canal t , las partículas p_1 y p_2 intercambian a la partícula $p_J (= p_1 - p_3)$ mientras éstos se propagan alejándose con el tiempo dejando a la partículas p_3 y p_4 . En el modelo dual de resonancia, se encuentra que la amplitud del canal s y del canal t son el mismo, es decir que estos dos diagramas dan dos alternativas, o una descripción dual de la misma física. Una visión simple de la propiedad de dualidad puede ser realizada si asumimos que el mesón es un objeto extendido, con la estructura de una cuerda conectando un quark y un antiquark. Bajo este esquema, los diagramas de canal s y canal t (figura 2.1) cambian a la configuración mostrada en la figura 2.2.

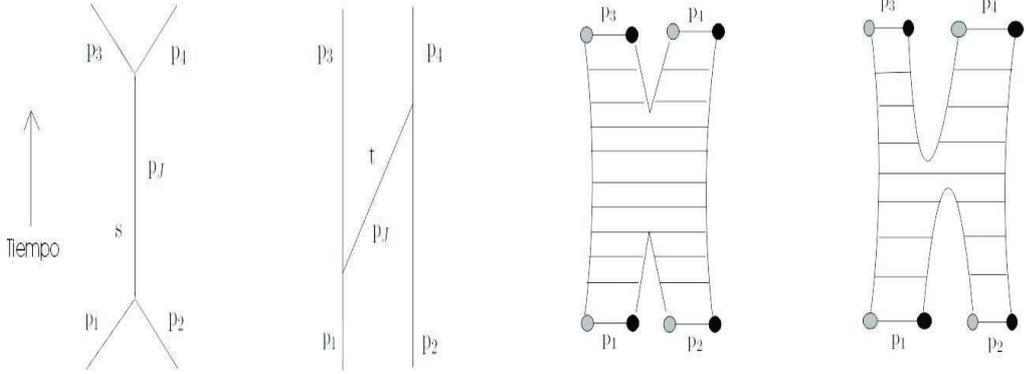


Figura 2.1: Diagramas s (izquierda) y t (derecha).

Figura 2.2: Diagramas s y t bajo el modelo de cuerda.

La imagen de cuerda de los hadrones puede darnos una relación apropiada entre la masa M de los hadrones y su espín J . Se encontró empíricamente (ver en la referencia [8]) que la resonancia de los hadrones con la misma simetría interna pero con diferentes valores de espín, caen dentro de una recta cuando graficamos J como función de $s (= M^2)$. Esta recta es llamada **trayectoria de Regge** y nos da la siguiente relación: $J(M) = \alpha(0) + \alpha' M^2$, donde $\alpha(0)$ es llamado **intercepción de Regge** y a α' se le nombra **inclinación de Regge**, la cual se aproxima a una constante universal con valor $\approx 1 \text{ GeV}^{-2}$.

Cuando un par de color neutral $q\bar{q}$ es producido, se crea un campo de fuerza entre estos, y de acuerdo con el confinamiento planteado por QCD tenemos que las líneas de color de fuerza son concentrados en un tubo estrecho que conecta q y \bar{q} , por lo tanto, podemos considerar que éste actúa como una cuerda con un coeficiente de tensión constante κ . Consideremos una cuerda de longitud $2L$ que rota alrededor del eje que pasa por el centro 0 y es perpendicular a la cuerda. En un extremo de la cuerda está el quark y en el otro el antiquark viajando a la velocidad de la luz en la dirección perpendicular a la cuerda (figura 2.3). El segmento de cuerda dx en el punto x tiene la velocidad $v = x/L$. Si la cuerda estuviese en reposo, la energía en el segmento dx sería κdx . Para una cuerda en rotación, la energía contenida en el segmento dx es $\gamma\kappa dx$, donde $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2}$ es el factor gamma para el segmento de cuerda en rotación. La energía total contenida en la cuerda es:

$$M = 2 \int_0^L \gamma \kappa dx = \pi \kappa L. \quad (2.2)$$

Capítulo 2. Interacciones protón-protón

Por otro lado, el momento angular contenido en el segmento dx es la energía multiplicada por vx . Entonces, el momento angular total de la cuerda es:

$$J = 2 \int_0^L \gamma \kappa v x dx = \kappa L^2 \pi / 2. \quad (2.3)$$

De estas dos últimas relaciones encontramos que la relación buscada entre la masa y el espín está dada por:

$$J = \frac{1}{2\pi\kappa} M^2. \quad (2.4)$$

Comparando con $J(M) = \alpha(0) + \alpha' M^2$ obtenemos la siguiente relación entre la tensión de la cuerda y la inclinación de Regge:

$$\kappa = \frac{1}{2\pi\alpha'} \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}. \quad (2.5)$$

Esta constante puede ser igualmente interpretada como la cantidad de energía por unidad de longitud, es decir que κ corresponde a la densidad de masa a lo largo de la cuerda. Es importante mencionar que a pesar de que el modelo de cuerda puede ser usado como una descripción efectiva de los fenómenos de interacción fuerte en conexión con la estructura a distancias largas de los hadrones, sabemos que no podemos usarlo como un modelo fundamental de las interacciones fuertes. Este modelo tiene dificultades en explicar muchos procesos duros con momentos transversos largos observados en experimentos de colisiones inelásticas.

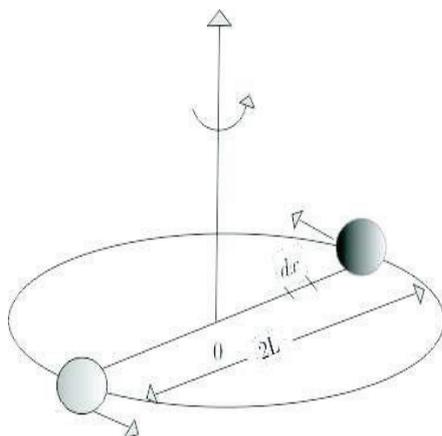


Figura 2.3: Cuerda de longitud $2L$ que rota alrededor del eje que pasa por el centro 0 y es perpendicular a la cuerda.

Mucha de la información sobre la producción de partículas es obtenida por el estudio de cuerdas clásicas en un espacio y un tiempo unidimensional. Este es útil como una representación simple de los mesones. En esta descripción, un mesón en reposo en sistema del centro de masa es descrito como una cuerda que tiene atada en sus extremos un quark y un antiquark, conforme estos se apartan son desacelerados por la tensión de la cuerda, después vuelven a acelerarse apartándose nuevamente, ejecutando así un movimiento periódico llamado *movimiento de yo-yo*. Por otro lado, la cuerda puede ser fragmentada cuando el momento de los quarks tiene un valor grande, en este caso se crea un nuevo par $q\bar{q}$.

2.2 Producción de partículas

El Hamiltoniano del sistema descrito con anterioridad está dado por:

$$H(x_i, p_i) = |p_q| + |p_{\bar{q}}| + \kappa|x_q - x_{\bar{q}}|, \quad (2.6)$$

donde κ es la tensión de la cuerda y p_i y x_i denota respectivamente las coordenadas de momento y la coordenada espacial de la partícula i , con $i = q$ y \bar{q} . De acuerdo con las ecuaciones de Hamilton, encontramos que la velocidad de la partícula i está dada por:

$$\dot{x}_i = \pm p_i. \quad (2.7)$$

Entonces, la dirección de movimiento de la partícula i es gobernada por el signo de su momento. La coordenada espacial está dada por:

$$x_i(t) = x_i(t_0) + (\pm p_i(t - t_0)). \quad (2.8)$$

Nuevamente, a partir de las ecuaciones de Hamilton encontramos que

$$-\dot{p}_i = \pm(x_i - x_{i'})\kappa. \quad (2.9)$$

La solución del momento de la i -ésima partícula es:

$$p_i(t) = p_i(t_0) - \pm\kappa(x_i - x_{i'})(t - t_0). \quad (2.10)$$

Consideremos que inicialmente el par quark antiquark se localizan en el origen espacial a $t = 0$. Sin pérdida de la generalidad, supongamos que el quark se mueve a la derecha con un momento inicial $p_q(0) > 0$ y el antiquark se mueve hacia la izquierda con momento inicial $p_{\bar{q}} < 0$ y $p_q(0) = -p_{\bar{q}}$. Durante el estado inicial tenemos que $\dot{x}_q = +1$ y $\dot{x}_{\bar{q}} = -1$. Inicialmente el quark tiene momento positivo y viaja en la dirección $+x$, mientras que el antiquark tiene momento negativo y viaja en la dirección $-x$ tal y como se muestra en la figura 2.4. Debido a que estas partículas son de masa pequeña, viajan con una velocidad cercana a la de la luz. En esta configuración inicial tenemos que $x_q > x_{\bar{q}}$. De la ecuación de Hamilton encontramos que $\dot{p}_q = -\kappa$ y $\dot{p}_{\bar{q}} = +\kappa$. Por lo tanto, conforme el quark y el antiquark se separan uno del otro, el quark con momento positivo en la dirección $+x$, su momento disminuye linealmente con el tiempo y es jalado por el antiquark obligándolo a cambiar a la dirección $-x$. El momento del quark es cero en el tiempo $p_q(0)/\kappa$, que es un cuarto del periodo T del movimiento del quark o del antiquark en el sistema del centro de masa. Entonces el periodo está dado por:

$$T = \frac{4p_q(0)}{\kappa}. \quad (2.11)$$

Después de $t > T/4$, el momento del quark será negativo y su dirección de movimiento será invertida hacia la dirección del antiquark en $-x$, por lo tanto experimentará un empuje atractivo del antiquark. La magnitud de su momento incrementará linealmente con el tiempo, para un valor de cero en $t = T/4$, llegará a su máximo valor en $x = 0$ y $t = T/2$. Después de $t > T/2$, el quark se aleja del antiquark y experimenta un empuje del antiquark. La magnitud de su momento incrementa linealmente con el tiempo hasta que el momento se hace cero en $t = 3T/4$. El movimiento del antiquark se efectúa como una imagen en el espejo del quark. Bajo la dinámica descrita con anterioridad podemos ahora describir el movimiento de la cuerda como sigue: Inicialmente las partículas se encuentran en el origen en $x = 0$ y $t = 0$, conforme el tiempo incrementa su valor, sabemos que el quark viaja en la dirección x mientras que el antiquark lo hace en la dirección $-x$, en este momento la cuerda se expande hasta que llega a su valor máximo cuando $t = T/4$. Después el movimiento del quark se revierte y la cuerda se contrae hasta que el quark y el antiquark están juntos en el punto C como se indica en la figura 2.4, es decir en $x = 0$ y $t = T/2$. De esta forma se completa el ciclo de contracción y expansión de la cuerda que se repetirá por sí mismo.

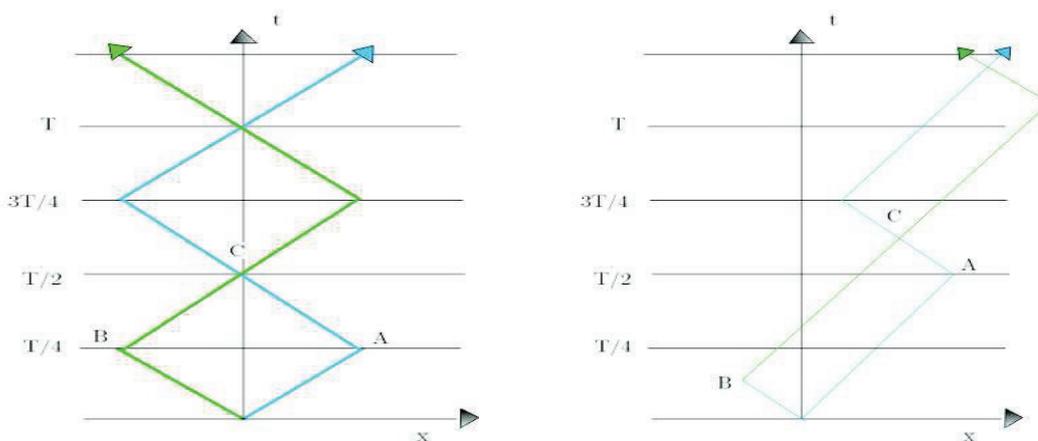


Figura 2.4: A la derecha: la trayectoria espacio-temporal del quark(línea azul) y el antiquark(línea verde) para un estado de yo-yo en reposo. El tiempo T dado en la ecuación (2.11) es el periodo del movimiento del yo-yo en el sistema en reposo. A la izquierda: la trayectoria espacio-temporal del quark(línea azul) y el antiquark(línea verde) para un estado de yo-yo en movimiento.

Para describir el movimiento de yo-yo en movimiento traslacional, podemos hacer un cambio en el sistema de referencia con velocidad β relativo al sistema de laboratorio. El sistema del centro de masa es aquel en donde la dinámica de la cuerda se efectúa como lo describimos con anterioridad. Los puntos A, B y C de este último sistema se transforman de acuerdo con la transformación de Lorentz como: $A' = (\gamma(1 + \beta)T/4, \gamma(1 + \beta)T/4)$, $B' = (\gamma(1 - \beta)T/4, \gamma(1 - \beta)T/4)$ y $C' = (\gamma T/2, \gamma\beta T/2)$; donde $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$. Las trayectorias en este nuevo sistema toman la forma dibujada en la figura 2.4.

Haciendo uso de las variables de cono de luz x_{\pm} (apéndice A), es posible demostrar que el área de OACB es igual al área de OA'C'B' con el valor de $T^2/4 = s/\kappa^2$, es decir que esta área es una cantidad invariante que no depende del movimiento del estado del yo-yo, y que es igual siempre al cuadrado de la masa invariante del sistema dividido entre κ^2 .

2.2.2. El modelo de Lund

Bajo el modelo descrito con anterioridad es posible entender los mecanismos de producción de hadrones mediante el modelo de Lund. En este último se considera que la cuerda que une al par quark antiquark se fragmenta en dos partes independientes de color neutral, la dinámica de estos nuevos fragmentos de cuerda estarán descritos por el mismo modelo de yo-yo. La probabilidad de que la cuerda se rompa está dada por:

$$\frac{dP}{dxdt} = A \exp(-\pi m^2/\kappa), \quad (2.12)$$

donde m es la masa del quark creado y A es una constante. El movimiento de la cuerda será ahora una cuestión estadística; conforme el tiempo incrementa se romperá de forma aleatoria en pequeñas piezas con fracciones pequeñas de su energía original, generando de forma espontánea un nuevo par $q_i \bar{q}_i$ en el vértice V_i como se muestra en la figura 2.5. Cada uno de estos segmentos de cuerda ejecutará una dinámica como la descrita en el modelo de yo-yo y se fragmentará nuevamente en algún vértice V_{i+1} . Cuando la masa invariante de la pieza de cuerda adquiere un tamaño lo suficientemente pequeño, es identificado como un hadrón (o un cluster de hadrón) y el rompimiento cesa en esa pieza. Entonces el sistema entero eventualmente se hadroniza.

Bajo el esquema de este modelo no es posible considerar la producción de quark pesados, esto último sólo se logra en el modelo perturbativo llamado lluvia partónica $g \rightarrow q\bar{q}$. Pero si es posible

2.2 Producción de partículas

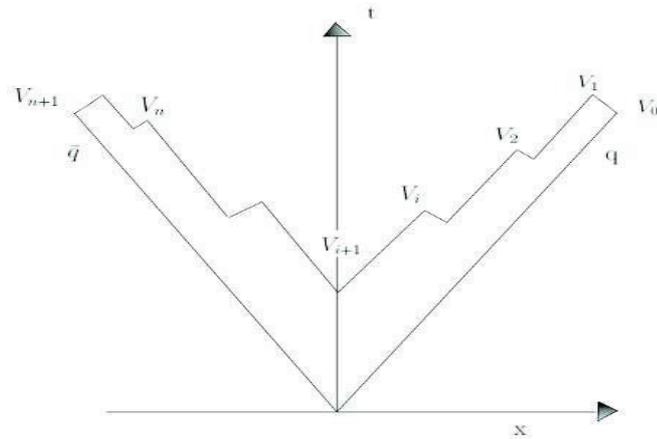


Figura 2.5: Trayectorias espacio-temporales de quarks y antiquarks que se producen de forma espontánea en cada vértice V_i .

hacer una descripción de la producción de bariones con el modelo de Lund. En una aproximación simple, se considera que en el barión, uno de los quarks está unido mediante una cuerda a un par de quarks (diquarks) que se considera en su conjunto como un antiquark, tal y como se muestra en la figura 2.6 (izquierda). El rompimiento de la cuerda generaría un mesón y un barión (figura 2.6 (derecha)). Una visión más compleja es propuesta por el *modelo de popcorn* (figura 2.7), en el cual no se consideran la producción de diquarks y los pares quarks-antiquarks son producidos de forma sucesiva. Es decir, que cuando ocurre el rompimiento de la cuerda en un par $q\bar{q}$, un nuevo par es producido $q_1\bar{q}_1$ de tal forma que se forman los pares qq_1 y $\bar{q}\bar{q}_1$. De igual forma se puede producir otro nuevo par $q_2\bar{q}_2$ entre el anterior y formar una configuración en donde q_2 es unido a qq_1 y por otra parte \bar{q}_2 es unido a $\bar{q}\bar{q}_1$. De esta forma es producido un nuevo barión con una configuración que incluye a q_1 , q_2 y q_3 (producido por el rompimiento entre q y q_1), de igual forma se produce un antibarión con \bar{q}_1 , \bar{q}_2 y \bar{q}_3 (producido entre \bar{q} y \bar{q}_1).

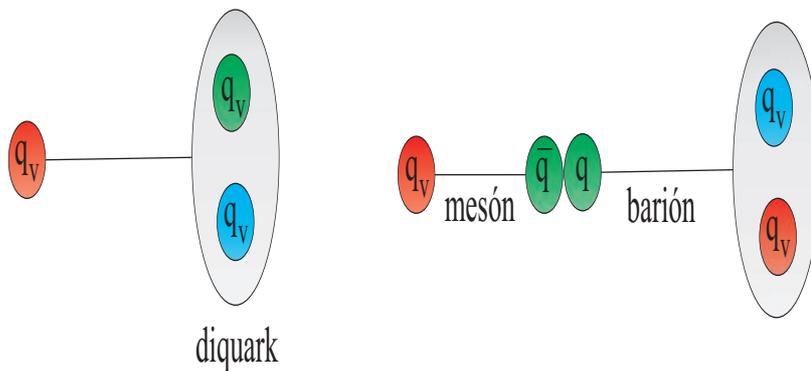


Figura 2.6: Producción de bariones con el modelo de Lund. A la izquierda: dentro del barión, un quark está unido a un par $q\bar{q}$. A la derecha: el rompimiento de este sistema genera un mesón y un barión.

Existe otro modelo llamado *barion junction* (figura 2.8), en el cual, cuando las cuerdas se fragmentan, los nuevos pares de quarks-antiquarks se agrupan con los extremos de tal forma que se

Capítulo 2. Interacciones protón-protón

producen tres mesones y un barión. La hipótesis principal de este modelo es que el barión resultante se compone por quarks provenientes del mar, mientras que los mesones se componen por los quarks de valencia.

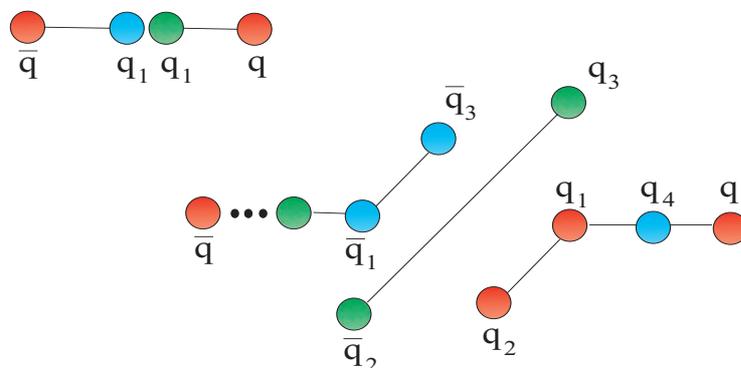


Figura 2.7: Producción de bariones con el modelo de *popcorn*.

De igual forma debemos considerar que la mayor parte de las partículas producidas mediante la fragmentación de las cuerdas son inestables, por lo que subsecuentemente decaen en otras partículas estables que serán observadas en los detectores de los experimentos de colisión. Por lo tanto, estos procesos deben de ser considerados en los modelos antes descritos. Por lo general, se considera que los productos de decaimientos se distribuyen de acuerdo al espacio fase, por lo que no hay una dinámica involucrada en su distribución relativa. Esto implica que debemos hacer consideraciones adicionales, como por ejemplo en algunos casos se establece que los productos finales del decaimiento surgen con cierta polarización e imparten una distribución no isotrópica de estos productos finales que pueden ser hadrones, leptones o fotones. Algunos estados pueden ser lo suficientemente pesados que permiten el decaimiento a estados partónicos como $\Upsilon \rightarrow ggg$, que se fragmentará subsecuentemente.

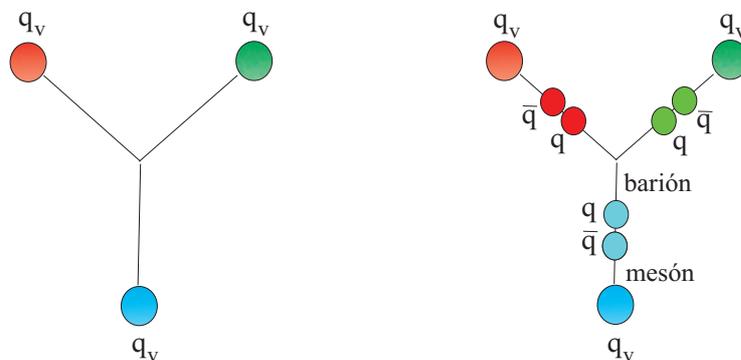


Figura 2.8: Producción de bariones con el modelo de *baryon junction*.

2.3. Lluvia partónica

Los procesos duros se caracterizan por generar un gran número de partículas en el estado final para un par de partículas incidentes, por lo que resulta difícil estudiar procesos que contengan una multiplicidad partónica muy alta; por lo tanto es necesario recurrir a alguna aproximación para generar esta multiplicidad de los estados finales. El *modelo de lluvia partónica* tiene la capacidad de generar estos eventos en las regiones suaves y colineales del espacio fase. Iniciemos dividiendo al partón a en dos partones $b + c$, de igual forma supongamos que se cumple que $p_b^2, p_c^2 \ll p_a^2 \equiv t$. Si a es el partón que se aleja, entonces esto corresponde a la *lluvia temporal* ($t > 0$). Si por el contrario es la partícula incidente entonces corresponde a la *lluvia espacial*.

En el estado inicial y final de la lluvia partónica encontramos que la estructura está dada en términos de ramas de la forma $a \rightarrow bc$, especialmente $e \rightarrow e\gamma$, $q \rightarrow q\gamma$, $g \rightarrow gg$ y $g \rightarrow q\bar{q}$. Cada uno de estos procesos es caracterizado por el kernel de separación $P_{a \rightarrow bc}(z)$. El promedio de la rama es proporcional a la integral $\int P_{a \rightarrow bc}(z) dz$. La variable z es la energía del partón madre, de tal forma que el partón b toma una fracción de z y el partón c toma el resto $1 - z$. Cada uno de los partones es caracterizado por una escala virtual Q^2 , la cual da una un sentido aproximado del orden del tiempo de la cascada. En el estado inicial de la lluvia, los valores de Q^2 se incrementan de forma gradual, mientras que estos valores decrecen para el estado final de la lluvia. La evolución de la lluvia es cortada a una escala pequeña Q_0 , por lo general alrededor de 1 GeV para las ramas de QCD.

El estado final de la lluvia es temporal y por lo tanto los partones tienen $m^2 = E^2 - \mathbf{p}^2 \geq 0$. La variable de evolución Q^2 de la cascada es asociada con m^2 del partón de la rama. Se inicia con la máxima escala Q_{max} , y el partón original se desarrolla hacia abajo en Q^2 hasta que ocurra la lluvia. El valor de z obtenido del kernel de separación representa la división de energía del partón entre sus hijos. Por otro lado, el estado inicial de la lluvia es espacial, lo que significa que en la secuencia de $a \rightarrow bc$, las partículas a y b tienen una masa $m^2 = E^2 - p^2 < 0$ y la partícula c no participa en la dispersión fuerte. En una primera aproximación, la evolución de las ramas espaciales es caracterizada por la variable de evolución $Q^2 = -m^2$, de la cual resulta necesario que estrictamente tenga un crecimiento a lo largo de la lluvia y $Q_b^2 > Q_a^2$.

La idea principal del modelo de lluvia partónica es realizar una simplificación a procesos tan complicados como $2 \rightarrow n$ (donde n representa un número largo de partones en el estado final) a un proceso simple y bien estudiado como $2 \rightarrow 2$. Para comenzar, consideremos el proceso $ud \rightarrow ud$, los quarks involucrados en el estado inicial deben de satisfacer la condición $p^2 = E^2 - \mathbf{p}^2 = m_q^2 \approx 0$ a escalas largas de tiempo. Los quarks incidentes radiarán una sucesión grande de gluones, mientras que los quarks finales radiarán menos gluones. En el estado inicial de la radiación (ISR por sus siglas en inglés), parte de las cascadas son espaciales. Correspondientemente, el estado final de la radiación (FSR por sus siglas en inglés) es caracterizado por ser temporal.

2.4. Software para la simulación

2.4.1. AliRoot

Una de las actividades importantes realizadas en ALICE es la simulación de los eventos esperados en el experimento y de la respuesta de cada uno de sus detectores a la generación de ciertos procesos físicos que puedan ocurrir. Para ello se a desarrollado un programa computacional llamado AliRoot, el cual se basa en el lenguaje de programación orientado a objetos llamado C++ [35].

Todo el software desarrollado para ALICE tiene como base el software de nombre Root, el cual contiene numerosas herramientas para el análisis completo de datos (obtenidos ya sea mediante un experimento o bien a través de la simulación), una interface avanzada de gráficos, un conjunto de utilerías comúnmente usados como funciones matemáticas, generadores de números aleatorios, ajustes multiparamétricos y procesos de minimización, etc. La estructura de este programa es de

Capítulo 2. Interacciones protón-protón

alrededor de 650 clases agrupadas en aproximadamente 40 librerías divididas en 20 categorías, lo que suma un total aproximado de 800,000 líneas de código. La descripción de `Root`, de su funcionamiento y proceso de instalación (en el sistema operativo Unix) puede ser consultado en [36].

Sin pérdida de la generalidad, el proceso de la simulación en `AliRoot` puede ser dividido en tres diferentes etapas: simulación, reconstrucción y análisis. En la primera de éstas es necesario establecer cual es el proceso que deseamos estudiar, las partículas involucradas y los procesos iniciales, así como también debemos definir que detector de ALICE deseamos que participe en la simulación. Por convención, toda esta información es escrita en un archivo de nombre `Config.C`. Existen una gran variedad de estos archivos en la carpeta `macros`, ubicada dentro del directorio de `AliRoot`. Cada uno de ellos establece diferentes condiciones para estudiar procesos físicos tales como la producción de jets, muones, sabores pesados, etc; pero todos llevan en común el siguiente conjunto de líneas:

```
gRandom->SetSeed(0);
gSystem->Load("libgeant321");
new TGeant3("C++ Interface to Geant3");
pAL=AliRunLoader::
Open("galice.root",AliConfig::GetDefaultEventFolderName(),"recreate");

gAlice->SetRunLoader(pAL);
TVirtualMCDecayer *pDecayer=new AliDecayerPythia();
pDecayer->SetForceDecay(kAll);
pDecayer->Init();
gMC->SetExternalDecayer(pDecayer);  gMC->SetProcess("PHOT",1);
gMC->SetProcess("DCAY",1);          gMC->SetCut("BCUTM" ,0.001);
gMC->SetProcess("COMP",1);          gMC->SetCut("BCUTE" ,0.001);
gMC->SetProcess("PFIS",0);          gMC->SetCut("CUTNEU",0.001);
gMC->SetProcess("MUNU",1);          gMC->SetCut("CUTELE",0.001);
gMC->SetProcess("HADR",1);          gMC->SetCut("CUTMUO",0.001);
gMC->SetProcess("MULS",1);          gMC->SetCut("CUTHAD",0.001);
gMC->SetProcess("PAIR",1);          gMC->SetCut("CUTGAM",0.001);
gMC->SetProcess("PHOT",1);          gMC->SetCut("DCUTE" ,0.001);
gMC->SetProcess("DRAY",0);          gMC->SetCut("PPCUTM",0.001);
gMC->SetProcess("CKOV",1);          gMC->SetCut("DCUTM" ,0.001);
gMC->SetProcess("LOSS",2);          gMC->SetCut("TOFMAX",1e10);
gMC->SetProcess("RAYL",1);          gMC->SetCut("BCUTM" ,0.001);
```

Los términos `gRandom`, `gSystem` y `gMC` son variables globales y tienen la siguiente funcionalidad:

1. `gRandom`: con esta clase se inicia el generador de números aleatorios. Por medio de la clase `SetSeed` se le pone al generador aleatorio la semilla, si ésta es cero, la semilla se coloca en el reloj de la computadora, la cual regresa con una precisión de un segundo. Si se pone `SetSeed(0)` dentro del ciclo y éste dura un tiempo menor a un segundo, entonces todos los números generados serán idénticos.
2. `gSystem`: Carga las librerías de `Geant3`, el cual como mencionamos, se encarga de realizar la simulación de la interacción de las partículas cuando estas atraviesan alguno de los detectores involucrados en el proceso.
3. `gMC`: Con esta clase es posible determinar que procesos físicos queremos incluir en la simulación así como también que cortes queremos establecer a los diferentes parámetros. Las distancias se definen en cm, P y E llevan unidades de GeV.

2.4 Software para la simulación

Otras de las clases importantes en el archivo *Config.C* es *AliRunLoader*, por medio de ésta es posible llamar algunas de las clases más importantes de *AliRoot* para escribir el archivo *galice.root*, en este último se almacena toda la información sobre la arquitectura de los archivos de salida, es decir, de los archivos que contienen los datos de la simulación. Otra de las clases importantes definidas en el *Config.C* es *TVirtualMCDecayer*, la cual nos proporciona una interface para los decaimientos que queremos usar.

Para lograr la simulación, *AliRoot* tiene diferentes paquetes para la generación de eventos, los cuales tienen la tarea de crear partículas como si éstas fueran el producto final de la colisión, en estos paquetes es posible elegir propiedades específicas de las partículas creadas tales como su tipo y cinemática. La clase base para la generación de eventos es *AliGenerator*, la cual define una interface virtual de los programas generadores, otras clases importantes son *AliPythia* [38] (de la cual hablaremos más adelante) y *AliHiJing*.

La siguiente fase de la simulación es el paso de las partículas a través de los diferentes detectores que componen ALICE, que como mencionamos se realiza principalmente por medio de *Geant3* [37], pero también es posible hacer uso del paquete *Fluka*, y una nueva versión de *Geant3* desarrollada en C++ llamada *Geant4*. Dentro de la simulación, cuando una partícula pasa por el detector produce *hits*, los cuales son guardados en los archivos *galice.root* y en *Kinematics.root*, de igual forma, la información de los hits generados en un detector en particular son guardados en un archivo de la forma *(NombreDelDetector).Hits.root*, es decir que si nuestro objetivo es extraer la información de los hits del detector V0, entonces debemos buscar dentro de los archivos *VZERO.Hits.root*; en este conjunto de archivos se crea una estructura llamada *Tree* por medio de la clase *TTree*, la cual es propia de *Root*. Los hits contienen información importante como el vértice de las partículas, la energía depositada por las partículas incidentes en un punto específico del detector, etc.

La siguiente fase de la simulación en *AliRoot* es la reconstrucción, en ésta se investiga cual ha sido el camino de una partícula a través del conjunto de detectores. Por lo tanto, a cada una de las partículas se le asocia lo que se le llama un *track*. En esta etapa de la simulación, los hits almacenados en cada detector pasan por un proceso de digitalización por medio de la clase *AliDigit*, es aquí cuando son creados los *digits* que básicamente son la suma de las señales depositadas en cada celda del detector. La dinámica es la siguiente: cada partícula produce lo que se llama un *SDigit* (en inglés llamado *Summable Digit*) en el detector y después todos estos *SDigits* serán sumados en forma apropiada para formar la respuesta final, es decir el *digit*, que representará la señal que esperamos obtener de un experimento real. Esta información es almacenada en los archivos *(NombreDelDetector).SDigits.root* y *(NombreDelDetector).Digits.root*. A partir de esto último es posible realizar la reconstrucción de las partículas por medio del cluster creado por una partícula incidente en el detector y por la reconstrucción de la traza de la partícula por los diferentes detectores. La clase que gestiona estos procesos es *AliRecPoint*, en la cual son generados los *RecPoints* que serán almacenados en los árboles *TreeR* dentro de los archivos *RecPoints.root*; a partir de este punto es posible la identificación de las partículas.

Una vez obtenido los datos de la simulación, existen diferentes códigos para realizar el análisis de cada uno de los eventos generados. Recordemos que la información contenida en cada uno de los archivos *.root* se encuentra bajo la estructura de árboles y ramas definidas en *Root*, por lo tanto es posible hacer uso de todas las herramientas que nos proporciona este último para realizar histogramas y ajustes, o bien utilizar diferentes funciones matemáticas para calcular parámetros importantes como la rapidez.

Una descripción más detallada sobre los principales componentes y su funcionamiento del software *AliRoot* puede ser vista en [35], por el momento sólo es necesario saber cuales son los elementos principales de este programa y sobre todo cuales son las etapas de la simulación y como son almacenados y analizados los datos que esta genera.

2.4.2. Generador de eventos

Como ya hemos mencionado, en los experimentos de colisiones de nucleones y de iones pesados a muy alta energía, se genera un gran número de partículas en el estado final produciendo así una gran variedad de señales en los detectores. Como ejemplo particular podemos decir que colisiones en el LHC de Pb-Pb tienen una multiplicidad que varía de 1400 a 8000 partículas en la unidad central de rapidez. Por lo tanto, el objetivo principal de los programas encargados de realizar la simulación, es la de producir la cantidad necesaria de partículas (que se asocia como un evento) que serían observados por un detector perfecto. Existen diferentes códigos para realizar la generación de eventos con los que sería posible estudiar una gran variedad de señales físicas, pero la idea principal en todos ellos es la de fabricar una gran lista de números en forma aleatoria, a cada uno de estos números se le asigna una partícula con valores específicos de las variables que la describen como momento, energía entre otros [39], [40].

El objetivo principal de cualquier programa computacional encargado de realizar la generación de eventos aleatorios es la de implementar algoritmos de forma tal que pueda crear números o símbolos en secuencias independientes y por lo tanto, muy próximo a una generación aleatoria. Todos estos programas requieren de la introducción un número inicial (a_0) que recibe el nombre de *semilla*, y a partir del cual se adquiere los valores para una colección de números $a_1, a_2 \dots$. Esto último se logra mediante alguna operación algebraica tal que permita que la generación de eventos sea lo más cercano a la naturaleza de estos procesos. Es importante mencionar que siempre que se inicie la generación de números con la misma semilla, se obtendrá la misma secuencia de valores, por lo que siempre es recomendable cambiar este valor antes de iniciar.

Por lo general, los eventos son generados bajo una distribución particular relacionada con algún comportamiento físico esperado. En la mayoría de los casos es necesario establecer límites sobre el rango de eventos producidos por el generador. La razón principal de esto es la existencia de restricciones impuestas por las características mismas del detector, tales como su geometría o propiedades del material que lo componen, etc. Por lo tanto, debemos realizar cortes sobre las variables cinemáticas usadas para el estudio del detector tales como la rapidez, seudorapidez o bien el ángulo, de tal forma que podamos obtener datos más realistas con relación a lo que el detector mismo puede medir. De igual forma debemos considerar que existen otros límites que se relacionan con el hecho de que la sección eficaz tiende a crecer en la dirección del haz, lo que dominará al generador pero no adiciona eventos al detector simulado.

Para facilitar el uso de diferentes generadores es posible hacer uso de una interface abstracta generadora llamada *AliGenerator*, la cual nos permite estudiar los eventos completos, procesos de señales y una mezcla de ambos. Muchos generadores pueden ser hallados en las clases de *Root*, el cual implementa una interface genérica llamada *TGenerator*. De esta forma se añaden códigos construidos en *Fortran* que usan el Método de Monte Carlo tales como *Hijing*, *Herwig* y *Pythia*. Debido a que el propósito de la presente tesis es realizar la simulación usando este último programa, describiremos a continuación con más detalle sus principales características.

2.4.3. Pythia

Este programa genera eventos con el propósito de estudiar colisiones a muy alta energía entre partículas elementales tales como e^+ , e^- , p y \bar{p} en diferentes combinaciones, siendo las de mayor interés para esta tesis las colisiones protón-protón. La construcción de este programa está basado en diferentes modelos y teorías desarrolladas para esta rama de la física, tales como interacciones fuertes y débiles, distribuciones partónicas, modelo de Lund, interacciones múltiples, fragmentación y decaimientos. Debemos recordar que estos modelos son una aproximación a los fenómenos que ocurren en las colisiones a muy alta energía, pero como ya hemos visto, existen muchos aspectos que todavía no podemos entender. Sin embargo, el objetivo principal de estos generadores es la de reproducir con la mayor precisión posible lo que podría ser visto en el experimento.

En *Pythia* existe un repositorio central para la información de las partículas producidas en

2.4 Software para la simulación

la simulación, datos como el sabor, momento y los eventos producidos son almacenados en estos recopiladores de eventos. El programa también usa los códigos de partículas del Grupo de Datos de Partículas (PDG por sus siglas en inglés), que junto con `Pythia` es referida como código de partículas `KF`. Las partículas y sus antipartículas son mapeados al mismo código `KF` que puede ser cambiado por el usuario mediante la introducción de nuevas partículas por medio de la rutina `PYUPDA`.

Por medio de la rutina `PYNAME` es posible imprimir el nombre de las partículas que se generan en los siguientes grupos:

1. **Quark y leptones** (tabla 2.1): En este bloque se generan los constituyentes básicos de la materia, distribuidos de acuerdo a su familia. Una cuarta generación es incluida como parte de los escenarios de la física exótica. Los códigos de quarks son usados como bloques para la construcción de los códigos para los diquarks, mesones y bariones.
2. **Bosones de Gauge y otro bosones fundamentales** (tabla 2.2): Este grupo contiene todos los bosones propuestos por el Modelo Estándar, incluyendo el bosón de Higgs, de igual forma considera otros posibles bosones que aparecen como una extensión del ME.
3. **Códigos de partículas exóticas**: Esta lista sólo consiste los códigos de partículas 45 y 46 provenientes del modelo de Supersimetría.
4. **Varios códigos especiales**: En Monte Carlo es necesario tener códigos que no correspondan a una partícula. Estos son usados para tener unidos grupos de partículas similares para el tratamiento de decaimientos y para poder especificar los productos de decaimientos genéricos. Estos códigos se encuentran entre los números 81 y 100.
5. **Códigos de diquarks**: Este se forma de un quark con código i y otro con código j , donde $i \geq j$ y con espín total s , la forma del código es: $KF = 1000i + 100j + 2s + 1$.
6. **Código de mesones** (tabla 2.3): El mesón se compone del quark con código i y el antiquark con código $-j$, $j \neq i$ y con espín total s , el código es $KF = 100\max(i, j) + 10\min(i, j) + 2s + 1\text{sign}(i - j)(-1)^{\max(i, j)}$.
7. **Código de bariones** (tabla 2.4): Este se conforma por los quark i, j y k con $i \geq j \geq k$ y espín total s , la forma del código es $KF = 1000i + 100j + 10k + 2s + 1$. Esto no se aplica a bariones con espín 1/2 compuestos por tres diferentes tipos de quarks, donde los dos quarks más ligeros forman un diquark con espín cero.

Otros códigos de partículas basadas en supersimetría, technicolor y para partículas exóticas también pueden ser consultadas en [38], dando un total de 9,910,443. Los eventos generados son puestos en bloques comunes en `PYJETS`, los cuales formarán los recolectores de eventos. Aquí, cada partón o partícula que aparece en algún estado de fragmentación o cadena de decaimiento ocupará una línea en la matriz. Los diferentes elementos de esta línea nos dirá de que partón o partícula se trata junto con sus características propias como su energía, momento, masa y la posición espacio-temporal del vértice producido. Los recolectores de eventos no sólo contienen partículas finales, si no también partones y hadrones intermedios que subsecuentemente se fragmentarán o decaerán.

Otra de las características importantes de `Pythia` es el manejo de las funciones de distribución partónicas $f_i^a(x, Q^2)$, las cuales parametrizan la probabilidad de encontrar al partón i con la fracción de energía del haz x cuando la partícula del haz a es probada por una dispersión dura a la escala virtual Q^2 . `Pythia` contiene una librería muy completa para las funciones de distribución partónica `PDFLIB`. Esta es una colección muy extensa de todas las funciones de distribución de protones, piones y fotones que fueron propuestas en el periodo de los años 70's a los 90's. Gradualmente se realizan actualizaciones a `PDFLIB`, tal es el caso de `LHAPDF` (Les Houches Accord PDF) que contiene información reciente de poco más de cinco años atrás. De igual forma se consideran las funciones de distribución para mesones y fotones, para este último se establece que los fotones

Capítulo 2. Interacciones protón-protón

obedecen un conjunto de ecuaciones inhomogéneas que son introducidas mediante $\gamma \rightarrow q\bar{q}$, las soluciones a estas ecuaciones y la deducción de la forma de su función de distribución puede también ser consultada en [38].

Adicionalmente, en `Pythia` es igualmente posible considerar las funciones de distribución para leptones, sólo que estos son considerados ahora como partículas punto, de esta forma se logran simplificaciones en la descripción de los efectos de radiación del estado inicial para cualquier proceso duro. Estas distribuciones también incluyen las distribuciones de electrones, que de igual forma serán utilizados para el caso de muones y taus con el respectivo cambio en el valor de la masa. Por lo tanto, la función $f_e^e(x)$ parametriza la probabilidad de que un electrón que participa en la interacción lleve una fracción x de su energía original, el resto será transformado a la radiación de fotones. Una buena aproximación de esta función de distribución esta dada por $f_e^e(x) = \delta(x-1)$, con lo cual podemos ver que la forma de estas funciones puede ser adquirida por primeros principios, contrario a lo que ocurre con el caso de los hadrones, y en particular del protón, en donde se requiere hacer uso de teorías como QCD en la red para lograr obtener una aproximación a esta función.

Existen diferentes procesos físicos que son considerados en `Pythia` mediante el código `ISUB`, tales como los procesos de árbol fundamentales en $ME\ 2 \rightarrow 1$ y $2 \rightarrow 2$ (electrodébil y fuerte). De la misma forma incluye otros procesos como gráficas de rizos, gráficas de caja, minimum-bias, gráficas de árbol $2 \rightarrow 3$ y muchas otras no contempladas en ME. Los procesos que ocurren sólo en canales s son clasificados como procesos $2 \rightarrow 1$ (por ejemplo $q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow e^+e^-$). Los procesos $2 \rightarrow 2$ tienen contribuciones de diagramas de canal s, t y u. También es posible seleccionar una combinación de subprocessos, al igual de que es posible saber que subprocesso es realmente seleccionado en cada evento. Por tal motivo, todos los subprocessos son enumerados de acuerdo al código `ISUB` (la lista completa puede ser consultada en [38]). También se consideran procesos como la producción de Jets (como por ejemplo $q_i q_j \rightarrow q_i q_j$, $q_i \bar{q}_i \rightarrow gg$, $gg \rightarrow q_k \bar{q}_k$, $gg \rightarrow gg$, todos estos con una sección eficaz proporcional a α_s^2). Otros procesos importantes son la producción de quarks pesados ($q_i \bar{q}_i \rightarrow Q_k \bar{Q}_k$, $gg \rightarrow Q_k \bar{Q}_k$), en estos se considera la masa, por lo que la sección eficaz será finita para $p_t \rightarrow 0$ (no se necesitan cortes especiales). De la misma forma son considerados procesos como la producción de J/ψ . Por otro lado, el código incluye la producción de fotones y otros bosones como los provenientes de la teoría electrodébil y el bosón de Higgs.

Uno de los procesos principales es la colisión hadrón-hadrón que está incluido en la producción de jet QCD por procesos $2 \rightarrow 2$, sin embargo la sección eficaz diferencial diverge para $p_t \rightarrow 0$, por lo que resulta necesario realizar un corte que por lo general está dado por el valor p_t^{min} en el código `CKIN(3)`. Si `CKIN(3)` se elige menor a 2 GeV, los eventos con p_t bajo son encendidos.

Es necesario distinguir tres fases en una ejecución normal de `Pythia`. En la primera de ellas el carácter general de la corrida es determinado, para ello es necesario especificar cuales son los hadrones iniciales y cuales son las energías involucradas. Es posible hacer una selección específica de los estados finales y poder tomar numerosas decisiones de los detalles sobre las generaciones subsecuentes. Este paso es finalizado por la llamada a `PYINIT`. La segunda fase consiste en hacer ciclos sobre el número de eventos, cada nuevo evento será generado con la llamada a `PYEVNT` o `PYEVNW`. Estos eventos serán analizados usando la información puesta en bloques comunes y la estadística acumulada. En la fase final, los resultados son presentados, lo que puede lograrse sin la llamada de alguna rutina de `Pythia`. Sin embargo, para `PYSTAT` es posible obtener una lista de las secciones eficaces de los diferentes subprocessos.

2.4 Software para la simulación

Tabla 2.1: Códigos para leptones y quarks.

KF	Nombre	KF	Nombre
1	d	11	e^-
2	u	12	ν_e
3	s	13	μ^-
4	c	14	ν_μ
5	b	15	τ^-
6	t	16	ν_τ
7	b'	17	τ'
8	t'	18	$\nu_{\tau'}$

Tabla 2.2: Códigos para bosones.

KF	Nombre	KF	Nombre
21	g	33	Z'^0
22	γ	34	W'^+
23	Z^0	35	H^0
24	W^+	36	A^0
25	h^0	37	H^+
32	Z'^0	39	G

Tabla 2.3: Códigos para mesones.

KF	Nombre	KF	Nombre
211	π^+	213	ρ^+
311	K^0	313	K^{*0}
321	K^+	323	K^{*+}
411	D^+	413	D^{*+}
421	D^0	423	D^{*+}
431	D_s^+	433	D_s^{*+}
511	B^0	513	B^{*+}
521	B^+	523	B^{*+}
531	B_s^+	533	B_s^{*+}
541	B_c^+	543	B_c^{*+}
111	π^0	113	ρ^0
221	η	223	w
331	η'	333	ϕ
441	η_c	443	J/ψ
550	η_b	553	Υ

Tabla 2.4: Códigos para bariones.

KF	Nombre	KF	Nombre
2112	n	1114	Δ^-
2212	p	2114	Δ^+
3112	Σ^-	2214	Δ^+
3122	Λ^0	2224	Δ^{++}
3212	Σ^0	3114	Σ^{*-}
3222	Σ^+	3214	Σ^{*0}
3312	Ξ^-	3224	Σ^{*+}
3322	Ξ^0	3314	Ξ^{*-}
4112	Σ_c^0	3324	Ξ^{*0}
4122	Λ_c^+	3334	Ω^-
4212	Σ_c^+	4114	Σ_c^{*0}
4222	Σ_c^{++}	4214	Σ_c^{*+}
4132	Ξ_c^0	4224	Σ_c^{*++}
4312	Ξ_c^+	4314	Ξ_c^{*0}
4232	Ξ_c^+	4324	Ξ_c^{*+}

Capítulo 2. Interacciones protón-protón

Por ejemplo, si deseamos generar eventos minimum bias de una colisión pp por medio del generador de Pythia (`AliGenPythia`) debemos agregar al archivo `Config.C` el siguiente conjunto de líneas:

```
AliGenPythia *gener = new AliGenPythia(-1);
gener->SetMomentumRange(0,999999);
gener->SetPhiRange(0,360);
gener->SetThetaRange(0,180);
gener->SetYRange(-12,12);
gener->SetPtRange(0,1000);
gener->SetEnergyCMS(14000);
gener->SetStrucFunc(kCTEQ4L);
gener->SetProcess(kPyMb);
gener->SetTrackingFlag(0);
gener->Init();
```

La primera instrucción asigna el nombre `gener` al generador que deseamos usar, seguido a esto último se definen las condiciones bajo las cuales se generarán los eventos tales como los rangos de pseudorapidez, de P_t , etc; de igual forma se define la energía de la colisión mediante la sentencia `SetEnergyCMS(14000)`. Una vez establecidos estos parámetros, se indica el proceso que deseamos generar por medio de la clase `SetProcess`; en nuestro ejemplo hemos tomado la opción `kPyMb`, la cual se trata de una colisión pp minimum bias. Existe una gran variedad de estas opciones, las cuales pueden ser consultadas en [35] o bien revisar algunos ejemplos de diferentes configuraciones del archivo `Config.C` en la carpeta `macros` dentro de los archivos de `AliRoot`.

Capítulo 3

El detector V0A

Los colaboradores del experimento ALICE en México fueron los responsables de la construcción del detector V0A. Su principal función dentro del experimento es la de generar una señal rápida de validación, tarea que llevará a cabo conjuntamente con el detector V0C construido de forma independiente por los colaboradores en Lyon, Francia. Pero debido a las propiedades mismas del detector, tales como el material con el que ha sido fabricado y su posición dentro del conjunto de detectores (capítulo 1), le permitirán realizar otras funciones igualmente importantes. Por tal motivo en el presente capítulo se propone exponer las características principales de cada una de las partes que integran al detector. En la segunda parte se hablara de las otras funciones del detector y de los métodos usados para alcanzar tales propósitos.

3.1. Descripción General

Como ya hemos mencionado, el complejo de detectores que integran al experimento ALICE requiere de un sistema que emita una señal que sirva para indicar cuando un evento de nuestro interés a ocurrido. Este tipo de señales recibe el nombre de *disparador* (el término más usado es *trigger*) y es un método comúnmente usado en los experimentos de física de altas energías y de física nuclear. A cargo de esta tarea están los detectores V0A y V0C, que como se expuso en el primer capítulo, se encuentran dentro de los volúmenes limitados por el sistema de detectores centrales llamados TPC e ITS y por una parte del espectrómetro de dimuones. El detector V0A será instalado en la dirección positiva del eje Z a una distancia aproximada de 340 cm del punto de interacción. De igual forma, el detector V0C, estará ubicado en la dirección negativa del eje Z a una distancia aproximada de 900 mm del punto de interacción.

De forma breve, podemos mencionar que cada detector consiste en un arreglo de treinta y dos detectores de centelleo (sección 3.2.2), distribuidos en cuatro anillos y divididos en ocho sectores separados por un ángulo azimutal de 45° , tal y como podemos ver en la figura 3.1. En la misma figura es posible observar la numeración oficial de cada una de las celdas. Por convención, a cada anillo del detector les asignaremos los números cero, uno, dos y tres, donde el primero de ellos corresponde al conjunto de celdas que rodea al círculo central; y finalmente, los sectores siguen la numeración del uno al ocho, donde nuevamente, el primer sector lo integran las celdas 32,40,48 y 56, el sector dos por las celdas 33, 40,49 y 50, y así sucesivamente.

Para la construcción del V0A fue necesario hacer uso de una técnica llamada *Megatilde*, con la cual es posible construir un arreglo de detectores de centelleo en una sola pieza, dando en su totalidad un solo detector con la geometría de disco que lo distingue. De esta forma tenemos un detector con 47 mm de grosor, 74 cm de diámetro y con una perforación central de 82 mm de diámetro (el cual es puesto para ajustar con la tubería del haz). Para extender la descripción de la construcción del detector es posible consultar en las referencias [41], [42],[44].

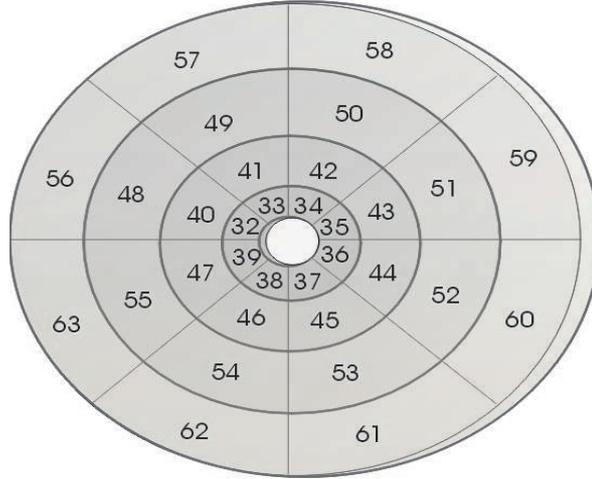


Figura 3.1: Forma del detector V0A con la respectiva numeración de sus celdas.

Los anillos del detector tiene la capacidad de detectar partículas con valores de pseudorapidez en el rango de 0.5 a 0.6, tal y como podemos ver en la tabla 3.1, en donde se enlistan estos valores para cada uno de los anillos de los detectores V0, así como también podemos ver los valores de sus aceptancias angulares y el radio de cada uno. Por otro lado, en la figura 3.2 podemos ver la distribución de pseudorapidez de las partículas cargadas calculadas mediante la simulación con *Pythia* hecha en [25]. Estas características de los detectores y su ubicación dentro de ALICE permitirán realizar diferentes tareas importantes para el experimento. La primera de éstas será dar una estimación del lugar en donde ocurre la interacción de los haces y por lo tanto, del punto de donde emergerán una gran variedad de partículas importantes para el estudio del QGP. Tal punto es llamado el *vértice de la interacción* y debido a que los detectores V0 serán los primeros en calcularlo, las siglas que nombran a estos detectores significan Vertex Zero.

La propiedad más importante de los detectores de centelleo es la de emitir luz cuando una partícula pasa a través de éste (sección 3.2.1), por lo que el detector lleva un conjunto de fibras con el objetivo de recolectar esta luz (sección 3.2.3), cambiarla por una con longitud de onda más apropiada y guiarla hacia un tubo fotomultiplicador que nos dará la información final de los procesos ocurridos (sección 3.2.4). Debido a su importancia, hablaremos a continuación sobre cada una de estas partes que integran en su conjunto a todo el detector V0A.

Tabla 3.1: Valores de pseudorapidez, aceptancias angulares y dimensiones de cada uno de los anillos de los detectores V0A y V0C.

Anillo	V0A			V0C		
	η_{max}/η_{min}	$\theta_{max}/\theta_{min}$	Radio (cm)	η_{max}/η_{min}	$\theta_{max}/\theta_{min}$	Radio (cm)
Cero	5.1/4.5	0.7/1.3	4.1/7.8	-3.7/-3.2	177.0/175.3	4.2/6.5
Uno	4.5/3.9	1.3/2.3	7.8/13.5	-3.2/-2.7	175.3/172.4	6.5/10.6
Dos	3.9/3.4	2.3/3.8	13.5/22.1	-2.7/-2.2	172.4/167.5	10.6/17.7
Tres	3.4/2.8	3.8/6.9	22.1/40.0	-2.2/-1.7	167.5/159.8	17.7/29.4

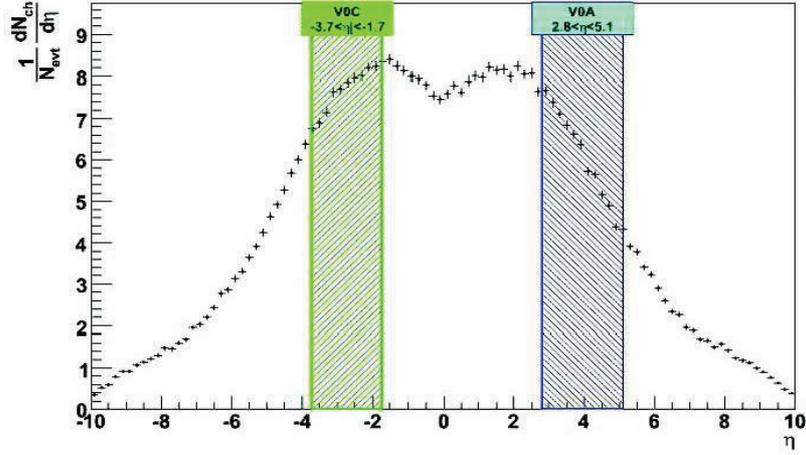


Figura 3.2: Distribución de la pseudorapidez de las partículas cargadas mediante la simulación con Pythia (ref. [25]).

3.2. Estructura del detector V0A

3.2.1. Interacción con la materia

Para entender el funcionamiento del detector V0A es necesario saber cuales son los fenómenos que se presentan cuando las partículas que provienen de una colisión o de algún otro proceso físico, interactúan con el material con el que es construido el detector. En general, la forma de interacción más importante ocurre mediante las fuerzas de Coulomb entre por ejemplo las partículas incidentes con carga positiva y los electrones que se encuentran en algún estado orbital dentro de los átomos que conforman al material del detector. Las partículas incidentes interactúan de forma simultánea con una gran cantidad de electrones de forma tal que transmiten una cierta cantidad de su impulso, la mayoría de la veces lo suficientemente grande como para permitir que el electrón se excite o abandone completamente al átomo (ionización). Como consecuencia de este proceso, la partícula incidente pierde una pequeña fracción de su energía cinética total E_k . Si denotamos por m_0 la masa del electrón, entonces, para una partícula cargada de masa m , la máxima fracción de su energía total que puede transmitir en una sola colisión es de $4Em_0/m \approx 1/500$, la cual es una cantidad muy pequeña que pierde de forma sucesiva en múltiples colisiones que ocurren mientras la partícula cruza el detector, de forma tal que gradualmente se pierde tanta energía que su velocidad decrece hasta que es frenada. A manera de ejemplo, para un protón con 10 MeV de energía, se frena totalmente cuando ha recorrido una distancia aproximada de 0.25 mm del material.

Algunas partículas ceden suficiente energía de forma tal que cuando ocurre el proceso de ionización, los electrones desprendidos causan ionizaciones secundarias, a estos últimos se le da el nombre de *rayos δ* . De igual forma pueden ocurrir otros fenómenos tales como el de colisiones elásticas con los nucleones, pero en la mayoría de los casos el tamaño de estos supera al de las partículas incidentes por lo que se transfiere muy poca energía. Un ejemplo en donde esto ocurre, es cuando inciden partículas α en el hidrógeno, en este caso particular, la mayor parte de la energía se pierde como consecuencia de las colisiones de los electrones con el átomo. Existen otros procesos (como por ejemplo Cerenkov y Bremsstrahlung) que pueden ser consultados en [46], y debido a que sus efectos no se presentan en grandes dimensiones omitiremos los detalles de éstos.

Una forma de estimar el promedio de energía perdida de la partícula incidente (o igualmente llamado el *poder de frenado* S) es mediante la *ecuación de Bethe-Bloch*, la cual tiene la siguiente expresión matemática (ref. [45], [46], [47]):

$$S = \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_2 c^2 \gamma^2 \beta^2}{I^2} T_{max} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right]. \quad (3.1)$$

En la ecuación anterior, T_{max} representa la energía cinética máxima que puede ser impartida a un electrón libre en una sola colisión. El parámetro I es el promedio del potencial de ionización y excitación del material que absorbe a las partículas incidentes; sus valores son obtenidos de forma experimental para diferentes materiales. El resto de las variables expuestas en la ecuación 3.1 están definidas en la tabla 3.2.1, en donde también podemos ver sus unidades y los valores numéricos de algunas de ellas.

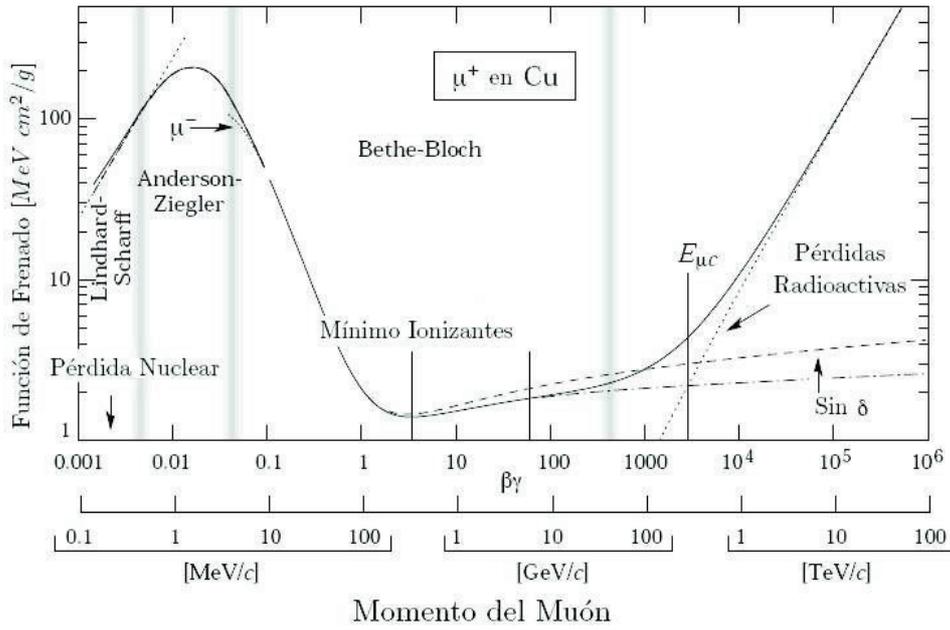


Figura 3.3: Gráfica de la función de frenado para muones.

En la figura 3.3 podemos ver la gráfica de la función de poder de frenado S para muones, y en la figura 3.4 podemos observar diferentes gráficas de esta función para piones en diversos materiales. Para altas energías, la masa de la partícula incidente es introducida en la ecuación 3.1 a través de T_{max} ; para una partícula con momento $M\beta\gamma c$, tenemos que:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma} m_e / M + (m_e / M)^2. \quad (3.2)$$

Pero en general, podemos considerar que dE/dx depende principalmente de la variable β , por lo que es posible explicar el comportamiento de la función de frenado por medio de esta última hipótesis. Para partículas no relativistas, podemos ver de la ecuación (3.1), que el término logarítmico puede ser despreciable, por lo tanto, dE/dx dependerá principalmente de $1/\beta^2$. Este comportamiento decreciente puede observarse en la primera parte de las gráficas de la figura 3.4, y se debe a que las partículas cargadas incidentes llevan una baja velocidad, por lo que tardan más en atravesar el material, es decir, tienen más tiempo para interactuar sucesivamente con los

3.2 Estructura del detector V0A

electrones y por lo tanto, la cantidad de energía perdida es mayor. Con excepción del hidrógeno, diferentes partículas con la misma velocidad pierden prácticamente la misma cantidad de energía, por lo que las diferencias entre éstas (fuera del logaritmo) se determina por medio de la variable z^2 en el numerador de la ecuación (3.1). Por ejemplo, las partículas alfa pierden una cantidad de energía mayor de la que pierden los protones con la misma velocidad. Comparando diferentes materiales, es posible ver que la función de frenado dependerá del producto NZ fuera del logaritmo de la ecuación de Bethe-Bloch. De acuerdo a sus unidades, este producto representa la densidad de electrones en el material absorbente. Por lo tanto, materiales con gran número atómico y con una alta densidad se caracterizarán por tener un gran poder de frenado.

Tabla 3.2: Principales valores de los números cuánticos de los quarks.

Símbolo	Definición	Unidades o Valor
α	Constante de estructura	$1/137.03599976$
M	Masa de la partícula incidente	MeV/c^2
E	Energía de la partícula incidente	MeV
$m_e c^2$	Masa del electrón por c^2	0.510998902 MeV
r_e	Radio del electrón	2.817940285 fm
N_A	Número de Avogadro	$6.02214199 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
A	Masa atómica del absorbedor	g mol^{-1}
K	$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$	$0.307075 \text{ MeV cm}^2$
N_c	Densidad de electrones	$(\text{unidades de } r_e)^{-3}$
ze	Carga de las partículas incidentes	
Z	Número atómico del absorbedor	

Si continuamos aumentando la escala de la velocidad en las gráficas de la figura 3.3 y figura 3.4, podemos ver que la función de frenado se aproxima a un valor mínimo cuya posición se encuentra entre los valores de $\beta\gamma = 3.5$ y 3.0 conforme Z varía entre 7 y 100, lo cual corresponde a partículas cuyas velocidades se aproximan a la de la luz ($v \approx 0.96c$). La característica importante que debemos observar en ambas gráficas es que para diferentes partículas, la función de frenado alcanza un mínimo en aproximadamente el mismo punto. Por tal motivo, a las partículas cuyas velocidades relativas son tales que el promedio de su energía perdida es mínima, son llamadas **partículas de mínima ionización** (o *mip* por sus siglas en inglés). Si aumentamos la escala podemos ver ahora un incremento debido a la dependencia logarítmica de dE/dx , hasta llegar a un rango conocido como **meseta de Fermi** en donde la partícula tiene un comportamiento diferente que es estudiado con base a modelos teóricos.

Por otro lado, dos correcciones importantes son consideradas en la ecuación (3.1), la primera de ellas está representada por la letra δ en la ecuación de Bethe-Bloch y es comúnmente llamado **efecto de densidad**. Este se debe a que algunas de las partículas incidentes que tienen una alta velocidad poseen un campo eléctrico grande, lo que le permite ionizar átomos que se encuentren a una distancia alejada de su recorrido, ello significa una mayor pérdida de energía para la partícula incidente. Eventualmente el medio se polariza y cancela este efecto. Esta corrección depende directamente de la densidad del material, en otras palabras, la polarización inducida será mayor en materiales condensados que en sustancias ligeras tales como los gases. Una comparación entre la fórmula de Bethe-Bloch con y sin esta corrección puede ser vista en la figura 3.4.

La segunda de las correcciones en la ecuación (3.1) se representa por la fracción C/Z . Principalmente ocurre cuando el valor de la velocidad de la partícula incidente es menor o igual a la velocidad orbital del electrón ligado. A estas energías, el postulado de que el electrón es estacionario con respecto a la partícula incidente no es del todo cierto, por lo que la fórmula de Bethe-Bloch

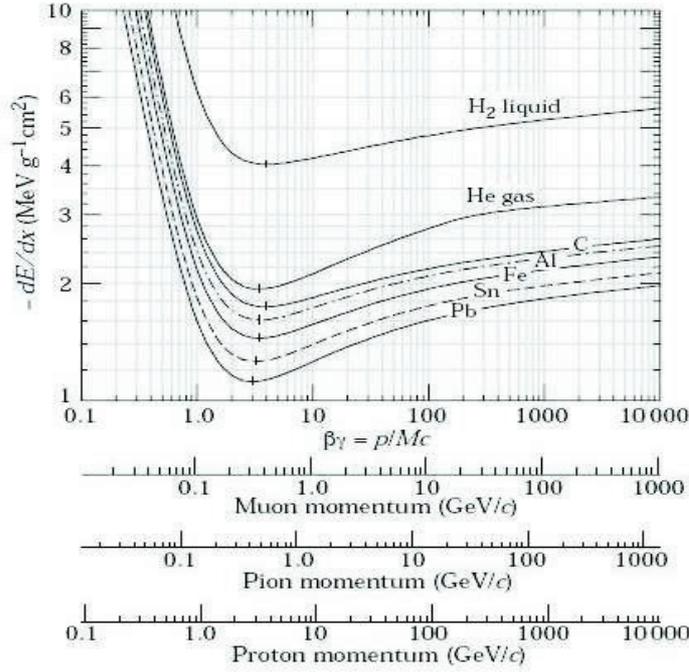


Figura 3.4: Gráfica de la función de frenado para diferentes partículas.

falla. Sin embargo, como es posible observar en la gráfica de la figura 3.3, esta corrección es por lo general muy pequeña.

Un hecho importante que debemos mencionar es que en realidad, la pérdida de energía de la que hemos hablado con anterioridad es un proceso estocástico, y por lo tanto, la ecuación de Bethe-Bloch es sólo el promedio de la energía perdida. Si pudiéramos observar el comportamiento de una sola partícula que atraviesa el detector, podríamos ver que su pérdida de energía sigue una distribución de Landau, lo cual se debe a la posibilidad de que en una sola colisión se transfiera una gran cantidad de energía. Para partículas pesadas, esta T_{max} está limitada por la expresión dada en 3.2, mientras que los electrones pueden transferir como máximo la mitad de su energía inicial. Como consecuencia, la distribución de probabilidad de la pérdida de energía adquiere una nueva forma asimétrica al extender al final una larga cola que corresponde a estas altas energías y que le da la forma característica de una distribución de Landau, tal y como ver en la figura 3.5. Una propiedad importante de estas distribuciones es que la media es desplazada del pico, y la posición de este pico determina ahora la energía perdida más probable. Un parámetro importante es el radio entre la media de la energía perdida (Δ) y la máxima energía transferida en una sola colisión. Si denotamos esta cantidad como ϑ , entonces:

$$\vartheta = \frac{\Delta}{T_{max}} \quad (3.3)$$

La media de la energía perdida puede ser calculada a partir de la ecuación de Beth-Bloch (por lo general se toma la aproximación de considerar sólo el primer término e ignorar el logaritmo). Para $\vartheta > 1$, esta distribución se aproxima a una gaussiana.

3.2 Estructura del detector V0A

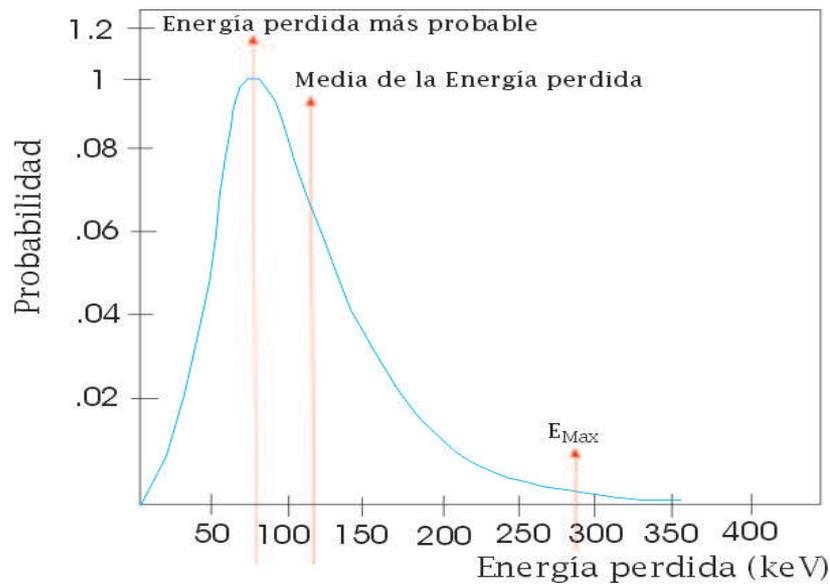


Figura 3.5: Distribución de Landau.

3.2.2. Materiales de centelleo

Los detectores V0 fueron fabricados a partir de materiales de centelleo, los cuales tienen la propiedad de ser *luminiscentes*, es decir que son materiales que al ser expuestos a algún tipo de energía, como por ejemplo calor, radiación, luz, etc, absorben la energía y la remiten en forma de luz visible. Conforme más rápido sea este proceso de absorción y emisión, más eficaz será el material y por lo tanto es posible establecer un criterio con respecto a que tipo de material usar. Por otro lado, si por ejemplo la reemisión ocurre aproximadamente 10^{-8} s después de la absorción, el proceso es llamado *fluorescencia*; en este proceso la excitación inicial ocurre por medio de la absorción de un fotón. Por lo general, el fluor es usado en estos materiales para cambiar la longitud de onda de la luz del centellador a una longitud de onda más conveniente. Por otro lado, también pueden ocurrir otros procesos tales como la *fosforescencia*, en la cual se emite luz con longitudes de onda más grandes y en un tiempo menor. Otro proceso es la *fosforescencia retrasada*, en la cual se tiene el mismo espectro de emisión que en el caso de la fluorescencia, pero el tiempo de emisión después de la excitación es más largo. Un material de centelleo deberá tener preferencia por convertir la energía incidente a luz fluorescente y minimizar las contribuciones de la fosforescencia y de la fosforescencia retrasada.

Existen una gran variedad de materiales que pueden ser usados para la construcción del detector, sin embargo la elección final se basa en los siguientes criterios:

1. Deberá convertir la energía cinética de las partículas cargadas en luz que pueda ser detectada con una alta eficiencia.
2. Esta conversión deberá ser lineal, es decir que la luz emitida debe de ser proporcional a la energía depositada.
3. El material debe ser transparente a la radiación fluorescente para permitir la recolección de luz.

4. El tiempo de decaimiento de la luminiscencia deberá ser corto para poder generar un pulso de señal rápida.
5. El índice de refracción del material deberá ser cercano al del vidrio (≈ 1.5) para permitir un acoplamiento eficiente de la luz de centelleo con el tubo fotomultiplicador o bien algún otro detector.

Los tipos de materiales de centelleo usados comúnmente son seis: *cristales orgánicos*, *líquidos orgánicos*, *plástico*, *cristales inorgánicos*, *gas* y *vidrio*. El grupo de detectores inorgánicos pueden tener la mejor producción de luz, pero por el contrario suelen ser muy lentos en su tiempo de respuesta. Los centelladores orgánicos tienen un tiempo de decaimiento rápido de alrededor de 1 ns, sin embargo, su producción de luz no es tan grande en comparación con los inorgánicos. La descripción de cada uno de estos materiales de centelleo puede ser encontrada en [46] y [47].

Los centelladores orgánicos son de tres tipos: *cristalinos*, *líquidos* y *plásticos*, todos ellos usan la ionización producida por las partículas cargadas para generar fotones con longitudes de onda del azul y el verde. Este tipo de detectores son frecuentemente usados en la física de altas energías y en particular para la construcción del detector V0A se eligió un material de centelleo orgánico plástico.

Los centelladores orgánicos son materiales que se componen básicamente de moléculas orgánicas (hidrocarburos aromáticos con estructuras de anillos de benceno) que tiene una propiedad de simetría conocida como la *estructura electrónica* π . Los niveles de energía electrónico π de este tipo de moléculas pueden ser vistos en la figura 3.6. La energía puede ser absorbida por medio de la excitación de la configuración electrónica a un estado excitado. La serie de singletes (espín cero) son etiquetados como $S_0, S_1, S_2 \dots$ en la figura 3.6. De forma similar los tripletes (espín uno) se representan con $T_0, T_1, T_2 \dots$. Para los detectores de centelleo, el espacio de energía entre los niveles S_0 y S_1 varía comúnmente entre 3 y 4 eV. A su vez, cada uno de estos niveles energéticos se subdividen en una serie de subniveles con una diferencia entre ellas del orden de 1.5 eV. La etiqueta de estos subniveles se caracteriza por llevar doble subíndice, de esta forma, el símbolo S_{00} representa el primer estado vibracional del primer estado electrónico. La energía de ionización debida a la penetración de las partículas excita tanto a los electrones como a los niveles de energía representados como flechas que apuntan hacia arriba en la figura 3.6. Inmediatamente después a la excitación de los singletes (≤ 10 ps), ocurre un decaimiento al estado electrónico S_1 sin la emisión de radiación. La luz principal del centellador es emitida en las transiciones entre el estado S_1 y uno de los estados vibracionales del estado electrónico base. Estas transiciones están indicadas como flechas que apuntan hacia abajo en la figura 3.6. El hecho de que S_1 decae al estado S_0 con emisión de energía de radiación menor que la requerida para la transición $S_0 \rightarrow S_1$, explica la transparencia de los centelladores a su propia radiación. También ocurre que cualquier estado que supera las energías vibracionales (tales como S_{11} o S_{12}) no están en equilibrio térmico con su vecino y por lo tanto decae nuevamente al siguiente estado.

Un proceso similar ocurre con los tripletes T_i 's, con la diferencia de que el decaimiento del estado T_1 al estado S_0 se emite luz con frecuencias de onda características de la fosforescencia. Sin embargo, algunas moléculas pueden ser excitadas térmicamente, y del estado T_0 regresan al estado S_1 para después decaer emitiendo luz con longitudes de onda propias de los procesos de fluorescencia. Para materiales con una densidad de 1.03 a 1.20 g cm^{-3} , una partícula mínimo ionizante que atraviesa 1 cm de este material produce alrededor de 1×10^4 fotones.

Como ya mencionamos, el plástico de centelleo ha sido seleccionado para construir el detector V0A, sin embargo también es el más usado en la física nuclear y de partículas. Este tipo de detectores son soluciones de centelladores orgánicos en un solvente plástico sólido, los más usados son el poliestireno y polivinil tolueno. La mayor parte de este tipo de detectores tiene una densidad de alrededor de 1.03 g/ cm^3 , un índice de refracción de 1.58 y una constante de decaimiento de alrededor de 2 a 3 ns, esta última propiedad permite usarlos como dispositivo de disparo. Por otro lado, este tipo de detectores no tiene una buena resolución espacial. Con el paso del tiempo y el mal manejo puede ocasionar raspaduras que provocan una disminución en la eficiencia de la

3.2 Estructura del detector V0A

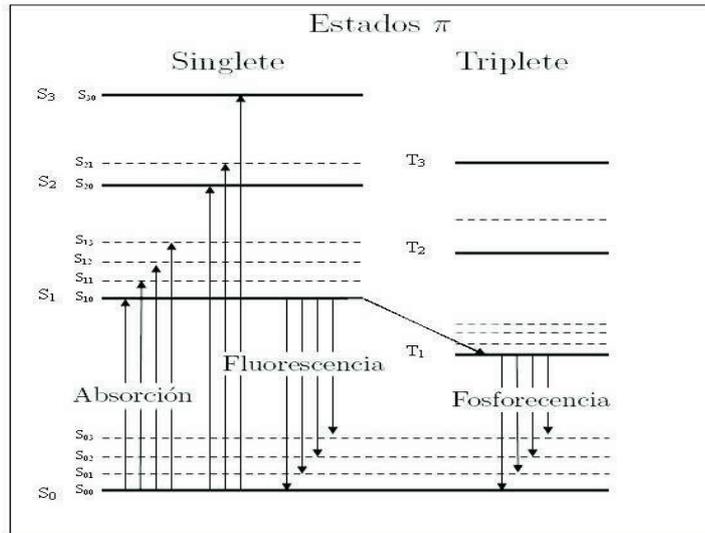


Figura 3.6: Niveles de energía electrónica π para las moléculas orgánicas de los materiales centelleadores.

producción de luz. Un centellador largo atenúa la luz de centelleo cuando ésta viaja a través del mismo. La distancia en la cual la intensidad de luz cae a $1/e$ de su valor inicial es llamada **longitud de atenuación** y por lo general es de alrededor de 1 m.

3.2.3. Fibras corredoras de frecuencia

El método usado en la construcción de los detectores V0 para la recolección de luz producida por el paso de las partículas es mediante la inserción de fibras en cada una de las celdas. En general, las fibras ópticas son filamentos de vidrio o plásticos flexibles capaces de transportar luz en su interior por reflexión total interna, es decir que cuando la luz entra en la fibra con un ángulo adecuado que se encuentre en el rango de apertura de la fibra, se reflejará continuamente en las paredes de la fibra. La estructura básica de una fibra son el núcleo y el revestimiento (figura 3.7).

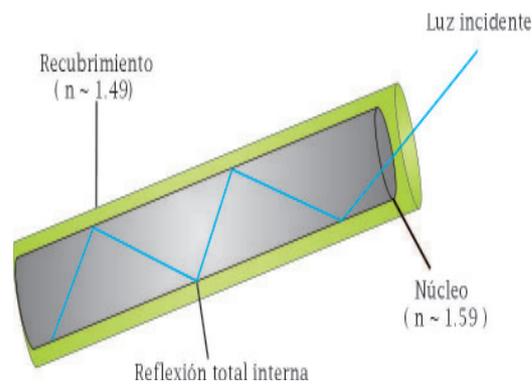


Figura 3.7: Estructura de las fibras WLS.

La primera de ellas es una región cilíndrica dentro de la cual la luz se propaga y cambia su longitud de onda. Luego continúa un material que recubre esta parte de la fibra y que tiene la propiedad de que su índice de refracción es menor al del núcleo para evitar que la luz pueda escapar. De esta manera se forma un cilindro con un diámetro que no supera la cantidad de 1 mm.

En el caso particular del detector V0A, fueron usadas fibras corredoras de frecuencia llamadas en inglés *Wave Length Shifter (WLS)*, las cuales se encuentran dopadas por un material corredor de frecuencia con el fin de absorber luz con longitudes de onda en el azul (425 a 490 nm) y remitirla a una longitud más apropiada para su posterior lectura, en nuestro caso, en el rango del verde (490 a 560 nm). Estas fibras usan al fluor como elemento que permite hacer este cambio en las longitudes de onda o bien un cambio en las frecuencias.

3.2.4. Tubos Foto-Multiplicadores

Una vez recolectada la luz producida por el paso de las partículas a través del detector, es necesario convertirla en una señal eléctrica y amplificarla de tal forma que pueda ser estudiada por medio de los diferentes dispositivos electrónicos y computacionales. La herramienta frecuentemente usada para ello es llamada *tubo fotomultiplicador* o *PMT* por sus siglas en inglés. En la figura 3.8 podemos ver esquemáticamente algunos de los elementos más importantes que lo componen. Uno de estos es el *fotocátodo*, en el, la luz incidente produce la emisión de un electrón mediante el efecto fotoeléctrico. Por lo tanto, la energía transmitida por el fotón al electrón está dada por la energía misma del fotón ($h\lambda$). Para la luz azul emitida por un detector de centelleo, la energía es aproximadamente de 3 eV. Los fotones incidentes en el fotocátodo tienen un comportamiento independiente entre ellos y todos llevan la misma probabilidad de desprender un electrón, por lo tanto se espera que el número de electrones desprendidos sea directamente proporcional con el número de fotones incidentes. Esto nos permite introducir un nuevo parámetro llamado *eficiencia cuántica* η el cual se define como el número de fotoelectrones emitidos dividido por el número de fotones incidentes en el fotocátodo. Esta cantidad depende fuertemente de la longitud de onda de la luz incidente, cuando esta última es muy grande, los electrones no tienen la energía suficiente para escapar de la superficie del fotocátodo.

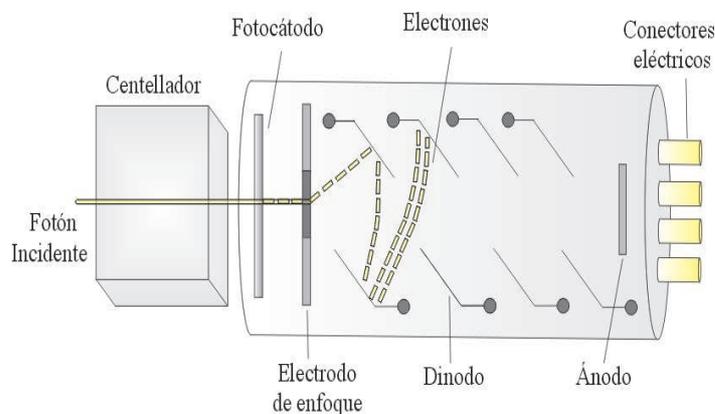


Figura 3.8: Estructura del PMT.

Debido al voltaje aplicado al fotocátodo y al *ánodo* (este último ubicado en el extremo opuesto del PMT (figura 3.8)), los electrones desprendidos son acelerados hacia otro dispositivo llamado *dinodo*, el material de este es tal que permite que los electrones incidentes depositen la energía suficiente para remitir uno o más electrones llamados secundarios, los cuales serán igualmente acelerados hacia un arreglo de dinodos que repetirán este proceso dando como resultado un flujo

3.3 Funciones del V0A

de electrones que producirán una corriente que podrá ser leída finalmente en el ánodo del PMT. Para lograr acelerar y guiar al conjunto de electrones secundarios a través del arreglo de dinodos, es necesario tener un campo eléctrico constante entre estos. La creación de un electrón excitado dentro de un dinodo requiere de una energía del orden de 2 a 3 eV. Por lo tanto, es posible para un electrón incidente crear alrededor de 30 electrones excitados por 100 V de voltaje entre los dinodos. Sin embargo, debido a que la dirección de estos electrones es aleatoria, muchos de ellos no tendrán la energía suficiente para escapar hacia el otro dinodo; solo una pequeña fracción de estos electrones secundarios tendrán una contribución importante al flujo de electrones secundarios. Alrededor del 1% de los electrones incidentes serán elásticamente dispersados del dinodo, mientras que el resto pierde algo de su energía por medio de dispersiones inelásticas. A pesar de que el número promedio de electrones secundarios puede ser realmente medido, la distribución estadística es un tema que presenta dificultades debido a la presencia de estas fluctuaciones, y sumando el hecho de que en realidad, dos partículas iguales no producirán el mismo número de fotoelectrones; pero en general se toma como base una distribución de Poisson para tratar estos efectos a pesar de que no existe en realidad una base teórica que los sustente [48].

Por otro lado, es importante buscar alguna relación entre el número de dinodos en el PMT, el voltaje aplicado entre cada uno de ellos y el número de fotoelectrones en el electrodo. Para ellos se define primero una nueva variable llamada **factor de emisión secundaria** δ , la cual nos define el número promedio de electrones secundarios. Si denotamos con la letra V al voltaje aplicado entre el cátodo y el ánodo del PMT que tiene n dinodos, entonces se define la ganancia como [49]:

$$G = \delta^n = KV^{\alpha n} \quad (3.4)$$

donde K es una constante y α representa un coeficiente determinado por el material del dinodo y la geometría de su estructura (usualmente tiene los valores entre 0.7 y 0.8). Por lo tanto, la carga correspondiente de N fotoelectrones está dada por $q = GNe$. Por lo tanto, si se conoce la eficiencia cuántica del cátodo como función de la longitud de onda, entonces la respuesta a cualquier número de fotones incidentes está completamente determinada.

En el tubo fotomultiplicador, una serie de resistencias mantiene una diferencia de potencial igual entre dinodos sucesivos desde el ánodo que está a un alto potencial positivo, hasta el fotocátodo que está conectado a tierra. La salida del ánodo da una señal generalmente negativa. El pulso de un tubo fotomultiplicador es un pulso de carga, y el pulso de voltaje obtenido tiene una amplitud inversamente proporcional a la capacitancia del electrodo de colección y su circuito asociado.

3.3. Funciones del V0A

3.3.1. Señal de disparo

Un método usual en los experimentos de física de altas energías y de física nuclear es la de tener un sistema de detectores que tengan como objetivo generar una señal que sirva a otros detectores como referencia para saber cuando un evento interesante ha ocurrido y que como consecuencia de ello, inicie a tomar los datos respectivos para su posterior análisis. Para los detectores centrales del experimento ALICE, esta señal de disparo con multiplicidad mínima (o también llamada *trigger*) será generada por los detectores V0 tanto en colisiones protón-protón como en plomo-plomo.

3.3.2. Cálculo del vértice

Debido a que una de las tareas más importantes de los detectores de centelleo construidos para ALICE es la de estimar la posición espacial del vértice de la interacción, se ha convenido asignarles un nombre que resumiera este objetivo, por tal motivo las siglas V0 es la abreviación en inglés de Vertex Zero.

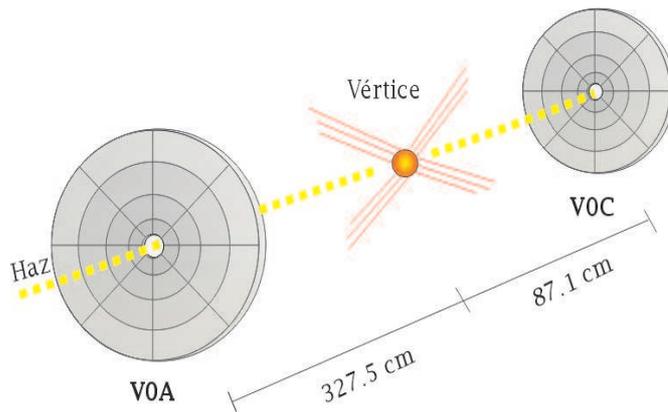


Figura 3.9: Interacción válida: El tiempo relativo entre las señales es de aproximadamente 9 ns.

El método seguido por los detectores V0 para conseguir estimar el vértice está basado en una cinemática simple. Conociendo la distancia de cada uno de los detectores al punto donde se ha convenido que deba ocurrir la interacción entre los haces, y sabiendo también que las partículas emergentes de tal punto llevan una velocidad próxima a la de la luz, entonces podemos estimar el tiempo que tardan las partículas en llegar a estos detectores.

En la figura 3.9 podemos ver un esquema de una interacción que ha ocurrido en la región esperada, de acuerdo a los cálculos, se estima que el tiempo de llegada al V0A será de 11 ns, y el tiempo de llegada al V0C será en 2 ns (por ser el más cercano al vértice). Este hecho nos sirve para discriminar eventos no válidos para el experimento ALICE, los cuales corresponden a partículas con un tiempo relativo de llegada a los detectores V0A y V0C mayor a los 9 ns. La fuente principal de estos eventos son interacciones del haz con el gas residual del acelerador, los cuales podrían generar una gran variedad de partículas tal y como se muestra en la figura 3.10. Por lo tanto, uno de los requerimientos importantes de cada uno de los detectores V0 es que tengan una resolución temporal menor a 1 ns para que tengan la capacidad de detectar este tipo de eventos que no son de interés para el experimento ALICE.

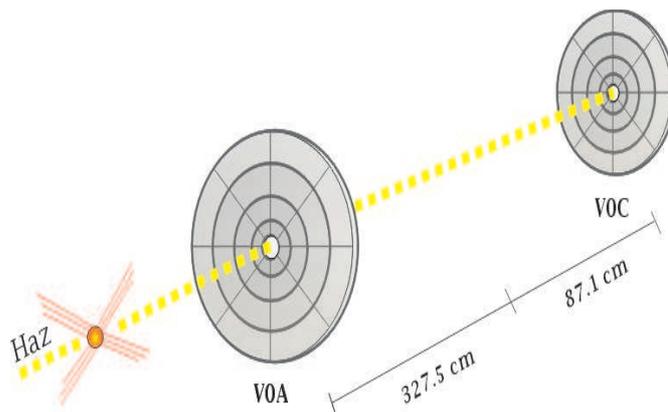


Figura 3.10: Interacción no válida: El tiempo relativo entre las señales es de aproximadamente 14 ns.

3.3.3. Medición del parámetro de impacto

Dentro de los modelos referentes a las colisiones de iones pesados, se hace referencia a una variable de nombre *parámetro de impacto* la cual, dentro del marco experimental, nos permite tener una perspectiva de la forma en la que ocurrirá la interacción. Se define como la distancia de separación entre los centros de los núcleos (o cuales quiera otras partículas que están involucradas en la interacción, como ejemplo particular podemos considerar la colisión de dos núcleos de plomo con $Z=82$ y $A=208$), y de acuerdo a sus características podemos saber el tamaño y la forma de la región en donde los nucleones de los núcleos colisionan. Podemos establecer entonces dos clasificaciones, la primera de ellas es cuando el parámetro de impacto adquiere un valor muy pequeño, se dice entonces que la colisión es central, y por el contrario, si se aproxima a su máximo valor el cual es la suma de los radios de los núcleos (bajo la suposición de que su geometría es esférica) entonces se dice que la colisión es periférica.

Uno de los métodos más comunes para estimar el valor del parámetro de impacto es recurrir al estudio de la multiplicidad en cada una de las colisiones, pues como sabemos, si la colisión es central, tendremos como resultado una producción muy extensa de partículas, contrario a lo que ocurre en las colisiones periféricas.

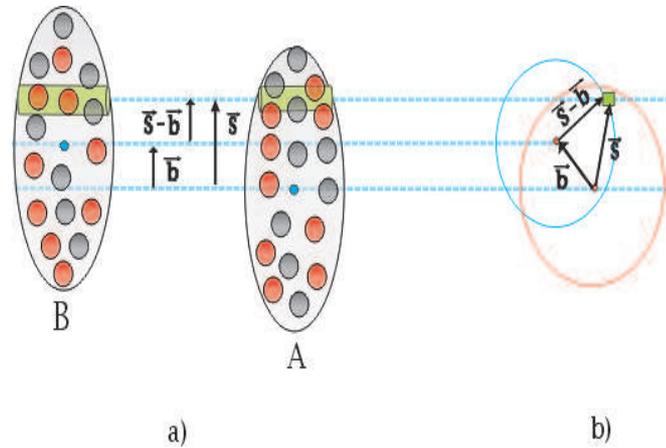


Figura 3.11: a) Esquema de la interacción entre dos núcleos basado en el modelo óptico de Glauber. b) Esquema del vector del parámetro de impacto y el vector de posición del tubo de flujo \vec{s} , el cual representa la región de interacción entre los nucleones.

Una descripción más detallada de la geometría de la interacción entre iones pesados está descrita por el *Modelo de Glauber* [50]. La primera hipótesis planteada por el modelo es que los núcleos tienen energías muy grandes y por lo tanto valores altos en la variable de momento, lo que implica que no se reflejan cuando un núcleo pasa a través del otro. De igual forma se considera que los nucleones se mueven de forma independiente en el núcleo, lo que hace posible el desarrollo de una expresión analítica simple de la sección eficaz de interacción. En la figura 3.11 podemos observar nuevamente un esquema de la interacción entre dos iones relativistas y el parámetro de impacto b . Por simplicidad, al primer ion incidente lo identificaremos con la letra A, y al segundo ion puesto como blanco lo etiquetamos con la letra B. Ahora nos concentramos sobre los dos tubos de flujo que se encuentran a una distancia s con respecto al centro del núcleo B y a una distancia $\vec{s} - \vec{b}$ del centro del proyectil. Durante la colisión, estos tubos se superponen, entonces, la probabilidad por unidad de área transversal para un nucleón de estar en esta región en forma de tubo está dada por $T_A(\vec{s}) = \int \hat{\rho}_A(\vec{s}, z_A) dz_A$, donde $\hat{\rho}$ es la probabilidad por unidad de volumen (normalizada a la unidad) de encontrar al nucleón a la distancia (s, z_A) . Una expresión similar es válida para el

proyectil. Por lo tanto, el producto $\hat{T}_A(\vec{s})\hat{T}_B(\vec{s}-\vec{b})d^2s$ representa la probabilidad por unidad de área de que los nucleones se encuentren en una región de área d^2s y que corresponde a la superposición de los tubos de cada uno de los núcleos. Integrando sobre todos los valores de s se obtiene una función muy importante llamada **función de espesor nuclear**, la cual está dada por:

$$\hat{T}_{AB}(\vec{b}) = \int \hat{T}_A(\vec{s})\hat{T}_B(\vec{s}-\vec{b})d^2s. \quad (3.5)$$

Notemos que $\hat{T}(\vec{b})$ tiene unidades de área inversa. Lo podemos interpretar como un área efectiva de traslape, en la cual un nucleón dentro de A puede interactuar con un nucleón dentro de B. La probabilidad de que ocurra la interacción está dada por $\hat{T}(\vec{b})\sigma_{inel}^{NN}$, donde σ_{inel}^{NN} es la sección eficaz de la interacción nucleón-nucleón inelástico. Los procesos elásticos no son considerados en el Modelo de Glauber debido a que pierden muy poca energía. Entonces la probabilidad de tener n de tales interacciones entre el núcleo A (con A nucleones) y B (con B nucleones) está dada por una distribución binomial:

$$P(n, \vec{b}) = \binom{AB}{n} [\hat{T}_{AB}(b)\sigma_{inel}^{NN}]^n [1 - \hat{T}_{AB}(\vec{b})\sigma_{inel}^{NN}]^{AB-n}, \quad (3.6)$$

donde el primer término representa al número de combinaciones posibles de encontrar n colisiones en AB posibles interacciones nucleón-nucleón, el segundo término es la probabilidad de tener exactamente n colisiones y el último término es la probabilidad de tener $AB - n$ pérdidas.

Por lo tanto, la probabilidad total de interacción entre A y B está dada por :

$$\frac{d^2\sigma_{inel}^{AB}}{db^2} \equiv p_{inel}^{AB}(\vec{b}) = \sum_{n=1}^{AB} P(n, \vec{b}) = 1 - [1 - \hat{T}_{AB}(\vec{b})\sigma_{inel}^{NN}]^{AB}. \quad (3.7)$$

El vector del parámetro de impacto puede ser reemplazado por la distancia escalar si los núcleos no están polarizados. En este caso, la sección eficaz total está dada por:

$$\sigma_{inel}^{AB} = \int_0^\infty 2\pi b db [1 - [1 - \hat{T}_{AB}(b)\sigma_{inel}^{NN}]^{AB}]. \quad (3.8)$$

Si denotamos por R_1 y R_2 a los respectivos radios de los núcleos que participan en la colisión, entonces el máximo valor que puede tomar el parámetro de impacto para que ocurra la interacción (b_{max}) deberá ser la suma de estos radios. Es decir, que cuando $0 < b < b_{max}$, la probabilidad de que ocurra la interacción es uno ($\hat{T}_{AB}(b)\sigma_{inel}^{NN} = 1$); y por la tanto, la ecuación 3.8 toma la siguiente forma:

$$\sigma_{inel}^{AB} = \int_0^{b_{max}} 2\pi b db = \pi(R_1 + R_2)^2. \quad (3.9)$$

Para el caso particular de una colisión Pb-Pb, tenemos que $\sigma_{inel}^{AB} = 4\pi R_{Pb}^2$; donde R_{Pb} es el radio del plomo. Experimentalmente, el método para calcular el parámetro de impacto se basa en la siguiente observación: para eventos en donde b es grande (colisión periférica), se espera medir una baja multiplicidad, mientras que para eventos en donde b toma valores pequeños (colisión central) se esperan valores altos en la multiplicidad. Supongamos que tenemos una distribución de la multiplicidad de las partículas cargadas tal y como se muestra en la figura 3.12 (derecha), y dividimos el eje horizontal en diferentes fracciones de la integral total de la distribución (como ejemplo consideramos el 5%, 25%, 50% y el 75% de la multiplicidad máxima). Este mismo proceso lo realizamos para la distribución $d\sigma/db = 2\pi b$, dividiendo ahora el eje b en fracciones en porcentaje del valor máximo del parámetro de impacto (igual a la suma de los radios) tal y como se muestra en la figura 3.12 (izquierda). Entonces se toma la aproximación de que el área bajo la curva de una de estas fracciones de la distribución de b (como por ejemplo $b_5\%$) corresponde al área bajo la curva de la fracción opuesta de la distribución de la multiplicidad (en nuestro ejemplo corresponde a $M_{75\%}$) tal y como se observa en la figura 3.12. Consideremos el caso particular de una colisión

3.3 Funciones del V0A

Pb-Pb, y supongamos por simplicidad que sus radios (R_{Pb}) son iguales (efectos como el de la contracción de los iones pesados debido a su velocidades relativistas modifican esta hipótesis), entonces $b_{max} = 2R_{Pb}$; tomamos entonces los respectivos porcentajes de esta cantidad. Por otra parte, basados en la distribución de partículas cargadas calculadas con `Hijing` para colisiones centrales de Pb-Pb ($0 > b > 5$ fm) realizada en la referencia [25], se encontró que la máxima multiplicidad es de 3800 (para $\eta = 0$), lo cual corresponde al área sobre la primera fracción de $b_{5\%}$ ($= R_{Pb}/10$). O bien, podemos encontrar el área bajo la curva de $b_{75\%}$ ($= 3R_{Pb}/2$), la cual corresponde al área bajo la curva de $M_{25\%}$ ($= 950$).

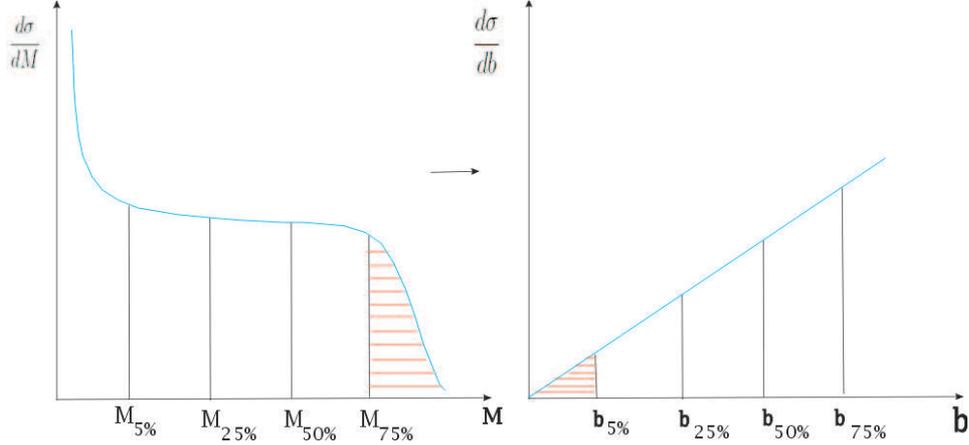


Figura 3.12: Método para medir el parámetro de impacto.

Como ya hemos mencionado, los detectores V0 medirán la multiplicidad de las partículas cargadas en los rangos de pseudorapidez dados en la tabla 3.1, y por lo tanto, será posible dar una estimación del parámetro de impacto. Para ello podemos recurrir a la simulación mediante `Hijing`, el cual genera eventos de colisiones entre iones pesados. Dentro de sus funciones podemos encontrar algunas clases que nos permiten controlar el valor del parámetro de impacto, de esta forma podemos establecer diferentes valores de b y observar la multiplicidad que este genera. Esta información se puede anexar a las mediciones que realizarán los detectores V0 en el experimento real.

En el caso de colisiones protón-protón, la medición del parámetro de impacto es un poco más compleja. Para tal fin es necesario incorporar al Modelo de Glauber otros modelos como el de la cuerda de Lund (el cual fue descrito en el capítulo dos). Una descripción más detallada sobre este problema puede ser consultado en [51]

La importancia de medir los valores del parámetro de impacto radica en el hecho de que a partir de este es posible conocer otras variables importantes tales como el número total de colisiones núcleo-núcleo, el cual está dado por:

$$N_{col}(b) = \sum_{n=1}^{AB} nP(n, b) = AB\hat{T}_{AB}(b)\sigma_{inel}^{NN}. \quad (3.10)$$

Y de igual forma podemos medir el número de nucleones en A y en B que interactúan, el cual es llamado el *número de participantes* y tiene la siguiente expresión:

$$N_{part}(b) = A \int \hat{T}_A(s) \left[1 - [1 - \hat{T}_B(s-b) \sigma_{inel}^{NN}]^B \right] d^2s \quad (3.11)$$

$$+ B \int \hat{T}_B(s-b) \left[1 - [1 - \hat{T}_A(s) \sigma_{inel}^{NN}]^A \right] d^2s, \quad (3.12)$$

donde la integral sobre el término entre corchetes representa la sección eficaz inelástica para las colisiones nucleón-núcleo:

$$\sigma_{inel}^{A(B)} = \int d^2s \left[1 - [1 - \hat{T}_{A(B)}(s) \sigma_{inel}^{NN}]^{A(B)} \right]. \quad (3.13)$$

3.3.4. Luminosidad

Dar una estimación del valor de la luminosidad de los haces en el LHC es otro de los objetivos de los detectores V0A y V0C. Recordemos que este parámetro describe las propiedades de cada uno de los haces interactuantes y por lo tanto, puede darnos una perspectiva sobre la colisión misma. Formalmente se define como el número de partículas por unidad de área y por unidad de tiempo en cada haz.

Existen diferentes métodos con los cuales es posible calcular el valor de la luminosidad [52], cada uno de ellos tiene una exactitud que no supera el 5%. Uno de los más usuales se basa en observar las características propias del haz. Para tal fin se usa la siguiente fórmula que involucra solo parámetros del haz:

$$L = F \frac{f \sum_i N_1^i N_2^i}{4\pi \sigma_x^* \sigma_y^*}; \quad (3.14)$$

donde $f=11$ kHz es la frecuencia de revolución del haz, $F = 0.9$ es un factor, N_1^i N_2^i son los números de protones por paquetes en cada haz; σ_x^* y σ_y^* son las secciones eficaces transversales de los paquetes en el punto de interacción que pueden ser medidos a partir de otro método llamado Van der Meer, el cual consiste en contar el número de interacciones protón-protón. Debido a tales características, este es uno de los métodos que presenta mayores dificultades y la precisión que adquirimos puede superar el 5%.

Otra de las formas de calcular la luminosidad es por medio del análisis de algunos procesos que ocurren en la interacción y cuyas propiedades y parámetros sean bien conocidas por la teoría. Este método ha sido usado en colisionadores e^+e^- , en donde se mide la difusión de Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$), proceso que ha sido ampliamente estudiado por la electrodinámica cuántica (QED). Otro de los procesos que puede ser usado es la producción de pares de dileptones por medio de $pp \rightarrow pp l^+ l^-$, el cual es uno de los candidatos a ser usado en el LHC. Podemos pensar por ejemplo en el proceso $pp \rightarrow ppe^+e^-$, donde se producen un par de leptones de masa y momento transverso muy pequeño, sin embargo sería necesario la construcción de un detector específico que se enfoque sólo en estos eventos. Por otro lado, podemos considerar el proceso $pp \rightarrow ppu^+u^-$, en donde en el estado final tenemos un par de muones con valores grandes de p_T situados en la región de rapidez central. La identificación y medición del impulso de los muones es una de las tareas principales de los detectores centrales de ALICE, por lo que tal vez sea este el proceso seleccionado para la mayoría de las mediciones de la luminosidad.

Un tercer método no menos importante que los anteriores es igualmente considerado en el LHC, y el cual hace referencia al teorema óptico para medir la tasa de reacción de las interacciones elásticas e inelásticas. La dificultad ahora está en la detección de protones que se difunden elásticamente a ángulos pequeños.

La sección eficaz total y la luminosidad se relacionan por medio de la siguiente expresión:

$$N_{el} + N_{inel} = L \times \sigma_{tot}, \quad (3.15)$$

3.3 Funciones del V0A

donde N_{el} y N_{inel} son los números de interacciones elásticas e inelásticas respectivamente. Por el teorema óptico obtenemos la siguiente expresión para la luminosidad:

$$L = \frac{dR_{el}}{dt} \times \frac{R_{total}^2(1 + \rho^2)}{16\pi}, \quad (3.16)$$

done ρ es el radio de la parte real e imaginaria de la amplitud de la dispersión elástica. Para este método es necesario tener un detector que pueda identificar protones que se dispersan a ángulos muy pequeños, y que puedan medir la tasa de reacción para procesos elásticos R_{el} , así como también deberá tener la capacidad de detectar con una alta eficiencia las interacciones inelásticas pp para tener una buena medición de la tasa de reacción R_{inel} . De igual forma, deberá medir valores pequeños del cuadrado del momento de transferencia cercanos a $-t \approx 0.1 \text{ GeV}^2$, que de acuerdo a las energías del LHC corresponde a ángulos de $14 \mu\text{rad}$ [53]. En contraparte a estas dificultades, este método proporciona una exactitud del 2%.

Otra forma más sencilla es medir la luminosidad relativa es a partir del porcentaje de interacción. Recordemos que la sección eficaz total en colisiones pp es la suma de la sección elástica e inelástica, por lo que la luminosidad en términos del número de interacciones, la sección eficaz y la eficiencia de la detección (ϵ_{el}) tiene la siguiente forma:

$$L = \frac{N_{tot}}{\epsilon_{tot}\sigma_{tot}} = \frac{N_{el}}{\epsilon_{el}\sigma_{el}} = \frac{N_{inel}}{\epsilon_{inle}\sigma_{inel}} \quad (3.17)$$

Este último método ha sido propuesto en la referencia [54] para ser usado en las mediciones de los detectores V0.

Capítulo 4

Simulación del Experimento

En el verano del 2007 fue realizada la calibración del detector V0A en el área experimental este del CERN (con la línea de haz T10). Durante este periodo, cada una de las celdas del detector fue expuesta a un haz de partículas negativas (la mayoría de las cuales fueron π^- y un porcentaje pequeño de K^-) con momento máximo de 7 GeV/c. Por lo tanto, toda la información sobre la respuesta del detector al paso de tales partículas mínimo ionizantes ha sido registrada. El siguiente paso será la instalación del V0A dentro del complejo de detectores que integran al experimento ALICE, y para el 2008 comenzarán las primeras actividades con colisiones protón-protón a una energía de 14 TeV. Con el objetivo de obtener una visión del comportamiento del detector frente a estos eventos y de establecer diferentes criterios que pueden ayudar al análisis de los datos que se obtendrán en el experimento real, en el presente capítulo haremos uso de la simulación computacional mediante el programa *AliRoot* y el generador *Pythia*.

4.1. Condiciones iniciales de la Simulación

El primer paso para la simulación es hacer una elección adecuada de algunas de las clases definidas dentro de *Root* para la generación de eventos. Cada una de estas clases a las que se les da el nombre de *generadores*, tienen por objetivo crear los eventos que se producirán en una colisión real ya sea entre núcleos pesados, entre nucleones, o bien una combinación de ambos. Dentro de *AliRoot*, estas clases se encuentran accesibles para el usuario mediante la clase *AliGenerator*. Los generadores frecuentemente usados son *Herwig*, *Hijing* y *Pythia*. Este último fue descrito en el capítulo dos y será el generador usando para realizar la simulación de 50,000 eventos minimum bias de colisiones protón-protón a una energía del centro de masa de 14 TeV. Recordemos que todas las condiciones que deseamos considerar en la simulación deberán ser agregadas al programa llamado *Config.C*.

Tabla 4.1: Procesos seleccionados en *Pythia* .

ISUB	Nombre del proceso	Valor Máximo de σ (mb)
92	Difracción (XB)	7.15
93	Difracción (AX)	7.15
94	Difracción Doble	9.78
95	p_T pequeños	55.22
96	QCD Semiduro $2 \rightarrow 2$	18958

Capítulo 4. Simulación del Experimento

En la tabla 4.1 podemos ver los procesos seleccionados mediante ISUB para la generación de eventos minimum bias con *Pythia*; de igual forma se exponen los valores máximos de cada una de las secciones eficaces de los procesos elegidos.

Una condición importante que deberá estar definida en la simulación es la posición del vértice de la interacción. En general, *Pythia* ubica a este punto en el origen del sistema de coordenadas de ALICE. Si deseamos que la simulación sea lo más realista posible, entonces debemos considerar que en cada evento, la posición del vértice estará dentro de un volumen de diamante centrado en el origen, tal y como podemos ver en la figura 4.1. Esto último se debe a que la interacción entre los haces ocurre con un cierto ángulo de forma tal que se dibuja dicha forma de diamante en el espacio dentro del cual puede ocurrir la interacción entre los protones.

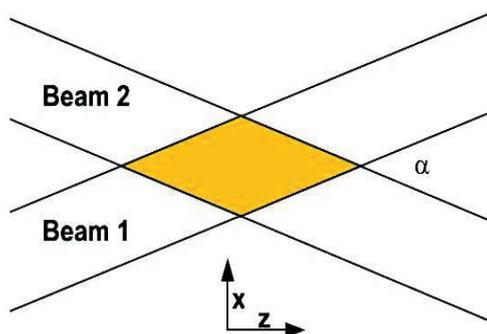


Figura 4.1: Volumen de diamante centrado en el origen dentro del cual ocurre la interacción de los protones.

Para considerar este hecho en nuestra simulación, se le indica al generador que defina la posición del vértice en el origen, para luego cambiarlo a cualquier otro punto que se encuentre dentro del volumen del diamante. Estas instrucciones pueden indicarse al programa por medio de las siguientes líneas de código:

```
gener->SetOrigin(0., 0., 0.);
gener->SetSigma(sigmaxy, sigmaxy, sigmaz);
gener->SetSigma(0.0, 0.0, 0.0);
gener->SetCutVertexZ(1.);
gener->SetVertexSmear(kPerEvent)
```

donde `gener` es el apuntador del generador *Pythia*. La clase `SetSigma` genera el diamante en una región definida en los valores `sigmaxy` ($= 0.015$ cm) y `sigmaz` ($= 5.33$ cm). Y la clase `SetCutVertexZ` es el encargado de cambiar la posición del vértice sobre el eje `z`.

Otro de los parámetro importantes considerados dentro de ALICE es el campo magnético aplicado; dentro de AliRoot podemos usar la clase `AliMagFMaps` como se muestra a continuación:

```
AliMagFMaps* field = new AliMagFMaps("Maps", "Maps", 2, 1., 10., 1);
gAlice->SetField(field);
```

4.2 Resultados Generales de la Simulación

donde hemos indicado que se aplique un campo de 0.5 T. Por otro lado, la configuración de la señal de disparo puede igualmente ser seleccionada dependiendo del tipo de colisión que nos interese, en nuestro caso, hemos tomado la configuración correspondiente a las colisiones protón-protón mediante la siguiente instrucción:

```
gAlice->SetTriggerDescriptor("p-p");
```

Finalmente, se seleccionan los detectores que participarán en la simulación. Las propiedades de cada uno de los detectores de ALICE así como su geometría y la respuesta al paso de las partículas se encuentran definidas en las respectivas clases de la forma `Ali<NombreDelDetector>`, los cuales son códigos construidos con `Geant3` que pueden ser usados por los usuarios. Por lo tanto, para los detectores V0 se define:

```
AliVZERO *VZERO = new AliVZEROv7("VZERO", "normal VZERO");
```

Y así sucesivamente para el resto de los detectores. La geometría del detector V0A usada en esta versión de `AliRoot` se muestra en la figura 4.2.

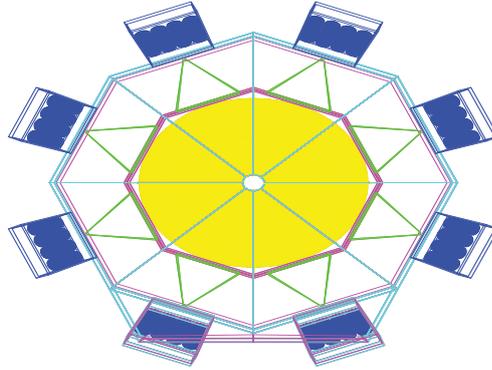


Figura 4.2: Versión número siete del detector V0A en `AliRoot` .

4.2. Resultados Generales de la Simulación

4.2.1. Distribución de Hits sobre el V0A

Un mapeo de la distribución de los hits sobre el detector V0A puede ser observado en la figura 4.3. Los diferentes colores pintados en el V0A y el eje z ubicado en el costado derecho de dicha figura (representado mediante una barra de colores), son indicadores del número de partículas que golpean al detector en un mismo punto.

Por otro lado, en la figura 4.4 podemos ver la distribución de los hits en cada uno de los anillos del detector. Como es posible observar, el anillo tres registra el mayor número de hits; en promedio, el $34.3\% \pm 0.051$ del total de hits sobre el V0A se ubican sobre el último anillo. Recordemos que cada uno de estos hits produce información importante sobre el paso de las partículas a través del detector y es almacenada dentro del archivo de nombre `gealice.root` por medio de una de las clases de `Root` llamada árbol.

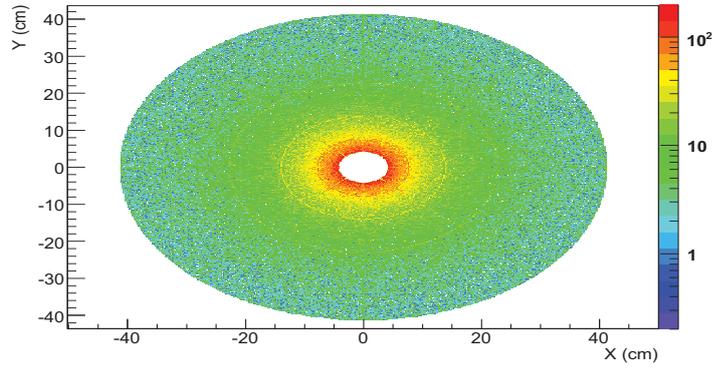


Figura 4.3: Distribución de hits sobre el V0A.

Dentro de estos últimos podemos encontrar por ejemplo la energía depositada en cada celda, el número de fotones producidos, la posición del vértice, el tiempo de vuelo entre otras que serán usadas más adelante en el estudio de la simulación.

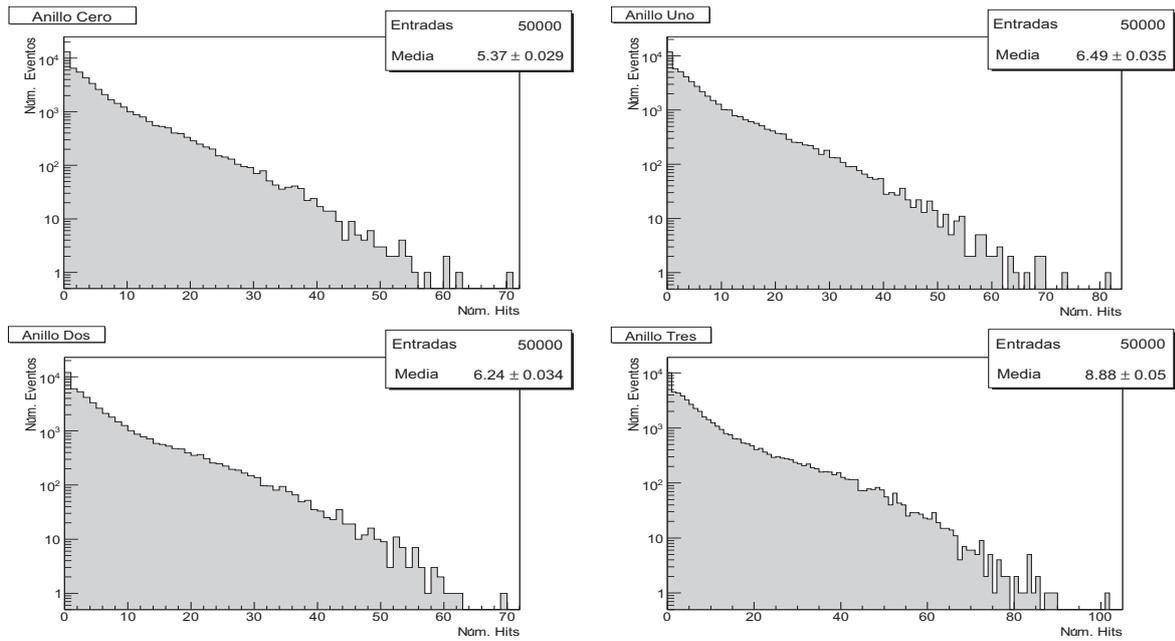


Figura 4.4: Distribución de hits en cada uno de los anillos del V0A.

4.2.2. Distribución del vértice

Durante la simulación es posible que ocurra la emisión de un gran número de partículas secundarias que se crean como consecuencia de los decaimiento naturales de las partículas primarias, o bien, debido a su interacción con la materia localizada frente a los detectores V0. Estos elementos son el absorbedor frontal, los detectores FMD, T0 y finalmente la ITS. De igual forma, como ya

4.2 Resultados Generales de la Simulación

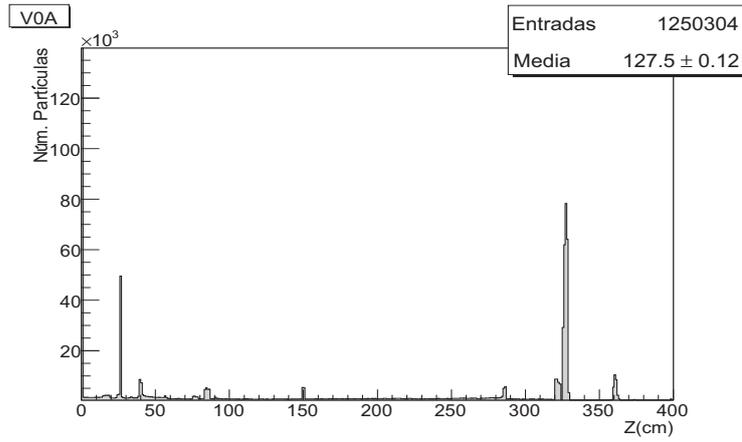


Figura 4.5: Distribución sobre el eje Z del vértice de las partículas que llegan al V0A.

hemos mencionado, el tubo del acelerador LHC es también una de las principales fuentes de emisión de partículas secundarias, sin embargo, esto último no se considera en nuestra simulación debido a que el generador *Pythia* sólo crea partículas dentro de la región de diamante cercana al punto de interacción. Para un estudio más detallado sobre la simulación de las interacciones de los protones con el gas residual del acelerador es posible consultar la referencia [25].

En el contexto de la simulación, la presencia de estas partículas secundarias puede ser observada por medio de la distribución de la posición espacial del vértice de las partículas a lo largo de la línea del haz, la cual se muestra en la figura 4.5. El 40% de las partículas detectadas en el V0A (3.2 m del PI) provienen de la región de diamante centrada en el origen. Por otra parte, de la gran cantidad de partículas secundarias que arriban al detector V0A, el 18.6% se generó a una distancia de 327 cm del punto de interacción, lo cual corresponde a la posición del detector FMD2.

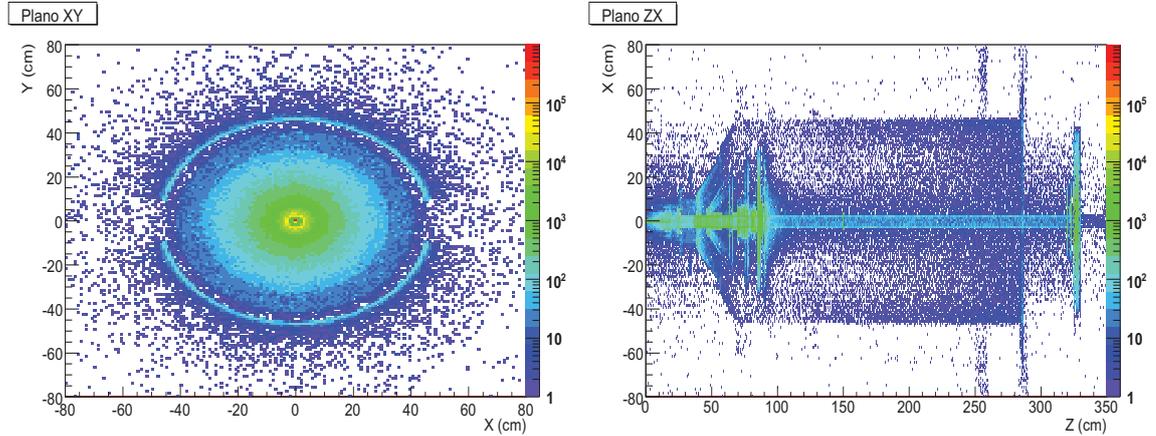


Figura 4.6: Distribución del vértice de las partículas que llegan al V0A proyectadas sobre los planos XY y ZX.

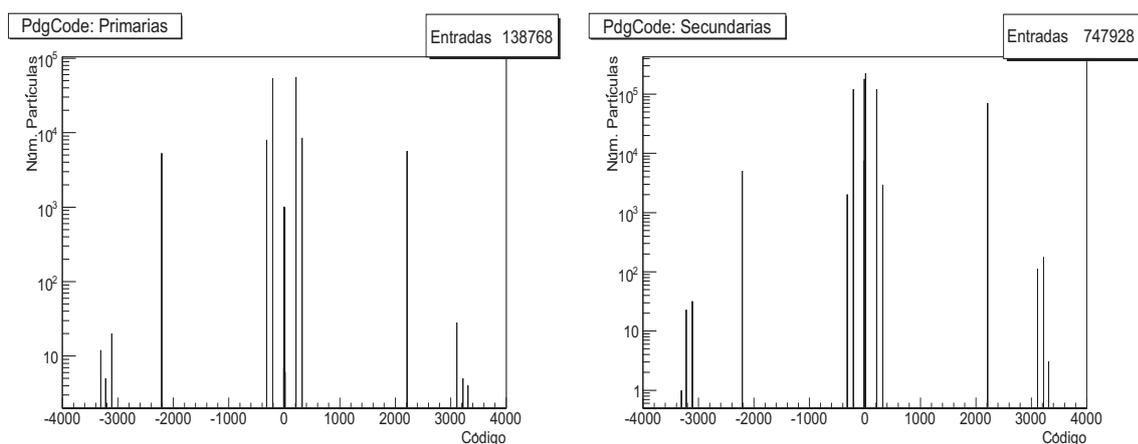


Figura 4.7: PdgCode de las partículas primarias (izquierda) y secundarias (derecha) detectadas en el V0A.

Por otro lado, en la figura 4.6 podemos ver la distribución del vértice de las partículas cargadas transversales que llegan al detector V0A y proyectada en los planos XY y ZX. En dicha figura podemos observar que un gran número de partículas secundarias provienen principalmente del tubo del haz. En la figura 4.7 se muestra la distribución del código de cada una de las partículas (primarias y secundarias) generadas en la simulación (llamadas PdgCode y resumidas en las tablas 2.1,2.2,2.3 y 2.4). Las principales contribuciones de las partículas primarias que llegan al V0A son piones (PdgCode= ± 211), kaones (PdgCode= ± 321) y protones (PdgCode= ± 2212) (el 79 % son π^\pm , el 12 % son K^\pm y el 8 % son p^\pm). Por otro lado, para las partículas secundarias, encontramos que las principales contribuciones son electrones (PdgCode= ± 11), piones y protones (el 54 % son e^\pm , el 32 % son π^\pm y el 10 % son p^\pm).

4.2.3. Tiempo de vuelo

En el capítulo 3 se describió el método bajo el cual podemos establecer los criterios necesarios para discriminar las señales generadas por las partículas secundarias. Para ello es necesario medir

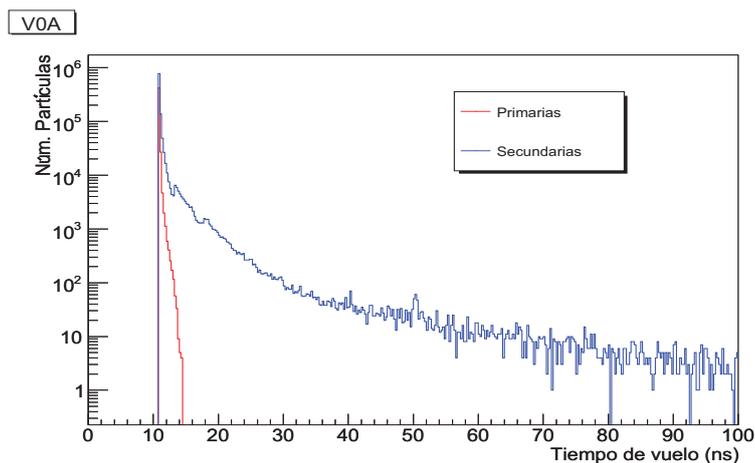


Figura 4.8: Tiempo de vuelo de las partículas primarias y secundarias detectadas en el V0A.

4.2 Resultados Generales de la Simulación

el tiempo que le toma a una partícula llegar al detector, y de acuerdo con los cálculos, el tiempo de llegada al detector V0A es de aproximadamente de 11 ns, y el tiempo relativo entre la llegada de las señales a ambos detectores será de 9 ns.

En el contexto de la simulación, la información del tiempo de vuelo de las partículas generadas se encuentra almacenada en los árboles `tof` dentro del archivo `galice.root`, por lo tanto, si realizamos los cortes correspondientes en el tiempo dentro del análisis, podremos filtrar los eventos que corresponden a la creación de estas partículas secundarias. En la figura 4.8 se muestra el espectro del tiempo de las partículas primarias y secundarias detectadas en el V0A. Observamos de dicha figura, que el 89% de las partículas primarias llegan al detector en un tiempo aproximado de 11 ns. En el caso de las partículas secundarias, las que igualan en tiempo dicha cantidad, corresponden al 61% del total de partículas secundarias.

4.2.4. Partículas Primarias

Recordemos que dentro de `Aliroot`, es posible encontrar una gran variedad de clases que nos permiten hacer uso de diferentes rutinas creadas para `Pythia`. Una de estas clases es llamada `AliStack`, el cual nos permite hacer uso de un objeto conocido como *el stack de las partículas*. La principal labor de este objeto es la de registrar todos los procesos que ocurren en el trayecto de cada una de las partículas generadas por `Pythia`. De esta forma, a las partículas que emergen de la colisión pp se les asigna un lugar especial dentro del stack; si al continuar su movimiento a través de los detectores de ALICE esta partícula decae en otras, cada una de estas es guardada y etiquetada dentro del stack. Por lo tanto, siempre es posible saber bajo que proceso ha sido creada cada una de las partículas estudiadas. La partícula primaria inicial es llamada partícula madre, y a las partículas que se forman como producto del decaimiento de esta última son llamadas partículas hijas. Dentro del archivo `kinematics.root` es posible encontrar clases importantes como `GetFirstMother`, la cual indica si la partícula estudiada proviene de una partícula generada en la colisión. De forma semejante, podemos usar también las clases `GetFirstDaughter` y `GetLastDaughter` para saber cuales han sido las partículas secundarias que se han generado.

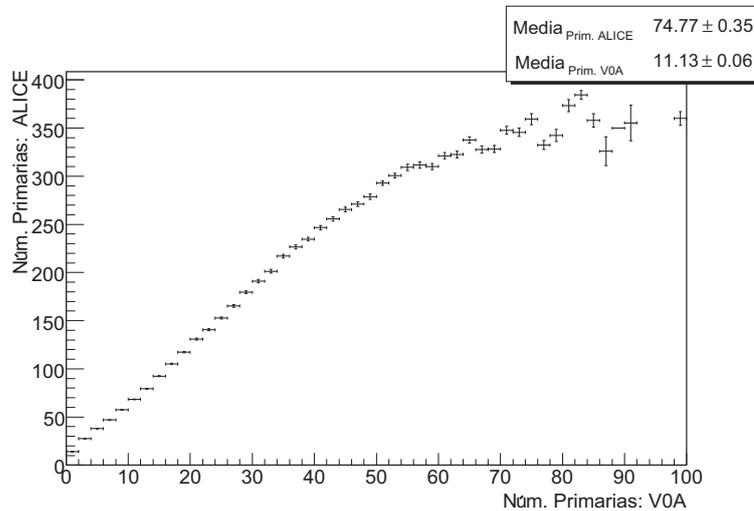


Figura 4.9: Correlación entre el número de partículas primarias generadas en todas las regiones de pseudorapidez del experimento ALICE, y el número de partículas primarias en el rango de pseudorapidez del V0A.

Capítulo 4. Simulación del Experimento

La importancia de la clase `AliStack` radica en el hecho de que a partir de ella es posible conocer la multiplicidad de partículas primarias generadas en la simulación de las colisiones de pp a 14 TeV, dicha variable como sabemos no es posible conocerla en el experimento real, por lo que su estudio en el presente trabajo de tesis es de especial interés. Por lo tanto, para calcular esta variable usaremos principalmente dos subclases de `AliStack` llamadas `GetNprimary` y `IsPhysicalPrimary`; la primera de ellas nos permite obtener por evento el número de primarias generadas por `PYTHIA`, con el cual estableceremos un límite superior para los ciclos que usaremos más adelante en el código computacional, y la segunda clase nos permite seleccionar partículas primarias físicas, las cuales tienen la siguiente definición: *partículas producidas en la colisión, incluyendo productos de decaimientos fuertes y electromagnéticos y excluyendo decaimientos débiles de partículas extrañas*.

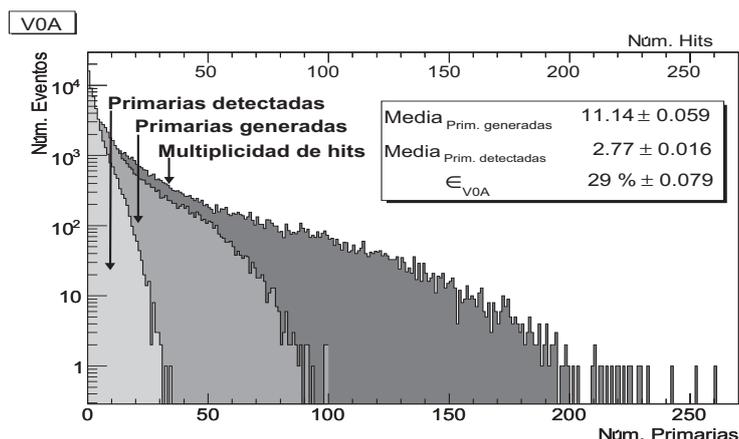


Figura 4.10: Distribución de la multiplicidad de partículas primarias generadas en la dirección del V0A, la multiplicidad de partículas primarias detectadas en el V0A y la multiplicidad de hits.

En la figura 4.9 podemos observar la correlación entre el número de partículas primarias generadas hacia todas las regiones de pseudorapidez del experimento ALICE, y el número de partículas primarias generadas en la región de pseudorapidez del V0A; en promedio, solo el $15\% \pm 0.034$ de las partículas primarias generadas en ALICE se encuentran dentro de los rangos de pseudorapidez del V0A. Por otra parte, en dicha figura podemos observar una saturación cuando el número de primarias es grande. Esto se debe a que para eventos con alta multiplicidad, la mayoría de las partículas tiene rangos de pseudorapidez en la región central, y un porcentaje menor de partículas se genera con los rangos de pseudorapidez del V0A.

Es importante destacar que el número de partículas primarias generadas en los rangos de pseudorapidez del detector no representan la multiplicidad de partículas primarias detectadas en el V0A; lo cual como sabemos, se debe a las interacciones con la materia que se encuentra frente al V0A y a los decaimientos naturales de las partículas generadas. En la figura 4.10 y figura 4.11 podemos observar las distribuciones del número de partículas primarias generadas por `Pythia` en los rangos de pseudorapidez del detector V0A y el número de partículas primarias detectadas. En dichas figuras se exponen también los valores medios de la eficiencia del detector y la eficiencia en cada uno de sus anillos; dicha cantidad está etiquetada por la letra ϵ y está definida simplemente como el cociente entre el número de partículas primarias detectadas y el número de partículas generadas por `Pythia` en los respectivos rangos de pseudorapidez. Otro hecho importante es que a pesar de que el V0A detecta un número pequeño de partículas primarias, la multiplicidad de hits (figura 4.10) será mucho mayor debido a la gran cantidad de partículas secundarias que se generarán por interacciones y por decaimientos de las partículas primarias en la dirección del V0A.

4.2 Resultados Generales de la Simulación

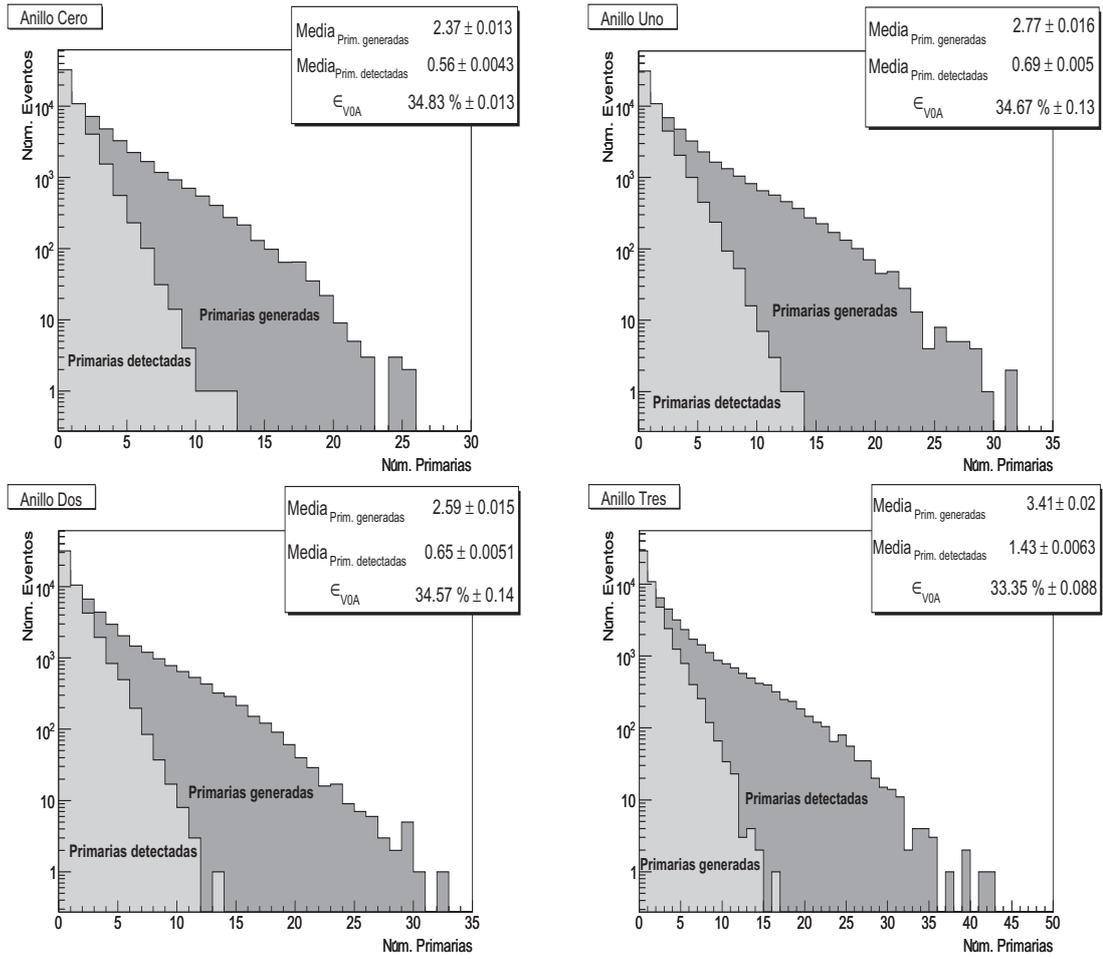


Figura 4.11: Distribuciones del número de primarias generadas y el número de primarias detectadas en cada uno de los anillo del V0A.

4.2.5. Distribución en η

Una de las primeras mediciones realizadas en los experimentos de colisiones de partículas (y en particular del experimento ALICE) es la distribución de la pseudorapidez de las partículas cargadas ($dN_{ch}/d\eta$), la cual nos permite caracterizar las propiedades globales del sistema creado.

Para determinar la distribución $dN_{ch}/d\eta$ se han desarrollado diferentes técnicas que han sido implementadas por diferentes experimentos. Uno de los métodos más usuales consiste simplemente en contar el número de celdas con señal (hit) de algún detector. Análisis basado en este método se han realizado en NA50, SPS y PHOBOS en RHIC. El efecto conocido como ocupación múltiple (en el que más de dos partículas golpean una misma región del detector) es reducido incrementando las segmentaciones del detector, y como ocurre en el caso de los detectores V0, debido a que la amplitud de la señal de salida se relaciona directamente con la energía depositada en cada celda, entonces, el número de partículas que atraviesan el detector puede ser medido observando la señal de cada celda y dividirla por el promedio de la energía perdida de una partícula típica.

Capítulo 4. Simulación del Experimento

Se estima que la multiplicidad de partículas cargadas en colisiones Pb-Pb en el LHC varía entre 2,000 y 10,000 partículas en la unidad de seudorapidez, y ALICE podrá detectar arriba de $dN_{ch}/d\eta \approx 8,000$. En la región central de rapidez, la distribución $dN_{ch}/d\eta$ puede ser eficientemente reconstruida usando el detector ITS, el cual operará cerca del tubo del haz.

En la figura 4.12 es posible observar la distribución de seudorapidez de las partículas cargadas primarias generadas en las colisiones pp a 14 TeV a través de `Pythia`. Como podemos observar, el número de partículas cargadas primarias emitidas dentro de los rangos de seudorapidez de los anillos del V0A es de 11 partículas por evento, y de 12 partículas por evento para el V0C.

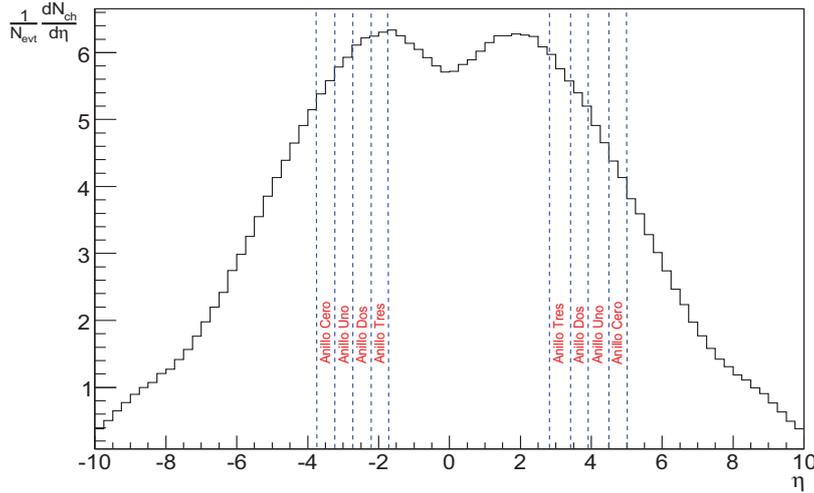


Figura 4.12: Distribución de la seudorapidez de las partículas primarias generadas por `Pythia`.

4.2.6. Distribución en p_t

Otras de las observables que nos proporciona información importante sobre el sistema creado en la colisión es el momento de las partículas. Recordemos que usualmente esta cantidad se separa en una componente transversal al eje del haz (p_t) y en una componente longitudinal a lo largo del eje del haz (p_L). De esta forma, toda la información referente a la velocidad de las partículas emitidas de la fuente está contenida en el momento longitudinal, mientras que el momento transversal es gobernada sólo por las características internas del sistema que emite las partículas. Su importancia se debe al hecho de que por medio de ésta es posible el estudio de los jets (los cuales a su vez dan evidencia de los procesos en QGP). El método usual para estudiar estos eventos es mediante la selección de partículas con momento transversal a través de un arreglo de calorímetros puestos en una región cercana al punto de interacción. Se considera alto momento transversal a los valores superiores a los 2 GeV/c [55]. Esto se debe a que arriba de este valor es posible estudiar los procesos a través de la teoría de QCD perturbativa. Se comprobó que el número de partículas con valores altos en p_t es menor en colisiones centrales ion-ion que en colisiones protón-protón por factores de 2 a 4.

4.3 Selección de eventos

Al igual que en el caso de la pseudorapidez, la información sobre el momento transversal de las partículas producidas mediante la simulación de colisiones se encuentra dentro del archivo `kinematics.root`. En la figura 4.13 podemos observar la distribución de p_t de las partículas generadas con Pythia, de donde podemos observar que el 98.37% de las partículas generadas tienen momento p_t menor a 2 GeV.

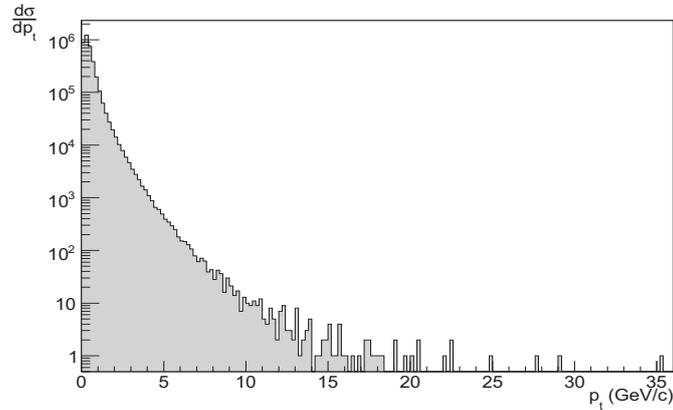


Figura 4.13: Distribución de p_t de las partículas primarias generadas por Pythia .

4.3. Selección de eventos

Experimentalmente, la información que nos proporciona el detector V0A se basa, en general, en el estudio de dos variables cuya medición se realiza de forma directa en cada uno de los eventos. La primera de éstas es el número de celdas con señal en todo el detector y en cada uno de sus anillos (de igual forma pueden ser consideradas otras configuraciones tales el número de celdas con señal en los diferentes sectores). Es decir, una vez ocurrida la colisión, podemos conocer que celda del detector a registrado el paso de una partícula y contar así cada una de ellas.

La segunda variable es la carga medida en una cierta región del detector y que como sabemos, se debe precisamente al paso de una partícula mínimo ionizante, que de acuerdo al mecanismo bajo el cual trabaja el detector, genera una cierta cantidad de fotones que serán guiados hacia el PMT, el cual, dependiendo de sus características, generará a su vez una cierta cantidad de fotoelectrones que serán leídos por diferentes dispositivos electrónicos; particularmente se usa un ADC sensible a la carga, la tarea de este último es transformar estas señales de salida a una forma digital que nos da la información de la carga depositada en alguna región del detector. Si por ejemplo, más de dos partículas cruzan una misma celda, entonces obtendremos como resultado una cantidad mayor de carga.

Por lo tanto, nuestro objetivo será entonces relacionar estas variables con la multiplicidad de partículas cargadas primarias que se producen en la correspondiente región de pseudorapidez del anillo del detector V0A. Para cada uno de los eventos que se producen en la simulación se contarán:

1. El número de partículas primarias cargadas producidas en cada una de las cuatro diferentes regiones de pseudorapidez correspondientes al detector V0A (sección 4.2.4).
2. El número de celdas con señal en el V0A y en cada uno de sus anillos.
3. La intensidad de la señal (carga) en el V0A y en cada uno de sus anillos.

4.3.1. Número de celdas con señal

Dentro de la información que nos proporciona cada uno de los hits que por evento se producen sobre el detector, podemos encontrar el número de celda en donde se ha producido. Es importante mencionar sin embargo, que dicha enumeración no corresponde directamente a la manejada en el experimento real. Ello se debe principalmente a que los dos últimos anillos del detector V0C han dividido en dos cada una de sus celdas, y por lo tanto, su primera celda inicia con el número cero y finaliza con el número 47. Esto implica que la primera celda del detector V0A inicia con la celda número 48 y finaliza con la número 79, y no sigue por lo tanto, la numeración del 32 al 63 como se describió en el capítulo anterior. Para solventar esta problemática, en el código de análisis podemos definir una variable entera llamada `Celda`, la cual simplemente resta 16 a cada celda del V0A con el objetivo de obtener la enumeración correcta.

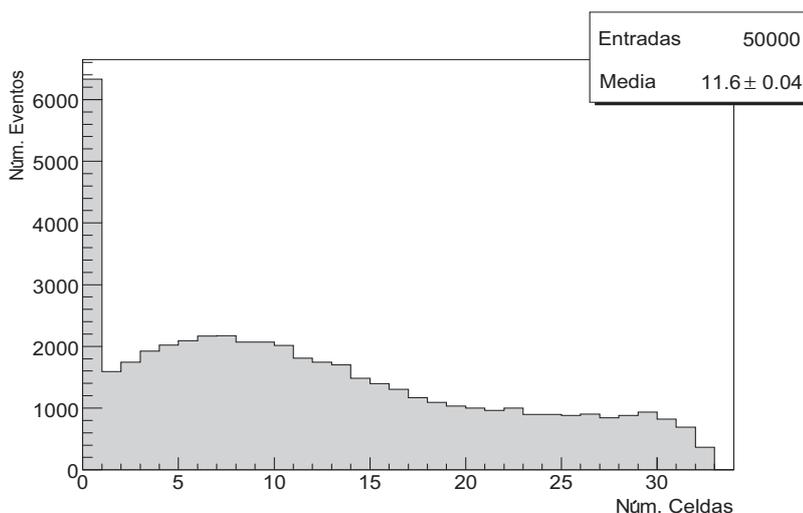


Figura 4.14: Número de celdas con señal en el V0A.

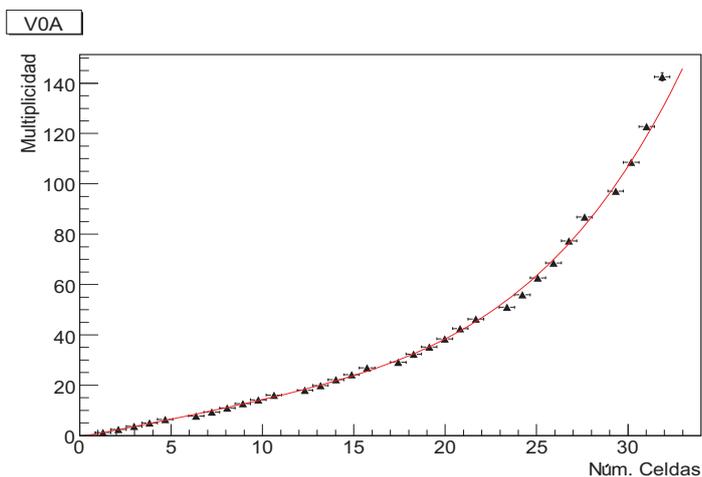


Figura 4.15: Correlación entre el número de celdas con señal y la multiplicidad en el V0A.

4.3 Selección de eventos

Dentro del mismo código definimos un vector con 64 entradas llamado `Mapa[64]`, el cual nos indica si la celda (con número igual a la entrada de dicho vector) tiene señal o no; es decir que los valores de sus entradas son ceros y unos. Realizando la suma apropiada de las entradas de dicho vector, es posible obtener el número de celdas con señal en el V0A. La distribución de esta variable se muestra en la figura 4.14; el primer valor de este histograma nos indica el número de eventos en donde no existió señal en el V0A, lo cual corresponde al 12% de los 50,000 eventos generados en la simulación.

Podemos ahora establecer la correlación entre el número de celdas con señal y la multiplicidad en el V0A y en cada uno de sus anillos. En la figura 4.15 y en la figura 4.16 pueden observarse tales correlaciones ajustadas mediante diferentes funciones polinómicas; los valores de dichos ajustes se exponen en B.1.

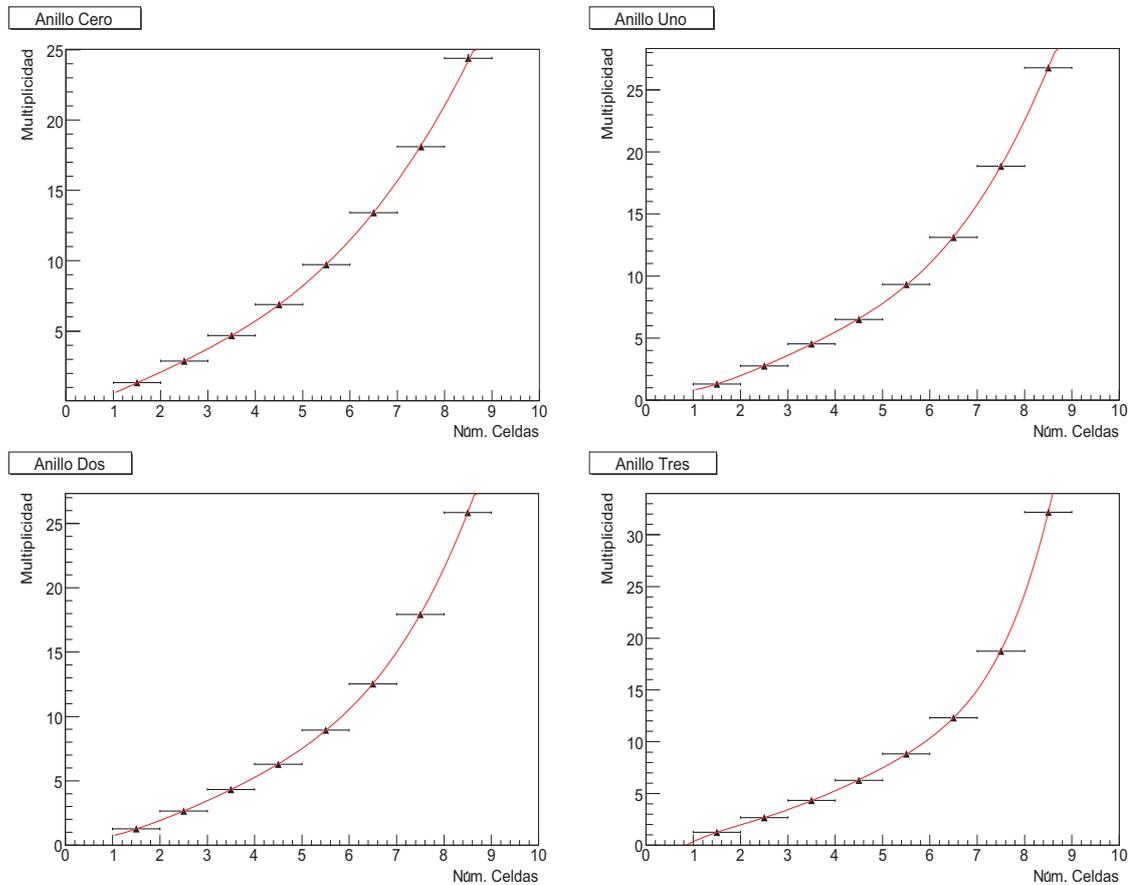


Figura 4.16: Correlaciones entre la multiplicidad y el número de celdas con señal en cada uno de los anillos del V0A.

Por otro lado, en la figura 4.17 y en la figura 4.18 se exponen respectivamente, las correlaciones entre el número de celdas con señal y la multiplicidad de partículas primarias generadas en los respectivos rangos de pseudorapidez del V0A y en cada uno de sus anillos; y en B.2 puede observarse los resultados de los ajustes a dichas correlaciones realizadas mediante diferentes funciones polinómicas.

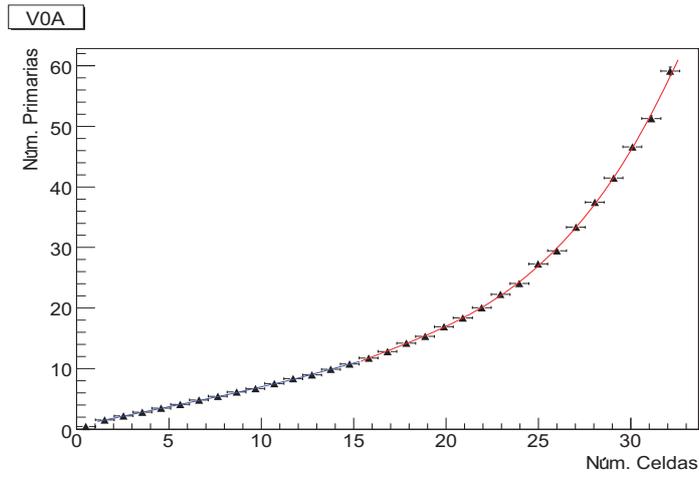


Figura 4.17: Correlación entre el número de celdas con señal y el número de partículas primarias generadas en los rangos de seudorapidez del VOA.

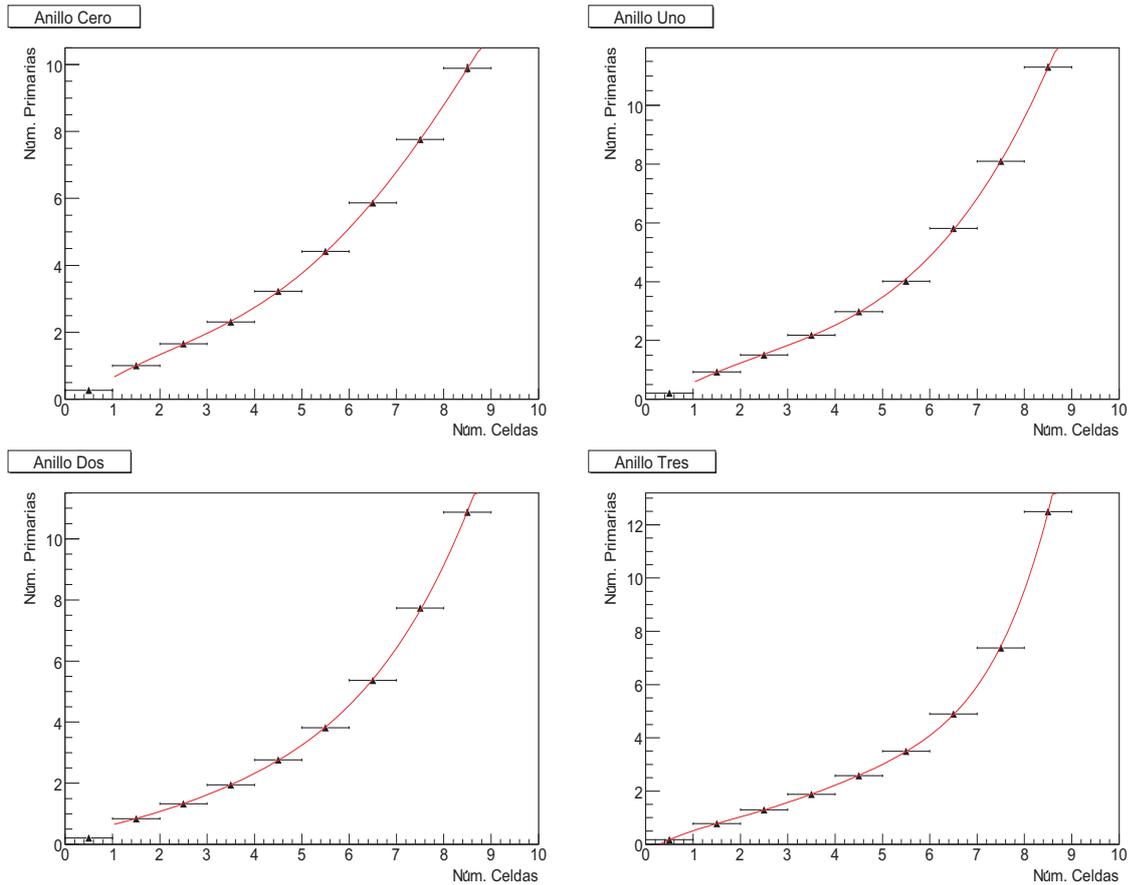


Figura 4.18: Correlaciones entre el número de celdas con señal en cada uno de los anillos del VOA y el número de partículas primarias generadas en los respectivos rangos de seudorapidez.

4.3.2. Carga en el V0A

Cada uno de los hits que se genera sobre el V0A guarda información sobre el número de fotones producidos en la correspondiente celda del detector. Experimentalmente, esta variable es usada para calcular la carga tal y como se describió en el capítulo anterior. En el contexto de la simulación, la medición de esta variable requiere algunos criterios adicionales referentes a las propiedades mismas de los fotomultiplicadores, tales como su respuesta, voltaje de operación, eficiencia cuántica, ruido, etc. Una vez definidos estos elementos, la medición de la carga se realiza de acuerdo a los métodos convencionales. Sin embargo, bajo este procedimiento es necesario enfrentarse a algunas dificultades importantes de mencionar:

1. Es necesaria la hipótesis de que las propiedades de cada uno de los PMT's usados en ambos detectores V0 son iguales.
2. El número de fotones producidos por cada hit sobre el detector sigue una distribución de Poisson tal y como podemos observar en la figura 4.19. Esto último es una aproximación que fue considerada cuando se construyó el código en `AliRoot` referente a las propiedades, geometría y comportamiento de los detectores V0.
3. Lo anterior implica realizar ajustes adicionales a nuestra variable de carga con el fin de reducir su distribución y obtener valores más precisos.

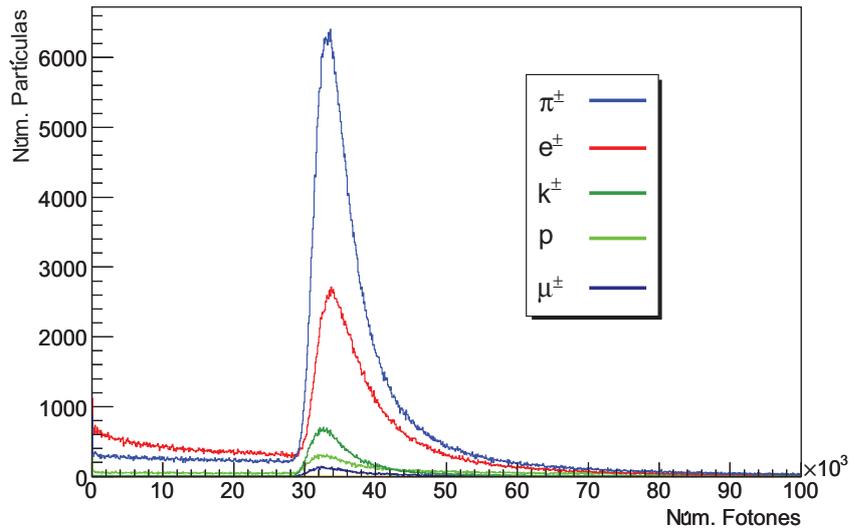


Figura 4.19: Distribución del número de fotones producidos por cada hit que cruza el V0A.

Con el objetivo de resolver las dificultades mencionadas con anterioridad, calcularemos los valores de la carga basándonos en los datos que fueron obtenidos en la calibración del detector V0A en el laboratorio del CERN. Toda la información sobre la descripción de como fue realizada dicha calibración y el análisis de los datos obtenidos puede ser consultado en la referencia [41]. El ajuste de los datos de la variable de la carga en cada una de las celdas del V0A fue realizada mediante una función llamada *langaus*, la cual es una combinación de la distribución de Gauss y de la distribución de Landau (su forma es prácticamente igual a la de Landau con la diferencia de tener un pico más alto). A partir de esta función que ajusta correctamente los datos de la carga

Capítulo 4. Simulación del Experimento

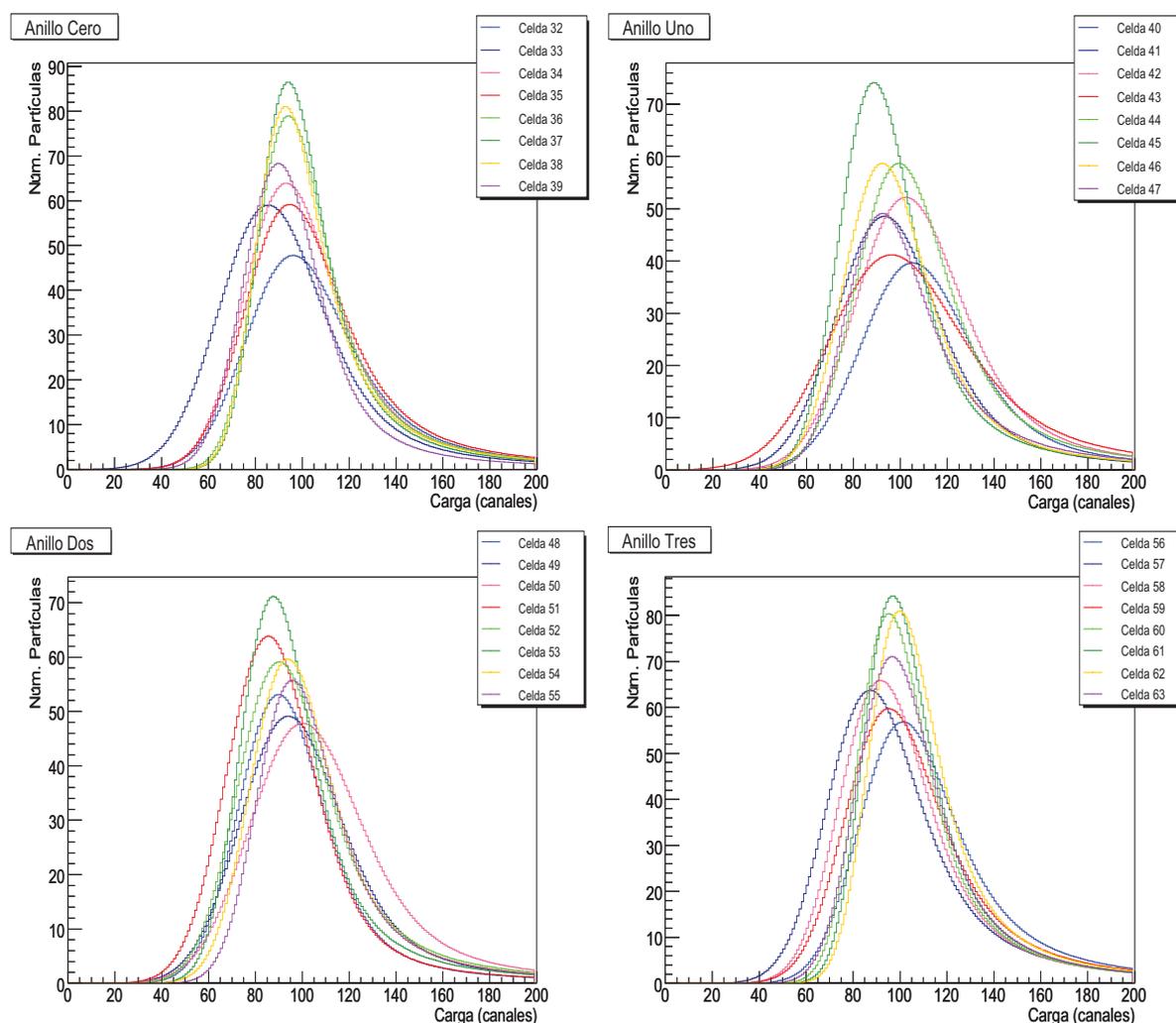


Figura 4.20: Distribución de la carga en cada celda de acuerdo a los datos obtenidos en la calibración del V0A.

en cada una de las celdas del detector, se han generado 32 diferentes histogramas que siguen la distribución de dicha función [43], tales histogramas se muestran en la figura 4.20.

Por lo tanto, dentro del código encargado de realizar la simulación se construyó una rutina cuya funcionalidad es la de asignar a cada hit estudiado un valor aleatorio tomado de alguna de las distribuciones mostradas en la figura 4.20, lo cual se logra mediante una de las clases de Root llamada `GetRandom`. Dicho valor representará entonces la carga que ese hit deposita sobre el detector y su unidad será en canales (de acuerdo con los datos obtenidos en la calibración del detector, un canal es el equivalente a 0.25 pC). Qué distribución será tomada para asignar un número aleatorio a un hit en particular dependerá del número de celda en que se encuentre ubicado.

4.3 Selección de eventos

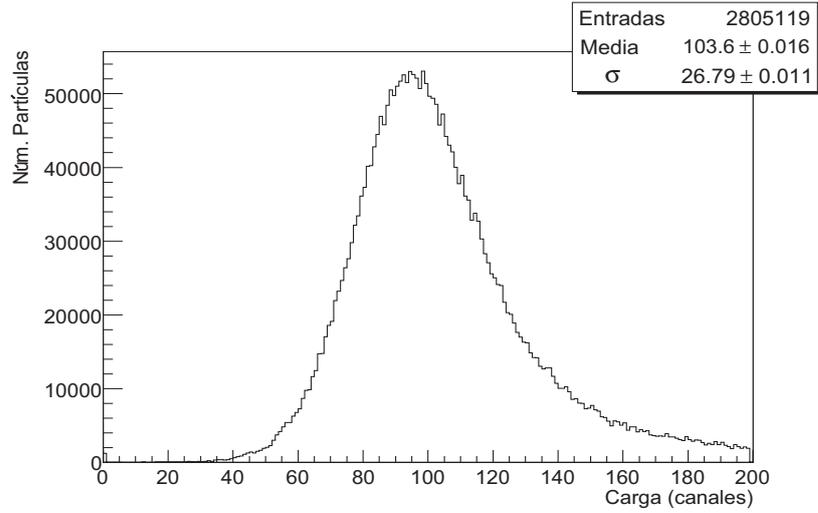


Figura 4.21: Distribución de la carga por cada hit que cruza el V0A.

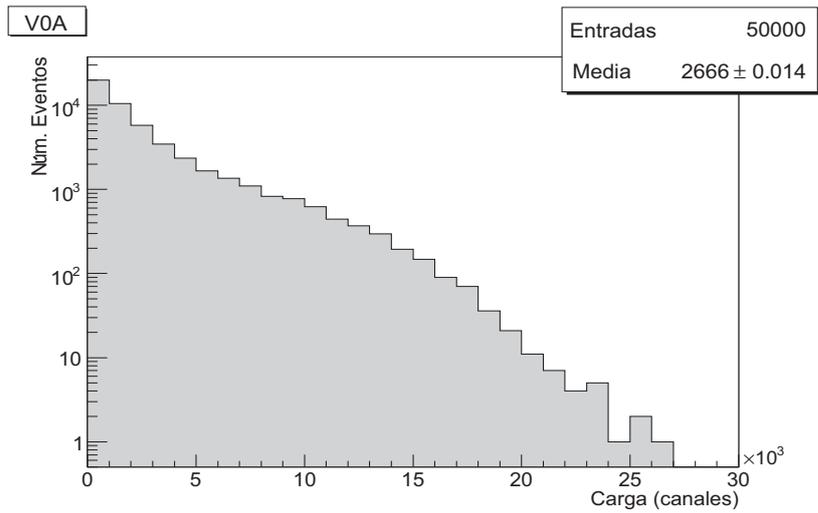


Figura 4.22: Carga total en el V0A.

En la figura 4.21 podemos observar la nueva distribución de la carga por cada hit que incide sobre el V0A. Estos valores de la carga son guardados y sumados en un vector `map`[32] dentro del código de análisis, y la suma apropiada de sus entradas nos dan como resultado la carga total en el V0A, la cual se muestra en la figura 4.22. Por lo tanto, con estas herramientas podemos ahora establecer las correlaciones entre esta variable, la multiplicidad del V0A y la multiplicidad de las partículas primarias de forma semejante a lo realizado en la sección anterior. En la figura 4.23 y figura 4.24 se pueden observar las primeras correlaciones mencionadas con anterioridad ajustadas por diferentes funciones lineales cuyos valores pueden consultarse en B.3. De la misma forma, en la figura 4.25 y en la figura 4.26 se exponen las respectivas correlaciones entre la carga y las partículas primarias ajustadas por distintas funciones polinómicas, los resultados son mostrados en B.4.

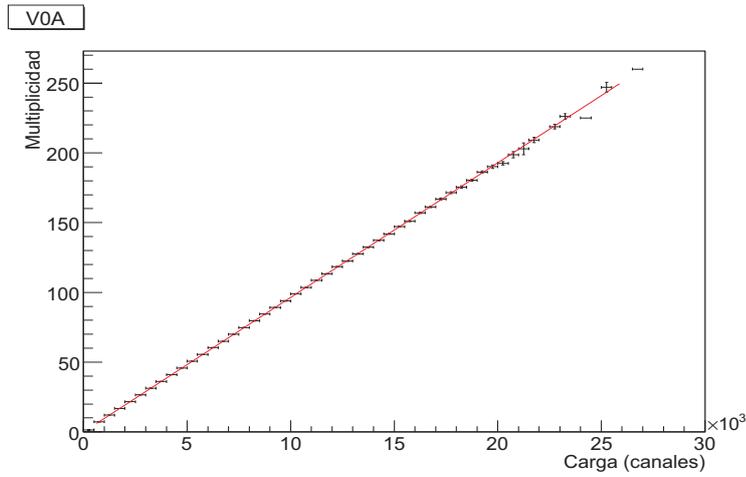


Figura 4.23: Correlación entre la carga y la multiplicidad en el VOA.

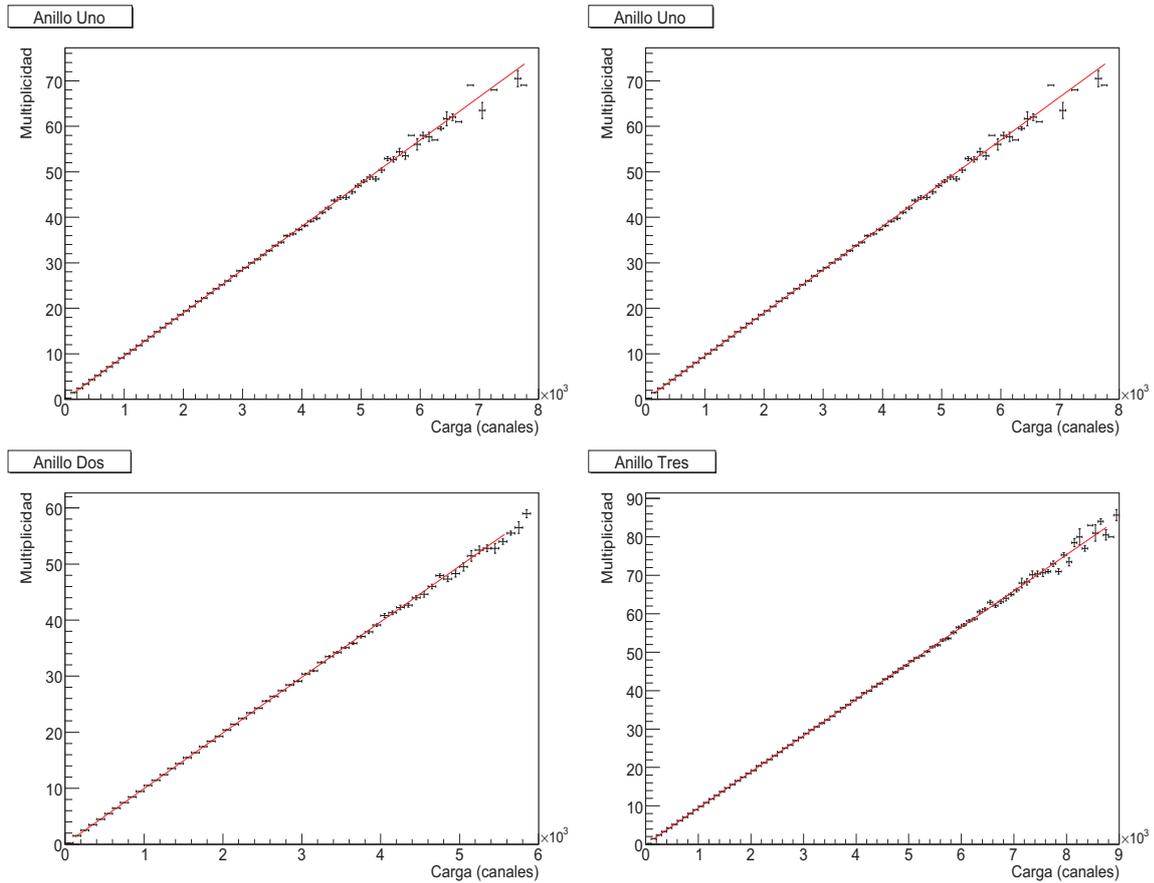


Figura 4.24: Correlaciones entre la multiplicidad y la carga en cada uno de los anillos del VOA.

4.3 Selección de eventos

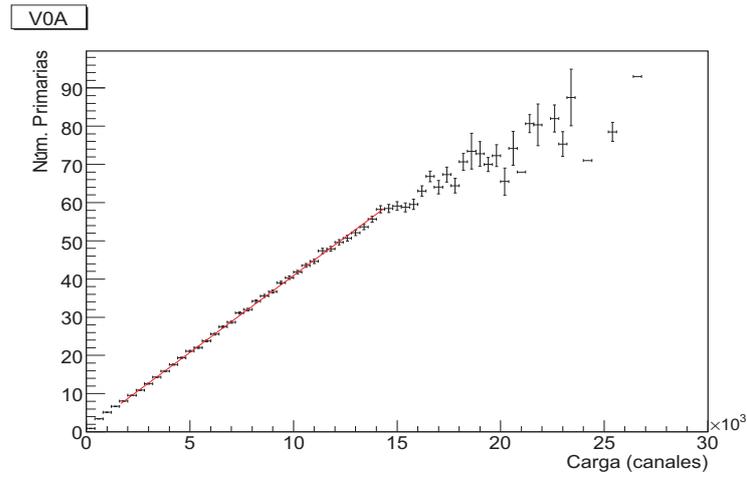


Figura 4.25: Correlación entre la carga y el número de partículas primarias generadas en los rangos de pseudorapidez del VOA.

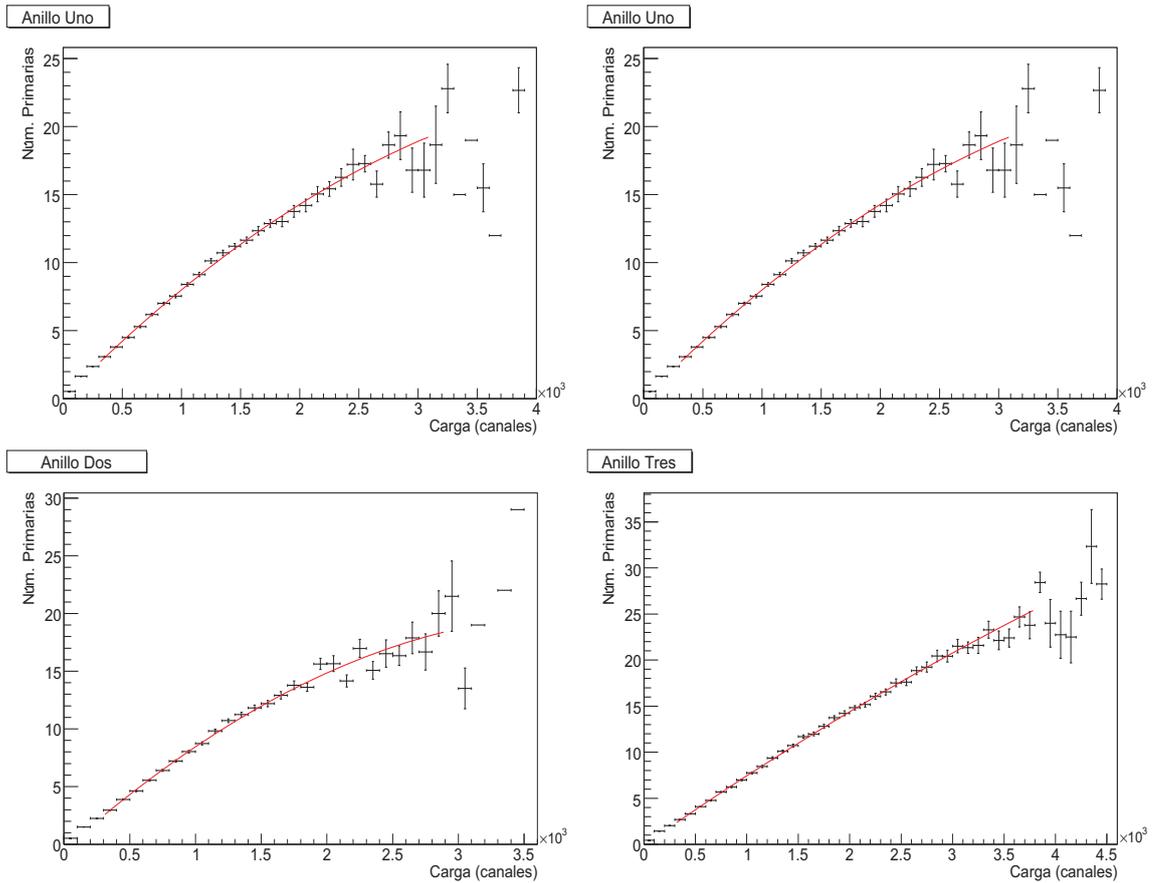


Figura 4.26: Correlaciones entre la carga en cada uno de los anillos del VOA y el número de partículas primarias generadas en los respectivos rangos de pseudorapidez.

4.3.3. Cortes en el número de celdas con señal

Podemos ahora observar el comportamiento de algunas de las variables más importantes cuando son impuestos algunos límites sobre el número de celdas con señal, los cuales se establecen bajo el criterio de tener eventos con baja o con alta multiplicidad, es decir, cuando tenemos muchas o pocas celdas con señal en el V0A. Por lo tanto, los cortes que se proponen realizar en el presente trabajo de tesis son, para eventos con alta multiplicidad, el número de celdas es mayor a 24, y para eventos con baja multiplicidad, el número de celdas con señal es menor o igual a 12. En la figura 4.27 podemos observar las distribuciones de la multiplicidad en el V0A bajo los cortes mencionados con anterioridad. Para eventos con baja multiplicidad, observamos que el valor medio de dicha variable es de 9.035 ± 0.037 , mientras que para eventos con alta multiplicidad, el valor medio es de 91.04 ± 0.38 . Es importante mencionar, que de los 50,000 eventos generados en la simulación, el 47% fueron seleccionados como eventos con baja multiplicidad (el número de celdas con señal fue menor a 12), mientras que para los eventos con alta multiplicidad se seleccionó el 12.6%.

Por otro lado, en la figura 4.28 se muestran las distribuciones del número de partículas primarias generadas en los rangos de pseudorapidez del experimento ALICE (izquierda) y del número de partículas primarias generadas en el rango de pseudorapidez del detector V0A (derecha). En esta última distribución obtenemos como resultado que para eventos con una baja multiplicidad, el valor medio es de 4.53 ± 0.019 , y para los eventos con una alta multiplicidad el valor medio es de 38.88 ± 0.17 . Para las distribuciones del número de partículas primarias generadas en todos los rangos de pseudorapidez de ALICE, se obtiene que el valor medio es de 36.33 ± 0.13 para eventos con baja multiplicidad, y en caso contrario tenemos un valor medio de 236.8 ± 1.02 .

Las distribuciones de la rapidez bajo estos cortes pueden ser observadas en la figura 4.29, a la derecha de esta figura se muestran estas distribuciones con el eje y normalizado, lo cual nos permite ver que para eventos con alta multiplicidad, el número de partículas en los rangos de rapidez del V0A varía de 8 a 22 partículas por evento, y para eventos con baja multiplicidad tenemos que dicha cantidad varía de 1 a 2 partículas por evento.

Finalmente, en la figura 4.30 se muestra la distribución de p_t para los diferentes cortes en el número de celdas con señal; para eventos con baja multiplicidad el valor medio de esta observable es de 393.7 MeV/c y para eventos con alta multiplicidad es de 541.4 MeV/c.

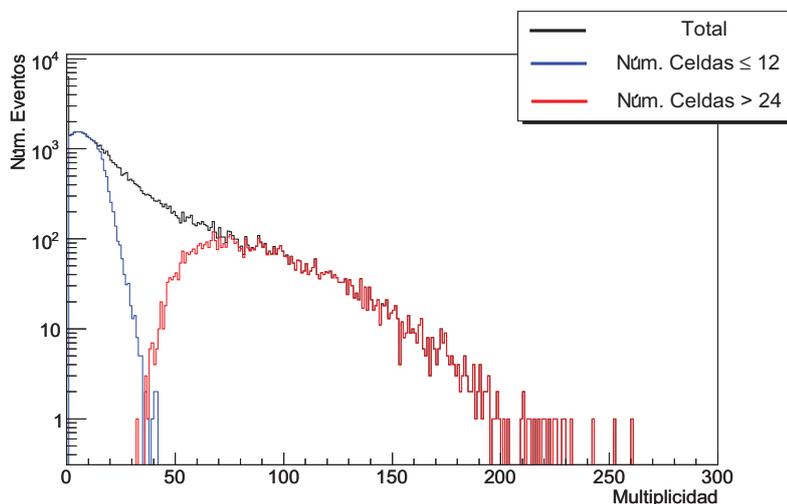


Figura 4.27: Distribución de la multiplicidad con diferentes cortes en el número de celdas con señal.

4.3 Selección de eventos

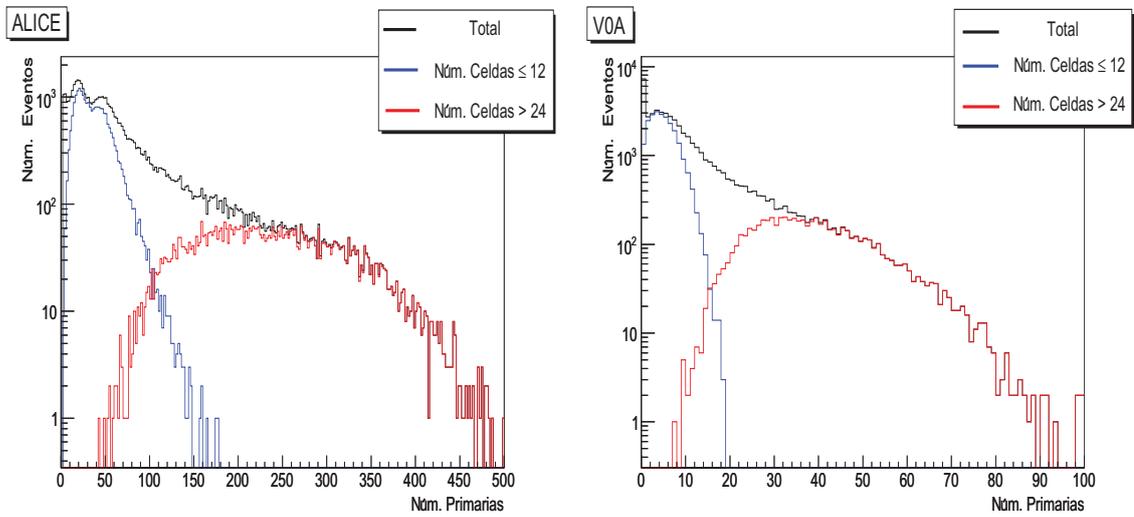


Figura 4.28: Distribución de partículas primarias generadas en los rangos de pseudorapidez de ALICE (izquierda) y el número de partículas primarias generadas en los rangos de pseudorapidez del V0A (derecha) con diferentes cortes en el número de celdas con señal.

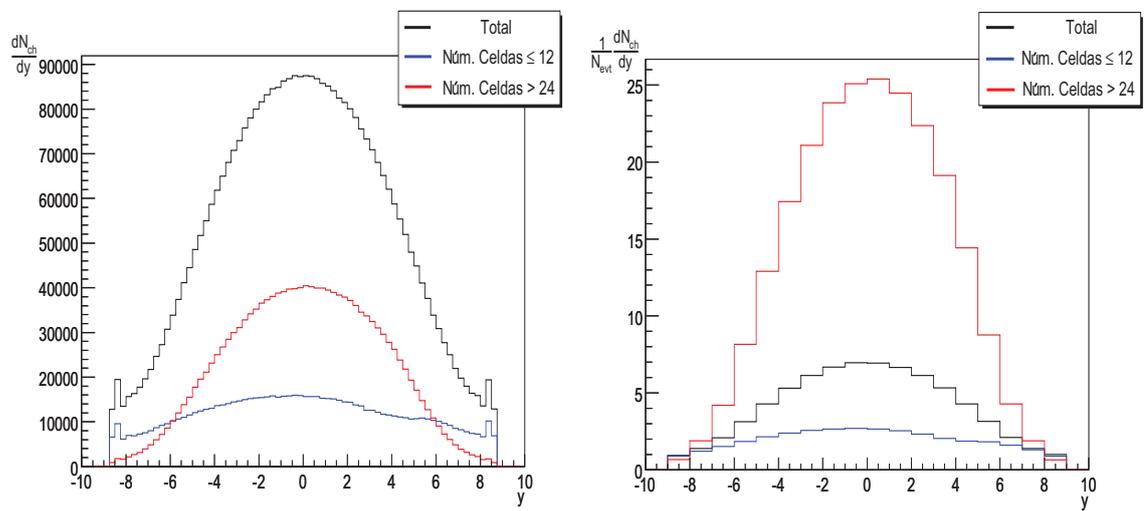


Figura 4.29: Distribución de la rapidez con diferentes cortes en el número de celdas con señal. A la derecha se muestra esta distribución con el eje vertical normalizado.

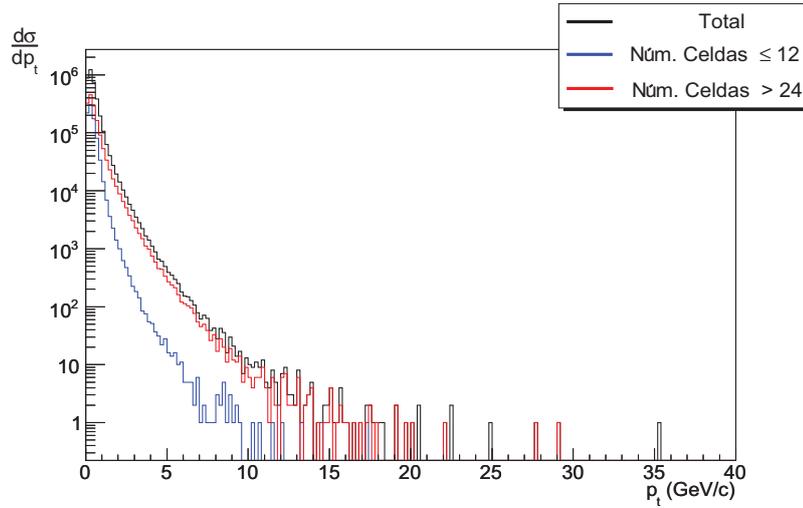


Figura 4.30: Distribución de p_t con diferentes cortes en el número de celdas con señal.

4.3.4. Cortes en la carga

La variable de la carga puede ser igualmente sometida a diferentes cortes con el fin de observar el comportamiento de las variables estudiadas con anterioridad. Tomando como base a la figura 4.22, se propone que para los eventos con alta multiplicidad, la carga es mayor a 12,000 canales (3 nC), y para los eventos con baja multiplicidad, la carga es menor a 6,000 canales (1.5 nC). En la figura 4.31 podemos ver el comportamiento de la multiplicidad en el VOA bajo estos cortes. Para eventos con baja multiplicidad obtenemos que el valor medio de la distribución de esta observable es de 17.7 ± 0.072 , y para eventos con alta multiplicidad el valor medio es de 139.3 ± 0.6 . De igual forma podemos observar que de los 50,000 eventos generados en la simulación, el 74.6% son eventos con baja multiplicidad, mientras que el 2.5% son eventos con alta multiplicidad.

En la figura 4.32 podemos observar las distribuciones del número de partículas primarias generadas en los rangos de pseudorapidez del experimento ALICE (izquierda) y las generadas en los rangos de pseudorapidez del detector VOA (derecha). Para eventos con baja multiplicidad, el valor medio de esta última variable es de 8.2 ± 0.034 , y para eventos con alta multiplicidad tenemos que el valor medio es de 57 ± 0.31 . Para las distribuciones del número de primarias generadas en los rangos de pseudorapidez de ALICE, tenemos que el valor medio es de 57.44 ± 0.21 para eventos con baja multiplicidad, y para eventos con alta multiplicidad el valor medio es de 327 ± 1.7 .

Por otro lado, en la figura 4.33 se muestran las distribuciones de la rapidez con diferentes cortes en la carga, a la derecha de dicha figura se exponen las mismas distribuciones pero con el eje vertical normalizado. De esta forma podemos verificar que para eventos con alta multiplicidad, el número de partículas en el rango de rapidez del VOA varía de 20 a 33 partículas por evento; y para bajas multiplicidades tenemos que este número varía de 3 a 4 partículas por evento. En la figura 4.33 se observan las distribuciones de p_t para los cortes en la carga. Cuando tenemos alta multiplicidad, el valor medio de esta observable es de 563.5 MeV/c, y para eventos con baja multiplicidad este valor es de 437.3 MeV/c.

4.3 Selección de eventos

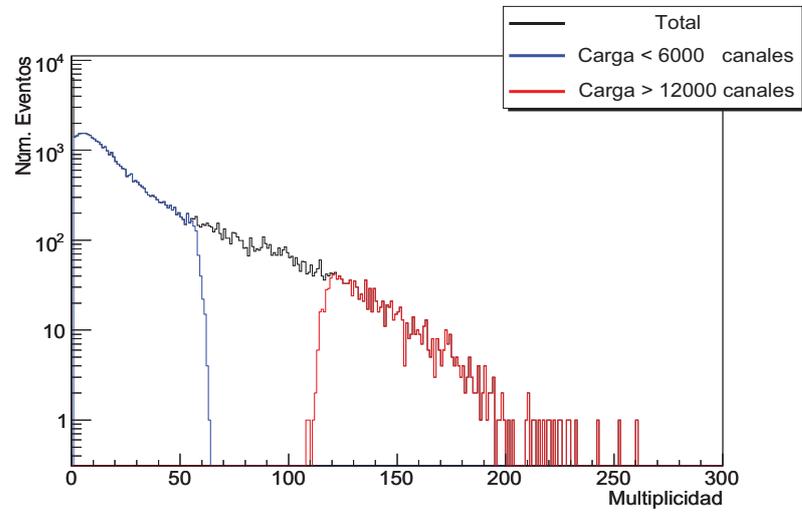


Figura 4.31: Distribución de la multiplicidad en el V0A con diferentes cortes en la carga.

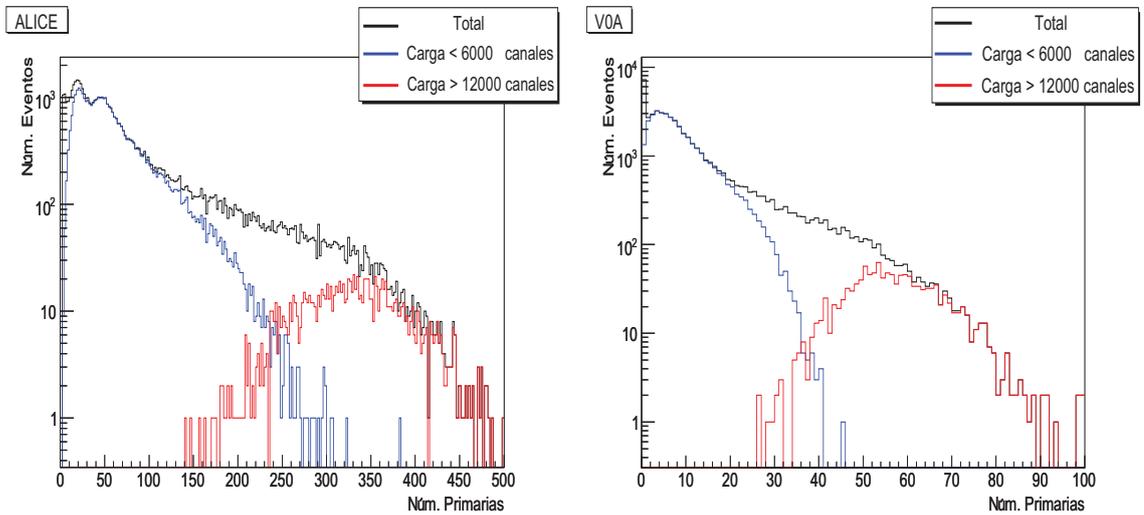


Figura 4.32: Distribución de partículas primarias generadas en los rangos de pseudorapidez de ALICE (izquierda) y el número de partículas primarias generadas en los rangos de pseudorapidez del V0A (derecha) con diferentes cortes en la carga.

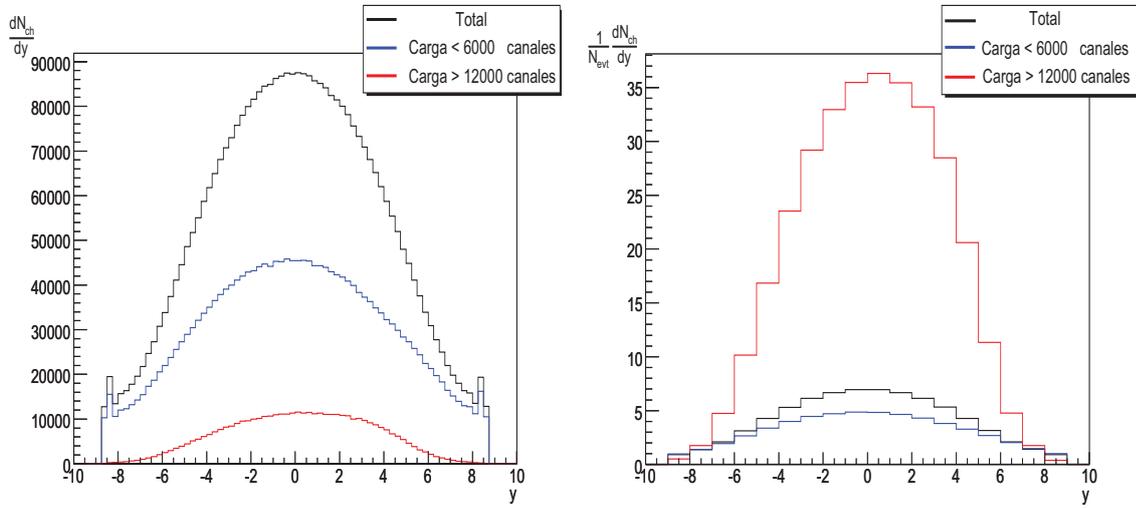


Figura 4.33: Distribución de la rapidez con diferentes cortes en la carga. A la derecha se muestra esta distribución con el eje vertical normalizado.

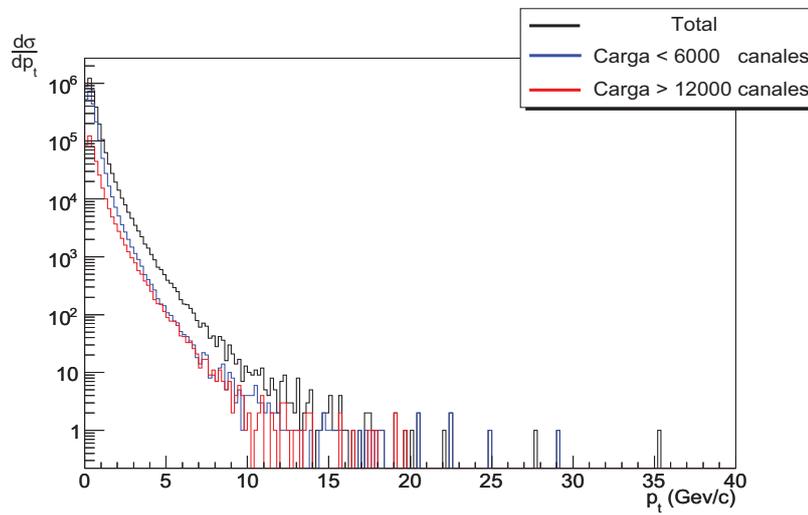


Figura 4.34: Distribución de p_t con diferentes cortes en la carga.

Capítulo 5

Conclusiones

El objetivo del presente trabajo de tesis es analizar el comportamiento del detector V0A y estudiar la forma en que dicho detector selecciona eventos en colisiones protón-protón a una energía de 14 TeV, las cuales serán producidas en el acelerador LHC del laboratorio del CERN. El V0A es un arreglo de 32 celdas de detectores de centelleo unidos de tal forma que en su totalidad integran una sola pieza de detector con una geometría de disco, la cual a su vez puede dividirse para su estudio en 4 anillos y en 8 sectores. Por otro lado, el colisionador LHC producirá interacciones protón-protón con una luminosidad de $L = 3 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, lo que se traduce en 200,000 colisiones por segundo. De la inmensa cantidad de información que produce cada uno de los detectores del experimento ALICE, solamente podrán almacenar del orden de 100 eventos por segundo, por lo que establecer criterios muy estrictos respecto a que eventos seleccionar es de suma importancia. Esto último se hace a tres niveles: dependiendo de cuanto tiempo se tiene para hacer la selección, cuanta información se puede utilizar y que fracción de eventos se tiene que rechazar. El detector V0A es el detector de disparo a nivel cero que tiene que decidir si el evento corresponde a una interacción protón-protón, discriminar los eventos de fondo producidos por las interacciones de uno de los haces con el gas residual del acelerador y seleccionar la inelasticidad de la interacción, todo ello en 80 ns. Para lograr tales propósitos, el V0A nos proporciona la información del número de celdas que registrarán el paso de una o más partículas y la carga que estas depositan sobre cada una de las 32 celdas del detector.

Para realizar este estudio es necesario hacer uso de las herramientas computacionales para generar las interacciones protón-protón y producir las partículas que serán observadas en el experimento. Con estas partículas se hace la simulación de su propagación a través de los diferentes materiales del experimento y se generan las señales en cada uno de los detectores involucrados. Para ello utilice el programa desarrollado en el laboratorio del CERN llamado **AliRoot**, en el cual se encuentra definida la geometría de cada uno de los detectores del experimento ALICE. Para realizar las colisiones protón-protón a una energía de 14 TeV utilicé el programa desarrollado en la Universidad de Lund llamado **Pythia**, el cual se incorpora al programa **AliRoot** por medio de una clase llamada **AliGenPythia**. Este programa se basa en el modelo de Lund, el modelo de lluvia partónica y también incluye modelos para las interacciones difractivas, suaves, duras y la generación de jets, entre otros. Por otro lado, **AliRoot** incluye también el programa **Geant3** con el cual es posible propagar a todas las partículas a través del experimento y toma en cuenta todos los procesos físicos que pueden ocurrir en su interacción con la materia. La simulación genera evento por evento la información de la respuesta de cada uno de los elementos activos del experimento como si se tratara de un experimento real y proporciona también la información de las observables que no pueden ser medidas en el experimento, tales como la identificación de la partícula, el punto de su origen, bajo que proceso se creó, cuanta energía pierde, el número de fotones producidos en el material de cada uno de los detectores, etc.

Una vez concluida la simulación, obtenemos como resultado una gran cantidad de datos producidos por cada uno de los detectores que participaron en el experimento y que se almacenan en distintos archivos de la forma `<Detector>.Hits.root`. Por lo tanto, para este trabajo de tesis construí diferentes códigos computacionales con el objetivo de realizar una lectura de los archivos que contenían la información referente al V0A, los cuales son `VZERO.Hits.root`, `galice.root` y `kinematics.root`. En total generé 50,000 eventos de colisiones protón-protón a una energía del centro de masa de 14 TeV (una descripción de las condiciones iniciales impuestas a esta simulación puede ser consultada en 4.1), lo que generó a su vez un total de 16,250 archivos `.root` que ocuparon un espacio en disco duro de 60 GB. De esta forma, el análisis de la respuesta del detector dio inicio con el estudio de las distribuciones de los hits sobre el V0A. Pudimos comprobar que conforme a lo esperado, el último anillo del detector registra el mayor número de hits debido a que es el anillo con mayor área. Otra parte de la investigación se concentró en estudiar la gran cantidad de partículas secundarias que se producen como consecuencia de las interacciones con los detectores que se encuentran frente al V0A, ello se logró mediante el análisis de las distribuciones del vértice de cada una de las partículas detectadas. Obtuvimos entonces que de los 50,000 eventos generados, el 40% de las partículas se generaron en la región de diamante centrada en el origen y que la presencia del detector FMD2 (a 327 cm del PI) generó el 18.6% de las partículas secundarias que arribaron al V0A. Por otro lado, debido a que en el contexto de la simulación es posible identificar cada una de las partículas detectadas, estudié las distribuciones del código de las partículas (PdgCode) los cuales son simplemente números que nos ayudan a identificar que tipo de partícula estamos estudiando. Como resultado obtuve que las principales contribuciones al V0A de las partículas primarias se conformaban por 79% de piones, el 12% de kaones y el 8% de protones y antiprotones; de las partículas secundarias obtuvimos que el 54% fueron electrones y positrones, el 32% de piones y el 10% de protones y antiprotones. El hecho de que la mayoría de las partículas primarias sean piones concuerda perfectamente con los resultados teóricos, ya que por sus características, esta partícula es siempre la más abundante. Otra parte del estudio la dediqué a calcular el tiempo de vuelo de las partículas primarias y secundarias que llegan al V0A; el porcentaje de partículas que llegaron en un tiempo de 11 ns (lo requerido para discriminar las señales de ruido) es del 89% para las partículas primarias y del 61% para las secundarias.

Otra parte importante de nuestro estudio es la emisión de partículas primarias físicas, cuya definición incluye a aquellas partículas que se generan en la colisión y en procesos de decaimientos fuertes y electromagnéticos, e ignora a aquellas partículas provenientes de decaimientos débiles de partículas extrañas. Para seleccionar este tipo de partículas utilice la subclase `IsPhysicalPrimary`, la cual a su vez forma parte de una de las clases de `AliRoot` llamada `AliStack`. Con estas herramientas pude comprobar que del total de partículas primarias generadas por `Pythia`, sólo el 15% de estas partículas tienen valores de seudorapidez dentro de la región del detector V0A. Otro hecho importante es que el 29% de estas partículas generadas con estos rangos de seudorapidez son detectadas por el V0A y aproximadamente, cada anillo detecta en promedio el 34.35% de las partículas que fueron emitidas en el respectivo rango de seudorapidez.

Una segunda parte de la investigación del funcionamiento del V0A se concentró en estudiar las capacidades del mismo para seleccionar eventos de las colisiones entre protones a partir de la información que el detector nos proporciona de forma inmediata en el experimento real, nos referimos al número de celdas que han registrado el paso de por lo menos una partícula y a la carga depositada en cada celda por todas las partículas que la atraviesan. Por lo tanto, el primer paso fue calcular estas variables a partir de los datos obtenidos en la simulación. La primera de estas variables la obtuve implementando en el código una rutina que sumara apropiadamente las celdas que registraron uno o varios hits. La distribución de esta observable nos mostró que el valor medio del número de celdas con señal es de 11, y que el número de eventos en donde no hubo señal correspondió al 12% de los 50,000 eventos generados. Para calcular la variable de la carga fue necesario hacer uso de los datos obtenidos en la calibración del detector realizada en el verano del 2007 en el laboratorio del CERN, en donde se obtuvo la información de la carga que genera una partícula mínimo ionizante al pasar sobre cada una de las celdas del detector. La principal

motivación para obtener la carga de esta forma es que se utilizan valores medidos mientras que con anterioridad el número de fotones producidos por cada hit sobre el V0A se estimaba utilizando una distribución de Poisson. Es importante mencionar que actualmente se está trabajando en modificar el código que genera los digits del V0A en `AliRoot` para implementar este método, y se espera que en próximas versiones de `AliRoot` se encuentre ya disponible con estos cambios. Al realizar la distribución de la carga por cada hit que incidía sobre el detector, obtuve como resultado que la nueva distribución se ajustaba a una Landau más una Gaussiana (llamada *langaus* en el paquete `Root`), misma con la que fueron realizados los ajustes de la carga en la calibración. Dicha distribución nos mostró que un hit genera una carga máxima de 200 canales (50 pC) y que el valor medio es de 103.6 (25.9 pC). Al ir sumando la carga de todos los hits puede realizar el histograma de la carga total en el V0A; el resultado que éste nos brindó es que el valor máximo de la carga total en el V0A es de 27,000 canales (6750 pC) y el valor medio es de 2,666 canales (666.5 pC).

La importancia de estas dos observables radica en el hecho de que a partir de estas podemos establecer criterios para distinguir diferentes tipos de eventos que pueden ocurrir en las interacciones, en particular nos interesamos en eventos en donde la multiplicidad de partículas generadas en la colisión es o muy grande o muy pequeña, lo cual implica que el número de celdas con señal y la carga en el V0A tenga valores muy altos y muy bajos respectivamente. En adelante consideraremos eventos con alta multiplicidad como aquellos en los que el número de celdas con señal es mayor a 24 celdas y la carga es mayor a 12,000 canales (3 nC), y los eventos con baja multiplicidad serán aquellos en los que el número de celdas con señal es menor o igual a 12 celdas y la carga es menor a 6,000 canales (1.5 nC). Lo anterior fue propuesto con base a las distribuciones mostradas en la figura 4.14 y figura 4.22. Por lo tanto, el primer paso para estudiar el poder de selección del detector V0A consistió en establecer correlaciones entre estas observables, la multiplicidad total en el V0A y la multiplicidad de partículas primarias generadas en la colisión (la cual fue obtenida en la simulación mediante la subclase `IsPhysicalPrimary`) con los rangos de pseudorapidez del V0A. Utilicé dos distintas configuraciones para construir dichas correlaciones: por cada anillo del detector y en su totalidad. Esto último me permitió también establecer un método para estimar los valores de la multiplicidad y del número de partículas primarias generadas en la dirección del V0A a partir de la información que este nos proporciona en el experimento real. De esta forma podemos contar en el experimento el número de celdas con señal o bien tomar el valor de la carga en alguno de los anillos del detector (o la carga total en todo el V0A) y sustituir este valor en las funciones que ajustan a cada una de las respectivas correlaciones (los resultados de los ajustes puede ser consultado en el apéndice B), esto nos permite obtener de la carga medida (o del número de celdas con señal) el promedio del número de primarias que corresponden a esos eventos.

Con respecto al número de celdas con señal, en la figura 4.15 podemos observar que cuando esta observable adquiere valores mayores a 24, la multiplicidad en el V0A puede tomar valores de 60 a 140, y para eventos en donde el número de celdas con señal es menor o igual a 12 la multiplicidad máxima en el V0A es aproximadamente de 20. En la figura 4.17 vemos que para eventos con alta multiplicidad, el número de partículas primarias generadas en la colisión toma valores de 20 a 60. Y para eventos con baja multiplicidad observamos que su valor máximo es de 10.

Para el caso de la carga, la figura 4.23 nos muestra que en los eventos en que la carga es mayor a los 12,000 canales, la multiplicidad en el V0A varía aproximadamente de 120 a 250, y para los valores de la carga menores a 6,000 canales la multiplicidad máxima es 50. Por otro lado, de acuerdo con la figura 4.25, cuando tenemos eventos con baja multiplicidad, el valor máximo del número de partículas primarias es de 20, y para eventos con alta multiplicidad toma valores desde 60, después del cual los valores presentan fluctuaciones. Este hecho es importante de destacar, ya que es una consecuencia directa de que estos eventos están muestreando la cola de la distribución de *langaus*.

La última parte de mi investigación se enfocó en establecer diferentes cortes en las variables de la carga y del número de celdas con señal del V0A con el objetivo de seleccionar diferentes eventos y observar las distribuciones de las variables de la multiplicidad en el V0A, el número de partículas generadas por `Pythia` en los rangos de pseudorapidez de nuestro detector, la distribución de la rapidez y de p_t . El criterio con el que establecí los cortes es el mismo con los que definimos

anteriormente a los eventos con baja y con alta multiplicidad. De esta forma, de los 50,000 eventos generados en la simulación, con la variable de número de celdas con señal pude seleccionar el 47% como eventos con baja multiplicidad y el 12% como eventos con alta multiplicidad. Mientras que con la variable de la carga seleccione el 74.6% como eventos con baja multiplicidad y el 2.5% como eventos con alta multiplicidad. Si comparamos la figura 4.27 con la figura 4.31, podemos ver como en esta última se separan perfectamente ambas distribuciones, mientras que para la primera figura se traslapan en una pequeña región. Con respecto al número de partículas primarias, observemos primero a aquellas que se generaron en todos los rangos de pseudorapidez del experimento ALICE, las cuales se muestran en la figura 4.28 y en la figura 4.32. En esta última figura obtenemos que para eventos con baja multiplicidad, la cola de la distribución es mucho más larga en comparación con la distribución obtenida al hacer el corte con el número de celdas. Sin embargo, al realizar los cortes con esta última observable podemos ver que para eventos con alta multiplicidad, la concavidad de la distribución está mejor definida en comparación con la correspondiente distribución de la figura 4.32. Con respecto a las distribuciones del número de partículas generadas en los rangos de pseudorapidez del V0A mostradas en las figuras mencionadas con anterioridad, encontramos nuevamente que la cola de la distribución para eventos con baja multiplicidad es más grande al hacer los cortes con la carga, y la distribución para eventos con alta multiplicidad se comporta mejor al realizar los cortes con el número de celdas. Es decir que para estudiar estas distribuciones para bajas multiplicidades conviene hacerlo realizando cortes con la carga, y para altas multiplicidades es mejor hacer los cortes con el número de celdas.

En la figura 4.29 y figura 4.33 se observan las distribuciones de la rapidez de las partículas primarias bajos los cortes de la carga y del número de celdas. En los dos casos se expuso dicha distribución con el eje vertical normalizado. Ambas figuras muestran que el V0A es un detector efectivo para seleccionar colisiones protón-protón con baja y con alta multiplicidad, pasando de una densidad de partículas cargadas en la región central de rapidez de 4 a 33 para los cortes con la carga, es decir un factor de 8 en la inelasticidad. Y para los cortes con el número de celdas cambia por un factor de 11 al pasar de una densidad de 2 a 22. Ambos métodos de selección, por número de celdas con señal o por carga depositada son igualmente efectivos.

Finalmente, en la figura 4.30 y figura 4.34 se encuentran las distribuciones del momento transverso de las partículas producidas bajo los cortes del número de celdas con señal y la carga respectivamente. En la primera figura podemos observar que dicha distribución es más dura para eventos con una gran inelasticidad, donde el valor medio de p_t es 541.4 MeV/c, y para eventos con baja multiplicidad es de 393.7 MeV/c. Por otro lado en la figura 4.34 se observa que no hay grandes diferencias en ambas distribuciones, de esta forma, para eventos con alta multiplicidad el valor medio de p_t es de 563.5 MeV/c, y para eventos con baja multiplicidad este valor es de 437.3 MeV/c.

Apéndice A

Variables Cinemáticas

Debido a la naturaleza relativista de los procesos de colisión de iones pesados a muy alta energía, es necesario hacer uso de variables que tengan propiedades simples bajo transformaciones de Lorentz. En la mayoría de los procesos antes mencionados, la identificación y caracterización de las partículas involucradas en los productos finales de la colisión no puede lograrse con las variables usuales de energía o momento, esto debido a limitantes en los experimentos, es por ello que el uso de las variables cinemáticas resulta más apropiado en algunos casos.

Supongamos que la partícula que logramos detectar después de la colisión es p , la cual podría provenir de la partícula incidente b , o bien de la partícula puesta como blanco a , en la reacción $a + b \rightarrow p + X$. Las cantidades cinemáticas se caracterizan por poseer propiedades diferentes a lo largo de la dirección de la partícula incidente (que designaremos como el eje z) y en la dirección transversa perpendicular al eje del haz. El cuadrimomento de la partícula identificada lo expresaremos de la siguiente forma: $p = (p_0, p_T, p_z)$, donde p_0 es la energía de la partícula, p_z es la componente longitudinal del momento y p_T es el momento transverso bidimensional en el plano perpendicular al eje longitudinal.

La combinación lineal de p_0 y p_z tienen propiedades particulares bajo transformaciones de Lorentz en la dirección z . La primera combinación recibe el nombre de **momento de cono de luz adelantado** y tiene la siguiente expresión:

$$p_+ = p_0 + p_z. \quad (\text{A.1})$$

La segunda combinación es llamada **momento de cono de luz atrasado** y tiene la siguiente forma:

$$p_- = p_0 - p_z. \quad (\text{A.2})$$

Para una partícula energética que viaja en la dirección del haz, su momento p_+ es grande mientras que p_- es pequeño, y al contrario, cuando la partícula viaja en la dirección negativa, p_- es grande mientras que p_+ es pequeño. Por otro lado, si consideramos que la partícula p proviene de la fragmentación de la partícula incidente b , entonces es conveniente definir la **variable de cono de luz adelantada** x_+ de p relativo a b , como el ratio entre el momento del cono de luz adelantado de p y el momento del cono de luz adelantado de b , es decir:

$$x_+ = \frac{p_0 + p_z}{b_0 + b_z}; \quad (\text{A.3})$$

esta cantidad nos da la relación entre el momento de la partícula p relativo a otra partícula de referencia b , y además es invariante bajo transformaciones de Lorentz; debido a que el momento del cono de luz de p no puede ser mayor al momento de cono de luz de b , entonces x_+ no puede ser mayor a uno.

Apéndice A. Variables cinemáticas

De la misma forma, si consideramos que la partícula p proviene de la fragmentación de la partícula a , entonces se define la **variable de cono de luz atrasada** x_- como:

$$x_- = \frac{p_0 - p_z}{a_0 - a_z}, \quad (\text{A.4})$$

la cual es una cantidad invariante de Lorentz, independiente del sistema de referencia, positiva y no mayor a uno.

A energías muy altas, cuando la energía y el momento longitudinal son aproximadamente iguales, la variable x_+ es la fracción de momento longitudinal de la partícula p relativa a la partícula b . Por tal motivo, x_+ es llamada en algunas ocasiones como *fracción de momento longitudinal* o simplemente **fracción de momento** de p relativo a b .

A.1. Variable de rapidez

Una de las variables comúnmente usadas para la descripción de la cinemática de la partícula es llamada **variable de rapidez** y , la cual relaciona la energía y la componente longitudinal del momento por medio de:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \right) \quad (\text{A.5})$$

Esta es una cantidad adimensional que puede ser positiva o negativa, y resulta ser aditiva bajo transformaciones de Lorentz. En el límite no relativista, la rapidez de una partícula que viaja en la dirección longitudinal es igual a la velocidad de la partícula en unidades de la velocidad de la luz.

A partir de la ecuación (A.5) obtenemos:

$$e^y = \sqrt{\frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z}} \quad (\text{A.6})$$

y

$$e^{-y} = \sqrt{\frac{p_0 - p_z}{p_0 + p_z}}. \quad (\text{A.7})$$

Sumando estas dos ecuaciones obtenemos la relación entre la energía y la rapidez de la partícula:

$$p_0 = m_T \cosh(y), \quad (\text{A.8})$$

donde m_T es la **masa transversa** de la partícula definida como: $m_T^2 = m^2 + p_T^2$. Por otro lado, al realizar la resta de (A.6) y (A.7) obtenemos la relación entre el momento longitudinal p_z y la rapidez:

$$p_z = m_T \sinh(y). \quad (\text{A.9})$$

Es posible demostrar que bajo transformaciones de Lorentz, la rapidez en el sistema de referencia de laboratorio S , se relaciona con la rapidez en un nuevo sistema de referencia S' , que se mueve con velocidad β en la dirección z , por medio de:

$$y' = y - y_\beta, \quad (\text{A.10})$$

donde y_β es llamada la **rapidez del sistema en movimiento** y tiene la siguiente forma:

$$y_\beta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right). \quad (\text{A.11})$$

A.2 Variable deseudorapidez

Físicamente, esta cantidad es la rapidez de la partícula viajando con velocidad β a lo largo de la dirección positiva del eje z .

A.2. Variable deseudorapidez

En algunos experimentos no es posible medir la energía y el momento de la partícula, por lo tanto no podemos estimar el valor de la rapidez de acuerdo con la ecuación (A.5), sin embargo, en la mayoría de estos experimentos podemos calcular el ángulo de la partícula detectada relativa al eje del haz. En estos casos, podemos usar esta información a través de una nueva variable llamada *seudorapidez* y definida como:

$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2)), \quad (\text{A.12})$$

donde θ es el ángulo entre el momento de la partícula p y el eje del haz. En términos del momento, la expresión (A.12) se escribe como:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z} \right). \quad (\text{A.13})$$

Comparando (A.6) con (A.13), podemos ver que la variable deseudorapidez es igual a la variable de rapidez cuando el momento es largo, es decir $|p| \approx p_0$.

Por otro lado, de (A.13) podemos obtener:

$$e^\eta = \sqrt{\frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z}} \quad (\text{A.14})$$

y

$$e^{-\eta} = \sqrt{\frac{|\mathbf{p}| - p_z}{|\mathbf{p}| + p_z}}, \quad (\text{A.15})$$

sumando (A.14) y (A.15) obtenemos:

$$|\mathbf{p}| = p_T \cosh(\eta), \quad (\text{A.16})$$

donde p_T es la magnitud del momento transverso. Realizando la resta de (A.14) y (A.15) tenemos:

$$p_z = p_T \sinh(\eta). \quad (\text{A.17})$$

Usando estos resultados llegamos a la siguiente expresión que relaciona las variables y y η :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{p_T^2 \cosh^2(\eta) + m^2} + p_T \sinh(\eta)}{\sqrt{p_T^2 \cosh^2(\eta) + m^2} - p_T \sinh(\eta)} \right). \quad (\text{A.18})$$

De la misma forma, la expresión de η en términos de y está dada por:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{m_T^2 \cosh^2(y) - m^2} + m_T \sinh(y)}{\sqrt{m_T^2 \cosh^2(y) - m^2} - m_T \sinh(y)} \right) \quad (\text{A.19})$$

Apéndice B

Resultados de los ajustes

B.1. Multiplicidad vs Número de celdas con señal

V0A: $f(x) = p_2x^2 + p_1x + p_0$			
χ^2/ndf	p_2	p_1	p_0
1050/27	0.41 ± 0.0048	1.244 ± 0.026	-0.44 ± 0.036

Anillo Cero: $f(x) = p_3x^3 + p_2x^2 + p_1x + p_0$				
χ^2/ndf	p_3	p_2	p_1	p_0
2.039/4	0.034 ± 0.0024	-0.15 ± 0.03	1.72 ± 0.102	-1.038 ± 0.1

Anillo Uno: $f(x) = p_4x^4 + p_3x^3 + p_2x^2 + p_1x + p_0$					
χ^2/ndf	p_4	p_3	p_2	p_1	p_0
3.7/2	0.04 ± 0.018	-0.34 ± 0.016	1.44 ± 0.63	-1.3 ± 1.15	0.96 ± 0.75

Apéndice B. Resultados de los Ajustes

Anillo Dos: $f(x) = p_4x^4 + p_3x^3 + p_2x^2 + p_1x + p_0$					
χ^2/ndf	p_4	p_3	p_2	p_1	p_0
0.93/2	0.012 ± 0.016	-0.12 ± 0.014	0.63 ± 0.57	-0.01 ± 1.03	0.2 ± 0.67

Anillo Tres: $f(x) = p_4x^4 + p_3x^3 + p_2x^2 + p_1x + p_0$					
χ^2/ndf	p_4	p_3	p_2	p_1	p_0
3.51/2	-0.11 ± 0.016	0.8 ± 0.14	-2.67 ± 0.55	5.52 ± 0.99	-3.2 ± 0.65

B.2. Número de primarias vs Número de celdas con señal

V0A: $f(x) = p_2x^2 + p_1x + p_0$				
χ^2/ndf	p_2	p_1	p_0	Núm. Celdas
1.97/10	-0.01 ± 0.0056	0.67 ± 0.036	0.51 ± 0.063	0-15
14.14/13	-0.35 ± 0.042	7 ± 0.93	-39.05 ± 6.77	16-32

B.2 Número de primarias vs Número de celdas con señal

Anillo Cero: $f(x) = p_3x^3 + p_2x^2 + p_1x + p_0$				
χ^2/ndf	p_3	p_2	p_1	p_0
2.22/3	0.53 ± 0.15	-0.28 ± 0.09	1.22 ± 0.19	-0.34 ± 0.19

Anillo Uno: $f(x) = p_3x^3 + p_2x^2 + p_1x + p_0$				
χ^2/ndf	p_3	p_2	p_1	p_0
11.08/4	0.027 ± 0.0014	-0.2 ± 0.019	1.075 ± 0.069	-0.33 ± 0.073

Anillo Dos: $f(x) = p_3x^3 + p_2x^2 + p_1x + p_0$				
χ^2/ndf	p_3	p_2	p_1	p_0
2.228/3	-0.019 ± 0.014	0.11 ± 0.088	0.18 ± 0.21	-0.36 ± 0.17

Anillo Tres: $f(x) = p_4x^4 + p_3x^3 + p_2x^2 + p_1x + p_0$					
χ^2/ndf	p_4	p_3	p_2	p_1	p_0
1.97/3	-0.025 ± 0.004	0.165 ± 0.03	-0.49 ± 0.094	1.171 ± 0.12	-0.3 ± 0.042

B.3. Multiplicidad vs Carga

VOA: $f(x) = p_1x + p_0$		
χ^2/ndf	p_1	p_0
39.6/44	9.65 ± 0.004	0.03 ± 0.013

Anillo Cero: $f(x) = p_1x + p_0$		
χ^2/ndf	p_1	p_0
55.52/54	9.74 ± 0.008	0.019 ± 0.005

Anillo Uno: $f(x) = p_1x + p_0$		
χ^2/ndf	p_1	p_0
82.06/63	9.49 ± 0.007	0.014 ± 0.0048

Anillo Dos: $f(x) = p_1x + p_0$		
χ^2/ndf	p_1	p_0
80.36/53	9.92 ± 0.007	0.024 ± 0.005

Anillo Tres: $f(x) = p_1x + p_0$		
χ^2/ndf	p_1	p_0
131.7/84	9.41 ± 0.005	0.17 ± 0.0045

B.4. Primarias vs Carga

$f(x) = p_2x^2 + p_1x + p_0$				
Anillo	χ^2/ndf	p_2	p_1	p_0
Cero	21.29/20	-1.46 ± 0.091	8.7 ± 0.12	0.48 ± 0.027
Uno	32.44/25	-0.83 ± 0.09	8.78 ± 0.19	0.055 ± 0.076
Dos	41.5/23	-1.27 ± 0.11	10.22 ± 0.21	0.49 ± 0.08
Tres	35.75/32	-0.28 ± 0.046	7.79 ± 0.12	0.072 ± 0.052

V0A: $f(x) = p_1x + p_0$		
χ^2/ndf	p_1	p_0
39.77/29	4.016 ± 0.05	0.71 ± 0.1

Bibliografía

- [1] Quang Ho-Kim, Xuan-Yem Pham. *Elementary Particles and Their Interactions, Concepts and Phenomena*. Ed. Springer.
- [2] Donald H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*. Ed. Addison-Wesley Third Edition.
- [3] Francis Halzen, Alan D. Martin. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. Ed. John Wiley & Sons
- [4] Michael E. Perskin, Daniel V. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Ed. Addison-Wesley.
- [5] Ian JR Aitchison, Anthony JG Hey. *Gauge Theories in Particle Physics. A practical introduction*. Ed. Adam Hilger.
- [6] Gordon Kane. *Modern Elementary Particle Physics*. Addison-Wesley.
- [7] David Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. John Wiley & Song.
- [8] Cheuk-Yin Wong. *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*. Ed. World Scientific.
- [9] Dirk H. Rischke. *The Quark-Gluon Plasma in Equilibrium*. arXiv: hep-th:0305030.
- [10] Mariano Quiros. *Finite Temperature Field Theory and Phase Transitions*. arXiv: hep-ph 9901312.
- [11] F. Karsch, E. Laermann y A. Peikert. *The Pressure in 2, 2+1 and 3 Flavour QCD*. arXiv: hep-lat:0002003.
- [12] Mikhail Stephanov. *QCD phase diagram: an overview*. arXiv: hep-lat/0701002.
- [13] Mikhail Stephanov. *QCD phase diagram and the critical point*. arXiv: hep-lat:0402115.
- [14] Simon Hands. *The Phase Diagram of QCD*. arXiv:physics/0105022.
- [15] D.K. Sinclair. *Equilibrium Thermodynamics of Lattice QCD*. arXiv: hep-lat/0701010.
- [16] Bernhard Musch. *Lattice QCD and Chiral Effective Field*. arXiv: hep-lat/0602029.
- [17] P.Petreczky. *Lattice QCD at finite temperature*. arXiv: hep-lat:0609040.
- [18] Tereza Mendes. *Lattice Results for the QCD Phase Transition*. arXiv: hep-lat/0609035.
- [19] G. Boyd, J. Engels, F. Karsch, E. Laermann, C. Legeland, M. Lutgemeier y B. Petersson. *Thermodynamics of SU(3) Lattice Gauge Theory*. arXiv: hep-lat:9602007.
- [20] Z. Fodor y S. Katz. *Lattice QCD at Non-Vanishing Temperatures and Chemical Potentials*. Nuclear Physics News International Vol. 16 No.3.

- [21] Carleton DeTar y Steven Gottlieb. *Lattice Quantum Chromodynamics Comes of Age*. Physics Today, February 2004.
- [22] Marco van Leeuwen. *Kaon an open charm production in central lead-lead collisions at the CERN SPS*.
- [23] ALICE Collaboration. Editores:F. Carminati, P. Foka, P. Giubellino, A. Morsch, G. Paic, J-P Revol, Y. Schutz y U. AWiedemann. *ALICE: Physics Performance Report, Volume I*.
- [24] Tesis Doctoral presentada por Gustavo Conesa Balbastre. *Identification of particles and hard processes with the spectrometer PHOS of the ALICE experiment*. arXiv: hep-lat:0609040.
- [25] ALICE Collaboration. *ALICE Technical Design Report on Forward Detector: FMD, T0 and V0*.
- [26] K. Gulbrandsena, I. Beardena, P. H. Bertelsena, C. H. Christensena, J. J. Gaardhojea y B. S. Nielsena. *The ALICE forward multiplicity detector*. ScienceDirect: Nuclear Physics A 774 (2006) 919922.
- [27] R. Vog. *Heavy Ion Physics at the LHC*. arXiv: hep-ph/0412301.
- [28] John Ellis. *Physics at LHC*. arXiv: hep-0611237.
- [29] Gunther Dissertori. *LHC Expectations (Machine, Detectors and Physics)*. arXiv: hep-ex/0512007.
- [30] Vernon D. Barger, Roger J.N. Phillips. *Collider Physics*. Ed. Addison-Wesley Publishing Company.
- [31] R.S Thorne. *Parton Distributions*. hep-ph/030934.
- [32] Davison E. Soper. *Basics of QCD Perturbation Theory*. arXiv hep-ph/0011256.
- [33] Ph.D Thesis de Simona Rolli. *Fragmentation Phenomena in Perturbative QCD: Fragmentation Function Approach and Parton Shower*.
- [34] G. Corcella y M.H Seymour. *Matrix Element Correction to Parton Shower Simulation of Heavy Quark Decay*. hep-ph/9809451.
- [35] *AliRoot Primer*. Editor P.Hristov.
- [36] *ROOT, An Object Oriented Data Analysis Framework-User Guide 5.12*.
- [37] *GEANT, Detector Description and Simulation Tool*. Application Software Group, Computing and Networks Division.
- [38] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, Peter Skands. *Pythia 6.4 Physics an Manual*. hep-ph/0603175.
- [39] Philip John Stephens. *Computer Simulation of High Energy Physics*. hep-ph/0408363.
- [40] Torbjorn Sjostrand. *Monte Carlo Generators*. hep-ph/0611247.
- [41] Hermes León Vargas. *El detector V0A del experimento ALICE-CERN*. Tesis de Maestria, Instituto de Física, UNAM, 2007.
- [42] Laura Helena Gonzalez Trueba. *Construccion y caracterizacion con rayos cósmicos del detector V0A para el experimento ALICE*. Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM, 2008.

Bibliografía

- [43] Matthieu Robert. *Calibración y simulación del detector V0A en el experimento ALICE*. Tesis de Maestría, Instituto de Física, UNAM, 2008.
- [44] Ana Delia Becerril Reyes. *Construcción y pruebas del prototipo V0L para el experimento ALICE del CERN*. Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM, 2004.
- [45] *Review of Particle Physics, Particle Data Group*. Artículo: *Passage of Particles Through the Matter*.
- [46] W. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Ed. Springer-Verlag 2da edición.
- [47] Glenn Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Ed. John Wiley & Sons.
- [48] J.C. Barton. *Basic Physics and Statistics of Photomultipliers*. Technical reprint R/P063.
- [49] Hamamatsu Photonics. *Photomultipliers Tube and Assemblies, for scintillation counting and high energy physics*. <http://www.hamamatsu.com>.
- [50] Michael L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders, Peter Steinberg. *Glauber Modeling in High-Energy Nuclear Collisions*. *Annu.Rev.Nucl.Sci.*2007.57:205-43.
- [51] N. Prado, R.A.M.S Nazareth. *Effective Fire Tube Model for Multiparticle Production in pp Collisions*. *Revista Brasileira de Física*, Vol 16. n. 4,1986.
- [52] M.W. Krasny, J. Chwastowski, K. Slowikowski. *Luminosity Measurement Method for LHC: The theoretical precision and the experimental challenges*. arXiv:hep-ex/0610052.
- [53] A. Faus-Golfe, M. Haguenaer. *Luminosity Determination using Coulomb Scattering at the LHC*. Proceedings of EPAC 2002, Paris, France.
- [54] Benjamin Rapp. *Production de dimuons en réactions p-p et Pb-Pb avec ALICE: le détecteur V0 et les résonances de basse masse*. Tesis de Doctorado, Université Claude Bernard-Lyon1, Francia, 2004.
- [55] R.D. Pisarski. *Theory of Quark Matter*. arXiv:nucl-th/0212015