



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE  
MÉXICO

---

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

Análisis de la producción de *jets* en  
colisiones pp en el LHC y desarrollo de  
detectores TGEM para ALICE.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:  
MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:

DANIEL MAYANI PARÁS

DIRECTOR DE TESIS: Dr. Guy Paic

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTORAL:

Dr. Eleazar Cuautle Flores  
Dr. José Rubén Alfaro Molina



posgrado en ciencias físicas  
u n a m

2011



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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



*A mis papás.  
Todo esto es fruto  
de su gran apoyo.*



# Agradecimientos

El mayor agradecimiento es para mis papás, Héctor y Maite, quienes me encaminaron en la dirección de la ciencia y que con su gran apoyo me han permitido realizar todos estos logros.

A mi asesor Guy Paic le estaré siempre agradecido pues gracias a él he podido realizar tan fascinantes trabajos a nivel internacional. Su constante apoyo me ha permitido ir una y otra vez a Suiza con lo cual mi formación como científico ha sido muy completa.

Le doy las gracias a mis tutores y sinodales: Eleazar Cuautle, Rubén Alfaro, Alejandro Ayala, Gerardo Herrera y Gustavo Medina Tanco, por leer mi tesis, dedicarme tiempo para la discusión y darme sus valiosas opiniones, que finalmente contribuyeron a mejorar tanto el trabajo escrito como mi formación académica.

También agradezco al grupo con quienes trabajé en CERN durante estos años como parte de la colaboración del VHMPID: Paolo Martinengo, Antonello Di Mauro, Gyorgy Bencze, Levente Molnar, Giacomo Volpe, Michael Weber, Nikolai Smirnov y en especial a Vladimir Peskov. Igualmente le agradezco a todos los miembros del grupo de análisis de ALICE que, ya sea por email o en persona, me ayudaron con la laboriosa tarea de trabajar con AliRoot.

De gran importancia ha sido la ayuda de mis amigos y colegas: Xitzel Sánchez, Ivonne Maldonado, Isabel Domínguez, Luciano Diaz, Enrique Patiño, Edgar Pérez. Quiero agradecer especialmente a Antonio, Tonatiuh, Emilia y Laura por los buenos tiempos que pasamos trabajando en CERN. Han sido experiencias muy enriquecedoras.

A continuación agradezco a mis hermanos Rafael y Fernando, a mis abuelos, tíos y primos porque con su interés y curiosidad me han motivado a explicar mi trabajo y mi entendimiento general de la física de una manera sencilla pero precisa.

A los amigos de toda la vida: Inés, Paula, Tania, Moy, Juancho, Adri, Luz, Rodrigo, Santos, Aline, Alan, Ezequiel, claramente nuestras vidas nunca dejarán de estar enlazadas.

Gracias a mis amigos de la carrera, cuya amistad ha seguido en la Maestría y más allá: Alejandro, Alejandra, Emilio, Emilia, Sebastián, Carlos, Saúl, Rodrigo,

Pedro. Seguimos construyendo juntos nuestro camino en la ciencia.

También le doy las gracias a mis amigos de aventuras extremas con quienes sigo superando nuevos retos: Manu, Damián, Azu, Miriam, Pedro, Daniel.

A mi amor, Paola, que ha estado conmigo todo este tiempo, en las buenas y en las malas. Gracias por todo.

Mi trabajo no habría sido posible sin los apoyos económicos de las diversas instituciones que de una u otra manera financiaron mis estudios y estancias en Suiza: la beca de CONACYT, los apoyos PAEP, el convenio CERN-UNAM, los apoyos complementarios del ICN, los proyectos PAPIIT IN116008, IN115808, IN116508 y la Coordinación de la Investigación Científica.

# Prefacio

Los proyectos de la física experimental, más que en ninguna otra ciencia, han pasado de ser esfuerzos individuales o de pequeños grupos de investigación a ser empresas de carácter realmente global. Los descubrimientos y el alcance de la física nos han llevado hoy en día a formar, de manera inevitable, alianzas entre personas e instituciones para avanzar en la búsqueda del conocimiento. Ciértamente, la colaboración científica pura habita en el mundo de las utopías, pues en el orden actual de la humanidad (incluyendo el ámbito científico) entran en conflicto los intereses políticos, económicos y demás de las naciones y los individuos; pero aún así, creo que es en la ciencia donde las diferencias sociales, políticas y religiosas más se desvanecen para intentar llegar a ese entendimiento y acuerdo común que buscamos entre los seres humanos.

La Organización Europea para la Investigación Nuclear, CERN (por las siglas en francés de *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) es un magnífico ejemplo de esta colaboración intensa entre científicos alrededor del mundo. Establecido en 1954 cerca de Ginebra (Suiza), CERN fue fundado originalmente por 12 países europeos, número que ahora se ha incrementado a 21 países miembros<sup>1</sup> (18 de los cuales forman parte de la unión Europea), junto con 5 países en calidad de observadores (Turquía, Rusia, Japón, Estados Unidos e India, al igual que la UNESCO y la Comisión Europea).

Además de las naciones anteriormente mencionadas, en CERN participan cerca de 40 países no miembros, entre los cuales figura México, cuyo acuerdo de cooperación empezó en febrero de 1998. Como parte del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM y con el enorme apoyo del Dr. Guy Paic, he tenido la posibilidad no sólo de trabajar en colaboración con el CERN sino de hacer varias estancias en Suiza y colaborar directamente con la gente de allá. Durante mis estancias he conocido a muchos otros mexicanos que hacen un gran trabajo como embajadores de la física de nuestro país en el extranjero, provenientes de diversas instituciones mexicanas como el Instituto de Física de la UNAM, la BUAP, el CINVESTAV, la

---

<sup>1</sup>Alemania, Francia, Reino Unido, Italia, España, Holanda, Suiza, Polonia, Bélgica, Suecia, Noruega, Austria, Grecia, Dinamarca, Finlandia, República Checa, Portugal, Hungría, Eslovaquia, Bulgaria e Israel (Este último, con calidad de *observador* desde 1991, fue nombrado *miembro* de CERN el 16 de septiembre de 2011).



Universidad Autónoma de Sinaloa y también la Universidad Iberoamericana. Pero en CERN también trabajan muchos de nuestros paisanos que estudian y laboran en universidades fuera de México y para mi ha sido un gusto y un orgullo ver que somos muchos los mexicanos participando en esta odisea internacional de la física.

El trabajo que presento en esta tesis lo he desarrollado como parte de la colaboración del Instituto de Ciencias Nucleares dentro del experimento ALICE en CERN. Los resultados obtenidos son consecuencia principalmente de la dirección de los profesores Guy Paic y Eleazar Cuautle con el apoyo de mis colegas Antonio Ortiz, Xitzel Sánchez, Ivonne Maldonado, Isabel Domínguez y los miembros más recientes del grupo: Tonatiuh y Edgar. Igualmente importante ha sido la ayuda de Luciano Diaz en la unidad de cómputo y de Enrique Patiño en el laboratorio de detectores del ICN.

La física que se hace en CERN se encuentra en la frontera del conocimiento y a lo largo de su historia ha empujado las fronteras de la ciencia y la tecnología una y otra vez. Me parece importante enfatizar este último punto, la tecnología, pues muchas veces olvidamos que el estudio de la ciencia, y la física en particular, nos han llevado al desarrollo de nuevas y mejores tecnologías que son las aplicaciones cotidianas de nuestros estudios científicos. Un ejemplo claro es la invención de la *World Wide Web*, desarrollada en CERN para permitir el intercambio de información entre científicos y que ahora es utilizada por los ciudadanos del mundo entero en sus actividades diarias. Actualmente una nueva red cibernética que permite compartir el poder de procesamiento computacional entre todos sus usuarios, denominada *GRID*, se viene desarrollando en CERN (con una importante participación mexicana) y en un futuro cercano podrá ser un elemento común en las casas de todos nosotros. Con la construcción del nuevo acelerador LHC se ha tenido que llevar la tecnología al límite, desarrollando, por ejemplo, superconductores y electroimanes que operan muy cerca del cero absoluto. Los detectores de partículas son cada vez más poderosos y sofisticados, lo cual le da mucho valor a la investigación y el desarrollo en esta área.

En CERN se han construido varios experimentos que buscan elucidar los aspectos más intrigantes de los temas físicos del momento: el bosón de Higgs, la materia oscura, la supersimetría, el plasma de quarks y gluones, por mencionar los más populares. Todo lo que he mencionado hasta ahora es para ilustrar el amplio alcance de la física experimental y cómo es que para llegar a un descubrimiento se debe pasar por todo un proceso de planeación, construcción de tecnología, experimentación, análisis (ahora con un gran poder de cómputo) y finalmente interpretación y entendimiento de resultados.

Mi tesis consta de dos trabajos en el marco del experimento ALICE y muestra lo que quiero decir sobre las diferentes partes de la física experimental. Por un lado presento un análisis de los datos recientemente obtenidos a partir de las colisiones de protones en el LHC con los detectores de ALICE, utilizando herramientas de

---

software y el poder de procesamiento de la GRID; y por otro lado, presento la investigación y el desarrollo de una tecnología reciente en detectores de partículas y su implementación como un posible nuevo elemento de ALICE. A continuación les doy una breve presentación de ambos trabajos.

**Parte I: Análisis de la producción de *jets* en colisiones protón-protón a 7 TeV en el LHC con el experimento ALICE.** La primera parte es un trabajo inspirado en los estudios realizados en nuestro grupo por Antonio Ortiz sobre la *esfericidad* de los eventos en las colisiones protón-protón. La variable estudiada determina qué tan isotrópica es la distribución de las partículas salientes a partir de estas colisiones. Mayor esfericidad representa eventos con partículas en todas direcciones, mientras que menor esfericidad corresponde a eventos donde las partículas son expulsadas de manera más localizada en direcciones restringidas. Los resultados del trabajo muestran que en datos reales obtenidos con ALICE la esfericidad promedio aumenta con la multiplicidad (número de partículas por evento) evidenciando un dominio por parte de eventos más isotrópicos. En cambio, el mismo análisis llevado a cabo con generadores Monte Carlo muestra una clara caída de la esfericidad a altas multiplicidades (superior a 25 partículas cargadas por evento), desviándose considerablemente de los resultados experimentales. La hipótesis que formulamos es que las simulaciones generan eventos con una mayor producción de *jets* (chorros de partículas emitidas de forma agrupada que corresponderían a eventos de baja esfericidad, especialmente en el caso de dos jets colineales) que los realmente producidos en las colisiones registradas por ALICE. Mi trabajo es un estudio directo de la producción de jets a diferentes intervalos de multiplicidad haciendo una comparación entre los datos de ALICE y los simulados por generadores. Este estudio permite interpretar los resultados de la esfericidad y ayuda a vislumbrar posibles ajustes requeridos en el modelo teórico de las colisiones hadrónicas y las interacciones partónicas.

**Parte II: Investigación y desarrollo de cámaras TGEM para su implementación en detectores RICH para ALICE.** La segunda parte de la tesis involucró varias estancias en CERN donde trabajé en colaboración con el grupo del VHMPID (Very High Momentum Particle Identification Detector) en el desarrollo de una nueva propuesta de detector RICH<sup>2</sup> para el experimento ALICE. Una opción para el detector es el uso de la tecnología TGEM, un novedoso tipo de MPGD (Micro Pattern Gaseous Detector) que multiplica la señal de electrones mediante intensos campos eléctricos. Junto con el Dr. Guy Paic y demás miembros de la colaboración (Vladimir Peskov, Antonello Di Mauro, Paolo Martinengo, Gyorgy Bencze, Levente Molnar y Michael Weber, entre otros) realicé primero pruebas

---

<sup>2</sup>Ring Imaging Cherenkov.

sobre el funcionamiento de los TGEM y posteriormente armamos el prototipo del VHMPID para sus pruebas en el Proton Synchrotron del CERN. Los resultados que obtuvimos representan la primera aplicación RICH de la tecnología TGEM en donde observamos las partículas MIP y el anillo de luz Cherenkov en el detector. Este trabajo tiene un gran valor de investigación y desarrollo en cuanto a los detectores TGEM se refiere y abre buenas posibilidades para su uso en aplicaciones RICH.



Figura 1: Mi asesor el Dr. Guy Paic y yo en las pruebas del VHMPID en CERN.

# Índice general

Agradecimientos	v
Prefacio	vii
Resumen	1
<i>Summary</i> (Resumen en inglés)	3
<b>1. ALICE y El Gran Colisionador de Hadrones</b>	<b>5</b>
1.1. El LHC . . . . .	7
1.1.1. Desempeño del acelerador . . . . .	8
1.1.2. Cronología . . . . .	8
1.1.3. Los experimentos del LHC . . . . .	9
1.2. <i>A Large Ion Collider Experiment</i> . . . . .	11
1.2.1. Los Detectores de ALICE . . . . .	12
<b>I Análisis de la producción de <i>jets</i> en colisiones protón-protón a 7 TeV en el LHC con el experimento ALICE.</b>	<b>17</b>
<b>2. La Física de las Colisiones Protón-Protón</b>	<b>19</b>
2.1. Multiplicidad de partículas . . . . .	21
2.2. Jets . . . . .	24
2.2.1. El algoritmo de cono . . . . .	25
2.3. Análisis de la estructura de los eventos . . . . .	28
2.3.1. Esfericidad y multiplicidad . . . . .	29
<b>3. <i>Software</i> para Altas Energías</b>	<b>31</b>
3.1. Generadores de eventos . . . . .	31
3.1.1. El método Monte Carlo . . . . .	32
3.1.2. PYTHIA y PHOJET . . . . .	33
3.2. Transporte de partículas . . . . .	35

3.3.	ALICE <i>Offline</i> . . . . .	35
3.3.1.	ROOT . . . . .	36
3.3.2.	AliRoot . . . . .	37
3.4.	La GRID . . . . .	40
<b>4.</b>	<b>Resultados I</b>	<b>43</b>
4.1.	Macros para el análisis de jets . . . . .	44
4.2.	Estudio de jets en bins de multiplicidad . . . . .	44
4.3.	Discusión . . . . .	46
 <b>II Investigación y desarrollo de cámaras TGEM para su implementación en detectores RICH para ALICE.</b>		<b>55</b>
<b>5.</b>	<b>Cámaras TGEM y detectores RICH</b>	<b>57</b>
5.1.	El Multiplicador de Electrones . . . . .	57
5.2.	Detectores de radiación Cherenkov . . . . .	59
5.2.1.	Identificación de partículas . . . . .	60
5.2.2.	La radiación Cherenkov . . . . .	61
5.2.3.	La técnica de identificación RICH . . . . .	63
5.3.	Detectando Fotones . . . . .	68
5.3.1.	Fotocátodos de CsI . . . . .	68
5.4.	Detectores CsI-TGEM . . . . .	69
<b>6.</b>	<b>Prototipo del VHMPID</b>	<b>71</b>
6.1.	Motivación física . . . . .	71
6.2.	Diseño del detector . . . . .	73
6.3.	Integración en ALICE . . . . .	74
6.4.	Desempeño del detector . . . . .	75
6.5.	Prototipo basado en TGEMs . . . . .	77
6.5.1.	Diseño del prototipo . . . . .	78
<b>7.</b>	<b>Resultados II</b>	<b>81</b>
7.1.	Preparación de los fotodetectores . . . . .	81
7.2.	Estudios en el <i>Proton Synchrotron</i> . . . . .	84
7.2.1.	Primera observación de anillos de luz Cherenkov y MIPs con la tecnología TGEM . . . . .	84
7.2.2.	Eficiencia en la detección de fotoelectrones . . . . .	86
<b>8.</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>93</b>

---

A. Estudios sobre la reconstrucción de jets y los parámetros del algoritmo de cono.	95
B. Más estudios con el prototipo TTGEM del detector VHMPID.	99
Referencias	103
Índice de cuadros	108
Índice de figuras	113



# Resumen

Con la operación del LHC en CERN se han alcanzado nuevas energías en colisiones hadrónicas que nos permiten elucidar aspectos de la naturaleza que hasta ahora habían permanecido ocultos. El experimento ALICE es uno de cuatro grandes detectores del LHC, en el cual México es un fuerte colaborador. Mi tesis de Maestría consiste en dos trabajos del ámbito experimental de la física de altas energías comprendidos en el marco del experimento ALICE:

Primera parte: Análisis de jets. El estudio de las colisiones entre protones es parte del programa de ALICE tanto como complemento a los estudios realizados por las colaboraciones ATLAS y CMS así como punto de partida para el análisis de las colisiones de iones pesados, que son el fuerte de ALICE para el estudio del plasma de quarks y gluones. La descripción de las colisiones hadrónicas se divide en dos partes: una componente suave, que incluye procesos difractivos y dispersiones elásticas de los componentes del protón que producen partículas con poco momento en el plano transversal al haz; y una dura, que corresponde a colisiones inelásticas entre partones que se manifiestan como partículas de alto momento transversal en conjuntos denominados *jets*. El análisis de las estructuras del evento (ESA) ha mostrado que la esfericidad transversal, la cual mide la isotropía en la distribución de partículas resultantes de una colisión, se comporta de manera diferente a lo predicho por los modelos teóricos para eventos de alta multiplicidad (por arriba de 25 partículas cargadas) en colisiones protón-protón a 7 TeV. Los resultados experimentales muestran eventos con una distribución más homogénea de las partículas, mientras que los generadores Monte Carlo (PYTHIA y PHOJET) producen estructuras más colineales con alto momento. Mi trabajo es un estudio específico de la producción de jets en eventos de alta multiplicidad para comparar el experimento con la teoría y reforzar las observaciones de ESA.

Para el análisis de jets implementé el algoritmo de cono UA1, el cual define a los jets como estructuras compactas de partículas de alto momento transversal dentro de un cono de cierto radio. Los resultados muestran que conforme aumenta la multiplicidad de los eventos, los generadores PYTHIA y PHOJET simulan una mayor producción de jets de la observada en ALICE. Los eventos reales tienen una mayor isotropía de partículas y el momento transversal de los jets es menor



al predicho por el Monte Carlo. Estos resultados reproducen las observaciones de ESA puesto que los eventos con jets tienen una menor esfericidad que aquellos donde no hay jets y las partículas se distribuyen homogéneamente en el espacio transversal. Concluimos que con las energías alcanzadas en el LHC no solo se producen eventos con una multiplicidad superior a la predicha, sino que la naturaleza de estos eventos es diferente a lo esperado pues la contribución de los procesos duros, donde aplica la Cromodinámica Cuántica Perturbativa, es mucho menor a lo que se pensaba y los procesos suaves, tales como las interacciones múltiples de partones, juegan un papel más importante. Estos resultados nos pueden ayudar a entender mejor la física de las colisiones y a vislumbrar las correcciones necesarias a los modelos para reproducir mejor los experimentos.

Segunda parte: Investigación y desarrollo de detectores. La ventaja de ALICE sobre los demás experimentos del LHC es su capacidad de identificación de partículas. Resultados obtenidos en RHIC y recientes observaciones en ALICE han mostrado que es necesario aumentar el rango de identificación a momentos más elevados. La propuesta de la colaboración del VHMPID es la construcción de un nuevo detector de Anillos Cherenkov que permita la identificación de partículas en el rango de 5 a 25 GeV.

Cuando una partícula cargada viaja a una velocidad mayor a la de la luz en un medio material, provoca la emisión de radiación Cherenkov que se proyecta como un anillo sobre la superficie de los fotodetectores usados para observarla. La medición de este anillo permite determinar la velocidad de la partícula incidente, con lo que, conociendo su carga y momento, es posible identificarla inequívocamente. La propuesta principal para el fotodetector del VHMPID es una cámara multialámbrica (MWPC) con cátodo de CsI como elemento fotosensible. Pero como parte de la investigación y desarrollo del proyecto hemos estudiado el desempeño de un prototipo basado en TGEMs (Thick Gas Electron Multiplier), detectores que funcionan en gas y consisten de dos placas conductoras aisladas por un material dieléctrico y perforadas con un patrón denso de agujeros. El intenso campo eléctrico entre las placas genera multiplicación de los fotoelectrones producidos en la capa de CsI para la detección de los fotones del anillo Cherenkov.

Los resultados muestran el exitoso desempeño del prototipo con la detección simultánea del anillo de luz Cherenkov y las partículas de mínima ionización, piones de 6 GeV provenientes del Proton Synchrotron del CERN. Aunque el número total de fotones detectados por evento es ligeramente inferior al obtenido con el detector de cámara multialámbrica, podemos concluir que el TGEM es una buena alternativa para usarse en el VHMPID, o en proyectos futuros, pues tiene varias ventajas sobre el MWPC, como son su mayor robustez, mejor protección contra descargas, funcionamiento en gran variedad de gases y mayor ganancia ( $10^5$  vs  $10^4$ ) al operarse en modo de cascada. El prototipo aún puede optimizarse y, afinando los detalles, obtenerse un mejor desempeño.

# *Summary*

The Large Hadron Collider at CERN has achieved a new record in high energy collisions that will help us discover new aspects of nature that have remained hidden until now. The ALICE experiment is one of the four main detectors at the LHC, in which Mexico has a vast contribution. My thesis consists of two studies in different aspects of experimental high energy physics encompassed in the framework of the ALICE experiment:

First part: Jet production analysis. The study of proton collisions is part of the ALICE program not only as a complement to the investigation from ATLAS and CMS but also as a benchmark for heavy ion collisions, which is ALICE's main goal in the study of the quark-gluon plasma. The description of hadron collisions has two main features: a soft component, which includes diffractive processes and elastic dispersion of proton components that produce low momentum particles in the transverse direction; and a hard component, which corresponds to inelastic collisions between partons of the incoming hadrons, that manifest themselves in the production of high transverse momentum particles in compact structures called jets. The event shape analysis (ESA) of such collisions has shown that the transverse sphericity, which measures the distribution of particles in the transverse plane, follows a different trend than that predicted by theoretical models for high multiplicity events (with more than 25 primary charged particles) in 7 TeV proton-proton collisions. The experimental results show events with a more isotropic particle distribution while the Monte Carlo generators, such as PYTHIA and PHOJET produce more compact, high momentum structures. My work is a specific study of the jet production in high multiplicity events in order to compare the experiment with the theory and complement the ESA studies.

For my jet analysis I have implemented the UA1 cone algorithm, which defines jets as located structures of high transverse momentum particles within a cone of a certain radius. The results show that, as the multiplicity of the events increases, the PYTHIA and PHOJET generators simulate a higher jet production than what is actually observed by ALICE. Real events are more isotropic in the particle distribution and the jet transverse momentum is smaller than what is predicted by the Monte Carlo. These results reproduce the observations from ESA given

that jetty events correspond to a lower sphericity than those where jets are not present and the particles are homogeneously scattered in the transverse space. We conclude that the new energies achieved at LHC not only produce higher multiplicity events than expected, but the nature of these events is different, in that the contribution of hard processes, where perturbative quantum chromodynamics is applicable, is lower than predicted and the soft processes, such as multi-parton interactions, play a much more important role. This may help us further our understanding of high energy collisions and elucidate the required corrections in our models to reproduce the experiments more accurately.

Second part: Detector research and development. The advantage of ALICE over the other LHC experiments is its particle identification capabilities. Results from RHIC and recent observations in ALICE have shown the need to increase the PID to a higher momentum range. The proposal for the VHMPID (Very High Momentum Particle Identification Detector) is to develop a new Ring Imaging Cherenkov Detector that will increase ALICE's PID in the range of 5 to 25 GeV.

When charged particles travel faster than the speed of light in a medium they induce the emission of light in the form of Cherenkov radiation that can be observed as a ring on the surface of proper photon detectors. Measurement of this ring allows for the determination of the particle's speed, which, along with its momentum and charge, characterize it unequivocally. The main proposal for the VHMPID is a Multi-Wire Proportional Chamber (MWPC) with a Cesium Iodide photo-cathode. But as part of the project's R & D, an alternative TGEM prototype has been studied. The TGEM (Thick Gas Electron Multiplier) is a gaseous detector of two metal layers divided by a dielectric and a pattern of holes through which an intense electric field is applied. Photoelectrons are multiplied as a consequence of the Cherenkov photon interactions with the CsI layer.

The results show the successful performance of the TGEM prototype with simultaneous detection of the Cherenkov rings and the Minimum Ionizing Particles (6 GeV pions from the CERN Proton Synchrotron) that generated them. Even though the total amount of photons per event registered with this detector is below that of the MWPC, we can conclude that the TGEM is a good alternative to use in the VHMPID, or future projects, given its advantages over the MWPC, such as its robustness, spark protection, good performance in a wide variety of gases and higher gains ( $10^5$  vs  $10^4$ ) when operated in cascade mode. The prototype can still be optimized and, by fine-tuning the details, achieve a better performance yet.

# Capítulo 1

## ALICE y El Gran Colisionador de Hadrones

A comienzos del siglo XX, los científicos se dieron cuenta de que los microscopios nunca serían capaces de observar lo que había dentro del átomo. El camino hacia el estudio de este *femtocosmos* se abrió al descubrirse la posibilidad de sondear estos espacios tan pequeños a través de *haces de partículas*.

Los pioneros de la física nuclear crearon sus haces de partículas mediante el uso de fuentes naturales de radiación: Rutherford descubrió el núcleo atómico y posteriormente desintegró el núcleo de nitrógeno utilizando partículas alfa provenientes de isótopos radioactivos, mientras que la mayoría de los primeros descubrimientos en la física de partículas se dieron gracias al estudio de rayos cósmicos.

Sin embargo, ambos métodos tienen problemas fundamentales: Existe un límite superior a la energía de las partículas alfa de  $\sim 10$  MeV, lo cual es insuficiente para penetrar el fuerte campo electrostático de la mayoría de los núcleos. Mientras que, aunque existen rayos cósmicos con energías mucho mayores a las alcanzables por los aceleradores de partículas hoy en día, su localización y ocurrencia no pueden ser predichos, lo cual los vuelve inutilizables para estudios sistemáticos. La construcción de aceleradores comenzó desde los años 30' del siglo pasado como la forma de obtener haces de partículas a energías elevadas de manera precisa y controlada.

En 1932, Ernest Lawrence desarrolló el primer acelerador de alta energía conocido como *ciclotrón*. Las partículas cargadas son aceleradas mediante un voltaje alternante a alta frecuencia, mientras que un campo magnético uniforme hace girar a las partículas en espiral de manera que se reencuentran constantemente con el voltaje de aceleración.

En los años 50' se comenzó a implementar un nuevo tipo de acelerador cuyos campos eléctricos y magnéticos podían ser variados en sincronía con el haz de partículas, se le llamó el *sincrotrón*. Utilizando secciones rectas para acele-

rar y partes curvas para guiar la trayectoria de las partículas mediante campos magnéticos, el ajuste adecuado de estos parámetros permite acelerar las partículas en trayectorias confinadas a un espacio toroidal.

La máxima energía alcanzable con aceleradores cíclicos está limitada básicamente por la intensidad de los campos electromagnéticos y por el radio de curvatura máximo para la trayectoria de las partículas. En un ciclotrón el radio máximo está limitado por las restricciones técnicas en la construcción de los imanes para esta tecnología, mientras que el sincrotrón puede construirse con mayores dimensiones al agregarse más elementos de aceleración e imanes. Aún así, la capacidad de aceleración del aparato sigue estando limitada por la pérdida de energía que sufren las partículas cargadas al ser aceleradas, conocida como radiación de *bremstrahlung*.

El *Bevatron* en Berkeley, completado en 1954, fue diseñado específicamente para acelerar protones a energías suficientes como para crear antiprotones (de cuya existencia sólo se sospechaba en ese entonces) y así estudiar la simetría entre materia y antimateria en la naturaleza.

El *Proton Synchrotron* en CERN, construido en 1959, fue el primer gran acelerador de partículas europeo, acelerando protones a 28 GeV. Se ha operado como ‘inyector’ para otros aceleradores como ISR, SPS, LEP y ahora para el LHC.

También existen los aceleradores lineales (linac) como el *Stanford Linear Accelerator* (SLAC), completado en 1966. Usando potenciales eléctricos oscilantes a lo largo de una trayectoria recta de 3 km, SLAC acelera electrones a 30 GeV y es aún el acelerador más grande de su tipo.

El *Tevatron* de Fermilab es un sincrotrón de 6 km de circunferencia que dejó de funcionar el 30 de septiembre de 2011. Aceleraba y colisionaba protones y antiprotones a energías de hasta 1 TeV por haz. Antes de su clausura ocupaba el segundo lugar como el acelerador más energético del mundo.

El *Large Electron-Positron Collider* (LEP) de CERN fue el colisionador de electrones y positrones más energético de todos los tiempos, alcanzando 209 GeV, hasta que fue desmantelado en el 2000 para dar lugar a un nuevo colisionador aún más energético.

Y en el ámbito de las colisiones de iones pesados, el *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) en BNL ocupa también segundo lugar colisionando iones de oro típicamente a energías de hasta 100 GeV por nucleón, logrando un máximo de 500 GeV en el centro de masa en 2009 [1].

El acelerador que ha tomado el lugar número uno tanto en colisiones de protones como de iones pesados es el LHC. Actualmente ha batido ya todos los récords y aún quedan por alcanzarse los valores máximos para los cuales fue diseñado. En la siguiente sección se describen algunas de sus características y las de los experimentos construidos alrededor de este gran colisionador.

## 1.1. El LHC

En el subsuelo que se extiende desde las faldas del Jura hasta el *Lac Léman* (o Lago de Ginebra), situado en un túnel circular de 26.7 km de circunferencia que cruza la frontera entre Suiza y Francia, se encuentra el Gran Colisionador de Hadrones, también conocido como LHC<sup>1</sup>. Es un acelerador y colisionador de hadrones que ha sido instalado en el túnel construido entre 1984 y 1989 para CERN<sup>2</sup> con el fin de albergar al acelerador de leptones *Large Electron Positron Collider* (LEP). La aprobación del proyecto para el LHC fue dada por el Consejo de CERN en diciembre de 1994 y su construcción inició en el año 2000 cuando LEP fue cerrado para liberar el espacio dentro del túnel.

El LHC conjunta un diseño de frontera y la más alta tecnología del momento. Al ser un colisionador partícula-partícula, cuenta con dos anillos separados que albergan haces circulando en direcciones opuestas, a diferencia del LEP, que era un colisionador partícula-antipartícula en donde era posible tener dos haces compartiendo el mismo espacio fase en un único anillo. Al tener el túnel un diámetro de 3.7 m se excluyó la posibilidad de construir dos anillos completamente separados para el LHC y se optó por el uso de imanes con un diseño de *doble cilindro*<sup>3</sup>, conocido como el diseño para imanes superconductores “dos en uno” [2]. La desventaja de este modelo es que los anillos están magnéticamente acoplados, lo cual limita la flexibilidad del acelerador. Es por esto que el Super Colisionador Superconductor<sup>4</sup> había sido diseñado con anillos separados [3].

En la segunda mitad del siglo XX se volvió evidente que la única manera de obtener mayores energías era mediante mejores tecnologías, principalmente a través de la superconductividad. El primer uso de imanes superconductores en un colisionador fue en el ISR<sup>5</sup>, operados a temperaturas entre 4 K y 4.5 K [4]. Otros aceleradores superconductores (Tevatron-FNAL, HERA-DESY y RHIC-BNL) utilizan superconductores de NbTi enfriados por helio en estado supercrítico<sup>6</sup> a temperaturas ligeramente superiores a 4.2 K, con lo cual se pueden generar campos por debajo o alrededor de 5 T. El sistema del LHC, aún haciendo uso de la ya pro-

---

<sup>1</sup>Siglas en inglés de *Large Hadron Collider*.

<sup>2</sup>La Organización Europea para la Investigación Nuclear, conocida como CERN, fue establecida en 1954 y es actualmente el laboratorio de física de partículas más grande del mundo.

<sup>3</sup>*Twin-bore magnet design*.

<sup>4</sup>El *Superconducting Super Collider* (SSC) fue un proyecto de los Estados Unidos para construir en Texas lo que sería el acelerador más grande y energético del mundo, sobrepasando al actual LHC, con una circunferencia de 87.1 km, alcanzando una energía de hasta 20 TeV por haz de protones. El proyecto fue cancelado en 1993 debido a un déficit de presupuesto.

<sup>5</sup>El ISR (*Intersecting Storage Rings*) fue el primer colisionador de hadrones. Construido en CERN, operó desde 1971 hasta 1984, alcanzando una energía de centro de masa máxima de 62 GeV.

<sup>6</sup>Cualquier fluido a una presión y temperatura por encima de su punto crítico (donde la frontera entre su estado líquido y gaseoso deja de existir).

bada tecnología de los cables Rutherford de NbTi, logra enfriar los imanes a una temperatura menor a los 2 K pues utiliza helio en estado de superfluido; de esta manera, el LHC genera un campo superior a los 8 T.

### 1.1.1. Desempeño del acelerador

La meta del LHC es revelar la física más allá del Modelo Estándar con energías de colisión en el centro de masa de hasta 14 TeV. El número de eventos por segundo generados en las colisiones del LHC está dado por:

$$N_{ev} = L\sigma_{ev}$$

donde  $\sigma_{ev}$  es la sección eficaz del evento y L la luminosidad del acelerador. La luminosidad depende únicamente de los parámetros del haz y en el caso de una distribución gaussiana es de la forma:

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F$$

donde  $N_b$  es el número de partículas por bonche<sup>7</sup>,  $n_b$  el número de bonches por haz,  $f_{rev}$  la frecuencia de revolución,  $\gamma_r$  el factor gamma relativista,  $\epsilon_r$  la emitancia transversa normalizada del haz,  $\beta^*$  la función beta en el punto de colisión y F el factor geométrico de reducción de luminosidad debido al ángulo de cruce en el punto de colisión.

El LHC tiene dos experimentos de alta luminosidad: ATLAS [5] y CMS [6], ambos esperando alcanzar una luminosidad máxima de  $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  para protones. También hay dos experimentos de baja luminosidad: LHCb [7], que busca una luminosidad de  $L = 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , y TOTEM [8] buscando  $L = 2 \times 10^{29} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  con 156 bonches. Además de los haces de protones, el LHC es operado con haces de iones. El experimento dedicado a iones es ALICE [9], que busca una luminosidad nominal de  $L = 10^{27} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  para colisiones Pb-Pb.

Por cada haz en el LHC se obtienen al final 2,808 bonches de protones con un espaciado nominal de 25 ns. La energía máxima del haz depende del campo dipolar integrado alrededor del anillo de almacenamiento de las partículas, lo cual implica un campo dipolar de 8.33 T para alcanzar los 7 TeV máximos.

### 1.1.2. Cronología

En la mañana del 10 de septiembre de 2008 se hizo circular el primer haz de protones en el LHC. Primero, a las 10:28 am, se circularon protones en dirección

<sup>7</sup>Los haces de partículas en un acelerador están conformados por agrupaciones de éstas llamadas *bunches* en inglés.

de las manecillas del reloj y posteriormente se circuló un nuevo haz en dirección opuesta [10]. El éxito inaugural fue efímero pues pocos días después, el 19 de septiembre del mismo año, se produjo un *amortiguamiento magnético*<sup>8</sup> en aproximadamente 100 imanes en los sectores 3 y 4, lo cual provocó una pérdida de aproximadamente 6 toneladas de helio líquido y un aumento en la temperatura de los imanes hasta 100 K. Las condiciones de vacío en la tubería del haz fueron perdidas [11]. Un total de 53 imanes fueron dañados y tuvieron que ser reemplazados. Para esto se requirió calentar los sectores dañados y posteriormente volverlos a enfriar, lo cual tardó varios meses. A pesar del retraso, el LHC fue inaugurado oficialmente el 21 de octubre de 2008 en presencia de líderes políticos y miembros de la comunidad científica de CERN y el mundo [12].

Durante la mayor parte del 2009 se realizaron las reparaciones y evaluaciones debido al incidente, y el 20 de noviembre de ese año se volvieron a circular haces de baja energía en el acelerador. En la primera parte del año siguiente se fue incrementando la energía de los haces hasta que el 30 de marzo de 2010 el LHC impuso un nuevo récord para colisiones de alta energía al colisionar dos haces de protones con una energía combinada de 7 TeV [13]. La primera corrida de protones finalizó el 4 de noviembre de 2010, para dar lugar a la primera corrida de iones de plomo, la cual inició el 8 de noviembre y terminó el 6 de diciembre de 2010.

Durante el 2011 se retomaron las colisiones de protones a 7 TeV/c y se destinarán las últimas semanas del año para una nueva corrida de iones de plomo. Después de una breve pausa técnica, las colisiones se reanudarán durante el 2012 para que los experimentos puedan recolectar una cantidad suficiente de datos que les permita validar los descubrimientos que se esperan conseguir antes de una parada técnica de aproximadamente un año.

### 1.1.3. Los experimentos del LHC

La variedad de experimentos en un acelerador de partículas es importante por varias razones. Por un lado, permite estudiar los fenómenos y procesos desde distintas perspectivas, con distintas tecnologías y enfoques, lo cual abre el panorama de investigación para aumentar las posibilidades de nuevos descubrimientos. Por otro lado, genera una cierta competencia científica mediante la cual se multiplican los esfuerzos de trabajo y se desarrolla una comprobación o refutación de resultados, dándole validez y precisión a las mediciones.

A continuación se describen los principales experimentos del LHC, cada uno

---

<sup>8</sup>Funcionamiento anormal de un imán superconductor que ocurre cuando una parte de este regresa al estado normal resistivo. Esto sucede cuando la tasa de cambio del campo es demasiado grande y se producen pequeñas corrientes que generan un aumento en la temperatura del material. De aquí se desata una reacción en cadena que sobrecalienta al resto del imán (en cuestión de segundos) provocando la ebullición del fluido criogénico.



con su enfoque científico y tecnológico particular.

### **ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)**

Con 44 metros de longitud y 25 metros de diámetro, pesando 7,000 toneladas, ATLAS no es sólo el experimento más grande del LHC sino de cualquier otro colisionador de partículas en la historia. De igual magnitud es la colaboración de científicos e ingenieros que conforman el proyecto, llegando a casi 3,000 individuos de 169 institutos diferentes en 35 países. La colaboración se formó en 1992 con la fusión de los grupos EAGLE y ASCOT. El diseño del experimento es un resultado del trabajo realizado originalmente para esos dos experimentos así como de la investigación en detectores para el SSC. El trabajo de construcción inició independientemente en diversos institutos y fue en el 2003 que se comenzó con el ensamblado del experimento en la fosa de ATLAS en el llamado Punto 1.

El de ATLAS es un diseño *multipropósito*, en el sentido de que ha sido construido para detectar señales provenientes del colisionador en el rango más amplio posible. La intención de esto es asegurar que ATLAS pueda detectar cualquier nuevo tipo de proceso o partícula que el LHC pueda producir. La búsqueda va desde confirmaciones y mediciones más precisas de la física ya conocida, hasta el descubrimiento de algo más allá del Modelo Estándar.

### **CMS (Compact Muon Solenoid)**

Al igual que ATLAS, CMS es un detector de “propósito general”, diseñado para redondear la física ‘vieja’ y emprender la búsqueda de física ‘nueva’. Entre los objetivos inmediatos se encuentra el descubrimiento de la última pieza faltante del ME, el bosón de Higgs. En caso de no encontrarse se espera observar el mecanismo denominado *Technicolor*, que también explicaría el rompimiento de la simetría electrodébil. Y no podía faltar en la lista la búsqueda de *supersimetría*, dimensiones extras y mini- agujeros negros.

El experimento fue diseñado tomando como pilar fundamental un solenoide compacto capaz de generar un campo magnético de 4 T, con lo cual se busca medir con gran precisión el momento de partículas de muy alta energía.

Aunque en tamaño es el segundo experimento más grande, el número de individuos de la colaboración excede al de ATLAS, llegando a los 3,600 científicos de 183 institutos en 38 países.

### **ALICE (A Large Ion Collider Experiment)**

El experimento ALICE se enfoca en estudiar el sector de la interacción fuerte (QCD) del Modelo Estándar, siendo un detector principalmente para colisiones de iones pesados. Ha sido diseñado para investigar la física de la materia fuertemente

interactuante y el plasma de quarks y gluones a densidades extremas de energía y temperatura en colisiones núcleo-núcleo. Además de colisiones con iones de Pb, el programa de ALICE también incluye iones más ligeros, y corridas dedicadas a colisiones ión-protón. También trabaja durante las corridas protón-protón para coleccionar datos de referencia para las colisiones de iones y para estudiar algunos temas de QCD en los cuales ALICE complementa a los demás experimentos del LHC.

El detector ha sido construido por una colaboración de más de 1,000 físicos e ingenieros de 105 institutos en 30 países, con una fuerte contribución mexicana. Sus dimensiones son de  $16 \times 16 \times 26 \text{ m}^3$  con un peso total de 10,000 toneladas. El requisito más importante para su diseño es el poder lidiar con las extremas multiplicidades de partículas en colisiones centrales de Pb-Pb. Los diferentes subsistemas han sido optimizados para entregar una gran resolución de alto momento y una excelente Identificación de Partículas (PID) sobre un amplio rango de momentos. Una descripción más detallada del detector y sus varios elementos se encuentra en la sección 1.2.

### **LHCb (Large Hadron Collider beauty)**

Este experimento se enfoca en estudiar la física relacionada con el quark  $b$  (de ahí su nombre), es decir que analiza principalmente los decaimientos de los llamados 'B mesons', en los cuales está presente el quark (o antiquark)  $b$  (*bottom*).

A diferencia del resto de las partículas que se dispersan en todas direcciones después de ser producidas, los mesones B salen disparados a lo largo del eje del haz. Este hecho se refleja en la construcción del detector. A diferencia de los experimentos anteriormente mencionados que envuelven por completo el punto de la colisión, LHCb se extiende por 20 m en la dirección del eje del haz, con sus detectores apilados uno detrás del otro.

El objetivo inicial del experimento es medir los parámetros de la violación de CP en interacciones de mesones B. Esto, junto con el análisis de decaimientos que involucran a estas partículas permitirá un mayor entendimiento de las diferencias entre materia y antimateria y el porqué nos encontramos en un universo dominado por la primera.

## **1.2. *A Large Ion Collider Experiment***

Aunque el enfoque principal del experimento ALICE es el estudio del ambiente nuclear denso formado a partir de colisiones a altas energías de iones pesados (Pb-Pb), el éxito de este programa requiere también del estudio de otro tipo de colisiones, como son p-p y p-A. Estos estudios sirven, por un lado, para establecer una base sobre la cual entender los nuevos fenómenos observados en iones pesados,

pero, por otro lado, tienen un valor en sí mismos al explorar la física de colisiones p-p en un rango de energías particular. El análisis que realizo en esta tesis se enfoca justamente en las colisiones p-p.

La mayor parte de las observables en colisiones A-A requieren mediciones de las mismas observables en p-p. Esto es importante pues es necesario identificar los efectos colectivos genuinos producidos con iones pesados y separarlos de aquellos ya presentes en colisiones de núcleos más ligeros. Entre estos estudios se encuentran: producción y multiplicidad de partículas, funciones de fragmentación de jets, incremento de extrañeza, secciones eficaces en la producción de quarks pesados, espectros de leptones y fotones, etc.

El programa p-p en ALICE se enfoca en estudiar fenómenos no perturbativos del acoplamiento fuerte relacionados al confinamiento y la estructura hadrónica. Con su gran capacidad de PID, ALICE analiza la distribución en rapidez del número bariónico en colisiones hadrónicas, como se ha reportado en las mediciones de la razón  $p/\bar{p}$  a 0.9 TeV [14]. Para entender la dinámica de las colisiones se estudian también la correlaciones entre partículas producidas. Otra labor importante de ALICE es la caracterización de eventos con múltiples jets (tema central de la primera parte de mi tesis), así como el estudio de física difractiva con mediciones de las secciones eficaces elásticas y totales en colisiones p-p.

Algunos de los temas mencionados arriba se detallan más en el capítulo 2, mientras que a continuación describo brevemente la composición del experimento ALICE en cuanto a sus detectores y subsistemas.

### 1.2.1. Los Detectores de ALICE

Los detectores de ALICE han sido diseñados para medir e identificar hadrones, leptones y fotones a rapidez central producidos en las interacciones del LHC. Se ha optado por un diseño único muy diferente al de los experimentos dedicados a colisiones pp debido a los requerimientos para poder rastrear e identificar partículas desde muy bajo ( $\sim 100$  MeV/c) hasta relativamente alto ( $\sim 100$  GeV/c) momento transverso; así como reconstruir partículas de vida media muy corta tales como hiperones, mesones D y B. Además, todo esto debe hacerse en un medio de alta multiplicidad de partículas cargadas (hasta 8,000 por unidad de rapidez a rapidez central).

La detección e identificación de muones se realiza mediante un espectrómetro dedicado y un gran dipolo magnético, cubriendo un amplio rango de rapidez<sup>9</sup> ( $-4.0 \leq \eta \leq -2.4$ ). Los hadrones, electrones y fotones son detectados e identificados en la región de rapidez central ( $-0.9 \leq \eta \leq 0.9$ ) mediante un complejo sistema de detectores inmersos en un campo magnético de 0.5 T. El rastreo de las trayectorias

---

<sup>9</sup>El sistema de coordenadas de ALICE está descrito en la sección 2.2.

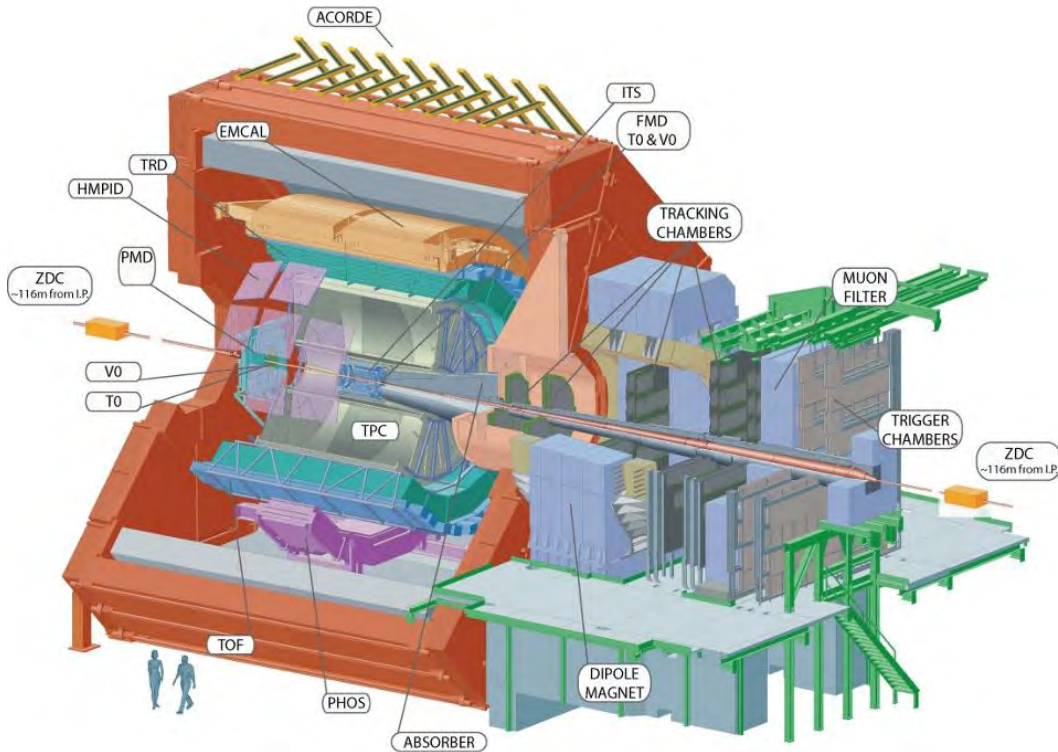


Figura 1.1: Ilustración de ALICE donde se representan todos los detectores y subsistemas del experimento.

se hace a través de un conjunto de detectores de alta granularidad: un Sistema de Rastreo Interno (ITS) que consiste de seis capas de detectores de silicio, una voluminosa Cámara de Proyección Temporal (TPC) y un detector de Radiación de Transición (TRD). Mientras tanto, la identificación de partículas en la región central se lleva a cabo mediante: la pérdida de energía en los detectores de rastreo, radiación de transición en el TRD, tiempo de vuelo en el TOF, radiación Cherenkov con el Detector para la Identificación de Partículas de Alto Momento (HMPID) y, en el caso de fotones, con un Espectrómetro de Fotones (PHOS).

Detectores adicionales localizados a rapideces grandes completan el sistema de detección central para caracterizar el evento y proveer de un disparo (*trigger*) de la interacción. Para la medición de partículas cargadas y determinación del disparo están el Forward Multiplicity Detector (FMD) y los detectores V0 y T0, que cubren una aceptación de  $-3.4 \leq \eta \leq 5.1$ . A rapidez grande ( $2.3 \leq \eta \leq 3.5$ ) se tiene el Photon Multiplicity Detector (PMD) para realizar mediciones de la multiplicidad de fotones, mientras que a lo largo de la dirección del haz se tiene el Zero-Degree Calorímetro (ZDC) para medir nucleones *espectadores* que no interactúan en las colisiones de iones pesados. Un detector de rayos cósmicos,

ACORDE (ALICE Cosmic Ray Detector) también forma parte del experimento. Consiste de un arreglo de centelleadores colocados en la parte superior de la estructura y sirve de disparo tanto para la calibración de ALICE como para el estudio de rayos cósmicos de alta energía. Su construcción estuvo a cargo de la colaboración mexicana.

La figura 1.1 muestra la distribución de los distintos detectores en el experimento ALICE. A continuación se da una descripción más detallada de algunos de los sistemas:

### **Sistema de Rastreo Interno.**

El **ITS** (Inner Tracking System) consiste de seis capas cilíndricas de detectores de silicio. La cantidad, la posición y la segmentación de estas capas han sido optimizadas para obtener una alta eficiencia en la búsqueda de trayectorias y en la resolución del parámetro de impacto. Debido a la alta densidad de partículas (hasta 80 por  $\text{cm}^2$ ) y para conseguir la resolución requerida del parámetro de impacto, se han elegido detectores de pixeles (SPD) para las dos capas más internas y detectores de deriva (SDD) para las siguientes dos capas. Las capas externas, donde las densidades de trazas se reducen a 1 partícula por  $\text{cm}^2$ , se han equipado con detectores de *micro-tiras* de silicio (SSD). A excepción del SPD, las otras capas cuentan con salida analógica para efectuar la identificación de partículas a través de mediciones de  $dE/dx$  en la región no relativista ( $1/\beta^2$ ), lo cual le da al ITS la capacidad de actuar como espectrómetro de partículas de bajo  $p_T$ .

Las funciones del ITS son:

- Localizar el vértice primario con una resolución mayor a  $100 \mu\text{m}$ .
- Reconstruir los vértices secundarios en decaimientos de hyperones y mesones D y B.
- Rastrear e identificar partículas con momento menor a 100 MeV.
- Mejorar la resolución de momento y la resolución angular de las partículas de alto  $p_T$  que también atraviesan a la TPC.
- Reconstruir, aunque con limitada resolución en momento, las partículas que atraviesan las regiones muertas de la TPC.

### **Cámara de Proyección Temporal.**

La **TPC** (Time Projection Chamber) es el detector principal de rastreo en ALICE (que trabaja junto con los detectores ITS, TRD y TOF) y proporciona

una medición del momento e identificación de partículas cargadas, así como los vértices de la interacción.

La TPC tiene una forma cilíndrica con un radio interno de 85 cm, un radio externo de 247 cm y una longitud de 500 cm. Cubre un rango de pseudorapidez de  $|\eta| \leq 0.9$  (o hasta  $|\eta| \leq 1.5$  para trazas de longitud y resolución de momento reducidos) y su resolución de momentos se estima del orden de 1- 2 % para partículas de bajo momento ( $100 \text{ MeV}/c \leq p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ ). En el centro de la cámara se encuentra un electrodo de alto voltaje alineado al punto de interacción, dividiendo la cámara en dos regiones de deriva de 250 cm de longitud. En total la TPC tiene 557,568 bloques de tres diferentes tamaños, siendo el menor de  $4 \times 7.5 \text{ mm}^2$ .

La TPC funciona a base de la pérdida de energía de las partículas en el gas (Ne/CO<sub>2</sub> 90%/10%). La ionización primaria genera un chubasco de partículas que son llevadas por los campos eléctrico y magnético hacia uno de los dos extremos con detectores multialámbricos. El tiempo que tardan los productos de la ionización en llegar proporciona la coordenada  $z$  a lo largo del eje del cilindro. Las coordenadas  $x$ - $y$  se obtienen interpolando las señales inducidas en las celdas de los cátodos.

En las colisiones protón-protón, el tiempo muerto de la TPC es el factor limitante para la luminosidad debido al tiempo de deriva del detector que es de  $\sim 90 \mu\text{s}$ .

### Detector de Tiempo de Vuelo.

El **TOF** (Time Of Flight) cubre la región central de pseudorapidez para realizar PID en el rango de momento intermedio de 0.2 hasta 2.5 GeV/c. Dado que la mayoría de las partículas cargadas producidas son emitidas en este rango, el desempeño de este detector es de gran importancia para el experimento [15].

Junto con los demás detectores del barril central, el TOF permite la identificación de piones, kaones y protones evento por evento. Las partículas identificadas de esta manera serán utilizadas para el estudio de observables hadrónicas relevantes en cada evento.

La base del TOF es un detector MRPC (Multi-gap Resistive-Plate Chamber) [16]. Las *tiras* del detector, con una longitud de 1220 mm y 130 mm de ancho, están colocadas en un gas dentro de módulos sellados posicionados transversalmente con respecto al haz. El TOF discrimina partículas con masas distintas al medir su tiempo de vuelo entre dos detectores. El primer detector activa un reloj al encenderse por la partícula incidente, mientras que el segundo detector, al ser activado, detiene el reloj. La diferencia en el tiempo de vuelo de las partículas, conociendo su momento, permite determinar las masas de estas e identificarlas.

### Detector para la Identificación de Partículas de Alto Momento.

El **HMPID** (High Momentum Particle Identification Detector) incrementa las capacidades de PID en ALICE más allá del rango de momento permitido por las mediciones de pérdida de energía (ITS y TPC) y por el TOF. Ha sido diseñado para obtener una identificación de  $\pi/K$  y  $K/p$ , traza por traza, hasta 3 GeV/c y 5 GeV/c respectivamente.

El detector se basa en un contador RICH<sup>10</sup> de proximidad y consiste de siete módulos montados sobre una estructura independiente anexada al marco de ALICE.

Los fotones Cherenkov (ver sección 5.2.2), emitidos al atravesar las partículas cargadas por el volumen líquido de  $C_6F_{14}$  (perfluorohexano con grosor de 15 mm), son detectados por un contador que explota la novedosa tecnología de una delgada capa de CsI (sección 5.3.1) sobre el cátodo de un MWPC (Multi Wire Proportional Chamber). EL HMPID, con su superficie de unos 12 m<sup>2</sup> representa la aplicación a mayor escala de esta técnica.

Al salir del radiador líquido, los fotones Cherenkov se dirigen hacia el cátodo de CsI, localizado a una distancia adecuada para reducir la aberración geométrica del ángulo Cherenkov. Se evita que los electrones liberados por partículas ionizantes en esta ‘brecha de proximidad’, que ha sido llenada con  $CH_4$ , lleguen al volumen sensitivo del MWPC mediante un electrodo de colección cerca del radiador.

El radiador más adecuado para el rango de momentos cubierto por el HMPID es el  $C_6F_{14}$ . Su índice de refracción a una longitud de onda de 175 nm es  $n = 1.2988$ , que corresponde a  $\beta_{min} = 0.77$  (i.e. un umbral de momento  $p(\text{GeV}/c) = 1.21m$ , siendo  $m$  la masa de la partícula).

EL HMPID ha sido diseñado para medir el ángulo Cherenkov con una precisión de unos pocos mrad, lo cual se requiere para discriminar  $\pi$ , K y p en el rango de momentos estudiado. La resolución del ángulo Cherenkov por trayectoria no es sólo función de los errores cromáticos y geométricos, sino también del número de fotones detectados, siendo inversamente proporcional a la raíz cuadrada de ese número.

En promedio, se detectan 19 fotones reconstruidos por anillo Cherenkov para partículas con  $\beta = 1$  [17].

---

<sup>10</sup> *Ring Imaging Cherenkov detector*. Ver la sección 5.2 para una descripción detallada del método.

## Parte I

Análisis de la producción de *jets*  
en colisiones protón-protón a  
7 TeV en el LHC con el  
experimento ALICE.





# Capítulo 2

## La Física de las Colisiones Protón-Protón

Hasta este momento de la Historia, la descripción de los constituyentes fundamentales de la materia y las fuerzas que los dominan se basa en el llamado Modelo Estándar [18] (ME). Representado por el grupo de simetría  $SU(3) \times SU(2) \times SU(1)$ , el modelo está compuesto por partículas puntuales de espín  $\frac{1}{2}$  para los componentes de la materia, y espín entero para los mediadores de las fuerzas (como se encuentra resumido en la figura 2.1, la “tabla periódica” de los físicos).

Ahora sabemos que el ME está incompleto. Para empezar, no toma en cuenta la gravedad y no explica las diferentes masas para leptones y quarks. Hay demasiados parámetros libres en la teoría y experimentalmente aún no se ha encontrado el bosón de Higgs, necesario para explicar las masas de los bosones W y Z. La teoría no incluye ninguna partícula candidata para la materia oscura ni incorpora la física de la energía oscura. Tampoco presenta una correcta explicación de las oscilaciones de neutrinos y su masa no nula. Además, está por verse si este modelo aún es válido a las energías extremas alcanzadas por el LHC.

La componente  $SU(3)$  del ME corresponde a la Cromodinámica Cuántica (QCD), la cual describe las interacciones fuertes entre quarks y gluones al tener éstos carga de *color*. Un quark de cierto *sabor* viene en uno de tres *colores*: azul, rojo o verde; mientras que los gluones son 8 y son de tipo ‘bicolor’. Los quarks se encuentran confinados en grupos sin color llamados Hadrones, ya sean Bariones (tres quarks) o Mesones (un quark y un anti-quark).

La física de los hadrones se describe entonces mediante la QCD. Por un lado, la QCD perturbativa (pQCD) se aplica a fenómenos de ‘distancias cortas’, donde la propiedad de *libertad asintótica* (la encargada del confinamiento de los quarks) permite el uso de la teoría de perturbaciones. Y por otro lado, métodos numéricos

**Three Generations  
of Matter (Fermions)**

	I	II	III	
mass →	2,4 MeV	1,27 GeV	171,2 GeV	0
charge →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name →	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>γ</b> photon
	4,8 MeV	104 MeV	4,2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
<b>Quarks</b>	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>g</b> gluon
	<2,2 eV	<0,17 MeV	<15,5 MeV	91,2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>ν<sub>e</sub></b> electron neutrino	<b>ν<sub>μ</sub></b> muon neutrino	<b>ν<sub>τ</sub></b> tau neutrino	<b>Z<sup>0</sup></b> weak force
	0,511 MeV	105,7 MeV	1,777 GeV	80,4 GeV
	-1	-1	-1	$\pm 1$
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
<b>Leptons</b>	<b>e</b> electron	<b>μ</b> muon	<b>τ</b> Tau	<b>W<sup>±</sup></b> weak force
				<b>Gauge Bosons</b>

Figura 2.1: En el Modelo Estándar, las partículas que forman toda la materia (Fermiones) son los llamados *Leptones* (electrón, muón, tauón y sus respectivos neutrinos) y los *quarks* (*up*, *down*, *charm*, *strange*, *top*, *bottom*), que se encuentran divididos en 3 familias o generaciones. Las fuerzas que rigen las interacciones entre estos elementos a su vez están mediadas por las partículas denominadas Bosones. El fotón corresponde a la fuerza electromagnética, los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$  transportan la fuerza nuclear débil y los gluones son responsables de la interacción nuclear fuerte. En el ME, la gravedad no está incluida.

(no perturbativos) son aplicados a fenómenos de ‘larga distancia’, como es la espectroscopía hadrónica<sup>1</sup>.

Las colisiones hadrón-hadrón a altas energías son eventos que conjuntan los dos tipos de fenómenos anteriormente mencionados. Estas colisiones están dominadas por eventos que producen partículas de bajo momento transversal (por efectos no perturbativos), pero a la vez se producen también colisiones directas entre los constituyentes de los hadrones (quarks y gluones) con grandes transferencias de momento transversal (llamados procesos *duros*). Es en este segundo tipo de eventos en los que se tienen mejores posibilidades de estudiar la dinámica de las interacciones y la estructura interna de los hadrones. Los partones involucrados son dispersados a altos momentos transversales y se fragmentan en los llamados *jets*, de los cuales hablaremos más adelante. A continuación se describen algunos aspectos de las colisiones protón-protón ya mencionados que son relevantes para esta tesis y que se encuentran bajo estudio dentro del programa p-p de ALICE.

## 2.1. Multiplicidad de partículas

Cuando se estudian las colisiones a altas energías, tanto de p-p como A-A, la observable más fundamental que típicamente se mide es la multiplicidad de partículas cargadas por unidad de pseudorapidez ( $dN_{ch}/d\eta$ ). Esta observable representa una propiedad global del medio producido en la colisión pues está ligada a la densidad de energía obtenida y por lo tanto es necesaria como base para estudiar casi cualquier otra observable del experimento. Su medición determina en gran medida la precisión con la que las demás observables pueden medirse pues es un parámetro representativo del desempeño de los detectores. De igual importancia es la medición de la energía transversal total por unidad de pseudorapidez pues determina qué fracción de la energía longitudinal inicial es convertida en productos finales a través de interacciones fuertes.

Lo interesante de estas variables es que, a pesar de su fundamental importancia tanto teórica como experimental, no hay forma de calcularlas a partir de primeros principios desde el lagrangiano de QCD pues ambas están dominadas por procesos suaves<sup>2</sup> no perturbativos de QCD.

**Multiplicidad en colisiones protón-protón.** Para el experimento ALICE, entender la multiplicidad en colisiones pp es un requisito para estudiar la

---

<sup>1</sup>Parte de la física de partículas encargada de la medición de las masas y decaimientos de los hadrones.

<sup>2</sup>Se denomina *suaves* a los procesos en colisiones de partículas con baja transferencia de momento.

multiplicidad en A-A. Para el proceso  $pp \rightarrow hX$  se tiene que la densidad hadrónica en rapidez está definida por:

$$\rho_h(y) = \frac{1}{\sigma_{in}^{pp}(s)} \int_0^{p_t^{max}} d^2 p_t \frac{d\sigma^{pp \rightarrow hX}}{dy d^2 p_t},$$

donde  $\sigma_{in}^{pp}(s)$  es la sección inelástica de pp. La dependencia en energía de  $\sigma_{in}^{pp}(s)$ , la cual tiene un crecimiento a partir de  $\sqrt{s} = 20$  GeV/c no se conoce bien. A altas energías la dependencia puede parametrizarse por una potencia  $\sqrt{s}^{0,14}$  o por  $\sim \ln$  o  $\sim \ln^2 s$ .

De igual manera la densidad hadrónica  $\rho_h(y)$  crece y puede parametrizarse para partículas cargadas mediante expresiones como:

$$\begin{aligned} \rho_h(y=0) &\approx 0,049 \ln^2 \sqrt{s} + 0,046 \ln \sqrt{s} + 0,96, \\ &\approx 0,092 \ln^2 \sqrt{s} - 0,50 \ln \sqrt{s} + 2,5, \\ &\approx 0,6 \ln(\sqrt{s}/1,88), \end{aligned}$$

con  $\sqrt{s}$  en GeV.

De esta manera, a la energía del SPS ( $\sqrt{s} = 20$  GeV), la densidad de partículas cargadas a rapidez central es alrededor de 2, para RHIC es de 2.5 y se extrapola a 5 para las energías del LHC a 7 TeV. Es importante reiterar que estos números no pueden derivarse del lagrangiano de QCD.

ALICE ha medido la densidad de partículas cargadas a pseudorapidez central ( $|\eta| < 1$ ) en el LHC para  $\sqrt{s} = 0.9$  TeV,  $\sqrt{s} = 2.36$  TeV y  $\sqrt{s} = 7$  TeV [19, 20]. Este análisis utiliza los datos obtenidos por los detectores SPD y VZERO y se han comparado con las predicciones de modelos como PYTHIA y PHOJET. Como se puede observar en el cuadro 2.1, los valores medidos por ALICE son mayores a los de los modelos, excepto por el ajuste ATLAS-CSC de PYTHIA para 0.9 TeV. Y en el caso de 7 TeV los datos son significativamente mas altos que los valores de los modelos, excepto nuevamente en el caso del ajuste ATLAS-CSC que difiere únicamente por un valor de dos sigmas.

También se muestran en el cuadro 2.1 los incrementos en la densidad de partículas cargadas entre 0.9 TeV y las mediciones a 2.36 TeV y 7 TeV. Se observa un incremento del  $57,6\% \pm 0,4\%$  (*stat.*)  $_{-1,8}^{+3,6}\%$  (*sist.*) entre los datos a 0.9 TeV y 7 TeV, comparado con un incremento del 47.6% obtenido por el modelo más acertado, el ajuste ATLAS-CSC de PYTHIA. Las mediciones de ALICE a 7 TeV confirman las observaciones en [19, 21] de que la densidad de multiplicidad aumenta con respecto a la energía significativamente más rápido que cualquier modelo considerado.

En la figura 2.2 se muestra la distribución de multiplicidad en  $|\eta| < 1$  para la clase de eventos INEL  $> 0_{|\eta|<1}$ . La comparación de los datos a 7 TeV con los modelos (derecha) muestra que solo el ajuste ATLAS-CSC está cerca de los

Cuadro 2.1: Densidad en pseudorapidez de partículas cargadas a pseudorapidez central ( $|\eta| < 1$ ) para colisiones inelásticas con al menos una partícula cargada en esta región ( $\text{INEL} > 0_{|\eta| < 1}$ ). Para ALICE, el primer error es estadístico y el segundo es sistemático. Se comparan las mediciones experimentales con las predicciones de distintos modelos. En el caso de PYTHIA se indica entre paréntesis la versión del ajuste: D6T tune (109), ATLAS-CSC tune (306) y Perugia-0 tune (320).

Energía (TeV)	ALICE	PYTHIA			PHOJET
		(109)	(306)	(320)	
Densidad en pseudorapidez de partículas cargadas					
0.9	$3,81 \pm 0,01^{+0,07}_{-0,07}$	3.05	3.92	3.18	3.73
2.36	$4,70 \pm 0,01^{+0,11}_{-0,08}$	3.58	4.61	3.72	4.31
7	$6,01 \pm 0,01^{+0,20}_{-0,12}$	4.37	5.78	4.55	4.98
Incremento relativo (%)					
0,9 – 2,36	$23,3 \pm 0,4^{+1,1}_{-0,7}$	17.3	17.6	17.3	15.4
0,9 – 7	$57,6 \pm 0,4^{+3,6}_{-1,8}$	43.0	47.6	43.3	33.4

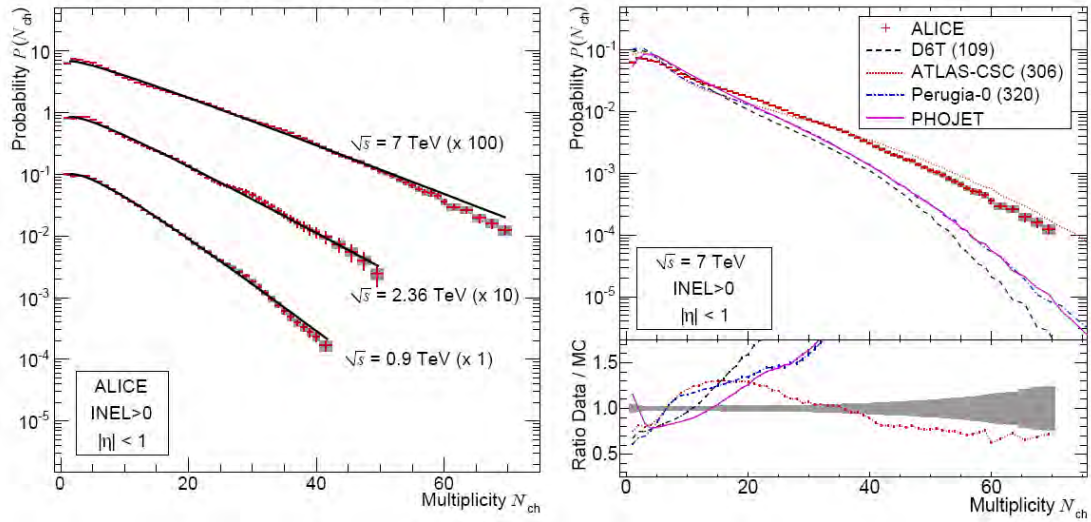


Figura 2.2: Izquierda: Se muestra la distribución de multiplicidad para las energías 0.9 TeV, 2.36 TeV y 7 TeV. Se ha hecho un ajuste mediante la Distribución Bino-mial Negativa. Nótese que los datos para 2.36 TeV y 7 TeV se han reescalado por el factor indicado para mayor claridad. Derecha: Los datos a 7 TeV se comparan con los modelos PHOJET y PYTHIA.

datos a multiplicidades altas ( $N_{ch}$ ). Sin embargo, no reproduce los resultados en la región de multiplicidad intermedia ( $8 < N_{ch} < 25$ ).

## 2.2. Jets

Ilustremos una colisión hadrónica dura a altas energías de la siguiente manera: los partones dentro de los proyectiles hadrónicos sufren una dispersión dura con alta transferencia de energía y momento, mientras que los remanentes del haz producen lo que se conoce como ‘evento subyacente’<sup>3</sup>, que corresponde a interacciones suaves entre los partones. Los partones energéticos de color producidos por el proceso duro sufren una cascada de particiones que al final, durante la etapa de hadronización, crean una fragmentación en hadrones sin color.

De acuerdo con esta imagen, los “jets”<sup>4</sup> son la manifestación final de esta dispersión dura y se definen como la emisión consecutiva de partones a partir del proceso duro que, debido a la propiedad de confinamiento, generan los hadrones observados en el estado final.

El estudio de jets, tanto en colisionadores  $e^+e^-$  y hadrón-hadrón, ha dado pruebas muy útiles de la QCD porque estos objetos dan un indicio de las interacciones fuertes entre quarks y gluones que se llevan a cabo a distancias muy pequeñas.

Al estudiar jets en colisionadores de hadrones, como en el LHC, es importante tener en mente las diferencias con respecto a las colisiones  $e^+e^-$ . En estas últimas el estado inicial es puramente electromagnético y todos los hadrones producidos en el estado final son producto de un proceso de dispersión duro. En colisiones protón-protón este no es el caso pues del gran número de partones iniciales sólo uno correspondiente a cada hadrón incidente participa en una dispersión dura. De esta manera, solo una fracción muy pequeña de los hadrones finales están asociados al proceso duro. El resto de los partones activos producen también radiación adicional en la forma de *bremstrahlung* que no está presente en colisiones  $e^+e^-$ .

La combinación del evento subyacente y la radiación de estado inicial produce otro tipo de jets presente en los colisionadores de hadrones que están formados por partículas de bajo momento en el plano transversal con respecto al eje del haz pero posiblemente alto momento a lo largo de este.

En ALICE y demás experimentos en colisionadores de hadrones, se busca separar los jets de alto momento transversal ( $p_T$ ) de aquellos producidos por los remanentes del haz, lo cual determina la manera en que los jets se han definido en este caso, como veremos a continuación.

---

<sup>3</sup>El *Underlying Event* (UE) es todo aquello que acompaña al proceso duro, sin contar los procesos difractivos.

<sup>4</sup>*Chorros, chubascos, chisquetes.*

Los jets se describen en ALICE a partir del sistema de coordenadas global, donde  $z$  corresponde al eje del haz en dirección opuesta al *muon arm*, el eje  $y$  apunta hacia arriba y el origen de coordenadas está definido en el punto de intersección entre el eje  $z$  y la membrana central de la TPC.

Las observables relevantes corresponden a aquellas en la dirección transversa, es decir, el plano  $x$ - $y$ . Esto se debe a que son éstas las variables que contienen la información de la dinámica partónica y las interacciones duras independientemente de la cinemática longitudinal de la colisión, como ya se discutió.

Estas variables son:

$$\begin{aligned} \text{Momento transverso: } p_T &= \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \\ \text{Ángulo azimutal: } \phi &= \tan^{-1}(p_y/p_x) \\ \text{Masa: } m &= \sqrt{E^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2} \end{aligned}$$

En el régimen de altas energías ( $p \gg m$ ), las cantidades medibles son: energía ( $E$ ) o energía transversa ( $E_T = E \sin\theta \simeq p_T$ ), ángulo azimutal ( $\phi$ ) y pseudorapidez ( $\eta$ ):

$$\eta = \ln(\tan(\theta/2))$$

donde el ángulo polar está dado por:  $\theta = \tan^{-1}(p_T/p_z)$ .

Como hemos mencionado antes, en colisiones p-p sólo una pequeña fracción de los estados finales hadrónicos corresponden a jets de alto  $p_T$ . Para poder distinguir estos jets de aquellos productos del UE se utiliza una definición de cono. De esta manera, un jet es un conjunto de partículas cuyos vectores de momento se encuentran dentro de un cierto espacio angular en forma de cono. A continuación se describe el método con mayor detalle.

### 2.2.1. El algoritmo de cono

Muchos algoritmos diferentes se han implementado para determinar la formación de jets en colisionadores. El más básico de todos es el *algoritmo de cono*, el cual forma a los jets agrupando partículas cuyas trayectorias se encuentran dentro de cierto radio  $R$  en el espacio  $\eta \times \phi$ .

El algoritmo es el siguiente: empezando con un cono de eje arbitrario, se mide la energía de todas las partículas dentro de este para determinar su centroide de energía. Tomando este punto en  $\eta \times \phi$  como eje de un nuevo cono de prueba, se repite el procedimiento iterándolo hasta que se ha encontrado una solución estable, en donde el centroide de energía del cono coincide con su eje geométrico. Una vez que el eje final ( $\eta^C, \phi^C$ ) se ha encontrado, las partículas dentro del cono son aquellas que cumplen con:



$$\sqrt{(\eta^i - \eta^C)^2 + (\phi^i - \phi^C)^2} \leq R;$$

en cuyo caso un cono *estable* y posible jet satisface:

$$\eta^C = \frac{\sum_{i \in C} E_T^i \eta^i}{E_T^C}, \quad \phi^C = \frac{\sum_{i \in C} E_T^i \phi^i}{E_T^C},$$

donde

$$E_T^C = \sum_{i \in C} E_T^i.$$

Como primera aproximación, podemos identificar a estos conos estables y las partículas dentro de ellos como jets. Para completar el proceso se requiere de un esquema de recombinación (o regla de adición de momentos), como sigue:

$$\begin{aligned} E_T^{jet} &= \sum_{i \in jet=C} E_T^i, \\ \eta^{jet} &= \frac{1}{E_T^{jet}} \sum_{i \in jet=C} E_T^i \eta^i, \\ \phi^{jet} &= \frac{1}{E_T^{jet}} \sum_{i \in jet=C} E_T^i \phi^i. \end{aligned}$$

En la práctica, este algoritmo sencillo aún está incompleto, como veremos a continuación. Para reducir el tiempo requerido en el análisis se hace uso de un valor de energía denominado “semilla”, el cual determina el punto de energía por arriba del cual se iniciará la búsqueda de conos estables, en lugar de realizar el proceso en valores completamente aleatorios, con lo cual se mejora la eficiencia del proceso.

Finalmente, es importante mencionar que este algoritmo no resuelve el problema del traslape de dos o más jets. Por esta razón, dos conos estables que comparten un subconjunto de partículas pueden interpretarse erróneamente por el algoritmo como un único jet.

### Otros algoritmos de jets.

Otros algoritmos incluyen SIScone (Seedless Infrared Safe Cone algorithm) [22] y el algoritmo  $k_T$  [23]. SIScone es un algoritmo de cono que no utiliza un valor semilla para buscar jets, sino que considera absolutamente todos los conos estables. SIScone excluye los efectos de radiación suave en los eventos, mejorando la resolución de los jets. Los algoritmos comunes que buscan jets alrededor de semillas pueden equivocarse al conjuntar dos jets en uno solo debido a la presencia de

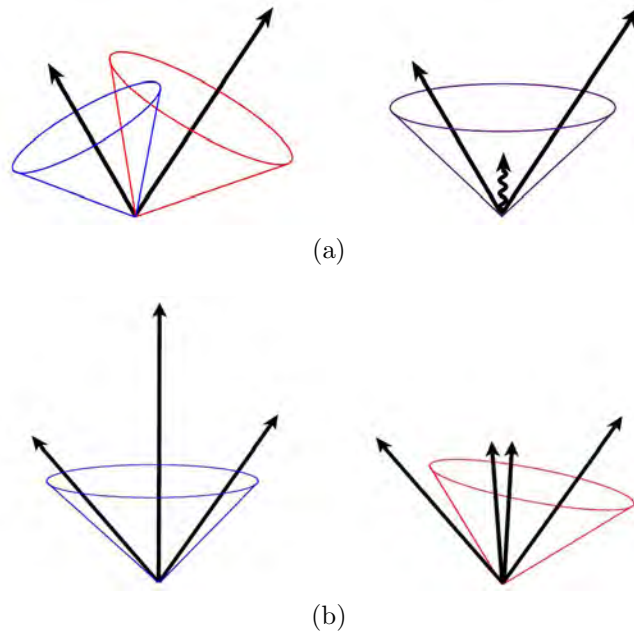


Figura 2.3: Ilustración de las desventajas del algoritmo de cono resueltas por los métodos SISCone y  $k_T$ . Las partículas se representan con flechas cuya longitud corresponde a su energía. En el algoritmo de cono los jets se forman a partir de conos alrededor de las partículas *semilla*. (a) La presencia de radiación suave entre dos jets puede causar una unión de ambos jets que no ocurriría en ausencia de esta radiación. (b) La división de la energía de la partícula líder de manera colineal puede causar una determinación errónea del jet debido a la jerarquía por  $E_T$  de las partículas semilla.

radiación suave entre ambos, como se ilustra en la figura 2.3(a). También resuelve los problemas de mala determinación de jets debido a una división colineal de la energía de la partícula líder, como se muestra en la figura 2.3(b).

El algoritmo  $k_T$  representa una clase diferente de métodos para la determinación de jets que funcionan definiendo una distancia entre partículas y realizando una recombinación sucesiva de parejas de partículas adyacentes. El algoritmo se detiene cuando las estructuras resultantes se encuentran demasiado separadas. Los algoritmos de esta clase difieren en la definición de distancia entre las partículas (o proto-jets)  $i$  y  $j$  de la siguiente manera:

$$d_{ij}^2 = \min(k_{T,i}^{2p}, k_{T,j}^{2p})[(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2]/R^2$$

con  $p = 1$  para el algoritmo  $k_T$ ,  $p = 0$  para el algoritmo Cambridge/Aachen y  $p = -1$  para el algoritmo anti- $k_T$  (donde  $k_T$  representa la energía transversa de las partículas y  $R \approx 1$  es análogo al radio en el algoritmo de cono). Estos algoritmos son

igualmente seguros ante los efectos colineales e infrarrojos descritos anteriormente.

### 2.3. Análisis de la estructura de los eventos

Las *variables de estructura del evento*<sup>5</sup> son una serie de observables que miden las propiedades geométricas del flujo de energía en estados de QCD. Se han estudiado principalmente en colisiones  $e^+e^-$  y en procesos de Dispersión Inelástica Profunda, tanto experimental como teóricamente. Como se calculan en términos de los hadrones finales, se pueden utilizar para estudiar correcciones por efectos de hadronización [24].

El análisis de la estructura del evento, o **ESA** por sus siglas en inglés (Event Shape Analysis), puede utilizarse para identificar eventos con topologías interesantes y determinar sin esfuerzo en cuáles de ellos hay jets presentes [25]. Esto es de gran utilidad en colisionadores como el LHC, donde el gran número de jets causa en ocasiones un traslape entre ellos.

Las variables de ESA se definen en el plano transversal para evitar contribuciones de la radiación frontal (partículas que viajan en la dirección del haz) y también están definidas sobre las partículas dentro de la aceptación de los detectores. A continuación se describen brevemente:

La variable *thrust* ( $T$ ) se define como:

$$T \equiv \underbrace{\max}_{\vec{n}_T} \frac{\sum_i |\vec{p}_T^{(i)} \cdot \vec{n}_T|}{\sum_i |\vec{p}_T^{(i)}|},$$

aunque es más común trabajar con la definición:

$$\tau \equiv 1 - T,$$

que se relaciona con la esfericidad del evento y cuyo rango va de 0 (para eventos con jets en direcciones opuestas) y  $1 - \frac{2}{\pi}$  (para eventos con una distribución uniforme de momentos).

La variable *recoil* ( $R$ ) es la suma vectorial del momento transversal:

$$R \equiv \frac{1}{\sum_i |\vec{p}_T^{(i)}|} \left| \sum_i \vec{p}_T^{(i)} \right|$$

y mide el balance de momento en el evento. Para el caso de *monojets* (donde sólo 1 jet ha caído en la aceptación del detector) se tiene  $R \rightarrow 1$ . Mientras que para dos jets en direcciones opuestas dentro de la aceptación se tiene  $R \rightarrow 0$ .

---

<sup>5</sup>*Event shapes.*

Finalmente, la *esfericidad transversa* ( $S_T$ ) está definida en términos de los eigen-valores  $\lambda_1 \geq \lambda_2$  del tensor de momento transverso<sup>6</sup>

$$S_{xy} = \frac{1}{\sum_i p_T^{(i)}} \sum_i \frac{1}{p_T^{(i)}} \begin{pmatrix} p_x^{(i)2} & p_x^{(i)} p_y^{(i)} \\ p_x^{(i)} p_y^{(i)} & p_y^{(i)2} \end{pmatrix}$$

de acuerdo con:

$$S_T \equiv \frac{2\lambda_2}{\lambda_2 + \lambda_1},$$

donde

$$S_T = \begin{cases} 0 \rightarrow \text{eventos con jets colineales} \\ 1 \rightarrow \text{eventos isotrópicos} \end{cases}$$

### 2.3.1. Esfericidad y multiplicidad

La figura 2.4 muestra un estudio de la esfericidad promedio en función de la multiplicidad para colisiones pp a 7 TeV en el LHC [27]. Puede observarse que el comportamiento de los eventos detectados en ALICE está en desacuerdo con los modelos de PYTHIA y PHOJET, excepto tal vez en el rango  $N_{ch} = 3-10$ , donde el ajuste ATLAS-CSC de PYTHIA reproduce adecuadamente las mediciones. Para multiplicidades más altas, las simulaciones basadas en PYTHIA alcanzan un valor máximo cercano a  $\sim 0.7$  y a partir de  $N_{ch} \approx 25$  muestran una ligera caída. En el caso de PHOJET la caída es aún más pronunciada.

El comportamiento de las mediciones en ALICE es tanto cualitativa como cuantitativamente diferente pues, a multiplicidades más elevadas, la esfericidad continúa incrementándose ligeramente, indicando eventos más isotrópicos en el plano transversal que lo predicho por los modelos. La discrepancia entre las mediciones de ALICE y los generadores llega a ser de hasta un 20-30 %, como se observa en la parte baja de la figura 2.4.

La caída en esfericidad de los modelos a alta multiplicidad se debe principalmente a los eventos duros, dado que en el caso de eventos suaves los modelos describen razonablemente bien las tendencias de los datos, con una variación menor al 10 % en todo el rango de multiplicidad [27].

Estos resultados nos han llevado a la conclusión de que los eventos generados en los modelos Monte Carlo parecen predecir una mayor producción de jets opuestos

<sup>6</sup>La matriz de momento transversal fue linealizada usando el  $p_T$  de cada *track* y la suma de momento transversal total. Esto garantiza que la esfericidad definida en términos de los eigen-valores sea libre de divergencias colineales. Esto se refiere a que la división de un partón en dos partones colineales modifica la contribución  $p_x p_y$  respecto a la que se obtendría si no hubiera división. El tener una cantidad libre de divergencias colineales e infrarojas hace posible que esta cantidad sea calculable usando técnicas perturbativas de QCD.

que lo que realmente se crea en las colisiones detectadas en ALICE (decreciendo así la esfericidad promedio), siendo este fenómeno más pronunciado conforme aumenta la multiplicidad de los eventos. Esta hipótesis se verá estudiada en el capítulo 4 y constituye la motivación principal de este primer trabajo.

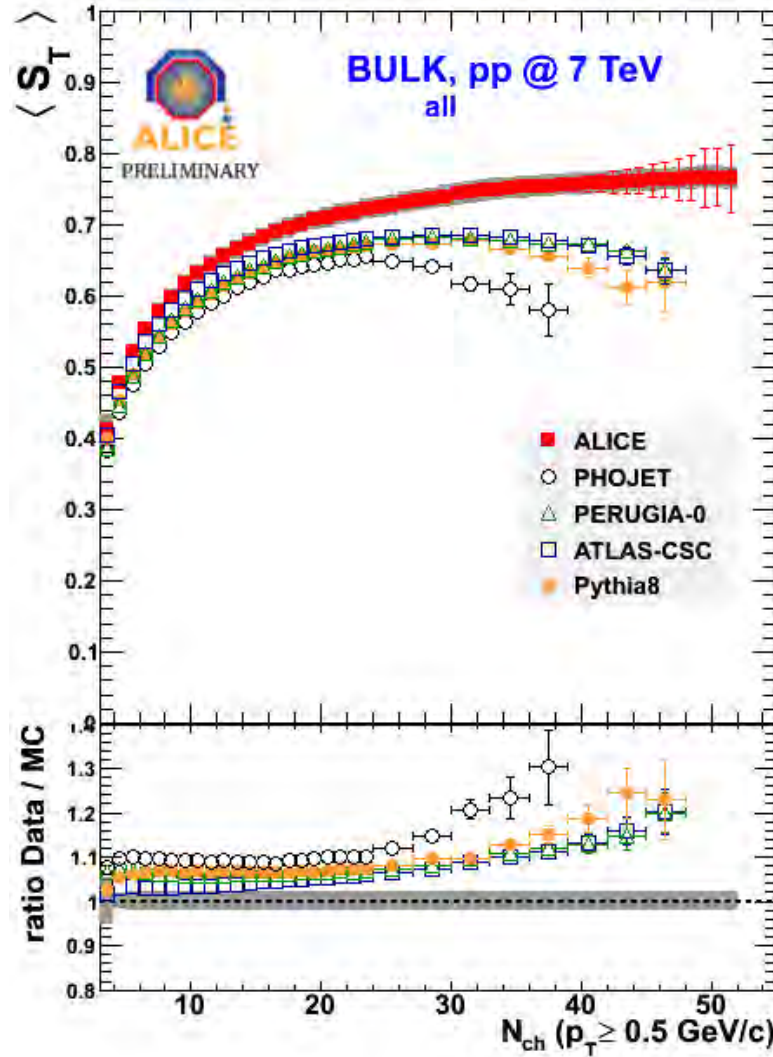


Figura 2.4: Esfericidad transversa promedio en función de la multiplicidad de partículas cargadas en colisiones p-p a  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ . Se presentan los resultados tanto de datos reales medidos en ALICE como de las simulaciones en modelos como PYTHIA y PHOJET. En el panel inferior se muestra la razón entre los datos reales y los simulados.

# Capítulo 3

## *Software* para Altas Energías

En la física de altas energías (FAE) actual existe una simbiosis muy fuerte con los sistemas computacionales en todos los niveles. Dada la complejidad de los fenómenos estudiados y las máquinas tan sofisticadas que deben implementarse, la simulación asistida por computadora es un elemento indispensable en la FAE. Las colisiones de partículas y la interacción de la radiación con la materia son simuladas de acuerdo a los modelos teóricos a la mano para poder diseñar y desarrollar lo mejor posible todos los elementos del experimento: desde aceleradores hasta detectores. En esta sección describo los *generadores de eventos* y los paquetes que simulan el *transporte de partículas*, elementos de software que crean un “laboratorio” en la computadora de ambiente controlado para asistir al estudio de colisiones de altas energías.

La cantidad de información registrada en el LHC y otros proyectos de FAE es de una magnitud sin precedentes. Elaborados paquetes de software se han desarrollado para reconstruir y analizar el enorme volumen de datos procedentes de las colisiones. A continuación también describo el ambiente *offline* del experimento ALICE creado para el tratamiento de información posterior a las colisiones en el LHC.

Y siendo una colaboración multinacional, ALICE (al igual que los demás experimentos del LHC) requiere de una red de transferencia e intercambio de datos nunca antes vista. Para ello se ha creado la *GRID*, una rejilla cibernética que interconecta centros de cómputo y procesamiento de datos en distintos países alrededor del mundo para, en conjunto, descifrar la información útil escondida entre los trillones de bytes extraídos de los detectores.

### 3.1. Generadores de eventos

A primera aproximación, todos los procesos en la física de partículas elementales tienen una estructura simple a nivel de interacciones entre los componentes

fundamentales de la naturaleza, es decir, quarks, leptones y bosones de norma. A partir de aquí se realizan correcciones subsecuentes al tomar en consideración efectos como: la emisión adicional de partículas finales (quarks, gluones, fotones) a partir de un partón inicial, conocidas como modificaciones de bremsstrahlung; correcciones ‘reales’ a orden superior correspondientes a diagramas de Feynman y, por último, el confinamiento de quarks y gluones, que juega un papel importante en el proceso de hadronización mediante el cual los partones con *color* se convierten en *jets* de hadrones. De esta manera, la estructura simple con la que se empezó se ha convertido en una hidra de mil cabezas, que hace de la comparación directa entre teoría y experimento una hazaña de dimensiones épicas.

Es aquí donde entran al rescate los llamados *generadores de eventos*, cuyo objetivo es utilizar computadoras para simular eventos resultantes de colisiones de partículas mediante métodos *Monte Carlo* con un detalle tan preciso como el que se observaría en un detector de partículas ideal. A continuación describo el principio del método Monte Carlo y profundizo en algunos de los generadores usados en FAE.

### 3.1.1. El método Monte Carlo

Los métodos de Monte Carlo son una clase de algoritmos computacionales que implementan el uso de procesos aleatorios para obtener cierto resultado. Estos métodos se utilizan generalmente para simular sistemas físicos y matemáticos. Generalmente se realizan mediante el uso de una computadora debido a su dependencia en el uso de números aleatorios o pseudo-aleatorios<sup>1</sup> y **son aplicados comúnmente cuando no es posible resolver el problema en cuestión de una manera exacta con algoritmos deterministas**. Para ejemplificar el método, presento a continuación una breve descripción del algoritmo denominado “Middle Square” para la generación de números pseudo-aleatorios:

El método “Middle Square” es un generador tipo Monte Carlo para crear una secuencia de números pseudo-aleatorios de  $n$  dígitos. Fue propuesto por primera vez en 1946 por John Von Neumann. El método es el siguiente: Se empieza con un número “semilla” de  $n$  dígitos, el cual se eleva al cuadrado. Se toman los  $n$  dígitos intermedios de la cifra resultante para conformar el siguiente número de la serie. Ahora se toma esta cifra y se eleva al cuadrado, se toman sus  $n$  dígitos centrales como el siguiente número de la serie y así sucesivamente. En la práctica este método no es muy adecuado pues por lo general tiene un periodo muy corto, como se observa en el siguiente ejemplo que inicia con el número semilla 2916:

---

<sup>1</sup>En la práctica, los números producidos por un generador tipo Monte Carlo son del tipo *pseudo-aleatorio*, evidenciando el hecho de que no forman una serie realmente aleatoria pues están completamente determinados por un pequeño conjunto de valores iniciales dentro del algoritmo.

$$\begin{aligned}
2916^2 &= 08503056 \\
5030^2 &= 25300900 \\
3009^2 &= 09054081 \\
0540^2 &= 00291600 \\
2916 &= \text{cifra inicial}
\end{aligned}$$

Como se acaba de ver, los generadores de números pseudo-aleatorios tienen cierta periodicidad (es decir que después de cierta cantidad de números formados estos se empiezan a repetir). Un buen generador se busca de manera que su algoritmo permita la creación de una secuencia de valores cuya longitud máxima sea suficientemente grande (no como en el ejemplo anterior) para no repetir números dentro del rango requerido (en FAE esta longitud debe ser de miles de números).

Como ya se mencionó, el método Monte Carlo es ampliamente usado en la física de partículas en los generadores de eventos. Éstos son herramientas computacionales que utilizan los números pseudo-aleatorios para simular los eventos que acontecen en las colisiones de partículas en aceleradores como el LHC.

Entre las aplicaciones principales de los generadores de eventos se encuentran: sugerir una idea de qué tipo de procesos pueden llevarse a cabo durante una colisión; ayudar en la planeación de un nuevo detector al optimizar su eficiencia para la búsqueda de nuevos fenómenos; estimar la aceptación del detector que debe aplicarse a los datos primarios con el fin de extraer una señal física limpia; interpretar convenientemente los fenómenos observados en una teoría fundamental (por lo general el Modelo Estándar).

### 3.1.2. PYTHIA y PHOJET

En la simulación de colisiones hadrón-hadrón a altas energías, los generadores de eventos normalmente combinan la información de pQCD con aproximaciones fenomenológicas para simular en su mayor parte la componente *suave* de las colisiones (el llamado *underlying event* y la baja producción en  $p_T$ ). Típicamente, los generadores de eventos contienen una simulación de los siguientes aspectos de una colisión:

- Las partículas de cada haz en colisión se caracterizan por un conjunto de distribuciones partónicas que definen la estructura de los partones en cuanto a su composición de sabor y distribución de energía. Estos partones pueden sufrir ramificaciones del estilo  $q \rightarrow qg$  para producir una *cascada de estado inicial*, de donde los partones resultantes interactúan con los provenientes del otro haz incidente en un *proceso duro*. La naturaleza de este proceso define las características del evento. Los partones resultantes del proceso pueden a su vez crear ramificaciones que producen las *cascadas de estado final*.



- Además del proceso duro, otras interacciones suaves y semiduras pueden ocurrir entre los partones restantes de los hadrones incidentes. Al dejar de lado a los partones interactuantes, queda un remanente de haz con una estructura interna y una carga de color neta relacionada con el resto del estado final.
- En el estado final no se observan quarks ni gluones, sino hadrones de color neutro, debido al mecanismo de confinamiento de QCD. Muchos de los hadrones producidos son inestables y decaen a su vez en otras partículas.

En mi trabajo he utilizado datos simulados con PYTHIA [28] y PHOJET [29] para ser comparados con los datos reales registrados por ALICE. A continuación una breve descripción de estos generadores:

**PYTHIA.** Uno de los generadores de eventos más usados en la física de altas energías es PYTHIA. Es un programa que se enfoca en la producción de partículas derivadas de la colisión de otras partículas elementales. En particular se refiere a las interacciones duras en colisionadores  $e^+e^-$ , pp y ep, tomando esto como su punto de partida, lo cual se complementa con modelos sofisticados que incorporan las interacciones hadrónicas suaves.

El objetivo de PYTHIA es proveer una representación fiel de las propiedades de eventos en un amplio rango de reacciones, dentro y más allá del Modelo Estándar, con énfasis en aquellos donde las interacciones fuertes juegan un papel principal para producir estados finales de múltiples hadrones. PYTHIA está equipado con un gran repositorio de procesos duros y modelos para simular las radiaciones inicial y final, las interacciones múltiples partón-partón, los remanentes del haz y decaimientos de partículas.

Se ha dado a conocer una extensa bibliografía sobre todos los elementos del programa, desde comandos, parámetros, subrutinas y funciones, así como bases de datos de partículas y procesos, con lo cual el usuario puede modificar las tareas del generador de acuerdo al tema de su interés.

**PHOJET** El generador de eventos PHOJET se basa en el “Dual Parton Model”, modelo que se fundamenta en la producción suave de partículas como una característica dominante en la mayoría de los eventos en colisiones de altas energías. Debido a que los procesos suaves no conllevan grandes transferencias de momento transversal, no pueden aplicarse expansiones de QCD perturbativa en estos eventos.

Al igual que PYTHIA, PHOJET aborda la descripción de colisiones hadrónicas a través de una componente suave y otra dura, pero a diferencia del primero, PHOJET inicia la generación de eventos describiendo la componente suave de

las interacciones hadrón-hadrón, fotón-hadrón o fotón-fotón a altas energías. La componente dura, calculada vía pQCD a nivel partónico, es introducida posteriormente para complementar la simulación.

También PHOJET está mucho más restringido en la manipulación de los parámetros por parte del usuario con respecto a PYTHIA.

## 3.2. Transporte de partículas

Para una completa simulación de los experimentos es necesario poder emular el paso de las partículas producidas por los generadores a través de los distintos detectores. Para esto se han desarrollado paquetes de transporte de partículas tales como GEANT [31].

GEANT3 (y más recientemente GEANT4) es un software diseñado para describir el paso de las partículas elementales por la materia mediante métodos Monte Carlo. El nombre es un acrónimo de “GEometry ANd Tracking”.

El software permite realizar las siguientes tareas:

- Describir un experimento mediante una estructura de volúmenes geométricos. A cada volumen se le asigna un *medio* que hace referencia al material del cual está hecho.
- Implementar eventos simulados a través de generadores Monte Carlo.
- Transportar las partículas a través de los diferentes elementos del experimento, tomando en cuenta la geometría y fronteras de los volúmenes al igual que los efectos físicos de acuerdo a la naturaleza de las partículas así como sus interacciones con la materia y el campo magnético.
- Registrar las trayectorias de las partículas y la respuesta de los detectores.
- Visualizar los detectores y las trayectorias de las partículas.

GEANT fue desarrollado originalmente en CERN para su uso en FAE y hoy en día tiene aplicaciones en otras áreas como medicina, biología y astronáutica.

## 3.3. ALICE *Offline*

El experimento ALICE cuenta con una infraestructura digital denominada “offline”<sup>2</sup> cuyo objetivo es el de reconstruir y analizar los datos de física obtenidos

---

<sup>2</sup>Se denomina *offline* pues consiste del procesamiento de datos o su simulación en un momento distinto al tiempo real en que se llevan a cabo las colisiones físicas en el acelerador.

de las interacciones simuladas y reales en el LHC. También la optimización de los detectores depende de una cadena confiable de simulación.

El desarrollo de la infraestructura *offline* de ALICE comenzó en 1998 habiéndose reconocido ya que la nueva generación de programas estarían basados en la técnica de *objetos* (OO)<sup>3</sup>, en su sentido informático. Un gran número de proyectos se iniciaron para reemplazar las librerías de CERN en lenguaje FORTRAN por productos OO.

ALICE decidió moverse por completo al lenguaje de programación C++, mientras que los demás experimentos del LHC mantuvieron dos líneas de desarrollo de software, uno basado en FORTRAN CERNLIB y otro basado en la nueva generación de productos OO en C++. ALICE no tomó la misma estrategia al contar con un grupo más reducido que los otros en esta área. Esta decisión llevó al grupo del ALICE *offline* a desarrollar sus paquetes de programación en el ambiente del sistema ROOT [30], el cual es ahora el software estándar en FAE y de amplio uso en CERN.

### 3.3.1. ROOT

ROOT [30] es un marco de programación<sup>4</sup> OO de nueva generación con aplicaciones para el manejo de datos a gran escala. Provee un ambiente para el desarrollo de paquetes de software para la generación de eventos, simulación de detectores, reconstrucción de eventos, adquisición de datos y análisis.

El usuario interactúa con ROOT a través de una interfaz gráfica, la línea de comandos o códigos denominados *macros*. El lenguaje de programación es C++ y los macros pueden compilarse y enlazarse dinámicamente.

La arquitectura de ROOT consiste de una herarquía de clases con una cantidad actual de alrededor de 650 clases agrupadas en 40 librerías divididas en 20 categorías. La herarquía se organiza en una sola librería, es decir, la mayoría de las clases provienen de una clase base denominada TObject.

ROOT se usa ampliamente en la Física Nuclear y de Partículas, especialmente en la mayoría de los laboratorios grandes de Estados Unidos (Fermilab, Brookhaven, SLAC) y Europa (CERN, DESY, GSI). Aunque inicialmente desarrollado

---

<sup>3</sup>*Object-Oriented programming*. Los *objetos* son estructuras de código que consisten de datos y métodos junto con sus posibles interacciones. La programación de este tipo tiene una estructura de módulos donde se encuentran los datos y que pueden ser invocados mediante los *métodos* (funciones que obtienen o modifican los datos que controlan). En contraste, la programación no orientada hacia objetos consiste de largas líneas de código que pueden incluir subrutinas o funciones que llevan a cabo cierta tarea. Este tipo de programación tiene el defecto que pequeños errores de código pueden generar problemas a gran escala dentro de los programas, problema que se resuelve en la programación OO gracias a su división modular justamente en estos *objetos*.

<sup>4</sup>Se denomina *framework* a un conjunto de herramientas de software que permiten el procesamiento de datos.

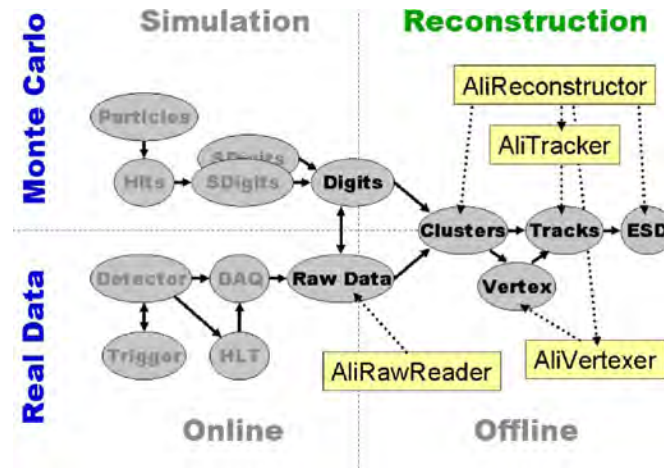


Figura 3.1: Esquema general de la reconstrucción de datos en AliRoot, ya sea de eventos generados o reales.

en el contexto de la física de partículas, puede implementarse igualmente bien en otras áreas donde el procesamiento de grandes cantidades de datos es necesario, como astronomía, biología, genética, finanzas, etc.

### 3.3.2. AliRoot

AliRoot [32] es el ambiente de trabajo para el experimento ALICE basado en ROOT. El papel de AliRoot es realizar los pasos necesarios para llevar a cabo la simulación, reconstrucción y análisis de datos que emulen los eventos registrados por los detectores de ALICE en colisiones del LHC y, en el caso de datos reales, realizar los últimos dos pasos mencionados. El marco general del proceso, que se muestra esquemáticamente en la figura 3.1, es el siguiente:

- **Monte Carlo:** La colisión es simulada por un generador de eventos (como PYTHIA), generando archivos `kinematics.root` y `galice.root` que contienen toda la información sobre la cinemática de las partículas generadas (tipo, momento, carga, proceso de producción, decaimientos).
- **Hits:** Las partículas generadas se propagan a través de los diversos detectores mediante el *paquete de transporte* (transport package) GEANT3, que simula la interacción de éstas con el material del detector y produce los llamados *hits*, que en la terminología de ALICE se refiere al depósito de energía en un punto determinado. Los *hits* contienen también información sobre las partículas que los han generado (“track labels”).

- **Digitalización:** Se refiere al proceso mediante el cual los *hits* se traducen a dígitos, que se dividen en dos tipos: los **summable digits**, equivalente a los “datos crudos” (*raw data*) donde se toma en cuenta la función de densidad de probabilidad condicional (función de respuesta del detector) de observar una señal cuando una partícula es detectada; y los **digits**, que contienen la misma información del *raw data* pero en estructuras de ROOT. Los *digitos* son a su vez formateados de acuerdo a la salida de la electrónica y el sistema de adquisición de datos (DAQ), dando como resultado los datos que representan la salida digital del detector ALICE.

Una vez terminada la simulación de eventos se sigue con el proceso de **reconstrucción**, que es válido tanto para eventos generados como para eventos captados a partir de colisiones reales.

- **Clusters:** Una partícula, al interactuar con el detector, usualmente deja una señal en varios elementos de detección adyacentes espacial o temporalmente. Los *digitos* respectivos son combinados para formar lo que se llama un *cluster*, que consiste en un conglomerado de información que permite extraer la posición o el tiempo exacto de la partícula que atraviesa el detector y reducir el ruido.
- **Reconstrucción de trazas:** El proceso de reconstrucción toma la información de los *clusters* para reproducir las trazas (“**tracks**”) de la partícula en su paso por los detectores. La traza es un conjunto de cinco parámetros (tales como la curvatura y los ángulos respecto de los ejes coordenados) de la trayectoria de la partícula. La reconstrucción incluye también el cálculo del vértice de la interacción. La cadena completa de reconstrucción de trazas en ALICE inicia con una búsqueda de trazas en la TPC desde el exterior, siguiendo hacia adentro para encontrar coincidencias con la capa exterior del ITS donde se hace una primera estimación de los parámetros de ajuste y la matriz de covariancia (representación de las incertidumbres del ajuste y sus correlaciones). Después sigue las trazas desde el interior del ITS de vuelta hacia la TPC, pasando por el TRD, TOF, HMPID y PHOS para realizar un reajuste de los parámetros. Por último se hace un nuevo ajuste de la traza desde afuera hacia adentro para obtener los parámetros en el vértice.

Dentro de la aceptación geométrica del sistema central de detectores ( $|\eta| < 1$ ), la reconstrucción combinada de trazas entrega una eficiencia de alrededor del 90%. La resolución del momento es de entre 1 y 2.5% para  $p_T$  de hasta 10 GeV/c y la resolución angular es de  $\phi = 0.2$  mrad o incluso menor para partículas con muy altos momentos. La posición del vértice primario

en colisiones pp tiene una resolución promedio (pues depende de la multiplicidad del evento) de  $60 \mu m$  en las coordenadas transversales y de  $90 \mu m$  en  $z$ .

- Identificación de partículas:** Una vez hecha la reconstrucción, los detectores de ALICE pueden identificar partículas con momento desde  $0.1 \text{ GeV}/c$  hasta  $10 \text{ GeV}/c$ . Esto se logra mediante la combinación de la información del ITS, TPC, TRD, TOF y HMPID. La identificación de partículas en ALICE sigue un enfoque *Bayesiano*<sup>5</sup>, que es la forma más eficaz de combinar la información obtenida en distintos rangos de momento y de naturaleza diferente (como son  $dE/dx$ , radiación Cherenkov, tiempo de vuelo y radiación de transición)<sup>6</sup>.

<sup>5</sup>Para entender el método Bayesiano de PID tenemos que el Teorema de Bayes es el siguiente: Se tiene un conjunto de  $k$  sistemas  $H_1, H_2, H_3, \dots, H_k$ . Se elige uno al azar y se realiza un experimento, obteniendo el resultado  $A$ . Uno se pregunta ¿cuál es la probabilidad de que se haya seleccionado el sistema  $H_l$  dado el resultado obtenido?

Sean:

- $P\left\{\frac{H_l}{A}\right\}$  la probabilidad de tener el sistema  $H_l$  dado el resultado  $A$ .
- $P\{A H_1\}$  la probabilidad de tener el sistema  $H_1$  y el resultado  $A$ .
- $P\{A\}$  la probabilidad total de obtener el resultado  $A$ .

Entonces:

$$P\left\{\frac{H_l}{A}\right\} = \frac{P\{A H_1\}}{P\{A\}}.$$

Pero se tiene que:

- $P\{A\} = \sum_{j=1}^k P\left\{\frac{A}{H_j}\right\} P\{H_j\},$

- $P\{A H_1\} = P\left\{\frac{A}{H_1}\right\} P\{H_1\},$

donde  $P\left\{\frac{A}{H_l}\right\}$  es la “probabilidad directa” de obtener  $A$  dado el sistema  $H_l$ .

Así, el teorema de Bayes da la llamada “probabilidad inversa”, que es de la forma:

$$P\left\{\frac{H_l}{A}\right\} = \frac{P\left\{\frac{A}{H_l}\right\} P\{H_l\}}{\sum_{j=1}^k P\left\{\frac{A}{H_j}\right\} P\{H_j\}},$$

donde, si  $H_j$  son las causas del resultado  $A$ ,  $P\left\{\frac{H_l}{A}\right\}$  es la probabilidad de las causas.  $P\{H_j\}$  es conocida como la probabilidad “a priori” de  $H_j$ .

<sup>6</sup>El PID a la Bayes lo podemos ejemplificar de la siguiente manera:

Sea  $r\left\{\frac{s}{i}\right\}$  la función de densidad de la probabilidad condicional de observar en un detector la

Una vez terminada la reconstrucción, toda la información antes mencionada se guarda como un objeto del tipo AliESD (Event Summary Data) en un archivo de nombre `AliESDs.root`, al cual se puede acceder y cuya información se puede manipular para realizar todo el análisis de datos que se requiera.

### 3.4. La GRID

Al concluir el siglo XX las telecomunicaciones y redes de información alcanzaron un nivel extraordinario de desarrollo cuyas aplicaciones mejoraron dramáticamente la colaboración entre personas alrededor del mundo. En 1989, trabajando en CERN, el científico en informática Tim Berners-Lee inició la creación de la red ahora conocida como *World Wide Web* [33], un sistema interconectado de documentos de *hipertexto* accedidos a través del Internet. El desarrollo de la red surgió por la necesidad de los científicos en CERN de compartir información relacionada con los experimentos de altas energías. En poco tiempo se volvió una herramienta que en la actualidad abarca todos los aspectos de nuestras vidas.

Hoy en día los científicos nos enfrentamos con un nuevo problema: poder de cómputo limitado. Tanto físicos como biólogos y meteorólogos necesitan realizar cálculos de gran peso computacional que involucran una enorme cantidad de datos. Aunque las computadoras se han vuelto cada vez más poderosas, las necesidades actuales del progreso científico exceden las capacidades de máquinas individuales.

señal  $s$  si se detecta una partícula del tipo  $i$  ( $i = e, \mu, \pi, K, p$ ). De acuerdo al teorema de Bayes, la probabilidad de detectar una partícula del tipo  $i$  al observarse la señal  $s$ ,  $w \left\{ \frac{i}{s} \right\}$ , no solo depende de  $r \left\{ \frac{s}{i} \right\}$  sino también de la frecuencia con la que este tipo de partícula es producida en el proceso en cuestión (llamada la probabilidad “a priori”  $C_i$  de observar la partícula en el experimento). La relación cumple la siguiente ecuación:

$$w \left\{ \frac{i}{s} \right\} = \frac{r \left\{ \frac{s}{i} \right\} C_i}{\sum_{k=e,\mu,\pi,p} r \left\{ \frac{s}{k} \right\} C_k}.$$

En general  $C_i$  y  $r \left\{ \frac{s}{i} \right\}$  no están correlacionados, de tal manera que se puede contar con las siguientes aproximaciones:

- Las funciones  $r \left\{ \frac{s}{i} \right\}$  reflejan únicamente propiedades del detector (“funciones de respuesta del detector”) y no dependen de condiciones externas.
- Las cantidades  $C_i$  (“concentraciones relativas” de partículas del tipo  $i$ ) no dependen de las propiedades del detector sino de las condiciones externas del proceso físico estudiado.

Así, el procedimiento de identificación de partículas (PID) puede resumirse como sigue: primero se obtiene la función de respuesta del detector y un valor  $r \left\{ \frac{s}{i} \right\}$  es asignado a cada *traza*. Después se estiman las concentraciones relativas  $C_i$  de las especies de partículas para un subconjunto de eventos seleccionados en un análisis físico dado. Por último se calcula la probabilidad  $w \left\{ \frac{i}{s} \right\}$  para cada *traza* del subconjunto, conocida como la *función de peso* (PID weight).

Para resolver este problema los científicos han desarrollado una nueva herramienta conocida como la GRID. Así como la red permite la transferencia de información a través del internet, la GRID permite compartir el poder de cómputo, procesamiento y recursos como almacenamiento, bases de datos y aplicaciones de software.

La computación tipo *grid* surgió en Estados Unidos desde hace ya varios años, pero es en CERN donde se viene desarrollando la más grande grid computacional del mundo, denominada WLCG (Worldwide LHC Computing Grid). Es con esta herramienta que los usuarios realizamos la mayor parte del análisis de datos de los experimentos del LHC.

La WLCG está compuesta por cuatro niveles, o “Tiers”, compuestas por los centros de cómputo. Llamados Tier 0, Tier 1, Tier 2 y Tier 3, cada nodo se encarga de procesar, almacenar y analizar toda la información del LHC que se reparte entre ellos.

El Tier 0, que está en CERN, da soporte a la GRID y recibe los datos en bruto de los experimentos del LHC. El CERN, mediante este nodo 0, custodia, analiza y almacena gran parte de esta información. Una porción de los datos generados en el LHC se distribuye a los Tier 1.

Los Tier 1 también dan soporte computacional a la plataforma informática GRID, mientras reciben, analizan, almacenan y custodian parte de la información que reciben desde el CERN. **En México, la UNAM trabaja en la puesta en marcha de un Tier 1 en la Dirección General de Cómputo y de Tecnologías de Información y Comunicación (DGTIC), en colaboración con el ICN.** Su labor será distribuir parte de su información a los Tier 2, los cuales sólo analizan y almacenan parte de los datos totales. Esto representa una gran responsabilidad para la UNAM como colaborador de este megaproyecto internacional.

Finalmente, el nodo o Tier 3 colabora también con el procesamiento de los datos. La estructura construida a través de los distintos niveles o Tiers evita la pérdida de información en los equipos que llegaran a dañarse y se aceleran los procesos de análisis de los datos generados en el LHC.

En el experimento ALICE se ha desarrollado el ambiente AliEn (ALICE Environment) [34] mediante el cual los usuarios interactuamos con la GRID para realizar nuestros trabajos, como los de esta tesis.





# Capítulo 4

## Resultados I

Uno de los algoritmos de cono implementados en el marco de análisis de jets en ALICE (JETAN) es el `AliUA1JetFinder`, el cual se basa en el algoritmo desarrollado para el experimento UA1 en CERN [35] siguiendo los principios descritos en la sección 2.2.1. Primero, las trazas reconstruidas en el ITS y TPC, con energía transversa  $E_T$ , son proyectadas sobre una cuadrícula en el espacio  $\eta \times \phi$ . La búsqueda de jets empieza con las trazas cuyo valor de  $E_T$  excede el valor inicial (semilla) `SetEtSeed()`. Una vez que se ha encontrado un cono estable de radio `SetRadius() = R`, si la energía total de todas las trazas dentro de este es mayor al valor mínimo `SetMinJetEt()`, el jet es clasificado como válido y agregado a la lista de jets del evento.

Los parámetros relevantes del algoritmo que implementé mediante la clase `AliUA1JetHeader` para mi análisis se encuentran enlistados en la tabla 4.1.

**La muestra de datos que usé para mi análisis** fue el periodo LHC10d de ALICE, el cual corresponde a colisiones pp a  $\sqrt{s} = 7$  TeV. De igual manera, tomé las simulaciones reconstruidas correspondientes de PYTHIA (ajuste Perugia-0) del periodo LHC10f6a y PHOJET [29], periodo LHC10f6.

Parámetro	Descripción	Valor
<code>SetRadius()</code>	Radio del Jet	0.4
<code>SetEtSeed()</code>	$E_T$ mínimo por <i>traza</i> para iniciar la iteración	4.0
<code>SetMinJetEt()</code>	Valor mínimo de $E_T$ por jet	5.0
<code>SetEtaMin()/SetEtaMax()</code>	Rango de aceptación en $\eta$ del jet	-0.5 / +0.5
<code>BackgMode()</code>	Modo de sustracción de fondo	0

Cuadro 4.1: Valores de parámetros importantes que implementé en el algoritmo de cono UA1.

**Para la formación de jets** con el algoritmo de cono he elegido básicamente los parámetros estándar usados por los analistas de la colaboración ALICE. El radio del cono  $R = 0.4$  y el valor máximo para el centroide del jet  $|\eta| < 0.5$ , aseguran que este esté completamente contenido dentro de la aceptación de los detectores de ALICE para una medición precisa de su posición y energía. La figura 4.1 muestra varios eventos donde se ilustra el desempeño del algoritmo de cono en la identificación de jets. Las partículas (representadas por cuadros cuya área es proporcional a su energía) se han mapeado en el espacio  $\eta \times \phi$ . El centroide del jet se ilustra coloreado (donde el color indica la energía del jet de acuerdo a la escala a la derecha de las figuras) y un círculo de radio  $R = 0.4$  se ha dibujado para ilustrar el dominio de cada jet. En las figuras 4.1a y 4.1b se ejemplifican dos eventos en los que aparecen 3 jets, mientras que las figuras 4.1c y 4.1d corresponden a eventos donde se han reconstruido 5 jets.

## 4.1. Macros para el análisis de jets

Para hacer el estudio de la formación de jets en colisiones de ALICE implementé una serie de códigos escritos en C++ dentro del marco de AliRoot llamados *macros*.

El código principal que utilicé se llama `AnalysisTrainPWG4Jets.C`. Es una modificación del macro del mismo nombre preestablecido dentro del paquete de macros del grupo de trabajo PWG4 de la colaboración ALICE. Aquí establecí los parámetros requeridos para mi análisis, tales como el uso de la GRID para realizar mis trabajos, el análisis de ESDs o AODs, el nombre de mi trabajo (*job*), versión de ROOT y AliRoot, tratamiento de datos reales o simulados MC y básicamente todas las indicaciones para realizar los *jobs* en la GRID. Dentro de este macro llamo a otro llamado `AddTaskJets.C` en el cual fijo todos los parámetros para la búsqueda de jets, empezando por pedir el algoritmo de cono y todos los valores que se muestran en la tabla 4.1.

Finalmente, en el macro `AddTaskJets.C` llamo un código especial denominado *task* con el nombre `DanAnalysisTaskJets.cxx`, el cual registra los eventos y el número de jets en cada uno de ellos y crea los histogramas de acuerdo al análisis que deseo realizar.

## 4.2. Estudio de jets en bins de multiplicidad

La motivación de mi trabajo con jets se presentó en la sección 2.3.1. Las diferencias notables en la esfericidad promedio entre datos de ALICE y simulaciones MC nos llevaron a la hipótesis de que en el segundo caso se generan un mayor número de eventos con jets que en el primero, donde la topología del evento es

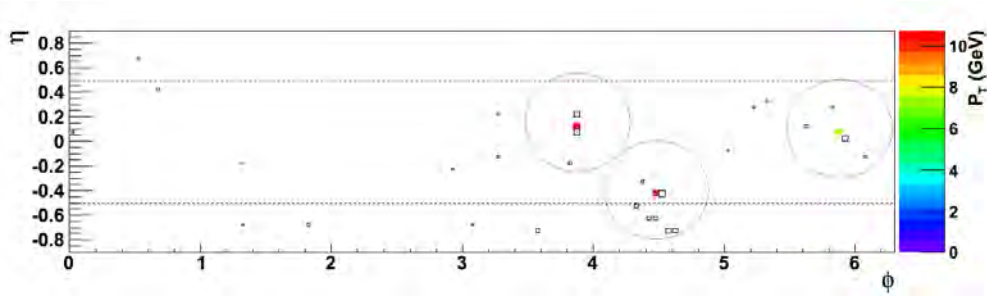
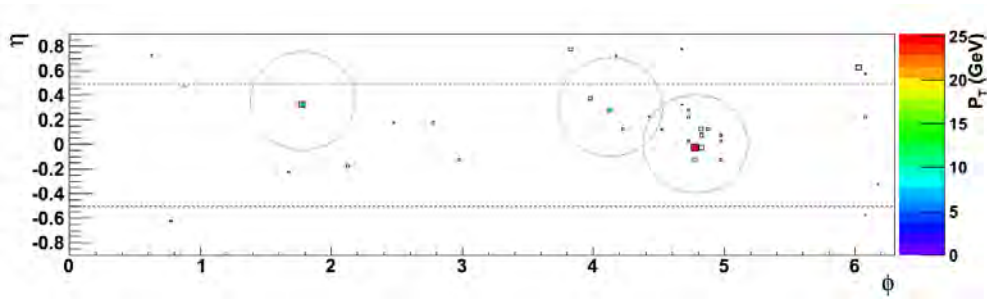
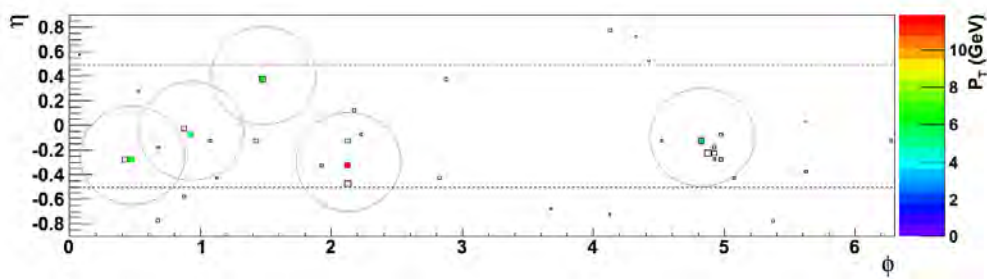
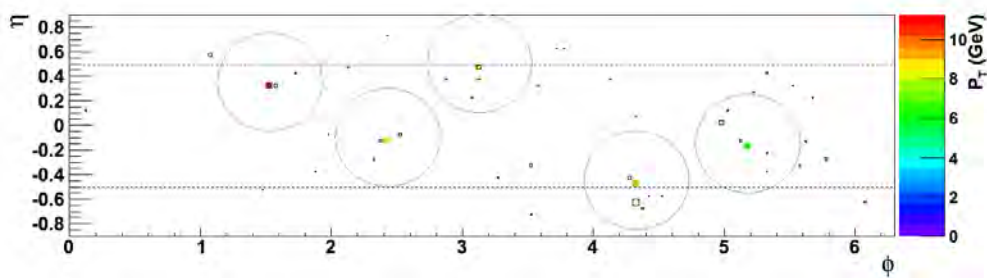
(a) Jets en el evento:  $N_{jets} = 3$ .(b) Jets en el evento:  $N_{jets} = 3$ .(c) Jets en el evento:  $N_{jets} = 5$ .(d) Jets en el evento:  $N_{jets} = 5$ .

Figura 4.1: Distribución en  $\eta \times \phi$  de los jets de un evento y las partículas que los conforman. La escala de colores indica la energía del jet, mientras que el tamaño de cada recuadro representa la energía de la partícula. Se muestra el radio  $R = 0.4$  de cada jet para ilustrar el tamaño del cono usado para su construcción.

más isotrópica. Para probar esto, mi análisis consiste en registrar el número de jets por evento, separando los eventos en bloques (bines) dependiendo de su multiplicidad de partículas cargadas. Con esto buscamos reproducir el comportamiento observado en la figura 2.4, relacionando la esfericidad promedio con el número de jets promedio.

La tarea `DanAnalysisTaskJets.cxx`, para cada evento, cuenta el número de jets y llena un histograma para cada bin de multiplicidad. La figura 4.2 muestra los histogramas para número de jets en los siguientes bloques de multiplicidad: (a) 3-10, (b) 10-15, (c) 15-20, (d) 20-25, (e) 25-30, (f) 30-35, (g) 35-40, (h) 40-45. Los resultados se muestran para ALICE y simulaciones (reconstruidas) en PYTHIA y PHOJET.

En la figura 4.2 se puede ver que en efecto los generadores MC registran más eventos con múltiples jets que ALICE. Esta discrepancia entre simulaciones y datos reales es cada vez más notoria conforme aumenta la multiplicidad del evento. También es claro que este incremento es aún más pronunciado en PHOJET. Para observar más claramente el efecto, en la figura 4.3 muestro el número promedio de jets en función de la multiplicidad de los eventos y en el gráfico inferior la razón entre datos de ALICE y los generadores PYTHIA y PHOJET.

El espectro de  $p_T$  de los jets se muestra en la figura 4.5, nuevamente para distintos bines de multiplicidad. De igual manera se observa que la energía transversa de los jets creados por MC es mayor que la registrada en ALICE. La figura 4.6 presenta el  $p_T$  promedio en función de la multiplicidad.

Las figuras 4.7 y 4.8 muestran las distribuciones de los jets en  $\eta$  y  $\phi$  respectivamente. Puede observarse que en todos los bines de multiplicidad ambos espectros son constantes en función de la coordenada angular, lo cual nos indica que los jets están uniformemente distribuidos en el espacio y no hay una dirección privilegiada para su creación.

### 4.3. Discusión

Los resultados presentados en las figuras 4.2- 4.6 satisfacen la hipótesis con la que iniciamos el trabajo: la caída en esfericidad transversa observada en la figura 2.4 para los generadores MC se debe a una mayor producción de jets conforme la multiplicidad de los eventos se incrementa. La figura 4.4, donde presento la razón del número de jets entre generadores y datos reales, ilustra cómo los generadores producen muchos más eventos de dijets. Esto ciertamente reduce la esfericidad promedio pues este tipo de eventos (dijets y monojets) tienen un valor  $S_T \approx 0$ . Mientras tanto, a mayor multiplicidad, los datos de ALICE muestran más eventos sin jets, eventos casi isotrópicos en el plano transversal con  $S_T \approx 1$ . Esto explica muy bien el hecho de que la esfericidad promedio continúe con una ligera

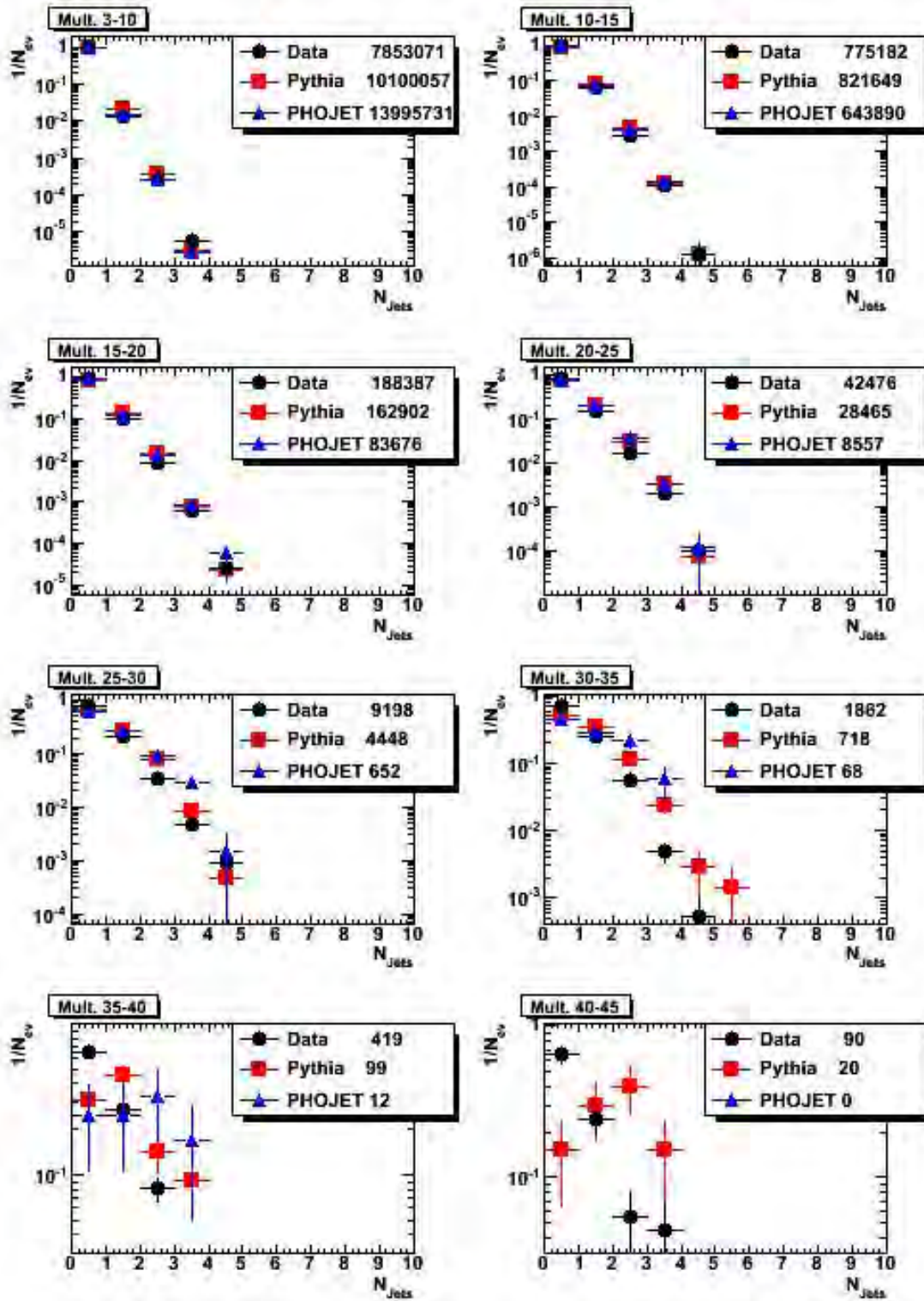


Figura 4.2: Distribuciones del número de jets por evento para distintos bloques de multiplicidad de partículas cargadas.

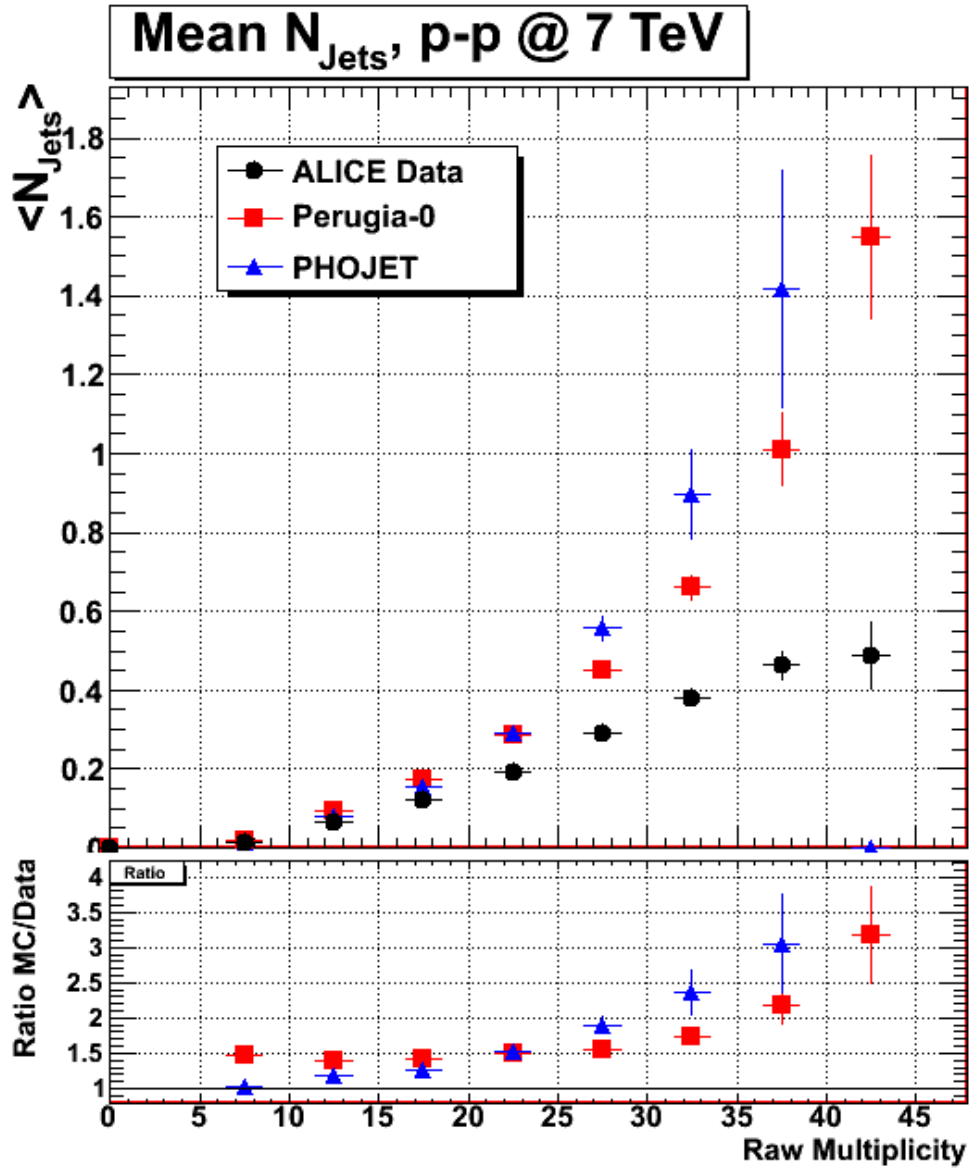


Figura 4.3: Número promedio de jets en función de la multiplicidad de los eventos para datos de ALICE y simulaciones en PYTHIA y PHOJET. Abajo se muestran las razones de los datos en ALICE con los diferentes generadores MC.

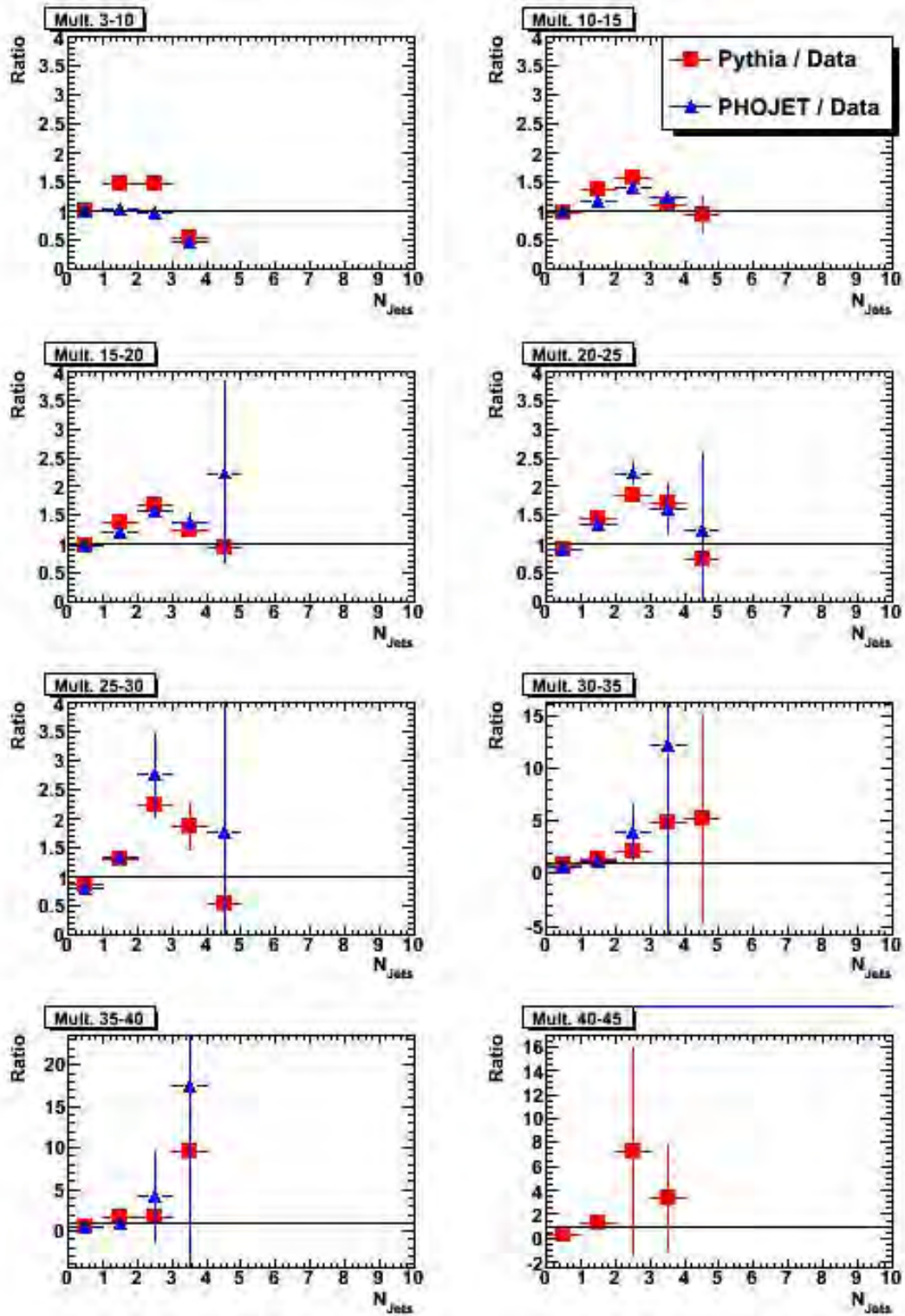


Figura 4.4: Razón del número de jets por evento para datos de ALICE y los generadores PYTHIA y PHOJET en distintos bloques de multiplicidad de partículas cargadas.



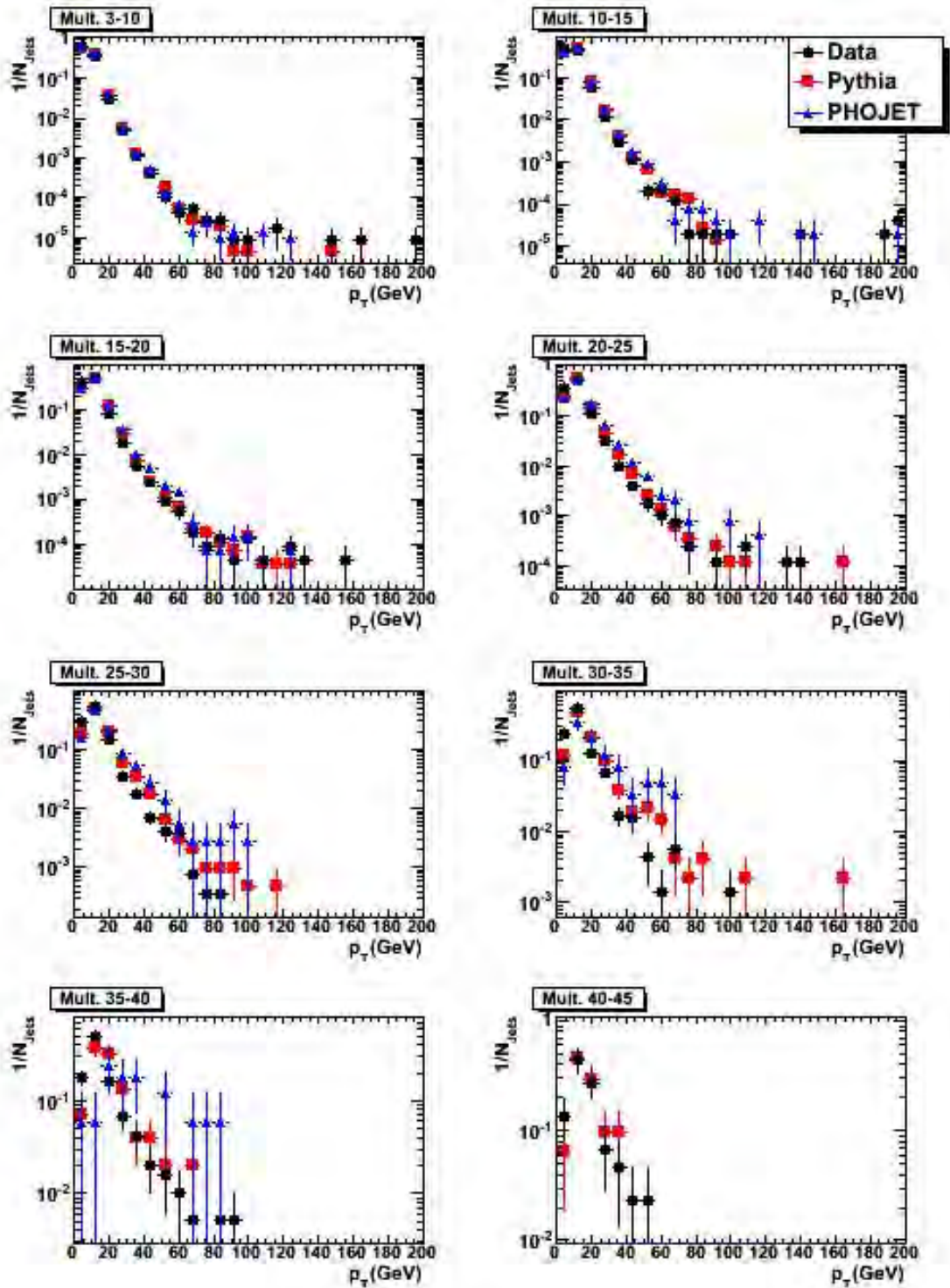


Figura 4.5: Distribuciones de  $p_T$  de los jets para distintos bloques de multiplicidad de los eventos.

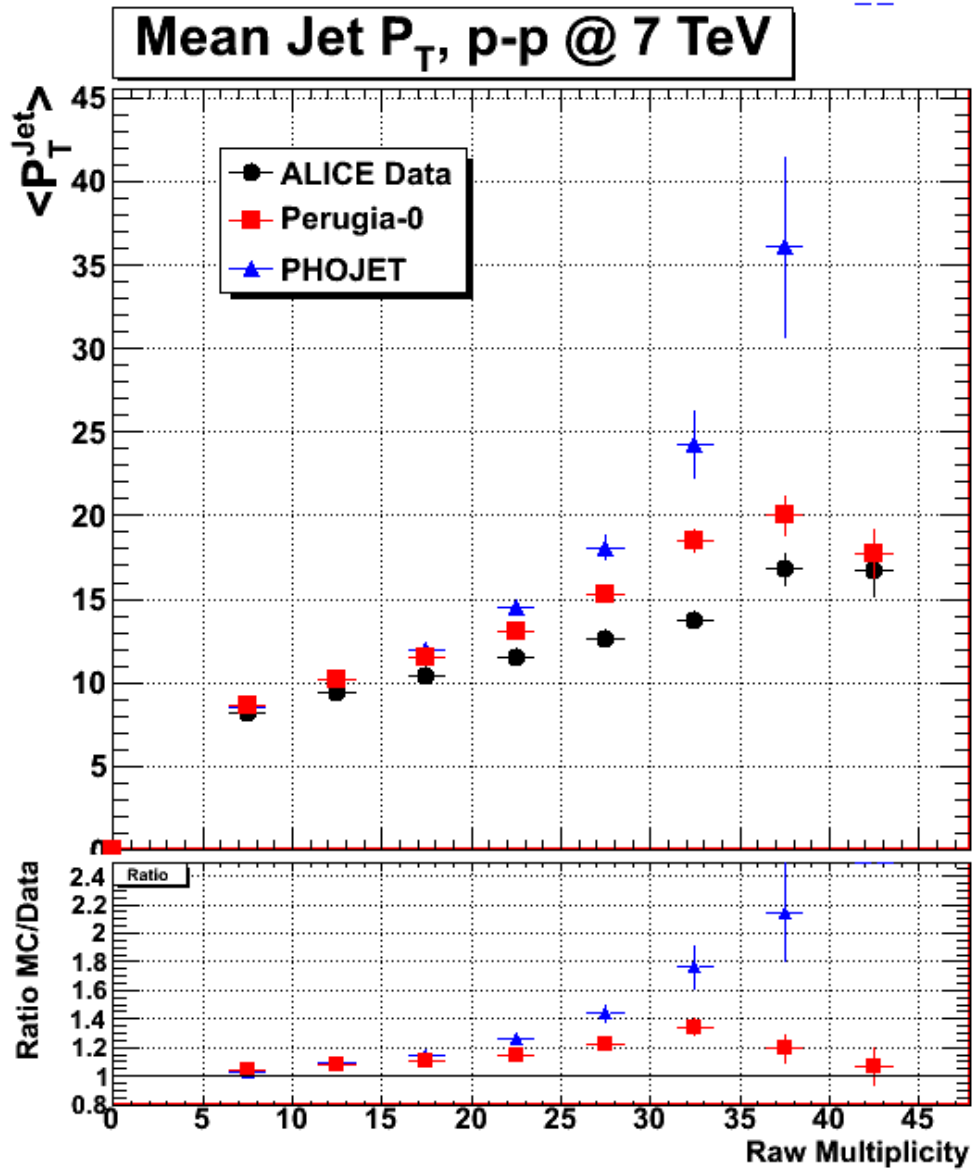
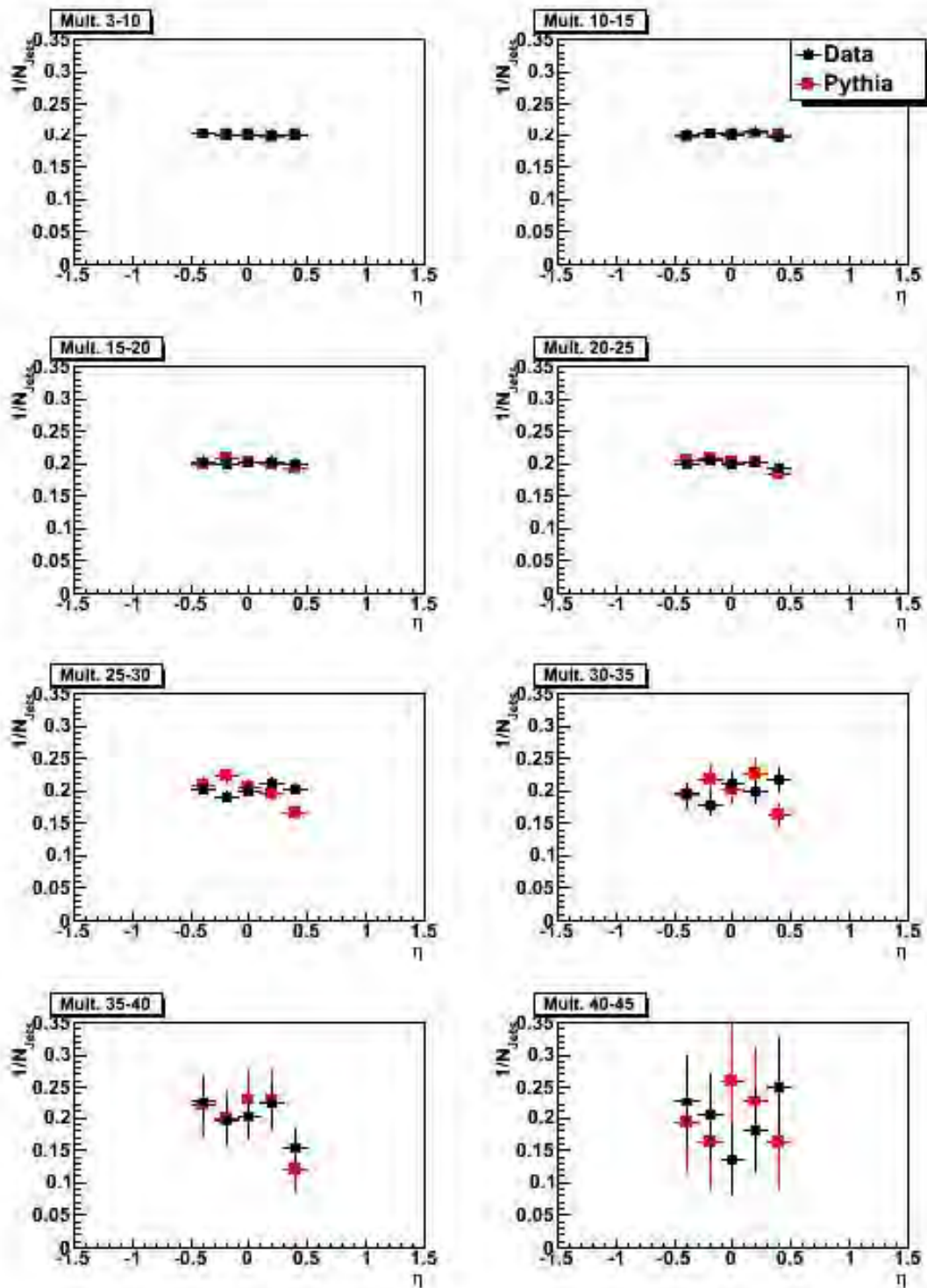
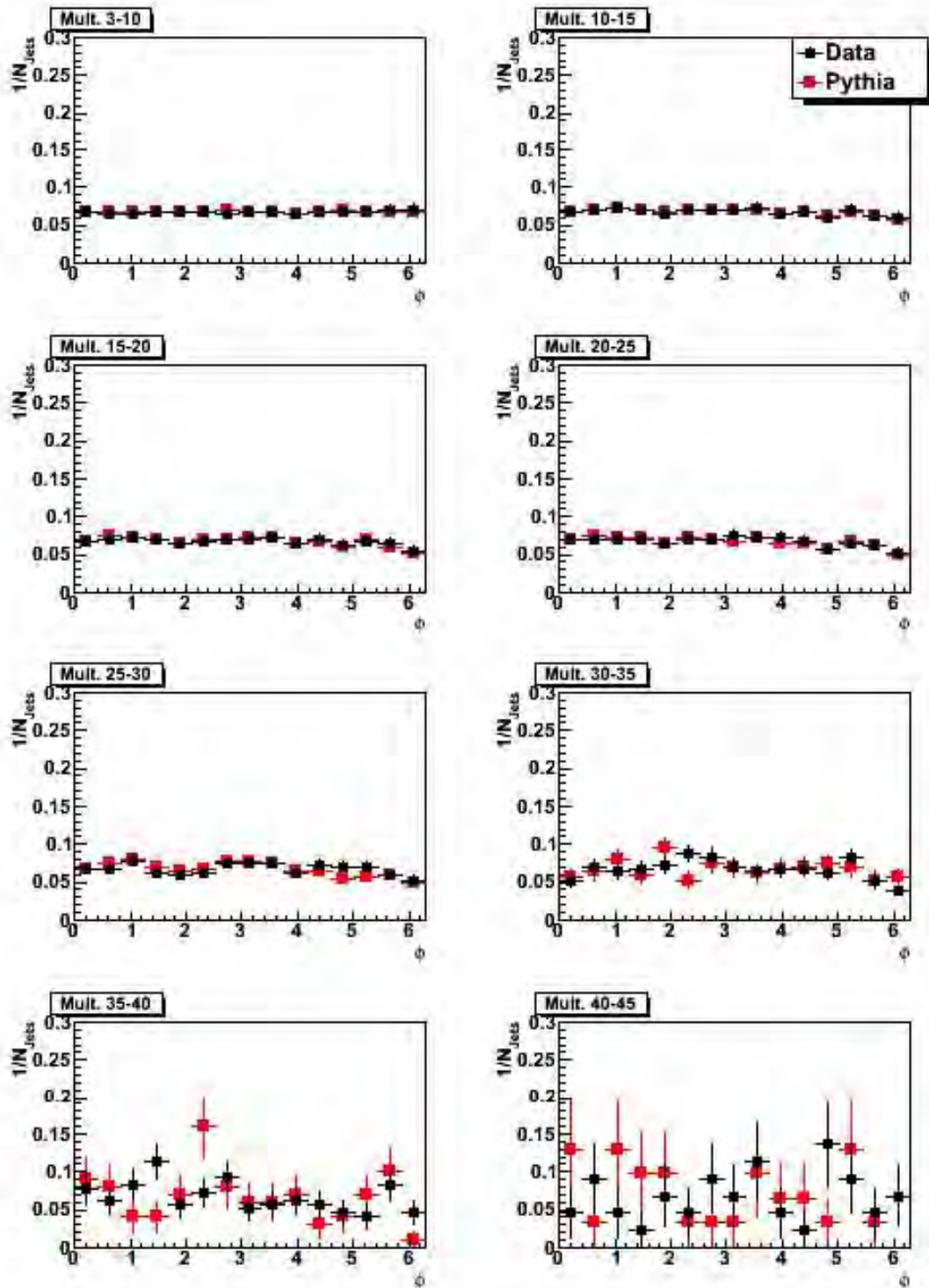


Figura 4.6:  $p_T$  promedio de los jets en función de la multiplicidad de los eventos para datos de ALICE y simulaciones en PYTHIA y PHOJET. Abajo se muestran las razones de los datos en ALICE con los diferentes generadores MC.

Figura 4.7: Distribución en  $\eta$  de los jets.

Figura 4.8: Distribución en  $\phi$  de los jets.

tendencia creciente en datos reales.

Los mapeos en  $\eta \times \phi$  de los jets mostrados en las figuras 4.1 nos muestran el desempeño del algoritmo de cono. Aunque en la figura (c) hay un ligero traslape de conos, la figura (d) muestra una clara separación de 5 jets. Aún con sus deficiencias, el algoritmo de cono UA1 es capaz de reconstruir adecuadamente eventos de múltiples jets. Por otro lado, la aparente inhomogeneidad de jets en el ángulo azimutal observado por ejemplo en la figura 4.1(a) se debe a la presencia no tomada en cuenta de las partículas neutras, las cuales estarían balanceando el evento.

Los resultados demuestran que, en eventos de alta multiplicidad, los generadores favorecen la producción de emisiones de alto  $p_T$ , i.e. multi-jets; mientras que los datos muestran una tendencia a la producción de emisiones más isotrópicas de menor  $p_T$ . Esto puede tener su origen en que los generadores Monte-Carlo, como son PYTHIA y PHOJET, sobreestiman los procesos a nivel principal de la QCD donde predominan los eventos  $2 \rightarrow 2$  y carecen de una buena simulación del fenómeno de interacciones partónicas múltiples.

Las figuras 4.7 y 4.8 nos sirven para ver que la emisión de jets es isotrópica tanto en  $\eta$  como en  $\phi$ , sin privilegiar ninguna dirección en particular. Las pequeñas fluctuaciones pueden deberse por una parte a variaciones estadísticas y por otra parte a que la TPC no es homogéneamente eficiente, lo cual se ha tomado en cuenta en la simulación del detector, como se puede ver en la comparación de datos reales con MC. El buen acuerdo entre datos reales y generados nos permite comprobar que los detectores de ALICE han sido adecuadamente simulados en GEANT y AliRoot.

En el apéndice B presento más estudios sobre la producción de jets y los distintos parámetros del algoritmo de cono para ver que los resultados aquí mostrados no dependen fuertemente de los valores asignados al algoritmo que reconstruye los jets.

## Parte II

**Investigación y desarrollo de  
cámaras TGEM para su  
implementación en detectores  
RICH para ALICE.**



# Capítulo 5

## Cámaras TGEM y detectores RICH

### 5.1. El Multiplicador de Electrones

El desarrollo actual de detectores de partículas se encuentra en la búsqueda de dispositivos capaces de generar una ganancia<sup>1</sup> elevada y estable de las señales y que a la vez sean robustos y confiables. En esta dirección, Charpak y Sauli introdujeron la cámara multipasos como una forma de sobrellevar las limitaciones de ganancia en los detectores de placas paralelas y las cámaras multialámbricas. Usando técnicas de microelectrónica, la manufactura de detectores con estructura microscópica se volvió más sencilla y así surgieron una gran variedad de dispositivos de alta granularidad con distancias entre electrodos menores a 1 mm. A esta familia de dispositivos se les llama MPGD (Micro Pattern Gaseous Detectors). Estos detectores logran ganancias elevadas dado que en ellos se producen campos eléctricos muy grandes que generan avalanchas de electrones en el gas. Otras ventajas de los MPGD es que permiten una muy buena resolución espacial y temporal [36].

Entre los MPGD se encuentra un grupo cuya característica es la de presentar un patrón de agujeros entre dos superficies conductoras. El más popular hoy en día es el detector *GEM* (Gas Electron Multiplier), desarrollado por F. Sauli en 1997 [37]. Los detectores GEM tienen varias ventajas sobre otro tipo de detectores de agujeros dado que el material del cual están hechos es ligero y flexible, son fáciles y baratos de fabricar y alcanzan ganancias por arriba de  $10^5$ , pero tienen la desventaja de que las descargas generadas al aplicarse voltajes altos (del orden de kV) producen daños en el mismo detector. Los avances en el diseño de detectores

---

<sup>1</sup>Se le llama *ganancia* al factor por el cual se incrementa la carga primaria depositada por radiación ionizante dentro del detector.



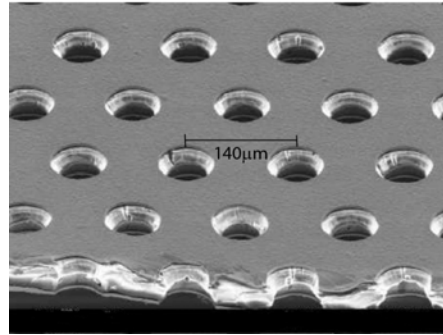


Figura 5.1: Detalle de la estructura típica en la superficie de un detector tipo GEM.

tipo GEM se han enfocado en reducir la cantidad y el daño generado por estas chispas.

El GEM consiste de dos láminas metálicas separadas por una capa de material dieléctrico llamado Kapton (con un grosor de 50 - 100  $\mu\text{m}$ ) perforadas por un arreglo denso de agujeros mediante una combinación de procesos fotolitográficos y químicos. La distancia entre agujeros varía entre 140 - 200  $\mu\text{m}$  y tienen un diámetro de 40 - 120  $\mu\text{m}$  [38]. En la figura 5.1 puede observarse la estructura del detector.

Al aplicarse una diferencia de potencial entre los electrodos del GEM, se genera un campo eléctrico dentro de los agujeros que enfocan las líneas de campo hacia su interior (figura 5.2). El flujo de electrones dentro del agujero se amplifica por un factor que depende de la densidad del campo dentro del canal y la longitud de este.

En un principio, los GEM eran utilizados únicamente como elemento de preamplificación para las cámaras multialámbricas u otros detectores, pero hoy en día son implementados como detectores independientes.

Para evitar las posibles descargas producidas por la aplicación de voltajes elevados en el GEM, se ha optado por diseñar detectores con varias etapas sucesivas de GEMs de tal forma que cada uno de ellos pueda operarse a un voltaje moderado y la ganancia total siga siendo superior a  $10^5$  ya que en cada etapa se multiplican los electrones producidos por la anterior. Los esfuerzos por disminuir los problemas de descargas han llevado a nuevos diseños del GEM en otras dos presentaciones del detector: el TGEM y el RETGEM.

Los TGEM (Thick Gas Electron Multiplier) son detectores tipo GEM más gruesos y resistentes que pueden operar a ganancias más elevadas que el GEM común [39]. Su estructura es similar a la del GEM pero sus dimensiones se incrementan entre 5 y 20 veces. El aumento en el tamaño de los agujeros resulta en un buen transporte de electrones y en factores grandes de ganancia. Una variedad

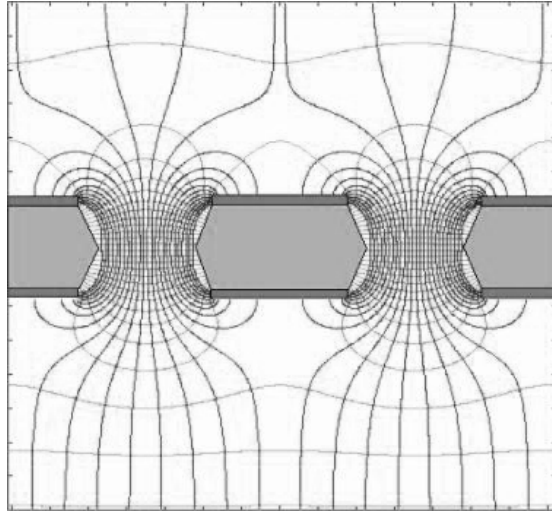


Figura 5.2: Representación de las líneas de campo eléctrico en los agujeros de un detector tipo GEM.

llamada RETGEM (Resistive Electrodes Thick GEM) consiste de un TGEM con electrodos de materiales resistivos en lugar de los electrodos metálicos usuales [40]. Estos detectores operan como los GEM usuales; sin embargo, a voltajes del orden de kilovolts, donde se llegan a presentar descargas esporádicas, la energía liberada por las chispas es pequeña gracias a la resistividad de los electrodos y se evitan así daños al detector.

## 5.2. Detectores de radiación Cherenkov

En el pasado, las técnicas visuales de detección de partículas, tales como las cámaras de burbujas, emulsiones nucleares y cámaras de chispas, eran las herramientas indispensables para hacer identificación. Estos métodos permitían la completa reconstrucción cinemática del evento a través del análisis de las imágenes generadas de las trazas que dejan las partículas a su paso por el medio. Sin embargo, las exigencias actuales de la física de altas energías han convertido a estas técnicas en obsoletas, debido principalmente a su capacidad limitada en la frecuencia de adquisición de datos y el gran consumo de tiempo que implican los métodos de reconstrucción de los eventos.

Hoy en día los sistemas de identificación de partículas tienen un papel muy importante en todo experimento para poder entender la física subyacente. La elección de la técnica de identificación se basa principalmente en el desempeño y resultados físicos que entrega el método, mientras que la tecnología a implementarse está restringida por las condiciones del acelerador (como la frecuencia de los

eventos y las características del disparo, o *trigger*) así como del arreglo experimental (de acuerdo al presupuesto, tamaños y espacios disponibles, accesibilidad y compatibilidad con los demás subsistemas, etc.).

### 5.2.1. Identificación de partículas

Toda partícula puede identificarse y clasificarse inequívocamente en base a su masa y carga eléctrica. Dado que la masa de una partícula no puede determinarse directamente, debe inferirse mediante la medición de al menos dos de las siguientes tres cantidades correlacionadas: momento, energía cinética y velocidad. Prácticamente, para una partícula estable o de larga vida media<sup>2</sup> con cuadrimomento  $(E, \vec{p})$  y masa  $m$ , la elección se reduce al momento y la velocidad explotando la relación básica:

$$m = \frac{p}{c\beta\gamma}, \quad (5.1)$$

donde  $\beta$  es la velocidad de la partícula normalizada a la de la luz  $c$  en el vacío y  $\gamma$  es el factor de Lorentz ( $\gamma = E/mc^2$ ). Para calcular el momento (y la carga eléctrica) basta con medir la curvatura de la trayectoria de la partícula en un determinado campo magnético estático, mientras que la velocidad se mide a través de uno de los siguientes métodos: pérdida de energía por ionización, tiempo de vuelo (TOF<sup>3</sup>), emisión de luz Cherenkov y, esencialmente para electrones, radiación de transición.

La siguiente expresión, que se obtiene propagando los errores en la ecuación 5.1,

$$\left(\frac{dm}{m}\right)^2 = \left(\gamma^2 \frac{d\beta}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{dp}{p}\right)^2 \quad (5.2)$$

muestra que para poder evaluar la masa de una partícula con precisión se debe medir su velocidad con gran exactitud y el momento debe obtenerse con errores muy pequeños ( $dp/p \simeq 0$ )

Veamos cómo la precisión en la medición de la velocidad se vuelve aún más demandante a momentos más altos debido a la presencia del factor  $\gamma^2$ . Para esto consideremos dos partículas con el mismo momento, masas  $m_1$  y  $m_2$  y velocidades  $\beta_1$  y  $\beta_2$  respectivamente, con lo cual la ecuación 5.1 se escribe como

$$m_1^2 - m_2^2 = p^2 \frac{\Delta\beta(\beta_1 + \beta_2)}{c^2(\beta_1 \cdot \beta_2)^2}, \quad (5.3)$$

donde  $\Delta\beta = |\beta_1 - \beta_2|$ . Si tomamos  $\beta_1 = \beta_2 \approx \beta$ , la precisión necesaria  $\Delta\beta/\beta$  en la medición de la velocidad de la partícula debe ser

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} \simeq \frac{(m_1^2 - m_2^2)c^2}{2p^2}. \quad (5.4)$$

<sup>2</sup>Partículas de corta vida media pueden identificarse únicamente a través de su productos de decaimiento que dejan trazas en los detectores.

<sup>3</sup>Time of Flight.

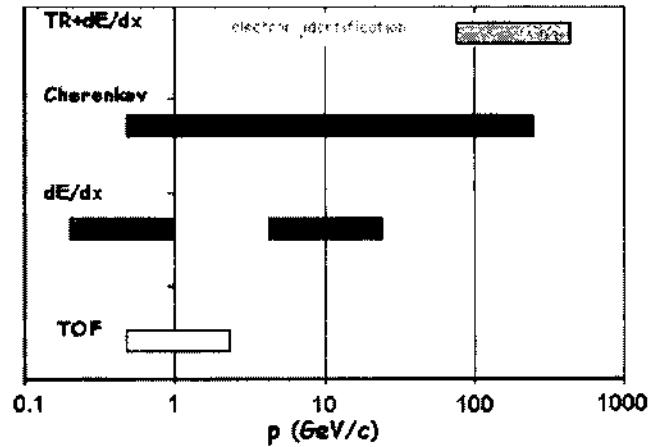


Figura 5.3: Intervalos de operación de los diferentes métodos de PID en función del momento de las partículas.

De aquí que para separar kaones de piones en el rango de momentos de unos cuantos  $\text{GeV}/c$  se debe tener una resolución de la velocidad mejor que un poco por ciento, mientras que a momentos mayores a  $100 \text{ GeV}/c$  debe ser mayor a unas cuantas partes por millón.

Esta precisión de la que hablamos puede obtenerse únicamente mediante contadores Cherenkov. Puede mostrarse de hecho que la capacidad de PID<sup>4</sup> de un detector TOF de 1 m con excelente resolución temporal de 50 ps está limitada a momentos menores a  $1.5 \text{ GeV}/c$  si se exige una separación de  $3\sigma$ .

La figura 5.3 muestra esquemáticamente los rangos típicos de momento donde se implementan los diferentes métodos de PID.

### 5.2.2. La radiación Cherenkov

Los contadores Cherenkov se basan en el fenómeno que se observa cuando partículas cargadas se mueven en un medio con índice de refracción  $n$  a una velocidad  $\beta c$  mayor a la velocidad de fase local de la luz. De manera similar a las olas producidas por los barcos a su paso en el agua o al estallido sónico generado por las aeronaves al romper la barrera del sonido, un medio que es atravesado por una partícula cargada que excede la velocidad de la luz en este emite ondas electromagnéticas (radiación Cherenkov) con una dirección, un espectro y una intensidad que pueden calcularse con precisión mediante la teoría electromagnética clásica.

La explicación teórica del fenómeno es como sigue: Al viajar la partícula carga-

<sup>4</sup>Particle Identification.

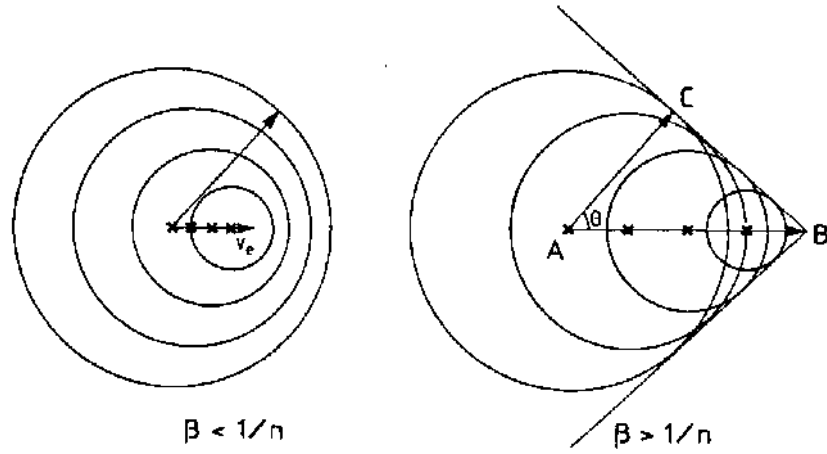


Figura 5.4: Esquema de las ondas de Huygens emitidas al paso de una partícula. Cuando la partícula se mueve más rápido que la velocidad de la luz en el medio, un frente de onda coherente se forma a un ángulo particular  $\theta$  con respecto a la trayectoria de esta.

da por el medio, los átomos de este se polarizan a su paso y, acto seguido, se relajan de vuelta a su estado de equilibrio emitiendo un corto pulso electromagnético. En el caso general, las ondas radiadas interfieren destructivamente unas con otras por la distribución simétrica del campo de polarización. Sin embargo, cuando la velocidad de la partícula excede la de la luz en el medio, se produce un campo dipolar neto que genera ondas electromagnéticas con un frente coherente. De acuerdo con la construcción de ondas esféricas de Huygens, se puede ver que existe un único ángulo al cual puede producirse el frente de onda coherente con respecto a la trayectoria de la partícula. A éste se le llama el ángulo Cherenkov.

Observemos la figura 5.4. El cono de Mach, formado por la combinación de todos los frentes de onda generados por el paso de la partícula cargada, tiene un ángulo de apertura que depende de la razón entre la velocidad de la partícula y de la luz en el medio. La partícula viaja la distancia  $AB$  en el mismo tiempo  $t$  que le toma a la luz llegar al punto  $C$  con una velocidad  $c/n$ . Por lo tanto:

$$\cos\theta = \frac{AC}{AB} = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n}. \quad (5.5)$$

La radiación Cherenkov es muy tenue si se compara con la cantidad de fotones producidos en materiales centelleadores, unos pocos cientos de fotones contra varios miles, pero sus propiedades permiten desarrollar poderosos dispositivos para la identificación de partículas. En particular, la determinación directa del ángulo de emisión  $\theta$  de los fotones detectados, por medio de técnicas como RICH (Ring

Imaging Cherenkov) o DIRC (Detection of Internally Reflected Cherenkov light), resulta ser el método más efectivo para hacer identificación.

### 5.2.3. La técnica de identificación RICH

Reescribiendo la ecuación 5.5 podemos encontrar el ángulo de emisión  $\theta_c$  de los fotones Cherenkov en términos de la velocidad  $\beta$  de la partícula cargada, en unidades de la velocidad de la luz, y el índice de refracción del medio:

$$\theta_c = \arccos \frac{1}{n\beta}. \quad (5.6)$$

Dado que  $|\cos\theta_c| \leq 1$ , existe una velocidad umbral, expresada por el factor de Lorentz:

$$\gamma_t = \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^{-1/2} \quad (5.7)$$

debajo de la cual el fenómeno de radiación Cherenkov no se lleva a cabo. Mientras que, conforme la velocidad de la partícula se aproxima a la de la luz en el vacío ( $\beta \rightarrow 1$ ),  $\theta_c$  alcanza un valor máximo

$$\theta_{max} = \arccos \frac{1}{n}.$$

La ecuación 5.6 por si sola contiene las dos propiedades básicas de la radiación Cherenkov que son explotadas por los detectores: la existencia de un umbral de momento y una dirección particular de emisión a un ángulo que depende de la velocidad de la partícula.

Una cantidad fundamental para el diseño de cualquier detector Cherenkov es el número  $N$  de fotones emitidos con energía  $\hbar\omega$  (ver [41]) dado por la expresión siguiente:

$$N = \frac{LZ^2\alpha}{c} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right) d\omega, \quad (5.8)$$

donde  $L$  corresponde a la distancia recorrida por la partícula con carga  $Ze$  y  $\alpha$  es la constante de estructura fina (1/137.04). Algo interesante que se puede observar de la ecuación 5.8 es que la cantidad de radiación Cherenkov emitida es proporcional al cuadrado de la carga eléctrica de la partícula y es independiente de la masa de esta.

Ahora bien, considerando un índice de refracción constante y tomando la relación  $\omega\lambda = 2\pi c/n(\lambda)$ , podemos reescribir la ecuación 5.8 como:

$$N = 2\pi LZ^2\alpha \int_{\beta n > 1} \left(1 - \left(\frac{\beta_t(\lambda)}{\beta}\right)^2\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2}, \quad (5.9)$$

de donde podemos concluir que, como el número de fotones por intervalo de longitud de onda  $d\lambda$  es proporcional a  $d\lambda/\lambda$ , la mayor parte de los fotones emitidos corresponden a la región del ultravioleta.

A partir de 5.9 podemos calcular que para 1 cm de material con un índice de refracción  $n$ , el número de fotones emitidos en el rango espectral de 1 eV por una partícula de carga  $Ze$  con velocidad  $\beta \simeq 1$  es:

$$N(\text{cm}^{-1}\text{eV}^{-1}) = 370Z^2 \left(1 - \frac{1}{n^2}\right). \quad (5.10)$$

Con esto se puede ver que, aunque el número total de fotones depende de la integración en longitud de onda, en general el número de fotones emitidos por unidad de longitud y por unidad de energía puede considerarse constante. Esta constante es simplemente el valor medio de la distribución de Poisson del número de fotones, debido a la naturaleza estadística del proceso.

La medición del ángulo Cherenkov  $\theta_c$ , que depende únicamente del índice de refracción  $n$  y de la velocidad de la partícula, representa un método muy efectivo para discriminar partículas con momentos iguales (en contraste con la medición del número de fotones Cherenkov, que se ve afectado por grandes fluctuaciones estadísticas). Una vez medido  $\theta_c$ , la masa de la partícula puede conocerse a través de la ecuación

$$m = p\sqrt{n^2\cos^2\theta_c - 1}. \quad (5.11)$$

### El Anillo Cherenkov. Formación de la imagen.

En los detectores tipo RICH, la radiación Cherenkov emitida en el radiador es transmitida a través de cierta óptica, ya sea enfocadora (mediante un espejo esférico o parabólico) o de proximidad, sobre un detector de fotones que los convierte en fotoelectrones que finalmente son detectados con gran resolución espacial y temporal. El arreglo enfocador es más adecuado para radiadores con bajo índice de refracción (principalmente gases) debido a la longitud considerable que se requiere para entregar una cantidad satisfactoria de fotoelectrones por anillo, mientras que en la geometría de proximidad, gracias al índice de refracción más grande, un radiador líquido o sólido no muy grueso emite suficientes fotones; el cono formado por estos se abre conforme viajan los fotones a través del volumen entre el radiador y el foto-detector.

**Contadores RICH de enfoque.** Como consecuencia de sus propiedades geométricas, un espejo esférico de radio  $R_M$  enfoca fotones Cherenkov paralelos en un punto sobre el detector que se encuentra en el plano focal a una distancia  $R_D = R_M/2$ . Por simetría, un anillo de radio  $r$  se forma sobre la superficie del detector alrededor de la trayectoria de la partícula. Para un fotón emitido a un ángulo  $\theta$ , asumiendo

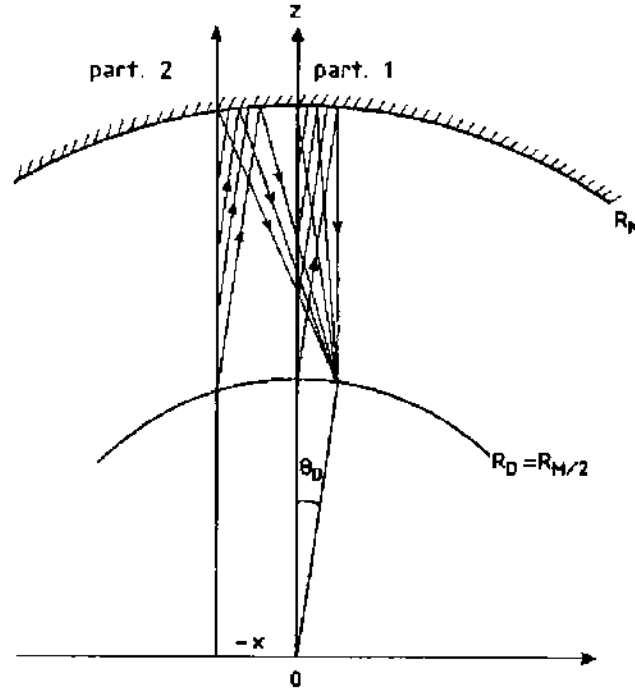


Figura 5.5: Principio de operación de la técnica RICH de enfoque. Un espejo esférico se coloca a una distancia  $R_M$ , mientras que el fotodetector está a la distancia  $R_D = R_M/2$ . El radiador (en estado gaseoso) se encuentra en el volumen entre estos dos elementos. Dos partículas con la misma velocidad producen anillos Cherenkov idénticos. Las trayectorias mostradas en la figura tienen parámetros de impacto 0 y  $-x$ .

$R_M \gg r$  y un parámetro de impacto  $x_e = 0$ , se tiene:  $r = f \cdot \tan\theta = (R_M/2) \cdot \tan\theta$  (donde  $f$  es la distancia focal del espejo).

Conociendo el índice de refracción del radiador se deduce que:

$$\beta = \frac{1}{n \cdot \cos\theta} \approx \frac{1}{n \cdot (1 - r^2/f^2)^{1/2}}, \quad (5.12)$$

donde  $\theta \approx r/f$ .

En esta configuración, partículas paralelas con la misma velocidad por arriba del umbral producen anillos idénticos (Fig. 5.5).

**Contadores RICH de proximidad.** En el caso en que la intensidad  $dN_\gamma/dL$  de la luz emitida por el radiador (sólido o líquido) es suficientemente grande, el ángulo Cherenkov puede determinarse fácilmente con proyectar los fotones directamente sobre la superficie de un detector posicionado a una distancia  $L$  (Fig. 5.6).



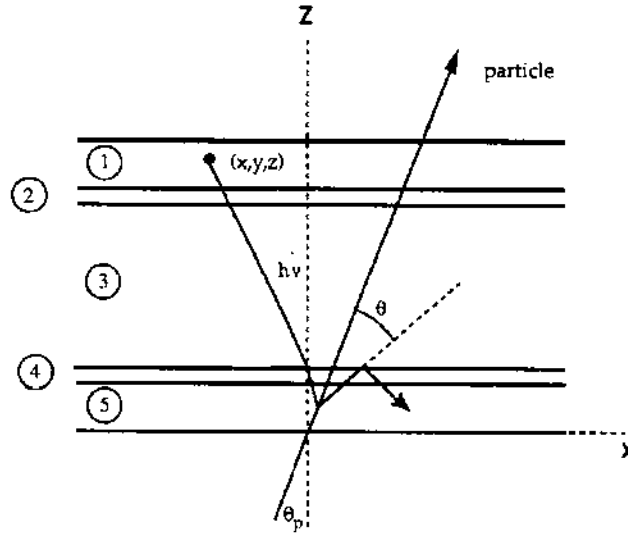


Figura 5.6: Geometría de contadores RICH de proximidad: (1) volumen del fotodetector, (2) ventana UV, (3) brecha de proximidad de longitud  $L$ , (4) ventana UV, (5) volumen del radiador de grosor  $d$ .

Se obtiene así la imagen de un anillo en el caso de partículas incidiendo a ángulo recto en el radiador, mientras que, para incidencia a un ángulo, la imagen es parabólica debido a la reflexión interna de algunos fotones en las paredes del mismo.

La medición del ángulo Cherenkov se ve afectada por un error geométrico  $\sigma_\theta$  proporcional a la razón  $d/L$ , donde  $d$  es el grosor del radiador. Este error claramente tiende a cero si se implementa el uso de un espejo como en el método discutido anteriormente.

### El radiador.

La selección de materiales posibles como radiadores en detectores RICH es muy limitada debido a varios factores. Por un lado, como la luz emitida por radiación Cherenkov es muy tenue en comparación con la emitida por centelleo, es un requisito importante el que el material radiador no sea centelleador. De igual manera no debe tener bandas de absorción en el rango de longitudes de onda a usarse.

Un radiador se caracteriza por los siguientes parámetros:

- a) el factor de Lorentz en el umbral,  $\gamma_t = n/\sqrt{(n^2 - 1)}$  (donde  $n$  es el coeficiente de refracción promedio sobre la aceptación de energía fotónica del detector  $\Delta E = E1 - E2$ ).

- b) la transparencia óptica, en el intervalo  $\Delta E$ , que contribuye al factor  $N_0$  del detector<sup>5</sup>.
- c) la dispersión cromática  $dn/dE$ , que contribuye significativamente al error en la medición del ángulo Cherenkov y por tanto define el límite de PID.

**La clasificación de los radiadores** puede hacerse, de acuerdo a su índice de refracción, de la siguiente manera:

I)  $1 < n < 1.12$

En este intervalo los radiadores son:

- gaseosos (por debajo del punto crítico);
- líquidos criogénicos, tales como He ( $n = 1.031$ ), Ne ( $n = 1.099$ ), Ar o H<sub>2</sub> ( $n = 1.031$ ), pero son difíciles de utilizar;
- sólidos, como el aerogel de silicio, que es el único material que puede cubrir la brecha del índice de refracción entre líquidos y gases pesados ( $1.0006 < n < 1.11$ ).

II)  $1.12 < n < 1.35$

En este intervalo los radiadores son líquidos, principalmente fluorocarbonos:

- a bajas temperaturas (por lo tanto difíciles de usar):  
 $\text{CF}_4 : T_{eb}^6 = 146 \text{ K}, n(7 \text{ eV}) = 1.237,$   
 $\text{C}_2\text{F}_6 : T_{eb} = 195 \text{ K}, n(7 \text{ eV}) = 1.248,$   
 $\text{C}_4\text{F}_{10} : T_{eb} = 265 \text{ K}, n(7 \text{ eV}) = 1.276;$
- a temperatura ambiente, solo los siguientes dos fluorocarbonos se han usado comúnmente:  
 $\text{C}_5\text{F}_{12} : T_{eb} = 303 \text{ K}, n(6.5 \text{ eV}) = 1.262,$   
 $\text{C}_6\text{F}_{14} : T_{eb} = 329 \text{ K}, n(6.5 \text{ eV}) = 1.278.$   
 Estos líquidos deben ser limpiados muy cuidadosamente antes de usarse para conseguir una transparencia UV aceptable.

III)  $1.33 < n < 1.47$

En este intervalo se encuentran los radiadores líquidos transparentes a la luz visible y al UV cercano (agua ( $n = 1.3$ ), alcohol ( $n = 1.38$ ), glicerina ( $n = 1.47$ )...).

---

<sup>5</sup> $N_0$  se conoce como la figura de mérito del detector y está relacionada a la producción de foto-electrones (pe) de la forma:  $N_{pe} = N_0 L \sin^2 \theta_c$ .  $N_0$  depende de la eficiencia cuántica del foto-detector, la transmisión del radiador y las ventanas y la reflectividad del espejo (si lo hay).

<sup>6</sup>Temperatura de ebullición.

IV)  $n > 1.46$

Todos los radiadores caracterizados por estos altos índices de refracción son sólidos, ya sea:

- transparentes a la luz visible (vidrio ( $n \approx 1.51$ ) o plásticos...), o
- transparentes al UV (cuarzo,  $n(7 \text{ TeV}) = 1.59$ ; cristales de  $\text{CaF}_2$ ,  $n(7 \text{ TeV}) \approx 1.52$ ;  $\text{NaF}$ ,  $n(7 \text{ TeV}) = 1.41$  o  $\text{LiF}$ ,  $n(7 \text{ TeV}) = 1.46$ ;...).

Debido al elevado índice de refracción, la luz Cherenkov sufrirá una reflexión interna total (parcial) en el caso de partículas cruzando el radiador a incidencia normal (inclinada).

### 5.3. Detectando Fotones

Uno de los factores principales que ha marcado la evolución de los detectores RICH en los últimos años ha sido la implementación de una capa delgada de Ioduro de Cesio ( $\text{CsI}$ ) como fotocátodo, que es más sencillo y barato de operar en grandes detectores con respecto a los vapores orgánicos fotosensibles usados en el pasado.

Los vapores de Trietilamina (TEA) y Etileno de Tetrakis (dimetilamino) (TMAE) se han usado por casi veinte años en la mayoría de los detectores RICH en experimentos de partículas. Pero ahora, después de varios años de investigación y desarrollo, se ha optado por el uso de fotocátodos reflejantes de  $\text{CsI}$  ( $E_t = 7.5 \text{ eV}$ ), donde el  $\text{CsI}$  se deposita sobre un plano segmentado (cátodo) de un detector MWPC, por ejemplo. Detectores como estos se encuentran ya en experimentos tales como COMPASS, HADES y ALICE.

#### 5.3.1. Fotocátodos de $\text{CsI}$

De entre los fotocátodos existentes, el ioduro de cesio es el mejor candidato pues, para empezar, es con el que se ha obtenido la mejor eficiencia cuántica (QE) en el vacío. Además, la QE de fotocátodos reflejantes de  $\text{CsI}$  es igualmente alta en  $\text{CH}_4$  [42] como la de capas semitransparentes de  $\text{CsI}$  en el vacío. Y, por último, estos fotocátodos pueden implementarse y conservarse en prácticamente cualquier gas, siempre y cuando estén libres de humedad; esto contrasta con los demás fotocátodos sólidos, que son tan químicamente reactivos que pueden usarse tan solo en alto vacío.

El descubrimiento de que el  $\text{CsI}$  tiene una alta QE en metano inició la intensa investigación por parte de la colaboración RD26 [43] que culminó en el entendimiento de las propiedades del  $\text{CsI}$  y en las tecnología para construir detectores basados en este material.

**Optimización de la QE del CsI.** La probabilidad de escape  $G(x)$  de un fotoelectrón generado a una profundidad  $x$  de la superficie del fotocátodo es:

$$G(x) = T \cdot \exp(-x/L),$$

donde  $T$  es la probabilidad de escape para un electrón producido en la superficie y  $L$  es la longitud de recorrido del electrón.

Esta probabilidad llega a ser tan pequeña como el 7% para una capa con 40 nm de grosor. Por ello, la contribución a la QE de capas más profundas es muy baja, con lo cual, un grosor de unas decenas de nm es suficiente [44]. Esta propiedad se puede aprovechar depositando una película muy delgada de CsI sobre un sustrato de material altamente reflejante en el UV con lo cual se puede operar el fotocátodo tanto en modo reflejante como semitransparente al mismo tiempo. Sin embargo, es preferible un grosor de por lo menos 250 nm para conseguir una cobertura más uniforme e incrementar la resistencia ante la absorción de humedad. Y en cuanto a la velocidad de evaporación en el proceso de formación de la película, se ha visto que una tasa de evaporación alta reduce los efectos de contaminación pero llega a afectar la homogeneidad de la misma. Una comparación entre casos extremos de evaporación (0.04 nm/s y 1 nm/s) ha demostrado que las películas de CsI generadas a mayor velocidad tienen un mejor desempeño [45]. A nivel mundial, sólo hay tres instituciones capaces de manufacturar fotocátodos de CsI con tamaños de hasta 600×500 mm. Estas son: CERN, el Instituto Superiore de Sanità en Roma y la Universidad Tecnológica de Munich.

## 5.4. Detectores CsI-TGEM

La mayor parte de los detectores de gas implementados en aplicaciones RICH, ya sea en experimentos de blanco fijo o en colisionadores, se dividen en dos clases de acuerdo a su capacidad de formar imágenes bidimensionales (2D) o tridimensionales (3D), con una resolución temporal entre los 20 ns y 30  $\mu$ s. Los detectores GEM (y por lo tanto también los TGEM) corresponden a la clase de detectores que generan imágenes 2D. En estos se implementa un elemento de salida de la señal basado en un cátodo cuadrículado que permite reconstruir el anillo Cherenkov sobre su superficie sin errores de paralaje. Estos detectores tienen una respuesta rápida, es decir, una dispersión muy baja en el tiempo de colección de los fotoelectrones, usando un fotocátodo de CsI. La señal inducida sobre el plano del cátodo se lee mediante la electrónica de front-end (FEE) y la medición digital o analógica de la carga permite determinar la posición del fotoelectrón primario.

La implementación de GEMs como detectores de fotones surgió a partir de la idea propuesta por Seguinot e Ypsilantis y de sus primeras mediciones que demostraron la capacidad de los GEMs de detectar fotoelectrones individuales [46].

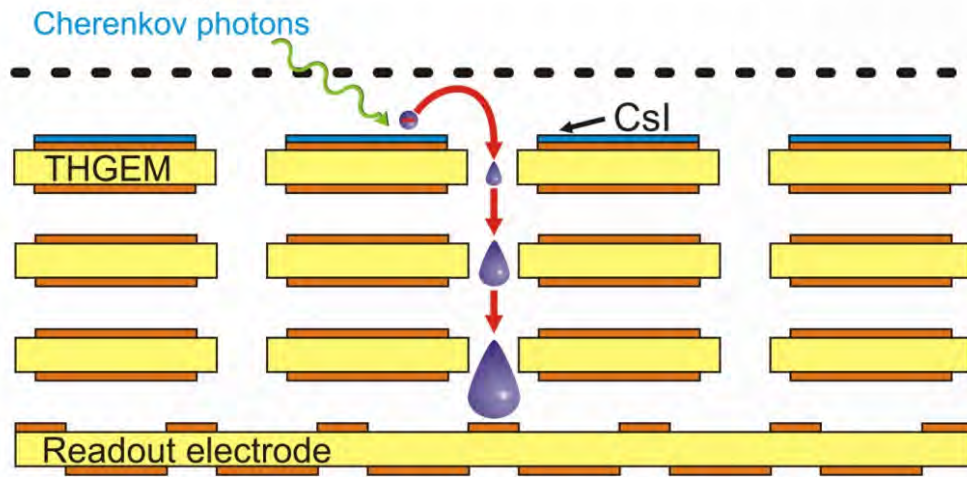


Figura 5.7: Principio de avalancha en un detector TTGEM. El fotón incidente libera un electrón en la cubierta de CsI, el cual se multiplica subsecuentemente al ionizar el gas a su paso por las tres capas de detectores TGEM.

Se han operado ya detectores de triple GEM (Fig. 5.7) en gases como  $\text{CF}_4$  y  $\text{CH}_4$ , obteniendo ganancias de hasta  $10^5$  [47]. Una ventaja de este dispositivo (comparado con el MWPC por ejemplo) es que suprime por completo el llamado *photon feed-back* (fotones generados durante la subsecuente ionización del gas por fotoelectrones), pues su estructura se interpone entre estos fotones secundarios y el fotodetector de CsI. Otra ventaja es la posibilidad de operar el detector en el mismo gas que el radiador, lo cual permite eliminar el uso de ventanas.

En el siguiente capítulo se describe la construcción y operación de un detector RICH basado en TGEMs con cubierta de CsI. Este dispositivo es un prototipo para la propuesta del VHMPID, un detector de próxima generación para el experimento ALICE. Los resultados obtenidos muestran la primera observación del anillo de radiación Cherenkov con la tecnología TGEM.

# Capítulo 6

## Prototipo del VHMPID

Como ya se ha mencionado, el propósito principal del experimento ALICE es identificar y estudiar el plasma de quarks y gluones (QGP) en las colisiones de iones pesados en el LHC. Entre otros métodos, la *hadroquímica* permite estudiar las características de este medio formado a altas temperaturas y densidades. Por ello es de crucial importancia poder identificar las partículas cargadas *traza por traza*. Además, resultados obtenidos por otros experimentos de colisiones de núcleos a altas energías (por ejemplo RHIC) indican que es necesario extender el rango de detección de ALICE a momentos transversos más elevados. Para enfrentar estos retos se ha propuesto la construcción del detector **VHMPID (Very High Momentum Particle Identification Detector)**, cuyo objetivo es identificar piones, kaones, protones y antiprotones en el rango de momentos de 5 GeV/c a 25 GeV/c.

El detector se ha propuesto como un detector RICH (Ring Imaging Cherenkov) con un radiador de  $C_4F_{10}$  basado en una cámara multialámbrica (MWPC) con Ioduro de Cesio (CsI). Pero a la par estamos investigando la alternativa de implementar detectores TGEM con cubierta de CsI como la base del VHMPID. En esta parte expongo los resultados que hemos obtenido en el desarrollo de este segundo prototipo.

### 6.1. Motivación física

Los detectores de ALICE fueron diseñados en los años noventa con el objetivo de descubrir las propiedades de la materia hadrónica a altas temperaturas en el régimen de interacciones “suaves”. Sin embargo, a partir de la operación de RHIC desde el año 2000 en BNL, resultados de colisiones núcleo-núcleo a altas energías han mostrado la importancia de las partículas de alto momento como sondas *fuertes* y la necesidad de la identificación de partículas en un rango de momentos muy amplio. El experimento ALICE tiene una capacidad única para identificar

una gran variedad de partículas, sin embargo, su cobertura de momentos debe ser incrementada para atacar los nuevos retos de la física en el LHC.

Para aumentar significativamente las capacidades de identificación de partículas de ALICE se ha propuesto la construcción del VHMPID, que tendría una cobertura correspondiente a 11.2% la aceptación de la TPC y se localizaría a los costados del detector PHOS, opuesto en azimut al HMPID.

En el diseño actual de ALICE, la investigación de la región de alto  $p_T$  es posible mediante los subdetectores existentes en un modo limitado. El HMPID permite una identificación de partículas hasta  $p_T \sim 3$  y  $\sim 5$  GeV/c para kaones y protones, respectivamente. La TPC puede hacer identificación de hadrones cargados a momentos mayores de una manera estadística mediante mediciones de pérdida de energía en la región de la *subida relativista*. El VHMPID extenderá la identificación *traza por traza* de ALICE en la región de alto  $p_T$  pues su propósito principal es el de investigar la hadroquímica del proceso de fragmentación en el vacío y en un medio denso, lo cual nos dará un mayor entendimiento del proceso de hadronización (que es no perturbativo). Los resultados de RHIC han mostrado que las partículas identificadas de alto  $p_T$  en jets dan una mayor información sobre la formación de bariones y mesones, los mecanismos de pérdida de energía y correlaciones entre partículas que la que se obtiene tan solo con el estudio de partículas cargadas.

En RHIC se ha observado un incremento en la cantidad de bariones y antibariones con respecto a la producción de piones en el rango intermedio de  $p_T$  ( $\approx 2$ - 5 GeV/c), mientras que los piones neutros y la totalidad de hadrones cargados son fuertemente suprimidos. Este fenómeno se espera que esté presente en el LHC en un rango de momentos mayor que en RHIC,  $p_T = 10$  - 20 GeV/c [48] y mediciones en ALICE han revelado ya diferencias entre bariones y mesones en el rango de 5 a 10 GeV/c. Otros autores, utilizando diferentes argumentos predicen también un cambio de la razón mesón-barión para  $p_T > 10$  GeV/c, argumentando que la supresión de jets (*jet quenching*) podría dejar huellas no sólo en las distribuciones de energía y multiplicidad sino también en la composición hadroquímica de los fragmentos de los jets [49]. El asunto clave está en entender el mecanismo de hadronización y su influencia en el espectro de bariones y mesones.

Para poder medir la formación de hadrones en jets se requiere de un detector capaz de identificar estas partículas en cada evento hasta energías de 20- 30 GeV/c. Un detector RICH es actualmente el único capaz de realizar tales mediciones, las cuales serán particulares de ALICE pues ningún otro experimento del LHC tiene tales capacidades de PID ni tiene planeado implementar un dispositivo similar en el futuro.

La identificación de partículas *traza por traza* tiene ventajas sobre la identificación estadística pues permite hacer estudios tales como la conservación del número bariónico midiendo las correlaciones entre protones y antiprotones en los

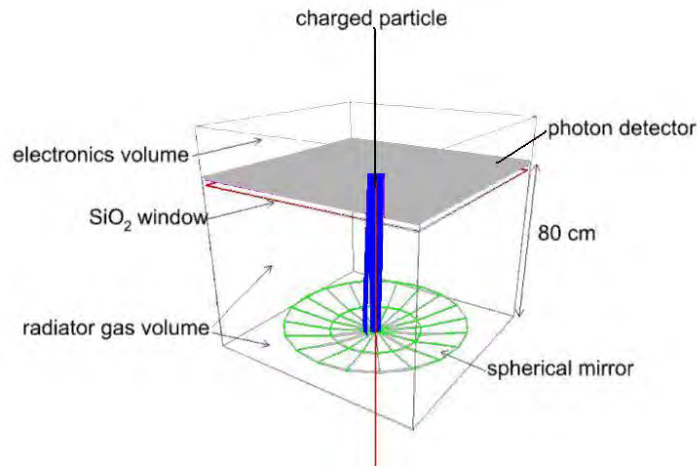


Figura 6.1: Esquema principal del detector VHMPID con la técnica RICH de enfoque, donde la partícula incidente, al atravesar el radiador, produce fotoelectrones que son reflejados en el espejo esférico y enfocados sobre la superficie del fotodetector.

jets. También se espera que la topología de los jets con protones de alto momento sea diferente a la de jets con un pión como partícula líder. La identificación de kaones también resulta de interés en la hadroquímica de los jets, como se muestra en [49]. Y además la identificación traza por traza puede utilizarse como una base para el método estadístico.

## 6.2. Diseño del detector

La construcción del VHMPID está basada en la experiencia previa con el detector HMPID instalado en ALICE [50], por lo que gran parte de la tecnología se encuentra a la mano. De acuerdo con los requisitos físicos expuestos en la sección anterior, se ha tomado la decisión de implementar un detector RICH (Ring Imaging Cherenkov) con un radiador de gas  $C_4F_{10}$  (o  $C_4F_8O$ ). La figura 6.1 muestra un esquema de la configuración del detector. Los fotones Cherenkov emitidos en el radiador son enfocados por un espejo esférico (con radio de curvatura  $R$ ) sobre el plano del fotodetector, localizado a una distancia  $R/2$  del centro del espejo.

**El radiador.** Los gases de perfluorocarbono  $C_nF_{2n+2}$  se caracterizan por tener un índice de refracción y cromaticidad tales que son los más adecuados para la identificación de partículas por arriba de 5 GeV/c. La elección que se ha tomado ha sido usar ya sea  $C_4F_{10}$  ( $\langle n \rangle \approx 1.0014$ ,  $\gamma_{th} \approx 18.9$ ) [51] o  $C_4F_8O$ , puesto que, a temperatura ambiente, son los únicos gases adecuados para la identificación en



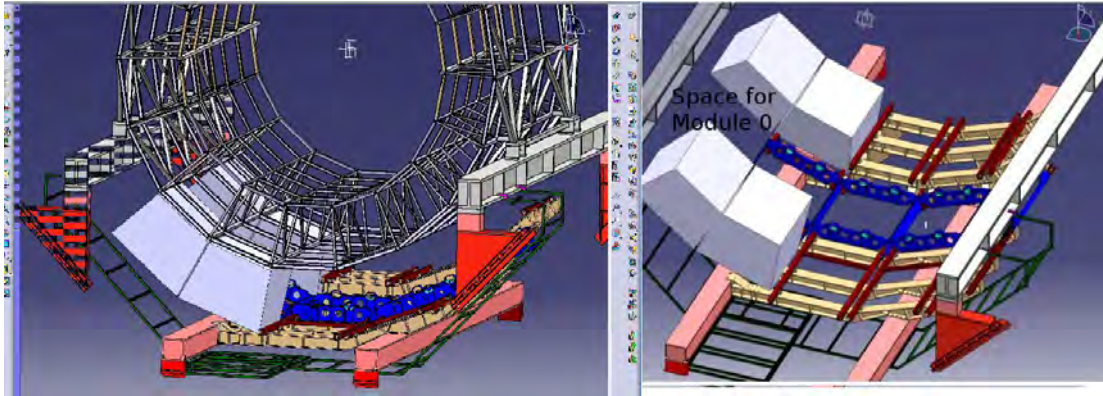


Figura 6.2: Modelo de la distribución propuesta del VHMPID con dos super módulos (en blanco) a cada lado del detector PHOS y el espacio disponible para un supermódulo prototipo de la mitad de tamaño (Módulo 0).

el rango de momentos de 10 - 30 GeV/c. A partir de la limitada literatura sobre  $C_4F_8O$ , se ha deducido que tiene un índice de refracción ligeramente menor al  $C_4F_{10}$ . Sin embargo, debido a su mayor disponibilidad en el mercado y menor costo se ha tomado como una posible alternativa. La longitud del radiador se encuentra fija a 80 cm pues está limitada por la altura máxima del detector compatible con el espacio disponible dentro del experimento ALICE.

**El fotodetector.** Existen dos opciones para el detector de fotones del VHMPID. Se ha tomado como base una cámara multialámbrica (MWPC) equipada con un fotocátodo de ioduro de cesio, que consiste de un cátodo segmentado en una cuadrícula cubierta con una capa de 300 nm de espesor de CsI. La cámara tiene la misma estructura y características que el HMPID [52]. Se encuentra separada del volumen del radiador mediante una ventana de  $SiO_2$  con un grosor de 4 mm. El gas implementado es  $CH_4$ , el tamaño de los segmentos en la cuadrícula es de  $0.8 \times 0.84 \text{ cm}^2$ , la distancia entre alambres es de 4.2 mm y la brecha entre ánodo y cátodo es de 2 mm. La electrónica de *front-end* se basa en el chip Gassiplex, que genera un ancho de pulso de 35 canales ADC (correspondientes a 40,000  $e^-$ ) a un voltaje de 2050 V.

La segunda opción de fotodetector que se encuentra en fase de desarrollo es el TGEM, que se comentará a detalle más adelante.

### 6.3. Integración en ALICE

El diseño del detector se encuentra limitado por el espacio disponible entre el solenoide de ALICE y el soporte de la estructura sobre la cual se instalaría el

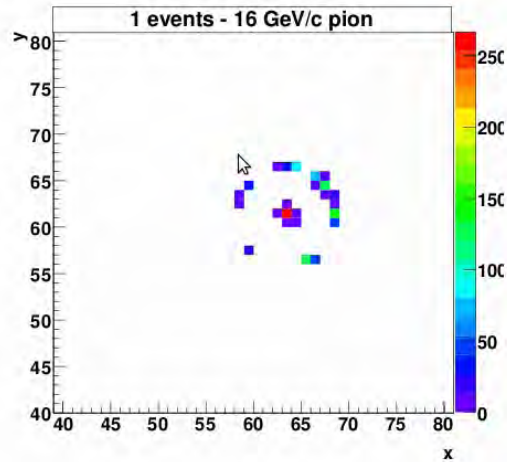


Figura 6.3: Anillo de fotones Cherenkov producido en la simulación de un pión de 16 GeV/c.

VHMPID. El volumen libre bajo los sectores 11 y 12 al lado del detector PHOS y D-CAL permiten la instalación ahí de los módulos del VHMPID, como se muestra en la figura 6.2. Para maximizar la aceptación se ha optado por un diseño de 5 *super módulos*, cuatro laterales de  $2.4 \times 1.7 \text{ m}^2$  y uno central de  $2.6 \times 1.7 \text{ m}^2$ , que cubrirán cerca de 12% de la aceptación central de ALICE, lo cual corresponde a  $|\eta| \geq 0.5$  para la partícula líder de un jet, lo que permite que este sea detectado en su totalidad por la TPC.

## 6.4. Desempeño del detector

El desempeño y capacidades de identificación del detector se han estudiado [53] mediante simulaciones Monte Carlo en Aliroot, el software de simulación oficial del experimento ALICE (al igual que en recientes pruebas con prototipos en CERN). La figura 6.3 muestra un evento generado por un pión a 16 GeV/c a incidencia normal con ausencia de ruido de fondo. Una partícula cargada en el punto de saturación produce en promedio 20 fotoelectrones y 12 *clusters* (conglomerados, que pueden incluir dos o más fotones superpuestos).

Con las simulaciones se han analizado eventos en donde están presentes los anillos Cherenkov producidos por piones, kaones y protones con momentos diferentes mediante el mismo procedimiento de reconocimiento de patrones desarrollado en el HMPID [54]. Empezando por el punto de impacto de las partículas cargadas y fotones en el detector, el ángulo Cherenkov se determina mediante un algoritmo que reconstruye las trazas hacia atrás hasta el vértice inicial del evento. Posterior-

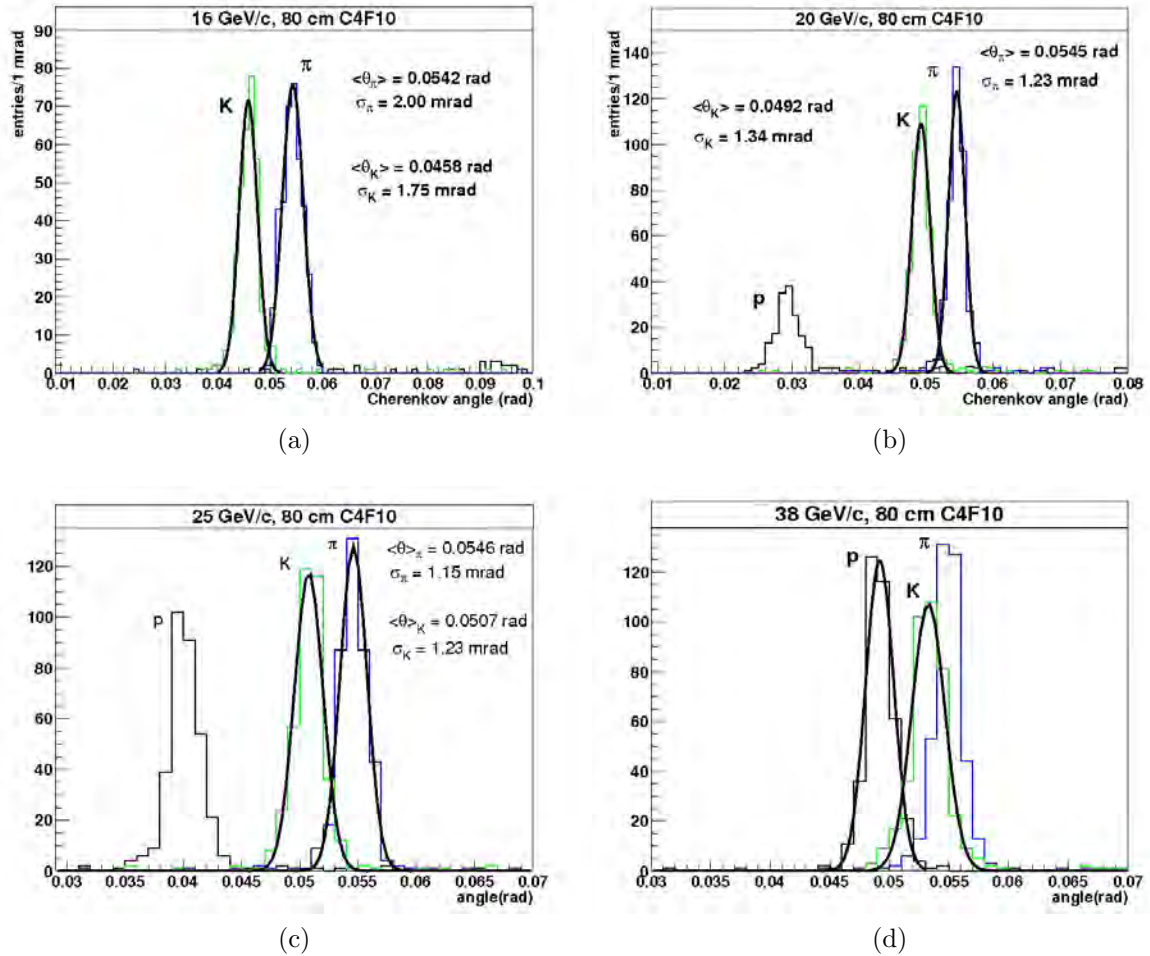


Figura 6.4: Distribuciones simuladas del ángulo Cherenkov promedio para piones, kaones y protones a 16, 20, 25 y 38 GeV/c en un radiador de  $C_4F_{10}$  de 80 cm.

mente se aplica una transformada de Hough (algoritmo que permite discriminar patrones, líneas o figuras envueltas en un ruido de fondo) para mejorar la señal de las partículas identificadas. La figura 6.4 muestra las distribuciones del ángulo Cherenkov promedio para piones, kaones y protones de 16, 20, 25 y 38 GeV/c.

El resumen del desempeño en la identificación de partículas para el VHMPID basado en el MWPC se muestra en la tabla 6.1, donde la presencia y ausencia de señal se refiere a la formación del anillo Cherenkov. Las cotas inferiores de identificación están determinadas por el umbral de emisión de fotones Cherenkov y las cotas superiores corresponden a una separación de  $3\sigma$  entre las distribuciones de cada tipo de partícula.

Cuadro 6.1: Rango de identificación de partículas en el VHMPID con un radiador de  $C_4F_{10}$  a presión atmosférica. Los límites inferiores y superiores están definidos por el umbral de emisión de fotones Cherenkov y una separación de  $3\sigma$  entre las distribuciones, respectivamente.

Partícula	Ausencia de señal [GeV/c]	Presencia de señal [GeV/c]
Piones, $\pi$	-	4-24
Kaones, $K$	-	11-24
Protones, $p$	11-17	19-38

## 6.5. Prototipo basado en TGEMs

Una alternativa prometedora al fotodetector tradicional de MWPC es la de implementar un detector de múltiples GEMs (o TGEMs) combinados con un fotocátodo de CsI. Hay varias ventajas de este dispositivo respecto al MWPC, las cuales se enlistan a continuación:

- Es más sencillo y rápido de armar.
- Puede operar a ganancias más elevadas debido a que suprime el *feed-back* de fotones.
- Funciona en una gran variedad de gases, incluyendo gases no flamables [55].
- Puede operar en los mismos gases que los utilizados como radiadores Cherenkov, con lo cual se pueden construir detectores RICH sin ventanas.

De igual manera, los TGEMs tienen ciertas ventajas sobre los GEMs tradicionales, como son: a) mayor capacidad para soportar chispas sin dañarse y b) una estructura más robusta, lo cual es muy conveniente para la construcción de detectores con un área grande.

Debido a su robustez tanto mecánica como operacional, la atención se ha centrado en los TGEMs con un grosor de 0.5-1 mm, metalizados por ambos lados, con un diámetro de agujeros entre 0.5 y 1 mm y distancia entre ellos de 0.8-1.2 mm. Es posible obtener una ganancia cercana a  $10^5$  con un único TGEM y casi hasta  $10^6$  con varios TGEM operando en modo de cascada.

A continuación se describe el diseño e implementación de un prototipo de detector RICH de proximidad basado en TGEMs con radiador líquido ( $C_6F_{14}$ ) con el cual se han obtenido los primeros anillos de luz Cherenkov con esta tecnología.

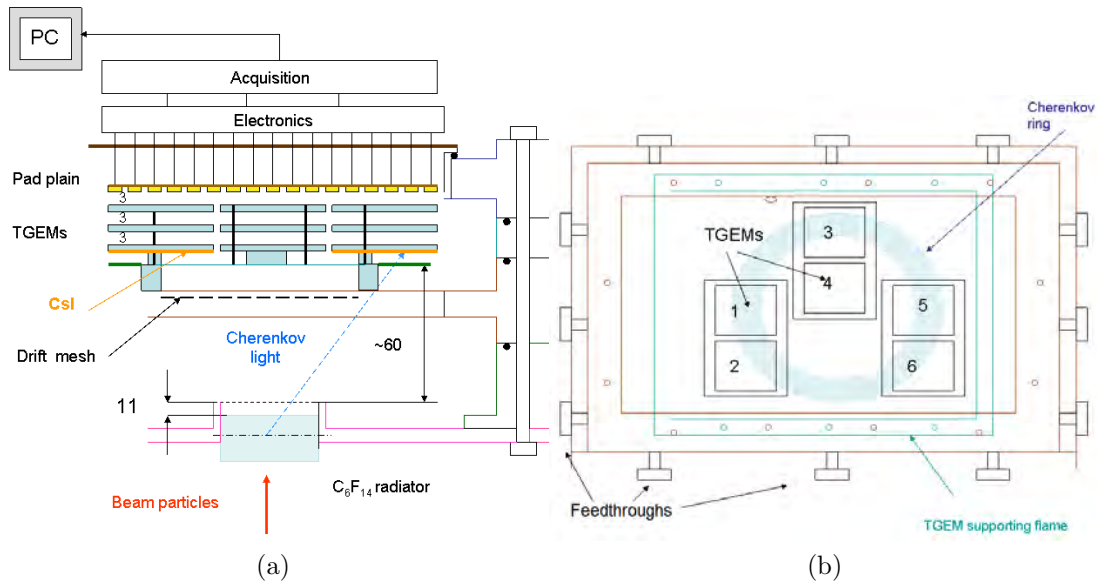


Figura 6.5: Diseño del prototipo RICH: (a) corte transversal donde puede observarse el montaje de tres TGEMs en serie y (b) vista superior donde se muestra el arreglo de los 6 módulos TTGEM.

### 6.5.1. Diseño del prototipo

La figura 6.5 muestra el esquema del prototipo implementado durante las pruebas en el Proton Synchrotron (PS)<sup>1</sup> en CERN. Consiste de un radiador líquido de  $C_6F_{14}$  con un grosor de 15 mm (también se hicieron pruebas a 10 mm) y seis módulos de tres TGEMs (abreviados en adelante como TTGEM) cada uno con un área de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . Separados 3 mm uno de otro, cada TGEM tiene un grosor de 0.45 mm con agujeros de 0.4 mm de diámetro, una orilla dieléctrica en cada agujero de  $10 \mu\text{m}$  y una distancia entre agujeros de 0.8 mm. Una rejilla metálica se colocó a 3 cm sobre los módulos TTGEM como electrodo de deriva<sup>2</sup>. Uno de los

<sup>1</sup>El *Proton Synchrotron* fue el primer gran acelerador de partículas en CERN y fue construido a finales de los años 50' para acelerar protones a 28 GeV/c. Se ha usado como inyector para aceleradores como el ISR, el SPS, LEP y ahora el LHC. Se ha usado no solo para acelerar protones sino también antiprotones, electrones, positrones y algunos iones. Actualmente se usa también para algunos experimentos de blanco fijo en zonas como el T10 a donde se hacen llegar piones de 6 GeV/c y es donde hemos realizado la mayoría de las pruebas con los prototipos del VHMPID.

<sup>2</sup>Cuando lo que se busca es detectar MIPs, el electrodo de deriva (drift) tiene la función de generar un campo eléctrico tal que dirija los electrones producidos por ionización hacia los agujeros del TGEM para ser subsecuentemente multiplicados ahí; mientras que en el caso de detección de fotones Cherenkov, el *drift* produce un campo invertido para ahora recuperar los electrones producidos por ionización de tal manera que únicamente los fotoelectrones generados en la cubierta de CsI sobre el TGEM sean colectados en los agujeros de este.

---

módulos TTGEM fue colocado directamente atrás del radiador para detectar las partículas del haz, mientras que los restantes 5 módulos se distribuyeron alrededor de este para coleccionar los fotones de la luz Cherenkov. El electrodo superior de cada módulo ha sido cubierto con  $0.4 \mu\text{m}$  de CsI. Detrás de los módulos se colocó una placa de colección de electrones acoplada a la electrónica de salida (FEE) basada en los chips DILOGIC y GASSIPLEX [56]. Tanto el monitoreo en tiempo real de los eventos así como el análisis se llevaron a cabo con los paquetes de software AliRoot y AMORE [57] del experimento ALICE.



# Capítulo 7

## Resultados II

Para poder utilizar la tecnología TGEM en un detector RICH para ALICE, un gran trabajo de investigación y desarrollo debe llevarse a cabo con anterioridad. Los resultados que presento a continuación dan fé del buen desempeño del TGEM como fotodetector, con la capacidad de entregar una imagen del anillo de luz Cherenkov producido por partículas de mínima ionización (MIP). En la sección 7.1 describo el trabajo previamente realizado en CERN para estudiar y preparar los TGEM antes de su instalación en el prototipo del VHMPID. No profundizaré en los detalles de estas pruebas pues el trabajo de esta tesis se enfoca más en el desempeño del prototipo en el haz proveniente del acelerador PS del CERN y el análisis subsecuente de los resultados.

### 7.1. Preparación de los fotodetectores

Antes de su instalación en el detector RICH, probamos cada TGEM individualmente en un contenedor de gas Ne. Las pruebas consistieron principalmente en identificar la ganancia máxima alcanzable al irradiarlos con una fuente de  $^{55}\text{Fe}$  y con luz UV. A partir de 18 detectores seleccionados se armaron 6 Triple TGEMs sobre una estructura de soporte y se trasladaron al laboratorio de evaporación de CsI en CERN [58]. Después de cubrirlos con CsI, la eficiencia cuántica (QE) de las superficies fue medida en el vacío<sup>1</sup> [58]

Posteriormente, estos seis TTGEMs fueron ensamblados en el interior de la cámara de gas del prototipo (como se muestra en la figura 7.1) utilizando guantes dentro de una cámara cellada libre de aire.

Varias pruebas de laboratorio fueron realizadas con el prototipo utilizando

---

<sup>1</sup>Se encontró que la QE de los TGEMs fue ligeramente menor ( $\sim 16\%$ ) a la del MWPC usado actualmente en el ALICE HMPID. Esto se debe en parte a los agujeros en la superficie del TGEM, los cuales no están presentes en el segundo caso.



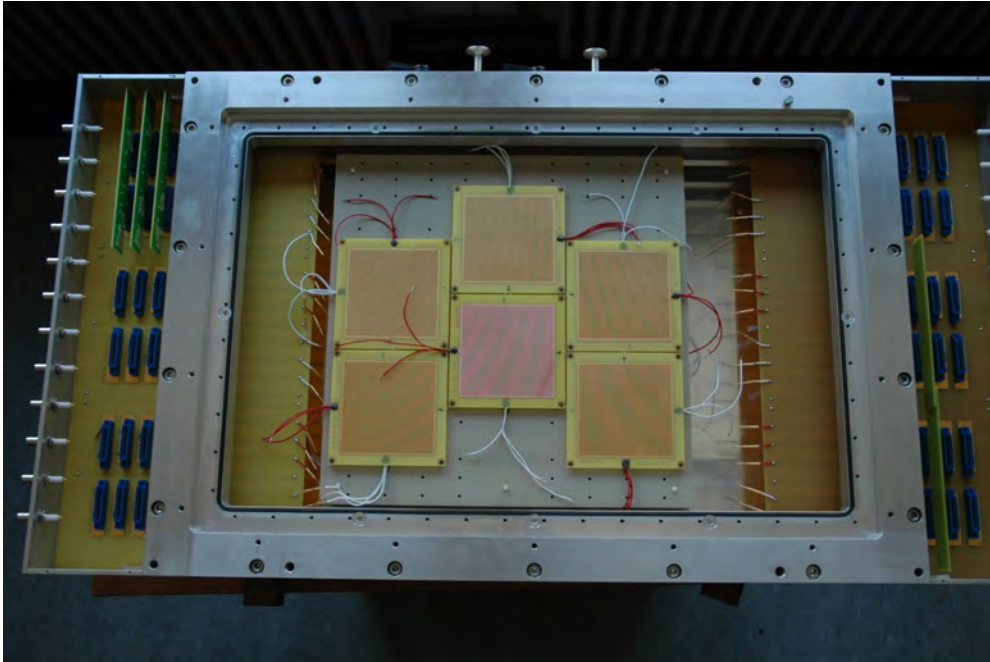


Figura 7.1: Fotografía del interior de la cámara del prototipo donde pueden observarse los 6 TTGEMs.

luz UV, fotones de 6 keV provenientes de  $^{55}\text{Fe}$  y electrones de  $^{90}\text{Sr}$ , tales como: optimización del gas, medición de la ganancia en diversas condiciones, identificación de las condiciones para evitar descargas en el TGEM, detección simultánea de fotoelectrones y MIPs, estabilidad del detector con el tiempo, etc. La mayor parte de las mediciones fueron realizadas en las mezclas de gases  $\text{Ne}+10\% \text{CH}_4$  y  $\text{Ne}+10\% \text{CF}_4$ . Como ejemplo, la figura 7.2 muestra el comportamiento típico de las ganancias medidas en estos gases al irradiar al detector con luz UV y  $^{55}\text{Fe}$ . Como se puede observar, pueden alcanzarse ganancias por arriba de  $10^5$  en estas condiciones.

Varios autores (ver [59] y las referencias ahí citadas) han observado inestabilidad en la ganancia de los TGEM con el tiempo: la ganancia puede incrementarse en un factor de dos durante las primeras tres o cuatro horas de operación. Este problema se resolvió manteniendo cierto voltaje sobre los electrodos de los TGEMs (por lo menos 300 V) aún cuando no se estuvieran operando. Con estas condiciones, las variaciones en ganancia fueron de tan solo un pequeño porcentaje. En otra prueba de estabilidad se operó el detector en  $\text{Ne}+10\% \text{CF}_4$  a una ganancia de  $3 \times 10^5$  irradiándolo simultáneamente con luz UV y electrones de  $^{90}\text{Sr}$ . No se observó ni una sola descarga durante 24 horas de operación continua (con una tasa por  $\text{cm}^2$  de:  $5 \times 10^4$  para UV y  $3.5 \times 10^4$  para  $^{90}\text{Sr}$ ).

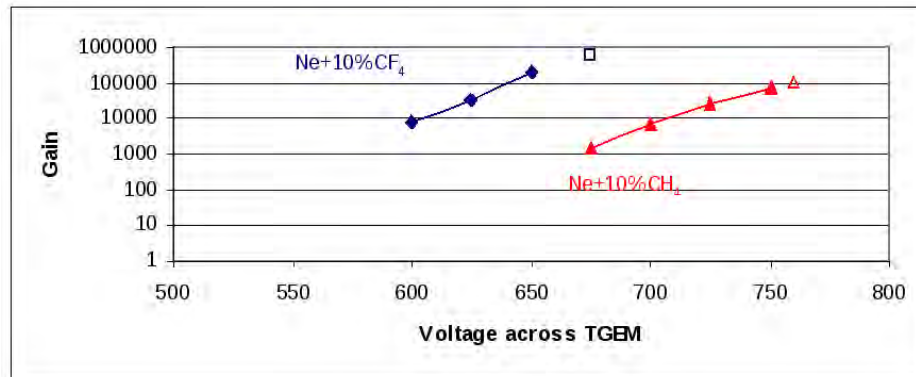


Figura 7.2: Resultados de la ganancia medida en función del voltaje aplicado a detectores Triple TGEM operados en  $\text{Ne}+10\%\text{CF}_4$  y  $\text{Ne}+10\%\text{CH}_4$  al ser irradiados con luz UV y fotones de 6 keV provenientes de  $^{55}\text{Fe}$ . Los símbolos sólidos representan mediciones realizadas con un campo de deriva de 170 V/cm y los símbolos vacíos corresponden a mediciones con un campo de deriva invertido de 100 V/cm.

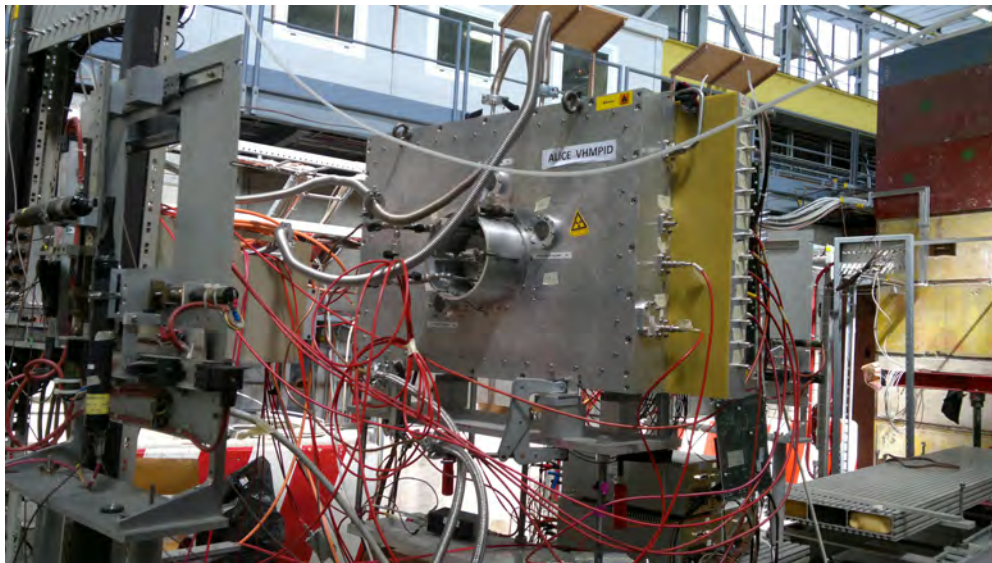


Figura 7.3: Fotografía del prototipo del VHMPID instalado en la zona T10 a la salida del acelerador PS en CERN. En el centro de la cámara se observa la ventana del radiador. A los costados están los divisores de voltaje para los distintos módulos TTGEM que se encuentran en el interior. Tanto enfrente como detrás del dispositivo se encuentran los centelleadores que entregan el disparo para el detector.

## 7.2. Estudios en el *Proton Synchrotron*

Después de las pruebas en el laboratorio, instalamos el prototipo en el complejo denominado T10 en CERN. Ahí llega un haz de piones a 6 GeV proveniente del acelerador PS. La figura 7.3 muestra el prototipo instalado en el punto de prueba.

El disparo del detector fue obtenido colocando dos pares de centelleadores, uno al frente y otro detrás de la cámara, definiendo un área del haz de 1 cm<sup>2</sup>. El software de adquisición de datos de ALICE [60] fue utilizado para el registro de los eventos con lo que las señales en la placa de salida fueron leídas y almacenadas para su análisis posterior. Recordamos que el radiador es C<sub>6</sub>F<sub>14</sub> líquido con un grosor de 15 mm (para los resultados que presento en esta sección. En el apéndice B muestro resultados con un radiador de 10 mm). Los TGEM operaron en Ne+10%CF<sub>4</sub>.

### 7.2.1. Primera observación de anillos de luz Cherenkov y MIPs con la tecnología TGEM

En la figura 7.4 se presentan algunos eventos individuales de la incidencia de piones en el VHMPID. En los eventos de las imágenes 7.4a y 7.4b se encontraban activados los detectores 1, 2 y 6 para fotoelectrones y el módulo central número 4 para detección de MIPs (ver figura 6.5b para referencia); mientras que las imágenes 7.4c y 7.4d corresponden a eventos donde sólo se detectaron fotoelectrones con los módulos 1, 2, 3 y 6. Puede observarse claramente la presencia del anillo Cherenkov (y los MIPs en la región central donde corresponde). Cada fotoelectrón, después de su amplificación por los TGEMs, deposita carga en un determinado elemento de la cuadrícula de salida (denominados *pads* de ahora en adelante) definiendo su posición en el plano  $x-y$ . Un único fotoelectrón puede depositar carga en más de un pad. A estos aglomerados de pads les llamamos *clusters* y, en una primera aproximación, cada cluster se atribuye a un fotoelectrón (como se discutirá más adelante, se puede mostrar que esto no es del todo exacto y en muchas ocasiones los clusters detectados con los TGEM corresponden a más de un fotoelectrón). La escala de colores indica la carga final depositada en los pads, donde 1 canal ADC  $\simeq 950 e^-$ .

Es importante mencionar que no todos los módulos TTGEM fueron activados al mismo tiempo. Esto se debió a la falta de fuentes de voltaje y conexiones para abastecer a todos los detectores simultáneamente. La mayor cantidad de módulos operacionales por corrida fueron 3 detectores para fotoelectrones + 1 detector de MIPs, o bien, 4 detectores para fotoelectrones sin detección de MIPs. La figura 7.5 muestra la integración de miles de eventos y varias corridas para ilustrar la funcionalidad de los 6 módulos TTGEM (aunque no se operaron simultáneamente) y la presencia más clara del anillo Cherenkov y los MIPs centrales que lo generaron.

Estos resultados muestran la primera observación de anillos de radiación Che-

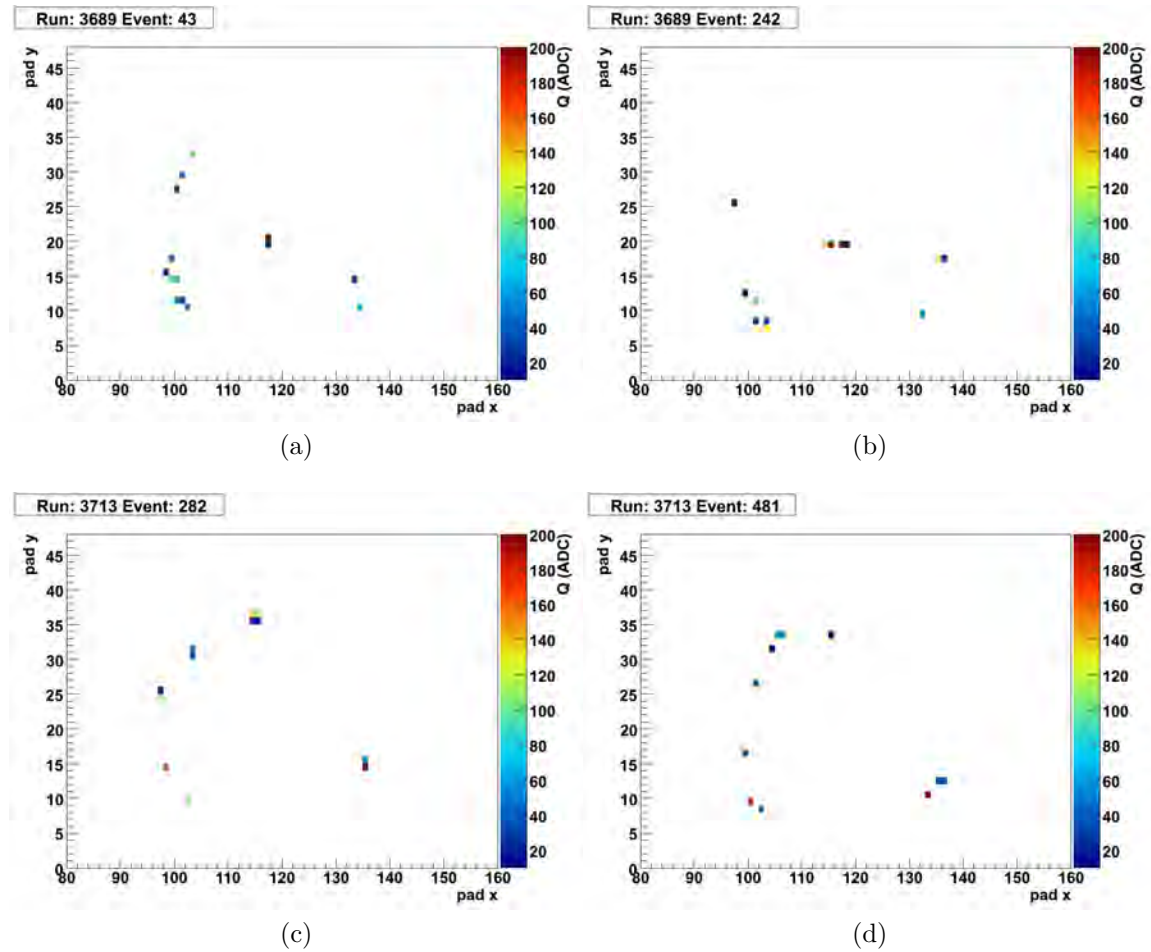


Figura 7.4: Detección de *clusters* con el prototipo del VHMPID para eventos individuales de incidencia de piones a 6 GeV. La aparición de un anillo de luz Cherenkov puede observarse con claridad en las cuatro imágenes, mientras que la detección de MIPs se hizo únicamente en las figuras (a) y (b).

renkov junto con partículas MIP obtenidos con la tecnología de los detectores TGEM. Esto es de gran importancia pues con esto se demuestra la posibilidad de implementar estos elementos en detectores RICH y su capacidad para ser usados en el VHMPID.

Además de probar la funcionalidad del prototipo, hicimos más estudios para analizar las posibilidades de usar TGEMs como fotodetectores en el VHMPID o en futuros experimentos. En especial, calculamos la cantidad de fotoelectrones detectados por evento, con lo cual se puede tener una idea del desempeño de los TGEMs con respecto a otras tecnologías probadas, como los MWPCs.

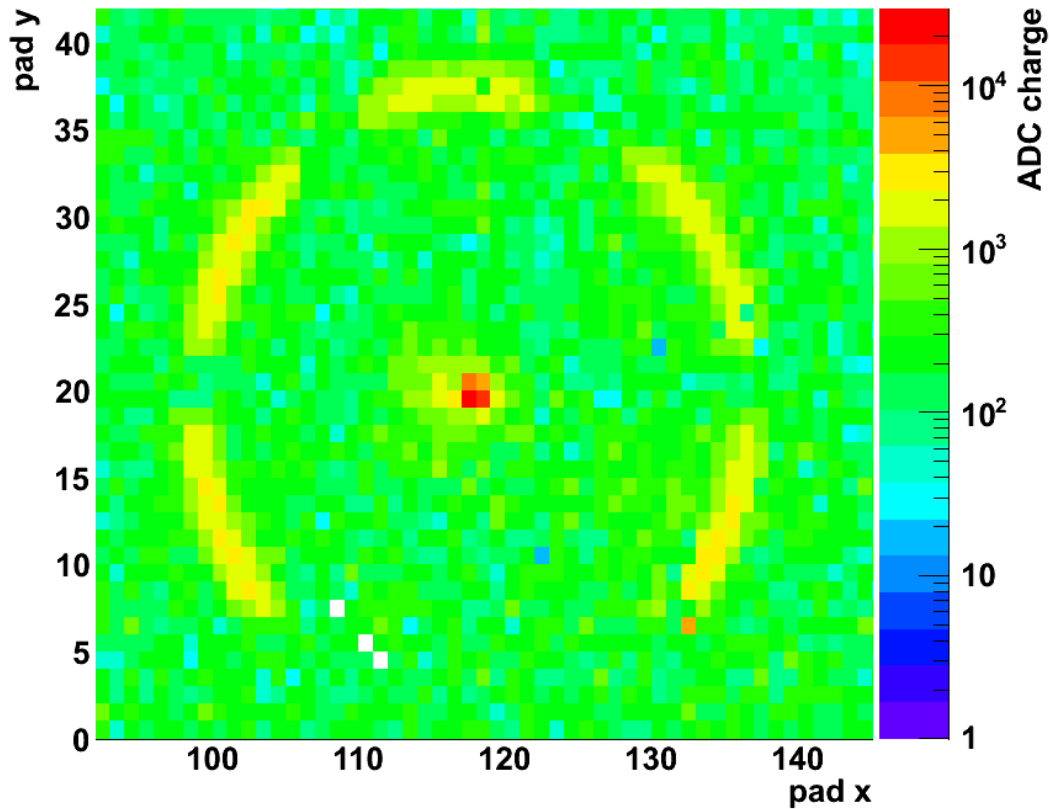


Figura 7.5: Integración de miles de eventos y varias corridas del prototipo en  $\text{Ne}+10\%\text{CF}_4$  para ilustrar la formación del anillo de radiación Cherenkov y, en el centro, la detección de MIPs. Con esto mostramos las primeras imágenes de anillos Cherenkov obtenidas con la tecnología de detectores TGEM.

### 7.2.2. Eficiencia en la detección de fotoelectrones

Para evaluar el desempeño del prototipo, debemos determinar la cantidad de fotoelectrones promedio que se detectan en cada evento con el detector de TGEMs. Este valor depende de varios factores, como son: la geometría del TGEM, la eficiencia cuántica (QE) de la capa de CsI, el gas de operación, el radiador y la ganancia del TGEM.

Para este estudio seleccionamos los dos TTGEMs que mostraron mejor desempeño de los 5 fotodetectores disponibles, i.e. los módulos 1 y 2 (corrida número 3713, para referencia). El cuadro 7.1 muestra los voltajes aplicados a cada elemento de los TTGEM, con lo cual se ha calculado que la ganancia de esta configuración fue alrededor de  $3.5 \times 10^4$ . La figura 7.6 muestra los histogramas del número de clusters registrados por evento en (a) módulo TTGEM 1, (b) módulo TTGEM 2

Elemento	Voltaje (V)	Diferencia de voltaje	V
Drift	-2135		
TGEM1 <sub>Top</sub>	-2530	- Drift	-395
TGEM1 <sub>Bottom</sub>	-1909	-TGEM1 <sub>Top</sub>	621
TGEM2 <sub>Top</sub>	-1700	- TGEM1 <sub>Bottom</sub>	209
TGEM2 <sub>Bottom</sub>	-1030	- TGEM2 <sub>Top</sub>	670
TGEM3 <sub>Top</sub>	-864	- TGEM2 <sub>Bottom</sub>	166
TGEM3 <sub>Bottom</sub>	-194	- TGEM3 <sub>Top</sub>	670
Readout	0	- TGEM3 <sub>Bottom</sub>	194

Cuadro 7.1: Listado de los voltajes aplicados a los diferentes elementos de los módulos TTGEM para detección de fotones Cherenkov en la corrida 3713. Cada TGEM tiene un voltaje superior (*top*) y uno inferior (*bottom*) sobre sus placas cuya diferencia es de  $\sim 650$  V, mientras que la caída de voltaje entre cada TGEM es de  $\sim 200$  V. El voltaje de deriva (*Drift*) está invertido (i.e. ligeramente mayor al del TGEM superior) y la electrónica de salida ha sido aterrizada. La ganancia calculada para esta configuración es de  $\sim 3.5 \times 10^4$ .

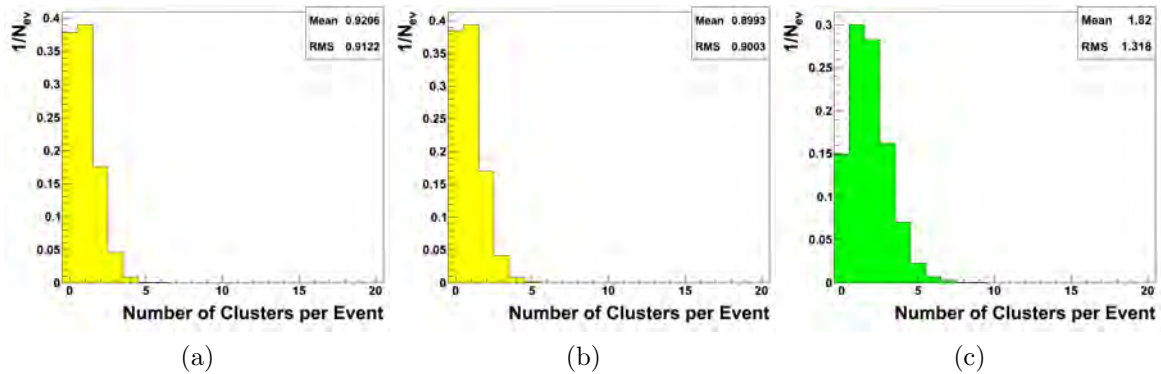


Figura 7.6: Número de clusters detectados por evento en (a) módulo TTGEM 1, (b) módulo TTGEM 2 y (c) módulos 1 y 2 simultáneamente.

y (c) módulos 1 y 2 simultáneamente. Podemos observar que en promedio se detectaron 0.92 y 0.89 clusters por evento respectivamente para los TTGEMs individuales, mientras que al considerar ambos módulos juntos se midió un promedio de 1.82 clusters por evento.

Vamos a estimar la cantidad de fotoelectrones que podrían medirse con un detector TGEM de área grande para aplicación en RICH. Para esto, empezamos por notar que la aceptación de los dos módulos TTGEM en consideración equivale a 0.25 del anillo Cherenkov completo. De acuerdo con esto, en el caso de un detector TGEM de cobertura completa esperaríamos  $\sim 7$  clusters por evento. También, a

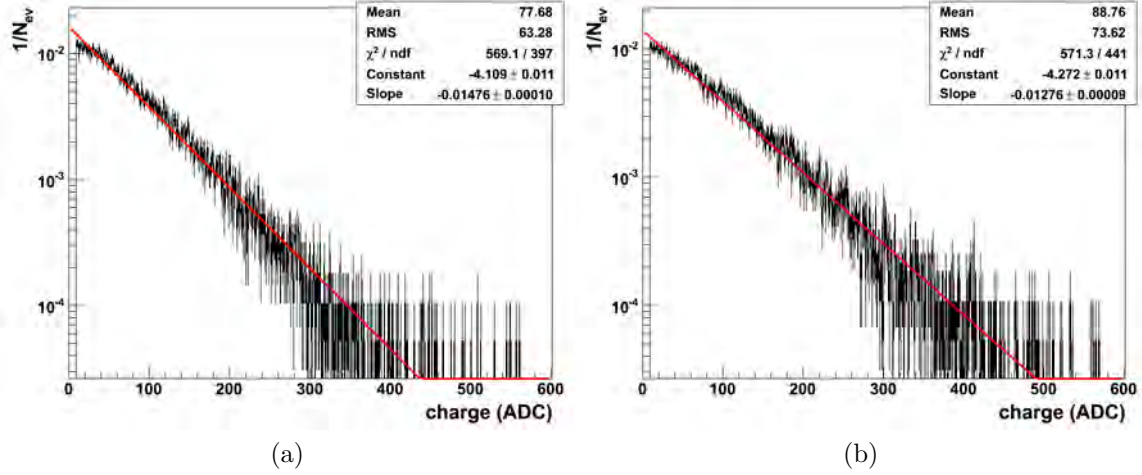


Figura 7.7: Espectro de carga de clusters para (a) TTGEM 1 y (b) TTGEM 2. En rojo, ajuste exponencial de la distribución, cuyos parámetros se presentan en el cuadro superior.

partir de los datos experimentales, se determinó la inhomogeneidad de detección de los TGEM. Este factor toma en cuenta las variaciones en la QE del CsI y la ineficiencia de detección en los bordes del TGEM (el efecto puede observarse con claridad en la figura 7.5). Este segundo caso se puede corregir con implementar un detector TGEM de mayor área (en lugar de varios más pequeños, como es el caso del prototipo actual), eliminando la incidencia de fotones en los bordes de este. Un factor de corrección por inhomogeneidad de  $\sim 0.78$  ha sido calculado para los TTGEMs estudiados en este momento, con lo cual el número de clusters esperados por evento se eleva a  $7/0.78 \simeq 9$ .

**El espectro de carga de los clusters** se muestra en las figuras 7.7a y 7.7b, correspondiendo a los TTGEM 1 y 2 respectivamente. En rojo ilustró una línea que corresponde al ajuste exponencial (cuyos parámetros se muestran en el recuadro superior de la figura) para cada distribución. Para el caso de detección de fotones, se espera observar un espectro de esta naturaleza (exponencial) si en efecto se están detectando de manera individual. Como puede observarse, los espectros de la figura 7.7 no son puramente exponenciales y se puede observar una curvatura de la distribución por arriba de la línea de ajuste exponencial, lo cual indica una amplitud de carga mayor a la esperada para fotones individuales.

Datos experimentales y simulaciones Monte Carlo han demostrado que en el caso del ALICE HMPID, detector basado en un MWPC, clusters de tamaño mayor o igual a 2 pads corresponden a la detección de múltiples fotoelectrones [61]. Un efecto similar se espera en el presente prototipo, aunque debemos tener en mente

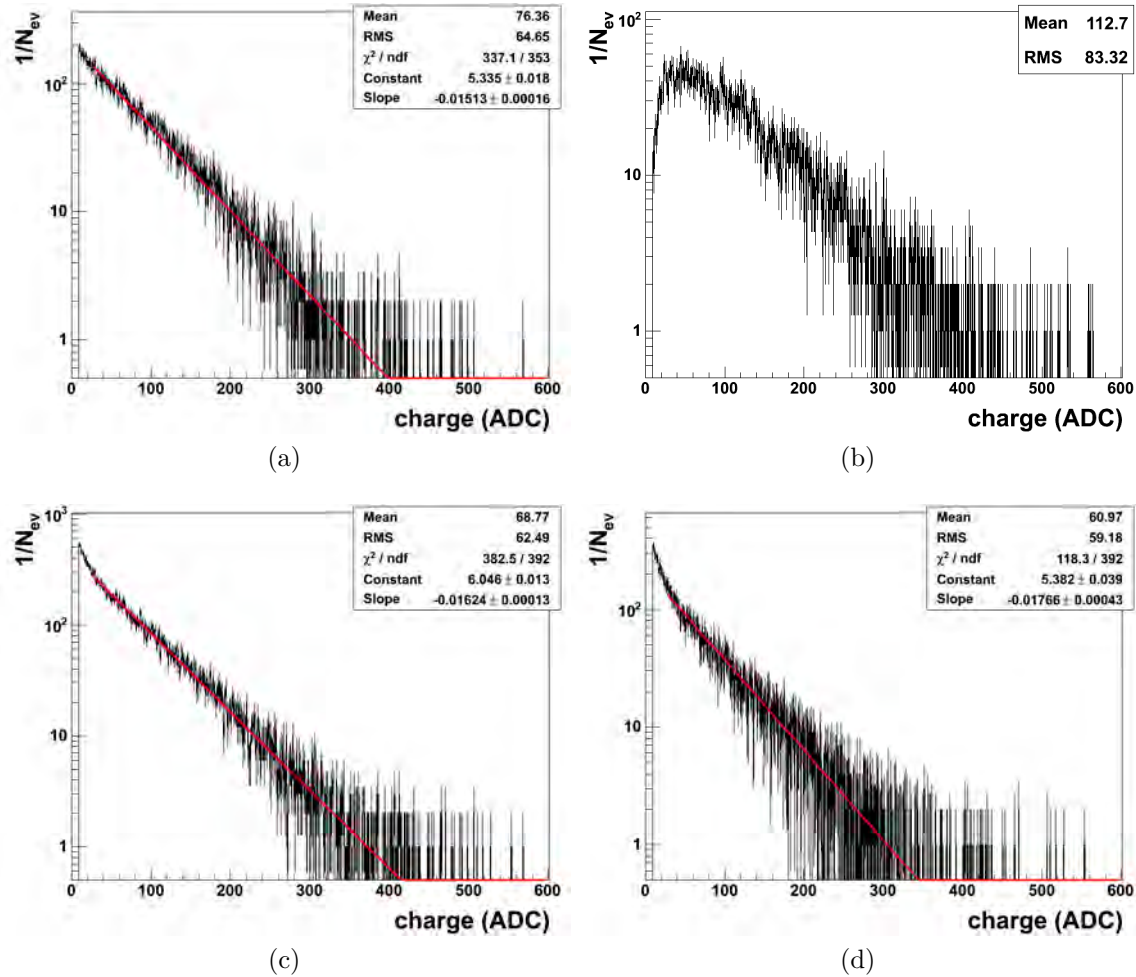


Figura 7.8: Espectros de carga en clusters y pads para TTGEM 2 correspondientes a (a) clusters de tamaño unitario, (b) clusters de tamaño 2 pads o más, (c) todos los pads individuales y (d) pads correspondientes a clusters de tamaño por arriba de 2.

que con TGEMs la topología de los clusters es diferente con respecto al MWPC. En el primer caso, los electrones finales producidos en la avalancha a través de las varias capas de TGEMs son detectados directamente en el electrodo de salida; mientras que en el segundo caso, las señales finales son inducidas por iones que se mueven hacia los cátodos del MWPC, lo cual resulta en clusters de mayor tamaño.

Para comprobar que también los clusters de tamaño 2 o más detectados con TGEMs no corresponden en su totalidad a fotoelectrones individuales presento la figura 7.8 correspondiente al TTGEM 2. El espectro en 7.8a muestra la distribución de la carga de clusters de tamaño unitario registrados con el TTGEM 2. Se



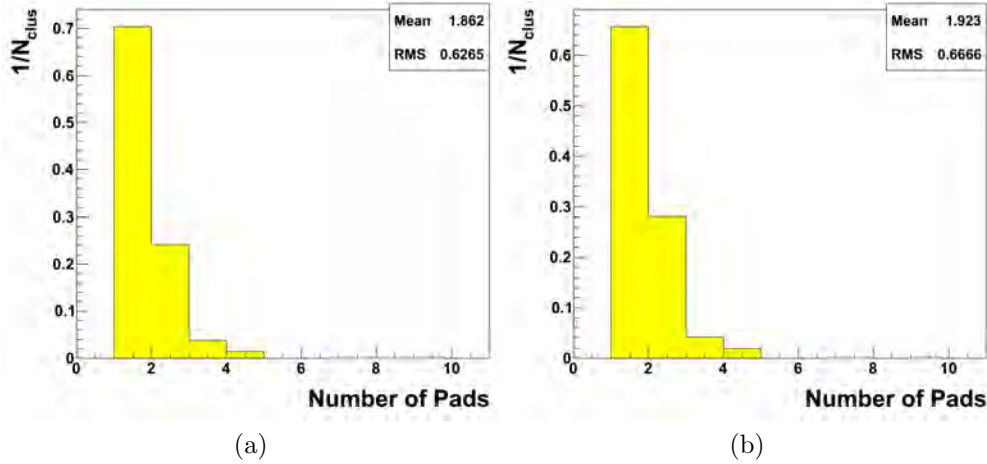


Figura 7.9: Tamaño de los clusters (en pads) para (a) módulo TTGEM 1 y (b) TTGEM 2.

puede observar que tiene un comportamiento exponencial y se puede concluir que los clusters de 1 pad son en efecto producidos por fotoelectrones individuales. En contraste, la figura 7.8b corresponde a los clusters de tamaño mayor o igual a 2 pads. En este caso la distribución es claramente no exponencial y podemos decir que no corresponde a fotoelectrones individuales pues las carga de cada cluster es mayor a lo esperado. Como una primera forma de *resolver*<sup>2</sup> los clusters, podemos suponer que cada pad corresponde a un fotoelectrón. La figura 7.8c muestra el espectro de la carga de pads que, bajo esta suposición, debería tener una distribución exponencial. El espectro en 7.8d también corresponde a la carga en pads, pero solo de aquellos pads provenientes de clusters de tamaño mayor a 2. Lo que esto ilustra es que en efecto los pads individuales se aproximan a fotoelectrones individuales, pero la pequeña elevación en la parte superior de ambas distribuciones nos da a entender que esto no es cierto para todos los clusters y estamos separando clusters que sí corresponden a fotones individuales y no múltiples.

Observando la figura 7.9 podemos ver que la mayor parte de los clusters registrados en los TTGEM son de tamaño unitario, pero más o menos una tercera parte son clusters de 2 pads o más. Si estimamos que esta segunda fracción corresponde a 2 fotoelectrones por cluster, podemos calcular rápidamente que el número de clusters resuletos (y por lo tanto fototelectrones) medidos con un detector TTGEM RICH de area grande con las características del prototipo actual sería de  $\sim 12$ . Una estimación más precisa de este valor se obtiene haciendo un ajuste de Polya al espectro 7.8b, con lo cual se puede determinar la fracción de

<sup>2</sup>Le llamamos *resolver* al hecho de separar un cluster en sus diversos componentes que han sido originados por fotoelectrones independientes.

clusters cuya carga corresponde a 1, 2 o más fotoelectrones.

Como comparación podemos mencionar que en el caso del ALICE HMPID se obtienen  $\sim 15$  clusters no resueltos [62]. Para darnos una idea comparativa, a los 9 clusters medidos con el prototipo TTGEM debe agregarse un 20% debido a la zona inactiva del fotoelectrodo (donde este porcentaje de la superficie del TGEM está cubierta por agujeros y que en la práctica no se puede reducir). Así, de tener una superficie fotoactiva completa (imposible para el TGEM, pero haciendo la suposición como mero ejercicio de comparación) detectaríamos  $\sim 11$  clusters no resueltos. También debe mencionarse que la electrónica empleada en la lectura de señales no está optimizada para su aplicación en el presente prototipo (pues está diseñada para su uso con MWPCs), lo cual puede aportar cierta ineficiencia en la detección de fototelectrones.

También quisiera resaltar que la ganancia de los TTGEMs ( $3.5 \times 10^4$ ) no fue la máxima que se podría obtener con esta tecnología debido a que la aplicación de voltajes se realizó de manera conservadora (por seguridad de no quemar algún circuito al ser las primeras pruebas del prototipo y no conocer a detalle su desempeño). Como ya vimos, la ganancia de los TTGEM puede superar  $10^5$  y aumentar la ganancia del detector permitiría una mayor eficiencia en la detección de fotones individuales, con lo que se podría incrementar el número de clusters por evento.

Los resultados aquí presentados muestran que aún hay trabajo por hacerse para mejorar el desempeño de los TGEM como detectores en aplicaciones RICH, pero a la vez se ha demostrado el buen funcionamiento de un prototipo de esta tecnología, su posibilidad de uso en el VHMPID y los resultados son muy alentadores para seguir trabajando en esta dirección en investigación y desarrollo del proyecto.



# Capítulo 8

## Conclusiones

Detrás de los grandes descubrimientos científicos hay siempre un enorme y complejo trabajo. El LHC nos llevará a entender más a detalle los misterios de nuestro universo, pero no es una empresa sencilla. El trabajo de mi tesis cumple su objetivo al mostrar que aún hay muchas cosas por hacer, que la física de altas energías es una ciencia de vanguardia y que para que los experimentos del LHC avancen se están realizando trabajos en muchos aspectos diversos.

He presentado dos trabajos comprendidos en el marco del experimento ALICE y que representan dos ámbitos en donde se están desarrollando grandes avances: por un lado el análisis de la gran cantidad de datos que se obtienen día a día en las colisiones del LHC, buscando entender los procesos que suceden a energías nunca antes exploradas; y por otro lado el desarrollo e investigación de nuevas tecnologías y detectores que permiten mejorar los experimentos de altas energías.

El análisis de jets presentado en la primera parte de la tesis completa el trabajo de ESA para entender porqué la esfericidad promedio se comporta de manera tanto cuantitativa como cualitativamente diferente a altas multiplicidades en el caso de los datos registrados en ALICE con respecto a lo predicho por generadores Monte Carlo. Como hemos visto, las simulaciones generan una mayor cantidad de eventos con emisiones de alto  $p_T$  en forma de jets, mientras que lo observado en los detectores son eventos más isotrópicos con emisiones de menor  $p_T$ . La diferencia más clara está en la sobreproducción de dijets en el Monte Carlo y un mayor número de eventos sin jets registrados en ALICE. Es claro que ya a las energías de  $\sqrt{s} = 7$  TeV, la física de las colisiones pp se ha desviado de lo predicho y una modificación de los modelos es necesaria para describir adecuadamente lo que acontece en estos nuevos regimenes que están siendo explorados. Podemos concluir que los procesos duros de la Cromodinámica Cuántica perturbativa han sido sobreestimados por los generadores Monte Carlo y demostramos que en eventos de alta multiplicidad hay una mayor contribución de los procesos suaves de lo predicho.

En luz de estos nuevos resultados, la primera propuesta sería buscar la modificación de los parámetros de los generadores (a lo que se le llama el “tuning” o ajuste del Monte Carlo) para poder reproducir las observaciones experimentales que hemos hecho. Pero este procedimiento parece no ser la solución pues los ajustes han mostrado ir en la dirección de una mayor producción de jets y no al revés. Es difícil ajustar el Monte Carlo para reproducir simultáneamente y de manera fiel todas las observables experimentales. Pareciera entonces que debemos reestructurar la teoría desde la física más fundamental, incorporando al Monte Carlo una mejor simulación de las interacciones partónicas múltiples, por ejemplo. Es en esta segunda propuesta donde los resultados toman su importancia, pues podrían ayudar a elucidar el camino hacia una mejor descripción de las colisiones hadrónicas de alta energía.

En cuanto a la tecnología necesaria para aumentar nuestras capacidades de exploración, he presentado los primeros resultados que muestran la viabilidad de implementar TGEMs en la construcción de detectores RICH. La propuesta del VHMPID permitiría expandir la capacidad de identificación de ALICE hasta  $\sim 30$  GeV, ya sea utilizando un MWPC o la tecnología TGEM como fotodetector.

He presentado la obtención de los primeros anillos de radiación Cherenkov mediante el uso de un fotodetector consistente de tres capas de TGEMs con una cobertura de CsI como fotocátodo. Este prototipo tiene ventajas sobre el MWPC al poseer una estructura muy robusta, resistente a las descargas, capaz de alcanzar ganancias de hasta  $10^7$  y la capacidad de funcionar en una gran variedad de gases. Este último punto permite utilizar el mismo gas tanto para el radiador como para el fotodetector, evitando el uso de ventanas; así como el uso de gases no inflamables, lo cual incrementa la seguridad del experimento.

Aún hay mucho trabajo por hacer para que la tecnología TGEM alcance la misma reputación que el MWPC, pero los resultados que he mostrado son muy alentadores en este respecto. Más allá de que los TGEM se usen o no en el VHMPID, los estudios presentados en la tesis tienen importancia como investigación y desarrollo de nueva tecnología que podría ser utilizada en otros experimentos con detectores RICH o en muchas otras aplicaciones.

# Apéndice A

## Estudios sobre la reconstrucción de jets y los parámetros del algoritmo de cono.

En la primera parte de la tesis presenté los resultados de mi estudio sobre la producción de jets en colisiones de protones de acuerdo a la multiplicidad del evento. En ese trabajo comparé los resultados obtenidos en datos reales de ALICE con los eventos simulados por generadores como PYTHIA y PHOJET. Como mencioné, el algoritmo de cono utilizado para la reconstrucción de jets depende de una serie de parámetros que pueden ser optimizados de manera experimental y mediante simulaciones para conseguir la mejor detección de jets. Los parámetros que utilicé en el análisis de la sección 4 son los implementados por el grupo de análisis de jets de ALICE.

También realicé mi análisis utilizando diferentes parámetros para, por un lado, entender los efectos de cada parte del algoritmo y, por otro lado, mostrar que mis resultados y conclusiones sobre la producción de jets a altas multiplicidades no dependen fuértemente de los valores elegidos en la construcción de los jets. Ciértamente no realicé un estudio exhaustivo al respecto en cuanto a variar todos los parámetros sistemáticamente pues esto ya se ha hecho en la colaboración y habría consumido mucho tiempo, pero sí modifiqué unas pocas cosas como presento a continuación.

Los resultados en la sección 4 fueron obtenidos con los parámetros ya presentados en la tabla 4.1. En la figura A.1(a) vuelvo a mostrar el número promedio de jets por evento en función de la multiplicidad de partículas en este, comparando datos reales con simulados. El primer cambio que presento es el del valor de `SetEtSeed()` (de 4.0 a 2.5). Este valor indica la energía mínima que debe tener almenos una partícula dentro del jet. Dado que la energía mínima de todo el jet (`SetMinJetEt()`) se ha pedido de 5 GeV/c, propuse que al menos una

partícula de este tuviera la mitad de su energía. El resultado se muestra en la figura A.1(b). Cualitativamente, el resultado concuerda con lo obtenido anteriormente, los simuladores producen eventos con mayor número de jets y la razón tiende a crecer a mayor multiplicidad. Los datos difieren cuantitativamente en el caso de `SetEtSeed(2.5)` en cuanto a que la cantidad de jets promedio se ha incrementado en todo el rango de multiplicidad con respecto a `SetEtSeed(4.0)`. Esto es de esperarse pues ahora también se han admitido jets con una partícula líder de menor energía transversa, o digamos que muchas partículas que antes no alcanzaban el corte ahora sí pueden en conjunto formar un jet. Una consecuencia de esto es que el momento transverso promedio de los jets puede disminuir ya que, aunque todavía exigimos `SetMinJetEt(5)`, el que este valor se pueda alcanzar con partículas de 2.5 GeV/c permite formar jets en general menos energéticos. Esto se puede comprobar en la figura A.2(b).

Otro elemento que modifiqué fue agregar una sustracción de fondo (`BackgMode(1)`). El resultado, mostrado en la figura A.1(c) muestra que se redujo el número promedio de jets con respecto a A.1(b), aunque no tanto como en el caso de A.1(a). Al eliminar partículas consideradas como ruido de fondo se reducen los elementos que de otra manera podrían formar parte de jets.

Por último, cambié el radio del cono de 0.4 a 0.7 (figura A.1(d)). Las diferencias entre A.1(d) y A.1(c) son mínimas, más aún considerando el error estadístico. Esto se debe a que el radio de 0.4 ya contiene cerca del 80 % del momento transverso del jet, por lo que incrementar el radio no afecta en gran medida su reconstrucción.

En conclusión podemos ver que aún cambiando los parámetros del algoritmo de reconstrucción de jets de manera razonable se sigue observando una sobreproducción de jets y partículas de alto  $p_T$  por parte de los generadores PYTHIA y PHOJET, particularmente a alta multiplicidad, por arriba de 25 partículas cargadas. El efecto es más pronunciado en PHOJET, donde es claro el mayor momento transverso proyectado para esos jets.

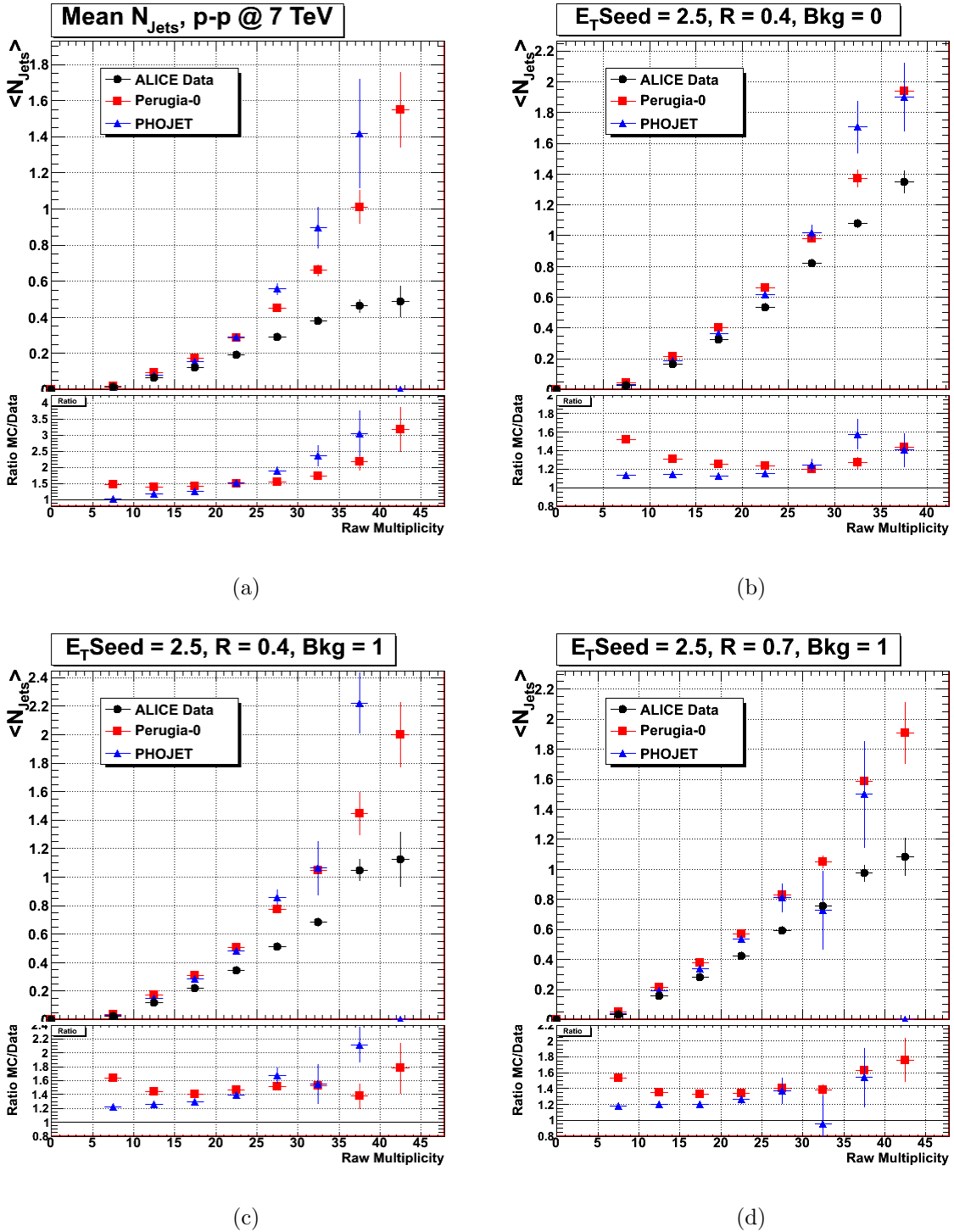


Figura A.1: Distribuciones del número de jets promedio por evento en función de la multiplicidad de partículas cargadas tanto para datos reales como simulados: (a) Resultados presentados en la sección 4 con parámetros  $\text{SetMinJetEt}(5.0)$ ,  $\text{SetEtSeed}(4.0)$ ,  $\text{SetRadius}(0.4)$ ,  $\text{BackgMode}(0)$ . Los parámetros usados en los gráficos (b), (c) y (d) se encuentran en la parte superior de cada uno. En (b) el eje de  $N_{ch}$  llega hasta 40.



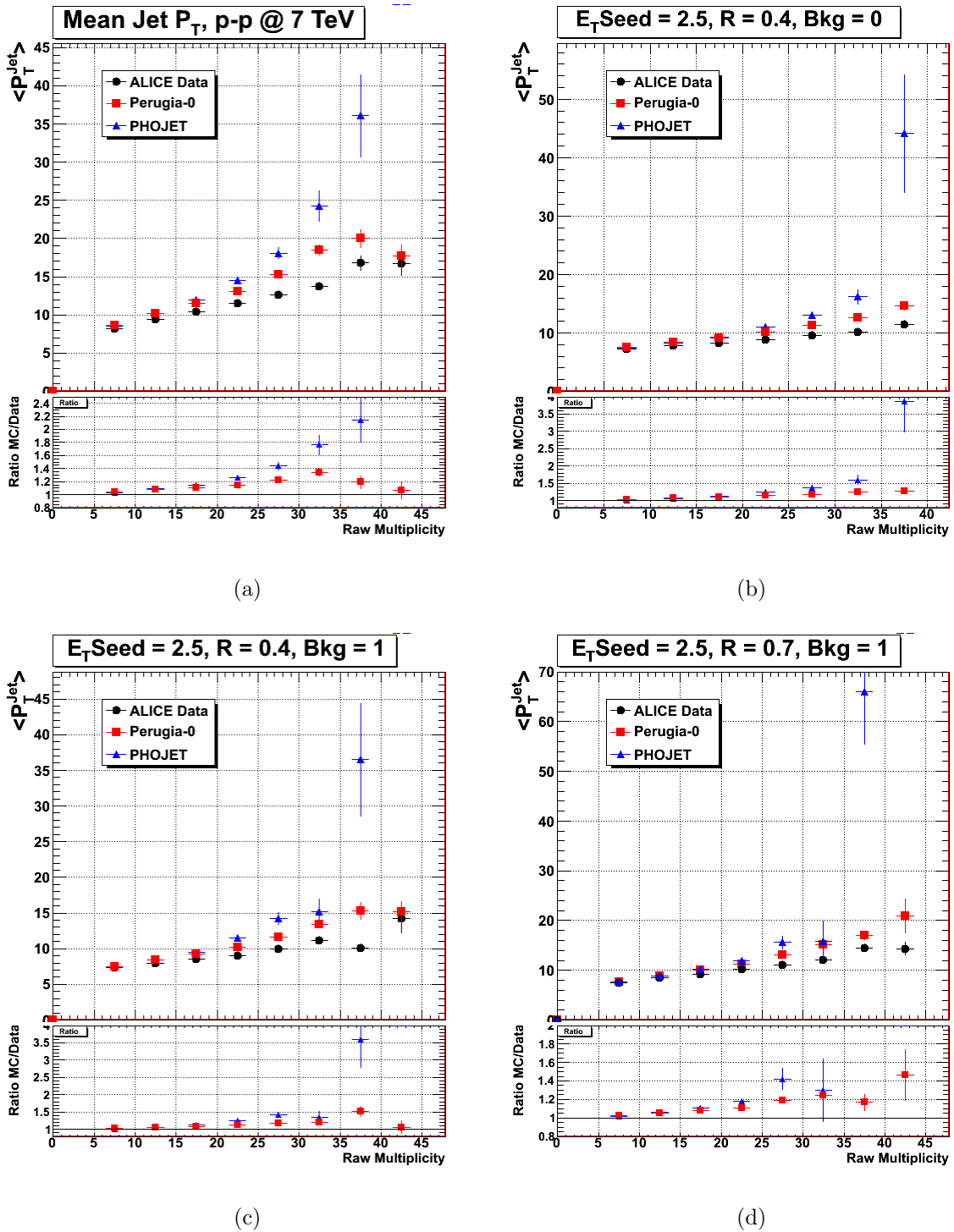


Figura A.2: Momento transversal promedio de los jets por evento en función de la multiplicidad de partículas cargadas tanto para datos reales como simulados: (a) Resultados presentados en la sección 4 con parámetros  $\text{SetMinJetEt}(5.0)$ ,  $\text{SetEtSeed}(4.0)$ ,  $\text{SetRadius}(0.4)$ ,  $\text{BackgMode}(0)$ . Los parámetros usados en los gráficos (b), (c) y (d) se encuentran en la parte superior de cada uno. En (b) el eje de  $N_{ch}$  llega hasta 40.

# Apéndice B

## Más estudios con el prototipo TTGEM del detector VHMPID.

Otras mediciones que realizamos con el prototipo del VHMPID incluyen diferentes voltajes sobre los TGEMs y diferentes longitudes del radiador. A continuación mostramos los resultados que obtuvimos en las primeras pruebas (corridas 3640 y 3655, por ejemplo) donde aplicamos un voltaje más conservador a los elementos del detector (para evitar descargas) con respecto a la corrida 3713 analizada en la sección 7. Los valores de voltaje aplicados al drift y a cada TGEM se encuentran en el cuadro B.1.

Elemento	Voltaje (V)	Diferencia de voltaje	V
Drift	-2286		
TGEM1 <sub>Top</sub>	-2410	- Drift	-124
TGEM1 <sub>Bottom</sub>	-1900	-TGEM1 <sub>Top</sub>	510
TGEM2 <sub>Top</sub>	-1700	- TGEM1 <sub>Bottom</sub>	200
TGEM2 <sub>Bottom</sub>	-1049	- TGEM2 <sub>Top</sub>	651
TGEM3 <sub>Top</sub>	-865	- TGEM2 <sub>Bottom</sub>	184
TGEM3 <sub>Bottom</sub>	-199	- TGEM3 <sub>Top</sub>	666
Readout	0	- TGEM3 <sub>Bottom</sub>	199

Cuadro B.1: Listado de los voltajes aplicados a los diferentes elementos de los módulos TTGEM para detección de fotones Cherenkov en las corridas 3640 y 3655. Cada TGEM tiene un voltaje superior (*top*) y uno inferior (*bottom*) sobre sus placas. El voltaje de deriva (*Drift*) está invertido (i.e. ligeramente mayor al del TGEM superior) y la electrónica de salida ha sido aterrizada. Los valores son ligeramente menores a los usados en los resultados de la sección 7, en especial para el Drift y el TGEM superior (TGEM1).

Tanto en la corrida 3640 como la 3655 se activaron los módulos TTGEM

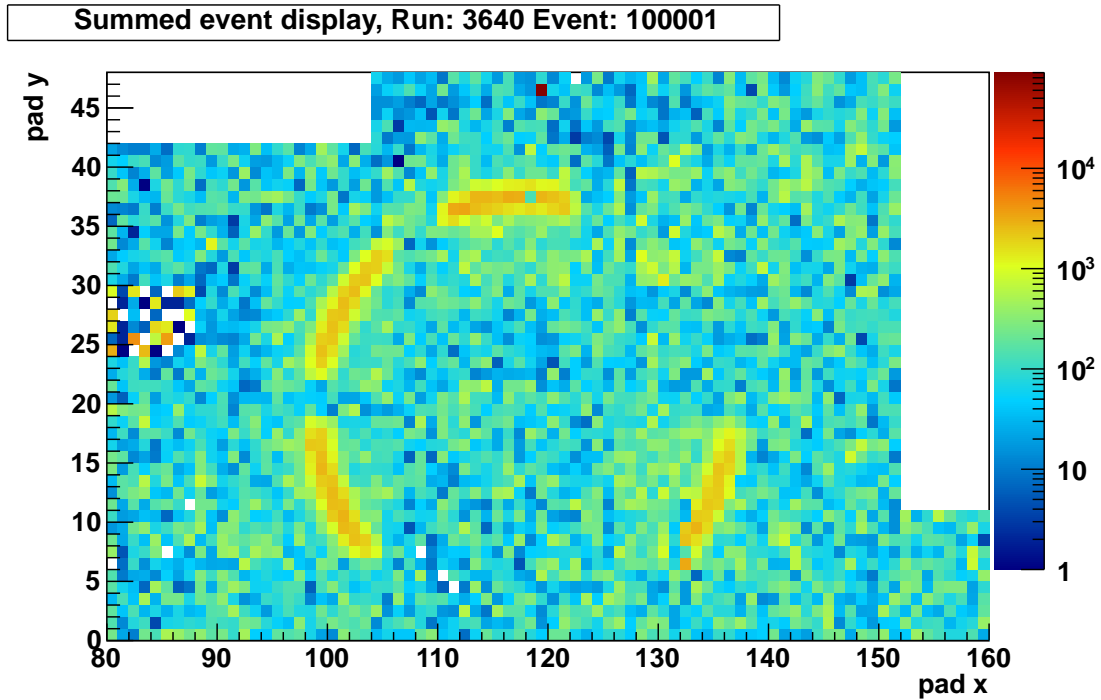


Figura B.1: Integración de 100 mil eventos registrados en la corrida 3640 del prototipo VHMPID en  $\text{Ne}+10\%\text{CF}_4$  con radiador de 10 mm donde únicamente se han activado los TTGEM 1, 2, 3 y 6. Las partículas MIP no se han registrado en esta corrida. Los sectores en blanco corresponden a pads que han sido excluidos del análisis debido a su ruido excesivo.

números 1, 2, 3 y 6 para la detección de fotones Cherenkov con los voltajes listados en el cuadro B.1, con la diferencia de que en la primera corrida la longitud del radiador fue de 10 mm, mientras que en la segunda fue de 15 mm. Los TGEM operaron en  $\text{Ne}+10\%\text{CF}_4$ . La figura B.1 muestra la integración de 100 mil eventos registrados en la corrida 3640, donde sólo se han usado cuatro módulos TTGEM para detectar fotones Cherenkov, mientras que el TTGEM 4 no ha sido activado para el registro de MIPs.

La figura B.2 muestra los histogramas del número de clusters por evento de la corrida 3640 para cada TTGEM de manera individual y para los cuatro en conjunto. La figura B.3 muestra los mismos histogramas pero para la corrida 3655. En ambas corridas se ha calculado que la superficie del anillo total cubierta por los cuatro TTGEM es del 51 %, mientras que en promedio los TTGEM tienen un factor de corrección por inhomogeneidad de 0.72, con lo cual calculamos un factor de multiplicación de  $\frac{1}{0,51 \times 0,72} = 2.72$ . Esto lo que nos dice es que podemos calcular el número de clusters esperados en un detector TTGEM de superficie

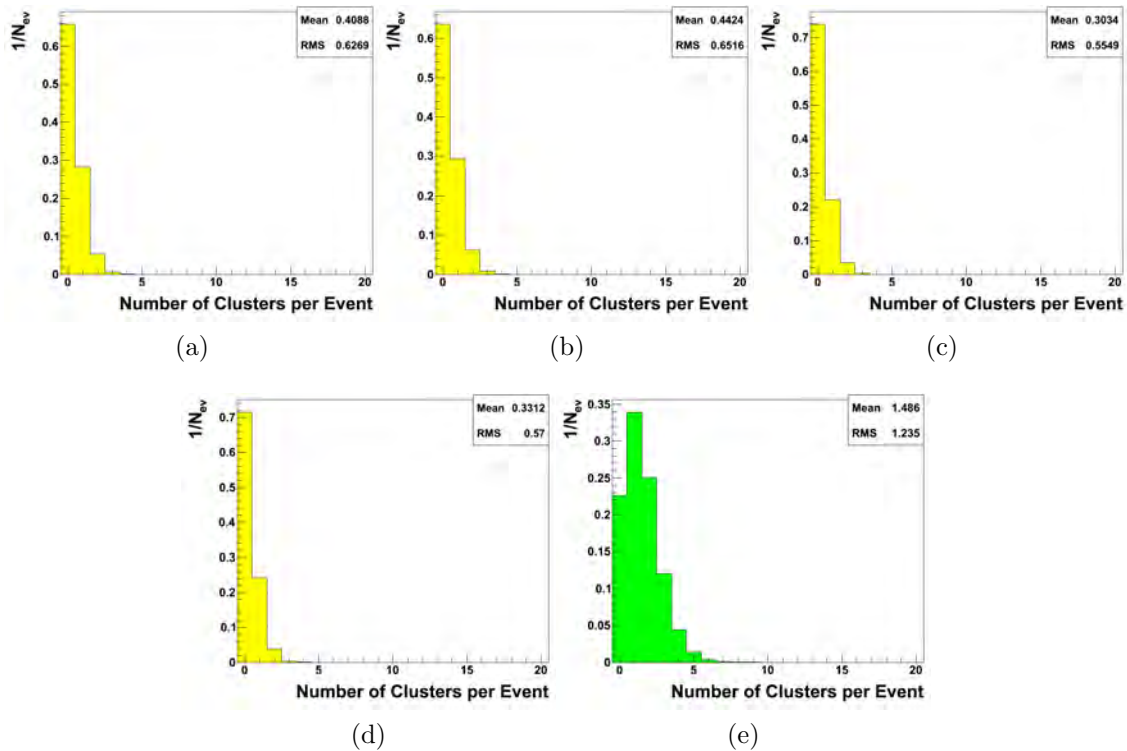


Figura B.2: **Corrida 3640**. Número de clusters por evento registrados en (a) TTGEM 1, (b) TTGEM 2, (c) TTGEM 3, (d) TTGEM 6, (e) todos juntos. Longitud del radiador **10 mm**.

completa para los voltajes y longitud de radiador (10 mm) de acuerdo a la corrida 3640 como  $1.48 \times 2.72 = 4.02$  clusters.

En el caso de la corrida 3655, donde la única diferencia es la longitud del radiador (15 mm) tenemos que el número de clusters esperado, de acuerdo al histograma B.3(e), es de  $2.14 \times 2.72 = 5.82$ .

El incremento en el número de clusters al aumentar la longitud del radiador a 15 mm es de 1.8, lo que equivale a 45% más clusters que con 10 mm. Haciendo una equivalencia a primera aproximación de 1 cluster = 1 fotón Cherenkov, tenemos que al aumentar el radiador en un 50% se producen un  $\sim 45\%$  más fotones Cherenkov, una relación casi uno a uno. Este resultado está en acuerdo con la ecuación 5.8, donde el número de fotones Cherenkov  $N$  es directamente proporcional a la distancia  $L$  que recorre la partícula MIP en el material.

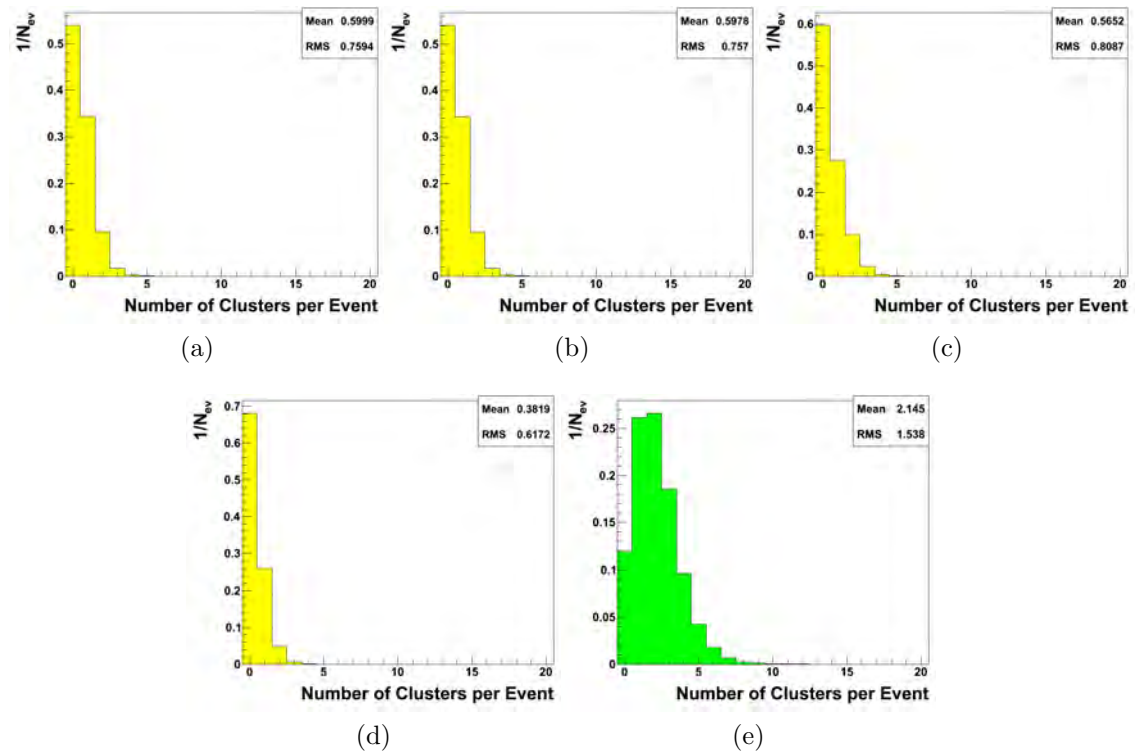


Figura B.3: **Corrida 3655**. Número de clusters por evento registrados en (a) TTGEM 1, (b) TTGEM 2, (c) TTGEM 3, (d) TTGEM 6, (e) todos juntos. Longitud del radiador **15 mm**.

# Bibliografía

- [1] <http://www.agrhichome.bnl.gov/AP/Spin2009/>
- [2] J.P. Blewett, *200 GeV intersecting storage accelerators, Proceedings of the 8<sup>th</sup> International Conference on High-Energy Accelerators*, CERN, Geneva Switzerland (1971).
- [3] *Report of the task force on SSC operations*, SCC-SR-1005 (1985), <http://dx.doi.org/10.2172/88535>.
- [4] J. Billan, et al. *The eight superconducting quadrupoles for the ISR high-luminosity insertion, Proceedings for the 11<sup>th</sup> International Conference on High-Energy Accelerators*, Geneva Switzerland (1980), CERN-ISR-BOM-GE-80-22.
- [5] ATLAS Collaboration, *ATLAS: technical proposal for a general-purpose pp experiment at the Large Hadron Collider at CERN*, CERN-LHCC-94-43, <http://cdsweb.cern.ch/record/290968>.
- [6] CMS Collaboration, *CMS technical proposal*, CERN-LHCC-94-38, <http://cdsweb.cern.ch/record/290969>.
- [7] LHCb Collaboration, *LHCb technical proposal*, CERN-LHCC-98-004, <http://cdsweb.cern.ch/record/622031>.
- [8] TOTEM Collaboration, W. Kienzle et al, *TOTEM: Total cross section, elastic scattering and diffractive dissociation at LHC: Technical Proposal*, CERN-LHCC-99-007, <http://cdsweb.cern.ch/record/385483>.
- [9] ALICE Collaboration, *ALICE: Technical proposal for a Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC*, CERN-LHCC-95-71, <http://cdsweb.cern.ch/record/293391>.
- [10] CERN Press Office. *First beam in the LHC - Accelerating science*, 10 sept. 2008. <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2008/PR08.08E.html>.

- [11] *Interim Summary Report on the Analysis of the 19 September 2008 Incident at the LHC*. CERN, 15 oct. 2008.  
[https://edms.cern.ch/file/973073/1/Report\\_on\\_080919\\_incident\\_at\\_LHC\\_2\\_.pdf](https://edms.cern.ch/file/973073/1/Report_on_080919_incident_at_LHC_2_.pdf).
- [12] CERN Press Office. *CERN inaugurates the LHC*. 21 oct. 2008.  
<http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2008/PR16.08E.html>.
- [13] CERN Press Office. *LHC sets new world record*. 30 nov. 2009.  
<http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2009/PR18.09E.html>
- [14] K. Aamodt et. al. Phys. Rev. Lett., 105, 2010.
- [15] ALICE Collaboration 1995 Technical Proposal CERN/LHCC/9571
- [16] Cerron-Zeballos E, Crotty I, Hatzifotiadou D, Lamas-Valverde J, Neupane D, Williams M C S and Zichichi A 1996 Nucl. Instrum. Methods A 374 132
- [17] H. Hoedlmoser et al. NIM A566(2006), 351-359
- [18] E. Golowich and B. R. Holstein J. F. Donoghue. *Dynamics of the standard model*, Cab. Monogr. Part.Phys. Cosmol., 1992.
- [19] K Aamodt et al: EPJC 68 (2010) 89, arXiv:1004.3034
- [20] K Aamodt et al: EPJC: Vol. 68 (2010) 345, arXiv:1004.3514
- [21] CMS Collaboration, V. Khachatryan et al., JHEP 2010 02 041 (2010).
- [22] G. P. Salam, G. Soyez, SIScone, <http://projects.hepforge.org/siscone>.
- [23] S. D. Ellis, D. E. Soper, Phys. Rev. D 48 (1993) 3160 (hep-ph/9305266).
- [24] S. Kluth, et al. Eur. Phys. J. C 21 (2001) 199.
- [25] A. Ortiz, G. Paic. *Event Shape Analysis in ALICE*. ALICE-INT-2009-015.
- [26] A. Ortiz et al. *Possibilities of the Event Shape Analysis in minimum bias pp collisions at 0.9 and 7 TeV*. ALICE-INT-2010-013.
- [27] A. Ortiz, *Transverse sphericity of charged particles in minimum bias p-p collision in ALICE at the LHC*, Proceedings of the Conference: Physics at LHC 2011. June 6-11th, 2011
- [28] T. Sjöstrand, S. Mrenna y P. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP 05, 026 (2006).

- [29] R. Engel and J. Ranft, Phys. Rev. D54, 4244 (1996).
- [30] <http://root.cern.ch>
- [31] GEANT Detector Description and Simulation Tool, CERN, Geneva 1993.
- [32] *The ALICE Offline Bible*, Version 0.00, Rev. 22.
- [33] <http://www.time.com/time/magazine/article/0,9171,990627,00.html>.
- [34] <http://alien2.cern.ch/>
- [35] G. Arnison et al., (UA1 Collaboration), Phys. Lett. B132, 214 (1983).
- [36] T. Francke, V. Peskov. *Micropattern Gaseous Detectors*. physics/0404035 ; KTH-2004-04-07. - 2004
- [37] R. Bouclier, M. Capens, W. Dominik, M. Hoch, J-C. Labb, G. Million, L. Ropelewski, F. Sauli and A. Sharma. *THE GAS ELECTRON MULTIPLIER*. CERN-PPE/96-177 1996.
- [38] J. Benlloch, A. Bressan, M. Capens, M. Gruw, M. Hoch, J.C. Labb, A. Placci, L. Ropelewski, F. Sauli. *FURTHER DEVELOPMENTS OF THE GAS ELECTRON MULTIPLIER*. CERN-EP/98-50 1998
- [39] A. Breskin et al. *A concise review on THGEM detectors*. Nucl. Instrum. Meth. A598:107-111, 2009.
- [40] A. Di Mauro, B. Lund-Jensen, P. Martinengo, E. Nappi, R. Oliveira, V. Peskov. *Development of innovative micropattern gaseous detectors with resistive electrodes and first results of their applications*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 581 (2007) 225-231
- [41] E. Nappi y J. Seguinot, *Ring Imaging Cherenkov Detectors: The State of the art and perspectives*, Revista del Nuovo Cimento, Vol. 28, N. 8-9, 2005
- [42] J. Seguinot et. al., Nucl. Instrum. Methods A, 297 (1990) 133.
- [43] E. Nappi et al., CERN/DRDC/92-16.
- [44] T. Boutboul et. al., J. Appl. Phys., 84 (1998) 2890.
- [45] M. A. Nitti et. al., Nucl. Inst. Methods A, 523 (2004) 323.
- [46] J. Seguinot and T. Ypsilantis, Nucl. Instrum. Methods A, 433 (1999) 1.
- [47] R. Chechik et. al., Nucl. Instrum. Methods A, 502 (2003) 195.



- 
- [48] Rudolph C. Hwa, C. B. Yang, arXiv:nucl-th/0603053 v2, 21 June 2006
  - [49] S. Sapeta and U. A. Wiedemann, arXiv:0707.3494 [hep-ph], July 2007
  - [50] ALICE HMPID Technical Design Report, CERN/LHCC/98-19, 1998
  - [51] E. Albrecht, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 510 (2003) 262
  - [52] D. Cozza, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 502 (2003) 101.
  - [53] G. Volpe, The VHMPID detector in the ALICE experiment at LHC, PoS HIGH- pTLHC, 022, 2008.
  - [54] D. Di Bari, et al. ALICE Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A 502 (2003) 300.
  - [55] V. Peskov et al., JINST 5 P11004, 2010
  - [56] J. Santiard, NIM. A518, 2004, 498-500
  - [57] ALICE Collaboration, J. Phys. Conf. Ser. 219:022023, 2010.
  - [58] H. Hoedlmoser et al., NIM A566, 2006, 338
  - [59] V. Peskov et al., JINST 5 P11004, 2010
  - [60] ALICE Trigger, Data Acquisition, High Level Trigger, Control System Technical Design Report , ALICE-DOC-2004-001
  - [61] A. Di Mauro et al., NIM A433 (1999), 190-200
  - [62] H. Hoedlmoser et al. NIM A566(2006), 351-359

# Índice de cuadros

2.1. Densidad en pseudorapidez de partículas cargadas a pseudorapidez central ( $ \eta  < 1$ ) para colisiones inelásticas con al menos una partícula cargada en esta región ( $\text{INEL} > 0_{ \eta <1}$ ). Para ALICE, el primer error es estadístico y el segundo es sistemático. Se comparan las mediciones experimentales con las predicciones de distintos modelos. En el caso de PYTHIA se indica entre paréntesis la versión del ajuste: D6T tune (109), ATLAS-CSC tune (306) y Perugia-0 tune (320). . . . .	23
4.1. Valores de parámetros importantes que implementé en el algoritmo de cono UA1. . . . .	43
6.1. Rango de identificación de partículas en el VHMPID con un radiador de $C_4F_{10}$ a presión atmosférica. Los límites inferiores y superiores están definidos por el umbral de emisión de fotones Cherenkov y una separación de $3\sigma$ entre las distribuciones, respectivamente. .	77
7.1. Listado de los voltajes aplicados a los diferentes elementos de los módulos TTGEM para detección de fotones Cherenkov en la corrida 3713. Cada TGEM tiene un voltaje superior ( <i>top</i> ) y uno inferior ( <i>bottom</i> ) sobre sus placas cuya diferencia es de $\sim 650$ V, mientras que la caída de voltaje entre cada TGEM es de $\sim 200$ V. El voltaje de deriva ( <i>Drift</i> ) está invertido (i.e. ligeramente mayor al del TGEM superior) y la electrónica de salida ha sido aterrizada. La ganancia calculada para esta configuración es de $\sim 3.5 \times 10^4$ . . . .	87

- B.1. Listado de los voltajes aplicados a los diferentes elementos de los módulos TTGEM para detección de fotones Cherenkov en las corridas 3640 y 3655. Cada TGEM tiene un voltaje superior (*top*) y uno inferior (*bottom*) sobre sus placas. El voltaje de deriva (*Drift*) está invertido (i.e. ligeramente mayor al del TGEM superior) y la electrónica de salida ha sido aterrizada. Los valores son ligeramente menores a los usados en los resultados de la sección 7, en especial para el Drift y el TGEM superior (TGEM1). . . . . 99

# Índice de figuras

1.	Mi asesor el Dr. Guy Paic y yo en las pruebas del VHMPID en CERN. . . . .	X
1.1.	Ilustración de ALICE donde se representan todos los detectores y subsistemas del experimento. . . . .	13
2.1.	En el Modelo Estándar, las partículas que forman toda la materia (Fermiones) son los llamados <i>Leptones</i> (electrón, muón, tauón y sus respectivos neutrinos) y los <i>quarks</i> ( <i>up</i> , <i>down</i> , <i>charm</i> , <i>strange</i> , <i>top</i> , <i>bottom</i> ), que se encuentran divididos en 3 familias o generaciones. Las fuerzas que rigen las interacciones entre estos elementos a su vez están mediadas por las partículas denominadas Bosones. El fotón corresponde a la fuerza electromagnética, los bosones $W^\pm$ y $Z^0$ transportan la fuerza nuclear débil y los gluones son responsables de la interacción nuclear fuerte. En el ME, la gravedad no está incluida.	20
2.2.	Izquierda: Se muestra la distribución de multiplicidad para las energías 0.9 TeV, 2.36 TeV y 7 TeV. Se ha hecho un ajuste mediante la Distribución Binomial Negativa. Nótese que los datos para 2.36 TeV y 7 TeV se han reescalado por el factor indicado para mayor claridad. Derecha: Los datos a 7 TeV se comparan con los modelos PHOJET y PYTHIA. . . . .	23
2.3.	Ilustración de las desventajas del algoritmo de cono resueltos por los métodos SIScone y $k_T$ . Las partículas se representan con flechas cuya longitud corresponde a su energía. En el algoritmo de cono los jets se forman a partir de conos alrededor de las partículas <i>semilla</i> . (a) La presencia de radiación suave entre dos jets puede causar una unión de ambos jets que no ocurriría en ausencia de esta radiación. (b) La división de la energía de la partícula líder de manera colineal puede causar una determinación errónea del jet debido a la jerarquía por $E_T$ de las partículas semilla. . . . .	27

2.4.	Esfericidad transversa promedio en función de la multiplicidad de partículas cargadas en colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7$ TeV. Se presentan los resultados tanto de datos reales medidos en ALICE como de las simulaciones en modelos como PYTHIA y PHOJET. En el panel inferior se muestra la razón entre los datos reales y los simulados.	30
3.1.	Esquema general de la reconstrucción de datos en AliRoot, ya sea de eventos generados o reales.	37
4.1.	Distribución en $\eta \times \phi$ de los jets de un evento y las partículas que los conforman. La escala de colores indica la energía del jet, mientras que el tamaño de cada recuadro representa la energía de la partícula. Se muestra el radio $R = 0.4$ de cada jet para ilustrar el tamaño del cono usado para su construcción.	45
4.2.	Distribuciones del número de jets por evento para distintos bloques de multiplicidad de partículas cargadas.	47
4.3.	Número promedio de jets en función de la multiplicidad de los eventos para datos de ALICE y simulaciones en PYTHIA y PHOJET. Abajo se muestran las razones de los datos en ALICE con los diferentes generadores MC.	48
4.4.	Razón del número de jets por evento para datos de ALICE y los generadores PYTHIA y PHOJET en distintos bloques de multiplicidad de partículas cargadas.	49
4.5.	Distribuciones de $p_T$ de los jets para distintos bloques de multiplicidad de los eventos.	50
4.6.	$p_T$ promedio de los jets en función de la multiplicidad de los eventos para datos de ALICE y simulaciones en PYTHIA y PHOJET. Abajo se muestran las razones de los datos en ALICE con los diferentes generadores MC.	51
4.7.	Distribución en $\eta$ de los jets.	52
4.8.	Distribución en $\phi$ de los jets.	53
5.1.	Detalle de la estructura típica en la superficie de un detector tipo GEM.	58
5.2.	Representación de las líneas de campo eléctrico en los agujeros de un detector tipo GEM.	59
5.3.	Intervalos de operación de los diferentes métodos de PID en función del momento de las partículas.	61
5.4.	Esquema de las ondas de Huygens emitidas al paso de una partícula. Cuando la partícula se mueve más rápido que la velocidad de la luz en el medio, un frente de onda coherente se forma a un ángulo particular $\theta$ con respecto a la trayectoria de esta.	62

5.5. Principio de operación de la técnica RICH de enfoque. Un espejo esférico se coloca a una distancia $R_M$ , mientras que el fotodetector está a la distancia $R_D = R_M/2$ . El radiador (en estado gaseoso) se encuentra en el volumen entre estos dos elementos. Dos partículas con la misma velocidad producen anillos Cherenkov idénticos. Las trayectorias mostradas en la figura tienen parámetros de impacto 0 y $-x$ . . . . .	65
5.6. Geometría de contadores RICH de proximidad: (1) volumen del fotodetector, (2) ventana UV, (3) brecha de proximidad de longitud $L$ , (4) ventana UV, (5) volumen del radiador de grosor $d$ . . . . .	66
5.7. Principio de avalancha en un detector TTGEM. El fotón incidente libera un electrón en la cubierta de CsI, el cual se multiplica subsecuentemente al ionizar el gas a su paso por las tres capas de detectores TGEM. . . . .	70
6.1. Esquema principal del detector VHMPID con la técnica RICH de enfoque, donde la partícula incidente, al atravesar el radiador, produce fotoelectrones que son reflejados en el espejo esférico y enfocados sobre la superficie del fotodetector. . . . .	73
6.2. Modelo de la distribución propuesta del VHMPID con dos super módulos (en blanco) a cada lado del detector PHOS y el espacio disponible para un supermódulo prototipo de la mitad de tamaño (Módulo 0). . . . .	74
6.3. Anillo de fotones Cherenkov producido en la simulación de un pión de 16 GeV/c. . . . .	75
6.4. Distribuciones simuladas del ángulo Cherenkov promedio para piones, kaones y protones a 16, 20, 25 y 38 GeV/c en un radiador de $C_4F_{10}$ de 80 cm. . . . .	76
6.5. Diseño del prototipo RICH: (a) corte transversal donde puede observarse el montaje de tres TGEMs en serie y (b) vista superior donde se muestra el arreglo de los 6 módulos TTGEM. . . . .	78
7.1. Fotografía del interior de la cámara del prototipo donde pueden observarse los 6 TTGEMs. . . . .	82
7.2. Resultados de la ganancia medida en función del voltaje aplicado a detectores Triple TGEM operados en Ne+10 %CF <sub>4</sub> y Ne+10 %CH <sub>4</sub> al ser irradiados con luz UV y fotones de 6 keV provenientes de <sup>55</sup> Fe. Los símbolos sólidos representan mediciones realizadas con un campo de deriva de 170 V/cm y los símbolos vacíos corresponden a mediciones con un campo de deriva invertido de 100 V/cm. . . . .	83

7.3.	Fotografía del prototipo del VHMPID instalado en la zona T10 a la salida del acelerador PS en CERN. En el centro de la cámara se observa la ventana del radiador. A los costados están los divisores de voltaje para los distintos módulos TTGEM que se encuentran en el interior. Tanto enfrente como detrás del dispositivo se encuentran los centelleadores que entregan el disparo para el detector. . . . .	83
7.4.	Detección de <i>clusters</i> con el prototipo del VHMPID para eventos individuales de incidencia de piones a 6 GeV. La aparición de un anillo de luz Cherenkov puede observarse con claridad en las cuatro imágenes, mientras que la detección de MIPs se hizo únicamente en las figuras (a) y (b). . . . .	85
7.5.	Integración de miles de eventos y varias corridas del prototipo en Ne+10 %CF <sub>4</sub> para ilustrar la formación del anillo de radiación Cherenkov y, en el centro, la detección de MIPs. Con esto mostramos las primeras imágenes de anillos Cherenkov obtenidas con la tecnología de detectores TGEM. . . . .	86
7.6.	Número de clusters detectados por evento en (a) módulo TTGEM 1, (b) módulo TTGEM 2 y (c) módulos 1 y 2 simultáneamente. . . . .	87
7.7.	Espectro de carga de clusters para (a) TTGEM 1 y (b) TTGEM 2. En rojo, ajuste exponencial de la distribución, cuyos parámetros se presentan en el cuadro superior. . . . .	88
7.8.	Espectros de carga en clusters y pads para TTGEM 2 correspondientes a (a) clusters de tamaño unitario, (b) clusters de tamaño 2 pads o más, (c) todos los pads individuales y (d) pads correspondientes a clusters de tamaño por arriba de 2. . . . .	89
7.9.	Tamaño de los clusters (en pads) para (a) módulo TTGEM 1 y (b) TTGEM 2. . . . .	90
A.1.	Distribuciones del número de jets promedio por evento en función de la multiplicidad de partículas cargadas tanto para datos reales como simulados: (a) Resultados presentados en la sección 4 con parámetros <code>SetMinJetEt(5.0)</code> , <code>SetEtSeed(4.0)</code> , <code>SetRadius(0.4)</code> , <code>BackgMode(0)</code> . Los parámetros usados en los gráficos (b), (c) y (d) se encuentran en la parte superior de cada uno. <b>En (b) el eje de <math>N_{ch}</math> llega hasta 40.</b> . . . . .	97

<p>A.2. Momento transverso promedio de los jets por evento en función de la multiplicidad de partículas cargadas tanto para datos reales como simulados: (a) Resultados presentados en la sección 4 con parámetros <code>SetMinJetEt(5.0)</code>, <code>SetEtSeed(4.0)</code>, <code>SetRadius(0.4)</code>, <code>BackgMode(0)</code>. Los parámetros usados en los gráficos (b), (c) y (d) se encuentran en la parte superior de cada uno. <b>En (b) el eje de <math>N_{ch}</math> llega hasta 40.</b> . . . . .</p>	<p>98</p>
<p>B.1. Integración de 100 mil eventos registrados en la corrida 3640 del prototipo VHMPID en <math>Ne+10\%CF_4</math> con radiador de 10 mm donde únicamente se han activado los TTGEM 1, 2, 3 y 6. Las partículas MIP no se han registrado en esta corrida. Los sectores en blanco corresponden a pads que han sido excluidos del análisis debido a su ruido excesivo. . . . .</p>	<p>100</p>
<p>B.2. <b>Corrida 3640.</b> Número de clusters por evento registrados en (a) TTGEM 1, (b) TTGEM 2, (c) TTGEM 3, (d) TTGEM 6, (e) todos juntos. Longitud del radiador <b>10 mm.</b> . . . . .</p>	<p>101</p>
<p>B.3. <b>Corrida 3655.</b> Número de clusters por evento registrados en (a) TTGEM 1, (b) TTGEM 2, (c) TTGEM 3, (d) TTGEM 6, (e) todos juntos. Longitud del radiador <b>15 mm.</b> . . . . .</p>	<p>102</p>