



CENTRO DE INVESTIGACIÓN Y DE ESTUDIOS
AVANZADOS DEL INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL

UNIDAD MÉRIDA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA

**Desarrollo de herramientas de diagnóstico y control
para el detector de silicio para trayectorias centrales en
H1 y medición de la producción de mesones D^* en
procesos de dispersión inelástica con H1 en HERA**

TESIS

Que presenta
Daniel Pérez Astudillo
para obtener el grado de

Doctor en Ciencias
en la especialidad de Física Aplicada

Director de Tesis
Dr. Jesús Guillermo Contreras Nuño

Mérida, Yucatán, México

Agosto de 2006

Agradecimientos

A mis padres Alejandro y María Quilahztlí, por todo su apoyo y por inculcarme el gusto por la ciencia. Igualmente, a mis hermanos Alex y Milly.

A mi director de tesis, Dr. Guillermo Contreras, por brindarme la oportunidad de desarrollarme en esta área, guiarme durante el trayecto y conseguir los apoyos económicos para lograrlo.

A los sinodales de este trabajo, Dres. Juan José Alvarado, Antonio Bouzas, Francisco Larios e Ildefonso León, por sus comentarios para mejorar este trabajo.

A los investigadores del CINVESTAV Mérida, así como a los de DESY en Hamburgo, que contribuyeron a mi preparación durante el doctorado. En especial, al Dr. Benno List, quien me guió durante mi trabajo con el CST, y al Dr. Max Klein, responsable en gran parte por mi estadía en Hamburgo. Asimismo, a todos los que mantienen a HERA y H1 en funcionamiento y toma de datos; y al personal administrativo de DESY y del CINVESTAV Mérida.

A mis amistades tanto de Mérida como de Hamburgo. En especial, a Filip Franco y Liz Nuncio, Ricardo López y Andrea Vargas, quienes me ayudaron a adaptarme rápidamente a la ciudad de Hamburgo y me hicieron sentir en casa.

Al CONACyT por el apoyo económico brindado durante mis estudios.

Al CINVESTAV por el apoyo que de la institución he recibido.

A Gin.

RESUMEN

En este trabajo se presenta una medición de la producción de mesones D^* en procesos de dispersión inelástica con corriente neutra a partir de interacciones leptón-protón realizadas en HERA y basadas en datos recolectados por el detector H1 en los años 1996, 1997, 1999, 2000, 2004 y 2005 en interacciones electrón-protón y positrón-protón de corridas nominales, correspondiendo a una luminosidad integrada total de 241.8 pb^{-1} . Se presentan resultados divididos en dos regiones cinemáticas, que corresponden en H1 al calorímetro en donde se identifica al electrón dispersado: electrón encontrado en el calorímetro SpaCal, región aquí llamada de Q^2 pequeñas, con $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 150 \text{ GeV}^2$, y electrón encontrado en el calorímetro de argón líquido, región llamada de Q^2 grandes, con $Q^2 > 120 \text{ GeV}^2$.

Asimismo, se incluyen las contribuciones técnicas realizadas dentro de la Colaboración H1, relacionadas con el desarrollo de herramientas para el diagnóstico y control del detector central de silicio para trayectorias en H1, el CST, un detector de alta resolución utilizado especialmente en estudios de quarks pesados (charm y beauty, en el caso de H1), gracias a que permite la reconstrucción de vértices secundarios. Las herramientas aquí descritas fueron desarrolladas para utilizarse en el proceso de alineación del detector que debe hacerse periódicamente y en el cálculo de eficiencias de los sensores del mismo. Se presenta también un estudio del proceso de aplicación de correcciones por pérdidas de energía y dispersiones múltiples para las trayectorias reconstruidas con la ayuda del CST.

ABSTRACT

A measurement of the production of D^* mesons is presented. The measurements were obtained from neutral current DIS processes in lepton-proton interactions at HERA. The analysis includes data collected by H1 in the years 1996, 1997, 1999, 2000, 2004 and 2005 in nominal e^+p and e^-p runs, corresponding to a total integrated luminosity of 241.8 pb^{-1} . Results are presented for two regions in Q^2 as determined by the calorimeter in which the scattered electron was identified. These regions are called here “low Q^2 ” and “high Q^2 ”, the first with the electron found in the so-called Spaghetti Calorimeter and with $1 < Q^2 < 150 \text{ GeV}^2$, and in the second region the electron is found in the Liquid Argon calorimeter, where $Q^2 > 120 \text{ GeV}^2$.

Also included is the account of technical contributions done within the H1 Collaboration, regarding the development of tools necessary for the diagnosis and control of the H1 microvertex central silicon detector, the CST. The CST is primarily used in H1 for studies of heavy quark production, since the high spatial resolution that it provides for trajectories allows the reconstruction of secondary vertices. The contributions here described include tools to assist mainly in the alignment and track efficiency determination for the CST. A study of the procedure for energy-loss and multiple scattering corrections in the CST is also presented.

Contenido

Resumen	5
Abstract	7
Introducción	11
1. La estructura de la materia	13
1.1. Los campos del Modelo Estándar	13
1.1.1. Bosones de norma	14
1.1.2. Fermiones: quarks y leptones	15
1.1.3. Hadrones: mesones y bariones	15
1.2. Dispersión inelástica profunda (DIS)	16
1.2.1. Variables cinemáticas	18
1.2.2. Sección transversal	20
1.3. Producción de charm	22
1.4. Mesones D^*	23
2. HERA y H1	25
2.1. HERA	25
2.2. El detector H1	27
2.2.1. Sistema de trayectorias	29
2.2.2. Calorímetros	30
2.2.3. Detectores de luminosidad y de electrones	31
2.2.4. Triggers	31
2.2.5. Adquisición y almacenamiento de datos	33
2.2.6. Reconstrucción de trayectorias	34
2.3. La Colaboración H1	34
2.3.1. Mantenimiento y operación de H1 y toma de datos	35
2.3.2. Grupos de trabajo. Análisis de datos	35
3. El Central Silicon Tracker	37
3.1. El CST	37
3.1.1. Detectores de silicio	37

3.1.2.	Detectores de posición	39
3.1.3.	Construcción del CST	40
3.1.4.	Sensores. Half-ladders	41
3.1.5.	Control del CST, adquisición de datos y búsqueda de hits	44
3.1.6.	Reconstrucción de trayectorias con el CST	45
3.2.	Contribuciones técnicas al CST	46
3.2.1.	Desarrollo de herramientas de diagnóstico y control	47
3.2.2.	Alineación del CST	47
3.2.3.	Eficiencias. Señal de conversión	51
3.2.4.	Correcciones por pérdidas de energía	55
3.3.	Aplicaciones del CST	59
3.3.1.	Medición de la producción de beauty usando eventos con muones y jets	61
3.3.2.	Medición de $F_2^{c\bar{c}}$ y $F_2^{b\bar{b}}$ a Q^2 grandes	63
3.3.3.	Medición de $F_2^{c\bar{c}}$ y $F_2^{b\bar{b}}$ a Q^2 y x pequeñas	64
4.	Reconstrucción de variables cinemáticas	67
4.1.	Métodos de reconstrucción	68
4.2.	Determinación del vértice de interacción	74
4.3.	Identificación del electrón	75
4.4.	Medición de ángulos y energía del electrón	76
4.4.1.	Ángulos polar y acimutal	76
4.4.2.	Energía	78
5.	Selección de eventos y reconstrucción de señales	79
5.1.	Conjunto de datos y selección de corridas	79
5.2.	Selección de eventos. Q^2 pequeñas	81
5.3.	Reconstrucción de señales	82
5.4.	Eventos con Q^2 grandes	86
6.	Conclusiones y trabajo futuro	91
6.1.	Resultados	91
6.2.	Trabajo futuro	92
A.	Lista de publicaciones	95
	Bibliografía	97

Introducción

Un vistazo [a un libro] y escuchas la voz de otra persona, quizás alguien que murió hace miles de años... Leer es viajar en el tiempo.

- Carl Sagan

¿De qué están hechas las cosas? Se trata de una pregunta sencilla, que cualquier niño probablemente ha hecho en algún momento. La respuesta generalmente es también sencilla: si se pregunta de qué está hecha una mesa, se puede decir que de madera, si es el caso. Pero, ¿qué pasa si ahora preguntamos de qué está hecha la madera? En tal caso hay que recurrir a la biología y hablar de células. Las siguientes preguntas obvias nos llevan sucesivamente a moléculas, átomos y, usualmente, terminan con protones, neutrones y electrones. Llegar a esta última respuesta con cierta confianza en ella le ha tomado a la humanidad casi toda su historia y, sin embargo, no es la respuesta final. Las primeras menciones de átomos tienen sólo unos 2000 años¹ y hace apenas 100 que Einstein dio una prueba convincente de su existencia al explicar con ellos el movimiento Browniano. En el último siglo se han logrado numerosos avances en esta cuestión, requiriendo experimentos cada vez más grandes y complejos para conocer cosas cada vez más pequeñas pero no siempre más simples.

El llamado Modelo Estándar es actualmente la descripción más completa de la estructura fundamental de la materia, tanto de sus bloques constituyentes como de las interacciones entre ellos. Este modelo está basado principalmente en dos teorías, la Electrodébil (EW, que incluye a su vez a la Electrodinámica Cuántica o QED) y la Cromodinámica Cuántica (QCD), que describen a tres de las cuatro fuerzas fundamentales conocidas (la EW a las fuerzas electromagnética y débil, mientras que la QCD se refiere a la interacción fuerte). La cuarta fuerza, la gravedad, tiene efectos muchos órdenes de magnitud menores que los de las otras tres fuerzas a las distancias y energías sondeadas actualmente por la Física de Partículas Elementales.

En el Modelo Estándar, las fuerzas (de hecho, los entes portadores de las fuerzas) y las partículas son descritas por campos: bosones de norma y fermiones, respectivamente. Los fermiones a su vez comprenden a quarks y leptones. De particular interés para efectuar estudios de QCD son los llamados quarks pesados (en HERA se tiene acceso a dos de ellos, *charm* y *beauty*), pues proveen una escala suficientemente grande para la realización de los cálculos perturbativos.

El trabajo presentado en esta tesis comprende dos aspectos generales. Uno de ellos se refiere a contribuciones técnicas a la operación y toma de datos de H1, mientras que el otro consiste en un análisis de datos. Mis contribuciones técnicas a la Colaboración H1 descritas aquí involucran la

¹Como comparación, se piensa que los primeros *Australopithecus* aparecieron en la tierra hace alrededor de 3 millones de años, y el linaje *homo* hace 1 millón.

operación y mantenimiento del detector de silicio para trayectorias centrales de H1, el llamado CST, así como el desarrollo de herramientas de diagnóstico y supervisión del mismo. El análisis de datos presentado se relaciona con el quark charm. Se presenta, mediante el estudio de interacciones leptón-protón, una medición de la producción de mesones D^* en procesos de dispersión inelástica profunda en HERA, en la que se incluyen los datos tomados por el detector H1 durante seis años.

Este trabajo está organizado como sigue. En el primer capítulo se presenta una introducción a la física de partículas elementales y la producción de charm en HERA. En el siguiente se describen el acelerador HERA y el detector H1, con los que se obtuvieron los datos experimentales aquí usados; asimismo, se comentan las etapas de las que consiste el proceso de publicación de resultados en una colaboración de las dimensiones de H1, partiendo desde la toma de datos (aunque el comienzo real del experimento es con el diseño y construcción de los detectores e infraestructura que se requieren para tomar los datos en primer lugar). En el siguiente capítulo se describe el trabajo técnico que realicé en conexión con uno de los subdetectores de trayectorias de H1, el CST, y su relación con análisis de datos como el incluido en esta tesis. Luego se muestra el proceso de selección de datos empleados aquí para la medición de la producción de mesones D^* , se explica el proceso de extracción de señales y se muestran los resultados obtenidos. Por último se presentan las conclusiones y perspectivas a futuro.

Capítulo 1

La estructura de la materia

*Los poetas dicen que la ciencia nos roba la belleza de las estrellas -
meras bolas de gas. Yo, también, puedo ver las estrellas en una
noche en el desierto, y sentirlas. Pero, ¿veo menos o más?
- Richard P. Feynman*

En este capítulo se presenta una breve introducción al Modelo Estándar de las partículas elementales, con una descripción de los componentes y fuerzas de la materia. En particular, se describen las interacciones leptón-protón, el método utilizado en HERA para investigar la estructura del protón. También se presentan los métodos de producción de charm en DIS y la forma utilizada en este trabajo para medirla. Más detalles del modelo estándar y las teorías y técnicas descritas en este capítulo se pueden encontrar, por ejemplo, en [1].

1.1. Los campos del Modelo Estándar

La física de partículas elementales a altas energías es una parte de la física dedicada al estudio de los componentes fundamentales de la materia. Tal estudio incluye la determinación tanto de dichos componentes como de la forma en que interactúan.

Se han encontrado en la naturaleza cuatro tipos de fuerzas o interacciones fundamentales: la fuerza electromagnética (unificación lograda por Maxwell de la electricidad y el magnetismo, al explicar ambas fuerzas con una sola teoría), la fuerza débil, la interacción fuerte y la gravedad. A su vez, se ha logrado unificar a las fuerzas débil y electromagnética en la llamada interacción electrodébil y actualmente se busca la integración en última instancia de todas las fuerzas en una sola teoría, llamada genéricamente de gran unificación.

La descripción actual más completa y comúnmente utilizada de la materia y sus interacciones¹ es la que da el Modelo Estándar de las partículas [2, 3, 4]. Este modelo se basa en dos teorías: la Electrodébil (ver, por ejemplo, en [1]), que describe las interacciones electrodébiles, y la Cromodinámica Cuántica, o QCD [5, 6], que describe las interacciones fuertes.

¹Las teorías, experimentos y análisis expuestos en el presente trabajo no incluyen a la fuerza de gravedad, cuyos efectos no son significativos (por muchos órdenes de magnitud) en los casos aquí considerados.

Campos		
Fermiones		Bosones de Norma
Leptones	Quarks	
e, μ, τ	u, c, t	$\gamma, Z^0, W^\pm, 8 \text{ gluones},$
ν_e, ν_μ, ν_τ	d, s, b	$Higgs, \text{ gravitón}$

Tabla 1.1: Los campos del Modelo Estándar. A cada uno le corresponde además su antipartícula.

Los componentes del modelo estándar son llamados *campos* y están divididos en dos grupos generales: fermiones (que forman las partículas materiales e incluyen quarks y leptones) y bosones de norma (mediadores, o portadores, de las interacciones entre las partículas). Estos campos se muestran en la tabla 1.1. Como sus nombres indican, fermiones y bosones de norma siguen las estadísticas de Fermi y Bose-Einstein, respectivamente, con espines correspondientes: semienteros para fermiones y enteros para bosones.

A partir de estos bloques (fundamentales hasta el momento, pues no se les ha encontrado estructura interna), se forma una gran variedad de partículas compuestas de combinaciones de ellos, usualmente de dos o tres, como se verá en la subsección 1.1.3.

La búsqueda y estudio de estos componentes fundamentales ha llegado a niveles tales que las escalas utilizadas son de nanosegundos (10^{-9} s) para intervalos temporales y de órdenes inferiores a los femtometros o fermis (10^{-15} m) para distancias (en HERA la resolución llega a unos 10^{-18} m). Estas escalas están fuera de los alcances de nuestros sentidos y sólo nos son accesibles actualmente gracias al empleo de complejos equipos e instalaciones que permiten la realización de experimentos controlados y el análisis de sus resultados; esto ha dado lugar a grandes colaboraciones internacionales que contribuyen a la creación y el funcionamiento de centros de investigación en esta área.

1.1.1. Bosones de norma

Los bosones de norma incluyen al fotón (γ) como mediador de las interacciones electromagnéticas, a los bosones Z^0 , W^+ y W^- para la interacción débil y 8 distintos gluones para la interacción fuerte. El Higgs (que proporciona a las partículas su propiedad de masa) y el gravitón (portador de la fuerza de gravedad) aún existen solamente en teoría, pues no han sido detectados.

Los fotones, a pesar de ser portadores de la interacción electromagnética, no tienen carga, es decir, son neutros, por lo que no interactúan entre sí. Lo mismo ocurre con el bosón Z^0 .

Los bosones W^+ y W^- sí tienen una carga, por lo que pueden interactuar entre ellos.

La carga en la interacción fuerte es llamada *color*, nombre que no implica una relación real con el concepto común de color. Hay tres cargas o colores básicos, con los nombres de rojo (R), verde (G) y azul (B); a sus cargas opuestas se les llama antirrojo (\bar{R} ¹¹), antiverde (\bar{G}) y antiazul (\bar{B}). Una carga neutra en color se obtiene ya sea con iguales cantidades de un color y su anticolor o con los tres colores simultáneamente, es decir, con las combinaciones RGB o $\bar{R}\bar{G}\bar{B}$.

¹¹Las antipartículas son denotadas con una barra sobre el símbolo de la partícula (o, como en este caso, sobre el color) si ésta tiene carga eléctrica neutra, o con el signo opuesto si es cargada (e.g., e^+ vs. e^-).

Los gluones portan tanta carga de color como de anticolor; pueden considerarse bicolores, no siendo necesario que el anticolor sea el negativo del color que lleva el gluón. Estas combinaciones dan lugar a 8 tipos de gluones. Técnicamente, esto puede verse notando que la QCD es una teoría de norma con simetría $SU(3)$, en la cual los gluones son campos vectoriales de la representación adjunta. Para un grupo de norma en general, el número de portadores de fuerza (en este caso, gluones) es igual a la dimensión de la representación adjunta. Para los casos $SU(N)$, esta dimensión es $N^2 - 1$.

1.1.2. Fermiones: quarks y leptones

Los leptones incluyen al electrón (e), el muón (μ) y el tau (τ) con sus neutrinos correspondientes (ν_e, ν_μ, ν_τ). Cada uno de los leptones tiene además su antipartícula, que en el caso del electrón es llamada positrón. Electrones y positrones son utilizados en HERA para sondear la estructura del protón (ver secciones 1.2 y 2.1).

Los leptones únicamente sienten la influencia de los bosones electrodébiles (γ, Z^0, W^\pm), es decir, no participan en las interacciones fuertes. Electrón, muón y tau tienen carga eléctrica unitaria^{III}, cuyo signo distingue a la partícula de su antipartícula. Los neutrinos, como su nombre indica, no tienen carga eléctrica, por lo que los antineutrinos suelen diferenciarse de los neutrinos por otra propiedad, su helicidad (aunque existe el debate de si los neutrinos son su propia antipartícula).

Se tienen 6 tipos o *sabores* de quarks. Tres de ellos, el up (u), el down (d) y el strange (s) son llamados quarks ligeros, pues tienen masas del orden de MeV ; los otros 3 quarks, charm (c), top (t) y beauty o bottom (b), son los quarks pesados, con masas de GeV . De los pesados, el más ligero es el quark charm, que tiene una masa ($\sim 1.4 GeV$) comparable a la del protón ($1 GeV$), lo que lo hace una herramienta muy útil en el estudio de la estructura del protón, como se verá más adelante. Las antipartículas de los quarks se llaman antiquarks (e.g., anti-up, anti-charm).

Los quarks participan tanto en interacciones electrodébiles como en las fuertes, esto es, poseen carga eléctrica (fraccionaria) y carga de color (anticolor para antiquarks). Por lo tanto, son influenciados por cualquiera de los portadores de fuerzas.

1.1.3. Hadrones: mesones y bariones

Hasta el momento, los quarks no han sido observados libres; a este fenómeno aún no explicado se le ha llamado confinamiento. Se dice entonces que, debido al confinamiento, a los quarks no se les encuentra aislados, sino formando partículas neutras en color llamadas *hadrones*, los que pueden estar formados por dos o tres quarks de valencia^{IV}. De hecho, cualquier combinación con cualquier número de quarks que sea neutra en color es posible, pero sólo se han observado de 2 y 3 quarks (aún se discute si los pentaquarks, de los que se han encontrado algunas evidencias [7, 8, 9], en realidad existen).

^{III}En este trabajo se emplean las convenciones usuales de velocidad de la luz $c = 1$, carga eléctrica del electrón $e = 1$, constante de Planck $\hbar = 1$ y el eV como unidad de energía y masa.

^{IV}Se les da el nombre de quarks de valencia a aquellos que le dan a una partícula sus números cuánticos y se distinguen de los quarks y gluones del mar (*sea quarks, sea gluons*), oscilaciones que continuamente se crean y aniquilan mutuamente.

Al proceso por el cual los quarks se unen para formar hadrones se le da el nombre de *hadronización*. Los hadrones, junto con los leptones y fotones, son las partículas detectadas por los instrumentos.

Los hadrones pueden clasificarse en dos tipos:

- **Mesones.-** Si un hadrón está formado por 2 quarks de valencia se le da el nombre de mesón. Para que sea neutro en color debe estar formado por un quark y un antiquark (por ejemplo, azul y antiazul), sin importar los sabores.
- **Bariones.-** Si el hadrón está formado por 3 quarks de valencia se le llama barión. Para que sea neutro en color ahora los 3 componentes deben ser todos quarks o todos antiquarks, pues sólo los quarks tienen color y los antiquarks anticolor, y solamente las tercias RGB o \overline{RGB} son neutras.

El protón es un barión; sus quarks de valencia son dos quarks up y uno down (composición denotada uud). Protones y neutrones (udd) son los únicos hadrones comunes en la naturaleza, debido a que tienen una larga vida media y son los únicos presentes en los átomos. El poder obtenerlos en grandes cantidades y con facilidad los hace candidatos naturales para el estudio de la materia. Al tener una carga eléctrica, el protón es el más ampliamente utilizado, pues puede ser acelerado y controlado con campos magnéticos, al igual que los electrones, también obtenibles con facilidad.

1.2. Dispersión inelástica profunda (DIS)

Como se menciona arriba, electrones (o positrones) y protones pueden utilizarse para estudios de la estructura de la materia. Interacciones de este tipo son llamadas electrón-protón (positrón-protón), o ep , y son un tipo de interacción leptón-protón. En estos estudios las partículas son aceleradas hasta alcanzar ciertas energías y entonces se les hace chocar. Determinando los resultados de la colisión y utilizando los conceptos de las secciones transversales (ver subsección 1.2.2) se intenta reconstruir el proceso ocurrido y la estructura interna de los participantes en él. Una razón adicional para utilizar electrones, u otro leptón, es que estos no se rompen (al menos hasta las más altas energías alcanzadas actualmente), por lo que lo obtenido de las colisiones proporciona una muestra limpia (a comparación, por ejemplo, de colisiones protón-protón o ión-ión) del contenido del protón.

Los datos analizados en este trabajo provienen de procesos DIS (ver a continuación) en interacciones ep producidas en el acelerador de partículas HERA (sección 2.1), donde en realidad se utilizan electrones por ciertos periodos de tiempo y positrones por otros periodos. En adelante se usa aquí el término electrón indistintamente, a menos que se especifique.

Pueden distinguirse dos tipos de interacción ep :

- **Fotoproducción.-** En este caso el electrón emite un fotón cuasi-real (es decir, con $Q^2 \approx 0$; véase la ecuación 1.1) antes de interactuar con el protón y es ese fotón el que interactúa con algún componente (*partón*, ver 1.2.2) del protón.
- **DIS (*Deeply Inelastic Scattering*, o *Dispersión Inelástica Profunda*).-** Aquí el electrón interactúa con algún partón por medio de un bosón virtual (es decir, cuyo cuadrimomento al cuadrado es negativo), que puede ser un γ , Z^0 o W^\pm . La energía transferida al partón es lo

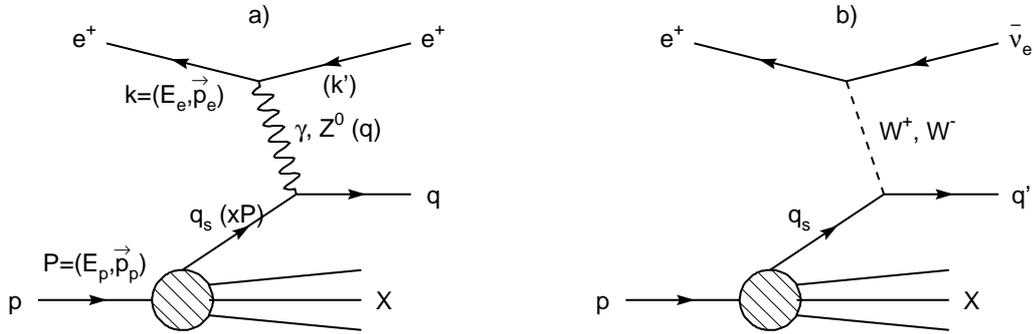


Figura 1.1: Diagramas de Feynman para interacciones ep DIS de NC (a) y CC (b) a primer orden (LO). e representa al electrón entrante y al dispersado para NC, donde el bosón intercambiado es un fotón γ o un bosón Z^0 . En CC se dispersa un neutrino ν debido al bosón W^+ o W^- intercambiado. El bosón interactúa con algún partón q_s del protón p y el remanente del protón es el sistema X . Los cuadrimomentos se muestran entre paréntesis (ver subsección 1.2.1).

suficientemente grande para que el partón sea expulsado del protón, rompiendo a este último. Posteriormente los fragmentos del protón se hadronizan, recombinándose entre sí y con nuevas partículas creadas a partir de la energía de la interacción.

Dado que la variable Q^2 está relacionada con el ángulo polar del electrón dispersado (ver la ecuación 4.1), valores pequeños de Q^2 significan que el electrón fue desviado sólo ligeramente de su trayectoria original. El límite usual aproximado de 1 GeV^2 entre fotoproducción y DIS es correspondido por la aceptación del detector principal de H1 para el electrón dispersado; para valores de Q^2 menores, el electrón escapa por el tubo de los haces donde, no obstante, puede ser captado por el detector de electrones (ver subsección 2.2.3).

Dependiendo de el tipo de bosón intercambiado, las interacciones DIS pueden dividirse en dos casos:

- $ep \rightarrow eX$. Como resultado de la colisión el electrón únicamente es desviado de su trayectoria original, mientras que el protón se rompe; X representa todo lo obtenido a partir de los restos del protón y se le suele dar el nombre de sistema hadrónico para diferenciarlo del leptón dispersado. En este caso el proceso es mediado por un fotón o por un bosón Z^0 , los cuales tienen una carga eléctrica nula, por lo que a estas interacciones se les llama de *corriente neutra* o NC.
- $ep \rightarrow \nu X$. Aquí se intercambia un bosón W^- o un W^+ , dependiendo de si se inició con un electrón o con un positrón, respectivamente. En este caso el leptón dispersado es un neutrino, ya no el electrón inicial. A estas interacciones se les llama de *corriente cargada* o CC.

En la figura 1.1 se muestran diagramas de Feynman para las interacciones NC y CC a primer orden (llamado LO, *leading order*). También se muestran las variables cinemáticas y los cuadrimomentos utilizados para describir los procesos (ver 1.2.1).

Debido a que los bosones W^\pm y Z^0 tienen masas grandes (de unos 80-90 GeV), y como las secciones transversales de las interacciones dependen en forma inversa de la masa (a la cuarta potencia) del bosón intercambiado, las interacciones de corriente cargada resultan ser mucho menos frecuentes que las de corriente neutra en las regiones de Q^2 estudiadas aquí (regiones en las que hay una diferencia de más de 3 órdenes de magnitud en las secciones transversales, diferencia que sin embargo es cada vez menor al aumentar Q^2 , desapareciendo al orden de $10^5 GeV^2$), siendo el intercambio de un fotón el mecanismo principal de interacción. Experimentalmente, los procesos NC y CC se identifican gracias a que los neutrinos no dejan ninguna señal en los detectores, por lo cual en procesos CC se observa, además de la ausencia del electrón dispersado, un desequilibrio en la suma de cuadrimentos (hay un faltante, o energía aparentemente perdida, en el total de partículas detectadas en el estado final). El análisis aquí presentado se enfoca en procesos de corriente neutra.

Una vez descompuesto el protón por la interacción, sus remanentes se asocian nuevamente entre sí y con otros quarks y gluones generados a partir de la energía de la colisión, formando nuevas partículas que serán luego captadas por los distintos detectores.

1.2.1. Variables cinemáticas

Las interacciones son descritas por medio de la sección transversal σ , ya sea en su forma diferencial o en forma integrada (la llamada sección transversal total). En cualquier caso, para determinar la sección transversal deben conocerse (medirse, tratándose de experimentos) dos cantidades que son invariantes de Lorentz, en función de las cuales se suelen expresar las secciones transversales.

Una invariante que puede utilizarse es el negativo de el cuadrado del cuadrimento q del bosón intercambiado (q es el cuadrimento transmitido al protón en la interacción):

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2, \quad (1.1)$$

donde k y k' son los cuadrimentos del electrón antes y después de la colisión, respectivamente. Q^2 tiene unidades de energía al cuadrado, usualmente GeV^2 , y se usa el negativo para que Q^2 tenga valores positivos en procesos DIS. Esta variable es el equivalente a la resolución en un microscopio, pues momento (p) y longitud de onda (λ) están relacionados por $p = h/\lambda$; así, mayores momentos transferidos (Q^2 más grandes) implican bosones con menores longitudes de onda, es decir, mayores resoluciones de sondeo.

Otra invariante útil en DIS es la inelasticidad y , definida por:

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P}, \quad (1.2)$$

donde P es el cuadrimento del protón antes de la interacción. La variable y es adimensional, con valores entre 0 y 1; en el marco de reposo del protón, representa la fracción de energía perdida por el electrón.

Una tercera invariante usada comúnmente es la llamada x de Bjorken, definida como la razón entre el cuadrado del cuadrimento transferido y la energía transferida en el marco de reposo del protón:

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}. \quad (1.3)$$

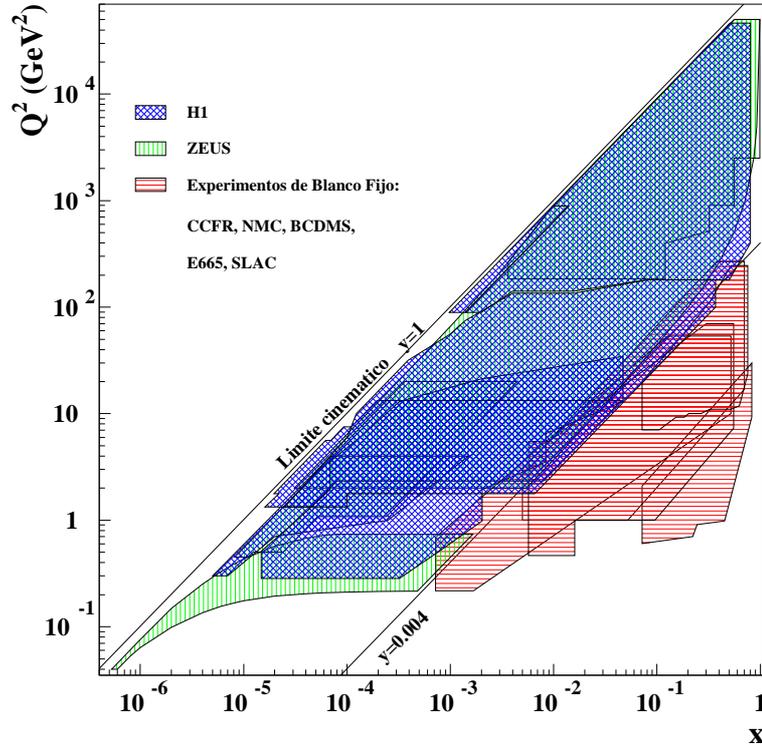


Figura 1.2: Regiones cinemáticas accesibles en H1, ZEUS (ambos utilizan HERA) y algunos experimentos de blanco fijo. Nótese que HERA cubre más de 5 órdenes de magnitud en ambos ejes.

Esta variable también es adimensional, con valores entre 0 y 1. En el modelo de quarks-partones simple (*naive QPM*), esta cantidad corresponde a la fracción del momento del protón llevada por el quark o gluón participante en la interacción.

De las 3 variables anteriores, sólo 2 son independientes, debido a que se cumple la relación

$$Q^2 = s \cdot x \cdot y, \quad (1.4)$$

donde s es el cuadrado de la energía de la interacción en el centro de masa, $s = (k+P)^2$. Despreciando las masas del electrón (0.5 MeV) y del protón (1 GeV), se puede escribir la energía del centro de masa como:

$$\sqrt{s} \approx 2\sqrt{E_e E_p}, \quad (1.5)$$

donde E_e y E_p son las energías del electrón y el protón antes de interactuar.

En la figura 1.2 se muestra una comparación de las regiones cinemáticas cubiertas por los experimentos H1 y ZEUS, los cuales comparten el acelerador de partículas HERA; se muestran también las regiones accesibles en algunos experimentos de blanco fijo. Las regiones de y constantes (con $\sqrt{s} = 320 \text{ GeV}$, ver sección 2.1) aparecen como líneas inclinadas en el plano $x - Q^2$ logarítmico, como se muestra.

1.2.2. Sección transversal

La sección transversal para procesos DIS en interacciones ep puede escribirse, para corrientes neutras y en función de Q^2 y x , como

$$\frac{d^2\sigma^{NC}(x, Q^2)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[\frac{y^2}{2} 2xF_1(x, Q^2) + (1-y)F_2(x, Q^2) \mp \left(y - \frac{y^2}{2} \right) xF_3(x, Q^2) \right], \quad (1.6)$$

donde α es la constante de acoplamiento electromagnética y F_1 , F_2 y F_3 son llamadas *funciones de estructura* del protón, no obtenibles directamente de la teoría, por lo que deben ser inferidas a partir de los experimentos y basándose en consideraciones teóricas. Estas funciones engloban o esconden nuestro desconocimiento de la estructura interna y proporcionan una descripción de la misma. El término con F_3 contribuye solamente en intercambios de Z^0 y a valores de Q^2 mayores a los aquí considerados.

En los primeros experimentos de DIS, realizados a valores de Q^2 de hasta 5 GeV^2 , se observó que F_2 dependía únicamente de x y no de Q^2 . A esta propiedad se le llamó *escalamiento de Bjorken* y puede verse de esta forma: al utilizar una mayor resolución (mayores Q^2) lo que vemos no cambia, se sigue encontrando la misma estructura interna; se concluye entonces que el protón está formado por partículas puntuales, o al menos sin estructura interna, ya que de no ser así ésta sería visible con mayores resoluciones, o si el protón fuera un medio continuo, podría ser roto en piezas de distintos tamaños dependiendo de la energía de colisión, algo que no se observaba.

Esto llevó al llamado Modelo de Quarks-Partones (QPM), basado en ideas de Feynman [10] y Bjorken [11]. En este modelo, el protón y todos los demás hadrones están formados por partículas puntuales casi libres, llamados genéricamente partones, de espín $1/2$ y carga eléctrica $\pm 1/3$ o $\pm 2/3$ y que fueron luego asociados a los quarks. Así, el protón se considera constituido por dos quarks u con carga $+2/3$ y un quark d con carga $-1/3$; en este marco, la DIS de ep es la dispersión elástica de un electrón por un quark cuasi-libre.

En el modelo de quarks-partones, las funciones de estructura se relacionan con las funciones de densidad de partones (PDFs) q_i y las cargas de los partones e_i , esperándose un comportamiento simple, y dependiente únicamente de x , para el límite DIS ($Q^2 \rightarrow \infty$, $Pq \rightarrow \infty$) [12, 13]:

$$F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 [q_i(x) + \bar{q}_i(x)], \quad (1.7)$$

$$F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x) = \sum_i e_i^2 x [q_i(x) + \bar{q}_i(x)], \quad (1.8)$$

donde las sumas son sobre todos los partones (quarks) considerados en el interior del protón, e_i es la carga eléctrica de cada partón y $q_i(x) \cdot dx$ es la probabilidad de que el partón i lleve una fracción del momento del protón en el intervalo $[x, x + dx]$.

A partir de estas expresiones se obtiene la relación de Callan-Gross [14] para partones de espín $1/2$:

$$F_2(x) = 2xF_1(x), \quad (1.9)$$

con la cual la sección transversal (ecuación 1.6) se puede escribir en función de únicamente F_2 , con las PDFs (usando la ecuación 1.8).

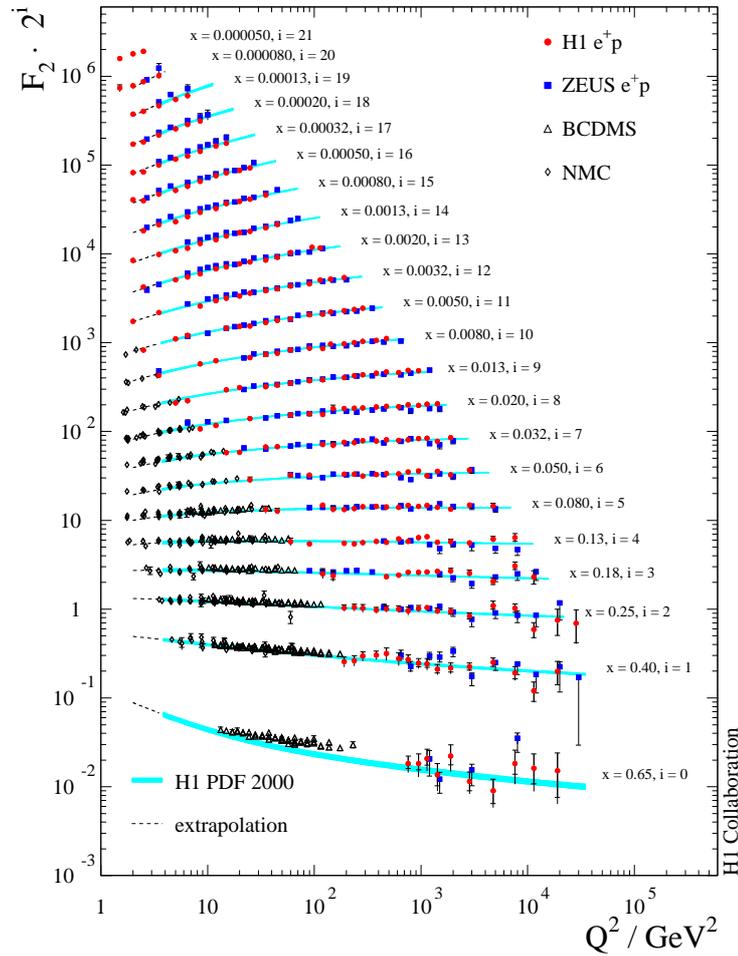


Figura 1.3: Función de estructura F_2 vs. Q^2 para distintos valores de x . F_2 fue multiplicada por factores arbitrarios, diferentes para cada x , por claridad.

Sin embargo, con posteriores experimentos se encontró que la hipótesis del escalamiento es violada; es decir, se observó en F_2 una dependencia (logarítmica) respecto a Q^2 , además de la dependencia en x . Esto se explicó con la QCD, que introduce una nueva carga llamada color y propone que los quarks tienen esta carga (además de su carga eléctrica), e introduce también a los gluones como portadores de las interacciones de color. A su vez, los gluones mismos también tienen carga de color, por lo que pueden interactuar entre sí (a diferencia de los fotones, que no tienen carga eléctrica).

En la figura 1.3 se muestran mediciones de F_2 a distintos valores de x y Q^2 . El escalamiento de Bjorken corresponde a regiones en las que los puntos de F_2 para una x dada (válido para x relativamente grandes, entre 0.1 y 0.3) siguen una línea horizontal, es decir, no dependen de Q^2 . Para valores cada vez más pequeños de x el escalamiento no se cumple, como se puede ver en la misma figura.

En QCD, la sección transversal para interacciones ep de corriente neutra se describe también con

funciones de estructura del protón F_1 , F_2 y F_3 . Estas funciones de estructura también pueden a su vez escribirse en función de distribuciones de densidad de partones (PDFs), pero que en este caso incluyen a quarks y gluones como partones, y no son obtenibles de la teoría, sino de ajustes a datos experimentales. La dependencia en Q^2 es bien descrita por las ecuaciones de evolución DGLAP^v [15, 16, 17], con las cuales las PDFs pueden desarrollarse de esta manera: se miden en experimentos para una Q_0^2 de referencia (normalmente, $Q_0^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$) y con las ecuaciones se obtienen las PDFs para cualquier otro valor de Q^2 .

En HERA, la gran mayoría de las interacciones ocurren por intercambio de fotones solamente, a través de F_2 . El intercambio de Z^0 se hace notable sólo a valores muy altos de Q^2 , a partir de unos 10000 GeV^2 (en H1 los eventos son clasificados como de Q^2 grandes a partir de unos 150 GeV^2).

1.3. Producción de charm

En QCD, la producción de quarks pesados en interacciones ep ocurre casi exclusivamente por medio de los procesos llamados de fusión bosón-gluón (BGF, *boson-gluon fusion*), mientras que una pequeña fracción se produce ya sea por interacciones del bosón con un quark pesado del mar de gluones del protón, por fusiones gluón-gluón (uno del protón con uno del bosón) o por quarks pesados presentes como partones del protón. A esta última posibilidad, en el caso de producción de charm, se le conoce como charm intrínseco [18, 19], y fue propuesta para explicar algunos resultados de la producción de charm a valores grandes de x que no podían ser explicados con la QCD perturbativa (pQCD). A los demás casos se les llama extrínsecos, pues el charm aparece asociado con las fluctuaciones del mar de quarks y gluones del protón.

En los procesos BGF el bosón, que es un fotón usualmente y que está acoplado al electrón incidente, interactúa con un gluón del protón, formando una pareja quark-antiquark. Este proceso ocurre tanto en DIS como en fotoproducción. En el caso de la producción de charm, las secciones transversales de fotoproducción encontradas en el rango de aceptación experimental de H1 han sido bien reproducidas por esta descripción hasta segundo orden (NLO, *next to leading order*) en QCD [20], y mediciones de la contribución del charm a la función de estructura F_2^c en DIS [21, 22, 23] también confirman esto.

En la figura 1.4 se presentan los diagramas de Feynman para los procesos DIS normal, a LO, y DIS BGF, obtenible solamente a partir de NLO. El diagrama dominante para el proceso BGF en fotoproducción es el mismo que el diagrama DIS BGF.

La pareja quark-antiquark creada en los procesos BGF puede estar formada por cualquiera de los sabores permitidos por la energía disponible; en HERA, estos son u , d , s , c y b , y de ellos los quarks pesados son charm y beauty.

En los eventos de charm, donde se produce una pareja $c\bar{c}$, se pueden distinguir dos casos: charm abierto (*open charm*) y charm oculto (*hidden charm*). En el charm abierto existe una diferencia de momentos grande entre el quark y el antiquark, de forma que se hadronizan y fragmentan separadamente, típicamente en un mesón D y uno \bar{D} . Cuando el quark y el antiquark se encuentran cercanos en el espacio de momentos, pueden formar un estado ligado como el J/Ψ o alguno de sus estados excitados, donde el contenido neto de charm es igual a cero, por lo que se dice que el charm está ocul-

^vDokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi.

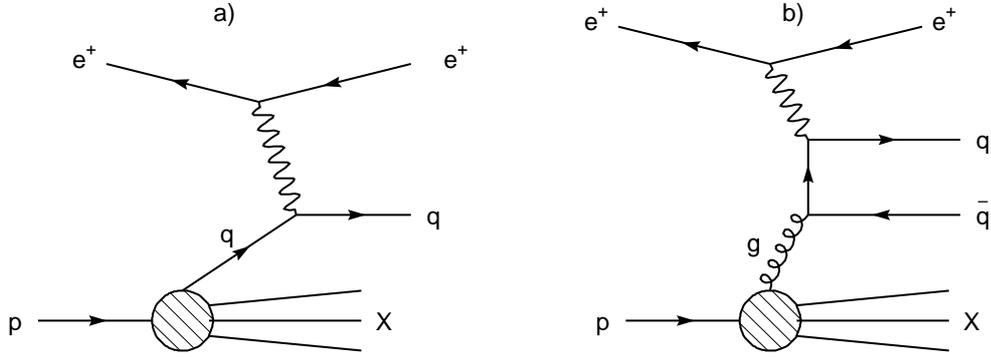


Figura 1.4: Diagramas de Feynman para los procesos DIS a LO (a) y BGF (b). Este último es el proceso dominante de producción de quarks pesados en DIS y fotoproducción.

to. El análisis presentado en este trabajo se enfoca en el caso de charm abierto, como se describe a continuación.

1.4. Mesones D^*

Una de las formas de estudiar la producción de charm es mediante los mesones D , que están formados [24] por parejas de un quark charm y un antiquark de cualquiera de los quarks ligeros u , d o s ; las combinaciones correspondientes con cargas opuestas, es decir, los antimmesones correspondientes, están implícitos en adelante, a menos que se especifique. En la tabla 1.2 se muestran los distintos mesones D con sus composiciones, masas y vidas medias.

Los mesones formados con quarks pesados tienen, desde el punto de vista experimental, la ventaja de que sus decaimientos son relativamente lentos, lo que les permite viajar distancias generalmente del orden de centenares de μm antes de decaer. Aunque estas distancias son demasiado pequeñas para que los mesones sean detectados directamente, sus productos de decaimiento sí pueden ser detectados; si además las trayectorias de estos productos pueden reconstruirse con una resolución suficiente, es posible determinar su punto de origen común, el cual estará desplazado una cierta distancia respecto al punto de la colisión, en el cual se asume fue creado el mesón, y que es llamado *vértice primario*. El punto donde el mesón decae y se originan las trayectorias de sus productos es un *vértice secundario*.

En este trabajo se estudia la producción de mesones D^* mediante su decaimiento en el llamado canal dorado:

$$D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_s^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi_s^\pm, \quad (1.10)$$

proceso que ocurre con una probabilidad (*branching ratio*) de $2.57 \pm 0.08\%$. Las ventajas de utilizar este canal son descritas en la sección 5.3.

El decaimiento en el canal dorado es de la siguiente manera: en primer lugar el mesón D^* se descompone en un D^0 y un pión cuya carga eléctrica es del mismo signo que la del D^* ; dado que la diferencia entre la masa del D^* y la suma de las masas de el D^0 y el pión es muy pequeña, estos

	D^+	D^0	D_s^+	D^{*+}
quarks de valencia	$c\bar{d}$	$c\bar{u}$	$c\bar{s}$	$c\bar{d}$
masa (MeV)	1869.3	1864.5	1968.5	2010
$c\tau$ (μm)	315	123.4	147.0	–

Tabla 1.2: Distintos mesones D con algunas de sus características (valores tomados de [24]). Inter-cambiando quark \leftrightarrow antiquark se obtienen los antimesones correspondientes.

últimos llevan, cada uno, energías muy pequeñas (unos 39 MeV) en el sistema de reposo del D^* . Pasando al sistema de referencia del laboratorio se observa que los momentos de ambos productos están fuertemente correlacionados: $p_\pi \sim \frac{m_\pi}{m_{D^0}} p_{D^0}$; debido a esto, el pión es observado con un momento muy bajo y se le suele llamar pión lento (π_s). Por último, el D^0 decae en otro pión y un K , el primero con la misma carga que el pión lento y el segundo con carga opuesta.

Capítulo 2

HERA y H1

*La máquina no aísla al hombre de los grandes problemas
de la naturaleza, sino que lo sumerge más en ellos.*

- Antoine de Saint-Exupéry

El laboratorio DESY (*Deutsches Elektronen-Synchrotron*), que se encuentra en la ciudad alemana de Hamburgo, es un centro de investigaciones donde se realizan, entre muchos otros, estudios de la materia mediante interacciones *ep* producidas en el acelerador de partículas HERA. Se analizan en este trabajo colisiones en las que los protones se rompen, y se estudia su estructura interna a través del análisis de las partículas resultantes de la interacción. Dado que todas estas partículas son subatómicas, es necesario contar con sofisticados instrumentos capaces de detectarlas y proporcionar alguna información de las mismas. En HERA se cuenta para esto con el detector H1, que da nombre también a la Colaboración H1, de la cual México forma parte activa a través del CINVESTAV, único instituto latinoamericano miembro de H1. En este capítulo se da una descripción general de HERA y luego de los principales componentes del detector H1 y la cadena de adquisición, reconstrucción y almacenamiento de los datos tomados. Por último se comentan los factores humanos de H1, es decir, la participación de los miembros de la Colaboración H1 en la operación del detector y el proceso de elaboración de análisis para publicación de resultados.

2.1. HERA

El acelerador HERA (*Hadron-Elektron Ring Anlage*, ver figura 2.1) fue el primer, y hasta ahora sigue siendo el único, colisionador de electrones y protones en el mundo. Su construcción terminó en 1990 y comenzó a producir colisiones a fines de 1991, tomando datos útiles para análisis físicos desde 1992. HERA está compuesto de dos anillos de almacenamiento y aceleración de partículas y es utilizado por los experimentos H1 [25], ZEUS [26], HERMES [27] y HERA-B [28], ubicados en cuatro puntos de su circunferencia, la cual es de 6.3 km. El acelerador está alojado en un túnel con diámetro interno de 5.2 m, localizado a entre 10 y 20 m bajo la superficie.

En los anillos son acelerados, en direcciones opuestas, haces de protones y positrones durante ciertos periodos, o protones y electrones en otros periodos (aparte de estas partículas, los tubos donde

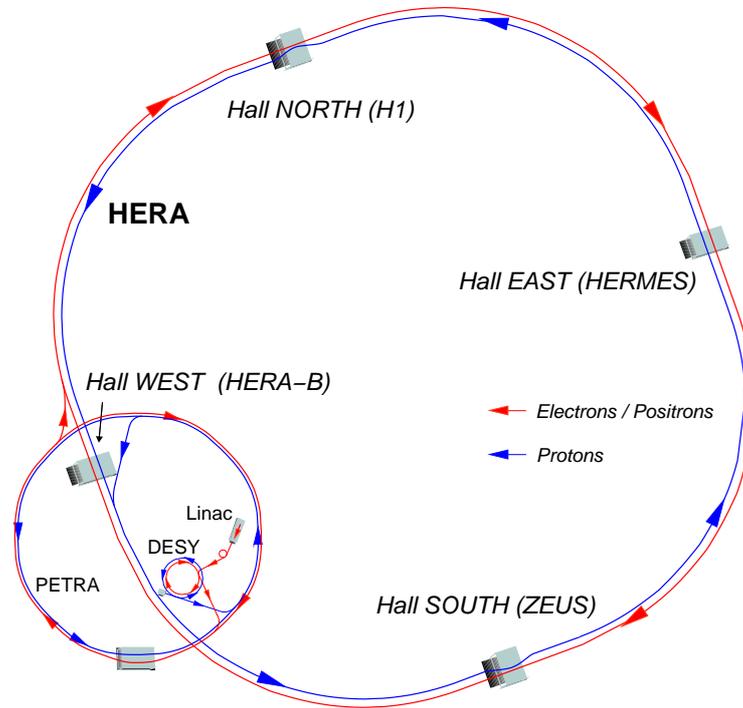


Figura 2.1: El acelerador de partículas HERA.

viajan las mismas se mantienen a un alto vacío, del orden de 10^{-9} Torr¹). Como en este trabajo se analizan datos de interacciones de corriente neutra mediadas por fotones virtuales, los resultados no dependen del tipo de leptón utilizado. Se estudian aquí datos tomados entre los años 1996 y 2005 (ver la sección 5.1), incluyendo periodos tanto de uso de electrones como de positrones.

El proceso de aceleración comienza con la preparación de los electrones, que son agrupados en “paquetes” mediante campos magnéticos y luego son inyectados a una serie de pre-aceleradores hasta llegar a PETRA, donde se mantienen y aceleran hasta alcanzar una energía de 12 GeV. A continuación los electrones son inyectados a HERA, donde serán nuevamente acelerados. Mientras tanto se inyectan protones (también en paquetes y pasando por otros pre-aceleradores) a PETRA, donde alcanzarán una energía de 40 GeV, con la que ingresan a HERA.

Los paquetes contienen unas 10^{11} partículas cada uno, pudiendo tenerse hasta 210 paquetes en cada anillo de HERA, donde electrones y protones son acelerados hasta alcanzar sus energías finales. En los primeros años de HERA, los haces llegaban a energías finales de 27.5 y 820 GeV para electrones y protones, respectivamente. A partir de 1998 el límite fue incrementado para los protones y desde entonces estos alcanzan una energía de 920 GeV.

Para mantener y acelerar el haz de protones en HERA se emplean magnetos superconductores con un campo dipolar de 1.2 T, enfriados con helio líquido a 4.3 K. Para guiar el haz de electrones se usan magnetos comunes, aunque en los elementos de aceleración (las llamadas cavidades de resonancia

¹1 Torr = 1 mmHg; 1 atm = 760 Torr = 101.3 kPa.

de alta frecuencia) también se usan superconductores. En dos puntos de la circunferencia de HERA, llamados puntos de interacción, los haces son hechos coincidir, provocando colisiones con unas energías en el centro de masa (ver ecuación 1.5) de $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$ y $\sqrt{s} = 318 \text{ GeV}$ para los periodos antes y después, respectivamente, de la actualización de 1998.

Uno de los parámetros más importantes de los aceleradores de partículas es la frecuencia con que se obtienen colisiones, pues de ella depende la cantidad de información disponible. Una medida de la tasa de colisiones es la luminosidad, definida como la cantidad de interacciones obtenidas por unidad de tiempo por unidad de área, es decir, se cumple la relación:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{tot}, \quad (2.1)$$

donde dN/dt es la tasa de interacciones, σ_{tot} es la sección transversal de las interacciones y \mathcal{L} es la luminosidad. Se define también la luminosidad integrada al hacer la integral de la luminosidad con respecto al tiempo, con lo que se obtiene el número total de interacciones durante el intervalo de tiempo considerado.

En HERA se tiene en promedio un cruce de paquetes (interacción) cada 96 ns , es decir, hay choques con una frecuencia de 10.4 MHz . A las colisiones se les llama también *eventos* y, en H1, conjuntos de eventos forman *corridas* (ver subsección 2.2.5). Una vez que comienzan las colisiones se declara el inicio de un periodo de luminosidad (*luminosity fill*), durante el cual los experimentos pueden hacer la toma de datos. En condiciones normales, estos periodos pueden durar hasta 10 horas, tiempo determinado por la vida en condiciones aceptables del haz de electrones en el acelerador. El haz de protones tiene mayor vida, pero usualmente se conserva para sólo una o dos cargas de haces de electrones, pues la degradación en la calidad de los haces provoca una mayor cantidad de radiación incidente sobre los componentes de los detectores.

2.2. El detector H1

Rodeando uno de los puntos de interacción en HERA está ubicado el detector H1 y en el otro está el detector ZEUS. H1 es un detector multipropósito diseñado para medir las trayectorias y energías de las partículas producidas en colisiones *ep*. Pesa cerca de 2800 toneladas, mide $12 \times 15 \times 10 \text{ m}^3$ y cubre casi todo el ángulo sólido.

El detector H1 (ver figura 2.2) tiene simetría cilíndrica y su eje longitudinal coincide con el eje de los haces, de forma que cubre todo el ángulo acimutal, definiendo como eje z positivo a la dirección del haz de protones entrante y con origen en el punto nominal de interacción; el eje x es paralelo al suelo, apuntando hacia el centro del anillo acelerador, mientras que el eje y apunta verticalmente hacia arriba. El ángulo acimutal ϕ se mide a partir del eje x positivo y el ángulo polar θ a partir del eje z positivo. H1 cubre el ángulo polar en el intervalo de 3° a 178° .

Dada la gran diferencia en energías entre los haces de protones y electrones, el detector es asimétrico longitudinalmente, siendo más complejo en la parte llamada "delantera", la dirección de los protones salientes, positiva en z ; similarmente, se distinguen las partes "central" y "trasera" del detector.

La parte más interna (más cercana al punto de interacción) de H1 está formada por los detectores de trayectorias de partículas cargadas. Rodeando a los detectores de trayectorias se encuentran

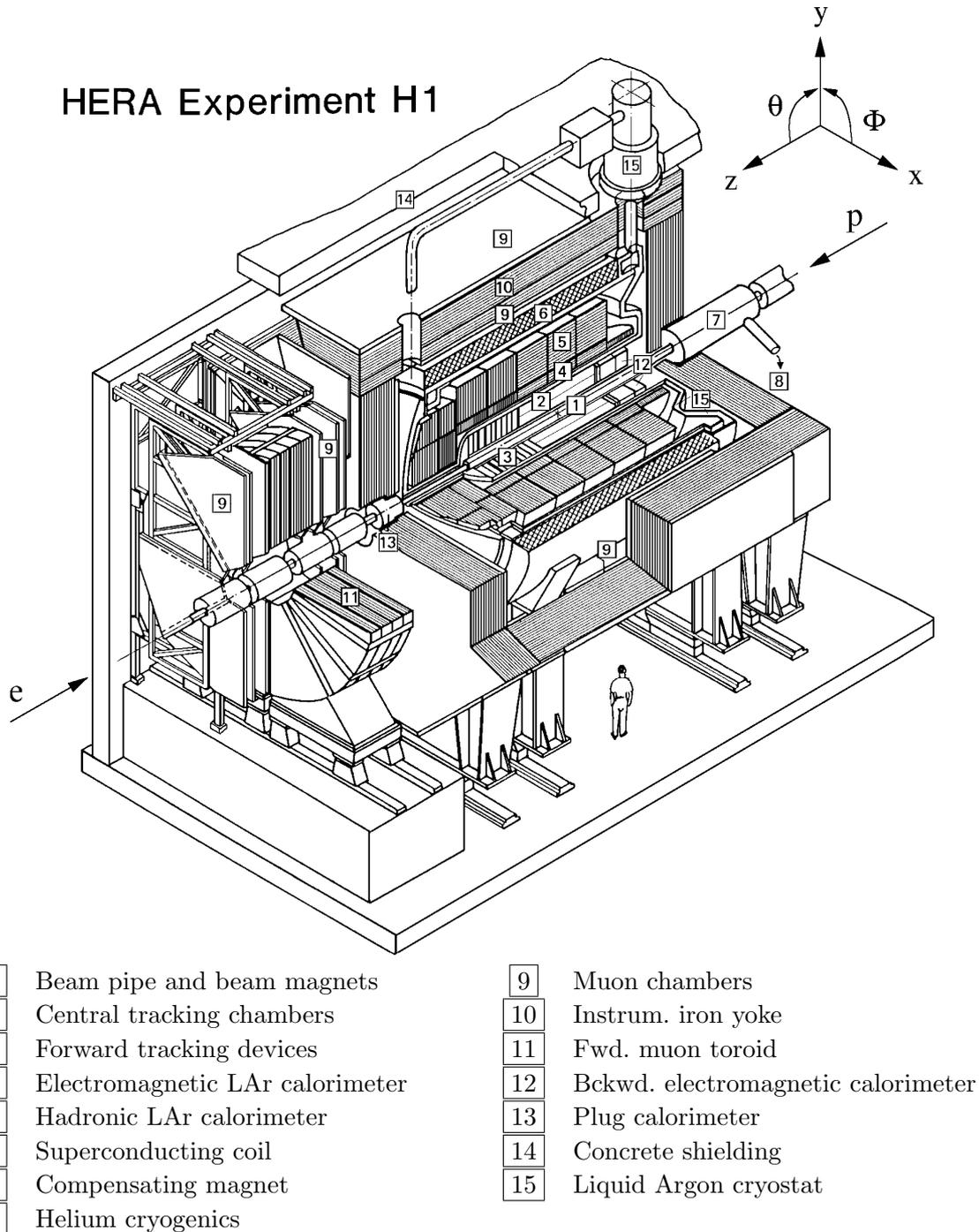


Figura 2.2: Vista del detector H1 mostrando los ejes coordenados y las direcciones de protones y electrones entrantes. El punto nominal de interacción está marcado con una cruz, en el medio del detector central de trayectorias.

calorímetros electromagnéticos y hadrónicos. Una bobina superconductor envuelve el exterior de los calorímetros y crea un campo magnético uniforme de $1.2 T$ paralelo al eje z en todo el volumen de H1. Por último, el llamado yunque de hierro instrumental rodea a todo el detector y contiene cámaras de detección de muones y de cascadas hadrónicas.

A continuación se describen los componentes del detector H1 más relevantes para este trabajo. Una descripción más completa se puede encontrar en [29].

2.2.1. Sistema de trayectorias

Estos componentes se utilizan para la reconstrucción de trayectorias, determinación de vértices, medición de momentos e identificación de partículas. El sistema de trayectorias se divide en tres subsistemas: el central, el delantero y el trasero.

El sistema central de trayectorias cubre la región $-110 \text{ cm} < z < 100 \text{ cm}$. Consta de:

- Las cámaras centrales de trayectorias (CJC1 y CJC2). Sus señales (*hits*) son la base para la reconstrucción de trayectorias centrales y también se utilizan en la identificación de partículas, empleando para ello la información de las pérdidas de energía de las partículas al atravesar el material de los detectores (dE/dx). Son cámaras de deriva cuyos alambres sensores proveen una determinación precisa de las coordenadas radial y acimutal, con un error $\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$, pero una precisión de solamente unos 2 cm en la coordenada z .
- Cámaras z interna y externa (CIZ y COZ). Permiten una medición más precisa de z , con resoluciones de 0.26 (CIZ) y 0.20 mm (COZ). También son cámaras de deriva, pero con la dirección de deriva paralela al eje z .
- Las cámaras proporcionales interna y externa (CIP y COP) son cámaras proporcionales multi-alámbricas utilizadas para el *triggering* de H1, pues proveen de señales rápidas con resolución temporal de 21 ns , que permiten la identificación de las colisiones, es decir, permiten resolver o separar partículas provenientes de colisiones consecutivas.
- El detector central de silicio (*Central Silicon Tracker*, CST) se instaló en 1996 y comenzó a tomar datos en 1997. En el 2000 fue reconfigurado y nuevamente toma datos desde 2001. El CST consta de láminas sensoras de silicio y permite una determinación de vértices precisa al orden de centenares de μm , suficiente para discernir entre vértices primarios y secundarios (ver sección 1.4). Este detector se describe con más detalle en el siguiente capítulo.

El sistema delantero de trayectorias está formado por el detector delantero de silicio (*Forward Silicon Tracker*, FST^{II}) y 3 supermódulos idénticos, cada uno consistente en: una cámara alámbrica de deriva para mediciones precisas del ángulo θ , una cámara proporcional multialámbrica para *triggering* rápido, un radiador pasivo de transición y una cámara de deriva radial para información precisa en el plano $r - \phi$. Con este sistema pueden alcanzarse resoluciones de $170 \mu\text{m}$ en $x - y$ y $200 \mu\text{m}$ en $r - \phi$.

El sistema trasero incluye al BST (*Backward Silicon Tracker*) y la cámara trasera de deriva BDC (*Backward Drift Chamber*) para la reconstrucción de partículas dispersadas hacia atrás, incluyendo al electrón original. Con el BDC puede lograrse una resolución cercana a 1 mrad .

^{II}Los 3 detectores de silicio en H1 (CST, FST, BST) cumplen funciones similares, pero en regiones distintas del detector.

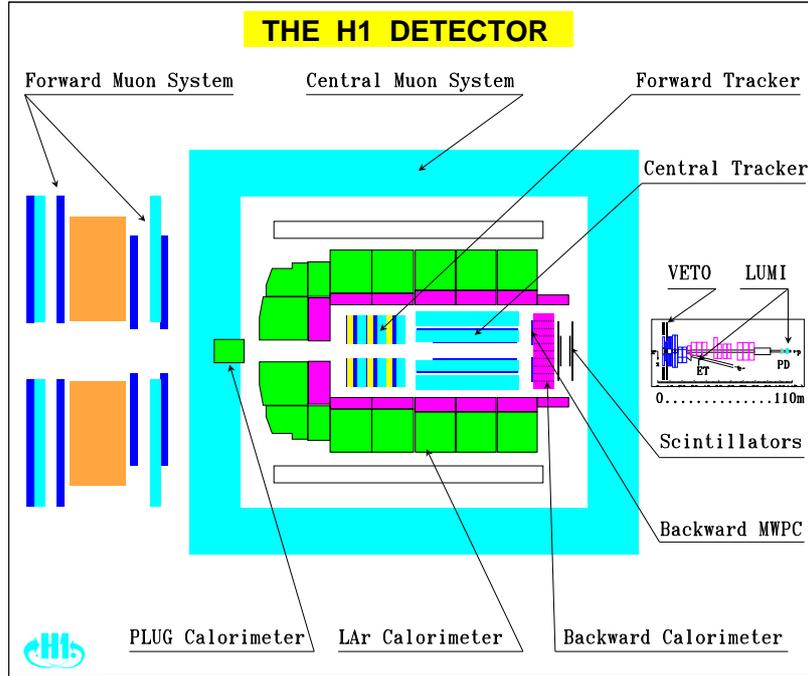


Figura 2.3: Vista lateral esquemática del detector H1. Los protones entran por el lado derecho en la imagen y los electrones por el izquierdo.

2.2.2. Calorímetros

Rodeando a los detectores de trayectorias en las partes central y delantera está el calorímetro de argón líquido (LAr), que tiene una cobertura polar de $4^\circ < \theta < 153^\circ$. El LAr cuenta con una parte interna para medir cascadas electromagnéticas y una parte exterior para cascadas hadrónicas. Ambas partes usan argón líquido como material activo; como absorbente se usa plomo en la parte electromagnética y acero inoxidable en la hadrónica. La resolución de energía del LAr para electrones es de $12\%/\sqrt{E_e [GeV]}$ y para piones $50\%/\sqrt{E_\pi [GeV]}$ [29].

Cubriendo ángulos polares aún menores ($\sim 0.6^\circ < \theta < \sim 3.5^\circ$) en la región delantera de H1, se tiene al calorímetro *plug*, que mide energías hadrónicas y está formado por material absorbente de cobre y detectores de silicio.

En la parte trasera de H1 está el SpaCal (*Spaghetti Calorimeter*). También tiene una parte electromagnética y una parte hadrónica, ambas consistentes en una matriz de plomo que contiene fibras centelladoras paralelas al eje de los haces (eje z) y que son leídas con fotomultiplicadores. El SpaCal cubre la región $153^\circ < \theta < 177.8^\circ$ y alcanza una resolución para electrones de $7\%/\sqrt{E_e [GeV]}$ [30].

2.2.3. Detectores de luminosidad y de electrones

Para medir la luminosidad se cuenta con dos pequeños calorímetros Cherenkov de cristal: un detector de fotones (PD) de $100 \times 100 \text{ mm}^2$ y un identificador de electrones (ET, *electron tagger*) de $154 \times 154 \text{ mm}^2$. Estos detectores están colocados en el túnel del acelerador HERA (ver recuadro a la derecha en la figura 2.3), en $z = -102 \text{ m}$ (PD) y $z = -33 \text{ m}$ (ET33); gracias a esto, pueden colocarse sobre la línea del haz de electrones salienteⁱⁱⁱ, lo que permite recolectar a los fotones radiados por los electrones y a los electrones que salen muy cerca del eje.

La luminosidad (ver ecuación 2.1) se determina aprovechando los procesos Bremsstrahlung Bethe-Heitler ($ep \rightarrow ep\gamma$), cuya sección transversal está bien determinada en QED. El background para estos procesos (es decir, eventos provenientes de procesos no incluidos en la sección transversal de Bethe-Heitler y que por tanto no están considerados en la misma) es generado por interacciones de los electrones con gas residual en el tubo de los haces. El error introducido por este background puede substraerse utilizando datos de paquetes de electrones piloto (paquetes de electrones a los cuales no se asignan paquetes de protones con los cuales interactuar). Así, la luminosidad se calcula con:

$$\mathcal{L} = \frac{R_{tot} - (I_{tot}/I_0)R_0}{\sigma_{vis}}, \quad (2.2)$$

donde R_{tot} y R_0 son las tasas de Bremsstrahlung total y de eventos piloto, respectivamente, con corrientes I_{tot} e I_0 ; σ_{vis} es la sección transversal visible para eventos $ep \rightarrow ep\gamma$.

En conjunto con el ET33 se tiene otro detector colocado en $z = -44 \text{ m}$ (ET44) para la detección del electrón dispersado en eventos de fotoproducción. El ET33 cubre la región cinemática $Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2$, $0.3 < y < 0.7$, mientras que el ET44 cubre $0.08 < y < 0.2$.

2.2.4. Triggers

Como se mencionó antes, la tasa de colisiones en HERA es de 10.4 MHz , aunque típicamente la tasa de adquisición de datos es de unos 100 kHz . Sin embargo, el ancho de banda disponible para almacenamiento de datos es de unos 10 Hz . Por lo tanto, es indispensable contar con un sistema capaz de discriminar de forma rápida y lo más temprana posible los eventos deseados de los no deseados o background.

Para ello se crean los sistemas de triggers, que usualmente se implementan en capas o niveles de hardware y software. Los triggers actúan como filtros que consisten en comparaciones de ciertas variables, leídas en cada evento, con valores de referencia; así se determina si un evento (colisión) debe guardarse o no. En H1 se tienen conjuntos de triggers estándar y es posible hacer combinaciones de cualquier cantidad de ellos. Estos conjuntos de triggers se eligen antes de cada corrida y tienen efecto durante la misma, es decir, todos los eventos pertenecientes a una misma corrida se obtienen con el mismo conjunto de triggers.

Los eventos de background más numerosos en H1 son los siguientes:

- Eventos donde los protones o electrones interactuaron con las paredes del tubo de los haces.

ⁱⁱⁱLos haces son desviados al salir de H1, siguiendo la circunferencia de HERA, pero los electrones que colisionan se separan del resto del haz y no regresan al tubo de haces.

- Eventos donde la interacción es con residuos de gas presentes en el tubo de los haces.
- Radiación sincrotrón del haz de electrones.
- Los llamados muones del halo de los haces. Estos muones llegan paralelos a los haces y provienen de interacciones de los mismos con gases residuales o con los colimadores en las entradas del detector.
- Muones cósmicos.

Cabe aclarar que un evento se clasifica como background si no cumple con ciertas condiciones requeridas para un tipo más o menos específico de física; por esto, el background no incluye únicamente a los tipos anteriores: un evento que para un cierto estudio sea background puede ser el objeto de otro estudio. Ahora bien, los eventos rechazados por un conjunto de triggers son efectivamente eliminados, pues no se almacenan. Por esto es importante hacer un buen diseño y selección de triggers antes de la toma de datos, además de contar con conjuntos de triggers que no eliminen más eventos de los necesarios, pues al tratarse de comparaciones a nivel muy básico, los triggers no tienen siempre una eficiencia de 100 %, es decir, pueden llegar a identificar como background a eventos que no lo son, y viceversa.

En H1 se utilizan tres niveles de triggers:

- **Nivel 1 (L1).**- Este nivel es un sistema basado en hardware, en el cual se toman lecturas (los llamados elementos de trigger, *trigger elements*) de los distintos subdetectores, las cuales son combinadas en los llamados *subtriggers*. Con este nivel se reduce la tasa de adquisición de 100 *kHz* en un factor aproximado de 100, llegando a cerca de 1 *kHz*. Para cierto tipo de eventos a conservar y que ocurren con frecuencias muy altas, o para eventos no interesantes utilizados para monitoreo, se acepta y guarda sólo una fracción de sus ocurrencias y se les asigna como peso esa fracción; a tales pesos se les llama *pre-escalas* o factores de pre-escalamiento. Si un evento es aprobado por L1, se activa el siguiente nivel.
- **Nivel 2 (L2).**- Aquí se analizan correlaciones entre los distintos subdetectores para escoger eventos con topologías deseadas. En este nivel la tasa de eventos se reduce a unos 50 *Hz*.
- **Nivel 4 (L4).**- Este nivel está basado en software y consiste en una granja de procesadores que tiene acceso a la totalidad de los datos del evento, con lo cual realiza una reconstrucción rápida de este último y una primera determinación de constantes de calibración. El evento completo es analizado en la búsqueda de una escala dura^{IV} o con buscadores de estados finales deseados. Dependiendo de lo encontrado con estos algoritmos, los eventos se etiquetan con las clases físicas (ver la siguiente subsección) a las que correspondan. En este nivel la tasa de adquisición es finalmente reducida a 10 *Hz* y los datos se almacenan de forma permanente.

^{IV}Se aceptan los eventos que tienen escalas duras, las cuales pueden ser trayectorias con momento transversal grande, *clusters* (ver sección 4.3) con altas energías en los calorímetros, etc.

2.2.5. Adquisición y almacenamiento de datos

Los distintos subdetectores de H1 significan en total unos 400,000 canales analógicos que producen casi 4 Mbytes de datos *raw* (datos sin procesar) digitalizados por cada evento, es decir, unos 40 terabytes por segundo.

El sistema de adquisición de datos de H1 está diseñado siguiendo el estándar VMEbus y se subdivide en 12 ramas, cada una controlada por un módulo VMEtaxi. Este sistema permite la conexión de los módulos (*crates*) de lectura por medio de fibra óptica, formando un anillo; el anillo es controlado por un procesador maestro que ensambla la información de todas las ramas para reconstruir eventos, los cuales son enviados a varios destinos: monitoreo de los subsistemas (desplegado de eventos en “tiempo real”^v), filtrado de eventos (la granja L4) o almacenamiento de los mismos; a su vez, estos destinos pueden devolver información al sistema (como el caso de datos calculados en L4). Con la excepción de los módulos VMEtaxi, la arquitectura de cada una de las ramas es independiente de las demás (los detectores de trayectorias de silicio, por ejemplo, utilizan su propio anillo de fibra óptica para transferir sus datos al taxi principal).

Si los triggers en L1 y L2 son positivos, se produce la lectura de todas las ramas en paralelo. Por medio de algoritmos de compresión y formato la cantidad de información *raw* se reduce a unos 100 kbytes por evento.

Los eventos aceptados al final son procesados en una computadora que realiza la reconstrucción completa de los eventos (esta etapa también era conocida como L5, pero actualmente es parte de L4); básicamente, esto consiste en convertir la información digitalizada de los subdetectores en cantidades físicas, i.e., trayectorias y clusters de energía. Este proceso está modularizado, de forma que se analiza cada subdetector por separado y después se va combinando la información de los mismos (por ejemplo, el proceso de *linking*, o asociación, de trayectorias del CJC con las del CST).

En la reconstrucción también se realiza una clasificación de los eventos de acuerdo con categorías o selecciones físicas predeterminadas. En H1 hay 31 clases, no todas excluyentes entre sí. Si un evento no corresponde a ninguna de estas clases, es desechado.

Los datos *raw* y los eventos reconstruidos se almacenan de forma permanente (los eventos, en archivos llamados POT, *Physics Output Tapes*, nombre heredado de los tiempos en que se usaban cintas magnéticas; en la actualidad se usan discos duros). Adicionalmente se genera un subconjunto comprimido de los datos reconstruidos (las DST, *Data Summary Tapes*) que se almacenan en discos duros y que son la base para los análisis de física. Los archivos DST inicialmente fueron planeados para ser usados con el lenguaje FORTRAN, pero a partir de la introducción de C++ en el software de H1, a fines del año 2000, se han creado copias de los DST adecuadas para su uso con C++. Estos archivos se llaman mODS (*micro Object Data Store*) y HAT (*H1 Analysis Tags*). En los archivos mODS se guarda información de las partículas, como trayectorias, energías y diversas cantidades, así como la identificación de candidatos a diversos tipos de partículas. En los HAT se guardan variables que caracterizan a cada evento, como el número de corrida a la que pertenece, las variables cinemáticas y la energía del electrón dispersado, entre otras.

^vDurante la toma de datos pueden graficarse algunas variables de control para cada subdetector e incluso a H1 en conjunto, con los hits y trayectorias encontradas por la reconstrucción en L4. Aunque no es posible mostrar gráficas para cada uno de los eventos adquiridos, puede mostrarse un evento cada pocos segundos, y algunas gráficas son promedios o datos acumulados para cierta cantidad de eventos.

En cualquier caso, cada evento puede identificarse por dos números: el número de la corrida en la que fue tomado y su posición (número de evento) dentro de la corrida. Los números de corrida son distintos para cada una de las corridas que se han tomado en H1 desde que comenzó a operar; están formados por 6 dígitos y se incrementan en uno por cada inicio de corrida hecho en el cuarto de control de H1, se almacene o no esa corrida. Dentro de cada corrida, los eventos son numerados a partir del 1, incrementándose sucesivamente en uno hasta el fin de la corrida.

2.2.6. Reconstrucción de trayectorias

El componente principal de H1 para reconstruir las trayectorias en la región central del detector es el CJC. Una vez que se determinan los hits, o señales válidas, en el CJC, un algoritmo hace un linking entre los mismos, en el cual se asignan grupos de hits a cada posible trayectoria, creando así diversas hipótesis (trayectorias posibles), de las que al final se eligen las mejores, es decir, aquellas con los errores más pequeños.

La reconstrucción se realiza primero en el plano $r-\phi$ y después en z . En otro paso se hacen ajustes de las trayectorias al vértice primario, cuya posición es un promedio para la corrida; las trayectorias encontradas y ajustadas con la posición del vértice se almacenan en un banco llamado *de trayectorias ajustadas al vértice*, mientras que en otro banco se conservan las trayectorias obtenidas antes del ajuste. Por último se hace un linking, para ambos tipos de trayectorias (con y sin ajuste al vértice), con los hits encontrados en el CST (ver sección 3.1.6).

Para trayectorias en las regiones delantera y trasera de H1 la reconstrucción sigue procedimientos similares, pero utilizando, en lugar del CJC, al FST para las trayectorias delanteras y al BST, la cámara BDC y el SpaCal para las traseras.

2.3. La Colaboración H1

Como se menciona antes, H1 es un detector muy complejo, con cerca de medio millón de canales de adquisición que proveen datos cada 96 ns, las 24 horas del día. Esto son 10.4 millones de experimentos, en el sentido tradicional de la palabra, cada segundo, de forma prácticamente continua.

Es evidente entonces que la forma de definir un experimento en este contexto debe ser distinta a la usada tradicionalmente. No es posible para una sola persona diseñar, construir, operar, supervisar y analizar resultados para todos los distintos componentes del detector H1 (ni ningún otro similar). La Colaboración H1 es un grupo de, actualmente, más de 300 científicos y estudiantes de cerca de 40 institutos de unos 15 países que diseñó, construyó y mantiene en funcionamiento al detector H1 (HERA, ZEUS, HERMES y HERA-B cuentan con sus propias Colaboraciones), al tiempo que analiza los datos obtenidos. Todos los miembros de H1 contribuyen en todos estos aspectos, usualmente con mayor énfasis en alguno de ellos, y por ello todos los miembros que cumplen con estas contribuciones para la toma y análisis de datos son autores de las publicaciones generadas dentro de H1. A continuación se describen las maneras en que se logra dentro de H1 la participación de sus miembros en ambos aspectos.

2.3.1. Mantenimiento y operación de H1 y toma de datos

Cada uno de los subdetectores que conforman H1 debe ser operado, monitoreado y calibrado de forma continua para asegurar la buena calidad de los datos tomados. Además, todos estos componentes deben funcionar de manera conjunta, por lo que la comunicación entre ellos y su sincronización también deben ser vigiladas y ajustadas periódicamente. Esto ocurre tanto para los subdetectores como para los sistemas que seleccionan, reconstruyen y almacenan los eventos de interés (tanto real como potencial).

Cada instituto miembro de H1 asume la responsabilidad de mantener en correcto estado de operación a alguno de los subsistemas. Los institutos con mayores recursos (humanos y económicos) asignan a alguno(s) de sus miembros de tiempo completo a estas tareas. Esta persona es denominada el “experto a llamar” para el sistema del que se trate, pues es la persona a quien se llama en caso de algún problema de funcionamiento. Por su parte, cada estudiante participa por algún tiempo en aspectos técnicos relacionados con su trabajo de tesis (usualmente durante cerca de 1 año, o más si su trabajo de tesis es predominantemente técnico).

Además, cada miembro debe participar activamente en el proceso de toma de datos. Esto se logra, como mínimo, con los llamados periodos de guardias. Dado que el detector se mantiene en estado listo para la toma de datos prácticamente todo el tiempo (exceptuando periodos de mantenimiento y de fallas técnicas de importancia en HERA o H1 mismo), es necesario contar con personal que supervise y asegure el estado operacional de todos los componentes las 24 horas del día y realice asimismo la toma de datos (iniciar y terminar las corridas, ajustar factores de pre-escalamiento, etc.). Para esto se divide el día en tres periodos de guardia de 8 horas cada uno y actualmente se asignan 2 personas a cada periodo de guardia. Las guardias se asignan a cada persona en bloques de 6 periodos por vez, cubriendo 6 días de la siguiente forma: dos turnos matutinos, dos vespertinos y dos nocturnos. Los miembros de H1 deben cubrir al menos un bloque de guardias (6 días) durante cada periodo de toma de datos, es decir, cada año, en promedio.

Puede verse de esta forma que cada instituto y cada persona miembro de H1 contribuye en la operación del detector y la toma de los datos necesarios para cualquier análisis.

2.3.2. Grupos de trabajo. Análisis de datos

Como se menciona al inicio de esta sección, cada colisión en HERA es en sí misma un experimento, cuyo resultado no puede ser controlado por el experimentador; esto es, aunque las condiciones iniciales pueden ser básicamente las mismas (al conocerse las energías iniciales), existen distintos tipos de interacción que pueden ocurrir, lo que da origen a la clasificación de los datos en categorías físicas, como se menciona en la subsección 2.2.5. Correspondientemente, se han formado en H1 grupos de trabajo, cada uno especializado en un tipo de análisis particular: un grupo estudia la producción de quarks pesados, otro estudia procesos difractivos, otro se enfoca en la medición de secciones transversales inclusivas, uno más hace estudios de QCD y del estado hadrónico final y, por último, un grupo estudia procesos raros y los llamados exóticos (como búsquedas de nuevas partículas, supersimetría, producción de bosones W o Z , etc.).

Cada uno de estos grupos se encarga de generar, recolectar y mantener las distintas herramientas de análisis para los procesos que estudia, a la vez que organiza las tareas necesarias para la elaboración

de nuevos análisis, lo que incluye, entre otras cosas, la realización de chequeos de calidad de datos, producción de simulaciones Monte Carlo y el desarrollo y prueba de nuevas herramientas de software. Asimismo, los grupos supervisan periódicamente los avances de los distintos análisis, mediante reuniones de trabajo en las que se exponen resultados y problemas encontrados durante el progreso de los estudios y se discuten ideas para resolver problemas y asegurar el avance de la investigación.

En cuanto a los estudiantes de H1, cada uno realiza por lo general un análisis específico, a veces formando parte de otros, relacionados de manera cercana. A cada análisis se le asigna un par de árbitros, involucrados en los pasos del estudio hasta su publicación. Cuando un análisis está cercano a su terminación (después de ser aprobado por su grupo específico), es presentado para su discusión ante la Colaboración completa, etapa en la cual todos los miembros pueden hacer los comentarios y correcciones que consideren. Finalmente, los trabajos pueden ser aprobados por la Colaboración para ser enviados a alguna publicación o pueden ser incluidos como parte de otros análisis similares o que los complementen. El proceso completo suele tomar cerca de tres años, desde el inicio de un análisis hasta su publicación. Aunque los estudiantes suelen enfocarse de manera primaria en algún análisis, el trabajo técnico que realizan es generalmente útil para otros análisis.

Puede verse entonces que los miembros de la Colaboración están involucrados en todos los aspectos de un análisis, desde el suyo propio hasta los que se realizan en su grupo de trabajo y los que se producen en los demás grupos de trabajo en H1.

Capítulo 3

El Central Silicon Tracker

La mayoría de los seres humanos tiene una capacidad casi infinita de tomar las cosas por sentado.
- Aldous Huxley

Este capítulo comienza con una descripción del detector de silicio para trayectorias centrales (CST, *Central Silicon Tracker*) de H1 (una descripción más detallada se puede encontrar en [31] y las referencias ahí dadas). Después se presenta el trabajo que realicé en H1 con relación a este detector y, al final del capítulo, como ilustración de las ventajas que proporciona el CST, se mencionan algunos análisis y publicaciones producidos en H1 cuya realización ha sido posible gracias a los beneficios que genera el CST.

3.1. El CST

En esta sección se da una introducción a los aspectos principales de los detectores de silicio en general y luego se presenta una descripción del detector de trayectorias centrales CST, tanto de sus características como de los sistemas de adquisición de datos y reconstrucción de trayectorias que emplea.

3.1.1. Detectores de silicio

Estos son detectores de estado sólido. Funcionan utilizando un material semiconductor (silicio) que proporciona un medio a través del cual pasarán las partículas o radiaciones ionizantes a detectar. Con el fin de minimizar dispersiones múltiples de las partículas en su paso por estos detectores, los sensores deben tener espesores muy pequeños, usualmente de fracciones de milímetro (centenares de μm).

En la trayectoria de las partículas por el sensor, se van creando pares electrón-hueco en el material, es decir, cargas positivas y negativas. Si se usa silicio semiconductor tipo n como material del sensor, para la recolección de las cargas se utilizan inserciones de algún semiconductor tipo p en la superficie del sensor, aplicando una diferencia de voltaje entre ambos semiconductores. La carga es recolectada

en electrodos, donde se produce un pulso de corriente cuya integral es la carga total generada por la partícula ionizante, siendo esta carga proporcional a la energía depositada. Los detectores de silicio tienen muy buena resolución de energía, gracias a que en ellos se requiere poca energía (3.6 eV) para producir un par electrón-hueco, en comparación con la requerida para ionizar un gas (30 eV) o para extraer un electrón de un fotocátodo (300 eV). Esta resolución es aprovechada para la identificación de partículas; el otro uso principal de los detectores de silicio es la determinación precisa de los puntos donde las partículas atraviesan el sensor, es decir, la reconstrucción de trayectorias, vértices primarios y vértices secundarios.

Entre las principales ventajas que tienen los detectores de silicio pueden mencionarse estas:

- Los sensores son mecánicamente resistentes.
- Permiten una alta granularidad, con lo que se pueden obtener mejores resoluciones espaciales al determinar trayectorias, en comparación con otros tipos de detectores (por ejemplo, en un detector de deriva los hilos conductores no pueden ser tan delgados ni estar tan cercanos como se quisiera). Pueden lograrse resoluciones puntuales de hasta 5 micrometros, o distinguir trayectorias separadas por $10 \mu\text{m}$.
- Tiempo de respuesta muy rápido, de unos pocos nanosegundos.
- Proporcionan una conversión directa de pérdidas de energía (dE/dx) a señal y tienen alta resolución de energía.
- Presentan una respuesta bien conocida, ya que estos materiales han sido estudiados por mucho tiempo y tienen innumerables usos en la electrónica.

Entre sus principales desventajas están las siguientes:

- Tienen alto costo en comparación con otras tecnologías, debido a que la pureza y los grados de dopaje deben ser controlados minuciosamente para obtener las características óptimas.
- Deben producirse por fuentes externas, es decir, no pueden ser fabricados por la Colaboración, pues la miniaturización y precisión necesarias para obtener altas resoluciones requieren procesos de manufactura muy especializados, solamente alcanzables por grandes compañías privadas, lo que contribuye también a su alto costo.
- Los sensores de posición son de tamaño pequeño. Debido a las dificultades de fabricación, no es económicamente factible utilizar sensores de gran tamaño, aunque generalmente esto no es necesario, ya que se necesitan mayores precisiones únicamente a distancias cortas del punto de interacción (para experimentos de colisiones), por lo que estos detectores no necesitan cubrir grandes áreas.
- Daños por radiación. Dado que estos detectores son sólidos, que no son repuestos continuamente como en el caso del gas en detectores de cámara, los daños provocados por la radiación se acumulan con el paso del tiempo, reduciendo su vida útil. Además, el que estos detectores se coloquen cercanos a la zona de interacción significa que reciben mayores dosis de radiación.
- Generan calor en altas cantidades, debido al voltaje que se les debe aplicar para su funcionamiento. Esto implica la introducción de sistemas de enfriamiento adicionales para la disipación del calor, sistemas que significan material no sensible extra.

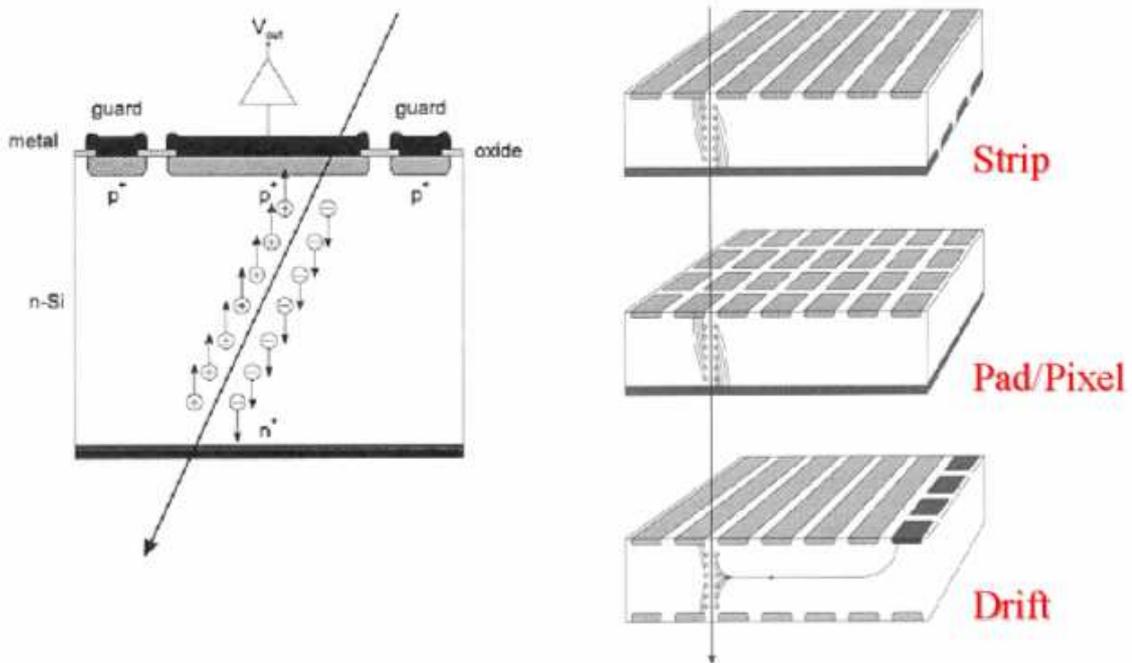


Figura 3.1: Tipos de arreglos usados para la determinación de posiciones en detectores de silicio.

3.1.2. Detectores de posición

Los sensores utilizados para determinar la posición espacial o trayectoria de una partícula suelen estar formados por uniones $p-n$, en donde uno de los tipos (por ejemplo, n) forma el volumen sensible y en su superficie se colocan incrustaciones de un semiconductor del otro tipo (p).

Siguiendo una configuración con material n en el volumen y p en la superficie, el material p suele utilizarse para captar las cargas creadas con la ionización. Si se puede suponer (lo que se logra mediante un diseño adecuado) que el punto donde se captan esas cargas es el más cercano al punto donde se crearon las mismas, entonces la posición de la partícula a través del sensor queda determinada. Para lograr esto, las inserciones tipo p se colocan en arreglos específicos sobre la superficie (ver figura 3.1):

- **Franjas (Strip).**- En este caso las inserciones p se colocan en franjas rectas, lo que determina una coordenada sobre la superficie del sensor, pudiendo obtenerse una segunda coordenada al conocer la posición del sensor mismo. Las franjas recorren el sensor de un extremo a otro, de modo que las conexiones para voltaje y lectura no representan material muerto¹ en el volumen sensible. El ancho de las franjas y la separación entre ellas determinan la resolución alcanzable. Por eso, es deseable contar con franjas lo más delgadas y cercanas posible; sin embargo, debe hacerse un compromiso entre la separación de las franjas y la interferencia o ruido por franjas

¹Se conoce como material muerto a cualquiera que no produce señales útiles para la detección: cables, estructuras de soporte, electrónica de lectura y de control, etc.

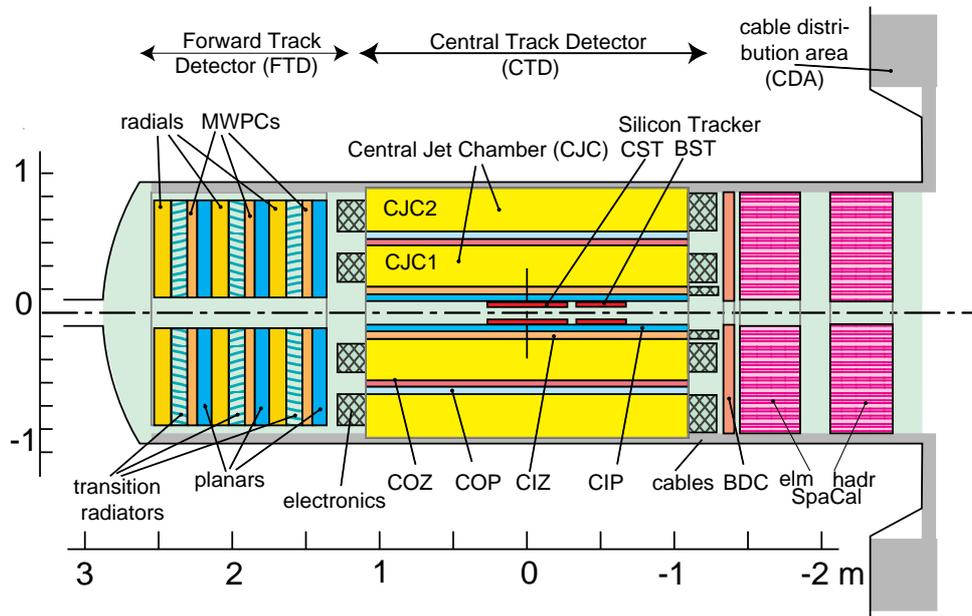


Figura 3.2: Sistema de trayectorias de H1. El origen de las escalas es el punto nominal de interacción, rodeado por el CST.

vecinas. Para lograr información de 3 dimensiones, pueden colocarse franjas en las dos superficies del sensor, en direcciones perpendiculares (este es el método empleado en el CST, ver 3.1.4).

- **Cuadrícula (Pad/pixel).**- Aquí las inserciones p forman una estructura de píxeles o puntos (en realidad, pequeñas superficies usualmente cuadradas), de forma que se obtienen 2 coordenadas sobre la superficie; la tercera coordenada se obtiene con la posición del sensor. Al utilizar este arreglo es inevitable introducir material muerto en el volumen sensor, pues se debe dar a cada pixel el voltaje y los medios de lectura necesarios.
- **Deriva (Drift).**- En este caso se usan franjas tipo p en ambas superficies para producir el pozo de potencial que atraiga y “enfoque” a las cargas. Con un campo eléctrico paralelo a la superficie, las cargas son llevadas hacia un borde del sensor, donde un ánodo segmentado las recoge. La velocidad de deriva es constante y conocida, lo que permite calcular una coordenada a partir de el tiempo de deriva y otra por la posición del segmento en el ánodo.

3.1.3. Construcción del CST

El CST está diseñado para la reconstrucción con alta resolución de trayectorias y vértices en la región central de H1. Es el subdetector más cercano al punto de interacción en H1 (figura 3.2) y rodea al tubo de los haces, casi tocándolo.

Fue instalado en H1 en 1996 y comenzó a tomar datos en 1997. Desde entonces y hasta el año 1999, el CST tenía forma cilíndrica, es decir, su corte transversal (ver figura 3.3, lado izquierdo) era

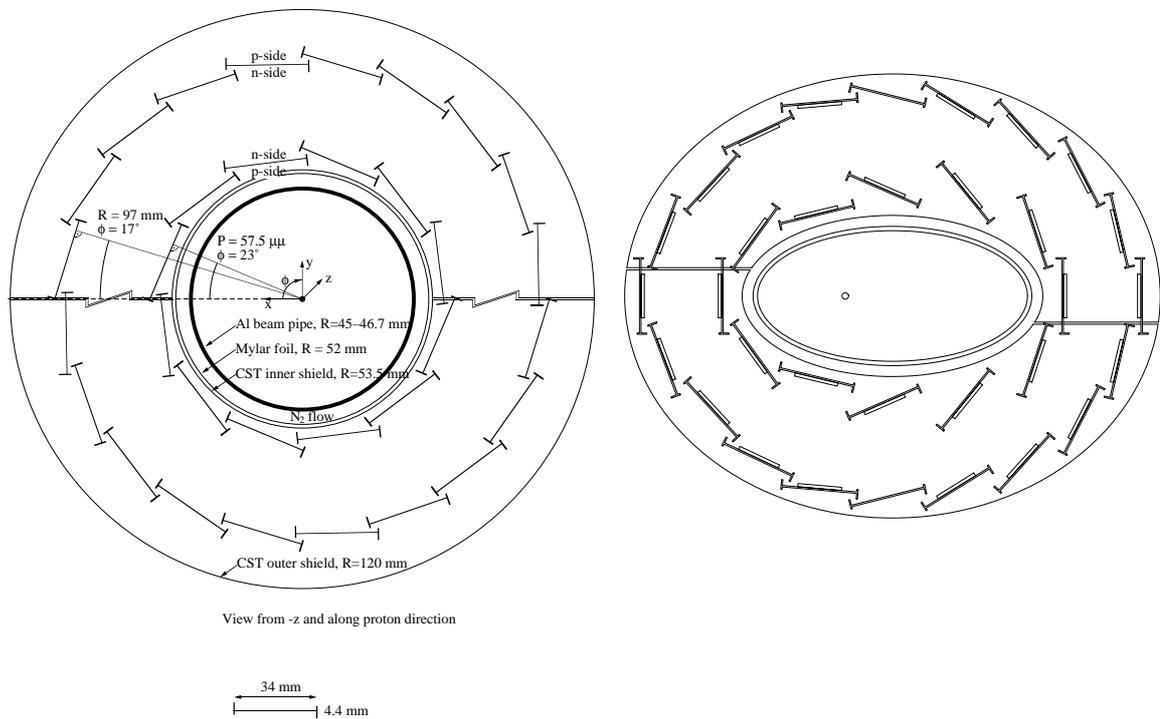


Figura 3.3: Vistas transversales del CST antes (izq.) y después (der.) de ser rediseñado en el año 2000. Ver detalles en el texto.

circular, con centro sobre el eje z de H1. Al final de 1999, aprovechando una pausa en las operaciones de HERA, el CST fue extraído de H1 para diversas reparaciones y mantenimiento y al mismo tiempo se hizo un rearrreglo de sus sensores, ahora ordenados siguiendo un corte transversal elíptico (figura 3.3, lado derecho) con el eje z en uno de sus focos, con el fin de evitar al máximo la radiación sincrotrón presente por el hecho de desviar los haces de protones y electrones al entrar a H1 para hacerlos colisionar. Aparte de este cambio en la configuración del CST, su funcionamiento no sufrió cambios (incluso se utilizaron los mismos sensores para el “nuevo” CST), por lo que la descripción siguiente es válida para todos los periodos de toma de datos incluidos en este trabajo (de 1996 a 2005).

Puede verse en las figuras mencionadas que el CST consiste, en realidad, en una mitad inferior y una mitad superior que descansa sobre la primera al ser colocado en su posición dentro de H1. Los sensores son mantenidos en posición por una estructura de plástico rígido en cada extremo, llamada *end ring*, que contiene asimismo la electrónica y los tubos del líquido de refrigeración para el CST. El CST se coloca en su posición en H1 deslizándolo sobre la cubierta interior de la cámara CIP; en la cubierta de la mitad inferior del CST hay fijadas unas patitas que descansan sobre la CIP.

3.1.4. Sensores. Half-ladders

El CST está formado por dos capas concéntricas de sensores que cubren todo el ángulo acimutal. Longitudinalmente, el material sensible cubre la región $-17.775 \text{ cm} < z < +17.775 \text{ cm}$ (figura 3.4),

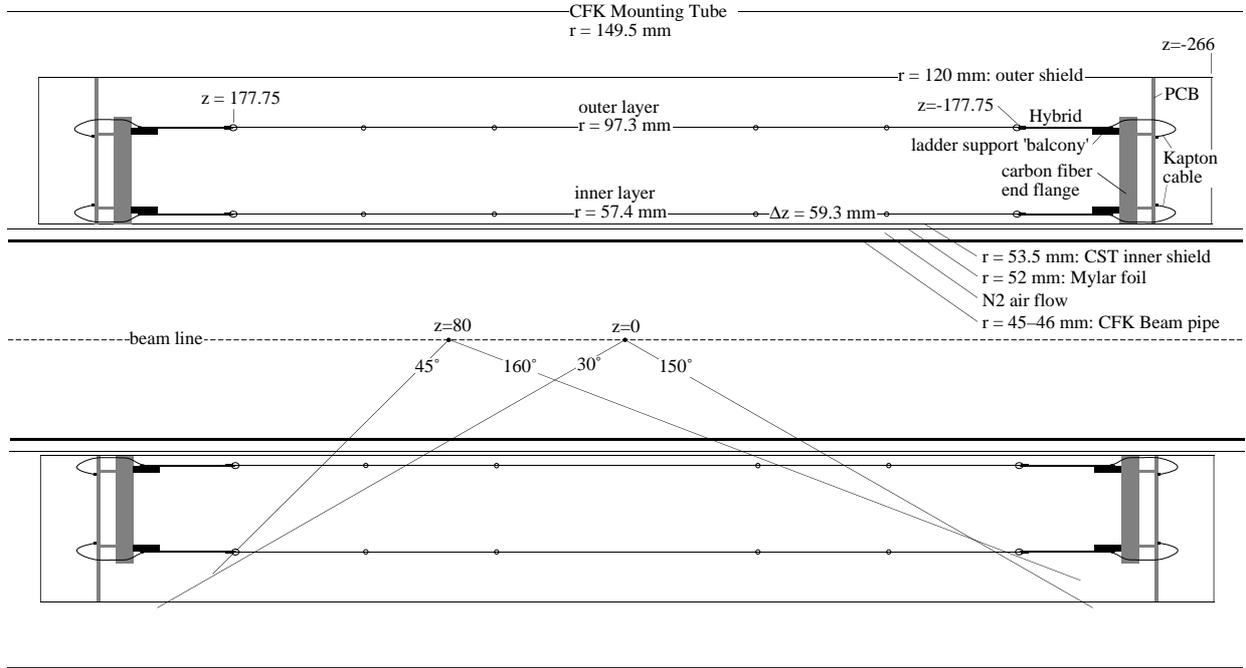


Figura 3.4: El CST en una vista lateral, mostrando algunas dimensiones relevantes y aceptancias, tanto en z como en θ (esta última para vértices en la posición moninal, $z = 0$, y para vértices desplazados). r es la distancia radial (coordenadas cilíndricas) al eje z .

lo que se traduce en una cobertura polar de $30^\circ < \theta < 150^\circ$ en condiciones normales^{II}.

Cada lámina sensora es llamada *ladder* y está formada por dos *half-ladders* (HL) unidas en uno de sus extremos. En total, el CST tiene 32 ladders, o 64 half-ladders. En una ladder, una HL cubre valores negativos de z ($-17.775 \text{ cm} < z < 0$) y la otra HL valores positivos ($0 < z < +17.775 \text{ cm}$).

A su vez, cada HL está formada por tres láminas sensoras de silicio unidas durante la producción en fábrica. Durante la producción también se colocaron guías de fibra de carbono en los costados de las half-ladders para facilitar su ensamblaje final, realizado por miembros de la Colaboración H1. Cada ladder se fija a los end rings atornillándola a un balcón de soporte que está unido a una base de fibra de carbono.

Cada uno de los 3 sensores de una HL mide $34 \times 59 \text{ mm}^2$ (figura 3.5), con un grosor de $300 \mu\text{m}$. El material activo es silicio tipo n con franjas en ambas superficies; las superficies reciben los nombres de lado p y lado n , como se describe a continuación.

^{II}Esto varía para corridas especiales en donde el punto de interacción se recorre hacia valores positivos de z , de forma que el SpaCal pueda detectar partículas más cercanas al eje z . Tales corridas (llamadas *shifted vertex runs*) se usan para acceder a valores más pequeños de Q^2 y para estudios del SpaCal.

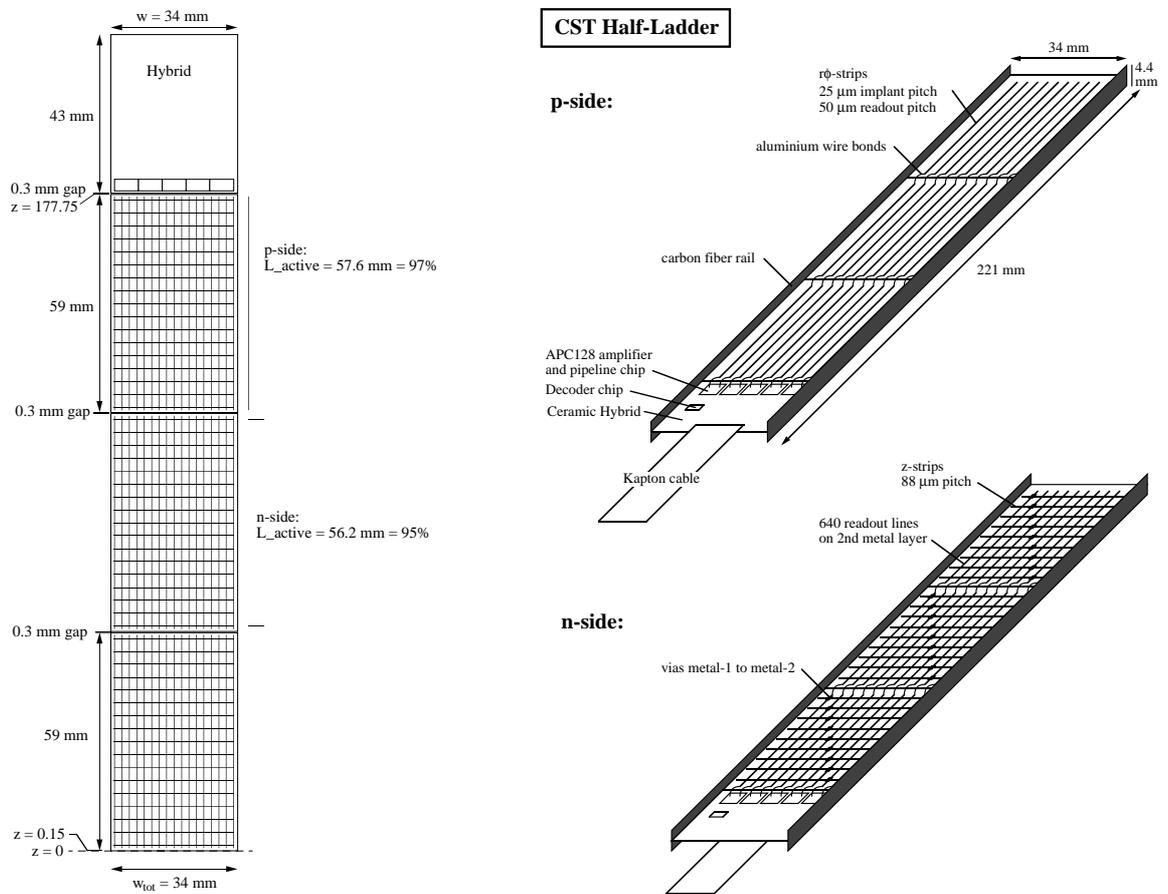


Figura 3.5: Vistas de las half-ladders. En el lado izquierdo, las dimensiones de los sensores y el híbrido con la electrónica de lectura y control; en el lado derecho, dimensiones y detalles de las franjas del sistema de lectura y alimentación. En el lado n se muestra cómo cada franja z de un sensor es leída junto con la misma franja de los otros dos sensores.

Lado p

En el llamado lado p las franjas corren a lo largo de la half-ladder, es decir, paralelas al eje z de H1. Al ser conocida la posición de cada franja en cada ladder, al igual que la posición y orientación espaciales de cada ladder dentro del CST y H1, con el lado p se determinan el ángulo acimutal y la posición radial (en coordenadas cilíndricas) de las trayectorias.

Este lado contiene 1280 franjas con una separación de $25 \mu m$. Se lee una de cada dos franjas, por lo que en cada HL hay 640 canales de lectura, la cual se realiza por medio de 5 chips APC (*Analog Pipeline Chip*) de 128 canales cada uno, colocados en un extremo de la HL para evitar material muerto en el volumen sensor. Con este diseño se logra una resolución de hasta $12 \mu m$ en la posición $r - \phi$.

Lado n

En este lado las franjas son perpendiculares a las del lado p , lo que permite determinar la posición z de las trayectorias.

Cada uno de los 3 sensores de una HL contiene 640 franjas con separaciones de $88 \mu m$, todas ellas leídas, para lo cual se colocó una segunda capa de metal en el lado n que proporciona las líneas de lectura que llevan las señales. Evitando lo más posible el material muerto en el volumen sensor, cada franja de un sensor es leída en el mismo canal que la misma franja de los otros 2 (en la figura 3.5 pueden verse los puntos de unión), es decir, una señal en el canal 1 puede provenir de la franja 1 de cualquiera de los tres sensores, pero no de la franja 2, 3 o cualquier otra. Esta ambigüedad es de unos 6 cm (tamaño de los sensores) y se resuelve fácilmente al tomar en cuenta la información del CJC, que tiene una resolución cercana a los 2 cm en z . Así, en el lado n hay en total 640 canales, que son leídos en el mismo extremo de la HL que los de el lado p y también se leen con 5 chips APC de 128 canales. La resolución alcanzada con este lado es de hasta $22 \mu m$ en z .

3.1.5. Control del CST, adquisición de datos y búsqueda de hits

Los chips de control y lectura de las half-ladders están conectados por 34 metros de cables eléctricos y de fibra óptica a la electrónica de lectura en el trailer de electrónica de H1. En la figura 3.6 se muestra un esquema de los sistemas de monitoreo y lectura para el CST.

Para el control se utilizan módulos VME llamados OnSiRoC (*Online Silicon strip Readout and Control unit*; pueden encontrarse más detalles en [32]), que proveen los voltajes de operación para los chips APC y contienen un secuenciador para generar las señales de control. Los OnSiRoCs están conectados al trigger central de H1 para sincronización y al sistema de monitoreo del CST en la sala de control (el llamado *slow control*) de H1. El CST utiliza 16 OnSiRoCs en total, cada uno controlando a dos ladders adyacentes, a lo que se le llama una “familia” de ladders.

La información proveniente de los sensores es recibida por tarjetas VME RIO2, las cuales también son controladas por los OnSiRoCs. En las RIO2, la información es primero digitalizada por FADCs (convertidores rápidos de analógico a digital) y después analizada por procesadores PowerPC tipo RISC utilizando un algoritmo de búsqueda de hits (señales) y supresión de ceros.

Un hit se define en el CST como un grupo contiguo de canales donde cada uno muestra una lectura de amplitud mayor que su ruido RMS y una altura de pulso integrada de al menos cuatro veces la altura del ruido promedio en un canal. En la búsqueda de hits se sustraen valores de referencia (voltajes, conocidos, aplicados a las half-ladders; al leerlos se verifica que las mismas reciben voltajes adecuados), pedestales (voltajes necesarios para la operación) y ruido (que puede provenir de corrientes residuales, interferencias entre las franjas más cercanas en los sensores mismos o de problemas en la electrónica de lectura), cantidades que son actualizadas de manera continua con promedios temporales. Se utilizan 8 tarjetas RIO2 para la lectura del CST, pues cada RIO2 recibe datos de 2 familias; cada familia se procesa en una tarjeta tipo mezzanine de diseño propio para el CST y cada RIO2 tiene 2 de estas tarjetas (ver figura 3.6). Las señales se reciben a través de 8 cables de fibra óptica provenientes del CST, uno por cada RIO2.

La información de hits encontrados se transfiere vía un taxi VME con fibra óptica al sistema de adquisición de datos de H1 y al sistema de supervisión del CST.

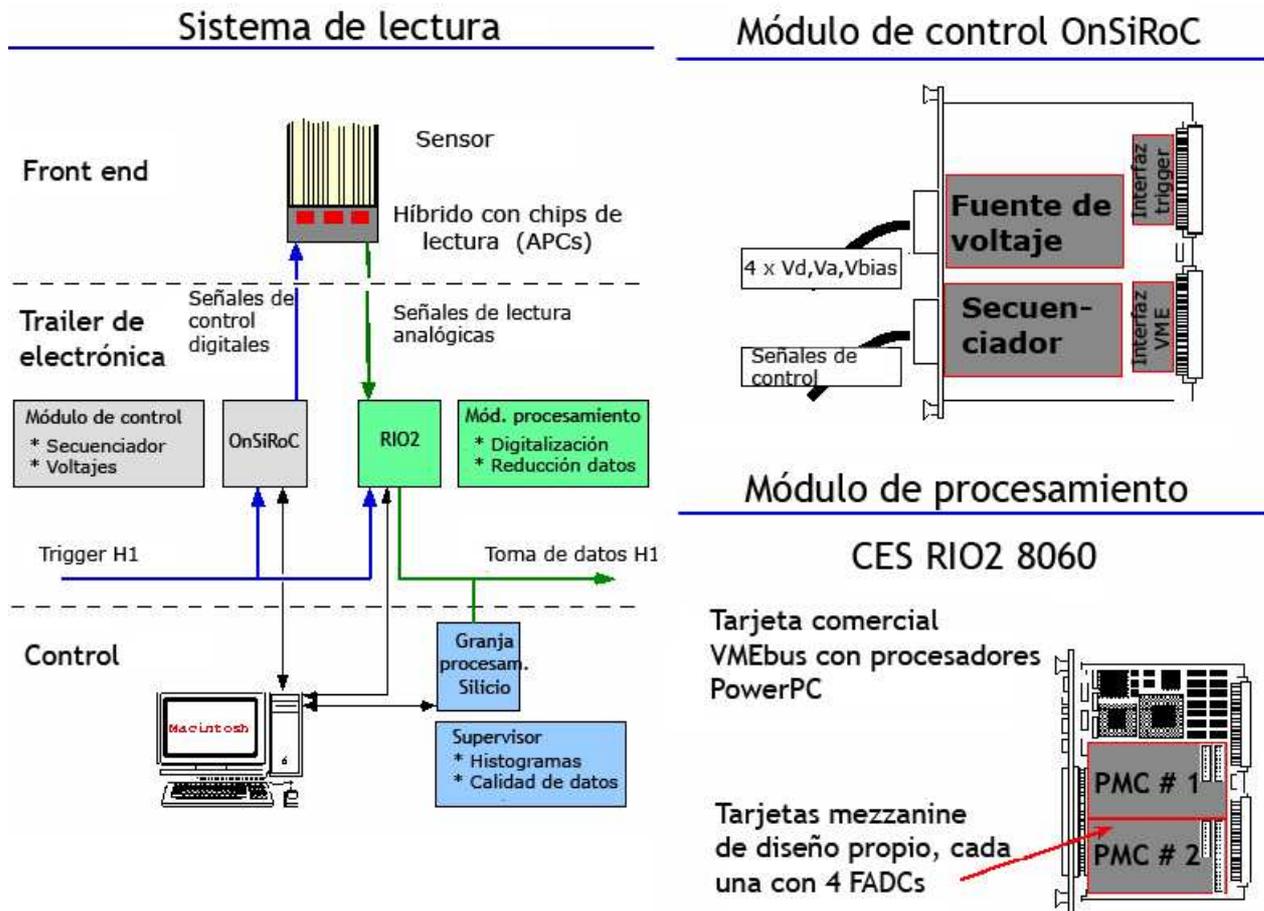


Figura 3.6: Izquierda: sistema de lectura y control del CST. Derecha: tarjetas de control (OnSiRoC) y de adquisición de datos (RIO2).

3.1.6. Reconstrucción de trayectorias con el CST

Como se describió en la sección 2.2.6, las trayectorias que se obtienen con las cámaras centrales son relacionadas con hits del CST. Para hacer el linking, primero se extrapolan las trayectorias hacia el volumen del CST y se determinan los puntos de intersección con los sensores del CST.

Luego, se buscan hits cercanos a dichos puntos de intersección, tanto en el lado n como en el p y en ambas capas del CST. La búsqueda de hits se limita a una distancia de 5 unidades del error en la extrapolación y si en una half-ladder hay más de una trayectoria, éstas son ordenadas de acuerdo con sus errores de extrapolación y se asignan hits primero a la de menor error.

Las ambigüedades por múltiples hipótesis de trayectorias se resuelven seleccionando la mejor combinación de hits en las capas interna y externa del CST. Las ambigüedades en z de los sensores del CST deben eliminarse para hacer el linking en el lado n . Esto se logra fácilmente debido a que las trayectorias que se pudieron medir con las cámaras z (CIZ, COZ) tienen errores de extrapolación

menores a 1 *mm* y las que sólo se midieron con el CJC llegan a cerca de 2 *cm* y además se utilizan correlaciones entre las dos capas del CST y como restricción extra se usa el vértice primario.

Si se encuentran hits adecuados en el CST, son asignados a las trayectorias correspondientes, las cuales son a su vez ajustadas para coincidir de forma exacta con los hits asignados. A estas trayectorias se les llama trayectorias del CST y son aprovechadas para la alineación del CST y para calibraciones del CJC y las cámaras z .

3.2. Contribuciones técnicas al CST

En el momento de iniciar mi trabajo con el CST, se contaba en H1 con únicamente una persona a cargo de él, es decir, sólo un “experto”, en los términos descritos en el capítulo anterior. Como se describe también en el capítulo anterior, el CST, al igual que los demás subdetectores, debe mantenerse permanentemente en estado funcional, por lo que era necesario contar con más personal responsable del detector. Mis contribuciones fueron encaminadas a auxiliar en todas las operaciones necesarias, tanto de hardware como de software, para mantener al CST en buen funcionamiento y tomando datos, es decir, compartir la responsabilidad del CST, fungiendo como un segundo experto para el detector.

En los meses anteriores al principio de mi trabajo en DESY, un número de problemas habían comenzado a presentarse con el detector: se tenía la sospecha de que varias de las half-ladders no funcionaban correctamente, además de que no se tenía una alineación actualizada del detector y se observaba que al incluir al CST en los algoritmos de reconstrucción de trayectorias de H1 no se lograban mejoras en las mismas. No se contaba con las herramientas para hacer diagnósticos rápidos, además de que la falta de personal a cargo del CST impedía la elaboración de las mismas en ese momento. Por estos problemas, el CST básicamente fue dejado fuera del proceso de reconstrucción de trayectorias durante ese periodo (desde la segunda mitad del año 2003 hasta el periodo de receso de HERA a mediados del 2004), lo que a su vez impedía la realización de estudios que requieren la precisión que se logra con el CST; un caso notable fue el estudio de la señal de pentaquarks con charm (primera publicación listada en la sección 3.3), de la cual se hallaron evidencias en esos momentos, y la falta de información confiable del CST era uno de los obstáculos que impedían una mejor estadística mediante la inclusión de datos más recientes (en el artículo publicado se incluyen datos de los años 1996 a 2000). Mi trabajo con el CST fue encaminado a remediar esta situación, mediante las herramientas y métodos descritos en las subsecciones siguientes.

Los resultados mostrados en esta sección no son los ideales debido a que cerca de la tercera parte de los sensores del CST no producían resultados confiables: una cuarta parte no producía señales en absoluto y el resto presentaba mucho ruido (especialmente el lado n de las half-ladders presentaba mucho ruido; sólo las señales provenientes del lado p pudieron ser analizadas con detalle). No obstante, con los resultados obtenidos y descritos aquí se logró un diagnóstico preciso de los problemas existentes, lo que permitió planificar las reparaciones que necesitaba el CST y se logró obtener la autorización para extraerlo de H1 en el receso de HERA del año 2004 (el proceso de extracción y colocación del CST presenta el riesgo de dañar al SpaCal, por lo que la decisión no podía justificarse sin datos objetivos que mostraran la naturaleza de los problemas del CST y la posibilidad de repararlos con éxito). De no haberse obtenido esta autorización, el CST hubiera sido simplemente ignorado en adelante, lo que implicaba el desperdicio de mucho dinero y recursos invertidos en él, además de

convertirse en material muerto para los demás componentes. Aparte de estos logros a corto plazo, las herramientas desarrolladas quedaron disponibles para usos futuros.

El CST fue extraído y reparado con éxito en el receso mencionado del año 2004 y fue nuevamente colocado en H1 para la toma de datos a partir del 2005 (en el 2006 el CST ha logrado las más altas eficiencias de su historia).

3.2.1. Desarrollo de herramientas de diagnóstico y control

Muchos de los problemas mencionados arriba eran sospechas no confirmadas, pues no se contaba con herramientas para un monitoreo en tiempo más o menos real, de forma que se pudieran hacer los diagnósticos y ajustes necesarios obteniendo una retroalimentación de forma rápida durante ese proceso. Entonces, una de mis contribuciones fue el desarrollo de tales herramientas.

Para obtener la información proveniente del CST que necesitan las herramientas descritas aquí, se hicieron programas (software) que utilizan el paquete HIREC, escrito en el lenguaje FORTRAN y empleado en H1 para la reconstrucción de trayectorias a partir de la información de los bancos de datos almacenados en los archivos RAW y POT. Se crearon algoritmos para graficar, dentro un conjunto de corridas deseado, los residuos y las eficiencias de las half-ladders, cantidades definidas y obtenidas como se describe en las subsecciones 3.2.2 y 3.2.3. También se obtienen gráficas de la relación señal/ruido o significancia de las señales en cada HL, calculada como la suma de las alturas de los pulsos (hits) reconocidos como señal dividida entre el ruido RMS (ver la subsección 3.1.5) en la HL.

En la figura 3.7 se muestran las relaciones señal/ruido para el lado p de dos half-ladders, la número 0 y la 32, que muestran la forma esperada de una curva de Landau (pérdida de energía), con la “joroba” de la curva en el valor esperado por el diseño del lado p , que es alrededor de 18.

Para la supervisión cotidiana del CST se requerían gráficas de referencia (para condiciones normales), con las cuales se pudieran comparar de manera rápida y clara los resultados obtenidos en cualquier momento. Para esto se escogieron gráficas de residuos, relación señal/ruido y eficiencias obtenidas con lecturas típicas para el CST (es decir, en condiciones normales de operación, con datos obtenidos de lecturas claras, que generan curvas con el comportamiento esperado y sin grandes variaciones respecto a otras lecturas similares tomadas en distintos periodos). Tales gráficas se utilizan entonces como referencia, y en ellas se superponen las obtenidas con datos almacenados en el momento, con el fin de permitir identificar ya sea desviaciones en la forma de la distribución o desplazamientos de la distribución misma, con lo que se pueden tomar las medidas necesarias para su corrección.

3.2.2. Alineación del CST

Para aprovechar la alta precisión que proporciona el CST es necesario conocer, con precisión similar, las posiciones de los sensores y las franjas colectoras de carga en ellos. Los hits encontrados en el CST se asocian con trayectorias determinadas por los otros detectores de trayectoria, corrigiéndolas cuando no hay una correspondencia exacta. Puede verse entonces que, si la información del CST es errónea, las trayectorias no sólo no son mejoradas, sino que quedan determinadas con menor precisión de la que ya tenían, con los perjuicios que ello acarrea en los análisis.

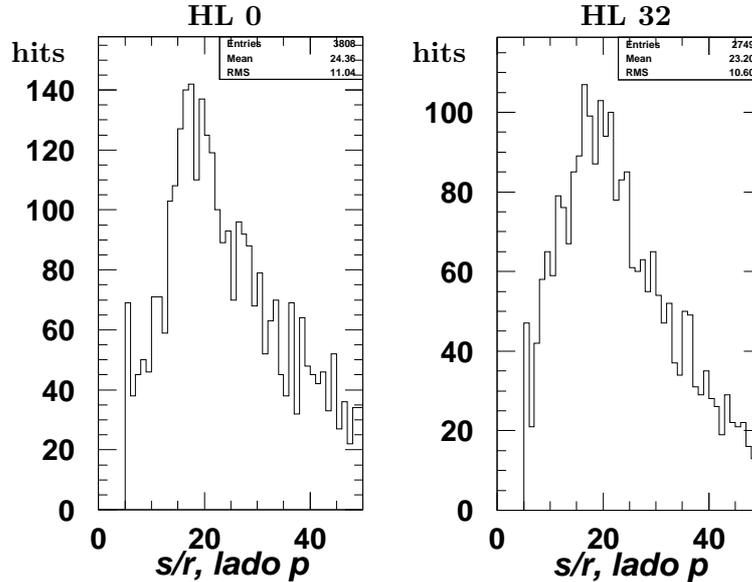


Figura 3.7: Relación señal/ruido (significancia) para el lado p de las half-ladders 0 (izq.) y 32 (der.), que unidas forman una de las 32 ladders del CST. Estas distribuciones (obtenidas con datos tomados en marzo de 2003) siguen una distribución de Landau, como se espera en condiciones estables de operación, y pueden utilizarse como gráficas de referencia para datos posteriores con el fin de monitorear el rendimiento del detector.

La alineación es el procedimiento mediante el cual se determinan las posiciones exactas de los sensores. Si hay desviaciones con respecto a las posiciones esperadas, las diferencias se almacenan como constantes de alineación. Durante la reconstrucción de datos y trayectorias, estas constantes se suman o restan, dependiendo del sentido de la desviación, de las posiciones (de hits reales) obtenidas al asumir cero desviaciones, con lo que se corrigen los desplazamientos de los sensores.

La alineación del CST es un proceso de tres etapas: una revisión óptica de los sensores en cada half-ladder, una alineación por software de las 64 half-ladders entre ellas, ya colocadas en el CST, y otra alineación por software del CST completo con respecto al resto del sistema de trayectorias de H1. Las herramientas que desarrollé se relacionan con las dos últimas etapas, pues el primero de los tres pasos para la alineación se dio con la fabricación de los sensores: una vez ensambladas las half-ladders, se realizó una inspección con microscopio y se hicieron mediciones de desplazamientos relativos y rotaciones de los tres sensores en cada HL con precisiones de $3 \mu\text{m}$ y 0.1 mrad , respectivamente.

Aunque las posiciones relativas de las half-ladders en el CST son conocidas en principio, pues se conocen las posiciones de los balcones de soporte con los cuales las ladders se unen a la estructura del CST, son inevitables pequeños desplazamientos, tanto durante la colocación como durante la operación del CST (considérense, por ejemplo, las expansiones y contracciones de los sensores, debido al calor generado, entre periodos de operación y periodos de inactividad). Por esto se requiere un sistema que permita la alineación interna cada cierto tiempo. Como se tienen 64 half-ladders, que son

tratadas como cuerpos rígidos, hay 384 parámetros a tomar en cuenta para la alineación. Para determinar estos parámetros, se desarrolló en H1, cuando se comenzó a utilizar el CST, una herramienta de software que combina 3 conjuntos de datos:

- Rayos cósmicos, que solamente se toman en periodos de pausa en HERA y permiten la alineación relativa únicamente para parejas de ladders: externa-interna y superior-inferior.
- Para ladders con posiciones espaciales adyacentes en el CST, se utilizan trayectorias que atraviesan las regiones de traslape de ladders, es decir, cerca de los bordes laterales de las mismas (ver la figura 3.3).
- Ajustes con vértices primarios obtenidos de eventos con varias partículas finales. Se incluyen 10,000 eventos de este tipo en el proceso de minimización para la alineación.

Las constantes de alineación obtenidas con esta herramienta se almacenan en bancos de datos que son leídos por los programas de reconstrucción de trayectorias. Sin embargo, a partir de los cambios en el CST en el año 2000 no se contaba con un conjunto actualizado de constantes de alineación. La tarea que realicé fue el desarrollo de una herramienta para obtener las constantes, con un método que permite hacer esa determinación con relativamente pocos datos y que no requiere el uso de rayos cósmicos. El proceso se describe a continuación.

En primer lugar se calculan los llamados residuos (ver abajo) para cada uno de los hits encontrados, en los sensores del CST, a una distancia menor que un valor definido, alrededor de cada trayectoria que intersecta a cada sensor del CST. Se analizan los residuos para todos los hits encontrados, no importando si fueron asignados o no a trayectorias.

Las trayectorias reconstruidas antes de incluir al CST se almacenan en forma de parámetros: curvatura, momento, puntos inicial y final, etc. Con estos parámetros, y tomando en cuenta el campo magnético en H1, se hace una extrapolación de las trayectorias y se localizan sus intersecciones con los planos de todos los sensores del CST tanto en el lado p como en el lado n (debe tomarse en cuenta que los sensores tienen un espesor de $300 \mu m$, por lo que las trayectorias no cruzan ambas superficies en el mismo punto coordenado).

Una vez determinadas las intersecciones, se analizan los hits cercanos a las mismas. En el lado p se buscó en una ventana de $1 cm$ a cada costado de la intersección y en el lado n la ventana utilizada fue de $2 cm$ a cada costado^{III}. Para cada hit dentro de esas ventanas, el residuo se calcula como sigue:

$$res = cog_{proy} - cog_{hit}, \quad (3.1)$$

es decir, es la distancia entre el “centro de gravedad” (en realidad, el punto de intersección) de una trayectoria extrapolada hacia el CST (cog_{proy}) y el centro de gravedad del hit (cog_{hit} ; esta variable se calcula durante la búsqueda de hits del CST y es un promedio de las posiciones de las franjas con una buena señal, ponderadas con las intensidades de dichas señales).

Los residuos son calculados para todas las trayectorias en cada HL y en cada lado (p y n) por separado, por lo que se obtienen 64 gráficas, por lado, como las mostradas en la figura 3.8, donde

^{III}La ventana en el lado n es mayor debido en parte a la menor resolución en z y en parte a que en el momento de hacer estos estudios se encontraba en el lado n una gran cantidad de ruido, lo que impedía hacer una buena selección de hits.

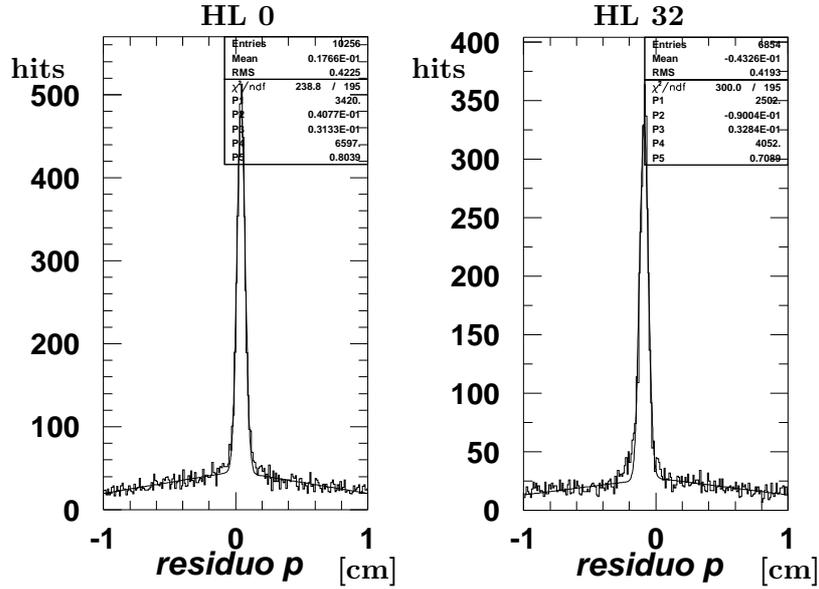


Figura 3.8: Residuos, en centímetros, obtenidos en el lado p de las half-ladders 0 (izq.) y 32 (der.), mostrando los resultados de los ajustes para obtener la posición media y el ancho de los picos. Posiciones medias del pico distintas a cero indican desalineaciones. Picos estrechos, bien definidos, como los mostrados, son deseables porque indican una alta resolución espacial.

se ven los residuos obtenidos en el lado p para las half-ladders 0 y 32, antes de hacer la alineación. Estas dos half-ladders forman una ladder, es decir, están unidas en uno de sus extremos (la HL 0 corresponde a $+z$ y la 32 a $-z$). En la figura se muestran también los resultados de ajustes hechos para determinar la posición y el ancho del pico. En el ajuste se utilizó una función gaussiana para el pico más una función triangular para el ruido:

$$f(res) = \frac{PAR1}{PAR3\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{res - PAR2}{PAR3}\right)^2\right] + PAR4 \cdot [1 - PAR5 \cdot (|res| - 0.5)], \quad (3.2)$$

donde $PAR1$, $PAR2$ y $PAR3$ son la normalización, posición y ancho del pico de la gaussiana, mientras que $PAR4$ y $PAR5$ son los parámetros de la función de ruido, o background.

Puede observarse que los residuos forman un pico muy estrecho en el lado p , lo que tiene sentido pues su ancho se relaciona con la resolución de los sensores.

Otro punto a analizar son los desplazamientos de la posición media del pico. Un pico colocado exactamente sobre el cero, pero no tan estrecho, sería de esperarse si los hits presentes fueran falsos (ruido) y lo suficientemente numerosos, pues el ruido estaría uniformemente distribuido a ambos lados de las proyecciones de trayectorias (lo que explica también su distribución triangular) y siempre sería posible encontrar un hit falso coincidente con esas proyecciones.

Se observa en las gráficas que los residuos p de la half-ladder 0 aparecen desviados hacia valores positivos mientras que en la HL 32 la desviación es hacia el lado opuesto. En realidad, los signos en

la HL 32 se muestran invertidos debido a la forma de medir las distancias en cada HL: los orígenes coordenados se encuentran en lados opuestos en las half-ladders de una ladder cualquiera. Lo importante al comparar los desplazamientos es notar que la posición media del pico no tiene el mismo valor en ambas mitades, lo que quiere decir que la desviación de la ladder no es constante a lo largo de la coordenada z de H1.

Un comportamiento similar se encontró en las demás half-ladders. Entonces se hizo un estudio más detallado, ahora calculando los residuos p en 6 intervalos, de 3 *cm* cada uno, a lo largo de la coordenada z en cada half-ladder, con el fin de determinar los desplazamientos de las ladders, es decir, las constantes para una alineación global.

En las figuras 3.9 a) a la f) se muestran los residuos p para la HL 0 en tales intervalos, definidos como sigue: a) 0-3 *cm*, b) 3-6 *cm*, c) 6-9 *cm*, d) 9-12 *cm*, e) 12-15 *cm*, f) 15-17.7 *cm*. La HL 0 está unida a la 32 en el CST, formando una sola ladder, por lo que si se ordenan los valores medios de todos estos residuos siguiendo la coordenada z de H1, la línea que los une debe en principio coincidir en $z = 0$ para ambas half-ladders. En g) y h) se muestran estas posiciones medias junto con ajustes lineales a las mismas; el signo de los residuos para la HL 32 está invertido por lo antes mencionado.

Analizando resultados similares para todas las ladders se encontró que la posición media de los residuos en p se iba alejando del cero al ir de valores positivos a negativos de z .

Se concluyó que las mitades del CST no se encontraban unidas en un solo cuerpo, como se esperaba, sino que sus mitades inferior y superior se encontraban separadas, y dicha separación iba incrementándose con la coordenada $-z$, de forma similar a un compás. Como se mencionó antes, las mitades del CST no se unen y aseguran por algún medio, sino que la mitad superior simplemente descansa sobre la inferior. Al momento de introducir el CST en H1, probablemente alguna protuberancia en el tubo de los haces golpeó el extremo delantero del CST y provocó que las mitades se separaran.

Con los valores obtenidos en los ajustes a los residuos se determinaron las constantes de alineación utilizando el software para tal fin. Entonces las constantes se introdujeron en el banco de constantes para la reconstrucción de datos y el proceso se repitió en varias iteraciones para minimizar los residuos. En la figura 3.10 se muestran los valores medios de los residuos p en todas las HL, antes y después de la alineación. Puede verse que las desviaciones se redujeron notablemente, llegando a unos 200 μm en promedio, y se eliminó la dependencia de esa separación con z .

Como se ha mencionado, el proceso de alineación debe ser repetido periódicamente, es decir, las constantes de alineación deben ser actualizadas, especialmente después de realizar trabajos que impliquen el movimiento de alguno o algunos de los componentes de H1. Este fue el caso del periodo de mantenimiento en la segunda mitad del año 2004, en el que el CST fue extraído de H1 para ser reparado. Por lo tanto, los resultados mostrados en la figura 3.10 sólo corresponden a los meses anteriores a ese periodo, y las constantes calculadas pueden aplicarse (y lo son) a los datos correspondientes (tomados entre 2003 y 2004). Las herramientas desarrolladas, evidentemente, son aplicables para cualquier conjunto de datos almacenados, tanto anteriores como posteriores al periodo incluido en este trabajo.

3.2.3. Eficiencias. Señal de conversión

Otra de las tareas realizadas fue un estudio de la eficiencia del CST y su software de reconstrucción para identificar hits verdaderos y eliminar hits falsos (estos últimos, provenientes del ruido en las

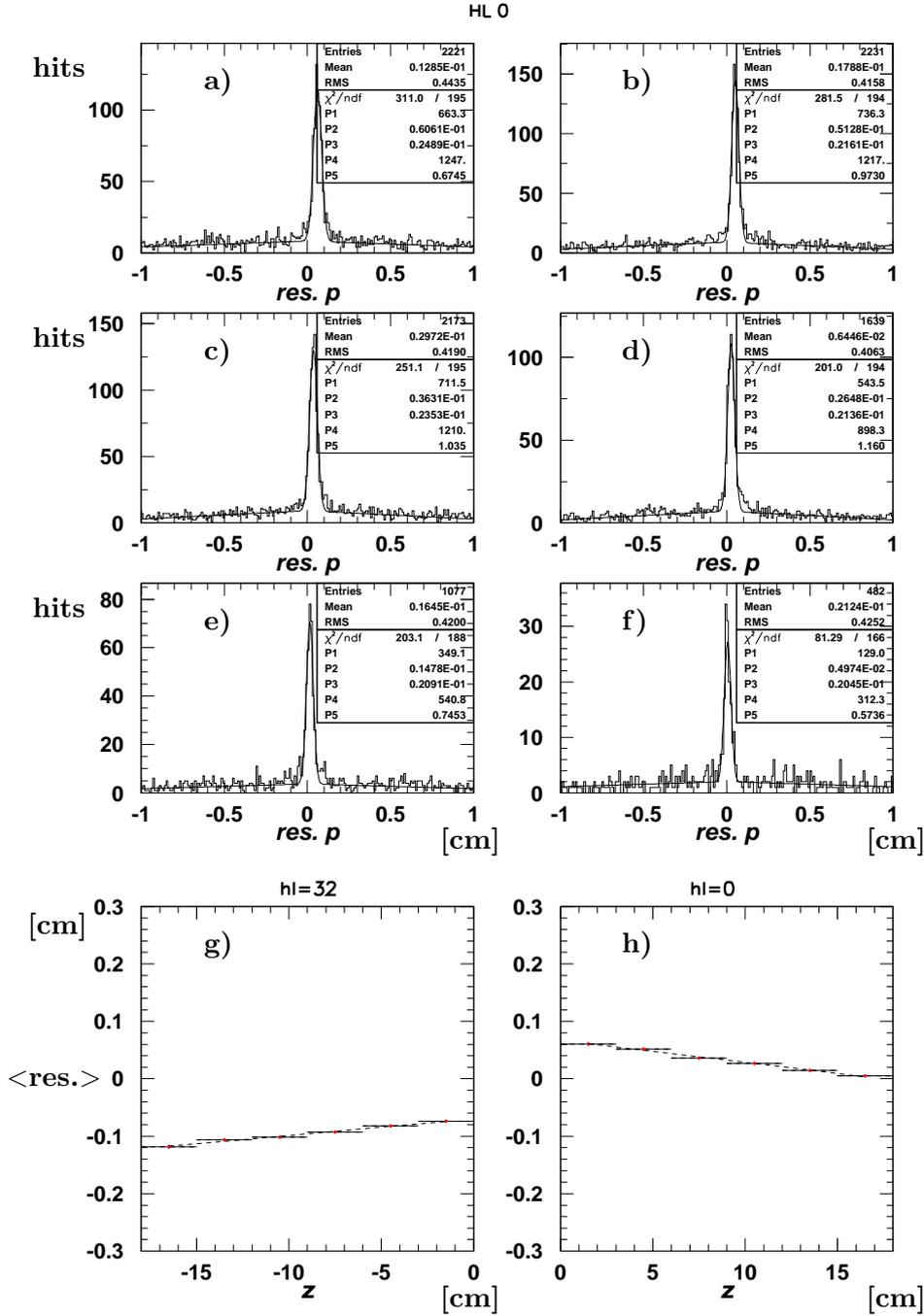


Figura 3.9: Residuos, en cm, para el lado p. a) - f) muestran los 6 intervalos de 3 cm en la coordenada z de HL1, para la half-ladder 0. Los valores medios obtenidos con los ajustes se muestran en h) para la misma HL 0 y en g) para la 32. Más detalles en el texto.

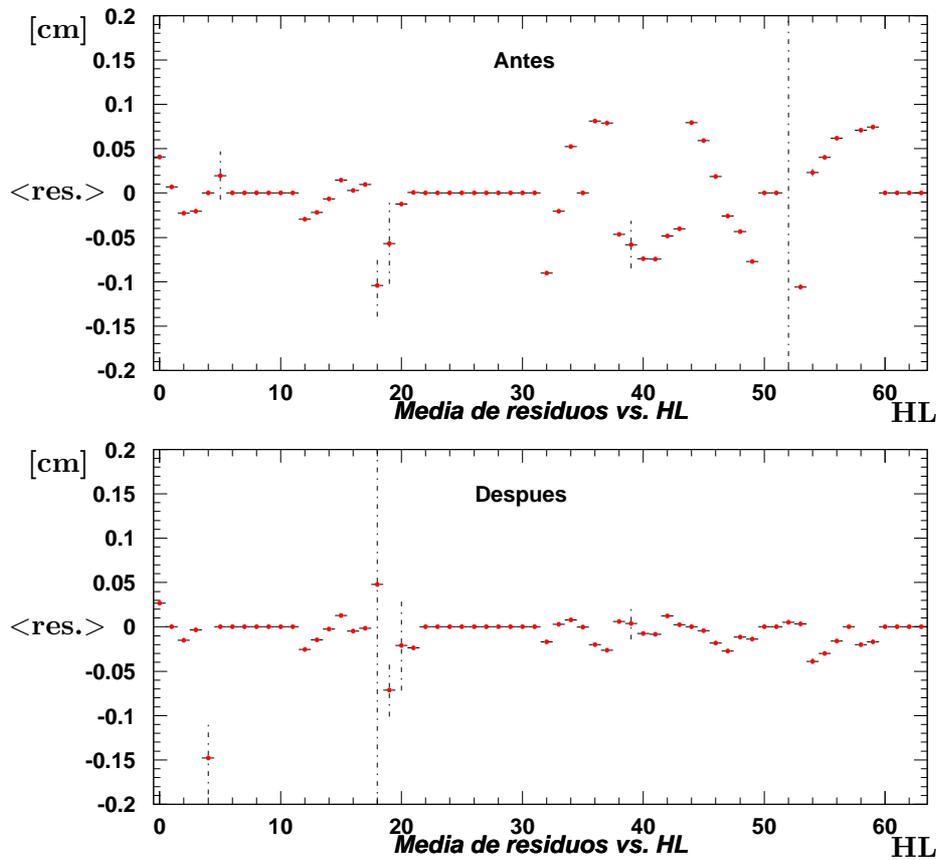


Figura 3.10: Valor medio de los residuos, en cm, vs. half-ladder, antes (arriba) y después (abajo) de la alineación global. Las HL 0 a 31 corresponden a $+z$ y las HL 31 a 63 a $-z$. Los puntos exactamente en cero son de half-ladders que no producían señales útiles o que no funcionaban. Los errores mostrados (líneas verticales) son los errores de la posición del pico, obtenidos con el ajuste.

half-ladders). Una buena discriminación entre hits verdaderos y falsos es muy importante para la reconstrucción de trayectorias, pues como se ha visto, los hits del CST son utilizados para modificar las trayectorias obtenidas con los demás detectores. Para lograr la alta precisión que el CST ofrece es necesario entonces que éste tenga una eficiencia muy alta, es decir, que se tenga una buena certeza de que los hits encontrados sean realmente provenientes de señales de partículas y no provenientes del ruido. Esto se logra mediante la combinación de dos aspectos: el buen funcionamiento del detector y sus algoritmos de búsqueda de señales, y un monitoreo adecuado y periódico de los resultados que se obtienen.

Para monitorear el rendimiento del CST en este sentido, se hizo un estudio de las eficiencias respecto al ruido, el cual fue complementado con el análisis de los llamados hits de ruido. Ambos estudios se detallan a continuación.

Las eficiencias aquí estudiadas se calculan a partir de los resultados del análisis de residuos como sigue:

$$Ef_{ruido} = \frac{\text{Núm. de hits en el pico gaussiano}}{\text{Núm. de trayectorias en la HL}}. \quad (3.3)$$

El número de hits en el pico gaussiano de los residuos se obtiene del ajuste a los mismos ($PAR1$ en la ecuación 3.2 y figura 3.8) para una HL dada y representa a los hits encontrados en esa HL que están cercanos a las posiciones de trayectorias extrapoladas hacia el CST, lo suficientemente cerca para ser asignados a las mismas. Dividiendo esta cantidad entre el total de trayectorias extrapoladas que intersectan a la HL se obtienen las eficiencias estudiadas aquí. Este valor que puede llegar a ser mayor que la unidad en el caso de half-ladders con demasiado ruido y algoritmos que no lo eliminan correctamente (este caso es raro en condiciones normales, pues usualmente ocurre que se encuentra un número igual o menor de hits en una HL que el número de trayectorias proyectadas a la misma, gracias a requisitos estrictos que deben cumplir los candidatos a hit, requisitos que pueden ser ajustados dependiendo de las condiciones). Un síntoma de que estas eficiencias son bajas es el hecho de que al incluir al CST en la reconstrucción de eventos, las trayectorias no se ven afectadas; esto ocurre porque los algoritmos corrigen las trayectorias con hits del CST únicamente si encuentran hits adecuados (cerca a las trayectorias esperadas y bien definidos), y si no se encuentran hits así, las trayectorias no se modifican. Este último caso era lo que se observaba, por lo que se hizo el estudio aquí descrito.

Los hits de ruido son hits aceptados como verdaderos por el software del CST pero que durante la reconstrucción de eventos no son asignados a ninguna trayectoria de las ya determinadas con los demás detectores. El número de hits de ruido en una HL dada se obtuvo dividiendo el total de hits fuera del pico gaussiano (variable $PAR4$ en la ecuación 3.2) entre el total de trayectorias que intersectan la HL.

Un factor que afecta a ambos parámetros, y que fue el estudiado aquí, es el proceso de digitalización de las señales; específicamente, se sincronizó la lectura de las 64 half-ladders del CST con la señal del reloj de HERA, una sincronización que debe ser precisa en un orden de pocos nanosegundos (el reloj de HERA tiene la frecuencia de las colisiones, es decir, 10.4 MHz , o un pulso cada 96 nanosegundos). El procedimiento de sincronización se describe en los párrafos siguientes.

Las tarjetas RIO2 son las encargadas de llevar a cabo la digitalización de las señales provenientes de los sensores. En una computadora MacIntosh localizada en el cuarto de control de H1 se elaboran y compilan los algoritmos que luego son enviados a 8 de los 16 módulos OnSiRoC, los cuales a su vez controlan a las RIO2, transmitiendo los comandos a las tarjetas de digitalización.

Los algoritmos contienen la secuencia de comandos (algunos de ellos, en el caso del CST, son simplemente intervalos de espera mientras se ejecutan otras funciones) necesarios para la digitalización y reducción de datos (supresión de ceros, búsqueda de hits), secuencia que se repite en cada ciclo de lectura de los sensores, es decir, para cada evento aceptado por los triggers L1 y L2. Además, los OnSiRoCs que controlan a las RIO2 generan las llamadas señales de conversión, que indican a los FADCs de las RIO2 que digitalicen las señales que reciben.

Utilizando un osciloscopio pueden observarse, para cada HL, las posiciones temporales de la señal de conversión y de la señal del reloj de HERA (señal que tiene la frecuencia de colisiones de HERA, 10.4 MHz , utilizada para sincronizar todos los subdetectores). Ambas señales son en realidad pulsos

con una cierta duración, pero la del reloj de HERA es un pulso mucho más breve que el de la señal de conversión del CST, que presenta además una zona plana, horizontal, donde el voltaje es estable, en su máximo. Si la señal del reloj coincide con esta zona plana, preferiblemente cerca de su inicio, el comando de conversión será más confiable, pues se contará con una señal fuerte y estable.

Estas mediciones con osciloscopio se realizan en el trailer de electrónica de H1, donde se reciben las señales de los sensores. Se descubrió que las señales del reloj de HERA caían en los espacios entre los pulsos de las señales de conversión. Esto explicaba en cierta medida la presencia de mucho ruido en los sensores y por tanto las bajas eficiencias de los mismos, pues en esas condiciones las lecturas se estaban efectuando en momentos en que el voltaje de los hits verdaderos ya no tenía la altura suficiente para distinguirlos de el ruido de fondo.

Se hicieron entonces pruebas para sincronizar la lectura, lo que se hizo cambiando la posición del comando de conversión en el código del algoritmo que define la secuencia de lectura de las half-ladders. Debido a que este algoritmo se ejecuta secuencialmente, la posición de un comando dado en relación con otros determina el momento en que ese comando será procesado. El proceso de ajuste implica editar el código, recargarlo a los módulos OnSiRoC, tomar datos por cierto tiempo y repetir el estudio de eficiencias; esto se hizo para distintas posiciones del comando, hasta encontrar la posición (instante en que se ejecuta el comando) que produjo las mejores eficiencias y el menor número de hits de ruido (aquellos no asignados a trayectorias) para la mayoría de los sensores.

En las figuras 3.11 y 3.12 se muestran, respectivamente, las eficiencias y los hits de ruido obtenidos en cada una de las 64 half-ladders, para distintos desplazamientos de la señal de conversión con respecto a su posición original, aquí denominada cero. Un desplazamiento de $-x$ quiere decir que la señal fue colocada x número de comandos *antes* de su posición original.

Se encontró que la mejor posición para la señal de conversión era con $d = -4$, es decir, se colocó 4 líneas de código antes de su posición original, pues con esto se obtuvo la mejor combinación de mayores eficiencias y menos hits falsos. Como se ha comentado, estos desplazamientos corresponden a ajustes de la posición de la señal de conversión respecto al reloj de HERA, por lo que de esta forma se logró la sincronización (al orden de décimas de nanosegundos) de las 64 half-ladders con el reloj de HERA.

3.2.4. Correcciones por pérdidas de energía

Los detectores de partículas funcionan interponiendo algún medio en el camino de las mismas, de forma que se produzcan interacciones en las que la partícula que se desea detectar pierde algo de su energía y la transmite al detector, ya sea a través de colisiones (dispersiones múltiples) o por emisión de radiaciones. Aparte de estas pérdidas inevitables para la detección, el material muerto también provoca interacciones y pérdidas de energía, las cuales, en cualquier caso, significan que la partícula resulta desviada de su trayectoria original en mayor o menor grado.

Por ello, cuando distintos detectores se encuentran en el camino de las partículas, al determinar sus trayectorias con la información de todos los detectores involucrados es importante tomar en cuenta las modificaciones que las trayectorias van sufriendo. En H1, se tienen las descripciones tanto de la geometría como de los materiales de cada subdetector; estas descripciones se almacenan en bancos de datos que son leídos por el software de reconstrucción de trayectorias para aplicar las correcciones adecuadas.

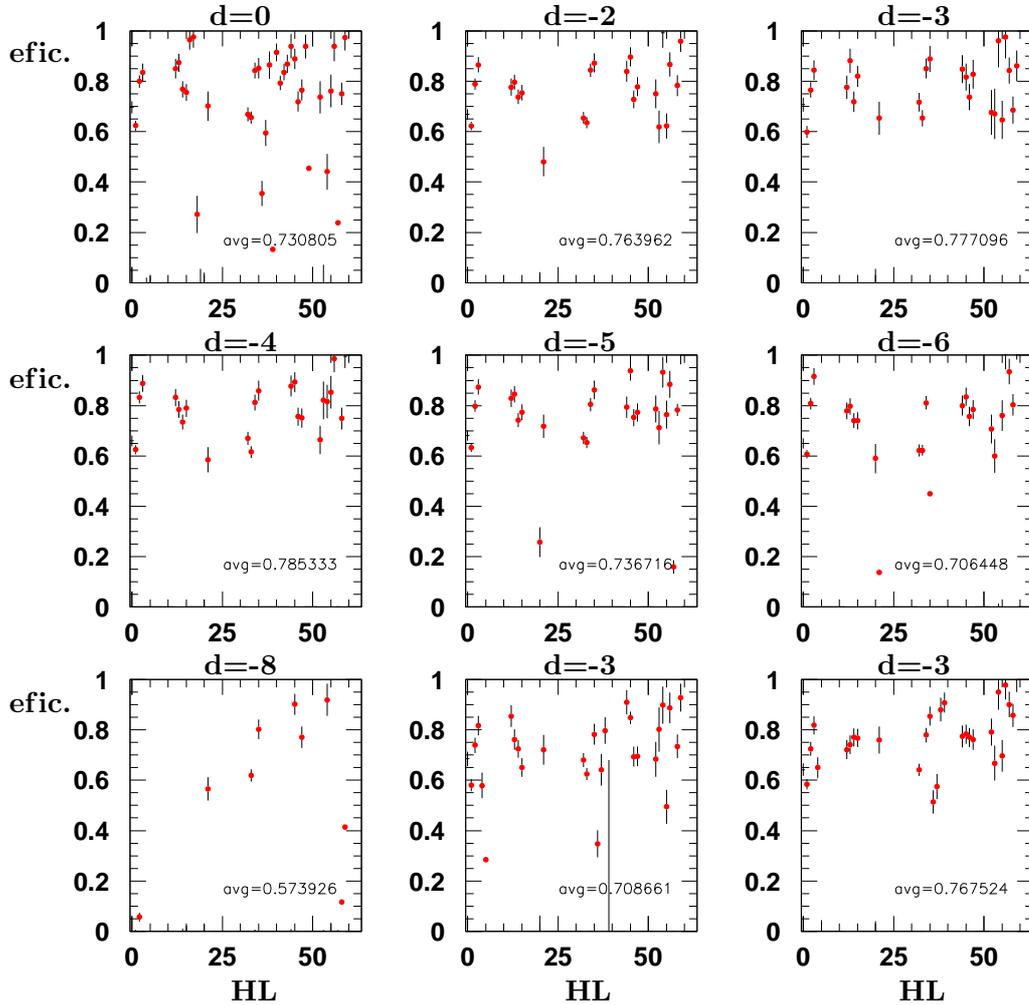


Figura 3.11: Eficiencias de las 64 half-ladders para distintas posiciones de la señal de conversión. Se muestran además los promedios de las eficiencias para las half-ladders con datos (eficiencias distintas a cero). Los desplazamientos son $d = 0$ para la posición original, $d = -2$ para una posición 2 líneas de código antes y así sucesivamente. Se muestran 2 pruebas adicionales para la posición -3 , hechas con distintos conjuntos de datos. Se eligió $d = -4$.

Pero en el caso del CST esta información no estaba actualizada tras los cambios en su geometría en el año 2000, es decir, se seguía utilizando la descripción del CST original (figura 3.3). Esto se refleja en una pérdida de precisión en las trayectorias reconstruidas pues, al extrapolarse al CST, sus intersecciones con éste no serán las verdaderas, con lo que se podrían asignar hits que en realidad no corresponden a las trayectorias, e incluso pueden no encontrarse hits en las posiciones esperadas.

Entonces, se procedió a actualizar la descripción del CST. El cambio principal fue en la geometría del mismo, la cual ya no es circular en el plano $r - \phi$, sino elíptica. También se realizaron cambios menores en la cantidad de material muerto (reducida en algunos puntos tras la reconfiguración del

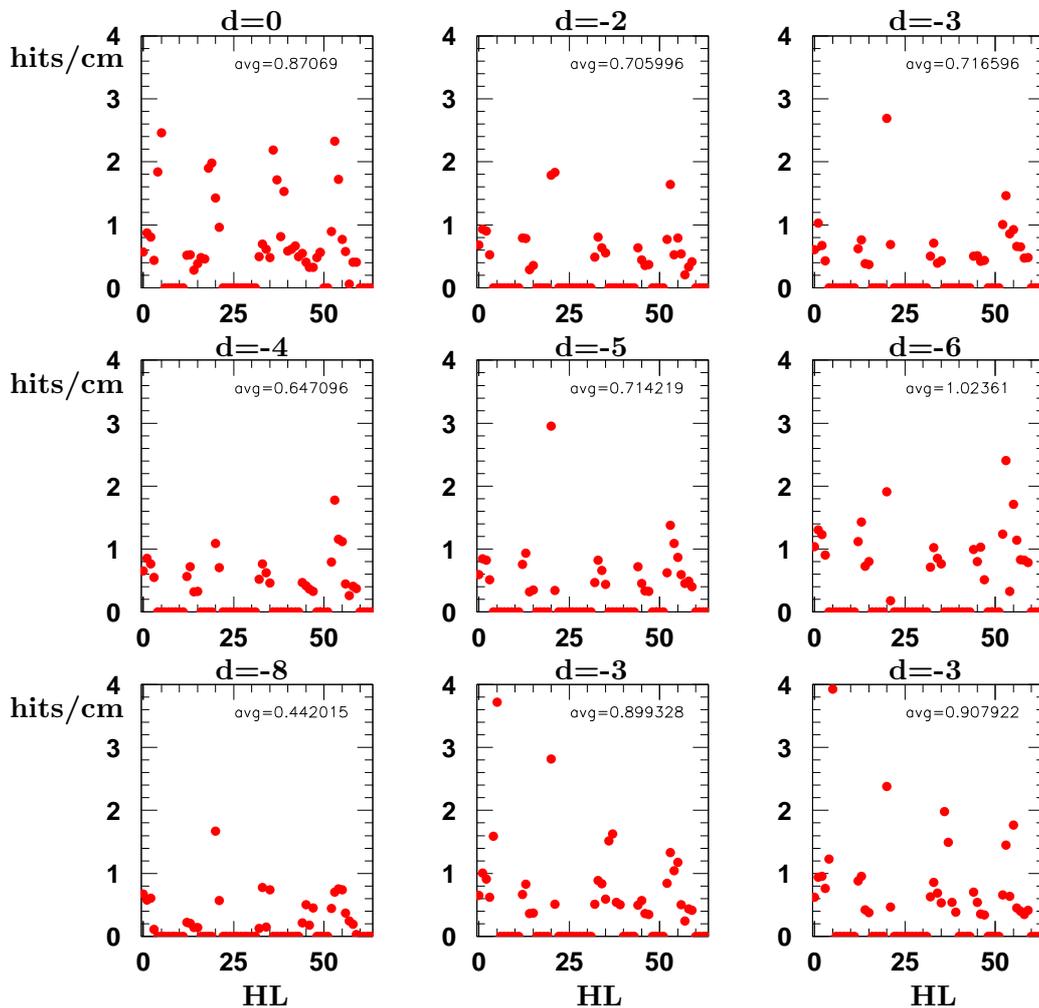


Figura 3.12: Número de hits de ruido por centímetro (lineal) para las 64 half-ladders, para distintas posiciones de la señal de conversión (ver la figura anterior). Se eligió $d = -4$. Nótese que, en general, a un incremento en la eficiencia corresponde una disminución de los hits de ruido. La correspondencia no es perfecta, pues existen otros factores, de ahí que se requiera una combinación de resultados.

año 2000). Como el acceso al CST solamente es posible en periodos de mantenimiento de HERA, en intervalos de unos 2 años, se hizo una aproximación de las medidas y posiciones de los materiales en el CST. Para esto se dividió al mismo en sectores en el ángulo acimutal; estos sectores se asumieron circulares, es decir, con un radio interno y uno externo constantes en cada sector, pero distintos en sectores diferentes, siguiendo la forma elíptica real del CST. Finalmente se introdujeron los nuevos valores en el software de reconstrucción y se analizaron los resultados.

Se estudió la distribución de los residuos en el lado p^{IV} en función de la curvatura de las trayecto-

^{IV}Como se menciona en 3.2.2, en el lado p se encuentran datos más numerosos y confiables que en el lado n .

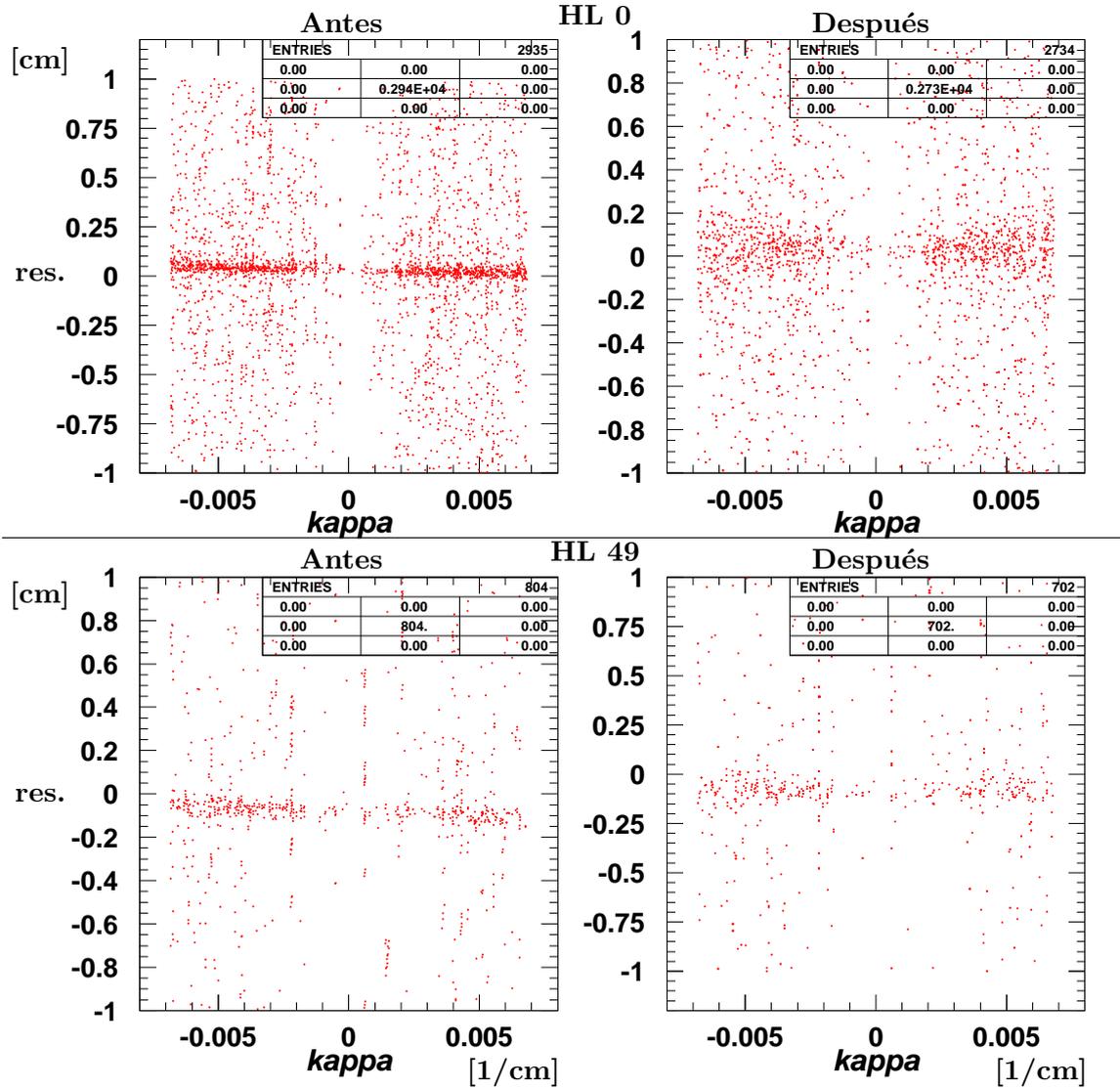


Figura 3.13: Residuos p vs. curvatura (κ) para trayectorias en las HL 0 (arriba) y 49 (abajo), antes (izq.) y después (der.) de la actualización en la descripción del CST. Nótese que aunque se corrigió la dependencia de los residuos en κ , los mismos pierden precisión.

rias correspondientes (recuérdese que los residuos se calculan para hits encontrados en una ventana alrededor de las trayectorias que intersectan al CST). En la figura 3.13 se muestran estas distribuciones, antes y después de la actualización realizada en este trabajo, para las half ladders 0 y 49, que se encuentran en posiciones distintas en el CST, separadas unos 90° en la coordenada acimutal.

De la figura pueden obtenerse dos conclusiones:

- Se eliminó la dependencia de los residuos con respecto a la curvatura (κ) de las trayectorias,

visible como una inclinación respecto a la horizontal en el valor medio de los residuos (zonas más densamente pobladas). La presencia de esta dependencia indica que las correcciones aplicadas no son correctas pues afectan de forma distinta a partículas con distintas energías (que por tanto tienen distintas curvaturas). Además, una dependencia respecto a la posición de la HL indica una incorrecta descripción de la geometría del CST.

- Los residuos pierden precisión, es decir, se ensanchan los picos obtenidos. Este fue un problema inesperado, habiéndose hecho una mejor descripción del CST. Se propuso entonces una investigación más a fondo del software de corrección de pérdidas de energía y dispersiones múltiples de H1^V.

3.3. Aplicaciones del CST

Como se ha mencionado, el CST fue diseñado, construido (con excepción de las láminas sensoras, comisionadas a un fabricante) e instalado por miembros de H1 para la determinación de trayectorias con alta precisión. Esto no sólo permite reconstruir los vértices primarios (punto donde ocurre la interacción) con mejor resolución, sino que hace posible determinar vértices secundarios, es decir, los puntos de decaimiento de partículas inestables.

El CST es entonces muy útil para el estudio de la producción de quarks pesados en las interacciones ep , pues en estos casos se forman hadrones que aunque decaen a distancias demasiado pequeñas para ser detectados directamente, una reconstrucción precisa de las trayectorias de sus productos de decaimiento permite reconstruir los vértices secundarios. En la figura 3.14 se muestra un evento reconstruido en el cual se observa un mesón D^- que decayó en un mesón K y dos piones. Las líneas representan las trayectorias encontradas por los algoritmos de reconstrucción a partir de los puntos (hits) en los detectores de trayectorias y los clusters de energía en los calorímetros; los clusters son visibles en el cuadrante a) de la figura.

Como resultado del diseño, las pruebas y la instalación del CST, se han realizado en H1 trabajos de tesis para titulación tanto a nivel licenciatura como en doctorados, así como diversos estudios y trabajos de tesis incluidos en otros estudios que aprovechan los beneficios del CST de forma directa. Entre las más recientes publicaciones de H1 al respecto están las siguientes:

- *Evidence for a Narrow Anti-Charmed Baryon State*; Phys. Lett. B588:17, 2004.
- *Inclusive production of D^+ , D^0 , D_s^+ and D^{*+} mesons in deep inelastic scattering at HERA*; Eur. Phys. J. C38:447-459, 2005.
- *Measurement of $F_2^{c\bar{c}}$ and $F_2^{b\bar{b}}$ at High Q^2 using the H1 Vertex Detector at HERA*; Eur. Phys. J. C40:349-359, 2005.
- *Measurement of Beauty Production at HERA Using Events with Muons and Jets*; Eur. Phys. J. C41:453-467, 2005.
- *Measurement of $F_2^{c\bar{c}}$ and $F_2^{b\bar{b}}$ at low Q^2 and x using the H1 vertex detector at HERA*; Eur. Phys. J. C45:23-33, 2006.

^VSe han encontrado problemas con esta parte del software para H1 en general durante los análisis de datos tomados desde una actualización de H1 en el año 2003 y las correcciones no estaban aún disponibles al momento de este estudio.

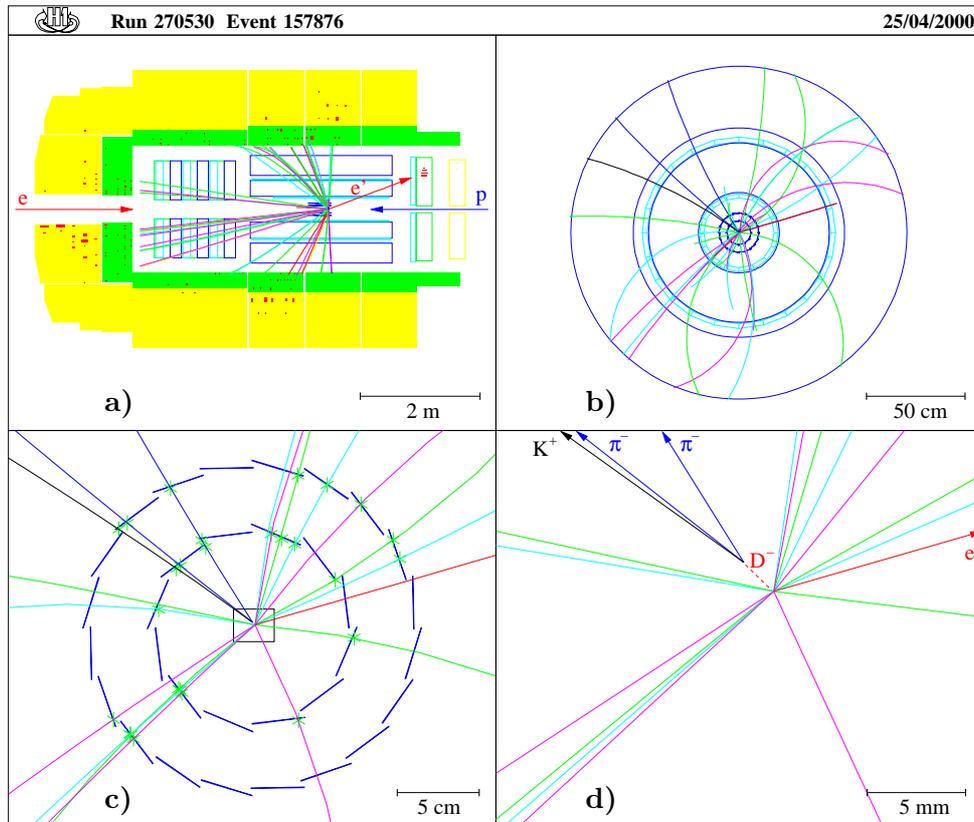


Figura 3.14: Evento con un mesón D reconstruido gracias a la precisión alcanzada con el CST, que permite reconstruir el punto en que el D decae en un K y dos piones. a) muestra una vista lateral de los detectores de trayectorias y los calorímetros de H1; en b) se observa una vista frontal de los detectores de trayectorias; en c) se ve sólo el CST con los hits encontrados en él (puntos marcados con asteriscos) y asociados con trayectorias; d) es un acercamiento del recuadro en el centro de c).

De estas publicaciones, soy coautor de las 3 últimas, de las cuales se presentan descripciones en las subsecciones siguientes. Para cada publicación, se presenta aquí una traducción del resumen, tal como fue publicado, y luego se comenta la relevancia del CST dentro del análisis correspondiente y los resultados obtenidos. Para más detalles, véanse los artículos correspondientes y las referencias ahí incluidas. Nótese que estos 3 análisis fueron publicados entre 2005 y 2006, y todos ellos utilizan datos tomados en 1999 y 2000; esto es resultado en parte de las escalas temporales mencionadas en la sección 2.3 y en parte por la inmensa cantidad de datos almacenados por H1 en distintas clases interesantes de física, muchos aún sin explorar a detalle.

También soy coautor de un número de publicaciones de H1 no relacionadas de forma tan directa con el CST^{VI}. En la sección 2.3 se describe el proceso que lleva desde la toma de datos a una publicación

^{VI}En el apéndice A se encuentra la lista completa de publicaciones de las cuales soy coautor, hasta el momento de

de H1, incluyendo los requisitos para ser coautor en la Colaboración.

3.3.1. Medición de la producción de beauty usando eventos con muones y jets

RESUMEN: *Se presenta una medición de la sección transversal de la producción de beauty en colisiones ep con una energía de centro de masa de 319 GeV. Los datos fueron tomados con el detector H1 en el colisionador HERA en los años 1999 y 2000. Se seleccionaron eventos requiriendo la presencia de jets y muones en el estado final. La larga vida media y la alta masa de hadrones con beauty fueron aprovechadas para identificar eventos con contenido de quarks beauty. Las secciones transversales diferenciales se miden en fotoproducción, con virtualidades del fotón $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$, y en DIS, donde $2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$. Los resultados son comparados con cálculos de QCD perturbativa al primer y segundo órdenes (LO y NLO). Se encuentra que las predicciones son algo menores que los datos.*

En este artículo se mide la sección transversal por medio de los procesos con estado final conteniendo al menos dos jets (jj) y un muón (μ) para fotoproducción ($ep \rightarrow ebbX \rightarrow ejj\mu X'$) y al menos un jet y un muón para DIS ($ep \rightarrow ebbX \rightarrow ej\mu X'$). Para determinar la fracción de eventos con beauty en los datos se aprovecharon la gran masa y la larga vida media de los hadrones con beauty (mesones B). La masa produce una distribución ancha en el momento transversal p_T de los muones de decaimiento y la larga vida media significa poder utilizar vértices secundarios (a través del parámetro de impacto, δ , igual a la variable dca , ver sección 5.3), que en el caso de beauty se encuentran a unos 200 μm del vértice primario.

Esas dos variables (p_T del muón relativo al p_T del jet y δ del muón) son la base de los resultados del artículo y para lograr la precisión necesaria en la reconstrucción se usó la información del CST. Los muones se identifican en el sistema de hierro instrumental de H1 (componentes 9 y 10 en la figura 2.2) y se pidió que sus trayectorias tuvieran al menos dos hits asociados en $r - \phi$ (lado p) en el CST y una probabilidad de asociación mayor al 10 % con el resto del sistema de trayectorias centrales o CTD (CJC, CIZ, COZ). Utilizando la información combinada de las trayectorias CTD y CST se reconstruyó el momento de los muones. Al utilizar el CST se restringió la posición z del vértice primario a $|z_{vtx}| \leq 20 \text{ cm}$.

La resolución alcanzada gracias al CST puede verse en la figura 3.15, donde se muestran las distribuciones de δ para los muones encontrados en las dos regiones cinemáticas estudiadas en este artículo.

Las secciones transversales obtenidas son algo mayores que las predichas por QCD a NLO, como se observa en la tabla 3.1, para ambas regiones cinemáticas, aunque los valores son consistentes (las diferencias son de alrededor de 2 desviaciones estándar); asimismo, se comparan estos resultados con los obtenidos por la Colaboración ZEUS y también se encuentra una consistencia. Las mayores diferencias se encuentran a los valores más pequeños de momento transversal de jets y muones. En la figura 3.16 se muestra una compilación de las razones entre las secciones transversales medidas, tanto en H1 (el cuadro y los círculos rojos rellenos son las mediciones de este artículo) como en ZEUS, y las secciones predichas por QCD a NLO.

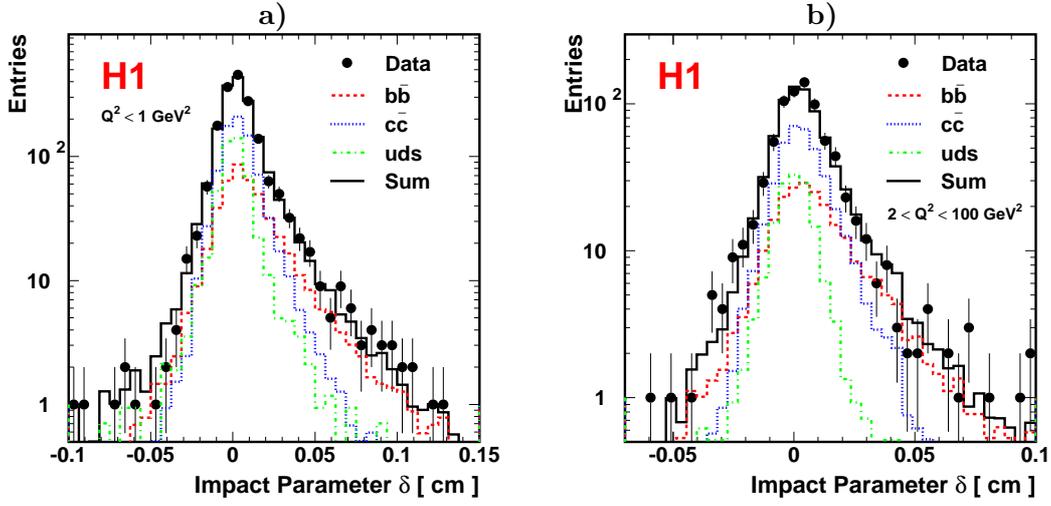


Figura 3.15: Distribuciones del parámetro de impacto δ de los muones en los casos de a) fotoproducción y b) electroproducción. Los puntos son datos y las líneas son contribuciones estimadas de eventos provenientes de producción de quarks b , c , cualquiera de los demás quarks ligeros (u , d , s) y la suma de todos ellos. Las formas de estas contribuciones se obtuvieron con el programa Monte Carlo PYTHIA. Nótese la resolución alcanzada en δ gracias al CST: cada bin abarca $50 \mu\text{m}$.

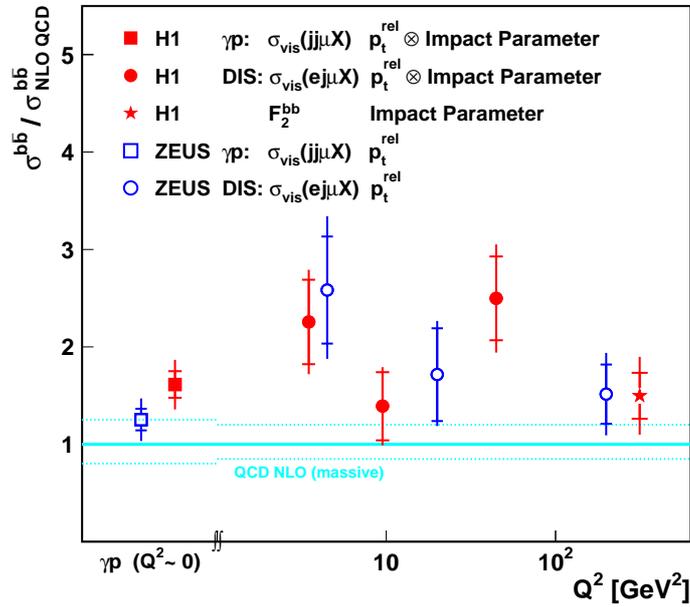


Figura 3.16: Razón entre las mediciones de la sección transversal de producción de beauty en HERA y las predicciones de QCD a NLO. Las líneas punteadas indican los errores teóricos típicos.

Fotoproducción		Electroproducción	
$\sigma(ep \rightarrow ebb\bar{X} \rightarrow ejj\mu X')$ [pb]		$\sigma(ep \rightarrow ebb\bar{X} \rightarrow ej\mu X')$ [pb]	
Datos	$38.4 \pm 3.4 \pm 5.4$	Datos	$16.3 \pm 2.0 \pm 2.3$
FMNR	$23.8^{+7.4}_{-5.1}$	HVQDIS	$9.0^{+2.6}_{-1.6}$
PYTHIA	20.9	RAPGAP	6.3
CASCADE	22.6	CASCADE	9.8

Tabla 3.1: Secciones transversales medidas, incluyendo los errores estadísticos y sistemáticos (en ese orden), y las predicciones de QCD a NLO obtenidas con diversos simuladores Monte Carlo.

3.3.2. Medición de $F_2^{c\bar{c}}$ y $F_2^{b\bar{b}}$ a Q^2 grandes

RESUMEN: Se presentan mediciones de las secciones transversales inclusivas de charm y beauty en colisiones e^+p en HERA para valores de virtualidad del fotón $Q^2 > 150 \text{ GeV}^2$ y de inelasticidad $0.1 < y < 0.7$. Las fracciones de charm y beauty se determinan usando un método basado en el parámetro de impacto, en el plano transversal, de trayectorias con respecto al vértice primario, medido por el detector de vértices de H1. Los datos se dividen en cuatro regiones en Q^2 y x de Bjorken, y se obtienen valores para las funciones de estructura $F_2^{c\bar{c}}$ y $F_2^{b\bar{b}}$. Los resultados encontrados son compatibles con las predicciones de la QCD perturbativa.

Aquí también se aprovechan las largas vidas medias de los hadrones con quarks pesados c y b para identificar los eventos correspondientes. Nuevamente, la información del CST fue indispensable en este estudio. Se usaron eventos en los que al menos una trayectoria del CTD tuviera hits $r - \phi$ asociados en el CST, restringiendo el vértice primario a $|z_{vtx}| \leq 20 \text{ cm}$ (el vértice primario se reconstruye con todas las trayectorias, tengan o no hits asociados en el CST). Se define en cada evento un “eje de jet” (el eje del jet con mayor momento transversal; o el eje determinado con todo el estado hadrónico final, si no hay jets), respecto al cual se calculan los parámetros de impacto δ para cada trayectoria asociada al jet. Los parámetros de impacto y sus significancias ($\delta/\sigma(\delta)$, donde $\sigma(\delta)$ es el error en δ) son utilizados para la reconstrucción de la distancia de decaimiento, lo que permitió usar también eventos con sólo una trayectoria asociada al CST, en los cuales no se puede reconstruir un vértice secundario.

En la figura 3.17 se presentan las distribuciones de la distancia transversal entre los vértices primario y secundario, L_{xy} , para distintas multiplicidades de decaimiento, es decir, para casos en que 2, 3 y 4 trayectorias contribuyeron a la formación del vértice secundario. Se incluyen las contribuciones de los distintos quarks, obtenidas con simulaciones, de donde puede verse que los quarks ligeros tienen su máximo en cero, mientras que los quarks pesados generan vértices secundarios (de donde se originan las trayectorias reconstruidas de sus productos de decaimiento).

Los resultados obtenidos se presentan en la figura 3.18, en la cual se comparan con resultados de la Colaboración ZEUS (obtenidos midiendo mesones D^*) y con resultados de dos predicciones de QCD a NLO, una utilizando el esquema VFNS (*variable flavour number scheme*) y otra con ZM-VFNS (*zero-mass VFNS*)^{vii}. Se observa que hay compatibilidad de los resultados de este análisis con las

^{vii}Para describir la producción de quarks pesados a todas las escalas en QCD, se requieren esquemas que den una

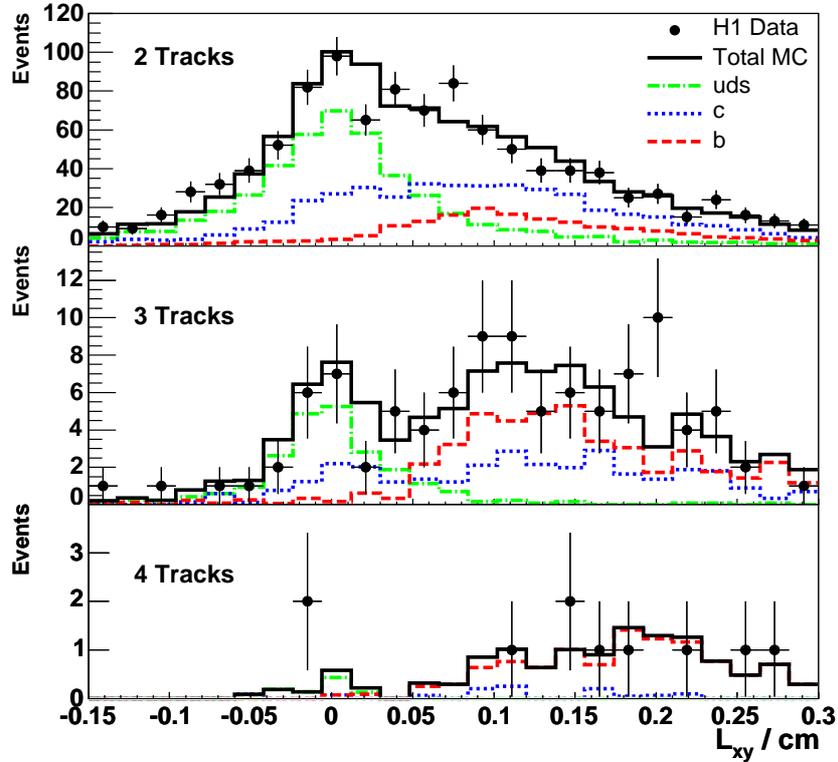


Figura 3.17: Distancia transversal L_{xy} (puntos) entre los vértices primario y secundario para eventos con 2, 3 y 4 trayectorias obtenidas por el CST y asociadas con el vértice secundario. Se muestran también las contribuciones de quarks c , b y los ligeros (uds). Nótese que las contribuciones de quarks ligeros son máximas en $L_{xy} \approx 0$, mientras que las de quarks pesados se desplazan notoriamente en la dirección del eje del jet ($L_{xy} > 0$).

otras mediciones y con las predicciones de QCD.

3.3.3. Medición de $F_2^{c\bar{c}}$ y $F_2^{b\bar{b}}$ a Q^2 y x pequeñas

RESUMEN: Se presentan mediciones de las secciones transversales inclusivas de charm y beauty en colisiones e^+p en HERA para valores de virtualidad del fotón $12 < Q^2 < 60 \text{ GeV}^2$ y de la variable de escalamiento de Bjorken $0.0002 < x < 0.005$. Las fracciones de charm y beauty se determinan usando un método basado en el parámetro de impacto, en el plano transversal, de trayectorias con respecto al vértice primario, medido por el detector de vértices de H1. Se obtienen valores para las funciones de estructura $F_2^{c\bar{c}}$ y $F_2^{b\bar{b}}$. Esta es la primera medición de $F_2^{b\bar{b}}$ en este rango cinemático. Los resultados encontrados son compatibles con las predicciones de la QCD perturbativa y con mediciones anteriores

transición adecuada entre las escalas perturbativas, donde los quarks pueden considerarse sin masa por ser ésta menor que las energías consideradas, y las escalas donde la masa es comparable a las energías. El esquema VFNS es uno de tales métodos; en el ZM-VFNS se considera, adicionalmente, a los quarks pesados como sin masa.

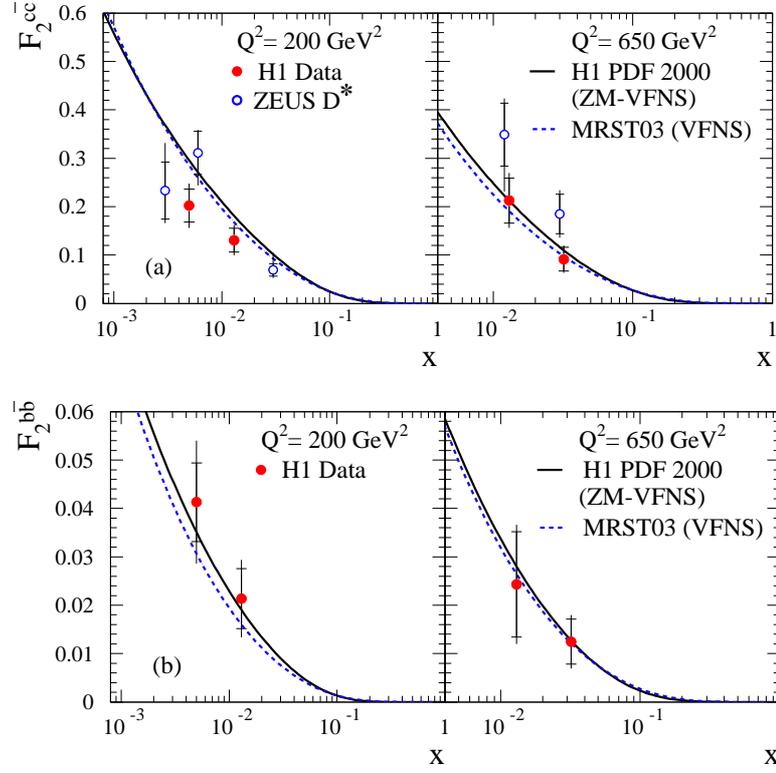


Figura 3.18: Las funciones de estructura $F_2^{c\bar{c}}$ (a) y $F_2^{b\bar{b}}$ (b) como función de x para 2 valores de Q^2 . Se muestran también la medición de $F_2^{c\bar{c}}$ de ZEUS, hecha con mesones D^* , y las predicciones de QCD a NLO.

de $F_2^{c\bar{c}}$.

Este artículo complementa al anterior, ahora estudiando valores menores de Q^2 (en H1, el positrón es encontrado en el SpaCal para Q^2 pequeñas y en el LAr para Q^2 grandes). Aunque esta región se beneficia de una mayor estadística, la separación entre eventos con charm y beauty se dificulta porque aunque la fracción de charm es similar a la esperada a Q^2 grandes, la de beauty disminuye en gran medida (llegando, a $Q^2 = 12 \text{ GeV}^2$, a cerca del 0.6% de su valor a Q^2 grandes). Por lo tanto, el método utilizado en este artículo para determinar las fracciones de charm y beauty es básicamente el mismo que en el artículo anterior, con una modificación: debido a la menor fracción de beauty se analizan las trayectorias con las tres significancias más altas para hacer la selección (*vs.* únicamente la más alta en el caso de Q^2 grandes).

En la figura 3.19 se muestran resultados de las mediciones de $F_2^{c\bar{c}}$ y $F_2^{b\bar{b}}$, tanto los obtenidos en este artículo como los del anterior (Q^2 grandes), junto con las mediciones hechas por ZEUS en el caso de $F_2^{c\bar{c}}$ y las predicciones de QCD a NLO y al siguiente orden, NNLO (*next to next to leading order*, disponibles con cálculos recientes). Se encuentra un buen acuerdo entre las mediciones aquí hechas, las de ZEUS y las predicciones de QCD; incluso, en la región de Q^2 pequeñas, los datos de charm son

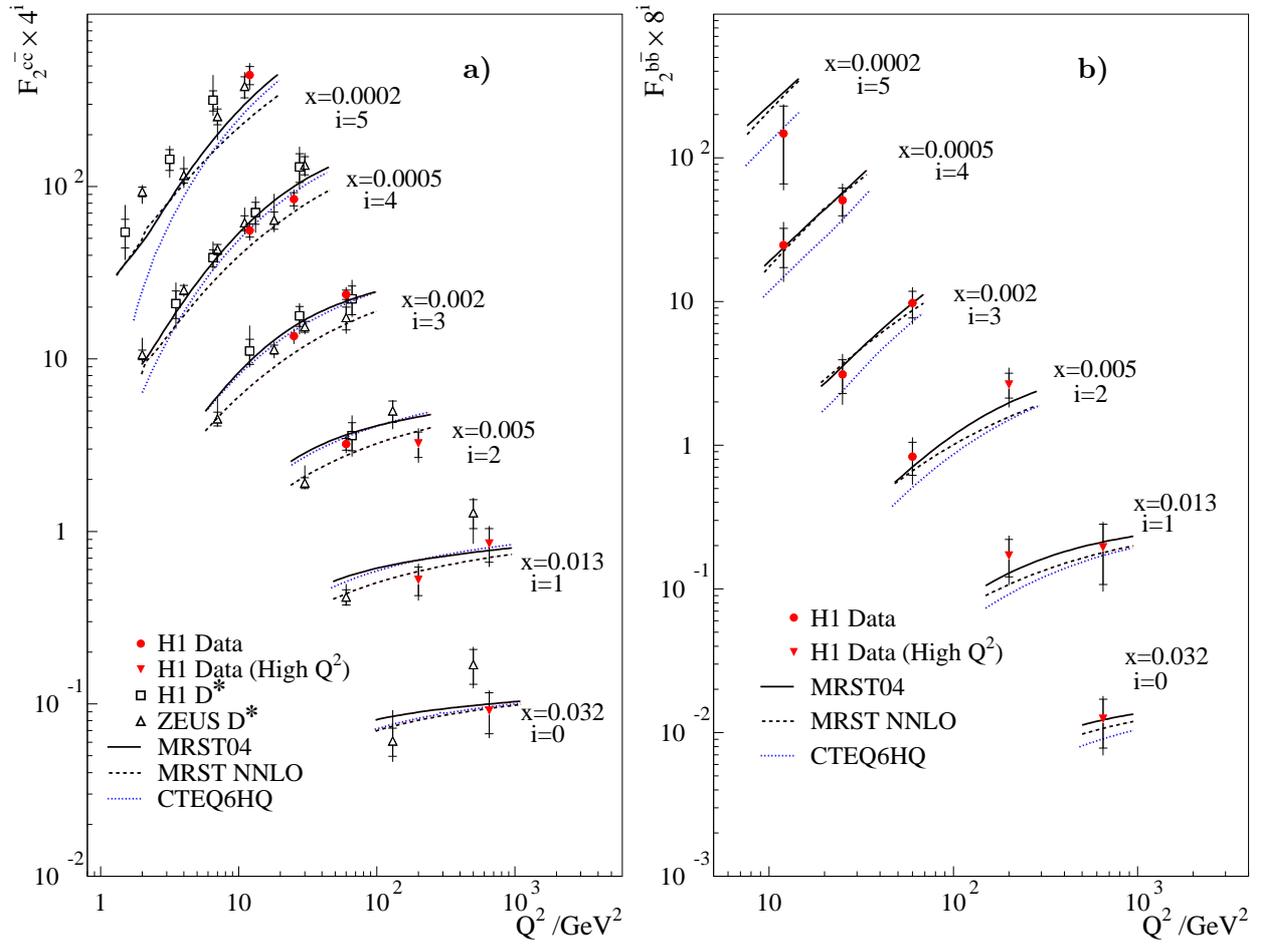


Figura 3.19: a) $F_2^{c\bar{c}}$ y b) $F_2^{b\bar{b}}$ medidas como función de Q^2 para varios valores de x . También se incluyen los valores obtenidos en el artículo de Q^2 grandes (subsección anterior), mediciones de ZEUS con mesones D^* ($F_2^{c\bar{c}}$) y predicciones de QCD. $F_2^{b\bar{b}}$ se estudia por primera vez en esta región cinemática.

más precisos que los rangos obtenidos por las variaciones en los modelos de QCD.

Capítulo 4

Reconstrucción de variables cinemáticas

- '¿Se escribe con "V" o con "W"?', preguntó el juez.
- 'Depende del gusto de quien lo escriba, su señoría.'
- Charles Dickens

A partir de este capítulo se describe el trabajo efectuado de forma independiente de los realizados con el CST, y que consiste en una medición de la producción de mesones D^* en HERA.

En el proceso de extracción de las señales en experimentos de dispersión a altas energías como los aquí considerados, es necesaria una determinación precisa de las variables cinemáticas, pues la descripción de lo ocurrido en las colisiones se expresa en función de estas variables. En este capítulo se describe el procedimiento aquí empleado para reconstruir los valores de estas variables en cada evento analizado.

En el estudio que se presenta se analizaron datos de interacciones de corriente neutra (NC) tomados en H1 durante los años 1996, 1997, 1999, 2000, 2004 y 2005, dividiendo los datos en dos clases, llamadas Q^2 pequeñas y Q^2 grandes.

Con el análisis de datos de los años 1996 a 2000 en la región de Q^2 pequeñas se realiza aquí un *cross-check* de resultados ya publicados anteriormente por H1. El estudio de datos de 2004 y 2005 es paralelo a, e independiente de, dos trabajos de tesis doctorales similares actualmente en progreso, realizados por otros dos estudiantes de H1: Marc-Oliver Bönig, de la Universidad de Dortmund, y Haiping Peng, de la Universidad de Hamburgo. Se espera que estos trabajos sean publicados en aproximadamente un año más, pues actualmente se está en una etapa de entender los datos de HERA2, faltando luego las correcciones (por eficiencias de detectores, triggers, etc.) para la extracción de secciones transversales. Con los datos en la región de Q^2 grandes, en todos los años, se realiza un primer estudio, no publicado por H1 hasta el momento.

Para analizar los años 1996 a 2000, periodo llamado HERA1, se utilizó el paquete de herramientas de software llamado H1PHAN, empleando el lenguaje de programación FORTRAN77; para los datos de 2004 y 2005, periodo llamado HERA2, se empleó H1OO, en lenguaje C++. Como se menciona en la subsección 2.2.5, H1OO es el ambiente de programación más utilizado actualmente en H1, y

la realización de estudios como el aquí presentado cumplen adicionalmente la función de proveer chequeos de consistencia entre el software anterior y el nuevo, algo que también se realizó en este trabajo repitiendo el análisis de HERA1 con H100.

4.1. Métodos de reconstrucción

En la reconstrucción de procesos DIS, que incluyen a los estudiados en este trabajo, se necesita conocer los valores de al menos dos de las variables cinemáticas mencionadas en la subsección 1.2.1. Estos valores deben obtenerse utilizando los datos experimentales, es decir, a partir de cantidades que puedan medirse con los detectores.

Existen varios métodos para reconstruir estas variables. Entre los más usados en DIS están los siguientes:

- Método del electrón.- Requiere medir la energía y el ángulo polar del electrón dispersado.
- Método del hadrón.- Requiere las energías y momentos del sistema hadrónico final.
- Método de la sigma.- Utiliza datos combinados del electrón y del sistema hadrónico.
- Método del doble ángulo.- Sólo emplea los ángulos finales del electrón y del sistema hadrónico.

En H1 es posible utilizar cualquiera de estos métodos, gracias a la redundancia en información obtenida por los distintos subdetectores, que pueden captar al leptón dispersado y al sistema hadrónico final en la mayoría de los casos. No obstante, cada uno puede presentar ventajas y desventajas respecto a los demás en ciertos tipos de procesos.

La principal dificultad para la reconstrucción de las variables cinemáticas es la presencia de radiación inicial, es decir, pérdidas de energía por radiación emitida por el electrón instantes antes de la colisión. Como resultado, la energía de centro de masa es distinta de su valor nominal, valor que puede ser corregido en principio reconstruyendo al fotón radiado a partir de la redundancia de información, combinando los distintos métodos. Sin embargo, los beneficios obtenidos por corregir la radiación inicial no compensan la pérdida de resolución que resulta de la reconstrucción del electrón incidente [33], por lo que en todos los cálculos aquí mostrados se utiliza el valor nominal de la energía de centro de masa.

Se utiliza en este trabajo el método del electrón, pues solamente requiere la medición de valores para una partícula, el electrón dispersado. Como se analizan procesos de NC, donde el leptón dispersado no es un neutrino (ver figura 1.1), el leptón siempre podrá ser detectado (a menos que salga en un ángulo tal que escape por el tubo de los haces).

De acuerdo con el método del electrón las variables cinemáticas se calculan con las siguientes ecuaciones:

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2(\theta_e/2), \quad (4.1)$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{2E_e} [1 - \cos(\theta_e)], \quad (4.2)$$

$$x = \frac{E_e E'_e \cos^2(\theta_e/2)}{E_p [E_e - E'_e \sin^2(\theta_e/2)]} = \frac{Q^2}{y \cdot s}, \quad (4.3)$$

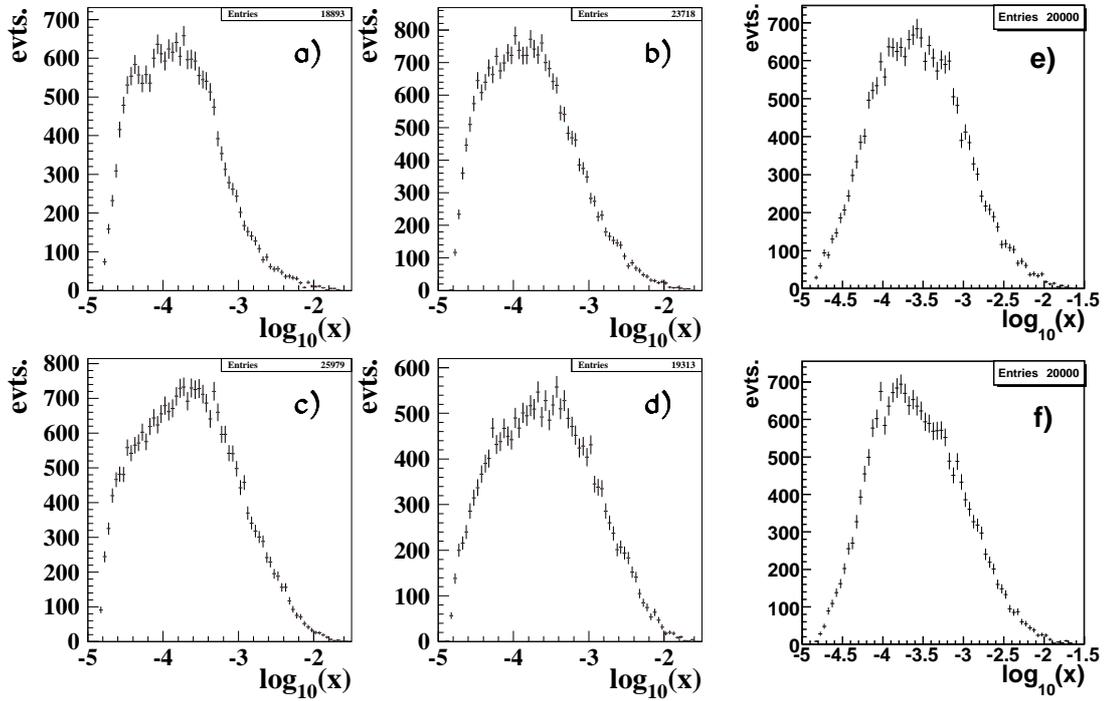


Figura 4.1: Distribución de la variable cinemática x para muestras de eventos con Q^2 pequeñas ($< 150 \text{ GeV}^2$), seleccionados de cada año estudiado de HERA1: a) 1996, b) 1997, c) 1999, d) 2000; y de HERA2: e) 2004, f) 2005.

donde E_e y E_p son las energías iniciales del electrón y del protón, respectivamente (las energías, conocidas, de los haces); E'_e y θ_e son la energía y el ángulo polar del electrón dispersado. La variable x suele calcularse a partir de Q^2 y y , como se muestra (ver la ecuación 1.4).

En las figuras 4.1 a 4.9 se muestran gráficas de control de las variables mencionadas en este capítulo, que fueron reconstruidas con subconjuntos de datos de cada uno de los años estudiados en este trabajo (ver sección 5.1) para Q^2 pequeñas (excepto la figura 4.5, para Q^2 grandes), seleccionados con los cortes mencionados en la sección 5.2.

En la figura 4.4 puede observarse la distribución de Q^2 vs. x^1 , obtenida también en cada uno de los años estudiados, con datos de Q^2 pequeñas, aplicando todos los cortes mencionados en las secciones 5.1 y 5.2. La figura 4.5 muestra las mismas distribuciones obtenidas para las muestras de Q^2 grandes, es decir, con los cortes de las secciones 5.1 y 5.4.

Al hacer la reconstrucción de las variables cinemáticas y de las señales se requiere un tratamiento cuidadoso de los datos. Cuando se utiliza el método del electrón, esto implica en primer lugar una determinación precisa del punto de interacción (vértice primario; ver la sección 4.2), seguida de una adecuada identificación del electrón dispersado, así como mediciones precisas de su energía y su ángulo

¹Véase la figura 1.2.

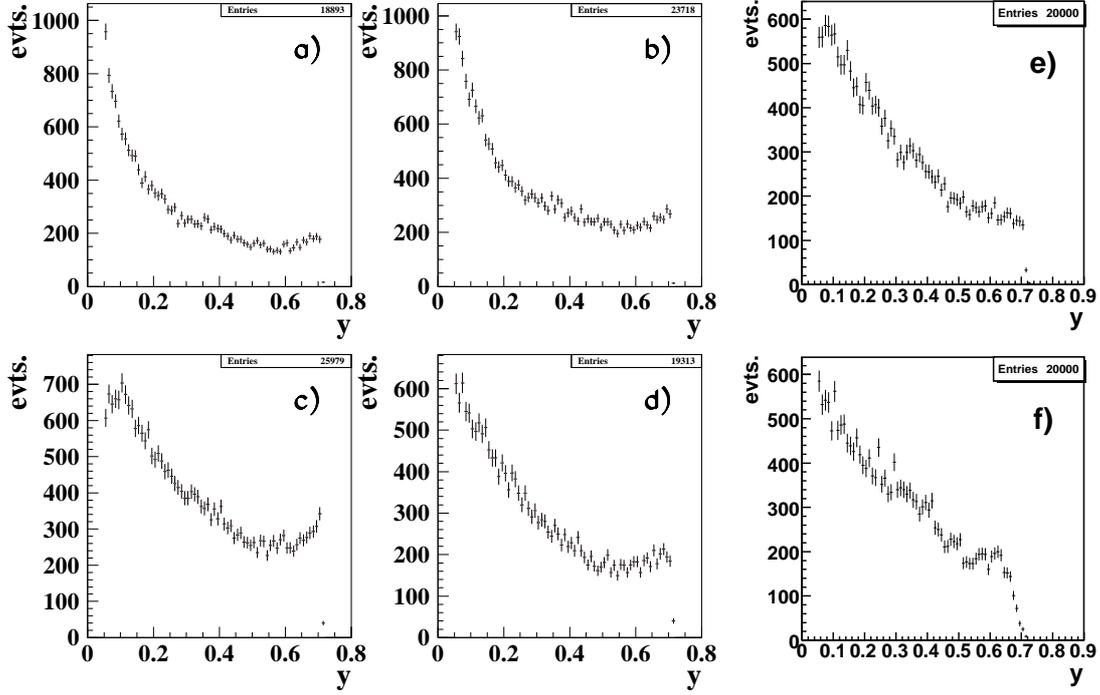


Figura 4.2: Distribución de la variable cinemática y para muestras de eventos con Q^2 pequeñas, en cada año estudiado de HERA1 y HERA2.

polar (secciones 4.3 y 4.4). Una vez reconstruidas estas variables, se puede proceder a la reconstrucción del evento completo para la búsqueda de las señales deseadas. Para esta reconstrucción se deben determinar las trayectorias, momentos y energías de los componentes del sistema hadrónico final, con lo que se pueden formar los candidatos a partículas determinadas. Asimismo, son necesarios métodos eficientes de rechazo de background (por ejemplo, en estudios de DIS se deben rechazar eventos de fotoproducción) y el conocimiento de las eficiencias de los subdetectores involucrados.

Usualmente los restos del protón que no interactúan en la colisión escapan por el tubo de los haces sin ser detectados, pues no son desviados de su trayectoria inicial. Para identificar estos casos, se utilizan comúnmente las siguientes variables que describen al sistema hadrónico final:

$$(E - p_z)_{had} = \sum_h (E_h - p_{z,h}) = \sum_h E_h \cdot (1 - \cos \theta_h), \quad (4.4)$$

$$p_{T,had} = \sqrt{\left(\sum_h p_{x,h}\right)^2 + \left(\sum_h p_{y,h}\right)^2}, \quad (4.5)$$

donde las sumas son sobre todas las partículas en el sistema hadrónico final. p_T es el momento transversal del sistema hadrónico y $(E - p_z)$ es el llamado balance de energía (E) y momento longitudinal (p_z). Puede verse que, por su construcción, este balance es insensible a partículas perdidas en el

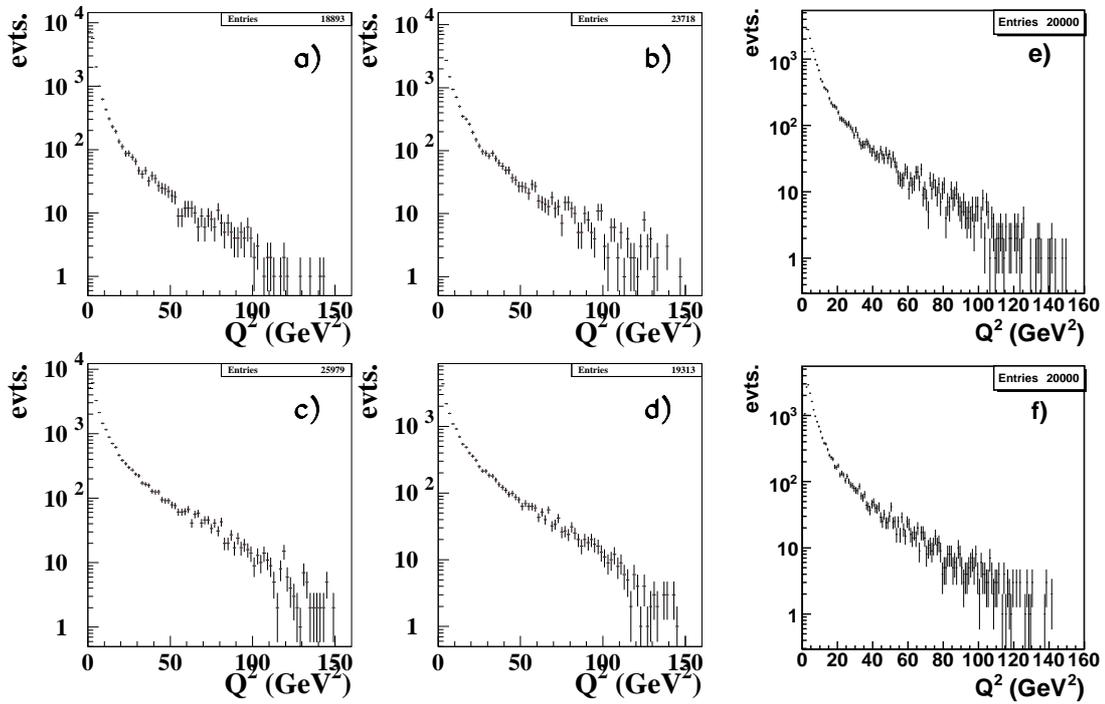


Figura 4.3: Distribución de la variable cinemática Q^2 para muestras de eventos con Q^2 pequeñas, en cada año estudiado de HERA1 y HERA2. Nótese la caída de órdenes de magnitud para valores más altos de Q^2 , lo que dificulta estudios a Q^2 grandes.

tubo de los haces en la dirección delantera, pues $(1 - \cos \theta) \rightarrow 0$ para ángulos cercanos al eje z positivo, que es donde se pierden los restos del protón, por lo que partículas en esa dirección no contribuyen a $E - p_z$. Por el contrario, partículas no detectadas cerca del tubo de haces en la dirección trasera llevan a déficits grandes en el valor reconstruido de $E - p_z$; este es el caso de eventos de fotoproducción y eventos con radiación inicial (Brehmsstrahlung), por lo que para eventos de DIS esta variable debe tener un valor mayor que un mínimo razonable.

En un detector perfecto, los valores totales reconstruidos de $(E - p_z)_{tot}$ y $p_{T,tot}$ ^{II}, que incluyen a el electrón dispersado más el estado hadrónico final, deben ser iguales a los valores iniciales, es decir, a los valores obtenidos con los haces de partículas:

$$(E - p_z)_{tot} = 2E_e = 55 \text{ GeV}, \quad (4.6)$$

$$p_{T,tot} = 0; \quad (4.7)$$

sin embargo, en la práctica se obtienen pequeñas desviaciones en los valores debido a pérdidas por aceptancias, resoluciones y eficiencias en los detectores.

^{II} $p_{T,tot}$ es el módulo de la suma *vectorial* de los p_T del electrón dispersado y el sistema hadrónico final.

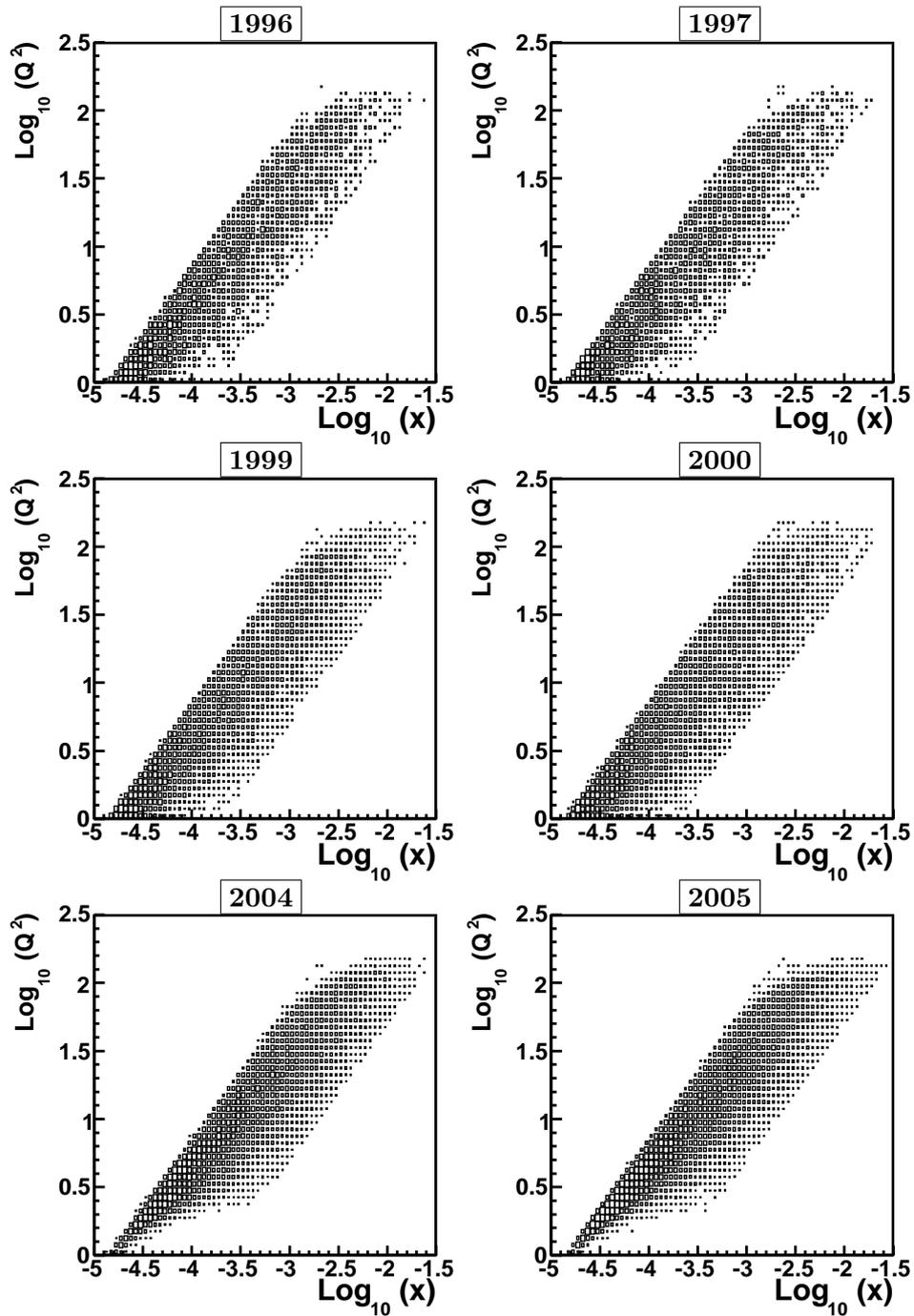


Figura 4.4: Plano cinemático (x, Q^2) para eventos con Q^2 pequeñas en cada año de HERA1 y HERA2.

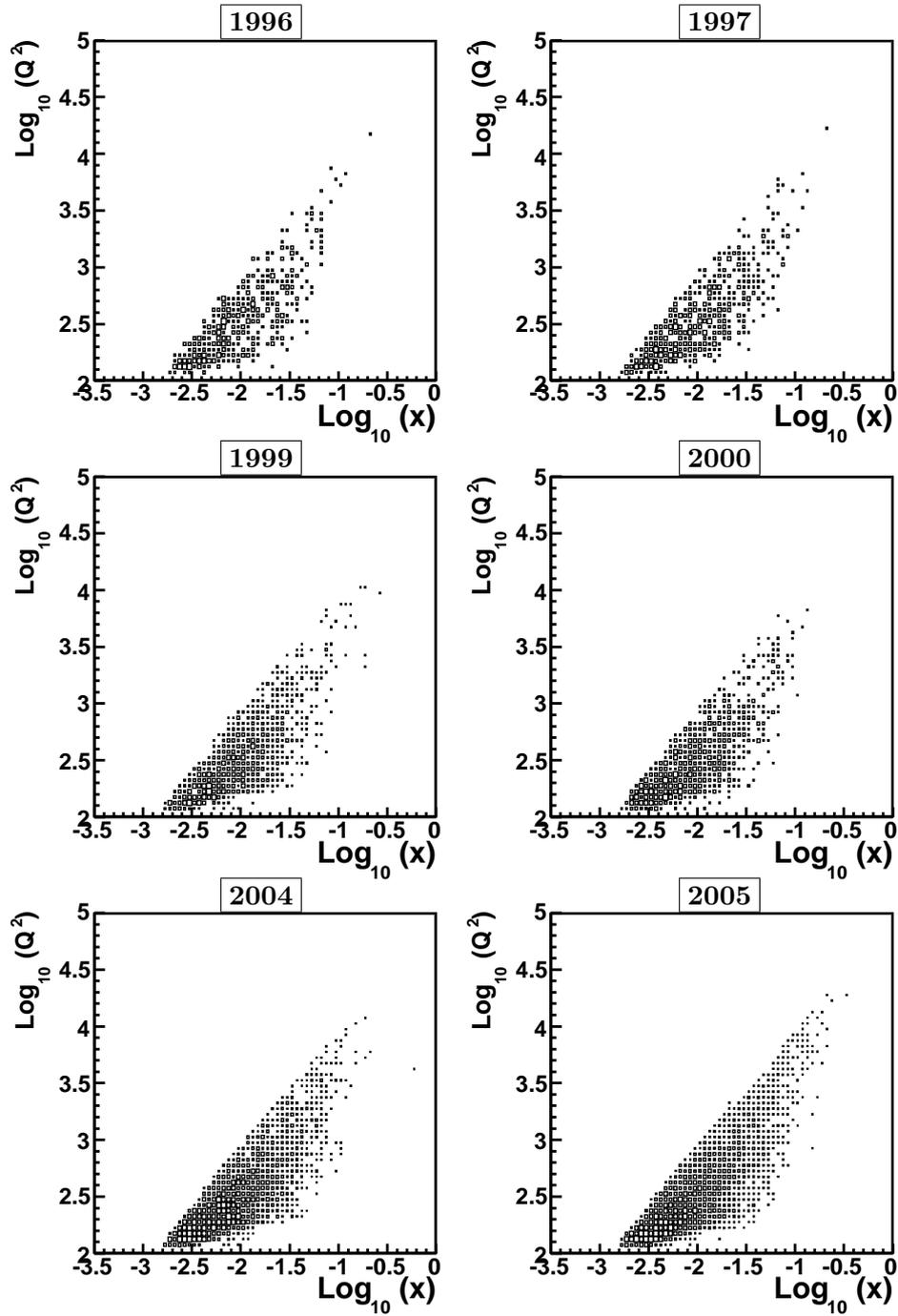


Figura 4.5: Plano cinemático (x, Q^2) para eventos con Q^2 grandes en cada año de HERA1 y HERA2.

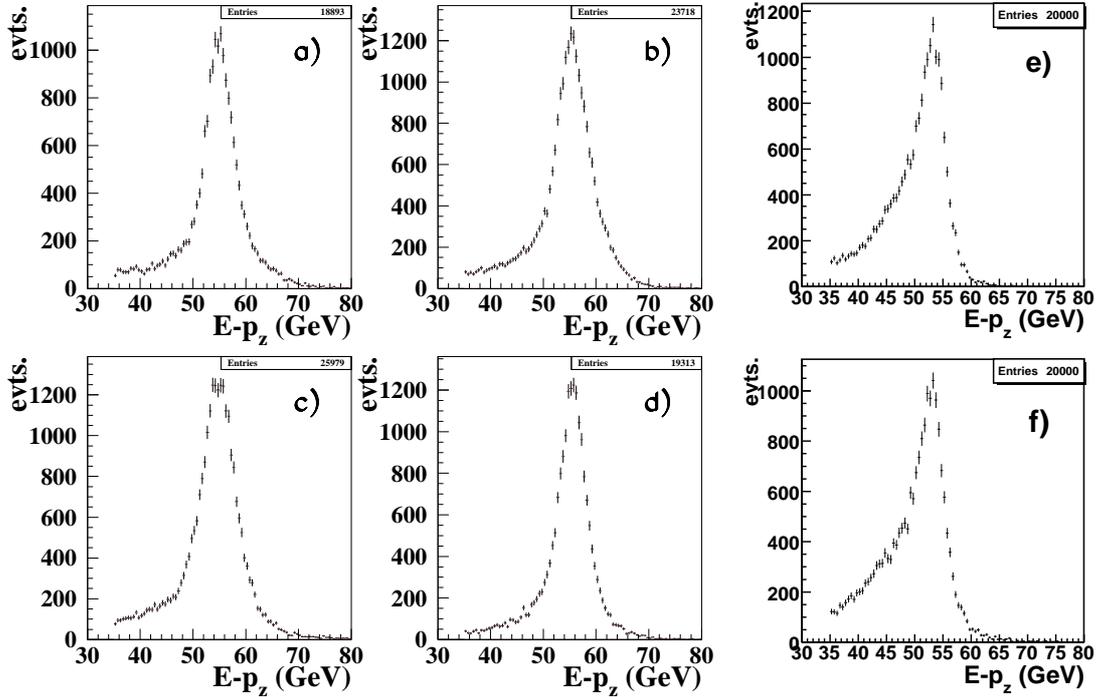


Figura 4.6: Distribución del balance de energía transversal $E - p_z$ en muestras de eventos con Q^2 pequeñas, en cada año estudiado de HERA1 y HERA2.

En la figura 4.6 se muestran distribuciones de $E - p_z$ observadas en las muestras de datos mencionadas (ver pie de figura 4.1). La caída observada de las distribuciones en valores grandes de $E - p_z$ se debe a la preselección de eventos DIS (principalmente, por medio del subtrigger utilizado), lo que rechaza eventos de fotoproducción, que son mucho más numerosos que los eventos DIS.

4.2. Determinación del vértice de interacción

El conocimiento de el punto donde ocurrió la interacción, o vértice primario, es fundamental para la reconstrucción de la cinemática ya que, en particular, la posición en z del vértice primario es usada directamente para determinar el ángulo polar del electrón dispersado, θ_e .

Durante cada periodo de luminosidad en HERA, la posición del vértice primario es definida por la óptica del acelerador. No obstante, existen pequeñas variaciones debido a ajustes en la óptica, produciendo cambios de unos pocos centímetros en z (entre 1 y 3, típicamente). Entre evento y evento se presentan también mayores variaciones provenientes de la forma de los paquetes de protones, pues estos tienen una distribución aproximadamente gaussiana, con una extensión total en z de unos 20 cm; transversalmente, los haces están muy bien colimados, con una extensión del orden de una a dos décimas de centímetro. Las desviaciones de la posición se determinan en el proceso de

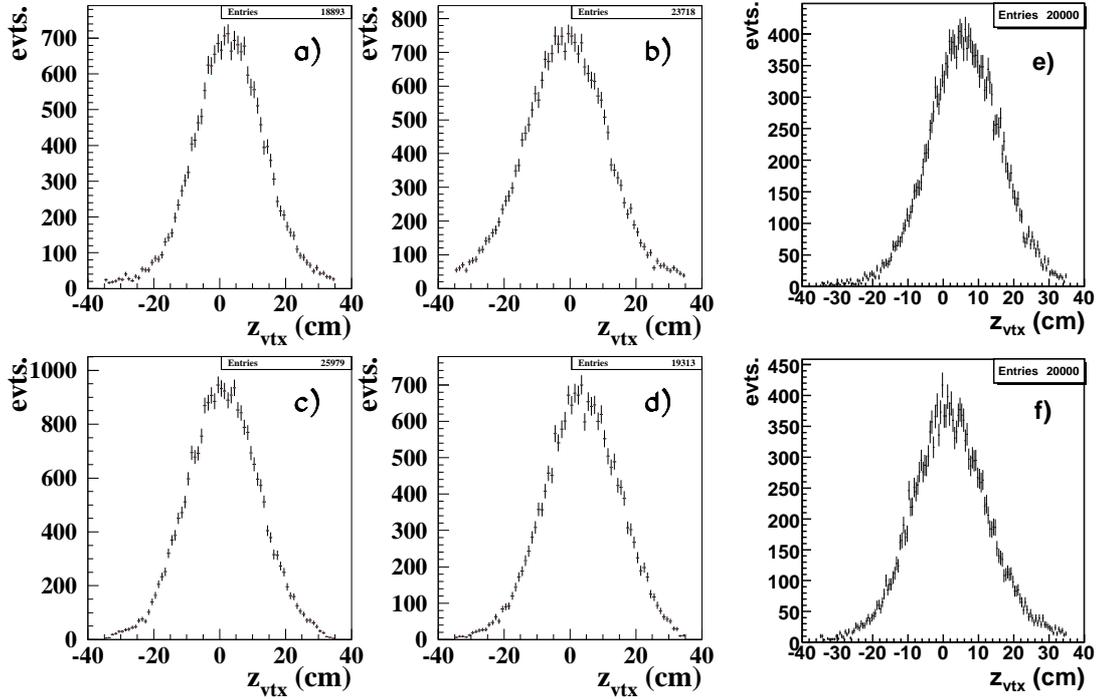


Figura 4.7: Distancia en z entre el vértice primario reconstruido y su posición promedio en cada corrida contenida en muestras de eventos con Q^2 pequeñas, en cada año estudiado de HERA1 y HERA2.

reconstrucción de trayectorias, durante el cual la posición del vértice en cada evento puede ser ajustada en conjunto con las trayectorias encontradas. Finalmente, para cada corrida se calcula también la posición promedio del vértice primario.

En la figura 4.7 se muestran distribuciones de la posición del vértice primario, es decir, la distancia entre la posición del vértice reconstruido en cada evento y la posición promedio del vértice durante la corrida a la que corresponde el evento.

4.3. Identificación del electrón

En el estudio de interacciones con valores bajos de Q^2 se utilizan eventos en los que el electrón es dispersado en la parte trasera de H1, esto es, cuando el electrón es encontrado en el SpaCal. Esto corresponde, debido a la geometría y aceptación del SpaCal, a eventos con valores de Q^2 entre alrededor de 1 y 150 GeV^2 .

Los eventos llamados de Q^2 grandes corresponden en H1 a aquellos en los que el electrón dispersado se detecta en el LAr, con valores de $Q^2 > 150 \text{ GeV}^2$.

Para la identificación de electrones en ambos calorímetros de H1, los algoritmos empleados se basan

en las propiedades del desarrollo de las cascadas electromagnéticas en los mismos, complementadas con información proveniente del sistema de detectores de trayectorias (ver subsección 2.2.1).

La energía que las partículas depositan en los calorímetros se observa en clusters, es decir, se encuentran señales en varias celdas adyacentes cubriendo un área más o menos circular (en ambos calorímetros, SpaCal y LAr, los sensores forman arreglos pixelados). La forma y el tamaño de estos clusters sirven como estimadores para analizar posibles candidatos a electrones. Los requisitos de la identificación incluyen el tamaño del cluster, la cantidad y distribución de la energía depositada en él (distribución tanto transversal, o ancho del cluster, como longitudinal, a través de las partes electromagnética y hadrónica del calorímetro) y una buena correlación con una trayectoria adecuada, ya sea proveniente de las cámaras CJC para el caso del LAr o de la cámara BDC para el caso del SpaCal (es decir, que la extrapolación de una trayectoria hacia el calorímetro lo intersecte en un punto lo suficientemente cercano al centro de gravedad del cluster).

4.4. Medición de ángulos y energía del electrón

4.4.1. Ángulos polar y acimutal

Los ángulos polar (θ_e) y acimutal (ϕ_e) del electrón dispersado pueden determinarse ya sea con el vértice primario y los detectores de trayectorias, o con el vértice y los clusters del calorímetro correspondiente (SpaCal o LAr, donde se haya encontrado al electrón). Generalmente se utiliza una combinación, es decir, con el vértice, trayectorias y clusters, para lo cual se necesita una alineación precisa de los calorímetros con respecto a los detectores de trayectorias, pues los clusters encontrados en los primeros deben asociarse con trayectorias determinadas por los segundos.

Electrón en el LAr

La alineación del LAr toma en cuenta primero los cambios de tamaño del detector mismo debido a la baja temperatura del argón líquido. Después, el LAr es alineado con respecto al sistema de coordenadas de H1 para corregir rotaciones y translaciones. Por último, se aplican pequeñas correcciones en z obtenidas con simulaciones del detector.

El ángulo acimutal es determinado con mayor precisión por el CJC, pues está optimizado para mediciones en el plano $r - \phi$. Entonces, si existe una trayectoria del CJC asociada a un candidato a electrón en el LAr, se utiliza la información del CJC y el vértice; si no existe una trayectoria adecuada, el ángulo acimutal se determina con las posiciones del cluster en el LAr y el vértice primario.

En cambio, la resolución en z del CJC es pobre (con una incertidumbre de poco más de 2 cm), por lo que la determinación del ángulo polar sólo es más precisa cuando se combina la información del CJC con la del CIZ o del COZ; aún en ese caso, las incertidumbres al extrapolar al LAr son de alrededor de 1 cm . El CIZ y el COZ tuvieron rendimientos muy inestables y bajas eficiencias durante los años 1999 y 2000, y a partir del 2001 no se utilizan (estos son los años con mayor cantidad de datos tomados). Por ello, en este análisis se utiliza, para candidatos en el LAr, el ángulo polar determinado por los clusters del LAr y el vértice únicamente.

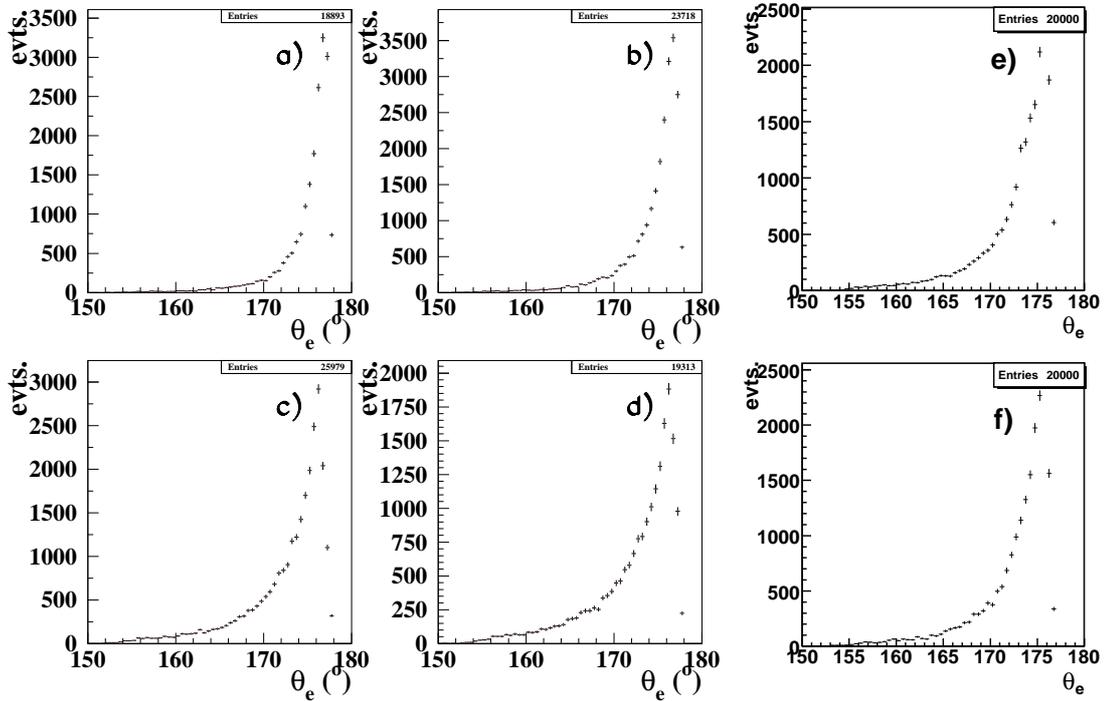


Figura 4.8: Distribución del ángulo polar θ_e , en grados, del electrón dispersado, en muestras de eventos con Q^2 pequeñas, en cada año estudiado de HERA1 y HERA2.

Electrón en el SpaCal

La alineación del SpaCal utiliza 3 métodos distintos: alineación de x y y con eventos QED-Compton (captando al electrón y al fotón dispersados con una separación acimutal de 180°); alineación en x , y y z comparando el ángulo polar determinado con los detectores de trayectorias centrales (ver figura 3.2) y el mismo ángulo determinado con el SpaCal; alineación en x y y comparando el ángulo acimutal obtenido con el CJC y el obtenido con el SpaCal.

En la búsqueda de candidatos a electrón en el SpaCal, una vez encontrada la posición (x, y, z) del baricentro de un cluster adecuado, esta información se combina con las trayectorias obtenidas con el BDC de la siguiente manera: la trayectoria encontrada en el BDC es extrapolada hacia el SpaCal y si esta trayectoria está a una distancia menor de 3 cm del cluster en el SpaCal, entonces la trayectoria extrapolada define la posición del candidato. Por último, se puede hacer una validación del electrón dispersado utilizando al BST: si se encuentra una buena correlación entre una trayectoria del BST y el candidato, el ángulo polar (θ_e) y la posición z del vértice de la trayectoria del candidato se validan con los valores dados por el BST.

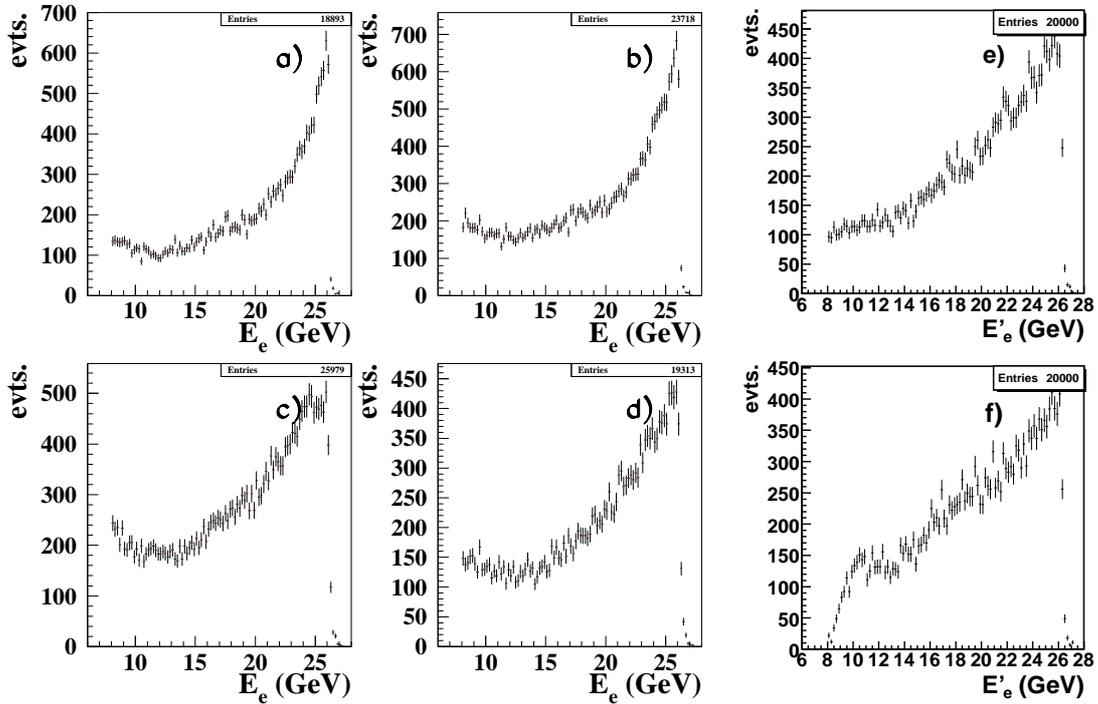


Figura 4.9: Distribución de la energía del electrón dispersado para muestras de eventos con Q^2 pequeñas, en cada año estudiado de HERA1 y HERA2.

4.4.2. Energía

La energía del electrón se mide a partir de aquella encontrada en el cluster identificado como candidato a electrón, en cualquiera de los calorímetros.

Para obtener un valor confiable se debe contar con una correcta calibración de la respuesta del calorímetro. Esta calibración se determina para ambas partes de cada calorímetro, la electromagnética y la hadrónica, y se realizó inicialmente con mediciones directas hechas a los calorímetros usando haces de prueba en las instalaciones del CERN (*Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire*, [34]), antes de su instalación en H1. Dichos valores son ajustados periódicamente con la ayuda de corridas especiales de toma de datos, ya sea por medio de: rayos cósmicos (comparando la energía de electrones medida con los calorímetros y el momento medido con los detectores de trayectorias); el balance de momento transversal en eventos DIS (si el electrón y el sistema hadrónico se detectan en el mismo calorímetro); y también, en el caso del SpaCal, con muones del halo de los haces (de forma similar a el uso de muones cósmicos).

También puede realizarse independientemente un chequeo comparativo de la calibración gracias al método del doble ángulo mencionado en la sección 4.1, pues en él la energía del electrón dispersado se puede calcular a partir de los ángulos del electrón y del sistema hadrónico finales; el valor así obtenido es comparado con el que se obtiene del calorímetro para comprobar la calibración.

Capítulo 5

Selección de eventos y reconstrucción de señales

Lo que hace hermoso al desierto es que en algún lugar esconde un pozo.
- Antoine de Saint-Exupéry

En este capítulo se describen los criterios de selección de eventos que se utilizaron para el análisis; luego se detalla el proceso seguido en la reconstrucción de señales de mesones D^* y se muestran los resultados obtenidos.

5.1. Conjunto de datos y selección de corridas

Como se menciona en la sección 2.1, en HERA se producen colisiones positrón-protón (e^+p) durante ciertos periodos y electrón-protón (e^-p) durante otros. Estos periodos han tenido duraciones variables, yendo desde algunos meses hasta un par de años, y los datos almacenados se agrupan por año y tipo de interacción. En general, los datos almacenados en H1 se dividen en cuatro categorías:

- Datos de interacciones ep “nominales”. Son tomados en condiciones normales (de diseño) de operación, tanto de HERA como de H1. Estos datos conforman la mayoría de los almacenados.
- Eventos con vértice desplazado, en los cuales el vértice primario (punto de interacción) no se coloca en el origen coordenado nominal, sino que se recorre cierta distancia en el eje z para permitir el acceso a menores valores de Q^2 y para estudios del SpaCal.
- Datos en condiciones llamadas *minimum bias*, en los que se aplican conjuntos de triggers especiales, para guardar procesos totalmente inclusivos.
- Eventos de rayos cósmicos, que son tomados en ausencia de haces de partículas y sirven principalmente para la alineación de los subdetectores.

El primer criterio de selección en este estudio fue utilizar los datos de interacciones ep nominales (tanto e^+p como e^-p) tomados en los años 1996, 1997, 1999, 2000, 2004 y 2005. En la tabla 5.1 se detallan los tipos de interacciones incluidas en cada año estudiado.

Periodo	Año	Interacciones estudiadas	Total de eventos	Luminosidad (pb^{-1})	Factor de pre-escala (subtrigger)
HERA1	1996	e^+p	55,662,081	8.3186	1.03 (ST2)
	1997	e^+p	51,176,962	19.4806	1.76 (ST2), 1.18 (ST61)
	1999	e^+p, e^-p	59,452,291	25.5703	1.08 (ST61)
	2000	e^+p	63,640,995	48.8794	1.22 (ST61)
HERA2	2004	e^+p, e^-p	62,430,521	51.0991	1.02 (ST61)
	2005	e^-p	176,741,792	88.4602	1.03 (ST61)
Totales			469,104,642	241.8082	

Tabla 5.1: Eventos almacenados por año en H1, luminosidad integrada y pre-escalamientos promedio de los subtriggers ST2 (1996 y parte de 1997) y ST61 (segunda parte de 1997 hasta 2005) para las corridas aquí seleccionadas. Se analizaron datos de las llamadas interacciones ep nominales, es decir, no se incluyeron periodos con vértice desplazado, minimum bias ni rayos cósmicos.

Entre los años 2000 y 2002 se llevaron a cabo en HERA actualizaciones que permitieron aumentar la luminosidad disponible. Al periodo de toma de datos en los años anteriores a esa actualización se le llama HERA1 y al periodo posterior se le llama HERA2; en este trabajo, se utilizan estos nombres para identificar a los conjuntos de datos correspondientes.

Dichas actualizaciones se reflejan en el hecho de que la luminosidad acumulada en los dos años de HERA2 aquí incluidos (2004 y 2005) es mayor a la acumulada en todos los años de HERA1 (de 1992 a 2000). La luminosidad total incluida en este estudio es de 241.8 pb^{-1} , de los cuales 102.2 corresponden a HERA1 y 139.6 a HERA2 (tabla 5.1).

En el transcurso de cada periodo de luminosidad en HERA, la toma de datos se hace en intervalos llamados corridas. Los periodos de luminosidad duran varias horas y las corridas tienen duraciones muy variadas, pudiendo ir desde segundos hasta un máximo de 2 horas; su término depende de muchos factores, entre otros: fallos en algún subdetector, interrupciones por modificación de algún sistema (por ejemplo, incluir o excluir de la toma de datos a algún subdetector), malas condiciones de background (exceso de radiación en los detectores) y cambios en el pre-escalamiento de los datos. Las pre-escalas (ver subsección 2.2.4) se modifican con el avance de un periodo de luminosidad, al irse estabilizando las condiciones de operación; en condiciones normales, las pre-escalas se recalculan y actualizan cada 2 horas, por lo que esa es la máxima duración de una corrida.

Dependiendo del estado general del detector H1 y de la calidad de las colisiones producidas por HERA, se asignan etiquetas a las corridas para clasificarlas como "buenas", "regulares" o "malas". En este trabajo se seleccionan corridas buenas y regulares.

Las corridas 257600 a 259461 no se incluyen en este análisis, pues fueron tomadas en un periodo, a finales del año 1999, en el cual el CJC tuvo un desperfecto de cierta importancia (rotura de un alambre). Aunque este fallo no deshabilitó por completo al CJC ni impidió la toma de datos, debido a la relevancia del CJC en este estudio los datos tomados en esas condiciones no se incluyen aquí.

Finalmente, en cada corrida se verifica que todos los componentes de H1 relevantes para el análisis sean operativos, con un suministro adecuado de alto voltaje (HV) y que estén incluidos en la toma de

datos. Estos componentes son los siguientes: las cámaras CJC1, CJC2, CIP y COP; los calorímetros LAr y SpaCal (incluyendo sus respectivos triggers); el sistema de luminosidad; y el sistema ToF (*time of flight*, para medición de tiempos y coordinación de los subdetectores).

5.2. Selección de eventos. Q^2 pequeñas

Un evento (ver sección 2.1) está formado por el conjunto de datos que corresponden a las partículas obtenidas después de una colisión. Dependiendo de la duración y las condiciones de una corrida, ésta estará formada por una cierta cantidad de eventos.

Una vez elegidas las corridas a utilizar, deben seleccionarse, de entre los eventos contenidos en ellas, aquellos que son de interés para un análisis, pues aunque los eventos en una corrida comparten unas pocas características generales respecto a la condición de los haces y los detectores, lo que ocurre en cada colisión no es controlable por el experimentador. Para permitir una selección más detallada de eventos, los algoritmos de reconstrucción y almacenamiento guardan la mayor cantidad posible de información en cada evento.

En la tabla 5.1 se muestran, para cada año incluido en este trabajo, el número total de eventos e^+p y e^-p almacenados y disponibles para análisis en H1, así como la luminosidad integrada correspondiente, en pb^{-1} , que fue utilizada en este estudio, corregida por el factor de pre-escalamiento del subtrigger aquí seleccionado durante cada periodo.

Los criterios (llamados *cortes*) utilizados para seleccionar los eventos de interés en este trabajo son los siguientes:

- Para datos de 1996 y parte de 1997, hasta la corrida número 193432, se eligieron eventos con el subtrigger ST2 positivo. A partir de la corrida 193433 se eligieron eventos con el subtrigger ST61 positivo. Estos dos subtriggers son equivalentes para los periodos mencionados y con ellos se identifica a los eventos de NC con Q^2 pequeñas (electrón encontrado en el SpaCal).
- $|z_{vtx}| < 35 \text{ cm}$, es decir, la posición en z del vértice primario reconstruido no debe alejarse mucho de la posición promedio. Así se logran trayectorias mejor reconstruidas, pues quedan dentro de las aceptancias ideales para los subdetectores.
- $E'_e > 8 \text{ GeV}$, esto es, el candidato a electrón dispersado debe tener una energía suficientemente grande para reducir la posibilidad de una falsa identificación.
- $pt_{e,had}/pt_{e,em} < 2$. Para la identificación del electrón dispersado también se requiere que la señal que éste deja en la parte electromagnética de los calorímetros sea suficientemente grande en comparación con la depositada en la parte hadrónica (recuérdese que la parte electromagnética es la primera que encuentran las partículas en su camino a través de los calorímetros, y únicamente los hadrones dejarán señales importantes en la parte hadrónica).
- $35 \text{ GeV} < E - p_z < 80 \text{ GeV}$. El balance de energía y momento no debe desviarse mucho de su valor nominal (55 GeV , ver la ecuación 4.6).
- $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 150 \text{ GeV}^2$. El límite inferior es para evitar eventos de fotoproducción y seleccionar DIS; el límite superior define a los eventos con Q^2 pequeña.

- $0.05 < y < 0.9$, rango que corresponde a la aceptación de H1 y a eventos en que la energía del electrón dispersado es la requerida aquí.
- Rechazo de eventos de muones cósmicos o muones del halo (muones que viajan paralelos al haz de protones), identificados por los algoritmos de búsqueda de background.

5.3. Reconstrucción de señales

Como se menciona en la sección 1.4, se estudia aquí la producción de mesones D^* mediante su decaimiento en el canal dorado (ecuación 1.10):

$$D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_s^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi_s^\pm,$$

en el cual los piones obtenidos tienen la misma carga eléctrica, que es opuesta a la del K , y además uno de los piones (π_s) es observado con un momento pequeño.

$D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^\pm$ es el principal canal de decaimiento del D^* , con una probabilidad de ocurrencia de $(67.7 \pm 0.5) \%$ [24]. Aunque el decaimiento posterior $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ tiene una probabilidad pequeña¹, de $(3.80 \pm 0.09) \%$, se elige este canal debido a las ventajas experimentales que presenta, pues en él todos los productos del decaimiento del D^* tienen carga eléctrica (son más fáciles de detectar) y se requiere una baja multiplicidad, de sólo tres hadrones (señales más limpias).

Para el estudio de este canal se emplea comúnmente el llamado método de la ΔM , o diferencia de masas [35], pues por las características del canal la diferencia

$$\Delta M = M_{D^{*\pm}} - M_{D^0} \quad (5.1)$$

puede resolverse mejor que las masas individuales por un factor de más de 20.

Se comienza formando tripletes de trayectorias cargadas, dos de ellas con el mismo signo y una con el signo contrario; en el proceso se forman y analizan todas las combinaciones posibles de tripletes de trayectorias, de entre aquellas obtenidas en cada interacción. Las 3 trayectorias en turno serán los candidatos a K , π y π_s , con las del mismo signo correspondiendo a los piones. El proceso de selección de candidatos se describe a continuación.

Primero se escogen dos trayectorias con cargas opuestas, se supone que corresponden a un kaón y un pión (no se realizan procesos de identificación de partículas) y se calcula la masa invariante del sistema formado por ambas, es decir, el candidato a D^0 ; si esta masa está aceptablemente cerca de la masa nominal del D^0 (1.8645 GeV), se elige a una tercera trayectoria, que debe tener una carga del mismo signo que el candidato a pión. A esta tercera trayectoria se le asigna la masa de un pión cargado (pues se supone que es el pión lento), de forma que el sistema formado por las tres será un candidato a D^* . Se calcula luego la diferencia entre las masas reconstruidas del D^* y la del D^0 ,

$$\Delta M = M(K^\mp \pi^\pm \pi_s^\pm) - M(K^\mp \pi^\pm),$$

y si esta diferencia no es mucho mayor que la masa nominal de un pión cargado (139.57 MeV), se acepta al sistema como candidato a D^* .

¹ $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^0$, por ejemplo, tiene una probabilidad de alrededor del 13%.

Variable		K	π	π_s
Long. trayectoria	>	18.9 cm	18.9 cm	10 cm
r_{inicio}	<	30 cm	30 cm	30 cm
Hits CJC1+2	>	10	10	10
$ dca $	<	1 cm	1 cm	1 cm
$ \Delta Z_0 = z_0 - z_{vtx} $	<	20 cm	20 cm	20 cm
$ dca \cdot \sin \theta $	<	0.5 cm	0.5 cm	0.7 cm
$ \Delta Z_0 \cdot \sin \theta $	<	18 cm	18 cm	18 cm
p_T	>	250 MeV	250 MeV	120 MeV

Tabla 5.2: Cortes en las trayectorias con que se reconstruyen los candidatos a D^* .

Finalmente, se grafica la distribución de las diferencias obtenidas. Los aciertos (verdaderos D^* encontrados) se distinguen del background combinatorio pues forman un pico en la posición de la diferencia esperada de 145.5 MeV ($M_{D^{*\pm}} - M_{D^0} = 2010 - 1864.5 \text{ MeV} = 145.5 \text{ MeV}$).

Para la estimación de background se utilizan tripletes con combinaciones con carga equivocada (*wrong charge combinations*), es decir, asignando cargas iguales a el kaón y el pión que formarían el D^0 y carga opuesta al pión lento. Se sigue el mismo proceso de selección y se obtienen las diferencias $M(K^\pm \pi^\pm \pi_s^\mp) - M(K^\pm \pi^\pm)$, con las cuales no se observa la señal en 145.5 MeV y se reproduce el background.

En la tabla 5.2 se muestran los criterios de selección para los candidatos a K , π y π_s en los tripletes utilizados. Los criterios se describen a continuación:

- La longitud de las trayectorias es la distancia radial entre el primer y el último hit encontrados en ambos CJC (1 y 2) para una trayectoria dada; se pide una longitud tal que permita una buena determinación de la misma y una extrapolación confiable a los demás componentes del sistema de trayectorias.
- Se requiere asimismo que el radio de inicio (posición radial del primer hit) de las trayectorias esté dentro del CJC1, de forma que se obtengan las trayectorias más largas posibles.
- Tener una buena cantidad de hits encontrados en ambos CJC también mejora la calidad de las trayectorias reconstruidas.
- Se pide que los orígenes de las trayectorias estén cercanos al vértice primario, permitiendo una cierta distancia pues las trayectorias consideradas provienen del decaimiento de un mesón D^* . La distancia de máximo acercamiento en el plano $r - \phi$, llamada *dca* (*distance of closest approach*), es la distancia más corta en ese plano obtenida extrapolando las trayectorias hacia el vértice primario. Entre menor sea $|dca|^{\text{II}}$, mejor es el ajuste de trayectorias al vértice. En la distancia en z entre una trayectoria y el vértice, ΔZ_0 , se permite una mayor latitud. También se incluyen cortes en estos parámetros corregidos con el ángulo polar de las trayectorias.

^{II}El signo de *dca* depende del ángulo entre la distancia perpendicular al vértice primario y el eje del jet.

- Las trayectorias deben tener un momento transversal (p_T) mayor que un valor mínimo para poder ser reconstruidas eficazmente y de acuerdo con el tipo de partícula y su energía esperada. Por lo tanto, el pión lento puede tener un momento transversal menor.

Con los tripletes seleccionados se reconstruye primero al candidato a D^0 , es decir, el sistema $K\pi$, el cual debe satisfacer los siguientes requisitos:

- El sistema debe llevar suficiente momento transversal: $p_{T,K} + p_{T,\pi} > 2 \text{ GeV}$.
- La masa del sistema debe estar dentro de una ventana de 70 MeV alrededor de la masa nominal del mesón D^0 , que es de 1.8645 GeV . Esto es, $|M_{K\pi} - 1.8645| < 0.07 \text{ GeV}$.

Si el candidato a D^0 fue aceptado, se forma el sistema $K\pi\pi_s$, el cual a su vez se acepta como candidato a D^* si cumple con los requisitos siguientes:

- Momento transversal $p_{T,D^*} > 1.5 \text{ GeV}$, donde $p_{T,D^*} = p_{T,K} + p_{T,\pi} + p_{T,\pi_s}$.
- Pseudo-rapidez^{III} con valores centrales: $|\eta_{D^*}| < 1.5$, es decir, se busca un D^* en la región central de H1.
- La diferencia entre las masas de los sistemas $K\pi\pi_s$ y $K\pi$ debe caer dentro de un intervalo cercano al valor esperado: $0.139 \text{ GeV} < M_{K\pi\pi_s} - M_{K\pi} < 0.165 \text{ GeV}$.

Para obtener la cantidad de mesones D^* se hace un ajuste de máxima verosimilitud a la distribución de valores de ΔM . La función de ajuste utilizada es una suma de una gaussiana para la señal más una función de background:

$$f(\Delta M) = \frac{N_{sig}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\Delta M - \mu}{\sigma}\right)^2\right] + a \cdot (\Delta M - M_\pi)^b, \quad (5.2)$$

donde N_{sig} es la normalización de la gaussiana, que es igual a la cantidad de mesones D^* (señal) y cuya posición media es μ , con un ancho σ ; a y b son los parámetros de la función de background y M_π es la masa nominal de un pión cargado (139.57 MeV). En los ajustes aquí realizados, N_{sig} , μ , σ , a y b se dejaron como parámetros libres.

En la figura 5.1 se muestran las distribuciones de ΔM obtenidas con los datos (puntos en la gráfica), junto con los resultados de los ajustes (línea continua), para todos los años considerados. También se incluyen los backgrounds obtenidos con las combinaciones de carga equivocada; las cantidades de background mostradas (bg) son los totales de entradas en los histogramas sombreados.

Para estudiar los mesones D^* en la señal, es decir, los que están en el área del pico gaussiano, se debe seleccionar a los candidatos que están en esa región de ΔM y distinguirlos de los que también están en esa región y que corresponden a la distribución de background. Para ello se sigue el procedimiento siguiente: con los valores obtenidos en los ajustes se define una región de dos sigmas a cada lado de la posición media (en ΔM) del pico de la señal y a continuación se selecciona a los

^{III}Para un objeto detectado con un ángulo polar θ , se define su pseudo-rapidez como $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$. Objetos cercanos a los haces tienen valores de η muy grandes ($\pm\infty$ en los casos extremos) y objetos centrales tienen valores cercanos a cero.

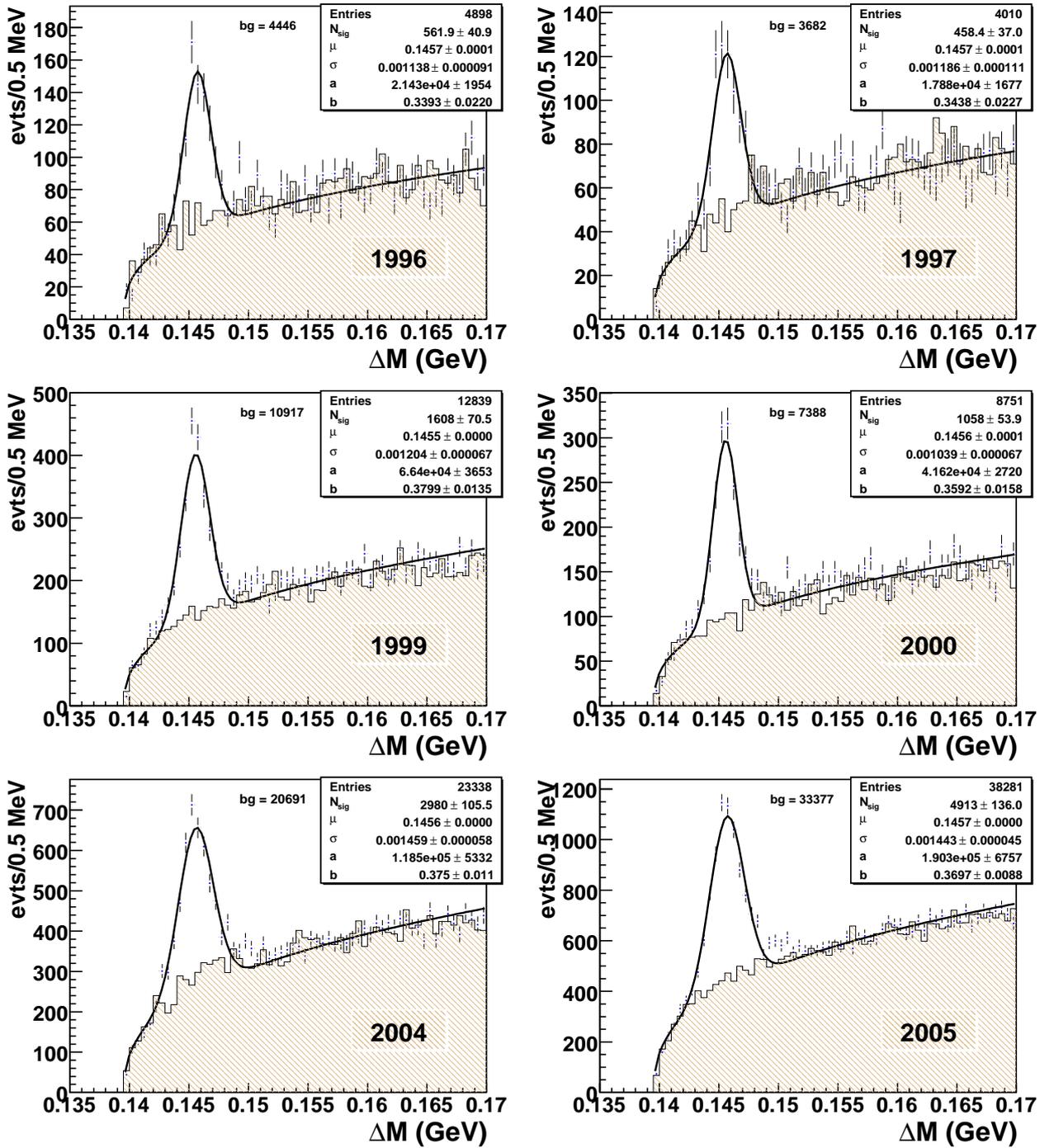


Figura 5.1: Distribución, en eventos con Q^2 pequeñas, de ΔM para datos (puntos) de HERA1 y HERA2 en bins de 0.5 MeV, con los resultados de los ajustes (línea continua), cuyos parámetros son los mostrados en la ecuación 5.2. Se muestra asimismo el background (cantidad bg, área sombreada).

candidatos encontrados en ambas distribuciones, de D^* con carga correcta y con carga equivocada, que se encuentran dentro de la región de ΔM así definida. Comparando las características de los candidatos provenientes de ambas distribuciones, es posible conocer las diferencias y similitudes entre la señal y el background.

En las figuras 5.2 y 5.3 se muestran las distribuciones del momento transversal (p_T) y pseudo-rapidez (η) para los candidatos a D^* encontrados en cada año (cruces) y los candidatos de la distribución de background (círculos), ambos encontrados en la región mencionada, para cada año. Para comparar las distribuciones, las de background fueron normalizadas año por año a la cantidad de eventos en las distribuciones de carga correcta correspondientes al mismo año (en otras palabras, las distribuciones de carga correcta, tal como se obtuvieron, se tomaron como la “unidad”, respecto a la cual se hizo la normalización del background). Puede observarse que los candidatos a D^* provenientes del background tienen una distribución de p_T que cae más rápidamente que la de la señal, a la vez que presentan una pseudo-rapidez tendiente a valores algo mayores en el lado positivo, es decir, se encuentran en direcciones más delanteras que la señal (esto es, menos alejados de la dirección original del protón).

5.4. Eventos con Q^2 grandes

La principal dificultad de un análisis a valores altos de Q^2 es que la sección transversal decae como $1/Q^4$ (ver la ecuación 1.6), por lo que la cantidad de eventos disponibles se reduce en órdenes de magnitud en comparación con la cantidad encontrada a los valores de Q^2 considerados en las secciones anteriores. Se presentan en esta sección primeros resultados de un estudio a valores de $Q^2 > 120 \text{ GeV}^2$.

Para el análisis a valores grandes de Q^2 se estudió el mismo conjunto de datos que en el estudio de Q^2 pequeñas (sección 5.1), se siguió el mismo procedimiento (sección 5.3) y se utilizaron los mismos cortes (sección 5.2), a excepción de dos, el subtrigger requerido y el rango de valores de Q^2 ; los cortes correspondientes para Q^2 grandes son los siguientes:

- Se utilizan eventos seleccionados con el subtrigger ST67 o con el ST75, con los cuales el electrón dispersado se encuentra en el LAr. Para ambos triggers el factor de pre-escalamiento fue 1.00 durante todos los periodos incluidos.
- Se eligen eventos con valores reconstruidos de $Q^2 > 120 \text{ GeV}^2$.

Las distribuciones de ΔM obtenidas se muestran en la figura 5.4. Debido a las pequeñas cantidades de eventos obtenidos en cada año dentro de la región estudiada, para obtener la figura 5.4a) se agruparon los resultados de todos los años de HERA1 considerados en este estudio; similarmente, para la figura 5.4b) se agruparon los dos años de HERA2.

Se muestran también en la figura los resultados de los ajustes hechos con la misma función utilizada para Q^2 pequeñas (ecuación 5.2), pero ahora durante el ajuste se mantuvo fijo, en 145.5 MeV , el valor de la posición media de la gaussiana, pues el ajuste no tenía éxito al dejar esa variable como parámetro libre.

Aunque las cantidades de eventos obtenidos al agrupar los años son comparables a las de algunos de los años de HERA1, las señales no son visibles con claridad, lo que indica que los cortes utilizados

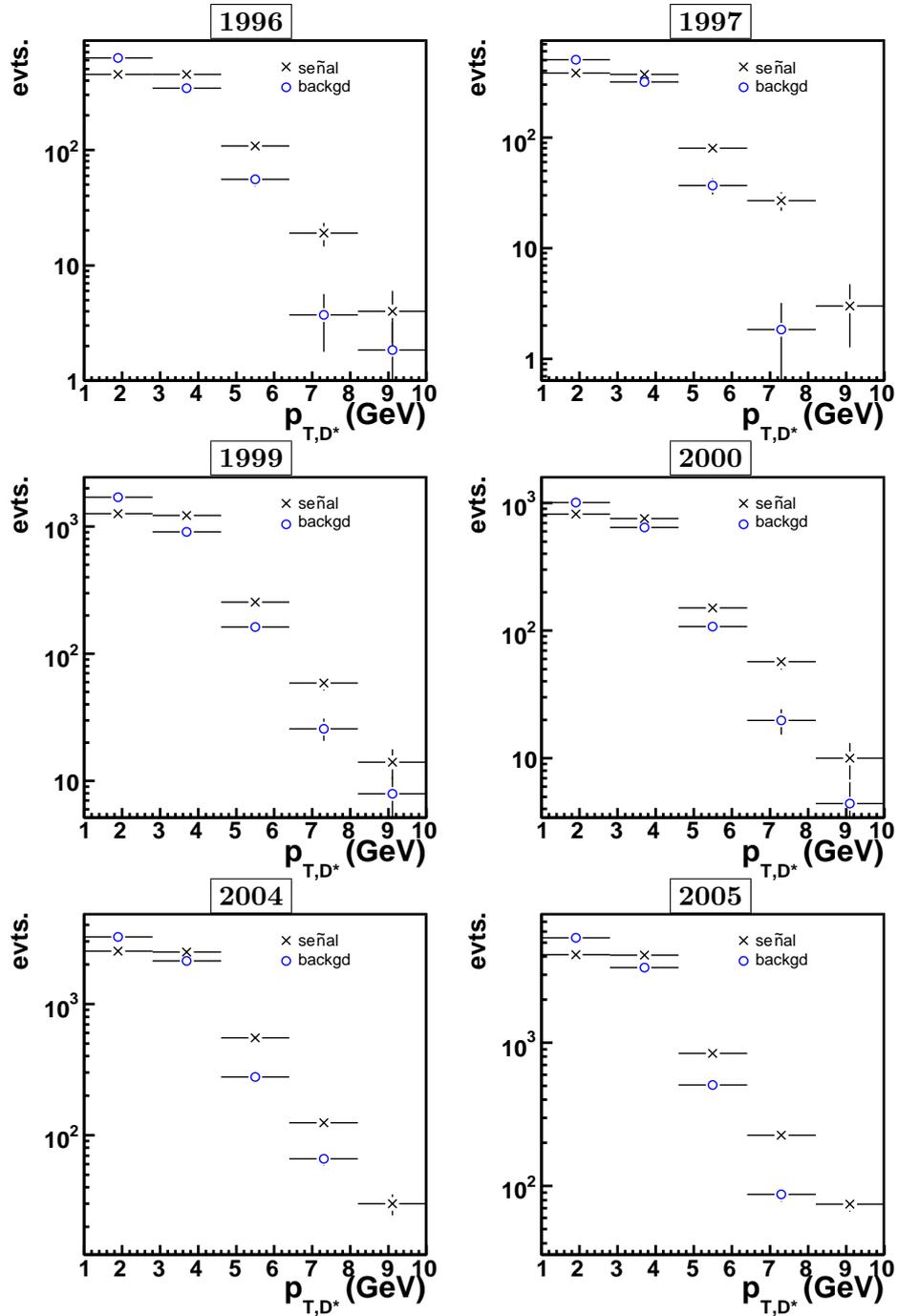


Figura 5.2: Distribución, en eventos con Q^2 pequeñas, del momento transversal p_T de los candidatos a D^* con carga correcta (cruces) y los candidatos de carga equivocada (círculos), en una región a dos sigmas a cada lado de las posiciones medias de ΔM obtenidas con los ajustes.

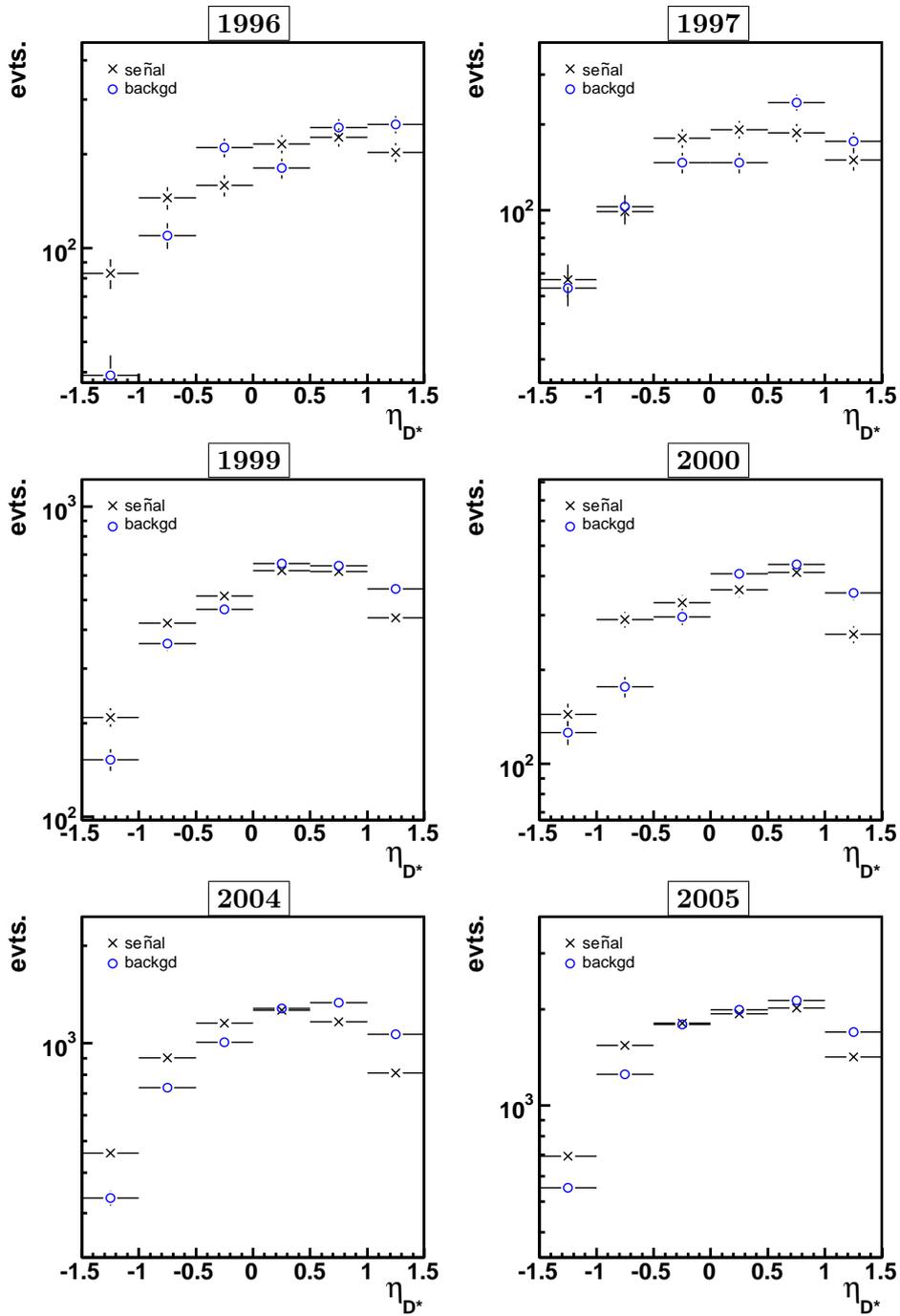


Figura 5.3: Distribución, en eventos con Q^2 pequeñas, de la pseudo-rapidez η de los candidatos a D^* con carga correcta (cruces) y los candidatos de carga equivocada (círculos), en una región a dos sigmas a cada lado de las posiciones medias de ΔM obtenidas con los ajustes.

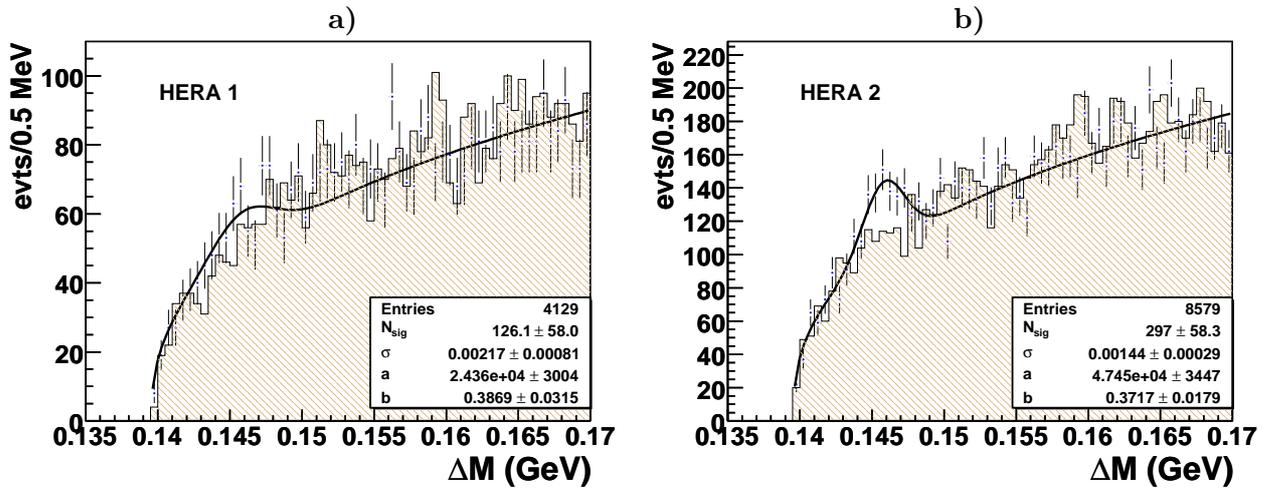


Figura 5.4: Distribución de ΔM para datos (puntos) con Q^2 grandes ($> 120 \text{ GeV}^2$) en a) HERA1 y b) HERA2 en bins de 0.5 MeV , con los resultados de los ajustes (línea continua), cuyos parámetros son los mostrados en la ecuación 5.2, excepto la posición media de la gaussiana, que aquí se fijó en 145.5 MeV . Se muestra asimismo el background (área sombreada).

en Q^2 pequeñas no son ideales para el caso de Q^2 grandes, por lo que se requieren estudios más detallados para la determinación de cortes adecuados. Otra posibilidad es considerar trayectorias en la región delantera de H1, es decir, expandir el rango de valores de η estudiados a valores positivos mayores, debido a que puede esperarse que más partículas salgan en esa dirección si Q^2 es grande.

La figura 5.5 muestra las distribuciones de momento transversal (p_T) y pseudo-rapidez (η) para los candidatos a D^* provenientes de las distribuciones de carga correcta (cruces) y de background (círculos) en la región de 2 sigmas definida como en la sección anterior. Puede verse que, aunque la señal es apenas distinguible del background, las contribuciones del background presentan una ligera diferencia, con características similares a la diferencia observada a Q^2 menores.

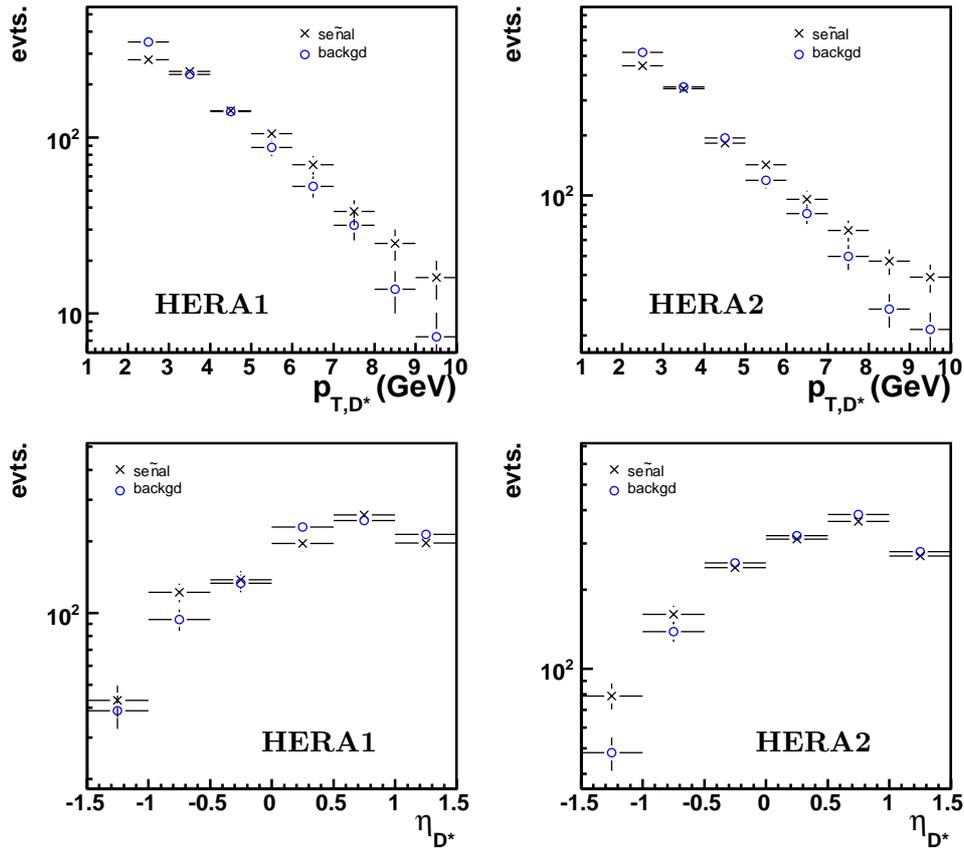


Figura 5.5: Distribuciones, para eventos con Q^2 grandes, del momento transversal p_T (arriba) y la pseudo-rapidez η (abajo), de los candidatos a D^* con carga correcta (cruces) y los candidatos de carga equivocada (círculos), en una región a dos sigmas a cada lado de las posiciones medias de ΔM obtenidas con los ajustes a datos de los años de HERA1 (izq.) y HERA2 (der.) en conjunto.

Capítulo 6

Conclusiones y trabajo futuro

Has aprendido algo. Eso siempre se siente al principio como si hubieras perdido algo.

- H. G. Wells

6.1. Resultados

En este documento se presentó un trabajo que abarca diversas facetas, que incluyen en general dos áreas: trabajo relacionado con la operación del hardware de H1 y un análisis de datos almacenados por H1. Esto es, se realizaron tareas que abarcan distintas etapas de un experimento como H1, desde la realización de los experimentos hasta el análisis de datos, pasando por la toma de datos y su reconstrucción, además del cuidado de los detalles de operación, control y mantenimiento del equipo de medición.

Las contribuciones técnicas al hardware de H1 abarcaron las acciones requeridas para la operación del detector central de silicio para trayectorias en H1, el CST, así como el desarrollo de herramientas de diagnóstico y control del mismo. Se desarrollaron herramientas que generan diversas gráficas representativas de la calidad de la operación y de los datos obtenidos por el CST, así como herramientas para auxiliar en la alineación (tanto interna como global) del detector de forma rápida, lo que permite realizar ajustes con mayor frecuencia.

Gracias a los resultados de estas contribuciones técnicas fue posible determinar la naturaleza de los problemas que afectaban al CST en el año 2004 y se obtuvo la autorización para que el mismo fuera extraído de H1 para su reparación. El CST fue reparado con éxito y reinsertado antes de la reanudación de operaciones de HERA a finales del mismo año.

El análisis de datos se realizó para interacciones leptón-protón en procesos de dispersión inelástica profunda (DIS) con corriente neutra, incluyendo datos tanto de HERA1 como de HERA2, abarcando los años de toma de datos 1996, 1997, 1999, 2000, 2004 y 2005, análisis en el cual se emplearon los ambientes H1PHAN para HERA1 y H1OO para HERA2. Se hizo un estudio de la producción de mesones D^* en HERA, reconstruyendo el canal de decaimiento $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_s^\pm \rightarrow K^\mp\pi^\pm\pi_s^\pm$ con el método de la diferencia de masas $\Delta M = M_{D^{*\pm}} - M_{D^0}$, para lo cual se dividieron los datos en dos regiones cinemáticas, una con valores de $1 < Q^2 < 150 \text{ GeV}^2$ y un primer estudio a $Q^2 > 120 \text{ GeV}^2$.

Año	Total de mesones D^*
1996	561.9 ± 40.9
1997	458.4 ± 37.0
1999	1608 ± 70.5
2000	1058 ± 53.9
2004	2980 ± 105.5
2005	4913 ± 136.0
Total	11579.3 ± 201.3

Tabla 6.1: Total de mesones D^* encontrados por año en la región de Q^2 pequeñas en H1, con datos de HERA1 y HERA2.

El estudio con datos de HERA1 a Q^2 pequeñas es un cross-check de análisis previos, hecho de manera independiente. El estudio con datos de HERA2 con Q^2 pequeñas no ha sido publicado en H1 y fue realizado de forma paralela e independiente de otros dos estudios similares actualmente en proceso de elaboración por otros dos estudiantes de la Colaboración. Finalmente, los estudios tanto de HERA1 como de HERA2 a Q^2 grandes son primeros intentos de estudios tampoco publicados hasta el momento en H1.

Los resultados del análisis a Q^2 pequeñas arrojaron las cantidades de mesones D^* indicadas en la tabla 6.1, para cada año analizado.

Del análisis a Q^2 grandes se obtuvieron las siguientes cantidades:

- HERA1: 126.1 ± 58.0 mesones D^* .
- HERA2: 297.0 ± 58.3 mesones D^* .

6.2. Trabajo futuro

El análisis de la producción de D^* con los datos de HERA2 es un trabajo aún no publicado en H1. En particular, el análisis a Q^2 pequeñas, como se ha mencionado, se encuentra en proceso de elaboración actualmente por otros 2 estudiantes de H1, por lo que los 3 estudios pueden ser combinados o complementados entre sí para una publicación en el mediano plazo.

La ampliación del estudio a valores altos de Q^2 es de especial interés. Por un lado, porque no se tienen hasta el momento estudios de este tipo en H1 y, por otro lado, como un seguimiento a mi trabajo de tesis de maestría, tocante a la teoría de el charm intrínseco (IC) en el protón. De acuerdo con esta teoría, en el protón se encuentra un componente no despreciable de charm; específicamente, se trata de una pareja charm-anticharm, es decir, el protón se describe como un estado

$$p = \alpha|uud\rangle + \beta|uudc\bar{c}\rangle, \quad (6.1)$$

donde la probabilidad $|\beta|^2$ de encontrar el estado con charm es pequeña (del orden de 1%) pero no despreciable. En mi trabajo de tesis de maestría se encontró que las contribuciones del IC podrían ser

visibles por medio de los mesones D^* a valores grandes de Q^2 y x , principalmente por la presencia de un exceso de estos mesones respecto a los valores predichos en QCD para un protón sin IC.

Puede verse en las gráficas de la figura 5.4 que es necesario mejorar los cortes para el rechazo de background, de forma que se puedan obtener señales más limpias que permitan estudios como el ya mencionado de charm intrínseco o para algunos otros de interés actual, como el estudio de posibles señales de pentaquarks. Los estudios a Q^2 grandes también se verán beneficiados con un aumento en la estadística, que puede lograrse juntando los datos de HERA1 y HERA2 (esto fue intentado durante la realización del análisis aquí presentado, pero no se obtuvieron buenos resultados, debido a que las señales no son lo suficientemente claras, principalmente por los datos de HERA1, lo que refuerza la necesidad de mejorar las selecciones aplicadas). Además, la inclusión de los datos tomados por H1 en sus últimos dos años de operación, 2006 y 2007, se espera supondrá más de 100 pb^{-1} adicionales de luminosidad disponible para análisis. Con esto, el análisis podrá completarse con estudios de las eficiencias para obtener secciones transversales en la región de Q^2 grandes.

En cuanto al trabajo técnico, gracias a las contribuciones hechas a H1 a través del CST, se obtuvo la invitación a participar en la Colaboración, sugiriéndose la idea de solicitar la realización de un post-doctorado en DESY, con la posibilidad de continuar contribuyendo con el CST o con alguno de los otros dos detectores de silicio, especialmente el FST, que podría tener mayor utilidad para el análisis de D^* a Q^2 grandes. Independientemente, la experiencia adquirida tanto con la operación y control como con los métodos de adquisición y reconstrucción de información del detector es aplicable a otros detectores de silicio, los cuales tienen usos en otras áreas (por ejemplo, en el área de física médica existen grupos de trabajo mexicanos que desarrollan aplicaciones de detectores de silicio para la obtención de imágenes digitales).

Apéndice A

Lista de publicaciones

Soy coautor de las siguientes publicaciones, hasta el momento de escribir esta tesis. Las primeras tres listadas están directa y vitalmente relacionadas con el CST, como se describe en la sección 3.3 de esta tesis, por lo que aprovechan los resultados de las herramientas descritas en el mismo capítulo.

- *Measurement of $F_2^{c\bar{c}}$ and $F_2^{b\bar{b}}$ at High Q^2 using the H1 Vertex Detector at HERA*; Eur. Phys. J. C40:349-359, 2005.
- *Measurement of Beauty Production at HERA Using Events with Muons and Jets*; Eur. Phys. J. C41:453-467, 2005.
- *Measurement of $F_2^{c\bar{c}}$ and $F_2^{b\bar{b}}$ at low Q^2 and x using the H1 vertex detector at HERA*; Eur. Phys. J. C45:23-33, 2006.
- *A direct search for stable magnetic monopoles induced in positron-proton collisions at HERA*; Eur. Phys. J. C41:133-141, 2005.
- *Measurement of dijet cross sections in ep interactions with a leading neutron at HERA*; Eur. Phys. J. C41:273-286, 2005
- *Measurement of charm and beauty photoproduction at HERA using $D^*\mu$ correlations*; Phys. Lett. B621:56-71, 2005
- *Measurement of deeply virtual Compton scattering at HERA*; Eur. Phys. J. C44:1-11, 2005
- *Search for leptoquark bosons in ep collisions at HERA*; Phys. Lett. B629:9-19, 2005
- *A determination of electroweak parameters at HERA*; Phys. Lett. B632:35-42, 2006
- *Forward jet production in deep inelastic scattering at HERA*; Eur. Phys. J. C46:27-42, 2006
- *Measurement of event shape variables in deep-inelastic scattering at HERA*; Eur. Phys. J. C46:343-356, 2006
- *First measurement of charged current cross sections at HERA with longitudinally polarised positrons*; Phys. Lett. B634:173-179, 2006

Bibliografía

- [1] F. Halzen and A.D. Martin. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley and Sons, 1984.
- [2] S.L. Glashow. *Partial symmetries of weak interactions*, Nucl.Phys. 22:579, 1961.
- [3] S.Weinberg. *A model of leptons*, Phys. Rev. Lett. 19:1264, 1967.
- [4] A. Salam and J.C. Ward. *Electromagnetic and weak interactions*, Phys. Lett. 13:168–171, 1964.
- [5] David J. Gross and Frank Wilczek. *Asymptotically Free Gauge Theories. I*, Phys. Rev. D8:3633–3652, 1973.
- [6] H. David Politzer. *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?*, Phys. Rev. Lett. 30:1343–1349, 1973.
- [7] T. Nakano et al. (LEPS Collaboration). *Evidence for a Narrow $S = +1$ Baryon Resonance in Photoproduction from the Neutron*, Phys. Rev. Lett. 91:012002, 2003.
- [8] C. Alt et al. (NA49 Collaboration). *Evidence for an Exotic $S = -2$, $Q = -2$ Baryon Resonance in Proton-Proton Collisions at the CERN SPS*, Phys. Rev. Lett. 92:042003, 2004.
- [9] A. Aktas et al. (H1 Collaboration). *Evidence for a Narrow Anti-Charmed Baryon State*, Phys. Lett. B588:17, 2004.
- [10] R.P. Feynman. *Very High-Energy Collisions of Hadrons*, Phys. Rev. Lett. 23:1415–1417, 1969.
- [11] J.D. Bjorken and E.A. Paschos. *Inelastic Electron-Proton and γ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon*, Phys. Rev. 185:1975–1982, 1969.
- [12] J.D. Bjorken. *Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum*, Phys. Rev. 179:1547–1553, 1969.
- [13] J.D. Bjorken and E.A. Paschos. *High-Energy Inelastic Neutrino-Nucleon Interactions*, Phys. Rev. D1:3151–3160, 1970.
- [14] C.G. Callan and D.J. Gross. *High-energy electroproduction and the constitution of the electric current*, Phys. Rev. Letters 22:23, 1969.

-
- [15] V.N. Gribov and L.N. Lipatov. *Deep Inelastic E P Scattering in Perturbation Theory*, Yad. Fiz. 15:781, 1972.
- [16] Y.L. Dokshitzer. *Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and $e^+ e^-$ annihilation by perturbation theory in Quantum Chromodynamics*, Sov. Phys. JETP 46:641, 1977.
- [17] G. Altarelli and G. Parisi. *Asymptotic freedom in parton language*, Nucl. Physics B126:298, 1977.
- [18] S. J. Brodsky, P. Hoyer, C. Peterson, and N. Sakai. *The intrinsic charm of the proton*, Phys. Lett. B93:451–455, 1980.
- [19] S. J. Brodsky, C. Peterson, and N. Sakai. *Intrinsic heavy-quark states*, Phys. Rev. D23:2745, 1981.
- [20] S. Aid et al. (H1 Collaboration). *Photoproduction of D^* mesons in electron-proton collisions at HERA*, Nucl. Phys. B472:32, 1996.
- [21] J. Aubert et al. (EMC Collaboration). *Production of charmed particles in 250 GeV μ^+ -iron interactions*, Nucl. Phys. B213:31–64, 1983.
- [22] C. Adloff et al. (H1 Collaboration). *Inclusive D^0 and D^\pm production in deep-inelastic ep scattering at HERA*, Z. Phys. C72:593, 1996.
- [23] J. Breitweg et al. (ZEUS Collaboration). *D^* production in deep inelastic scattering at HERA*, Phys. Lett. B407:402–418, 1997.
- [24] Particle Data Group. Particle Physics Booklet. AIP, Julio 2002.
- [25] <http://www-h1.desy.de>.
- [26] <http://www-zeus.desy.de>.
- [27] <http://www-hermes.desy.de>.
- [28] <http://www-hera-b.desy.de>.
- [29] I. Abt et al. *The H1 detector at HERA*, Nuclear Instrum. Meth. A386:310–347, 1997.
- [30] H1-SPACAL group (T. Nicholls et al.). *Performance of an electromagnetic lead/scintillating-fibre calorimeter for the H1 detector*, Nuclear Inst. and Meth. A374:149, 1996.
- [31] D. Pitzl et al. *The H1 Silicon Vertex Detector*, Nuclear Instrum. Meth. A454:334–349, 2000.
- [32] Jochen Bürger et al. *Online Readout and Control Unit for High-speed / High Resolution Readout of Silicon Tracking Detectors.*, Nuclear Instrum. Meth. A386:269–279, 1997.
- [33] U. Bassler and G. Bernardi. *On the kinematic reconstruction of deep inelastic scattering at HERA: The Sigma method*, Nucl. Instrum. Meth. A361:197, 1995.

[34] <http://public.web.cern.ch/public/welcome.html>.

[35] G. Feldman et al. *Observation of the Decay $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$* , Phys. Rev. Lett. 38:1313, 1977.