



Universidad Técnica Federico Santa María.
Departamento de Física.

Contribución del pre-hadrón al pt-broadening

Bárbara Francisca Rath Ríos

Profesor guía: Benjamin Guiot

Tesina para optar al grado de licenciada en ciencias mención física de la
Universidad Técnica Federico Santa María

Marzo, 2023

TÍTULO DE LA TESIS:

CONTRIBUCIÓN DEL PRE-HADRÓN AL PT-BROADENING

AUTOR:

BÁRBARA FRANCISCA RATH RÍOS

Tesina para optar al grado de licenciada en ciencias mención
física de la Universidad Técnica Federico Santa María

COMISIÓN EXAMINADORA:

Benjamin Guiot (USM)

Taisiya Mineeva (USM)

William Brooks (USM)

24 de abril de 2023

Agradecimientos

- A mis papás
- Por haberme brindado siempre lo mejor y estar siempre disponibles, por fomentar todos mis sueños por muy locos que fueran, y motivarme siempre a soñar más allá. A mi mamá, Lorena Ríos, por hacerme sentir comprendida, escuchada y apoyada en todo momento. A mi papá, Christian Rath, por hacerme reír (a veces), y por volverme indirectamente más fuerte e independiente.
- A mi hermana Javiera
- Por ser mi mejor amiga y confidente, por apoyarme incluso en las malas decisiones con una risa, y estar siempre ahí para mí para escuchar mil y un veces los mismos problemas y cuestionamientos.
- A Fernando Álvarez Asencio
- Por ser mucho más que un compañero y un mejor amigo, por apoyarme incluso en mis peores momentos y no irse, por hacerme siempre reír y por motivarme a ser una mejor persona día a día.
- Au professeur Benjamin Guiot
- Por haberse arriesgado en aceptarme como su primera alumna de tesis, y por haberme apoyado en realmente todo el proceso de tesis de principio a fin. No tengo palabras para expresar la gratitud que siento por su enorme compromiso hacia mi trabajo.
- A mi tía y mis primas
- Por haberme recibido en momentos difíciles y estar siempre ahí para mí.
- A mis amigos
- A mis mejores amigas, Tamara y Antonieta, por escucharme siempre y estar ahí, a mis mejores amigos, Diego, Jorge, Benjamín, Fernando, Carlos, Cristóbal, Sergio y Martín, por haberme ayudado y soportado todos estos años con mis dudas, y por hacerme reír con sus chistes y comentarios.
- A la comisión examinadora
- A William Brooks y Taisiya Mineeva, por haber aceptado ser parte de mi comisión examinadora.
- A mi abuelo Harry Ríos
- Aunque jamás lo conocí, siempre ha sido una inspiración para mí, y sé que estaría muy orgulloso de mí.

Resumen

Las colisiones leptón-núcleo permiten el estudio del desarrollo espacio-temporal de la hadronización, es decir, el proceso de transformación de un quark en hadrón. Uno de los principales observables es el pt-broadening: momentum transversal del hadrón generado por la presencia de medio nuclear. No obstante, las mediciones efectuadas por las colaboraciones CLAS y HERMES muestran comportamientos muy diferentes, y los cálculos actuales, basados en el pt-broadening del quark, no son capaces de describir los datos de CLAS. En esta tesina se propone un nuevo efecto físico: el pt-broadening del (pre)hadrón, el cual, sumado a la contribución del quark, permite describir a la vez los datos de HERMES y de CLAS.

Glosario

- Δpt_q^2 : pt-broadening del quark
- Δpt_h^2 : pt-broadening del (pre)hadrón
- r_h : talla del hadrón.
- r_{ph} : talla del prehadrón

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Interacción fuerte	1
1.1.1. Las cuatro interacciones fundamentales	1
1.1.2. Contexto histórico sobre la interacción fuerte	1
2. Modelos y teoría de la interacción fuerte	2
2.1. Modelos pre QCD	2
2.1.1. Eightfold-way	2
2.1.2. Modelo para quarks	3
2.2. Deep inelastic scattering	5
2.3. Modelo de partones	6
2.4. QCD: la teoría actual	6
3. SIDIS: Semi-inclusive deep inelastic scattering	7
3.1. SIDIS sobre protón y variables cinemáticas	7
3.1.1. Diagrama de Feynman y reacción	7
3.1.2. Variables cinemáticas	7
3.2. SIDIS sobre núcleo	8
3.3. Experimentos en laboratorio	10
3.3.1. Experimentos del JLab	10
3.3.2. Experiencias del DESY	10
3.3.3. Rendimiento cinemático de HERMES y CLAS	11
4. Estado del arte y relevancia del proyecto	12
4.1. Observables experimentales	12
4.1.1. pt-broadening	12
4.1.2. Multiplicity ratio hadrónico	12
4.2. Discusión sobre la estimación del color lifetime de quarks energéticos	12
4.2.1. Implicancia de los resultados obtenidos	14
4.3. Discusión sobre el desarrollo espacio-temporal de la hadronización en el medio	14
4.3.1. Ecuaciones para Δp_t^2 del quark con ρ no constante	14
4.3.2. pt-broadening del quark como contribución	15
4.4. La problemática de los resultados obtenidos de Δp_t^2 en función de z_h de HERMES v/s CLAS	15
5. Introducción al proyecto	17
5.1. Objetivos	17
5.1.1. Objetivo general	17
5.1.2. Objetivos específicos	17
5.2. Ecuaciones implementadas en el modelo teórico del pt-broadening (pre)hadrónico	17
5.2.1. pt-broadening prehadrónico	17
5.2.2. L_p y formation time	17

6. Resultados y discusiones	19
6.1. Resultados de la contribución del (pre)hadrón al pt-broadening total para CLAS	19
6.1.1. Detalle de la contribución del quark y del (pre)hadrón	19
6.1.2. pt-broadening total considerando ambas contribuciones	20
6.2. Resultados de la contribución del (pre)hadrón al pt-broadening total para HERMES	21
6.3. Discusión sobre L_p y proyecciones	22
6.3.1. Proyecciones sobre futuros estudios de L_p	22
6.3.2. Proyecciones sobre posibles futuros estudios de una tercera contribución al pt-broadening total	23
7. Conclusión	24
Bibliografía	25

Introducción

1.1. Interacción fuerte

1.1.1. Las cuatro interacciones fundamentales

La naturaleza puede ser descrita por cuatro fuerzas llamadas fundamentales: la fuerza fuerte, la electromagnética, la débil y la gravitacional. Si bien a cada una de estas fuerzas se le relaciona con una teoría y con una partícula mediadora como se resume en la tabla a continuación, en nuestro caso, nos abocaremos al caso de la fuerza fuerte.

CUADRO 1.1: *Los cuatro tipos de interacciones*

Tipo de interacción	Fuerza [N] ¹	Teoría	Partícula mediadora
Fuerte	60	Cromodinámica	Gluón
Electromagnética	1	Electrodinámica	Fotón
Débil	10 ⁻⁴	Flavordinámica	W y Z
Gravitacional	10 ⁻⁴¹	Geometrodinámica	Gravitón

En cuanto a la interacción fuerte, como bien lo dice su nombre y como se puede apreciar en la tabla resumen adjunta, es la mayor fuerza existente en todo el universo, puesto que es la encargada de mantener unidos a los nucleones (protones y neutrones) del núcleo atómico. No obstante, esta interacción es de corto alcance, ya que, a diferencia de la fuerza gravitacional o la interacción electromagnética (cuyo alcance es estrictamente infinito), los efectos de la interacción fuerte solo son apreciables como máximo a distancias no mayores al orden de los 10⁻¹⁵ metros (femtómetros).

Cabe recalcar que esta interacción es observable en dos rangos: a mayor escala (más de 0,8 fm) es la fuerza que mantiene unidos los nucleones del núcleo atómico como bien se mencionó anteriormente, mientras que, a escala más pequeña (menor a 0,8 fm) es la fuerza que mantiene unidos a los quarks para formar nucleones y hadrones.

1.1.2. Contexto histórico sobre la interacción fuerte

Hoy en día es sabido que el protón tiene carga eléctrica positiva, y el neutrón neutra, pero, si bien esto era sabido en el pasado, hasta antes de la década de 1970, se creía que tanto el protón como el neutrón eran partículas fundamentales. No obstante, lo que aún no lograba explicarse era cómo podían estas partículas mantenerse unidas en el núcleo atómico, ya que, al haber solo cargas positivas y neutras, las cargas positivas deberían repelerse entre sí: se necesitaban nuevas explicaciones para este fenómeno. Fue así entonces cómo se postuló la interacción fuerte: una fuerza tan fuerte que puede mantener los nucleones del núcleo atómico unidos pese a la repulsión de los protones entre sí. Además, se descubrió que los nucleones estaban compuestos por otras partículas llamadas quarks, considerados como fermiones. Estos fermiones, además de portar una carga eléctrica, según la cromodinámica cuántica portan una carga de color, el cual no tiene relación con el color visible. A diferencia de otras partículas, los quarks tienen la peculiaridad de ser las únicas partículas en ser sometidas a los cuatro tipos de interacciones, y, similarmente al electromagnetismo, las partículas de carga de color interactúan fuertemente. Usualmente la unión de los nucleones del núcleo es un efecto secundario de la interacción fuerte.

¹Intensidad de la fuerza para dos quarks si están a 3×10^{-17} [m].

Modelos y teoría de la interacción fuerte

2.1. Modelos pre QCD

2.1.1. Eightfold-way

¿Qué son los hadrones?

A lo largo de nuestro estudio, los hadrones serán nuestro tema central, por lo que, es conveniente saber lo que son. En efecto, los hadrones son una familia de partículas subatómicas que son afectadas por la interacción fuerte, y se dividen en dos grupos: los bariones y los mesones, partículas compuestas por tres quarks y un par quark-antiquark respectivamente.

En un momento dado, se comenzaron a detectar más hadrones de lo esperado, por lo que, a los físicos de aquella época les nació la inquietud de buscar una forma de ordenar todos los hadrones que se iban descubriendo. De este modo, en 1961, el físico estadounidense Murray Gell-Mann introdujo un modelo que denominó Eightfold-way, siendo esta idea propuesta de manera independiente en el mismo año por el físico israelí Yuval Ne'eman. El Eightfold-way es un modelo organizativo para bariones y mesones. En el caso de los bariones, son los ocho más livianos los que son organizados en el Eightfold-way para bariones, tal y como se aprecia a continuación[1]:

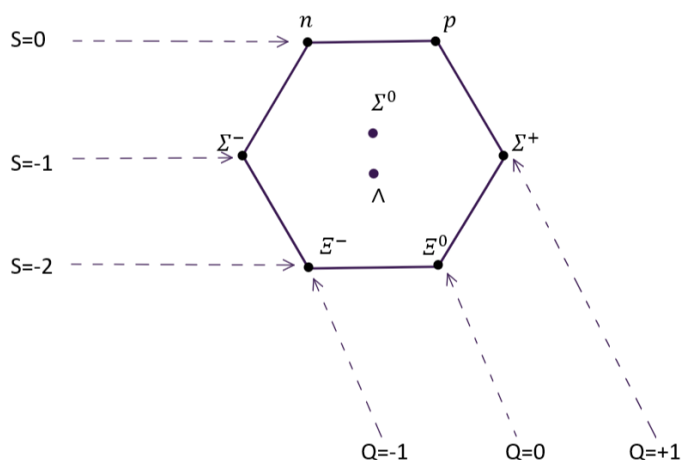


FIGURA 2.1: Octeto bariónico

En el caso del modelo de ordenamiento para los ocho bariones más ligeros, se realiza en forma de hexágono, y se denomina octeto bariónico. La forma de leer el esquema anterior es la siguiente [1]:

- En una misma diagonal se encuentran los bariones que comparten carga Q (en unidades de la carga del protón):
 - $Q=+1$ para el protón y Σ^+
 - $Q=0$ para el neutrón, para Λ , Σ^0 y Ξ^0

- $Q=-1$ para Σ^- y Ξ^-
- En una misma línea horizontal se encuentran los bariones que comparten la rareza S :
 - $S=0$ para el protón y el neutrón
 - $S=-1$ para Σ^- y Σ^0
 - $S=-2$ para los dos bariones Ξ

Para el caso del ordenamiento de los ocho mesones más livianos, también se ordenan dentro de un hexágono, y se le denomina octeto mesónico.

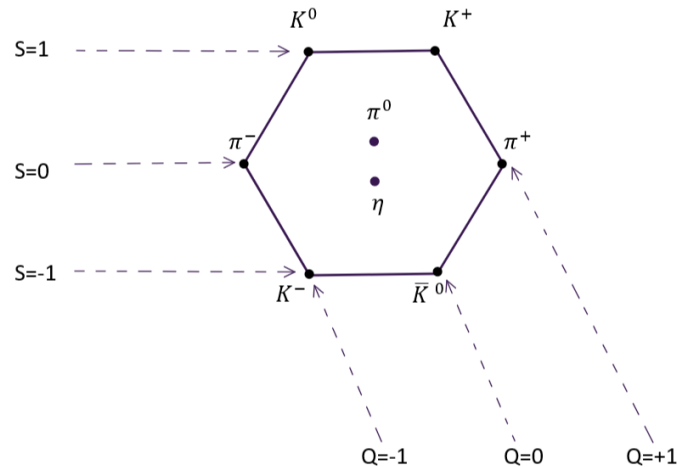


FIGURA 2.2: Octeto mesónico

El octeto mesónico sigue las mismas reglas que el bariónico: los mesones de las diagonales comparten la misma carga Q , mientras que los mesones de una misma línea comparten la rareza S .

No obstante, los hexágonos no son la única forma de ordenar los mesones y bariones, por ejemplo, existe también el denominado decuplete bariónico, en donde, en un triángulo invertido, están ordenados los diez bariones más pesados -de hecho, se suele hablar más del decuplete que del octeto bariónico, puesto que no resulta muy evidente cómo formar ocho tipos de hadrones diferentes combinando tres quarks. Cada vez que un nuevo hadrón es descubierto, encuentra su lugar en los denominados supermúltiplos del Eightfold-way. Por otro lado, cabe recalcar que este modelo organizativo de hadrones no es exclusivo para bariones y mesones, ya que además existe tanto un octeto como decuplete antibariónico, con las cargas y rareza opuesta. Sin embargo, no es el caso de los mesones, ya que sus antipartículas se encuentran en el mismo supermúltiplo que sus respectivas partículas, en una posición diametralmente opuesta (π^+/π^- , K^+/K^- y K^0/\bar{K}^0), a excepción de π^0 y η , ya que ellas mismas son sus propias antipartículas.

Así, el modelo organizativo del Eightfold way para hadrones es importante, ya que condujo al desarrollo del modelo de quarks.

2.1.2. Modelo para quarks

En 1964, de forma independiente, Murray Gell-Mann junto con otro físico estadounidense, George Zweig, propusieron que todos los hadrones están en realidad compuestos por otros elementos constituyentes, a los cuales Gell-Mann denominó quarks, aunque Zweig los haya denominado aces en un comienzo. En la actualidad se conocen seis tipos (sabores) de quarks: up (up), down (d), strange (s), charm (c), bottom/beauty (b) y top/truth (t), en donde el quark down como el up se consideran los más estables. Se estableció entonces que los bariones están compuestos por tres quarks, mientras que los mesones están compuestos por un par quark/antiquark.

Los tres sabores de quarks más livianos se encuentran ordenados según el método de organización Eightfold-Way, solo que, a diferencia de la organización para bariones y mesones, los quarks up, down y strange se ordenan en una figura triangular, como se muestra a continuación:

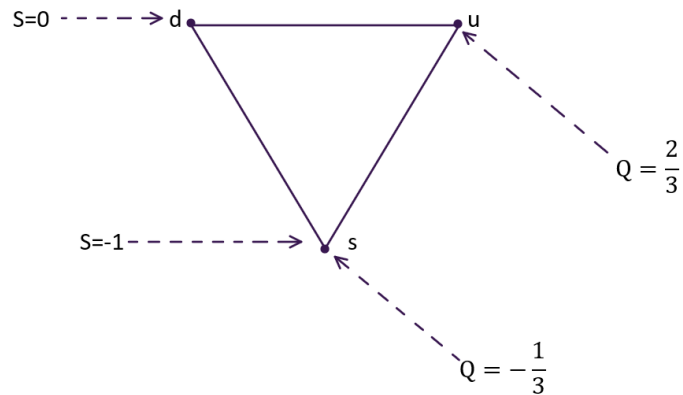


FIGURA 2.3: Patrón triangular Eightfold-way para quarks

De este modo, el quark s tiene carga $-\frac{1}{3}$ y rareza $s=-1$, mientras que el quark d y u comparten su rareza $s=0$, difieren en la carga.

Existe también una organización eightfold-way para los antiquarks:

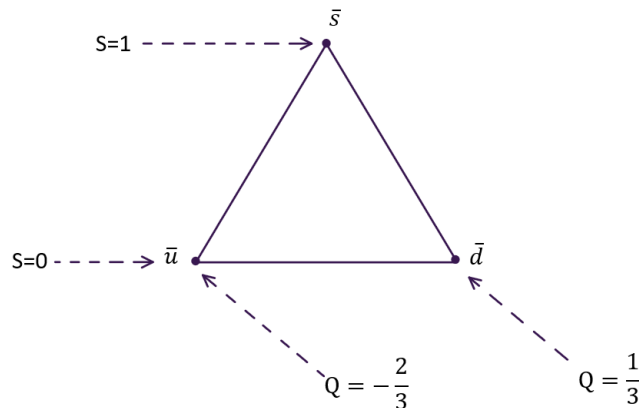


FIGURA 2.4: Patrón triangular Eightfold-way para antiquarks

Así, podemos notar que en el caso de los antiquarks, tienen exactamente tanto la carga como la rareza opuesta a sus respectivos quarks.

Otra cosa que se debe tener en consideración para el modelo de los quarks (y, por ende, antiquarks), son las dos reglas de composición (en este caso las escribiremos como tres para mayor orden), las cuales establecen lo siguiente:

1. Cada barión está compuesto por tres quarks.
2. Cada antibarión está compuesto por tres antiquarks.
3. Cada mesón está compuesto por un quark y un antiquark.

Color y confinamiento

Si bien en principio se puede construir una gran cantidad de partículas distintas sólo con tres sabores de quarks, debemos tener en consideración que este modelo debe obedecer al principio de exclusión de Pauli: dos fermiones no pueden poseer el mismo estado. Por ejemplo, el barión Δ^{++} tiene composición uuu , lo cual parece no obedecer al principio de exclusión, ya que hay dos de los quarks u que comparten el mismo espín (up o down) [1]. En base a esto, fue que en 1964 el físico estadounidense Oscar Wallace Greenberg estableció que los quarks no solo se diferenciaban por sabor, sino que además por su carga de color (rojo, azul y verde), de este modo, un quark u de color azul no es lo mismo que un quark u de color rojo o verde. A su vez, lo curioso de haber establecido la regla de la carga de color es que se resolvió otra preocupación que tenían los físicos de partículas: el por qué no es posible observar un quark aislado en la naturaleza, fenómeno al cual se le denominó confinamiento de color. En efecto, estas partículas no pueden estar aisladas, ya que están “obligadas” a juntarse con otras partículas de tal manera que la combinación formada sea blanca (singlete del grupo $SU(3)$ color), lo cual vuelve posible la existencia de mesones y bariones, pero no la de un diquark, ya que no es posible crear una partícula blanca con dos quarks.

2.2. Deep inelastic scattering

Antes de que se tuviera conocimiento acerca de la carga de color, existía la gran interrogante de cuál era el mecanismo responsable del confinamiento de los quarks, lo cual llevó a los físicos de partículas de aquella época a explorar el interior del protón de la misma forma en la que Rutherford exploró el átomo y terminó descubriendo el núcleo atómico. Estos experimentos se llevaron a cabo tanto con electrones de altas energías (hacia finales de 1960 en el Stanford Linear Accelerator Center) como con haces de neutrinos (comienzos de 1970 en el CERN). Estos experimentos se denominan deep inelastic scattering (DIS): se trata de una experiencia de scattering inelástico para analizar el interior de hadrones mediante bombardeo de electrones, neutrinos y muones. Este scattering se denomina “profundo” ya que a altas energías la longitud de onda asociada al electrón es pequeña en relación al tamaño del protón bombardeado (lo cual permite investigar su estructura) e “inelástico” puesto que el protón es destruido producto de la colisión.

La dispersión DIS $e^-(l) + p^+ \rightarrow e^-(l') + X$ se puede resumir con el siguiente diagrama de Feynman:

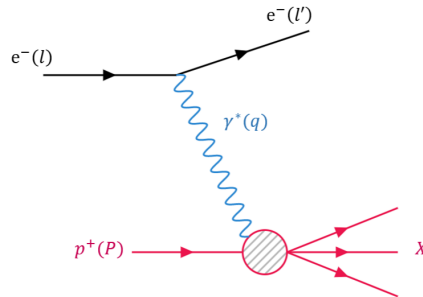


FIGURA 2.5: Diagrama de Feynman para el Deep inelastic scattering electrón-protón

En efecto, el esquema anterior nos muestra la colisión entre un leptón (en este caso, un electrón) de 4-momentum l , y el protón de 4-momentum P : el electrón incidente $e^-(l)$ interactúa con el protón, intercambiando un fotón virtual de 4-momentum q . Así, luego de la colisión se obtiene un electrón dispersado $e^-(l')$ en un ángulo θ (de 4-momentum l'), y una variable X , que representa todas las otras partículas finales.

Como lo veremos pronto, el modelo de partones especifica que el electrón incidente interactúa con el quark.

Cantidades experimentales y condiciones para el DIS

Lo que se detecta en las experiencias de DIS es el electrón dispersado. Conociendo el 4-momentum del electrón dispersado y el 4-momentum del electrón incidente, es posible conocer el 4-momentum q del fotón: $q = l - l'$.

En DIS hay dos cantidades invariantes de Lorentz que caracterizan al fotón:

- La variable Q^2 , definida como $Q^2 = -q^2 > 0$.
- La variable x de Björken (x_B), definida como $x_B = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$.

Otro aspecto importante que tener en cuenta es que se debe cumplir la condición $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ para que se destruya el protón. Esto resulta algo análogo a hablar del poder de resolución del fotón y a su capacidad de poder observar y estudiar la estructura interna del protón (quarks y gluones).

2.3. Modelo de partones

Los resultados experimentales de la colisión DIS sobre protón sorprendieron a la comunidad científica en ese entonces: muchos de los electrones incidentes no eran desviados (pasaban a través del protón), y los pocos electrones que resultaban dispersados eran fuertemente desviados con un importante ángulo. En efecto, hasta ese entonces, se consideraba el protón como una partícula con densidad de energía uniforme, pero los recientes experimentos sugerían que en realidad su estructura estaba prácticamente compuesta de vacío, más algunas partículas puntuales.

En 1969, el físico estadounidense Richard Feynman propuso el modelo de partones como una forma de explicar los resultados de las colisiones de altas energías: todo hadrón resultaba ser composición de varios constituyentes puntuales, a los cuales se les denominó partones, los cuales eran los responsables de la desviaciones del electrón durante una colisión DIS con protón. El diagrama de Feynman ilustrando el modelo de partones se muestra a continuación:

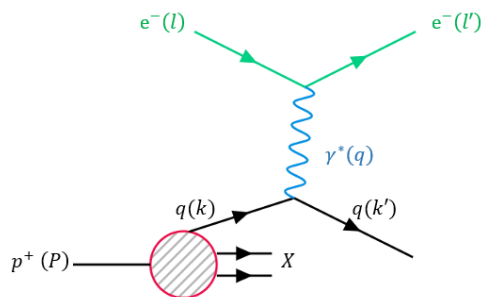


FIGURA 2.6: Modelo de partones para deep inelastic scattering electrón-protón

Para la figura anterior, se considera el 4-momentum del quark equivalente a una fracción del 4-momentum del protón, tal que $k = xP$, en donde, en el caso del modelo de partones, $x = x_B$.

En la actualidad con la teoría de la QCD, los partones se comparan con quarks y gluones: en colisiones DIS el electrón interactúa con uno de los quarks que componen al protón, tal y cómo se muestra en la figura 2.6. Al ser ésta una interacción electrón-quark, es en realidad una interacción QED y no de la interacción fuerte.

2.4. QCD: la teoría actual

Teoría que describe la interacción fuerte, fue propuesta a comienzos de 1970 por los físicos David Politzer, Frank Wilczek y David Gross con el fin de entender la estructura de bariones y mesones. Se considera una teoría unificadora inspirada en los modelos de quarks y partones. Se le denomina teoría cromodinámica (del griego chromos, color), ya que está directamente relacionada con la carga de color que poseen los quarks y los gluones: ésta es una teoría de gauge no abeliana, basada en el grupo $SU(3)$ color, que describe la interacción entre quarks y gluones.

SIDIS: Semi-inclusive deep inelastic scattering

3.1. SIDIS sobre protón y variables cinemáticas

3.1.1. Diagrama de Feynman y reacción

La dispersión SIDIS $e^-(l) + p^+ \rightarrow e^-(l') + h + X$ es un tipo de colisión DIS, solo que, a diferencia del caso estudiado anteriormente, no solo se detecta el leptón disperso, sino que además se detecta un hadrón de alto 4-momentum p_h tal y como se ve reflejado en el siguiente diagrama de Feynman:

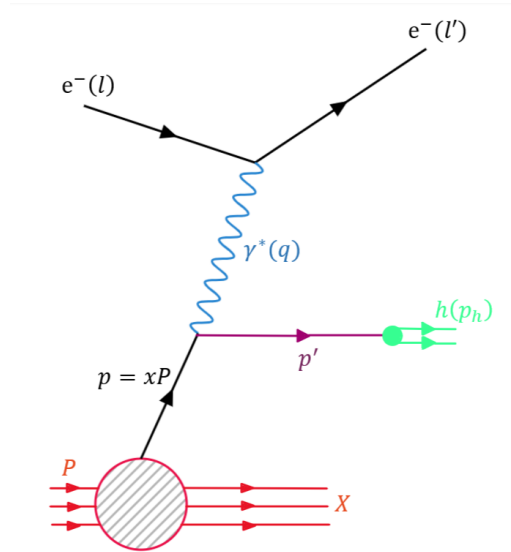


FIGURA 3.1: Modelo de partones para el semi-inclusive DIS electrón-protón

En el diagrama de Feynman anterior es posible ver que el quark de 4-momentum p' se transforma en un hadrón de 4-momentum p_h (hadronización).

3.1.2. Variables cinemáticas

Además de las variables asociadas al fotón (Q^2 , x_B), en el SIDIS se cuentan con variables cinemáticas asociadas al hadrón:

- La variable z_h , conocida como la variable de fragmentación, y definida como el cociente entre la energía E_h del hadrón y la energía ν del fotón: $z_h = \frac{E_h}{\nu}$
- El momentum transversal del hadrón (notado p_t) respecto a la dirección del fotón.

Otra variable importante que se debe tomar en cuenta es el 4-momentum del quark antes de ser golpeado, el cual equivale a xP , vale decir, una fracción del 4-momentum del protón, con $0 < x < 1$.

3.2. SIDIS sobre núcleo

Sin embargo, en nuestro caso, el objetivo no es sólo el estudio de la estructura interna del protón, sino que, además, nos interesa estudiar los mecanismos y efectos físicos que ocurren luego de una colisión tipo SIDIS electrón-núcleo atómico.

¿Cuáles son los objetivos detrás de los estudios de SIDIS sobre núcleo?

Globalmente hablando, lo que se busca al hacer estos experimentos es el estudio del desarrollo espacio-temporal de la hadronización.

Una de las características que caracteriza este desarrollo espacio-temporal de la hadronización es la cantidad denominada production length (L_p) que será de nuestro interés: esta cantidad caracteriza la distancia que recorre el quark antes de volverse un singlete de color (es decir, hasta que se transforma en prehadron²). Dado que se considera $c = 1$, L_p también se considera el tiempo que le toma al quark convertirse en prehadron, lo que es importante enfatizar, ya que también nos interesa saber a qué velocidad el quark se transforma en hadron. En suma, es de interés el estudio del production length, ya que esta variable condiciona parámetros y efectos físicos que ocurren en los núcleos luego de una colisión:

Efectos físicos

A diferencia de las colisiones electrón-protón, en las colisiones tipo SIDIS sobre núcleo, aparecen otros efectos físicos que cuyo estudio nos interesa abordar:

1. pt-broadening: Aumento del momentum transversal del hadrón debido a las colisiones con los nucleones.
2. Induced energy loss: Consecuencia del pt-broadening, es la pérdida de energía del quark al emitir gluones después de la colisión con un nucleón.
3. Absorción nuclear: Proceso de supresión de hadrones en consecuencia al choque inelástico del prehadron formado con los nucleones del núcleo. Este proceso sólo ocurre cuando L_p es de menor talla que el núcleo.

Estudiando estos mecanismo y sus consecuencias en los observables, se puede intentar extraer L_p .

En efecto, si el L_p es más pequeño que el núcleo atómico (figura 3.2), tendrá las siguientes consecuencias en el desarrollo de la hadronización:

- La hadronización tendrá lugar dentro del núcleo mismo
- El hadrón formado chocará de manera inelástica con los nucleones, provocando absorción nuclear

En cambio, si el L_p es más grande que el tamaño del núcleo atómico (figura 3.3), la hadronización tendrá lugar fuera del núcleo, por lo que no habrá absorción nuclear ni choques inelásticos.

No obstante, independiente si el L_p es más grande o pequeño que el tamaño del núcleo atómico, tanto el efecto de induced energy loss como el pt-broadening del quark tendrán lugar.

A continuación, se muestran dos esquemas de SIDIS sobre núcleo con L_p distinto, con el fin de analizar el comportamiento de la hadronización en función de L_p .

²Partícula similar al hadrón, pero con una función de onda distinta. Para nuestro modelo, consideramos $r_{ph} \leq r_h$ (ver glosario para definiciones de r_{ph} y r_h).

Modelo para un length production pequeño

Para un L_p pequeño, se tiene el siguiente esquema:

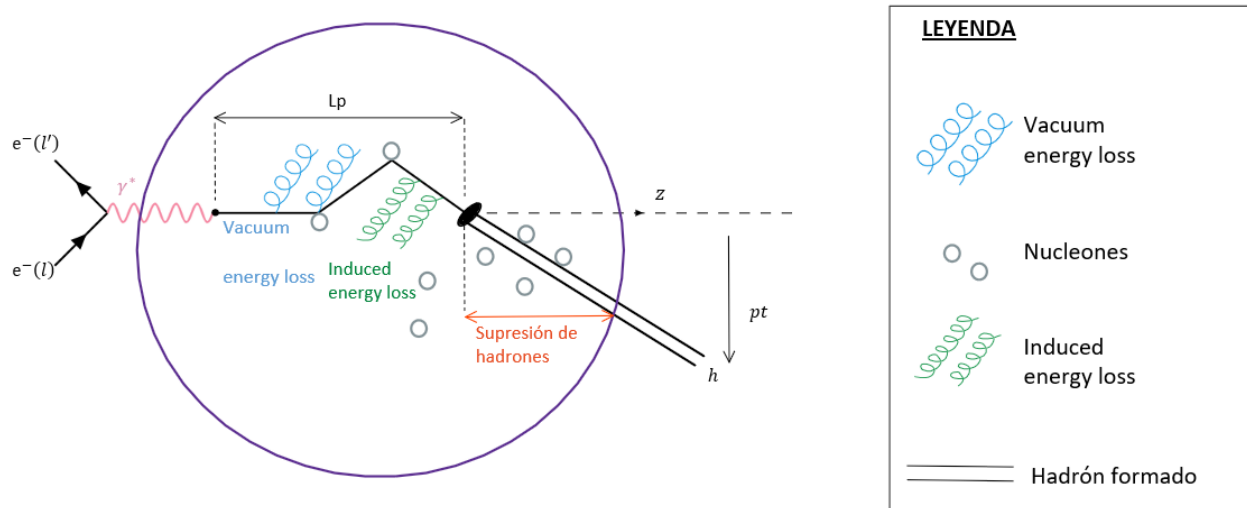


FIGURA 3.2: Modelo de hadronización para un length production pequeño

Modelo para un length production grande

En cambio, si el length production es grande, la hadronización se desarrolla de la siguiente forma:

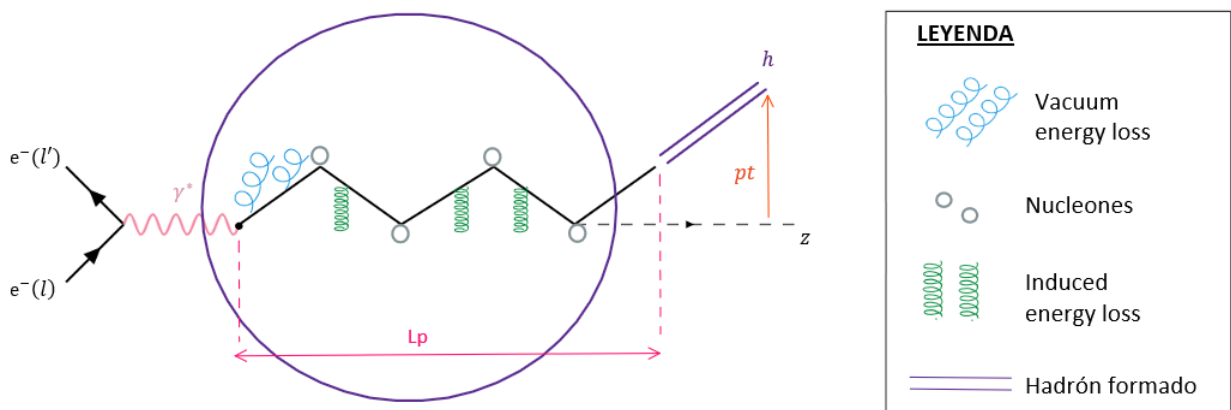


FIGURA 3.3: Modelo de hadronización para un length production grande

3.3. Experimentos en laboratorio

3.3.1. Experimentos del JLab

Laboratorio

Establecido en 1984, el “Thomas Jefferson National Accelerator Facility” (TJNAF), o más comúnmente llamado Jefferson Lab o JLab, es un laboratorio nacional ubicado en Newport News, Virginia en Estados Unidos, cuyo lema es “explorando la naturaleza de la materia”, con el objetivo de descubrir la estructura fundamental de la materia nuclear y divulgar. Este laboratorio alberga el láser de electrones libres FEL, el cual es el más potente del mundo, con una potencia de más de 14 kW, y el acelerador lineal CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) que funciona actualmente con 12 GeV y cuya gracia es que es un haz continuo en vez de uno pulsado.

Sobre el haz de electrones, éste termina en cuatro salas experimentales: Sala A, Sala B, Sala C y Sala D. Cada una de estas salas contiene espectrómetros especializados en registrar los resultados de colisiones haz de electrones/fotones reales-objetivo estacionario, con el objetivo de estudiar la estructura del núcleo atómico. En efecto, una vez ocurrida la colisión, se dispersan partículas por la sala que son localizadas por detectores de partículas que rastrean sus propiedades físicas. A continuación, estos detectores generarán pulsos eléctricos que serán convertidos en valores digitales, datos que serán recompilados y almacenados para su posterior análisis.

Colaboración CLAS y JLab

Los experimentos que nos interesan son los del detector CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometer), en donde se trabaja con el área del deep inelastic scattering. Estas experiencias se llevan a cabo en la sala B del JLab, en donde el haz de electrones posee una energía entre los 0,5 y 12,0 GeV.

Colaboración CCTVal

El Centro científico tecnológico de Valparaíso (CCTVal), ubicado en Valparaíso, Chile, ha colaborado en experimentos que están dedicados al estudio de la hadronización a través de scattering profundamente inelástico (DIS) y scattering semi-inclusivo (SIDIS) de electrones en blancos de diferentes tipos de núcleos (deuterio, C, Fe y Pb): estas investigaciones abren paso a profundizar conocimiento del confinamiento en QCD.

3.3.2. Experiencias del DESY

Del alemán “Deutsches Elektronen Synchrotron”, o Sincrotrón Alemán de Electrones, es el mayor centro de investigación alemán de física de partículas, con sedes en Hamburgo y Berlín. Fundado el 18 de diciembre de 1959 en Hamburgo mediante un tratado entre el ministro federal de energía atómica, para la actualidad ha desarrollado y opera varios aceleradores de partículas, ya que sus objetivos fundamentales son la investigación básica en física de partículas y la investigación con radiación de sincrotrón.

Detector HERMES

El experimento HERMES, el cual forma parte de las experiencias DESY, logró recopilar datos de la dispersión de electrones polarizados longitudinalmente en varios objetivos de gas polarizados, como hidrógeno, deuterio o helio. El objetivo principal de este experimento era mapear la estructura de espín del nucleón, los cuales nucleones están formados por quarks con espín $-\frac{1}{2}$, unidos por gluones de espín -1 . El experimento HERMES trata de responder cómo los constituyentes forman un nucleón, el cual posee espín de $-\frac{1}{2}$.

La colaboración continúa publicando resultados que profundizan en la estructura de espín de los componentes básicos de la materia.

3.3.3. Rendimiento cinemático de HERMES y CLAS

A continuación, se presenta un gráfico resumen de las magnitudes de las variables cinemáticas usadas por HERMES y CLAS:

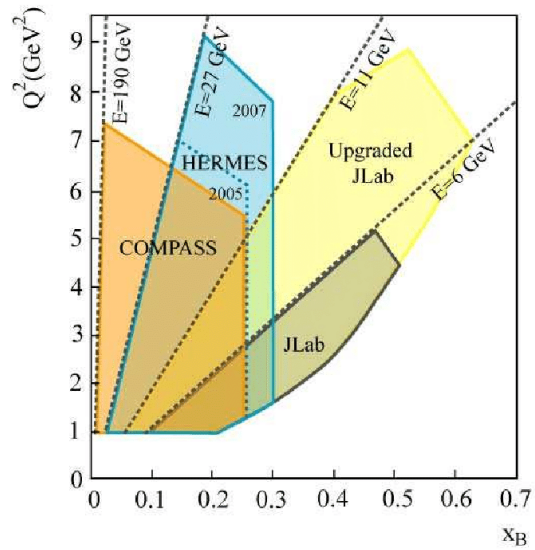


FIGURA 3.4: Gráfico resumen de las variables cinemáticas de HERMES y CLAS

Para el análisis de resultados en las siguientes secciones, será importante tomar en cuenta que HERMES trabaja a energías más altas que CLAS.

Estado del arte y relevancia del proyecto

Los dos observables principales en juego son el multiplicity ratio $R(z)$ y el pt-broadening, aunque a lo largo de este estudio nos centraremos más en éste último. Estos observables serán presentados en las siguientes secciones.

Actualmente, los estudios se centran en el broadening del quark golpeado, y el objetivo de la tesina es estudiar una nueva contribución por parte del prehadron.

4.1. Observables experimentales

4.1.1. pt-broadening

En el caso del pt-broadening, su valor experimental viene dado por la siguiente ecuación:

$$\Delta pt^2(Q^2, \nu, z_h) = \langle pt^2(Q^2, \nu, z_h) \rangle|_A - \langle pt^2(Q^2, \nu, z_h) \rangle|_D \quad (4.1)$$

La ecuación anterior se traduce como la diferencia de p_t^2 promedio del hadrón producido en las cibles nucleares “A” y el p_t^2 promedio del hadrón producido en la cibra de deuterio “D”. En el caso de HERMES se usan núcleos de helio, xenón, neón y criptón, mientras que en CLAS núcleos de carbón, plomo e hierro.

Físicamente hablando, el broadening se define como el cambio de dirección que sufre la partícula (especie de zigzag) luego de haber colisionado con los nucleones, y que en consecuencia resulta en una pérdida de energía.

4.1.2. Multiplicity ratio hadrónico

El otro observable en juego es el multiplicity ratio hadrónico R_M^h , el cual está definido como el doble cociente entre la cantidad de hadrones detectados en el caso de la cibra nuclear sobre el número de hadrones en el deuterio. Ambas cantidades se encuentran normalizadas por el número de electrones $N_e(Q^2, \nu)$.

$$R_M^h(Q^2, \nu, z_h, pt) \equiv \frac{\left. \frac{N_h(Q^2, \nu, z_h, pt)}{N_e(Q^2, \nu)} \right|_A}{\left. \frac{N_h(Q^2, \nu, z_h, pt)}{N_e(Q^2, \nu)} \right|_D} \quad (4.2)$$

En caso de que $R_M^h = 1$, quiere decir que la cantidad de piones en el átomo de prueba es igual a la cantidad de piones en el deuterio, en otras palabras, no hay efecto nuclear.

4.2. Discusión sobre la estimación del color lifetime de quarks energéticos

En el paper “Estimating the color lifetime of energetic quarks” [2], los autores del texto buscaban analizar y ajustar los datos del pt-broadening y del multiplicity ratio (ambos obtenidos por la colaboración HERMES) con su modelo. El objetivo de este estudio era obtener mediante estos ajustes los valores para las variables de su modelo empleado, principalmente del color length L_c (equivalente a L_p en el capítulo anterior). Además, como consecuencia, se haría un progreso en cuanto a la controversia que existe sobre considerar la absorción nuclear despreciable.

El modelo utilizado a lo largo de este estudio es el denominado baseline, el cual considera una densidad nuclear realista y tres parámetros: L_c , $\Delta \langle k_{\perp}^2 \rangle$ y q_0 .

pt-broadening

En el caso del pt-broadening, la ecuación utilizada para su cálculo es la siguiente:

$$\Delta p_t^2 = q_0 \left\langle \int_{z_0}^{z_0+L_c^*} \rho(x_0, y_0, l) dl \right\rangle_{x_0, y_0, z_0, L_c} + z_h^2 \Delta \langle k_{\perp}^2 \rangle \quad (4.3)$$

En donde:

- (x_0, y_0, z_0) : coordenadas de interacción
- q_0 : parámetro relacionado a \hat{q} (coeficiente de transporte, el cual es el parámetro más básico para representar la interacción color-medio).
- $\rho(x_0, y_0, l)$: densidad de los nucleones
- $z_h^2 \Delta \langle k_{\perp}^2 \rangle$: parámetro adicional relacionado al momentum transversal intrínseco del quark inicial.

El detalle gráfico de las coordenadas utilizadas en la ecuación anterior se muestra en la siguiente figura:

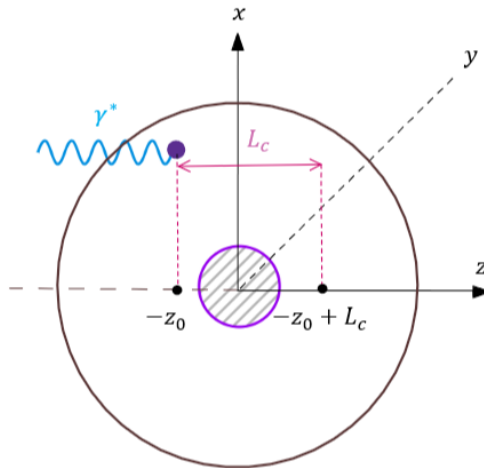


FIGURA 4.1: Parámetros y coordenadas del SIDIS

Multiplicity ratio hadrónico

En cuanto al multiplicity ratio hadrónico, su ecuación teórica basada en el modelo baseline es la siguiente:

$$\langle R_M \rangle = \left\langle \exp \left(-\sigma \int_{z_0+L_c^*}^{z_{max}} \rho(x_0, y_0, l) dl \right) \right\rangle_{x_0, y_0, z_0, L_c} \quad (4.4)$$

En este caso, σ representa la sección eficaz pión-nucleón.

4.2.1. Implicancia de los resultados obtenidos

Recordando que una de las cosas que se buscaba en este paper era estimar L_c y \hat{q} mediante el ajuste de curvas de Δpt^2 y de R_M , en el caso del coeficiente de transporte se obtuvo que $\hat{q} = 0,035 \pm 0,011 \text{ GeV}^2/\text{fm}$. No obstante, en cuanto al L_c , se usaron dos modelos: uno constante, y uno con distribución de decaimiento exponencial, ambos modelados en un rango entre los 2 y 8 fm.

Los resultados obtenidos reflejan que hay una sensibilidad experimental a la forma de la distribución de L_c : en el caso del ajuste del L_c de decaimiento exponencial, el broadening se ve reducido en comparación al L_c de valor fijo.

Los resultados anteriores se acoplan bien al modelo teórico: efectivamente, a mayor L_c , mayor es el pt-broadening, ya que habrá mucho espacio dentro del núcleo para el choque quark-nucleón debido a que la hadronización no sucede de manera inmediata. En el caso de R_M , haber analizado el ajuste de su curva permitió concluir que en efecto, la contribución de la absorción nuclear no es para nada despreciable como lo plantean algunos investigadores: tanto el efecto de induced energy loss como la absorción nuclear tienen implicancia en el multiplicity ratio.

A menor L_c , más grande será z_h . Recordemos que $z_h = \frac{E_h}{\nu}$, siendo E_h la energía del hadrón, al no haber absorción nuclear (L_c grande), este poseerá más energía.

4.3. Discusión sobre el desarrollo espacio-temporal de la hadronización en el medio

A continuación, se resumirán las ecuaciones principales para el pt-broadening del paper “Spacetime development of in-medium hadronization : scenario for leading hadron” [3].

El pt-broadening, de manera simplificada considerando ρ constante viene dado por la siguiente ecuación:

$$\Delta pt^2 = 2C(s) \rho L_p \quad (4.5)$$

Consideramos $C(s)$ como un parámetro proporcional a la sección eficaz dipolo-nucleón, tal que $\sigma = C(s) r_{q\bar{q}}^2$, con $r_{q\bar{q}}^2$ la distancia entre el quark q y el antiquark \bar{q} del dipolo (prehadrón), y \sqrt{s} como la energía del centro de masa del sistema prehadron-nucleón, y que viene dado por la siguiente ecuación:

$$s = 2z_h M_p E + M_p^2 + m_h^2 \quad (4.6)$$

Con M_p la masa del protón, m_h la masa del hadrón y E la energía del fotón incidente.

4.3.1. Ecuaciones para Δpt^2 del quark con ρ no constante

Sin embargo, la ecuación 4.5 es un tanto ingenua, ya que en realidad no se puede considerar una densidad de nucleones constante.

Colisión quark-fotón ocurre siempre en la misma coordenada espacial

Considerando que la colisión quark-fotón ocurre siempre en el mismo sitio de coordenadas (z_0, \vec{b}) (ver Figura 4.1), el pt-broadening del quark con una densidad nuclear realista viene dado por:

$$\Delta pt_b^2(s, z_1, b, L_p) = 2C(s) \int_{z_1}^{z_1+L_p} \rho(l, b) dl \quad (4.7)$$

Para la ecuación 4.7 consideramos $z_1 = -z_0$ como la coordenada donde ocurre la colisión quark-fotón y $z_1 + L_p = -z_0 + L_p$ como la coordenada donde ocurre la hadronización.

Se define la “thickness function” como:

$$T_A(b, z_1, z_1 + L_p) = \int_{z_1}^{z_1 + L_p} dl \rho(l, b) \quad (4.8)$$

Colisión quark-fotón varía sus coordenadas espaciales

Manteniendo las mismas condiciones anteriores, y sólo alterando el hecho de que la colisión puede desarrollarse en cualquier parte del núcleo, se cumple la siguiente ecuación:

$$\Delta pt_q^2(z, Q^2, E) = \frac{1}{A} \int d^2b \int dz_1 (\Delta pt_b^2) \rho \quad (4.9)$$

En donde el factor $\frac{1}{A}$ proviene de la normalización de la densidad de nucleones ρ , con A el número de nucleones, tal que $\frac{\rho(l, \vec{b})}{A}$ es la distribución de probabilidad espacial para la colisión electrón-quark.

4.3.2. pt-broadening del quark como contribución

Finalmente, la ecuación siguiente nos permite relacionar el pt-broadening del quark con el p_t del hadrón captado por los detectores:

$$\Delta pt^2 = \tilde{Z}^2 \Delta pt_q^2 \quad (4.10)$$

En este caso, $\tilde{Z} = \frac{z_h}{1 - \Delta E/E}$, con $\Delta E = E - E'$ siendo E la energía del quark antes de la emisión de gluones y E' la energía del quark luego de la emisión de gluones.

\tilde{Z} se considera como la variable de fragmentación realista, ya que $z_h = \frac{E_h}{\nu}$ es la variable de fragmentación en caso de $\Delta E = 0$. En otras palabras, la ecuación 4.10 representa la contribución del quark al pt-broadening del pión.

4.4. La problemática de los resultados obtenidos de Δpt^2 en función de z_h de HERMES v/s CLAS

En el caso de la colaboración HERMES, los datos se obtuvieron considerando energías más altas que las de CLAS. Por una parte, el modelo teórico se ajusta a los datos de HERMES (figura 4.2) como bien se demostró en el paper anterior:

- Por conservación de energía, cuando $z_h \rightarrow 1$, $L_p \rightarrow 0$. En efecto, si $z_h = 1 \rightarrow E_h = \nu$, pero, debido a la emisión de gluones, $E_h < \nu$. Por lo tanto, la única forma de que se cumpla que $E_h = \nu$ es con $L_p \rightarrow 0$: sin emisión de gluones se forma inmediatamente el estado de singlete de color, por lo que no hay pérdida de energía.
- En el caso del pt-broadening del quark, se cumple que cuando $z_h \rightarrow 1$, $\Delta pt^2 \rightarrow 0$, ya que si $L_p \rightarrow 0$, no hay más broadening del quark.

No obstante, el problema viene con el análisis de lo datos de CLAS (figura 4.3), ya que:

1. Se observa una diferencia de comportamiento entre los pt-broadening de CLAS y HERMES.
2. Los cálculos teóricos basados en el pt-broadening del quark son incapaces de reproducir los resultados obtenidos de CLAS.

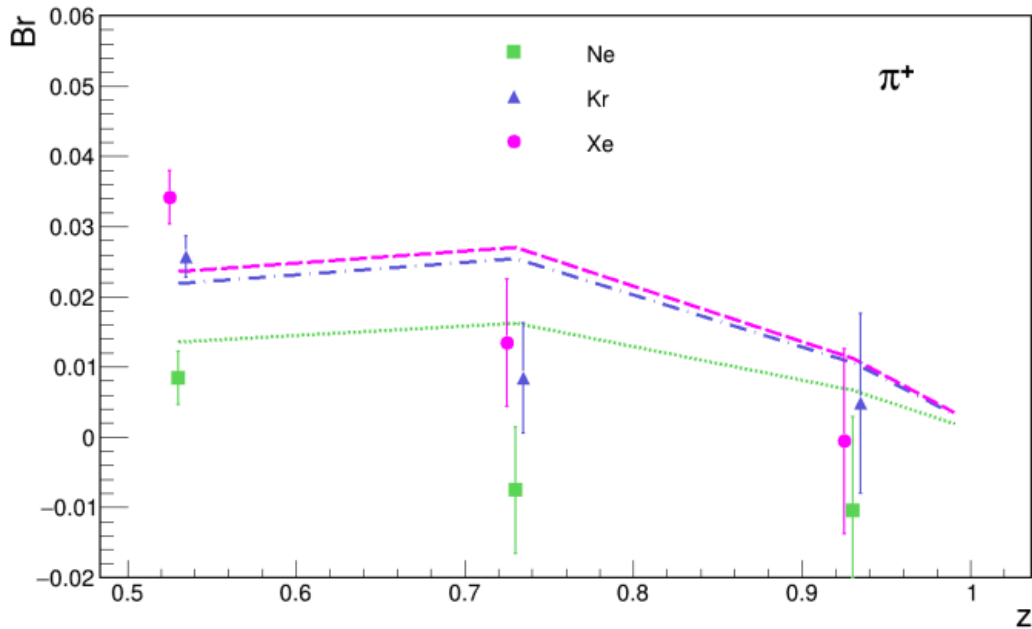


FIGURA 4.2: Comparación de los datos (experimento HERMES) de pt -broadening con los cálculos basados en el broadening del quark

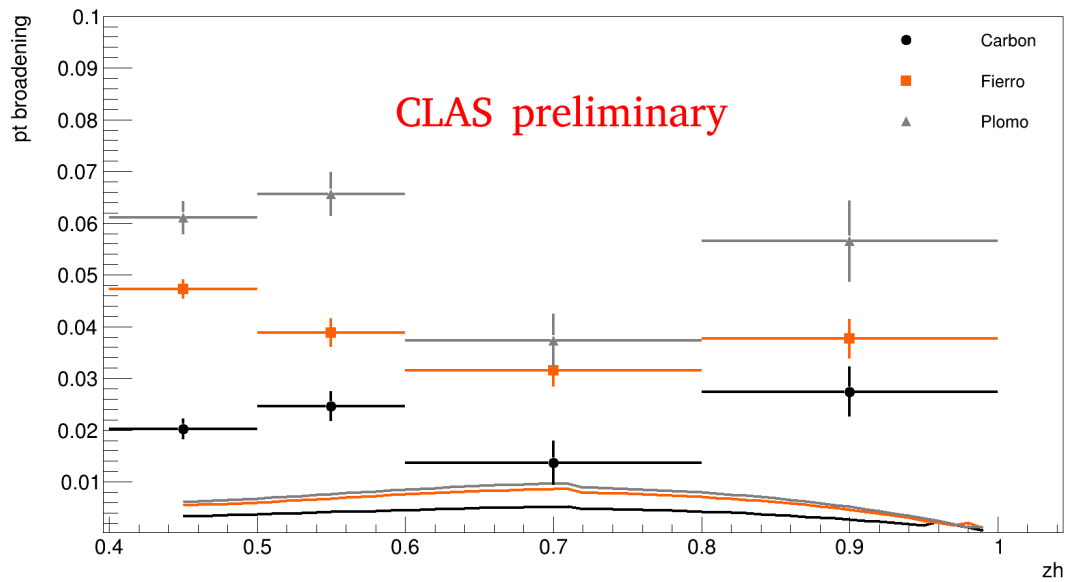


FIGURA 4.3: Comparación de los datos (experimento CLAS) de pt -broadening con los cálculos basados en el broadening del quark

El comportamiento del ajuste 4.3 indicaría que hay otro efecto físico que se debe tomar en cuenta. El principal desafío está en el hecho de que este efecto debe tanto poder explicar los datos obtenidos en CLAS a medianas energías, sin modificar los cálculos teóricos de HERMES a altas energías.

Para este desafío, el profesor de la Universidad Técnica Federico Santa María, William Brooks, propuso el efecto del pt -broadening del pión π^+ como solución.

Introducción al proyecto

5.1. Objetivos

5.1.1. Objetivo general

Estudio del desarrollo espacio-temporal de la hadronización para SIDIS en núcleos atómicos y determinación de L_p .

5.1.2. Objetivos específicos

Implementar un nuevo efecto físico que cumpla con las siguientes condiciones:

1. Que permita explicar de forma semi cualitativa los datos de CLAS.
2. Que no modifique de manera significativa los resultados teóricos del pt-broadening de HERMES. En otras palabras, el nuevo efecto debe ser despreciable para las energías del experimento HERMES.

5.2. Ecuaciones implementadas en el modelo teórico del pt-broadening (pre)hadrónico

El trabajo de investigación constaba de implementar un código que nos permitiera primero que todo modelar, por una parte, la ecuación para el pt-broadening del (pre)hadrón y la suma de las dos contribuciones (quark y prehadrón), ya que el código para la contribución del quark al pt-broadening ya había sido implementado. Por otro lado, el código implementado buscaba graficar los datos teóricos y compararlos con los experimentales del pt-broadening y de la contribución del (pre)hadrón para CLAS y HERMES, y, en base a estos gráficos, evaluar la validez de la hipótesis.

5.2.1. pt-broadening prehadrónico

Para el desarrollo de nuestro proyecto, se consideró la siguiente ecuación para el pt-broadening del (pre)hadrón:

$$\Delta pt_h^2(z_h, E, Q^2) = \langle pt^2 \rangle \langle \sigma_{el}(s) T_A(b, z_l + L_p) \rangle_{b, z_l} \quad (5.1)$$

Para la ecuación anterior, se consideró $\langle pt^2 \rangle = 0,17 \text{ GeV}^2$ y equivalente al pt^2 promedio de una sola colisión, $\sigma_{el}(s)$ la sección eficaz de colisiones elásticas y $\langle \sigma_{el}(s) T_A(b, z_l + L_p) \rangle_{b, z_l}$ el número promedio de colisiones. En la ecuación 5.1, el promedio sobre la variable b, z_l está hecho de la misma forma que en la ecuación 4.9. Además, con el fin de simplificar el modelo, consideramos la talla del prehadrón igual a la talla del pión ya formado.

5.2.2. L_p y formation time

Para simplificar los cálculos del paper [3], se determinó trabajar con un L_p fijo para z_h y ν fijos.

Introduciremos una nueva variable denominada formation time t_f , y que viene dada por la siguiente ecuación [4]:

$$t_f = \left(\frac{\ln(1/z_h^2) - 1 + z_h^2}{1 - z_h^2} \right) \times \frac{z_h \nu}{\sigma} \quad (5.2)$$

Se considera $\sigma = 0,75$ GeV/fm y $\nu = 4$ GeV para el caso anterior. No obstante, se desea trabajar con un L_p que sea del mismo orden de magnitud que el del paper [3], por esta razón se considera lo siguiente:

$$L_p = \frac{t_f}{3} \quad (5.3)$$

Gráfico de L_p

En función de z_h , la función L_p evoluciona de la siguiente manera:

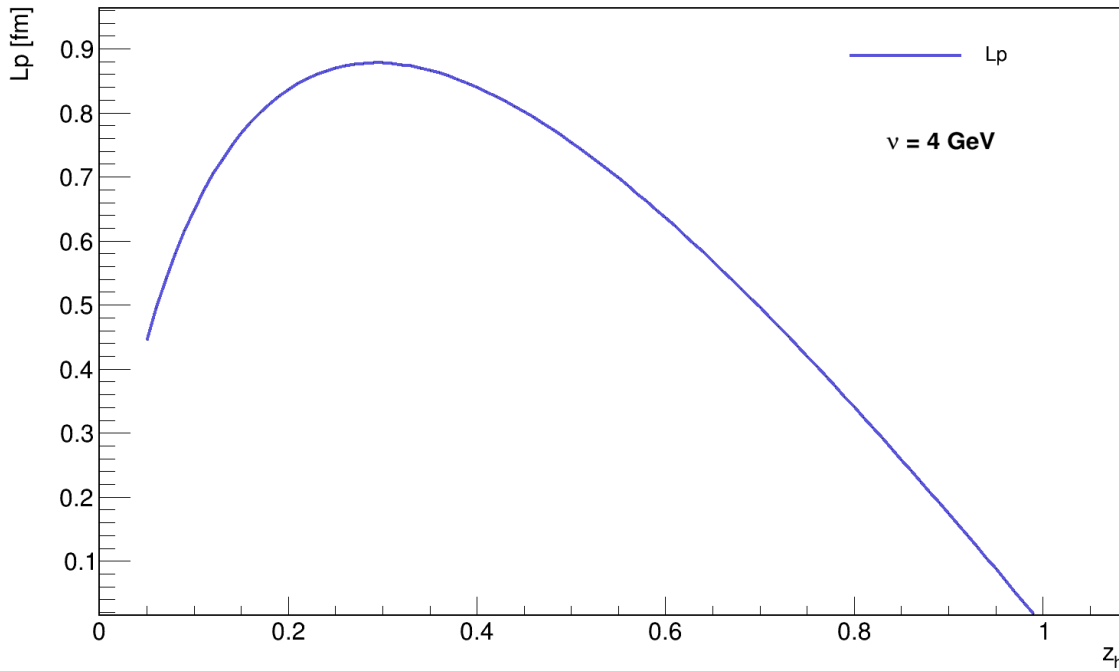


FIGURA 5.1: L_p en función de z_h

Para el caso del ajuste anterior, primero que todo notamos que la curva no parte en $(0,0)$, ya que de ser así, el logaritmo de la ecuación 5.2 se indefiniría.

Por otro lado, esta curva alcanza su máximo en $z_h = 0,3$, mientras que su mínimo es alcanzado cuando $z_h \rightarrow 1$. Matemáticamente hablando, tiene sentido que la curva no llegue al punto $z_h = 1$, ya que, si observamos la ecuación 5.2, notamos que en este punto se indefine.

En suma, efectivamente la curva de L_p cumple con el hecho de que a mayor z_h , $L_p \rightarrow 0$.

Resultados y discusiones

6.1. Resultados de la contribución del (pre)hadrón al pt-broadening total para CLAS

6.1.1. Detalle de la contribución del quark y del (pre)hadrón

Recordemos que el interés de nuestro estudio es, en el caso de CLAS, establecer un efecto que sea capaz de explicar los datos del pt-broadening. En esta sección, estudiaremos mediante el análisis de distintos gráficos los efectos de la contribución del (pre)hadrón al pt-broadening total.

Antes que todo, recordemos la ecuación general para el pt-broadening total $\Delta p_{t_{total}}^2 = \tilde{Z}^2 \Delta p_t^2 + \Delta p_h^2$.⁴ A continuación, estudiemos para el caso del plomo la contribución del quark, la contribución del (pre)hadrón, y el efecto de pt-broadening total:

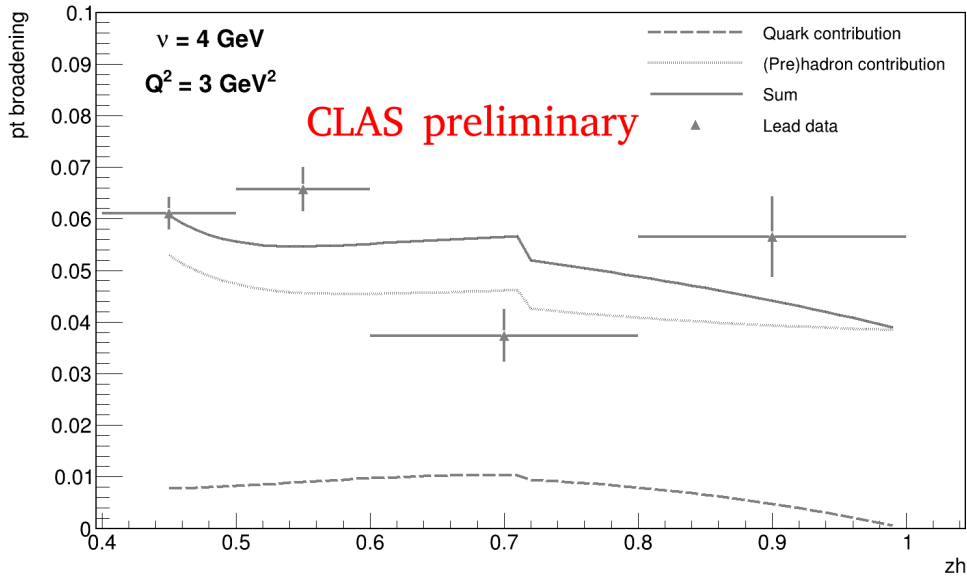


FIGURA 6.1: Contribución del quark y del (pre)hadrón al pt-broadening total en función de z_h para SIDIS sobre plomo

Notemos que la curva que representa la suma de ambos efectos toma la forma y variaciones del pt-broadening del (pre)hadrón, mientras que la contribución del quark representa un 15 % aproximadamente de la contribución total: la contribución del quark al pt-broadening obtenido por CLAS claramente no es el efecto dominante. Bajo esta perspectiva, hemos logrado explicar semi cualitativamente, para el caso del plomo, el pt-broadening total de CLAS mediante la contribución prácticamente única del (pre)hadrón.

⁴Para Δp_t^2 ver ecuación 4.9 y para Δp_h^2 ver ecuación 5.1.

Para los experimentos de CLAS de SIDIS sobre núcleos, además de plomo, se ocupó carbón y hierro (hierro en el gráfico), por lo que, a continuación, analizaremos si nuestro objetivo se cumple para los otros núcleos en cuestión. Las siguientes curvas representan el Δpt^2 teórico del pión, mientras que los puntos con las barras de error son los datos experimentales obtenidos para el pt-broadening.

6.1.2. pt-broadening total considerando ambas contribuciones

Para $\nu = 3,4 \text{ GeV}$ y $Q^2 = 1,5 \text{ GeV}^2$

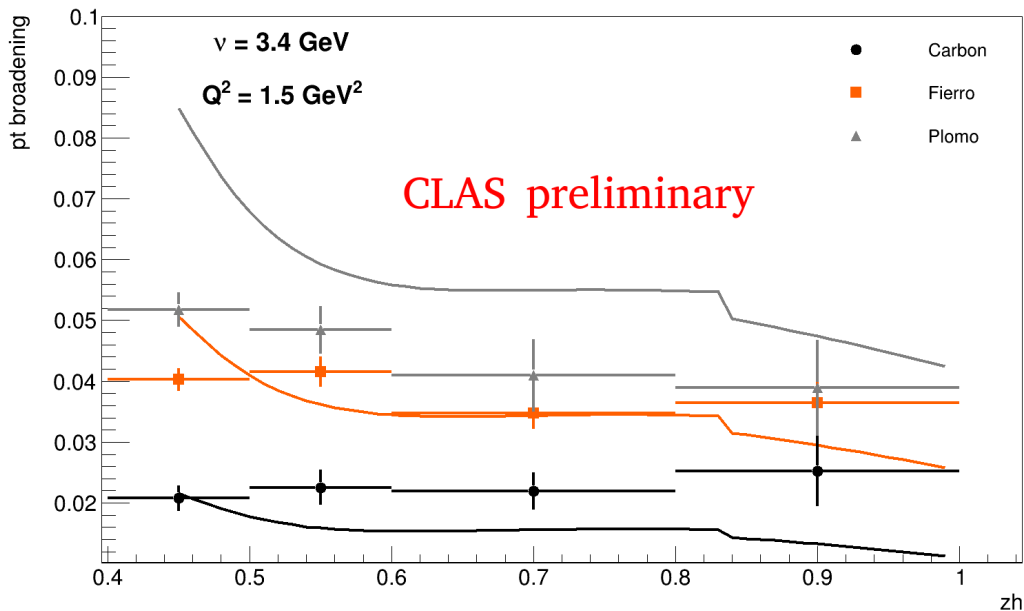


FIGURA 6.2: Comparación del pt-broadening teórico considerando la contribución del (pre)hadrón con los datos experimentales en función de z_h

A partir de este ajuste podemos concluir que el tamaño de los núcleos en cuestión sí afecta al broadening del pión: mayor es el tamaño del núcleo, mayor es el camino recorrido por el (pre)hadrón, por lo cual tendrá más broadening.

Además, notemos que hay una brusca variación de la curva en un momento dado, que se explica por el hecho de que para $E_h > E_{min}$ se empleó una fórmula teórica de la sección elástica $\sigma_{el}(s)$, mientras que para $E_h < E_{min}$ se usaron datos experimentales, y la fórmula teórica empleada no mapea muy bien los datos experimentales de la sección eficaz elástica.

Recordemos que la ecuación que usamos para modelar el comportamiento del pt-broadening del (pre)hadrón es la ecuación 5.1, en donde se consideró $\langle pt^2 \rangle$ constante, por lo cual, el comportamiento de la curva depende únicamente de $\sigma_{el}(s)$ y de $T_A(b, z_l + L_p)$. Lo curioso del comportamiento de esta curva es que cuando $z_h \rightarrow 1$, $T_A(b, z_l + L_p)$ aumenta, pero $\sigma_{el}(s) \rightarrow 0$, por lo cual, el comportamiento que domina es el de la sección eficaz elástica. A esto se le debe sumar el hecho de que la contribución del quark disminuye globalmente. Todo esto explica el por que la curva tiene comportamiento decreciente globalmente hablando.

Por otra parte, nuestra curva teórica del pt-broadening total en realidad debería desplazarse más hacia abajo para $z_h > 0,8$, debido a que se sobre estimó el valor de la talla del prehadrón para este intervalo. En efecto, en el código consideramos $r_{q\bar{q}} = r_h$ constante. De este modo, en realidad esperaríamos que el prehadrón interactuara menos con los nucleones, por lo cual, la curva debería ser de valores más bajos para $z_h > 0,8$. Teniendo esto en cuenta, no se puede ignorar el hecho de que en realidad nuestras curvas están más alejadas

de los resultados de CLAS de lo que se muestra en el gráfico 6.2: aún tomando en cuenta la contribución del (pre)hadron no es posible ajustar completamente la curva del pt-broadening teórico a los datos experimentales. Esto nos lleva a pensar de que podría haber un tercer efecto que está afectando al pt-broadening, pero que no se abordará en esta tesis.

Para $\nu = 4 \text{ GeV}$ y $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$

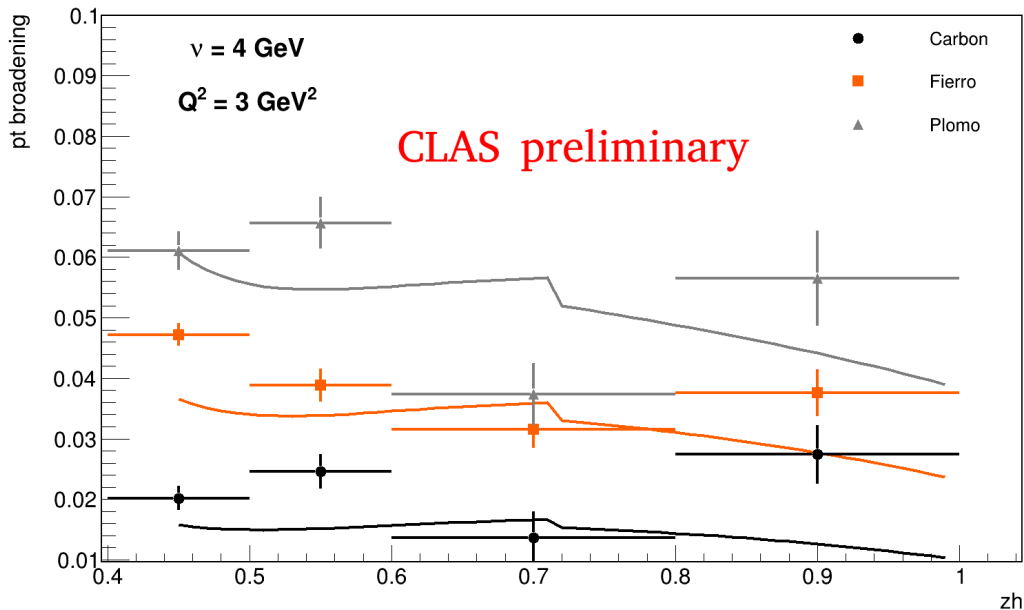


FIGURA 6.3: Comparación del pt-broadening teórico considerando la contribución del (pre)hadron con los datos experimentales en función de z_h

Si bien las variables cinemáticas utilizadas en esta curva cambiaron en comparación a la anterior, el comportamiento general de la curva parece ser el mismo, sólo cambia $z_{h_{max}}$ y $z_{h_{min}}$ para los núcleos: en la figura 6.2 $z_{h_{max}} \approx 0,084$ para el carbón, mientras que en la figura 6.3 $z_{h_{max}} \approx 0,062$. Esto tiene sentido, ya que en la figura 6.2 el fotón incide con menor energía: la hadronización ocurre antes que en el caso de la figura 6.3, por lo que, el pt-broadening del (pre)hadron es mayor.

No obstante, notemos que entre $0,5 < z_h < 0,7$ las curvas presentan un leve comportamiento creciente: esto puede deberse al hecho de que, en este caso, el comportamiento de $T_A(b, z_l + L_p)$ se sobrepone a la sección eficaz elástica $\sigma_{el}(s)$. A esto se suma el hecho de que en la figura 6.1 la curva de la contribución del quark tiene un leve comportamiento creciente en el mismo intervalo $0,5 < z_h < 0,7$.

6.2. Resultados de la contribución del (pre)hadron al pt-broadening total para HERMES

Ahora que ya se abordaron los objetivos para la colaboración CLAS, no tenemos que olvidarnos que otro de nuestros objetivos era que el nuevo efecto implementado fuera despreciable para las energías de la colaboración HERMES. A continuación, analizaremos el impacto del efecto de la contribución del prehadron al pt-broadening del hadron en HERMES.

A diferencia de CLAS, HERMES utilizó neón, criptón y xenón como núcleos. A continuación, se comparan los datos experimentales del pt-broadening con la contribución del (pre)hadron:

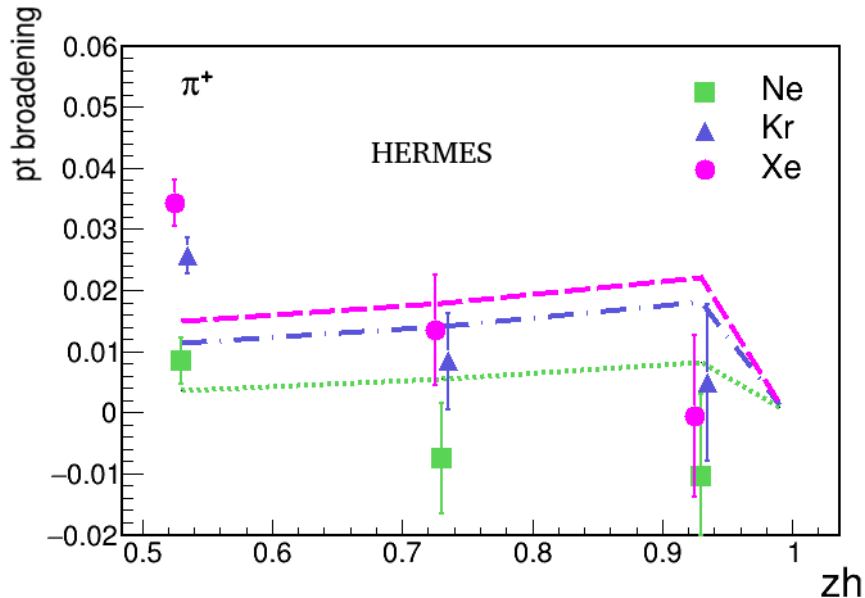


FIGURA 6.4: pt -broadening del (pre)hadrón (HERMES) en función de z_h

En este caso, la contribución del (pre)hadrón al pt -broadening es prácticamente nula en el caso del neón. No obstante, para el caso del criptón y del xenón, si bien dicha contribución es pequeña, ya no es posible considerarla despreciable debido a la magnitud del pt -broadening. Sin embargo, recordemos que para $z_h > 0,8$ hay una sobre estimación de la talla del prehadrón, por lo cual, la contribución del (pre)hadrón debería ser, en efecto, menor. En suma, para las energías de HERMES, la contribución del quark al pt -broadening sigue siendo la más importante (ver figura 4.2).

Bajo el análisis de las figuras 6.1 y 6.4, es posible concluir que efectivamente considerar la contribución del (pre)hadrón al pt -broadening total explica de forma semi cualitativa los datos obtenidos por CLAS, y siendo a la vez de efecto despreciable a la energías de HERMES.

6.3. Discusión sobre L_p y proyecciones

En el caso de nuestro estudio, se cumple como condición que $\frac{\Delta pt_q^2}{largo} > \frac{\Delta pt_h^2}{largo}$, por lo cual, se cumple que el pt -broadening total depende de L_p : mayor sea la contribución del quark, mayor será $\Delta p_{t_{total}}^2$, y esto se cumple a mayor L_p .

6.3.1. Proyecciones sobre futuros estudios de L_p

Todo esto nos lleva a reflexionar acerca de la complejidad de L_p y que su dependencia no es para nada trivial, por lo cual, a futuro, se debe determinar mediante estudios cuáles son los parámetros que permiten describir de mejor manera los datos.

6.3.2. Proyecciones sobre posibles futuros estudios de una tercera contribución al pt-broadening total

Recordemos que, debido a la sobre estimación de r_h para $z_h > 0,8$, nuestras curvas teóricas que consideraban tanto la contribución del quark como la del (pre)hadron al pt-broadening total en realidad debían adoptar valores más bajos para dicho intervalo que lo que nos mostraban todos los gráficos de este capítulo. Aún así, las curvas no lograban ajustarse completamente a los resultados experimentales, por lo cual, nos llevó a pensar que puede haber una tercera contribución que estaría afectando al pt-broadening total, y que podría ser objeto de interesantes estudios a futuro.

Conclusión

En resumen, primero que todo, nos interesamos en el SIDIS sobre núcleo más que en el SIDIS sobre protón, ya que nos permite el estudio de efectos físicos que a su vez dependen de L_p . Por su parte, se estudiaron colisiones sobre núcleos de dos colaboraciones distintas: HERMES y CLAS. En el primer caso, el pt-broadening teórico se ajustaba bien a los datos, no obstante, no era el caso de CLAS, por lo cual, se propuso la contribución del (pre)hadrón como contribución extra al pt-broadening total con el fin de poder explicar los resultados de CLAS, sin que este efecto aumentara el pt-broadening total de HERMES.

Si bien nuestros gráficos tenían algunos problemas de ajustes debido al código que usamos para algunos parámetros y los resultados estaban más bien dispersos, logramos llegar a la conclusión de que a energías más altas, el quark es quien contribuye principalmente al pt-broadening total, mientras que, a menor energía, la contribución principal al pt-broadening es del (pre)hadrón.

Finalmente, debido a que no se pretendía abordar este estudio con la complejidad que sugerían algunos de los papers sobre este tema, no se pudo explorar ni analizar mucho el tema de la dependencia de L_p , por lo cual, este es un tema que debe estudiarse más a futuro mediante el análisis de qué parámetros son los que permiten describir mejor los datos de broadening. Otros posibles estudios interesantes a futuro que tampoco se indagaron en esta tesis debido a su complejidad es la posibilidad de que exista una tercera contribución que afecte al pt-broadening total.

En conclusión, la contribución del (pre)hadrón al pt-broadening total sí explica los datos obtenidos por CLAS, y, a su vez, juega un rol despreciable en las energías de HERMES.

Bibliografía

- [1] David J Griffiths. *Introduction to elementary particles; 2nd rev. version*. Physics textbook. Wiley, New York, NY, 2008.
- [2] William K. Brooks and Jorge A. López. Estimating the color lifetime of energetic quarks. *Physics Letters B*, 816:136171, 2021.
- [3] B. Guiot and B. Z. Kopeliovich. Spacetime development of in-medium hadronization: Scenario for leading hadrons. *Physical Review C*, 102(4), oct 2020.
- [4] F. Arleo. Quenching of hadron spectra in DIS on nuclear targets. *The European Physical Journal C*, 30(2):213–221, sep 2003.