



UNIVERSIDAD DE LA HABANA
INSTITUTO SUPERIOR DE TECNOLOGÍAS Y CIENCIAS APLICADAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA NUCLEAR

TESIS EN OPCIÓN AL TÍTULO DE “LICENCIADO EN FÍSICA NUCLEAR”

“Simulación de eventos de charmonium en diferentes configuraciones del detector SPD en el colisionador NICA”

AUTOR:
José Alejandro Rubiera Gimeno

TUTORES:
Dr. Fernando Guzmán Martínez
Dr. Alexey Guskov

La Habana
2019

Dedicatoria

A mi padre, que me ha inculcado el amor por la ciencia y que, junto a mi madre, han sido para mí todo amor y apoyo.

Agradecimientos

A mi familia, que con su cariño, paciencia y esfuerzo me han permitido llegar a cumplir esta gran meta.

A Daina, por estar conmigo en buenos y malos momentos, por hacerme mejor persona cada día; y a su familia, la cual puedo considerar mía.

A mis profesores, quienes me han formado como físico nuclear.

A mis compañeros de FN14, con que me han acompañado en tan buenas experiencias estos cinco años.

A mis tutores, Dr. Fernando Guzmán y Dr. Alexey Guskov, por guiarme y compartir conmigo sus valiosos conocimientos.

A todas las personas que no menciono, pero que me han acompañado durante esta experiencia,

Muchas Gracias.

Resumen

El proyecto NICA (Nuclotron based Ion Collider fAcility) está formado por un nuevo complejo de aceleradores diseñado en el JINR (Joint Institute for Nuclear Research) para estudiar las propiedades de la materia bariónica densa. Después de poner el NICA en operación, los científicos tratarán de crear en el laboratorio un estado de la materia que es una mezcla de fase de materia hadrónica y quarks. Proveerá de varios tipos de haces con energías de hasta 13 GeV. En los anillos del colisionador se ubican dos puntos de interacción, uno para estudio de iones pesados con el MPD (Multiple Purpose Detector) y otro para haces polarizados en el SPD (Spin Physics Detector). El objetivo principal del SPD es dar información acerca de la estructura espinorial del nucleón. En esta tesis se empleó la herramienta SPDRoot para la simulación y el análisis de los resultados. Se simularon eventos J/ψ en las configuraciones del campo magnético en solenoide, toroidal e híbrida para obtener las distribuciones de eficiencia. En las dos primeras, las pérdidas de eficiencia obtenidas fueron causadas por el espacio en el ensamblaje del sistema de detección de muones, el material del electroimán y el bajo momento de los muones, dando como resultado una eficiencia de $\eta_{sol} = (79.7 \pm 0.1) \%$ y $\eta_{tor} = (82.8 \pm 0.1) \%$ respectivamente. Para la configuración híbrida las pérdidas fueron provocadas por la absorción en los anillos del toroide y en el calorímetro electromagnético, resultando en una eficiencia de $\eta_{hib} = (93.1 \pm 0.1) \%$. También se simularon las distribuciones de las componentes del momento de J/ψ paralelas y transversales al eje z, los eventos $\chi_{c0,1,2}$ usando los canales $g + g \rightarrow \chi_{c0,1,2}$ y $g + g \rightarrow \chi_{c0,2}$ con su eficiencia de detección, siendo esta de $\sim 80\%$.

Índice

Introducción	1
Capítulo I: Generalidades.	4
1.1. Cinemática relativista.	4
1.1.1. Sección eficaz invariante.	6
1.2. Cromodinámica cuántica.	7
1.3. El modelo estándar.	10
1.4. Charmonium.	14
Capítulo II: Materiales y métodos.	16
2.1. NICA (Nuclotron based Ion Collider fAcility).	16
2.2. SPD (Spin Physics Detector).	17
2.2.1. Necesidad del SPD.	17
2.2.2. Parámetros técnicos.	19
2.2.3. Nucleones polarizados.	21
2.2.4. Haces polarizados.	21
Capítulo III: Resultados y discusión.	22
3.1. Configuración solenoidal.	22
3.1.1. Respuesta ante la producción de J/ψ .	22
3.2. Configuración toroidal.	25
3.2.1. Respuesta ante la producción de J/ψ .	26
3.3. Configuración híbrida.	29
3.3.1. Respuesta ante la producción de J/ψ .	29
3.3.2. Respuesta ante la producción de $\chi c0$.	34
3.3.3. Respuesta ante la producción de $\chi c1$.	37
3.3.4. Respuesta ante la producción de $\chi c2$.	39
3.3.5. Distribución de las componentes paralela y transversal del momento para los mesones $\chi c0,1,2$	42
3.4. Comparación entre las tres configuraciones.	43
Conclusiones	45
Recomendaciones	46
Referencias	47

Introducción

La física de partículas es una rama de la física que estudia la naturaleza de las partículas que constituyen la materia y la radiación. La teoría dominante actualmente que explica las partículas y campos fundamentales, junto a la dinámica de los mismos, es el Modelo Estándar. Las investigaciones actuales se encuentran enfocadas en las partículas subatómicas producidas por procesos radiativos y de dispersión.

Estudios teóricos extensivos predicen que existen al menos dos fases distintas de materia fuertemente interactuantes [1]:

- Fase de alta densidad de energía en la que los quarks se encuentran desconfiados. Se le hace referencia como plasma quark-gluón (QGP, Quark-Gluon Plasma).
- Fase de menor densidad de energía en la que los quarks están confinados. Se le llama gas de resonancia de hadrones (Hadron-Resonance Gas).

La posible producción de QGP ha sido extensivamente estudiada en el SPS (Super Proton Synchrotron), RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) y LHC (Large Hadron Collider), y existe una fuerte evidencia de que esa fase existe y, efectivamente, está siendo creada en esas reacciones.

A medida que la energía de colisión disminuye la máxima densidad de energía creada también y, consecuentemente, hay una cierta región de transición por debajo de la cual no es posible acceder a la fase del plasma. Datos actuales del espectro de una partícula sugieren que la región de transición ocurre dentro del rango de energía del NICA (Nuclotron-based Ion Collider Facilities). Dicho rango es, incluso, lo suficientemente grande para comprender las dos fases. El NICA es adecuado para explorar la transición entre la familiar fase hadrónica y la fase de QGP.

Otro de los problemas a los que se le pretenden dar respuesta en el NICA es el problema del espín. Los experimentos muestran que la suma de los espines de los constituyentes del protón solo alcanza un 30% de su espín total.

Estudios teóricos y experimentales de la estructura del espín del nucleón revelan un número de nuevas distribuciones de partones (PDF) dependientes del momento transversal y del espín total. Las nuevas distribuciones fueron exploradas para los procesos de dispersión elástica profunda semi-inclusivos en las colaboraciones HERMES [2] y COMPASS [3].

La piedra angular del programa SPD (Spin Physics Detector) está representada por estudios detallados de varias distribuciones de partones en los procesos Drell-Yan y la producción directa de fotones con protones y deuterones polarizados. Dichas investigaciones requieren la medición de los ángulos polar y azimutal de la pareja de leptones producidos que permite determinar el tensor de polarización del fotón virtual. Mediciones similares pudieran ser realizadas para el J/ψ y otros mesones

vectoriales producidos por haces hadrónicos sensibles a los mecanismos de producción.

Con el fin de realizar dichos experimentos se hace necesaria la obtención de un diseño adecuado para el sistema de detección que cumpla con una serie de requisitos mínimos.

En el presente Trabajo de Diploma serán presentados los resultados obtenidos a partir de la simulación de eventos de charmonium para tres configuraciones distintas de los imanes del SPD con el objetivo de que se tenga en cuenta a la hora de esbozar el diseño final de la instalación.

Problema Científico: La producción de charmonium con protones polarizados constituye todavía un problema actual. Se requiere la calibración de los sistemas de detección con la menor incertidumbre posible, incluyendo el caso de la no polarización como escalón necesario para su extensión al caso de polarización.

Se examinarán y compararán varias configuraciones para el sistema de imanes del detector. La **hipótesis de trabajo** presupone que para el caso de la producción de charmonium la configuración híbrida debe ser la que brinde mejores resultados estadísticos.

El **objetivo general** de la presente tesis es:

“Caracterizar el detector SPD en las distintas configuraciones del sistema de imanes para la producción de charmonium utilizando la herramienta SPDRoot.”

Los **objetivos específicos** son:

- Desarrollar un algoritmo para la reconstrucción de eventos de charmonium a partir de los datos de salida del SPDRoot.
- Obtener las distribuciones de J/ψ y de su eficiencia de detección en la configuración solenoidal, toroidal e híbrida, así como estudiar los motivos que causan la pérdida de eventos.
- Estudiar las distribuciones y eficiencias de detección de los mesones $\chi_{c0,1,2}$ debido a la participación en la reconstrucción de los eventos de dos componentes del SPD: el calorímetro electromagnético y el sistema de detección de muones.
- Obtener las distribuciones y eficiencias con respecto a las componentes del momento longitudinal y transversal de los mesones J/ψ y $\chi_{c0,1,2}$.

El presente trabajo está conformado por una Introducción, tres Capítulos, las Conclusiones, Recomendaciones, Referencias y Anexos.

En el Capítulo 1 se abordan algunos conceptos fundamentales para la comprensión de los procesos físicos que se producen en la simulación, tales como la cinemática relativista, la cromodinámica cuántica y el modelo estándar. Se explica la teoría del

charmonium y los dos principales modelos que describen su mecanismo de producción en las colisiones protón-protón.

En el Capítulo 2 se detallan los aspectos teóricos y técnicos que constituyen la base de esta Tesis. Se habla acerca de la necesidad del proyecto NICA, las energías de trabajo y los problemas fundamentales que pretenden resolver. Se explican las principales características del SPD y los tres modos de configuración de los imanes, los cuales son el objeto de estudio de este trabajo.

En el Capítulo 3 se presentan los resultados del trabajo realizado. Se hace un análisis con el objetivo de facilitar su comprensión.

En las Conclusiones se muestran los resultados finales de la tesis respondiendo a cada uno de los objetivos planteados al iniciar la investigación. Dentro de las recomendaciones se plantean sugerencias para darle continuidad a este trabajo.

Capítulo I: Generalidades.

1.1. Cinemática relativista.

Postulados básicos de la teoría especial de la relatividad [4]:

- Las leyes de la física son las mismas en todos los sistemas de referencia inerciales.
- La velocidad de la luz es la misma para todos los sistemas de referencia inerciales.

A las formulaciones físicas que contienen estos dos postulados se le llaman covariantes. A un punto en el espacio-tiempo se le llama evento. La distancia que separa dos eventos en el espacio-tiempo es descrita por (1.1).

$$(ds)^2 = (cdt)^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2) \quad (1.1)$$

El espacio cuatridimensional, cuyo intervalo se define según (1.1) es llamado espacio de Minkovski. La literatura se refiere $(\Delta s)^2$ como intervalo espacio-tiempo invariante. El grupo más simple de transformaciones que hacen invariante $(\Delta s)^2$ es el de las transformaciones de Lorentz debido a que son lineales en las coordenadas y, si la velocidad relativa tiende a cero, se convierten en la transformación idéntica.

Dados dos sistemas de referencia inerciales con coordenadas $x = (ct, \mathbf{r})$ y $x' = (ct', \mathbf{r}')$ estos se relacionan mediante (1.2), donde \mathbf{L} es la matriz de transformación. La matriz en (1.3) es la forma más general de la transformación de Lorentz

$$\mathbf{x}' = \mathbf{L}\mathbf{x} \quad (1.2)$$

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} \gamma & -\gamma\beta_x & -\gamma\beta_y & -\gamma\beta_z \\ -\gamma\beta_x & 1 + \frac{(1-\gamma)\beta_x^2}{\beta^2} & \frac{(1-\gamma)\beta_y\beta_x}{\beta^2} & \frac{(1-\gamma)\beta_z\beta_x}{\beta^2} \\ -\gamma\beta_y & \frac{(1-\gamma)\beta_x\beta_y}{\beta^2} & 1 + \frac{(1-\gamma)\beta_y^2}{\beta^2} & \frac{(1-\gamma)\beta_z\beta_y}{\beta^2} \\ -\gamma\beta_z & \frac{(1-\gamma)\beta_x\beta_z}{\beta^2} & \frac{(1-\gamma)\beta_y\beta_z}{\beta^2} & 1 + \frac{(1-\gamma)\beta_z^2}{\beta^2} \end{bmatrix} \quad (1.3)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (1.4)$$

$$\beta_i = \frac{v_i}{c} \quad (1.5)$$

Se definen las coordenadas de laboratorio $x^0 = ct(\tau)$, $x^1 = x(\tau)$, $x^2 = x(\tau)$ y $x^3 = z(\tau)$. La tangente a la curva es la cuatrivelocidad (1.6) de una partícula viajando a través del espacio-tiempo.

$$u^0 = \frac{d(ct)}{d\tau} = \gamma c \quad u^i = \frac{dx^i}{d\tau} = \gamma v^i \quad (1.6)$$

Se asume que las componentes de cualquier cuatrivector pueden ser expresadas por sus proyecciones en los vectores base e_0, e_1, e_2 y e_3 . La posición de un punto y la cuatrivelocidad pueden escribirse según (1.7) y (1.8) respectivamente.

$$\mathbf{P}(\tau) = x^\mu(\tau)\mathbf{e}_\mu \quad (1.7)$$

$$\mathbf{u} = \frac{d\mathbf{P}}{d\tau} = \frac{dx^\mu}{d\tau}\mathbf{e}_\mu = u^\mu\mathbf{e}_\mu \quad (1.8)$$

Para convertir un vector en un escalar o definir un producto escalar de dos vectores se requiere un funcional llamado tensor métrico [4], $g_{\alpha\beta}$ son las componentes del tensor con los vectores base e_α en (1.10).

$$g(u, v) = g(v, u) = \mathbf{u} \cdot \mathbf{v} \quad (1.9)$$

$$g_{\alpha\beta} = \mathbf{g}(\mathbf{e}_\alpha, \mathbf{e}_\beta) = \mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{e}_\beta \quad (1.10)$$

El desplazamiento puede ser escrito usando el tensor métrico como (1.11).

$$ds^2 = g_{\alpha\beta}dx^\alpha dx^\beta \quad (1.11)$$

De esa forma, se define la métrica del espacio de Minkovski (1.12) y el producto escalar (1.13).

$$\mathbf{g} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (1.12)$$

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{v} = g_{\alpha\beta}u^\alpha v^\beta = u^0v^0 - u^1v^1 - u^2v^2 - u^3v^3 \quad (1.13)$$

En cualquier sistema de coordenadas, el cuadrado de la cuatrivelocidad es constante e igual al cuadrado de la velocidad de la luz. El cuatrimomento se define como el producto de la masa en reposo de la partícula por su cuatrivelocidad (1.14) y cumple la relación (1.15).

$$\mathbf{p} = m\mathbf{u} \quad (1.14)$$

$$\mathbf{p} \cdot \mathbf{p} = m^2c^2 = \frac{E^2}{c^2} - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2 \quad (1.15)$$

En procesos donde ocurre la colisión entre dos partículas dando lugar a dos partículas más, se pueden usar las variables de Mandelstam [5] que se definen según (1.16), (1.17) y (1.18) (\mathbf{p}_1 y \mathbf{p}_2 son los cuatrimomentos de las partículas antes de la colisión, \mathbf{p}_3 y \mathbf{p}_4 los cuatrimomentos después de la colisión).

$$s = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 = (\mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4)^2 \quad (1.16)$$

$$t = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_3)^2 = (\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_4)^2 \quad (1.17)$$

$$u = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_4)^2 = (\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3)^2 \quad (1.18)$$

Estas variables toman especial importancia en la física de partículas, donde s describe mejor los procesos de aniquilación, t los de dispersión y u los de dispersión cuando las partículas en el estado final son idénticas. Son invariantes de Lorentz por lo que tienen el mismo valor en cualquier sistema de referencia. La cantidad invariante \sqrt{s} representa la energía total disponible en el centro de masas del sistema (1.19). Las tres variables son linealmente independientes, como lo evidencia (1.20).

$$s = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 = (E_1 + E_2)^2 \quad (1.19)$$

$$s + t + u = m_1^2 c^2 + m_2^2 c^2 + m_3^2 c^2 + m_4^2 c^2 \quad (1.20)$$

1.1.1. Sección eficaz invariante.

En mecánica cuántica la probabilidad de pasar de un estado $|i\rangle$ a $|f\rangle$ sigue la ecuación 1.21, donde S_{fi} es un operador en forma matricial que describe la dinámica de la transición, conteniendo todas las formas posibles de pasar de $|i\rangle$ a $|f\rangle$.

$$P(|i\rangle \rightarrow |f\rangle) = |S_{fi}|^2 \quad (1.21)$$

S puede ser escrito como la suma de dos términos en (1.22); el primer sumando corresponde a una transición sin interacción y el segundo, a la ocurrencia de dispersión (conservación del cuatrimomento * amplitud de transición).

$$S_{fi} = \delta_{fi} + i(2\pi)^4 \delta^{(4)}(\mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i) T_{fi} \quad (1.22)$$

La amplitud de transición no es invariante de Lorentz, por lo que se define el elemento matricial M_{fi} (1.23) normalizando el volumen que tampoco es invariante.

$$M_{fi} = \left(\prod_{i=1}^{n_i} \sqrt{V E_i} \right) \left(\prod_{f=1}^{n_f} \sqrt{V E_f} \right) T_{fi} \quad (1.23)$$

La sección eficaz [6] para un choque entre dos partículas queda descrita por (1.24), la cual es invariante de Lorentz al serlo cada uno de los términos que la componen por separado (1.24) y (1.25).

$$\sigma_{i \rightarrow f} = \frac{1}{F} \frac{1}{(2\pi)^{3n_f-4}} \int \left(\prod_{f=1}^{n_f} \frac{d^3 p_f}{2E_f} \right) \delta^{(4)} \left(\sum_{f=1}^{n_f} p_f - p_a - p_b \right) |M_{fi}|^2 \quad (1.24)$$

$$F = \sqrt{(s - (m_a^2 c^2 + m_b^2 c^2))(s - (m_a - m_b)^2)} \quad (1.25)$$

Se define el espacio de fases [6] de n_f partículas según (1.26).

$$R_{n_f} = \int dR_{n_f} = \int \prod_{f=1}^{n_f} \frac{d^3 p_f}{2E_f} \delta^{(4)} \left(\sum_{f=1}^{n_f} \mathbf{p}_f - \sum_{i=1}^{n_i} \mathbf{p}_i \right) \quad (1.26)$$

A partir de este se puede escribir la sección eficaz diferencial en función de la variable t de Mandelstam (1.27).

$$\frac{d\sigma}{dt_{jk}} = \frac{1}{4F} \frac{1}{(2\pi)^{3n_f-4}} \int dR_{n_f} |M_{fi}|^2 \delta(t_{jk} - (p_j - p_k)^2) \quad (1.27)$$

$$t_{jk} = (p_j - p_k)^2 \quad (1.28)$$

1.2. Cromodinámica cuántica.

La cromodinámica cuántica (QCD) [7] es la teoría estándar de la interacción fuerte definida por la densidad lagrangiana (1.29) que constituye la suma de los términos de interacción de quarks y gluones:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}^f(x) [i\gamma^\mu D_\mu - m_f] \Psi^f(x) - \frac{1}{4} G_{i\mu\nu}(x) G_i^{\mu\nu}(x) \quad (1.29)$$

Para quarks libres, la función de onda se puede escribir como el producto de una parte independiente del color y otra que solo depende de este (1.30), $\chi^c = r, g, b$ son funciones de onda de color independientes (1.31).

$$\Psi = \psi \chi^c \quad (1.30)$$

$$r = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad g = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad b = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

Sobre las funciones de onda actúan los operadores de color (1.32) representados por matrices tridimensionales hermíticas. Además de la matriz unidad, existen ocho matrices linealmente independientes (1.33).

$$\hat{F}_i = \frac{1}{2} \lambda_i \quad (i = 1, 2, \dots, 8) \quad (1.32)$$

$$\begin{aligned}
\lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\
\lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} & (1.33) \\
\lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

La lagrangiana de la cromodinámica cuántica (1.29) es invariante bajo la transformación local de fase de la función de onda (1.34), donde g_s representa una constante de acoplamiento característica de la QCD, y λ_i son las matrices en 1.33.

$$\begin{aligned}
\Psi^f(x) &\rightarrow \Psi^{f'}(x) = \exp[i g_s \lambda_j \omega_j(x)/2] \Psi^f(x) = U(\alpha) \Psi^f(x) \\
\bar{\Psi}^f(x) &\rightarrow \bar{\Psi}^{f'}(x) = \bar{\Psi}^f(x) \exp[-i g_s \lambda_j \omega_j(x)/2] = \bar{\Psi}^f(x) U(\alpha)
\end{aligned} \quad (1.34)$$

La parte exponencial de (1.34) comprende el grupo $SU(3)$ de matrices unitarias 3x3 con la propiedad de que $\det U(\alpha) = +1$. Esta es la razón por la cual se llaman transformaciones $SU(3)$ [7].

La QCD exhibe dos propiedades fundamentales que explican los fenómenos físicos que se observan en física nuclear y de partículas. Estas son el confinamiento de color y la libertad asintótica.

La hipótesis de confinamiento de color [5] establece que los objetos con color están siempre confinados a estados singletes y que ninguno de ellos con carga de color distinta de cero se puede propagar como partículas libres. Se cree que esta propiedad origina la interacción gluón-gluón ya que estos tendrían una carga propia. No hay actualmente una prueba analítica del confinamiento de color, aunque hay avances prometedores usando técnicas de lattice QCD. La principal consecuencia de esta propiedad es que los quarks y los gluones no pueden ser observados como partículas libres.

Se definen los estados singletes de color $SU(3)$ como combinaciones sin color que tienen números cuánticos de color cero. La acción de los operadores de color $1 \cdot x + 3$ sobre las funciones de onda debe ser cero. Todos los estados ligados de quarks y antiquarks deben ocurrir en singletes de color. Esto introduce fuertes restricciones en las posibles combinaciones que pueden formar estados hadrónicos enlazados.

Los quarks no se propagan libremente y son observados como jets de partículas sin color en colisiones de altas energías (Fig 1.1) (hadronización). El quark y el antiquark producidos por la interacción inicialmente se separan a altas velocidades (Fig. 1.1 (i)); a medida que se separan el campo de color está restringido a un cilindro de densidad de energía de $1 \text{ GeV}/fm$ aproximadamente (Fig. 1.1 (ii)); si se

alejan lo suficiente la energía en el campo de color basta para producir un nuevo par $q\bar{q}$ ya que es una configuración energética favorable (Fig. 1.1 (iii)); este proceso continúa y se producen más pares (Fig. 1.1 (iv)); todos los quarks y antiquarks tienen energía lo suficientemente baja como para combinarse en hadrones sin color (Fig. 1.1 (v)).

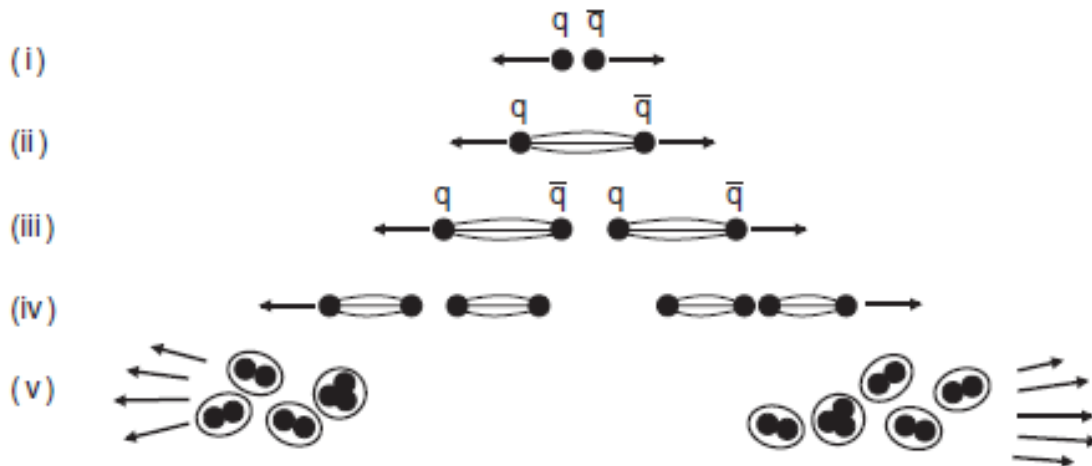


Fig. 1.1: Imagen cualitativa del proceso de hadronización [5].

Considerando las posibles funciones de onda de color para el estado ligado $q\bar{q}$ se obtienen las combinaciones matemáticas para un color y un anticolor, llamadas multipletes de color, que son un octeto de color y un singlete sin color (Fig 1.2).

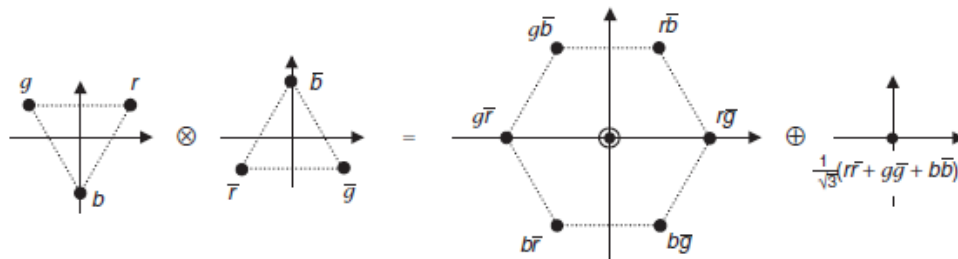


Fig 1.2: Combinaciones de color de un quark y un antiquark [5].

Luego un quark y un antiquark pueden formar un estado ligado que se conoce como mesón y su función de onda se describe en (1.35).

$$\psi^c(q\bar{q}) = \frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b}) \quad (1.35)$$

La adición de otro quark o antiquark al estado singlete o al octeto no resulta en un estado singlete por lo que los estados ligados qqq y $q\bar{q}\bar{q}$ no pueden existir en la naturaleza.

La combinación qq arroja un sexteto y un triplete de color (Fig. 1.3), la ausencia de un estado singlete implica que los estados ligados de dos quarks siempre tienen color y por lo tanto no existen libres.

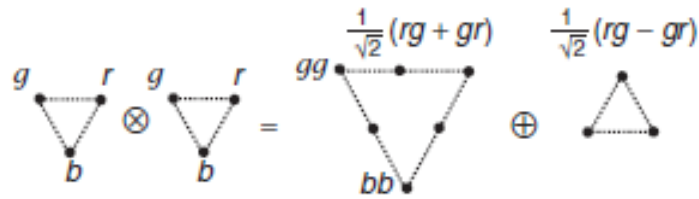


Fig 1.3: Combinaciones de color de dos quarks [5].

Las combinaciones qqq y $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ dan como resultado los estados singletes (Fig. 1.4) conocidos como barión y antibarión respectivamente con función de onda (1.36).

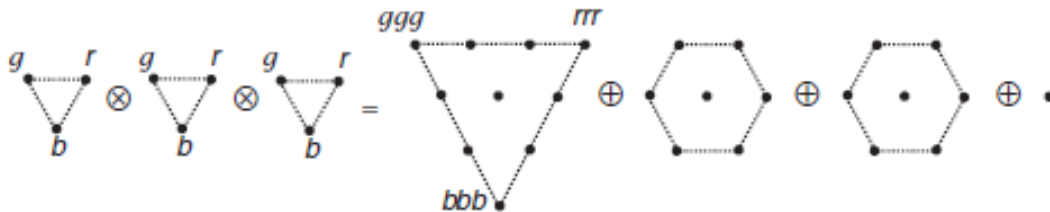


Fig 1.4: Combinaciones de color de tres quarks [5].

$$\psi^c(qqq) = \frac{1}{\sqrt{6}}(rgb - rbg + gbr - grb + brg - bgr) \quad (1.36)$$

A la otra propiedad de la QCD se le conoce como libertad asintótica [5] y consiste en que la constante de acoplamiento de la QCD varía considerablemente en el rango de las energías relevantes para la física de partículas. A bajas energías $\sim 1 \text{ GeV}$, $\alpha_s \sim 1$, por lo que la teoría de las perturbaciones no puede ser usada. A energías mayores que 100 GeV , $\alpha_s \sim 0.1$ que es suficientemente pequeño para que se aplique esta teoría.

1.3. El modelo estándar.

Es una teoría que describe tres de las cuatro fuerzas fundamentales del universo por medio de la simetría de calibración local $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. En conjunto con la ecuación de Dirac de la mecánica cuántica relativista, que describe la dinámica de los fermiones, la teoría cuántica de campos, la cual da una imagen de las partículas y sus interacciones, y el mecanismo de Higgs, ruptura de la simetría electrodébil que genera las masas de las partículas, constituyen los pilares del modelo estándar.

En el modelo estándar las partículas elementales [5] representan entidades sin estructura interna, por lo que no pueden estar compuestas por otras partículas. Se dividen en dos grandes grupos: fermiones y bosones (Fig. 1.5).

Los fermiones poseen espín semientero, por lo que siguen la estadística de Fermi-Dirac, y se consideran tres generaciones con energías de menor a mayor (excepto para los neutrinos, cuya masa en reposo todavía no está determinada). Estos se colocan en dos subgrupos: quarks y leptones. Los quarks son las únicas partículas que presentan los cuatro tipos de interacción (poseen masa y carga eléctrica, de color y sabor). Con carga eléctrica $+2/3$ se encuentran los quarks up, charm y top, y $-1/3$, down, strange y bottom. Debido al fenómeno de confinamiento de color no pueden ser observados de forma aislada. Los leptones no poseen carga de color por lo que solo perciben la interacción electrodébil. Con carga eléctrica -1 se hallan los electrones, muones y tauones y los leptones con carga 0 : neutrino electrónico, neutrino muónico y neutrino tauónico. Cada fermión posee espín $1/2$ y tiene su respectiva antipartícula con las mismas propiedades de la original pero con carga eléctrica opuesta.

three generations of matter (fermions)			interactions / force carriers (bosons)		
	I	II	III		
mass	$=2.2 \text{ MeV}/c^2$	$=1.28 \text{ GeV}/c^2$	$=173.1 \text{ GeV}/c^2$	0	$=125.09 \text{ GeV}/c^2$
charge	$2/3$	$2/3$	$2/3$	0	0
spin	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	0
	u up	c charm	t top	g gluon	H higgs
	d down	s strange	b bottom	γ photon	
	e electron	μ muon	τ tau	Z Z boson	
	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	W W boson	

Fig. 1.5: Tabla resumen de las partículas elementales del modelo estándar.

Los bosones poseen espín entero, por lo que siguen la estadística de Bose-Einstein. Son los portadores de interacción. El gluón g porta la interacción fuerte entre cargas de color y, a su vez, presenta este tipo de carga, entonces no solo media la interacción sino que también participa en ella. Es responsable de la formación de hadrones (quarks + gluones), como los protones, neutrones, π^+ , π^- , etc. Los bosones W^+ , W^- y Z^0 llevan consigo la interacción débil. Esta interacción es la única capaz de violar la paridad y cambiar el sabor de los fermiones. El fotón transporta la fuerza electromagnética. El bosón de Higgs H es una parte esencial del modelo estándar. Da masa a los fermiones y los bosones W^+ , W^- y Z^0 sin romper la simetría local de calibración.

Los procesos que tienen lugar en el modelo estándar son muy complejos y difíciles de comprender. Los diagramas de Feynman son una herramienta que permite de forma intuitiva obtener las expresiones matemáticas para describir el comportamiento de las partículas subatómicas (Fig. 1.6).

Según (1.21) se puede hallar la probabilidad de una transición de un estado $|i\rangle$ a uno $|f\rangle$ partiendo del conocimiento de la matriz S . Esa matriz puede ser expandida en la suma de productos normales (todos los operadores de absorción se encuentran a la derecha de los operadores de creación). Todos esos productos afectarán a una transición particular $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$, la cual puede ser representada por un diagrama de Feynman [7]. De la ecuación 1.24 se puede expandir el término M_{fi} al igual que se hizo con la matriz S (1.29), el resultado es lo que se le llama órdenes de magnitud de la teoría de las perturbaciones. Se dice que se toma hasta el n -ésimo orden si se calcula M_{fi} hasta el sumando n .

$$M = \sum_{n=1}^{\infty} M^{(n)} \quad (1.29)$$

La amplitud de Feynman $M^{(n)}$ se obtiene dibujando todos los diagramas de Feynman topológicamente diferentes en el espacio de momentos conteniendo n vértices y las correspondientes líneas externas.

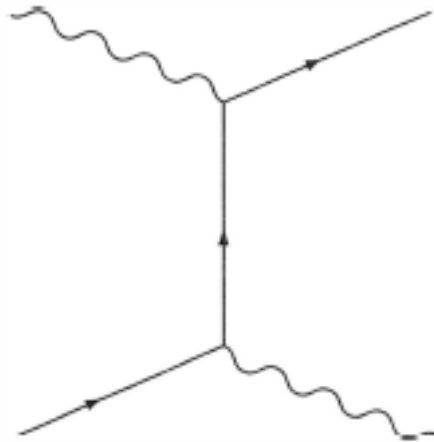


Fig. 1.6: Ejemplo de diagrama de Feynman. Dispersión de Compton para electrones. El electrón es representado por la flecha y el fotón por la curva ondulada. El electrón interactúa con el fotón y lo absorbe. Luego este emite un fotón con una energía distinta a la del fotón inicial.

Para calcular órdenes superiores de la teoría de las perturbaciones, se encuentran términos en la expansión correspondiente a todos los diagramas de Feynman topológicamente distintos, los cuales se dibujan usando propagadores (Fig. 1.7) y vértices (Fig. 1.8).

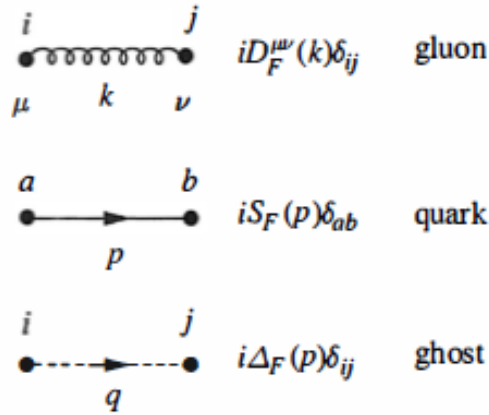


Fig. 1.7: Factores propagadores de quarks, gluones y ghosts.

Se puede derivar una serie de reglas que permiten escribir, directamente de los diagramas de Feynman, las contribuciones a la amplitud de Feynman.

Reglas de Feynman para la QCD [7]:

- Se escribe el factor por cada vértice de acuerdo con la Fig. 4.
- Se escribe el factor para cada línea de propagador como en la Fig.5.

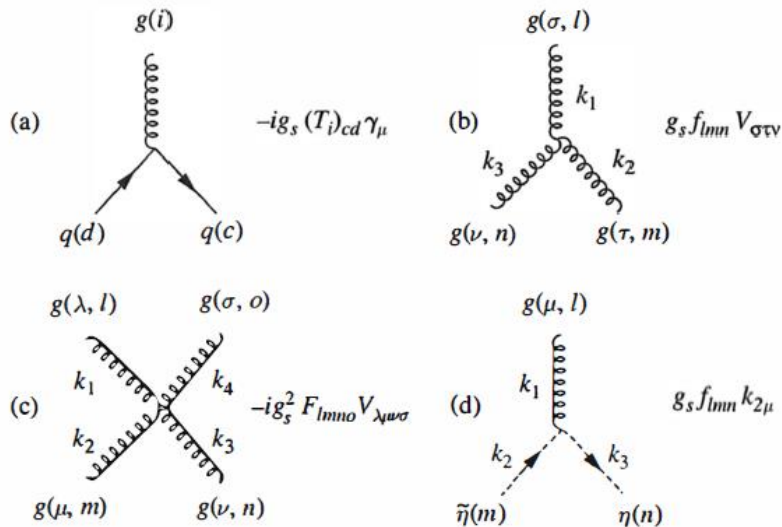


Fig. 1.8: Factores de vértice de la QCD, (a) quark-gluon, (b) gluón-gluón, (c) gluón-gluón y (d) ghost-gluón.

- Se escribe el factor correspondiente a un estado inicial y final de quarks, antiquarks y/o gluones.
- Se escribe el factor spinor en orden de forma tal que de izquierda a derecha ocurren en la misma secuencia siguiendo la dirección de la flecha de la línea quark.

- Se escribe el factor por cada bucle de quark cerrado.
- El cuatrimomento asociado a las líneas que se reúnen en cualquier vértice se conserva, en un bucle cerrado se integra con respecto al momento interno.
- Para cada bucle cerrado de ghost, se multiplica por (-1). Los campos ghost son campos fermiónicos escalares. No están permitidos como estados físicos, pero contribuyen como partículas virtuales intermedias.
- Para cada bucle cerrado de gluón, se multiplica por un factor de simetría.

1.4. Charmonium.

Se puede establecer una estrecha analogía entre el charmonium, el átomo de hidrógeno y el positronium. En los dos últimos casos la interacción es electromagnética. En el primero, la interacción fuerte es la predominante, los números cuánticos y las propiedades básicas pueden ser descritos con un par $c\bar{c}$. Usando la notación espectral los distintos niveles de energía corresponden a partículas ya descubiertas (Fig. 1.9). Un análisis más profundo acerca del charmonium es hecho en [8]. La producción de charmonium es de gran interés, la descripción del proceso es un reto y una importante prueba al conocimiento de la QCD. Una comprensión exhaustiva nos permitiría separar la aniquilación quark-antiquark de las contribuciones de la fusión gluón-gluón, beneficiando la estadística de eventos J/ψ inclusivos para medir e interpretar las asimetrías de la distribución transversal del espín. Además, la producción es sensible al contenido de los hadrones que colisionan, mientras experimentalmente J/ψ puede ser reconstruido a partir de los modos de decaimiento di-leptón (señal muy limpia), por lo que es una excelente herramienta para probar las funciones de distribución de partones para gluones.

Existen dos modelos contemporáneos que describen la producción de charmonium: Modelo de evaporación de color (CEM) y Cromodinámica cuántica no relativista (NRQCD). Ambos toman en cuenta las configuraciones de singletes y octetes de color.

En CEM la producción es proporcional a la sección eficaz de la producción del par $c\bar{c}$ entre $2m_c$, donde m_c es la masa del quark charm, y el umbral de charm libre (open charm threshold). Se toma en cuenta la suma sobre los colores y los espines del par. Se asume que los coeficientes de proporcionalidad no dependen del proceso. El modelo se explica en más detalle en [9]. A pesar de su simplicidad, describe muy bien la dependencia con \sqrt{s} y la sección eficaz diferencial.

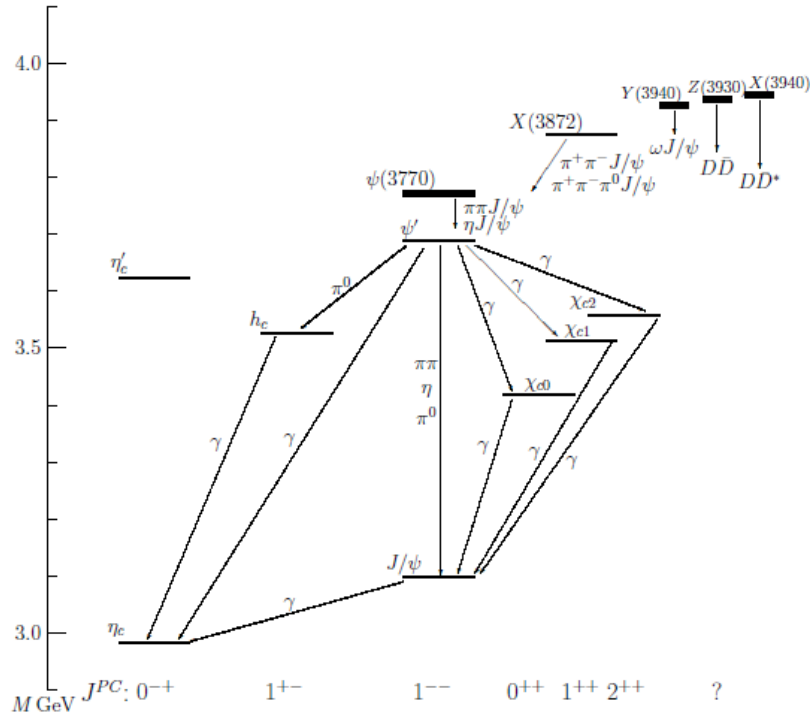


Fig. 1.9: Estados principales del charmonium.



Fig. 1.10: Diagramas de Feynman para el CEM.

NRQCD es el modelo más riguroso que describe el fenómeno (detalles en [10,11]). Está basado en la conjetura de factorización, donde la sección eficaz de los partones factoriza a una parte fuertemente perturbativa (hard perturbative) que describe la producción del par $c\bar{c}$ en la escala $1/m_c$ y una parte no perturbativa suave (non perturbative soft) que describe la formación del estado charmonium.

Capítulo II: Materiales y métodos.

2.1. NICA (Nuclotron based Ion Collider fAcility).

NICA está bajo implementación en el JINR (Joint Institute for Nuclear Research) en Dubna, Federación de Rusia, como un proyecto de vanguardia en física de altas energías [1]. Consiste en un colisionador de iones basado en un nucleotrón, un detector de materia bariónica en el nucleotrón (Baryonic Matter at Nuclotron, BM@N), un detector multipropósito (Multiple Purpose Detector, MPD) y un detector para física de espines (Spin Physics Detector, SPD).

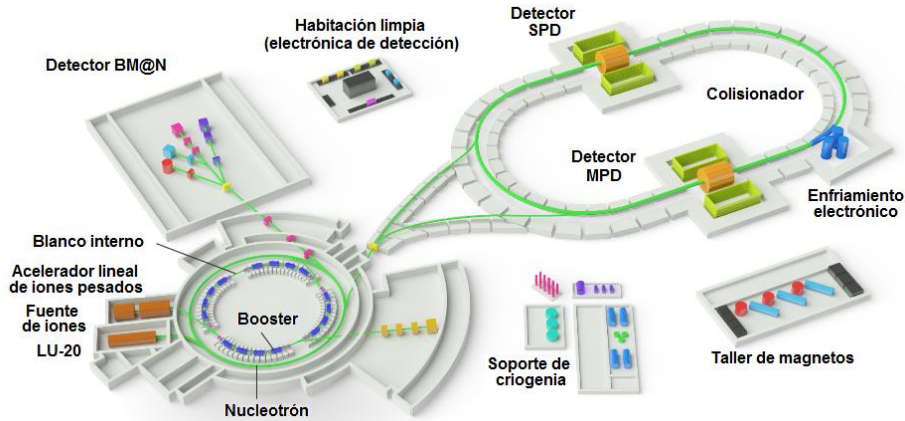


Fig. 2.1: Esquema del complejo NICA.

El objetivo principal de las instalaciones es la búsqueda de una fase mezclada de materia de quarks y hadrónica como consecuencia de una transición de primer orden en analogía a una fase líquido-gas. Por ese motivo, tendrá un rango de energías de $\sqrt{s_{NN}} = 4 - 11 \text{ GeV}$ para núcleos oro y otros más ligeros, lo cual dará una excelente oportunidad para explorar las propiedades de la materia fuertemente interactuante en una región de temperaturas y densidad bariónica (Fig. 2.2) donde se sospecha que se encuentra el punto crítico en el diagrama de fases de la QCD.

A pesar de que hoy en día los aceleradores de partículas alcanzan energías $\sim TeV$, la región de trabajo del NICA tiene un gran potencial para nuevos descubrimientos. Podría responder preguntas fundamentales que no se encuentran bien argumentadas o ni siquiera formuladas de forma correcta [1]. Algunas de ellas son:

- Grados de libertad: A bajas densidades los hadrones son buenos grados de libertad, forman un gas de cuasi-partículas que interactúan de forma perturbativa. Debido a que son compuestos tienen una extensión y sus funciones de onda se solapan cuando se alcanzan densidades de dos a cuatro veces $n_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$. Los nucleones y mesones, quarks y gluones dejan de describir correctamente el sistema. Pudieran dominar estados multi-quark de forma que tenga un comportamiento colectivo.

- Naturaleza del barión: ¿El puzle del espín del protón apunta a un problema mucho más profundo? La descripción tiene dos distintas variantes: (a) el estado enlazado de tres quarks de valencia, vestido por una nube mesónica, (b) el solitón (skyrmión) de una teoría mesónica no lineal donde los números cuánticos fermiónicos tienen un origen topológico.
- Hadronización: La formación de hadrones como estados enlazados de partones es un proceso cuántico que involucra entrelazamiento de los estados del partón debido a la incoherencia. Este aspecto no se aborda en la simulación de la evolución de las funciones de distribución de una partícula y en el concepto de coalescencia. Un aspecto esencial del proceso de hadronización es que está acompañado por la ruptura de la simetría quiral y el confinamiento.

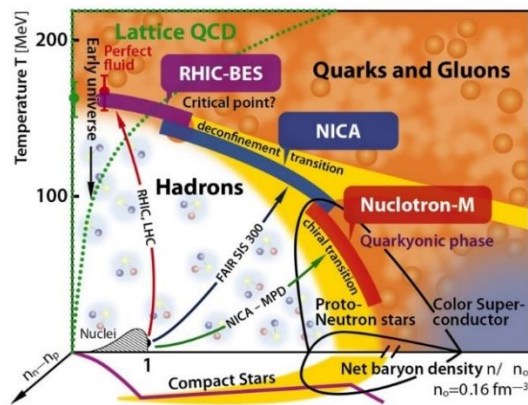


Fig. 2.2: Transición de fase en QCD [1].

2.2. SPD (Spin Physics Detector).

2.2.1. Necesidad del SPD.

Desde que comenzó la “crisis de los espines” en 1987, el problema de la estructura del nucleón con respecto al espín se mantiene como uno de los dilemas más intrigantes de la física contemporánea. El principal componente de este problema es cómo el espín del nucleón se compone del espín y el momento angular de sus constituyentes. La búsqueda dio como resultado el concepto de distribuciones de partones dependientes del espín. Una gran parte de esas distribuciones permanecen absolutamente desconocidas o poco conocidas. La naturaleza compuesta del problema ha sido estudiada por medio de la dispersión fuertemente inelástica de leptones (Deep inelastic scattering, DIS, un fotón virtual proveniente del intercambio con un leptón saca un quark del hadrón (Fig. 2.3a)) y el proceso Drell-Yan (DY, formación de un par leptón-antileptón a partir de un par quark-antiquark (Fig. 2.3b)).

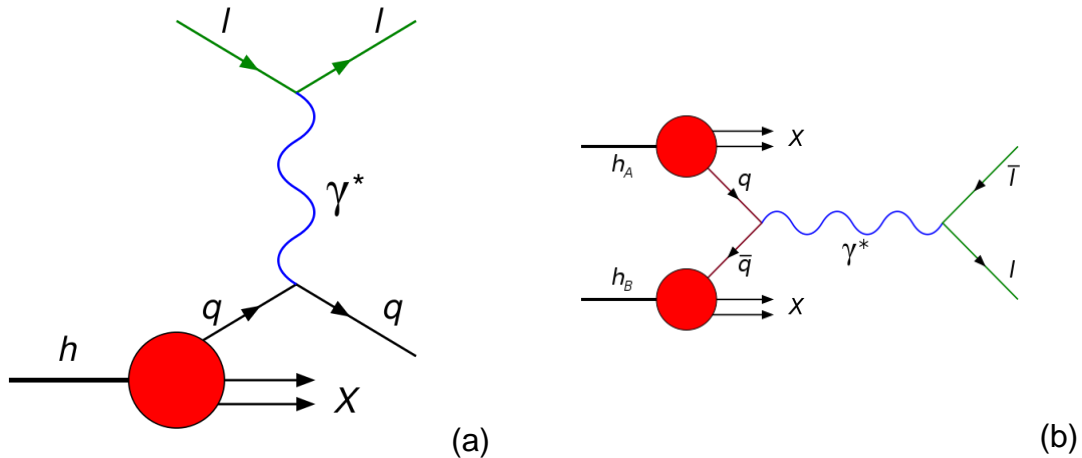


Fig. 2.3: Diagramas de Feynman de los procesos: (a) DIS, (b) Drell-Yan.

A pesar de que el proceso Drell-Yan constituye un reto debido a las bajas tasas de conteo, es la señal más limpia desde el punto de vista teórico en procesos de dispersión hadrón-hadrón ya que simplifica la prueba del teorema de factorización (permite separar los procesos que tienen que ver con la estructura del núcleo de los que afectan a cada partón de forma independiente). Actualmente se realizan al menos seis programas que tienen que ver con el proceso Drell-Yan (en el RHIC [12], J-PARC (KEK) [13, 14], IHEP [15], JINR [16, 17], FAIR [18] y COMPASS [19]). Las mediciones pasadas solo han considerado secciones eficaces no polarizadas, pero los programas actuales tienen interés en mediciones con haces polarizados.

Otro de los objetivos es el estudio de la estructura del núcleo con respecto a los nucleones. Es de vital importancia para entender la estructura del núcleo como un todo. Charmonium y fotones de respuesta rápida (prompt-photon production) son formas ya probadas de obtener información experimental acerca del contenido gluónico de los hadrones.

En resumen, la oportunidad de tener alta luminosidad en colisiones de protones polarizados y deuterones en el NICA permite el estudio de una gran variedad de efectos dependientes del espín y la polarización en las colisiones hadrón-hadrón como:

- Procesos Drell-Yan con protones linealmente y transversalmente polarizados. Extracción de funciones de distribución de partones a partir de la producción de J/ψ y efectos del espín en la producción de bariones, mesones y fotones.
- Diferentes efectos en varias reacciones exclusivas.
- Procesos difractivos.
- Secciones eficaces, amplitudes de helicidad y asimetrías de doble espín en reacciones elásticas.
- Espectroscopía de quarkonia.

2.2.2. Parámetros técnicos.

Partiendo de lo que se pretende medir en el SPD se tienen los requisitos mínimos de la instalación:

- Geometría cercana a 4π .
- Detector rápido de vértice (Fast vertex detector) de alta precisión ($\sim 50\mu m$).
- Sistema de rastreo rápido (Fast tracking system) de alta precisión ($\sim 100\mu m$).
- Precisión en la medición del momento de las partículas secundarias.
- Buena capacidad de identificación de partículas.
- Sistema de detección de muones eficiente.
- Buen calorímetro electromagnético.
- Disparador (Trigger) y sistema de adquisición de datos (DAQ) capaz de manejar tasas de eventos a luminosidad de $10^{32} cm^{-2} s^{-1}$.
- Sistemas modulares de fácil acceso a los elementos del detector en vista a una reconfiguración o actualización.

Teniendo esto en cuenta la configuración más probable de detector se observa en la Fig. 2.4 según [20].

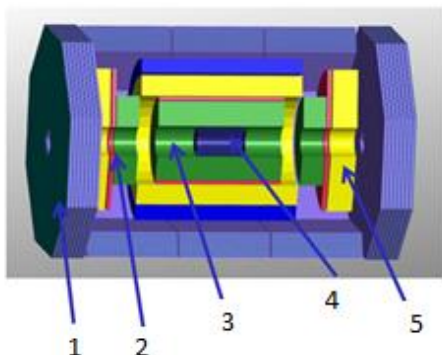


Fig. 2.4: Esquema propuesto para el SPD:

1. Sistema de detección de muones.
2. Detector disparador.
3. Rastreador central.
4. Detector de vértice de silicio.
5. Calorímetro electromagnético.

Concerniendo al sistema de imanes se han tenido en cuenta tres configuraciones:

- Configuración solenoidal (Fig. 2.5): Consiste en un solenoide que produce un campo magnético con una homogeneidad prevista de 1% en la zona central. La principal desventaja es que necesita un escudo magnético especial para haces transversalmente polarizados y tiene influencia en la polarización del haz. Además, debido al gran tamaño del solenoide, crea un espacio donde se pierden eventos en el sistema de detección de muones. La gran ventaja es la uniformidad del campo.

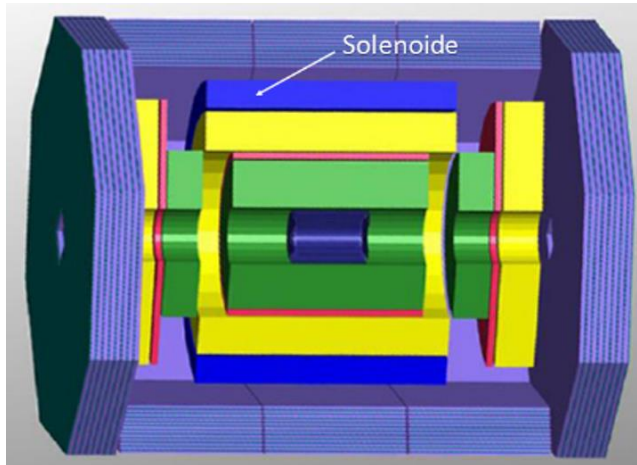


Fig 2.5: Configuración solenoidal.

- Configuración toroidal (Fig. 2.6): Consiste en 8 bobinas superconductoras (Fig. 2.6, color rojo) simétricamente colocadas alrededor del eje del haz formando un toroide. El principal inconveniente es la pérdida de aceptación de eventos y la complejidad del campo, pero tiene como beneficio que el campo magnético en el eje del haz es cero y el espectrómetro puede ser compacto.
- Configuración híbrida (Fig. 2.7): Consiste en 8 bobinas superconductoras simétricamente colocadas alrededor del eje del haz formando un toroide y dos espiras a cada lado del toroide con centro en el eje del haz. Se considera la opción más apropiada ya que se basa en una serie de criterios:
 - Universalidad: Permite el ajuste en dependencia de la tarea a realizar.
 - Mínima influencia en el espín de las partículas del haz.
 - Mínimo de material dentro del detector.
 - Se provee de una integral del campo de $1 - 2 Tm$ sobre el recorrido de las partículas.
 - Mínimo de peso y tamaño del sistema magnético a nivel operacional.

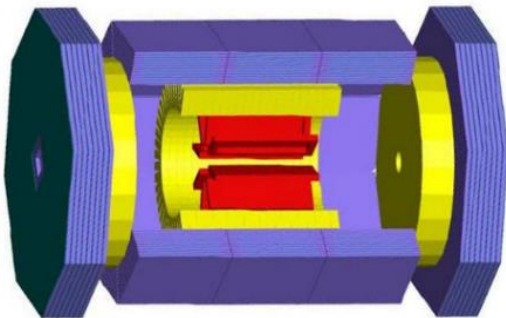


Fig. 2.6: Configuración toroidal.

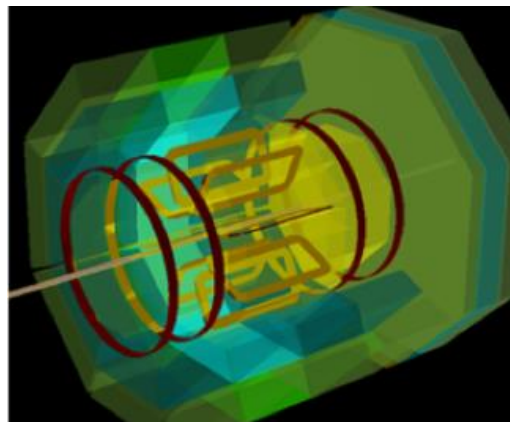


Fig. 2.7: Configuración híbrida.

2.2.3. Nucleones polarizados.

Las funciones de distribución de partones describen la estructura del núcleo en función de la fracción del momento que transporta el partón. Se han generalizado para contener información no solo de las distribuciones longitudinales, sino también de las transversales. De procesos Drell-Yan polarizados y no polarizados se obtienen cinco distribuciones:

- Transversalidad: Correlación entre quarks y la polarización transversal del nucleón.
- Sivers: Correlación entre el momento transversal de un quark no polarizado con la polarización transversal del nucleón.
- Pretzelosidad (forma pretzel, pretzelocity en inglés): Distribución del momento transversal de los quarks y la polarización transversal del nucleón.
- Boer-Mulders: Distribución del momento transversal del quark en un nucleón no polarizado.
- Worm-Gears (forma de sinfín): Correlación entre la polarización transversal del nucleón y el momento transversal de los quarks.

2.2.4. Haces polarizados.

Los requerimientos básicos para los estados de polarización de los haces son los siguientes:

- Protones: Polarización vectorial en dirección longitudinal y transversal con respecto a la velocidad de la partícula.
- Deuterones: Polarización vectorial y tensorial en la dirección vertical de polarización, cambiando la dirección de polarización en 90° hasta un momento de $4 \text{ GeV}/c$.
- Posibilidad de colisionar cualquier partícula polarizada disponible.

Capítulo III: Resultados y discusión.

Las simulaciones de Monte Carlo, la reconstrucción de eventos para datos reales y simulados, el análisis de datos y su visualización serán realizadas en una herramienta de C++ orientada a objetos llamada SPDRoot. Está basada en el programa FairRoot inicialmente desarrollado para el experimento FAIR en el Centro de Investigación de Iones Pesados (GSI, Darmstadt, Alemania) y parcialmente compatible con las aplicaciones MPDRoot y BM@NRoot usados en el MPD y BM@N respectivamente.

La descripción del SPD para la simulación de Monte Carlo está basada en la geometría de Root, mientras el transporte de partículas secundarias a través del material y la simulación de la respuesta del detector la provee el código de Geant4. Para la simulación de colisiones primarias nucleón-nucleón se utilizan los generadores Pythia6 y Pythia8.

3.1. Configuración solenoidal.

Haciendo uso del generador de eventos del SPDRoot, se obtuvieron los resultados para una colisión protón-protón a $\sqrt{s} = 26 \text{ GeV}$ ubicándola en el centro del SPD con la configuración solenoidal. Se emplea un sistema en coordenadas esféricas, donde los ejes se muestran en la Fig. 3.1.

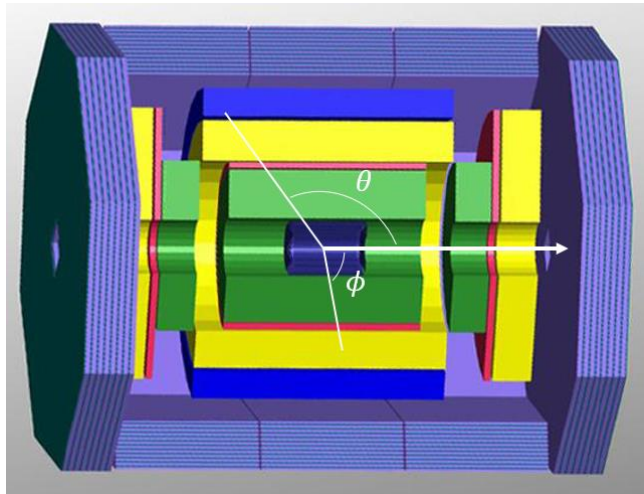


Fig. 3.1: Ejes de SPD configuración solenoidal.

3.1.1. Respuesta ante la producción de J/ψ .

El mesón J/ψ presenta las distribuciones mostradas en la figura 3.2, donde se aparecen las correspondientes con el Pythia6, generador actual, para un proceso $gg \rightarrow J/\psi g$, el que más aporta a la sección eficaz de formación de J/ψ . Debido a que el decaimiento de J/ψ en μ^+ y μ^- es una buena forma de obtener una señal limpia de la creación de esta partícula, este tipo de eventos resulta de gran interés.

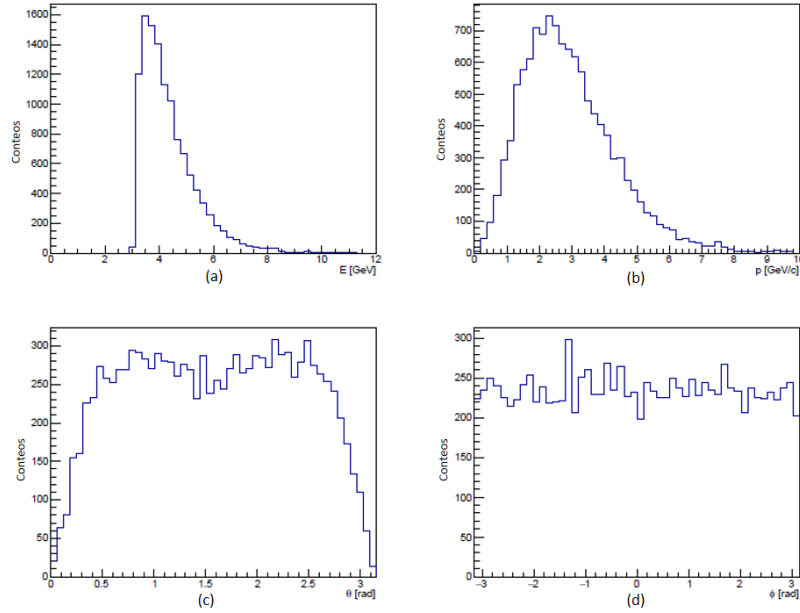


Fig. 3.2: Distribuciones para la producción de $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, (a) conteos vs. energía, (b) conteos vs. momento, (c) conteos vs. theta, (d) conteos vs. phi.

Luego de la desintegración, si los dos muones depositan energía en el detector de muones se dice que J/ψ se reconstruye. Se obtienen la distribución de J/ψ detectados (Fig. 3.3) y la eficiencia de detección (Fig. 3.4) se calcula del cociente entre los detectados y los producidos que decaen en el par de muones. La eficiencia de detección total para J/ψ dio como resultado $\eta_{J/\psi} = (79.7 \pm 0.1)\%$.

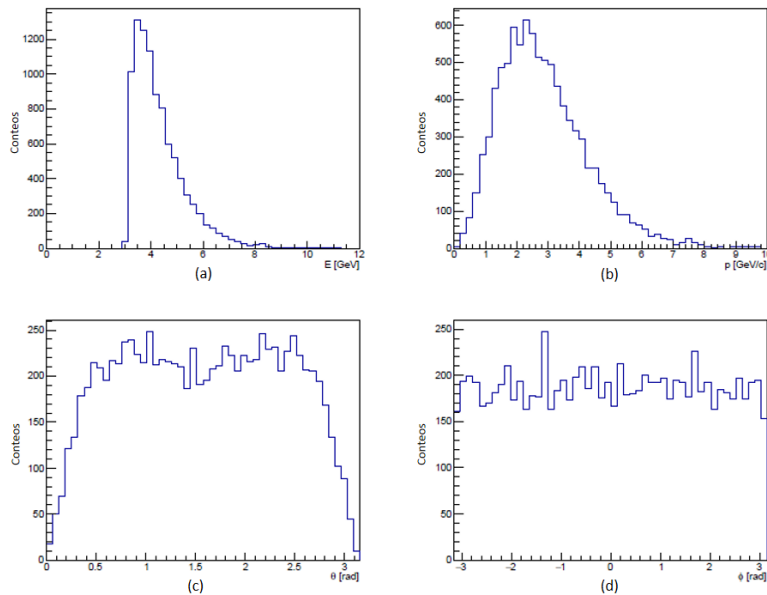


Fig. 3.3: Distribuciones de J/ψ detectados, (a) conteos vs. energía, (b) conteos vs. momento, (c) conteos vs. theta, (d) conteos vs. phi.

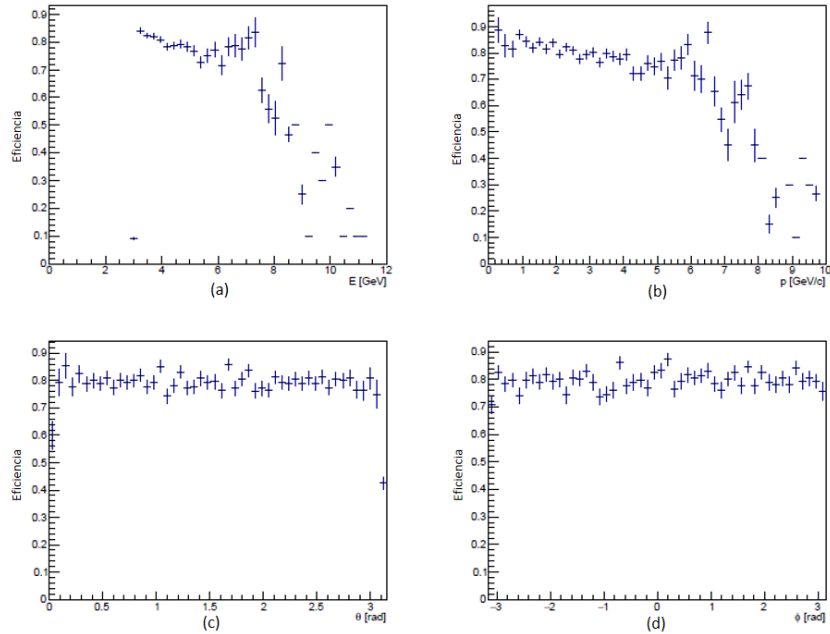


Fig. 3.4: Eficiencia de detección de J/ψ , (a) eficiencia vs. energía, (b) eficiencia vs. momento, (c) eficiencia vs. theta, (d) eficiencia vs. phi.

La eficiencia puede ser explicada a partir de las distribuciones de los muones hijos de J/ψ (Fig. 3.5) y sus eficiencias (Fig. 3.6).

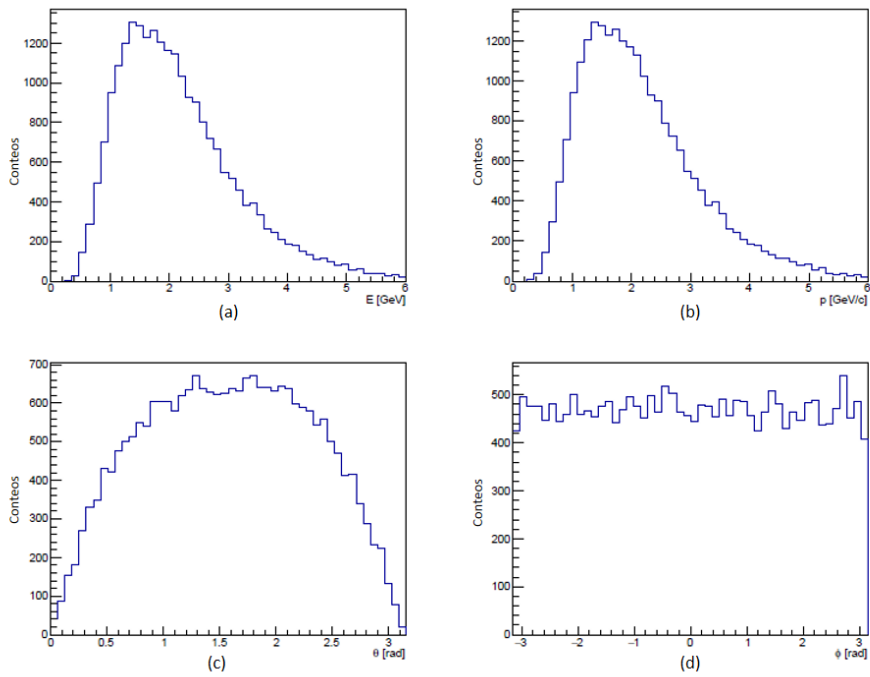


Fig. 3.5: Distribuciones de muones resultantes de $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, (a) conteos vs. energía, (b) conteos vs. momento, (c) conteos vs. theta, (d) conteos vs. phi.

Se observa una distribución de energía muy similar al momento, esto se debe a la masa invariante relativamente baja con respecto a las energías que se trabajan.

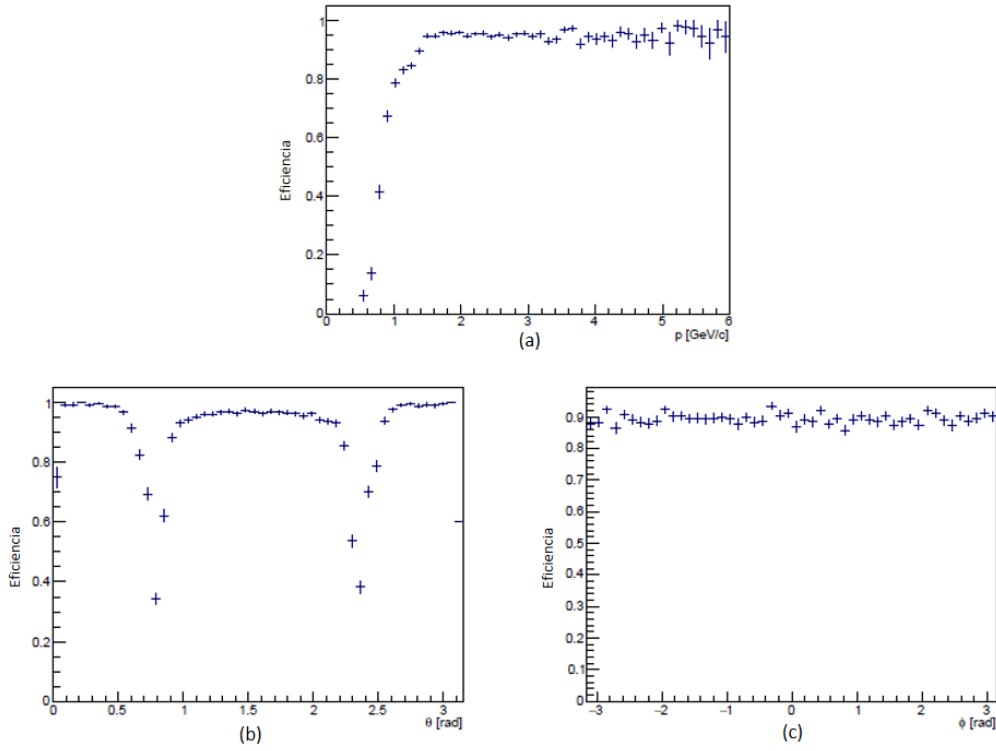


Fig. 3.6: Eficiencia de detección de muones resultantes de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, (a) conteos vs. momento, (b) conteos vs. theta, (c) conteos vs. phi.

En Fig. 3.6a se puede observar que la eficiencia es baja para valores pequeños del momento lineal ya que el calorímetro electromagnético absorbe los muones poco energéticos, además, desde $\sim 1 \text{ GeV}/c$ hasta $\sim 1.4 \text{ GeV}/c$ aparece una meseta provocada por la pérdida de energía en el solenoide. En Fig. 3.6b se puede ver una disminución de la eficiencia para $\theta \sim 0.8 \text{ rad} \approx 45^\circ$ y $\theta \sim 2.3 \text{ rad} \approx 135^\circ$ que corresponde con un espacio entre las partes del ensamblaje del sistema de detección de muones así como entre los dos ángulos debido también al solenoide. El gráfico en Fig. 3.6c muestra la eficiencia homogénea como resultado de la simetría en la geometría con respecto a ϕ .

3.2. Configuración toroidal.

Haciendo uso del generador de eventos del SPDRoot, se obtuvieron los resultados para una colisión protón-protón a $\sqrt{s} = 26 \text{ GeV}$ ubicándola en el centro del SPD con la configuración toroidal. Se emplea un sistema en coordenadas esféricas, donde los ejes se muestran en Fig. 3.7.

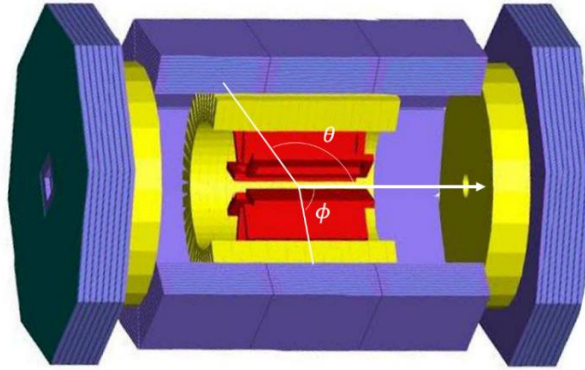


Fig. 3.7: Ejes de SPD configuración toroidal.

3.2.1. Respuesta ante la producción de J/ψ .

El generador actual, Pythia6, compone las distribuciones mostradas en la Fig. 3.8 para el mesón J/ψ en el proceso $gg \rightarrow J/\psi g$, el que más aporta a la sección eficaz de formación. La señal proveniente del decaimiento $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ es una evidencia de la creación de esta partícula, por lo que este tipo de eventos es el que más llama nuestra atención.

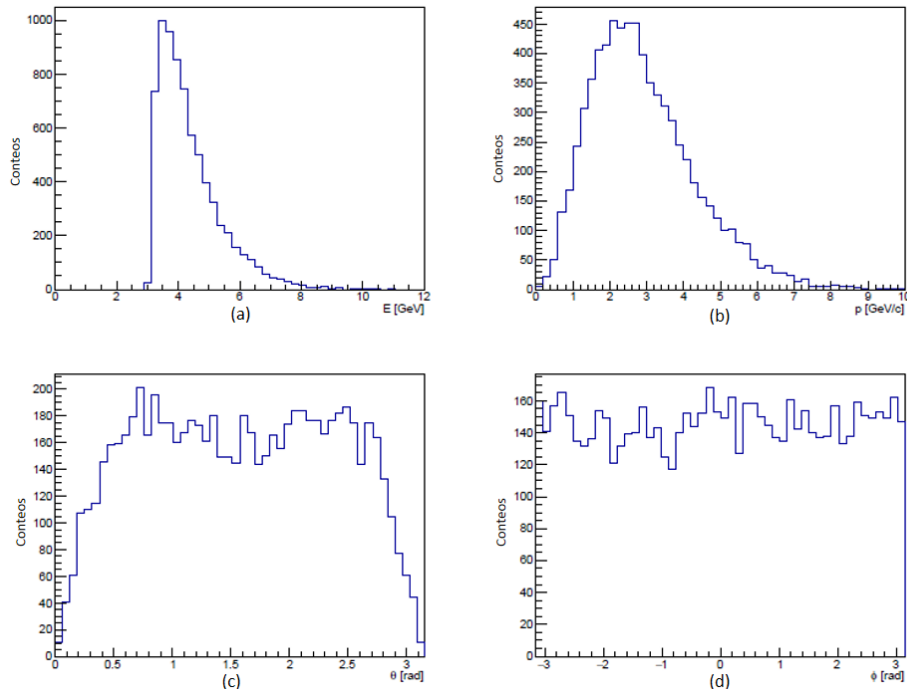


Fig. 3.8: Distribuciones para la producción de $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, (a) conteos vs. energía, (b) conteos vs. momento, (c) conteos vs. theta, (d) conteos vs. phi.

Luego de la desintegración, si los dos muones depositan energía en el detector de muones se dice que J/ψ se reconstruye. Se obtienen la distribución de J/ψ detectados (Fig. 3.9) y la eficiencia de detección (Fig. 3.10) se calcula del cociente

entre los detectados y los producidos que decaen en el par de muones. La eficiencia de detección total para J/ψ dio como resultado $\eta_{J/\psi} = (82.8 \pm 0.1)\%$.

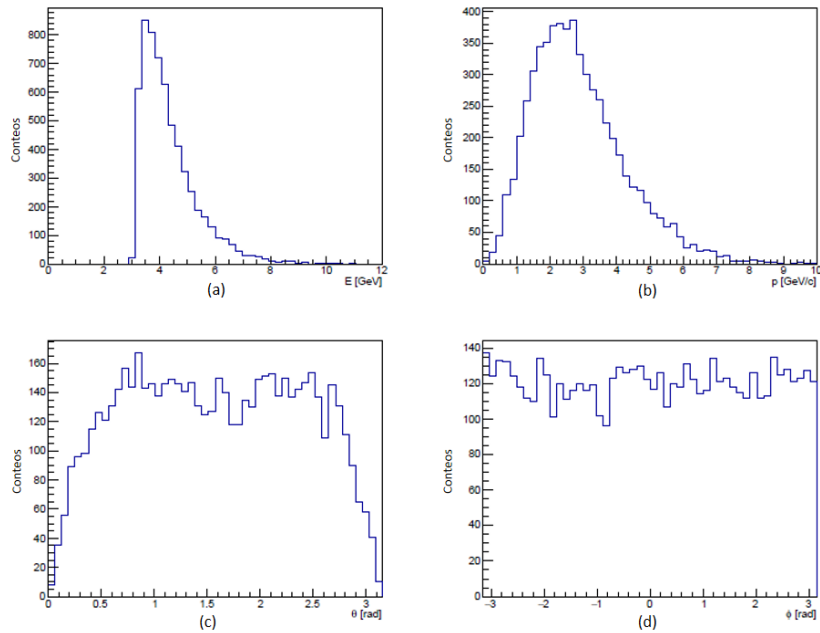


Fig. 3.9: Distribuciones de J/ψ detectados, (a) conteos vs. energía, (b) conteos vs. momento, (c) conteos vs. theta, (d) conteos vs. phi.

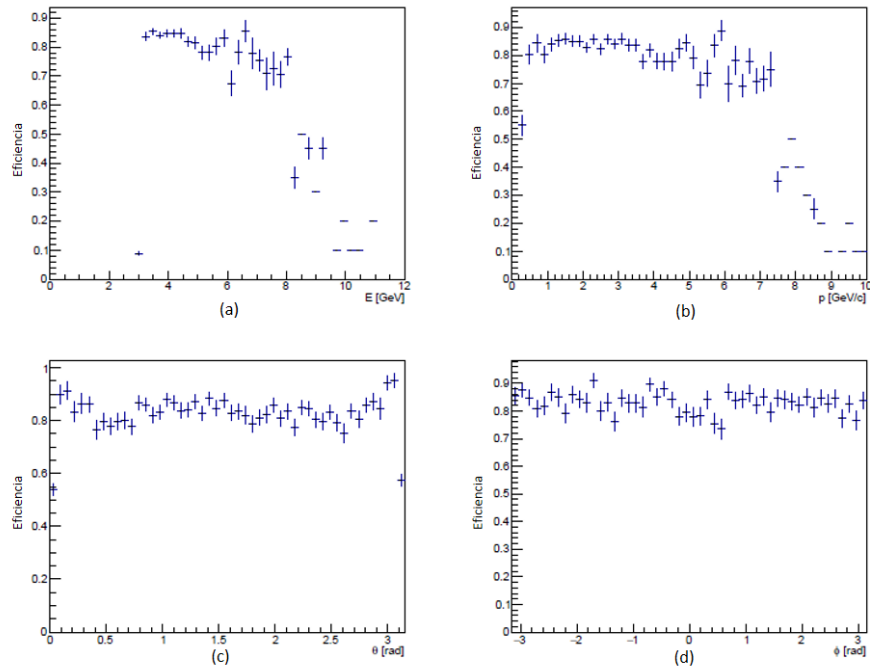


Fig. 3.10: Eficiencia de detección de J/ψ , (a) eficiencia vs. energía, (b) eficiencia vs. momento, (c) eficiencia vs. theta, (d) eficiencia vs. phi.

La eficiencia puede ser explicada a partir de las distribuciones de los muones hijos de J/ψ (Fig. 3.11) y sus eficiencias (Fig. 3.12).

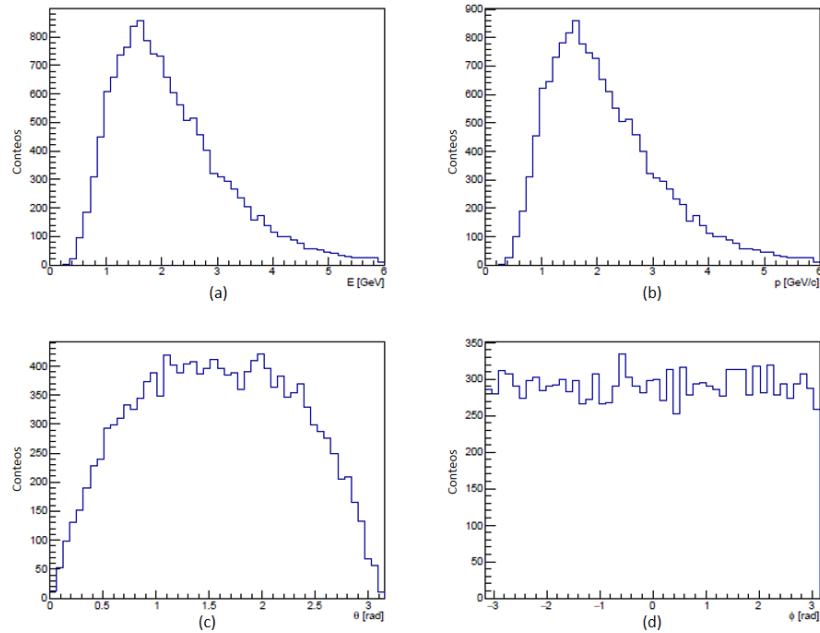


Fig. 3.11: Distribuciones de muones resultantes de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, (a) conteos vs. energía, (b) conteos vs. momento, (c) conteos vs. theta, (d) conteos vs. phi.

Se observa una distribución de energía muy similar al momento, esto se debe a la masa invariante relativamente baja con respecto a las energías que se trabajan.

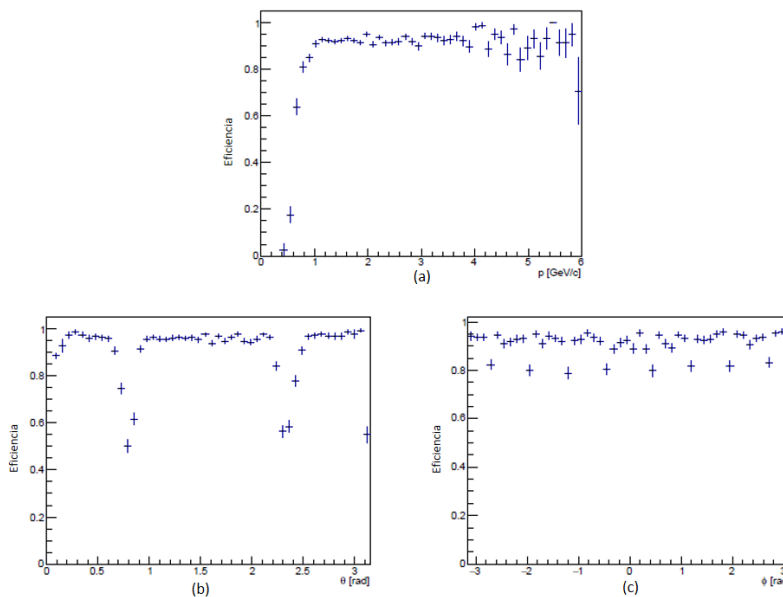


Fig. 3.12: Eficiencia de detección de muones resultantes de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, (a) conteos vs. momento, (b) conteos vs. theta, (c) conteos vs. phi.

En la Fig. 3.12a se puede observar que la eficiencia es baja para valores pequeños del momento lineal ya que el calorímetro electromagnético absorbe los muones poco energéticos, además, cerca de $0.9 \text{ GeV}/c$ ocurre una disminución de la pendiente ascendente provocado por la pérdida de energía en las espiras del toroide. En la Fig. 3.12b se puede ver una disminución de la eficiencia para $\theta \sim 0.8 \text{ rad} \approx 45^\circ$ y $\theta \sim 2.3 \text{ rad} \approx 135^\circ$ que corresponde con un espacio entre las partes del ensamblaje del sistema de detección de muones. Los valles en la Fig. 3.12c se deben a las 8 espiras del toroide.

3.3. Configuración híbrida.

Haciendo uso del generador de eventos del SPDRoot, se obtuvieron los resultados para una colisión protón-protón a $\sqrt{s} = 26 \text{ GeV}$ ubicándola en el centro del SPD con la configuración híbrida. Se usa un sistema en coordenadas esféricas, donde los ejes se muestran en la Fig. 3.13.

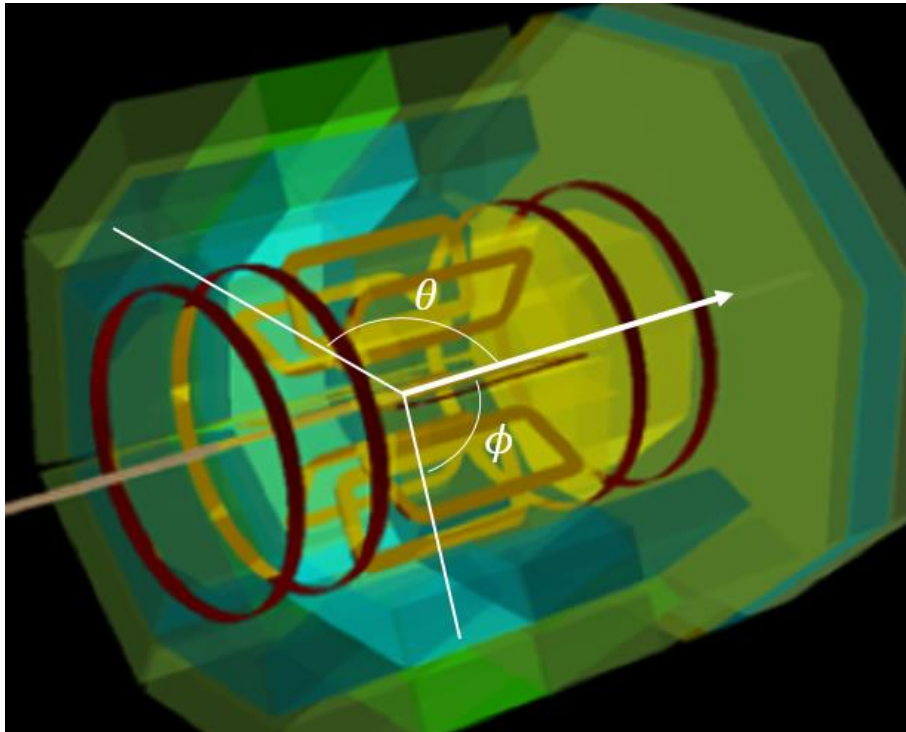


Fig. 3.13: Ejes de SPD configuración híbrida.

3.3.1. Respuesta ante la producción de J/ψ .

El mesón J/ψ presenta las distribuciones mostradas en la Fig. 3.14. En ella se muestran las generadas con el Pythia6 para un proceso $gg \rightarrow J/\psi g$, el que más aporta a la sección eficaz de formación de J/ψ .

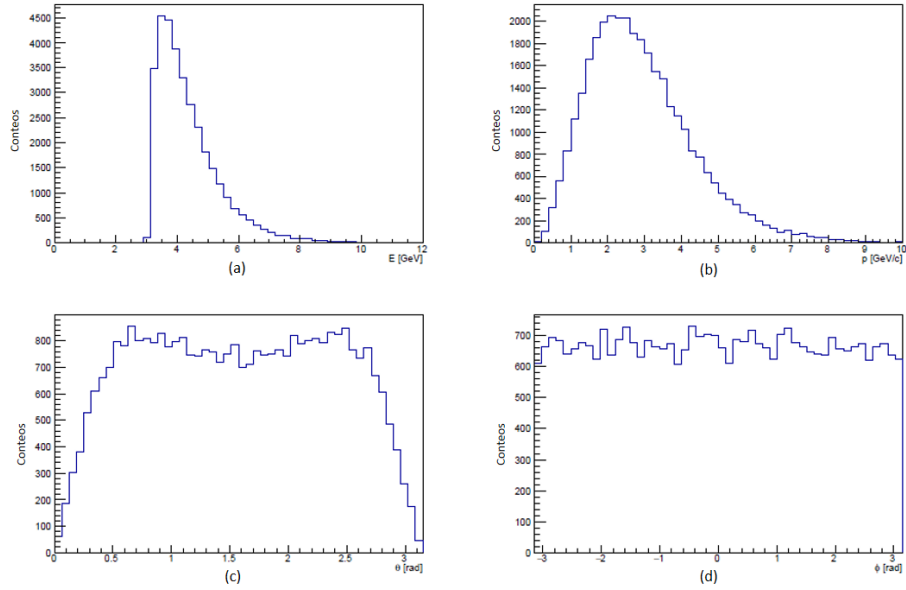


Fig. 3.14: Distribuciones para la producción de J/ψ , (a) conteos vs. energía, (b) conteos vs. momento, (c) conteos vs. theta, (d) conteos vs. phi.

La distribución de energía en la Fig. 3.14a comienza en $\sim 3 \text{ GeV}$, que coincide con la energía en reposo de J/ψ , $m_{J/\psi} = (3.096900 \pm 0.000006) \text{ GeV}$ [21]. Debido a que el decaimiento de J/ψ en μ^+ y μ^- es una buena forma de obtener una señal limpia de la creación de esta partícula, este tipo de eventos resulta de gran interés. En la Fig. 3.15 se exponen las distribuciones de J/ψ con este tipo de decaimiento.

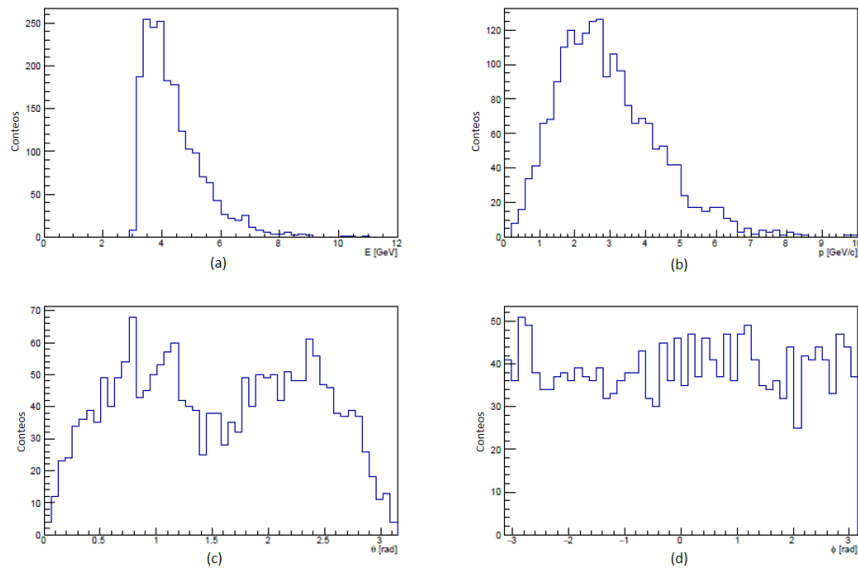


Fig. 3.15: Distribuciones para la producción de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, (a) conteos vs. energía, (b) conteos vs. momento, (c) conteos vs. theta, (d) conteos vs. phi.

Se muestra una alta pérdida de eventos con respecto al total de J/ψ producidos. Esto ocurre porque solo el $(5.961 \pm 0.033)\%$ de las veces decae en el par de muones [21]. Luego de la desintegración, si los dos muones depositan energía en el detector de muones se dice que J/ψ se reconstruye.

Según lo anterior, se obtiene la distribución de J/ψ detectados (Fig. 3.16) y la eficiencia de detección (Fig. 3.17) se calcula del cociente entre los detectados y los producidos que decaen en el par de muones. La eficiencia de detección total para J/ψ dio como resultado $\eta_{J/\psi} = (93.1 \pm 0.1)\%$.

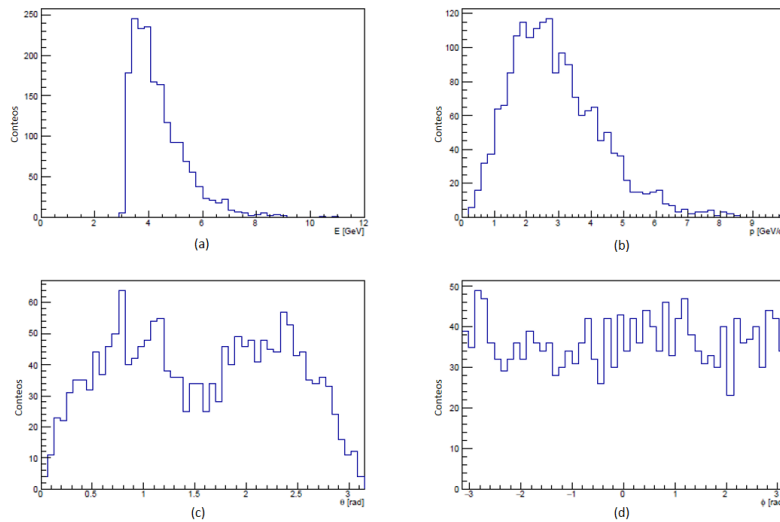


Fig. 3.16: Distribuciones de J/ψ detectados, (a) conteos vs. energía, (b) conteos vs. momento, (c) conteos vs. theta, (d) conteos vs. phi.

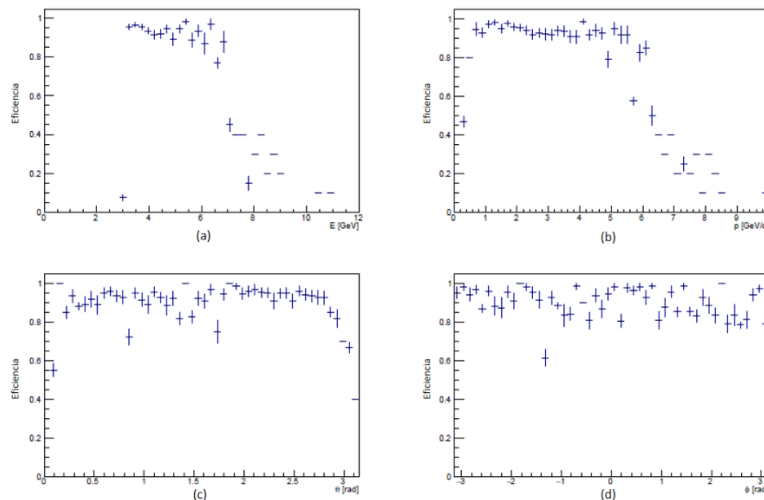


Fig. 3.17: Eficiencia de detección de J/ψ , (a) eficiencia vs. energía, (b) eficiencia vs. momento, (c) eficiencia vs. theta, (d) eficiencia vs. phi.

La eficiencia puede ser explicada a partir de las distribuciones de los muones hijos de J/ψ (Fig. 3.18) y sus eficiencias (Fig. 3.19).

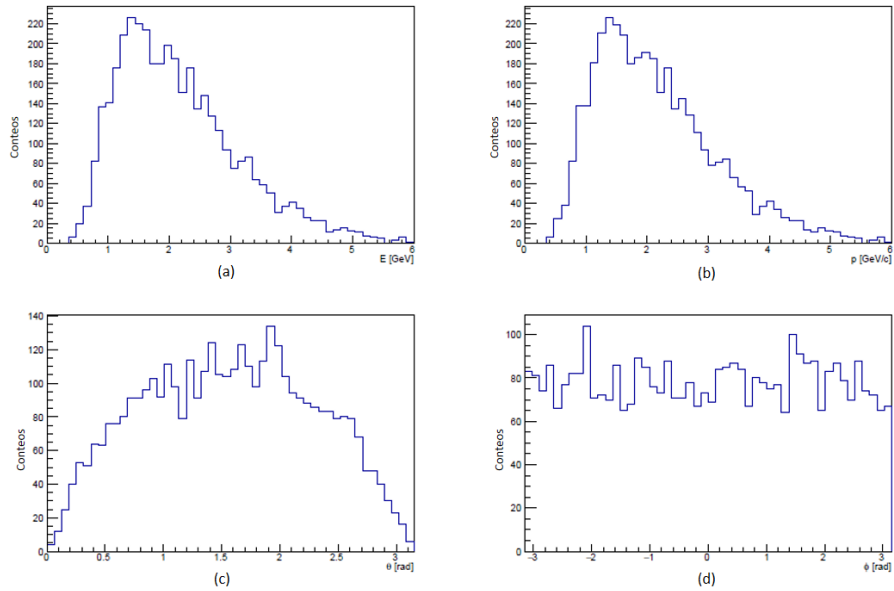


Fig. 3.18: Distribuciones de muones resultantes de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, (a) conteos vs. energía, (b) conteos vs. momento, (c) conteos vs. theta, (d) conteos vs. phi.

Se observa una distribución de energía muy similar a la del momento, esto se debe a la masa invariante relativamente baja con respecto a las energías que se trabajan.

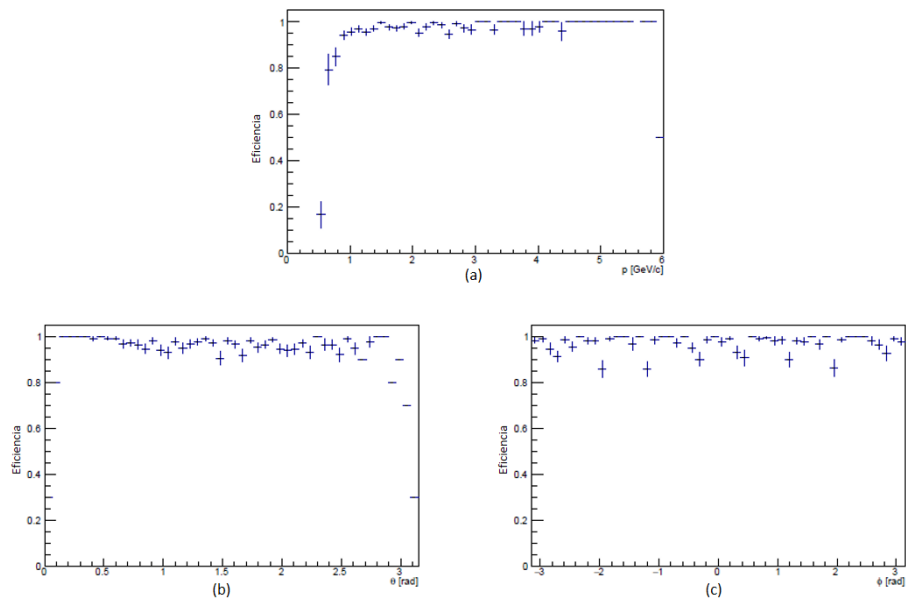


Fig. 3.19: Eficiencia de detección de muones resultantes de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, (a) conteos vs. momento, (b) conteos vs. theta, (c) conteos vs. phi.

La pérdida de eficiencia es causada por las espiras del toroide (Fig. 3.20), lo cual se hace evidente, sobre todo, en la eficiencia con respecto al ángulo ϕ (Fig. 3.19c). Otra razón por la que se pierden eventos es el bajo momento de algunos muones (Fig. 3.19a), lo cual hace que sean absorbidos por el calorímetro electromagnético o queden atrapados y decaigan antes de que alcancen el sistema de detección.

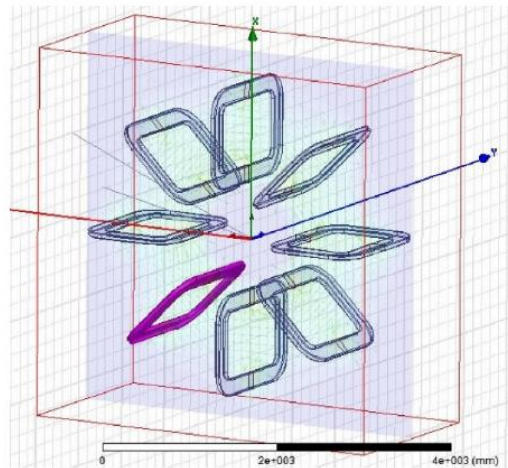


Fig. 3.20: Espiras del toroide.

Un dato de interés en las investigaciones en el SPD son las distribuciones de eventos divididos por componentes. SPDRoot usa, en estos momentos, librerías de Pythia6 por lo que no es capaz de simular colisiones con protones polarizados. Cuando dichas simulaciones se comiencen a hacer se observarán asimetrías en las distribuciones del momento paralelo al eje de incidencia. El uso de protones no polarizados arroja los resultados de la Fig. 3.21 y la Fig. 3.22.

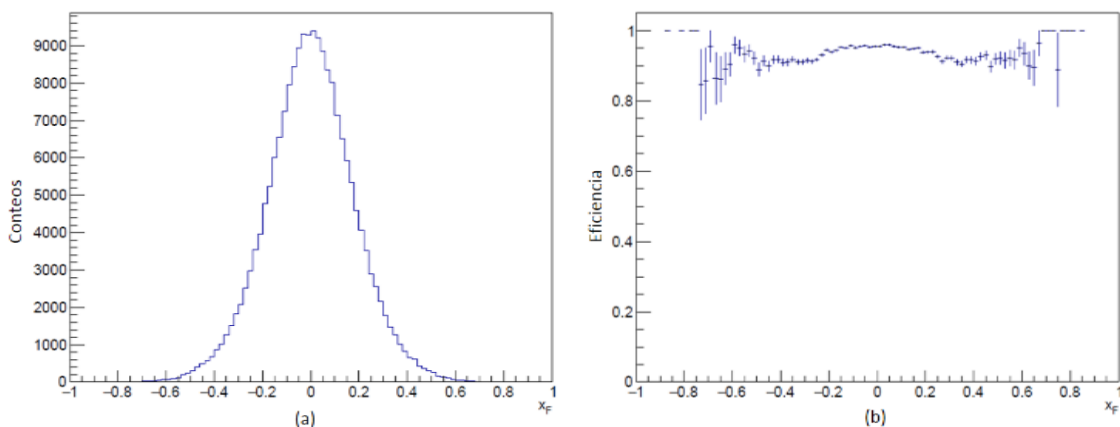


Fig. 3.21: Distribución de la componente paralela del momento, $x_F = p_{||}/p_{m\acute{a}x}$, (a) conteos J/ψ vs. x_F , (b) eficiencia vs. x_F .

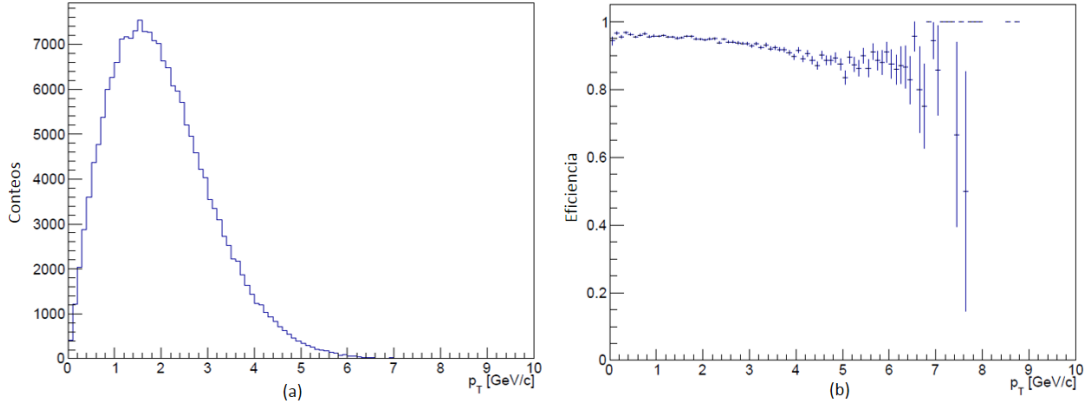


Fig. 3.22: Distribución de la componente transversal del momento, (a) conteos J/ψ vs. p_T , (b) eficiencia vs. p_T .

Las distribuciones obtenidas de x_F y p_T son consecuentes con la teoría por el hecho de que hay una mayor distribución de eventos para baja p_T . Se observa una eficiencia homogénea de $\eta_{J/\psi} \sim 90\%$.

3.3.2. Respuesta ante la producción de χ_{c0} .

Se produjo el mesón χ_{c0} , el cual presenta las distribuciones expuestas en la Fig. 3.23 que coinciden con las generadas con el Pythia6 para los procesos $gg \rightarrow \chi_{c0} g$ y $gg \rightarrow \chi_{c0}$. Solo se tomó en cuenta el decaimiento $\chi_{c0} \rightarrow J/\psi \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$.

Se muestra una muy baja estadística. Esto ocurre porque solo el $(1.40 \pm 0.05)\%$ de los eventos $\chi_{c0} \rightarrow J/\psi \gamma$ y además, $(5.961 \pm 0.033)\%$ de las veces J/ψ decae en el par de muones [21]. La distribución de energía en la Fig. 23a comienza en $\sim 3.42 \text{ GeV}$ que coincide con la energía en reposo de χ_{c0} , $m_{\chi_{c0}} = (3.4147 \pm 0.0003) \text{ GeV}$ [21]. Luego de la desintegración, si los dos muones depositan energía en el detector de muones y el fotón incide sobre el calorímetro electromagnético se dice que χ_{c0} se reconstruye.

Según lo anterior, se obtiene la eficiencia de detección (Fig. 3.24), la cual se calcula del cociente entre los detectados y los producidos que decaen de la forma antes mencionada. La eficiencia de detección total para χ_{c0} dio como resultado $\eta_{\chi_{c0}} = (82.9 \pm 1.9)\%$.

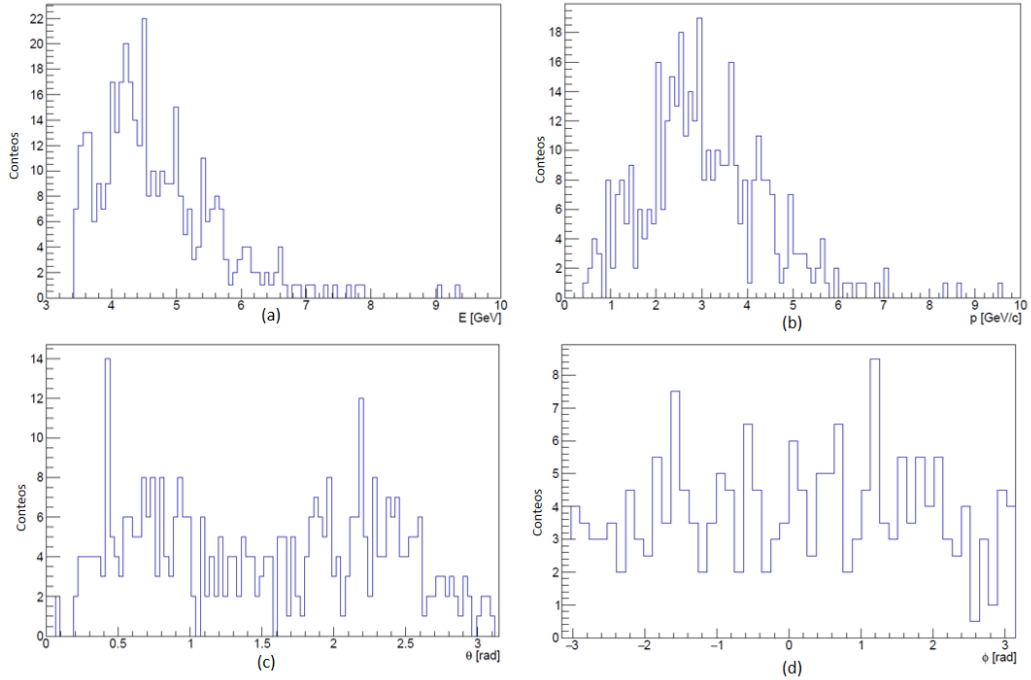


Fig. 3.23: Distribuciones para la producción de $\chi_{c0} \rightarrow J/\psi \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$, (a) conteos vs. energía, (b) conteos vs. momento, (c) conteos vs. theta, (d) conteos vs. phi.

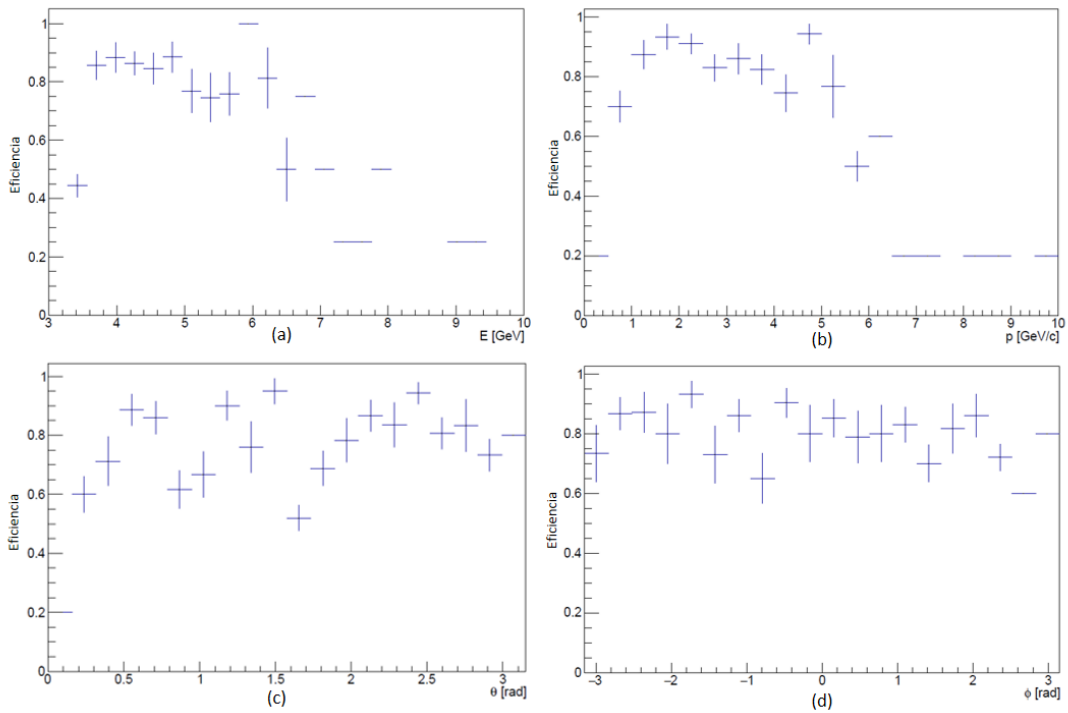


Fig. 3.24: Eficiencia de detección de χ_{c0} , (a) eficiencia vs. energía, (b) eficiencia vs. momento, (c) eficiencia vs. theta, (d) eficiencia vs. phi

Las eficiencias mostradas en la Fig. 3.24 vienen dadas por el aporte de J/ψ y el fotón que resultan del decaimiento de χ_{c0} . Los fotones resultantes se distribuyen según la Fig. 3.25, con una eficiencia en el eje ϕ (Fig. 3.25d) que refleja muy bien su absorción en las espiras del toroide.

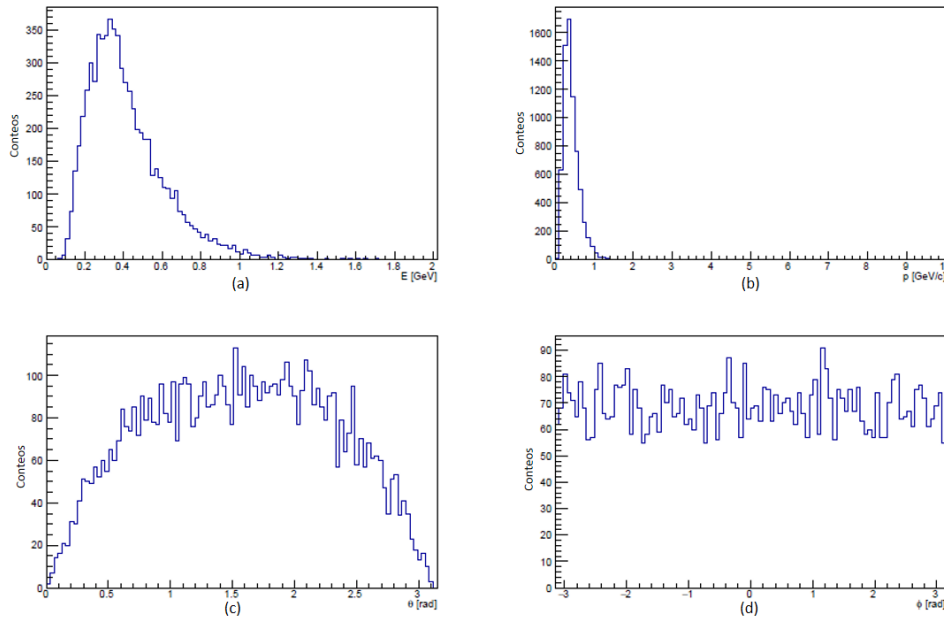


Fig. 3.24: Distribuciones de fotones resultantes de $\chi_{c0} \rightarrow J/\psi \gamma$, (a) conteos vs. energía, (b) conteos vs. momento, (c) conteos vs. theta, (d) conteos vs. phi.

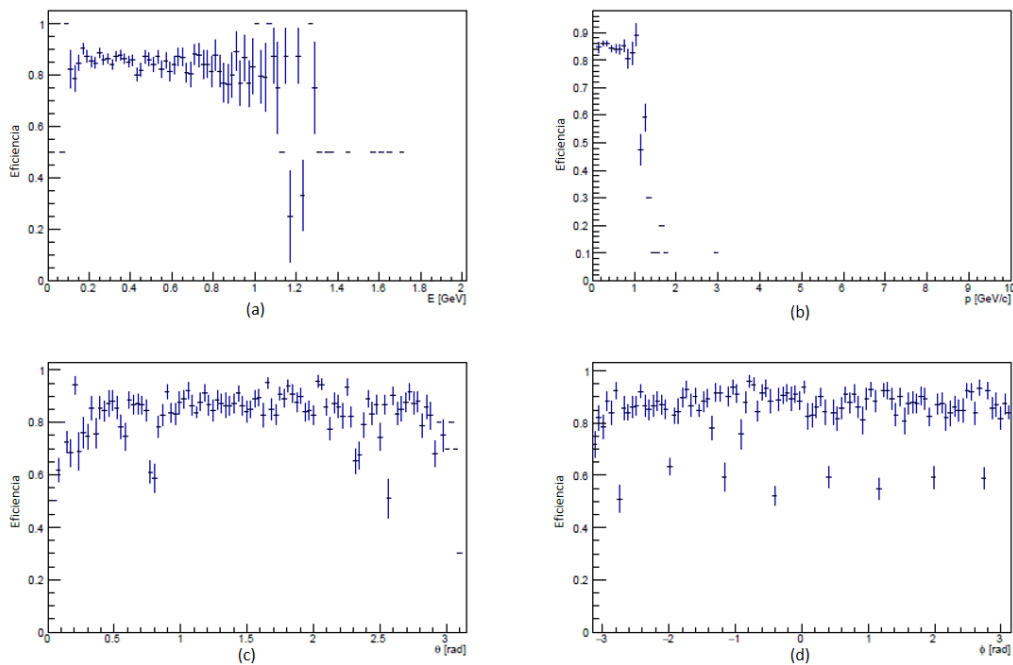


Fig. 3.25: Eficiencia de detección fotones provenientes de $\chi_{c0} \rightarrow J/\psi \gamma$, (a) eficiencia vs. energía, (b) eficiencia vs. momento, (c) eficiencia vs. theta, (d) eficiencia vs. phi

3.3.3. Respuesta ante la producción de χ_{c1} .

Se produjo el mesón χ_{c1} , el cual presenta las distribuciones mostradas en la Fig. 3.26 que coinciden con las generadas con el Pythia6 para el proceso $gg \rightarrow \chi_{c1} g$. Solo se tomó en cuenta el decaimiento $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$.

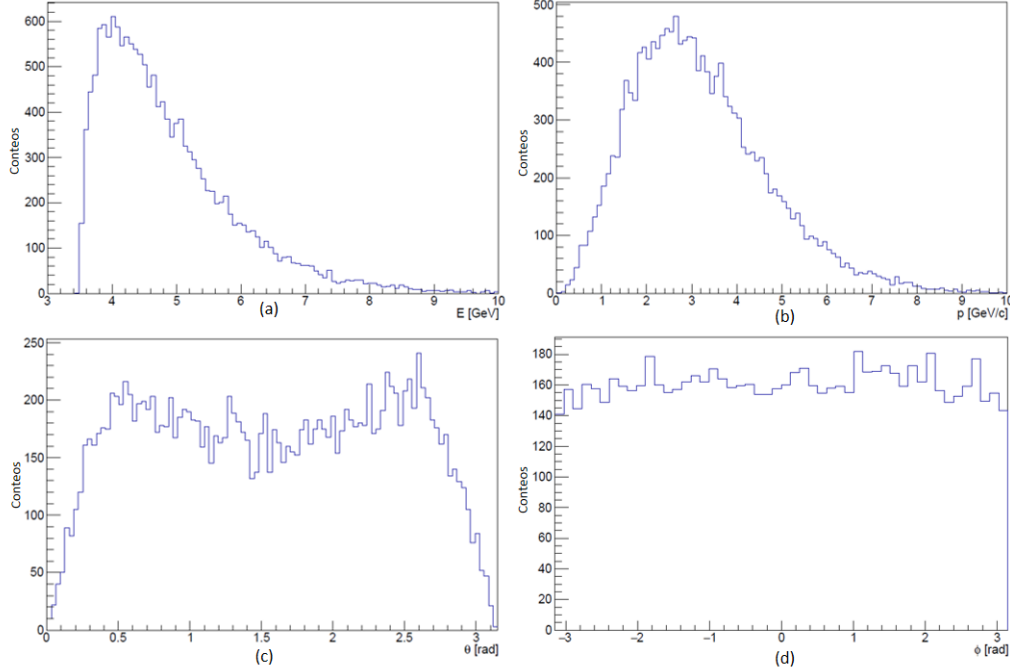


Fig. 3.26: Distribuciones para la producción de $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$, (a) conteos vs. energía, (b) conteos vs. momento, (c) conteos vs. theta, (d) conteos vs. phi.

Se aprecia que mejora mucho la estadística con respecto a χ_{c0} ya que el $(34.3 \pm 1.0)\%$ de los eventos $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ [21]. La distribución de energía en la Fig. 3.26a comienza en $\sim 3.5 \text{ GeV}$, coincidiendo con la energía en reposo de χ_{c1} , $m_{\chi_{c1}} = (3.51067 \pm 0.00005) \text{ GeV}$ [21]. Luego de la desintegración, si los dos muones depositan energía en el detector de muones y el fotón incide sobre el calorímetro electromagnético se dice que χ_{c1} se reconstruye.

Según lo anterior, se obtiene la eficiencia de detección (Fig. 3.27), la cual se calcula del cociente entre los detectados y los producidos que decaen de la forma antes mencionada. La eficiencia de detección total para χ_{c1} dio como resultado $\eta_{\chi_{c1}} = (80.8 \pm 0.3)\%$.

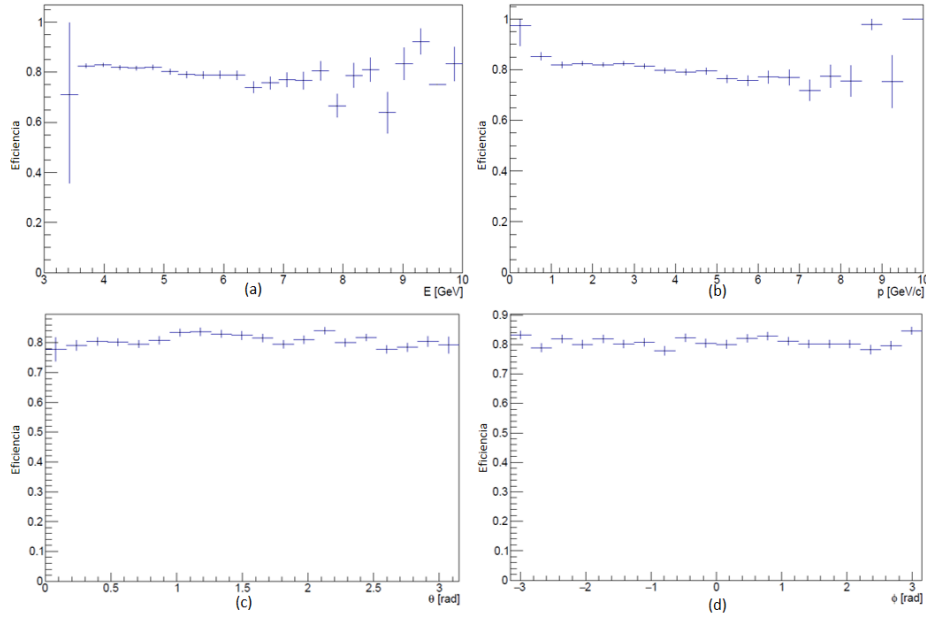


Fig. 3.27: Eficiencia de detección de χ_{c1} , (a) eficiencia vs. energía, (b) eficiencia vs. momento, (c) eficiencia vs. theta, (d) eficiencia vs. phi.

Las eficiencias mostradas en la Fig. 3.27 vienen dadas por el aporte de J/ψ y el fotón que resultan del decaimiento de χ_{c1} . Los fotones resultantes se distribuyen según Fig. 3.28, con una eficiencia en los ejes θ (Fig. 3.29c), la cual muestra su absorción por parte de las espiras de la bobina y ϕ (Fig. 3.29d), en las espiras del toroide.

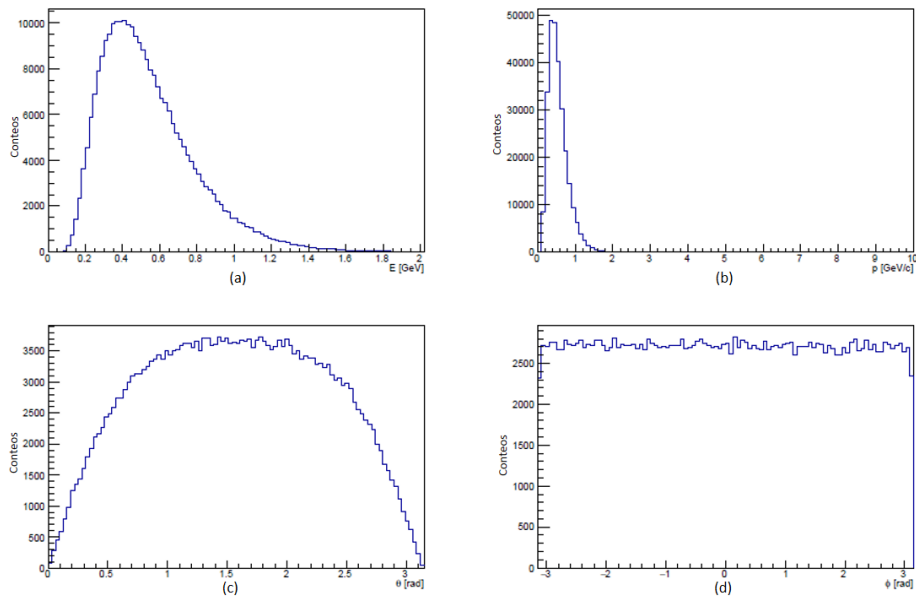


Fig. 3.28: Distribuciones de fotones resultantes de $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$, (a) conteos vs. energía, (b) conteos vs. momento, (c) conteos vs. theta, (d) conteos vs. phi.

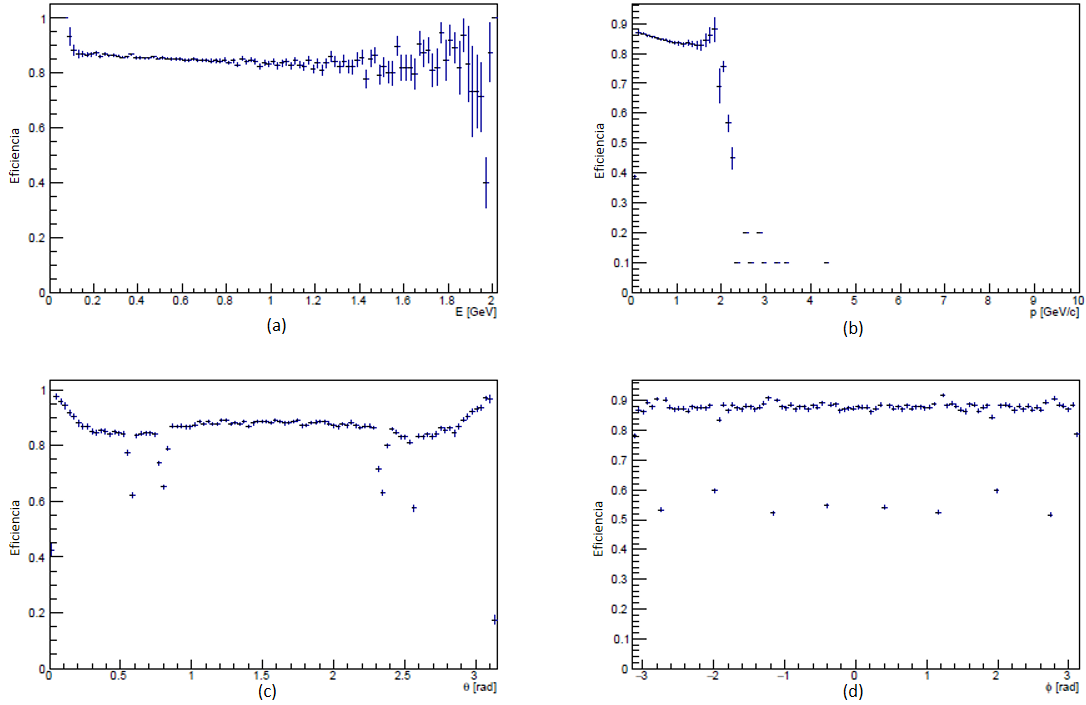


Fig. 3.29: Eficiencia de detección fotones provenientes de $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$, (a) eficiencia vs. energía, (b) eficiencia vs. momento, (c) eficiencia vs. theta, (d) eficiencia vs. phi.

3.3.4. Respuesta ante la producción de χ_{c2} .

Se produjo el mesón χ_{c2} , el cual presenta las distribuciones mostradas en la Fig. 3.30 que coinciden con las generadas con el Pythia6 para los procesos $gg \rightarrow \chi_{c2} g$ y $gg \rightarrow \chi_{c2}$. Solo se tomó en cuenta el decaimiento $\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$.

La estadística es similar a la de χ_{c1} debido a que el $(19.0 \pm 0.5)\%$ de los eventos decae de la forma $\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma$ [21]. La distribución de energía en la Fig. 30a comienza en $\sim 3.55 GeV$, que coincide con la energía en reposo de χ_{c2} , $m_{\chi_{c2}} = (3.55617 \pm 0.00007) GeV$ [21]. Luego de la desintegración, si los dos muones depositan energía en el detector de muones y el fotón incide sobre el calorímetro electromagnético se dice que χ_{c2} se reconstruye.

Según lo anterior, se obtiene la eficiencia de detección (Fig. 3.31), la cual se calcula del cociente entre los detectados y los producidos que decaen de la forma antes mencionada. La eficiencia de detección total para χ_{c2} dio como resultado $\eta_{\chi_{c2}} = (80.1 \pm 0.4)\%$.

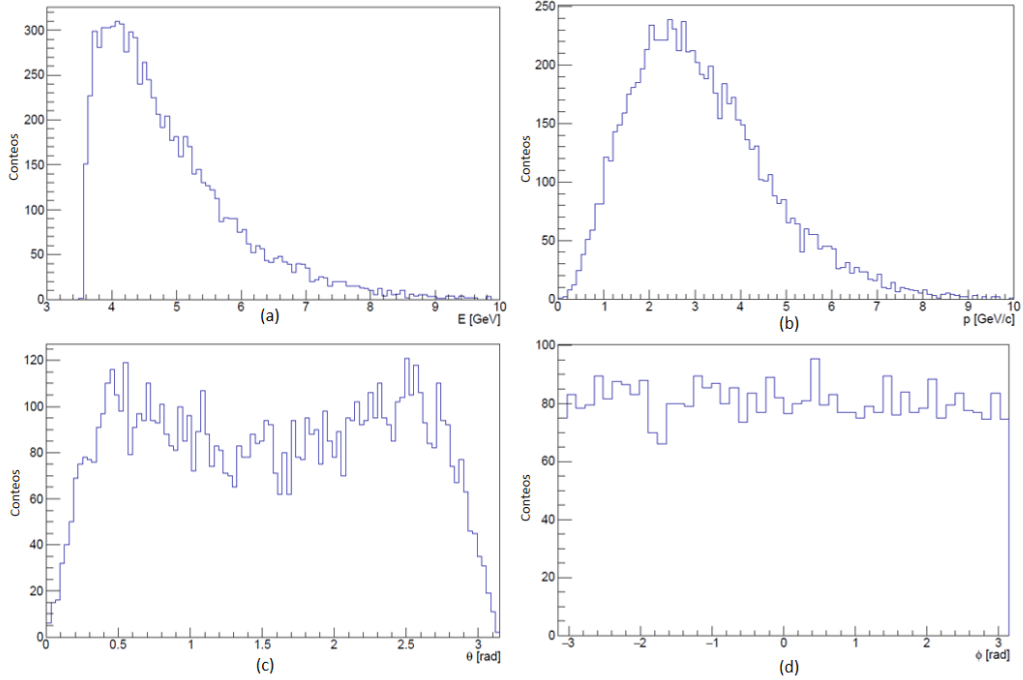


Fig. 3.30: Distribuciones para la producción de $\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$, (a) conteos vs. energía, (b) conteos vs. momento, (c) conteos vs. theta, (d) conteos vs. phi.

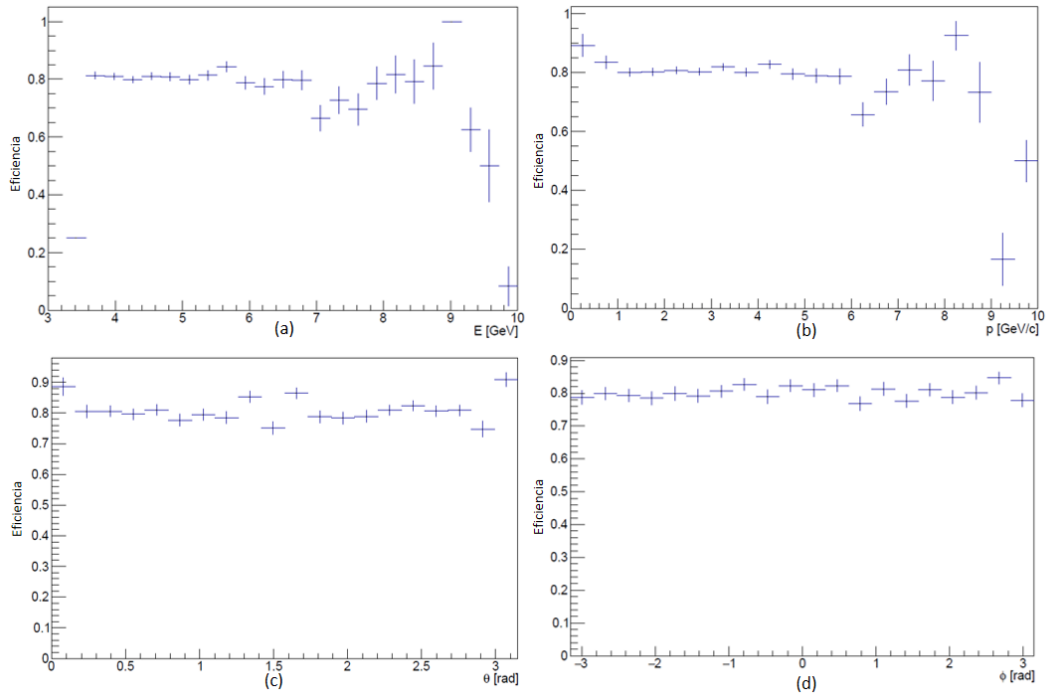


Fig. 3.31: Eficiencia de detección de χ_{c2} , (a) eficiencia vs. energía, (b) eficiencia vs. momento, (c) eficiencia vs. theta, (d) eficiencia vs. phi.

Las eficiencias mostradas en la Fig. 3.31 vienen dadas por el aporte de J/ψ y el fotón que resultan del decaimiento de χ_{c1} . Los fotones resultantes se distribuyen según la Fig. 3.32, con una eficiencia en los ejes θ (Fig. 3.33c), la cual muestra su absorción por parte de las espiras de la bobina y ϕ (Fig. 3.33d), en las espiras del toroide.

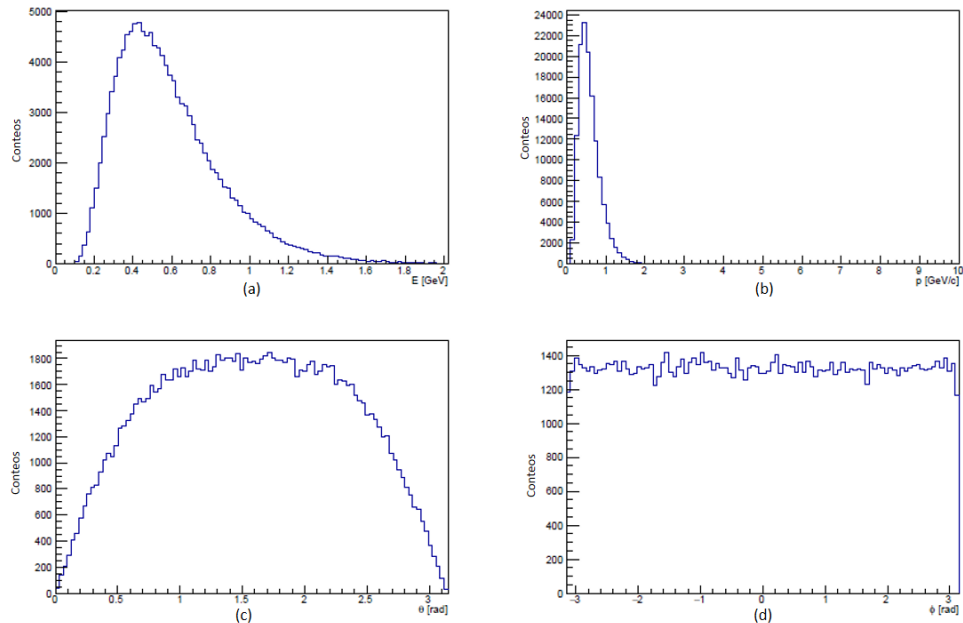


Fig. 3.32: Distribuciones de fotones resultantes de $\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma$, (a) conteos vs. energía, (b) conteos vs. momento, (c) conteos vs. theta, (d) conteos vs. phi.

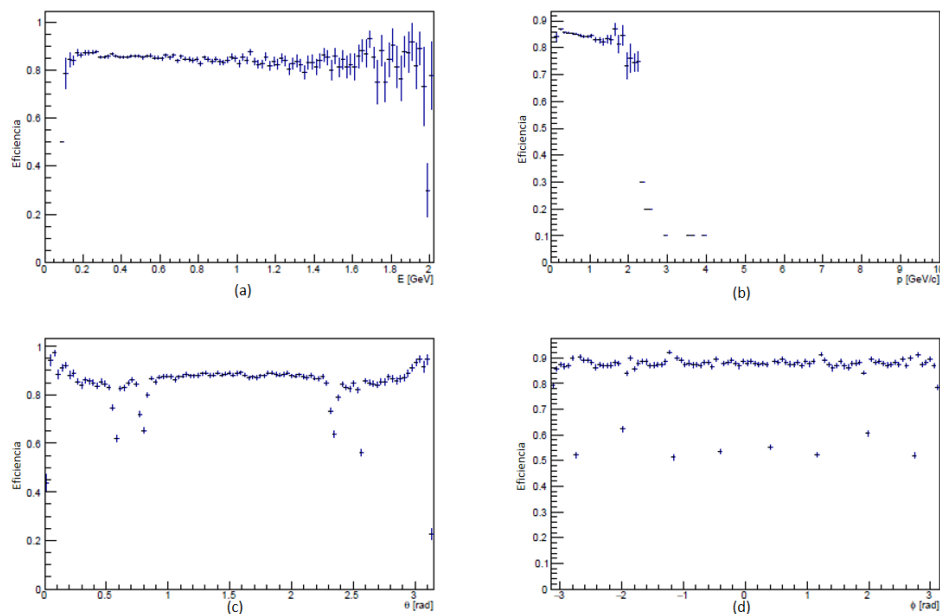


Fig. 3.33: Eficiencia de detección fotones provenientes de $\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma$, (a) eficiencia vs. energía, (b) eficiencia vs. momento, (c) eficiencia vs. theta, (d) eficiencia vs. phi.

3.3.5. Distribución de las componentes paralela y transversal del momento para los mesones $\chi_{c0,1,2}$

Al igual que con J/ψ , se obtuvieron las distribuciones del momento paralelo y transversal al eje de incidencia para los mesones χ_{c0} , χ_{c1} y χ_{c2} . El uso de protones no polarizados arroja los resultados de la Fig. 3.34 y Fig. 3.35. Se muestra solo el resultado para χ_{c1} debido a que las distribuciones son muy semejantes para las tres partículas a raíz de que las masas de las tres son muy parecidas.

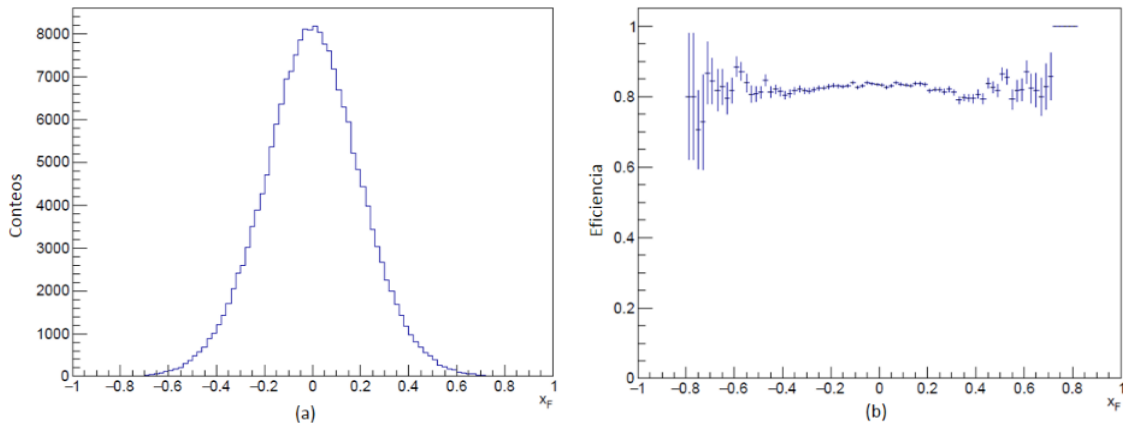


Fig. 3.34: Distribución de la componente paralela del momento, $x_F = p_{||}/p_{m\acute{a}x}$, (a) conteos $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ vs. x_F , (b) eficiencia vs. x_F .

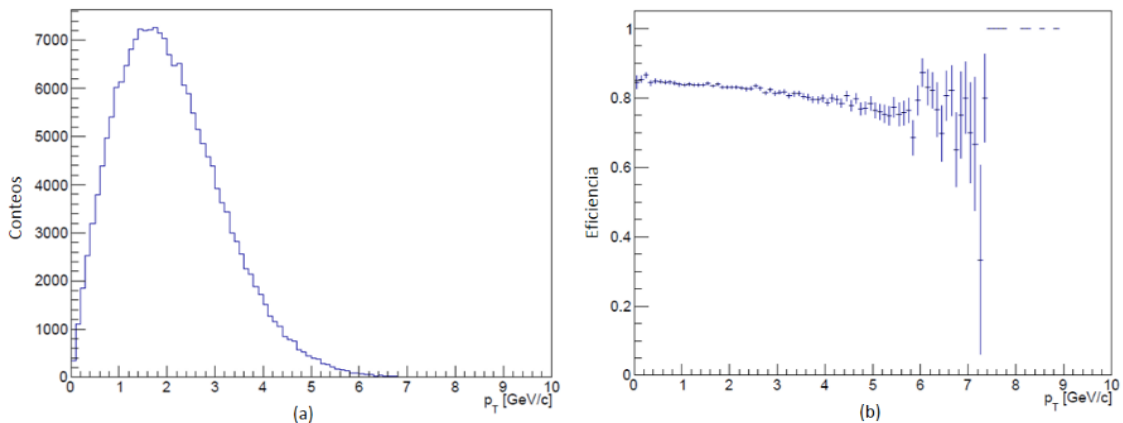


Fig. 3.35: Distribución de la componente transversal del momento, (a) conteos $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ vs. p_T , (b) eficiencia vs. p_T .

Se observa una eficiencia homogénea de $\eta_{\chi_{cj}} \sim 80\%$. Se espera la ocurrencia de asimetrías para cuando se comiencen a simular haces polarizados.

3.4. Comparación entre las tres configuraciones.

Se ha estudiado la eficiencia de detección del mesón J/ψ en la configuración solenoidal, toroidal e híbrida. La Fig. 3.36 muestra una comparación entre las tres.

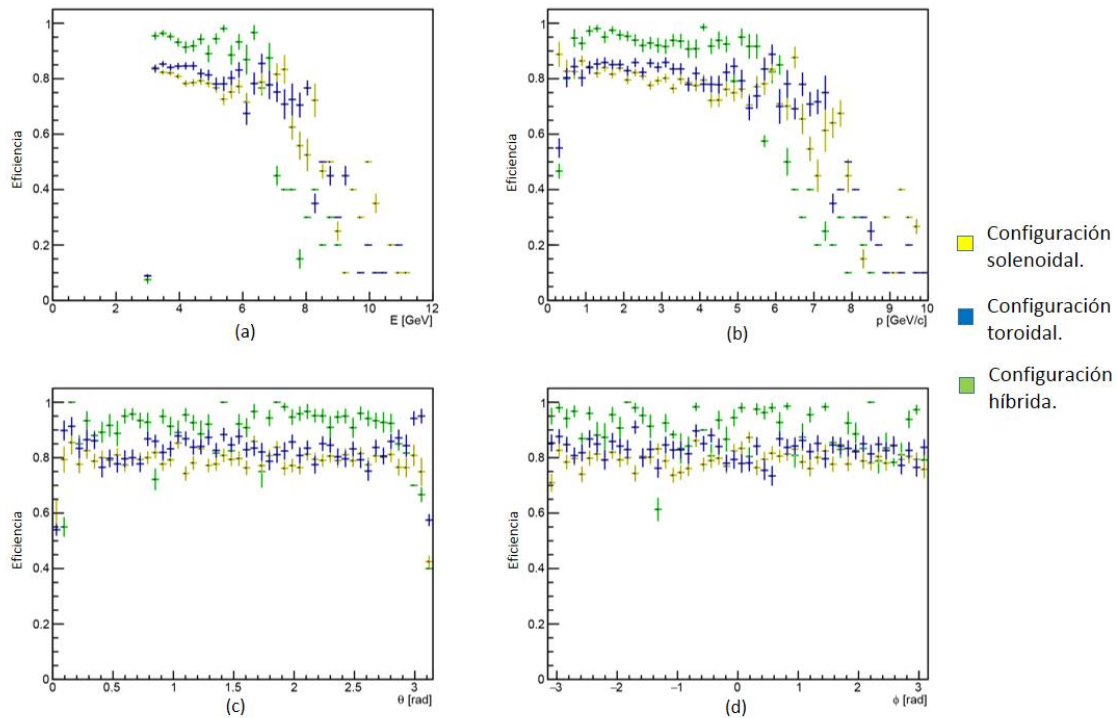


Fig. 3.36: Eficiencia de detección de J/ψ para las tres configuraciones, (a) eficiencia vs. energía, (b) eficiencia vs. momento, (c) eficiencia vs. theta, (d) eficiencia vs. phi.

Se puede observar que la configuración híbrida presenta una mejor eficiencia de detección para J/ψ (Tabla 3.1), por lo que se puede decir que esta es la óptima para esta partícula.

Configuración	Eficiencia
Solenoidal	$(79.7 \pm 0.1)\%$
Toroidal	$(82.8 \pm 0.1)\%$
Híbrida	$(93.1 \pm 0.1)\%$

Tabla 3.1: Eficiencia de detección para J/ψ .

La configuración híbrida logra eliminar los puntos ciegos de las solenoidal y toroidal, como muestra la Fig. 3.37b. Tiene en común con la toroidal las pérdidas debido a las 8 espiras del toroide (Fig. 3.37c), así como a la absorción de los muones con momento bajo (Fig. 3.37a).

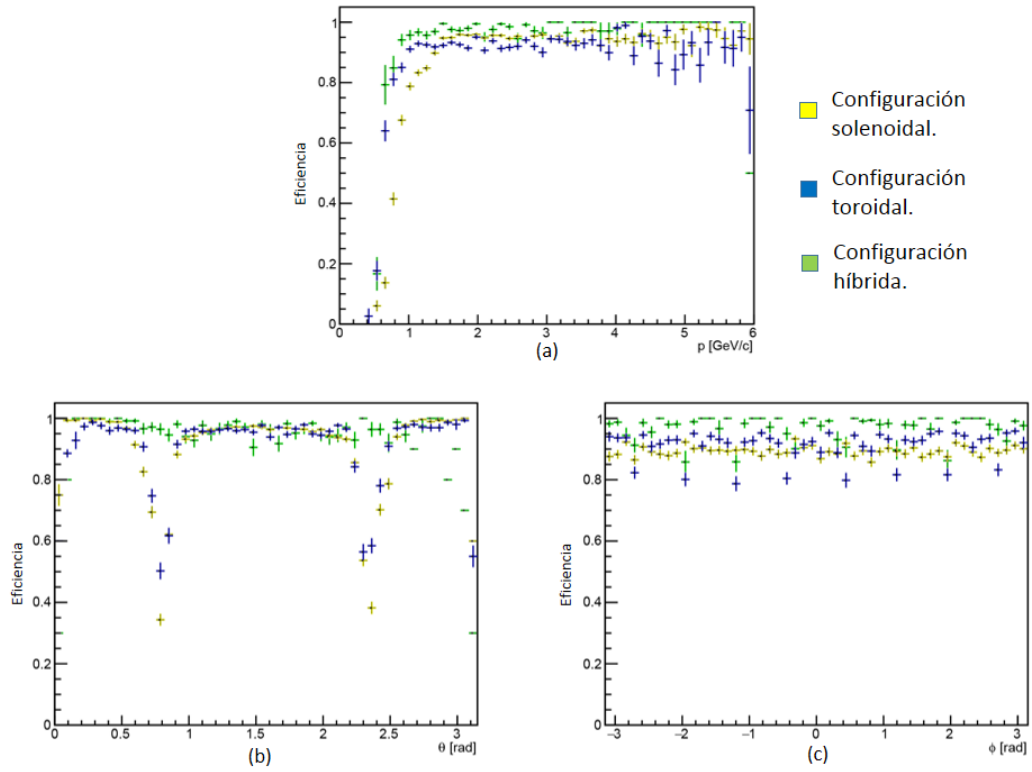


Fig. 3.37: Eficiencia de detección de muones resultantes de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ para las tres configuraciones, (a) conteos vs. momento, (b) conteos vs. theta, (c) conteos vs. phi.

Conclusiones

Se caracterizó el detector SPD en las distintas configuraciones del sistema de imanes para la producción de charmonium utilizando la herramienta SPDRoot.

La comparación de la eficiencia de detección del mesón J/ψ realizada en las tres configuraciones analizadas, la solenoidal, toroidal e híbrida, lleva a concluir que la configuración híbrida es la óptima para trabajar este tipo de procesos, debido a la mejor eficiencia que con ella se obtuvo.

Para llegar a dicha conclusión se desarrolló una serie de macros en el SPDRoot que permitieron la simulación, identificación y reconstrucción de eventos de charmonium en las configuraciones del SPD solenoidal, toroidal e híbrida.

Se obtuvieron las distribuciones de producción y eficiencia de J/ψ con respecto a la energía, momento y dirección, dada por θ y ϕ , para los tres diseños.

Se observaron los eventos creados por el generador actual del SPDRoot para un proceso $gg \rightarrow J/\psi g$, el cuál es el que más aporta a la sección eficaz de formación.

Se obtuvo que la pérdida de eficiencia se debió, en los dos primeros casos, principalmente a brechas en el sistema de detección de muones, a causa de la disposición de sistemas que complementan al detector como el cableado, sistema de enfriamiento, etc., y a la absorción de partículas en el material de los imanes y el calorímetro electromagnético. En la configuración híbrida la pérdida fue ocasionada esencialmente solo por el segundo efecto de los mencionados anteriormente.

Fue simulada la formación de los mesones $\chi_{c0,1,2}$ mediante los procesos $gg \rightarrow \chi_{c0,1,2}g$ y $gg \rightarrow \chi_{c0,2}$ en la configuración híbrida del SPD. Se obtuvieron las distribuciones de producción y eficiencia de $\chi_{c0,1,2}$ con respecto a la energía, momento y dirección, dada por θ y ϕ . La pérdida de eficiencia fue causada por una combinación de los efectos observados en los eventos de J/ψ y la absorción de los fotones en el material de los imanes antes de alcanzar el calorímetro.

También se hallaron las distribuciones de producción y eficiencia de las partículas J/ψ y $\chi_{c0,1,2}$ con respecto a las componentes del momento transversal y longitudinal, las cuales resultan de gran interés para los experimentos futuros.

Recomendaciones

- Considerar en el diseño final del detector el uso de la configuración híbrida.
- Aumentar la estadística en los eventos de $\chi_{c0,1,2}$ y optimizar el espacio de almacenamiento modificando el código del SPDRoot para ser capaces de excluir de la simulación los casos en que no ocurre el decaimiento $\chi_{c0,1,2} \rightarrow J/\psi \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$.
- Incluir en el código de SPDRoot las secciones eficaces de formación de charmonium considerando la polarización de los protones que colisionan.

Referencias

- [1] Searching for a QCD mixed phase at the Nuclotron-based Ion Collider Facility (NICA White Paper). mpd.jinr.ru/wp-content/uploads/2016/04/WhitePaper_10.01.pdf.
- [2] HERMES Collaboration, Physics Letters B, Volume 693, Issue 1, (2010) 11-16.
- [3] COMPASS Collaboration, Phys. Rev. Lett. D 94 , (2005) 3-12.
- [4] Goldstein, H., C. Poole y J. Safko. Classical mechanics. Addison Wesley, 2002.
- [5] Thomson, M. Modern Particle Physics. Cambridge University Press, 2013.
- [6] Peskin M. E. Concepts of Elementary Particle Physics. Oxford University Press, 2016.
- [7] Mandl F. y G. Shaw. Quantum Field Theory, John Wiley & Sons, 2013.
- [8] Volosin M. B. Prog. Part. Nucl. Phys. 61 (2008) 455-511.
- [9] Vogt R. Phys. Rev. C 61 (2000) 035203-25.
- [10] Bodwin G. T., Braaten E. and Lepage G. P. Phys. Rev. D 51, (1995) 1125-1171.
- [11] Bodwin G. T., Braaten E. and Lepage G. P. Phys.Rev. D 55, (1997) 5853-5854 (Erratum).
- [12] G. Bunce, et al., Plans for the RHIC Spin Physics Program, http://spin.riken.bnl.gov/rsc/report/spinplan_2008/spinplan08.pdf.
- [13] J. C. Peng, S. Sawada, et al., J-PARC Proposal P04, http://j-parc.jp/NuclPart/pac_0606/pdf/p04-Peng.pdf.
- [14] Y. Goto, H. Sato, et al., J-PARC Proposal P24, http://j-parc.jp/NuclPart/pac_0801/pdf/Goto.pdf.
- [15] V. V. Abramov, et al., Spin physics program in the U70 polarized proton beam, in: 11th International Workshop on High Energy Spin Physics (DUBNA-SPIN-05) Dubna, Russia, September 27-October 1, 2005.
- [16] A. Sissakian, O. Shevchenko, A. Nagaytsev, O. Ivanov, Transversity and T-odd PDFs from Drell-Yan processes with p p, p D and D D collisions, Eur. Phys. J. C59 (2009) 659–673.
- [17] I. A. Savin, et al., Spin Physics Experiments at NICA-SPD with polarized proton and deuteron beams.
- [18] V. Barone, et al., Antiproton-proton scattering experiments with polarization.
- [19] G. Baum, et al., COMPASS: A Proposal for a Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy.

[20] Nagaytsev A. P. A possible layout of the spin physics detector with toroidal magnet. spd.jinr.ru/doku.php?id=conferences.

[21] Tanabashi M., Hagiwara K., Hikasa K., et al. Phys. Rev. D 98 (2018) 030001-1898.