

UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERÍA  
FACULTAD DE CIENCIAS

Marco teórico de la asimetría izquierda-derecha en reacciones  
inclusivas a altas energías

Javier Pachas Clemente

Informe de prácticas pre-profesionales  
Asesor: Dr. Javier Solano Salinas

Julio, 2008

## Resumen

En este informe se presentará un modelo fenomenológico llamado **quarks orbitales de valencia**, el cual puede explicar las características generales de la asimetría izquierda-derecha, respecto al plano de producción de hadrones, en la dispersión inclusiva de un protón transversalmente polarizado con otro protón no polarizado. Además presentaremos el modelo de dos componentes como muestra que este fenómeno recibe un gran interés tanto experimental como teóricamente.

## Índice

<b>1. Objetivos</b>	<b>3</b>
<b>2. Marco histórico</b>	<b>3</b>
<b>3. Marco experimental de la asimetría izquierda-derecha</b>	<b>4</b>
3.1. Asimetría single spin $A_N$ . . . . .	4
3.2. Características generales de $A_N$ . . . . .	6
<b>4. Marco teórico de la asimetría izquierda-derecha</b>	<b>7</b>
4.1. Modelo de partones . . . . .	7
4.1.1. Funciones de distribución de partones (PDF) . . . . .	9
4.2. Funciones de estructura . . . . .	10
4.3. Grupo de simetría SU(6) . . . . .	14
4.3.1. Estados bariónicos en SU(6) . . . . .	15
4.3.2. Función de onda de bariones en SU(6) . . . . .	17
4.3.3. Distribución de polarización de los quarks en el protón	19
4.4. Modelo quarks orbitales de valencia . . . . .	21
4.4.1. Producción de mesones . . . . .	23
4.4.2. Producción del hiperon $\Lambda$ : . . . . .	28
4.5. Modelo de dos componentes . . . . .	31
4.6. Polarización de hiperones . . . . .	36
<b>5. Estudios recientes</b>	<b>37</b>
<b>6. Conclusiones</b>	<b>39</b>
<b>Referencias</b>	<b>40</b>

# 1. Objetivos

Se mostrará el **modelo quarks orbitales de valencia** y su aplicación en el estudio de la asimetría izquierda-derecha y la estructura del protón. Además, se presentarán los conceptos involucrados tales como una breve revisión del modelo quark-parton y las funciones de estructura. También se hace referencia a los artículos originales del modelo quarks orbitales de valencia (conocido como *Berliner Relativistic Quark Model*). Finalmente, son presentados los artículos que presentan nuevas alternativas para explicar dicho fenómeno.

# 2. Marco histórico

La Colaboración Fermilab E704 en los años 70s observó una asimetría izquierda-derecha (*single spin*) en el plano de producción inclusiva de piones ( $\pi^\pm, \pi^0$ ) en la colisión de haces de protones transversalmente polarizados y protones no polarizados (blanco). Hasta el momento se tiene datos sobre dichas asimetrías para los piones  $\pi$ , mesones  $\eta$ , kaones  $\kappa$  e hiperones  $\Lambda$ . El intenso interés en tales asimetrías en los últimos años recae en el hecho que estos experimentos son conceptualmente simples y porque no eran previstas teóricamente. Aunque no se sabe con certeza cual es la fuente de las asimetrías izquierda-derecha, estas pueden ser entendidas en el marco de la cromodinámica cuántica (QCD) no perturbativa.

## Instituciones

Dentro de las instituciones interesadas en investigar la asimetría izquierda derecha tenemos:

- IFT, Freie Universitat Berlin (Alemania).
- IHEP, Protvino en la STAR Collaboration (Rusia).
- Centro de Investigación y de Estudios Avanzados (Mexico).
- Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (Brasil).
- Università di Torino (Italia).

### 3. Marco experimental de la asimetría izquierda-derecha

#### 3.1. Asimetría single spin $A_N$

Vamos analizar la dispersión *inclusiva* de un protón transversalmente polarizado  $p(\uparrow)$  con un protón no polarizado  $p(0)$ , donde el término inclusivo hace referencia a que sólo estamos interesados, después de la colisión, en las propiedades de una partícula producida  $h$ , el resto de partículas producidas se las señalará como  $X$ . Entonces, la dispersión que estudiaremos tiene la forma

$$p(\uparrow) + p(0) \rightarrow h + X. \quad (1)$$

Es un hecho experimental que en tales dispersiones, por ejemplo, en la producción inclusiva de piones  $\pi^+$  (para  $\pi^0$  ver [1]), un número considerable de estos piones se desvían preferentemente hacia la izquierda, por lo que existe una especie de asimetría entre la izquierda y la derecha respecto su plano de producción (ver figura 1). Se define entonces la asimetría izquierda-derecha (single spin) como

$$A_N(x_F, p_T) = \frac{d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow}{d\sigma^\uparrow + d\sigma^\downarrow}, \quad (2)$$

donde  $d\sigma^\uparrow$  ( $d\sigma^\downarrow$ ) representa la sección transversal de producción de la partícula  $h$  cuando el protón incide con spin  $\uparrow$  ( $\downarrow$ ) respecto al plano de producción.

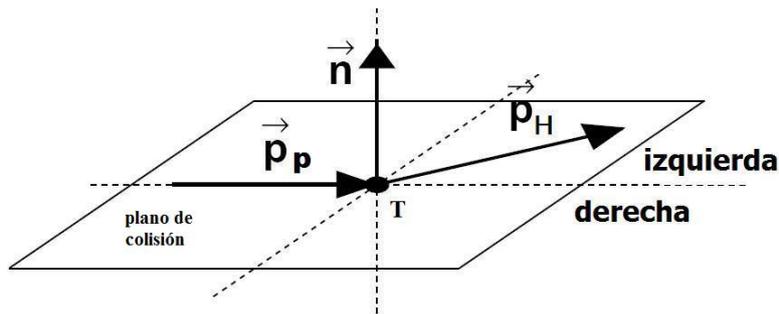


Figura 1: Esquema de la asimetría izquierda-derecha en la producción del hadrón H. Este plano está formado por los momentos del proyectil P ( $\vec{p}_P$ ) y del hadrón producido H ( $\vec{p}_H$ ). El vector normal al plano  $\vec{n}$  tiene el sentido de la polarización de P.

Además de la asimetría izquierda-derecha en la producción de piones  $\pi$  (figura 2), también se han obtenido datos experimentales de este mismo fenómeno en la producción de hiperones  $\Lambda$  y mesones  $\eta$  por medio de la colisión  $p(\uparrow)+p$ .

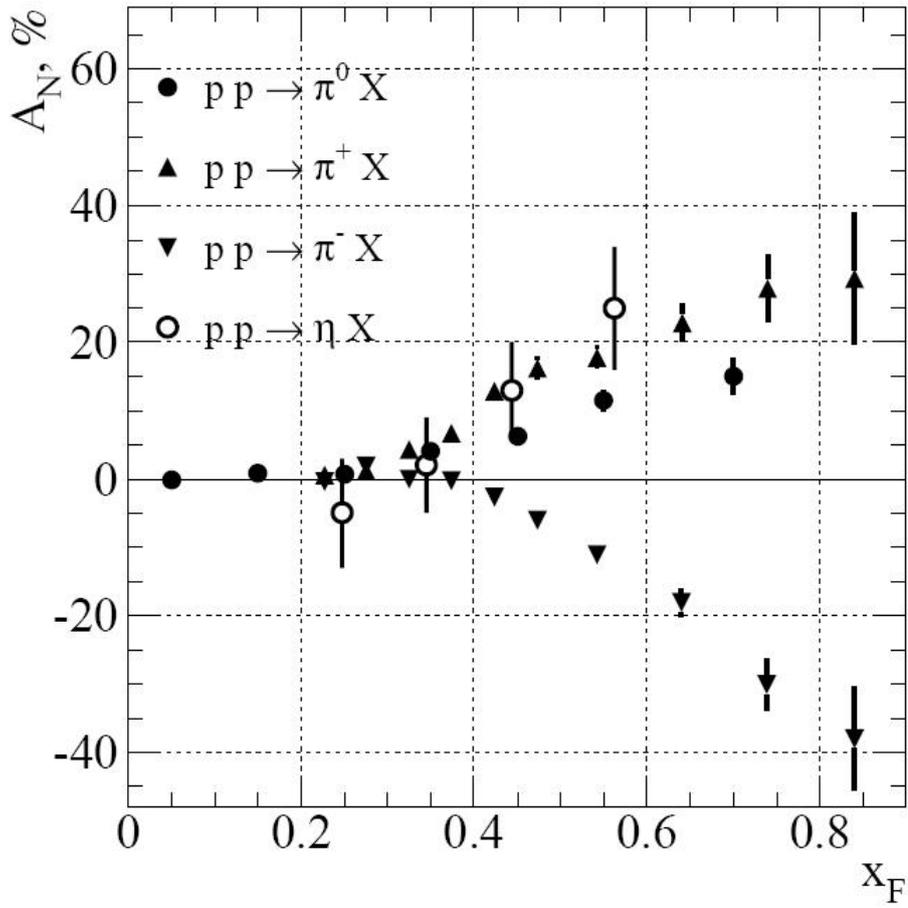


Figura 2: Asimetrías single spin medidas en la producción de  $\pi^0$ ,  $\pi^\pm$  y  $\eta$  en la región de fragmentación de haz de protones [2] (1997).

### 3.2. Características generales de $A_N$

La asimetría izquierda-derecha en la producción inclusiva de  $\Lambda, \pi, \eta$  presenta las siguientes características generales:

1. La asimetría  $A_N$  es significativa *sólo* en la región de fragmentación de las partículas a colisionar.
2.  $A_N$  depende de los números cuánticos de sabor de las partículas producidas, en este caso del contenido de quarks de los mesones e hiperones.
3.  $A_N$  depende de los números cuánticos de sabor de las partículas a colisionar.

Estos hechos experimentales (figura 3) contradicen a lo que se esperaba usando QCD perturbativa, en donde la asimetría  $A_N$  debía ser nula.

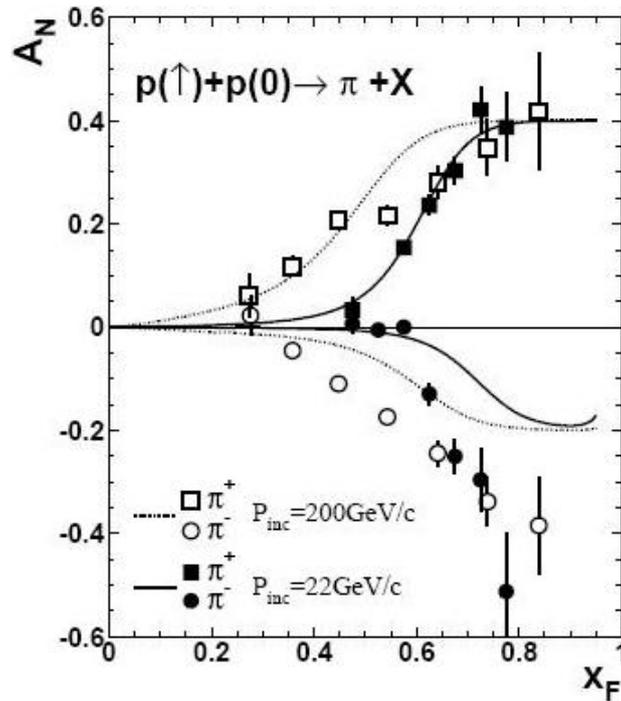


Figura 3: Asimetría single spin  $A_N$  en función de  $x_F$  para la dispersión inclusiva  $p(\uparrow) + p(0) \rightarrow \pi^\pm + X$ . Las referencias a los datos se muestran en [3] (2003).

En la figura 4 se muestran las posibles orientaciones de la polarización transversal del protón. Consideramos que un protón tiene polarización  $\uparrow$ , cuando su orientación señala el semiplano superior de colisión (figura 1), mientras que consideramos la polarización del protón  $\downarrow$  en el caso contrario.

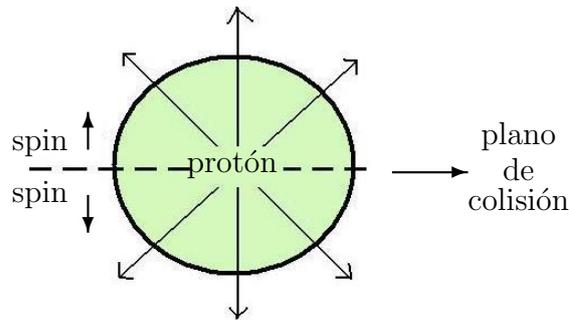


Figura 4: Orientaciones de la polarización transversal del protón en el plano de colisión. Luego,  $p(\uparrow)$  indicará que la orientación de su polarización está en la dirección del semiplano superior.

## 4. Marco teórico de la asimetría izquierda-derecha

### 4.1. Modelo de partones

En este modelo un hadron está constituido por partículas puntuales llamadas *partones*, este nombre fue acuñado por Richard Feynman [4] en 1969. Dada las grandes velocidades alcanzadas en reacciones de altas energías, el modelo asume que el hadron se encuentra en un marco de referencia en donde tiene momentum infinito. Luego de la validez del modelo de quarks y la confirmación de la libertad asintótica en QCD, el término 'parton' ahora hace referencia tanto a los *quarks* (quark-parton) como a los *gluones* (gluon-parton), de la misma forma en que el término nucleón hace referencia al protón y al neutrón.

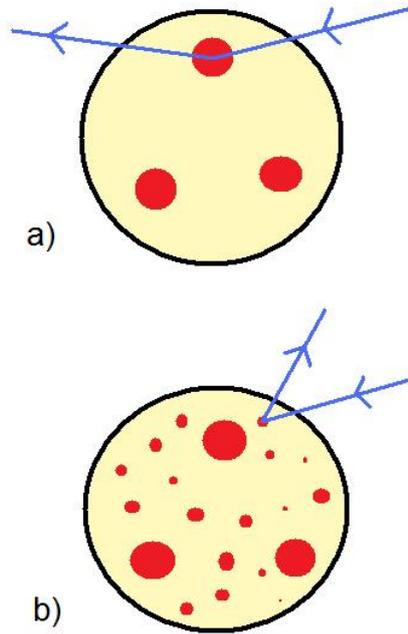


Figura 5: Dispersión de una partícula con un hadrón en el modelo de partones. a) A bajas energías, la partícula dispersada sólo logra ver a los partones de valencia. b) A altas energías, la partícula dispersada también detecta la presencia del mar de partones.

Un aspecto interesante de los partones es que son definidos con respecto a una escala física. Por ejemplo, un gluon-parton a cierta escala puede ser la superposición de un estado gluon-parton, un estado gluon-parton y quark-antiquark-partons y otros estados con varios partones. Por ello, el número de partones dentro de un hadrón se incrementa con el aumento del momentum transferido. A bajas energías (gran escala de longitud), un barion contiene *tres partones de valencia* (quarks) y un meson contiene *dos partones de valencia* (un quark-parton y un antiquark-parton). Por otro lado, a altas energías, tenemos un mar de partones (partones que no son de valencia) y partones de valencia (ver figura 5). Una alternativa covariante a la formulación estándar del modelo quark-parton es presentado en [5].

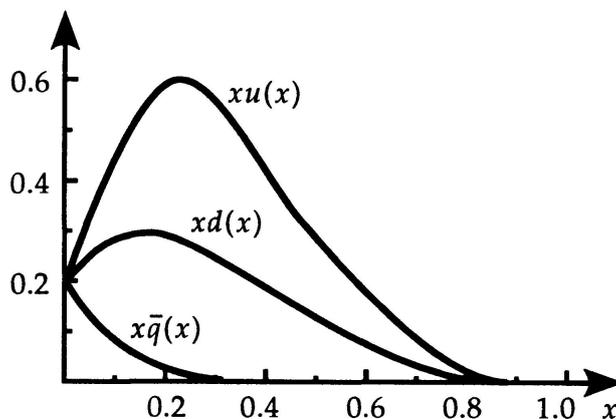


Figura 6: Bosquejo de las funciones de distribución de quarks dentro del protón. Se puede ver que las contribuciones de los quarks de valencia  $x(u(x) - \bar{q}(x))$  y  $x(d(x) - \bar{q}(x))$  se anulan para  $x \rightarrow 0$ , donde  $\bar{q}(x) = \frac{1}{2}(\bar{u}(x) + \bar{d}(x))$  y  $\bar{u}$  es el antiquark de  $u$ .

#### 4.1.1. Funciones de distribución de partones (PDF)

Las funciones de distribución de partones son la densidad de probabilidad de encontrar un parton con una fracción de momentum longitudinal  $x$  y con momentum transferido  $Q^2$ . Dada la característica no perturbativa de los efectos en QCD, las funciones de distribución de partones no puede obtenerse por medio de QCD perturbativo, sino usando datos experimentales. Actualmente se habla de la *distribuciones generalizadas de partones* [6] en el estudio de la subestructura de un hadron, representando la distribución de partones como una función de más variables, tales como el momentum transversal y el spin del parton. La distribución generalizada de partones brinda información sobre la posición y el momentum de los partones dentro de los hadrones, además las funciones de distribución de partones ordinarias se consiguen haciendo que las variables extras sean cero.

La figura 6 muestra la distribución de partones [7] dentro del protón, se puede notar que las distribuciones quark y antiquark coinciden para  $x \rightarrow 0$ , lo cual correspondería a la existencia del mar de pares quark-antiquark. La divergencia de las funciones  $u(x)$ ,  $d(x)$  y  $\bar{q}(x)$  para  $x \rightarrow 0$ , indicaría que la interacción entre los constituyentes del protón debe ser muy grande para pequeños valores de momentum transferido.

## 4.2. Funciones de estructura

El espectro en masa de bariones sugiere que estos deben estar constituidos por quarks; pero la interacción entre quarks no puede ser deducida fácilmente de la energía de sus estados, dado que más de un modelo puede describir exitosamente el espectro de masas mencionado. Entre estos modelos tenemos la inclusión del grupo de simetría SU(6), MIT *bag model*, Skyrmion *bag model* y los modelos de potencial, estos últimos solucionan la ecuación de Schrodinger para quarks no relativistas incluyendo las interacciones de spin, el Hamiltoniano basico en este caso es

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m_i} + \frac{1}{2}K \sum_{i>j} V_{ij}^2 + \sum_{i>j} \frac{2\alpha_s}{3m_i m_j} \left\{ \frac{8\pi}{3} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j \delta^3(\mathbf{r}) + \frac{1}{r^3} [3(\mathbf{s}_i \cdot \mathbf{r})(\mathbf{s}_j \cdot \mathbf{r}) - \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j] \right\} + U(r_{ij}), \quad (3)$$

donde el primer término correspondería a la energía cinética y el segundo término a la energía potencial entre los quarks sin considerar su spin. Las constantes de acople  $K$ ,  $\alpha_s$ , las masas  $m_i$  y la interacción residual (débil) son ajustadas a estados base de los bariones. Incluso la introducción de los momentos magnéticos no da información adicional. Sin embargo, existen resultados experimentales que son realmente cruciales, conocidas como *Funciones de Estructura* (obtenidas por medio de reacciones de dispersión) que ningún modelo actual es capaz de brindar una descripción satisfactoria.

Para familiarizarnos con las funciones de estructura, vamos a discutir la función de estructura del nucleón. Para ello se consideran dispersiones de nucleones ( $N$ ) con partículas tan ‘puntuales’ como electrones, muones y neutrinos

$$e^-(E \gg 1\text{GeV}) + N \rightarrow e^- + \dots \quad (4)$$

$$\nu_e(E \gg 1\text{GeV}) + N \rightarrow \nu_e + \dots \quad (5)$$

Utilizando estos leptones altamente energéticos se consigue que la sección transversal de dispersión de estas reacciones dependa sólo de la estructura interna de los nucleones, ya que la longitud de onda de los leptones es muy pequeña ( $< 0,2$  fm) y por lo tanto no tienen una estructura interna resoluble. Además, como el tiempo de vida de las resonancias barionicas y mesones pesados es muy pequeña, poca información puede ser obtenida sobre sus decaimientos con estas dispersiones. Por lo que solamente se conocen las funciones de estructura del protón, neutrón, deuteron y pion [7, 8].

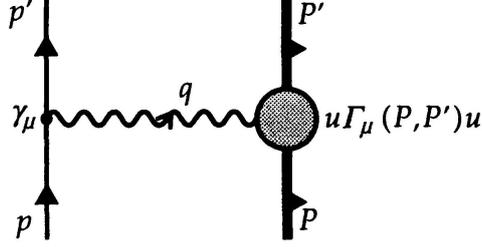


Figura 7: Dispersión elástica electrón-nucleón.

Dentro de las reacciones de dispersión tenemos la dispersión elástica (figura 7) e inelástica (figura 8) de electrones sobre nucleones. La dispersión elástica de electrón-nucleón es un proceso dentro de la *Electrodinámica Cuántica*, y por ser esta última una teoría invariante de Lorentz, el elemento de matriz  $\bar{u}(P', S')\Gamma_\mu u(P, S)$ , necesario para obtener la sección transversal de la dispersión, también debe serlo. Donde  $u(P, S)$  es el estado inicial y  $\bar{u}(P', S')$  el estado final. Luego la estructura más general de  $\Gamma_\mu$  es

$$\Gamma_\mu = A\gamma_\mu + BP'_\mu + CP_\mu + iDP^{\nu}\sigma_{\mu\nu} + iEP^{\nu}\sigma_{\mu\nu} \quad (6)$$

donde las cantidades  $A, B, C, D$  y  $E$  dependen solamente de cantidades invariantes de Lorentz y  $P_\mu$  y  $P'_\mu$  son los cuadrimomentos inicial y final. Dichas cantidades invariantes pueden ser expresadas en términos de  $M^2$  ( $M$  masa del nucleón) y  $q^2$ . Las restricciones que se deben considerar son la invariancia de *gauge*  $q^\mu \bar{u}(P')\Gamma_\mu u(P) = 0$ , la corriente de transición debe ser hermítica y la descomposición de Gordon debe ser usada:

$$\bar{u}(P')\Gamma_\mu(P', P)u(P) = \bar{u}(P') \left[ A(q^2)\gamma_\mu + iB(q^2)q^\nu\sigma_{\mu\nu} \right] u(P) \quad (7)$$

el módulo al cuadrado de esta expresión (amplitud de probabilidad) entra en la sección transversal, lo que nos lleva a

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_{spin} [\bar{u}(P')\Gamma_\mu(P', P)u(P)]^* [\bar{u}(P')\Gamma_\nu(P', P)u(P)] \quad (8)$$

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \text{tr} \{ (A\gamma_\mu - iBq^\nu\sigma_{\mu\nu})(P' + M)(A\gamma_\nu + iBq^\rho\sigma_{\nu\rho})(P + M) \} \quad (9)$$

donde el operador de proyección es  $\sum_s u(PS)\bar{u}(PS) = P + M$ . Este tensor también puede ser expresado como [7]:

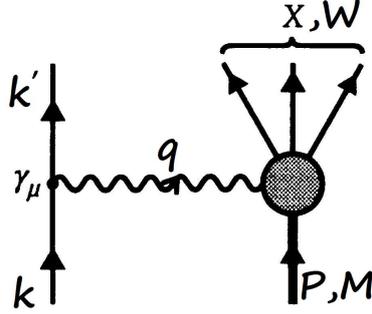


Figura 8: Cantidades cinemáticas para la dispersión inelástica  $lN \rightarrow l'X$ . Las cantidades  $k$  y  $k'$  son los cuadrimomentos del lepton que ingresa y del que se dispersa respectivamente,  $P$  es el cuadrimomentum del nucleón con masa  $M$  y  $W$  es la masa del sistema restante  $X$ . La partícula de intercambio ( $W^\pm, \gamma$  o  $Z$ ) transfiere un cuadrimomentum  $q = k - k'$ .

$$\begin{aligned}
W_{\mu\nu} = & -(A + 2MB)^2 q^2 \left( \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} - g_{\mu\nu} \right) \\
& + (A^2 - B^2 q^2) 4 \left( P_\mu - q_\mu \frac{P \cdot q}{q^2} \right) \left( P_\nu - q_\nu \frac{P \cdot q}{q^2} \right) \quad (10)
\end{aligned}$$

Introduciendo dos nuevas funciones  $W_1, W_2$  y la variable  $Q^2 = -q^2$ , el **tensor de dispersión elástica** será

$$\begin{aligned}
W_{\mu\nu}^{\text{elástico}} = & \left( -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1(Q^2) \\
& + \left( P_\mu - q_\mu \frac{P \cdot q}{q^2} \right) \left( P_\nu - q_\nu \frac{P \cdot q}{q^2} \right) \frac{W_2(Q^2)}{M^2} \quad (11)
\end{aligned}$$

Ahora examinaremos la dispersión inelástica leptón-nucleón, el proceso  $lN \rightarrow l'X$  se muestra en la figura 8. El círculo sombreado representa la estructura interna del protón y  $l$  puede ser el electrón.

Las cantidades invariantes presentes en este proceso son:

- $\nu = \frac{q \cdot P}{M} = E - E'$  es la energía perdida del leptón en el sistema de referencia del nucleón en reposo. Aquí  $E$  y  $E'$  son las energías inicial y final del leptón en el mismo sistema de referencia.
- $Q^2 = -q^2 = 2(EE' - \vec{k} \cdot \vec{k}') - m_l^2 - m_{\nu'}^2$  donde  $m_l(m_{\nu'})$  es la masa inicial (final) del leptón. Si  $EE' \sin^2(\theta/2) \gg m_l^2, m_{\nu'}^2$ , entonces  $Q^2 \approx 4EE' \sin^2(\theta/2)$  donde  $\theta$  es el ángulo de dispersión del leptón.
- $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ , donde, en el modelo de partones,  $x$  es la fracción del momentum del nucleón llevado por el “quark incidente”.
- $y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} = \frac{\nu}{E}$  es la fracción de energía perdida por el leptón en la referencia del nucleón en reposo.
- $W^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2$  es el cuadrado de la masa del sistema  $X$  que no incluye al leptón.
- $s = (k + P)^2 = \frac{Q^2}{xy} + M^2 + m_l^2$  es el cuadrado de la energía del leptón-nucleón en el centro de masas.

La diferencia con la dispersión elástica es que ahora se sumará sobre todos los estados (hadrónicos) finales posibles, y los invariantes de Lorentz  $q^2$  y  $P^2$  son ahora independientes. Luego, la forma general del **tensor de dispersión inelástica inclusiva** será

$$W_{\mu\nu}^{\text{inclusiva}} = \left( -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1(Q^2, \eta) + \left( P_\mu - q_\mu \frac{P \cdot q}{q^2} \right) \left( P_\nu - q_\nu \frac{P \cdot q}{q^2} \right) \frac{W_2(Q^2, \eta)}{M^2} \quad (12)$$

con la variable inelástica  $\eta = P \cdot q$ . Las dos funciones  $W_1(Q^2, \eta)$  y  $W_2(Q^2, \eta)$  son conocidas como las *funciones de estructura para la dispersión inelástica inclusiva electrón-nucleón*.

### 4.3. Grupo de simetría SU(6)

La introducción del grupo de simetría SU(3) en el estudio de las partículas elementales tuvo un éxito indiscutible en los años 60. Esto permitió a Murray Gell-Man poder estudiar la estructura de bariones y mesones mediante el *modelo de quarks*, el cual asume que los hadrones están constituidos por partículas conocidas ahora como *quarks*. Los bariones estarían constituidos por tres quarks  $qqq$ , mientras que los mesones estarían conformado por un par quark-antiquark  $q\bar{q}$  ( $q = u, d, s$ ). Se asumió además que las fuerzas entre estos quarks eran simétricas respecto a un intercambio entre ellos, se dice entonces que el modelo es invariante bajo SU(3) y que los estados ligados deben formar supermultipletes de SU(3).

Hadrones	Multipletes
Mesones	$\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}$
Bariones	$\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{10} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}$

A pesar que SU(3) tuvo éxito al ordenar los estados hadrónicos y explicar la diferencia entre sus masas, este modelo no permitía determinar a cual de los infinitos supermultipletes correspondía las partículas observadas en la naturaleza. Además, dado que los bariones son partículas de spin semi-entero, fue necesario conseguir un modelo que otorgue a cada quark un spin  $\frac{1}{2}$ . Sin embargo, partículas con características similares a los quarks no han sido determinadas experimentalmente en forma individual, por lo que se postuló que estas se encuentran confinadas dentro de los hadrones. En consecuencia tendremos seis estados para un quark ( $u \uparrow, d \uparrow, s \uparrow, u \downarrow, d \downarrow, s \downarrow$ ) que pueden ser tratados mediante el grupo de simetría SU(6), esto es, el conjunto de todas las transformaciones unitarias sobre estos seis estados bases para un quark (o antiquark) de spin  $\frac{1}{2}$ .

En la tabla anterior, encontramos el decuplete  $\mathbf{10}$  de bariones con spin  $\frac{3}{2}$  (figura 9), en el cual se asume que los quarks se encuentran en el estado base espacialmente simétrico ( $l = 0$ ). El valor  $J = \frac{3}{2}$  es obtenido teniendo a los quarks en un estado de spin simétrico, con los spines “paralelos”, como en  $\Delta^{+++} = u \uparrow u \uparrow u \uparrow$ , por ejemplo. Por esta razón el decuplete  $\frac{3}{2}^+$  está caracterizado por la simetría de la función de onda de los tres quarks tanto en sabor, spin y espacio. Lo cual viola el principio de Pauli, el cual establece que dos o más fermiones no pueden estar en el mismo estado cuántico. Por consiguiente, un nuevo grado de libertad, llamado *color*, es necesario. Fue postulado entonces que los quarks existen en tres colores, esto es, *rojo*, *verde*,

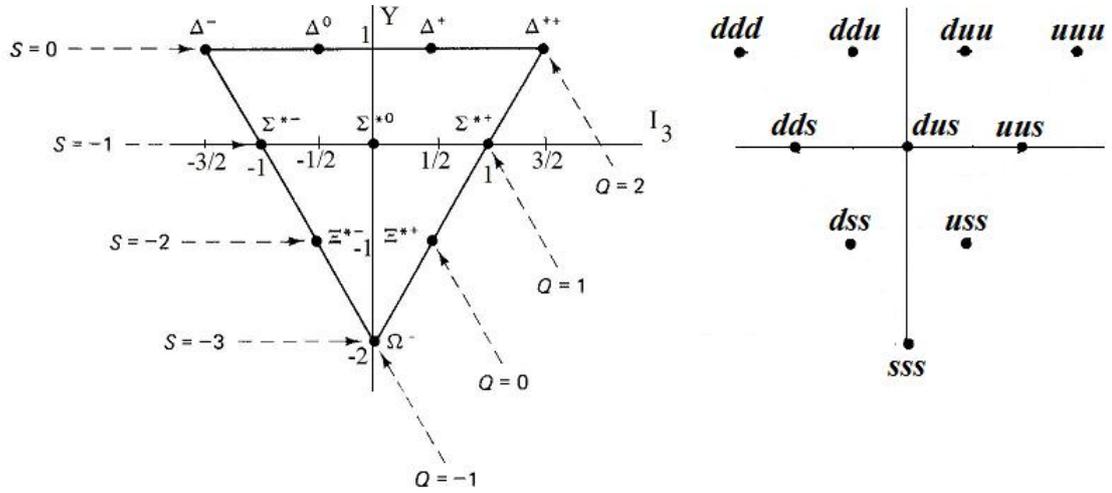


Figura 9: Decuplete de bariones y sus respectivos contenidos de quarks. Estos estados barionicos tienen paridad de spin  $\frac{3}{2}^+$  (en esta figura S indica extrañeza).

y azul, y que los bariones y mesones están construidos de manera que el color neto es “cero”, conocidos como *singletes de color* (los hadrones no deben tener color, de lo contrario, sería el color sería una propiedad necesaria y medible de los hadrones). Luego  $\Delta^{+++}$  consiste de quarks  $u$  rojo, verde y azul [9].

Vamos a denotar a un estado de quark orientado por  $|Q\rangle$ , donde  $Q$  puede tomar uno de los seis valores  $u \uparrow, d \uparrow, s \uparrow, u \downarrow, d \downarrow, s \downarrow$ , mientras que  $|\bar{Q}\rangle$  representa un estado de antiquark  $\bar{u} \uparrow, \bar{d} \uparrow, \bar{s} \uparrow, \bar{u} \downarrow, \bar{d} \downarrow, \bar{s} \downarrow$ . Se sabe que este grupo tiene 30 operadores de subida y bajada (*shift operators*) que transforman cualquiera de estos seis estados en cualquier otro, por ejemplo, la figura 10 muestra al operador que transforma  $|u \uparrow\rangle$  en  $|d \downarrow\rangle$  (línea entrecontada) y su hermitico conjugado.

#### 4.3.1. Estados bariónicos en SU(6)

Con la inclusión del spin, existen  $6 \times 6 = 216$  estados de tres quarks  $|Q_1 Q_2 Q_3\rangle$ . Para clasificarlos en multipletes de SU(6), tomamos dos quarks y usamos las técnicas de simetrización. Entonces, los  $6 \times 6 = 36$  estados de dos quarks son escogidos simétricos o antisimétricos bajo permutaciones de sus etiquetas formando así estados

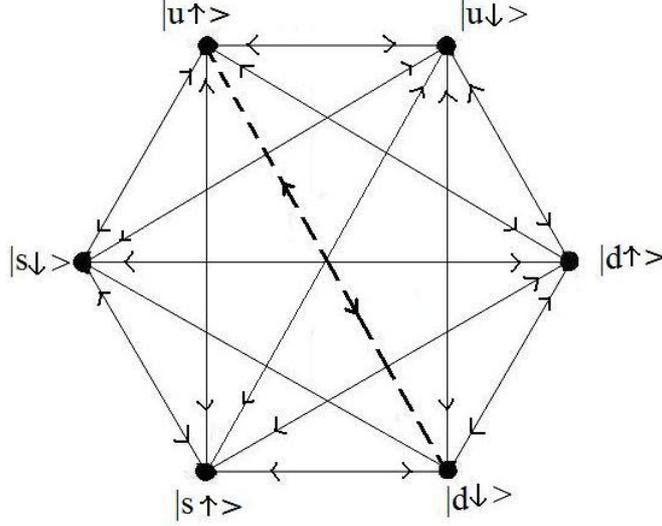


Figura 10: Acción de los 30 operadores de subida y bajada de SU(6) sobre los estados de quarks orientados.

$$|Q_1 Q_2\rangle + |Q_2 Q_1\rangle \quad (\textit{simétrico}) \quad (13)$$

$$|Q_1 Q_2\rangle - |Q_2 Q_1\rangle \quad (\textit{antisimétrico}) \quad (14)$$

donde  $Q_1$  y  $Q_2$  pueden tomar los seis valores posibles. Existen  $6 + (\frac{1}{2} \times 6 \times 5) = 21$  estados simétricos y  $\frac{1}{2}(6 \times 5) = 15$  antisimétricos los cuales corresponden a los supermultipletes **21** y **15** de SU(6) respectivamente.

Teniendo en cuenta el tercer quark en **21**, podemos formar un conjunto de estados totalmente simétrico  $|(Q_1 Q_2 Q_3)S\rangle$  ( $S$  : *simétrico*). Los posibles estados estarían formados por todas las etiquetas ( $Q$ ) iguales, dos iguales y uno diferente, y las tres etiquetas distintas, tendremos

$$6 + (6 \times 5) + (6 \times 5 \times \frac{4}{2} \times 3) = \mathbf{56} \quad (15)$$

quedando  $(6 \times 21) - 56 = \mathbf{70}$  estados correspondientes a vectores estados de simetría mixta.

De igual manera consideramos un tercer quark en los 15 estados antisimétricos de dos quarks, formando un conjunto de  $6 \times 5 \times \frac{4}{2} \times 3 = \mathbf{20}$  estados totalmente antisimétricos  $|(Q_1 Q_2 Q_3)A\rangle$  ( $A$  : *antisimétrico*). Quedan

así  $(6 \times 16) - 20 = \mathbf{70}$  estados nuevamente con simetría mixta. Podemos expresar entonces los supermultipletes  $SU(6)$  de bariones como

$$\mathbf{6} \otimes \mathbf{6} \otimes \mathbf{6} = \mathbf{56} \oplus \mathbf{70} \oplus \mathbf{70} \oplus \mathbf{20} \quad (16)$$

#### 4.3.2. Función de onda de bariones en $SU(6)$

Para determinar la función de onda de los estados bariónicos de  $\mathbf{56}$  se requiere que este sea totalmente simétrico con respecto al intercambio de las etiquetas de quarks. Comenzamos con los estados de tres quarks orientados con las  $Y, I_3$  y  $S_z$  totales ( $S : spin$ ). Es necesario entonces encontrar combinaciones con el isospin  $I$  y spin  $S$  totales requeridos. Vamos a mostrar las funciones de onda de dos bariones del decupleteo y del protón en el octeto (figura 11):

$$|\Delta^{++}, S_z = +\frac{3}{2}\rangle = |u \uparrow u \uparrow u \uparrow\rangle \quad (17)$$

Para  $\Delta^+, S_z = +\frac{3}{2}$ , tomamos dos quarks  $u$  y uno  $d$  con todos los spines  $\uparrow$ , es decir,  $|u \uparrow u \uparrow d \uparrow\rangle$ . Simetrizando este último tendremos

$$|\Delta^+, S_z = +\frac{3}{2}\rangle \approx |u \uparrow u \uparrow d \uparrow\rangle + |u \uparrow d \uparrow u \uparrow\rangle + |d \uparrow u \uparrow u \uparrow\rangle \quad (18)$$

Aplicando el operador de bajada (respecto al spin) a este estado conseguimos ( $\approx$  indica que el estado no está normalizado)

$$\begin{aligned} |\Delta^+, S_z = +\frac{1}{2}\rangle &\approx |u \downarrow u \uparrow d \uparrow\rangle + |u \uparrow u \downarrow d \uparrow\rangle + |u \uparrow u \uparrow d \downarrow\rangle \\ &+ |u \downarrow d \uparrow u \uparrow\rangle + |u \uparrow d \downarrow u \uparrow\rangle + |u \uparrow d \uparrow u \downarrow\rangle \\ &+ |d \downarrow u \uparrow u \uparrow\rangle + |d \uparrow u \downarrow u \uparrow\rangle + |d \uparrow u \uparrow u \downarrow\rangle \end{aligned} \quad (19)$$

Para obtener la función de onda del protón ( $S_z = \frac{1}{2}$ ) necesitamos quarks  $uud$  con orientaciones  $\uparrow\uparrow\downarrow$ , esto es,  $u \uparrow u \uparrow d \downarrow$  y  $u \uparrow u \downarrow d \uparrow$  y sus permutaciones. Además debemos imponer la condición que el isospin  $I$  y spin  $S$  totales son iguales a  $\frac{1}{2}$ . Lo cual se consigue de la siguiente manera: El estado de dos quarks

$$|u \uparrow d \downarrow\rangle + |d \downarrow u \uparrow\rangle - |u \downarrow d \uparrow\rangle - |d \uparrow u \downarrow\rangle$$

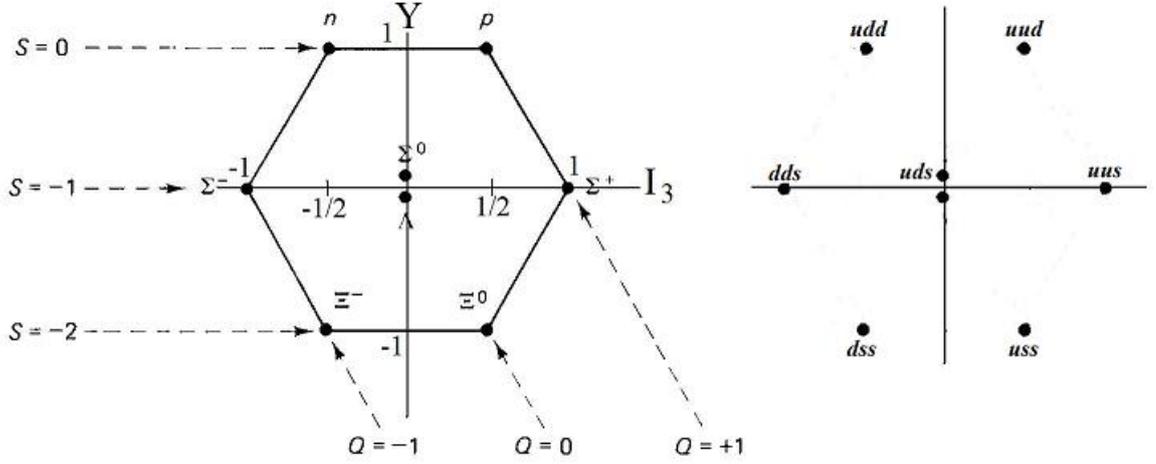


Figura 11: Octeto de bariones con sus respectivos contenido de quarks. Estos bariones tienen paridad de spin  $\frac{1}{2}^+$ .

tienen  $I = 0$  y  $S = 0$ . Ahora tomando en cuenta el tercer quark  $u$ , el cual debe ser  $\uparrow$ , tenemos como estado resultante

$$|u \uparrow d \downarrow u \uparrow\rangle + |d \downarrow u \uparrow u \uparrow\rangle - |u \downarrow d \uparrow u \uparrow\rangle - |d \uparrow u \downarrow u \uparrow\rangle$$

el cual no es totalmente simétrico, pero es simétrico bajo el intercambio de los dos primeros lugares. Por lo tanto, adicionamos estados obtenidos por el cambio de la primera y tercera etiqueta y por el cambio de la segunda y tercera etiqueta. Finalmente obtenemos la **función de onda del protón**:

$$|p, S_z = +\frac{1}{2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{18}} \{2|u \uparrow d \downarrow u \uparrow\rangle + 2|u \uparrow u \uparrow d \downarrow\rangle + 2|d \downarrow u \uparrow u \uparrow\rangle \\ - |u \uparrow u \downarrow d \uparrow\rangle - |u \uparrow d \uparrow u \downarrow\rangle - |u \downarrow d \uparrow u \uparrow\rangle \\ - |d \uparrow u \downarrow u \uparrow\rangle - |d \uparrow u \uparrow u \downarrow\rangle - |u \downarrow u \uparrow d \uparrow\rangle\} \quad (20)$$

donde  $\frac{1}{\sqrt{18}}$  es el factor de normalización. Cabe mencionar que esta expresión de la función de onda del protón es la misma en las referencias [9] (2000), [10] (1976). Por otro lado, se encontró que la referencia [11] (1996) muestra la expresión de la función de onda del protón como

$$|p(\uparrow)\rangle = \frac{1}{2\sqrt{3}} \left\{ 3u(\uparrow)\frac{1}{\sqrt{2}}[u(\uparrow)d(\downarrow) - u(\downarrow)d(\uparrow)] \right. \\ \left. + u(\uparrow)\frac{1}{\sqrt{2}}[u(\uparrow)d(\downarrow) + u(\downarrow)d(\uparrow)] - \sqrt{2}u(\downarrow)u(\uparrow)d(\uparrow) \right\} \quad (21)$$

### 4.3.3. Distribución de polarización de los quarks en el protón

En esta parte vamos a determinar la probabilidad de que un quark de valencia dentro del protón se encuentre polarizado en la misma dirección u opuesta a la del protón. Determinemos por ejemplo la probabilidad de que su quark  $u$  se encuentre polarizado en la misma dirección de polarización del protón  $\uparrow$ , para ello partimos de la función de onda del protón [9, 10] y calculamos la cantidad  $\sum_i |\langle \dots u(\uparrow)_i | p(\uparrow) \rangle|^2$ :

$$\begin{aligned} \sum_i |\langle \dots u(\uparrow)_i | p(\uparrow) \rangle|^2 &= 2 \times \left(\frac{2}{\sqrt{18}}\right)^2 + 2 \times \left(\frac{2}{\sqrt{18}}\right)^2 + 2 \times \left(\frac{2}{\sqrt{18}}\right)^2 + 6 \times \left(\frac{1}{\sqrt{18}}\right)^2 \\ &= \frac{8}{18} + \frac{8}{18} + \frac{8}{18} + \frac{6}{18} = \frac{30}{18} \\ &= \frac{5}{3} \end{aligned} \quad (22)$$

donde el primer 2 en  $2 \times \left(\frac{2}{\sqrt{18}}\right)^2$  indica que el primer ket ( $2|\mathbf{u} \uparrow d \downarrow \mathbf{u} \uparrow\rangle$ ) de  $|p \uparrow\rangle$  tiene dos quarks  $\mathbf{u}$  con polarización  $\uparrow$ , mientras que 6 son los kets que contienen un solo quark  $u \uparrow$ . Ahora determinemos cual es la probabilidad de que un quark  $u$  tenga polarización opuesta a la del protón  $\uparrow$

$$\begin{aligned} \sum_i |\langle \dots u(\downarrow)_i | p(\uparrow) \rangle|^2 &= 6 \times \left(\frac{1}{\sqrt{18}}\right)^2 \\ &= \frac{1}{3} \end{aligned} \quad (23)$$

Para los quarks  $d$  tendremos

$$\begin{aligned} \sum_i |\langle \dots d(\uparrow)_i | p(\uparrow) \rangle|^2 &= 6 \times \left(\frac{1}{\sqrt{18}}\right)^2 \\ &= \frac{1}{3} \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \sum_i |\langle \dots d(\downarrow)_i | p(\uparrow) \rangle|^2 &= \left(\frac{2}{\sqrt{18}}\right)^2 + \left(\frac{2}{\sqrt{18}}\right)^2 + \left(\frac{2}{\sqrt{18}}\right)^2 \\ &= \frac{4}{18} + \frac{4}{18} + \frac{4}{18} = \frac{12}{18} \\ &= \frac{2}{3} \end{aligned} \quad (25)$$

Por lo tanto, la distribución de polarización de quarks dentro del protón es la siguiente:  $\frac{5}{3}$  de los quarks  $u$  están polarizados en la misma dirección del

protón,  $\frac{1}{3}$  están polarizados en la dirección contraria,  $\frac{1}{3}$  de los quarks  $d$  están polarizados en la misma dirección del protón, mientras que  $\frac{1}{3}$  de los quarks  $d$  están polarizados en la dirección contraria.

Comprobemos ahora que este mismo resultado es obtenido considerando la función de onda del protón citada en [11]:

$$\begin{aligned}
|p(\uparrow)\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{3}} \left\{ 3u(\uparrow) \frac{1}{\sqrt{2}} [u(\uparrow)d(\downarrow) - u(\downarrow)d(\uparrow)] \right. \\
&\quad \left. + u(\uparrow) \frac{1}{\sqrt{2}} [u(\uparrow)d(\downarrow) + u(\downarrow)d(\uparrow)] - \sqrt{2}u(\downarrow)u(\uparrow)d(\uparrow) \right\} \\
&= \frac{1}{2\sqrt{6}} \left\{ 3u(\uparrow)[u(\uparrow)d(\downarrow) - u(\downarrow)d(\uparrow)] \right. \\
&\quad \left. + u(\uparrow)[u(\uparrow)d(\downarrow) + u(\downarrow)d(\uparrow)] - 2u(\downarrow)u(\uparrow)d(\uparrow) \right\} \\
&= \frac{1}{2\sqrt{6}} \left\{ 3u(\uparrow)u(\uparrow)d(\downarrow) - 3u(\uparrow)u(\downarrow)d(\uparrow) \right. \\
&\quad \left. + u(\uparrow)u(\uparrow)d(\downarrow) + u(\uparrow)u(\downarrow)d(\uparrow) - 2u(\downarrow)u(\uparrow)d(\uparrow) \right\} \\
&= \frac{1}{2\sqrt{6}} \left\{ 4u(\uparrow)u(\uparrow)d(\downarrow) - 2u(\uparrow)u(\downarrow)d(\uparrow) - 2u(\downarrow)u(\uparrow)d(\uparrow) \right\} \quad (26)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sum_i |\langle \dots u(\uparrow)_i | p(\uparrow) \rangle|^2 &= 2 \times \left(\frac{4}{2\sqrt{6}}\right)^2 + \left(\frac{2}{2\sqrt{6}}\right)^2 + \left(\frac{2}{2\sqrt{6}}\right)^2 \\
&= \frac{32}{24} + \frac{4}{24} + \frac{4}{24} = \frac{40}{24} \\
&= \frac{5}{3} \quad (27)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sum_i |\langle \dots u(\downarrow)_i | p(\uparrow) \rangle|^2 &= \left(\frac{2}{2\sqrt{6}}\right)^2 + \left(\frac{2}{2\sqrt{6}}\right)^2 = \frac{8}{24} \\
&= \frac{1}{3} \quad (28)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sum_i |\langle \dots d(\uparrow)_i | p(\uparrow) \rangle|^2 &= \left(\frac{2}{2\sqrt{6}}\right)^2 + \left(\frac{2}{2\sqrt{6}}\right)^2 = \frac{8}{24} \\
&= \frac{1}{3} \quad (29)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sum_i |\langle \dots d(\downarrow)_i | p(\uparrow) \rangle|^2 &= \left(\frac{4}{2\sqrt{6}}\right)^2 \\
&= \frac{2}{3} \quad (30)
\end{aligned}$$

#### 4.4. Modelo quarks orbitales de valencia

Dado que la reacción inclusiva (1) no es perturbativa, se hace necesario utilizar argumentos fenomenológicos para poder explicar la asimetría izquierda-derecha  $A_N$ . El modelo mostrado en esta sección considera que el **movimiento orbital de los quarks de valencia** [11, 12, 13, 14] juega un rol importante para poder explicar dicha asimetría. En líneas generales podemos decir que los constituyentes de un hadrón polarizado experimentan un movimiento orbital alrededor del eje de polarización. Además, este modelo establece las siguientes cuatro hipótesis:

*i)* Los quarks de valencia en un hadrón (como ejemplo tenemos al protón) son tratados como ‘partículas relativísticas de Dirac’ dentro de un potencial de confinamiento efectivo (causado por la presencia de otros constituyentes del hadrón, ver [7] MIT *bag model*). Existe una correlación entre la polarización de estos quarks de valencia y su distribución de momentum transversal [15]. El movimiento orbital de los quarks de valencia (quarks orbitales) siempre está presente aun si se encuentran en su estado basal (*ground state*) y la dirección del movimiento orbital está determinado únicamente por la polarización del quark de valencia. Además, *sólo el momento angular total puede ser utilizado para caracterizar los estados de tales quarks.*

*ii)* Los quarks de valencia en un **hadrón polarizado** están polarizados en la misma dirección u opuesta a la del hadrón. Se sabe que la función de onda SU(6) del protón puede ser usada para determinar la polarización de estos quarks en un protón polarizado [16] (artículo en donde se propone el modelo). Además, los 2 quarks  $u$  del protón polarizado transversalmente están en promedio polarizados en la misma dirección que dicho protón, mientras que su quark  $d$  está en promedio polarizado en dirección contraria. Por ejemplo, si  $p$  tiene polarización  $\uparrow$ , en promedio:

$\frac{5}{3}$	de los quarks de valencia	$u$	tienen polarización $\uparrow$
$\frac{1}{3}$	de los quarks de valencia	$u$	tienen polarización $\downarrow$
$\frac{1}{3}$	de los quarks de valencia	$d$	tienen polarización $\uparrow$
$\frac{2}{3}$	de los quarks de valencia	$d$	tienen polarización $\downarrow$

Por lo tanto, *existe una asimetría en la polarización de los quarks de valencia y tal asimetría depende del “sabor” de los quarks de valencia. Los pares  $q\bar{q}$  dentro del mar de quarks no están polarizados* y en promedio no experimentan un movimiento orbital alrededor del eje de polarización del hadrón.

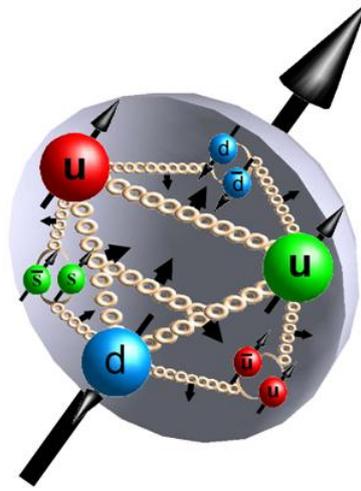


Figura 12: Estructura interna del protón. Los quarks  $u$  y  $d$  son los quarks de valencia inmersos en el mar de quarks formados por pares tales como  $\bar{u}u$  o  $\bar{s}s$ .

*iii)* En colisiones de hadron-hadron a altas energías, un número apreciable de partículas (con gran momentum transversal) observadas dentro de las regiones de fragmentación son productos de los **procesos de formación directa** debido a la fusión del quark de valencia de uno de los hadrones con un quark adecuado del mar de quarks asociado al otro hadron (ver figura 12). En el caso de la polarización transversal, el momento lineal de un quark orbital de valencia tendría una componente diferente de cero perpendicular a la dirección del haz y perpendicular al eje de polarización.

*iv)* Los hadrones no son objetos puntuales, por el contrario, tienen cierta extensión espacial dentro de la cual sus constituyentes (quarks y gluones) interactúan a través de fuerzas de color. Se asume que existe un **efecto de superficie** (figura 13) en los procesos de producción inclusiva hadrónica, el cual establece que sólo las partículas formadas cerca de la superficie frontal del hadrón polarizado mantienen la información de su polarización inicial, es decir, cuando el hadron del haz colisionador está polarizado transversalmente ( $\uparrow$  o  $\downarrow$ ), sólo los sistemas  $q\bar{q}$  singletes de color formados directamente cerca de la superficie frontal pueden adquirir *momenta* extra debido al movimiento orbital de los quarks de valencia. Esto se debe a que estos quarks no tienen tiempo suficiente para distribuirse aleatoriamente antes de encontrarse con un antiquark apropiado. Como consecuencia ellos van hacia la “izquierda”

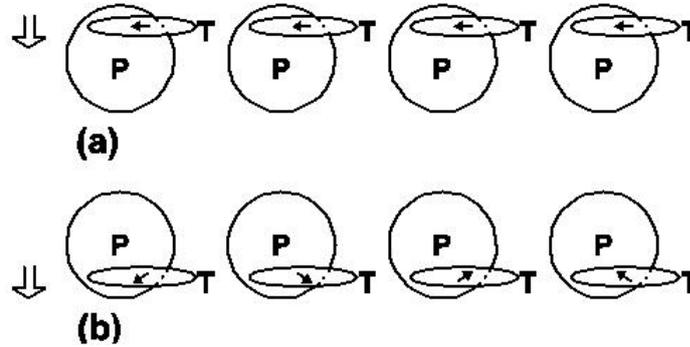


Figura 13: Efecto de superficie. a) La figura muestra que el protón en reposo (P) primero se encuentra con el quark (perteneciente al protón polarizado transversalmente) cuyo momento transversal se indica con una flecha negra. b) Si el protón en reposo no se encontrase con un quark de valencia como en el caso anterior, éste seguiría su camino para luego encontrarse con un quark cuya distribución de momentum transversal es homogénea (producto de la interacción de este quark y el protón), por lo cual este último caso no contribuiría a la asimetría izquierda-derecha. Finalmente, se puede deducir que el proceso a) es el dominante en dicha asimetría.

o la “derecha”, *dependiendo de la polarización transversal de los quarks de valencia “padres”*. Por ejemplo, para la formación de un meson (fusión de un quark de valencia de polarización  $\uparrow$  y un antiquark del mar de quarks), éste debe ganar un momento transversal extra del movimiento orbital del quark de valencia hacia la izquierda (ver figura 14).

Estos puntos (*i, ii, iii, iv*) han sido utilizados exitosamente en el estudio de la producción de mesones. Se debe tener en cuenta que los puntos *i, ii* y *iv* son independientes del tipo de partícula que estemos observando, es por ello que este modelo también es válido para el estudio de la producción de hiperones.

#### 4.4.1. Producción de mesones

Para apreciar las consecuencias del modelo en la producción de mesones [15], recordemos el contenido de quarks de alguno de ellos, por ejemplo  $\pi^+(u\bar{d})$ ,  $\pi^-(d\bar{u})$ ,  $\pi^0(u\bar{u})$  y  $\eta(d\bar{d})$  [17]. Claro está, que los quarks  $u, d, u, d$  de  $\pi^+, \pi^-, \pi^0$  y  $\eta$  respectivamente, provienen del protón proyectil (P). **Cualitativamente**, el modelo tiene como consecuencias:

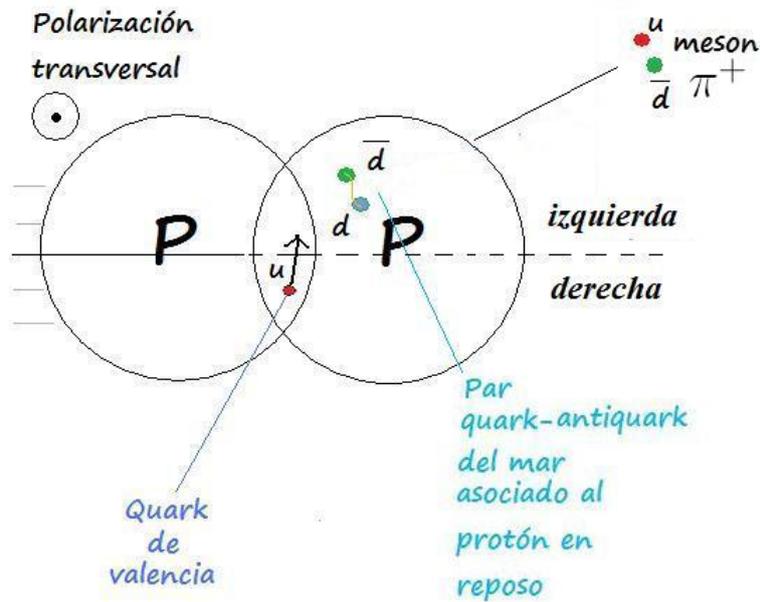


Figura 14: Esquema de la producción inclusiva de un meson en la dispersión  $p(\uparrow) + p$  y el efecto de superficie.

1. En la región de fragmentación del proyectil de procesos  $p(\uparrow) + p(0) \rightarrow \pi^+(\pi^-, \pi^0, \eta) + X$ , los quarks de valencia dentro del  $p(\uparrow)$  contribuyen a que  $\pi^+$ ,  $\pi^0$  y  $\eta$  se desvien hacia la izquierda (ver figura 14) y  $\pi^-$  hacia la derecha.
2. Si se usan haces de antiprotones transversalmente polarizados en lugar de protones,  $\pi^0$  y  $\eta$  se comportarían de la misma manera que el caso anterior, mientras que  $\pi^+$  y  $\pi^-$  intercambiarían roles.
3. Se espera que la asimetría de los mesones producidos sea más significativa para  $x_F$  grandes dentro de la región de fragmentación del proyectil.
4. A parte de los mesones, se espera que los pares leptónicos presenten también asimetría izquierda-derecha.

Para conocer las **características cuantitativas del modelo** en la reacción  $p(\uparrow) + p(0) \rightarrow (q\bar{q}) + X$ , partiremos de que el sistema centro de masa tiene una energía  $\sqrt{s}$  y el meson  $q\bar{q}$  tiene una masa invariante  $Q$ . Se sabe además que la asimetría izquierda-derecha  $A_N \equiv A_N(x_F, Q|s)$  en  $x_F$  está definido

como (esta definición no está en contradicción con la expresión dada en (2))

$$A_N(x_F, Q|s) \equiv \frac{N(x_F, Q|s, \uparrow) - N(x_F, Q|s, \downarrow)}{N(x_F, Q|s, \uparrow) + N(x_F, Q|s, \downarrow)}, \quad (31)$$

donde  $N(x_F, Q|s, i)$  ( $i = \uparrow, \downarrow$ ) es *number density* normalizado del mesón en una región cinemática  $R$ .  $N(x_F, Q|s, i)$  es la integral de la sección transversal inclusiva de una sola partícula  $d\omega/dx_F d\mathbf{p}_\perp(x_F, \mathbf{p}_\perp, Q|s, i)$  (reacción con protones polarizados  $\uparrow$  o  $\downarrow$ ) sobre  $\mathbf{p}_\perp$  en  $R$  dividido por la sección transversal inelástica total  $\sigma_{in}(s)$ .

En el denominador de la expresión (31) tendremos  $2N(x_F, Q|s)$ , esto es, dos veces la *spin-averaged number density* del meson con masa invariante  $Q$  observado a  $x_F$  en la reacción correspondiente con haces no polarizados. El denominador  $\Delta N$  es proporcional a  $\Delta D = D(x_F, Q, +|s, tr) - D(x_F, Q, -|s, tr)$ , donde  $D(x_F, Q, \pm|s, tr)$  es la *number density* para el meson formado por la fusión *directa* de los quarks de valencia del proyectil ( $P$ ) y los antiquarks del mar ( $S$ ) asociado al blanco, en donde la polarización de los quarks de valencia es paralelo/antiparalelo a la del protón polarizado transversalmente. Luego

$$D(x_F, Q, \pm|s, tr) = \sum_{q_v, \bar{q}_s} \int dx^P dx^S q_v^\pm(x^P|s, tr) \bar{q}_s(x^S|s) \times K(x^P, q_v; x^S, \bar{q}_s|x_F, Q, s), \quad (32)$$

donde  $q_v^\pm(x|s, tr)$  es la distribución de quarks de valencia polarizados en la misma dirección/ u opuesta a la del protón polarizado transversalmente,  $\bar{q}_m(x|s)$  es la *spin-averaged sea-quark distribution*. Note que la polarización del quark indicada por  $\pm$  en  $q_v$  hace referencia a la proyección del momento angular total  $j_z = \pm\frac{1}{2}$  en lugar del spin  $s_z = \pm\frac{1}{2}$ . Sin embargo, en la región donde  $x$  es grande, es decir cuando el momentum longitudinal es mayor a cualquier contraparte transversal, la influencia sobre las distribuciones de momentum longitudinal causados por la diferencia referida anteriormente puede ser despreciada. Por lo tanto, a excepción de valores pequeños de  $x$ , se espera que las distribuciones (dependientes del spin) de los quarks de valencia  $u_v^\pm(x, Q^2|tr)$  y  $d_v^\pm(x, Q^2|tr)$  sean buenas aproximaciones de  $q_v^\pm(x|s, tr)$ .

Por lo señalado en *ii*) la integral de  $u_v^\pm(x, Q^2|tr)$  y  $d_v^\pm(x, Q^2|tr)$  sobre  $x$  entre 0 y 1 debe ser  $\frac{5}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{3}$  y  $\frac{2}{3}$  respectivamente. Lo cual implica que las integrales de sus diferencias son

$$\Delta u_v(x|s, tr) = \frac{4}{3} \quad \text{y} \quad \Delta d_v(x|s, tr) = -\frac{1}{3}. \quad (33)$$

Analizemos el caso en que el meson producido sea un pion. La función  $K$  en (32) es la densidad de probabilidad de para que un quark de valencia y un antiquark adecuado del mar se fusionen para formar el meson. Es esta función la que garantiza la validez de las leyes de conservación del momentum y de la energía, las cuales requieren que  $x^P \approx x_F$ ,  $x^B \approx x_0/x_F$  (donde  $x_0 = m^2/s$  y  $m$  es la masa del pion) y que la función  $K$  contenga, a parte de las dos funciones  $\delta$  que relacionan  $x^P$  y  $x^B$  con  $x_F$  y  $x_0$ , las deltas de Kronecker:  $\kappa_\pi \delta_{q_v, u} \delta_{\bar{q}_m, \bar{d}}$ ,  $\kappa_\pi \delta_{q_v, d} \delta_{\bar{q}_m, \bar{u}}$  o  $\frac{1}{2} \kappa_\pi (\delta_{q_v, u} \delta_{\bar{q}_m, \bar{u}} + \delta_{q_v, d} \delta_{\bar{q}_m, \bar{d}})$ , donde  $\kappa_\pi$  es una constante que puede ser determinada comparando las secciones transversales de las reacciones sin polarización. Por lo tanto

$$A_N(x_F, \pi^+ | s) = C \kappa_\pi \bar{q}_m(x^S, Q^2) \frac{\Delta u_v(x^P, Q^2 | tr)}{2N(x_F, \pi^+ | s)}, \quad (34)$$

$$A_N(x_F, \pi^- | s) = C \kappa_\pi \bar{q}_m(x^S, Q^2) \frac{\Delta d_v(x^P, Q^2 | tr)}{2N(x_F, \pi^- | s)}, \quad (35)$$

$$A_N(x_F, \pi^0 | s) = C \kappa_\pi \bar{q}_m(x^S, Q^2) \frac{\Delta u_v(x^P, Q^2 | tr) + \Delta d_v(x^P, Q^2 | tr)}{2[N(x_F, \pi^+ | s) + N(x_F, \pi^- | s)]}, \quad (36)$$

donde  $C$  es una constante (independiente de la energía usada) que se ajusta a los datos experimentales ( $C \approx 0,6$ ). En promedio la probabilidad de encontrar un quark de valencia  $u$  con la misma polarización que el protón polarizado<sup>1</sup> es  $\frac{5}{6}$ , mientras que encontrar a un quark de valencia  $d$  con tales características es  $\frac{1}{3}$ , por lo que conviene asumir el siguiente *ansatz*

$$u_v^+(x, Q^2 | tr) = \frac{5}{6} u_v(x, Q^2), \quad u_v^-(x, Q^2 | tr) = \frac{1}{6} u_v(x, Q^2), \quad (37)$$

$$d_v^+(x, Q^2 | tr) = \frac{1}{3} d_v(x, Q^2), \quad d_v^-(x, Q^2 | tr) = \frac{2}{3} d_v(x, Q^2), \quad (38)$$

donde  $u_v(x, Q^2)$  y  $d_v(x, Q^2)$  son funciones de distribución de quarks de valencia promediados con spin, las cuales son conocidas empíricamente. Incluyendo este *ansatz* en las ecuaciones anteriores se obtienen las asimetrías mostradas en la figura 15.

---

<sup>1</sup>Recondar que en promedio  $\frac{5}{3}$  los quarks de valencia  $u$  están polarizados en la misma dirección del protón polarizado, por lo tanto 1 quark de valencia  $u$  tendrá la probabilidad  $\frac{\frac{5}{3}}{2} = \frac{5}{6}$

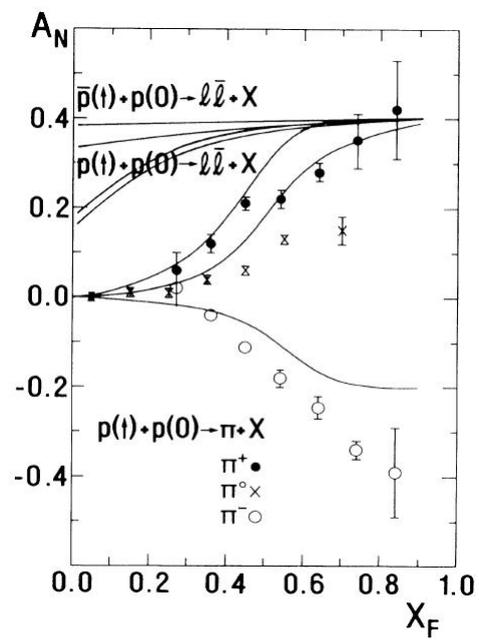


Figura 15: Asimetría de izquierda-derecha como función de  $x_F$ , en la producción de piones [16]. Además se muestra la asimetría presente en la producción de pares leptonicos.

#### 4.4.2. Producción del hiperon $\Lambda$ :

Si recordamos que un protón está formado por dos quarks de valencia  $u$  y uno  $d$  y que el contenido de quarks de hiperon  $\Lambda$  es  $uds$  [17], entonces tendremos las siguientes posibilidades para la producción del hiperon mediante la colisión de un protón polarizado (P) y otro en reposo (T):

(a) Un diquark de valencia  $(u_v d_v)$  del proyectil (P) toma un quark  $s_s$  del mar ( $s$ ) asociado al blanco (T) y forman un  $\Lambda$ :  $(u_v d_v)^P + s_s^T \rightarrow \Lambda$ .

(b) Un quark de valencia  $u_v$  del proyectil P coge un diquark  $(d_s s_s)$  del mar asociado al blanco T y forman un  $\Lambda$ :  $u_v^P + (d_s s_s)^T \rightarrow \Lambda$ .

(c) Un quark de valencia  $d_v$  del proyectil P coge un diquark  $(u_s s_s)$  del mar asociado con el blanco B y forman un  $\Lambda$ :  $d_v^P + (u_s s_s)^T \rightarrow \Lambda$ .

De acuerdo con *i*, *ii* y *iv*, el hiperon  $\Lambda$  producido a través del proceso de formación directa (b) debe tener una mayor probabilidad de moverse hacia la **izquierda** (dado que el quark de valencia  $u_v^P$  tendría un momento transversal hacia la izquierda) y por lo tanto contribuir positivamente a  $A_N$ ; mientras que los hiperones producidos mediante (c) contribuirían negativamente. El proceso de formación directa (a) debe estar principalmente asociado con la producción de un meson formado directamente de la fusión de un quark de valencia  $u$  del proyectil y un quark adecuado del anti-mar del blanco. Luego este meson producido tendría una mayor probabilidad de moverse hacia la izquierda y por la conservación del momento el hiperón producido tendría alta probabilidad de moverse hacia la derecha (ver figura 1). Se puede deducir entonces el proceso (a) contribuye negativamente a  $A_N(x_F, \lambda)$ , pero favorece la asimetría  $A_N(x_F)$  del meson asociado al proceso ( $\pi^+$  o  $K^+$ ).

Las características cualitativas de la  $A_N$  en la producción de hiperones  $\Lambda$  son: El proceso (a) [11] juega un papel importante en la región de  $x_F \geq 0,6$ , por lo que se espera que  $A_N(x_F, \Lambda|s)$  sea grande en magnitud y negativo en signo (figura 16) y que se comporte como  $-A_N(x_F, \pi^+|s)$  lo hace en esta región. En la región  $x_F \leq 0,5$  tenemos la participación de la parte de formación no directa  $N_0(x_F, \Lambda|s)$  y las contribuciones de los procesos de formación directa (b) y (c); la situación es muy similar a la producción de  $\pi^0$ . En esta región ( $x_F \leq 0,5$ ), esperamos que  $A_N(x_F, \Lambda|s)$  sea positiva en signo, menor que  $A_N(x_F, \pi^+|s)$  y comportarse similarmente a  $A_N(x_F, \pi^0|s)$ . Estas características coinciden con la de los datos obtenidos por la colaboración E704 [11].

Ahora vamos a determinar la asimetría single spin en la producción de hiperones  $\Lambda$  ( $A_N(x_F, \Lambda|s)$ ) de forma cuantitativa, para ello recordemos que la expresión (2) puede también ser escrita como:

$$A_N(x_F, \Lambda|s) \equiv \frac{N(x_F, \Lambda|s, \uparrow) - N(x_F, \Lambda|s, \downarrow)}{N(x_F, \Lambda|s, \uparrow) + N(x_F, \Lambda|s, \downarrow)}, \quad (39)$$

donde

$$N(x_F, \Lambda|s, i) = \frac{1}{\sigma_{in}} \int_R d^2 P_\perp \frac{d\sigma}{dx_F dp_\perp^2}(x_F, \vec{p}_\perp, \Lambda|s, i) \quad (40)$$

( $i = \uparrow, \downarrow$ ) es la *number density* normalizada de  $\Lambda$  observado en una región cinemática dada  $R$  cuando el proyectil tiene polarización transversal  $\uparrow$  o  $\downarrow$ .  $\sigma_{in}$  es la sección transversal inelástica total.  $x_F \equiv 2p_\parallel/\sqrt{s}$ ,  $p_\parallel$  y  $p_\perp$  son las componentes longitudinales y transversales del momentum de  $\Lambda$ .

De acuerdo a este modelo  $\Delta N(x_F, \Lambda|s) = N(x_F, \Lambda|s, \uparrow) - N(x_F, \Lambda|s, \downarrow)$  proviene principalmente de la formación directa de los  $\Lambda$  y es proporcional a  $\Delta D(x_F, \Lambda|s) \equiv D(x_F, \Lambda|s, +) - D(x_F, \Lambda|s, -)$  para los casos (b) y (c) presentados anteriormente.  $D(x_F, \Lambda|s, \pm)$  denota la *number density* de los  $\Lambda$  formados por fusión directa o combinación de quarks de valencia<sup>2</sup> polarizados en la misma dirección (+) o contraria (-) a la del proyectil junto a diquarks encontrados en el mar asociado al blanco.

La contribución de (a) es opuesta en signo al del meson producido asociado y es proporcional a  $-r(x|u_v, tr) \equiv -\frac{\Delta u_v(x|tr)}{u_v(x)}$ , donde  $x$  es el momentum fraccional del quark de valencia  $u_v$ .

$$\Delta N(x_F, \Lambda|s) = C \{-r(x, )u_v|tr)D_a(x_F, \Lambda|s) + \Delta D_b(x_F, \Lambda|s) + \Delta D_c(x_F, \Lambda|s)\} \quad (41)$$

los *number density* para los hiperones  $\Lambda$  producidos por los procesos (a), (b) y (c) son

$$D_a(x_F, \Lambda|s) = \kappa_\Lambda^d f_D(x^P|u_v d_v) s_s(x^T), \quad (42)$$

$$D_b(x_F, \Lambda|s\pm) = \kappa_\Lambda u_v^\pm(x^P|tr) f_D(x^T|d_s s_s), \quad (43)$$

$$D_c(x_F, \Lambda|s\pm) = \kappa_\Lambda d_v^\pm(x^P|tr) f_D(x^T|u_s s_s), \quad (44)$$

---

<sup>2</sup> $u_v$  en el caso (b) y  $d_v$  en el caso (c)

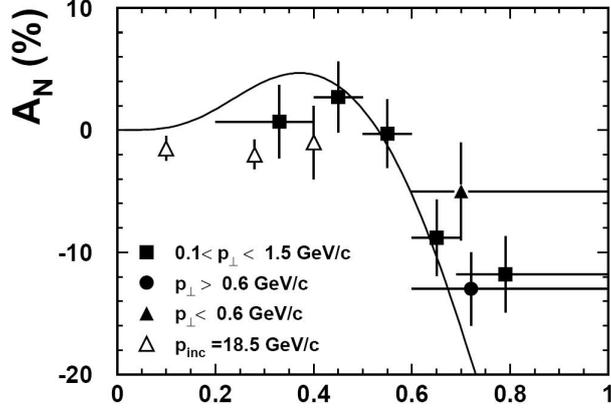


Figura 16: Asimetría de single spin  $A_N(x_F, \Lambda|s)$  para  $p(\uparrow) + p(0) \rightarrow \Lambda + X$  a  $200\text{GeV}/c$ . Los datos son obtenidos de las referencias citadas en [11].

donde  $q_i(x)$  es la función de distribución de quark, donde  $q$  denota el sabor o tipo de quark;  $i$  es  $v$  si el quark es de valencia o  $s$  si es un quark del mar. Aquí  $u_v^\pm(x^P|tr)$  y  $d_v^\pm(x^P|tr)$  son las *number densities* de los quarks de valencia polarizados en la misma dirección (+) o contraria (-) a la del protón polarizado transversalmente. Además  $f_D(x|q_i q_j)$  es la función de distribución de diquark,  $\kappa_\Lambda^d$  y  $\kappa_\Lambda$  son dos constantes. Luego  $A_N(x_F, \Lambda|s)$  se expresa como

$$A_N(x_F, \Lambda|s) = C \frac{-\kappa_\Lambda^d r(x, ) u_v|tr) f_D(x^P|u_v d_v) s_m(x^B) + \kappa_\Lambda [\Delta u_v(x^P|tr) f_D(x^B|d_m s_m) + \Delta d_v(x^P|tr) f_D(x^B|d_m s_m)]}{N(x_F, \Lambda|s)} \quad (45)$$

$\Delta q_v(x|tr) \equiv q_v^+(x|tr) - q_v^-(x|tr)$ . Para una estimación de  $A_N(x_F, \Lambda|s)$  usaremos el mismo *ansatz* para  $q_v^\pm(x|tr)$  que en la sección de la producción de mesones [16], en este caso  $r(x|u_v, tr) = \frac{2}{3}$  es una constante. El resultado de este cálculo se muestra en la figura 16.



escalar  $D$ . Para producir un mesón  $D^-$  ( $\bar{c}d$ ), el quark de valencia  $d(\downarrow)$  dentro del protón polarizado ( $\uparrow$ ) se recombina con el quark  $\bar{c}$  del mar.

En el proceso de recombinación, la sección diferencial de corte para la producción de  $\bar{D}^0$  cuando el protón incide con spin  $\uparrow$  puede ser escrito como

$$\left. \frac{d\sigma_{rec}^{\uparrow}}{dx_F dp_T} \right|_{\bar{D}^0} \sim g_u^{\uparrow} |M_{\bar{c}}^{\downarrow}|^2 + g_u^{\downarrow} |M_{\bar{c}}^{\uparrow}|^2 \quad (47)$$

donde  $g_u^{\uparrow}$  ( $g_u^{\downarrow}$ ) representa la probabilidad de encontrar un quark  $u$ , dentro del protón, alineado (antialineado) con el spin del protón;  $M$  representa la probabilidad de cambio de orientación de spin en el momento de la recombinación para el quark  $\bar{c}$ .

Análogamente, para el caso del protón incidente con spin  $\downarrow$ , la sección diferencial de corte se puede escribir como

$$\left. \frac{d\sigma_{rec}^{\downarrow}}{dx_F dp_T} \right|_{\bar{D}^0} \sim h_u^{\uparrow} |M_{\bar{c}}^{\downarrow}|^2 + h_u^{\downarrow} |M_{\bar{c}}^{\uparrow}|^2 \quad (48)$$

donde  $h_u^{\uparrow}$  ( $h_u^{\downarrow}$ ) denota la probabilidad de encontrar un quark  $u$ , dentro del protón, antialineado (alineado) con el spin del protón  $\downarrow$ .

Para la producción de  $D^-$ , las secciones diferenciales de corte via recombinación cuando el protón incide con spin  $\uparrow$  y  $\downarrow$  son

$$\left. \frac{d\sigma_{rec}^{\uparrow}}{dx_F dp_T} \right|_{D^-} \sim g_d^{\uparrow} |M_{\bar{c}}^{\downarrow}|^2 + g_d^{\downarrow} |M_{\bar{c}}^{\uparrow}|^2, \quad (49)$$

$$\left. \frac{d\sigma_{rec}^{\downarrow}}{dx_F dp_T} \right|_{D^-} \sim h_d^{\uparrow} |M_{\bar{c}}^{\downarrow}|^2 + h_d^{\downarrow} |M_{\bar{c}}^{\uparrow}|^2 \quad (50)$$

respectivamente. Donde  $g_d^{\uparrow}$  ( $g_d^{\downarrow}$ ) denota la probabilidad de tener un quark  $d$  alineado (antialineado) con el spin del protón y similarmente  $h_d^{\uparrow}$  ( $h_d^{\downarrow}$ ) cuando el protón incide con spin  $\downarrow$ .

## Proceso de fragmentación

Se asume que las partículas creadas por el proceso de fragmentación pierden información acerca de la polarización del protón en el estado inicial. Luego estas partículas no contribuyen a las asimetrías  $A_N$ , es decir

$$\frac{d\sigma_{frag}^{\uparrow}}{dx_F dp_T} = \frac{d\sigma_{frag}^{\downarrow}}{dx_F dp_T} \quad (51)$$

La sección diferencial de corte para la producción de mesones  $D$  tiene la forma

$$\frac{d^2\sigma}{dx_F dp_T^2} \sim (1 - |x_F|)^n \exp(-bp_T^2), \quad (52)$$

esta ecuación paramétrica describe de manera satisfactoria los datos experimentales. Donde  $n$  depende del tipo de hadrón producido en la fragmentación y crece con el incremento de energía. Según [19], a  $\sqrt{s} = 38,8 GeV$  el cambio de  $n$  de 4 a 12 (o de  $b$  desde 0.3 a 4), por ejemplo, produce un cambio despreciable en la parte inferior de  $x_F$  en la asimetría. Esto era de esperarse dado que la asimetría es generada por la componente de recombinación del proceso.

En el caso que los mesones  $\bar{D}^0$  y  $D^-$  sean originados por dos procesos diferentes, la asimetría  $A_N$  (2) está dada por

$$A_N(x_F, p_T) = \frac{d\sigma_{rec}^{\uparrow} - d\sigma_{rec}^{\downarrow}}{d\sigma_{rec}^{\uparrow} + d\sigma_{rec}^{\downarrow} + 2d\sigma_{frag}} \quad (53)$$

en donde se ha usado las relaciones  $d\sigma^{\uparrow} = d\sigma_{rec}^{\uparrow} + d\sigma_{frag}^{\uparrow}$ ,  $d\sigma^{\downarrow} = d\sigma_{rec}^{\downarrow} + d\sigma_{frag}^{\downarrow}$  y  $d\sigma_{frag}^{\uparrow} = d\sigma_{frag}^{\downarrow}$ .

Usando las relaciones (47) y (48)

$$A_N^{\bar{D}^0}(x_F, p_T) = \frac{(g_u^{\uparrow} - g_u^{\downarrow})(|M_c^{\downarrow}|^2 - |M_c^{\uparrow}|^2)}{(g_u^{\uparrow} + g_u^{\downarrow})(|M_c^{\downarrow}|^2 + |M_c^{\uparrow}|^2) + 2d\sigma_{frag}} \quad (54)$$

en donde se debe tener en cuenta que  $g_u^{\uparrow} = h_u^{\downarrow}$  y  $g_u^{\downarrow} = h_u^{\uparrow}$ . La amplitud de dispersión para  $p(\uparrow, \downarrow)p \rightarrow DX$  esta dada por

$$M \propto \frac{1}{\Delta E \pm \mathbf{S} \cdot \boldsymbol{\omega}_T} \quad (55)$$

donde  $\Delta E$  representa el cambio en energía de ir de los quarks al estado final hadrónico en la ausencia de los efectos de spin,  $\omega_T$  denota la frecuencia de Thomas y el signo depende de la orientación del spin. Además se define la transversidad del quark  $u$  dentro del protón como  $\frac{\delta u}{u} = \frac{g_u^{\uparrow} - g_u^{\downarrow}}{g_u^{\uparrow} + g_u^{\downarrow}}$ . La distribución de transversidad es la diferencia en el número de quarks con polarización

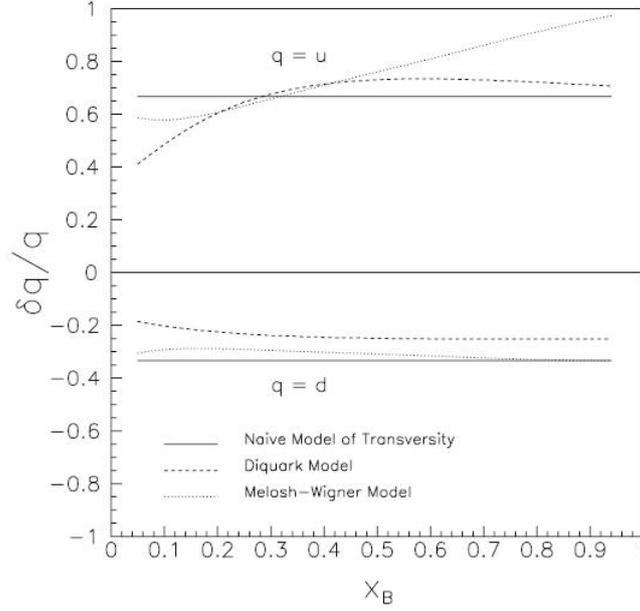


Figura 18: Transversidades de los quarks  $q = u, d$  de acuerdo a tres modelos discutidos en [19].

transversal paralela o antiparalela a la polarización transversal del protón. Luego reemplazamos las amplitudes de dispersión en (56), para obtener

$$A_N^{\bar{D}^0}(x_F, p_T) = \frac{(g_u^\uparrow - g_u^\downarrow)}{(g_u^\uparrow + g_u^\downarrow)} \frac{\omega_T}{\Delta E} \left[ \frac{1}{1 + \frac{\Delta E^2 d\sigma_{frac}}{(g_u^\uparrow + g_u^\downarrow)}} \right] \quad (56)$$

Similarmente para el meson  $D^-$

$$A_N^{D^-}(x_F, p_T) = \frac{(g_d^\uparrow - g_d^\downarrow)}{(g_d^\uparrow + g_d^\downarrow)} \frac{\omega_T}{\Delta E} \left[ \frac{1}{1 + \frac{\Delta E^2 d\sigma_{frac}}{(g_d^\uparrow + g_d^\downarrow)}} \right] \quad (57)$$

## Modelo simple de transversidad

La transversidad da la distribución de quarks con spin transversal dentro de un hadrón polarizado trnasversalmente. No se sabe mucho acerca de las transversidades. Las distribuciones de transversidad  $\frac{\delta q}{q}$  ( $q = u, d$ ) nunca han sido medidas, aunque teóricamente se pueden obtener algunas ligaduras para

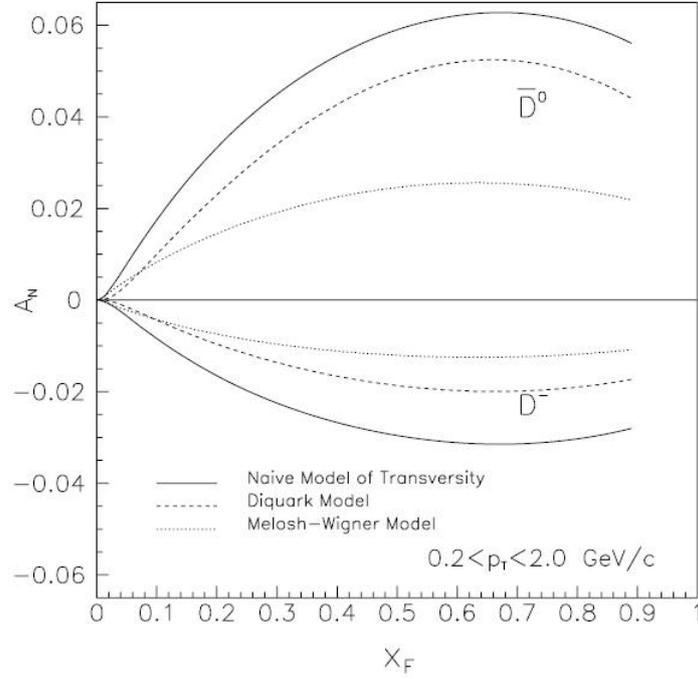


Figura 19: Asimetrías single spin de  $\bar{D}^0$  y  $D^-$  de acuerdo al modelo de dos componentes con un modelo simple de transversidad comparados con otros modelos tratados en [19].

tales distribuciones; la función de onda del protón puede ser usada para determinar la polarización de los quarks de valencia. De acuerdo a esto,  $\frac{5}{3}$  de los quarks  $u$  de valencia en un protón polarizado en promedio están alineados en la misma dirección que el spin del protón. Por otro lado,  $\frac{1}{3}$  de los quark  $d$  de valencia están alineados con el spin del protón. En este modelo los pares de mar de quarks no están polarizados. Con lo cual las transversidades serían

$$\frac{\delta u}{u} = \frac{2}{3}, \quad \frac{\delta d}{d} = -\frac{1}{3} \quad (58)$$

estas transversidades son comparadas con otros modelos en la figura 18. Para predecir las asimetrías de  $\bar{D}^0$  y  $D^-$  basta reemplazar las expresiones de estas transversidades en (57) y (56). (Ver figura 19)

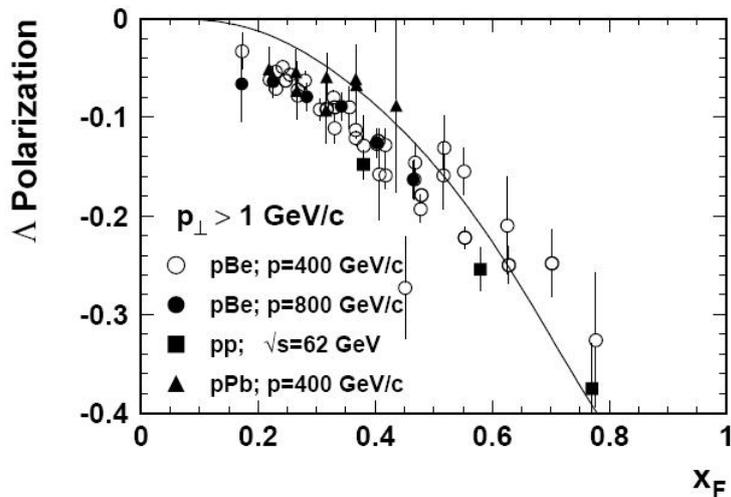


Figura 20: Polarización de  $\Lambda$ ,  $P_\Lambda$ , como función de  $x_F$ . La curva es calculada a partir del modelo de quarks orbitales de valencia [12].

#### 4.6. Polarización de hiperones

Se debe mencionar que la asimetría izquierda-derecha no es el único fenómeno encontrado en reacciones inclusivas, si bien en este informe se ha discutido la asimetría producida por la colisión de un **hadron polarizado transversalmente**  $p \uparrow$  y uno en **reposo**  $p$ , otro fenómeno tal como la polarización transversal de hiperones ( $H = \Lambda, \Sigma, \Xi$ ) producidos por la colisión semi-inclusiva de hadrones inicialmente no polarizados [12, 20, 21] también ocurre.

$$p(0) + p(0) \rightarrow H + X \quad (59)$$

Este efecto de polarización en los hiperones producidos son de naturaleza no perturbativa y son estudiados en base a los modelos presentados en el presente informe. En la figura 20 se muestra como los datos experimentales son reproducidos aceptablemente por el modelo de quarks orbitales de valencia; este modelo además predice una asimetría significativa en la producción de pares leptónicos.

## 5. Estudios recientes

Existen otros argumentos que pretenden explicar la asimetría presentada en este trabajo, entre ellas tenemos la explicación en términos de una función de distribución *chiral-odd T-odd* con dependencia del momentum transversal intrínseco, la cual indicaría una correlación entre el spin y el momentum transversal de los quarks dentro de un hadron **no polarizado** [23].

Contribuciones a la asimetría single spin, no consideradas en el modelo de quarks orbitales de valencia presentado en este informe, son las funciones de Sivers y Collins encontradas en las dispersiones semi-inclusivas inelásticas con blancos polarizados [24]. Se sabe que la asimetría single-spin (SSA) no sólo estaría presente en la producción de mesones y hadrones polarizados transversalmente por colisiones de hadron-hadron, sino también en reacciones inclusivas donde intervienen fotones, por ejemplo, en [25] se hacen predicciones sobre la asimetría izquierda-derecha en la dispersión inclusiva

$$\gamma + p(\uparrow) \rightarrow \pi^\pm + X, \quad (60)$$

despreciándose la contribución de formación no directa para valores de  $x_F > 0,5$  (figura 21).

Teóricamente, SSA también está presente en la producción del quarkonium pesado en colisiones  $pp$  del modelo *color-singlet* (límite no relativista) [26] y en la producción de quarks y antiquarks pesados por procesos  $p \uparrow p$  y  $p \uparrow \bar{p}$  [27] (figura 22).

A parte de la polarización transversal de hiperones producidos por colisión de  $pp$  no polarizados, también existen estudios de un posible fenómeno en el cual antihiperones polarizados longitudinalmente son producidos por la colisión de  $pp$  longitudinalmente polarizados, en este sentido, se han estudiado la producción de  $\bar{\Sigma}^-$ ,  $\bar{\Sigma}^+$ ,  $\bar{\Xi}^0$  y  $\bar{\Xi}^+$  [28] (figura 23). Finalmente, en [29] se hace una revisión panorámica de la asimetría single spin en *hard scattering processes* así como del modelo presentado en este informe.

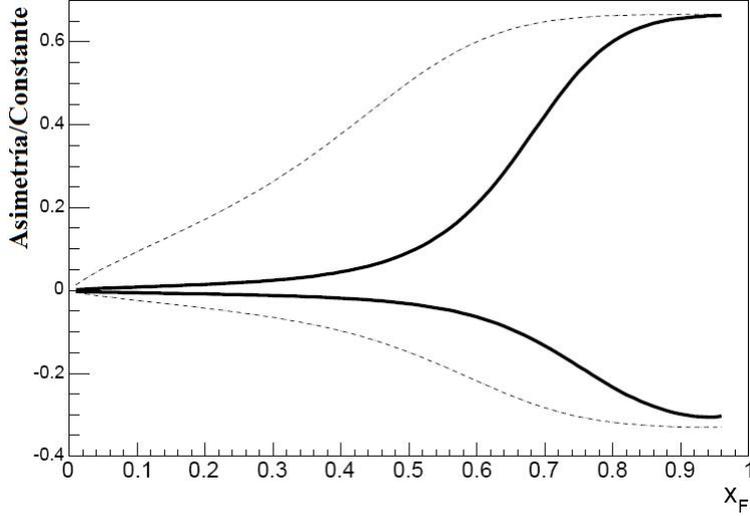


Figura 21: Asimetría izquierda-derecha en la dispersión  $\gamma + p(\uparrow) \rightarrow \pi^\pm + X$  (líneas sólidas) y  $p(\uparrow) + p(0) \rightarrow \pi^\pm + X$  (líneas entrecortadas). Conservándose las mismas características,  $A_N > 0$  para  $\pi^+$  y  $A_N < 0$  para  $\pi^-$  en ambos casos.

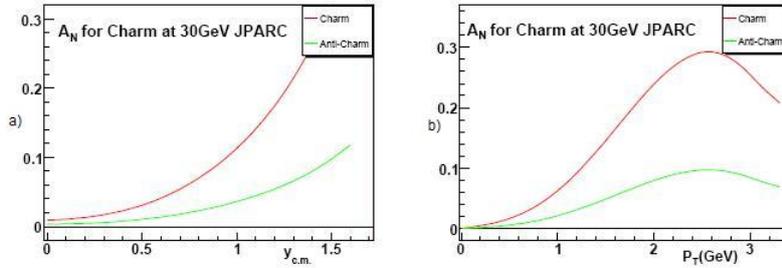


Figura 22: Asimetría single spin en la producción de quarks y antiquarks charm en la dispersión  $p \uparrow p$  a la energía JPARC a la cual se espera que la sección transversal está dominada por el canal de aniquilación quark-antiquark. a) Asimetría  $A_N$  como función de las velocidades del centro de masas de los quarks y antiquarks charm integrado en el momentum transversal  $P_\perp$ . b)  $A_N$  como función del momento transversal  $p_\perp$ . Se observa que la asimetría de quark charm es tres veces la asimetría del antiquark charm.

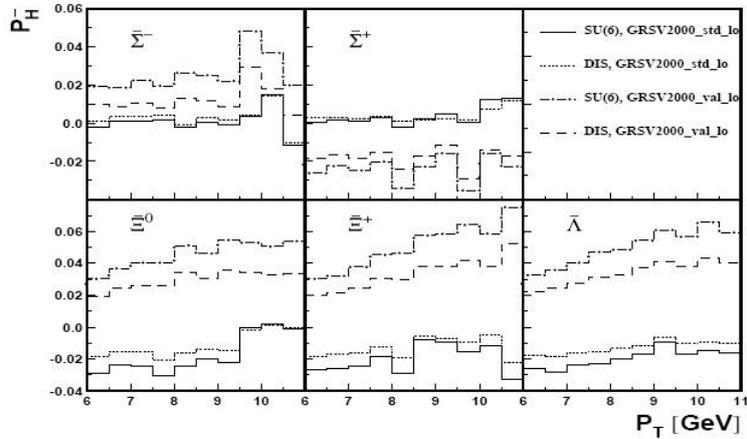


Figura 23: Polarización longitudinal de antihiperones en colisiones  $pp$  a  $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$  versus el momentum transversal  $p_T$ .

## 6. Conclusiones

- † Los quarks de valencia en un hadron están confinados, son partículas de spin  $\frac{1}{2}$  con masas relativamente pequeñas comparadas con la del hadron. Las funciones de onda barionicas son completamente antisimétricos en color y de acuerdo con el Principio de Pauli simétricas en sabor, spin y espacio.
- † La formación directa de partículas a través de la fusión de quarks de valencia (diquarks) con adecuados quarks del antimar (quark del mar) juega un papel importante no sólo en la producción de mesones, sino también de hiperones con momentum transversal grande en la región de fragmentación.
- † Se ha observado que la asimetría izquierda-derecha en la producción inclusiva de hiperones  $\Lambda$ , por colisión de  $p(\uparrow)p$ , es una consecuencia directa de la existencia de quarks de valencia orbitando en los nucleones polarizados.
- † La asimetría de single spin presentada en este trabajo puede ser utilizada como una evidencia indirecta de la existencia un momento angular orbital de los quarks de valencia (dentro de nucleón) diferente de cero.

## Referencias

- [1] L. Nogach, *Measurements of Transverse Spin Effects with the Forward Pion Detector of STAR*, arXiv:hep-ex/0612030v2 31 Mar 2007.
- [2] FNAL E704 Collaboration. *Measurement of single spin asymmetry in  $\eta$  meson production in  $p \uparrow p$  and  $\bar{p} \uparrow p$  interactions in the beam fragmentation region at 200 GeV/c*. IHEP Preprint 97-56, Protvino 1997.
- [3] Dong Hui *et al.*, *Energy dependence of the single spin asymmetries in inclusive pion production processes*, arXiv:hep-ph/0311121v1 10 Nov 2003.
- [4] W-Y. P. Hwang, *Toward Understanding the Quark Parton Model of Feynman*, Chinese Journal of Physics Vol. 30, No. 5 OCTOBER 1992.
- [5] Petr Závada, *Proton spin structure and quark-parton model*, arXiv:hep-ph/9810540v1 30 Oct 1998.
- [6] Xiangdong Ji, *Generalized Parton Distributions*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2004.54:413-450.
- [7] W. Greiner, *Quantum Chromodynamics*, segunda edición, Springer (Alemania, 2002).
- [8] W-M. Yao *et al.* 2006, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **33** 1.
- [9] Donald H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Cambridge University Press, Cuarta edición (2000).
- [10] W. M. Gibson, B. R. Pollard, *Symmetry Principles in Elementary Particle Physics*, Cambridge University Press (1976).
- [11] C. Boros and Liang Zuo-tang, *Hyperon production mechanisms and single-spin asymmetry in high energy hadron-hadron collisions*, Phys. Rev. D **53**, R2279 (1996).
- [12] C. Boros, Liang Zuo-tang and Meng Ta-chung, *Left-right asymmetry and polarization for inclusive hyperon production processes*, arXiv:hep-ph/9610487v1.
- [13] C. Boros, Z. Liang, R. Rittel, *Tracing the origin of left-right asymmetries in inclusive single-spin reactions*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **24** (1998) 75-82.

- [14] Liang Zuo-tang and C. Boros, *Single spin asymmetries in inclusive high energy hadron-hadron collision processes*, arXiv:hep-ph/0001330v1.
- [15] Liang Zuo-tang y Meng Ta-chung, *Meson-production mechanisms and single-spin hadron-hadron collisions*, Physical Review D, Vol. 49, No 7 (1994). Zuo-tang Liang, Xin-Nian Wang y Jian Zhou, *The Transverse-momentum-dependent Parton Distribution Function and Jet Transport in Medium*, arXiv:0801.0434v3 [hep-ph] 27 May 2008.
- [16] C. Boros, Liang Zuo-tang, and Meng Ta-chung, *Quark Spin Distribution and Quark-Antiquark Annihilation in Single-Spin Hadron-Hadron Collision*, Phys. Rev. Lett. **70** 1751 (1993) .
- [17] David Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, John Wiley & Sons, Inc. (1987).
- [18] G. Herrera *et al.*, *Single spin asymmetries for low energy  $\pi^\pm$ 's and for  $\rho$  mesons at RHIC energies*, Mod. Phys. Lett. A Vol. **19**, No 12 (2004) 897-908.
- [19] G. Domínguez, G. Herrera, J. Mercado, *Eur. Phys. J. C* 51, 619-624 (2007).
- [20] C. Boros *et al.*, *Lambda Polarization in Polarized Proton-Proton Collisions at RHIC*, arXiv:hep-ph/0002081v1 8 Feb 2000.
- [21] C.J. Solano Salinas and V. Gupta, *Hadron Polarization in Semi-Inclusive Reactions Involving Photons*, Brazilian Journal of Physics, vol. 34, no. 3A, September, 2004.
- [22] Xiangdong Ji *et al.*, *A Unified Picture for Single Transverse-Spin Asymmetries in Hard Processes*, arXiv:hep-ph/0602239v1 28 Feb 2006.
- [23] Daniël Boer, *Investigating the origins of transverse spin asymmetries at RHIC*, arXiv:hep-ph/9902255v2 22 Feb 1999. A. Bacchetta *et al.*, *Single spin asymmetries in hadron-hadron collisions*, Physical Review D 72, 034030 (2005). Vincenzo Barone *et al.*, *Transverse polarisation of quarks in hadrons*, Physics Reports 359 (2002) 1168.
- [24] Werner Vogelsang, Feng Yuan, *Single-transverse-spin asymmetries: From deep inelastic scattering to hadronic collisions*, Physical Review D 72, 054028 (2005).

- [25] V. Gupta, C.J. Solano Salinas, H. S. Mani, *Predictions for hadron polarizations and left-right asymmetry in inclusive reactions involving photons*, arXiv:hep-ph/0402170 17 Feb 2004.
- [26] Feng Yuan, *Heavy Quarkonium Production in Single Transverse Polarized High Energy Scattering*, arXiv:hep-ph/0801.4357v1 (2008).
- [27] Feng Yuan, Jian Zhou, *Single Spin Asymmetries in Heavy Quark and Antiquark Productions* arXiv:0806.1932v1 [hep-ph] (2008).
- [28] Ya Chen, *et al.*, *Anti-Hyperon polarization in high energy pp collisions with polarized beams*, arXiv:0707.0534v1 [hep-ph] (2007).
- [29] U. D'Alesio, F. Murgia, *Azimuthal and Single Spin Asymmetries in Hard Scattering Processes*, arXiv:0712.4328v1 [hep-ph] 28 Dec 2007.