

AG 1 (11)

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FISICA



DISPERSION DE ANTINUCLEONES
POR NUCLEONES.

TESIS DOCTORAL

FERNANDO ENRIQUE PRIETO CALDERON

MEXICO, D. F.

1957



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

A la memoria de mi Padre.

A mi Madre.

A mi Esposa.

A Alejandro Medina, maestro y amigo.

I.- INTRODUCCION

Diversos autores¹ han hecho notar en repetidas ocasiones, que el uso de la ecuación de Dirac para la descripción de los nucleones implica la existencia, tanto en estados -- reales, como en estados virtuales, de las partículas correspondientes de energía negativa, esto es, de los antinucleones, y ya se han estudiado algunos procesos posibles en los que intervienen tales antipartículas, especialmente reacciones de aniquilación de antinucleones². Puesto que existe -- también una fuerte evidencia experimental en favor de la -- existencia de antiprotones en estados reales³, y algunas -- determinaciones de la sección de atenuación para el paso de antiprotones a través de la materia han sido reportadas recientemente^{4,5}, cualquier consideración teórica concerniente a la interacción de antinucleones con nucleones es de -- cierto interés.

El propósito de este trabajo es obtener las secciones diferencial y total para la dispersión de antinucleones por nucleones. Los cálculos se han efectuado usando una teoría de perturbación a segundo orden de aproximación, y haciendo la suposición de que nucleones y antinucleones interactúan entre sí por medio de un campo pseudoescalar de mesón, con acoplamiento pseudoescalar. Debido al uso de la aproximación de segundo orden, no es de esperarse una concordan--

cia cuantitativa con los resultados experimentales, pero - posiblemente algunos de los resultados cualitativos que se obtienen en este trabajo continúen siendo válidos en cálculos más refinados.

II.- ELEMENTOS DE MATRIZ PARA LA SECCION DE DISPERSION .

La dispersión de antinucleones por nucleones es muy semejante a la dispersión de Bhabha entre electrones y positrones⁶, y de hecho, los diagramas de Feynman para ambos procesos son idénticos (Figuras 1a y 1b); pero debido al hecho de que la interacción entre antinucleones y nucleones puede efectuarse mediante el intercambio de un mesón neutro (π^0), o de un mesón con carga positiva o negativa (π^+ , π^-), se tiene un mayor número de procesos posibles en el caso de la dispersión antinucleón - nucleón, que en el caso de la dispersión de Bhabha, ya que en ésta última el único proceso posible es una dispersión pura mediante el intercambio de un fotón.

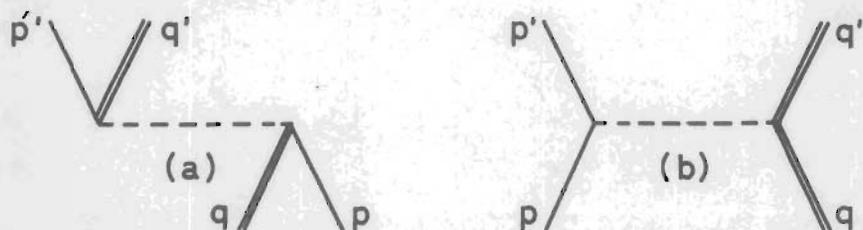


Figura 1.- Gráficas de Feynman para la dispersión antinucleón - nucleón. — nucleón, == antinucleón, ---- mesón.

La Tabla I muestra los diversos procesos posibles en la dispersión antinucleón - nucleón, el tipo de partícula virtual intercambiada (piones neutros o cargados), y -- las gráficas que contribuyen para formar el elemento de -- matriz correspondiente a cada proceso. La notación usada es p para el protón, n para el neutrón, \bar{p} para el an tiprotón, y \bar{n} para el antineutrón.

	PROCESO	MESON VIRTUAL	GRAFICAS
I	$p + \bar{p} \longrightarrow p + \bar{p}$	π^0, π^0	la, lb
II	$p + \bar{p} \longrightarrow n + \bar{n}$	π^0, π^+, π^-	la, lb, lb
III	$n + \bar{p} \longrightarrow n + \bar{p}$	π^-, π^0	la, lb
IV	$p + \bar{n} \longrightarrow p + \bar{n}$	π^+, π^0	la, lb
V	$n + \bar{n} \longrightarrow n + \bar{n}$	π^0, π^0	la, lb

Tabla I.- Procesos posibles en la dispersión antinucleón nucleón.

Denominando a aquellas reacciones en las cuales la carga eléctrica de las partículas finales es la misma que la de las partículas iniciales, procesos de " dispersión normal ", entonces el proceso II de la Tabla I, en el cual las partículas incidentes son cargadas, en tanto que las partículas finales son neutras, podría llamarse proceso -- de dispersión con aniquilación de carga, o simplemente -- " dispersión de intercambio ". El elemento de matriz para

la dispersión normal es la suma de las contribuciones debidas a las gráficas la y lb, pero en la dispersión de intercambio, la gráfica lb da una contribución doble al elemento de matriz.

Denotaremos por p y q respectivamente, a los cuatrivectores impulso - energía de los nucleones y antinucleones en el estado inicial, y por p' y q' a los correspondientes en el estado final. Sea también e la energía de la partícula, con subíndices + y - refiriéndose a nucleones y antinucleones, y con la ausencia o presencia del símbolo de prima indicando que la cantidad correspondiente se refiere al estado inicial o final, respectivamente. Denotaremos finalmente por M a la masa del nucleón o del antinucleón, y por m a la masa del mesón.

Con una Hamiltoniana de interacción de la forma

$$H = G \bar{\psi} \gamma^5 \tau_i \psi \varphi_i \quad \text{II.1}$$

y usando la métrica $g^{00} = -g^{11} = -g^{22} = -g^{33} = 1$, así como unidades naturales con $\hbar = c = 1$, el elemento de matriz para la dispersión antinucleón nucleón resulta ser

$$S_2 = \frac{G^2}{4\pi^2 i} \frac{M^2}{(e_+ e_- e'_+ e'_-)^{1/2}} \left[\frac{m_1}{f_1} - \frac{e m_2}{f_2} \right] \quad \text{II.2}$$

con

$$f_1 = (p + q)^2 - m^2 \quad \text{II.3}$$

$$f_2 = (p' - p)^2 - m^2 \quad \text{II.4}$$

y ϱ vale 1 para dispersión normal y 2 para dispersión de intercambio. m_1 y m_2 están dados por

$$m_1 = \bar{u}(\underline{p}') \gamma^5 v(\underline{q}') \bar{v}(\underline{q}) \gamma^5 u(\underline{p}) \quad \text{II.5}$$

$$m_2 = \bar{u}(\underline{p}') \gamma^5 u(\underline{p}) \bar{v}(\underline{q}) \gamma^5 v(\underline{q}') \quad \text{II.6}$$

en las que $u(\underline{p})$ y $v(\underline{q})$ son respectivamente soluciones de la ecuación de Dirac para una partícula libre con energía positiva o negativa, y para ambas $\bar{u}(\underline{p}) = u^\dagger(\underline{p}) \gamma^0$.

III.- SECCION DIFERENCIAL DE DISPERSION.

Suponiendo que los spines no se observan, sumando sobre los spines finales y promediando sobre los spines iniciales, operaciones ambas que pueden efectuarse fácilmente mediante el uso de la técnica de los operadores de proyección, y expresando además las trazas resultantes en términos de los productos internos λ , μ , ν definidos por

$$M^2 \lambda = -p p' = -q q' \quad \text{III.1}$$

$$M^2 \mu = p q = p' q' \quad \text{III.2}$$

$$M^2 \nu = p q' = p' q \quad \text{III.3}$$

se encuentra para la sección diferencial de dispersión la expresión

$$d\sigma = 4 \frac{G^4}{16 \pi^2} \frac{M^4 \beta_{\pm}^2 e_{\pm} T}{(|p|e_{\pm} + |q|e_{\pm})(\beta_{\pm} E - |p| \cos \theta_{\pm})} d\Omega_{\pm} \quad \text{III.4}$$

en la que

$$T = \frac{A}{f_1^2} + \frac{\rho^2 B}{f_2^2} - \frac{2\rho C}{f_1 f_2} \quad \text{III.5}$$

con

$$A = \frac{1}{4} (\mu + 1)^2 \quad \text{III.6}$$

$$B = \frac{1}{4} (\lambda + 1)^2 \quad \text{III.7}$$

$$C = \frac{1}{16} (\mu^2 + \lambda^2 - \nu^2 + 2(\lambda + \mu - \nu) + 1) \quad \text{III.8}$$

y

$$\underline{p}' = \underline{p} + \underline{q} - \underline{q}' \quad \text{III.9}$$

$$E = e_+ + e_- = e'_+ + e'_- \quad \text{III.10}$$

$$\underline{P} = \underline{p} + \underline{q} = \underline{p}' + \underline{q}' \quad \text{III.11}$$

$$|\underline{P}| = \beta e \quad e = \gamma M \quad (1 - \beta^2)\gamma^2 = 1 \quad \text{III.12}$$

En el caso especial del sistema del centro de masa ---
(CMS) para el cual

$$\underline{p} = -\underline{q} \quad \underline{p}' = -\underline{q}' \quad \text{III.13}$$

$$e_+ = e_- = e'_+ = e'_- \quad \text{III.14}$$

la sección diferencial de dispersión toma la forma

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{16Y^2} \left[\frac{1}{(1-k^2)^2} + \frac{\rho^2 \beta^4 y^2}{(\beta^2 y + k^2)^2} + \frac{\rho \beta^2 y}{(\beta^2 y + k^2)(1-k^2)} \right] \quad \text{III.15}$$

en la que

$$y = \text{sen}^2 \frac{\theta}{2} \quad \text{III.16}$$

$$r_0 = \frac{G^2}{4\pi M} \quad \text{III.17}$$

$$k = \frac{m}{2YM} \quad \text{III.18}$$

El primer término de III.15 proviene de la contribución de la gráfica la al elemento de matriz, y da el efecto de aniquilación en la dispersión antinucleón - nucleón, esto es, la parte de la sección de dispersión que proviene de la aniquilación y creación subsecuente de un par antinucleón - nucleón. El segundo término se debe a la contribución de la gráfica lb, y da el efecto normal en la dispersión antinucleón - nucleón. El tercer término se debe finalmente a un efecto de interferencia. Se ve inmediatamente de III.15, que dependiendo de los valores relativos de los tres términos, la sección diferencial para dispersión de intercambio será del mismo orden o mayor que la correspondiente para dispersión normal.

En el límite no relativista (NR), con $\beta^2 \ll 0.01$, la sección diferencial en el CMS se comporta como

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{NR} \approx \frac{r_0^2}{16} \left[\frac{1}{(1-k^2)^2} + \frac{e^2 \beta^4}{k^4} y^2 + \frac{e \beta^2}{k^2(1-k^2)} y \right] \quad \text{III.19}$$

en tanto que en el límite ultrarelativista (UR), toma la forma

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{UR} \approx \frac{r_0^2}{16Y^2} (1 + e^2 + e) \quad \text{III.20}$$

Se ve entonces que en el CMS, la sección diferencial a muy bajas energías es esencialmente una constante igual a $r_0^2/16$ tanto para dispersión normal, como para dispersión de intercambio, y que la dispersión se debe principalmente al efecto aniquilativo. A energías UR, el valor aproximado de la sección diferencial es $3r_0^2/16Y^2$ para dispersión normal, y $7r_0^2/16Y^2$ para dispersión de intercambio.

Es conveniente obtener la sección diferencial en el sistema del laboratorio (LS), en el cual el nucleón se supone inicialmente en reposo. Denotando provisionalmente por primas a las variables en LS, las ecuaciones de transformación son

$$\cos \theta = \frac{2 - (Y' + 3)\text{sen}^2 \theta'}{2 + (Y' - 1)\text{sen}^2 \theta'} \quad \text{III.21}$$

$$d\Omega = \frac{8(\gamma'+1)\cos\theta'}{(2+(\gamma'-1)\sin^2\theta')^2} d\Omega' \quad \text{III.22}$$

$$\gamma' = 2\gamma^2 - 1 \quad \text{III.23}$$

Efectuando la transformación de III.15 al LS, y suprimiendo las primas en el resultado final, se obtiene para la sección diferencial en el LS la expresión

$$\frac{d\epsilon}{d\Omega} = r_0^2 \frac{(1-x)^{1/2}}{\omega^2} \left[\frac{1}{(1-\eta^2)^2} + \frac{e^2 b^2 x^2}{(ax+2\eta^2)^2} + \frac{e b x}{(ax+2\eta^2)(1-\eta^2)} \right] \quad \text{III.24}$$

en la que

$$x = \sin^2\theta \quad \text{III.25}$$

$$\omega = \omega(x) = 2 + (\gamma - 1)x \quad \text{III.26}$$

$$a = (\gamma - 1)(1 + \eta^2) \quad \text{III.27}$$

$$b = \gamma - 1 \quad \text{III.28}$$

$$\eta^2 = \frac{m^2}{2(\gamma+1)M^2} \quad \text{III.29}$$

En el límite NR, III.24 se reduce a

$$\left[\frac{d\epsilon}{d\Omega} \right]_{NR} \approx \frac{r_0^2}{4} (1-x)^{1/2} \left[\frac{1}{(1-\eta^2)^2} + \frac{e^2 \beta^4}{\eta^4} x^2 + \frac{e \beta^2}{\eta^2(1-\eta^2)} x \right] \quad \text{III.30}$$

en tanto que en el caso UR la sección diferencial en el LS se comporta como

$$\left[\frac{d\epsilon}{d\Omega} \right]_{UR} \approx r_0^2 \frac{(1-x)^{1/2}}{\omega^2} (1+e^2+e) \quad \text{III.31}$$

En el LS, la sección diferencial a energías muy bajas es la misma para dispersión normal y para dispersión de intercambio, y se comporta como $(r_0^2/4) \cos \theta$; se ve también que en este caso la dispersión se debe esencialmente al efecto aniquilativo. En el límite UR, el comportamiento de la sección es $(3r_0^2 \cos \theta)/\omega^2$ para dispersión normal, y $(7r_0^2 \cos \theta)/\omega^2$ para dispersión de intercambio.

IV.- SECCION TOTAL DE DISPERSION.

La integración de III.24 puede efectuarse fácilmente, y se obtiene para la sección total de dispersión en el LS - el resultado

$$G(x) = \pi r_0^2 \phi(x) \quad \text{IV.1}$$

en la que

$$\phi(x) = F(x) + F(0) - 2F(1) \quad \text{IV.2}$$

con

$$F(x) = \frac{1}{(1-\eta^2)^2} I_{020} + e^2 b^2 I_{222} + \frac{e b}{1-\eta^2} I_{121} \quad \text{IV.3}$$

y

$$I_{pqr}(x) = - \int \frac{x^r dx}{(ax + 2\eta^2)^p \omega^q} \quad \text{IV.4}$$

Estas integrales pueden evaluarse por los métodos usuales - de cálculo, obteniéndose

$$I_{020}(x) = \frac{1}{(\gamma - 1)\omega(x)} \quad \text{IV.5}$$

$$I_{121}(x) = \frac{1}{(\gamma - 1)b\omega(x)} + \frac{\eta^2}{2b^2} \ln \frac{ax + 2\eta^2}{\omega(x)} \quad \text{IV.6}$$

$$I_{222}(x) = \frac{(S^2 - 8R\eta^2)x + 4S\eta^2}{4Rb^2(Rx^2 + Sx + 4\eta^2)} + \frac{\eta^2}{b^3} \ln \frac{2Rx + S - 2b}{2Rx + S + 2b} \quad \text{IV.7}$$

con

$$R = a(\gamma - 1) \quad \text{IV.8}$$

$$S = 2a + 2(\gamma - 1)\eta^2 \quad \text{IV.9}$$

V.- ALGUNAS CONSIDERACIONES CUALITATIVAS Y CUANTITATIVAS .

Puesto que tanto la sección diferencial, como la sección total de dispersión, dependen de la cuarta potencia de la constante de acoplamiento G , el valor de dichas secciones será altamente sensible a cambios en los valores de G .

Para la aplicación de los resultados anteriores a la interpretación de los experimentos de atenuación de un haz de antiprotones, se adoptará el valor usual $G^2/4\pi = 10$. Con esta selección de la constante de acoplamiento, la sección total de dispersión en el LS, medida en barns, está dada por

$$\sigma(x) = 0.14 \phi(x) \quad \text{V.I}$$

Ahora bien, puesto que $m^2/M^2 \approx 0.02$, y $\eta^2 \approx 0.01$, entonces en el límite UR, $F(x)$ está dada con bastante buena aproximación por

$$F(x) = \frac{1 + \rho^2 + \rho}{(\gamma - 1)\omega(x)} \quad \text{V.2}$$

Para dispersión normal (ns), la sección total es entonces

$$\sigma_{ns}(x) \approx \frac{0.42}{(\gamma - 1)\omega(x)} \quad \text{V.3}$$

en tanto que para dispersión de intercambio (es) resulta

$$\sigma_{es}(x) \approx \frac{0.98}{(\gamma - 1)\omega(x)} \quad \text{V.4}$$

Para el caso especial de colisiones antiprotón - protón, puede tomarse como " sección total de dispersión " la suma de las secciones totales para dispersión normal y de inter--

cambio, y en este caso

$$\sigma_S(x) \approx \frac{1.40}{(\gamma-1)\omega(x)} \quad \text{V.5}$$

La Figura 2 muestra las gráficas de σ_S para diferentes valores del ángulo de dispersión, como funciones de la velocidad inicial del antiprotón en el CMS.

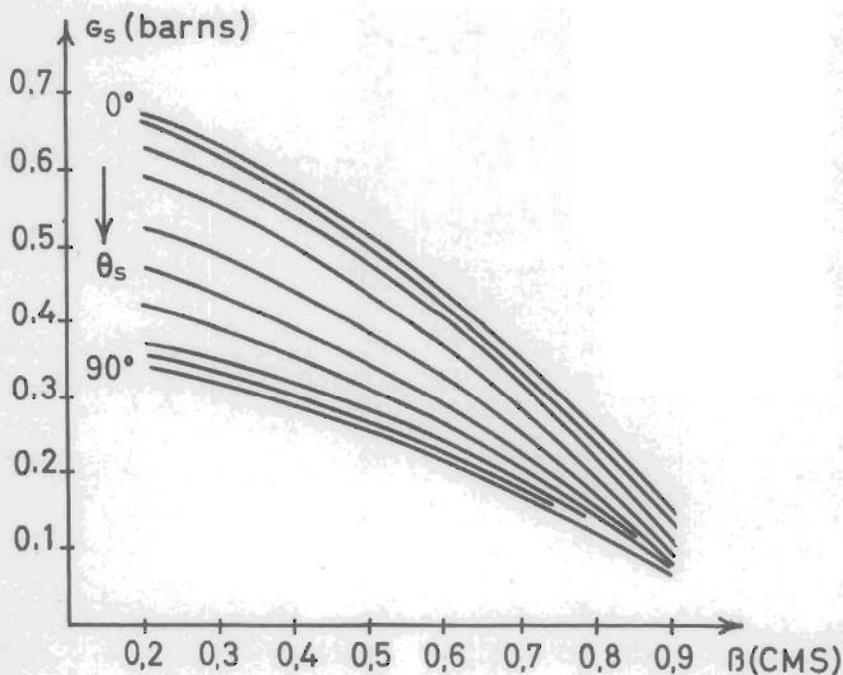


Figura 2.- Sección de dispersión para colisiones (\bar{p}, p) , como función de la velocidad inicial en el CMS.

Se ve de estas gráficas que para una energía dada, la sección de dispersión decrece para valores crecientes del ángulo de dispersión; este comportamiento está de acuerdo con los resultados reportados por Chamberlain y sus colaboradores⁴, según los cuales, a un ángulo menor de dispersión corresponde un valor mayor de la sección. Se ve también en la Figura 2, que para un valor dado del ángulo de dispersión, la sección decrece para valores decrecientes de la energía, y este es el comportamiento de la sección con la energía, -- que Brabant y sus colaboradores reportan como probable⁵.

Puesto que en los experimentos reportados por Chamberlain y sus colaboradores⁴, una dispersión normal es indistinguible de una dispersión de intercambio, sus resultados deben compararse con el valor teórico de G_S . La tabla II da los valores teóricos de G_{NS} , G_{ES} , y G_S , para $\beta(LS)=0.75$ y $\theta_S = 12^\circ 40'$ y 18° , así como los correspondientes valores experimentales.

θ_S	$\beta(CMS)$	$\beta(LS)$	G_{NS}	G_{ES}	$G_S(te)$	$G_S(exp)$
$12^\circ 40'$	0.458	0.756	0.161	0.375	0.536	0.53
18°	0.458	0.756	0.155	0.362	0.517	0.19

Tabla II.- Secciones de dispersión para colisiones (\bar{p}, p) .

Los valores teóricos se calcularon con la forma exacta IV.3 para $F(x)$, y se encontró que los términos logarítmicos en I_{121} y I_{222} son muy pequeños comparados con los términos no logarítmicos, y pueden despreciarse.

Se ve de la Tabla II que aunque los resultados teóricos no concuerdan con los experimentales, son sin embargo del mismo orden de magnitud. Para $\theta_s = 12^\circ 40'$ la concordancia del valor teórico con el valor experimental de la sección de dispersión es sorprendentemente buena, pero para $\theta_s = 18^\circ$ el valor teórico es alrededor de 2.6 veces mayor que el experimental.

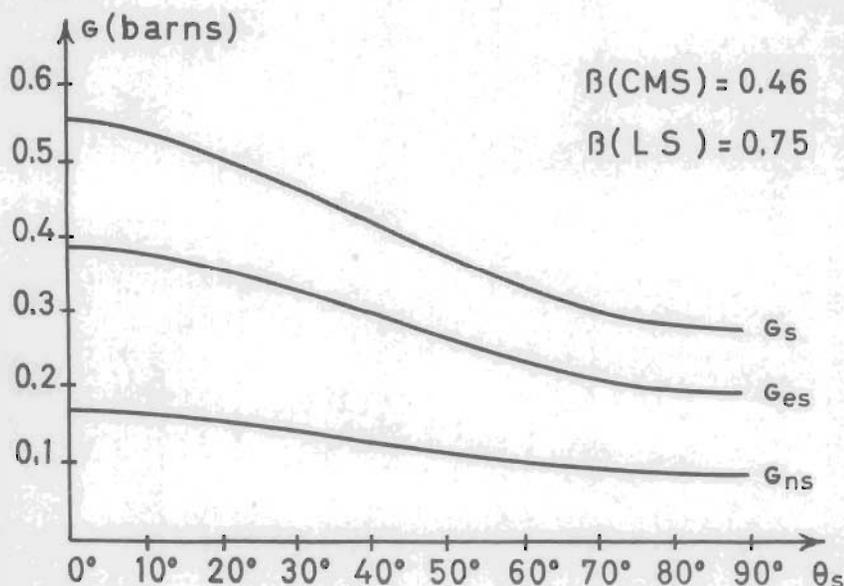


Figura 3.- Secciones de dispersión para colisiones (\bar{p}, p) como funciones del ángulo de dispersión.

La Figura 3 muestra las gráficas de G_{ns} , G_{es} y G_s como funciones del ángulo de dispersión, para dispersiones (\bar{p}, p) , con $\beta(\text{CMS}) = 0.46$, $\beta(\text{LS}) = 0.75$ como velocidad inicial del antiprotón. La disminución de la sección de dispersión para valores crecientes del ángulo de dispersión, concuerda cualitativamente con los resultados experimentales, pero esta disminución parece ser mayor que la predicción teórica según la cual G_s corre de 0.55 para $\theta_s = 0^\circ$, a 0.27 para $\theta_s = 90^\circ$. Sería conveniente sin embargo, para poder hacer una comparación más completa, tener más datos experimentales sobre el comportamiento de la sección para diferentes valores del ángulo de dispersión.

Puesto que la producción de antineutrones por colisiones (\bar{p}, p) parece ser más probable que una dispersión normal, sería interesante continuar los experimentos sobre la detección de antineutrones a lo largo de las líneas reportadas por Brabant y sus colaboradores⁵. También sería de cierto interés hacer mediciones separadas de los valores de la sección para dispersión de intercambio y para dispersión normal, para diferentes valores del ángulo de dispersión.

Para terminar, se desea agradecer las valiosas discusiones que sobre este trabajo ha tenido el autor con los Profesores A. Medina y J. de Oyarzábal.

REFERENCIAS A LA LITERATURA

- 1a.- R. E. Marshak, Meson Physics, Ch. 9, McGraw Hill, 1952.
 1b.- J. Ashkin, T. Auerbach, R. Marshak, Phys. Rev. 79, 266, (1950)
- 2a.- J. McConnell, Proc. Roy. Irish Acad. 50A, 189 (1945).
 2b.- J. McConnell, Proc. Roy. Irish Acad. 51A, 173 (1947).
 2c.- J. McConnell and L. Janossy, Nature 159, 335 (1947).
 2d.- Kuan-Han Sun, Phys. Rev. 76, 1266 (1949).
 2e.- J. Ashkin, T. Auerbach, R. Marshak, Phys. Rev. 79, 266 (1950)
 2f.- L. Michel, Nature 166, 654 (1950).
 2g.- E. Fermi, Prog. Theor. Phys. 5, 570 (1950).
 2h.- Y. Fujimoto, Y. Yamaguchi, Prog. Theor. Phys. 6, 166 (1951)
 2i.- M. Taketani, S. Machida, Prog. Theor. Phys. 6, 559 (1951)
 2j.- L. I. Schiff, Phys. Rev. 85, 374 (1952).
 2k.- I. Reff, Phys. Rev. 85, 379 (1952).
 2l.- D. Fox, Phys. Rev. 94, 499 (1954).
 2m.- R. N. Thorn, Phys. Rev. 94, 501 (1954).
 2n.- K. A. Johnson, Phys. Rev. 96, 1659 (1954).
 2o.- Ch. Goebel, Phys. Rev. 103, 258 (1956).
 2p.- H. P. Duerr, Phys. Rev. 103, 469 (1956).
 2q.- L. M. Brown, M. Peshkin, Phys. Rev. 103, 751 (1956).
 2r.- G. Sudarshan, Phys. Rev. 103, 777 (1956).
- 3a.- O. Chamberlain et al., Phys. Rev. 100, 947 (1955).
 3b.- R. D. Hill et al., Phys. Rev. 101, 907 (1956).
 3c.- O. Chamberlain et al., E. Amaldi et al., P. R. 101, 909 (1956)
 3d.- O. Chamberlain et al., E. Amaldi et al., P. R. 102, 921 (1956)
- 4.- O. Chamberlain et al., Phys. Rev. 102, 1637 (1956).
- 5.- J. M. Brabant et al., Phys. Rev. 102, 1622 (1956).
- 6a.- H. J. Bhabha, Proc. Roy. Soc. A154, 195 (1935).
 6b.- A. Ashkin et al., Phys. Rev. 94, 357 (1954).

APENDICE I

Descripción del Experimento para la Producción y Detección del Antiprotón. (O. Chamberlain, E. Segre, C. Wiegand, T. Ypsilantis, Phys. Rev. 100 , 947 (1955).

La detección de los antiprotones producidos por colisiones protón - protón al incidir el haz de protones del Bevatrón sobre un blanco de cobre, está basada en la determinación simultánea del impulso y de la velocidad de las partículas negativas producidas en el blanco del Bevatrón.

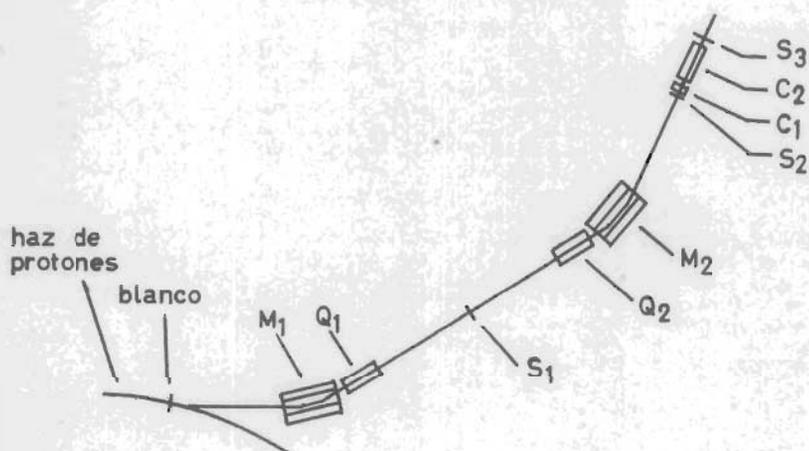


Figura 4.- Diagrama esquemático del dispositivo de detección.

La Figura 4 muestra un diagrama esquemático del dispositivo de detección. El haz de protones incide sobre un blanco de cobre, y se producen partículas negativas que salen en

dirección delantera con un impulso de 1.19 Bev/c. Estas -- partículas sufren una desviación de 21° por el campo del Bevatrón, y una desviación adicional de 32° por el electroimán M_1 . Con ayuda del cuadrupolo magnético de enfocamiento Q_1 , las partículas son enfocadas al contador de centelleo S_1 . Después de pasar por el primer contador de centelleo S_1 , las partículas son nuevamente enfocadas por Q_2 , y desviadas 34° por M_2 , para ser enfocadas sobre el segundo contador de centelleo S_2 . Las partículas enfocadas en S_2 tienen todas el mismo impulso dentro de un 2 %.

Después de pasar por S_2 , las partículas pasan por los contadores de Čerenkov C_1 y C_2 , y por el tercer contador de centelleo S_3 . Las partículas de masa protónica e impulso 1.19 Bev/c que inciden sobre S_2 , tienen una velocidad $v/c = \beta = 0.78$. La pérdida de energía por ionización al -- atravesar los contadores S_2 , C_1 y C_2 reduce su velocidad a $\beta = 0.765$. El contador C_1 detecta aquellas partículas -- cargadas para las cuales $\beta > 0.79$, en tanto que el contador C_2 está diseñado para detectar sólo aquellas partículas -- cuya velocidad se encuentra dentro del intervalo $0.75 < \beta < 0.78$. La producción de un pulso en el contador C_2 constituye entonces una determinación de la velocidad de la partícula.

La velocidad de las partículas puede también determinarse observando el tiempo de vuelo entre los contadores S_1

y S_2 , separados por una distancia de 13.3 m. Mediante la -
determinación del tiempo de vuelo, la distinción entre anti-
protones y piones negativos es perfectamente posible , ya
que piones negativos con un impulso de 1.19 Bev/c tienen -
una velocidad de $\beta = 0.99$, y un tiempo de vuelo de 40 milimi-
crosegundos, en tanto que la velocidad de un antiprotón con
el mismo impulso es de $\beta = 0.78$, y su correspondiente tiem-
po de vuelo es de 51 milimicrosegundos. La distinción entre
un antiprotón y un pion negativo puede hacerse entonces exa-
minando las fotografías de las trazas producidas por los --
pulsos en S_1 y S_2 en la pantalla de un oscilógrafo.

El haz de partículas que pasa por el dispositivo de de-
tección está formado principalmente por piones negativos y
por unos cuantos antiprotones ; una de las mayores dificul-
tades del experimento consistió en la distinción entre anti-
protones y piones negativos. Esta distinción se consiguió -
requiriendo que los contadores S_1 , S_2 , C_2 y S_3 contaran
en coincidencia. Una coincidencia $S_1 S_2$ indica que una partí-
cula de impulso 1.19 Bev/c ha atravesado el sistema con un
tiempo de vuelo de 51 milimicrosegundos. La coincidencia en
 C_2 indica que la velocidad de la partícula está dentro del -
intervalo $0.75 < \beta < 0.78$. Finalmente, la coincidencia en S_3
indica que la partícula ha pasado por C_2 a lo largo del eje
sin sufrir dispersión por un ángulo muy grande, y de esta ma-
nera , la partícula que sale de S_3 puede identificarse como

un antiprotón.

Para completar la identificación de estas partículas como antiprotones, se hizo también una determinación de la masa mediante el procedimiento que se describe a continuación. Cambiando los valores del campo magnético en M_1 , M_2 , Q_1 y Q_2 , pueden escogerse partículas de diferente impulso, y si el selector de velocidades permanece inalterado, el aparato de detección trabaja para partículas de masas diferentes.

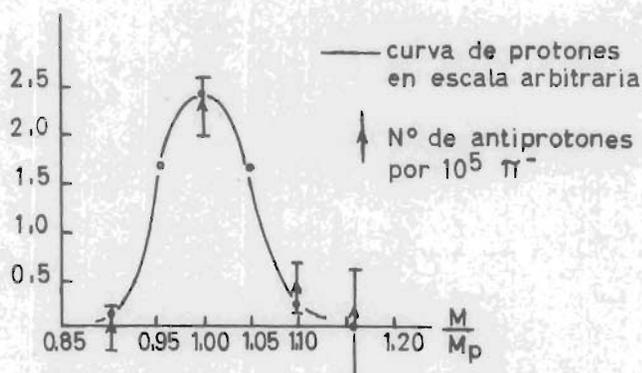


Figura 5.-Intensidad del haz para diferentes valores de la masa.

Estas pruebas con partículas de diferente masa se hicieron con partículas positivas y negativas en la vecindad de la masa del protón, y los resultados obtenidos se encuentran en la Figura 5, en la cual se observa la existencia de un pico de intensidad en la vecindad de la masa del protón,

y los resultados indican que las partículas negativas detectadas tienen una masa igual dentro de un 5% a la masa del protón. Este experimento completa la identificación de tales partículas como antiprotones.

APENDICE II

Descripción del Experimento para la Determinación de las Secciones. (O. Chamberlain, E. Segre, R.D. Tripp, C. Wiegand, T. Ypsilantis, Phys. Rev. 102, 1637 (1956).

Los antiprotones que salen del contador S_3 , y que son identificados como tales mediante el procedimiento descrito en el apéndice I, se hacen incidir sobre un absorbente, y a la salida de éste se colocan dos contadores adicionales C_3 y S_4 , de la manera indicada en la Figura 6.

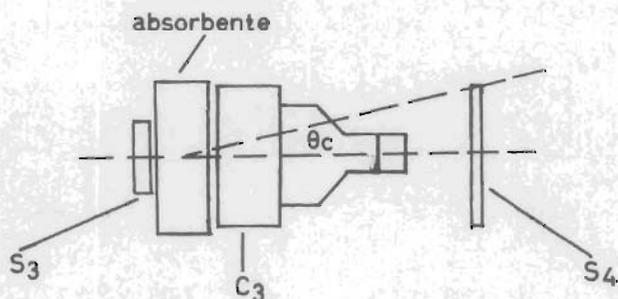


Figura 6.- Diagrama esquemático del aparato de atenuación.

El contador S_4 es un contador de centelleo sensible a todas las partículas cargadas que lo atraviesan. Estas partículas pueden ser de dos tipos, (a) antiprotones de paso, o sea, antiprotones que no fueron dispersados, o que a lo más fueron dispersados por un ángulo menor que el ángulo medio θ_c subtendido por el contador en el centro del absorbente, y (b) partículas secundarias cargadas resultantes de la aniquilación de un antiprotón con un nucleón. Para determinar las secciones correctamente es necesario poder distinguir los secundarios de los antiprotones de paso, y esto se consigue mediante el uso del contador de Čerenkov C_3 que es sensible únicamente a aquellas partículas con velocidad $\beta > 0.75$. Puesto que los antiprotones incidentes tienen una velocidad $\beta = 0.75$ antes de entrar al atenuador, no son detectadas por el contador C_3 , el cual sólo detecta entonces secundarios producidos por la aniquilación de un par antiprotón-protón o antiprotón-neutrón.

una partícula incidente siempre produce un pulso en S_3 . En los otros dos contadores S_4 y C_3 , hay cuatro combinaciones posibles de respuestas, las cuales se denotan por $\overline{C_3} S_4$, $C_3 S_4$, $C_3 \overline{S_4}$, $\overline{C_3} \overline{S_4}$, donde la barra indica que no hubo respuesta en el contador correspondiente.

Puesto que un antiprotón de paso no puede ser detectado por C_3 , pero sí por S_4 , la combinación $\overline{C_3} S_4$ se interpreta como un antiprotón de paso, o sea, se supone que todos los

eventos $\overline{C_3 S_4}$ representan antiprotones de paso.

Se supone que todas las aniquilaciones producen una partícula cargada con $\beta > 0.75$ en el cono de aceptación de C_3 , de modo que todos los eventos $C_3 \overline{S_4}$ y $C_3 S_4$ se interpretan como aniquilaciones.

La combinación $\overline{C_3 S_4}$ se interpreta como un evento en el cual un antiprotón fué dispersado por un ángulo mayor que θ_c sin producir secundarios cargados en el cono de aceptación de C_3 .

En la Tabla III se indican los resultados obtenidos para las secciones de aniquilación (G_a) y dispersión (G_s) de antiprotones usando atenuadores de cobre y de berilio.

blanco	θ_c	G_s	G_a
8" Be	18°	0.19 ± 0.07	0.17 ± 0.06
3" Cu	12.7°	0.53 ± 0.11	1.05 ± 0.22

Tabla III.- Secciones de aniquilación y de dispersión de antiprotones en Be y en Cu, medidas en barns.