

## DISEÑO PRELIMINAR DEL DETECTOR BCD

HOENEISEN, BRUCE

### RESUMEN

Se presentan algunos criterios de diseño del detector BCD ("Bottom Collider Detector"). La finalidad de este detector es estudiar la física de los mesones que contienen el quark b y en particular estudiar la violación de la simetría CP en el sistema  $B^0 - \bar{B}^0$ .

### 1. INTRODUCCION

En 1988 formamos una colaboración internacional<sup>(1)</sup> para realizar un experimento cuya finalidad es estudiar la física de los mesones B y en particular la violación de la simetría CP en el sistema  $B^0 - \bar{B}^0$ . Para este experimento estamos diseñando un detector denominado "Bottom Collider Detector" (BCD). Este detector operará en el colisionador Tevatrón de Fermilab alrededor de 1995 y en el "Superconducting Super Collider" (SSC) hacia el año 2000. En el artículo se describe brevemente las motivaciones para realizar este experimento, los requerimientos del detector, y algunos criterios de diseño del mismo.

### 2. ¿PORQUE ESTUDIAR LOS MESONES B?

Recordamos al lector que las interacciones electromagnética, débil y fuerte se encuentran descritas por una teoría llamada "modelo standard". Este modelo, que se consolidó hacia fines de la década de los años 70, ha ido pasando las pruebas experimentales de tal manera que hoy podemos afirmar que ningún experimento confirmado requiere una revisión del modelo standard. En otras palabras los experimentos no dan indicación alguna de "física nueva". [Para ser justos debemos mencionar que la cromodinámica cuántica, que describe las interacciones fuertes en el modelo standard, no es predictiva a bajas energías, de manera que sorprendentes efectos de spin y otros fenómenos quedan sin explicación<sup>(2)</sup>].

Recordamos al lector que el modelo standard tiene por el momento tres generaciones de quarks y leptones. [Argumentos cosmológicos indican que a lo sumo puede haber una cuarta generación.] La tercera generación está formada por el leptón tau y su neutrino, por el quark t ("top"), que aún no se ha observado pero nadie duda de su existencia, y el quark b ("bottom"). Los mesones B están formados por un anti-quark (o quark) b de la tercera

generación, y un quark (o anti-quark) de la primera o segunda generación:  $B^+ = u\bar{b}$ ,  $B^0 = d\bar{b}$ ,  $\bar{B}^0 = b\bar{d}$ ,  $B^- = b\bar{u}$ ,  $B_s^+ = s\bar{b}$ ,  $\bar{B}_s^+ = b\bar{s}$ .

El experimento BCD propuesto estudiará con alta estadística la física de los mesones B: secciones de producción, masas, vidas medias, topologías de decaimiento y sus respectivas fracciones parciales (si estas son  $> 10^{-7}$ ), distribuciones, factores de estructura, y "mezclas"  $B^+ - \bar{B}^+$ . Este estudio contribuirá a la determinación (y sobre determinación) de aquellos elementos de la matriz Kobayashi-Maskawa-Cabbibo (KMC) que "mezcla" el quark b de la tercera generación con los quarks de las primeras dos generaciones. Según el modelo standard la matriz KMC es unitaria. Desviaciones de unitariedad indicarían "física nueva".

Una meta mas ambiciosa del experimento es el estudio de violaciones de la simetría CP en el sistema  $B^+ - \bar{B}^+$  en varios canales. Una diferencia entre las probabilidades  $\Gamma(B^+ \rightarrow f)$  y  $\Gamma(\bar{B}^+ \rightarrow \bar{f})$  indicaría violación de la simetría CP (donde f es un estado final al cual decae el mesón  $B^0$ , y la barra indica el intercambio partícula  $\longleftrightarrow$  anti-partícula). Hasta el presente solo se ha observado violaciones de la simetría CP en el sistema  $K^+ - \bar{K}^+$ . Los mesones K contienen quarks de las primeras dos generaciones. Según el modelo standard la violación de la simetría CP requiere de por lo menos tres generaciones de quarks y leptones. Por este motivo puede esperarse que el estudio de los decaimientos de los mesones B (que contienen un quark de la tercerageneración) nos ayude a entender el origen de la

violación de la simetría CP. Una indicación de ello es que ya se han observado "mezclas"  $B^+ \longleftrightarrow \bar{B}^+$  tal como en el sistema  $K^+ - \bar{K}^+$ .

Dos partículas del modelo standard que aún no se han observado son el quark t y el escalar de Higgs. Entre los productos de decaimiento de estas partículas puede encontrarse el quark b. El detector BCD, diseñado especialmente para el estudio de partículas que contienen el quark b, puede entonces contribuir a la búsqueda del quark t y del escalar de Higgs.

### 3. REQUERIMIENTOS DEL DETECTOR BCD

Para el diseño del detector en su primera etapa adoptamos una luminosidad del Tevatrón de  $6 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  lo que corresponde a una frecuencia de colisión de  $\approx 2.5 \text{ MHz}$  y a una frecuencia esperada de interacciones  $pp \rightarrow B\bar{B}X$  del orden de 1KHz. La "X" corresponde a unas 60 partículas de "fondo". Para poder identificar los mesones B en este ambiente de alta multiplicidad es necesario: i) identificar sus productos de decaimiento para poder reconstruir su masa invariante, y ii) separar el vértice principal de la interacción del vértice de decaimiento de los mesones B (cuya vida media es  $\tau = 390 \text{ ns}$ ). Para cumplir este segundo requerimiento se necesita un detector de vértice de silicio que determine la posición de los vértices con una resolución de  $\approx 50 \text{ nm}$ .

No debe perderse de vista que en la segunda etapa del experimento que se

llevará a cabo en el SSC la frecuencia de colisión esperada es de  $\approx 150$  MHz. la frecuencia de interacciones  $pp \rightarrow B\bar{X}$  puede ser del orden de  $> 2$  MHz. y el número de partículas "de fondo" representada por la "X" puede ser  $\approx 200$ .

Un dato importante para el diseño del detector es que los productos de decaimiento de los mesones B tienen cantidades de movimiento transversal generalmente menor que 5 GeV/c.

Para los estudios de violación de CP es conveniente reconstruir e identificar todos los productos de decaimiento del mesón  $B^+$  y del mesón  $B^0$ . Como ejemplo consideramos un canal en el cual el mesón  $B^+$  decae en 4 partículas cargadas y  $B^0$  decae en 4 partículas cargadas (es.  $\mu\pi, \pi\pi$  o  $K\pi$ ). Sea P la probabilidad de reconstruir la trayectoria e identificar cada producto del decaimiento. Entonces la probabilidad de reconstruir  $B^+$  y  $B^0$  identificando sus 8 productos de decaimiento es  $\approx P^8$ . Si esta probabilidad ha de ser mayor que 0.5% se requiere P mayor que 50%. Esta es una meta difícil de alcanzar. El detector deberá tener una aceptación geométrica cercana a  $4\pi$  ster-radianes y excelente identificación de tiempo-de-vuelo y Cherenkov. Piones identificados erróneamente como electrones deben reducirse a una parte en  $10^4$ . Estas conclusiones se han corroborado mediante simulaciones de Montecarlo.

Los requerimientos mas difíciles son el detector de vértice y la adquisición de datos. La solución de ambos problemas requerirá un considerable esfuerzo de investigación y desarrollo.

#### 4. ESTADISTICA

Uno de los objetivos del experimento es medir asimetrías relacionadas con la violación de la simetría CP que tienen la forma

$$A = \frac{\Gamma(B^+ \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}^+ \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B^+ \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}^+ \rightarrow \bar{f})}$$

Para medir la asimetría A con un error estadístico igual a  $A/S$  (con un nivel de confianza de  $1\sigma$ ) se requiere la reconstrucción de  $N = S^2/A^2$  para  $B^+ - \bar{B}^+$  (supuesto que  $A \ll 1$ ). Por ejemplo para observar una asimetría A con una significación estadística  $S = 5$  desviaciones standard se requiere  $N = 2500$  si  $A = .1$ , o  $N = 250000$  si  $A = .01$ . ¿Es esto posible?

En una "corrida" de 3 meses en el Tevatrón (supuesto operacional el 50% del tiempo) se tienen  $\approx 4 \cdot 10^6$  s de haz. A una frecuencia de  $\approx 1$  KHz para interacciones  $pp \rightarrow B\bar{X}$  se tienen  $\approx 4 \cdot 10^9$  pares  $B\bar{B}$  por corrida. Los canales de decaimiento de  $B^+ - \bar{B}^+$  de mayor interés para observar la violación de CP pueden tener fracciones parciales de solo  $\approx 10^{-3}$ , lo que deja  $\approx 4 \cdot 10^4$  eventos en un canal interesante. La eficiencia de reconstrucción de estos decaimientos es del orden de  $\approx .5\%$  (como hemos visto en la Sección anterior) lo que nos deja con solo algunos centenares de eventos reconstruidos en un canal de interés. En conclusión se requerirá la alta estadística que permite el SSC para estudiar en detalle la violación de la simetría CP en el sistema  $B^+ - \bar{B}^+$ .

## 5. DISEÑO PRELIMINAR

El detector BCD se indica en forma esquemática en la figura 1. Consta de un electroimán superconductor con un campo transversal al haz (que se energiza junto con electroimanes correctores después del ciclo de aceleración); un detector de vértice de silicio; centelladores para medir tiempo-de-vuelo; cámaras multialámbricas o "sorbetes" para reconstruir las trayectorias de las partículas cargadas y determinar su cantidad de movimiento; calorímetro electromagnético (para separar electrones de piones y detectar partículas gama); detector Cerenkov de tipo RICH ("Ring Imaging Cerenkov detector") para contribuir (junto con la medida de tiempo-de-vuelo) a la separación de piones, kaones y protones; detector de transición de radiación ("Transition Radiation Detector" o TRD) para contribuir (junto con el calorímetro electromagnético) a la separación de electrones y piones cargados; y un centellador para identificar muones.

Para ilustrar la magnitud del proyecto indicamos que el detector tendrá  $\approx 2 \cdot 10^6$  canales de información, y que la capacidad de computación en línea será del orden de  $10^6$  VAX-equivalentes. El electroimán superconductor tendrá polos de  $\approx 4$  m de diámetro, un entrehierro de  $\approx 4$  m, un campo magnético de  $\approx 1$  T y un peso de  $\approx 3000$  toneladas.

## 6. ESPECTROMETRO

La resolución relativa de un espectrómetro está dada por

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{80p}{qBl^2} \quad (1)$$

donde  $q$  es la carga de la partícula,  $p$  es su cantidad de movimiento,  $B$  es el campo magnético,  $l$  es la longitud de la trayectoria, y  $\delta$  es la resolución con que se mide la trayectoria. Por ejemplo para  $\delta = .15$  mm,  $B = 1$  T, y  $l = 2$  m se obtiene  $\Delta p/p = .1\% p$  [GeV/c]. La ecuación (1) es válida a "alta" cantidad de movimiento. A "baja" cantidad de movimiento la resolución  $\Delta p/p$  queda determinada por dispersión múltiple de Coulomb (ver Sección 7).

## 7. DISPERSIÓN MÚLTIPLE DE COULOMB

Una partícula energética cargada y pesada que atraviesa un espesor  $L$  de material sufre una desviación de su trayectoria debido a dispersión múltiple de Coulomb. El ángulo de deflexión tiene una distribución aproximadamente gaussiana (para ángulos pequeños) con una variancia

$$\theta = \frac{13.1 \text{ MeV}/c}{p\beta} Z_{\text{mat}} \sqrt{\frac{L}{L_m}} \left[ 1 + \frac{1}{9} \log_{10} \left( \frac{L}{L_m} \right) \right] \quad (2)$$

en radianes, donde  $p$  es la cantidad de movimiento en MeV/c,  $\beta$  es la velocidad/c,  $Z_{\text{mat}}$  es la carga de la partícula/e, y  $L/L_m$  es el espesor del material en longitudes de radiación.

La dispersión múltiple de Coulomb limita la resolución del espectrómetro para partículas con baja cantidad de movimiento, y limita la resolución con que se puede

determinar la posición de un vértice. Para ilustrar la magnitud del efecto damos un ejemplo para cada caso.

Para el espectrómetro reemplazamos  $\theta$  en (1) por  $\theta_0 \cdot 1/4$  con  $\theta_0$  dado por (2). Por ejemplo para  $\beta = 1$ ,  $Z_{\text{ave}} = 1$  y  $E_1 = 2\text{Tm}$  se obtiene un error relativo de cantidad de movimiento  $\Delta p/p = 1\%$  si  $L = .02 \cdot L_m$ . Para mylar la longitud de radiación es  $L_m = 287$  mm, de manera que el máximo espesor de mylar admisible en el camino de una partícula es del orden de 6 mm. Por ejemplo si la partícula atraviesa 100 "sorbetes" el espesor máximo admisible de la pared de un "sorbete" es  $= 6 \text{ mm} / 2 \cdot 100 = 30 \mu\text{m}$ .

Consideremos ahora el detector de vértice. Suponemos que el detector de silicio tiene un espesor de .25 mm y que el tubo del haz de berilo tiene un espesor de .4 mm. Para silicio  $L_m = 93.6$  mm. Para berilo  $L_m = 353$  mm. Como ejemplo consideramos una partícula con  $p = 1 \text{ GeV}/c$ ,  $\beta = 1$ ,  $Z_{\text{ave}} = 1$ . Para incidencia normal tenemos  $\theta_0 = 5.2 \cdot 10^{-4}$  radianes para el silicio y  $\theta_0 = 3.2 \cdot 10^{-4}$  radianes para el berilo. En total  $\theta_0 = 7 \cdot 10^{-4}$  radianes. Si dos trayectorias salen de un vértice formando un ángulo  $\alpha = 10^\circ$  y el vértice se encuentra a  $x = 12$  mm del detector de silicio, el error de posición del vértice debido a dispersión múltiple de Coulomb es  $\delta x = \sqrt{2} x \theta_0 / \alpha = 70 \mu\text{m}$ .

#### 9. SORBETES

Para determinar las trayectorias de las partículas y así poder medir su cantidad de movimiento se propone un arreglo de "sorbetes" como se indica en la figura 2. Un sorbete está compuesto por un tubo de

mylar metalizado (cátodo) con un alambre de tungsteno en el eje (ánodo). El sorbete se encuentra presurizado a  $\approx 4$  atmósferas con una mezcla de gases isobutano, argón y metilal. El diámetro de los sorbetes es de  $\approx 3$  mm y el espesor del mylar es de  $\approx 30$   $\mu\text{m}$ . Midiendo el tiempo de retardo de la avalancha se puede conseguir resoluciones de  $\approx 40 \mu\text{m}$ . En total se tendrá del orden de  $2 \cdot 10^5$  sorbetes.

Se considera la conveniencia de tener varias capas de sorbetes con ánodos de fibra de carbón instrumentados en ambos extremos para determinar la coordenada de la avalancha a lo largo del sorbete por el método de división de carga. La determinación de esta coordenada reduce considerablemente el problema combinatorio de reconstruir trayectorias en un ambiente de alta multiplicidad.

#### 9. IDENTIFICACION

Las partículas cargadas se identifican combinando la información de cantidad de movimiento (provista por los sorbetes) con la información de velocidad (provista por la medida de tiempo-de-vuelo para velocidades bajas, o por el RICH para velocidades mayores).

El tiempo-de-vuelo se mide mediante centelladores plásticos conectados con transiciones adiabáticas a tubos fotomultiplicadores. Para determinar el tiempo-de-inicio (y la posición aproximada de la interacción) se utilizan centelladores plásticos "aguas arriba" y "aguas abajo" de la región de interacción como se indica en la figura 1. El tiempo-

de-fin se obtiene mediante centelladores frente al calorímetro electromagnético. Los fotomultiplicadores son de diseño especial para funcionar en un campo magnético. Para el SSC se requieren del orden de  $10^6$  canales. Para una resolución en la medida del tiempo-de-vuelo de  $\approx 200$  ps y una trayectoria de 2 m se obtiene una separación pión-kaón hasta  $\approx 1.9$  GeV/c, y kaón-protón hasta 3.2 GeV/c.

El detector RICH está dividido en dos regiones: la región central y la región delantera como se indica en la figura 1. El RICH de la región delantera usa dos radiadores: un radiador líquido de  $C_6F_{14}$  con  $\Gamma_c = 2$  y un radiador gaseoso de  $C_6F_{12}$  con  $\Gamma_c = 17$ , lo que permite separar piones de kaones desde  $\approx .3$  hasta  $\approx 20$  GeV/c, y separar kaones de protones desde  $\approx .8$  hasta  $\approx 35$  GeV/c. El RICH de la región central solo cuenta con radiador líquido de  $C_6F_{14}$  que permite separar piones de kaones desde  $\approx .3$  hasta  $\approx 4$  GeV/c, y separar kaones de protones desde  $\approx .8$  hasta  $\approx 7$  GeV/c. El convertidor de fotones ultravioletas a electrones es gas TEA de manera que las ventanas deberán ser de CaF.

Para reducir la probabilidad de identificar un pión erróneamente como un electrón se cuenta con el calorímetro electromagnético y el detector de radiación de transición (TRD). El calorímetro electromagnético consta de tres capas de plomo/centellador plástico. La distribución de la energía depositada en las tres capas da un factor de rechazo de piones de  $\approx 50$ . Comparando la energía depositada en el calorímetro con la cantidad de movimiento de la partícula se obtiene un factor de

rechazo adicional de  $\approx 10$ . Finalmente el TRD provee un factor  $\approx 40$ . En total el factor de rechazo de piones es  $\approx 50 \cdot 10 \cdot 40 = 20000$ .

#### 10. DETECTOR DE VÉRTICE

El detector de vértice permite separar el vértice de decaimiento de los mesones  $B^0$  del vértice principal. Consta de láminas de silicio de  $\approx 200$   $\mu$ m de espesor, con estructura p-n-p, con líneas en ambos lados con orientaciones distintas y con separaciones de  $\approx 50$   $\mu$ m o  $\approx 100$   $\mu$ m. El detector de vértice está diseñado de tal manera que una partícula atraviesa por lo menos tres láminas de silicio. Este detector de vértice tiene del orden de  $10^6$  canales y  $10^6$  circuitos integrados VLSI que amplifican, digitalizan y comprimen las señales. La disipación de estos circuitos integrados es  $\approx 2$  KW de manera que el detector de vértice requiere enfriamiento de gas forzado.

#### 11. CONCLUSIONES

El experimento propuesto tiene un elevado potencial para avanzar la física de las interacciones fundamentales. El experimento es en extremo difícil: se encuentra en el límite de lo que es posible tecnológicamente en la década de los años 90. El diseño y construcción del detector BCD requiere un importante esfuerzo de investigación y desarrollo que creará tecnologías útiles en otros campos del quehacer humano.

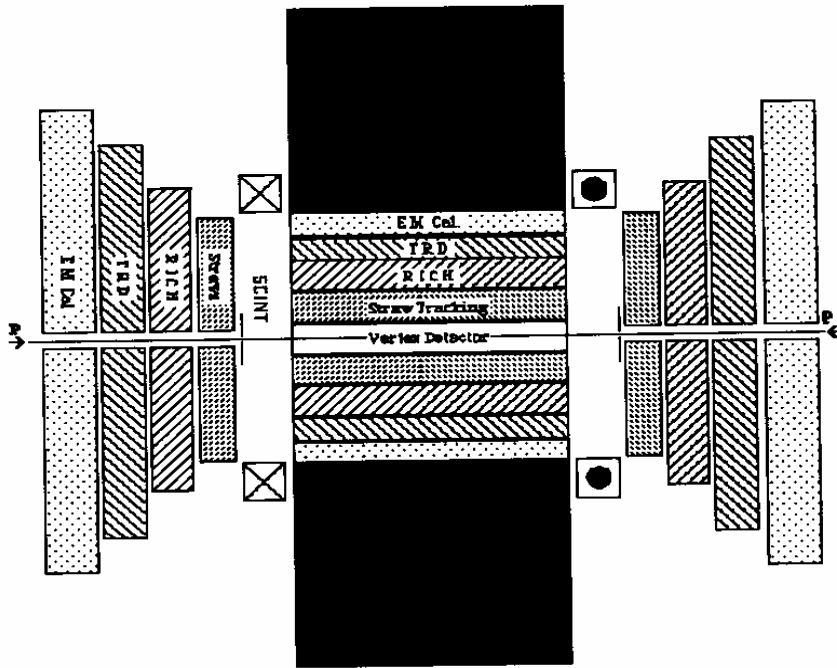


Figura 1. Detector BCD en forma esquemática

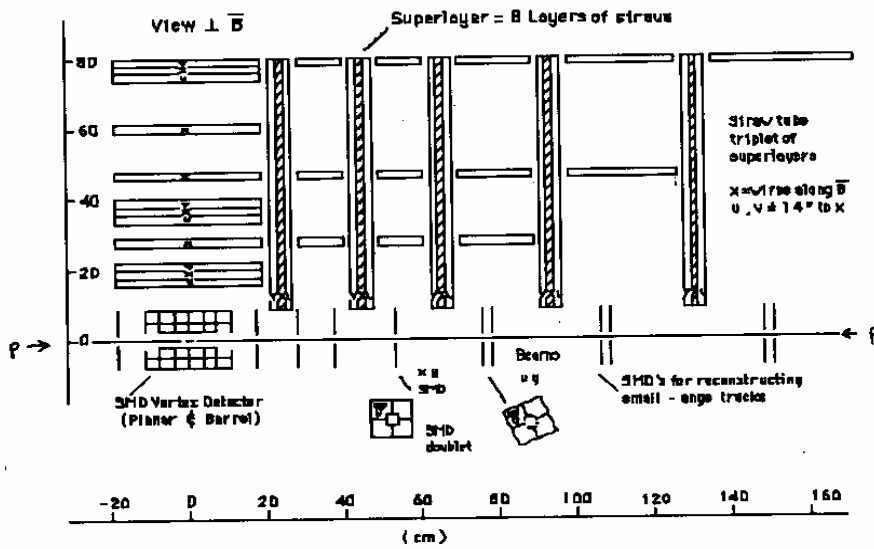


Figura 2. Sorbetes y detector de vértice. Se indica un cuadrante del detector.

## REFERENCIAS

(1) "Letter of intent for the BCD: A Bottom Collider Detector for the Fermilab Tevatron". H. Castro, B. Gomez, F. Rivera, J.C. Sanabria (Universidad de los Andes), P. Yager (University of California, Davis), E. Barsotti, M. Bowden, S. Childress, P. Lebrun, J. Morfin, L.A. Roberts, R. Stefanski, L. Stutte, C. Swoboda (Fermilab), P. Avery, J. Yelton (University of Florida), K. Lau (University of Houston), R. Burnstein, H. Rubin (Illinois Institute of Technology), E. McCliment, Y. Onel (University of Iowa), G. Alverson, W. Faissler, D. Garelick, M. Glaubman, I. Leedom, S. Reucroft, D. Kaplan (Northeastern University), S.E. Willis (Northern Illinois University), S. Fredrickson, N.W. Reay, C. Rush, R.A. Sidwell, M. Stanton (Ohio State University), G.R. Kalbfleisch, P. Skubic, J. Snow (University of Oklahoma), N.S. Lockyer (University of Pennsylvania), D. Judd, D. Wagoner (Prairie View A&M University), K.T. McDonald (Princeton University), A. Lopez (Universidad de Puerto Rico), B. Hoeneisen (Universidad San Francisco de Quito), S. Dhawan, P.E. Karchin, W. Ross, A.J. Slaughter (Yale University). October 7, 1988.

(2) Carlos Marin. "Física de partículas: Comparación entre teoría y experimento". Tesis. Escuela Politécnica Nacional (1989).

## BIOGRAFIA



HOENEISEN, BRUCE. Ingeniero Civil Electricista de la Universidad de Chile, "Master of Science", y "Doctor of Philosophy" en Ingeniería Eléctrica y Física del "California Institute of Technology". Ha hecho contribuciones a la física y tecnología de semiconductores, a la física del estado sólido, a la cosmología. Su experiencia profesional incluye telecomunicaciones y control industrial.

Ha diseñado más de 100 transmisores de televisión y de radio AM y FM que se encuentran operando en toda la República.