FAE-24
Búsqueda de los momentos dipolares débiles del leptón τ

 M. Pilar Casado^{1,2}
¹ Dpto. Física, Grupo Física de Altas Energías, Universidad Autónoma de Barcelona, Edificio Cn, 08193 Bellaterra

² Instituto de Física de Altas Energías (IFAE), Universidad Autónoma de Barcelona, Edificio Cn, 08193 Bellaterra.

Los momentos dipolares débiles del leptón τ son coeficientes de acoplamientos tensoriales del vértice $Z\tau^+\tau^-$. Podemos distinguir dos tipos de acoplamientos dipolares débiles: el término magnético, μ_τ , y el término eléctrico, d_τ . Éste último tiene la importante propiedad de violar CP. A primer orden son nulos en el Modelo Estándar. Sin embargo, existen pequeñas contribuciones procedentes de correcciones radiativas¹.

En este análisis² medimos las partes reales e imaginarias de ambos acoplamientos dipolares débiles, es decir $\hat{A}(\mu_\tau)$, $\hat{A}(\mu_\tau)$, $\hat{A}(d_\tau)$, $\hat{A}(d_\tau)$. Usamos 155 pb⁻¹ de datos tomados con el detector ALEPH desde 1990 hasta 1995 y consideramos únicamente sucesos en los que ambos τ 's decaen en $\pi, \rho \rightarrow \pi \pi^0, a_1 \rightarrow \pi \pi^\pm p^\mp$ o $a_1 \rightarrow \pi \pi^0 \pi^0$.

Suponemos que el intercambio de un fotón y el vértice Ze^+e^- están descritos como en el Modelo Estándar, y asumimos la siguiente corriente para el vértice $Z\tau^+\tau^-$:

$$\Gamma_\tau^{(Z)} = ie \left[v_\tau \gamma^\mu - a_\tau \gamma^\mu \gamma_5 + i \frac{\mu_\tau}{2m_\tau} \sigma^{\mu\nu} q_\nu + \frac{d_\tau}{2m_\tau} \gamma_5 \sigma^{\mu\nu} q_\nu \right].$$

A partir de la expresión anterior y de las corrientes para el intercambio de un fotón y del vértice Ze^+e^- , la sección eficaz diferencial se puede expresar como³

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{s}_1, \vec{s}_2) = R_{00} + \sum_{i=1,3} R_{i0} s_1^i + \sum_{j=1,3} R_{0j} s_2^j + \sum_{i,j=1,3} R_{ij} s_1^i s_2^j,$$

donde los términos R_{ij} son funciones de todos los acoplamientos electrodébiles y del ángulo de producción del τ en el sistema de referencia del laboratorio; y $\vec{s}_1, \vec{s}_2$ son vectores unitarios para la medida del espín del τ^+ y el τ^- , respectivamente.

Para expresar los términos R_{ij} es necesario asumir un sistema de referencia. Hemos elegido el eje z en la dirección de salida del τ^+ , y el plano z-y conteniendo la dirección del e^+ . Con este sistema de referencia, presentamos a continuación los dos términos R_{ij} más sensibles a cada uno de los momentos dipolares débiles, definiendo $(R_{ij})_{\pm/\pm} \equiv R_{ij} \pm R_{ji}$. También indicamos para cada uno de estos términos si se usan por primera vez en la medida de los acoplamientos dipolares débiles.

$\Re(\mu_\tau)$		$\Im(\mu_\tau)$		$\Re(d_\tau)$		$\Im(d_\tau)$	
1 ^{er} Térm.	2 ^o Térm.						
$(R_{02})_+$	$(R_{32})_+$	$(R_{31})_+$	$(R_{01})_+$	$(R_{01})_-$	$(R_{31})_-$	$(R_{32})_-$	$(R_{02})_-$
	1 ^a vez	1 ^a vez			1 ^a vez		1 ^a vez

En este análisis consideramos por primera vez el término más sensible a $\hat{A}(\mu_\tau)$, según se propuso en la Ref.⁴.

La desintegración del τ suponemos que ocurre según el Modelo Estándar. La amplitud diferencial parcial de la desintegración de un τ polarizado la hemos expresado como en TAUOLA⁵,

$$d\Gamma(\vec{s}) = W(1 + \vec{h} \cdot \vec{s}) dX,$$

donde W y $\vec{h}$ son variables cinemáticas calculadas en el sistema de referencia del τ en reposo. El vector $\vec{h}$ se utiliza para inferir la polarización del τ , y se llama, por tanto, polarímetro. Los polarímetros usados en este análisis recuperan máximamente la información del espín del τ porque describen adecuadamente las resonancias del ρ y del a_1 .

A partir de las expresiones para la producción de $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ y para la desintegración de cada τ , la sección eficaz diferencial para el proceso $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow x_1^+x_2^- + \dots$ se puede obtener con ciertas hipótesis válidas para τ 's producidos en LEP⁶. La sección eficaz diferencial del proceso total nos permite construir la función de máxima verosimilitud, donde hemos normalizado con R_{00} .

Los observables de este análisis son $(\Omega, W_1, \cos\theta_{h_1}, \phi_{h_1}, W_2, \cos\theta_{h_2}, \phi_{h_2})$, donde las variables angulares de los polarímetros se calculan en el sistema de referencia explicado anteriormente.

Los efectos del detector se han introducido en el programa de ajuste mediante funciones de dispersión calculadas con la simulación Monte Carlo, y mediante una matriz de eficiencias. Los sucesos de fondo se han tenido en cuenta sumando las contribuciones que predice la simulación Monte Carlo.

Los errores sistemáticos más importantes en este análisis son debidos a la calibración del calorímetro electromagnético, a la dinámica del modo de desintegración en a_1 y a efectos no descritos correctamente en la simulación Monte Carlo del detector.

Los resultados preliminares de este análisis son los siguientes:

Parámetro	Valor central	σ	σ_{est}	σ_{sis}
$\Re(\mu_\tau)[10^{-3}]$	0.63	0.43	0.40	0.16
$\Im(\mu_\tau)[10^{-3}]$	-0.63	0.84	0.82	0.18
$\Re(d_\tau)[10^{-18}e \cdot cm]$	-0.80	2.22	2.14	0.59
$\Im(d_\tau)[10^{-18}e \cdot cm]$	-1.58	3.93	3.77	1.11

Para finalizar, comparamos los límites que obtenemos sobre el valor absoluto de los acoplamientos dipolares débiles con los límites derivados de medidas anteriores. Las cotas mostradas están expresadas en las mismas unidades que se indican en la tabla anterior, y se han calculado con un 95% de nivel de confianza.

Experimento	Límite en $ \Re(\mu_\tau) $	Límite en $ \Im(\mu_\tau) $
L3	5.5	10.0
SLD	2.48	1.30
Este método	1.34	2.02

Experiment	Límite en $ \Re(d_\tau) $	Límite en $ \Im(d_\tau) $
L3	32.4	-
SLD	13.6	8.7
ALEPH	5.40	-
OPAL	5.04	13.1
DELPHI	5.91	17.4
Este método	4.62	8.29

Referencias

- ¹ Nucl. Phys. **B346** (1995) 474; Z. Phys. **C43** (1989) 117.
- ² M. P. Casado & E. Fernández, ALEPH 2001-036; also submitted to 2001 Summer Conf.
- ³ Z. Phys. **C58** (1993) 601; Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 221.
- ⁴ F. Sánchez, Phys. Lett. **B412** (1997) 137.
- ⁵ S. Jadach et al., Comput. Phys. Commun. **64** (1991) 275.
- ⁶ Phys. Lett. **B257** (1991) 219; Nucl. Phys. **B379** (1992) 3.