

Neutrinos de Majorana pesados, acoplamientos efectivos y su producción en colisionadores e^+e^-

Heavy Majorana Neutrinos, effective couplings and their production in e^+e^- colliders.

Javier Peressutti, Ismael Romero, and Oscar A. Sampayo*

Instituto de Investigaciones Físicas de Mar del Plata (IFIMAR)-CONICET.

Departamento de Física,

Universidad Nacional de Mar del Plata

Funes 3350, (7600) Mar del Plata, Argentina.

* sampayo@mdp.edu.ar

Recibido 30/03/2012; aprobado 03/09/2012

Se estudio la posibilidad de detectar neutrinos de Majorana en la siguiente generación de colisionadores e^+e^- para diferentes energías de centro de masa. Se estudiaron estados finales que violan numero leptónico tales como $l_j^\mp l_k^\mp + jets$ ($l_j \equiv e, \mu, \tau$) y son una clara señal de neutrinos de Majorana intermediarios. Las interacciones entre neutrinos de Majorana y las partículas ordinarias se modelaron por medio de un lagrangeano efectivo. Se considero el fondo debido a las reacciones del modelo estandard que pueden confundirse con la señal. Se presenta la region de descubrimiento como función de la masa de los neutrinos de Majorana y sus acoplamientos.

Palabras Claves: Neutrinos, Interacciones, Colisionadores.

We study the possibility to detect Majorana neutrinos at e^+e^- Next Linear Collider (NLC) for different center of mass energies. We study the $l_j^\mp l_k^\mp + jets$ ($l_j \equiv e, \mu, \tau$) final states. Such a signal (final leptons of the same-sign) is not possible if the heavy neutrinos are Dirac particles. The considered interactions between Majorana neutrinos and Standard Model (SM) matter are obtained from a effective Lagrangian approach. For the background we considered the SM reaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^+W^-W^-$, with two W decaying to $l^\pm + \nu(\bar{\nu})$ and two W decaying to jets, which produce extra light neutrinos that scape the detection. We show the discovery region as a function of the Majorana neutrino mass and the coupling α .

Key words: Neutrinos, Interactions, Colliders.

I. INTRODUCTION

Uno de los mas espectaculares resultados en física de altas energías es el descubrimiento de la oscilación de neutrinos y, como consecuencia, el establecimiento de masas no-nulas para ellos. Los neutrinos masivos pueden ser de Dirac o Majorana, siendo estos últimos su propia antipartícula¹. Así, los fermiones con cargas conservadas (color, carga electrica,...) deben ser del tipo Dirac mientras que los que no tienen cargas conservadas pueden ser de cualquier tipo. Si existen neutrinos pesados (N) entonces los futuros experimentos ofrecen la posibilidad de establecer su naturaleza.

Como fue planteado², la presencia de neutrinos de Majorana debería ser una señal de física mas allá del mecanismo see-saw mínimo y entonces sus interacciones deberían estar mejor descritas en un formalismo de operadores efectivos. Utilizando este formalismo se estudió la posibilidad que un colisionador e^+e^- produzca señales claras de neutrinos de Majorana.

La reacción estudiada $e^+e^- \rightarrow l_j^\mp l_k^\mp + jets$ ($l_j \equiv e, \mu, \tau$) se dividió en dos subprocesos mostrados en las figuras Fig.1 y Fig.2, donde en la primera se producen dos neutrinos de Majorana (N) que luego decaen a leptones cargados y jets ($N \rightarrow l + jets$).

En la segunda, la cual es una reacción a tres cuerpos se considero la producción de un neutrino que luego decae como se menciona y un W que decae a dos jets

($W \rightarrow jets$). Se calcularon las razones de decaimiento del neutrino de Majorana y el resultado se muestra en la Fig.3. En general los efectos de nueva física pueden

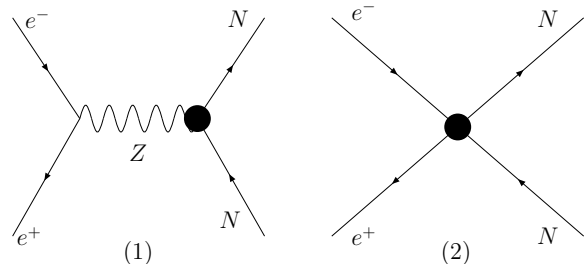


FIG. 1: Contribución a la producción de dos neutrinos de Majorana.

parametrizarse por una serie de operadores efectivos \mathcal{O} construidos con los campos del modelo estandard y el neutrino de Majorana, respetando la simetría de gauge del Modelo Estandard³. Sus efectos están suprimidos por potencias inversas de la escala de nueva física Λ para la cual tomamos el valor $\Lambda = 1 \text{ TeV}$. Entonces el Lagrangeano total se organiza como sigue

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_{n=6}^{\infty} \frac{1}{\Lambda^{n-4}} \sum_i \alpha_i \mathcal{O}_i^{(n)} \quad (1)$$

Para los operadores considerados² se comenzo con una lagrangeana efectiva muy general para la interacción de

neutrinos de Majorana derechos N con leptones y quarks. Para la producción de los neutrinos consideramos interacciones efectivas con electrones. Se consideraron operadores de dimension 6 que podrían ser generados a nivel árbol en la desconocida teoría fundamental:

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{LN\phi} &= (\phi^\dagger \phi)(\bar{L}_i N \tilde{\phi}), \quad \mathcal{O}_{NN\phi} = i(\phi^\dagger D_\mu \phi)(\bar{N} \gamma^\mu N), \\ \mathcal{O}_{Ne\phi} &= i(\phi^T \epsilon D_\mu \phi)(\bar{N} \gamma^\mu e_i) \end{aligned} \quad (2)$$

y los que involucran 4-fermiones, que conservan numero bariónico:

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{duNe} &= (\bar{d}_i \gamma^\mu u_i)(\bar{N} \gamma_\mu e_i), \quad \mathcal{O}_{fNN} = (\bar{f}_i \gamma^\mu f_i)(\bar{N} \gamma_\mu N), \\ \mathcal{O}_{LNLe} &= (\bar{L}_i N) \epsilon (\bar{L}_i e_i), \quad \mathcal{O}_{LNQd} = (\bar{L}_i N) \epsilon (\bar{Q}_i d_i), \\ \mathcal{O}_{QuNL} &= (\bar{Q}_i u_i)(\bar{N} L_i), \quad \mathcal{O}_{QNLd} = (\bar{Q}_i N) \epsilon (\bar{L}_i d_i), \\ \mathcal{O}_{LN} &= |\bar{N} L_i|^2 \end{aligned} \quad (3)$$

donde e_i , u_i , d_i y L_i , Q_i denotan, para la familia rotulada i , los singletes de $SU(2)$ y los dobletes izquierdos respectivamente. Los operadores listados arriba contribuyen al lagrangeano efectivo dado en Ec.1. Con estos operadores se calculó la seccion eficaz para la producción de neutrinos de Majorana del proceso mostrado en la Fig.1, valido

para el rango cinemático $m_N < \sqrt{s}/2$. Por otro lado se calculó la producción de un único neutrino de Majorana. El proceso esta representado por los diagramas mostrados en Fig.2. La sección eficaz se obtiene integrando el espa-

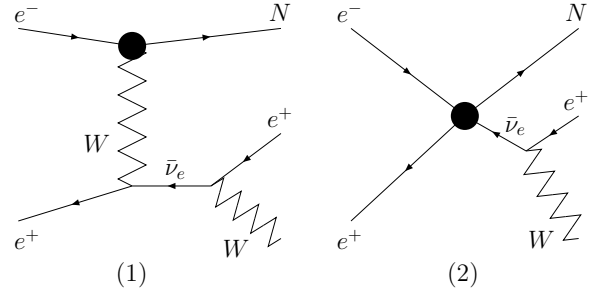


FIG. 2: Contribución a la producción de un único neutrino de Majorana.

cio de fases de la manera usual usando la rutina numérica RAMBO⁴. La sección eficaz total es la combinación de los procesos antes mencionados en la siguiente expresión aproximada

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow l^\pm l^\pm jets) &= 2 \left(\sum_{i,j} \sigma(e^+e^- \rightarrow NN) Br(N \rightarrow l_i^+ + jets) Br(N \rightarrow l_j^+ + jets) \Theta(\sqrt{s}/2 - m_N) \right. \\ &\quad \left. + \sum_i \sigma(e^+e^- \rightarrow Ne^+W) Br(N \rightarrow l_i^+ jets) Br(W \rightarrow jets) \Theta(\sqrt{s} - m_N) \right) \end{aligned} \quad (4)$$

El factor dos en frente de la expresión anterior toma en cuenta las posibles cargas de los leptones finales.

En la Figs.4 y 5 mostramos los resultados de combinar los procesos mostrados en Figs.1 y 2 con el decaimiento del W y el decaimiento del neutrino N de acuerdo a las razones de decaimiento mostradas en Fig.3. Esta sección eficaz se muestra como una función de la masa del neutrino m_N y para energías de centro de masa $\sqrt{s} = 0.5 TeV$ y $\sqrt{s} = 1 TeV$.

Hemos considerado $\sqrt{s} \leq \Lambda$ para asegurar la validez del formalismo de operadores efectivos. La sección eficaz se calcula para diferentes valores de las constantes $\alpha_{\mathcal{O}}^i$. En la Fig.4 mostramos la sección eficaz para el caso en el cual las constantes relacionadas con los operadores que contribuyen al decaimiento $0\nu_{\beta\beta}$ se toman cero. Estos operadores son $\mathcal{O}_{Ne\phi}$, \mathcal{O}_{duNe} , \mathcal{O}_{QuNL} , \mathcal{O}_{LNQd} and \mathcal{O}_{QNLd} . Por otro lado en la Fig.5 mostramos la sección eficaz cuando los operadores que contribuyen son los operadores de 4-fermiones (línea sólida) o los operadores que involucran bosones (línea discontinua). Como podemos ver la contribución de 4-fermiones es la mas importante. En ambas Figuras mostramos el valor del fondo

debido al modelo estandar como una línea horizontal, como sera explicado después en el texto. De acuerdo

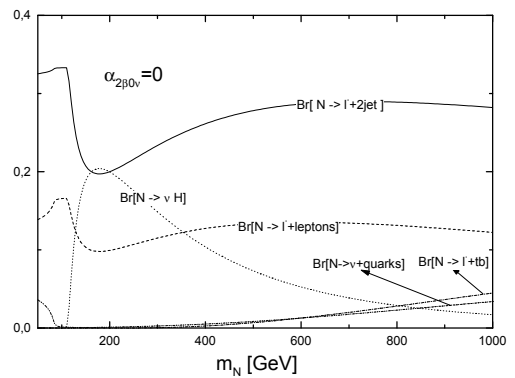


FIG. 3: Las razones de decaimiento para el neutrino de Majorana.

con las interacciones efectivas propuestas los neutrinos de Majorana pesados se acoplan a las tres familias con acoplamientos dependientes de la escala Λ y constantes

$\alpha_{\mathcal{O}}^{(i)}$, donde i rotula la familia y \mathcal{O} el operador. Es posible relacionar esta constante con el ángulo de mezcla entre neutrinos livianos y pesados (U_{eN} , $U_{\mu N}$, $U_{\tau N}$) por las cuales las cotas experimentales han sido puestas⁵⁻⁸. Esta relación es $U \simeq \frac{\alpha_{\mathcal{O}}^{(i)}}{2} v^2 / \Lambda^2$ donde v corresponde al valor de espectación de vacío: $v = 250 \text{ GeV}$. La cota mencionada será considerada cuando presentemos la región de descubrimiento.

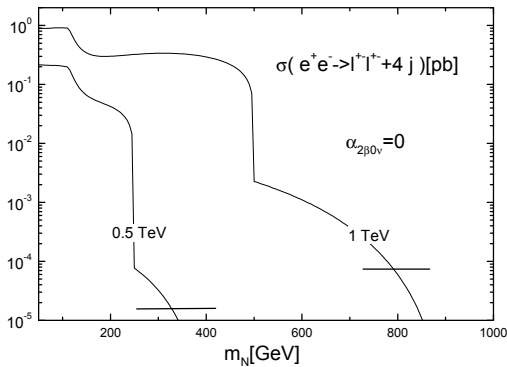


FIG. 4: Sección eficaz para el proceso $e^+e^- \rightarrow l^\pm l^\pm + jets$ cuando las constantes α relacionadas con el decaimiento $0\nu_{\beta\beta}$ se anulan. La línea horizontal corresponde al fondo del modelo estandar.

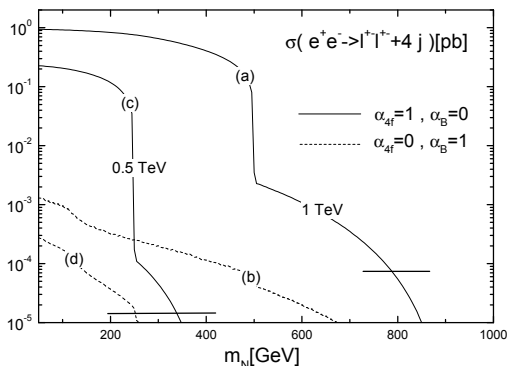


FIG. 5: Sección eficaz para el proceso $e^+e^- \rightarrow l^\pm l^\pm + jets$. Las curvas rotuladas (a), (b), (c) y (d) corresponden a distintas elecciones de α y distintos valores de la energía de centro de masa. La línea horizontal corresponde al fondo del modelo estandar.

II. REGIÓN DE DESCUBRIMIENTO

La señal considerada está estrictamente prohibida en el modelo estandar y el fondo siempre involucra neutrinos livianos adicionales.

El proceso Modelo Estandar aparece de la producción resonante de cuatro bosones W^\pm : $e^+e^- \rightarrow W^+W^+W^-W^-$ y el decaimiento de dos W en leptones $W^\pm \rightarrow l^\pm + \nu(\bar{\nu})$ y los otros dos en jets, $W \rightarrow jets$. Calculamos la sección eficaz para estos procesos usando

el paquete COMPHEP⁹⁻¹¹ y multiplicamos por las correspondientes razones de decaimiento $(\text{BR}[W \rightarrow l\nu])^2 \simeq 0.01$ y el $(\text{BR}[W \rightarrow 2jets])^2 \simeq 0.46$ y por el factor 18 para tener en cuenta la diferente combinación de leptones finales del mismo signo: $l^\pm l^\pm$ con $l = e, \mu, \tau$. Los valores calculados son $7.2 \cdot 10^{-5}$ pb y $1.2 \cdot 10^{-5}$ pb para $\sqrt{s} = 1.0$ TeV y 0.5 TeV respectivamente. En la Tabla I comparamos los valores de la señal, para diferentes valores de m_N , con el fondo generado por el Modelo Estandar. En las Figs. 4 y 5 mostramos además de la señal los niveles de fondo como líneas horizontales para $\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$ y $\sqrt{s} = 1.0 \text{ TeV}$.

Para investigar la capacidad del proceso para descubrir efectos de neutrinos de Majorana estudiamos la región donde la señal puede separarse del fondo con una significancia estadística de 5σ . Para esto definimos la cantidad \mathcal{S}

$$\mathcal{S} = \frac{\mathcal{L}[\sigma(\alpha, M_N) - \sigma_{BK}]}{\sqrt{\mathcal{L}[\sigma(\alpha, M_N) + \sigma_{BK}]}} \quad (5)$$

donde el numerador representa la discrepancia entre la señal y el background. En la Fig. 6 mostramos la región de descubrimiento donde $\mathcal{S} \geq 5$ para una luminosidad $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$.

En la misma figura mostramos los límites impuestos por el decaimiento $0\nu_{\beta\beta}$, el cual será discutido en la siguiente sección y las cotas de obtenidas de datos de LEP y datos de baja energía. En nuestro caso, de un neutrino de Majorana pesado tenemos⁵:

$$\Omega_{ll'} = U_{lN} U_{l'N} \quad (6)$$

donde los valores permitidos para los parámetros son¹²:

$$\Omega_{ee} \leq 0.0054, \quad \Omega_{\mu\mu} \leq 0.0096, \quad \Omega_{\tau\tau} \leq 0.016 \quad (7)$$

Para procesos con violación de sabor leptónico (LFV), e.g. $\mu \rightarrow e\gamma$, $\mu \rightarrow eee$ y $\tau \rightarrow eee$, los que son inducidos por efectos cuánticos de neutrinos pesados, tenemos¹³:

$$|\Omega_{e\mu}| \leq 0.0001, \quad |\Omega_{e\tau}| \leq 0.02, \quad |\Omega| \leq 0.02 \quad (8)$$

Estas cotas pueden trasladarse a las constantes α

$$\Omega_{e\mu} = U_{eN} U_{\mu N} = \left(\frac{\alpha v^2}{2 \Lambda^2} \right)^2 < 0.0001 \quad (9)$$

y para $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ tenemos:

$$\alpha \leq 0.32 \quad (10)$$

Este valor se muestra en Fig. 6 como una línea horizontal.

III. COTAS IMPUESTAS POR $\beta\beta_{0\nu}$

Para tener en cuenta las cotas que el decaimiento $0\nu_{\beta\beta}$ impone sobre alguna de las constantes α consideramos la interacción efectiva:

$$\mathcal{H} = G_{eff} \bar{u}\Gamma d \bar{e}\Gamma N + h.c. \quad (11)$$

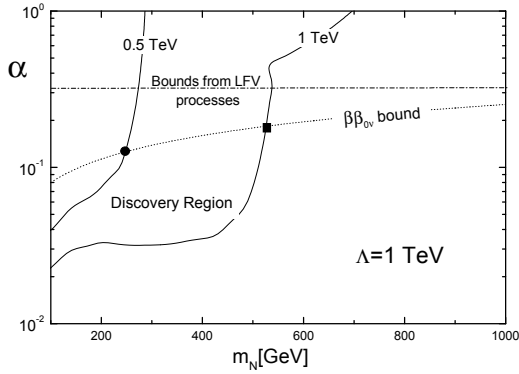


FIG. 6: Región de descubrimiento a 5σ .

TABLE I: Comparación entre los valores de la señal y el background.

$\sqrt{s}(GeV)$	$\sigma_{SM}(pb)$	$M_N(GeV)$	$\sigma(pb)$
500	$1.6 \cdot 10^{-5}$	100	0.2
		200	0.043
		300	$3.3 \cdot 10^{-5}$
1000	$7.2 \cdot 10^{-5}$	400	0.3
		500	0.0034
		600	0.0011

donde Γ representa una estructura general de Lorentz-Dirac. Siguiendo el desarrollo presentado en¹⁴ y usando los límites mas fuertes sobre la vida media del decaimiento beta doble sin neutrinos $\tau_{0\nu\beta\beta} \geq 1.9 \times 10^{-5}$ años obtenido por la colaboración Heidelberg-Moscow¹⁵, hemos obtenido la siguiente cota sobre G_{eff}

$$G_{eff} \leq 7.995 \times 10^{-8} \left(\frac{m_N}{100 GeV} \right)^{1/2} GeV^{-2} \quad (12)$$

La contribución de mas bajo orden al decaimiento $0\nu\beta\beta$ está dada por los operadores que involucran al boson W

y a los operadores de 4-fermiones con quarks u, d , los leptones e y el neutrino de Majorana N .

Estos operadores contribuyen al Hamiltoniano efectivo en eq.(11) con

$$G_{eff} = \frac{\alpha}{\Lambda^2} \quad (13)$$

Entonces podemos trasladar los limites que vienen de G_{eff} sobre $\alpha_O^{(i)}$ el cual, para $\Lambda = 1 TeV$, es

$$\alpha \leq 7.993 \times 10^{-2} \left(\frac{m_N}{100 GeV} \right)^{1/2} \quad (14)$$

Tomando un punto de vista conservador, en la Fig.6 presentamos esta cota considerando que esta es la misma para todas las constantes α_O y mostramos esta como una curva puntada. La region permitida está por debajo de la curva mencionada. También mostramos la cota para el ángulo de mezcla para procesos con violación de numero leptónico como la linea horizontal en la misma figura.

Resumiendo, se calculo la sección eficaz para el proceso $e^+e^- \rightarrow l_j^- l_k^+ + jets$ donde l_1, l_2 y l_3 son leptones livianos (e, μ, τ) respectivamente. Mostramos la sección eficaz total no-polarizada usando las razones de decaimiento para valores diferentes de m_N y el acoplamiento α . Mostramos la region de descubrimiento a 5σ y en el mismo gráfico la cota puesta por decaimiento $0\nu\beta\beta$ y las cotas de LFV. Encontramos que será posible descubrir neutrinos de Majorana con masas menores que $250 GeV$ y $500 GeV$ para colisionadores e^+e^- con energia de centro de masa de $0.5 TeV$ y $1 TeV$ respectivamente.

Acknowledgements

Agradecemos por el financiamiento del trabajo de investigación al CONICET (Argentina) y a la Universidad Nacional de Mar del Plata (Argentina).

¹ B. Kayser, F.Gibrat-debu, and F.Perrier, *The Physics of Massive Neutrinos* (World Scientific, Singapore, 1989)

² F. del Aguila, S. Bar-Shalom, A. Soni and J. Wudka, Phys. Lett. **B670**, 399-402, (2009).

³ J.Wudka, **AIP Conf. Proc.** **531**, 81-110, (2000).

⁴ R.Kleiss and W.J.Stirling, *Comput.Phys.Commun.***40**; 359, 1986

⁵ F. del Aguila, J.A.Aguilar-Saavedra, **JHEP** **0505**, 026, (2005).

⁶ S.Bray, J.S.Lee and A.Pilaftis, Phys.Lett. **B628**, 250-261, (2005).

⁷ P.Langaker and D.London, Phys. Rev. **D38**, 907, (1988).

⁸ E.Nardi, E.Roulet and D.Tommasini, Phys. Lett. **B327**, 319, (1994).

⁹ E.Boss et al, [CompHEP Collaboration], CompHEP 4.4: Automatic computation from Lagrangians to events, Nucl. Instrum. Meth. **A534**, 250, (2004). (arXiv:hep-ph/0403113).

¹⁰ A.Pukhov et al, *CompHEP - a package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. Users manual for version 3.3*, INP MSU **98-41/542**, (hep-ph/9908288).

¹¹ Home Page: <http://comphep.sinp.msu.ru>

¹² S.Bergmann and A.Kagan, Nucl. Phys. **B538**, 368, (1999).

¹³ D.Tommasini, G.Barenboin, J.Bernabeu and C.Jarlskog, Nucl. Phys. **B444**, 451, (1995).

¹⁴ R.N.Mohapatra, **Nucl. Phys. Proc. Suppl.****77**, 376-385, (1999).

¹⁵ H.V.Klapdor-Kleinrothaus et al, Eur.Phys. J. **A12**, 147, (2001).