

Lepton Flavor Violation in the MSSM-seesaw

E. Arganda¹, A. M. Curiel¹, M. J. Herrero¹ y D. Temes²

¹ Dpto. Física Teórica, Universidad Autónoma de Madrid, Facultad de Ciencias, Ctra. Colmenar km 15, 28049, Madrid; ernesto.arganda@uam.es, ana.curriel@uam.es, maria.herrero@uam.es.

² Laboratoire de Physique Théorique, LAPTH, France; temes@lapp.in2p3.fr.

I. INTRODUCCIÓN

Las masas de los neutrinos que se observan experimentalmente requieren un marco teórico más allá del Modelo Estándar (SM) de Física de Partículas con sólo tres neutrinos levógiros sin masa. Dentro del contexto del MSSM-seesaw, que se adopta aquí, el contenido de partículas del MSSM se amplía con tres neutrinos dextrógiros más sus compañeros supersimétricos, y se generan las masas de los neutrinos mediante el mecanismo de seesaw. Tres de los seis neutrinos de Majorana resultantes tienen masas ligeras m_ν y los otros tres tienen masas pesadas m_N . Uno de los rasgos más interesantes del modelo MSSM-seesaw es la rica fenomenología asociada debido a la existencia de procesos que violan el número leptónico (LFV). Mientras que en el SM-seesaw los cocientes de los procesos LFV son pequeños debido a las pequeñas masas de los neutrinos ligeros, en los modelos SUSY-seesaw éstos pueden ser grandes debido a los términos de ruptura suave de Supersimetría (SUSY) que pueden inducir un no alineamiento sleptón-leptón, que genera interacciones no diagonales en sabor leptónico.

Aquí hemos estudiado uno de dichos procesos LFV en el MSSM-seesaw. Concretamente hemos calculado las anchuras parciales para estas desintegraciones de los bosones de Higgs que violan el número leptónico (LFVHD) a un loop y hemos analizado numéricamente los cocientes de tasas de desintegración correspondientes en términos de los parámetros del MSSM y del seesaw, a saber, M_0 , $M_{1/2}$, $\tan\beta$, m_N , y R . Hemos analizado en paralelo las desintegraciones que cambian sabor leptónico $l_j \rightarrow l_i \gamma$ ($i \neq j$) y hemos encontrado las tasas máximas de LFVHD para $H^x \rightarrow \tau^- \mu^+$, $\mu^- \tau^+$ ($H^x = h^0, H^0, A^0$), que son compatibles con los datos $BR(l_j \rightarrow l_i \gamma)$. Para más detalles ver el trabajo completo³.

II. RESULTADOS NUMÉRICOS

Mostramos en figs. (1) y (2) algunos de los resultados numéricos más importantes para los cocientes de tasas de desintegración de LFVHD junto con el cociente de tasas de las desintegraciones relevantes de $l_j \rightarrow l_i \gamma$. Los resultados de $BR(H^0 \rightarrow \tau^- \mu^+, \mu^- \tau^+)$ como función de m_N para neutrinos pesados degenerados y R real se ilustran en fig. (1), para $\tan\beta = 3, 10, 30, 50$. También se muestra en esta figura las tasas correspondientes para la desintegración leptónica más relevante, que en este caso es $\mu \rightarrow e \gamma$, e incluye su límite experimental superior. Hemos comprobado que las otras desintegraciones leptónicas no tienen problemas con sus rangos experimentales permitidos. Los cocientes de A^0 son muy parecidos a los de H^0 en todos los escenarios estudiados en este trabajo. También hemos encontrado que los cocientes de h^0 se comportan de manera similar con m_N y $\tan\beta$ pero son mucho menores que los de los Higgs pesados.

El caso de neutrinos jerárquicos da lugar claramente a tasas de LFV mayores que en el caso degenerado, como podemos ver en fig. (2). No obstante, se obtienen restricciones en las tasas de desintegración máximas permitidas de los Higgs provenientes de los límites experimentales de las desintegraciones leptónicas. En fig. (2) también se puede observar la

dependencia de los cocientes de LFV con M_0 y $M_{1/2}$. Para valores suficientemente grandes de M_0 y $M_{1/2}$ las tasas $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ se reducen considerablemente, debido al desacoplamiento de las partículas SUSY pesadas en los loops, y entran en las regiones permitidas por los datos, mientras que las tasas $BR(H^0 \rightarrow \tau^- \mu^+, \mu^- \tau^+)$ no se suprimen mucho. Este comportamiento es un claro indicio de que las partículas SUSY pesadas no se desacoplan en LFVHD. Nótese que esto se puede reformular como no desacoplamiento en los acoplos efectivos $H^{(\nu)} \tau \mu$, que pueden inducir contribuciones grandes a otros procesos LFV que son mediados por el intercambio de los bosones de Higgs, por ejemplo, $\tau \rightarrow \mu \mu \mu$.

En resumen, después de explorar la dependencia de las tasas LFVHD con todos los parámetros del MSSM-seesaw, y tras haber exigido compatibilidad con los datos de las predicciones correlacionadas para las desintegraciones $\mu \rightarrow e \gamma$, $\tau \rightarrow e \gamma$ y $\tau \rightarrow \mu \gamma$, encontramos que se puede obtener $BR(H^0, A^0 \rightarrow \tau^- \mu^+, \mu^- \tau^+) \approx 10^{-5}$ para neutrinos jerárquicos y M_{SUSY} grande en el rango del TeV. Estas tasas están cercanas pero todavía por debajo del futuro alcance experimental esperado en el LHC de alrededor de 10^{-4} .

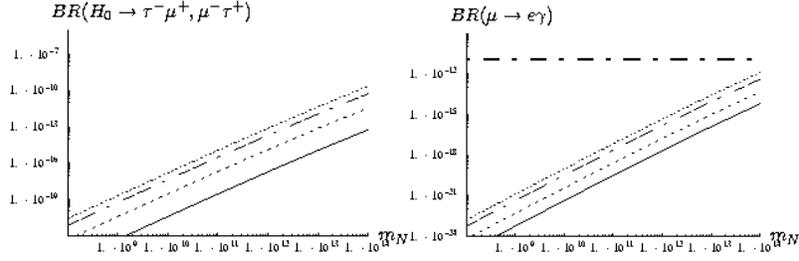


FIG. 1: Dependencia de los cocientes LFV con m_N (GeV) para neutrinos degenerados y R real, $\tan\beta$ es 3, 10, 30, 50 para las líneas sólida, a puntos, etc., respectivamente. **(1a)** $BR(H^0 \rightarrow \tau \mu)$. **(1b)** $BR(\mu \rightarrow e \gamma)$. La línea horizontal es el límite experimental superior.

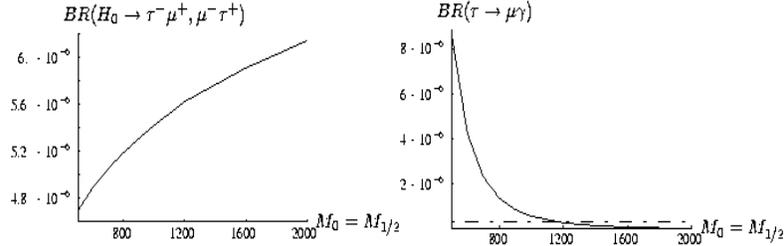


FIG. 2: Dependencia con M_0 (GeV) y $M_{1/2}$ para $(m_{N1}, m_{N2}, m_{N3}) = (10^8, 2 \times 10^8, 10^{14})$ GeV y $\theta_1 = \theta_2 = 0$ y $\tan\beta = 50$. **(2a)** $BR(H^0 \rightarrow \tau \mu)$ versus $M_0 = M_{1/2}$ para $\theta_2 = \pi e^{0.8i}$. **(2b)** Lo mismo para $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$. La línea horizontal es el límite experimental superior de $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$.

¹ M. L. Brooks *et al.* [MEGA Collaboration], Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 1521 [arXiv:hep-ex/9905013]; K. Abe *et al.* [BELLE Collaboration], Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 171802 [arXiv:hep-ex/0310029]; T. E. Coan *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **55** (1997) 7291 [arXiv:hep-ex/9701012].

² M. C. Gonzalez-Garcia and C. Pena-Garay, Phys. Rev. D **68** (2003) 093003 [arXiv:hep-ph/0306001].

³ E. Arganda *et al.*, Phys. Rev. D **71** (2005) 035011 [arXiv:hep-ph/0407302].