成蹊大学理工学研究報告
J. Fac. Sci.Tech., Seikei Univ.
Vol.44 No.1 (2007)pp.83-87

電子光子衝突における励起Majoranaニュートリノ

伊藤郁夫 *

Composite Majorana Neutrino in $e\gamma$ Collision

Iku Ito*

Abstract

The lepton number violating/conserving process $e^-\gamma \to \overline{\nu}/\nu W$ is discussed in a composite model where excited Majorana neutrinos are exchanged. The differential cross section is calculated for the polarized initial electron beam. If the polarization of the initial electrons is right-handed, $\overline{\nu}$ and ν in the final state cannot be discriminated and hence we cannot infer whether excited neutrino is a Majorana type or not. If the polarization of the initial electrons is left-handed, on the other hand, the process is contaminated with those by standard model process. While the cross section is the sum of those of two processes if the final state is $\overline{\nu}W$, the interference term between standard model process is significant if the final state is νW.

Keywords: lepton number violation, Majorana neutrino, electron photon collider, composite model

(Received March 26, 2007)

1 Introduction

ニュートリノはその質量が非常に小さいという点で，他のフェルミオンと大きく異なっている。標準模型においては厳密に質量0の粒子として扱われるが，近年，0ではない質量を持つ粒子であることが実験で検証され [1]，標準模型は修正を余儀なくされている。しかし，標準模型を越える模型は，単にニュートリノに質量を与えるだけでなく，質量がきわめて小さい理由も同時に示すものでなければならない。ニュートリノはDirac質量項と同時に，Majorana質量項を持つことが可能である。後者は，Dirac質量項を与える $SU_L(2)\otimes U_Y(1)$ 対称性の破れよりも大きなエネルギースケールでのダイナミクスによるものとすれば，いわゆるシーソー機構 [2] によって，ニュートリノ質量が非常に小さくなることを説明できる。

フェルミオンが自分自身の荷電共役と等しいとき，Majorana粒子と呼ばれる。ニュートリノはQED電荷が0であるため，理論的にはMajorana粒子であることが許される。ニュートリノがMajorana粒子であれば，レプトン数が保存しない過程が可能となる。たとえば，原子核のニュートリノ放出を伴わない二重ベータ崩壊（$(\beta\beta)_{0\nu}$ と記す）と呼ばれる現象を引き起こす。しかし，そのような $(\beta\beta)_{0\nu}$ は現在までのところ観測されておらず，半減期の上限が与えられているのみである [3]。

高エネルギー加速器実験においても，たとえば電子陽電子衝突において，Majorana粒子を交換することによって，$e^-e^- \to W^-W^-$ のようなレプトン数非保存の過程が観測される可能性がある。Kinyuaらは，この過程へのMajoranaニュートリノの寄与を検討した [4]。それによれば，交換するmajoranaニュートリノが励起ニュートリノであれば，磁気型結合のために $(\beta\beta)_{0\nu}$ の制限はゆるく，散乱断面積は励起ニュートリノの質量と結合定数のパラメータによっては，観測可能な程度の大きさになる。建設計画が進められている将来の電子陽電子衝突型加速器実験 [5] において，このような事象が観測されれば，それは直ちにMajoranaニュートリノの証拠となる。

この論文では，励起ニュートリノがradiative couplingを通じて電子光子衝突過程の散乱断面積に対する寄与を検討する。電子電子衝突型加速器は，一方の電子ビームがレーザー光と後方散乱することによって得られる高エネルギー光子ビームを使うと，電子光子衝突型加速器としても利用できる [6]。この衝突では，超対称性粒子の探索や励起電子の探索などでバックグラウンドの少ないシグナルが得られることが期待されている [7, 8]。光子は後方散乱で得られるため，重心系でのエネルギーは電子電子衝突の場合に比べて90%程度であり，新粒子探索においても電子電子衝突の場合と遜色

*成蹊大学理工学部共通基礎教授 (ito@st.seikei.ac.jp)

ない。

このようなオプションでの $e^- \gamma \to \overline{\nu} W$ 過程は，励起 Majorana ニュートリノが存在すれば，$e^- e^- \to W^- W^-$ 過程と比べて始状態のエネルギーは 90%程度になるものの，終状態の位相空間が大きくなるため，それだけ大きなシグナルが期待できる。

なお，終状態に励起ニュートリノを生成する過程を直接観測する提案もされているが [9]，そのときは，励起ニュートリノの質量は $\sqrt{s}$ の値によって制限される。これに対して，励起ニュートリノを交換する過程は $\sqrt{s}$ による運動学的制限は受けない。

電子光子衝突で励起ニュートリノが Majorana であったとしても，終状態は $\overline{\nu} W$ だけでなく νW の場合がある。励起 Majorana を u チャネルで交換する過程の，終状態が νW と $\overline{\nu} W$ の振幅をそれぞれ $\mathcal{M}_{maj}(\nu W), \mathcal{M}_{maj}(\overline{\nu} W)$ としよう。さらに，終状態が νW であるような事象は標準模型の過程でも起きる。この振幅を $\mathcal{M}_{std}(\nu W)$ と書くことにする。すると，二つの終状態に対応する過程の振幅はそれぞれ

$$
\begin{aligned}
e^- \gamma \to \nu W &: \mathcal{M}_{std}(\nu W) + \mathcal{M}_{maj}(\nu W) \\
e^- \gamma \to \overline{\nu} W &: \mathcal{M}_{maj}(\overline{\nu} W)
\end{aligned}
$$

となる。こうした加速器実験では，ν と $\overline{\nu}$ は直接観測できないので，二つの終状態はそのままでは区別ができない。つまり，これら二つの過程が同時に観測される。あとで述べるように，実際にはカイラリティの制限のため，$\mathcal{M}_{maj}(\nu W)$ か $\mathcal{M}_{maj}(\overline{\nu} W)$ のどちらか一方は 0 である。かりに，$\mathcal{M}_{maj}(\overline{\nu} W) = 0$ であれば，観測される断面積は

$$
d\sigma \propto |\mathcal{M}_{std}(\nu W) + \mathcal{M}_{maj}(\nu W)|^2
$$

のように，振幅で標準模型との和となる。これに対し，$\mathcal{M}_{maj}(\nu W) = 0$ であれば，観測される断面積は

$$
d\sigma \propto |\mathcal{M}_{std}(\nu W)|^2 + |\mathcal{M}_{maj}(\overline{\nu} W)|^2
$$

のように振幅の 2 乗の和となる。

電子光子衝突では始状態の電子および光子の偏極を制御することが可能である。とくに電子の偏極を右巻に指定すれば，標準模型の過程はおきない。したがって，この場合には観測される断面積は

$$
d\sigma \propto |\mathcal{M}_{maj}(\nu W)|^2
$$

あるいは

$$
d\sigma \propto |\mathcal{M}_{maj}(\overline{\nu} W)|^2
$$

となる。

第 2 章では，励起 Majorana ニュートリノと電子ならび ν ないし $\overline{\nu}$ との相互作用を規定する模型ラグランジアンを述べる。第 3 章では，この模型ラグランジアンにもとづいた散乱断面積の計算結果を示す。励起ニュートリノの質量に応じて，シグナルがどのように見えるか，バックグラウンドとの区別，などについて議論する。

2 励起 Majorana ニュートリノ

2.1 Majorana ニュートリノ

フェルミオン場 ψ の荷電共役場 ψ^c を次のように定義する：

$$
\psi^c \equiv \mathcal{C}\overline{\psi}^T = \mathcal{C}(\psi^\dagger \gamma_0)^T \tag{1}
$$

ただし，$\mathcal{C}$ は荷電共役のユニタリー演算子で，Dirac の γ 行列 と

$$
\begin{aligned}
\mathcal{C}\gamma_\mu^T \mathcal{C}^\dagger &= -\gamma_\mu \\
\mathcal{C}(\sigma^{\mu\nu})^T \mathcal{C}^\dagger &= -\sigma^{\mu\nu} \\
\mathcal{C}\gamma_5^T \mathcal{C}^\dagger &= \gamma_5
\end{aligned} \tag{2}
$$

の関係がある。荷電共役場 ψ^c の γ_0 共役は

$$
\overline{\psi^c} = \left(\mathcal{C}\gamma_0^T (\psi^\dagger)^T\right)^\dagger \gamma_0 = \psi^T \gamma_0^T \mathcal{C}^\dagger \gamma_0 = -\psi^T \mathcal{C}^\dagger \tag{3}
$$

ここで，式 (2) から得られる $\mathcal{C}\gamma_0^T \mathcal{C}^\dagger = -\gamma_0$ および，$\gamma_0 = \gamma_0^\dagger$ であることを使った。式 (1) からわかるように，荷電共役場 ψ^c はもとのフェルミオン ψ と $U(1)$ 電荷が互いに反対符号になる。このため，$U(1)$ 電荷が 0 でないフェルミオンとその荷電共役場が同じ粒子を表すことはない。しかし，電荷が 0 であれば，同じ粒子になる可能性がある。そのような粒子のことを Majorana 粒子という。ニュートリノは $U(1)_{\mathrm{em}}$ 電荷が 0 であるから，Majorana 粒子の可能性がある。そのようなニュートリノのことを Majorana ニュートリノという：

$$
\nu = \nu^c = \mathcal{C}\overline{\nu}^T \tag{4}
$$

あとで必要になる関係式を一つ導いておく。ν が Majorana であれば

$$
\begin{aligned}
\langle 0|T\left\{\overline{\nu}^T(x)\overline{\nu}(y)\right\}|0\rangle &= \mathcal{C}^\dagger \langle 0|T\left\{\nu(x)\overline{\nu}(y)\right\}|0\rangle \\
&= \mathcal{C}^\dagger S_F(x-y)
\end{aligned} \tag{5}
$$

ここで，S_F はフェルミオンのプロパゲーターを表す。

2.2 模型ラグランジアン

励起ニュートリノ場を ν^* で表す。これと電子および軽いニュートリノとのゲージ相互作用の Lagrangian を次の形に書こう [10]：

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L} = &\frac{\lambda e}{2m_{\nu^*}} \overline{\nu^*}(x)\sigma^{\mu\nu}\left(\eta_L \Gamma_L + \eta_R \Gamma_R\right)\nu(x)F_{\mu\nu}(x) \\
&+ \frac{\lambda' g}{2m_{\nu^*}} \overline{\nu^*}(x)\sigma^{\mu\nu}\left(\eta'_L \Gamma_L + \eta'_R \Gamma_R\right)e(x)W^\dagger_{\mu\nu}(x) \\
&+ h.c.
\end{aligned} \tag{6}
$$

ここで，e, g は弱電磁相互作用の結合定数，m_{ν^*} は励起ニュートリノの質量，$F_{\mu\nu}, W_{\mu\nu}$ は光子と W ボゾン場を表す。

$\Gamma_{L(R)} \equiv (1 \mp \gamma^5)/2$ はカイラリティへの射影演算子を表す。また，λ, λ' および $\eta_{L(R)}, \eta'_{L(R)}$ はいずれも dimensionless の定数である。励起ニュートリノが励起電子と $SU(2)$ 二重項を組む模型においては $\eta_L = \eta'_L, \eta_R = \eta'_R$ である。その場合には，Particle Data Group と同じ notation になる。ここでは励起電子の質量が大きいとして，その寄与は考えないことにする。$\eta_L(R)$ と $\eta'_{L(R)}$ とを独立にとっておく。ただし，$\max(|\eta_L|, |\eta_R|) = \max(|\eta'_L|, |\eta'_R|) = 1$ のように正規化し，またカイラリティ条件 $\eta_L\eta_R = \eta'_L\eta'_R = 0$ を満たすものとする。とくに $\eta_L = \eta'_L = 1, \eta_R = \eta'_R = 0$ のときは Cabibbo, Maiani, Srivastava [11] および，Hagiwara, Komamiya, Zeppenfeld [12] の相互作用に帰着する：

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2\Lambda}\overline{L^*}\sigma^{\mu\nu}\left(gf\frac{\tau^a}{2}W^a_{\mu\nu} + g'f'YB_{\mu\nu}\right)\Gamma_L L + h.c. \quad (7)$$

ただし

$$\frac{\lambda}{2m_{\nu^*}} = \frac{1}{4\Lambda}(f - f'), \quad \frac{\lambda'}{2m_{\nu^*}} = \frac{\sqrt{2}f}{4\Lambda}$$

とおいた。

Takasugi は，この相互作用にもとづき，^{76}Ge の $(\beta\beta)_{0\nu}$ の寿命を計算した [13]。そして実験値の上限からパラメータ $x = (m_{\nu^*}/M_W)^2$ についてたとえば，励起電子の質量が 500 GeV のとき $\lambda/x < 4\,\mathrm{TeV}^{-1}$ というような制限を得ている。

3　電子光子衝突と励起ニュートリノ

3.1　不変振幅

S 演算子のうち，始状態が $e\gamma$(それぞれの運動量 p_1, k_1)，終状態が $\bar{\nu}W$(同じく p_2, k_2) の行列要素をとったときに残るのは

$$\begin{aligned} S = \frac{(-i)^2 eg\lambda\lambda'}{4m^2_{\nu^*}} T \Bigg\{ \int dx^4 dy^4 \\ &\times \left(\overline{\nu^*}(x)\sigma^{\mu\nu}(\eta_L\Gamma_L + \eta_R\Gamma_R)\nu(x)F_{\mu\nu}(x)\right) \\ &\times \left(\overline{\nu^*}(y)\sigma^{\rho\tau}(\eta'_L\Gamma_L + \eta'_R\Gamma_R)e(y)W^\dagger_{\rho\tau}(y)\right)\Bigg\} \end{aligned} \quad (8)$$

行列要素のうち，lepton にかかわる部分を取り出すと

$$\begin{aligned} &\langle\bar{\nu}(\boldsymbol{p}_2)|T\Big\{\overline{\nu^*}(x)\sigma^{\mu\nu}(\eta_L\Gamma_L + \eta_R\Gamma_R)\nu(x) \\ &\qquad \times\overline{\nu^*}(y)\sigma^{\rho\tau}(\eta'_L\Gamma_L + \eta'_R\Gamma_R)e(y)\Big\}|e(\boldsymbol{p}_1)\rangle \\ &= \langle\bar{\nu}(\boldsymbol{p}_2)|T\Big\{\nu^T(x)(\sigma^{\mu\nu})^T(\eta_L\Gamma_L + \eta_R\Gamma_R)^T\overline{\nu^*}^T(x) \\ &\qquad \times\overline{\nu^*}(y)\sigma^{\rho\tau}(\eta'_L\Gamma_L + \eta'_R\Gamma_R)e(y)\Big\}|e(\boldsymbol{p}_1)\rangle \end{aligned} \quad (9)$$

ここで ν^* が Majorana であれば，式 (5) から

$$\begin{aligned} \langle 0|T\left\{\overline{\nu^*}^T(x)\overline{\nu^*}(y)\right\}|0\rangle &= \langle 0|T\left\{\mathcal{C}^\dagger\nu^*(x)\overline{\nu^*}(y)\right\}|0\rangle \\ &= \mathcal{C}^\dagger S_F(x-y) \end{aligned} \quad (10)$$

また，式 (9) の T 積内で最初の 3 項の積は

$$\begin{aligned} &\nu^T(\sigma^{\mu\nu})^T(\eta_L\Gamma_L + \eta_R\Gamma_R)^T \\ &= \nu^T\mathcal{C}^\dagger\cdot\mathcal{C}(\sigma^{\mu\nu})^T\mathcal{C}^\dagger\cdot\mathcal{C}(\eta_L\Gamma_L + \eta_R\Gamma_R)^T\mathcal{C}^\dagger\cdot\mathcal{C} \\ &= (-\overline{\nu^c})\cdot(-\sigma^{\mu\nu})\cdot(\eta_L\Gamma_L + \eta_R\Gamma_R)\cdot\mathcal{C} \end{aligned}$$

と書けるので

$$\begin{aligned} &\int\frac{d^4p}{(2\pi)^4}\frac{ie^{-ip(x-y)}}{p^2 - m_{\nu^*}{}^2} \\ &\times\langle\bar{\nu}(\boldsymbol{p}_2)|T\Big\{\overline{\nu^c}(x)\sigma^{\mu\nu}(\eta_L\Gamma_L + \eta_R\Gamma_R)(\not{p} + m_{\nu^*}) \\ &\qquad \times\sigma^{\rho\tau}(\eta'_L\Gamma_L + \eta'_R\Gamma_R)e(y)\Big\}|e(\boldsymbol{p}_1)\rangle \end{aligned} \quad (11)$$

$\overline{\nu^c}(x)$ と $e(y)$ ではさまれた部分を $\Gamma^{\mu\nu\rho\tau}$ とおく。

$$\begin{aligned} \Gamma_{L(R)}(\not{p} + m_{\nu^*})\Gamma_{L(R)} &= m_{\nu^*}\Gamma_{L(R)} \\ \Gamma_{L(R)}(\not{p} + m_{\nu^*})\Gamma_{R(L)} &= \not{p}\Gamma_{R(L)} \end{aligned} \quad (12)$$

となることを使うと

$$\begin{aligned} \Gamma^{\mu\nu\rho\tau} = \sigma^{\mu\nu}\Big\{&m_{\nu^*}(\eta_L\eta'_L\Gamma_L + \eta_R\eta'_R\Gamma_R) \\ &+ \not{p}(\eta_L\eta'_R\Gamma_R + \eta_R\eta'_L\Gamma_L)\Big\}\sigma^{\rho\tau} \end{aligned} \quad (13)$$

したがって $e\gamma \to \bar{\nu}W$ の散乱振幅は

$$\mathcal{M} = \frac{ieg\lambda\lambda'}{4m^2_{\nu^*}}\overline{v^c}(\boldsymbol{p}_2)\Gamma^{\mu\nu\rho\tau}u(\boldsymbol{p}_1)\frac{k_{1\mu}\epsilon_{1\nu}k_{2\rho}\epsilon_{2\tau}}{(p_1 - k_2)^2 - m^2_{\nu^*}} \quad (14)$$

と書ける。なお，CMS-HKZ の模型では $\Gamma^{\mu\nu\rho\tau} = m_{\nu^*}\sigma^{\mu\nu}\Gamma_L\sigma^{\rho\tau}$ と簡単になる。

これと同じく励起ニュートリノを交換して，終状態が $\bar{\nu}W$ でなく νW の過程が可能である。Majorana がこの過程に寄与する相互作用項は同様にして求められて

$$\mathcal{M} = \frac{ieg\lambda\lambda'}{4m^2_{\nu^*}}\bar{u}(\boldsymbol{p}_2)\Sigma^{\mu\nu\rho\tau}u(\boldsymbol{p}_1)\frac{k_{1\mu}\epsilon_{1\nu}k_{2\rho}\epsilon_{2\tau}}{(p_1 - k_2)^2 - m^{*2}} \quad (15)$$

ただし

$$\begin{aligned} \Sigma^{\mu\nu\rho\tau} = \sigma^{\mu\nu}\Big\{&m_{\nu^*}(\eta^*_R\eta'_L\Gamma_L + \eta^*_L\eta'_R\Gamma_R) \\ &+ \not{p}(\eta^*_R\eta'_R\Gamma_R + \eta^*_L\eta'_L\Gamma_L)\Big\}\sigma^{\rho\tau} \end{aligned} \quad (16)$$

$\bar{\nu}W$ モードの振幅と比べると，$\eta_L \leftrightarrow \eta^*_R$ であることがわかる。この場合も，CMS-HKZ 模型では $\Sigma^{\mu\nu\rho\tau} = \sigma^{\mu\nu}\ \not{p}\Gamma_L\sigma^{\rho\tau}$ と簡単になる。

3.2　偏極散乱断面積

前節で求めた振幅から断面積を計算する。まず，$e^-\gamma \to \bar{\nu}W$ の過程について，始状態の光子の Stokes パラメータを

$\xi_2 = 1$ とし，電子の偏極を右巻き (e_R)，または左巻き (e_L) として計算した結果は次のようになる：

$$\frac{d\sigma}{dt}(e_R) = \frac{\lambda^2\lambda'^2(eg)^2}{8\pi m_{\nu^*}^4}|\eta_R\eta_R'|^2 f(s,t,u) \tag{17}$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(e_L) = \frac{\lambda^2\lambda'^2(eg)^2}{8\pi m_{\nu^*}^4}|\eta_R\eta_L'|^2 g(s,t,u) \tag{18}$$

ただし

$$f(s,t,u) = -\frac{um_{\nu^*}^2}{2s^2}\frac{M_W^2 s + 2tu}{(u-m_{\nu^*}^2)^2} \tag{19}$$

$$g(s,t,u) = -\frac{u^2}{s^2}\frac{su + (s-M_W^2)(u-M_W^2)}{(u-m_{\nu^*}^2)^2} \tag{20}$$

s, t, u は Mandelstam 変数で，電子およびニュートリノの質量が無視できるエネルギー領域で $s+t+u = M_W^2$ の関係がある。

次に，$e\gamma \to \nu W$ の過程について，電子の偏極が右巻きと左巻きとで断面積はそれぞれ

$$\frac{d\sigma}{dt}(e_R) = \frac{\lambda^2\lambda'^2(eg)^2}{8\pi m_{\nu^*}^4}|\eta_L\eta_R'|^2 f(s,t,u) \tag{21}$$

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dt}(e_L) &= \frac{\lambda^2\lambda'^2(eg)^2}{8\pi m_{\nu^*}^4}|\eta_L\eta_L'|^2 g(s,t,u)\\ &\quad - \frac{(eg)^2}{8\pi s^3}\frac{u(u-M_W^2)^2}{(t-M_W^2)^2}\\ &\quad - \frac{\sqrt{2}\lambda\lambda'(eg)^2}{2\pi s^2 m_{\nu^*}^2}(\eta_L^*\eta_L' + \eta_L\eta'^*_L)\frac{u^2(u-M_W^2)}{(u-m_{\nu^*}^2)(t-M_W^2)}\end{aligned} \tag{22}$$

と書ける。ここで，電子が左巻きのときには，標準模型による過程からの寄与があり，振幅は標準模型の寄与と励起ニュートリノの寄与の和となる。(22) では右辺の第二項が標準模型による過程の断面積，第三項は標準模型の過程と ν^* 経由の過程の干渉項にあたる。

カイラリティ保存から $\eta_L\eta_R = \eta_L'\eta_R' = 0$ なので，励起ニュートリノのシグナルは，始状態の電子の偏極が右巻きか左巻きのいずれか，そして終状態が νW か $\overline{\nu}W$ のいずれかのチャンネルでしか観測されない。

まず，$|\eta_R'| = 1$ であれば，電子の偏極を右巻きにして衝突したとき，励起ニュートリノ経由の事象が観測される。$|\eta_R| = 1$ であれば終状態は $\overline{\nu}W$，$|\eta_L| = 1$ であれば νW となる。標準模型では $e_R\gamma \to \nu W$ の断面積は 0 なので，いずれの場合にもバックグラウンドはない。しかし，終状態の ν と $\overline{\nu}$ は観測によって区別できないので，$|\eta_R| = 1$ なのか，それとも $|\eta_L| = 1$ なのか，したがって，励起ニュートリノが Majorana かどうかはこれだけでは判断できない。

一方，$|\eta_L'| = 1$ であれば，電子の偏極を左巻きにして衝突したとき，励起ニュートリノ経由の事象が観測される。このときは，いずれの終状態でも必ず標準模型による過程 $e\gamma \to \nu W$ がバックグラウンドとなる。$|\eta_L| = 1$ であれば，ν^* による終状態が νW であるから，これは標準模型による $e\gamma \to \nu W$ の過程と可干渉であり，(22) のように，二つの過程の振幅の和をとったものが断面積に寄与する。これに対して，$|\eta_R| = 1$ のときには終状態は $\overline{\nu}W$ なので，この場合は標準模型による過程とは干渉しない。したがって，全体の断面積は標準模型による過程の断面積 ((22) の第二項) と (18) の和となって観測される。

以上をまとめると，断面積が干渉の特徴を示せば終状態は νW であるが，標準模型との和として観測されるときには終状態は $\overline{\nu}W$ の事象であり，そのときの励起ニュートリノは Majorana ということになる。二つの場合で，実際どのくらいの差があるのか定量的に示す。図 1 と 2 は，いずれも始状態の電子の偏極を左巻きとし，$|\eta_L| = 1$ の場合と $|\eta_R| = 1$ の場合について，重心系での W の角度分布を標準模型過程との比をとって表したものである。計算は $\sqrt{s} = 1\,\mathrm{TeV}$，$\lambda = \lambda' = 1$ として行った。また励起ニュートリノの質量は図 1 では $m_{\nu^*} = 272\,\mathrm{GeV}(\sqrt{x} = 3.4)$，図 2 では $m_{\nu^*} = 500\,\mathrm{GeV}$ とした。$|\eta_R| = 1$ の場合は η_R の位相にはよらないが，$|\eta_L| = 1$ の場合は η_L の位相に応じて干渉項の大きさが変わるので，図には $\eta_L = \pm 1$ の場合を示した。

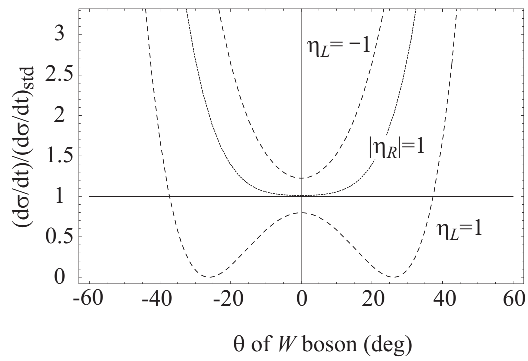

図 1: $e\gamma \to \nu(\overline{\nu})W$ での W の角度分布。$\sqrt{s} = 1\,\mathrm{TeV}, m_{\nu^*} = 272\,\mathrm{GeV}$。$\eta_L = \pm 1$(dashed line) と $|\eta_R| = 1$(dotted line)。

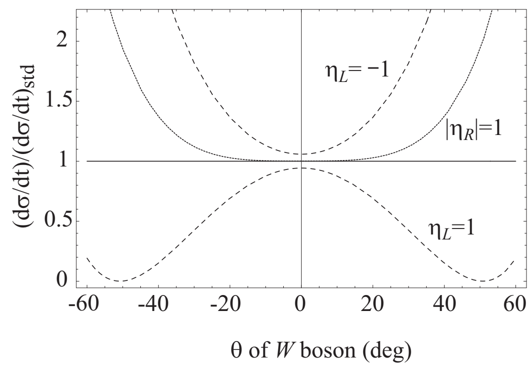

図 2: $e\gamma \to \nu(\overline{\nu})W$ での W の角度分布。$\sqrt{s} = 1\,\mathrm{TeV}, m_{\nu^*} = 500\,\mathrm{GeV}$。$\eta_L = \pm 1$(dashed line) と $|\eta_R| = 1$(dotted line)。

標準模型過程では角度分布が前方に集中する。これは断面積が $1/(t-M_W^2)^2$ に比例するためである。これに比べると，励起ニュートリノの寄与は，$g(s,t,u)$ が u^2 に比例するため，やはり前方にピークがある。しかし，標準模型過程による分布と比べれば幅が広く，$|\eta_R|=1$ のときは角度が大きくなるにつれて標準模型過程との差が著しくなる。

一方，$|\eta_L|=1$ のときはその符号によって標準模型との差は異なる。$\eta_L=1$ のときは，$\theta=0$ から離れるといったん比が小さくなり，ほかの 2 つの場合 ($\eta_R=1, \eta'_L=-1$) とは際立った分布を示すことがわかる。

3.3 全断面積

$|\eta'_R|=1$ の場合，始状態の電子の偏極を右巻きとすれば，励起ニュートリノ経由で終状態が $\bar{\nu}W$ または νW が観測される。これらの区別はできないので，これだけのことから励起ニュートリノが Majorana かどうかはわからない。しかし，標準模型では起きない事象であり，バックグラウンドなしに観測できるため，励起ニュートリノのシグナルとなる。実際に全断面積がどのくらいの大きさになるのかを数値で示しておこう。

(17) あるいは (21) を許される運動学的領域にわたって積分すれば

$$\sigma=\frac{\lambda^2\lambda'^2(eg)^2}{16\pi M_W^2}|\eta_{L(R)}|^2F(x,y) \tag{23}$$

と書ける。ここで，$F(x,y)$ は無次元パラメータ $x \equiv m_{\nu^*}^2/M_W^2$ と $y\equiv M_W^2/s$ の関数で

$$F(x,y)=\frac{y(1-4x+4xy-6x^2y)}{x}\log\left|\frac{xy}{1-y+xy}\right| +\frac{(1-y)(1-2y+6xy)}{x}-\frac{y^2(1-x)(1-y)}{x(1-y+xy)} \tag{24}$$

である。$\sqrt{s}=1\,\mathrm{TeV}(y=0.0064)$ としたとき，F の値は次のようになる：

x	$F(x,0.0064)$
5	0.146
10	5.98×10^{-2}
50	4.71×10^{-3}
100	1.18×10^{-3}

(23) で

$$\frac{(eg)^2}{16\pi M_W^2}=0.13\times10^{-6}\mathrm{GeV}^{-2}=51\,\mathrm{pb}$$

なので，たとえば $x=10(m_{\nu^*}=253\,\mathrm{GeV}$，以下同じ) のときの断面積は $|\eta_{L(R)}|^2=1$ として，$3.0\lambda^2\lambda'^2\,\mathrm{pb}$，$x=50(566\,\mathrm{GeV})$ のときは $0.24\lambda^2\lambda'^2\,\mathrm{pb}$ となる。λ, λ' がいずれも 1 程度の大きさとすると，これは電子の偏極を左巻きにしたとき標準模型による νW 過程の断面積 80 pb に比べれば小さいものの，ルミノシティが $10^{33}\,\mathrm{s}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}$ 程度あれば検出可能な範囲にあることがわかる。

参考文献

[1] S. Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1562; S.N. Ahmed et al. [SNO Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 071301; K. Eguchi et al. [KamLAND Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 021802

[2] M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky, in *Supergravity*, eds. P.van Neuwenhuizen and D.Z. Freedman (North Holland 1979); T. Yanagida, in Proceedings of *Workshop on Unified Theory and Baryon Number of the Universe*, eds. O. Sawada and A. Sugamoto (KEK, 1979)

[3] For a recent review, K. Zuber, *Acta Phys. Polon.* **B37** (2006) 1905

[4] R. Kinyua and E. Takasugi, *Prog. Theor. Phys.* **100** (1998) 607

[5] ACFA, JHEPC and KEK, KEK Report 2003-7 (2003)

[6] C. Akerlof, University of Michigan preprint, UM-81-59 (1981); I.F. Ginzburg, G.L. Kotkin, V.G. Serbo and V.I. Telnov, *Nucl. Instrum. Methods* **205** (1983) 47: I.F. Ginzburg, G.L. Kotkin, S.L. Panfil, V.G. Serbo and V.I. Telnov, *Nucl. Instrum. Methods* **219** (1984) 5

[7] I. Watanabe et al., KEK Report 97-17 (1997)

[8] T. Kon, I. Ito and Y. Chikashige, *Phys. Lett.* **B287** (1992) 277

[9] J. Peressutti, O.A. Sampayo and J.I. Aranda, *Phys. Rev.* **D64** (2001) 073007; S. Bray, J.S. Lee and A. Piaftsis, *Phys. Lett.* **B628** (2006) 250

[10] Particle Data Group, *J. Phys.* **G33** (2006) 1

[11] N. Cabbibo, L. Maiani and Y. Srivastava, *Phys. Lett.* **139B** (1984) 459

[12] K. Hagiwara, S. Komamiya and D. Zeppenfeld, *Z. Phys.* **C29** (1985) 115

[13] E. Takasugi, *Prog. Theor. Phys.* **98** (1997) 977