

修士論文

$L_\mu - L_\tau$ 型相互作用に伴う軽いゲージ粒子の 検証可能性について

平成 29 年 2 月 3 日

平成 28 年度修了

埼玉大学大学院理工学研究科物理機能系専攻物理学コース
学籍番号 15MP113

星野 志穂里

概要

素粒子物理学の理論体系である標準理論 (Standard Model, SM) は、TeV スケールまでのほぼ全ての実験結果を説明することができる。一方で、SM では説明できない多くの物理現象が観測されており、それらを説明するため SM を拡張する必要がある (Beyond the Standard Model, BSM)。現在までに様々な BSM 模型が提唱されており、その中でも新粒子が TeV スケール以上にある模型が精力的に提唱され、高エネルギー加速器に実験において長年探索されたが、いまだに新粒子の兆候は観測されていない。それゆえに、新粒子が低いエネルギー領域にあり、既知の SM 粒子と微弱な相互作用をする模型が提唱され、探索が行われている。

そのような軽い新粒子を伴う模型の一つである $L_\mu - L_\tau$ 模型は、ゲージ化された $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 対称性を SM に加えて拡張した模型であり、逆符号の電荷がミューオンとタウ粒子に割り振られている。この模型は電子へ新たな寄与を与えないので、実験による制限が少ないことが特徴である。先行研究において MeV スケールの軽いゲージ粒子を伴う $L_\mu - L_\tau$ 模型は、BSM の一つである、ミューオンの異常磁気能率 ($g_\mu - 2$) の理論値と実験値の相違を説明可能であることが調べられている。また、 $g_\mu - 2$ を説明可能な質量領域において、宇宙ニュートリノ観測を目的とする IceCube 実験におけるニュートリノスペクトルの断絶部 (IceCube gap) を説明できることが提唱されている。

本論文では、SM に相互作用のみを加えて拡張した $L_\mu - L_\tau$ 模型 (Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型) の低エネルギー実験における検証可能性を議論する。この模型のゲージ粒子はミューオン、タウ粒子を除く SM 粒子とは loop 過程を通してのみ結合することができ、観測可能な物理量のエネルギー依存性にこの loop の効果が表れる。特に、2017 年に物理運転が予定されている低エネルギー電子対衝突加速器である Belle-II 実験での消失エネルギーを伴う 1 光子検出過程において、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型による信号事象観測にこの loop 効果がどのように影響するか議論し、 $g_\mu - 2$ や IceCube gap を説明できる質量領域が探索可能か議論する。加えて、新たなゲージ粒子が SM 粒子と直接結合する模型との違いについても説明していく。また、ミューオン対、タウ対生成反応において、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型による寄与を計算し、逆符号の電荷が割り振られている影響が Belle-II 実験において検証可能か議論する。

目次

第 1 章	Introduction	2
第 2 章	Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型	3
2.1	Lagrangian	3
2.2	1-loop $\gamma - Z'$ mixing の計算	4
2.3	Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の実験による制限	5
2.3.1	Neutrino Trident Production Process	5
2.3.2	Neutrino-electron scattering	6
2.3.3	$e^+e^- \rightarrow 4\mu$ process	8
2.4	現象論的動機	8
2.4.1	Muon $g - 2$ discrepancy	8
2.4.2	IceCube gap	9
第 3 章	A light Z' search at Belle-II through $e^+e^- \rightarrow \gamma + \text{missing process}$	13
3.1	Belle-II 実験	13
3.2	$L_\mu - L_\tau$ 模型による信号事象 : $e^+e^- \rightarrow \gamma Z', Z' \rightarrow \nu\bar{\nu}$	15
3.2.1	Dark photon 模型との比較	15
3.2.2	信号事象の断面積	16
3.3	SM による背景事象	18
3.4	Signal significance の計算と検証可能性	19
第 4 章	Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型によるレプトン族の Universality の破れ	23
4.1	$e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell = \mu, \tau$) 過程の不変振幅	23
4.1.1	Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の寄与 : $e^+e^- \rightarrow Z'^* \rightarrow \ell^+\ell^-$	23
4.1.2	SM の寄与 : $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^* \rightarrow \ell^+\ell^-$	24
4.2	$e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell = \mu, \tau$) 過程の断面積	25
4.3	Belle-II 実験における検証可能性	25
第 5 章	Tau Decay	31
第 6 章	Summary	32

第1章 Introduction

素粒子物理学の理論体系である標準理論 (Standard Model, SM) は、量子色力学 (Quantum Chromodynamics, QCD) と弱い相互作用と電磁相互作用の統一理論である Glashow-Weinberg-Salam 理論からなる、 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ対称性を持つ理論である。2012 年の大型ハドロン衝突器型加速器 (Large Hadron Collider, LHC) におけるヒッグス粒子の発見 [1, 2] によって SM は完成し、TeV スケールまでのほぼ全ての実験結果を説明することができる。その一方で素粒子物理学には、強い力の未統一、階層性問題、ニュートリノ振動の観測によって示された non-zero のニュートリノ質量の存在、暗黒物質 (Dark Matter, DM) の存在、バリオン数の非対称性など、SM では説明できない問題が数多くあり、それらを説明するため SM を拡張する必要がある (Beyond the Standard Model, BSM)。本論文で取り扱うミューオンの異常磁気能率 ($g_\mu - 2$) も、BSM を必要とする素粒子物理学問題の一つであり、現在実験値と理論値の間に

$$\Delta a_\mu = a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{SM}} = (26.1 \pm 8.0) \times 10^{-10} \quad (1.1)$$

と 3σ の程度の差がある [3]。今後、Femilab と J-PARC で ($g_\mu - 2$) の精密測定実験が予定されており [4, 5]、また理論値の精度の向上も期待されている為、 Δa の値の更新が予想される。

現在までに様々な BSM 模型が提唱されており、その中でも新物理が TeV スケール以上にある模型が精力的に提唱され、LHC において長年探索が行われたが、いまだに新物理の兆候は観測されていない。それゆえに、新物理が低いエネルギー領域にあり、既知の SM 粒子と微弱な相互作用をする模型が提唱され、探索が行われている。そのような軽い新粒子を伴う模型の一つである $L_\mu - L_\tau$ 模型 [6] は、ゲージ化された $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 対称性を SM に加えて拡張した模型であり、逆符号の電荷がミューオンとタウ粒子に割り振られている。この模型は電子へ新たな寄与を与えないので、実験による制限が少ないことが特徴である。先行研究において MeV スケールの軽いゲージ粒子を伴う $L_\mu - L_\tau$ 模型は、上述の $g_\mu - 2$ の理論値と実験値の相違を説明可能であることが調べられている [7]。また、 $g_\mu - 2$ を説明可能な質量領域において、宇宙ニュートリノ観測を目的とする IceCube 実験 [8, 9] におけるニュートリノスペクトルの断絶部 (IceCube gap) を説明できることが提唱されている [10, 11]。

本論文では、SM に相互作用のみを加えて拡張した $L_\mu - L_\tau$ 模型 (Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型) の低エネルギー実験における検証可能性を議論する。この模型のゲージ粒子はミューオン、タウ粒子を除く SM 粒子とは loop 過程を通してのみ結合することができ、観測可能な物理量のエネルギー依存性にこの loop の効果が表れる。特に、2017 年に物理運転が予定されている低エネルギー電子対衝突加速器である Belle-II 実験での消失エネルギーを伴う 1 光子検出過程において、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型による信号事象観測にこの loop 効果がどのように影響するか議論し、 $g_\mu - 2$ や IceCube gap を説明できる質量領域が探索可能か議論する。加えて、新たなゲージ粒子が SM 粒子と直接結合する模型との違いについても説明していく。また、ミューオン対、タウ対生成反応において、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型による寄与を計算し、逆符号の電荷が割り振られている影響が Belle-II 実験において検証可能か議論する。

第2章 Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型

2.1 Lagrangian

本論文では SM に新たにゲージ化された $U(1)$ の $L_\mu - L_\tau$ 対称性を加えて拡張した、 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 対称性を持つ模型を使用する。この対称性においては、表 2.1 に示したように、レプトン族の第二世代と第三世代に逆符号の電荷が割り当てられている。この電荷の割り当てによって量子異常が生じないことがこの模型の特徴である。

	$\ell_\mu = (\nu_\mu, \mu_L)$	$\ell_\tau = (\nu_\tau, \tau_L)$	μ_R	τ_R
$L_\mu - L_\tau$	1	-1	1	-1

表 2.1: $L_\mu - L_\tau$ 電荷の割り当て ℓ_μ, ℓ_τ は SM の $SU(2)$ doublet, μ_R と τ_R は SM の $SU(2)$ singlet ; これら以外の SM 粒子の $L_\mu - L_\tau$ 電荷は 0.

SM に $L_\mu - L_\tau$ 対称性を加えることによって SM のラグランジアンに新たな項

$$\mathcal{L}_{Z'} = \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{mass}} + \mathcal{L}_{\text{int}} \quad (2.1)$$

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4} Z'_{\rho\sigma} Z'^{\rho\sigma} \quad (2.2)$$

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = \frac{1}{2} M_{Z'}^2 Z'_\rho Z'^\rho \quad (2.3)$$

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = g_{Z'} Q_{\alpha\beta} (\bar{\ell}_\alpha \gamma^\rho \ell_\beta + \bar{\nu}_\alpha \gamma^\rho P_L \nu_\beta) Z'_\rho, \quad (\alpha, \beta = e, \mu, \tau) \quad (2.4)$$

$$Q_{\alpha\beta} = \text{diag}(0, 1, -1) \quad (2.5)$$

が追加される。ここで、 Z' は $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージボソン、 $g_{Z'}$ はゲージ結合定数、 ℓ_α , ν_α はそれぞれ四成分の SM 荷電レプトンとニュートリノを表している。質量項 (2.3) は本来 $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 対称性の自発的破れによって得られる項であるが、本論文では、この項は手で導入し、 $M_{Z'}$ はパラメーターとして取り扱う。

加えた対称性が $U(1)$ であることから、

$$\mathcal{L}_{\text{mixing}} = -\frac{\varepsilon}{2} Z'^{\rho\sigma} B_{\rho\sigma} \quad (2.6)$$

のように表される SM の $U(1)_Y$ との tree-level の kinetic mixing 項 [12, 13] を導入することが許されるが、本論文では導入しない。Ref. [14] において、 $m_\mu = m_\tau$ となる極限における離散対称性による式 (2.6) のような tree-level mixing 項の禁止について説明されている。また、Ref. [15] において tree-level mixing 項 (2.6) を含む $L_\mu - L_\tau$ 模型の検証可能性が議論されている。

以上より、本論文で用いるラグランジアン (2.1) のパラメーターは $g_{Z'}$ と $M_{Z'}$ の 2 つのみである。本論文ではラグランジアン (2.1) で形式付けられる模型を”Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型”と呼ぶ。

2.2 1-loop $\gamma - Z'$ mixing の計算

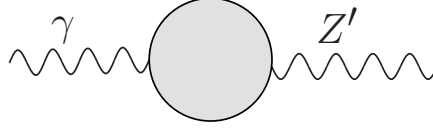


図 2.1: 1-loop の SM γ と $L_\mu - L_\tau$ Z' の mixing.

2.1 節で導入した Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型のゲージボソン Z' はレプトン族の第二世代と第三世代以外の SM 粒子と直接結合することができず、図 2.1 のダイアグラムで与えられる loop を通して γ 結びついた場合のみ SM 粒子と結合することができる。図 2.1 の SM γ は SM Z' に置き換えることもできるが、本論文で議論する Belle-II 実験のエネルギーでは γ の寄与が支配的であるため γ の場合のみを考える。

図 2.1 ダイアグラムの 1-loop $\gamma - Z'$ mixing を計算する。loop を回る粒子はミューオンとタウのみであり、この loop 部の寄与は

$$\begin{aligned}
& \mu \text{ --- } \gamma \text{ --- } \text{loop} \text{ --- } Z' \text{ --- } \nu \\
& \quad \rightarrow q \qquad \qquad \qquad \rightarrow q \\
&= \mu \text{ --- } \gamma \text{ --- } \text{loop} \text{ --- } Z' \text{ --- } \nu + \mu \text{ --- } \gamma \text{ --- } \text{loop} \text{ --- } Z' \text{ --- } \nu \\
& \quad \rightarrow q \qquad \qquad \qquad \rightarrow q \qquad \qquad \rightarrow q \qquad \qquad \rightarrow q \\
&= i\Pi^{\mu\nu}(q) \\
&= \sum_{\ell} (-ie)(iQ_{\ell}g_{Z'})(-1) \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \text{tr} \left[\gamma^{\mu} \frac{i(\not{k} + m_{\mu})}{k^2 - m_{\mu}^2} \gamma^{\nu} \frac{i(\not{k} + \not{q} + m_{\mu})}{(k+q)^2 - m_{\mu}^2} \right] \\
&= \sum_{\ell} (q^2 g^{\mu\nu} - q^{\mu} q^{\nu}) \cdot i \Pi_{\ell}(q^2) \\
&= (q^2 g^{\mu\nu} - q^{\mu} q^{\nu}) \cdot i [\Pi_{\mu}(q^2) - \Pi_{\tau}(q^2)] \\
&\equiv (q^2 g^{\mu\nu} - q^{\mu} q^{\nu}) \cdot i \Pi(q^2), \tag{2.7}
\end{aligned}$$

のようにまとめられる。ここで

$$Q_{\ell} = \begin{cases} +1 & (\ell = \mu) \\ -1 & (\ell = \tau), \end{cases} \tag{2.8}$$

$$\Pi_{\ell}(q^2) = -\frac{8eg_{Z'}}{(4\pi)^2} \int_0^1 dx \, x(1-x) \log[\Delta_{\ell} - i\varepsilon] \quad (\ell = \mu, \tau), \tag{2.9}$$

ここで、

$$\Delta_{\ell} = -x(1-x)q^2 + m_{\ell}^2, \tag{2.10}$$

ε は微少量である。また q は loop への入射運動量を表す。ミューオンとタウに逆符号の $L_\mu - L_\tau$ 電荷が与えられているので、この loop は発散構造をもたない。式 (2.10) の $x(1-x)$ は $0 < x < 1$ において $0 < x(1-x) < 1/4$ であるので、式 (2.9) の対数関数は

$$q^2 = 4m_{\ell}^2 \tag{2.11}$$

を始点とする Branch cut を持つ。この始点はレプトン対生成のエネルギー閾値に対応する。 X を正の実数として

$$\text{Im}[\log(-X \pm i\varepsilon)] = \pm\pi \quad (2.12)$$

であるので、 $\Delta_\ell < 0$ になる x の範囲

$$\frac{1-\beta}{2} < x < \frac{1+\beta}{2}, \quad (2.13)$$

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_\ell^2}{q^2}} \quad (2.14)$$

において、関数 (2.9) の実部と虚部は

$$\text{Re} [\Pi_\ell(q^2)] = -\frac{8eg_{Z'}}{(4\pi)^2} \int_{\frac{1-\beta}{2}}^{\frac{1+\beta}{2}} dx \, x(1-x) \log[-\Delta_\ell] \quad (2.15)$$

$$\text{Im} [\Pi_\ell(q^2)] = -\frac{8eg_{Z'}}{(4\pi)^2} (-\pi) \int_{\frac{1-\beta}{2}}^{\frac{1+\beta}{2}} dx \, x(1-x) \quad (2.16)$$

のようにまとめられる。

2.3 Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の実験による制限

本論文で使用する Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型のゲージボソン Z' は電子と直接結合しない為、実験による制限が少ない模型である。しかしながら、第 1 章で述べたように Z' が MeV スケール程度の質量を持つとき、 $g_\mu - 2$ と IceCube gap を説明できることが調べられており、そのような軽い領域のパラメーターは低エネルギー実験において厳しく制限が付けられている。

2.3.1 Neutrino Trident Production Process

Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型のパラメーター $g_{Z'}, M_{Z'}$ は、CCFR 実験 (Columbia-Chicago-Fermilab-Rochester neutrino experiment)[16] における、Neutrino Trident Production process:

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + N + \mu^+ + \mu^- \quad (2.17)$$

の観測によって制限されている。この過程への SM からの寄与は、図 2.2 のウィークボソンを媒介する 2 つのダイアグラムで与えられる。Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型は、この過程に図 2.3 の新たな寄与を加える [17]。

CCFR 実験の実験値と SM の理論値は、断面積の比として

$$\frac{\sigma^{\text{CCFR}}}{\sigma^{\text{SM}}} = 0.82 \pm 0.28 \quad (2.18)$$

と、SM とほぼ無矛盾な結果が得られており、この結果から Minimal $L_\mu - L_\tau$ パラメーターに厳しい制限が付けられている。図 2.13 で色づけされている領域は、95 % C.L で除外されている。

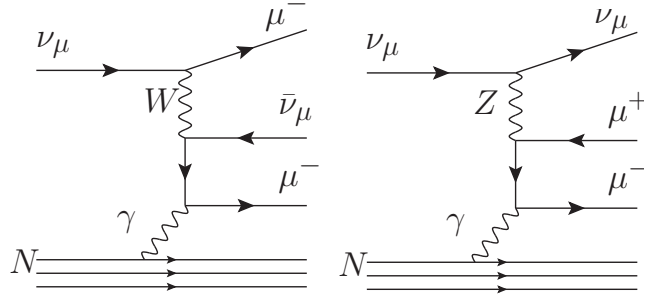


図 2.2: SM による Neutrino Trident Production process へ寄与

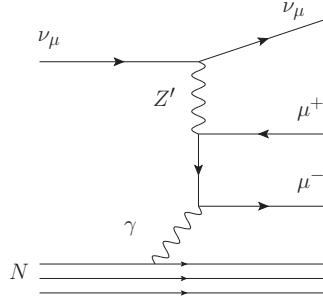


図 2.3: Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型による Neutrino Trident Production process へ寄与

2.3.2 Neutrino-electron scattering

Borexino 実験における太陽ニュートリノと電子の弾性散乱の観測によっても、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型のパラメーターに制限をつけることができる [11, 18]。

参考文献 [19] において、新たなゲージボソン A' がフェルミオンとベクトル型の相互作用をする $U(1)_{B-L}$ 模型のパラメーターに制限がついている (図 2.4)。太陽ニュートリノと電子の弾性散乱に対する $U(1)_{B-L}$ 模型からの寄与は図 2.5 の左図で与えられ、その振幅は

$$i\mathcal{M}_{B-L} \propto \frac{g_{B-L}^2}{q^2 - M_{A'}^2} \quad (2.19)$$

のように表される。 g_{B-L} はゲージ結合定数、 $M_{A'}$ はゲージボソンの質量で、図 2.4 の制限が付けられている。

一方で、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型はこの弾性散乱に図 2.5 の右図のような、1-loop mixing を伴う寄与を与え得る。

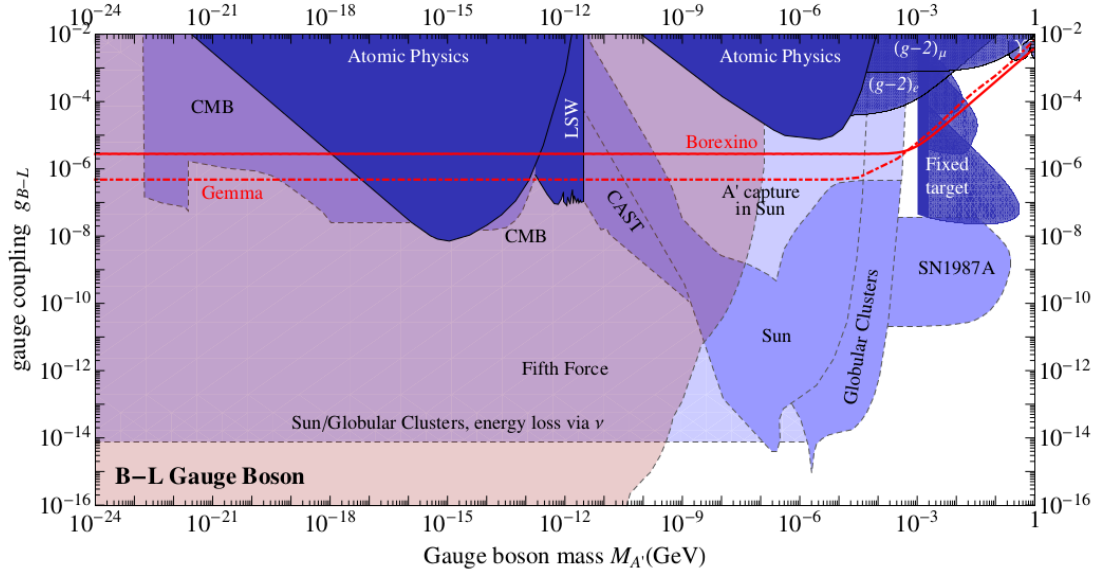


図 2.4: 複数に実験による $U(1)_{B-L}$ 模型への制限 [19]. 赤実線が Borexino 実験による制限を表している。

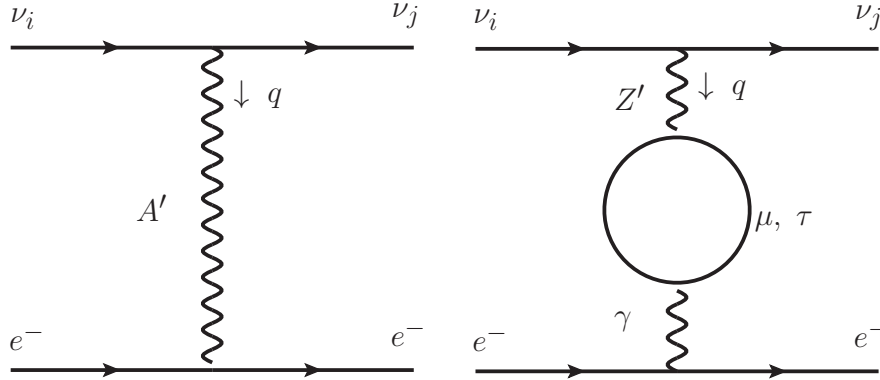


図 2.5: 太陽ニュートリノと電子の弾性散乱に対する BSM 模型からの寄与. 左) $U(1)_{B-L}$ 模型. 右) Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型.

1-loop の寄与は式 2.7 で与えられた。太陽ニュートリノの散乱の散乱において、伝搬する運動量 q^2 はミューオンの質量より小さいので、1-loop の寄与は

$$\varepsilon_{\nu e} = |\Pi(0)| = \frac{8}{3} \frac{eg_{Z'}}{(4\pi)^2} \log \frac{m_\tau}{m_\mu} \quad (2.20)$$

のように与えられ、振幅は

$$i\mathcal{M}_{L_\mu - L_\tau} \propto \frac{eg_{Z'}\varepsilon_{\nu e}}{q^2 - M_{Z'}^2} \quad (2.21)$$

のように表される。式 (2.19) と (2.21) を対応付けることによって、図 2.13 で色付けされた制限が付けられる。

2.3.3 $e^+e^- \rightarrow 4\mu$ process

Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型は $e^+e^- \rightarrow 4\mu$ 過程に図 2.6 で示される寄与

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- Z', Z' \rightarrow \mu^+\mu^- \quad (2.22)$$

が生じる。第 3 章で説明する Belle 実験と目的を同じくする BABAR 実験 [20, 21] において、過程 (2.22) の探索が行われたが、有意な信号事象は観測されなかった。この結果によって、 Z' がミューオン対生成の閾値より重い領域 ($M_{Z'} > 2m_\mu$) に対してパラメーターに制限が付けられた [22]。図 2.13 の色付けされた領域は 90% C.L. で除外されている。

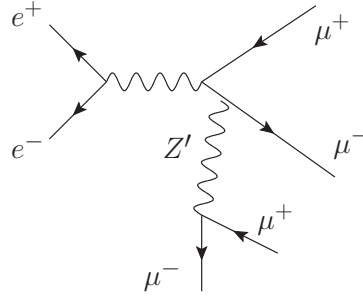


図 2.6: $L_\mu - L_\tau$ 模型による $e^+e^- \rightarrow 4\mu$ 過程への寄与。

2.4 現象論的動機

2.4.1 Muon $g - 2$ discrepancy

スピンと磁場の相互作用：

$$H_{\text{int}} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \quad (2.23)$$

における磁気モーメント：

$$\boldsymbol{\mu} = -g \frac{e}{2m} \mathbf{s} \quad (2.24)$$

の係数 g は Landé の g 因子と呼ばれ、Dirac 方程式からは厳密に $g = 2$ を得る。実際の測定において g 因子は $g = 2$ からずれており、これは場の理論における量子効果によるものである。 $g - 2$ の値は異常磁気能率と呼ばれている。

電子の異常磁気能率は、 $a = (g - 2)/2$ という $g - 2$ を 2 で割った値で表すと、

$$a_e^{\text{exp}} = 1159652180.73(28) \times 10^{-12} \quad (2.25)$$

$$a_e^{\text{SM}} = 1159652175.86(0.10)(0.26)(8.48) \times 10^{-12} \quad (2.26)$$

[23, 24] と、実験値と SM の理論値が 8 桁以上に渡って一致している。

一方でミューオンの異常磁気能率は、

$$a_\mu^{\text{exp}} = 116592089(63) \times 10^{-11}, \quad (2.27)$$

$$a_\mu^{\text{SM}} = (11659182.8 \pm 4.9) \times 10^{-10}, \quad (2.28)$$

$$\Delta a_\mu = a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{SM}} = (26.1 \pm 8.0) \times 10^{-10} \quad (2.29)$$

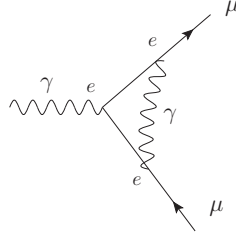


図 2.7: SM による $g_\mu - 2$ への最低次の寄与.

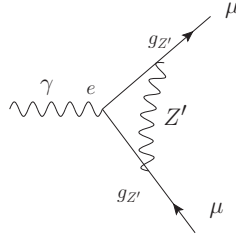


図 2.8: Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型による $g_\mu - 2$ への寄与.

[3, 25] と 3.3σ の差がある。

Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型は、 $g_\mu - 2$ に図 2.8 のような新たな寄与を与える。このダイアグラムによる補正は、

$$a_\mu^{Z'} = \frac{g_{Z'}^2}{8\pi^2} \int_0^1 \frac{2m_\mu^2 x^2 (1-x)}{x^2 m_\mu^2 + (1-x) M_{Z'}^2} dx. \quad (2.30)$$

のように与えられる [7]。図 2.13 の赤い領域は、式 2.29 の δa_μ を Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型によって 2σ 以内で説明できる領域を示している。

今後の Fermilab と J-PARC での $(g_\mu - 2)$ の精密測定実験 [4, 5]、理論値の精度の向上により、 Δa_μ の値の更新が期待される。本論文では、将来更新が期待される Δa_μ を説明できる Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型のパラメーター領域に対しても、Belle-II 実験において探索可能か議論を行う。

2.4.2 IceCube gap

IceCube 実験 [8] は、南極の氷を利用した高エネルギーニュートリノの観測実験であり、宇宙由来のニュートリノの探索を目的としている。図 2.10 は IceCube 実験の 3 年分のデータから得られた、宇宙ニュートリノフラックスの実験値がプロットされており [9]、ニュートリノのエネルギーが 400 TeV ~ 1 PeV の領域でニュートリノスペクトルが断絶していることが確認できる (IceCube gap)。

先行研究 [10, 11] において、この gap は、ニュートリノ自己相互作用 (Secret Neutrino Interaction, ν SI) の存在を示しており、宇宙ニュートリノは ν SI にを通して宇宙背景ニュートリノ (Cosmic Neutrino Background, $C\nu$ B) に散乱され、散乱の影響が IceCube 実験の結果に現れていると提唱されている。図 2.11 の Z' を媒介する Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型による宇宙ニュートリノと $C\nu$ B の散乱断面積は、

$$\sigma_{ij} \sim g_{Z'}^4 \frac{s}{(s - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2} \quad (2.31)$$

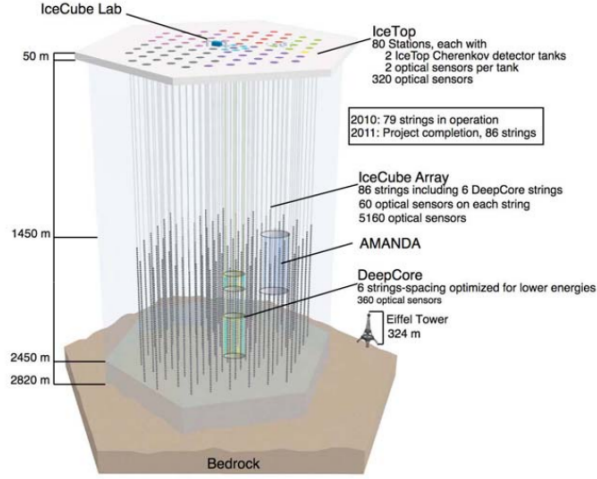


図 2.9: IceCube 検出器の全体像. 最上部が南極大陸の氷上に対応する [8].

のように与えられる ($\sqrt{s}$ は重心エネルギー)。 $s = M_{Z'}$ のときに共鳴散乱が生じ、断面積 (2.31) の値は急激に増加する。 $M_{Z'}$ と $g_{Z'}$ を

$$\begin{cases} M_{Z'} & \sim 1 - 10 \text{ MeV} \\ g_{Z'} & \sim 5 \times 10^{-4} \end{cases} \quad (2.32)$$

に定めると、この共鳴散乱によって、400 TeV~1 PeV の IceCube gap を自然に再現できる。これらのパラメーターは $g_\mu - 2$ 説明可能な領域内にあり、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型による $g_\mu - 2$ と IceCube gap の同時解決の可能性が提唱された。図 2.13 に Ref. [11] で使われているパラメーターを示した。

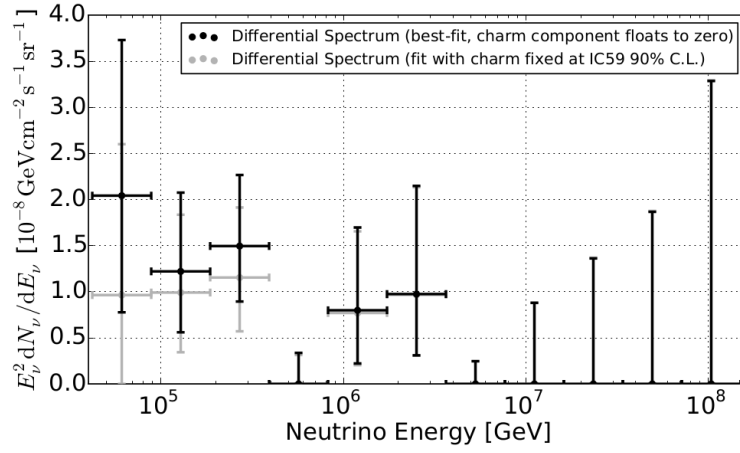


図 2.10: IceCube 実験の 3 年分のデータから得られた、宇宙ニュートリノフラックスの実験値. 横軸はニュートリノのエネルギーを表している. ベキ乗則による Best Fit(黒線) は、 $E^2\phi(E) = 1.5 \times 10^{-8} (E/100\text{TeV})^{-0.3} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ [9].

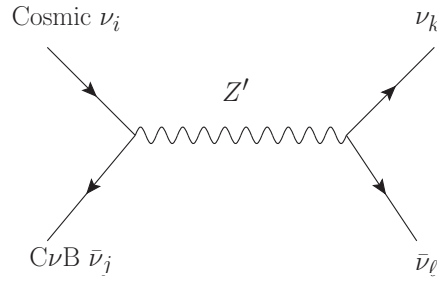


図 2.11: Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型による宇宙ニュートリノと C\nu B の散乱.

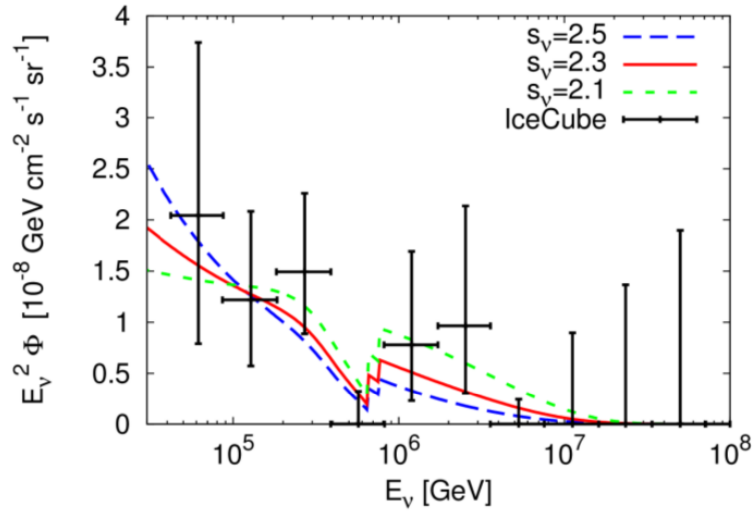


図 2.12: Ref. [11] において、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型を用いて計算されたニュートリノフラックス. パラメーターは $M_{Z'} = 11 \text{ MeV}$, $g_{Z'} = 5 \times 10^{-4}$ に定められている.

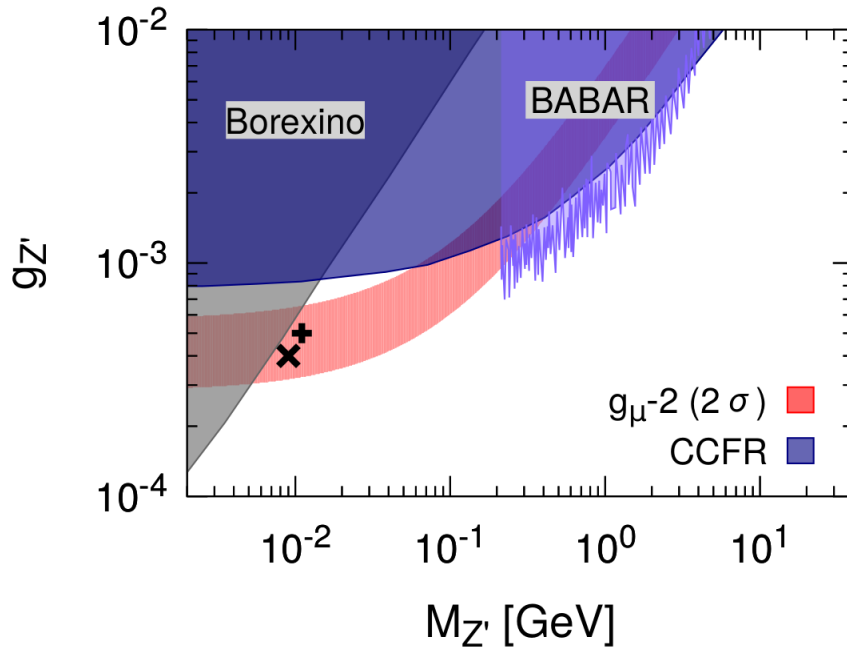


図 2.13: Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型のパラメーター平面. 赤色の領域は $g_\mu - 2$ を 2σ 以内で説明可能な領域. $+$, $\times$ はそれぞれ Ref.[11] で使われているパラメーター, $(M_{Z'}, g_{Z'}) = (11 \text{ MeV}, 5 \times 10^{-4})$, $(9 \text{ MeV}, 4 \times 10^{-4})$ を示している. 暗色の領域は Borexino 実験, CCFR 実験, BaBar 実験によって除外されている。

第3章 A light Z' search at Belle-II through $e^+e^- \rightarrow \gamma + \text{missing}$ process

上で議論されたように、ミューオン $g-2$ 問題, IceCube Gap を説明できるパラメータや実験による制限を考慮すると、 Z' の質量は MeV 領域にあると考えることは極めて自然である。一般に、低エネルギー実験は、軽い粒子探索において、高エネルギー実験より良い感度を持つ。そこで本研究では、比較的低エネルギー実験であり、また物理運転が数年以内に予定されている Belle-II 実験における Z' の検証可能性について議論する。

本研究では、上で導入した、SM に $L_\mu - L_\tau$ 相互作用を追加したモデルを使用する。そのようなモデルを仮定したとき、Belle-II 実験で検証する物理過程として $e^+e^- \rightarrow \gamma + \text{missing}(\cancel{E})$ 過程を考える。これは1つの光子が検出されて、かつ光子のエネルギーが始状態の電子対のエネルギー運動量を保存していない過程、つまり終状態が2体以上であるが、光子以外の粒子が検出されていないような過程である。

以下では、まず電子対非対称衝突実験である Belle-II 実験について説明し、 $e^+e^- \rightarrow \gamma + \cancel{E}$ 過程への $L_\mu - L_\tau$ 模型からの寄与、SM からの寄与について説明していく。

3.1 Belle-II 実験

KEKB/Belle 実験は [26, 27]、B 中間子および反 B 中間子における CP 対称性の破れの研究を目的とする実験であり、Belle 実験の結果によって小林・益川理論 [28] が実証された。Belle 実験は 2010 年に運転を停止し、SuperKEKB / Belle II 実験へのアップグレードが進められており、2017 年の物理運転の開始が予定されている。

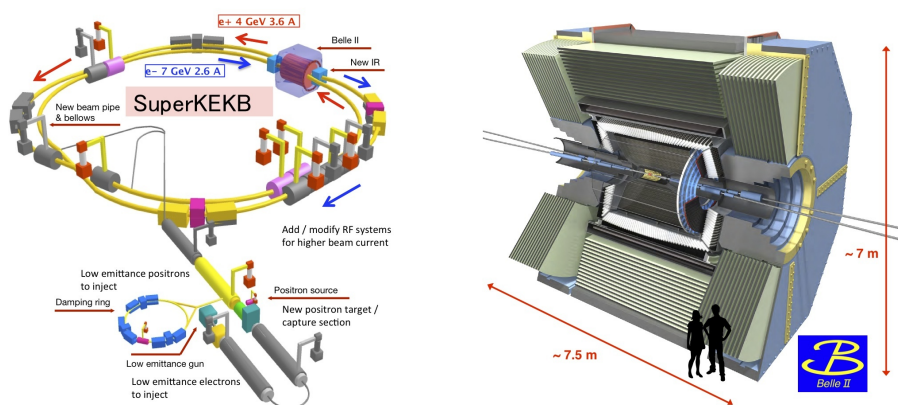


図 3.1: 左) SuperKEKB 加速器. 右) Belle II 検出器 (Belle II 実験研究者向け HP <https://www.belle2.org/>).

Belle II 実験 [29] では Belle 実験と同様に、SuperKEKB 加速器において電子と陽電子を非対称なエネルギーで加速して衝突させ、Belle II 測定器によって電子・陽電子衝突で起こった反応の様子を記録している。SuperKEKB 加速器における電子・陽電子衝突はエネルギー非対称であるため、生成される粒子は加速されている。また、電子・陽電子の重心エネルギーは $\Upsilon(4s)$ の質量に合わせており、 $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ である。 $\Upsilon(4s)$ から B 中間子対を生成する。図 3.2 のように、

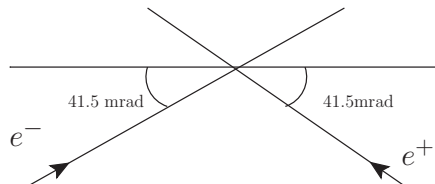


図 3.2: SuperKEKB 加速器における電子・陽電子衝突の様子. 角度をつけて衝突している。

実際の加速器において、電子・陽電子は正面衝突ではなく、微小な角度をつけて衝突している。本論文ではこの角度の効果は無視する。

SuperKEKB 加速器は KEKB 加速器の 40 倍の電子対衝突性能を実現し、2020 年までに Belle 実験の 50 倍となる積分ルミノシティ 50 ab^{-1} の達成を目指しており、また Belle2II 検出器は Belle 検出器より良い飛跡分解能とより大きな立体角を実現している。このため、微弱な相互作用を伴

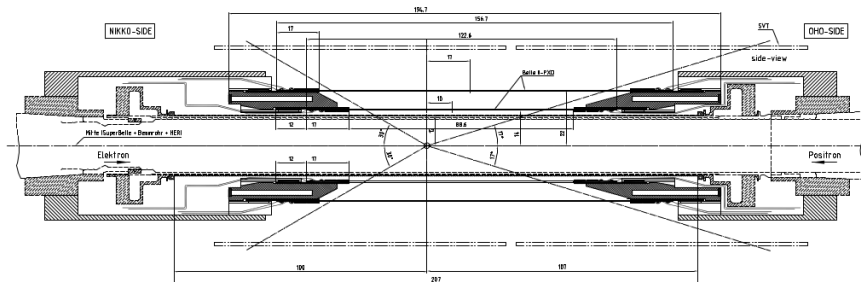


図 3.3: Belle II 検出器の見取り図 [29].

う Minimal $L_\mu - L_\tau$ の検証において、この大きなルミノシティによって有意な信号事象が観測できると考えられる。

3.2 $L_\mu - L_\tau$ 模型による信号事象 : $e^+e^- \rightarrow \gamma Z'$, $Z' \rightarrow \nu\bar{\nu}$

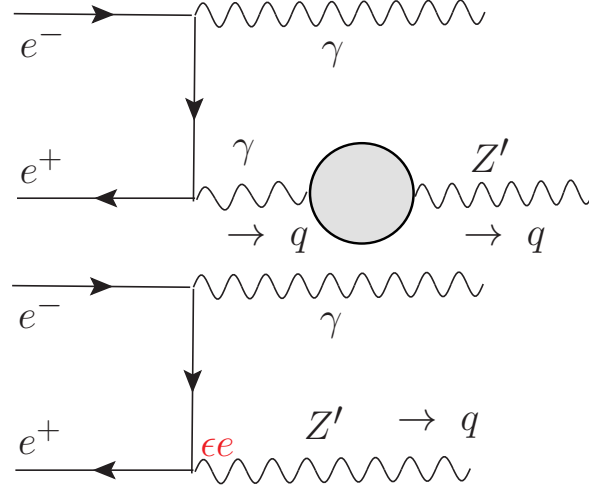


図 3.4: $e^+e^- \rightarrow \gamma + \cancel{E}$ 過程. On-shell の Z' が生成され、続いて SM ニュートリノ対に崩壊すると仮定する. 上) 本研究で使用するラグランジアンによって与えられるダイアグラム. 下) Tree-level kinetic mixing 模型 によって与えられるダイアグラム.

本研究では式 (2.1) で与えられたラグランジアンを使い、図 3.4 で与えられる $e^+e^- \rightarrow \gamma Z'$ 過程による Z' の検証可能性を議論する。この過程において、on-shell Z' が生成し、続いて SM ニュートリノに崩壊する。つまり終状態は、消失 (missing) エネルギーを伴う 1 光子状態であるとみなされる。

3.2.1 Dark photon 模型との比較

まず、本論文で用いる Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型と、式 (2.6) で表される tree-level の kinetic mixing term のみを含む模型 (以下、Dark photon 模型) の違いを述べる。本論文で用いる Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の場合、第 2 で導出した式 (2.7), (2.9) で表される 1-loop を通してのみ電子と結合することができ、

$$\varepsilon = \Pi(q^2) \quad (3.1)$$

のように Dark photon 模型の式 (2.6) の ε に対応する。図 3.5 で示されるように、 $\Pi(q^2)$ は運動量に依存する関数である。

一方で、Dark photon 模型の場合、図 3.4 の下図で示されているように、 Z' は定数パラメータである ε を通して電子と結合する。本論文では、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型との比較の為に基準値として、Dark photon 模型のパラメータ ε を式 (2.20) で与えられた

$$\varepsilon_{\nu e} = \Pi(0) = \frac{8}{3} \frac{eg_{Z'}}{(4\pi)^2} \log \frac{m_\tau}{m_\mu} \quad (3.2)$$

と定めて比較する。

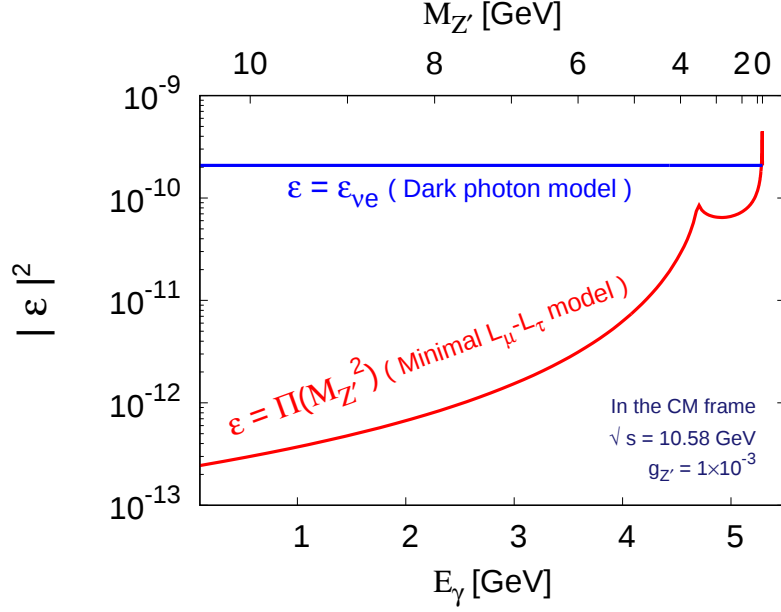


図 3.5: 光子のエネルギー (E_γ) の関数としての $\gamma - Z'$ mixing, $|\Pi(q^2)|^2$ (赤線). 上軸は、 E_γ に一対一対応する Z' の質量. この関数は高い E_γ 領域で増加する. 比較の為、式 (3.2) で定めた、Dark photon 模型の定数のパラメーターを同時にプロットした (青線).

図 3.5 は、放出される光子のエネルギー (E_γ) の関数として $|\Pi|^2$ の q^2 依存性を示している。 E_γ は重心系において

$$E_\gamma = \frac{s - q^2}{2\sqrt{s}}, \quad q^2 = M_{Z'}^2 \quad (3.3)$$

の関係で q^2 と一対一対応する。高い E_γ 領域 (低い $M_{Z'}$ 領域) で $|\Pi(q^2)|^2$ は増加していることがわかる。

3.2.2 信号事象の断面積

式 (2.7),(2.9) の 1-loop $\gamma - Z'$ mixing が与えられると、 $e^+e^- \rightarrow \gamma Z'$ 過程の微分断面積は重心系において

$$\frac{d\sigma_{\gamma Z'}}{d\cos\theta} = \frac{2\pi\alpha_{\text{em}}^2}{s} |\Pi(M_{Z'}^2)|^2 \left(1 - \frac{M_{Z'}^2}{s}\right) \frac{1 + \cos^2\theta + \frac{4M_{Z'}^2/s}{(1-M_{Z'}^2/s)^2}}{(1 + \cos\theta)(1 - \cos\theta)}, \quad (3.4)$$

のように得られる。ここで、 α_{em} は微細構造定数、 θ は電子ビーム軸と光子の運動量の間の角度である。実際の実験では、 $\cos\theta$ は電磁カロリメータに覆われている範囲、 $\cos\theta_{\min} < \cos\theta < \cos\theta_{\max}$ に制限される。この範囲内で、断面積は

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma Z'} &= \frac{2\pi\alpha_{\text{em}}^2}{s} |\Pi(M_{Z'}^2)|^2 \left(1 - \frac{M_{Z'}^2}{s}\right) \\ &\times \left[\log \left(\frac{(1 + \cos\theta_{\max})(1 - \cos\theta_{\min})}{(1 - \cos\theta_{\max})(1 + \cos\theta_{\min})} \right) \times \left(1 + \frac{2M_{Z'}^2/s}{(1 - M_{Z'}^2/s)^2} \right) - \cos\theta_{\max} + \cos\theta_{\min} \right] \end{aligned} \quad (3.5)$$

と与えられる。ここで、Belle-II 実験の場合、重心系において $\cos \theta_{\min} = 0.941$, $\cos \theta_{\max} = -0.821$ である。図 3.6 は式 (3.5) Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型と Dark photon 模型の断面積を示している。

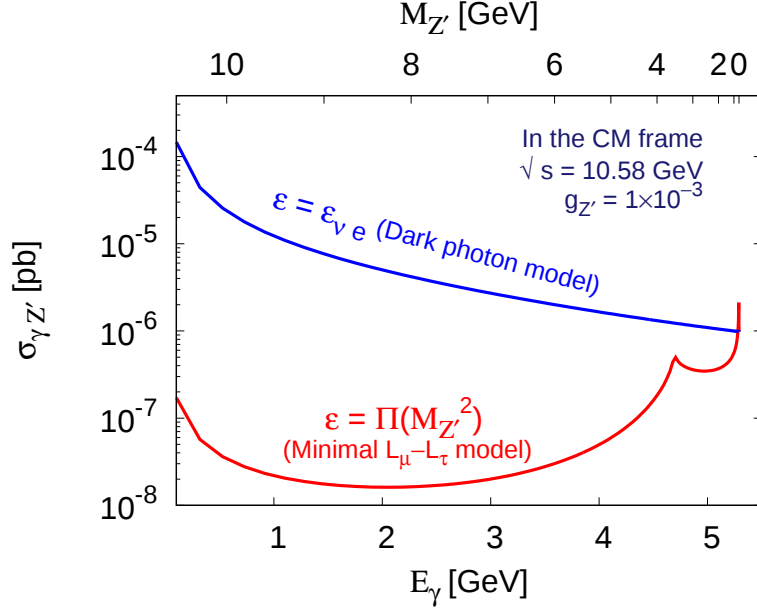


図 3.6: $e^+e^- \rightarrow \gamma Z'$ 過程の断面積. 赤線) $U(1)_{L_\mu-L_\tau}$ 模型の場合. 青線) Dark photon 模型の場合.

Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の場合、 $|\Pi|^2$ の運動量依存性によって、断面積は高い E_γ 領域で増大することがわかる。

本論文においては、on-shell Z' が生成され、その後 SM のニュートリノ対へ崩壊することを想定している為、実際の $e^+e^- \rightarrow \gamma + \cancel{e}$ 過程の事象数を見積もる際には Z' のニュートリノ対への分岐比をかける必要があり、分岐比は以下のようにまとめられる。

$$\text{Br}(Z' \rightarrow \nu\bar{\nu}) = \begin{cases} 1, & (M_{Z'} < 2m_\mu), \\ \frac{\Gamma(Z' \rightarrow \nu\bar{\nu})}{\sum_{f=\nu,\mu} \Gamma(Z' \rightarrow f\bar{f})}, & (2m_\mu < M_{Z'} < 2m_\tau), \\ \frac{\Gamma(Z' \rightarrow \nu\bar{\nu})}{\sum_{f=\nu,\mu,\tau} \Gamma(Z' \rightarrow f\bar{f})}, & (2m_\tau < M_{Z'}). \end{cases} \quad (3.6)$$

Γ は Z' の崩壊率を表しており、

$$\Gamma(Z' \rightarrow \nu\bar{\nu}) = \frac{g_{Z'}^2}{12\pi} M_{Z'}, \quad (3.7)$$

$$\Gamma(Z' \rightarrow \ell^+\ell^-) = \frac{g_{Z'}^2}{12\pi} M_{Z'} \left[1 + \frac{2m_\ell^2}{M_{Z'}^2} \right] \sqrt{1 - \frac{4m_\ell^2}{M_{Z'}^2}}, \quad (3.8)$$

のように計算される。ここで $\ell = \{\mu, \tau\}$ である。

3.3 SM による背景事象

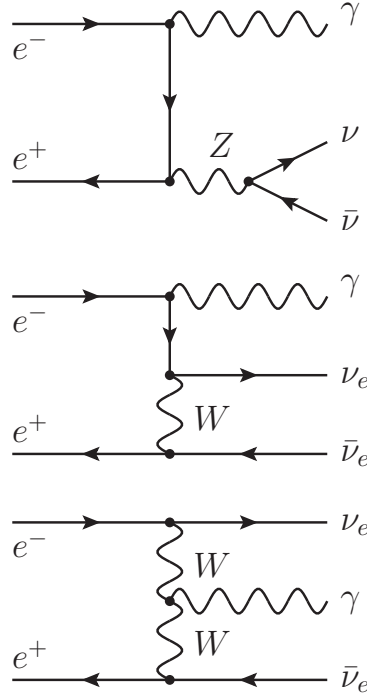


図 3.7: $e^+e^- \rightarrow \gamma + \cancel{E}$ 過程の SM 背景事象. W ボソンを媒介する過程は電子ニュートリノに対してのみ寄与する.

信号事象 $e^+e^- \rightarrow \gamma Z', Z' \rightarrow \nu\bar{\nu}$ に対する SM 背景事象は図 3.7 に示される、off-shell の weak boson を媒介し、1つの光子とニュートリノ対が生成される過程である。終状態がミューオンニュートリノ対、タウニュートリノ対である過程に対しては、図 3.7 の Z ボソンを媒介するダイアグラムのみ寄与するが、電子ニュートリノ対に対しては、全てのダイアグラムが寄与する。図 3.7 の W ボソンと光子の三点相互作用を伴うダイアグラムは本論文において考えるエネルギー領域 ($\sqrt{s} \sim 10$ GeV) においては、図 3.7 の他のダイアグラムに対して W ボソンのプロパゲータの分抑制されるため、無視できる。よって、SM 背景事象の微分断面積は重心系で

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dE_\gamma} &= \frac{\alpha G_F^2}{3\pi^2} (g_L^2 + g_R^2) E_\gamma \left(1 - \frac{2E_\gamma}{\sqrt{s}}\right) \\ &\times \left[\log \left(\frac{(1 + \cos \theta_{\text{max}})(1 - \cos \theta_{\text{min}})}{(1 - \cos \theta_{\text{max}})(1 + \cos \theta_{\text{min}})} \right) \times \left(1 + \frac{s}{2E_\gamma^2} \left(1 - \frac{2E_\gamma}{\sqrt{s}}\right) \right) - \cos \theta_{\text{max}} + \cos \theta_{\text{min}} \right] \end{aligned} \quad (3.9)$$

のように与えられる。ここで

$$\begin{aligned} g_L &= \begin{cases} -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W & (\text{for } \nu_\mu, \nu_\tau) \\ -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W + 1 & (\text{for } \nu_e) \end{cases} \\ g_R &= \sin^2 \theta_W, \end{aligned} \quad (3.10)$$

θ_W はワインバーグ角である。

3.4 Signal significance の計算と検証可能性

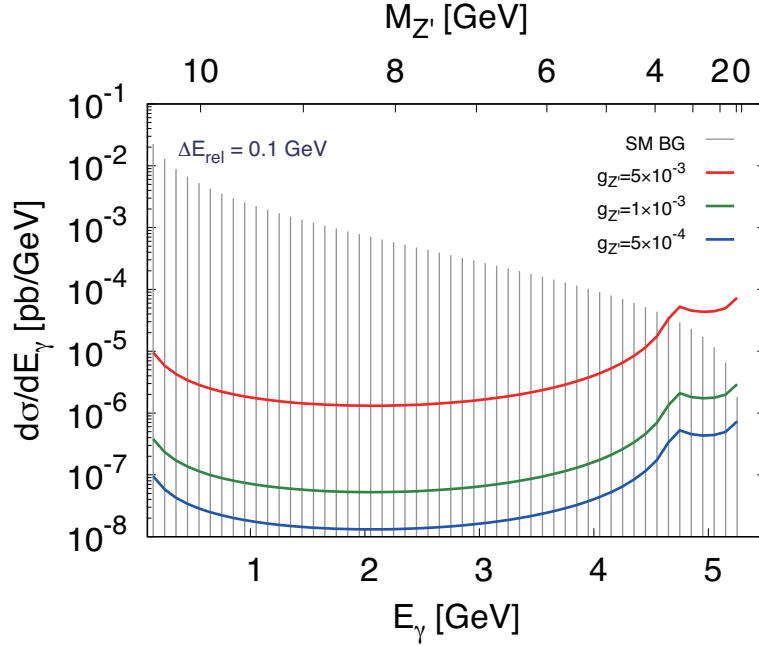


図 3.8: 光子のエネルギー, E_γ の関数としての微分断面積. 灰色の棒グラフは SM 背景事象の E_γ 依存性を示している. 一方、{ 赤, 緑, 青 } の実線は $g_{Z'} = \{5 \times 10^{-4}, 1 \times 10^{-3}, 5 \times 10^{-3}\}$ に対する信号事象: $e^+e^- \rightarrow \gamma Z'$, $Z' \rightarrow \nu\bar{\nu}$ を示している.

図 3.8 において、 $e^+e^- \rightarrow \gamma Z' \rightarrow \gamma \nu\bar{\nu}$ 過程の微分断面積の E_γ 依存性を示した。図 3.8 における灰色の強度グラフは式 (3.9) で与えられる SM の背景事象の微分断面積を表している。図 3.8 色付きの実線は、式 (3.5) で与えられる Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型による信号事象の断面積を、電磁カロリメーターのエネルギー分解能 [29]

$$\Delta E_\gamma = 0.1 \text{ GeV} \quad (3.11)$$

で割った値を微分断面積としてプロットした。Ref [29] から得られるエネルギー分解能 3.11 は実験室系における値であるが、本論文において、重心系でも同じ値を用いる。

信号事象の断面積 (3.5) は、関数 $\Pi(q^2)$ の q^2 依存性によって、高い E_γ 領域で増大する。一方で、SM 背景事象の微分断面積は高い E_γ 領域で抑制される。図 3.8 によって、 $g_{Z'} \gtrsim 10^{-3}$ の信号事象は、高い E_γ 領域において、SM 背景事象よりも大きな微分断面積を得ることがわかる。この信号事象の E_γ 依存性は図 3.6 で見たように、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の定数の kinetic mixing 項を持つ Dark photon 模型とは異なる特性である。

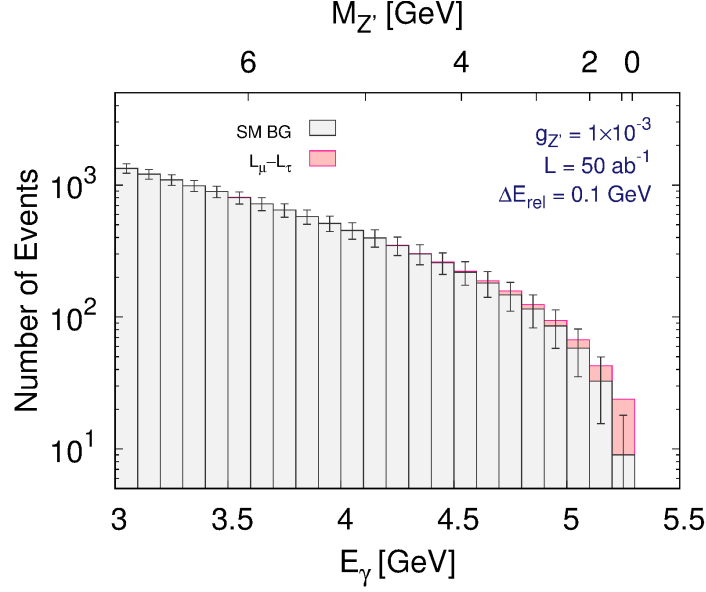


図 3.9: 事象数の E_γ 依存性. 赤色の棒グラフは $g_{Z'} = 10^{-3}$ に対する信号事象数 $N_{\text{sig.}}$, 灰色の棒グラフは SM 背景事象数 N_{BG} , エラーバーは SM 背景事象の 3σ の統計誤差を示している. 積分ルミノシティは $\mathcal{L} = 50 \text{ ab}^{-1}$, エネルギー分解能は $\Delta E_\gamma = 0.1 \text{ GeV}$ と定めた.

図 3.9 において、信号事象と背景事象の事象数の E_γ 依存性を比較している。図 3.9 のヒストグラムのビン幅は式 (3.11) のエネルギー分解能 ΔE_γ に対応し、各ビンにおける事象数 N は

$$N = \frac{d\sigma}{dE_\gamma} \times \Delta E_\gamma \times \mathcal{L} \quad (3.12)$$

で求めた。ここで $\mathcal{L}$ は実験における積分ルミノシティであり、図 3.9 では Belle II 実験の目標値である $\mathcal{L} = 50 \text{ ab}^{-1}$ を使用した。図 3.9 の赤色と灰色の棒グラフはそれぞれ、 $g_{Z'} = 10^{-3}$ であるときの信号事象の事象数 $N_{\text{sig.}}$, SM 背景事象の事象数を表しており、エラーバーは

$$\sqrt{N_{\text{BG}}} \quad (3.13)$$

によって見積もられた 3σ の統計誤差を表している。 $g_{Z'} = 10^{-3}$ であるときの信号事象数は、最も高エネルギーのエネルギービンにおいて SM 背景事象数の 3σ を超えていることがわかる。このエネルギー領域は、 Z' が $M_{Z'} \lesssim 1 \text{ GeV}$ の質量をもつ場合に対応している。以上の結果から Belle II 実験は、 $g_{Z'} \gtrsim 10^{-3}$ の場合、軽い Z' に対して感度を持つことが推測できる。

次に、Belle-II 実験において $e^+e^- \rightarrow \gamma + \cancel{e}$ 信号事象によって Z' が探索できるパラメータ領域を説明する。signal significance $\mathcal{S}$ を

$$\mathcal{S} \equiv \frac{N_{\text{sig}}(g_{Z'}, M_{Z'})}{\sqrt{N_{\text{BG}}}} \quad (3.14)$$

で定義し、信号事象検出の基準として、

$$\mathcal{S} > 3 \quad (3.15)$$

を採用する。つまり、この基準を満たすパラメーター $(g_{Z'}, M_{Z'})$ に対して Belle-II 実験は感度をもつと推定する。signal significance $\mathcal{S}$ を用いると、Belle-II 実験によって探ることのできるパラ

メーター領域を示すことができる。図 3.10 において、積分ルミノシティが $\mathcal{L} = \{10, 50, 100\} \text{ ab}^{-1}$ に達するに探れる領域を示した。図 3.10 において、灰色の領域は、第 2.3 節で説明した実験によって除外された領域である。

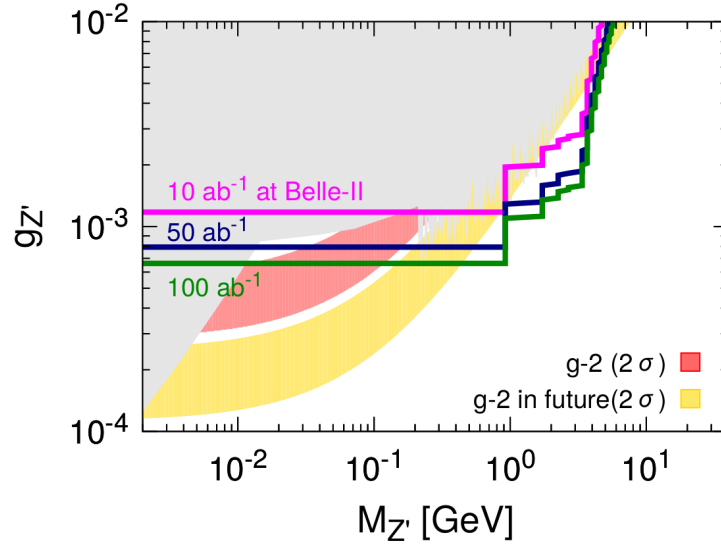


図 3.10: signal significal, $\mathcal{S} > 3$ となる領域. 積分ルミノシティはそれぞれ 10 ab^{-1} (ピンク線), 50 ab^{-1} (緑線), 100 ab^{-1} (緑線).

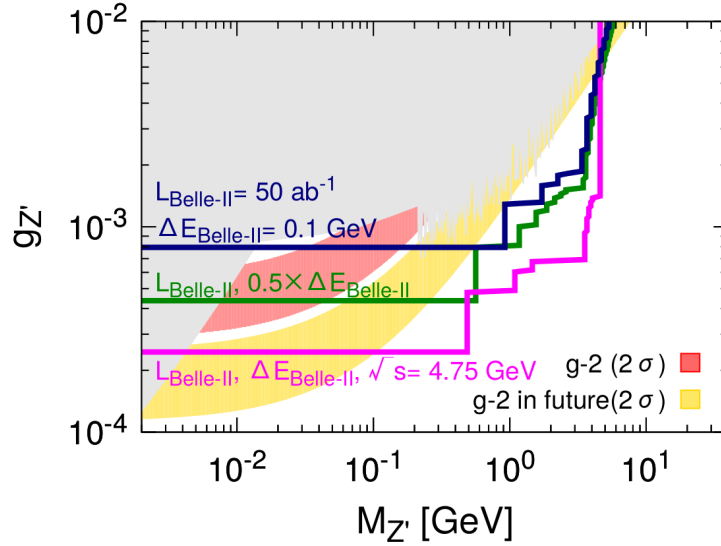


図 3.11: $\Delta E_\gamma = 0.05 \text{ GeV}$ (緑線), $\sqrt{s} = 4.75 \text{ GeV}$ (ピンク線) としたときに $\mathcal{S} > 3$ となる領域.

図 3.10 において、赤い band で示された現在の $\Delta a_\mu (2.29)$ を説明できる領域に加えて、実験値と理論値の差が

$$\Delta a_\mu = (4.8 \pm 1.6) \cdot 10^{-10} \quad (3.16)$$

になったときに Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型で説明できる領域を黄色の band で示した。この値は、 a_μ の測定精度が将来実験 [4, 5] にといて 5 倍になり、また理論の精度も 5 倍になった場合を仮定

し、それでもなお実験値と理論値に 3σ の差がある場合に得られる値である。

図 3.10 から、Belle-II 実験の積分ルミノシティが 10 ab^{-1} に達するときに、現在の Δa_μ を説明できる Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型のパラメータ領域に感度を持ち始めることがわかる。式 (3.12), (3.14) より、signal significance は $\sqrt{\mathcal{L}}$ に比例するので、積分ルミノシティが向上すると感度が上がり、積分ルミノシティが目標値である 50 ab^{-1} に達したときには、 $M_{Z'} \lesssim 1 \text{ GeV}$, $g_{Z'} \gtrsim 8 \times 10^{-4}$ のパラメータ領域に感度を持つことが推測できる。

次に、Belle-II 実験のセットアップを変更することによってパラメータ領域の感度がどれくらい向上するかを調べる。図 3.11 の青色の線は図 3.10 の青線と同じ条件の線で、電磁カロリメーターのエネルギー分解能 $\Delta E_\gamma = 0.1 \text{ GeV}$ 、電子対の重心エネルギー $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ 、積分ルミノシティ $\mathcal{L} = 50 \text{ ab}^{-1}$ と定めた。図 3.11 の緑線は青線の条件から $\Delta E_\gamma = 0.05 \text{ GeV}$ 、ピンクの線は $\sqrt{s} = 4.75 \text{ GeV}$ と変更した線である。式 (3.5) より、信号事象数は

$$N_{\text{sig}} \propto 1/s \quad (3.17)$$

と、 s の逆数に比例するので、重心エネルギーが低くなると、増大する。一方で式 (3.9) より、SM 背景事象数は $\sqrt{s}$ と ΔE_γ に

$$N_{\text{BG}} \propto \sqrt{s} \Delta E_\gamma, \quad (3.18)$$

のように依存するので、 $\sqrt{s}$ や ΔE_γ が小さくなると減少する。図 3.11 から、 $\sqrt{s} = 4.75 \text{ GeV}$ としたときに、現在の Δa_μ の値を 2σ 以内で説明できるパラメータ領域を全て検証できることがわかる。

第4章 Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型によるレプトン族の Universality の破れ

$L_\mu - L_\tau$ 模型の特徴は、 $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 対称性によってレプトン族の第二世代と第三世代に逆符号の電荷が割り当てられていることである。この章では、逆符号の電荷の効果が Belle-II 実験において検証可能か議論する。Belle-II 実験で検証する物理過程として $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell = \mu, \tau$) 過程を考える。

4.1 $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell = \mu, \tau$) 過程の不変振幅

4.1.1 Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の寄与: $e^+e^- \rightarrow Z'^* \rightarrow \ell^+\ell^-$

レプトン族の第二世代と第三世代に逆符号の電荷が割り振られている効果を検証する物理過程として $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell = \mu, \tau$) 過程を考える。この過程に対する Minimal $L_\mu - L_\tau$ からの寄与

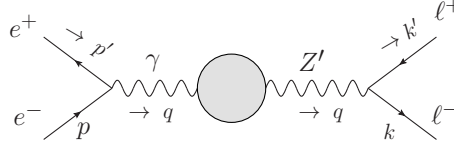


図 4.1: $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ 過程への Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の寄与. loop 部の運動量依存性は式 (2.7) と同じ.

は、図 4.1 のダイアグラムで与えられ、不変振幅は

$$\begin{aligned} i\mathcal{M}_{L_\mu - L_\tau}^\ell &= \bar{v}(p')(-ie)\gamma^\rho u(p) \frac{-ig_{\rho\mu}}{q^2} i\Pi^{\mu\nu} \frac{-ig_{\nu\sigma}}{q^2 - M_{Z'}^2 + iM_{Z'}\Gamma_{Z'}} \bar{u}(k)(iQ_\ell g_{Z'})\gamma^\sigma v(k') \\ &= -ieQ_\ell g_{Z'} \Pi(q^2) \bar{v}(p')\gamma_\mu u(p) \frac{1}{q^2} (q^2 g^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu) \frac{1}{q^2 - M_{Z'}^2 + iM_{Z'}\Gamma_{Z'}} \bar{u}(k)\gamma_\nu v(k'), \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$Q_\ell = \begin{cases} +1 & (\ell = \mu) \\ -1 & (\ell = \tau) \end{cases} \quad (4.2)$$

のように与えられる。ここで、 $\Pi^{\mu\nu}, \Pi(q^2)$ は式 (2.7) で計算されたものと同じである。 $\Gamma_{Z'}$ は Z' の全崩壊率であり、 $M_{Z'}$ の値に応じて

$$\Gamma_{Z'} = \begin{cases} \Gamma(Z' \rightarrow \nu\bar{\nu}) & (M_{Z'} < 2m_\mu), \\ \Gamma(Z' \rightarrow \nu\bar{\nu}) + \Gamma(Z' \rightarrow \mu^+\mu^-) & (2m_\mu < M_{Z'} < 2m_\tau), \\ \Gamma(Z' \rightarrow \nu\bar{\nu}) + \Gamma(Z' \rightarrow \mu^+\mu^-) + \Gamma(Z' \rightarrow \tau^+\tau^-) & (2m_\tau < M_{Z'}) \end{cases} \quad (4.3)$$

のように与えられる。ここで、 $\Gamma(Z' \rightarrow \nu\bar{\nu})$, $\Gamma(Z' \rightarrow \tau^+\tau^-)$ ($\ell = \mu, \tau$) は式 (3.7), (??) と同じである。

$$\begin{aligned}\bar{u}(k) q v(k') &= \bar{u}(k) (\not{q} + \not{k}') v(k') \\ &= \bar{u}(k) (m_\mu - m_\mu) v(k') \\ &= 0\end{aligned}\tag{4.4}$$

であるので、式 (4.1) の二項目は落とすことができ、

$$i\mathcal{M}_{L_\mu-L_\tau}^\ell = \frac{-ieQ_\ell g_{Z'} \Pi(q^2)}{q^2 - M_{Z'}^2 + iM_{Z'}\Gamma_{Z'}} \bar{v}(p') \gamma^\mu u(p) \bar{u}(k) \gamma_\mu v(k'),\tag{4.5}$$

のように与えられる。

Belle-II 実験の重心エネルギーは $\sqrt{s} = 10.58$ GeV に設定されているので、 $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell = \mu, \tau$) 過程において

$$q^2 = (p + p')^2 = s > 4m_\ell^2\tag{4.6}$$

となる。そのため、 $\Pi(q^2 = s)$ は虚部をもち、

$$i\mathcal{M}_{L_\mu-L_\tau}^\ell = -ieQ_\ell g_{Z'} \frac{(\text{Re}[\Pi(s)] + i\text{Im}[\Pi(s)])}{s - M_{Z'}^2 + iM_{Z'}\Gamma_{Z'}} \bar{v}(p') \gamma^\mu u(p) \bar{u}(k) \gamma_\mu v(k')\tag{4.7}$$

とまとめられる。 $\text{Re}[\Pi(s)]$, $\text{Im}[\Pi(s)]$ はそれぞれ式 (2.15), (2.15) で与えられる。 $L_\mu - L_\tau$ 電荷 Q_ℓ によって、ミューオン対とタウ対の生成反応に対して逆符号の不変振幅が得られる。

4.1.2 SM の寄与： $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^* \rightarrow \ell^+\ell^-$

$e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell = \mu, \tau$) 過程への SM からの寄与は、4.2 のダイアグラムで与えられる 不変振

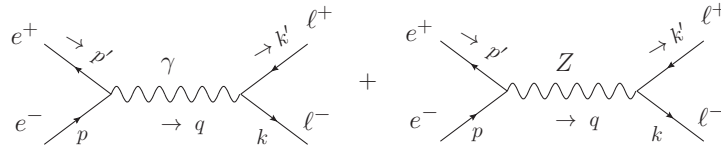


図 4.2: $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ 過程への SM の寄与.

幅は、 γ を媒介する過程に対して

$$i\mathcal{M}_\gamma^\ell = \frac{ie^2}{s} \bar{v}(p') \gamma^\mu u(p) \bar{u}(k) \gamma_\mu v(k')\tag{4.8}$$

のように与えられ、 Z を媒介する過程に対しては、

$$i\mathcal{M}_Z^\ell = i \frac{8G_F}{\sqrt{2}} \left[\frac{s}{m_Z^2} - 1 \right]^{-1} \bar{v}(p') \gamma^\mu (g_L P_L + g_R P_R) u(p) \bar{u}(k) \gamma_\mu (g_L P_L + g_R P_R) v(k')\tag{4.9}$$

のように与えられる。ここで、

$$\begin{aligned}g_L &= -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \\ g_R &= \sin^2 \theta_W,\end{aligned}\tag{4.10}$$

θ_W はワインバーグ角である。

4.2 $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell = \mu, \tau$) 過程の断面積

式 (4.7),(4.8),(4.9) より、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の存在下で、 $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell = \mu, \tau$) 過程の不変振幅は、

$$i\mathcal{M}^\ell = i(\mathcal{M}_\gamma^\ell + \mathcal{M}_Z^\ell + \mathcal{M}_{L_\mu-L_\tau}^\ell) \quad (4.11)$$

となる。

ここから重心系で断面積を求める。(4.8) の二乗から得られる断面積 σ_γ^ℓ は

$$\sigma_\gamma^\ell = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \sqrt{1 - \frac{4m_\ell^2}{s}} \left(1 + \frac{2m_\ell^2}{s}\right) \quad (4.12)$$

で与えられる。SM γ の寄与 (4.8) と SM Z の寄与 (4.9) の干渉項から得られる断面積 $\sigma_{\gamma Z}^\ell$ は

$$\sigma_{\gamma Z}^\ell = \frac{2\sqrt{2}\alpha G_F g_V^2}{3} \left[\frac{s}{m_Z^2} - 1\right]^{-1} \sqrt{1 - \frac{4m_\ell^2}{s}} \left(1 + \frac{2m_\ell^2}{s}\right) \quad (4.13)$$

で与えられる。ここで、

$$g_V = g_L + g_R = -\frac{1}{2} + 2\sin\theta_W^2 \quad (4.14)$$

である。

一方、SM γ の寄与 (4.8) と Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の寄与 (4.7) の干渉項から得られる断面積は

$$\begin{aligned} \sigma_{L_\mu-L_\tau}^\ell &= \frac{2\alpha(-eQ_\ell g_{Z'})}{3} \sqrt{1 - \frac{4m_\ell^2}{s}} \left(1 + \frac{2m_\ell^2}{s}\right) \\ &\quad \times \frac{\text{Re}[\Pi(s)](s - M_{Z'}^2) + \text{Im}[\Pi(s)]M_{Z'}\Gamma_{Z'}}{(s - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2\Gamma_{Z'}^2} \end{aligned} \quad (4.15)$$

のようにまとめられる。Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型による断面積 (4.15) は、 $\sqrt{s} \sim M_{Z'}$ となるとときに共鳴によって値が増大する。

4.3 Belle-II 実験における検証可能性

Belle-II 実験のエネルギー領域 ($\sqrt{s} = 10.58$ GeV) では、SM の断面積 $\sigma_{\text{SM}}^\ell = \sigma_\gamma^\ell + \sigma_{\gamma Z}^\ell$ は、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 過程と $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 過程に対して、式 (4.12),(4.13) より

$$\sigma_{\text{SM}}^\mu = 0.775 \text{ [nb]} \quad (4.16)$$

$$\sigma_{\text{SM}}^\tau = 0.771 \text{ [nb]} \quad (4.17)$$

と同符号のほぼ同じ値が得られる。

一方、式 (4.15) で与えられる Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型による断面積は、 $L_\mu - L_\tau$ 電荷 Q_ℓ によって $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 過程と $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 過程で逆符号の値を与える。よって、図 4.3 で模式的に表したように、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の存在下において、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 過程と $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 過程の反応断面積に差が生じることが考えられる。

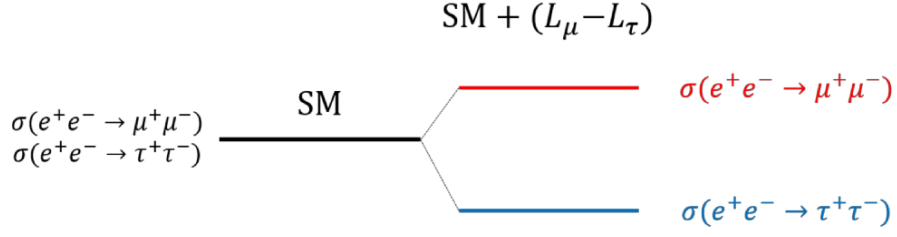


図 4.3: Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の存在下で、反応断面積に差が生じる。

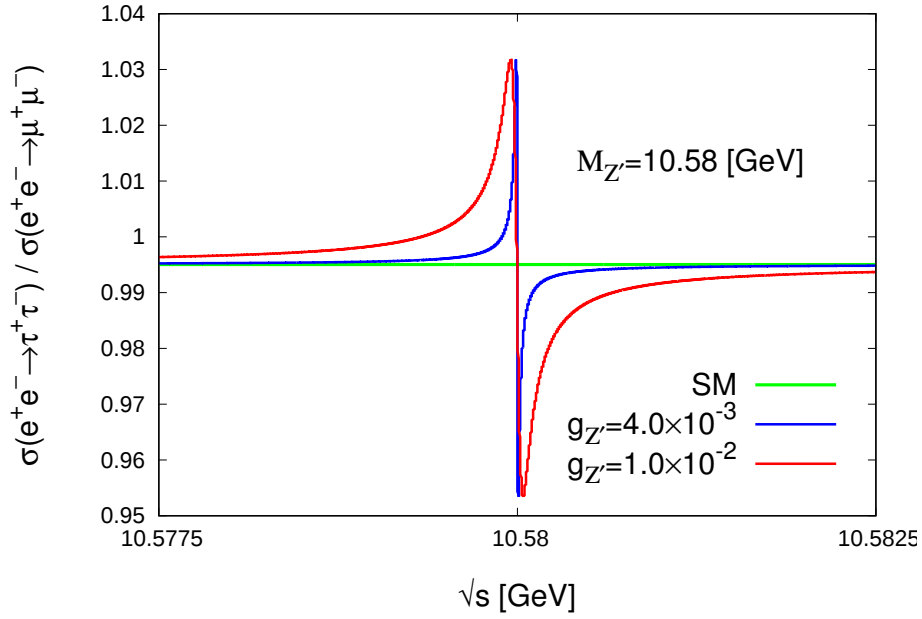


図 4.4: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 過程と $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 過程の反応断面積の比. 緑線) SM のみを考えたとき. 青線) Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の存在下で $g_{Z'} = 4.0 \times 10^{-3}$ のとき. 赤線) $g_{Z'} = 1.0 \times 10^{-2}$ のとき. Z' の質量は $M_{Z'} = 10.58 \text{ GeV}$ とした.

図 4.4 において、重心エネルギー $\sqrt{s}$ の関数として、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 過程と $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 過程の反応断面積の比をプロットした。緑線は SM のみで計算した断面積の比 $\sigma_{\text{SM}}^\tau / \sigma_{\text{SM}}^\mu$ を表している。青線と赤線は、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の存在下でそれぞれ

$$g_{Z'} = \begin{cases} 4.0 \times 10^{-3} & (\text{青線}) \\ 1.0 \times 10^{-2} & (\text{赤線}) \end{cases} \quad (4.18)$$

としたときの断面積の比

$$\frac{\sigma_{\text{SM}}^\tau + \sigma_{L_\mu - L_\tau}^\tau}{\sigma_{\text{SM}}^\mu + \sigma_{L_\mu - L_\tau}^\mu} \quad (4.19)$$

を表している。 Z' の質量は、共に

$$M_{Z'} = 10.58 \text{ [GeV]} \quad (4.20)$$

に定めた。

$\sqrt{s} \sim M_{Z'}$ のとき、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 過程と $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 過程の反応断面積に有意な差が現れていることがわかる。

図 4.4 から、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 過程と $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 過程の反応断面積の差は、 $\sqrt{s}$ の前後でピークとなっていることがわかる。ピークの高さは結合定数 $g_{Z'}$ に依存せず、ピークの位置は $g_{Z'}$ に依存していることがわかる。この依存性は、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型による断面積の式 (4.15) から以下のように説明できる。

$\sqrt{s} \sim 10$ GeV のとき、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型による断面積 (4.15) は

$$\sigma_{L_\mu - L_\tau}^\ell \sim \frac{2\alpha(-eQ_\ell g_{Z'})}{3} \times \frac{\text{Re}[\Pi(s)](s - M_{Z'}^2) + \text{Im}[\Pi(s)]M_{Z'}\Gamma_{Z'}}{(s - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2\Gamma_{Z'}^2} \quad (4.21)$$

となる。ここで、 $\text{Re}[\Pi(s)]$, $\text{Im}[\Pi(s)]$ $\Gamma_{Z'}$ のパラメーター依存性は

$$\begin{aligned} \text{Re}[\Pi(s)] &\propto g_{Z'} \\ \text{Im}[\Pi(s)] &\propto g_{Z'} \\ \Gamma_{Z'} &\propto g_{Z'}^2 M_{Z'} \end{aligned} \quad (4.22)$$

となっている。ピークは $\frac{\partial \sigma_{L_\mu - L_\tau}^\ell}{\partial s} = 0$ を満たす s にできるので、式 (4.21) を s 微分すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{L_\mu - L_\tau}^\ell}{\partial s} &\sim \frac{2\alpha(-eQ_\ell g_{Z'})}{3} \times \frac{1}{[(s - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2\Gamma_{Z'}^2]^2} \\ &\times [-\text{Re}[\Pi(s)](s - M_{Z'}^2)^2 - 2\text{Im}[\Pi(s)]M_{Z'}\Gamma_{Z'}(s - M_{Z'}^2) + \text{Re}[\Pi(s)]M_{Z'}^2\Gamma_{Z'}^2] \end{aligned} \quad (4.23)$$

のようになる。図 4.5 において、 $\sqrt{s}$ の関数として、 $g_{Z'}$ で規格化された $\text{Re}[\Pi(s)]$, $\text{Im}[\Pi(s)]$ をプ

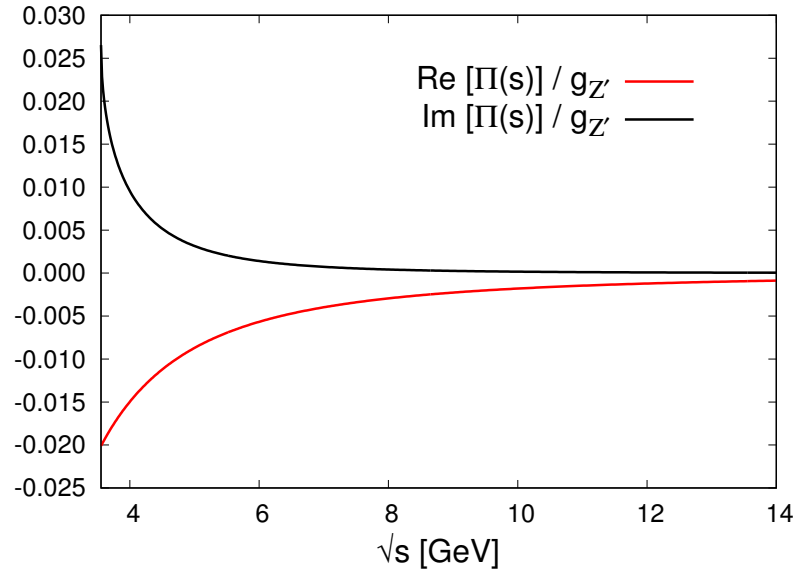


図 4.5: $g_{Z'}$ で規格化された関数 $\Pi(s)$ の実部 (赤線) と虚部 (黒線). 実部と虚部はそれぞれ式 (2.15), (2.16) で与えられる。

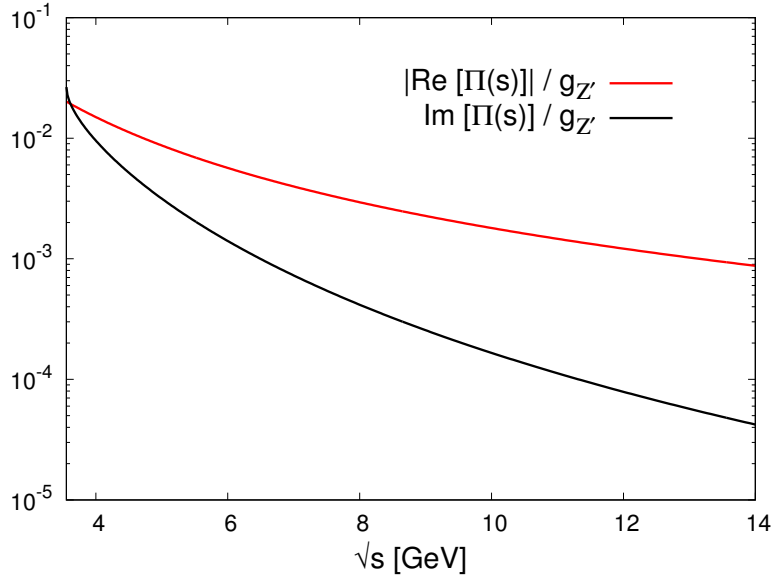


図 4.6: $g_{Z'}$ で規格化された関数 $\Pi(s)$ の実部の絶対値 (赤線) と虚部 (黒線).

ロットした。この図から、式 (4.23) において

$$\frac{\partial \text{Re}[\Pi(s)]}{\partial s} \simeq 0 \simeq \frac{\partial \text{Im}[\Pi(s)]}{\partial s} \quad (4.24)$$

であるとした。

式 (4.23) より、ピークの位置となる s の値は、

$$\begin{aligned} s - M_{Z'}^2 &= \frac{-\text{Im}[\Pi(s)]M_{Z'}\Gamma_{Z'} \pm \sqrt{(\text{Re}[\Pi(s)]^2 + \text{Im}[\Pi(s)]^2)M_{Z'}^2\Gamma_{Z'}^2}}{\text{Re}[\Pi(s)]} \\ &\simeq M_{Z'}\Gamma_{Z'} \left[-\frac{\text{Im}[\Pi(s)]}{\text{Re}[\Pi(s)]} \pm 1 \right] \end{aligned} \quad (4.25)$$

となる。ただし、図 4.6 より $\sqrt{s} \sim 10$ GeV のとき $\left| \frac{\text{Im}[\Pi(s)]}{\text{Re}[\Pi(s)]} \right| \ll 1$ となるので、 $\left| \frac{\text{Im}[\Pi(s)]}{\text{Re}[\Pi(s)]} \right|$ の二次以上の項は無視した。 $\Gamma_{Z'} \propto g_{Z'}^2$ であるので、ピークの位置は結合定数 $g_{Z'}$ に依存することがわかる。ピーク位置における Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の断面積は、式 (4.21) より、

$$\sigma_{L_\mu - L_\tau}^\ell \sim \frac{2\alpha(-eQ_\ell g_{Z'})}{3} \times \frac{\text{Re}[\Pi(s)]}{2M_{Z'}\Gamma_{Z'}} \left(\pm 1 + \frac{\text{Im}[\Pi(s)]}{\text{Re}[\Pi(s)]} \right) \quad (4.26)$$

と与えられる。 $\text{Re}[\Pi(s)] \propto g_{Z'}$, $\Gamma_{Z'} \propto g_{Z'}^2$ であるので、式 (4.26) は $g_{Z'}$ には依存せず、 $\sqrt{s} \sim M_{Z'}$ で

$$|\sigma_{L_\mu - L_\tau}^\ell| \sim 0.015 \text{ [nb]} \quad (4.27)$$

という値を得る。よって式 (4.16), (4.17), (4.27) より、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 過程と $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 過程の反応断面積の比として SM のみ考えた断面積の比と

$$\left| \frac{(\sigma_{\text{SM}}^\tau + \sigma_{L_\mu - L_\tau}^\tau) / (\sigma_{\text{SM}}^\mu + \sigma_{L_\mu - L_\tau}^\mu)}{\sigma_{\text{SM}}^\tau / \sigma_{\text{SM}}^\mu} - 1 \right| \simeq 3.8\% \quad (4.28)$$

の差が生じる。

$s \simeq 4m_\tau^2$ のとき

図 4.6 より、関数 $\Pi(s)$ の実部と虚部は、重心エネルギー $\sqrt{s}$ が小さくなると値が増大することがわかる。そこで、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 過程の閾値である $s \simeq 4m_\tau^2$ 付近で、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型によって断面積の比に生じる差の大きさを調べた。

$\sqrt{s} \simeq 4$ GeV のとき、SM の断面積の値は

$$\sigma_{\text{SM}}^\mu = 5.42 \text{ [nb]} \quad (4.29)$$

$$\sigma_{\text{SM}}^\tau = 3.47 \text{ [nb]} \quad (4.30)$$

となる。

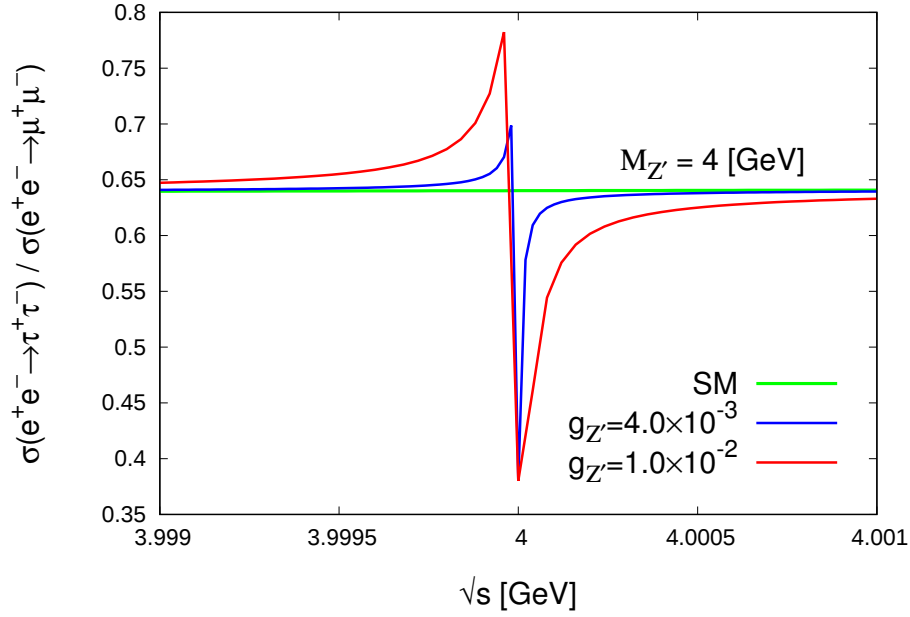


図 4.7: $M_{Z'} = 4$ GeV としたときの Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型存在下における断面積の比。

図 4.7 は $M_{Z'} = 4$ GeV としたときの断面積の比を示している。ピークは $\sqrt{s} = M_{Z'}$ であるときに得られ、ピークにおける Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型からの断面積は、式 (4.15) より

$$\sigma_{L_\mu - L_\tau}^\mu = \frac{2\alpha[-e(+1)g_{Z'}]}{3} \times \frac{\text{Im}[\Pi(s)]}{M_{Z'}\Gamma_{Z'}} \quad (4.31)$$

$$\sigma_{L_\mu - L_\tau}^\tau = \frac{2\alpha[-e(-1)g_{Z'}]}{3} \sqrt{1 - \frac{4m_\tau^2}{s}} \left(1 + \frac{2m_\tau^2}{s}\right) \times \frac{\text{Im}[\Pi(s)]}{M_{Z'}\Gamma_{Z'}} \quad (4.32)$$

これらも結合定数 $g_{Z'}$ に依存しない値になっている。 $\sqrt{s} = M_{Z'} = 4$ GeV のとき、これらの値は

$$\sigma_{L_\mu - L_\tau}^\mu = 1.38 \text{ [nb]} \quad (4.33)$$

$$\sigma_{L_\mu - L_\tau}^\tau = -0.86 \text{ [nb]} \quad (4.34)$$

となる。

よって、 $\sqrt{s} = M_{Z'} = 4$ GeV のとき断面積の比に

$$\left| \frac{(\sigma_{\text{SM}}^\tau + \sigma_{L_\mu - L_\tau}^\tau) / (\sigma_{\text{SM}}^\mu + \sigma_{L_\mu - L_\tau}^\mu)}{\sigma_{\text{SM}}^\tau / \sigma_{\text{SM}}^\mu} - 1 \right| \simeq 40 \% \quad (4.35)$$

の差が生じる。

以上より、 Z' の共鳴現象による $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 過程と $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 過程を考えると、 $M_{Z'}$ が小さい領域において $L_\mu - L_\tau$ 電荷の効果が $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 過程と $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 過程の断面積の比に顕著に現れることが確かめられた。

現時点でのタウ粒子の検出精度はミューオンに比べて非常に低く、 $L_\mu - L_\tau$ 電荷の効果の検証のためにタウ粒子の検出精度の向上が要請される。

第5章 Tau Decay

計算が間に合わないので卒業するまでに書きます。

第6章 Summary

先行研究において、SM のミューオンとタウ粒子に逆符号の電荷を割り当てる対称性をもつ $U(1)_{L_\mu-L_\tau}$ 模型は、ゲージボソン Z' が MeV 程度の質量をもつときにミューオンの $g-2$ 問題, Ice-Cube gap の2つの問題を説明可能であるということが調べられていた。

本論文では、SM に $L_\mu - L_\tau$ 相互作用のみを加えて拡張した Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型を採用し、 $L_\mu - L_\tau$ 相互作用のゲージ結合定数 $g_{Z'}$ と Z' の質量 $M_{Z'}$ をパラメーターとして取り扱った。そして、MeV 程度の軽い Z' が、2017 年度に物理運転が予定されている電子対衝突実験である Belle-II 実験において検証可能であるか調べた。本論文では、 Z' の検証可能性を議論する過程として $e^+e^- \rightarrow \gamma + \text{missing}$ 過程を考え、SM の $U(1)_Y$ と $U(1)_{L_\mu-L_\tau}$ の tree-level mixing 項を含む Dark photon 模型との比較を行った。Dark photon 模型では、電子と新しいゲージボソン Z' の結合の効果は質量に寄らず一定である。一方、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の Z' は電子とはミューオン、タウ粒子による loop 過程を通してのみ結合することができ、この loop の効果は運動量に依存し、 $e^+e^- \rightarrow \gamma + \text{missing}$ 過程において $M_{Z'}$ が小さいとき領域で値が増大することがわかった。この loop の効果は反応断面積にも現れ、 $M_{Z'}$ が小さい領域 Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型による $e^+e^- \rightarrow \gamma + \text{missing}$ 過程の事象数が SM 背景事象数を上回り、検証可能であることがわかった。また、電子陽電子対の重心エネルギーを Belle-II 実験のセットアップの約 1/2 倍にしたときに、現在のミューオンの $g-2$ の実験値と SM 理論値のずれを説明できることが予想された。

更に、SM のミューオンとタウ粒子に逆符号の $L_\mu - L_\tau$ 電荷が割り当てられている効果の検証可能性を議論するため、Belle-II 実験における $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 過程と $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 過程を考えた。 $\sqrt{s} \sim M_{Z'}$ となるとときに、共鳴現象によって Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型による断面積の値が増大し、 $L_\mu - L_\tau$ 電荷の効果が現れることが予想された。 $L_\mu - L_\tau$ 電荷の効果の観測のためには、タウ粒子の測定精度の向上が要請される。

今後の研究においては、第 3.3 節で議論した SM の背景事象において、電磁相互作用によって 1 つの光子と何らかの粒子が生成されるが、実験においては 1 つの粒子しか検出されないという事象も含めて、Minimal $L_\mu - L_\tau$ 模型の検証可能性を議論する予定である。

謝辞

書きます

参考文献

- [1] G. Aad *et al.* (ATLAS), Phys. Lett. **B716**, 1 (2012), 1207.7214.
- [2] S. Chatrchyan *et al.* (CMS), Phys. Lett. **B716**, 30 (2012), 1207.7235.
- [3] K. Hagiwara, R. Liao, A. D. Martin, D. Nomura, and T. Teubner, J.Phys. **G38**, 085003 (2011), 1105.3149.
- [4] J. Grange *et al.* (Muon g-2) (2015), 1501.06858.
- [5] M. Otani, JPS Conf. Proc **8**, 025008 (2015).
- [6] X. He, G. C. Joshi, H. Lew, and R. Volkas, Phys.Rev. **D43**, 22 (1991).
- [7] S. Baek, N. G. Deshpande, X. G. He, and P. Ko, Phys. Rev. **D64**, 055006 (2001), hep-ph/0104141.
- [8] F. Halzen and S. R. Klein, The Review of scientific instruments **81**(8), 081101 (2010), 1007.1247.
- [9] M. G. Aartsen *et al.* (IceCube), Phys. Rev. Lett. **113**, 101101 (2014), 1405.5303.
- [10] T. Araki, F. Kaneko, Y. Konishi, T. Ota, J. Sato, and T. Shimomura, Phys.Rev. **D91**(3), 037301 (2015), 1409.4180.
- [11] T. Araki, F. Kaneko, T. Ota, J. Sato, and T. Shimomura, Phys. Rev. **D93**(1), 013014 (2016), 1508.07471.
- [12] R. Foot and X.-G. He, Phys. Lett. **B267**, 509 (1991).
- [13] K. S. Babu, C. F. Kolda, and J. March-Russell, Phys. Rev. **D57**, 6788 (1998), hep-ph/9710441.
- [14] M. Ibe, W. Nakano, and M. Suzuki (2016), 1611.08460.
- [15] Y. Kaneta and T. Shimomura (2016), 1701.00156.
- [16] S. Mishra *et al.* (CCFR Collaboration), Phys.Rev.Lett. **66**, 3117 (1991).
- [17] W. Altmannshofer, S. Gori, M. Pospelov, and I. Yavin, Phys. Rev. Lett. **113**, 091801 (2014), 1406.2332.
- [18] A. Kamada and H.-B. Yu, Phys. Rev. **D92**(11), 113004 (2015), 1504.00711.
- [19] R. Harnik, J. Kopp, and P. A. N. Machado, JCAP **1207**, 026 (2012), 1202.6073.

- [20] B. Aubert *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **479**(1), 1 (2002).
- [21] B. Aubert *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **729**, 615 (2013).
- [22] J. P. Lees *et al.* (BaBar), Phys. Rev. **D94**(1), 011102 (2016), 1606.03501.
- [23] D. Hanneke, S. Fogwell, and G. Gabrielse, Phys. Rev. Lett. **100**, 120801 (2008), 0801.1134.
- [24] T. Kinoshita and M. Nio, Phys. Rev. D **73**, 013003 (2006), hep-ph/0507249.
- [25] B. L. Roberts, Chinese Physics C **34**(6), 741 (2010), 1001.2898.
- [26] S. Kurokawa and E. Kikutani, Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 1 (2003).
- [27] A. Abashian *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A479**, 117 (2002).
- [28] M. Kobayashi and T. Maskawa, Progress of Theoretical Physics **49**(2), 652 (1973).
- [29] T. Abe *et al.* (Belle-II) (2010), 1011.0352.