2017年11月1日 @ 三浦, Flavor Physics Workshop 2017

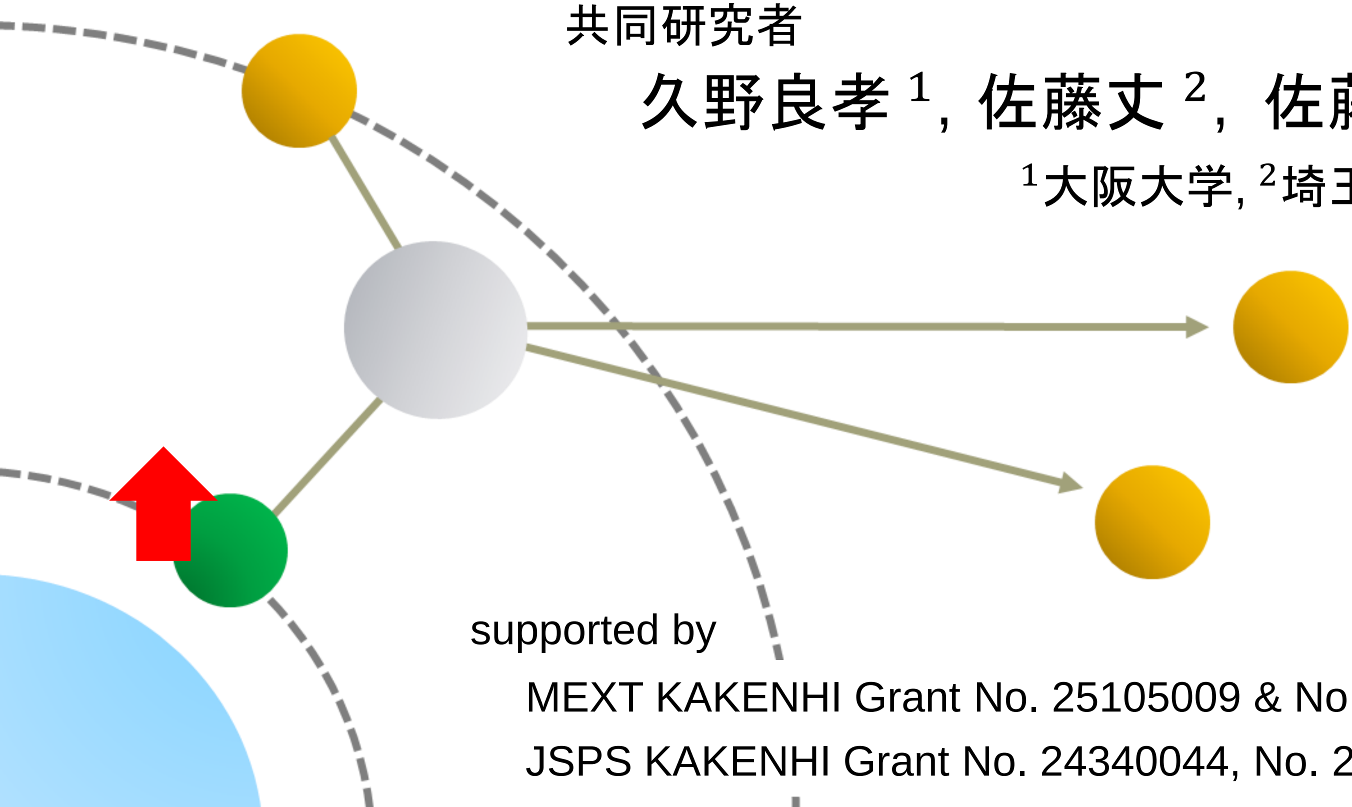
ミューオン原子を用いた $\mu^{-}e^{-}\to e^{-}e^{-}$ 過程探索におけるミューオン偏極

上坂 優一 [1]

共同研究者

久野良孝 [1], 佐藤丈 [2], 佐藤透 [1], 山中真人 [3]

[1]大阪大学, [2]埼玉大学, [3]京都産業大学



supported by

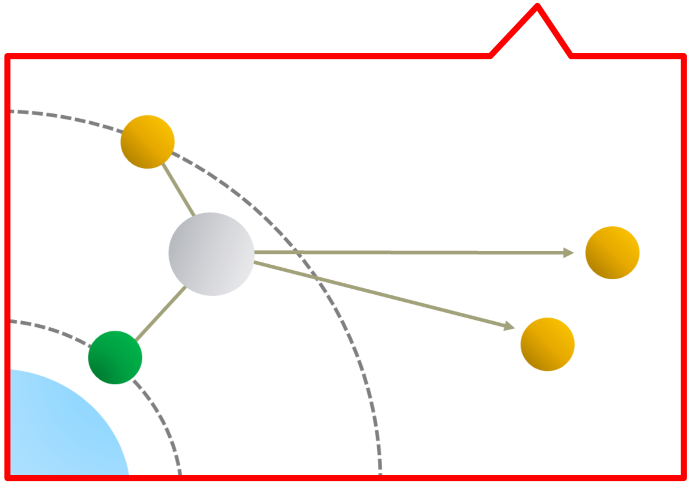
MEXT KAKENHI Grant No. 25105009 & No. 25105010

JSPS KAKENHI Grant No. 24340044, No. 25000004 & No. 25003345

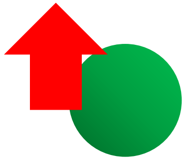
ポイント

1. 荷電レプトンにおけるフレーバー非保存探索

2. **ミューオン原子中の** $\boldsymbol{\mu^- e^- \to e^- e^-}$ 過程



3. **ミューオン偏極** を利用した相互作用判別

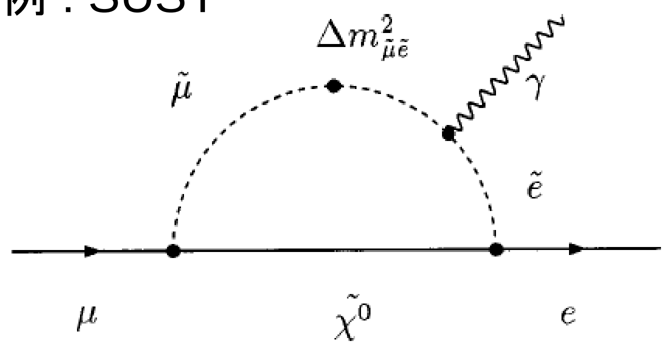


Charged Lepton Flavor Violation (CLFV)

-新物理探索の有力候補-

- 標準模型の枠組みでは禁止
- “標準模型を超える模型”の多くで予言

例 : SUSY



- ニュートリノ振動からの寄与は非常に小さい

予想される崩壊分岐比

$$\boxed{\mathrm{Br}(\mu \to e\gamma) < 10^{-54}}$$

✓ 現代の実験技術では観測不可

(新物理探索のノイズにならない)

⇨ 見つかれば、ただちに**新物理存在の証拠**

- これまでに様々なCLFVモードが探索されてきた (未発見)

$Br(\mu \to e\gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$ $Br(\tau \to \mu\gamma) < 3.3 \times 10^{-8}$ $Br(h \to \tau\mu) < 2.5 \times 10^{-3}$

$Br(\mu \to ee\bar{e}) < 1.0 \times 10^{-12}$ $Br(\pi^0 \to \mu e) < 4.7 \times 10^{-10}$ etc…

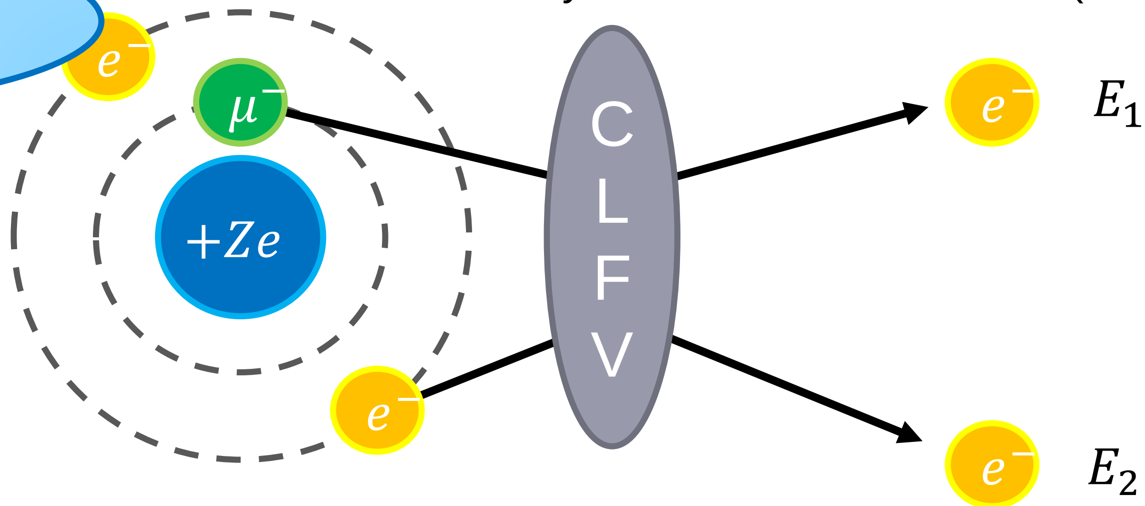
ミューオン原子中の $\mu^- e^- \to e^- e^-$ 過程

M. Koike, Y. Kuno, J. Sato & M. Yamanaka, Phys. Rev. Lett. **105**, 121601 (2010).

ミューオン原子を用いた
CLFV探索過程

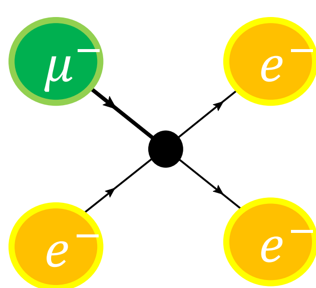
proposed to be
measured in **COMET**

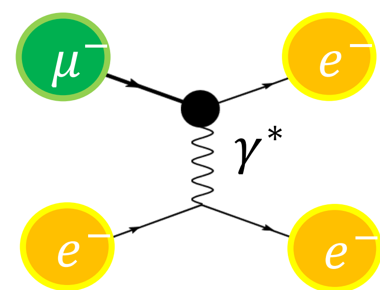
R. Abramishili et al.,
COMET Phase-I Technical Design Report,
KEK Report 2015-1 (2015).



特徴

- clear signal : 電子2つ ($E_1 + E_2 \simeq m_\mu + m_e - B_\mu - B_e$)
- 2種のCLFV相互作用
  - ✓ μeee vertex
  - ✓ $\mu e\gamma$ vertex





- 原子番号 Z : 大 ⇒ 崩壊率 Γ : 大 (およそ $\Gamma \propto (Z-1)^3$)

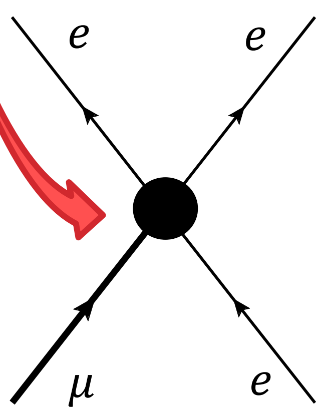
有効 CLFV 相互作用

$$\mathcal{L}_I = \mathcal{L}^{\uparrow\uparrow}_{contact} + \mathcal{L}^{\uparrow\downarrow}_{contact} + \mathcal{L}_{photo}$$

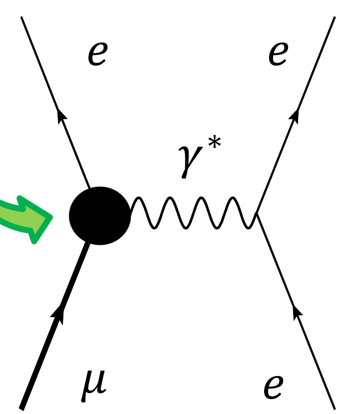
$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{\uparrow\uparrow}_{contact} = {} & g_1(\overline{e_L}\mu_R)(\overline{e_L}e_R) + g_2(\overline{e_R}\mu_L)(\overline{e_R}e_L) \\ & + g_3(\overline{e_R}\gamma_\mu\mu_R)(\overline{e_R}\gamma^\mu e_R) + g_4(\overline{e_L}\gamma_\mu\mu_L)(\overline{e_L}\gamma^\mu e_L) + [H.c.]\end{aligned}$$

$$\mathcal{L}^{\uparrow\downarrow}_{contact} = g_5(\overline{e_R}\gamma_\mu\mu_R)(\overline{e_L}\gamma^\mu e_L) + g_6(\overline{e_L}\gamma_\mu\mu_L)(\overline{e_R}\gamma^\mu e_R) + [H.c.]$$

$$\mathcal{L}_{photo} = g_R m_\mu \overline{e_L}\sigma^{\mu\nu}\mu_R F_{\mu\nu} + g_L m_\mu \overline{e_R}\sigma^{\mu\nu}\mu_L F_{\mu\nu} + [H.c.]$$



接触型相互作用
(短距離相互作用)



光子型相互作用
(長距離相互作用)

相互作用判別法

方法 1. 崩壊率の原子番号依存性

YU, Y. Kuno, J. Sato, T. Sato & M. Yamanaka, Phys. Rev. D**93**, 076006 (2016).
YU, Y. Kuno, J. Sato, T. Sato & M. Yamanaka, in preparation.

大雑把には $\Gamma \propto (Z-1)^3$ だが....

- 束縛レプトンの**相対論的取扱い**
- 放出電子の**クーロン歪曲効果**

が Z 依存性を修正

⇩

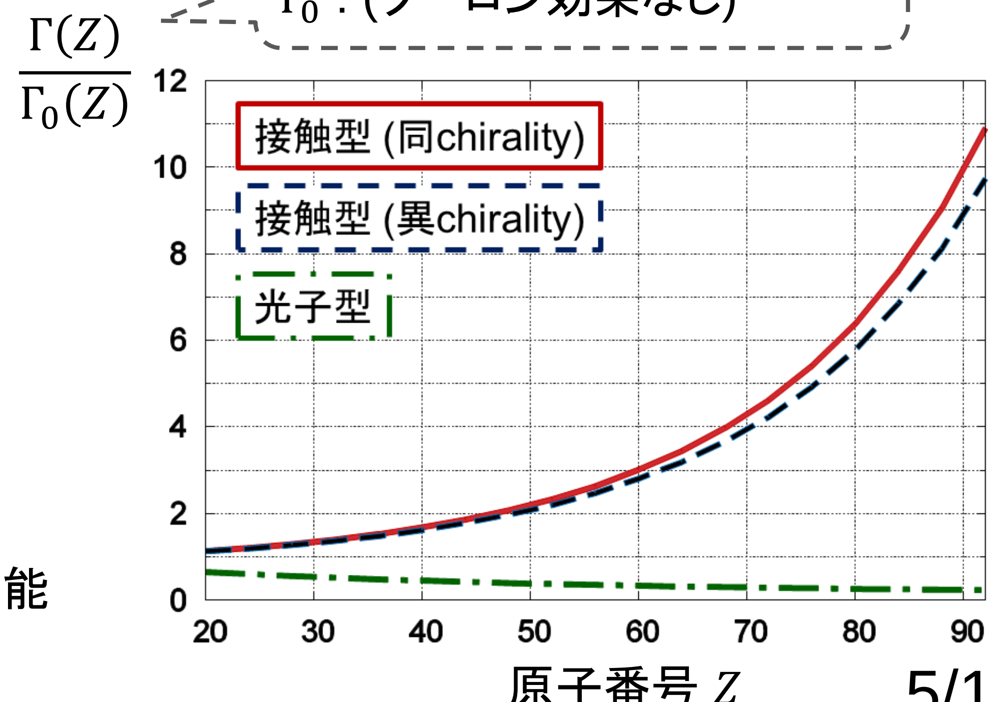
レプトン波動関数の適切な取扱いにより

接触型過程では崩壊率 **増大**
光子型過程では崩壊率 減少

⇩

様々な原子を用いた測定を行って
相互作用を判別可能

Γ : 崩壊率 (クーロン効果あり)
Γ_0 : (クーロン効果なし)

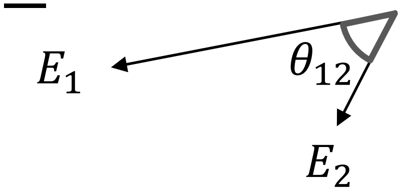


相互作用判別法

方法 2. 放出電子のエネルギー･角度分布

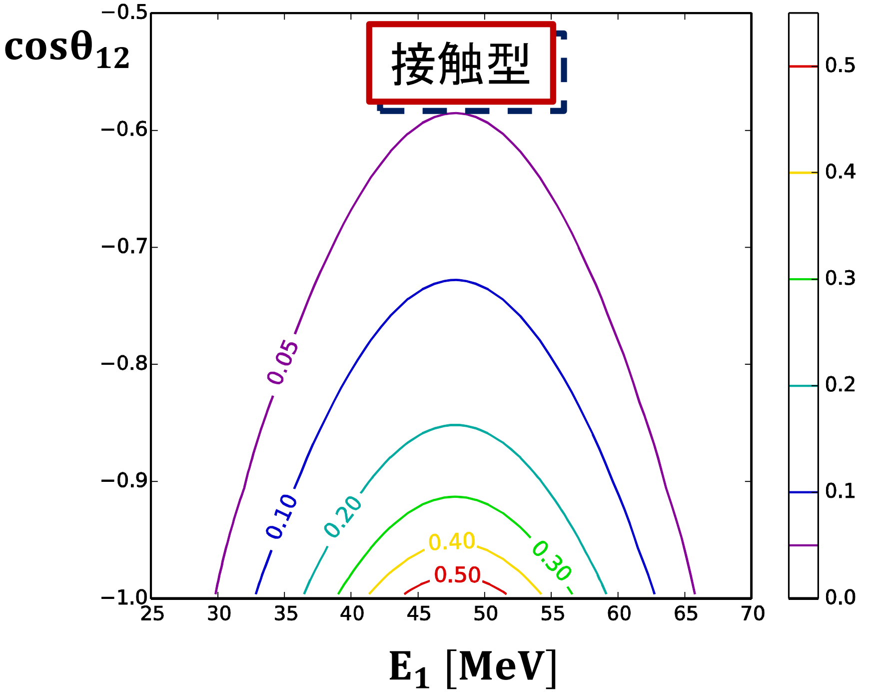
YU, Y. Kuno, J. Sato, T. Sato & M. Yamanaka, Phys. Rev. D**93**, 076006 (2016).
YU, Y. Kuno, J. Sato, T. Sato & M. Yamanaka, in preparation.

E_1 : 放出電子1つのエネルギー
θ_{12} : 放出電子対間の角度

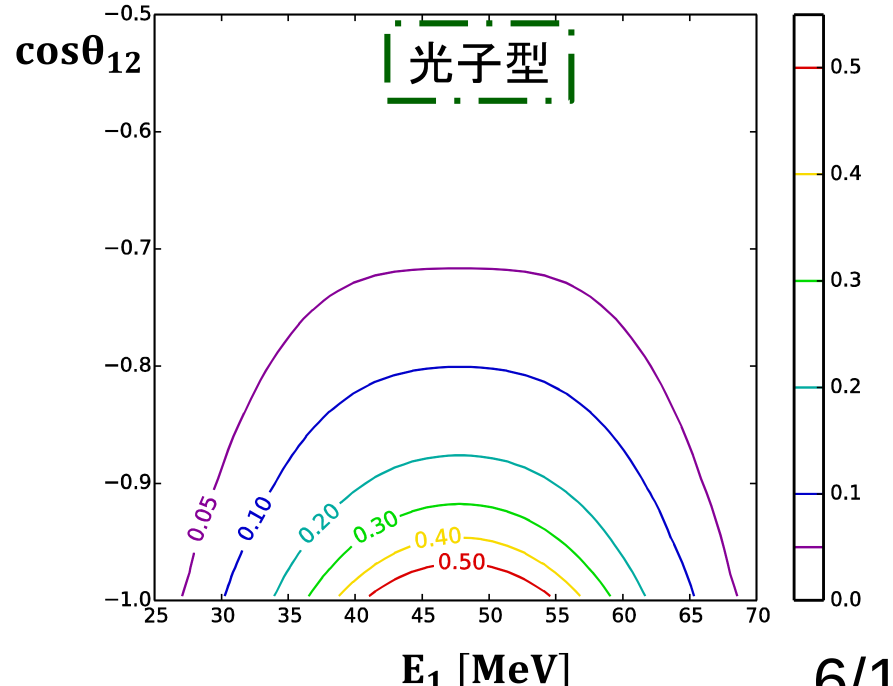


$Z = 82$

$$\frac{1}{\Gamma}\frac{d^2\Gamma}{dE_1 d\cos\theta_{12}} \quad [\mathrm{MeV}^{-1}]$$



$$\frac{1}{\Gamma}\frac{d^2\Gamma}{dE_1 d\cos\theta_{12}} \quad [\mathrm{MeV}^{-1}]$$



相互作用判別能力

- 原理的に3グループを区別可能

$\mathcal{L}^{\uparrow\uparrow}_{contact}$

$$g_1(\overline{e_L}\mu_R)(\overline{e_L}e_R) + g_3(\overline{e_R}\gamma_\mu\mu_R)(\overline{e_R}\gamma^\mu e_R)$$
$$+g_2(\overline{e_R}\mu_L)(\overline{e_R}e_L) + g_4(\overline{e_L}\gamma_\mu\mu_L)(\overline{e_L}\gamma^\mu e_L)$$

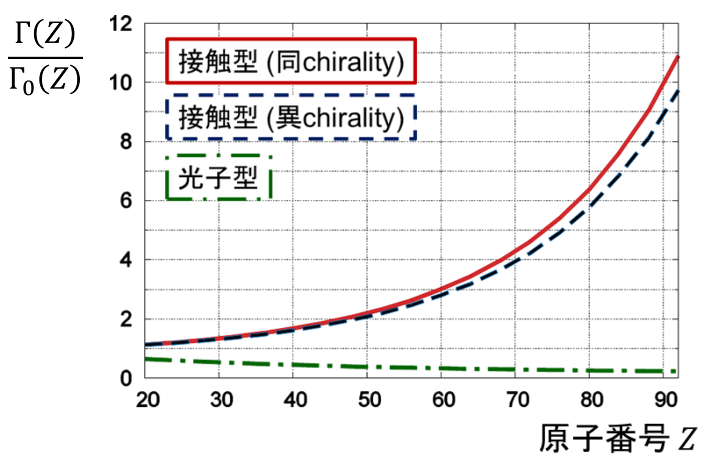
$\mathcal{L}^{\uparrow\downarrow}_{contact}$

$$g_5(\overline{e_R}\gamma_\mu\mu_R)(\overline{e_L}\gamma^\mu e_L)$$
$$+g_6(\overline{e_L}\gamma_\mu\mu_L)(\overline{e_R}\gamma^\mu e_R)$$

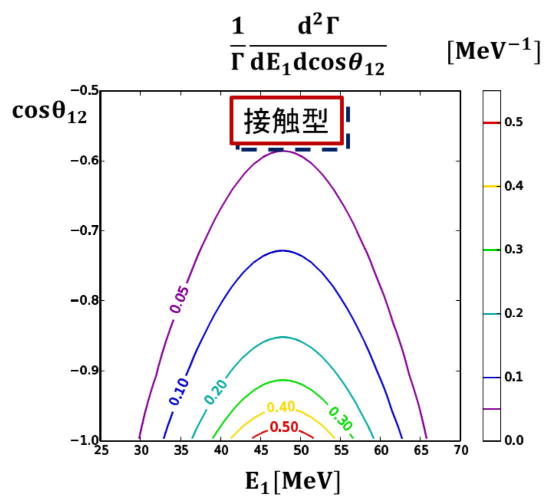
$\mathcal{L}_{photo}$

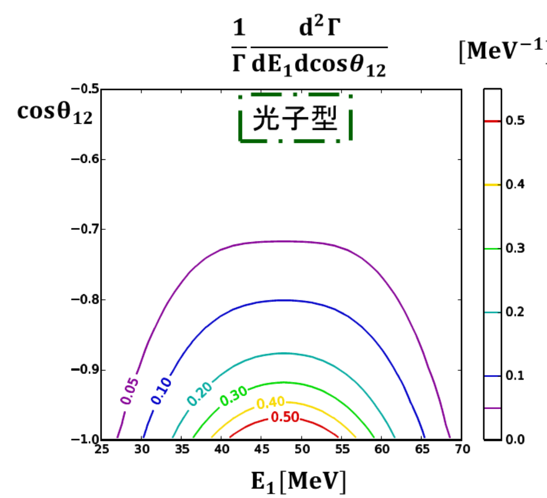
$$g_R m_\mu \overline{e_L}\sigma^{\mu\nu}\mu_R F_{\mu\nu}$$
$$+g_L m_\mu \overline{e_R}\sigma^{\mu\nu}\mu_L F_{\mu\nu}$$

判別法 1. 崩壊率の原子番号依存性



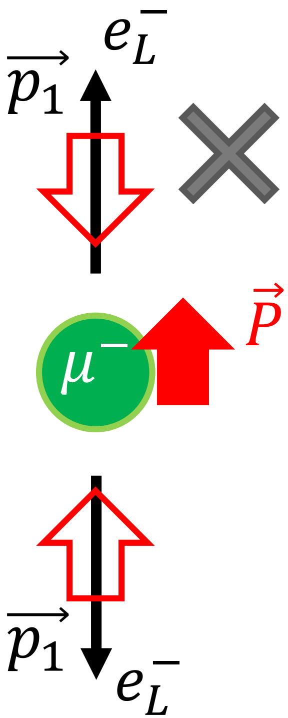
判別法 2. 放出電子のエネルギー・角度分布





- $g_1(\overline{e_L}\mu_R)(\overline{e_L}e_R)$ と $g_2(\overline{e_R}\mu_L)(\overline{e_R}e_L)$ などの “**パリティの破れ**” は判別可能？

ミューオン偏極の利用



$$\mathcal{L}_I = (\overline{e_L}\mu_R)(\bar{e}e)$$

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}\cos\theta_1} = \frac{\Gamma}{2}\{1 + \alpha P\cos\theta_1\}$$

$\cos\theta_1 = \hat{P}\cdot\hat{p}_1$

$\alpha < 0$ が期待

($\mathcal{L}_I = (\overline{e_R}\mu_L)(\bar{e}e)$ ⇒ $\alpha > 0$ が期待)

⇒ 放出粒子の角度分布から非対称度を測定し
相互作用の “左右” を区別可能

参考 : $\mu^+ \to e^+\gamma$, $\mu^+ \to e^+e^+e^-$ における非対称度

Y. Okada, K. Okumura & Y. Shimizu, Phys. Rev. D **61**, 094001 (2000).

ミューオンを偏極させた場合の微分崩壊率

※ここではCPを破る項は無視

- 遷移確率は放出電子の入れ替え($\vec{p}_1 \leftrightarrow \vec{p}_2$)について対称

$$\frac{\mathrm{d}^5\Gamma}{\mathrm{d}E_1\mathrm{d}\Omega_1\mathrm{d}\Omega_2} = \frac{1}{8\pi^2}\frac{\mathrm{d}^2\Gamma}{\mathrm{d}E_1\mathrm{dc}_{12}}\left\{1 + f(E_1, E_2, \mathrm{c}_{12})\vec{P}\cdot\hat{p}_1 + f(E_2, E_1, \mathrm{c}_{12})\vec{P}\cdot\hat{p}_2\right\}$$

$$c_{12} = \cos\theta_{12}$$

$$= \frac{1}{8\pi^2}\frac{\mathrm{d}^2\Gamma}{\mathrm{d}E_1\mathrm{dc}_{12}}\left\{1 + f_S(E_1, E_2, \mathrm{c}_{12})\vec{P}\cdot\hat{p} + f_A(E_1, E_2, \mathrm{c}_{12})\vec{P}\cdot\hat{q}\right\}$$

$$p = \hat{p}_1 + \hat{p}_2, \quad q = \hat{p}_1 - \hat{p}_2$$

$$f_{S/A}(E_1, E_2, \mathrm{c}_{12}) = \sqrt{\frac{1 \pm \mathrm{c}_{12}}{2}}\left[f(E_1, E_2, \mathrm{c}_{12}) \pm f(E_2, E_1, \mathrm{c}_{12})\right]$$

電子対が back-to-back ($\mathrm{c}_{12} = -1$) かつ $E_1 = E_2$ で放出される場合 : $f_S = f_A = 0$

⇨ 偏極の影響は見えない

✓ $\mathrm{c}_{12} \neq -1$ または $E_1 \neq E_2$ である場合に **非対称度 α** は存在

運動量空間でのレプトン波動関数の広がりを取り入れた計算が必須

非対称度

- 放出電子のうち 1つの角度分布に注目

$$\frac{\mathrm{d}^2\Gamma}{\mathrm{d}E_1\mathrm{d}\cos\theta_1}=\frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}E_1}\{1+\alpha(E_1)P\cos\theta_1\}$$

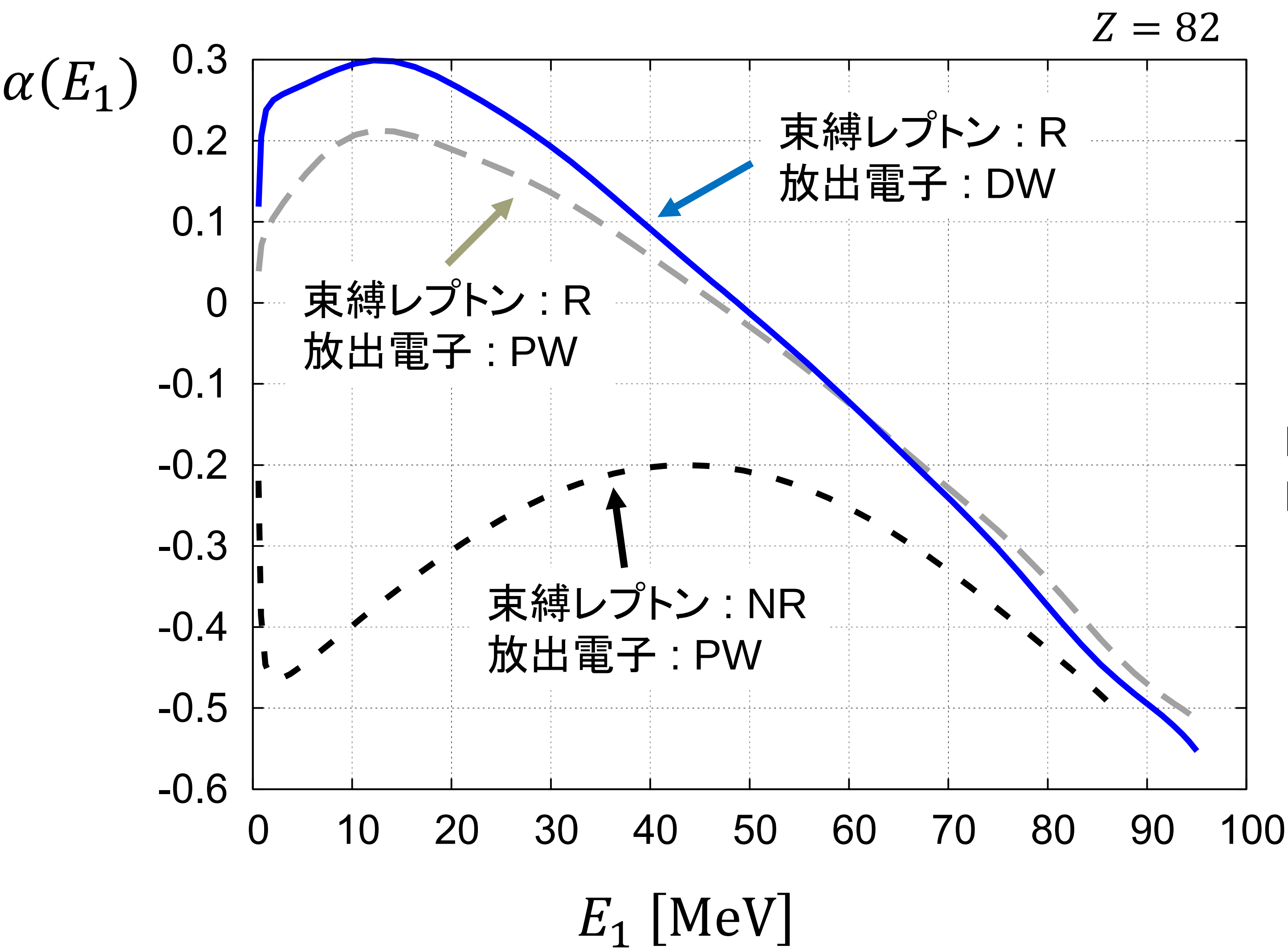
非対称度 α (偏極による角度分布の差)

$$\alpha(E_1)P\cos\theta_1=\frac{D^{\uparrow}-D^{\downarrow}}{D^{\uparrow}+D^{\downarrow}}$$

$$D^{s_\mu}\equiv\int d^3p_2\sum_{s_1,s_2,s_e}\left|\left\langle\psi_e^{\boldsymbol{p}_1,s_1}\psi_e^{\boldsymbol{p}_2,s_2}\middle|\mathcal{L}\middle|\psi_\mu^{1s,s_\mu}\psi_e^{1s,s_e}\right\rangle\right|^2\delta\left(E_f-E_i\right)$$

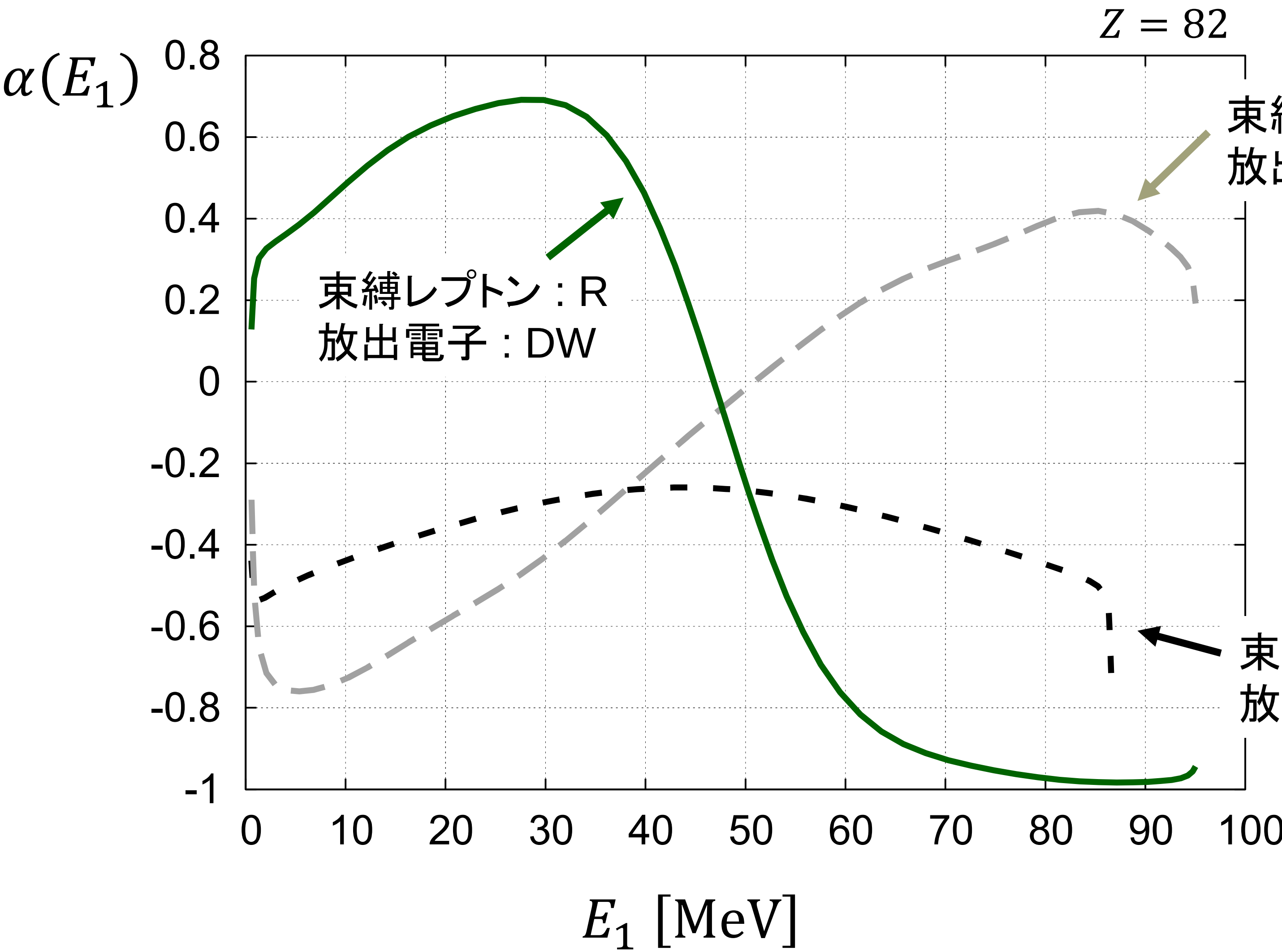
(s_μ =↑,↓)

非対称度のE_1依存性 ($g_5\left(\overline{e_R}\gamma_\mu\mu_R\right)\left(\overline{e_L}\gamma^\mu e_L\right)$)



R : 相対論的
NR : 非相対論的
PW : 平面波
DW : 歪曲波

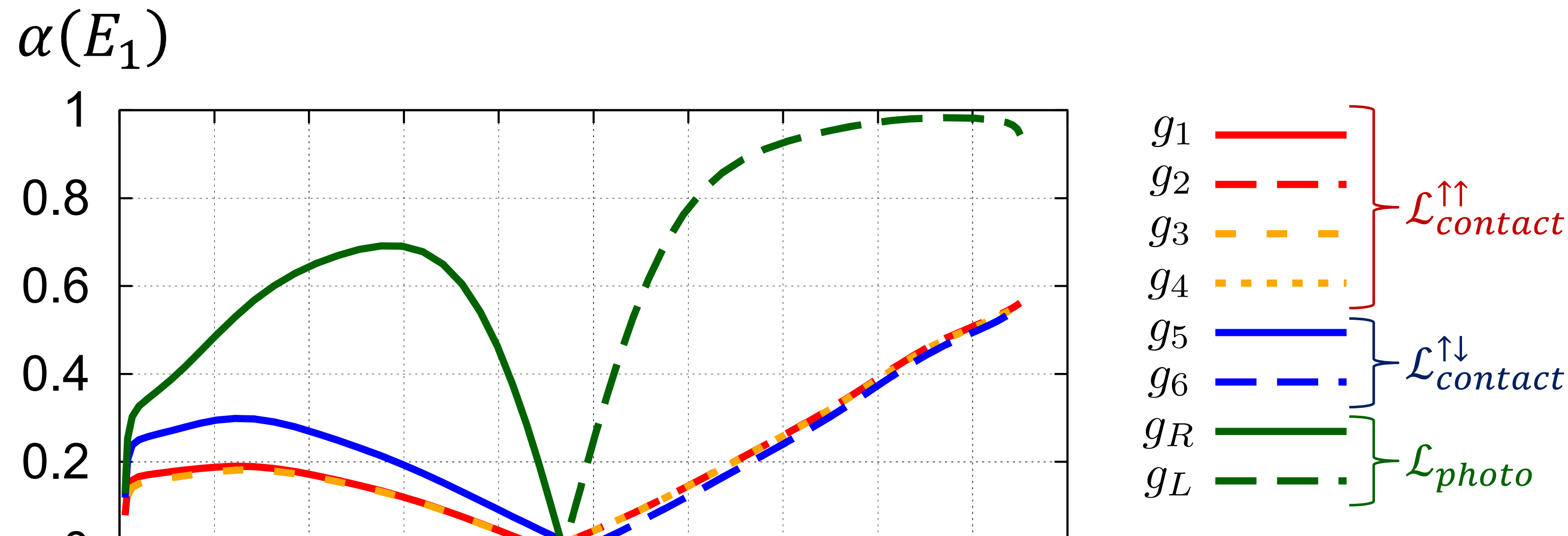
非対称度のE_1依存性（$g_R \overline{e_L} \sigma_{\mu\nu} \mu_R F^{\mu\nu}$）

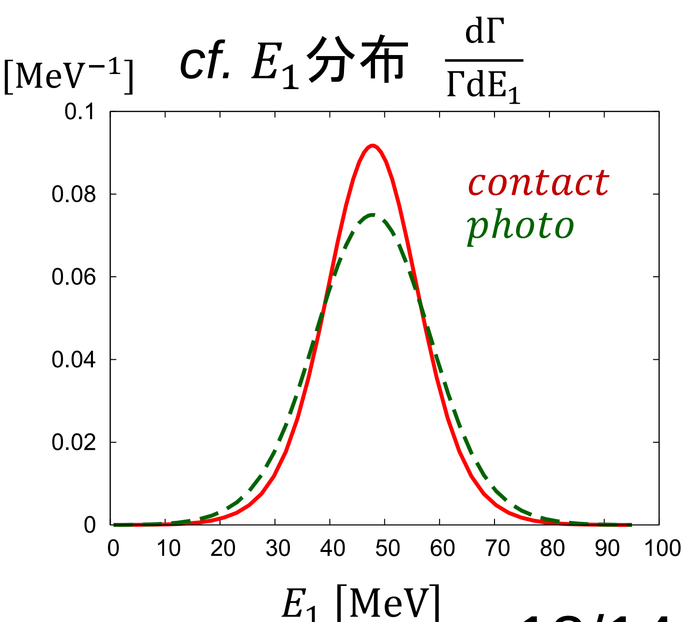


R : 相対論的
NR : 非相対論的
PW : 平面波
DW : 歪曲波

非対称度のE_1依存性

$Z = 82$





まとめ

- ミューオン原子中の$\mu^- e^- \to e^- e^-$過程
  - ✓ CLFV探索の有力候補のひとつ
  - ✓ 接触型・光子型の相互作用を研究可能

$\mathcal{L}_{contact}^{\uparrow\uparrow}$

$$g_1(\overline{e_L}\mu_R)(\overline{e_L}e_R) + g_3(\overline{e_R}\gamma_\mu\mu_R)(\overline{e_R}\gamma^\mu e_R) + g_2(\overline{e_R}\mu_L)(\overline{e_R}e_L) + g_4(\overline{e_L}\gamma_\mu\mu_L)(\overline{e_L}\gamma^\mu e_L)$$

$\mathcal{L}_{contact}^{\uparrow\downarrow}$

$$g_5(\overline{e_R}\gamma_\mu\mu_R)(\overline{e_L}\gamma^\mu e_L) + g_6(\overline{e_L}\gamma_\mu\mu_L)(\overline{e_R}\gamma^\mu e_R)$$

$\mathcal{L}_{photo}$

$$g_R m_\mu \overline{e_L}\sigma^{\mu\nu}\mu_R F_{\mu\nu} + g_L m_\mu \overline{e_R}\sigma^{\mu\nu}\mu_L F_{\mu\nu}$$

◆ 相互作用判別法

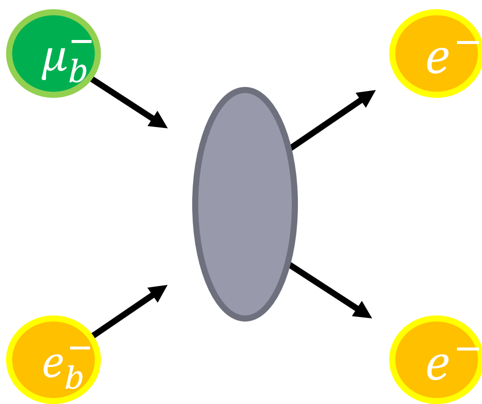
1. 崩壊率の原子番号依存性
2. 放出電子のエネルギー・角度分布
3. ミューオン偏極に伴う、放出電子の非対称度
   - 相互作用のパリティの破れに敏感

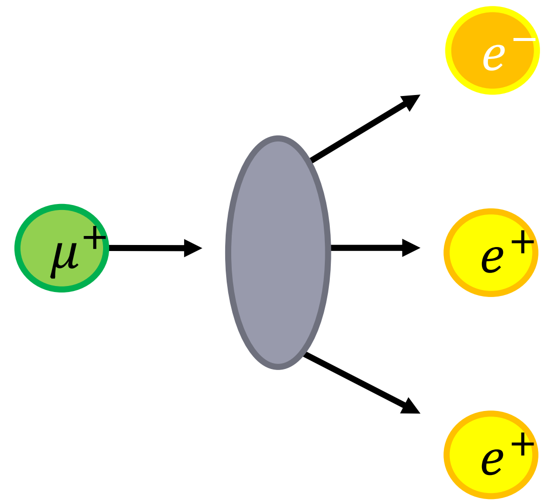
EX. BACKUP

$\mu^+ \to e^+e^+e^-$ との比較

ミューオン原子中の $\mu^- e^- \to e^- e^-$

$\mu^+ \to e^+e^+e^-$





違い 1 : シグナル

e^- 2つ

(近似的な) 2体崩壊

e^- 1つ & e^+ 2つ

3体崩壊

違い2 : 異なる演算子間の干渉項の有無

例 : $(e_R\mu_L)(e_Re_L)$ と $\left(e_R\gamma_\mu\mu_R\right)(e_R\gamma^\mu e_R)$

干渉あり

干渉なし

崩壊率の原子番号依存性

$$\Gamma = \sigma v_{\mathrm{rel}} \int \mathrm{d}V \rho_\mu \rho_e$$

原子核Coulombポテンシャルが十分小さいなら…

$$\boxed{\Gamma_{\mu^- e^- \to e^- e^-} = 2\sigma v_{\mathrm{rel}} |\psi_{1S}^e(0)|^2}$$

M. Koike, Y. Kuno, J. Sato and M. Yamanaka,
Phys. Rev. Lett. **105**,121601(2010)

σ : $\mu^- e^- \to e^- e^-$の断面積 (自由粒子)　　v_{rel} : μ^-とe^-の相対速度

$$\psi_{1S}^e(\vec{x}) = \sqrt{\frac{(m_e(Z-1)\alpha)^3}{\pi}} \exp(-m_e(Z-1)\alpha|\vec{x}|)$$

: 束縛電子の$1S$波動関数 (非相対論)

$$\Rightarrow \quad \Gamma \propto (Z-1)^3$$

(接触型・光子型過程共に同様のZ依存性)

計算手法

$$\Gamma = 2\pi \sum_f \sum_{\bar{\imath}} \delta(E_f - E_i) \left| \left\langle \psi_e^{s_1}(\boldsymbol{p}_1)\psi_e^{s_2}(\boldsymbol{p}_2) \middle| H \middle| \psi_\mu^{s_\mu}(1S)\psi_e^{s_e}(1S) \right\rangle \right|^2$$

終状態を角運動量の固有状態で展開 (部分波展開)

$$\psi_e^{p,s} = \sum_{\kappa,\mu,m} 4\pi\, i^{l_\kappa} (l_\kappa, m, 1/2, s | j_\kappa, \mu) Y^*_{l_\kappa,m}(\hat{p}) e^{-i\delta_\kappa} \psi_p^{\kappa,\mu}$$

動径波動関数はDirac方程式を数値的に解いて求める

$$\frac{dg_\kappa(r)}{dr} + \frac{1+\kappa}{r} g_\kappa(r) - \big(E + m + e\phi(r)\big) f_\kappa(r) = 0$$

$$\frac{df_\kappa(r)}{dr} + \frac{1-\kappa}{r} f_\kappa(r) + \big(E - m + e\phi(r)\big) g_\kappa(r) = 0$$

$$\psi_p^{\kappa,\mu}(\boldsymbol{r}) = \begin{pmatrix} g_\kappa(r)\chi_\kappa^\mu(\hat{r}) \\ i f_\kappa(r)\chi_{-\kappa}^\mu(\hat{r}) \end{pmatrix}$$

ϕ : 原子核クーロンポテンシャル

(束縛電子に対してはμ^-の電荷密度を除いたものを使用)

動径波動関数 (散乱 e^-)

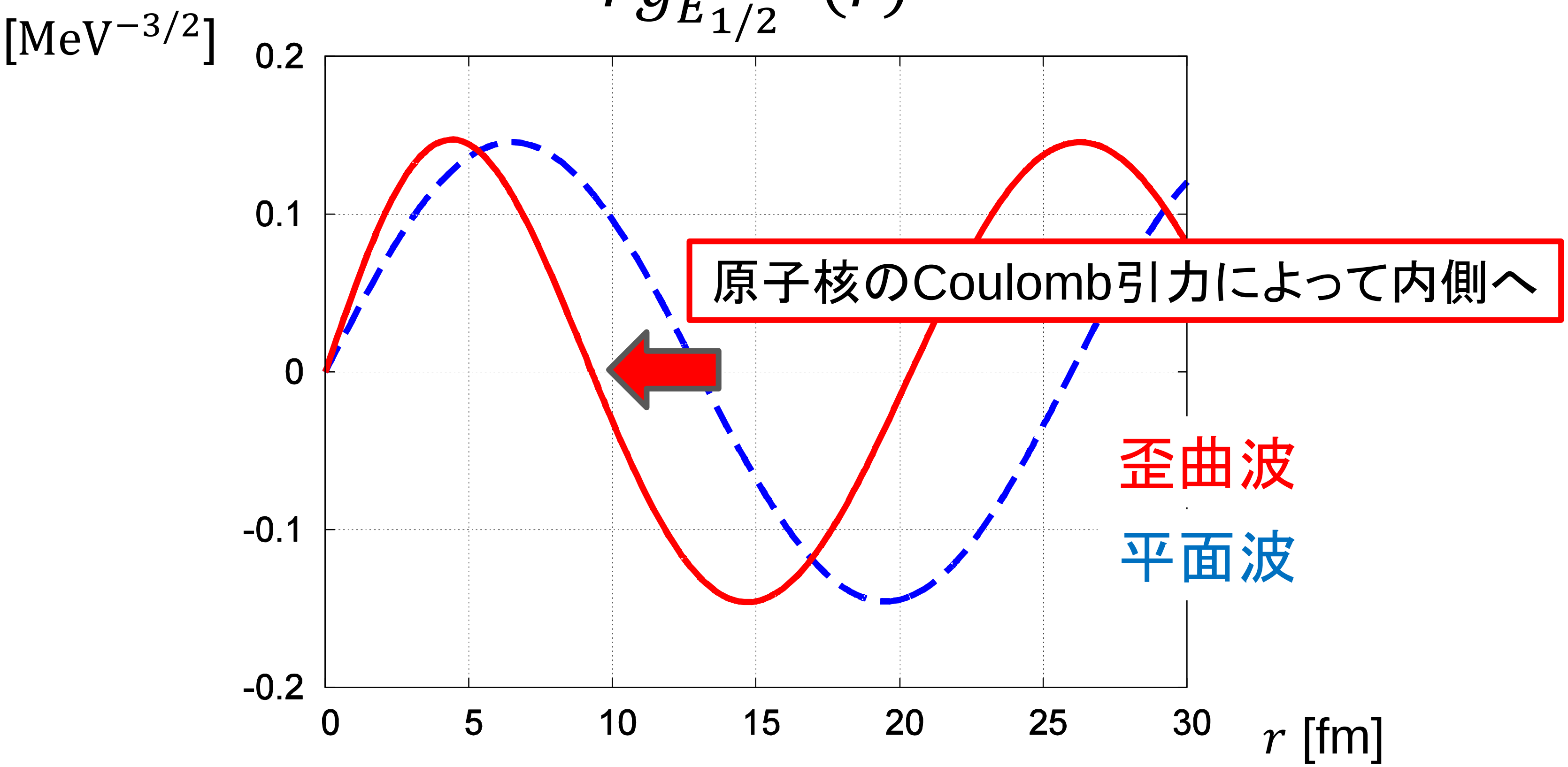
^{208}Pb case

$Z = 82$

$E_{1/2} \approx 48\mathrm{MeV}$

- $\kappa = -1$ partial wave

$$r g_{E_{1/2}}^{\kappa=-1}(r)$$

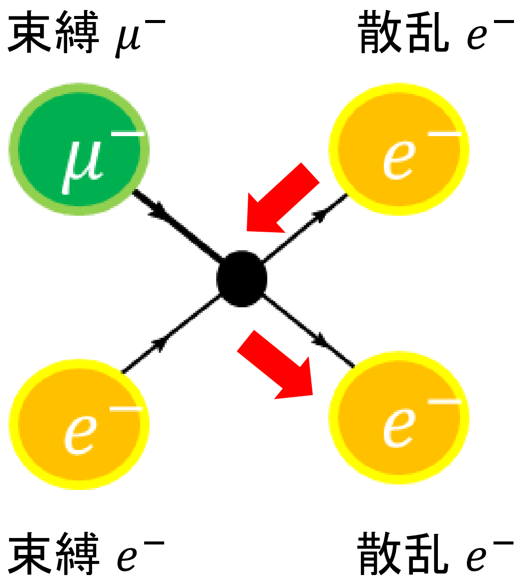


① 原点近傍の値が増大

② 運動量(波数)が実効的に上昇

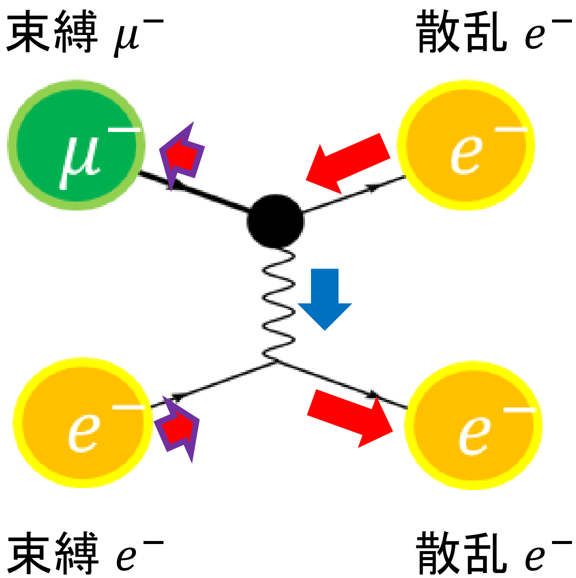
散乱電子の歪曲効果

接触型過程



- 運動量のmismatchなし

光子型過程



- 束縛レプトンへの運動量移行により

overlap integral が減少

歪曲による波動関数の原点近傍の増大を含めると……

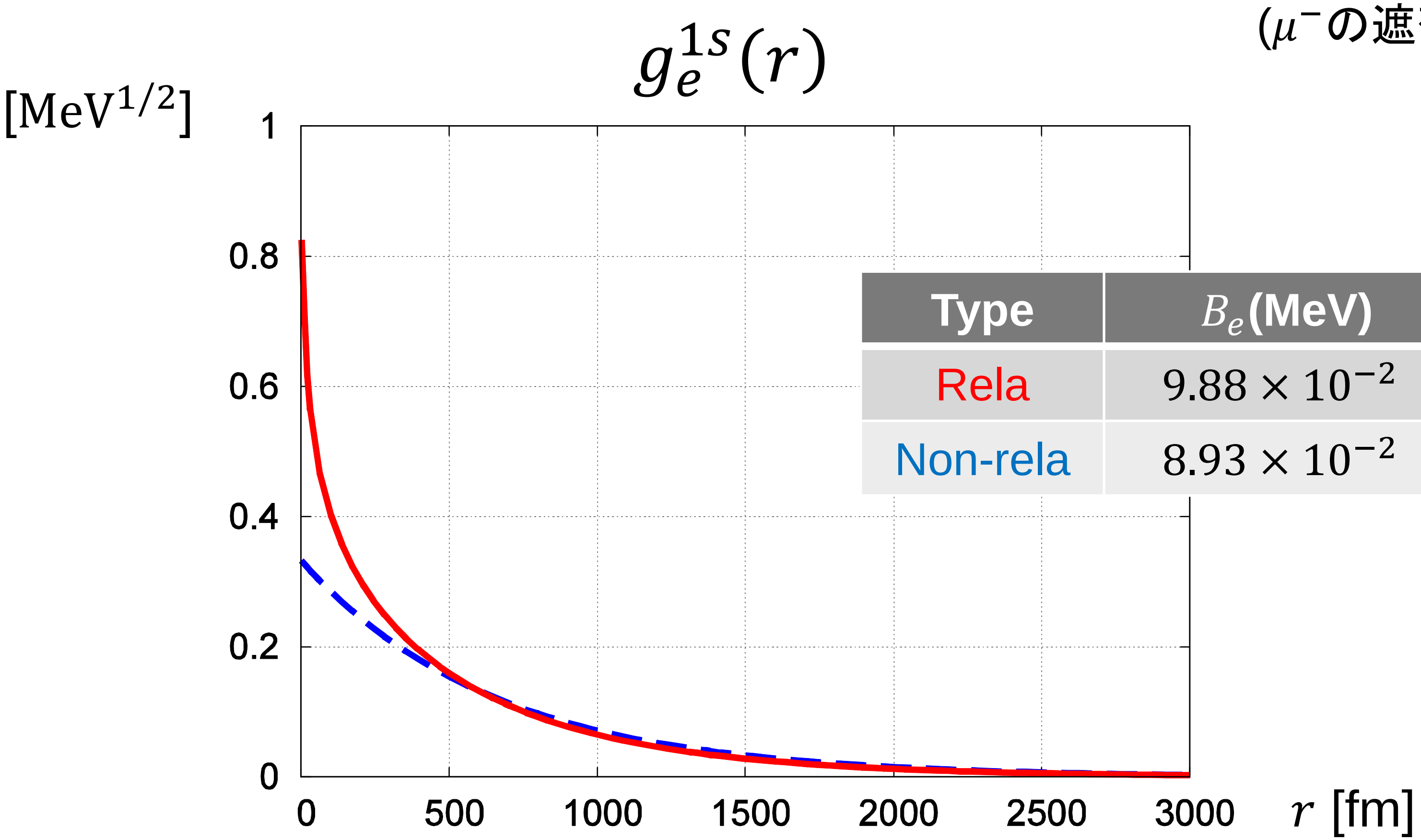
Enhanced !!

Suppressed…

動径波動関数 (束縛 e^-)

^{208}Pb case　　$Z = 81$

(μ^-の遮蔽を考慮)



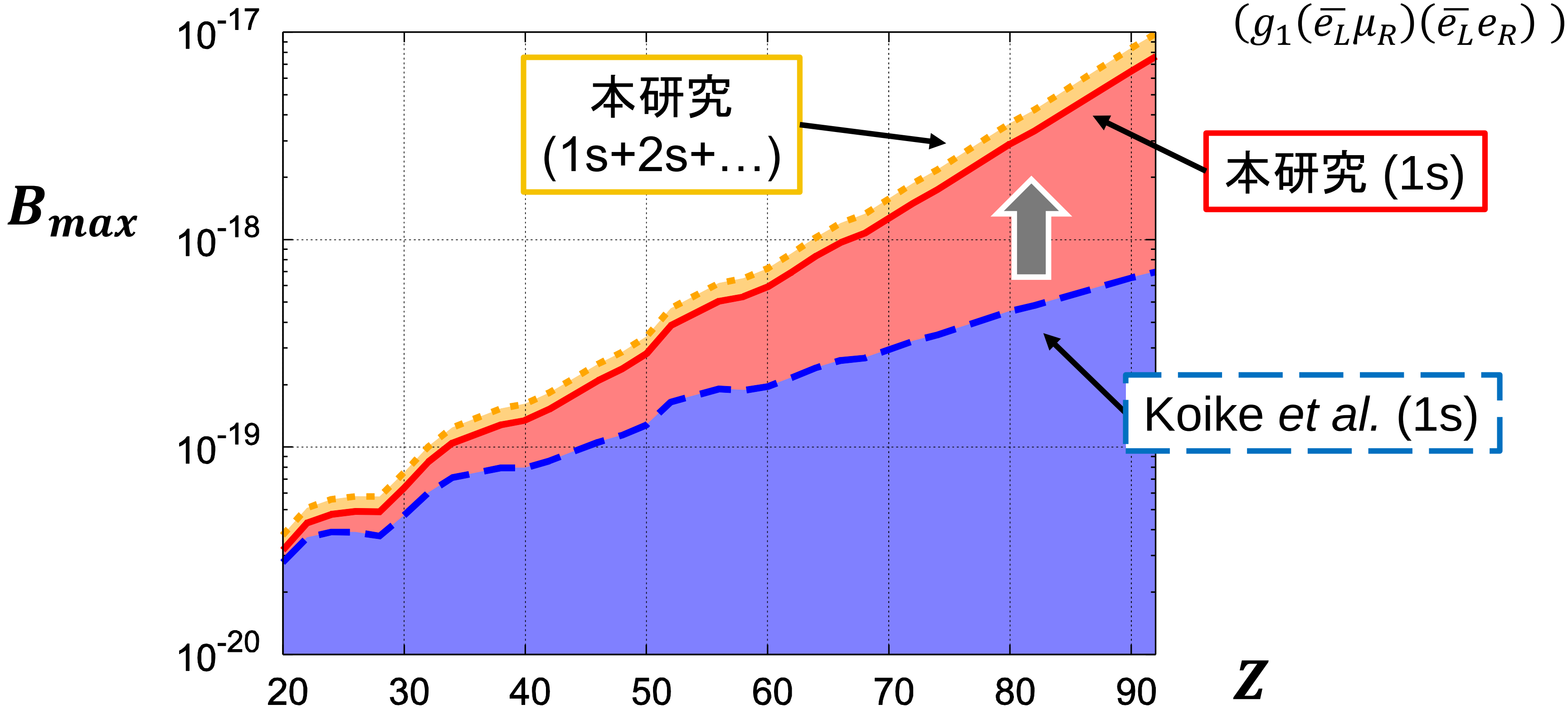
Type	B_e(MeV)
Rela	9.88×10^{-2}
Non-rela	8.93×10^{-2}

相対論を考慮することにより、原点付近の値が増大

崩壊分岐比の制限 (接触型)

$BR(\mu^+ \to e^+e^-e^+) < 1.0 \times 10^{-12}$ → $BR(\mu^-e^- \to e^-e^-) < B_{max}$

(SINDRUM, 1988)



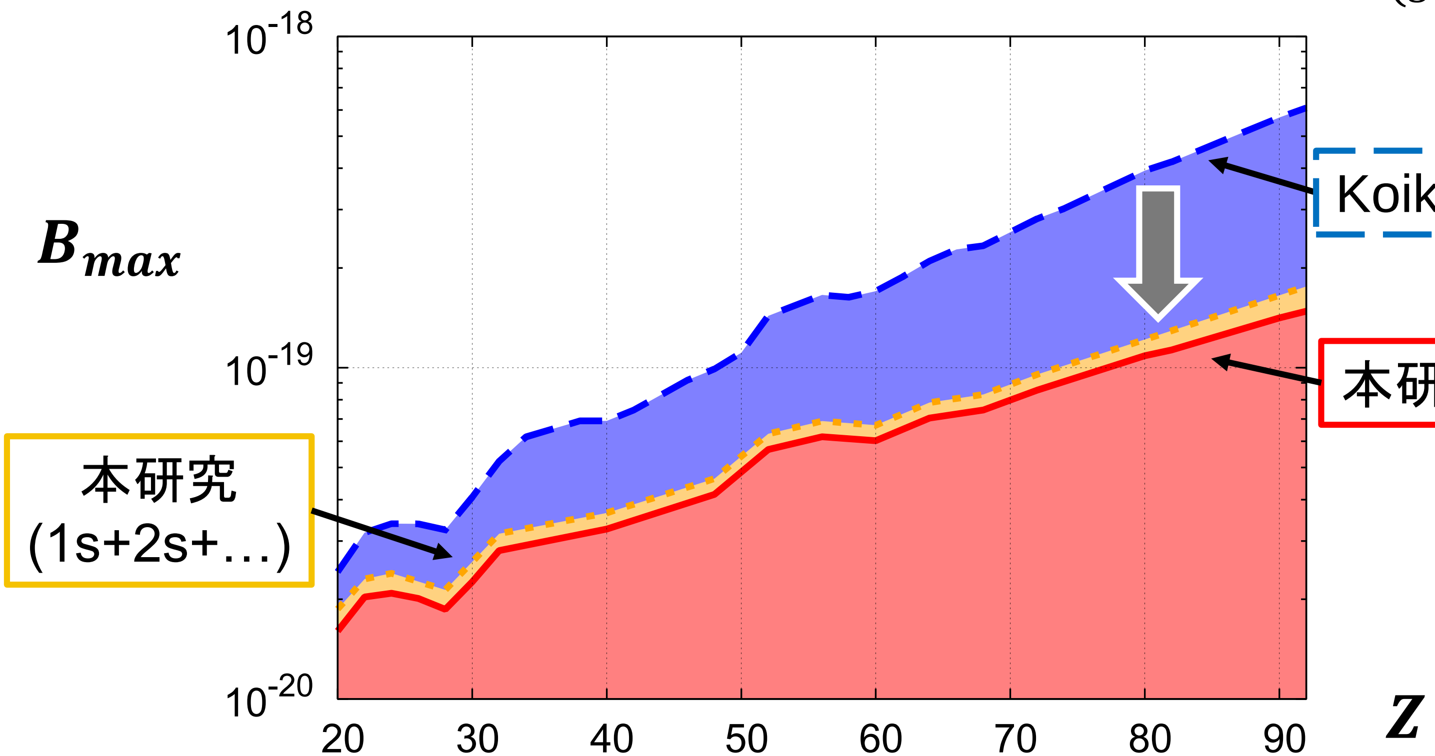
YU, Y. Kuno, J. Sato, T. Sato & M. Yamanaka, Phys. Rev. D **93**, 076006 (2016)

崩壊分岐比の制限 (光子型)

$BR(\mu^+ \to e^+\gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$ → $BR(\mu^- e^- \to e^- e^-) < B_{max}$

(MEG, 2016)

$\left(g_R \overline{e_L} \sigma^{\mu\nu} \mu_R F_{\mu\nu}\right)$



非対称度のE_1依存性 ($g_1(\overline{e_L}\mu_R)(\overline{e_L}e_R)$)