

2016年度3年後期
素粒子物理学 1
第9回 2016年12月9日

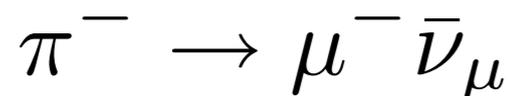
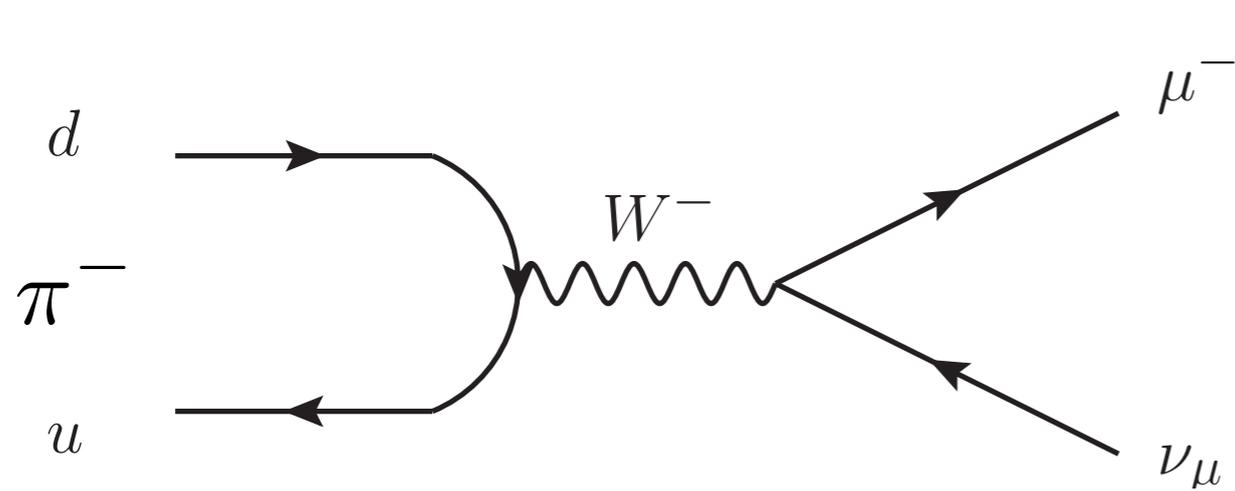
戸本 誠

高エネルギー物理学研究室 (N研)

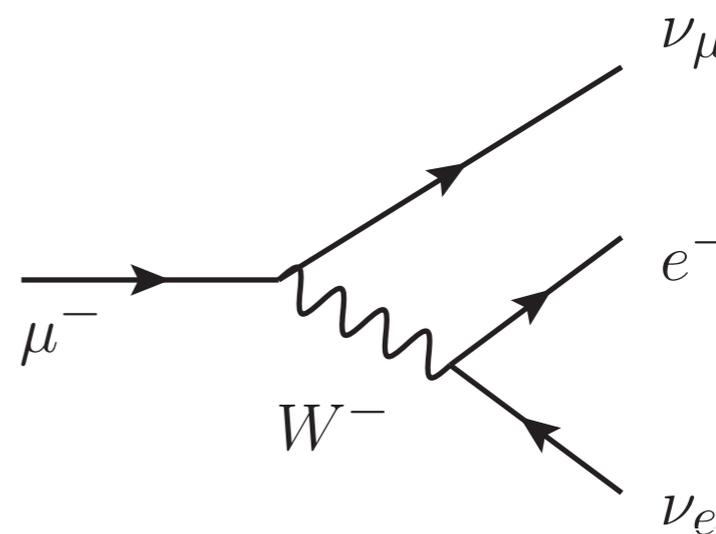
今日の内容

- 弱い相互作用について
 - 弱い相互作用の特徴
 - β 崩壊
 - フェルミの4点結合
 - パリティの破れ
 - μ 粒子崩壊
 - V-A相互作用
 - π 粒子崩壊
 - W/Zボソン

弱い相互作用による崩壊過程



寿命： 2.6×10^{-8} 秒



寿命： 2.2×10^{-6} 秒

電磁相互作用による崩壊 (例： $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$)： 8.4×10^{-17} 秒

強い相互作用による崩壊 (例： $\rho \rightarrow \pi \pi$)： 10^{-23} 秒

$$(\text{寿命}) = 1/(\text{崩壊率}) \rightarrow (\text{寿命}) \propto 1/\alpha^2$$

A+B \rightarrow C+Dの断面積

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{M}|^2}{|\mathbf{v}_A| \cdot 2E_A \cdot 2E_B} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_C + P_D - P_A - P_B) \frac{d^3 P_C}{(2\pi)^3 2E_C} \cdot \frac{d^3 P_D}{(2\pi)^3 2E_D}$$

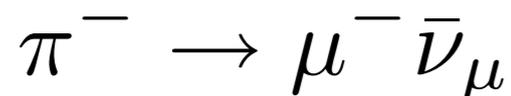
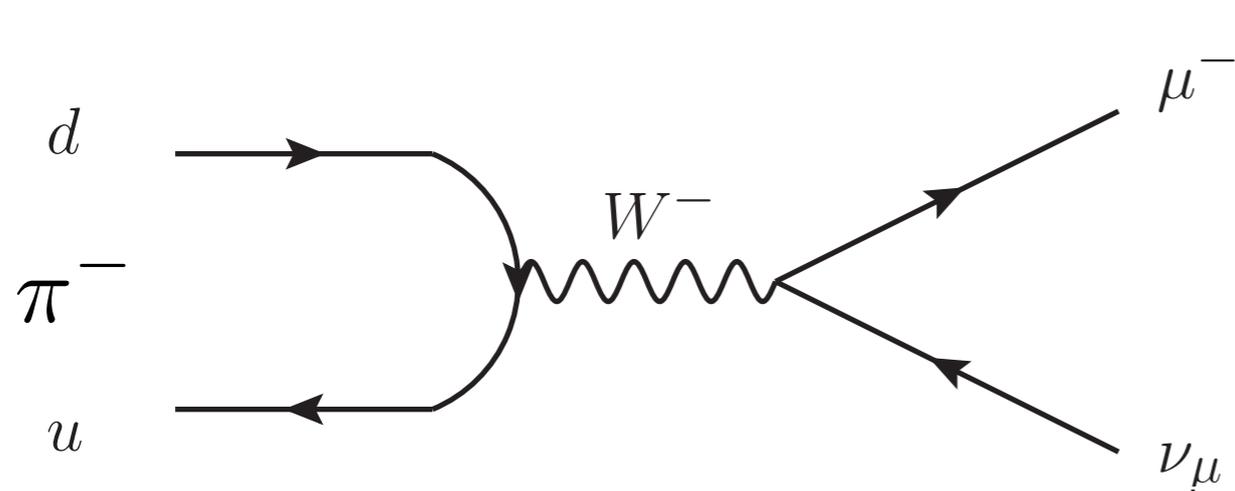
$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$$

A \rightarrow C+Dの崩壊率

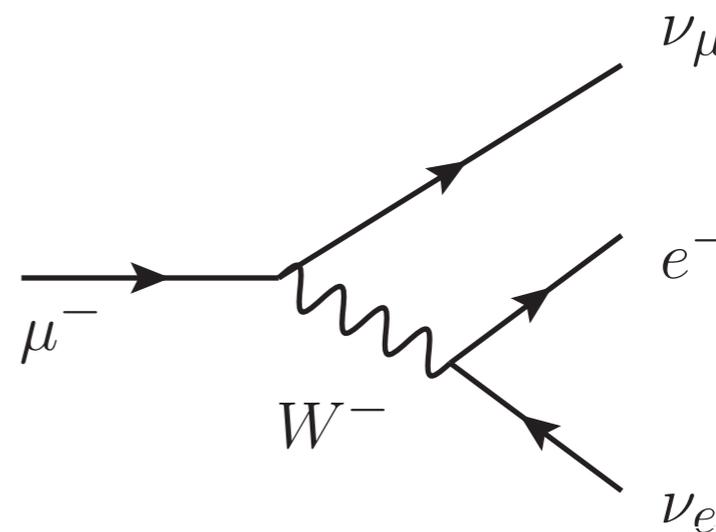
$$d\Gamma = \frac{|\mathcal{M}|^2}{2E_A} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_C + P_D - P_A) \frac{d^3 P_C}{(2\pi)^3 2E_C} \cdot \frac{d^3 P_D}{(2\pi)^3 2E_D}$$

電磁気($ee \rightarrow \mu\mu$)の断面積

弱い相互作用による崩壊過程



寿命： 2.6×10^{-8} 秒



寿命： 2.2×10^{-6} 秒

電磁相互作用による崩壊 (例： $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$)： 8.4×10^{-17} 秒

強い相互作用による崩壊 (例： $\rho \rightarrow \pi \pi$)： 10^{-23} 秒

$$(\text{寿命}) = 1/(\text{崩壊率}) \rightarrow (\text{寿命}) \propto 1/\alpha^2$$

$$\alpha_w \ll \alpha_{EW} \ll \alpha_s$$

クォーク (ハドロン) もレプトンも弱い相互作用をする
 → 普通は、弱崩壊よりもずっとさきに、強崩壊、電磁崩壊
 π は最も軽いハドロン → 弱崩壊による弱崩壊のみ許される

μ 粒子の崩壊

μ 粒子：電子よりも重い \rightarrow 電子に崩壊できる

電磁気反応

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$$

$$L_e : 0 \rightarrow -1 + 0$$

$$L_\mu : -1 \rightarrow 0 + 0 \quad \text{禁止}$$

弱い相互作用反応

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$L_e : 0 \rightarrow -1 + 1 + 0$$

$$L_\mu : -1 \rightarrow 0 + 0 + -1$$

	電荷	色	電子数	μ 数	τ 数	質量	世代
ν_e	0	0	1	0	0	$<225\text{eV}$	1
e	-e	0	1	0	0	0.5MeV	1
ν_μ	0	0	0	1	0	$<0.19\text{MeV}$	2
μ	-e	0	0	1	0	106MeV	2
ν_τ	0	0	0	0	1	$<18.2\text{MeV}$	3
τ	-e	0	0	0	1	1.78GeV	3

弱崩壊による $\mu \rightarrow$ 電子崩壊のみ許される

余談：崩壊幅と寿命

ある粒子が時刻 t に $N(t)$ 個

単位時間あたりの崩壊数はその時刻の粒子数に比例

→ t から $t+dt$ の間に崩壊する個数 $-dN(t)$ は $N(t)$ に比例

$$dN(t) = -\lambda N(t)dt \quad \frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t)$$

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

λ ：崩壊率 $\Gamma = \hbar\lambda$ 崩壊幅

$N(t)$ 個の粒子が $1/e$ 個に減少するのに経過した時間

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad \tau$$

τ ：平均寿命

半減期とは、 $t_{1/2} = \tau \log_e 2 = 0.693\tau$

余談：崩壊幅と寿命

時間に依存しない系の波動関数

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{x}, t) = H(\mathbf{x}) \Psi(\mathbf{x}, t) \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{x}) \varphi(t) = H(\mathbf{x}) \psi(\mathbf{x}) \varphi(t)$$

$$H\psi(\mathbf{x}) = E_0 \psi(\mathbf{x}) \quad , \quad \varphi(t) = \varphi(0) e^{-i \frac{E_0}{\hbar} t}$$

$$|\varphi(t)|^2 = 1 \quad \text{いつも決まった状態：}$$

止まっている時は、 $M=E_0$ の安定粒子を記述

粒子が有限の寿命を持つ（崩壊する）ことを考える

エネルギー固有値に虚部を与える $E_0 \rightarrow E_0 - \frac{i\Gamma}{2}$ $E_0, \Gamma (>0)$ は実数

$$\varphi(t) = \varphi(0) e^{-i \frac{E_0}{\hbar} t} e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar} t} \quad |\varphi(t)|^2 = |\varphi(0)|^2 e^{-\frac{\Gamma}{\hbar} t}$$

寿命 $\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{\hbar}{\Gamma}$ で崩壊する粒子を記述

余談：崩壊幅と寿命

$$\varphi(t) = \varphi(0)e^{-i\frac{E_0}{\hbar}t}e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar}t}$$

フーリエ変換により、エネルギーによる波動関数に変換

$$\varphi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \omega(E) \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} e^{-i\frac{E}{\hbar}t} dE$$

$\omega(E)$: 波動方程式がエネルギーEからE+dEまでに存在する確率が $|\omega(E)|^2$

$$\omega(E) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} e^{i\frac{E}{\hbar}t} dt$$

$$\phi(t)=0(t<0)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_0^{\infty} \varphi(0) e^{-i\frac{E_0}{\hbar}t} e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar}t} e^{i\frac{E}{\hbar}t} dt$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \varphi(0) \int_0^{\infty} e^{-\frac{i(E_0-E)+\Gamma/2}{\hbar}t} dt$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \varphi(0) \frac{\hbar}{i(E_0 - E) + \Gamma/2}$$

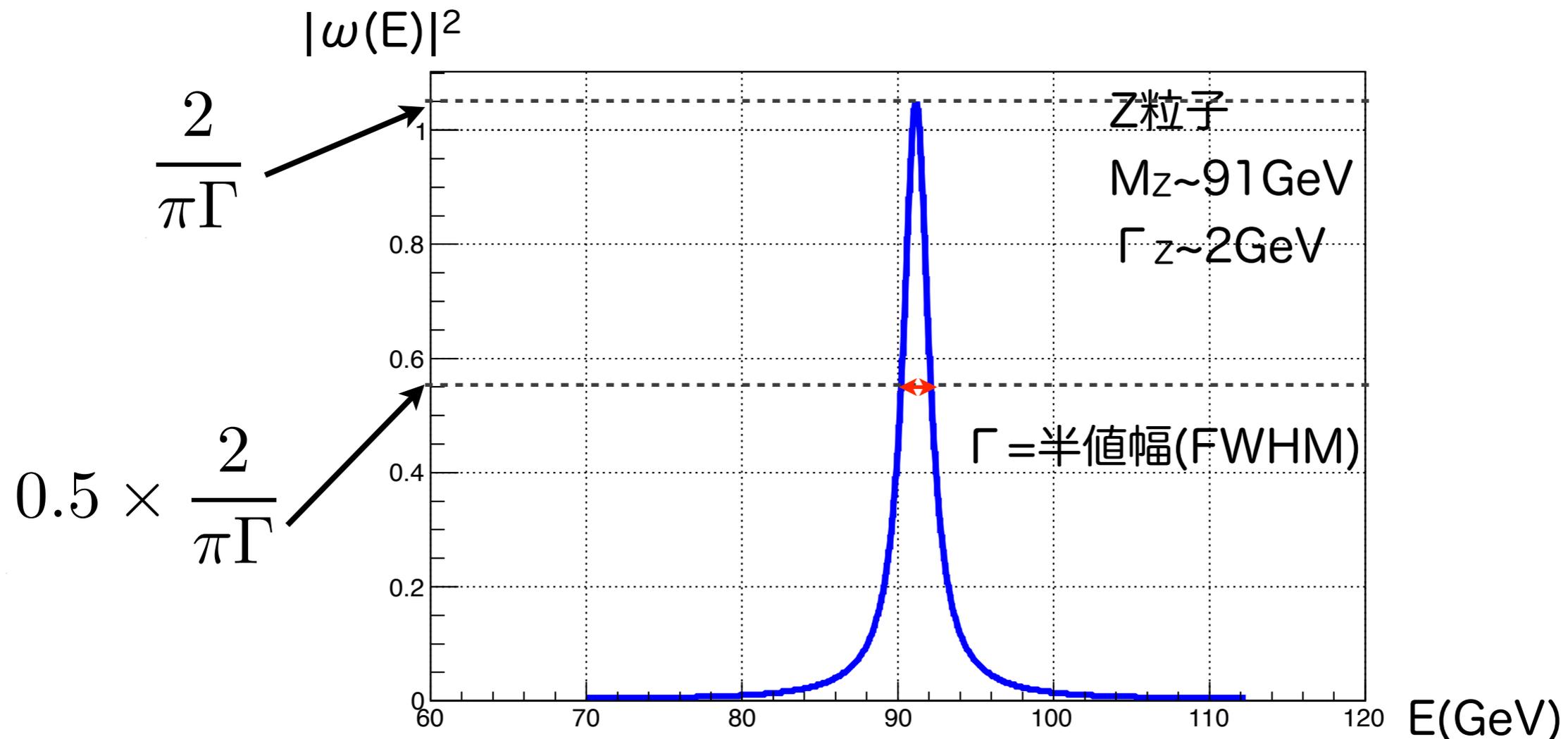
余談：崩壊幅と寿命

エネルギーが E となる確率 $|\omega(E)|^2$ は、

$$|\omega(E)|^2 = \frac{\hbar}{2\pi} |\varphi(0)|^2 \frac{1}{(E_0 - E)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

$$= \frac{\hbar}{\Gamma} |\varphi(0)|^2 \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(E_0 - E)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

Breight-Wigner関数



β 崩壊

原子核 N_1 が β 線(電子)を放出して別の原子核 N_2 に変わる

2体崩壊で考える $N_1 \rightarrow N_2 e^-$

中性子が電子と陽子に崩壊して核種が変わる

$$E_e^2 - p_e^2 = m_e^2, \quad E_2^2 - p_2^2 = m_2^2$$

運動量保存 $p_2 = -p_e = p$

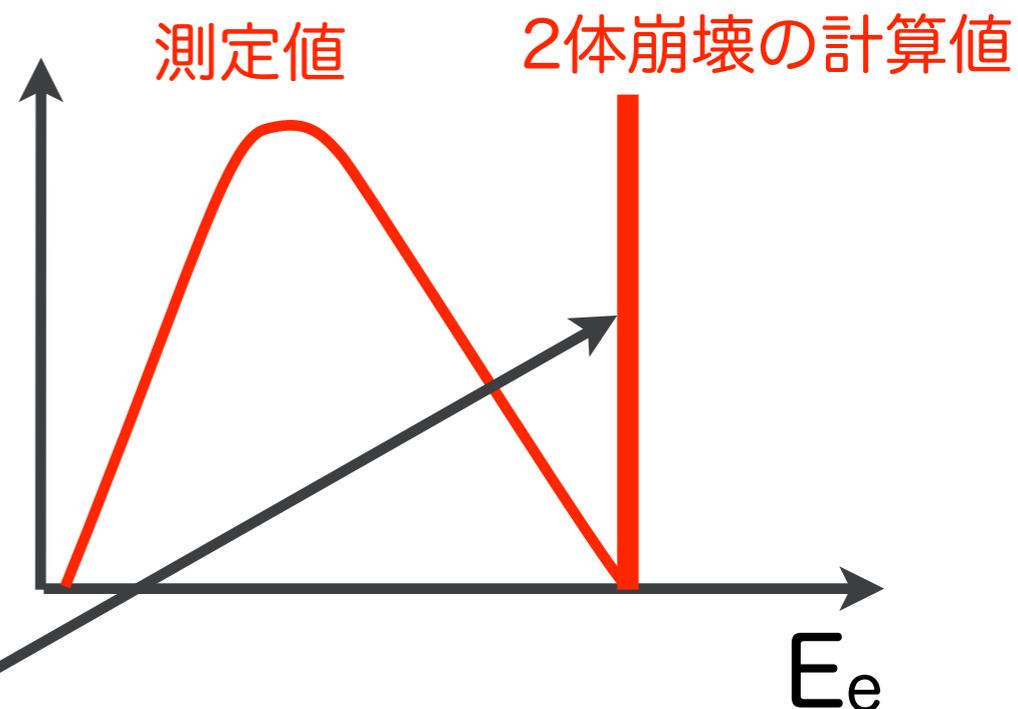
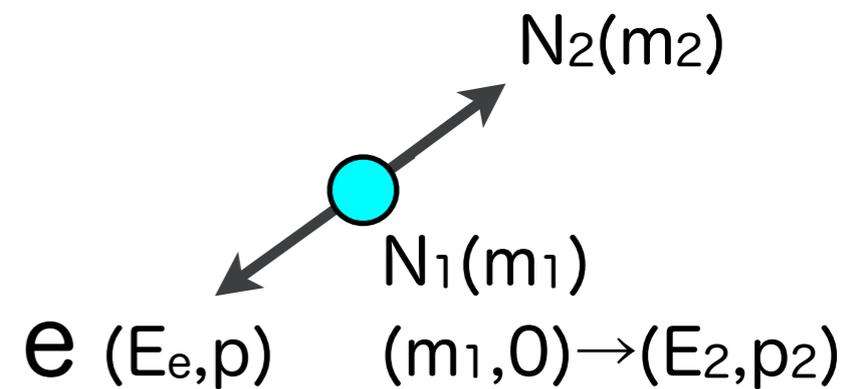
エネルギー保存 $m_1 = E_2 + E_e$

$$(m_1 - E_e)^2 = m_2^2 + p^2$$

$$m_1^2 - 2m_1 E_e + E_e^2 = m_2^2 + p^2$$

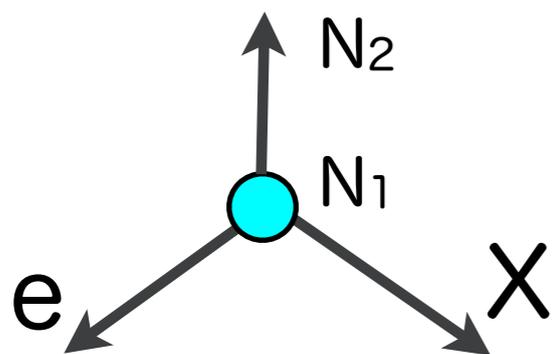
$$2m_1 E_e = m_1^2 - m_2^2 + m_e^2$$

$$E_e = \frac{m_1^2 - m_2^2 + m_e^2}{2m_1} \simeq m_1 - m_2$$



β 崩壊

3体崩壊で考慮

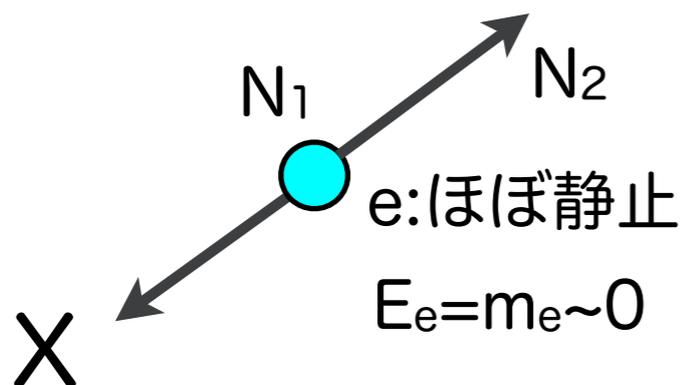


$$E_e^2 - p_e^2 = m_e^2, \quad E_2^2 - p_2^2 = m_2^2, \quad E_X^2 - p_X^2 = m_X^2$$

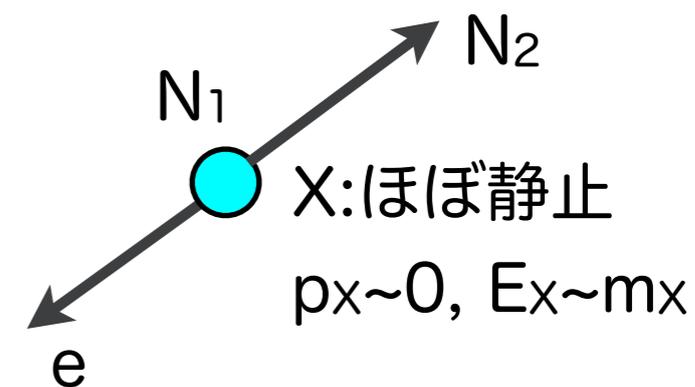
$$m_1 = E_2 + E_e + E_X, \quad p_2 + p_e + p_X = 0$$

E_e は、電子、 X 、 N_2 の運動に依存する（単一の値を取らない）

E_e の最低値



E_e の最高値



$$m_1 = E_2 + E_e + m_X$$

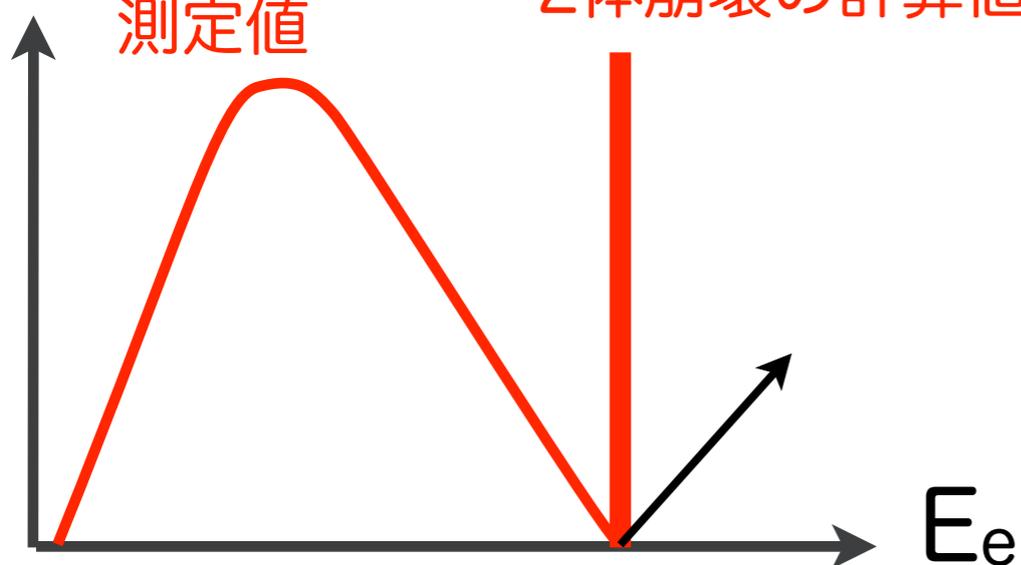
$$E_e^{\max} = \frac{(m_1 - m_X)^2 - m_2^2 + m_e^2}{2(m_1 - m_X)}$$

$m_X \rightarrow 0$ で、2体崩壊と同じ

$$E_e^{\max} = \frac{m_1^2 - m_2^2 + m_e^2}{2m_1}$$

測定値

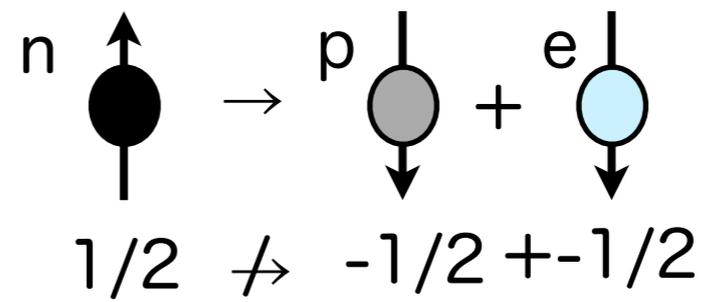
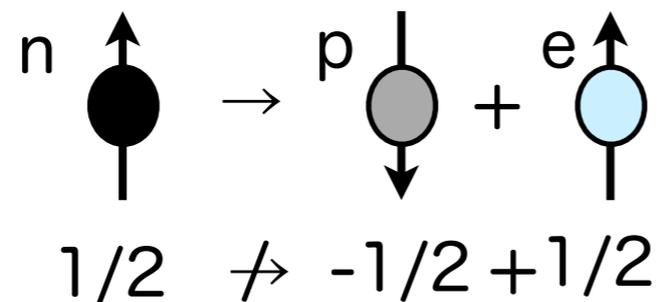
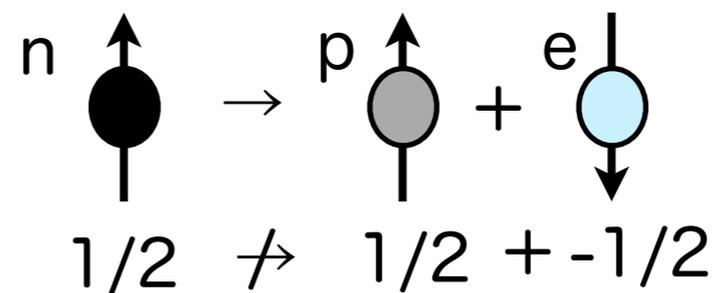
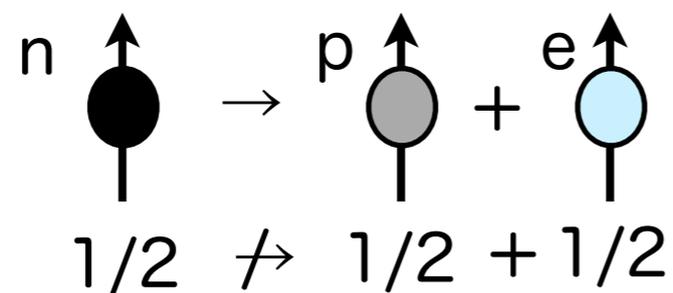
2体崩壊の計算値



ニュートリノ仮説

$$n \rightarrow pe^{-}$$

電子のエネルギー分布が測定値と不一致
角運動量の保存則も成り立たない



1931年：ニュートリノ仮説（パウリ） $n \rightarrow pe^{-}\bar{\nu}$

電子のエネルギー分布が測定値と一致

角運動量も保存

1935年：フェルミ理論へ、

陽子は安定だが、中性子は不安定（寿命～885秒）

質量：938.27MeV

質量：939.57MeV

フェルミの β 崩壊理論

復習：電子-陽子散乱の不変振幅

$$\mathcal{M} = -e^2 \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k) \frac{1}{q^2} \bar{u}(p') \gamma_\mu u(p)$$

β 崩壊の不変振幅

電磁相互作用との類推からベクトル型相互作用を予測

$$\mathcal{M} = G (\bar{u}_p \gamma_\mu u_n) (\bar{u}_e \gamma^\mu u_{\nu_e})$$

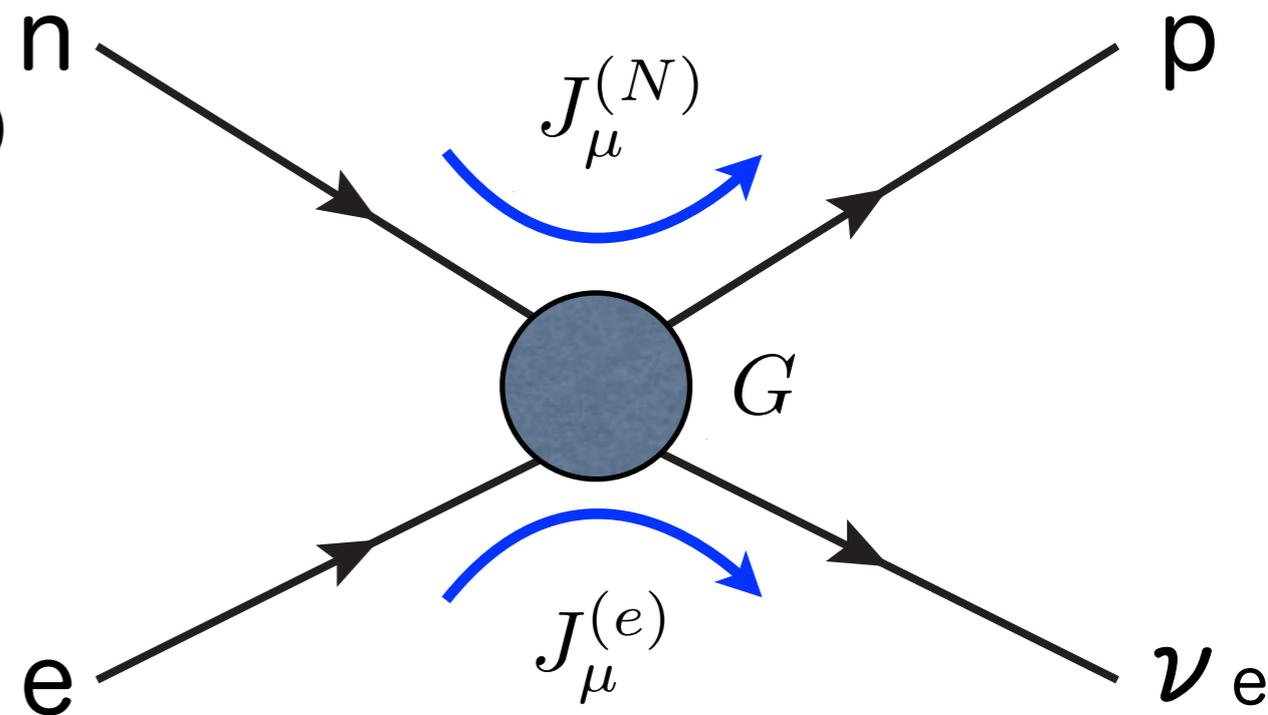
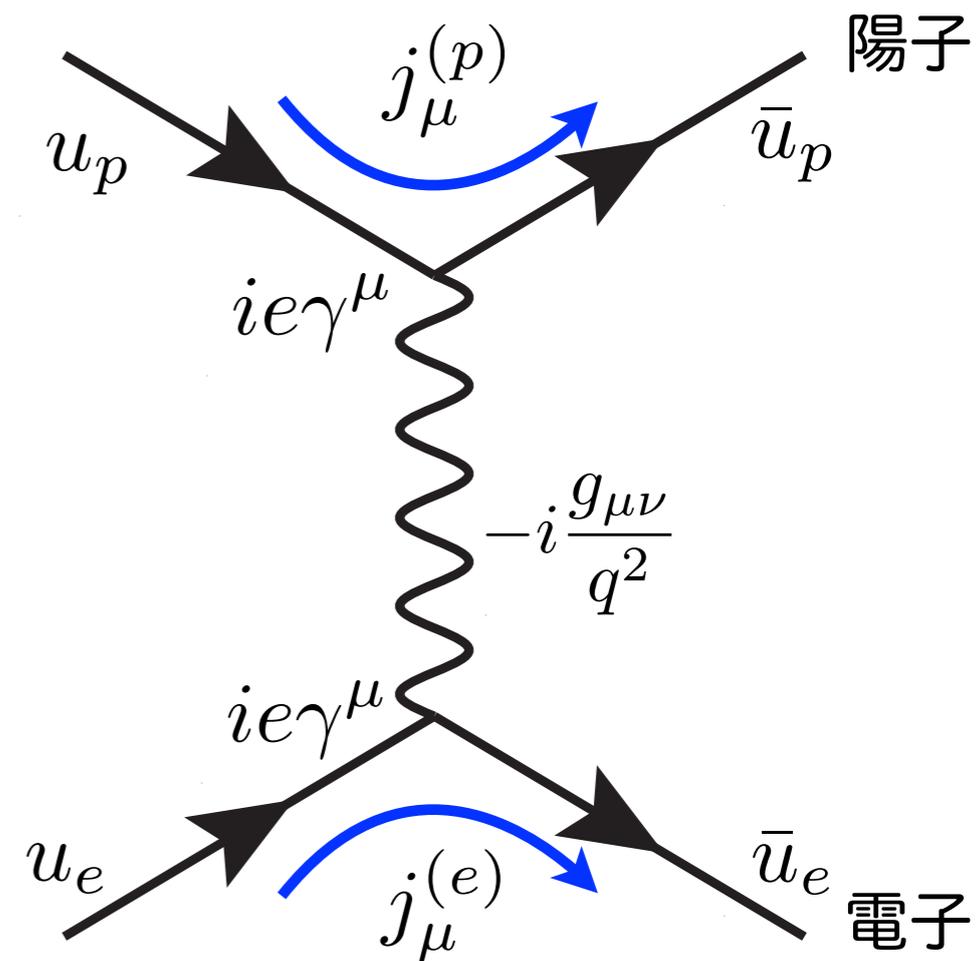
G : Fermi定数

実験による測定で決定(E^{-2} の次元を持つ)

$J_\mu^{(N)}$ $J_\mu^{(e)}$ 荷電弱カレント

$$\Gamma = \frac{1}{\tau} = \frac{G^2 E_0^5}{30\pi^3}$$

寿命と原子核のエネルギー差(E_0)からGを測定



パリティの破れ

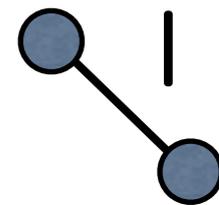
$\psi(\mathbf{r}) \rightarrow \psi(-\mathbf{r}), \mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}' \quad \mathcal{L} = \mathcal{L}'$ ならばパリティ保存
 運動方程式 (ラグランジアン) が不変

θ - τ パズル

τ 粒子と θ 粒子 : $J (=l+s)=0$, 質量, 寿命同じ。崩壊が違う。

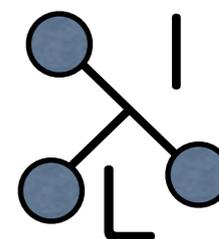
$\theta \rightarrow \theta - \pi$
 ルジャンドルの多項式 $P_l(-\cos\theta) = (-1)^l P_l(\cos\theta)$

$$\tau \rightarrow \pi\pi \quad P_\pi \cdot P_\pi \cdot (-1)^{l=0} = (-1)^2 = +1$$



$$\theta \rightarrow \pi\pi\pi \quad P_\pi \cdot P_\pi \cdot P_\pi \cdot (-1)^{l+L} = (-1)^3 = -1$$

π 粒子 : パリティ = -1



τ と θ が同じ粒子であれば、パリティが破れている

T.D. Lee, C.N. Yang :

弱い相互作用でパリティ保存を示す実験事実なし

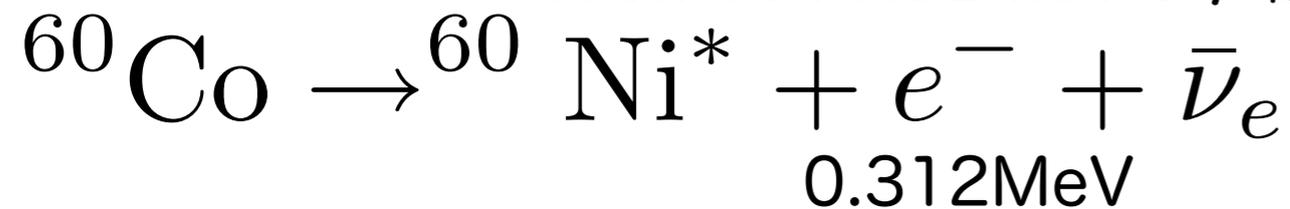
C.S. Wuの実験

パリティ変換によって σ は正、 p は負

→” $\sigma \cdot p$ ”が崩壊過程中にあれば

パリティの破れが観測できる

1.19MeV+1.32MeVの γ 線でNiに



${}^{60}\text{Co}$ を0.01Kまで冷却

外部磁場で ${}^{60}\text{Co}$ のスピンを揃える

${}^{60}\text{Co}$ のspin方向

θ

$$W(\theta) = 1 + A \left(\frac{\sigma \cdot p}{E} \right)$$

e

$$\sim 1 + APv \cos \theta$$

P : ${}^{60}\text{Co}$ の偏極度、 v : 電子の速度

$A = -1 \pm 0.1$: 最大限の破れ

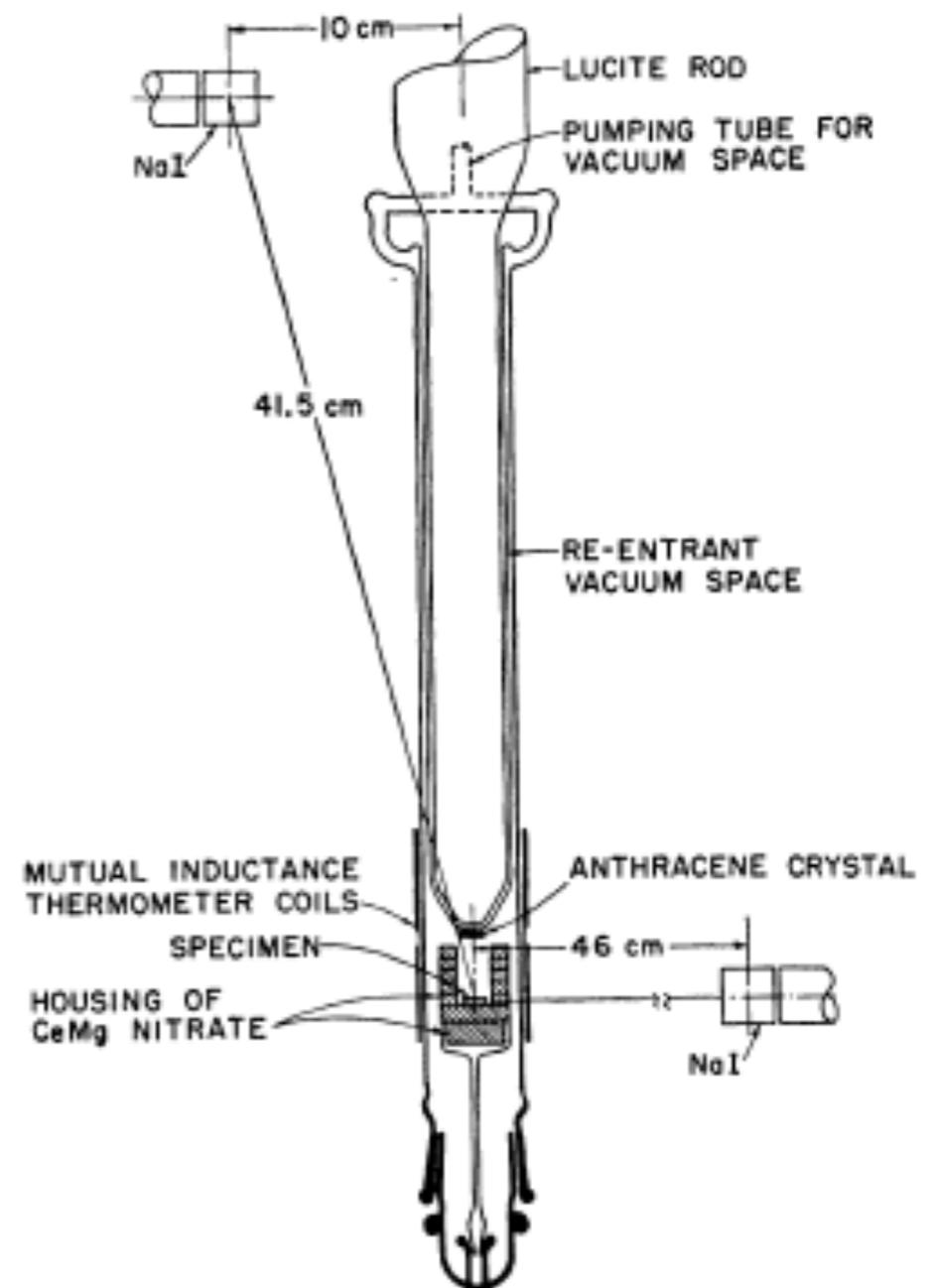


FIG. 1. Schematic drawing of the lower part of the cryostat.

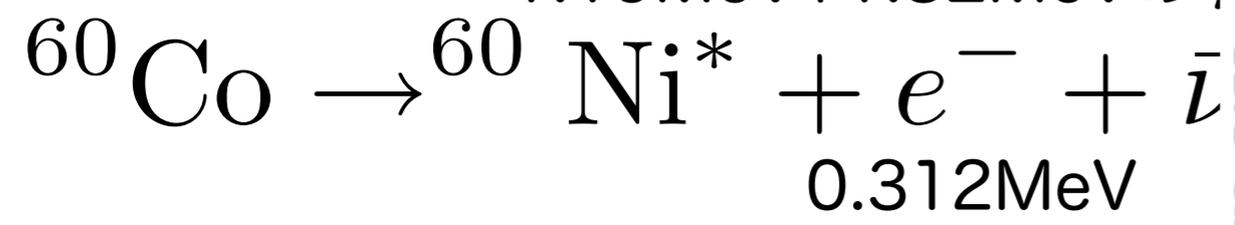
C.S. Wuの実験

パリティ変換によってσは正、pは負

→”σ・p”が崩壊過程にあれば

パリティの破れが観測でき

1.19MeV+1.32MeVの;



⁶⁰Coを0.01Kまで冷却

外部磁場で⁶⁰Coのスピンを:

⁶⁰Coのspin方向

$$W(\theta) = 1 + A \left(\frac{\sigma \cdot p}{E} \right)$$

$$\sim 1 + APv \cos \theta$$

P : ⁶⁰Coの偏極度、v : 電子の速度

A = -1 ± 0.1 : 最大限の破れ

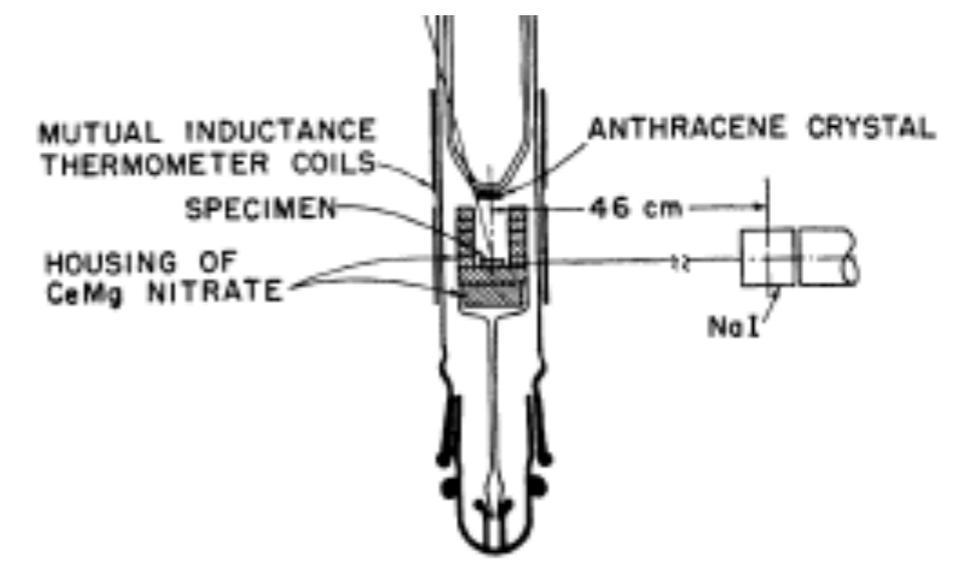
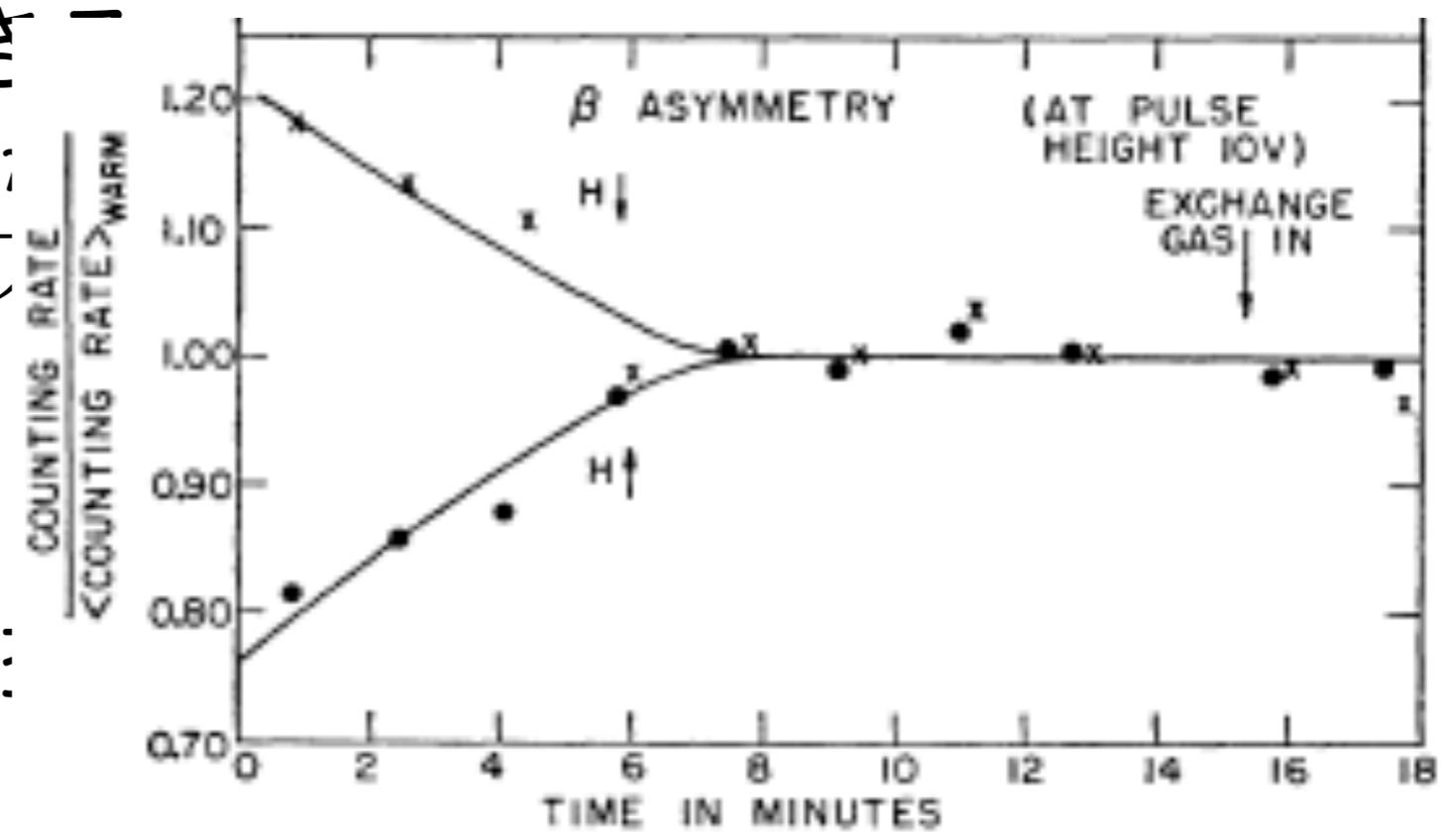
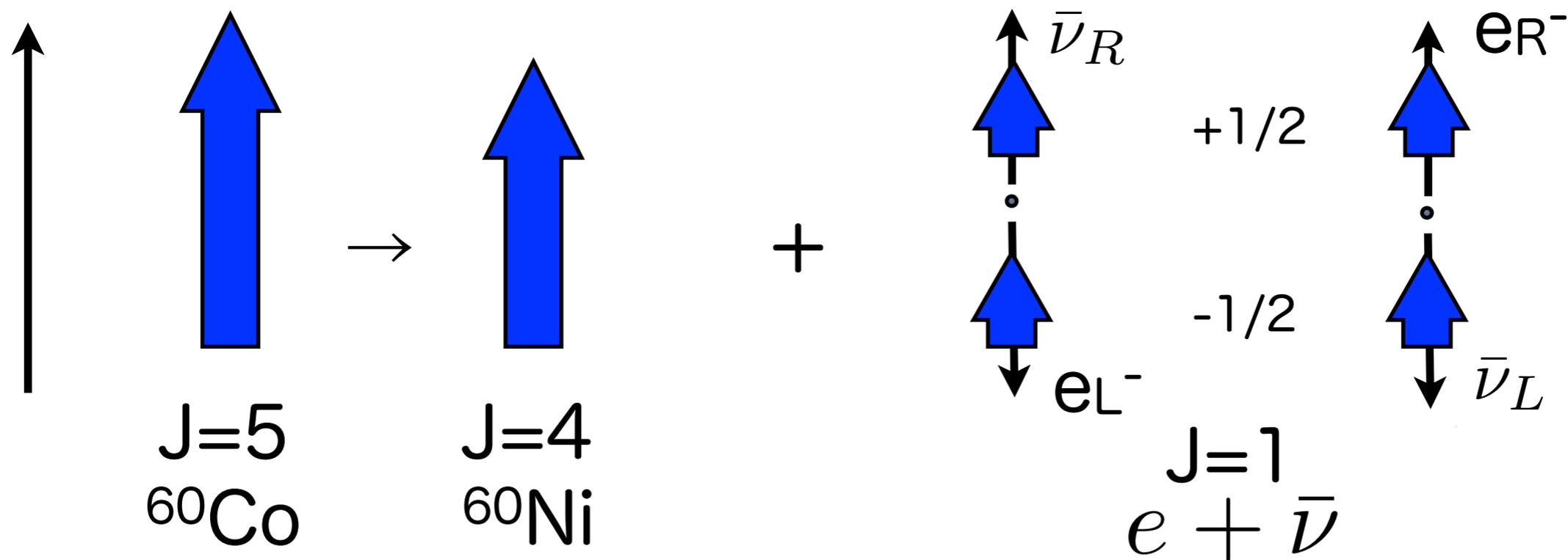


FIG. 1. Schematic drawing of the lower part of the cryostat.

どういう崩壊がおきているか？

スピンの向きと逆に電子が放出されやすい→指向性
 パリティ—非保存



弱い相互作用に関与するのは、 $\bar{\nu}_R$ と ν_L だけ。

荷電共役変換Cは、 $\nu_L \rightarrow \bar{\nu}_L$ なので、Cも破る

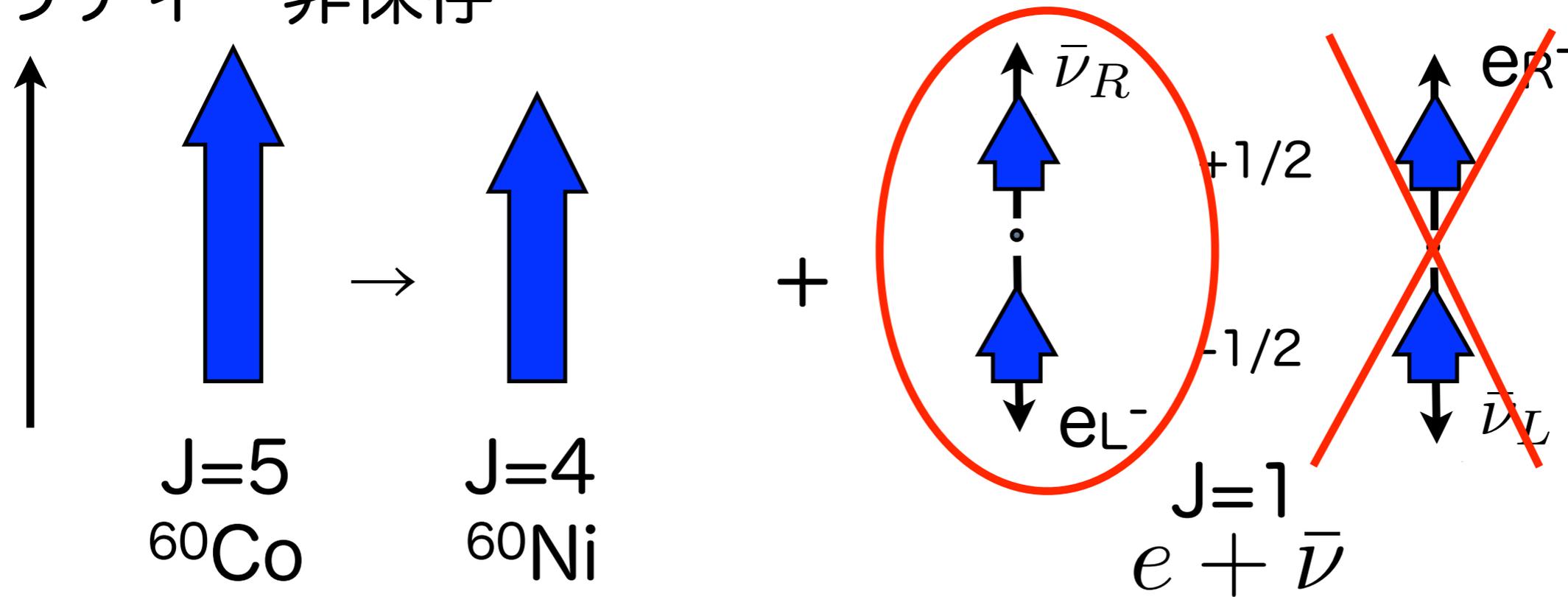
$$\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L) \neq \Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_R) \quad \text{Pの破れ}$$

$$\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L) \neq \Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_L) \quad \text{Cの破れ}$$

$$\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L) = \Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_R) \quad \text{CP不変}$$

どういう崩壊がおきているか？

スピンの向きと逆に電子が放出されやすい→指向性
 パリティ—非保存



弱い相互作用に関与するのは、 $\bar{\nu}_R$ と ν_L だけ。

荷電共役変換Cは、 $\nu_L \rightarrow \bar{\nu}_L$ なので、Cも破る

$$\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L) \neq \Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_R) \quad \text{Pの破れ}$$

$$\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L) \neq \Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_L) \quad \text{Cの破れ}$$

$$\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L) = \Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_R) \quad \text{CP不変}$$

μ 粒子崩壊

$$\mu^{-}(p) \rightarrow e^{-}(p') + \bar{\nu}_e(k') + \nu_{\mu}(k)$$

$$d\Gamma = \frac{1}{2E} |\bar{\mathcal{M}}|^2 dLips$$

$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}(k) \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) u(p)] [\bar{u}(p') \gamma_{\mu} (1 - \gamma^5) v(k')]$$

$$dLips = \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3 2E'} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3 2\omega} \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3 2\omega'} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p - p' - k - k')$$

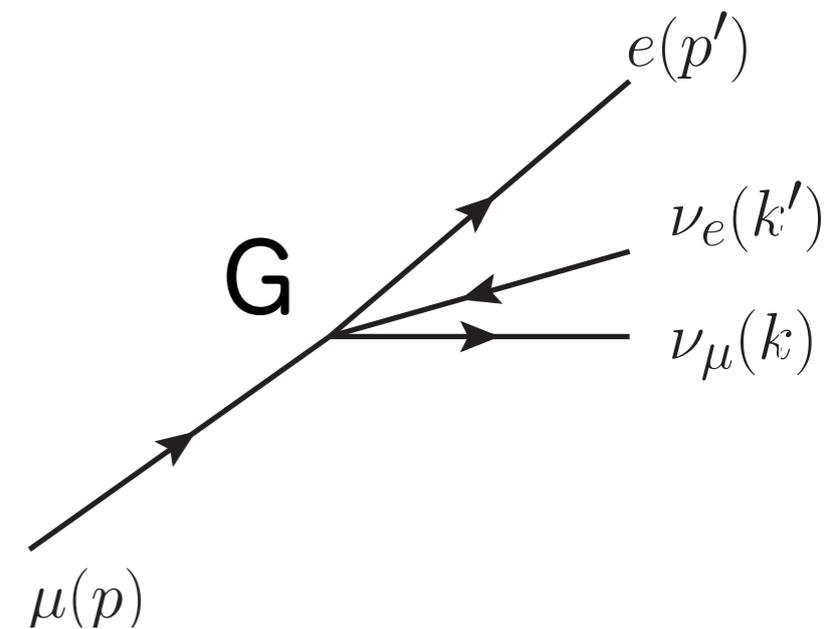
計算していくと、 $\Gamma = \frac{G^2 m^5}{192\pi^3}$

μ 粒子の寿命 $\tau = 2.2 \times 10^{-6}$ 秒からGが計算できる

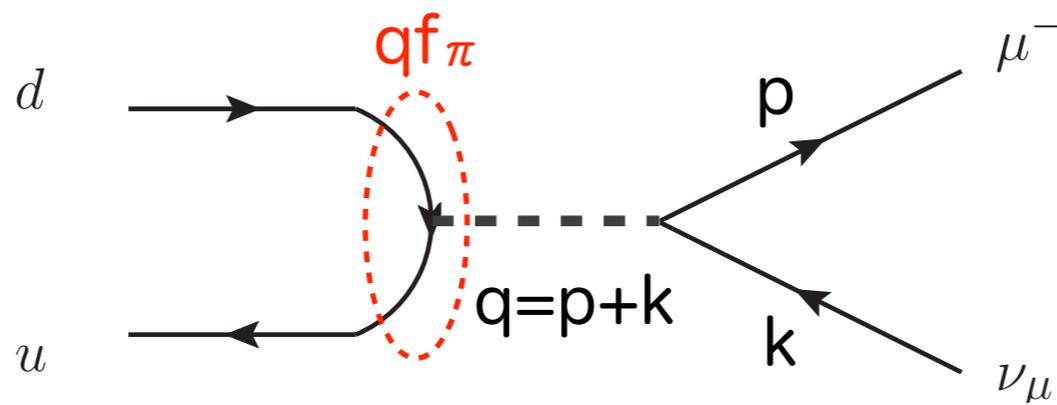
$G_{\mu} \sim G_{\beta}$: Gは、レプトンと核子で普遍的

$$G_{\mu} = (1.16632 \pm 0.00002) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$G_{\beta} = (1.136 \pm 0.003) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$



π 粒子崩壊



$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} (p^\mu + k^\mu) f_\pi [\bar{u}(p) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) v(k)] = \frac{G}{\sqrt{2}} m_\mu f_\pi \bar{u}(p) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) v(k)$$

$$d\Gamma = \frac{1}{2m_\pi} |\bar{\mathcal{M}}|^2 \frac{d^3 p}{(2\pi)^3 2E} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3 2\omega} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q - p - k)$$

$$|\bar{\mathcal{M}}|^2 = \frac{G^2}{2} f_\pi^2 m_\mu^2 \text{Tr}[(\not{p} + m_\mu)(1 - \gamma^5) \not{k} (1 + \gamma^5)] = 4G^2 f_\pi^2 m_\mu^2 (p \cdot k)$$

$$\Gamma = \frac{G^2}{8\pi} f_\pi^2 m_\pi m_\mu^2 \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right)^2$$

G_μ 、 G_β を使って、 $f_\pi = m_\pi$ とすると、 π 粒子の寿命が導出できる

π 粒子崩壊

$$\pi^{-}(q) \rightarrow \mu^{-}(p) + \bar{\nu}_{\mu}(k) \quad \text{v.s.} \quad \pi^{-}(q) \rightarrow e^{-}(p) + \bar{\nu}_{\mu}(k)$$

$m_{\pi} \sim 140\text{MeV}$ 、 $m_{\mu} \sim 100\text{MeV}$ 、 $m_e \sim 0.5\text{MeV}$ なので、

$$d\Gamma = \frac{1}{2m_{\pi}} |\mathcal{M}^{-}|^2 \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2E} \frac{d^3k}{(2\pi)^3 2\omega} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q - p - k)$$

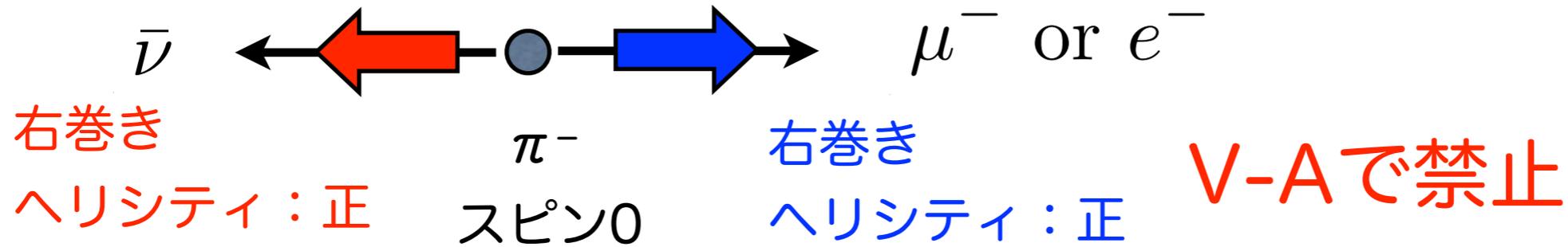
$\Gamma(\pi^{-} \rightarrow e^{-} \bar{\nu}_e) \gg \Gamma(\pi^{-} \rightarrow \mu^{-} \bar{\nu}_{\mu})$ と考えられる

測定値 $\frac{\Gamma(\pi^{-} \rightarrow e^{-} \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^{-} \rightarrow \mu^{-} \bar{\nu}_{\mu})} = (1.218 \pm 0.014) \times 10^{-4}$

$$\Gamma = \frac{G^2}{8\pi} f_{\pi}^2 m_{\pi} m_{\mu}^2 \left(1 - \frac{m_{\mu}^2}{m_{\pi}^2}\right)^2 \quad \text{からも } 1.2 \times 10^{-4} \text{ が予言できる。}$$

崩壊幅がレプトンの質量の2乗に比例する

π 粒子崩壊



速度 v で正のヘリシティを持つ電子が左巻きである確率

$$\frac{1}{2} \left(1 - \frac{v}{c} \right) \quad \begin{array}{l} m_\nu \sim 0 \text{ から } v=c \rightarrow \text{確率} \sim 0 \\ m_{e/\mu} > 0 \text{ から } v < c \rightarrow \text{確率は有限} \end{array} \quad \rightarrow \quad \Gamma \sim \left(1 - \frac{v}{c} \right) p^2 E$$

$$\mathbf{p}_\ell = -\mathbf{p}_\nu \quad |\mathbf{p}_\ell| = |\mathbf{p}_\nu| = p$$

$$m_\pi^2 = (E_\ell + E_\nu)^2 - (\mathbf{p}_\ell + \mathbf{p}_\nu)^2 \quad m_\pi = E_\ell + E_\nu = \sqrt{p^2 + m_\ell^2} + p$$

$$p = \frac{m_\pi^2 - m_\ell^2}{2m_\pi} \quad E_\ell = \frac{m_\pi^2 + m_\ell^2}{2m_\pi} \quad 1 - \frac{v}{c} = 1 - \frac{p}{E_\ell} = \frac{2m_\ell^2}{m_\pi^2 + m_\ell^2}$$

$$\Gamma(\pi \rightarrow e\nu) = \frac{2m_e^2}{4m_\pi^3} (m_\pi^2 - m_e^2) \quad \Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu) = \frac{2m_\mu^2}{4m_\pi^3} (m_\pi^2 - m_\mu^2)$$

$\pi \rightarrow e\nu$ 、 $\mu\nu$ 崩壊

簡単な計算から、測定値を再現

$$\frac{\Gamma(\pi \rightarrow e\nu)}{\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)} = \frac{m_e^2(m_\pi^2 - m_e^2)}{m_\mu^2(m_\pi^2 - m_\mu^2)} \sim 1.2 \times 10^{-4}$$

K中間子でも同じ事が言える

$$\frac{\Gamma(K \rightarrow e\nu)}{\Gamma(K \rightarrow \mu\nu)} = \frac{m_e^2(m_K^2 - m_e^2)}{m_\mu^2(m_K^2 - m_\mu^2)} \sim 2.5 \times 10^{-5}$$

弱カレントの $1-\gamma^5$ 構造、V-A相互作用の重要な裏付け

弱荷電カレント (W粒子)

断面積を計算すると

$$\sigma = \frac{G^2 s}{\pi} \quad \text{エネルギー}^2 \text{乗で発散}$$

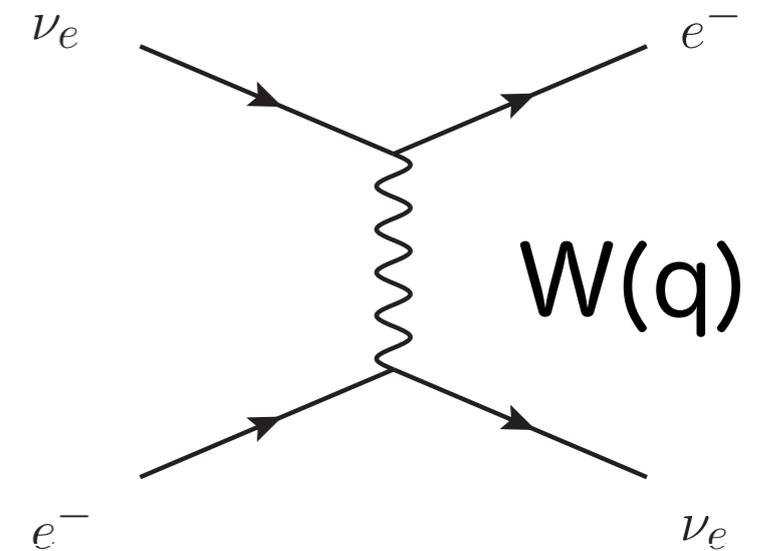
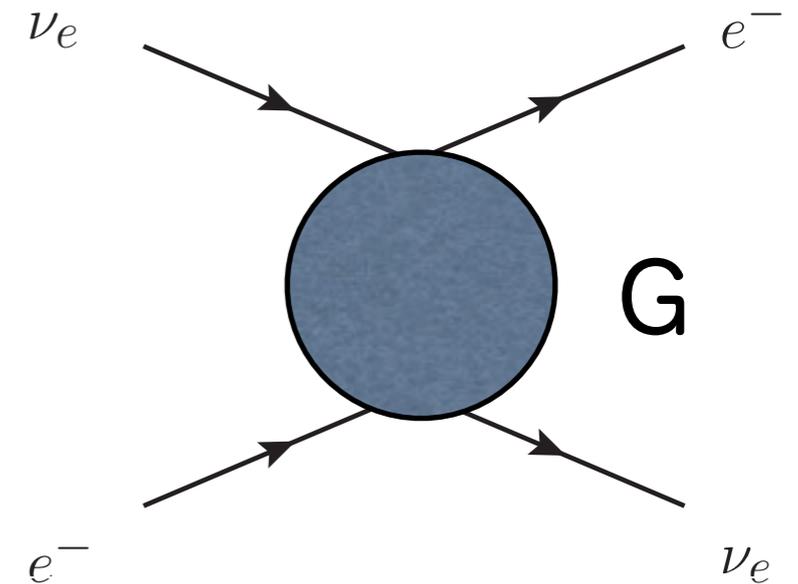
W粒子を導入すると

$$-i\mathcal{M} = \left(\frac{-ig_W}{\sqrt{2}} \bar{u}_{\nu_e} \gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} u_e \right) \frac{-i(g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / m_W^2)}{q^2 - m_W^2} \left(\frac{-ig_W}{\sqrt{2}} \bar{u}_e \gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} u_{\nu_e} \right)$$

$q^2 \ll M_W^2$ の近似で

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g_W^2}{8M_W^2}$$

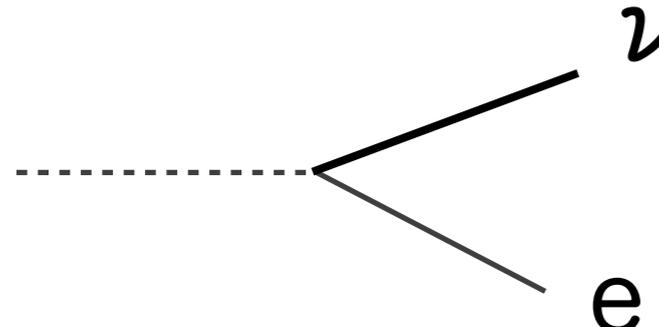
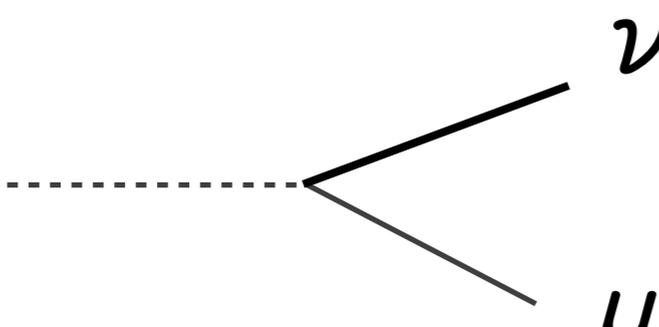
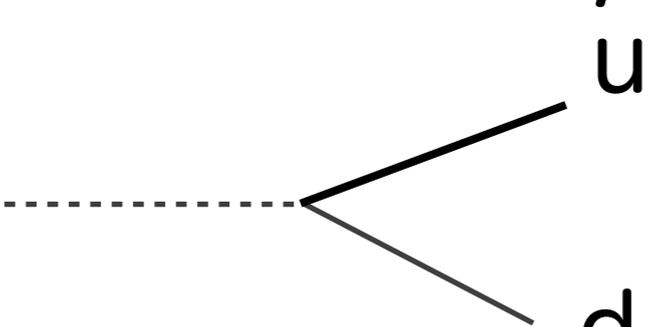
フェルミ理論は低エネルギー有効理論



弱い力が弱い理由は、 $g \ll e$ ではなく、大きな M_W のせい
力の到達距離 $\sim 1/M_W$

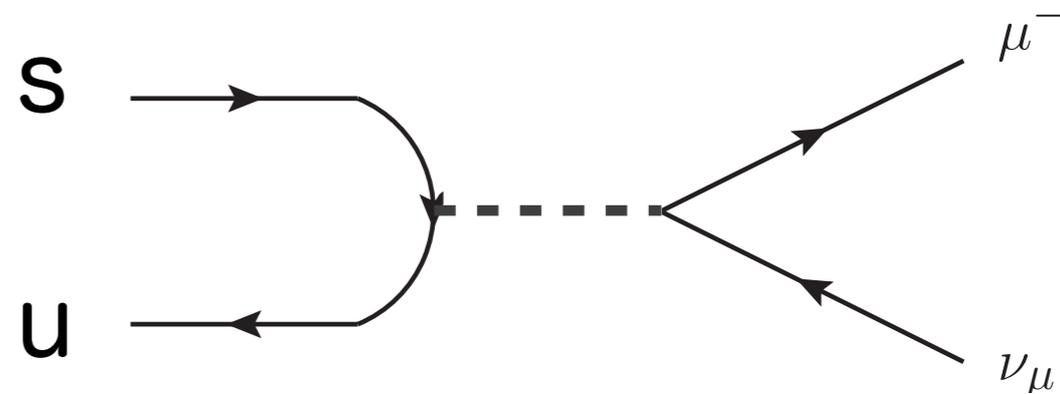
$q^2 \gg M_W^2$ で、 $g \sim e$ ならば、電磁気力=弱い力 (力の統一)

弱荷電カレント (W粒子)

W		$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$	$\frac{-ig_W}{\sqrt{2}} \bar{u}_{\nu_e} \gamma^\mu \frac{(1 - \gamma^5)}{2} u_e$
W		$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$	$\frac{-ig_W}{\sqrt{2}} \bar{u}_{\nu_\mu} \gamma^\mu \frac{(1 - \gamma^5)}{2} u_\mu$
W		$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\frac{-ig_W}{\sqrt{2}} \bar{u}_d \gamma^\mu \frac{(1 - \gamma^5)}{2} u_u$

同様に、 $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$ の2重項へと拡張したい、、、、

K(su) \rightarrow $\mu \nu$ の崩壊があることを知っている。



Cabbibo角

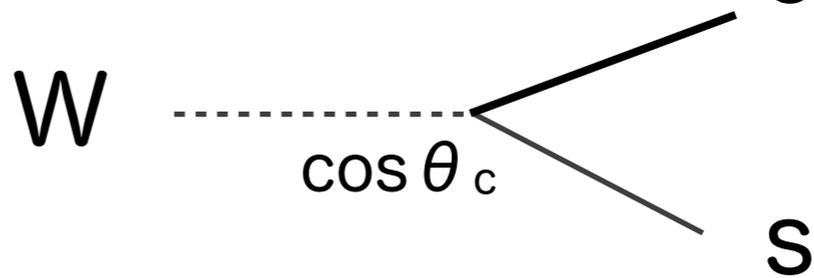
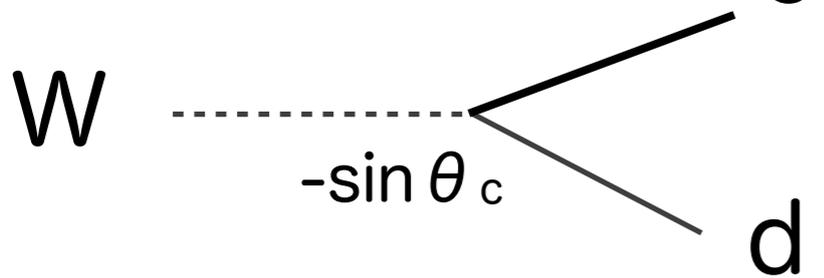
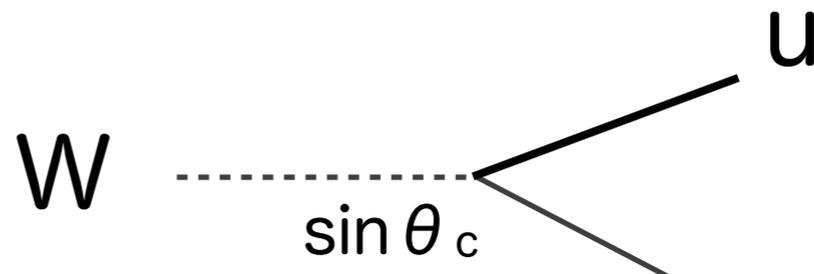
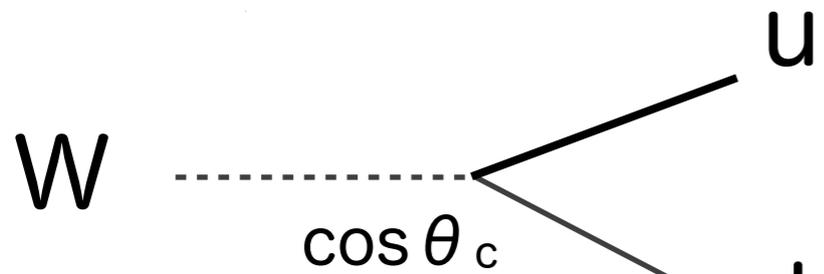
荷電カレントは、「回転した」クォーク状態と結合する

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}$$

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c$$

$$s' = -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c$$

Cabbibo角： θ_c



$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} J^\mu J_\mu^\dagger \quad J^\mu = (\bar{u} \quad \bar{c}) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) U \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

測定値： $\sin \theta_c = 0.22535 \pm 0.00065$ ($\theta_c \sim 12^\circ$)

小林・益川行列

$$J^\mu = \left(\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t} \right) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & \frac{A\lambda^3(\rho - i\eta)}{A\lambda^2} \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

Wolfenshtein表示

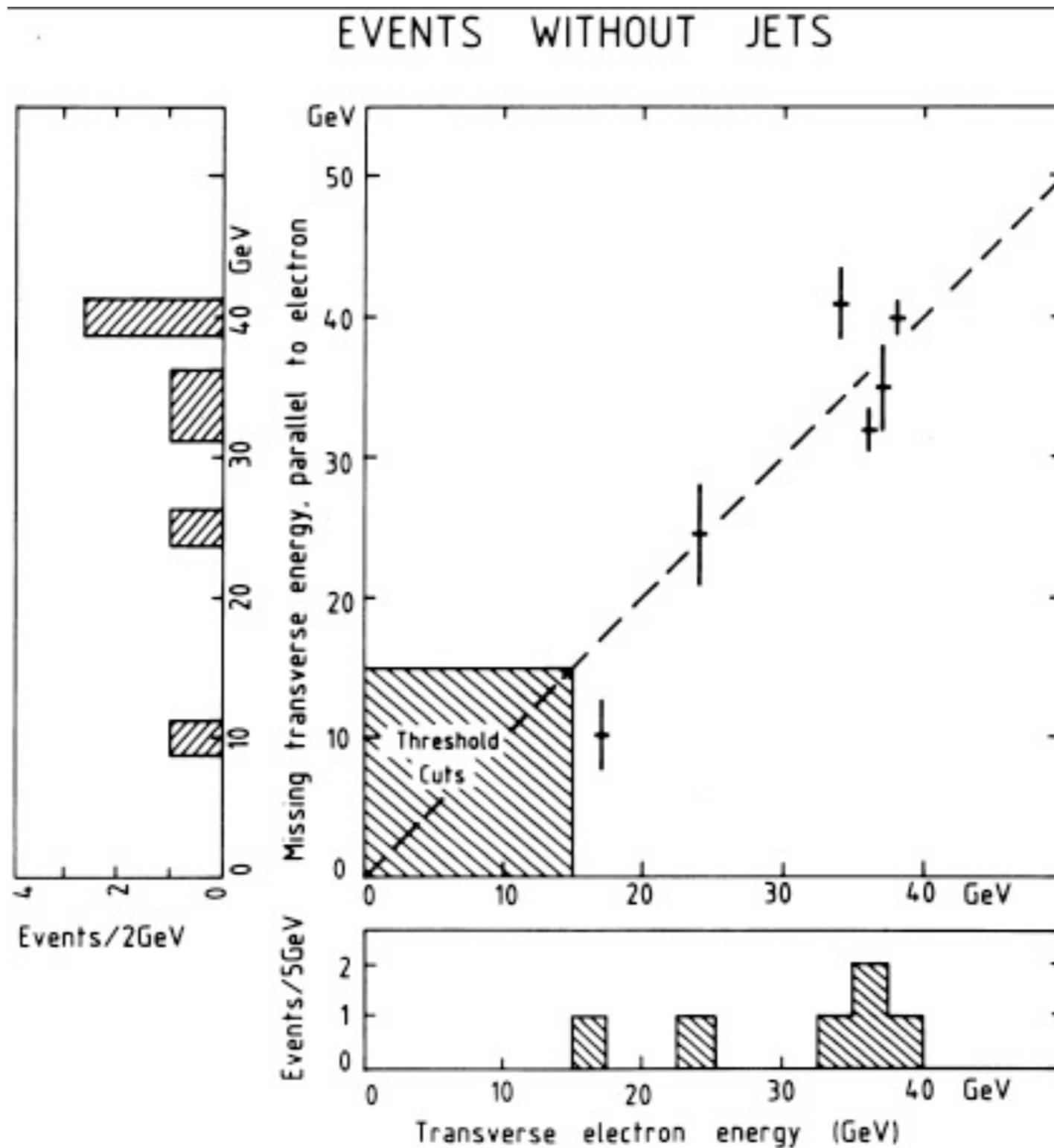
複素行列 3種の実数パラメータと1種の複素位相
 → CP対称性の破れ

$$\lambda = \sin \theta_{12} = \sin \theta_c \quad A\lambda^2 = \sin \theta_{23} = \lambda \left| \frac{V_{cb}}{V_{us}} \right|$$

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97427 \pm 0.00015 & 0.22534 \pm 0.00065 & 0.00351^{+0.00015}_{-0.00014} \\ 0.22520 \pm 0.00065 & 0.97344 \pm 0.00016 & 0.0412^{+0.0011}_{-0.0005} \\ 0.00867^{+0.00029}_{-0.00031} & 0.0404^{+0.0011}_{-0.0005} & 0.999146^{+0.000021}_{-0.000046} \end{pmatrix}$$

Wの発見

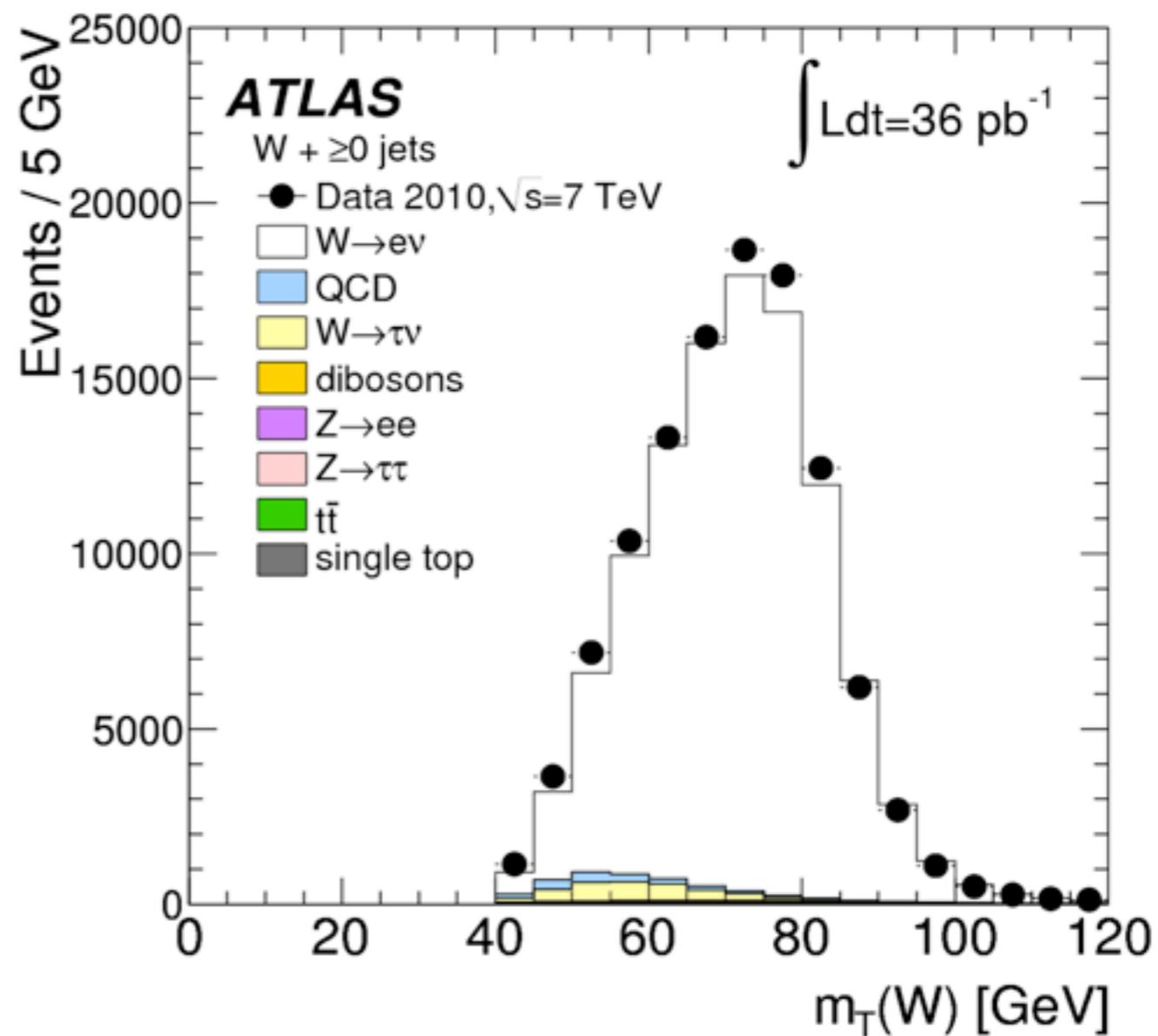
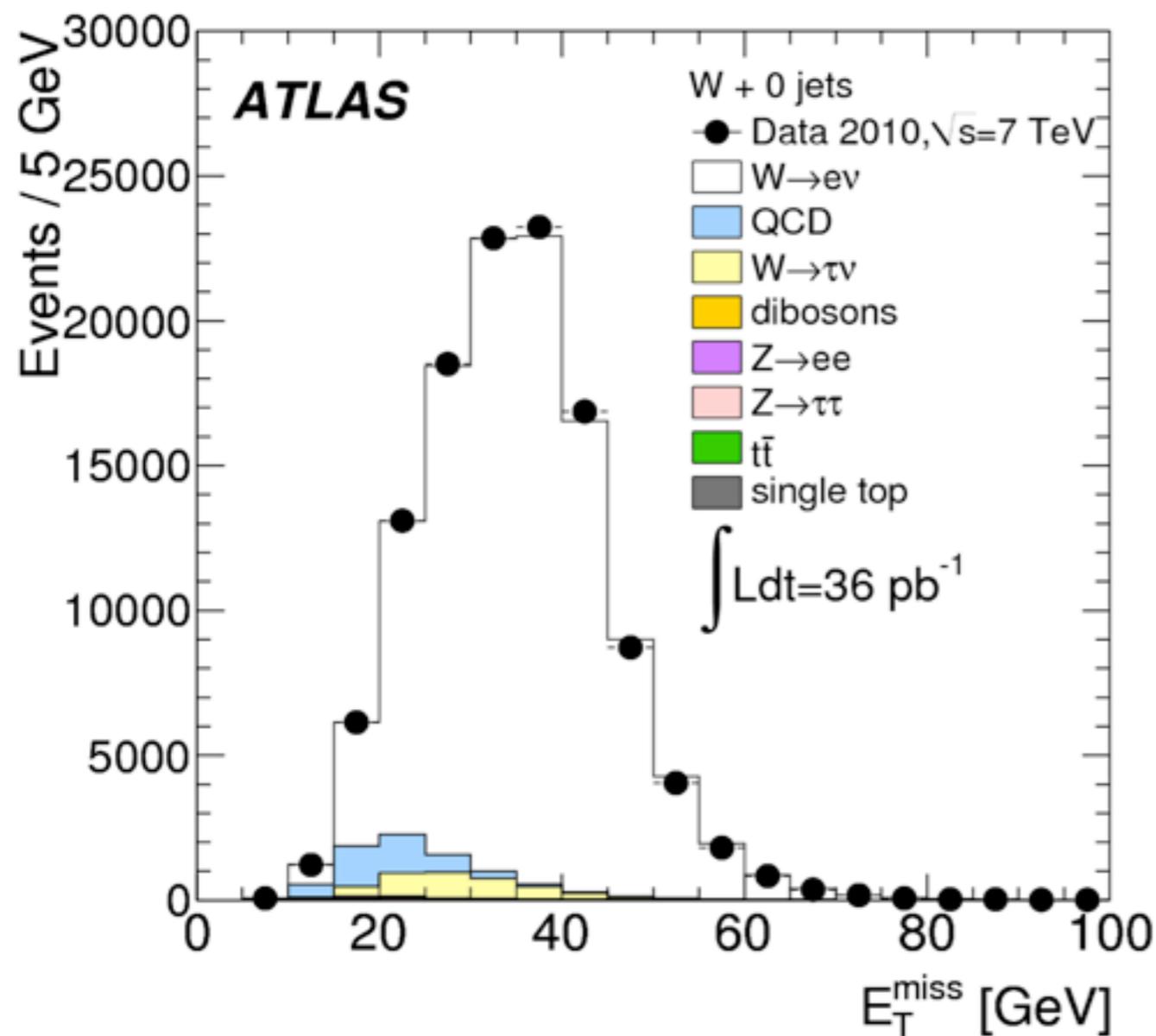
$$pp \rightarrow W \rightarrow \mu^- \nu \quad : \quad \mu + E_T^{\text{miss}}$$



Wの発見

$pp \rightarrow W \rightarrow \mu^- \nu$: $\mu + E_T^{\text{miss}}$

$$m_T(W) = \sqrt{2p_T^\ell p_T^\nu (1 - \cos(\phi^\ell - \phi^\nu))}$$



0 10 20 30 40 GeV
Transverse electron energy (GeV)

弱中性カレント

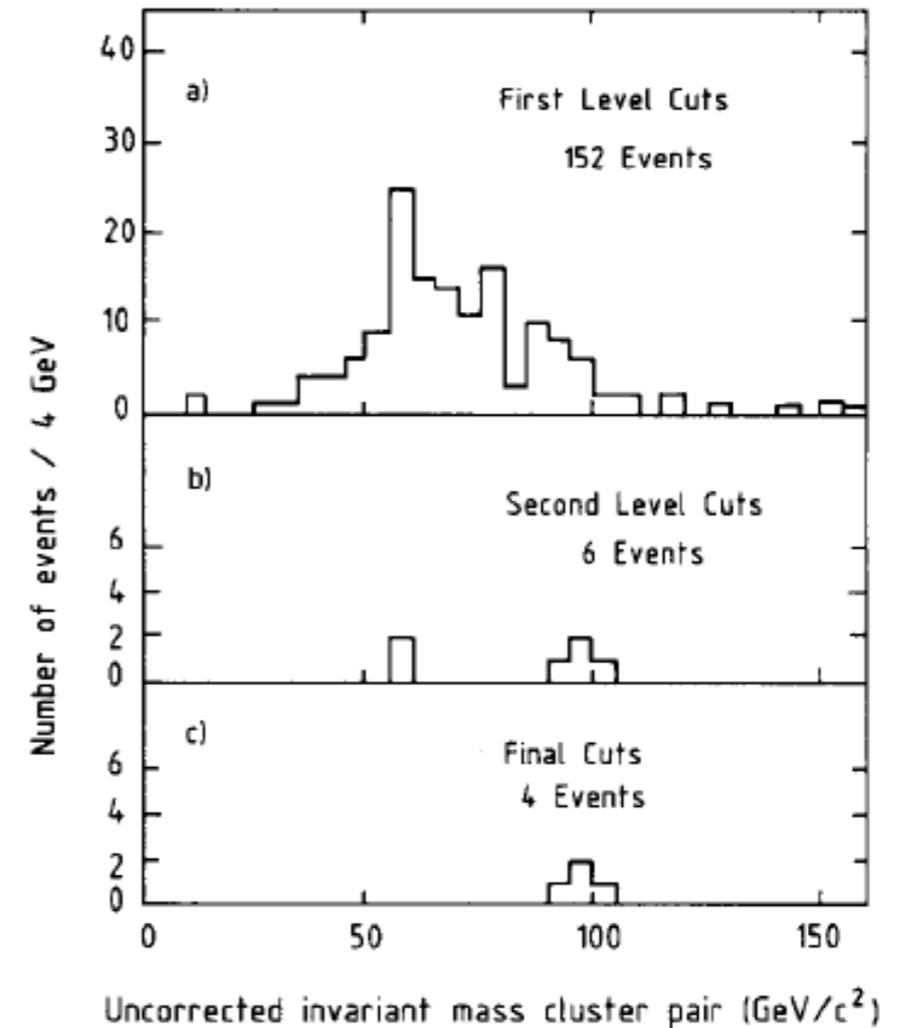
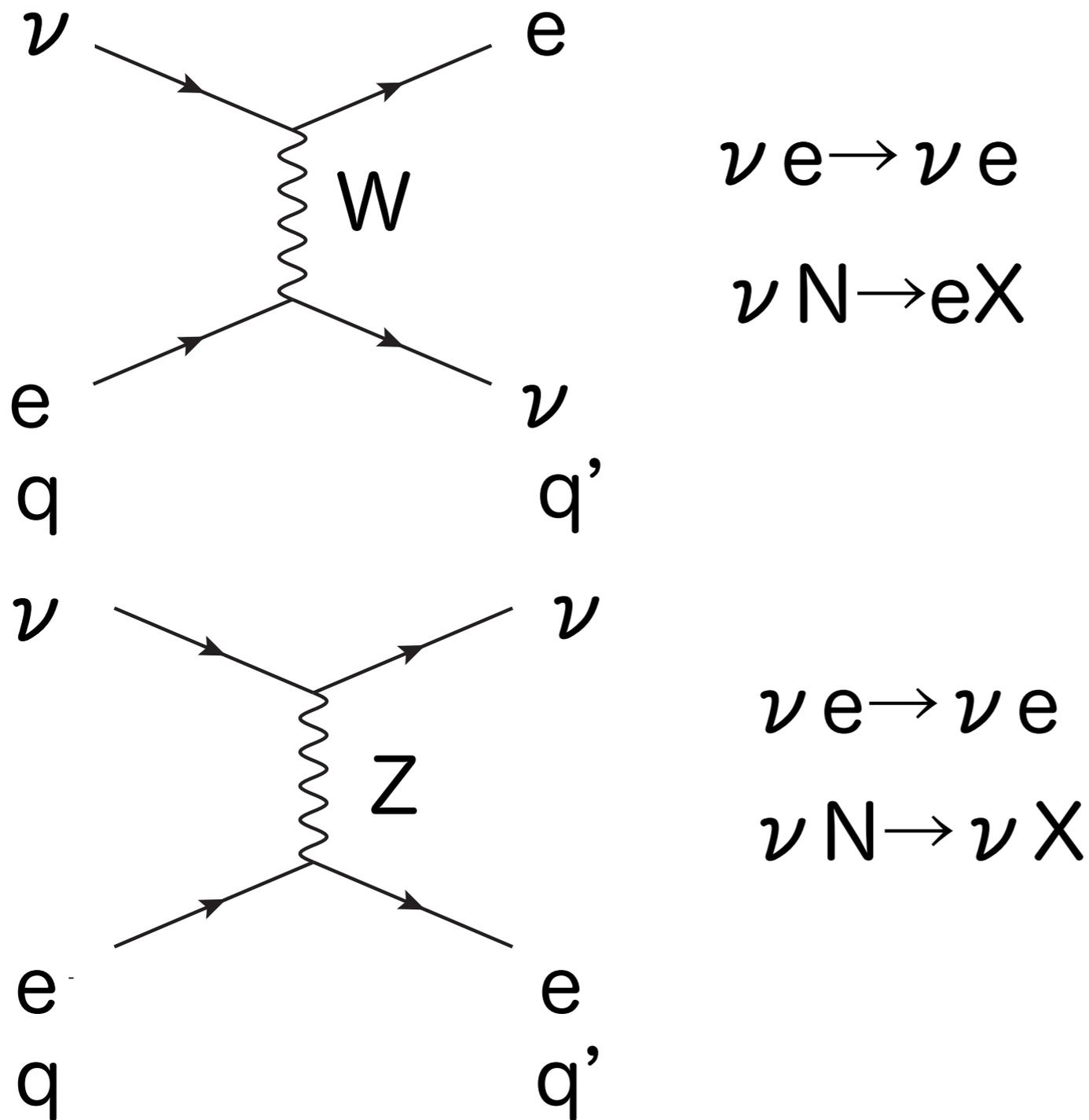
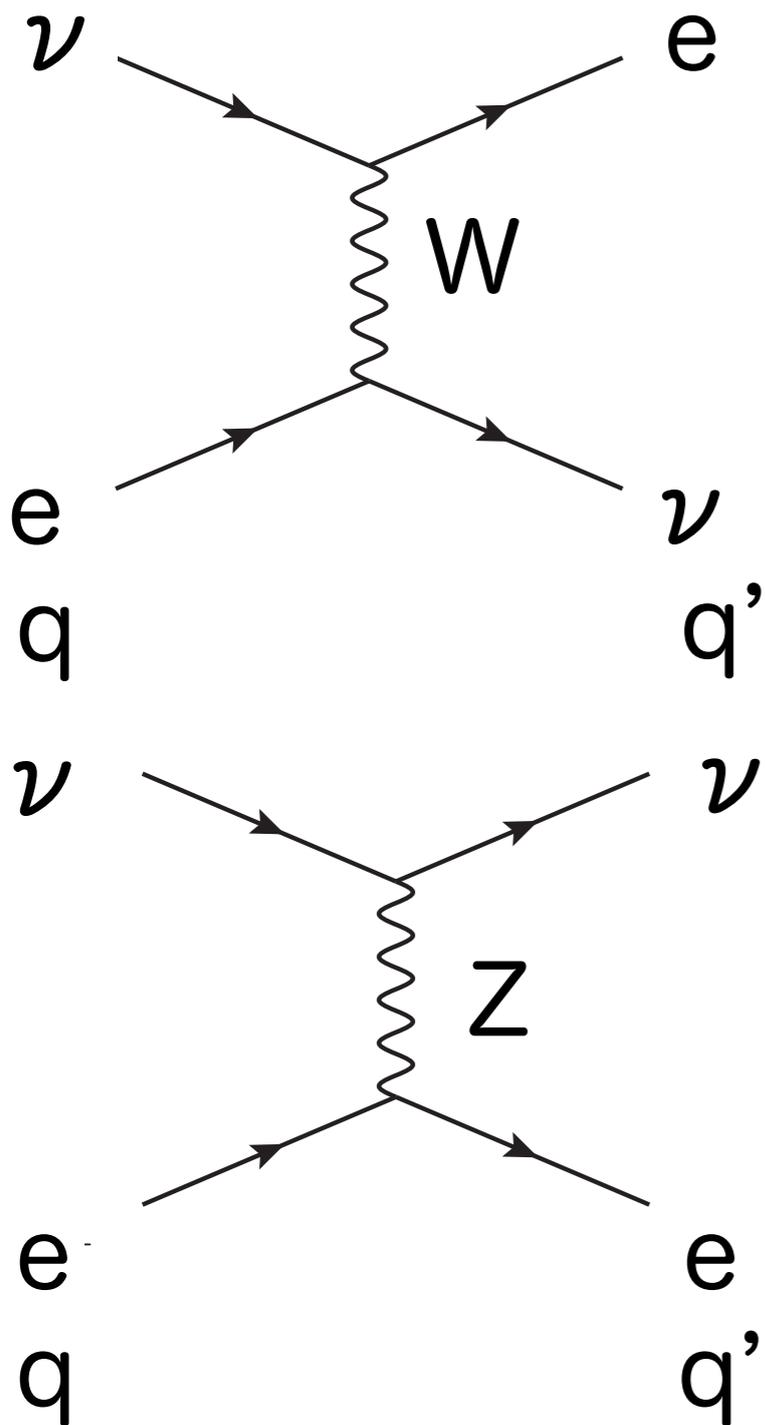


Fig. 1. Invariant mass distribution (uncorrected) of two electromagnetic clusters: (a) with $E_T > 25 \text{ GeV}$; (b) as above and a track with $p_T > 7 \text{ GeV}/c$ and projected length $> 40 \text{ cm}$ pointing to the cluster. In addition, a small energy deposition in the hadron calorimeters immediately behind ($< 0.8 \text{ GeV}$) ensures the electron signature. Isolation is required with $\sum p_T < 3 \text{ GeV}/c$ for all other tracks pointing to the cluster. (c) The second cluster also has an isolated track.

$$\mathcal{M} = \frac{G_{NC}}{\sqrt{2}} [\bar{u}_\nu \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_\nu] [\bar{u}_q \gamma_\mu (c_V^q - c_A^q \gamma^5) u_q]$$

$G_{NC} = G$ (中性カレントと荷電カレントの強さ同じ), 純粋なV-Aではない ($C_A \neq C_V$)

弱中性カレント



$$\nu e \rightarrow \nu e$$

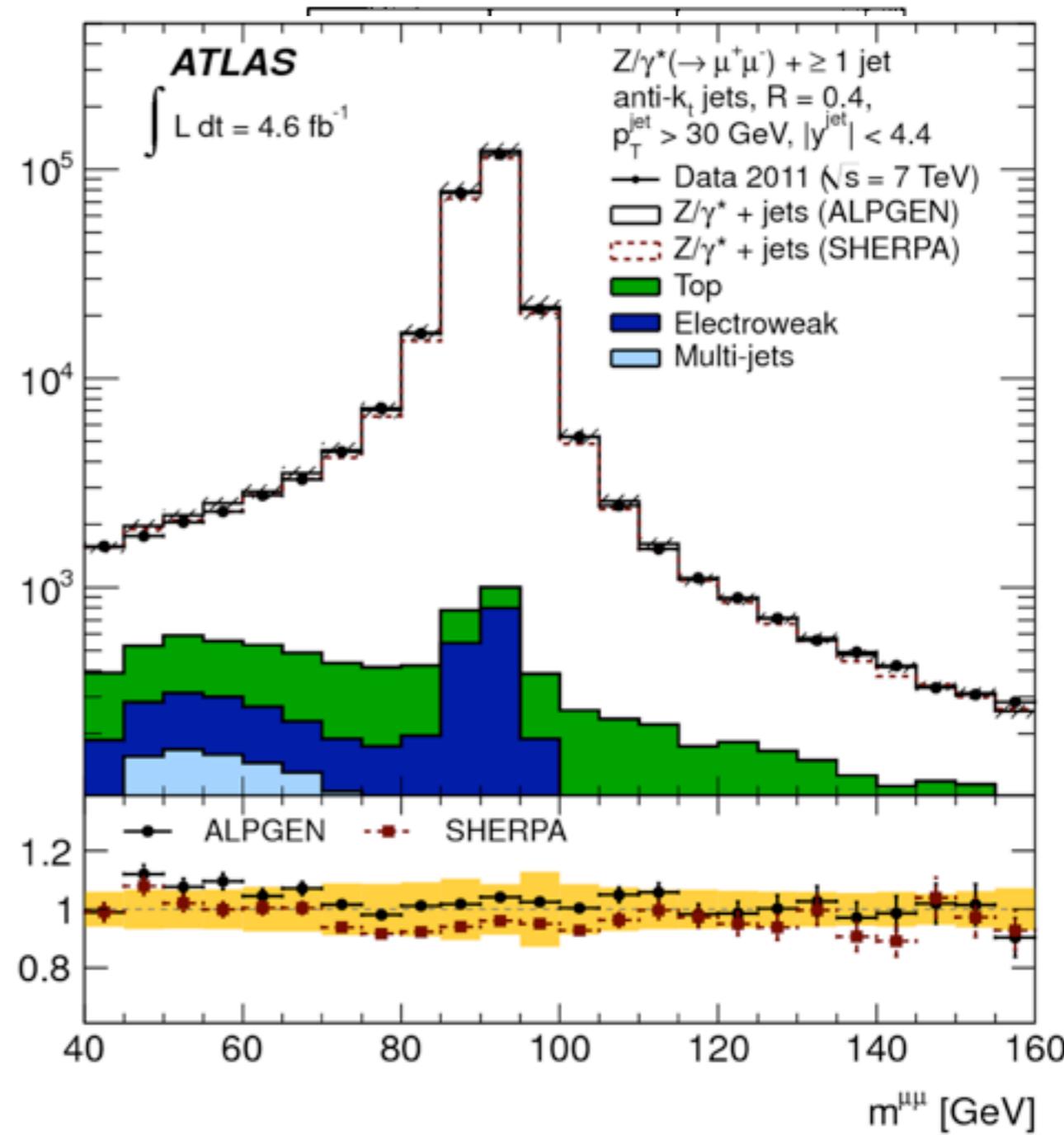
$$\nu N \rightarrow e X$$

$$\nu e \rightarrow \nu e$$

$$\nu N \rightarrow \nu X$$

Events / 5 GeV

MC / Data



second cluster also has an isolated track.

$$\mathcal{M} = \frac{G_{NC}}{\sqrt{2}} [\bar{u}_\nu \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_\nu] [\bar{u}_q \gamma_\mu (c_V^q - c_A^q \gamma^5) u_q]$$

$G_{NC}=G$ (中性カレントと荷電カレントの強さ同じ), 純粋なV-Aではない($C_A \neq C_V$)

まとめ

弱い相互作用の特徴をまとめました

左巻き粒子（右巻き反粒子）が反応に寄与する

V-A型の相互作用

パリティ(P)、荷電共役(C)、CPを破る

フェルミ理論による4点結合からW/Zボソンの導入

小林・益川理論

フェルミ理論は低エネルギー有効理論

電弱統一の可能性