

平成 19 年度 修士学位論文

暗黒物質の対消滅を媒介する extra-U(1) gauge boson  
の探索

山形大学大学院 理工学研究科博士前期課程  
クォーク核物理学研究室  
加藤 泉

平成 20 年 2 月 8 日

## 概要

2003 年、 $\gamma$  線観測衛星 INTEGRAL に搭載されている Ge 検出器 SPI において、銀河中心から飛来する大量の 511 keV  $\gamma$  線が観測された。その  $\gamma$  線は、一秒間に  $10^{43}$  個の陽電子生成に相当する膨大な量であり、既知の天体現象では説明が困難とされている。素粒子論的な可能性として、暗黒物質 ( $dm$ ) の対消滅 ( $dm+dm \rightarrow e^+ + e^-$ ) により陽電子が生成され、その結果として大量の  $\gamma$  線を生成している機構が提案されている。観測された  $\gamma$  線のピーク幅が 3 keV 以下と非常に狭いことや、電子、陽電子からの制動輻射の計算値と観測値の比較から陽電子は低エネルギーで生成された可能性が高く、そのため暗黒物質は  $100 \text{ MeV}/c^2$  以下程度の軽い粒子であることが要求されている。さらに、暗黒物質の対消滅を媒介する際には未知の Boson “ $X$ ” ( $dm+dm \rightarrow X \rightarrow e^+ + e^-$ ) が必要となる。その  $X$  の候補の一つとして大統一理論で予言される extra-U(1) symmetry 起因の U-boson が指摘されている。

そこで、2004 年 2 月から 2005 年 12 月にかけて高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われた  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊分岐比測定実験 (KEK-PS E391a 実験) のエネルギー較正用標的 Run のデータを利用し、新粒子  $X$  を探索する解析を行った。エネルギー較正用標的 Run は、 $K_L$  崩壊領域上流部に Al ターゲットを設置し beam 中の中性子と Al との相互作用によって生成された大量の  $\pi^0$  を収集した Run である。

本解析では、短寿命の新粒子 “ $X$ ” つまり U-boson が Al ターゲットで生成され  $X \rightarrow \gamma + \gamma$  または  $X \rightarrow e^+ + e^-$  に崩壊することを想定し解析を行った。下流部に設置された 576 本の CsI 検出器で 2 cluster が検出されたイベントを選び出し不変質量を再構成する。そして、CsI の直前におかれた Charged Veto により  $2\gamma$  の中性モードと  $e^+e^-$  の荷電モードに分類して解析した。

行った background 除去の手順は次の通りである。この解析は  $X$  が 2 粒子に崩壊することを前提としているので、veto counter によって  $K_L$  の  $3\pi$  崩壊や中性子による多重  $\pi^0$  生成を低減させ、終状態が 2 粒子になるイベントのみを選択する。次に CsI 検出器で検出される cluster の形、エネルギー、時間から中性子によって作られるハドロニックシャワーを低減させる。また、2 cluster が重なり 1 cluster に見えてしまう事象 (fusion)、 $\mu$  粒子による cluster を低減させ、最後に運動学的な条件により  $K_L$  崩壊全般の除去をする。

Background の除去を行ってから残ったイベントとモンテカルロ (MC) シミュレーションを比較すると、残ったイベントの多くは  $\text{Ke3}(K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e)$  事象に起因する background であることがわかった。この Ke3 事象を減らすべく、 $X \rightarrow e^+ + e^-$  崩壊モードでは  $P_T > 0.2 \text{ GeV}/c$ 、 $X \rightarrow \gamma + \gamma$  崩壊モードでは  $P_T > 0.16 \text{ GeV}/c$  という条件 ( $P_T$  は beam に対して垂直方向の運動量) をいれ、再度 background の除去を行い、“ $X$ ” (U-boson) の断面積の上限値を  $0 \text{ MeV}/c^2 \sim 700 \text{ MeV}/c^2$  の領域で  $10^{-5} \text{ barn}$  (90 % C.L.) と得ることができた。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>研究の背景</b>	<b>8</b>
1.1	$\gamma$ 線観測衛星 INTEGRAL による超高輝度 $\gamma$ 線源の観測	8
1.2	素粒子論的可能性	11
1.3	U-boson の実験的制限	12
1.3.1	銀河中心 $\gamma$ 線からの暗黒物質対消滅モデル (Fayet モデル) への制限	12
1.3.2	加速器実験における $f_e$ への制限	13
1.3.3	Quark と U-boson 間の coupling constant( $f_q$ ) に制限を付ける	14
1.3.4	実験的制限のまとめ	17
1.4	今回の実験の目的	18
<b>第 2 章</b>	<b>KEK-PS E391a 検出器における U-boson 探索実験</b>	<b>19</b>
2.1	KEK-PS E391a 実験	19
2.1.1	KEK-PS 加速器	19
2.1.2	ビームライン	23
2.2	KEK-PS E391a 検出器	26
2.2.1	上流部検出器	26
2.2.2	中央部検出器	26
2.2.3	下流部検出器	27
2.2.4	真空容器外の下流部検出器	27
2.2.5	CsI 検出器	28
2.2.6	CsI のトリガーシステム	30
2.3	U-boson 探索のためのデータ収集	32
2.3.1	$\pi^0$ によるエネルギー較正用標的 Run のセットアップ	32
2.3.2	本研究のデータ収集条件	33
<b>第 3 章</b>	<b>実験データの解析</b>	<b>35</b>
3.1	信号の解析方法	35
3.1.1	Clustering 方法	35
3.1.2	イベントの再構成	36
3.2	背景事象の低減	38
3.2.1	運動学的な条件によるイベントセレクション	38
3.2.2	Veto 検出器によるイベントセレクション	42
3.2.3	$\gamma$ selection cut によるイベントセレクション	44
3.3	解析 1 $\sim$ Low $P_T$ を含めた領域 $\sim$	49
3.3.1	Event Selection	49
3.3.2	モンテカルロとの比較	55

3.4 解析 2 ～High $P_T$ のみの領域～ . . . . .	59
3.4.1 Event Selection . . . . .	59
3.4.2 モンテカルロとの比較 . . . . .	67
<b>第 4 章 結果と考察</b>	<b>68</b>
4.1 $\pi^0$ イベント数 . . . . .	69
4.2 acceptance 補正係数 . . . . .	69
4.3 質量 bin ごとのイベント数の上限値 . . . . .	72
4.4 U-boson の断面積の上限値 . . . . .	74
<b>第 5 章 まとめ</b>	<b>78</b>
<b>付 録 A 原子核遷移実験からの手がかり</b>	<b>79</b>
<b>付 録 B 符号化マスク</b>	<b>81</b>
<b>謝辞</b>	<b>82</b>

# 目 次

1.1	$\gamma$ 線観測衛星 INTEGRAL . . . . .	8
1.2	511 keV $\gamma$ 線の空間分布 [16] . . . . .	9
1.3	銀河中心からの $\gamma$ 線のエネルギー分布 . . . . .	9
1.4	SPI 検出器の断面図 . . . . .	10
1.5	$dm + dm \rightarrow e^+ + e^-$ の feynman diagram . . . . .	12
1.6	$\pi^0$ 生成 feynman diagram の例 . . . . .	18
1.7	U-boson 生成 feynman diagram の例 . . . . .	18
2.1	E391a 検出器 . . . . .	20
2.2	E391a 検出器の断面図 . . . . .	20
2.3	KEK-PS の動作パターン概念図 . . . . .	22
2.4	KEK 12GeV 陽子シンクロトロン . . . . .	23
2.5	東カウンターホールと K0 ビームライン . . . . .	24
2.6	白金ターゲットへ入射時のビームサイズ 縦: $\sigma = 1.1$ mm、横: $\sigma = 3.3$ mm . . . . .	25
2.7	K0 ビームライン . . . . .	25
2.8	上流部検出器 . . . . .	26
2.9	中央部検出器 . . . . .	27
2.10	下流部検出器 . . . . .	28
2.11	CsI モジュールの概念図 . . . . .	29
2.12	CsI カロリメータ . . . . .	29
2.13	Hardware cluster レイアウト . . . . .	30
2.14	信号処理の流れ . . . . .	31
2.15	Trigger logic . . . . .	31
2.16	Al ターゲットを設置した E391a 検出器の概要図 . . . . .	32
2.17	Beam 内粒子の運動量分布 . . . . .	33
2.18	$\pi^0$ Run と Special Run の CV のエネルギー分布 (左) と CV のエネルギーと時間の相関図 (右 図) . . . . .	34
2.19	$\pi^0$ Run での cluster エネルギー分布 (左) と special Run での cluster エネルギー分 布 (右) . . . . .	34
3.1	2cluster の Event display . . . . .	36
3.2	2cluster の不変質量算出方法 . . . . .	37
3.3	2cluster から再構成した不変質量分布 . . . . .	38
3.4	Acoplanarity angle $\theta$ . . . . .	39
3.5	R-cut . . . . .	40

3.6	運動学的な条件	41
3.7	CC02 におけるエネルギーと時間の相関図	42
3.8	Cluster 間の時間差分布	43
3.9	CsI 結晶が 1 つだけで形成される cluster のエネルギーと cluster 間の距離との相関図	43
3.10	パラメータ $gamtheta$	45
3.11	$gamRMS$ と不変質量の相関図	46
3.12	$gamERAT$ と不変質量の相関図	46
3.13	$gamTDI$ と不変質量の相関図	47
3.14	$gamgnid$ と不変質量の相関図	47
3.15	$gamtheta$ と不変質量の相関図	48
3.16	$gamfuse$ と不変質量の相関図	48
3.17	CsI のエネルギー分布	49
3.18	中性モード (左図) と荷電モード (右図) における運動学的条件を入れた不変質量分布	50
3.19	中性モードと荷電モードの除去範囲	50
3.20	Veto 検出器によるイベントセレクションを行った中性モード (左図) と 荷電モード (右図) における不変質量分布	51
3.21	$gamma$ selection cut を行った中性モード (左図) と荷電モード (右図) における 不変質量分布	52
3.22	全ての cut を入れた中性モード (左図) と荷電モード (右図) の不変質量分布	53
3.23	$\pi^0$ 質量付近ピークの考えられる原因	54
3.24	全ての cut を入れた荷電モード (左図) から outerCV による background の除去を 行った不変質量分布 (右図)	55
3.25	モンテカルロとの比較をした不変質量分布	56
3.26	CC04 におけるモンテカルロと実験データの比較例	56
3.27	中性モードにおける MC との比較	57
3.28	荷電モードにおける MC との比較	57
3.29	中性モード (左図) と荷電モード (右図) における $P_T$ 分布	58
3.30	$P_T$ 160 MeV/c 以下を削除した中性モード (左図) と $P_T$ 200 MeV/c 以下を削除し た荷電モード (右図) の不変質量分布	59
3.31	$P_T$ 160 MeV/c 以下を削除した中性モード (左図) と $P_T$ 200 MeV/c 以下を削除し た荷電モード (右図) の不変質量分布	61
3.32	運動学的条件を入れ $P_T$ 160 MeV/c 以下を削除した中性モード (左図) と $P_T$ 200 MeV/c 以下を削除した荷電モード (右図) の不変質量分布	61
3.33	Veto 検出器によるイベントセレクションを行い $P_T$ 160 MeV/c 以下を削除した中 性モード (左図) と $P_T$ 200 MeV/c 以下を削除した荷電モード (右図) の不変質量分布	62
3.34	$\gamma$ selection cut を行い $P_T$ 160 MeV/c 以下を削除した中性モード (左図) と $P_T$ 200 MeV/c 以下を削除した荷電モード (右図) の不変質量分布	62
3.35	Background 除去後の中性モード 不変質量分布	63
3.36	Background 除去後の荷電モード 不変質量分布	63
3.37	Cut を全て入れた後に outerCV の条件を外した不変質量分布	64

3.38 Cluster1 を形成する $\gamma$ だけが CV で conversion することを要求した不変質量分布 . . . . .	64
3.39 Cluster2 を形成する $\gamma$ だけが CV で conversion することを要求した不変質量分布 . . . . .	64
3.40 荷電モードを選択する outerCV の条件を入れた不変質量分布 . . . . .	65
3.41 ある一枚の outerCV と CsI 検出器の概要図 . . . . .	66
3.42 Cut をすべて入れた中性モード (左図) と荷電モード (右図) の不変質量分布 . . . . .	66
3.43 中性モード (左図) と荷電モード (右図) におけるモンテカルロと実験データの 比較をした不変質量分布 . . . . .	67
4.1 $\pi^0$ 断面積と陽子のエネルギーとの相関図 [17] . . . . .	68
4.2 全ての cut を入れた中性モードの 不変質量分布 . . . . .	69
4.3 全ての cut から outerCV による cut だけを外した荷電モードの不変質量分布 . . . . .	69
4.4 質量ごとの acceptance . . . . .	70
4.5 MC で $\pi^0$ の質量を変えたときの 2cluster 間の距離 . . . . .	71
4.6 MC で $\pi^0$ の質量を変えたときの 2cluster 間の角度 . . . . .	71
4.7 中性モードの acceptance . . . . .	71
4.8 荷電モードの acceptance . . . . .	71
4.9 中性モードの不変質量分布 . . . . .	72
4.10 荷電モードの不変質量分布 . . . . .	72
4.11 中性モードにおける断面積の上限値 . . . . .	74
4.12 荷電モードにおける断面積の上限値 . . . . .	74
4.13 中性モードにおける coupling constant の上限値 . . . . .	75
4.14 荷電モードにおける coupling constant の上限値 . . . . .	75
4.15 Low $P_T$ ( $P_T > 0.1$ GeV/c) での中性モード (左図) と荷電モード (右図) の不変質量 分布 . . . . .	76
4.16 High $P_T$ (中性モード $P_T > 0.16$ GeV/c、荷電モード $P_T > 0.2$ GeV/c) での中性モード (左図) と荷電モード (右図) の不変質量 分布 . . . . .	77
4.17 他の実験から得られる couplin constant の上限値と本解析との比較 . . . . .	77
A.1 原子核実験検出器 . . . . .	79
A.2 ${}^7\text{Li}(p, e^+e^-){}^8\text{Be}$ 反応と ${}^{11}\text{B}(p, e^+e^-){}^{12}\text{C}$ 反応からの $e^+e^-$ の角度相関 . . . . .	80

# 表 目 次

1.1	宇宙論的陽電子生成過程 [4]	11
2.1	$K_L^0$ 崩壊の分岐比 [20]	21
3.1	運動学的条件でのイベントセレクション	49
3.2	Veto 検出器でのイベントセレクション	51
3.3	$\gamma$ selection cut でのイベントセレクション	52
3.4	運動学的条件	59
3.5	Veto 検出器でのイベントセレクション	60
3.6	$\gamma$ selection cut	60
4.1	各 bin ごとのイベント数の上限値 (中性モード)	73
4.2	各 bin ごとのイベント数の上限値 (荷電モード)	73
4.3	中性モードにおける各質量ごとの結果のまとめ	75
4.4	荷電モードにおける各質量ごとの結果のまとめ	76



# 第1章 研究の背景

## 1.1 $\gamma$ 線観測衛星 INTEGRAL による超高輝度 $\gamma$ 線源の観測

$\gamma$  線観測衛星 INTEGRAL(International Gamma Ray Astrophysics Laboratory) は、3 keV から 10 MeV のエネルギー領域の  $\gamma$  線観測衛星であり、1993 年にヨーロッパ宇宙機構 (ESA) によって承認され、2002 年の 10 月 17 日にカザフスタンから打ち上げられた [1]。INTEGRAL には  $\gamma$  線検出器の IBIS と SPI、X 線検出器の JEM-X、可視光領域の光学モニター OMC が搭載されている。図 1.1 に INTEGRAL の全体像を示した。

図 1.4 に示すように、SPI は方向を見るための符号化マスクをつけた Ge 半導体検出器である。測定エネルギー範囲は 20 keV から 8 MeV であり、角度分解能は  $2.5^\circ$  である。厚さ 7 cm の 19 個の Ge 検出器と約 5 cm の厚さの BGO シールドカウンターから成り、面積は約  $500 \text{ cm}^2$  で、スターリング冷凍機で 85 K に冷却されている [2]。その  $\gamma$  線観測衛星 INTEGRAL の SPI 検出器によって、2003 年に銀河中心から  $511.06^{+0.17}_{-0.19} \text{ keV}$  の超高輝度の陽電子起因  $\gamma$  線が図 1.2 と図 1.3 のように観測された [3]。それは 1 秒間に  $10^{43}$  個の陽電子生成に相当する膨大な量であり、観測されたピーク幅は  $2.95^{+0.45}_{-0.51} \text{ keV(FWHM)}$  以下と、とても狭いものであるため陽電子は低エネルギー、すなわち非相対論的に生成された可能性が高い。



図 1.1:  $\gamma$  線観測衛星 INTEGRAL

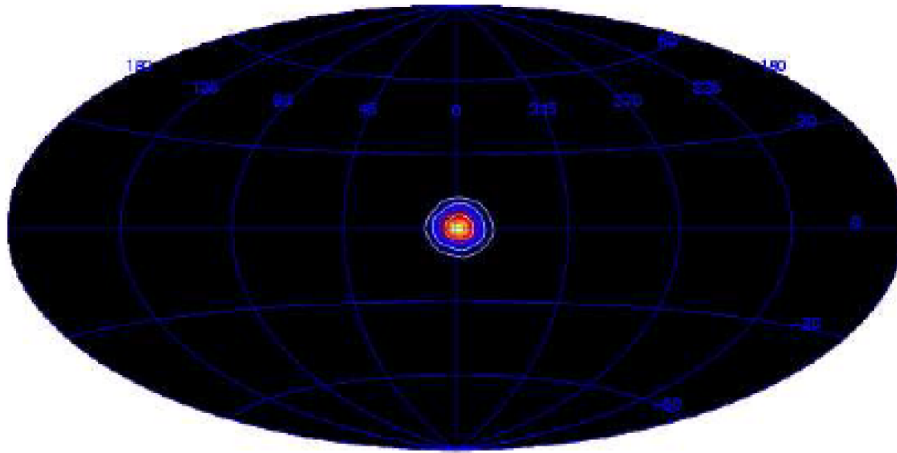


図 1.2: 511 keV  $\gamma$  線の空間分布 [16]  
等高線は内側から  $10^{-2}$ 、 $10^{-3}$ 、 $10^{-4}$   $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$  である。  
511 keV  $\gamma$  線の空間分布が銀河中心に集中していることがわかる。

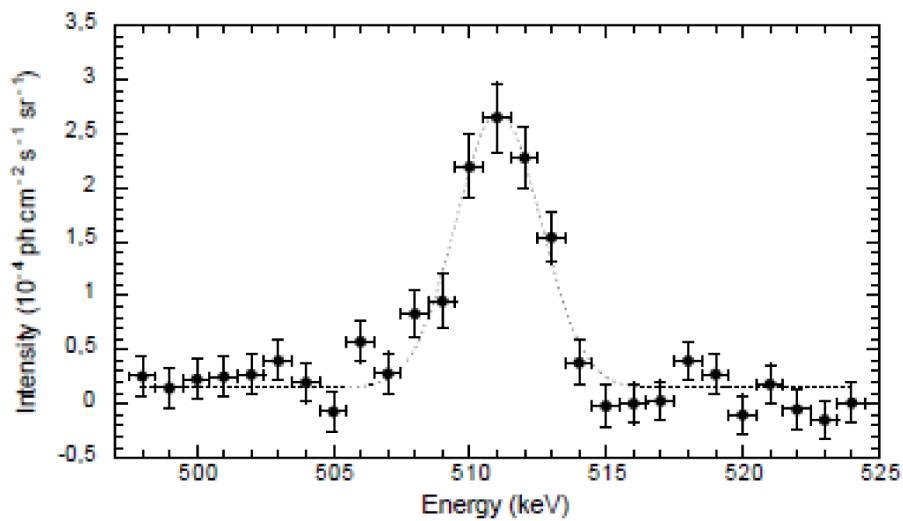


図 1.3: 銀河中心からの  $\gamma$  線のエネルギー分布  
511.06 keV を中心に幅の狭いピークになっている。

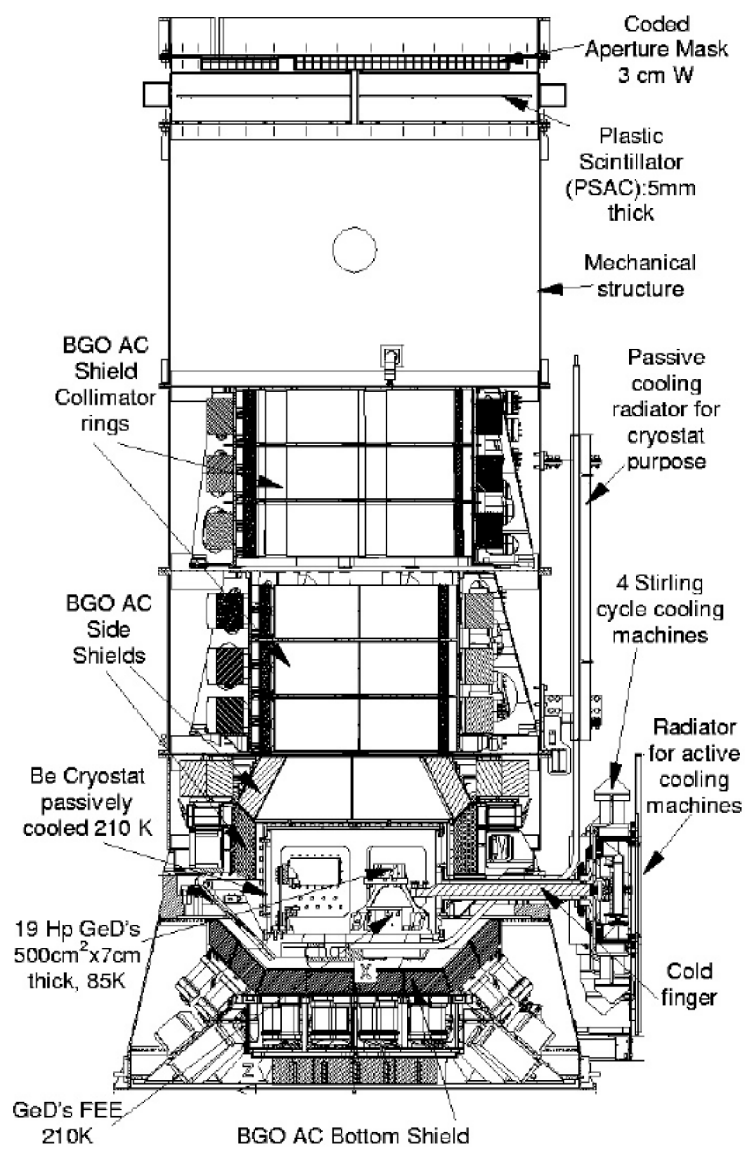


図 1.4: SPI 検出器の断面図

では、 $10^{43}$  個の陽電子生成に相当する宇宙論的な説明はできるだろうか。表 1.1 に宇宙論的な陽電子生成過程を示した。

過程 (1) まずはじめに考えられるのは、新星、超新星、ウォルフ・ライエ星そして漸近巨星分枝星等の原子核合成過程における  $\beta^+$  崩壊による陽電子生成である。しかし、原子核合成の計算に大きな不確定さがあるために確実な理由とは言えない。

過程 (2) 二番目は宇宙線中の陽子とイオンが相互作用をし  $\pi^+$  が生成されその  $\pi^+$  が  $e^+$  に崩壊する。 $\pi^+$  崩壊の positron peak は  $\sim 30$  MeV であり、やや大きい Lorentz factor を持っているため、幅が狭いピークとなっている 511 keV  $\gamma$  線の原因とは考えにくい。

過程 (3) 三番目は宇宙線とイオンが相互作用を起こしたあとに陽電子を放出して崩壊する。イオンが静止状態か運動状態かにより、ごく小さい値から励起イオンにおよそ等しい Lorentz factor を持った陽電子が生成される。しかし、これも不確定性が大きい。

過程 (4) 四番目はパルサーの電磁カスケードによる陽電子生成である。しかしこれは大きな Lorentz factor を持つため該当しない。

過程 (5) 最後は  $2\gamma$  が対消滅し電子、陽電子に崩壊する過程だが、その  $2\gamma$  は microquasar、活動銀河核、 $\gamma$  線バーストなどからくる  $2\gamma$  と想定されるが、これも不確定性が大きい [4]。

まとめと、表中の (2) と (4) は Lorentz factor を持ち相対論的であるために除外される。そして、(1)、(3)、(5) は計算に不確定性があるために確定的とは言えない。また、銀河中心のみで発生することの説明は難しい。

陽電子生成過程	Lorentz factor
(1) $N^* \rightarrow N + e^+$	few
(2) $N + p \rightarrow \pi^+ \rightarrow e^+$	$\geq 60$
(3) $N + N' \rightarrow N^* \rightarrow N + e^+$	$\geq \text{few}$
(4) $e + B \rightarrow \gamma + B \rightarrow e^+ e^-$	$\sim 10^6 - 10^8$
(5) $\gamma\gamma \rightarrow e^+ e^-$	$\geq \text{few}$

表 1.1: 宇宙論的陽電子生成過程 [4]

Lorentz factor =  $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  ( $\beta = \frac{v}{c}$ ) であり、表中の few は非相対論的である

- (1) 原子核合成の  $\beta^+$  崩壊
- (2) 宇宙線相互作用による陽電子生成崩壊
- (3) 宇宙線相互作用の  $\beta^+$  崩壊
- (4) 電磁カスケードシャワー
- (5)  $2\gamma$  の対消滅

## 1.2 素粒子論的可能性

511 keV  $\gamma$  線を素粒子論的に説明するために、(1) 暗黒物質は軽い (Light Dark Matter=LDM)、(2) 暗黒物質が対消滅をする、という二つの仮定をする。すると軽い暗黒物質の対消滅により非相対論的な電子と陽電子が生成され、その陽電子が対消滅により 511 keV  $\gamma$  線が生成する過程 (Fayet モデル) が考えられる [8]。この Fayet モデルによると、対消滅の断面積は暗黒物質の密度の 2 乗お

よび速度の 2 乗に比例するため、銀河中心に陽電子生成が集中することを自然に説明できる。また、このモデルは図 1.5 のように新しい相互作用を導入し未知の中性 gauge boson を媒介させることで暗黒物質を対消滅させ電子、陽電子を生成させている。図 1.5 の  $dm$  は暗黒物質である。銀河中心からの  $\gamma$  線の生成量を説明するためには、未知の相互作用の強さが低エネルギー領域においては電磁相互作用より弱く、弱い相互作用より強い必要がある。また、未知の中性 gauge boson の候補としては、各種の大統一理論 GUT モデルで必要となる extra U(1) symmetry に起因する spin 1 の中性 boson(U-boson) が考えられる [13]。本研究では、U-boson の実験的探索を試みた。

また、Fayet モデルによれば暗黒物質の対消滅の断面積が  $\langle\sigma_{ann}v_{rel}/c\rangle \simeq 8 \sim 10 \text{ pbarn}$ (Dirac タイプもしくは Spin 0 の暗黒物質の場合),  $4 \sim 5 \text{ pbarn}$ (マヨラナ暗黒物質) であれば、銀河中心からの  $\gamma$  線を説明できる。ここで、 $\sigma_{ann}$  は暗黒物質の対消滅の断面積、 $v_{rel}$  は残存暗黒物質の速度である。1.3 節では、この断面積を足掛かりに U-boson への実験的制限を説明する。

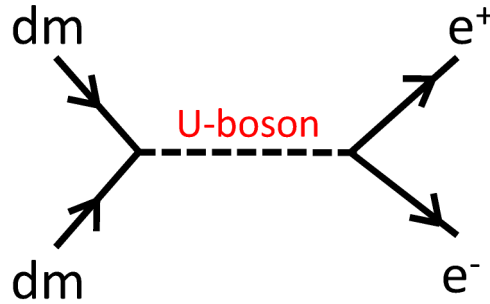


図 1.5:  $dm + dm \rightarrow e^+ + e^-$  の feynman diagram

### 1.3 U-boson の実験的制限

U-boson と電子間の coupling constant  $f_e$  と、U-boson と quark 間の coupling constant  $f_q$  の値はに今までの多くの実験から制限を付けることができる。

#### 1.3.1 銀河中心 $\gamma$ 線からの暗黒物質対消滅モデル (Fayet モデル) への制限

銀河中心からの  $\gamma$  線生成という実験的事実から、暗黒物質の対消滅には必要な断面積の範囲

$$\langle\sigma_{ann}v_{rel}/c\rangle = 8 \sim 10 \text{ pbarn}, \quad (1.1)$$

があり、Fayet モデルから

$$\sigma_{ann}v_{rel}Br^{ee} = \frac{v_{dm}^2}{0.16} \left( \frac{C_{dm}f_e}{10^{-6}} \right)^2 \left( \frac{m_{dm} \times 3.6 \text{ MeV}}{m_U^2 - 4m_{dm}^2} \right)^2 \text{ pbarn}, \quad (1.2)$$

が得られる。ここで、 $\sigma_{ann}$  は暗黒物質の対消滅の断面積、 $v_{rel}$  は残存暗黒物質の速度、 $Br^{ee}$  は暗黒物質が対消滅した後に U-boson が生成され、その U-boson が電子陽電子に崩壊する分岐比、 $v_{dm}$  は暗黒物質の速度、 $C_{dm}$  は U-boson と暗黒物質の coupling constant、 $f_e$  は U-boson と電子の coupling constant、 $m_{dm}$  は暗黒物質の質量、 $m_U$  は U-boson の質量である [8]。式 (1.1) から  $\sigma_{ann}$

は  $m_{dm}$  の自乗に比例することから、 $m_{dm}$  が重すぎると式 (1.1) より暗黒物質の overproduction となってしまうため、暗黒物質は比較的軽いことが予想される。 $m_U$  と  $2m_{dm}$  の差が大きすぎると、断面積は小さくなりすぎるため  $m_U$  と  $2m_{dm}$  の差は小さいと考えられる。次に、制限 (1.1) 式に式 (1.2) を代入し、

$$|C_{dm}f_e| \simeq 10^{-6} \frac{|m_U^2 - 4m_{dm}^2|}{m_{dm} \times 1.8\text{MeV}} \sqrt{Br^{ee}}, \quad (1.3)$$

を得る。ここで摂動計算が可能な範囲  $C_{dm} < \sqrt{4\pi}$  を仮定すると  $f_e$  に下限値がつけられて

$$f_e > 3 \times 10^{-7} \frac{|m_U^2 - 4m_{dm}^2|}{m_{dm} \times 2\text{MeV}} \sqrt{Br^{ee}}, \quad (1.4)$$

となる。式 (1.4) から、未知の  $m_U$ 、 $m_{dm}$  を下記のように仮定すると

$m_U$ (MeV/ $c^2$ )	$m_{dm}$ (MeV/ $c^2$ )	$Br^{ee}, f_e$
10	4	$Br^{ee}=1 \rightarrow f_e > 10^{-6}$
100	5	$Br^{ee}=1 \rightarrow f_e > 3 \times 10^{-4}$
300	15	$Br^{ee}=1 \rightarrow f_e > 10^{-3}$

となり暗黒物質の対消滅モデルから U-boson と電子の coupling constant の  $f_e$  の下限値に制限がつけられた。

### 1.3.2 加速器実験における $f_e$ への制限

次に他の加速器実験の結果から  $f_e$  に制限をつける。相互作用に二つの型が存在する可能性があるため、ここではその二つを分けて制限をかける。一つは Axial coupling (軸性結合)、もう一つは Vector coupling (ベクトル結合) である。Axial coupling はラグランジアンを書いたとき  $\gamma_5\gamma_\mu$  が結合する型で Axial coupling による電子との結合定数を  $f_{eA}$  と書くことにする。また、Vector coupling はラグランジアンに  $\gamma_\mu$  が結合する型で Vector coupling 電子との結合定数を  $f_{eV}$  と書くことにする。このとき全結合定数  $f_e$  は

$$f_e = \sqrt{f_{eA}^2 + f_{eV}^2}, \quad (1.5)$$

となる。

#### ● 実験 1 $g-2$ 実験 (異常磁気能率測定実験)

U-boson が存在すると、異常磁気能率  $\alpha_e = (\frac{g-2}{2})$  への余分な寄与 ( $\delta\alpha_e$ ) が発生する。例えば電子の Vector coupling では実験値の制限から

$$\delta\alpha_e \simeq \frac{f_{eV}^2}{12\pi^2} \frac{m_e^2}{m_U^2} F\left(\frac{m_U}{m_e}\right), \quad (1.6)$$

となる。 $m_e$  は電子の質量、 $F$  は  $m_U$  に依存し  $0.3 \sim 1$  の範囲の値である。実験値との比較から

$$-10^{-11} < \delta\alpha_e < 3 \times 10^{-11} \rightarrow |f_{eV}| \leq 1.3 \times 10^{-4} m_U (\text{MeV}), \quad (1.7)$$

という制限がつく。 $g-2$  実験からの制限をまとめると下記のようになる。

$$|f_{eA}| < 3 \times 10^{-6} m_U (\text{MeV}), \quad (1.8)$$

$$|f_{eV}| < 1.3 \times 10^{-4} m_U (\text{MeV}) \quad (2 \text{ MeV} < m_U < 6 \text{ MeV}), \quad (1.9)$$

$$|f_{eV}| < 7 \sim 15 \times 10^{-4} m_U (\text{MeV}) \quad (m_U \text{ が大きいとき}). \quad (1.10)$$

よって、Axial coupling、は比較的強いが  $m_U$  がつくため暗黒物質の質量が大きいほど制限は緩くなる [9]。

● 実験 2  $\nu - e$  散乱実験 (low- $|q^2|$  領域)

ニュートリノとの coupling constant  $f_\nu$  を  $f_\nu = f_e$  と仮定すると

$$\frac{f_\nu f_e}{m_U^2} < G_F \rightarrow f_e < 3 \times 10^{-6} m_U (\text{MeV}), \quad (1.11)$$

となる。ここで  $G_F$  は弱い相互作用の結合定数で [14]、Fermi 定数と呼ばれる。 $f_e$  に強い制限がつけられるが、式 (1.11) は  $f_\nu = f_e$  の場合に限られる [8]。

### 1.3.3 Quark と U-boson 間の coupling constant ( $f_q$ ) に制限を付ける

$f_e$  の制限をつけるるときと同様に  $f_q$  にも 2 種類の相互作用を分けて考える。1 つは Axial coupling (軸性結合)  $f_{qA}$ 、もう一つは Vector coupling (ベクトル結合)  $f_{qV}$  である。ここで  $q$  は quark の種類 (u、d、s、...) である [10]。

● 実験 1  $J/\psi, \Upsilon(1s)$  崩壊 (radiative decay) からの制限

$J/\psi \rightarrow \gamma + U, U \rightarrow dm + dm$  と  $\Upsilon \rightarrow \gamma + U, U \rightarrow dm + dm$  を仮定して、実験で得られている

$$Br(J/\psi \rightarrow \gamma + invisible) < 1.4 \times 10^{-5}, \quad (1.12)$$

$$Br(\Upsilon \rightarrow \gamma + invisible) < 1.5 \times 10^{-5}, \quad (1.13)$$

から [15]、c-quark と U-boson の Axial coupling への制限

$$f_{cA} < 1.5 \times 10^{-5} m_U (\text{MeV}), \quad (1.14)$$

が得られ、b-quark と U-boson の Axial coupling への制限

$$f_{bA} < 0.8 \times 10^{-6} m_U (\text{MeV}), \quad (1.15)$$

が得られる。radiative decay の実験からは Axial coupling には強い制限が与えられるが、Vector coupling の制限はつかない。

● 実験 2  $J/\psi, \Upsilon(1s)$  崩壊 (invisible decay) からの制限

$J/\psi' \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi, J/\psi \rightarrow invisible$  と  $\Upsilon(nS) \rightarrow \pi^+ \pi^- \Upsilon(1S), \Upsilon(1S) \rightarrow invisible$  を仮定して、実験で得られている

$$Br(J/\psi \rightarrow invisible) < 7 \times 10^{-3}, \quad (1.16)$$

$$Br(\Upsilon \rightarrow invisible) < 5 \times 10^{-2}, \quad (1.17)$$

から [15]、c-quark と U-boson の Vector coupling への制限

$$J/\psi : |C_{dm} f_{cV}| \leq \begin{cases} 4 \times 10^{-2} & (spin\ 0\ dark\ matter), \\ 3 \times 10^{-2} & (Majorana\ dark\ matter), \\ 2 \times 10^{-2} & (Dirac\ dark\ matter), \end{cases} \quad (1.18)$$

が得られ、b-quark と U-boson の Vector coupling への制限

$$\Upsilon : |C_{dm} f_{dV}| \leq \begin{cases} 9 \times 10^{-2} & (spin\ 0\ dark\ matter), \\ 6 \times 10^{-2} & (Majorana\ dark\ matter), \\ 4.5 \times 10^{-2} & (Dirac\ dark\ matter), \end{cases} \quad (1.19)$$

が得られる。ここで、式 (1.18) は  $J/\psi$  の半分 ( $m_U < \frac{m_{J/\psi}}{2} = 1.55\text{ GeV}/c^2$ ) の質量領域で、式 (1.19) は  $\Upsilon$  の半分 ( $m_U < \frac{m_\Upsilon}{2} = 4.73\text{ GeV}/c^2$ ) の質量領域で有効である。

また、 $C_{dm}$  の値を決めないと  $f_{qV}$  に制限がつかないので、 $C_{dm}$  の値を摂動計算が可能な範囲を仮定した  $C_{dm} < \sqrt{4\pi}$  という条件をいれると

$$|f_{cV}| < 0.9 \times 10^{-2}, \quad (1.20)$$

が得られる。よって、 $J/\psi$  と  $\Upsilon(1s)$  の invisible decay からは Vector coupling への強い制限はつかない。

### ● 実験 3 $K^+$ の稀崩壊

#### – Axial coupling

$K^+ \rightarrow \pi^+ + U, U \rightarrow invisible$  の反応過程を仮定し、実験値

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ invisible) < 10^{-10}, \quad (1.21)$$

と比較すると [15]、s-quark と U-boson の Axial coupling に対する制限がつけられ

$$f_{sA} < 2 \times 10^{-7} m_U (\text{MeV}), \quad (1.22)$$

になる。よって、Axial coupling には強い制限が与えられる。

#### – Vector coupling 1

$K^+ \rightarrow \pi^+ U (U \rightarrow e^+ e^-)$  を仮定して評価を行う。理論式は、

$$\frac{Br(K^+ \rightarrow \pi^+ U)}{Br(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)} \simeq \frac{f_{uV}^2 / 4\pi}{\frac{1}{\pi} (\frac{2}{3}\alpha)^2} \simeq \frac{9f_{uV}^2}{16\alpha^2}, \quad (1.23)$$

で、実験値

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) = (2.88 \pm 0.13) \times 10^{-7}, \quad (1.24)$$

と比較すると [15]

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ U) \simeq 3 \times 10^{-3} f_{uV}^2, \quad (1.25)$$

が求められる。さらに、 $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$  崩壊の測定実験において  $e^+ e^-$  分布に U-boson らしき分布が見当たらないことから U-boson 生成は  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$  崩壊分岐比の 0.3% 以下と見積もると

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ U) < 10^{-9}, \quad (1.26)$$

となり、式 (1.25) と式 (1.26) を比較すると

$$|f_{uV}| < 10^{-3} \quad (m_U : 170 \sim 240\text{ MeV}), \quad (1.27)$$



という条件になり、式 (1.22) の Axial coupling ほど強い条件にはならない。また、同様に  $K^+ \rightarrow \pi^+ U (U \rightarrow dm + dm \rightarrow \text{missing})$  を仮定して、missing の実験データ  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 (\pi^0 \rightarrow \text{missing})$  と比較しても

$$|f_{uV}| < 5 \times 10^{-3} \quad (m_U \sim m_{\pi^0}), \quad (1.28)$$

というゆるい制限にしかない。

– Vector coupling 2

$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ dmdm)$  を仮定すると、以下のような理論式

$$\frac{Br(K^+ \rightarrow \pi^+ dmdm)}{Br(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)} \simeq \frac{1}{2} \frac{C_{dm}^2 f_{uV}^2 / (4\pi)^2}{(\frac{2}{3}\alpha)^2} \simeq \frac{1}{2} \frac{9c_{dm}^2 f_{uV}^2}{4e^2}, \quad (1.29)$$

が導かれる。実験値、

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = 1.47_{-0.89}^{+1.3} \times 10^{-10}, \quad (1.30)$$

から [15]

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ + dm + dm) < 3.84 \times 10^{-10} (90\% C.L.), \quad (1.31)$$

が導かれる。式 (1.31) と式 (1.29) を比較すると

$$|C_{dm} f_{uV}| < 3.5 \times 10^{-2} e^2 \simeq 3 \times 10^{-3}, \quad (1.32)$$

という条件になり、式 (1.22) の Axial vector ほどの強い条件にはならない。 $C_{dm} < \sqrt{4\pi}$  を仮定すると

$$|f_{uV}| < 10^{-3}, \quad (1.33)$$

となる。

● 実験 4  $\pi^0$  の稀崩壊

–  $\pi^0 \rightarrow UU(\text{invisible})$

$\pi^0 \rightarrow UU (U \rightarrow dm + dm \rightarrow \text{invisible})$  を仮定すると、理論式

$$\frac{Br(\pi^0 \rightarrow UU)}{Br(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)} \simeq 9 \frac{(f_u^2 - f_d^2)^2}{e^4}, \quad (1.34)$$

が得られる。実験値 [15]

$$Br(\pi^0 \rightarrow \text{invisible}) < 2.7 \times 10^{-7}, \quad (1.35)$$

との比較から、

$$\sqrt{|f_u^2 - f_d^2|} < 4 \times 10^{-3}, \quad (1.36)$$

が得られる。ここで、 $f_u = \sqrt{f_{uA}^2 + f_{uV}^2}$ ,  $f_d = \sqrt{f_{dA}^2 + f_{dV}^2}$  である。もしここで、 $f_u \simeq f_d$  ならほとんど制限値は付かないが、 $|f_u|$  と  $|f_d|$  に大きな差があるとすれば

$$|f_d| < 4 \times 10^{-3} \quad \left(m_U < \frac{m_{\pi^0}}{2}\right), \quad (1.37)$$

のような制限がつく。よって  $K^+$  の Vector coupling 程度 (式 (1.28)、式 (1.33)) の制限を与えることができる。

$$- \pi^0 \rightarrow \gamma + U(U \rightarrow invisible)$$

$\pi^0$  の radiative decay で  $\pi^0 \rightarrow \gamma + U(U \rightarrow dm + dm \rightarrow invisible)$  を仮定すると、理論式は

$$\frac{Br(\pi^0 \rightarrow \gamma U)}{Br(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma)} \simeq \frac{18}{e^2} \left( \frac{(2f_{uV} + f_{dV})}{3} \right)^2, \quad (1.38)$$

となり、実験値 [15]

$$Br(\pi^0 \rightarrow \gamma + invisible) < 5 \times 10^{-4}, \quad (1.39)$$

との比較から

$$\frac{|2f_{uV} + f_{dV}|}{3} < 1.6 \times 10^{-3}, \quad (1.40)$$

が考えられ、

$$|f_{qV}| < 2 \times 10^{-3} \quad \left( m_U < \frac{m_{\pi^0}}{2} \right), \quad (1.41)$$

が得られる。よって質量領域が  $68 \text{ MeV}/c^2$  ( $\pi^0$  の質量の半分) 以下において quark sector の稀崩壊関係の Vector coupling ではこれが最も強い制限を与えている。

- 実験 5 原子の Parity Violation 探索実験からの制限 [9]

$$\frac{|f_{eA}f_{qV}|}{m_U^2} < 10^{-3} G_F, \quad (1.42)$$

から

$$-1.5 \times 10^{-14} m_U < f_{eA}f_{qV} < 0.6 \times 10^{-14} m_U (\text{MeV}), \quad (1.43)$$

が得られ (電子との Axial coupling)  $\times$  (quark との vector coupling)  $\rightarrow$  非常に厳しい制限がつく。他の実験の例から見ても Axial coupling=0 とすることが自然なように見える。

### 1.3.4 実験的制限のまとめ

- $\gamma$  線観測衛星 INTEGRAL による実験値から暗黒物質の対消滅の断面積への制限がつき、電子と U-boson 間の coupling constant( $f_e$ ) には制限がつけられる。しかし、quark と U-boson 間の Coupling constant( $f_q$ ) への制限はつけられない。
- $\nu - e$  散乱実験、 $J/\psi, \Upsilon(1s)$  崩壊実験そして  $K^+$  稀崩壊実験から電子、quark との Axial coupling には強い制限がつけられる。Axial coupling を 0 にすることで、原子の parity violation 探索実験からの制限 (式 1.43) からも逃れることができる。
- $J/\psi, \Upsilon(1s)$  崩壊実験、 $K^+$  稀崩壊実験そして  $\pi^0$  稀崩壊実験から、U-boson と quark との結合の Vector coupling の制限には下記のような制限がつく。
  - $J/\psi$  崩壊実験  $\rightarrow |f_{eV}| < 0.9 \times 10^{-2} \quad (m_U < 1.5 \text{ GeV}/c^2, C_{dm} < \sqrt{4\pi})$
  - $K^+$  稀崩壊実験  $\rightarrow |f_{uV}| < 10^{-3} \quad (m_U \text{ が } m_{\pi^0} \text{ よりも小さい領域, } 170 < m_U < 240 \text{ MeV}/c^2, C_{dm} < \sqrt{4\pi})$
  - $\pi^0$  稀崩壊実験  $\rightarrow |f_{qV}| < 1.6 \times 10^{-3} \quad (m_U < \frac{m_{\pi^0}}{2} = 68 \text{ MeV}/c^2)$

## 1.4 今回の実験の目的

U-boson を探索するために  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊分岐比測定実験のエネルギー較正用標的 Run のセットアップを利用し解析を行う。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊分岐比測定実験は 2004 年 2 月から 2005 年 12 月にかけて高エネルギー加速器研究機構で行われた。エネルギー較正用標的 Run は Al ターゲットと中性子ビームとの相互作用で大量に生成させた  $\pi^0$  を検出器の較正に利用した Run である。本解析では Al ターゲットで短寿命の U-boson が生成され  $\gamma + \gamma$  または  $e^+ + e^-$  に崩壊することを想定し、数  $\text{MeV}/c^2 \sim 700 \text{MeV}/c^2$  の質量領域で探索を行った。

通常の  $\pi^0$  生成  $n+n \rightarrow n+n+\pi^0$  の feynman 図を図 (1.6) に、今回の U 生成  $n+n \rightarrow n+n+U$  の feynman 図を図 (1.7) に示した。また、 $n+n \rightarrow n+n+U$ -boson のラグランジアンは

$$L \sim ( \underbrace{f_{qV} \bar{q} \gamma^\mu q}_{\text{Vector coupling}} + \underbrace{f_{qA} \bar{q} \gamma^5 \gamma^\mu q}_{\text{Axial coupling}} ) U_\mu^0, \quad (1.44)$$

となる。ここで、この実験では、 $f_q$  に感度がある  $q$  は u-quark または d-quark である。

本実験の最終目標は U-boson を発見し、生成断面積を求め、quark との coupling constant を求めることにある。次章では、実験方法を説明する。

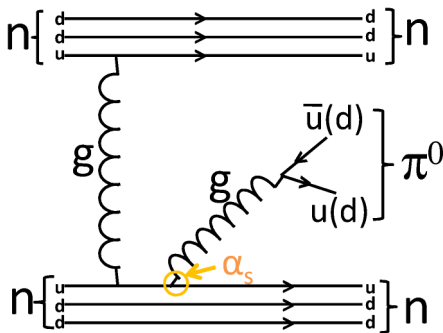


図 1.6:  $\pi^0$  生成 feynman diagram の例

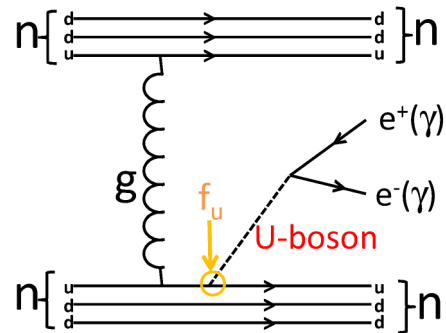


図 1.7: U-boson 生成 feynman diagram の例