此のたびのミューオン異常磁気能率

 \sim おぼろげながら,しかしはっきりと浮かんできたミューオン g-2 アノマリー \sim

KEK 素粒子原子核研究所	エトヴェシュ・ロラーンド大学	名古屋大学 素粒子宇宙起源研究所
遠藤 基	岩本 祥	北原鉄平
motoi.endo@kek.jp	sho.iwamoto@ttk.elte.hu	teppeik@kmi.nagoya-u.ac.jp
	2021年(令和3年)8月11日	

1 序

μ粒子の異常磁気能率(ミューオン g-2)は、20 年前 に行われた米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) にお ける測定値が標準模型の予測値より 3σ 以上離れた結果 となっていたため、標準模型を超える新物理の端緒では ないかと注目されていた。目下、米国フェルミ国立加速 器研究所 (FNAL) において再測定が行われており、今 年4月にその最初の結果が発表された [1]。FNAL の結 果によって BNL の結果が追認され、これらを併せて標 準模型の予言値からの乖離は 4.2σ に達した(図 1)。

本稿ではミューオン g-2 に関する理論の最新状況を 解説する。まずミューオン g-2 について概説し,次に 標準模型に基づく理論値について今後の展望も含めて整 理する。その後,実験値と理論値の乖離を説明するため に考案された代表的な理論模型の概要を紹介する。

なお,本誌の過去記事 [2] および KEK のウェブサイト の記事 [3] なども参照されたい。前者は g-2 の実験的側 面を中心に J-PARC ミューオン g-2/EDM 実験なども 含め紹介しており,後者は非専門家向けのインタビュー 記事である。

2 ミューオン*g*-2

フェルミオンの静止系におけるスピンと磁場の相互作 用ハミルトニアンは、スピン磁気能率 (*µ*) を用いて

と表される。ここでフェルミオンの質量を m, 電荷を Qeとした。g はスピン g 因子と呼ばれる量であり, ディ ラック方程式からは厳密に 2 が導かれる。しかし量子補 正によりこの値は 2 からずれている。そのずれを異常磁 気能率 (q-2) と呼び, しばしば

$$a \equiv \frac{g-2}{2} \tag{2}$$



図 1: ミューオン g-2 アノマリーの現状。標準模型の 値として代表的な二つを示した。"HVP by BMW"は HVP-LO の値として (11) の代わりに BMW グループの 格子計算の結果 (17) を用いて計算した値である。

と表される。

 μ 粒子の異常磁気能率 a_{μ} は、2001 年までに BNL で 行われた精密測定により

 $a_{\mu}^{\text{BNL}} = (11\,659\,208.9 \pm 5.4_{\text{kfilt}} \pm 3.3_{\text{Kfilt}}) \times 10^{-10}$ (3)

という値 (精度 0.54 ppm)¹が知られていた [4]。その後 2018 年より FNAL にて再測定が行われており,今年 4 月に 2018 年のデータに基づく結果

$$a_{\mu}^{\text{FNAL}} = (11\,659\,204.0\pm5.1_{\text{kfr}}\pm1.9_{\text{sk}}) \times 10^{-10}$$
(4)

が発表された [1]。これは BNL を超える精度 (0.46 ppm) であり、とくに系統的不確かさが大きく改善 (0.16 ppm) した。これらを併せたものが、現在の測定値

$$a_{\mu}^{\text{BNL+FNAL}} = (11\,659\,206.1\pm4.1)\times10^{-10}$$
 (5)

である [1]。FNAL の実験は現在も続けられており,最終的に測定誤差 0.14 ppm の達成を目指している。

¹最新のミューオン・陽子磁気能率比の値(2018 年 CODATA 推 奨値)を用いて再計算したもの。



図 2: この種のループダイアグラムの実部を計算すれば ミューオン q-2 の理論値が得られる。

現在,標準模型に基づく理論予測は,132人もの研究 者(実験・理論含む)が共同で発表した「ホワイトペー パー」[5] の値

$$a_{\mu}^{\rm SM} = (11\,659\,181.0\pm4.3)\times10^{-10}$$
 (6)

が標準となっている。図1に示したとおり、この理論値 と実験値との間には

$$a_{\mu}^{\text{BNL+FNAL}} - a_{\mu}^{\text{SM}} = (25.1 \pm 5.9) \times 10^{-10} \quad \langle 4.2\sigma \rangle \ (7)$$

の乖離があり、これが「ミューオン g-2 アノマリー」と して注目されている。

しかし一方で、この理論値と整合しない理論予測が最 近発表され、アノマリーの存在に疑問が差し挟まれる こととなった。この議論を理解するため、まずホワイト ペーパーで合意された標準模型に基づく予測値を詳しく 紹介する。

標準模型に基づく予測値 3

3.1 ホワイトペーパーの値

ミューオン g-2の理論値は、図2のようなループダ イアグラムを計算して導かれる。標準模型の寄与は

- 光子とレプトンのみを含む QED 寄与
- W[±]・Z 粒子やヒッグス粒子を含む電弱寄与
- 強い相互作用に基づくハドロン寄与

の3つに分類される。さらに、ハドロン寄与はハドロン 真空偏極 (HVP) とハドロン Light-by-Light (HLbL) と いう二つに分類され,それぞれ図3に掲げたようなダ イアグラムを計算することで求められる。これらすべて の寄与の計算を不定性も含めてまとめあげたのが Muon g-2 Theory Initiative²によるホワイトペーパー [5] で あり³,結果を表1にまとめた。QED が主要な寄与であ り、不定性はほぼ HVP に由来している。



図 3: 標準模型のミューオン q-2 へのハドロン寄与の主 要部は、この二つのダイアグラムを計算することで求め られる。波線はすべて光子で、斜線部分はハドロンの寄 与のみを含む。左はハドロン真空偏極 (HVP),右はハ ドロン Light-by-Light (HLbL) と呼ばれる。

3.1.1 QED 寄与と電弱寄与

QED 寄与は、レプトン(電子・ μ 粒子・ τ 粒子)と光 子からなるすべてのループダイアグラムを計算すること で、微細構造定数 α による摂動展開として求められる。 従って、結果は m_e/m_u , m_τ/m_u および α の値に依存 する量となる。摂動の5次(α^5 に比例する項, 5ルー プに対応)まで計算されており [6], ホワイトペーパー の値

$$a_{\mu}^{\text{QED}} = 11\,658\,471.8931(104) \times 10^{-10}$$
 (8)

もそれに拠っている。不定性は主に6次の摂動項の推定 に由来するが、アノマリーを左右する大きさではない。 なお、ホワイトペーパーでは α にセシウム原子の反跳 測定で得られた値 [7] を用いている。電子の異常磁気能 率(電子 g-2)から求めた値 [8] を用いてもほぼ同じ値 が得られるため、αの決め方によるアノマリーへの影響 はない。アノマリーに影響を与えかねない4次の項 (α⁴ に比例する項)までは複数グループにより検証されてい ることも併せて紹介しておく [9]。

電弱寄与はW[±]・Z・ヒッグス粒子を含むため、それ らの質量 (~ 100 GeV) によって抑制され小さい値とな る。これまでに2ループに対応する項まで計算されて いる [10-12]。ここにはトップクォークの寄与および摂 動的には計算できない軽いクォークによる寄与も含まれ

表 1: Muon g-2 Theory Initiative による,標準模型に 基づくミューオン q-2の理論値 [5]

寄与のタイプ	合意された理論値 ×10 ¹⁰	
QED	11658471.8931 ± 0.0104	
電弱	15.36 ± 0.10	
ハドロン VP	684.5 ± 4.0	
ハドロン LbL	9.2 ± 1.8	
合計	11659181.0 ± 4.3	

²https://muon-gm2-theory.illinois.edu/ ³これまで多くのグループがハドロン寄与の解析を行なってきた。 れらをまとめて, さらに FNAL や J-PARC の実験誤差に匹敵する精度 で標準模型の理論値を決定するために Muon g-2 Theory Initiative が発足した。第一回の会合が行われたのは 2017 年のことであった。

る。実際、ホワイトペーパーの値

$$a_{\mu}^{\rm EW} = 15.36(10) \times 10^{-10} \tag{9}$$

の不定性は軽いクォークによる非摂動的寄与の推定に由 来し,それ以外の不定性は十分に小さい。

3.1.2 ハドロン寄与

ハドロン寄与は光子・レプトン・クォークからなる ダイアグラムの効果であり、その主要部は図3の HVP および HLbL である。図の斜線部分はクォークを含む。 クォークは強い相互作用をもつため低エネルギー領域で はハドロン化して摂動的に計算できない。そのため、こ こではまとめて塊として描いている。すなわちハドロン 寄与は光子の自己相互作用に対するハドロンによる補正 であり、とくに2点相互作用に対するものが HVP、4点 相互作用に対するものが HLbL である⁴。

HVPの寄与の主要部(すなわち最低次:LO)は、散 乱振幅の解析性とユニタリ性から

$$a_{\mu}^{\rm HVP,LO} = \frac{1}{4\pi^3} \int_{m_{\pi}^2}^{\infty} \mathrm{d}s \, K(s) \sigma_{e^+e^- \to \gamma \, \mathrm{Fu} \, \mathrm{v}}(s) \quad (10)$$

と書き換えることができる。ここでK(s)は既知の関数, $\sigma_{e^+e^-\to\gamma\Gamma}$ は重心系エネルギー \sqrt{s} の e^+e^- 衝突に よるあらゆるハドロン生成の全断面積である。すなわ ち、様々な e^+e^- 衝突実験からハドロンごとの生成断面 積を求め、その総和をsの関数として表し⁵、それを式 (10) について積分することで求められる。

この評価は複数のグループにより行われ,ほとんど同 じ結果が得られている [13,14]。ホワイトペーパーでは 合議の結果,総合的に勘案した値

 $a_{\mu}^{\rm HVP,LO} = 693.1(4.0) \times 10^{-10}$ (11)

に高次の寄与 (-8.59(8)×10⁻¹⁰) を足し合わせた

$$a_{\mu}^{\rm HVP} = 684.5(4.0) \times 10^{-10} \tag{12}$$

という値になっている。

なお, HVP のおよそ 70% の寄与を占める $\sigma_{e^+e^-\to\pi^+\pi^-}$ において, BaBar 実験と KLOE 実験のデータ同士が一致 していない。これが式 (11) の不定性の最大の原因となっ ている⁶。現在稼働中の Belle II 実験は, $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ の精密測定によりこれを解消し, HVP の評価の不定性 を抑えることが期待されている [15]。 HVP は格子計算によっても計算することができる。 ホワイトペーパーでは,執筆時の結果に基づいて

$$a_{\mu}^{\rm HVP,LO}(\text{AF}) = 711.6(18.4) \times 10^{-10}$$
(13)

という合意値を示しているが,式 (11) と無矛盾であり 不確かさが大きいことからこの値は式 (6) には含まれな かった。

HLbL の寄与は(QED 相互作用の数を数えればわか るとおり)HVP よりも二桁程度小さいが、g-2アノマ リーの大きさと同程度であるため無視できない。HVP と同様に、現象論的手法および格子計算による手法に よって計算されているが、関与する粒子の数が多いため 複雑になる。

現象論的手法は 2014 年に式 (10) に類似した書き換え を用いた手法が提唱された [16] ことにより大きく進展 した。ホワイトペーパーの執筆者たちによる評価の結果

$$a_{\mu}^{\text{HLbL},uds}($$
現象論 $) = 8.94(1.94) \times 10^{-10},$ (14)

$$a_{\mu}^{\text{HLbL},c}(\mathbf{\mathcal{I}}\mathbf{\mathcal{I}}\mathbf{\mathcal{S}}\mathbf{\mathbf{\mathbf{\mathbf{\mathbf{\beta}}}}}) = 0.3(1) \times 10^{-10} \tag{15}$$

という値が得られた。ここで前者は*u*, *d*, *s* クォーク(お よびそれらからなるハドロン)の,後者は*c* クォークの 寄与である。

格子シミュレーションによる HLbL の計算は RBC と Mainz の二つのグループにより行われている。当時 Mainz の結果が未発表であったため, ホワイトペーパー では RBC の結果

$$a_{\mu}^{\text{HLbL},uds}$$
 (格子, RBC) = 7.87(3.54) × 10⁻¹⁰ (16)

のみを採用している。これは,不定性は大きいものの, 式 (14) と整合する結果となっている。

ホワイトペーパーの値(表 1)はこれらを総合した, すなわち式 (14) と (16) の平均に式 (15)(および高次の 寄与 0.2(1) × 10⁻¹⁰)を加えたものとなっている。

3.2 ホワイトペーパー以後の結果

ホワイトペーパー以後の結果で最も重要なものは, Budapest-Marseille-Wuppertal (BMW) グループによ る HVP の計算結果である [17]⁷。彼らは HVP の LO の 寄与を格子 QCD+QED シミュレーションによって計算 して

 $a_{\mu}^{\text{HVP,LO}}(\text{AF}, \text{BMW}) = 707.5(5.5) \times 10^{-10}$ (17)

という値を得た。それまでの格子計算の結果 (13) と比べて圧倒的に高精度であり,また e⁺e⁻ 散乱から計算し

⁴光子の3点や5点相互作用の振幅はFurryの定理によって厳密 にゼロとなる。なお、Z-光子-光子という3点振幅の寄与は電弱寄与 に分類される。

 $^{{}^5\}sqrt{s}\gtrsim 5~{
m GeV}$ の領域については摂動的計算も利用する。

⁶ただし式 (11) と (17) の食い違いの原因ではないこともわかって いる。脚注 8 も参照。

⁷ホワイトペーパーは 2019 年末までの論文に基づいて執筆され, 2020 年 6 月に公開された。BMW グループの結果は 2020 年 2 月に arXiv 上に発表され,2021 年 4 月 7 日に Nature 誌に掲載された。 奇しくも FNAL の実験結果が発表された日であった。

た結果 (11) よりも 2.1σ 大きな値である。この結果を用 いて標準模型の理論値を計算すると,図1に示したとお り,実験結果と矛盾しない (1.5σ) 値が得られる。

この結果は高い注目を集めており,様々な比較検討 が行われている。たとえば文献 [18] などで "window method"と呼ばれる解析によって他の格子計算との子 細な比較が続けられている。また、電弱精密測定との比 較からも興味深い知見が得られる。BMW の結果は,式 (10)の $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \gamma F \mu \gamma}$ がホワイトペーパーで用いられた 値よりも大きいことを示唆している。ところが、この断 面積は微細構造定数 α のエネルギー依存性を通して電 弱スケールの物理にも影響を及ぼす。もし $\sqrt{s} \gtrsim 1$ GeV の領域の断面積を手で変化させると、電弱スケールの諸 測定と矛盾してしまうのである。これを回避するために は、たとえば $\sqrt{s} \leq 1$ GeV の領域のみが観測データよ りも 5% 程度大きければ BMW の結果と電弱精密測定 とが整合することがわかった [19]。しかしこれは断面積 の観測データとは整合しない⁸。従って今後 Belle II 実 験などの測定で $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \gamma, \forall n \neq 2}$,特に $\sqrt{s} \lesssim 1$ GeV の領 域を確認することが必要である [15]。

2022 年から CERN で本格的な稼働が計画されてい る MUonE 実験 [20] にも注目が集まっている。これは ミューオンビームを用いて $\mu^{\pm}e^{-} \rightarrow \mu^{\pm}e^{-}$ 弾性散乱を 精密に測定する実験である。この測定のデータを用いる ことで, HVP の寄与を式 (10) の手法とはまったく独立 に, しかも同程度の精度で得ることができる⁹。そのた め, HVP をめぐる現状に対して何らかの答えを与える ことが期待されている。

また, HLbL について Mainz グループの格子計算の 結果

 $a_{\mu}^{\text{HLbL},uds}$ (格子, Mainz) = 10.68(1.47) × 10⁻¹⁰ (18)

も報告されている [21]¹⁰。これは他の結果 (14)(16) と 整合しており, ミューオン *g*-2 アノマリーへの影響は ない。

以上見てきたとおり,QED・電弱に関しては複数の グループ・手法による検証が達成され,その不確かさも FNAL 実験の最終目標(0.14 ppm すなわち 1.6×10⁻¹⁰) より十分小さい。また,HLbL は今後も解析が必要だ が,いまのところ大きな問題は見つかっていない。一方 で HVP についてはまだ議論の余地が残されており,格 子計算・現象論・将来実験といった様々な面からのアプ ローチが行われる予定である。乞う御期待。

¹⁰ちなみにこの論文も 2021 年 4 月 7 日に arXiv 上で発表された。



図 4: ミューオン *g*-2 への SUSY 粒子の寄与は,ゲー ジ固有状態を用いてこのように近似的に表すことがで きる。

4 新物理による解釈

この 4.2 σ のミューオン g-2 アノマリーは,標準模型 の解析に不備がなければ,標準模型を超える"新物理" の存在を強く示唆する。すなわち図 2 のダイアグラムに 寄与する未知の粒子があって, a_{μ} に新物理の寄与 a_{μ}^{NP} が含まれる可能性である。たとえば新粒子が 1 ループダ イアグラムを構成できれば,大まかに

$$a_{\mu}^{\rm NP} \sim \frac{m_{\mu}^2}{16\pi^2} \frac{g_{\rm NP}^2}{M_{\rm NP}^2}$$
 (19)

という寄与を与える。これを式 (7) と比べれば, 質量 *M*_{NP} と結合定数 *g*_{NP} に対して

$$M_{\rm NP} \sim g_{\rm NP} \times 150 \; {\rm GeV}$$
 (20)

という見積もりができる。このため、新物理には

- 大きな結合定数をもつ TeV スケールの新物理
- O(1)の結合定数をもつ電弱スケールの新物理
- 小さな結合定数をもつ GeV スケール以下の新物理

の3種類の可能性が考えられる¹¹。

この章では、ミューオン g-2 アノマリーが示唆する代表的な新物理の例を列挙し、その将来展望を議論する。 なお、これらをさらに拡張した模型や組み合わせた模型 なども数多く提唱されているが、それらについては誌面の都合上割愛する。

4.1 超対称性理論

標準模型はローレンツ対称性やゲージ対称性などの対 称性をもっているが,そこにさらに超対称性(フェルミ

⁸5%の不整合は, BaBar 実験と KLOE 実験の間の断面積の不一 致 (2~3%) よりも大きい。

⁹理論計算の側でも,MUonE 実験の測定精度と同精度の値の確定 に向けた努力が続けられている。

¹¹同様に,電子g-2に対しても新物理の寄与が存在する。しかし 通常その寄与は (m_{μ}^{2} ではなく) m_{e}^{2} に比例するため電子g-2の測 定精度より小さい値となる。



図 5: \tilde{B} , $\tilde{\mu}_{L}$, $\tilde{\mu}_{R}$ による寄与によってミューオン g-2を 説明可能なシナリオの例 [22]。点線で囲まれた領域は, LHC 探索によって棄却された。この図では、 \tilde{B} を暗黒 物質と仮定しており、その熱的残存量が現在の観測値を 再現するように残りのパラメータを選んでいる。

オンとボソンの間の対称性,SUSY ともよばれる)を導入したものが最小超対称標準模型 (MSSM)である。これは標準模型の粒子に加え,それらの超対称パートナーであるような新粒子 (SUSY 粒子)を含む模型であり,階層性問題を解く・ゲージ結合定数を数値的に統一できる・暗黒物質が自然に導入できるといった多くの魅力的な性質をもつ。とくに、ミューオンの超対称パートナーであるスミューオン $\tilde{\mu}$ などから図 2 のダイアグラムが得られるため、ミューオン g-2 アノマリーを解くことができる。

SUSY の枠組みでは、 $\tan \beta$ という自由パラメータが 本質的に重要なはたらきをする。2 種類のヒッグス粒子 (H_u^0, H_d^0) が導入され、それぞれの真空期待値 (v_u, v_d) に よって電弱対称性が破れる。(ただし $\sqrt{v_u^2 + v_d^2} = v \epsilon$ 満たす。ここで v は標準模型でのヒッグスの真空期待 値。)この真空期待値の比が $\tan \beta \equiv v_u/v_d$ である。こ れによりレプトンの湯川相互作用が

$$y_{\mu}^{\rm SUSY} = y_{\mu}^{\rm SM} \frac{v}{v_d} \simeq y_{\mu}^{\rm SM} \tan\beta \tag{21}$$

を満たす。その結果,式(19)が

$$a_{\mu}^{\text{SUSY}} \sim \frac{m_{\mu}^2}{16\pi^2} \frac{\left(\mathcal{F} - \mathcal{F} \, \text{相互作} \, \Pi\right)^2}{\left(\text{SUSY} \, \text{粒子の質量}\right)^2} \times \tan \beta \quad (22)$$

のような変更を受け、大きな tan β (たとえば 40) を用 いれば比較的容易にアノマリーが説明できるのである。

MSSM の寄与の主要部は図 4 の四つのダイアグラム で近似的に表すことができる。これらはゲージ固有状態



図 6: \widetilde{W} , \widetilde{H} , $\widetilde{\mu}_{L}$ による寄与によってミューオン g-2を 説明可能なシナリオの例 [22]。 $m(\widetilde{\chi}_{1}^{\pm}) > m(\widetilde{\mu}_{L})$ の領域 は,LHC 探索 (Run 2) によって棄却された。

で書かれているが,ここでは詳細には立ち入らない¹²。 どれも SUSY 粒子は三つしか含んでいないことが重要 である。つまり,たとえば *B*・*µ*_L・*µ*_R だけが軽ければ (他の SUSY 粒子の質量によらず)右上のダイアグラム 単独でアノマリーを解くことができるのである。

そのような単純な例,つまり \tilde{B} ・ $\tilde{\mu}_{\rm L}$ ・ $\tilde{\mu}_{\rm R}$ だけが軽く, その他の SUSY 粒子がとても重いと仮定したケース¹³を 解析した結果が図5である。LHC 探索 ($pp \rightarrow \tilde{\mu}^+ \tilde{\mu}^- \rightarrow 2\mu + p_{\rm T}^{\rm miss}$ など)により大部分が棄却されているが, $\tilde{\mu}$ と \tilde{B} の質量が近い領域がアノマリーの解としてまだ許 されている。さらにこの場合,宇宙の暗黒物質が \tilde{B} で あることも言えて,そのうえ現在の宇宙での残存量も自 然に説明できる。つまりミューオン g-2 アノマリーと 暗黒物質を同時に解けるわけで,今後の実験で探ってほ しい領域である。

同様に、 $\widehat{W} \cdot \widehat{H} \cdot \widehat{\mu}_{L}$ が軽いと仮定したケースの一例 が図 6 である¹⁴。この場合は図 4 の左上のダイアグラ ムがミューオン g-2 に大きく寄与する。図 6 の右下半 分は LHC によるチャージーノ $\widehat{\chi}_{1}^{\pm}$ 探索によりほぼ棄却 されているが、左上半分すなわちチャージーノ $\widehat{\chi}_{1}^{\pm}$ がス ミューオン $\widehat{\mu}_{L}$ より軽い領域はまだ棄却されていない。

¹²たとえば ($\tilde{\mu}_{L}, \tilde{\mu}_{R}$) はスミューオンのゲージ固有状態であり, これらの混合により質量固有状態 $\tilde{\mu}_{1}, \tilde{\mu}_{2}$ が構成される。同様に, ($\tilde{B}, \widetilde{W}^{0}, \tilde{H}_{0}^{d}, \tilde{H}_{0}^{n}$)が混ざってニュートラリーノ $\tilde{\chi}_{1-4}^{0}$ が, ($\widetilde{W}^{\pm}, \widetilde{H}^{\pm}$) が混ざってチャージーノ $\tilde{\chi}_{1,2}^{\pm}$ ができる。

¹³恣意的なチョイスに見えるし,実際恣意的なのだが,結果をたや すく理解できるという利点がある。恣意性を排除してすべての場合を 尽くそうと思えば図4の全粒子を考えることになる。その場合,ざっ くり言えば5パラメータの解析となるのでそれほど難しくない(たと えば[23])が,結果の解釈はやや煩雑になる。

¹⁴この例でも \tilde{B} が暗黒物質であるが,残存量も自然に説明できる 領域は LHC 探索によって棄却された。



§4.6 軽いゲージ粒子 (Z')

図 7: ミューオン *g*-2 に寄与を与える新物理のダイアグ ラムの例。

tan β = 40 という大きめの値を用いたため, μ_L の質量 が 1 TeV 程度であってもアノマリーを説明できている。 この領域も,やはり今後の LHC 実験の探索目標である。

4.2 レプトクォーク

レプトクォーク (LQ) は、その名のとおりレプトンと クォークと同時に相互作用することができる新粒子であ る。このため、整数のスピン (0 または 1) をもち、分 数電荷 ±(1/3, 2/3, 4/3, 5/3)e および基本表現のカラー 電荷をもつ¹⁵。このような LQ は、たとえば Pati-Salam 模型と呼ばれる、クォークカラーとレプトンフレーバー を統一するような理論を仮定すると自然に導入される。 このような LQ は、図 7 で示されるように 1 ループで ミューオン g-2 に影響を与えることができる。

重要なことは、このような 1 ループダイアグラムは 仮想的に飛ぶクォークの質量に応じて増幅することであ る。図 2 で表されているように、g-2は μ 粒子のカイ ラリティの反転 (L \leftrightarrow R) を必要とするが、これは内線 のクォークのカイラリティ反転を要求することになる。 従って、LQ がミューオン g-2に与える寄与は m_q/m_μ だけ増幅する。

最も自然なシナリオは,LQ が第二世代のクォーク・ レプトン (c, s, μ) と相互作用している場合である。つ まり, m_c/m_μ 倍の増幅が期待される。しかし残念なが らこのようなシナリオはフレーバーによる制限 $(D^0 \rightarrow$ $\mu^+\mu^-, K_L \to \mu^+\mu^-, K^+ \to \pi^+\nu\overline{\nu}$ と LHC 探索 ($pp \to LQ \overline{LQ}, pp \to \mu^+\mu^-j$) によって棄却されている [24]。

従って、LQは第三世代のクォーク (t,b) と第二世代の レプトン (μ) との間の世代を混ぜる相互作用をもつ必要 がある。このとき最大で $m_t/m_\mu \sim 1600$ の増幅をもつ ことができる。LQ は QCD プロセスで生成可能なため、 LHC 実験 (Run 2) によって模型の詳細によらず、概ね $m_{LQ} \gtrsim 1.5$ TeV の下限が与えられている。しかしなが ら、 m_t/m_μ による増幅により、このような TeV スケー ルの LQ でも十分にミューオン g-2 アノマリーを説明 することが可能である。

ところで、ミューオン g-2ダイアグラムの光子をヒッ グス粒子に置き換えたダイアグラムは μ 粒子の質量に 量子補正を与える。この模型では、これも m_t/m_μ によ る増幅を受けて大きな補正となる。パラメータ間の fine tuning を忌避してこの量子補正の大きさが実際の質量 である m_μ 以下であることを要求すると、LQ の質量に 上限が与えられる。以上から、ミューオン g-2 アノマ リーを説明する LQ は、トップクォークと μ 粒子との間 に相互作用をもち、その質量範囲は

$$1.5 \text{ TeV} \lesssim m_{\text{LQ}} \lesssim 2.1 \text{ TeV}$$
 (23)

であると結論付けることができる [25]。

このような LQ は、LHC における直接生成 ($pp \rightarrow$ LQ \overline{LQ}) で探索可能な一方,将来の $Z \, \neg r \, \rho$ トリー (ILC, CLIC, CEPC, FCC-ee) によって $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ を測定す ることで間接的に探れることが見積もられている [26]。

また, LQ は B 中間子測定における複数のアノマリー を容易に説明できることからも注目を浴びている。B 中 関子アノマリーと LQ の関係については,本誌の過去記 事 [27] や日本物理学会誌の記事 [28] で詳しく議論され ている。LQ を用いることで,この B 中間子アノマリー とミューオン g-2 アノマリーを同時に説明できること も知られている(たとえば文献 [29])。

4.3 新たな重いレプトン

これまでに電子・ μ 粒子・ τ 粒子の3種類の荷電レプ トンが発見されているが,なぜ他のレプトンが存在しな いのかはわかっていない。むしろ,ミューオン g-2 アノ マリーは新たな重いレプトンの存在を示唆しているかも しれない。あたかもクォークが湯川相互作用によって別 のクォークと結合するように、 μ 粒子もヒッグス粒子と の相互作用によって新たなレプトンと結合することがで きる。その結果、標準模型の電弱寄与に類似したダイア グラム(図7)を通じてこのレプトンはミューオン g-2に寄与を与える [30]。

LHC 実験からの制限を考えると, µ粒子と相互作用を するような新たなレプトンの質量は *O*(100) GeV よりも

¹⁵一部の特殊なクラスの LQ 模型は陽子崩壊を引き起こすため,す でに棄却されている。

大きな質量をもつことが期待される。既存のレプトンは ヒッグス機構によりヒッグス粒子との相互作用を通じて 質量を獲得しているが、このように大きな質量を得るた めには他のメカニズムが必要になる。その詳細は高エネ ルギー模型に依存するが、たとえばベクター型質量項を もつことでレプトン質量が大きくなることが知られてい る。面白いことに、このような模型では新たなレプトン の間に強い湯川相互作用を与えることができる。すなわ ち、レプトンのカイラリティが強く反転するため、新た なレプトンがたとえ TeV の質量をもっていてもミュー オン g-2 アノマリーを説明することができる。これは、 LQ によるミューオン g-2 アノマリーの説明と似た機 構である。

 μ 粒子と新たなレプトンとの湯川相互作用は、ミュー オン g-2だけでなく μ 粒子とヒッグス粒子の相互作用も 大きく変えてしまう。この相互作用の測定は現在 LHC 実験で進んでおり、最近ついにヒッグス粒子から μ 粒子 対への崩壊 $(h \rightarrow \mu^+\mu^-)$ の観測が報告された [31,32]。 いまのところ実験の不定性は大きいが、将来のコライ ダー実験で O(1-10)% の精度で測定することで、このよ うな模型を間接的に探索できると期待されている。

4.4 新たなスカラー粒子

標準模型の枠組みではスカラー粒子はヒッグス粒子 ただ一つである。しかしながら、その積極的な理由があ るわけではなく、このミューオン g-2 アノマリーが新 たなスカラー粒子の存在を示唆している可能性もある。 その中でもミューオン g-2 アノマリーと相性のよいも のが、ヒッグス二重項場を二種類含む拡張模型 (two-Higgs doublet model) である。この模型は基本的に フレーバーの破れの測定によって厳しい制限がついて いるため、それを和らげるために特殊な湯川相互作用を 使う。このとき、模型の湯川相互作用の形に応じていく つかのタイプに分類される。なかでも、タイプ-X とフ レーバー-aligned と名付けられた二つの模型がミュー オン g-2 アノマリーを説明できる¹⁶。

このような拡張模型には、標準模型ヒッグス粒子に加 えさらに二種類の中性ヒッグス粒子と一種類の荷電ヒッ グス粒子 (*H*[±]) が含まれる。スカラーポテンシャルに複 素成分がないと仮定すると、二種類の中性ヒッグス粒子 は CP 偶ヒッグス (*H*) と CP 奇ヒッグス (*A*) に分類で きる。

タイプ-X の場合は、レプトンの湯川相互作用のみが 式 (21) のような $\tan \beta$ による増幅を受ける。ミューオン g-2には、図7に示されるような A を用いた 2 ループダ

¹⁶SUSY の低エネルギー理論はタイプ-II に分類される。

イアグラムが主な寄与を与える¹⁷。この寄与は $(\tan \beta)^2$ の増幅を受けるため、A がある程度軽ければミューオン g-2 アノマリーは容易に説明可能である。しかしその 反面、この模型は多くの厳しい制限を受けていることも 知られている $(B_s \to \mu^+\mu^-, Z \to \tau^+\tau^-, \tau \to \mu\nu_\tau\bar{\nu}\mu$ の 精密測定や、電弱補正の精密測定、LHC 実験によるスカ ラー粒子探索) [33]。最新の解析 [25] によれば、ミュー オン g-2 アノマリーは

$$20 \text{ GeV} \lesssim m_A \lesssim 40 \text{ GeV},$$

$$150 \text{ GeV} \lesssim m_{H,H^{\pm}} \lesssim 250 \text{ GeV}$$
(24)

の特定の領域によってのみ説明可能である。このような スカラー粒子は, $pp \rightarrow HA \rightarrow 4\tau$ のように τ が多い特 徴的な信号を予言する。そのため,現在稼働中のLHC 実験や将来のコライダー実験によってこのような事象が 観測されることが期待されている。

フレーバー-aligned の場合は、図7のダイアグラムに 加え、 τ をトップクォークに置き換えたダイアグラムが ミューオン g-2に大きな寄与を与える。このため、

$$10 \text{ GeV} \lesssim m_A \lesssim 100 \text{ GeV},$$

$$150 \text{ GeV} \lesssim m_{H,H^{\pm}} \lesssim 300 \text{ GeV}$$
(25)

という多少広い質量領域でミューオン g-2 アノマリーを 説明できる [25]。また,この場合は A とトップクォーク の結合が大きいため,LHC などではトップクォークルー プを介した $gg \rightarrow A$ 過程が重要となり, $pp \rightarrow A \rightarrow \tau^+ \tau^-$ などのチャンネルによる将来探索が期待されている。

4.5 アクシオン様粒子

南部-Goldstone の定理によれば、大域的対称性が自発 的に破れると、南部-Goldstone 粒子と呼ばれる質量0の スカラー粒子が現れる。大域的対称性が近似的なもので あった場合、現れるスカラー粒子は擬南部-Goldstone 粒 子と呼ばれ、自発的対称性の破れのスケールに比べて非 常に小さな質量をもつ¹⁸。このような小質量のスカラー 場は多くの新物理の枠組みで広く予言され、一般に**アク** シオン様粒子 (axion-like particle) と呼ばれる¹⁹。ア クシオン様粒子は暗黒物質の候補の一つでもある。

一般に,アクシオン様粒子は光子対(またはグルーオ ン対)との間に有効相互作用をもつと考えられている。 さらに,元々あった近似的な対称性に *μ* 粒子が関係して

¹⁷このような形の 2 ループダイアグラムは Barr-Zee ダイアグラム と呼ばれている。

¹⁸この擬南部-Goldstone 粒子の質量は対称性によって保護されて いるため,量子補正に対して安定である。

¹⁹アクシオンとは、もともと「強い CP 問題」と呼ばれる標準模型 の未解決問題を解決するために導入された粒子である。アクシオン様 粒子はこのアクシオン理論の一般化として導入されるが、通常この問 題を解かない。



図 8: アクシオン様粒子の寄与によってミューオン g-2 アノマリーを説明できる光子結合定数 (*c*_{aγγ}/*f*_a) の最小 値。濃く塗りつぶされたパラメータ領域は,様々な実験 によって既に棄却されている [34]。

いると, アクシオン様粒子が µ 粒子対との間に微分相互 作用をもつ。このとき図 7 で示されるダイアグラムの寄 与により, ミューオン g-2 アノマリーを説明すること ができる。

ミューオン g-2 アノマリーを説明するためには光子 とアクシオン様粒子の結合が十分に強い必要がある。し かしそのようなパラメータ領域はすでに多くの実験によ り制限が付けられている。図8は、ミューオン g-2ア ノマリーを説明できる光子結合定数と、様々な実験から の最新の制限を表す。ここから、アクシオン様粒子 (a) の質量が

$$40 \text{ MeV} \lesssim m_a \lesssim 200 \text{ GeV}$$
 (26)

であれば,様々な実験の制限とミューオン g-2 アノマ リーが矛盾しないことがわかる [34]。

ここで注目すべきは、図8の中に描かれた Belle II 実験 による制限である [35]。これは、 $e^+e^- \rightarrow \gamma a \rightarrow \gamma \gamma \gamma$ と いうプロセスの探索結果であり、わずか 0.5 fb⁻¹ のデー タによって制限が付けられている。最終的には 50 ab⁻¹ のデータが溜まることを踏まえると、ミューオン g-2アノマリーが示唆するパラメータ領域は近い将来探索可 能であると期待される。

4.6 新たな軽いゲージ粒子

標準模型とは異なる隠れたセクター (hidden sector) がU(1) ゲージ対称性をもつ場合,そのゲージ粒子を暗 黒光子と呼ぶ。このような模型は,大統一理論やストリ ング理論などの素粒子論的動機付けをもつ。暗黒光子は 光子との小さな運動項混合 [36] を通じて,標準模型の 電磁カレントと相互作用する。それにより1ループで ミューオン g-2 に寄与を与えるので,ミューオン g-2 アノマリーを説明することができる。 暗黒光子模型は運動項混合の大きさとその質量とい う二つの自由パラメータしかもたず、これらは加速器実 験や宇宙観測、電子 g-2 などから厳しく制限されてい る [37]。ついに 2015年の NA48 実験によって、ミューオ ンg-2 アノマリーを説明可能な暗黒光子模型は完全に棄 却された [38]。またその拡張として、暗黒光子が hidden sector の別の見えない粒子に崩壊する模型も提案されて いたが、2017年に BaBar 実験で棄却された [39]。

ここで最も厳しい実験的制限を受けているのは,電子 と暗黒光子の間の相互作用である。この点を上手く回避 しているのが $U(1)_{L_{\mu}-L_{\tau}}$ 模型である。 μ 粒子数と τ 粒 子数の差 $L_{\mu} - L_{\tau}$ を電荷とする新たな U(1) ゲージ対称 性はゲージアノマリーをもたないことが知られているた め,この $U(1)_{L_{\mu}-L_{\tau}}$ ゲージを起源とする Z'粒子を標準 模型に安全に追加することができる。そして,図7で示 されるような Z'粒子の1 μ -Zでミューオン g-2Zノ マリーを説明することができる。

電子を用いた実験からの制限は免れるが,今度はニュー トリノ実験からの制限を受ける。実際に,ニュートリノ・ トライデント散乱の測定により, Z' のパラメータ領域 は強く制限されている。いまのところ, Z' の質量が

$$10 \text{ MeV} \lesssim m_{Z'} \lesssim 200 \text{ MeV}$$
(27)

の領域では,この制限を逃れつつミューオン *g*-2 アノ マリーを説明可能である [40]。

このような Z' 粒子は近い将来に観測可能であると 考えられている。現在稼働中の Belle II 実験における $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- Z' \rightarrow \mu^+\mu^- \nu \overline{\nu}$ 探索 [41] や NA62 実験に おける $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu Z' \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \nu \overline{\nu}$ 探索 [42] は, このよ うな Z' 粒子に高い感度をもつと期待されている。

5 まとめと今後の展望

FNAL のミューオン g-2 測定の新結果を皮切りに, 多方面で非常に活発に議論が行われている。これによ り,以前と比べてミューオン g-2 アノマリーの核心部 がはっきりと浮かんできた。以下は,決して遠くない未 来に期待されている各分野の展望である。

FNAL による今回 (Run 1) のミューオン g-2 の測定 結果は BNL の結果を裏付けるものとなった (図 1)。こ の実験は継続されており,測定精度の改善が期待され る。既に Run 4 が終了し,また 2022 年夏の発表に向け て Run 3 までのデータの解析がなされている。実験は Run 5 までが計画されており,それらすべてのデータを 使えば測定の不定性を BNL の 4 分の 1 程度まで抑えら れると見積もられている。しかし,FNAL と BNL は同 じ手法を用いて測定しているため,真に正しく測定が できているのか,とくに系統誤差を正しく見積もれて いるのかをまったく独立な手法の実験で確認する必要 がある。この目的のため, J-PARC において国際共同実 験「ミューオン *g*-2/EDM 実験」の計画が進行中であ る [2]。

一方でミューオン g-2 の標準模型の予測値は, とくに HVP の寄与についてまだ議論の余地がある。近い将来, 現在稼働中の Belle II 実験などによる σ_{e+e-→ハドロン}の精 密測定や,複数の格子計算グループによる検証, MUonE 実験によるまったく独立な手法による導出が達成される であろう。これらの進展により,現在の HVP の食い違 いに対して明確な答えが得られると期待したい。

最後に新物理であるが,本記事で紹介したように,様々 なコライダー実験によって近い将来に模型の検証をする ことができる。アクシオン様粒子や新たな軽いゲージ粒 子の質量は小さいため,Belle II 実験のような低エネル ギーでも大統計のデータを蓄積することで探索が期待 される。一方で,SUSY 粒子や LQ,新たな重いレプト ン,新たなスカラー粒子は重いため LHC 実験での探索 が有力な候補である。パラメータによっては探索困難な 領域もあるが,その場合であっても,ILC のような将来 の e⁺e⁻ コライダーを用いれば十分に探索可能である。

6 謝辞

このような貴重な機会をくださった高エネルギーニ ュース編集委員の皆様,とくに原稿執筆に関して貴重な アドバイスをくださった深尾祥紀氏(高エネルギー加速 器研究機構助教)と三部勉氏(高エネルギー加速器研究 機構教授),また原稿についての有益なコメントをくだ さった濱口幸一氏(東京大学准教授)に深く感謝いたし ます。

参考文献

- Muon g-2 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 126, 141801 (2021).
- [2] 三部勉,石田勝彦,佐々木憲一,高エネルギー ニュース **31-3**, 209 (2012).
- [3] https://www2.kek.jp/ipns/ja/post/2021/04/ 20210430/.
- [4] Muon g-2 Collaboration, Phys. Rev. D 73, 072003 (2006).
- [5] T. Aoyama, et al., Phys. Rept. 887, 1–166 (2020).

- [6] T. Aoyama, et al., Phys. Rev. D 91, 033006
 (2015) [Erratum: Phys. Rev. D 96, 019901
 (2017)].
- [7] R. H. Parker, et al., Science **360**, 191 (2018).
- [8] D. Hanneke, S. Fogwell, and G. Gabrielse, Phys. Rev. Lett. **100**, 120801 (2008).
- [9] S. Laporta, Phys. Lett. B 772, 232–238 (2017).
- [10] A. Czarnecki, W. J. Marciano, and
 A. Vainshtein, Phys. Rev. D 67, 073006 (2003)
 [Erratum: Phys. Rev. D 73, 119901 (2006)].
- [11] C. Gnendiger, D. Stöckinger, andH. Stöckinger-Kim, Phys. Rev. D 88, 053005 (2013).
- [12] T. Ishikawa, N. Nakazawa, and Y. Yasui, Phys. Rev. D 99, 073004 (2019).
- [13] M. Davier, et al., Eur. Phys. J. C 80, 241 (2020)
 [Erratum: Eur. Phys. J. C 80, 410 (2020)].
- [14] A. Keshavarzi, D. Nomura, and T. Teubner, Phys. Rev. D 101, 014029 (2020).
- [15] 石川明正, 松岡広大, 早坂圭司, 高エネルギー ニュース 40-2, 47 (2021).
- [16] G. Colangelo, et al., JHEP **09**, 091 (2014).
- [17] S. Borsanyi, et al., Nature **593**, 51–55 (2021).
- [18] C. Lehner and A. S. Meyer, Phys. Rev. D 101, 074515 (2020).
- [19] G. Colangelo, M. Hoferichter, and P. Stoffer, Phys. Lett. B 814, 136073 (2021).
- [20] P. Banerjee, et al., Eur. Phys. J. C 80, 591 (2020).
- [21] E.-H. Chao, et al., Eur. Phys. J. C 81, 651 (2021).
- [22] M. Endo, et al., JHEP 07, 075 (2021).
- [23] M. Chakraborti, S. Heinemeyer, and I. Saha, Eur. Phys. J. C 80, 984 (2020).
- [24] K. Kowalska, E. M. Sessolo, and Y. Yamamoto, Phys. Rev. D 99, 055007 (2019).
- [25] P. Athron, et al., arXiv:2104.03691.
- [26] A. Crivellin, et al., JHEP 02, 182 (2021).

- [27] 高橋悠太, 高エネルギーニュース 37-2, 91 (2018).
- [28] 髙橋悠太ほか,日本物理学会誌 **75-1**,16-21 (2020).
- [29] D. Marzocca and S. Trifinopoulos, Phys. Rev. Lett. **127**, 061803 (2021).
- [30] R. Dermisek and A. Raval, Phys. Rev. D 88, 013017 (2013).
- [31] ATLAS Collaboration, Phys. Lett. B 812, 135980 (2021).
- [32] CMS Collaboration, JHEP 01, 148 (2021).
- [33] T. Abe, R. Sato, and K. Yagyu, JHEP 07, 064 (2015).
- [34] M. A. Buen-Abad, et al., arXiv:2104.03267.
- [35] Belle II Collaboration, Phys. Rev. Lett. 125, 161806 (2020).
- [36] T. Gherghetta, et al., Phys. Rev. D 100, 095001 (2019).
- [37] M. Endo, K. Hamaguchi, and G. Mishima, Phys. Rev. D 86, 095029 (2012).
- [38] NA48/2 Collaboration, Phys. Lett. B 746, 178–185 (2015).
- [39] BaBar Collaboration, Phys. Rev. Lett. 119, 131804 (2017).
- [40] W. Altmannshofer, et al., Phys. Rev. Lett. 113, 091801 (2014).
- [41] Belle II Collaboration, Phys. Rev. Lett. 124, 141801 (2020).
- [42] G. Krnjaic, et al., Phys. Rev. Lett. 124, 041802 (2020).