# Penning trapを用いた電子 g 因子の新しい測定と Dark Photon 探索

Northwestern University 樊星 xing.fan@northwestern.edu

2023年(令和5年)2月5日

### 1 序論

本稿では Northwestern 大において行った電子 g 因子 の測定(第2章)[1]と Dark Photon Dark Matter の探 索(第3章)[2]を報告する。電子 g 因子の測定は 15年 前の 2008年の電子 g 因子の測定 [3]を改良するもので, 統計誤差の削減と系統誤差の詳細なスタディにより 2倍 の感度向上を得た。およそ 10<sup>-13</sup>の相対精度で g 因子を 決定し,また標準模型の計算[4,5]と組み合わせ,微細 構造定数  $\alpha$ を 10<sup>-10</sup>の相対精度で得た(図 1)。その装 置開発の詳細は例えば過去の高エネルギーニュース [6] に紹介されているので,ここでは測定開始以降の話を報 告したい。

また同じ装置を用いて Milli-eV(meV) での Dark Photon Dark Matter 探索も行った。これは g 因子測定中に Stanford 大 Peter Graham らにより提案された測定で, g 因子の装置をそのまま使用し, meV での新しい制限を 得た。本来 g 因子測定用に開発された装置のため,現状 では感度のある領域は非常に狭いが,将来の拡張計画と 他にない独自性をまとめて 3 章で紹介する<sup>1</sup>。

## **2** 新しい電子 g 因子の測定

我々は Penning trap という装置を用いて新しく電子 の g 因子を

$$\frac{g}{2} = 1.001\,159\,652\,180\,59\,(13) \tag{1}$$

と  $0.13 \times 10^{-12}$  の相対精度で決定した。そのうち統計誤 差が  $0.029 \times 10^{-12}$ ,以下に述べる line shape 系統誤差 が  $0.094 \times 10^{-12}$ , cavity shift 系統誤差が  $0.090 \times 10^{-12}$ を占め、本測定は系統誤差が支配的であった。電子の g



図 1: 新しい g 因子の測定結果(赤)。2008 年の g 因子 の測定結果[3] と Laboratoire Kastler Brossel の  $\alpha$  の測 定[7] または、UC Berkeley の微細構造定数  $\alpha$  の測定[8] を用いた標準模型の理論値も示す。理論値の誤差は  $\alpha$  の 測定誤差が支配的である。標準模型の計算において式 (2) における 5 次の項  $A_1^{(10)}$  に乖離があり、黒丸が理研 らの結果[4,5]、白丸が  $A_1^{(10)}$  に S. Volkov の結果[9] を 使用した場合の値である。とくに、二つの  $\alpha$  測定結果が 一致していないため、g 因子の理論値は二つ存在する。

因子理論値の主な寄与は電子のループによる微細構造定 数 α からくる QED 効果で,

$$\frac{g}{2} = 1 + A_1^{(2)} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right) + A_1^{(4)} \times \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + A_1^{(6)} \times \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 + A_1^{(8)} \times \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^4 + A_1^{(10)} \times \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^5 + \dots$$
(2)

と摂動展開される。ここで  $A_1^{(i)}$  (i = 2, 4, 6, 8, 10, ...) は 仮想電子のループ効果の摂動計算で得られる係数で、5 ループの項  $A_1^{(10)}$  まで評価されており 10,000 個以上の Feynman ダイアグラムを含む。この係数は現在 g 因子の 実験誤差に比べ精度良く計算されている [4,5,10] が、5 次の項  $A_1^{(10)}$  の計算において、二つの独立したグループ 間に、 $\delta(g/2) = 0.059 \times 10^{-12}$  相当の乖離がある [5,9]。 特に断りがない限り標準模型の計算には [4,5] を使用す るが、第 2.3 節において将来の感度を議論する際には重 要になる。

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>なお g 因子も Dark Matter 探索も人手が足りないので興味のあ る方は是非ご連絡頂きたい。

一方微細構造定数  $\alpha$  は Laboratoire Kastler Brossel と UC Berkeley の二つのグループが独立に測定した値 に乖離があり,電子 g 因子には異なる二つの理論値が存 在する [7,8]。逆に言えば,標準模型の計算を信じるな らば g 因子の値からもう一つ独立に  $\alpha$  を決定でき,

$$\alpha^{-1} = 137.035 \ 999 \ 166 \ (15) \tag{3}$$

を得,この値も UCB および LKB の測定とそれぞれ  $3.8\sigma$  および  $2.1\sigma$  で inconsistent である。

Penning trap と電子 g 因子の測定の詳細は [6,11] に 譲り、ここでは大まかな原理のみを抜粋する。まず電子 の g 因子とは、電子のスピン運動量  $\mathbf{S}$  に付随する磁気 モーメント  $\mu_s$  の大きさを表す量である。例えば電子が 古典的に角運動量  $\mathbf{L}$  の円運動をしているとき、その軌 道磁気モーメントの大きさは

$$\boldsymbol{\mu}_L = \frac{-e}{2m} \mathbf{L} \tag{4}$$

で与えられる (e: 電荷素量,および電子の質量 m)。こ の  $\mu_L$ を基準にしてスピン  $\mathbf{S} = (\hbar/2)\sigma$  に付随する磁気 モーメント  $\mu_s$ を考えてみる ( $\sigma$  は Pauli 行列で ±1 の固 有値を取る)。単純な類推では式 (4) に  $\mathbf{L} = \mathbf{S} = (\hbar/2)\sigma$ を代入した  $\mu_s = \frac{-e}{2m} \times \frac{\hbar}{2}\sigma$  と推測される。しかし,実 際の  $\mu_s$  は補正がかかり,

$$\boldsymbol{\mu}_s = \frac{-e}{2m} \times \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma} \times g \tag{5}$$

のようにファクター "g"が必要となる。これが g 因子と 呼ばれる量であり,スピンという角運動量が古典的に表 せないことに由来する。

電子のg因子は磁場中での cyclotron 周波数 $\nu_c$ と spin 歳差周波数 $\nu_s$ から測定される。磁場  $\mathbf{B} = B\hat{z}$ 中におけ る spin 歳差運動は

$$\nu_s = \frac{1}{2\pi} \frac{2|\boldsymbol{\mu}_s \cdot \mathbf{B}|}{\hbar} = \frac{g}{2} \times \frac{eB}{2\pi m} \tag{6}$$

と計算できる。ここで、右辺の最後の項は cyclotron 周 波数  $\nu_c = eB/(2\pi m)$  に他ならないので、電子の g 因 子は

$$\frac{g}{2} = \frac{\nu_s}{\nu_c} \tag{7}$$

で測定できることがわかる。

実際には、 $\nu_s$  と  $\nu_c$  はほとんど同じ大きさのため ( $\nu_s/\nu_c \simeq 1.001$ )、その比を測る際には差周波である anomaly 周波数  $\nu_a \equiv \nu_s - \nu_c$  を測定すると 3 桁ほど g 因子の決定精度が良くなる<sup>2</sup>。具体的には、以下の式 変形

$$\frac{g}{2} = \frac{\nu_s}{\nu_c} = 1 + \frac{\nu_s - \nu_c}{\nu_c} \equiv 1 + \frac{\nu_a}{\nu_c}$$
(8)



図 2: (a) Penning trap 中での電子の,電場による axial 運動(黄)と磁場による cyclotron 運動(青)。(b)ト ラップされた電子の spin 状態  $(m_s = \pm \frac{1}{2})$ と cyclotron 量子状態  $(n_c = 0, 1, ...)$ 。測定に用いる cyclotron 遷移 (anomaly 遷移)を青(赤)線で示してある。(c) Axial 周波数のシフトから読み出せる量子 cyclotron 遷移の典 型的な例。

の右辺の最後の量  $\nu_a/\nu_c \simeq 10^{-3}$ を10桁の相対精度で 測定すると、左辺の g 因子を13桁の相対精度で決定で き、これは直接  $\nu_s/\nu_c$ を13桁の相対精度で測定するよ り遥かに楽である。またこの式において  $\nu_a$  および  $\nu_c$  は どちらも磁場 B に比例する量であるため、一つの電子 を用いて両方の周波数を測ることで磁場のドリフトや一 様性に対する要求が大幅にキャンセルされる。

一つの電子をよくコントロールされた狭い領域に閉じ 込めるために、磁場と電場を組み合わせた Penning trap という荷電粒子トラップを用いる [図 2 (a)]。Penning trap では、電場により電子を上下方向(z 方向)に閉じ 込め、磁場により動径方向(x-y 平面)に閉じ込める。 電子は電場による axial 運動と磁場による cyclotron 運 動を行う。Axial 運動は z 軸に沿う調和振動子型の電 位ポテンシャルによる振動で、その振動周波数  $\nu_z$  はト ラップの大きさと電圧で決まり、本実験のトラップでは  $\nu_z = 20 \text{ MHz} \times \sqrt{トラップ電圧 (V)}$ で与えられる。この axial 振動は電子の検出に用いられる。上下方向に axial

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>例えば二人の同程度の身長の子供の背を比べる際,各々の背丈を 独立に測り比較するのではなく,二人を背中合わせにして彼らの差を 見たほうが遥かに楽,というのと同じ原理。

振動する電子は、上面電極に誘導電荷を発生させ、その 誘導電荷をトラップのすぐ近くに置いた RF アンプで検 出する(およそ 10 fA)<sup>3</sup>。Axial 振動周波数は高ければ 高いほど電子の束縛が強くなり、より狭い領域に捕獲で きるため好ましいが、その分 RF 回路の設計が難しくな るため、信号波長がトラップの大きさ(およそ 1 cm)に あまり近くなりすぎないよう、 $\nu_z = 114$  MHz(四分の 一波長が 65 cm)に設定した。

Cyclotron 運動は磁場に巻きつく円運動で,その周波 数は $\nu_c = 28 \text{ GHz} \times B$  (T)で与えられる。Synchrotron 放射をすることで,トラップ電極の温度と $\gamma_c = 0.1 \text{ s}$ 程 度で熱平衡に至るためトラップ全体を物理的に冷却すれ ば cyclotron 運動も冷却される。Cyclotron 運動は量子 的な描像<sup>4</sup>が必要で,例えばB = 5.3 Tで希釈冷凍機を 用いてT = 100 mK程度に冷却することで,その平均 量子数は

$$\bar{n}_c = \left[ \exp\left(\frac{\hbar\omega_c}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1} = 6.7 \times 10^{-29} \simeq 0 \quad (9)$$

と限りなく0に近づく [図 2 (b)]。つまり、人工的に励起 ドライブを与えない限り、電子の cyclotron 運動は量子基 底状態まで冷却されている。電子の spin 量子数  $m_s = \pm \frac{1}{2}$ と cyclotron 量子数  $n_c = 0, 1, 2, ...$  は強い二乗磁場勾配  $B(z) = B_2 z^2$ を与えることで axial 周波数とカップルし、

$$\Delta \nu_z = \delta_c \left( m_s + n_c \right) \tag{10}$$

と、axial 周波数の変化から読み出せる [12]。ここで、 $\delta_c$ は  $B_2$  に比例する量で、単一量子遷移に対する axial 周 波数の変化量を表す。本実験では  $\nu_z = 114$  MHz に対し  $\delta_c = 1.3$  Hz である。

電子の g 因子測定では cyclotron 励起ドライブ [図 2 (b) 青] または anomaly ドライブ [図 2 (b) 赤] を交 互に印加し,その周波数をスイープすることで,最も遷 移が起きる共鳴周波数を測定する。例えば 5.3 T で, cyclotron ドライブは 150 GHz で,マイクロ波パルスをト ラップのスリット間に照射し電子を励起させる。Anomaly ドライブはそれより 3 桁低く 170 MHz 程度であるため, トラップ電極をその周波数で modulation させることで 印加する。

図3に例えば 5.3 T で測定された共鳴曲線を示す。残 念ながら cyclotron 遷移の線幅は 2008 年の測定から改善 できなかったが, anomaly 遷移の線幅はおよそ 4 倍細く なっている<sup>5</sup>。24 時間でこの共鳴曲線が取得でき,フィッ ティングにより g 因子の統計誤差はおよそ 0.15 × 10<sup>-12</sup> に達する。この 1 日あたりの統計誤差は 2008 年の測定



<sup>4</sup>いわゆる Landau 準位。



図 3: (a) Cyclotron ドライブ周波数を掃引したとき の遷移  $n_c = 0 \rightarrow 1$ [図 2 (b) 青]の起こる確率。 (b) Anomaly ドライブ周波数を掃引したときの遷移  $(m_s, n_c) = (\frac{1}{2}, 0) \rightarrow (-\frac{1}{2}, 1)$ [図 2 (b) 赤]の起こる確率。

に比べおよそ4倍改良された。また、大幅に改善された 統計量により、より詳細なスタディが可能になり 2008 年の測定では過小評価されていた系統誤差も発見でき た。本章では統計誤差改良の要因と、支配的な系統誤差 について述べる。

#### **2.1** 統計誤差の改良

まず装置全体の写真を図4に載せる。統計誤差の改 良は主に二つの改良により達成された。(I) 2008 年の 装置は外乱に非常に弱く,日中は建物の工事の振動や 当時の Harvard 大の下を走る鉄道による磁場を拾い、1 日のうち14時間程度しか測定ができなかった。これを 改善するために,我々はまず装置を Harvard 大から現 Northwestern 大に移し、また NbTi 磁石の円筒ボアが液 体ヘリウムで満たされた "cold-bore" 磁石を用いる設計 へ変更した。この cold-bore 磁石では超伝導磁石と希釈 冷凍機の低温部最外層が同じ液体ヘリウムに浸かってお り,磁石と希釈冷凍機が直接液体ヘリウム槽内で機械的 に接続する設計となっている。また、その cold-bore 磁 石の空間的一様性を最適化するために、新しく Helium-3 を用いた NMR probe を開発した [14]。この NMR probe は一言で言えば磁石の一様性と絶対磁場を簡便に測定で きる装置だと思って頂ければよい。Cold-bore 磁石への 移行は技術的に難点が多かったが<sup>6</sup>,一旦冷却し測定が 開始されれば、特定の時間にノイズが増えたり線幅が変 化したりということはなくなり、24 時間通しでの測定 が可能になった。

(II) 加えて,この NMR probe を用いて超伝導磁石の 磁場を変えた際のドリフトをスタディした。2008 年に 使用された磁石では磁場をたとえば 5 T から 4 T に変 更すると,その後数ヶ月にわたって (dB/dt)/B > 0.5 ×

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>詳細はあまりに詳しくなるので例えば [13] に譲るが,この改良 は axial 振動のダンピングレート  $\gamma_z$  をおよそ 5 倍改良することで達 成した。

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>最大の難点は,希釈冷凍機を液体ヘリウムに挿入する際にワイ ヤーが切れるなどのトラブルが多発したことである。急速に冷却しな がら且つ機械的振動も加わるので,手を抜いて作ったハードウェアは 大体壊れる。信頼できる測定のためには一つ一つのハードウェアを絶 対に壊れないように作ることが必須である。



図 4: 実験装置の構成。 (a) Penning trap が (b) Titanium 製真空チャンバーに格納され, (c) 希釈冷凍機にマウン トされて (d) NbTi ソレノイド磁石入りの液体ヘリウム dewar に挿入される。 (e) 磁場スタディのための Helium-3 NMR プローブ。使用する際は希釈冷凍機を取り出し代わりに挿入する。



図 5: 超伝導磁石の励磁の際のドリフトを抑えるための 工夫。オーバーシュート・アンダーシュートをかけるこ とで,大きく磁場を変更した数日後でもすぐにg因子測 定が可能なほどドリフトが抑えられる。

10<sup>-9</sup>/hourのドリフトが観測され,広範囲での磁場での 測定が不可能であった。Helium-3 NMR プローブを用い てどうにかこのドリフトを抑えられないかを研究し,結 果として非常に直感的ではあるが,磁場を変更する際に 少しオーバーシュートとアンダーシュートを繰り返すと, わずか数日後でも < 0.5 × 10<sup>-9</sup>/hourのドリフトレート が達成できることを発見した(図5)。単純ではあるが この手法が統計量の改善と,広範囲にわたる磁場での系 統的な g 因子測定を可能にし,統計誤差の改良だけでな く以下に記す系統誤差のスタディにも大きく役立った。

### 2.2 系統誤差

今回の g 因子測定では二つの大きな系統誤差を計 上した。一つは, 観測された cyclotron 遷移の線幅が, anomaly 遷移の線幅よりも拡がっていたことである。こ の拡がりの原因が特定できなかったため, Fitting の関 数の形が正確にわからず, 観測された遷移確率から中心 周波数を抽出する際に Fitting モデル依存性があり, そ れが系統誤差となった<sup>7</sup>。考えうるさまざまな関数で Fit すると, 関数によって抽出される中心周波数が少しづつ 異なり, それらの最大の乖離を "line shape" 誤差として 0.094 × 10<sup>-12</sup> を計上した。この line shape 誤差は議論 が煩雑になりかつ技術的な側面が大きいので, ここでは 割愛させていただきたい。

二つ目は "cavity shift" 誤差,或いは cavity QED 効果 と呼ばれるもので、電子の cyclotron 周波数が Penning trap という束縛条件を課すことによりシフトする効果 であり、 $0.090 \times 10^{-12}$ の系統誤差を計上した。図 6 に 示すように、Penning trap 中の電子は、常に導体であ る電極に鏡像電荷を誘起する。この鏡像電荷は trap 内 に電場を形成し、今度は cyclotron 運動に影響を及ぼし、 Penning trap 中で測定される  $\nu_c^{\text{trap}}$  は式 (8) に使用され る  $\nu_c$  より

$$\nu_c^{\rm trap} = \nu_c + \Delta \nu_c^{\rm cav} \tag{11}$$

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>たとえば Gaussian で Fitting するか, Lorentzian で Fitting す るかで抽出される中心周波数が変わる。



図 6: Penning trap 中で、電子が壁に鏡像電荷を誘起し、 またその鏡像電荷の鏡像電荷が現れる。Cyclotron 周波 数が無数の鏡像電荷が生成する電場によりずれる様子を 図示した。

とずれる。一方 spin 運動は外場へのカップリングが非 常に弱く, cavity の影響は cyclotron 運動に比べ無視で きる。anomaly 周波数が  $\nu_a = \nu_s - \nu_c$  と思い出すと, *g* 因子測定への影響は式 (8) より

$$\frac{g}{2} = 1 + \frac{\nu_a}{\nu_c} = 1 + \frac{\nu_a^{\text{trap}} + \Delta\nu_c^{\text{cav}}}{\nu_c^{\text{trap}} - \Delta\nu_c^{\text{cav}}} \simeq 1 + \frac{\nu_a^{\text{trap}}}{\nu_c^{\text{trap}}} + \frac{\Delta\nu_c^{\text{cav}}}{\nu_c}$$
(12)

で与えられる。

ここで注目してほしいのが,式(8)で述べたように,*g* 因子の13桁での決定のためには $\nu_c$ および $\nu_a$ 自体は10 桁程度の精度しか必要ないが, cavity shift 効果 $\Delta \nu_c^{cav}/\nu_c$ は同程度の13桁の精度で知る必要がある。他のほとん どの効果(磁場の不定性や温度依存性, line shape 効果 など)は $\nu_s$ と $\nu_c$ を均しく10桁の精度で変化させるた め(いわゆる common-mode),差周波の $\nu_a = \nu_s - \nu_c$ を測定することで3桁抑えられるが, cavity 効果のみは  $\nu_s$ , $\nu_c$ , $\nu_a$  のどの組み合わせで測ろうが*g* 因子に計上 される不定性は変わらない,つまり,*g*-2ではなく*g* の値を直接変える効果である<sup>8</sup>。

特に、Penning trap の壁には、鏡像電荷が誘起する鏡 像電荷、その鏡像電荷がまた誘起する鏡像電荷、…のよ うに無数の電荷が現れる。それらの作る電場は cyclotron 周波数  $\nu_c$  が Penning trap という cavity のもつ共振周 波数と一致すると干渉し大きく  $\nu_c$  をシフトする。我々 は closed-endcap Penning trap を使用することで、共振 周波数とそのときの内部電場の形を解析的にモデル化し 補正した。この cavity shift 効果を抑え正しく g 因子を 決定するために、(I) cavity の共振周波数を電子自身を 用いて低温で十分精度良く測定し、(II)  $\nu_c$  をそれらの cavity の共振周波数からなるべく遠いところに設定し g 因子を測定する。典型的に、g 因子の 10<sup>-13</sup> での決定に 対して、 $\Delta\nu_c^{cav}/\nu_c = 1$ -3 × 10<sup>-12</sup> の非常に大きな補正 がかかる。

Cavity shift 補正の確認のため, 3.1 T から 5.3 T の



図 7: 磁場ごとの g 因子測定結果と,その平均。各々の 測定点の短い誤差棒が統計誤差を表し,長い誤差棒が系 統誤差を含む総誤差を表す。Cavity 効果が支配的なた め,磁場の近い測定点同士の系統誤差は相関を持ってい る。また,標準模型の二つの理論値(図1)も灰色のバ ンドで示してある。

間,11点の磁場でg因子を測定した(図7)。過去の電 子の q 因子測定が高々数%程度しか磁場を変えないで測 定していたのに比べ非常に大きく磁場を変化させた<sup>9</sup>。 実は当初,2008 年と同じ補正手法で cavity shift 効果を 取り扱っていたところ、異なる磁場で全く inconsistent な g 因子が得られてしまった。さまざまな検証の結果, 2008年の補正手法では共振モードの電場の形がスリッ トや壁の影響で歪む効果が入っておらず cavity shift 系 統誤差が過小評価されていたことが判明した。我々は新 しく補正手法を開発し、その手法で得た結果が図7に 示されている。また,補正の不完全性を実測の共振周波 数と理想的な円筒型 cavity の共振周波数のズレから見 積もり、q 因子に 0.090 × 10<sup>-12</sup> の系統誤差を計上した。 無論今でも何かの効果を過小評価している可能性はある が,ここに述べたスタディを根拠に新しい g 因子の値を 報告した。

### 2.3 今後の方針

今後はまず電子を用いて開発されたこれらの手法を陽 電子に適用する。電子 g 因子の測定とまったく同じ手 法が陽電子にも適用でき、1日の測定で、1987 年の陽 電子の g 因子測定 [15] を 20 倍更新できる。最大の難所 は陽電子一つを Penning trap 中に入れることである。 実験室で簡易的に使える <sup>22</sup>Na から放出される陽電子は 500 keV 程度の運動エネルギーを持つので、せいぜい

 $<sup>^8</sup>$ これが我々の実験は "g-2"ではなく "g"を測っていると呼称する理由である。

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup>筆者の知る限り, Penning trap を用いた様々な粒子の基礎物理 量の精密測定の中でも非常に大きく磁場を変えたほうだと思う。

172



図 8: 構築した輸送用トラップ・g 因子測定用トラップを 組み合わせた写真。<sup>22</sup>Na 線源から放出された 500 keV 程度の陽電子はタングステン減速材で減速され陽電子 蓄積用トラップに溜められ,その後,g因子測定用のト ラップへ輸送される。

1 kV 程度のトラップ電圧では到底トラップできず,減速機構が必要になる。我々はg因子測定用のトラップの下に陽電子減速用のトラップを設置し、 $^{22}$ Naからの陽電子を一度そこで減速し蓄積し、その後g因子測定用のトラップへ陽電子を輸送する方針である(図 8)[16]。前述の cavity shift 効果をうまく制御するため、Penning trap に大きな穴を開けることができないので、この輸送も自明ではない。既に電子をこれらのトラップ間で輸送できることは確認済みで、これから陽電子の輸送を試 $^{10}$ 。陽電子のg因子と電子のg因子を比較することで lepton での *CPT* 対称性の検証が可能になる。

また、並行して電子の axial 運動の検出に現在用いら れているトランジスタ RF アンプを Superconducting QUantum Interference Device (SQUID) 検出器に変え て測定する。この SQUID 検出器の紹介は前回の高エネ ルギーニュース [6] で行ったが、operation に必要な磁石 のインストールが遅れ、今回の測定では間に合わなかっ た。現在の Penning trap の温度 100 mK はトランジス タ検出器の発熱で制限されており、SQUID 検出器に変 えることで 20 mK まで達成できる見込みである。これ により磁場勾配 B<sub>2</sub> の大きさをさらに5 倍以上減らすこ とが可能になるはずで、より磁場勾配のない理想的な 環境を作り出すことで cyclotron 遷移に見えている line shape の拡がりが小さくなることを期待している。 表 1: ミューオンg因子のずれ $\delta\left(rac{g_{\mu}}{2}
ight)$ を電子g因子で検証する際に必要な精度と現状。

item	値 (10 <sup>-12</sup> )
ミューオンgのずれから scale した	0.050
電子 $g$ 因子のずれ $\delta\left(rac{g_{\mu}}{2} ight)\left(rac{m_e}{m_{\mu}} ight)^2$	0.059
電子 g 因子の測定誤差	0.134
UCB の α 測定誤差による g/2 予測の誤差	0.230
LKB の $\alpha$ 測定誤差による $g/2$ 予測の誤差	0.094
UCB と LKB の α 測定結果の	1 254
不一致による g/2 予測の乖離(図 1)	1.004
理研らによる QED 計算の誤差	0.011
理研らと S. Volkov の $A_1^{(10)}$ 計算の	0.050
不一致による g/2 予測の乖離(図 1)	0.009
電子 g 因子計算での hadron の不定性	0.012

最後に、今後の電子 g 因子測定がもたらすインパクトについて触れる。筆者がセミナーなどで感じる直近の 最大の関心はミューオンの g 因子のずれの検証だろう。 ミューオンの g 因子は理論値と実験値で

$$\delta\left(\frac{g_{\mu}}{2}\right) = \frac{g_{\mu}}{2}(\Xi ) - \frac{g_{\mu}}{2}(\Xi ) = 25.1 \ (5.9) \times 10^{-10}$$
(13)

のずれが報告されている [17–19]。仮にこれがフレーバー を区別しない重い新物理の寄与とすると,電子の g 因子 も質量二乗比でスケールして

$$\delta\left(\frac{g_e}{2}\right) = \delta\left(\frac{g_\mu}{2}\right) \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 = 0.059 \ (13) \times 10^{-12} \ (14)$$

とズレるはずであり、この量は現在の測定精度とおよそ 2 倍しか離れていない。表1にミューオン g 因子のずれ を検証するために必要な、関係する測定値・計算値の精 度をまとめる。検証のためには電子 g 因子の理論値も 同程度以上の精度で知る必要であり、それは現在独立に 測定された微細構造定数のずれの解明も必要となる(図 1)。また、理論計算においても、図1にあるように、二 つの独立したグループの  $A_1^{(10)}$  の項の計算においてわず かな乖離があるため、感度を向上する際には重要になっ てくる [5,9]。微細構造定数測定のグループたちも5年 以内に10 倍程度の改善を予定しているため、電子 g 因 子測定の改善と併せて、ミューオン g 因子のずれの検証 が独立に達成できる日も近いだろう。

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup>最大の難点は数で,いくらでも即座に得られる電子と比べてどう 頑張っても 1MBq しか得られない陽電子源ではスタディの効率が全 く変わる。

# 3 Milli-eVのDark Photon/Axion探 索

電子の g 因子測定のために用意した低ノイズ環境は Dark Photon (DP) や Axion の Dark Matter (DM) 探 索に応用できる。本章では DP/Axion の性質と単一電 子 cyclotron 運動を用いた探索の原理をまとめ, demonstration 探索と将来の拡張性を報告する。

### 3.1 Dark Photon/Axion の性質と探索原理

DP も Axion も標準模型を超えた物理で予測される 未発見粒子である。DP は通常の photon とは別のU(1)ゲージ場に付随する gauge boson で,通常の photon と の mixing  $\chi$  と質量  $m_{A'}$  を持ちうる。そのため,DP 場  $\mathbf{E}_{\text{DP}}$  が存在する時,微弱な通常の電磁場  $\mathbf{E} = \chi \mathbf{E}_{\text{DP}}$  が 付随すると思って差し支えない [図 9 (a)]。

一方 Axion は、QCD の強い問題を解決する機構から 予測されるなど、同様に標準模型を超えた物理で予測さ れる粒子である。Primakoff 結合という $\mathcal{L} = g_{a\gamma\gamma}a\mathbf{E}\cdot\mathbf{B}$ の axion-photon-photon 三点結合を持ち得、実験的には 磁場 **B** の中で、磁場と並行な向きに電場  $\mathbf{E} = \frac{g_{a\gamma\gamma}\mathbf{B}}{m_a}a$ を付随する場と思って差し支えない [図 9 (b)]。

電子を用いた探索のアイデアは、希釈冷凍機により  $n_c = 0$ に冷却された cyclotron 状態が、DP または Axion によって $n_c = 1$ へ遷移する事象を探るものである [図 9 (c)]。電子の $n_c = 0$ から $n_c = 1$ への励起に必要なエ ネルギーはおよそ -200 dBm (あるいは  $10^{-23}$  W) と 非常に小さく、また例えば B = 5 T で T = 100 mK ま で冷却されたとき、黒体輻射からの量子 cyclotron 励起 レートは

$$\Gamma = \gamma_c \left[ \exp\left(\frac{\hbar\omega_c}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1} = 6.7 \times 10^{-30} \text{ s}^{-1} \quad (15)$$

と全く無視できるほど小さい  $(\gamma_c \operatorname{tl} n_c = 1 \to 0 \text{ 0} \text{ D} \text{R} \text{D} \text{D} \text{D} \text{R} \text{D} \text{D} \text{D} \text{C}$ 起時定数でおよそ  $0.1 \operatorname{s}^{-1}$ )。そのため, $n_c = 0 \to 1 \text{ 0}$ 励起が起こるかを axial 周波数からモニターすることで [式 (10)], DP や Axion などのエキゾチック粒子に付随 する微小電場の検出に利用できる。

電子の cyclotron 運動を微小電場検出器として見た場 合,もう一つの特徴は高磁場下でも問題なく動作するこ とである。現行の meV 高感度検出器の多くは超伝導を 利用するため,高磁場との相性が悪い。高磁場は Axion の探索において必須であるため量子 cyclotron 検出器は 相性がいいと言えるだろう。

良い点ばかり挙げてはアンフェアなので欠点も話すと, やはりアボガドロ数 (10<sup>23</sup>) 程度の物質量を使用するマ クロな検出器に比べると,単一光子の検出効率は圧倒的



図 9: (a) Dark Photon および Axion に付随する電場。 (b) Axion に付随する通常の電場。 (c) それらをトラッ プされた電子の量子 cyclotron 遷移を用いて探る模式図。  $n_c = 0 \rightarrow 1$ の遷移が信号となる。

に劣る。検出器として見た場合,Background-free なものの,一つの光子が通り過ぎた場合の検出効率は非常に低い(具体的な値は計算中)。第3.3節で述べるように,将来的には電子を10個や100個トラップすることで検出効率を上げることを計画している。

### 3.2 Dark Photon 探索の Demonstration

2022年3月に Demonstration として g 因子測定のセッ トアップを用いて DP 探索を行った。探索は図 10 (a) に 示された測定シーケンスのように (I) calibration 期間と (II) search 期間との二つに分けられる。

(I) まず 6 時間ごとに設けられた calibtraion 期間で は、どの周波数の DP に感度があるかを確認するため に cyclotron 共鳴を測定する。既知の周波数のマイクロ 波ドライブを送り、その周波数を掃引し、各ドライブ周 波数での  $n_c$  を測り cyclotron 周波数と線幅を確認する [図 10 (b)]。この測定から、cyclotron 周波数の線幅が  $\Delta \omega_c / \omega_c = 10^{-7}$  とわかる。また、この測定を定期的に 繰り返すことで、cyclotron 周波数のドリフトレート(= 磁場のドリフトレート)はこの線幅に比べて無視できる ほど遅いことも保証できる。具体的には  $(d\omega_c/dt)/\omega_c =$  $10^{-9}$ /hour と Helium-3 NMR probeの測定、および g 因



図 10: (a) DP 探索の測定シーケンス。 (b) calibration 期間では cyclotron 共鳴を測定し, (c) search 期間では Axial 周波数のシフトから n<sub>c</sub> をモニターし, DP の探索 を行う。

子測定のデータから知られている。一方 DM 自体が地球 との相対運動からおよそ  $\Delta \omega / \omega = 10^{-6}$  のドップラー幅 を持ち cyclotron 共鳴より拡いため,感度領域は最初に 設定した cyclotron 周波数と DM の線幅  $\Delta \omega / \omega = 10^{-6}$ でほとんど決まる。

(II) そして, search 期間においては, ドライブを送らず 電子の cyclotron 量子数  $n_c$  をモニターする [図 10 (c)]。 黒体輻射による励起は無視できるほど小さいので,通 常  $n_c = 0$  にいるが, DP による励起が起こった場合は  $n_c = 0 \rightarrow n_c = 1$ の遷移が起こる。この期間において  $n_c = 1$ への励起がみられなかった場合, DP のカップリ ング係数  $\chi$ への制限がかかる。

合計 638870 秒 (7.4 日)の測定で、期待される  $n_c = 1$ への励起は見られなかった。計算の詳細は出版論文 [2] に譲るが、ここから DP への制限が計算でき、それを図 11 に示す。我々は  $m_{A'} = 0.612276$  meV の DP に対し

$$\chi < 3.2 \times 10^{-11} \tag{16}$$

の制限を得た。本測定では磁場は固定しており,また cyclotron 遷移の線幅は DM の線幅より細いため,図 11 の棄却領域の幅は DM の線幅 ( $\Delta \omega / \omega = 10^{-6}$ )で定まっ ている。この探索幅を広げ,また感度を向上させる案を 次節で提示する。

### 3.3 将来の計画

さて、一週間程度のスケールでは単一電子の cyclotron 運動が backgroud-free な検出器であり、DP への感度を 持つことは実証できたが、demonstration 探索での棄却 領域はあまりに狭い。感度向上のためのアイデアを以下 に列挙する。

(I) まず一つは、単一電子ではなく複数の電子をトラップし、DP/Axionからの転換光子への検出効率を上げる。



図 11: Demonstration 探索で棄却された DP のパラメー タ領域(赤)。XENON1T からの制限 (罫線) [20–22] と DM cosmology からの棄却領域(破線)[23]も示す。

これまでは g 因子の測定のため,主に単一電子の挙動 の研究しかしてこなかった。電子 3 つまでは同様な量子 cyclotron の遷移が見えることは知っているが,例えば 10 個の電子をトラップした際に各々の量子 cyclotron 遷 移が観測できるかを研究し,可能な限り多くの電子をト ラップし DP/Axion への感度を上げる。

(II) 加えて, Penning trap を open endcap trap の形に変え上下からのアクセスを確保し、外部に DP/Axion→photon 転換用のアンテナを設置し、 DP/Axion からの転換光子を集光する。このアンテナ は例えば前回の高エネルギーニュース [24] でも紹介さ れているように広く使われており、結合定数への感度 として、Demonstration 探索より 2.5 桁程度の改善が期 待される。

(III) また, DP/Axion 測定用に無冷媒の磁石を用意 する。磁場の連続的な sweep は大きな発熱をともなうた め, Demonstration 探索ではアメリカのヘリウム供給不 足の影響もあり行えなかった。無冷媒の磁石に変更する ことで, 0.7-7 T (0.1-1 meV) の領域を sweep し広範囲 の探索を行う。

これらの改良をまとめた図と期待される DP 探索範囲 を図 12 に示す。meV 帯は今は空いているが他の実験群 からの競争も激しいので,やるならスピード勝負になる だろう。

また、同様の改良を施したのち、Axion 探索も計画し ている。Demonstration 探索でも磁場がかかっているか ら既に Axion への制限もかかるのではと思うかもしれ ないが、残念ながら Axion から誘発される電場は磁場 に並行であり ( $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ )、cyclotron 運動を励起するため の電場は磁場に垂直な必要がある ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ ) (図 9)。そ のため、Axion からの磁場に並行な電場を垂直方向に変 換する必要がある。2022 年に BREAD 実験により提案 されたアンテナ [25] は、ソレノイド磁石中で Axion か



本研究は National Science Foundation, John Templeton Foundation, United States Department of Energy, および孫正義育英財団によってサポートされています。 本研究は Northwestern 大 Gerald Gabrielse 氏, Benedict Sukra 氏, Thomas Myers 氏との共同研究です。本 稿は高エネルギーニュース編集委員の皆様の助言により 改善されました。

# 参考文献

謝辞

5

- X. Fan, et al., Phys. Rev. Lett. 130, 071801 (2023).
- [2] X. Fan, et al., Phys. Rev. Lett. 129, 261801 (2022).
- [3] D. Hanneke, et al., Phys. Rev. Lett. 100, 120801 (2008).
- [4] T. Aoyama, et al., Atoms 7, 28 (2019).
- [5] T. Aoyama, et al., Phys. Rev. D 97, 036001 (2018).
- [6] 樊星, 高エネルギーニュース 40, 98 (2021).
- [7] L. Morel, et al., Nature 588, 61 (2020).
- [8] R. H. Parker, et al., Science **360**, 191 (2018).
- [9] S. Volkov, Phys. Rev. D **100**, 096004 (2019).
- [10] S. Laporta, Phys. Lett. B 772, 232 (2017).
- [11] X. Fan, Ph.D. thesis, 2022.
- [12] R. Van Dyck, Jr., et al., Nature 262, 776 (1976).
- [13] L. S. Brown, Ann. Phys. (N.Y.) **159**, 62 (1985).
- [14] X. Fan, et al., Rev. Sci. Instrum. 90, 083107 (2019).
- [15] R. S. Van Dyck, Jr., et al., Phys. Rev. Lett. 59, 26 (1987).
- [16] S. Fogwell Hoogerheide, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 86, 053301 (2015).
- [17] T. Aoyama, et al., Phys. Rep. 887, 1 (2020).
- [18] G. W. Bennett, et al., Phys. Rev. D 73, 072003 (2006).
- [19] B. Abi, et al., Phys. Rev. Lett. 126, 141801 (2021).
- [20] H. An, et al., Phys. Rev. Lett. **111**, 041302 (2013).
- [21] H. An, et al., Phys. Rev. D 102, 115022 (2020).
- [22] E. Aprile, et al., Phys. Rev. Lett. 123, 251801 (2019).
- [23] P. Arias, et al., Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 2012, 013 (2012).
- [24] 安達俊介, et al., 高エネルギーニュース **41**, 110 (2022).
- [25] J. Liu, et al., Phys. Rev. Lett. **128**, 131801 (2022).

図 12: (a) DP 探索の感度向上のためのアイデア。電子 を 10 個ほどトラップし, Penning trap を open endcap に変え,外部に focusing antenna を設ける。 (b) それら の改良後に期待される DP 探索領域(薄赤色)。Demonstration 探索の結果(実線)も共に示す。

らの軸方向の電場を軸に垂直な方向へ転換し集光するア ンテナであり,この目的に最適である。そのアイデアを 拝借し,上記の改良と組み合わせて,1年の測定でよう やく QCD Axion を Δω/ω = 10<sup>-6</sup> 程度の幅で探索でき る。しかしこれでもまだ少し寂しいので,さらなる感度 向上のためのアイデアを募集中である。

## 4 まとめ

本稿では電子の g 因子測定と Dark Photon/Axion 探 索について述べた。当初電子の g 因子用に開発した装置 が,測定シーケンスを組み直すだけで DP をある程度探 索できることは個人的には興味深い。よく optimize さ れたハードウェアが他の測定にも応用できる良い例だと 思う。計画している陽電子の g 因子測定・電子の g 因子 測定の改良・Dark Photon/Axion 探索は,どれも非常 に挑戦的なプロジェクトであるが,圧倒的に人手が足り ない。興味があれば是非気軽にご連絡を頂きたい。

