

# ミュオン磁気能率測定は標準理論の破れを検出したか？

岩崎雅彦  
山本明

<東京工業大学大学院理工学研究科基礎物理学専攻 152-8551 東京都目黒区大岡山 2-12-1 e-mail: iwasaki@nucl.phys.titech.ac.jp>

<高エネルギー加速器研究機構 305-0801 茨城県つくば市大穂1-1 e-mail: akira.yamamoto@kek.jp>

E821実験グループは、米国BNL研究所でミュオンの異常磁気能率の精密測定を行ってきた。1999年までに得られた正電荷ミュオン異常磁気能率の測定値 $a_{\mu}(\text{exp})$ と最新の理論値 $a_{\mu}(\text{SM})$ との比較の結果、測定値が2.6 (標準偏差)だけ標準理論を上回るという結果を得た。ここでは、われわれが何を考えどの様に実験を行ってきたかを中心に述べたい。

## 1. はじめに

われわれE821実験グループは、ミュオンの異常磁気能率 $a_{\mu}=(g-2)/2$ の精密測定を行ってきた<sup>1)</sup>。標準理論計算と実験値による異常磁気能率 $a_{\mu}$ を精密に比較することによって、あわよくば、その不一致を「標準理論を越える物理が現実に必要な証左」として検出しようとするものである。

異常磁気能率のミュオンでの実験意義は、ミュオンは電子に較べ静止質量が約200倍重い為、標準理論の枠組みを越える物理に対しおよそ質量比の2乗(4桁半)だけ敏感である点である。しかしミュオンは「仮想反応の中間状態にハドロンを含む寄与に対しても敏感である」とも言える。この寄与の主要項は、低エネルギーの電子・陽電子散乱実験でのハドロン生成およびミュオン対生成の断面積測定データから力学的に評価計算されるが、厳密な意味での理論計算は難しい。特に外場とミュオンを繋ぐ仮想光子の途中にハドロンのループが在るようなダイアグラムの寄与を正確に評価するのは極めて難しく、現在の理論値の最も大きな不確定要因となっている。

## 2. 測定原理

われわれは縦方向に一樣な磁場を発生するリング状磁石(ストレージリング)に、ビーム軸方向にスピン偏極した正電荷の高速(3.09GeV/c)のミュオンを水平に入射し磁場中に閉じこめた。ミュオンは中心軌道に沿って回転し、そのサイクロトロン角速度 $\omega_c$ は次式で与えられる。

$$\omega_c = \frac{eB}{m_{\mu}c} \quad (1)$$

一方、スピンの向きは磁場に垂直な面内で回転し、その角速度 $\omega_s$ は磁気能率と磁場の積で与えられる。

$$\omega_s = \frac{eB}{m_{\mu}c} (1 + a_{\mu}) \quad (2)$$

ここで $v$ は粒子の速度で決まる。

この2式を見比べると、スピンと運動量のベクトルはほぼ同じ速さで回転するが、測定したい異常磁気能率 $a_{\mu}$ の分だけスピンが速く回る事が分かる。ここで、ミュオ

ンがストレージリング中に一樣に分布し、空間分布が定常的と仮定しよう。こうすると、ミュオンはあたかも空間的に静止し、スピンの向きだけが異常磁気能率に比例した角速度で回転するように観測される。正ミュオン崩壊では、陽電子がスピン方向に偏って放出されるため、その時間強度分布からスピンの回転を観測できる。

非常に単純化して述べたが、いろいろと問題がある。簡単のため、まずは垂直方向のミュオンビームの方向および位置の広がりを無視しよう。垂直一樣磁場中のミュオンの水平運動は単純に円運動であって、これは閉曲線である。どうしたら外部から閉曲線上にミュオンを持ち込めるだろう？当然ミュオンは直線状に入射したいが、そこにはストレージリングが生み出す大きな一樣磁場がある。一樣磁場に殆ど影響を与えることなく、入射軸上に沿った空間の磁場だけを局部的にゼロにする必要があり、その為の仕掛けがインフレクタマグネット(インフレクタ)である。これだけでは十分でない。ストレージリングを一周したミュオンはインフレクタの出口に当たってしまう。これを避けるため、ミュオンの向きを安定軌道に乗るようにリングを一周する途中で強制的に変えてやる必要がある。この仕掛けが、瞬間的磁場印可装置(ミュオンキッカー)である。

さて、一樣磁場は、運動量の大きさの広がり、水平方向の角度・位置に対しては強収束で安定である。ところが、先ほど無視した垂直方向のミュオンビームの方向および位置の広がりに対しては、全く何の収束作用も持たない。ミュオンビームをストレージリングに安定に貯蔵し、かつ縦磁場の一樣性を妨げないように、縦方向収束の四重極電場を印可した。しかし、電場は相対論的に運動するミュオンに対しては当然影響を与える。この効果を含めて実験室系でのミュオンスピンの回転角速度を書き直すと、

$$\vec{\omega} = \vec{\omega}_c - \vec{\omega}_s = \frac{e}{m_{\mu}c} B_{\mu} \vec{a} - \frac{1}{\gamma - 1} \frac{v}{c} \vec{v} \times \vec{E} \quad (3)$$

のようになる。ここで、第2項が問題である。電場がスピンに対して持つ影響は極めて弱いですが、四重極電場は場所によって大きさも方向も異なるため、スピンの脱偏極

\*1 磁気モーメントはボア磁子を単位として測られ、くりこみを無視すると、スピン1/2の荷電粒子のg-因子は2である。

が起こる。都合がよいことに、 $a_{\mu}$  を29.3にとると、 $a_{\mu}$ とちょうどキャンセルし、電場の影響は事実上無視できるようになる。実は、このことからミュオンの運動量を決定したのであった。

ミュオンのスピンの向きは実際には鉛とシンチレータでできたカロリメータで崩壊陽電子のエネルギーを測定して観測している。何故なら、実験室系では陽電子はすべて前方に放出されるが、逆に陽電子の質量が軽いため重心系での放出方向は実験室系では大きなエネルギー変化となって観測される(図1)からである。1GeV以上の陽

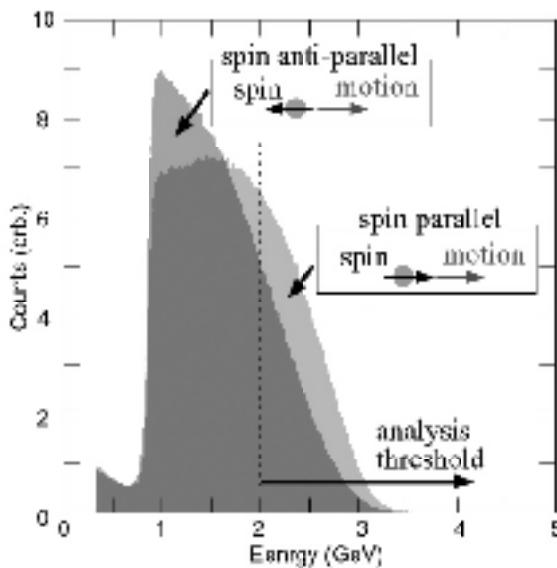


図1 ミュオンスピン方向による陽電子エネルギー変化。ミュオンの運動方向とスピンの向きが平行の時と反平行の時では、カロリメータで観測したときのエネルギースペクトラムが大きく異なる。最終的に2GeV以上の陽電子が異常磁気能率の解析に使用された。

電子についてデータ収集し、その上でカロリメータの解析上のエネルギー閾値を2GeVと設定し、崩壊陽電子の時間スペクトルがミュオンのスピン方向によって最も大きな非対称性を持つようにした。

### 3. 過去の実験からの改善点

過去のCERNの実験と本質的に向上している点について特に重要なことをいくつか挙げよう。1つ目は統計を劇的に高めると同時に、バックグラウンドの飛躍的改善のためのミュオンの直接入射である。過去のパイオン入射では、リングに捕捉されるミュオンは、パイオンがリングを半周程度する間にたまたま崩壊し、崩壊で受ける反跳によってたまたまリングのアクセプタンスに入るミュオンしか利用できないため、極端に効率が悪い。さらにパイオンは強い相互作用で多量の中性子バックグラウンドを発生する。すでに述べたミュオン直接入射によって、統計を圧倒的に改善でき、同時にバックグラウンドの低減を達成できた。

2つ目は、究極的な磁場の均一性である。式3から明らか通り、高精度の異常磁気能率の決定には磁場の方向と大きさの極限的均一性が不可欠である。もしこれが、完全に達成されればミュオンがリング内をどの様に

周回しようと、それら運動学的位相空間上のミュオン分布は実験値にほとんど影響を及ぼさなくなる。これを達成するために「円形(直径約14m)の単体超伝導コイルを用いた超均一(～1ppm)な縦磁場を発生するストレージリング<sup>2)</sup>」(図2に示すように周方向に磁場の切れ目がない)および「局所的磁場閉回路を形成するトロイダルコイルによって、入射位置の磁場をキャンセルするが、ストレージリング磁場の均一性を損なわない」空芯超伝導インフレクタマグネット<sup>3)</sup>(図3)が開発された。この実現には日本のアルミ安定化超伝導技術<sup>4)</sup>、超伝導磁気シールド材技術<sup>5)</sup>が大きな役割を果たした。

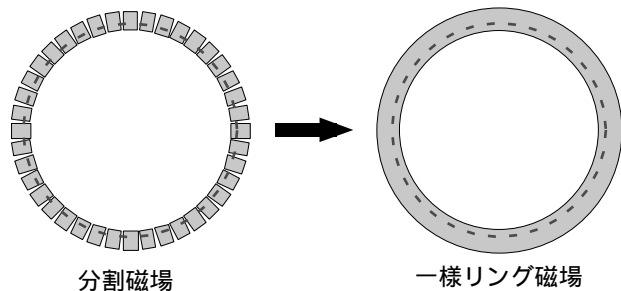


図2 分割磁場から切れ目のない磁場へ。超伝導コイルはストレージリングを一周し、非常に均一な磁場を発生する。鉄芯自体は周方向に9つの部分から出来ているが、一体と考えて差し支えないほど隙間なく設置されている。

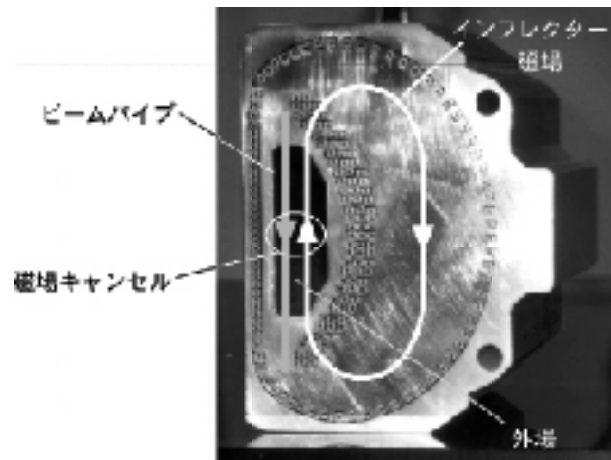


図3 インフレクタ断面図。アルミに埋め込まれた超伝導線によりビームパイプ内に均一な磁場を作り出し、ストレージリングの作る磁場をキャンセルする。この磁場は図のように磁気閉回路を形成するので、インフレクタの外への漏れ磁場は殆どない。

3つ目は、ストレージリング内でのミュオン軌道の安定化である。中心軌道から大きく外れたミュオンは、スピン回転観測中の在る時点で安定領域からはずれリングから飛び出してしまう(ミュオン損失)<sup>\*2</sup>。これを避けるために、リング上8カ所に円形(一部半円形)の鉛コリメータを置いた<sup>\*3</sup>。その上で、ミュオン入射直後の4重極電場に印

\*2 このミュオン損失はリングに捕捉されているミュオンの個数に必ずしも比例しないので、スピン回転観測に悪影響を及ぼす。

\*3 不安定軌道を落とすばかりでなく、より積極的にストレージリングの空間的アクセプタンスを円形に制限している。この領域が最も磁場が均一で、こうすることにより、わずかに残る磁場の多重項をミュオンが感じるのを防ぐことができる。

可する電圧を変化させ中心軌道を積極的にずらし、中心軌道から大きく外れたミュオンをコリメータでこそげおとし(scraping)している。

さらに、ミュオンの空間分布とその集団運動の直接観測(ファイバービームモニタ)とミュオンストレージ領域のNMRプローブによる直接3次元磁場測定が精度向上の鍵として上げられる。これらについては、次節で触れる。

#### 4. データ解析

陽電子の崩壊時間スペクトルはどのように予想されるだろう? 理想的には、リング中に空間的に一様に分布するミュオンの崩壊による指数的減少と、異常磁気能率によるスピン回転に伴う強度の変調だけで表されるはずである。

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \left( 1 + A_a(E) \cos(\omega_a t + \phi_a(E)) \right) \quad (4)$$

しかしながら、現実にはそう単純でない。ミュオン入射は時間的にパルス状に行われるため、入射直後は空間的に固まっている。ミュオンが周回を重ねるにつれ、その運動量の広がりによって約30μsecでリング中にほぼ一様に広がる。それでも残ってしまう時間変動に対しては、観測スタートの時間をわざと乱数でずらして空間的非一様性を強制的に消している。当然この人為的操作による系統誤差や見かけ上の脱偏極が発生するが、ミュオンのリング中の周回時間(150nsec)が異常磁気能率によるスピン回転(6.36μsec)に比べて十分に短いため大きな問題にはならない。

また、ミュオンの統計を飛躍的に改善することが出来たと述べたが、これに伴う問題点も発生する。カロリメータ上の崩壊陽電子信号の時間的重なり、及びカロリメータのカウントレートに依存したゲインの変動などである。カロリメータの信号は、時間波形を含めて一つずつ記録されているので、信号の時間的重なりはカロリメータの標準的時間応答関数でフィットすることによって、極限的分別が可能になる。図4に信号の時間的重なりの分別前と後のエネルギースペクトルを示す。分別後のエネルギースペクトラムから信号の時間的重なり起因する高エネルギー成分が大きく減少している。これにより補正值自身と、補正に伴う系統誤差を減少させることが出来る。ゲイン変動も同様にエネルギースペクトラムの時間変動から正確に知ることが出来る。

すでに述べたとおり、当初、磁場さえ一様で在ればミュオンがリング中をどう動こうが実験値に影響は殆ど無いと考えられていたが、解析の結果これは正しくないことが分かった。実はミュオンをストレージリングの安定軌道にのせるためのキッカーが十分でなく、ミュオンの運動学的分布はリングの中心軌道からわずかにずれている。中心軌道は四重極電場が決めているため、ミュオンの集団運動の中心がリングの中心軌道に対して空間振動してしまう。これをわれわれはコヒーレント・ベータトロン振動(CBO)と呼んでいる。これが起こると、ミュ

オンに対して検出器の立体角が時間変調することになるこの振動は、陽電子の時間スペクトルの変動として間接的に観測されるだけでなく、シンチレーションファイバーを用いたビームモニタで、直接空間変動が観測・決定された。これは細いシンチレーションファイバーによって、ミュオンの空間分布をサンプリングして観測する物であり、数百周以上にわたってほぼ擾乱無くCBOを追跡することが出来る。また、ストレージリング内の縦方向のベータトロン振動も同様に観測された。

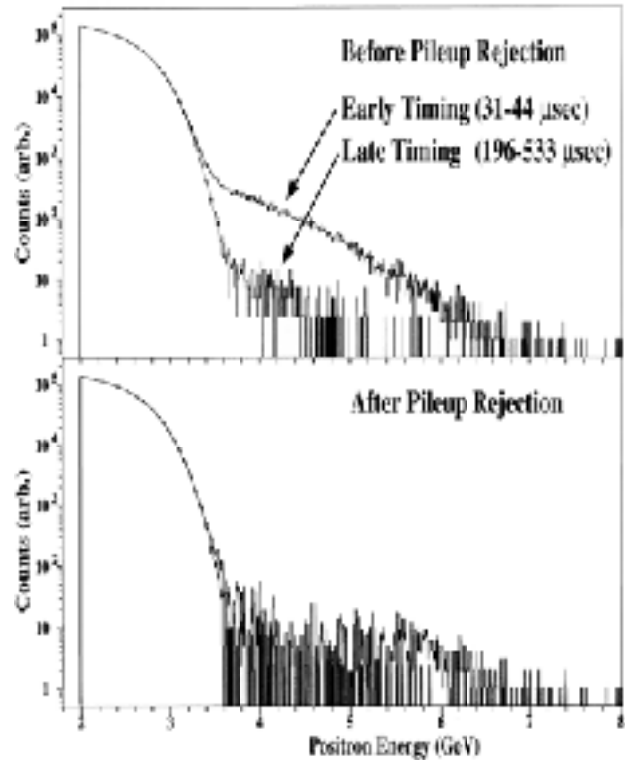


図4 パイルアップ分別前と後のエネルギースペクトル。ビーム入射に近いほど、パイルアップの影響は大きい。分別後のスペクトルでは、4GeV以上のパイルアップ起因する高エネルギー成分が大きく減少している。

前節で、ミュオン損失の低減について触れたが、これも完全に損失が無くなったわけではない。実際、ミュオン損失は複数のカロリメータを通過し、かつ電磁シャワーを形成しない事象として取り出して観測することが出来る。

これらCBOとミュオン損失による効果は、それぞれ次式で表現される。

$$F_{CBO}(t) = 1 + A_{CBO} e^{-(t/t_{CBO})^2} \cos(\omega_{CBO} t + \phi_{CBO}) \quad (5)$$

$$F_{loss}(t) = 1 + A_{loss} e^{-(t/t_{loss})} \quad (6)$$

式4-6の積の関数は、陽電子の時間スペクトラムに対しほぼ満足のいくフィットを与え、異常磁気能率によるスピンの回転角速度  $\omega_a$  が決定される。わずかに残る残差の周波数分析からは、AGS加速器の運転周波数が検出され、AGSのビーム損失がカロリメータに信号を作ることが判

明している。また、フィット関数に含まれない縦方向のベータatron振動も周波数分析で同様に検出された。これらが  $a_{\mu}$  決定に与える影響は非常に小さいが、総て系統誤差の評価に取り入れた。さらに、カロリメータごとの独立な解析や、フィットの開始時間を変更してパラメータの安定性を見ることによっても系統誤差を十分に評価している。

一方、ストレージリング中の磁場は、366個の固定NMRプローブによって継続的測定が行われた。これとは別に、ほぼ2日に一度17個のNMRプローブを載せた台車をミュオンストレージ領域に走らせ、3次元磁場測定を行った。NMRは基本的に陽子のスピン回転  $\omega_p$  を与える。従って、これと異常磁気能率による回転  $\omega_a$  の比、陽子とミュオンの磁気能比  $a_p/a_{\mu}$  からミュオンの異常磁気能率は

$$a_{\mu} = \frac{a_p \omega_p}{\omega_a - a_p \omega_p} \quad (7)$$

として決定できる。 $\omega_p$  に対する系統誤差は、プローブの較正とインフレクタが作るわずかな漏れ磁場による一様磁場からのずれによっている。

## 5. おわりに

1999年までに得られたデータ解析の結果、得られた異常磁気能率は、原論文に発表されたとおり現在の標準理論による計算と標準偏差にして2.6倍だけ大きい側に食い違う。この実験値と理論値の不一致は標準理論の破綻を示すのだろうか？問題は実験値・理論値がそれぞれ何処へ収束するのかである。もちろん標準偏差で表したずれの大きさ以上には主観を交えずに述べることは出来ない。歴史的には、これまで実験値はその誤差の範囲内で順調に収束してきた。理論値も、大筋で収束しつつあるように見えるが、強い相互作用による補正值およびその誤差評価の困難さから、非常に順調とまでは言えない。

われわれは2000年のデータ収集で1999年までのデータのおよそ4倍の統計を収集し、現在解析が進行中である。

その統計誤差はわれわれが現在の実験装置を使って達成しうる系統誤差とほぼ同じ大きさにまで減少すると見積もられる。真に破綻を示すかどうかは、収集したデータの全解析および理論計算のさらなる検証によって非常に近い将来明らかになると期待される。

詳細な数値・原論文<sup>1)</sup>中の図は紙面の都合からあえて割愛した。是非とも原論文や他の解説記事<sup>7)</sup>を参照していただきたい。

## 参考文献

- 1) H.N. Brown et al., Phys.Rev.Lett.86 (2001) 2227
- 2) G.T. Danby et al., NIM A 457 (2001) 151.
- 3) A. Yamamoto et al., Proc. of 15th Int. Conf. on Magnet Technology (MT15), Science Press, Beijing, (1998) p. 246.
- 4) A. Yamamoto, NIM A453 (2000) 445.
- 5) I. Itoh et al., IEEE Trans. Appl. Superc., Vol. 3 (1993) 177.
- 6) D.E. Groom et al., Prview of Particle Physics, Eur. Phys. J. C15 (2000) 1.
- 7) 岩崎雅彦, 山本明, 高エネルギーニューズ, Vol. 19 (2001) 172.