

# 陽子半径測定用の低エネルギー電子スペクトロメータ

東北大学理学研究科物理学専攻 青柳泰平

## 1 研究背景

陽子半径測定は 50 年以上の歴史があり、電子散乱や、水素原子分光によって測定が行われてきた。これらの測定値は誤差の範囲で矛盾はなく、2010 年に発表された CODATA 推奨値では、 $0.8775(51)\text{fm}$  の値が示された。しかし、2010 年に報告された、新たな手法の  $\mu$  水素（水素原子の電子を  $\mu^-$  に変えたもの）を用いた分光実験では、従来の電子散乱などの測定値より 4% 小さく  $7\sigma$  の差がある  $0.84087(39)\text{fm}$  の値が示された [1]。

基本的な物理量である陽子半径値が未だに分かっていないという事実だけではなく、この実験結果が正しいければ、Rydberg 定数測定への影響などや、標準理論の仮定する lepton universality を破るとの指摘など、物理学的に重要な問題をはらんでおり、この不一致は、「陽子荷電半径パズル」と呼ばれ、注目を集めている。このパズルの解明を目指して、過去の実験データの再解析や、新しい実験の提案など解決へ向けた活発な取り組みが世界中で行われている。

## 2 電子散乱による陽子荷電半径測定

電子と陽子の弾性散乱における断面積は、ある 4 元運動量移行  $Q^2$  に対して、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} (G_E^2(Q^2) + \alpha(\theta)G_M^2(Q^2)) \quad (2.1)$$

と表される。ここで、 $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott}$  は陽子を点状粒子としたときの散乱断面積であり、 $G_E(Q^2)$ 、 $G_M(Q^2)$  はそれぞれ陽子が電荷形状因子と磁気形状因子である。この電荷形状因子は  $Q^2 \sim 0$  において、陽子荷電半径  $R$  を用いて、

$$G_E(Q^2) = 1 - \frac{1}{6}Q^2R^2 + \dots \quad (2.2)$$

と表される。従って、陽子荷電半径  $R$  は、

$$R \equiv -6 \frac{dG_E}{dQ^2} \Big|_{Q^2 \rightarrow 0} \quad (2.3)$$

と書ける。これは陽子荷電半径値の定義となっている。過去の電子散乱実験における陽子半径測定は、散乱断面積から陽子半径値を求める際にモデル依存性があり、これによる陽子半径値の不定性についての活発な議論が現在行われている。[2]

## 3 実験計画

我々は、東北大学電子光理学センター (ELPH) 内にある、低エネルギー (20-60 MeV) の電子直線加速器を用いた電子散乱による陽子電荷半径測定を行うことを計画している。モデルによる不定性を実験的に可能な限り排除した測定を行うことで、電子散乱としては最も信頼度の高い値を決定することを目標にしている。この実験の特徴は次の通り。

### ● 極低運動量移行領域における測定

低エネルギーの電子ビームを使うことで、先行研究より一桁低い運動量移行領域  $0.0003 < Q^2 < 0.005 (\text{GeV}/c)^2$  を実現させ、式 (2.2) における高次の効果を抑える。

### ● 散乱断面積の絶対値測定

標的として  $\text{CH}_2$  を用いることで、ep 散乱および  $e^{12}\text{C}$  散乱の同時測定を行う。 $^{12}\text{C}$  の形状因子は、過去の電子散乱実験より、精度よく分かっているため [3]、両測定の比から散乱断面積の絶対値を求めることができる。

### ● Rosenbluth 分離

ビームのエネルギーが変更可能で、 $Q^2$  を固定して散乱角  $\theta$  を変えた測定を行うことで、式 (2.1) の  $G_E$  および  $G_M$  を分離することができる。

我々の測定する極低運動量移行領域において、電荷形状因子  $G_E$  は、高々数%程度の変化しか与えない。従って、 $G_E$  は  $10^{-3}$  程度の精度で測定しなければならない。この要求される精度を満たすような、ビームライン及びスペクトロメータを建設中である。本稿の主題であるスペクトロメータについて以下では述べる。

## 4 散乱電子スペクトロメータ

本実験を実現するために要となるのが現在建設中の図 1 に示した散乱電子スペクトロメータである。

本散乱実験は、低エネルギーの電子を利用するため、物質中の多重散乱の影響が大きい。そのため、検出器での軌道測定から磁場情報によって標的まで

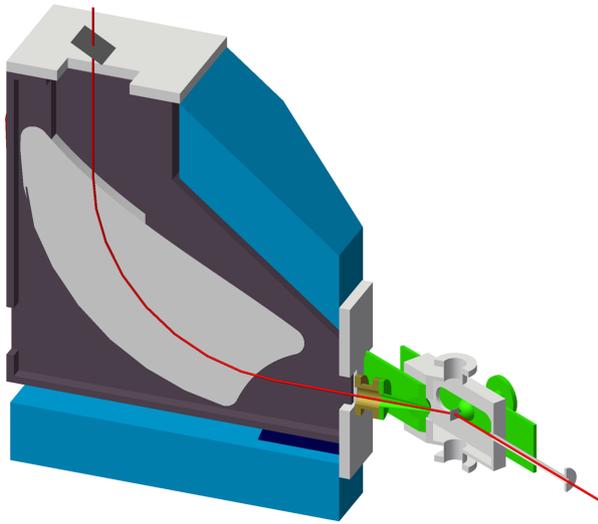


図 1: 散乱電子スペクトロメータ

軌道を戻す ray tracing を行うことは不可能である。そこで、測定量である散乱電子の運動量（の大きさ）と散乱角に従って、磁石の光学的性質によって焦点面上の点に収束させるようにする。図 2 に、電子を運動運動量を 58, 60, 62 MeV/c として、角度を acceptance ( $\Delta\theta_S, \Delta\phi_S = 100$  [mrad]) で一様に生成したときの、焦点面での分布を示す。運動量による違いが  $x_{FC}$  軸に、散乱角が  $y_{FC}$  分布に対応している。

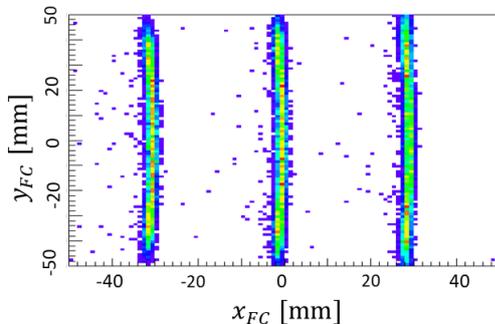


図 2: 運動運動量を 58, 60, 62 MeV/c として、角度を acceptance ( $\Delta\theta_S, \Delta\phi_S = 100$  [mrad]) で一様に電子を生成したときの、焦点面での分布。

このスペクトロメータは、ターゲットチェンバー・双極電磁石・ターゲットから構成されていて、広い散乱角に対応させるため、磁石はターゲットの周りを水平面上に真空を保ちながら回転できる機構になっている。

このスペクトロメータの磁極形状は、入力した条件に対して形状を最適化させる磁極設計用ソフト Orbit4 を用いて設計された。これによって得られた磁極に対して、3次元磁場計算ソフト TOSCA を用いて磁場を求めた。

## 5 Geant4を用いたスペクトロメータの設計・性能評価

設計したスペクトロメータを、モンテカルロシミュレーション Geant4 を用いて性能評価を行った。

TOSCA で計算された磁場分布による光学特性を評価し、 $10^{-3}$  の精度の実験を行うための要求を満たしていることを確認した。

次に、スペクトロメータに必要な、磁極直前に置いたコリメータや、標的周辺のターゲットチェンバーの設計を行い、正しく検出器上の点に収束しないようなバックグラウンド事象について評価を行った。バックグラウンドは、散乱電子がターゲットやターゲットチェンバー、コリメータなどの構造物に当たったり、通過するとき散乱や制動放射が起きてエネルギーを落としたりすることによって生じる。特に、ターゲットチェンバーはターゲットから見た立体角が大きく、バックグラウンドへの寄与は大きい。

図 3 にターゲットチェンバーやコリメータの形状を設計する前後における焦点面検出器上における  $x_{FC}$  分布を示した。数分の 1 程度にバックグラウンドの量が減らすことができた。さらに検討している。

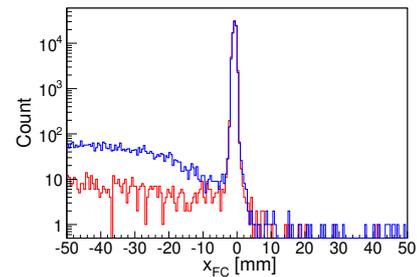


図 3: ターゲットチェンバーやコリメータの設計を行う前後での  $x_{FC}$  分布。青線が設計前で、赤線が設計後のヒストグラムを表す。

### まとめ

本研究では、陽子半径測定に用いる散乱電子スペクトロメータの設計や評価を行った。また、コリメータやターゲットチェンバーの設計、そしてそれが引き起こすバックグラウンドの量を評価し、設計を行った。

### 参考文献

- [1] R. Pohl *et al.*: Nature **466** (2010) 213.
- [2] I. Sick: Atoms **2018**, 6, 2.
- [3] E. Offerman *et al.*: Phys. Rev. **C44** (1991) 1096.