

話 題

低エネルギー電子散乱による陽子電荷半径測定

須田 利美^{*1}・青柳 泰平^{*1}・本多 佑記^{*1}・前田 幸重^{*2}・三浦 禎雄^{*1}・武藤 俊哉^{*1}
 南波 和希^{*1}・南部 健一^{*1}・高橋 健^{*1}・玉江 忠明^{*1}・塚田 暁^{*1}

Measurement of Proton Charge Radius by Low-Energy Electron Scattering

Toshimi SUDA^{*1}, Taihei AOYAGI^{*1}, Yuki HONDA^{*1}, Yukie MAEDA^{*2}, Sadao MIURA^{*1},
 Toshiya MUTO^{*1}, Kazuki NAMBA^{*1}, Ken-ichi NANBU^{*1}, Ken TAKAHASHI^{*1},
 Tadaaki TAMAE^{*1} and Kyo TSUKADA^{*1}

Abstract

We are facing a serious confusion about the proton size, referred to as “Proton Radius Puzzle.” The proton charge radius determined by electron scattering and hydrogen spectroscopy, and that determined by muonic hydrogen spectroscopy disagree seriously, and the reason is not yet clear. It is a big surprise to realize that we do not yet fully pin down the most basic feature of the proton. In this article, we discuss on an on-going project at the Research Center for Electron-Photon Science (ELPH), Tohoku University to determine the proton charge radius by low-energy electron scattering under the lowest-ever momentum transfer, which is crucial to extract the radius reliably from electron scattering data. It is worth emphasizing that ELPH is the only facility in the world, where such a low-energy electron scattering experiment is possible.

1. はじめに

陽子は宇宙を構成する物質の基本粒子であり、陽子及びそれを原子核とする水素は現代物理学にとって重要な研究対象であり続けてきた。水素原子の研究で量子力学が確立し、電磁量子力学 (QED) の検証時には実験室としての役割を果たし、また陽子の内部構造の研究により量子色力学 (QCD) が発見された。

このように陽子は約1世紀以上現代物理学の中心的な研究対象であったが、未だ陽子の全てが理解されている訳ではない。陽子スピンの起源や陽子が未来永劫安定なのか、などは現時点で未解明の問題である。

近年、陽子の最も基本的な物理量の一つである大きさ (電荷半径) が「Proton Radius Puzzle」としてネイチャー誌¹⁾ やサイエンス誌²⁾ の表紙を飾る事態になっている。電子散乱や水素原子分光で決定された、すなわち電子を通じて測定された電荷

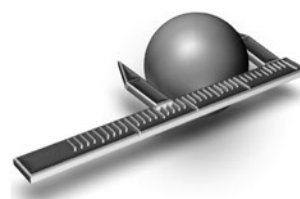


図1 陽子電荷半径？

半径と、電子を負電荷 μ 粒子に置換した μ 水素原子分光から決定された電荷半径が一致せず、その原因が現在でも不明なのだ。前述のように陽子は長らく現代物理学の中心的な研究対象であったにも関わらず、大きさ (図1) という最も基本的な物理量に未だにこのような不定さが残っていたことは驚きである。

この陽子電荷半径の不定性は Rydberg 定数の更なる高精度化に影響を与え、また不一致の原因として電子と μ 粒子の相互作用の違い、すなわち標準理論の Lepton universality の破れ、の可能性も指摘されているので³⁾、この問題は原子核物

^{*1} 東北大学・電子光物理学研究センター Research Center for Electron Photon Science, Tohoku University

^{*2} 宮崎大学・工学部 Faculty of Engineering, University of Miyazaki

(Toshimi Suda E-mail: suda@lms.tohoku.ac.jp)

理学にとどまらず物理学全体の問題として注目される事態になっているのである^{1,2)}。本稿では、Proton Radius Puzzleの現状を紹介し、原因の解明に向けた私たちの取り組みを紹介する。

私たちは東北大学電子光理学研究センターの(古い)低エネルギー電子直線加速器の特徴を最大限に利用した電子・陽子弾性散乱実験により、電子散乱としては最も信頼度の高い陽子電荷半径の決定を目指している。これは電子・陽子弾性散乱としては史上最低エネルギーでの実験であり、米国・JLABなどの(高エネルギー)最先端電子加速器では実施不可能な研究であることを強調したい。

2. 陽子電荷半径パズル

三つの方法(電子散乱, 水素原子分光, μ 水素原子分光)で決定されてきた陽子電荷半径を図2に示す。電子散乱と水素原子分光, すなわち電子を通じて決定した陽子半径は誤差の範囲で一致しているが, μ 水素原子分光のそれとは大きく食い違っていることがわかる⁴⁾。これがProton Radius Puzzleである。

3. 分光による陽子電荷半径測定法

本稿の主題である電子散乱による陽子電荷半径の決定について議論する前に、水素分光実験(μ 水素原子分光を含む)からの陽子電荷半径決定について簡単に説明する。

水素原子のエネルギー準位は、

$$E(n, l, j) \propto -a \frac{R_\infty}{n^2} + b \frac{\langle r^2 \rangle}{n^3} \delta_{l0} + \Delta(n, l, j), \quad (1)$$

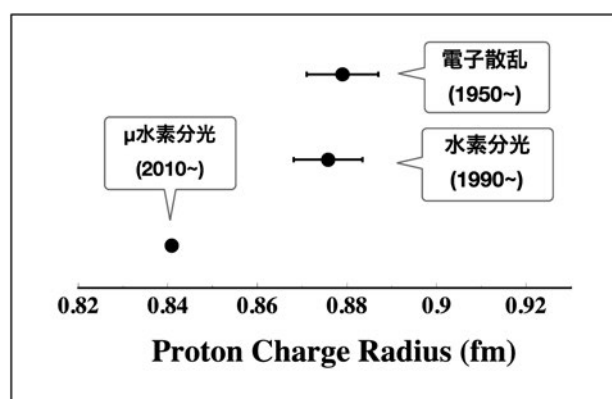


図2 測定方法別の陽子電荷半径値。図中の半径値は2015年のレビュー論文⁴⁾より。

と表せる。ここで a, b は定数, R_∞ は Rydberg 定数, 2 項目の $\langle r^2 \rangle$ は陽子の平均二乗(電荷)半径, そして $\Delta(n, l, j)$ は2光子交換過程などの高次効果を表す。 n, l, j はそれぞれ電子(μ 粒子)の主量子数, 軌道角運動量, 全角運動量である。

電子(あるいは μ 粒子)が s 波の場合のみ, 波動関数が原点に位置する陽子との重なりを持つため, エネルギー準位に陽子の有限の大きさの影響が現れる(式(1)の第2項)。従って, s 軌道を含む準位間エネルギーを複数測定すれば, 基礎物理定数である Rydberg 定数と陽子電荷半径の両者を決定できるのである。

μ 粒子は電子の約200倍の質量を持つのでボーア半径は $1/200$, 従って陽子との波動関数の重なりは電子のそれに比べて $200^3 \approx 10^7$ も大きい。そのために μ 粒子軌道エネルギーに対する陽子広がりの影響が格段に大きく, 高精度で電荷半径が決定できる。

Proton Radius Puzzle 発覚以降, 世界各地で最新の実験技術や理論計算を駆使した陽子電荷半径の再決定や再評価が試みられている。

水素分光実験では, 2017年にドイツ・ガーチンのグループが $2S-2P$ 遷移エネルギーを測定し, この実験で決定された電荷半径が μ 水素原子分光による電荷半径と一致する 0.8335 fm だったため⁵⁾ 大きな話題になった。しかしながら, 2018年にフランス・パリのグループが測定した $1S-3S$ 遷移から求めた電荷半径は, 0.877 fm と従来の電子散乱, 水素原子分光実験で決定されてきた電荷半径と矛盾しない結論であった⁶⁾。陽子電荷半径を巡る混乱は一層深まっている感がある。

4. 電子散乱

電子散乱は陽子や原子核の内部構造を解明する上で最も優れた方法だ。電子は電磁(電弱)相互作用のみを通じて陽子や原子核と相互作用するため, 反応機構に不定性がなく実験データから陽子や原子核内部の電磁(電弱)構造を曖昧さなく明らかにできる⁷⁾。

1950年代に R. Hofstadter らが電子弾性散乱により(安定な)原子核の電荷密度分布を明らかにして以降(1961年ノーベル物理学賞⁸⁾), 現在でも電子散乱は原子核の形状や大きさを表す電荷密度分布 $\rho(r)$ を正確に測定する唯一の方法である。

電子散乱による短寿命不安定核研究については、理化学研究所、東北大学、立教大学を中心とするグループにより世界初の短寿命不安定核専用電子散乱実験施設 (SCRIT Electron Scattering Facility) が理化学研究所 RI ビームファクトリー内に建設され稼働を開始した。電子散乱による短寿命不安定核研究がいよいよ開始されることを記しておく⁹⁻¹¹⁾。

電子散乱は大変シンプルな実験である。加速された電子ビームを標的に照射し、散乱電子のエネルギーと散乱角度を測定するのみである。電子散乱を特徴づける運動学変数は4元運動量移行 Q^2 のみで、

$$Q^2 = |\vec{q}|^2 - \omega^2 = 4E_e E_e' \sin^2(\theta/2). \quad (2)$$

ここで \vec{q} は3次元運動量移行、 ω はエネルギー移行、 E_e と E_e' は散乱前後の電子エネルギー、そして θ は散乱角度である。電子エネルギーは静止質量に比べ十分大きいとし電子質量を無視している (超相対論近似)。我々のエネルギー領域 ($E_e = 20 \sim 60$ MeV) では必ずしもこの近似は良くないため実際には電子質量を考慮した解析を行うが、表記が簡単になるため本稿では超相対論近似での式を記す。

スピン1/2の陽子との電子弾性散乱には電荷によるクーロン散乱と磁気散乱が寄与し、実験室 (陽子静止系) での弾性散乱断面積はPWIA (Plane-Wave Impulse Approximation) で以下ようになる (参考: 高エネルギー電子散乱ではPWIAは大変良い近似であることが知られている)。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \frac{G_E^2(Q^2) + \frac{\tau}{\varepsilon} G_M^2(Q^2)}{1 + \tau}. \quad (3)$$

ここで

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E_e^2 \sin^4(\theta/2)} \cdot \frac{E_e'}{E_e}, \quad (4)$$

$$\tau = \frac{Q^2}{4m_p^2}, \quad (5)$$

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + 2(1 + \tau) \tan^2(\theta/2)}. \quad (6)$$

$(d\sigma/d\Omega)_{\text{Mott}}$ は“点状陽子”との散乱断面積を表す

Mott断面積、 α は微細構造定数、 m_p は陽子質量、 ε は仮想光子の横偏極量である。陽子の内部構造情報はすべて Lorentz 不変な電荷形状因子 $G_E(Q^2)$ と磁気形状因子 $G_M(Q^2)$ に含まれている。

5. 電子散乱による陽子電荷半径決定法

電荷半径 (の2乗) は、基底状態の電荷密度分布の2次モーメントで定義される。

$$\langle r^2 \rangle = \int r^2 \rho(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (7)$$

Q^2 が m_p^2 に比べ大きくない時、電荷形状因子は電荷分布 $\rho(r)$ のフーリエ成分に対応する。

教科書等でよく知られているように、Dipole 関数が陽子の電荷形状因子の良い近似になっている。Dipole 型形状因子のフーリエ変換は $\exp(-ar)$ 型であるので、陽子の電荷分布も $\exp(-ar)$ 型同様に中心から遠方に向けてテールを持つ分布と考えられている¹²⁾。電荷密度分布が長い裾を持つので、上記積分 (式(7)) の収束は悪く、電荷半径を数%の誤差で求めるには十分遠方 (3 fm 程度) までの正確な電荷密度分布が必要である。しかしながら、現在でも遠方での陽子電荷密度分布は精密に理解されておらず¹³⁾、式(7)により正確な電荷半径を求めることは難しい。

この方法とは別に電荷密度分布 $\rho(r)$ の詳細には依らず電荷半径を求める方法がある。それは $Q^2=0$ 付近での電荷形状因子 $G_E(Q^2)$ のテーラー展開係数に電荷密度分布の2次モーメント、すなわち電荷半径の2乗、が含まれることを利用する方法だ。電荷密度分布の球対称性を仮定すると、 $G_E(Q^2)$ は、

$$G_E(Q^2) \sim 1 - \frac{\langle r^2 \rangle}{6} Q^2 + \frac{\langle r^4 \rangle}{120} Q^4 - \frac{\langle r^6 \rangle}{5040} Q^6 + \dots \quad (8)$$

とテーラー展開できる。ここで $\langle r^n \rangle$ は電荷分布 $\rho(r)$ の n 次モーメントである。ここから電荷半径 (の2乗) である $\langle r^2 \rangle$ は

$$\frac{dG_E(Q^2)}{dQ^2} \Big|_{Q^2 \rightarrow 0} = -\frac{\langle r^2 \rangle}{6}, \quad (9)$$

となる。 $Q^2=0$ での測定は不可能なので、可能な限り低運動量移行領域で測定した $G_E(Q^2)$ を上式(8)で実験データをフィットすることで陽子電

荷半径を求める方法が取られてきた。2次モーメント同様、未知量である $\langle r^4 \rangle$, $\langle r^6 \rangle$ 等の高次モーメントの影響を抑えるためには、可能な限り小さな Q^2 での測定が必要だ。しかしながら、原子核・素粒子研究用電子加速器はすべて高エネルギー化されたため、ある一定の運動量移行以下の測定は困難な状況になっている。

6. 電荷形状因子決定法と低運動量移行領域の現状および問題点

次に、測定量である弾性散乱断面積から電荷形状因子 $G_E(Q^2)$ を決定する方法を説明する。前述のように電子・陽子弾性散乱断面積は、電荷形状因子 $G_E(Q^2)$ と磁気形状因子 $G_M(Q^2)$ を含んだ次式で表される。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto G_E^2(Q^2) + \alpha(\theta) G_M^2(Q^2), \quad (10)$$

ここで $\alpha(\theta)$ は、電子の散乱角 θ など散乱過程の運動学変数のみを含む運動学因子である。この式から、 Q^2 一定の条件で $\alpha(\theta)$ を変化させた（すなわち散乱角を変えた）断面積を測定すれば $G_E(Q^2)$ と $G_M(Q^2)$ が分離決定できることがわかる。これを Rosenbluth 分離法という。 Q^2 一定の条件で様々な散乱角 θ での測定が必要となるため、式(2)より必然的に測定毎の電子ビームエネルギー E_e の変更が必要になる。高精度で形状因子を散乱断面積から決定するには、広範囲の $\alpha(\theta)$ 値を覆った測定が望ましく、そのためには広い散乱角度での測定、すなわち様々な電子ビームエネルギーによる測定が要求される。

2010年の「Proton Radius Puzzle」問題発覚を受け、ドイツ・マインツ大学の大型マイクロトン電子加速器施設（3連マイクロトン）で低運動量領域での電子弾性散乱実験が実施された^{14, 15)}（図3）。現時点で査読付き論文として発表されている最新の $G_E(Q^2)$ データである。3連マイクロトンのため頻繁なビームエネルギー変更が事実上不可能で、Rosenbluth 分離法による $G_E(Q^2)$ 決定は行っていない。

電子ビームエネルギーを180～855 MeVの6点に固定し散乱角を細かく変えながら多数の Q^2 （1400点）で弾性散乱断面積を測定し、 $G_E(Q^2)$ 、 $G_M(Q^2)$ の Q^2 依存性に理論モデルを仮定して測定

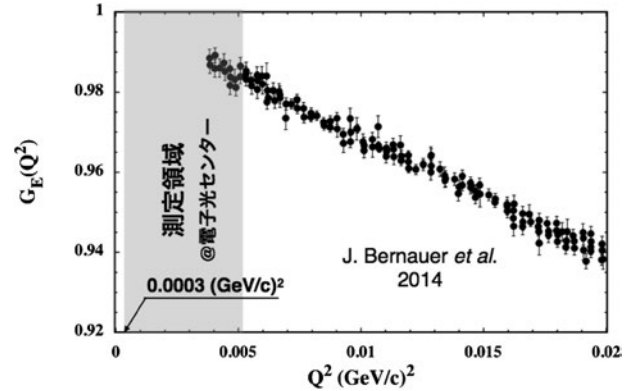


図3 ドイツ・マインツ大学で測定された電荷形状因子 $G_E(Q^2)$ ^{14, 15)}。灰色の領域は本研究で覆う予定の運動量移行領域。

した弾性散乱断面積を再現するよう $G_E(Q^2)$ を推定している。

さて図の縦軸に注目していただきたい。図3に示している低運動量移行領域では、陽子の有限な大きさの影響 ($G_E(Q^2)$ の1からのずれ) はたかだか数%である。従って $G_E(Q^2)$ の Q^2 依存性から電荷半径に関する情報を精度高く引き出すためには、 $G_E(Q^2)$ の精度は少なくとも 10^{-3} 程度以下であることが必須である。統計誤差はともかく、系統誤差 10^{-3} で $G_E(Q^2)$ 、すなわち散乱断面積、の絶対値を測定すること自体自明ではない。マインツ大グループは、散乱断面積の絶対値決定はせず、 $G_E(Q^2=0)=1$ となるよう31個の規格化因子を導入し実験データと式(8)から $G_E(Q^2)$ を決定している。

さて、式(9)で示したように電荷半径は $Q^2=0$ での $G_E(Q^2)$ の傾きで定義されるため、 $Q^2 \neq 0$ での $G_E(Q^2)$ の絶対値は決定的に重要である。そのため、絶対値測定をしていないマインツ大のデータについては、発表直後から電荷半径値の精度のみならずそのモデル依存性や解析の正当性を問う論文が相次いで発表された。誤差を考慮してもこのマインツ大のデータは過去のデータと系統的な不一致があるとの指摘¹⁶⁾やテーラー展開式(式(8))の高次項の不定性¹⁷⁾、またデータ解析方法によっては μ 水素分光で決定された電荷半径値と矛盾しなくなる0.84 fmが得られる¹⁸⁾、との指摘もされ、より一層低い運動量移行領域での測定や電荷形状因子の絶対値測定の重要性が指摘された。このように主として低運動量移行領域での電子散乱で決定されてきた陽子電荷半径値に、絶対値の精

度を含む実験データの問題や解析モデル依存性などが無視できない可能性をおわかりいただけたでしょうか？

これらの問題点を排除するため、私たちは史上最低の Q^2 領域での電子散乱実験を実現し、高精度で断面積の絶対値を測定する。さらに Rosenbluth 分離法により $G_E(Q^2)$ の決定を行い、電子散乱としては最も信頼度の高い陽子半径決定を目指しているのである。さて、これらの条件を満たす電子散乱実験、特に Rosenbluth 分離のためには、低エネルギー領域 ($E_e < 100$ MeV 程度) で様々なエネルギーの電子ビームが自由に供給できる電子加速器が必要である。それ故に東北大学電子光理学研究センターの低エネルギー電子直線加速器の出番となるのである。

7. 電子光理学研究センターでの実験計画

より一層低い運動量移行領域で Rosenbluth 法により $G_E(Q^2)$ を散乱断面積から決定するには、様々な低エネルギー電子ビームで広い散乱角度範囲を覆った電子・陽子弾性散乱測定が必要である。そのためには低エネルギー且つエネルギー変更が容易な電子加速器と広い散乱角度を覆う散乱電子スペクトロメータ設置可能な広い実験室が必要で、東北大・電子光理学研究センターが有する低エネルギー電子直線加速器 ($E_e = 20 \sim 60$ MeV) と広い地下実験室はまさにこの条件を満たす。我々の知る限り当センターこそが本研究が実施可能な世界で唯一の加速器施設である。

幸いにも平成28年度に科研費・基盤研究(S) (代表者：須田利美, 平成28~32年, 「極低運動量移行領域の電子弾性散乱による陽子電荷分布半径精密決定」) が採択され、本研究に着手することができた。

以下では科研費により建設しているビームライン並びにスペクトロメータを紹介する。

7.1 弾性散乱断面積絶対値測定に向けて

本研究の成否を左右するのは、測定する弾性散乱断面積の絶対値精度である。前述のように、想定している運動量移行領域では $G_E(Q^2)$ に対する陽子電荷半径の影響はたかだか1%程度であり、信頼度高く電荷半径を決定するには散乱断面積から決定する $G_E(Q^2)$ の系統誤差を 10^{-3} 程度に抑えることが必須である。しかしながら、照射電子

ビーム量や標的厚 (通常は液体水素標的が使用される)、スペクトロメータのアクセプタンスなど全ての系統誤差を 10^{-3} で押さえつつ、様々な運動学での散乱断面積測定は自明でない。

この難問を乗り越える可能性を持つ測定法の着想を得たことで本研究計画が具体化した。それはポリエチレン (CH_2) を標的として採用するといった単純なアイデアであった。 ^{12}C 核の電荷半径や電荷密度分布 $\rho(r)$ は過去の電子散乱実験により 10^{-3} の精度で決まっている¹⁹⁾。それ故、今日では ^{12}C 核は全ての電子散乱実験施設で絶対値較正用標準標的として使用されている。

$^{12}\text{CH}_2$ 標的を導入すれば、電子・陽子散乱と断面積既知の電子・ ^{12}C 核散乱事象の同時測定で、標的厚、スペクトロメータアクセプタンス、ビームドーズ量などの断面積絶対値決定上の不定性は全て取り除くことができる。後述するように ^{12}C 核の弾性散乱断面積 (正しくは電荷密度分布) は 10^{-3} レベルで理解されているからである。我々の運動学 ($E_e = 20 \sim 60$ MeV) では、CとHの質量差に起因する弾性散乱電子のエネルギー差が $\Delta E_e = 0.1 \sim 2$ MeV 程度あるので、散乱電子の運動量を分解能 10^{-3} 程度で測定できれば両者の弁別は可能である。

7.2 ビーム輸送系

当センターの低エネルギー電子線形加速器は、主として光核反応による様々なRI生成用に使用されてきた。典型的なビームパワーは、エネルギー 50 MeV, 平均電流 $120 \mu\text{A}$ (300 Hz の高繰り返し) で6 kW である。当加速器の基本コンポーネントは約50年前に設置された当時のもので大変古い加速器であるが未だ現役である。

ビームラインの構成を図4に示す。80 kV の電子銃から出た電子はバンチャー系を通ったあと8本の1 m 加速管で最大エネルギー 60 MeV まで加速された後、ビームは分散部で90度に曲げられる。ビームは実験室内の120度偏向分散部でRIラインと電子散乱ラインに分けられる。

電子散乱実験用電子ビームに対する要求は、標的でのサイズ $\sigma_{(x,y)} < 1$ mm, 角度広がり $\sigma_{(x',y')} < 5$ mrad, 運動量分散 $\Delta p/p < 0.1\%$ である。この要求を満たすため二つの分散部にビームスリットを用意する。最初のスリットで $\Delta p/p$ を0.2%に切り出し、2段目のスリットで0.1%にビームを削り

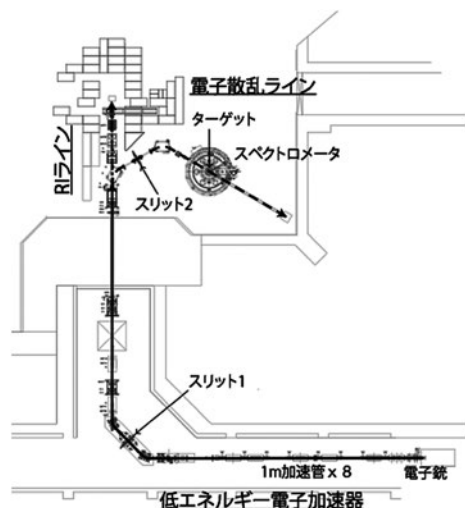


図4 ビームライン全体図。低エネルギー加速器から出た電子ビーム（実線）は実験室に入ってからRIライン（一点鎖線）と電子散乱ライン（破線）に分けられる。

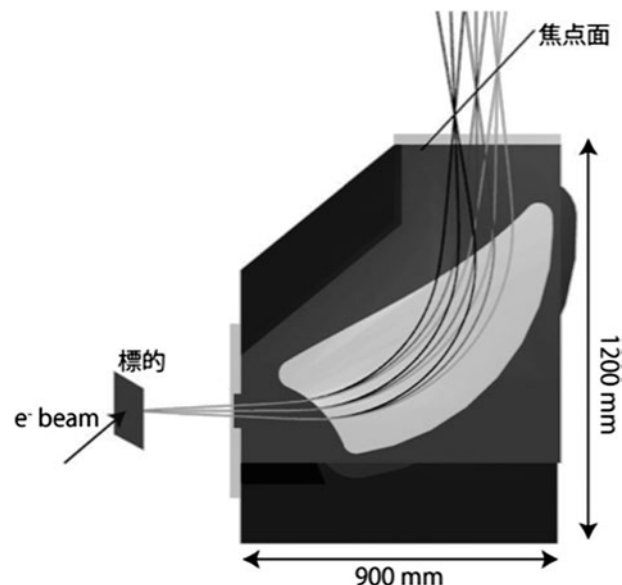


図5 散乱電子スペクトロメータの概要。

込む。既存の1段目の分散部は運動量分散関数を変えることは難しいこと、また実験室でのバックグラウンド低減のため2段階のビーム切り出しを行うこととした。また、一部の既存四極磁石は製造が古く磁場測定の結果等の情報が残っておらず不確定要素となるために、今回の改良で新規の四極電磁石に入れ替える。

通常のRI生成実験ではビームパワーが重要な指標であるため、標的でのビームサイズ($\sigma_{(x,y)} \sim 4\text{ mm}$)や $\Delta p/p$ 等のビームの性能についての検討は十分行われてこなかった。今回のビームラインの改良に先立ち、各種のビーム計測を行った。通常の運転では $\Delta p/p$ が全幅で約3.5%と非常に大きかったが、プレバンチャーの電圧、各種位相などの調整で低減できることがわかった。またビームエネルギー毎にエミッタンス測定を行い、どのエネルギーにおいても規格化エミッタンスで $50\pi\text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 程度で、標的で十分に絞れることが確認できた。現在、磁石等の各コンポーネント設計を終え製作に入っている。2018年内には設置を完了し、同年度内には弾性散乱用ビームラインのビーム輸送テストを終える予定である。

7.3 電子スペクトロメータ

本実験で検出する散乱電子のエネルギーは20～60 MeV程度の低エネルギー電子である。そのため物質中での多重散乱が大きく、中高エネルギーで行われているようなスペクトロメータ焦

点面検出器での散乱電子軌道追跡が困難である。従ってスペクトロメータ焦点面での位置測定のみで、必要な精度での運動量及び散乱角度が決定可能な測定系が必要である。

このような境界条件の下、散乱電子測定系の検討を進めた。現在建設中の縦型スペクトロメータの概要を図5に示す。双極電磁石と検出器のみからなる非常に単純なスペクトロメータである。双極電磁石に入射した散乱電子は、運動量毎に同一の位置に焦点を結び、垂直方向は発散させることで散乱角分解能をかせぐ。電磁石の入出射口は中心軌道に対してそれぞれ約60度、40度の角度が付いており、漏れ磁場を利用して散乱角アクセプタンスを約2倍かせいでいる。

入出射口形状は3次関数にとり2次成分は四極電磁石、3次成分は六極電磁石と同等の役割を果たし高次効果を打ち消す。これにより、水平方向の収束を改善し、運動量分解能を向上させている。シミュレーションにより得られた焦点面上での散乱電子のヒットマップを図6に示す。標的は前述のように CH_2 である。水素・炭素で散乱された電子が質量差による運動量の違いで分離できることがわかる。ピーク左側に見える裾は輻射過程によるものである。

焦点面検出器には、JPARCでの μ 粒子のg-2測定用に開発されているシリコンストリップ検出器²⁰⁾を導入する。一方向のみに200 μm の位置分

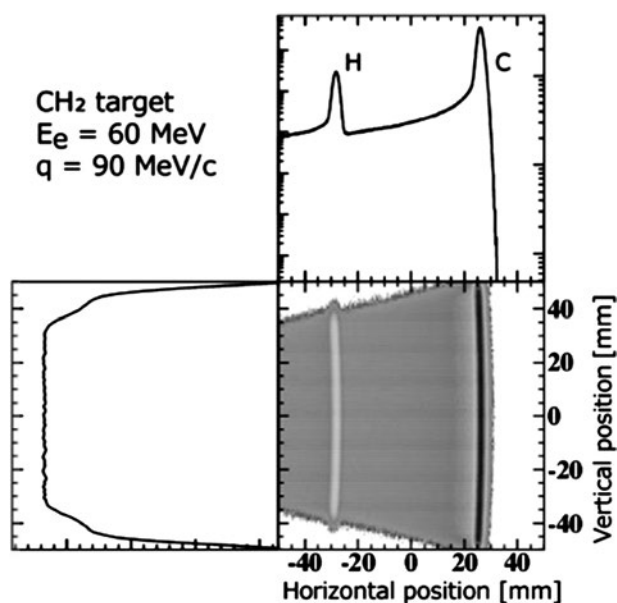


図6 CH₂ 標的からの散乱電子の焦点面上での通過位置予想分布.

表1 スペクトロメータ系性能表.

曲率半径	500 mm
偏向角度	90°
磁束密度	0.4 T@60 MeV
磁極間隔	70 mm
運動量分散	850 mm
運動量分解能	8×10^{-4}
運動量アクセプタンス	10%
散乱角分解能	5 mrad
立体角	10 mSr

解能を有する片面ストリップのシリコン検出器を2枚使用し、垂直・水平両方向の位置情報を得る。表1にスペクトロメータの性能を表にまとめる。

8. まとめと展望

Proton Radius Puzzle は単に陽子電荷半径の不定性だけに止まらず、Rydberg 定数や Lepton universality との関連で議論されるなど広く物理学全体へ影響する可能性が指摘されている。

本稿では、私たちが東北大電子光理学研究センターで計画している電子散乱による陽子電荷半径決定実験計画を紹介した。電子散乱による信頼度の高い陽子半径決定には、Rosenbluth 分離を伴う低運動量移行運動学での電子・陽子弾性散乱断面積の絶対値測定が必要で、そのためには低エネルギー

ギー加速器が必須であることがわかりいただけたでしょうか？

そしてこの電子散乱実験実現のためには、低エネルギー電子加速器と広い実験スペース、そして電子散乱研究グループの存在が必要であり、東北大電子光理学研究センターであるがゆえに実施可能になる研究なのである。

私たちは2019年度実験開始を目指して準備を進めている。研究結果を楽しみにしていただきたい。

謝 辞

低エネルギー散乱電子測定用の高分解能スペクトロメータの設計に際し、設計指針や具体的な計算方法に至るまで森信俊平氏（大阪大学核物理研究センター）に丁寧にご指導いただいた。ここに感謝申し上げる。

本研究はJSPS 科研費JP16H06340（代表：須田利美）、JP18K13553（代表：本多佑記）、の助成を受け推進している。

参考文献

- 1) R. Pohl, A. Antognini, F. Nez, F. D. Amaro, F. Biraben, J. M. Cardoso, D. S. Covita, A. Dax, S. Dhawan, L. M. Fernandes, A. Giesen, T. Graf, T. W. Hänsch, P. Indelicato, L. Julien, C. Y. Kao, P. Knowles, E. O. Le Bigot, Y. W. Liu, J. A. Lopes, L. Ludhova, C. M. Monteiro, F. Mulhauser, T. Nebel, P. Rabinowitz, J. M. Dos Santos, L. A. Schaller, K. Schuhmann, C. Schwob, D. Taqqu, J. F. Veloso and F. Kottmann: *Nature* **466**, 213 (2010).
- 2) A. Antognini, F. Nez, K. Schuhmann, F. D. Amaro, F. Biraben, J. M. Cardoso, D. S. Covita, A. Dax, S. Dhawan, M. Diepold, L. M. Fernandes, A. Giesen, A. L. Gouvea, T. Graf, T. W. Hänsch, P. Indelicato, L. Julien, C. Y. Kao, P. Knowles, F. Kottmann, E. O. Le Bigot, Y. W. Liu, J. A. Lopes, L. Ludhova, C. M. Monteiro, F. Mulhauser, T. Nebel, P. Rabinowitz, J. M. dos Santos, L. A. Schaller, C. Schwob, D. Taqqu, J. F. Veloso, J. Vogelsang and R. Pohl: *Science* **339**, 417 (2013).
- 3) C. E. Carlson and B. C. Rislow: *Phys. Rev. D Part. Fields Gravit. Cosmol.* **86**, 035013 (2012).
- 4) C. E. Carlson: *Prog. Part. Nucl. Phys.* **82**, 59 (2015).
- 5) A. Beyer, L. Maisenbacher, A. Matveev, R. Pohl, K. Khabarova, A. Grinin, T. Lamour, D. C. Yost, T. W. Hänsch, N. Kolachevsky and T. Udem: *Science* **358**, 79 (2017).
- 6) H. Fleurbaey, S. Galtier, S. Thomas, M. Bonnaud, L. Julien, F. Biraben, F. Nez, M. Abgrall and J. Guéna: *Phys. Rev. Lett.* **120**, 183001 (2018).
- 7) T. DeForest and J. D. Walecka : *Adv. Phys.* **15**, 1 (1966).

- 8) https://www.nobelprize.org/nobel_prize/physics/laureats/1961/
- 9) 若杉昌徳他：加速器**2**, 337 (2005).
若杉昌徳他：加速器**4**, 288 (2007).
若杉昌徳他：加速器**7**, 271 (2010).
- 10) K. Tsukada, A. Enokizono, T. Ohnishi, K. Adachi, T. Fujita, M. Hara, M. Hori, T. Hori, S. Ichikawa, K. Kurita, K. Matsuda, T. Suda, T. Tamae, M. Togasaki, M. Wakasugi, M. Watanabe and K. Yamada: Phys. Rev. Lett. **118**, 262501 (2017).
- 11) T. Suda and H. Simon: Prog. Part. Nucl. Phys. **96**, 1 (2017).
- 12) J. J. Kelly: Phys. Rev. C Nucl. Phys. **66**, 065203 (2002).
- 13) J. Friedrich and Th. Walcher: Eur. Phys. J. A **17**, 607 (2003).
- 14) J. C. Bernauer, P. Achenbach, C. Ayerbe Gayoso, R. Böhm, D. Bosnar, L. Debenjak, M. O. Distler, L. Doria, A. Esser, H. Fonvieille, J. M. Friedrich, J. Friedrich, M. Gómez Rodríguez de la Paz, M. Makek, H. Merkel, D. G. Middleton, U. Müller, L. Nungesser, J. Pochodzalla, M. Potokar, S. Sánchez Majos, B. S. Schlimme, S. Širca, T. Walcher and M. Weinriefer; A1 Collaboration: Phys. Rev. Lett. **105**, 242001 (2010).
- 15) J. C. Bernauer, M. O. Distler, J. Friedrich, T. Walcher, P. Achenbach, C. Ayerbe Gayoso, R. Böhm, D. Bosnar, L. Debenjak, L. Doria, A. Esser, H. Fonvieille, M. Gómez Rodríguez de la Paz, J. M. Friedrich, M. Makek, H. Merkel, D. G. Middleton, U. Müller, L. Nungesser, J. Pochodzalla, M. Potokar, S. Sánchez Majos, B. S. Schlimme, S. Širca and M. Weinriefer: Phys. Rev. C Nucl. Phys. **90**, 015206 (2014).
- 16) J. Arrington and I. Sick: arXiv:1505.02680. I. Sick: *private communication*.
- 17) E. Kraus, K. E. Mesick, A. White, R. Gilman and S. Strauch: Phys. Rev. C Nucl. Phys. **90**, 045206 (2014).
- 18) T. Lorenz, H. W. Hammer and U. Meissner: Eur. Phys. J. A **48**, 151 (2012).
- 19) E. Offerman et al.: Phys. Rev. C Nucl. Phys. **44**, 1096 (1991).
- 20) S. Nishimura et al.: JPS Conference Proceedings 8, 025015 (2015).