

不安定核電子散乱実験のための自己閉じ込め型 不安定核標的 (SCRIT)

若杉 昌徳^{*1}・伊藤 祥子^{*2}・江本 隆^{*2}・大西 哲哉^{*2}・栗田 和好^{*3}・小関 忠^{*2}
白井 敏之^{*5}・須田 利美^{*2}・竹田 浩之^{*2}・玉江 忠明^{*6}・頓宮 拓^{*5}・中村 仁音^{*2}
野田 章^{*5}・古川 幸弘^{*6}・増田 鉄也^{*3}・森川 斉^{*4}・矢野 安重^{*2}・王 頌^{*2}

Self-Confining Radioactive Ion Target (SCRIT) for Electron Scattering off Unstable Nuclei

Masanori WAKASUGI^{*1}, Sachiko ITO^{*2}, Takashi EMOTO^{*2}, Tetsuya OHNISHI^{*2}, Kazuyoshi KURITA^{*3},
Tadashi KOSEKI^{*2}, Toshiyuki SHIRAI^{*5}, Toshimi SUDA^{*2}, Hiroyuki TAKEDA^{*2}, Tadaaki TAMAE^{*6},
Hiromu TONGU^{*5}, Masato NAKAMURA^{*2}, Akira NODA^{*5}, Yukihiro FURUKAWA^{*6},
Tetsuya MASUDA^{*3}, Hitoshi MORIKAWA^{*4}, Yasushige YANO^{*2} and Shuo WANG^{*2}

Abstract

We are now developing a novel internal target system, which is to be used in an electron storage ring. This is named SCRIT (Self-Confining Radioactive Ion Target). This technology can localize specific ions on the electron beam axis using so-called “ion-trapping” phenomenon and form a fixed target of unstable nuclei. This will realize electron-scattering experiments for short-lived nuclei that have never been succeeded in. The R&D study of the SCRIT is now under way at the KSR in Kyoto University. We confirmed that ^{133}Cs ions, which were injected from outside, were trapped in the SCRIT. The SCRIT technology will open a new application of electron rings.

はじめに

この論文で紹介する SCRIT 技術は、加速器技術と
言うよりは加速器利用技術である。かつて放射光は、
電子蓄積リングにおいて厄介な存在であったが、その
利用価値が認識されて以来現在までの放射光技術と利用
の発展はあらためてここで説明するまでもない。電子蓄積
リングにおけるもう一つの厄介者であるイオン
トラッピング現象¹⁻³⁾は、現状では、電子ビームの不安
定性を誘起し蓄積寿命を短縮させてしまうだけで、
これを取り除くことに技術者の努力が費やされてき
た⁴⁻⁶⁾。我々の SCRIT は、イオントラッピング現象

を逆に積極的に利用することによって、特定の元素イ
オンを電子ビーム軸上に蓄積する技術である。
SCRIT 技術の開発によってイオントラッピング現象
の利用価値がもう一度見直される可能性もある。特定
のイオンを外部から入射し、電子ビーム自身にそれを
捕獲させるので、電子ビームとの衝突・散乱事象が自
動的に起こる。その散乱頻度が物理実験として計測可
能な範囲内にあるならば、それはターゲットとして機能
するのである。

我々は計算機シミュレーションを行い、電子弾性散
乱程度の断面積 ($d\sigma/d\Omega = 10^{-30} \text{ cm}^2/\text{sr}$ 以上) がある
ならば、SCRIT は十分ターゲットとして機能できる

*1 理化学研究所・重イオン加速器科学研究プログラム RIKEN, Cyclotron Center
(E-mail: wakasugi@riken.jp)

*2 理化学研究所・重イオン加速器科学研究プログラム RIKEN, Cyclotron Center

*3 立教大学・理学部 Department of Physics, Rikkyo University

*4 立教大学・理学部 Department of Physics, Rikkyo University
現所属：株式会社 DISCO

*5 京都大学・化学研究所・先端ビームナノ科学センター

Advanced Research Center for Beam Science, Institute for Chemical Research, Kyoto University

*6 東北大学・原子核理学研究施設 Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University

という結果を得た⁷⁾. この結果を実証するために, 平成15年度より京都大学化学研究所のKSR⁸⁾にSCRIT装置のプロトタイプを導入しR&D研究を行っている^{9,10)}. SCRIT技術開発研究は現在進行中でありまだまだデータが不十分なので, 本論文で最終的なSCRITの性質やその限界等詳細を示すことはできない. しかし, 外部から入射したイオンが計測に対して有効な寿命でトラップされていることが確認されていることから, SCRITの原理自身の正しさを示すことはできる. 本論文では, SCRIT開発の動機(第1章)と経緯(第2章)を簡単に説明し, SCRITの原理と利点をまとめ(第3章), 計算機シミュレーションの結果を示し(第4章), 京大化研におけるR&D研究の現状とその結果について報告する(第5,6章). その上でSCRIT開発の今後の展望につて述べたい(第7章).

1. SCRIT 開発の動機

現在理研ではRIビームファクトリー(RIBF)¹¹⁾の加速器群(SRC等)が建設中であり, その後段の実験施設は検討・設計が進められている. RIBF計画当初から生成される不安定核の電子散乱実験は重要な研究テーマの一つとして, その方法論と必要な加速器, 検出器等の検討がなされてきた^{12,13)}.

電子散乱実験は原子核構造研究にとって極めて重要かつ有用な手段である. 特に電子弾性散乱は, 原子核の電荷分布すなわち陽子分布を核モデルに依存せずに精密に測定できる唯一の方法である. 安定核に対する電子散乱実験の結果は, 原子核構造理論の構築に大きな役割を果たして来たことは言うまでもなく, その手法を発明したR. Hostadterは1961年ノーベル賞を受賞している. I. Tanihata等によるRIビーム生成法の発明とそれに続く¹¹Li核の中性子ハローの発明¹⁴⁾に端を発し, 原子核サイズの $A^{1/3}$ 則などの教科書的描像は安定核付近の限られた領域にしか適用できないことが理解され始め, 最近の核構造研究は不安定核の構造を理解することに大きな努力が費やされている. 例えば不安定核領域でのマジック数の消失と新しいマジック数の発生などの多くの新しい知見が得られてきた¹⁵⁻¹⁷⁾. 不安定核の電荷分布, 核子分布が精密に測定できれば, それらは陽子(核子)の波動関数の重ね合わせであることから, 核構造研究が飛躍的に進展することが容易に理解できる. 理研RIBFでは, 核子分布を測定するために陽子ターゲットを用いた逆運動学による散乱実験が計画されている¹⁸⁾. それに対して電荷分布測定はやはり電子散乱実験を行う以外に方

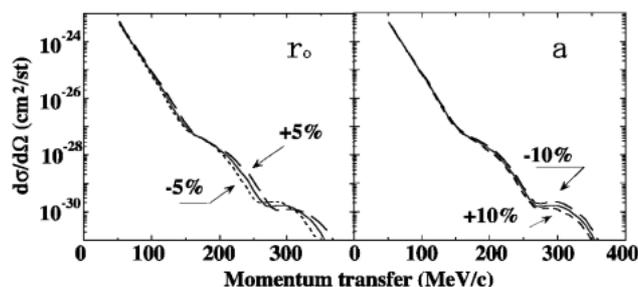


図1 電子弾性散乱(Sn核)のDREPHAの計算による微分断面積. 核サイズ(r_0)の変化により, ディップ位置にずれが生じ(左図), 核表面のぼやけ(a)の変化はピークの高さの差として現れる.

法はない¹⁹⁾. しかし, 不安定核に対する電子散乱実験は今日まで誰もなし得なかった. それは電子散乱に必要なマクロな数のターゲットが生成できなかったためである.

電子弾性散乱実験を行うにはどの程度のルミノシティーが必要なのか? 弾性散乱の断面積はMott断面積($d\sigma_{\text{Mott}}/d\Omega$)に形状因子 $F_c(q)$ の二乗を掛けた形

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{Mott}}}{d\Omega} |F_c(q)|^2 \quad (1)$$

で表現される. 形状因子は運動量移行 q の関数で, 核の電荷密度分布 $\rho_c(r)$ のフーリエ変換である. 運動量移行は電子エネルギーが固定されている場合散乱角度に対応するので, 散乱電子の角度分布を測定すれば, それをフーリエ逆変換して密度分布が導出できる. 図1はFermiモデルを仮定してDREPHA²⁰⁾を用いて計算したSn核の微分断面積である. 図には核のサイズ(r_0)について $\pm 5\%$, 核表面付近の密度分布のぼやけ(diffuseness: a)について $\pm 10\%$ の違いを与えた場合を同時にプロットしている. 核表面に近い領域の密度分布を詳細に比較するには, 少なくとも第2ディップまでの測定が不可欠となる¹⁹⁾. この断面積を基に, 電子エネルギー300 MeV, 検出器立体角 $\Delta\theta = 2^\circ$, $\Delta\phi = \pm 70$ mrad, ルミノシティー 10^{28} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, 測定時間一週間の仮定で計算した収量が図2に示されている. これらの計算から, 必要なルミノシティーは $10^{27} \sim 10^{28}$ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ であることがわかる. もっとも, 検出器立体角を 4π にできれば要求ルミノシティーは2桁小さくてもよい. とはいえ, 我々のルミノシティーの目標値は 10^{27} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 以上と設定することにする.

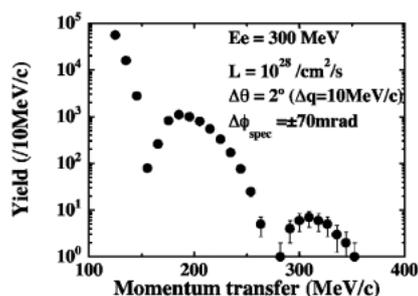


図2 散乱イベントの収量の推定. 検出時間は1週間, 検出器立体角は表記の通り. この条件で, 第2ピークまでを十分な精度で測定するにはルミノシティーは約 $10^{28} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ が要求される.

2. SCRIT 開発の経緯

MUSES 計画¹³⁾の検討がなされていた時期には, 不安定核の電子散乱を e-A コライダー (衝突型蓄積リング) を用いて行うことが研究されていた. この方法では, 発生した不安定核ビームを一旦大アクセプタンスのイオン蓄積リング²¹⁾に入射し, エミッタンスと運動量分布を冷却した後^{22,23)}, 衝突型リング²⁴⁾に輸送して蓄積する. 一方電子ビームをコライダーのもう一つのリングに蓄積して, 両ビームの同期を取って衝突させる. しかしこの方式では, 必要な加速器の建設に巨額の費用がかかる上に, 上記の要求ルミノシティーを満足できる領域は安定核の近辺に限られることが分かった. ルミノシティー不足は主に, 理研の RI 生成用加速器がサイクロトロン (DC ビーム型加速器) であるのに対して, 蓄積リングはパルス型加速器であることのマッチングの悪さに起因する. 巨大な時間方向の圧縮器と強力な 6 次元位相空間冷却装置がない限りこのミスマッチングを克服できない. この夢のような装置が実現できたとしてもその建設にはさらに巨額の費用がかかることは容易に想像できる.

そこで平成 13 年より, コライダー方式に頼らず, もっと簡便に同様の質の不安定核電子散乱実験を実現させる方法の検討が始まった. 着目したのは, 電子加速器を建設するのならば, 電子ビームをドライバーとして UC_2 ターゲットを用いた核分裂反応により質量数 90~140 領域の中性子過剰核が静止した状態で大量に生成できることである (典型的には電子ビーム 1 kW 当たり, 5×10^{11} fissions/s で, ^{132}Sn ならば生成率 $10^9/\text{s}$ である)²⁵⁻²⁷⁾. この RI を ISOL 方式で引き出すことで得られる低速で高品質の RI ビームを利用する方法を模索した.

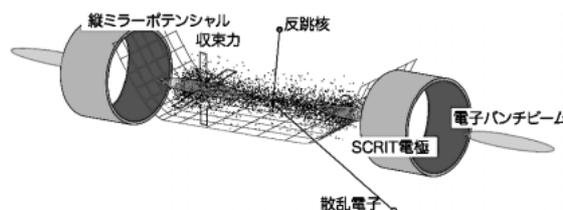


図3 SCRIT の概念図. 電子バンチによる横方向の周期的収束力と SCRIT 電極によって与えられるミラーポテンシャルによってイオンが 3 次元的に電子ビーム軸上にトラップされ, 自動的に散乱事象が起きる. 散乱電子だけではなく反跳核イオン (エネルギー数十 keV~数百 keV) の検出も可能となる.

3. SCRIT の原理と利点

SCRIT のアイデアは, すでに実用化されていた EBIT (Electron Beam Ion Trap) 技術²⁸⁻³⁰⁾と電子蓄積リングにおけるイオントラッピング現象¹⁻³⁾をヒントに生まれた. EBIT は, 低エネルギー (500 keV 以下) の DC 電子ビーム軸上にイオンを蓄積し, 多価イオンを生成する技術である. 電子ビームが作る横方向のポテンシャル井戸と付加した縦方向ミラーポテンシャルによってイオンは 3 次元的にトラップされる. 同様のことが電子蓄積リング中でも可能なはずである. SCRIT の原理を図 3 に示す. 蓄積リングの軌道上の一部に EBIT と同様の縦方向のミラーポテンシャルを与え, そこへ目的イオンを入射する. 横方向については, 電子ビームがバンチ構造をしているので EBIT 的な DC トラップポテンシャルはなく, 電子バンチから周期的な収束力が与えられ, イオンがトラップされる. それが現実に行っているのがイオントラッピング現象である. イオントラッピングに起因して, 周回電子を失うのは, 電子ビームのトラップイオン原子核との Rutherford 散乱事象によるものであり, これは我々が目指す電子散乱そのものである. すなわち電子リングでは常に残留ガスイオンを標的とした電子散乱が起きている. したがって, この残留ガスイオンを外部から入射した目的とする RI 元素イオンに置き換えればターゲットとなりうる.

全ての電子バンチ中に同数の電子があり, その密度分布も同一で一様分布を仮定すると, 電子ビーム RF 周波数の周期で収束とドリフトを交互に受ける系でのイオントランスポートと見なせるので, 一周期の伝搬行列は

$$\begin{pmatrix} x \\ \dot{x} \end{pmatrix}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{N_b r_p q c}{A \sigma_{ex} (\sigma_{ex} + \sigma_{ey})} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1/f_{RF} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \dot{x} \end{pmatrix}_0 \quad (2)$$

となる^{2,3)}. ここで, $\dot{x} = dx/dt$, N_b はバンチ当たりの電子数, r_p は陽子古典半径, c は光速, q はイオンの価数, A はイオンの質量数, σ_{ex} と σ_{ey} は電子ビームサイズ, f_{RF} は電子ビーム RF 周波数ある. これが周期解をもてばイオンは他の力が働かないかぎり電子ビーム軸から外れることはない. 通常のマルチバンチ運転ではたいていの場合周期解を持つ. 後に述べるが, 実際は SCRIT 中でイオンの状態 (価数, 運動エネルギー等々) は時々刻々と変化するのでそう簡単ではなく, 式(2)は原理的条件を与える.

ではどの程度のルミノシティーが期待できるか? 直感的に言うと, 電子ビームの断面積を 1 mm^2 とし, そこに 1 mA の電流が流れ, 1 個の標的核が存在する場合, ルミノシティーは約 $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ となる. したがって, 500 mA の電流で 10^8 個のイオンが蓄積されれば, ルミノシティーは $3 \times 10^{28} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ となり, 要求値を満足することができる. このときの SCRIT 長を 20 cm と仮定するとトラップイオンによる中性化率は約 5% となる. これらの概算は決して途方もない数字ではない.

SCRIT を用いた電子散乱実験スキームの概念図を図 4 に示す. 主な構成要素は, 電子ビーム入射器, SCRIT を装備した小型電子蓄積リング, 低速 RI 発生器と ISOL システム, そして検出器である. SCRIT 方式の利点は多い. コライダー方式に比較して,

- 加速器サイズが小さく建設費用はほぼ $1/10$ と見積もれる.
- 衝突させる電子自身がターゲットを捕獲しているため衝突のための同期が不要.

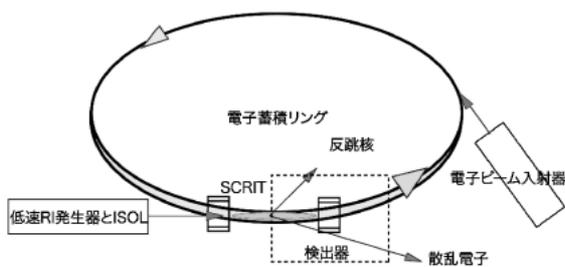


図 4 SCRIT を用いた短寿命核の電子散乱実験スキーム. コライダー方式に比較して約 $1/10$ のスペースとコストで建設できる.

- 全てのイオンが常時衝突に寄与できるのでルミノシティーが高くなる.
 - 低速の冷えた RI ビームを使用するので高価なビーム冷却装置も不要.
 - ターゲットは自由空間に浮遊した状態で電子ビームに対してほぼ静止しているため反跳核を検出することができる.
 - 反跳核の検出は散乱電子との同時計数で行われ, 散乱運動学を決定することを容易にする. そのためスペクトロメータを用いないテレスコピックな検出が可能となることで, 4π 検出器のデザインを可能にし, 検出効率を向上させる.
 - さらに, TOF や核崩壊 γ 線によって反跳核の粒子識別が可能のため, 残留ガスイオンや娘核からの散乱事象との分離ができる.
- すなわち, 電子散乱実験の従来の様式をそっくり変えてしまうほどの効果が期待できる.

4. 計算機シミュレーション

SCRIT の原理に大きな無理がないことがわかるが, 実際には無限に供給源のある残留ガスイオンの場合と, 限られた数を外部から入射し一定の時間 SCRIT 中に滞在させるのとでは多少様子が異なる. 外部入射による重イオンがどの程度 SCRIT 内にトラップされた状態にいるのかなど, まず計算機シミュレーションを行うところから始めた. SCRIT 内にトラップされたイオン雲の様子を計算するのに, 我々は二通りの方法を用いた. 一つは与えられた電磁場中で時間に依存した運動方程式を解く方法, もう一つは B. M. Penetrante 等³⁰⁾によって提案されているレート方程式を解く方法である. 前者は我々自身で開発した計算コードであり, 後者は EBIT 中のイオン雲の様子を計算するためのものを, 電子ビームの項に対して相対論的補正を加えたものである. 以下の計算における条件は表 1 に示している.

運動方程式を解く場合与える電磁場は, ①電子ビームバンチによる時間的に変動する電磁場 (図 5(a)). これは, 電子静止系で計算した静電ポテンシャルをローレンツ変換して与えられる. ②付加する縦方向の静電場 (図 5(b)). できるだけ等電位面を軸に垂直な平面にするために 30 枚の薄いリング電極を配置し緩やかなポテンシャル井戸を形成した. そして, ③トラップされている正イオン自身が作る正電場 (図 5(c)). これは, 計算中のイオン雲の密度分布の時間変化に従って逐次計算されることになり, イオン同士の空間電荷効果による斥力を与える. トラッピング領域

表1 シミュレーションに用いたパラメータ

RI イオンパラメータ		
イオン種		^{132}Sn
入射エネルギー	(keV)	10 ± 0.1
パルス長	(cm)	4.0
RMS エミッタンス	($\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$)	10.0
横方向 RMS サイズ	(mm)	1.0
$\sigma_{ix} = \sigma_{iy}$		
電子ビームパラメータ		
バンチ当たり電子数 N_e		10^{10}
RMS ビームサイズ	(mm)	1.0
$\sigma_{ex} = \sigma_{ey} = \sigma_{ez}$		
RMS バンチ長 σ_{ez}	(mm)	15.0
エネルギー	(MeV)	500
エミッタンス	($\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$)	1.0/0.5
RF 周波数	(MHz)	500
SCRIT パラメータ		
SCRIT 長	(mm)	約 130
電極構造		抵抗分割 リング電極
最大印可電圧	(kV)	20
真空度	(Pa)	10^{-10}

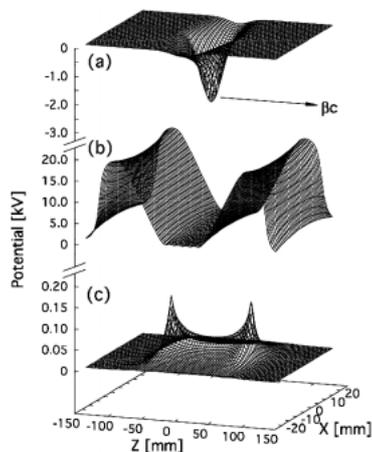


図5 運動方程式を解く方法でのシミュレーションに用いたポテンシャル構造。(a)は電子ビームバンチによって与えられる時間的に変動するポテンシャル, (b)は付加した縦方向の静電ミラーポテンシャル, (c)はトラップイオン自身が作る静電斥力ポテンシャル。(c)はイオン雲の密度分布状態の変化に従って逐次計算される。

両端でのポテンシャルピークは、この場所でイオンがほとんど静止しているので時間平均の存在確率が高くなることに依る。これら3種類の電磁場の重ね合わせの中でのイオンの運動を時間的に追っていくことで、SCRIT内イオンの動向を計算する。もう一つ重要な

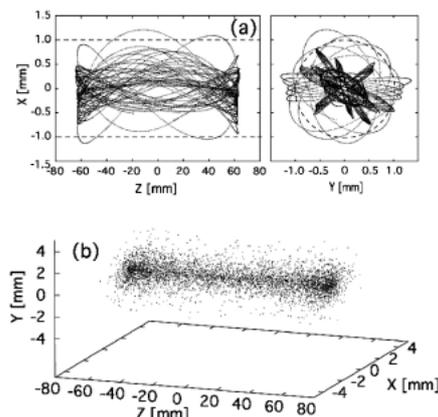


図6 トラップイオンのSCRIT内での運動の様子(例)。(a)は断面で見たイオンの軌跡, (b)はある瞬間の分布の様子を示している。

ことは、電子衝突によるトラップイオンの価数の変動を考慮することである。価数の変動の導入には電子ビーム衝突電離の断面積が必要であるが、500 MeVの高エネルギー電子ビームに関してはデータも経験式もない。従って10 keV以上のエネルギーで定義され実験値に良く合う1価イオン化断面積を与えるBethe^{31,32)}の式と、価数依存性や殻効果などを表現できるLotsの式^{30,33)}を併用して計算した。Betheの式とLotsの式にもちいるパラメータは文献^{34,35)}より求めた。

図6は入射直後の $^{132}\text{Sn}^{1+}$ イオンの運動の計算例を示している。イオンはミラーポテンシャルによる縦方向の振動運動と同時に横方向のベータトロン振動運動をしながらSCRIT内にトラップされている。横方向運動の安定性は、入射直後(1 ms以下)の短時間では図5(c)の斥力ポテンシャルの効果によって定性的にはMathieu方程式で議論することもできるが、実用上の時間スケールでは価数や密度分布構造が刻々と変化するのでそう簡単にはいかない。図7にトラップイオン数の時間変化を初期入射イオン数(N_{inj})の異なるいくつかの場合に対してプロットした。このときの平均価数も同時にプロットしている。 N_{inj} が大きいくほど入射直後の変動が大きく減衰が早い。散乱実験の計測に対して有効なトラッピング時間を100 ms以上と仮定すると、この領域で蓄積できるイオン数は $10^7 \sim 10^8$ 個で、寿命は約1秒であることが示されている。寿命は主に価数増加による空間電荷効果と運動エネルギーの縦横結合によるものである。これは表1に示すように超高真空状態(10^{-10} Pa)での結果であり、実際の電子蓄積リング(特に電子ビームが500 mAも蓄積されている場合)ではこれほどの高真空を望むの

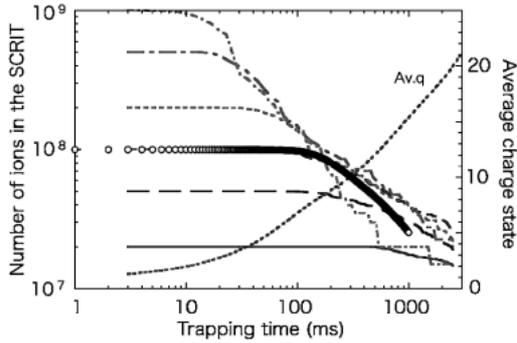


図7 初期入射イオン数 (N_{inj}) を変えて計算した SCRIT 内のトラップイオン数の時間変化と平均価数 ($Av. q$)。100 ms~1 s の領域では $10^7 \sim 10^8$ 個のイオンが存在できる。従って秒オーダーの時間内では要求ルミノシティが確保できる。○印は B. M. Penetrante らのレート方程式の解 ($N_{inj} = 10^8$ の場合) である。

は難しい。その場合、価数の増加曲線は残留ガスとの衝突による電荷交換反応を考慮することでもっと緩やかな変化が期待できる (計算では約 1s 後の Sn イオンの平均価数は 10^{-6} Pa の場合約 4+, 10^{-7} Pa の場合約 8.4+ である) のでトラッピング寿命はもう少し長くなるだろう。その反面、SCRIT 中での残留ガスイオンの増加による空間電荷効果も顕著になる。

残留ガス成分との相互作用では電荷交換だけではなくエネルギーの交換も起きる。また電子ビームとのクーロン衝突によるイオンの加熱, Sn イオン同士の衝突による電荷とエネルギーの交換など, 様々な相互作用が SCRIT 中では起きている。これらの効果をすべて我々のコードに組み込むのは難しい。そこで, これらの効果を考慮した B. M. Penetrante 等のレート方程式³⁰⁾を解く計算を行って比較した (図7中○印)。どちらの計算もほぼ同様のイオン数の減衰速度を与える。このことから, SCRIT 中の Sn イオンのトラッピング寿命は N_{inj} に依存するが, 例えば $N_{inj} = 10^8$ の場合少なくとも秒オーダーであると期待できる。

一旦入射したイオンはある速さで減衰するので, ルミノシティを維持するためにイオンの入射を一定の周期 (τ_{cycle}) で繰り返しながら測定を行う必要がある。このとき時間平均ルミノシティは次の式で定義される。

$$L = \frac{1}{\tau_{life}} \int_0^{\tau_{cycle}} L(t) dt \quad (3)$$

ここで, $L(t)$ は

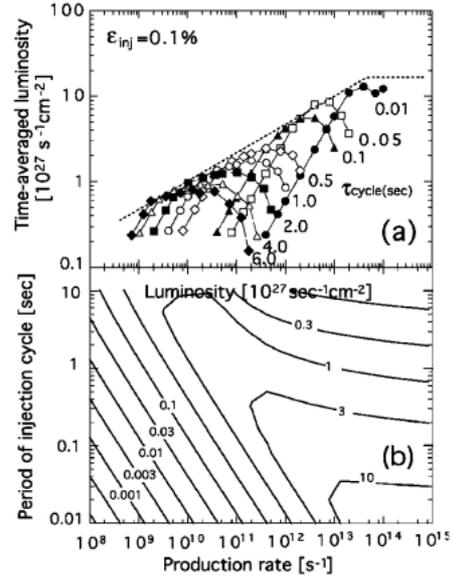


図8 到達可能なルミノシティの計算。ルミノシティは RI 生成率 (R_{prod}), イオン入射サイクル (τ_{cycle}), そして入射効率 (ϵ_{inj}) の関数であり, 図は入射効率を $\epsilon_{inj} = 0.1\%$ と仮定している。入射効率の高低によってプロットは左右にシフトする。

$$L(t) = f_{RF} \int_0^{3\sigma_r} \int_0^{2\pi} \left\{ \left(\int_{-\infty}^{\infty} \rho_e(r, z) dz \right) \times \left(\int_{-\infty}^{\infty} \rho_i(r, z, t) dz \right) \right\} r dr d\theta \quad (4)$$

と書ける。ここで, $\rho_e(r, z)$ は電子バンチの密度分布, $\rho_i(r, z, t)$ はイオン雲の密度分布であり, 上記シミュレーションにおいて計算する。図7から分かるように, $\rho_i(r, z, t)$ が初期入射イオン数 N_{inj} に依存するので, 時間平均ルミノシティ L は N_{inj} と τ_{cycle} の関数である。また, 短寿命核の場合その崩壊寿命 (τ_{life}) にしたがって減衰するので, L を $L_{\tau_{life}}(N_{inj}, \tau_{cycle})$ と書くことにすると,

$$L_{\tau_{life}}(N_{inj}, \tau_{cycle}) = \frac{1}{\tau_{cycle}} \int_0^{\tau_{cycle}} L_{\infty}(N_{inj}, \tau_{cycle}) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{life}}\right) dt \quad (5)$$

となる。 N_{inj} は実際の RI 製造と入射スキームが決まれば生成率 R_{prod} と入射効率 ϵ_{inj} を用いて

$$N_{inj} = R_{prod} \epsilon_{inj} \tau_{life} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_{cycle}}{\tau_{life}}\right) \right\} \quad (6)$$

と書ける。したがって, ルミノシティ L は R_{prod} と τ_{cycle} の関数として表現できる。入射効率を $\epsilon_{inj} = 0.1\%$

と仮定したとき、 ^{132}Sn ($\tau_{\text{life}} = 40 \text{ s}$) の場合いくつかの τ_{cycle} についてルミノシティーを R_{prod} の関数としてプロットすると図 8(a) のようになり、ルミノシティーは図中の各 R_{prod} での最大値をトレースした破線を超えられないという結果が得られる。図 8(b) はそれを $(R_{\text{prod}}, \tau_{\text{cycle}})$ の 2 次元平面での等高線で表したものである。生成率 R_{prod} と入射効率 ϵ_{inj} が決まればその範囲でもっとも効率的な入射周期を図から選択すればよい。これらの結果は、SCRIT 方式で十分要求ルミノシティー ($10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 以上) を満たすことができることを示している。

5. SCRIT・R&D 装置

上記計算結果を基に SCRIT プロトタイプ的设计・制作を行い、平成 16 年 1 月に京大化研の KSR の長直線部に挿入した (図 9)。プロトタイプは SCRIT 本体にイオン源とイオン輸送ラインを垂直方向から入射するよう接続している。イオン源には ^{133}Cs 表面電離型イオン源を用い、グリッド動作によって任意長の $^{133}\text{Cs}^{1+}$ パルスイオンビームを発生させる。イオンビームを 10 kV の引き出し電圧で加速し、静電輸送ラインを通し、90°デフレクタで電子ビーム軸に乗せる。イオン輸送ライン上に反転イオン検出用電極を設置した。イオン源部、輸送部、SCRIT 本体部は 10 mmφ のコリメターで仕切られ、作動排気することによってオンビーム状態での真空度をそれぞれ 10^{-6} , 10^{-7} , 10^{-8} Pa 台で維持している。散乱電子検出のために散乱角 $30^\circ \sim 80^\circ$ に対応して SCRIT 本体下部に 70 mm × 550 mm の Be 窓を設置した。その下にドリフトチャンバー、プラスチックシンチレータ、カロ

リメータの検出器を、またルミノシティー測定のために直線部延長線上に制動輻射 γ 線検出用の BaF_2 シンチレータ、超前方散乱電子検出のためのプラスチック、そして特性 X 線検出のための Ge 検出器を配置した。検出器については本論文の範囲外なのでここでは詳しく述べない。

図 10 (写真) は SCRIT 本体である。SCRIT 本体はレーストラック型の開口を持つ 40 枚の薄電極と 2 個のターミナル電極を 11 mm ごとにスタックして構成しており、全長は約 650 mm である。電極の上下部分は反跳核と散乱電子の取り出しを妨げぬよう 93

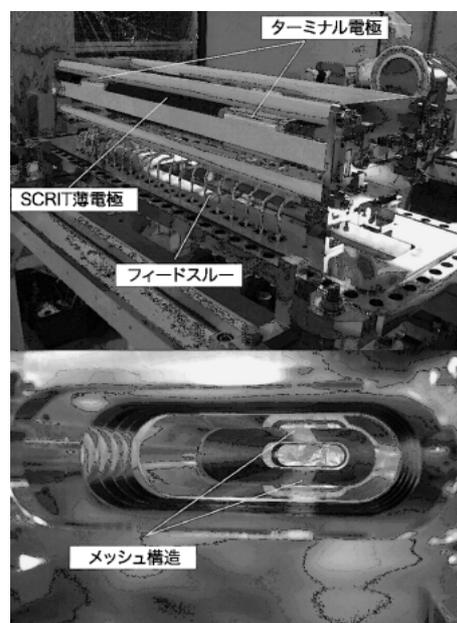


図 10 SCRIT 電極構造 (写真)。

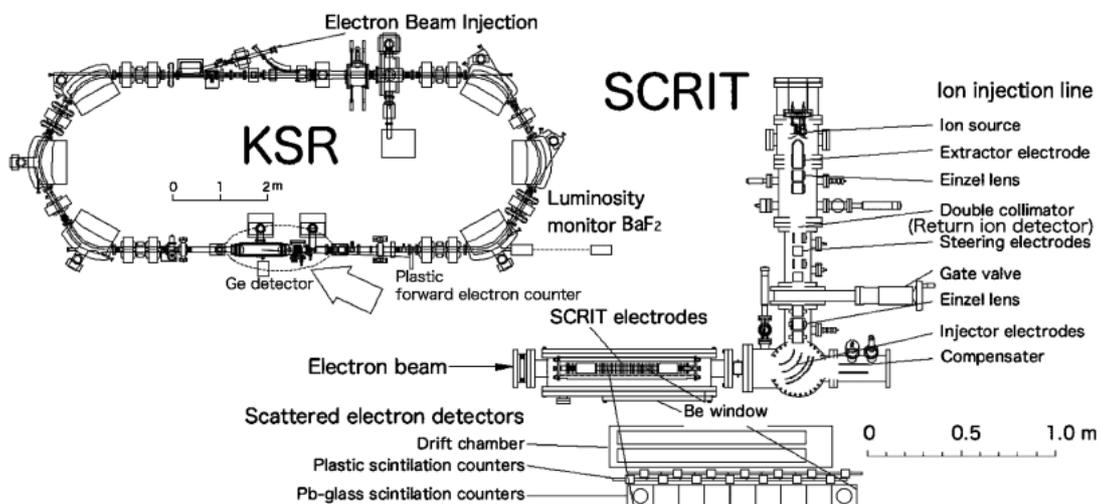


図 9 化研 KSR における SCRIT・R&D 装置の概形。

% 開口率のメッシュ構造にした。全ての電極へ真空チャンバー外から独立に電圧が供給できるようになっており、任意の形状の縦方向ミラーポテンシャル構造を作れるようにしている。ターミナル電極は長さ 100 mm を持ち、最大電圧（ポテンシャルの壁：最大 20 kV 可能）を与える。このポテンシャル壁をパルスイオンビームの入射に同期して高速スイッチングで落とし、イオンビームを SCRIT 内に入射する。また、トラップイオンを取り出す場合にもこの壁を高速スイッチングで解放する。ターミナル電極の内側のポテンシャルの形状にもよるが最長約 250 mm のトラッピング領域を設定することができる。

6. イオントラッピング試験

トラッピング試験を行ったときの KSR の電子ビーム条件は、エネルギー 100 MeV、電流 80 mA~90 mA である。この電流を維持するために 0.25 Hz で電子ビームの入射を繰り返し、入射直後の放射減衰に要する約 2s 間は計測しない。ビームサイズは全幅で約 1 mm と推定される。KSR で我々の上記計算から期待できるイオントラッピングは、入射初期段階で約 5×10^6 個（これ以上入射しても 1 ms 以内に減衰する）で、その後寿命 200 ms~300 ms でトラップイオン数は減少する、というものであった。

測定は、SCRIT に $^{133}\text{Cs}^{1+}$ イオンを入射してから一定時間（以後これをトラッピング時間と称する）滞在させた後、再びポテンシャルゲートを開いて取り出し、反転イオン検出用電極でその一部を測定する方法を取った。トラッピング時間を変化させながら測定することで、トラップイオンの時間的変動などが分かるはずである。電極からの信号はプリアンプを通してオシロスコープで計測し、その強度は既知の電荷数で校正されている。イオンビームは 10 keV で加速し、SCRIT へ入射する。SCRIT のポテンシャル構造を調整して、トラッピングエネルギー約 900 eV および約 50 eV で試験を行った。それに対応してイオンビームパルス長はそれぞれ 10 μs および 100 μs に設定した。図 11(a)(b) は測定信号の例である。図には $^{133}\text{Cs}^{1+}$ イオンを入射した場合と空打ちした場合との信号を比較のためにプロットしている。空打ちの場合反転してくるイオンは残留ガスイオンと考えることができる。SCRIT ポテンシャルのトラップ領域の電位は加速電圧 10 kV に近いので、SCRIT 内でトラップされた残留ガスイオンの一部もまた価数によらず静電輸送ラインを逆走して検出される。したがって、両信号の差が SCRIT 中にトラップされていた ^{133}Cs イオ

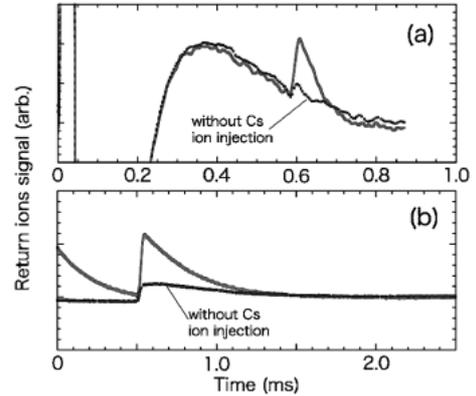


図 11 反転イオンの検出例。(a)と(b)では初期入射イオン数に約 3 桁の違いがありプリアンプ構成が異なる。それぞれ、Cs イオンを入射した場合と空打ちした場合を比較している。空打ちの場合に見られる小さな信号は残留ガスイオン成分と考えられる。

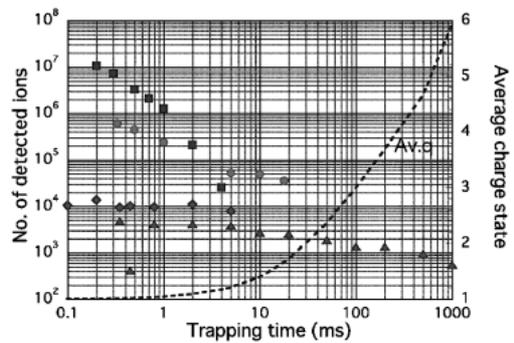


図 12 反転イオン検出器で検出された Cs イオン数のトラッピング時間依存性。入射量が多いほど初期減衰率は大きく、その傾向は計算でも (図 7) 示されている。減衰定数は一様ではなくイオン数の減少とともに長くなる傾向にある。印の違いは測定条件（入射パルス長、トラッピングエネルギー、イオン輸送系のパラメータ等）が異なる測定である。反転イオン検出器での検出効率はシミュレーションから ●印のデータで約 20%、その他は約 10% と推定される。

ンの信号であると判断できる。現に図では分かりにくいですが、検出器に入射するタイミングは残留ガス信号の方が ^{133}Cs イオン信号よりも約 10 μs 早い（特にトラッピング時間の短い場合の測定では）。これは質量数の違いによるイオン速度の差と考えて矛盾しない。

この ^{133}Cs イオン信号の強度から検出イオン数を求め、トラッピング時間の関数としてプロットしたのが図 12 である。図には実際の測定時の真空度 (10^{-7} Pa) での ^{133}Cs イオンの平均価数（計算値）をプロットしている。測定で得られるのは電荷数であるので、それ

を平均価数で割ってイオン数のデータとしている。入射初期(価数がまだほとんど1+である間)には、入射量の多いほど初期減衰が早く、ある程度数が落ち着いたところで価数の増加とともに次第に減衰してゆくことが測定から判断できる。このことは、図7で示したシミュレーションの結果と同様の傾向である。トラッピング寿命は入射量によっても異なるし、減衰とともに寿命は延びている。少なくとも100 msを超えてもイオンは存在している。反転イオンの伝搬計算から得られる検出器への入射効率によると、実際に蓄積されているイオン数は図の縦軸の数値の約1桁増しと推定される。この場合ミノシティーはトラッピング時間100 ms以上の領域(計測に有効な時間と設定していた)では約 $10^{24} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、10 ms~100 msで約 $10^{25} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、1 ms~10 msで約 $10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ であり、それ以下の領域では入射量によっては $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を超える。

SCRIT中にトラップされた ^{133}Cs イオンの直接検出を行う方法として、制動放射 γ 線計測用 BaF_2 シンチレータや特性X線測定用Ge検出器を準備しているが、これまでのところ残念ながら測定に成功していない。原因はルミノシティーから期待される計数率を遥かに超える大量のバックグラウンドである。バックグラウンドの起源探査を行ってその源はすでに特定されており、現在それを改善するためにKSRの改造を行っている最中である。SCRIT中ではトラップイオンが軸上に集中しているのか、あるいは軸付近にぼんやりと存在しているのかはルミノシティーに大きく関わる重要な性質である。これを推定するには、トラップイオンを取り出してその数を計測することと、上記検出器で電子ビームとの相互作用を検出することが同時に行われなければならない。

これまでの測定で興味深い結果が得られている。それは、トラップイオン数の電子ビーム電流依存性である。図13に示したそれは ^{133}Cs イオンと残留ガスイオンの場合でトラッピング時間を固定し、電子ビーム電流を変化させて測定したものである。 ^{133}Cs イオンの場合の方が依存性はより強いが、おおむね電子ビーム電流が1/2になると、検出量は2~3桁小さくなる。これは電流値の6~10乗の依存性であり、直感的にも異常に大きい。位相空間におけるトラッピングアクセプタンスは電流に比例、価数の増加率も電流に比例、残る依存性が何に起因するのかは不明である。一つの可能性は、トラッピング寿命の変化であるが現状では合理的説明がつけられていない。

図13にプロットしたデータは検出されたイオン数

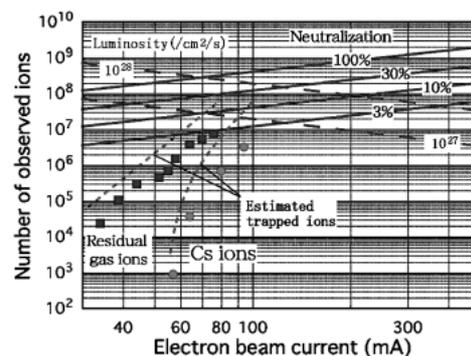


図13 トラッピング時間を固定したときの(残留ガスイオンデータ(●印)では1s, Csイオンデータ(■印)では500 μs)検出イオン数の電子ビーム電流依存性。右上がり実線(4本)は各電流値での中性化率(3%~100%)を与える。また、右下がり破線(2本)はルミノシティー(10^{27} , $10^{28} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)を与える。データ点上部の点線はそれぞれの測定条件で検出効率が残留ガスイオンの場合20%, Csイオンの場合10%と計算されることから推定した、SCRIT中にトラップされていたイオン数を示している。

である。測定条件から計算される検出効率を用いて推定した、実際にSCRIT中にトラップされていたイオン数をデータ点のやや上に点線で示している。図中右上がりの実線はイオントラッピングの中性化率を示し、右下がりの破線はルミノシティーを示している。Csイオンの場合、トラッピング時間は500 μs で、価数はまだ1価の状態であるが、残留ガスの場合はトラッピング時間1sなので平均価数は約2.3価である(いずれも真空度 10^{-7} Pa の場合)。Csの場合、電子ビーム電流90 mA, トラッピング時間500 μs でルミノシティーは $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を超えており中性化率も数%になる。この電流依存性は、電流増加に従ってこのままの勢いで外挿するとやがて中性化率100%を超えてしまうので、どこかで頭打ちになると予想される。トラッピング時間が長い場合(100 ms以上)では図12から電子ビーム電流90 mAで約3桁落ちる。そこで中性化率はまだ十分小さいので増加傾向が電流増加とともに頭打ちにならず継続すると仮定すると、今後電子ビーム蓄積電流を増やすことでSCRITのトラップイオン数と寿命が伸び、計測に有効な時間でも要求ルミノシティーを十分満足させられる可能性がある。

7. SCRITの現状評価と展望

SCRIT原理の実証を目的にした本R&D研究では、外部入射の ^{133}Cs イオンのトラッピングが確認さ

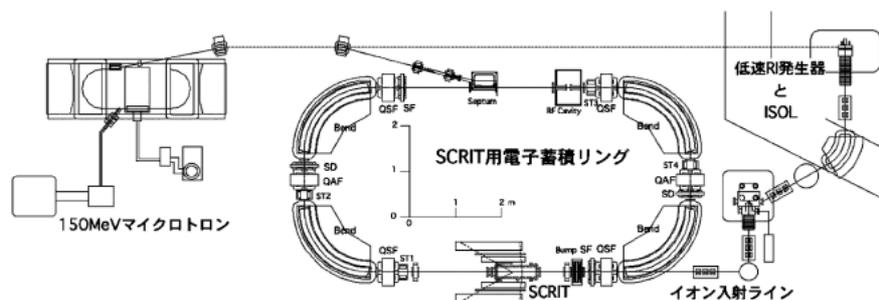


図14 RIBFにおけるSCRITを用いた電子散乱実験装置概念図。

れ、原理は間違っていないことがわかった。また、推定ではあるが80 mA～90 mAの電流でルミノシティ $10^{24} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 以上が得られており、RIBFの実機において数百 mAの電流を蓄積できる電子リングを建設すれば上記の電流依存性の議論から、要求ルミノシティ $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 以上を達成するのは可能であり、SCRITはターゲットとして十分機能しうると考えられる。

今後のKSRでのR&D研究では、先に述べたように、バックグラウンドを落とし種々の検出器での測定が可能な環境作りを行うほか、取り出したトラップイオンを分離分析できるシステムを挿入する。これらの改良によってより詳細なSCRITの性質を明らかにすることができる。そして、安定核ではあるがSCRITを用いた電子弾性散乱実験のデモンストレーションを行う。たとえルミノシティが要求値を満たしてなくても、比較的前方の散乱断面積は大きく、運動量移行が100 MeV/c以下の領域であれば現状のルミノシティでも十分測定可能である。

ここで得られたデータと情報はRIBFにおける実機建設において役立つものとなる。実機概念図を図14に示す。電子蓄積リングは最大500 MeVで目標蓄積電流値を500 mAに設定している。低速RIビーム発生器とISOLシステム、そして、SCRITへのイオン入射システムが必要である。検出器としては散乱電子検出器とルミノシティモニター、および反跳核の検出器の他、反跳核の粒子識別を行うための崩壊 γ 線検出器を配置する。これによって散乱運動学を完全に決定し、収量の規格化をすることと、不純物(同重核、娘核、残留ガスなど)の影響を完全に削除することが可能になる。検出器に関する開発研究も重要な要素であり、本R&D研究で同時に進めている。コライダー方式では反跳核の情報は全く得られないので、磁気剛性の異なる娘核の影響は除去できるが、大量の残留ガスの影響を分離できない。それが簡単にて

きるのがSCRITの最大の利点の一つである。我々は、このSCRIT技術を用いて世界初の短寿命核の電子散乱実験を実現する。

8. まとめ

SCRIT開発研究は平成13年以来足掛け5年になる。KSRにおけるR&D研究によってようやくその有用性が明らかになりつつある。不安定核の電子散乱実験という誰もやったことのない実験を誰もやったことのない手法で切り開くことには大きな醍醐味があると同時に困難もある。考案当初は夢物語と言われたこともあったが、今や外部入射イオンをトラップできることが確認され、ターゲットとしての実用性の可能性は高くなった。

SCRIT技術はまだ完成されていないが、我々はこれを電子蓄積リングの新しい利用法として提案したい。イオントラッピング現象も使い様に依っては宝の山となりうる。SCRITが必要とする電子ビームは、現在の大型放射光リングのような高輝度リングである必要はない。これまでに建設されている放射光に関わる試験研究用の小型(数百 MeV以下程度)電子リングの利用も十分可能である。ただし、蓄積電流数百 mAが必要である。蓄積リングに1～2 mのフリースペースと付近にイオン源があればどこでも電子散乱実験が原理的に可能となる。さらに不安定核を扱えるならば、より低コストでその電子散乱実験が可能となる。SCRIT研究は電子散乱実験のための開発であるが、手法が確率すればまた違った研究への利用法も考案されるかもしれない。

参考文献

- 1) L. J. Laslett, A. M. Sessler and D. Möhl, Nucl. Instrum. Meth., **121**, 517 (1974).
- 2) M. Q. Barton, Nucl. Instrum. Meth., **A243**, 278 (1986).

- 3) C. J. Bocchetta and A. Wrulich, Nucl. Instrum. Meth., **A278**, 807 (1989).
- 4) R. D. Kohaupt, Interner Bericht, DESY, H1-71/2 (1971).
- 5) Y. Kamiya, M. Izawa, T. Katsura, M. Kihara, H. Kobayakawa and S. Shibata, Proc. 5-th Symp. Accelerator Science and Technology, p292 (Ionic, Tokyo 1984).
- 6) G. V. Egan-Krieger, D. Einfeld, H.-G. Hoberg, W.-D. Klotz, H. Lehr, R. Maier, M. Martin, G. Mulhaupt, R. Rochter, L. Schulz and E. Wehreter, IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-30**, 3094 (1983).
- 7) M. Wakasugi, T. Suda and Y. Yano, Nucl. Instrum. Meth., **A532**, 216 (2004).
- 8) A. Noda, H. Dewa, H. Fujita, M. Ikegami, M. Inoue, Y. Iwashita, S. Kakigi, M. Kando, K. Mashiko, H. Okamoto, T. Shirai, T. Sugimura and H. Tongu, Proc. of 5th Int. Conf. of European Particle Accelerator Conference, Barcelona, p451 (1996).
- 9) 若杉昌徳, 須田利美, 矢野安重, 第14回加速器科学研究発表会報告集, 筑波, p17 (2003).
- 10) M. Wakasugi, S. Ito, T. Emoto, T. Ohnishi, K. Kurita, T. Koseki, T. Shirai, T. Suda, H. Takeda, M. Nakamura and Y. Yano, 第2回日本加速器学会年会プロシーディングス, 鳥栖, p805 (2005).
- 11) Y. Yano, Proc. of 17th Int. Conf. of Cyclotrons and Their Applications, Tokyo, Japan, p169 (2004).
- 12) I. Tanihata, Nucl. Phys., **A588**, 253c (1995).
- 13) T. Katayama, Y. Batygin, N. Inabe, K. Ohtomo, T. Ohkawa, M. Takanaka, M. Wakasugi, S. Watanabe, Y. Yano, K. Yoshida, J. Xia, Y. Rao and Y. Yuan, Nucl. Phys., **A626**, 545c (1997).
- 14) I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi and N. Takahashi, Phys. Rev. Lett., **55**, 2676 (1985).
- 15) T. Motobayashi, Y. Ikeda, K. Ieki, M. Inoue, N. Iwasa, T. Kikuchi, M. Kurokawa, S. Moriya, S. Ogawa, H. Murakami, S. Shimoura, Y. Yanagisawa, T. Nakamura, Y. Watanabe, M. Ishihara, T. Teranishi, H. Okuno and R. F. Casten, Phys. Lett., **B346**, 9 (1995).
- 16) A. Navin, D. W. Anthony, T. Aumann, T. Baumann, D. Bazin, Y. Blumenfeld, B. A. Brown, T. Glasmacher, P. G. Hansen, R. W. Ibbotson, P. A. Lofy, V. Maddalena, K. Miller, T. Nakamura, B. V. Pritychenko, B. M. Sherrill, E. Spears, M. Steiner, J. A. Tostevin, J. Yurkon and A. Wagner, Phys. Rev. Lett., **85**, 266 (2000).
- 17) A. Ozawa, T. Kobayashi, T. Suzuki, K. Yoshida and I. Tanihata, Phys. Rev. Lett., **84**, 5493 (2000).
- 18) H. Takeda, H. Sakaguchi, S. Terashima, T. Taki, M. Yosoi, M. Itoh, T. Kawabata, T. Ishikawa, M. Uchida, N. Tsukahara, Y. Yasuda, H. Fijimura, H. P. Yoshida, E. Obayashim A. Tamii and H. Akimune, AIP Conf. Proc., **675**, p720 (2003).
- 19) T. Suda and M. Wakasugi, Prog. Part. Nucl. Phys., **55**, 417 (2005).
- 20) B. Dreher and J. Friendrich, private communication.
- 21) K. Ohtomo, N. Inabe, T. Katayama, T. Tanabe and M. Wakasugi, Proc. of 7th Int. Conf. of European Particle Accelerator Conference, Vienna, p566 (2000).
- 22) M. Wakasugi, N. Inabe and T. Katayama, Proc. of 7th Int. Conf. of European Particle Accelerator Conference, Vienna, p1274 (2000).
- 23) T. Tanabe, K. Ohtomo, T. Katayama, E. Syresin, I. Watanabe and A. Yamasita, Proc. of 7th Int. Conf. of European Particle Accelerator Conference, Vienna, p2459 (2000).
- 24) N. Inabe and T. Katayama, Proc. of 6th Int. Conf. of European Particle Accelerator Conference, Stockholm, p897 (1998).
- 25) G. D. Alton, J. R. Beene and Y. Liu, Nucl. Instrum. Meth., **A438**, 190 (1999).
- 26) R. F. Welton, M. A. Janney, P. E. Müller, W. K. Ortmann, R. Rauniyar, D. W. Stracener and C. L. Williams, Proc. of 16th Int. Conf. of Application of Accelerator in Research and Industry, p250 (2001).
- 27) W. T. Diamond, Nucl. Instrum. Meth., **A432**, 471 (1999).
- 28) E. D. Donets, IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-23**, 897 (1976).
- 29) J. Arianer and C. Goldstein, IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-23**, 979 (1976).
- 30) B. M. Penetrante, J. N. Bardsley, D. Dewitt, M. Clark and D. Schneider, Phys. Rev., **A43**, 4861 (1991).
- 31) Von H. Bethe, Ann. Physik, **5**, 325 (1930).
- 32) M. Inokuti, Rev. Mod. Phys., **43**, 297 (1971).
- 33) W. Lots, Z. Phys., **206**, 205 (1967).
- 34) T. A. Carlson, C. W. Nestor, Jr., N. Wasserman and J. D. McDowell, Atomic. Data, **2**, 63 (1970).
- 35) F. F. Rieke and W. Prepejchal, Phys. Rev., **A6**, 1507 (1972).