電子蓄積リング中の自己閉じ込め型不安定核イオンターゲットの R&D 研究

若杉昌徳、須田利美、矢野安重
理化学研究所　〒350-0189 埼玉県和光市広沢 2-1

概要

我々は、不安定核に対する電子散乱実験の新しい方法を提案する。低エネルギーイオンビームを電子蓄積リングに入射し、電子ビーム自身が作る横方向ポテンシャル井戸に加えて、縦方向の静電ミラーポテンシャルを与えることで、イオンを３次元的に閉じ込める。これによって電子ビーム軸上に浮遊した不安定核イオンの内部ターゲット（SCRIT）を形成する。計算機シミュレーションから 10^{27}sec.$^{-1}$cm^{-2} 以上のルミノシティーが期待でき、今年度から原理実証のための R&D 研究を開始した。

1　はじめに

原子核の電荷分布、特に安定線から遠く離れた不安定核のそれは原子核理論の構築と検証に欠かせない基本的物理量であり、電子散乱はそのプローブとして最も優れた方法である。不安定核の電子散乱実験には、コライダーを用いる方法が一般的に検討されているが、ここではもっと簡単で安価な方法として、電子蓄積リング中に形成する自己閉じ込め型不安定核ターゲット（Self-Confining Radioactive Ion Target: SCRIT）を用いた方法を提案する。周回する高エネルギー電子ビーム自身が作る横方向の負のポテンシャル井戸と外部電極を用いて与える縦方向の静電ミラーポテンシャルが不安定核イオンを電子ビーム軸上に閉じ込める。これが電子散乱実験のための内部ターゲットとなる。このアイデアは良く知られた電子蓄積リングにおけるイオントラップ現象[1-3]と、EBIT（EBIS）[4-6]でのイオントラッピング法から発想された。厄介者であった、イオントラッピングはターゲットとして活用できる。図１はその概念図である。このシステムは、電子蓄積リング、低速イオンビーム源、SCRIT 装置、および検出器によって構成される。SCRIT では、電子ビーム自身がターゲットイオンを捕獲しているので、全てのイオンが常に衝突に寄与し、コライダー法のようなタイミングやアライメントのコントロールを必要としない。電子散乱実験のためには、特に重い核でルミノシティーは 10^{26}sec.$^{-1}$cm^{-2} 以上必要とされる。これを検証するために計算機シミュレーションを行った。

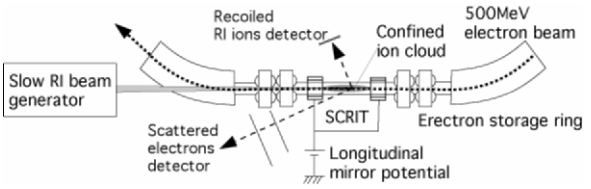

図１：SCRIT を用いた電子散乱実験スキーム

2　シミュレーション

以下の計算では、次の条件を用いた。電子ビームはエネルギーE_e=500MeV、電子数 N_b=10^{10} 個/bunch、f=500MHz のフルバンチ運転で周回しており、バンチ長σ_z=3cm、半径 σ_x= σ_y=1mm のガウス分布を持つ。入射するイオンは、^{132}Sn^{1+}（寿命 40sec.）で入射エネルギーは 10keV。ミラーポテンシャルは、抵抗分割されたリング電極群によって与えられ、SCRIT 長を決める。今回の計算での SCRIT 長は約 13cm である。SCRIT 付近の真空チューブは直径 5cm で、真空度は 10^{-12}Torr とする。

電子ビームに捕獲されたイオンの横方向運動は、thin lens 近似を用いた電子バンチによる収束力とバンチ間のドリフトから[2,3]、

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -a & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1/f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_0, \quad a = \frac{2N_b q r_p c}{A\sigma_x(\sigma_y + \sigma_x)}, \qquad (1)$$

と表される。ここで、r_p は古典陽子半径、A はイオンの質量数、q はイオン価数である。今回のパラメータではこの遷移行列は $|Tr| \le 2$ を満たしており、^{132}Sn イオンの運動は安定な周期解を持つ。しかし、実際のトラップされたイオンには様々な力が働き、その状態は時々刻々変化する。そこで、これらの効果を考慮して図２に示す外場中で運動方程式を解くことで、イオン雲の状態を時間とともに追いかけた。

図２(a)は、周期的に SCRIT にやって来る電子ビームによる時間に依存した負のポテンシャルで、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求める。外部から加えた縦方向静電ミラーポテンシャル(b)は、抵抗分割電極に電位を与えてポアソン方程式解いて求める。イオン雲自身による正のポテンシャル(c)は、時間的に変化するイオン分布から逐一その静電場を計算して求めた。(c)の両端のピークは、縦方向に振動しているイオンが両端で殆ど静止するために時間平均的に存在確率が高くなることによって生じる。

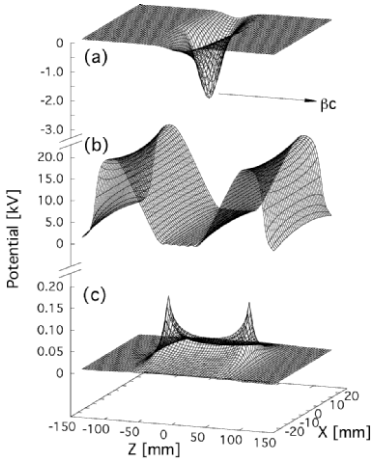

図２：計算に用いたポテンシャル

2.1　正電荷の蓄積限界

今回の条件でどれだけのイオンが蓄積できるのかを知るために、^{132}Sn^{1+}イオンの運動を調べた。簡単のために後に示す価数の増加や残留ガスの効果等はここでは考慮していない。これはイオン入射直後の短時間（<<1msec.）では妥当である。図３(a)は各入射イオン数 N_{inj} における入射

直後の残留イオン数 N_i の時間変化を示している。入射イオン数が小さければ安定して蓄積されるが、大きい場合は直ちにロスして残留イオン数は約 3×10^8 個に収束する（図３(b)）。これは飽和電荷数 Q_L を示しており、このときの正電荷線密度は 2.3×10^7/cm で、電子ビームの負のポテンシャルを完全に中性化する量の 14%に相当する。このやや小さい飽和電荷数は、前述のイオン分布の非一様性と縦方向ミラーポテンシャルの不完全性（多少の横方向電場成分を持っている）によって与えられることが、計算から分かっている。

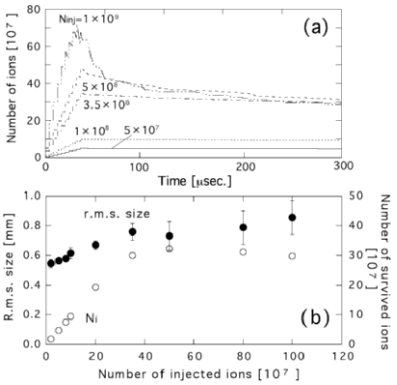

図３： $^{132}Sn^{1+}$イオン数の時間変化

2.2　電子ビーム衝突による価数変化

入射後まもなく蓄積されたイオンは電子ビーム衝突によるイオン化で、次第に価数が増加する。この効果を計算に導入するために必要なイオン化断面積は、500MeV の高エネルギー電子ビームに対して測定されていない。そこで、今回は Bethe の式[7,8]と Lotz の式[6,9]から各価数でのイオン化断面積を見積った。この場合の蓄積イオン数 N_i と平均価数 q_{av} の時間変化を図４(a)に示す。前節で示された飽和電荷数 Q_L を超えない範囲では価数が増加してもイオンの閉じ込めは安定しているが、超え始めると蓄積イオン数は減少する。その減少率は、入射するイオン数と蓄積時間に依存する。この間のルミノシティーの時間変化が図４(b)に示されている。ここで、ある時刻でのルミノシティーは

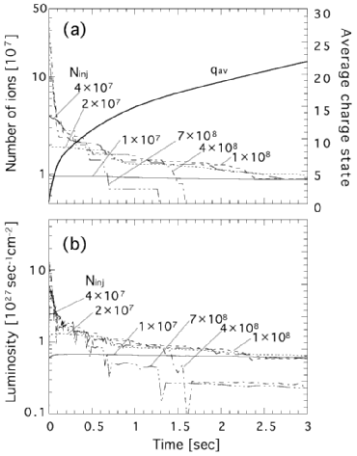

図４：電子ビーム衝突によるイオン化効果

$$L(t)=f\int_0^{3\sigma_{er}}\int_0^{2\pi}\left\{\left(\int_{-\infty}^{\infty}\rho_e(r,z)dz\right)\left(\int_{-\infty}^{\infty}\rho_i(r,z,t)dz\right)\right\}rdrd\theta \quad (2)$$

で定義されており、$\rho_e(r,z)$は電子バンチの密度分布で、$\rho_i(r,z,t)$は計算から得られた時刻 t でのイオン雲の密度分布である。ルミノシティーは入射イオン数が $10^7<N_{inj}<10^8$ の場合入射から２秒間程度は $10^{27}sec.^{-1}cm^{-2}$ 以上を維持できている。

2.3　核崩壊と残留ガス捕獲

イオンは不安定核であるので、蓄積中に核崩壊し、娘核はそのまま閉じ込められている。さらに残留ガスが電子ビーム衝突によりイオン化され SCRIT 中に捕獲される。これらは、SCRIT 中の目的イオンの純度を低下させるとともにイオンのロスを促進する。例として、図５は入射イオン数が $N_{inj}=10^8$ の場合の ^{132}Sn イオン数、娘核 ^{132}Sb イオン数、捕獲された残留ガスイオン数および SCRIT 中での ^{132}Sn の純度の時間変化を示している。入射 3sec.後にはその純度は 60%にまで低下する。

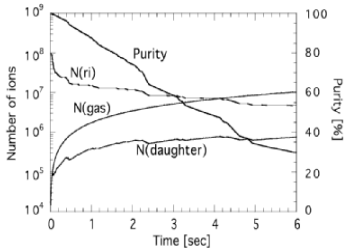

図５：核崩壊と残留ガス捕獲に伴うイオン数と純度

2.4　他の相互作用

SCRIT 中では上記以外に、残留ガスとの衝突によるイオンの中性化、イオン同士の衝突に伴う電荷とエネルギー交換、電子ビーム衝突による加熱など様々な相互作用が予想される。これらの効果を今回の計算に導入するのはかなり困難であるので、Penetrante[6]等が提案して EBIT で通常用いられているレート方程式を解く方法を試みた。この方法は上記の残された効果を取り込んでいる。SCRIT の場合は EBIT と比較して電子ビームのエネルギーが 3 桁以上大きくしかもバンチしているので、電子ビームは平均的に DC 電流として近似できると仮定し、相対論的修正を加えて計算を実行した。図６は Penetrante の方法で解いたイオン数の時間変化である。我々の方法での結果も比較のために示している。双方に大きな差はない。どちらの計算も SCRIT が 2〜3sec.程度の寿命でイオンを蓄積できることを示している。

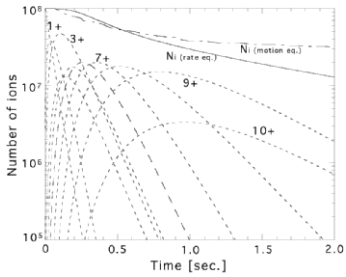

図６：Penetrante の方法でのイオン数の時間変化

2.5　期待されるルミノシティー

ルミノシティーはイオン入射後時間とともに減少し、その減少率は入射イオン数に依存する。したがって、我々は最適の入射イオン数 N_{inj} と入射サイクル τ_{cycle} を見つける必要がある。τ_{cycle} 間の時間平均ルミノシティー L を

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

で定義する。また、N_{inj} は RI 生成率 N_{prod}、入射効率 ε_{total}、入射サイクル τ_{cycle} および RI の寿命 τ_{life} から

$$N_{inj}=N_{prod}\varepsilon_{total}\tau_{life}\left\{1-\exp\left(-\frac{\tau_{cycle}}{\tau_{life}}\right)\right\} \quad (4)$$

と書けるので、ε_{total}=0.1%と仮定して、いろいろな入射サイクルに対して、時間平均ルミノシティーと時間平均純度を N_{prod} の関数として表すとそれぞれ図７(a)と(b)のようになる。この図から、点線で示したトレース曲線が引けて、この曲線が今回の条件での到達可能なルミノシティーと純度を示す。例えば、N_{prod}=10^{11}/sec.の場合、最適入射サイクルは τ_{cycle}=0.5 sec.で時間平均ルミノシティーは L=2×10^{27}sec.$^{-1}$cm^{-2}、時間平均純度は95%が得られる。

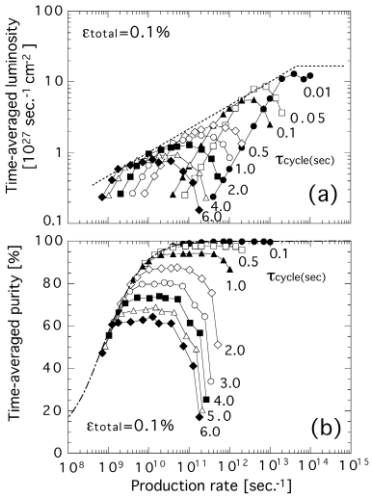

図７：時間平均ルミノシティーと純度

図７の結果を RI の寿命に対して一般化するために、τ_{life}=∞のイオンに対するルミノシティー$L_{\infty}(t)$を計算から求め、

$$L = \frac{1}{\tau_{cycle}} \int_0^{\tau_{cycle}} L_{\infty}(t) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{life}}\right) dt \qquad (5)$$

で任意の寿命の場合の時間平均ルミノシティーを求める。それぞれの寿命に対して図７のトレース曲線が得られ、それらをプロットしたのが図８である。図中には、最適な入射サイクルが点線と色の濃さによる等高線で示されている。したがって、RI の生成率、寿命および入射効率から最適入射サイクルと到達可能ルミノシティーが読み取れる。図７、８のグラフは入射効率の増減によって左右にシフトする。

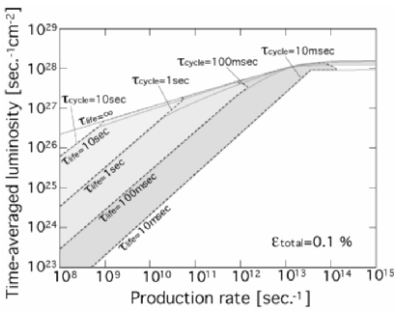

図８：到達可能ルミノシティー

2.6　残された問題

SCRIT と蓄積されたイオン雲の存在は電子ビームに影響を与えることが予想される。SCRIT 装置によるビーム不安定性、イオン雲によるキック力はチューンシフトやエミッタンス増加を招く。我々はこれらの効果の簡単な計算を実行したが、その範囲では、電子ビーム自身の放射冷却によって十分補償できる。

図７、８を見るとわかるように10^{27}sec.$^{-1}$cm^{-2}程度のルミノシティーを得るには低エネルギーRI 源において比較的大きな生成率を要する。この生成率を ^{132}Sn に対して得るために我々は、数十 kW の電子ビームで作られる Bremsstrahlung X 線で UC_2 ターゲットを照射し、U の光核分裂を用いる方法[10-12]を検討している。

SCRIT を用いた電子散乱実験から原子核の電荷分布を得るために散乱の運動学が決定されなければならない。そのために現在、散乱電子の角度（10-40°：運動量移項 100-400MeV/c に相当）とそのエネルギー、そして同時に反跳イオンの角度（65-86°）とエネルギー（40-650keV）を必要な分解能で測定できるシステムを検討中である。

3　R&D 研究

SCRIT のアイデアを実証するために本年度より R&D 研究を始め、図９に示す SCRIT 装置を試作した。SCRIT 装置には 40 枚の抵抗分割電極群が内蔵され、任意のポテンシャル形状が形成できる。下方向は散乱電子検出のための Be 窓、上方向に反跳イオン検出器を設置する。SCRIT 装置下流側に、電子ビームの位置モニターと、イオンビーム入射用のビームラインとパルスイオン源を接続する。この装置は京都大学化学研究所の KSR に挿入する予定である。現在、理研において真空試験、イオンビーム輸送試験、および SCRIT 電極への高電圧導入と速いスイッチングによる入射と解放のための電圧変動試験を行っている。

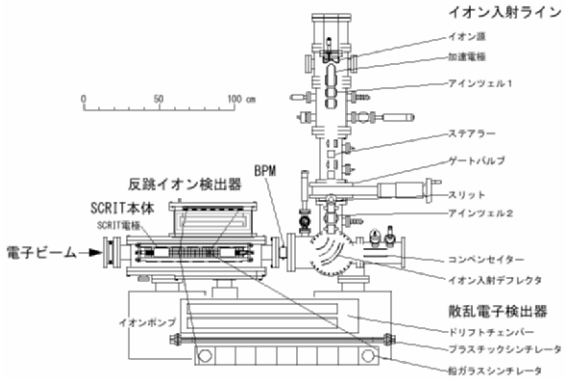

図９：SCRIT 試験装置

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. and Meth., **A278**, 807 (1989).
[4] E.D. Donets, IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-23**, 897 (1976).
[5] J. Arianer and C. Goldstein, IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-23**, 979 (1976).
[6] B.M. Penetrante, J.N. Bardsley, D. Dewitt, M. Clark, and D. Schneider, Phys. Rev., **A43**, 4861 (1991).
[7] Von H. Bethe, Ann. Physik, **5**, 325 (1930).
[8] M. Inokuti, Rev. Mod. Phys., **43**, 297 (1971).
[9] W. Lots, Z. Phys., **206**, 205 (1967).
[10] G.D. Alton, J.R. Beene, and Y. Liu, Nucl. Instrum. Meth., **A438**, 190 (1999).
[11] R.F. Welton, M.A. Janney, P.E. Müller, W.K. Ortman, R. Rauniyar, D.W. Stracener, and C.L. Williams, Proceedings of 16th Int. Conf. “Application of Accelerator in Research and Industry”, p250 (2001).
[12] W.T. Diamond, Nucl. Instrum. Meth., **A432**, 471 (1999).