低速多価イオンの物理と応用—概観

山崎 泰規^{*1,*2}

Physics and Applications of Slow Highly Charged Ions—A Brief Overview

Yasunori YAMAZAKI^{*1,*2}^{*1}Graduate School of Arts and Sciences, University of Tokyo, Komaba 3-8-1, Meguro-ku 153-8902 Tokyo^{*2}RIKEN, Hirosawa 2-1, Wako-shi 351-0198, Saitama

(Received November 26, 2004, Accepted March 5, 2005)

1. 多価イオンの性質と本特集の構成

本特集は、「真空」編集部が進めておられる「イオン工学最前線」の一環として、低速多価イオンに焦点を当て、これに関わるいくつかのトピックスを取り上げたものである。

ある原子（原子番号 Z ）に束縛されている電子の束縛エネルギーは、おおよそ $-(Z - N_{\text{eff}})^2/n^2 \epsilon_R \equiv -(q_{\text{eff}}^2/n^2)\epsilon_R$ 、その速さは、 $q_{\text{eff}}v_B/n$ 程度と見積ることができる（議論を簡単にするため非相対論的に考える）。ここで N_{eff} は注目している電子より内側にある有効電子数で、例えば、Li 様イオンや Na 様イオンの最外殻電子にとっては、それぞれ 2、あるいは、10 と考えられる。 ϵ_R はリードベリ常数 (13.6 eV)、 v_B はボーア速度 (1.6×10^6 m/s)、 n は注目している電子の主量子数である。本特集の表題にも含まれている「低速」は、多価イオンの速さが注目している電子より遅い ($v_1 < q_{\text{eff}}v_B/n$) ことを指し、この時、多価イオンは電子を捕獲して、価数が下がる。この速度領域では、現象はほぼ断熱的に進むと考えて良い。

低速多価イオンは、その高い電荷のため、極めて反応性が高く、短時間のうちに非常に限られた領域から多数の電子を剥ぎ取る。また、大きなポテンシャルエネルギー^{a)}を持ち、やはりこれを極短時間のうちに標的の限られた領域に与える。これは他の荷電粒子にはない特徴で、多価イオン研究の魅力は、突き詰めてみればほぼこの2つの特徴に起因しているといえる。多電子移行が大きな確率で起きるような現象は、当然ながら摂動論的にとらえることが困難で、物理的直感に基づいた的確なモデル化（簡単化）が現象理解の第一歩となる。

ところで、ポテンシャルエネルギーの付与には大きな運動量の移行が伴わず、従って、まず標的内の電子がこれを受け取ることになる。これは、運動エネルギーの付与が必然的に運動量移行を伴うのと対照的で、低速多価イオンを使うと質的に異なる現象の引き起こされる可能性を示唆している。電子系にエネルギーが受け渡されるという意味では、高速粒子

による電子励起と似た側面を持っているが、これが線状の領域にエネルギーを与えるのに対し、低速多価イオンは点状にエネルギーを与える。そのため、前者は1次元的なトラックを形成するが、後者では次元が下がり、ナノドットを形成する。また付与されるエネルギー密度も、高速重イオンの場合と同等かそれ以上と予想され、標的への影響という意味でも大変興味深い。

本特集は本章を含めて全5章からなり、

1. はじめに
2. 低速多価イオン発生
3. 低速多価イオンと原子分子の相互作用
4. プラズマ中の多価イオン（と原子過程）
5. 低速多価イオンと固体表面

という構成になっている。まず本章で多価イオンの性質と多価イオン研究の現状について概観した後、上記の4つの切り口から、低速多価イオンの持つ特徴と魅力、これまでに得られた成果、そして、今後の展望を、各分野の専門家が議論した。

多価イオン研究は、多価イオン源の開発なくしては考えられない。この特集で議論する分野も、当初は高速重イオンとガス標的の衝突により生成される反跳多価イオンをかき集めて、細々と研究されていたが、電子ビームイオン源 (EBIS) や電子サイクロトロン共鳴イオン源 (ECRIS) といった多価イオン源が開発され、普及するに及んで、爆発的に研究が進んだ。新しい実験装置・技術の発明・開発が、新しい研究分野の創成・発展と表裏一体をなしていることを示す好例であるといえる。

「多価イオンの物理に関する国際会議」が隔年に開催されており、昨夏 (2004年夏)、その第12回目がリトアニアのヴィルニウスで開催された。多価イオン研究が独立した分野として活動を初めて既に20数年が経ったわけで、これまでの基礎研究の成果を元に、応用的研究も次第に活発になりつつある。イオン工学の研究諸分野は、高度な操作技術、ノウハウを蓄積しており、交流、共同研究を進めることによって、多価イオン研究に新たな局面が拓け、また、イオン工学諸分野へも何らかのフィードバックができるのではないかと期待している。

2. 多価イオンの作り方

イオンを $v_1 > q_{\text{eff}}v_B/n$ となるまで加速し、適当な物質 (例

^{*1} 東京大学総合文化研究科 (〒153-8902 東京都目黒区駒場 3-8-1)

^{*2} 理化学研究所 (〒351-0198 埼玉県和光市広沢 2-1)

^{a)} 多価イオンを中性の原子から生成するのに必要なエネルギー、或いは、多価イオンが中性化される際、放出するエネルギー。例えば、 U^{92+} の場合、電子の静止エネルギー1.6個分に当たる 800 keV に達する。第4章参照。

えば、炭素薄膜)を通過させれば、これより外殻の電子は剥がれ、多価イオンが生成される。重い原子の内殻になるとこれはなかなか大変で、ウランの1s電子の場合には核子当たり数百 MeV と評価され、世界に数台しかない大型重イオン加速器が必要となる¹⁾。

ところが、イオンを止め、電子衝撃で多価イオン化を進める場合には、電子ビームのエネルギーは束縛エネルギー程度でよい。この事実注目したのが、電子ビームイオン源(EBIS: Electron Beam Ion Source)や電子サイクロトロン共鳴イオン源(ECRIS: Electron Cyclotron Resonance Ion Source)と呼ばれるもので、高電離イオンを低い運動エネルギーで供給できる画期的なイオン源となっている²⁾。いずれのイオン源も、残留ガスから多価イオンへの電荷移行を抑えるため、動作圧力が通常のイオン源よりは低くなっている。特に、高価数を目指すEBISは、イオン源としては特異なことに、超高真空中で運転される。200 keVの電子ビームを用いたリバモア国立研究所の報告では、ごく小数ながら U^{92+} の生成に成功している³⁾。多価イオン源の動作原理についての詳しい説明や、現在稼働している多価イオン源については、第2章で議論されている。

一方、先に述べた高速の多価イオンから出発して、これを減速する、いわば“素直”に低速多価イオンを生成する、方法も開発が進んでいる。ドイツの重イオン研究所(GSI)では、数百 MeV/u の多価イオンを、クーラーリングに取り込んで冷却と減速を繰り返した後、ペニングトラップに捕捉する方法を採用し、現在各減速段階の技術開発を進めている⁴⁾。これは通常のEBISとは比べものにならない大がかりな装置であるが、 U^{92+} までの任意の多価イオンを大量に蓄積できること、また、不安定原子核の多価イオンもこの手法で蓄積可能であることなど、他にはない特徴を備えており、GSIの次期計画でも重要なテーマの一つとなっている。

原子内の電子を剥がすのは他の方法でも実現でき、例えば、大強度レーザー光の持つ強い電場を用い、電場イオン化(field ionization)による多価イオン生成過程が精力的に研究されている。 10^{18} W/cm²のレーザーにより、 Xe^{20+} のイオンが観測されたという報告もある⁵⁾。多重電離機構の解明も、生成された多価イオンの反跳運動量分光法等により進んでいる^{6,7)}。光による多価イオン生成という意味では、宇宙における光電離プラズマが第4章で議論されている。

反陽子を大量に捕捉し冷却することが最近可能になった⁸⁾。反陽子はいわば重い電子で、反陽子と原子、あるいは、反陽子とイオンを混ぜ合わせると、反陽子は原子内電子と共鳴的な交換反応を起こし、高励起状態($n \sim \sqrt{m_p/m_e} \sim 40$)に捕捉されて反陽子原子(イオン)が生成される。反陽子はオージェ過程によって原子内の電子を放出しながら順次脱励起するので、結果的に多数の電子を失った反陽子多価イオンが生まれる⁹⁾。軌道半径が原子核に接する程度まで低い準位に達した反陽子は、原子核内の陽子、あるいは中性子と消滅し、あとには価数の高い(不安定)残留核が残されることになる。反陽子はミクロな多価イオン生成器というわけである。残留核の反跳運動量測定や残留核種分布の測定は、核構造研究に新しい側面から光を当てるほか¹⁰⁾、特定の不安定

残留核を生成して、核物性分野へ応用できる可能性もある。

陽電子の非中性プラズマを直接超高真空中に用意することが可能になってきた¹¹⁾。陽電子と多価イオンからなる2成分の非中性プラズマはそれ自体で大変興味深い研究対象であるが、協調冷却によりエネルギーを揃え、極低速の高品質多価イオンビームとして引き出す研究も進んでいる¹²⁾。

3. 多価イオンと物質の相互作用: COB モデル

低速多価イオンへの電子移行がどのようにして引き起こされるかについて、基本的なシナリオを提供したのが、Ryuhuku, Sasaki, Watanabeによる古典的障壁乗り越えモデル(COBモデル: classical over barrier model)¹³⁾である。多価イオンが標的に近づき、その大きな引力ポテンシャルにより標的原子と多価イオンの間のポテンシャルバリアが標的内電子の束縛エネルギー程度まで下がると、電子は古典的にも多価イオンの側に流れ込んで共有され、分子軌道を形成する。この分子軌道は、多価イオンの高い励起状態にあり、従って、電子が多価イオン側に存在する確率は標的側にいる確率に比べて圧倒的に大きい(存在可能な状態数の比程度)。すなわち、分子軌道が形成された時点で、実質的には電子移行が起こったと考えることができる。これがCOBモデルによる電子移行過程で、直感的、かつ、“腑に落ちる”シナリオになっていると共に、実際、適用範囲の広い大変優れた近似であることがわかっている。Burgdoerferらはこれを固体標的に拡張し、様々な現象がCOBモデルを基礎に理解できることを示した¹⁴⁻¹⁶⁾。

以下、COBモデルの考え方を多価イオンと導体表面の場合について大雑把に眺めてみる。図1(a)のように、金属表面がxy平面上にあり、荷数 q の多価イオンが上空 $\vec{R} = (0, 0, d)$ に、プローブとなる電子が $\vec{r} = (x, 0, z)$ に存在する時、その電子が持つポテンシャルエネルギーは、ほぼ

$$U(\vec{r}) = -\frac{q}{|\vec{R}-\vec{r}|} + \frac{q}{|\vec{R}+\vec{r}|} - \frac{1}{4z} \quad (1)$$

と書ける(特に断らない限り原子単位系を用いる)。各項はそれぞれ、電子と(i)イオン、(ii)イオンの鏡像電荷、及び、(iii)電子自身の鏡像電荷、との相互作用に対応している。 $U(\vec{r})$ は、イオンとその鏡像を結ぶ線の上に鞍点を持つ(図1(b)参照)。鞍点の表面からの距離は、簡単な計算から $z_{sp} \sim d/(8q)^{1/2}$ であり、その深さは $U_{sp} \sim -(2q)^{1/2}/d$ であることがわかる。イオンが表面に近付き、 $U_{sp} < -W$ (W : 標的の仕事関数)が満たされると、標的の伝導電子は古典的にイオンの励起状態へ電荷移行するようになる。これから、電子移行のはじまる距離が

$$d_r \sim (2q)^{1/2}/W, \quad (2)$$

移行後の電子の主量子数 n_r が

$$n_r \sim q/\sqrt{2W(1+\sqrt{q/8})} \quad (3)$$

と評価される¹⁴⁾。 $W \approx 5$ eV とすると、数10価程度までは、ほぼ $n_r \sim q$ と近似できて都合がよい。

COBモデルを含む電子移行モデルは、多価イオンと原子・分子の場合について第3章で詳しく議論されており、また、多価イオンと固体表面との場合についても第5章で触れられているので、これ以上論じないが、式2, 3からわ

図1 (a)多価イオンと電子, 及び, それらの鏡像電荷の配置 (模式図). (b)電子の感じる有効ポテンシャル.

図2 固体標的にすれすれ入射するイオンの入射角と出射角の関係.

かるように, 電子移行過程は内殻の構造や束縛電子数によらず, 電荷 q で決定される. このように簡単な描像が有効であるのは, 電子の移行先が多価イオンの高励起状態であり, 従って状態密度が稠密であって, 標的の仕事関数の大きさに関わらず共鳴条件を満たす状態が常に存在するためである. 価数の低いイオンへの電子移行は, 多価イオンとは質的に異なり, 移行先のエネルギーレベルはとびとびで, イオンによって変わるため, その振る舞いもイオンの種類と運動エネルギーにより大きく変化する^{17,18)}.

上のように, (1)電子移行は, イオンが表面上空の巨視的とも言える距離 (例えば $q=10$ では ~ 1.5 nm) ではじまり, (2)主量子数 q 程度の Rydberg 状態が選択的に生成され, 多価イオンが表面に近づくにつれ, 少しずつ深いレベルが埋められていく. このようにして多重空孔多重高励起状態ともいえる特異な電子状態が生成される. これを中空原子と呼んでいる. なお, ポテンシャルエネルギーの大半を担っている内殻空孔はほとんど手つかずで保持され, これが埋められる最後の瞬間に大量のエネルギーが放出されることになる. 実際, Briand らは Ar^{17+} を Ag の固体表面に入射させ, 放出される K-X 線を高いエネルギー分解能で観測することにより,

K 殻空孔は残したまま L 殻は全てつまった中空原子の形成されている事を示した¹⁹⁾. 中空原子の性質, 電子配置, 形成過程等については, これまで多くの研究がなされている²⁰⁻²⁴⁾. 例えば, 図2の様に, 多価イオンを角度 ϕ_1 で表面すれすれに入射させると, 鏡像電荷により多価イオンは表面に向かって加速され, 入射角度を変化させながらある距離で中性化され, そのあとは鏡像力を受けることなく直進し, 角度 ϕ_0 で鏡面反射される. 出射側では中性粒子は鏡像電荷の影響を受けないので, 入射角と出射角を比較すると, 中性化の始まる表面からの位置が決定される. 実際, 実験的に得られた中性化位置の入射価数依存性は, COB モデルの予測とよく一致する事が分かった²⁵⁾. 本特集の第5章では, この様な中空原子生成に関わる最近の進展が議論されている.

4. 多価イオンの応用

第4章では, 宇宙や核融合プラズマ中に存在する多価イオンの成因と多価イオン観測がもたらすプラズマ診断法を概観すると共に, 診断の基礎となる, 多価イオンの電子捕獲断面積や禁制遷移を含む状態間遷移確率を理論と実験の両側面から議論している. これらは, 多価イオンの性質に関わる基

礎研究が他分野で重要な役割を演じている代表例になっている。

ECRIS はそこに導入される試料を非常に高い確率で多価イオン化するので、もとの試料にどのような元素が含まれていたかを非常に高い感度で検出することができる。タンデム加速器とスパッタイオン源から得られる負のイオンとを組み合わせる通常の質量分析法と比べると、観測したい元素の化学的性質依存性が少なく、今後有力な質量分析法になると期待される。これまで隕石の起源や、各種考古学試料の生産地同定などに有力な情報を提供している²⁶⁾。

さて、中空原子生成過程を標的の側から眺めると、長くて 10^{-13} s 程度の間に数10から数100の電子が奪われることになる²⁷⁾。これは、通常の STM で得られているトンネル電流密度より数桁大きく、標的からの原子放出や標的の変形にも重要な役割を果たしていると考えられる¹⁶⁾。例えば、表面上の水素の電離脱離確率は q^5 に比例して増加することが知られており²⁸⁾、低速多価イオンは、表面第一層の水素原子に敏感で、基板への損傷が非常に小さなプローブになると期待される。

既に本章の第1節でも触れたとおり、衝突に伴って標的に与えるエネルギーは、低価の荷電粒子ではその運動エネルギーに依存する。一方、多価イオンは大きなポテンシャルエネルギーを持っているので、衝突に際しては、運動エネルギーばかりでなく、ポテンシャルエネルギーも付与することができる。運動エネルギーが標的にどのように付与されるかの研究は長い歴史を持ち、基本的な部分はほぼ理解されているといえる。一方、ポテンシャルエネルギーの付与がどのように進むか、運動エネルギー付与とどのように異なるか、相互にどのような相関を持っているか等、低速多価イオン源が手にはいるようになるまでほとんど研究手段がなかった。現在においても、これが多価イオン研究における重要な課題の一つになっている。なお、ポテンシャルエネルギーの付与に伴う現象を的確に捉えるためには、運動エネルギーを抑えることが重要である。これは、“低速条件”よりも遙かに厳しい規準であり、これまでポテンシャルエネルギーの効果を議論している研究でもこの点を十分に考慮していない例が多々ある。

ポテンシャルエネルギーの付与に伴う興味深い現象として、HOPG やマイカ表面上に形成される“巨大”で安定なナノドットをあげることができる。多価イオン一個がそれぞれ一個のナノドットを形成し、そのサイズは入射イオンの価数と強い正の相関を持ち、直径は数 nm に達する²⁹⁾。この巨大ナノドットの形成過程とナノサイエンスへの応用可能性がいくつかの研究グループで議論されているが、系統的研究はなお限られており、今後待つところが多い。

荷電粒子によって絶縁体上に引き起こされる帯電は、通常再現性が少なく、意図的に避けられてきた現象であるが、これを積極的に使うことにより、多価イオンを操作できる可能性が見いだされた。これは、絶縁体薄膜に形成された直線上のマイクロキャピラリー³⁰⁾に沿って多価イオンを入射し、内壁の帯電を利用してイオンをガイドするというもので、第5章で紹介されている³¹⁾。

最後に、本特集では議論できなかったが、電磁トラップに蓄えられた多価イオンの高精度質量測定について若干触れておく。ペニングトラップに捕捉された荷電粒子の質量電荷比は、サイクロトロン周波数の高精度測定から 10^{-11} 台の精度で決定できるようになっている^{32,33)}。イオンを多価にし、サイクロトロン周波数をあげることによって、測定時間を短縮し、測定精度を上げることが可能になるので、多価イオンは質量測定にも有利であることがわかる。例えば、 He^+ イオンの質量はエネルギー換算で $m_{\text{He}}c^2 \sim 4 \text{ GeV}$ 、電子は $m_e c^2 \sim 500 \text{ keV}$ 、また、 He^+ の1s電子の束縛エネルギーは $\epsilon_e \sim 50 \text{ eV}$ であるので、 $m_{\text{He}}c^2 : m_e c^2 : \epsilon_e \sim 1 : 10^{-4} : 10^{-8}$ となる。すなわち、 He^+ の質量測定により、 He イオンの1s状態にある電子の束縛エネルギーを 10^{-3} 台の精度で決定できることがわかる。束縛エネルギーは原子番号の(従って、ほぼ質量の)自乗に比例して増加することから、重い元素の内殻ほど束縛エネルギーの相対精度は上がり、再び U^{91+} を例にとると、 10^{-5} 、すなわち1 eVに達する精度で1s電子の束縛エネルギーを決定できることがわかる。これは最近クーラーリングと半導体検出器を組み合わせで達成されたこれまでのx線分光法の精度を十分に凌駕している³⁴⁾。近い将来、質量測定による分光学が成立すると期待される。

〔文 献〕

- 1) K. Shima, T. Mikumo and H. Tawara: Atomic Data and Nuclear Data Tables, **34** (1986) 357.
- 2) 例えば, “The physics and technology of ion sources”, ed. I. G. Brown (John Wiley & Sons, 1989).
- 3) R. E. Marrs, S. R. Elliott and D. A. Knapp: Phys. Rev. Lett., **72** (1994) 4082.
- 4) www.gsi.de/zukunftsprojekt/experimente/sparc/traps-hitrap_e.html
- 5) K. Yamakawa, Y. Akahane, Y. Fukuda, M. Aoyama, N. Inoue, H. Ueda and T. Utsumi: Phys. Rev. Lett., **92** (2004) 123001.
- 6) Th. Weber, M. Weckenbrock, A. Staudte, L. Spielberger, O. Jagutzki, V. Mergel, F. Afaneh, G. Urbasch, M. Vollmer, H. Giessen and R. Doerner: Phys. Rev. Lett., **84** (2000) 443.
- 7) H. Shimada, Y. Nakai, H. Oyama, K. Ando, T. Kambara, A. Hatakeyama and Y. Yamazaki: Nucl. Instrum. Methods B **235** (2005) 221.
- 8) N. Kuroda, H. A. Torii, K. Yoshiki Franzen, Z. Wang, S. Yoneda, N. Inoue, M. Hori, B. Juhasz, D. Horvath, H. Higaki, A. Mohri, K. Komaki and Y. Yamazaki: Phys. Rev. Lett., **94** (2005) 023401.
- 9) F. J. Hartmann, R. Schmidt, B. Ketzer, T. von Egidy, S. Wycech, R. Smolan, T. Czosnyka, J. Jastrzebski, M. Kisielinski, P. Lubinski, P. Napiorkowski, L. Pienkowski, A. Trzcinska, B. Klos, K. Gulda, W. Kurcewicz and E. Widmann: Phys. Rev. C **65** (2001) 014306.
- 10) M. Wada and Y. Yamazaki: Nucl. Instrum. Methods, **214** (2004) 196.
- 11) N. Ohshima, T. M. Kojima, M. Niigaki, A. Mohri, K. Komaki and Y. Yamazaki: Phys. Rev. Lett., **93** (2004) 195001.
- 12) N. Ohshima, M. Niigaki, M. Lebois, A. Mohri, K. Komaki and Y. Yamazaki: Nucl. Instrum. Methods B **235** (2005) 504.
- 13) H. Ryufuku, K. Sasaki and T. Watanabe: Phys. Rev., A **21** (1980) 745.
- 14) J. Burgdoerfer, P. Lerner and F. W. Meyer: Phys. Rev., A **44** (1991) 5674.
- 15) L. Haegg, C. O. Reinhold and J. Burgdoerfer: Phys. Rev., A **55** (1997) 2097.
- 16) J. Burgdoerfer and Y. Yamazaki: Phys. Rev., A **54** (1996)

- 4140.
- 17) H. D. Hagstrum: Phys. Rev., **96** (1954) 336.
 - 18) H. Winter: Europhys Lett., **18** (1992) 207.
 - 19) J. P. Briand, L. de Billy, P. Charles, S. Essabaa, P. Briand, R. Geller, J. P. Desclaux, S. Bliman and C. Ristori: Phys. Rev. Lett., **65** (1990) 159.
 - 20) *The physics of multiply and highly charged ions*, Vol. I & II, editor, F. D. Currell, Kluwer Academic Publishers Group, 2003.
 - 21) H. Winter: Physics Reports, **367** (2002) 387.
 - 22) J. D. Gillaspay: J. Phys., B **34** (2001) R93.
 - 23) T. Schenkel, A. V. Hamza, A. V. Barnes and D. H. Schneider: Prog. Surf. Sci., **61** (1999) 23.
 - 24) A. Arnau, F. Aumayr, P. M. Echenique, M. Grether, W. Heiland, J. Limburg, R. Morgenstern, P. Roncin, S. Schippers, R. Schuch, N. Stolterfoht, P. Varga and T. J. M. Zouros: HP. Winter, Surf. Sci. Rep., **27** (1997) 113.
 - 25) H. Winter, C. Auth, R. Schuch and E. Beebe: Phys. Rev. Lett., **71** (1993) 1939.
 - 26) M. Kidera, T. Nakagawa, K. Takahashi, S. Enomoto, T. Minami, M. Fujimaki, E. Ikezawa, O. Kamigaito, M. Kase, A. Goto and Y. Yano: Nucl. Instrum. Methods, **172** (2000) 316.
 - 27) F. Aumayr, H. Kurz, M. A. Brierre, J. W. McDonald, C. E. Cunningham and HP. Winter: Phys. Rev. Lett., **71** (1993) 1943.
 - 28) K. Kuroki, N. Okabayashi, H. Torii, K. Komaki and Y. Yamazaki: Appl. Phys. Lett., **81** (2002) 3561.
 - 29) N. Nakamura, M. Terada, Y. Nakai, Y. Kanai, S. Ohtani, K. Komaki and Y. Yamazaki: Nucl. Instrum. Methods B, **232** (2005) 261.
 - 30) P. Apel, A. Schulz, R. Spohr, C. Trautmann and V. Vutsadakis: Nucl. Instrum. Methods, **146** (1998) 468.
 - 31) N. Stolterfoht, J. H. Bremer, V. Hoffmann, R. Hellhammer, D. Fink, A. Petrov and B. Sulik: Phys. Rev. Lett., **88** (2002) 133201.
 - 32) I. Bergstroem, C. Carlberg, T. Fritioff, G. Douysset, J. Schoenfelder and R. Schuch: Nucl. Instrum. Methods, A **487** (2002) 618.
 - 33) G. Gabrielse, A. Khabbaz, D. S. Hall, C. Heimann, H. Kalinowsky and W. Jhe: Phys. Rev. Lett., **82** (1999) 3198.
 - 34) A. Gumberidze, Th. Stoehlker, G. Bednarz, H. F. Beyer, F. Bosch, X. Cai, S. Hagmann, O. Klepper, C. Kozhuharov, D. Liesen, X. Ma, P. H. Mokler, D. Sierpowski, Z. Stachura, M. Steck, S. Toleikis, A. Warczak and Y. Zou: Nucl. Instrum. Methods, B **205** (2003) 374.