

2. 微小角電子散乱における He 原子の 2^1S , 2^3S の励起 微分断面積の測定

広瀬 紀彦

準安定原子は寿命が長いために、エネルギーを光にして放出してしまう前にほかの原子・分子や固体表面と衝突することが多い。その際、蓄えていたエネルギーを使って様々の反応を起こさせる可能性をもつ。励起エネルギーが十分大きければ、ほかの原子や分子を電離させることもできる。我々は応用的にも重要であり、原子物理学上も興味深い原子の準安定状態に着目し、He ($1s2s^1S$) と He ($1s2s^3S$) の二つの準安定状態について電子衝突による励起微分断面積を測定した。He の 2^1S 状態への励起の場合、励起微分断面積は理論的にも実験的にも多くの研究者により研究されているが、 0° 付近の微小角散乱に関しては観測例は極めて少なく、理論計算もその角度分布はまちまちの振舞いを示している。 2^3S 状態への遷移も微小角散乱の研究は、Skerbeleらによって微分断面積が示されているのみであり、しかも理論値との間に大きな隔たりがある。我々はこれらを明らかにするため、正確に励起微分断面積の測定を行なった。

《実験装置》

電子分光器本体は、図1に示すように電子銃・エネルギー選別器・衝突領域・エネルギー分析器・検出器とそれらの間のレンズ系で構成されている。電子銃内のレニウムフィラメントから熱放出された電子は、電子レンズ系で加速され衝突領域に導かれる。その途中、エネルギー選別器によって一定のエネルギーを持った電子だけが取り出される。衝突領域において電子ビームは垂直方向から吹き出してくる原子と衝突する。散乱された電子は二段式エネルギー分析器で分析され、検出器によって強度が測られる。これらは直径600mmの真空槽に収められ、ターボモレキュラーポンプとロータリーポンプにより到達真空度 2×10^{-8} Torr を達成している。また、真空槽内は厚さ1mmのμメタルで磁気シールドされ、10mG以下に保たれている。

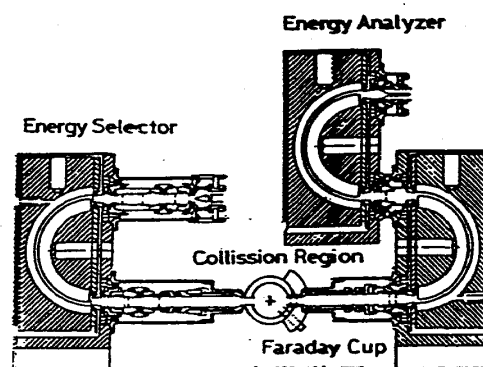


図1 実験装置

《実験方法》

我々の実験はエネルギー損失分光法によって微分断面積を測定している。エネルギー損失スペクトルにおいてエネルギー分解能は十分に高くなければならない。我々は実験装置に対して様々の改良を施し、調整を行なって、現在 2^1P のピークの半値幅90meV以下の高分解能を達成した(図2)。しかし、エネルギー分解能だけでなく、微分断面積を理論計算と比較する上では角分解能が重要になってくる。特に 2^1P のように前方で微分断面積が鋭く上昇する場合、その影響は大きい。そのため、我々は入射ビームの角分解能を測

定し、それを微分断面積の規格化の時に考慮することにした。もう一つ重要な条件は、散乱角の基準となる 0° が正確に決められていることである。この問題に対しては、機械的に 0° を決めるというだけでなく、微分断面積の比 $2^1S/2^1P$ および $2^3S/2^1P$ の角分布がともに対称となる位置を 0° として決定した。

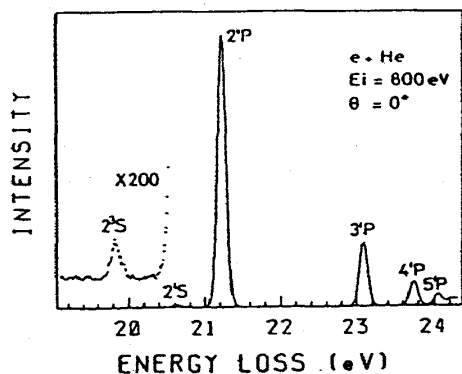


図2 Heのエネルギー損失スペクトル

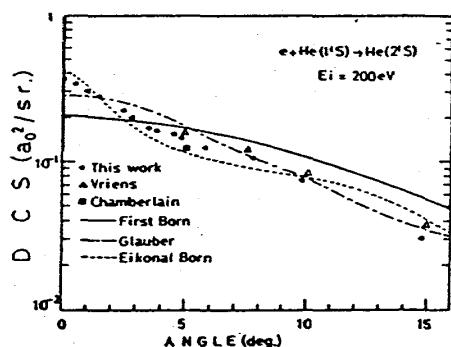


図3 He 2^1S 微分断面積の角分布

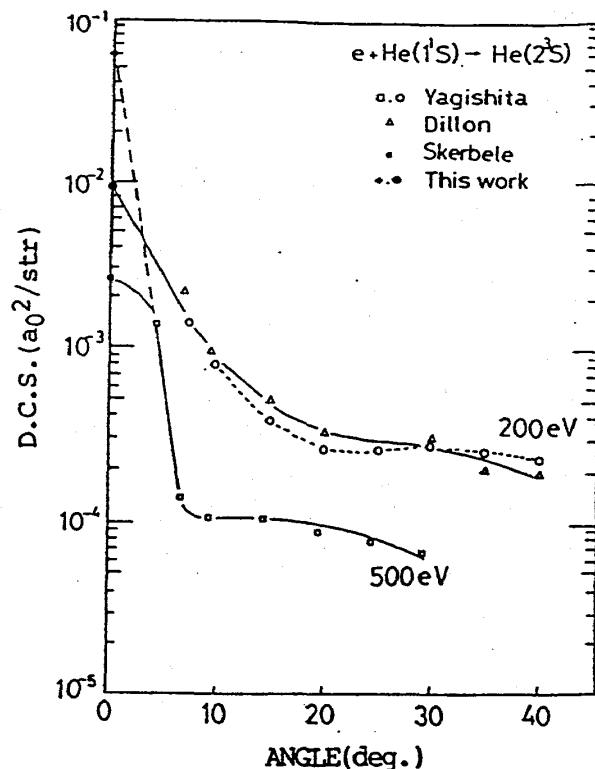


図4 He 2^3S 微分断面積の角分布

《規格化と考察》

我々の実験装置で測定できるのは微分断面積の相対値であり、1つの微分断面積を基準に絶対値を決めなければならない。そこで我々は理論的にも実験的にも前方で一致し、微分断面積の確定している 2^1P の値を基に規格化した。値はKim and Inokuti²⁾ のBorn近似による計算値を用いた。ここで、この値に角分解能の補正を加えることによって理論と実験のギャップを埋め、 2^1S の微分断面積を決定した。その結果、衝突エネルギー200～800 eVにおける 0° 付近の 2^1S 微分断面積は、Born近似とは異なる上昇傾向を示し、 0° における値も約2倍となり、Born近似が前方であまり精度の良くない近似であることが確認された。200 eVにおける結果を図3に示す。

2^3S に関しては、先に求めた 2^1S の値をもとに角分解能を考慮して計算した。 2^3S への遷移は電子交換によって起きると考えられるが、1973年にSkerbele⁶⁾ が示した通り我々の結果も微分断面積が前方で上昇する傾向を示した。Skerbeleらの衝突エネルギー500 eVにおける散乱角 0° での測定値 $0.0026 (a_0^2/sr.)$ を説明する理論はHuo³⁾ の運動量移行 $K=0$ での最大値 $0.0040 (a_0^2/sr.)$ とされていたが、今回我々はSkerbeleらと同じ条件のもとでその値の10数倍の $0.0636 (a_0^2/sr.)$ を得た。この結果を図4に示す。現在、この値を説明する理論はなく、Heの 2^3S 励起微分断面積に関しての理論に新たな問題を投げかけるものであると考える。

〔参考文献〕

- 1) Y.K.Kim and M.Inokuti, Phys.Rev.175 176(1968)
- 2) A.Skerbele et.al, J.Chem.Phys.58,4285(1973)
- 3) W.M.Huo, J.Chem.Phys.60,3544,(1974)

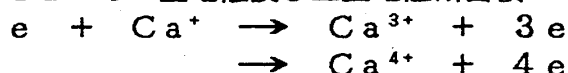
3. アルカリ土類金属イオンの電子衝突二重及び三重電離断面積

池 原 和 子

◆はじめに◆

電子-イオン衝突はプラズマ中の重要な素過程であり、特にプラズマ核融合や天文物理の分野より衝突過程の研究が求められてきた。電子-イオン衝突における電離過程には、大きく分類して衝突により直接外殻の電子が電離する過程と、自動電離を含むものがある。物理的には、この自動電離過程の電離断面積への寄与に興味を持たれている。我々のグループでは、特に内殻電子の励起及び電離にともなう自動電離の電離断面積への寄与に注目してアルカリ土類1価イオンの二重及び三重電離断面積の測定を行ってきた。

今回は、 Ca^+ の二重電離及び三重電離断面積



と Ba^+ の三重電離断面積



の測定を行った。

また、 Sr^+ の二重電離断面積が以前、同グループにより測定されたが Sr^+ ビーム中に多くの不純物が含まれていることが分っている。そのため、より信頼性の高い測定値を得るために質量分析器の改良を行い、 Sr^+ ビームの質量分析を行った測定を試みた。

以上の測定結果を中心に、アルカリ土類金属イオンの二重、三重電離断面積全般について他種イオンとの比較も含めて議論する。

◆実験装置◆

測定は交差ビーム法を用いて行われている。

装置(図1)はイオン源用と衝突実験用の2つの真空槽から成っている。イオン源用真空槽は、10インチの油拡散ポンプで 1×10^{-7} torr に、また衝突用真空槽はターボ分子ポンプとクライオポンプ

で $2 \sim 3 \times 10^{-9}$ torr まで排気されている。イオン源には表面電離型の物を用いており、イオンは加速電圧を与えられてレンズ系

を通り、衝突領域へとビームとして引き出さ

れる。イオンビームは衝突領域で電子銃からの電子ビームと直交する。衝突後のイオンは平行平板型の電極分析器によって入射イオンと生成イオンとに分けられる。入射イオンはファラデーカップで電流として、また生成イオンは二次電子コンバーターを介して電子増倍管でパルス信号として検出される。イオンビームは粒子の密度が小さいため信号数が少ない。そのため Double Chopping 法を用いて真の信号とノイズとを分ける。また電子

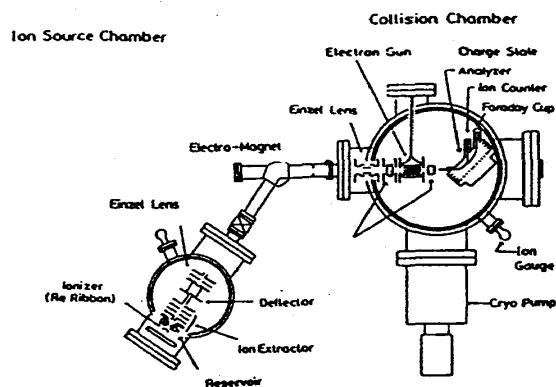


図1 装置図