

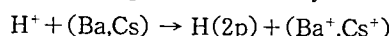
水素イオンの Ba および Cs 原子との 電荷移行衝突の実験的研究

昂格依¹⁾, 長田哲夫²⁾

Experimental Study of charge transfer collisions of hydrogen ion with Ba and Cs atoms

by ANGI and Tetsuo NAGATA

Abstract An experimental study of charge transfer processes



has been made in the H^+ energy range 0.45~6.0 keV with an apparatus combined with a momentum mass analyzer. The excited $\text{H}(2p)$ atoms were detected through Lyman- α photons which they emit. For Ba atom target, the partial cross section σ_{2p} for formation of $\text{H}(2p)$ atoms has been measured. For Cs, the polarization degree P of Lyman- α radiation has been determined from measurement of angular distribution of the radiation.

In the $\text{H}^+ + \text{Ba}$ collision at lower energies (≤ 2 keV), the capture of Ba 6s electron into the 2p and 2s orbitals of H dominates, and charge transfer excitation processes $\text{H}^+ + \text{Ba} \rightarrow \text{H}(1s) + \text{Ba}^{+*}(nl)$ are not appreciable though some of them are nearly resonant. As the collision energy increases from 2 keV, however, other capture processes such as those into $nl(n \geq 3)$ and 1s states of H begin to contribute to the total charge transfer process. The polarization degree P in the $\text{H}^+ + \text{Cs}$ collision has values between 0.3 and 0.6 and shows weak oscillatory structure similar to that for the partial cross section σ_{2p} . This result indicates that 65~80 % of the $\text{H}(2p)$ atoms are in the $2p_{m=0}$ state. This result also supports the previous explanation that the oscillatory structure is attributed to the long-range interference effect between the two charge exchange channels leading to $\text{H}(2p_{m=0})$ and $\text{H}(2s)$ at infinity.

1. 序論

原子・分子の動的過程（以下簡単に原子過程と呼ぶ）は放射線医学，天体物理学，プラズマ物理学，質量分析学をはじめ多くの分野で重要な役割をはたしている。例えば各国の最近の大型研究課題である核融合研究では，プラズマのモデル化，プラズマ診断，プラズマ装置の設計などで原子過程の知識はなくてはならないものである。いろいろな種類の原子過程のうち，本研究で取り上げた電荷移行過程も物理学的に大変興味のある問題であると共に，上記の核融合プラズマ内で目だって多く観測されるのをはじめ，いろいろ応用分野で重要な役割を果たしている。本実験では， $\text{H}^+ - \text{Ba}$ 衝突における H の 2p 状態の生成断面積のライマン・アルファ（以下 Ly- α と略す）光検出による測定，およ

1) 中国内モンゴ教育学院物理系。1990年4月10日に内蒙古自治区政府派遣の研究者として来日し，1年間明星大学理工学部物理学科の原子過程研究室で研究を行った。
2) 明星大学理工学部物理学科教授 原子過程

び $H^+ - Cs$ 衝突で同じく $2p$ 状態への電子捕獲に基づいて放射される $Ly - \alpha$ 光の偏光度の測定を行なった。

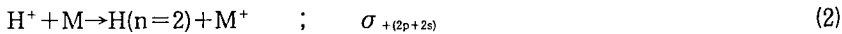
アルカリ原子またはアルカリ土類原子と水素 (H^+, H, H^-) との衝突に関しては全断面積の測定を中心にして多くの研究が報告されている〔文献1〕。このような金属原子と水素イオンの電荷移行衝突に関心がもたれているのは次のような理由による。

- (a) 核融合プラズマの中には器壁からのいろいろな金属原子が存在し、また自然界の核融合プラズマである太陽大気中には Na, Mg, K, Ca, Fe, Ni をはじめ多種類の金属原子が存在する。従って、水素原子や水素イオンとの衝突過程の基本データの蓄積がこれらの研究のために要求されている。
- (b) 励起状態への電荷移行や標的の励起を伴う電荷移行など、いくつかの電荷移行過程が競合して起きる。これは二つの電荷移行チャンネル間の干渉という物理学的に興味のある問題を提供する。
- (c) $H^+ -$ アルカリ原子衝突の場合、衝突系が準一電子系であるので電荷移行過程理論の実験的検証に非常に適している。

原子過程の特性を表す基本量の一つは、ある過程の起こり安さを表す断面積である。ある衝突過程に対する基本的断面積は全断面積であるが、その過程の終状態は複数であるのが普通で、これに対応して部分断面積を定義することができる。例えば電荷移行過程



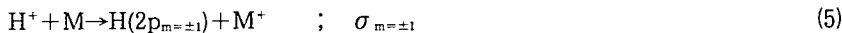
は M がアルカリ原子の場合



が顕著に起きるが、これはまず



と2つに分けることができる。過程(3)はさらに



と分けることができる。ここで、右側の σ はそれぞれの過程の断面積を表し、それらのうち σ_{+0} [過程(1)] は全断面積である。これらの全および部分断面積の間には

$$\sigma_{+0} \sim \sigma_{+(2p+2s)} \quad (7)$$

$$\sigma_{+(2p+2s)} = \sigma_{+2p} + \sigma_{+2s} \quad (8)$$

$$\sigma_{+2p} = \sigma_{m=\pm 1} + \sigma_{m=0} \quad (9)$$

が成り立つ。過程(3)の断面積 σ_{+2p} を(9)のように分けるためには、放射される $Ly - \alpha$ 光の偏光度の知識が必要である。

この研究ではまず $H^+ + Ba$ 衝突における $H(2p)$ 生成の断面積 σ_{2p} の測定をできるだけ広いエネルギー範囲で行ないたいと考えた。Ba に関しては σ_{+0} [文献2] と σ_{2s} [文献3]

の測定があるが、 σ_{2p} の測定はまだ報告されていない。次に σ_{2p} の $\sigma_{m=\pm 1}$ と $\sigma_{m=0}$ への分割を目ざした偏光度の測定を、Cs 標的の場合に対して試みた。Cs を選んだのは、すでに σ_{2p} がかなりの精度で測定されていること、および測定が最も容易であると考えたからである。

なお、ここでは「H(2p)生成断面積」を σ_{2p} と記し、また過程(3)の「2p状態への直接電荷移行断面積」を σ_{+2p} と記して区別している。なぜなら σ_{2p} は $n \geq 3$ の状態に生成されたのち、2p状態を経て1s状態へ移るといふ、いわゆるカスケード効果も含まれるからである。しかし、本研究のエネルギー範囲では $\sigma_{+2p} \sim \sigma_{2p}$ 、 $\sigma_{+2p} \sim \sigma_{2s}$ が成り立つことも事実である。従って、特に断らない限り両者は同じであるとして σ_{2p} と σ_{2s} を使って議論を進める。

水素イオン H^+ とアルカリ原子またはアルカリ土類原子との衝突において、 $n=2$ 状態への電荷移行が起きやすいと考える理由は、次のような今までの研究結果に基づいている。電荷移行過程は一般に、



と書くことができる。ただし $nl, n'l'$ は反応に与る電子の状態を表す。また ΔE は衝突前後の内部エネルギーの差である。一般に過程(10)の断面積はある衝突エネルギー(衝突速度)で最大値を持つ山形を示し、 $|\Delta E|$ が小さいほど

(i) 最大断面積が大きく

(ii) その最大値がより低エネルギー側に現われる

ことがわかっている〔文献4〕。 $H^+ + Cs$ 衝突の場合



となって明らかに2pや2s状態への捕獲が起きやすいことが予想され、実験的にも証明されている。一方、 $H^+ + Ba$ 衝突でも



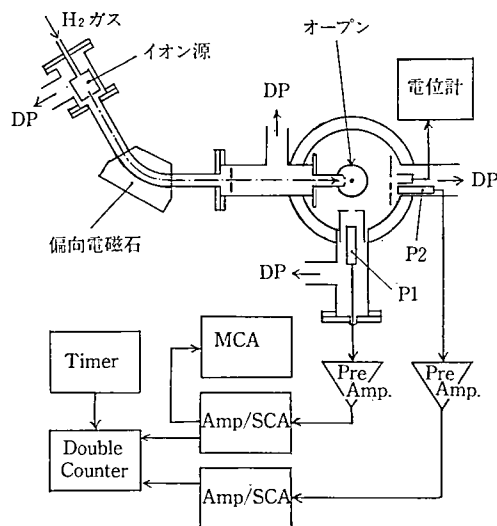
となり、低エネルギーでは同じく $n=1$ 状態よりは $n=2$ 状態への電荷移行が起きやすいと予想される。ただし、後で述べるように、Baの場合は電荷移行チャンネルの近くに多数の“励起を伴う電荷移行(charge transfer excitation)”のチャンネルがあり、その解析には注意を要する。

H(2p)原子の生成断面積の測定は普通 $Ly-\alpha$ 光子の検出によって行なわれる。 H^+ イオンが標的原子に近づいたとき、標的原子は入射イオンに基づくビーム方向の電場を感じ、結果として衝突後の衝突対の量子化基準(原子状態の量子論計算における z 軸)となる。このため放射される $Ly-\alpha$ 光の強度と偏光状態が方向によって異なってくる。この異方性を表すパラメーターの一つが偏光度である。 $Ly-\alpha$ 光の偏光度の測定は、 $H^+ + Cs$ 電荷移行衝突において磁気量子数状態($m=\pm 1$ と $m=0$)がどんな割合で生成されるかという詳しい知識をわれわれに与える。

2. 実験装置, 方法

2-1 実験装置の構成

使用した実験装置の全体図を [図 1] に示す。測定器系のブロックダイアグラムも同時に示しておいた。装置本体はイオン源部、質量分析部および衝突部の三つの部分から成り、油回転ポンプと油拡散ポンプから成る排気系を3組使って排気される。このほかに実験装置を操作するための電源類がある。実験中のバックグラウンド真空度は約 2×10^{-6} mmHg であった。



[図 1] 実験装置。測定器系のブロックダイアグラムも同時に示してある。DP は油拡散ポンプを、また P1 と P2 は光電子増倍管を示す。

2-2 イオンの生成, 加速および選別

イオンの生成には電子衝撃型イオン源を使用した。この型のイオン源はイオンのエネルギー幅が小さいという利点をもつ。生成されたイオンを静電加速電極と磁場コイルを併用したレンズ系で加速しながら集束させる。イオンのエネルギーがイオン加速電圧で決まるように電圧が印加される。加速されたイオンビームはそのあと 60 度偏向型質量分析器へ送り、実験に必要な水素イオン (H^+) だけを選別したのち金属原子との衝突領域へ直進させる。実験中はイオン源部へ約 5×10^{-6} mmHg の H_2 ガスを可変リークバルブを使って導入した。

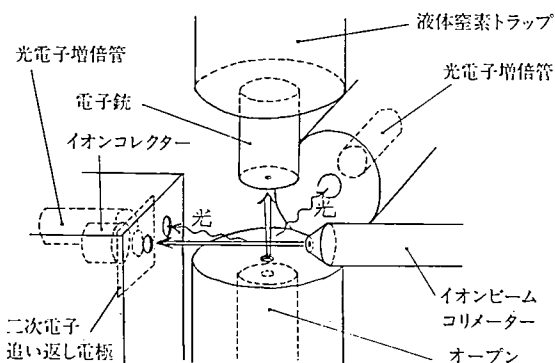
2-3 $H^+ + Ba$ 衝突における $H(2p)$ 生成断面積の測定

[1] 衝突領域

衝突領域の詳細を [図 2] に示す。 $H^+ + Ba$ 衝突の実験では、これらのうち電子銃とイオンコレクター側の光電子増倍管は取り外してある。質量分析器で選別された H^+ イオンビームは、内径 30cm、高さ 16cm のチャンバーの中心部へ送り込まれ、チャンバーの底部に置かれた標的原子用オープンからの金属原子ビームと交差する。イオンビームは交差領域に入る前にコリメートされ、その断面は直径 5mm の円形である。イオンビームは最

後にイオンコレクター（イオン捕集器）に集められる。H⁺ ビームと交差した後の原子ビームは、噴射口の真上に置かれたコールドトラップに凝縮させる。このトラップは液体窒素（-196℃）で冷却されていて、チャンバー内を高真空に保つのに非常に役にたった。噴射口のすぐ上には、真空系の外側から開閉できるシャッターが取り付けられている。これは検出された光信号からバックグランド信号を取り除くためのものである。

本実験で使用したイオン源で加速できるイオンエネルギーの最大値は5keVである。そこで、もっと高いエネルギーまで測定ができるように、衝突領域を電氣的に浮かせた銅製の箱で囲った（図2には示していない）。この箱にマイナス電圧をかけることによって、H⁺ イオンを10keVまで加速できるようにした。



【図2】 衝突チャンバー内の配置図。H⁺+Ba 衝突の実験では、電子銃とイオンコレクター側の光電子増倍管は使われていない。

(2) Ba 原子線発生用オープン

Ba 原子ビームは金属 Ba をオープンで加熱して生成した。このオープンは石英管にタンタルリボンを巻き、その回りに薄いステンレス鋼からなる円筒形のラジエーションシールドを置いたものである。噴射口が Ba 蒸気の付着によってつまるのを防ぐために、噴射口付近の温度がオープン内部の温度よりも高くなるように加熱ヒーターを巻いた。オープンの温度はアルメル-クロメル熱電対で測定した。使用時のオープン温度は約 725℃で、これに対応する蒸気圧は約 2×10^{-2} mmHg である。また、衝突領域の標的原子密度は 10^{-4} mmHg 程度と考えられる。

(3) 光検出器およびイオンビームの測定

H⁺ イオンビームと金属原子ビームとの交差領域で電荷移行反応によって生成された H(2p) 原子は、ただちに基底状態へ遷移して Ly- α (121.6nm) 光子を放射する。H(2p) 状態の平均寿命は 1.6×10^{-9} 秒であるから、加速電圧 10keV でも生成されてから遷移するまで 0.1mm 程度しか走らない。従って、ビーム交差領域と光の放射領域はほとんど同じと考えることができる。こうして放射された Ly- α 光子の観測により、電荷移行反応によって生成された H(2p) 原子の強度を知ることができる。Ly- α 光子の検出は、H⁺ イオンビームと金属原子ビームの交差点を中心とし、両ビーム軸に直角な方向に真空紫

外線用光電子増倍管（浜松ホトニクス，R1081型）を置いて行なった。この増倍管の入射窓は115nm付近にカットオフをもつMgF₂である。一方，光電変換面にはCsIが使われていて，約170nmより長い波長の光には感応しない。従って，この光電子増倍管の検出波長範囲は115～170nmである。イオンビームは，衝突領域の下流に置かれたイオンコレクター（キャップ型）にはいり，これに接続した直流増幅器によってその強度が測定される。キャップの底面からの二次電子放射を防いで真のイオン電流を計るために，キャップの前に二次電子追い返し電極を置き，-10Vの電圧をかけた。

〔4〕実験手順および断面積の計算

光検出系で検出されるLy- α 光子数 N は

$$N = k' \sigma_{2p} n I_+ \quad (15)$$

と表される。ここで， I_+ はH⁺イオンビームの強度， n は衝突領域の標的原子密度， k' は比例定数である。衝突領域に入射した金属原子の密度は，オープン内の金属の蒸気圧 p がそれほど高くないときは p に比例し，

$$n = k'' p \quad (16)$$

と仮定してよい。圧力 p はオープンの温度がわかれば，温度-蒸気圧曲線から求めることができる。従って，Baに対する測定の場合には

$$N_{Ba} = k' k'' \sigma_{Ba} p_{Ba} I_+ = k \sigma_{Ba} p_{Ba} I_+ \quad (17)$$

と書くことができる。ここで σ_{Ba} はBaにおける「H(2p)原子の生成断面積」を表す。また， $k = k' k''$ である。同じようにCsでは

$$N_{Cs} = k \sigma_{Cs} p_{Cs} I_+ \quad (18)$$

となる。式(7)と(8)より，標的原子密度をそれぞれの測定で一定に保ったとき，H(2p)生成のそれぞれの相対断面積 σ_{Ba}^r と σ_{Cs}^r は

$$\sigma_{Ba}^r = N_{Ba}/I_+ = k \sigma_{Ba} p_{Ba} \quad (19)$$

$$\sigma_{Cs}^r = N_{Cs}/I_+ = k \sigma_{Cs} p_{Cs} \quad (20)$$

となる。これらの式より

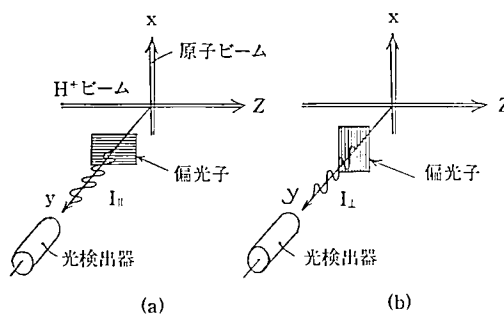
$$\sigma_{Ba} = \sigma_{Cs} (\sigma_{Ba}^r / \sigma_{Cs}^r) \cdot (p_{Cs} / p_{Ba}) \quad (21)$$

を得る。式(21)が本研究における σ_{2p} ($= \sigma_{Ba}$) 決定の実験式である。断面積決定の基準としてCsに対する σ_{2p} ($= \sigma_{Cs}$) を使用したのは，今までの多くの実験的，理論的研究から σ_{2p} がかなり良い精度で得られているからである。断面積比 $\sigma_{Ba}^r / \sigma_{Cs}^r$ としては1～3keV範囲のいくつかのエネルギー点で測定した値の平均を使用した。

2-4 H⁺-Cs 衝突で放射されるライマン・アルファ光の偏光度

(1) 偏光度の定義

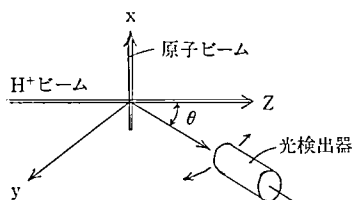
偏光度 P (Polarization fraction) は次のように定義される。いま [図 3] に示すように H⁺ イオンの進む方向に z 軸, 標的原子ビームの進む方向に x 軸をとるものとする。 y 方向に置いた光検出器に入射する光のうち, z 方向に偏光した (すなわち光の電気ベクトルが z 軸と平行になっている) 光の強度を I_{\parallel} [図 3 (a)], また直角方向に偏光した光の強度を I_{\perp} [図 3 (b)] とするとき, 偏光度 P は



【図 3】 偏光子使用による偏光度 P の測定。

$$P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \quad (22)$$

で定義される。可視光領域では, 衝突領域と光検出器の間に偏光子を置くことによって, 式(22)を直接使って P を測定することができる。しかし, 偏光子が使えない真空紫外領域の光に対してはこれとは異なる二つの方法がとられる。一つは y 方向に放射された光のブリュースター (Brewster) 角での反射を使う方法, 他の一つは放射される光の角分布から求める方法である。[図 4] のように $y-z$ 平面内に z 軸に対する角度 θ を定義すると, θ 方向に放射される光の強度 $I(\theta)$ は



【図 4】 角分布法による偏光度 P の測定。

$$I(\theta) = I(90) \cdot (1 - P \cos^2 \theta) \quad (23)$$

で与えられる。本実験ではこの角分布による方法を採用した。式(23)の導出とその物理的意味については後の討論で述べる。

〔2〕 実験配置

イオン源と質量分析部は $H^+ + Ba$ 衝突の場合と全く同じである。衝突領域の配置はすでに [図 2] で示した。Ba 実験の場合と同様に、衝突チャンバーの底の中心に Cs 原子ビーム発生用オープンが取り付けられている。しかし、オープンの真上に電子銃が置かれていること、また光電子増倍管が二つ使用されているという点が Ba の場合と異なっている。

〔3〕 Cs 原子ビーム発生用オープン

偏光度測定で使われたオープンは Ba でのものと異なる。それはステンレス鋼製の円筒容器に外径 1.5mm のシースヒーターを巻いたもので、その噴射口は直径 1mm である。蒸発した Cs が噴射口に詰まるのを防ぐために、オープン加熱ヒーターと噴射口部を加熱するヒーターを独立させ、噴射口の部分の温度をオープン内部の温度より少し高くなるようにした。両ヒーターは共にコイル状となっているので磁界を発生する。この磁界がイオンビームに影響するのを避けるために、オープンの外側を鉄の板で覆って磁界を遮蔽した。測定時のオープン温度は 180°C で、これに対応する蒸気圧は $3 \times 10^{-2} \text{mmHg}$ である。

〔4〕 光検出器および電子銃

ライマン・アルファ ($Ly-\alpha$) 光子の検出は二つの真空紫外用光電子増倍管 (浜松ホトニクス, R1081 および R1459) を使って行った。これらを $y-z$ 面 (水平面) 内の $\theta = 90^\circ$ の方向 (y 軸方向) と $\theta = 10^\circ$ の方向に設置した。衝突領域から見た光検出器の有効見込角は 0.005rad であった。偏光度 P は二つの検出器による計数値を式(23)へ代入して計算した。

この方法による偏光度の測定では、二つの光検出系 (それぞれ光電子増倍管から計数器までを含む) の $Ly-\alpha$ 光に対する検出効率と同じであるか、もし異なる場合には補正ができなければならない。本実験における電子銃はこの補正を行なうためのものである。この電子銃は直径 1mm の電子ビームを下向きに送り出す。検出効率比の決定は次のようにして行なった。チャンバー内に約 $1 \times 10^{-5} \text{mmHg}$ の H_2 ガスを導入した状態で、電子銃から約 150eV の電子ビームを送り出す。二つの光電子増倍管が置かれている水平面 ($y-z$ 面) 内には原点 (ビーム交差点) から対称的に光が放射されるから、一定時間内での計数値の比がそのまま検出効率比を表す。電子- H_2 衝突で放射される真空紫外領域の光の中には、 $Ly-\alpha$ 光のほかに分子状態からの帯スペクトルの光も含まれていて、その一部は検出可能な範囲にある。しかし、二つの光電子増倍管は同じ光電変換剤 (CsI) を使用していて、両者の紫外領域の光に対する量子効率曲線は同じである。従って、こうして求めた検出効率比をそのまま $Ly-\alpha$ 光に対する検出効率比とみなした。

〔5〕 測定手順および偏光度の計算

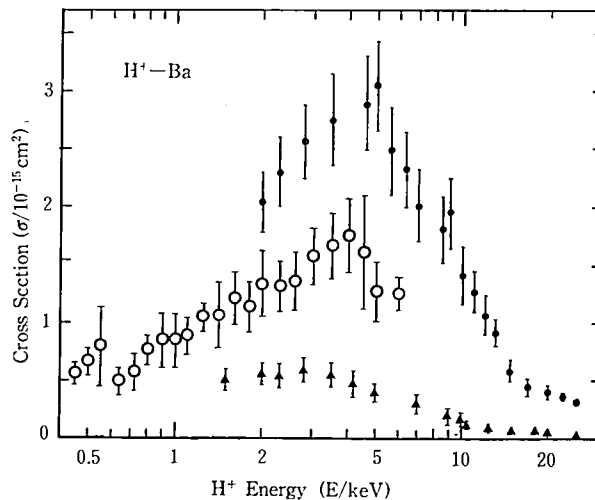
式(23)によって偏光度を測定する場合、入射ビーム軸に対する光検出器の角度を変えて、比 $I(\theta)/I(0)$ が $\cos^2 \theta$ に対して直線的に変わるかどうかなどを確認することが望ましい。しかし、この関係が成り立たなかったという報告例はなく、必ずしも検出器を任意の角度に設定できるようにする必要はないと考えた。すなわち、最低 2 点で光強度を知れば

十分である。先にも述べたように、本実験では光検出器を 10° と 90° に固定し、それぞれの位置での $\text{Ly}-\alpha$ 強度 $I(10)$ と $I(90)$ 、および $\theta = 10^\circ$ を式(26)に代入して偏光度 P を決定した。光強度 $I(10)$ と $I(90)$ の測定は同時に行なったので、測定中のイオンビーム強度と原子ビーム強度の変動は、それがゆるやかである限りそれほど問題でない。バックグラウンド信号の除去は $\text{H}^+ + \text{Ba}$ 衝突の場合と同じように原子ビームシャッターを使って行なった。

二つの光検出器の検出効率、従って検出効率比は主として光電子増倍管の入射窓のよごれが原因で、時間と共に変わる可能性がある。このため、検出効率比を測定の前後だけでなく、場合によっては測定中も確認した。

3. 実験結果

[図5] に $\text{H}^+ + \text{Ba}$ 衝突系に対して得られた $\text{Ly}-\alpha$ 発光断面積を衝突エネルギーの関数として示す。この図には Morgan 達が測定した全断面積 σ_{+0} [文献2] と $\text{H}(2s)$ 生成断面積 σ_{+m} ($=\sigma_{2s}$) [文献3] も比較のため示しておいた。本測定の各測定点に縦線で示した誤差は、統計的な誤差 (標準偏差) である。系統的誤差は式(21)より



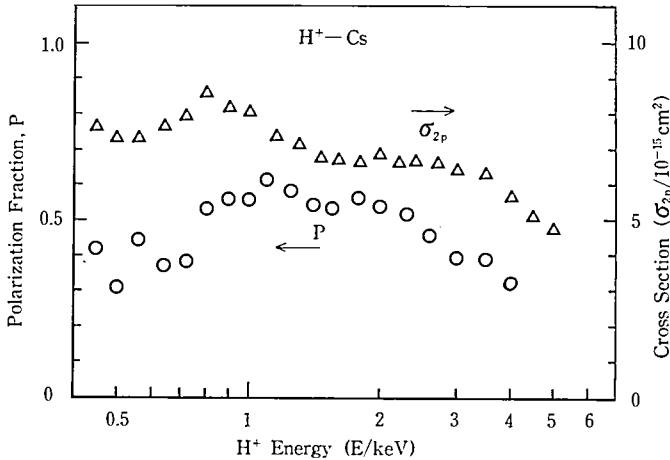
[図5] $\text{H}^+ + \text{Ba}$ 衝突における電荷移行断面積。○印が本実験で測定された $\text{H}(2p)$ 生成の部分断面積 σ_{2p0} 。比較のため Morgan と Eriksen が測定した全断面積 σ_{+0} (●印, [文献2]) と $\text{H}(2s)$ 生成の部分断面積 σ_{2s} (▲印, [文献3]) も同時に示した。

$$\frac{|\Delta\sigma_{\text{Ba}}|}{\sigma_{\text{Ba}}} \leq \frac{|\Delta\sigma_{\text{Cs}}|}{\sigma_{\text{Cs}}} + \frac{|\Delta(\sigma_{\text{Ba}}^r/\sigma_{\text{Cs}}^r)|}{\sigma_{\text{Ba}}^r/\sigma_{\text{Cs}}^r} + \frac{|\Delta P_{\text{Cs}}|}{P_{\text{Cs}}} + \frac{|\Delta P_{\text{Ba}}|}{P_{\text{Ba}}} \quad (24)$$

から求められる。右辺の第1, 2, 3 および 4 項の見積値はそれぞれ 0.18, 0.25, 0.05 および 0.05 である。従って、全系統誤差 (相対値) は 0.53 である。

[図6] に $\text{H}^+ + \text{Cs}$ 衝突系に対する偏光度の測定結果を示す。比較のために、長田-栗原が測定した $\text{Ly}-\alpha$ 発光断面積 σ_L ($=\sigma_{2p}$) の結果 [文献5] も同時に示しておいた。偏光度 P は約 0.5 を中心として振動しているように見える。興味あるのはこの振動が σ_L

の振動とだいたい対応していることである。



[図6] $H^+ + Cs$ 衝突で生成される $H(2p)$ が放射する $Ly-\alpha$ 光の偏光度の衝突エネルギー依存性。比較のため $H(2p)$ 生成の部分断面積 σ_{2p} (Δ 印, [文献6]) も同時に示した。

4. 討論

4-1 $H^+ + Ba$ 衝突における $H(2p)$ の生成

本節では断面積測定における偏光度 P の効果を検討し、また得られた断面積の結果を物理的な観点から考察する。

本測定では光電子増倍管を入射 H^+ イオンビームの軸に対してマジック角 54.7° ではなくて、 90° の位置に置いた。ところが $P \rightarrow S$ 遷移による電気双極放射では、入射ビーム方向に対して角度 θ での強度 $I(\theta)$ が全強度 I_T と

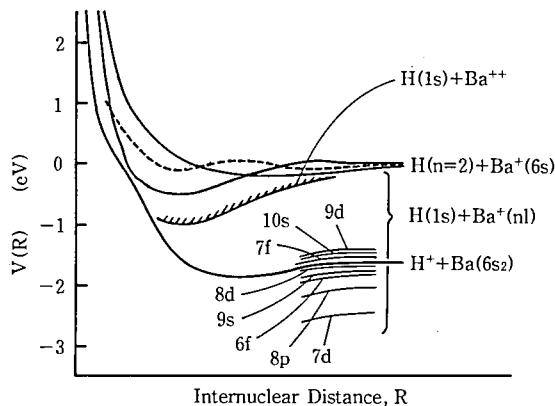
$$I(\theta) = \frac{3I_T}{4\pi} \cdot \frac{1 - P \cos^2 \theta}{3 - P} \quad (25)$$

で関係づけられる [文献7]。 $\theta = 90^\circ$ のとき、上式は

$$I(90) = \frac{3I_T}{4\pi} \cdot \frac{1}{3 - P} \quad (26)$$

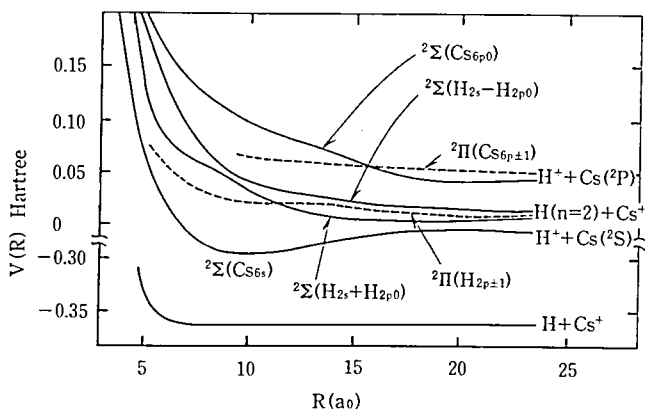
となる (ついでながら式(25)と(26)の比から式(23)を得る)。これは、 P が衝突エネルギーに依存するときは、 $\theta = 90^\circ$ で測定した相対断面積に P に対する補正が必要であることを意味する。これを避けるためには測定を $3 \cos^2 \theta = 1$ を満たす角度、すなわち $\theta = 54.7^\circ$ (マジック角) で行えばよい。このとき式(23)は P に無関係になる。これはしばしば使われる方法であるが、本測定ではチャンバーの構造上この方法がとれなかった。 $H^+ + Ba$ 衝突における偏光度 P については未知であるが、 $H^+ + Cs$ 衝突の場合と同じ 0.3 から 0.6 の間で変動すると仮定すると、断面積の相対変化において予想される測定範囲での誤差は最大 11% である。

次に得られた断面積の測定結果に基づいて、物理的な観点から電荷移行過程を考える。[図7] に $H^+ + Ba$ 衝突系のポテンシャル曲線を示す。これは厳密な計算に基づいた



【図7】 $(\text{H-Ba})^+$ 系のポテンシャルエネルギー曲。Olson と Liu が計算した $(\text{H-Mg})^+$ 系のポテンシャルエネルギー曲線〔文献5〕を参考にして描いた。

ものではないが、類似の衝突系 $\text{H}^+ + \text{Mg}$ に対する精密な計算結果〔文献6〕を参考にして描いたものである。この衝突系が〔図8〕に示した $\text{H}^+ + \text{Cs}$ 系の場合と大きく異なるのは、電荷移行チャンネル $\text{H}(n=2) + \text{Ba}^+(6s)$ 付近に収束する無数の“励起を伴う電荷移行



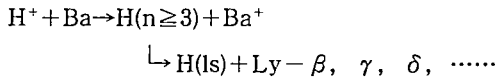
【図8】 $(\text{H-Cs})^+$ 系のポテンシャルエネルギー曲線。Sidis と Kubach の計算〔文献9〕をそのまま採用した。 $\text{H}2p_0$ は本文の $\text{H}(2p_{m=0})$ と同じで、他も同様に略されている。

(charge transfer excitation, 以下 CTE と略す)”のチャンネル, $\text{H}(1s) + \text{Ba}^+(nl)$, が横たわっていることである(*印は励起していることを意味する)。もし、式(10)がこの場合も成り立っているとすると、生じる電荷移行の大部分が CTE 過程ということになる。それらの過程でつくられる $\text{Ba}^+(nl)$ の一部は検出にかかる波長の光を放射するので、測定されたのは σ_{2p} ではなくて CTE の断面積ということになる。しかし、CTE の寄与は次に述べる理由で非常に小さいと考えられる。

まず、 σ_{2s} と σ_{2p} の比は約 1:2 である。これはアルカリ原子および Mg 原子を標的とした場合とほぼ同じである。さらに 2keV 以下では $\sigma_{2s} + \sigma_{2p} \sim \sigma_{+0}$ が成り立ち、他の過程が入る余地はあまりない。一方、〔図8〕に示したポテンシャル曲線は断熱的なもので

あるが、本実験のような keV 領域の衝突では標的原子内の電子の並進エネルギー (translational energy) を考慮する必要がある。すなわち、 H^+ に固定した座標系から見ると、標的原子の電子が H^+ と同じ速さで原子に乗って近づいてくる。電子のこの余分の運動エネルギーが、[図 8] における CTE チャネル群を [H^+ エネルギー (eV)] /1836 だけ上側へずらす効果をもつ。このことは、かりに CTE が起きるとすると、それらは入射チャネルよりも数 eV ほど下にあるものが最も起きやすいことを意味する。ところが、このような CTE で生成される $Ba^{+*}(nl)$ が放射する光は、本実験で使用している光電子増倍管では検出されない。従って、もしこのような CTE があるとする、それは $\sigma_{2p} + \sigma_{2s}$ と σ_{+0} の間に差を生じさせる。以上のことから、我々は CTE はその一部が ΔE の非常に小さい近共鳴反応であるにもかかわらず、 $n=2$ 状態への電子捕獲に対して目だつほど起きていないと結論する。

衝突エネルギーが 2keV 以下では、関係 $\sigma_{+2p} + \sigma_{+2s} \sim \sigma_{2p} + \sigma_{2s} \sim \sigma_{+0}$ が成り立つことを上で述べた。しかし、2keV 以上ではこの関係が次第に成り立たなくなり、5keV では明らかに $\sigma_{2p} + \sigma_{2s} < \sigma_{+0}$ となっている。この結果は、もしこれが正しいとすると、 σ_{2p} と σ_{2s} のどちらの測定にもかからない他の過程があることを示している。第一の可能性は高い励起状態への電子捕獲に続く $Ly-\alpha$ 以外のライマン系列光の放射



である。主量子数 n が大きくなるにつれて ΔE が大きくなることを考えると、3keV からさらに高いエネルギーでこれらの過程が無視できなくなる可能性は十分にある。第二の可能性は H の $1s$ 状態への直接捕獲過程(14)である。そして第三の可能性は CTE 過程



である。これらの過程の存在を調べるためには、入射体の衝突後の運動エネルギー変化あるいは発光スペクトルを調べてみる必要がある。

以上のように、 $H^+ + Ba$ 電荷移行衝突過程はアルカリ原子の場合と比較して複雑であり、現在のところその全容の理解にはほど遠い。 $(H-Ba)^+$ 系の精密なポテンシャル曲線の計算が望まれる。

4-2 $H^+ + Cs$ 衝突で放射されるライマン-アルファ光の偏向度

本節では主に測定された偏光度の物理的意味について考察する。ライマン-アルファ光を生じる $2p-1s$ 遷移は典型的な双極遷移である。双極放射の基本的な式は

$$I(\theta) \propto p_i^2 \sin^2 \theta \quad (27)$$

で与えられる [文献 8]。ここで、 p_i は双極子の $i(i=x, y, z)$ 方向の成分、 $I(\theta)$ は p に対して θ 方向の放射強度である。いま [図 4] のように座標軸をとると、放射強度の角度分布は

$$I(\theta) \propto p_x^2 + p_y^2 \cos^2 \theta + p_z^2 \sin^2 \theta \quad (28)$$

で与えられる。いまの場合 $p_x = p_y$ であること、また $p_x(p_y)$ がビーム方向に対して直角方向に偏光した光 I_{\perp} を、 p_z が平行な方向に偏光した光 I_{\parallel} を放射することを考慮すると、

$$\begin{aligned} I(\theta) &\propto p_x^2(1 + \cos^2\theta) + (p_z^2 \sin^2\theta) \\ &= I_{\perp}(1 + \cos^2\theta) + (I_{\parallel} \sin^2\theta) \\ &= (I_{\parallel} + I_{\perp}) - (I_{\parallel} + I_{\perp}) \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \cos^2\theta \\ &= I(90)(1 - p \cos^2\theta) \end{aligned}$$

となり、式(23)を得る。ここで $I(90) = I_{\parallel} + I_{\perp}$ はイオンビーム方向 (z 軸) に対して直角方向に放射される光強度、 P は式(22)で定義されたものである。

さて、 z 軸が量子化の基準軸であるから、 $2p$ 状態のうち $m = \pm 1$ の状態 ($2p_{m=\pm 1}$) が p_x (p_y) に、また $m = 0$ の状態 ($2p_{m=0}$) が p_z に対応する。従って、 I_{\perp} は $2p_{m=\pm 1}$ 状態から放射されるものであり、 I_{\parallel} は $2p_{m=0}$ 状態から放射されるものである。すなわち $2p_{m=\pm 1} \rightarrow p_x$ ($= p_y$) $\rightarrow I_{\perp}$ および $2p_{m=0} \rightarrow p_z \rightarrow I_{\parallel}$ という対応が成り立つ。式(22)によれば、もしこの電荷移行過程において $2p_{m=\pm 1}$ 状態だけが生成されると $P = -1$ になり、逆に $2p_{m=0}$ 状態だけが生成されると $P = 1$ となる。

以上のことから、本実験結果の意味が明らかになる。本測定のエネルギー範囲では、 P は 0.3 から 0.6 の間で変動している。このことは、生成される $2p$ 状態のうち 65~80% が角運動量の z 成分がゼロの状態、すなわち $2p_{m=0}$ 状態につくられることを意味する。これは $m = 1, 0, -1$ の状態が平等につくられるとしたとき 33% (しばしば統計的な値と呼ばれる) よりかなり大きい。いままでの実験的研究によると、部分断面積 σ_{2p} と σ_{2s} は互いに逆位相で変る振動成分をもっている [文献 4]。これは $H(2p)$ と $H(2s)$ を導く二つの電荷移行チャンネル (channel) の間の遠距離相互作用 (遠距離での量子力学的干渉効果) で説明されている。すなわち [図 8] において核間距離 $15a_0$ 付近で電荷移行が起きたあと、二つのチャンネル ${}^2\Sigma(H2s+H2p_0)$ と ${}^2\Sigma(H2s-H2p_0)$ に対応する電子波が少し遠ざかったところ ($20\sim 25a_0$) で干渉することによって生じる。観測された P における振動は、 $H(2p_{m=0})$ の生成量がこの干渉効果によって変わるのに対して、 $H(2p_{m=\pm 1})$ の生成量が変化しないために起きると解釈される。 H^+ とアルカリ原子系に対する電荷移行衝突の理論的研究によると、 $H(2p_{m=\pm 1})$ 状態を導く電荷移行チャンネルは曲線 ${}^2\Pi(H2p_{\pm 1})$ である。この状態への移行は、 $4\sim 5a_0$ での ${}^2\Sigma(Cs6s)$ との交差点で回転結合を通じて起きる。また ${}^2\Pi$ 状態と ${}^2\Sigma$ 状態は遠距離で相互作用しない。本実験の結果はこのような理論的予測が正しいことを示している。

5. 結論

以上の結果を要約すると次のようになる。

(1) 電荷移行過程 $H^+ + Ba \rightarrow H(nl) + Ba^+$ の場合、 $2keV$ 以下での衝突では H の $2p$ と $2s$ 状態への電荷移行が支配的である。励起を伴う電荷移行 (charge transfer excitation) 過程 $H^+ + Ba \rightarrow H(ls) + Ba^{+*}(nl)$ は近共鳴であるにもかかわらず、少なくとも $2keV$ 以下ではあまり重要でない。しかし、 $2keV$ 以上になると Ba $6s$ 電子の $H(nl)(n \geq 3)$ または H

(1s) 状態への電荷移行が関与しはじめ、5keV あたりになると無視できなくなる。

(2)電荷移行過程 $H^+ + Cs \rightarrow H(2p) + Cs^+$ で放射される Ly- α 光の偏光度は、測定 of H^+ エネルギー範囲で 0.3~0.6 を示し、 σ_{2p} の振動に対応した弱い振動構造を示した。この結果は、生成される 2p 状態のうち 65~80% が $2p_{m=0}$ 状態であることを示すと同時に、 $H(2p_{m=0})$ と $H(2s)$ を導く二つの電荷移行チャンネル [$^2\Sigma(H2p_0 + H2s)$ と $^2\Sigma(H2p_0 - H2s)$] 間の遠距離相互作用の存在を明かに証明している。

謝辞

本実験を進めるに当たっては、同じ原子過程研究室の大学院博士過程学生アーリップ・クトゥルク君にいろいろと手助けをして頂いた。紙上を借りて感謝の意を表したい。

参考論文

- (1)例えば、中井洋太、他著：「水素原子と水素イオンの原子および分子との衝突に関するデータ」、日本原子力研究所、JAERI-M 84-169 (英文)
- (2)T.J.Morgan and F.J. Eriksen; Phys.Rev.A19,1448 (1979).
- (3)T.J.Morgan and F.J. Eriksen; Phys.Rev.A19,2185 (1979).
- (4)H. マッセイ著、小山慶太訳 「原子・分子の衝突」;(共立出版, 1981)
- (5)R.E.Olson and B.Liu; Phys.Rev.A20,1366 (1979).
- (6)T.Nagata and M.Kuribara; J.Phys.Soc.Jpn.55,500 (1986).
- (7)P.J.O.Teubner, W.E.Kauppila, W.L.Fite and R.J.Girnius; Phys.Rev. A, 2,1763 (1970).
- (8)M.J.Mumma, M.Misakian, W.M.Jackson and J.L.Faris; Phys. Rev. A 9, 203 (1974).
- (9)V.Sidis and C.Kubach; J.Phys. B 11,2687 (1978).