

原子衝突学会誌

しょうとつ

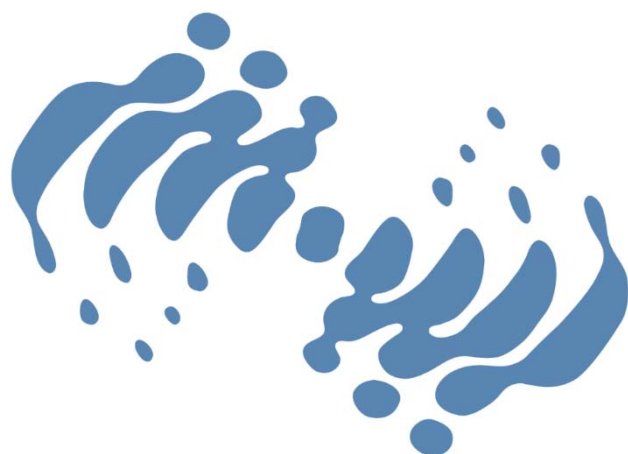
第 13 巻
第 3 号
2016 年

巻頭言 会長挨拶 東俊行

シリーズ 「陽電子が拓く物質の科学」

第 3 回 ポジトロニウム負イオン

長嶋泰之, 五十嵐明則, 満汐孝治



**THE ATOMIC COLLISION
SOCIETY OF JAPAN**

原子衝突学会賛助会員（五十音順）

アイオーピー・パブリッシング・リミテッド（IOP 英国物理学会出版局）

Institute *of* Physics

<http://journals.iop.org/>

アステック株式会社

ASTECH
CORPORATION

<http://www.astechcorp.co.jp/>

アドキャップバキュームテクノロジー株式会社

ADCAP

<http://www.adcap-vacuum.com>

有限会社イーオーアール



Electronics Optics Research Ltd.

<http://www.eor.jp/>

株式会社オプティマ

Optima Corp.

<http://www.optimacorp.co.jp/>

キャンベラジャパン株式会社

A
CANBERRA

<http://www.canberra.com/jp/>

クリムゾン インタラクティブ プライベート リミテッド

enago[™]

<http://www.enago.jp/>

<http://ulatus.jp/>

<http://www.voxtab.jp/>

株式会社サイエンス ラボラトリーズ



株式会社 サイエンス ラボラトリーズ

<http://www.scilab.co.jp/>

真空光学株式会社

真空光学株式会社 - Vacuum & Optical Instruments -

<http://www.shinku-kogaku.co.jp/>

スペクトラ・フィジックス株式会社

 Spectra-Physics®
A Newport Company

<http://www.spectra-physics.jp/>

ソーラボジャパン株式会社

 THORLABS

<http://www.thorlabs.jp/>

ツジ電子株式会社

 TSUJICON
ツジ電子株式会社

<http://www.tsujicon.jp/>

株式会社東京インスツルメンツ

 **TII TOKYO INSTRUMENTS, INC.**

<http://www.tokyoinst.co.jp/>

株式会社東和計測

 Touwa
Keisoku

<http://www.touwakeisoku.co.jp/>

株式会社トヤマ

 **TOYAMA**
サイエンスをかたちにするテクノロジー

<http://www.toyama-jp.com/>

株式会社ナバテック

真空機器の未来と歩む
Navatec

<http://www.navatec.co.jp/>

仁木工芸株式会社



TOM J RROW

<http://www.nikiglass.co.jp/>

伯東株式会社



<http://www.g5-hakuto.jp/>

丸菱実業株式会社

丸菱実業株式会社

MARUBISHI CORPORATION

<http://www.ec-marubishi.co.jp/>

株式会社ラボラトリ・イクイップメント・コーポレーション



<http://www.labo-eq.co.jp/>

しょうとつ

第 13 卷 第 3 号



THE ATOMIC COLLISION
SOCIETY OF JAPAN

目 次

巻頭言 会長挨拶	東俊行	...63
シリーズ「陽電子が拓く物質の科学」 第 3 回 ポジトロニウム負イオン	長嶋泰之, 五十嵐明則, 満汐孝治	...64
第 23 回原子衝突セミナー報告	加藤太治	...75
第 41 回原子衝突学会年会のお知らせ	行事委員会委員長	...77
第 41 回原子衝突学会年会優秀ポスター賞実施のお知らせ	顕彰委員会委員長	...77
2016 年度第 1 回運営委員会(文書持回)報告	庶務委員会委員長	...78
2016 年度第 2 回運営委員会(新旧合同)報告	庶務委員会委員長	...78
第 17 回若手奨励賞受賞者決定のお知らせ	顕彰委員会委員長	...78
庶務委員会からのお知らせ	庶務委員会委員長	...79
編集委員会からのお知らせ	編集委員会委員長	...79
「しょうとつ」原稿募集	編集委員会事務局	...80
ユーザー名とパスワード		...80

会長挨拶

原子衝突学会会長

東俊行

toshiyuki-azuma@riken.jp

40年におよぶ長い歴史と伝統をもつ本学会の名称は、atomicとcollisionという物騒なキーワードからなっています。世界中を見渡しても、この分野を対象とするこれほどの学術団体は少ないと思います。原子衝突という量子力学の散乱問題を取り扱う基礎分野と、出口として宇宙科学、放射線やプラズマ科学など極めて多様な関連分野を併せ持つことが特徴です。そして、他の学会組織を縦糸とするならば、分野横断的な横糸としてユニークな役割を担ってきました。

その昔、私は、原子力工学科の学生として放射線化学を学びました。分子に放射線が照射されると、超励起状態という星印が2個添えられた(M^{**})分子状態が生成され、これが物質の分解過程を理解する上で鍵であること、さらに、イオン種と中性種との間の反応は特殊であって、温度を下げるほうが進むことを学びました。どちらも初学者として不思議であると思った記憶があります。今、思い起こせば、これこそ本学会のテーマです。基礎的なことの重要性を学ぶにつれ、当時いかにこれらが専門の研究者にも注目されていたかを知り、強く興味を覚えるようになりました。つまり私は、関連分野から入ってきたタイプの人間です。あれから30有余年。実験研究者として実に様々な研究に携わるあいだに、多くの驚きと感動を経験し、私は物理屋でも化学屋でも技術屋でもない何でも屋、つまり「原子衝突実験屋」になりました。

その昔、衝突といえば、飛んでくる粒子と止まっている標的があるのが当然であったのですが、今やこの範疇に当てはまらない例が多くなりました。分光あるいは断面積データをもとに量子

力学の基礎を築くという立場の研究だけではなく、原子・イオンの内部・運動状態を自在に制御し、これによって興味ある状態を生成するという盛んになってきました。我々が向き合っている科学は常に前進しています。

歴代会長や高橋前会長のもと、会員が切磋琢磨し、本学会の揺るぎない土壌が築かれました。財政的にも安定してきました。私に託された使命は、今まで積み上げられてきた伝統を守ることと同時に、前に向かって改革していくことです。具体的には、丁寧にするべきことと、無駄を省いて簡素化することのメリハリをつけたいと思います。本学会の若手の研究者を尊重するという姿勢こそ、設立の時からのおよい伝統であると思っております。形式的なことに囚われず、本学会に参加して誰もが熱い議論に加わることが最重要であると考えます。

更に国際化を促進したいと思います。本学会に所属する若手研究者の研究やネットワークのことを海外の研究者から尋ねられ、本学会の存在を紹介することが少なくありません。本学会が国の垣根を超えた組織に脱皮していく機が熟したと感じます。

私の抱くささやかな野望がどこまで実現できるかはわかりませんが、必ず意欲的な学会会員の皆様のご支援がいただけることと楽観的な気持ちでこの大役をお引き受けすることにいたしました。会員の皆様の叱咤激励こそが活力の源です。何卒宜しくご指導のほどお願い申し上げます。

2016年4月

陽電子が拓く物質の科学 第3回 ポジトロニウム負イオン

長嶋泰之^{1*}, 五十嵐明則², 満汐孝治¹

¹ 東京理科大学理学部第二部物理学科 〒 162-8601 東京都新宿区神楽坂 1-3

² 宮崎大学工学部工学基礎教育センター 〒 889-2192 宮崎県宮崎市学園木花台西 1-1

ynaga@rs.kagu.tus.ac.jp

平成 28 年 3 月 19 日原稿受付

陽電子 1 個と電子 2 個の束縛状態であるポジトロニウム負イオンの研究について、理論・実験の両面から解説する。

1. はじめに

陽電子と電子が束縛するとポジトロニウム (Ps) が形成される。さらにもう 1 個の電子が束縛すればポジトロニウム負イオン (Ps^-) になる。

Ps^- が生成されることは、1946 年に Wheeler[1] によって予測された。Wheeler は、ヘリウム原子のために Hylleraas が提案した試行関数を用いて、変分法によって Ps^- の束縛エネルギーを計算した。その後 Hylleraas[2] 自身も Ps^- に関する同様の取り扱いを行っている。その後、 Ps^- の理論的研究は数多くの研究者によって行われている[3–19]。我が国でも 1964 年には井口道生[4] が変分法で束縛エネルギーの計算を行っている。

理論的な研究がかなり活発に行われる一方で、実験的研究は今世紀の初頭までは僅かしか行われてこなかった。 Ps^- が初めて生成されたのは、1981 年のことである。Bell 研の Mills[20] はビームフォイル法で Ps^- を生成し、その検出に成功した。1946 年の Wheeler の論文[1] には、 Ps^- は光子と原子中の電子との相互作用で生成されるだろう、と書かれているが、この方法による生成の報告はまだ無い。Mills は Princeton 大の学部学生であった 1961 年に、Wheeler から曲率テンソルについて個人指導を受けている[21]。もちろん、曲率テンソルは Ps^- とは関係はないが、Mills が Ps^- の生成実験を試みたことには、Wheeler からの影響があったようである。Mills は、低速陽電子ビームを炭素薄膜に入射すると、下流側の面から Ps^- が放出され

ることを見出した。その生成率は 0.03% と低いものであったが、Mills は、この方法で生成した Ps^- を用いて消滅率の初めての測定を行っている[22]。その後消滅率の測定は、検出方法を改善した測定が Mills ら[23] と Max Planck のグループ[24, 25] によって行われている。

一方、我が国で、効率が従来よりも 2 桁高い Ps^- 生成法が開発された[26–29]。これは従来のビームフォイルではなく、金属に入射した陽電子がバルク中で熱化し、それが熱的に表面に戻ったときに引き起こす過程の一つを利用するものである。単に清浄な金属表面では Ps^- の生成率は生成されてもごくわずかで、炭素薄膜を用いてビームフォイル法で生成する場合よりもさらに低い[30] が、表面にアルカリ金属を蒸着することで生成率が 2 桁も改善される。この手法を用いて、 Ps^- にレーザー光を照射して起こる電子の光脱離[31] や共鳴状態の観測[32] が可能となった。またエネルギー可変 Ps ビームを生成する方法として利用され始めている[33–35]。

本稿では、 Ps^- の研究の最近の展開を、理論・実験の両面から解説する。

2. ポジトロニウム負イオンの理論

2.1 ポジトロニウム

まずは電子と陽電子の束縛状態である Ps について、 Ps^- を理解する上で必要な事柄のみを簡単に解説する。詳しい解説は[36]等に述べられている

る。

電子と陽電子の質量は等しく、その換算質量と相対座標を用いれば Ps の軌道部分は水素原子の取り扱いがそのまま適用できる。ただしハミルトニアンは換算質量についてスケールする。すなわち、Ps の換算質量は電子質量の 1/2 であるため、同じ状態の束縛エネルギーは水素原子の 1/2 であり、陽電子-電子間の平均距離は陽子-電子間の 2 倍に広がる。Ps の状態は水素原子と同じように Ps(nl)と書ける(主量子数 n , 軌道角運動量子数 l)。

水素原子との大きな違いは、Ps では電子と陽電子の対消滅が起こるため準安定であることである。Ps の寿命は、スピン(陽電子と電子の合成スピン)によって異なる。パラ(スピン 0)の Ps(ns)は自己消滅して主に 2 本の γ 線になり、その寿命は $0.125n^3$ ns である。もちろん、寿命の逆数は自己消滅率に等しい。オルソ(スピン 1)の Ps(ns)は自己消滅によって主に 3 本の γ 線になり、その寿命は $142n^3$ ns である。従って Ps の寿命は、原子の時間スケール($\sim 10^{-17}$ s)では十分長い。また、 $l \geq 1$ の状態の寿命は s 状態よりずっと長い。オルソ Ps とパラ Ps のエネルギー差(超微細構造分裂)は十分小さく($\sim 8 \times 10^{-4}$ eV)、陽電子を含む系の計算では、対消滅の効果やクーロン力以外の相互作用は通常無視される。

Ps はレプトンのみからなる系であるため、量子電気力学の検証に利用できる。たとえば自己消滅率の測定値と理論計算値の比較が行われている。一時、実験値と理論値が異なり問題となっていたが、測定法が改善されて、最新の値は理論計算値と一致している[37]。また超微細構造分裂の測定も行われている[38, 39]。

Ps は質量の重心と電荷の中心が一致する珍しい束縛状態である。このため原子、分子、あるいは表面における散乱現象は格好の研究対象である。また Ps は、電子を中性化した粒子と見なすことができ、電子では探れない物質の情報を得るためのプローブとして魅力的である。

2.2 超球座標緊密結合 (Hyperspherical Close-Coupling: HSCC) 法

以下でPs⁻の束縛状態や共鳴状態、光脱離の

理論的側面について説明するが、これらを一貫して扱え、束縛状態や共鳴状態についての視覚的な情報が得られる超球座標緊密結合法[12]に沿って話を進める。また簡単のため原子単位(atomic unit: a.u.)を用いる。

Ps⁻の 2 つの電子を e_1, e_2 で表す。陽電子から見た e_1, e_2 の座標をそれぞれ $\mathbf{y}_1, \mathbf{y}_2$ とし、 \mathbf{y}_1 の中点から e_2 を測った座標を $\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_2$ の中点から e_1 を測った座標を \mathbf{x}_2 とする。これらのヤコビ座標の組 $(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1), (\mathbf{x}_2, \mathbf{y}_2)$ を使って、系の重心運動を分離した後の運動エネルギー演算子は

$$T = -\frac{1}{2\mu_x} \nabla_{\mathbf{x}_k}^2 - \frac{1}{2\mu_y} \nabla_{\mathbf{y}_k}^2 \quad (k=1, 2)$$

と書ける。ここで換算質量は $\mu_x = 2/3, \mu_y = 1/2$ である。超球座標は、1 つの動径 $\mu^{1/2}\rho \equiv (\mu_x x_k^2 + \mu_y y_k^2)^{1/2}$ と 5 つの角度の組

$$\Omega \equiv \{\phi_k = \tan^{-1} \frac{\sqrt{\mu_y} y_k}{\sqrt{\mu_x} x_k}, \hat{\mathbf{x}}_k, \hat{\mathbf{y}}_k\} \quad (k=1, 2)$$

によって定義される。 μ は質量の次元をもつ任意のパラメータで、後に示す計算例は $\mu = 1$ として行われている。ヤコビ座標のいずれの組を用いても、 ρ と Ω が同様に定義できることが、超球座標の特徴である。重心系のハミルトニアン $H = T + V_c$ (V_c は 3 粒子間のクーロン相互作用)は、超球座標(ρ, Ω)を用いて

$$H = -\frac{1}{2\mu} \left[\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{5}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \right] + h_{\text{ad}}(\Omega; \rho) \quad (1)$$

と表せる。 h_{ad} は ρ をパラメータとして含む断熱ハミルトニアンで、その固有関数であるチャンネル関数 $\{\phi_i\}$ は $h_{\text{ad}}(\Omega; \rho)\phi_i(\Omega; \rho) = U_i(\rho)\phi_i(\Omega; \rho)$ を満たす。固有値 $\{U_i(\rho)\}$ は断熱ポテンシャルと呼ばれる。系の対称性は軌道角運動量 $L (= 0, 1, 2, \dots, \text{あるいは } S, P, D, \dots)$ 、2 つの電子のスピン $S (= 0, 1)$ 、および座標反転についての偶奇性 $p (= \pm 1, \text{あるいは } e \text{ 又は } o)$ で指定でき、 $^{2S+1}L^p$ のように表す。ハミルトニアンは対称性について対角なので、対称性毎にシュレーディンガー方程式を解く。対称性はチャンネル関数に考慮されている。指定した対称性の波動関数をチャンネル関数と動径関数 $\{F_i(\rho)\}$ の積で、

$$\Psi(\rho, \Omega) = \sum_i \rho^{-5/2} F_i(\rho) \phi_i(\Omega; \rho)$$

のように展開し、シュレーディンガー方程式

$$(H - E)\Psi(\rho, \Omega) = 0$$

に代入すると、動径関数 $\{F_i(\rho)\}$ についての連立方程式

$$\left(-\frac{1}{2\mu} \frac{d^2}{d\rho^2} + U_i(\rho) - E\right) F_i(\rho) + \sum_j V_{ij}(\rho) F_j(\rho) = 0 \quad (2)$$

が得られる。ここで、 E は系のエネルギー、 $V_{ij}(\rho)$ は非断熱結合項を表している。この動径方程式を解くことで、束縛状態のエネルギー、波動関数、散乱断面積、共鳴パラメータ(エネルギーの位置や幅)を計算することができる。

ここで開チャンネル、閉チャンネルについて説明しておく。前述したように、各チャンネル関数 $\{\varphi_i(\Omega; \rho)\}$ は $\rho \rightarrow \infty$ で $e^- + \text{Ps}(n)$ の解離を記述する。系のエネルギーを E とすると、エネルギー保存則から $e^- + \text{Ps}(n)$ の解離を記述するチャンネルの e^- と $\text{Ps}(n)$ が遠く離れたときの相対運動エネルギーは $T_n(E) = E - \varepsilon_{\text{Ps}(n)}$ となる。 $T_n(E)$ が正のチャンネルを開チャンネルといい、系のエネルギーが E のときに $e^- + \text{Ps}(n)$ 解離が起こりえることを意味する。 $E > \varepsilon_{\text{Ps}(n)}$ のときに $e^- + \text{Ps}(n)$ の解離が起こるので、 $E = \varepsilon_{\text{Ps}(n)}$ となる E を $e^- + \text{Ps}(n)$ の解離のしきい値という。 $T_n(E)$ が負となるようなチャンネルを閉チャンネルという。閉チャンネルは、系のエネルギーが E のときに起こらない現象を記述するチャンネルだが、中間状態として関与するため、波動関数の正確な記述には不可欠なものである。

2.3 ポジトロニウム負イオンの束縛状態と消滅率

Ps^- 系の $^1\text{S}^e$ 対称性のポテンシャル曲線を図 1 に示す。図 1 (a) で、一番低いポテンシャル曲線は $\rho \rightarrow \infty$ で $\text{Ps}(n=1)$ のエネルギー $\varepsilon_{\text{Ps}(1)} = -0.25$ に近づき、対応するチャンネル関数は $e^- + \text{Ps}(n=1)$ の解離を記述する。その上の 2 本のポテンシャル曲線は $\rho \rightarrow \infty$ で $\text{Ps}(n=2)$ のエネルギー $\varepsilon_{\text{Ps}(2)} = -0.0625$ に近づき、対応するチャンネル関数は $e^- + \text{Ps}(n=2)$ の解離を記述する。同様に、上方の 3 本は $\varepsilon_{\text{Ps}(3)} = -0.0278$ に近づき、それらのチャンネル関数は $e^- + \text{Ps}(n=3)$ の解離を記述する。 $^1\text{S}^e$ 対称性の電子脱離しきい値は $E = \varepsilon_{\text{Ps}(1)}$ で、 $E > \varepsilon_{\text{Ps}(1)}$ では連続状態になる。 $^1\text{S}^e$ 対称性に束縛状態があるというのは、いたるところで有界、また 3 つの粒子が無限に離れたとき $\Psi \rightarrow 0$ になるような解が $E < \varepsilon_{\text{Ps}(1)}$ において見つかるということである。あるかないかは実際に計算してみないとわからないが、図 1 (a) の一番低いポテンシャル曲線は引力型なので束縛状態があることが期待できる。式 (2) で一番低いポテンシャル曲線に対応するチャンネル関数だけを考慮すれば、

$$\left(-\frac{1}{2\mu} \frac{d^2}{d\rho^2} + U_i(\rho) - E\right) F_i(\rho) + V_{ii}(\rho) F_j(\rho) = 0 \quad (3)$$

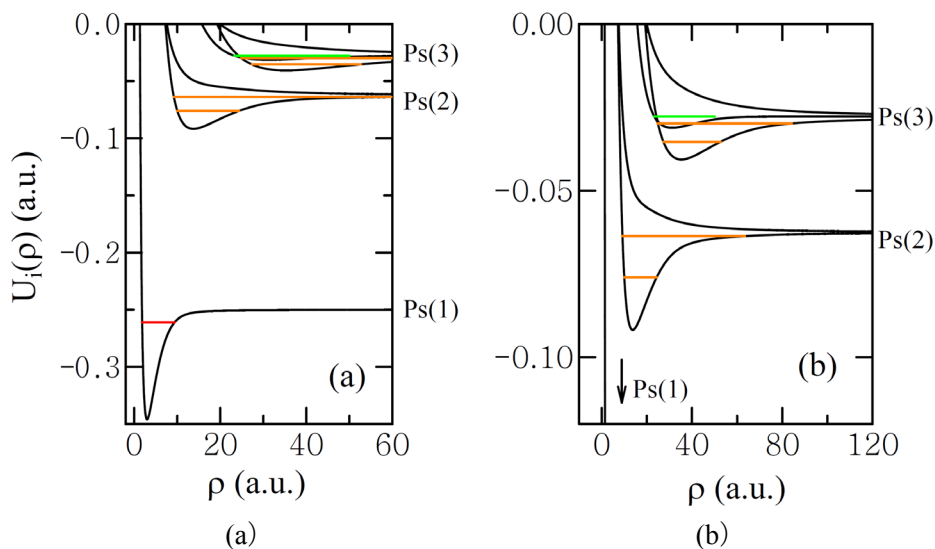


図 1: Ps^- 系 $^1\text{S}^e$ 対称性の断熱ポテンシャル曲線。(a) $\text{Ps}(n=1-3)$ のしきい値に収束するポテンシャル曲線。(b) $\text{Ps}(n=2)$ と $\text{Ps}(n=3)$ のしきい値付近の拡大図。束縛状態、いくつかの共鳴状態について、それらのエネルギーとそれらを支えるポテンシャル曲線を線分で示している: 束縛状態 (—), Feshbach 共鳴 (—), 形状共鳴 (—)。

の 1 次元ポテンシャル問題の動径方程式となり、束縛状態の計算では $F_i(\rho=0) = F_j(\rho \rightarrow \infty) = 0$ となるような E ($< \varepsilon_{\text{Ps}(1)}$) を探すことになる。非断熱結合の対角項 $V_{ii}(\rho)$ は断熱ポテンシャル $U_i(\rho)$ の非断熱補正項である。実際に計算してみると、 $E = -0.2613$ (束縛エネルギー $-\varepsilon_{\text{Ps}(1)} - E = 0.0113$) に 1 つだけ見つかる。この値は基底状態のエネルギーの上限になり、式(2)のように多チャンネルの計算をすればエネルギーの値は下がり、チャンネル関数の増加とともに収束を示す。束縛状態のエネルギーは Hylleraas 型の試行関数を用いた変分計算で精度良く計算されている[14]。 Ps^- の束縛状態は $^1\text{S}^e$ 対称性の 1 つだけで、その束縛エネルギーは有効数字 5 桁で 0.012005 である。 Ps^- のサイズを陽電子-電子間の距離の期待値で見積ると $5.5a_0$ になる[3,14,15]。Bhatia と Drachman[7] は $r_1^{n_1} r_2^{n_2} e^{-\beta_1 r_1 - \beta_2 r_2} r_{12}^{n_3} + (1 \leftrightarrow 2)$ のような試行関数を用いて束縛状態のエネルギーを計算している。 $\beta_1 = \beta_2$ のように同じ指数パラメータの値を使ったときに比べ、 $\beta_1 \sim 2\beta_2 \sim 0.6$ 程度の異なる値を用いたときの方がエネルギーの収束が良いことから、" Ps^- のおおまかな描像は $\text{Ps}(1s)$ とゆるく束縛された電子である"と、彼らは述べている。このことは $^1\text{S}^e$ 対称性に一つ束縛状態を持つ H^- と事情は似ていて、2 つの電子は同等な軌道を回っているのではなく、1 つは $\text{H}(1s)$ の軌道、もう一つはより大きな半径の軌道 $1s'$ を回っていると見なした方が適当である。

Ps^- の束縛状態の波動関数を Ψ_0 とすると、その対消滅のレート λ (寿命 $\tau = 1/\lambda$) は $\lambda = 2\pi c a_0^{-1} [1 + d_1 \alpha + d_2 \alpha^2 + \dots] \times \langle \Psi_0 | \delta(\mathbf{r}_1) | \Psi_0 \rangle$ と書けて、陽電子と電子の接触する確率に比例する。ここで、 c は光速、 a_0 はボーア半径、 α は微細構造定数で、 d_1, d_2, \dots は主要項 1 に対する補正を α のべきで展開した係数である。後述するように、Mills は最初に消滅率の測定に成功し、 $\lambda = 2.09 \text{ ns}^{-1}$ を報告した[22]。この結果は、 α の 1 次までの係数を用いた計算と有効数字 3 ケタで一致している。Puchalski 等[16] は α の 2 次まで含めた計算を行い、 $\lambda = 2.087 9635(12) \text{ ns}^{-1}$ を得た。この結果は最も精度の高い実験結果[25] と一致している。

2.4 ポジトロニウム負イオンの共鳴状態

次に Ps^- 系に表れる Feshbach 共鳴と形状共鳴の例を、超球座標のポテンシャル曲線により説明する。 Ps^- において、準安定状態、自動電離状態、2 電子励起状態というのは、共鳴状態の別の言い方である。図 1 (b) に、 $\varepsilon_{\text{Ps}(2)}$ と $\varepsilon_{\text{Ps}(3)}$ のエネルギー付近の $^1\text{S}^e$ 対称性のポテンシャル曲線を示す。 $\varepsilon_{\text{Ps}(1)} < E < \varepsilon_{\text{Ps}(2)}$ のエネルギー領域では、 $\rho \rightarrow \infty$ で $e^- + \text{Ps}(n=1)$ の解離を記述するチャンネルは開チャンネルであるが、 $\varepsilon_{\text{Ps}(n \geq 2)}$ に収束するポテンシャル曲線に対応するチャンネル ($\rho \rightarrow \infty$ で $e^- + \text{Ps}(n \geq 2)$ の解離を記述するチャンネル) はすべて閉チャンネルになる。 $\rho \rightarrow \infty$ で $\varepsilon_{\text{Ps}(2)}$ に収束する 2 本の曲線のうち低い方のポテンシャル曲線には谷が見られる。このポテンシャル曲線に対応するチャンネル関数を使って式(3)の 1 次元ポテンシャル問題を解けば、束縛状態が複数見つかる。このように閉チャンネル空間において得られる擬束縛状態に由来する共鳴を Feshbach 共鳴という。1 チャンネル計算で得られる擬束縛状態のエネルギーのうち、最も低いものは $E_1 = -0.0762$ となる。仮に、 E_1 に対応する擬束縛状態 (状態 1 とよぶ) が作られたとすると、 $\rho \rightarrow \infty$ で $e^- + \text{Ps}(n=1)$ の解離を記述する開チャンネルとの結合 (式(2)中の V_{ij}) のため、状態 1 から開チャンネルへ遷移が起り、状態 1 は電子と $\text{Ps}(n=1)$ に壊れる。Feshbach 共鳴エネルギーは 1 チャンネルの計算でも見積もることができるが、エネルギー幅は得られない。エネルギー幅を求めるためには開チャンネルを含めた式(2)のような多チャンネルの散乱計算を行い、共鳴エネルギーとエネルギー幅を同時に求める。状態 1 のような擬束縛状態があると、 $E = E_1$ 付近の解に大きな影響を及ぼす。図 2 (a) と (b) に、 $\rho \rightarrow \infty$ で $e^- + \text{Ps}(n \leq 2)$ を記述するチャンネルを考慮して計算した位相のずれ $\delta(E)$ とそのエネルギー微分 $d\delta(E)/dE$ を示す。 $\delta(E)$ は 1.0×10^{-4} 程度の狭いエネルギー範囲で π 程度増加し、 $d\delta(E)/dE$ はローレンツ型のピークを示す。これらのエネルギー依存性は、Breit-Wigner の公式

$$\delta(E) = \tan^{-1} \left(\frac{\Gamma/2}{E_i - E} \right) + \delta_{\text{bg}},$$

$$\frac{d\delta(E)}{dE} = \frac{\Gamma/2}{(E - E_i)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (4)$$

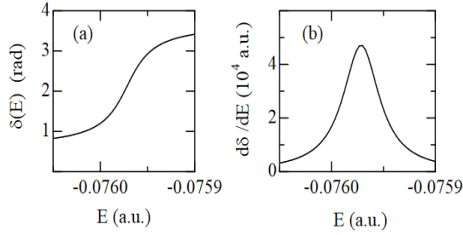


図 2: Ps^- 系 $^1\text{S}^e$ 対称性の $\rho \rightarrow \infty$ で $e^- + \text{Ps}(n=1,2)$ を記述するチャンネルを考慮して動径方程式(2)を解いて得られた位相のずれ $\delta(E)$ とそのエネルギー微分 $d\delta(E)/dE$.

によって表すことができる。ここで、 E_r は共鳴エネルギー、 Γ はエネルギー幅、 δ_{bg} は非共鳴領域における位相のずれである。擬束縛状態の崩壊レートは Γ/\hbar 、その寿命はその逆数の \hbar/Γ で与えられる。散乱計算で得られた位相のずれ、あるいはそのエネルギー微分を式(4)でフィットすることにより、 E_r や Γ を求めることができる。図 2 (a) の $\delta(E)$ から $E_r = -0.07597$, $\Gamma = 4.2 \times 10^{-5}$ が得られる。より多くのチャンネルを考慮すれば、より精度良く E_r と Γ が計算できる。 $\rho \rightarrow \infty$ で $e^- + \text{Ps}(n \leq 4)$ を記述するチャンネルを考慮して計算すると $E_r = -0.076029$, $\Gamma = 4.3 \times 10^{-5}$ [12] となり、これらの値は Ho[6] の複素回転法の計算結果と良く一致している。Ps($n=2$) と Ps($n=3$) のしきい値の近傍には、 $^1\text{S}^e$ 対称性の共鳴状態が他にもたくさんある。図 1 (a) と (b) では、

$^1\text{S}^e$ 対称性の束縛エネルギー、いくつかの共鳴エネルギーの位置、及び、それらを主に支えるポテンシャル曲線を、線分により例示している。

もうひとつの共鳴のタイプが形状共鳴である。ポテンシャル散乱でも起こるのでポテンシャル共鳴ともいわれ、擬束縛状態はポテンシャル障壁の透過によって崩壊する。図 3 (a) に Ps^- 系の対称性 $^1\text{P}^o$ のポテンシャル曲線を示す。 $\rho \rightarrow \infty$ で $\epsilon_{\text{Ps}(1)}$ に収束するポテンシャル曲線は斥力型なので、束縛状態はない。図 3 (b) は $\epsilon_{\text{Ps}(2)}$ 付近のエネルギー領域を拡大したものである。それらに加えて、 $^3\text{P}^e$ 対称性の一番低いポテンシャル曲線を破線で書き込んでいる。 $^1\text{P}^o$ の下から 2 本目のポテンシャル曲線は $\rho = 24$ 付近で擬交差しているが、物理的には交差していると思ってよい。ポテンシャル曲線を交差させて滑らかに結んだものは、 $^3\text{P}^e$ のポテンシャル曲線と良く似たものになる。この 2 本の良く似たポテンシャル曲線は $\rho = 14$ 付近に谷を持ち、 $\rho > 40$ ではゆっくり減少して $\epsilon_{\text{Ps}(2)}$ に近づく。図 3 (b) の点線は、 $^3\text{P}^e$ のポテンシャルに断熱補正項を加えたもので、 $\rho = 32$ 付近にポテンシャル障壁(ピーク値 -0.06177) を示す。 $^3\text{P}^e$ 対称性の $\rho \rightarrow \infty$ で $e^- + \text{Ps}(2\text{p})$ を記述するチャンネルだけを考慮した 1 チャンネルの動径方程式(3)を解いて位相のずれを計算すると、図 2 (a) と同じように位相が π 程度

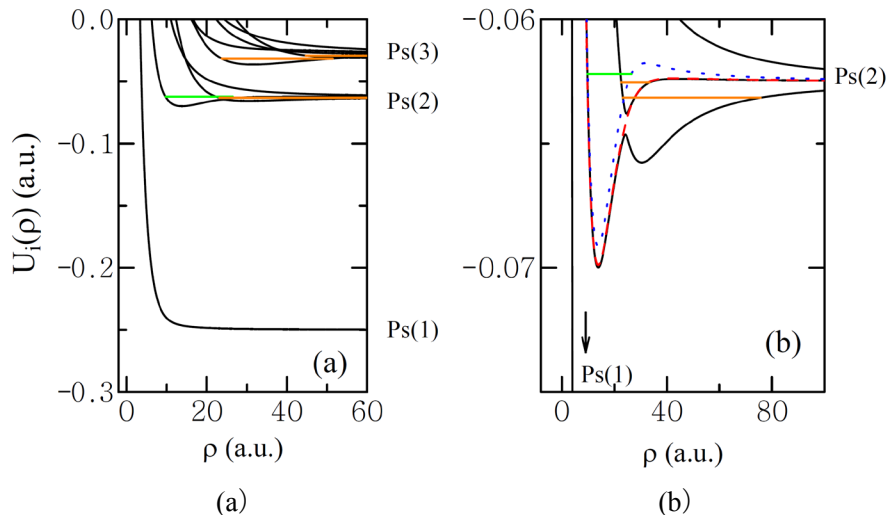


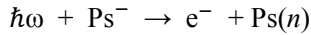
図 3: Ps^- 系 $^1\text{P}^o$ 対称性の断熱ポテンシャル曲線. (a) Ps($n=1, 2, 3$) のしきい値に収束するポテンシャル曲線. (b) Ps($n=2$) のしきい値付近の拡大図. 赤い破線は $^3\text{P}^e$ 対称性の Ps($n=2$) のしきい値に収束する断熱ポテンシャル曲線, 点線は (赤破線のポテンシャル) + (非断熱補正項). いくつかの共鳴状態について、それらのエネルギーと、それらを支えるポテンシャル曲線を線分で示している: Feshbach 共鳴 (—), 形状共鳴 (—).

増加する。得られた位相のずれを式(4)にフィットすると、 $E_r = -0.06215$, $\Gamma = 3.8 \times 10^{-4}$ が得られる。 $1P^0$ 対称性の似たポテンシャル曲線も断熱補正項を加えると、ポテンシャル障壁が見られる。Boteroら[9]は、同様の1チャンネルの計算を $1P^0$ 対称性について行い、形状共鳴のエネルギーと幅を見積もっている。これらの形状共鳴は、多チャンネル計算においても現れる。 $1P^0$ 対称性の $\epsilon_{Ps(2)}$, $\epsilon_{Ps(3)}$ のしきい値付近には他にも共鳴状態がたくさんある。いくつかの共鳴状態のエネルギーの位置とその共鳴状態を主に支えるポテンシャル曲線を、図3(a), (b)中の線分により例示している。

Ps^- と H^- のポテンシャル曲線は定性的に似ていて、おおよそ共鳴構造もよく似ている。前述の Ps^- の $1P^0$ と $3P^e$ 対称性の形状共鳴に対応するものが、 H^- でも $H(n=2)$ のしきい値近傍に現れる。しかし、 H^- の $3P^e$ 対称性については形状共鳴ではなく、 $3P^e$ 対称性の最も低い解離しきい値 $\epsilon_{H(2)}$ の下に出てくるため、本当の束縛状態になっている。

2.5 ポジトロニウム負イオンの光電子脱離

Ps^- が0.327 eVより高いエネルギーをもつ光子を1つ吸収すれば、電子脱離



が起こる。光脱離断面積は双極子演算子(D)の行列要素の絶対値2乗 $|\langle \Psi_E | D | \Psi_0 \rangle|^2$ に比例する。

ここで Ψ_0 は $1S^e$ 対称性の束縛状態、 Ψ_E は $1P^0$ 対称性の連続状態である。連続状態のエネルギー E と束縛状態のエネルギー E_0 は、エネルギー保存則より $E = E_0 + \hbar\omega$ の関係がある。図4(a)では、Bhatia等[8], Ward等[10], HSCC法[13]による $Ps(n=1)$ 生成の光脱離断面積の計算値を比較している。Bhatia等は、 Ψ_0 をその漸近形で、 Ψ_E を $Ps(1s)$ の波動関数と平面波の積で近似した。Ward等は Ψ_0 と Ψ_E を変分法で求めている。図4(a)中の計算結果は光子エネルギーが低い所では良く一致しているが、エネルギーが高くなるにつれて不一致が見られる。図4(b)には $Ps(n=2)$ 生成のしきい値($\hbar\omega = 5.429$ eV)付近の断面積を示している。しきい値のすぐ下にある2つの鋭いピークは図3(b)のFeshbach共鳴によるもので、すぐ上にあるピークは形状共鳴によるものである。この形状共鳴については後述されるように、最近の実験により確認されている[32]。

3. ポジトロニウム負イオンの実験

3.1 ビームフォイル法によるポジトロニウム負イオンの生成と消滅率測定

図5(a)に、Millsが用いた Ps^- の観測装置を示す[20]。ニッケルメッシュで保持した厚さ37Åの炭素薄膜に、右側から低速陽電子ビームを入射し、陽電子-電子対の消滅によって放出される γ 線のエネルギーをゲルマニウム検出器で計測した。

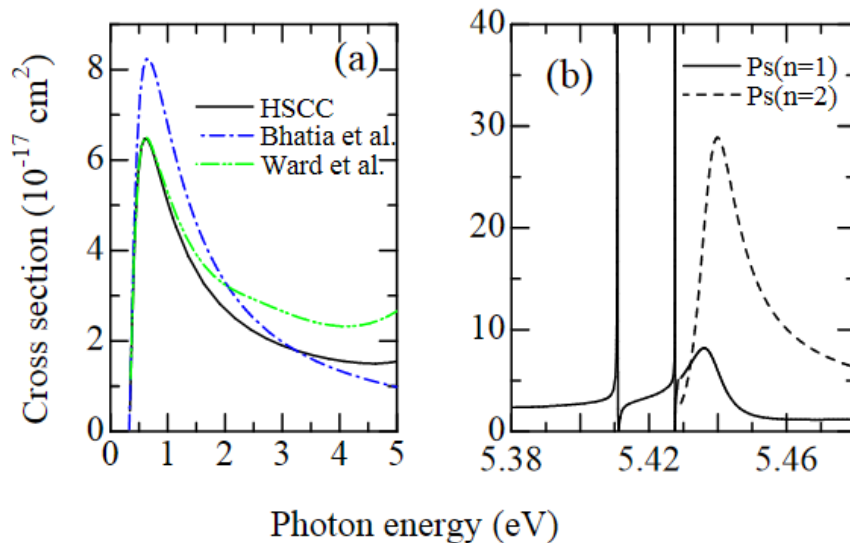


図4: Ps^- の光脱離($\hbar\omega + Ps^- \rightarrow e^- + Ps(n)$)の断面積。(a) $Ps(n=1)$ 生成断面積。(b) $Ps(n=1)$ および $Ps(n=2)$ 生成断面積。 $Ps(n=2)$ 生成の光子エネルギーのしきい値は5.429 eV。

炭素薄膜の下流 2.5 mm にメッシュが設置されており、薄膜とメッシュ間には電場が印加されている。薄膜下流面から Ps^- が放出されると、この電場によって検出器に向かって加速される様になっている。(b)は得られた消滅 γ 線のエネルギースペクトルである。陽電子の2光子消滅によって放出される511 keV 近辺のピークの高エネルギー側に、小さな、しかし明瞭なピークが現れている。これは炭素薄膜下流側から Ps^- が放出し、電場によって加速された後に消滅するため、 γ 線が高エネルギー側にドップラーシフトしていることを示している。 Ps^- の生成率(入射陽電子数に対する生成された Ps^- 数の割合)は0.028%と極めて低いものであった。

Mills は、この測定のために Ps^- の加速電圧や加速領域の長さを変えながら観測される Ps^- の数を測定することによって、 Ps^- の消滅率を測定した[22]。その値は $\lambda = 2.09(9) \text{ ns}^{-1}$ であった。さらに1989年には、炭素薄膜で生成した Ps^- を電場で加速し、もう一枚の炭素薄膜に入射して解離させ、

放出された陽電子を検出することによって Ps^- の生成を調べる手法を開発した。この方法は、加速した Ps^- の自己消滅からの γ 線のドップラーシフトを調べるよりも、 Ps^- の検出効率が高い。Mills ら[23]はこの手法で Ps^- の消滅率の測定も行っているが、理論値とかけ離れた値になった。2006年には、マックスプランク研究所のグループが同様の方法で Ps^- の生成量を測定し、 $2.086(6) \text{ ns}^{-1}$ を得ている[24]。さらに2008年には、ミュンヘン工科大の原子炉から得られる高強度低速陽電子ビームを用いて測定を行い、 $2.0875(50) \text{ ns}^{-1}$ を得ている[25]。いずれの値も、Puchalski 等[16]の計算値と一致している。

しかしいずれの実験でも、炭素薄膜を用いて Ps^- を生成した場合には、その生成率は0.01%程度と低いものであった。

3.2 金属表面を使ったポジトロニウム負イオンの生成

すでに述べたビームフォイル法では、エネルギーを持った陽電子が炭素薄膜に飛び込み、そのエネルギーで電子2個をたたき上げると同時に陽電子がこれらと束縛して Ps^- を生成する。すなわち、 Ps^- 生成に必要なエネルギーは、陽電子の入射エネルギーから供給される。それに対してWやMo等の金属中では、バルク中の陽電子のエネルギーは真空準位よりも高く、その余剰エネルギーと Ps^- の束縛エネルギーが生成に必要なエネルギーを供給し、その結果 Ps^- が表面から放出される。

電子の仕事関数 ϕ_- は真空準位と金属中における電子の価電子帯上端のエネルギー準位の差であり、一般の金属では5 eV程度の値をもつ。陽電子の場合も仕事関数を定義することができる(図6)。ただし、通常の実験条件では金属中の陽電子数は高々1個であり、金属中で熱化した陽電子はバンドの底にいれば良い。つまり、陽電子の仕事関数 ϕ_+ は真空準位とバンドの底との差である。 ϕ_+ は多くの金属で負の値をとる。このため、金属に入射した陽電子は金属中で熱化し、金属内を熱的に動き回って表面に達すると自発的に放出される。

また陽電子は、表面の電子と束縛して Ps として放出されることもある。表面から Ps を放出させるた

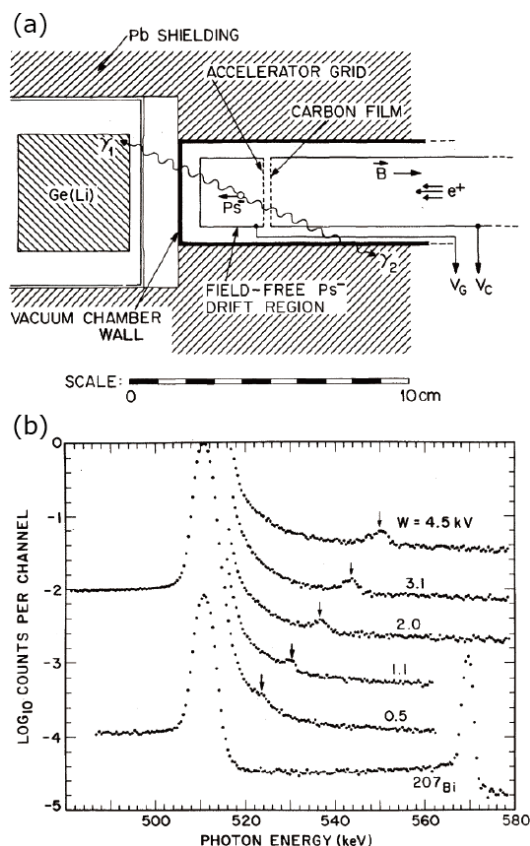


図5: (a) Mills が用いた Ps^- 観測装置。(b)ゲルマニウム検出器で得られた消滅 γ 線のエネルギースペクトル[20]。©1981, by the American Physical Society.

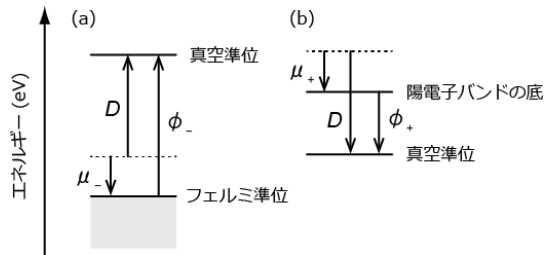


図 6: 金属中における電子(a)と陽電子(b)に対するポテンシャルエネルギー. D は表面電気二重層の効果, μ_- と μ_+ はそれぞれ, 電子と陽電子の化学ポテンシャルである.

めに外から与えなければならないエネルギーは, Ps の束縛エネルギーが 6.8 eV であることを思い出せば

$$\phi_{\text{Ps}} = \phi_- + \phi_+ - 6.8 \text{ eV}$$

と書くことができる. この値はほとんどの金属で負となる. すなわち, 表面から Ps が放出するためには外からエネルギーを与えることは必要なく, Ps は自発的に放出される. Ps^- についても同様に, 表面から放出させるために外から与えなければならないエネルギーは, Ps^- の束縛エネルギーが 7.1 eV であることを考慮すれば

$$\phi_{\text{Ps}^-} = 2\phi_- + \phi_+ - 7.1 \text{ eV}$$

となる. この値は W では負となり, W 表面からの Ps^- の自発的な放出が起こりうることを示している. このような考察に基づき, Wilson と Mills[40] は Ps^- の放出を観測する試みを行ったが, Ps^- からの γ 線を捕らえることはできなかった.

W 表面から放出される Ps^- が検出されたのは, 2006 年以降のことである[29, 30]. 低速陽電子を清浄な W 表面に入射した場合は, 放出される Ps^- の生成率はわずか 0.01% であり, ビームフォイル法による生成率よりもさらに低いものであった. しかしながら, Ps^- の生成率は, W 表面にアルカリ金属を蒸着すると飛躍的に増大する. たとえば, Cs の蒸着によって, Ps^- の生成率は 200 倍に増大する. その理由のひとつは, アルカリ金属の蒸着によって ϕ_{Ps^-} が大幅に低下することである. 金属表面にアルカリ金属を蒸着すると, 表面電気二重層の効果 D が小さくなり, 電子の仕事関数 ϕ_- が小さくなることが知られている. たとえば, Cs を 0.3 原子層程度蒸着すると仕事関数は 4.5 eV から 1.5 eV 程度に下がる. 一方, 陽電子仕事関数は, 電気二重層の効果が電子の場合と逆向きに効く. Ps^-

の場合は電子 2 個のうち 1 個分の変化は陽電子の変化と打ち消すが, 電子 1 個分の効果が残る, ϕ_{Ps^-} が下がる. しかし, ϕ_{Ps^-} の変化のみから期待される Ps^- 生成率の増大は 20 倍程度であり, 測定で得られている 2 桁の増大を説明することはできない. アルカリ金属の蒸着によって最表面に, 伝導電子密度の低い領域が広がって Ps^- が生成されやすくなっていることも原因ではないかと考えられる[41].

W 表面に Cs を蒸着すると確かに Ps^- の生成率は増大するが, Cs は反応性が高いため高い生成率は短時間しか維持しない. しかし, Cs のかわりに Na を蒸着すると, 生成量の減少が緩やかになり, 数日間にわたって 1% を越える生成量を維持することがわかっている[27].

3.3 ポジトロニウム負イオンの光脱離実験

Ps^- の光脱離断面積は図 4 (a) に示した通りで, Nd: YAG レーザーの基本波 (1064 nm, 1.165 eV) で比較的高い値となる. Ps^- 光脱離の最初の観測はこの波長で行われた[31].

KEK 低速陽電子実験施設の線形加速器で得られる低速陽電子ビームを用いた. このビームは加速器の特性を反映してパルス状 (繰り返し周波数 50 Hz, パルス幅 10 ns) であり, ナノ秒レーザーと同期させて使用することが可能である. これを, Na 蒸着した W に入射して, 入射面から放出される Ps^- を観測した. 他の実験と同様に, ターゲット前面にかけた電場で Ps^- を加速し, 高エネルギー側にドップラーシフトした γ 線のエネルギーを測定した.

Ps^- の自己消滅による γ 線の強度が, レーザー光の照射によって低下する結果が得られた.

光脱離によって形成される Ps の内, パラ Ps は 2 光子消滅し, オルソ Ps は 3 光子消滅する. 2 光子消滅の場合, エネルギーと運動量の保存則からほぼ正反対方向に 511 keV のエネルギーの γ 線が放出されるのに対し, 3 光子消滅では連続スペクトルの γ 線が放出される. つまり, 光脱離によってオルソ Ps が形成された割合だけ Ps^- の信号強度が低下することになり, 実験結果は Ps^- の光脱離が起こっていることを示している. また低下の割合から見積もられた光脱離断面積の値は, 理論

計算値(図 4 (a))と矛盾しないものであった。

3.4 共鳴の観測

図 4 に示したように、5.4 eV 近辺には Feshbach 共鳴と形状共鳴が存在する。これを実験的に検証するためには、紫外レーザーを用いて Ps^- を光脱離させればよい。最近、色素レーザーを用いて形状共鳴の観測が行われた[32]。

光脱離の観測と同様に、KEK 低速陽電子実験施設で得られるパルス状低速陽電子ビームを Na 蒸着した多結晶 W に入射し、放出された Ps^- を電場で加速した後、レーザー光を照射した。光脱離によって形成される Ps を MCP で検出し、その数の波長依存性を測定した(図 7)。Ps は電的に中性であるが、加速された状態で MCP に飛び込むため、検出が可能である。

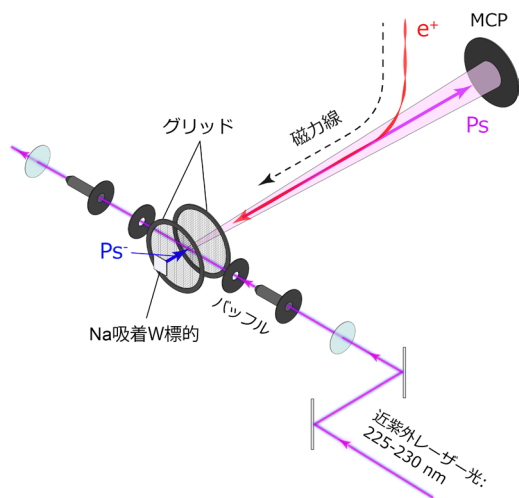


図 7: Ps^- の共鳴の観測に用いられた装置 [31]。

図 8 に、得られたデータを示す。図中の V の値は、 Ps^- の加速電圧である。 Ps^- は加速された状態で、レーザー光で照射される。それによるドップラシフトを補正すると E_r は 0.5437(1) eV となった。この値は、図 4 に示した理論計算の結果と一致している。

4. 最後に：エネルギー可変ポジトロニウムビームの生成と今後の展開

Ps^- の光脱離は、エネルギー可変 Ps ビームの生成の手法として重要である。Ps は固体表面との散乱などで有効な情報をもたらすことが期待され

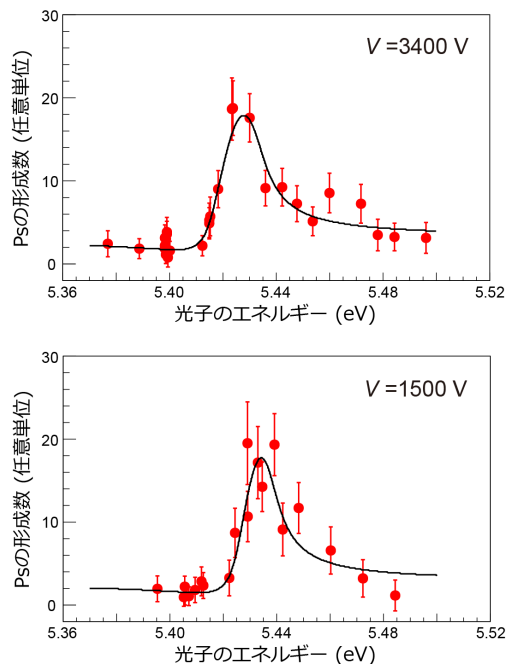


図 8: Ps^- の共鳴を示すデータ[32]。 V は Ps^- の加速電圧である。

る。とくに Ps は電子を中性化した粒子であり、電場や磁場が存在してもその軌道は影響をほとんど受けることない。このため、電場や磁場を伴う固体表面(帯電しやすい絶縁体や磁性体の表面)の観測のためには最適なプローブであると言える。

これまでのところ、 Ps^- の光脱離を利用したエネルギー可変 Ps ビームは、KEK の低速陽電子実験施設で得られている[33, 34]。パルス状低速陽電子ビームを、ナトリウム蒸着した W に入射して、入射面から Ps^- を放出させる。これを電場で加速した後、Nd: YAG レーザーからの基本波で照射し、Ps を得る。これを、照射領域から 0.8 m 離れたマイクロチャンネルプレートで検出した。その結果、1.9 keV までのエネルギーを持つ Ps ビームが得られた。

しかし、このようにして得られる Ps ビームは、レーザー光照射領域近辺では入射陽電子の軌道と重なってしまうため、実用性は低い。また高いエネルギーの Ps ビームを得ようとして Ps^- の加速電圧を大きくすると、陽電子のターゲットへの入射エネルギーが大きくなる。この結果、陽電子はターゲットの奥深くまで侵入することになり、表面に戻る確率が小さくなって Ps^- の生成率が低下する。これらを解決するために、厚さ 100 nm の W 薄膜を用い

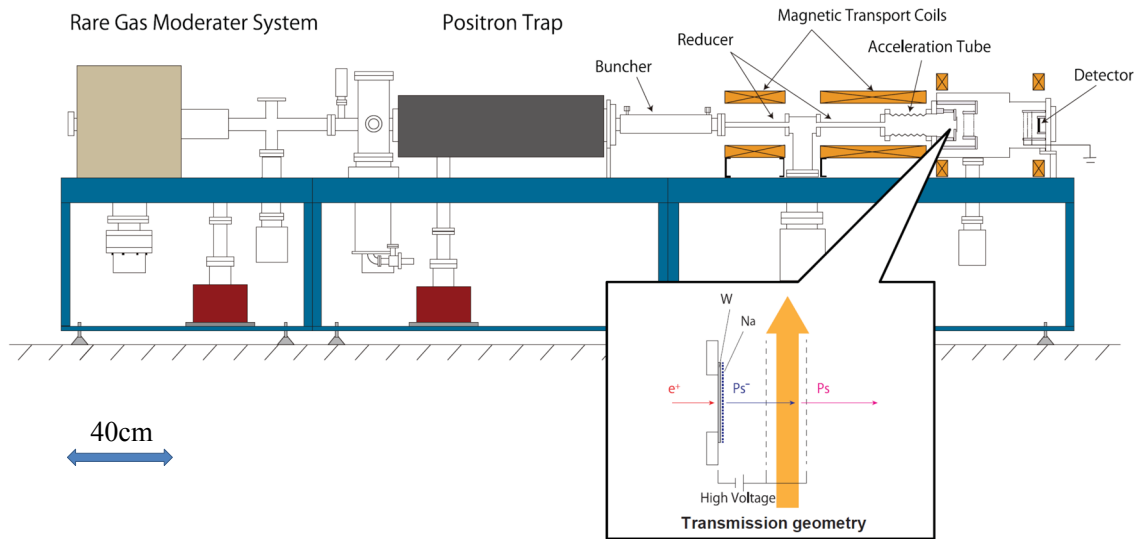


図 9: 透過型 Ps^- 生成ターゲットを用いたエネルギー可変 Ps ビーム装置[42, 29].

て、陽電子ビームの入射面と反対側の面から Ps^- を放出させる試みが始まっている(図 9)[42]. こうして得られるエネルギー可変 Ps ビームは、今後は固体表面にすれすれの角度で入射することによって、最表面の構造解析などに利用できるはずである. このような表面の研究は、H や He などの中性原子線を使って行われているが[43], Ps の質量は一般の原子よりも遙かに小さいため、より非破壊な測定が可能になると考えられる.

参考文献

- [1] J. A. Wheeler, *Ann. N. Y. Acad. Sci.* **48**, 219 (1946).
- [2] E. A. Hylleraas, *Phys. Rev.* **71**, 491 (1946).
- [3] W. Kolos, C. C. J. Roothaan, and R. A. Sack, *Rev. Mod. Phys.* **32**, 178 (1960).
- [4] A. A. Frost, M. Inokuti, and J. P. Lowe, *J. Chem. Phys.* **41**, 482 (1964).
- [5] G. Ferrante, *Phys. Rev.* **170**, 76 (1968).
- [6] Y. K. Ho, *Phys. Rev. A* **19**, 2347 (1979).
- [7] A. K. Bhatia and R. J. Drachman, *Phys. Rev. A* **28**, 2523 (1983).
- [8] A. K. Bhatia and R. J. Drachman, *Phys. Rev. A* **32**, 3745 (1985).
- [9] J. Botero and C. H. Greene, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1366 (1986).
- [10] S. J. Ward, J. W. Humberston, and M. R. C. McDowell, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **20**, 127 (1987).
- [11] J. M. Rost and D. Wintgen, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2499 (1992).
- [12] A. Igarashi and I. Shimamura, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **37**, 4221 (2004).
- [13] A. Igarashi, I. Shimamura, and N. Toshima, *New J. Phys.* **2**, 17 (2000).
- [14] G. W. F. Drake, M. M. Cassar, R. A. Nistor, *Phys. Rev. A* **65**, 054501 (2002).
- [15] A. M. Frolov, *Phys. Lett. A* **342**, 430 (2005).
- [16] M. Puchalski, A. Czarniecki, and S. Karshenboim, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 203401 (2007).
- [17] S. Kar and Y. K. Ho, *Phys. Rev. A* **86**, 014501 (2012).
- [18] Y. Zhou, S. Watanabe, O. I. Tolstikhin, and T. Morishita, *Phys. Rev. A* **92**, 032713 (2015).
- [19] A. Czarniecki and Y. Liang, *Phys. Rev. A* **91**, 012514 (2015).
- [20] A.P. Mills, Jr., *Phys. Rev. Lett.* **46**, 717 (1981).
- [21] A. P. Mills, Jr., *Phys. Status Solidi C* **6**, 2253 (2009).
- [22] A. P. Mills, Jr., *Phys. Rev. Lett.* **50**, 671 (1983).
- [23] A. P. Mills, Jr., P. G. Friedman, and D. M. Zuckerman, in *Annihilation in Gases and Galaxies*, edited by R. J. Drachman (NASA

- [Conference] Publication No. 3058), p. 213.
- [24] F. Fleischer, K. Degreif, G. Gwinner, M. Lestinsky, V. Leichtenstein, F. Plenge, and D. Schwalm, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 063401 (2006).
- [25] H. Ceeh, C. Hugenschmidt, K. Schreckenbach, S. A. Gärtner, P. G. Thirolf, F. Fleischer, and D. Schwalm, *Phys. Rev. A* **84**, 062508 (2011).
- [26] Y. Nagashima, T. Hakodate, A. Miyamoto, and K. Michishio, *New J. Phys.* **10**, 123029 (2008).
- [27] H. Terabe, K. Michishio, T. Tachibana, and Y. Nagashima, *New J. Phys.* **14**, 015003 (2012).
- [28] 満汐孝治, *しょうとつ* **10**, 118 (2013).
- [29] Y. Nagashima, *Phys. Rep.* **545**, 95 (2014).
- [30] Y. Nagashima and T. Sakai, *New J. Phys.* **8**, 319 (2006).
- [31] K. Michishio, T. Tachibana, H. Terabe, A. Igarashi, K. Wada, T. Kuga, A. Yagishita, T. Hyodo, and Y. Nagashima, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 153401 (2011).
- [32] K. Michishio, T. Kanai, S. Kuma, T. Azuma, K. Wada, I. Mochizuki, T. Hyodo, A. Yagishita, and Y. Nagashima, *Nat. Commun.* **7**, 11060 (2016).
- [33] K. Michishio, T. Tachibana, R.H. Suzuki, K. Wada, A. Yagishita, T. Hyodo, and Y. Nagashima, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 254102 (2012).
- [34] K. Michishio, R. H. Suzuki, K. Wada, I. Mochizuki, T. Hyodo, A. Yagishita, and Y. Nagashima, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **785**, 5 (2015).
- [35] L. Chiari, K. Michishio, N. Oshima, and Y. Nagashima, *J. Phys. Conf. Ser.* **635**, 082003 (2015).
- [36] M. Charlton and J. W. Humberston, "Positron Physics", Cambridge University Press, 2001.
- [37] Y. Kataoka, S. Asai, and T. Kobayashi, *Phys. Lett. B* **671**, 219 (2009).
- [38] T. Yamazaki, A. Miyazaki, T. Suehara, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, H. Saito, I. Ogawa, T. Idehara, and S. Sabchevski, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 253401 (2012).
- [39] A. Ishida, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, H. Saito, M. Yoshida, K. Tanaka, and A. Yamamoto, *Phys. Lett. B* **734**, 338 (2014).
- [40] R. J. Wilson and A. P. Mills, Jr., *Phys. Rev. B* **27**, 3949 (1983).
- [41] H. Terabe, S. Iida, T. Yamashita, T. Tachibana, B. Barbiellini, K. Wada, I. Mochizuki, A. Yagishita, T. Hyodo, and Y. Nagashima, *Surf. Sci.* **641**, 68 (2015).
- [42] Y. Nagashima, K. Michishio, H. Terabe, R. H. Suzuki, S. Iida, T. Yamashita, R. Kimura, T. Tachibana, I. Mochizuki, K. Wada, A. Yagishita, and T. Hyodo, *J. Phys. Conf. Ser.* **505**, 012037 (2014).
- [43] H. Winter and A. Schüller, *Prog. Surf. Sci.* **86**, 169 (2011).

2016 年度 役員・委員会

会長

東俊行（理化学研究所）

幹事

長嶋泰之（東京理科大学）〔副会長〕

北島昌史（東京工業大学）

酒井康弘（東邦大学）

中野祐司（理化学研究所）

菱川明栄（名古屋大学）

運営委員

石井邦和（奈良女子大学）

足立純一（高エネルギー加速器研究機構）

金井保之（理化学研究所）

高橋正彦（東北大学）

高口博志（広島大学）

中野祐司（理化学研究所）

河内宣之（東京工業大学）

菱川明栄（名古屋大学）

木野康志（東北大学）

平山孝人（立教大学）

酒井康弘（東邦大学）

渡部直樹（北海道大学）

城丸春夫（首都大学東京）

長嶋泰之（東京理科大学）

北島昌史（東京工業大学）

常置委員会

編集委員会

委員長：北島昌史（東京工業大学）

行事委員会

委員長：菱川明栄（名古屋大学）

広報渉外委員会

委員長：酒井康弘（東邦大学）

顕彰委員会

委員長：長嶋泰之（東京理科大学）

庶務委員会

委員長：中野祐司（理化学研究所）

編集委員 五十嵐明則, 岡田邦宏, 北島昌史, 高口博志, 冨田成夫,
中井陽一, 彦坂泰正, 間嶋拓也, 山崎優一



しょうとつ 第13巻 第3号 (通巻70号)

Journal of Atomic Collision Research

©原子衝突学会 2016

<http://www.atomiccollision.jp/>

発行: 2016年5月16日

配信: 原子衝突学会事務局 <acr-post@bunken.co.jp>