



講座 荷電粒子群の閉じ込めと制御の物理が可能にした反物質研究

3. ポジトロニウム負イオンの光脱離を用いた ポジトロニウムビーム科学の展開

3. Development of Positronium Beam Science Using Photodetachment of Positronium Negative Ions

永田 祐吾, 長嶋 泰之

NAGATA Yugo and NAGASHIMA Yasuyuki

東京理科大学理学部第二部物理学科

(原稿受付: 2021年12月13日)

陽電子は電子と束縛してポジトロニウムを形成する。ポジトロニウムの生成はさほど難しくはないが、電気的に中性であるため加速や制御ができず、汎用性の高いエネルギー可変ビームにすることは容易ではなかった。近年、ポジトロニウムにもうひとつの電子が束縛したポジトロニウム負イオンを効率よく生成することが可能になり、これを電場で加速した後に光脱離によって電子を取り除いてエネルギー可変ポジトロニウムビームを生成する手法が開発された。光脱離を効率よく行うにはポジトロニウム負イオンをパルス状に生成することが必要で、そのために陽電子の閉じ込め技術が用いられる。ここではその概要とポジトロニウムビームの応用研究について解説する。

Keywords:

positron, slow positron beam, positronium, positronium beam, positronium negative ion, positron trap, photodetachment

3.1 はじめに

電子の反粒子である陽電子は、電子と束縛してポジトロニウム（以下 Ps と略す）と呼ばれる水素原子様の束縛状態を形成する[1, 2]。Ps は陽電子と電子のスピンの関係して、それ自身、興味深い性質をもつ魅力的な系である。例えば合成スピンの1の場合（スピン3重項状態）と0の場合（1重項状態）とでは寿命が1000倍も異なる。両者のエネルギーにもわずかな差があり（超微細構造）、Ps の寿命や超微細構造の精密測定は量子電磁気学の検証として利用されてきた。その一方で、水素原子よりも3桁も軽く、最も軽い中性原子として物質と特有の相互作用をする。さらに、電子や陽電子を中性化した粒子とみなすこともでき、電子線や低速陽電子ビームで得られてきた様々な研究を Ps ビームに置き換えて行うことによって、これまでに知られていなかった物質の新たな側面を見ることができると期待される。

数keV以下のエネルギーの陽電子を真空中で固体に入射すると、表面から Ps が数eVのエネルギーで放出される。しかし電気的に中性であるため、いったん生成された後にはエネルギーや軌道の制御ができない。こうした理由から、Ps ビームの生成では、真空装置内に気体槽を設置し、あらかじめ加速した低速陽電子ビームを気体に入射して気体分子と相互作用させ、電荷交換反応で生成された Ps を利用する方法が用いられてきた[3]。気体が希薄であれば、生成された Ps は気体分子と衝突することなくそのままのエネルギーで出てくるため、単色性の高い Ps ビームが得

られる。ただしこの方法では、ビーム強度が低くなり、エネルギーは比較的低い領域に限られ、しかも気体を用いるため超高真空中で得ることは難しいなどの問題があり、応用実験では用途が限られてしまう。

近年、Ps に、さらにもうひとつの電子が束縛したポジトロニウム負イオン (Ps^-) を効率よく生成することが可能になった[4-6]。 Ps^- は負の電荷をもつため電場で加速することが可能であるうえに、レーザー光で照射すれば電子1個を取り除いて Ps にすることができる。この方法を使えば、エネルギー可変 Ps ビームの生成が可能となる。

しかし Ps^- の寿命は 479 ps ときわめて短いため、効率よく光脱離させるためには、高強度のパルスレーザーが必要となる。この場合、 Ps^- もレーザーと同期したパルス状にしなければならず、パルス状陽電子ビームが必要である。

パルス状陽電子ビームは、線形加速器を用いて得ることが可能である。電子を加速して重金属に打ち込み、発生する制動放射の対生成を利用して陽電子を生成し、これを減速すれば低速陽電子ビームが得られる。加速器では電子はパルス状に加速されるため、生成される陽電子も、したがって得られる低速陽電子ビームもパルス状となる。しかしこの場合は加速器を用いなければならず、それ相当の設備が必要である。陽電子をパルス化するもう一つの方法として、線源から放出された陽電子を減速して磁場と電場で閉じ込めて (Penning-Malmberg trap), そこからパルス状に引き出す方法がある[7, 8]。この方法では加速器のよう

な大きな設備は不要で、比較的簡単にパルス状低速陽電子ビームを取り出し、光脱離によってPsビームを生成することが可能である。

この講座では、エネルギー可変Psビーム生成の歴史を振り返るとともに、Ps⁻の光脱離によるエネルギー可変Psビーム生成法と、それをを用いた応用研究について述べる。

3.2 陽電子, ポジトロニウム, ポジトロニウム負イオン

陽電子や Ps, Ps⁻について簡単に述べる。

3.2.1 陽電子

陽電子は電子と対消滅して、通常は2本の γ 線を放出する。重心系では γ 線のエネルギーは mc^2 である。ここで m は電子の静止質量、 c は真空中における光速で、 $mc^2=511$ keVである。陽電子を物質に入射すると電子と対消滅して γ 線になるが、その消滅率は

$$\lambda = \pi r_0^2 c \rho$$

と書くことができる。ここで r_0 は古典電子半径、すなわち

$$r_0 = e^2 / 4\pi\epsilon_0 mc^2 = 2.818 \times 10^{-15} \text{ m}$$

である。 ϵ_0 は真空の誘電率、 ρ は電子の数密度である。 λ の逆数は陽電子の平均寿命(単に陽電子寿命と呼ぶ)である。金属中では陽電子寿命は100 ps程度となる。この寿命の間に陽電子は様々な振る舞いをする。まず、金属中で数psのうちに熱化し、その後金属中を熱的に拡散する。金属中に空孔型格子欠陥があれば、そこに捕捉された後に対消滅する。金属への入射エネルギーが数keV以下であれば、陽電子は熱的に運動する間に表面に到達し、表面から再放出したり表面にトラップされたり、あるいは表面の伝導電子と束縛してポジトロニウムとして放出されたりする。このように、陽電子がその寿命の間に引き起こす現象が、陽電子消滅の研究対象となる。

陽電子の生成には、²²Naなどの放射性同位元素の β^+ 崩壊や高エネルギー光子の対生成が用いられる。前者では線源があれば陽電子を得ることができるため、比較的簡単に実験が可能である。後者では高エネルギー光子を得るために線形加速器や原子炉のような実験施設が必要であるが、放射性同位元素を用いる場合よりも高強度の陽電子源となる。このような施設は国内では高エネルギー加速器研究機構や産総研、京大複合原子力科学研究所、国外ではミュンヘン工大等に設置されている。

これらのプロセスで得られる陽電子は、数100 keVあるいはそれ以上の高いエネルギーを有する。これを減速材と呼ばれる物質に入射すると、表面から数eVになって再放出される。減速材にはタングステンなどの金属が使われることが多い。陽電子はこれらの金属中で熱化するが、バルク中でのエネルギー準位は真空準位よりも数eV高くなるため、陽電子は準位の差のエネルギーを持って表面から再放出される。これを加速すれば、単色の陽電子ビームを得ることが可能で、このようにいったん減速して得られるビームを低速陽電子ビームと呼んでいる。減速材には金属

以外にネオンなどの希ガス固体が用いられることもある[9]。希ガス固体中における陽電子のエネルギー準位は真空準位よりも低いため、完全に熱化すると表面からは再放出しない。しかし希ガス中での陽電子の減速は遅いので、冷却した線源に希ガスを吹き付けて厚さを制御し、熱化する前の陽電子が表面から放出できる厚さにすることが可能である。この方法で得られる低速陽電子のエネルギー幅は金属を用いる場合と比べて広いが、低速陽電子の数は1桁以上大きくすることができる。ただし希ガス固体の特性は時間とともに劣化するため、数日に1度作り直す必要がある。

こうして得られる低速陽電子ビームは、陽電子プラズマの研究や原子分子との散乱、反物質の合成、固体に入射して表面の物性を調べる研究などで精力的に利用されている。

3.2.2 ポジトロニウム (Ps)

陽電子は電子と束縛してPsを形成することがある。Psは水素原子様の束縛状態であり、量子力学的には軌道部分を水素原子と同様に球面調和関数やラゲールの陪多項式を用いて記述することができる。ただし換算質量は水素原子の場合にはほぼ電子の静止質量に等しいのに対し、Psでは電子質量の1/2であるため、基底状態では束縛エネルギーは水素原子の1/2の6.80 eVである。水素原子の場合、陽子と電子の間の距離の期待値は基底状態では $3a_0/2$ (a_0 はボーア半径)であるのに対し、Ps中の電子と陽電子の距離の期待値はその2倍の $3a_0$ である。これらの電子と陽電子は短い寿命で対消滅し(これを自己消滅と呼ぶ)、 γ 線になる。

Psの面白さはスピンによって増長される。Psはスピン1/2の2粒子系であり、全スピン1(3重項状態)と0(1重項状態)からなる。前者(ortho-Ps)は、基底状態では142 nsの寿命を持つのに対し、後者(para-Ps)の寿命は125 psで、3桁も短い。ortho-Psとpara-Psのエネルギーにはわずかな差(超微細構造)があり、ortho-Psの方が 8.4×10^{-4} eVだけ高い。またPsには水素原子と同様に多数の励起状態が存在する。

このようにPsは短い寿命を持つ準安定な状態であるが、束縛している間は中性原子として振る舞い、最も軽い中性原子とみなすことができる。また、電子あるいは陽電子を中性化した粒子とみなしてもよいだろう。

加熱して格子欠陥を除去し表面を清浄化した金属に低速陽電子ビームを入射すると、表面からPsが放出される。その生成率は一般に10%のオーダーである。またPsは陽電子と気体分子との衝突でも生成される。陽電子の入射エネルギーを K_{e^+} 、気体分子のイオン化エネルギーを E_1 とすれば、衝突で生成されるPsのエネルギーは

$$K_{Ps} = K_{e^+} - E_1 + 6.80 \text{ eV}$$

である。そこで、ビーム装置内にアルゴンなどの希薄な気体槽を置いてそこに低速陽電子ビームを入射すると、下流側にエネルギー可変Psビームが得られる。この方式によるPsビームはUniversity College LondonのLaricchiaのグループによって用いられており(図1)、1-400 eVのエネ

ルギーのビームが得られている[3, 10]. 彼らはビーム装置内にもう一つの気体槽を挿入して Ps と気体分子の衝突実験を行っている. 特に近年, Ps-気体分子の散乱の全断面積が, 同じ速度を有する電子-気体分子散乱の断面積と同程度であり, 陽電子による散乱断面積とは異なるとの結果を得ており, 注目を集めている[11].

このようにして得られる Ps ビームは, 気体を用いて生成するため, 超高真空が必要な固体表面の実験には不向きである. また槽中の気体数密度を上げることができないため Ps ビーム強度を上げられないことや, Ps のエネルギー領域が 1 eV から 400 eV の領域に限られるなどの制限がある.

3.2.3 ポジトロニウム負イオン

ポジトロニウム負イオン (Ps^-) は, 陽電子 1 個と電子 2 個からなる水素負イオン類似の 3 体束縛状態である. ただし水素負イオンと異なり, 3 個の粒子がすべて等しい質量を有するという特徴がある. Ps^- 中の陽電子と電子は 479 ps の寿命で対消滅し, 2 本の γ 線と電子 1 個が放出される. 原理的には 1 本の γ 線と電子 1 個が放出される消滅も起こるはずであるが, 理論計算によればその確率は極めて小さい. また Ps と電子の間の束縛エネルギーはわずか 0.33 eV と計算されており, 弱い束縛系といえる.

Ps^- が存在することは 1946 年に Wheeler [12] によって予測された. その後, Ps^- に関する理論的研究が数多く行われ, 寿命や束縛エネルギーなどの高精度な計算結果が得られている.

その一方で, 実験的研究はわずかしが行われていなかった. Ps^- が最初に生成されたのは, Wheeler による予測から 35 年を経た 1981 年のことである. Mills [13] は, 低速陽電子ビームを 470 eV のエネルギーで厚さ 4 nm のカーボン薄膜に入射すると, 下流面から Ps^- が放出されることを発見した. これは重要な発見ではあったが, 残念ながら Ps^- の生成率は最大でも 0.028% と低く, カーボン薄膜を用いる方法ではこれ以上の生成率の向上が見込めないため, Ps^- の研究の進展はほとんど見られなかった. わずかに, Ps^- の消滅率の測定が数例行われたのみである[14-17].

3.2.4 ポジトロニウム負イオンの高効率生成

カーボン薄膜を用いる生成法では, 入射した陽電子は薄膜中でエネルギーを徐々に失い, 下流側の面に到達したときに残ったエネルギーで薄膜から電子 2 個をたたき出すと

同時に束縛し, Ps^- が生成されると考えられる. したがって, 下流面に到達した陽電子は Ps^- が生成される条件を満たすエネルギーを有している必要がある. それに対してタングステン表面では, 熱化した陽電子も伝導電子と Ps^- を形成し真空中に飛び出すことが可能であることが次の議論から分かる.

金属中での陽電子のポテンシャルエネルギーは, 原子核からの反発により高くなる効果と伝導電子が集まってくることによって下がる効果, それに表面電気二重層による効果によって決まる. この結果, 多くの金属中で陽電子のエネルギー準位は真空準位よりも高くなり, 陽電子を真空中に取り出すために要するエネルギーは負となる. すなわち「陽電子の仕事関数は負」であるということが出来る. 陽電子の仕事関数を ϕ_+ , 電子の仕事関数を ϕ_- とすると, 表面に到達した陽電子が電子 2 個を奪って Ps^- として飛び出すために外から与えなければならないエネルギーは

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

と書くことができる. ここで E_{Ps} は Ps の束縛エネルギー (6.80 eV), E_{Ps^-} は Ps と電子の間の束縛エネルギー (0.33 eV) である. ϕ_{Ps^-} が負であれば, Ps^- が表面から飛び出すためにはエネルギーを外から与える必要はなく, Ps^- は自発的に放出されることになる. 従来の研究で W(100) では $\phi_- = 4.63$ eV, $\phi_+ = -3.0$ eV と報告されている. 後者は, タングステン中での陽電子のエネルギー準位が真空準位よりも 3 eV 高いことを意味する. これらの値を代入すると ϕ_- は -0.9 eV となり, Ps^- が表面から真空中に飛び出すことを意味する.

これを実証する実験が 2006 年に東京理科大学で行われた. 図 2 に実験装置を示す[18]. 真空中を磁力線に巻き付きながら 100 eV で輸送されてきた低速陽電子ビームが, 接地されたメッシュを通り抜けてタングステン標的に入射する. 標的の電位は -3 kV で, 陽電子の入射面から放出した Ps^- はメッシュとの電位差で加速されてメッシュを通り抜け, すぐに消滅して γ 線を放出する. この時の γ 線のエネルギーを Ge 検出器で測定した. Ps^- は 3 keV の運動エネルギーを持っているため, 放出した γ 線はそれに応じてドップラーシフトしており, それが γ 線のエネルギースペクトルに反映されるはずである.

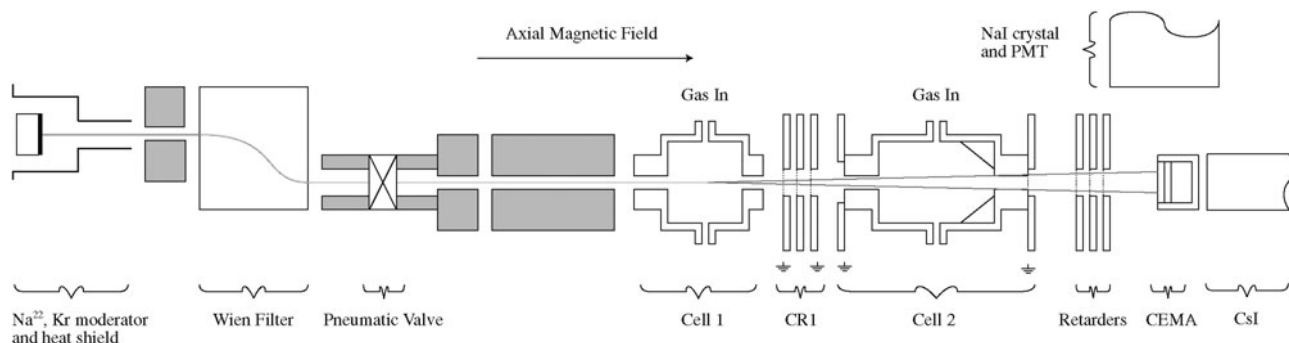


図1 University College London に設置された Ps ビーム. 低速陽電子と気体分子の電荷移行反応を利用して 1 - 400 eV の Ps ビームが生成される (参考文献[10]の FIG.1 を引用. Copyright (2010) by the American Physical Society.).

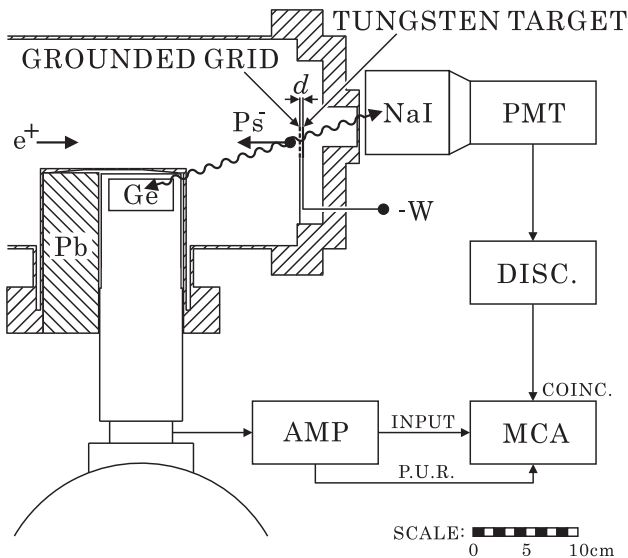


図2 タングステン表面に低速陽電子を入射して Ps^- が放出される様子を調べるために使用された実験装置 (参考文献[18]の figure 1 を引用)。

図3に、得られたエネルギースペクトルを示す。(a)には542 keVにピークが見られるが、これが Ps^- の消滅によって放出された γ 線によるもので、511 keVからのずれは、上述のドップラーシフトで説明できる。この実験によってタングステン表面から Ps^- が放出されることがわかったが、このピークから求められる Ps^- の生成率は0.006%であり、カーボン薄膜を用いた場合よりもさらに低かった。

ところで、金属表面にアルカリ金属を蒸着すると、電子に対する仕事関数が

$$\phi_- \rightarrow \phi_- - D \quad (1)$$

と下がることが知られている[19]。Dは表面電気二重層の効果が低減することを示している。同様に陽電子に対する仕事関数にも効果が現れ

$$\phi_+ \rightarrow \phi_+ + D \quad (2)$$

となり増大する[20]。Dの前の-が+に入れ替わっているのは、電荷が逆だからである。これに伴う ϕ_{Ps^-} の変化は、Dの効果が陽電子と電子1個で打ち消しあい、電子1個分の効果が残る

$$\phi_{\text{Ps}^-} \rightarrow \phi_{\text{Ps}^-} - D \quad (3)$$

となる。すなわち ϕ_{Ps^-} は低下し Ps^- の生成に寄与する伝導電子が増えて Ps^- の生成率が上昇する。実際にセシウムを0.3原子層程度蒸着して測定したところ、 Ps^- の生成率が2桁も上昇した(図3(b))[4]。

しかし、セシウムは化学的な反応性が高く、超高真空中の僅かな残留気体と反応を起こしてしまい、半日程度のうちに Ps^- の生成量が低下する。セシウムの代わりにセシウムよりも反応性が低いアルカリ金属であるナトリウムを蒸着すると、 Ps^- の最大生成率は1.9%で数日間にわたって Ps^- が放出され続ける[21]。

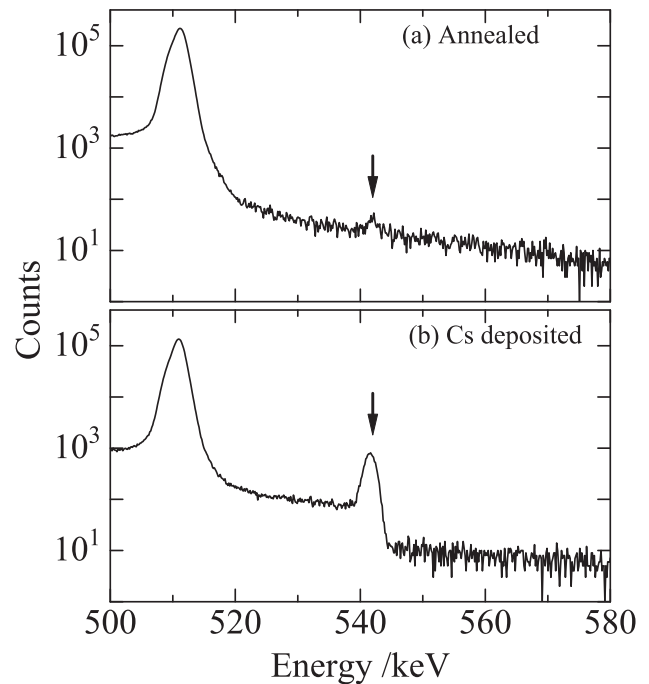


図3 得られた γ 線スペクトル。

3.2.5 ポジトロニウム負イオンの光脱離実験

生成された Ps^- をレーザー光で照射すると、光脱離が起こる。 Ps^- と電子の間の束縛エネルギーは0.33 eVであるため、波長は3.7 μm より短ければよい。ただし Ps^- の寿命は479 psと短いため、効率よく光脱離を引き起こすためには、高強度レーザーが必要である。Nd:YAGレーザー光の基本波(波長1064 nm, 光子のエネルギーは1.165 eV)ならば十分な強度が得られる。ただしパルスレーザーであるため、 Ps^- もパルスの生成に必要があり、そのためにレーザーと同期できるパルス状低速陽電子ビームが必要である。

Ps^- の光脱離を観測する初めての実験が、高エネルギー加速器研究機構の低速陽電子実験施設(KEK SPF)で得られる低速陽電子ビームを用いて行われた[22, 23]。この施設では、ライナックで電子を55 MeVまで加速してタンタルに照射し、制動放射の対生成で生成された陽電子をタングステンで減速し、試料まで磁場で輸送している。ライナックでは電子がパルス状に加速されるため、得られる低速陽電子ビームもパルスビームとなる。特に短パルスモードで低速陽電子ビームを生成すると、陽電子のパルス幅は10 ns, 繰り返し周波数が50 Hzとなり、Nd:YAGレーザー光による Ps^- の光脱離実験が可能となった。

パルスレーザーと同期した低速陽電子ビームを得るもうひとつの方法として、次に述べるSurkoトラップによる陽電子の閉じ込めを利用する方法がある。

3.3 Surkoトラップ

UC San DiegoのClifford Surkoらは、陽電子を磁場と電場で閉じ込める技術を開発し、陽電子と気体分子の束縛状態に関する種々の研究に利用している[7, 8, 24]。この技術は反水素の合成実験にも利用されている[25]。

図4にSurkoらが開発した陽電子トラップの概念図を示す[7]. 中心軸に沿って0.05 Tほどの磁場がかけられており, 陽電子は軸と垂直方向には広がらないようになっている. また全体には図に曲線で示す電位 V が与えられている. 蓄積装置には僅かな窒素ガスが入れられており, その圧力は, 領域Iよりも領域IIの方が, 更に領域IIIの方が低くなっている. ここに入射した低速陽電子は領域Iで窒素分子との衝突でエネルギーを失い, さらに領域II, 領域IIIでエネルギーを失ってポテンシャル井戸に落ち込んで閉じ込められる. トラップの効率は20%程度で, トラップされた陽電子の寿命は1 s程度である. 同様の溜め込み装置をもう一台用意し, もっと低い圧力の窒素ガスを導入して1台目のトラップから引き出された陽電子を閉じ込めると, その寿命を長くすることが可能で, 数100 s間も閉じ込めることが可能となる.

トラップでは回転電場によって陽電子プラズマを圧縮することができる. このようにしてトラップされた陽電子をパルス状に引き出せば, レーザーと同期した低速陽電子ビームとして利用することが可能である. 米国のFirst Point Scientific Inc.は, 2014年頃までこの陽電子トラップ装置を製品化し販売していた[26]が, 現在では生産を停止している.

3.4 ポジトロニウム負イオンの光脱離によるポジトロニウムビーム生成

図5に, 2012年にKEK SPFに設置したエネルギー可変Psビーム装置[27]を示す. この装置では, KEK SPFのライナックで生成されるパルス状低速陽電子ビームを用いた. 陽電子ビームを磁場に沿って輸送し, ナトリウムを蒸着したタンゲステン標的(厚さ25 μm)に入射した. 陽電子ビームの入射と同じ面から放出される Ps^- を電場で最大5 keVまで加速し, その直後にレーザー光で照射してPsにして下流側に放出させた. Psは Ps^- のエネルギーの2/3の運動エネルギーをもって, 磁場の影響を受けずに直線状に飛び出す. Psのうち寿命の長い $o\text{-Ps}$ の多くは自己消滅する前に80 cm下流に設置されたマイクロチャンネルプレートに到

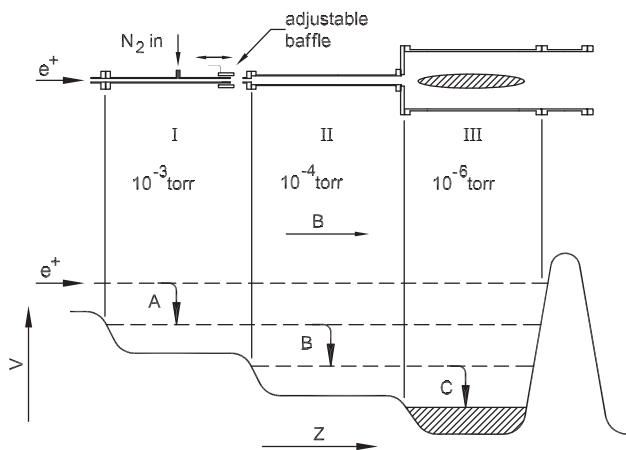


図4 バッファガス方式陽電子トラップ装置 (Surko trap) の概念図 (参考文献[7]の figure 9 を引用. Reproduced by permission of IOP Publishing. All rights reserved.).

達する.

この配置では, 低速陽電子ビームの入射経路とPsビームの軌道が重なってしまうため, Psビームを入射する試料を光脱離の地点から離れた位置に置く必要がある. その位置ではPsビームが広がりを持ってしまう. このためこの装置ではPsビームを試料に入射する実験は行われなかった. 代わりにレーザー光の波長を振って光脱離で生成されるPs数の波長依存性を調べることによって, Ps^- の形状共鳴を観測する実験に用いた[28].

入射陽電子の経路とPsビームの軌道の重なりをなくすために, 第2世代のPsビームの開発を行った[29]. このビーム装置は, 東京理科大学に設置した. その装置を図6に示す. 陽電子は ^{22}Na 密封線源から放出される. 線源カプセルは7 Kに冷却され, Neガスを吹き付けてカプセルの陽電子放出窓付近に固体Neの膜が形成され, 陽電子の減速材としての役割を果たす. 陽電子は磁場で輸送され, Surko trap (黒色のタンク)に閉じ込められる. ここから陽電子をパルス状に引き出し, 厚さ100 nmのタンゲステン薄膜に入射する. 薄膜の下流面にはナトリウムが蒸着されており, そこから Ps^- が放出される. これを電場で加速しパルス状のNd:YAGレーザー光で照射し, Psビームを得る. Psビームは最下流の遅延アノード付きMCPで検出され, 位置情報が記録される.

この装置では Ps^- の生成に薄膜タンゲステンを用いているため, 陽電子の入射軌道と Ps^- あるいはPsビームの軌道が重ならない. したがってPsビームの試料を光脱離位置近

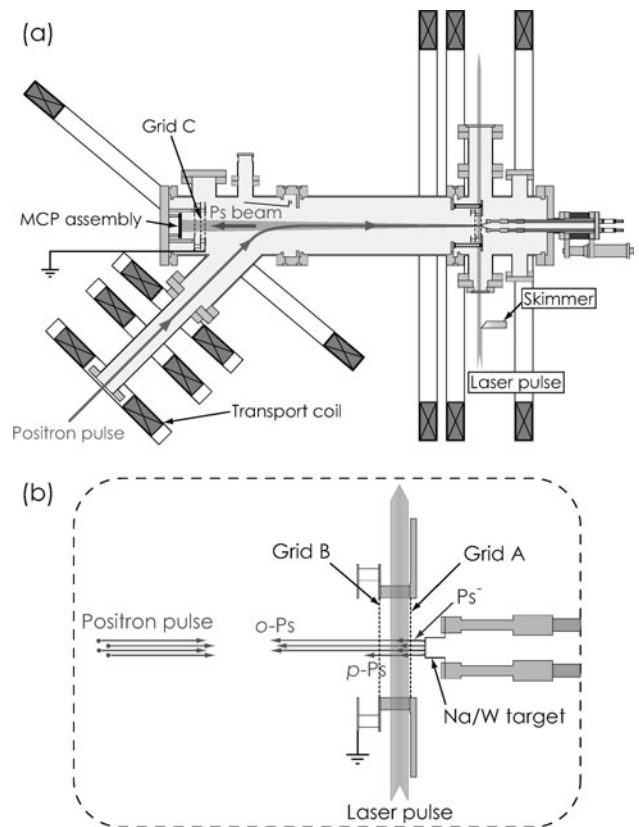


図5 KEK SPFに設置したエネルギー可変Psビーム装置 (参考文献[27]の FIG.1 を引用. Reprinted with the permission of AIP Publishing.).

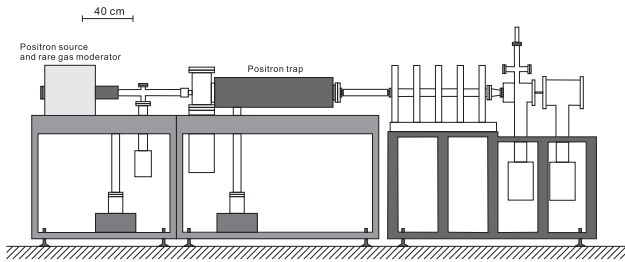


図6 東京理科大学に設置したエネルギー可変Psビーム装置. 左端のタンク内に設置された ^{22}Na 線源から放出した陽電子を固体Neで減速し、それを中央のSurkotrapに溜め込む. タンク内には鉛シールドが配置され、線源からの γ 線が厳重にシールドされている. Surko trap から陽電子をパルス状に引き出し、下流側に置かれたタングステン薄膜（下流側にNa蒸着）からPs $^-$ を放出させて加速し、Nd:YAGレーザー光で光脱離させる. 最下流（右端）には遅延アノード付MCPが設置されており、o-Psが検出され、その到達位置が記録される.

くに位置に置くことができ、ビームが広がらない状態でPsを入射することが可能である.

3.5 ポジトロニウムビームを利用した研究

以上のように、陽電子溜め込み装置を利用して、エネルギー可変Psビームを生成することが可能になった. この装置を利用して、Psの運動誘起共鳴の観測、およびPsと電子の束縛エネルギーの測定を行っている.

3.5.1 ポジトロニウムの運動誘起共鳴

原子やイオンにマイクロ波やレーザー光などの電磁波を照射すると、電子の励起や脱励起などの遷移が起こる. 電磁波を照射する代わりに、原子に静的な周期場中を透過させると、その重心系において、原子は時間的に振動する場を受ける. その振動周波数は、原子の速度を v 、場の周期長を a とすると、 v/a となり、電磁波で照射した場合と同様の現象が起こる. すなわち h をプランク定数として hv/a が遷移エネルギーに等しい場合に遷移が起こる[30]. この現象はコヒーレント共鳴励起、あるいはオコルコフ効果と呼ばれるが、ここでは運動誘起共鳴と呼ぶことにする. この現象はPsのようなエキゾチック原子でも起こるはずであるが、それを実証した例はなかった. そこで、これを調べる実験を、Psビームを用いて行った.

観測を試みた遷移はortho-Psとpara-Psの状態間（超微細構造）で、周波数にして203 GHz、テラヘルツ波帯にある. この周波数帯での運動誘起共鳴の観測例は無く、この点でも興味深い実験となった.

超微細構造の遷移は、主量子数の変わらないスピン反転の遷移であるため、スピンと相互作用できる周期磁場によって効率よく遷移させることができる. どのような周期磁場が必要か、Psの典型的な速度を 1.8×10^7 m/sとすると、周期磁場の周期長は90 μm となる. これを10周期にしたとしても、磁場と相互作用する時間は50 psと短い. 遷移に必要な磁場振幅の強度を遷移確率から計算すると、0.1 T程度が必要であった. 運動誘起共鳴で使用されてきた従来の周期磁場の振幅は1 mT程度であったので、強力な磁石を設計する必要があった.

図7(a)に、この磁場振幅を実現する磁石（多層磁気格子）の構造を示す. 厚み50 μm の炭素鋼箔と、厚み40 μm の銅箔を交互に重ね、熱拡散接合した. そこにワイヤー放電加工で、炭素鋼箔と銅箔を貫通する方向に幅45 μm のスロット穴を作成し、最後にSmCo磁石で着磁した. 周期磁場はスロット穴中に発生し、計算によると0.1 T程度の磁場振幅となり、上記の条件を満たすことができた. しかし、周期磁場に加え、1 T程度のバイアス磁場が発生し、Psのエネルギー準位が磁場によって変化することになった.

実験ではPs (ortho-Ps) を多層磁気格子のスロット穴に通してPsカウント数を測定した. Ortho-Psが周期磁場によってpara-Psに遷移した場合、短寿命のため自己消滅し検出器に到達しない. したがって、Psの速度を変化させながら測定すると、超微細構造遷移がPsカウント数の減少として観測できると期待される. 測定結果を図7(b)に示す. 遷移周波数は 211.5 ± 1.9 GHzとなり、ゼロ磁場における203 GHzからシフトした結果が得られた. 多層磁気格子の磁場の計算結果を用いて、シュレディンガー方程式からPsの遷移周波数を求めると、211.1 GHzであった. 実験結果はこの値と不確かさの範囲で一致し、Psの運動誘起共鳴の観測がはじめて実現されたことを示している[31].

3.5.2 ポジトロニウム負イオンの束縛エネルギーの測定

すでに述べたように、Psと電子の間の束縛エネルギーは理論計算によれば ~ 0.33 eVである. この束縛エネルギーは1946年にWheelerがPs $^-$ の存在を予測して以来、数多くの高精度な理論計算が報告されている. 代表的なものは、2005年に発表されたDrakeら[32]による変分法による計算である. 彼らは非相対論的な値を19桁の精度で求め、さらにスピンや相対論効果、QEDの効果による補正項の計算を行い、326.021 01(2) meVという結果を得ている.

満汐ら[33]は、図6に示すPsビーム装置を用いて束縛エネルギーを測定した. この測定では、Ps $^-$ の光脱離のためのレーザー光にOPO/OPAレーザーシステムを用い、波長

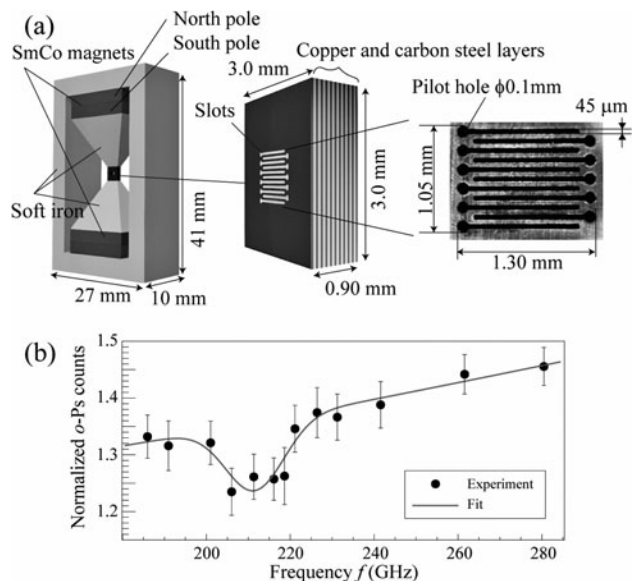


図7 (a)多層磁気格子の構造 (b)Psカウント数の周波数依存性の実験結果（参考文献[31]のFIG.2およびFIG.5を引用）.

を走査して ortho-Ps が生成される閾値における波長を求めた。この波長の閾値をエネルギーに直すと

$$E_B = 326.88 \pm 0.09(\text{stat}) \pm 0.10(\text{syst}) \text{ meV}$$

となった。この値は上述の Drake らによる理論値とずれている。これは実験では Ps⁻ が ortho-Ps と電子に乖離する様子を見ているため得られた束縛エネルギーが ortho-Ps と電子の間の束縛エネルギーであるのに対し、Drake らの計算は para-Ps と電子の束縛エネルギーとなっているためである。Drake らの値に超微細構造 0.84 meV を加えると不確かさの範囲で測定値と一致する。Wheeler による予測から 74 年を経て初めて、Ps と電子の間の束縛エネルギーが測定された。

3.6 今後の展望

以上のようにして生成されたエネルギー可変 Ps ビームは、今後様々な応用研究に利用できると考えられる。まず一つは Ps の量子干渉実験、あるいは回折実験である。Ps の量子干渉実験はこれまでに実現された例はなく、その実現が待たれている。Ps の回折像の観測が可能になれば、固体最表面の構造解析に利用できると考えられる。近年、低速陽電子ビームを用いた固体表面の構造解析が可能となり、表面第 1 層、第 2 層、第 3 層、… の詳細な構造が得られるようになっている [34]。この手法に Ps を利用すると、電氣的に中性であることを生かして、磁性体などの表面の構造解析も可能になるかもしれない。

参考文献

- [1] 兵頭俊夫：RADIOISOTOPES 41, 287 (1992).
 [2] M. Charlton and J.W. Humberston, *Positron Physics* (Cambridge, 2001).
 [3] G. Laricchia and H.R.J. Walters, *Rivista Del Nuovo Cimento* 35, 305 (2012).
 [4] Y. Nagashima *et al.*, *New J. Phys.* 10, 123029 (2008).

- [5] Y. Nagashima, *Phys. Rep.* 545, 95 (2014).
 [6] Y. Nagashima *et al.*, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 54, 212001 (2021).
 [7] C.M. Surko *et al.*, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 38, R57 (2005).
 [8] J.R. Danielson *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* 87, 247 (2015).
 [9] A.P. Mills, Jr. and E.M. Gullikson, *Appl. Phys. Lett.* 49, 1121 (1986).
 [10] S.J. Brawley *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 105, 263401 (2010).
 [11] S.J. Brawley *et al.*, *Science* 330, 789 (2010).
 [12] J.A. Wheeler, *Ann. N.Y. Acad. Sci.* 48, 219 (1946).
 [13] A.P. Mills, Jr., *Phys. Rev. Lett.* 46, 717 (1981).
 [14] A.P. Mills, Jr., *Phys. Rev. Lett.* 50, 671 (1983).
 [15] A.P. Mills Jr. *et al.*, in *Annihilation in Gases and Galaxies*, edited by R.J. Drachman (NASA Conference Publication 3058), p.213.
 [16] F. Fleischer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 96, 063401 (2006).
 [17] H. Ceeh *et al.*, *Phys. Rev. A* 84, 062508 (2011).
 [18] Y. Nagashima and T. Sakai, *New J. Phys.* 8, 319 (2006).
 [19] A. Kiejna and K.F. Wojciechowski, *Prog. Surf. Sci.* 11, 293 (1983).
 [20] P.J. Schultz and K.G. Lynn, *Rev. Mod. Phys.* 60, 701 (1988).
 [21] H. Terabe *et al.*, *New J. Phys.* 14, 015003 (2012).
 [22] T. Hyodo *et al.*, *AIP Conf. Proc.* 1070, 040004 (2018).
 [23] K. Michishio *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 106, 153401 (2011).
 [24] S. Ghosh *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 125, 173401 (2020).
 [25] 黒田直史：プラズマ・核融合学会誌 98, 126 (2022).
 [26] R.G. Greaves and J. Moxom, *AIP Conf. Proc.* 692, 140 (2003).
 [27] K. Michishio *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* 100, 254102 (2012).
 [28] K. Michishio *et al.*, *Nat. Commun.* 7, 11060 (2016).
 [29] K. Michishio *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* 90, 023305 (2019).
 [30] 中野祐司, 東 俊行：日本物理学会誌 65, 516 (2010).
 [31] Y. Nagata *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 124, 173202 (2020).
 [32] G.W.F. Drake and M. Grigorescu, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 38, 3377 (2005).
 [33] K. Michishio *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 125, 063001 (2020).
 [34] Y. Fukaya *et al.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 52, 013002 (2019).

