

原子衝突学会誌

しょうとつ

第 14 巻
第 4 号
2017 年

シリーズ 「陽電子が拓く物質の科学」
第 6 回 陽電子消滅誘起イオン脱離
立花隆行, 長嶋泰之



**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/>

イノベーションサイエンス株式会社



<http://www.innovation-science.co.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

 TOKYO INSTRUMENTS, INC.

<http://www.tokyoinst.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



<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/>

原子衝突学会誌

しょうとつ

第 14 卷 第 4 号



THE ATOMIC COLLISION
SOCIETY OF JAPAN

目 次

シリーズ「陽電子が拓く物質の科学」 第 6 回 陽電子消滅誘起イオン脱離	立花隆行, 長嶋泰之	... 44
渡部力先生を偲ぶ	島村勲	... 51
2017 年度国際会議発表奨励賞受賞者決定のお知らせ	顕彰委員会委員長	... 54
「しょうとつ」原稿募集	編集委員会事務局	... 54
ユーザー名とパスワード		... 54

陽電子が拓く物質の科学 第6回 陽電子消滅誘起イオン脱離

立花隆行, 長嶋泰之*

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

*ynaga@rs.kagu.tus.ac.jp

平成 29 年 6 月 14 日原稿受付

数十から数百 eV 程度のエネルギーの電子や軟エックス線領域の光子が固体表面に入射すると, 電子励起とその緩和を經由して表面からイオンが脱離することは古くから知られている. 近年, 陽電子の入射によってもイオンの脱離が誘起されることが見出された. この現象は, 固体に入射した陽電子が表面で内殻電子と対消滅することに起因すると解釈されており, 電子衝撃によって起こるイオン脱離と比較すると様々な相違がある. 特に, 入射粒子 1 個当たりの脱離効率がはるかに高いことや, 脱離イオン種に強い選択性が現れるなどの特色があることがわかりつつある.

1. はじめに

電子の反粒子である陽電子は, 気体分子との散乱実験や束縛状態の形成, あるいは反物質合成など, 原子衝突の分野の様々な場面で用いられている[1-3]. 陽電子が電子と束縛して形成されるポジトロニウムやポジトロニウム負イオンについても, 気体分子との散乱やレーザー分光, 電子の光脱離などの研究が進められている[4-7]. さらに, 電子と対消滅してガンマ線を放出する性質を利用することで, 陽電子は非破壊の物性プローブにもなる. 金属のフェルミ面の測定や格子欠陥の評価には, 古くから消滅ガンマ線の分光測定が利用されてきた[8-10]. 近年では, 陽電子が固体バルク中に侵入しにくいことや表面でポジトロニウムが生成されることなどを利用して, 他の手法では得られないような固体最表面の構造[11, 12]や物性[13, 14]を調べる研究が行われている.

陽電子と物質のユニークな相互作用は, 固体表面において分子の解離や脱離といった反応も引き起こす可能性がある. 例えば, 陽電子が表面でポジトロニウムを形成することで, 表面との結合に寄与する電子を失った吸着種がイオン化して脱離するのではないかと, とのアイデアが提唱されてきた[15, 16]. この提案を基に, 陽電子刺激イオン脱離の観測が試みられてきた[17-19].

近年, TiO_2 結晶表面に陽電子を入射すると, O^+ が脱離することを示す明確なデータが得られるようになった[20-22]. このイオン脱離の現象は結合電子が取り除かれることによるものではなく, 内殻電子の消滅に誘起されると解釈されている. 本稿では, この研究の一部を解説する.

2. TiO_2 表面における電子刺激イオン脱離

陽電子によるイオン脱離について述べる前に, 本稿を理解する上で重要な TiO_2 結晶表面における電子刺激イオン脱離について触れておく. 電子や光が入射した固体の表面からイオンが真空中に脱離する現象は古くから知られている. 固体の種類や表面の状態によって観測される脱離の特徴は多種多様であり, これまでに様々な固体表面を試料としてイオン脱離機構の解明が進められてきた[23]. この様な研究が大きく発展してきた発端の 1 つは, TiO_2 表面における内殻励起, すなわち, Ti 原子の 3p 軌道電子の励起に由来するイオン脱離現象が発見されたことにある.

1978 年に Knotek と Feibelman [24]は, 入射エネルギーが Ti 3p 内殻電子の束縛エネルギーよりも高い電子を TiO_2 表面に電子を入射するとその表面から O^+ の脱離が起こり, それ以下の入射エネルギーではその様な脱離が観測されないことを

報告した。イオン結晶である TiO_2 は 4 価のカチオン (Ti^{4+}) と 2 価のアニオン (O^{2-}) で構成されているため、 O^+ が脱離するためには少なくとも 3 個の電子が結晶表面にある酸素原子から移動する必要がある。つまりこの実験結果は、大きな電荷の移動が電子励起によって、しかもチタン原子の内殻励起が引き金となって起こり、加えてイオンが脱離するために必要な運動エネルギーも生み出す過程が存在することを意味している。得られた結果に対して Knotek と Feibelman は、電子衝撃によって $\text{Ti } 3p$ に生じた正孔が、原子間オーグメント過程によって隣接する O 原子の電子によって埋められ、さらに O 原子から 2 個のオーグメント電子が放出されることで結晶中の O^{2-} が +1 価となり、最終的に周囲の Ti^{4+} とのクーロン反発によって O^+ が脱離するというメカニズムを提案した。この機構は提案者の頭文字から KF モデルと呼ばれ、金属酸化物やアルカリハライド結晶における内殻励起からのイオン脱離機構として広く認められるようになった。また、内殻電子は各原子に局在しているので、オーグメント緩和に続くイオン脱離は励起した原子近傍で起こると考えられている。つまり、ある分子内原子の内殻電子を選択的に励起することで、表面から特定の原子のみを脱離させることができる可能性がある。そのため、内殻励起によるイオン脱離現象を表面改質の手法として応用を試みる研究も進められている。

今日においては、イオン脱離の機構を考察する際に KF モデルやそれをより一般化したオーグメント刺激脱離モデルとの比較から議論されることが多い。また、放射光を利用した脱離イオンとオーグメント電子の同時測定法の開発によって、KF モデルの妥当性を詳しく検証し、その上で異なる電荷移動プロセスを踏まえた脱離モデルの提案もされている[25]。

電子刺激イオン脱離の過程を踏まえて、 TiO_2 表面に陽電子を入射した場合について考えてみる。 $\text{Ti } 3p$ 内殻電子の束縛エネルギー以上のエネルギーを有する陽電子を入射すれば、電子衝撃の場合と同様に $\text{Ti } 3p$ に正孔が生じ、 O^+ イオンが脱離すると考えられる。このイオン脱離の過程は電子刺激脱離と同じである。さらに陽電子入射の場合には、内殻電子との対消滅によっても内殻に

正孔が生成し、この過程によっても O^+ の脱離が起こるはずである。この陽電子入射に特有のイオン脱離現象には、固体や表面における陽電子の振る舞いが強く反映される可能性がある。陽電子対消滅誘起イオン脱離の観測は、これまでの測定方法とは異なる視点から陽電子と固体や表面との相互作用を評価する手段になるかもしれない。あるいは、電子刺激脱離とは異なる特徴を利用することによって、陽電子を用いた新たな表面分析プローブが開発されることも期待できる。

3. 固体及び表面における陽電子の振る舞い

固体に入射した陽電子は、電子とは異なった興味深い振る舞いをする。それらのうち幾つかは対消滅によってイオン脱離が起こる要因となり、陽電子対消滅誘起イオン脱離の過程において重要な部分を担う。ここでは、陽電子と固体及び表面における陽電子の挙動について紹介をする。

陽電子が固体に入射すると、電子散乱やプラズモン励起などを繰り返してエネルギーを失い、数 ps のうちに熱化して、やがて電子と対消滅する。固体中の陽電子の寿命は 100 ps ~ 数 ns 程度であり、陽電子は熱化に要する時間よりもはるかに長生きする。これは、消滅断面積が電子との散乱断面積と比べて遙かに小さいためである。熱化した後は、格子欠陥や表面など陽電子が束縛されるサイトが存在しなければ熱的に動き回る。絶縁体中ではポジトロニウムが形成されることもある。ただし金属中ではポジトロニウムは形成されない。

陽電子の入射エネルギーが低い場合 (数 keV 以下) には、陽電子の多くは熱的に動き回るうちに表面に戻り、表面に特有な現象が起こる。固体が金属の場合には、バルク中での陽電子のエネルギー準位は真空準位に近い。タングステンやニッケルなどの場合には、バルク中での準位は真空準位よりも数 eV 高いため、陽電子はその差のエネルギーを持って飛び出す。また表面の電子 1 個と束縛してポジトロニウムとして放出したり、電子 2 個と束縛してポジトロニウム負イオンとして放出したりする。表面にある陽電子は、表面の鏡像ポテンシャルに束縛されて、そこで対消滅することもある。この様な、陽電子が表面に束縛された状態を、

陽電子の表面状態と呼んでいる。大雑把に言って金属の場合には、陽電子の再放出、ポジトロニウムの放出、表面状態への束縛が、同程度の割合で起こる。

絶縁体の場合でも陽電子は熱化の後にバルク中を拡散し、表面に達する。表面ではポジトロニウムを形成して真空中に出ていくこともある。SiO₂などではバルク中で形成したポジトロニウムがそのまま表面から飛び出すこともあると考えられている[26]。また、表面に陽電子がポジトロニウムとして物理吸着しているとも考えられている[27]。

表面状態にある陽電子が対消滅する場合、その相手は価電子帯や伝導帯の電子であることがほとんどであるが、内殻電子と対消滅することもある。陽電子は正の電荷をもつため、原子核に近づくにつれて波動関数は 0 に近くなっていくが、それでも内殻電子との対消滅確率をわずかにもつ。この対消滅によって内殻に正孔が生成されれば、オージェ緩和によるオージェ電子の放出が観測される[28]。電子線を用いた一般的なオージェ電子分光法では、表面だけではなく試料深さ方向に対して数 nm の領域の情報も含むのに対して、表面に束縛された陽電子の対消滅を利用する陽電子消滅誘起オージェ電子分光法は、オージェ電子の放出が表面の電子と陽電子の対消滅に由来することから、表面のみの情報が選択的に得られる手法である。

さらに電子などの荷電粒子の入射によって内殻励起やイオン化を引き起こす場合、内殻電子の結合エネルギーに匹敵する比較的大きな入射エネルギーが必要になる。そのためオージェ電子の分光測定では、非弾性散乱電子や 2 次電子が大きなバックグラウンドを形成してしまう問題が生じる。それに対して、陽電子と電子の対消滅にエネルギーは必要ない。その理由から、陽電子消滅誘起オージェ電子分光法は入射エネルギーが 10 eV 以下であっても測定が可能であるので、バックグラウンドとなる電子の発生を抑えた SB 比の良いスペクトルが得られるといった特徴もある。また、後に述べるように、陽電子は対消滅のサイトを自ら選ぶ性質があり、そのため電子衝撃オージェ電子分光法と比べると特徴のある情報が得られる。

固体表面やバルク中におけるユニークな振る

舞いから、陽電子が表面敏感なプローブになることは陽電子消滅誘起オージェ電子分光法以外にもすでに幾つかの測定法において実証されている。しかしながらそれらは、それまでに利用してきた粒子線を単に陽電子ビームに置き換えて測定しただけという単純なものではない。陽電子を利用する故の実験的な難しさがあるために、ビーム生成方法や測定手法に創意工夫を必要とすることが多い。もっとも、そのための技術開発こそが陽電子を利用した実験的研究の面白さの 1 つでもある。

4. 陽電子消滅誘起イオン脱離の実験

著者らが陽電子消滅誘起イオン脱離の実験の着想を最初に得たのは 2007 年のことである。その後、実際に測定に着手し、TiO₂(110)表面に低速陽電子を入射して、O⁺が脱離する様子を観測することに成功した。

我々が開発した測定装置の一番の特長は、装置全体に陽電子ビームの輸送に必要な磁場が印可されている条件下において、試料固体表面から脱離するイオンを飛行時間法により質量選別して検出できることである。イオン脱離の観測では、脱離するイオン種を同定することは必要不可欠である。イオンを質量分析する手法は数多くあるが、ローレンツ力が働くビーム輸送磁場領域中でそれらを利用することは基本的に不可能である。我々は、この問題を非常に単純な測定原理を用いて解決した。以下に、測定装置全体の概略を述べる。

陽電子消滅誘起イオン脱離の実験には、低速陽電子ビームが用いられる。²²Na などの β^+ 崩壊から放出される陽電子は 0 から 0.546 MeV まで広がっているため、表面の研究には不向きである。そこでこれいったん減速してから再加速し、単色のビームにして用いる。

陽電子の減速にはタングステンメッシュを用いる。線源から放出した陽電子がメッシュを構成するタングステンワイヤーに入射するとすぐに熱化して拡散をはじめ、その一部はワイヤー表面まで達する。タングステン中で熱化した陽電子のエネルギー準位は真空準位よりも数 eV 高いため、このエネルギー差の運動エネルギーをもって表面から放出される。放出される陽電子のエネルギーは数

eV であるが、エネルギー幅は熱エネルギー程度である。これを電場で加速して、必要なエネルギーを有するビームにする。実際に測定される陽電子ビームのエネルギー幅は、陽電子の輸送法に依存し熱エネルギーよりは大きくなるようである。線源から放出された陽電子のうち、メッシュによって減速されて低速陽電子として利用できるものの割合は、0.08%程度である[29]。

一般に入手可能な ^{22}Na の放射能は 1 GBq (1 Bq は線源中で 1 秒間に 1 個の原子が壊変することを意味する。従って、1 GBq の線源内では 1 秒間に 1×10^9 個の ^{22}Na 原子が壊変する。これらの壊変のうち、陽電子が放出される割合は 90%で、軌道電子が原子核に捕獲される(軌道電子捕獲: EC)割合が 10%であり、そのような陽電子を低速ビームにして得られる強度は、 10^5 s^{-1} 台と極めて弱い。こうして得られる陽電子をロスせずに輸送するために、ビームの進行方向と平行もしくは反平行に 0.01 T 程度の磁場をかける。こうすることで陽電子は磁場に巻き付いて広がることなく試料まで輸送され、ほぼ 100%の輸送効率が実現できる。陽電子のサイクロトロン半径は 1 mm 以下である。

それでもこの方法で得られる低速陽電子ビーム強度は、電子刺激イオン脱離の観測やオージェ

電子分光の測定に用いられる電子ビーム強度と比べると相当に弱い。このため研究開始時には、果たして本当にイオン脱離が観測できるのか懐疑的であったが、実際には陽電子消滅誘起イオン脱離の効率は予想外に高く、数時間の測定で明確な信号を得ることが可能である。

図 1 に、陽電子消滅誘起イオン脱離観測のための試料および検出器周辺の様子を示す。脱離試料には 300 V の電位をかけてあるため、ビームライン上流から装置中心軸と平行に印可された 0.01 T の磁場に沿って輸送されてきた陽電子は減速しながら試料に入射する。一方、陽電子の入射によって表面から脱離した正イオンは 300 V の電位差で加速される。脱離イオンの軌道は 2 枚の平行な電極板の間の電場によって曲げられて、マイクロチャンネルプレート(MCP)に入射する。この電場は入射陽電子の軌道にも影響を与えるが、磁場に巻き付いて輸送されてくる陽電子の軌道は、わずかにサイクロトロン運動の中心がドリフトするのみである。このドリフト運動によってビーム軌道がずれたとしても、装置上流側に設置されたステアリングコイルによって試料の中心に入射するように軌道を調整することができる。一方、質量が陽電子よりもはるかに大きいイオンの軌道は、

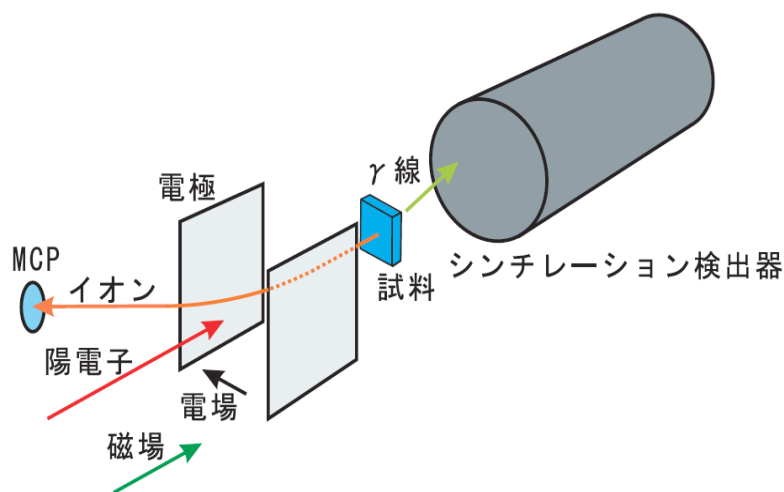


図 1: 陽電子消滅誘起イオン脱離実験装置の試料周り。真空チェンバーは省略した。図中の矢印の向きに 0.01 T 程度の磁場が印加されており、陽電子は磁場の周りをらせん運動しながら試料に入射する。らせん運動の半径は 1 mm より小さいため、この図では陽電子の軌道は直線として描かれている。陽電子が試料中や表面で対消滅した時に放出されるガンマ線は、大気中に置かれたシンチレーション検出器で検出される。試料表面から放出されたイオンは、加速された後に電場によって MCP に導かれる。シンチレーション検出器の信号と MCP の信号の時間差からイオンの飛行時間が得られる。

磁場の影響をほとんど受けない。これは、磁場中における荷電粒子のサイクロトロン運動の周期が質量に反比例することによる。つまり、イオンが試料表面から脱離して検出される間の数マイクロ秒程度の時間内では、サイクロトロン運動による回転はほとんどない。さらにこの理由から、平行電極板間の電場領域でイオンは陽電子のようにドリフト運動することではなく、単に電場の効果で軌道を大きく曲げて MCP の検出面に入って信号となる。

イオン種の同定を行うために、入射した陽電子が試料中の電子と対消滅して放出されるガンマ線をシンチレーション検出器で検出し、それと MCP からの信号が検出される間の時間差を求めて、イオンの飛行時間を測定している。イオンは試料を飛び出してすぐに 300 eV に加速されているため、質量の分析は容易である。この様に、イオンと陽電子の質量の違いをうまく利用することで、磁場環境下であっても脱離イオンの飛行時間スペクトルを取得している。

その一方で、陽電子入射によってイオンの脱離が観測されたとしても、その結果のみから陽電子に特有の脱離現象を見極めるのは困難である。そこで、電子衝撃によるイオン脱離の機構の解明が進んでいる TiO₂ 表面を試料としてイオン脱離の観測を進めた。測定に用いた TiO₂(110) 結晶表面は、1000 度までの昇温を繰り返し行い清浄化した。表面の酸素欠陥を補うために、測定の直前に酸素ガス中で焼鈍を行った。この熱処理によって表面は導電性を持つために、表面の帯電の影響を気にする必要はない。

得られた飛行時間スペクトルを図 2 に示す。一番左側に現れているピークは、陽電子の消滅ガンマ線が MCP に飛び込んで信号となったものであり、このピークが飛行時間 0 を表している。飛行時間スペクトルは、それぞれのガンマ線のピーク強度で規格化した。飛行時間の分析から、中央付近に見えるピークが試料表面から脱離した O⁺ に由来することがわかった。このピークの強度には、陽電子の入射エネルギーに対する依存性がほとんどないこと分かる。3 eV のスペクトルにこのピークが現れておらず、また 7 eV ではそれより高いエネルギーのピークよりも若干強度が小さいのは、陽電子ビームがエネルギー拡がりをもっており、

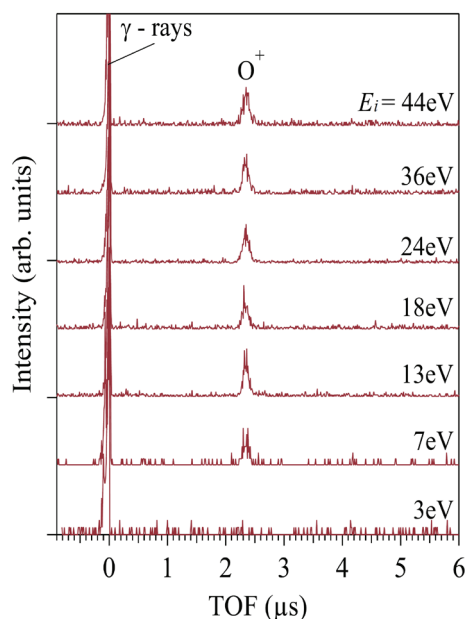


図 2: TiO₂(110) 表面から陽電子入射によって脱離するイオンの飛行時間スペクトル[20]。図中の値は陽電子の入射エネルギーを表している。
Copyright 2014 by the American Physical Society.

実際に試料に入射した陽電子の数が減っているためである。13 eV よりも高いエネルギーでは、ピークの強度はほぼ一定である。特筆すべきこととして、電子刺激脱離の場合は 34 eV に O⁺ の脱離しきい値が存在するのに対して、陽電子入射の場合にはその様なしきい値はなく、とくに 34 eV の前後でイオン脱離収率に明確な変化は見られない。これらの結果は、しきい値を超えると O⁺ の収率の急激な増加が観測される電子刺激脱離の結果[24]とは対照的である。

O⁺ 脱離収率の陽電子入射エネルギー依存性の結果は以下のように解釈できる。試料に入射した陽電子は試料中で熱化しその大部分が表面までもどってくる。さらにその一部は表面に束縛されて、表面原子の内殻電子と対消滅し、内殻に正孔が生じる。内殻に正孔ができれば、イオンの放出過程は電子刺激の場合と同様であるが、対消滅では陽電子の運動エネルギーは必要ないので、電子刺激イオン脱離のしきい値以下の入射エネルギーでも O⁺ の脱離が起こる。

入射陽電子 1 個あたりの O⁺ の脱離収率を見積もったところ、10⁻⁴ (脱離 O⁺ イオン数/入射陽電子数) にも達することがわかった。電子衝撃イオン脱離の研究で報告されている一般的なイオン脱離

収率が 10^{-6} から 10^{-7} 程度であることから考えると、これは非常に大きな値である。最近、我々の実験で同一の $\text{TiO}_2(110)$ 試料に同じ入射エネルギーの陽電子ビームと電子ビームを照射して、脱離イオン収率の比較をおこなった。その結果、入射エネルギーが 500 eV の場合で陽電子消滅誘起イオン脱離による O^+ は電子刺激脱離よりも 1 桁以上も高い脱離収率を示すという結果を得た。陽電子消滅誘起イオン脱離の場合、イオンの脱離収率は陽電子が表面で対消滅する確率に比例する。つまりこの結果は、陽電子がバルク中を拡散した後に表面に束縛されてから対消滅する過程の方が、電子衝撃よりも効率よく表面原子に内殻正孔を生成できることを意味している。

また、陽電子は試料中で熱化すると、試料内のわずかなポテンシャルの変化を敏感に感じて自ら消滅サイトを探す性質をもつ。このため、電子線を入射した場合とは異なる特徴的な情報が得られるようである。例えば、陽電子消滅誘起イオン脱離の場合には、図 2 の飛行時間スペクトルで示された様に、確認できる脱離イオン種は O^+ のみである。それに対して電子刺激脱離では、清浄な TiO_2 表面でもあっても真空容器内の残留ガスの吸着に由来するイオンの脱離も観測される。この脱離イオン種の違いは、陽電子の消滅サイト選択性が関係していると考えられる。陽電子はある元素周辺で選択的に消滅するために、電子衝撃よりも特定の元素の脱離を誘起すると解釈できる。

さらに陽電子消滅誘起イオン脱離は、表面の環境にも大きく左右される。清浄な TiO_2 表面では O^+ のみの脱離が観測されるが、 TiO_2 の焼鈍が不十分な場合は、図 3 に示したようにプロトンによるピークが主体となる。これは表面の汚染や表面の欠陥に対して陽電子が敏感に反応して、陽電子が消滅するサイトが変わったことを反映しているのかもしれない。これらの結果は、陽電子消滅誘起イオン脱離の手法が、表面に敏感な分析方法になりうることを示唆している。

現在、陽電子消滅誘起イオン脱離の特徴を明らかにするために、清浄表面だけではなく、表面に異種分子が吸着した系からの脱離の観測を進めている。この測定結果から、陽電子対消滅による元素選択的なイオン脱離に関する詳細な情報

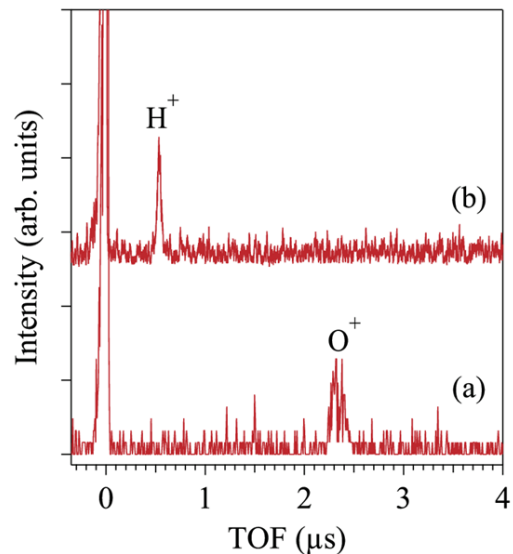


図 3: 陽電子入射によって、(a) 焼鈍が不十分な $\text{TiO}_2(110)$ 表面と、(b) 清浄な $\text{TiO}_2(110)$ 表面から脱離するイオンの飛行時間スペクトル[21]。陽電子の入射エネルギーは 10 eV である。

が得られるであろう。また、イオンの観測だけではなく、対消滅によって放出されるガンマ線の観測も同時におこなうことから、イオン脱離過程の解明を進める試みもおこなっている。さらに、これまでは $\text{TiO}_2(110)$ 面のみを使って測定をしてきたが、別の面方位での測定をおこなうことを計画している。陽電子の消滅サイト選択性から、電子衝撃よりも面方位依存性が強く表れるかもしれない。また、 TiO_2 以外の他の材質表面ではどのような脱離現象が起こるのかを明らかにしていく予定である。

5. 最後に — 今後の展望 —

ここで述べた研究により、 $\text{TiO}_2(110)$ 面での陽電子消滅にともなって O^+ イオンが脱離することが明らかになった。この現象は電子や光子を入射して観測される脱離と比べて、効率が高く、また入射粒子のエネルギーが必要ないという特徴がある。4章で述べたように、固体最表面の敏感な分析方法として利用できる可能性があるが、そのためには様々な基礎研究を重ねる必要がある。将来、消滅サイト選択性の特徴を生かした表面改質技術の開発も可能になるかもしれない。ただしその実現のためには、超高強度の低速陽電子ビームが必要になるなど、大きなブレークスルーが必要になるだろう。

謝辞

本研究は現在進行中である。これまでに、立教大学の平山孝人教授、東京理科大学の渡辺一之教授、Luca Chiari 研究員、大学院生の萩原聡さん、山下貴志さん、柳楽勝さん、矢吹壽国さんらに共同研究者として参加していただいた。この場を借りて感謝の意を表したい。本研究は、科学研究費補助金基盤研究(S)および(A) (課題番号 24221006 および 17H01074)、若手研究 B (16K21424, 23750023)、日本板硝子材料工学助成会助成金の援助で行われた。

参考文献

- [1] M. Charlton and J. Humberston, ‘Positron Physics’, (Cambridge University Press) 2001.
- [2] 長嶋泰之, “原子分子ハンドブック”, 市川行和, 大谷俊介編, 朝倉書店(2012), p.254.
- [3] N. Kuroda *et al.*, Nat. Commun. **5**, 3089 (2014).
- [4] S. J. Brawley, S. Armitage, J. Beale, D. E. Leslie, A. I. Williams, and G. Laricchia, Science **330**, 789 (2010).
- [5] Y. Nagashima, Phys. Rep. **545**, 95 (2014).
- [6] K. Michishio, T. Kanai, S. Kuma, T. Azuma, K. Wada, I. Mochizuki, T. Hyodo, A. Yagishita, and Y. Nagashima, Nat. Commun. **7**, 11060 (2016).
- [7] 長嶋泰之, 五十嵐明則, 満汐孝治, しょうとつ **13**, 64 (2016).
- [8] A. P. Mills, Jr., in *Positron Solid-State Physics*, Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi”, Course LXXXIII, edited by W. Brandt and A. Dupasquier (North-Holland, Amsterdam) 1983, p.432.
- [9] P. J. Schultz and K. G. Lynn, Rev. Mod. Phys. **60**, 701 (1988).
- [10] “陽電子計測の科学” 丸善(1993).
- [11] A. Kawasuso and S. Okada, Phys. Rev. Lett. **81**, 2695 (1998).
- [12] Y. Fukaya, I. Matsuda, B. Feng, I. Mochizuki, T. Hyodo, and S. Shamoto, 2D Materials **3**, 035019 (2016).
- [13] H. Terabe, S. Iida, T. Yamashita, T. Tachibana, B. Barbiellini, K. Wada, I. Mochizuki, A. Yagishita, T. Hyodo, Y. Nagashima, Surf. Sci. **641**, 68 (2015).
- [14] S. Iida, K. Wada, I. Mochizuki, T. Tachibana, T. Hyodo, and Y. Nagashima, J. Phys. Cond. Matter **28**, 475002 (2016).
- [15] A. Ishii and Y. Murata, Surf. Sci. **273**, 442 (1992).
- [16] A. Ishii and Y. Murata, Surf. Sci. **283**, 462 (1993).
- [17] I. Kanazawa, A. Iwamoto, A. Ozaki, Y. Terashima, Y. Ito, K. Fukutani, Y. Murata, and F. Komori, Appl. Surf. Sci. **149**, 248 (1999).
- [18] F. Komori, Current Opinion in Solid State and Materials Science **6**, 163 (2002).
- [19] I. Kanazawa, T. Wada, Y. Oishi, Y. Terashima, K. Fukutani, Y. Murata, Y. Ito, K. Nozawa, and F. Komori, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B **232**, 299 (2005).
- [20] T. Tachibana, T. Hirayama and Y. Nagashima, Phys. Rev. B **89**, 201409(R) (2014).
- [21] T. Tachibana, T. Hirayama and Y. Nagashima, E-J. Surf. Sci. Nanotech. **13**, 261 (2015).
- [22] T. Tachibana, L. Chiari, M. Nagira, T. Hirayama and Y. Nagashima, Def. Diff. For. **373**, 324 (2016).
- [23] T. Madey, Surf. Sci. **299/300**, 824 (1994).
- [24] M. L. Knotek and P. J. Feibelman, Phys. Rev. Lett. **40**, 964 (1978).
- [25] S. Tanaka, K. Mase, and S. Nagaoka, Surf. Sci. **572**, 43 (2004).
- [26] Y. Nagashima, Y. Morinaka, T. Kurihara, Y. Nagai, T. Hyodo, T. Shidara, and K. Nakahara, Phys. Rev. B **58**, 12676 (1998).
- [27] P. Sferlazzo, S. Berko, and K. F. Canter, Phys. Rev. B **32**, 6067R (1985).
- [28] A. Weiss, R. Mayer, M. Jibaly, C. Lei, D. Mehl, and K. G. Lynn, Phys. Rev. Lett. **61**, 2245 (1988).
- [29] F. Saito, Y. Nagashima, L. Wei, Y. Itoh, A. Goto and T. Hyodo, Appl. Surf. Sci. **194**, 13 (2002).

2017 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（立教大学）
菱川明栄（名古屋大学）

運営委員

足立純一（高エネルギー加速器研究機構） 岡田邦宏（上智大学）
高橋正彦（東北大学） 星野正光（上智大学）
中野祐司（立教大学） 中村信行（電気通信大学）
菱川明栄（名古屋大学） 佐甲徳栄（日本大学）
平山孝人（立教大学） 小田切丈（上智大学）
渡部直樹（北海道大学） 本橋健次（東洋大学）
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（立教大学）

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



しょうとつ 第14巻 第4号 (通巻77号)

Journal of Atomic Collision Research

©原子衝突学会 2017

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

発行: 2017年7月18日

配信: 原子衝突学会事務局 <acr-post@bunken.co.jp>