

解説

陽電子を用いた物性研究

兵頭 俊夫

東京大学総合文化研究科*

Solid State Physics with Positrons

Toshio HYODO

Department of Basic Sciences, Graduate School of Arts and Sciences, University of Tokyo

Various experimental techniques of the positron annihilation spectroscopies have been used for the study of the condensed matter bulk and surfaces. In this review the basic theoretical background, especially for the 2γ angular correlation method and the Doppler broadening spectroscopy is outlined, followed by some experimental results obtained by using these techniques. Then the experiments using variable energy positron beams combined with various positron and positronium spectroscopies and their results are described.

1. はじめに

電子の反粒子である陽電子を試料中に入射すると、多くの場合、陽電子は価電子と対消滅して2本の γ 線を放出する。このいわゆる消滅 γ 線の外、実験条件により試料から放出あるいは再放出される2次電子、オージェ電子、陽電子、Psなどを検出して、多彩な研究が行われている¹⁻⁶⁾。

放射性同位元素の β 崩壊からの陽電子は、最大エネルギーが1 MeV程度の連続スペクトルを持っている。これをそのまま利用して、バルクの電子状態や格子欠陥の研究が行われている。線源としては²²Naが最もよく用いられる。一方、放射性同位元素からの陽電子や加速器を用いて生成させた連続スペクトル陽電子を、陽電子に対して負の仕事関数を持つ金属に入射し、低エネルギーで再放出された陽電子を再加速してエネルギー可変単色陽電子ビームとして用いることもある^{7,8)}。これは、原子分子の陽電子散乱実験に使えることはもちろんのこと^{9,10)}、加速エネルギーを調節して固体試料への侵入深さを変えることにより、表面や界面の研究や放射損傷の深さ依存性などの研究に用いられる。

2. 2光子角相関法

固体からの再放出で単色化が可能なることからわかるように、物質の奥深く入射された陽電子も、すぐに電子と対消滅するのではなく、種々のエネルギー散逸過程を経て、

10 ps程度の短時間のうちに熱化した後に初めて対消滅する。陽電子の位置での電子密度が ρ であるとき、2光子(2γ)への消滅率は

$$\lambda_{2\gamma} = \pi r_0^2 c \rho \quad (1)$$

である。ここで、 c は光速、 r_0 は古典電子半径である。3光子(3γ)に消滅する確率は約1/370なので、ほとんどの場合無視できる。ただし、 ρ には、電子と陽電子の間のクーロン引力のために電子が陽電子のまわりに集まってくる効果も含まれる¹¹⁾。

試料に陽電子を入射してから消滅するまでの時間の分布、つまり、陽電子寿命スペクトルを測定する陽電子寿命法¹²⁾、格子欠陥^{13,14)}や放射線化学¹⁵⁾の研究に有効な手法である。一般に、空孔型格子欠陥や有機物質中の自由空間内では電子密度が低いので、そこにトラップされた陽電子は寿命が伸びる。また、陽電子がPsを生成してから消滅する場合も寿命スペクトルが変化する。これを測定して材料の特性を知るのである。ただし本稿では、陽電子寿命法についての解説は割愛する。

2光子消滅で発生する2本の γ 線間の放出角度は、対消滅前後のエネルギーおよび運動量の保存則で決まる。従って、その角度分布を測定すると、 ρ の運動量成分、つまり、陽電子が消滅した位置の電子の運動量分布を知ることができる。これが、陽電子消滅2光子角相関法である。

* 東京大学総合文化研究科 〒153-0041 東京都目黒区駒場3-8-1
TEL/FAX 03-5454-6519 e-mail hyodo@phys3.c.u-tokyo.ac.jp

消滅した電子・陽電子対の重心系では、全運動量がゼロであるから、発生する2本の γ 線は、互いに運動量の大きさが(従ってエネルギーも)厳密に等しく、真反対方向に放出される。しかし、実験室系で観測すると、 γ 線の進行方向は、真反対方向からわずかにずれる。ずれの大きさ θ は、電子陽電子対の全運動量の、 γ 線の進行方向に対して垂直な成分 p_{\perp} と

$$p_{\perp} = mc\theta \quad (2)$$

なる関係がある。 m は電子質量である。一方、 γ 線の進行方向に平行な成分 p_{\parallel} は、 γ 線にドップラーシフト、

$$\Delta E = p_{\parallel}c/2 \quad (3)$$

を与える。

θ と ΔE の大きさを当たってみよう。いま仮に、バンド質量が m に等しい伝導帯を考え、フェルミエネルギーが $E_F = 10$ eVであるとする。フェルミ運動量の大きさは

$$p_F = \sqrt{2mE_F} \quad (4)$$

だから、

$$\theta \sim \sqrt{2mE_F}/mc = \sqrt{2E_F/mc^2} \sim 6 \times 10^{-3} \text{ rad} = 6 \text{ mrad} \quad (5)$$

$$\Delta E \sim c\sqrt{2mE_F}/2 = \sqrt{2mc^2E_F}/2 \sim 1.6 \text{ keV} \quad (6)$$

となる。 θ はかなり小さいが、10 m離れた位置で6 cmのずれだから、大型の装置を用いればフェルミ運動量 p_F の精密測定が可能である。 ΔE は E_F に比べてるとかなり大きい、511 keV付近のエネルギー分解能は、最も分解能の高いGe検出器を用いても1 keV程度であるため、ドップラー拡がりから p_F を精度よく決めることはできない。

3. 2光子角相関測定装置

消滅2光子の角度相関は、1次元または2次元の角度相関装置で測定する¹⁶⁾。1次元角相関(1D-ACAR)測定装置では、図1(a)のように、長いシンチレータをつけた光電子増倍管の前に長い鉛スリットを置いた検出器1対を試料をはさんで向かい合わせに置き、片方の検出器を長さに垂直な方向にスキャンしながら、2本の γ 線を同時計測する。この装置で測定する γ 線の角度分布は

$$N(\theta) \propto N(p_x) \iint \rho_{2\gamma}(\mathbf{p}) dp_y dp_z \quad (7)$$

である。ここで $\rho_{2\gamma}(\mathbf{p})$ は2本の γ 線の全運動量の密度分布であるが、次節で述べる電子・陽電子運動量密度分布 $\rho_{ep}(\mathbf{p})$ に等しい。 p_z 方向の積分は、 γ 線のドップラーシフト

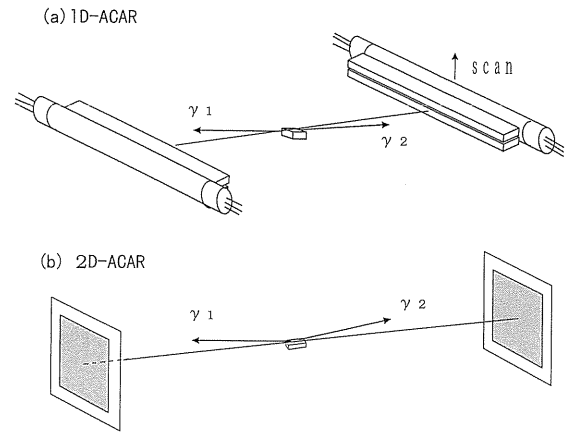


Figure 1. (a) Schematic diagram of the 1D-ACAR apparatus. (b) Schematic diagram of the 2D-ACAR apparatus.

トについて分解しないことに対応する。 p_y 方向の積分は、スリットの長さ方向のどこに γ 線が入射したかは検知しないことに対応する。 γ 線のドップラースペクトルからも同じ量がわかるが、その場合は試料と検出器を結ぶ方向の成分が、測定される p_x である。

一方2D-ACAR測定装置では、図1(b)のように、一对の γ 線入射位置敏感検出器を試料をはさんで向かい合わせに置き、それぞれの検出器への γ 線の入射位置から γ 線間の角度を計算して、2次元的角度分布

$$N(\theta, \phi) \propto N(p_x, p_y) \propto \int \rho_{2\gamma}(\mathbf{p}) dp_z \quad (8)$$

を測定する。積分は、 γ 線の進行方向のドップラーシフト成分についてのみ残る。

2D-ACAR装置に使用できる γ 線位置敏感検出器は、1対の γ 線の同時計測ができなければならない。従来使われてきたものは、多数の小型シンチレータ結晶のひとつひとつに小型光電子増倍管を取り付けた多検出器型、 γ 線-電子コンバータ付マルチワイヤ型2次元比例計数管、大きな面積の薄型シンチレータ結晶の裏面の多数の光電子増倍管を取り付けて入射位置を判定するアンガーカメラなどである。

我々は最近、位置敏感光電子増倍管HAMAMATSU-R3941に多数のシンチレータブロックを取り付けたコンパクトな γ 線位置敏感検出器(図2)を用いた2D-ACAR装置を開発した¹⁷⁾。HAMAMATSU-R3941は、有感領域の面積が60 mm×55 mmであり、光電面の1点から出た光電子は、メッシュ・ダイノードによって2次電子の分布の重心を保存しながら増幅される。アノードはX方向18本、Y方向16本の等間隔に張られたワイヤからなっている。アノードワイヤは抵抗鎖につながれており、それぞれの抵抗鎖からの出力から2次電子分布の重心を計算

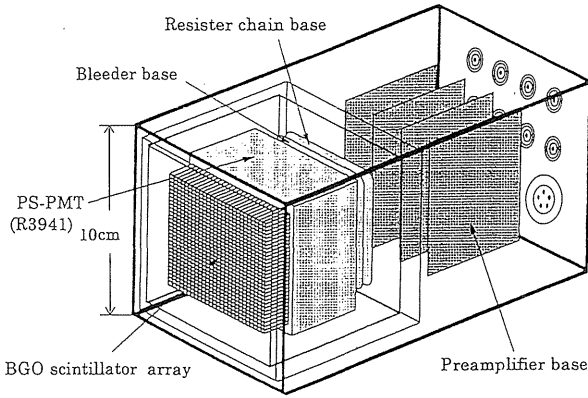


Figure 2. Position sensitive γ ray detector using a BGO scintillator array and a position sensitive photomultiplier tube¹⁷⁾.

して光の入射位置を判定する。シンチレータは BGO 結晶で、 $2.2 \text{ mm} \times 2.2 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ の柱状に整形して 0.1 mm 厚さの BaSO_4 を塗布したものを、 $25 \times 21 = 525$ 個密着して並べた。この構造では 1 個のシンチレータのどこに γ 線が入射したかは判別できず、どのシンチレータに入射したかだけを判定する。実効位置分解能を測定してみると $2.7 \text{ mm} \times 2.7 \text{ mm}$ であった。 $2.2 \text{ mm} \times 2.2 \text{ mm}$ でないのは、コンプトン散乱によるクロストークや、シンチレーション光が弱いことによる光電子数の統計的なばらつきのためである。現在、この検出器 1 対を試料からそれぞれ 5 m 離れた位置に置いて測定を行っている。

4. 電子・陽電子運動量分布

2 光子角相関法で測定できる物理量、つまり電子-陽電子運動量分布は、独立粒子近似では¹⁶⁾

$$\rho_{ep}(\mathbf{p}) \propto \sum_i n_i \left| \int \psi_i(\mathbf{r}) \phi_+(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} d^3r \right|^2 \quad (9)$$

である。ただし、 n_i は波動関数 $\psi_i(\mathbf{r})$ で表される電子状態の占有数、 $\phi_+(\mathbf{r})$ は陽電子の波動関数である。

陽電子が結晶中の電子と消滅するときは、電子状態 i はバンド指標 α と波数ベクトル \mathbf{k} で指定できるブロッホ波だから

$$\psi_i(\mathbf{r}) = \psi_{\mathbf{k}}^{\alpha}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} u_{\mathbf{k}}^{\alpha}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\mathbf{G}} A_{\mathbf{G}}^{\alpha}(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\cdot\mathbf{r}} \quad (10)$$

と表される。 V は試料の体積、 \mathbf{G} は逆格子ベクトルである。陽電子は熱化してバンドの底にある状態からの消滅だけを考えれば、

$$\phi_+(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\mathbf{G}} B_{\mathbf{G}} e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}} \quad (11)$$

である。ただし、波動関数の運動量成分は、規格化条件

$$\sum_{\mathbf{G}} |A_{\mathbf{G}}^{\alpha}(\mathbf{k})|^2 = \sum_{\mathbf{G}} |B_{\mathbf{G}}|^2 = 1 \quad (12)$$

を満たす。このとき、

$$\rho_{ep}(\mathbf{p}) \propto \sum_{\alpha, \mathbf{k}} n_{\mathbf{k}}^{\alpha} \left| \int \psi_{\mathbf{k}}^{\alpha}(\mathbf{r}) \phi_+(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} d^3r \right|^2 \quad (13)$$

$$\propto \sum_{\alpha, \mathbf{k}, \mathbf{G}} n_{\mathbf{k}}^{\alpha} |C_{\mathbf{G}}^{\alpha}(\mathbf{k})|^2 \delta_{\mathbf{p}/\hbar, \mathbf{k}+\mathbf{G}} \quad (14)$$

である。ここで、

$$C_{\mathbf{G}}^{\alpha}(\mathbf{k}) = \sum_{\mathbf{G}'} A_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'}^{\alpha}(\mathbf{k}) B_{\mathbf{G}'} \quad (15)$$

は、波動関数の積

$$\psi_i(\mathbf{r}) \phi_+(\mathbf{r}) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{G}} C_{\mathbf{G}}^{\alpha}(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\cdot\mathbf{r}} \quad (16)$$

の展開係数に他ならない。実際のバンド計算では、収束上の理由から、以上のような平面波展開が用いられることはないが、運動量分布を直接測定する陽電子消滅角相関やコンプトンプロファイルのデータは、結局、このような運動量空間での波動関数を直接測定している。

なお、コンプトンプロファイルでは、陽電子波動関数 $\phi_+(\mathbf{r})$ がないから、電子の運動量密度分布

$$\rho_e(\mathbf{p}) \propto \sum_{\alpha, \mathbf{k}} n_{\mathbf{k}}^{\alpha} \left| \int \psi_{\mathbf{k}}^{\alpha}(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} d^3r \right|^2 \\ \propto \sum_{\alpha} n_{\mathbf{k}}^{\alpha} |A_{\mathbf{G}}^{\alpha}(\mathbf{k})|^2 \delta_{\mathbf{p}/\hbar, \mathbf{k}+\mathbf{G}}$$

についての、1D-ACAR と同じように積分 (式(7)) された量を測定する。

4.1 金属・合金

ACAR の最も単純なデータの例は、アルカリ金属で、球形に近いフェルミ面が直接観測される¹⁸⁾。Li に関しては、異方性も調べられており、その大きさは $4.7 \pm 0.3\%$ ¹⁸⁾ で、最近の高分解能コンプトンプロファイルの結果 $4.6 \pm 0.1\%$ ¹⁹⁾ と一致している。また、図 3 に示すように、高運動量部分を拡大してみると、金属の種類によって高運動量成分 $|C_{\mathbf{G}}^{\alpha}(\mathbf{k})| (\mathbf{G} \neq 0)$ の \mathbf{k} 依存性がかなり違う。これは、

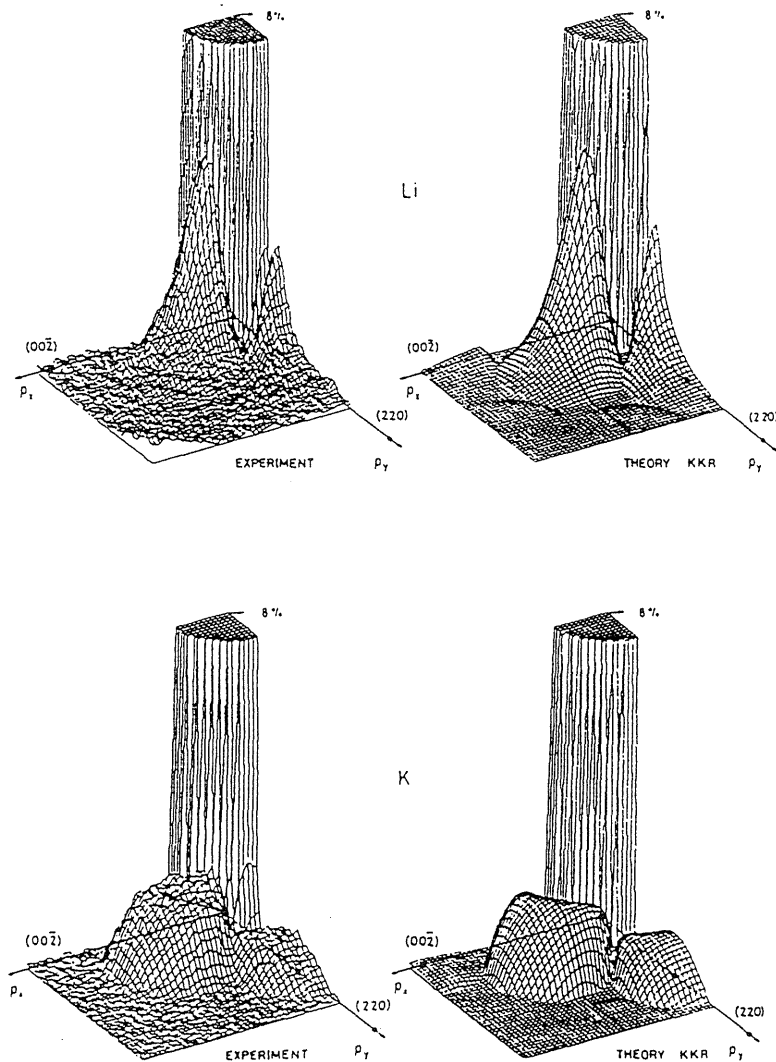


Figure 3. Measured and calculated higher momentum components of the 2D-ACAR from Li and K¹⁸⁾.

フェルミ面に最も近づく[110]ゾーン境界面の midpoint (N 点) におけるエネルギーバンドの波動関数の対称性, つまり, N 点における最も低い伝導帯は, Li では p 的な N_1' バンドであるのに対し, K では sd 的な N_1 バンドであることを反映している。理論との一致もよく, ACAR が波動関数についての情報ももたらすことがよくわかる。

貴金属では格子ポテンシャルの効果が大きく, フェルミ面はネックを持つ。このネックを ACAR 法で直接観測できることを, 2D-ACAR のプロトタイプとも言うべきクロス・スリット型角相関装置による実験で藤原ら²⁰⁾が早い時期に示したことはよく知られている。図 4 は, その後 Berko らが開発した初期の 2D-ACAR 装置による, 純銅と $\text{Cu}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}$ 合金のフェルミ面のデータ²¹⁾である。亜鉛添加によって有効価電子数を増すとフェルミ面が大きくなる様子がわかる。このように電子の平均自由行程が短い非希薄合金でも容易にデータが得られることは, 陽電子消滅法

の特長のひとつである。

4.2 高温超伝導物質

遷移金属や化合物など価電子数が多い物質では, 解析は単純ではない^{16,22)}。荷電子数が複数になると, 当然複数のフェルミ面が重なって見えてくるし, d 電子や f 電子の寄与が大きいバンドでは, 高運動量成分が無視できないほど大きくなる²³⁾。このため, 第一ゾーンのフェルミ面位置での運動量分布の不連続が顕著でなくなると同時に, 高運動量領域にもフェルミ面による不連続が見えてくる。また, 方向性のある化学結合があると, 高運動量成分の k 依存性が大きくなり, 分子軌道をベースにした取り扱い²⁴⁾の方が便利になる。さらに, 複雑な化合物中では, 陽電子の分布に偏りができ, 高運動量成分も大きくなる。このため詳しい解析は, 理論計算との比較が必要になる。また, 生のデータから等方的な成分を引き去った残りの異

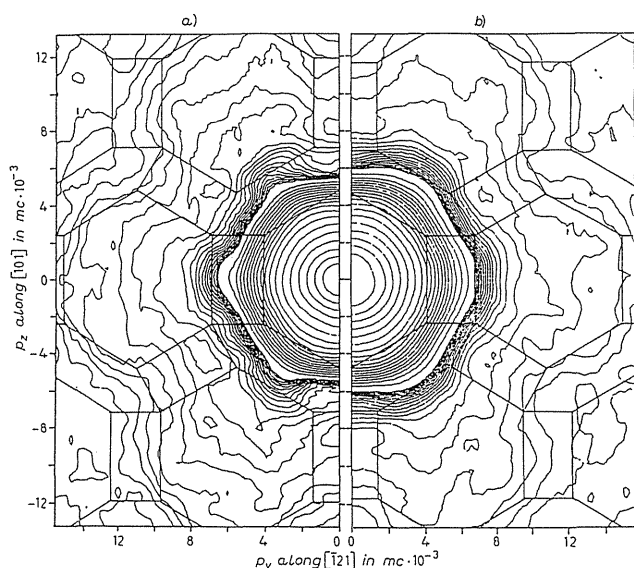


Figure 4. Anisotropies of the 2D-ACAR from Cu (left) and $\text{Cu}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}$ (right), which show the expansion of the Fermi surface on alloying²¹⁾.

方性について検討したり、LCW法²³⁾と呼ばれる、データを反復ゾーン形式に畳み込む解析法を利用したりすることが多い。

図5は、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) の、 c 軸に垂直な面へ投影した2D-ACARの異方性部分である²⁵⁾。全体の大きな起伏は陽電子の波動関数の効果である。しかし、 $p_y \pm 12$ mradの付近で $p_x(\Gamma-X)$ 方向に伸びる不連続は、Cu-O鎖の電子が作るバンドのridgeと呼ばれるフェルミ面がゾーン境界 $\pm 4\pi/b$ 付近に見えたものである。この部分のフェルミ面がよく見えるのは、陽電子の波動関数の振幅がCu-O鎖に沿って大きいからである。barrelと呼ばれるフェルミ面を作っているのは Cu_2O 面の電子に由来するバンドであるが、この部分では陽電子の波動関数の振幅が小さいので、ACARで検出することはできない。いずれにしても、YBCOのフェルミ面は、単一の手段でその全貌を明らかにすることはできず、図6に示すように、角度分解光電子分光とド・ハース・ファン・アルフェン効果と陽電子消滅2D-ACARがそれぞれ得意な部分のデータと、理論の比較がされている²⁶⁾。

4.3 半導体およびその格子欠陥

Si, Geや化合物半導体GaAs, InP, GaSb等の2D-ACARは Γ 点の付近の分布が平らな特徴的な形をしている¹⁶⁾。これは、価電子のバンドの一部が、運動量空間の対称性の高い位置には寄与しないからである²⁷⁻²⁹⁾。谷川らは2D-ACARのデータから3次元運動量密度分布 $\rho_{ep}(\mathbf{p})$ を再構成して、確かに Γ 点では $\rho_{ep}(\mathbf{p})$ の値が小さくなっていることを示した^{30,31)}。

陽電子は正の電荷を持っているために、空孔型の格子欠

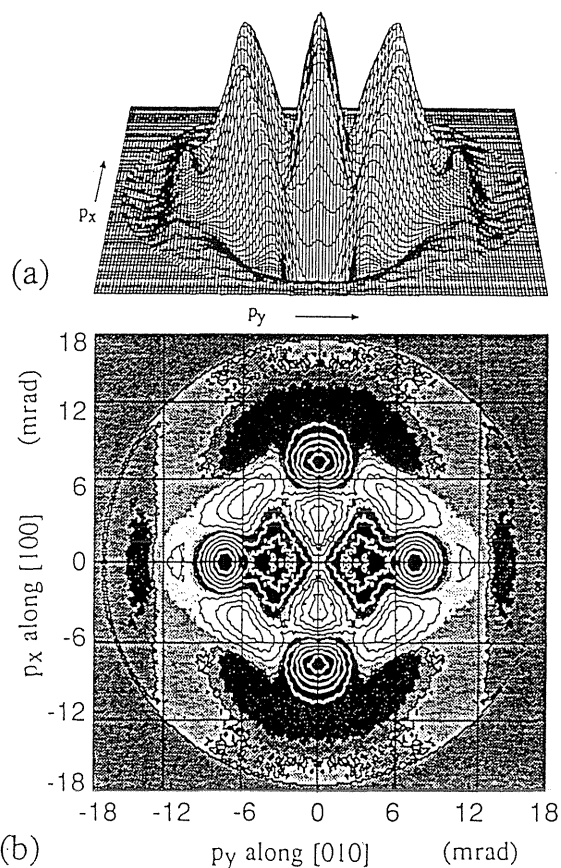


Figure 5. Anisotropy of the 2D-ACAR from $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ²⁵⁾.

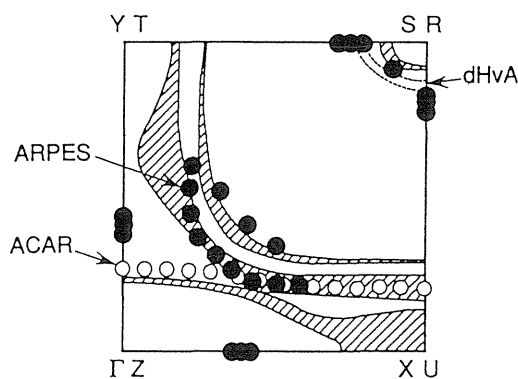


Figure 6. Cross section of the calculated Fermi surface for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ together with the experimental data obtained by the ARPES, ACAR, and dHvA methods²⁶⁾.

陥に非常に敏感で、そこにトラップされた状態から消滅する。この性質を利用して、金属・合金の格子欠陥研究が行われ成果を挙げている^{14,32,33)}。半導体においても同様のことが期待できるが^{13,22,34,35)}、本格的な取り組みは比較的遅れて始まった。

Si中では、不純物のドーブ濃度を変えてフェルミレベ

ルを調節した試料を電子線照射することにより、+1 から -2 までの荷電状態の複空孔を選択的に作ることができる。このうち、荷電状態が 0 または負の V_0^+ , V_2^+ , V_2^- が陽電子をトラップする。複空孔は〈111〉方向に隣り合った 2 個の空孔からなっているので異方性が期待できるが、等価でない 4 種類の方位の寄与が平均され、観測される異方性は小さい²²⁾。最近 Tang らは³⁶⁾, V_2^- 導入した試料を、[011]方向に圧力 170 kg/cm² をかけた状態で 170°C に 1 時間保持することにより、(011)面内の [1-11] などの向きを持つ複空孔の密度を [111] などの向きを持つもの比べて増加させて、2D-ACAR による観察を行い、第 1 原理計算との比較を行った。

4.4 ポジトロニウム (Ps)

ポジトロニウム (Ps) は、陽電子と電子の水素原子様束縛状態である。陽電子と電子のスピンの 1 重項状態のパラポジトロニウム (p-Ps) と 3 重項状態のオルソポジトロニウム (o-Ps) がある。真空中では、p-Ps は 2 光子に消滅するが o-Ps は 3 光子にしか消滅しない。しかも後者の寿命は前者の 1000 倍ほど長い。

Ps の波動関数の空間部分を $\phi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_p)$ とすると、p-Ps の自己消滅による γ 線の運動量分布は

$$\rho^{p,a}(\mathbf{p}) \propto \left| \int \phi(\mathbf{r}, \mathbf{r}) e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} d^3r \right|^2 \quad (17)$$

であり、ACAR からは、Ps の並進運動量分布あるいは波動関数の包絡関数に関する情報が得られる³⁷⁾。o-Ps の陽電子は、物質中では、物質の電子と 2 γ 対消滅する。これをピックオフ消滅という。この γ 線の運動量分布は、

$$\rho^{p,o}(\mathbf{p}) \propto \sum_i n_i \left| \int \phi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}) \psi_i(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} d^3r \right|^2 d^3r_e \quad (18)$$

である。したがってこの場合は、Ps を作らない陽電子からの情報と区別が付きにくい。このため、ACAR 法では p-Ps の自己消滅からの情報に注目する。(これに対して、陽電子寿命法では逆に o-Ps に関する情報に注目するのが普通である。)

固体中では Ps は熱化してから消滅するので、非局在のプロホ状態にあるか、何らかの局在状態にあるかで、データの様子が異なる³⁷⁾。プロホ状態にある場合はデルタ関数的な運動量分布が、 Γ 点および各逆格子点に観測される。一方、局在していると、その局在範囲に対応した拡がりを持つ運動量分布が観測される。

図 7 は、室温と 14 K におけるヨウ化カリウム単結晶からの 2D-ACAR のデータである。14 K のデータにみられるシャープな主ピークと [200] 逆格子点に相当する運動量の副ピークは、Ps がプロホ状態にあることを示してい

る。おもしろいことに、[200] 以外の副ピークはほとんど見えない。このことから Ps は、ともに閉殻構造であるとはいえ電子構造のかなり異なる K⁺ イオンと I⁻ イオンをほとんど区別せず、Bloch 変調は極めて単純なものであることがわかる³⁸⁻⁴⁰⁾。温度を上げていくと 40 K 付近で変化が始まり、60 K 付近で図 7(b) に示す室温のデータとほとんど同じになる。これは、温度が上がると Ps が局在することを示している。この転移については、1 次元角相関法を用いて詳しく調べられている⁴¹⁾。

o-Ps が常磁性中心や常磁性分子・イオンに出会うと、スピン交換反応を起こして p-Ps に変換し、自己消滅することを利用して、スピンを持つ分子の研究が可能である^{37,42)}。例えば、[Fe(ptz)₆](BF₄)₂ はよく知られたスピノクロスオーバー錯体で、130 K を境に高温で高スピン状態、低温で低スピン状態に転移するが、その前後での 1D-ACAR は図 8 のようになり、高スピン状態で o-Ps が p-Ps に転換している様子がはっきりと分かる⁴³⁾。これは、o-Ps が高温状態において高スピン状態にある Fe(II) と相互作用して p-Ps に転換するためである。

上記の鉄錯体と同じ構造を持つ [Zn(ptz)₆](BF₄)₂ の ACAR で最近面白い現象が見いだされた。この錯体には、スピノクロスオーバー転移はもちろん、何の相転移もないとされているが、陽電子寿命にだけは大きな温度依存性が見られている⁴⁴⁾。c に沿って測定した 1D-ACAR もほとんど変化を示さず、陽電子消滅法のデータの間でも矛盾があるかのように見えていた。しかし、2D-ACAR で c 軸とそれに垂直な方位について測定したところ、図 9 のように Ps の運動量分布が異方性を持っており、c 軸に平行な成分 p_{\parallel} は変化しないが、垂直な成分 p_{\perp} は 140 K 付近を境にして大きく変化することが分かった⁴⁵⁾。これは、これまでの粉体を用いた結晶構造解析では見いだされていない構造変化があって、それを Ps が検出しているのではないかと考え、詳しい X 線構造解析を計画している。

シリカなどの絶縁体の微粒子の集合体では、Ps が間隙に生成することがある⁴²⁾。これを用いて、微粒子表面の常磁性中心の研究⁴⁶⁾や、Ps の原子物理の研究^{47,48)}が行われている。

5. 低速陽電子ビームの利用

高エネルギー陽電子は、表面状態に左右されないバルクの電子状態を研究するには便利であるが、表面状態や薄膜・界面の研究には不便である。低エネルギーの陽電子ビームが望まれる所以であるが、 β 線を分光して減速したのでは、強度が弱すぎる。しかし、1970 年代に、多くの金属で陽電子の仕事関数が負であることが見いだされ、これを利用してこの問題が解決された^{5,7,8)}。仕事関数が負であるとは、固体中の陽電子のバンドの底のエネルギー準位が、真空レベルに対して正であることを意味する。この効果を利用して高エネルギー陽電子から低速陽電子を取り

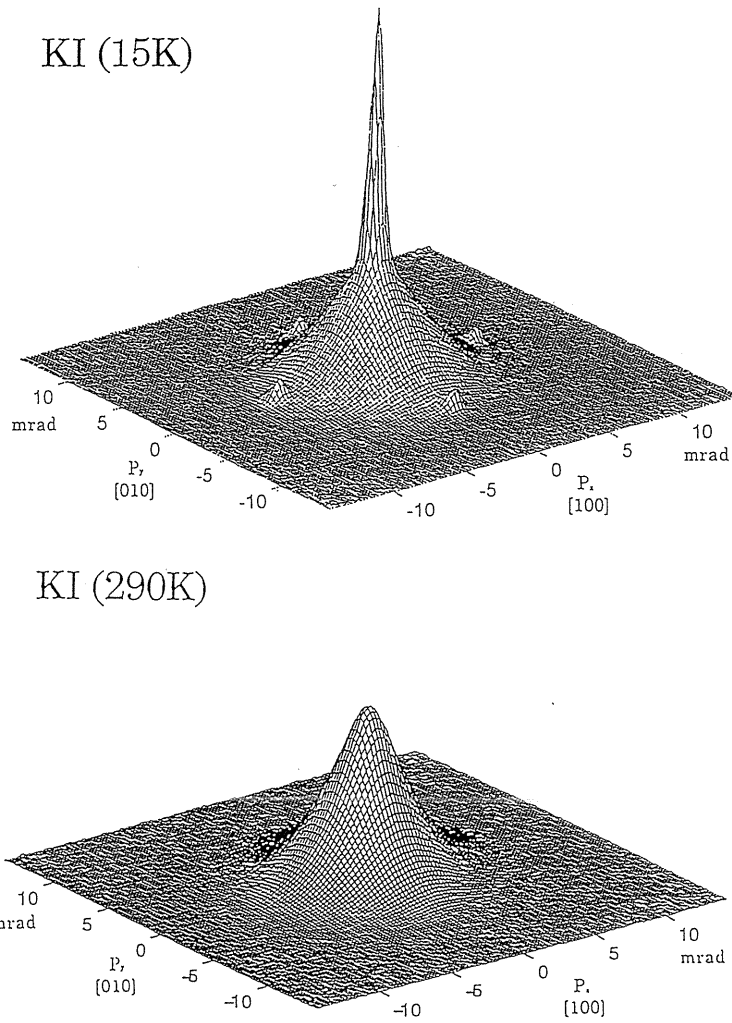


Figure 7. 2D-ACAR from KI at 15 K and 290 K³⁷⁾.

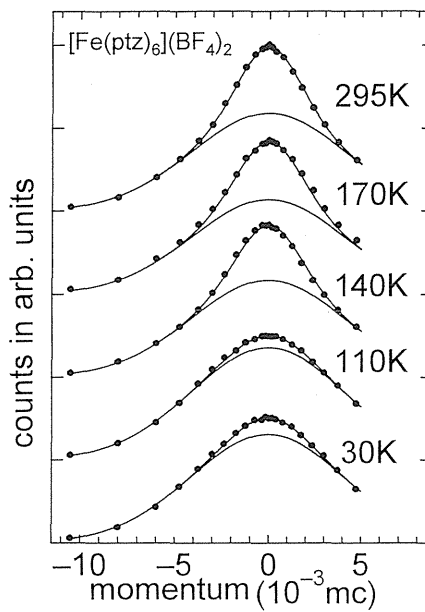


Figure 8. Temperature dependence of 1D-ACAR from $[\text{Fe}(\text{ptz})_6](\text{BF}_4)_2$ ⁴³⁾.

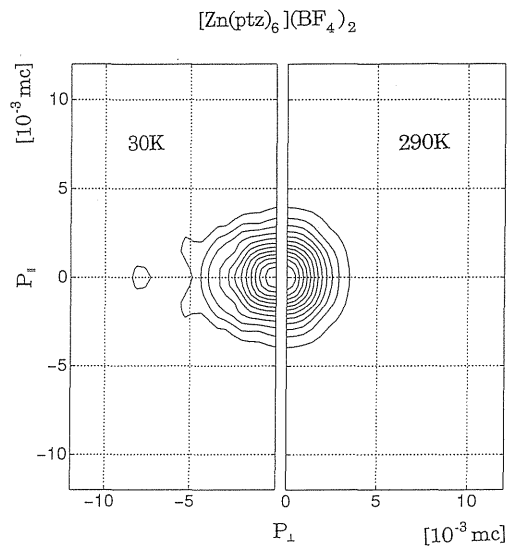


Figure 9. Momentum distribution of positronium in $[\text{Zn}(\text{ptz})_6](\text{BF}_4)_2$ ⁴⁵⁾.

出す材料を減速材とよぶ。減速材から外に放出される陽電子は、熱化した後、拡散して表面にたどりついたものだけであり、その割合の典型的な値は 10^{-5} ~ 10^{-4} である。減速材としてはWやNiの単結晶や多結晶がよく用いられている。最近では、希ガス固体や化合物を用いた効率の高い減速材の開発も進んでいる。

さて、そのようにして再放出された陽電子は仕事関数によって決まる1 eV前後のエネルギーを持ち、エネルギーの幅は理論的には熱エネルギー程度である。これで電子の場合のフィラメントに相当する部分ができたと考えてよいから、欲するエネルギーまで自由に加速して、可変エネルギー単色陽電子ビームを得る。

当然のことながらこの低速陽電子を金属に入射すると、減速材で起こったことと同じことが起こる。しかし今度は入射エネルギーが低い分だけ、多くが表面に戻ってくる。実は、仕事関数が負の物質の表面に戻ってきた陽電子はすべてが低速陽電子として放出されるわけではない。一部は、表面のイメージポテンシャルの井戸に捕獲される。また、金属中では伝導電子によるクーロン遮蔽が大きすぎるために陽電子はPsを作ることができないが、表面から外へ飛び出す瞬間に電子と結合し、Psとして放出される。この3つの過程は室温ではほぼ同程度の確率で起こる。ただし温度を上げると表面状態にある陽電子がPsとして熱脱離する確率が急速に大きくなり、表面状態からの消滅は事実上観測されなくなる。低速陽電子を用いたさまざまな実験では、これらのことを念頭に置きながらデータの解析を行うことになる。

6. 低速陽電子ビームを用いた実験

以下では、可変エネルギー単色陽電子ビームを利用した実験の例を、分析手段で分類しながら見ていこう。

6.1 ドップラー分光法

低速陽電子ビームの応用の中心は、表面近傍の格子欠陥や界面の研究である⁴⁹⁾。分析手法は、主にドップラー幅の測定^{12,50)}が用いられる。これは、空孔型格子欠陥にトラップされた状態から消滅する陽電子の消滅相手は、完全結晶領域からの消滅に比べて内殻電子の割合が減少するため、運動量分布全体の幅が狭くなり、また、不純物のクラスターに捕獲されたときは原子の種類によって幅がことなることを利用する。ただし、エネルギー分解能は低いので、運動量分布の詳細を議論することはできないから、概形の特徴を表すSパラメータと呼ばれる量を利用するのが普通である。例えば、空孔型格子欠陥からの消滅が増加すれば、スペクトルは細くなるから、Sパラメータは増加する。

低速陽電子の入射エネルギーを変化させると、平均の侵入深さに変化する。陽電子はイオンのように決まった飛程で止まることはないが、それでも、侵入深さの変化に従っ

て、表面付近の深さ方向の欠陥の分布や界面の存在を検出できる⁵¹⁾。さらにこの実験を温度などの処理条件を変化させながら行うことにより、その処理による欠陥や界面の様子の変化を調べることができる^{50,52)}。

(a) 半導体中のイオン注入による欠陥の分析

最近の例をひとつ紹介すると⁵³⁾、図10は、p型のCz-Si(100)ウエハに酸素イオンを $5 \times 10^{15}/\text{cm}^2$ 注入した試料を300°Cから800°Cまで焼鈍しながら、入射エネルギー0.1-29 keVの間で変化させた単色陽電子に対して、Sパラメータを測定したものである。酸素イオン照射後は、表面付近から1000 nm付近までSパラメータの増大が見られ、空孔型の欠陥が生成していることが分かる。Sパラメータの大きさと、焼鈍に対する安定性から、その欠陥は主に多空孔-酸素複合中心 V_nO ($n \leq 3$)である。これらは、400°Cまで安定であるが、500°C焼鈍でイオン注入領域より深い部分から変化してくる。注入酸素密度の低い表面近傍はほとんど変化せず空孔型欠陥が残ることから、この変化は注入酸素が関与していると思われる。600°Cでも表面近傍のSパラメータは変化しないが、注入領域のSパラメータは急減し、注入領域で多空孔多酸素クラスターができたことを示す。これは700°Cでも変わらない。800°Cで焼鈍すると表面近傍のSパラメータも下がり、この部分にあった空孔型欠陥が消失したことを示す。注入領域のSパラメータは未照射Siの値より顕著に下がるが、これは、複合中心が数十個の酸素を含む酸素クラスターに変化して陽電子をトラッ

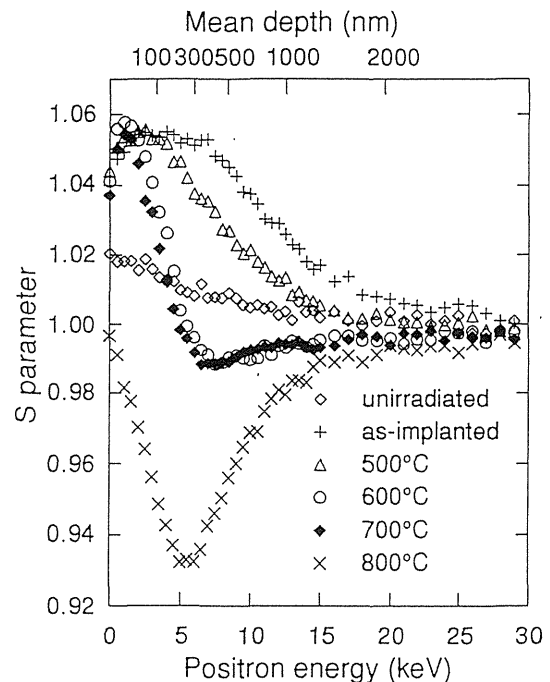


Figure 10. The S parameter vs positron incident energy curves for Si implanted with oxygen after annealing at different temperatures⁵³⁾.

プしているものと考えられる。

(b) 2検出器法による元素分析

必ずしもビームを必要としないが、最近ビームを利用して行われた⁵⁴⁾、検出器を2個用いてドップラー拡がりを同時計測する新しい手法を紹介する。通常、Ge 検出器で測定した γ 線のエネルギープロファイルは両側に非対称なバックグラウンドをもっている。低エネルギー側のバックグラウンドは、 γ 線のエネルギーが電荷として100%集められないことがあるために生じ、高エネルギー側のバックグラウンドは、パイルアップや、他の γ 線の散乱を同時に検出することがあるために生じる。その結果ピークの1/200程度のバックグラウンドはどうしても避けられないが、2個のGe 検出器を向かい合わせに置いて同時計数を行い、 E_1+E_2 が $2mc^2$ の周りの狭いエネルギー範囲にあるイベントのみを抽出すると、バックグラウンドが劇的に減少する。消滅 γ 線の片方が $\Delta E_1=p_{\parallel}c/2$ だけシフトしたとき、他方の γ 線は当然 $\Delta E_2=-p_{\parallel}c/2$ だけシフトする。したがって、 $p=(\Delta E_1-\Delta E_2)/c$ からも運動量を知ることができる。図11に、Siの例を示す⁵⁴⁾。このようにバックグラウンドがピークの 10^{-5} 程度に低いと、陽電子との重なりが低いために消滅率が低い内殻からのイベントが見えてくる。内殻電子は固体になっても孤立原子の内殻とあまり変わらないから、その運動量分布や陽電子との重なりの様子は孤立原子を用いる近似で計算でき、その理論と比較することで、原子の同定が可能になる。この方法は特に格子欠陥の周りの原子の識別に利用することが期待されている。

6.2 2D-ACAR 法

白色陽電子を用いた研究の場合と同様に、解析手段とし

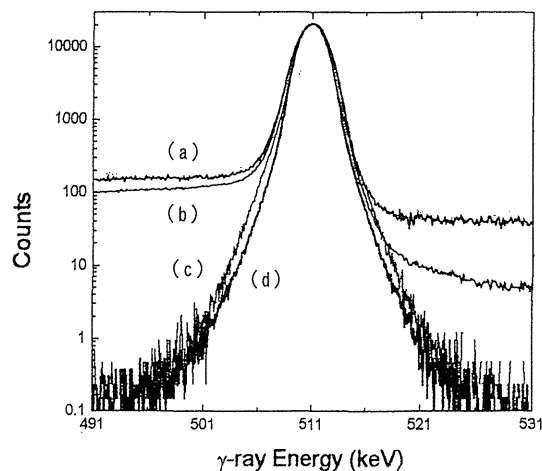


Figure 11. Doppler broadened annihilation radiation spectrum of Si with (a) single HPGe detector, (b) single detector in coincidence with NaI detector, and (c) two detectors in coincidence. Spectrum of Ge (d) is also included⁵⁴⁾.

て2DACARを用いると、試料の状態について最も詳しい情報が得られる。Pengら⁵⁵⁾は、Cz法で作成したSi(100)単結晶の表面上に1170 ÅのSiO₂層を熱生成させた試料に、エネルギー可変単色陽電子を注入し、2D-ACARを測定した。図12(a)(b)(c)はそれぞれ、入射エネルギー2 keV (平均侵入深さ500 Å), 14.5 keV (同12000 Å), 4 keV (同1500 Å)に対する2D-ACARデータである。陽電子は(a)は主にSiO₂層, (b)は主にSi基盤, (c)は界面のまわりで消滅している。同じ結晶から切り出した試料を使って測定したドップラースペクトルのSパラメータの解析から、それぞれの入射エネルギーに対する表面層, SiO₂層, 界面, Si基盤からの寄与の割合を定め、ACARのデータの解析を行っている。(a)と(c)は中央に細いピークが見える。これはPsによるもので、その幅から、SiO₂層のPsは10.4(6) Åのマイクロポイド中にトラップされていることが分かる。これは、TEMによる測定結果と一致している。ポイド密度は $10^{16}/\text{cm}^3$ と推定された。界面のPsからは11.9(9) Åのマイクロポイドが生成していることが分かった。また、界面のACARには、2回対称の空孔的な成分が見られる。これは、界面領域からSiO₂領域に突き出したダングリングボンド(P_b中心)によるものである可能性がある。

ところで、金属や合金の場合、Ps生成は表面第1層でのみ起こる。金属表面におけるPs生成が断熱的に瞬時に起こる過程ならば、試料には1個の正孔が残されるだけであり、放出されるPsの運動量密度分布は、全系の運動量保存則から

$$\rho_{Ps}(\mathbf{p}) \propto \sum_{\alpha, \mathbf{k}} |M_{\alpha, \mathbf{k}}|^2 n_{\mathbf{k}}^{\alpha} \delta\{E(\mathbf{p}) + [E_F + E_{\alpha}(\mathbf{k})] + \epsilon_{Ps}\} \quad (19)$$

で与えられる⁵⁶⁾。ただし、 $M_{\alpha, \mathbf{k}}$ は遷移行列要素である。つまり、Ps生成角度分解分光は、角度分解光電子分光と同様の、表面電子状態に対する有効な研究手段となる⁵⁷⁾

6.3 飛行時間 (Time-of-Flight) 法

Psのエネルギーは飛行時間(TOF)法によっても測定可能である。ACAR法で観測するのはp-Psの2光子消滅であるが、TOF法では、長寿命のo-Psの飛行時間を測定する。ただしTOF法の場合は、飛行方向の以外の運動量成分については積分されてしまうので、1D-ACARの測定に相当する。TOF法はまた、原子・分子と陽電子の散乱の実験にも広く用いられている^{9,10)}。この場合は主に陽電子の飛行時間を測定してそのエネルギーを知る。

TOF法の例として、最近の我々の結果を紹介する^{58,59)}。SiO₂は単結晶でもアモルファスでもバルク中にPsが生成することが知られている。単色陽電子ビームを使った単結晶の実験では約3 eVにピークを持つエネルギー分布のPsが放出されることが観測されている⁶⁰⁾。一方、アモル

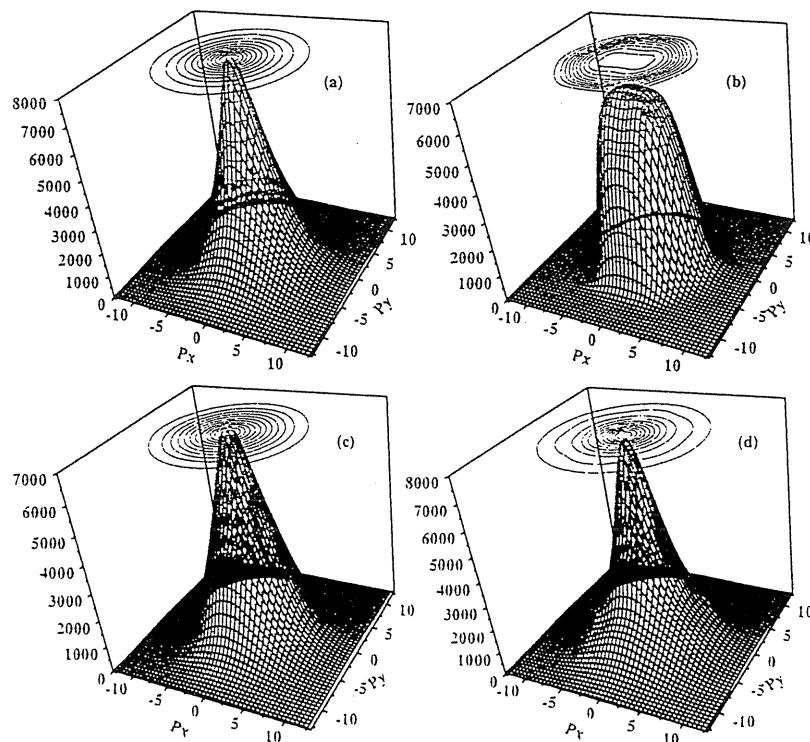


Figure 12. Positron 2D-ACAR spectra for the SiO_2 -Si sample measured with the positron beam energy of (a) 2.0 keV (oxide region), (b) 14.5 keV (bulk Si region), and (c) 4.0 keV (region including the interface). (d) The interface spectrum calculated from (a)-(c)⁵⁵⁾.

ファス状態にある超微粒子を用いた実験では、約0.8 eVにピークを持つエネルギー分布のPsが微粒子間の空隙に放出されることが観測されている⁴⁷⁾。この違いの原因を解明するために、KEKのフォトンファクトリーの低速陽電子ビームを使って、単結晶とアモルファスの試料から放出されるPsのエネルギー分布を測定した。図13は、用いたTOFシステムを示す。低速陽電子は右側から、エネルギー9 keV、幅23 nsのパルスとして入射する。入射エネルギーは試料直前の減速電極で制御する。試料から放出されたPsは飛行中に 3γ に消滅するが、それを前方に置かれた幅4.5 mmの鉛スリットを通して、同心円状のプラスチックシンチレータで検出し、光電子増倍管の出力を、電子ライナックからのパルスでトリガーしたデジタルオシロスコープで観測する。データの例を図14に示す。微妙な差はあるが、単結晶、アモルファスとも、1 eVと3 eV付近ピークを持つ2つの成分があることがわかる。つまり、従来観測されていた2つの成分はどちらも存在したのである。片方は、バルクで生成したPsが表面に達して放出されたもの、他方は、表面まで戻ってきた陽電子が表面でPsを生成して放出されたものと解釈することができる。

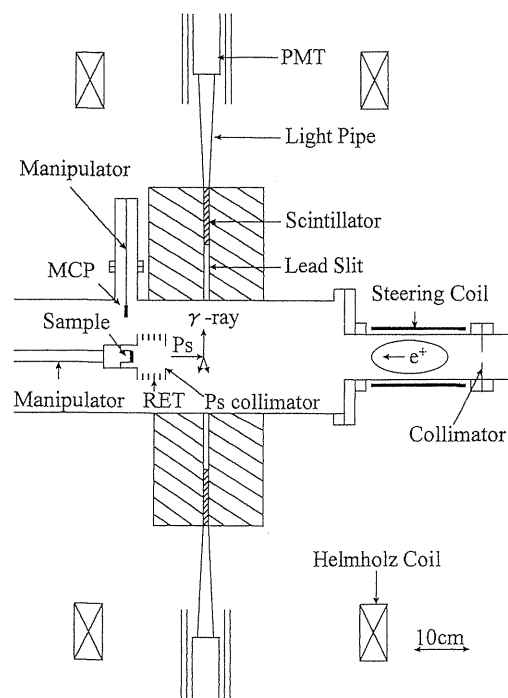


Figure 13. Schematic diagram of the positronium time-of-flight measurement apparatus at KEK⁵⁸⁾.

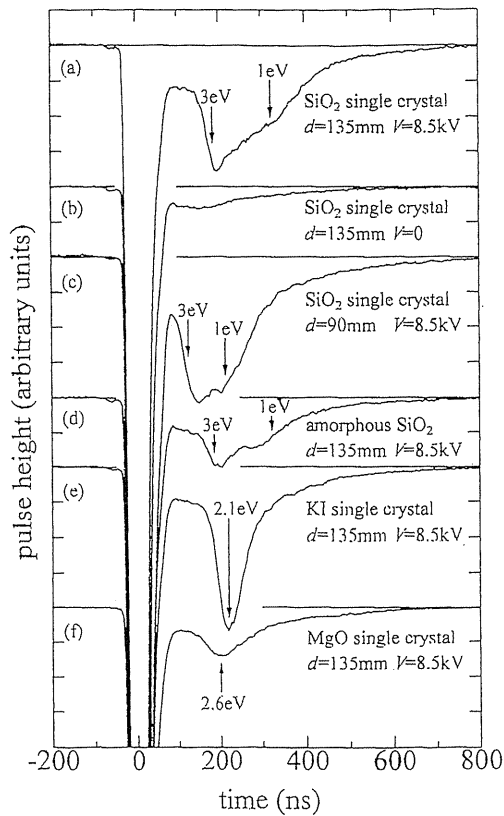


Figure 14. Time-of-flight spectra for positronium emitted from crystalline and amorphous SiO_2 surfaces⁵⁸.

6.4 陽電子オージェ分光法

陽電子オージェ分光法 (PAES, positron-annihilation-induced Auger-electron spectroscopy)⁶¹⁻⁶³は、低エネルギーで入射した陽電子が表面原子の内殻電子と対消滅したときに発生するオージェ電子を分光するもので、2次電子が発生しないのでSN比が極めて高く、通常の電子励起オージェ分光 (EAES, electron-induced Auger-electron spectroscopy) では見えない表面不純物を検出できる。

図15に、EAESとPAESを模式的に示す。EAESでは、電子衝撃によって内殻をイオン化して正孔をつくるため、keVオーダーの電子で試料を照射する。その正孔が価電子によって埋められ、同時に別の電子 (オージェ電子) が表面から放出される。PAESは、内殻に正孔を作る過程が全く異なる。もちろんEAES同様、高エネルギーの陽電子を入射させて内殻を励起することも可能であるが、これでは陽電子の特徴を活かせないので行われぬ。陽電子は可能な限り低エネルギーで試料に入射させる。これによって、オージェ分光のバックグラウンドとなる2次電子の発生を押さえることができる。陽電子の入射エネルギー以上のエネルギーを持つ2次電子が放出されることは原理的にあり得ないからである。陽電子は表面に戻ってきて、表面ポテンシャルにトラップされ、ここで表面層の電

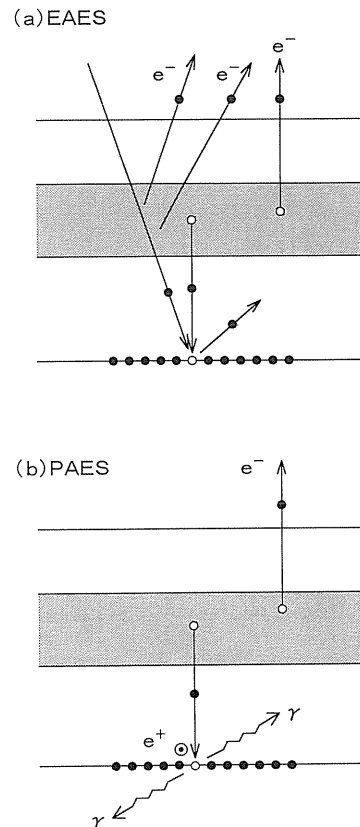


Figure 15. Comparison of the (a) EAES (electron-induced Auger-electron spectroscopy) and the (b) PAES (positron-annihilation-induced Auger-electron spectroscopy).

子と消滅する。陽電子は原子核からクーロン反発を受けるので、その波動関数と内殻電子の波動関数との重なりは少ないが、それでも数%は内殻電子と消滅する。このため、表面に陽電子トラップ状態が存在する物質では、表面第1層の感度が非常に高い。

図16に、 $\text{MoS}_2(0001)$ 表面からのPAESのデータを示す⁶⁴。(a)は空気中で劈開したもの、(b)は500°Cで焼鈍した後300°C測定したもの、(c)は500°Cのデータ、(d)は600 Lの酸素にさらした後のデータである。PAESが表面酸素に敏感な様子がよく分かる。

7. 終わりに

以上、陽電子を用いた物性研究の一部を紹介した。放射性同位元素からの β 線をそのまま用いる研究と、可変エネルギー単色ビームとして用いる研究が、これからもともに発展するだろう。前者は手軽さに特徴があり、後者は表面研究などへの可能性に特徴がある。ただし、後者は陽電子を単色化する段階で強度が数桁失われる。これを補償するためにはどうしても強力な1次ビームが必要である。我が国でも、加速器を利用した高強度の可変エネルギー陽電子ビーム共同利用施設の整備が望まれる。

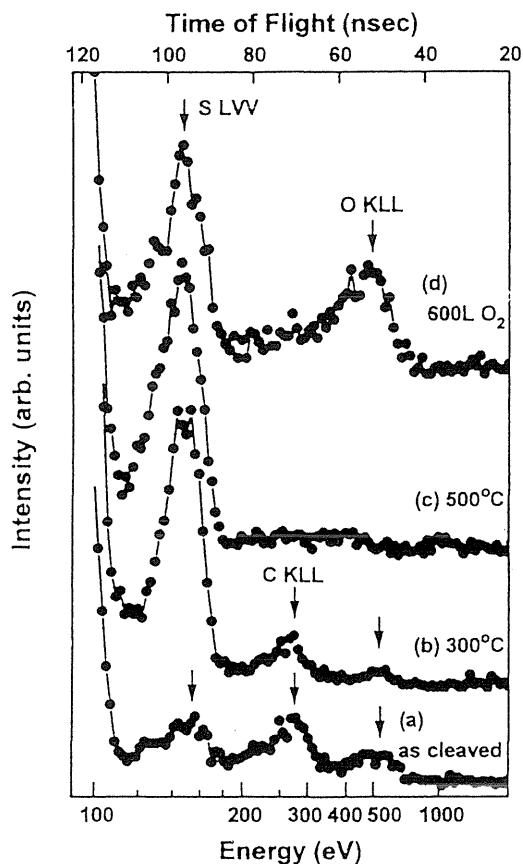


Figure 16. Positron-annihilation-induced Auger-electron spectra for MoS₂ (0001) surface (a) cleaved in air, (b) at 300°C after annealing at 500°C, (c) at 500°C, and (d) after exposure to 600 L O₂⁶⁴.

参考文献

- 1) 特集「陽電子消滅法による材料評価の最近の進展」までりあ (日本金属学会誌) **35** (1996).
- 2) 金沢育三, 末岡 修: 固体物理 **30**, 702 (1995).
- 3) *Positron Spectroscopy of Solids*, ed. by A. Dupasquier and A. P. Mills Jr.: (IOS Press, Amsterdam, 1995).
- 4) M. J. Puska and R. M. Nieminen: *Rev. Mod. Phys.* **66**, 841 (1994).
- 5) P. J. Schultz: *Reviews of Modern Physics* **60**, 701 (1988).
- 6) *Positron Solid-State Physics*, ed. by W. Brandt and A. Dupasquier, (North-Holland, Amsterdam, 1983).
- 7) A. P. Mills: in ref. 6, 432.
- 8) A. P. Mills Jr., 兵頭俊夫: 科学 **57**, 35 (1984).
- 9) 末岡 修: 日本物理学会誌 **42**, 825 (1987).
- 10) G. Laricchia: in ref. 3, 401.
- 11) J. P. Carbotte: in ref. 6, 32.
- 12) I. K. MacKenzie: in ref. 6, 196.
- 13) P. Hautojarvi and C. Corbel: in ref. 3, 491.
- 14) 長谷川雅幸: in ref. 1, 93.
- 15) 伊藤泰男: 放射線化学 **63** 2.
- 16) N. R. West: in ref. 3, 75.
- 17) Y. Nagai, H. Saito, T. Iwata *et al.*: *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **378**, 629 (1996).
- 18) A. A. Manuel, L. Oberli, A. K. Singh *et al.*: *J. Phys. Condens. Matter* **5**, 8703 (1993).
- 19) Y. Sakurai, Y. Tanaka, A. Bansil *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2252 (1995).
- 20) K. Fujiwara and O. Sueoka: *J. Phys. Soc. Jpn.* **21**, 1947 (1966).
- 21) S. Berko: in ref. 6, 64.
- 22) 千葉利信: in ref. 1, 122.
- 23) 塩谷直弘: 固体物理 **19**, 526 (1984).
- 24) T. Chiba: *J. Phys. Chem. Solids* **53**, 1677 (1992).
- 25) H. Haghghi, J. H. Kaiser, S. Rayner *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **67**, 382 (1991).
- 26) W. E. Pickett, H. Krakauer, R. E. Cohen *et al.*: *Science* **255**, 46 (1992).
- 27) R. Harthoon and P. E. Mijnarends: *J. Phys. F* **8**, 1147 (1978).
- 28) M. Saito, A. Oshiyama and S. Tanigawa: *Phys. Rev. B* **44**, 10601 (1991).
- 29) P. E. Mijnarends and A. Bansil: in ref. 3, 25.
- 30) S. Tanigawa, A. Uedono, L. Wei *et al.*: in ref. 3, 729.
- 31) 谷川庄一郎: in ref. 1, 165.
- 32) 蔵本英一: in ref. 1, 110.
- 33) 白井泰治: in ref. 1, 117.
- 34) C. Corbel and P. Hautojarvi: in ref. 3, 533.
- 35) 河裾厚男, 長谷川雅幸: in ref. 1, 130.
- 36) Z. Tang, M. Hasegawa, T. Chiba *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2236 (1997).
- 37) 兵頭俊夫: in ref. 1, 103.
- 38) J. Kasai and K. Fujiwara: *J. Phys. Soc. Jpn.* **51**, 3077 (1982).
- 39) C. G. Zhang and K. S. Song: *J. Phys. Condens. Matter* **6**, 1 (1994).
- 40) Y. Nagai, H. Saito, Y. Nagashima *et al.*: *J. Phys. Condens. Matter* **9**, 11239 (1997).
- 41) J. Kasai, T. Hyodo and K. Fujiwara: *J. Phys. Soc. Japan* **57**, 329 (1988).
- 42) T. Hyodo: in ref. 3, 419.
- 43) H. Saito, Y. Nagai, T. Hyodo *et al.*: *Mat. Sci. Forum* **175-178**, 765 (1995); H. Saito, Y. Nagai, T. Hyodo *et al.*: *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1* **37**, 111 (1998).
- 44) A. Vértés, K. Süvegh, R. Hinek *et al.*: *J. Chem. Solids* **55**, 1269 (1994).
- 45) T. Hyodo, Y. Nagai, H. Saito *et al.*: *Mat. Sci. Forum* **255-257**, 488 (1997); Y. Nagai, H. Saito, T. Hyodo, *et al.*: to be published.
- 46) H. Saito, Y. Nagashima and T. Hyodo: *Phys. Rev. B* **52**, R689 (1995).
- 47) Y. Nagashima, M. Kakimoto, T. Hyodo *et al.*: *Phys. Rev. A* **52**, 258; Y. Nagashima, T. Hyodo, K. Fujiwara *et al.*: to be published in *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **31**, 329 (1998).
- 48) 兵頭俊夫, 長嶋泰之: 日本物理学会誌 **52**, 248 (1997).
- 49) P. Asoka-Kumar, K. G. Lynn and D. O. Welch: *J. Appl. Phys.* **76**, 4935 (1994).
- 50) 上殿明良, 谷川庄一郎: in ref. 1, 140.
- 51) V. J. Ghosh, K. G. Lynn and D. O. Welch: in ref. 3, 683.
- 52) 藤浪真樹: in ref. 1, 154.
- 53) M. Fujinami: *Phys. Rev. B* **53**, 13047 (1996).
- 54) P. Asoka-Kumar, M. Alataro, V. J. Ghosh *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2097 (1996).
- 55) J. P. Peng, K. G. Lynn, P. Asoka-Kumar *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2157 (1996).
- 56) D. M. Chen, S. Berko, K. F. Canter *et al.*: *Phys. Rev. B* **39**, 3966 (1989).
- 57) A. P. Mills Jr., in ref. 3, 209. A. P. Mills, Jr., E. D. Shaw, R. J. Chichester *et al.*: *Phys. Rev. B* **40**, 2045 (1989).
- 58) Y. Morinaka, Y. Nagashima, Y. Nagai *et al.*: *Mat. Sci. Forum* **255-257**, 589 (1997).
- 59) 森中康弘, 長嶋泰之: *Photon Factory News* 14-5 (1997).
- 60) P. Sferlazzo, S. Berko and K. F. Canter: *Phys. Rev. B* **35**,

- 5315 (1987).
 61) A. Weiss: in ref. 3, 259.
 62) 鈴木良一: までりあ 35, 147 (1996).
 63) R. Suzuki, T. Ohdaira, T. Mikado *et al.*: Appl. Surf. Sci. 100/101, 279 (1996).
 64) T. Ohdaira, R. Suzuki, T. Mikado *et al.*: Appl. Surf. Sci. 100/101, 73 (1996).

キーワード

ポジトロニウム

電子と陽電子のクーロン力による水素原子様束縛状態。「原子」記号は Ps。電子と陽電子のスピンが平行な 3 重状態のオルソポジトロニウムと反平行な 1 重状態のパラポジトロニウムがある。真空中では、前者は寿命 142 ns で消滅して 3 本の γ 線に、後者は寿命 125 ps で消滅して 2 本の γ 線になる。ポジトロニウムは金属中には生成しないが、多くの絶縁体中で生成する。物質中ではオルソポジトロニウムもピクオフ消滅によって 2 本の γ 線になり、寿命が 1 ns 前後に短くなる。

ピクオフ消滅

陽電子の電子との対消滅の確率は、相手の電子のスピンが自分のスピンと反平行の時は平行の時の約 1000 倍高い。従って、オルソポジトロニウムが物質中にあるときは、陽電子はポジトロニウム構成相手の電子と消滅するよりは、周りの物質の電子の中から自分とスピンが反平行な電子を選んで 2 本の γ 線に消滅する。これをピクオフ消滅といい、これによってオルソポジトロニウムの寿命は真空中の 100 分の 1 程度に短くなる。

S パラメタ

陽電子消滅 γ 線のドップラー拡がりやを半導体検出器で測定すると、消滅した電子・陽電子対の運動量分布が手軽に分かる。しかし、2 光子角相関法に比べて分解能が悪いので、分布の形の詳細を議論することはできない。そこで、S パラメタと呼ばれるパラメタを定義して、運動量分布の概形を議論する。定義は、 $S = (\text{分布の中心部のカウント数の和}) / (\text{分布全体のカウント数の和})$ である。従って、陽電子が格子欠陥にトラップされたりして運動量分布の幅が狭くなると、S は大きくなる。S パラメタは、「中心部」の範囲が任意であるために、同一の研究の中での相対値にしか意味がないことに注意すべきである。

陽電子オージェ分光法

陽電子が内殻電子と消滅したときに生じる内殻準位の正孔が関与して起こるオージェ電子を観測する分光法。内殻励起に陽電子の運動エネルギーを使わないので、低エネルギーの陽電子を用いることができ、2 次電子バックグラウンドを極端に低くすることができる。