

理研シンポジウム

スピン偏極低速陽電子ビームの基礎と応用

Proceedings of the RIKEN Symposium:

Physics with Polarized Positrons

December 14, 1995

Edited by Yoshiko Itoh

1995年12月14日

理化学研究所 大河内記念ホール

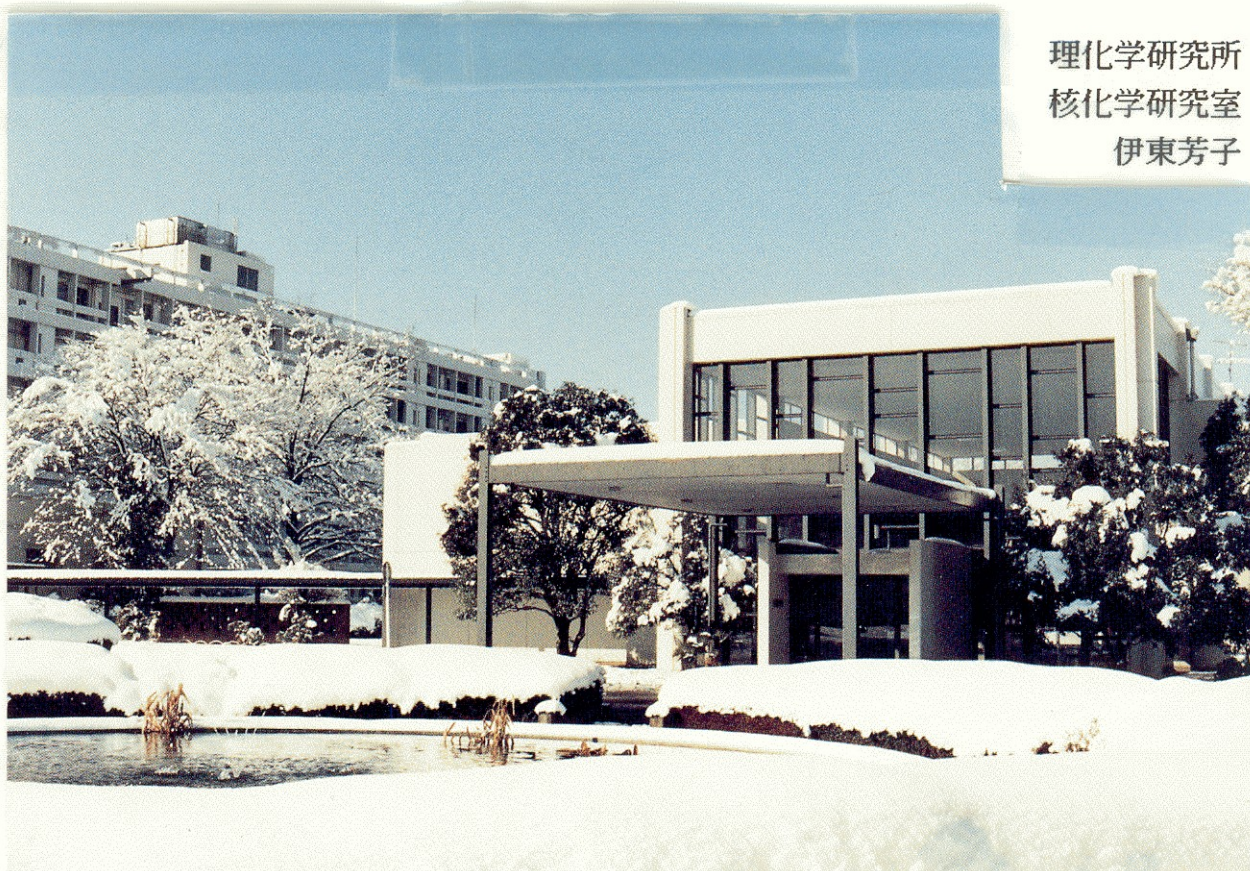
主催：理化学研究所 核化学研究室

共催：サイクロトロン研究室、加速器研究施設

まえがき

陽電子ビームは広範な分野で研究・利用されるようになってきたが、陽電子の素粒子としての重要な属性の一つであるスピンの偏極を用いることはまだ十分行われていない。スピン偏極陽電子ビームの開発は日本では二つのグループが世界の先頭をきって取り組んでおり、今後スピン偏極陽電子を用いた研究が基礎・応用にわたって発展していくものと思われる。そこで、スピン偏極陽電子ビームの発生・輸送などに関する技術的な諸問題を初めとして、スピン偏極度の決定法、スピン偏極陽電子に関わる諸現象、偏極スピンを用いた種々の応用の可能性などを総合的に考えたプログラムの筋だてを伊藤泰男先生に作成して頂き、本シンポジウムを開催することができた。参加者は70名と予想を上回る盛況であった。Oak Ridge National 研究所の Dr. L. D. Hulet, Jr. 博士、および Marquett 大学の Schrader 教授の講演があり、また、スピン偏極陽電子と類似の振る舞いをする粒子や、スピン偏極陽電子がプローブしようとする物理量の観測において相補的な関係にあるとみられる粒子に関する講演も行われた。最後の自由討論の場では座長を引受けていただき、活発な討論を進めていただいた東大教養の兵頭先生をはじめ、その他の座長の方々からも原稿を頂くことが出来たこと、また、幸運にも理研に偶然滞在中の AT & Bell 研究所の A. P. Mills, Jr. 博士にも講演、および原稿の依頼を引受けていただくことが出来た。参加者の方々に厚くお礼を申し上げる。

平成8年3月2日



理化学研究所
核化学研究室
伊東芳子

スピン偏極低速陽電子ビームの基礎と応用

目次

セッション1

スピン偏極低速陽電子ビームの発生	理研、東大原セ	伊東芳子、伊藤泰男	1
スピン偏極陽電子ビームの構築と応用	東京都立大 理学部	広瀬立成	10
RIを用いたスピン偏極低速陽電子ビーム装置の設計	東学大	田代陸夫、金沢育三他	28

セッション2

放射光による低速陽電子ビームの生成とその性質	理研	早乙女光一他	35
低速ミュオンビームの発生	東大理	三宅康博	39
2光子角相関法による陽電子スピン偏極の研究	東大教養	長嶋泰之、兵頭俊夫	44
A Proposal to Study the Ionization of Chiral Molecules by Spin-Polarized Positrons Having Kinetic Energies below the Positron Formation Threshold	Oak Ridge National Lab.	Lester D. Hulet, Jr. et al	52

セッション3

ポジトロニウムスピン回転	東大・原セ	伊藤泰男	59
物質中のミュオニウムの構造とダイナミクス	理研	門野良典	66
Scattering Experiments in Atomic and Molecular Physics with Polarized Positron Beams	Marquett Univ.	D. M. Schrader et al	76

セッション4

陽電子偏極とポジトロニウム	東大教養	兵頭俊夫	81
Possibilities for a High Intensity Polarized Slow Positron Source Using ^{13}N	AT & Bell Lab.	A. P. Mills Jr.	86
スピン偏極陽電子ビームへの期待	高エネルギー研	設楽哲男、中原和夫	89
スピン依存の陽電子消滅角相関	無機材研	千葉利信	90
偏極陽電子の応用	物質研	小林慶規	91

スピン偏極低速陽電子ビームの発生と利用

伊藤泰男（東京大学原子力研究総合センター）

伊東芳子（理化学研究所）

1. はじめに

近年高強度の陽電子ビームを発生・利用する研究が盛んで、種々の方法が試みられている。その方法を陽電子源によって大別すると、 β + 崩壊性のラジオアイソトープを用いる方法と、電子線リニアックによって電子線→制動放射 x 線→対生成 の過程をカスケード的に行って陽電子を得るものがある。現在最も高強度の低速陽電子ビームが得られているのは後者の方法によるものであり、現在 10^{10} slow e^+/s の強度を目標にしたプロジェクト（Positron Factory 計画）が提案されている。一方ラジオアイソトープを用いる方法では、 ^{22}Na や ^{58}Co のような長寿命の核種を用いると長期に安定したビームが得られるが、強度は 10^{4-5} slow e^+/s と小さい。このため、イオン照射によって高強度の短寿命核種を作る方法が考えられるようになった。高強度の陽電子放射性ラジオアイソトープの生産はポジトロンエミッショントモグラフィ（PET）で重要な技術であるが、これを低速陽電子ビーム発生技術にも利用することが出来れば陽電子利用の範囲も飛躍的に拡大するに違いない。

単純に加速器の一次ビームの単位出力あたりで比較して低速陽電子ビームの強度をみると、電子線リニアックによる方がイオンビームを用いる方法をほぼ一桁上回る結果になる。しかし電子線リニアックからの陽電子とベータ崩壊で得られる陽電子の重要な違いは、後者がスピン偏極していることである。良く知られているように、ベータ崩壊ではパリティ非保存によって放出される電子・陽電子のスピンが偏っており、その偏極度 P は

$$P = v/c \cos \theta \quad (1)$$

のように速度 v に依存する。 c は光の速度、 θ は偏極度の量子化の軸がベクトル v となす角である。これから分かるように、高いエネルギーで放出される陽電子ほど偏極度が 1 に近いので、スピン偏極陽電子を取り出すためには、放出エネルギーの高いベータ崩壊核種が望ましい。

我々は¹⁾2、3年前から理化学研究所の AVF サイクロトロンを用いてスピン偏極陽電子を取り出す研究に着手した。最終的にはスピン偏極陽電子を用いた利用開発を行うことを目標としているが、いくつかのターゲット候補について実際に陽電子発生実験を行っているところである。以下その現状と展望を述べる。

2. 候補となる陽電子源（照射イオン・ターゲット）

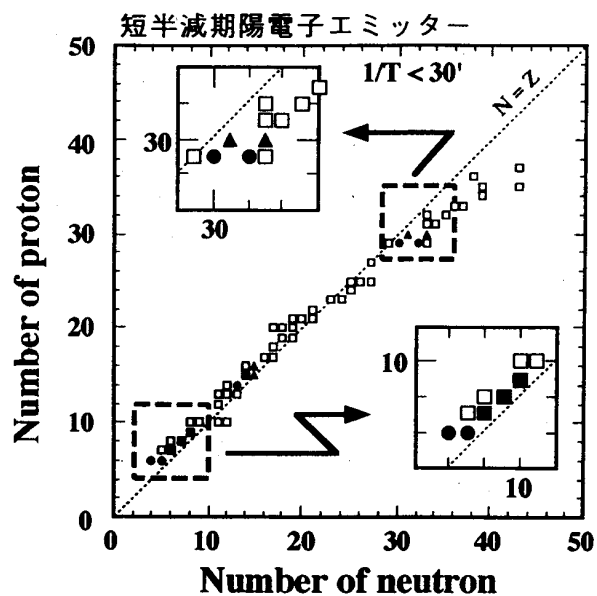
図 1 に陽電子崩壊性のラジオアイソトープを原子番号と中性子数によって示すが、これから分かるように陽電子源となり得る核種は無数にある。このなかから、プロトン、デュートロン、He イオンなどを照射することによって得られ、かつその核反応断面積も大きいものを拾い上げると、表 1 のようになる。

¹⁾ 共同研究者：理化学研究所：伊東芳子、李根浩（現在IAE）、後藤彰、中西紀喜、加瀬昌之
東京大学原子力研究総合センター：伊藤泰男

表1 入射イオンとターゲットの組み合わせによる生成核種の例

イオン ターゲット	生成核種	陽電子最大エネルギーMeV (放出率%)
プロトン照射		
BN	^{11}C	0.97(99.8)
Al	^{27}Si	3.85(100)
^{58}Ni	^{58}Cu	8.2 (100)
^{60}Ni	^{60}Cu	3.92 (6), 3.0(18), 2.0(69)
デュートロン照射		
C	^{13}N	1.19(99)
SiO_2	^{29}P	3.95(99)
	^{17}F	1.75(100)
Si_3N_4	^{29}P	3.95(99)
	^{15}O	1.72(100)
He イオン		
Ni	^{61}Zn	4.4(98.6)
	^{63}Zn	1.38(5.1), 1.67(7.2), 2.34(80.0)
	^{60}Cu	
	^{62}Cu	2.924(97.2), others
Si	^{30}P	3.24(99)
	^{31}S	4.39(99)
Al	^{29}P	
	^{30}P	

図1 短半減期陽電子崩壊性
ラジオアイソトープの
マッピング



これらについて得られる低速陽電子の強度を見積もるには、イオンビームのターゲット中での stopping power と励起関数 $\sigma(E)$ を知り、次式によって深さ方向での放射化プロファイル $\Lambda(x)$ を求める。

$$\Lambda(x) = n_a I \int \sigma(E) dx dE/dx \quad (2)$$

深さ x で放出された陽電子が表面までの距離 x' を飛んで表面から出てくる確率 $e^{-\mu \rho x'}$ を掛けて深さ方向で積分すると、減速体に入射する陽電子の数が求まる。表面までの距離 x' は、後述する反射型では $x \cos \theta$ 、透過型では $L-x$ (L はターゲット材料の厚さ) になる。さらに、この高エネルギー陽電子が減速体中で停止して表面から放出される確率 (低速陽電子への変換効率、或いはモデレータ効率) $\epsilon = y \mu \sqrt{D \tau}$ を乗じて低速陽電子の総数を求めることができる。

$$\text{反射型} \quad Y_{sp}(x) = n_a I \int \sigma(E) dx dE/dx \exp\{-\mu \rho x \cos \theta\} \epsilon \quad (3)$$

$$\text{透過型} \quad Y_{sp}(x) = n_a I \int \sigma(E) dx dE/dx \exp\{-\mu \rho (L-x)\} \epsilon \quad (4)$$

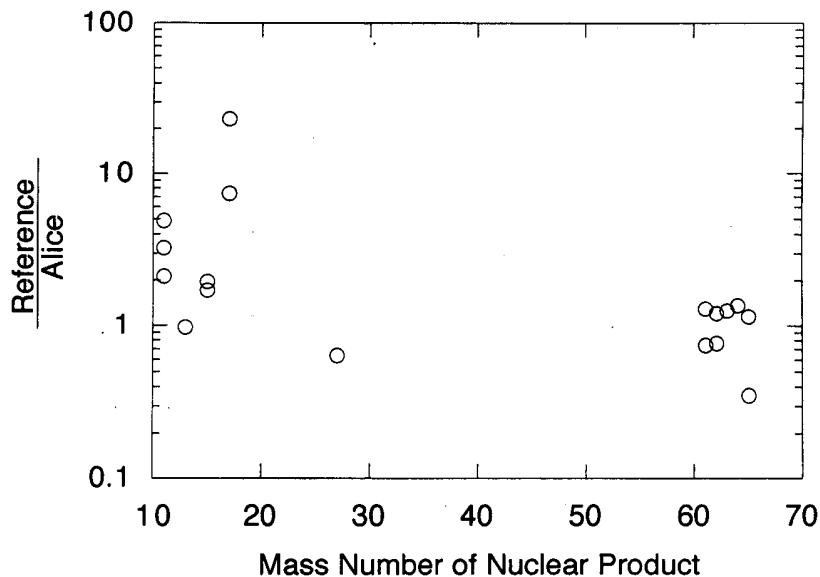
(3) または (4) 式を x について積分してやれば低速陽電子収率が求められる。

低速変換効率 ϵ の値は一律に 10^{-4} とした。

ここで反射型とは、イオンビームが入射してきたもとの方向に低速陽電子を取り出すもので、図4のようにターゲットをビームに対して角度 θ 傾けて置き、陽電子はターゲット面に垂直に取り出す。この方式は、ターゲット表面近くに生成された核種からの陽電子を取り出すことができるのでターゲットの厚みに対する制約が無く、ターゲットの下全面を冷却されたホルダーに接触させることができるのでビーム加熱の除去が簡単であるなどの特徴がある。前者の要因は、 ^{11}C のように最大エネルギーの小さい陽電子を取り出すときには重要であるが、陽電子エネルギーが高くなるとこの要因は重要でなくなることが計算から明らかになっている。ビームがモデレータを照射して損傷を与えることを避けるためにターゲットとモデレータの間の距離をとる必要があるので、幾何学的な効率は小さく成らざるを得ない。透過型は陽電子をビームの反対側に取り出すもので、配置が簡単で幾何学的な効率も高い。ただしターゲットの熱除去効率が小さいので、熱伝導性の高い材料をターゲットにした場合に有効である。

stopping power は TRIM コードによって求めた。また励起関数は ALICE コードによって求めたが、その正確さが本研究における計算結果に大きく影響を与える。励起関数の実験データが報告されているものについて、ピークエネルギーでの断面積を比較すると、図2のように、原子番号の小さい核種について ALICE コードはかなり小さな値を与えること、原子番号の大きな核種について ALICE コードは実験に近い値か大きめの値を与えることがわかる。計算では、励起関数の実験値が報告されているものについては実験値を採用した。

図2
陽電子崩壊性ラジオ
アイソトープを生成
する核反応断面積
(ピーク値)の
実験値と ALICE
コードの比較



計算結果の例を図3に示す。これはターゲット (Ni, Si, Al) に 35 MeV の He^{++} イオンを打ち込んだときの放射化の深さ分布を求め、更に各深さで放出された陽電子がターゲット中で吸収されずに出てくる割合を計算したもので、(4) 式にあたる。これを積分して得られる低速陽電子の総量が求められる。

表2に、計算結果と実験値を比較して示す。一般に $1 \mu\text{A}$ のビームを照射すると、定常状態で数 GBq の陽電子放出体が出るが、ターゲット自身による陽電子吸収と幾何学的効率のために 10^4 の程度の低速陽電子収率になる。実験結果は、いくつかの成績の良い例を除けば、計算結果に近い値を得ている。成績の良いものがあるのは、主としてモデレータの熱処理にバラツキがあることが反映されているためであろう。

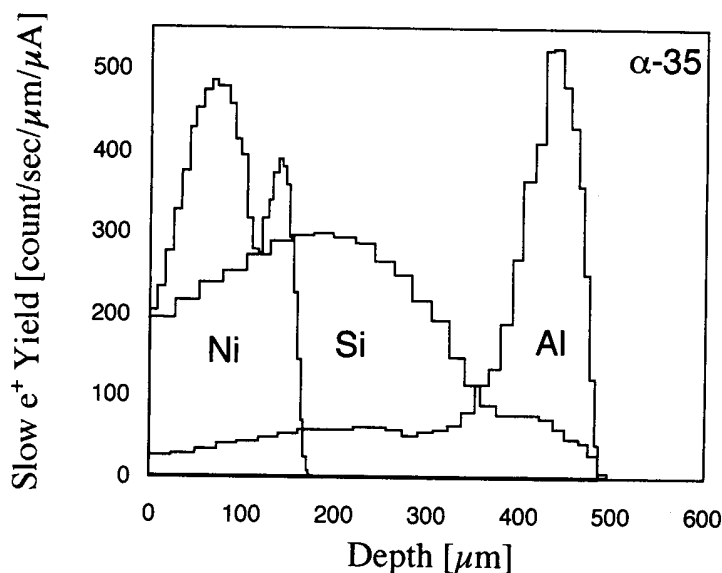


図3
低速陽電子ビーム
収率の計算結果の
一例

陽電子ビーム引き出し

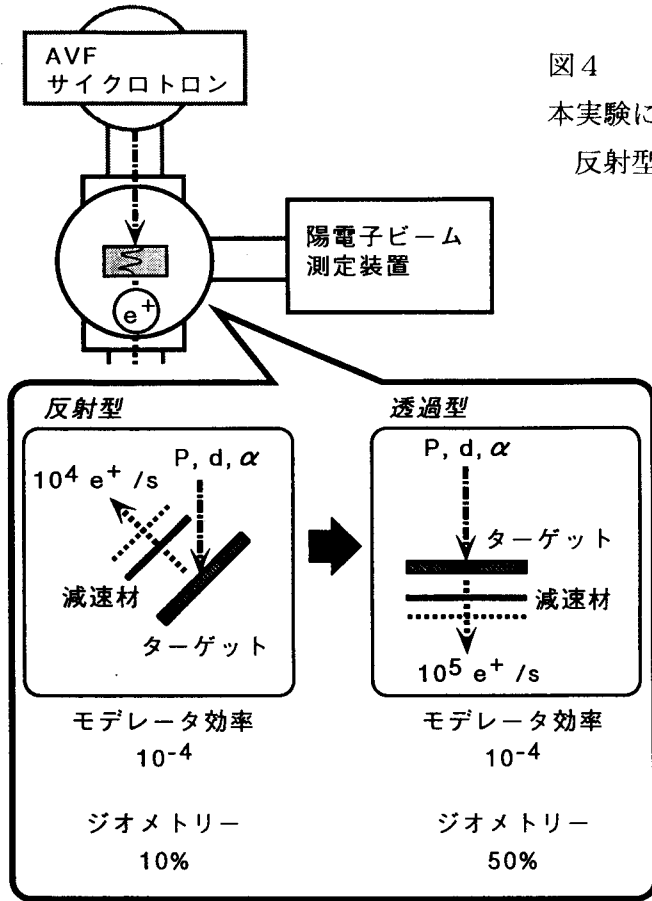


図4

本実験におけるターゲットとモデレータの配置

反射型と透過型

表2 種々のターゲットによる低速陽電子収率の計算と実験値

入射ビーム		ターゲット	計算結果		実験結果 slow e ⁺ /μ A beam
			slow e ⁺ / μ A beam 反射型	slow e ⁺ / μ A beam 透過型	
proton	14 MeV	BN	2.1 x 10 ⁴	1.2 x 10 ⁴	1.4 x 10 ⁴
		Al	2.6 x 10 ⁴	7.8 x 10 ⁴	1.6 x 10 ²
		Ni	2.4 x 10 ⁴	4.7 x 10 ⁴	1.1 x 10 ³
deuteron	8 MeV	C	2.0 x 10 ⁴	6.9 x 10 ⁴	3.2 x 10 ³
		SiO ₂	0.5 x 10 ⁴	2.1 x 10 ⁴	1.2 x 10 ⁴
		Si ₃ N ₄	1.3 x 10 ⁴	5.1 x 10 ⁴	2.6 x 10 ³
deuteron	14 MeV	C	2.1 x 10 ⁴	8.9 x 10 ⁴	1.7 x 10 ⁴
		SiO ₂	1.1 x 10 ⁴	3.5 x 10 ⁴	-
		Si ₃ N ₄	2.3 x 10 ⁴	7.2 x 10 ⁴	-
He ⁺⁺	35 MeV	Al	1.5 x 10 ⁴	5.8 x 10 ⁴	1.3 x 10 ⁴
		Si	2.4 x 10 ⁴	9.4 x 10 ⁴	5.5 x 10 ³
		Ni	1.8 x 10 ⁴	5.9 x 10 ⁴	1.4 x 10 ⁴

小型サイクロトロンでは最大 $100 \mu\text{A}$ 程度のビーム電流が得られるものがあるので、ここで行った実験結果からは 10^{6-7} のオーダーの低速陽電子ビームが得られることになる。ターゲットに陽電子が吸収される無駄を除去すれば更にこれを上回る強度が得られるが、そのためには基本的に概念の異なる新しい方法が必要である。我々は今後ターゲットを気体（窒素、炭酸ガスなど）とし、生成した β^+ 崩壊性ラジオアイソトープを輸送して分離し、モデレータに接近した狭い領域に凝集させるという方法をも試みる予定である。

3. 高スピン偏極度陽電子ビーム

現在は β^+ 崩壊性のラジオアイソトープを作る方法でどのくらいの低速陽電子強度が得られるかを検討している段階であるが、次の段階ではスピン偏極度の高いビームとして取り出す必要がある。そのためには、以下の要素を考慮して低速陽電子発生・輸送を設計する。

1) 後方散乱成分の除去

モデレータと反対の方向に放出された陽電子が（ターゲット中で）後方散乱してモデレータに入ると負のスピン偏極度を持ち込んでくる。これを妨げるために、原子番号の小さな材料（C, Al など）のターゲットが望ましい。気体ターゲット法を用いる方法では、ベリリウム箔をラジオアイソトープ保持のバックキングに用いればこの問題に対しての最大の解決策となる。

2) 低エネルギー成分除去

β^+ 崩壊性ラジオアイソトープから放出される陽電子の低エネルギー成分をカットする。そのためには、陽電子源とモデレータの間にエネルギー吸収体として適当な箔を挿入する。

3) 減偏極を最小限にして低速陽電子を輸送する。

4. 陽電子スピン偏極度測定 (Positron Polarimetry)

陽電子のスピン偏極度を測定するには、陽電子独特の性質を利用した方法がある。その一つは、陽電子はそのスピンと逆向きスピンを持った電子と選択的に2光子消滅し、同じ向きのスピンを持った電子とは消滅速度が $1/372$ も遅くかつ3光子消滅することを利用する。Hanna & Preston⁽¹⁾ による例では、磁化した Fe に陽電子を打ち込んで2光子消滅の角度相関を測定し、磁化の方向を逆転させて比較すると、運動量の大きい成分に変化が現れることを観測した。これは異なる磁化の条件で陽電子に対して逆向きスピンを持った電子が異なるエネルギーバンドに属していることが原因である。この原理によって、磁化が分かっている磁性体を試料とすれば陽電子のスピン偏極度を決定する手段とすることが出来る。これは消滅ガンマ線のドップラー幅を測定する簡便な方法でも行うことが出来る。

もう一つの方法は、スピン偏極した陽電子がポジトロニウムを作るときの $p\text{-Ps}$ ($m=0$),

o-Ps ($m=0$) の生成割合の違いを利用することである。これを理解するためには、ポジトロニウムの4つの波動関数が

$$\begin{aligned}\Psi_o(1) &= \uparrow\uparrow \\ \Psi_o(0) &= 1/\sqrt{2} (\uparrow\uparrow + \downarrow\downarrow) \\ \Psi_o(-1) &= \downarrow\downarrow \\ \Psi_p(0) &= 1/\sqrt{2} (\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)\end{aligned}$$

のように表されることを思い起こす必要がある。ここで $\uparrow(\downarrow)$ と $\uparrow(\downarrow)$ は電子と陽電子の上向き(下向き)スピンを表す。 Ψ_o がo-Ps、 Ψ_p がp-Psである。磁場Bの中では、磁気量子数 $m=-1, 1$ の2つのo-Psの状態は影響を受けないが、 $m=0$ のp-Psとo-Ps状態が混合させられる。混合した固有状態は、混合前の2つの状態の線形和になる。

$$\begin{aligned}\Psi'_o &= (1+y^2)^{-1/2} (\Psi_o + y \Psi_p) \\ \Psi'_p &= (1+y^2)^{-1/2} (\Psi_p - y \Psi_o)\end{aligned}$$

$$y = x\{1+(1+x^2)^{1/2}\}^{-1}$$

x: Psの超微細相互作用による内部磁場(W)を単位として測った外部磁場の大きさ(=B/W)

ここで当初陽電子のスピンの偏っていると、混合された状態の生成割合が磁場の向きに依存するようになる。例えば、 \uparrow のみに偏った陽電子が偏りの無い電子スピンと結合すると、

$$\Psi_o(1) = \uparrow\uparrow, \quad \Psi_a = \downarrow\uparrow$$

が生成し、 \downarrow のみに偏った陽電子が偏りの無い電子スピンと結合すると、

$$\Psi_b = \uparrow\downarrow, \quad \Psi_o(-1) = \downarrow\downarrow$$

が生成する。 Ψ_a, Ψ_b をPsの固有状態で展開すると、

$$\Psi_a \sim \Psi'_o, \quad \Psi_b \sim \Psi'_p$$

となる。

以上を整理すると、スピン偏極した陽電子が磁場の中でPsを作ると、o-Ps like な状態とp-Ps like な状態が磁場の向きに依存して異なった割合で生じ、かつo-Ps like な状態の寿命は $m=1, -1$ のo-Ps状態に比べて短くなる。このことを利用したPositron Polarimeterでは、MgOやMCPAなどをターゲットとしてスピン偏極した陽電子をあててPsを形成させ、その寿命スペクトルを測定する。図5⁽³⁾では、陽電子の寿命スペクトルが混ざらないo-Psの状態に対して、混ざったo-Psの状態の寿命と強度(磁場の方向に依存していることに注意)を分解して示してある。生データはこれらの和として観測され、点線で示すような傾きの変化からスピン偏極度の値を得ることが出来る。このような実験はB~5 k Gaussの比較的低い磁場で行うことが出来る。

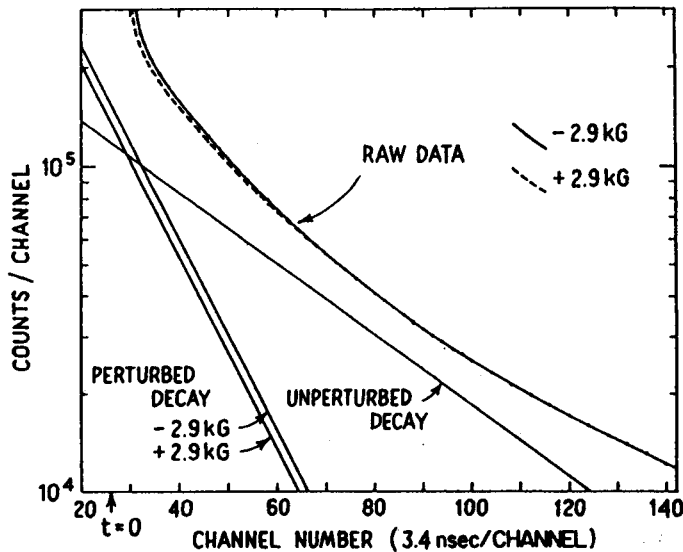


図5
 ポジトロニウムの寿命測定を
 利用した positron polarimeter
 の原理図⁽³⁾

気体中で Ps 形成を起こさせて、磁場の強度を、混合された Ps がほとんど二光子消滅するが、混合された状態の寿命にまだ十分差があるように選ぶと、o-Ps like な状態から二光子消滅した成分は時間的に遅れて（十分減速して）いるので、運動量が小さい。このことを利用して兵頭、長嶋（東大）らは気体中の Ps の運動量の時間的な変化を追う研究を行っている訳であるが、同じ原理を陽電子の spin polarimeter に適用することも可能である。図6⁽⁴⁾に示す Ar ガス中での角度相関スペクトルでは、磁場をかけることによって幅の狭い p-Ps からの寄与が増える様子が示されている。磁場を反転するとこの強度が変わることから、陽電子のスピンの偏極度が 0.5 と求められている。この方法はドップラー幅測定でも可能なので、簡便な polarimeter として使えるであろう。

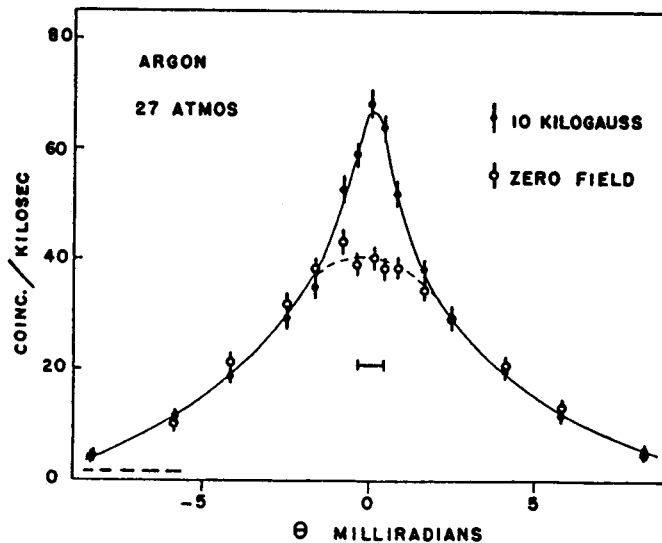


図6
 パラ-ポジトロニウムの
 運動量測定を利用した
 positron polarimeter
 の原理図⁽⁴⁾

5. 応用

5.1 バルク磁性体

フェロ-磁性体、フェリ-磁性体のスピン偏極した電子のエネルギーバンドを角相関法、ドップラー幅測定法で行うことができる。

5.2 表面磁性

金属の表面ではポジトロニウムの形成が可能であり、また電子のスピンに偏りがあればオルソ-、パラ-ポジトロニウムの生成比に差が生じる。これは低エネルギー陽電子ビームの表面選択性とスピン選択性を合成した感度の高い表面磁性研究法になる可能性が高い。

5.3 ポジトロニウムスピン回転

100% 偏極したミュオンを用いたミュオニウムスピン回転は既にミュオンの利用では定法となっているが、ポジトロニウムのスピン回転はごく最近実証されたばかりである。これはオルソ-ポジトロニウムが3光子消滅するときの放出面が回転することを利用する。従って、気相でしか用いられないが、エキゾチック粒子の研究の新しい側面ではある。

5.4 光学異性体

アミノ酸やビタミンなどは、生物学的に活性な分子は光学異性体の片方のみが有効であることが分かっているが、なぜそのようなになっているのかについていくつかの説があるが明らかになっていない。このような説の検証の意味もあって、スピン偏極した陽電子が光学異性体を識別することが出来るかどうか重要な問題となり、これまでも多くの測定がされてきた。スピン偏極度が高い高強度の陽電子ビームによってこの問題に答えが与えられることを期待したい。

5.5 陽電子スピン緩和のスパーク内反応研究への応用

凝集状態の物質中ではPs はスパークの中で生成するが、その前段階の陽電子は、スパーク中の電子やイオンと時期的な相互作用をしてスピン緩和を起こすであろう。従って、スピン偏極度が分かっている陽電子を反磁性媒体に入射してポジトロニウムを作らせ、異なるPs の状態の生成割合を測定してやることによって最終的な偏極度を測定してやれば、スパーク中でのスピン緩和の程度が分かる。これが可能になれば、スパーク反応プローブとしての陽電子の役割は一層高まる。

(1) Hanna and Preston, Phys. Rev. 106, 1363 (1957)

(2) G. Laricchia, "Studies with Polarized Positrons", in "Polarized Electron/Polarized Photon Physics", H.Kleinpoppen and W.R. Newell, eds., (Plenum Press, 1994), pp.169-176

(3) G. Gerber et al., Phys. Rev. D15, 1189 (1977)

(4) LA Page and M. Heinberg, Phys. Rev. 106, 1220 (1957)

スピン偏極陽電子ビームの構築と応用

東京都立大学・理学部・物理学科
広瀬 立成

1. はじめに

都立大学-KEK-住友重機¹グループは、陽子サイクロトロンを用いて、低速偏極陽電子ビーム生成の研究を進めている。さまざまな角度から、偏極陽電子ビームについての技術的検討を行ってきたが、ようやく、磁気クエンチングを利用した偏極度測定装置が完成し実験を開始した。第一回目の実験では、装置全体の動作テストを行い、補正の手法、必要な統計精度などにつき詳細に検討している。まもなく、第二回目の実験を実施して、最終結果を得るつもりである。

我々は、これまでの研究において、陽電子の偏極について多くの貴重な知見を蓄積してきた。この経験を生かして、平成8年度には都立大学において、アイソトープを用いた高品質偏極陽電子ビームを構築する予定である。この装置は、実験に利用することはもちろんであるが、物質中でのスピン減偏極、電磁場中でのスピン運動、高効率モデレータの開発などの基礎技術開発にも便利なように設計する予定である。

2. 陽電子の生成と輸送

現在建設中の偏極陽電子生成システムの概要を図1に示す。住友重機・陽子サイクロトロン（陽子エネルギー18 MeV、電流1 μ A）からの陽子を、厚さ2 mmの²⁷Al標的に照射し、崩壊寿命4.1秒の²⁷Siを生成する¹。図2は、飽和放射能の分布についての推定値を示す。²⁷Siは、最大エネルギー3.85 MeVの陽電子を放出し100% β^+ 崩壊するが、このときの飽和放射能は8.5 GBqになる。図2の分布と生成位置における β^+ のエネルギー分布から、Al標的を通過することができる陽電子のエネルギー

¹ 共同研究者：東京都立大学：広瀬立成、浜津良輔、千葉雅美、汲田哲郎、五十子満大、
松本利広、揚金峰、河崎昇、飯島北斗

KEK：吉岡正和、大森恒彦、栗原良将、竹内康紀

住友重機株式会社：仲伏広光、鷺尾方一、広瀬雅文

一分布をシミュレーションによって計算した(図3)。

減速材として25 μmのタングステンをを用い、その変換効率を10⁻⁴としたときの低速偏極陽電子ビームの強度は、4.3×10⁵ s⁻¹が期待される。将来、減速材変換効率の向上、サイクロトロン電流の向上(30 μAまで可能)を図ることにより、陽電子の強度を2桁程度改良することを目標としている。

減速材から再放出されたビームは、10 eVまで加速し、ソレノイドコイルにより発生した100 Gの磁場に巻きつかせ、27 m先の実験室に設置された偏極度測定装置まで輸送される。測定装置の直前に加速装置を設置して、標的に打ち込むビームのエネルギーを20 keVまで調節できるようにした。現在、実験室では、ビーム強度10⁵ s⁻¹が得られている。最初の偏極度測定では、バンチング装置、ウィーンフィルターは使用しない。

3. 電場・磁場中でのスピン運動の計算

β崩壊によって発生する陽電子は縦偏極している。陽電子の速度をv、光速をcとすると、ヘリシティの大きさはv/cで与えられる。陽電子は、減速材などの物質中を通過するとき、主としてクーロン相互作用によって、運動の経路を変えながら減速していく。このとき、陽電子のスピンはほとんど減偏極を受けないと考えられているが、この点については、理論・実験両面からの定量的な検証が必要である。とりあえず、A1標的中では減偏極はないものとして、陽電子がA1中を通過するときの多重散乱とそれによるスピンの向きの変化を計算した。図4は、A1標的を出た後の、スピンのZ成分P_zの分布を示す。平均のP_zは、0.6であり、負の値は、A1標的中の後方散乱に対応する。

偏極陽電子は、ビームチャンネル上に設置された多くの機器がつくる電場・磁場を通過するときにも減偏極を受ける。装置の設計に先立って、何よりもまず、スピン運動についての信頼ある予測が必要である。そこでまず、ビーム輸送中における減偏極を推定するため、電磁場中におけるスピン運動を相対論的に取り扱うことのできる一般的なシミュレーション・プログラムPOEM (POLarized beam simulator in Electric and Magnetic field)²を製作した。本プログラムによって、任意の電場・磁場を入力し、そこでのスピンおよび軌道運動を定量的に推測できるようになった。POEMにおけるスピン運動の計算は、次のように行われている。

今想定しているスピンsをもった粒子の静止系では、スピンの運動方程式は、

$$\frac{d\vec{s}}{dt'} = \frac{ge}{2mc} \vec{s} \times \vec{B} \quad (1)$$

となる。ここで各物理量は、次のように定義される。

- m : 質量
- e : 電荷、
- g : Lande 因子、
- \vec{s} : 静止系におけるスピンベクトル、
- \vec{B} : 静止系における磁場ベクトル。
- c : 光速

この式を相対論的に一般化して、非回転静止系においてスピンを記述すると、いわゆる Thomas の運動方程式が得られる。

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{e}{mc} \vec{s} \times \left[\left(\frac{g}{2} - 1 + \frac{1}{\gamma} \right) \vec{B} - \left(\frac{g}{2} - 1 \right) \frac{\gamma}{\gamma + 1} (\vec{\beta} \cdot \vec{B}) \vec{\beta} - \left(\frac{g}{2} - \frac{\gamma}{\gamma + 1} \right) \vec{\beta} \times \vec{E} \right] \quad (2)$$

ただし、磁場 \vec{B} 、電場 \vec{E} 、粒子の速度ベクトルを c で割った量 $\vec{\beta}$ は、実験室系で定義する。
一方、電磁場中での粒子の運動方程式は

$$\frac{d\vec{\beta}}{dt} = \frac{e}{mc} \frac{1}{\gamma} \left[\vec{E} + \vec{\beta} \times \vec{B} - \vec{\beta} (\vec{\beta} \cdot \vec{E}) \right] \quad (3)$$

である。(3) を (2) に代入すると、

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \left\{ -\frac{eg}{2mc} \left[\vec{B} - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \vec{l} (\vec{B} \cdot \vec{l}) + \vec{E} \times \vec{\beta} \right] - (\gamma - 1) \vec{l} \times \frac{d\vec{l}}{dt} \right\} \times \vec{s} \quad (4)$$

となる。 \vec{l} は $\vec{\beta}$ の単位ベクトルで、

$$(\gamma - 1) \vec{l} \times \frac{d\vec{l}}{dt}$$

は Thomas spin precession である。

POEMにおけるスピンと軌道運動の計算は、式(2)または(4)を用いて行われている。スピンを記述する非回転静止系とは、粒子とともに動き、かつ、実験室系から見て回転しない座標系である。加速装置や偏極度測定装置を設計するために、電場と磁場の計算には POISCR を用いた。ここで推定した電場・磁場を式(2)に代入することにより、どのような場合においても、粒子とスピンの運動を推定することができる。POEMの完成によって、これまで、経験や勘に頼りがちな低エネルギー荷電粒子の挙動をシミュレートしながら調べることができるようになり、測定器の設計はもちろん、ビームチャンネルに使われている磁性体の影響など定量的に見積もることができた。

4-2 偏極度測定装置

4-1 でのべた手法に従って、偏極度測定装置 POPAI (Positron Polarization Analysing Instrument) を設計した。ここで重要なことは、陽電子が 100 G の輸送磁場から数 k G の強磁場中に入ったとき、ミラー磁場によって反射されないこと、および、横エネルギーの増加による減偏極を可能なかぎり抑制することである。

陽電子がミラー反射するときの、らせん運動のピッチ角 θ_L は、輸送磁場 B_0 と最大磁場 B_m を用いて

$$\sin^2 \theta_L = B_0 / B_m$$

のように表される。陽電子が反射しないで磁場中を通過するためには、 $\theta < \theta_L$ でなければならない。さらに、減偏極を押さえるために、陽電子の縦・横エネルギー、中心軌道からのずれ、磁場の接続を考慮しなければならない。そこで、POISCR を用いて、実際の電磁石の形状に対する磁場計算を行い、その結果を POEM に入力して、陽電子の軌道と減偏極を計算する。

POPAI の構造を図 6 に、全体の写真を図 7 に示す。電磁石の中心に直径 20 mm の穴をあけ、一方から陽電子を導入し、他方からマルチチャネルプレート (MCP) を挿入する。MCP に衝突した陽電子は、エネルギーを失い熱化して表面まで戻ってきたところでポジトロニウムを生成する。陽電子が MCP に入射したときの信号をスタート信号とし、ポジトロニウムの崩壊によるガンマ線の検出時間をシンチレーションカウンターで測定すれば、寿命が決定できる。

10 eV で輸送されてきた陽電子は、電磁石に入る直前で、20 keV までの任意のエネルギーに加速できるようになっている。エネルギーが低ければポジトロニウムの生成率は大きくなるが、反面、入射が困難になり、かつ、横エネルギーの割合が大きくなるために減偏極も増大する。ポジトロニウムの生成率と減偏極の兼ね合いで、最適の入射エネルギーが決定される。加速装置が作る電場と輸送磁場が交差しているとスピンの回転が起こるので、40 枚の加速器電極を設置し、電場の一様性と磁場に対する平行性を高めるようにした。図 8 は、加速装置の構造と等電位線の分布を示す。加速装置は、電極とそれをつなぐ抵抗 (図 9) からなり、それを内蔵したビームチャネルが図 10 の写真である。

POEM で計算したミラー反射の一例を図 11 に示す。これは、2 keV の縦エネルギー、5 eV の横エネルギーをもつ陽電子が中心軌道から 5 mm 離れて 7.5 kG の磁場に入射したときの軌道である。強磁場に入るとらせん軌道が絞られて、やがて反射する様子がわかる。POEM の計算が正しいことは、異常磁気モーメントの効果などにつき厳密な計算と比較することにより確認されているが、さらに複雑な現象について実験との比較を試みた。図 12 に示すように、電子銃からの電子を、ヘルムホルツコイル (H1~H5) の磁場 (60~80 G)、ソレノイドコイル (SOL) の磁場 (200 G) により輸送して、蛍光板に照射した。加速装置の電圧を 2 kV とし、POPAI の磁場を変化させながら、スポットの大きさの変動を観測したところ図 13 (a) のような結果が得られた。すなわち、磁場を 0 G から上げていくと、スポットは中心の回りを回転しながら 1 kG で中心に収束した。POEM による計算 { 図 13 (b) } はこの挙動を定性的に再現している。スポットの広がり、縦・横エネルギー、放出角など、ビームの詳しい性質がわかっていないので、現段階

ではこれ以上の詳細を議論することは無理である。

種々の検討から、POEMの計算が信頼できることがわかった。そこで、測定器の磁場による減偏極を見積もってみる。縦エネルギー $E_L = 2\text{keV}$ 、横エネルギー $E_T = 5\text{eV}$ 、ヘリシティ -1 （スピンは z 方向にそろっている）をもち、中心軌道から 2mm ずれた軌道上の陽電子を磁場中に入射させる。実際の横エネルギーは 1eV 程度と考えられ、また、ビームの半径は 1mm まで絞るので、上記の初期条件はかなり悪く設定してある。図14には、1個の陽電子の典型的な振る舞いを示す。(a)は陽電子の軌道運動、(b)は中心軌道に沿った磁束密度、(c)はスピンの縦成分の変化、(d)はスピンの横成分の変化である。(a)からわかるように、強磁場に入射することによって、縦エネルギーが横エネルギーに移行しビームが絞られる。この結果、スピンの縦成分が4%ほど減少し、スピンの横成分がその分増加している。

ビームの大きさ、縦・横エネルギー ($E_L = 1\text{keV}$, $E_T = 1\text{eV}$)、偏極度 (60%) についての現実的な値を用いてシミュレーションした結果を図15に示す。ビームのプロファイルはすでに測定されており、半径 1mm のガウス分布で近似できる。ビームが10分の1程度に絞られ、平均の偏極度が3%ほど減少していることがわかる。

こうして、偏極陽電子の電磁場中での振る舞いがシミュレーションと基礎実験によってかなり理解できてきた。現在POPALは、住友重機械(株)のサイクロトロン実験室へ運ばれ、偏極度測定が進んでいる。

5. 偏極陽電子による物理学

ビームの完成後は、さまざまな興味ある標的に偏極陽電子を入射させ、非対称性を観測することによって、標的のスピン状態や物理学の基本法則を検証することができる。このとき、偏極陽電子を用いることにより、ポジトロニウムの特定スピン状態を選択的に作り出すことができる、ということが偏極陽電子実験のユニークな点である。多くの興味あるテーマが考えられるが、当面まず、つぎの三つのテーマに的を絞って計画を立てている。

○ レプトンセクターにおけるC、P、T保存則の検証

低エネルギー偏極陽電子ビームを実現し、これまでほとんど実験のなかったレプトンセクターにおける保存則の検証を進めたい。それは、大量のオルソポジトロニウムを生成し、その特定スピン状態を選択的に作り出すことによって可能になる。観測量としては、 $o\text{-Ps}$ のスピン S 、その崩壊で生じる3個の γ 線の運動量ベクトル k_1 、 k_2 、 k_3 があるが、これらの観測量を組み合わせて、C、P、T変換で符号を変える物理量として、 $(S \cdot k_1)$ 、 $(S \cdot k_1 \times k_2)$ 、 $(S \cdot k_1) (S \cdot k_1 \times k_2)$ を作ることができる。したがって、 $o\text{-Ps}$ のスピン S を選択し、放出 γ 線の角度相関によって、これらの3つの物理量を実験的に決定し、C、P、T (または、それらの積)の破れを検証することができる。

○ 生体分子カイラリティーの検証³

素粒子物理学の知見が間接的に重要な役割を果たすと考えられている課題に、生体分子カイラリティーの解明がある。生命体を構成する物質は、通常の化学物質とは異なり、特定のカイラリティーを持つという著しい特徴を示す。すなわち、化学物質ではL型、D型がまったく同等に生成するのに対して、生体物質ではタンパク質の構成物質としてのアミノ酸は全てL型、核酸を構成するリボースは全てD型である。

このようなカイラリティーの破れについては、ある種の統計的ゆらぎによるという“偶然説”が大勢を占めてきた。これに対して、Weinberg-Salamによる電弱理論が完成して以来、パリティを破る弱い相互作用によって必然的にLカイラル分子が発生する、という明確な因果関係が提唱されるようになった。すなわち、不斉炭素原子の軌道電子には通常の電磁相互作用のほかに、中性ゲージボソン、 Z^0 を交換する弱い相互作用（中性カレント）が働き、その結果、L分子の結合エネルギーがその対掌体であるD分子のそれよりわずかに小さくなると考える。こうして、必然的により安定なLアミノ酸が生成することが予想されるのである。また、L型、D型分子の軌道電子は、逆のヘリシティーをもつので、偏極電子、あるいは偏極陽電子ビームをL型、D型分子に衝突させ、軌道電子のヘリシティーのわずかな差を測定することによってカイラリティーの破れが検証できるはずである。

しかし、弱い相互作用の効果は電磁相互作用に比べ桁違いに弱いので、通常の実験ではその効果を検出することは極めてむずかしい。非対称性の大きさは、入射偏極電子または偏極陽電子のエネルギーに逆比例するので、陽電子消滅反応が最適である。実験は、低エネルギー偏極陽電子をL型、D型分子に導き、トリプレット状態を生成しL-D非対称性を観測する。

○ 人工多層膜界面におけるスピン状態の解明

物性物理学の分野では、人工多層膜の示す巨大磁気抵抗効果やスピントランジスターに見られるように、スピンに依存した電子輸送現象が、純粹に物理学的興味ばかりでなく応用の観点からも注目を集めている。現状を理解しより多様な可能性を追求するためにも、電子スピン情報をミクロな立場から知ることが重要であるが、現段階では直接的な実験手段がない。

陽電子は、界面不完全性にきわめて敏感なプローブである。しかも、そのエネルギーを変化させながら、電子スピン偏極を厚さの関数として検出することができるので、多層膜のスピン構造を詳細に調べるのに打ってつけの方法である。さらに、これからは、二次元的な単純多層膜ではなく、その幅をサブミクロン、サブナノメートルサイズに制御した偽一次元磁性体としての物性に興味を広げられている。消滅 γ 線を発生するので、この γ 線を精密に測定すれば、物質がもつ磁気的情報を、サブナノメートルの精度で観測することができる。とくに、陽電子は、物質内部を非破壊的に探査できるので、同一磁性体試料で、磁気抵抗特性など異なる物理量を測定し直接比較することができる。

○ リニアークライタ⁴ー偏極陽電子滅の開発

21世紀における高エネルギー実験のプロジェクトとして、線型衝突型加速器(LC)が考えられている。我々は、電子とともに陽電子を偏極させることが、超対称性粒子など、標準理論を越えた新しい現象の発見に極めて有効であることから、LCでの偏極陽電子源を検討している。これまでに提案されている方法は、200 GeV程度の電子を巨大なアンジュレータに通して、円偏光したガンマ線を発生させ、対生成によって偏極陽電子を得るという大がかりな方法である。これに対して我々は、100 mA、40 MeV程度の大電流陽子ライナックによってA1標的を照射し、陽電子を磁気ホーンで収集した後、JLCビームに適合したバンチ構造を作り出すことを考えている。強度を飛躍的に向上させるためには、さまざまな技術開発が必要であり、そのことがまた、陽電子科学の発展を促すものと期待している。

(参考文献)

1. 「Production of an intense slow positron beam using a compact cyclotron」
M.Hirose, M. Washio and K.Takahasi
Appl.Surface Science 85(1994) 111
2. 「Polarized beam simulator in electric and magnetic field」
Preprint of Tokyo Metropolitan Univeresity, TMU-HEP /EXP 95-20
T.Kumita , M.Chiba,T.Hirose,Y.Kurihara, T.Omori and J.Yang
3. 「生体物質のカイラリティの破れ」
広瀬立成, 「QED関連分野シンポジウム報告集」於東京都立大学、1994年7月11日～12日
4. 「Development of polarized e+ beams for future linear colliders」
KEK Preprint 95-92, July 1995
M.Chiba, A.Endo,R. Hamatsu, M.Hirose, T.Hirose, M.Irako, N.Kawasaki, T.Kumita,
Y.Kurihara, T.Matsumoto, H.Nakabusi, T.Okugi, T.Omori, Y.Takeuchi, M.Washio,
J.Yang and M. Yoshioka

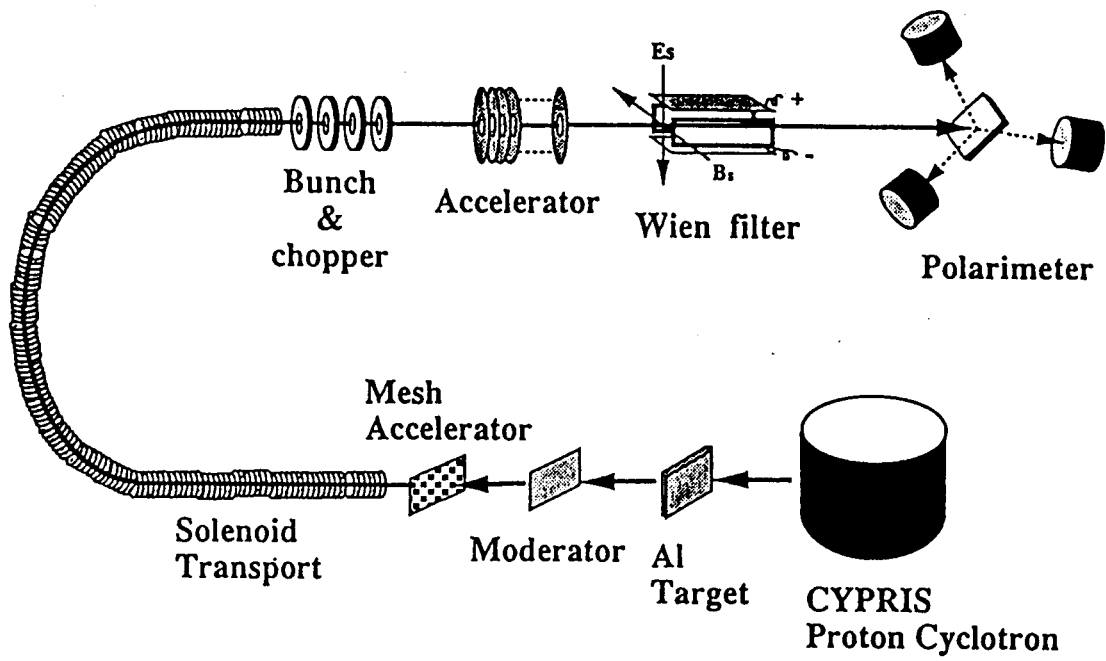


図1 偏極陽電子生成システム

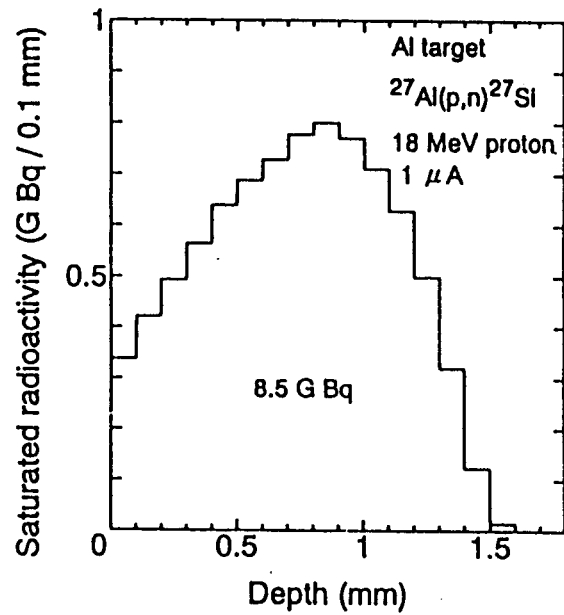


図2 Al 標的中における ^{27}Si の飽和放射能

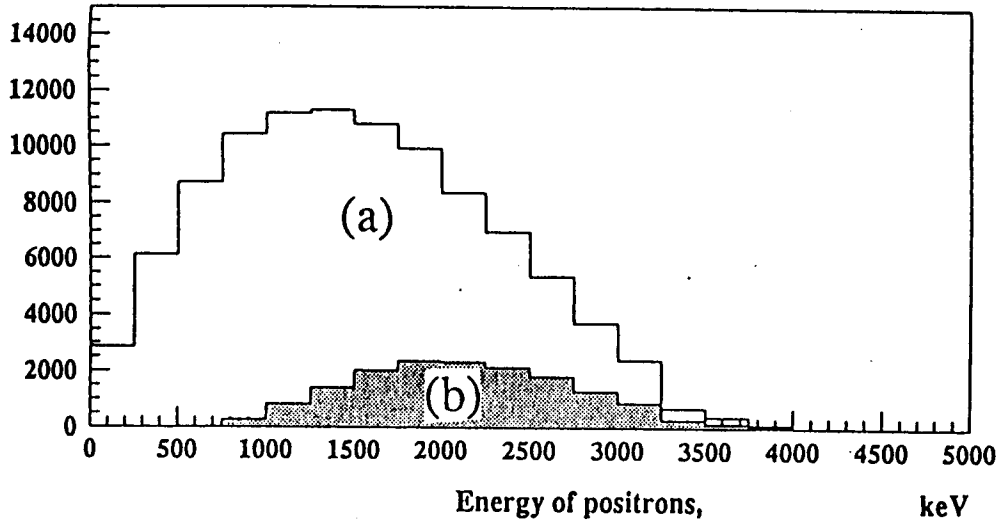
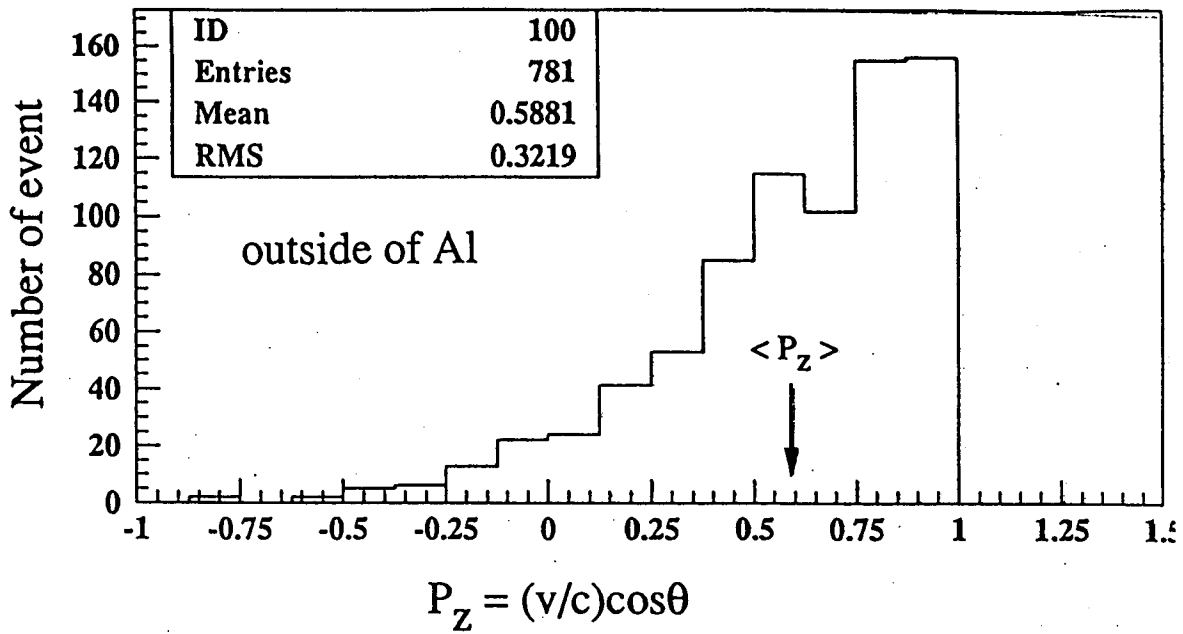


図3 (a) 生成位置におけるエネルギー分布
 (b) A1 標的を通過することができる陽電子のエネルギー分布



θ : angle between the e^+ spin
 and flight directions

図4 Al 標的から放出される陽電子スピンのz方向成分の分布

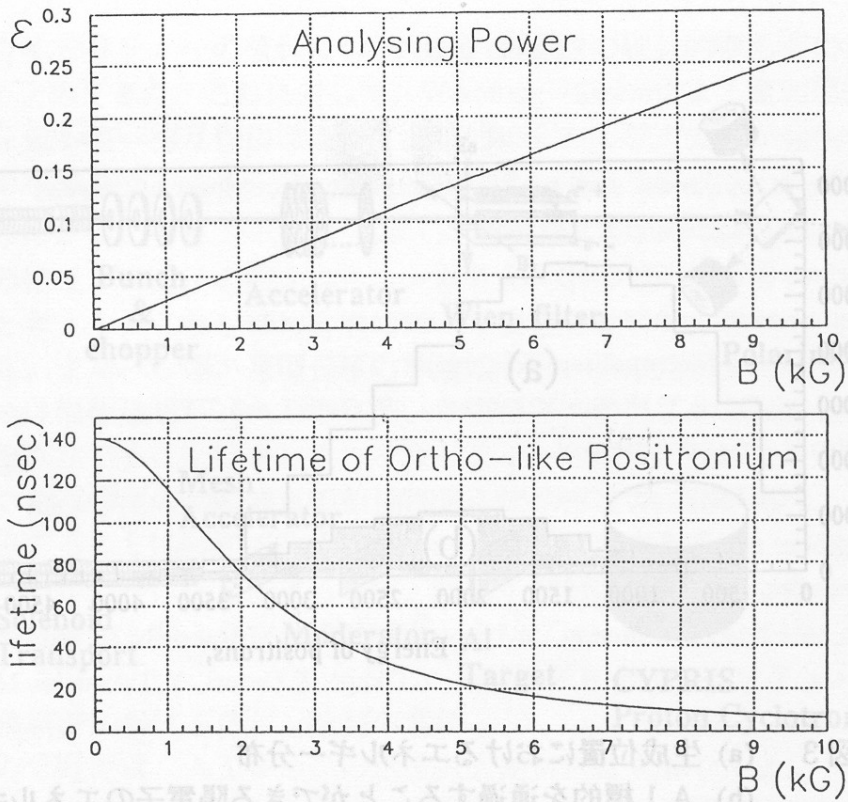


図5 analysing power ϵ と ortho-like state $\Psi_{t'}$ の寿命の磁場依存性

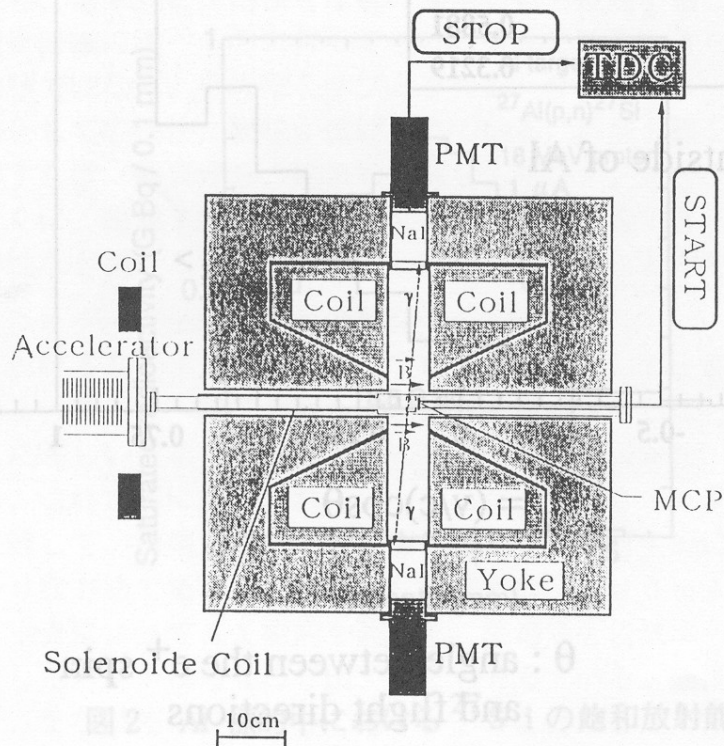


図6 ゼーマン効果を利用した偏極度測定装置の断面図

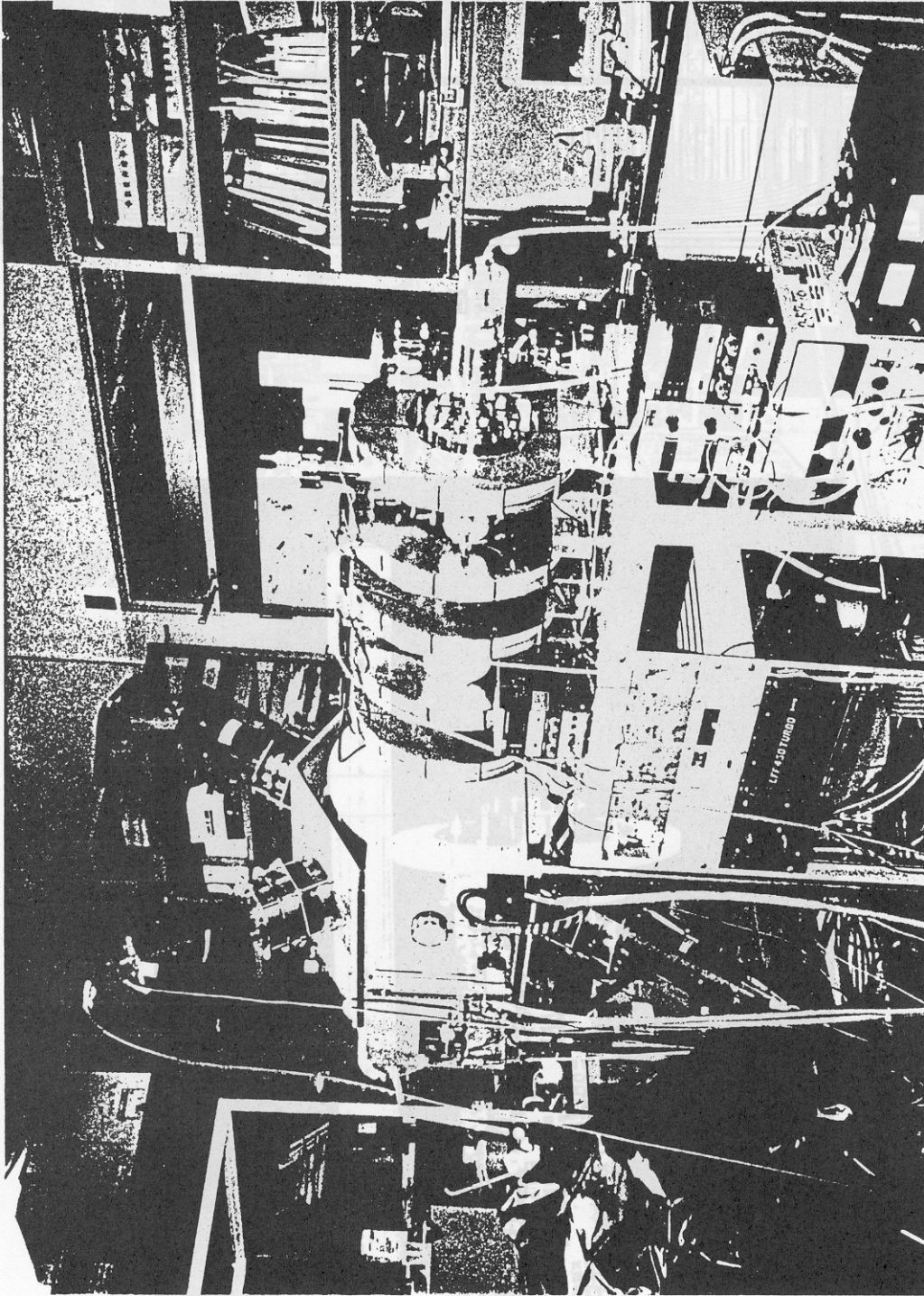


図7 偏極度測定装置、POPAI

図11 ミラー反射された陽電子、POEMによるシミュレーション。

図12 陽電子の軌道

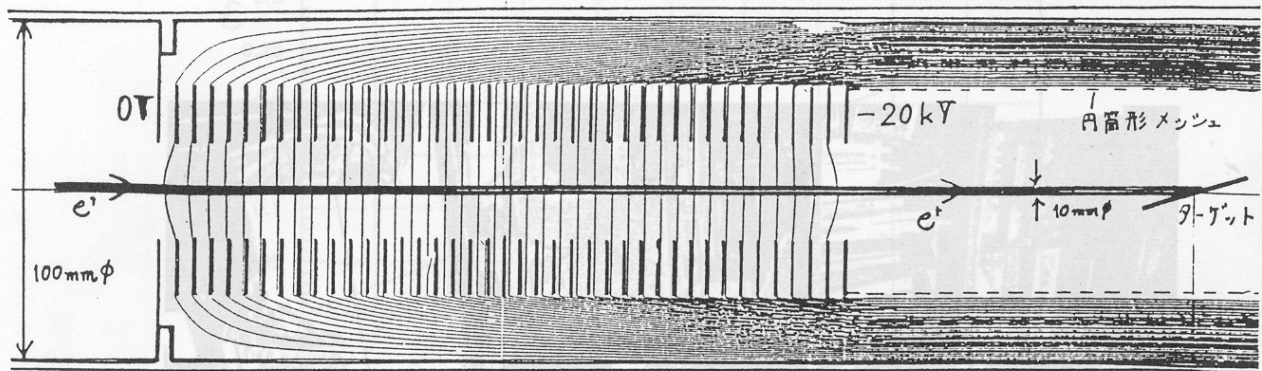


図8 加速装置と等電位線

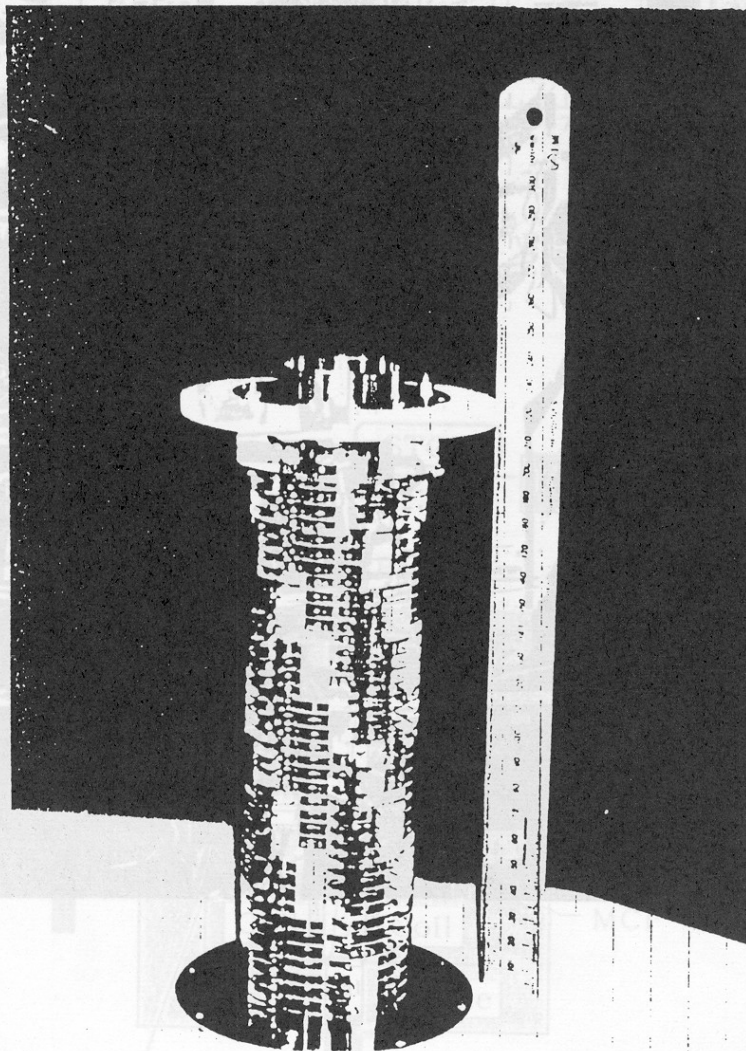


図9 加速電極

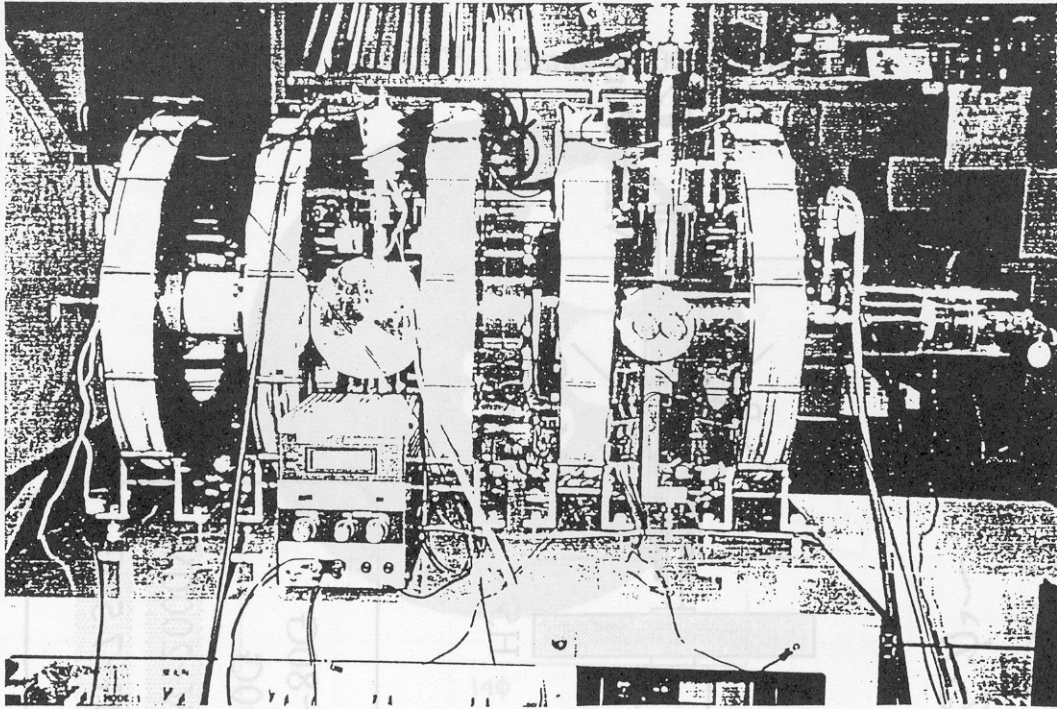


図10 加速部

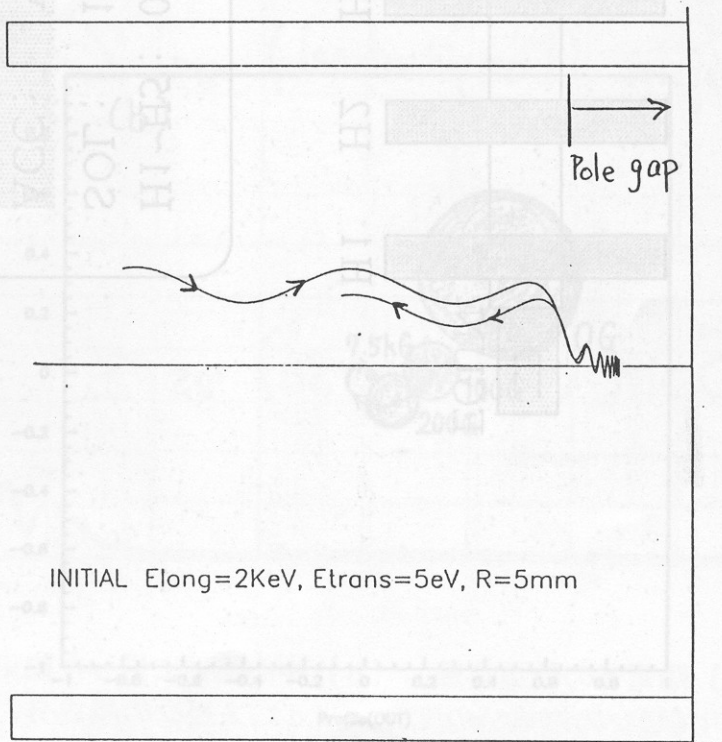
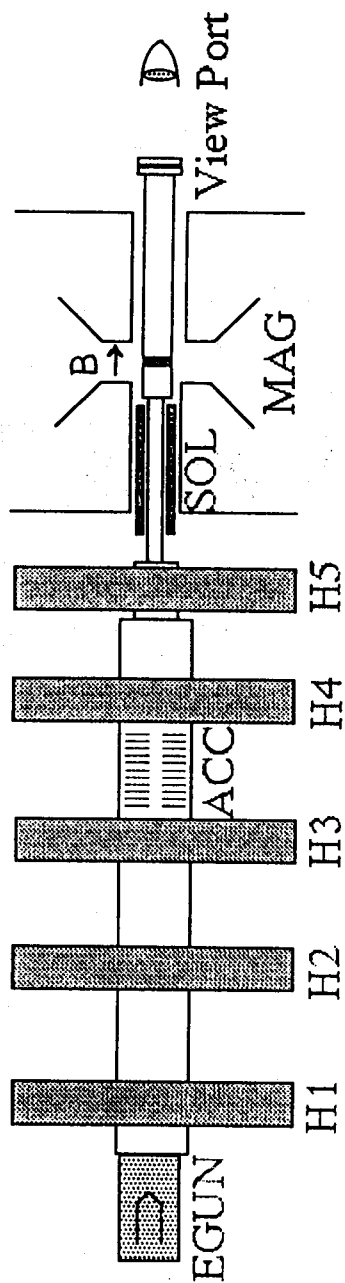


図11 ミラー反射された陽電子。POEMによるシミュレーション。

図13 (a) 磁場を突えたときの電子ビームの挙動
(b) POEMによるシミュレーション

A. 電子銃+蛍光板を用いたテスト
 ~7.5kG 磁場へ入射できるか~

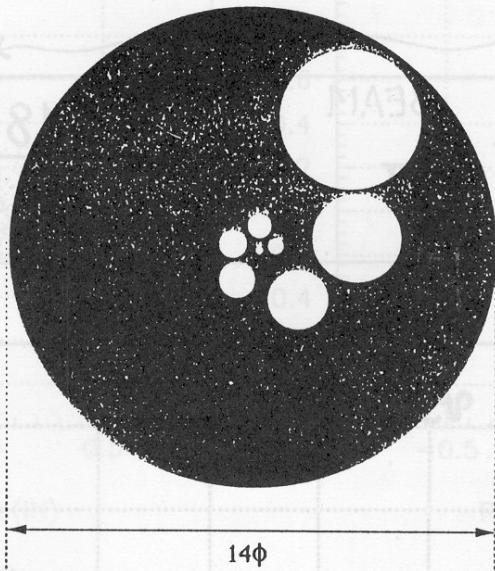


H1~H5:	0.9A	60~80G
SOL:	1.8A	200G
ACC:	V _{acc}	0V~2000V
MAG:	B _{mag}	0G~7.5kG

図12 電子銃によるビーム運動の観測装置

(a)

(1) $V_{acc} = 2000V$; $B_{mag} = 0G \sim 7.5kG$



マグネット磁場を0G から上げていくと、スポットが中心のまわりを回りながら中心に達する(1.0kG)。更に磁場強度を上げて位置も輝度も変化しない(--->7.5kG)。

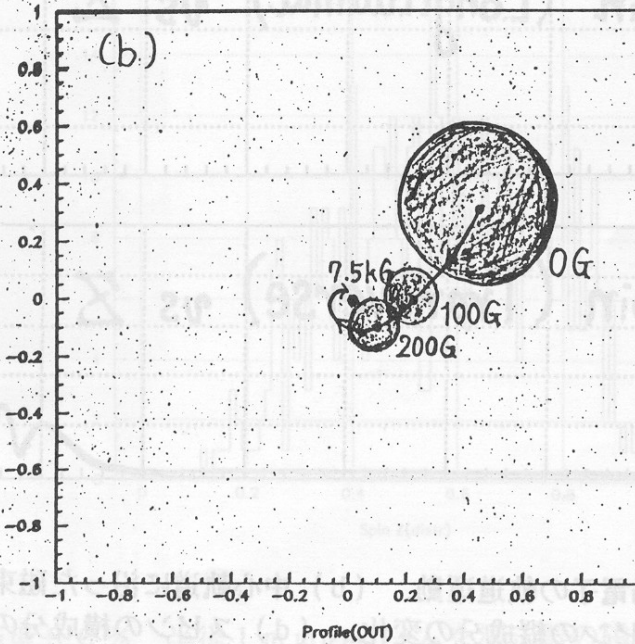


図13 (a) 磁場を変えたときの電子ビームの挙動
(b) POEMによるシミュレーション

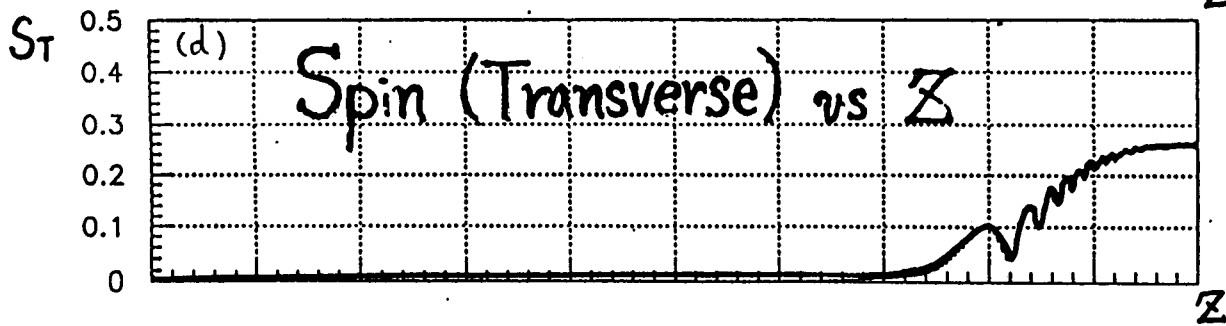
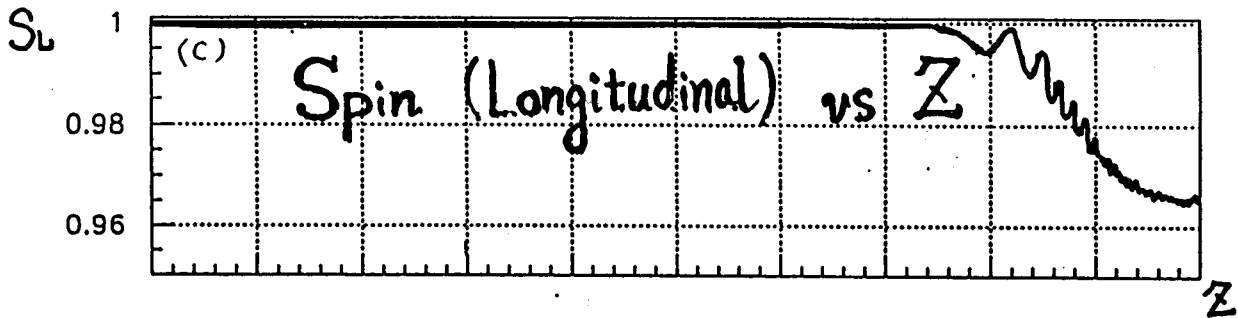
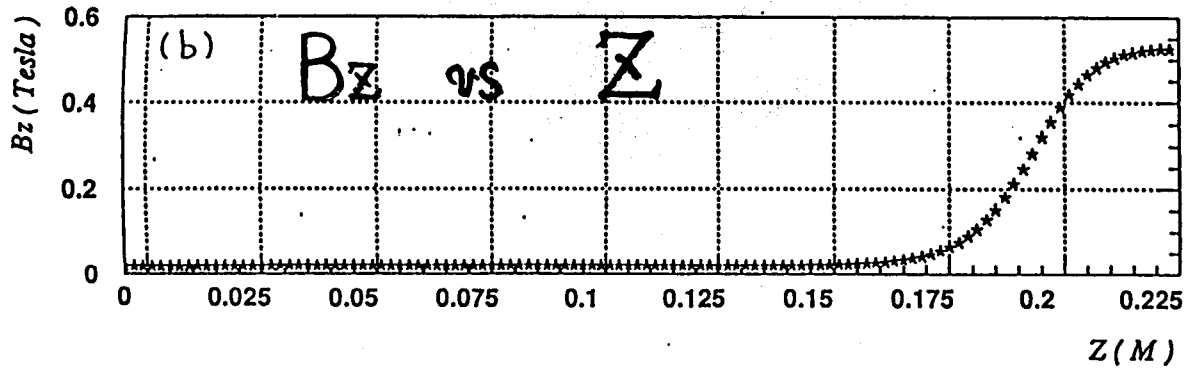
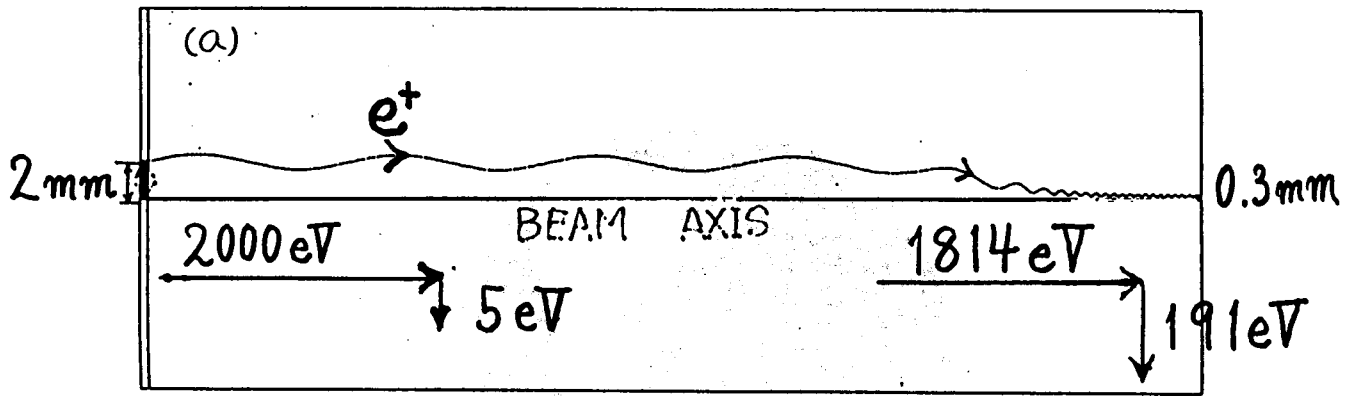


図14 (a) 陽電子の軌道運動、(b) 中心軌道に沿った磁束密度、
(c) スピンの縦成分の変化、(d) スピンの横成分の変化

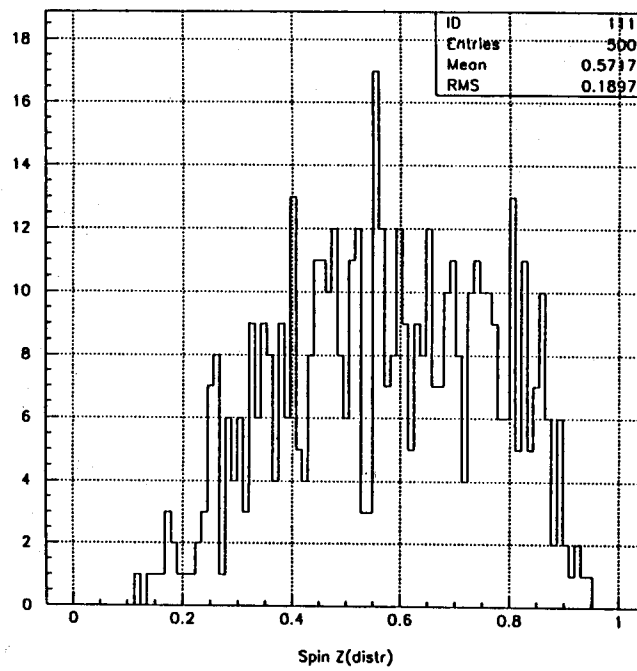
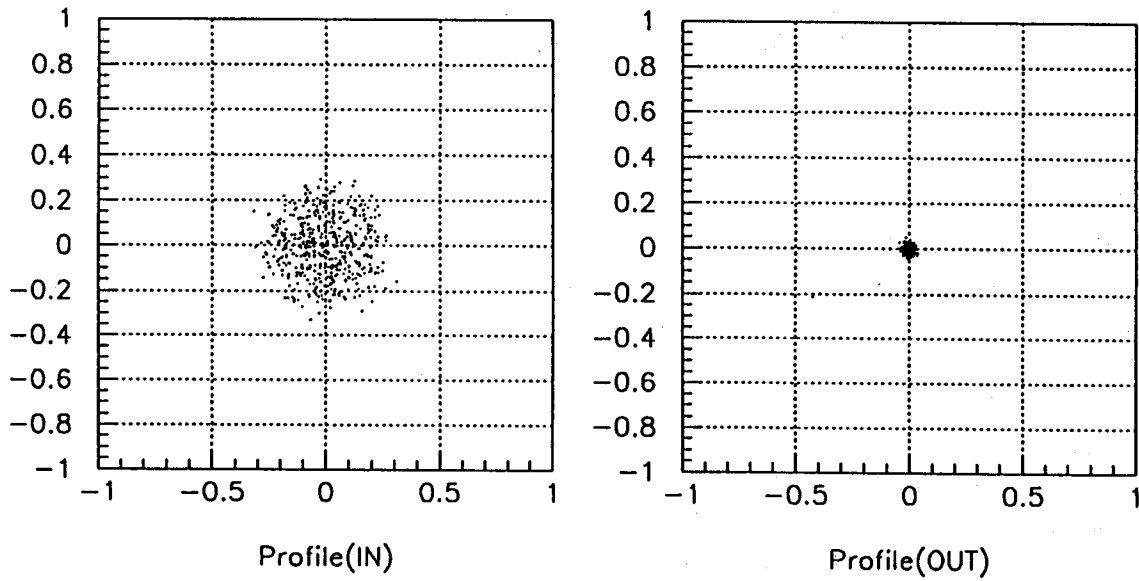


図15 偏極度60%、半径1mmのビームを測定器の磁場中に導入したときのビームプロフィールと偏極度の分布

RIを用いたスピン偏極低速陽電子ビーム装置の設計

田代 睦, 中條晃伸, 村重祐介, 金沢育三: 東京学芸大学
小森文夫, 村田好正: 東京大学物性研究所
伊藤泰男: 東京大学原子力総合センター

1. はじめに

最近の磁性薄膜, 磁性人工格子の発展は著しく, 高密度記録を可能にする垂直磁化特性の向上, 新しい読み出し素子への応用が期待されている. 巨大磁気抵抗の発見, 新しい軟磁性材料の開発などが考えられる. しかし, それらのミクロ的機構は必ずしも明らかではなく, その基礎的研究のため表面・界面磁性特性のみを検出する実験手段の発展が強く望まれていた.

エネルギー可変低速陽電子ビームは試料への陽電子入射エネルギーを変えることにより, 深さに依存した結晶の乱れあるいは電子状態の情報を得ることが出来る. 特に薄膜・人工格子中の電子顕微鏡で観察できる寸法以下の空孔型格子欠陥を, 非破壊的に評価できる唯一の分析法となっていた.

スピン偏極陽電子ビームは, 再放出した陽電子のスピン偏極率を測定することにより, 物質中の磁性情報を得ることが可能である. 磁性薄膜・磁性人工格子の磁性特性を非破壊的に評価できうる分析法になるものと期待される.

2. RI 線源によるスピン偏極低速陽電子ビーム (a)

図 1(a) と (b) は最近我々のグループが東大物性研に建設した ^{22}Na 線源を利用した低速陽電子ビームのシステム図とその写真を示す. 図に示すように, ^{22}Na により放出した白色陽電子の一部はタングステンモデレーターで熱化し, 単色低速陽電子として再放出する. 低速陽電子は磁場により分岐部まで転送され, 偏向磁場などにより二方向に振り分けられる. 直線部は陽電子消滅誘起イオン脱離への応用が予定されている. もう一方のビームラインは現在消滅 γ 線スペクトルの陽電子入射エネルギー依存性測定による薄膜・人工格子の物性研究への応用を進めている.

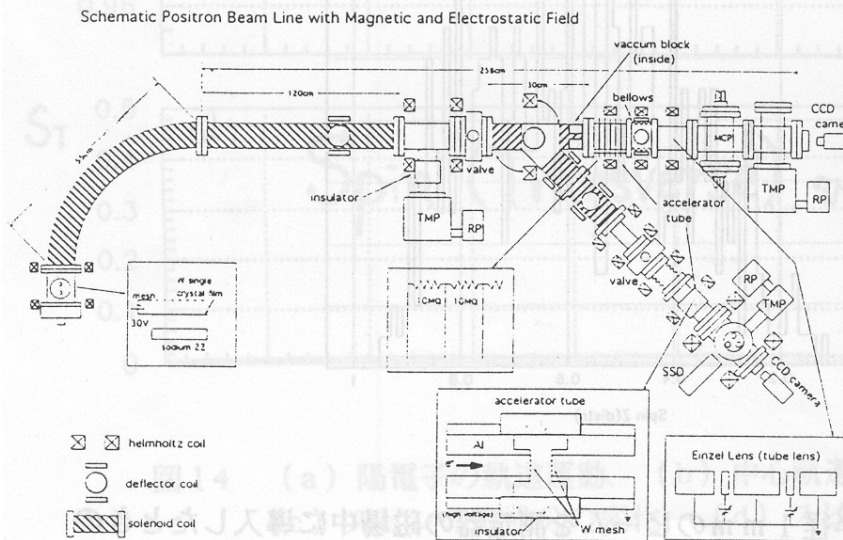


図 1(a)

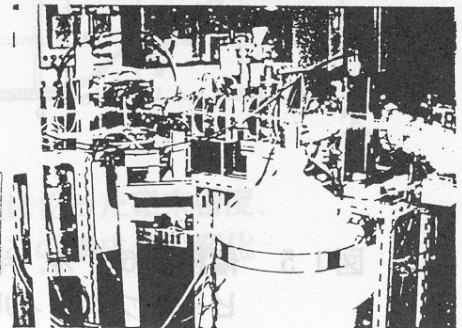
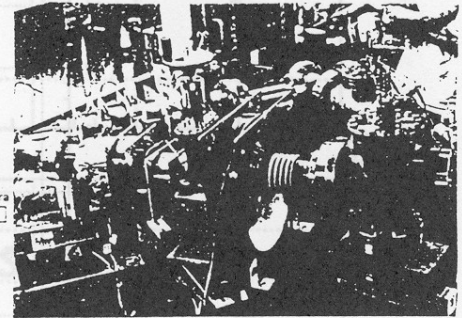
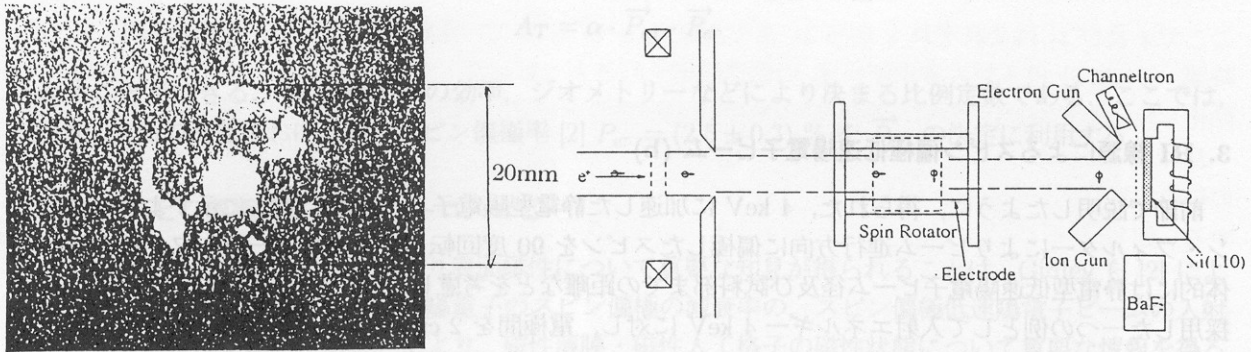


図 1(b)

スピン偏極低速陽電子ビームによる実験を進める場合、試料部を超高真空化する必要がある。 ^{22}Na の線源部などはベーキングすることが難いため、差動排気する。図 2 は差動排気のため試料部チャンバー前の直径 1 cm, 長さ 4 cm の穴を通過した後の低速陽電子ビームをチャンネルプレートにより観測した写真を示す。

図 3 はスピン偏極低速陽電子ビーム実験システムの概略図である。低速陽電子の進行方向に偏極している陽電子のスピン方向をウィーン・フィルターにより回転させるため、磁場による転送から静電レンズを利用した転送に変換する必要がある。すでにこの変換法については原研・東海研による電子リニアックによる陽電子ビーム実験により実績 [1] があるが、陽電子スピンのことを考慮しなければならず、磁場による取り扱いがいつそう難しくなる。RI 線源による本陽電子ビームでは、 ~ 100 ガウスの磁場内で陽電子を 4 keV に加速し、図 4(a) に示すアインツェル・レンズを利用して非磁場に取り出す。図 4(b) はこのアインツェル・レンズによる入射エネルギー 4 keV の陽電子の軌道計算を示す。図 5 は非磁場中に取り出した低速陽電子の静電レンズによる収束ビームを示す。



ブロック内径： $\phi 10\text{mm}$
長さ：40mm

図 3

図 2 作動排気のためのブロックを通したビーム

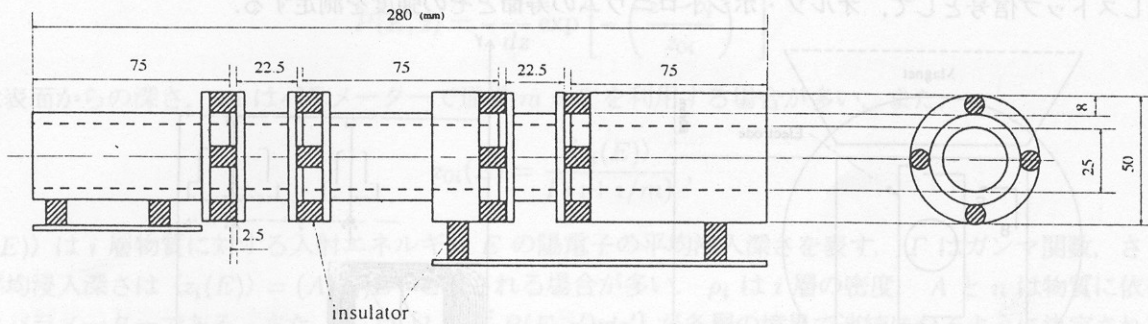


図 4(a) Einzel Lens

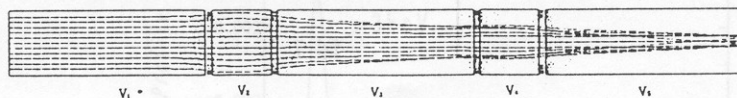
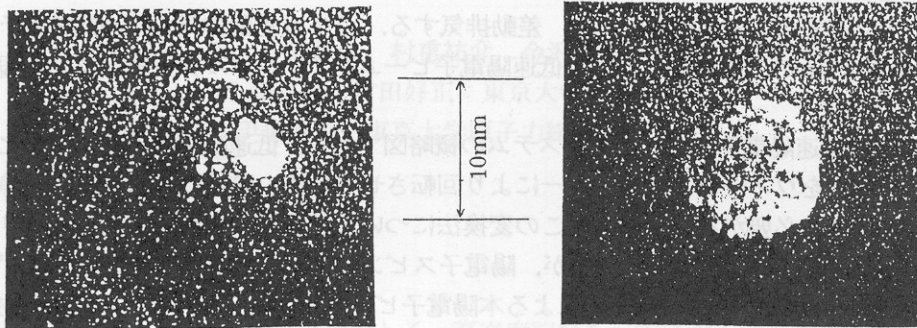


図 4(b)

静電レンズにおける陽電子の軌道

加速エネルギー：4keV
 $V_1 = V_2 = V_4 = 0(\text{V})$
 $V_3 = 2.64(\text{kV})$
 $V_5 = 2.94(\text{kV})$



加速エネルギー：4keV

レンズの電位を切った時

図5 静電レンズにより収束されたビーム

3. RI 線源によるスピン偏極低速陽電子ビーム (b)

前節で説明したように、得られた、4 keV に加速した静電型陽電子ビームは、図3に示すようにウィーン・フィルターによりビーム進行方向に偏極したスピンを90度回転させる。ウィーン・フィルターは具体的には静電型低速陽電子ビーム径及び試料部までの距離などを考慮して、図6に示すような寸法とした。採用した一つの例として入射エネルギー4 keV に対し、電極間を2 cm として磁場 B は123 ガウス、電場 E は9.0 keV とした。

図7は本設計における磁場計算例で、必要とされる $2 \times 5 \text{ cm}^2$ の領域内で1%以下の精度で123 ガウスが得られている。スピン回転した低速陽電子は、図3に示されるようにアインツェル・レンズによりNi(110) 面に入射する。陽電子入射時に試料表面より放出する二次電子をチャンネルトロンにより取り出しスタート信号とし、形成されるオルソ・ポジトロニウムの消滅 γ 線をBaF₂ シンチレーションにより検出しストップ信号として、オルソ・ポジトロニウムの寿命とその強度を測定する。

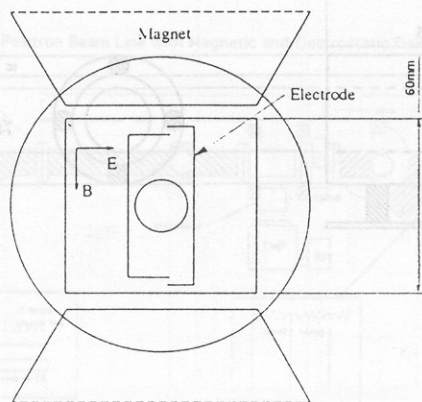


図6

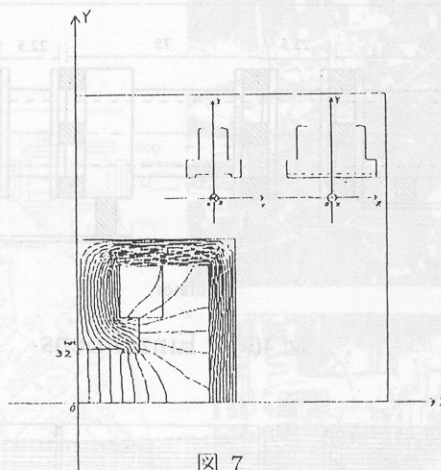


図7

具体的には、図3においてアップ方向にスピン偏極した入射陽電子の場合、試料裏に配置した電磁石にパルス的に電流を流し、アップ方向（ダウン方向）に磁化した場合のオルソ・ポジトロニウムの 3γ 線消

減の $t = 30$ から 400 nsec 領域のカウント数を R_T^+ (R_T^-) とすると、非対称率 $A_T(\text{up})$ は、

$$A_T(\text{up}) = \frac{(R_T^+ - R_T^-)}{(R_T^+ + R_T^-)}$$

として求めることが出来る。

また同様にして、ダウン方向にスピン偏極した入射陽電子の場合の非対称率 $A_T(\text{down})$ も求めることができる。誤差を少なくするため非対称率 A_T として、

$$A_T = \frac{A_T(\text{up}) - A_T(\text{down})}{2}$$

を採用する。このオルソ・ポジトロニウム形成の非対称率 A_T は、入射陽電子のスピン偏極率 \vec{P}_{e^+} と、試料表面における電子スピン偏極率 \vec{P}_e により、

$$A_T = \alpha \cdot \vec{P}_{e^+} \cdot \vec{P}_e$$

と表すことができる。 α は検出器の効率、ジオメトリなどにより決まる比例定数である。ここでは、Ni(110) 表面の室温における電子スピン偏極率 [2] $P_e = (2.5 \pm 0.3) \%$ を \vec{P}_e の決定に利用する。

4. 再放出スピン偏極陽電子スペクトロスコピー

スピン偏極低速陽電子ビームにより表面磁性について重要な知見が得られることは、Gidley ら [2] により示されている。試料からの再放出陽電子のスピン偏極の減衰率の、スピン偏極低速陽電子ビームの入射エネルギー依存性を測定することにより、磁性薄膜・磁性人工格子の磁性状態について重要な情報を得ることができる。

この場合、入射エネルギー E の陽電子の人工格子中のストップング・プロファイルを評価する必要がある [3]。比較的多く採用されたストップング・プロファイル $P(E, z)$ は、Makhov 関数である。(最近スケールリング則などの新しい解析法も進展している [4].)

$$P(E, z) = -\frac{d}{dz} \exp \left[-\left(\frac{z - \delta_i}{z_{0i}} \right)^m \right]$$

z は表面からの深さ、 m はパラメーターで通常 $m = 2$ を利用する人が多い。また、

$$z_{0i}(E) = \frac{\langle z_i(E) \rangle}{\Gamma(1+1/m)},$$

$\langle z_i(E) \rangle$ は i 層物質に対する入射エネルギー E の陽電子の平均浸入深さを表す。 Γ はガンマ関数、さらに平均浸入深さは $\langle z_i(E) \rangle = (A/\rho_i)E^n$ と表される場合が多い。 ρ_i は i 層の密度、 A と n は物質に依存するパラメーターである。また、 δ_i は $[1 - \int_0^z P(E, z') dz']$ が各層の境界で連続になるように決定されるパラメーターである。図 8 は陽電子入射エネルギー 3, 6, 9 keV の Cu 中のストップング・プロファイルの計算例を示す。

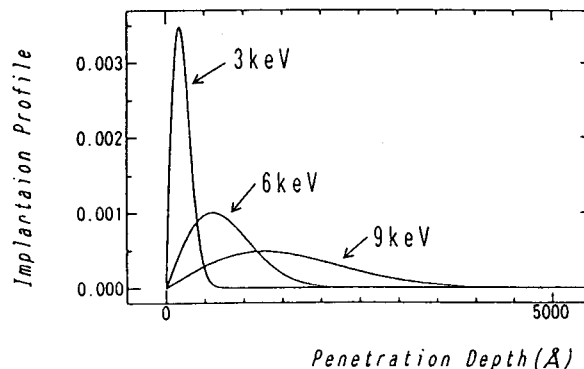


図 8

さて、スピン偏極低速陽電子ビームの場合を考えてみよう。例としてビーム進行方向に $P_{e+z}(0)$ 偏極したビームを使用する。非磁性物質中に表面からの深さ z_1 から z_2 までの強磁性層が存在する試料を考える。強磁性体中の内部磁場の大きさを B とし、各磁区の内磁場の方向と入射陽電子スピン偏極方向との角度を θ とし、その分布関数を $f(\theta)$ とする。垂直磁化層の場合は $\theta = 0$ あるいは π に大きな分布が存在していることになる。このような条件の試料に対し、入射エネルギー E のスピン偏極率 $P_z(0)$ の低速陽電子の再放出陽電子の z 方向のスピン偏極率の減衰率 $R(E)$ は近似的に次のように表現できる。

$$R(E) \simeq \int_0^{z_1} Y(z) P(E, z) dz + \int_{z_1}^{z_2} \int_0^\pi [\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cdot \cos \omega t] f(\theta) Y(z) P(E, z) d\theta dz + \int_{z_2}^\infty \int_0^\pi [\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cdot \cos \omega t_1] f(\theta) Y(z) P(E, z) d\theta dz$$

ここで t 及び t_1 はそれぞれ z から z_1 まで及び z_2 から z_1 までの距離を熱化した陽電子が拡散に要する時間、 $P(E, z)$ は入射エネルギー E の低速陽電子のストップング・プロファイル、 $Y(z)$ は z の位置で熱化した陽電子が拡散により拡散により表面に到達する率を表す。

R は陽電子入射エネルギー E の関数になっており、またここでは具体的に式を示さないが、人工格子中の磁性状態が同じでも入射陽電子のスピン偏極方向を変えると $f(\theta)$ の関数が変わることにより R も変化する。即ち図9に示すようなシステムにより、入射陽電子エネルギー及び入射陽電子スピン偏極方向を変えることによる再放出低速陽電子のスピン偏極の変化を調べる。この分析法により、人工格子中の磁性状態を非破壊的に調べることが可能になる。

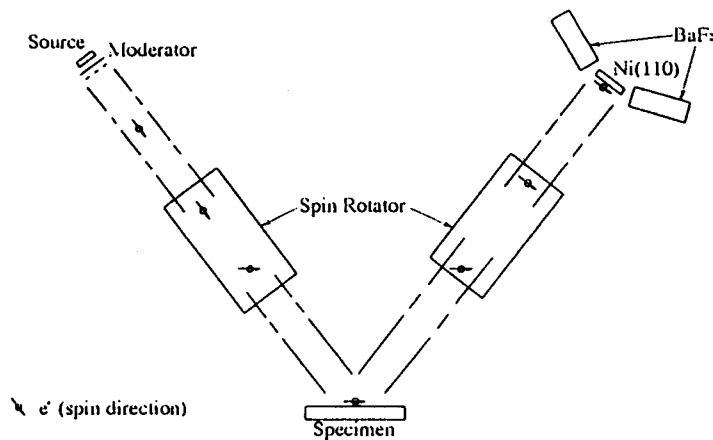


図 9

スピン偏極低速陽電子ビームにおいても、ビーム強度とともに将来的には輝度強化が重要な課題となるものと考えられる。輝度 B は I/ϵ^2 で定義される。 I はビーム強度、 $\epsilon = \theta d\sqrt{E}$ 、 θ はビーム発散角、 d はビーム径、 E はビームエネルギーである。

図 10(a) は日本原子力研究所の電子リニアックを利用した静電型輝度強化高強度低速陽電子ビームの概略図で、以前伊藤、筆者ら [1][5] により開発されたものである。陽電子は静電レンズにより 5 keV 程度のエネルギーで第 1 タングステン・モデレーターに収束入射する。第 1 モデレーター内部で減速熱化した陽電子のかなりの部分が対消滅しないで表面まで戻ってきて、負の仕事関数により押し出されエネルギーと方向のそろった低速ビームとして再放出する。この過程では強度の損失は比較的少なく、むしろビーム径と発散角を小さくすることができ、輝度強化が可能となる。図 10(b) は輝度強化した静電型低速陽電子

ビーム径で、直径約 0.5 mm である。

Brightness - Enhanced
Intense Slow Positron Beam

Ac : Accelerating Grid
Ins : Insulator
W₁ : W re-moderator 1
W₂ : W re-moderator 2

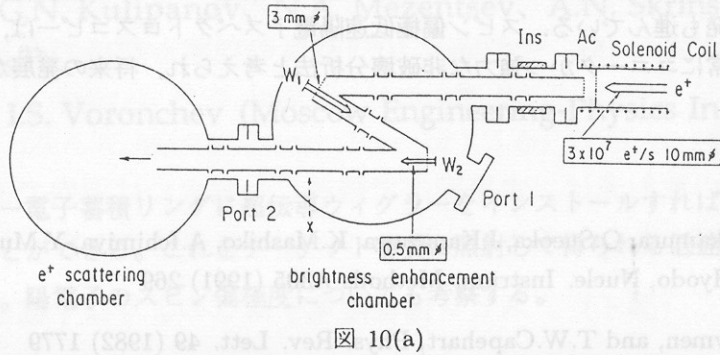


図 10(a)

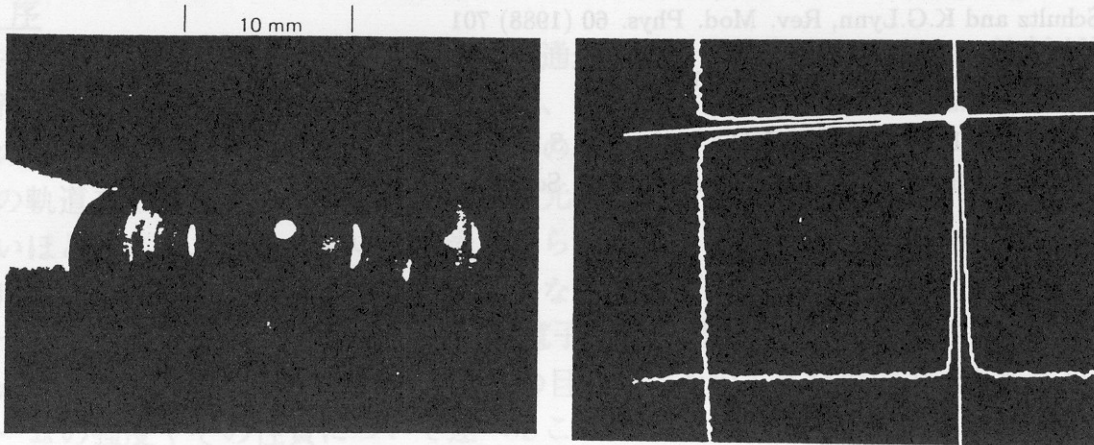
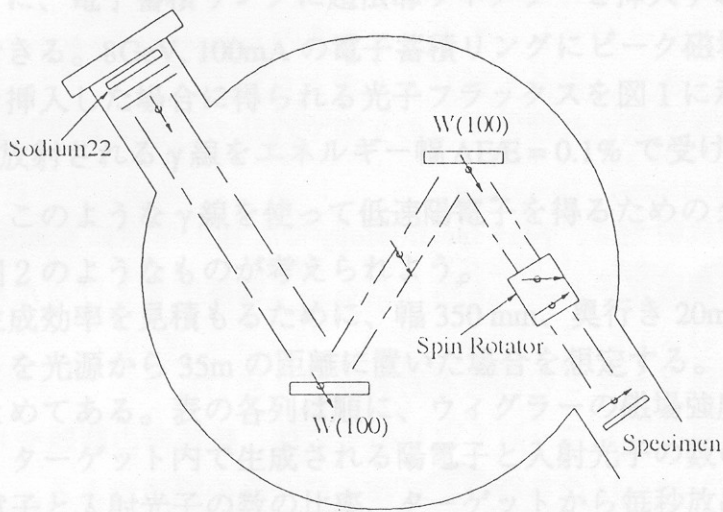


図 10(b)

輝度強化型スピン偏極低速陽電子ビームの場合、図 11 の概略図のように輝度強化過程においてスピ
ンに乱れを与えないよう、静電レンズ及び非磁性でかつ効率の高いモデレーターを使用する必要がある。



Scheme for Brightness Enhanced
Spin-Polarized Positron Beam

図 11

5. おわりに

本稿では RI 線源を利用したスピン偏極低速陽電子ビームへの基礎実験と技術的課題について説明した。将来の展望として再放出スピン偏極陽電子スペクトロスコープ及び輝度強化型スピン偏極低速陽電子ビームについて述べた。また本稿では説明しなかったが、技術上重要な陽電子スピン偏極測定素子として有望な新しい磁性人工格子の開発も進んでいる。スピン偏極低速陽電子スペクトロスコープは、表面磁性、磁性薄膜・磁性人工格子の非常にユニークかつ強力な非破壊分析法と考えられ、将来の発展が強く望まれている。

参考文献

- [1] Y.Ito, M.Hirose, S.Takamura, O.Sueoka, I.Kanazawa, K.Mashiko, A.Ichimiya, Y.Murata, S.Okada, M.Hasegawa, and T.Hyodo, *Nucle. Instrum. Methods A305* (1991) 269
- [2] D.W.Gidley, A.R.Köymen, and T.W.Capehart, *Phys. Rev. Lett.* 49 (1982) 1779
- [3] P.J.Schultz and K.G.Lynn, *Rev. Mod. Phys.* 60 (1988) 701
- [4] G.C.Aers, *J. Appl. Phys.* 76 (1994) 1622
- [5] I.Kanazawa, Y.Ito, M.Hirose, H.Abe, O.Sueoka, S.Takamura, A.Ichimiya, Y.Murata, F.Komori, K.Fukutani, S.Okada, and T.Hattori, *Appl. Surf. Sci.* 85 (1995) 124

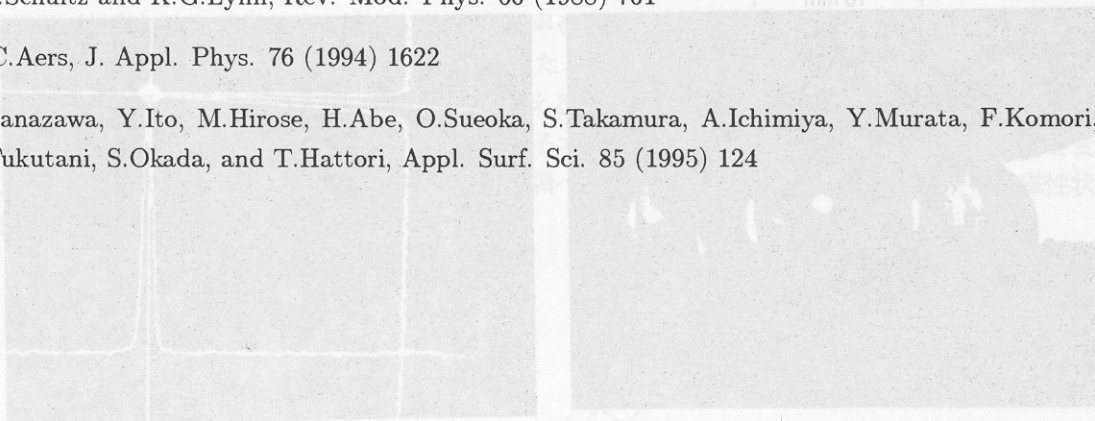


図 11 Spin-Polarized Positron Beam Scheme for Brightness Enhanced

図 11

放射光による低速陽電子ビームの生成とその性質

早乙女光一、安東愛之輔、上坪宏道、熊谷教孝、高雄勝、伊達伸、田中均、中村剛、宮原義一 (SPring-8^{♯1})

A.V. Kiselev, G.N. Kulipanov, N.A. Mezentsev, A.N. Skrinsky (Budker Institute of Nuclear Physics^{♯2})

V.N. Belyaev, I.S. Voronchev (Moscow Engineering-Physics Institute^{♯3})

要旨：高エネルギー電子蓄積リングに超伝導ウイグラーをインストールすればエネルギーが 1MeV 以上の γ 線を発生させることができる。これをターゲット物質に照射して得られる低速陽電子ビームの強度やその性質について述べる。陽電子のスピンの偏極度についても考察する。

1. 序

一般に、高エネルギー電子が磁場中を通過する際にはシンクロトロン放射が発生する。これを用いて各種の物性研究や材料加工、医療等を行うのが放射光施設である[1]。放射光の発生に用いられる装置（挿入光源）の1つにウイグラーがある。ウイグラーは蓄積電子の軌道を磁場によって蛇行させ、放射光を得る装置である。ウイグラーの磁場強度が大きいほど、エネルギーの高い放射光が得られる。ウイグラーの磁場強度は、超伝導電磁石を用いて上げることができる。そのような超伝導ウイグラーによって 1MeV 以上の放射光を十分な強度で発生できれば、電子-陽電子対生成過程を通して高強度の低速陽電子ビームが得られる可能性がある[2]。本論文の目的は、そのような手段で得られる低速陽電子ビームの強度やその性質について述べることである。以下では議論を定量的に進めるため、SPring-8 電子蓄積リング（エネルギー 8GeV）を例にとる。

2. 超伝導ウイグラーによる放射光発生と陽電子の生成

上述のように、電子蓄積リングに超伝導ウイグラーを挿入すれば高エネルギーの γ 線を得ることができる。8GeV, 100mA の電子蓄積リングにピーク磁場が 8T, 10T, 12T の超伝導ウイグラーを挿入した場合に得られる光子フラックスを図1に示す。水平面内での発散角 1mrad 当りに放射される γ 線をエネルギー幅 $\Delta E/E = 0.1\%$ で受けた場合の毎秒の光子数が縦軸である。このような γ 線を使って低速陽電子を得るためのターゲット・モデレータ系としては、図2のようなものが考えられよう。

陽電子の生成効率を見積もるために、幅 350 mm、奥行き 20mm、厚さ 0.25~2.0mm の鉛ターゲットを光源から 35m の距離に置いた場合を想定する。表1にシミュレーションの結果をまとめてある。表の各列は順に、ウイグラーの磁場強度、ターゲットの厚み、入射光子の数、ターゲット内で生成される陽電子と入射光子の数の比率、ターゲットから放出される陽電子と入射光子の数の比率、ターゲットから毎秒放出される陽電子の数を示す[3]。低速陽電子ビームの強度を見積もるには、この陽電子数にモデレーションの効率を

^{♯1} 〒678-12 兵庫県赤穂郡上郡町 SPing-8 リング棟

^{♯2} Academician Lavrentyev, 11, Novosibirsk, Russia

^{♯3} Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russia

掛ければよい。またビームサイズを絞る場合 [4] は、その効率も掛けなければならない。

モデレーションの効率は、ターゲットから放出される陽電子のエネルギー分布による。典型的なエネルギー分布を図3に示す。陽電子のほとんどは 1MeV 以下のエネルギーで放出されることがわかる。(注: 100keV 以下の領域は、シミュレーションコードが対応していないためにプロットしていない。) 低エネルギーの陽電子に対してはモデレーションの効率が良いという報告があり [5]、今の場合 10^{-2} 程度の効率も期待できるであろう。

3. 陽電子のスピン偏極度

一般に偏向電磁石からの放射光は、水平面内で観測した場合には面内で直線偏光している。しかし観測点から有限な角度 (垂直方向) ψ で光源を見込む場合は、 $|\psi|$ が大きくなるに従って円偏光に近づく (図4)。スピン偏極陽電子はこのような γ 線を用いて得られるが、問題は γ 線の強度である。例えば 90% 以上の円偏光度を持った γ 線を得るには図4より $|\psi| > 0.05\text{mrad}$ の部分を使う必要があるが、図5に示すように強度は数桁落ちてしまう。

もう1つの問題点は γ 線の単色性である。一般にターゲットから放出される陽電子のうち、そのエネルギーが運動学的に許される最大値を持つものは、入射 γ 線の偏光度を 100% 保ち、longitudinal 方向にスピン偏極して出てくることが知られている [6]。従ってそのような陽電子だけを集めてモデレータに導けばよいが、入射する γ 線が単色でない以上 (図1参照) これは難しい。エネルギーで選択せずに全ての陽電子を集めた場合には、スピン偏極度は高々 30% 程度にしかならないと予想される。

4. まとめ

高エネルギー電子蓄積リングに超伝導ウィグラーを挿入して低速陽電子を生成する方法には、他の方法と比べて次のような特徴がある：

- ・ Radiation hazard が激減し、ターゲット・モデレータ系の induced radio-activity が無い。
- ・ ターゲットの冷却が容易であり、寿命も延びると考えられる。
- ・ 放射光の取り出し口を大きく取れば、1つの光源で複数の低速陽電子ビームラインができる。
- ・ 超伝導ウィグラーからの放射光は、 γ -ray spectroscopy など他の用途にも転用できる。
- ・ 偏極度は低いがスピン偏極陽電子ビームも得られる。(偏極度を上げるためには何らかの工夫が必要。)
- ・ 低速陽電子ビームと放射光ビームとの同時照射実験が可能 [7]。

実際に超伝導ウィグラーを挿入して γ 線を取り出すには、熱負荷の問題やビームラインの設計などを詳細に検討しなければならない。これらは今後の課題である。

文献：

[1] 日本物理学会編「シンクロトン放射」(培風館)。

[2] G. Kulipanov, Rev. Sci. Instrum. 60 (1989) 1406; G. Kulipanov, in "Workshop on Fourth

Generation Light Sources", SSRL 92/02, p.440.

- [3] A. Ando, V.N. Belyaev, S. Daté, H. Kamitsubo, A.V. Kiselev, G.N. Kulipanov, N. Kumagai, N.A. Mezentsev, Y. Miyahara, T. Nakamura, A.N. Skrinsky, K. Soutome, M. Takao, H. Tanaka, and I.S. Voronchev, "Production of Intense Low-Energy Positron Beams with Synchrotron Radiation", submitted to Journal of Synchrotron Radiation.
- [4] A.P. Mills, Jr., Appl.Phys. 23 (1980) 189.
- [5] S. Okada and H. Sunaga, Nucl. Instrum. Methods, B56/57 (1991) 604.
- [6] V.E. Balakin and A.A. Mikhailichenko, Proc. of XII Int. Conf. on High Energy Accelerators, p.127.
- [7] N. Shiotani, private communication.

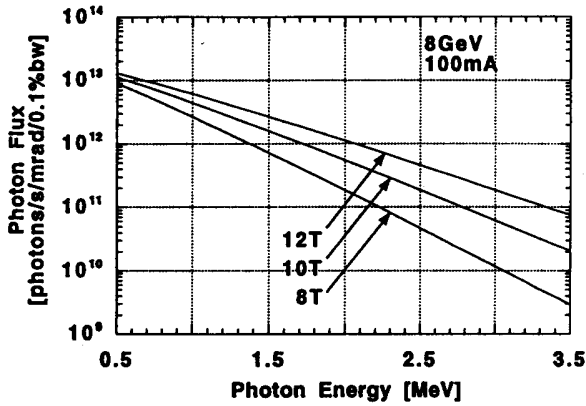


図1：ウイグラーからのγ線フラックス。

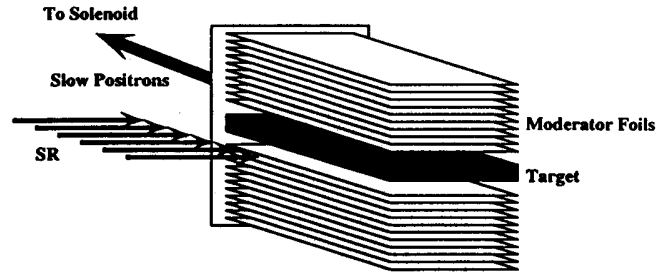


図2：低速陽電子を得るためのターゲット・モデレータ系の例。

表1：陽電子の生成効率。

Wiggler field [T]	Target thickness [mm]	Photon number [s ⁻¹]	Positrons /Photon (produced)	Positrons /Photon (emitted)	Positron number (emitted) [s ⁻¹]
8	2.0	6.22×10^{15}	1.8×10^{-2}	2.0×10^{-4}	1.2×10^{12}
	1.0	3.83×10^{15}	1.9×10^{-2}	9.7×10^{-4}	3.7×10^{12}
	0.5	2.03×10^{15}	2.1×10^{-2}	2.5×10^{-3}	5.0×10^{12}
	0.25	1.03×10^{15}	1.8×10^{-2}	3.2×10^{-3}	3.3×10^{12}
10	2.0	1.20×10^{16}	2.5×10^{-2}	6.3×10^{-4}	7.6×10^{12}
	1.0	7.15×10^{15}	2.4×10^{-2}	1.3×10^{-3}	9.5×10^{12}
	0.5	3.75×10^{15}	2.6×10^{-2}	3.3×10^{-3}	1.2×10^{13}
	0.25	1.89×10^{15}	2.5×10^{-2}	6.5×10^{-3}	1.2×10^{13}
12	2.0	1.86×10^{16}	3.0×10^{-2}	7.0×10^{-4}	1.3×10^{13}
	1.0	1.08×10^{16}	3.2×10^{-2}	3.0×10^{-3}	3.2×10^{13}
	0.5	5.64×10^{15}	3.0×10^{-2}	4.1×10^{-3}	2.3×10^{13}
	0.25	2.85×10^{15}	3.0×10^{-2}	7.9×10^{-3}	2.2×10^{13}

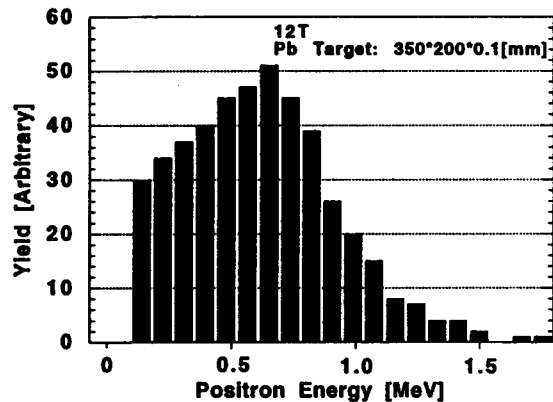


図3：ターゲットから放出される陽電子のエネルギー分布。

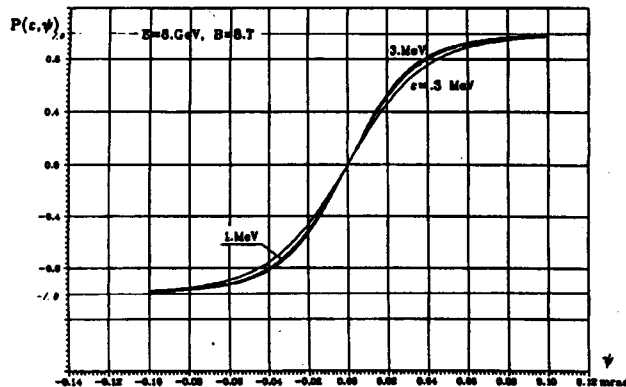


図4：ウイグラーで発生した放射光の楕円偏光度。

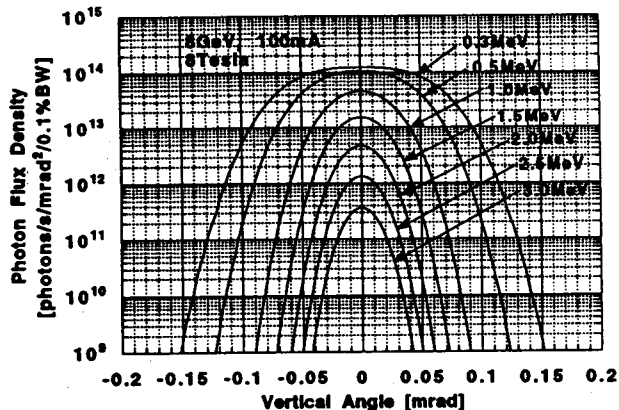


図5： γ 線のフラックス密度。図1と同じだが、垂直方向については角度積分を残してあり、垂直方向の見込み角 ψ の1mrad当りに来る光子のフラックスを表す。

低速ミュオンビームの発生

東京大学中間子科学研究センター 三宅 康博

正のミュオンは、寿命が $2.2\mu\text{s}$ で、100%スピンの偏極しており (π^+ が崩壊し、 μ^+ と負のヘリシティを持つ中性微子が180度逆方向に放出される為)、陽子の1/9の質量を持っている。これらの特徴を生かして、陽電子のように物性を調べるプローブとして大いに磁性研究などに用いられている。同時に、H, D, Tの軽い同位体としてそれ自身の拡散や、反応性自体がおもしろい研究の対象となり得るという特徴をも兼ね備えている。また、 μs オーダーの特異なタイムスケールで時間情報を得るというユニークな側面をも有している。従って、最近注目を浴びている表面・界面の研究、精密な原子物理の研究、触媒等水素のダイナミクスを調べる研究にも大いに貢献でき得るポテンシャルを持っていると言える。しかしながら、その為には、もっと低速で、物質表面に止まるミュオンが不可欠で、その要望は日に日に声高くなりつつある。そこで我々東京大学中間子科学研究センターでは、超低速正ミュオンビームを得るべく新しい計画をスタートさせた。陽電子の研究が、アイソトープ線源の時代から低速陽電子の時代に移行してきたことに類似しているかもしれない。その骨子は、500MeV陽子ビームライン上に、2000℃に熱したタングステン箔を設置し、2次ビームである μ^+ を創るというステップをスキップして、1次標的から直接水素原子の軽い同位体と考えられるミュオニウム (Mu) を発生させる。次に、ライマン α ($L\alpha$) 光により2p状態に励起し、その後355nmの光でイオン化させる共鳴イオン化法 (RIS) を採用する事で、“超低速ミュオン”発生をさせるというものである。図1に、概念図を示す。

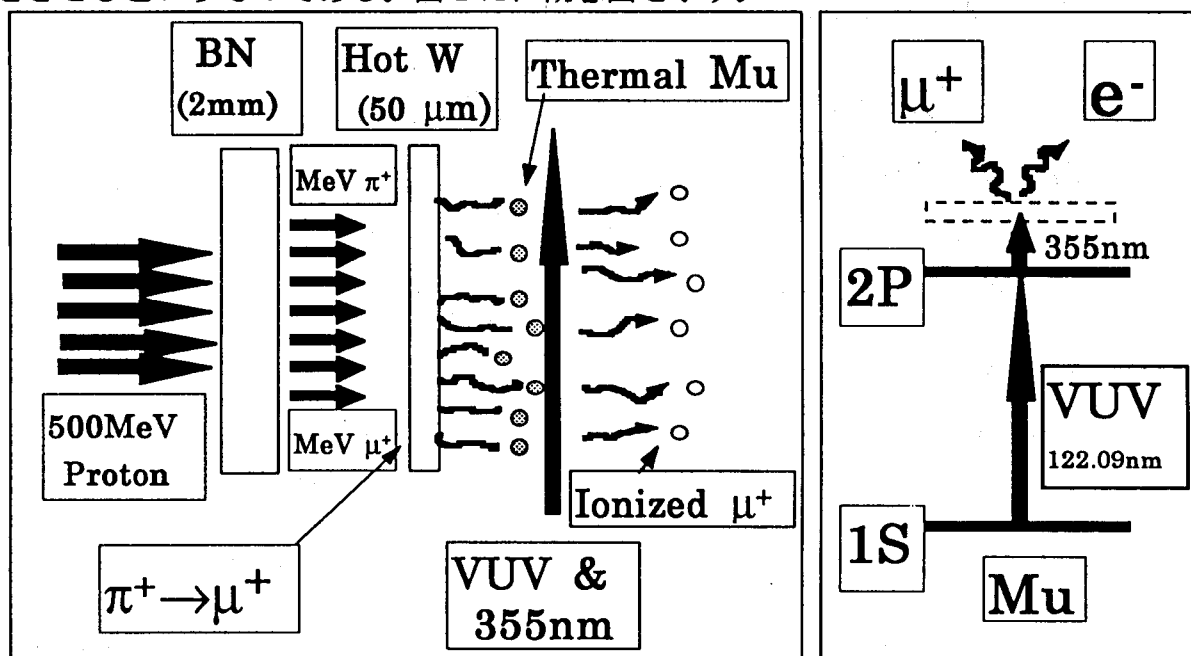


図1 超低速ミュオンプロジェクトの概念図。500MeV陽子ラインから直接得られる熱Mu原子を、共鳴イオン化法によってイオン化し、超低速ミュオンを得る。

タングステンを一種の減速材として用いる事や、得られた低速ミュオンをいったん SOA レンズで加速し、静電レンズ系で輸送するなど、低速陽電子の実験で用いられる手法と共通する所が多々あるが、この計画は全く前例のないものであり、真空紫外レーザー光 (VUV) の開発・レーザー光のアラインメント・1次ビームラインに設置する標的・加速機構及び静電輸送オプティックス等、そのすべてが試行錯誤を必要とする開発研究である。

§ 1 Muイオン化用レーザーの開発とオフライン実験

波長 122 nm の VUV 光を直接発振するレーザーは、いまのところ世の中に存在しない。そこで、Marangos 等[1]によって開発された、Kr の四波共鳴差周波混合法を導入した。この手法では、Kr の 4P⁵5P 準位に対応する 2 光子共鳴波長 212.5 nm (ω_r) と、その共鳴準位と L α 光の差に相当する差収波 (ω_t) を、Kr / Ar の混合ガス中で、時間的にも空間的にも重ね合わせる事によって L α 光 (ω_{VUV}) が生成される。従って、差収波の波長を変える事で L α 光自身の波長を可変に出来る。水素及び重水素の場合について、差収波をスイープしながら 2p 状態に励起する L α 光を導入し、さらに 355 nm のレーザー光を同時に照射する事で得られる水素イオン、重水素イオンの収率を調べたオフラインの実験を行った。水素の場合には、超高真空中で残留水素が存在するので新たに水素ガスを標的チェンバーに導入することなく共鳴が観測された。重水素の場合には、 10^{-7} [mbar]の重水素ガスを導入することで、共鳴が観測された。これらのオフラインの実験よりレーザーシステムの波長に関する較正ができ、Mu の L α 光は、差収波を 820.9 nm にする事で得られる事が実験的に求められた。

図 2 に共鳴イオン化法及び L α 生成のための共鳴差収波混合法の模式図を示す。

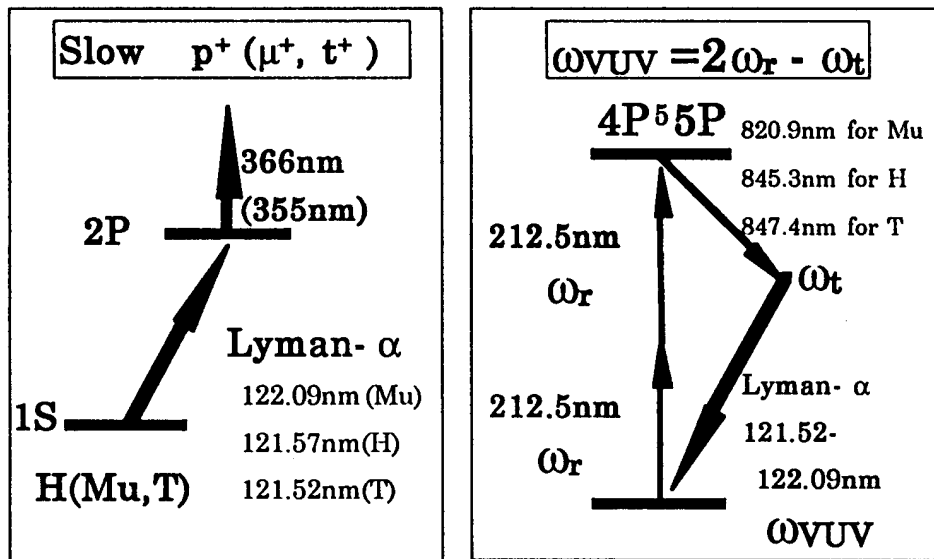


図 2 H同位体に対する共鳴イオン化法及び L α 生成のための共鳴差収波混合法の模式図

更に、L α 光の収率を上げる為に、この波長領域で負の分散を持つ Kr に正の分散を持つアルゴンを適量混合して位相整合条件の最適化を計っている。この結果、おおよそ 1μ

J / パルスの $L\alpha$ 光が得られている。 $L\alpha$ 光を生成する事以上に、実際問題として $L\alpha$ 光を 4 m 遠方の陽子ビームライン上にアラインする事が難しい。その為アラインメントを確認するためのアラインニングポートを新たに実験室に設けて、上下・左右の位置、強度及び波長等を NO セルやアクトン真空分光器を用いて確認している。更には、標的チェンバーのレーザー光の出口に NO セルを設置する事で、実際に標的まで、到達している VUV 光の強度を常時測定している。また上記の水素原子の共鳴周波数に周波数を固定し、355 nm のレーザー光の標的近傍での位置及びタイミングを変えることにより、得られる共鳴イオン化した水素イオンの収率をプローブとして、 $L\alpha$ 光の位置及び時間幅に関する知見を得る手段の開発等も行われた[2]。

§ 2 オンライン実験

500 MeV 陽子ビームライン上に設置された標的から核反応によって質量数 / 電荷 (M/Q) が 1、2 及び 3・・・等のイオンが "Slow Ion Optics" によって引き出される。これらのイオンは、TOF 及び質量弁別用の電磁石の 2 次元測定により容易に分離する事が出来る。オンライン実験の手始めに、原子核反応で生成されると期待される T 原子のレーザー共鳴解離の実験を行った。T の場合の $L\alpha$ 光である 121.52 nm にレーザーを固定して、質量 3 の領域を掃引したところ、空間的にも、時間的にも $L\alpha$ 光と 355 nm のレーザー光が一致したときのみ有為なイベントを観測できた。この実験事実から我々のシステムで、T 原子、言い換えるとオンラインのイオン引き出しが可能であるとの結論を得た。同様に、D の場合の $L\alpha$ 光である 121.54 nm にレーザーを固定して、質量 2 の領域を掃引した時にも、同様の観測できた。次に、我々の目的である Mu の $L\alpha$ 光である 122.09 nm にレーザーを固定して、質量 1/9 の領域を掃引しながら低速 μ^+ のサーベイを行った。図 3 に 2 次元の測定結果を示すが、TOF 及び Mass/Q 共に期待される位置に有為なイベントを観測する事ができた。これをもって、超低速ミュオンの引き出しに成功したと結論づけた[3]。

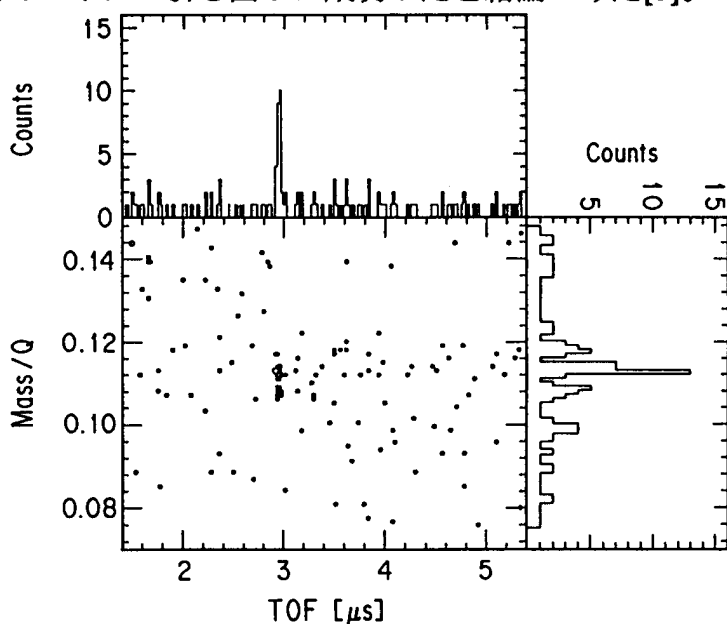


図 3. Mu の $L\alpha$ 光である 122.09 nm にレーザーを固定して、質量 1/9 の領域を掃引しながら低速 μ^+ のサーベイを行った TOF / Mass/Q の 2 次元の測定結果

§ 3 Time Evolution 実験

核反応で生成され、且つエネルギーを失って熱化した中性のMu、D、及びTの水素同位体原子の共鳴イオン化解離が可能である事がわかったので、次にL α 及び355nmのレーザーのタイミングを、陽子ビームのタイミングに対してディレイさせて入射したときに、Mu、及びTの収率の変化を測定した。実験結果を図4に示す。Mu、及びTに於いて収率が時間と共に変化することがわかる。実線は、バルクの中での1次元の拡散方程式、と熱化した水素同位体原子のマクスウェル分布を仮定したときに得られる下式でフィットしたものである。

$$Evolution(x_0, t) = y \frac{\Delta x}{x_0} e^{-(\lambda_l + \lambda_m)t} \int_0^t e^{-\frac{mx_0^2}{2kTt'^2}} \sqrt{\frac{\lambda_l + \lambda_m}{(t-t')\pi} \frac{mx_0^2}{kTt'^2}} e^{\lambda_l t'} dt'$$

ここで、 y は、トータル収量、 λ_l は有効消滅率、 x_0 は標的からのレーザーの距離、 Δx はL α 光のサイズ、 m は中性原子の質量、 T は温度(K)、 t は、陽子ビームとレーザーパルスの時間差である。

また、VUVレーザーの波長をMu、Tの場合の122.088nm、121.52nmに固定して、Mu、Tの収率に対するタングステン標的の温度依存性を調べた。測定は、2300Kから300Kの範囲で、レーザーのタイミングを500MeV陽子のタイミングに対して遅延させ、時系列的測定(Time Evolution)を行った。測定結果から各々高温に於いてMu、T原子の真空中への発生の時系列変化が観測された。その温度効果からおよそ1.5 eVの活性化エネルギーが得られた。

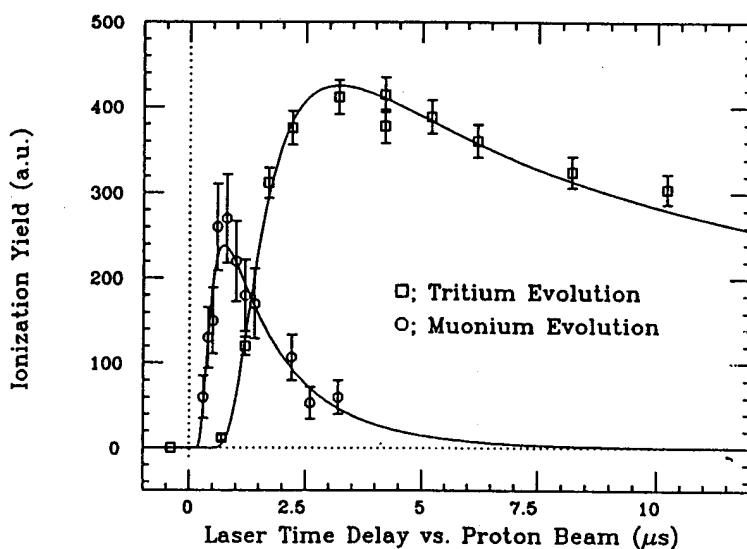


図4 Mu及びTのTime Evolution測定。L α 及び355nmのレーザーのタイミングを、陽子ビームのタイミングに対してディレイさせて事て測定される。

§ 4 共鳴曲線

図5に、 $L\alpha$ 光の波長を掃引する事で得られる μ 及び T に関する共鳴曲線の測定結果を、 H 及び D のオフラインの結果と共に示す。全ての水素同位体に関して、 QED から予測された周波数にピークを持つ事がわかった。

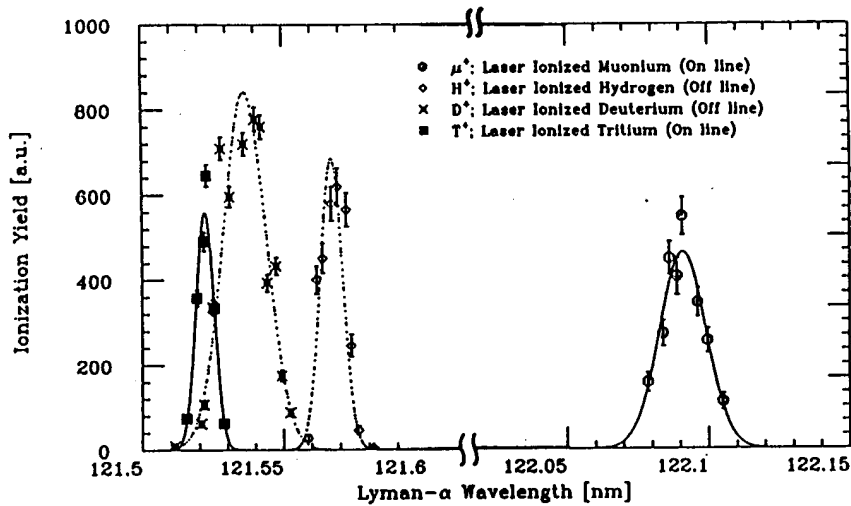


図5 μ 、 H 、 D 及び T 全ての水素原子同位体に対する共鳴スペクトル

§ 5 結言

固体レーザーシステムを用いて、長時間安定に動作するVUVレーザーシステムを構築し、 $1\mu J/p$ 以上の $L\alpha$ 光を作る事に成功した。 $L\alpha$ 光の波長を変えるだけで、他の実験条件を何等変更する事なく、 μ 、 H 、 D 及び T のすべての水素同位体を引き出す事ができる施設ができあがった。表面に於ける水素原子のダイナミクス等を研究する為の手段として極めて大きな可能性を有するものと考えられる。

§ 6 今後の実験計画

現状は、第1段階に到達しただけであって、ビームラインとして用いるにはまだ格段の開発研究を必要としている。今後の予定として、現在VUVレーザー強度を100倍増する、即ち、低速ミュオンの収率を100倍する為のシステムを組み上げている最中である。

[1] J.P. Marangos, N. Shen, H. Ma, M.H.R. Hutchinson and J.P. Connerade; *J.Opt.Soc.Am.* B7 1254 (1990).

[2] Y. Miyake, J. P. Marangos, K. Shimomura, P. Birrer, T. Kuga and K. Nagamine; *Nucl. Instr. and Meth. B* 95 (1995) 265.

[3] K. Nagamine, Y. Miyake, K. Shimomura, P. Birrer, J.P. Marangos, M. Iwasaki P. Strasser and T. Kuga; *Phys. Rev. Lett* 74 24 (1995).4811

[4] Y. Miyake, K. Shimomura, P. Birrer, J.P. Marangos, A.P. Mills, Jr. and K. Nagamine to be submitted to *Phys.Rev.Lett.*(1995).

2光子角相関法による陽電子スピン偏極の研究

長嶋泰之、兵頭俊夫 (東京大学教養学部)

1. はじめに

1957年、PageとHeinberg[1]は、2光子角相関法を用いて、 ^{22}Na から放出された陽電子のスピン偏極率を見積もった。当時、弱い相互作用におけるパリティの非保存を確かめる実験がいくつかなされたが、これはそのうちのひとつである。この研究の後も、陽電子のスピン偏極率を求める実験がいくつか行われている[2]。しかし、1959年にTelegdi[3]とLundby[4]がポジトロニウムの寿命測定によるスピン偏極率測定法を提案して以来、偏極率の測定は寿命測定によるものばかりで、2光子角相関法によるものはほとんど報告されていない。

我々は、多孔質シリカガラスを用いてポジトロニウムを生成し、2光子角相関法でその運動量分布を測定することにより、陽電子スピン偏極率を求めた[5]。以下では、この実験について述べる。

ところで、我々のグループでは、2光子角相関法を用いて、ポジトロニウムの研究を行っている。たとえば、KI単結晶中のポジトロニウムの研究では、陽電子のスピン偏極の効果を積極的に利用している[6]。また、気体中におけるポジトロニウムの熱化の研究に、磁場によるオルソ・パラ混合の効果を利用しているが、その際に、スピン偏極の効果が結果に悪影響をもたらさないように注意しながら解析を行っている[7]。ここでは、これらについても簡単に触れることにする。

2. スピン偏極した陽電子から生成されたポジトロニウム

まずはじめに、スピン偏極した陽電子から生成されたポジトロニウムに磁場をかけると、スピン偏極の効果が角相関曲線にどのように現れるかを述べることにする。

以下では、陽電子が線源を飛び出して試料に入る向きを z 方向と呼ぶことにする。また、磁場の向きが z 方向と平行な場合は磁束密度を+で、反平行な場合は-で表すことにする。

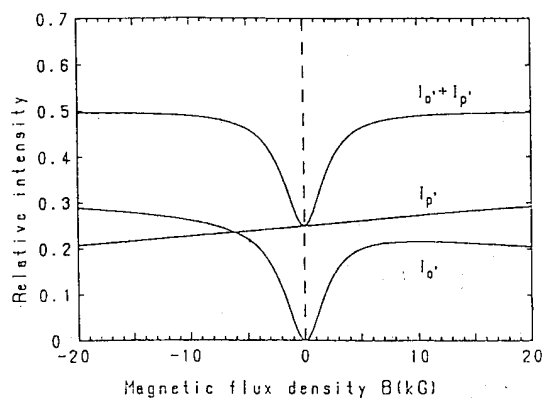
ポジトロニウムには、オルソポジトロニウムとパラポジトロニウムの2つの固有状態があることは、よく知られている。オルソポジトロニウムは 3γ に、パラポジトロニウムは 2γ に自己消滅する。ところが、磁場中では、オルソポジトロニウムのうちスピンの z 成分が0の状態とパラポジトロニウムはもはや固有状態ではなくなり、これらの混合状態が新しい固有状態になる。これらの固有状態のうち、磁場0の極限でオルソポジトロニウムになるものを"オルソ"ポジトロニウム、パラポジトロニウムになるものを"パラ"ポジトロニウムと呼ぶことにする。それぞれの自己消滅率は

$$\gamma_o' = \frac{\gamma_o + y^2 \gamma_p}{1 + y^2} \quad (1)$$

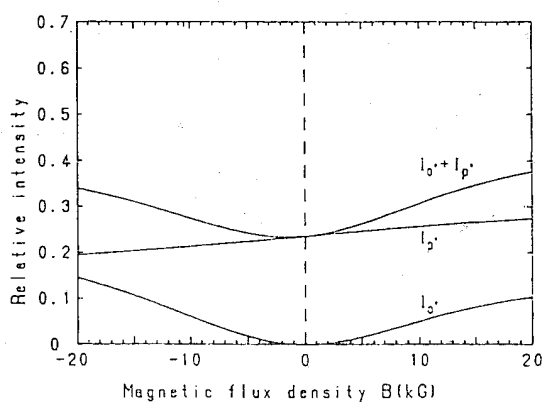
$$\gamma_p' = \frac{y^2 \gamma_o + \gamma_p}{1 + y^2} \quad (2)$$

である。ただし、 γ_o 、 γ_p はそれぞれオルソポジトロニウム、パラポジトロニウムの自己消滅率である。また、

$$y = \frac{x}{[(1+x^2)^{1/2} + 1]}, \quad x = \frac{4\mu B}{\hbar\omega_0} \quad (3)$$



(a)



(b)

図1 I_o' 、 I_p' の磁束密度依存性。(a) $P = 0.35$ 、pickoff消滅率=0の場合。(b) $P = 0.35$ 、pickoff消滅率= 0.5ns^{-1} の場合。

で、 μ は電子の磁気モーメント ($5.79 \times 10^{-6}\text{eV/kG}$)、 $\hbar\omega_0$ はオルソポジトロニウムとパラポジトロニウムの超微細構造分裂(真空中では $8.41 \times 10^{-4}\text{eV}$)である。

スピン偏極率 P の陽電子から生成されたポジトロニウムのうち、“オルソ”ポジトロニウム、“パラ”ポジトロニウムの割合はそれぞれ

$$F_o' = \frac{1}{8(1+y^2)} [(1+y)^2(1-P) + (1-y)^2(1+P)] \quad (4)$$

$$F_p' = \frac{1}{8(1+y^2)} [(1-y)^2(1-P) + (1+y)^2(1+P)] \quad (5)$$

である。 2γ 自己消滅する“オルソ”ポジトロニウムおよび“パラ”ポジトロニウムの割合 I_o' 、 I_p' は、 F_o' 、 F_p' を用いれば

$$I_o' = \frac{\gamma_p}{\Gamma_o'} \frac{y^2}{1+y^2} F_o' \quad (6)$$

$$I_p' = \frac{\gamma_p}{\Gamma_p'} \frac{1}{1+y^2} F_p' \quad (7)$$

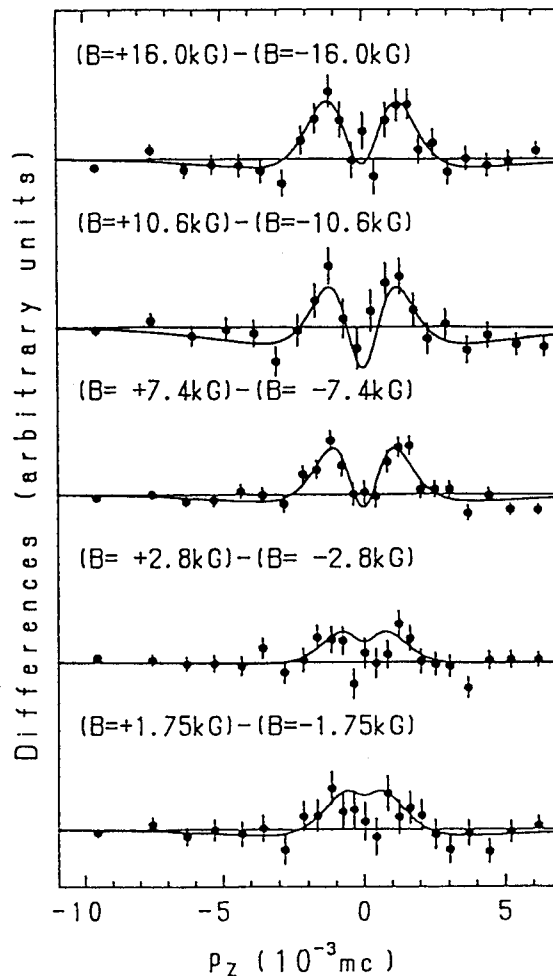
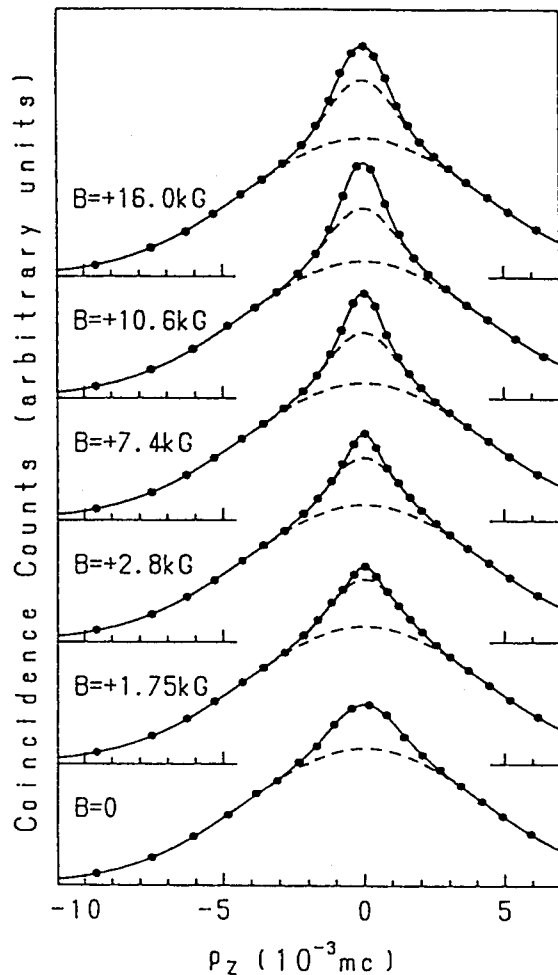


図2 多孔質シリカガラスの角相関曲線。 図3 多孔質シリカガラスの角相関曲線の差。

と書ける。 Γ_o 、 Γ_p は”オルソ”ポジトロニウム、”パラ”ポジトロニウムの自己消滅率と pickoff 消滅率の和である。 I_o および I_p を計算して磁束密度に対して図示すると、図1のようになる。ただし、(a)では $P = 0.35$ 、pickoff 消滅率= 0、(b)では $P = 0.35$ 、pickoff 消滅率= 0.5ns^{-1} とした。この図からわかるように、磁場の向きを替えながら2光子角相関を測定し、”オルソ”ポジトロニウム成分、”パラ”ポジトロニウム成分の強度を調べると、スピン偏極の効果が見られることになる。

3. 多孔質シリカガラスを用いた陽電子スピン偏極率の測定

シリカガラス中では、陽電子からポジトロニウムが生成されることはよく知られている。多孔質シリカガラス中では、バルクの部分で生成されたポジトロニウムの一部が孔の部分に飛び出し、そこで自己消滅する。我々はこのことに注目し、多孔質ガラス中のポジトロニウムの運動量分布を2光子角相関法で測定することによって、陽電子のスピン偏極率を測定した。

線源には ^{22}Na を用いた。用いた多孔質ガラスは、孔の平均の大きさが 37\AA 、気孔率が40.2%のものである。磁場は $0\sim 16\text{kG}$ の範囲でかけた。磁場の向きを、 z 方向と平行および反平行に入れ替えながら測定した。

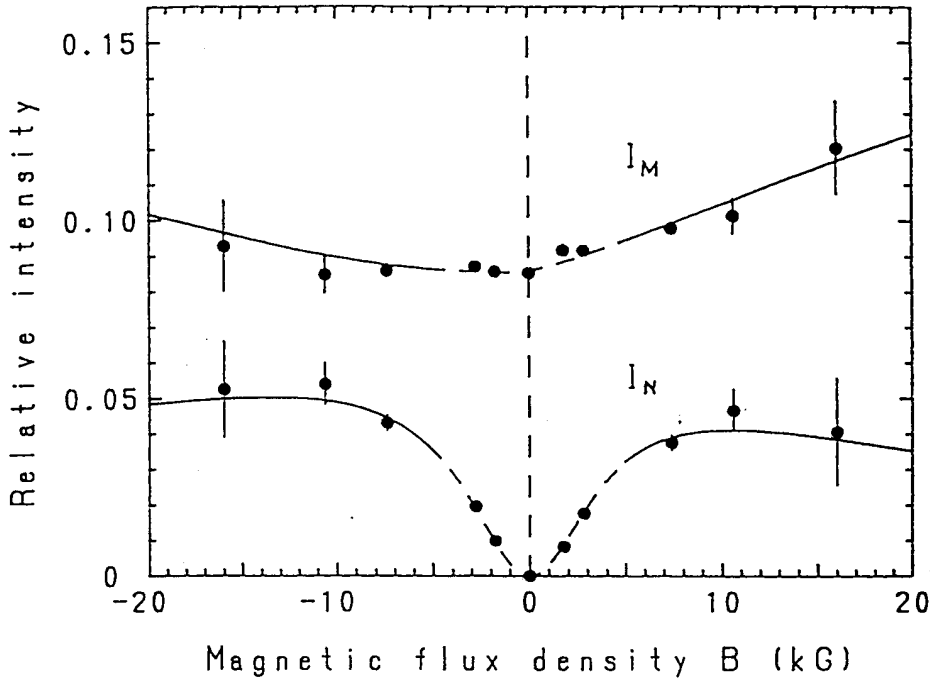


図4 I_n 、 I_m の磁束密度依存性。

得られた角相関曲線を図2に示す。絶対値が等しい正負の磁場をかけて得られた角相関曲線の差をプロットすると、図3のように、 $p_z = \pm 1.2 \times 10^{-3} mc$ に山が、 $p_z = 0$ 付近に谷が見られる。この形は、つぎのように解釈できる。

図1(a)からわかるように、陽電子のスピンの偏極しているときには、“パラ”ポジトロニウムが 2γ 自己消滅する割合は、磁場の絶対値は等しくても、向きが+のときの方が-のときより大きく、“オルソ”ポジトロニウムではその逆である。ところで、“パラ”ポジトロニウムは寿命が短いため、多孔質ガラスの孔中に飛び出したときに持っているエネルギー($\sim 0.8eV$)をほとんど失わないで消滅するのに対し、“オルソ”ポジトロニウムは寿命が長いため、エネルギーを失ってから消滅する。このため、“オルソ”ポジトロニウム成分は、“パラ”ポジトロニウム成分に比べて幅が狭くなる。したがって、+の磁場に対する角相関曲線から-の磁場に対する角相関曲線を差し引くと、2山になる。

角相関曲線を3つの成分の重ね合わせと考えると図2の破線のように分けることにする。最も幅の広い成分(broad成分、半値幅 $= 10 \times 10^{-3} mc$)は、ポジトロニウムを形成しない陽電子の消滅とポジトロニウムのpickoff消滅によるものである。最も幅の狭い成分(narrow成分、半値幅 $\sim 1 \times 10^{-3} mc$)は、孔中で自己消滅した“オルソ”ポジトロニウムによるものである。残りの成分(intermediate成分、半値幅 $= 2.7 \times 10^{-3} mc$)は、孔中で自己消滅したパラライクジトロニウムによるものである。しかし、それだけでなく、バルクの部分で自己消滅したポジトロニウムもここに含まれると考えられる。

broad成分の強度に対するnarrow成分、およびintermediate成分の強度 I_N 、 I_M をプロットすると、図4のようになる。これらに次の関数をfittingした。

$$I_N \propto \frac{\gamma_e}{\Gamma_{o'}^{bulk}} I_{o'}^{pore}, \quad I_M \propto \frac{\gamma_e}{\Gamma_{p'}^{bulk}} I_{p'}^{pore} + (I_{o'}^{bulk} + I_{p'}^{bulk}) \quad (8)$$

ここで、 γ_e は、単位時間にポジトロニウムが孔中に抜け出す率である。 $\Gamma_{o'}^{bulk}$ 、 $\Gamma_{p'}^{bulk}$ は、それぞれ“オルソ”ポジトロニウム、“パラ”ポジトロニウムの自己消滅率にバルク中でのpickoff消滅率および γ_e を加えたものである。 $I_{o'}^{pore}$ および $I_{p'}^{pore}$ は孔中で 2γ 自己消滅した“オルソ”

ポジトロニウム、“パラ”ポジトロニウムの強度である。これらは、(6)(7)式中の Γ_o 、 Γ_p に自己消滅率と孔中のpickoff消滅率の和を代入すれば得られる。 I_o^{bulk} および I_p^{bulk} はバルク中で 2γ 自己消滅した“オルソ”ポジトロニウム、“パラ”ポジトロニウムの強度である。これらも、(6)(7)式中の Γ_o 、 Γ_p に自己消滅率とバルク中のpickoff消滅率および γ_e の和を代入すれば得られる。

fittingの結果を、図4に示す。得られたスピン偏極率は

$$P = 0.34 \pm 0.06 \quad (9)$$

である。得られたスピン偏極率は、 z 方向の運動量成分を持つ全陽電子の平均の値である。

P が比較的低いのは、角相関測定用の線源は重金属の上に蒸着してあり、逆方向に放出された後反射して来るものも集めるように工夫されているためである。

fittingは $|B| > 7.4\text{kG}$ の領域のみで行った。これは、磁場が弱いと、 z 軸と垂直方向の運動量成分を持った陽電子の一部が多孔質ガラスに入らなくなるため、 z 方向の運動量成分をもつ全陽電子の平均の値が得られないからである。

線源からの陽電子のスピン偏極率の平均値を2光子角相関法で精度良く求めるためには、ポジトロニウム生成媒質に密度が極端に低い物質（たとえばシリカエアロジェルなど）を用いるのは不適當である。これは、次の理由による。 β^+ 崩壊によって放出された陽電子のエネルギーは、広がっている。媒質の密度が低いと、高いエネルギーを持った陽電子は媒質の奥まで入り込む（シリカエアロジェルでは、数mm）のに対し、低いエネルギーを持った陽電子は媒質の表面付近までしか入り込まない。このため、2光子角相関装置のサブスリットが、陽電子のエネルギーを選別してしまうことになる。ところで、スピン偏極率は陽電子の速度に依存する。したがって、媒質の密度が低い場合には、全ての陽電子の平均の偏極率が得られないことになる。

多孔質ガラスを用いるスピン偏極率測定法は、本質的にはPageとHeinberg[1]によるものと同じである。しかし、彼らがポジトロニウム生成に気体を使ったのに対し、ここでは多孔質ガラスを用いたため、統計精度がはるかに良いデータが得られている。

4. KI単結晶中のポジトロニウムの研究

常温のKI単結晶中ではポジトロニウムが束縛状態にあるのに対し、低温では自由な状態にあることが知られている。低温で束縛状態のポジトロニウムが存在しないことを確かめるために、角相関曲線中のポジトロニウム成分の形を正確に調べる測定を行った[6]。このとき、陽電子のスピンが偏極していることを利用した。

図1(b)からわかるように、固体中では、 $I_o + I_p$ は磁場の向きについて非対称になる。したがって、絶対値が等しく、向きが逆の磁場をかけて得られた角相関曲線の差をとることにより、ポジトロニウム成分の形が得られる(図5)。

磁場をかけて得られた角相関曲線から磁場をかけずに得られた角相関曲線を差し引いても、ポジトロニウム成分の形が得られる[8]。しかしながら、KI単結晶は陽電子照射効果が角相関曲線に現れることが知られており、角相関曲線の差し引きにおいて、試料中の同じ領域に対する角相関曲線を用いる必要がある。したがって、絶対値が等しく、逆向きの磁場中で得られた角相関曲線を差し引く必要がある。

5. 気体中におけるポジトロニウムの熱化の研究

我々は、また、気体中におけるポジトロニウムの熱化の研究を行っている[7]。この際、気体を満たしたシリカエアロジェル中の“オルソ”ポジトロニウムの運動量分布を2光子角相関法で測定するが、得られた角相関曲線に陽電子のスピン偏極の効果が現れるため、それを考慮した解析が必要である。

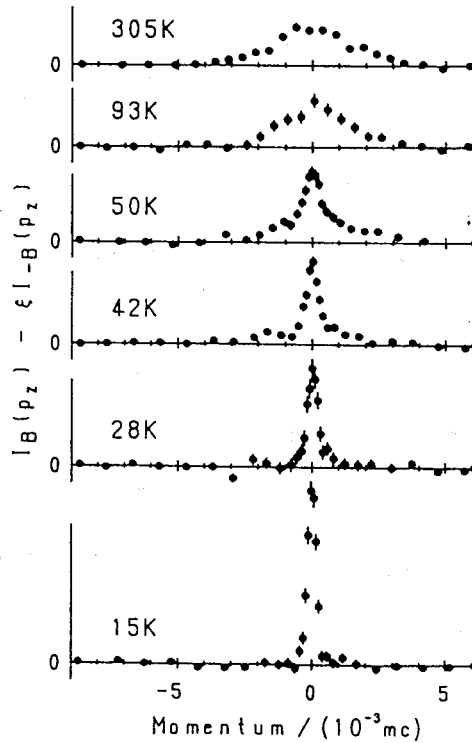


図5 KI単結晶中のポジトロニウムの運動量分布。

図6(a)に、シリカエアロジェルに気体ヘリウムを1気圧満たして得られた角相関曲線を示す。磁場をかけずに得られた角相関曲線は、図に示したように、2つの成分からなる。幅の広い方は、ポジトロニウムを形成しない陽電子の消滅による成分、狭い方は、シリカエアロジェルの空隙中で自己消滅したパラポジトロニウムによる成分である。

磁場をかけて得られた角相関曲線は、磁場なしの角相関曲線にさらに幅の狭い成分が乗っている。これは、空隙中で自己消滅した"オルソ"ポジトロニウムの成分である。このポジトロニウムの運動量分布を求めるために、角相関曲線からこの成分を正確に取り出す必要がある。

この成分を取り出すためには、磁場をかけて得られた角相関曲線から、磁場なしの角相関曲線を差し引けばよいと考えられる。しかしながら、これでは不十分である。図1(a)からわかるように、陽電子のスピンの偏極しているときには、"パラ"ポジトロニウム成分の強度は、磁場があるときとないときとで異なるので、上述の差し引きでは、"パラ"ポジトロニウム成分が残ってしまうことになるからである。

ところが、図1を良く見ると、"パラ"ポジトロニウム成分の強度は、絶対値が等しく逆向きの磁場に対する値の平均をとると、磁場0での値に等しくなることがわかる。すなわち、逆向きの磁場に対して得られた角相関曲線の平均から、磁場0で得られた角相関曲線を差し引けば、"オルソ"ポジトロニウム成分が正確に得られることになる。得られた"オルソ"ポジトロニウム成分を図6(b)に示す。

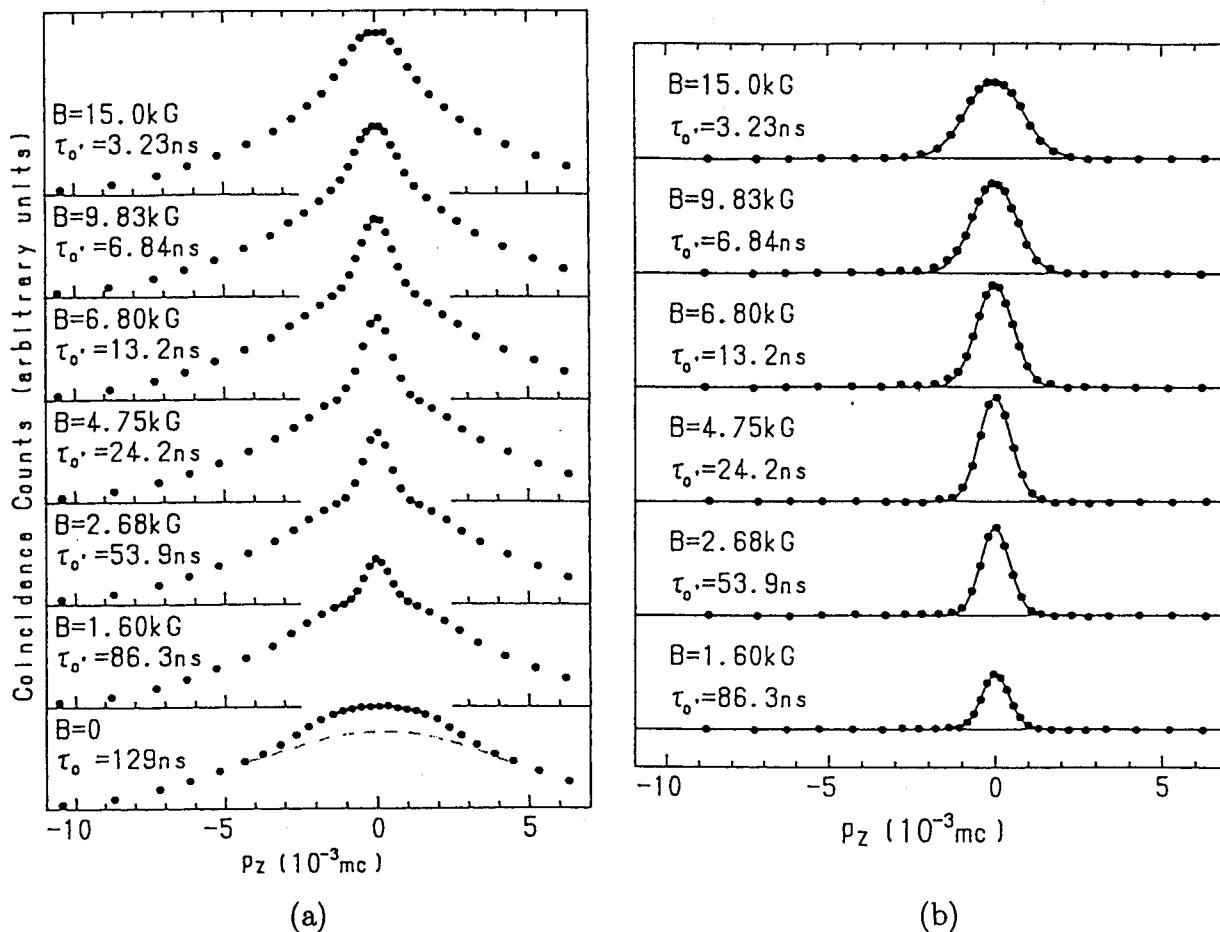


図6 (a) シリカエアロジェルに1気圧の気体ヘリウムを満たして得られた角相関曲線。(b) シリカエアロジェルの空隙中で自己消滅したオルソライクポジトロニウムの運動量分布。

5. 最後に

上述のように、陽電子線源を用いて2光子角相関法でポジトロニウムの研究を行う場合、陽電子のスピンの偏極率がデータに影響を及ぼすことがしばしばある。したがって、このことを利用すれば、スピンの偏極率を測定することが可能である。また、このことを利用して、ポジトロニウムの運動量分布を正確に求めることも可能である。逆に、ポジトロニウムの研究において、陽電子スピンの偏極の効果が結果に悪影響を及ぼさないように、十分に注意することが必要となる場合もある。

陽電子スピンの偏極は、うまく利用すれば、磁性体やポジトロニウムの研究に有効に利用することが可能であると考えられる。今後の理化学研究所のビームに期待したい。

参考文献

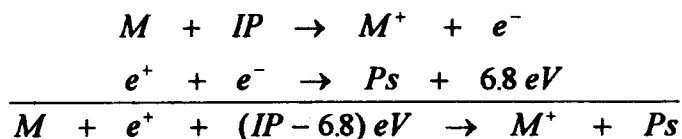
- [1] L. A. Page and M. Heinberg: Phys. Rev. **106** (1957) 1220; L. A. Page; Rev. Mod. Phys. **31** (1959) 759.
- [2] たとえば、S. S. Hanna and R. S. Preston: Phys. Rev. **106** (1957) 1363; Phys. Rev. **109** (1958) 716; L. Dick, L. Feuvrais, L. Madansky and V. L. Telegdi: Phys. Lett. **3** (1963) 326; G. Gerber, D. Newman, A. Rich and E. Sweetman: Phys. Rev. **D15** (1977) 1189; M. Skalsey, T. A. Girard, D. Newman and A. Rich: Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 708.
- [3] V. L. Telegdi: cited by L. Grodzins, Proc. Nucl. Phys. **7** (1959) 163.
- [4] A. Lundby: Proc. Elem. Part. Cosmic Ray Phys. **5** (1960) 1.
- [5] Y. Nagashima and T. Hyodo: Phys. Rev. **B41** (1990) 3937.
- [6] T. Hyodo, M. Kakimoto, Y. Nagashima and K. Fujiwara: Phys. Rev. **B40** (1989) 8037.
- [7] Y. Nagashima, T. Hyodo and K. Fujiwara: in *Positron Annihilation*, edited by Zs. Kajcsos and Cs. Szeles, Materials Science Forum Vols. 105-110 (Trans Tech, Aedermannsdorf, 1992),p.1671.
- [8] Y. Nagashima, K. Kawashima, T. Hyodo, M. Hasegawa, B.T. Lee, K. Hiraga, S. Yamaguchi, M. Rohde, M. Forster and H.E. Schaefer: in *Positron Annihilation*, edited by Y. He, B. Cao and Y. C. Jean, Materials Science Forum Vols. 175-178 (Trans Tech, Aedermannsdorf, 1995),p.461.

A PROPOSAL TO STUDY THE IONIZATION OF CHIRAL MOLECULES BY SPIN-POLARIZED POSITRONS HAVING KINETIC ENERGIES BELOW THE POSITRON FORMATION THRESHOLD

Lester D. Hulett, Jr.¹, Yoshiko Itoh², Jun Xu¹
S. A. McLuckey¹, T. A. Lewis³

INTRODUCTION

There have been theoretical speculations that differences will be observed in the ionization rates of levo and dextero stereoisomers by spin-polarized positrons and electrons. In the case of positron interactions, ionization by the formation of positronium has been considered. In this proposal we suggest that ionization by positrons of sub-positronium energy be considered. The term, "sub-positronium energy" has been coined to denote conditions in which the kinetic energy of the positrons interacting with molecules is below the positronium formation threshold. Positronium formation conditions can be understood in terms of a Born-Haber diagram, such as follows:



Where M and IP respectively denote a molecule and its ionization potential, Ps is the symbol for positronium. Since the formation of positronium is exothermic, liberating 6.8 eV of energy, the kinetic energy threshold required for the bombarding positron to eject an electron from the molecule and combine with it is lowered by this amount. For many organic molecules the ionization potential is in the range of 9-10 eV. The minimum kinetic energy required for ionization by positronium formation is 2-3 eV.

It has been found experimentally that ionization still occurs when the positron energies are below the positronium formation threshold. It is apparent that the ionization mechanisms above and below the positronium formation threshold are totally different. It has also been observed that positronium formation ionization/fragmentation thresholds parallel very closely those of photoionization. This suggests that the extraction of the electron is effected primarily by the field of the incoming positron, and that the positron does not interact intimately with the target molecule. The 6.8 eV liberated by Ps formation supplies the extra energy needed when the kinetic energy of the positron is too low to eject the bound electron by collision. After the bound electron is removed

¹ Chemical and Analytical Sciences Division, Oak Ridge National Laboratory

² RIKEN

³ Instrumentation and Controls Division, Oak Ridge National Laboratory

from the molecule it is not annihilated until it is transported to a site far removed from the molecule. There is no interaction of the two gamma photons with the ionized molecule.

When sub-positronium ionization occurs the energy deficit for removing the electron is deducted from that released (1.02 MeV) by the annihilation process. That is, the photons are reduced in energy by a few eV, which is transferred to the resulting ion. The annihilation must necessarily occur in the immediate vicinity of the molecule.

Thus it appears that sub-positronium ionization involves a more intimate contact of the positron and the molecule. There has been suggestions that the positron is attached to the molecule for a short period of time. We would therefore expect chiral effects to be manifested more strongly for sub-positronium ionization. This proposal discusses a possible experiment by which this premise can be investigated.

Sub-Positronium Ionization Results with NON-Polarized Positrons Possible Extension to Chiral Molecules Interacting with Spin Polarized Positrons

Mass spectra have been recorded of the ions produced by positronium and sub-positronium ionization processes. Highest cross sections for sub-positronium ionization have been recorded for molecules having 9-10 atoms or more¹. Fragmentation at sigma bond sites was always observed. Figure 1 shows yields of molecular ion and fragment ion for butylbenzene as a function of positron energy. Note that the molecular ion production drops rapidly to a low level for energies below the positronium formation threshold. The fragment ion is produced by splitting off a propyl free radical, leaving $C_6H_5CH_2^+$. Other molecules produced multiple fragment ions, but butylbenzene produced only one; charged propyl ions have never been observed, either below or above the positronium formation threshold.

Sub-positronium ionization has been observed for many other molecules, such as decane, dodecane, dodecene, dodecadiene, tetraethylsilane, and tetravinylsilane. In all cases, fragmentation at sigma bonds was observed. The cross section for sub-positronium ionization was always observed to increase with decreasing positron energies. There is reason to believe that sub-positronium ionization occurs for all molecules and atoms, but mass spectra for molecules smaller than decane have not as yet been definitively measured above background. Improvements in mass spectroscopy methods are underway to remove this shortcoming.

Figure 2 shows butylbenzene and a possible variant, 2-phenyl butane, for which the 2-carbon of the butyl group is asymmetric. Since butylbenzene shows an

easily-measurable sub-positronium ionization behavior, perhaps a study of the stereoisomers of 2-phenyl butane will also be practical. Also shown in Figure 2 are the symmetric molecule, tetraethylsilane and a stereoisometric silane with the groups, ethyl, methyl, propyl, and vinyl attached. There are, of course, many additional chiral compounds which may be studied. The two molecules presented in Figure 2 were chosen to illustrate the strategy behind this proposal: we will choose chiral molecules that we think will have large sub-positronium ionization cross sections, and for which differences in cross sections may be reliably measured.

In the chiral molecule experiment two measurements will be compared: (1) relative cross sections, (2) ion fragment distributions.

THE EXPERIMENTAL APPROACH

The spectrometry method that will be designed for this study will be a variant of the special mass spectrometry technique used in past measurements. This method will use a Penning trap to capture positrons and force them to undergo very large collision paths with the molecules under study. The ions masses will be measured using the quadratic potential time-of-flight spectrometry method, which allows the use of a long source region.

Figure 3 schematically illustrates the method that will be used. Vapors of the chiral compounds, adjusted to pressures of about 5×10^{-4} torr will be introduced to a 2-meter Penning trap. The potential of the entrance grid of the trap will be about 1.0 volt. The incoming positrons will have kinetic energies adjusted slightly higher than 1.0 eV, e.g., ~1.1 eV, so that they will be able to surmount the barrier of the entrance grid and enter the trap. During the course of travel of the positrons to the rear grid and back to the entrance grid, there will be a high probability that they will have undergone at least one collision that will decrease their longitudinal momentum to a level that will not allow them to surmount the potential of the entrance grid and escape the trap. A magnetic field of about 1 kilogauss will be applied longitudinally to the Penning trap to prevent lateral escape of the positrons. About every millisecond the ions in the Penning trap will be pulsed out by applying a quadratic potential pulse to the lenses and measuring their times of flight. During the millisecond interval the positrons in the Penning trap will have traveled distances of the order of 500 meters.

This method makes efficient use of positrons by forcing them to undergo very long collision paths with the target molecules. The quadratic potential acceleration imposes Hooke's law forces on the ions. They move with pendulum motion, for which the half-periods required to reach the detector are all the same, independent of their initial positions in the Penning trap.

It is expected that ion fragment distributions produced by initial ionizations by the positrons will be obscured by charge exchange processes. The high pressure of the Penning trap, 5×10^{-4} torr, will result in very high collision rates of the ions with neutral molecules. Charge will be conserved in the collisions, however, and the measurements should give accurate measurements of the ionization cross sections. It may be possible to make meaningful measurements of the ion fragment distributions at successively lower pressure, and to extrapolate to the fragment distributions produced at pressures for which no charge exchange occurs.

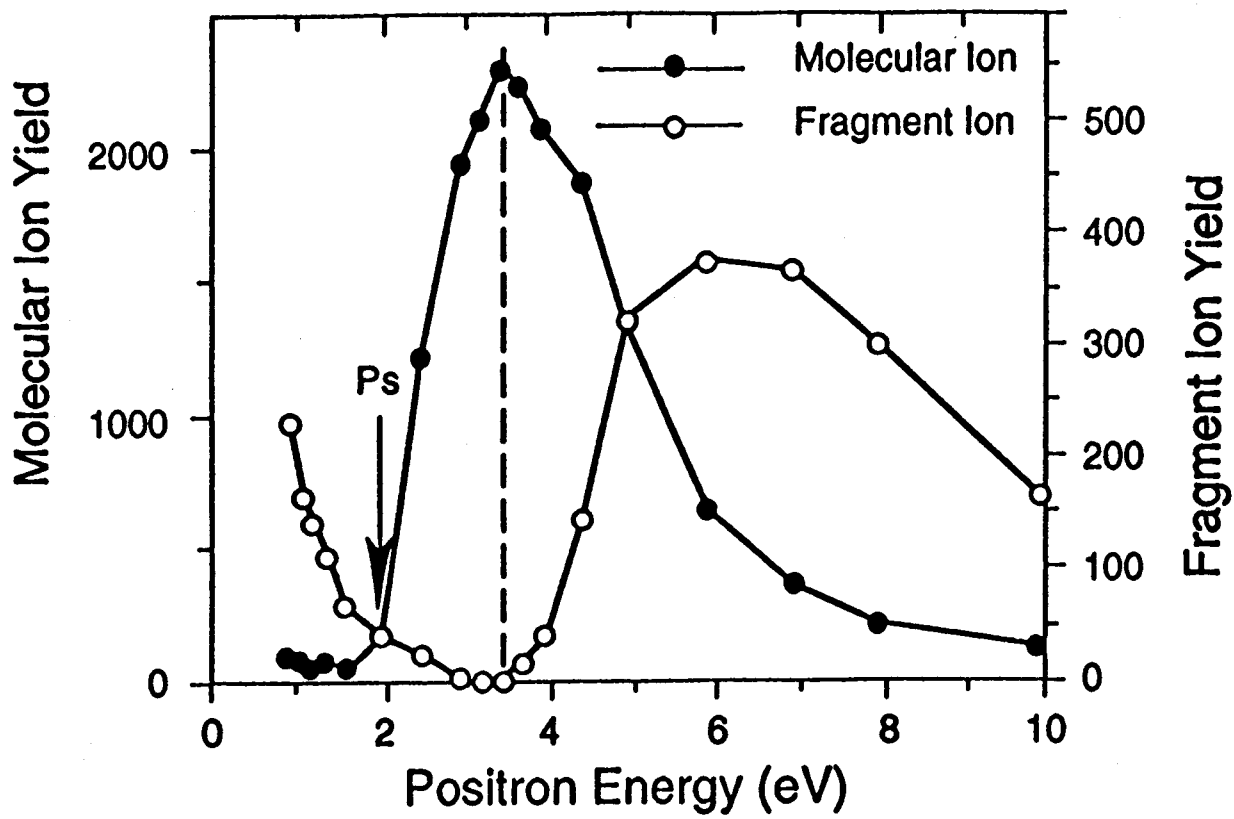
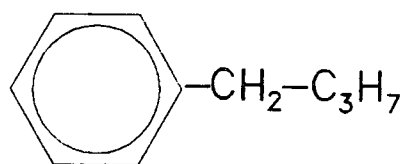
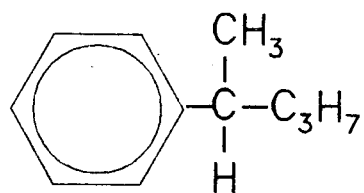


Figure 1

Butylbenzene

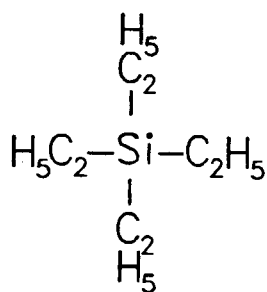


(chiral)

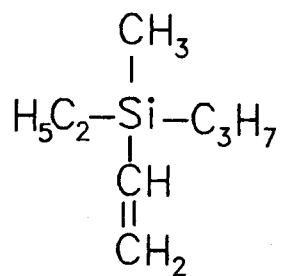


2-phenyl-butane

tetraethylsilane



(chiral)



ethyl-
methyl-
propyl-
vinyl-
silane

Figure 2

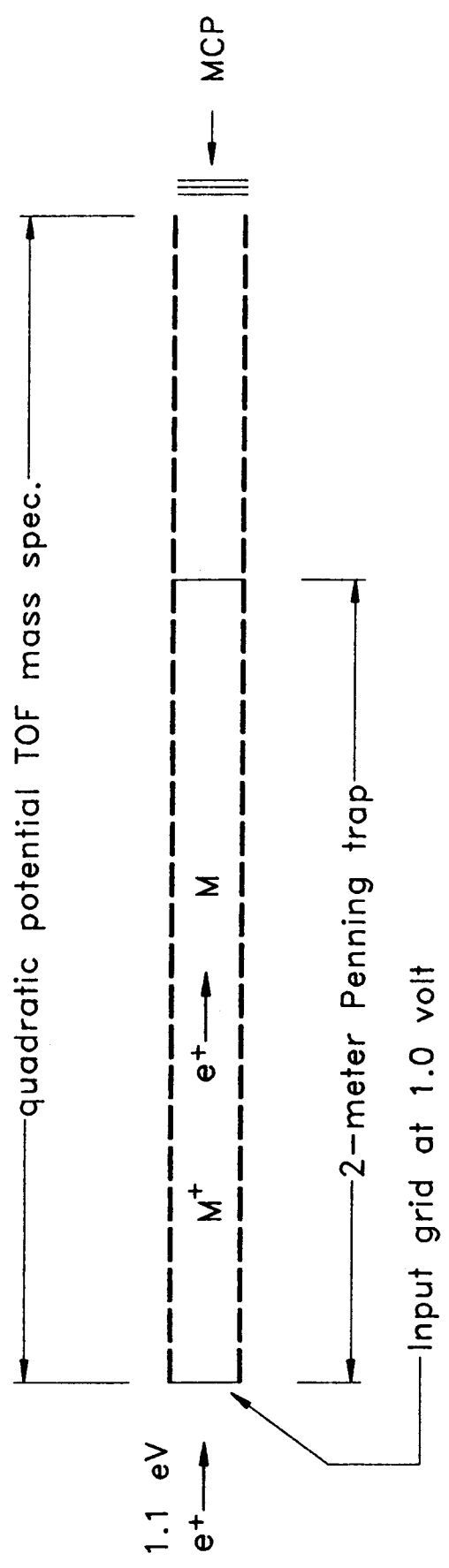


Figure 3

ポジトロニウムスピン回転

東京大学 原子力研究総合センター 伊藤泰男

1 はじめに

陽電子のスピン偏極を話題にする時には「ポジトロニウムスピン回転」というキーワードを落とすことは出来ないが、日本にはこれを行っている人が居ない。そこでここでは雑誌会的に紹介させていただくことにする。ポジトロニウムスピン回転をミュオニウムスピン回転との類推で考えることにする。ミュオニウム (Mu) は正ミュオン (スピン/2) が電子一つと結合した水素様原子であり、ポジトロニウム (Ps) が陽電子と電子一つの結合した水素様原子であるのと極めて良く似ている。両者の違いは(表1参照、[1])

1. ミュオンと陽電子の質量の違いの分だけミュオニウムの方が重い
2. 換算質量 (Mu: ~ 1 , Ps: $1/2$) の違いのために、2倍のスケールリング因子の程度だけ Ps のエネルギー準位が狭い。(図1)
3. 磁気的エネルギーは Mu/Ps に対して磁場の大きさを内部磁場で規格化し、エネルギーを超微細構造定数で規格化すると同じような式で表すことが出来るが、Ps については陽電子と電子の磁気モーメントが打ち消し合ってしまうために、状態 $|1\rangle$ と $|3\rangle$ が縮退している (図2)。

表1 Basic properties of positronium, muonium, and hydrogen.

Property	Positronium	Muonium	Hydrogen
Mass	$2 m_e$	$m_\mu + m_e = 207.8 m_e$	$m_p + m_e = 1837.6 m_e$
Reduced mass	$m_e/2$	$0.9952 m_e$	$0.9994 m_e$
Spin	0,1	0,1	0,1
Bohr radius (nm)	0.105	0.053 17	0.052 94
Ionization energy (eV)	6.77	13.549	13.595
de Broglie wavelength (300 K) (nm)	5.428	0.2979	0.1004
Thermal velocity (300 K) (m/s)	6.7×10^4	0.75×10^4	0.25×10^4
Hyperfine frequency (MHz)	203 400	4463.3	1420.4

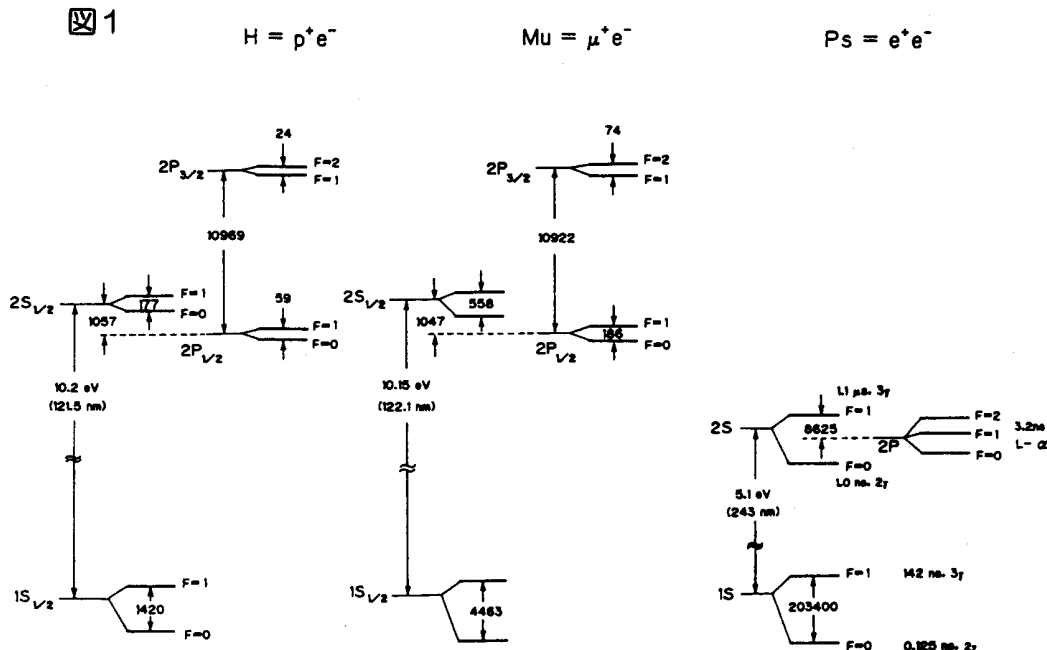


FIG. 1. Energy levels of muonium and positronium compared to those of the hydrogen atom. The energies for the fine and hyperfine structures are in MHz. For positronium, the lifetimes and annihilation modes, or the lifetime of Lyman- α emission, are given in parentheses.

Mu のスピンの磁場中での挙動は μSR (ミュオンスピン回転) および $MuSR$ (ミュオニウムスピン回転) で良く理解されており、そのスピンの回転の様子は μ^+ が崩壊するときに出される陽電子の出る方向を測定することによって直接的・視覚的に見ることが出来る。 $MuSR$ におけるスピンの挙動は以下のように理解されている。

1. スピン偏極した μ^+ が電子と結合してMuになると、 $|\uparrow\uparrow\rangle$ と $|\uparrow\downarrow\rangle$ の2つのスピン状態になる (\uparrow は μ^+ スピンを、 \downarrow は電子スピンを示す)。
2. $|\uparrow\downarrow\rangle$ は固有状態でないので、それが分解される固有状態の間を遷移する (図2の ν_{14} と ν_{34})。その遷移の周期は 0.215 ns である。この遷移は通常検出器の時間分解能よりも小さいので、観測されることはなく、見掛け上この成分は既にスピン緩和しているかのように観測される。
3. $|\uparrow\uparrow\rangle$ は固有状態であるので、ゼロ磁場及び縦磁場中では安定でスピン回転しない。
4. 横磁場中では $|\uparrow\uparrow\rangle$ はラーモア差運動をする (図2の ν_{12} と ν_{23} の遷移に対応する)。その回転の速度は、Mu の gyromagnetic 比 ($\gamma_M = -1.394 \text{ MHz/G}$) によって、 $\nu_M = (\gamma_M/2\pi)B$ と表される。

Mu のスピン回転の例を図3に示す。これは熔融石英に μ^+ を入射させたものであり、速い回転が (triplet) Mu のスピン回転、ゆっくりした回転が μ^+ または MuX の形の反磁性ミュオンのスピン回転である。これらの回転の振幅から Mu や反磁性ミュオンの形成割合が分かり、それらの緩和から Mu の反応速度などが直接導き出される。

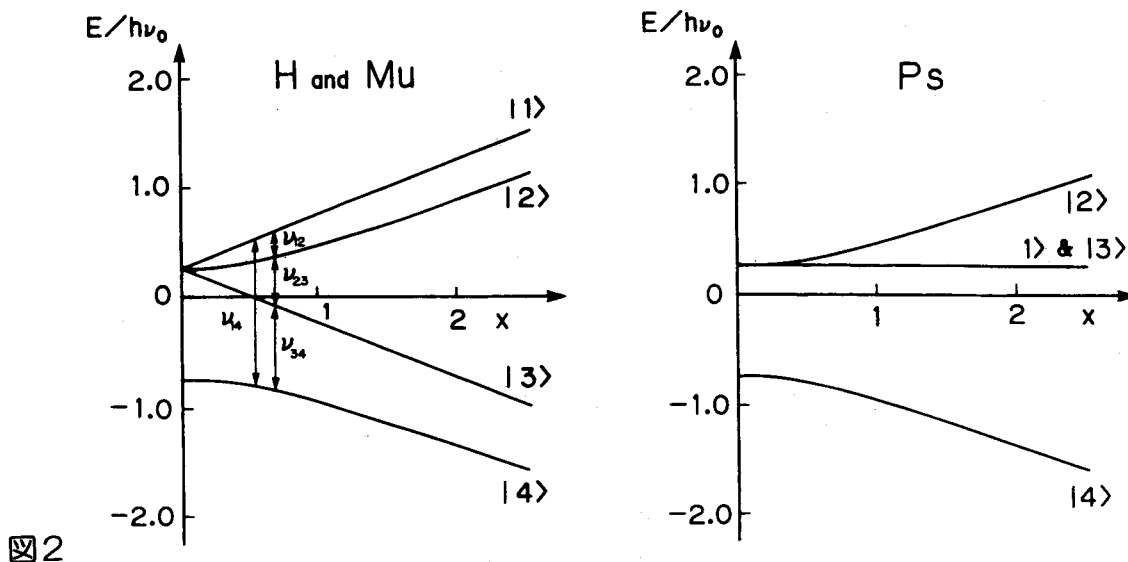
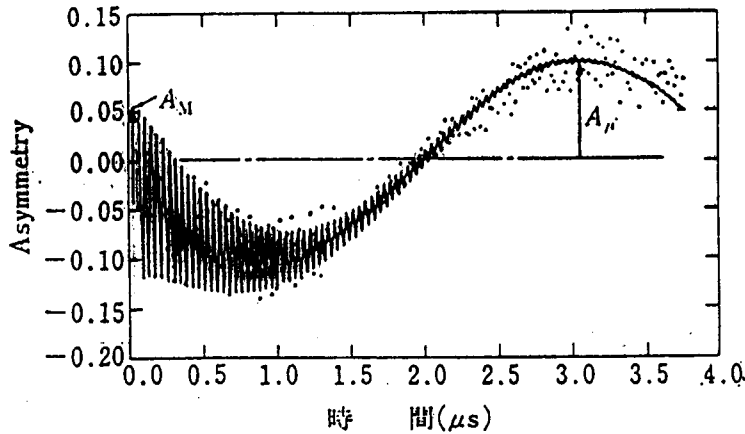


FIG. 2. Breit-Rabi diagram of H, Mu, and Ps. The energy levels of H, Mu, and Ps are described by common equations when the magnetic field is normalized to the internal magnetic field as $x = B/B_0$, and the energy normalized to the hyperfine coupling energy as $E/h\nu_0$. This results in very similar diagrams for H and Mu. For Ps, the levels $|1\rangle$ and $|3\rangle$ are degenerate at any magnetic field intensity as a result of a cancellation of the magnetic moments of positron and electron. $B_0 = 505 \text{ G}$ for H, 1585 G for Mu, and $36\,245 \text{ G}$ for Ps. $\nu_0 = 1420 \text{ MHz}$ for H, 4463 MHz for Mu, and $203\,400 \text{ MHz}$ for Ps.

図3



熔融石英の μ SR スペクトル (横磁場 18.4 G)

Mu による速い回転と μ^+_D による遅い回転が観測されている。実線は (6.23) 式の [] 内を最適化したもの。これはデモンストレーション用の測定結果。実際には数 G の横磁場で Mu を、 ~ 100 G の横磁場で μ^+_D を別々に測定する。

2 ポジトロニウムスピン回転の原理

ポジトロニウムのスピン回転も原理的には同じことであるが、ミュオンと陽電子の磁気モーメントの違いのために遷移周波数が異なる。更に重要なことは、ミュオニウムの回転ではミュオンの崩壊で放出される陽電子の出る向きが μ^+ スピンの向きを教えてくれたが、陽電子消滅ではそのような簡便な指標が無い。そのためポジトロニウムスピン回転は長いこと注目されることが無かったが、Baryshevsky が 1973 年に o -Ps の自己消滅で 3 光子放出面が時間振動することを提案し [2]。彼らは 1989 年にスピン密度マトリクスを用いて o -Ps のスピン回転挙動を解き [3]、同時に最初の実験結果を発表した [4]。これは香港の研究者によっても追試され、理論の正しいことが確認された [5]。前節に述べた Mu スピン回転についての記述を改めて Ps スピン回転に焼き直すと以下ようになる。

1. スピン偏極した e^+ が電子と結合して Ps になると、 $|\uparrow\uparrow\rangle$ と $|\uparrow\downarrow\rangle$ の 2 つのスピン状態になる (\uparrow は e^+ スピンを、 \uparrow, \downarrow は電子スピンを示す)。
2. $|\uparrow\downarrow\rangle$ は固有状態でないので、それが分解される固有状態の間を遷移する (図 2 の ν_{14} と ν_{34})。その遷移の周期は ~ 1 ps 以下である。この遷移は検出器の時間分解能よりも速いので観測されることはなく、見掛け上既にスピン緩和しているかのように観測される。
3. $|\uparrow\uparrow\rangle$ は固有状態なので、ゼロ磁場及び縦磁場中では安定でスピン回転しない。
4. 横磁場中では $|\uparrow\uparrow\rangle$ はラーモア才差運動をする (図 2 の ν_{12} と ν_{23} の遷移に対応する)。その回転の速度は、Ps の Bohr 周波数 $\Omega_1 (= \frac{1}{2}\Delta W(\sqrt{1+x^2}-1) = 38.46H^2$ MHz、H の単位は kG) によって回転する。(Ps は陽電子と電子の磁気モーメントが打ち消し合うので磁場強度の一次に比例した Lamor 才差運動はしない)

このスピン回転の結果として、 α -Ps の 3 光子消滅の速度 (断面積) は

$$\sigma = (1 + c h \sin\Omega_1 t) e^{-\gamma_1 t} \quad (1)$$

のように時間依存する。ここで γ_1 は α -Ps の固有の消滅速度、 h は遷移の振幅である。

遷移の振幅 h はスピン密度マトリクスを厳密に解くことによって得られた [3]。 α -Ps の 3 光子消滅を $2\pi/3$ の角度に配置した 3 個の検出器によって検出する場合について、

$$h = 0.25 P | \sin\theta \sin\alpha \sin 2\beta | \quad (2)$$

となる。ここで P は α -Ps 中の e^+ のスピン偏極度である。これから、最大の振幅を観測出来るのは、磁場とスピンのなす角 θ が $\pi/2$ 、3 つの検出器の面が磁場の向きとなす角 β が $\pi/4$ 、同じ面の azimuthal 角度 α が $\pi/2$ の時である。 θ が $\pi/2$ でなければならないことは MuSR の場合と同じであるが、 $\beta = \pi/4$ という条件は直感的にわかりにくい。

同じことであるが、検出器を 1 つだけ用いて 3 光子消滅の寿命を測定した場合には

$$h = 0.231 P | \sin\theta \sin 2\beta_1 \sin\alpha_1 | \quad (3)$$

と求められている。ここで β_1 と α_1 は Z 軸を磁場の向き、x 軸を陽電子スピンの向きとした極座標の中での検出器の polar 角、azimuthal 角である。最も大きい振幅を観測するために検出器をどのような位置に置くべきかは、この式から自明である。

α -Ps の消滅の角度分布の時間依存性を図 4 に示す [3]。 $t=0$ で当方に放出されるが、Bohr 周波数の $1/4$ 周期後には b 図のようにひずんだ分布になり、 $3/4$ 周期後には c 図のようにひずみの形が変わる。ここで例えば図の \vec{n} の方向に検出器を置けば、ガンマ線放出角度の回転が観測されることになる。これを模式的に示したものが図 5 で、磁場をかけない場合 (A) は 142ns の指数減衰曲線で消滅していきただけであるが、0.59kG の磁場をかけると B, C のように振動が見られる。B と C の違いは、検出器の置く位置による初期位相の違いで、検出器の位置によって振動の見え方が異なることを表している。磁場強度を 0.5kG と小さくすると D のように周期が小さくなる。

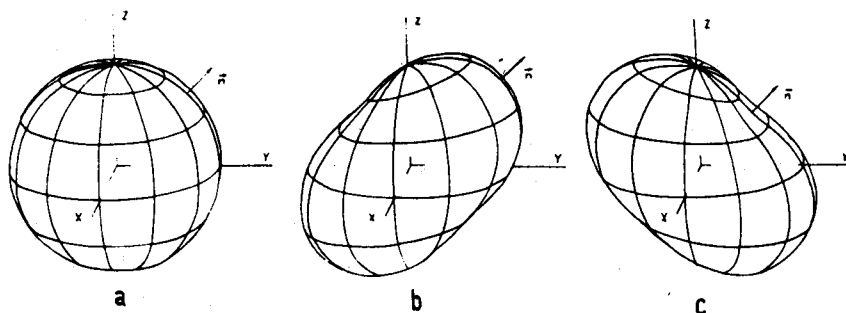


図 4 The angular distribution of the orthopositronium annihilation quanta in a weak magnetic field at the time $t=0$ (a), $t=T/4$ (b), and $t=3T/4$ (c); T is the oscillation period, \vec{n} is the vector directed to the center of the detector registering the decay of γ -quanta.

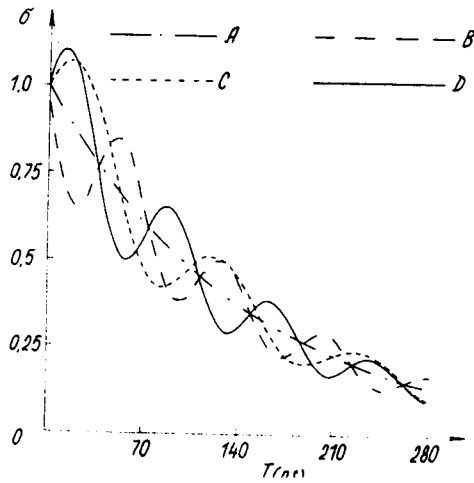


図5 Theoretically estimated cross section (arbitrary units) of the Ps 3γ -decay registration with one detector as a function of time in the absence of magnetic field (A); in the magnetic field $H=0.59$ kG at a different arrangement of the detectors (B), (C); and in the field $H=0.5$ kG (D). To present the oscillations in a form easy to grasp, they are given with the maximum amplitude possible in such an experiment.

3 ポジトロニウムスピン回転の実験結果

3.1 Baryshevsky 1989

Baryshevsky らは SiO_2 微粒子を 5×10^{-2} Pa の真空にし、 10^5 Bq の ^{22}Na を用いてポジトロニウムを生成させた。線源からの陽電子 (v/c による偏極度は $P=0.65$) のうち立体角 2π の部分のみがターゲットに入るようになっているので、平均偏極度は $P \sim 0.3$ 程度である。寿命測定は3つの NaI(Tl) シンチレータによって行われ (一つの検出器が 1.28 MeV のスタート信号を検出し、相対して置かれた2つの検出器が加算回路に結合されてストップ信号を検出する)。磁場は SmCo $56\phi \times 10$ mm で作り、不均一度は $\Delta H/H = 5\%$ であった。

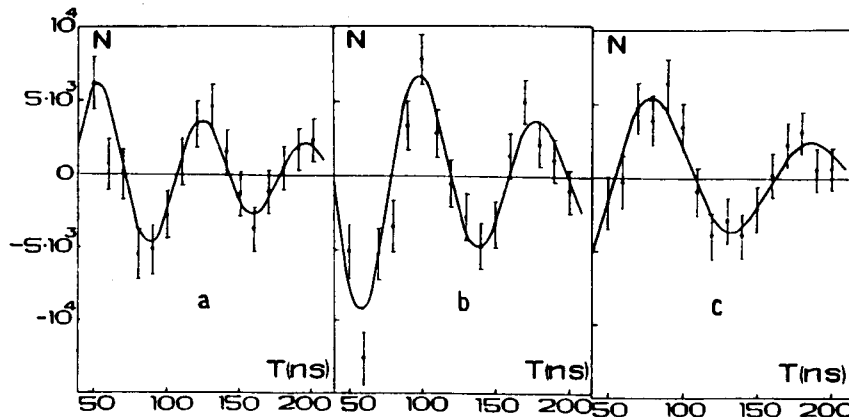


図6 The time distributions obtained by subtraction of the distribution A from the spectra B (a), C (b), and D (c). The solid curve shows the theoretically estimated time distribution.

得られた寿命スペクトルは

$$N(t) = A e^{-t/\tau} \{1 + h \sin(2\pi/T + \psi)\} + F \quad (4)$$

にフィットさせた。ここで $T = 2\pi/\Omega_1$ 、 ψ は初期位相である。 τ は o -Ps の寿命で、ここでは実験的に 132 ± 4 ns である。磁場をかけない時のスペクトルは振動を示さないから、磁場をかけた時のスペクトルから磁場をかけない時のスペクトルを差し引くと振動の項を取

り出すことができる。図6にその結果を示す。周波数と初期位相は理論からの予測と合っている。振幅 h についての理論からの予測は検出器の幾何学的な配置も考慮して 0.04 であるが、実験値は ~ 0.03 でやや小さい。その理由として軟 γ 線が磁石材料によって吸収されること、磁場の不均一性、ターゲット中でのポジトロニウムの偏極度の低下があげられている。

3.2 Fan 1995

Fan *et al.* の方法も本質的には同じである。線源として $1\mu\text{Ci}$ の ^{22}Na を Lucite の片面に付着させ、その上に $100\mu\text{m}$ の厚さのプラスチックシンチレータを貼り付け、その上にシリカエアロゲルを置いて、 $1 \times 10^{-7}\text{mBar}$ で排気した。陽電子はプラスチックシンチレータを通過してスタート信号を与え、別の検出器 NaI(Tl) シンチレータでストップ信号を与える ($\beta^+\gamma$ 法)。磁場は直径1インチの NdFeB で作られた。

図に $545 \pm 28 \text{ Gauss}$ での結果を示す。左図が生データ、右図がこれから指数減衰曲線を差し引いた成分である。この周波数から $h = 0.028 \pm 0.001$ 、 $1/T = 13.0 \pm 0.2 \text{ MHz}$ と求められる。理論的な予測では $h = 0.04$ 、 $1/T = 11.6 \pm 1.2 \text{ MHz}$ である。これは Beryshevsky からの最初の結果と同じ程度で、特に新しい進展は示されなかった。

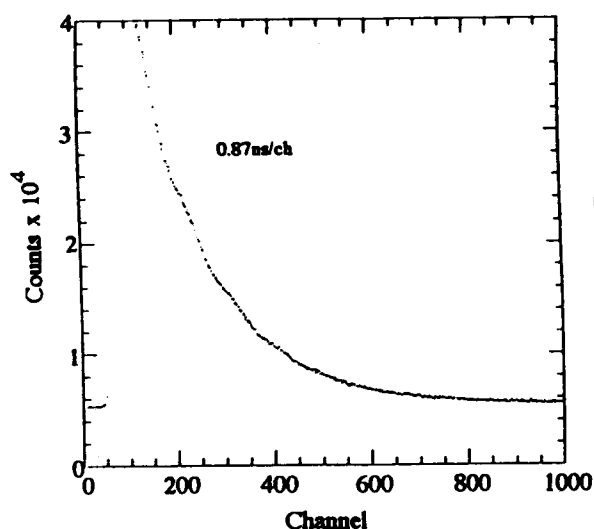


Fig. 3 Raw Data of Ps Decay Spectrum in Field of $545 \pm 28 \text{ Gauss}$

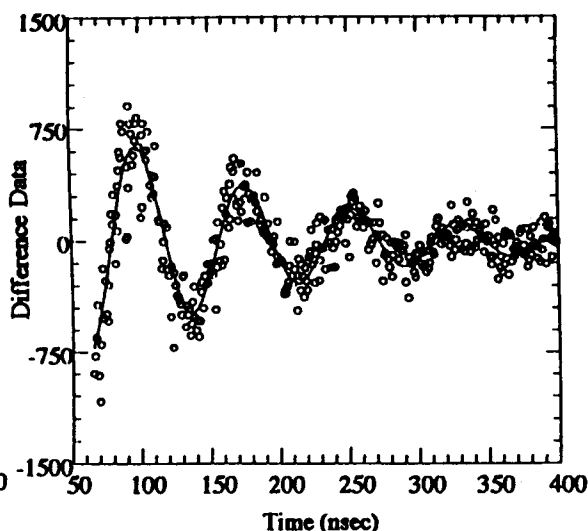


Fig. 4 Difference Spectrum of Raw Data and Fitted Exponential

4 おわりに

ポジトロニウムスピン回転は理論的に面白い現象であるが、その大要は文献[3]で説明し尽くされているようである。実験的にも振幅 h が予測よりもやや小さいことを除けばほとんど理論を確認している。この現象を用いた応用が可能であろうか？ 一つの可能性は陽電子ポラリメータに使うことであるが、低速陽電子ビームのポラリメータに使うには多少の工夫が必要である。陽電子のスピンを磁場に垂直な状態で導入しなくてはならないので、低速で入射させるとポジトロニウムを形成するまでに陽電子のスピン回転が起こりポジトロニウムの初期位相がコヒーレントでなくなるから、ターゲット直前で高エネルギーに加速してやる必要がある。

ラジオアイソトープ（出来れば ^{22}Na よりもより高い陽電子エネルギーであることが望ましい）からの陽電子をそのまま用いる方法でポジトロニウムスピン回転を行い、（ミュオニウムスピン回転では常套手段となっているように）ポジトロニウムとガス成分との化学反応を調べるようなことは出来ないであろうか？ Beryshevsky らが最初にポジトロニウムスピン回転を実証した論文[3]の中で、そのような実験をすることを予告していたが、まだ結果が報告されていないようである。ミュオニウムスピン回転が実験的に実証されたら即ガスとの反応の実験結果が発表されたのに比べると、ポジトロニウムの場合はいささか勝手が違うのかもしれない。

References

- [1] T.Yamazaki and Y.Ito "Encyclopedia of Applied Physics", Vol.11, 79-95 (1994)
- [2] V.G. baryshevsky, Dokl. Akad.. Nauk SSSR, 20, 212 (1973); *ibid.* Nuclear Optics of Polarized Media (Minsk, Byelorussian University Press)
- [3] V.G. Beryshevsky, O. N. Malelista, V.V. Tihomirov, J. Phys. B22, 2835 (1989)
- [4] V.G. Beryshevsky, O. N. Malelista, V.V. Tihomirov, S.K. Andrukhovich, A.V. Berestov, B.A. Martsinkevich and E.A. Rudak, Physics Letters, A136, 428 (1989)
- [5] S. Fan, C.D. Beling and S. Fung, Mater. Sci. Forum, 175-178, 671 (1995)

物質中のミュオニウムの構造とダイナミクス

門野良典
理化学研究所

Abstract

Positive muon and muonium atom serve as pseudo-isotopes of proton and hydrogen, providing very sensitive probes to study the electronic structure and dynamics of hydrogen isotopes in the material where the hydrogen plays an essential role in determining its property. A recent study on muonium centers in crystalline semiconductors is reviewed as an example of such systems. We have found that the muonium center at the tetrahedral interstitial site (Mu_T) is rapidly converted into bond center muonium (Mu_{BC}) with supervening fast spin relaxation under illumination at lower temperatures, evidencing that the bond center site is the ground state for the muonium while Mu_T is a metastable center.

μ SR法 (Muon Spin Rotation, Relaxation, Resonance [1]) とはスピン偏極したミュオン (μ^+) と物質との電磁相互作用を通して微視的に物性を研究する手段である。特に磁気プローブとしてのミュオンは局所磁場に対する感度が高く、また $10^{-9} \sim 10^{-4}$ s といったユニークな時間領域のゆらぎを見る事が出来るという特徴を持っており、これと相補的な情報を齎らす核磁気共鳴や中性子散乱といった他のプローブとともに今や磁性、超伝導の研究になくはならない存在である。

ところでこの様にミュオンをいわゆるプローブ (=探針) として見た場合には探針自身の存在は限りなく無に近いのが理想であり、その観点から見るととも存在しなかったミュオンを物質中に注入する μ SR法は必ずしも理想的なプローブとは言いきれない面を持っている (例えば注入されたミュオンの site の問題)。一方、物質の中には不純物あるいは構成元素としての水素がその物性に重要な役割を果たしているような系が少なからず存在する。この場合、ミュオン或いはミュオニウム (Mu: 水素原子の陽子をミュオンで置き換えたもの) は陽子あるいは水素の軽い放射性アイソトープと見做す事が出来るので、そのような物質中でのミュオン/ミュオニウムの状態そのものを研究することによって水素 (特に希薄限界での孤立した水素) についての詳細な微視的情報を得る事が出来る。水素のアイソトープという点ではポジトロニウムもその一つと見做し得るが、ミュオニウムの Bohr 半径は 0.531736 \AA とポジトロニウムよりはるかに水素のそれ (0.529465 \AA) に近い。そのため物質との電磁相互作用に関してはミュオニウムは水素とほとんど同等であり、その物質中での電子構造はそのまま水素中心のそれを反映していると考えられる。更に、当然のことながらミュオニウムは常磁性中心なので、反磁性ミュオン (μ^+) に比べてずっと高分解能な spin spectroscopy を適用することが出来、構造プローブとして非常に強力な手段を提供する。これは他のプローブにはないユニークな特徴といってもよいだろう。

ここではその様な例の一つとして半導体中のミュオニウム中心に関する最近の研究成果を紹介する。半導体結晶の製造過程で水素が不純物として入る事はかなり以前

から知られていたが、水素の存在によってシリコン (Si) やゲルマニウム (Ge) 結晶中のキャリア不純物の活性が著しい影響 (passivation 又は不動態化と呼ばれる) を受けることが明らかになったのは比較的最近 (1980 年代の初め) である。それ以来、半導体中での水素の振る舞いや水素による不動態化のメカニズムは多くの研究者の関心の的となっている [2]。しかしながら、半導体中の水素に関して従来の研究で明らかになったのは水素中心そのものについてというより水素を含む複合体の欠陥中心についてであり、しかも対象はほとんど Si 中に限られている。また赤外分光とチャンネリングからの情報を除いて、その微視的構造に関する情報が十分にもたらされたとは言いがたい。というのも電子スピン共鳴 (EPR) や電子-核二重共鳴 (ENDOR) といった強力なプローブが水素中心の信号を (最近の EPR による一例 [3] を除いて) 全く検出できないという特異な事情にあるためである。

これとは対照的に半導体中のミュオンからの μ SR の信号は容易に観測され、Si や Ge のみならず GaAs, GaP 等多くの化合物半導体に関しても膨大なデータを蓄積しつつある [4]。また、上述の EPR で明らかになった Si 中の水素中心 (AA-9 中心) の構造は bond center に位置する Mu^+ (或いは Mu_{BC}) と呼ばれるミュオニウム中心のそれと極めて類似しており、ミュオニウムの研究が水素の軽いアイソトープとして半導体中の水素の振る舞いを知るための重要な手段であることを示していると言つてよい。

さて、Si, Ge 等の半導体結晶中にミュオンを注入すると、3つの磁氣的に異なる状態が観測される。一つは反磁性荷電状態で μ^+ 又は Mu^- (この二つの反磁性状態は区別がつかないので以後 Mu^\pm と略記)、もう一つは電子一個を束縛した中性ミュオニウムで、これは更に超微細構造の違いにより四面体格子間位置にあるもの (以後 Mu_T と呼ぶ) 及び格子原子の bond center (BC-site) に位置するもの (同じく Mu_{BC}) とに分かれる。図 1 にそれらの状態と格子原子の関係を模式的に示す。高純度結晶中では極く低温を除きこの3つの状態が共存しており、その存在比は温度とともに変化する。特に Si 中では Mu_{BC} が bond center にある事は μ SR の手法の一つである準位交差共鳴法 (Level-Crossing Resonance, LCR) 等により最近明らかになっており、Si 原子位置での電子スピン密度の分布から両原子間距離が大きく広がって BC-site が安定化する様子が見られる [6]。 Mu_T に関してはその超微細構造が等方的なことから四面体格子間位置 (T-site) にあるものと推定されているが、皮肉なことにかつて normal muonium と呼ばれていたこの Mu_T 中心の存在は今や一つの謎となっている。というのも最近までに行なわれた多くの理論計算は何れも絶対零度で BC-site が断熱ポテンシャルの最小エネルギーをあたえることを示しており [7]、低温の Si や Ge 中で Mu_T 中心の収率が 50% を越えるという実験事実と一見矛盾しているからである。現在までの所、この矛盾は Mu_T 中心が高速の拡散体であつて非断熱的に振る舞っているからであろうと説明されている。

Mu_T 中心が低温でのみ安定に見えることは、より安定な Mu_{BC} 中心への移行に伴うポテンシャル障壁が存在し、 Mu_T 中心がある種の準安定状態にあることを示唆している。これは低温の固体に比較的高エネルギーで注入されたミュオンが一般的に真の

熱平衡状態から外れた状態に凍結された状況にあるという予想とも符合する。バンドギャップ以上のエネルギー光の照射により半導体中では価電子帯の電子が伝導帯に励起され、キャリアの分布は熱平衡から大きくずれるが、この擾乱は系全体をより低いエネルギーをもつ状態へと移行することを助ける可能性がある。実際文献 [3] の結果は低温で陽子を照射した Si 試料を光照射することにより、それまで観測されなかった水素の常磁性状態を検出することに成功している。今回の我々の実験によりミュオニウムについても同様の傾向が見られることが判明した。

実験結果の詳細は原著論文中 [5] に報告されているが、ここでは特に興味深い Si の結果について紹介する。実験は東大理学部附属中間子希薄研究センターのパルス状ミュオンビームを用いて行なわれた。パルス光源としては市販のキセノンフラッシュランプ (10mJ/pulse) を使用した。入射光がすべてキャリア生成に費やされたとすると約 10^{17} cm^{-3} の濃度で電子・ホールが励起されたと見積られる。

Si 中では、熱平衡状態において注入ミュオンのうち約 50% が Mu_T 中心を形成し、この割合は 4~300 K の範囲ではほぼ一定である。残りの半分は約 200 K を境にそれ以下の温度では Mu_{BC} 中心、それ以上の温度では Mu^\pm 中心となり Mu_{BC} 中心がイオン化されている (Mu^\pm 中心が BC 位置にいるらしい事はチャンネルングの実験から強く示唆されている [8])。このような試料に対して光照射を行うと、まず室温付近では入射ミュオンのすべてが単一の指数関数でスピン緩和を示す様子が見られる (図 2a 参照)。しかも図 3 に示す様に、その緩和率および initial asymmetry (図 2 で $t=0$ の asymmetry) の磁場依存性は比較的ゆっくりとスピン (又は荷電) 交換を受けている Mu_T 中心のそれと極めてよい一致を示す。また光照射有り無しでの asymmetry の大きさの変化から、光照射下での Mu_T 中心の yield は暗状態のそれより増大していることが分かる。従って、この温度領域では光照射によって始めに BC 位置にいた Mu^\pm 中心が Mu_T 中心へと位置及び荷電状態を変化させられたと結論付けられる。一方、興味深いことに、 Mu_{BC} 中心が中性で安定に存在できる低温 (例えば 8 K) では、光照射下で一旦形成された Mu_T 中心がイオン化した中間状態を通過して Mu_{BC} 中心へと変換されたとすれば時間スペクトルおよびスピン緩和率、initial asymmetry の磁場依存性を非常によく説明できるという結果になっている。後者の結果は少なくとも低温では Mu_{BC} 中心が断熱ポテンシャルの最小エネルギーを与えるという理論的予想と一致し、 Mu_T 中心がある種の準安定状態であることを強く示唆する。これら実験結果を要約すれば、高温 (>200 K) では Mu_T が基底状態 (Mu^\pm は準安定) で、低温では逆に Mu_{BC} が基底状態 (Mu_T は準安定) である、ということになる。

このような準安定状態を理解するためのモデルとしては、 Mu_T 及び Mu_{BC} 中心がそれぞれ自由励起子及び自己束縛励起子に類似の性質を持つ事から、これら励起子のダイナミクスを記述する理論的モデルが有効であろうと考えられる。励起子の動力学的理論が教える所によれば、3次元結晶において励起子-格子相互作用が近距離力の場合には自由励起子状態と束縛励起子状態の間にポテンシャル障壁が出来、一方の状態は他方の状態に対して準安定になることが一般的に予想されている [9]。また、いずれの状態がより安定かは自由励起子のエネルギーバンド形成に伴うエネルギー利得

B と自己束縛-格子緩和に伴うエネルギー利得 E_{LR} の大小関係で決まり、 $B < E_{LR}$ の場合には自己束縛状態の方がより安定となる。つまり、低温の Si 中では Mu_{BC} 中心の格子緩和エネルギーが Mu_T 中心のバンド形成エネルギーより大きいとすれば Mu_T 中心の準安定性を定性的に理解することが出来る。そのような状況を図解すると図 4 のようになる。この場合、 Mu_T 中心はキャリアとの衝突でイオン化される事によって大きなミュオン-格子相互作用を誘発し、よって Mu_{BC} 状態へと格子緩和を起こすのではないかと考えられる。一方高温では Mu_{BC} 中心がイオン化しており、それに伴う電子エネルギー（活性化エンタルピー）の上昇を考慮しなければならず、これと上記の B , E_{LR} 三者の微妙な大小関係により Mu_T の方がエネルギー的に安定になっているとすれば、実験的に見いだされた低温とは逆の傾向をも説明出来ると考えられる。

このように光励起下の μSR により、我々は物質の準安定状態に対する興味深い知見を得ることができる。今後は励起光源をより選択的な LASER に置き換える等により幅広い応用を目指している。

最後にこの研究が東大理学部中間子科学センターの西山樟生、永嶺謙忠、新技術事業団の松下明、並びに STA フェローの R.M. Macrae との共同で行なわれた事を付記する。

参考文献:

- [1] 一般的な解説書としては例えば、A. Schenck, *Muon Spin Rotation Spectroscopy* (Adam Hilger, Bristol & Boston, 1985) を参照。日本語で書かれたものでは、固体物理 26, No.11 (1991) [μSR -ミュオンスピン回転、緩和、共鳴 特集号] (アグネ技術センター) を参照。
- [2] 例えば S.J. Pearton, J.W. Corbett and M. Stavola, *Hydrogen in Crystalline Semiconductors* (Springer, Berlin, 1992), 又は J.I. Pankove and N.M. Johnson eds., *Hydrogen in Semiconductors* (Academic, San Diego, 1991) を参照。
- [3] Yu.V. Gorelkinskii and N.N. Nevinnyi, *Pis'ma Zh. Tekh. Fiz.* 13, 105 (1987) [*Sov. Tech. Phys. Lett.* 13, 45 (1987)].
- [4] 最近の review としては、例えば B.D. Patterson, *Rev. Mod. Phys.* 60, 69 (1988). 又、R.F. Kiefl と T.L. Estle による文献 [2] (後者) 中の Muonium in Semiconductors の章を参照。
- [5] R. Kadono, A. Matsushita, R.M. Macrae, K. Nishiyama, and K. Nagamine, *Phys. Rev. Lett.* 73, 2724 (1994).
- [6] R.F. Kiefl et al., in *Proc. 15th Int. Conf. Defects in Semicond.* in press.

- [7] 例えば *Hydrogen in Semiconductors* (Ref.1) 中の C.G. Van de Walle による review を参照.
- [8] H.Simmler et al., *Mat. Sci. Forum* 83-87, 1121 (1992).
- [9] 例えば固体物理 別冊特集号「電子格子相互作用」(アグネ技術センター, 1987) 中の解説記事を参照。

Figure Captions:

- 図 1 元素半導体中のミュオニウム中心： Mu_T は四面体位置、 Mu_{BC} は bond center 位置のミュオニウム（格子点のうち濃い色の原子は四面体格子を構成する単位を表す）。
- 図 2 光照射あり（on）及びなし（off）の各場合のシリコン結晶中での μ SR 時間スペクトル（縦磁場 3kG 中）。光照射下ではかなり速いスピン緩和が見られる。
- 図 3 光照射あり（on）及びなし（off）の各場合のシリコン結晶中での μ SR スペクトルにおける崩壊陽電子の asymmetry ($t=0$ でのミュオンの偏極度に対応) 及びスピン緩和率の縦磁場依存性。特に 8K の asymmetry について、off の場合の実線は Mu_T 及び Mu_{BC} がそれぞれ 50% の相対生成率をもつとして予想される磁場依存性でデータをよく再現している。ところが on の場合にはそのうちの Mu_T の成分が一旦イオン化された状態を経由して Mu_{BC} に変されたとした場合（実線）のみデータをよく再現できる。（点線は初めから 100 % Mu_{BC} を生成した場合に予想される asymmetry の磁場依存性。）
- 図 4 Si 結晶中の双安定生ミュオニウムのモデル。横軸を配位座標 Q に取った時にミュオニウムが各々 T-site 及び BC-site を占める場合の断熱ポテンシャルをプロットしたもの。 E_{RL} は格子緩和によるエネルギー、 B は Mu_T 中心の並進運動に伴うエネルギーバンドの幅、 h は Mu_{BC} のイオン化エネルギーを表す。

Muonium Centers in Crystalline Semiconductors

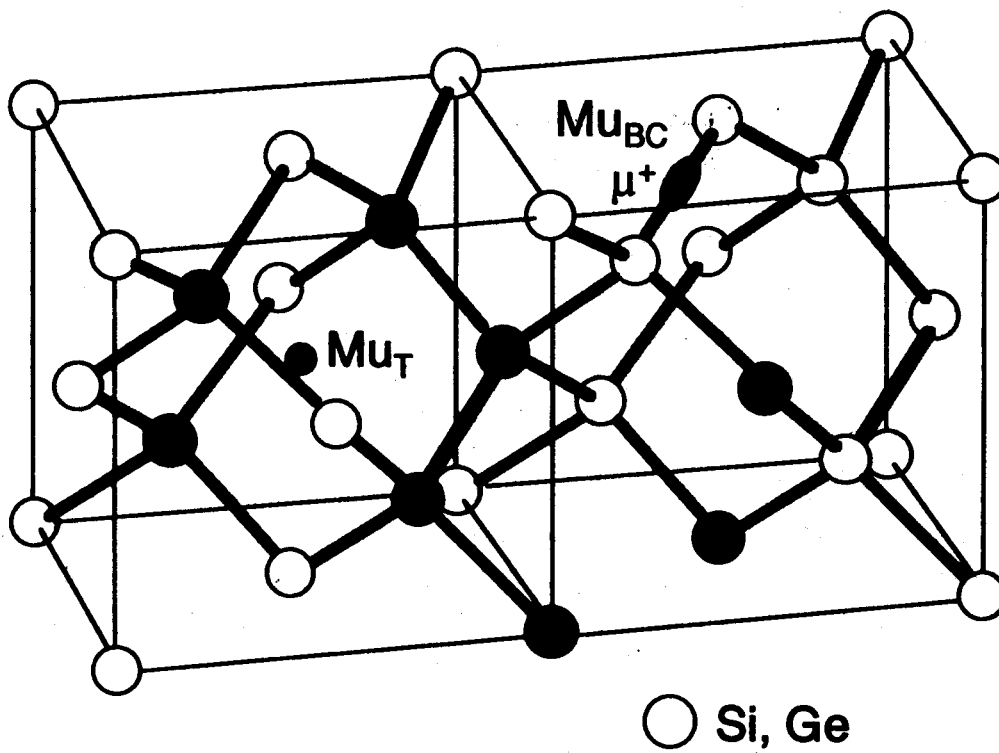
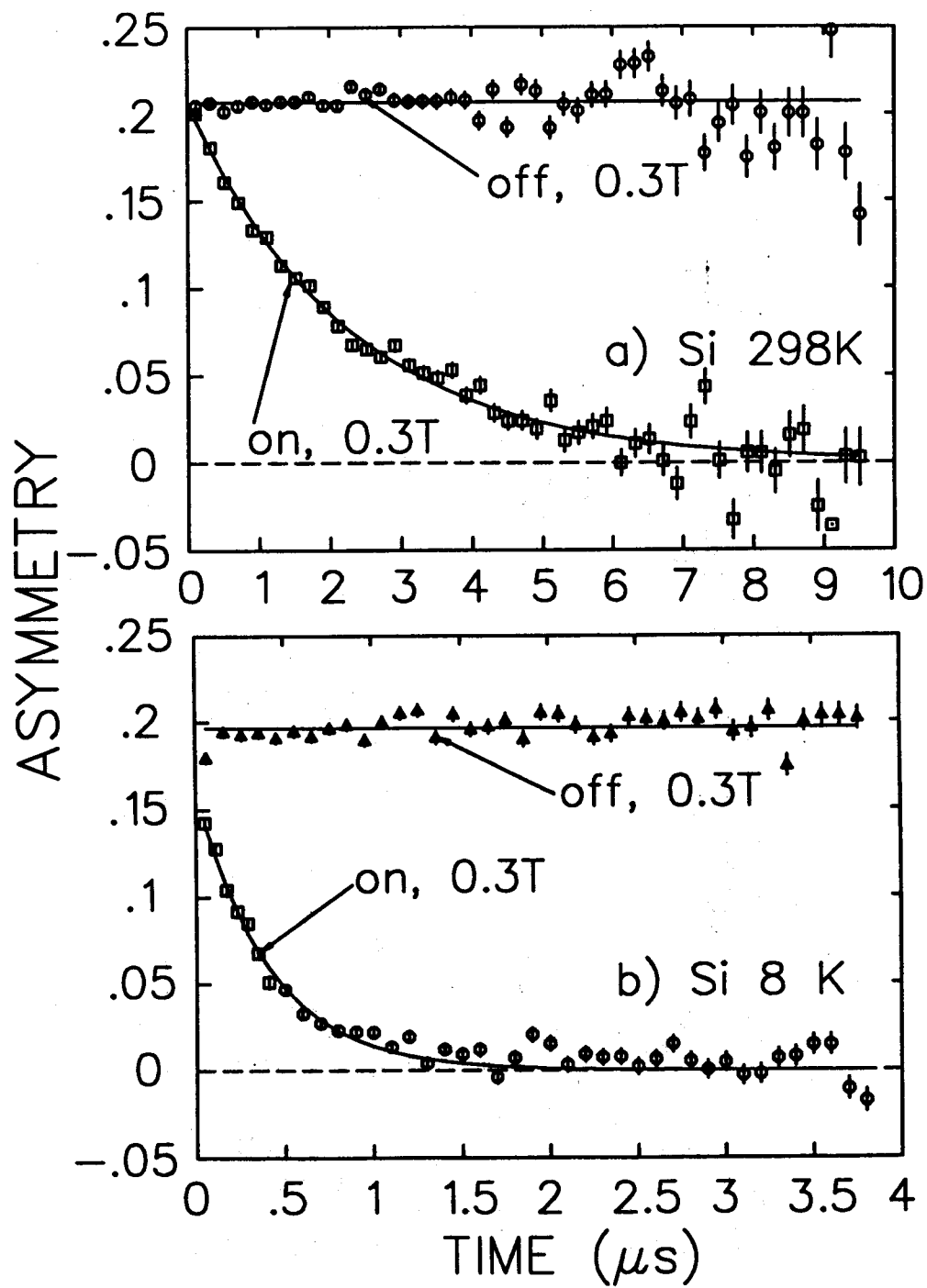


图 1



⊠ 2

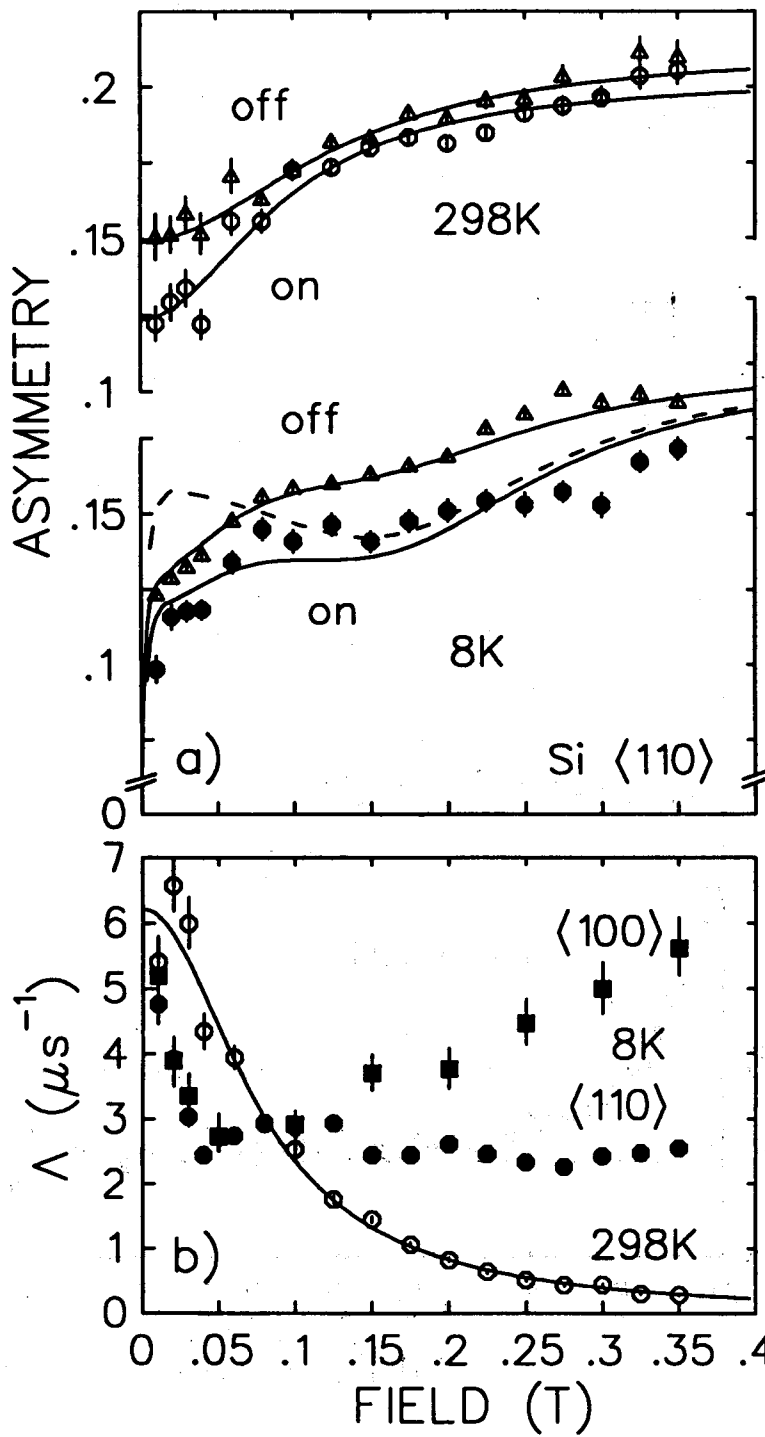


图 3

A model of bistable Mu in Si

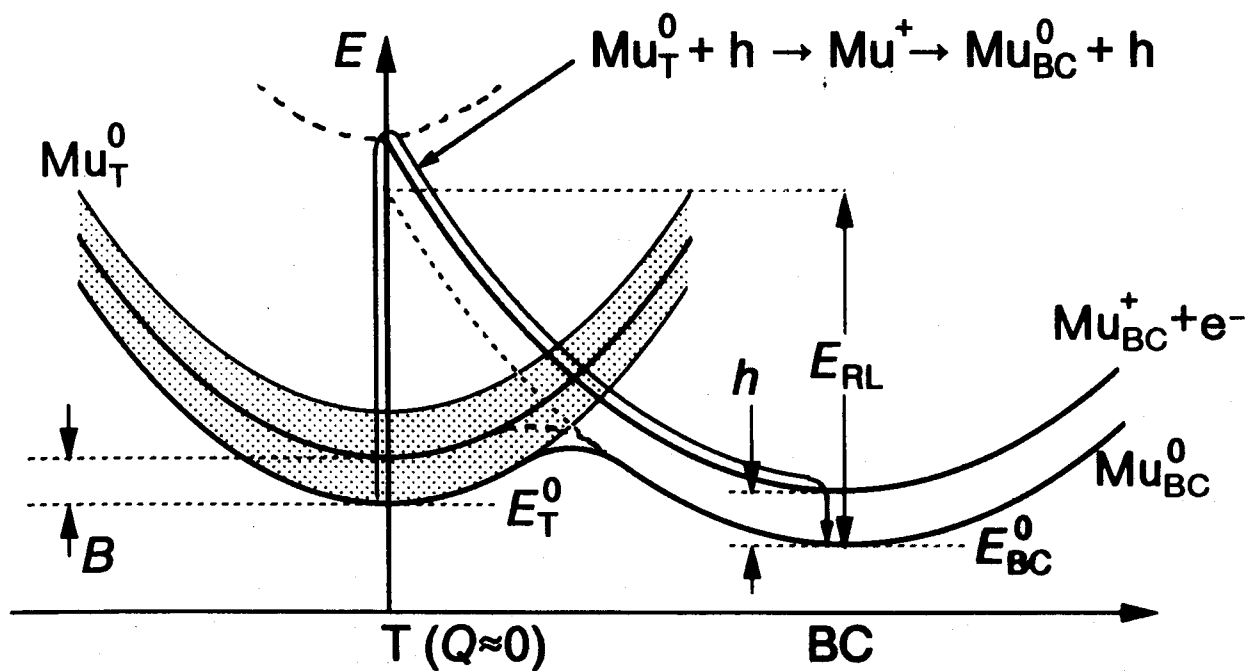


图 4

Scattering Experiments in Atomic and Molecular Physics with Polarized Positron Beams

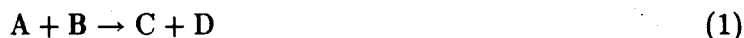
D. M. Schrader and Sudha R. Swaminathan,
Department of Chemistry, Marquette University,
P.O. Box 1881, Milwaukee, WI 53201-1881, USA

Abstract

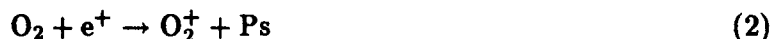
Positronium formation in collisions of slow positrons and molecular oxygen with full spin analysis of reactants and products is considered. This is a special case of a class of rearrangement collisions involving positrons for which formalism is being developed. Results for our special case are presented as the ratio of the yields of *para*- to *ortho*-positronium as a function of the angle defined by the spin quantization axes of the colliding positrons and oxygen molecules.

1 Introduction

We are developing a general formalism for predicting branching ratios for the formation of various spin states for binary scattering events which result in a change of states or in a rearrangement to yield two product species:



For such events, conservation laws give rise to stringent selection rules constraining the states of the products, and these selection rules are more stringent than those which arise if three particles are produced. We consider that species B and D each either contains or consists of a positron, and that spin-orbit and external magnetic fields are negligible. Examples of collisions which we will eventually consider include positronium formation (for which $B = e^+$, $C = A^+$, and $D = \text{Ps}$), compound formation by dissociative attachment of a positron (A is then a molecule, say EF , $B = e^+$, $C = \text{E}^+$, and $D = \text{PsF}$) or of positronium ($A = \text{EF}$, $B = \text{Ps}$, $C = \text{E}$, and $D = \text{PsF}$), positronium quenching (A and C are different states of the same system, and C and D are positronium in different spin states), and others (the formation of Ps^- , the ionization of Ps , etc.). In order to illustrate the formalism, we consider in this note only positronium formation, and we use molecular oxygen as our target:



2 Constants of Motion; The Scattering Matrix

The spin quantum numbers $S_A = 1$, M_{S_A} , $S_B = \frac{1}{2}$, and M_{S_B} are all defined for the asymptotic pre-collision system. As O_2 and e^+ approach and interact, the system wave function develops into a superposition (which we call the "reactant superposition") of eigenfunctions of the commuting spin operators for the combined system, which are \hat{S}^2 , \hat{S}_z , \hat{S}_e^2 , and \hat{S}_p^2 , the operators for total spin, z -component of total spin, total spin for the electrons only, and for the positron, respectively. The corresponding quantum numbers are S , M_S , S_e , and $S_p = \frac{1}{2}$, respectively. For our example, $B = e^+$ so the value of S_e is established by spin conservation to be S_A , which is 1. For each initial

state there is a particular reactant superposition with definite phase relationships between system eigenfunctions.

The spin states of the products C and D can also be expressed as superpositions (which we call the "product superpositions") of eigenfunctions of the combined system. The inversion of this relationship gives the eigenfunctions of the combined system in terms of the product spin states. Simple matrix multiplication then gives the superposition of product states that develops from each initial state. This superposition implies that a coherent mixture of product states is produced. The matrix which connects each initial state with a superposition of product states is, of course, the scattering matrix, which we denote here as M . For our example system, M is an 8×6 matrix.

The results of the computation of the scattering matrix can be expressed in terms of initial and final states using the notation $|S_A, M_{S_A}; S_B, M_{S_B}\rangle$ and $|S_C, M_{S_C}; S_D, M_{S_D}\rangle$, respectively:

$$\begin{aligned} \left|1, 1; \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right\rangle &\rightarrow \left|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 1, 1\right\rangle \\ \left|1, 1; \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right\rangle &\rightarrow \sqrt{\frac{1}{2}} \left|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 1, 0\right\rangle + \sqrt{\frac{1}{2}} \left|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 0, 0\right\rangle \\ \left|1, 0; \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right\rangle &\rightarrow \frac{1}{2} \left|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 1, 0\right\rangle + \sqrt{\frac{1}{2}} \left|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}; 1, 1\right\rangle - \frac{1}{2} \left|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 0, 0\right\rangle \end{aligned} \quad (3)$$

The remainder of the matrix follows from symmetry. To illustrate its significance, we point out that the last line above means that a positronium-forming collision of $O_2(M_S = 0)$ and a "spin-up" positron (with coinciding spin quantization axes) will produce o -Ps($M_S = 0$) with "spin-up" O_2^+ , o -Ps($M_S = 1$) with spin-down O_2^+ , and p -Ps with "spin-up" O_2^+ in the ratio 1:2:1 with the phase relationships indicated.

3 The Reduced Spin Density Matrices

In this section we follow the monograph of Blum on density matrix theory[1] and the paper of Blum and Kleinpopp on the scattering of electrons and two-electron atoms.[2] The reduced spin density matrix for the reactants is the outer product of that for the positron beam and for the oxygen beam. We assume that the spin quantization axes¹ of the colliding species define an angle β , and that both colliding beams are perfectly polarized. After rotating one of the spin quantization axes through the angle β , we obtain the initial reduced spin density matrices ρ_{in} shown in Table 1 for two different polarizations of the molecular beam. ρ_{in} is a 6×6 matrix.

The reduced spin density matrix for the products is given by:

$$\rho_{out} = M \rho_{in} M^\dagger \quad (4)$$

We do not reproduce ρ_{out} here for simplicity; it can be readily calculated with data given. It is an 8×8 matrix with many non-zero off-diagonal elements which indicate channel interference and the possibility of observing beat frequencies. The diagonal elements give the branching ratios of product states as a function of the spin quantization angle β for given initial polarizations. We present here (Fig. 1) only one result, the one which appears to us to be the easiest to measure: the ratio of the *para*- to *ortho*-positronium yields for several different cases of reactant and product spin analysis.

¹It is worth noting that the axis of spin quantization of each incident beam is independent of its propagation vector.

4 Excited Products

The threshold for reaction (2) is 5.27 eV. It is the only ion-producing channel until 9.36 eV, at which energy the formation of an electronically excited state of the ion, a quartet, becomes possible.² The prediction of the branching ratio for these two final states can be made by solving the appropriate Schrödinger equation. It might be possible to measure this ratio in the appropriate energy region by observing the *para*- to *ortho*-positronium ratio with spin analysis of O₂ and/or O₂⁺.

The ratios of *para*- to *ortho*-positronium yields coincident with the formation of a quartet O₂⁺ ion are given in Fig. 1. The deduction of these ratios rests on the formalism described above with appropriate changes in the numerics. For example, the reactant superpositions are the same as those which arise for the ground state ion, but the product superpositions are different. The scattering matrix is 6×16, and ρ_{out} is 16×16. In principle, the calculation is the same in either case.

Acknowledgements

We are pleased to acknowledge helpful discussions with F. M. Jacobsen, A. D. Stauffer, R. J. Drachman, D. W. Gidley, R. Schrader, and F. J. Lamelas.

References

- [1] K. Blum, *Density Matrix Theory and Applications* (Plenum Press, New York, 1981).
- [2] K. Blum and H. Kleinpoppen, *Phys. Rev. A* **9**, 1902 (1974).

²This is the only electronically excited state possible until 10.31 eV, when the channel for an excited doublet opens. The channel for dissociative positronium formation opens at 11.93 eV.

Table 1. The reduced spin density matrix for colliding spin-polarized beams of positrons and molecular oxygen. β is the angle defined by the two spin quantization axes. Rows and columns are labelled by the quantum numbers M_{S_A} and M_{S_B} . The first matrix is for the case $M_{S_A} = 1$, and the second, 0. Empty blocks contain only zero elements. An overall factor of $1/2$ should be applied to each table.

O_2		1		0		-1	
e^+		$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
1	$\frac{1}{2}$	$1 + \cos \beta$	$\sin \beta$				
1	$-\frac{1}{2}$	$\sin \beta$	$1 - \cos \beta$				
0	$\frac{1}{2}$						
0	$-\frac{1}{2}$						
-1	$\frac{1}{2}$						
-1	$-\frac{1}{2}$						

O_2		1		0		-1	
e^+		$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
1	$\frac{1}{2}$						
1	$-\frac{1}{2}$						
0	$\frac{1}{2}$			$1 + \cos \beta$	$\sin \beta$		
0	$-\frac{1}{2}$			$\sin \beta$	$1 - \cos \beta$		
-1	$\frac{1}{2}$						
-1	$-\frac{1}{2}$						

		O ₂			
		1	0	-1	sum
O ₂ ⁺	1/2	a	f	0	c
	-1/2	0	a	f	d
	sum	a	1/3	f	1/3

		O ₂			
		1	0	-1	sum
O ₂ ⁺⁺	3/2	f	0	0	f
	1/2	a	f	0	d
	-1/2	0	a	f	c
	-3/2	0	0	a	a
	sum	e	1/3	b	1/3

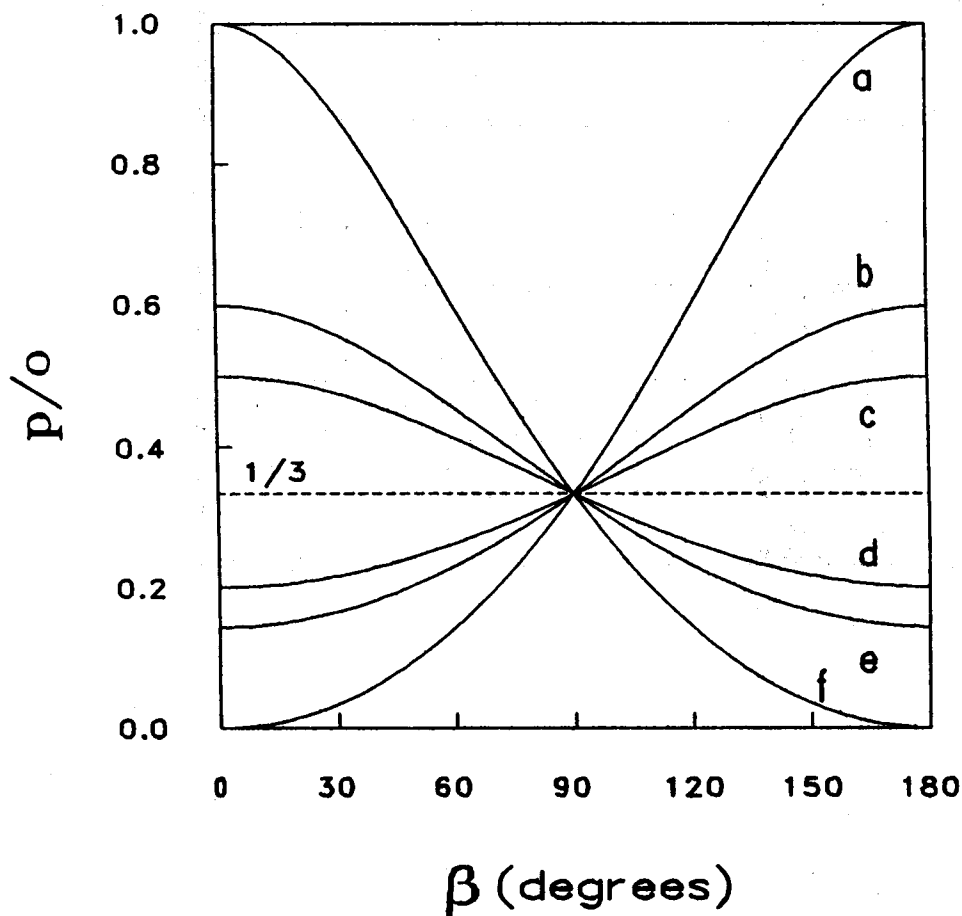


Figure 1. The ratio of *para*- to *ortho*-positronium yields as a function of β , the angle defined by the spin quantization axes of the colliding oxygen and positron beams. The key to the figure for the formation of O₂⁺ in its ground state is the box in the upper left corner; that for the formation of O₂⁺ in its first electronically excited state (a quartet state) is shown in the upper right.

陽電子偏極とポジトロニウム

東京大学教養学部・総合文化研究科

兵頭俊夫

陽電子の特徴とその利用

1932年にAndersonによって発見された陽電子は、1950年代にはすでに物性研究への端緒が開かれ、1960年代にその有用性が広く知られるようになった。この反粒子プローブは、以下のよう特徴をもっている。

陽電子は物質中の電子と消滅すると2本の γ 線になる。その放出角度分布は電子の運動量分布と一致するため、電子状態を研究する重要な手段になっている。この方法は散乱の多い電子系にも適用できるという特徴があり、純金属のみならず合金などのフェルミ面の研究や多体相互作用の研究に利用されている。

陽電子は正の電荷を持つために、単原子空孔やボイドやなどのオープン・スペースにトラップされ、その情報を消滅 γ 線を介して外に伝える。これによって、金属・合金の低濃度領域の格子欠陥の研究、高温状態での格子欠陥の生成や照射損傷の焼鈍のその場測定、非常に敏感な手段として大きな力を発揮している。

金属中で熱化した陽電子は、仕事関数が負であるために、1 eV程度の低エネルギーで表面から放出される。これを利用して、エネルギー可変低速陽電子ビームを作り表面および近表面状態の研究や、陽電子と原子・分子との相互作用の研究が行われている。

陽電子と電子の束縛状態であるポジトロニウムは、水素類似の最も軽い「エキゾチック原子」であり、その原子分子との相互作用は、原子物理学の基礎として重要である。ポジトロニウムは固体中にも生成し、中性複合粒子-フォノン相互作用の理解のための重要な情報を与えている。また、ポジトロニウムは、純粋にレプトンからなる最も単純な束縛状態であるため、電磁相互作用の超精密測定に最適の場を提供している。

陽電子のスピン偏極とその利用

パリティ非保存のために、 β 崩壊からの陽電子は進行方向にスピン偏極している（ヘリシティをもつ）。陽電子のこの特徴の利用は、まだ、上に挙げた他の特徴ほどには十分に開発されていない。

よく知られているように、1956年にLeeとYang [1]が、弱い相互作用に関してそれまでに行われていた実験には、パリティが保存している証拠となるものは存在しないことを指摘すると、直ちに、有名なWuらの実験 [2] を初めとして、実はパリティは保存していないということを証明する実験がいくつか行われた。陽電子がヘリシティを持つことを確認する実験もその中に含まれていた。それは、磁場中のポジトロニウムの生成と消滅および強磁性体中の対消滅を利用して行

われた。

Page and Heinberg[3] は、磁場中でポジトロニウムを生成させると、オルソ・ポジトロニウムとパラ・ポジトロニウムの生成率が磁場の向きに依存することを利用して、気体に対する陽電子2光子角相関法を使って、陽電子が偏極していることを示した。その後 Dick ら [4] は、磁場中の陽電子寿命スペクトル中のポジトロニウム寿命を観測しても、それがわかることを示した。一方、Hanna and Preston [5] は、磁性体を陽電子の進行方向に磁化させた場合と反対向きに磁化させた場合の2光子角相関の差から、陽電子の偏極を示した。これらの方法が、その後の陽電子偏極率測定法や陽電子偏極を利用する実験の原型となっている。

Page and Heinberg らの方法は長嶋ら [6] によって精度を上げる試みがなされ、兵頭ら [7] によってアルカリハライド中のポジトロニウムの研究に応用されている。Dick らの方法は Gerber ら [8] によって洗練され、弱い相互作用の研究に用いられている [9]。Hanna and Preston の方法は、Berko [10][11] らによって、磁性体の電子状態の研究に利用され、赤羽と Berko [12] によって消滅光子のドップラー広がり測定を用いた簡便な偏極率測定も試みられている。

さらに、低速陽電子ビーム技術の発達により、偏極陽電子ビームが利用できるようになった [13]。この場合は、陽電子の試料内への侵入が浅いので、磁性体の研究についてもポジトロニウムの生成率を利用する。この手法は、Michigan 大の Rich のグループによって、表面磁性 [14]、陽電子の減速過程 [16]、光学活性物質 [15] などの研究に使われている。

スピン偏極した低速陽電子ビームは、わが国でも最近都立大-住友重工業の共同研究 [18] や、理研 [17] で開発が進められている。また、西播磨の SPRING-8[19] でも、Wiggler 用いた偏極陽電子の生成の可能性が検討されている。これらが順調に稼働すれば、表面や薄膜の磁性の研究などに威力を発揮するものと期待される。

陽電子偏極と2光子角相関および陽電子寿命スペクトルのポジトロニウム成分

偏極率測定と偏極利用の基礎として、陽電子偏極が2光子角相関と陽電子寿命スペクトルに及ぼす効果を見ておこう。

今、スピンの量子化軸 (z 軸) を陽電子ビームの進行方向に取り、上向きスピンの状態 α の陽電子の数を N_+ 、下向きスピンの状態 β の陽電子の数を N_- とすると、スピン縦偏極 (ヘリシティ) P は、

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = p_+ - p_- \quad (1)$$

で定義される。ただし、 $P_+ = N_+/(N_+ + N_-)$ 、 $P_- = N_-/(N_+ + N_-)$ は、各々、陽電子が α 、 β にある割合を表す。 $p_+ + p_- = 1$ より、

$$p_+ = \frac{P+1}{2}, \quad p_- = \frac{P-1}{2} \quad (2)$$

である。

偏極 P の陽電子ビームがターゲット中の電子との間にポジトロニウムを形成する場合を考える。ただし以下では、なるべく具体的なイメージを失わないように、 p_+ 、 p_- で考える。(2) を用いれば、結果を直ちに P で表すことができる。

陽電子を物質の中に入射したとき、陽電子と結合する電子が上向きスピンの状態 (α')、下向きスピンの状態 (β') にある確率をそれぞれ、 p'_+ 、 p'_- とする。

まず、ターゲットは偏極しておらず、外部磁場もないものとする。このとき、 $p'_+ = p'_- = 1/2$ だから、電子・陽電子対のスピンの状態 $|\alpha'\alpha\rangle$ および $|\beta'\alpha\rangle$ になる確率はともに $\frac{1}{2}p_+$ 、また、 $|\alpha'\beta\rangle$ および $|\beta'\beta\rangle$ になる確率はともに $\frac{1}{2}p_-$ である。このうち、 $|\alpha'\beta\rangle$ と $|\beta'\alpha\rangle$ は、電子と陽電子のスピンの相互作用（水素原子でいえば超微細構造を作る相互作用であるが、陽電子の磁気モーメントが水素のものよりはるかに大きいために、エネルギー分裂は水素に比べると2桁大きい）のために、 $1/2$ ずつの確率でスピン状態

$$|1,0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\alpha'\beta\rangle + |\beta'\alpha\rangle) \quad (3)$$

$$|0,0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\alpha'\beta\rangle - |\beta'\alpha\rangle) \quad (4)$$

になる。左辺は、合成スピンの状態 $|S M_S\rangle$ で、その z 成分が $\hbar M_S$ である状態を、 $|S M_S\rangle$ と表したものである。

この場合、 $|\alpha'\alpha\rangle = |11\rangle$ が $\frac{1}{2}p_+$ 、 $|\beta'\beta\rangle = |-1-1\rangle$ が $\frac{1}{2}p_-$ 、 $|11\rangle$ が $\frac{1}{4}(p_+ + p_-)$ 、 $|00\rangle$ が $\frac{1}{4}(p_+ + p_-)$ の割合で生じる。前3者がオルソ・ポジトロニウム、最後の状態がバラ・ポジトロニウムである。従って、 $p_+ + p_- = 1$ に注意すると、オルソ・ポジトロニウムが $3/4$ 、バラ・ポジトロニウムが $1/4$ である。つまり、陽電子が偏極していてもオルソ・ポジトロニウムとバラ・ポジトロニウムは $3:1$ の割合で生じる。

ターゲットが磁性体で電子も偏極しており、 $p'_+ \neq p'_-$ であるときは、各状態の生成率は

$$|\alpha'\alpha\rangle: p'_+p_+, \quad |\beta'\beta\rangle: p'_-p_- \quad (5)$$

$$|10\rangle: \frac{1}{2}(p'_+p_- + p'_-p_+), \quad |00\rangle: \frac{1}{2}(p'_+p_- - p'_-p_+) \quad (6)$$

となり、もはやオルソ：バラの生成比は $3:1$ ではなくなる。確かに $3:1$ でなくなっていることは、電子も陽電子もともに 100% 偏極している場合を考えればわかる。つまり、 $p'_+ = 1$ 、 $p_+ = 1$ ならオルソ・ポジトロニウム $|\alpha'\alpha\rangle = |11\rangle$ しか生成しないし、 $p'_+ = 0$ 、 $p_+ = 1$ ならオルソ・ポジトロニウム $|10\rangle$ とバラ・ポジトロニウム $|00\rangle$ が $1:1$ の割合で生成する。

さて次に、ターゲットが非磁性体で、しかし陽電子の進行方向に磁場がかかっている場合を考える。磁場中では $|10\rangle$ と $|00\rangle$ はもはや固有状態ではなく、

$$|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+y^2}}|10\rangle + \frac{y}{\sqrt{1+y^2}}|00\rangle = \frac{1+y}{\sqrt{2(1+y^2)}}(|\alpha'\beta\rangle + \frac{1-y}{\sqrt{2(1+y^2)}}|\beta'\alpha\rangle) \quad (7)$$

$$|-\rangle = \frac{y}{\sqrt{1+y^2}}|10\rangle + \frac{1}{\sqrt{1+y^2}}|00\rangle = \frac{1-y}{\sqrt{2(1+y^2)}}(|\alpha'\beta\rangle - \frac{-(1-y)}{\sqrt{2(1+y^2)}}|\beta'\alpha\rangle) \quad (8)$$

および磁場の影響を受けないオルソ状態 $|11\rangle$ と $|1-1\rangle$ が固有状態である。 $|+\rangle$ を "オルソ" 状態、 $|-\rangle$ を "パラ" 状態と呼ぶことにする。ここで、磁束密度を B 、電子の磁気モーメントを $-\mu$ 、 $B=0$ でのポジトロニウムの一重項状態と三重項状態のエネルギー分裂を ΔE とするとき、

$$y = \frac{x}{\sqrt{1+x^2+1}}, \quad x = \frac{4\mu B}{\Delta E} \quad (9)$$

である。

入射陽電子のうち p_+ が状態 α にあるとすれば、各状態のポジトロニウムの生成確率は

$$\text{オルソ} : I_o = \frac{1}{2}p'_+ + \frac{1}{2}p'_- \quad (10)$$

$$\text{"オルソ"} : I_o' = \frac{(1-y)^2}{2(1+y^2)}p'_+ + \frac{(1+y)^2}{2(1+y^2)}p'_- \quad (11)$$

$$\text{"パラ"} : I_p' = \frac{(1+y)^2}{2(1+y^2)}p'_+ + \frac{(1-y)^2}{2(1+y^2)}p'_- \quad (12)$$

となる。

従って、陽電子寿命スペクトルを測定すると、"パラ" 状態に由来する中間寿命成分の大きさが磁場がないときと異なり、しかも磁場の向きによって変化する。また、2光子角相関のポジトロニウム成分 (ポジトロニウム・ピーク) の強度は、"オルソ" および "パラ" ・ポジトロニウムの2光子消滅の分岐率の和で与えられ、

$$I_N = \frac{\lambda_s}{\lambda_+} \frac{y^2}{1+y^2} + \frac{\lambda_s}{\lambda_-} \frac{1}{1+y^2} \quad (13)$$

となる。ただし、 λ_s 、 λ_+ 、 λ_- は、それぞれ、パラ・ポジトロニウム $|00\rangle$ 、"オルソ" ・ポジトロニウム $|+\rangle$ 、"パラ" ・ポジトロニウム $|-\rangle$ の消滅率である。物質中のポジトロニウムにこれを適用するときは、物質の誘電率がポジトロニウムの内部運動波動関数に及ぼす効果とピックオフ消滅の効果を検討した、消滅率 λ_s 、 λ_+ 、 λ_- 用いればよい [20]。

参考文献

- [1] T.D. Lee and C.N. Yang: Phys. Rev. 104(1956) 254.
- [2] C.S. Wu et al.: Phys. Rev. 105 (1957) 1413.
- [3] L. Page and M. Heinberg: Phys. Rev. 106 (1957) 1220.

- [4] L. Dick et al.: Phys. Lett. 3 (1963) 326.
- [5] S.S. Hanna and R.S. Preston: Phys. Rev. 106 (1957) 1363.
- [6] Y. Nagashima and T. Hyodo: Phys. Rev. B 41 (1990) 3937.
- [7] T. Hyodo et al. Phys. Rev. B 40 (1989) 8037.
- [8] G. Gerber et al. Phys. Rev. D 15 (1977) 1189.
- [9] M. Scalsey et al Phys. Rev. C 32 (1985) 1014.
- [10] S. Berko and J. Zuckerman: Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 339.
- [11] S. Berko and A. P. Mills, Jr.: J. Phys. (Paris) C1 (1971) 287.
- [12] T. Akanane and S. Berko: *Positron Annihilation* ed. by P.G. Coleman et al. (North Holland, 1982) 874.
- [13] P.W. Zitzewitz et al. Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1281.
- [14] D. Gidley et al. Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1779.
- [15] D. Gidley et al. Nature 297 (1982) 639.
- [16] J. Van House and P. W. Zitzewitz: Phys. Rev. A 29 (1984) 96.
- [17] 伊東芳子 : 本研究会.
- [18] 広瀬立成 : 本研究会.
- [19] 早乙女光一 : 本研究会.
- [20] A. Bisi et al.: Phys. Rev. 128(1962) 2195.

Possibilities for a high intensity polarized slow positron source using ^{13}N

A. P. Mills, Jr.

AT&T Bell Laboratories, Murray Hill, NJ 07974

ABSTRACT - A small area intense polarized beta-decay positron source could be made using the reaction $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$, provided the activity were transported away from the deuteron target by a carrier gas and frozen onto a small diameter spot. 60 kW of 15 MeV deuterons could yield a source of 3×10^{10} slow polarized positrons per second from a 100 μm source spot. Such a source would be as effective as a pulsed LINAC source of equal power, and would be equivalent for high brightness applications to a 10 cm diameter 300 kCi ^{64}Cu source.

INTRODUCTION - Polarized positrons are useful for probing the spin density of electrons in solids [1] and for studying positronium and its chemistry [2]. Various experiments using high densities of positrons can also exhibit the mysterious spin one-half of the positron and the Fermi statistics this entails. No one would believe the spin-statistics connection should fail for anti-matter, especially since it is at the heart of the amazingly successful qed theory [3]. However, it would be informative to directly observe positron Fermi statistics and possible interesting departures from non-interacting particle behavior. For example, one could study the dynamics of Ps_2 molecule formation at a solid surface, the effects of small perturbations on the Bose-Einstein condensation of spin polarized Ps and of Ps_2 , correlation effects on the negative work function emission of high density positrons from a solid and possible positron superconductivity and magnetic ordering in solid insulator hosts.

Collections of positrons sufficient in number and low enough in temperature for displaying Coulomb correlation effects are already available in magnetic traps [4], and the trapped positrons may be polarized using resonance techniques [5], if they are not initially polarized. On the other hand, β decay positrons are polarized if they are velocity selected, and an intense polarized positron source would find many uses [6].

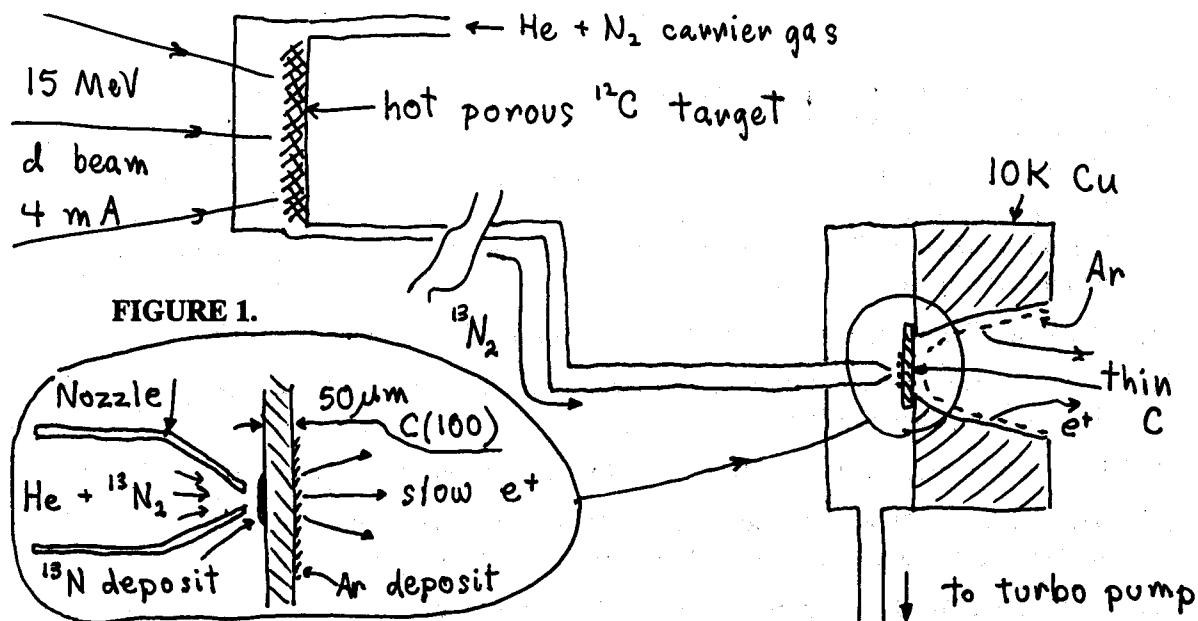
Candidates for a large polarized positron source include the β decay sources ^{64}Cu , ^{79}Kr and ^{58}Co , all of which suffer somewhat from difficult preparation requirements associated with a nuclear reactor and physical and chemical manipulations. A short lived isotope produced by charged particle bombardment of light elements is a possible alternative to a reactor source [7]. The present note describes a scheme for the production of slow positrons from ^{13}N , made via the $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ reaction [8], that might be suitable for an intense polarized source.

The thick target yield of ^{13}N for a given power is almost constant for d energies between 10 and 30 MeV [9]. The peak yield is 2×10^{13} $^{13}\text{N}/\text{s}$ or about 500 Ci given 60 kW of deuterons at 15 MeV. My present slow positron beam uses 50 mCi ^{22}Na behind a 5 μm Cu(2% Be) window, an Ar moderator and a conical moderating surface to give 3×10^6 slow e^+/s . Extrapolating to a 10^4 times stronger source suggests that a 60 kW ^{13}N source could yield 3×10^{10} slow e^+/s .

SUGGESTED DESIGN - A possible way to make use of the ^{13}N is suggested in Fig 1. The important features include using a large area (and therefore easily cooled) hot porous carbon target from which ^{13}N is to be continuously extracted by means of a carrier gas consisting of He with possibly a trace of ordinary N_2 to act as an exchange agent. The ^{13}N is to be transported away from the harsh environment of the d target region and condensed in a small area on the back of a cold (10 K) thin (50 μm) diamond window. Note that 500 Ci of ^{13}N would dissipate about 2.5 W in the window, which, given the $100 \text{ W cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ thermal conductivity below 100K, would lead to a few K temperature rise in a 100 μm diameter spot. The slow positron moderator

could thus be a solid rare gas [10] or possibly a field-assisted diamond moderator [11].

The smallest practical size of the condensed ^{13}N spot is determined by the geometry of the smallest nozzle that just provides sufficient pumping speed S to extract the gases from the irradiation cell of volume V in less than the 10 min ^{13}N half life. For a simple orifice of diameter d , the evacuation time constant is $\tau = V/S = 8V/d^2$, where d is in mm, V is in liters and τ is in sec. With $V = 0.1$ l and $\tau < 10^3$ s, the orifice diameter must be greater than $30 \mu\text{m}$.



BRIGHTNESS CONSIDERATIONS - The possible great positron beam brightness resulting from a less than $100 \mu\text{m}$ diameter ^{13}N spot would make such a source more valuable for many purposes than a much stronger source originating from a larger area. For example, if high beam brightness is a requirement, then each stage of brightness enhancement [12] typically [13] reduces the beam diameter by a factor of 10 and the intensity by a factor of 5 while giving 20 times more brightness. A 100μ ^{13}N source of 3×10^{10} slow e^+ /s would thus have the equivalent brightness available from a 300 kCi ^{64}Cu source 10 cm in diameter. The position of the source spot would have to be changed every 10 m to avoid excessive build up of ^{13}N and ^{13}C .

It is to be noted that a pulsed beam from a LINAC has a high density in phase space that may be turned into a small diameter continuous beam if desired by capturing a pulse in a trap and letting the positrons leak out slowly through a small diameter potential hole. Some scrambling mechanism would be needed to make the transverse trajectories ergodic or chaotic; probably the Coulomb interactions would suffice given a large number of stored positrons [14]. Existing pulse stretchers [15] that let the positrons escape past a transversally uniform potential may be used to achieve the complementary effect of a very narrow beam energy spread. If the duty cycle is $\eta = \text{pulse length} \times \text{repetition rate}$, then either the beam area or the energy spread may be reduced by the factor η in principle. Thus, a typical LINAC beam that might be 1 cm in diameter and have $\eta < 10^{-6}$ would have a brightness equivalent to a $10 \mu\text{m}$ continuous beam of the same energy. If the positron trap were in a high magnetic field and contained a cavity tuned to the spin flip frequency and coupled to a cold (4 K) load, the positrons from an unpolarized LINAC source may be spin polarized also. The spin cooling time is roughly $1 \text{ sec} \times (50 \text{ kG}/B)^2 \times (1/Q)$, where Q is the "Q" of the resonant cavity. In calculations of the relative merit of different designs, the cavity

polarizer has the disadvantage of using a large magnetic field, into and out of which the positrons must be transported adiabatically to preserve the brightness.

We conclude that a ^{13}N source as describe herein could in principle be much better than any practical reactor-produced isotope source. On the other hand, a pulsed LINAC positron beam could be roughly equally valuable as a ^{13}N source of the same primary power, and the choice of which one to use would depend mostly upon cost and other non-technical factors.

REFERENCES

- [1] S. Berko, in "Positron Solid State Physics", edited by W. Brandt and A. Dupasquier (North-Holland, 1983) pp. 64-145. See pp. 125-6.
- [2] See "Positron and Positronium Chemistry", edited by Y. C. Jean (World Scientific, 1990); "4th International Workshop on Positron and Positronium Chemistry", edited by I. Billard, *Journal de Physique IV, Volume 3, Colloque C4* (1993) [Supplement au Journal de Physique II, no. 9].
- [3] "Quantum Electrodynamics", edited by T. Kinoshita (World Scientific, 1990).
- [4] R. G. Greaves and C. M. Surko, "An electron-positron beam-plasma experiment", *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3846 (1995).
- [5] P. B. Schwinberg, R. S. Van Dyke, Jr. and H. G. Dehmelt, *Phys. Lett. A* **81**, 119 (1981).
- [6] See A. Rich, in "Positron Studies of Solids, Surfaces and Atoms", edited by A. P. Mills, Jr., W. S. Crane and K. F. Canter (World Scientific, 1986) p. 177.
- [7] T. S. Stein, W. E. Kauppila and L. O. Roellig, "Production of a monochromatic low energy positron beam using the $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ reaction", *Rev. Sci. Instrum.* **45**, 951 (1974).
- [8] R. Xie, M. Petrov, D. Becker, K. F. Canter, F. M. Jacobsen, K. G. Lynn, R. Mills and L. O. Roellig, "Production of a low energy positron beam using the $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ reaction", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B* **93**, 98 (1994).
- [9] Yoshiko Itoh, Ph. D. Thesis, Faculty of Engineering Science, Osaka University (1988) Fig. 7-1, p. 75: data compiled from *Phys. Rev.* **100**, 32 (1955); *At. Energy, USSR* **1**, 377 (1959); *Radiochem. Acta.* **8**, 78 (1967); and R. J. Jaszczak, et al., *Phys. Rev.* **181**, 1428 (1969). *Radiochimica Acta*
- [10] A. P. Mills, Jr., S. S. Voris, Jr. and T. S. Andrew, "Solid Kr Moderator for producing slow positrons", *J. Appl. Phys.* **76**, 2556 (1994).
- [11] G. R. Brandes, A. P. Mills, Jr. and D. M. Zuckerman, "Positron work function of Diamond C(100) surfaces", *Mater. Sci. Forum.* Vols. **105-110**, 1363 (1992).
- [12] A. P. Mills, Jr., "Brightness enhancement of slow positron beams", *Appl. Phys.* **23**, 189 (1980).
- [13] G. R. Brandes, K. F. Canter and A. P. Mills, Jr., "Submicron-resolution study of a thin Ni crystal using a brightness-enhanced positron reemission microscope", *Phys. Rev. Lett.* **61**, 492 (1988).
- [14] L. H. Haarsma, K. Abdullah and G. Gabrielse, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 806 (1995).
- [15] T. Akahane, et al., *Appl. Phys. A* **51**, 146 (1990).

スピン偏極陽電子ビームへの期待

高エネルギー物理学研究所 放射光実験施設
設楽哲夫、中原和夫

スピン偏極陽電子ビームを用いた物性研究としては、やはりそのスピンの偏極していることを最大限に生かした磁性体への応用が最も興味深い。磁性体の中でも多層膜磁性体の電子状態の研究への応用は、従来の手法では解明困難な点を、スピン偏極陽電子ビームの利点を生かして克服出来る可能性があり、その実現への期待は大きい。

我々が現在考えている多層膜磁性体は、例えば (Fe, Co) / (Pt, Pd) 多層膜である。これらの多層膜磁性体は、Fe または Co の膜厚が薄くなると垂直磁気異方性を示すため、次世代の高密度記録媒体として有望視されている。しかしながら、その垂直磁気異方性の起源はまだ明らかにされていない。したがって、これらの多層膜磁性体の磁気状態・電子状態の研究は、基礎的にも応用的にも重要で興味深い。

理論計算によれば、この多層膜磁性体の電子状態は界面からの距離に依存して変化することが予想されており、実験的に界面からの各原子層毎の電子状態を解明出来ることが望ましい。

従来の測定方法には、円偏光を用いた吸収・反射スペクトル（いわゆる磁気円二色性：MCD）やスピン・角度分解光電子分光（ARPES）などがあり、さまざまな物質に適用されて大きな成果をあげている。しかしながら、これらの方法では界面からの各原子層毎の電子状態を見ることは出来ない。それは、MCD では約 1000 オングストロームの、ARPES では約 100 オングストロームの厚みのマクロな平均的な状態を見てしまうからである。

そこでスピン偏極陽電子ビームの利点があらわれてくる。低速化したスピン偏極陽電子ビームが実現されたならば、これを用いたスピン偏極陽電子消滅誘起オージェ電子分光法（Spin Polarized Positron Annihilation Induced Auger Electron Spectroscopy）により表面一層の電子状態を見ることが可能で、スピン偏極陽電子ビームのエネルギーを変えることで深さ方向の電子状態の変化（Depth Profile of Spin Resolved DOS）をスピンの情報をも含めて追うことが出来るようになる。

このことはスピン偏極陽電子消滅誘起オージェ電子分光法に特有の全くユニークな点であり、他のいかなる測定方法によっても実現は困難であろう。一日も早い実用的なスピン偏極陽電子ビームの実現を期待するものである。

強磁性または、フェリ磁性の試料を RI 線源からの陽電子線に平行または反平行に磁化して、陽電子消滅ガンマ線角相関を測定すれば、スピンの依存した運動量分布が得られる：

$$\rho_{\text{para}}(p) = \rho_0(p) + \frac{1}{2} (1+P_p) \rho_{\text{maj}}(p) + \frac{1}{2} (1-P_p) \rho_{\text{min}}(p), \quad (1)$$

$$\rho_{\text{anti}}(p) = \rho_0(p) + \frac{1}{2} (1+P_p) \rho_{\text{min}}(p) + \frac{1}{2} (1-P_p) \rho_{\text{maj}}(p), \quad (2)$$

ここで、 P_p は、陽電子線の偏極度、 ρ_0 は、非磁性電子の、 ρ_{maj} は、多数スピン電子の、 ρ_{min} は、少数スピン電子の運動量分布である。

残念ながら、角相関測定は、運動量分布の相対測定なので、何らかの方法でこれらを規格化する必要がある。3 γ 消滅の yield を用いる方法⁽¹⁾ があるが、測定精度を上げるのは難しい。我々は陽電子線源を磁性体（試料）と非磁性体（実際には Be）でサンドイッチし、Be 側から磁性体試料方向へ、または、その反対方向へ磁場を印加することで、磁性体試料中の陽電子にスピン偏極をもたせることにより、スピンの依存した陽電子寿命を測定する事を試みた。⁽²⁾

$$\tau_{\text{para}}^{-1} \propto \int \rho_{\text{para}}(p) dp, \quad \tau_{\text{anti}}^{-1} \propto \int \rho_{\text{anti}}(p) dp. \quad (3)$$

magnetite (Fe_3O_4) 試料について、独立粒子近似での電子-陽電子の重なる見積りによると、この両者の差は、その平均の約 8% である。即ち、上記の実験では、 $P_p \approx 0.5$ 、またサンドイッチの片側だけが変化するので、更に 0.5 のファクターが掛かり、約 2% の差が期待された。しかし、実際には、magnetite の陽電子寿命: 220psec に対して、差は 1psec (0.5%) と、ほぼこの測定の誤差範囲内であった。

既に、中尾さんが指摘されているように、⁽³⁾ これは、電子-陽電子の相関によるエンハンスメントがスピンの依存しているためかも知れない。即ち、局所密度近似で考えれば、少数スピン電子は電子密度が小さいため、より大きくエンハンスされる。別の考え方では、多数スピン電子状態は飽和している（すぐ上のエネルギーに同じスピンの向きの励起状態が無い）のに対し、少数スピン電子はすぐ上に励起状態があるので、電子-陽電子相関でより歪み易く、より大きくエンハンスされる。このような効果の定量的な取扱はまだ無いが、実際にこのような効果あるとすれば、陽電子消滅角相関測定によるスピン運動量密度の絶対値の議論は、難しいことになる。

文献

- (1) S. Berko and A.P. Mills: J. Physique 32 (1971) C1-287.
- (2) T. Chiba, A. Schwarzschild and W. Brandt, 1975, unpublished.
- (3) Y. Nakao: Appl. Phys. 7 (1975) 81.

偏極陽電子による有機磁性体の研究およびポジトロニウムスピン回転の利用について簡単に述べる。

1. 有機磁性体

有機磁性体としては、有機ラジカル結晶、金属錯体、高分子、炭素材などが知られている。キュリー温度は、ラジカルでは1 K程度、金属錯体では数10 K程度(300 K以上と言われているものもある)であるが、アモルファス炭素系では、室温以上の転移温度のものも合成されている[1]。

磁化させた有機強磁性体に偏極陽電子を入射させた場合、陽電子は反平行なスピンを持つ電子と消滅する(有機磁性体は強い極性基を有するため、ポジトロニウムは形成されないと考えられる)。そこで、磁化の方向を逆転させながら、消滅 γ 線角度相関あるいは消滅 γ 線ドップラー広がり測定すれば[2]、現在よくわかっていない有機磁性体中の不対電子の状態に関する情報を得ることができるであろう。Lauffらは、偏極陽電子のドップラー広がりが絶縁体(KCl)中の常磁性中心に敏感であることを示している[3]。

2. ポジトロニウムスピン回転

偏極陽電子から生成したオルトポジトロニウム(o-Ps)の3光子消滅確率は時間的に振動する。この現象はポジトロニウムスピン回転と呼ばれている。振動構造の振幅は陽電子の偏極度に、また、振動の周期はポジトロニウム周囲の磁場の強さに依存する[4-6]。

溶液中のo-Ps寿命に対する磁場効果が調べられ、ニトロベンゼンのヘキサン溶液でポジトロニウム寿命に対する磁場効果が異常に大きいことが見いだされた[7]。その後の研究によりこの現象は、o-Psがニトロベンゼンと可逆的な反応を起こす場合に見られることがわかってきたが[8]、その詳細は不明である。実験結果の例を図に示す。

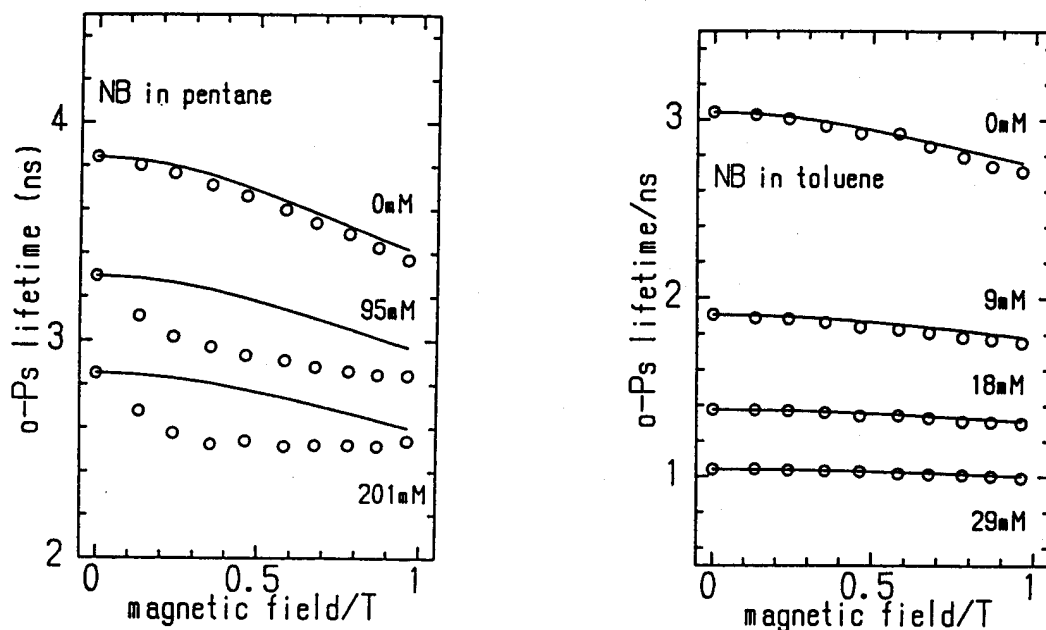


図 ニトロベンゼン(NB)溶液中o-Ps平均寿命の磁場依存性[8]
実線は理論曲線。左のペンタン溶液では反応が可逆的であり磁場依存性が異常であるが、反応が非可逆的なトルエン溶液では異常は見られない。

o-Psが可逆反応を起こすような気体中で、ポジトロニウムスピン回転を測定することができれば、Psの状態に関するより詳細な情報が得られるであろう。このような実験を行った場合どのような結果が得られるかを予想するのは困難であるが、大きなdepolarizationや通常と異なった振動周期が観測される可能性もあるのではないかと考えている。

参考文献

- [1] 村田、牛島、物質工学工業技術研究所報告、印刷中
- [2] G. Laricchia, "Polarized Electron/Photon Physics", Edited by H. Kleinpoppen and W. R. Newell, Plenum Press, New York and London, 1995, p. 169.
- [3] U. Lauff et al, Phys. Lett. A182, 165 (1993).
- [4] V. G. Baryshevsky et al, J. Phys. B. Mol. Opt. Phys., 22, 2835 (1989).
- [5] V. G. Baryshevsky et al. Phys. Lett. A136, 428 (1989).
- [6] S. Fan et al, Materials Science Forum, 175-178, 671 (1995).
- [7] S. Rochanakij and D. M. Schrader, Radiat. Phys. Chem., 32, 557 (1988).
- [8] Y. Kobayashi, Materials Science Forum, 175-178, 635 (1995).
Y. Kobayashi and K. Hirata, to be published.