

**超音速ガスジェット標的実験槽の設計製作と
極低温反陽子ビームの引き出し**

東京大学大学院理学系研究科
物理学専攻修士2年
学生番号：06137
氏名：米田 諭

目次

序論	3
第 1 章 低速反陽子のトラップ中での崩壊位置検出器シミュレーション	
1.1 : 反陽子ビームと反陽子対消滅位置検出の実験装置	
1.1.1 : 反陽子の減速過程とその装置	5
1.1.2 : トラップと超伝導マグネット	9
1.1.3 : トラックディテクター	11
1.1.4 : 反陽子対消滅で生成される粒子と 2 次粒子	13
1.1.5 : トラックディテクターによる反陽子対消滅位置の検出方法	17
1.1.6 : 反陽子対消滅位置検出の実験結果	19
1.2 : 反陽子対消滅位置検出のシミュレーション	
1.2.1 : シミュレーションツール	20
1.2.2 : シミュレーションプログラム	21
1.2.3 : 反陽子対消滅による粒子生成のシミュレーション	25
1.2.4 : トラックディテクターへ衝突する粒子	28
1.2.5 : トラックディテクター内でのエネルギー損失	30
1.3 : 反陽子対消滅位置のシミュレーション結果	
1.3.1 : 反陽子対消滅位置のシミュレーション結果	34
1.3.2 : 裾野の広がりを形成する e^-	39
1.3.3 : 磁場の影響	43
1.3.4 : トラップ電極壁での反陽子対消滅	46
1.3.5 : 磁気シールド (Fe) とソレノイド (Cu) の影響	48
1.3.6 : 反陽子対消滅位置ピークの解析	50
1.3.7 : 対消滅位置によるトラックディテクターの検出効率	52
1.4 : まとめと問題点	
1.4.1 : シミュレーションの結果とまとめ	54
1.4.2 : 今回のシミュレーションの問題点	55

第2章：超音速ガスジェットチェンバーの設計と開発

2.1：超音速ガスジェットチェンバー	
2.1.1：超音速ガスジェットチェンバー開発の背景	56
2.1.2：ターゲットガスの選択	57
2.1.3：ターゲットチェンバーに要求される特性	59
2.1.4：超音速ガスジェットチェンバーの概要	60
2.1.5：ガスジェットの流量、及び密度	62
2.1.6：各 Chamber 間のコンダクタンスと真空度	64
2.1.7：Cryo-cold-head によるガスの冷却	68
2.2：ガス循環装置	69
2.3：実験結果	
2.3.1：ガスジェットの密度確認	72
2.3.2：ガスジェットの形状確認	75
2.4：まとめと今後の課題	77
参考文献	78
付録：シミュレーションプログラム	79

謝辞

～ 序論 ～

本実験はASACUSA (Atomic Spectroscopy And Collisions Using Slow Antiprotons) 駒場トラップグループで行われた。

ASACUSAでは、低速反陽子を用いた分光、衝突実験を行っており、反陽子ビームを、水素、ヘリウム等のガスターゲットに衝突させた際に生成される準安定な反陽子原子の生成実験を行い、その分光実験などの解析により、反陽子原子の生成過程を解明することなどを目標としている。

反陽子原子は、その精密分光によって物質と反物質のCPT対称性の精密検証や反物質の重力相互作用の研究ができるという点で、原子物理の研究において興味深い研究対象である。

通常の世界において存在しない反物質を生成するには、粒子加速器によって加速した陽子を静止標的の陽子に衝突させて生成するのだが、その生成反応の閾値は5.6 GeVと高く、生成される反陽子も生成時に数 GeV のエネルギーを持ってしまう。その一方で、反陽子原子生成断面積は反陽子のエネルギーが $\sim eV$ のときに、実験的に効率よく反陽子原子を生成することが可能な大きさになる予想されている。これより、反陽子原子を効率よく生成しその精密分光を行うには反陽子のエネルギーを $\sim eV$ に下げることが必要になる。しかし、GeV単位のエネルギーを持った反陽子を、 $\sim eV$ のエネルギーにまで減速するのは容易なことではない。

現在、ASACUSA 駒場トラップグループは、CERN (欧州原子核物理研究所) のAD (Antiproton Decelerator : 反陽子減速器) ホール内において実験を行っている。

「AD」とは、CERNのPS (陽子シンクロトロン加速器) で加速された陽子を用いて生成された高エネルギーの反陽子を減速する装置のひとつである。図0.1の概略図で示される実験場で行われる一連の反陽子減速のプロセスについては後述する。

ASACUSA 駒場トラップグループでは、反陽子のトラップ中への捕捉、及び $\sim eV$ のエネルギーへの冷却に成功し、トラップの先へ接続されているビームラインへの反陽子引き出し実験を2001年秋に行い、現在その実験データの解析を進めているところである。

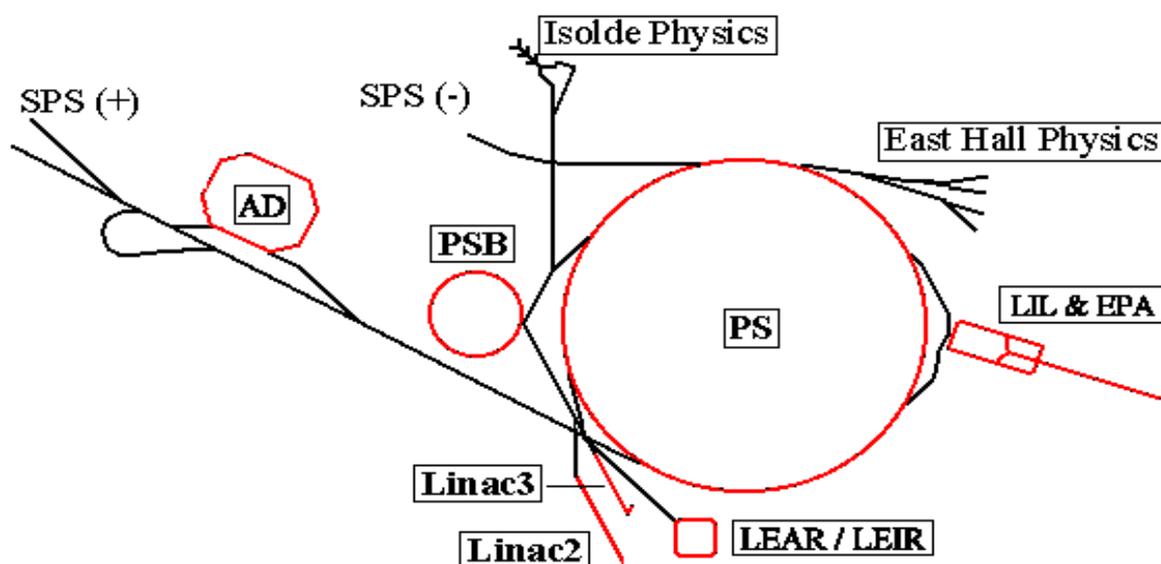
トラップ中に捕捉され、そこで $\sim eV$ にまで冷却された反陽子のビームラインへの引き出し実験では、トラックディテクターと呼ばれる位置検出器を用いて反陽子対消滅位置を調べることにより低速反陽子の引き出しの様子を調べた。実験で用いたトラックディテクターはプラスチックシンチレータと光電子増倍

管を組み合わせからなっている（詳しくは後述）。

実験ではトラックディテクターによりいろいろな反陽子対消滅位置データが得られた。これらの実験データを解析するために、トラックディテクターによるトラップ内での反陽子の対消滅位置検出のシミュレーションを行い、シミュレーション結果と実験結果とを比較し、トラックディテクターによる反陽子対消滅位置の応答を調べた。（第1章）。

現在、ASACUSA では反陽子と陽子で構成される最も単純な構造の反陽子原子である $\bar{p}p$ （プロトニウム）を作ることを当面の目標としている。しかしながら、プロトニウムの生成反応断面積は反陽子のエネルギーが低いほど大きくなると予想されており、プロトニウムを効率よく生成するにはエネルギーが低い反陽子ビームが必要になってくる。また、その低速反陽子ビームを衝突させる標的となるターゲットガスチェンバーには、第2章で述べるようにプロトニウム生成反応から要求される特性を持つことが必要となる。それらの要求特性を満たすターゲットガスチェンバーの設計と開発を行った(第2章)。

現在、様々な問題点を残しつつも、そのチェンバーはCERNのADホール内において低速反陽子ビームラインへの接続を待っている状況である。



J-M ELYN & E. ROUX 1996

図0.1 CERN一連の加速器の概略図（左上にADホールがある）

～ 第1章 ～ 低速反陽子のトラップ中での対消滅位置検出器のシミュレーション

1 . 1 : 反陽子ビームと反陽子対消滅位置検出の実験装置

1 . 1 . 1 : 反陽子の減速過程とその装置

CERNの粒子加速器で生成され、ADホールに供給される反陽子ビームは、その生成反応のエネルギー閾値の高さから生成時には高いエネルギーを持っており、低エネルギーでの実験を可能にするには数段階の減速過程を経なければならぬ。その過程を以下に簡略に示した。[1]

1 : CERNのPS (陽子シンクロトロン加速器) で 26 GeV のエネルギーにまで加速された陽子を、イリジウム金属標的に衝突させることにより、約 2.7 GeV にエネルギーピークを持つ反陽子ビームを生成し、その反陽子ビームをADの減速リング内へ取り込む。反陽子ビームは、生成時に中間子などの不純物を大量に含み、エネルギー分布の広がりも大きい。

2 : AD内で‘確率冷却’と‘電子冷却(後述)’という手法により、反陽子の方向やエネルギーをそろえ、反陽子ビームを約 5.3 MeV にまで減速する。ADでの減速過程により、ビームの反陽子純度が上がり、エネルギーばらつきも非常に低く、ビームの絞り具合も、(ビーム径)×(ビームの広がり) ~ mm・mrad 程度になる。

3 : その後、反陽子ビームをRFQD (Radio Frequency Quadrupole Decelerator) という装置に入射する。RFQは荷電粒子ビームに高周波パルスをかける装置で、一般には陽子や重イオン加速器の初段加速器として用いられている。ここでは、この機構を逆位相で使用して、加速器ではなく減速器として使用する。

このRFQDでの減速過程により、反陽子ビームのエネルギーを約 120 ~ 10 keV まで下げることができる。また、RFQDによる減速効率は ~ 25 % と見積もられ、減速材に衝突させることで反陽子を減速した場合よりも2桁高い減速効率となっている。

4 : そして、反陽子ビームをASACUSA駒場トラップグループのトラップに捕捉してそこに閉じ込め、電子冷却を行う。トラップの種類としては MRT (Multi Ring Trap : 多重電極トラップ) を使用している。実験では14個の円筒状電極からなるMRTを使用した。MRTとは、ビームの軸方向には静電ポテンシャル、ビーム軸に垂直な径方向には磁場をかけることにより、荷電粒子を閉じ込める装置である。

トラップ内には、あらかじめ電子を捕捉しておく。すると、電子は磁場中でシンクロトロン放射によってエネルギーを失い、最終的にはトラップの内壁と熱平衡に達する。トラップの内壁は超伝導マグネットのソレノイドを冷却するための液体 He によって ~ 4 K に冷却されている。トラップ中には、少し窪んだ井戸型ポテンシャル（ハーモニックポテンシャル）を作っておき、冷却された電子、反陽子が溜まるようにしておく。

次に、図1.1-1 のように入射側の静電ポテンシャルを一時的に下げ、RFQD で減速された反陽子をトラップに打ち込む。そして反陽子がトラップ中に閉じ込められるように、反陽子ビームがトラップ内に入った直後に図1.1-2 のように入射側の静電ポテンシャルをかけ直す。反陽子がトラップ中を行き来する間に、クーロン散乱によって反陽子のエネルギーは電子に移り、その結果反陽子が冷却される。反陽子からエネルギーを受け取った電子は、再びシンクロトロン放射によりエネルギーを失う。この繰り返しにより、図1.1-3 のように反陽子は冷却されていく。（この手法は電子冷却法と呼ばれている）

最終的に反陽子は ~ eV にまで冷却され、図1.1-4 のようにハーモニックポテンシャル中に溜められる。

最後に、図1.1-5 のようにハーモニックポテンシャルを押し上げ、引き出し方向の静電ポテンシャルを下げることで冷却された反陽子をトラップの先に接続されているビームラインに引き出し、超低速反陽子ビームが得られることになる。

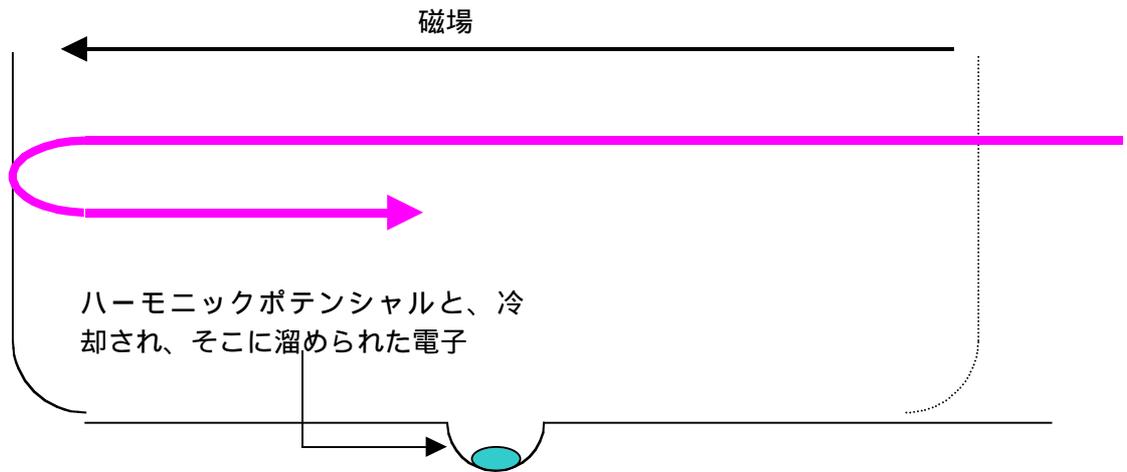
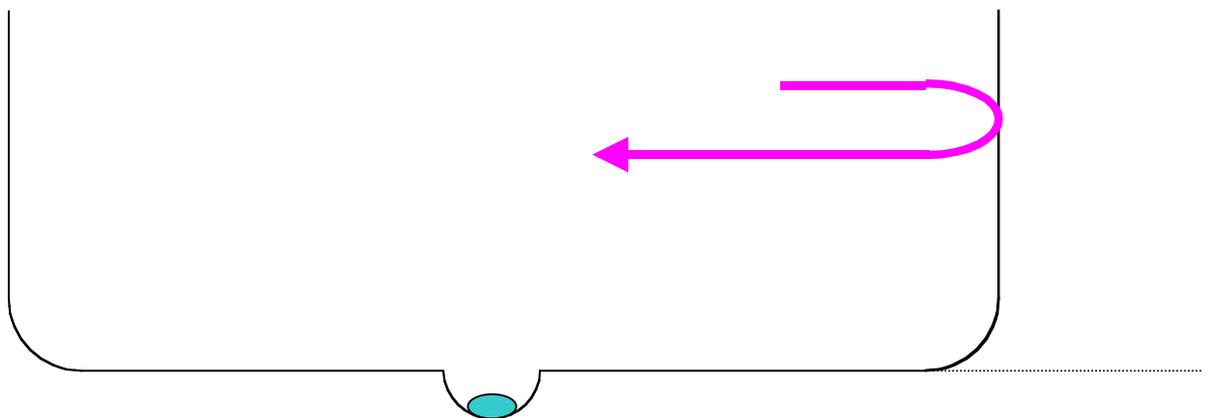


図 1.1-1 RFQD で減速され、トラップに入射する反陽子ビーム



東京大学大学院理学系研究科

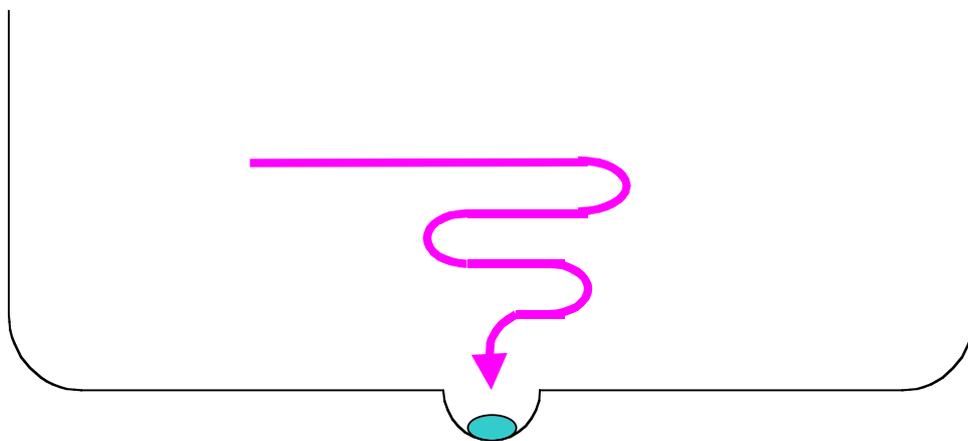


図 1.1-3 電子冷却により反陽子が冷却されていく

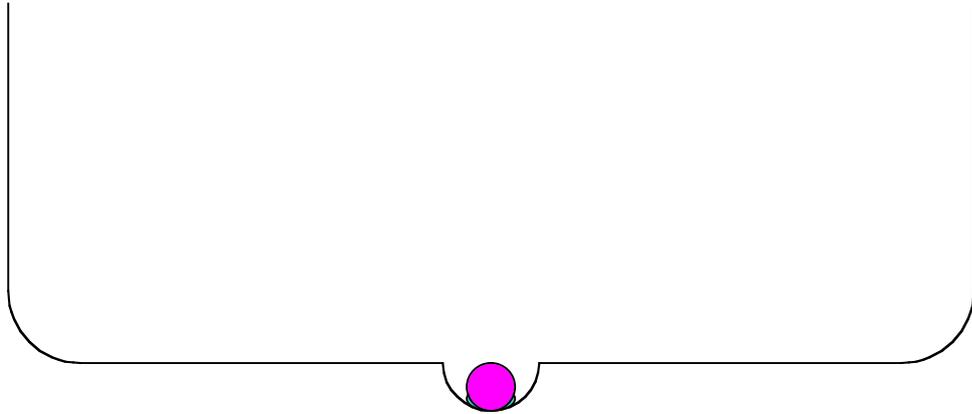


図 1.1-4 冷却された反陽子がハーモニックポテンシャル中に溜められる

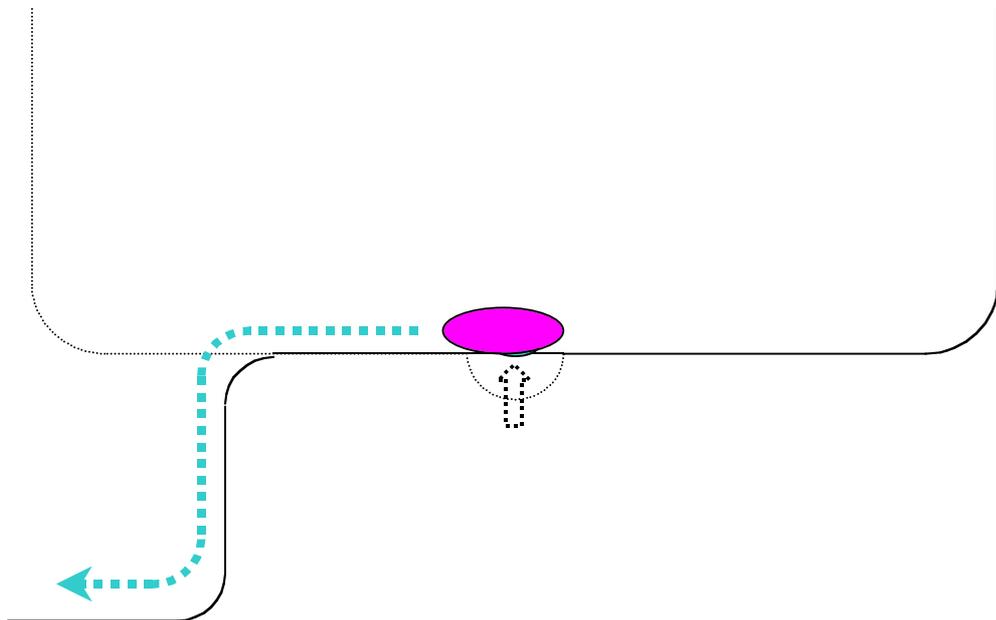


図 1.1-5 ハーモニックポテンシャルを押し上げ、引き出し側の静電ポテンシャルを下げることで、反陽子をビームラインへ引き出す

1.1.2: 超伝導マグネットとトラップ

実験では、トラップ内で反陽子をビーム径方向に閉じ込めるのに必要な磁場を得るのに超伝導マグネットを用いた。超伝導マグネットの磁場の軸はビーム軸に合わせられている。図 1.2-1 に示すようにトラップが設置されているボアチューブの周りをソレノイドが囲んでおり、ソレノイドを冷却するための液体 He は上部に設置された液体 He 溜めより供給される。磁場の強度は 5 T まで引き上げることが可能であるが、5 T の磁場下ではトラップ内の電極ケーブルやマグネット付近のゲートバルブ等の実験器具が強磁場の影響を受け正常に作動しなくなってしまうので、今回の実験では磁場の強度は 2.5 T 前後とした。現在、強磁場に対する対策を練っているところである。

実験では MRT (Multi Ring Trap) というトラップを使用した。MRT は図 1.2-2 のように 14 個の内径 40 mm の円筒形電極から形成されており、全長は 638 mm にわたる。また、その素材はトラップ内で 10^{-12} Torr 以下の真空を得るため、無酸素銅でできており、粒子を安定に閉じ込めるために、それぞれの電極は 10 μm 以下の精度で加工され、それらの電極が 20 μm の精度で加工されたサポート台に乗せられている。

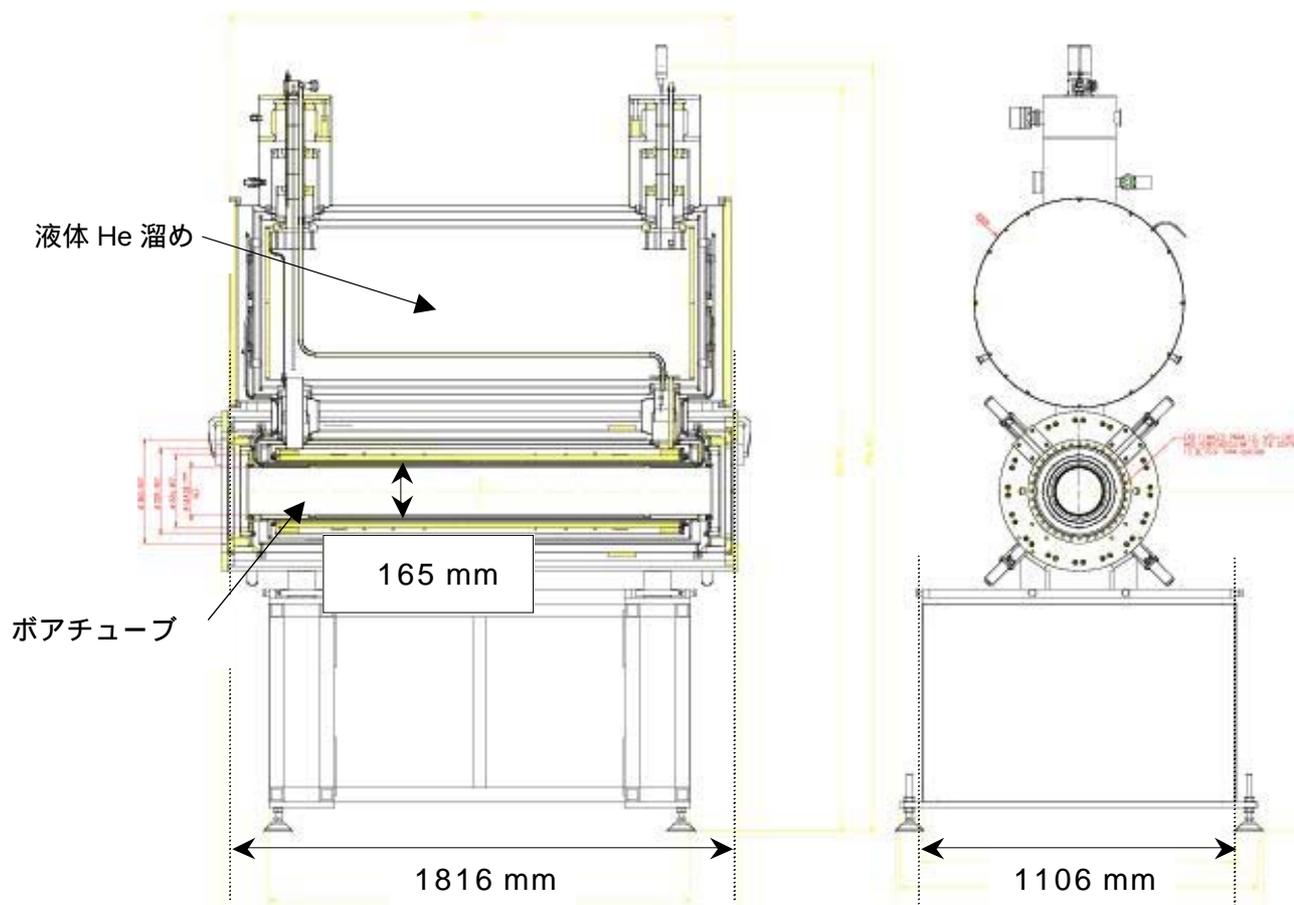


図 1.2-1 実験で用いた超伝導マグネット

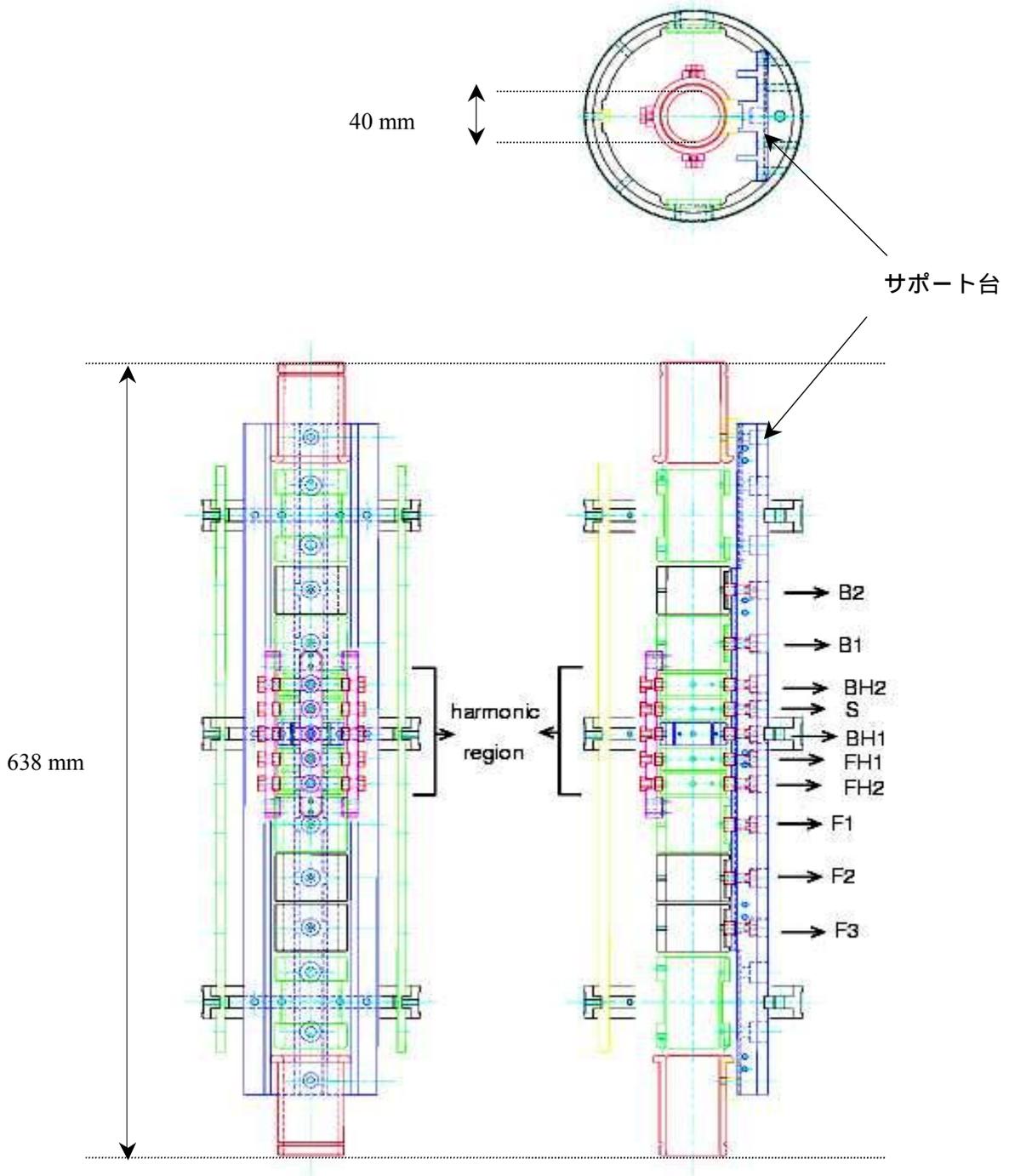


図 1.2-2 実験で用いたトラップ (MRT)

1.1.3: トラックディテクター

反陽子対消滅位置を検出するトラックディテクターとして、図1.3-1のように、細長い棒状のプラスチックシンチレータの両端に2個の光電子増倍管を組み合わせたものを2組1セットで使用した。トラップ軸に近い方をFront側、遠い方をBack側トラックディテクターと呼ぶことにする。

実験では、反陽子ビーム軸を通る水平面上に、トラップ軸に対して平行に各トラックディテクターを配置し、両端の光電子増倍管には、実験中に受ける超伝導マグネットの磁場の影響を軽減させるために磁気シールドを取り付けた。

プラスチックシンチレータの物理特性としては、発光効率 ~ 100 eV/photon、屈折率 ~ 1.5 、密度 ~ 1.032 g/cm³、であり、反陽子対消滅で生成される主な荷電粒子に対する阻止能は、図1.3-2 によって求まる。[2-a]

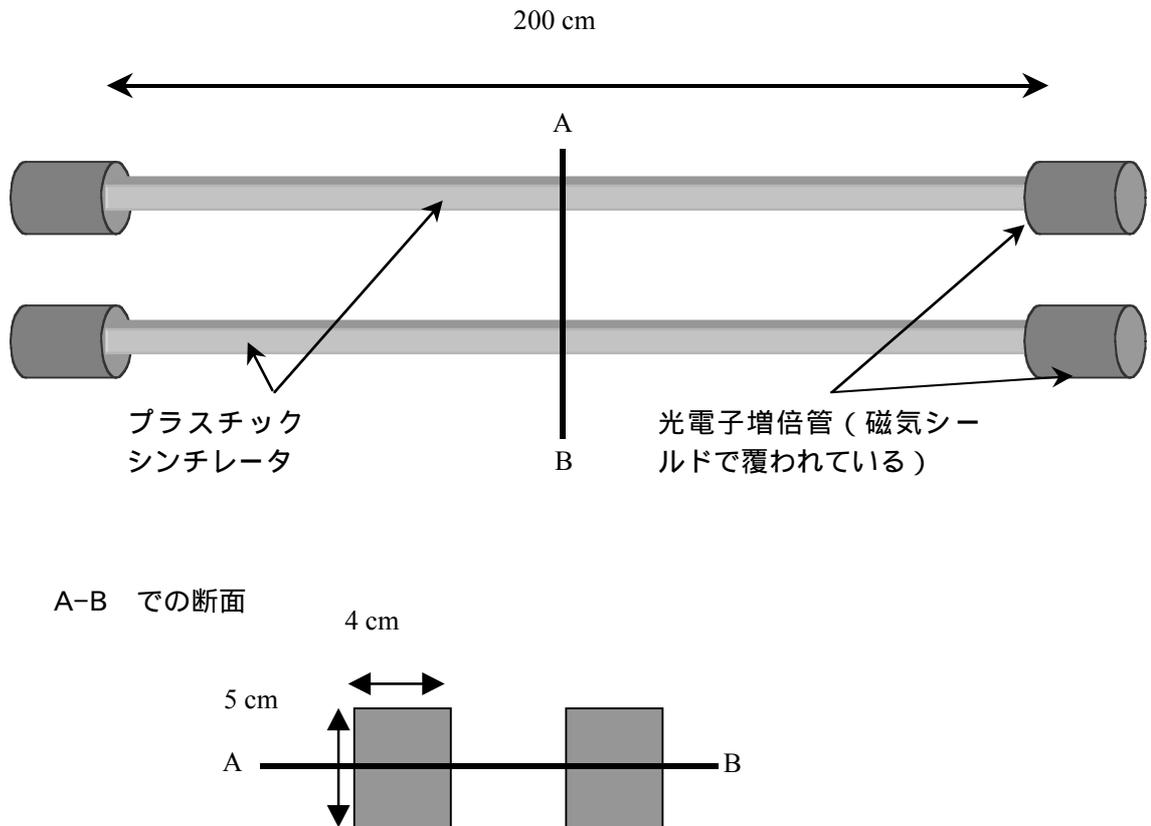


図 1.3-1 プラスチックシンチレータと光電子増倍管の組み合わせによる、反陽子対消滅位置検出のトラックディテクター

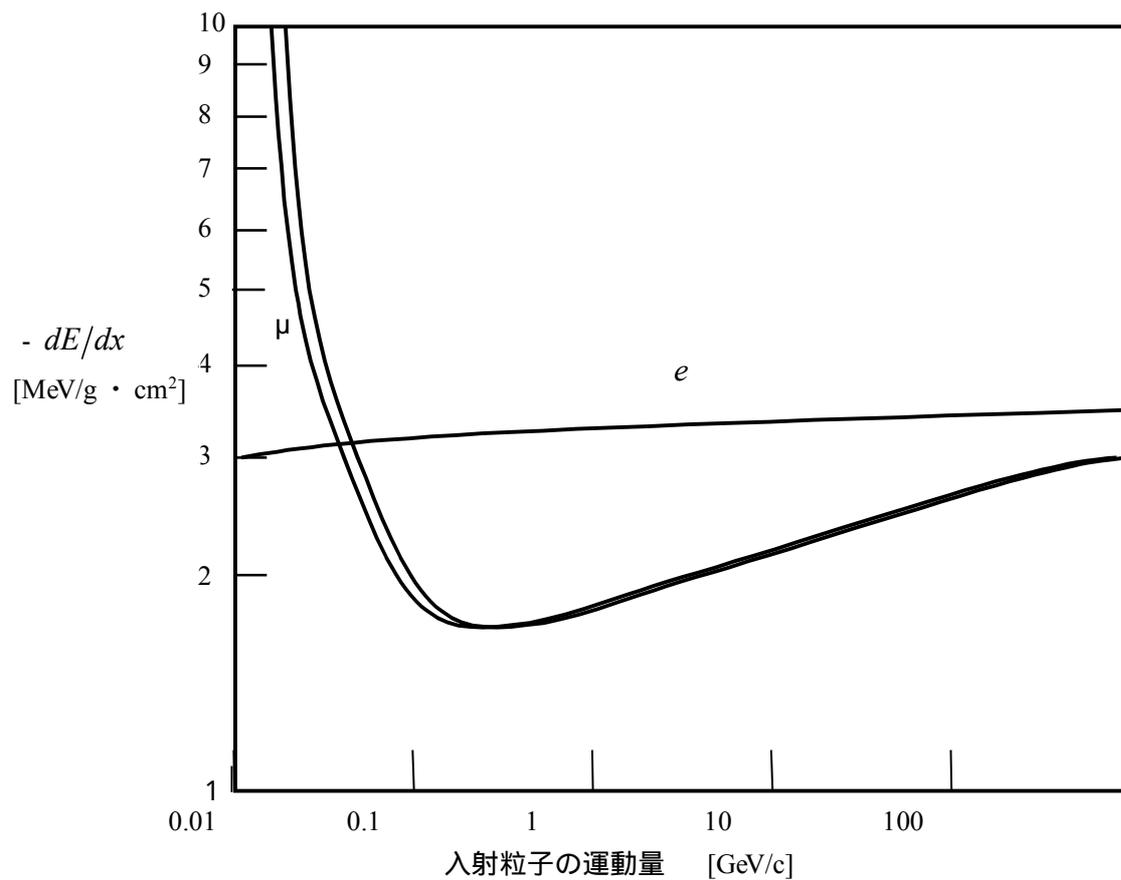


図 1.3-2 主な荷電粒子に対するプラスチックシンチレータの阻止能 [2-a]

1.1.4 : 反陽子対消滅で生成される粒子と2次粒子

反陽子は様々な粒子と反応して消滅するが、今回はトラップのハーモニックポテンシャル中で安定にトラップされている反陽子が、トラップ内残留ガス中の水素の陽子と対消滅を起こす場合のみを考えた。

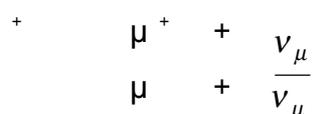
反陽子対消滅では、最初に π^+ 、 π^- 、 π^0 が生成される。このとき、電荷の保存により、 π^+ と π^- は同数生成されるが、 π^+ 対と π^0 の数は消滅過程によって違っており、その数と種類の分岐比は次の表 1.1 の確率で分布していることが知られている。 [3]

	$\pi^0 \times 0$	$\pi^0 \times 1$	$\pi^0 \times 2$	$\pi^0 \times 3$	$\pi^0 \times 4$
$\pi^+ \pi^- \times 0$				4.1 ± 0.6	
$\pi^+ \pi^- \times 1$	0.375 ± 0.03	6.9 ± 0.35	9.3 ± 3.0	23.3 ± 3.0	2.8 ± 0.7
$\pi^+ \pi^- \times 2$	6.9 ± 0.6	19.6 ± 0.7	16.6 ± 1.0	4.2 ± 1.0	
$\pi^+ \pi^- \times 3$	2.1 ± 0.25	1.85 ± 0.15			

(数字はそれぞれの分岐比の確率)

表 1.1 反陽子対消滅により生成される π^0 、 π^+ 対の数の分岐比分布 [3]

生成される粒子は以下の反応を起こし、それぞれ2次粒子を生成する。まず、 π^+ 、 π^- は、真空中で26 ns の寿命を持ち、次の崩壊を起こす。 [4]



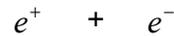
この際、 π^+ 、 π^- の静止質量 m_π が 139.57 MeV、 μ^+ と μ^- の静止質量 m_μ が 105.66 MeV であり、上の崩壊により μ^\pm と ν_μ が得る運動量は ν_μ の質量を無視すれば、重心系でそれぞれ 29.79 MeV/c であり、 μ^\pm が得る運動エネルギーは、同じく重心系で 4.12 MeV であると計算できる。

今度はこの μ^+ 、 μ^- が 2.2 μs の寿命で次の崩壊を起こす。

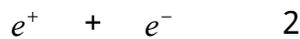




一方、 μ^0 は寿命が $\sim 10^{-16}$ sec と短く、生成後すぐ、真空中 98.8 %の確率で2本の γ 線へと崩壊する。ここで発生する γ 線の多くは、電子陽電子対生成反応の閾値(1.02 MeV)以上のエネルギーを持っており、物質中の原子核近傍で次の反応を起こし、電子陽電子対を生成する。



上記の電子陽電子対生成反応で生成された陽電子は、周囲の電子と対消滅を起こすと、再び2つの γ 線を発生させる。



また、高エネルギーの荷電粒子が物質中を通過する際に起こる制動放射によっても γ 線は発生する。

このような反応で発生する γ 線のうち、電子陽電子対生成反応の閾値(1.02 MeV)を越えるエネルギーを持つものは、再び電子陽電子対生成反応を起こす。

この反応の繰り返しにより生成される大量の γ 線と電子陽電子対は「電磁シャワー」と呼ばれ、反陽子対消滅により生成される μ^0 の崩壊や、荷電粒子の制動放射等により、電子陽電子対生成反応の閾値を大きく上回るエネルギーを持つ γ 線が生成されれば、その γ 線が物質中で電磁シャワーを起こし大量の γ 線と電子陽電子対が生成されることになる。

制動放射、電子陽電子対生成反応の繰り返しによりエネルギーを失い、電子陽電子対生成を起こすのに必要なエネルギーに達しなくなった γ 線は、物質中で主にコンプトン散乱を起こすようになり電子を散乱させる。そして、コンプトン散乱により更にエネルギーを失った γ 線は、物質中で主に光電効果を起こし光電子を発生させる。

γ 線が物質中で起こす主な反応は、以上の「電子陽電子対生成」「コンプトン散乱」「光電効果」であるが、それぞれの反応断面積の大きさは γ 線のエネルギーに依存し、プラスチックシンチレータ中での支配的な反応は図1.4 のように推移する。[2-b]

図1.4 から入射する γ 線のエネルギー E_γ の大きさによって γ 線が物質中で起こす支配的な反応が、電子陽電子対生成 ($10 \text{ MeV} \leq E_\gamma$)、コンプトン散乱 ($10 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 10 \text{ MeV}$)、光電効果 ($E_\gamma \leq 10 \text{ keV}$) と推移していく様子がわかる。なお、プラスチックシンチレータ以外の物質でも、境界のエネルギー値は変わるものの、 γ 線のエネルギーが下がるにつれて、電子陽電子対生成 コンプト

ン散乱 光電効果、と支配的な反応が推移していく傾向は変わらないことが知られている。[5]

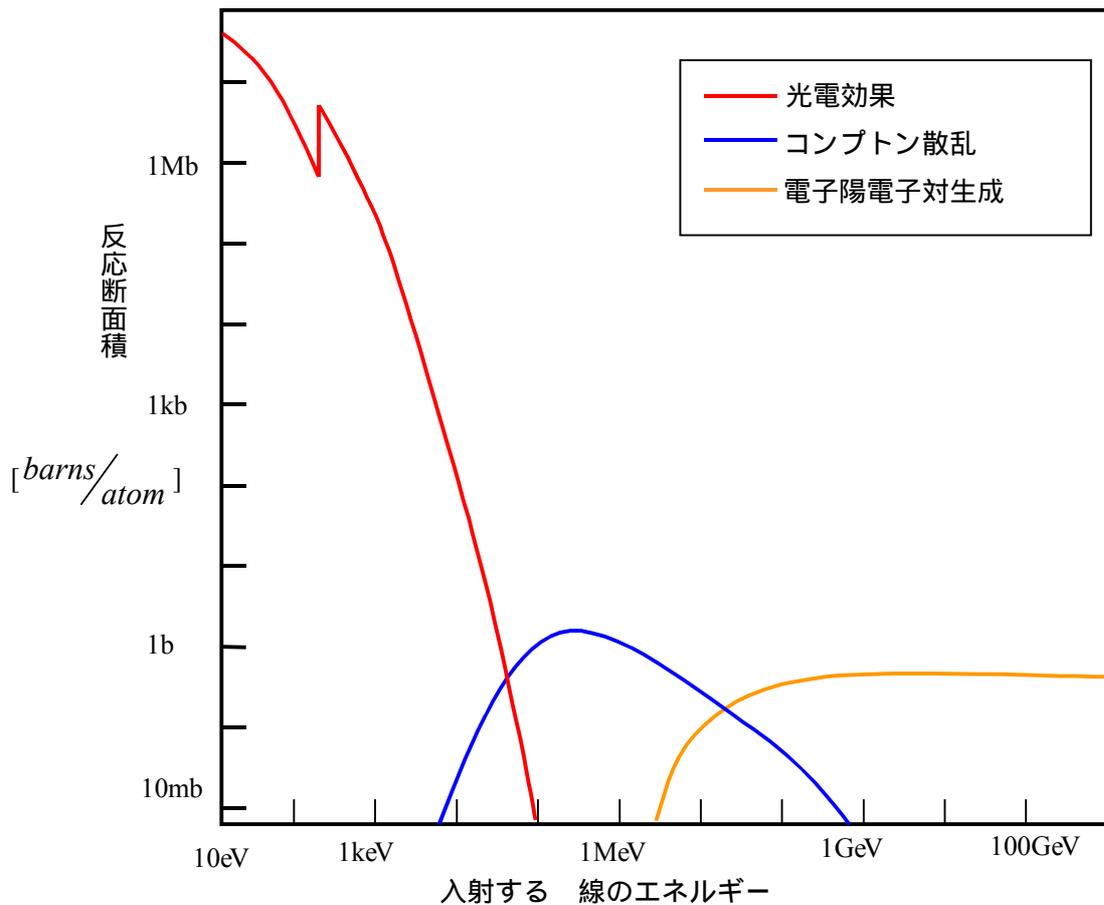


図1.4 線のエネルギーの大きさによる「電子陽電子対生成」、「コンプトン散乱」、「光電効果」の反応断面積の概略図（プラスチックシンチレータの場合）[2-b]

コンプトン散乱により散乱される電子が、線の進行方向に対して θ 方向の立体角 $d\Omega$ へ散乱される微分断面積 $d\sigma_e$ は Klein-仁科の式によって次式のように与えられる。

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \cdot \frac{1}{\{1 + \alpha(1 - \cos \theta)\}^2} \cdot \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)(1 + \alpha(1 - \cos \theta))} \right\} [cm^2/electron]$$

$$\alpha = \frac{h\nu}{m_e c^2}$$

- m_e : 電子の静止質量
- r_0 : 電子の古典半径 ($= \frac{e^2}{m_e c^2}$)

この式をもとにすると、散乱される電子の散乱角度と散乱断面積の相関は図 1.5 のように得られ、コンプトン散乱により散乱される電子は、線の進行方向に対し、比較的広がって散乱されることが知られている。[5]

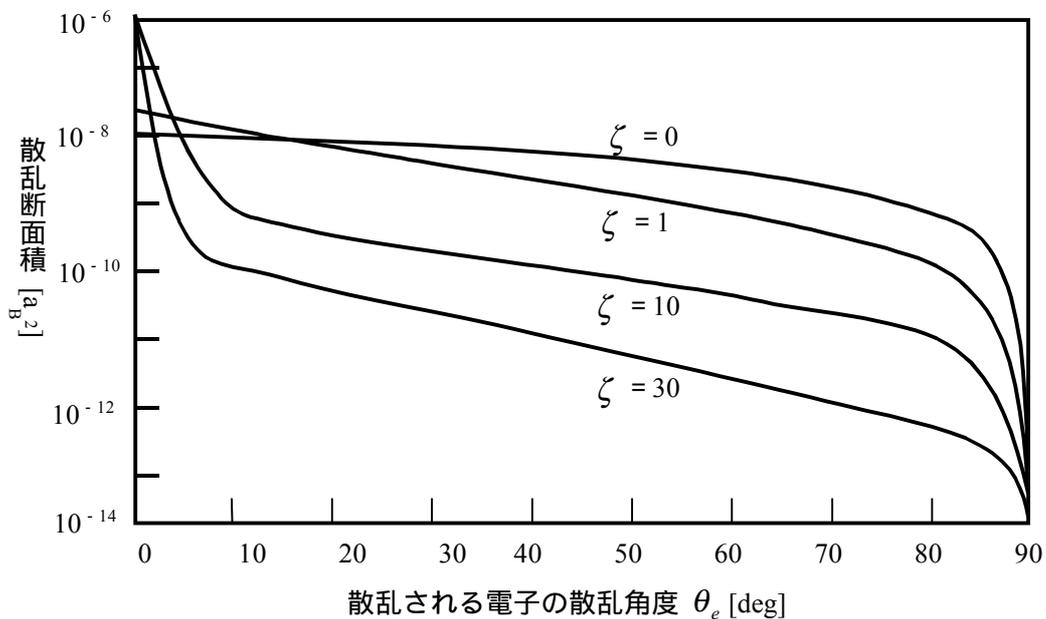


図 1.5 Klein-仁科の式から得られる、コンプトン散乱によって散乱される電子の線の進行方向に対する散乱角度分布

なお、 q を入射線の運動量として、 $\zeta = \frac{q}{m_e c}$ である。[5]

また、反陽子対消滅により生成される荷電粒子の多くは ~ 100 MeV のエネルギーを持っており、物質中で



により 2 次電子を発生させる。実験では、このようにして荷電粒子により物質

内の原子からはじき出された電子が発生すると考えられる。

1.1.5 : トラックディテクターによる反陽子対消滅位置の検出方法

実験では、トラックディテクターによる反陽子対消滅位置検出を以下のようにして行った。

1. トラックディテクターのシンチレータ部分で粒子がエネルギー損失を起こすと、そのエネルギー損失量に応じて、図1.6-1 に示すようにシンチレータ内で光子パルスが発生する。
2. シンチレータ両端の光電子増倍管にその光子パルスが到着した時間をそれぞれ計測し、その時間差から粒子がFront側、Back側の各トラックディテクターに衝突したであろう位置を割り出す。
3. そうして得られた各衝突位置を図1.6-2 のように直線で結び、トラップのビーム軸との交点を出す。

このようにして得られた交点を、反陽子対消滅位置とした。

なお、反陽子対消滅位置に対するトラックディテクターの位置分解能 z は、光電子増倍管の光子パルス検出の時間分解能によっており、計算では $z \sim 5$ cm と求められている。

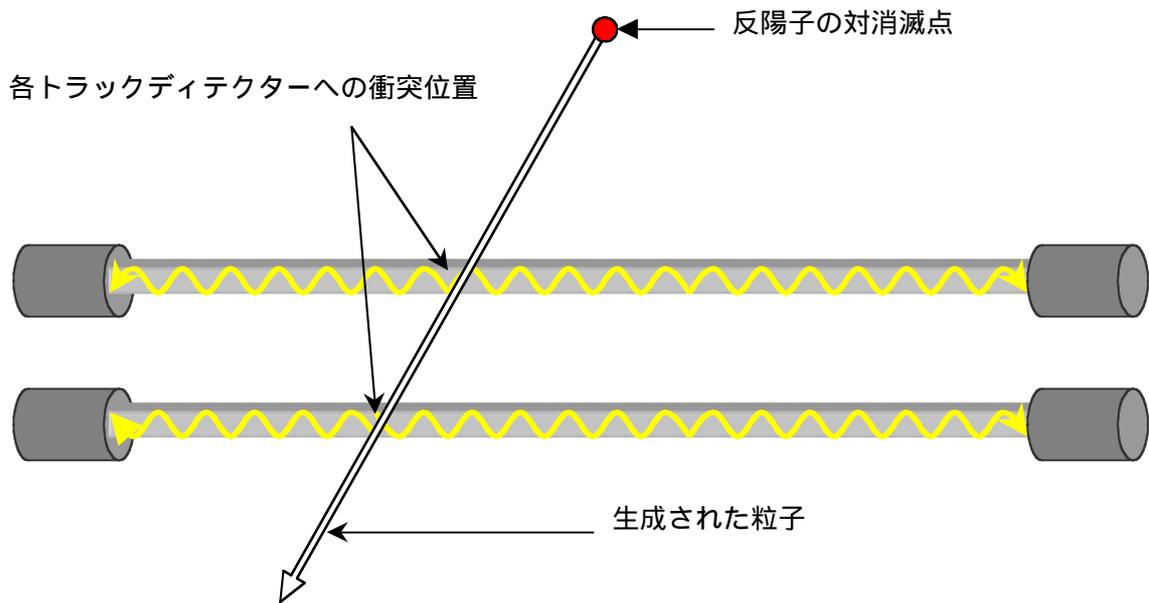


図 1.6-1 シンチレータ内でのエネルギー損失によって光子パルスが発生する

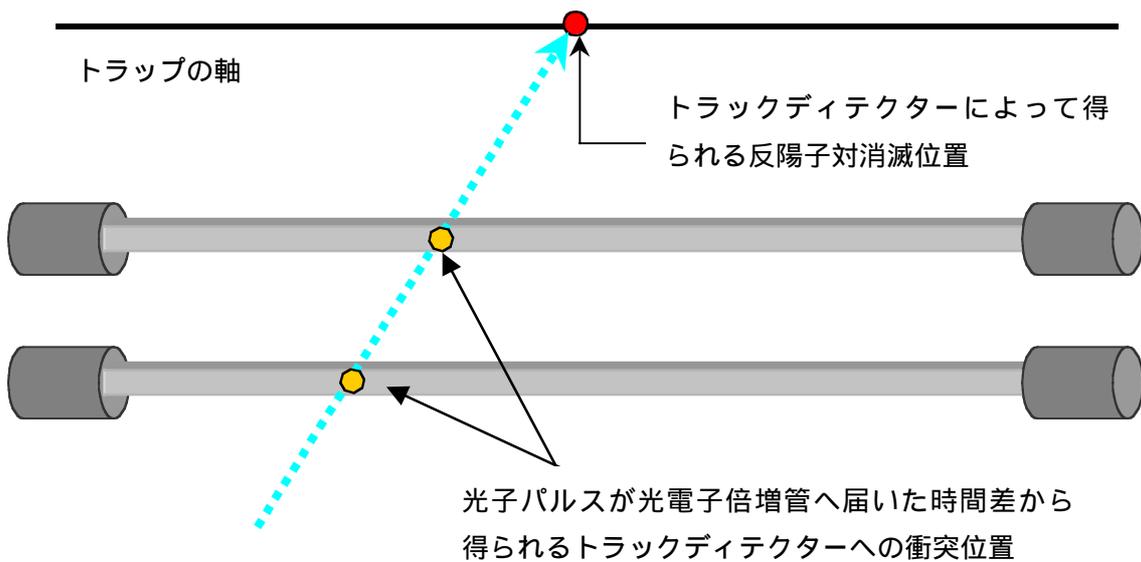


図 1.6-2 各トラックディテクターの衝突位置を直線で結び、その直線とトラップ軸との交点をトラックディテクターによって得られる反陽子対消滅位置とする。

1.1.6 : 反陽子対消滅位置検出の実験結果

実験では、トラップのハーモニックポテンシャル内で、 \sim eVに減速した反陽子を長時間（ \sim 8時間）閉じ込め、閉じ込めている間のトラップ内での反陽子対消滅点をトラックディテクターを用いて検出した。

その結果、得られたのが図1.7である。横軸は超伝導マグネット内でのビーム軸上での位置であり、縦軸はカウント数で、トラップ電極のハーモニックポテンシャルの中心位置（トラップされている反陽子の中心）は $z = -30$ [cm] であり、反陽子はハーモニックポテンシャル中で楕円体状に捕捉されているものと思われる。

実験で得られたトラックディテクターによる反陽子対消滅位置の検出データは図1.7のように裾野の広いピークを形成していた。トラップのハーモニックポテンシャル中に安定に捕捉されている反陽子の幅が 10 cm（横軸: -25 から -30 [cm]）であることを考えると、ピークの裾野の幅が広がり過ぎているのがわかる。

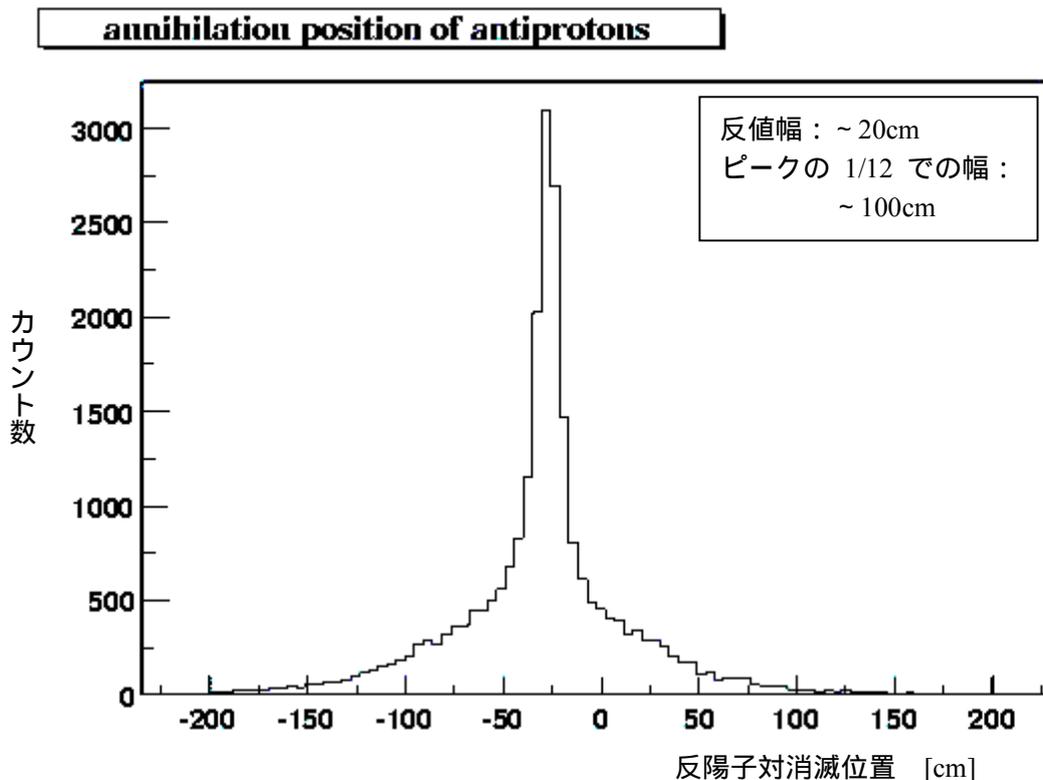


図1.7 トラックディテクターによる反陽子対消滅位置の実験データ
裾野の広いピークを形成しているのがわかる

1.2 : 反陽子対消滅位置検出のシミュレーション

1.2.1 : シミュレーションツール

シミュレーションを行うツールとして、CERN-Program-Libraryの「GEANT (Ver 3.21)」を使用した。これは、高エネルギー粒子に関する物理実験のシミュレーションにおいて世界で広く使われているもので、プログラムで大きさ、磁場等を設定した仮想空間内に、体積、位置、原子量、質量などのパラメータを与えた実験装置を配置し、表1.2 に示す各物理パラメータを与えた粒子をその空間内で運動させ、その際に粒子が起こす物理現象をシミュレーションするものである。[6]

GEANTでは、プログラムで初期値として与える粒子に加え、途中で生成される2次粒子の運動も計算する。そして、その計算は粒子が仮想空間の外へ出てしまうか、運動エネルギーを失って静止するまで行われる。そして、2次粒子を含む全ての粒子の運動計算が終わると、シミュレーションとしての1イベントが終了する。

粒子	電荷 [素電荷]	質量 [MeV]	寿命 [sec]
線	0	0.0	安定 (10^{15})
e^+	+1	0.5110	安定 (10^{15})
e^-	-1	0.5110	安定 (10^{15})
ν	0	0.0	安定 (10^{15})
μ^+	+1	105.7	2.20×10^{-6}
μ^-	-1	105.7	2.20×10^{-6}
π^0	0	135.0	8.4×10^{-17}
π^+	+1	139.6	2.60×10^{-8}
π^-	-1	139.6	2.60×10^{-8}
K^0 (長寿命)	0	497.7	5.16×10^{-8}
K^+	+1	493.6	1.24×10^{-8}
K^-	-1	493.6	1.24×10^{-8}
n	0	939.6	889.1
p	+1	938.3	安定 (10^{15})
\bar{p}	-1	938.3	安定 (10^{15})

表1.2 GEANTシミュレーションプログラムで粒子に与えられる各パラメータ
安定な粒子は、プログラム上寿命が 10^{15} sec に設定されている。この他の粒子のパラメ

一タも考慮できるが、今回は特に必要としないので省略した。

1.2.2: シミュレーションプログラム

シミュレーションプログラムはFORTRANで作成した。主なプログラムの流れは以下のとおりである。(作成プログラムは付録参照)

1: 図1.8-1,2 のように、原点をトラップの中心、z軸をビーム軸方向、x軸を水平方向、y軸を鉛直方向とする仮想空間をつくり、その中に実験に関与する主な物質(磁気シールド、ソレノイド、トラックディテクター、空気)を配置する。図1.9 に示すように、仮想空間にかける磁場は実験時に計測した値を参考に、ボアチューブ内(ソレノイド円筒内)にビーム軸と平行に 2.5T、磁気シールドの外側には逆方向に 100 gauss とした。

実験では、これ以外にも様々な実験装置が配置されており、粒子と相互作用すると考えられるが、今回のシミュレーションでの主な粒子は、粒子進行方向の面密度が低い物質とはあまり相互作用しない。そこで、シミュレーションでは粒子と相互作用をする物質として超伝導マグネット内のソレノイド(Cu (Z=29)、z軸を中心軸とする系方向の厚さ 1.6 cm)とマグネット周囲の磁気シールド(Fe(Z=27)、z軸を中心軸とする系方向の厚さ 1 cm)の2つを配置した。この他の物質としては、トラップ電極壁やマグネットの外壁などが考えられるが、いずれも厚さが数 mm と薄く、今回のシミュレーションでは無視した。

2: プログラムで設定した位置で反陽子対消滅が起こったとして、その際生成される π^+ 、 π^0 に運動量とエネルギーを与える。

3: シミュレーション1イベント中に生成される粒子のうち、トラックディテクターに衝突、または通過するものがあれば、衝突または通過位置、粒子の種類を表す粒子番号を記録する。また、粒子がトラックディテクター通過時に、設定しておいた閾値を超えるエネルギー損失を起せばそのエネルギー損失値を記録する。

なお、実験では光電子増倍管に届いた光子パルスの立ち上がり部分で、閾値を超えたところを検出したが、シミュレーションでは光子をパルスとして発生させることがプログラムの難しく、今回のシミュレーションプログラムでは、シンチレータ中でプログラムで設定した閾値を超えるエネルギー損失があった場合のみ、光子パルスが発生したものと仮定し、各イベントで最も早く光電子増倍管に届いたパルスを検出したとすることで実験での光子パルス検出方法を近似した。

4: そのエネルギー損失により発生する光子パルスが光電子増倍管で検出される時間を求める。

5: 各トラックディテクター両端へ最も早く到達した光子パルスが検出され

る時間の時間差から、そのイベントでの各トラックディテクターへの粒子衝突位置の z 座標を決める。

6 : 実験での反陽子対消滅位置検出と同じように、Front側、Back側それぞれのトラックディテクターの粒子衝突位置を直線で結び、その直線とトラック軸との交点をそのイベントでの反陽子対消滅位置とする。

上記のプログラムで、1つの対消滅イベントあたり、両方のトラックディテクターにおいて設定した閾値(ここでは 100 keVに設定した)を超えるエネルギー損失があったときのみ、1つの反陽子対消滅位置データが得られる。粒子がトラックディテクターに何ら衝突しなかった場合や、片方のトラックディテクターでのみ閾値を超えるエネルギー損失があった場合では、そのイベントでは反陽子対消滅位置データは得られないことになる。

シミュレーションプログラムでは、シンチレータ中での光子発生エネルギー損失の閾値を 100 keV に設定しているため、それ以下のエネルギーを持つ粒子は、プログラム上シンチレータ中で反陽子対消滅位置を計算するのに有効な光子パルスが発生することができないことになる。そこで、シミュレーション時間の短縮も兼ねて 100 keV 以下のエネルギーの粒子は生成されないように設定した。

なお、反陽子対消滅のイベント数 (Trig) は、以下全てのシミュレーションにおいて 10^5 回に設定した。

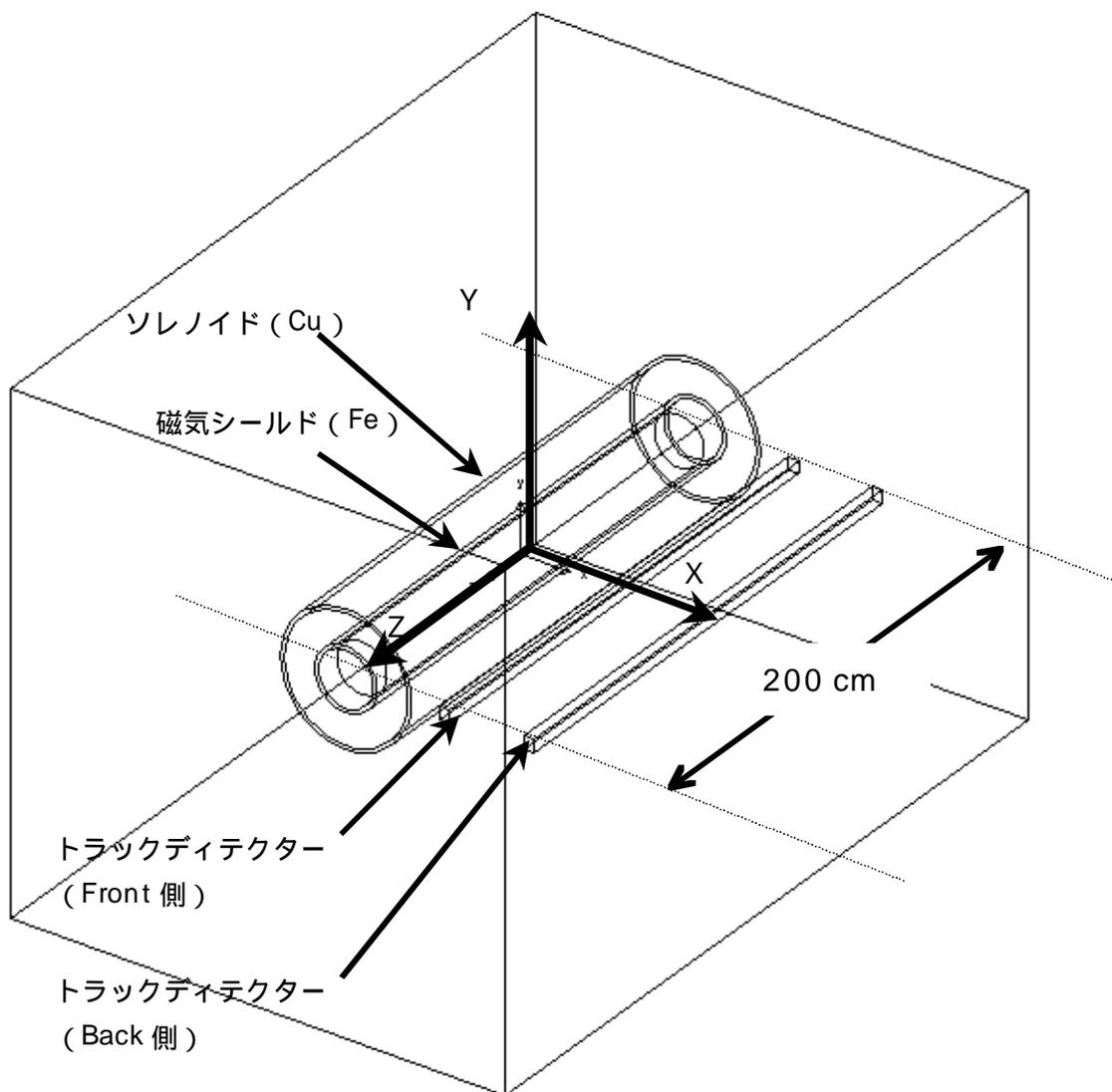


図 1.8-1 シミュレーションの仮想空間中での実験装置配置図

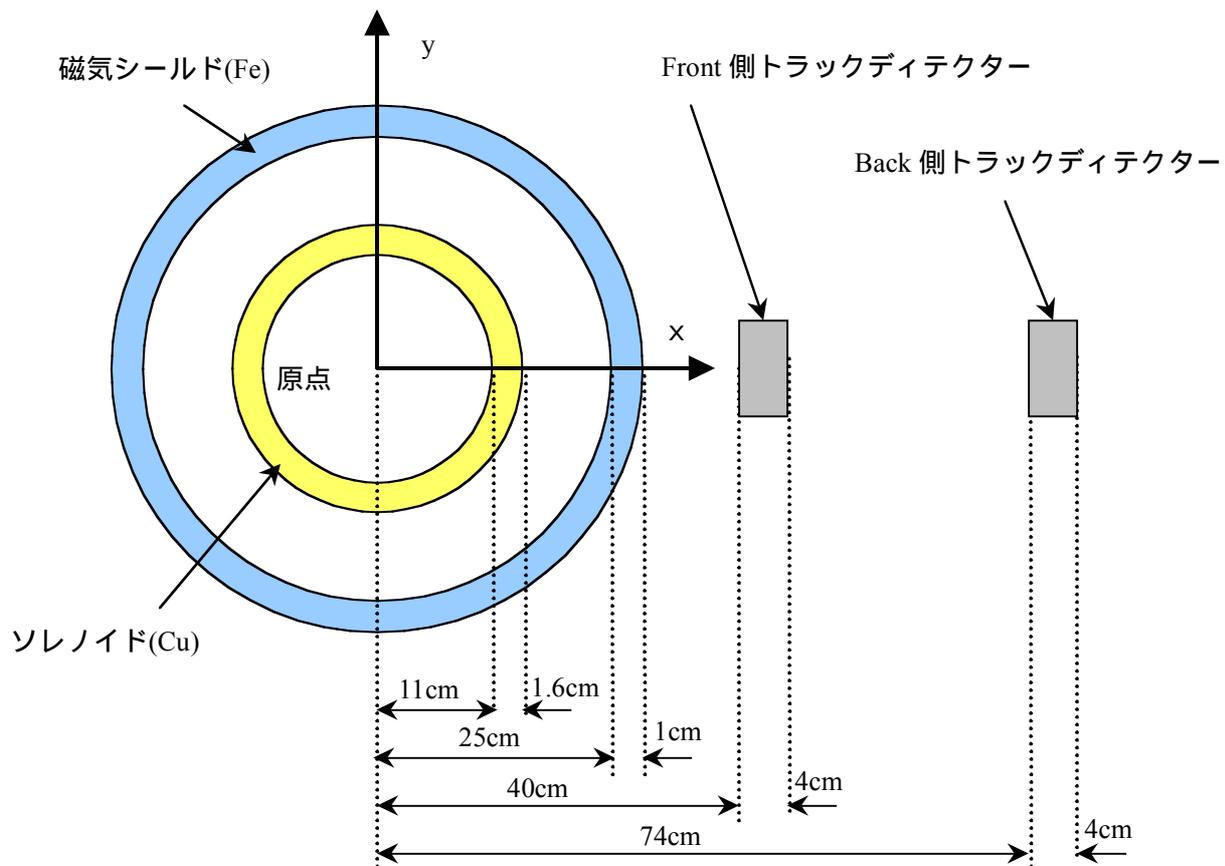


図 1.8-2 仮想空間中に配置した実験装置 (図 1.8-1) の $z=0$ 平面での断面図

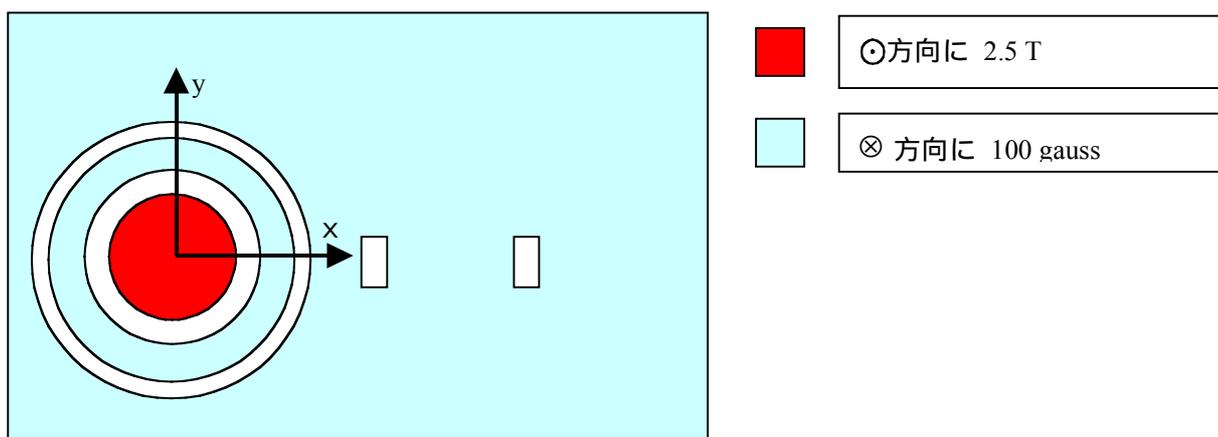


図 1.9 仮想空間中にかけた磁場の強さと方向

1.2.3 : 反陽子対消滅による粒子生成のシミュレーション

反陽子は様々な粒子と反応し、消滅して粒子を生成するが、シミュレーションでは、トラップのハーモニックポテンシャル中で安定にトラップされている反陽子が残留ガス中の水素の陽子と対消滅を起こす場合のみを考えた。この際、生成される粒子の種類と数は 1.1.4 の表 1.1 の分岐比に従って決定した。

反陽子はトラップ内で \sim eV のエネルギーにまで冷却されている。一方、反陽子対消滅により発生する π^+ 、 π^- 、 π^0 は数 100 MeV のエネルギーを持っているので、シミュレーションでは反陽子が対消滅を起こす前に持っているエネルギーは無視し、反陽子は静止状態で対消滅を起こすとした。つまり、反陽子対消滅によって生成される π^+ 、 π^- 、 π^0 が持つ運動量の総和を 0 になるように、エネルギー総和が $\bar{p}p$ の静止質量 (937.27 MeV \times 2) に等しくなるようにした。なお、プログラムでは π^+ 、 π^- 、 π^0 の静止質量の差は無視し ($m_{\pi^+} = 139.57$ MeV, $m_{\pi^0} = 135.00$ MeV)、反陽子対消滅による粒子の発生方法は以下の順序に従った。[7]

- 1 : 表 1.1 の分岐比に従って何体崩壊なのかを決める。
- 2 : N 体崩壊の位相空間でのエネルギー分布に従って、一つ目の粒子のエネルギーと運動量を決定する。
- 3 : (N - 1) 体崩壊について 2 と同じ計算をし、二つ目の粒子のエネルギーと運動量を決定する。ただし、エネルギー総和を「 $\bar{p}p$ の静止質量」 - (一つ目の粒子のエネルギー) に、運動量総和を「 - (一つ目の粒子の運動量)」と変化させておく。
- 4 : 2 体崩壊になるまで 3 の計算を繰り返す。2 体崩壊では、重心系において運動量総和が 0 になるようにする。

以上のようにして、反陽子対消滅で生成される粒子の数、種類、運動量、エネルギーを決定した。シミュレーションの結果、反陽子対消滅により生成される粒子が得るエネルギーと運動量は図 1.10-1,2 のように分布した。

なお、反陽子対消滅を起こさせる位置としては、ハーモニックポテンシャル中で反陽子が安定にトラップされていると仮定し、図 1.11 のような楕円体状 (長軸 : z 軸 5 cm、短軸 : x, y 軸 0.5 cm) に一様に分布しているとした。

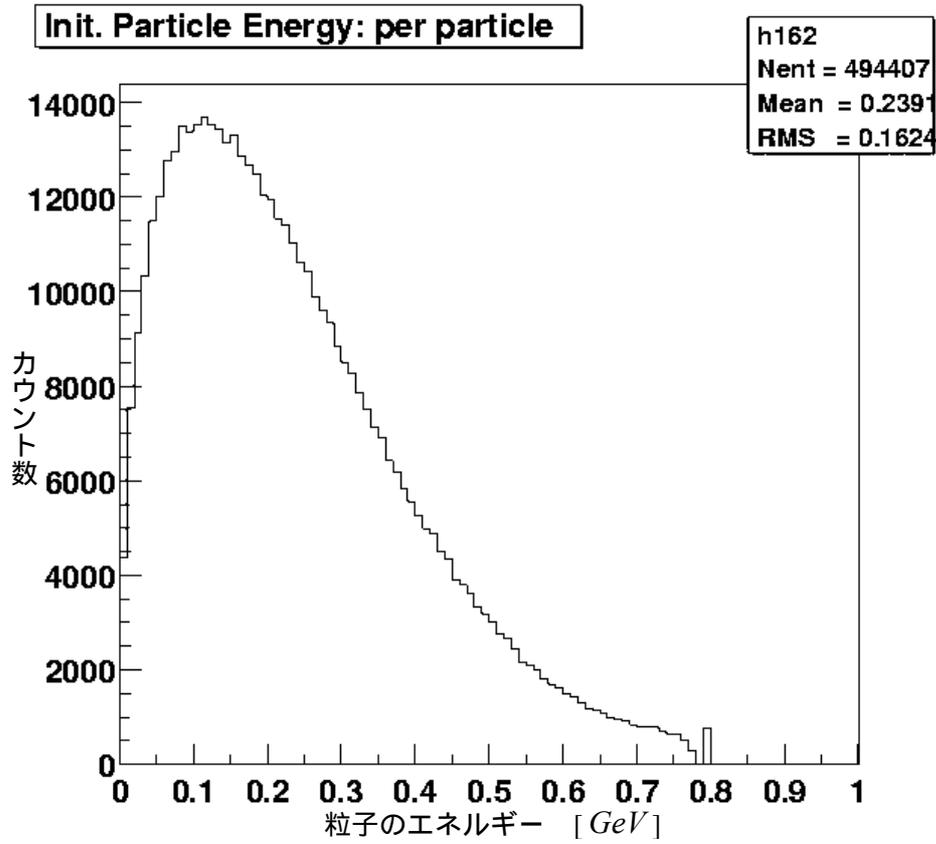


図1.10-1 反陽子対消滅で生成される π^+ 、 π^- 、 π^0 のエネルギー分布

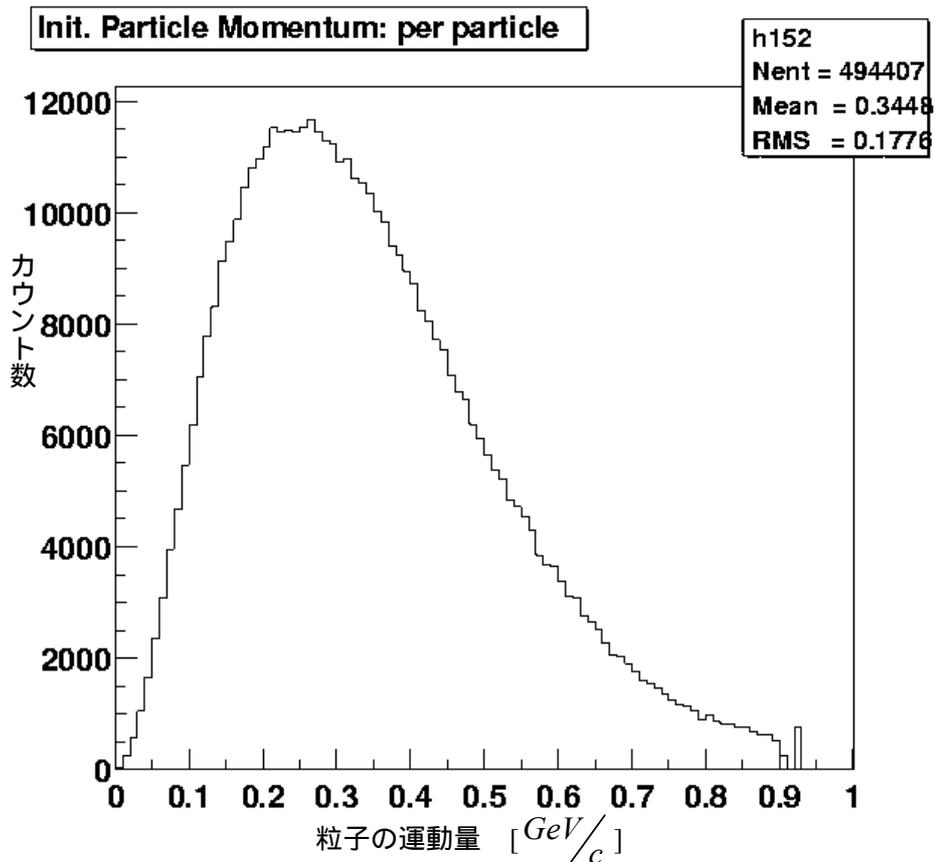


図1.10-1 反陽子対消滅で生成される π^+ 、 π^0 の運動量分布

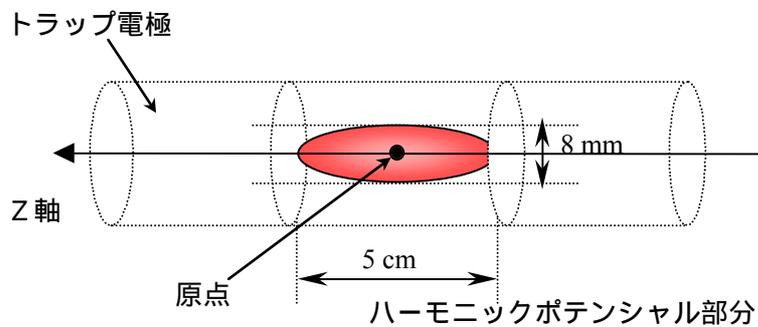
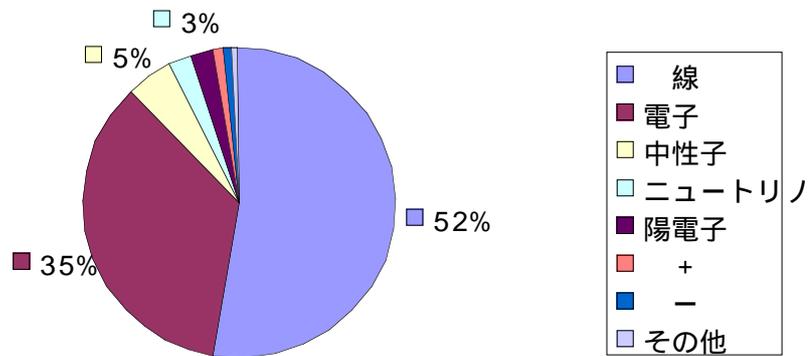


図 1.11 シミュレーションで仮定したトラップ中での反陽子の形状

1.2.4 : トラックディテクターへ衝突する粒子

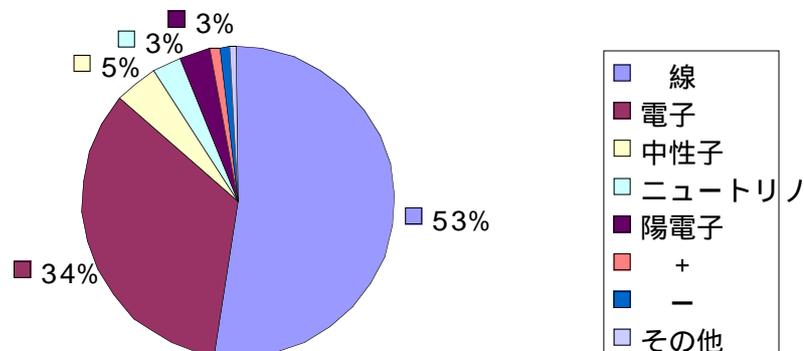
シミュレーション1イベント中、トラックディテクターへは様々な粒子が衝突すると考えられる。そこでFront側、Back側それぞれのトラックディテクターへ衝突する粒子を調べた。その結果、それぞれのトラックディテクターへ衝突する粒子の種類は図1.12-1,2 のようになり、Front側、Back側両方とも線と電子で9割以上を占めていることがわかった。

図1.13 はGEANTによって得られる、反陽子対消滅のシミュレーション1イベントの様子である。



総カウント数 : 196570

図 1.12-1 Front 側トラックディテクターへ衝突する粒子



総カウント数 : 81046

図 1.12-2 Back 側トラックディテクターへ衝突する粒子

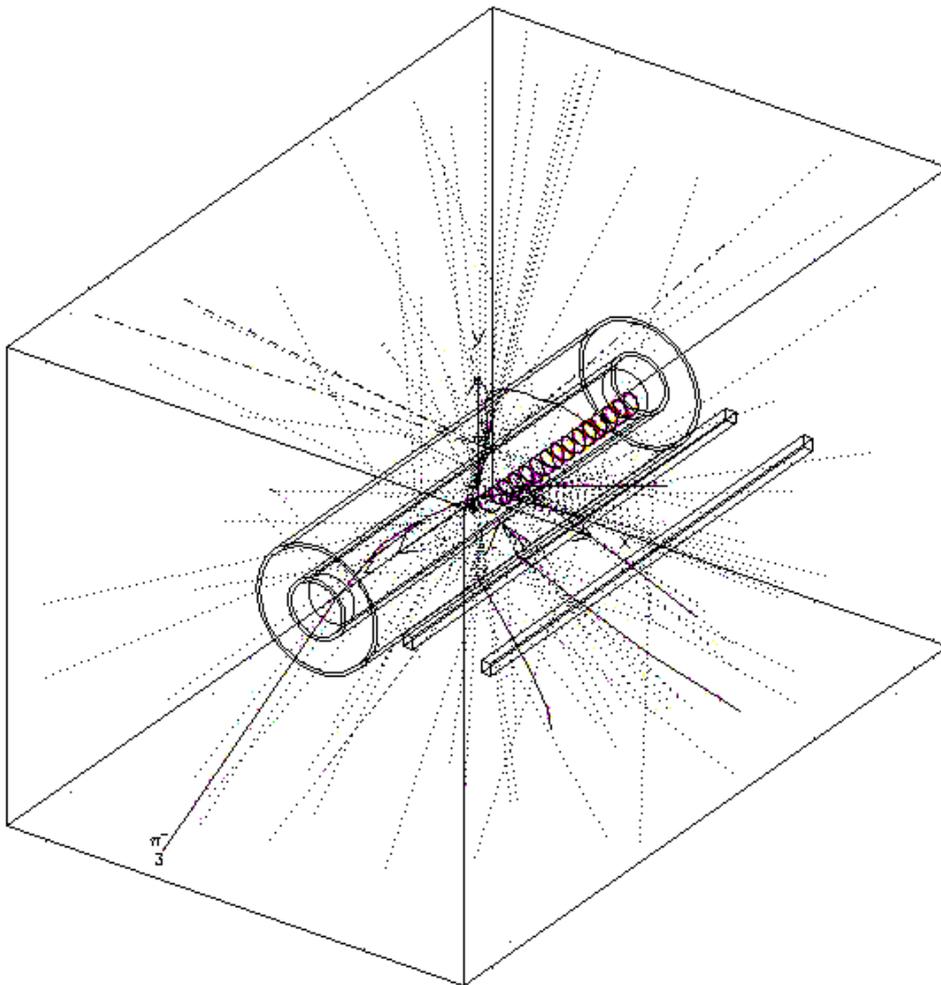


図 1.13 GEANT によるシミュレーション 1 イベントの様子
中央のボアチューブ内で螺旋状の曲線が見えるが、これは磁場によりドリフトしている荷電粒子の軌跡を表している。大量に見える点線は 線の軌跡を表している。

1.2.5:トラックディテクター内でのエネルギー損失

粒子がトラックディテクター内を通り、その際エネルギー損失を起こせば、そのエネルギー損失値を記録した。Front側、Back側両方のトラックディテクターについてその中で起こったエネルギー損失の分布を調べた結果、図1.14-1,2のように、トラックディテクター内でのエネルギー損失は2つのピークを形成していることがわかった。

トラックディテクターのプラスチックシンチレータ部分の阻止能が、シミュレーション中での主な粒子に対して $\sim 2.6 \text{ MeV/cm}$ であることを考慮すれば、図1.14-1,2の右側のピークは各トラックディテクターを通り抜けた粒子のものだといえる。

さらに詳しく調べるため、図1.15のように、図1.14-1を主な粒子別成分(π^+ 、 π^- 、 e^+ 、 e^- 、 μ^+ 、 μ^- 、線)に分解した。その結果、図1.13-1の左側のピークは主に e^- と線により形成されていることがわかった。ここで、線のエネルギー損失がカウントされているのは、シミュレーションプログラムでは1.2.2で述べた理由でエネルギーが100 keV以下の2次粒子は生成されないよう設定しているため、本来生成されるはずの100 keV以下の2次粒子が生成されず、その分のエネルギーが線のエネルギー損失として計算されてしまったためであると考えられる。

μ^- のカウント数が他の粒子と比べて少ないのは、 μ^- が物質中の原子核に捕捉されると、崩壊を起こす前に原子核に取り込まれ、強い力によって消滅してしまうからで、 μ^- の崩壊により生成される μ^- の数そのものが少ないからだと考えられる。

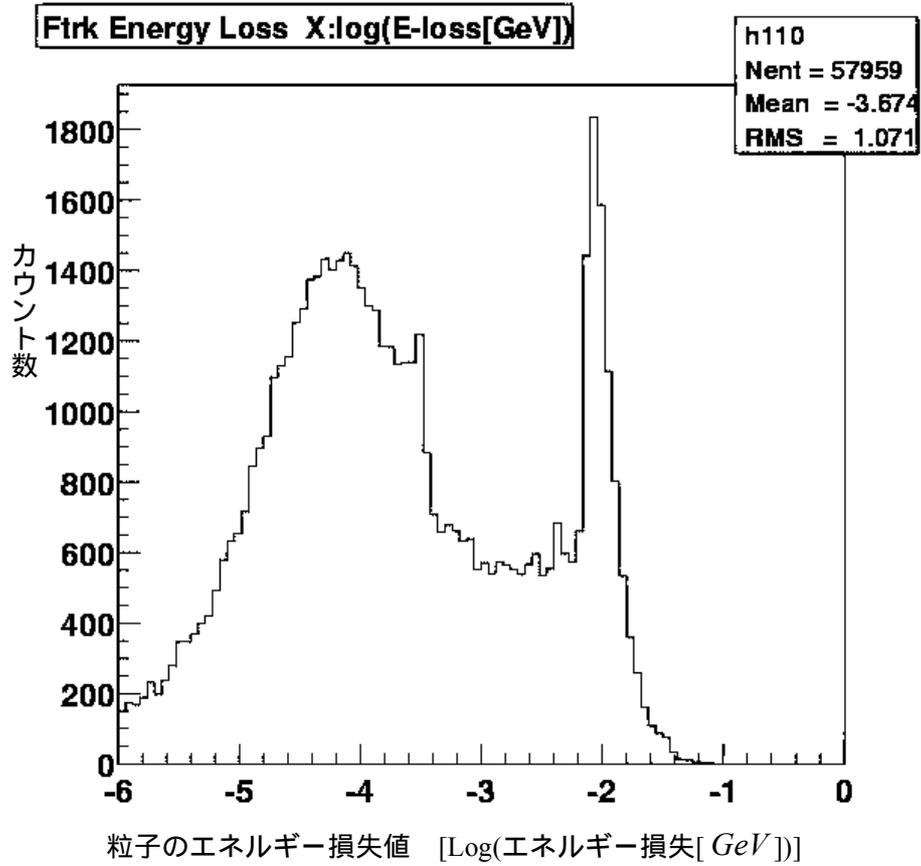


図 1.14-1 粒子による Front 側トラックディテクター内のエネルギー損失
 横軸-6 以下の領域は反陽子対消滅位置の計算に関与しないので無視している

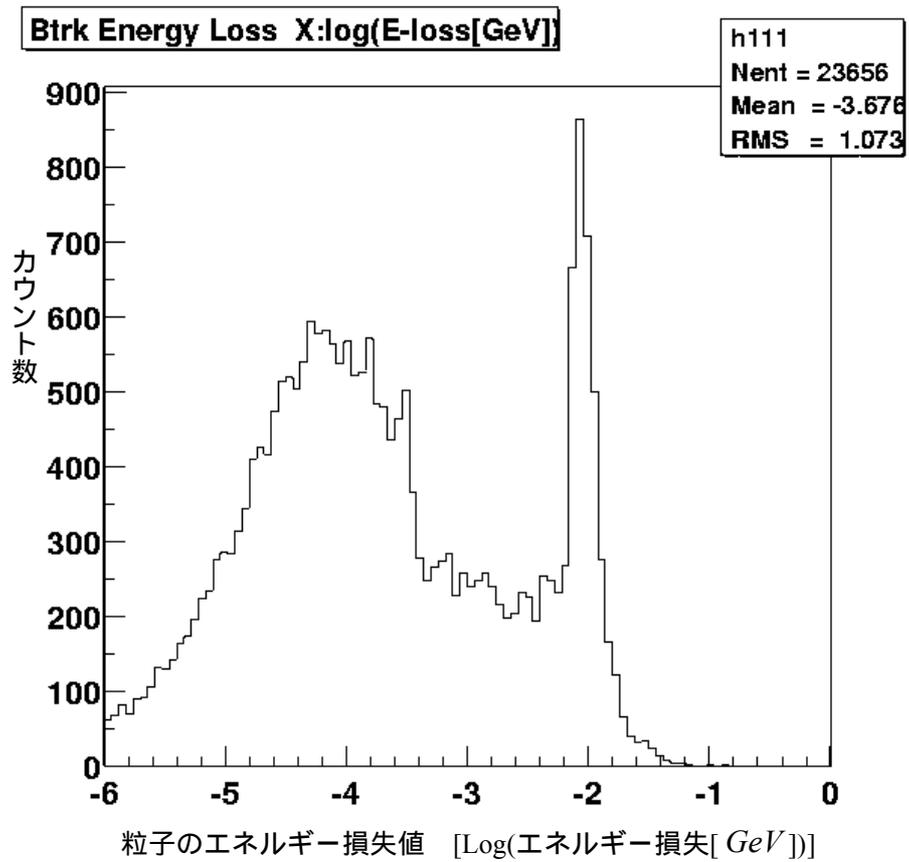


図 1.14-2 粒子による Back 側トラックディテクター内でのエネルギー損失
 Front 側のものと同じでカウンタ数が約半分に減っている。これは、反陽子対消滅
 点からの距離が Front 側トラックディテクターと比べてほぼ 2 倍になっているためである。

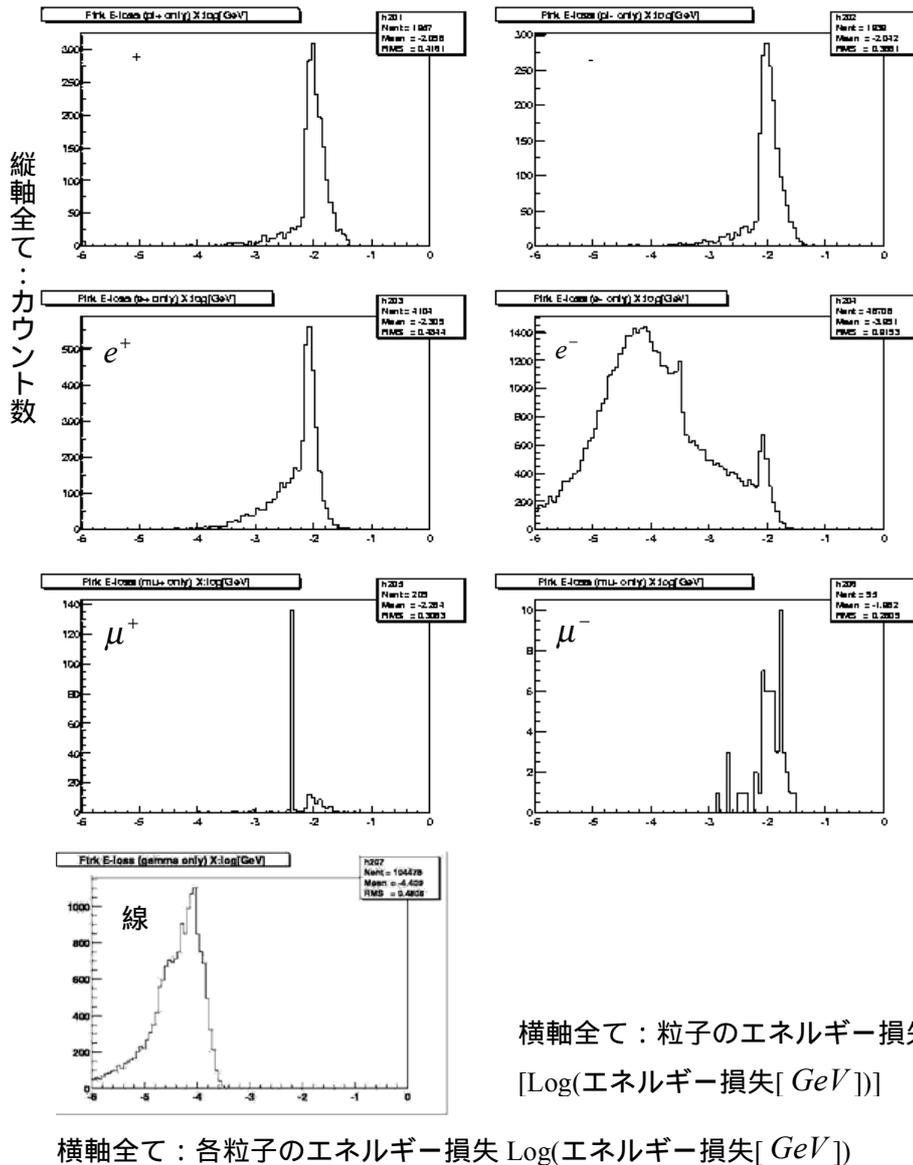


図 1.15 主な粒子別成分でみた Front 側トラックディテクター内でのエネルギー損失

線のエネルギー損失がカウントされているのは、シミュレーションプログラムでエネルギーが 100 keV 以下の 2 次粒子は生成されないよう設定しているためで、本来生成されるはずの 100 keV 以下の 2 次粒子が生成されず、その分のエネルギーが 線のエネルギー損失として計算されてしまったためと考えられる。

1.3 : 反陽子対消滅位置検出のシミュレーション結果

1.3.1 : 反陽子対消滅位置のシミュレーション結果

今回のシミュレーションプログラムでは、トラックディテクターの位置分解能による影響は考慮されていないため、実験結果のピークと比べて反値幅、ピークの1/12での幅が異なっているが、シミュレーションによって得られた反陽子対消滅位置は図1.16に示すように実験結果である図1.7と同じく裾野の広いピークを形成していた。

プログラムでは、1つの反陽子対消滅位置を求めるのに、Front側、Back側それぞれの両端の光電子増倍管に検出される4つの光子パルスを使用しており、それには重複も含めて4つの粒子が関係していることになる。その4つの粒子の種類を調べてみると図1.17-1のような割合になり、反陽子対消滅位置を求める計算は、ほぼ e^+ 、 e^- 、 μ^+ 、 μ^- の4種類の粒子によって行われていることがわかった。次に反陽子対消滅位置を計算する際に、4つの粒子の種類が一致した場合と一致しなかった場合の割合を調べると図1.17-2のようになり、一致する場合にそれぞれの粒子が占める割合は1.17-3のようになった。

次に、このときの e^+ 、 e^- 、 μ^+ 、 μ^- の4つの粒子についての粒子別成分を調べた。その結果、図1.17-4に示すように、図1.16に見られるピークの広い裾野部分は、主に e^- によって形成されていることがわかった。

また、4つの粒子が一致しなかった場合の粒子の割合と反陽子対消滅位置の成分は図1.17-5,6のようになり e^- が半数以上の割合を占めていることがわかった。この場合も e^- によって裾野が広げられているものと考えられる。

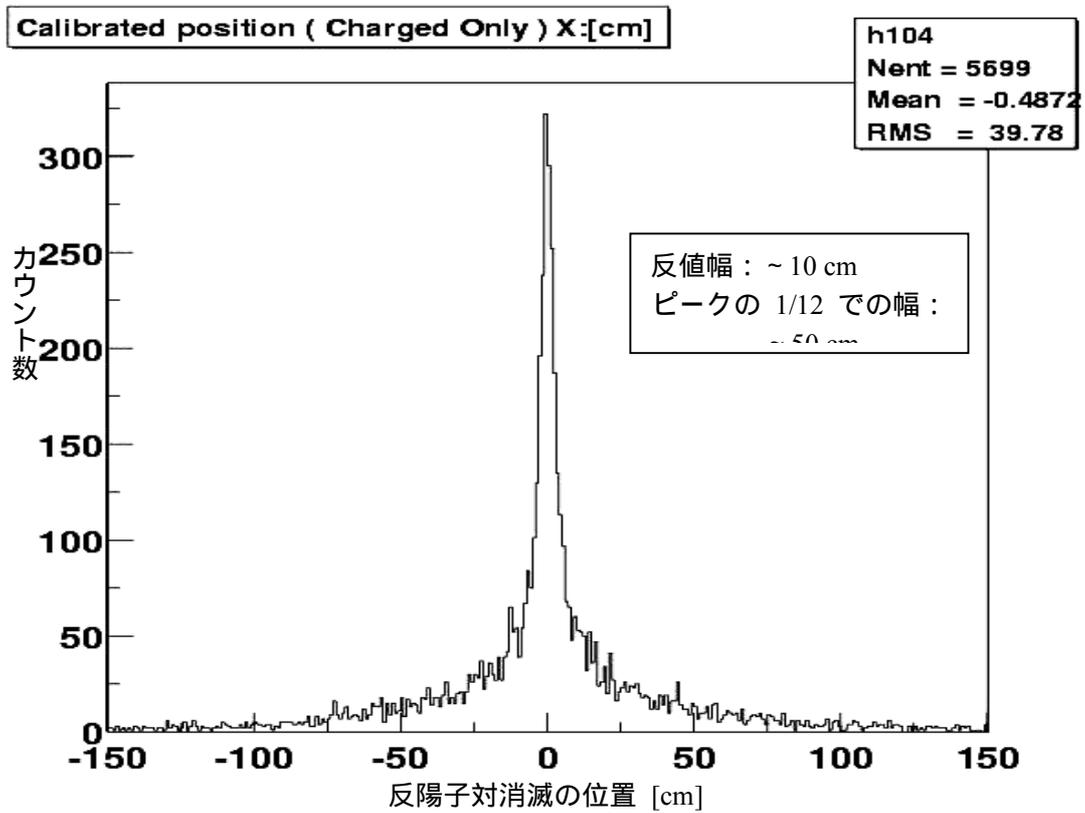


図 1.16 反陽子対消滅位置検出のシミュレーション結果
実験結果である図 1.7 と同じく、裾野の広いピークになっている。

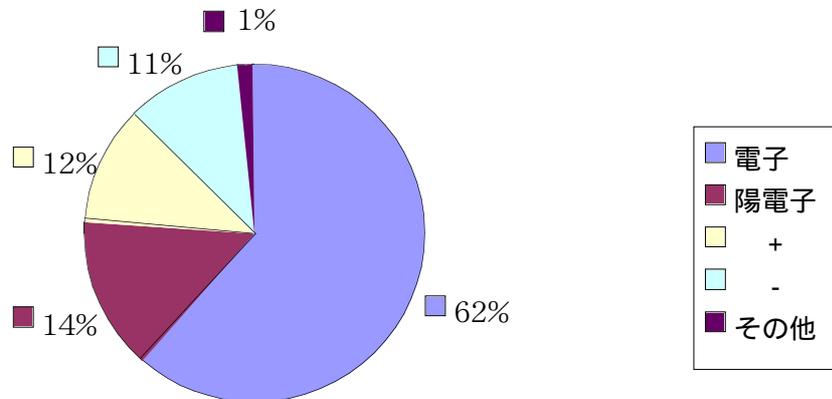


図 1.17-1 図 1.16 を求める元となった光子パルスを生じさせた粒子

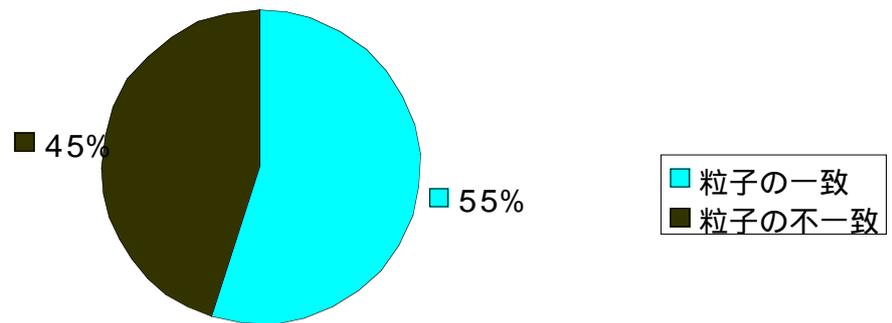


図 1.17-2 4つの粒子の一致性

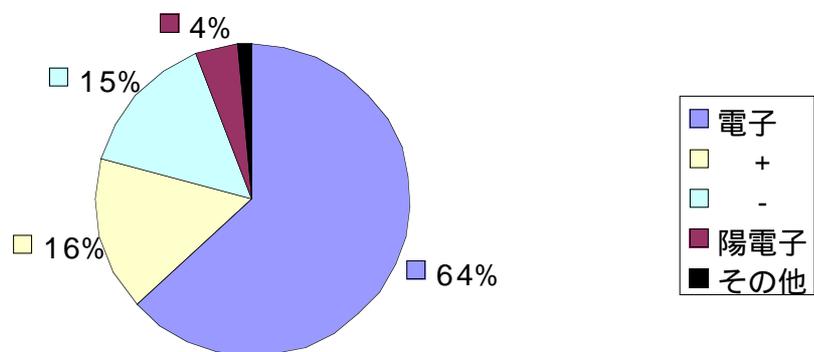


図 1.17-3 4つの粒子が一致したときの各粒子の割合

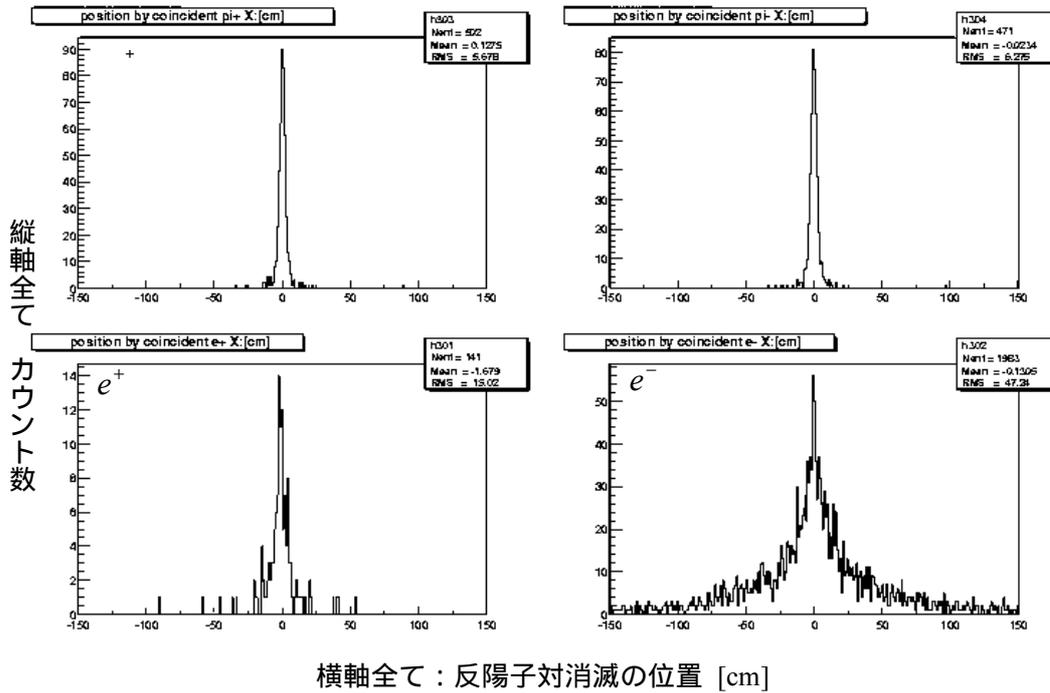


図 1.17-4 4つの粒子が一致したときのそれぞれの粒子別グラフ成分

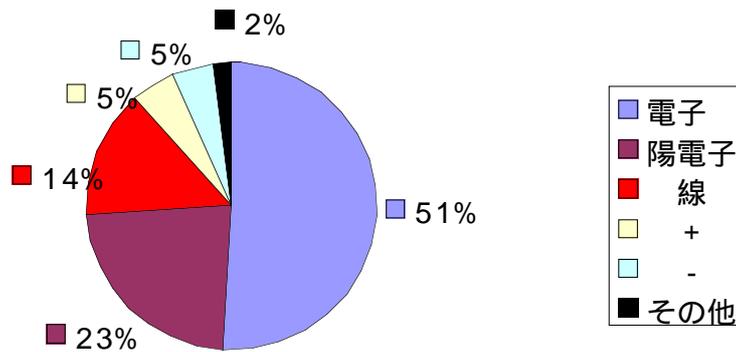


図 1.17-5 4つの粒子が一致しなかったときの粒子の割合

線がカウントされているのは、図1.15と同じく、シミュレーションプログラムでエネルギーが100 keV以下の2次粒子は生成されないよう設定しているため、本来生成されるはずの100 keV以下の2次粒子が生成されず、その分のエネルギーが線のエネルギー損失として計算されてしまったためと考えられる。

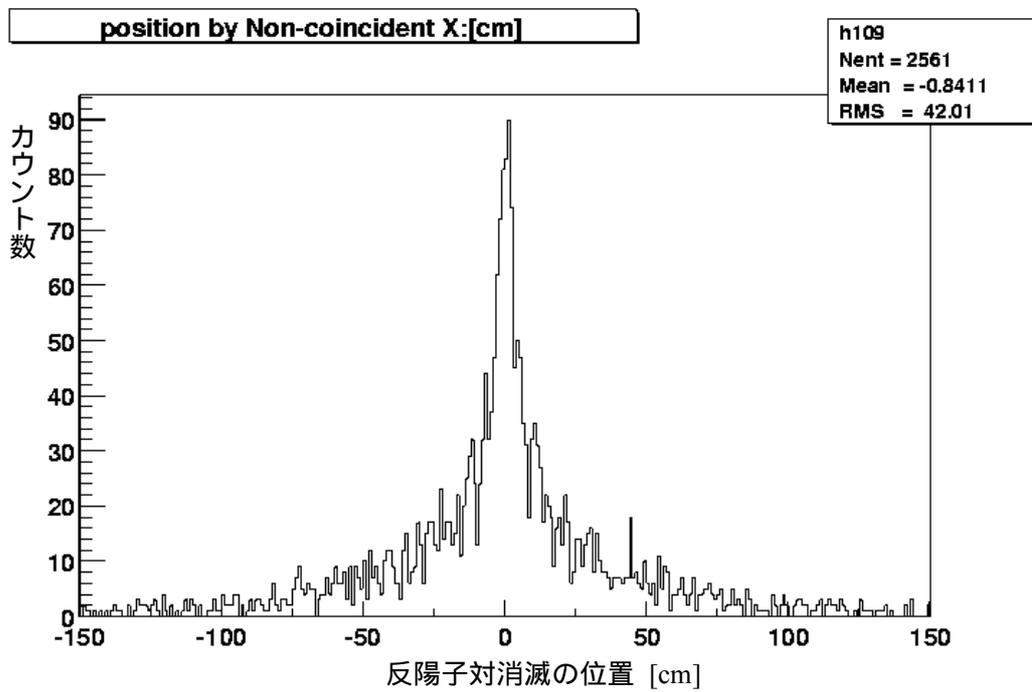


図 1.17-6 粒子が一致しなかった場合のグラフ成分

1.3.2 : 裾野の広がりを形成する e^-

図1.17-4 より、反陽子対消滅位置のピークの裾野の広がりは主に e^- によって形成されていることがわかった。これらの電子は、1.1.4 で述べたように線による電子陽電子対生成反応、コンプトン散乱、光電効果と、荷電粒子による2次電子生成が主な生成源だと考えられる。電子陽電子対生成反応を起こす線は \sim MeV のエネルギーを持っており、生成される電子は線の進行方向に対して比較的広がらずに生成され、反陽子対消滅位置ピークの裾野の広がりにはあまり影響しない。同様に、荷電粒子により生成される2次電子もピークの裾野の広がりにはあまり影響を与えない。光電効果により生成される電子はエネルギーが低いので、シンチレータ内で 100 keV 以上のエネルギー損失を起こしにくく、反陽子対消滅位置検出には影響しない。一方、コンプトン散乱により散乱される電子は 100 keV を超えるエネルギーをもつ場合も考えられ、図1.5 のように線の進行方向に対して比較的広がって散乱される。このことを考慮すると、主にコンプトン散乱によって散乱される電子がピークの裾野を広げる原因になっていると考えられる。

GEANTでは、特定の物理現象を起こさないシミュレーションも可能であり、ここではコンプトン散乱による影響を調べるため、コンプトン散乱を起こさないようプログラムを調整してシミュレーションを行った。

その結果、コンプトン散乱を起こさない場合では図1.18 のように図1.16 と比べて、ピークの高さは変化しないものの、ピークの1/12 での幅は小さくなり、鋭いピークが得られた。このときの、コンプトン散乱の有無によるFront側トラックディテクター内での e^- によるエネルギー損失の違いを図1.19 に示す。

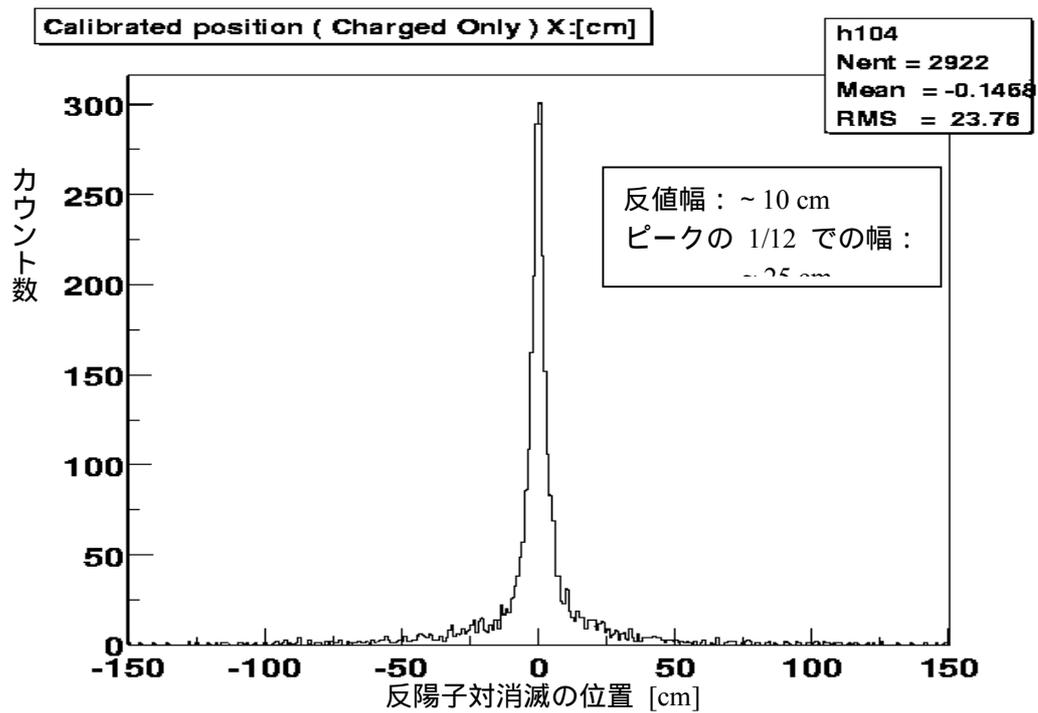


図 1.18 コンプトン散乱を起こさない場合での反陽子対消滅位置検出のシミュレーション結果

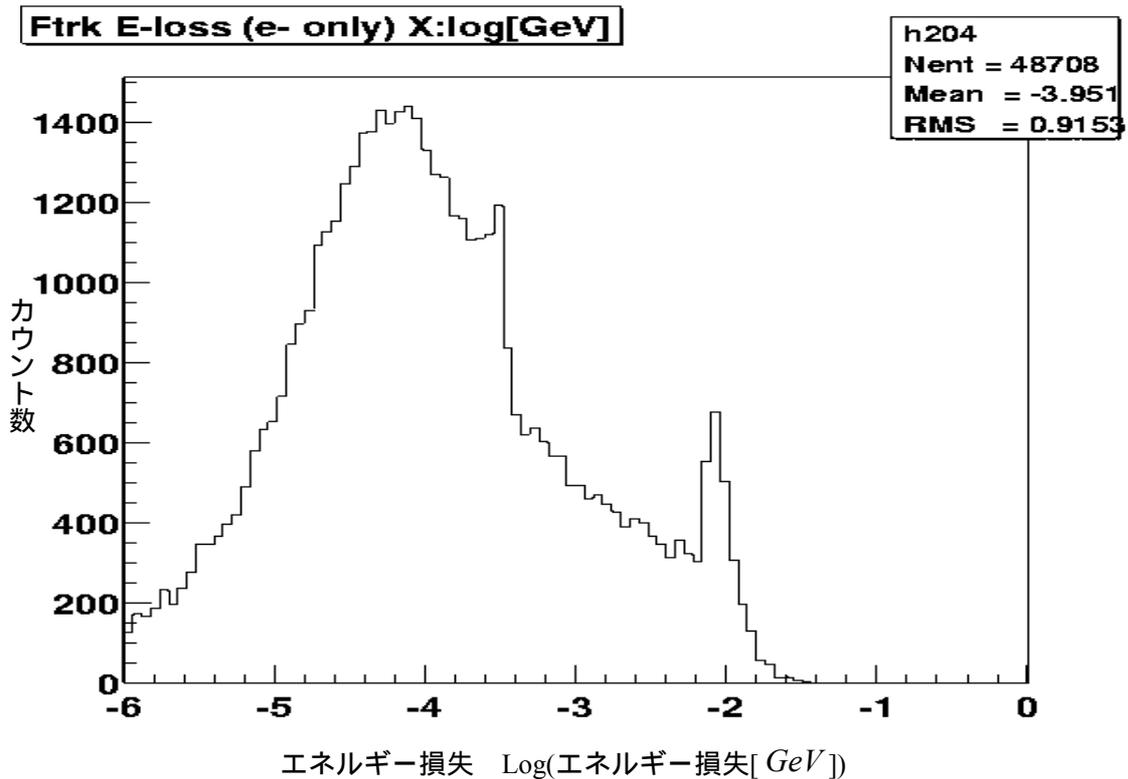
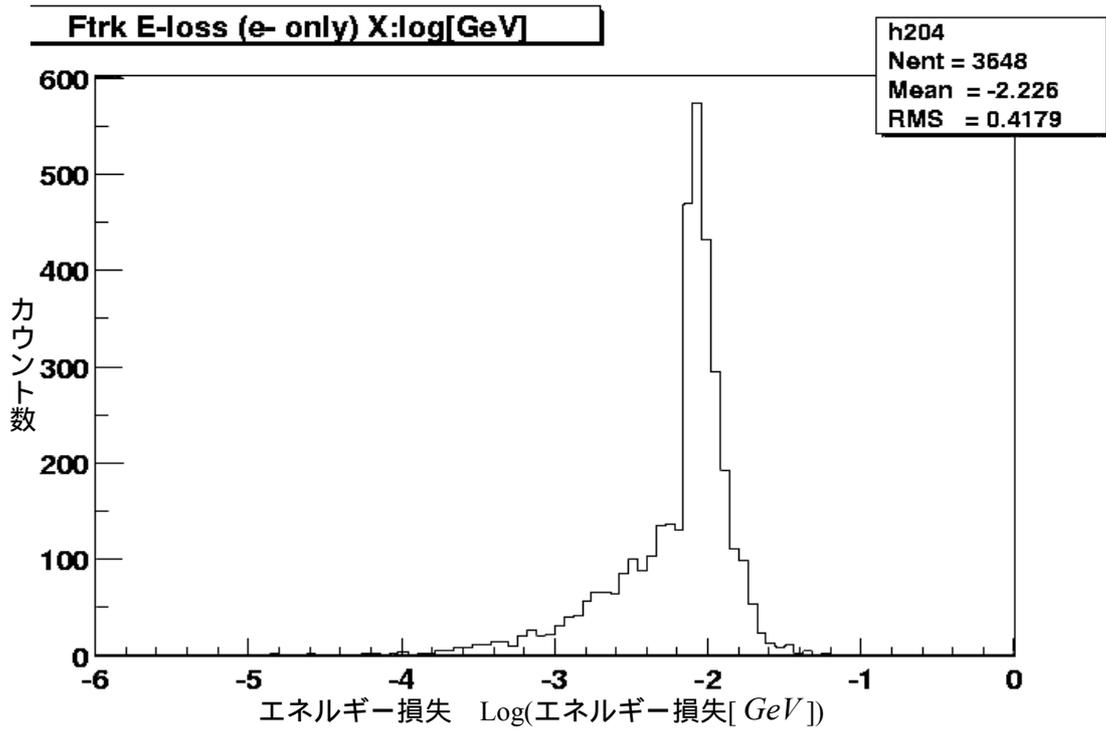


図 1.19 電子による Front 側トラックディテクター内でのエネルギー損失
 上図はコンプトン散乱を起こさない場合、下図は起こした場合（図 1.15 参照）の電子によるエネルギー損失

図 1.19 よりわかるように、コンプトン散乱を起こさない場合には左側のピーク（1～100keV のエネルギー損失）がなくなっている。右側のピークの高さがコンプトン散乱を起こした場合のピークの高さと変わらないことから、図 1.15 の電子によるエネルギー損失グラフの左側のピークがコンプトン散乱により散乱された e^- により形成されていたことがわかる。

図 1.5 よりわかるように、コンプトン散乱により散乱された電子は線の進行方向に対して広がって散乱され、電子がトラックディテクターへ衝突する位置は線の元々の進行方向からずれて計算される。その影響で反陽子対消滅位置が最初に対消滅を起こした位置からずれて計算され、その結果図 1.16 のピークの裾野が広がったものと考えられる。これから、コンプトン散乱によって生成される～100 keV のエネルギーを持つ電子の影響を受けないようにすれば、トラックディテクターで得られる反陽子対消滅位置は図 1.16 よりも鋭いピークが得られると考えられる。

このことを、プログラムで設定した 100 keV のエネルギー閾値を 1 MeV に上げることで調べた。その結果、ピークの反値幅、ピークの 1/12 での幅、ピークを構成する元になった粒子の割合は図 1.20-1,2 のようになり、カウント数は減るものの、図 1.16 と比べて裾野の広がりが小さくなり、ピークを構成する元となった粒子のうち電子の占める割合も減った。閾値を 100 keV, 1 MeV, 10 MeV にしたときのカウント数の変化を図 1.21 に示す。

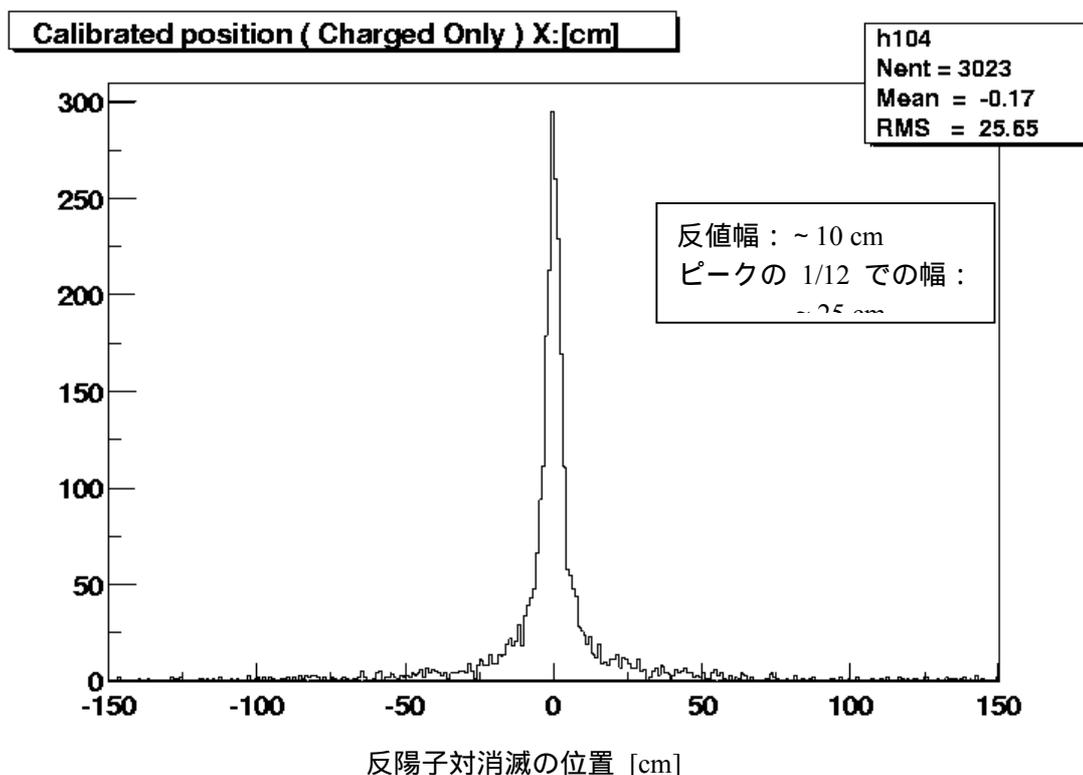


図 1.20-1 光子パルス発生エネルギー閾値を 1 MeV に上げた場合での反陽子対消滅位置検出のシミュレーション結果

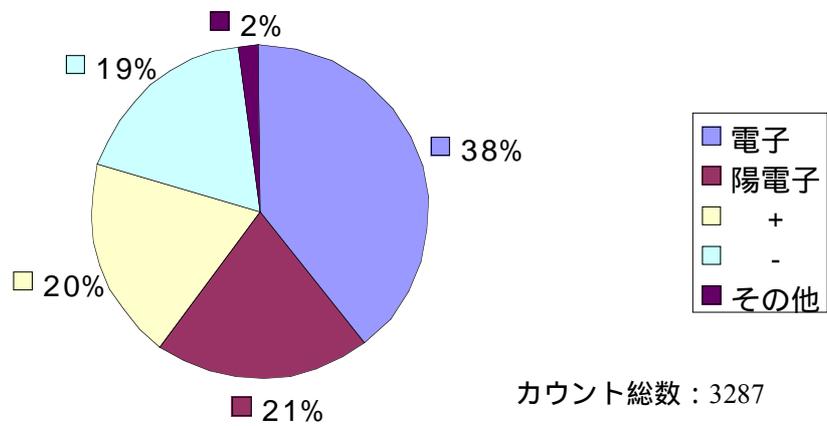


図 1.20-2 図 1.20-1 を構成する元になった粒子

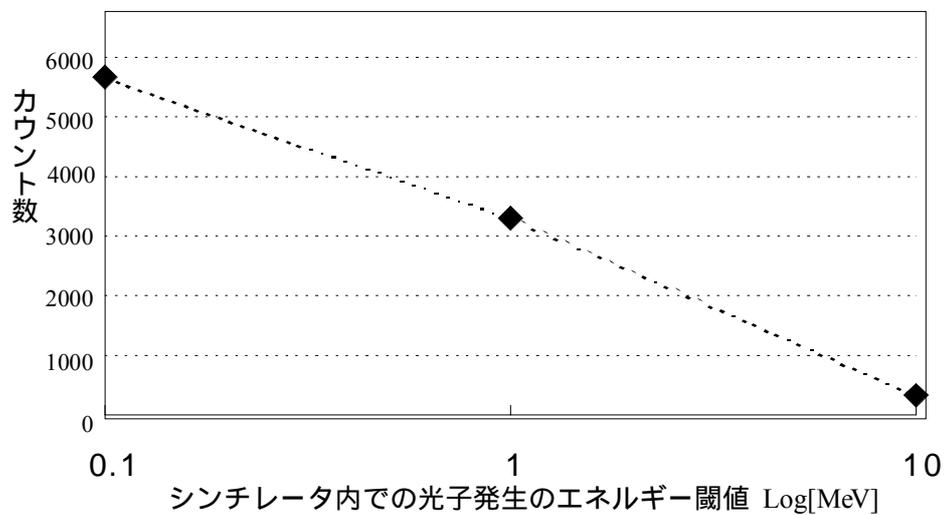


図 1.21 シンチレータ内での光子パルス発生エネルギー閾値によるカウント数の変化

これより、実験では光電子増倍管の光子パルス検出の閾値を上げれば、カウ

ント数が減るものの、反陽子対消滅位置ピークの裾野の広がりを形成する電子の影響を減らし、ピークの裾野を狭めることができることがわかった。

1.3.3 : 磁場の影響

実験でのトラップの磁場生成には超伝導マグネットが使われており、数Tの磁場がかけられている。その磁場によって粒子の運動は影響を受ける。そこで、その磁場が反陽子対消滅位置にどのような影響を与えるのかを調べるために（実際には超伝導マグネットなしでの実験は不可能ではあるが）磁場をかけない場合でのシミュレーションを行った。

その結果、磁場をかけない場合での反陽子対消滅位置は図1.22 のようになり、磁場をかけた場合（図1.16参照）と比べてピークの反値幅、ピークの1/12での幅、カウント数、共に大きな変化は見られなかった。

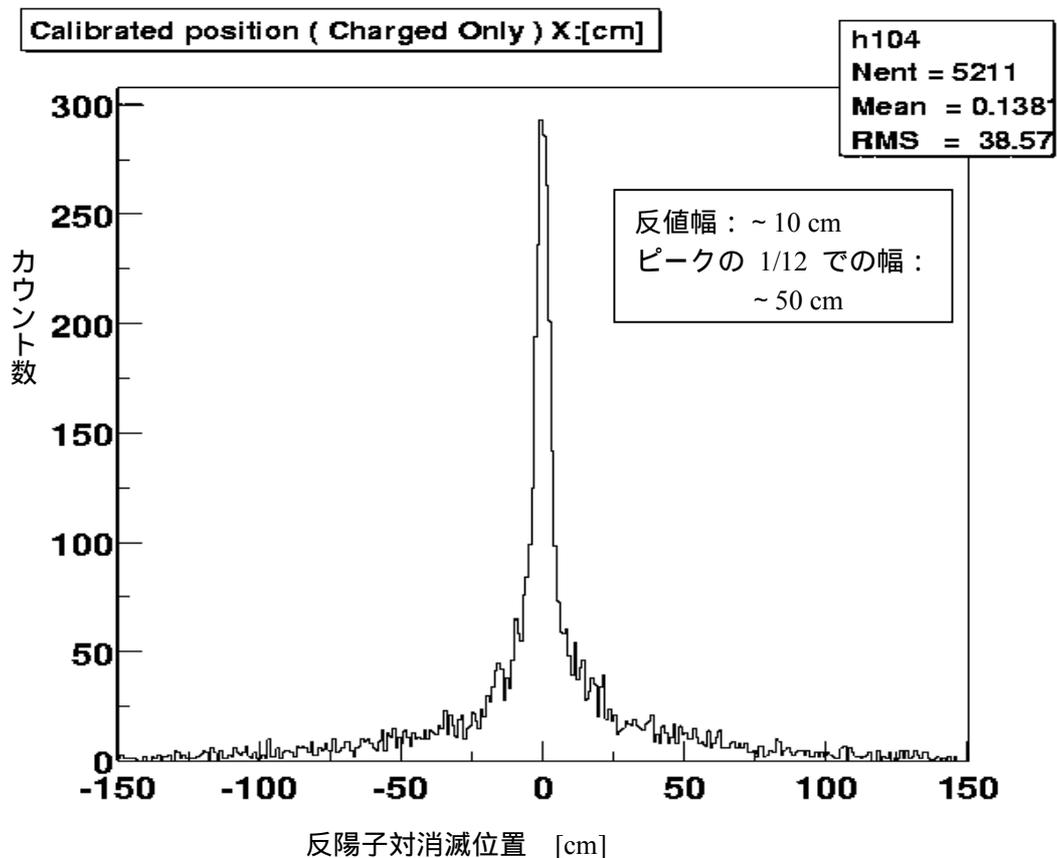


図 1.22 磁場がない場合での反陽子対消滅位置検出のシミュレーション結果

磁場中を運動する粒子はローレンツ力を受け、その運動方向を曲げられる。磁場 B [T] に対して垂直に、運動量 p [MeV/c] で運動する電荷 q [e] の荷電粒子が受けるローレンツ力による粒子の円運動の半径（ラーマー半径） R_L [cm] は以下の式で与えられる。

$$R_L = \frac{1}{3} \frac{p}{qB} \text{ [cm]}$$

式からわかるように、ラーマー半径は磁場の強さに反比例し、粒子が運動方向を曲げられる度合いは磁場の強さが大きいほど大きくなる。そこで、図1.9のボアチューブ内の磁場の強さ(=2.5 T)を変えてシミュレーションすることで、磁場の強さが反陽子対消滅位置に与える影響を調べた。その結果、図1.23のように磁場の強さを 0, 1, 2, 3, 4, 5 T と変化させても、図1.16 と比べてピークの反値幅、ピークの 1/12 での幅に変化はみられなかった。

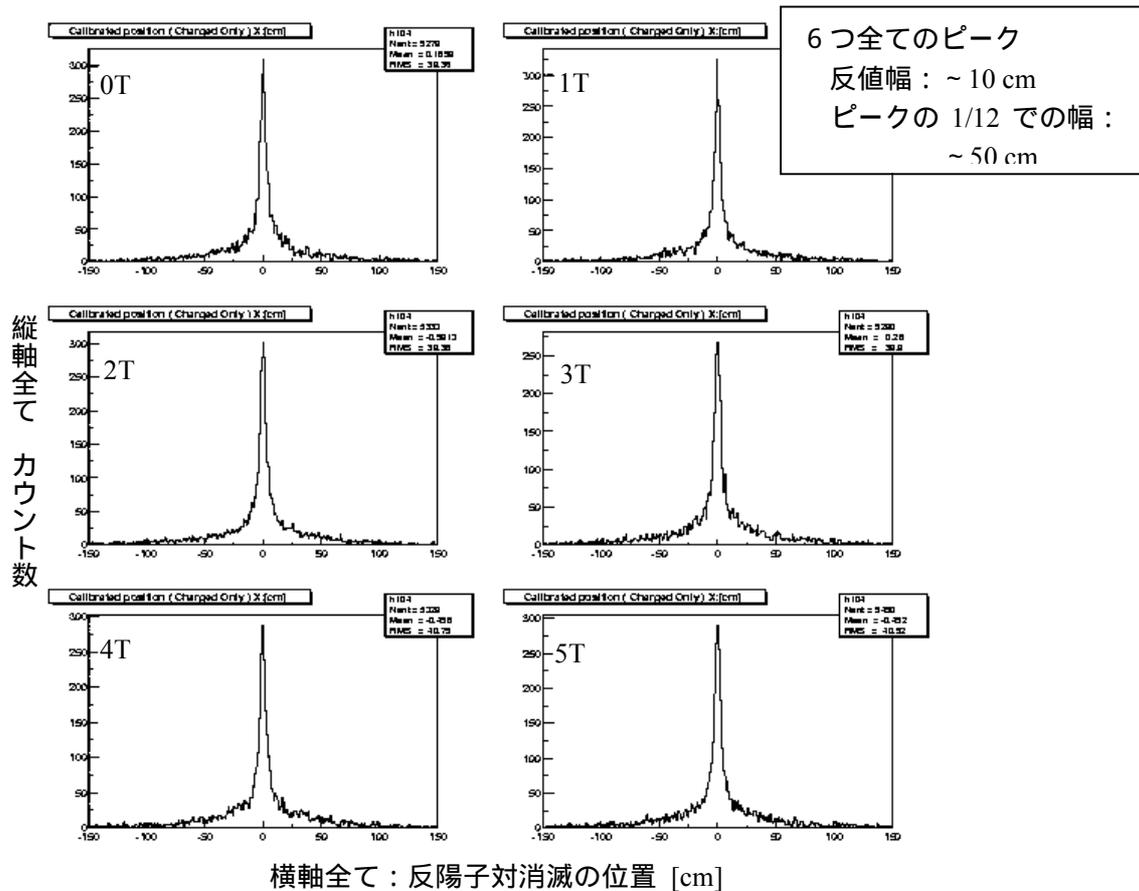


図 1.23 磁場の強さを変化させた場合の反陽子対消滅位置検出のシミュレーション結果

次にそのときのカウント数を比較してみたが、図1.24 のようになり磁場の増加に伴い徐々に増えてはいるものの、最大で 5T のときに磁場をかけないときと比べて 4% 増えただけであった。

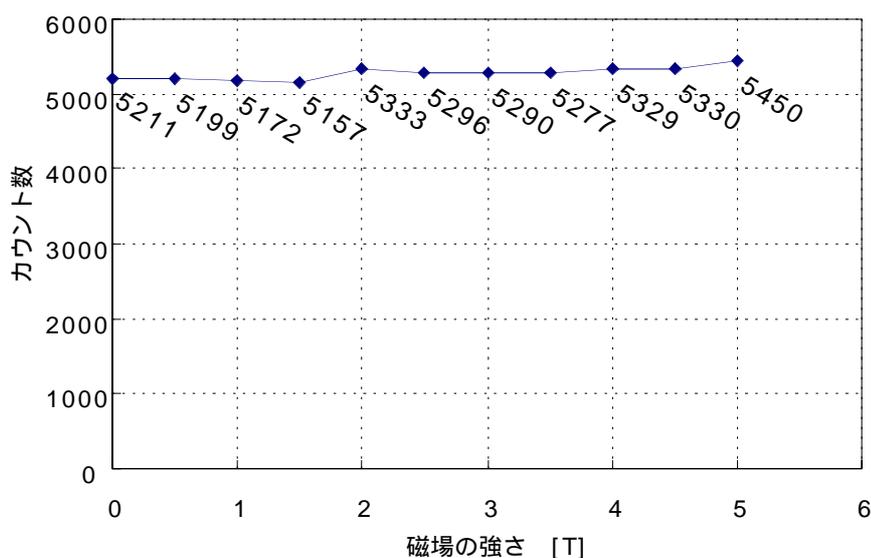


図 1.24 磁場の強さによる反陽子対消滅位置シミュレーションのカウント数の変化

磁気シールド外での磁場の強さは超伝導マグネット内の磁場の強さに対して十分小さいので無視すると、シミュレーションで粒子が磁場の影響を受けるのは超伝導マグネットのソレノイドに囲まれた円柱状の空間だけである。シミュレーションでは、その円柱の半径は 11cm なので、数100 MeV/c の運動量を持つ粒子のラーマ - 半径が 数10 cm になることを考えると、磁場による運動方向の変化が少ないうちに磁場の影響を受けない領域に出てしまい、その結果、図1.23、図1.24 のように、カウント数が多少増えるものの、磁場の強さによるピークの変化はあまりみられなかったものと考えられる。

1.3.4: トラップ電極壁での反陽子対消滅

ここまでのシミュレーションでは、反陽子がトラップのハーモニックポテンシャル中で図 1.11 のように楕円体状に分布しているとし、反陽子はその楕円体中でのみ対消滅を起こすと仮定した。しかし、トラップの束縛を離れ、ハーモニックポテンシャル電極壁で対消滅を起こす反陽子もあるはずである。

ここでは z 軸方向密度はこれまで通りの楕円体状の分布で、反陽子対消滅位置を図 1.25 のようなトラップのハーモニックポテンシャル電極壁 ($r = 2$ cm、長さ 10 cm の円筒の表面) に設定してシミュレーションすることでその影響を調べた。

なお、ハーモニックポテンシャル電極壁で反陽子が消滅する場合、消滅を起こす相手の粒子は陽子ではない場合も考えられ、消滅によって生成される粒子の種類と数は表 1.1 とは違う確率に分布すると考えられるが、ここではその違いは無視し、消滅により生成される粒子の種類と数とその分岐比は表 1.1 を参照した。

その結果、図 1.26 のようになり、図 1.16 と比べてカウント数は 10 % 減ったが、ピークの反値幅、ピークの $1/12$ での幅に変化が見られず、トラックディテクターではトラップ内とトラップ電極壁での反陽子対消滅は区別できないことがわかった。

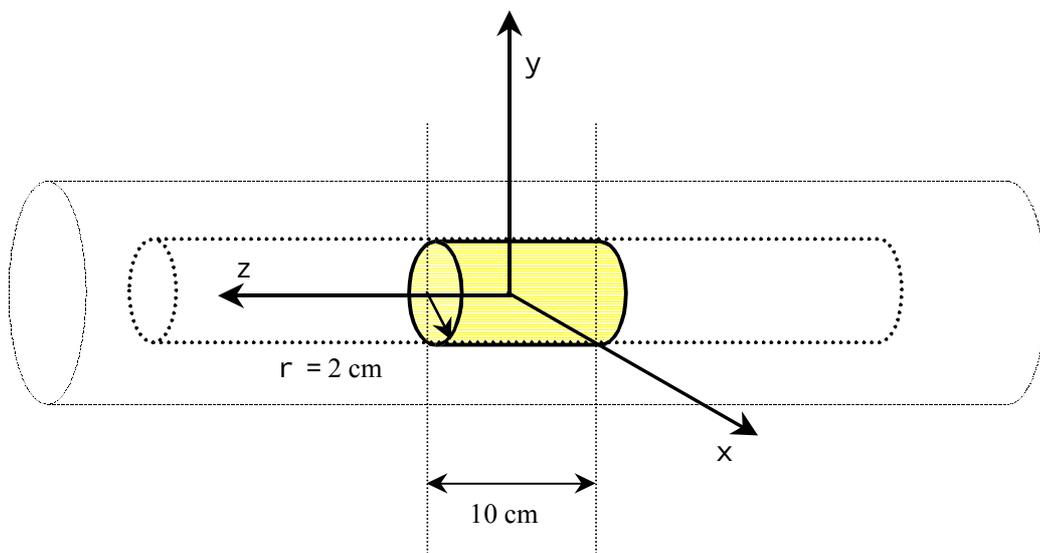


図 1.25 反陽子対消滅を起こす場所を設定したトラップのハーモニックポテンシャル電極壁

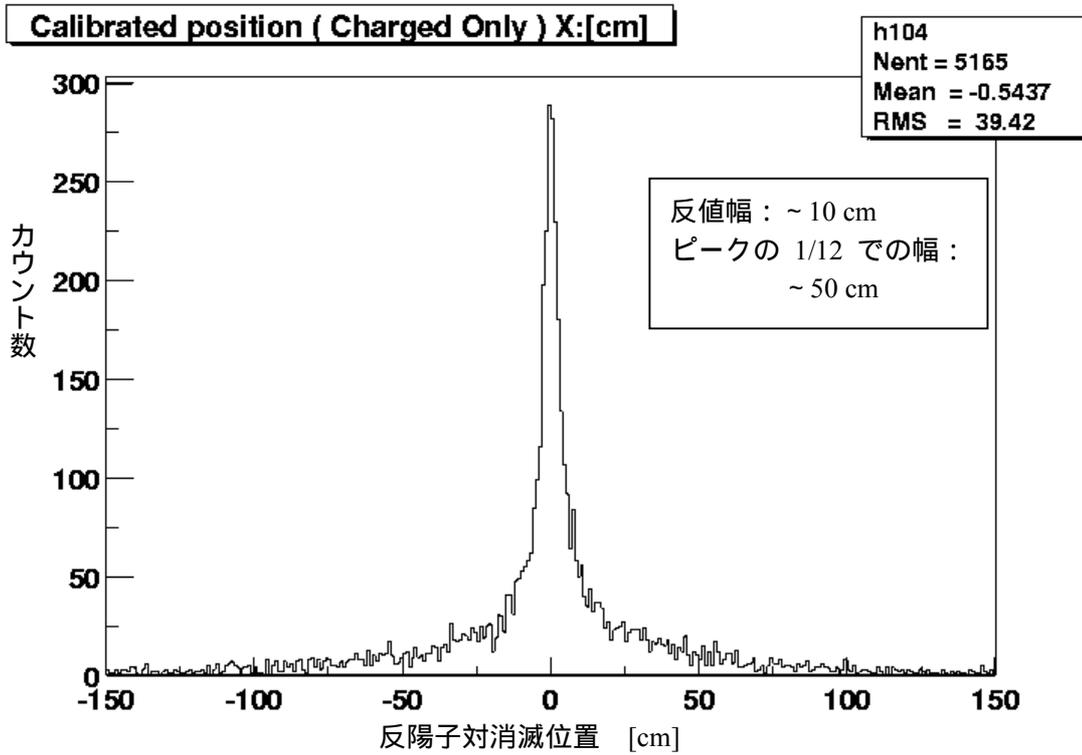


図 1.26 反陽子対消滅を起こす位置をトラップ電極壁に設定した場合での反陽子対消滅位置検出のシミュレーション結果

1.3.5 : 磁気シールド (Fe) とソレノイド (Cu) の影響

1.3.2 で、図1.16 で反陽子対消滅位置のピークの裾野が広がっているのは物質中で起こるコンプトン散乱により散乱される電子によるものということがわかった。ここでは、シミュレーションプログラムの仮想空間中に磁気シールド (Fe) とソレノイド (Cu) を配置せずにシミュレーションを行うことで、粒子の進行方向に物質が存在しない場合の反陽子対消滅位置と、それを形成する粒子の種類を調べた。

その結果、反陽子対消滅位置のピークは図1.27 のようになり、図1.16 とくらべてピークの反値幅、ピークの1/12 での幅の両方が小さくなりピークが鋭くなった。また、この時反陽子対消滅位置を計算するのに使用した光子パルスが発生する元となったエネルギー損失を起こした粒子は、図1.28 のようになり、主に π^+ と π^- だったことがわかった。

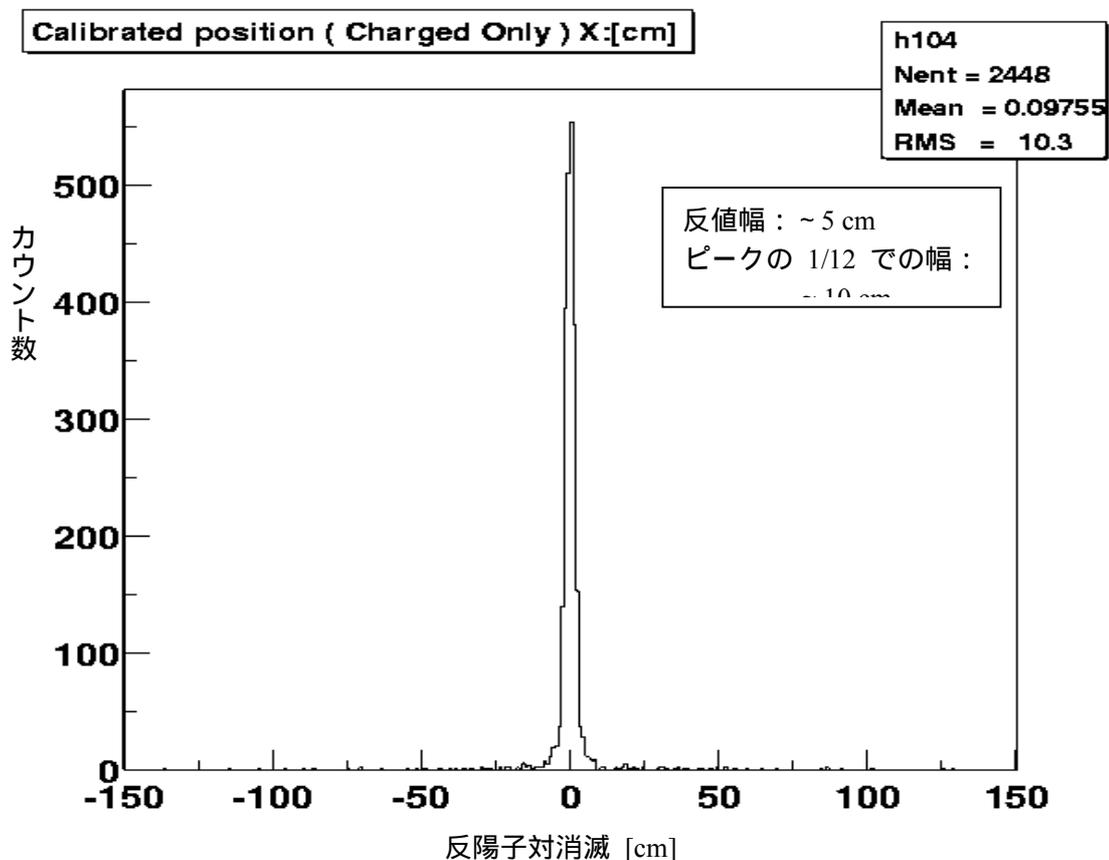


図1.27 仮想空間内のソレノイドと磁気シールドを配置しない場合での反陽子対消滅位置検出のシミュレーション結果

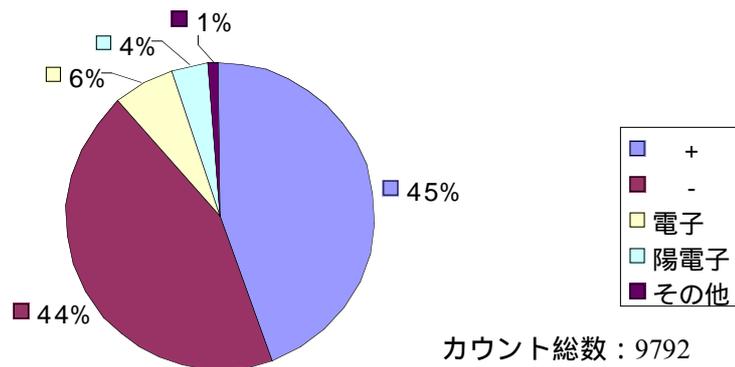


図 1.28 図 1.27 を計算する元になった粒子

これより、粒子の進路に相互作用を起こす物質がなければ電子等の2次粒子による影響が少なくなり、トラックディテクターによる反陽子の対消滅位置検出の精度は上がることがわかった。これより実験ではトラックディテクターへ衝突する粒子の軌跡上の磁気シールドに、磁場がもれない範囲でスリットを開けるなどすれば、2次粒子の影響を抑えられることになる。

逆に、実験ではシミュレーションの仮想空間中に配置した物質（磁気シールド(Fe)と超伝導マグネットのソレノイド(Cu)）以外にもマグネットの外壁などの物質は存在するので、発生する2次粒子が反陽子対消滅位置検出へ与える影響は、シミュレーション結果よりも大きくなると考えられる。

1.3.6 : 反陽子対消滅位置ピークの解析

1.3.1 より、シミュレーション結果である図 1.16 のピークの裾野は主に電子によって形成されていることがわかった。これより、図 1.16 のピークは以下の2つの成分によって形成されていると考えられる。

- 1) 中心のピークを主に形成する成分 (主に電子以外の荷電粒子による)
- 2) 裾野の広がりを主に形成する成分 (主に電子による)

図 1.16 のカウント数ピークを関数 $G(z)$ とし、上記の2つの成分がそれぞれガウシアン $g_1(z; A_1, B_1, C_1)$ 、 $g_2(z; A_2, B_2, C_2)$ で表せるとすれば、 $G(z)$ は次のように表せると考えられる。

$$G(z) = g_1(z; A_1, B_1, C_1) + g_2(z; A_2, B_2, C_2)$$
$$g_i(z; A_i, B_i, C_i) = A_i \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{z - B_i}{C_i}\right)^2\right)$$

このように図 1.16 を2つのガウシアン之和でフィッティングした結果、 $A_1, B_1, C_1, A_2, B_2, C_2$ の各値は以下の様になった。

$$(A_1, B_1, C_1) = (2.2 \times 10^2, 9.8 \times 10^{-2}, 3.5)$$
$$(A_2, B_2, C_2) = (2.8 \times 10^1, -1.3, 4.3 \times 10^1)$$

実験結果である図 1.7 についても、これと同様に2つのガウシアン $g_3(z; A_3, B_3, C_3)$ 、 $g_4(z; A_4, B_4, C_4)$ の和でフィッティングした結果、 $A_3, B_3, C_3, A_4, B_4, C_4$ の各値は次のようになった。

$$(A_3, B_3, C_3) = (2.5 \times 10^3, -2.7 \times 10^1, 6.5)$$
$$(A_4, B_4, C_4) = (5.2 \times 10^2, -3.2 \times 10^1, 5.3 \times 10^1)$$

シミュレーション結果と実験結果を比較して、トラックディテクターの位置分解能 z を求めると以下のように求まる。

- (i) 中心のピークを主に形成する成分 (C_1 と C_3) から求めた場合

$$(z)^2 = C_3^2 - C_1^2 \quad \text{より、}$$
$$z \sim 5.5 \text{ [cm]}$$

- (ii) 裾野の広がりを主に形成する成分 (C_2 と C_4) から求めた場合

$$(z)^2 = C_4^2 - C_2^2 \quad \text{より、}$$
$$z \sim 31 \text{ [cm]}$$

このように、(i) と (ii) では z の値が異なる結果になった。

1.3.2 でわかったように、シミュレーションではシンチレータ内での光子パルス発生のエネルギー閾値を変化させても、ピークの反値幅はあまり変化しないが、ピークの 1/12 での幅はエネルギー閾値を上げると小さくなった。このことより、ピークの中心を主に形成する成分($g_1(z; A_1, B_1, C_1)$ 、 $g_3(z; A_3, B_3, C_3)$) はエネルギー閾値による影響を受けにくい、裾野の広がりを主に形成する成分($g_2(z; A_2, B_2, C_2)$ 、 $g_4(z; A_4, B_4, C_4)$) は設定するエネルギー閾値の大きさによって大きく変化すると考えられる。

このことを考慮すると、(ii) より求められた z がトラックディテクターの反陽子対消滅位置に対する位置分解能(~ 5 cm)と大きく違っている理由は、シミュレーションで設定したエネルギー閾値 (100 keV) が実験での光電子増倍管の光子パルス検出の閾値に対応しておらず、シミュレーションでは、裾野の広がりを主に形成する成分をうまく再現できていなかったためと考えられる。一方 (i) より得られた z が、計算から得られるトラックディテクターの位置分解能にほぼ一致したのは、ピークの中心を主に形成する成分($g_1(z; A_1, B_1, C_1)$ 、 $g_3(z; A_3, B_3, C_3)$) がシミュレーションで設定した閾値の影響を受けにくいためと考えられる。

1.3.7:トラックディテクターによる反陽子対消滅位置決定の効率

今回のシミュレーションではイベント数を 10^5 回に設定して行ったので、シミュレーション結果である図1.16 のカウント数が 5699 であることを考えると、トラップ中の反陽子の中心が原点のときの、トラックディテクターの反陽子対消滅位置決定の効率 $f(z)(z=0)$ を以下のようにして求められる。ただし、ここで求めた効率はシンチレータ内での光子パルス発生エネルギー閾値が 100 keV のときの値である

$$f(z)(z=0) = \frac{\text{カウント数}}{\text{イベント数}(=10^5)} \sim 5.70 \%$$

実験で得られたトラックディテクターのカウント数に $1/f(z)$ を掛ければ、実験中にトラップ内で対消滅を起こした反陽子数を逆算できることになる。

しかし、トラップ中の反陽子の中心が z 軸上の原点から離れた場合、トラックディテクターの反陽子対消滅位置決定の効率が落ちることが予想される。そこで、図1.11 の楕円体の中心を原点 ($z = 0$ [cm]) から、 z 軸上の3点 ($z = 30, 60, 90$ [cm]) に変えてシミュレーションを行い、反陽子対消滅位置の違いによるカウント総数を比較した。

その結果、図1.29 のようになり、反陽子対消滅が起こる場所が原点から離れるほどカウント総数は小さくなっていき、トラックディテクターの反陽子対消滅決定の効率 $f(z)$ も小さくなっていくことがわかった。

次に、シンチレータ内での光子パルス発生エネルギー閾値を 1 MeV、10 MeV と変化させ、そのときに反陽子対消滅位置を変化させたときの $f(z)$ をそれぞれ求めると図1.30 のようになった。図1.30 をみてわかるように、エネルギー閾値を上げるほど、また、反陽子対消滅位置が原点から遠ざかるほど $f(z)$ は減少している。

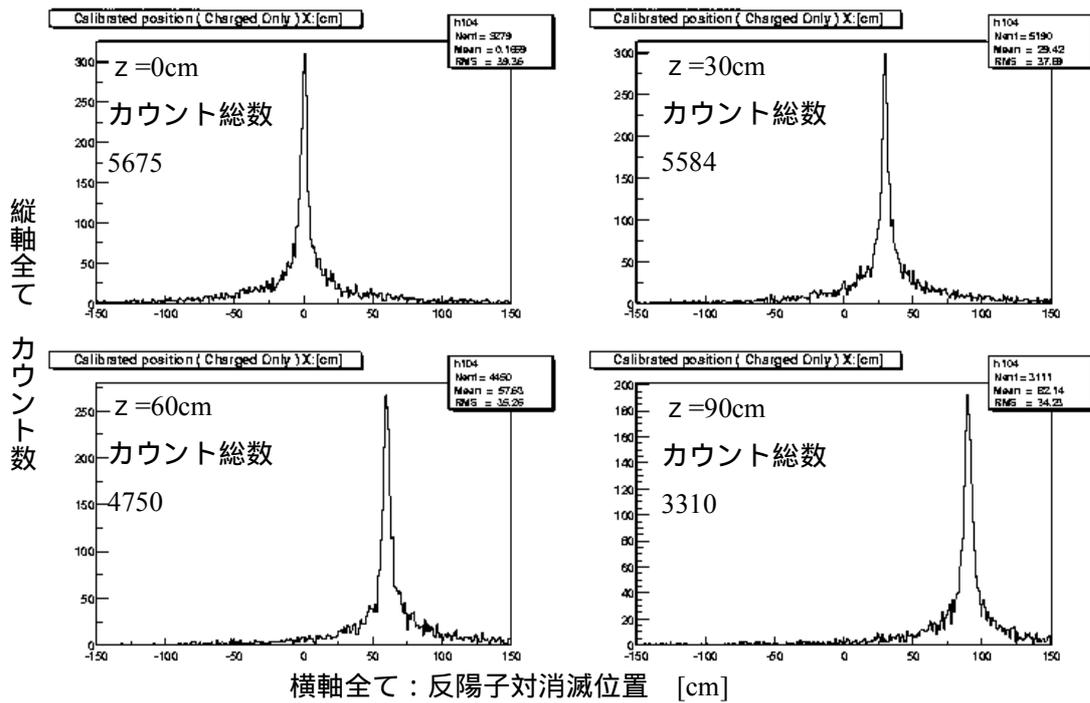


図 1.29 反陽子対消滅位置を変えた場合のトラックディテクターによる反陽子対消滅位置検出のシミュレーション結果。(光子パルス発生 の 閾値 : 100keV)

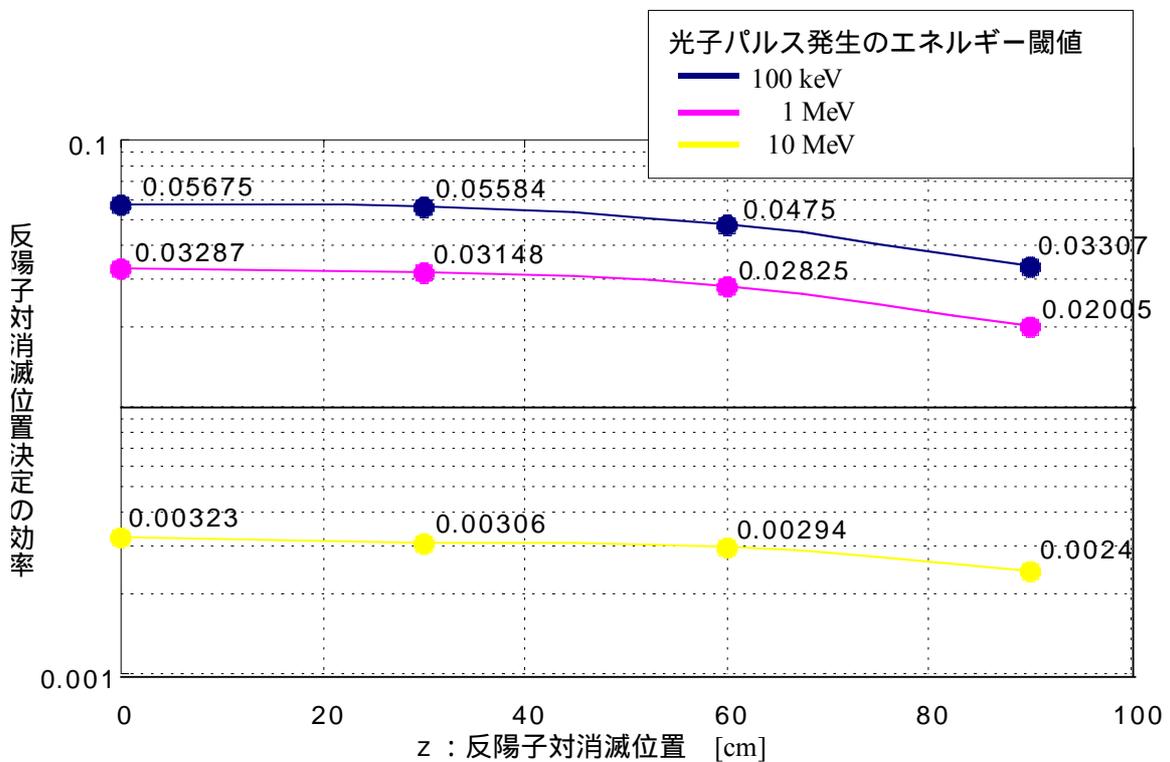


図 1.30 シミュレーション結果から得られたトラックディテクターの反陽子対消滅位置決定の効率 $f(z)$

1.4 : まとめと問題点

1.4.1 : シミュレーション結果のまとめ

シミュレーションの結果、以下のことがわかった。

- ・トラップ中の反陽子の反陽子対消滅位置がトラックディテクターで検出されると図1.7 のように裾野の広いピークになること。

- ・反陽子対消滅位置のピークを形成する主な粒子は e^+ 、 e^- 、 μ^+ 、 μ^- であり、このうち、主にコンプトン散乱で散乱された比較的低エネルギーの電子がピークの裾野を広くしている要因であること。

- ・生成される荷電粒子の運動方向は磁場によって曲げられるが、最終結果として得られる反陽子対消滅位置にはあまり影響を与えないこと。

- ・トラックディテクター両端の光電子増倍管での光子パルス検出の閾値(シミュレーションではシンチレータ内での光子パルス発生エネルギー閾値)を上げれば、反陽子対消滅位置のカウント数は図1.21 のように減少するものの、得られる反陽子対消滅位置ピークの裾野の広がりを抑えられること。

今回のシミュレーションでは、反陽子の対消滅を起こす位置はトラップのハーモニックポテンシャル部分を中心にシミュレーションを進めた。今後はこの位置をいろいろ変えることで、低速反陽子のビームラインへの引き出し時など、トラックディテクターを用いた反陽子対消滅位置に関する実験データの解析に役立つであろう。

1.4.2 : 今回のシミュレーションの問題点

今回のシミュレーションの問題点としては、実験のセットアップとシミュレーションでの仮想空間との相違点であるが、主には以下のことが挙げられる。

- ・シミュレーションの仮想空間に配置する物質を磁気シールド (Fe) と、超伝導マグネットのソレノイド (Cu) だけにしたこと。

1.2.2 で述べたように、シミュレーションでの粒子は、進行方向に対する面密度の低い物質とあまり相互作用しない。しかし、粒子の運動する範囲には上の2つ以外にも、ボアチューブの外壁、マグネットの外壁があり、それぞれの厚さは薄いですが、原点からx軸に沿った方向の面密度を合計すると、その方向での面密度合計の約15%になる。それに応じて、粒子と物質の相互作用により生成される2次粒子の影響は、シミュレーション結果よりも大きくなることが予想される。

- ・トラップ中にはz軸正方向に2.5 T、空気中にはZ軸負方向に100 gaussと、磁場を簡略化したこと。

シミュレーションで設定した磁場は、超伝導マグネットの両端近くなどで、実験と比べて磁場の方向、強度が大幅に異なっている。しかし、その領域を通過する粒子はトラックディテクターに衝突しにくく、シミュレーション結果に及ぼす影響は少ないので、今回はシミュレーションでの磁場近似でよいとした。

- ・トラックディテクター中での光子をパルスとして考慮しなかったこと。

シミュレーションプログラムでは、設定したエネルギー閾値を超えるエネルギー損失があった場合のみ光子パルスが発生したとして、各イベントで

最も早く光電子増倍管に届いたであろう光子パルスの到達時間をもとに、反陽子対消滅位置を計算した。このことは、シミュレーションで1.3.6のように裾野の広がりを主に形成する成分をうまく再現できなかった要因のひとつと考えられる。

第2章 超音速ガスジェットチェンバーの設計と開発

2.1 : 超音速ガスジェットチェンバー

2.1.1 : 超音速ガスジェットチェンバー開発の背景

ASACUSA駒場トラップグループでは、低エネルギーに減速された反陽子ビームをガスターゲットに衝突させ、そこで起こる様々な過程から、反陽子原子の生成断面積等を調べることをひとつの目的としている。CERNのADより供給される反陽子ビーム強度は決まっており、反物質原子の生成断面積も理論的に値が予想されている。それに伴って必要となるガスターゲットの密度も決定される。

すなわち、反陽子と、原子Aとが次の反陽子原子生成反応を起こすとする。



このとき、次の式により要求されるガスターゲット密度は決められる。

$$N_{\bar{p}A^+} = \sigma_{\bar{p}A^+}^- n_A L N_p^-$$

$\sigma_{\bar{p}A^+}^-$: 反応断面積

N_p^- : 反陽子の数

L : 反応距離 [cm]

$N_{\bar{p}A^+}$: 生成される反陽子原子の数

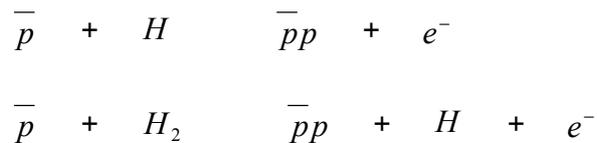
n_A : ガスターゲットの密度 [/cm³]

本研究グループでは、反陽子原子として物理的に最も簡単な構造である、反陽子と陽子からなる \bar{pp} をつくることを当面の目標のひとつとしており、チェンバーの設計はそれを念頭に置いて行った。

2.1.2: ターゲットガスの選択

$\bar{p}p$ を作るターゲットとしては、水素分子か、水素原子のどちらを用いるかが一つの問題となる。

反陽子と水素分子、水素原子は、それぞれ以下の反応を起こし $\bar{p}p$ を生成する。



また、そのときに生成される e^- を検出し、反陽子のビーム軸方向に設置された検出器の検出のスタートタイミングとし、 \bar{p} と $\bar{p}p$ のTOFの違いから両者を区別する。

しかし、それぞれの反陽子との反応断面積の大きさは J.Cohen らによる CTMCシミュレーションでの予想値によると、図2.1 のようにどちらも $\sim 10^{-16}$ cm² と見積もられており、両者とも反陽子のエネルギーが低い方が大きくなり、反陽子のエネルギーの大きさに関わらず、常に水素分子の方が大きくなっている。[8]

水素分子、水素原子をガスターゲットにしたときの密度には、技術的にある程度限界がある。(水素分子で $\sim 10^{13}$ /cm³、水素原子で $\sim 10^{10}$ /cm³)

反陽子ビームとガスターゲットとの反応距離が 10 mm のとき、これらの値と 2.1.1 の式から水素原子と水素分子の $\bar{p}p$ の生成効率 N_{pA}^- / N_p^- を求めると、水素分子では $\sim 0.1\%$ 、水素原子では $\sim 0.0001\%$ となり、両者には3桁近くの違いがあり、水素分子をターゲットとした方が $\bar{p}p$ の生成効率がよいことがわかる。

よって、ターゲットガスとしては水素分子を選択した。

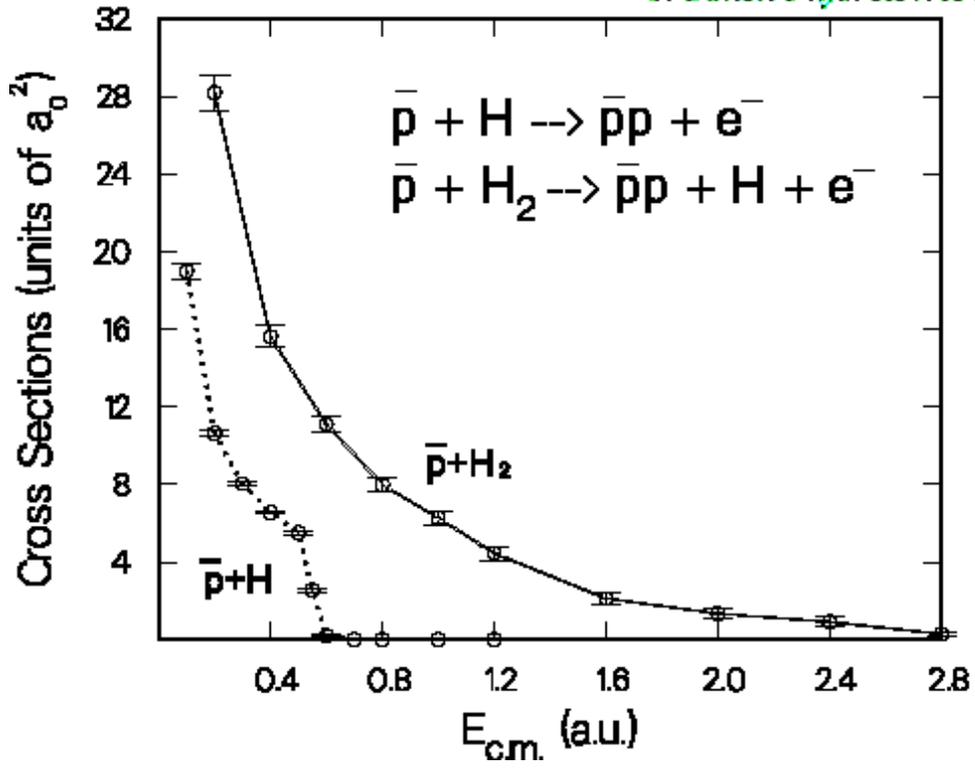


図2.1 反陽子と水素原子、分子との反応断面積のCTMCシミュレーションによる予想値[8]

2.1.3 : ターゲットチェンバーに要求される特性

反陽子ビームを衝突させるガスターゲットを供給するターゲットチェンバーには、2.1.2 のガス密度の他にも要求される特性がある。

まず、実験では $\bar{p}p$ 生成の際に生成される電子を $\bar{p}p$ の検出に利用するので、ターゲットチェンバー内で電子の検出が可能であることが必要である。

次に、ターゲットチェンバーの真空度は、接続されているビームラインの真空度に影響を与え、ビームラインが接続されているトラップ内の真空度にも影響を与える。トラップ内の反陽子をできるだけ対消滅を起こさせないで安定に捕捉するには、ターゲットチェンバーの接続によりトラップ内の真空度が上がることを防がなければならない。計算では、そのためにターゲットチェンバーに必要とされる真空度が $\sim 10^{-6}$ Torrであった。

ここまですと、ターゲットチェンバーに要求される特性は主に以下のことである。

- 1 : ターゲットガスの密度が $\sim 10^{13}/\text{cm}^3$ を満たしていること
- 2 : チェンバー内で電子の検出が可能であること
- 3 : 真空度が $\sim 10^{-6}$ Torr 以下であること

この3つの要求を満たすようにチェンバーを設計した。

2.1.4 : 超音速ガスジェットチェンバーの概要

2.1.3 の要求特性を満たすターゲットチェンバーとして、超音速ガスジェットチェンバーを設計した。超音速ガスジェットとは、チェンバーをいくつかの部屋に区切ったときの各部屋の真空度と排気速度、および各部屋間のコンダクタンスから発生するガス流が、 $1 - K_n$ を満たしたときのガスジェットのことである。(K_n (クヌーセン数) : ガスジェットの平均自由行程と直径の比)

設計では図2.3 のように、チェンバーをガスジェットの方向に5つの部屋に分割した。ここでは、ガスジェットの方向に5つに分割された部屋をガス供給源に近い方から順に「Expansion chamber」「Collimation chamber」「Main chamber」「2nd Dump chamber」「1st Dump chamber」と呼ぶことにする。

ターゲットとなるガスは以下のようにターゲットチェンバー中を進む。

- 1 : ガス供給源から Expansion chamber へ流入する。
- 2 : スキマー (Expansion chamber と Collimation chamber 間の孔) によりガスジェットとして切り出され Collimation chamber へ流入する。
- 3 : コリメーター (Collimation chamber と Main chamber 間の孔) によって平行化され、Main chamber へと流入する。
- 4 : Main chamber 内で反陽子ビームと衝突反応を起こすターゲットガスとなる。
- 5 : Main chamber 内で反陽子ビームと衝突反応を起こさなかったガスジェットは 1st、及び 2nd Dump chamber で排気される。(主に 1st Dump chamber で排気される。)

要求されるガス密度を達成するには、計算(次節(2.1.5))より供給ガスを冷却することが必要となる。そこで、ガス供給源に Cryo cold head を取り付け、ターゲットチェンバーへ供給されるガスを冷却できるように設計した。しかし、供給されるターゲットガスを過冷却してしまうと、ターゲットガスは分子同士で固まりを形成し、クラスター状態で噴出してしまふ。ターゲットガスがクラスター状態になると、生成されたプロトニウムがクラスター中で崩壊してしまふ、プロトニウムを効率よく生成できなくなってしまう。そこで、ガスを過冷却しないようにガス供給源にヒーターを付けることで冷却温度を調節できるようにした。(実験的にガス温度が ~ 30 K までガスジェットがクラスター状態を形成しないことが知られている。 [9])

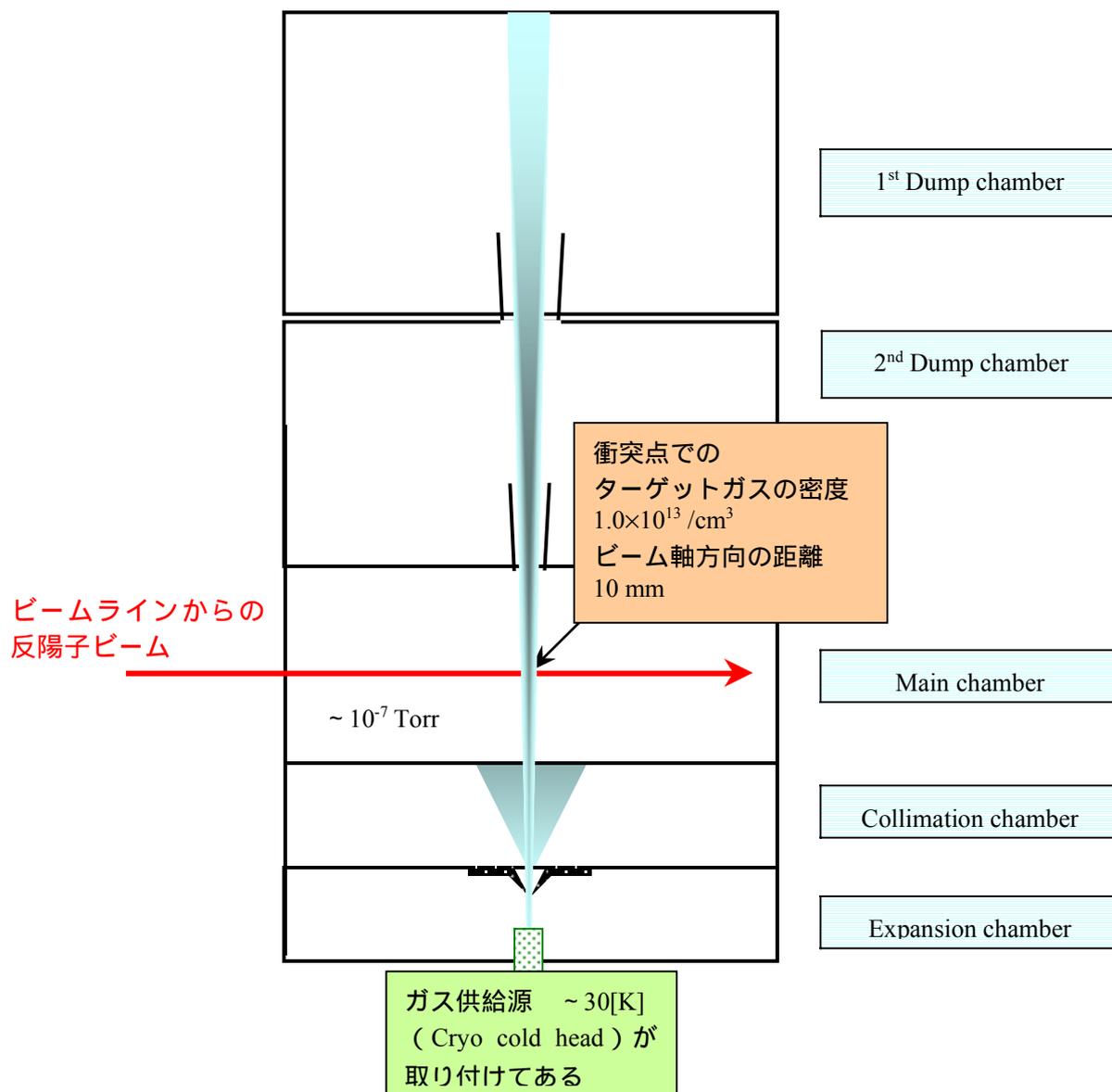


図2.3 ガスジェットチェンバーの概略図

2.1.5 : ガスジェットの流量、及び密度

反陽子ビームとの衝突地点で、超音速ガスジェットの密度が $\sim 10^{13} / \text{cm}^3$ を満たすようにするには、ガス供給源から供給するガスの流量を決めなければならない。その流量を求めるために次の計算を行った。

(安全性の問題から可燃性の水素を使用する前の予備実験としてヘリウムを供給ガスとして実験を行ったので、以下の計算はヘリウムガスでの値である。)

ノズル(ガス供給源と Expansion chamber 間の孔)を通り、Expansion chamberへ流入するガスの流量 \dot{N} [/sec]は以下の式によって求められる。[10]

$$\dot{N} = F(\gamma) \rho_0 \sqrt{\frac{2kT_0}{M}} \left(\frac{\pi d_0^2}{4} \right) \quad [\text{/sec}]$$

$$F(\gamma) = \left(\frac{\gamma}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{(\gamma-1)}}$$

- γ : 熱容量比
- ρ_0 : ガスジェットとなる前のガス密度 [/m^3]
- k : ボルツマン定数 [J/K]
- T_0 : ガスジェットとなる前のガスの温度
- M : 分子の質量 [kg]
- d_0 : ノズルの直径 [m]

目標である反陽子ビームとの衝突点でのガスジェット密度 [/m^3]は次の式で与えられる。[10]

$$= \frac{I_0(0)}{v_{jet} x^2}$$

- v_{jet} : ジェット速度 [m/sec]
- x : ノズルからの距離 [m]
- $I_0(0)$: ガスジェットの単位立体角当たりの中心密度[$\text{/sec} \cdot \text{sr}$]

ここで、ジェット速度 v_{jet} は次式で与えられる。[10]

$$v_{jet} = \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \sqrt{\frac{2kT_0}{M}}$$

また、ガスジェットの単位立体角当たりの中心密度 $I_0(0)$ は \dot{N} [/sec]を用いて、次式で与えられる。[10]

$$I_0(0) = \frac{\kappa \dot{N}}{\pi} \text{ [/sec} \cdot \text{sr]}$$

: peaking factor

(peaking factor とは、ノズルと Expansion chamber 間の隔壁が極限に薄いときに隔壁の孔からガスが発散的に噴出したと想定したときのビーム中心密度と、同じ流量のガスがノズルから噴出したときのビーム中心密度の比で定義される。理論的にヘリウムの場合では ~ 2.0 、水素の場合では ~ 1.38 であり、実験値もこれとよく一致していることが知られている。[10])

以上のようにして が計算で求められ、設計では最終的にガス密度が、

$$\sim 10^{13} \text{ [/cm}^3\text{]}$$

を満たすように、各値を逆算的に決めていった。

なお上の計算式より、ノズルから反陽子ビームとの衝突点までの距離 x を小さくすると反陽子ビームとの衝突点でのガス密度高くできる。設計では、各チェンバーに設置する真空ポンプの配置も考えて $x = 9.0 \times 10^{-2} \text{ [m]}$ とした。

計算では、ヘリウムガス ($M = 6.64 \times 10^{-27} \text{ [kg]}$ 、 $\gamma = 5/3$ 、 $\beta = 2.0$) に対して、 $T_0 = 30 \text{ [K]}$ 、 $\rho_0 = 1.1 \times 10^{25} \text{ [/m}^3\text{]}$ 、 $d_0 = 2.7 \times 10^{-4} \text{ [m]}$ にすれば、

$$\begin{aligned} \dot{N} &= 1.07 \times 10^{20} \text{ [/sec]} \\ I_0(0) &= 6.8 \times 10^{19} \text{ [/sec} \cdot \text{sr]} \end{aligned}$$

になり、このとき は

$$\sim 2 \times 10^{19} \text{ [/m}^3\text{]} = 2 \times 10^{13} \text{ [/cm}^3\text{]}$$

となって、要求されていたガス密度を達成できることがわかり、設計はこの値を元に行った。

設計では、反陽子ビームとの衝突点でのガスジェット径が 10 mm になることが要求されており、 $d_0 = 2.7 \times 10^{-4} \text{ [m]}$ 、 $x = 9.0 \times 10^{-2} \text{ [m]}$ を考慮して、スキマー、コリメーターの各径の大きさは次のようにした。

$$\begin{aligned} \text{スキマー径} &= 0.6 \text{ mm} \\ \text{コリメーター径} &= 4.4 \text{ mm} \end{aligned}$$

なお、水素をターゲットガスとして用いる場合には、上の計算で $\frac{7}{5}$ に、 $\frac{7}{5}$ を 1.38 に、質量を水素分子の質量に変えて同様の計算すると、

$$\sim 1.0 \times 10^{19} \text{ [/m}^3\text{]} = 1.0 \times 10^{13} \text{ [/cm}^3\text{]}$$

と求まり、この場合も計算上は目標密度が達成されていることがわかる。

2.1.6 : 各Chamber間のコンダクタンスと真空度

2.1.2 で述べた通り、Main chamber 内の真空度は、 $\sim 10^{-6}$ Torr 以下の真空度に保たなければならない。

1st Dump chamber の真空度 P_1 は、流入するガスの流量と排気速度で決まり、Main chamber へ流入するガスジェット全てが 1st Dump chamber で排気されるとするとその真空度は $\sim 6.1 \times 10^{-6}$ Torr と求まる。(1st Dump chamber の排気速度 = 1850 l/sec)

1st Dump chamber と 2nd Dump chamber との間のコンダクタンス F_{1-2} は次の式で与えられる。

$$F_{1-2} = \frac{1}{4} \times \frac{1}{1 + \frac{3l_{d1}}{8a_{d1}}} \bar{c} \pi a_{d1}^2$$

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}}$$

\bar{c} : ガスの熱速度

k : ボルツマン定数 [J/K]

M : 分子の質量 [kg]

T : ガスの温度 [K]

a_{d1} : 1st Dump chamber と 2nd-Dump chamber 間の孔の半径

l_{d1} : 1st Dump chamber と 2nd-Dump chamber 間の孔の長さ

この値と S_2 (2nd Dump chamber の排気速度 ~ 300 l/sec) を次式に代入すれば、2nd Dump chamber の真空度 P_2 も求まる。

$$P_2 = P_1 \left(1 + \frac{S_2}{F_{1-2}} \right)$$

Main chamber の真空度も 2nd Dump chamber と Main chamber 間のコンダクタンス F_{2-3} が決まれば同様にして求まり、そのようにして求められた Main chamber の真空度が $\sim 10^{-6}$ Torr 以下の真空度になるように、各 Dump chamber の排気速度、及びコンダクタンスを決め、それをもとに各 Dump chamber 間の孔の長さや半径を決めた。

また、反陽子ビームとの反応距離（反陽子ビームとガスジェットがビーム軸方向で重なる距離）が 10 mm、反陽子ビームの直径が ~ 5 mmであることを考慮し、供給ガス流量が必要最小限の量で済むように、反陽子ビーム中心軸の水平面でガスジェットが反陽子ビームと反応する面積が 10 mm \times 5 mm の長方形になるように Collimation chamber と Main chamber 間の孔の形状を決定した。

こうして決められたターゲットチェンバーの全体略図が図2.4-1,2, 実物が図

2.5 である。なお、図2.4-1 の各値は実験で使用する予定である水素分子に対してのものである。

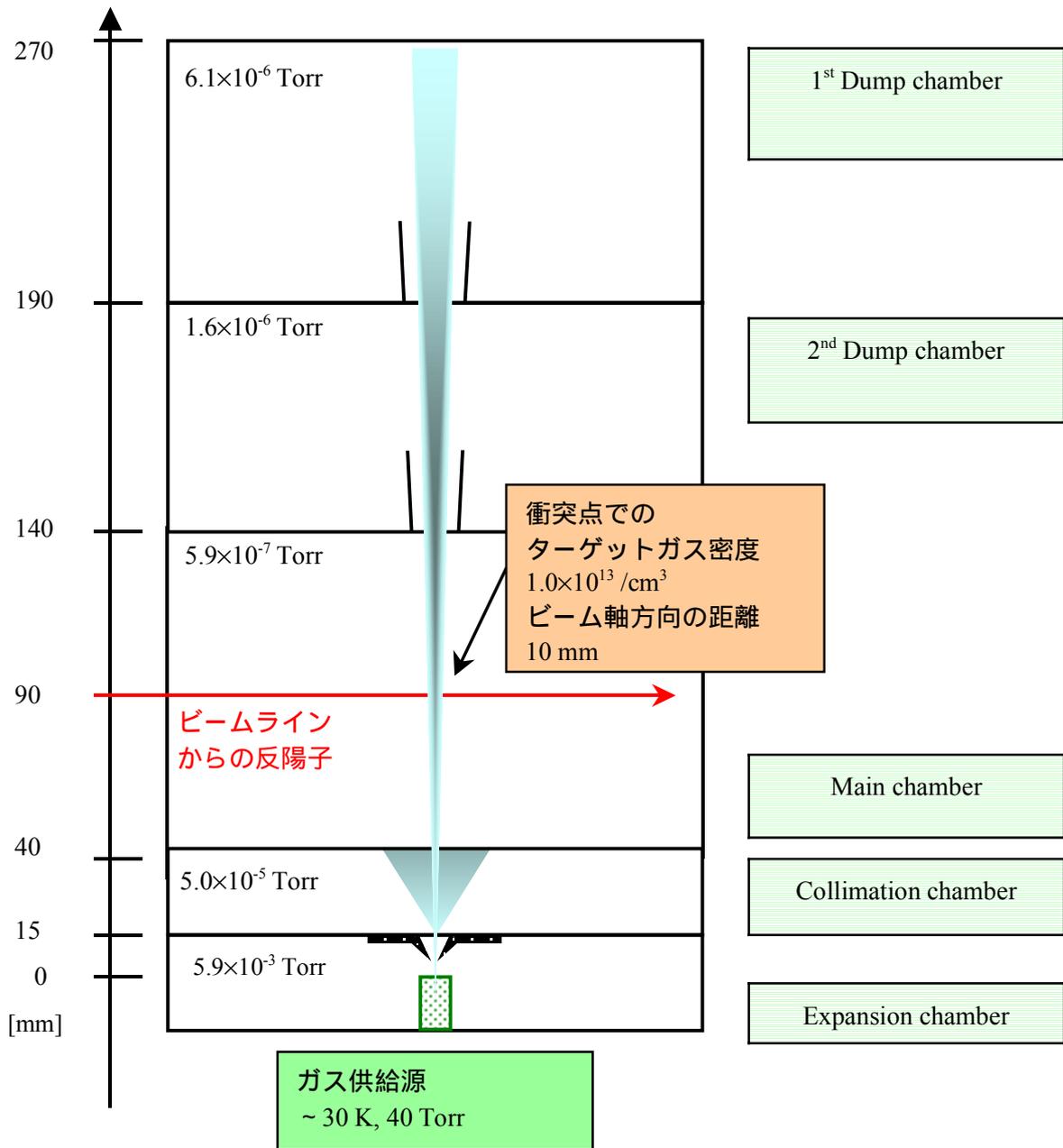


図 2.4- 1 ガスジェットチェンバーの全体概略図

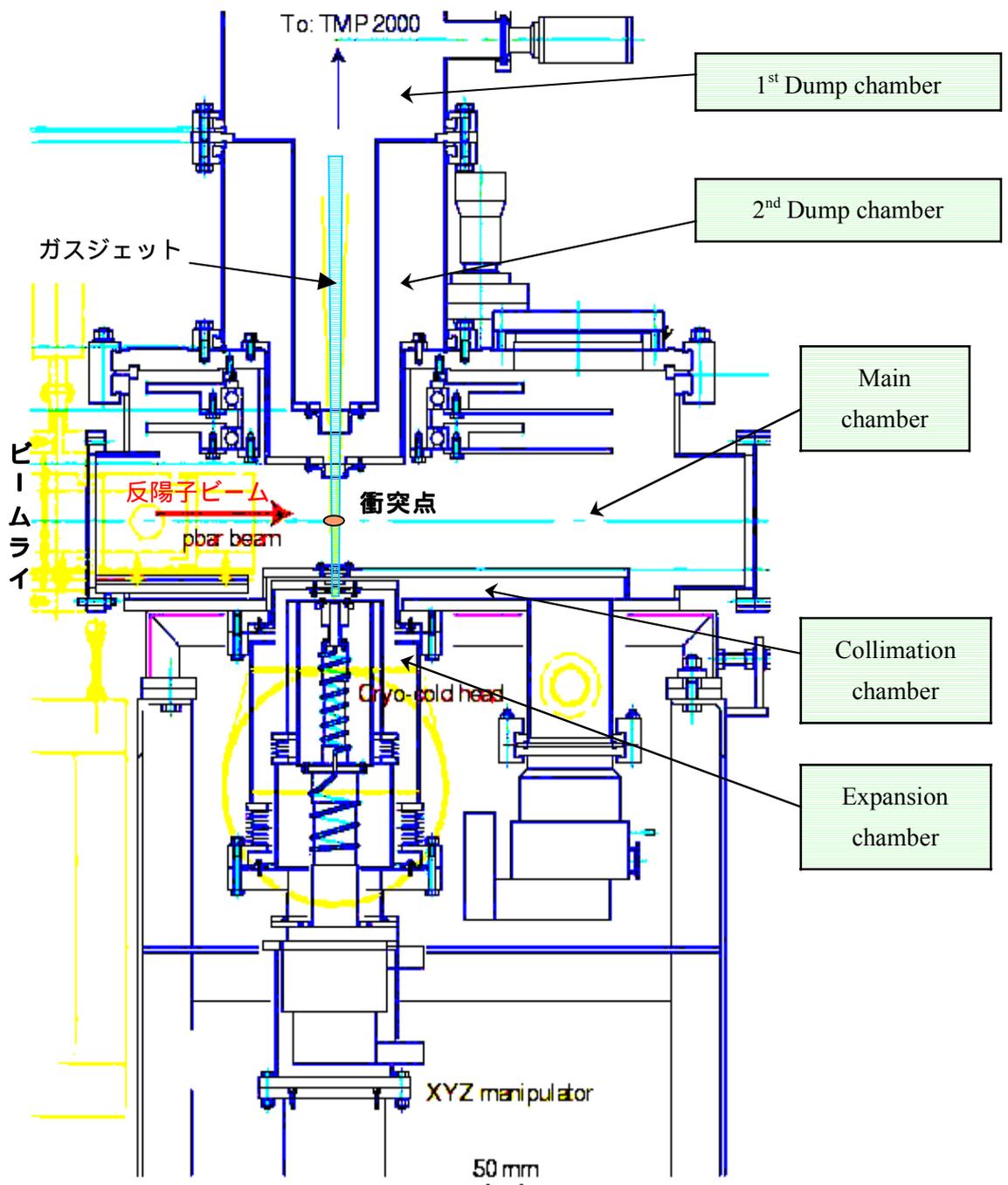


図 2.4-2 ガスジェットチャンバーの全体概略図



図 2.5 ガスジェットチェンバーの写真図

ガスターゲットチェンバーの後ろに見えるのは左二つがコントロールパネル、右端がガス循環装置（後述）である

2 . 1 . 7 : Cryo cold head によるガスの冷却

ガスジェットターゲットとなるガスは Expansion chamber へ供給される前にCryo cold head に巻きつけた銅パイプを通して熱接触させることで冷却した。Cryo cold head は2段階に冷却する構造になっており、図2.6 のように、その冷却部分に特に集中して銅パイプを巻きつけた。

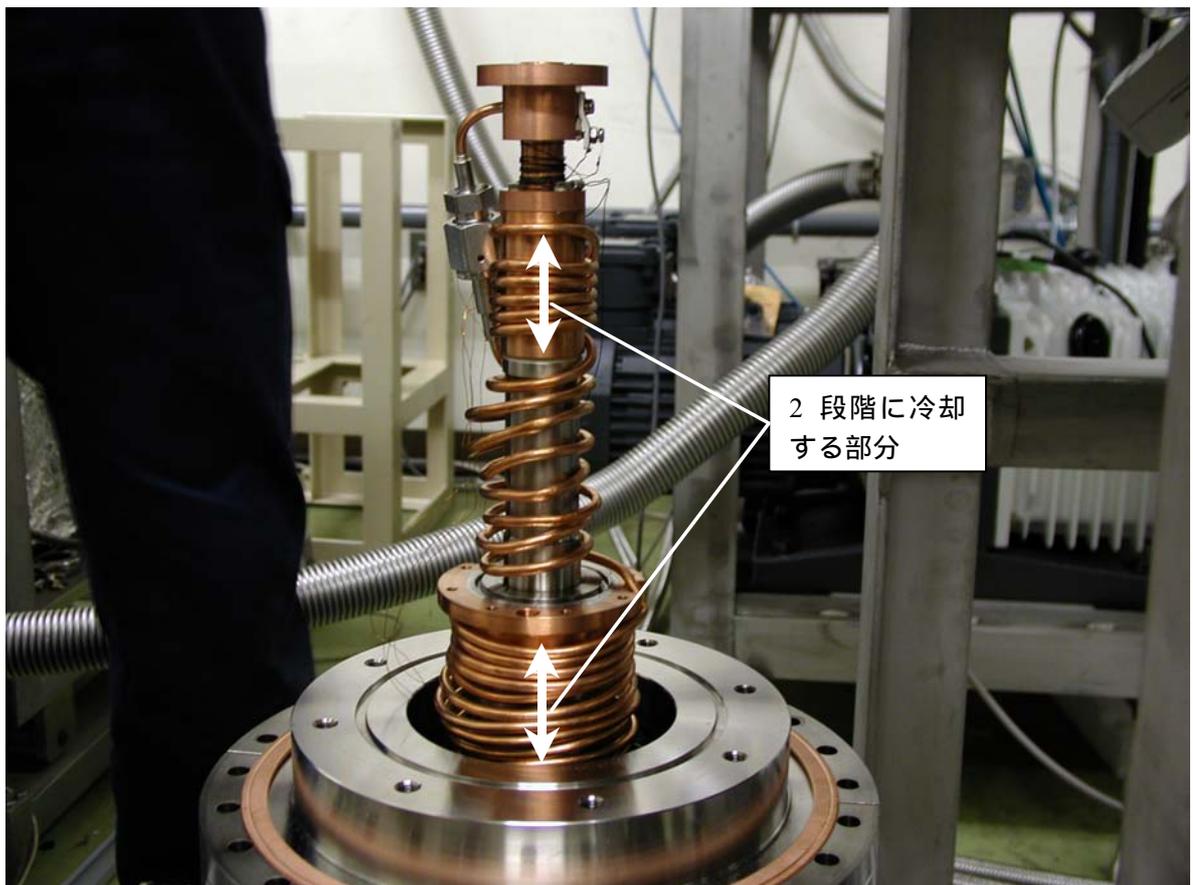


図 2.6 Cryo cold head に巻きつけた銅パイプ中を通してガスを供給する

2.2 : ガス循環装置

実験では、最終的に水素ガスを流すことを目標としているが、安全面、コスト面（重水素ガスの使用など）また、実験を行う場であるCERNでの安全規制を考慮すると、実験の度に水素ガスを排気しては問題がある。そこで、排気された水素ガスを再利用することで解決を図ることにした。

そのために図2.7-1,2 に示すガス循環装置を設置することにした。図2.7-1 の概略図で示すように、いったん排気されたガスを一つにまとめ、-50 °C に冷やされたトラップ内を通すことでガス内に含まれた不純物（主に水分子や真空ポンプ内のオイル）を取り除き、再び超音速ガスジェットチェンバー内へと供給する。こうして、一度ガスの循環が始まればガスボンベからの新しいガスを供給しなくてよくなり、実験で使用される水素ガスの総量も減少させることができる。

また、循環装置にはマス・フロー・コントローラーを付けることで、超音速ガスジェットチェンバーへと供給するガスの流量を制御できるようにした。また、安全のため循環装置に高圧力がかからないように排気用圧力弁も設置した。

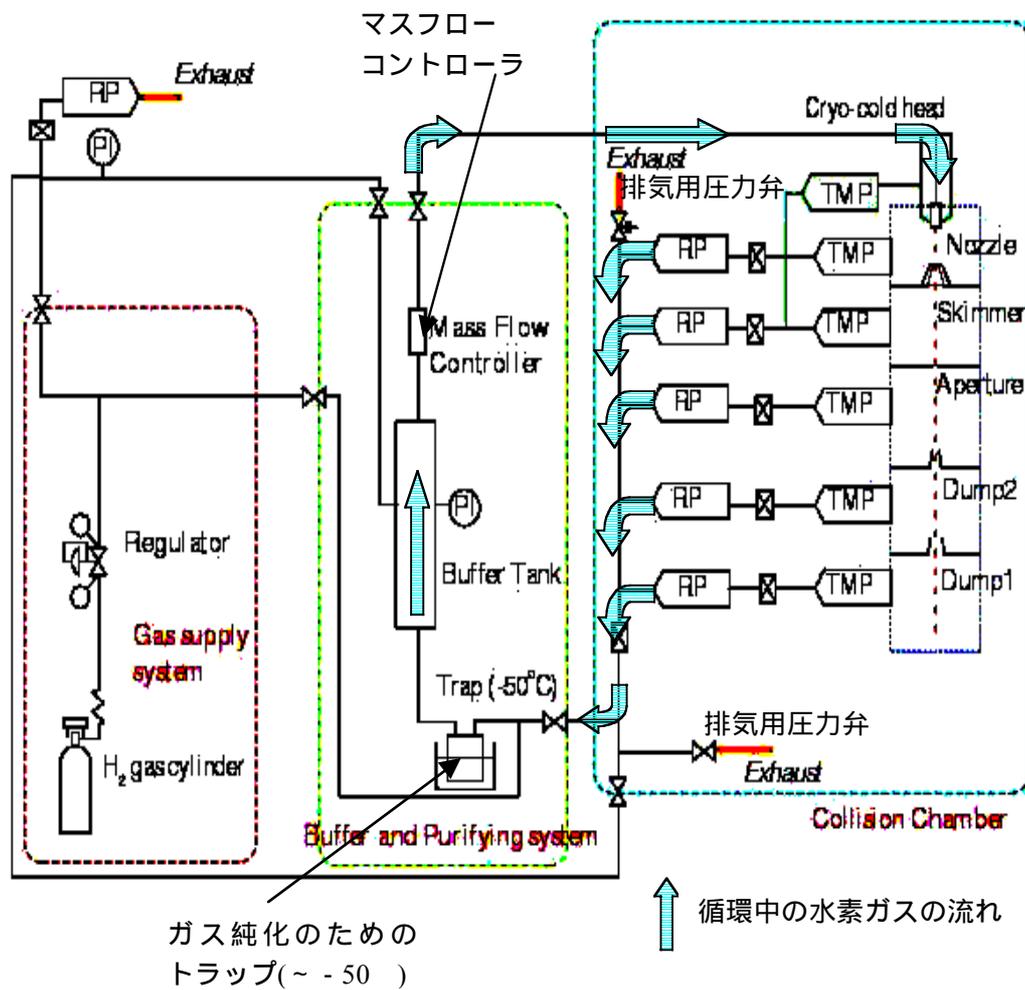


図 2.7-1 ガス循環装置の概略図

図の様に、ガス循環装置は大きく3つに分かれており、それぞれ

ガス循環装置のガス供給部 (左 - 赤色部分)

ガス循環装置の純化、及び制御部 (中央 - 緑色部分)

ガスジェットチェンバー (右 - 青色部分)

となっている



図 2.7-2 ガス循環装置の写真

2.3 : 実験結果

反陽子ビームラインにつなげる前にガスジェットチェンバー単独で作動させ、ガスジェットの形状、密度についての動作確認実験を行った。なお、確認実験は安全のためヘリウムガスを用いて行った。

2.3.1 : ガスジェットの密度確認

ガスジェットの密度の確認方法は次のようにした。まず Main chamberへ流入したガスジェットの全てが1st Dump chamber で排気されると仮定し、ガスジェットを流す場合と流さない場合の 1st Dump chamber での真空度の差と 1st Dump chamber の排気速度よりガスジェットの流量を求める(1)。次に、反陽子ビーム軸を含む水平面でガスジェットが反陽子ビームと反応する面積と、ガスジェットの速度から、単位時間あたりのガスジェットの形を仮定し、その体積と密度との積からガスジェットの流量を求める(2)。そして、(1)、(2)で求められた2つの流量を等式で結ぶことにより、密度を求めることができる。

そのようにしてガスジェットの密度を求めた結果、ガスを冷却した場合としなかった場合では、ガスジェットの密度は供給ガスの流量によって表2.1 および図2.9 のように変化することがわかった。

(1)、(2)のガス流量の計算方法は以下のとおりである。また、供給ガスの流量が 310 sccm までは、冷却器とヒーターによりガス温度を ~ 30 K に制御することが可能であった。

(1)ガス供給の有無による1st Dump chamber の真空度の差 P と排気速度の積。

$$\begin{aligned} Q &= P \times V_p && [\text{Torr}\cdot\text{l} / \text{sec}] \\ &= P \times V_p \times 0.133 / kT && [/ \text{sec}] \end{aligned}$$

V_p : 1st Dump chamber のTMPの排気速度

k : ボルツマン定数[J/K]

T : 1st Dump chamber のTMPで排気されるときにのガス温度

$V_p = 1900 \text{ l/sec}$ であり、計算ではガス温度は排気時に室温($T \sim 300\text{K}$)とした。

(2)図2.8 のような、反陽子ビームとの反応点を含む水平面でのガスジェットの面積 S を底面、ガスジェットの速度 v_{jet} を高さとする直方体とガス密度 の積。

$$Q = S \times v_{jet} \times \quad [/ \text{sec}]$$

S: 5 mm × 10 mm の長方形

v_{jet} : ガスジェットの速度(2.1.6 節参照)

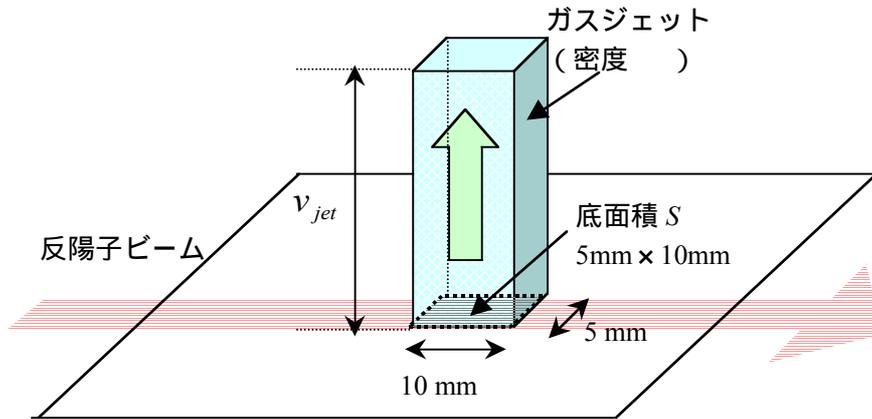


図 2.8 ガス密度計算の際に仮定したガスジェットの形状

供給ガス流量 [sccm]	1 ST Dump chamber の真空度 [Torr] (ガス温度 ~ 300K)	ガスジェットの 密度 [cm^3] (ガス温度 ~ 300K)	1 ST Dump chamber の真空度 [Torr] (ガス温度 ~ 30K)	ガスジェットの 密度 [cm^3] (ガス温度 ~ 30K)
40	9.3E-08	3.0E+11		
70	1.6E-07	5.7E+11		
90	1.7E-07	6.1E+11		
110	1.6E-07	5.7E+11		
140	1.4E-07	4.9E+11		
150			2.8E-08	1.5E+11
160	1.3E-07	4.5E+11		
180				
190	1.1E-07	3.7E+11		
210			3.0E-08	1.8E+11
220	9.5E-08	3.1E+11		
250	8.4E-08	2.7E+11		
270			3.1E-08	1.9E+11
280	7.7E-08	2.4E+11		

310	7.2E-08	2.2E+11	3.3E-08	2.2E+11
340	6.7E-08	2.0E+11		
360			3.7E-08	2.4E+11
390	6.4E-08	1.9E+11		

表 2.1 供給ガス流量による 1st Dump chamber の真空度と、それより計算されるガス密度の変化

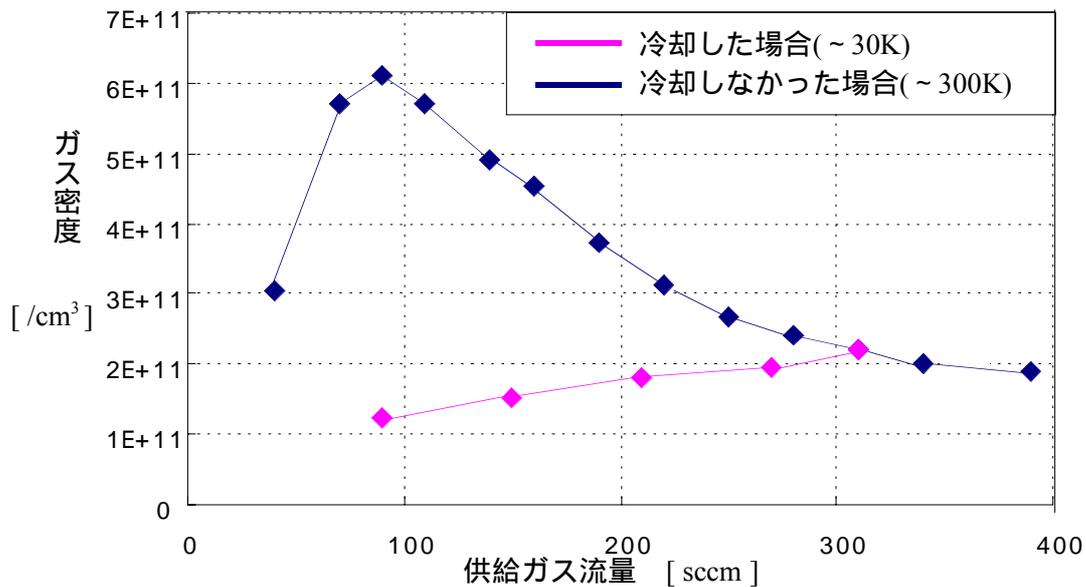


図 2.9 表 2.1 もとにしたガスジェットの密度の変化図

図2.9 からわかるように、ガスジェットの密度は要求密度($\sim 10^{13}/\text{cm}^3$)に達していなかった。また、予想に反してガスを冷却しない方のガスジェット密度が高くなった。この原因として、以下のことが考えられる。

- ・ 製作精度が悪く、各孔の位置、大きさなどが設計通り製作されておらず、ガスジェットの形状が計算した通りにはなっていないため。
- ・ 真空ポンプの排気効率がガスの温度によって変化するが、ガス密度計算ではこの影響を考慮していないため。
- ・ Main chamberへ流入したガスジェット全てが 1st Dump chamber で排気されるとした仮定が間違っているため。

いずれにしても要求されるガスジェット密度 ($\sim 10^{13} /\text{cm}^3$) に到達するには何らかの改良が必要であり、現在原因を探っているところである。

2.3.2: ガスジェットの状態確認

ガスジェットの形状確認は、図2.9-1,2 のように、電子銃をから出される電子ビームをヘリウムのガスジェットに衝突させ、その際の発光現象を観測することで行った。

電子銃の電子ビームのエネルギーを 200~500 eV で変化させたときのビーム強度 I_e は 200~400 μA であった。このエネルギー範囲でのヘリウムガスの発光断面積 σ_{He} の大きさが $\sigma_{\text{He}} \sim 10^{-20} \text{cm}^{-2}$ であり[12]、反応距離を $L (= 10 \text{mm})$ とし、 $I_e = 300 \mu\text{A}$ とすると、発光現象により単位時間あたりに発生する光子の数 n_h は次式で見積もれる。

$$n_h \sim \frac{I_e}{e} \times \sigma_{\text{He}} \times L$$

e : 素電荷 ($1.6 \times 10^{-19} [\text{C}]$)
: ガスターゲットの密度 [$/\text{cm}^3$]

ガスターゲット密度が要求密度 ($\sim 10^{13} /\text{cm}^3$) を満たしていたとすれば、 n_h は次のように見積もれる。

$$n_h \sim 1.9 \times 10^8 \text{ [}/\text{sec}]$$

眼の面積 S を $\sim 2 \text{cm}^2$ とすると、衝突点から観測点までの距離 R が $\sim 35 \text{cm}$ なので、発光現象による光子が等方的に発生したとすれば、肉眼へ入射する光子の数 n は、

$$n = n_h \times \frac{S}{4\pi R^2} \sim 2.5 \times 10^4 \text{ [}/\text{sec}]$$

と見積もれ、これは暗室中において肉眼で観測できる光量であると考えられる。

実験では、ガスジェットとの衝突点に電子ビームの焦点を合わせ、電子ビームの引き出し電圧を 200~500V と変化させ、電子銃のディフレッタを操作してガスジェットとの衝突点を中心に電子ビームを上下左右させた。その結果、ガスジェットと電子ビームの衝突による発光現象はみられなかった。

主な原因としては、ガスジェットの密度不足、発光現象による光子が等方的に発生するとした仮定が間違っていることなどが考えられる。

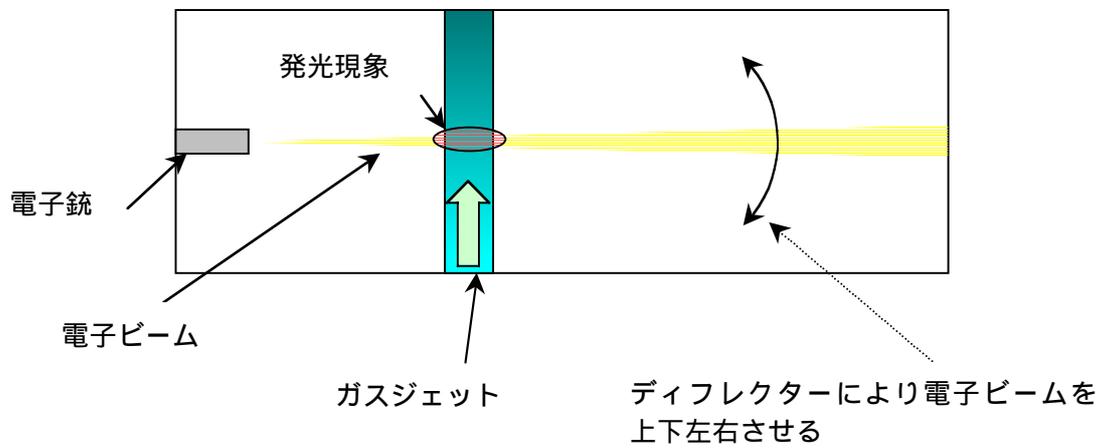


図 2.9-1 ガスジェットの形状確認方法 (Main chamber 内を水平方向から見た図)

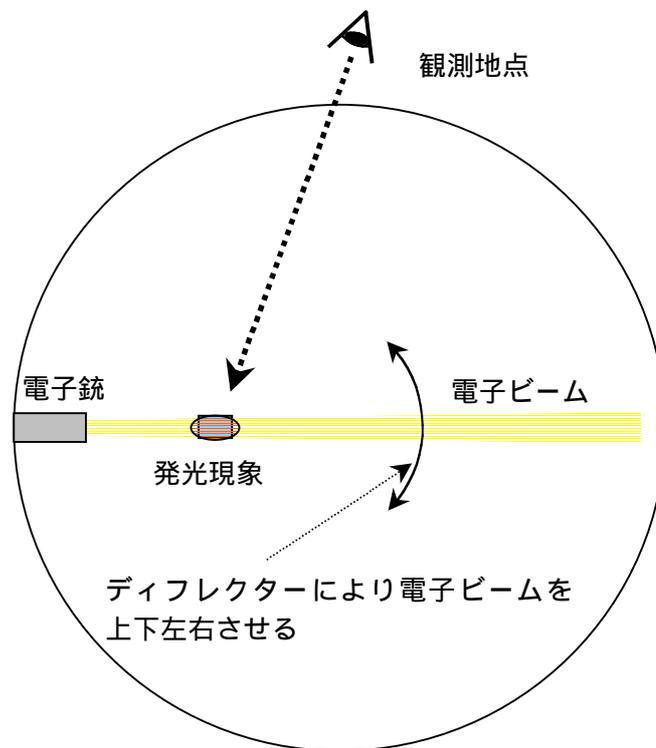


図 2.9-2 ガスジェットの形状確認方法(Main chamber 内を鉛直方向から見た図)

2.4 : まとめと今後の課題

実験の結果、ガスジェットは反陽子ビームのガスターゲットとして必要な密度には計算上達しておらず、発光現象の検出によるガスジェットの形状確認はできなかった。

目標密度が達成できていない理由は今のところ不明であり、原因の解明と改善が望まれる。

また、最終的にはガス循環装置を接続して水素ガスをガスジェットとして流すことを目標としているが、チェンバーの排気口と循環装置のガス導入部を、真空を保ったまま接続することができないのが原因で、ガス循環のループがまだ完成していない。よって、現段階ではガスジェットとして水素を流すことはできず、更なる工夫が必要である。

参考文献

- [1] J.Eades, F.J.Hartmann, *Rev.Mod.Phys.***71**,373(1999)
- [2] The European Physical Journal C (1998)
-a p144, p.154, p158 -b p153
- [3] C.Ghesquiere, Proc. Symposium on antinucleon–nucleon interactions, Liblice–Praga, 1974; CERN Report 74–18 (1974),p.436
- [4] Review of Particle Properties, *Phys.Rev.D* e.g.**50** (1st Aug 1994)
- [5] Y.Yamazaki, 粒子線物理学, 丸善株式会社, (1994), p.59
- [6] CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994), p58
- [7] H.A.Torii, Development of a Laser–Induced Annihilation Spectrometer for Metastable Antiprotonic Helium Atoms, (1995), p.59–62
- [8] J. Cohen, *Phys. Rev. A***59** 1160 (1999)
- [9] R.D.Miller, *Free Jet Sources, Atomic and Molecular Beam Methodes*, Vol.1 (Oxford Express,1988)
- [10] Beijerinck H., Verster N., *Physica* **111C**, 327
- [11] J.F.O'Hanlon, in: *A User's Guide to Vacuum Technology* (Wiley, New York, 1989) p.29
- [12] H.Tawara *et al*, *J.Phys.Chem.Rev.Data* 19[3],617–636(1990)

付録

本シミュレーションで使用したプログラムを付録として添付する。
プログラム中で使われている変数のうちユーザー定義変数については、各変数の役割を簡単にコメントしておいた。また、プログラム中の各サブルーチン、関数の詳しい役割については、参考文献[6]を参照して頂きたい。

付録 - 1) 楕円体中でランダムに位置を決定する方法

プログラムで使える変数は $\text{ran}(i)$ ($0 \leq \text{ran}(i) < 1$) ($i=1,2,3, \dots$) である。

まず、球体(半径 r)の表面でのランダムな位置決定を考える。

x,y,z の座標は $x = r \sin \theta \cos \phi$ 、 $y = r \sin \theta \sin \phi$ 、 $z = r \cos \theta$ とする。

位置の角度 θ が θ' に決まる確率は、 $2 \pi r \sin \theta' r d\theta'$ に比例し、球の表面積を分母に規格化して、 $\text{ran}(i)$ が与えられたときに角度 θ が決まるようにするには、

$$\int_0^\theta \frac{2\pi r \sin \theta' \cdot r d\theta'}{4\pi r^2} = \frac{1 - \cos \theta}{2} = \text{ran}(i)$$

とすればよい。これより $\cos \theta = 1 - 2 \text{ran}(i)$ が求まり、角度 θ は一様なので、

$$x = r \sin(\arccos(1-2 \text{ran}(1))) \cos(2 \pi \text{ran}(2))$$

$$y = r \sin(\arccos(1-2 \text{ran}(1))) \sin(2 \pi \text{ran}(2))$$

$$z = r (1-2 \text{ran}(1))$$

とすれば、球の表面上でのランダムな位置を決めることができる。

径方向に関しても、半径 R の球に対して同様の考察をすれば、

$$\int_0^r \frac{4\pi r'^2}{V} dr' = \text{ran}(i) \quad (V = 4 \pi R^3 / 3)$$

より、 $r = R(\text{ran}(i))^{1/3}$ と求まる。まとめると $\text{ran}(i)$ ($i=1,2,3$) を使って

$$x = R(\text{ran}(3))^{1/3} \sin(\arccos(1-2 \text{ran}(1))) \cos(2 \pi \text{ran}(2))$$

$$y = R(\text{ran}(3))^{1/3} \sin(\arccos(1-2 \text{ran}(1))) \sin(2 \pi \text{ran}(2))$$

$$z = R(\text{ran}(3))^{1/3} (1-2 \text{ran}(1))$$

により球内でのランダムな位置を決定できる。なお、楕円体では短軸、長軸に応じて R の値を変えてやればよい。

謝辞

本シミュレーション、及びターゲットチェンバーの開発を行うにあたり、指導教官の山崎泰規教授には、適所適所での確かな助言と御指導を頂きました。小牧研一郎教授にも山崎教授と同じく親切な御指導を頂きました。両教授の御指導がなければ研究の指針を得られず、本修士論文をまとめ得なかったと思います。ここに深く感謝致します。鳥居寛之助手には、シミュレーションプログラムを作成するにあたり、プログラムに不慣れな僕にプログラム作成の基礎を教授して頂き、シミュレーション結果の解析、及び進め方においても様々な助言をして頂きました。檜垣浩之講師には研究ばかりでなく、駒場の生活においても、豊富な経験に基づく様々な助言を頂きました。市岡利康博士の洗練された知識と人格は、研究だけでなく日常生活においても大きな指針となりました。ASACUSA トラップグループにおける檜垣、市岡両氏との研究は1年間のみでしたが、ここに感謝するとともに新天地での御活躍をお祈り致します。王志剛博士にはターゲットチェンバーの開発、設計、実験の舵を取って頂きました。Ken 吉城-Franzen 博士には実験に対する真摯な心構えを教えて頂きました。黒田直史氏の豊富なコンピューター知識には大いに助けて頂きました。以上の方々を含む ASACUSA トラップグループの皆様には、研究の厳しさ、楽しさを十二分に教えて頂き、修士の学生生活における大きな糧となりました。

伊藤高臣博士、森下雄一郎氏、岩井良夫氏、岡林則夫氏、高林雄一氏、遠藤厚身氏、村越大氏、近藤力氏、島田紘行氏、新垣恵氏、野口栄一郎氏ら研究室の皆様方には駒場での研究室生活で大いに助けて頂きました。

以上の方々、及びこの他多くの方々の助けがあったからこそ本修士論文をまとめることができ、ここに厚く御礼申し上げます。

最後に大阪の両親には経済的、精神的に大きな支えとなって頂き、ここに感謝致します。

追加：改良プログラムとそのシミュレーション結果

改良プログラムでは主に以下の点を書き直した。

- 1：物質配置をより細かくした。
- 2：真空部分を数個の円柱に区切り、それぞれに KEN さんのシミュレーション結果による磁場強度を与えることで、マグネット端付近の磁場強度が変化するようにした。
- 3：改良したプログラムのシミュレーション結果を元にトラックディテクターの検出効率を求めた。

3.1：追加した物質の配置

改良プログラムでは、より現実に近付けるため新たに物質を配置した。（具体的にはマグネットの SUS 部分、ビームライン電極部分と SUS 部分、上流側の SUS 部分、トラップ電極、ディグレイダーフォイル・ホルダー）以下の図 3.1-1,2,3 に新たな物質配置図を示す。

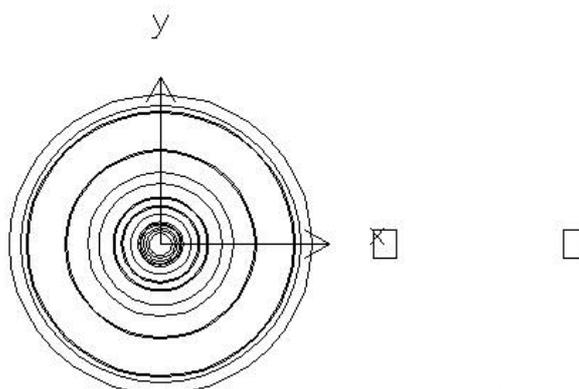


図 3.1-1 z 軸方向からみた改良プログラムでの物質配置図

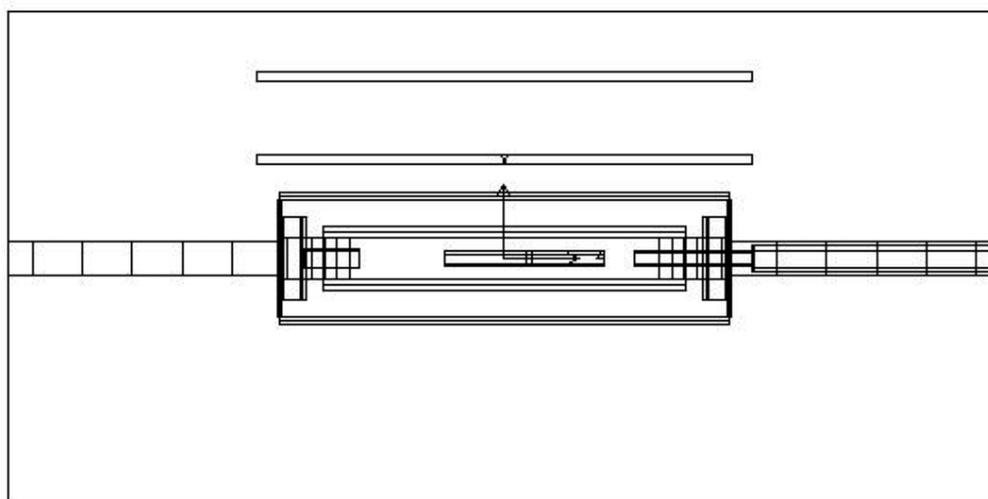


図 3.1-2 y 軸方向からみた改良プログラムでの物質配置図（右側が下流）

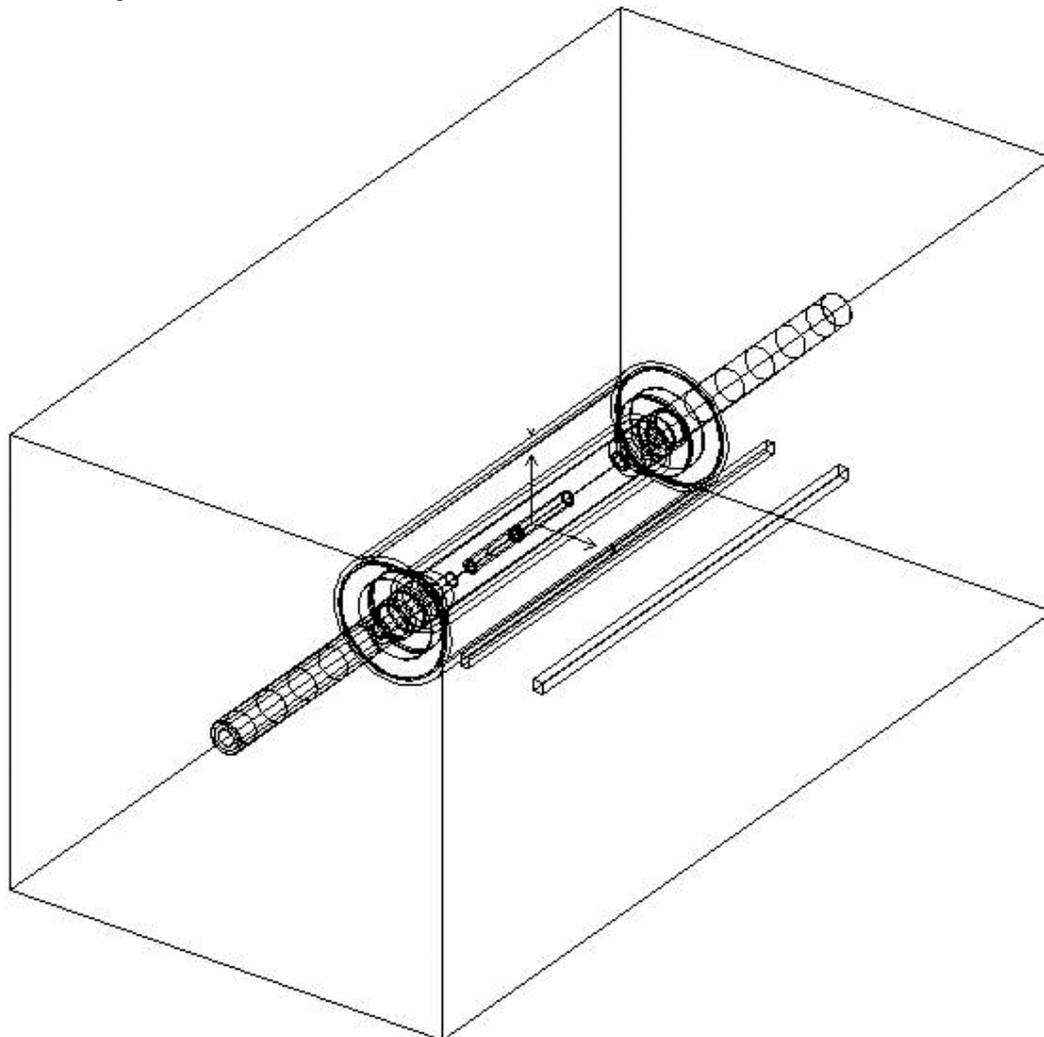


図 3.1-1 改良プログラムでの物質配置図

トラップ電極 (Cu) の厚さが 1 cm あり、改良前のプログラムと比べて 2 次電子の影響が大きくなることが予想される。また、マグネット、ビームライン等の SUS 部分の、反陽子ビーム径方向の厚さは一律 2.5 mm にした。また、トラップ電極のハーモニックポテンシャルの中心部分を、他のトラップ電極部分と同材質で配置しなおすことで場所をわかりやすくした。

改良前のプログラムでは、ハーモニックポテンシャルの中心部分は $(0, 0, -25)$ あたりにあるとしていた。これは実験結果 (Run#559) のピーク位置を参考にしたものであった。しかし、上図よりわかるようにハーモニックポテンシャルの中心部分はシミュレーション座標でその付近にはなく、上図の配置を参考にすると $(0, 0, +10)$ に位置することがわかった。つまり、実験結果 (Run#559) の座標は、原点がマグネットの中心ではなく、z 方向にずれた位置にあることになる。

これを参考にして、改良プログラムでは実験結果 (Run#559) に合う座標とビン幅のヒ

ストグラム (tpoe.root) を作成した。

3.2 : マグネット端付近の磁場設定

改良前のプログラムでは磁場を図 1.9 のように、ソレノイド内とその他の領域に分け、それぞれ一定強度の磁場を与えた。改良プログラムでは、ビームライン方向にシミュレーション領域を拡大したせいもあり、そのままの磁場設定では都合が悪い。そこでマグネット端付近の真空部分を数箇所の円柱に分割し、それぞれに KEN さんのシミュレーションを元にした一定強度の磁場を与えることでマグネット端付近の磁場が変化するようにした。(注: ただし、現時点では磁場の方向を z 軸平行以外に設定することがプログラムの難しく、磁場方向は全て z 軸に平行となっている。)

以下の図 3.2 に z 軸上での各真空円柱の磁場強度と物質配置図との位置的相関を示す。

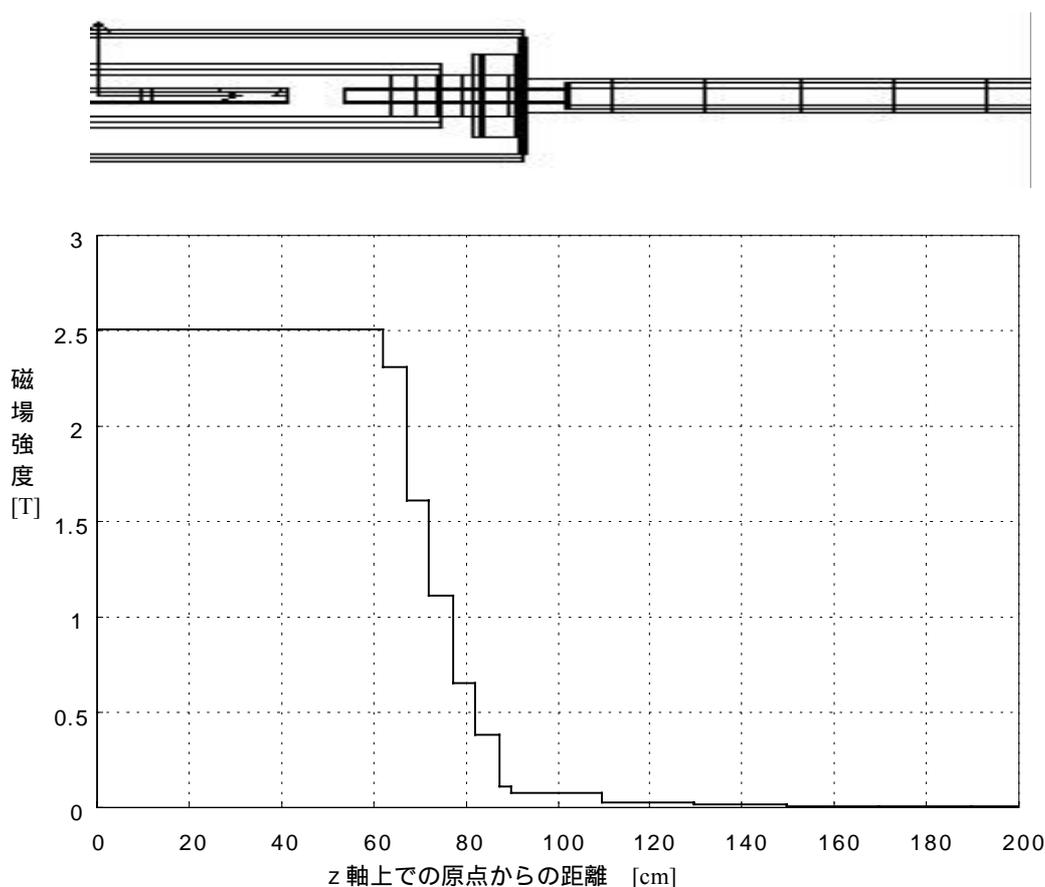
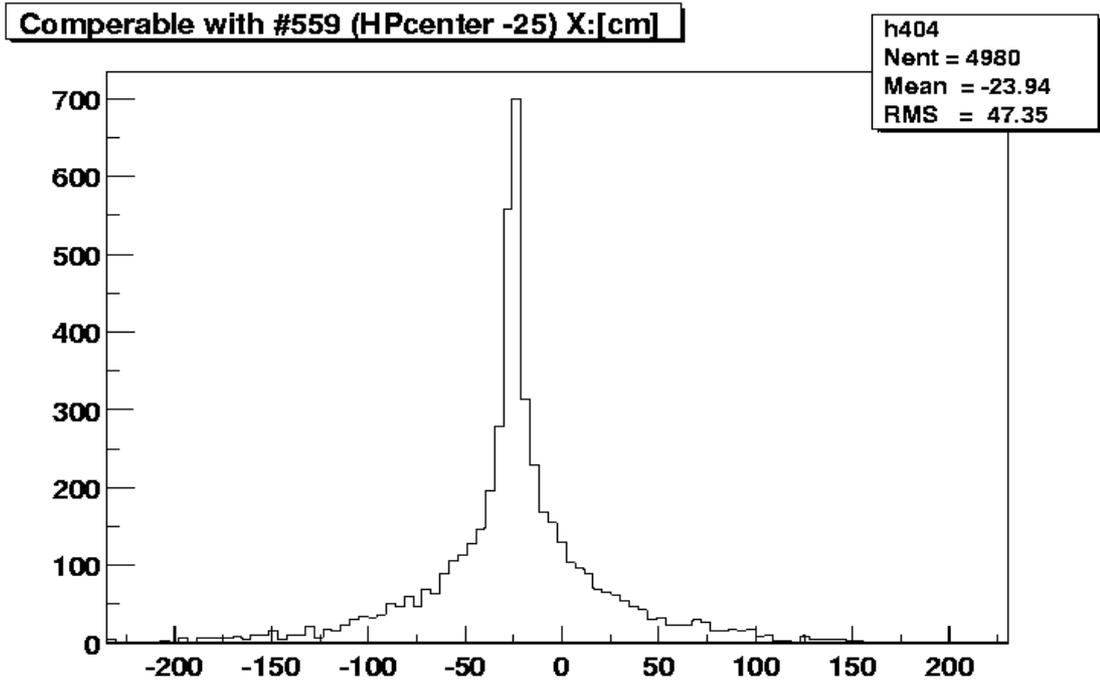


図 3.2 改良プログラムでの磁場強度設定と物質配置図との相関

3.3 : 改良プログラムでのシミュレーション結果

改良プログラムでの Trig を 10^5 に設定したときのシミュレーション結果を図 3.3-1 に示す。なお、反陽子対消滅位置としては、反陽子が図 1.11 のような楕円体上に分布しているとし、その中心がハーモニックポテンシャル中心 (図 3.3-1 では $z = -25$) になるように設定した。形状比較のため、実験結果 (Run#559) を図 3.3-2 に示す。



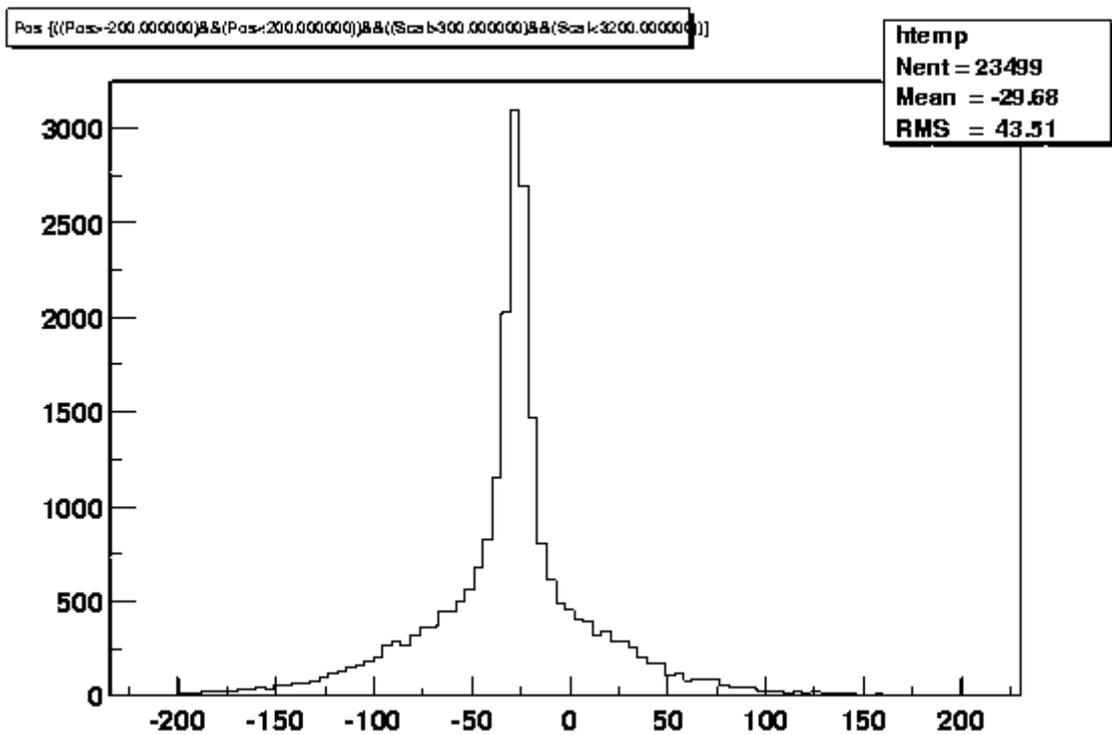


図 3.3-1,2 改良プログラムでのシミュレーション結果（上図）と実験結果（Run#559）（下図）
 横軸：z 軸上での位置、縦軸：カウント数

図 3.3-1,2 よりシミュレーションで実験結果 (Run#559) を比較的よく再現できているのがわかる。次に反陽子対消滅位置を z 軸上の点に設定し、 z 軸上で位置を変えることにより z 軸上での反陽子対消滅位置の変化によるトラックディテクターの検出効率を求めた。

その結果図 3.4 に示すようなグラフになった。トラックディテクター内での光子パルス発生エネルギー閾値は 100 keV に設定した。

ただし、グラフ中での原点はマグネットの中心にとっており、実験結果 (Run#559) と比較するには注意が必要である。(ハーモニックポテンシャル中心は図 3.3 では $z = -25$ だが 図 3.4 では $z = +10$ に対応)

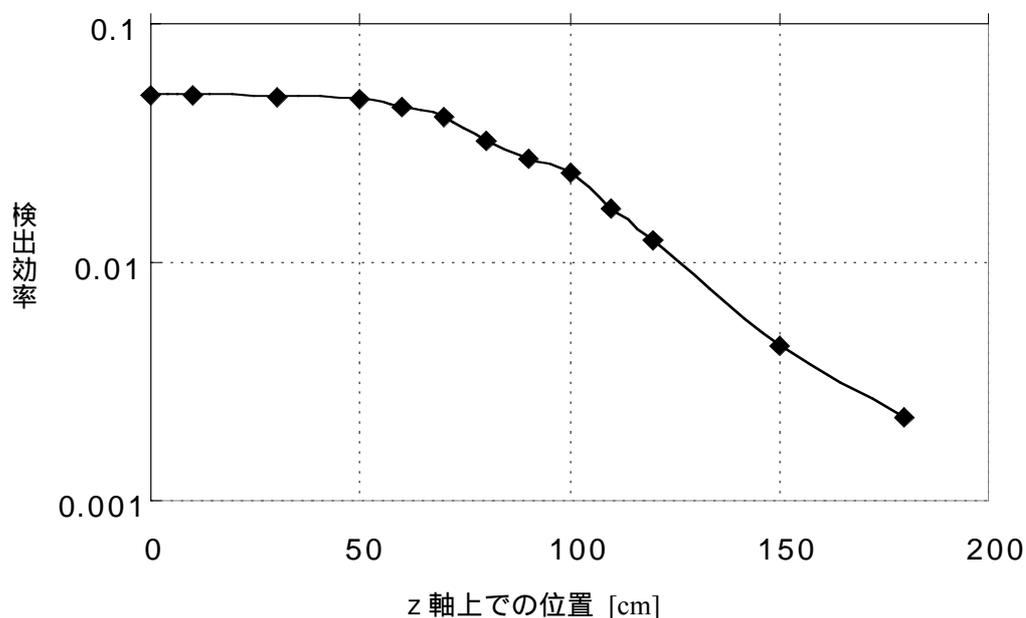


図 3.4 シミュレーションにより得られるトラックディテクターの検出効率

この検出効率を参考にする、実験結果 (Run#559) で対消滅を起こした反陽子数は、

$$23499 \text{ (カウント数)} \times (\text{z} = 10 \text{ での検出効率の逆数}) \sim 470000 \text{ 個}$$

と見積もれることになる。

続いてトラックディテクター内での光子パルス発生エネルギー損失閾値を変化させて反陽子対消滅をハーモニックポテンシャル中心 (グラフ中 $z = -25$) で起こしたときのカウント数の変化とグラフ形の変化を調べた。その結果カウント数は図 3.5 のように変化し、それに伴いグラフ形は図 3.6 のように変化した。閾値を上げると、カウント数は減る

が、グラフの裾野部分が減少しピークが鋭くなっているのがわかる。

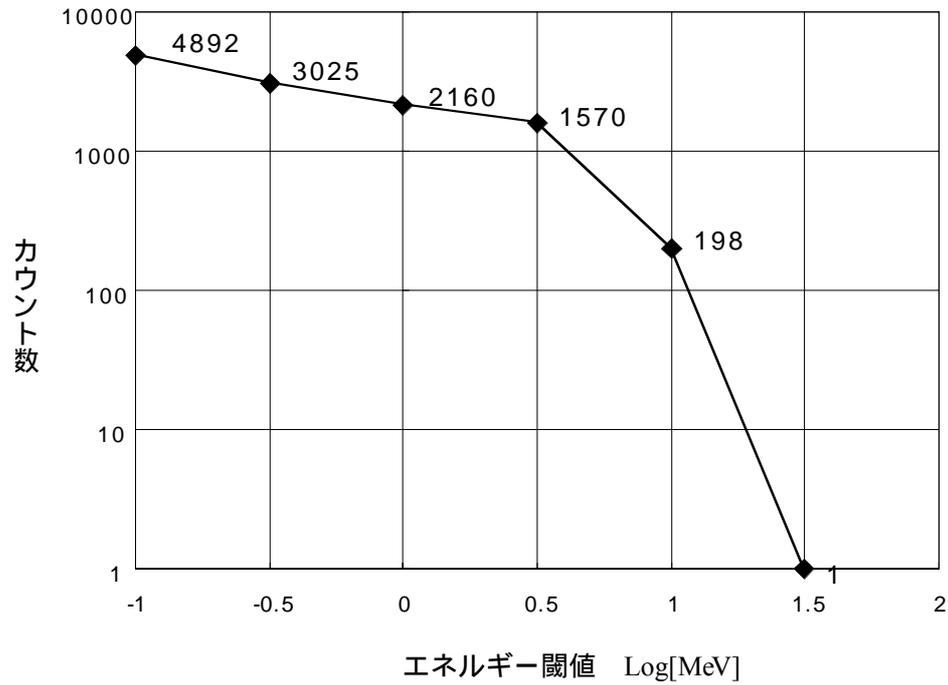


図 3.5 シミュレーション結果によるハーモニックポテンシャル中心で反陽子対消滅を起こしたときのエネルギー閾値の変化によるカウント数の変化

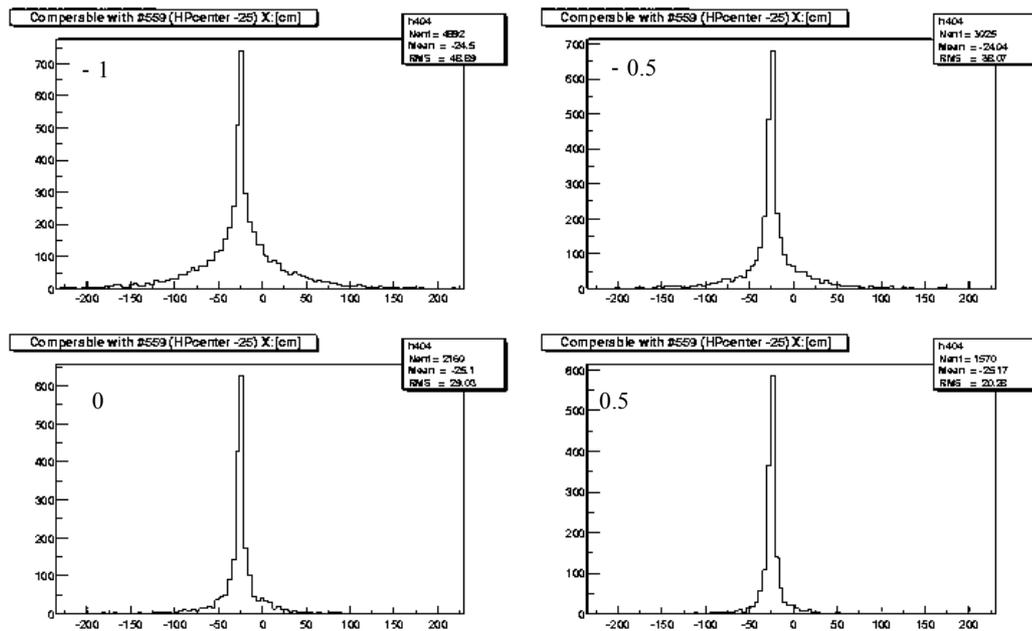


図 3.6 シミュレーション結果によるハーモニックポテンシャル中心で反陽子対消滅を起こしたときのエネルギー閾値の変化によるピーク形の変化 (各数値はエネルギー閾値 Log[MeV])

シミュレーションプログラムの改良点

磁場を変化させるとき、新たに付け加えた「SCM (単位 k gauss)」という変数を変えれば、それに応じて磁場強度が変化するように、SCM の大きさによって各真空の円柱の磁場強度が図 3.2 に応じて線形に変化するようにした。

変数「IEVENT」の制御により、複数の地点での反陽子対消滅位置検出シミュレーションを行えるようにした。これにより「0~IEVENT~10000」までは $z = 0$ 、「10000~IEVENT~20000」までは $z = 70$ 、で反陽子対消滅を起こす、といったシミュレーションが可能になった。