

修士論文

J-PARC T98 実験における反重陽子生成量評価と
液体アルゴンへの反粒子照射試験の提案

早稲田大学 先進理工学研究科 物理学及応用物理学専攻
寄田研究室 谷口日奈子

2024/02/29

概要

GRAMS 実験は宇宙反粒子探索を目的の 1 つとした気球・衛星実験であり、暗黒物質間接探索の解明を目指す。これまでの実験により反陽子、陽電子フラックスはある程度理解されてきたが、反重陽子は理解が進んでいないのが現状である。反重陽子の Rigidity が $1\text{GeV}/n$ 以下の領域では、暗黒物質の対消滅由来のフラックスが二次生成フラックスと 2 桁以上高いと予想されているため、この領域での反重陽子の観測は暗黒物質の証拠になり得る。このターゲットを検出するための検出器は液体アルゴン TPC(LArTPC) の周りを 2 層の ToF プラスチックシンチレータで覆った構成となっている。質量識別は入射速度と LAr 内でエネルギーを落とし停止するまでの距離の関係から識別する。電荷識別は負電荷粒子のみに起こる原子核捕獲による対消滅後のハドロン生成の有無によって識別する。GRAMS 実験においてこのような検出原理の妥当性・有用性をテストすることは非常に重要である。そこで、J-PARC ハドロン実験施設 K1.8BR ビームラインにて粒子・反粒子の加速器ビーム照射試験 (T98 実験) を計画している。ハドロン実験施設では大強度一次陽子ビームを金製固定標的に照射させ、二次粒子を K1.8BR ビームラインに輸送している。GRAMS の背景事象である反陽子は $10^5/\text{spill}$ 程度きていると理解されているが、信号事象である反重陽子レートの十分な検証は未実証であった。そこで、まずは反重陽子生成量評価試験 (Phase-1) を実施し、その後、液体アルゴンへの粒子・反粒子照射試験 (Phase-2) に臨む計画とした。現在、2023 年 6 月に Phase-1 を実施し、2024 年 1 月に Phase-2 のプロポーザル提出を完了する段階である。本研究では Phase-1 データ解析と Phase-2 提案に向けてのビーム要求の検討を行った。

2023 年 6 月 19 日から 21 日にかけて Phase-1 を実施し、ビームトリガーのゲート/タイミング調整、Kaon-再現性確認、粒子ビーム調整、反粒子ビームスタディを行った。反重陽子スタディでは約 2 時間のデータ取得で 10^7 程度のトリガーデータ数を得た。反重陽子生成量評価に当たって、取得されたデータから加速器ビーム起因の大量のピオンバックグラウンドを除去する必要がある。そこで、ドリフトチェンバーのトラッキングマッチング、ビームライン上検出器の ToF, dE/dX の重陽子データを用いたカット等を経てバックグラウンド除去を行った。その結果、反重陽子の候補は 1 イベントのみとなった。これが仮に真の信号であった場合、レートは $0.9 \times 10^{-3}/\text{spill}$ となる。Phase-2 で反重陽子を観測するためには 200 時間程度のビーム照射を要求することになり現実的ではない結果となった。

以上の Phase-1 結果を受けて Phase-2 では反陽子のみ焦点を当ててビームを要求する。提案に向けて、ビーム運動量と、データ取得時間、ビームラインの構成等を検討する必要があるため、今回はシミュレーションによりこれらの最適な設定や値を見積もった。これらについて本論文で述べる。

目次

1	暗黒物質	6
1.1	宇宙の構成要素	6
1.2	暗黒物質の存在	8
1.3	暗黒物質の候補とその探索手法	9
2	GRAMS 実験	10
2.1	物理目標	10
2.1.1	反粒子探索	10
2.2	検出器	11
2.2.1	液体アルゴン反応	11
2.2.2	GRAMS 検出器	12
2.2.3	宇宙線粒子・反粒子識別手法	13
2.3	本研究の目的	14
3	J-PARC 加速器実験施設	15
3.1	ハドロン実験施設 ビームライン	16
4	T98 実験 反重陽子生成量評価試験 (Phase-1)	18
4.1	Phase-1 K1.8BR ビームラインの構成	18
4.1.1	ビームライン検出器	18
4.2	データ取得	22
4.2.1	データ取得の流れ	22
4.2.2	取得データのまとめ	23
4.3	データ解析	24
4.3.1	イベントスリップの対処	24
4.3.2	キャリブレーション	24
4.3.3	レンジカウンタ応答 データ解析	28
4.3.4	反陽子レートスタディ	30
4.3.5	反重陽子生成量解析	31
4.4	4章の考察	35
4.4.1	反重陽子生成量評価	35
5	T98 実験 液体アルゴンへの照射試験 (Phase-2)	36
5.1	検討課題	36
5.2	Geant4 Simulation	36
5.3	ビームライン構成の違いによる LAr 容器への影響	38
5.4	ビーム運動量の違いによる LAr 容器への影響	40
5.5	その他 Phase-2 で期待される信号におけるシミュレーション研究	41

5.5.1	原子核捕獲事象の内訳	41
5.5.2	イベントディスプレイ	42
5.5.3	前置検出器の反応	44
5.5.4	他粒子の反応	44
5.6	5章の考察と Phase-2 に向けた提案	46
6	まとめと今後の展望	47
6.1	まとめと今後の展望	47
6.2	今後の展望	47
7	謝辞	48
A	GRAMS 実験 MeV ガンマ線の観測	49
A.1	MeV ガンマ線検出原理	49
B	ハドロン実験施設	51
B.1	ハドロンホールの装置	51
B.1.1	二次粒子生成標的 (T1)	51
B.1.2	大型真空箱	51
B.1.3	ビームダンプ	51
B.2	ハドロンホール実験施設拡張計画	51
C	先行研究	53

表目次

2.1	アルゴンの特性	11
3.1	運転パラメータ (最大)	15
4.1	TOF シンチレーションカウンタの詳細	19
4.2	ドリフトチェンバーの構成	20
4.3	取得したデータの詳細	23
4.4	事前選択の条件とに (反) 重陽子スタディで残ったイベント数のまとめ	33
4.5	粒子選択のカット条件と (反) 重陽子スタディで Signal/Side Box に残ったイベント数のまとめ	34
5.1	Geant4 で再現した検出器と設置位置 (左) シャットダウン前, (右) シャットダウン後	37
5.2	LAr 容器構成要素	37
5.3	LArTPC ヒット数と原子核捕獲率の運動量変化	40
5.4	ビームタイムリクエスト	46

図目次

1.1	プランク衛星による宇宙マイクロ波背景放射の温度ゆらぎのパワースペクトル 2015 年結果 . . .	7
1.2	宇宙の構成要素	7
1.3	渦巻銀河 NGC6503 の回転曲線	8
1.4	暗黒物質の探索手法	9
2.1	宇宙反粒子フラックス	10
2.2	液体アルゴン反応過程	12
2.3	GRAMS 検出器の概略図 (左) 全体図, (右) 断面図	12
2.4	反陽子, 反重陽子における停止点からの距離とエネルギー損失の関係	13
2.5	反陽子, 反重陽子の対消滅後の荷電 π 粒子の数 (左) と放出 X 線スペクトル (右)	14
3.1	J-PARC 加速器実験施設	15
3.2	ハドロンホール実験施設	16
4.1	K1.8BR ビームライン	18
4.2	CDS system の概略図	19
4.3	エアロジェルチェレンコフ (AC) の概略図	21
4.4	レンジカウンタ (RC) 全体の写真	21
4.5	IF-Y スリット幅のスキャン	22
4.6	MS スリット幅のスキャン	22
4.7	反重陽子スタディのデータ取得における積算値変移	23
4.8	反重陽子のスタディ (Run835) における T0 のイベントスリッププロット	24
4.9	T0(セグメント 0) の TDC 較正後の時間分布 (Run762)	25
4.10	T0(セグメント 0, PMT_{up} と PMT_{down}) の ADC 較正前の電荷分布 (Run762)	26
4.11	time walk 効果の補正前 (左), 補正後 (右)	26
4.12	重陽子のスタディ (Run807) における dE/dX と TOF の関係	27
4.13	重陽子のスタディ (Run807) における pion-like 事象のレンジカウンタ応答	28
4.14	重陽子のスタディ (Run807) における deuteron-like 事象のレンジカウンタ応答	28
4.15	シミュレーションによるレンジカウンタ応答, (左)pion 事象, (右)deuteron 事象	29
4.16	反陽子ビームレートと S/N におけるスリットの依存性	30
4.17	BHT におけるマルチヒット数分布 (左) 重陽子スタディ (Run807), (右) 反重陽子スタディ (Run832)	31
4.18	重陽子スタディ (Run807) における BHT の TOT 数分布	32
4.19	BHT におけるクラスタリング (左) 重陽子スタディ (Run807), (右) 反重陽子スタディ (Run832)	32
4.20	事前選択後の T1 TOF と BHT TOT の関係 (左) 重陽子スタディ, (右) 反重陽子スタディ	33
4.21	イベント選択後の T1 TOF と BHT TOT の関係 (左) 重陽子スタディ, (右) 反重陽子スタディ	34
4.22	DEF におけるカット前の TOF と dE/dX の関係 (左) 重陽子スタディ, (右) 反重陽子スタディ	35
5.1	Phase-2 K1.8BR ビームライン下流構成案 (左) シャットダウン前, (右) シャットダウン後	36
5.2	Geant4 で再現したジオメトリ (左) シャットダウン前, (右) シャットダウン後	37

5.3	LAr 容器セットアップ	37
5.4	ビームプロファイルデータ	38
5.5	LAr 容器原子核捕獲事象分布 (上) シャットダウン前, (下) シャットダウン後	39
5.6	LAr 容器原子核捕獲事象分布の運動量変化	40
5.7	原子核捕獲事象分布 (上)650 MeV/c, (中)700 MeV/c, (下)750 MeV/c	41
5.8	過程の違いによる反重陽子原子核捕獲事象分布	42
5.9	原子核捕獲事象イベントディスプレイ	42
5.10	非弾性散乱事象イベントディスプレイ	43
5.11	非弾性散乱後原子核捕獲事象イベントディスプレイ	43
5.12	前置検出器におけるエネルギー損失分布	44
5.13	前置検出器における時間分布	44
5.14	0.7GeV/c の陽子ビームにおける非弾性散乱分布	44
5.15	1.0GeV/c の重陽子ビームにおける非弾性散乱分布	45
6.1	Phase-2 実験の作業スケジュール (暫定)	47
A.1	ガンマ線の各実験における観測感度	49
A.2	アルゴンと光子の反応断面積	50
A.3	MeV- γ 線コンプトン散乱から光吸収までの イメージ図	50
B.1	二次粒子生成標的 (T1)	51
B.2	ハドロンホール実験施設拡張	52
C.1	2013 年データの ToF 分布	53
C.2	2021 年データの ToF 分布	54

1 暗黒物質

1.1 宇宙の構成要素

宇宙背景放射の測定による宇宙のエネルギー密度などから宇宙の物質の構成を説明することができ、暗黒物質の存在が示唆されている。宇宙の構成要素の導出方法と内訳を以下で簡単に示す。[1]

一般相対性理論における基礎方程式となるアインシュタイン方程式を式 (1.1) に示す。\$G_{\mu\nu}\$ は時空の幾何を記述するアインシュタインテンソル、\$T_{\mu\nu}\$ は物質場などの運動・時間変化を表すエネルギー・運動量テンソルとしている。

$$G_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu}; G_{\nu}^{\mu} \equiv R_{\nu}^{\mu} - \frac{1}{2}R\delta_{\nu}^{\mu} \quad (1.1)$$

式 (1.1) からフリードマン・ルメートル・ロバートソン・ウォーカー計量 (FLEW 計量) で得られりフリードマン方程式を式 (1.2) に示す。\$\rho\$ はエネルギー密度、\$K\$ は空間の曲率と関係する定数で、\$K_i0\$ は閉じた宇宙、\$K=0\$ は平坦な宇宙、\$K_i0\$ は開いた宇宙を表す。

$$\left(\frac{a'}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G T \rho}{3} - \frac{K}{a^2} \quad (1.2)$$

式 (1.2) から (無次元) パラメーターを導入し変形すると、宇宙膨張の進化を観測から推定することができる。\$a\$ はスケール因子、\$r\$ は輻射場 (相対論的粒子)、\$m\$ は物質場 (非相対論的粒子)、\$DE\$ は暗黒エネルギーの成分である。

$$\text{ハッブルパラメーター} : H \equiv \frac{a'}{a}, \quad (1.3)$$

$$\text{密度パラメーター} : \Omega_* \equiv \frac{8\pi G}{3H^2} \rho_*, (* = r, m, DE), \quad (1.4)$$

$$\text{曲りつパラメーター} : \Omega_K \equiv -\frac{K}{a^2 H^2} \quad (1.5)$$

式 (1.3)~(1.5) を用いて式 (1.2) を書き換えると、

$$\Omega_r(a) + \Omega_m(a) + \Omega_{DE}(a) + \Omega_K(a) = 1 \quad (1.6)$$

と表せる。式 (1.6) から、物質場、輻射場のエネルギー成分を細かくバリオン (b)、冷たい暗黒物質 (c)、ニュートリノ (\$\nu\$)、光子 (\$\gamma\$) に分類しエネルギー密度 \$\rho\$ の状態などを考慮すると以下のように変形できる。ただし、\$N_{eff}\$ はニュートリノの有効世代数、\$m_\nu\$ はニュートリノ質量、\$T_{\nu,0} = (4/11)^{1/3}\$、\$T_{\gamma,0} = 1.945K\$ としている。

$$\begin{aligned} \left(\frac{H(z)}{H_0}\right)^2 = & \Omega_{\gamma,0} \left\{ 1 + 0.227 N_{eff} f\left(\frac{m_\nu}{T_{\nu,0}(1+z)}\right) \right\} (1+z)^4 \\ & + (\Omega_{b,0} + \Omega_{c,0})(1+z)^3 + \Omega_{DE,0} \exp\left[3 \int dz' \frac{1+\omega(z')}{1+z'}\right] + \Omega_{K,0}(1+z')^2 \end{aligned} \quad (1.7)$$

\$f\$ 関数は以下のように定義している。

$$f(y) \equiv \frac{120}{7\pi^4} \int_0^\infty dx \frac{x^2 \sqrt{x^2 + y^2}}{e^x + 1} \quad (1.8)$$

プランク衛星による宇宙マイクロ波背景放射の温度ゆらぎのパワースペクトル 2015 年結果 (図 1.1) により式 (1.7) を決定した。青がデータ、赤線がフィット曲線である。下図はデータとフィット曲線の残差スペクトルである。[2] 最初のピークはバリオンの総量, 後に続くピークは非バリオンの質量密度を表している。2, 3 番目のピークについてパラメータが $\Omega_{c,0}h^2 = 0.1186 \pm 0.0020$, $\Omega_{b,0}h^2 = 0.02226 \pm 0.00023$ となっており, 暗黒物質はよりバリオン密度より 5 倍大きいことを意味する。これらで求められた宇宙の構成要素の内訳を図 1.2 に示す。暗黒物質 (ダークマター) は宇宙の構成のうち, 27% を占める。

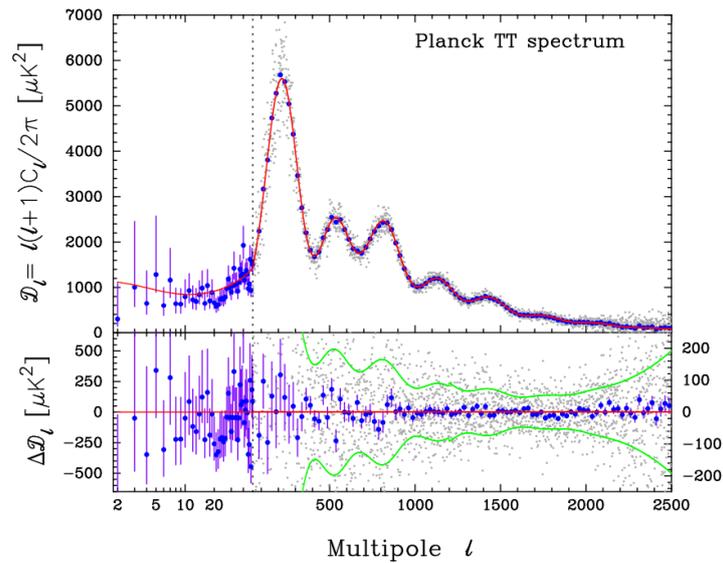


図 1.1: プランク衛星による宇宙マイクロ波背景放射の温度ゆらぎのパワースペクトル 2015 年結果

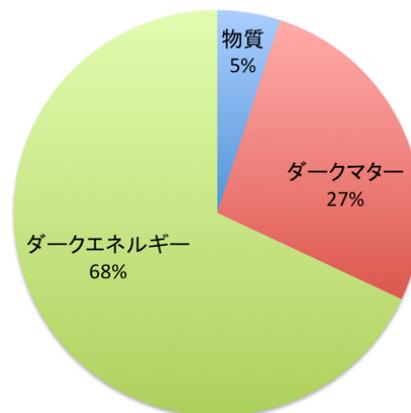


図 1.2: 宇宙の構成要素

1.2 暗黒物質の存在

■銀河の回転曲線

暗黒物質の存在は銀河の回転曲線の観測によって予言された。渦巻銀河において、質量分布が軸対称で銀河内の恒星が円軌道を描いていると仮定すると、地球などの天体には

$$\begin{aligned} \text{遠心力} &: \frac{mv^2}{r} \\ \text{重力} &: \frac{GMm}{r^2} \end{aligned}$$

の力が働く。距離 r 、回転速度 v 、銀河の質量 M 、天体の質量 m 、重力 G としている。距離 r の回転速度 v は重力と遠心力の釣り合いから、

$$v^2 = \frac{M(r)G}{r} \quad (1.9)$$

となる。回転速度 v が $\frac{1}{\sqrt{r}}$ に比例していることを意味するが、図 1.3 に示す渦巻銀河 NGC6503 データによる回転曲線によると、回転速度 v が距離 r に依存せず一定である結果となっている。これは $M(r)$ が r に比例する値である、すなわち数 kpc を超えると銀河の質量が距離に比例して増加する暗黒物質の存在を示唆している。[3]

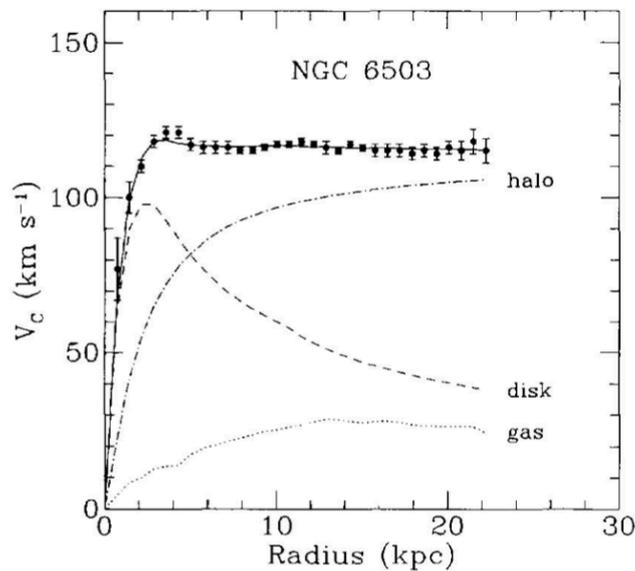


図 1.3: 渦巻銀河 NGC6503 の回転曲線

■重力レンズ効果

電磁波は真空中で直進するが、物質のそばを通過すると質量中心の方向に少し歪む効果がある。地球上では物質の質量が小さいためこの効果は効かないが、太陽程度の質量になると効いてくる。したがって電磁波の歪み具合を測定することで前景天体の質量分布を推定できる。(強い重力レンズ効果)

一方で、銀河団などの大きい質量がなくても集団化することでそのまわりを通った電磁波は微弱の重力レンズ効果を受ける。この場合は統計的処理によって解析を行う。任意の点に対して光の歪み率 (楕円率) を計測し統計的に調べると、前景天体の質量分布がわかり、すなわち暗黒物質の空間分布を示唆する。[4]

1.3 暗黒物質の候補とその探索手法

1.1, 1.2 で述べたような暗黒物質のモデル候補はいくつか挙げられている。歴史的には、MACHOs, ニュートリノが考えられていたが否定されており、現在は WIMPs, アクシオンなどが主な候補となっている。WIMPs(Weekly Interactive Massive Particles) は、安定で電荷を持たず重力相互作用と弱い相互作用をする粒子である。宇宙初期の高温プラズマの熱的平衡状態からの残存粒子であると考えられており、標準模型の粒子よりも大きな質量を持っているとされる。超対称性理論で预言されるニュートラリーノはその候補の一つである。アクシオンは強い相互作用を持たない軽い粒子であり、非常に小さな質量を持つことが予測されている。暗黒物質の候補でもあり、かつ強い CP 問題 [22] を説明するための粒子でもある。これらは通常物質とほとんど相互作用せず電磁波を発生しないため、観測が難しく未発見となっている。

暗黒物質を探索するための手法は直接的に検出する、間接的に検出する、生成するの主に3種類ある。探索手法のイメージを図 1.4 に示す。直接検出では、暗黒物質が標準粒子と相互作用して反跳しそのエネルギーを検出する。例えば XENON 実験, LUX 実験, NEWAGE 実験, DAMA 実験, DM-ICE 実験などで探索が行われる。間接検出では、暗黒物質はその反粒子と対消滅して生成した標準物質 (ガンマ線、陽電子、ニュートリノなど) を検出する。大気の影響を受けない観測を実現するため高空の衛星・気球実験で探索が行われる。例えば、CALET 実験, AMS-02 実験, BESS 実験, GAPS 実験などがある。生成検出では、高エネルギーで標準粒子同士を衝突させ暗黒物質を生成し検出する。例えばスイスの欧州原子核研究機構 CERN にある LHC は陽子と陽子を衝突加速器であり、暗黒物質探索が行われる。

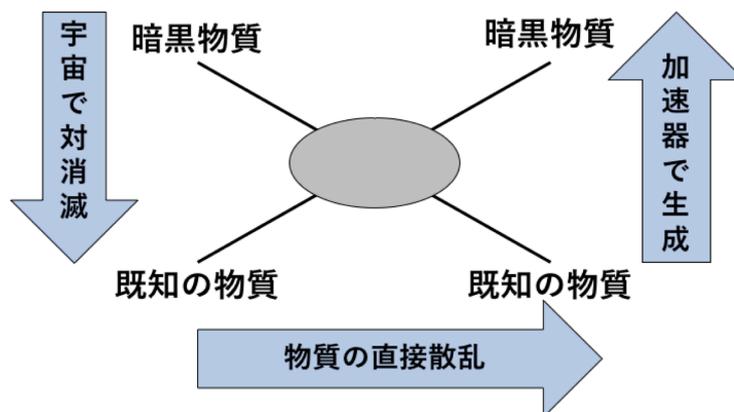


図 1.4: 暗黒物質の探索手法

2 GRAMS 実験

2.1 物理目標

GRAMS 実験は Gamma-Ray and AntiMatter survey の略称で、物理目標は MeV ガンマ線観測と反粒子観測の2つを掲げている。これらによって暗黒物質の間接探索や重元素合成プロセスの解明など新物理の解明を目指す。南極などの極地では地磁気の影響を受けないこと、高空では大気の影響を受けないことから、液体アルゴン TPC を気球に搭載し、南極上空 40 km, 約 30 日間の長期に渡ってフライト、将来的には衛星実験も視野に入れている。2020 年に発足した国際共同実験であり、2024 年 1 月現在は 22 機関の 73 コラボレーターが所属している。アメリカではノースイースタン大学、コロビア大学、日本では早稲田大学や東京大学、大阪大学、神奈川大学、広島大学などを始めとする大学・機関が所属している。本論文では GRAMS 実験の中でも暗黒物質探索に特化して述べる。GRAMS における MeV ガンマ線の観測や検出原理などは付録 A で簡易的に述べる。

2.1.1 反粒子探索

これまでの反粒子観測実験により反陽子、陽電子フラックスはある程度理解されてきたが、反重陽子は理解が進んでいないのが現状である。宇宙反粒子フラックスを図 2.1 に示す。粒子の生成過程は二種類ある。一つは、暗黒物質の対消滅や小さなブラックホール (原始ブラックホール PBH) 由来の一次生成によるもの、もう一つは反陽子やヘリウムなどの一次宇宙線と星間物質との衝突で生成される二次生成である。二次生成では、重い粒子ほど低エネルギー側で抑制される。例えば、実験室系で陽子ターゲットに陽子を当てて反重陽子 ($\bar{p} + \bar{n}$) を生成するために一番低い生成物は $p, p, p, \bar{p}, n, \bar{n}$ となり、 $\sqrt{s} = 6mc^2$ で 2 粒子衝突で実験室系を考えると $E > 17mc^2$ が導ける。このような理由から、反重陽子の Rigidity が $1\text{GeV}/n$ 以下の領域では、一次生成フラックスが二次生成フラックスと 2 桁以上高く予想される。この領域での反重陽子観測はバックグラウンドフリーな暗黒物質探索となり、GRAMS のターゲットとなる。図 2.1 の黄色の領域は GRAMS 検出器の 30 日間フライトを想定した時の反重陽子感度である。これは GAPS 実験 (LDB フライト 3 回, 105 日間)[13] や AMS-02 実験 (5 年間)[14] よりも数倍優れており、BESS 実験 [15] によって引かれた上限値よりも 2 桁以上良い。

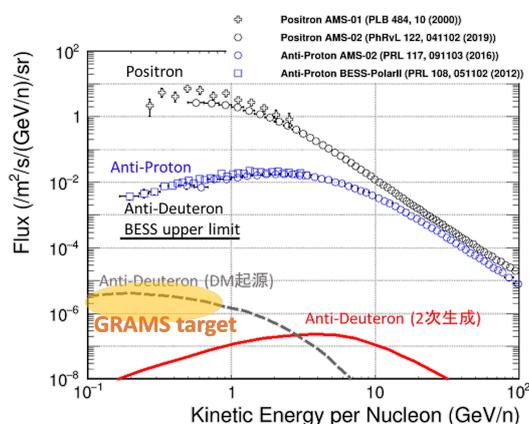
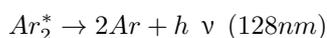
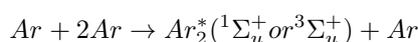


図 2.1: 宇宙反粒子フラックス

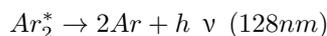
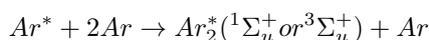
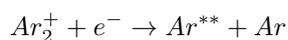
2.2 検出器

2.2.1 液体アルゴン反応

アルゴンの特性を図 2.1 に示す。粒子が入射しアルゴン反跳すると、エネルギー損失によって電離, 励起, 発熱過程が起こる。電離過程, 励起過程の反応を式 2.1, 2.2 に示す。[6]



したがって励起過程では 128 nm の蛍光が発生する。また電離過程で生成した Ar^+ の一部は、励起過程で生成した Ar^* と再結合し一重項励起状態 $^1\Sigma_u^+$ あるいは三重項励起状態 $^3\Sigma_u^+$ の Ar_2^* になる。この場合も 128nm の蛍光を発する。過程を式 2.3 に示す。



再結合の割合 R は式 2.4 で表せる。ただし, $A, k(kV/cm \cdot g/cm^2/MeV)$ は定数, $E(kV/cm)$ はドリフト電場, $dE/dX(MeV/cm)$ はエネルギー損失, (g/cm^3) は液体アルゴンの密度を表している。A, k は ICARUS 実験結果によるとそれぞれ 0.8, 0.05 である。液体アルゴンに同一の粒子が入射しアルゴン反跳が起こると, A, k, dE/dX , は変化しないので, 電場が小さいほど R は大きくなり再結合しやすいということになる。 R は入射粒子や LAr 環境の電場などに依存することがわかる。

$$R = \frac{A}{1 + \frac{k}{E} \frac{dE}{dX} \frac{1}{\rho}} \quad (2.4)$$

液体アルゴンでの反応のうち, 熱検出器は現在開発されておらず, 128 nm の蛍光を波長変換して光信号で検知, または e^- を電場でドリフトさせて電離電子信号として検知するような検出器を用いて利用される。液体アルゴンの反応過程の概略図を図 2.2 に示す。

表 2.1: アルゴンの特性

原子番号	原子量	融点 (1 atm)	沸点 (1 atm)	密度 (液体)	W 値 (電離)	W 値 (蛍光)	蛍光波長
18	39.95	84.0 K	87.5 K	1395.4 g/cm^3	23.0 eV	19.5 eV	128 nm

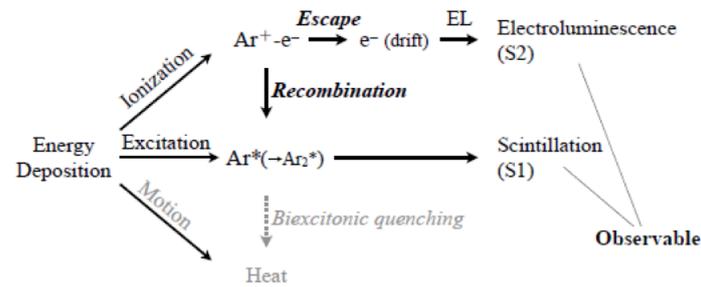


図 2.2: 液体アルゴン反応過程

2.2.2 GRAMS 検出器

GRAMS 検出器は、2 層のプラスチックシンチレータに囲まれた液体アルゴン TPC 検出器 (LArTPC) で構成される。LArTPC の大きさは $150\text{cm} \times 150\text{cm} \times 30\text{cm}$ 、装置全体の大きさは $3\text{m} \times 3\text{m} \times 2\text{m}$ 程度を想定している。2.2.1 で述べたような液体アルゴンは比較的安価であることからコスト効率に優れており、大規模な検出器が可能であることから使用する。これらの構成からなる GRAMS 検出器の全体像と断面図 (液体アルゴン内の反応) を図 2.3 に示す。

各検出器の役割について述べる。プラスチックシンチレータは、荷電粒子が通過するとシンチレータ内の物質と電磁相互作用してシンチレータの束縛電子が励起され、基底状態へと戻る時に蛍光シンチレーション光を発する。したがって液体アルゴンに入射した荷電粒子において、外側のシンチレータ層と内側のシンチレータ層間の飛行時間 TOF を測定することができる。また、入射粒子の位置の特定も行うことができる。一方で、LArTPC 検出器に入射した粒子はアルゴン原子が励起・イオン化し、シンチレーション光と電離電子を生成する。シンチレーション光はシリコンフォトマルチプライヤー (SiPM) によって測定し、イベントのトリガータイミングに使用する。電離電子は TPC に約 2mm ピッチのワイヤーで電場を形成しているためアノードヘドリフトし、アノードワイヤー信号がイベントの x, y 座標を与える。また、電離電子のドリフト速度は一定であるため、シンチレーション光検知のタイミング、すなわち荷電粒子が入射したタイミングからアノードワイヤ信号検知までの時間によって z 位置を計算することができる。したがって LArTPC で 3 次元飛跡再構成が可能となる。[7]

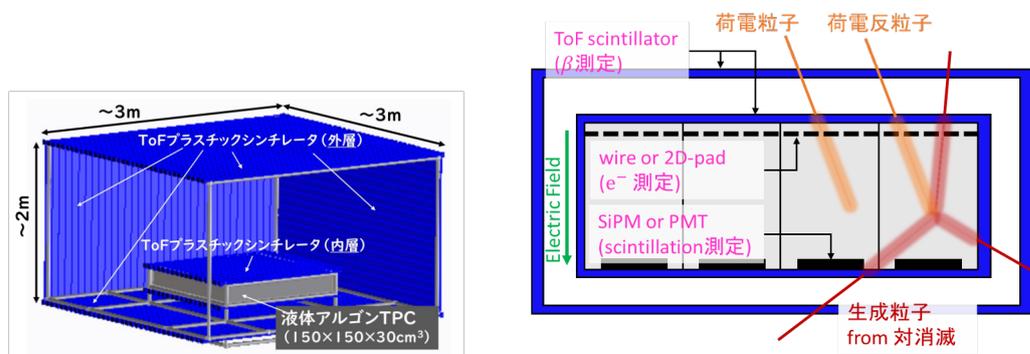


図 2.3: GRAMS 検出器の概略図 (左) 全体図, (右) 断面図

2.2.3 宇宙線粒子・反粒子識別手法

信号事象の反重陽子を観測するにあたって主要な背景事象は陽子, 反陽子, 重陽子でありこれらを区別する識別能力を持った検出器を必要とする。反重陽子の予測フラックスは $150 \text{ MeV}/n$ の領域では $10^{-6}/\text{m}^2/\text{s}/(\text{GeV}/n)/\text{sr}$ であるのに対し, 反陽子は $10^{-2}/\text{m}^2/\text{s}/(\text{GeV}/n)/\text{sr}$, 陽子, 重陽子は $10^3/\text{m}^2/\text{s}/(\text{GeV}/n)/\text{sr}$ である。すなわち, 反重陽子を 1 イベント観測するにあたって, 陽子は 10^9 イベント, 反陽子は 10^4 イベントが GRAMS の検出器に入射することを意味し, これらのバックグラウンド除去能力を要する。GRAMS 検出器のコンセプトは質量識別手法と電荷識別手法を組み合わせることで粒子を特定するものであり, GAPS 実験の手法を踏襲したコンセプトである。以下, コンセプト・手法を述べる。

■質量識別

質量識別は入射速度と LAr 内でエネルギーを落とし停止するまでの距離の関係から識別する。例えば, 重陽子と陽子と同じ β で検出器に入射すると停止距離が異なり, 質量の大きい重陽子の方が長く落とすエネルギーも大きい。これは, ベーテ・ブロッホの式から考えても無矛盾な結果である。(反)陽子, (反)重陽子における停止点からの距離とエネルギー損失の関係を図 2.4 に示す。この関係は質量に依存し電荷に依存しないので, 粒子・反粒子どちらも同じ振る舞いをする。また, β は停止距離に依存しているため [7], これらの情報を用いて質量識別を行う。

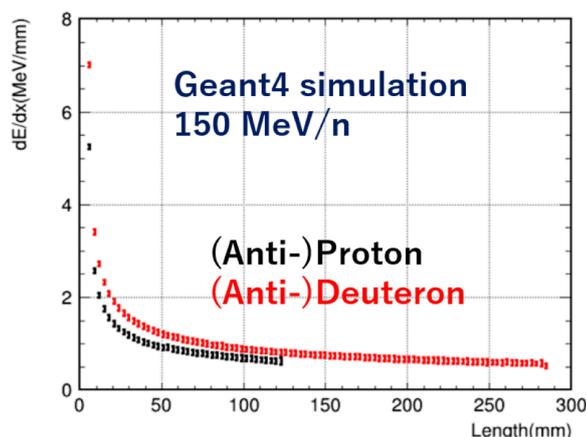


図 2.4: 反陽子, 反重陽子における停止点からの距離とエネルギー損失の関係

■電荷識別

電荷識別は反粒子のみが起こす原子核捕獲事象の有無で行う。検出器の中に反粒子が降り注ぐと, 減速して停止しアルゴン原子核に捕獲され励起しエキゾチック原子を形成する。その後, エキゾチック原子は X 線を放出しながら脱励起する。X 線のエネルギーは, 入射粒子の質量と原子番号に依存する。反陽子が液体アルゴンに入射した場合の X 線エネルギーの最大値は 97 keV , 反重陽子の場合には 114 keV である。これは式 2.5 で定まる。ただし, z は電子電荷, Z は原子核電荷, M は捕獲粒子と原子核の換算質量, m_e は軌道電子と原子核の換算質量, R_H はリュードベリ定数, n_f, n_i は準位数としている。脱励起を繰り返し最終的に, π 中間子や陽子を放出しながら原子核内で対消滅する。生成される π 中間子と陽子の数は, 入射する反粒子に含まれる反核子の数に比例するが個数にばらつきを持ち, 確率的に決まる。期待値 $\langle M_p \rangle$ は式 2.6 で表せる。ただし, \sqrt{s} は重

心系エネルギーである。[12] この原子核捕獲事象が起こるのは反粒子のみであるため、LArTPC での飛跡再構成により対消滅後の二次粒子を特定することで電荷識別を行う。反陽子、反重陽子の対消滅後の荷電 π 粒子の数と放出 X 線スペクトルを図 2.5 に示す。

$$E_\gamma = (zZ)^2 \frac{m^*}{me_e^*} R_H \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (2.5)$$

$$\langle M_p \rangle = 2.65 + \ln \sqrt{s} \quad (2.6)$$

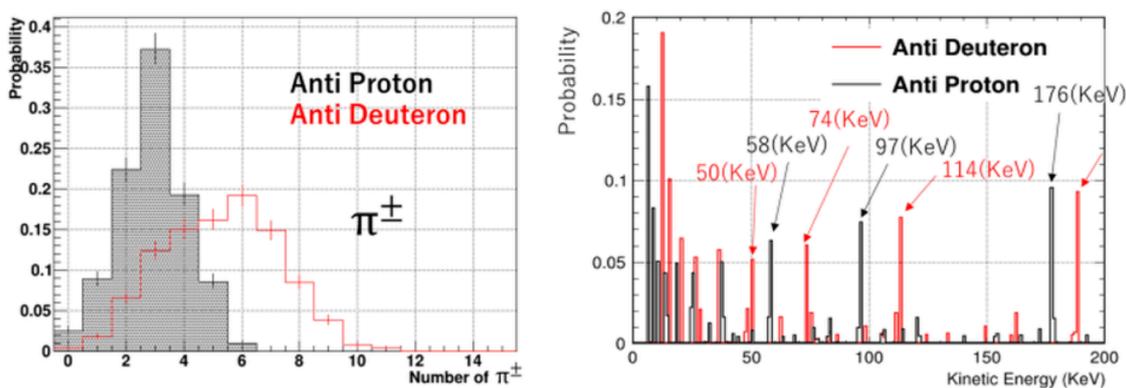


図 2.5: 反陽子、反重陽子の対消滅後の荷電 π 粒子の数 (左) と放出 X 線スペクトル (右)

2.3 本研究の目的

早稲田大学では、2022 年度に $30\text{cm} \times 30\text{cm} \times 30\text{cm}$ のプロトタイプ LArTPC を製作し、地上に降り注ぐミューオンを用いて粒子・反粒子識別能力の検証試験を実施した。[12] また、2023 年度には北海道の大樹町で気球工学試験を実施し、LArTPC が気球上で安定的に運用するための技術検証を行なった。2022 年度での実機検証を踏まえて次は、GRAMS の信号事象、背景事象の粒子を LArTPC 内に照射し、GRAMS の検出原理・有用性のテストを試みる。そこで、J-PARC ハドロン実験施設 K1.8BR ビームラインにて粒子・反粒子の加速器ビーム照射試験 (T98 実験) を計画している。

J-PARC は茨城県東海村に位置する世界最高クラスの大強度陽子ビーム施設である。ハドロン実験施設では大強度一次陽子ビームを金製固定標的に照射させ、二次粒子を K1.8BR ビームラインに輸送している。ただし、GRAMS の背景事象である反陽子は $10^5/\text{spill}$ 程度きていと理解されているが、信号事象である反重陽子レートの十分な検証は未実証であった。そこで、反重陽子生成量評価試験 (Phase-1) を実施し、その後液体アルゴンへの粒子・反粒子照射試験 (Phase-2) に臨む計画とした。現在、2023 年 6 月に Phase-1 を実施し、2024 年 1 月に Phase-2 のプロポーザル提出を完了する段階にいる。そのため本研究では Phase-1 データ解析と Phase-2 提案に向けたシミュレーション研究を目的とする。3 章では J-PARC ハドロン実験施設 K1.8BR ビームラインについて、4 章では反重陽子生成量評価試験 (Phase-1) の実施とデータ解析による結果について、5 章では液体アルゴンへの粒子・反粒子照射試験 (Phase-2) への提案に向けたシミュレーション研究についてを述べる。

3 J-PARC 加速器実験施設

J-PARC は茨城県東海村に位置する世界最高クラスの大強度陽子ビーム施設である。俯瞰図を図 3.1 に示す。リニアック (LINAC), 3GeV シンクロトロン (RCS), 50GeV シンクロトロン (MR) の順に陽子を加速させる。各加速器の運動パラメータを図 3.1 に示す。最終的に 50GeV(現在は 30GeV) まで加速された陽子のうち 90% 以上は物質・生命科学実験施設 (MLF) に輸送される。グラファイトや水銀標的に当てることで短パルスミュオン, 中性子を発生させ高感度・高速・高分解能測定や, 複雑な試料環境などの実験機会を提供している。残りの陽子は, 2つのポートで取り出される。1つは MR の東側に位置する速い取り出しポートである。超電導磁石で曲げられた陽子をパイ中間子生成用標的に照射させ, 崩壊して生成したニュートリノを岐阜県のスーパーカミオカンデへ輸送している。スーパーカミオカンデ実験施設は 300km 離れた西側に位置しており, ニュートリノを用いた素粒子・宇宙の謎の解明を目指す。もう 1つは, 遅い取り出しポートでありハドロン実験施設へ輸送する。固定標的に照射し生成した二次粒子を用いて素粒子・原子核分野で様々な実験が行われる。[16]



図 3.1: J-PARC 加速器実験施設

表 3.1: 運転パラメータ (最大)

	LINAC	RCS	MR
運動エネルギー	400MeV	3GeV	30GeV
運動周期	40 ミリ秒 (25Hz)	40 ミリ秒 (25Hz)	2.5-6.0 秒
運転時電流	300mA × 500 μ s	90 μ A(平均)	8 μ A(平均)
運転時ビームパワー	約 130kW	約 300kW	約 240kW

3.1 ハドロン実験施設 ビームライン

ハドロン実験施設は 2004 年度に建設を開始し 2009 年 1 月に完成した。2010 年 1 月から本格的にハドロン実験施設へのビームの供給を開始している。現在は当初検討されていた実験施設のおおよそ半分の大きさ (幅 60m、長さ 56m) となっており、5 本のビームラインで構成される。そのうち 3 本は固定標的 (T1) に照射し生成した二次粒子ビームライン (K1.8, K1.8BR, KL), 1 本は一次ビームライン (高運動量ビームライン), 残りの 1 本は一次ビームのパイ中間子生成標的照射とその崩壊によって生成されるミュオンビームライン (COMET) である。それぞれ, A ライン, B ライン, C ラインと呼んでいる。現在の概略図と各ビームラインの実験について以下に示す。また, 将来的にはハドロン実験ホールの拡張が計画されている。現在は 2026 年度から 2.5 年間はビーム運転を休止し、既存ホールと拡張ホールを接続する予定である。現在の固定標的 (T1) やビームダンプなどのハドロン実験ホールの装置, ハドロン実験ホールの拡張計画については付録 B で簡易的に述べる。[17]

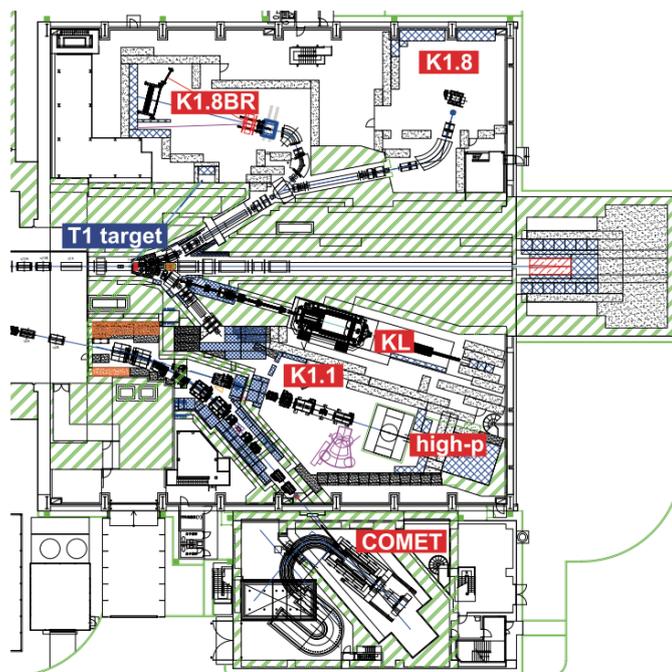


図 3.2: ハドロンホール実験施設

■荷電粒子ビームライン (K1.8, K1.8BR)

固定標的後生成した K 中間子、 π 中間子、反陽子等々の二次粒子ビームを輸送している。K1.8 ビームラインは大強度 K-ビームを用いたハイパー核 (ストレンジネスを持つバリオンを含んだ原子核) の実験を行なっている。最大供給運動量は $2.0\text{GeV}/c$ である。K1.8BR ビームラインは K-ビームを用いた K 中間子原子核等の実験を行なっている。最大供給運動量は $1.2\text{GeV}/c$ である。K1.8BR ビームラインは K1.8 の途中で分岐したビームラインであり、上流部を共有しているため、同時の運用を行うことはできない。

■中性 K 中間子ビームライン (KL)

寿命の異なる 2 種類の中性 K 中間子 (K_L, K_S) のうち、寿命の長い K_L 中間子を輸送している。大強度の中性 K 中間子ビームを用いて、K 中間子の稀崩壊事象 $K_L \rightarrow \pi^0 + \nu + \bar{\nu}$ を探索することで標準模型を超える新物理を研究している (KOTO 実験)。

■High-p ビームライン

加速器からの陽子ビームの一部を切り出し輸送している。陽子ビームを用いたベクター中間子の質量における原子核内変化を調べ、カイラル対称性の自発的な破れについて実験を行なっている。

■COMET ビームライン

High-p ビームラインから分岐して 8 GeV 陽子ビームを固定標的に照射しパイ中間子を生成、さらに崩壊過程を経てミュオンを生成輸送している。荷電レプトン・フレーバー保存が破れる電子・ミュオン転換事象を調べ、標準模型を超える新物理の手がかりを探る実験を行なっている。(COMET 実験)

4 T98 実験 反重陽子生成量評価試験 (Phase-1)

2.3 で述べたように、GRAMS 実験において検出原理の妥当性・有用性をテストすることは非常に重要であり、J-PARC ハドロン実験施設の K1.8BR ビームラインにて粒子・反粒子の加速器ビーム照射試験 (T98 実験) を計画している。この章では反重陽子生成量評価試験 (Phase-1) について詳細に述べる。4.1 でビームラインの構成, 4.2 でデータ取得, 4.3 でデータ解析, 4.4 で結果と考察を述べる。

4.1 Phase-1 K1.8BR ビームラインの構成

K1.8BR ビームラインは π 中間子, K 中間子, 反陽子等の二次粒子が約 30 m の渡って輸送される。概略図を図 4.1 に示す。電磁石 (双極子, 四重極, 六重極, 八重極) によってビームの軌道を修正する。ビーム軌道は TRANSPORT と呼ばれるシミュレーションで計算できる。IF スリットによってビーム粒子の広がりや S/N 比を調節する。静電分離機 ES で 6 m に渡って電場を形成し, その出入り口では補正電磁石 (CM) で磁場を形成している。質量と電荷によって円運動の曲率と電場の移動速度が異なることから粒子を分離することができる。またスリット MS の隙間を通過する粒子のみを下流に流すことでビームの粒子選択を行うことができる。D3 マグネットは K1.8/K1.8BR ビームラインのビームラインの分岐点になっている。[18]

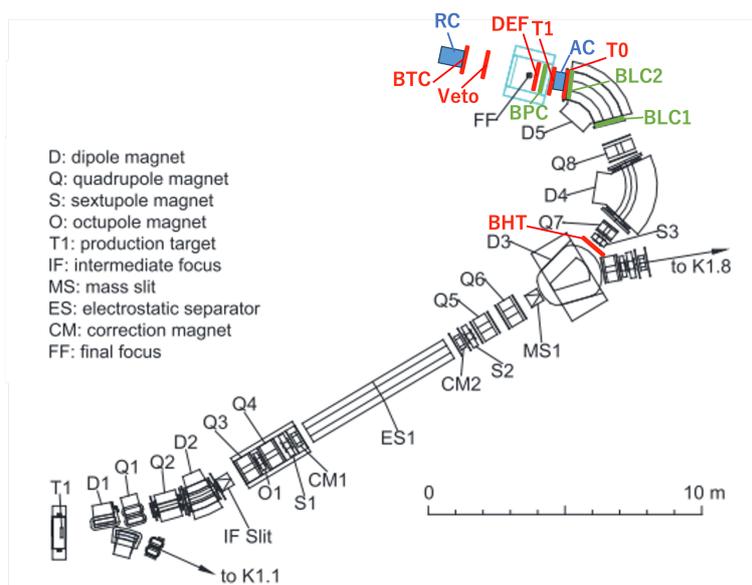


図 4.1: K1.8BR ビームライン

4.1.1 ビームライン検出器

K1.8BR ビームラインの検出器は TOF シンチレーションカウンタ (BHT, T0, T1, DEF, Veto, BTC), ドリフトチェンバー (BPC, BLC1, BLC2), エアロゲルチェレンコフ (AC), レンジカウンタ (RC) で構成される。

■TOF カウンター

上流から BHT, T0, T1, DEF, Veto, BTC の順番に設置している。各 TOF カウンターのセグメント、サイズ、PMT 詳細を表 4.1 に示す。各セグメントの両端に PMT/MPPC が設置され、TDC(立ち下がり、立ち上がり時間) と QDC で読み出している。ただし、BHT は TDC 読み出しのみであり、電荷情報は TDC の立ち下がりと立ち上がりの時間の差 TOT で情報を得ている。T0 は 1 つのセグメントへのビームの過集中を避けるため xy 平面内で 45 度回転している。BHT と T1 間は約 7.7 m 離れており、質量の異なる粒子の分離によく使用される。DEF は他のシンチレータと比べて小さいため、DEF のヒットを要求することでビーム中心領域を選定することができる。Veto と BTC は E73 実験のターゲット検出器 CDS の下流に設置される。

表 4.1: TOF シンチレーションカウンターの詳細

検出器	セグメント	高さ [mm]	幅 [mm]	厚み [mm]	PMT/MPPC
BHT	63	160	7.5	3	MPPC
T0	5	160	32	10	Hamamatsu H6612
T1	1	100	180	10	Hamamatsu H6410
DEF	5	100	20	3	MPPC
Veto	2	200	400	10	Hamamatsu H6612
BTC	2	200	400	10	Hamamatsu H6612

■CDS (Cylindrical detector system)

E73 実験のターゲット検出器である。 ${}^3\text{H}$ の寿命は 263 ps と信じられていたが最近の heavy ion experiment では 180ps と示唆されたことから、 ${}^3\text{H}$ の寿命測定を目的としている。反応式を式 4.1 に示す。



液体 ${}^3\text{H}$ が CDS の中心のターゲットセルに設置され、周りの検出器で崩壊後の粒子を特定する。ターゲットセルを冷却するためにターゲットステーションの真空容器が設置されている。ビーム中心付近はほとんど空洞になっており、ビームに極力物質を当てない工夫がされている。検出器の概略図を図 4.2 に示す。

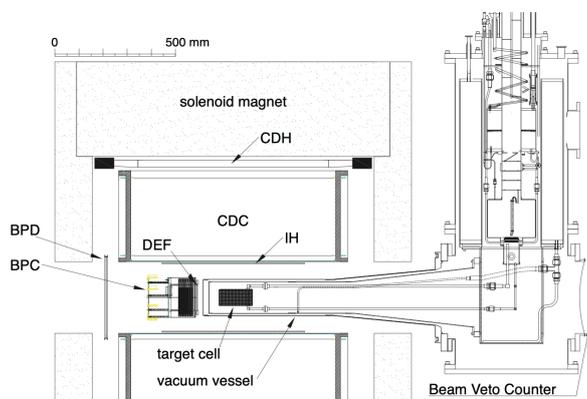


図 4.2: CDS system の概略図

■ドリフトチェンバー

- BLC1, BLC2

BLC1(BLC2) は D5 マグネットの上流(下流)に 300 mm 離して設置され、これらのトラック情報から得た曲率により運動量を計算している。8 層 ($UU'VV'UU'VV'$) のドリフトチェンバーが 2 セットの合計 16 層の BLC1a(BLC2a) と BLC1b(BLC2b) で構成される。U 層と V 層では配線が ±45 度傾いている。各層の有効面積は 256 mm × 256 mm であり、4 mm のドリフト長のセンスワイヤーが 32 本設置している。BLC1a, BLC1b(BLC2a, BLC2b) それぞれ、256 読み出しチャンネルで構成される。

- BPC

FF ターゲットのすぐ上流に位置している。8 層 ($XX' YY' X' XY' Y$) のドリフトチェンバーで構成される。Y 層では配線が 90 度傾いている。直径 168 mm、高さ 89.7 mm の円形平面ドリフトチャンバーであり、有効面積は直径 111.6 mm である。各層 3.6 mm の長 3.6mm のセンスワイヤーが 15 本設置される。120 読み出しチャンネルで構成される。

各ドリフトチェンバーの構成、ワイヤの材質や引加電圧などの詳細を表 4.2 に示す。

表 4.2: ドリフトチェンバーの構成

	BLC1a	BLC1b	BLC2a	BLC2b	BPC
平面の数	8	8	8	8	8
平面の構成	$UU'VV'UU'VV'$	$UU'VV'UU'VV'$	$UU'VV'UU'VV'$	$VV'UU'VV'UU'$	$XX'YY'XX'YY'$
センスワイヤーの数	32	32	32	32	15
ワイヤ同士の空間 [mm]	4	4	2.5	2.5	3.6
有効面積 [mm]	256 × 256	256 × 256	160 × 160	160 × 160	111.6[mm ϕ]
センスワイヤ 材質	Au-plater W(3% Re)				
直径 [m]	12				
ポテンシャルワイヤ 材質	1Au-plater Cu-Be				
直径 [m]	75				
カソードワイヤ 材質	alminized-Lapton				Cu aramid
直径 [m]	12.5				9
ガス	Ar:isoC ₄ H ₁₀ :Metylal=76:20:4				
流量 [cc/min]	100				
引加電圧					
ポテンシャル [kV]	-1.25	-1.25	-1.25	-1.25	-1.5
カソード [kV]	-1.25	-1.25	-1.25	-1.25	-1.5

■エアロジェルチェレンコフカウンター (AC)

屈折率 1.05 のエアロジェルチェレンコフカウンターであり、T0 シンチレータと T1 シンチレータの間に位置する。 π 中間子はその媒質中で光速度よりも速いのでチェレンコフ光を発生させ特定する。ビームにおいて AC ヒットを Veto することで π 中間のバックグラウンド除去を行う。180 mm(幅) × 100 mm(高さ) ×

100 mm(厚さ)のサイズであり、ビームの広がりを含んでいる。識別能力は99%である。チェレンコフ放射が起こると覆われたアルミによって反射し上下4つのPMT(Hamamatsu R5543)に到達し信号となる。概略図を図4.3に示す。

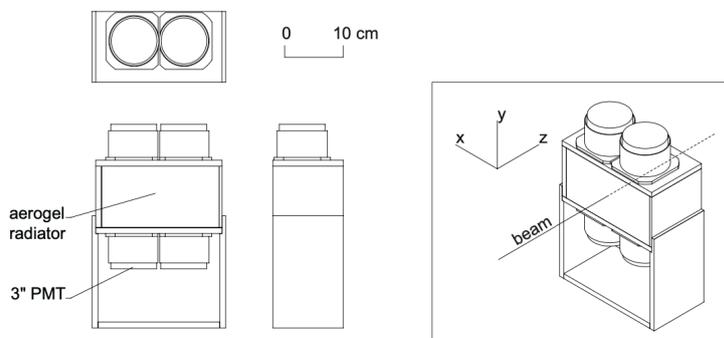


図 4.3: エアロジェルチェレンコフ (AC) の概略図

■レンジカウンタ (RC)

厚み4 cmのプラスチックシンチレータが8層並んだ構成である。1セグメントの構成は4 cm(厚み) × 40 cm(長さ) × 12 cm(幅)のプラスチックシンチレータとその両端にPMT(Hamamatsu H6410)が設置される。これは1 GeV/cの(反)重陽子の停止事象の観測のために早稲田大学で製作した検出器である。Belle 実験で使用された長さ2.5 mのToFシンチレータを2022年度に譲渡していただき、その一部を今回加工に使わせて頂いた。切断、研磨、信号確認、ゲインキャリブレーションを行い、持参した。全体の写真を図4.4に載せる。

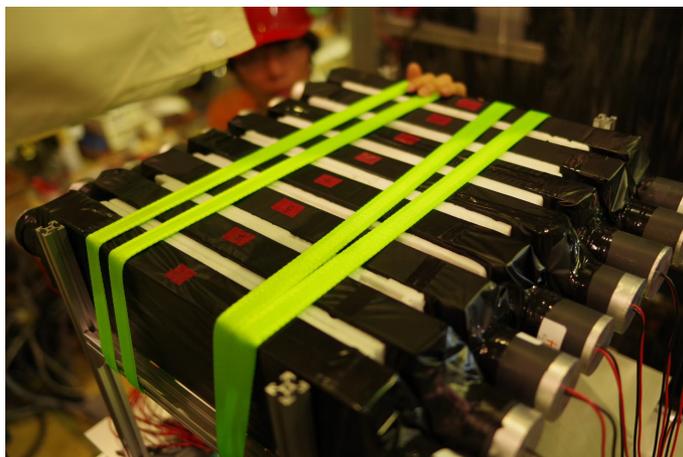


図 4.4: レンジカウンタ (RC) 全体の写真

4.2 データ取得

4.2.1 データ取得の流れ

2023年6月19日から21日にかけて Phase-1 を実施した。実施期間の流れを以下に示す。

■ 2023年6月19日

シングルショットビームを用いたビーム・カウンターの校正や DAQ/トリガーのタイミング調整を行った。トリガーは BHT と T1 のヒット立ち下がり時間の差で定義しており、片方の信号を delay させてコインシデンスをとっている。生成したトリガーはスケーラーでカウントされ、どの Run でも情報がある形になる。20時すぎから1時間程度行った。

■ 2023年6月20日

B ライン (High-p ビームライン) のビームタイム中に溢れてた不安定なビームを解析し、K-中間子のデータを取得した。これは、K1.8BR ビームラインへのビームが2年ぶりなことから再現性確認を行うためである。そこでマグネットの調整と CM, IF-Y スリット, MS1 スリットのスキャンを行った。マグネットは、デフォルトのマグネット値を参考に、ドリフトチェンバーのビームプロファイルを見ながら調整して行い、 $D1=0$ A, $D2=-698.0$ A, $D3=205.0$ A, $D4=-1943.0$ A, $D5=-1621.0$ A でビーム中心になることを確認した。スリットスキャン結果を図 4.5~4.6 に示す。この場合、K-中間子の収量、S/N がもっとも高いという観点で、 $IF-Y=-0.2$ mm, $MS1=0.0$ mm の設定が望ましいことを意味している。CM カレントスキャンも同様に各トリガーの収量の変化をみている。これらの調整を17時30分から24時間過ぎまで行った。

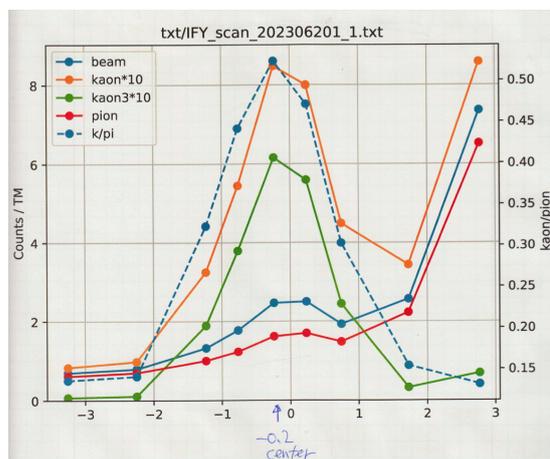


図 4.5: IF-Y スリット幅のスキャン

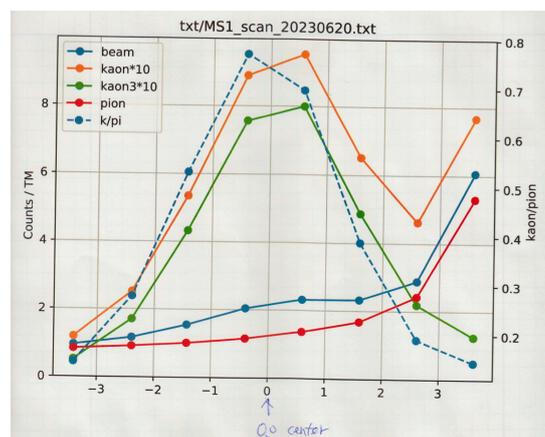


図 4.6: MS スリット幅のスキャン

■ 2023年6月21日

正電荷 (K+ 中間子, 陽子, 重陽子) でデータ取得し調整, 負電荷粒子 (反陽子, 反重陽子) のレートスタディを進めた。各粒子ごとに CM スキャン, 必要に応じて IF スリット, マグネット調整を経てデータを取得している。ただし, 反重陽子については収量が少ないため, CM スキャンせずに K-中間子と反陽子から決め打ちし

てデータを取得した。16時から24時間過ぎまで行った。

4.2.2 取得データのまとめ

取得した解析データとそこで使用したトリガについて表 4.3 に示す。Antideuteron スタディでのトリガーの Beam2/5000 は Beam2 に対して 5000 回に 1 回データ取得するプリスケールを意味している。Antideuteron スタディでの粒子の数が多く、DAQ のレート耐性を超えないようにするためである。DAQ のレート耐性が 1spill(5.5 sec 程度) で 3 万イベントなので、1spill で 1 万イベントを超えないようにデータ取得を行った。

- Beam2 : T0 と T1 のコインシデンスでありビームがきたことを定義するトリガー。
- Kaon2 : Beam2 の AC Veto(パイオン除去) トリガー
- proton あるいは deuteron : BHT と T1 の TOF が陽子あるいは反重陽子のタイミングであるトリガー

表 4.3: 取得したデータの詳細

粒子	運動量 [GeV/c]	トリガー	データ取得時間 [分]	MR power[kW]	ESS[kV]	CM1[A]	CM2[A]
Kaon-	-1.0	Beam2/Kaon2/...	~300	49.8	200	334	354
Kaon+	+1.0	Kaon2	15	49.8	200	322	322
Proton	+1.0	Beam2	18	49.8	100/200	196/398	196/398
Deuteron	+1.0	Beam2	17	49.8	100	306	306
Antiproton	-1.0	proton/Beam2	12	49.8	100/200	207/409	207/409
Antideuteron	-1.0	Beam2/5000,deuteron	120	49.8	100	316	316

反重陽子は約 2 時間のデータ取得で 10^7 程度のデータ数を得た。取得したデータ数の時間変移を図 4.7 に示す(赤線)。ビームタイム中に MR, リニアック, ハドロンなどで時々発報して連続運転が停止しており、黒線が 1 の時は連続運転停止を意味している。

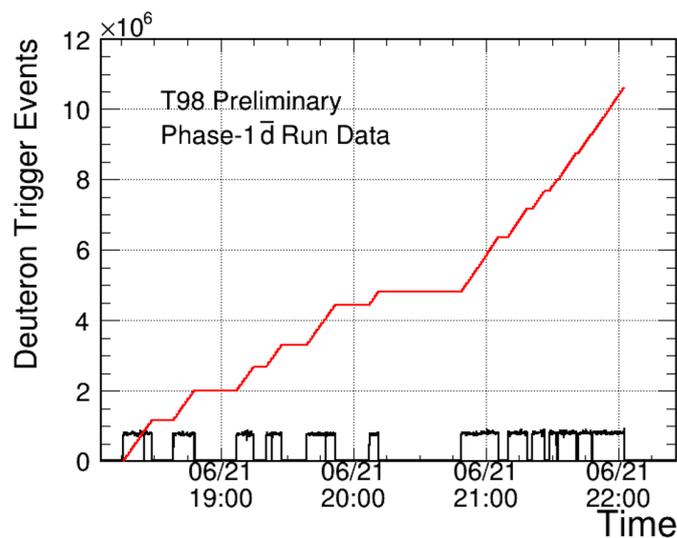


図 4.7: 反重陽子スタディのデータ取得における積算値変移

4.3 データ解析

4.3.1 イベントスリップの対処

主に BHT, T0, RC の TDC で、あるイベントからイベントとデータがずれてしまうイベントスリップが起こった。K-中間子のスタディではほとんど起こらなかったが反重陽子のスタディでは頻繁に起きており、高レートのスラッシュトリガーのスタディでこの現象が起きやすいように見えている。

スリップした TDC モジュール以外を使用することは可能であるが、その TDC モジュールを使用する場合は、イベントスリップを起こす前までのイベント ID を特定して、それまでのデータを用いて解析を行った。どのイベントでスリップが起きているのかについては TDC にヒットがある、すなわち荷電粒子がその検出器を通過したことを意味するイベントに対して QDC をプロットして電荷があるかどうかで判断を行った。例えば、反重陽子のスタディ (Run835) における T0(セグメント 0) でのプロットを図 4.8 に示す。T0 は厚み 1 cm のプラスチックシンチレータであり、MIP で通過するとおよそ 2 MeV を落とすことを 550 kEvents までは確認できるが、それ以降はピークが消えているのがわかる。これはイベントスリップを意味する。

このようなイベントスリップ確認の結果、反重陽子の場合は、取得したデータ約 10 MEvents のうち、全データの $\frac{9}{10}$ 程度の約 9 MEvents が全イベントスリップを考慮せずに解析可能となった。ただし、RC の TDC は時間分解能が比較的低く使わないと判断したため、RC のイベントスリップについては無視している。

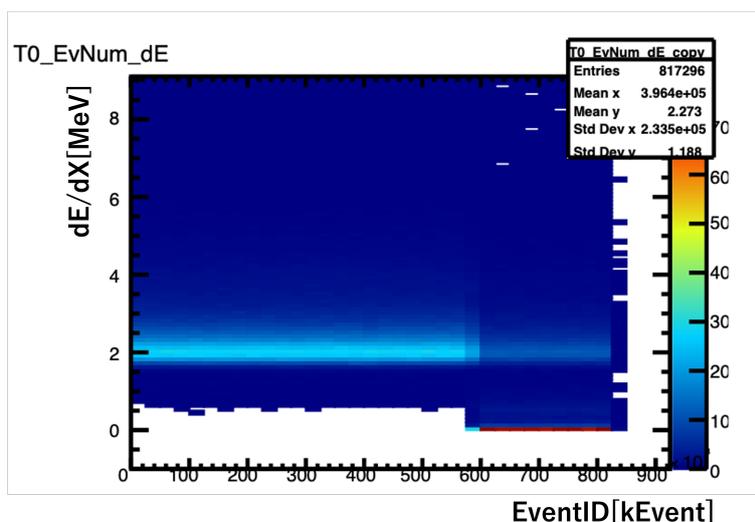


図 4.8: 反重陽子のスタディ (Run835) における T0 のイベントスリッププロット

4.3.2 キャリブレーション

検出器の情報は基本的に TDC と QDC の 2 つである。検出器の TOF や dE/dX を正しく評価するためにはまず初めにキャリブレーションを行う必要がある。スケーラーにおいて MIP 粒子 (パイオン) のフラグが立っているイベントのみを用いて較正する。

■ 時間 TDC

ドリフトチェンバーでは TKO32ch の TDC, シンチレーションカウンタは TKO 16/64ch 高分解能 TDC

モジュールを使用している。TDC(T) はゲイン関数を使用して時間情報に変換される。それらは各チャンネルで時間較正器 (OETEC 462) により時間スケール t に変換される。変換式を式 4.2 に示す。

$$t = T \times G1(+T^2 \times G2) \quad (4.2)$$

$G1$, $G2$ は第 1 成分, 第 2 成分のゲインパラメータである。 T と t の相関が線形であることを仮定して計算している。ドリフトチェンバーの TDC はタイムウィンドウがシンチレーションカウンタよりも遥かに広いいため, 2 次の多項式関数を使用して補正する。ただし, 温度変化やその他環境条件の違いに起因する TDC ゲインパラメータの変動は無視できるほど小さいことがわかっている。MIP 粒子 (パイオン) であるイベントにおける T0(セグメント 0) シンチレーションカウンタの TDC 較正後の時間分布を図 4.9 に示す。時間情報のピークが 0 ns になっていることが確認できる。ピーク以外に周期的に山なりが見えるが, これは 47.5 MHz の RF が構造上載ってしまうためである。

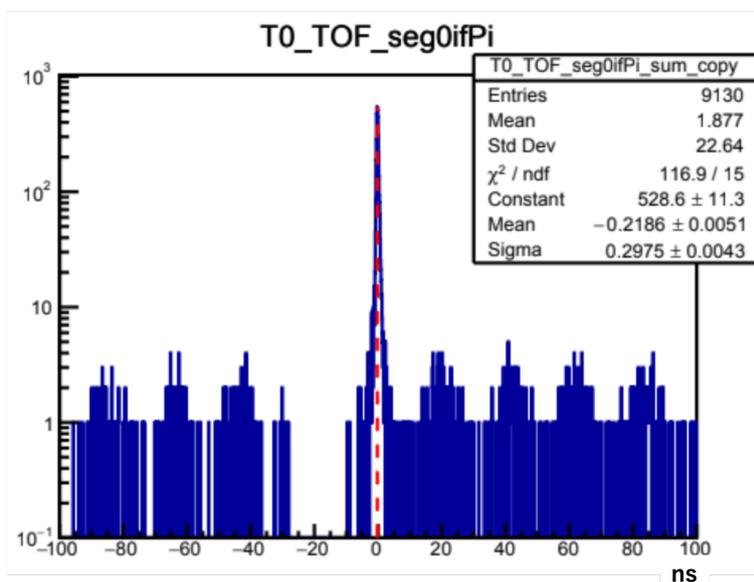


図 4.9: T0(セグメント 0) の TDC 較正後の時間分布 (Run762)

■ 電荷 QDC

シンチレーションカウンタはアナログ信号 (波形) の電荷積分値をデータとして保存しており, TKO 32ch 電荷積分 ADC モジュールを使用している。MIP 粒子 (パイオン) の電荷 Q_{MIP} からペDESTALの電荷 Q_{Ped} を差し引いて MIP 粒子のエネルギー損失 (2 MeV/cm) になるようなファクター Q_{ADC} をかけることで変換する。変換式を式 4.3 に示す。ただし, z はシンチレーションカウンタの厚み (cm) を表す。ファクター Q_{ADC} は式 4.4 で計算できる。

$$dE = (Q - Q_{Ped})Q_{ADC} \quad (4.3)$$

$$Q_{ADC} = \frac{2.0 \times z}{Q_{MIP} - Q_{Ped}} \quad (4.4)$$

Q_{Ped} , Q_{MIP} は MIP 粒子 (パイオン) であるイベントの ADC 分布からランダウフィットをして評価する。QDC 変換パラメータは温度変化により実験中にわずかに変化するため, 数時間ごとのデータごとに評価

する必要がある。MIP 粒子 (パイオン) であるイベントにおける T0(セグメント 0, PMT_{up} と PMT_{down}) シンチレーションカウンタの ADC 較正前の電荷分布を図 4.10 に示す。赤線が Q_{MIP} のランダウフィットで、100qdc ch 手前のピークがベデスタルを表している。

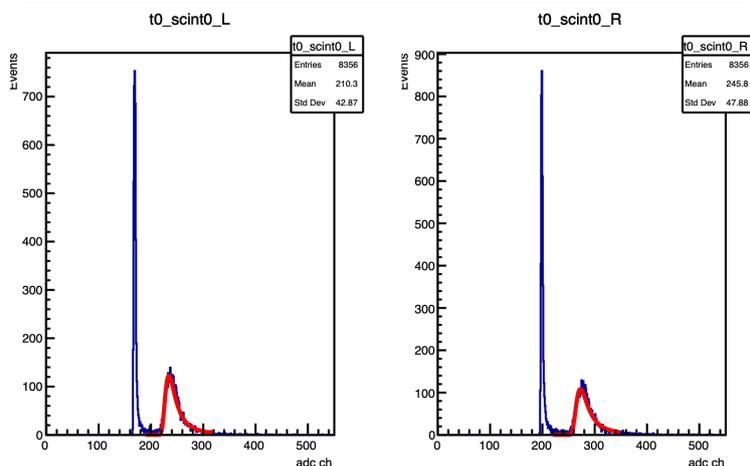


図 4.10: T0(セグメント 0, PMT_{up} と PMT_{down}) の ADC 較正前の電荷分布 (Run762)

■ time walk correction

シンチレーションカウンタは 1 セグメント当たり両端に PMT(あるいは MPPC) が設置されており、電荷信号、時間情報がそれぞれ記録される。この 4 つの情報から正しいヒットタイミングとエネルギー損失を決定するが、シンチレータの端ではタイムウォーク効果が生じる。これは電荷が小さいと、閾値を越えるまでの時間に遅れが生じる効果のことであり、電荷情報 dE と組み合わせた関数で補正を行う必要がある。具体的には、式 4.5 で表せる。 t_c は補正後の時間、 t は補正前の時間、 $P_i (i = 0, 1, 2)$ はフィットパラメータであり、イテレーションすることで精度良く補正できる。タイムウォーク効果の補正前後の例を図 4.11 に示す。

$$t_c = t + p_0 + \frac{p_1}{\sqrt{dE}} + p_2 \times dE \quad (4.5)$$

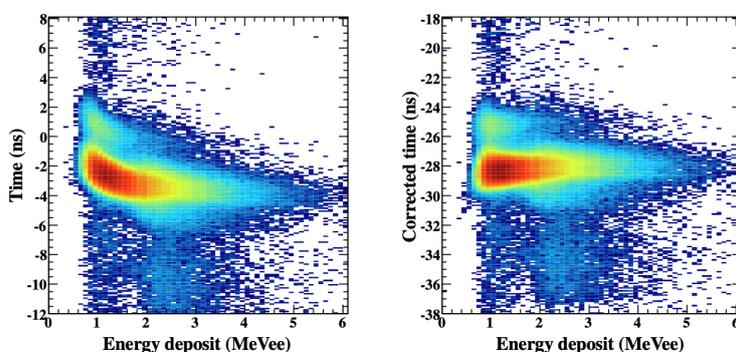


図 4.11: time walk 効果の補正前 (左), 補正後 (右)

■ 検出器のヒット時間と電荷の定義

検出器のヒット位置での時間とエネルギーはシンチレータでの光の移動と減衰を考えると、式 4.6, 式 4.7 で表せる。 l は $PMT_{u,d}$ からの距離, L はシンチレータの長さ, v は光速, τ は減衰係数としている。

$$l = \frac{t_u - t_d}{2v} \quad (4.6)$$

$$dE_{u,d} = A \exp\left(-\frac{l}{\tau}\right) \left(+ B \exp\left(-\frac{2L-l}{\tau}\right) \right) \quad (4.7)$$

式 4.6 を $t_{u,d}$ について解くと,

$$t_u = 2lv + t_d \quad (4.8)$$

$$t_d = -2lv + t_u \quad (4.9)$$

である。これを用いて,

$$\begin{aligned} t_m &\equiv \frac{t_u + t_d}{2} \\ &= \frac{(2lv + t_d) + (-2lv + t_u)}{2} \\ &= \frac{t_d + t_u}{2} \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\begin{aligned} dE_m &\equiv \sqrt{dE_u \times dE_d} \\ &= \sqrt{A \exp\left(-\frac{l}{\tau}\right) \times B \exp\left(-\frac{2L-l}{\tau}\right)} \\ &= \sqrt{\exp\left(-\frac{2L}{\tau}\right)} \end{aligned} \quad (4.11)$$

と定義すると、ヒット時間情報 t_m とエネルギー情報 dE_m は位置 l に依存しないことから、raw データからの変換とタイムウォーク効果の補正後、検出器のヒット時間情報、エネルギー情報は t_m, dE_m を使用する。このような処理を終えた後の dE/dX と ToF の関係を図 4.12 に示す。TOF が 0 ns , dE/dX が 2 MeV 付近にピークが見えており、MIP 粒子 (パイオン) が観測される。また、陽子、重陽子も見えている。

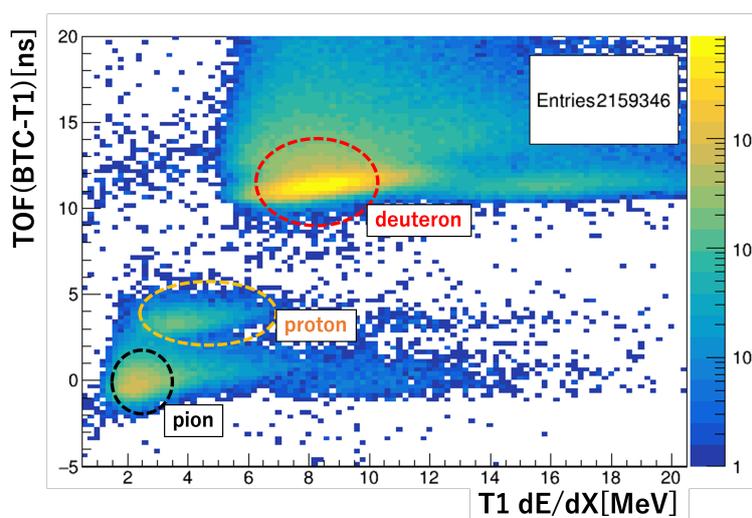


図 4.12: 重陽子のスタディ (Run807) における dE/dX と TOF の関係

4.3.3 レンジカウンタ応答 データ解析

レンジカウンタについて 4.1 で述べたが, K1.8BR ビームラインの下流に位置し, $1\text{ GeV}/c$ の (反) 重陽子を停止させて応答理解のために早稲田から持ち込み設置した 8 層の検出器である。BHT と T1 間 TOF と AC により粒子選択し, パイオンと重陽子ライクなイベントにおけるレンジカウンタ応答 (イベントディスプレイと二次元分布) を図 4.13, 図 4.14 に示す。パイオンライクな事象においては, 各層のエネルギー分布が MIP 粒子の落とすエネルギー 8 MeV であることからレンジカウンタを通過していると確認できる。一方, 重陽子ライクな事象においては層が増えるにつれて落とすエネルギーが増え 5 層目からピークがないことから, 4 層目でエネルギーを落とし切って停止していると確認できる。

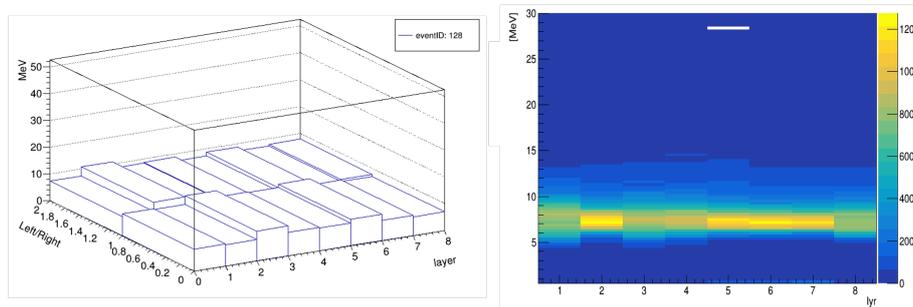


図 4.13: 重陽子のスタディ (Run807) における pion-like 事象のレンジカウンタ応答

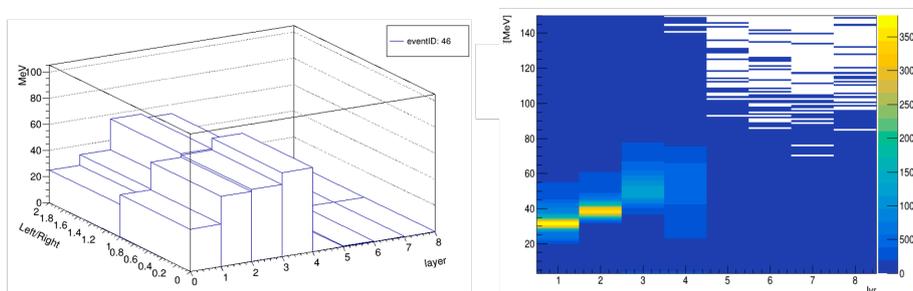


図 4.14: 重陽子のスタディ (Run807) における deuteron-like 事象のレンジカウンタ応答

ただし, 解析の際にいくつか問題があることがわかった。1 つは重陽子であると粒子選択した事象のうち半分程度はレンジカウンタに信号が来ていなかったことである。原因として, E73 実験のターゲットである CDS 内部ステーションがステンレス容器できており, ビームの位置によっては物質量が高い材質に当たり途中で停止している可能性が考えられる。3 章で述べたターゲットステーションは $\phi 100\text{ mm}$ の円柱が 400 mm と, $\phi 250\text{ mm}$ にまで広がる円錐上のステンレスがビーム軸中心にある。実際, ターゲットセルの手前に設置してあるドリフトチェンバー BPC のビームプロファイルと組み合わせてレンジカウンタの応答を見てみると, ビーム軸中心から 2 cm 以上離れたビームプロファイルの場合, レンジカウンタに来ていない応答が見え始め, 5 cm 以上離れているとほとんどレンジカウンタに来ていない結果となった。もう 1 つは, レンジカウンタのキャリブレーションについてである。3 章で述べたレンジカウンタは幅が 12 cm のプラスチックシンチレータであるが, これは 2 つのシンチレータを横に並べて自作したものである。そのため, シンチレータの設置や

加工精度による個体差によりシンチレータによってわずかにゲインが異なる問題が生じた。これは早稲田のテストではミュオンを使用していたため気づかなかったが、ビームテストによりゲイン差が顕著に現れた。これは、他の検出器から得たビーム粒子の位置でシンチレータを特定し、ゲインをそれぞれ解析で合わせることで対処を行なった。

■ シミュレーションによる理解

シミュレーションで実装し、レンジカウンタの応答を確認した。10 万イベント照射した結果を図 4.15 に示す。シミュレーションの詳細は次の章で述べることにするが、パイオンと重陽子についてレンジカウンタの通過/停止点応答が大まかに一致した。データの方がエネルギー分解能が悪い結果となった。これはシミュレーションではターゲットステーションが正確に再現できておらず、前述したようにステンレスの通過度合いが粒子によって違うためエネルギー分解能が悪く出ていると考えられる。

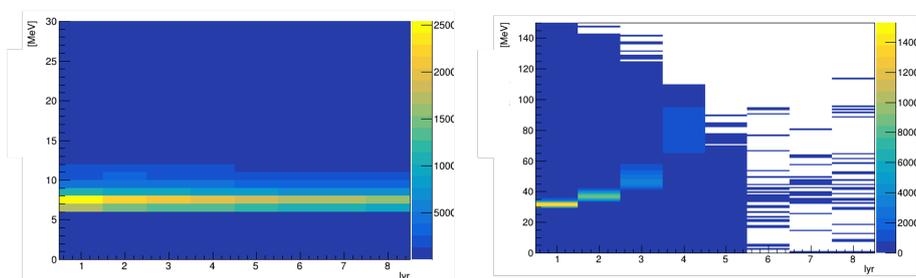


図 4.15: シミュレーションによるレンジカウンタ応答, (左)pion 事象, (右)deuteron 事象

4.3.4 反陽子レートスタディ

Phase-2 LArTPC 試験では DAQ 最大レート ($< 100\text{Hz}$), ビームレート耐性 ($< 10\text{kHz}$), ビームタイム ($<$ 現実的に要求できる時間) に制限があることから, 反陽子がビームレート耐性を越えないビームで DAQ レート最大の Hz でデータ取得, さらに可能な限りの S/N であることが望ましい。スリットの構成を変えたレートと S/N の変化を図 4.16 に示す。S/N はスケーラーでカウントした proton トリガーと Beam2 トリガーの proton トリガー Veto の比で定義している。構成 1~6 については以下に示す。

- 1: Default IF-X $[109.9, -109.9]\text{mm}$, IF-Y $[1.81, -2.18]\text{mm}$, MS1 $[2.35, -2.36]\text{mm}$
- 2: IF-y and MS1 1/2
- 3: IF-y and MS1 1/4
- 4: IF-y 1/8 and MS1 1/4
- 5: Closing IF-Y
- 6: IF-y 1/3

構成 1 から 6 にかけて, $10^5/\text{spill}$ から $10^3/\text{spill}$ 程度まで減少し, S/N は 1:2 から 1:1 程度まで向上している。IF-y, MS1 スリットを絞ることで収量が上がることが確認できる。構成 6 でデータ取得すれば, 反陽子がビームレート耐性を越えないビームであり, S/N は 1:1 で取得できる結果となった。

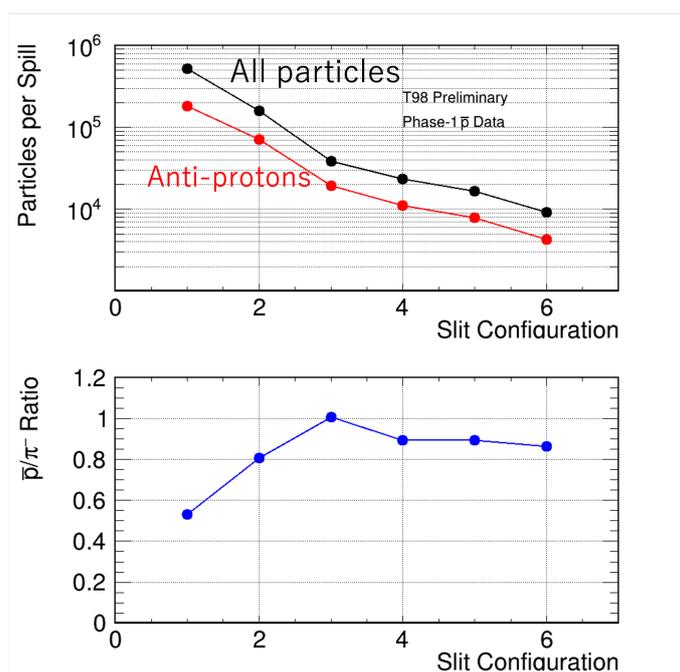


図 4.16: 反陽子ビームレートと S/N におけるスリットの依存性

4.3.5 反重陽子生成量解析

反重陽子の生成量は取得したイベントのうち、検出器の TOF, dE/dX で評価を行う。ただし、加速器には高周波電場が用いられておりバンチによって大量のパイオンが降り注いでくるため、適切にバックグラウンドを除去して生成量を評価する必要がある。そこでマルチヒットの処理, 事前選択, イベント選択を行なった。以下ではそれぞれ行なったことを述べる。

■マルチヒットの処理

生成量を TDC のデータのタイムウィンドウ間に複数の粒子が通過することがあり、マルチヒットと呼んでいる。粒子が通過すると大抵 1, 2 セグメントがヒットするが、電荷の大きい信号の場合はクロストークで隣のチャンネルに fake ヒットを残し、ヒット数は 2 倍になる。以上の理由から、上流に位置する BHT では、図 4.17 に示すように重陽子 (Run807) のマルチヒット数は 1~9 ヒットに対し反重陽子スタディ (Run832) のマルチヒット数は 1~20 ヒットにもなる。マルチヒットの複数の時間情報から正しく時間情報を得るために TOT による処理とクラスタリングによる処理の 2 つを行なった。

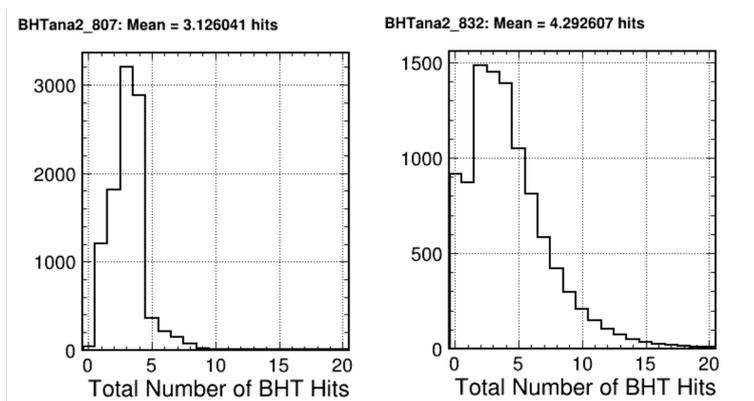


図 4.17: BHT におけるマルチヒット数分布
(左) 重陽子スタディ (Run807), (右) 反重陽子スタディ (Run832)

- TOT による Fake ヒットの除去

TOT とはヒット波形の立ち下がりとしち上がりの差で定義しており、波形が大きいほど TOT も大きくなるため、電荷に依存する。重陽子スタディの全マルチヒットにおける TOF と TOT の関係を図 4.18 に示す。ただし、縦軸の TOT は 1 セグメントの $TOT(TOT_{up}, TOT_{down})$ に対して、平均値 $\frac{TOT_{up} + TOT_{down}}{2 \times 1000}$ で定義している。TOT の 22, 16, 14 付近のピークは重陽子, 陽子, パイオンであり, 10 以下のピークはそれぞれの粒子の TOF の $10ns$ 程度あとに見える。これが近隣のセグメントの信号の反射によるクロストークを表している。このクロストーク部分のカットにより, パイオン起因のバックグラウンドの大部分を落とす。

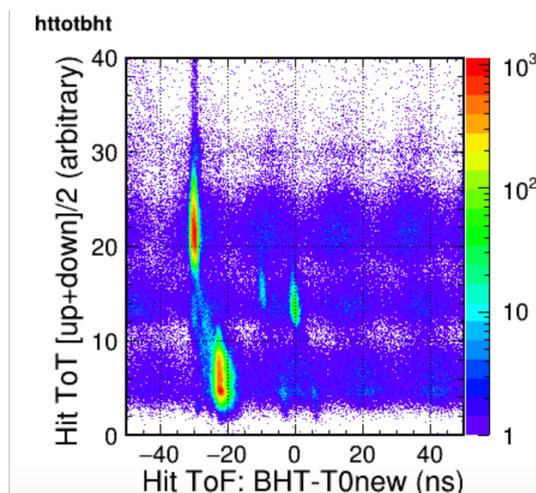


図 4.18: 重陽子スタディ (Run807) における BHT の TOT 数分布

- クラスタリングによる TOF 選択

TOT による処理後, セグメントが 63 の BHT を用いてクラスタリングを作成した。(反) 重陽子は $-28ns$ にピークがあることと, 真の (反) 重陽子信号が BHT に残す信号はチャンネルが隣り合う最大 4 つのヒットであることを考慮して, 以下のアルゴリズムを用いた。

1. チャンネル番号を下位からスキャンして $[-50,50]ns$ のヒットを探す (seed ヒット)。
2. seed ヒットの次のチャンネル番号をスキャンして seed の TOF が $\pm 12 ns$ を満たすヒットを探す。
3. ヒットが見つからなければ終了
4. 見つかった場合 2 に戻る (最大クラスターサイズは 4)。
5. クラスター内で最も早い (TOF が最長値の) ヒットを基準に $+2 ns$ 以内のヒットを True ヒット, それ以上のものは Fake ヒットとみなして, True ヒットについてチャンネル番号および TOF の平均値を計算する。

実際に実装した結果の例を図 4.19 に示す。黒が Fake ヒット, 青が True ヒット, 赤が 1~5 の実装により決まった TOF を意味している。(反) 重陽子は $-28ns$ にピークがのるため, 粒子選択が行えているように見える。

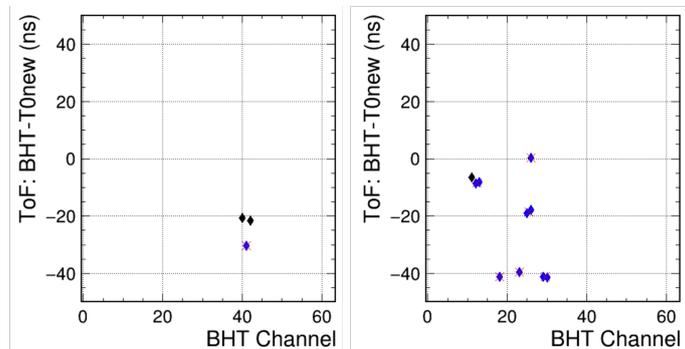


図 4.19: BHT におけるクラスタリング

(左) 重陽子スタディ (Run807), (右) 反重陽子スタディ (Run832)

■イベント事前選択

マルチヒット処理後のイベントに対して、TDC にデータが詰まっていること、(反) 重陽子トリガービットが立っていること、運動量が $1 \pm 0.1 \text{ GeV}/c$ 、ビームが中心 (ドリフトチェンバー BPC の XY 平面がそれぞれ中心 -5 cm 以上 5 cm 未満) のヒットであることを要求し、下処理を行なった。各カットをかけた時のイベント数の推移を表 4.4 に示す。全イベント数から重陽子スタディデータは 65.8%, 反重陽子スタディデータは 20.1% に減少した。事前処理後の BHT-T1 TOF と BHT TOT の関係を図 4.20 に示す。赤のボックス内の領域を (反) 重陽子の信号領域として、黒のボックス内の領域をサイドバンドと定義している。

Event selection	Deuteron Run	Antideuteron Run
All events	1079673 (100%)	10854672 (100%)
Good TDC data	1079673 (100%)	8745914 (80.6%)
ToF trigger confirmation	1016104 (94.1%)	6121114 (56.4%)
Track momentum (0.9-1.1 GeV/c)	947296 (87.7%)	4166053 (38.4%)
BPC beam position $[-5,5] \text{ cm}$	710281 (65.8%)	2180813 (20.1%)

表 4.4: 事前選択の条件とに (反) 重陽子スタディで残ったイベント数のまとめ

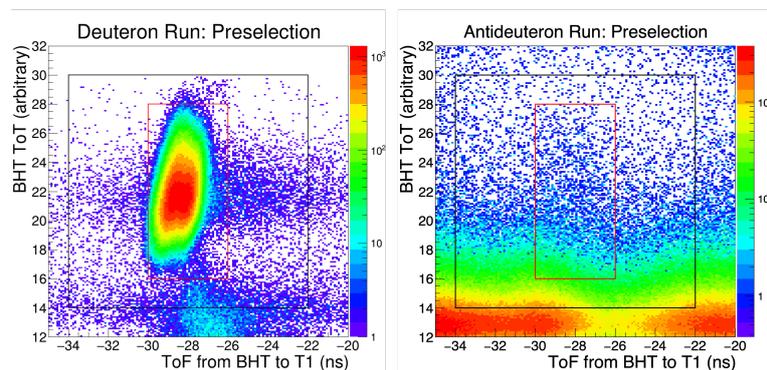


図 4.20: 事前選択後の T1 TOF と BHT TOT の関係
(左) 重陽子スタディ, (右) 反重陽子スタディ

■イベント選択

偏ったカットを行わないで公正に評価するために、信号領域 (Signal region) をブラックボックスとして隠し、サイドバンド (Side Bend) を見ながらカットしていった。(簡易的な blind 解析)

カットは TOF が π 中間子 $[-2,2] \text{ ns}$, 陽子 $[-11,-8] \text{ ns}$ でないチェック, 重陽子データから定義した (反) 重陽子信号の dE/dX のチェック, また同一の粒子であることを確認するために検出器のヒット位置の整合性のチェックを行った。カット条件と信号領域, サイドバンド領域に残ったイベント数の詳細を表 4.5 に示す。全てのカットをかけた後のプロットを図 4.21 に示す。

重陽子は粒子がカット前のイベントの 87% の残留している, すなわち粒子選択が正しいことを示唆しているにもかかわらず, 反重陽子は残量が 1 イベントのみとなった。

Selection cut	Deuteron Run	Antideuteron Run	
	Signal Box	Signal Box	Side Band
After the preselection	687026 (100%)	10644 (100%)	135973 (100%)
No ToF in [-2,2], [-11,-8] ns	681046 (99.1%)	1362 (12.8%)	17233 (12.7%)
T0 Energy (5-9 MeV)	667886 (97.2%)	23 (0.22%)	311 (0.229%)
T1 Energy (7-12 MeV)	634498 (92.4%)	6 (0.06%)	58 (0.042%)
T1 and BPC consistency	629154 (91.6%)	5 (0.05%)	26 (0.019%)
DEF Energy (1.7-3.6 MeV)	603880 (87.9%)	2 (0.02%)	9 (0.007%)
DEF ToF [1.2,3.0] ns	603413 (87.8%)	1 (0.01%)	1 (0.001%)

表 4.5: 粒子選択のカット条件と (反) 重陽子スタディで Signal/Side Box に残ったイベント数のまとめ

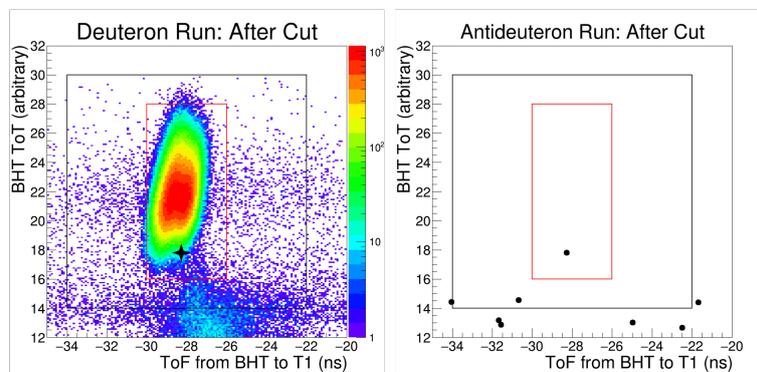


図 4.21: イベント選択後の T1 TOF と BHT TOT の関係
 (左) 重陽子スタディ, (右) 反重陽子スタディ

4.4 4章の考察

4.4.1 反重陽子生成量評価

Phase-1での反重陽子の評価に当たって、Phase-2で実験を提案するための要求値が存在し、Phase-2での制限を満たすようなレートであるかが一つ重要な考察事項となる。まず、LArTPCの運転には2つの制限がある。一つは読み出し電子回路によるDAQレート(<100Hz)、もう一つはLArTPCのパイルアップを避けるための全ビーム粒子レート(<10kHz)である。今回、Phase-1の反重陽子調整運転ではトリガーレートが8kHz、ビーム粒子レートが1.5MHzであった。Phase-2でのビームタイムを4時間と仮定すると、4時間で1イベントの反重陽子を観測するためにはビーム粒子のレートの方が制限が強いため4時間、10kHzでデータ取得して1イベント観測する要求を考えればよい。これはPhase-1において2時間で1.5MHzのレート粒子の中に75イベントの反重陽子を観測することと同等の意味をなす。従ってPhase-2を実施するためには今回少なくとも~100イベントの信号があれば良いことになる。

結果としては、今回Phase-1の解析で残った反重陽子の可能性のあるイベントは1イベントであった。これが仮に真の信号であったとすると、データ取得が1093spillであることから、換算すると $0.9 \times 10^{-3}/spill$ のレートになる。仮に反重陽子候補が真の信号であったとしてもPhase-2でこの信号を観測するためには少なくとも200時間のビーム照射が必要である。これはJ-PARCで実験をするに当たって、現実的ではない提案でありK1.8BRビームラインでの反重陽子の観測は困難であると考えられる。

また、残った1イベントについて、バックグラウンドとなる大量のパイオンが検出器に叩き出されて生成した低速陽子の可能性も考えられる。重陽子スタディ、反重陽子スタディのDEF-T1 TOF-DEF dE/dXプロットに、低速運動量(<1GeV/c)の陽子がDEF検出器を通過した時のDEF-T1 TOFとDEF dE/dXを黒点に描いたものを図4.22に示す。ただし、この点はベテ・ブロッホの式と $\beta = \sqrt{\frac{p^2}{m^2+p^2}}$ から求めた計算値である。黒点の斜めに走る傾向はD5電磁石より上流のBHTでは見えていないが(図4.20)、D5電磁石より下流のDEFで見えているためD5で叩き出されている可能性がある。また、(反)重陽子の領域と黒点のラインが被っており、この領域の運動量陽子の場合には、表4.5のカットで除去は困難である。

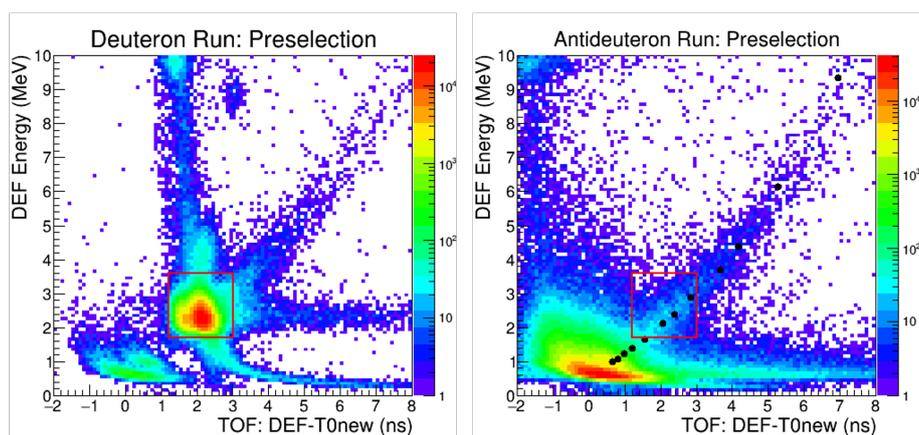


図 4.22: DEFにおけるカット前のTOFとdE/dXの関係
(左) 重陽子スタディ, (右) 反重陽子スタディ

5 T98 実験 液体アルゴンへの照射試験 (Phase-2)

5.1 検討課題

4章で述べた Phase-1 結果を受けて Phase-2 では反陽子のみ提案する。したがって、反陽子の応答を理解することが重要になってくる。Phase-2 実施時期については、J-PARC のビームが出る時期や他の実験の準備、優先順位との兼ね合いで不定性がある。我々としては、南極フライトスタディに向けて 2025 年度以降は次期気球工学試験に注力する可能性が高いことなどのタイムスケジュールを考慮すると 2024 年度中に行い、次の技術検証に繋げていきたいと考えている。

シミュレーションにより反陽子の応答理解を進める上でジオメトリ構成の情報が必要になってくる。ビームラインの構成については大きく分けて 2 パターンある。これは 2024 年の夏 (7 月から 11 月あたり) のシャットダウン中に E73 実験の CDS 電磁石検出器を E72 実験のハイペロン電磁石検出器に入れ替える作業があり、状況によって構成が変わるからである。すなわちシャットダウン前に実施する場合は CDS 電磁石検出器があり、基本的に Phase-1 のセットアップと同様の配置で行うことになる。シャットダウン後に実施する場合はハイペロン電磁石検出器の後ろに容器を置くことになる。E72 実験は 2024 年秋から冬にかけてをコミッショニング、インストール期間としており、物質としては最初は中身がほとんど空の囲いであるが、2024 年 9 月あたりに電磁石のインストール、2025 年 1 月あたりに TPC のインストール予定なので、徐々に前置検出器の物質が増えていく状況にある。シャットダウン前後の K1.8BR ビームライン Phase-2 実施構成を図 5.1 に示す。

以上より、これらの前置検出器の Phase-2 への影響や、要求すべき運動量、時間などを検討する必要がある。今回は主にこの観点でシミュレーション研究を行い、最適な設定や値の見積もりを検討課題とし、シミュレーション研究を行なった。

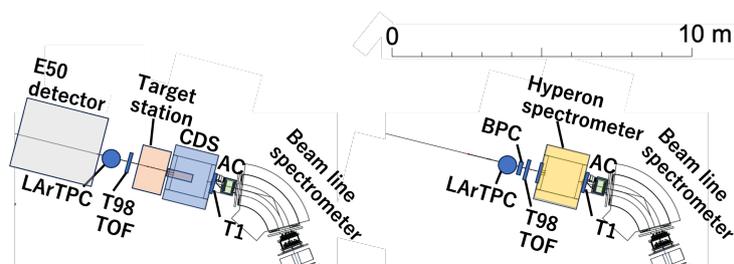


図 5.1: Phase-2 K1.8BR ビームライン下流構成案
(左) シャットダウン前, (右) シャットダウン後

5.2 Geant4 Simulation

今回は Geant4 ソフトウェアを用いてシミュレーション研究を行った。モンテカルロ法を用いて物質中における粒子の飛跡をシミュレーションすることができるシミュレーションソフトウェアであり、パッケージは v.4.10.2.p03 を使用した。基本的に 3 次元空間にジオメトリを入れて粒子を適当に打ち込むことで、どこでどのような反応が起こったのかの情報を知ることができる。K1.8BR ビームラインの下流のジオメトリを再現し、反陽子を打ち込んでスタディした。

■ジオメトリ

シャットダウン前, 後のジオメトリを表 5.1, 図 5.2 に示す。

表 5.1: Geant4 で再現した検出器と設置位置
(左) シャットダウン前, (右) シャットダウン後

シャットダウン前	材質	ビーム軸厚み (cm)	ビーム軸座標 (cm)	シャットダウン後	材質	ビーム軸厚み (cm)	ビーム軸座標 (cm)
T0 シンチレータ	プラスチック	1	-110	-	-	-	-
AC	エアロゲル	12	-102	AC	エアロゲル	12	-102
T1 シンチレータ	プラスチック	1	-80	T1 シンチレータ	プラスチック	1	-80
BPC ドリフトチェンバー	Ar:76%, C ₄ H ₁₀ : 20%	5	-17.6	BPC ドリフトチェンバー	Ar:76% C ₄ H ₁₀ : 20%	5	160
DEF シンチレータ	プラスチック	1	-13.5	-	-	-	-
CDS System	鉄, アルミ, 3 ヘリウム etc	133	0	-	-	-	-
VETO シンチレータ	プラスチック	1	100	VETO シンチレータ	プラスチック	1	100
BTC シンチレータ	プラスチック	1	150	-	-	-	-
LAr Setup	LAr	50	200	LAr Setup	LAr	50	200
-	-	-	-	T98 シンチレータ	プラスチック	1	150

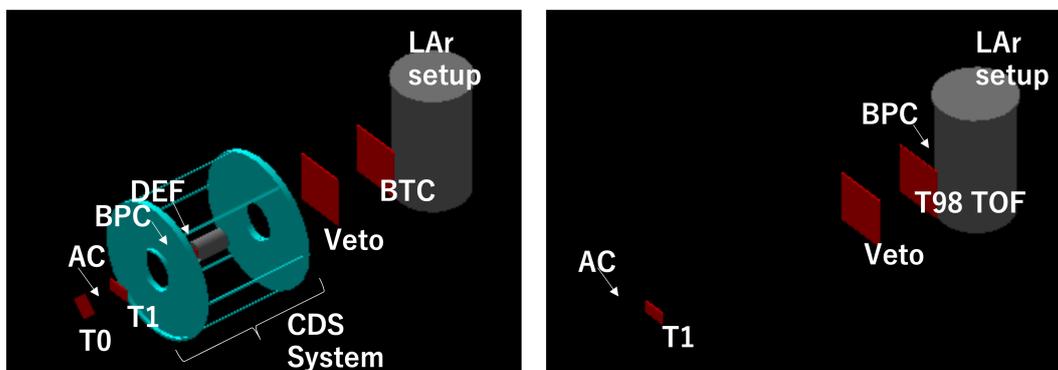


図 5.2: Geant4 で再現したジオメトリ
(左) シャットダウン前, (右) シャットダウン後

LArTPC は φ500mm のステンレス真空容器の中に LAr を充填し, 30cm 角立方体の TPC を設置することで実現する。詳細を表 5.2, 図 5.3 に示す。

構成	サイズ
ステンレス真空容器	φ 500mm, 高さ 1000mm
LAr	φ 500mm, 高さ 650mm
GAr	φ 500mm, 高さ 650mm
LArTPC	30cm x 30cm x 30cm

表 5.2: LAr 容器構成要素

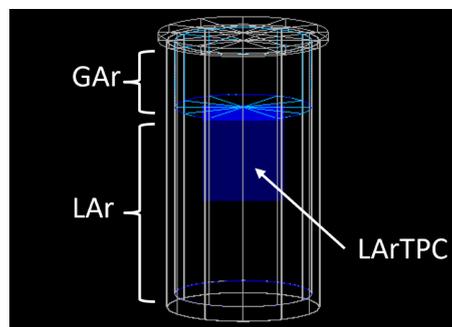


図 5.3: LAr 容器セットアップ

■ビーム照射

照射する粒子について、粒子の種類、照射数、照射位置、照射方向、照射運動量などをカスタマイズすることができる。今回粒子の種類は反陽子、照射数は 100,000 イベントとした。BLC ドリフトチェンバーで解析した照射位置、照射方向、照射運動量については Phase-1 のデータを反映させている。BLC2 ドリフトチェンバーであるビーム軸座標-130cm で照射している。座標分布、傾き分布、運動量分布を図 5.4 に示す。ただし、取得した反陽子データ (Run823) のビーム座標と傾きの中心をビーム軸に補正している。マグネットの調整でビームの位置や傾きを変えられることから、ビームの広がりは残しつつビーム軸方向に照射するのがシミュレーションとしてはベターであると考え。補正は、図 5.4 の各プロファイルの平均値 x , y を原点中心にするような補正項を値に追加することで行った。

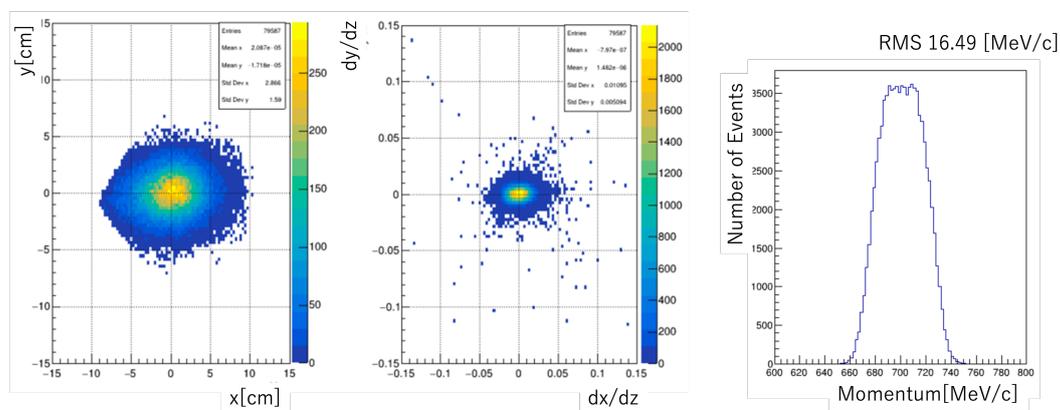


図 5.4: ビームプロファイルデータ

5.3 ビームライン構成の違いによる LAr 容器への影響

0.7 GeV/c でビームを 100,000 イベント照射した場合のシャットダウン前後の LAr 容器原子核捕獲事象分布を図 5.5 に示す。ただし、ビームは負の座標から正の座標の方向に打ち込んでいる。左図の 2 つの黒丸は容器の内側と外側のステンレスに対応し、右図の四角い黒線はステンレス真空容器の断面を表している。両図共通の四角い黒線は LArTPC を表している。0.7 GeV/c 照射を要求した場合、捕獲点は LArTPC のほぼ中心となる。また、シャットダウン前後での LArTPC にヒットしたイベント数はそれぞれ 42049, 43006 であった。シャットダウン前後で LArTPC 内のピーク値に大きく変化は見られなかった。これはシャットダウン前から後にかけて CDS と 1.3 cm のシンチレータの物質量の減少を意味しており、CDS もビームラインは物質量をほとんどない状態に抑えていることから妥当である。

ただし、CDS においてシミュレーションでの再現が不十分である問題が存在している。実際には 2 章で述べたような構成のうちターゲットステーションやターゲットセル周りのファイバーが実装されていない。これらの影響を調べるために、シミュレーションの再現性の検討として、CDS を入れた Phase-1 セットアップで実装した結果とデータを比較してみる。運動量については前章で述べた Phase-1 レンジカウンタの停止層一致はレンジカウンタへの入射運動量がおおよそ一致していることを意味している。ビーム軌道については、下流でのビームプロファイルによる中心値が Phase-1 データと Phase-1 シミュレーションでピークが 5 mm

ほどの精度で一致していた。ヒット数については前章で述べたようにレンジカウンタで停止するような速度の遅い重陽子の場合にはデータ取得効率が 50% であるが、シミュレーションでは 60% であった。以上のことから、Phase-1 のレンジカウンタが受ける入射運動量、ビーム軌道については、おおよそあっており、ただしヒット数については、レンジカウンタで停止するような速度の遅い重い重陽子の場合、再現できずシミュレーションの方がヒット数が 10% 多かった。以上の比較より、CDS の再現の不足がある状況でシャットダウン前の構成を再現することに関しては上記の Phase-1 と同じ議論ができるので、入射運動量、ビーム軌道は再現できて、waseda target で停止するような速度の重い粒子の場合ヒット数は減少する傾向にあることが予想される。Phase-2 のターゲット粒子が重陽子ではなく質量としてはさらに中性子分質量の小さい反陽子であり、 β を同等と考えると、ヒット数はシミュレーションのデータより 10% 程度減少する可能性がある。ただし、反陽子の場合には十分なレートが期待されるので問題はない。

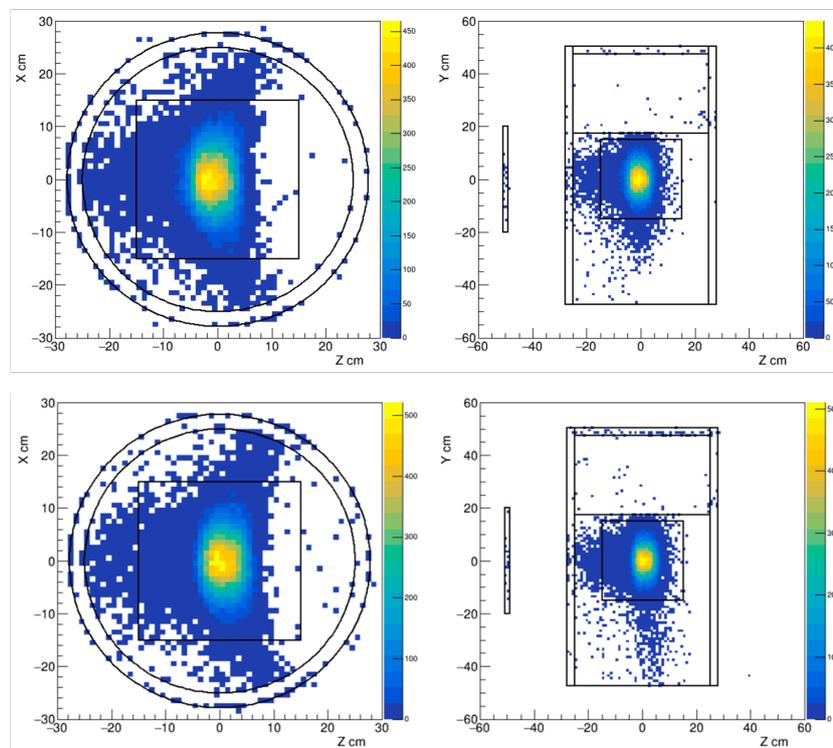


図 5.5: LAr 容器原子核捕獲事象分布
(上) シャットダウン前, (下) シャットダウン後

5.4 ビーム運動量の違いによる LAr 容器への影響

5.3 の議論より, 以下ではシャットダウン後のセットアップにおける結果のみを載せることにする。反陽子ビームを 100,000 イベント照射した時の LArTPC 内原子核捕獲事象分布の運動量変化を図 5.6 に示す。ただし, ビームは負の座標から正の座標の方向に打ち込んだ。0.65~0.75 GeV/c を要求した場合, LArTPC 内部で停止する結果となった。また, それぞれのヒット数と, 原子核捕獲率を表 5.3 に示す。

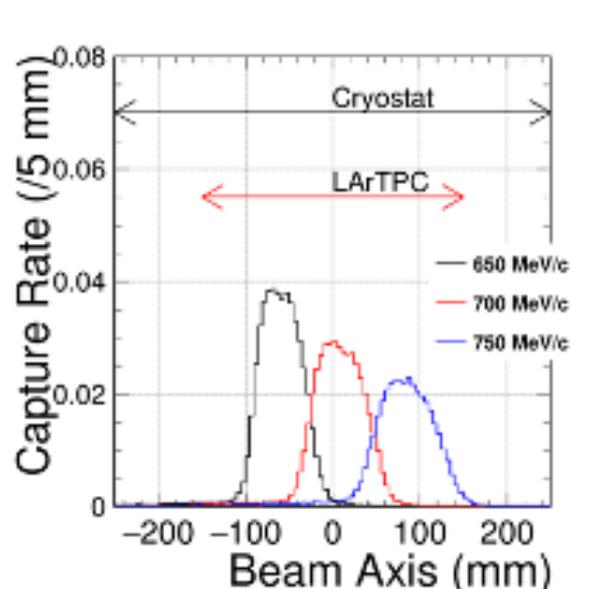


図 5.6: LAr 容器原子核捕獲事象分布の運動量変化

表 5.3: LArTPC ヒット数と原子核捕獲率の運動量変化

ビーム運動量 (MeV/c)	LArTPC 入射運動量 (MeV/c)	LArTPC ヒット数	LArTPC 内原子核捕獲事象数	LArTPC 内捕獲率
650	465	61065 ± 247	48645 ± 220	0.79661 ± 0.00868
700	563	66179 ± 257	44831 ± 211	0.67742 ± 0.00892
750	625	62959 ± 251	36934 ± 192	0.58663 ± 0.00985

運動量が大きいくほど, 停止するまでの距離が伸びていることがわかる。一方, 原子核捕獲率は減っており, LAr への入射運動量が小さいほど原子核捕獲事象のデータを得ることを意味する。各運動量の原子核捕獲事象分布を図 5.7 に示す。

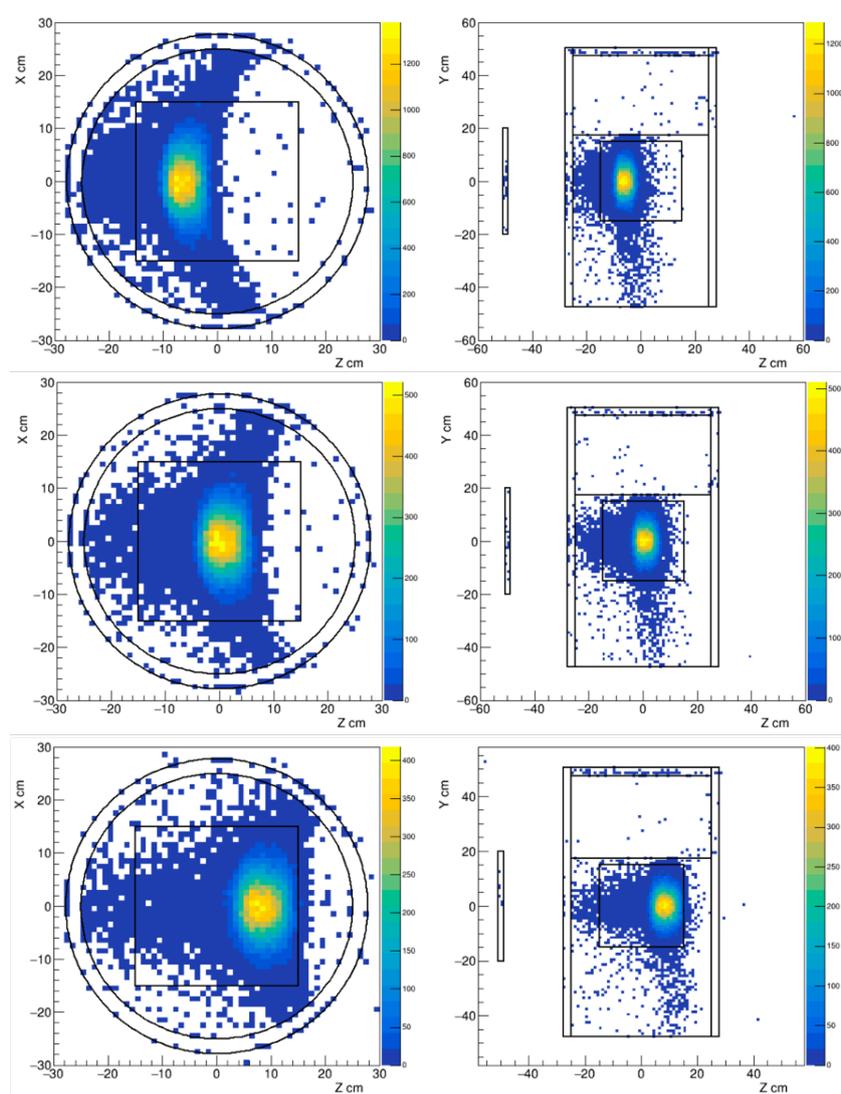


図 5.7: 原子核捕獲事象分布
(上)650 MeV/c, (中)700 MeV/c, (下)750 MeV/c

5.5 その他 Phase-2 で期待される信号におけるシミュレーション研究

5.5.1 原子核捕獲事象の内訳

原子核捕獲事象のうち、一次反応で捕獲される事象と一次反応で非弾性散乱が起こり出てきた二次粒子が反陽子の場合、捕獲される事象がある。0.7 GeV/c 反陽子を 100,000 イベント照射したうち、それぞれ 40902, 2037 事象の合計 429439 事象が原子核捕獲事象であった。すなわち後者は前者の 4% 程度で起こる。原子核捕獲事象分布を以上の分類分けしたものを図 5.8 に分布を示す。非弾性散乱後に反陽子が生成した場合のエネルギーは一次反応で捕獲される反陽子のエネルギーより低くなるため上流側で停止していることが表れている。

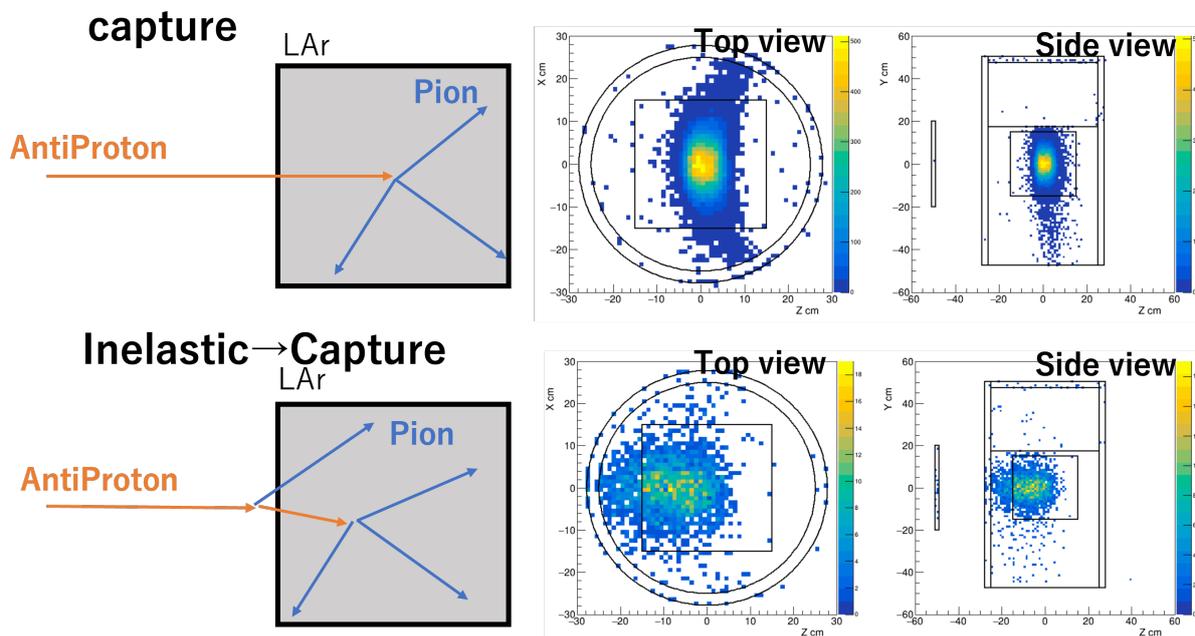


図 5.8: 過程の違いによる反重陽子原子核捕獲事象分布

5.5.2 イベントディスプレイ

5.5.1 で述べたように、図 5.8 のイベントの内訳として、原子核捕獲事象、非弾性散乱後に原子核捕獲される事象が存在する。実際に Phase-2 の反陽子ビームスタディ中に期待される反陽子の LArTPC 内信号を図 5.9、図 5.10、図 5.11 に示す。

■原子核捕獲事象

このイベントディスプレイでは二次生成事象として荷電 π 中間子が 3 本のトラックが見える。生成される π 中間子の平均は 3 本である。

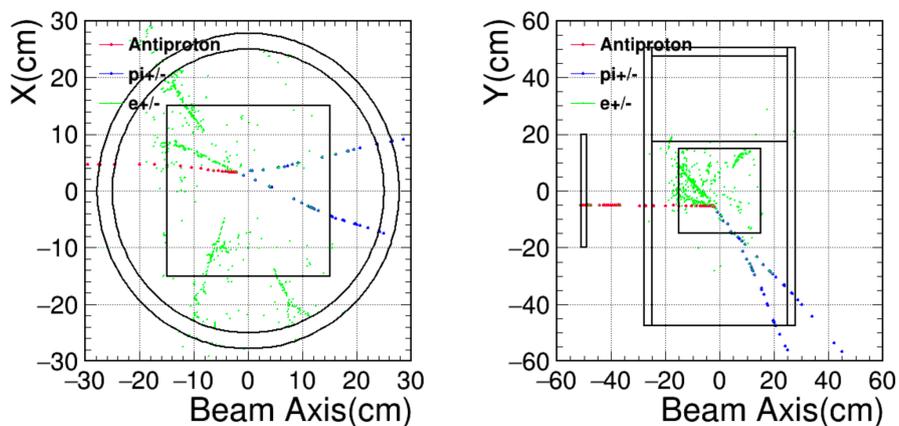


図 5.9: 原子核捕獲事象イベントディスプレイ

■非弾性散乱事象

このイベントディスプレイでは二次生成事象として荷電 π 中間子が3本のトラックが見える。非弾性散乱では荷電 π 中間子が原子核捕獲事象と同等出てくるので、停止距離と各ステップでの dE/dX で区別を行う。

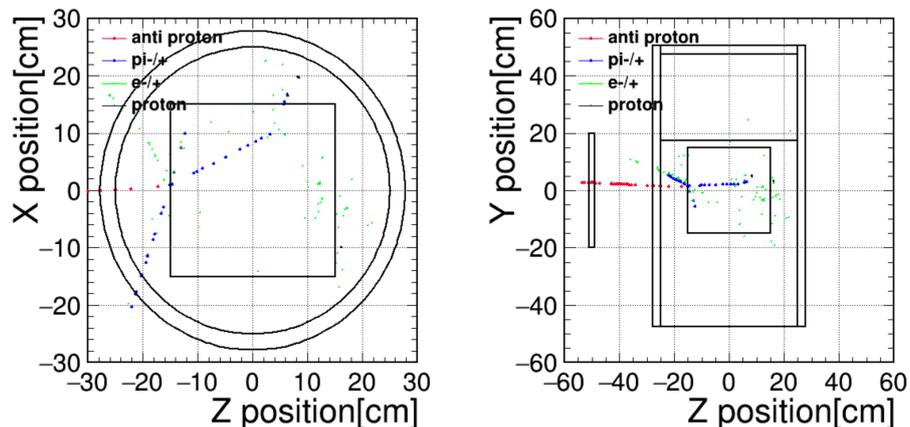


図 5.10: 非弾性散乱事象イベントディスプレイ

■非弾性散乱後原子核捕獲事象

二次生成事象として反陽子のトラックが生成し、さらに原子核捕獲されたイベントである。シミュレーションでは照射ビームに対して4%ほどの確率でこの事象がいる。

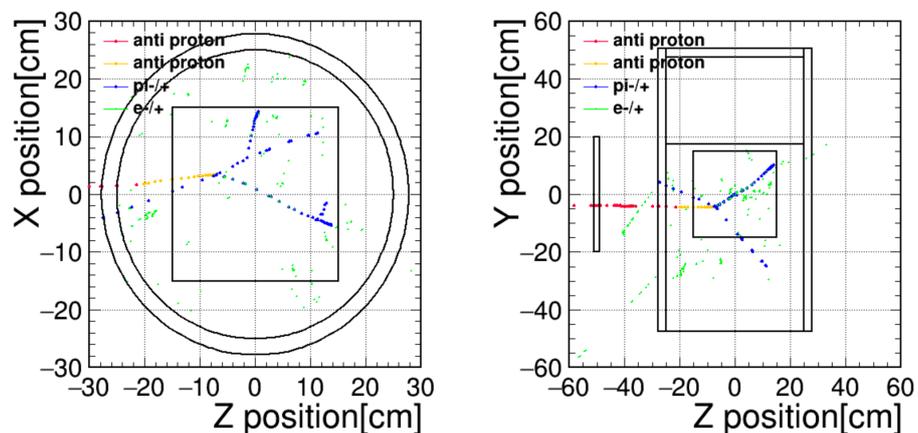


図 5.11: 非弾性散乱後原子核捕獲事象イベントディスプレイ

5.5.3 前置検出器の反応

0.7 GeV/c の反陽子を 100,000 イベント照射した時の前置検出器 (T1, Veto, T98TOF) のエネルギー損失とビーム照射してからの時間分布を図 5.12, 図 5.13 に示す。エネルギー損失について、反陽子は厚み 1 cm の各シンチレータにおよそ 4 MeV 落とす。T1, Veto, T98TOF と下流に行くほどエネルギー損失のピークが右にずれており、前置検出器からも LArTPC 地点の停止に向かって、徐々に速度が遅くなっているのがわかる。時間分布について、下流の検出器にいくほど時間分布の分散が広がっており、下流に行くほど運動量の分散が広がることがわかる。これは D5 電磁石より下流は電磁石がなく、ビーム方向の影響と検出器の物質と弾性散乱している影響が表れている。

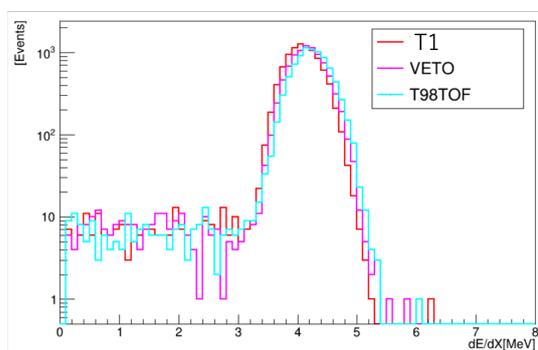


図 5.12: 前置検出器におけるエネルギー損失分布

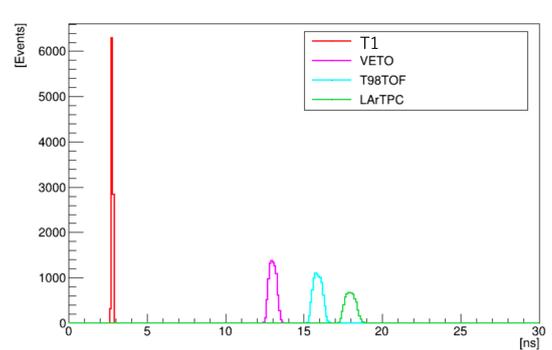


図 5.13: 前置検出器における時間分布

5.5.4 他粒子の反応

Phase-2 では反陽子に加え、GRAMS 信号事象データを得るために他の正電荷 (陽子, 重陽子) ビームも要求する。これまでの反陽子スタディと同様に、陽子, 重陽子ビームを照射し LAr 容器の応答を調べた。そのうち、0.7 GeV/c の陽子ビーム, 1.0 GeV/c の重陽子ビームにおける非弾性散乱分布を図 5.15, 図 5.14 に示す。0.7 GeV/c の陽子は反陽子同様 0.7 GeV/c で LArTPC の中心付近に停止することが期待される。1.0 GeV/c の重陽子は LArTPC の中心より少し手前で停止することが期待される。

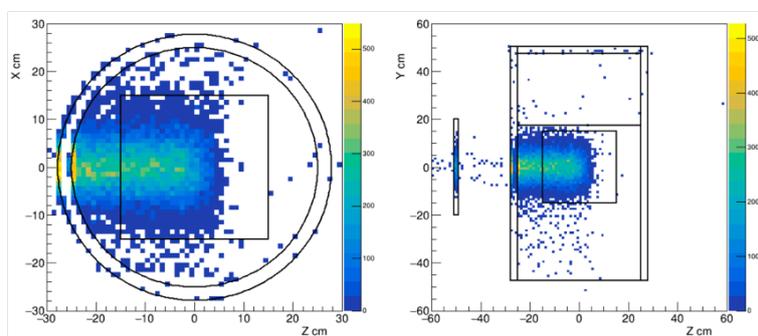


図 5.14: 0.7 GeV/c の陽子ビームにおける非弾性散乱分布

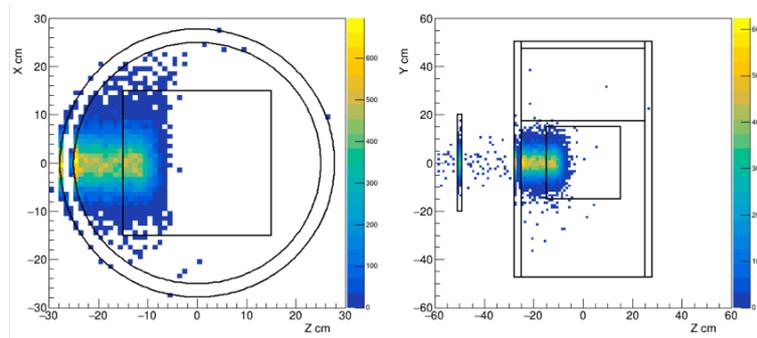


図 5.15: 1.0GeV/c の重陽子ビームにおける非弾性散乱分布

5.6 5章の考察と Phase-2 に向けた提案

5.3 章で述べたように、ビームラインの構成の違いによる LAr 容器の影響に大きな違いは見られなかった。また、5.4 章のビーム運動量変化スタディにより、700 MeV/c を要求した場合、LArTPC の中心付近に停止することが予測される結果となった。以上の結果から、どちらの構成であったとしても 700 MeV/c を要請して良いと考えられる。

また、ビームタイムのリクエストとしては、GRAMS の反陽子背景事象を理解するためには 10^5 以上のデータ数が得るタイムを要求する必要がある。LArTPC 内原子核捕獲率 (700 MeV/c) のシミュレーション結果が 43% であったことと、反陽子ビームの S/N は 4 章で述べたように 1:1 まで向上可能であること、DAQ レート耐性が 100 Hz であること、LArTPC のビームレート耐性が 1.5 MHz であること、1 スピル (5.5 sec) あたりのビーム時間がおよそ 2.2 sec であることを考慮すると (スピル効率をおよそ 1/2 とする)、6 時間要請した場合、

$$\frac{43}{100} \times \frac{1}{2} \times 100 \times \frac{1}{2} \times 6 \times 3600 = 232,220 \quad (5.1)$$

となり 5 乗のオーダーの要求を満たす。実際はチューニングの時間とシミュレーションの結果とのずれを考慮して要求時間、運動量にバッファを持たせて提案を行う。反陽子ビームにおいては 12 時間分のデータを提案する。

また、ビームタイムの要求としては正電荷粒子でチューニングした後、負電荷粒子スタディに挑む。コンセプトとしては、陽子データを用いて LArTPC 内部の停止点の確認、調整を済ませて反陽子で統計量を貯めることとなる。また、Phase-1 では 1.0 GeV/c でデータを取得しており、すでにスリットや電磁石の設定のデータがあるという意味で再現性確認のために 1.0 GeV/c の重陽子のデータも取得する。5.5.4 で述べたように、1.0 GeV/c の重陽子の場合、LArTPC 内で停止するイベントがある。これは GRAMS にとって重要な背景事象データになる。以上の理由から J-PARC 専門家の方と話し合っ決めて Phase-2 ビームタイムの要求を表 5.4 に示す。

Particle	Momentum (GeV/c)	Beam time (hour)
Proton	+1.0	2
Deuteron	+1.0	2
Proton	[+0.65, +0.75]	6
Antiproton	-1.0	2
Antiproton	[-0.65, -0.75]	12
Total		24

表 5.4: ビームタイムリクエスト

6 まとめと今後の展望

6.1 まとめと今後の展望

GRAMS 実験は宇宙反粒子探索を目的の 1 つとした気球・衛星実験であり、暗黒物質間接探索の解明を目指す。早稲田大学では反重陽子に着目している。反重陽子を検出するための検出器は液体アルゴン TPC(LArTPC) の周りを 2 層の ToF プラスチックシンチレータで覆った構成となっている。GRAMS 実験において検出原理の妥当性・有用性をテストすることは非常に重要であり、今回 J-PARC ハドロン実験施設 K1.8BR ビームラインにて粒子・反粒子の加速器ビーム照射試験 (T98 実験) を行った。2023 年 6 月に実施した反重陽子生成量評価試験 (Phase-1) では、反重陽子において十分な統計が得られなかったため、液体アルゴン照射試験 (Phase-2) では反陽子ビームのみを提案することになった。今回、提案に向けてシミュレーション研究によりビームラインの構成、ビーム運動量と、データ取得時間等を検討した。700 ± 50 MeV/c の反陽子ビームを 12 時間要求し、GRAMS の反陽子背景事象の理解を目指す。2024 年 1 月 26 日にプロポーザルを提出し、2024 年度秋に T98 実験 Phase-2 が承認された。

6.2 今後の展望

2024 年度秋の Phase-2 実施に向けて、準備を完了することが直近においての今後の展望となる。具体的には、安全対策を十分に検討した上での冷却容器の運用システム手法の確立、読み出しエレクトロニクスのデータ取得システムの確立、TPC 読み出しパッドの R&D、架台の設置案の検討などを進めていく。現段階の Phase-2 での作業スケジュールを図 6.1 に示す。現段階では、冷却システム運用のためにビーム前に 3 日、後に 1 日の日数を設けている。

長期的な展望としては、ビームテスト後、2025 年度にアメリカのアリゾナ州で次期気球工学試験を予定しており、実証成功させることを目標としている。さらに 2030 年代に南極での長期フライトを目指す。

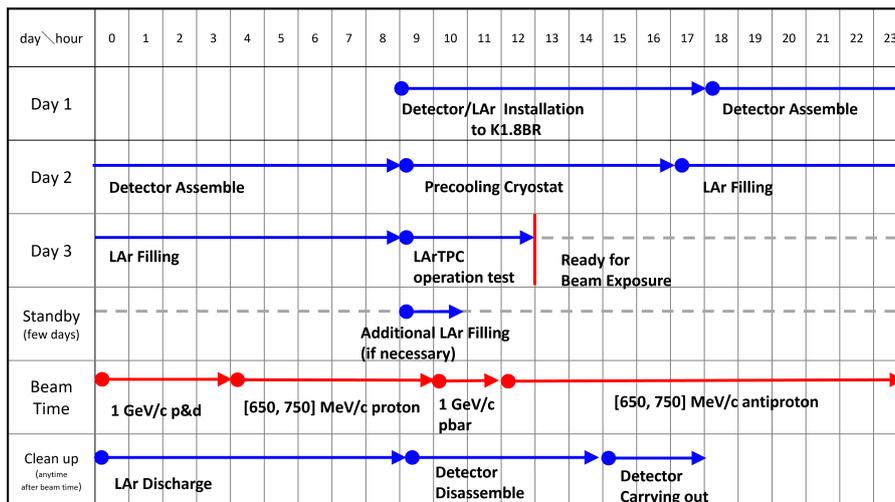


図 6.1: Phase-2 実験の作業スケジュール (暫定)

7 謝辞

本論文の執筆にあたり多くの方々にご協力いただきました。

寄田浩平教授には、研究指導で多くの適切な助言をいただきました。研究に対して常に真摯に向き合ってください、また様々な挑戦する場を与えて下さいました。物事を多角的に考えて、様々な可能性を予測し大きな決断をする場面を何度も拝見し、物事の進め方についても非常に勉強になりました。深く感謝いたします。田中雅士准教授には、研究の方向性や手法などのより詳細な内容についてご指導いただきました。ありがとうございました。また、今回の J-PARC ビームテストでは二週間ほど出張し、様々ご指導いただきました橋下さんを始めとする専門家の皆様、K1.8BR ビームラインテストを行う他大学の学生の皆様にお世話になりました。ありがとうございました。秘書の坂本さんには、事務的な手続きや生活面でのお世話になりました。多くの業務がある中、個別のやり取りにも毎回早急に対応していただきました。生活面でも、卓球をしたり、ランチに行ったことはとても楽しい思い出です。ありがとうございました。先輩の青山さんにもお世話になりました。博士論文の執筆がお忙しい中、GRAMS 全体に常に目を張っていて、時にはアドバイスいただきました。特に実験では多くの知識をご教授いただきました。ありがとうございました。卒業された岩澤さん、櫻井さん、中曽根さんには、解析や実験、シミュレーションのこと初めで特にお世話になりました。丁寧に手法や考え方の相談に乗ってくださいました。ありがとうございました。同期の清水くん、後藤くん、中島くんとは一緒に研究する機会は少なかったように思いますが、日々の進捗やその他たわいも無い話をしました。同期の存在は私にとってとても心強かったです。ありがとうございました。後輩とは、ビームテストや早稲田での Run、安全係の話などでよくお話をしました。教えるより、聞いたり相談することも多く非常に頼もしい後輩でした。ありがとうございました。家族にも感謝いたします。毎日研究ができたことは紛れもなく家族のおかげだと思います。経済面、生活面、精神面で非常に助けられました。ありがとうございました。

最後に、本論文を執筆するにあたり協力して下さった全ての方に厚く御礼申し上げます。以上を持ちまして、謝辞とさせていただきます。

A GRAMS 実験 MeV ガンマ線の観測

天体や天文現象によって放射された電磁波の観測は広範囲で様々な実験で行われている。図 A.1 に示すように、100 KeV から 100 MeV の MeV 領域では他実験と比べて観測感が悪いのが現状である。

MeV 領域観測においては、MeV ガンマ線は大気を透過することができないため気球や衛星を用いた大気外での観測が必要であったり、主要な反応がコンプトン散乱のためガンマ線の到来方向の特定が難しい、低エネルギーな X 線や可視光と比べると光子数が少ないなど様々な困難が生じる。

GRAMS での 35 日気球フライト、1 年間の衛星フライトの観測感をそれぞれ赤、青に示す。

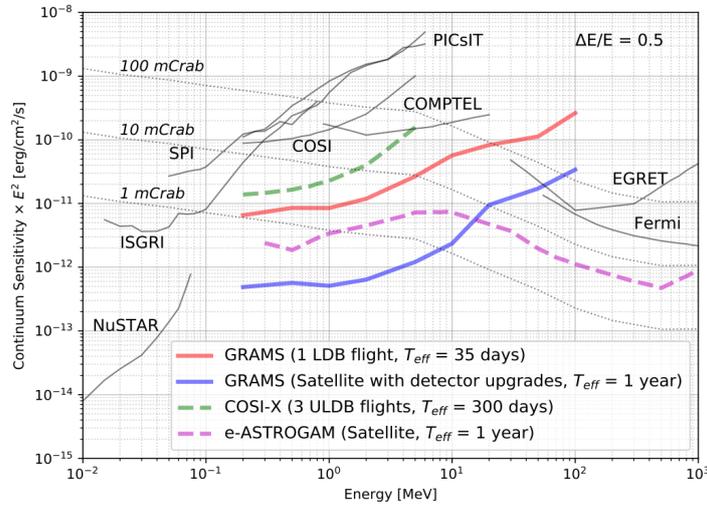


図 A.1: ガンマ線の各実験における観測感度

A.1 MeV ガンマ線検出原理

MeV ガンマ線の到来方向を観測するためには、光子のエネルギーと方向を正確に再構成する必要がある。アルゴンと光子の相互作用の質量減衰係数を図 A.2 に示す。100 KeV 以下の領域では光吸収、数 MeV の領域ではコンプトン散乱、100 MeV 以上の領域では電子対生成が優位に働いている。したがって GRAMS ではガンマ線がコンプトン散乱と光吸収を受ける低エネルギー帯をターゲットにしており、コンプトン散乱、光吸収の位置とエネルギーを正確に検出することが重要になる。最初のガンマ線エネルギー E とコーン角 ϕ の再構成は、以下のコンプトン方程式によって推定することができる。

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2 (1 - \cos\phi)}} \quad (\text{A.1})$$

$E' = E - E_1$ より、 ϕ について解くと、

$$\phi = \arccos \left\{ 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E - E_1} - \frac{1}{E} \right) \right\} \quad (\text{A.2})$$

コーン角度 ϕ は各イベントのコンプトンイベント・サークルを与え、3つ以上の”イベント・サークル”の重なりはガンマ線源の方向を特定する。

電子対生成のガンマ線イベントの場合、閾値 ($E > 2m_e c^2$) 以上のエネルギーで電子/陽電子の三次元飛跡再構成によって運動量を再構成し、入射ガンマ線を決定することができる。

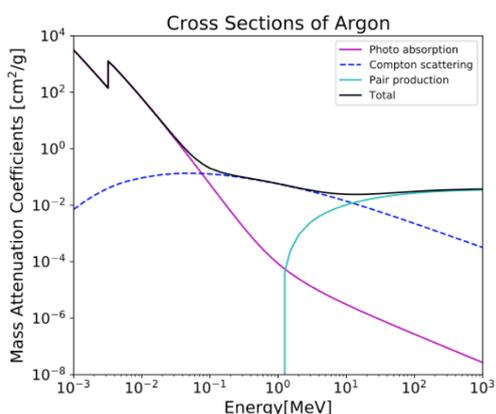


図 A.2: アルゴンと光子の反応断面積

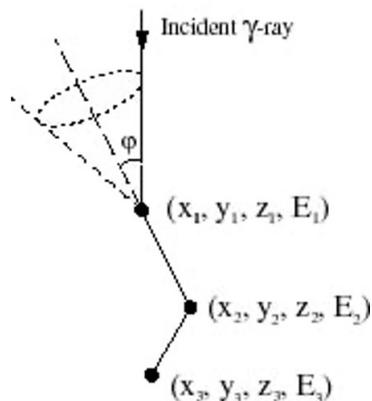


図 A.3: MeV- γ 線コンプトン散乱から光吸収までのイメージ図

GRAMS 検出器は液体アルゴンで散乱、吸収が行われるマルチコンプトンカメラであり、到来方向に制限がなく視野角が広い特徴がある。エネルギー分解能の向上、ガンマ線再構成アルゴリズムの技術検証などが非常に重要であり今後進めていく必要がある。まずは、最初の実機検証として、2024年の頭に大阪大学で MPPC と Pixel Anode を用いた LArTPC の運用テストを実施した段階にいる。

B ハドロン実験施設

ハドロン実験施設内にあるビームライン以外の装置について簡易的に B.1 で述べる。また、ハドロンホールで計画されている拡張計画についても B.2 で述べる。

B.1 ハドロンホールの装置

B.1.1 二次粒子生成標的 (T1)

一次ビームを二次粒子生成標的 (T1) に衝突させ、A ラインに二次粒子を輸送している。固定標的の概略図を図 B.1 に示す。高温を避けるため、円盤状の標的を水槽に入れて回転させながら冷却を行う。照射半径を 2~3 mm 程度の小さくしており、二次ビーム強度をできるだけ高く維持している。

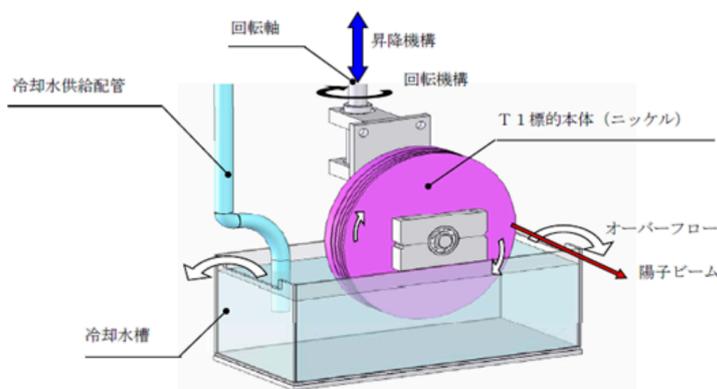


図 B.1: 二次粒子生成標的 (T1)

B.1.2 大型真空箱

固定標的衝突後、ビームラインに輸送する二次粒子の他に大量の γ 線や中性子が生成する。そのため、これらの放射線によって加熱が起こり、電磁石間に真空ダクトを設置することが困難になる。したがって、真空箱を設置し、その中に電磁石を設置することで安全に運用する対策を施している。

B.1.3 ビームダンプ

ハドロン実験施設の吸収体としてビームダンプが設置されている。使用されなかったビームを吸収する役割を持つ。主に 2 m (幅) × 2 m (高さ) × 5 m (奥行き) の銅でできており、その中心部には円錐状の空洞を作ることにより熱を平均化させる構造をしている。銅の周りは鉄やコンクリートのブロックで覆われている。

B.2 ハドロンホール実験施設拡張計画

新たに二次固定標的と 4 本の二次粒子ビームライン (K1.1/K1.1BR, HIHR, K10) を追加し、KL ビームラインの跡地をテスト BL かつ新たに設置する計画がある。拡張したハドロン実験施設の概略図と各ビームラインの実験について以下に示す。[17]

■K1.1/K1.1BR ビームライン

0.8 GeV/c から 1.2 GeV/c の低運動量の K-ビームを輸送する。ハイパー核、ハイペロン散乱実験や K 中間子の原子核についての実験が行われる。静電分離器を 2 つ用いてビームを供給しているため、高純度で高強度の 2 次粒子を輸送することができる。K1.8BR ビームラインは K1.1 ビームラインから分岐しており、K-の停止事象の観測のために用いる。

■HIHR ビームライン

HIHR は High-intensity high-resolution の略称であり、分散整合手法を用いることで、これまでの 10 倍の分解能を実現したビームラインである。二次粒子供給最高運動量は分解能は 2 GeV/c であり、ハイパー核の準位構造の測定や高密度の原子核・ハドロン物質中でのバリオン間力の実験が行われる。 $10^8/spill$ 以上の π 中間子を輸送することができる。

■KL2 ビームライン

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の稀崩壊の分岐比測定専用の大強度 K_L ビームラインである。既存の K_L ビームラインに比べてビームの取り出し角度が 16 度から 5 度になり、S/N を保ちつつ K_L の収量を増加させることができる。

■K10 ビームライン

2 GeV/c から 10 GeV/c の既存のどのビームラインよりも高い運動量で荷電二次粒子（K 中間子、 π 中間子、反陽子）のビームを輸送する。高運動量粒子分離は 2 段階にわたる RF 分離器によって実現される。ハドロンの性質を探る実験などが行われる。

■テストビームライン (Test BL)

KL ビームラインの跡地をテストビームラインとして設立し、検出器のテストに用いる。

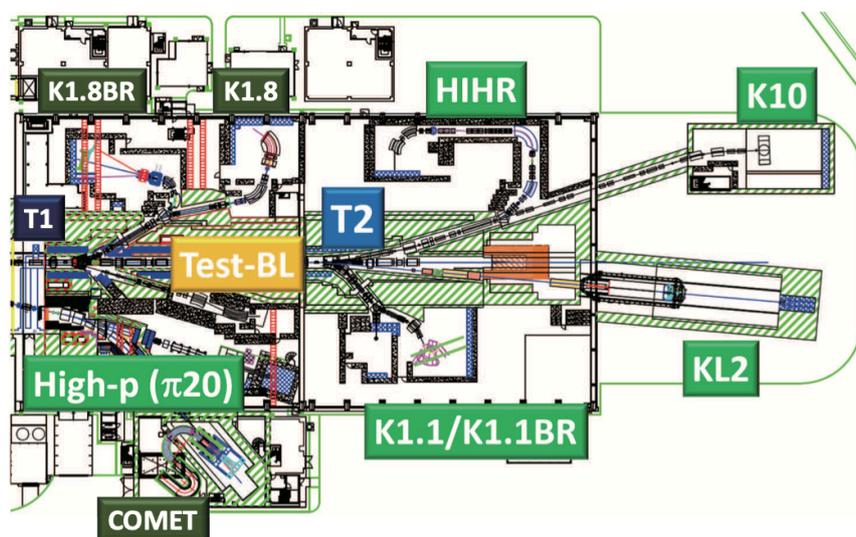


図 B.2: ハドロンホール実験施設拡張

C 先行研究

T98 実験に強く関連する先行研究に着いて 2 つ述べる。

■2013 年 K1.8BR ビームラインにおける反重陽子についての報告

2013 年に K1.8BR ビームラインで数時間のデータ取得を行っており、J-PARC LoI で報告されている。MR 6.6 kW の $1 \text{ GeV}/c$ でデータ取得をしており、1/spill の反重陽子 like な事象を観測したことを報告している。およそ 7.7 m 離れた TOF(BHD-T0)1 次元分布を図に示す。0 ns からパイ中間子、(K 中間子)、陽子とピークが続いており、29 ns 付近は重陽子の位置に対応する。ただし、20 ns 付近のピークは加速器の特性上乗ってしまうパイ中間子のバックグラウンドである。以上より、重陽子がきている可能性があることが報告されていたため、今回精度良く反重陽子のレートを検証を行う計画を行なった経緯がある。

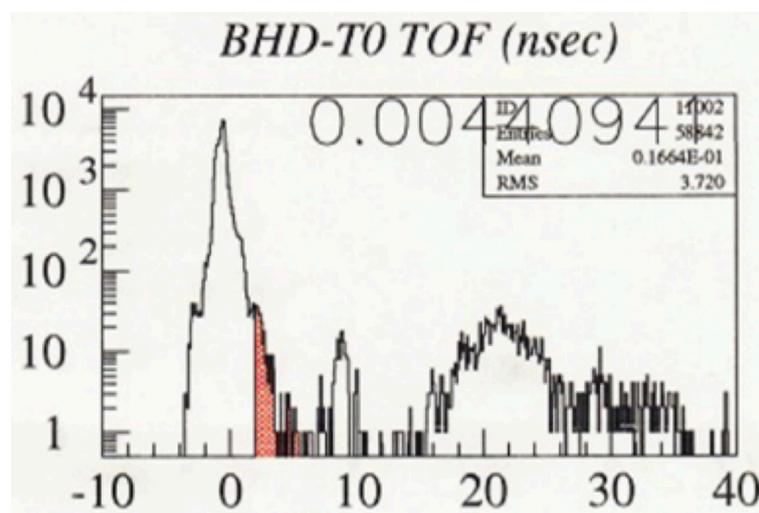


図 C.1: 2013 年データの ToF 分布

■2021 年 K1.8 ビームラインにおける反重陽子レート検証

2021 年に K1.8 ビームラインで 30 分のデータ取得を行っており、J-PARC LoI で報告されている。MR 64 kW の $1.8 \text{ GeV}/c$ でデータ取得をしており、0.3/spill の反重陽子 like な事象を観測したことを報告している。TOF(BH1-BH2)-TOF(TOF-BH1)2 次元分布を図に示す。赤で囲った領域が反重陽子に対応している。

MR よりも 10 kW 程度低くなると反重陽子レートが 1 桁落ちる予測があり、さらに運動量が小さいほど反重陽子の生成量が減少することがデータ、シミュレーション共に説明できるので、K1.8BR ビームラインでのレート報告から考えると T98 実験の信号が真であると仮定した時の結果 ($0.9 \times 10^{-3}/\text{spill}$) はおおよそ妥当であるとも言える。また、GRAMS において反重陽子の信号の理解をすることは非常に重要であるため、将来的には反重陽子の液体アルゴン反応検証として K1.8 ビームラインでのテストも視野に入れていきたい。

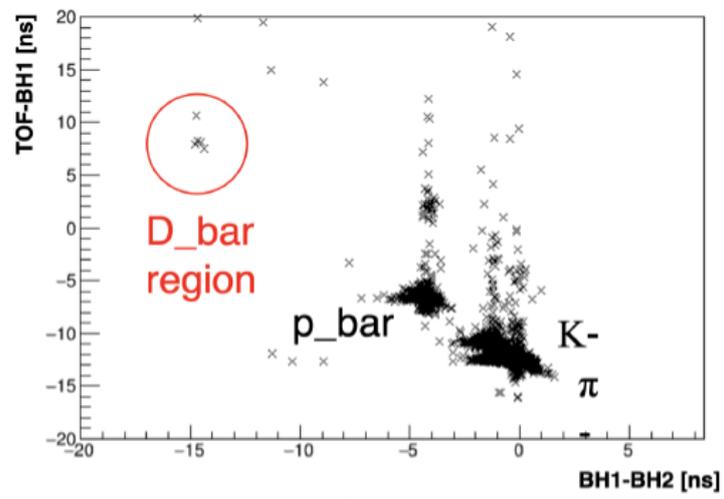


図 C.2: 2021 年データの ToF 分布

参考文献

- [1] 樽家 篤史, 「宇宙論特論 講義ノート 暗黒物質優勢宇宙における構造形成 1」, 2019 年度
- [2] *lanckCollaboration, P.A.R.Ade, N.Aghanim, C.Armitage – Caplan, etal.*
”*Planck2013results.XVI.Cosmologicalparameters.A&A*”, 571 : A16, November2014.
- [3] 中村 拓馬, 修士論文「NEWAGE 実験における陰イオン 3 次元飛跡検出器のための 多チャンネル読み出し用集積回路の開発」, 2020 年 2 月 7 日
- [4] <https://www.naoj.org/Projects/HSC/jdarkenergyandweaklensing.html>
- [5] *GouHarada, TakeshiNihei*, 「*StrongCPProblemAndAxion*」, 令和 3 年日本大学学術講演会予稿集
- [6] *V.M.Gehmanetal.*, ”*Fluorescenceefficiencyandvisiblere – emissionspectrumoftetraphenylbutadienefilmsatextremeultravioletwavelengths*”, *NuclearInstrumentsandMethodsinPhysicsResearchSectionA, Vol.654, No.1, pp.116121*, 2011.
- [7] *T.Aramakia, P.H.Adriana, GeorgiaKaragiorgib, HirokazuOdakac*, ”*DualMeVGammaRayandDarkMatterObservatory – GRAMSProject*”, *arXiv* : 1901.03430v3[astro – ph.HE]5Dec2019
- [8] *vonDoetinchem, Ph.*, ”*SearchforCosmic – RayAntiparticleswithBalloon – borneandSpace – borneExperiments*”, *arXiv* : 2009, [DOI : 10.48550/ARXIV.0903.1987]
- [9] 青山一天, 「液体 Ar 光検出器の高感度化～TPB 蒸着技術の最適化と TSV – MPPC Array の実装～」, 修士論文 (2018 年度, 早稲田大学)
- [10] 櫻井真由, 「GRAMS 実験のための地上プロトタイプ液体 ArTPC の製作と 宇宙線粒子反粒子識別能力の検証」, 修士論文 (2022 年度, 早稲田大学)
- [11] 中曽根太地, 「GRAMS 実験のための加速器ビームを用いた 粒子・反粒子識別実証計画」, 修士論文 (2022 年度, 早稲田大学)
- [12] *T.Aramaki*, 「*AntideuteronssensitivityfortheGAPSexperiment*」, *AstroparticlePhysicsVolume74, 1February2016*
- [13] 福家英之 他, 「宇宙線反粒子探索 GAPS 実験計画の近況報告」, 第 21 回宇宙科学シンポジウム, 2021 年 1 月 6, 7 日, Pb.05
- [14] 灰野 禎位置, 「Alpha Magnetic Spectrometer の最新結果と暗黒物質の間接探索」, (2015)
- [15] 坂井 賢一, 佐々木 誠, 吉村 浩司, 「BESS 実験による宇宙線反粒子測定結果」, (2013)
- [16] <https://j-parc.jp/public/Hadron/ja/facility.html>
- [17] *KazuyaAoki*, ”*ExtensionoftheJ – PARCHadronExperimentalFacility – ThirdWhitePaper –* ”, *arXiv* : 2110.04462v1[nucl – ex]9Oct2021
- [18] Takumi Yamaga, 「Study of a kaon bound nuclear state in the $3\text{He}(K^-, \Lambda p)n$ reaction at $pK = 1 \text{ GeV}/c$ 」, 博士論文 (2018 年度, 大阪大学)
- [19] ハドロン実験施設拡張検討委員会, 「J-PARC ハドロン実験施設の拡張計画」, 2016 年 8 月 27 日
- [20] 高橋仁 他, 「J-PARC ハドロンビームラインにおける 耐放射線機器とそのメンテナンス」, 「加速器」 Vol. 9, No. 4, 2012(214 -222)
- [21] 田辺 鴻典, 「 (K^-, π^-) 反応によるハイパー核 γ 線分光実験用 トリガーカウンターシステムの開発」, 修士論文 (平成 26 年, 東北大学)

-
- [22] ”*Letter of Intent for J – PARC : Study of antideuteron physics at K1.8BR beamline*”

研究活動の不正行為 定義確認書

2024 年 2 月 8 日

早稲田大学大学院先進理工学研究科長 殿

早稲田大学大学院先進理工学研究科

物理学及应用物理学 専攻 2 年本人氏名 谷口 日奈子

(自署)

私は、裏面に記載のある研究活動の不正行為に関する定義を理解し、修士論文提出において、不正行為を一切行っていないことを誓約します。

なお、当該行為を行なうと、厳重な処分（無期停学・当該学期成績無効・修士論文不合格等）を受けること、学位取得後であっても学位取消となることを十分に認識した上で、論文を執筆しました。

研究倫理教育受講確認書

2024 年 2 月 8 日

本人氏名 谷口 日奈子

私は、修士論文の執筆にあたり、以下の研究倫理教育を受講しました。

✓	GEC 設置科目「学術・研究公正概論（生命・理工系）」
	GEC 設置科目「研究倫理概論」
	専攻設置科目 科目名（ ）
	その他（ ） ※受講前に指導教員を通じて専攻主任の承認を受けること。 ※受講証明を添付すること。

研究活動の不正行為（捏造、改ざん、盗用、剽窃）について

修士論文を作成するに当たっては、以下の点に十分留意してください。

- ◆既存の文書・資料や自ら取得したデータ等に関し、「捏造・改ざん」は絶対に行ってははいけません。これらの行為は、社会人はもちろん、学生であっても当然守らなくてはならないルールです。

※捏造：事実でないことを事実のように仕立て上げること。でっちあげること。

※改ざん：文書やデータ等の全部あるいは一部を、故意に本来のものでない内容・形式・時期等に変更すること。悪意の有無は問わない。

- ◆学問の体系に新たな知見を加えるとき、その信頼性は命です。学術研究でも、そのための対応が求められます。そこでは上記に加え、資料・データ等の適切な利用と管理、情報取得に当たってのインフォームドコンセントの適用、取得した個人情報の保護等に配慮しなければなりません。

他人の著作物（書籍や論文などに加え、講演での発言やインターネットに掲載された文章・図表・データ等も含む）を活用する場合には、「盗用・剽窃」に十分配慮してください。

盗用・剽窃は、著作権法で禁止された行為です。社会人はもちろん、学生であっても当然守らなくてはならないルールです。

※盗用・剽窃：引用元を適切に記載せずに、他人の文章、結果、意見、アイデア、理論、学説などを自分のものとして発表すること。

- ◆学問の発展は独創性・独自性が基盤です。初めにそれを公表した人のオリジナリティを尊重し、敬意を払うことは学問の府に身を置く者の当然の責務です。学術論文においても、自分の考えと他人の意見を明確に区別し、表現しなければなりません。

このためには、適切な「引用」が重要です。学術論文では、他人の意見・アイデア・理論などを参照・参考にした箇所ごとに番号を付け、巻末や脚注で、その出所を明らかにすることが一般的です。学会等によって、その記載順序が若干異なりますが、以下を標準にします。

・論文・総説：著者、題名、掲載誌名、巻号、ページ、発表年（月）等

・国際会議・シンポジウム・口頭発表：著者、題目、シンポジウム等の名称、場所、年月、巻号、ページ、出版元、出版年等

・著書：題目、著者、ページ、出版元、出版年等

インターネットのからの引用では、以下の通りとします。

・著者、タイトル、URL、検索日

- ◆プレゼンテーション用のパワーポイントでは、上記の引用方法を簡略化して用いることを認めます。簡略化の原則は確認・参照の容易性です。例えば、論文からの引用では、著者、掲載誌名、発表年月のみの記載を認めます。著書や論文、インターネットなどの文章をそのまま記載する場合は、「」を付け、その文章を誰が公表しているかを明示するのが一般的です。