

第2章 ニュートリノビーム

2.1 タウニュートリノビーム

序でも述べた様に、タウニュートリノを多く作る為には、 D_s を多く作ることが必要である。陽子の全反応断面積に対する D_s の生成断面積の割合は衝突エネルギーが高いほど大きくなるので、DONUT 実験では Fermilab(Fermi National Accelerator Laboratory) の Tevatron 加速器を使用した。Tevatron は陽子を世界最高の 800GeV のエネルギーまで加速することが出来る。

次に標的に使用する物質についてであるが、標的の質量数 (A) に対し陽子の全衝突断面積は $A^{0.7\sim 0.75}$ に比例し、チャーム粒子生成断面積は A^{-1} に比例するので、標的の質量数が大きい程チャーム粒子生成の割合が高く望ましい。しかし標的には加速器の一周期一分毎に約 10^{13} 個の陽子が衝突し、 $800 \times 10^9 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 10^{13} = 1.3 \times 10^6$ [J] の熱量が放出されるため、融解してしまわないために融点が高く熱伝導率が大きな物質であることが要求される。例としてタングステン (W)、鉛 (Pb) の性質を表 2.1 に示す。DONUT 実験では 10cm×10cm の面積でビーム方向に 100cm の長さのタングステンブロックを使用した。これは衝突平均自由行程の 10 倍に相当する。タングステンブロックの冷却は銅で囲って水冷式で行った。

物質名	質量数 (A)	融点 [度]	熱容量 [J/K·mol]	熱伝導率 [W/m·K]	λ_I [cm]	ρ [g/cm ³]	$A^1/A^{0.7}$
W	184	3400	24.4	178.0	9.6	19.3	4.8
Pb	207	328	26.6	35.2	17.1	11.4	5.0

表 2.1: 標的物質の候補

生成するチャーム粒子の運動量分布は現象論的に $\frac{d^2\sigma}{dx_F dp_T^2} \propto (1 - x_F)^n \exp(-bp_T^2)$ に従う。ここで x_F は、重心系でのビーム方向のチャーム粒子の運動量 (p_z^{cm}) をチャーム粒子の最大持ち得るエネルギー ($\sqrt{s}/2$) で割った値 ($x_F = \frac{2p_z^{cm}}{\sqrt{s}}$) で、 p_T はチャーム

粒子の横方向の運動量である。例えば n が同じとき、 b が大きい場合はチャーム粒子は前方に集中することになり、チャーム粒子の崩壊で生成するニュートリノの方向も前方に集中し、検出器で捕らえることのできるニュートリノの量が増すことになる。

DONUT のニュートリノの分布を求める際、800GeV 陽子のチャーム粒子の断面積は実験値 [9] から A^1 でタングステンターゲットの場合に外挿し、チャーム粒子の運動量分布に関する n 、 b の値は実験値 [9] より $n = 7.7$ 、 $b = 0.83$ を用いた。 D_s 単独の運動量分布は測定値がないため、他のチャーム粒子と同一の分布とした。

タウニュートリノの荷電カレント反応はタウ粒子の質量の影響を受けて、タウニュートリノのエネルギーが小さい時には反応は抑制され、エネルギーが無限大の極限で電子ニュートリノ、ミューニュートリノの反応断面積と等しくなる (図 2.1 右)。

タウニュートリノの源は 800GeV 陽子の衝突で生成した D_s の $D_s \rightarrow \tau \nu_\tau$ の崩壊のほかに $D \rightarrow \tau \nu_\tau$ の崩壊がある。ダンプ内での二次衝突でも D_s が生成するがこの D_s の崩壊からのタウニュートリノはエネルギーが低いので、反応する割合は少ない。検出器で捕らえられるタウニュートリノは 86% が一次衝突の D_s に起因し、他 D が 4.5%、二次衝突の D_s が 8% である。

以上より見積もった、DONUT の検出器で捕らえられる荷電カレント反応のニュートリノエネルギー分布を図 2.1 左に示す。タウニュートリノの平均エネルギーは 110GeV である。全ニュートリノ反応に占めるタウニュートリノ反応の含有率はチャーム粒子生成に対する D_s の割合として $\sigma_{D_s}/\sigma_{c\bar{c}} = 0.26$ 、 $D_s \rightarrow \tau \nu_\tau$ の崩壊率として 5.3% を用いると約 5% と見積もられる。

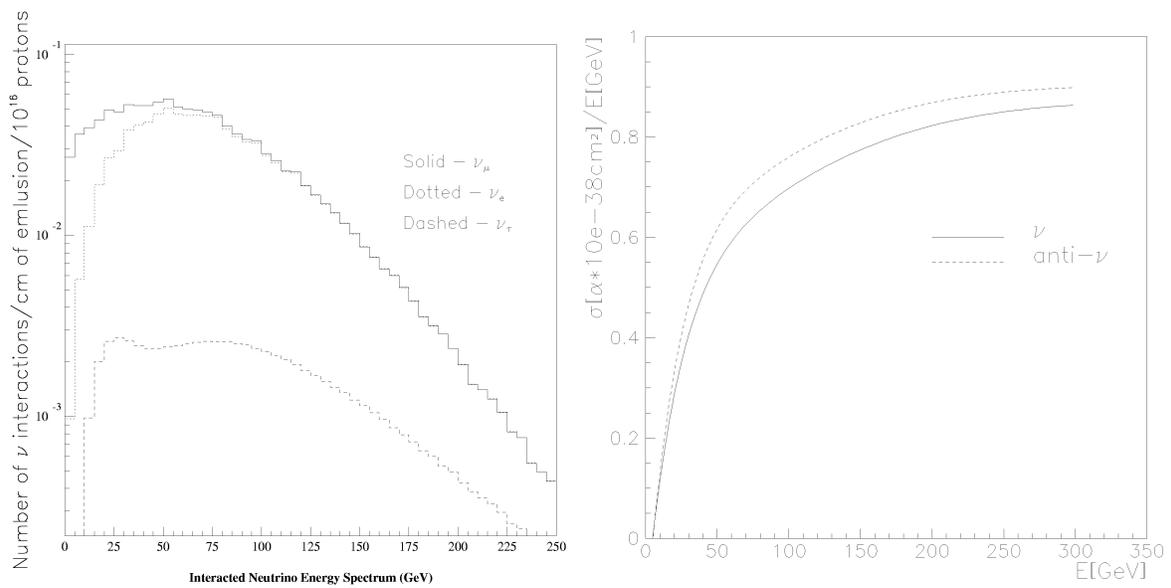


図 2.1: 左図: DONUT の検出器で捕らえられる荷電カレント反応のニュートリノエネルギースペクトル (MC)。右図: タウニュートリノと isoscalar target の荷電カレント反応断面積 ($\alpha = 0.734(\nu)$ 、 $0.315(\bar{\nu})$)。ミューニュートリノの反応断面積は図中で 1 の位置でエネルギーに比例する [10]。

2.2 ミュー粒子の除外

タウニュートリノは図2.4に示す様に前方10mrad以内に集中する。タウニュートリノの単位面積当たりの流量はダンプからの距離の二乗に反比例するので、タウニュートリノ反応検出器はできるだけ近づきたい。ダンプでミューニュートリノと共に生成するミュー粒子は原子核乾板に飛跡を残し、他の検出器のデッドタイムとなるので、強い磁場を用いてミュー粒子の進路を左右に曲げ、ミュー粒子の来ない領域を確保した。DONUTのタングステン標的から検出器までの構成を図2.3に示す。タングステン標的の直後のSELMA MAGNETは $3\text{T} \times 7\text{m} \times 0.3\text{GeV}/c = 6.3\text{GeV}/c$ の横向きの運動量を与える能力をもち、800GeVのミュー粒子に対して $6.3/800 \sim 8\text{mrad}$ 曲げることが出来る。SELMA MAGNETのニュートリノの方向から見た構造は図2.2となっている。2番目の μ sweep magnetの曲げ能力は最大 $2.1\text{T} \times 5\text{m} \times 0.3\text{GeV}/c = 3.2\text{GeV}/c$ である。検出器の前には物質との散乱によって検出器に向かって来てしまう低運動量のミュー粒子を電離損失で止めるために、鉄や鉛のブロックを積んだ。電離損失によって約35GeVまでのエネルギーのミュー粒子を止めることができる。標的から検出器までの距離は37mで、ミュー粒子の来ない $\pm 7\text{mrad}$ の領域を使用するために原子核乾板の面積は $500 \times 500\text{mm}$ とした。図2.4に、実験設計時にモンテカルロ法で見積もった左右のミュー粒子の密度分布とタウニュートリノの角度分布を示す。このデザインで 2×10^{18} 個の陽子(標的質量200kgでタウニュートリノ反応の期待値200個)によって、原子核乾板に蓄積されるミュー粒子の本数は原子核乾板 $500\text{mm} \times 500\text{mm}$ 全体で 8×10^7 本、すなわち単位面積当たり 3.2×10^4 本/cm²となり十分許容範囲であると判断された。

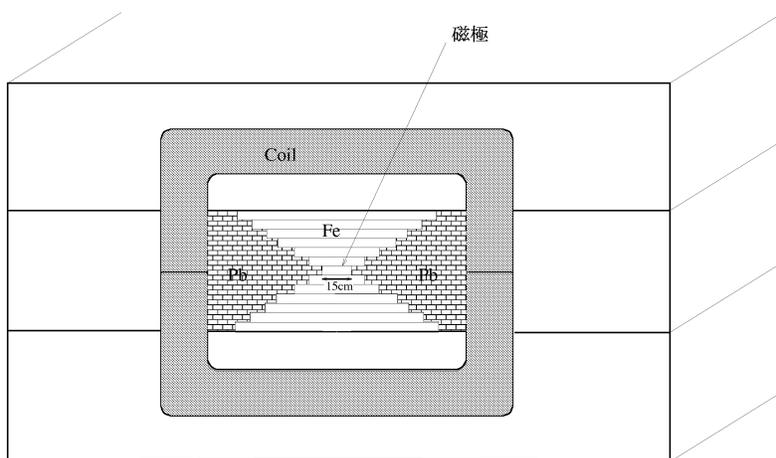


図 2.2: SELMA magnet の構造 (ビームに垂直な断面)、一番磁場の強いところの幅は 15cm。鉄芯ですきまには鉛を積んだ。タングステン標的は磁極の正面に設置され、発生したミュオン粒子は磁場ではじき飛ばされる。

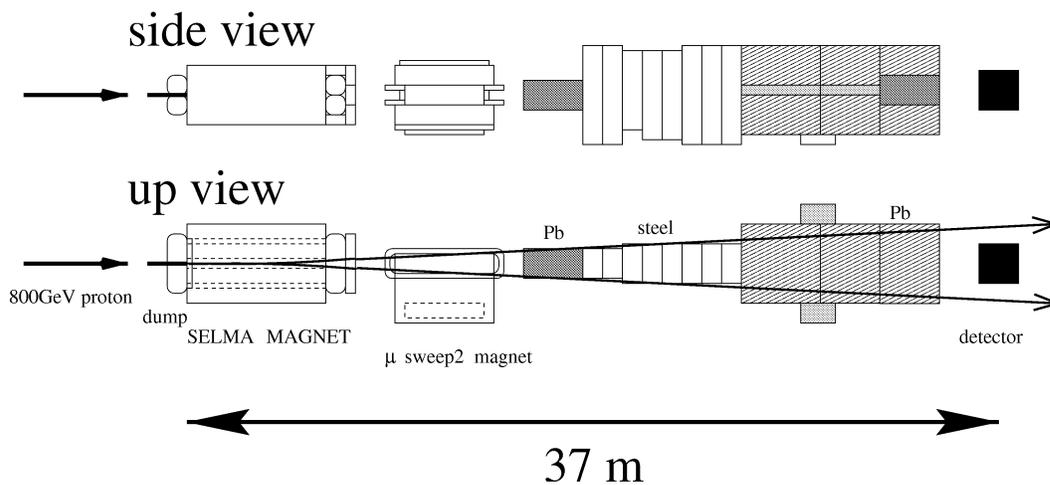


図 2.3: タングステンダンプから検出器までの構成。ミュオン粒子はダンプ後方の磁石で左右にはじき飛ばされる。

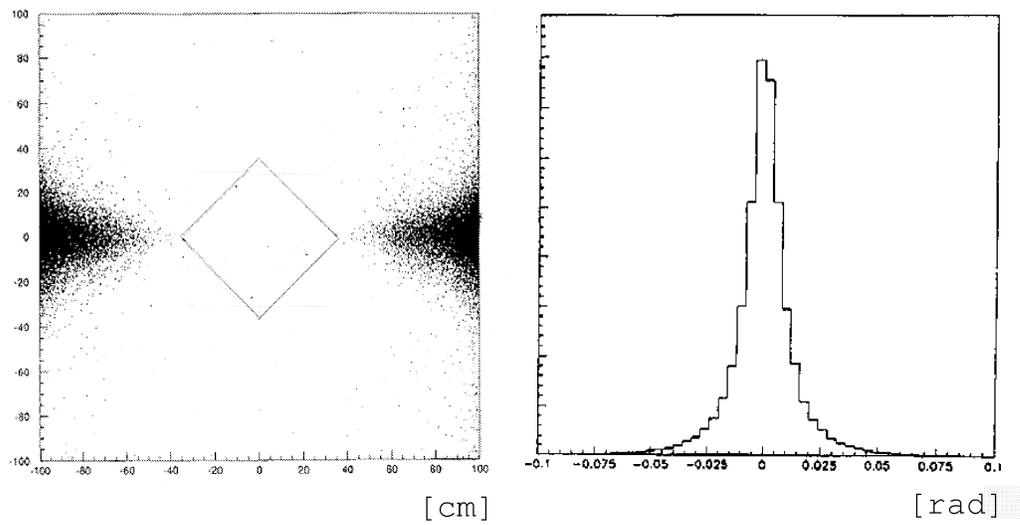


図 2.4: MC によるタンゲステン標的 37m 下流の検出器付近のミュオン粒子の位置分布 (左図) とタウニュートリノの角度分布 (右図)。 $\pm 0.007\text{rad}$ が 50cm に相当する。

2.3 ビームの調整

検出器の設置を1996年の10月に完了して、原子核乾板ターゲットを入れない状態で800GeV陽子を照射してバックグラウンドのミュー粒子が落とせているかの確認を行った。

初めのビームが来た段階でモニターカウンターの単独計数値が異常に高いのに気付いた。カウンターのみではなにが起こっているのか分からなかったので原子核乾板の小片を用いて調べたところ、真っ先に目についたのはコンプトン電子の飛跡であった。このコンプトン電子の量は、このまま蓄積されると実験の途中で原子核乾板を真っ黒にし解析不能とする密度であった。設計時には予想されていなかった事態である。これはタングステン標的から吹き出した中性子が周囲の物質と反応したり放射化することにより、数MeVのエネルギーのガンマ線や電子を検出器の周辺にばらまいているためであろうと予測された。対策として発生源であるダンプの周辺を、コンクリートブロックや中性子に対する反応断面積の大きいホウ素を含んだプラスチック板で覆い、標的と検出器の中間点あたりに左右の壁から上までできる限り覆うコンクリート壁をつけ加えた。これによってもれ出てくる中性子は中性子カウンター(LiI)の計測値で1/9に減少したが、まだ原子核乾板にとって不十分であった。更に残っているガンマ線から本実験の心臓部の原子核乾板を防御する為、周囲に鉛板を取り付けた。上から覆う様に20mm厚の鉛板、後方の検出器との接続のためには間に余計な物質はできるだけ避けるべきだがやむなく原子核乾板の後方にも5mm厚の鉛板を設置した。このことによってガンマ線の量は原子核乾板ターゲットの上流位置で1/25、下流位置で1/15に減少し、 10^{17} の陽子当たり100 μm 厚の原子核乾板で 2.1×10^5 コンプトン電子/cm²に抑えることができた。原子核乾板を用いたニュートリノ実験、CHORUSでの同様の測定結果は 3.2×10^5 コンプトン電子/cm²であり、この値と比べて原子核乾板ターゲットの入れ替えを行う事で解析可能だと判断した。

飛来するミュー粒子の測定には、よく使われるシンチレータ単独では密度の情報のみが得られるが、原子核乾板の小片では密度だけでなく飛来する方向の情報も得られ、容易に様々な場所に設置することができる。これらの検出器によって、タングステン標的の下流に設置した磁石は予定通り有効に働いて、標的から発生するミュー粒子を左右に振り分けられていることが確認された。しかし、想定外の方向から何十倍もの密度でミュー粒子が飛来していることが明らかになった。図2.5にミュー粒子の飛跡の角度測定結果の一例を示す。ビームと平行な角度の小さい($\theta < 0.1\text{rad}$)成分と、角度のやや大きい($\theta_x \sim 0.2\text{rad}$)成分が見て取れる。

角度の大きい方は μ sweep2 magnet のビームの中心線から外れたリターンヨークの方向であり、そこで散乱されたミュオン粒子だとわかった。このことは原子核乾板ターゲットからリターンヨークの間のシールドが不足していることを示しており、リターンヨークに向かう線上に鉛と鉄のブロックのシールドを設置する対策を施した。

角度の小さな成分は、ダンプから検出器までのシールド(電離損失 35GeV)を貫いて飛来している。また2つ成分がありその角度空間上の位置は乾板の位置によって変化することが分かった。これらのことから源は 800GeV 陽子に並行して飛来するダンプよりもはるか上流で作られたミュオン粒子が、SELMA MAGNET の鉛で埋められた磁場のない2つのホール部分をすり抜けて来たものと推察できた。しかし原因である上流のビームラインを抜本的に再調整する時間はなく、ビームパイプ中の真空度の向上等の微調整により、プロポーザルで予定したミュオン粒子の密度の 20 ~ 30 倍 (2×10^{18} の陽子数で $6 \sim 10 \times 10^5$ 本/cm²) までなんとか落とす時点で、蓄積ミュオン粒子数をモニターしながらターゲットを途中で入れ替えることを前提として、原子核乾板ターゲットへの照射を 1997 年の 4 月から見切り発車した。

図 2.6 は原子核乾板でモニターしたコンプトン電子の蓄積量である。横軸は総陽子数で照射時間の関数であり、測定点の横の数字は日付である。陽子数に比例して蓄積していることが分かる。

原子核乾板ターゲットは後に 3 章で詳しく述べるが、50cm 四方の断面積でビーム方向に 4 つの station に分割して設置した。最上流の station1 と最下流の station4 の距離は約 1m である。ミュオン粒子密度は原子核乾板ターゲットの上流側 station1(図 2.7) と下流側 station4(図 2.8)、また場所によって様子が違った。特に回り込みの成分と角度の小さな成分について以下に述べる。図 2.9 に回り込みの成分(図 2.9 の左図で定義した領域)の密度の水平方向の位置(x)の依存性を表した。図から x が負の部分(= μ sweep2 magnet のリターンヨークの側)にミュオン粒子が集中し、また下流側ほど回り込みのミュオン粒子にさらされている様子が見て取れる。密度の高い場所は後の解析の障害となった。

角度の小さい成分は、図 2.10 に見られる様に原子核乾板を置いた時期によって違いが見られるが、原子核乾板全域にわたって存在している。様々な期間における単位陽子数当たりの粒子密度(図 2.11)を調べると、照射の期間中も改善されていることがわかる。しかし狭い角度領域に集中しているため、原子核乾板ターゲットの反応探索の際に支援飛跡検出器からの飛跡をつなぐことが困難であった。この事に関して 5 章で述べる。

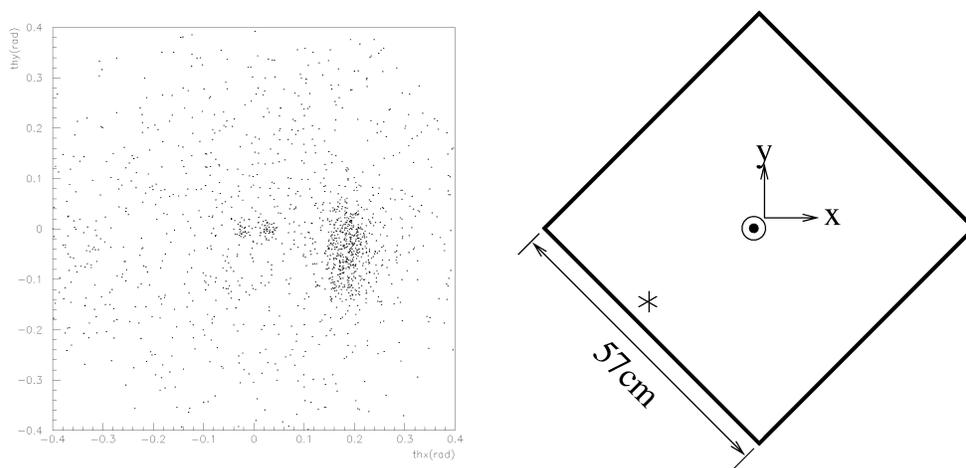


図 2.5: ミュー粒子バックグラウンド角度分布 (1996 年 12 月の 7×10^{15} の陽子でのテスト用原子核乾板での測定値)。測定位置は右図の*の場所。 10^{17} の陽子当たりに換算すると、回り込み成分が $1.1 \times 10^5/\text{cm}^2$ 、垂直な成分が $1.7 \times 10^4/\text{cm}^2$ になる。

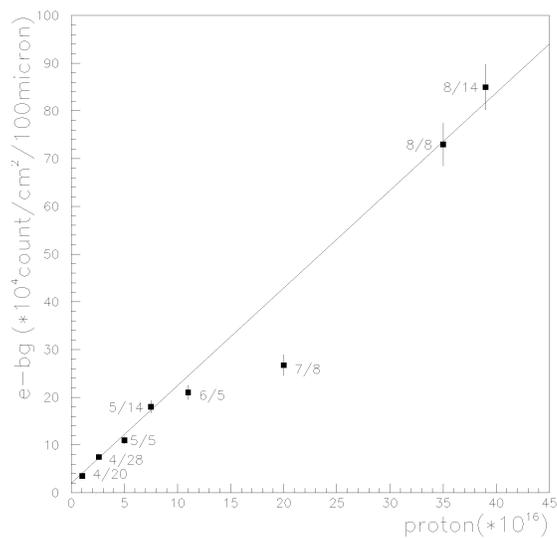


図 2.6: 1997 年 4 月からの照射中の原子核乾板へのコンプトン電子の蓄積数。縦線は統計エラーを示す。

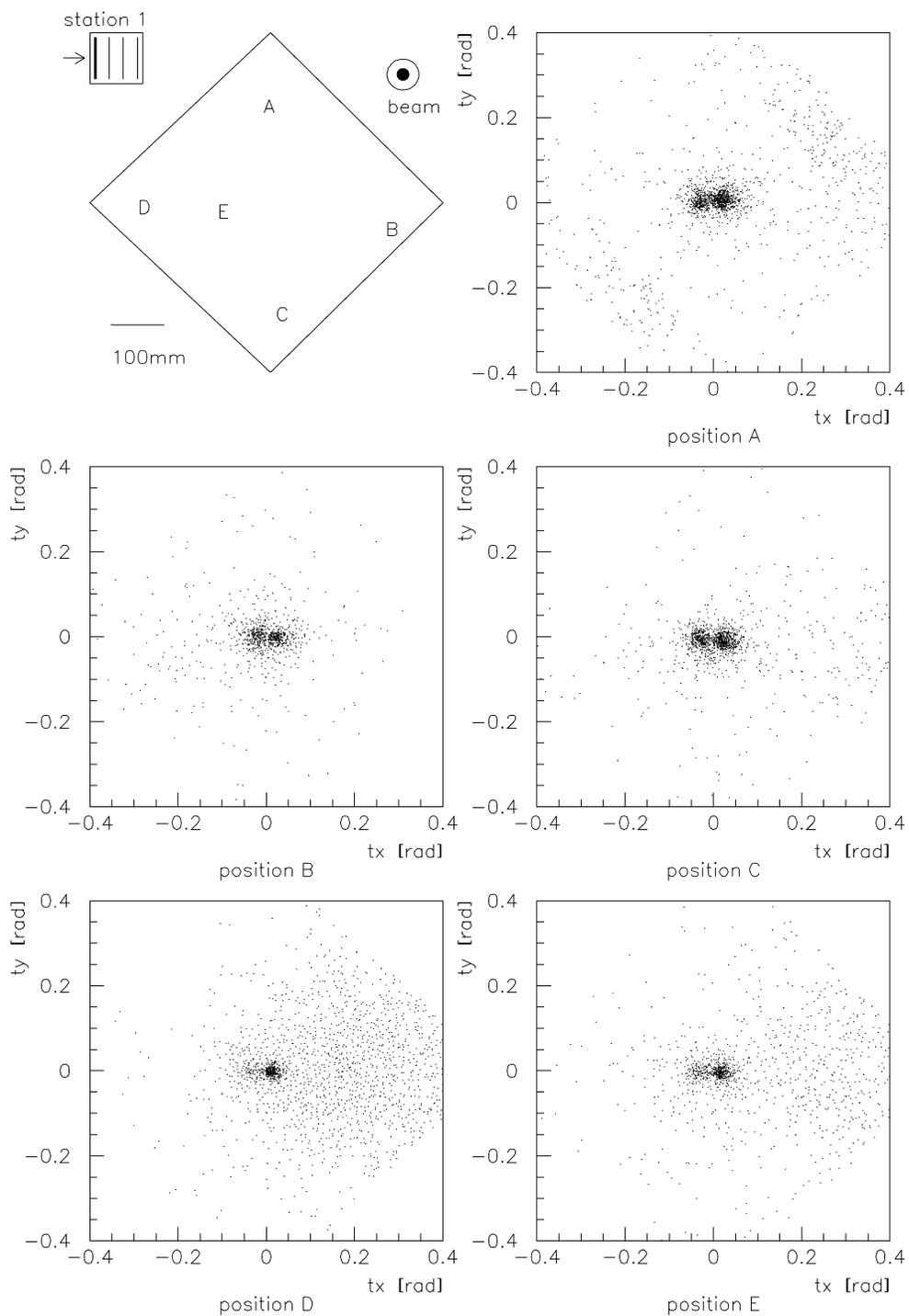


図 2.7: 原子核乾板ターゲット上流部 (station 1) の各位置での蓄積ミュオン粒子の角度分布。

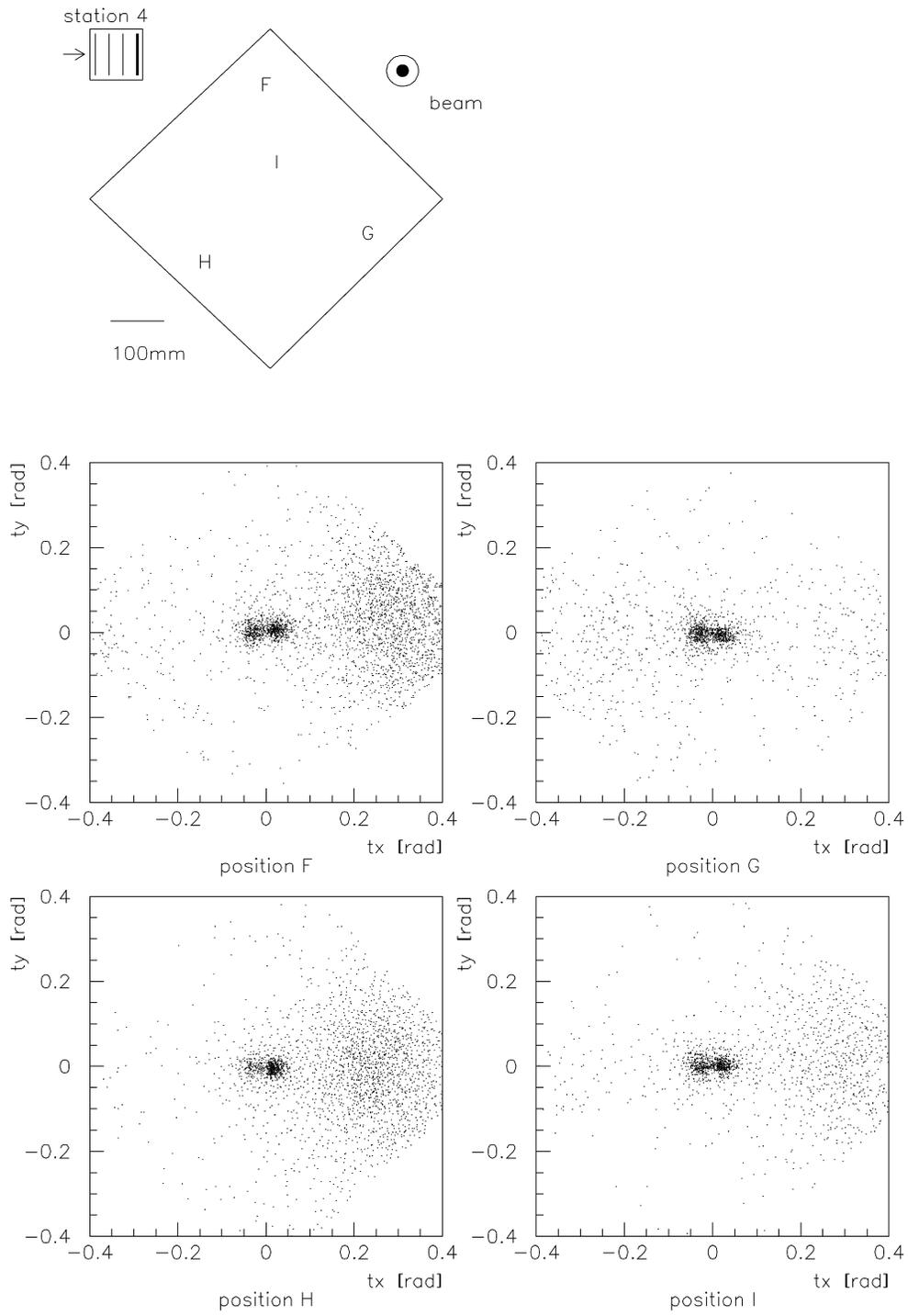


図 2.8: 原子核乾板ターゲット下流部 (station 4) の各位置での蓄積ミュオン粒子の角度分布

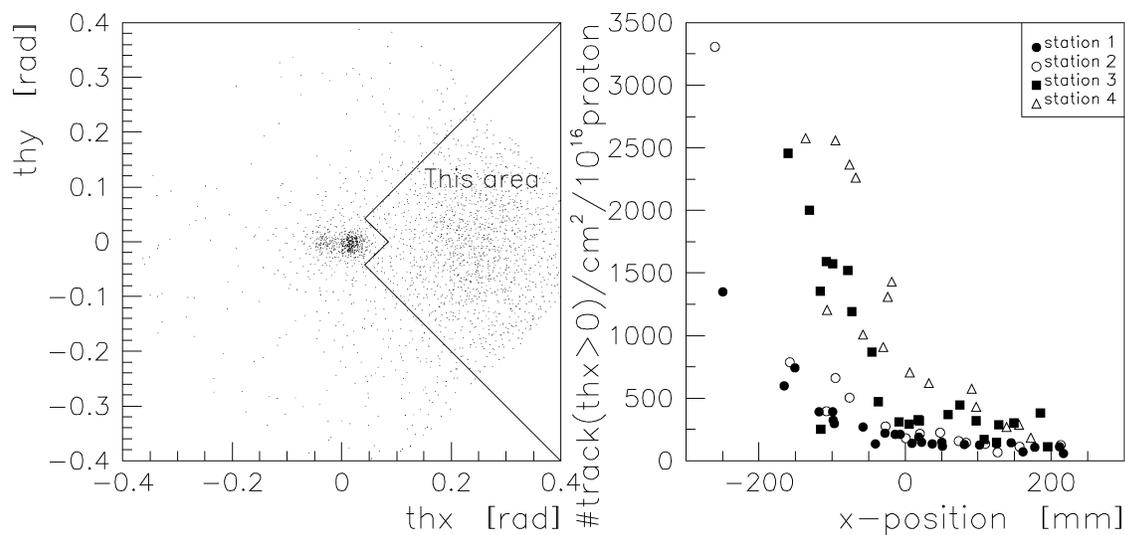


図 2.9: 回り込みミュオン粒子 (定義は左図) 密度の水平方向の位置の依存性。下流側で、位置が x の負の側ほど密度が高い傾向がみえる。

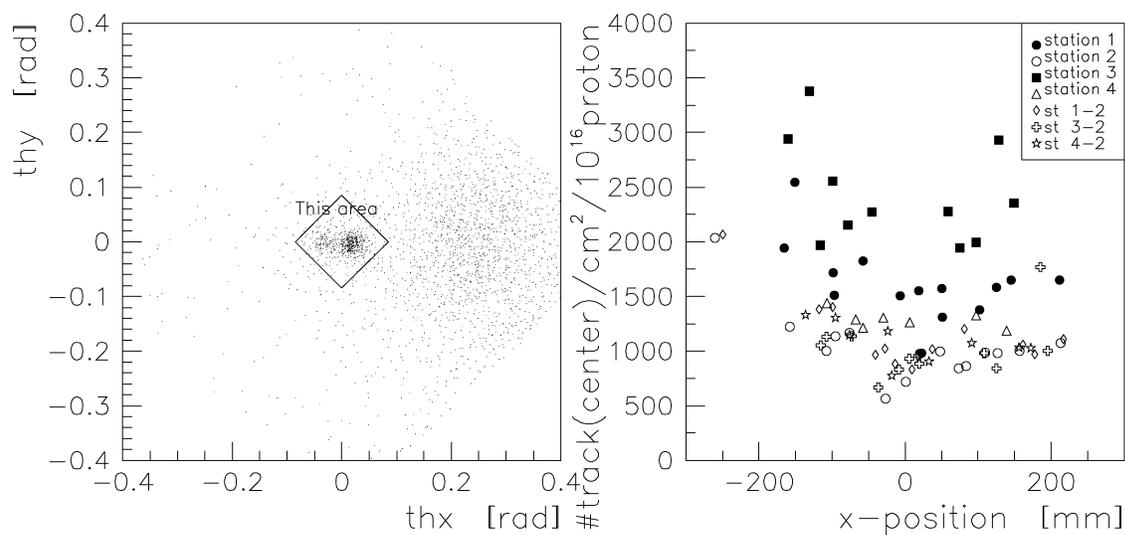


図 2.10: ミュオン粒子の小さな角度成分の密度の水平方向の位置の依存性。station 1, 3, 4 は照射期間中に入れ替えを行って、st 1-2, st 3-2, st 4-2 に置き換えた。位置の依存性は見られない。

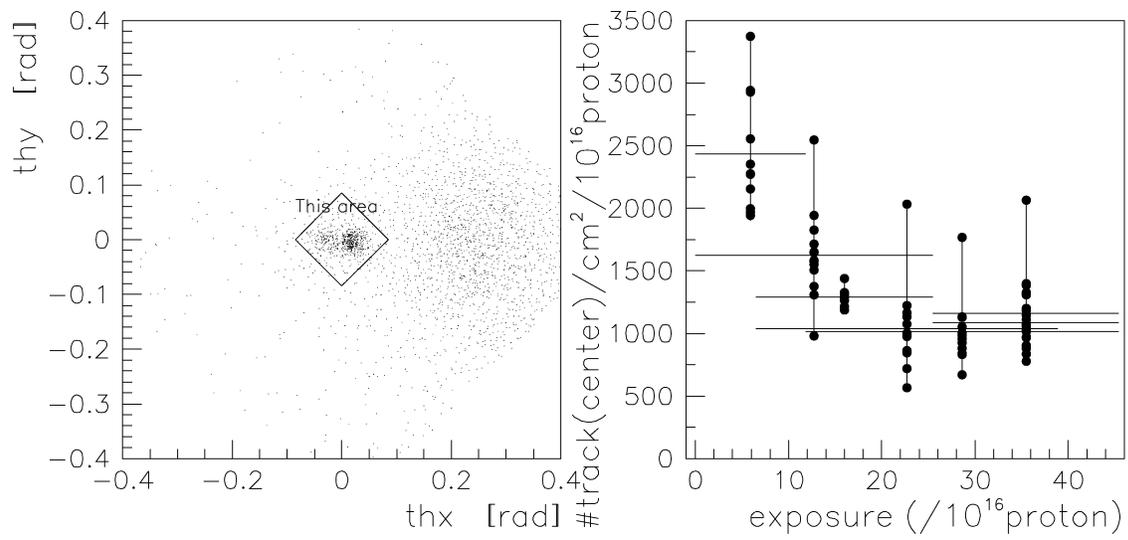


図 2.11: ミュー粒子の小さな角度成分の密度の時間変化。横軸は照射陽子数で時間の関数。横線の長さが密度を算出するのに使った期間を表し、縦軸の位置で平均値を示している。点がそれぞれの場所での測定値を示す。後半でミュー粒子密度が減少している。