
μビームを用いた

弱い相互作用の研究

1987. 長島研究室

上月登喜男

概 要

BNL (ブルックヘブン国立研究所) における日米共同研究の実験の1つに、セミレプトニックな中性カレントの弾性散乱 $\nu_{\mu}P \rightarrow \nu_{\mu}P$ 及び $\bar{\nu}_{\mu}P \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}P$ を通じて $SU(2) \times U(1)$ のスタンダードモデルを検証するとともに、ワインバーグ角 $\sin^2 \theta_w$ を決定するという目的がある。その際、軸性ベクトル質量 M_A は核子の形状因子を表わす重要なパラメータであり、過去幾度か測定されている一方、ニュートリノ実験自体に対するある種のチェックともなっている。

ここでは準弾性散乱 $\nu_{\mu}N \rightarrow \mu P$ を解析することによって、独立に M_A の値を求め、最終的に consistent な結果を得たことを報告する。

目次

第1章 ニュートリノ物理

§1 序論

§2 準弾性散乱

§3 対称性と保存則

§4 形状因子

§5 微分断面積

第2章 実験装置

§1 序論

§2 ニュートリノビーム

§3 検出器

第3章 イベントリダクション

§1 序論

§2 トポロジカルセレクション

§3 粒子同定 (Particle Identification)

§4 バックグラウンドの評価

第4章 解析と結果

§1 序論

§2 バックグラウンドの削除

§3 アクセプトランス

§4 Tracking efficiency

§5 断面積の算出

§6 M_A の評価 (χ^2 分布)

§7 結論

謝辞

References

Appendix 1

Appendix 2

Figure captions

Tables & Figures

第1章 ニュートリノ物理

§1 序論

低エネルギーにおける弱い相互作用は原子核のベータ崩壊やミュオンの崩壊等の研究によって、 $V-A$ のカレント・カレント相互作用としてよく記述される。しかしながら単純な $V-A$ 理論はユニタリティの破れといった問題を含み、そのままだでは不完全なものとしても知られている。そうした局面に立って、高エネルギー（より正確には運動量移行の大きな領域）におけるニュートリノ相互作用を研究することは、この矛盾の解明に何らかの糸口を与えるものである。

さらに高エネルギーのニュートリノは弱い相互作用の研究のみならず、ハドロンの性質を調べる探索針としても有用である。即ち、電子やミュオンが核子の電磁的構造を研究するのに用いられたと同様に、ニュートリノは弱い相互作用に対するベクトル及び軸性ベクトル型の形状因子や構造関数を研究する最良の粒子である。

この章では主に後者の性質に着目し、準弾性散乱のハドロンカレントについて考察する。

§2 準弾性散乱

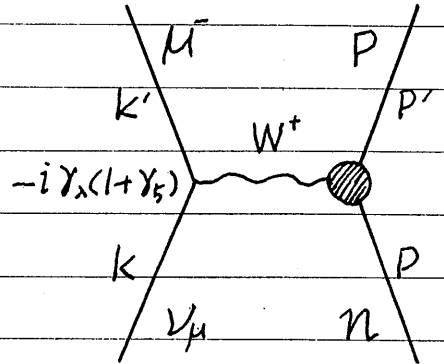
荷電カレントによるニュートリノ-核子及び反ニュートリノ-核子の準弾性散乱とは

$$\nu_{\mu} n \rightarrow \mu^+ p$$

$$\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \mu^- n$$

の反応をいう。この2つの散乱過程の行列要素は互いに似通っているので、ここでは上の反応に限って議論する。

そこでまず行列要素を求める基礎となるファイマンダイアグラムを右図に、セミレプトニックな弱い相互作用の実効ラグランジアンを以下の様に定義する。



$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{G}{\sqrt{2}} \{ j_{\lambda}^{(\ell)} J_{\lambda}^{(h)\dagger} + \text{h.c.} \}$$

ここで G はフェルミ定数、 $j_{\lambda}^{(\ell)}$ 及び $J_{\lambda}^{(h)}$ はそれぞれレプトン及びハドロンカレントであり、 $V-A$ 理論から

$$j_{\lambda}^{(\ell)} = \bar{\mu} \gamma_{\lambda} (1 + \gamma_5) \nu_{\mu}$$

$$J_{\lambda}^{(h)} = \cos \theta_c J_{\lambda}, \quad J_{\lambda}^{(h)\dagger} = \cos \theta_c J_{\lambda}^{\dagger}$$

となる。ここで θ_c はキャビボ角、 J_{λ}^{\pm} はベクトル軸性ベクトルのカレントで

$$J_{\lambda}^{\pm} = (V_{\lambda}^1 \pm i V_{\lambda}^2) + (A_{\lambda}^1 \pm i A_{\lambda}^2)$$

但し、1, 2 は $SU(3)$ の指標である。

S行列は

$$\begin{aligned} S_{fi} &= i(2\pi)^4 \delta(k+p'-k-p) \\ &\quad \times \langle \bar{u}(k') P(p') | L_{eff} | U_\mu(k) \mathcal{N}(p) \rangle \\ &= -i \frac{G}{\sqrt{2}} (2\pi)^4 \delta(k+p'-k-p) \\ &\quad \times \bar{U}_\mu(k') \gamma^\lambda (1 + \gamma_5) U_\nu(k) \langle P(p') | J_\lambda^{(h)\dagger} | \mathcal{N}(p) \rangle \end{aligned}$$

ここで $\langle P(p') | J_\lambda^{(h)\dagger} | \mathcal{N}(p) \rangle \equiv \bar{U}(p') \Gamma_\lambda^+(p', p) U(p)$

とおくと $\Gamma_\lambda^+(p', p)$ は可能な4元ベクトルから作らした行列で、ローレンツ不変性より一般に

$$\begin{aligned} \Gamma_\lambda^+(p', p) &= \gamma_\lambda f_1(q^2) + \frac{i}{2M} \sigma_{\lambda\rho} q^\rho f_2(q^2) - q_\lambda f_3(q^2) \\ &\quad + [\gamma_\lambda q_\lambda(q^2) + \frac{i}{2M} \sigma_{\lambda\rho} q^\rho q_2(q^2) - q_\lambda q_3(q^2)] \gamma_5 \end{aligned}$$

と書ける。前3項がベクトル、後3項が軸性ベクトルの成分に対応し、 $q \equiv p' - p$ である。

さらに実効ラグランジアンのエルミート性から $J_\lambda = [J_\lambda^\dagger]^\dagger$ が要求されるから Γ_λ^- と Γ_λ^+ には

$$\Gamma_\lambda^-(p', p) = \bar{\Gamma}_\lambda^+(p', p)$$

の関係がなければならぬ。

$f_i(q^2), g_i(q^2)$ ($i=1\sim 3$) は運動量移行の2乗 q^2 の関数で、弱い相互作用の形状因子と呼ばれ、複素数と考えられる。ここでは、様々な変換に対する対称性及び保存則が成り立つと仮定することによって、この6つの形状因子の性質を調べていく。

§3 対称性と保存則

① 荷電対称性

荷電対称性とはアイソスピン空間において、その第2軸を中心に 180° 回転しても行列要素が変化しないことである。

この変換のオペレーターは $P_I = e^{i\pi I_2}$ だから

$$P_I |P\rangle = -|N\rangle, \quad P_I |N\rangle = |P\rangle$$

従って

$$\langle P | J_\lambda | N \rangle \rightarrow -\langle N | P_I J_\lambda P_I^{-1} | P \rangle$$

となり

$$P_I J_\lambda P_I^{-1} = -J_\lambda \quad \text{から} \quad \Gamma_\lambda^+(p; p) = \Gamma_\lambda^-(p; p)$$

結局、 $\Gamma_\lambda^+(p; p) = \Gamma_\lambda^-(p; p)$ が成り立たなくてはならないから

$$f_i(q^2) = f_i^*(q^2) \quad (i=1, 2), \quad f_3(q^2) = -f_3^*(q^2)$$

$$g_i(q^2) = g_i^*(q^2) \quad (i=1, 3), \quad g_2(q^2) = -g_2^*(q^2)$$

故に $f_3(q^2)$, $g_2(q^2)$ は純虚数、その他は全て実数である。

② 時間反転不変 (Appendix 1)

時間反転不変に対しては

$$f_i(q^2) = f_i^*(q^2), \quad g_i(q^2) = g_i^*(q^2) \quad (i=1 \sim 3)$$

となるから、全ての形状因子は実数でなければならぬ。

③ Gパリティ不変 (Appendix 2)

Gパリティ変換とは、荷電共役変換Cをした後、ア

イソスピン空間における第2軸のまわり 180° の回転を行う変換で $G = P_2 C$ と表わされる。

この変換で各状態ベクトルは

$$G|P\rangle = -|\bar{P}\rangle, \quad G|N\rangle = |\bar{P}\rangle$$

と変化するので、行列要素は

$$\langle P|J_\lambda^+|N\rangle \rightarrow -\langle \bar{N}|GJ_\lambda^+G^{-1}|\bar{P}\rangle$$

となる。

ここで $GV_\lambda^\pm G^{-1} = V_\lambda^\pm$, $GA_\lambda^\pm G^{-1} = -A_\lambda^\pm$ なる変換をするカレントを第1種カレント (first-class current), $G\tilde{V}_\lambda^\pm G^{-1} = -\tilde{V}_\lambda^\pm$, $G\tilde{A}_\lambda^\pm G^{-1} = \tilde{A}_\lambda^\pm$ なる変換をするカレントを第2種カレント (second-class current) と定義すると、 G パリティ不変とは第2種カレントが存在しないことと同義である。

この時 $f_3(q^2) = g_2(q^2) = 0$ となり、これは①及び②の結果と矛盾しない。

④ CVC (conserved vector current)

ここではベクトルカレントの保存則 (CVC仮説) を用いて $f_3(q^2) = 0$ を示し、さらにイドロニカレントのベクトル V_λ^\pm と電磁カレントのアイソベクトル $V_\lambda^{(3)}$ がアイソスピンの回転により生じたカレントのアイソ3重項を形成する (アイソ3重項仮説) として、弱い相互作用のベクトル形状因子を核子の電磁相互作用形状因子と関係づける。

まず CVC 仮説 $\partial^\lambda V_\lambda^\pm = \partial^\lambda V_\lambda^{(3)} = 0$ であるが、 $\bar{U}(p')(\not{P}' - \not{P})U(p) = \bar{U}(p')(M' - M)U(p) = 0$, 及び $\sigma_{\lambda\rho}$ は反対称テンソルだから $\sigma_{\lambda\rho} \partial^\lambda \partial^\rho = 0$ となって、ベクトル

ルカレントの第1項、第2項はともに0となる。従って唯一残るのは第3項。故に $f_3(q^2) = 0$ となる。

次に電磁相互作用の形状因子は

$$\begin{aligned}\langle P | J_\lambda^{em} | P \rangle &= \bar{U}_p [\gamma_\lambda f_1^P(q^2) + \frac{i}{2M} \sigma_{\lambda\rho} q^\rho f_2^P(q^2)] U_p \\ \langle N | J_\lambda^{em} | N \rangle &= \bar{U}_n [\gamma_\lambda f_1^N(q^2) + \frac{i}{2M} \sigma_{\lambda\rho} q^\rho f_2^N(q^2)] U_n\end{aligned}$$

と定義されているが、ここで $J_\lambda^{em} = V_\lambda^{(3)} + \frac{1}{2} J_\lambda^{(m)}$ はアイソベクトルとアイソスカラーから構成される電磁カレントである。

今、アイソスピンのパウリ行列を用いて

$$\frac{1}{2}(1 + \tau_3) U_N = U_p, \quad \frac{1}{2}(1 - \tau_3) U_N = U_n$$

とすると、陽子と中性子を核子としてまとめた行列要素は

$$\begin{aligned}\langle N | J_\lambda^{em} | N \rangle &= \langle P | J_\lambda^{em} | P \rangle + \langle n | J_\lambda^{em} | n \rangle \\ &= \frac{1}{2} \bar{U}_N [\gamma_\lambda (f_1^P(q^2) + f_1^N(q^2)) + \frac{i}{2M} \sigma_{\lambda\rho} q^\rho (f_2^P(q^2) + f_2^N(q^2))] \\ &\quad + [\gamma_\lambda (f_1^P(q^2) - f_1^N(q^2)) + \frac{i}{2M} \sigma_{\lambda\rho} q^\rho (f_2^P(q^2) - f_2^N(q^2))] \tau_3 U_N\end{aligned}$$

となり、第1項、第2項はそれぞれ電磁カレントのアイソスカラー及びアイソベクトルに対応する。

一方、プロトンのベクトルカレントにもパウリ行列を用いると

$$\langle P | V_\lambda^+ | N \rangle = \bar{U}_N [\gamma_\lambda f_1(q^2) + \frac{i}{2M} \sigma_{\lambda\rho} q^\rho f_2(q^2)] \frac{\tau_3}{2} U_N$$

となるから、アイソ三重項仮説により

$$f_1(q^2) = f_1^P(q^2) - f_1^N(q^2), \quad f_2(q^2) = f_2^P(q^2) - f_2^N(q^2)$$

特に $g^2 \rightarrow 0$ の時には

$f_1(0) = 1$, $f_2(0) = \mu_p - \mu_n \sim 3.70$
となる。

⑤ PCAC (partial conservation of
the axial vector current)

軸性ベクトルカレントの部分的保存(PCAC仮説)とは場の理論でいうところの軸性ベクトルの発散(divergence)がパイオン場 ϕ に比例するという要請であり、式で書くと

$$\partial_\mu A_\mu^+ = -\frac{f_\pi m_\pi^2}{\sqrt{2}} \phi^+$$

となる。ここで f_π , m_π はそれぞれパイオンの崩壊定数及び質量である。特にパイオンの質量を0とした極限($m_\pi \rightarrow 0$)では発散が0となり、軸性ベクトルカレントも保存するようになる。

そこでまずパイオンカレントを

$$(\square + m_\pi^2) \phi^+ = j_\pi^+$$

で定義すると

$$\phi^+ = \frac{j_\pi^+}{m_\pi^2 - g^2}$$

パイオン = 核子の結合定数を g_0 とし、 m_π が g^2 に依存しないと仮定すると

$$\langle N | j_\pi^+ | N \rangle = i g_0 \bar{U}_N \gamma_5 \tau^+ U_N$$

だから、 m_π と軸性ベクトルの行列要素の発散

$$\langle P | \partial_\mu A_\mu^+ | N \rangle = \bar{U}_N [-2M g_0 (g^2) + g^2 g_0 (g^2)] \gamma_5 \frac{\tau^+}{2} U_N$$

を比較して

$$2M g_1(q^2) - q^2 g_3(q^2) = \frac{\sqrt{2} f_\pi M_\pi^2}{M_\pi^2 - q^2} g_0$$

を得る。二山は $q^2 \rightarrow 0$ の時 ゴールドバーガー = トリ
ーマンの関係式

$$f_\pi = \frac{\sqrt{2} M g_1(0)}{g_0}$$

となり、さらに $q^2 \sim 0$ で $g_1(q^2) \sim g_1(0)$ と仮定すると

$$g_3(q^2) \sim \frac{2M}{M_\pi^2 - q^2} g_1(q^2)$$

が導かれる。

§4 形状因子

前節の結果より0でないハドロンカレントの形状因子は $f_1(q^2), f_2(q^2), g_1(q^2), g_2(q^2)$ の4つに絞られ、それぞれ電磁相互作用形状因子やパイオン場と関係していることがわかった。ここではその具体的な形を求めていくが、形状因子のパラメータ q^2 は常に負であることから、 $Q^2 = -q^2$ と変数変換し、以後 q^2 の代わりに Q^2 を用いる。

まずベクトルカレントの形状因子については一般に双極子型が仮定され、これがよく実験に適合することが知られている。そこで

$$\frac{f_1^N(Q^2)}{f_1^N(0)} = \frac{f_2^N(Q^2)}{f_2^N(0)} = \frac{1}{(1 + \frac{Q^2}{M_V^2})^2} \quad (N = P, \pi)$$

とすると、カレントの電磁形状因子は

$$G_E^N(Q^2) = f_1^N(Q^2) - \frac{Q^2}{4M^2} f_2^N(Q^2)$$

$$G_M^N(Q^2) = f_1^N(Q^2) + f_2^N(Q^2)$$

だから

$$G_E^P(Q^2) = \frac{G_M^P(Q^2)}{1 + \mu_P} = \frac{G_M^N(Q^2)}{\mu_N} = \frac{1}{(1 + \frac{Q^2}{M_V^2})^2}$$

$$G_E^N(Q^2) \sim 0$$

CVC仮説から弱い相互作用のベクトル形状因子も同様の振る舞いをする仮定すると

$$G_E^{\text{weak}}(Q^2) = f_1(Q^2) - \frac{Q^2}{4M^2} f_2(Q^2) = G_E^P(Q^2) - G_E^N(Q^2)$$

$$G_M^{\text{weak}}(Q^2) = f_1(Q^2) + f_2(Q^2) = G_M^p(Q^2) - G_M^n(Q^2)$$

従って

$$G_E^{\text{weak}}(Q^2) = \frac{G_M^{\text{weak}}(Q^2)}{1 + \mu_p - \mu_n} = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_N^2}\right)^2}$$

となる。

さらに軸性ベクトルカレントの形状因子にも双極子型を仮定すると

$$g_1(Q^2) = \frac{g_1(0)}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_A^2}\right)^2}$$

PCAC 仮説から導かれた関係式を変形して

$$g_3(Q^2) = \frac{-2M g_1(Q^2)}{Q^2 + m_\pi^2} + \frac{m_\pi^2}{Q^2(Q^2 + m_\pi^2)} [\sqrt{2} f_\pi g_0 - 2M g_1(Q^2)]$$

とすると、これはカイラル対称性の極限 ($m_\pi^2 \rightarrow 0$) で $g_3(Q^2)$ が $g_1(Q^2)$ より速く減衰することを示している。
 $g_3(Q^2)$ には多くの場合、ソフトン質量の2乗がかかるから、断面積にはほとんど寄与しない。

5.5 微分断面積

以上の考察から 準弾性散乱 $\nu\mu N \rightarrow \mu P$ の微分断面積は

$$\frac{d\sigma(E, Q^2)}{dQ^2} = \frac{G_\beta^2 M^2}{8\pi E^2} \{ A(Q^2) + B(Q^2) \left[\frac{S-U}{M^2} \right] + C(Q^2) \left[\frac{S-U}{M^2} \right]^2 \}$$

$$A(Q^2) = \frac{Q^2 + M_\mu^2}{4M^2} \left\{ f_1^2 \left[-4 + \frac{Q^2}{M^2} \right] + f_1 f_2 \left[\frac{4Q^2}{M^2} \right] \right. \\ \left. + f_2^2 \frac{Q^2}{M^2} \left[1 - \frac{Q^2}{4M^2} \right] + g_1^2 \left[4 + \frac{Q^2}{M^2} \right] \right. \\ \left. - \frac{M_\mu^2}{M^2} \left[(f_1 + f_2)^2 + g_1^2 - 4Mg_1g_3 - g_3^2 Q^2 \right] \right\}$$

$$B(Q^2) = (f_1 + f_2) g_1 \frac{Q^2}{M^2}$$

$$C(Q^2) = \frac{1}{4} \left[f_1^2 + f_2^2 \frac{Q^2}{4M^2} + g_1^2 \right]$$

となる。ここで $G_\beta = G \cos \theta_c$

$$S = (P+K)^2, \quad U = (P-K')^2 \quad (5.1)$$

$S-U = 2(P \cdot K + K' \cdot P) - M_\mu^2 = 2M(E+E') - M_\mu^2$ である。

第2章 実験装置

0.1 序論

ニュートリノ実験の持つ最大の難しさは相互作用の確率が著しく低いことである。例えば入射粒子のエネルギーが数 GeV の範囲でパイオンと核子の全断面積は 10^{-23} cm^2 のオーダーなのに対し、ニュートリノと核子のそれは 10^{-38} cm^2 と 10^{15} 倍も小さい。この困難に対応する為、多くのニュートリノ実験には強度の強いニュートリノビームとともに、大重量の標的検出器が用いられる。

この章ではまず実験に用いられたニュートリノビームについて、ニュートリノを生成するビームラインとその性質の2つに分けて述べ、その後検出器、特に主検出器の液体シンチレーター及びプロポーションアルドリフトチューブ(PDT)について述べる。

4.2 ニュートリノビーム

① ビームライン (Fig. 2-1)

アメリカのブルックヘブン国立研究所 (BNL) における広帯域ニュートリノビームは 28.3 GeV にまで加速された陽子ビームから作られる。この陽子ビームは交代勾配シンクロトロン (AGS) によって作られたもので、30 nsec の時間幅を持った 12 個のバンチがそれぞれ 224 nsec の間隔で取り出されては標的の方へと向かう。(Fig. 2-2)

この方の標的は相互作用長の 2 倍に相当する長さ 45 cm、直径 6.4 mm のサファイア (Al_2O_3) でできており、標的の後方にはホーンと呼ばれる 2 つの収束器が置かれている。(Fig. 2-3)

ホーンとはラッパ状をした荷電選別器で、ラッパの表面の内側から外側 (又はその反対方向) に電流を流すことによって磁場を作る。陽子との衝突で生じた二次粒子 (π , K etc.) はこの磁場によって角度分散を押さえられて平行なビームへと修正されると同時に、正負電荷による粒子選別を行ってニュートリノ及び反ニュートリノビームを作る重要な役割を果たす。

ホーンにより整形・分離された粒子はその後数 10 m の崩壊領域を走る間にセミレプトニックな崩壊 $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu_{\mu}$, $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu_{\mu}$ を行ってニュートリノを生成し、同時に生じたミュオン及びその他の粒子は続く遮蔽領域でシールドされる。

実際のスペクトラムを (Fig. 2-4) に示す。

② ニュートリノの性質

こうして得られたニュートリノは主にパイオン崩壊からのものが支配的で、K中間子からのものは大きいエネルギー領域でのみ効いてくる。そこでまずパイオンからの崩壊について考える。

前方に狭い角度で放出されたニュートリノのエネルギーは簡単な力学の計算から

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{m_\pi^2 + p_\pi^2/c^2} \cdot p_\pi$$

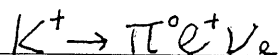
となる。ここで E_ν , θ_ν はニュートリノのエネルギー、放射角、 p_π , m_π はパイオンの運動量及び質量、 m_μ はミューオンの質量である。今 $\theta_\nu = 0$ とすると $E_\nu = 0.42 p_\pi$ 。ニュートリノが検出器に入射する最大角 $\theta_\nu = 33 \text{ mrad}$ の時は $E_\nu = 0.28 p_\pi$ だから、ニュートリノのエネルギースペクトラムはパイオンの運動量の約0.35あたりに広く分布することになる。そのパイオン自身の運動量については、ホーンシステムによって $3 \text{ GeV}/c$ をピークとする分布を示し、平均30%がシールド壁に到達する前に崩壊する。

一方、パイオン崩壊によって生じたミューオンも又崩壊してニュートリノを生成することがあるが、その割合はせいぜい 3×10^{-3} 程度で、エネルギーも約半分と低い。

次に、K中間子からの崩壊についてもパイオン同様2体崩壊の力学が解けるが、K中間子の質量はパイオンに比べて大きいから、この場合のエネルギー

スペクトラムはやや狭い範囲での分布になる。

さらにK中間子は分枝比0.05で



に崩壊して直接電子ニュートリノを作る。この電子ニュートリノは2体崩壊でのミュオンニュートリノと同じエネルギー領域にあり、平均してK中間子の半分のエネルギーを持つ。しかし二次粒子としてK⁺中間子が生成される割合は、パイオンの0.05と小さく、崩壊長も6.4倍と長いことから、結局電子ニュートリノのミュオンニュートリノに含まれる割合はエネルギー領域全体に渡って積分しても 5×10^{-3} 程度のものである。

ここで電子ニュートリノについて少し補足するならば、上記崩壊以外にも



といった反応がある。ここで電子はミュオンに比べて著しく質量が小さい為、角運動量保存則から可能な位相空間の割合も同様に小さくなる。従って崩壊の分枝比も 1.2×10^{-4} (パイオン) と小さく、無視できると考えてよい。

最後にニュートリノビームのヘリシティ混合について。正負パイオンの生成比率は約2倍異なることから、反ニュートリノビームに含まれるニュートリノの混合比($9.7 \pm 0.08\%$)はその反対($2.4 \pm 0.05\%$)の4倍にもなっている。ここではニュートリノの準弾性散乱を扱うので、反ニュートリノからの寄与は小さい。

与る 検出器 (Fig. 2-6)

検出器については、大きく主検出器と後方検出器の2つに分けて考えることができる。

主検出器はセグメント化(細かく分割)された液体シンチレーター及び x, y 方向(ニュートリノビームの入射方向を z 軸とする)2層のPDTで構成され、合計112モジュール、総重量170tで実効重量は100t、内シンチレーターがその80%以上を占めている。シンチレーターはニュートリノの標的であると同時に、PDTのタイミング、及びカロリメーターとして粒子のエネルギー損失 dE/dx を与え、PDTも又、通過粒子の位置と dE/dx の情報を与える。これら2種類の全く異なった検出器による dE/dx の測定は粒子同定の重要なカギとなるが、そのことについては与る章で述べる。

一方後方検出器はシャワーカウンターと電磁スペクトロメーターから成り、前者は主検出器下流で生じた電子及び光子の全エネルギーを精度良く測る為、後者はニュートリノ相互作用で発生したニューオンの電荷及び運動量を求める為のものである。

以下それぞれの検出器について略述する。

① 液体シンチレーター

液体シンチレーターは1モジュール1.35t、有効面積 $4.22\text{m} \times 4.09\text{m}$ で、水平(x 方向)に長いセル16個を垂直(y 方向)に積み上げてできている。各

セルの大きさは幅7.9cm、高さ25cmで厚さ3mmのアクリルチューブに7つ並んでいる。

シンチレーター内で発生した光は外壁の表面で全反射して両端に取り付けられた光電子増倍管(PMT: Amperex 2212A)に送られる。時間分解能は2nsec。両端読み出しでおおむね2方向の位置を決めることができる。マルチプルヒットも読める(平均2度)。

カロリメーターとしての性能の減衰はニュートリノビームによって生成されたミュオンを使って調べ、常時宇宙線でモニターする。

② プロポーションアルドリフトチューブ(PDT)

PDT1モジュールは有効面積4.2m×4.2m。X、Y方向にそれぞれ54個のセルを並べた2層構造でできている。各セルは幅3.8cm、高さ7.6cm、長さ4.2m。中央にセンスワイヤーが1本張り渡されており、チューブの中にはP10ガス(アルゴン90%、メタン10%)が注入されている。

シンチレーターのタイミングによりドリフトタイムを測定して粒子の通過位置を決定するが、位置精度は1.5mm。角度分解能については多重散乱が支配的。シンチレーター同様、平均2度までマルチプルヒットが読める。

利得安定化には同一構造を持った参照PDTを用い、 ^{109}Cd - α 線を照射することによって行なう。

③ シャワーカウンター

主検出器と電磁スペクトロメーターの間に置かれ、
1輻射長の鉛とサンドイッチ状になった10モジュールの液体シンチレーターでできている。

④ 電磁スペクトロメーター

検出器中最下流、シャワーカウンターの後方に置かれ、
電磁石とPDT9モジュール(電磁石の前に4つ、後に5つ)から成る。

③④のデータは今回の解析には使用しない。

第3章 イベントリダクション

§1 序論

今回、準弾性散乱の解析に用いられたデータは1982年の12月から1983年の2月にかけて行なわれたもので、総計 1.56×10^6 バースト、ニュートリノのエネルギーフラックスは (Fig. 2-4) の様に与えられている。

$\nu_{\mu} \rightarrow \mu + p$ イベントのデータサンプルとしては終状態にミュオン及び陽子による2本のトラックを含むことで特徴づけられ、エネルギー損失 (dE/dx) の違いから陽子のエネルギーは数モジュール通過して止まるが、ミュオンのエネルギーは検出器の外まで突き抜けていることが多い。2体散乱の為、ニュートリノのエネルギーと陽子の散乱角及び運動量といった3つの物理量を決めれば力学は一意的に解ける。従って計算上の値と実験値が異なっていればそれは何らかのバックグラウンド (例えば核子とパイオンの共鳴状態生成から来るパイオンを陽子と誤認して、核子の方は見落とししている) であることを示している。

ここではまず全ての解析の基礎となるトラックの情報を得るための解析について述べ、次の節以降、実際にカットを入れてイベントリダクションしていった過程について述べる。

そこで最初に行なうべきことは、応答のあった検出器のセルそれぞれに対して得られた生の時間、及び

パルスハイトの値を、具体的な意味のあるタイミングやエネルギー損失、位置の情報へと変換することである。

検出器はトリガーをかけないオープンゲート方式 (AGSからのビーム取り出し後 $10 \mu\text{sec}$) でオペレートされている為、独立した反応による一連のヒットはシンチレーターのタイミングを利用して、各々別個のタイムクラスター (タイムクラスター) に分類される。1バーストは12個のビンチからできているから、同一バースト中で生じた2つ以上のイベントが同じタイムクラスターに属する確率は12分の1となる。個々のセルに生ずるランダムなノイズや外部からの入射粒子によるイベントとともに、こうした偶然に同じタイムクラスターに重なってしまったイベント (2 in 1 event) 等を取り除くことによって、ニュートリノ相互作用に関連したシンチレーターのヒットをそれぞれ明確に分離することができる。

この様にして与えられたタイミングをもとに得られるPDTのドリフトタイムから粒子の通過位置が求まり、トラックが構築されてゆくのである。

4.2 トポロジカルセレクション

(Fig. 3-1) に典型的な準弾性散乱のイベントを示す。ここで一連のシンチレータ及びPDTのヒットがトラックと認識される為には前節で述べた時間と位置の対応がしっかりとついているのに加え、最低3モジュール(3シンチレータ・PDT対)以上は通過していなければならない。これは反跳陽子への運動量移行の2乗 Q^2 が 0.35 (GeV/c)^2 以上であることに相当する。この条件を満たし、次の解析でトラックが求められたイベントに対しては、引き続きトポロジカル(位相幾何学的)な選別を行った。

i) 2プロング: 同じタイムワースター中に始点を共有する2本のトラックを含んでいる。もちろんこれがミュオンと陽子に相当する。

ii) fiducial volume: 反応の頂点が $3.5 \text{ m} \times 3.5 \text{ m} \times 95$ モジュールの有効体積内にある。この要請は外部から入射してきた粒子による相互作用をニュートリノビームによるものと混同しない様にする為であるとともに、検出器の境界近くで起こった反応のトラックはその始点と終点の位置を決めるのが難しく、信頼度も低いことから、このイベントは最初から除外する。

iii) 1 stop 1 leave : 27°コングトラックの内、1本は fiducial volume 内で止まり (陽子候補) 他の1本は fiducial volume の外へ突き抜けている (ニューオン候補)。そうしないことには陽子のレンジ (又は全エネルギー損失) がわからず、 Q^2 が求まらない。

iv) Opening Angle : xz 平面及び yz 平面に斜影さした2本のトラック間の角度がともに 0.20 rad (11.5°) 以上である。これは2本のトラック及びエネルギー損失の値を明確に分離する為であり、 0.20 rad は最短トラックにおいて、始点と終点 (1モジュール目と3モジュール目) のPDTセルがほぼ1つ変わる角度である。

以上4つのトポロジカルセレクションを行った結果、1.4M個あったイベントに対し、求める準弾性散乱候補のイベントは78477個となった。

④ 粒子同定 (Particle Identification)

トポロジカルセレクションの次のステップは、陽子のトラックをパイオンやミュオンのそれと分離することである。一般に通過粒子が物質中にデポジットしていくエネルギーは粒子によって異なるから、シンチレータ及びPDTといった2種類の検出器から得られるエネルギー損失 (dE/dx) の情報を用いることにより、粒子の同定を行うことができる。その際、最小のデータサンプルとしてもトラック長が3モジュールあるから、シンチレータ-3、PDT-6の9つの情報が用いられる。

ここでは以下、粒子同定の方法について順を追って述べていく。

i) まず初めに、シンチレータやPDTの efficiency を考慮しつつ、対象とするトラックが陽子及びパイオン(ミュオン)であった場合を仮定して、予想されるエネルギー損失 E_{pred}^i を計算する。例えば陽子の場合なら、シンチレータで $E_{pred}^i = 17 \text{ MeV}$ 、PDTで $E_{pred}^i = 11 \text{ MeV}$ の確率密度が最高になる。

ii) 次に実際検出器にデポジットされたエネルギーの測定値 E_{meas}^i と、i) で求めた E_{pred}^i の比 $E_{ratio}^i = E_{meas}^i / E_{pred}^i$ をとる。もし対象としたトラックの粒子が仮定した粒子と同一

であったならば、 E_{ratio} は 1 のまわりになら
びの分布をする筈である。

iii) トラックの終点から確率密度 $P(p, E_{ratio})$ 及び
 $P(\pi, E_{ratio})$ の対数和をとり、これを陽子
及びパイオンの尤度関数として以下の様
に定義する。

$$\log [L^{PDT}_{(p)}] = \sum_i \log [P^{PDT}_{(p, E_{ratio})}]$$

$$\log [L^{PDT}_{(\pi)}] = \sum_i \log [P^{PDT}_{(\pi, E_{ratio})}]$$

$$\log [L^{SCIN}_{(p)}] = \sum_i \log [P^{SCIN}_{(p, E_{ratio})}]$$

$$\log [L^{SCIN}_{(\pi)}] = \sum_i \log [P^{SCIN}_{(\pi, E_{ratio})}]$$

ここで \sum は粒子が通過したセル全ての和で
あるが、 dE/dx の正確を期す為、トラック途
上で相互作用しているものや、他のタイムワラ
スターのトラック(ゴースト)と交差しているモ
のを除く。

iv) 尤度関数はそのサイズの粒子である確率と
解釈できるから、陽子の確率分布にあわせ
て乱数を振り、 L より小さい値の割合を求め
る、これを Confidence Level とする。

以上が Confidence Level 導出までのプロセスで
あるが、確率密度が正確に計算され、粒子の同定が

正しいものであったならば、シンチレータ-PDT 2つの Confidence Level の分布は 0 から 1 までの間で一樣になる一方、誤った同定の場合には 0 附近の小さい値に偏るであろう。(Fig 3-2,3) はその PDT, シンチレータによる陽子 vs パイオンの Confidence Level の Scatter-プロットであるが予想通り縦軸、横軸附近の小さい値の所で 0 から 1 まで一樣に分布し、(Fig 3-4) の PDT vs シンチレータの Scatter-プロットでは全領域に均等に散らばっている。

以上のことから Confidence Level 導出の正当性が示され、モンテカルロによらなくとも、十分粒子の同定 (p - π 分離) が可能なことがわかる。

カットオフのパラメーターを

$$CL_{(p)}^{PDT} > 0.20 \text{ かつ } CL_{(p)}^{SCIN} > 0.05$$
$$\text{又は } CL_{(p)}^{PDT} > 0.05 \text{ かつ } CL_{(p)}^{SCIN} > 0.20$$

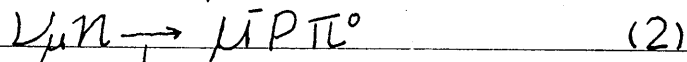
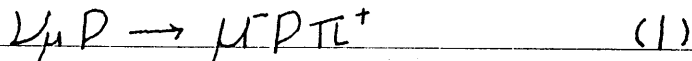
及び

$$CL_{(\pi)}^{PDT} < 0.20 \text{ かつ } CL_{(\pi)}^{SCIN} < 0.20$$

とすると、陽子同定の efficiency 約 90% で、準弾性散乱候補のイベントは 27900 個になった。

4 バックグラウンドの評価

準弾性散乱 $\mu n \rightarrow \mu p$ のバックグラウンドとしては終状態に核子とパイオン1個を含む



の3つが考えられる。

(1)については荷電粒子が3つだから本来ならば3プロングイベントになる筈である。ところがトラックと認識されるには最低3モジュール以上は走っていることといった条件がある為、それより短い距離でストップした場合は2プロングと見做され、準弾性散乱の擬似イベントとなる。ここでは既にP-IDを経ているので、止まった粒子はパイオンである。

(2)にいたってはもともと2プロング。(3)についても2プロングであるが、ここでも又、P-IDを経たことを考えると、止まった粒子はパイオンで、陽子は中性子がたたき出したものである。

この節では Rein & Seghal モデル (Ref. 6) によるモンテカルロを用いて、様々なパラメーターに対する分布を描き、カットを入れてバックグラウンドの低減をはかる。

i) Vertex Energy

反応の頂点近傍 3×3 、即ち前後1つずつのモジュール及びセルにデポジットされた

エネルギーの総和。

このカットは主にストップしたパイオンの崩壊を見て、(1)と(3)のバックグラウンドを除く為のものであり、カットの条件を

$$E_{\text{vertex}} < 130 \text{ MeV}$$

とすると、準弾性散乱及びバックグラウンドのアクセプトランスはそれぞれ

μP	$\mu P \pi^+$	$\mu P \pi^0$	$\mu n \pi^+$
0.915	0.671	0.778	0.656

となる。(Fig. 3-5)に各チャンネルのVertex Energy分布を、(Fig. 3-6)には第4章で述べるデータサンプル中のバックグラウンド(上図、黒く塗りつぶした部分)と、 μP イベントの2つの算出法による分布を示す。

ii) Extra Energy

反応頂点を中心とした半径5m以内でトラックに乗っていないセルに含まれるエネルギーの総和。

このカットもパイオンの崩壊を見るが、特に $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ からのシャワーによって(2)のバックグラウンドを除く。カットの条件

$$E_{\text{extra}} < 40 \text{ MeV}$$

の時アクセプトランスは

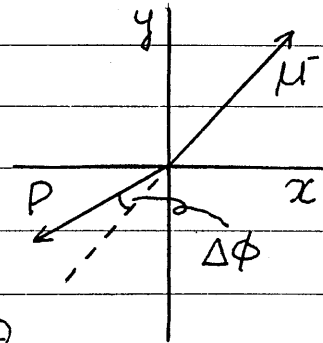
μP	$\mu P \pi^+$	$\mu P \pi^0$	$\mu n \pi^+$
0.934	0.736	0.685	0.667

である。(Fig. 3-7)に各チャンネル及びデー

タサンプルの Extra Energy 分布を示す。

iii) コプラナリティー (Coplanarity)

コプラナリティーとはニュートリノのビーム方向及び終状態の2本のトラックが同一平面上にあるかどうかの尺度であり、ニュートリノのビーム方向をz軸としてxy平面に斜射した2本のトラックの直線からのズレ $\Delta\phi$ で表わされる。



このカット及び次の $\Delta\theta_\mu$ のカットは3体散乱からくる運動量の非平衡を見るもので、(1)~(3)全てのバックグラウンドにあてはまる。カットの条件は

$$|\Delta\phi| < 1.0 \text{ rad}$$

アセプトランスは

μ^-P	$\mu^-P\pi^+$	$\mu^-P\pi^0$	$\mu^-n\pi^+$
0.960	0.856	0.872	0.810

である。(Fig 3-8)に各チャンネル、(Fig 3-9)にデータサンプルの $\Delta\phi$ 分布を示す。

iv) $\Delta\theta_\mu$

$\Delta\theta_\mu$ は陽子のエネルギー損失の情報から計算によって求められたミュオンのz軸に対する放射角度 θ_μ^{cal} とPDTのトラック情報として測定された角度 θ_μ^{meas} との差で

ある。

二ニュートリノの運動量を P_ν 、陽子の運動エネルギー、質量、及びZ軸に対する角度をそれぞれ T_p, M_p, θ_p とすると、陽子の運動量

$$P_p = T_p(T_p + 2M_p)$$

より θ_μ^{cal} は

$$\theta_\mu^{\text{cal}} = \tan^{-1} \left(\frac{P_p \sin \theta_p}{P_\nu - P_p \cos \theta_p} \right)$$

で与えられる。カットの条件を

$$\Delta \theta_\mu < 1.0 \text{ rad}$$

とすると、アウプタンスは

μ^p	$\mu^p \pi^+$	$\mu^p \pi^0$	$\mu^p \pi^+$
0.936	0.689	0.670	0.824

となる。(Fig 3-10)に各チャンネル、(Fig 3-11)にデータサンプルの $\Delta \theta_\mu$ 分布を示す。

結局上の4つのカットを通して最終的に残ったデータサンプルは 15411 イベントとなり、その内、準弾性散乱が占める割合は

$$\mu^p : 0.793 \text{ (12221 イベント)}$$

バックグラウンドはそれぞれ

$$\mu^p \pi^+ : 0.132 \text{ (2034 イベント)}$$

$$\mu^p \pi^0 : 0.065 \text{ (1002 イベント)}$$

$$\mu^p \pi^+ : 0.011 \text{ (170 イベント)}$$

と推定される。

第4章 解析と結果

4.1 序論

この章では前章までで選別されたデータサンプルをもとに、最終的な目標である準弾性散乱の断面積を求める。その後 $d\sigma/dQ^2$ の Q^2 分布からハドロンカレントの軸性ベクトル形状因子に双極子型を仮定した時の軸性ベクトル質量 M_A を求める。

そこでまず断面積であるが断面積を計算する為には、実際に起こった準弾性散乱の正確なイベント数を知らなければならぬ。ここでは前章のモンテカルロの結果を用いてバックグラウンドを削除する一方、tracking efficiency をも含めたアクセプタンスを考察する。

そうして生成されたイベント数が求まったならば次の段階は実際に数値を代入することである。イベント数 $Y(Q^2)$ と断面積の間には

$$Y(Q^2) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{d\sigma(E, Q^2)}{dQ^2} \phi_{\nu}(E) dE$$

$$\times [\text{POT}] \times [\text{TARGET}]$$

という関係があり、 E はニュートリノのエネルギー、その他の係数は

$\phi_{\nu}(E)$: ニュートリノのエネルギーフラックス

POT (Proton on target)

: 単一標的に入射する陽子の数

TARGET: ニュートリノに対する標的数

である。

最後に M_A の評価であるがここでは実験で求めた断面積と計算によって算出した断面積とを用いて χ^2 分布を作り、 M_A をパラメータとして分布がどのように変化するか調べる。

4.2 バックグラウンドの削除

既に見た様にバックグラウンドの主要なものとしては、核子とパイオンの共鳴状態生成からくる

$\mu p \pi^+$, $\mu p \pi^0$, $\mu n \pi^+$ の3つがある。

こうしたバックグラウンドの Q^2 分布 $G(\omega)$ はモンテカルロの各チャンネルの Q^2 分布 $g_i(\omega)$ と全イベント数 $n_i (= \int g_i(\omega) d\omega)$ 及び前章で求めた最終的なデータサンプルに占めるバックグラウンドのイベント数 N_i を用いて

$$G(\omega) = \sum_{i=1}^3 g_i(\omega) \times \frac{N_i}{n_i} \quad \text{と計算される。}$$

データサンプルの Q^2 分布 $H(\omega)$ 及びバックグラウンドの Q^2 分布を(Fig 4-1. 上図)に示す。ここで黒く塗りつぶした部分がバックグラウンドである。

そこで準弾性散乱 μp の Q^2 分布 $Y(\omega)$ は(Fig. 4-1. 上図)の2つのグラフを引算すれば得られる一方、バックグラウンドの Q^2 分布を計算したのと同様モンテカルロの μp チャンネルを用いても求められ、これはモンテカルロの適合性のチェックとなる。バックグラウンドを引いて求めた値($Y(\omega) = H(\omega) - G(\omega)$)をヒストグラムに、モンテカルロから求めた値($Z(\omega) = g_0(\omega) \times \frac{N_0}{n_0}$)を折山線グラフにして(Fig 4-1. 下図)に示す。2つのグラフはよく一致しており、モンテカルロの正当性が保証された。

§3 アクセプトランス

バックグラウンドを取り除き、純粋にMPイベントのみと考える様になった最終データサンプルに対し、次に行うべきことは得られた Q^2 分布 $y(Q^2)$ を実際に反応が生じたイベント数の Q^2 分布 $Y(Q^2)$ に還元することである。その為にはアクセプトランスを求めなければならぬが、これはモンテカルロの生の Q^2 分布 $h_0(Q^2)$ と終状態の Q^2 分布 $g_0(Q^2)$ を使って

$$A(Q^2) = \frac{g_0(Q^2)}{h_0(Q^2)}$$

と与えられる。しかし今回の解析では十分なモンテカルロの統計が得られなかった為、このまゝでは誤差が大きくなってしまい、アクセプトランスのばらつきがそのまま生成イベント数の分布に影響する。そこで何らかの方法でこれを平滑化しなければならぬが、ここでは Q^2 を変数とする5次の多項式を導入して最小2乗法により曲線をあてはめた。

その際用いられたデータは $0.1 (\text{GeV}/c)^2$ 単位で $Q^2 = 0.45 (\text{GeV}/c)^2$ から $1.45 (\text{GeV}/c)^2$ までの11個。結果は (Table 4-1) 及び (Fig 4-2) に示した通りで、 $\chi^2 = 5.05$ であった。あてはめの良さが著しく良いわけではないので、誤差はそのまま、モンテカルロの統計誤差を使う。(系統誤差は無視)

4.4 Tracking efficiency

アワセプロトタイプと並んで生成イベントの数を求めるのに重要なファクターなのが tracking efficiency (飛跡識別効率) である。この値はモンテカルロ、その他の方法で正しく評価することが難しい為、1つ1つのデータサンプルを eye scan によって識別し、統計を叩いていくしかない。ここでは以下の様な手順でその Q^2 依存性を求めた。

i) まずソフトウェアによって長さが10モジュール以上、かつ fiducial volume 内に始点を含み、そのままストップせず fiducial volume の外に突き抜けている様なトラックを含むイベントを選び、このイベントに対する各検出器の情報を図示させる。

ii) 次に eye scan によって、始点を共有し、かつ fiducial volume 内でストップしている様なもう1本のトラックを含むイベントを選び出し、この2本目のトラックを対象として、ソフトウェアがこれを正確に2プロングイベントと認識しているかどうかチェックする。

iii) その際、短かい2本目のトラックは陽子のものと考えられるから、このトラックとZ軸の角度、及びモジュール長を測定して陽子が走った正

味の距離を計算し、この値と検出器に対するレンジの表とを比較することによって、 Q^2 の値を求める。この方法は実際、ソフトウェアで Q^2 を計算する方法と同じであり、実験値と計算値の違いは10%以内であった。

iv) ii) iii) で得られた tracking efficiency の Q^2 依存性について。 Q^2 の小さい (モジュール長の短い) トラックでは、1モジュール見落としただけでもトラックと識別しにくいのに対し、 Q^2 の大きい (モジュール長の長い) トラックでは、たとえ1モジュール見落としただけでも、他のモジュールのヒットで十分にトラックを構築しうることから、その値は Q^2 の増大についてある一定値に近づくと考えらる。そこでこれを α, β を係数とする Q^2 の関数 $f(Q^2) = \alpha(1 - e^{-\beta Q^2})$ であてはめる。

以上の結果 tracking efficiency の最適値は $f(Q^2) = 0.967(1 - e^{-3.61Q^2})$

となり、これは別に全く独立して行われた結果 (Ref. 9) と比較しても、その違いは2~3%であった。従って誤差5%をつけて求める Q^2 依存性は

$$F(Q^2) = (0.967)^2(1 - e^{-3.61Q^2})$$

となる。ここで係数を2乗しているのは2プロングのニューオントラックを考慮している。(Fig. 4-3) に $f(Q^2)$ の様子を示す。

5.5 断面積の算出

前節までの結果から、実際に起こった準弾性散乱のイベント数の Q^2 分布 $Y(Q^2)$ は

$$Y(Q^2) = \frac{y(Q^2)}{A(Q^2)F(Q^2)}$$

で与えられる。(Table 4-1)

断面積を求める為、以下の係数の値を調べる。

① ニュートリノフラックス

ニュートリノフラックスについては様々な実験を通して、その信憑性が確かめられている。ここでのエネルギー分布も系統誤差15%で(Fig 2-4)の様に与えられている。

② POT

POTについては同じデータサンプルのテープ411本につき 1.31×10^{19} 個、及びバースト数 1.25×10^6 に対し 0.88×10^{19} 個という2つの独立な関係を用いる。今回取り扱ったデータはテープにして400本、バースト数にして 1.56×10^6 だから結局POTは

$$[POT] = 1.28 \times 10^{19} \text{ (誤差15\%)}$$

となる。

③ TARGET

この場合、ターゲットの数としては主検出器中に含

よめる中性子の数に等しいから、組成及び比重と
いった簡単な計算より、ほぼ正確に

$$[\text{TARGET}] : 2.75 \times 10^{31}$$

と求まる。(誤差は無視)

以上の値を代入してニュートリノフラックスで平均
をとると微分断面積 $d\sigma/dQ^2$ は (Table 4-1) (Fig.
4-4) の様になり、 Q^2 で積分した全断面積は

$$\sigma = (0.87 \pm 0.19) \times 10^{-38} \text{ cm}^2$$

となった。

§6 M_A の評価 (χ^2 分布)

第1章で述べた様に、ヒドロンカレントはベクトルと軸性ベクトルの2つの部分から成り(V-A理論)、その形状因子はベクトル質量 M_V 、軸性ベクトル質量 M_A を導入した双極子型で近似される。ここではベクトル質量の値を固定 ($M_V = 0.84 \text{ GeV}/c^2$) して、軸性ベクトルカレントの Q^2 依存性を M_A をパラメータとする χ^2 分布によって調べる。

そこで χ^2 分布であるが、あるデータサンプルに曲線、もしくは理論の予言値をあわせる時、最も頻繁に用いられるのがこの χ^2 分布であり、データサンプルを Z_j 、その誤差(標準偏差)を σ_j 、あてはめるべき関数を $f_j(x_i)$ (x_i はパラメータ) とすると

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^n \frac{(Z_j - f_j(x_i))^2}{\sigma_j^2}$$

と定義される。ここで n はデータ点の数である。今、あてはめの関数 $f_j(x_i)$ が正確に Z_j の母平均であった場合、この量はある定まった分布をすることが知られている。所謂それが χ^2 分布であり、式で表わせれば

$$P(x) dx^2 = \frac{1}{\Gamma(\frac{k}{2}) 2^{\frac{k}{2}}} (\chi^2)^{\frac{k}{2}-1} e^{-\frac{\chi^2}{2}} d\chi^2$$

ここで k は自由度と呼ばれ、パラメータの数を m とすると $k = n - m$ である。通常の解析ではこの確率密度の積分値をとり、その割合をもって Confidence Level とする。

さて、ここでは Z_j の代わりに最終データサンプルの

イベント数 $Y(Q^2)^{meas}$ を $f_j(x_i)$ の代わりに理論の予言値 $Y(Q^2)^{pred}$ をそれぞれ代入して χ^2 分布を作る。この時、データ点としては、アワセプタンスの誤差が大きい $Q^2 = 1.35$ (GeV/c^2) 以上は傾きが急で変化率の激しい $Q^2 = 0.45$ (GeV/c^2) を除く、 $Q^2 = 0.55$ から 1.25 (GeV/c^2) までの8点をとり、誤差はイベント数の統計誤差から、オーバーオールにかかる係数 (Φ , POT, TARGET) の系統誤差まで全てを考慮に入れて計算する。

ところで (Fig. 4-5) が示す様に、 $Q^2 = 0.55 \sim 1.25$ (GeV/c^2) の範囲におけるニュートリノの準弾性散乱の微分断面積のグラフは、 M_A の変化に対してほとんどその傾きを変えないで、大きさのみが変化する。これは反ニュートリノの準弾性散乱の場合と好対称な性質であり、後者の場合、グラフの傾き (形状) が χ^2 に強く影響して M_A の値を決定するのに対し、前者、即ちここでの解析の場合はその大きさ、従ってオーバーオールにかかる係数の値によって M_A が決ってしまうことになる。

(Fig. 4-6) に M_A 、及びオーバーオールファクターを断面積 (ニュートリノフラックス平均) で置き換えた2パラメーターフィットの χ^2 分布を示す。曲線で囲まれた領域は 70% Confidence Level を表わし、その近傍を通る曲線 (ほぼ直線) は V-A 理論による計算値、さらに横軸に平行な直線で囲まれた領域は実際のオーバーオールファクターが占める領域を表わす。この領域がちょうど 70% Confidence Level と V-A 理論の交わった部分にあたることから、ここでのオーバーオールファクターの値はほぼ正確なものと考えるこ

とができる。

そこで今度はオーバーオールファクターの値を固定して M_A だけの1パラメータで χ^2 をフィットするとき。(Fig. 4-7) に示す様に $M_A = 0.97 \text{ GeV}/c^2$ の時 χ^2 最小となり $\chi^2 = 2.11$ 。70% Confidence Level をとけば結局求める M_A の範囲として

$$M_A = 0.97 \pm \begin{matrix} 0.12 \\ 0.14 \end{matrix} \text{ GeV}/c^2$$

を得る。(Fig. 4-8) に M_A の値を代入した理論値及び、実際のデータによる測定値を示す。

4.7 結論

ニュートリノビームを用いた準弾性散乱
 $\nu_{\mu}n \rightarrow \mu p$ の解析を通して弱い相互作用の研究を
行い、ニュートリノフラックス平均の全断面積

$$\sigma = (0.87 \pm 0.19) \times 10^{-39} \text{ cm}^2$$

を得るとともに、ハドロンカレントの軸性ベクトル
形状因子に双極子型を仮定した時の軸性ベクトル
質量として

$$M_A = 0.97^{+0.12}_{-0.14} \text{ GeV}/c^2$$

(但し 70% Confidence Level)

の値を得た。

この値は現在の最確値 $M_A = 1.05 \pm 0.16 \text{ GeV}/c^2$
(Ref. 7) や、同一データの反ニュートリノ準弾性散
乱を解析して得られたより精度の良い値 $M_A = 1.09$
 $\pm 0.03 \text{ GeV}/c^2$ (Ref. 8) と比較して consistent な
値である。

謝 辞

本研究論文の完成にあたり、その機会を与えて頂き、又多くの御指導を下さいました長島順清教授、並びに杉本章二郎助教授に心より感謝致します。

研究遂行において逐一御指導頂きました鈴木洋一郎助手、特にソフトウェア面でお世話になった幅淳二助手に心より感謝致します。

心身両面でこの研究をすすせ、論文完成にまで導いて頂いた山口慶剛氏、並びに広島大学の栗原良将氏に心より感謝致します。

さらには研究遂行期間を通じて多くの議論と有益な助言をして頂いた、上林、兼松、坂本、塚本、今村、金行、船越、山本各氏他、長島研究室の皆様、に心より感謝致します。

References

- 1) M.K. Gaillard & M. Nikolic, "Weak Interactions", TEPP, (1977)
- 2) Commins, "Weak Interactions", McGRAW-HILL, (1973)
- 3) Cheng & Oneill, "Elementary Particle Physics" Addison-Wesley Publishing Company, (1973)
- 4) L.A. Ahrens et al., Phys. Rev. D34, 75 (1986)
- 5) L.A. Ahrens et al., preprint E-734-86-1
- 6) D. Rein & L. Sehgal, Ann. of Phys. 133, 79 (1981)
- 7) T. Kitagaki et al., Phys. Rev. D28, 436 (1983)
- 8) Y. Kurihara, doctor thesis, Hiroshima Univ. (1987)
- 9) D. Hedin, private communication

Appendix 1 時間反転変換

電磁場中のディラック方程式は次の様に書ける

$$(\gamma_0 E - \gamma P - m)\psi = e(\gamma_0 V - \gamma A)\psi \quad (1)$$

今、時間反転に対して $V(t) = V(-t)$, $A(t) = -A(-t)$ とすると

$$(-\gamma_0 E - \gamma P - m)\psi' = e(\gamma_0 V + \gamma A)\psi' \quad (2)$$

①の複素共役をとって変換 T を施すと

$$\begin{aligned} & [-(T\gamma_0^* T^{-1})E + (T\gamma^* T^{-1})P^* - m](T\psi^*) \\ & = e[(T\gamma_0^* T^{-1})V - (T\gamma^* T^{-1})A](T\psi^*) \quad (3) \end{aligned}$$

従って $T = i\gamma_1\gamma_3$ とおくと

$$T\gamma_0^* T^{-1} = \gamma_0, \quad T\gamma^* T^{-1} = -\gamma$$

が成り立つから、②式は③式と同じ形の方程式となり、 T は時間反転のオペレーターであることがわかる。

この結果、時間反転に対してディラックスピノールは

$$U \rightarrow i\gamma_1\gamma_3 U^*$$

と変換し、行列要素は

$$\begin{aligned} \bar{U}_a F U_b & \rightarrow U_a^\dagger \gamma_0 \gamma_1 \gamma_3 F \gamma_3 \gamma_1 \gamma_0 \bar{U}_b^\dagger \\ & = \bar{U}_b \gamma_0 \gamma_1 \gamma_3 F^\dagger \gamma_0 \gamma_3 \gamma_1 U_a \end{aligned}$$

となる。

従って、ハドロンカレントの行列要素も

$\langle P | J_\lambda^+ | N \rangle \rightarrow$

$$\bar{U}_n \{ [\gamma_\lambda f_1(q^2) - \frac{i}{2M} \sigma_{\lambda\rho} q^\rho f_2(q^2) - g_\lambda f_3(q^2)] \\ + [\gamma_\lambda g_1(q^2) + \frac{i}{2M} \sigma_{\lambda\rho} q^\rho g_2(q^2) + g_\lambda g_3(q^2)] \gamma_5 \} U_p$$

となる一方、IILミート共役をとった

$\langle P | J_\lambda^+ | N \rangle^\dagger =$

$$\bar{U}_n \{ [\gamma_\lambda f_1^*(q^2) - \frac{i}{2M} \sigma_{\lambda\rho} q^\rho f_2^*(q^2) - g_\lambda f_3^*(q^2)] \\ + [\gamma_\lambda g_1^*(q^2) + \frac{i}{2M} \sigma_{\lambda\rho} q^\rho g_2^*(q^2) + g_\lambda g_3^*(q^2)] \gamma_5 \} U_p$$

この比較から、イドロニカレントが時間反転に対して不変ならば上の2式は同じものとしておける。故に

$$f_i(q^2) = f_i^*(q^2), \quad g_i(q^2) = g_i^*(q^2) \quad (i=1 \sim 3)$$

Appendix 2 Gパリティ変換

荷電共役変換のオペレーターを見つける為に、時間反転変換の時と同様、電磁場中のディラック方程式から始める。

$$(\not{p} - m)\psi = eA\psi$$

複素共役をとって変換Cを施すと

$$[-(C\not{p}C^{-1}) - m](C\psi^*) = e(CAC^{-1})(C\psi^*)$$

荷電共役変換は電荷を $e \rightarrow -e$ に変えるだけであるから、Cの満たすべき条件は

$$C\gamma_\lambda^* C^{-1} = -\gamma_\lambda$$

だから求めるオペレーターは $C = i\gamma_2$ である。

この結果 $G = ie^{i\pi/2}\gamma_2$ となり、Gパリティ変換によって左の左の行列要素は

$$\bar{U}_p U_n \longrightarrow -\bar{U}_n U_p$$

$$\bar{U}_p \gamma_5 U_n \longrightarrow -\bar{U}_n \gamma_5 U_p$$

$$\bar{U}_p \gamma_\lambda \gamma_5 U_n \longrightarrow -\bar{U}_n \gamma_\lambda \gamma_5 U_p$$

及び

$$\bar{U}_p \gamma_\lambda U_n \longrightarrow \bar{U}_n \gamma_\lambda U_p$$

$$\bar{U}_p \sigma_{\lambda\rho} U_n \longrightarrow \bar{U}_n \sigma_{\lambda\rho} U_p$$

$$\bar{U}_p \sigma_{\lambda\rho} \gamma_5 U_n \longrightarrow \bar{U}_n \sigma_{\lambda\rho} \gamma_5 U_p$$

となる。

Figure Captions

Fig. 2-1 BNL広帯域ニュートリノビームライン

2-2 陽子ビーム(1バースト12のバンチから成る)の時間構造. 縦軸は荷電カレントによるニュートリノ相互作用のイベント数

2-3 ホーンシステムとその荷電分離効率

2-4 ニュートリノエネルギーフラックス(実測値)

2-5 ニュートリノエネルギーフラックス(計算値)

2-6 標的検出器

Fig. 3-1 準弾性散乱イベントの一例

3-2 PDTによる陽子 vs パイオンの Confidence Level のスキャタープロット

3-3 シンチレータによる陽子 vs パイオンの Confidence Level のスキャタープロット

3-4 PDT vs シンチレータによる陽子の Confidence Level のスキャタープロット

3-5 モニタカール口各チャンネルの Vertex Energy 分布.

3-6 データサンプルの Vertex Energy 分布. 上図黒く塗りつぶした部分はバックグラウンド. 下図ヒストグラムはバックグラウンドを差し引いたMPイベントで折れ線はモニタカール口による計算値である.(以下4-1まで同じ)

Fig. 3-7 モニタール口各チャンネル及びデータサンプルの Extra Energy 分布.

3-8 モニタール口各チャンネルのコプラナリティー ($\Delta\phi$) 分布.

3-9 データサンプルのコプラナリティー ($\Delta\phi$) 分布.

3-10 モニタール口各チャンネルの $\Delta\theta_{\mu}$ 分布.

3-11 データサンプルの $\Delta\theta_{\mu}$ 分布.

Fig. 4-1 最終データサンプルの Q^2 分布

4-2 アクセプトランス

4-3 Tracking efficiency

4-4 微分断面積 (実測値)

4-5 ニュートリノ及び反ニュートリノの準弾性散乱
微分断面積 (計算値)

4-6 M_A 断面積を2パラメーターとする χ^2 分布.
曲線で囲まれた部分は Confidence Level
70% の領域でその近傍を通る曲線(ほぼ
直線)は V-A 理論による値. 横軸に平行な
点線で囲まれた部分は. 実験で得られた断面
積の範囲を表す.

4-7 M_A 1パラメーターの χ^2 分布.

4-8 微分断面積の実測定及び M_A を変化させた
時の計算値

Table 3-1 Event Reduction Flow

Analysis Stage	Data	Channel			
		μ^-p	$\mu^-p\pi^+$	$\mu^-p\pi^0$	$\mu^-n\pi^+$
Generated # of Event		54831	27395	11003	12858
Topological Selection	78477	2571	2084	1100	510
Particle Identification	27900	1760	898	469	96
Monte Carlo Subtraction					
Vertex Energy (<130MeV)	23636	1610	603	365	63
Extra Energy (<40MeV)	20548	1504	444	250	42
Coplanarity ($ \Delta\Phi < 1.0\text{rad}$)	18352	1444	380	218	34
$\Delta\theta_\mu$ (<1.0rad)	15411	1352	262	146	28

Table 3-2 Acceptance for Each Cut (Component Ratio)

Analysis Stage	Channel			
	μ^-p	$\mu^-p\pi^+$	$\mu^-p\pi^0$	$\mu^-n\pi^+$
Topology	.047 (.464)	.076 (.322)	.100 (.152)	.040 (.064)
P-ID	.685 (.597)	.431 (.261)	.426 (.120)	.188 (.023)
Vertex Energy	.915 (.658)	.671 (.211)	.778 (.113)	.656 (.018)
Extra Energy	.934 (.715)	.736 (.181)	.685 (.090)	.667 (.014)
Coplanarity	.960 (.738)	.856 (.166)	.872 (.084)	.810 (.012)
$\Delta\theta_\mu$.936 (.793)	.689 (.132)	.670 (.065)	.824 (.011)

TABLE 4-1 Q-SQUARE DISTRIBUTIONS

Q-SQUARE	MEASURED		ACCEPTANCE		GENERATED		CROSS SECTION	
	E-02	E-02	E-02	E-02	E+04	E+04	SIGMA E-40	ERROR E-40
0.45	4.351	4.399	0.290	5.369	0.500	7.443	1.725	
0.55	9.332	8.959	0.462	4.399	0.346	6.099	1.380	
0.65	9.152	9.391	0.514	3.539	0.292	4.906	1.117	
0.75	7.705	8.081	0.546	2.755	0.262	3.820	0.888	
0.85	6.216	6.384	0.561	1.962	0.228	2.720	0.658	
0.95	5.971	4.886	0.636	1.466	0.231	2.033	0.537	
1.05	3.906	3.669	0.571	0.933	0.192	1.293	0.382	
1.15	1.963	2.578	0.446	0.668	0.171	0.927	0.308	
1.25	1.581	1.482	0.453	0.637	0.247	0.883	0.390	
1.35	0.672	0.538	0.335	0.871	0.606	1.208	0.879	
1.45	0.421	0.462	0.297	0.611	0.454	0.847	0.655	

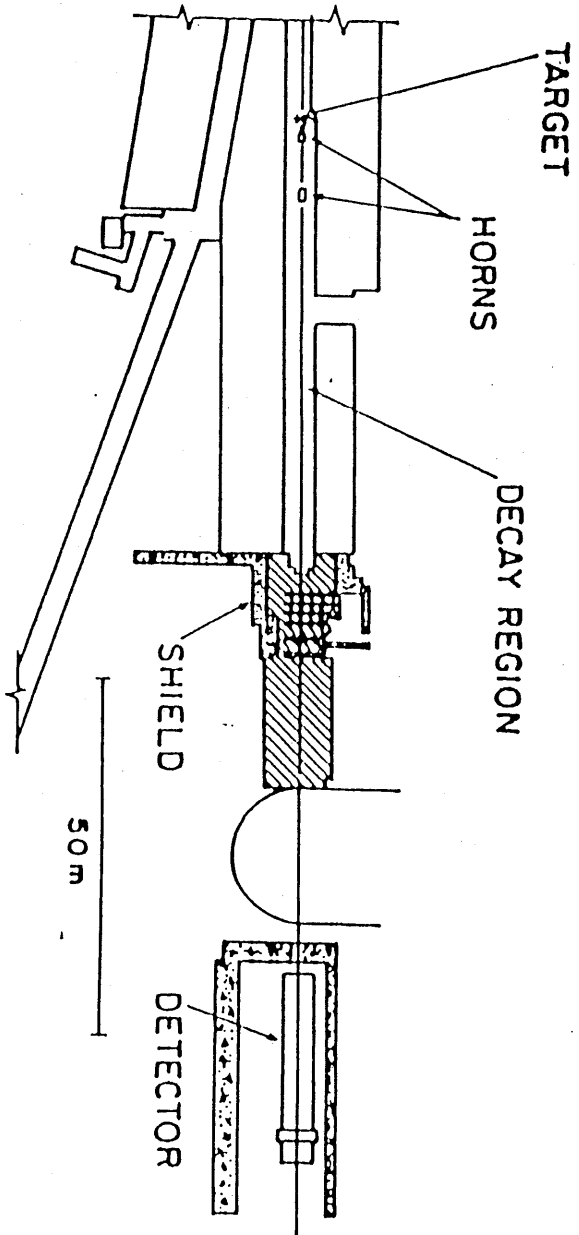


Figure 2-1

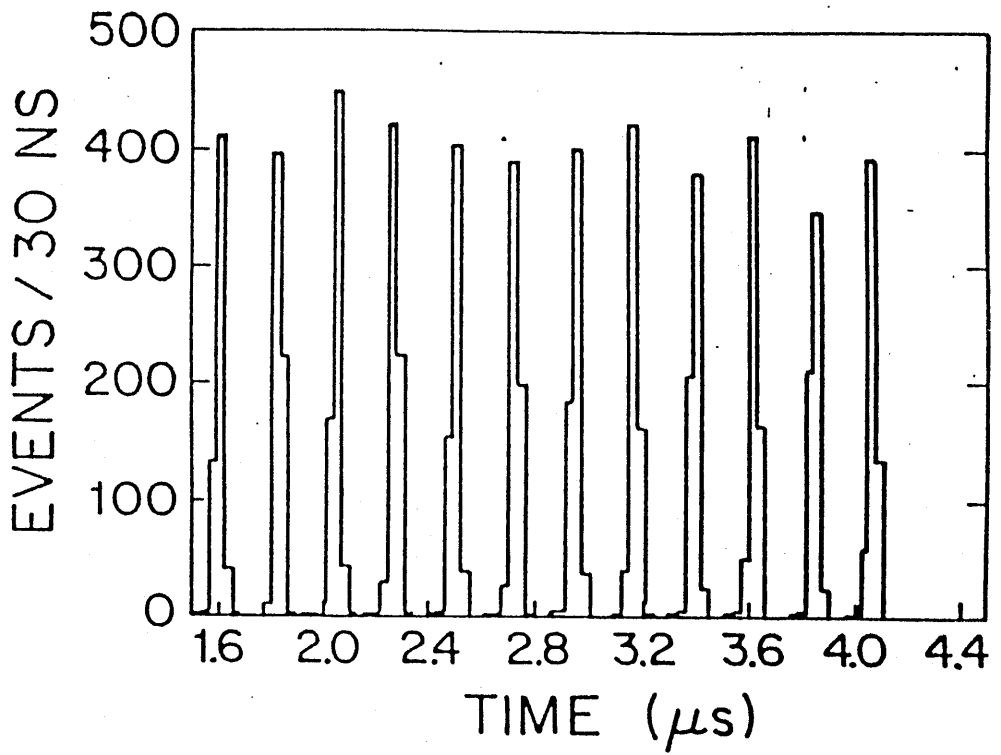


Figure 2-2

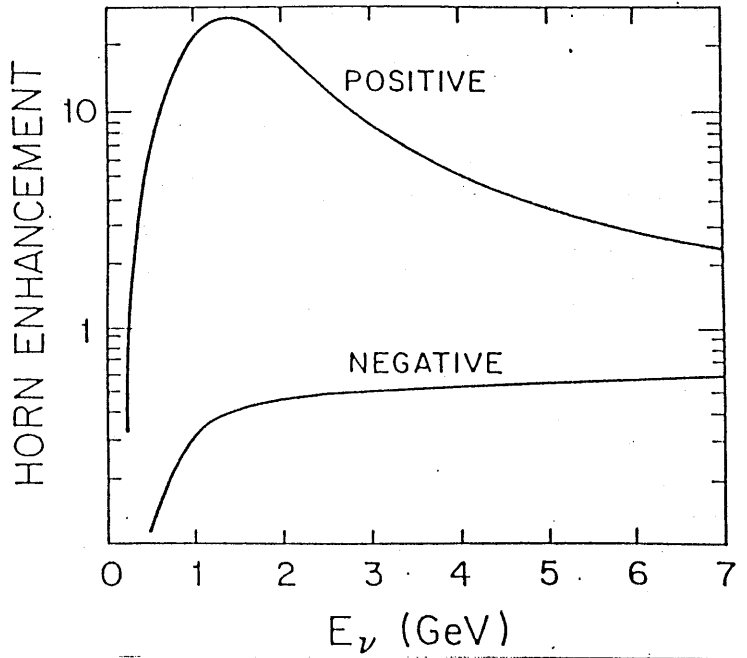
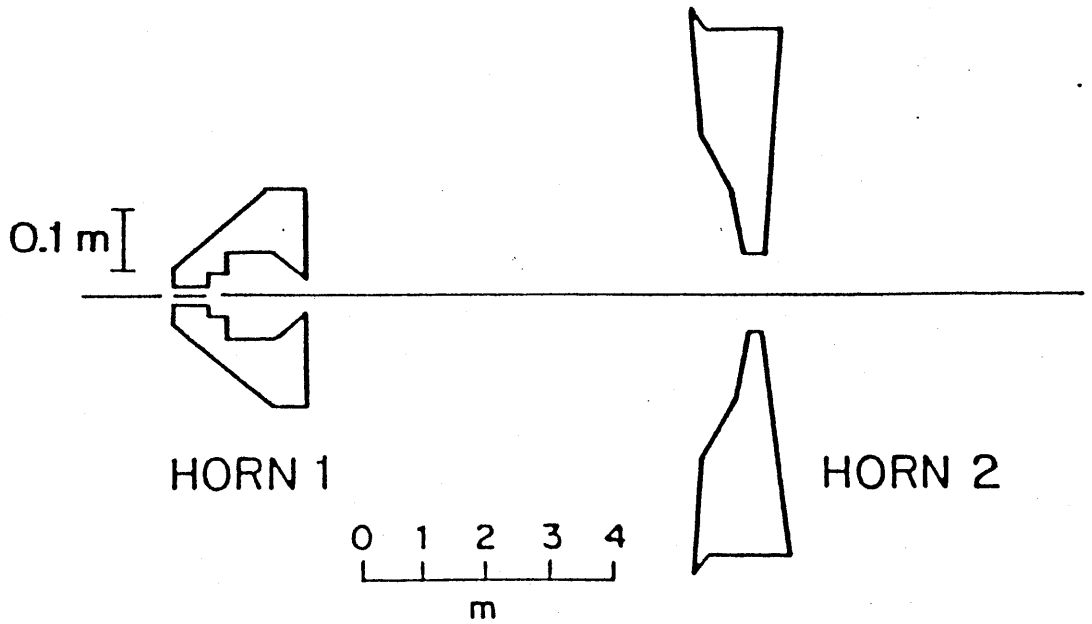


Figure 2-3

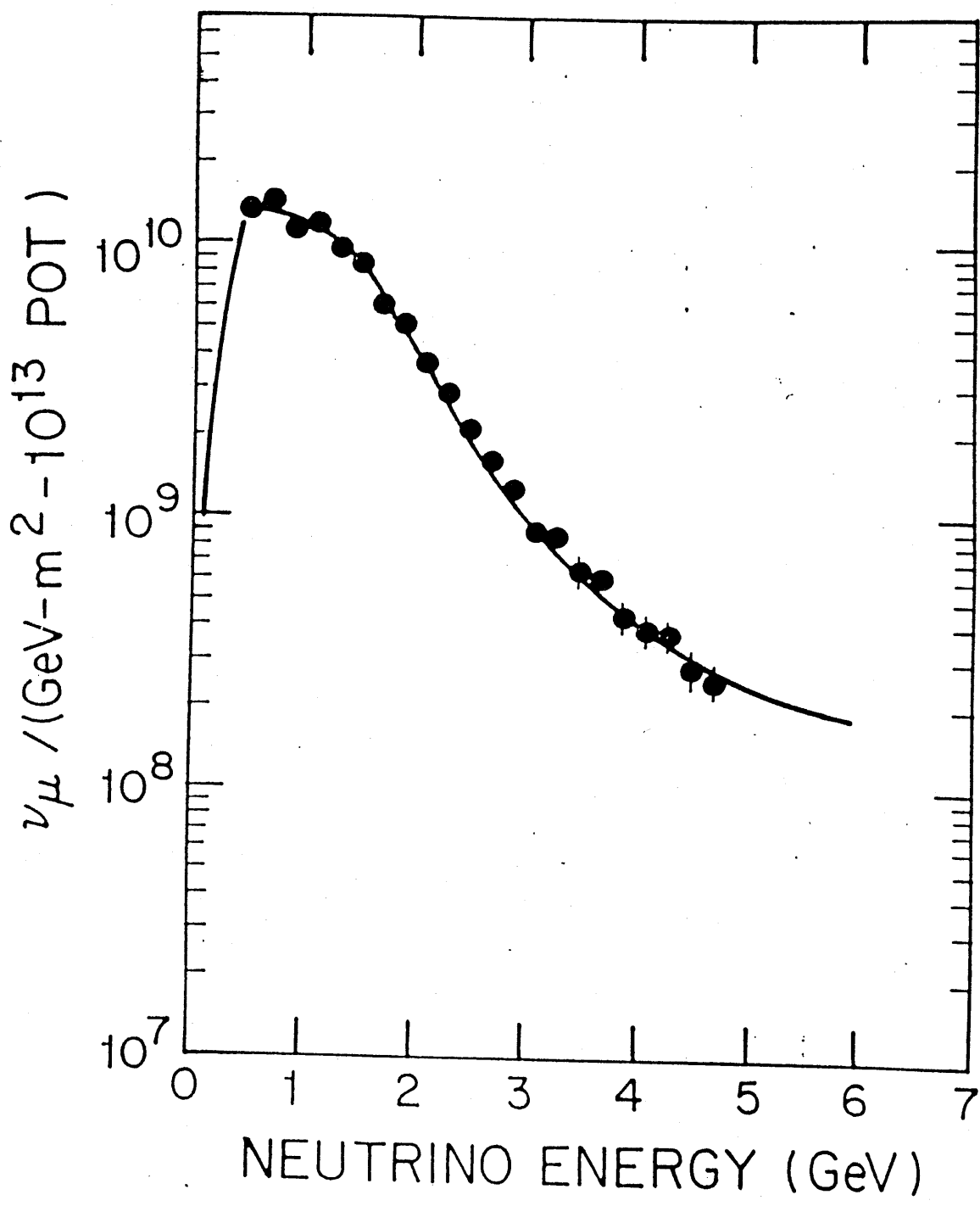


Figure 2-4

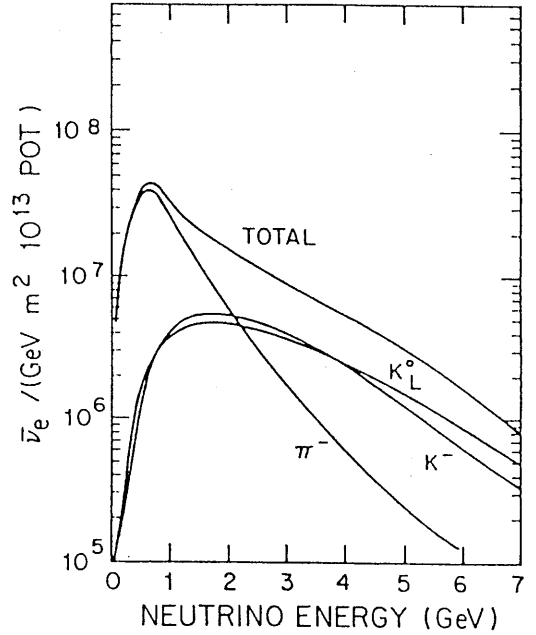
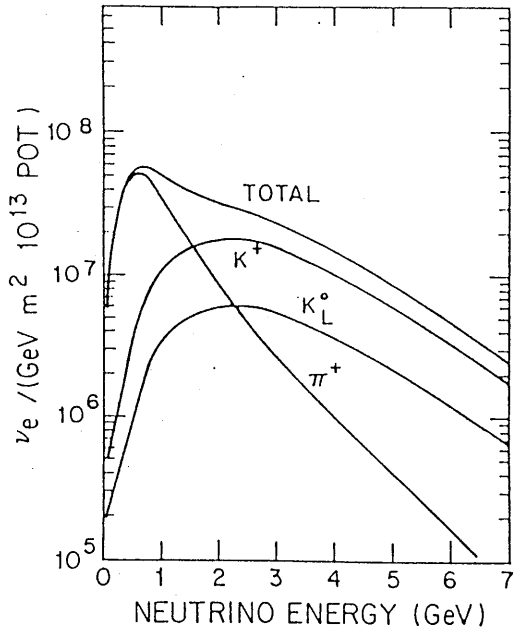
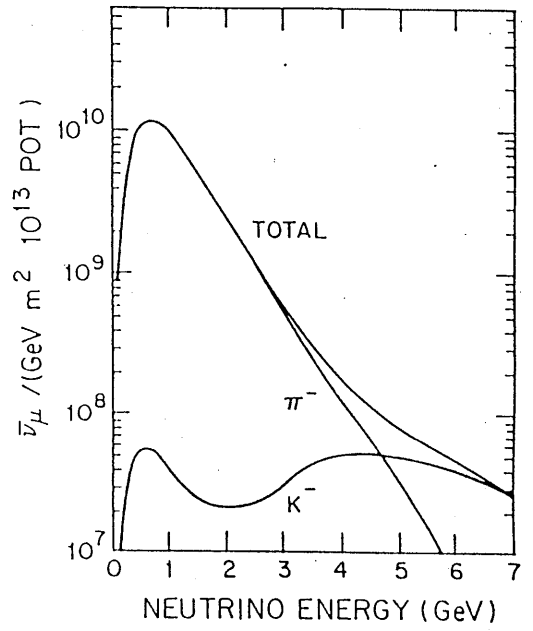
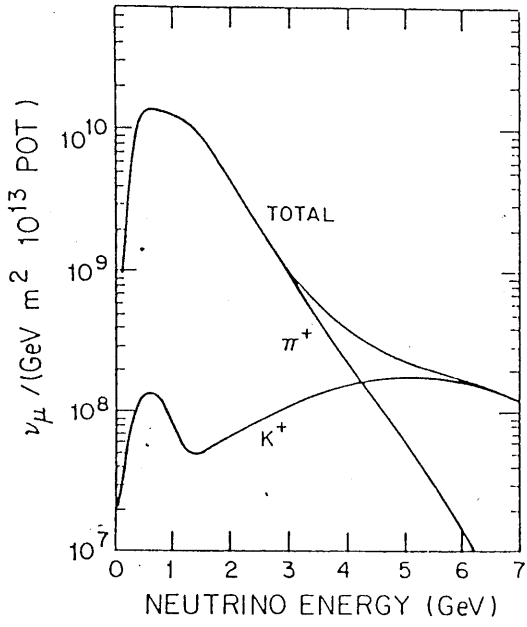


Figure 2-5

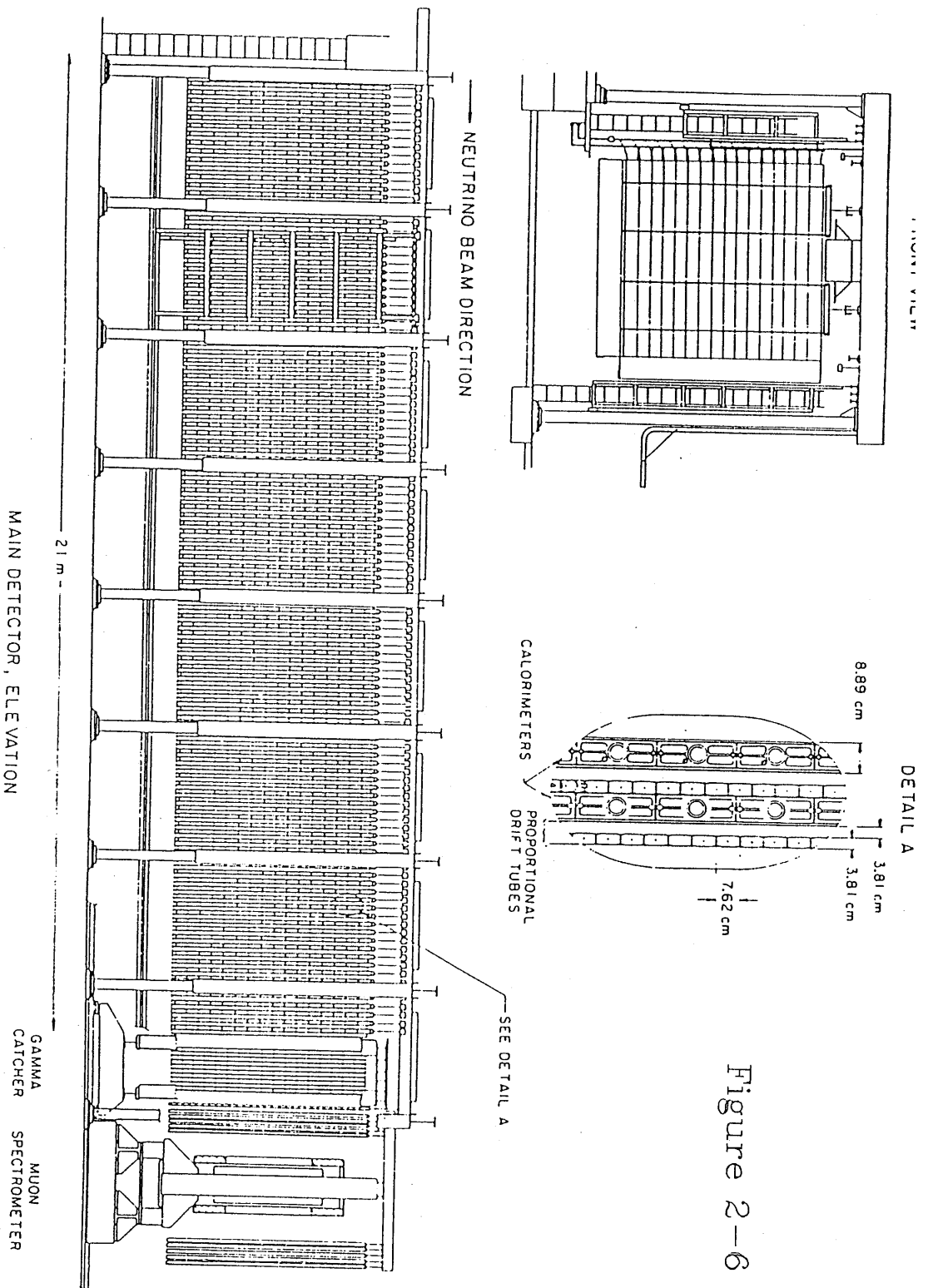
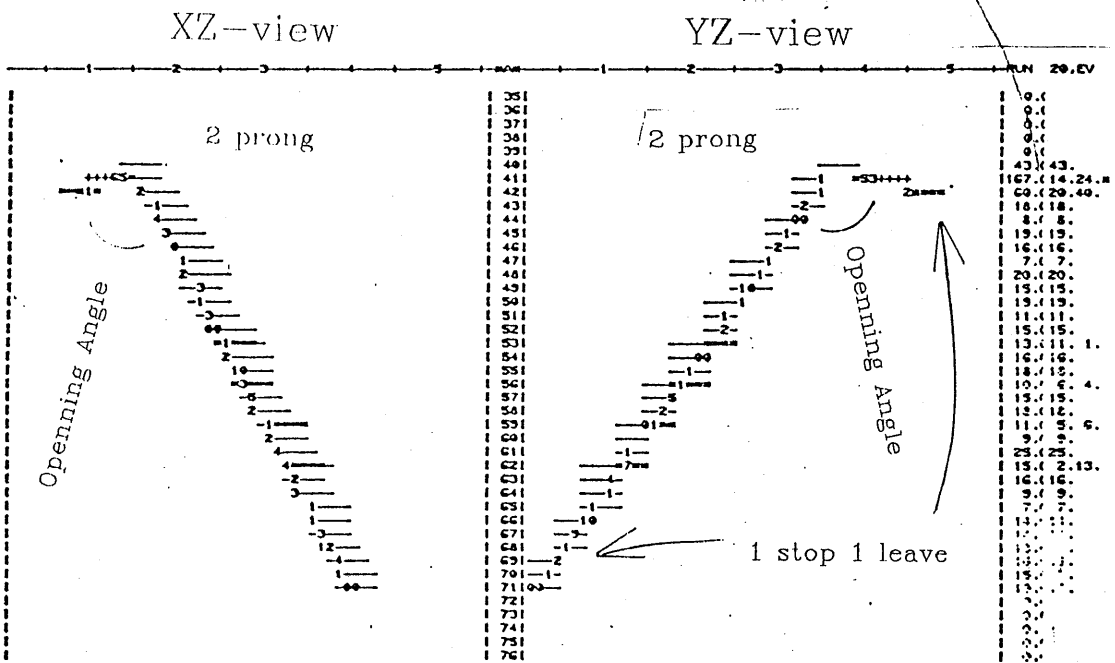
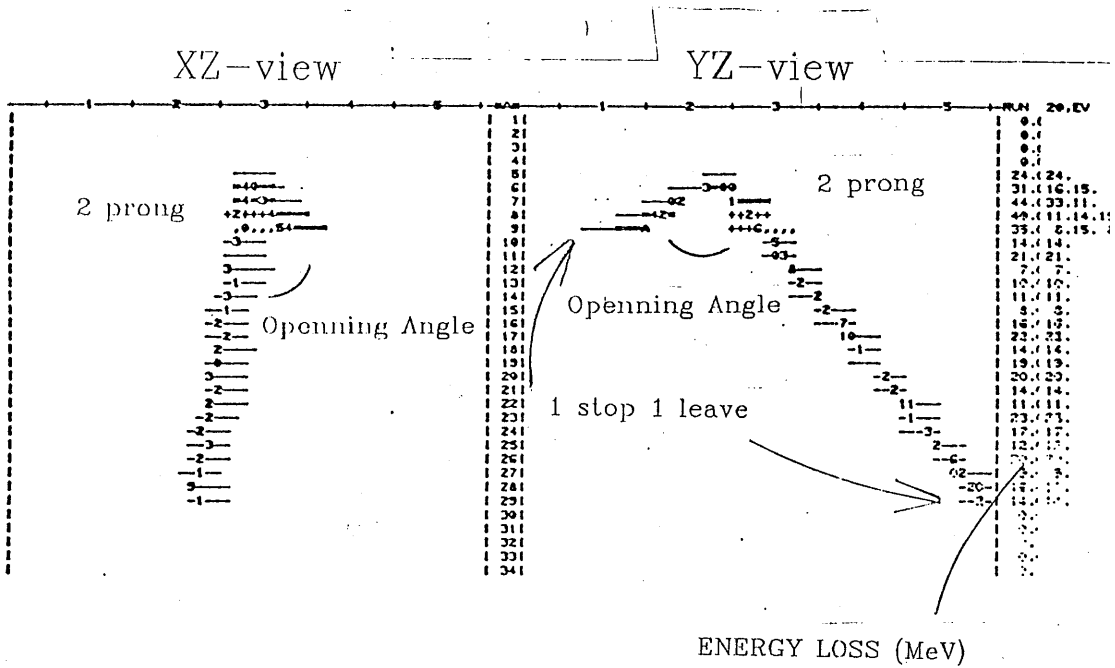


Figure 2-6



Typical Events for Monte Carlo Simulation

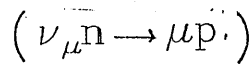


Figure 3-1

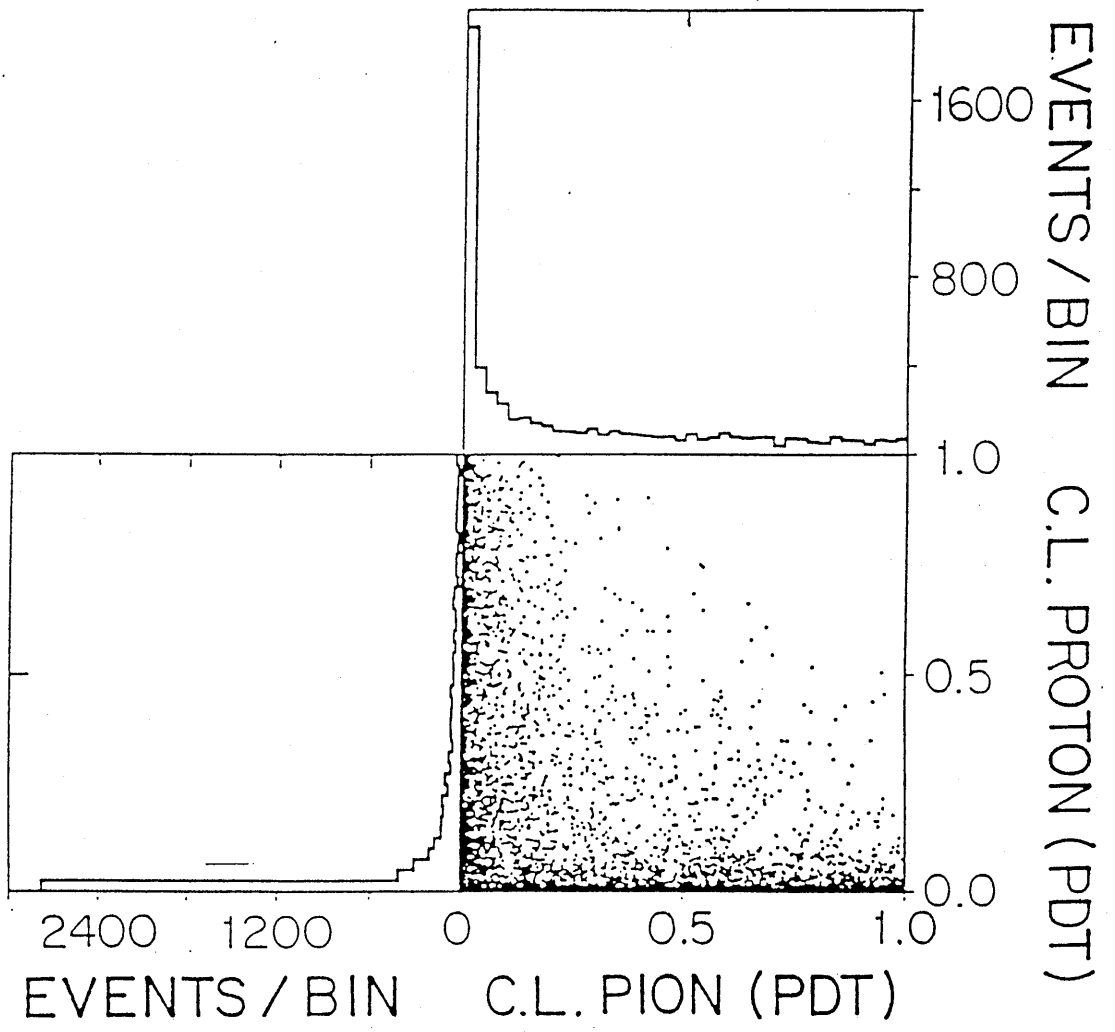


Figure 3-2

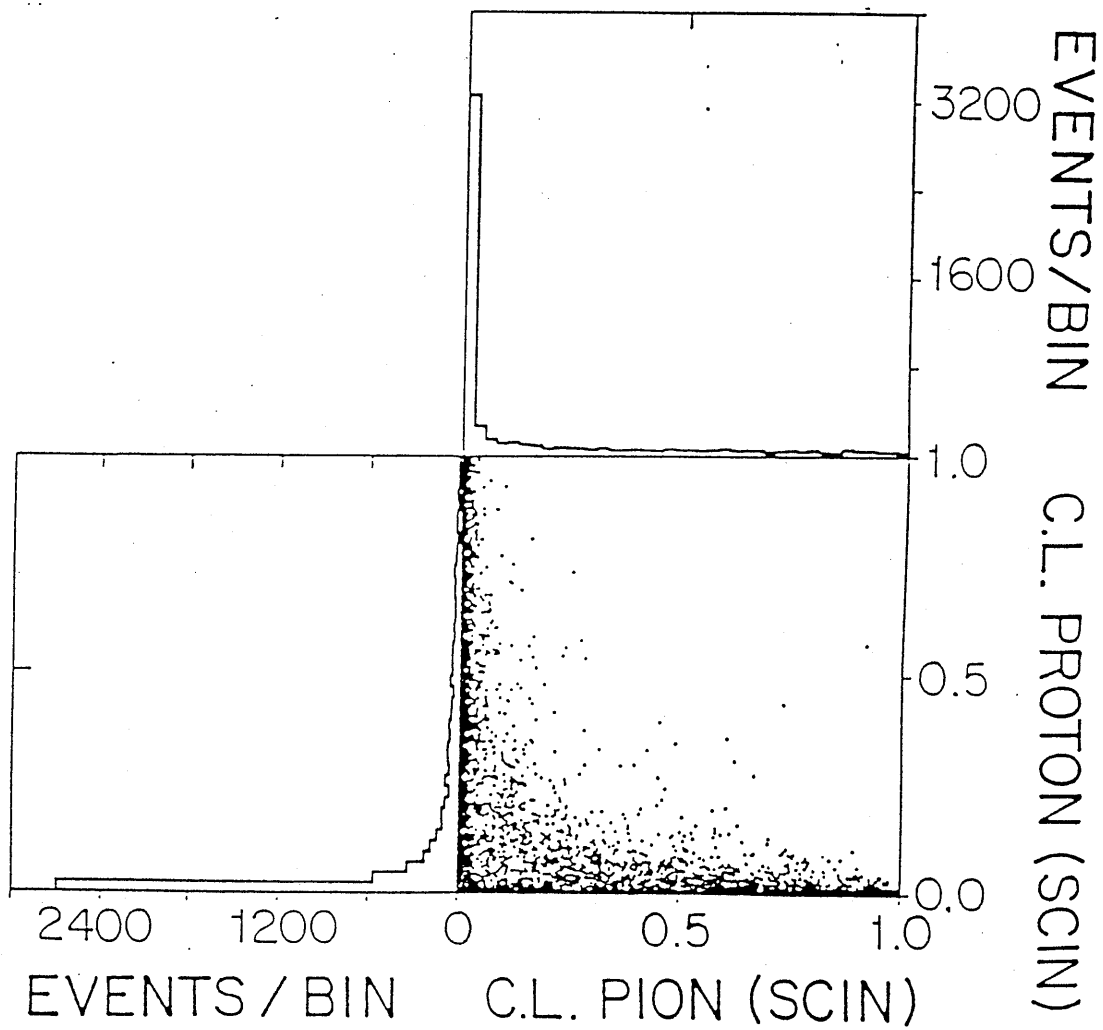


Figure 3-3

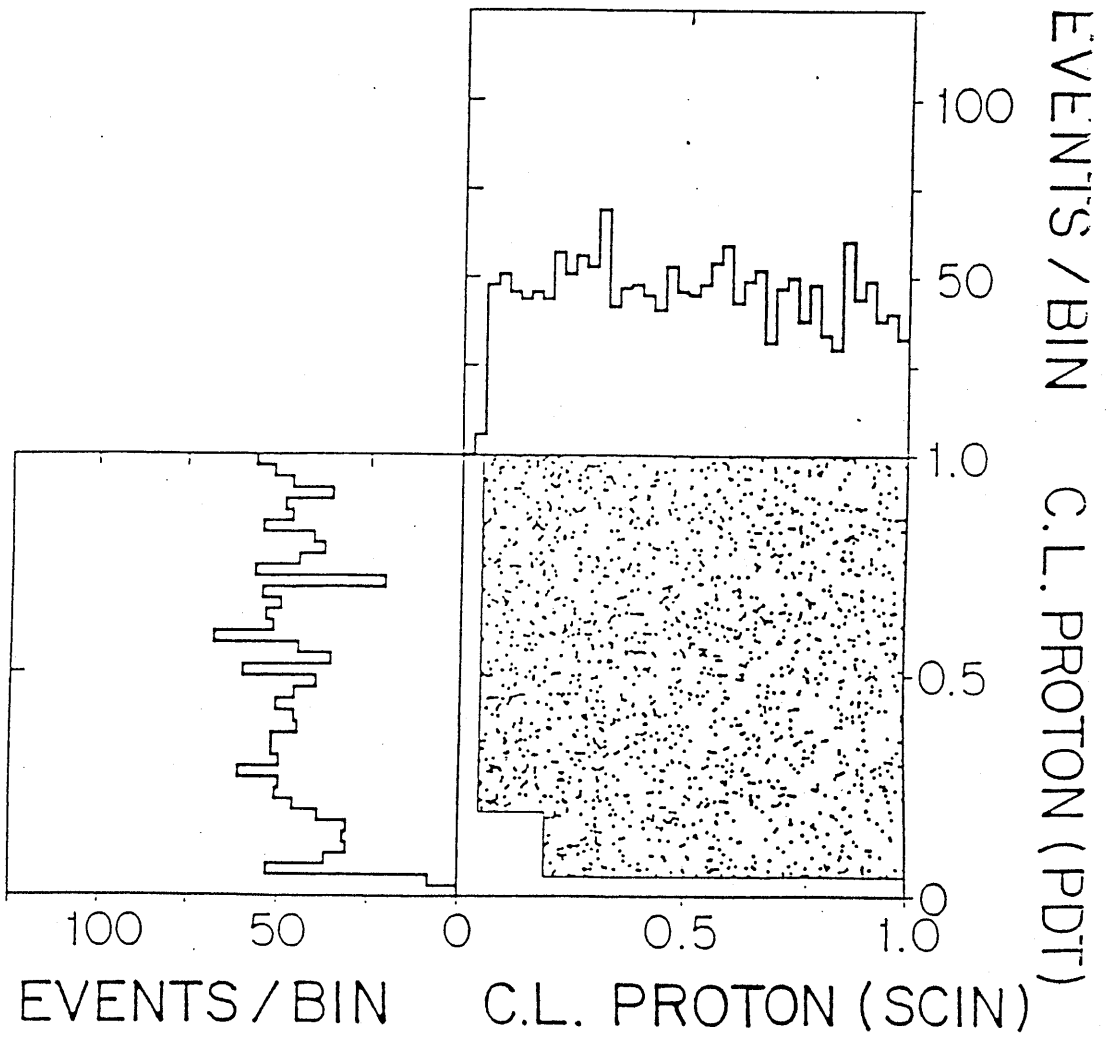


Figure 3-4

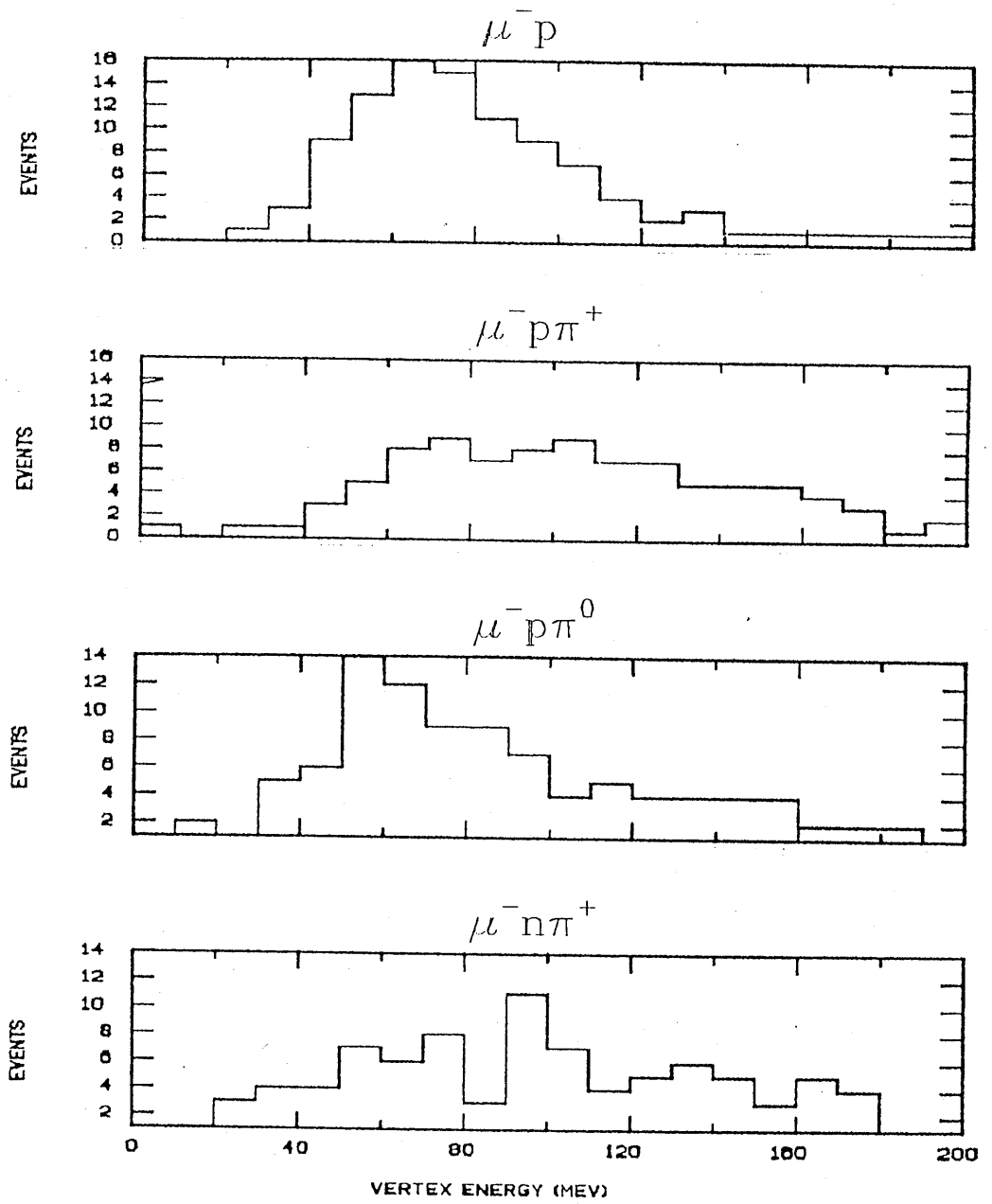


Figure 3-5

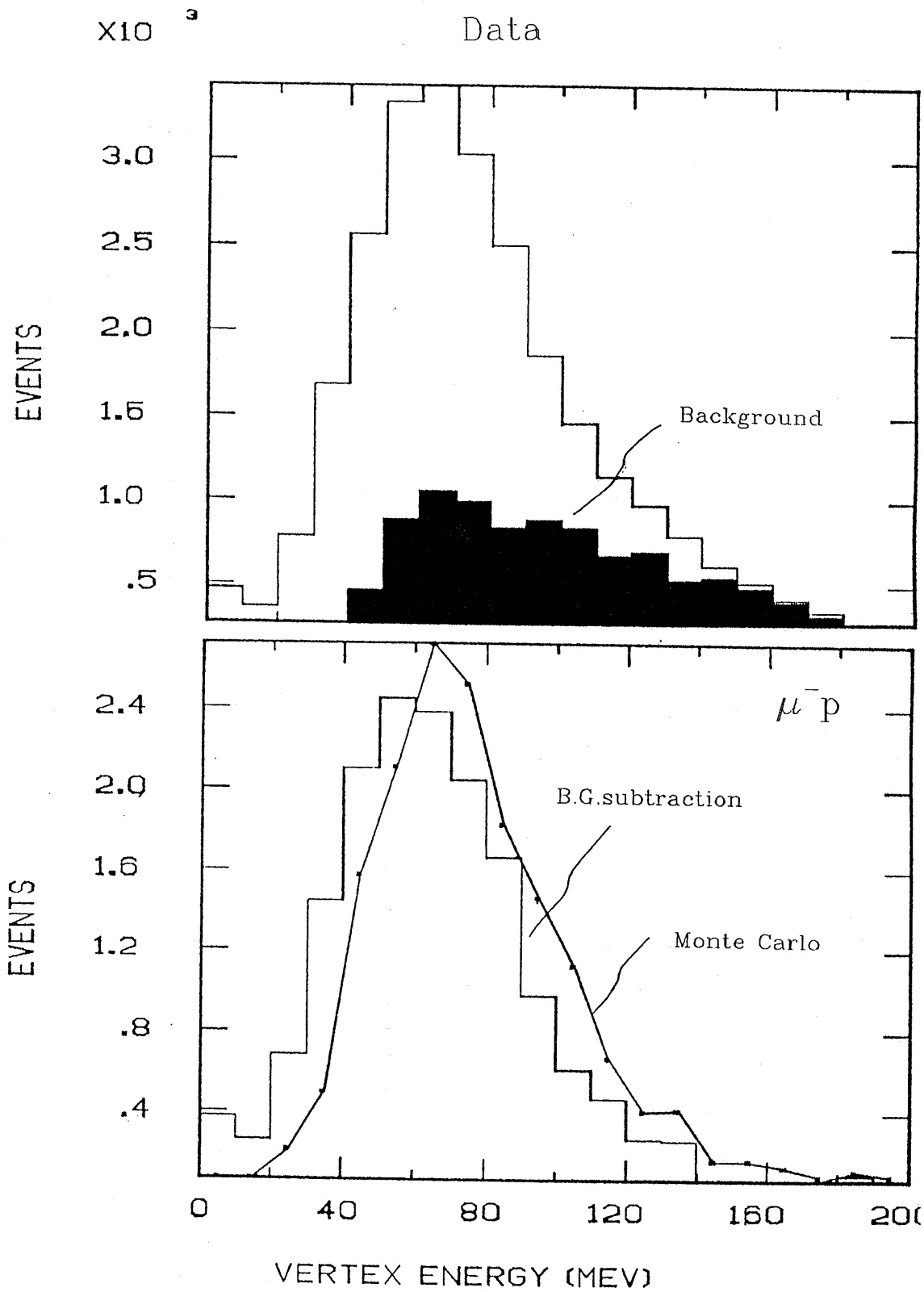


Figure 3-6

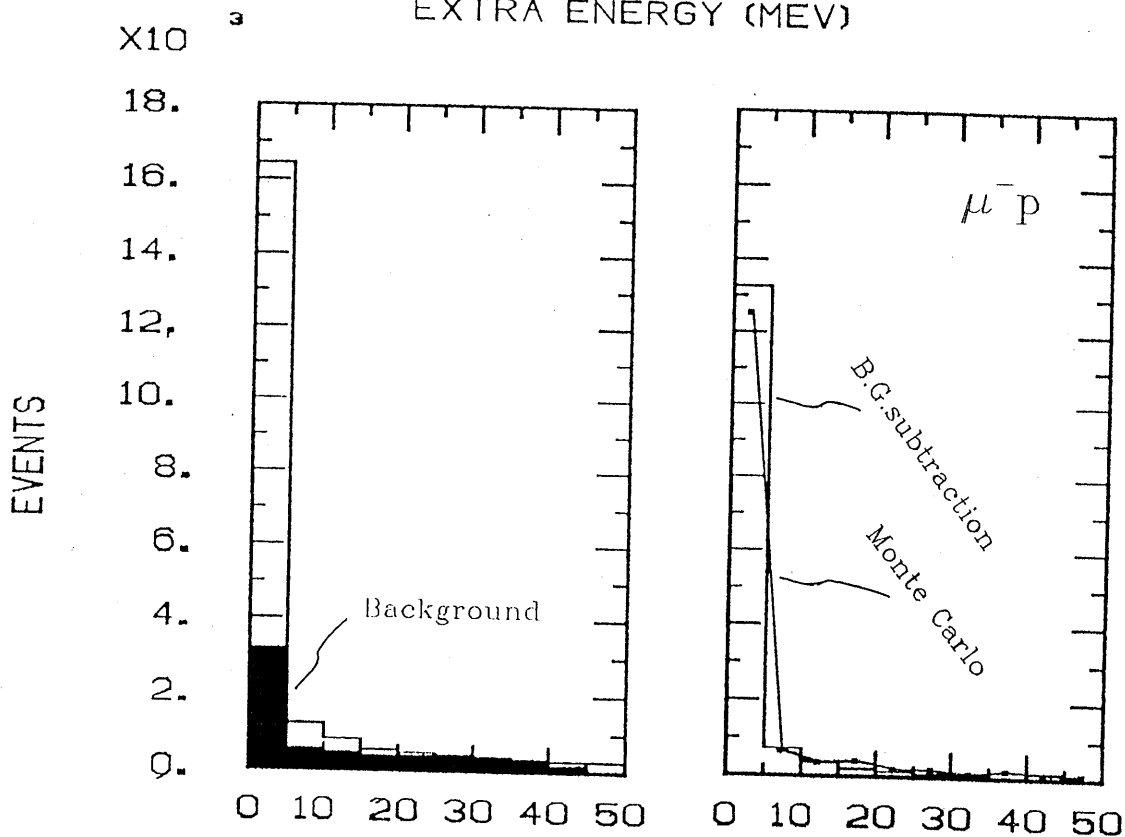
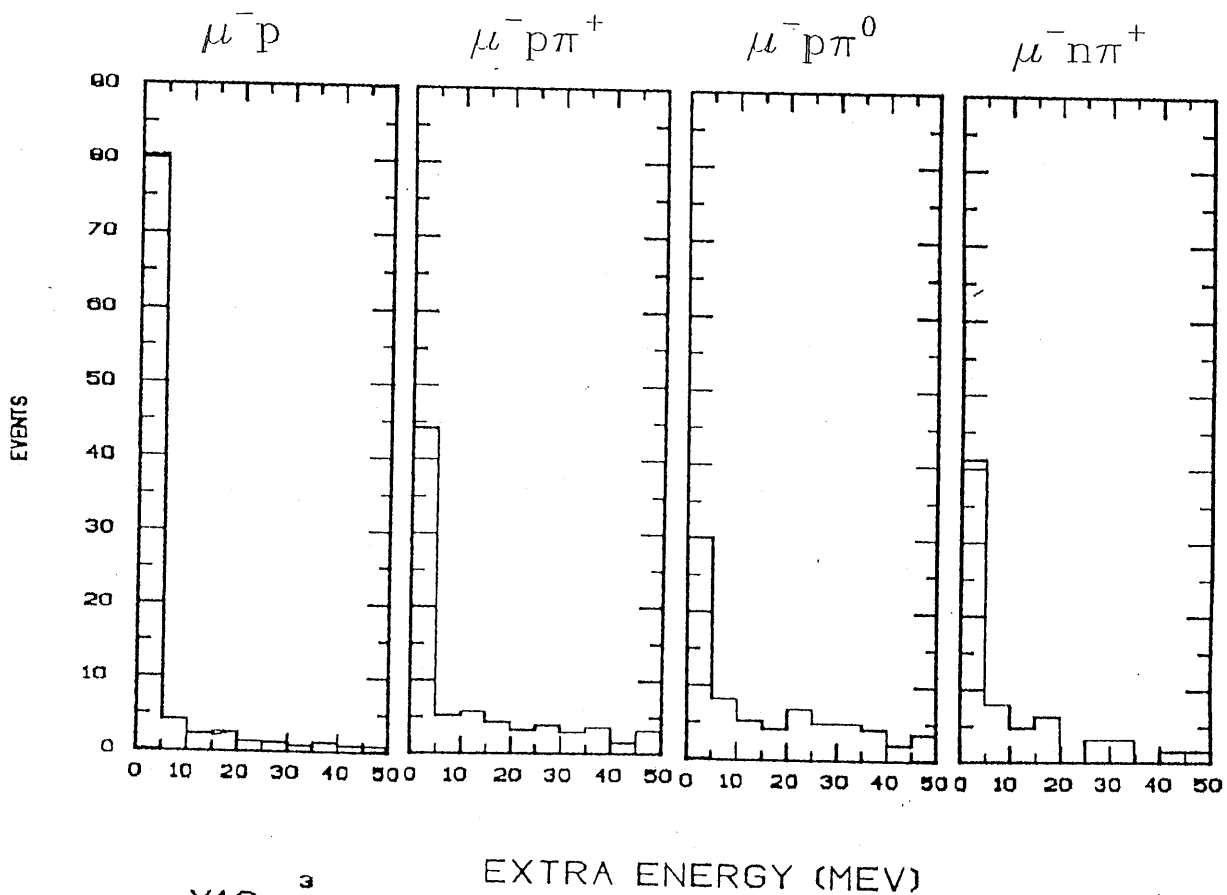


Figure 3-7

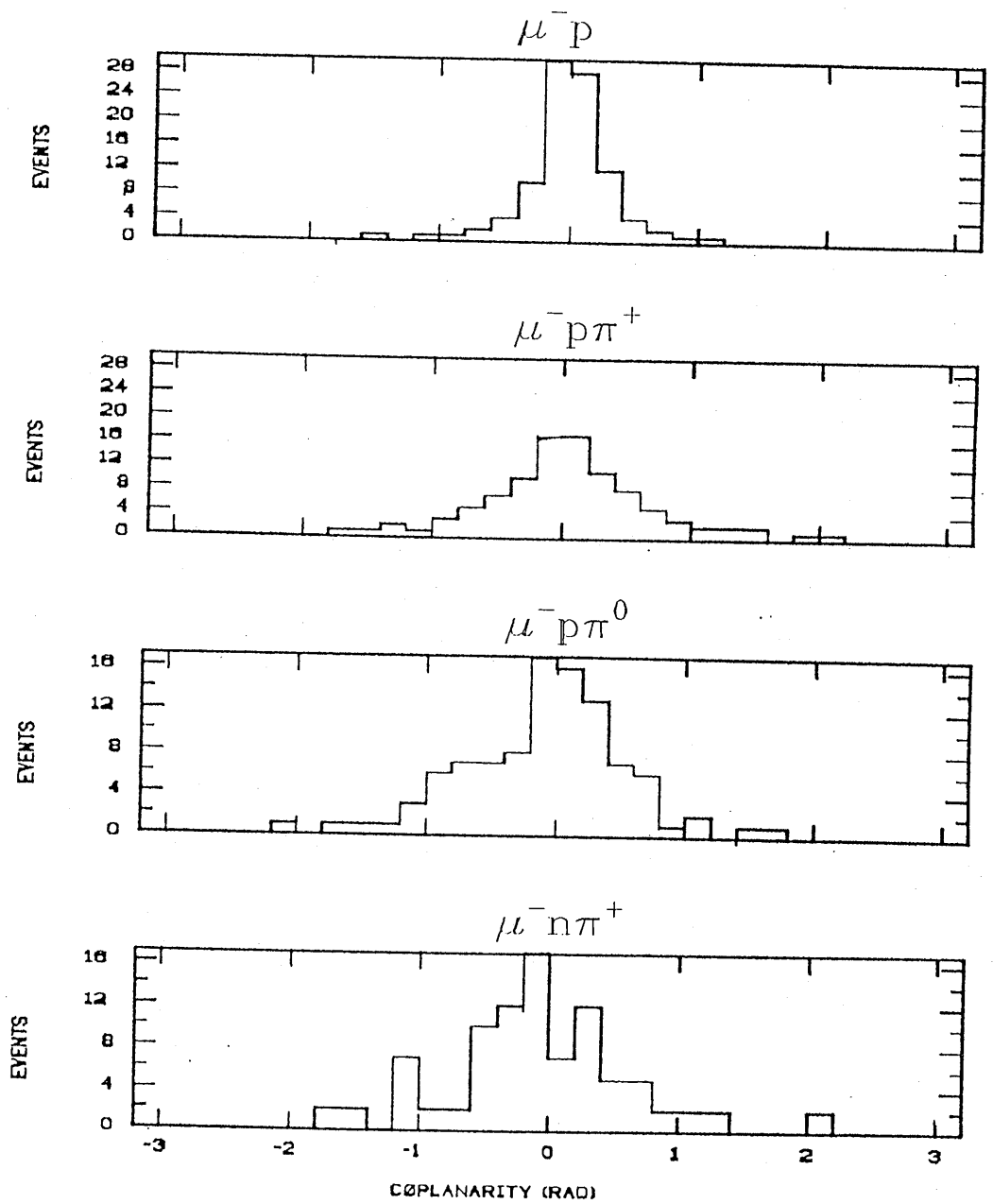
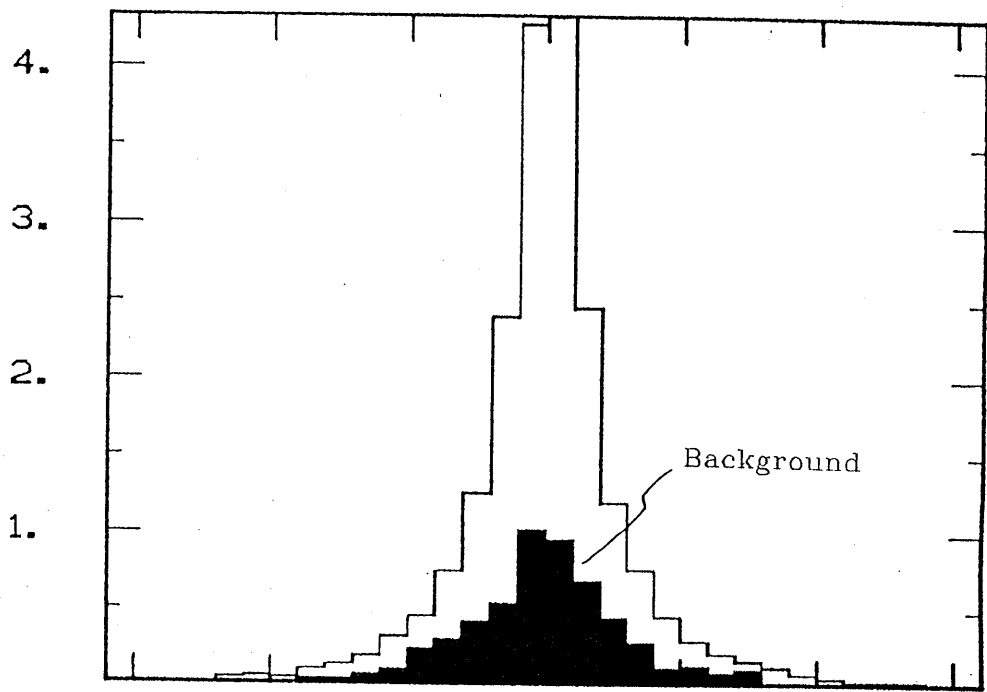


Figure 3-8

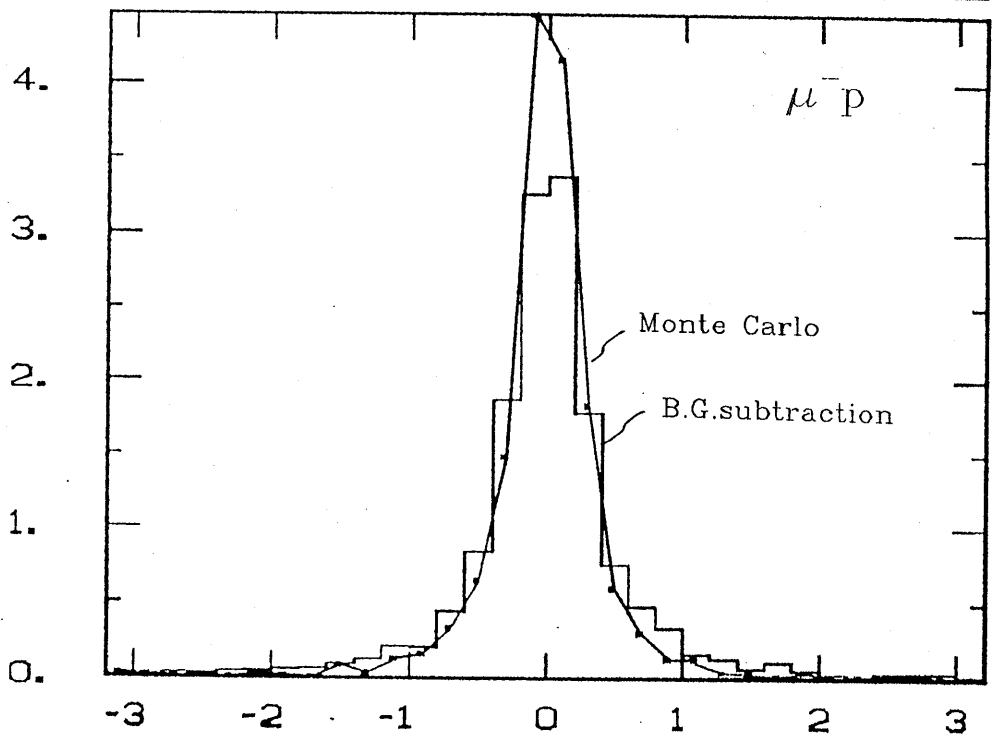
X10³

Data

EVENTS



EVENTS



CØPLANARITY (RAD)

Figure 3-9

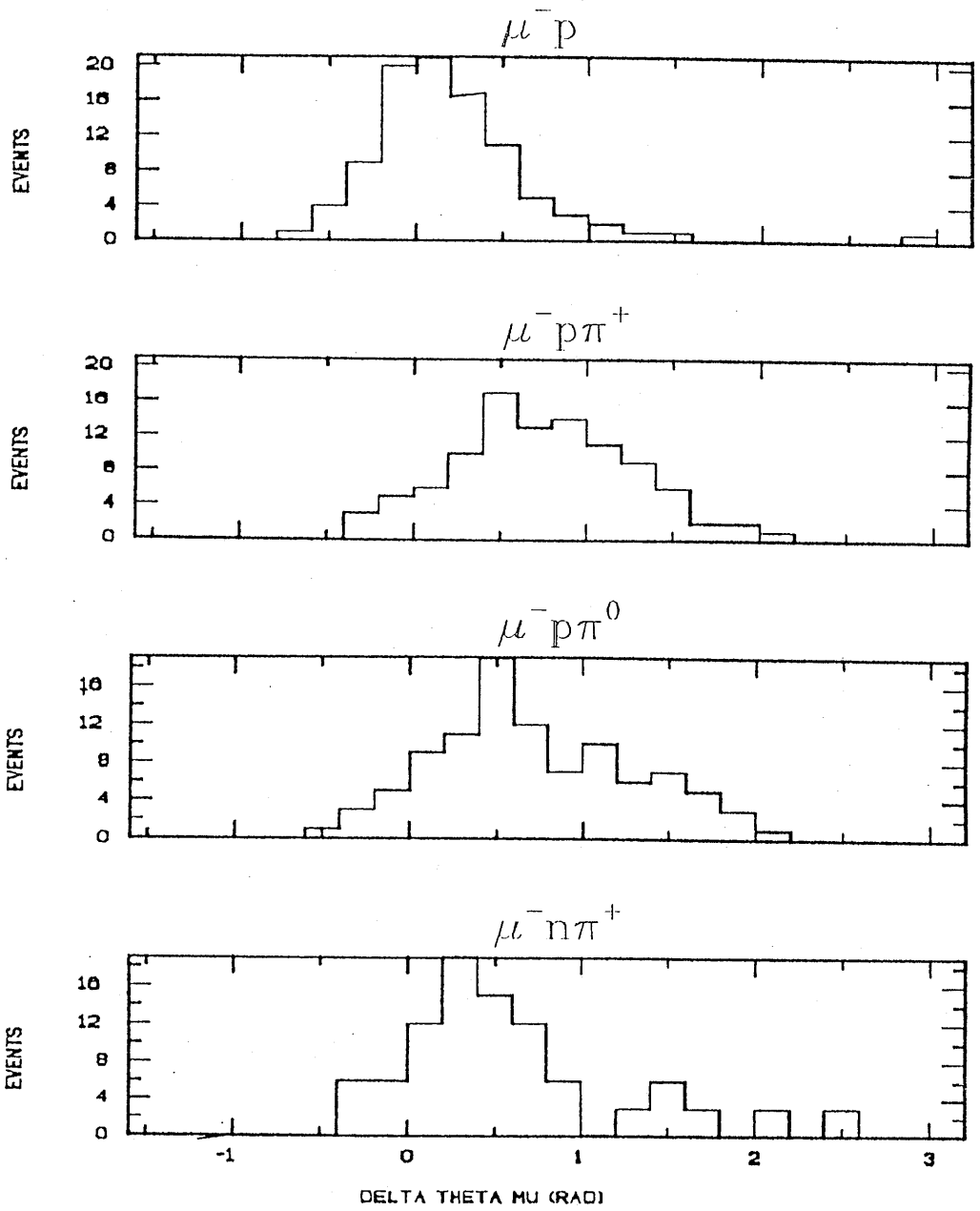


Figure 3-10

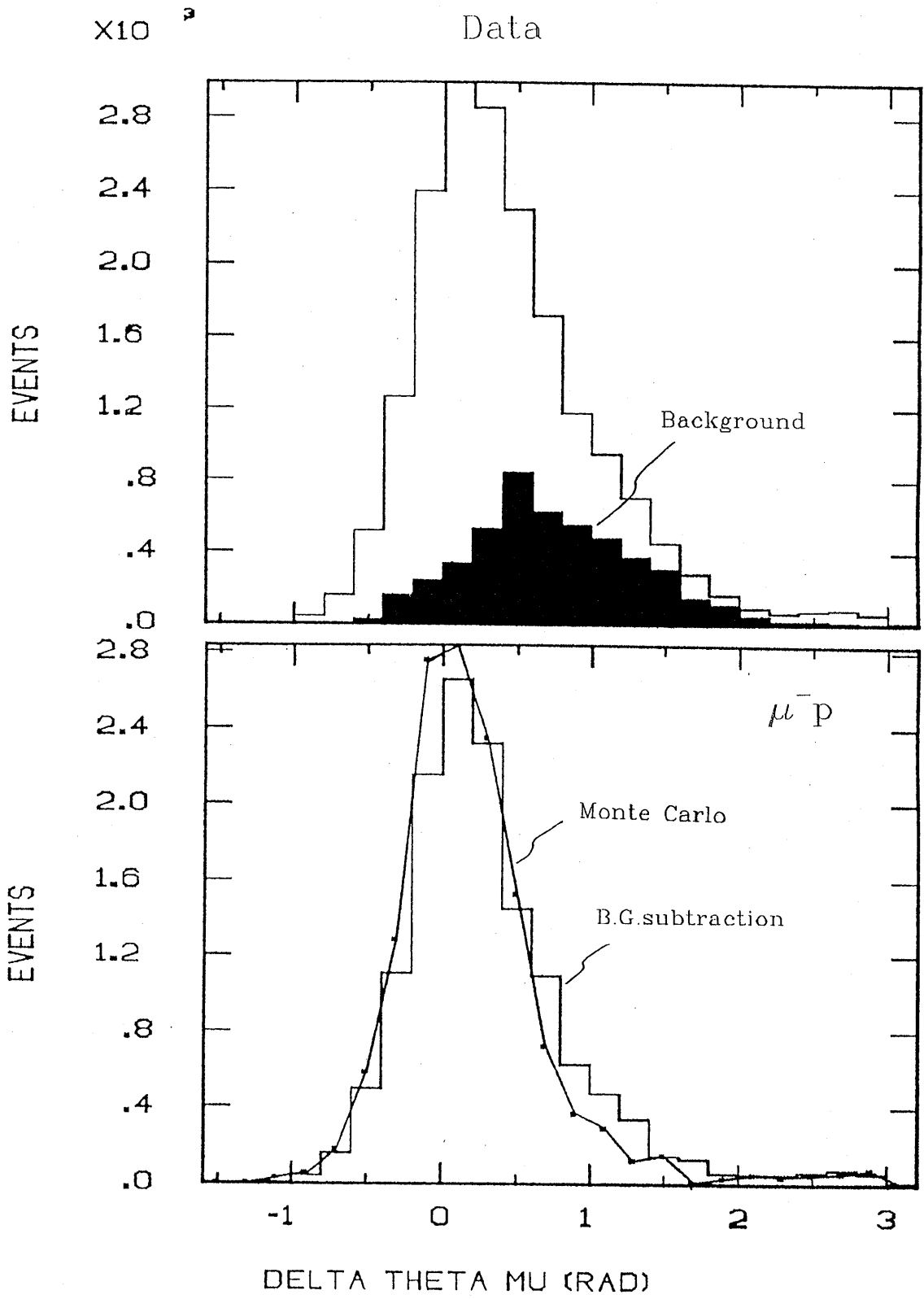


Figure 3-11

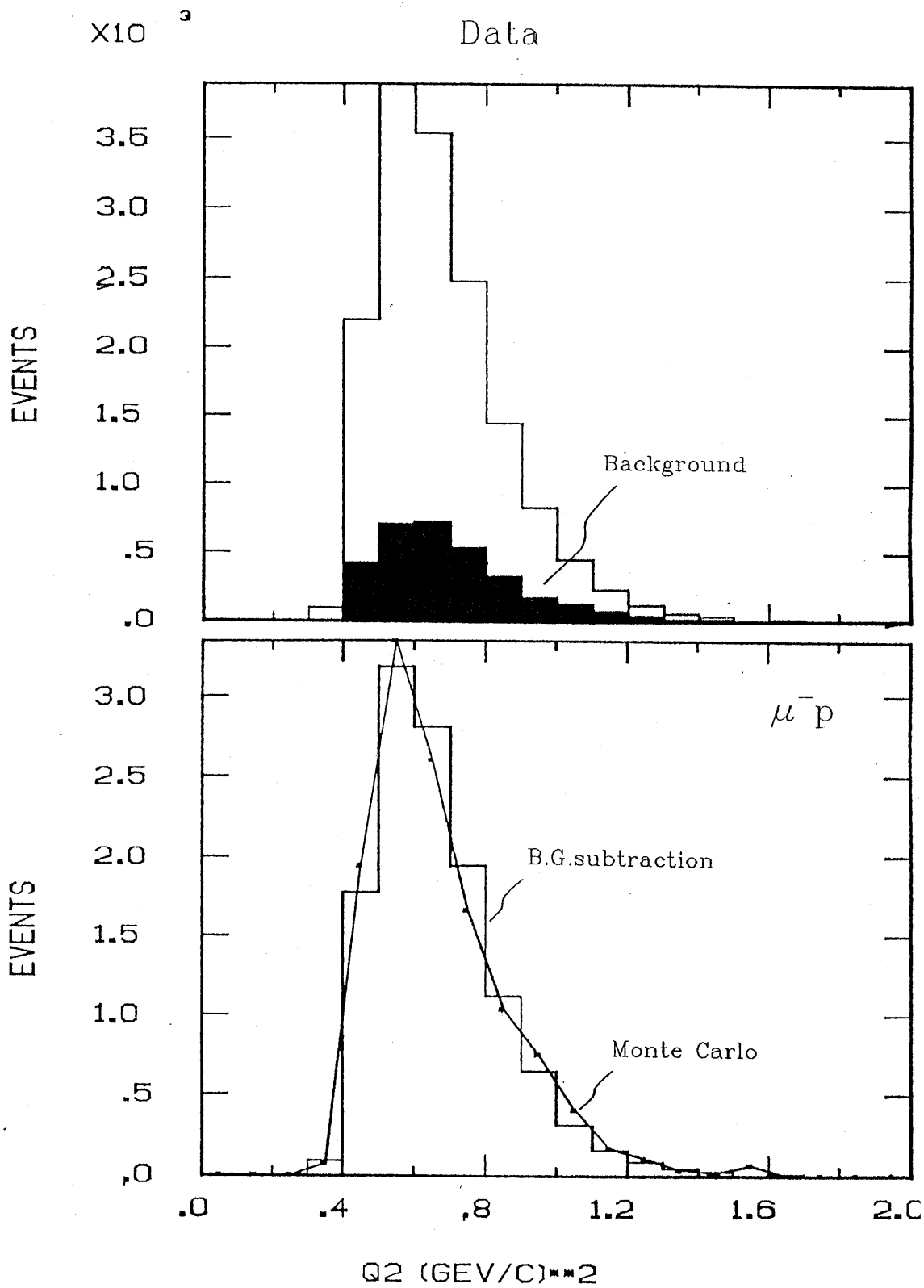


Figure 4-1

Figure 4-2

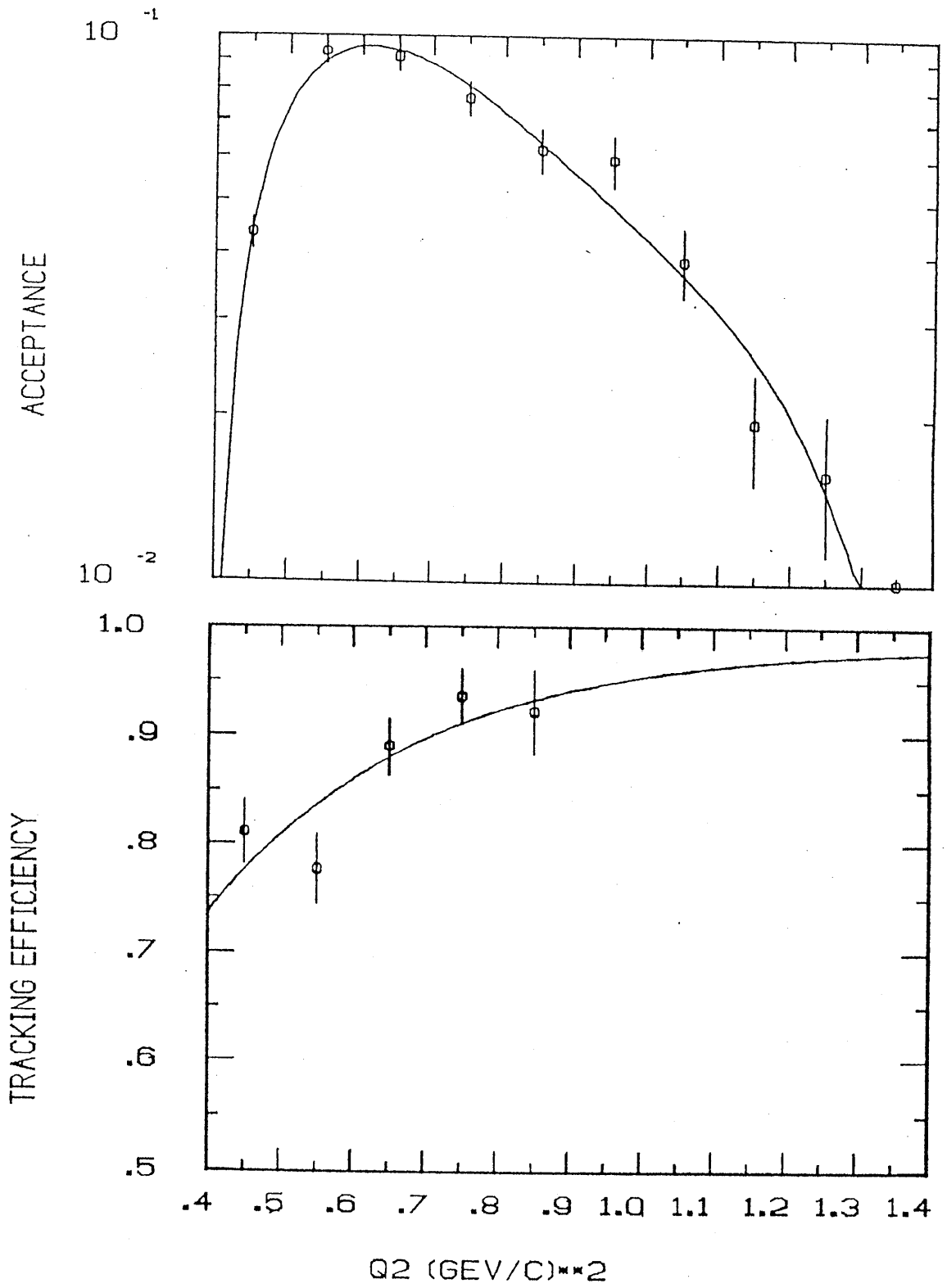


Figure 4-3

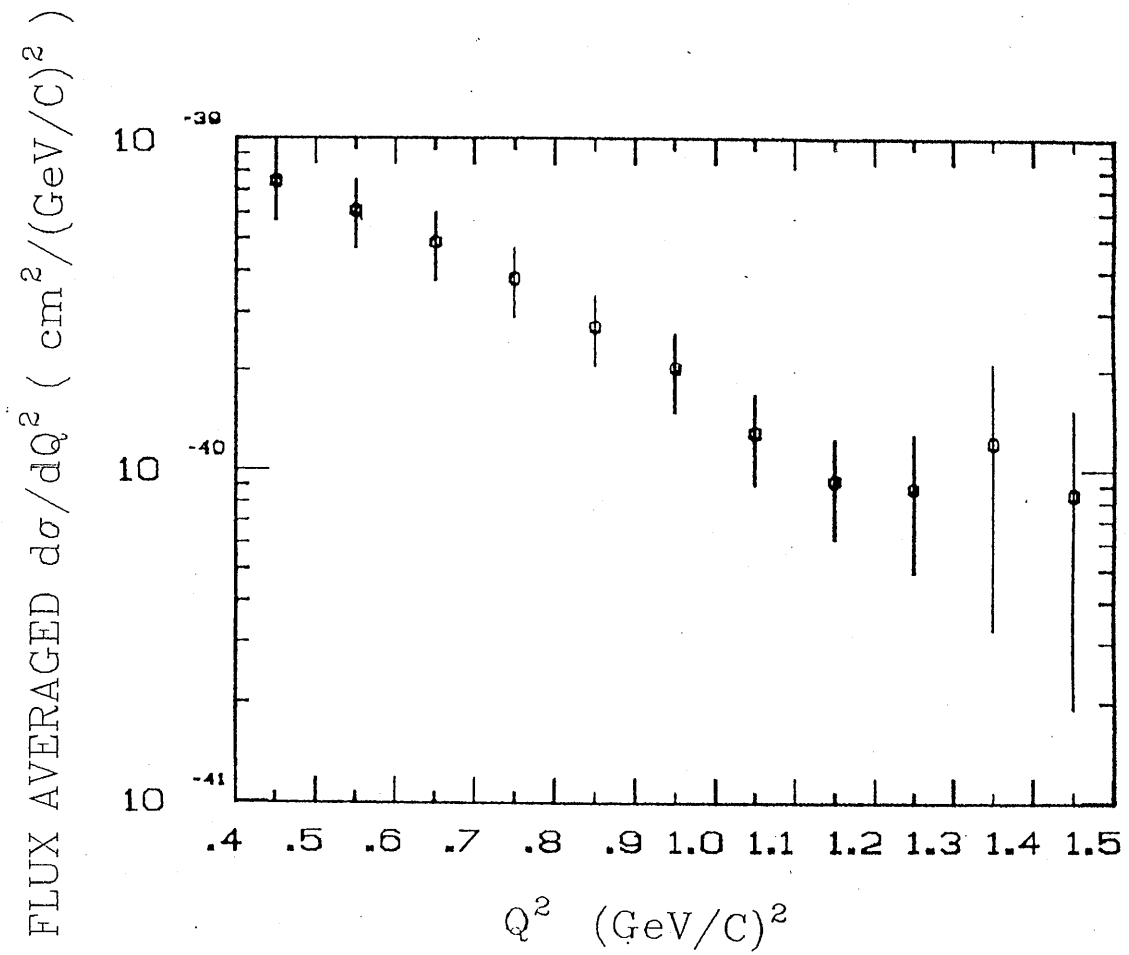


Figure 4-4

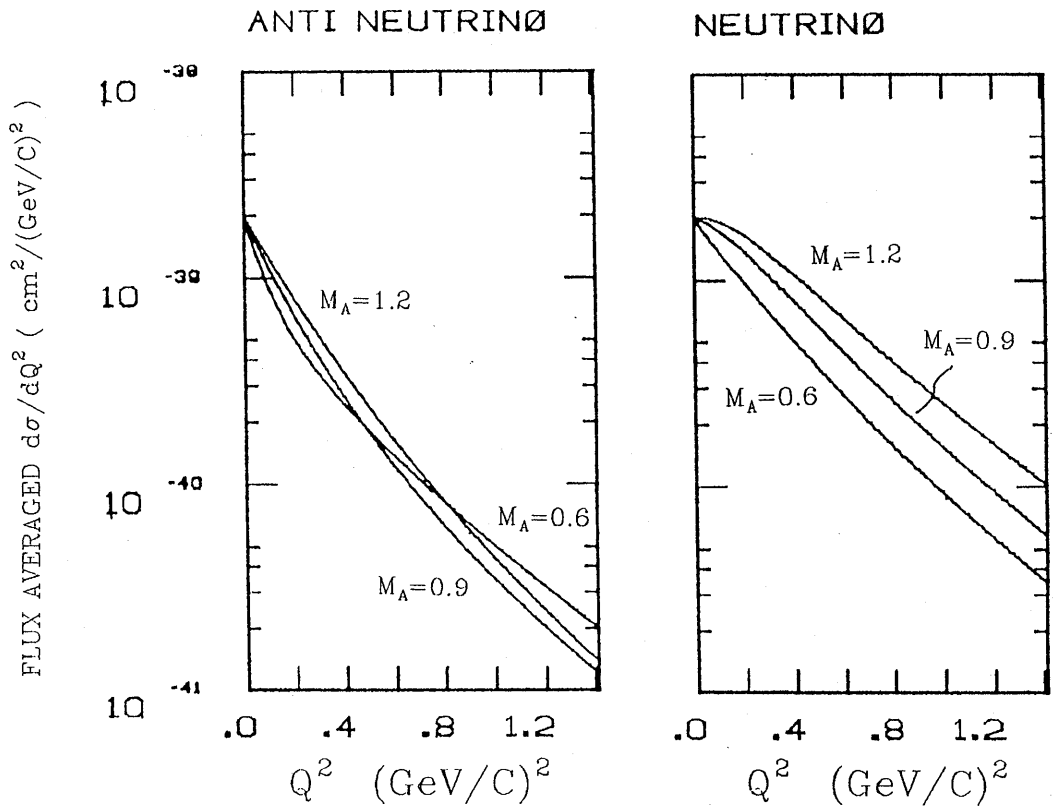


Figure 4-5

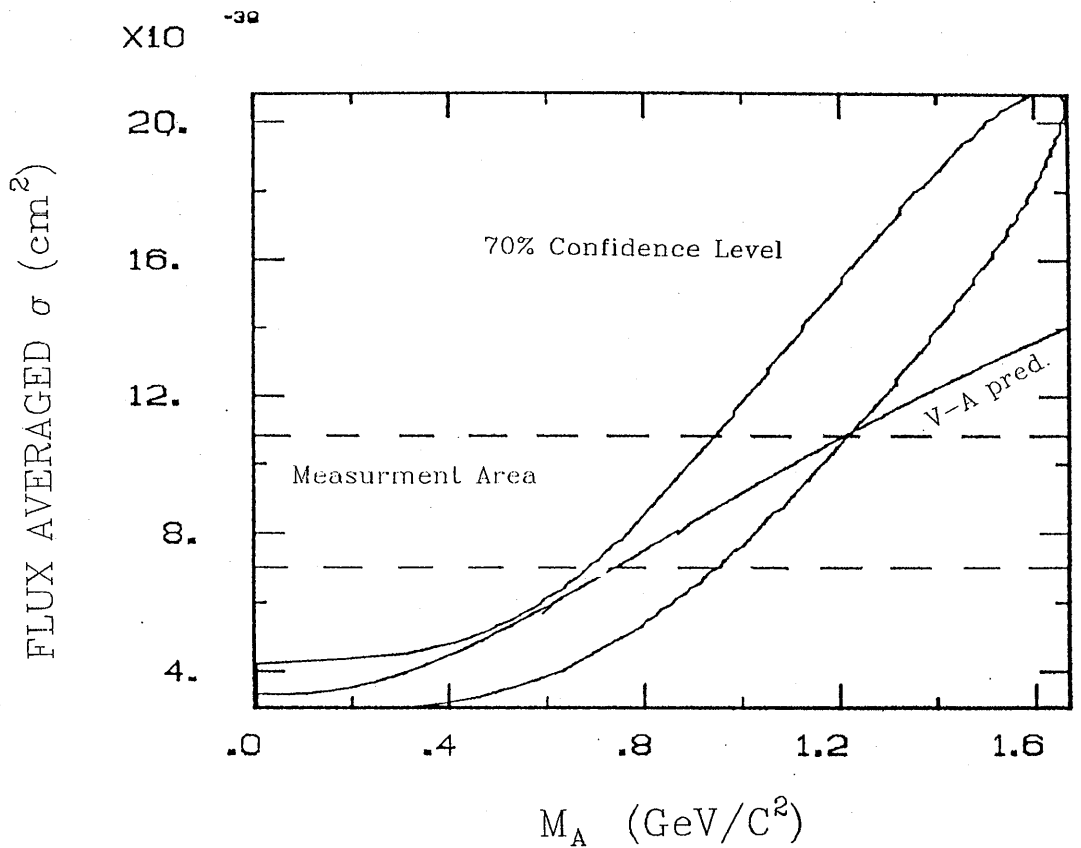


Figure 4-6

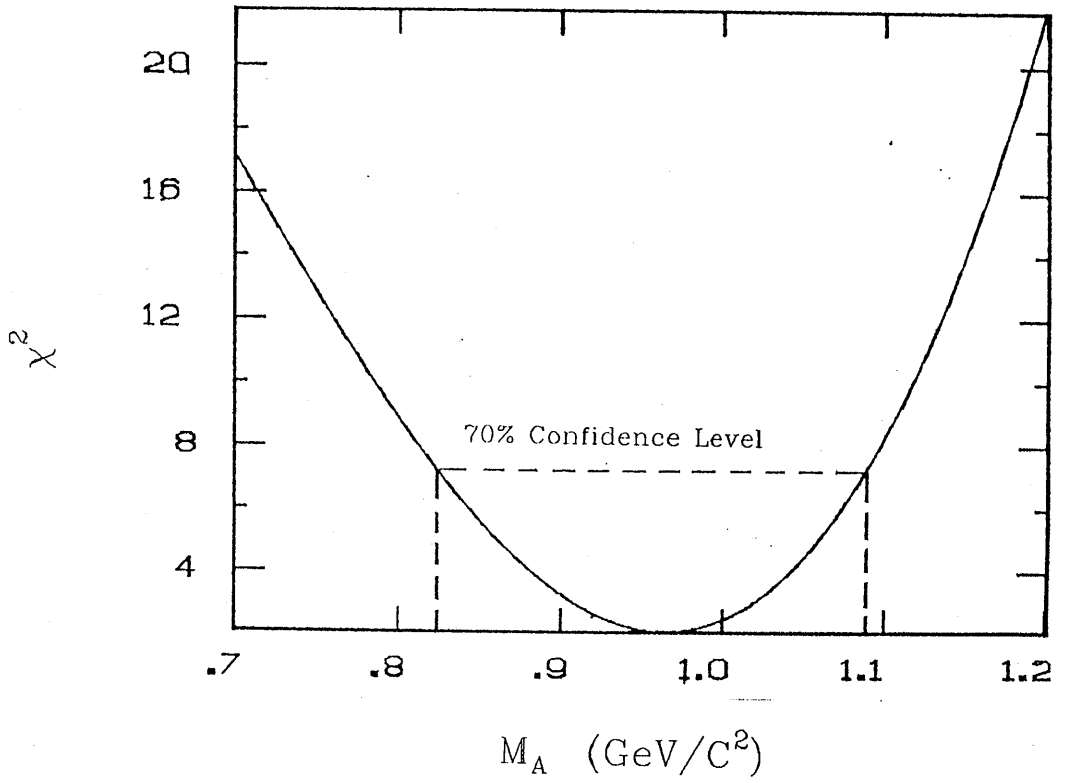


Figure 4-7

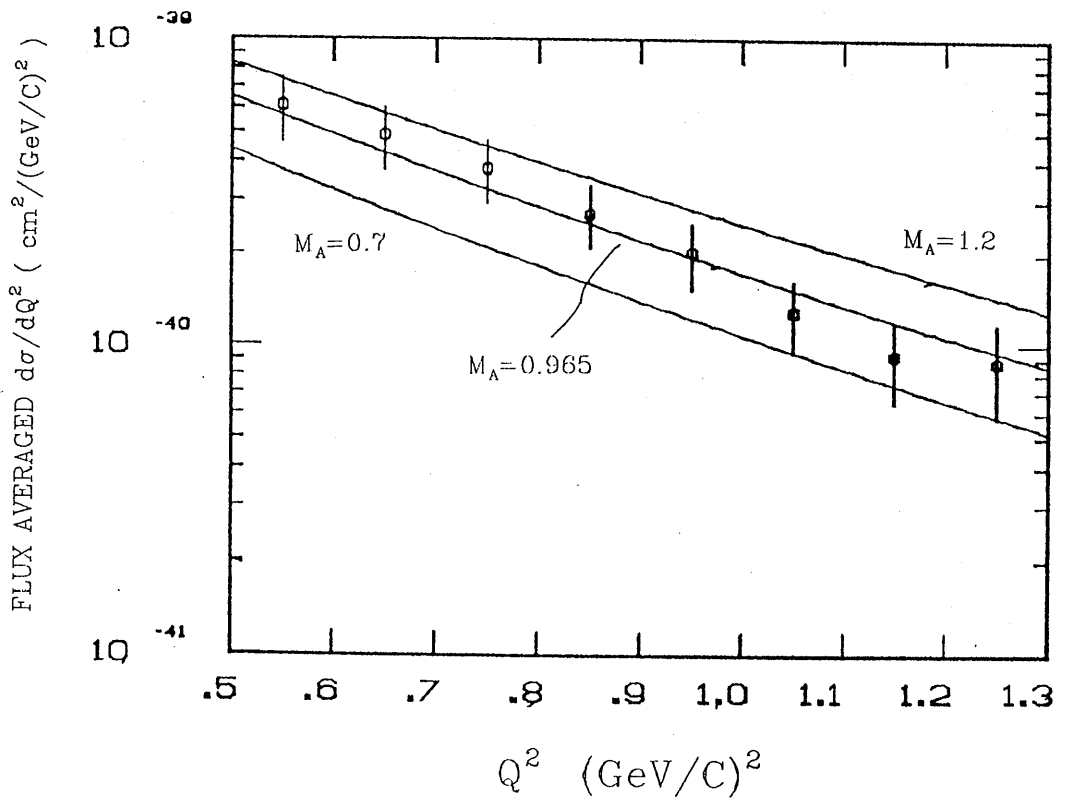


Figure 4-8