

KAMIOKANDE-II における
上向きストップ μ 事象を用いた解析

原 隆宣

大阪大学大学院修士課程 2 年

平成5年 2月 19日

Abstract

大気ニュートリノが地球の内部を伝播して岩盤と荷電カレント相互作用することによってできた upward going μ について KAM IOKANDE-II 検出器を用いて解析した。そのうち検出器内部で止まるような event (upward stopping μ event) について特に解析を行い、1115 日の実動時間中に 34 events、flux にすると $4.27 \pm 0.73 \times 10^{-14} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ という値が得られた。

謝辞

まず初めに長島研究室に配属された私に高エネルギー物理学の基礎から教えていただき、また KAMIOKANDE 実験に参加するきっかけを与えて頂いた長島順清先生に感謝致します。

また、KAMIOKANDE 実験の立案者である小柴昌俊先生にも大変感謝致します。もし小柴先生がおられなければ KAMIOKANDE 実験は実現しなかった筈です。

戸塚洋二先生には私が初めて神岡へ行ったときに神岡での生活についていろいろ教えて頂いただけでなく、共同実験の厳しさも教えて頂きました。大変有り難う御座います。

中村健蔵先生、鈴木洋一郎先生、梶田隆章先生、井上邦雄先生、その他宇宙線研究所の皆さんには、私が宇宙線研究所に滞在していた間に大変お世話になりました。有り難う御座います。

更に今回の解析では東京大学原子核研究所にある FACOM M780 及び M380 を使用させて戴き、スタッフの方には大変感謝致します。

鈴木厚人先生には私がこの解析をするに当たって様々な意見と指導をして頂きました。ここに感謝致します。

解析の実用面で経験に基づいた指摘をして頂いた森正樹先生、大山雄一先生、平田慶子さんには心からお礼を言いたいと思います。

また高エネルギー研究所にあるコンピューター HITAC M880/210 及び M-680H の使用に当たり、八代茂夫先生には大変御世話になりました。HITAC が使用できなければこの解析はできなかったと思います。有り難う御座いました。

西嶋恭司先生には解析の初期の段階で手伝って頂き、大変感謝致します。

その他 KAMIOKANDE の共同実験の方々には実験中に御世話になりました。この場を借りて感謝致します。

長島研究室に於いてはミーティングの席で第三者的で、冷静な立場から有用な御意見を下さった山中卓先生、幅淳二先生、金子博之先生に心からお礼を申し上げます。

大阪での解析は FACOM M360 を使用させて頂き、スタッフである尾西先生に感謝致します。

回路で困ったときには岩田先生、水田先生に相談に乗って戴き、有り難う御座いま

した。

また高エネルギー研究所では博士課程の神田さん、高木さんに御世話になりました。感謝しています。

宇宙線研究所では長島研究室の卒業生である金行健治先生、鈴木州先生、福田善之さんにはいろいろと教えて戴き、有り難う御座いました。

研究室の雰囲気を明るくしてくれた続木佐知子さん、クリューガーさん、博士課程の中家さん、同学年の花井君、山本君、吉本君、更には後輩の来住君、辰巳君、松宮君、八木君には大変感謝します。皆さんがいなければこの論文も書けなかったと思います。

そして最後に心から感謝したいのは瀧田正人先生です。瀧田先生には解析で行き詰まったときや失敗したときに適切な指導と忠告をして頂きました。意見の食い違ったときにも私の意見を最大限に反映し、尚且つ正しい方向へと導いて下さいました。そればかりではなく、物理に関する基本知識や接し方も瀧田先生を見て学んだ様な気がします。学部4年生の頃から3年間、本当に有り難う御座いました。

目次

1	序論	5
1.1	大気ニュートリノ起源の事象	5
1.1.1	大気ニュートリノ	5
1.1.2	大気ニュートリノ起源の事象	6
1.2	大気ニュートリノに関する矛盾	8
1.2.1	“大気ニュートリノ問題”	8
1.2.2	upward through going μ event の解析	10
1.2.3	upward stopping μ event を解析する意義	11
2	KAMIOKANDE-II 検出器	15
2.1	検出原理	17
2.2	KAMIOKANDE-II 検出器の構造	17
2.3	読み出し回路	18
2.3.1	KAM-I 回路	18
2.3.2	KAM-II 回路	19
2.4	較正	20
3	解析計算及びモンテカルロシミュレーション	23
3.1	期待される upward-stopping μ の flux	23
3.2	大気ニュートリノ flux	26
3.3	荷電カレントの断面積	26
3.4	岩石中での μ の飛程	28
3.5	検出器で観測される upward-stopping μ の flux	30
3.5.1	有感領域	31
3.5.2	flux の計算	32

目次	2
3.5.3 計算結果	32
3.6 既存のモンテ・カルロ・シミュレーション	33
3.7 upward-going μ への適用	34
3.8 モンテカルロシミュレーションの結果	35
3.9 まとめ	36
4 解析	37
4.1 Online data cut	37
4.2 First data reduction	38
4.3 Second data reduction	40
4.4 Eye scan	41
4.5 最終データ	43
5 結果、及び議論	44
5.1 観測された upward stopping μ の flux	44
5.2 観測された upward stopping μ の 検出効率の正当性	47
5.3 Barrel 入射と Bottom 入射の event 比	50
5.4 反省点及びこれからの課題	52
6 結論	54
A Online cut	56
B TDC-fit、及び ADC-fit	60
B.1 TDC-fit	60
B.2 ADC-fit	61
C μ からの崩壊電子の捕獲率	63
D full Monte Carlo simulation	65
E 観測された upward stopping μ 事象	67

表 目 次

1.1	大気ニュートリノの生成	6
1.2	世界の大気ニュートリノ実験	9
1.3	世界の大気ニュートリノ実験	10
1.4	upward through going μ event の世界の実験	11
1.5	stopping/through の比	12
1.6	IMB 実験における upward stopping μ event 結果	14
2.1	Kamiokande	16
4.1	online mode と detection efficiency	38
5.1	Barrel 入射と Bottom 入射の event	51
5.2	Barrel 入射と Bottom 入射の event の flux	51
E.1	upward stopping μ event	67
E.2	upward stopping μ event	68

第 1 章

序論

ここ数年、神岡地下実験やアメリカの IMB 実験において観測された大気ニュートリノの $\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e}$ の比が異常である、といういわゆる大気ニュートリノ問題が騒がれている [1] [3]。これは観測された $\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e}$ の値が理論から予測される値の $\sim 60\%$ しか存在しない、つまり ν_e に対して ν_μ の数が少ないのではないか、もしかすると $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ 、 $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ のニュートリノ振動が起こっているのではないかという問題である。よってこの大気ニュートリノによって引き起こされる現象を調べることは未だによく分からないニュートリノの性質を調べることにもつながる。

この論文ではこの大気ニュートリノ起源の現象の内、まだ神岡地下実験では解析されていない upward-stopping μ についての解析を報告する。

特にこの章では upward-stopping μ を解析する理由について述べる。

1.1 大気ニュートリノ起源の事象

初めにこの節でこの論文においてよくでてくる大気ニュートリノやそれが原因となって起こる現象について簡単にふれる。

1.1.1 大気ニュートリノ

大気ニュートリノは一次宇宙線 (主に陽子、 α 粒子) が、空気中の原子核 (窒

素や酸素分子) と衝突することによってできたさまざまな中間子 ($\pi^\pm, K_L^0\dots$) が崩壊するとき生成される (表 1.1 参照)。これらのニュートリノは約 10 km 上空の大気中で生成される。

表 1.1: 大気ニュートリノの生成

ν_μ または $\bar{\nu}_\mu$	ν_e または $\bar{\nu}_e$
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ $K_L^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$ または $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu, \mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$	$K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ または $K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$ $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu, \mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$

その成分は $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e$ である。またおおよそその $\nu_\mu : \nu_e$ はニュートリノのエネルギーが 1 GeV のところで 2 : 1、100 GeV のところで 5 : 1 ~ 10 : 1 となる。さらにニュートリノのエネルギースペクトラムは大体 $F_\nu \propto E_\nu^{-2.7}$ で表される。また地球の裏側で生成された大気ニュートリノについては測定が地球の厚さで限られているため最大飛程 13000 km である、という特徴がある。

1.1.2 大気ニュートリノ起源の事象

大気ニュートリノによってさまざまな事象が引き起こされるが、KAMIOKANDE-II 検出器では以下のような事象を観測することができる。

Contained event

これは上空または地球の裏側で生成された大気ニュートリノが検出器まで伝播してきて、そのニュートリノが検出器の内水槽内の水と荷電カレント、及び中性カレント反応で相互作用することによって e, μ, π を生成する。この e, μ, π が発した Cherenkov 光をとらえるような事象である。この事象を引き起こすような親の大気ニュートリノのエネルギーは $E_\nu \sim 1$ GeV にピークを持つ (図 1.1 参照)。

またこの Contained event は観測のされ方によって次の 2 つに分けられる (図 1.2 参照)。

- (1) Fully contained event (図 1.3)

検出器の有効質量内で相互作用をし、検出器の外部に飛び出した粒子がないような event。KAMIOKANDE では約 4 日に 1 event 観測されている [1] [10]。図 1.3 は KAMIOKANDE-II 検出器の展開図であり、大気ニュートリノが検出器内に入射し、水の原子核と相互作用することによって μ を放出したような event を示している。右下に示しているのはこの事象が捕らえられてから $7\mu\text{sec}$ 後までの波形を示したもので、約 $5\mu\text{sec}$ 後にこの μ が崩壊することによって出てきた電子の信号が捕らえられている。

(2) Vertex contained event (図 1.4)

検出器の有効質量内で相互作用をしたため vertex は検出器の中にあるが、生成された粒子の内一部または全部が検出器の外部へと突き抜けてしまったような event。図 1.4 は検出器に入ってきた大気ニュートリノが検出器内の水原子核と相互作用することによって出てきた 2 粒子の内、一方が検出器の内部で止まり、もう一方が検出器を突き抜けて Bottom の anti counter にまで達している event である。

Upward going μ event

これは地球の裏側で生成された大気ニュートリノが検出器のまわりの岩盤 (検出器から ~ 10 km 以内) と荷電カレント相互作用をする事によってまず μ を生成する。この μ が検出器まで伝播してきて、とらえられるような事象である。特徴としては上向きであることが挙げられる。もちろん大気ニュートリノ起源の下向きの μ も観測されるが、これは宇宙線の μ が圧倒的に多い (~ 0.4 Hz) ため生データから選択することが不可能である。

この Upward going μ event についても観測のされ方によって 2 つに分けられる。(図 1.5)

(1) Upward through going μ event (図 1.6)

上向きにきた μ が検出器を突き抜けてしまうような event。この event を引き起こすような親のニュートリノのエネルギーは $E_\nu \sim 100$ GeV にピークを持つ (図 1.7 参照)。また KAMIOKANDE-II では約 6 日に 1

event 観測されている [11] [18]。図 1.6 の内最初の event は Barrel 部分から入射し Top 部分へと突き抜けて行った upward through going μ event であり、次の event は Bottom 部分から入射し粒子が真上に進んで Top 部分へと突き抜けて行った event である。

(2) Upward stopping μ event

上向きにきた μ が検出器の内部で止まってしまうような event。この event を引き起こすような親のニュートリノのエネルギーは $E_\nu \sim 3 \text{ GeV}$ にピークを持つ (図 1.7 参照)。また KAMIOKANDE-II では約 10 日に 1 event 観測されるのではないかと思われる。

大気ニュートリノのニュートリノビームとしての特徴としてはそれぞれの event を引き起こす親の大気ニュートリノのエネルギーが $E_\nu = 1 \sim 100 \text{ GeV}$ とさまざまであること、さらにニュートリノが地球内部を伝播してきているのでニュートリノの通過距離が地球の直径程度 ($\sim 13000 \text{ km}$) までと長いことが挙げられる。よって大気ニュートリノの event はニュートリノ振動 (後述 1.2.3) について $\Delta m^2 \sim 10^{-4} eV^2$ 程度の感度まで調べるのに適している。

なお、神岡地下実験では現在までに上記の upward stopping μ を除く 3 つの事象については解析が終わっている。

1.2 大気ニュートリノに関する矛盾

大気ニュートリノ起源の事象である contained event、及び upward going μ event の解析は KAMIOKANDE をはじめ世界において行われている。そこでこの節ではいわゆる“大気ニュートリノ問題”、及び現在までの upward going μ の解析について述べる。

1.2.1 “大気ニュートリノ問題”

神岡地下実験では 1988 年に上記の contained event を解析することによって、モンテカルロシミュレーションと比べて観測された $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ 比が異常で

ある、と発表した [1] [2]。その後、このシミュレーションに用いた大気ニュートリノの flux の計算に宇宙線 μ の偏極の効果が入っていないことが L.V.Volkova によって指摘された [4] が、その効果を考えても比にはほとんど影響しないことが分かった [5]。神岡実験で得られたその比の値は

$$\frac{((\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e))_{DATA}}{((\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e))_{M.C.}} = 0.60 \pm 0.09 \quad (1.1)$$

であった。ここで *DATA* は観測されたデータを、*M.C.* は Monte Carlo simulation を示す。

このことは大気ニュートリノの $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ が 40% 予想される値よりも減っているか、または $\nu_e + \bar{\nu}_e$ が 40% 予想される値よりも多いことを意味している。ここで大気ニュートリノの flux の計算値は絶対値にして約 30% の不定性があるが、 $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ の比をとれば不定性は 5% に軽減する。また ν_e 及び ν_μ の原子核との反応断面積の比も電子と μ のレプトン普遍性から正確に計算でき、さらに、反応で生成された 2 次粒子の π の原子核中での相互作用もこの比には僅かな影響しか及ぼさないことが分かっている。よってこの大気ニュートリノの異常な比については理論的に説明がつかない。これがいわゆる“大気ニュートリノ問題”である。

大気ニュートリノ問題は神岡実験で最初に提起されたが、世界における他の実験については神岡実験とともに表 1.2 及び表 1.3 に示す。(NUSEX[6]、Frejus[7]、IMB[3] [8]、KAMIOKANDE[9] [10])

表 1.2: 世界の大気ニュートリノ実験

	NUSEX (Fe)	Frejus (Fe)	IMB (H ₂ O)	神岡実験 (H ₂ O)
有効質量	113 t	550 t	3300 t	780~1040 t
感度	0.74 kt·yr	1.56 kt·yr	7.7 kt·yr	4.92 kt·yr
事例数	50	~185	935	476
μ/e 識別能	good	95% for ν_μ 85% for ν_e	~92%	98%
解析エネルギー 範囲	>200 MeV	>200 MeV	100~1500 MeV/c (for e) 300~1500 MeV/c (for μ)	100~1330 MeV/c (for e) 205~1500 MeV/c (for μ)

表 1.3: 世界の大気ニュートリノ実験

実験	DATA (事象数)		M.C. (事象数)		$\frac{(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)_{DATA}}{(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)_{M.C.}}$
	e	μ	e	μ	
NUSEX	18	32	20.5	36.8	$0.99^{+0.35}_{-0.25}$
Frejus	57	108	70.6	125.8	$1.06^{+0.22}_{-0.19}$
IMB	325	182	257.3	268.0	0.54 ± 0.13
神岡実験	159	151	164.9	260.6	0.60 ± 0.09
総計	373	396	369.7	541.6	$0.72^{+0.06}_{-0.05}$ (Stat.)

現在 Sudan-II (Fe calorimeter) でも解析が行われており、0.5 kton·year の解析で 0.55 ± 0.2 という preliminary な値を得ている。

これを見ても分かるように IMB 実験は神岡実験と同様の結果を得ているが、Frejus 実験及び NUSEX 実験においては感度または精度不足のため測定誤差が大きく神岡実験の結果については 2.5σ ($\sigma =$ 標準偏差) 以上では何もいえない。

1.2.2 upward through going μ event の解析

KAMIOKANDE では upward through going μ event の解析は既に行われている。ここで見ている upward through going μ は検出器に入ってきたときに 1.7 GeV 以上のエネルギーを持ち且つ検出器を突き抜けたものについてである。その結果観測された upward through going μ の flux は $2.04 \pm 0.13 \times 10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ であった。一方、モンテカルロシミュレーションからは用いる大気ニュートリノの flux の理論にもよるが $1.92 \sim 2.20 \times 10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ であり、観測された flux と一致している。図 1.8 に神岡地下実験で得られた upward through going μ event の進んだ方向と鉛直下向きとの為す角度の分布を示す。図において $\cos \theta = 0.0$ が水平方向、 $\cos \theta = -1.0$ が鉛直上向きである。

世界においても IMB、及び BAKSAN などで行われており、表 1.4 に神岡実験も含めて示す。(KAMIOKANDE[11]、IMB[12]、BAKSAN[13])

これを見ると IMB 実験や BAKSAN においても観測された upward through

表 1.4: upward through going μ event の世界の実験

	Zenith Angle (Deg.)	Threshold Energy (GeV)	Observed # or flux	Monte Carlo
			$(\times 10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1})$	
KAMIOKANDE (2700 mwe)	180~90	1.7	252 events 2.04 ± 0.13	$1.92^{(a)} \sim 2.20^{(b)}$
IMB (1600 mwe)	180~90	1.8 (IMB-1,2) 1.0 (IMB-3)	532 events (617 Total)	515.9 events (600 ^(a) Total)
BAKSAN (850 mwe)	180~110 110~90 (50%)	1.0	421 events $2.77 \pm 0.17 \pm 0.09$	$2.45^{(a)} \sim 2.75^{(b)}$

(a):Volkova,(b):Butkevich の大気ニュートリノの flux を使用した。

going μ は理論の予測値と一致していることが分かる。しかしながらこれらの実験は期待される event 数と観測された event 数とを比較しているだけで角度分布の比較までは行っていない。角度分布の比較を行っているのは KAMIOKANDE だけである。

ただしこの upward through going μ の解析において重要なことは期待される upward through going μ の flux を計算するとき用いている大気ニュートリノの flux の理論による誤差が約 20% 含まれている、ということである。これは upward through going μ event だけを解析しているときには常につきまとうもので、これ以上の精度では物事を判断できないことを表している。

1.2.3 upward stopping μ event を解析する意義

これまでの解析結果をまとめると、

- $E_\nu \sim 1$ GeV にピークを持つような大気ニュートリノが原因となって起こる contained event においては異常な $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu / \nu_e + \bar{\nu}_e$ の比が観測されており、そ

れからいえることは何らかの原因で $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ が減っているか、 $\nu_e + \bar{\nu}_e$ が増えている。

- $E_\nu \sim 100$ GeV にピークを持つような大気ニュートリノが原因となって起こる upward through going μ event においては絶対値に関しては理論から期待される値と良い一致を示している。ただしこれには大気ニュートリノの flux の理論による誤差 $\sim 20\%$ が含まれている。

ということである。そこで本論文で解析する upward stopping μ event について考えると、まず 3 章で述べる計算から、この event を引き起こす親のニュートリノの持つエネルギー分布は $E_\nu \sim 3$ GeV にピークを持つような形をしている。つまり、丁度 contained event を起こすニュートリノのエネルギーよりもやや高く、upward through going μ event を起こすニュートリノのエネルギーよりも低い領域であり、KAMIOKANDE ではまだ解析されていない領域である。さらに、contained event の解析で ν_μ と ν_e の比をとることによって大気ニュートリノの flux の理論による誤差 $\sim 30\%$ を $\sim 5\%$ にまで軽減したのと同じように upward through going μ と upward stopping μ の比をとることによって大気ニュートリノの flux の理論による誤差を軽減できると思われる。このことについて T.K.Gaisser は Bartol、Butkevich、Mitsui、Volkova のニュートリノの flux と EHLQ、Owens の structure function を用いて upward stopping μ と upward through going μ の比を計算した [16]。この結果を表 1.5 に示す。これを見ても分かるように理論による誤差は 7% 以内に抑えられていることが分かる。

表 1.5: stopping/through の比

structure func.	stop/through	
	Owens[15]	EHLQ[26]
Bartol[14]	0.28	0.28
Butkevich[21]	0.30	0.30
Mitsui[20]	0.30	0.30
Volkova[19]	0.30	0.30

また、“大気ニュートリノ問題”の解決方法の一つとして、ニュートリノ振動というものがある。これはニュートリノが質量を持つならそれぞれのニュートリノは

質量の固有状態の重ね合わせと考えられ、時間が経つに連れてある flavour だったニュートリノが別の flavour のニュートリノに変わってしまう、というものである。このニュートリノ振動によって $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ や $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ が起きたら観測される ν_μ の数が減ったり、 ν_e の数が増えたりするわけだが、 ν_μ で生成されて ν_μ で観測される確率というものは真空中で、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left[1.27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) \frac{L(\text{km})}{E_\nu(\text{GeV})} \right] \quad (1.2)$$

で表される。ここで θ は混合角、 Δm^2 は 2 つのニュートリノの固有状態間の質量の 2 乗の差、 L はニュートリノの通過距離、 E_ν はニュートリノのエネルギーである。upward stopping μ の場合 $L \sim 13000$ km まで、 $E_\nu \sim 3$ GeV であるので、到達可能な範囲は $\Delta m^2 \sim 10^{-4} \text{eV}^2$ と考えられる。このことを見ても upward stopping μ はニュートリノ振動を探索する意味でも重要であるといえる。

なお、IMB 実験ではこの upward stopping μ event の解析は行われており [12]、観測された event 数 85 events に対して期待される event 数は 84.1 events であり、良い一致を示している。しかしながら IMB 検出器には anti counter が無い上に、検出器の設置場所が神岡に比べて浅いので宇宙線 μ rate が 3 Hz 程度 (神岡の約 10 倍) であり、本当に宇宙線の μ の後方散乱及び核破砕による事例 ($\mu O \leftarrow \mu X$; 図 1.9 に示すような宇宙線の下向き μ が検出器のすぐ脇を通り、spallation (高エネルギー粒子による原子核破砕反応) を起こして π や γ をたたき出し、それらが検出器に入って、いかにも upward stopping μ event のように見える event) によるバックグラウンドの評価がきちんとできているかが疑問である。以下に IMB 実験の結果を表 1.6 に列記する。

さて、ここで注意すべきことは IMB 実験におけるしきいエネルギーは 1.8 GeV (1.0 GeV) ということである。図 3.11 から見ても分かるように upward going μ というものは大気ニュートリノの flux の関係から、エネルギーが低い方が多くなる。KAMIOKANDE-II 検出器ではしきいエネルギーが ~ 0.4 GeV からみることができるのでより低エネルギーの事象を解析することになる。

表 1.6: IMB 実験における upward stopping μ event 結果

	Zenith Angle (Deg.)	Threshold Energy (GeV)	Observed	Monte Carlo
			# or flux	
			$(\times 10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1})$	
IMB (1600 mwe)	180~90	1.8 (IMB-1,2)	85 events	84.1 ^(a) events
		1.0 (IMB-3)	(617 Total)	(600 ^(a) Total)

(a):15 GeV 以上は Volkova, 15 GeV 以下は Lee の大気ニュートリノ
の flux を使用した。

しかしながらこれら得られたデータのエネルギー分布、及び角度分布及び
 μ -e decay fraction は一切与えられていない。

第 2 章

KAMIOKANDE-II 検出器

KAMIOKANDE-II 検出器は、3000ton の水を有する水 Cherenkov 型検出器で、1985 年 11 月から 1990 年 4 月まで稼働した。その特徴は次の点である。

1. 大質量であるため核子崩壊実験やニュートリノ検出器として有利である。
2. 荷電粒子の発生点、運動方向及びエネルギーがわかる。
3. 荷電粒子の種類が識別できる。
4. 大口径 (20 inch \simeq 51 cm) 光電子増倍管の使用により、全表面積に対する集光面積の占める割合が 20% と大きいのでエネルギー分解能が高い。
5. 各光電子増倍管の光量及び時間情報を得るための ADC (Analog to Digital coverter ; 電荷デジタル変換器) 及び TDC (Time to Digital converter ; 時間デジタル変換器) が multi buffer (多重構造の記憶容量) を持っているので、不感時間がほとんどない。
6. アンタイカウンターがあるため検出器外から入射してくる荷電粒子 (主に、宇宙線の μ 粒子) と検出器内で発生した粒子との区別がつき、更に岩盤からの γ 線、 β 線及び中性子が遮蔽される。

詳しい性能は表 2.1 に列記する。

表 2.1: KAMIOKANDE-II 検出器

	KAMIOKANDE-II
稼動期間	Nov '85 ~ Apr '90
data 量	3.62kton·years
検出器上の物質質量 (水深に換算)	2700m
総質量	3000ton
有感体積	1036ton
trigger しきい値 (50%効率)	
電子	7.6MeV/c†
μ粒子	165MeV/c
運動量分解能	
電子	$4/\sqrt{P(\text{GeV}/c)} \%$
μ粒子	4 %
NS/S 分類正誤率	1.4 ± 0.7 %

†1988年6月に光電子増倍管にかかる電圧を2倍にして、しきい値を6.1(MeV/c)まで下げた。その後1990年には~5(MeV/c)まで下げた。

2.1 検出原理

屈折率 n の媒質中を速度 β で荷電粒子が進むとき、

$$n\beta \geq 1 \quad (2.1)$$

であれば、

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (2.2)$$

の角度 θ に Cherenkov 光を放射する。そのときの Cherenkov 光の波長分布は、

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = 2\pi \frac{\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) \quad (2.3)$$

である。ただし、 x は荷電粒子が走った距離、 λ は Cherenkov 光の波長、 α は微細構造定数を表す。例えば、水中を光速に近い速度で荷電粒子が走るとき、進行方向に対して 41.9° の方向に光を発する。従って、光検出器 (光電子増倍管) を二次元的に配置した壁で純水を囲めば、純水中を走る荷電粒子の発する Cherenkov 光が作るリングを認識できるので荷電粒子を検出できる (図 2.1 参照)。そして、各光電子増倍管の光電子数及び光子の光電子増倍管への到着時間の情報から、その事象の発生点、運動量、粒子の種類を測定することが可能である。

2.2 KAMIOKANDE-II 検出器の構造

KAMIOKANDE-II 検出器は、岐阜県吉城郡神岡町の神岡鉱業 (株) 茂住鉱内の地下 1000m (水深 2700m 分の水の下に相当する) にある (図 2.2 参照)。図 2.3 に KAMIOKANDE-II の断面図を示してある。KAMIOKANDE-II 検出器は内水槽と外水槽から成っており、内水槽には 20 inch の光電子増倍管が 1m^2 ごとに 1 本ずつ、合計 948 本設置されている。外水槽には計 123 本の光電子増倍管が 9m^2 ごとに設置されており、内水槽を囲んでいる。この外水槽によって、宇宙線の μ 粒子を veto し、岩盤からの γ 、 β や中性子などに対する遮蔽をしている。また、内水槽内の水は放射性同位元素等の不純物やバクテリアを除去した純水を保つために、脱気装置、濾過器、イオン交換装置、ウラン除去装置、紫外線殺菌灯を用いた純水装置で循環させられている。

2.3 読み出し回路

20 inch の光電子増倍管から来た信号は KAMIOKANDE-II から新しく導入された回路 (KAM-II 回路) に入り、そこで3つに分けられ、1つの信号は KAMIOKANDE-I¹ からあった回路 (KAM-I 回路) で処理され、他の2つは KAM-II 回路へ送られる。trigger は KAM-II 回路でつくられる (図 2.4 参照)。

2.3.1 KAM-I 回路

図 2.4 から分かるように、KAM-I 回路は 1000 channel 分の線形加算器 (KEK-LINEAR ADDER) と ADC (Lecroy 2285A)、4 台の Flash-ADC (瞬間的に波高をデジタル量に変換する機器) からなる。光電子増倍管から来た信号はまず線形加算器に入り、2 つに分けられる。そのうち一方の信号は 300nsec ($1\text{nsec}=10^{-9}\text{sec}$) の delay をされた後 1.87 倍に増幅され、Lecroy 社製の ADC (2285A; 0.033pc/ch) で処理される。この ADC は 15 bit の分解能を持ち、full scale は検出器を突き抜ける μ 粒子の出口で飽和しないように設定されている。また、分解能は光電子を 1 個まで測るのに十分な精度である。これは入力信号を増幅したおかげである。

他方の信号は 3 段階で 1000 channel 分を足し合わせた後、3 台の Flash-ADC に送られる。3 台の内 1 台 ($7.6\mu\text{sec}\times 80\text{mv}$, 30nsec sampling) は低エネルギーの μ 粒子による μ -e 崩壊検出用で、他の 2 台 ($100\mu\text{sec}\times 1600\text{mv}$, 390nsec sampling ; $7.6\mu\text{sec}\times 1600\text{mv}$, 30nsec sampling) はモノポールによる触媒反応検出用である。以上は内水槽の光電子増倍管からの信号についてだが、外水槽からの信号も同様にわけられ、一方は ADC に入り、他方は Flash-ADC に送られる。この Flash-ADC は、外水槽では Cherenkov 光を発生したが、内水槽では $\beta < 0.75$ となって Cherenkov 光を出さなくなった μ 粒子が、内水槽内で μ -e 崩壊する事象を判別するためのものである。

¹1983 年 6 月から 1985 年 11 月まで稼動した 3000ton の水を有し、1000 本の直径 20inch 光電子増倍管が取り付けられていた大型水 Cherenkov 検出器である。しかしこの時期には anti counter が取り付けられていなかった。

2.3.2 KAM-II 回路

図 2.5は KAM-II 回路の概念図を表している。KAM-II 回路は電荷情報及び時間情報を multi analog buffer で取り込む回路である。この回路は 4 本の光電子増倍管からの信号を処理する回路が 1 枚の card に収められている。この card 16 枚と timing card、trigger 処理 card、及び bus line と接続されている control card で 1 crate を成している。内水槽用に 15 crates、外水槽用に 2 crates ずつある。KAM-II 回路の card は以下の 5 つの部分から成る。

Buffer Amp

光電子増倍管からの入力信号は利得 0.95 で Buffer Amp で 3 つに分けられ、1 つは KAM-I 回路に送られ、他の 2 つは card 内の trigger 用 discriminator、Data buffer に送られる。

Trigger 用 discriminator

光電子増倍管からの信号がしきい値 $128 \mu\text{V}$ (光電子数にして 0.35 個) を越える場合、5 mV、幅 100 nsec の論理信号を同一 crate 内の trigger 処理 card に出力する。

TDC

9 bit の分解能で 1 channel が 1 nsec である。

ADC

13 bit の分解能で 1 channel が 0.1 個の光電子である。

Data buffer

各光電子増倍管あたり、ADC、TDC 用にそれぞれ 4 buffer ずつ持っている。

この回路は、PDP 11/73 コンピューターによって制御されている。ここで得られた情報は、KAM-I 回路からの情報とともに $\mu\text{-VAX}$ で処理される。trigger は以下のようにしてつくられる。まず、各光電子増倍管からの信号を trigger 用 discriminator

にかけて論理信号を作る。この論理信号の各 crate ごとの和をとり、その和 (総光量に値する) を master trigger module に送り、その値が 112 mV (~20 本分の光電子増倍管に相当) を越えたときに全体の trigger をかける。信号が光電子増倍管から入力した後 400 nsec 以内に trigger がかった段階で、信号を各 data buffer に analog の状態で貯める。貯められた data は順次 ADC、TDC に送られ、処理される。trigger rate は 0.45~1.5 Hz であり、trigger の効率は 7.6 (MeV/c) の電子で 50%、10 (MeV/c) の電子で 90% である。また μ では、165 (MeV/c) で 50%、180 (MeV/c) で 90% であった (図 2.6 参照)。またそれ以上のエネルギーでは trigger の効率はほぼ 100% である。1988 年 6 月に光電子増倍管にかける電圧を 2 倍にし、光電子増倍管の利得をそれまでの 3×10^6 から 6×10^6 に上げた結果、trigger の効率は 6.1 (MeV/c) の電子で 50% となった。その後、順次 trigger しきい値を下げて、最終的には 1990 年には ~5 (MeV/c) まで下げられた。

2.4 較正

(1) 利得較正

各光電子増倍管の利得の較正は、幅数 10 nsec、波長 440 nm の早い光パルスを出す Ar ランプを内水槽内で光らせて行う。これによって、利得の相対的なばらつきは、~8% であることがわかった。

エネルギーの絶対値の較正は、検出器で捕らえることができる以下の事象を用いて行う。

- 突き抜け μ
- μ の崩壊により出てくる電子 (Michelle spectrum)
- ほとんど突き抜けた μ
- stopping μ

- 突き抜け μ

KAMIOKANDE の位置しているところでは ~300 GeV の平均エネルギーを持った宇宙線の μ が検出器を通過していくことがわかっている。これ

らの μ は検出器の上面からほぼ垂直下向きに検出器を突き抜けるとき $\sim 4\text{GeV}$ のエネルギーを落としていく。よってこれらを用いることで数 GeV 付近の絶対的なエネルギーの較正ができる。

- μ の崩壊により出てくる電子 (Michelle spectrum)

μ が崩壊するときに放出される電子は約 53MeV を end point とする連続分布をしている (Michelle spectrum)。そこでこれらを用いることで数 MeV の電子の絶対的なエネルギーの較正ができる。

- ほとんど突き抜けた μ

これは inner detector を突き抜けたにも関わらず、anti counter に入る前に止まってしまったような event である。これらを用いることで数 100MeV の μ に対するエネルギーの絶対的な較正が可能である。

- stopping μ

これは検出器に入ってきた μ がその中で止まってしまうような event であり、モンテカルロ・シミュレーションの dp/dx を確かめるために用いられた。

これらによれば、 1MeV の電子は光電子数にして約 3.4 個に相当し、エネルギーの絶対値を較正すると誤差は 3% であった。図 2.7 に運動量と光電子数の関係を示している。

(2) 時間較正

KAM-II 回路による時間情報は事象の再構成や粒子の識別等に重要な役割をしている。そこで時間情報の較正は重要である。これは等方的に光を発生させることのできる diffusing ball (コロイド状の液体の入っているフラスコ) と N_2 レーザー (波長 337nm) を組み合わせた装置を用いている。内水槽内に diffusing ball を吊るし、レーザーから 2nsec 幅のパルス状の光を diffusing ball を通して内水槽内に等方的に光を発生させる。Cherenkov 光の光子の飛行時間を引くことによって各光電子増倍管の相対的な timing を較正できる。図 2.8(T-Q Map) は縦軸に trigger に対する

飛行時間を差し引いた相対時間差を表し、横軸にはその信号の記録された光電子数をとっている。図 2.8 の上図は 1 本の光電子増倍管の典型的な T-Q Map を表す。下図は 20 本分をまとめて表している。この手順は各光電子増倍管に対して行われ、これを用いて記録時間を補正する。較正の結果、時間分解能は 1 個の光電子が出たときに約 4.7 nsec であった (図 2.9 参照)。

第 3 章

解析計算及びモンテカルロシミュレーション

得られたデータを解析し、現象を理解するためには理論から予測される upward-stopping μ の flux と実際に得られた upward-stopping μ の flux とを比較しなければならない。そこでこの章では理論から期待される upward-stopping μ の flux を求める計算方法について 3.1 から 3.5 までで記述する。さらに 3.6、3.7 において解析計算による upward-stopping μ の flux を用いてモンテ・カルロ・シミュレーションを行い、検出器の response などを考慮した事象をつくる。このモンテ・カルロ・シミュレーションについてもこの章で説明する。

3.1 期待される upward-stopping μ の flux

upward-stopping μ 事象は次のような過程で生成される。まず地球の裏側で一次宇宙線 (陽子、 α 粒子...) が大気と相互作用を起こすことによって生成された π^\pm, K^\pm, μ^\pm などが崩壊するときにニュートリノ $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ ができる (これを大気ニュートリノと呼ぶ)。次にこの大気ニュートリノが地球の内部を伝播してきて、検出器の回りの岩と荷電カレント相互作用することによってできた μ が、更に検出器の所まで伝播してきて検出器の中で止まるような事象である。

そこで期待される upward-stopping μ 事象の flux を計算するには以下の 3 つの過程が必要とされる。

1. 大気ニュートリノの flux
2. ν_μ と岩との弱い相互作用の断面積
3. μ の岩石中での飛程

これらを用いて期待される upward-going μ の flux を求める方法は既に SN1987A からの upward-going μ の flux を求めるために M.Honda、及び M.Mori によって開発され [17]、その後、Y.Oyama によって大気ニュートリノ起源の upward-through going μ の解析に適用できるように修正されたもの [18] を、更に大気ニュートリノ起源の upward-stopping μ に適用できるように改良した。ここではこの計算方法について述べる。

検出器からの距離 $X(g/cm^2)$ でエネルギー E_ν を持つニュートリノから生成された μ の flux は

$$\frac{d\sigma}{dx \cdot dy} \cdot \frac{d\phi_\nu(E_\nu, \cos\theta)}{dE_\nu d\Omega} \quad (3.1)$$

で表される。ここで $\frac{d\sigma}{dx \cdot dy}$ は Bjorken パラメーター x, y の関数で表される荷電カレントの微分断面積を、 $\frac{d\phi_\nu(E_\nu, \cos\theta)}{dE_\nu d\Omega}$ は親のニュートリノのエネルギーとその方向の天頂角との関数で表した親のニュートリノの flux の微分スペクトラムである。これらについては後述する。

次に生成された μ が検出器で観測されるためには、それらが検出器までの距離 X まで伝播してこなければならない。ここで $g(X, E_\mu, E_{th})$ を E_μ のエネルギーで生成された μ が X の距離を通過してきた後で E_{th} 以上のエネルギーを持っている確率と定義する。すると E_{th} より大きなエネルギーを持って検出器に入ってくる upward-going μ の flux は

$$\frac{d\phi_\mu(E_{th}, \cos\theta)}{d\Omega} = \int_0^\infty dX \int_{E_\mu}^\infty dE_\nu \int_0^1 dy \int_0^1 dx \cdot \frac{d\sigma}{dx dy} \cdot \frac{d\phi_\nu(E_\nu, \cos\theta)}{dE_\nu d\Omega} \cdot g(X, E_\mu, E_{th}) \quad (3.2)$$

で表される。

関数 $g(X, E_\mu, E_{th})$ は μ の飛程を、換言すれば μ がエネルギーを E_μ から E_{th} まで落とす間に通過した距離を $R(E_\mu, E_{th})$ とすると、

$$g(X, E_\mu, E_{th}) = \Theta(R(E_\mu, E_{th}) - X) \quad (3.3)$$

となる。尚、 Θ は

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{if } x \geq 0 \\ 0 & \text{if } x < 0 \end{cases} \quad (3.4)$$

を満たす関数 (Θ 関数) と定義する。この $R(E_\mu, E_{th})$ についても後で述べる。式 3.4 を式 3.2 に代入し、 X で積分すると、

$$\frac{d\phi_\mu(E_{th}, \cos \theta)}{d\Omega} = \int_{E_\mu}^{\infty} dE_\nu \int_0^1 dy \int_0^1 dx \cdot \frac{d\sigma}{dxdy} \cdot \frac{d\phi_\nu(E_\nu, \cos \theta)}{dE_\nu d\Omega} \cdot R(E_\mu, E_{th}) \quad (3.5)$$

ここで注目すべきことはニュートリノの flux と μ の飛程は Bjorken のパラメーター x に対して独立であり、また y による積分もニュートリノのエネルギースペクトラムに対して独立であるので、積分順序の入れ替えが可能である。よって式 3.5 は

$$\frac{d\phi_\mu(E_{th}, \cos \theta)}{d\Omega} = \int_{E_\mu}^{\infty} \left[\int_0^1 \left[\int_0^1 \frac{d\sigma}{dxdy} dx \right] \cdot R(E_\mu, E_{th}) dy \right] \frac{d\phi_\nu(E_\nu, \cos \theta)}{dE_\nu d\Omega} dE_\nu \quad (3.6)$$

と書き換えることができる。今、関数 $P(E_\nu, E_{th})$ を

$$P(E_\nu, E_{th}) = \int_0^1 \left[\int_0^1 \frac{d\sigma}{dxdy} dx \right] \cdot R(E_\mu, E_{th}) dy \quad (3.7)$$

と定義すると、 $\frac{d\phi_\mu(E_{th}, \cos \theta)}{d\Omega}$ は

$$\frac{d\phi_\mu(E_{th}, \cos \theta)}{d\Omega} = \int_{E_\mu}^{\infty} \left[P(E_\nu, E_{th}) \cdot \frac{d\phi_\nu(E_\nu, \cos \theta)}{dE_\nu d\Omega} \right] dE_\nu \quad (3.8)$$

と表せる。つまり、関数 $P(E_\nu, E_{th})$ は親のニュートリノのエネルギー E_ν に対する、そのニュートリノが相互作用することによって出てきた μ の飛程をも含めて考えた全断面積と考えられる。そして他の言い方をすればエネルギー E_ν を持ったニュートリノが μ を生成し、その μ がしきいエネルギー E_{th} 以上のエネルギーを持って検出器にとらえられる確率である。この計算方法はニュートリノのエネルギースペクトラムに対して独立であるニュートリノの断面積の計算や岩石中での μ の飛程などを一度 $P(E_\nu, E_{th})$ として計算してしまえばモデルによる flux の計算の部分を入れ換えるだけでさまざまなモデルの計算が可能であるし、ニュートリノ振動を仮定して upward-going μ の flux を計算するときもこの部分を入れ換えれば良いだけである。つまり、この計算方法は無意味に重複する計算を避けることができるという利点がある。

尚、この計算では μ^+ と μ^- の区別はしていないが、実際の計算では ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ とでは区別しなければならない。しかし大気ニュートリノの flux の論文では ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ を足し合わせた flux と、 $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu = r$ の値しか与えられていない。そこで式 3.8 を r を用いて、

$$\frac{d\phi_\mu(E_{th}, \cos \theta)}{d\Omega} = \int_0^{\infty} \frac{d\phi_{\nu_\mu}(E_\nu, \cos \theta)}{dE_\nu d\Omega} \left[\frac{r \times P_{\nu_\mu}(E_\nu, E_{th}) + P_{\bar{\nu}_\mu}(E_\nu, E_{th})}{1 + r} \right] dE_\nu \quad (3.9)$$

として計算している。

3.2 大気ニュートリノ flux

大気ニュートリノの flux は本来、核子崩壊実験のバックグラウンドになるニュートリノの相互作用を評価するために計算されたため、その多くは 1GeV 近辺のエネルギー領域までしか与えられていない。TeV 領域までの正確な大気ニュートリノの flux の計算は L.V.Volkova[19]、K.Mitsui[20]、A.V.Butkevich[21] によってしか与えられていない。図 3.1 及び図 3.2 に低エネルギー側の T.K.Gaisser[22]、Lee & Koh[23] と高エネルギー側の K.Mitsui、L.V.Volkova が計算した大気ニュートリノの flux 及び flux $\times E_\nu^3$ を示す。これを見るとわかるように $E_\nu \sim$ 数 GeV の所で大きなずれがある。upward-stopping μ の解析ではこの低エネルギー側と高エネルギー側とでの大気ニュートリノの flux を組み合わせる必要がある。何故ならば解析では $\sim 0.4\text{GeV}$ 以上の E_{th} を持った μ を見ようとしているので、親のニュートリノの持つエネルギー E_ν も $\sim 0.4\text{GeV}$ 以上から計算しなければならないからである。そこでこの解析に用いる大気ニュートリノの flux は 3GeV 以下では T.K.Gaisser、3GeV から 10^7GeV までは L.V.Volkova の flux を使い、それ以上のエネルギー領域に対しては $F \times \left(\frac{E_\nu}{10^7}\right)^{-3}$ で外挿した値を採用した (図 3.3 参照)。ただし、 F は 10^7GeV での L.V.Volkova の flux の値である。また、 ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ の比であるが、T.K.Gaisser[22] 及び L.V.Volkova[19] の論文で与えられている値をその他のエネルギーに外挿した。(図 3.4 参照) ここで 3 GeV で大きく食い違っているのは 3 GeV を境に用いたニュートリノの flux が違うからである。

3.3 荷電カレントの断面積

荷電カレントにおける弱い相互作用の微分断面積はスケーリング・パラメーター $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ 、 $y = 1 - \frac{E_\mu}{E_\nu}$ を用いて $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$ に対しては

$$\frac{d\sigma_\nu}{dx dy} = \frac{2G_F^2 M E_\nu}{\pi} \cdot \left[\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right] [xq_{-\frac{1}{3}}(x, Q^2) + x(1-y)^2 \bar{q}_{-\frac{2}{3}}(x, Q^2)] \quad (3.10)$$

また、 $\bar{\nu}_\mu + N \longrightarrow \mu^+ + X$ に対しては

$$\frac{d\sigma_{\bar{\nu}}}{dx dy} = \frac{2G_F^2 M E_\nu}{\pi} \cdot \left[\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right] [x\bar{q}_{\frac{1}{3}}(x, Q^2) + x(1-y)^2 q_{\frac{2}{3}}(x, Q^2)] \quad (3.11)$$

と表される。ここで $-Q^2$ は入ってきた ν と出ていく μ の間の運動量遷移であり、 $\nu = E_\nu - E_\mu$ は実験室系でのエネルギー損失、 M 、 M_W はそれぞれ核子と弱い相互作用を媒介する W^\pm ボソンの質量、また G_F はフェルミの定数で値は $G_F = 1.16632 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ である。更に $q_{-\frac{1}{3}}(x, Q^2)$ 、 $\bar{q}_{-\frac{2}{3}}(x, Q^2)$ 、 $\bar{q}_{\frac{1}{3}}(x, Q^2)$ 、 $q_{\frac{2}{3}}(x, Q^2)$ はクォークの分布関数であり、それぞれ

$$q_{-\frac{1}{3}}(x, Q^2) = d(x, Q^2) + s(x, Q^2) + b(x, Q^2) \quad (3.12)$$

$$\bar{q}_{-\frac{2}{3}}(x, Q^2) = \bar{u}(x, Q^2) + \bar{c}(x, Q^2) + \bar{t}(x, Q^2) \quad (3.13)$$

$$\bar{q}_{\frac{1}{3}}(x, Q^2) = \bar{d}(x, Q^2) + \bar{s}(x, Q^2) + \bar{b}(x, Q^2) \quad (3.14)$$

$$q_{\frac{2}{3}}(x, Q^2) = u(x, Q^2) + c(x, Q^2) + t(x, Q^2) \quad (3.15)$$

である。これらのクォーク分布関数は x 、 $-Q^2$ の大変複雑な関数なので、実際に計算に適用するときには近似が必要である。

T.K.Gaisser たちは式 3.10 と式 3.11 において W 因子を含む項を無視し、R.Field と R.P.Feynmann によって示されたパートンモデル近似 [24] を用いた。そして式 3.10 と式 3.11 を

$$\frac{d\sigma_\nu}{dE_\mu} = \left[0.72 + 0.26 \left(\frac{E_\mu}{E_\nu} \right)^2 \right] \times 10^{-38} \text{cm}^2 \text{GeV}^{-1} \quad (3.16)$$

及び、

$$\frac{d\sigma_{\bar{\nu}}}{dE_\mu} = \left[0.69 \left(\frac{E_\mu}{E_\nu} \right)^2 + 0.09 \right] \times 10^{-38} \text{cm}^2 \text{GeV}^{-1} \quad (3.17)$$

と近似した。

しかしながらこれには $E_\nu \sim 100 \text{GeV}$ で Q^2 のクォーク分布に対する依存性が破れてしまい、それよりも高いエネルギー領域で断面積が小さくなってしまふ、という効果が考慮されていないことが C.Quigg らによって指摘された [25]。そこで Eichten、Hinchliffe、Lane、そして Quigg は $5 \text{GeV}^2 < Q^2 < 10^8 \text{GeV}^2$ の領域における $10^{-4} < x < 1$ に対してクォーク分布関数を評価した。これを以後 EHLQ クォーク分布関数と呼ぶ [26]。

ニュートリノのエネルギーが低い場合、上記の二つのクォーク分布関数は良い一致を示しているが、エネルギーが 50GeV を越えると 10% を越える矛盾が両者の間

に起こり無視できなくなることが既にわかっている [18]。この解析では EHLQ クオーク分布関数を採用した。

3.4 岩石中での μ の飛程

μ の飛程は初めに持っているエネルギー E_i と最後に持っているエネルギー E_f との関数であり、 μ のエネルギーが E_i から E_f へ損失していく間にその μ がどのくらい物質中を進んだか、を表すものである。この解析における計算では、エネルギー E_μ をもって生成された μ が検出器のしきいエネルギー E_{th} よりも大きなエネルギーを持っている場合を考えているので、 $E_i = E_\mu$ 、 $E_f = E_{th}$ である。

μ の飛程は μ のエネルギー損失から求められる。良く知られている式は traditional formula と呼ばれ、

$$\frac{dE_\mu}{dX} = -\alpha - \beta E \quad (3.18)$$

で表されるものである。ここで μ のエネルギーが GeV から TeV の領域では $\alpha = 2\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$ 、 $\beta = 3.9 \times 10^{-6}(\text{g}/\text{cm}^2)^{-1}$ である。式 3.18 を積分すると

$$R(E_\mu, E_{th}) = \frac{1}{\beta} \ln \frac{E_\mu + \frac{\alpha}{\beta}}{E_{th} + \frac{\alpha}{\beta}} \quad (3.19)$$

となり、これより μ の飛程を計算することができる。しかしながらこれは比較的高エネルギーの μ に対する式である。

そこで、この解析では traditional formula からの計算を用いるのではなく W.Lohmann らの計算した値を用いた。彼らは μ の電離損失、制動輻射、電子対生成、核反応などでエネルギーを落としていく過程を慎重に考慮して 1~10000GeV の範囲で μ のエネルギー損失を様々な物質において計算した [27]。ここでは標準的な岩石中でのエネルギー損失を用いた。

図 3.5 に式 3.19 と W.Lohmann から得られた $\frac{dE}{dX}$ の比較を示す。ここで注目すべきことは解析で重要なエネルギー領域である 1GeV 以下におけるエネルギー損失が Lohmann による計算では与えられていないことである。よって 1GeV 以下においては R.M.Sternheimer の論文 [28] で与えられる式を用いる。

$$-\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{dE}{dX} = \frac{0.153536}{\beta^2} \cdot \frac{Z}{A} \left\{ F(\beta) - 2 \ln I - 2 \frac{C_{K,L}}{Z} - \delta \right\} \quad (3.20)$$

$$F(\beta) = \begin{cases} 2 \ln \frac{2m_0c^2\beta^2}{1-\beta^2} & e^\pm \text{以外} \\ \ln \frac{m_0c^2T\beta^2}{2(1-\beta^2)} - [2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2] \ln 2 \\ \quad + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} [1 - \sqrt{1-\beta^2}] & e^\pm \end{cases} \quad (3.21)$$

ρ_0 ; 密度 (g/cm²)

Z ; 原子番号

A ; 質量数

I ; *ion potential*

$C_{K,L}/Z$; *shell correction*

δ ; *density effect*

T ; 運動エネルギー

$$\delta(x) = \begin{cases} 0(\text{non conductor}) & ; x < x_0 \\ 4.6052X + A(X_1 - X)^M + C & ; x_0 < x < x_1 \\ 4.6052X + C & ; x_1 < x \end{cases}$$

$$X \equiv \frac{1}{2} \log \left[\frac{T}{m_0c^2} \left(\frac{T}{m_0c^2} + 2 \right) \right]$$

標準的な岩石の場合、それぞれのパラメーターの値は

$$\frac{Z}{A} = 0.5000$$

$$I = 136.4 \times 10^{-9} (\text{GeV})$$

$$C = 3.774$$

$$x_0 = 0.049$$

$$x_1 = 3.055$$

$$A = 0.083$$

$$M = 3.412$$

で与えられ、これらを代入することによって 1GeV 以下のエネルギー損失を計算することができる。尚、 $\frac{C_{K,L}}{Z}$ の項は $\delta(x)$ に比べて非常に小さいので無視してもよく、

また最終的に与えられる $\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{dE}{dX}$ の単位は $\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$ である。図 3.6 に Lohmann と Sternheimer のそれぞれの計算結果を示す。Sternheimer 等の計算では純粋に電離損失の効果だけを考えている。

よって μ のエネルギー E_μ が検出器で捕らえられるしきいエネルギー E_{th} にまでエネルギーを落としながら通過する距離 R は

$$R = \int dX = \int_{E_\mu}^{E_{th}} \left(\frac{dX}{dE} \right) dE$$

で計算できる。図 3.7 に μ の飛程とエネルギーの関係を示す。

3.5 検出器で観測される upward-stopping μ の flux

式 3.8 に以上の過程を当てはめて期待される upward-going μ の flux をしきいエネルギー E_{th} と天頂角の関数で求めることはできる。しかし、これは KAMIOKANDE-II 検出器で捕らえられる flux を与えているのではない。しかも検出器を突き抜けるかその中で止まるか、ということもまだ考慮していない。そこでこの節ではこれらを用いて検出器の中で止まる事象である、upward-stopping μ の flux について考えることにする。

解析では $E_{th}=0.4\text{GeV}$ 以上の事象を見ようとしているので、以下 E_{th} と出てくれば特別な場合を除いて $E_{th}=0.4\text{GeV}$ とする。計算の概要は

1. KAMIOKANDE II で検出できる E_{th} 以上の upward-through going μ と upward-stopping μ の flux を求める。
2. KAMIOKANDE II で検出できる E_{th} 以上の upward-through going μ だけの flux を求める。
3. (a) から (b) を引き、KAMIOKANDE II で検出できる upward-stopping μ の flux を求める。

というものである。

これらについて考える前に KAMIOKANDE II 検出器の upward-going μ に対する有感領域について説明する。

3.5.1 有感領域

ある方向から来た upward-going μ に対する有感領域はその μ の方向によって変わってくる。そこでその μ から見た検出器の広がりをも有感領域と定義する。つまり、その方向に垂直な平面上に検出器を射影した面積である (図 3.8 参照)。

まずは簡単な upward-through going μ と upward-stopping μ の両方を含めた有感領域を求めながら、その方法について説明する。

初めに、十分大きな平面領域を検出器の近くにとる (図 3.8 参照)。この平面上に 10cm 間隔の格子点を定義し、この各々の格子点から平面に垂直に直線を引く。もし、インナーカウンターでこの直線が切りとられ、この切り足られた部分の長さに対応するエネルギーがしきいエネルギー E_{th} 以上であれば計数し、それ以外の場合には計数しない。これを 100 で割れば m^2 の単位で有感領域を求められる。計算では $E_{th}=0.4\text{GeV}$ に対応する長さ 1.0m 以上の場合で計算した。この過程を平面の角度を少しずつ変えていき繰り返して計算した。

この計算結果については図 3.9 に示してある。ここで $\cos\theta=0.0$ は水平方向から入射してきた μ に対する有感領域、 $\cos\theta=-1.0$ は垂直上向きに入射してきた μ に対する有感領域を表している。

次に upward-through going μ だけについての有感領域を求める。大筋は上記の方法と同じであるが、こちらの方は検出器を突き抜けているという条件が加わる。KAMIOKANDE-II 検出器では μ の検出器を通った距離 x とエネルギーの間に

$$E_{th}(x) = a_1 x^2 + a_2 x + a_3 \quad (3.22)$$

という関係があることがわかっている [18]。ただし、 E_{th} の単位は GeV、距離 x の単位は m である。ここで $a_1 = 0.0025$ 、 $a_2 = 0.2$ 、 $a_3 = 0.1975$ である。

検出器を突き抜けた μ に対する有感領域を計算するときにはまず射影平面の角度を固定しておいて、それぞれの格子点からの直線がインナーカウンターによって切りとられる長さに対応するエネルギーを式 3.22 から計算してあるしきいエネルギー E_{th} 以上のものだけを計数する。次に E_{th} を徐々に変化させてゆき同じ計算を繰り返す。そして更に射影平面の角度を変化させてやり、同様のことを繰り返す、ということが必要になる。

3.5.2 flux の計算

upward-through going μ と upward-stopping μ の両方を含めた flux、つまり $E_{th}=0.4\text{GeV}$ よりも大きなエネルギーを持って検出器で観測される upward-going μ の flux $\frac{d\phi_\mu(\cos\theta)}{d\Omega}$ は $\frac{d\phi_\mu(E_{th}, \cos\theta)}{d\Omega}$ から計算できる。この場合 $E_{th}=0.4\text{GeV}$ (一定) なので簡単に

$$\frac{d\phi_\mu(\cos\theta)}{d\Omega} = \frac{d\phi_\mu(0.4, \cos\theta)}{d\Omega} \quad (3.23)$$

となる。

一方 upward-through going μ だけの flux は

$$\frac{d\phi_\mu(\cos\theta)}{d\Omega} = \frac{\sum_i \left(\frac{d\phi_\mu(E_{th}(x_i), \cos\theta)}{d\Omega} S(E_{th}(x_i)) \right)}{\sum_i S(E_{th}(x_i))} \quad (3.24)$$

となる。ここで x_i は i 番目の格子点からの直線が切りとられる長さ、 $E_{th}(x_i)$ は x_i におけるしきいエネルギー、 $S(E_{th}(x_i))$ はそのしきいエネルギーに対する有感領域である。図 3.10 にこれらの計算の結果得られた 0.4GeV 以上の upward-through going μ と upward-stopping μ の flux 及び 0.4GeV 以上の upward-through going μ だけの flux、さらに両者の差である、 0.4GeV 以上の upward-stopping μ の flux を示す。ただしこれらは上向きに対する 2π の立体角を 10 に分け、それぞれは 0.2π の立体角の平均をとっている。

3.5.3 計算結果

この計算では

1. 大気ニュートリノの flux (ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ の比については図 3.4 参照)

- T.K.Gaisser $E_\nu < 3\text{GeV}$
- L.V.Volkova $3\text{GeV} < E_\nu < 10^7\text{GeV}$
- $F \times \left(\frac{E_\nu}{10^7}\right)^{-3}$ $10^7 < E_\nu$

2. ν_μ と岩との弱い相互作用の断面積

- EHLQ クォーク分布関数

3. μ の岩石中での飛程

- R.M.Sternheimer $E_\mu < 1\text{GeV}$
- W.Lohmann $1\text{GeV} < E_\mu$

を用いた。その結果、upward-stopping μ の flux として $7.70 \times 10^{-14} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ という値を得た。また 1 年間に観測される upward-stopping μ の事象数として、33.31(/year) という値も得た。

3.6 既存のモンテ・カルロ・シミュレーション

前節で解析計算による upward stopping μ の flux を出した。しかし実際には得られたデータを解析 soft を通して残ってきた事象を見ることになる。さらに解析計算では検出器の response などは含まれていない。そこで detector simulation を行い、upward stopping μ 事象を作り、解析計算で粒子が検出器を突き抜けるかどうかを振り分けている部分が本当に正しいかどうかを調べる必要がある。そこでこの節からは detector simulation について説明する。

KAMIOKANDE-II では既に様々な事象を再現できるモンテ・カルロ・シミュレーションがある。ここでは特に upward-stopping μ のシミュレーションに必要な項目について述べる。

μ^\pm のシミュレーション

考慮されている物理過程は、電離損失、knock-on 電子、クーロン多重散乱である。これらの過程は良く知られた公式によってシミュレートできる。また、 μ^\pm によって作られた knock-on 電子はカスケードシャワーの発展をシミュレートするため EGS4 によって再現される。なお電子対生成、制動輻射、核反応の効果は計算にはいれていない。

Cherenkov 光のシミュレーション

荷電粒子が媒質中の光速を越えたとき式 2.2 と式 2.3 とで表されるような Cherenkov 光を放出する。この過程、及び放出された光子の振る舞いをシミュレートするときに以下の点に留意した。

1. 光電子増倍管が反応する波長の光の水中での平均の減衰長は約 35 m である。
2. 430 nm より短波長の光に対して Rayleigh 散乱の式を使い、それより長波長の光に対しては吸収のみを考える。
3. 検出器の壁のシートの反射率は 10% である。
4. 光電子増倍管の磁気遮蔽シールドによって入射光の 13% が吸収される。

3.7 upward-going μ への適用

このモンテ・カルロを発生させるときに必要なとされるものは検出器に入ってきた upward-going μ のエネルギー分布と角度分布である。ここで upward-stopping μ と upward through going μ の区別はつけずに発生させていく。何故ならば検出器の中での μ のエネルギー損失は既存のモンテ・カルロ・シミュレーションに考慮されているので、発生させたモンテ・カルロ・シミュレーションの内幾つ検出器内で止まるかということは前述の計算とは独立である。

発生させる upward-going μ のエネルギー分布、及び角度分布

- 前に述べた解析計算を利用して μ の運動量にして 0.2 GeV/c~6.0 GeV/c の範囲の検出器に入ってくる upward-going μ のエネルギーを出した。このエネルギー領域は $E_{th}=0.4$ GeV 以上の upward-stopping μ を見る上で十分なエネルギー領域である。(6.0 GeV/c あれば完全に検出器を突き抜ける。) 図 3.11 に upward-going μ の 0.2 GeV/c~6.0 GeV/c の運動量と flux の関係を示す。また、図 3.12 には運動量と [運動量]×[flux] との関係を示す。
- さらに、同様の解析計算から 0.2 GeV/c~6.0 GeV/c の upward-going μ の角度分布を出した (図 3.13 参照)。

結局、解析計算から 1 年間で期待される 0.2 GeV/c~6.0 GeV/c の範囲内の upward-going μ の数は 57.7 events であった。一方、同様の解析計算で得られた

upward stopping μ の数は 35.7 events/yr であった。ここで 3.5.3 の解析計算の結果である期待される upward stopping μ の数、33.3 events/yr と値が違うのは、ここで用いた有感領域が $E_{th}=0.2\text{GeV}$ 以上に対応しているためである。

モンテカルロシミュレーションでは、まず粒子の出発点を検出器を囲むような球上に無作為に選び出し、次に粒子の持つ運動量を図 3.12 に、また方向を図 3.13 にそれぞれ従って発生させた。このようにして発生させたモンテカルロ event は inner counter に入った直後からエネルギー損失を行わせた。これによってもし検出器の内部で止まった場合 anti counter には光量を落とさず、検出器を突き抜けた場合は anti counter へと粒子が抜けて行くので anti counter に光量を落とすことになる。このことを利用してモンテカルロ event で stopping μ を選び出してくるときには anti counter に光量を落とさない、という cut で選び出すことができる。

最終的にモンテ・カルロ・シミュレーションでは上述のエネルギー分布、角度分布に従って 30 年分の upward-going μ を作った (計 1740 events)。この内 upward-stopping μ は 1069 events であった。

3.8 モンテカルロシミュレーションの結果

モンテ・カルロ・シミュレーションでは upward-going μ (計 1740 events) の内、upward-stopping μ は 1069 events であった。

一方、解析計算の方は 1 年間で 57.7 events の upward-going μ が期待され、0.4 GeV 以上の upward-stopping μ は 35.7 events である。

両者の (upward-stopping μ)/(upward-going μ) をとるとモンテ・カルロ・シミュレーションの方は $61.4 \pm 1.9\%$ 、解析計算の方は 61.9% であった。モンテ・カルロ・シミュレーションと計算値は良い一致を示している。ここで注意であるが、これらのシミュレーションで用いた計算結果は $E_{th}=0.2\text{GeV}$ に対応した有感領域で計算したため前述の $E_{th}=0.4\text{GeV}$ で行った計算結果とは違う。しかしながら計算結果とモンテ・カルロ・シミュレーションがよく一致していることから、解析計算における検出器の response (検出器を突き抜けたかどうか) は信頼できると思われる。

3.9 まとめ

モンテカルロシミュレーションで解析計算において検出器中で止まるか、検出器を突き抜けるか、ということについて議論し、その結果解析計算で用いた検出器の response に対するところの正当性を示した。

また、解析計算から得られた upward stopping μ の数は 33.3 events/yr であることも分かった。

第 4 章

解析

解析で用いたデータは KAMIOKANDE-II に相当する 1985 年 11 月から 1990 年 4 月までに得られた、実働時間にして約 1290 日分のデータである (Run # 1249 ~ Run # 3018)。KAMIOKANDE-II 検出器の trigger rate は 0.45~1.5 Hz であり、その内の ~ 0.37 Hz は宇宙線の μ 、残りのほとんどは水中の ^{214}Bi からの β 崩壊と岩盤からの γ 線である。また、この間に記録された総事象数は 8.3×10^7 事象で、これらは約 2500 本の磁気テープ (6250 BPI) に記録されている。

これらの実データ、及び第 3 章で得られたモンテ・カルロ・シミュレーションを行って得られたデータは reduction soft に通され、upward-stopping μ 候補を集め解析される。そこで、この章ではこの際に用いる reduction soft の selection criteria について説明する。

4.1 Online data cut

KAMIOKANDE-II における data taking は鉱内に設置された計算機の hard disk 上にしかデータを書き込めなかったため、鉱山が休みの日には hard disk が一杯にならないように online cut をかけて、宇宙線の μ を取り除いていた。この online cut には 4 つのモードがあり、それぞれ、“day cut”、“night cut”、“short holiday cut”、“long holiday cut” と呼ばれている [29]。この節ではこれら 4 つの online cut について簡単に表で online cut の mode と upward stopping μ に対する detection efficiency を表すのみにする。なお、online cut の詳細については付録 A に示す。

表 4.1: online mode と detection efficiency

online cut mode	Run #	detection efficiency
day cut	Run 1249 ~ Run 3018	100%
night cut	Run 1249 ~ Run 1332	14.6%
	Run 1333 ~ Run 1569	100%
	Run 1570 ~ Run 3018	100%
short holiday cut	Run 1249 ~ Run 1465	14.6%
	Run 1466 ~ Run 1579	44.5%
	Run 1580 ~ Run 3018	44.5%
long holiday cut	Run 1249 ~ Run 1332	14.6%
	Run 1333 ~ Run 1465	14.6%
	Run 1466 ~ Run 3018	44.5%

4.2 First data reduction

data reduction は数段階に分けて行った。ここでは生データから upward-stopping μ を抽出するために行った first data reduction について述べる。

4.2.1 全光電子数による Cut

図 4.1 を見ても分かるように data のほとんどは低エネルギーの γ や ^{214}Bi の β 崩壊による事象である。そこで、これらの事象を落とすため

$$(\text{総光電子数}) > 110\text{個}$$

とする。これによって残ってきた事象はほとんどが宇宙線の μ による事象となる。

4.2.2 Anti Counter による Cut

stopping μ 事象は検出器に入って、その中で止まり、崩壊してしまう事象 (ただし、 μ^+ は崩壊するが、 μ^- の場合 18.4% が ^{16}O に吸収されてしまうので 81.6% が崩壊する [30]。) なので、3つの部分 (Top、Barrel、Bottom 部分) に分かれて検出器を立体角 4π で取り囲んでいる Anti Counter の内、どれか1つの部分にしか光量を落とさない。そこで Anti Counter の3つの部分の内どこか1つの部分しか “hit” していない、という cut を与える。ここで Anti Counter の1つの部分が “hit” している、という定義は、それぞれの部分において、

$$(\text{その部分の総光電子数}) > 20p.e.$$

$$(\text{その部分で } 1p.e. \text{ 以上を記録した光電子増倍管の数}) > 5 \text{ 本}$$

$$(\text{その部分での最大光電子数}) > 5p.e.$$

という3つの条件を満たすときである。

ただし、見ようとする事象は上向きなので、検出器の形状から考えて Top 部分を “hit” する upward-stopping μ はないので最終的には Barrel 部分、Bottom 部分の Anti Counter が “hit” しているもののみを候補として残す。

この cut で突き抜け μ の $\sim 80\%$ を落とすことができる。

4.2.3 方向による Cut

前節の cut は Anti Counter が1つの部分しか “hit” していない、というものなので、Barrel 部分から入ってきて Barrel 部分へ抜ける下向きの突き抜け μ は落とせない。そこでさらに vertex 位置を決める Spacial reconstruction (TDC 情報による fit) 及び方向を決める fit (ADC 情報による fit) を行った。このとき fit の良さを表す goodness (付録 B 参照) について、

$$goodness > 0.4$$

という cut をかけた。これは電気ノイズを落とすためのものである。そしてさらに、その方向と上向き正の Z 軸が為す角 θ が

$$\cos \theta > -0.2$$

である事象を上向きとして残した。ただし、検出器の形状から入射位置が高いもの、Z 座標にして $Z > 6.0 \text{ m}$ のものについては (内水槽の上面は $Z = 7.14 \text{ m}$ 、下面是 $Z = -5.94 \text{ m}$ である)、方向が下に引っ張られる傾向があるので $\cos \theta > -0.4$ とした。なお、TDC-fit、及び ADC-fit については付録 B に挙げる。

4.2.4 Decay electron の取扱い

以上の cut で仮に upward-stopping μ の候補と判断された場合、それに続く 20 μsec 以内の事象はすべてその粒子が崩壊することによってできた Decay electron の候補として無条件に残した。もちろん、光量の cut や、方向の cut は加えない。

4.2.5 Reduction rate 及び検出効率

First data reduction によって、結局 8.3×10^7 events が 9.5×10^5 events になった。reduction rate は $\sim 1.2\%$ である。また、モンテ・カルロ事象からこの reduction soft の upward-stopping μ に対する検出効率は $\epsilon \geq 99.6\%$ である。

4.3 Second data reduction

この節では First data reduction で残ってきた upward-stopping μ の候補をさらに visual scan ができる程度の数に凝縮するために行った Second data reduction について述べる。

4.3.1 電気ノイズ Cut

残ってきた事象の中には光電子増倍管や回路からの電気ノイズも含まれている。そこでこの電気ノイズを落とすために

$$\frac{(\text{総光電子数})}{(\text{最大光電子数})} > 2.0$$

という cut を行った。

4.3.2 最大光電子数による Cut

ここまでで残ってきた事象はほとんどが Barrel 部分から入ってきて、Barrel 部分へ抜けるような、ほぼ水平に入射してきた下向きの突き抜け μ である。そこでまず、

- Anti Counter の Bottom 部分から入射してきた event は無条件に残す。
- Anti Counter の Barrel 部分から入射してきた event に対しては突き抜け μ を落とすような更なる cut を加える。

とする。

この Barrel 部分から入ってきた event に対しては図 4.2 のように、inner counter の最大光量を記録した光電子増倍管と、それを取り囲むような 4 本の光電子増倍管の光電子数の平均 (この光電子数を P_{max4} とする) をとる。そして Anti Counter で 1 p.e. 以上を記録した光電子増倍管の数 (この数を N_{hita} とする) とを用いて、次のような event を残した。

$$(N_{hita}) < 40 \text{ または、} \\ 40 < (N_{hita}) < 50, (P_{max4}) < 80p.e.$$

この cut で突き抜け μ の大部分は落とせる。

4.3.3 Reduction rate 及び検出効率

Second data reduction によって、 5.6×10^4 events までデータを凝縮できた。reductionrate は生データからすると $\sim 0.067\%$ である。また、upward-stopping μ の検出効率であるが、電気ノイズ cut では $\epsilon > 99.0\%$ 、最大光電子数による cut では Bottom 入射のものについては $\epsilon \sim 100\%$ 、Barrel 入射のものについても $\epsilon \sim 97.8\%$ であった。よって Second data reduction の全体での検出効率は悪くても $\epsilon \geq 96.8\%$ はある。

4.4 Eye scan

Second data reduction で残された event 数は 55697 events であった。ここで残ってきているものの多くは、Second reduction でも落とすきれなかった突き抜け

μ とほぼ水平に入ってきた下向きの stopping μ である。そこでこれらの事象についてヒットパターンをスクリーン上に映し出し、研究者がパターン認識する Eye scan を行う。によって落とし (落としした基準は粒子の方向が鉛直下向きから見て $\sim 87^\circ$ 以下のもの、soft で落としきれなかった電気ノイズ、宇宙線 multi μ などである)、upward-stopping μ の最終データをつくった。

この際、各々の event に対して入り口と出口を手で与えて Cherenkov ring のパターンにうまく当てはまるように繰り返し行い、その event に対する粒子の入り口と方向を決めた。この信頼性ははっきりと入り口と方向が分かっているモンテ・カルロ事象を用いて同じ方法で入り口及び方向を手で与えてやり、そのずれを見ることによって確認することができる。そのずれは角度にして $\sim 4.4^\circ$ であった。(図 4.3 参照)

この結果、energy cut=0.2 GeV で 839 events が残った。しかしこれらのほとんどは、水平方向からきた下向き stopping μ かもしれないがそれらが検出器に到達するまでに岩石中で Rutherford 散乱することによって上向きの stopping μ のように見える event である。

図 4.4 にこれらの event の $\cos\theta - \phi$ 分布、 $\cos\theta$ 分布、 ϕ 分布を示す。ここで ϕ 分布において凹凸があるのは KAMIOKANDE-II 検出器の位置している場所が地下 1000 m とはいうものの山の形があらわに現れているためである。つまり、 ϕ のある方向は山の“谷”の部分に当たり岩盤が薄いために検出器に到達できる μ の数が多くなり、分布の上では“山”となって見えているのである。

この“山”の形が見えている間は下向きの stopping μ の Rutherford 散乱によるしみ込みがある、と思われる。よって最終的な cut としてはこの“山”の形が見えなくなるところ、

$$\cos\theta < -0.4$$

でかける。

さらに $E_{th} > 0.4$ GeV なので、これに相当する光電子数 680 p.e. でも cut をかけた。

$$(\text{総光電子数}) > 680 p.e.$$

図 4.7 に $\cos\theta < -0.4$ で cut をかけたときの ϕ 分布を示す。これを見てもわかるように“山”のは見えなくなっている。

以上の結果、37 events が残った。

4.5 最終データ

以上の selection によって、KAMIOKANDE-II の時期に記録されたデータから 37 events の upward-stopping μ が得られた。

観測された upward stopping μ 37 events は KAMIOKANDE-II 検出器の実働時間 1276 日の間に観測されたものである。これを用いて観測された upward stopping μ の flux を求めるわけであるが、online cut のためにそのまま使うことは難しい。1276 日の実働時間のうち、online cut をかけずにデータをとった期間は “day cut” と “night cut” の Run# 1570 ~ Run# 3018 までの間である。Run# 1333 ~ Run# 1569 については “night cut” で online cut がかかっているが upward stopping μ に対する検出効率が 100% であるのでこの期間に得られたデータも flux の計算をするときに含む。その他の期間は、特に upward through going μ cut がかかっている期間は最大光量を記録した光電子増倍管が何段目にあるかによって online cut が変わり、その都度検出効率も変わってしまうので flux の計算には含まないこととする。

flux の計算で用いる期間は日数にすると、1115 日に相当する。この期間に得られた upward stopping μ は 34 events であった。ただしこれは $E_\mu > 0.4\text{GeV}$ 、 $\cos\theta < -0.4$ の event である。

以下にこれらのデータの情報を付録 E に示す。これらのうち典型的な事象例を図 4.5 及び図 4.6 に示す。さらにこれらのデータについて、角度分布及びエネルギー分布を図 4.7、図 4.8、図 4.9 に示す。

図 4.5 は Bottom 部分から入射し Barrel 部分へと進む間に崩壊してしまった event である。右下に示しているのが Flash-ADC のデータで、約 $4\mu\text{sec}$ 後にこの μ の崩壊電子が捕らえられている。また図 4.6 は Barrel 部分から入射し、検出器内で止まってしまった event であり、これも崩壊電子が捕らえられている。

第 5 章

結果、及び議論

最終的に得られた upward stopping μ の事象数は実働時間 1115 日で 34 events であった。この章では最終データから upward stopping μ の flux を計算し、理論値と比較することによって、その持つ意味について議論していく。

5.1 観測された upward stopping μ の flux

flux の計算で用いる期間は日数にすると、1115 日に相当する。この期間に得られた $E_\mu > 0.4\text{GeV}$ 、 $\cos\theta < -0.4$ の upward stopping μ は 34 events であった。この節では初めに、得られたデータが真の upward stopping μ event であるか否か、ということを議論し、その後に upward stopping μ の flux を求めることにする。

(1) 角度分布、エネルギー分布

まず、今回の解析で残ってきた 34 events について角度分布、エネルギー分布をとり、期待される角度分布、エネルギー分布と比較する。もし upward stopping μ 以外にほぼ水平に入社してきた宇宙線の下向き stopping μ が Rutherford 散乱を受けて上向きの stopping μ のように見える event や、高エネルギーの下向き μ による spallation (高エネルギー粒子が原子核と衝突して原子核を破碎し、いくつかの原子核や粒子に分解する原子核反応) から出てきた π や γ が上向きの stopping μ のように見える event、また現在考えていないような background event が多数含まれ

ていればこれらの分布に明らかな差が出てくる可能性がある。まず、角度分布であるが、図 5.1 に示しているようにはほぼ flat であり、期待される角度分布と一致している。但し、実際に観測された event 数と期待される event 数とは違いがあるので観測された数で normalize している。次にエネルギー分布であるが、これは図 5.2 に示している。これも観測値の event 数で normalize している。また最後の bin は 3.1 GeV 以上の数を表している。これを見るとエネルギー分布も期待されるエネルギー分布によくあっていることがわかる。

(2) 入射位置の分布

次に upward stopping μ が何処から入射してきたかを見てみる。本来ならば図 5.3、図 5.4 の Monte Carlo simulation のように Barrel から入射してきたものについては下半分から入射してきたものの方が多く、Bottom 入射については一様になるはずである。ただし Barrel から入射したものと Bottom から入射したものとを分けて表示し、前者の方は Barrel 部分を切り開いた図であり、後者の方は Bottom 部分を真下から見た図になっている。もしある方向からのものだけが異常に多ければそれは upward stopping μ event ではないかもしれない。そこで得られたデータの入射位置の分布を見ると (図 5.5、図 5.6 参照) のようであった。実際のデータは Barrel 部分から入射してきたものが 21 events、Bottom 部分から入射してきたものが 13 events であり、少数統計であるが、有為に入射位置が集まっている、ということはない。

(2) 崩壊電子の捕獲率

見ている event は upward stopping μ であるので、この崩壊によって出てくる電子も KAMIOKANDE 検出器では捕らえられるはずである。そこで得られた upward stopping μ について、この崩壊から出てくる電子の捕獲率について議論する。得られたデータ 34 events のうち崩壊電子が捕獲できているのは 18 events である。よって upward stopping μ からの崩壊電子の捕獲率は $52.9 \pm 15.4\%$ である。一方宇宙線から期待される捕獲率は $55.5 \pm 2.7\%$ であった (付録 C 参照)。データの数が少ないため統計誤差が大きい崩壊電子の捕獲率については期待値と一致している。

これまでの議論をまとめると得られた 34 events には心配されたような偽事象は

混入していないと考えられ、すべて真の upward stopping μ event であるといえる。

次に観測された upward stopping μ の flux を求める。これには 3.5.1 で説明した有感領域も考慮しなければならない。これらを考え、立体角 2π で平均した $\cos\theta < -0.4$ の flux Φ は

$$\Phi_{exp.} = \sum_j^N \frac{1}{S(\theta_j)} / \left(2\pi \times \frac{3}{5} \times T \cdot \epsilon \right) \quad (5.1)$$

で表される。但し、 θ_j は j 番目の event の天頂角、 $S(\theta_j)$ は θ_j 方向から見た有感領域、 T は検出器の実動時間、 ϵ は検出効率、 N は観測された事象数である。

これから計算すると観測された $\cos\theta < -0.4$ の upward stopping μ の flux は

$$\Phi_{exp.} = 4.27 \pm 0.73 \times 10^{-14} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sec}^{-1}$$

となった。誤差は Φ/\sqrt{N} として評価した。

一方、第 3 章から得られた計算結果についても同様に $\cos\theta < -0.4$ についての flux を計算した。その結果は、

$$\Phi_{theo.} = 6.62 \times 10^{-14} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sec}^{-1}$$

となった。

しかしながらこれらの結果には実験による統計誤差しか考慮しておらず、理論の違いによる系統誤差や実験の系統誤差は含まれていない。この理論、実験による系統誤差についてはこれから調べる必要がある。

現在、まだ KAMIOKANDE 検出器を用いての実験による系統誤差や理論による系統誤差を評価していないが、upward through going μ のみの解析で 1 番大きな系統誤差は理論の違いによる系統誤差であり、 $\sim 20\%$ であることがわかっている [18]。これは KAMIOKANDE だけにいえることではなく他の実験 (IMB、Sudan-II) についてもいえることである。そこで T.K.Gaisser は stopping μ と through going μ の比をとると表 1.5 に表されるように理論による誤差を $\sim 7\%$ 以内に抑えることができる、とした [16]。このように stopping μ と through going μ との比をとると実験による系統誤差もほぼ相殺される。よって観測された upward stopping μ と upward

through going μ の比と、理論から期待された upward stopping μ と upward through going μ の比を比べることとする。

神岡実験では現在までに upward through going μ の解析は終わっており [18]、得られた $E_{th}=1.7$ GeV 以上の upward through going μ の flux は $2.04 \pm 0.13 \times \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ であった。一方期待される upward through going μ の flux は L.V.Volkova の大気ニュートリノの flux、W.Lohmann のエネルギー損失、EHLQ クオーク分布関数を用いて計算を行い、その結果は $1.92 \times 10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ であった。ここで T.K.Gaisser による理論の系統誤差の評価 $\sim 7\%$ が正しいと考えてデータと理論の stopping μ と through going μ の比を比較すると、

$$\left(\frac{\left(\frac{\text{stop}}{\text{through}} \right)_{\text{data}}}{\left(\frac{\text{stop}}{\text{through}} \right)_{\text{theo.}}} \right) = 0.606 \pm 0.110(\text{stat.}) \pm 0.061(\text{theo.sys.}) \pm ??(\text{exp.sys.})$$

という値が得られた。ここで 1 番目の誤差は観測された統計数によるものであり、2 番目の誤差は T.K.Gaisser の計算した理論の誤差 $\sim 7\%$ が正しいと考えたときの理論による系統誤差である。更に実験による系統誤差はまだ評価できていないので ?? として 3 番目の系統誤差として表している。

これから考えると観測された stopping μ /through going μ の値が理論で予測されるより少なくなっているが、これにはまだ検出器の系統誤差は含まれていない。また理論による誤差も T.K.Gaisser の値をそのまま引用しただけであり、検出器の形状も考えた stopping μ を考慮していないので本当に理論による系統誤差が $\sim 7\%$ に納まるかどうか調べる必要がある。¹

5.2 観測された upward stopping μ の検出効率の正当性

観測された $\cos\theta < -0.4$ 、 $E_{th} \geq 0.4 \text{GeV}$ の upward stopping μ は全部で 34

¹T.K.Gaisser は検出器で観測される upward going μ の内、1~3 GeV までのエネルギー範囲のもの全てを upward stopping μ 、3 GeV 以上のエネルギーを持つもの全てを upward through going μ と定義している。しかし実際には 1 GeV のエネルギーを持っていても検出器を突き抜けることもあるし、3 GeV のエネルギーを持っていても検出器の中で止まってしまうこともある。また、解析では検出器内で落とすエネルギーが 0.4 GeV 以上の upward stopping μ を見ているところにも注意が必要である。

events であった。この節ではこれらのデータが本当に検出効率の範囲内で落とされることなく残ってきているかどうかについて議論していく。

(1) First reduction の検出効率の正当性

この解析では raw data から upward stopping μ を選び出すために様々な cut をかけている。そして得られた event 数は期待値 54.5 events に対して 34 events であった。モンテカルロシミュレーションによれば First reduction の detection efficiency は 99.6%、Second reduction の detection efficiency は 96.8% という値が得られている。ここで second reduction は μ の方向の上下に関係がないが、first reduction の方は方向の cut が甘く、予想以上に upward stopping μ を落としているかもしれない。そこでこれを確かめるために宇宙線の downward stopping μ を用いることにする。

upward stopping μ というものは上向きである、という事を除けば downward stopping μ と区別がない。そこで宇宙線の downward stopping μ を raw data から選び出してくることにする。選び出してくる criteria は

- ある event から 20 μsec 以内に次の event がきている。
- その 20 μsec 以内の event の goodness が 0.7 以上である。

というものである。ここで直前の event から 20 μsec 以内で物事を考えているが、これは μ が検出器の中で止まり、崩壊することによって出てきた電子を見ているためである。 μ の寿命は 2.2 μsec であり、検出器内で止まった μ が 20 μsec 以内に崩壊し、電子を出す確率は 99.99% である。さらにこれらの event を eye scan して、downward stopping μ を選び出してくる。ここで注意したことは今回の解析した KAMIOKANDE-II の期間中に得られた raw data の中から無作為に data を選び出し、これを行ったということと、stopping μ からの崩壊電子の情報だけを使って downward stopping μ を選び出してきた、ということである。その理由は前者については Run の condition によるバイアスを少なくするためであり、後者については解析に用いた cut とは別の方法で stopping μ を選び出すことによって実データを用いて reduction soft の upward stopping μ に対する detection efficiency を求めるためである。この結果 721 events の downward stopping μ を選び出してきた。図 5.7 に選び出してきた宇宙線の downward stopping μ の $\cos\theta$ 分布を示す。

このデータを用いて first reduction の soft を通してみた。但し、検出器の geometry は upward stopping μ と downward stopping μ の場合では反対なので、角度の cut を $\cos\theta > -0.2$ から $\cos\theta < 0.2$ に変えた。その結果 first reduction に残ってきた event 数は 719 events、つまり detection efficiency は 99.7% であった。これは Monte Carlo simulation から得られた upward stopping μ に対する detection efficiency $\varepsilon \geq 99.6\%$ と一致している。

(2) Second reduction の検出効率の正当性

Monte Carlo simulation (付録 D) から inner detector の barrel 部分から入ってくるような event については約 30% が、Bottom 部分から入ってくるような event については約 25% が anti counter の中で生成されている。これはターゲットが岩から水に変わっただけで真の event であるといえる。しかしながらこのような event は水中で相互作用しているため μ 以外の粒子も Cherenkov 光を放出し anti counter での光量が岩をターゲットとして生成された μ の放出した Cherenkov 光よりも多いのではないかと思われる。

Second reduction では Barrel 部分から入ってきたものについては anti counter の情報を使った cut がかけられている。よって Barrel 入射の event については、この anti counter の cut で上に挙げたような upward stopping μ event を落としているかもしれない。以下にこれについて議論する。

まず anti の cut であるが、これは Barrel 入射の event についてのみ課せられた cut であり、Bottom 入射については、この cut は課せられていない。つまり、Bottom 入射の event に関しては first reduction 後のものと同じである。そこで Bottom 入射のものだけに注目して anti counter で大光量 (~ 1000 p.e. 以上、普通の stopping μ は ~ 200 p.e. 程度までである) を落としているにも関わらず、inner counter では upward stopping μ であるような event を探してみる。もしこのような event が Bottom 入射について大量にあれば、Barrel 入射の event についても同様のことが言え、second reduction の anti counter についての cut で落としていることになる。また、逆に Bottom 入射についてこのような event がなければ、Barrel 入射についても anti counter で大光量を落とした upward stopping μ event はないか、あってもかなり少数であることが言える。

first reduction 後のデータについて Bottom 部分の anti counter にのみ光量を落としているもの 271 events について調べたところ、約 90% は Barrel もしくは Top

部分の anti counter の弱い部分、または使えなくなった光電子増倍管の近くから入射したために、その部分が “hit” したという条件に当てはまらず、“hit” していないと判断され、Bottom 部分に突き抜けてしまった下向きの μ event である。残りの数 % は電気ノイズによる event である。それ以外がニュートリノ起源の event であり、後は upward stopping μ event が 21 例、upward shower events が 3 例、vertex contained で一部が Bottom 部分に抜けたものが 3 例であった。結局、Bottom 部分の anti counter に大量の光量を落としてかつ inner counter において upward stopping μ であるような event は 1 event もなかった。

Bottom 部分から入射してきた upward stopping μ は 21 events であるので、かりに Bottom 部分の anti counter で生成された μ が全て anti counter で大光量を落とすとすると、その約 25% に相当する 5 events 程度あってもおかしくはない。その 5 events が無いので 99.3% の確率でそのような event は無いと思われる。よって Barrel 部分の anti counter の cut ではこのような event は落としていないと思われる。しかし実際に Barrel 入射の event についてこのような event を探したわけではないので upward stopping μ event を落としていないとは断言できない。

以上の議論より、first reduction、second reduction においては upward stopping μ event を detection efficiency の範囲内では落としていないと思われるが、Barrel 入射の event については我々の予期しない現象が起きているかどうか断言できない。また eye scan についてであるが、今回の解析は一人で行っているため別の人間が独立に行い double check する必要がある。

5.3 Barrel 入射と Bottom 入射の event 比

5.1 では得られたデータが本物の upward stopping μ であるかどうか議論し、また 5.2 では data reduction の際に upward stopping μ を落としていないことを議論した。しかし得られたデータに疑問がないわけではない。それは Barrel 入射の event と Bottom 入射の event の比に現れているので、ここではその Barrel 入射と Bottom 入射の event 比について議論していくことにする。

付録 D で Barrel から入ってきたものと Bottom から入ってきたものの比を出

した ($\cos\theta < -0.4$ 、 $E_\mu > 0.4\text{GeV}$ の upward stopping μ の内 Barrel 入射は 53.8%、Bottom 入射は 46.2% である)。そこで実際のデータではどのようなになっているかをここでは見ていくことにする。

まず得られた 34 events の upward stopping μ のうち、Barrel 入射の event は 13 events、Bottom 入射の event は 21 events であった。一方、計算では 1115 日で 54.5 events 期待されている。よって Barrel から入射してきたものは 29.3 events、Bottom から入射してきたものは 25.2 events であると考えられる。またこれらから

表 5.1: Barrel 入射と Bottom 入射の event

	data	M.C.
total	34 events	54.5 events
Barrel	13 events	29.3 events
Bottom	21 events	25.2 events
$\frac{\text{Barrel}}{\text{Bottom}}$	0.619 ± 0.218	1.163

Barrel 入射、及び Bottom 入射 event についてそれぞれ別々に flux を求めた。このとき式 5.1を用いた。これらを見ると、Bottom 入射の event については統計の範

表 5.2: Barrel 入射と Bottom 入射の event の flux

	data ($\times 10^{-14}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$)	M.C.
平均	4.27 ± 0.72	6.62
Barrel	1.61 ± 0.45	3.56
Bottom	2.59 ± 0.57	3.06

囲内で期待値とあっている。一方 Barrel 入射の event については期待値と観測値の間に大きなずれがある。ただ期待値と観測値の値をそのまま比較するのは用いた理論によって期待値が変わってくるので危険であるが、Barrel 入射と Bottom 入射の比についてはほぼどの理論でも一定であると思われるので、この比を比較してみる。その結果このようなことが統計的ふらつきで起こるのは 2.5σ ($\sim 2\%$) であった。

現在のところこの原因は分からない。もし統計的ふらつきならば現在稼働中の KAMIOKANDE-III のデータ、500 日分を解析することにより、有用な情報が得られるだろう。5.1でも議論したように、Barrel から入ってきている event については anti counter の cut を課したために必要以上に upward stopping μ を落としているかもしれない。また、Eye scan で落としている可能性も 0 であるとはいえない。このことに関してはこれから更に調べていかななくてはならない点である。

5.4 反省点及びこれからの課題

まず一番大きな反省点としては second reduction で anti counter の cut をかけてしまったことである。これについては前にも述べたが Bottom 部分から入射してきたものの観測値と期待値とは一致しているものの、Barrel 部分から入射してきたものについては期待値と一致しない。これは Bottom 入射の場合は second reduction で anti counter の cut はかけていないが、Barrel 部分から入ってきたものについては anti counter での 1 p.e. 以上を記録した光電子増倍管の数と inner detector での光量に関する cut をかけているためであるかもしれない。一応 bias のかかっていない Bottom 入射のものについて anti counter で大光量を落としているものがないことは確かめたが、それだからといって Barrel 部分の anti counter で大光量を落としているような upward stopping μ event を落していないとは言いきれない。これについてはこれから調べていかななくてはならない点である。

次に今回の解析で高エネルギーの宇宙線の downward going μ が anti counter の中で spallation を起こしてそれからくる二次粒子が検出器の中へ入ってきて upward stopping μ event のように見える event があることが分かった。anti counter の中でこのような event ができれば anti counter の情報を用いて取り除くことはできる。しかし、もし検出器のすぐ近くの岩盤でこのような event ができ、それらのうち μ が上向きに検出器の中に入ってきてしまうと本物との区別ができなくなる恐れがある。これらの寄与を考えるためには hadron の simulation を用いて考えなくてはならない。また現在のところ full simulation も近似的にしか作っていないのでこれについてももっと正確に角度によるニュートリノの flux の違いや相互作用によって出てくる μ のエネルギーを考慮して作る必要がある。

また今回の理論計算ではニュートリノの flux については 3 GeV 以下が T.K.Gaisser、3 GeV 以上については L.V.Volkova を用い、ニュートリノの断面積については EHLQ

parton distribution を用いている。これらについてはその他にもさまざまな理論があるのでこれらについてもこれから調べていかななくてはならない。特に stopping μ と through going μ の比を用いて解析するときには理論による誤差を評価するためにも必要である。また今回は時間の関係で間に合わないが実験的な系統誤差の評価についても行わなければならない。

更に前にも述べたが統計的ふらつきで Barrel 入射と Bottom 入射の比が違うとするなら、それは KAMIOKANDE-III のデータを解析し統計量を増やすことでそれについての情報が得られるであろう。



第 6 章

結論

(1) 観測された event 数、及び flux

大気ニュートリノが検出器近傍の岩盤と相互作用することによってできる upward stopping μ event を KAMIOKANDE-II 検出器 (1985 年 11 月 ~ 1990 年 4 月まで稼動) で得られたデータを用いて解析した。その結果 1115 日分のデータに対して $\cos \theta < -0.4$ 、 $E_\mu > 0.4 \text{ GeV}$ の upward stopping μ が 34 events 観測された。

これから観測された upward stopping μ の flux を計算すると、期待値 $\Phi_{theo.} = 6.62 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ のところ、

$$\Phi_{data} = 4.27 \pm 0.73 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

が得られた。ただし、誤差は統計誤差であり、 $\sim 20\%$ である理論による系統誤差は含んでいない。なお理論による期待値の計算には大気ニュートリノの flux に 3 GeV 以下は T.K.Gaisser、3 GeV 以上は L.V.Volkova、クオーク分布関数に EHLQ parton distribution、生成された μ のエネルギー損失に 1 GeV 以下は R.M.Sternheimer、1 GeV 以上では W.Lohmann をそれぞれ用いた。

(2) upward stopping μ と upward through going μ の比

また KAMIOKANDE-II で観測された upward through going μ event との比をとり、理論値から期待される stopping μ と through going μ の比と比較すると、

$$\left(\frac{\left(\frac{stop}{through} \right)_{data}}{\left(\frac{stop}{through} \right)_{theo.}} \right) = 0.606 \pm 0.110(stat.) \pm 0.061(theo.sys.) \pm ??(exp.sys.)$$

という値が得られた。ここで 1 番目の誤差は観測された統計数によるものであり、2 番目の誤差は T.K.Gaisser の計算した理論の誤差 $\sim 7\%$ が正しいと考えたときの理論による系統誤差である。更に 3 番目の誤差は実験による系統誤差を表しているが、まだ評価していないので ?? で表している。なお、現在のところ upward stopping μ に対する KAMIOKANDE-II 検出器についての実験的、または理論的系統誤差はともに評価できていない。

以上のことから言えることは、もし T.K.Gaisser の理論による系統誤差の評価が正しいなら、大気ニュートリノの contained event の解析で言われているような“大気ニュートリノ問題”は ν_μ もしくは $\bar{\nu}_\mu$ が何らかの原因で減っているために起こっていると思われる。しかしながら、このことについてもっと詳しいことを言うためには理論的、実験的系統誤差を評価し、統計量を増やさなければならない。

補足 1

図 [補足 1] に最終的に残った upward stopping μ 34 events について観測された月毎に表した分布である (棒グラフ)。一方折れ線グラフの方はこの解析でを使用した “day cut”、及び run # 1333 以降の “night cut” で得られたデータの時間である。日にちで規格化している。横軸は '85.11 から '90.4 までを表している。

補足 2

'85.4 から '90.4 までで flux を用いるのに使用しなかった run を以下の表に示す。(つまり、“day cut”、Run # 1333 以降の “night cut” で使用しなかった Run である。) ここで Run time とは Pennsylvania の electronics で取得した時間であり、not used というのはその内で解析に用いなかった時間である。この用いなかった主な理由は Pennsylvania の electronics が作動せずデータが取れなかったり、MT (磁気テープ) から高エネルギー研究所の CTL (カートリッジ磁気テープライブラリー) にコピーする際に MT の劣化のためにコピーできなかったものである。

Run #	Online	Run time (hours)	not used (hours)
1268	DAYT	1.60	1.60
1269	DAYT	1.90	1.90
1305	DAYT	15.46	15.46
1306	DAYT	5.21	5.21
1307	DAYT	8.59	8.59
1315	DAYT	0.59	0.59
1316	DAYT	1.12	1.12
1322	DAYT	8.60	8.60
1345	DAYT	0.81	0.81
1346	DAYT	15.01	15.01
1347	DAYT	0.22	0.22
1362	DAYT	4.79	4.79
1363	NIHG	14.60	14.60
1364	DAYT	2.03	2.03
1365	DAYT	3.48	3.48
1366	NIGH	14.71	14.71
1396	DAYT	6.33	6.33

Run #	Online	Run time (hours)	not used (hours)
1561	DAYT	2.03	2.03
1681	DAYT	19.19	19.19
1711	DAYT	6.20	6.20
1712	DAYT	20.11	20.11
1848	DAYT	22.22	22.22
1870	NIGH	45.84	45.84
1984	DAYT	23.06	23.06
2033	NIGH	40.00	40.00
2106	DAYT	21.72	1.08
2114	DAYT	9.00	9.00
2115	NIGH	34.19	34.19
2116	DAYT	19.18	19.18
2118	DAYT	12.00	12.00
2149	DAYT	14.72	14.72
2150	DAYT	5.21	5.21
2166	DAYT	29.14	0.65
2182	DAYT	25.33	2.50
2183	DAYT	22.72	1.53
2216	NIGH	63.01	2.23
2222	DAYT	37.83	6.17
2224	DAYT	19.43	2.27
2234	DAYT	2.01	2.01
2251	DAYT	25.50	2.93
2269	DAYT	0.82	0.82
2271	DAYT	17.03	0.67
2272	DAYT	22.81	11.00
2277	DAYT	23.53	0.15

Run #	Online	Run time (hours)	not used (hours)
2278	DAYT	0.42	0.42
2279	DAYT	22.96	11.95
2280	DAYT	38.86	4.87
2287	DAYT	38.92	2.33
2288	DAYT	25.48	4.07
2292	DAYT	22.70	3.08
2301	NIGH	45.00	45.00
2309	DAYT	1.31	1.31
2310	DAYT	21.92	13.05
2324	DAYT	20.04	20.04
2384	DAYT	24.89	2.80
2527	DAYT	25.69	6.13
2543	DAYT	27.92	3.33
2614	DAYT	36.00	2.78
2627	DAYT	1.23	1.23
2629	DAYT	0.73	0.73
2636	DAYT	18.38	18.38
2637	DAYT	0.47	0.47
2638	DAYT	0.96	0.96
2646	DAYT	1.74	1.74
2650	DAYT	1.24	1.24
2663	DAYT	0.13	0.13
2664	DAYT	20.58	20.58
2665	DAYT	0.58	0.58
2705	DAYT	56.47	3.75
2772	DAYT	22.20	22.20
2839	DAYT	18.57	18.57

Run #	Online	Run time (hours)	not used (hours)
2854	DAYT	15.16	15.16
2867	DAYT	22.92	22.92
2871	NIGH	91.93	0.33
2892	DAYT	10.00	10.00
2902	DAYT	4.00	4.00
2903	DAYT	29.29	29.29
2904	DAYT	3.62	3.62
2905	DAYT	17.32	17.32
2906	DAYT	0.62	0.62
2926	DAYT	0.54	0.54
2927	DAYT	2.83	2.83
2970	DAYT	47.84	47.84
2992	DAYT	11.85	11.85

これらより、upward stopping μ の flux を求めるときに用いなかった時間は合計 790.05 時間である。

補足 3

得られた upward stopping μ 、34 events について、その μ が止まって崩壊した点 (崩壊点) を調べた。方法はそれぞれの upward stopping μ を “manual fit” して得られた入射位置及び方向に沿って 0.5cm 刻みでエネルギー損失を考えて、運動量が 10 MeV 以下になった点を止まった点とした。図 [補足 3-1]、[補足 3-2]、[補足 3-3] にそれぞれ検出器の x-y、y-z、x-z の 2 次元 plot を示す。それぞれの縦軸及び横軸は m 単位である。

付録 A

Online cut

ここでは online に課せられた様々な cut について説明していく。KAMIOKANDE-II ではその時々に応じて online cut が変わっている。そこで Run に対応した online cut を見ていくことにする。

<< “day cut” >>

通常の data taking mode である。この cut においては online cut 加えず、全ての event を記録する。よって upward stopping μ に対する検出効率は 100% である。

<< “night cut” >>

これは KAMIOKANDE-II の時期においてもさらに細分化されている。それぞれの時期において “night cut” の定義が違うので以下にそれを示す。

- **Run # 1249 ~ Run # 1332**

1. inner detector の top part に最大光電子数を記録した光電子増倍管があり、
且つ
(最大光電子数)/(総光電子数) < 0.5

2. 総光電子数と最大光電子数の分布が図 A.1の選択領域にはいる。これらの cut は宇宙線による downward through going μ を落とすためのものである。

これによる upward stopping μ の検出効率は $\varepsilon=14.6\%$ である。よってこの online cut の時に得られたデータは flux を計算するときには適していない。

- **Run # 1333 ~ Run # 1569**

1. (inner counter において 1.1 p.e. 以上を記録した光電子増倍管の数) > 10 本

これによる upward stopping μ の検出効率は $\varepsilon=100\%$ である。なお、この cut は電気ノイズによる event を落とすためのものである。

- **Run # 1570 ~ Run # 3018**

1. online cut は加えず、全ての event を記録する。

これによる upward stopping μ の検出効率は $\varepsilon=100\%$ である。

<< “short holiday cut” >>

これも KAMIOKANDE-II の時期において、さらに細分化されている。それぞれの時期において “short holiday cut” の定義が違うので以下にそれを示す。

- **Run # 1249 ~ Run # 1465**

1. inner detector の top part に最大光電子数を記録した光電子増倍管があり、
且つ
(最大光電子数)/(総光電子数) < 0.5

2. 総光電子数と最大光電子数の分布が図 A.2の選択領域にはいる。

これによる upward stopping μ の検出効率は $\varepsilon=14.6\%$ である。これらの cut は宇宙線の downward through going μ を落とすためのものである。

- **Run # 1466 ~ Run # 1579**

1. upward through going μ cut (後述)

2. 総光電子数と最大光電子数の分布が図 A.2の選択領域にはいる。

これによる upward stopping μ の検出効率は $\epsilon=44.5\%$ である。

- **Run # 1580 ~ Run # 3018**

1. (inner counter において 1.1 p.e. 以上を記録した光電子増倍管の数) > 10 本
2. upward through going μ cut
3. 総光電子数と最大光電子数の分布が図 A.2の選択領域にはいる。

これによる upward stopping μ の検出効率は $\epsilon=44.5\%$ である。

<< “long holiday cut” >>

これも KAMIOKANDE-II の時期において、さらに細分化されている。それぞれの時期において “long holiday cut” の定義が違うので以下にそれを示す。

- **Run # 1249 ~ Run # 1332**

1. inner detector の top part に最大光電子数を記録した光電子増倍管があり、
且つ
(最大光電子数)/(総光電子数) < 0.5
2. 総光電子数と最大光電子数の分布が図 A.3の選択領域にはいる。

これによる upward stopping μ の検出効率は $\epsilon=14.6\%$ である。

- **Run # 1333 ~ Run # 1465**

1. (inner counter において 1.1 p.e. 以上を記録した光電子増倍管の数) > 10 本
2. inner detector の top part に最大光電子数を記録した光電子増倍管があり、
且つ
(最大光電子数)/(総光電子数) < 0.5
3. 総光電子数と最大光電子数の分布が図 A.2の選択領域にはいる。

これによる upward stopping μ の検出効率は $\varepsilon=14.6\%$ である。

● Run # 1466 ~ Run # 3018

1. (inner counter において 1.1 p.e. 以上を記録した光電子増倍管の数) > 10 本
2. upward through going μ cut
3. 総光電子数と最大光電子数の分布が図 A.2の選択領域にはいる。

これによる upward stopping μ の検出効率は $\varepsilon=44.5\%$ である。

ここで “upward through going μ cut” というのがあるがこれについて以下に説明する。

これは休日中に得られるデータを少なくするためにもうけられた cut であり、upward through going μ event を残すためのものである。そのため upward stopping μ についての検出効率はあまり良くはない。以下にその大筋を示す。

突き抜け μ の場合、upward ならば Cherenkov 光の放出される角度から考えて inner detector の top part で 10 p.e. 以上を記録した光電子増倍管の数 (これを N_{top} と定義する) の方が、bottom part で 10 p.e. 以上を記録した光電子増倍管の数 (これを N_{bottom} と定義する) より多く、downward ならばその逆である、という傾向がある。さらに突き抜け μ の場合はその出口に当たる光電子増倍管に最大光量が記録されるので、この効果もとりにいれる必要がある。そこで最も効率よく upward through going μ を残し、かつ他の重要でない event を落とすため、最大光量を記録した光電子増倍管のある位置についてそれぞれ N_{top} 、 N_{bottom} の cut を変えている。結局光電子増倍管の縦の層に対応する 14 の違った cut がかけられている。図 A.4~図 A.17 にそれぞれの段に最大光量を記録した光電子増倍管が位置しているときの N_{top} 及び N_{bottom} の 2 次元プロットを示す。この図において囲まれている部分が Online cut で残ってくる領域である。ただし最大光量を記録した光電子増倍管が 9 段目、10 段目にあるときは N_{top} に 1~3 段目までの “hit” した光電子増倍管の数を加え、11 段目以下の場合には 1~4 段目までのものを加える。

この online cut によって upward through going μ event に対しては 98% の検出効率がおり、downward through going μ event の 90% を落とすことができる。しかしながら、upward stopping μ event に対する検出効率は 57% しかない。

付録 B

TDC-fit、及び ADC-fit

ここでは解析で用いた TDC 情報を使った fit と ADC 情報を使った fit について説明する。

B.1 TDC-fit

この TDC 情報を用いた fit は事象の vertex 位置を求めるときに用いた。基本的には 1 光電子以上を記録した光電子増倍管の TDC 情報、つまり時間情報を用いる。

基本的には初めに vertex 位置を適当に決め、その vertex 位置から “hit” した光電子増倍管までに光子が到達するのに要する時間を差し引く。もし、この vertex 位置が正しければ最も理想的な場合は光電子増倍管の時間分解能程度の分布の広がりを持っており、また正しくなければそれ以上の広がりを持つ。式で表すと、

$$t_i = t_i^0 - \left(\frac{n}{c}\right) \times \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2} - \langle t \rangle \quad (\text{B.1})$$

ここで t_i は i 番目の光電子増倍管が “hit” した時間、 n は水の屈折率 (=1.334)、 c は光速、 (x_i, y_i, z_i) は i 番目の光電子増倍管の位置、 (x, y, z) は vertex の位置、 $\langle t \rangle$ は t_i の平均である。この vertex 位置がどの程度良い値か、ということを表す指標として *goodness* というものを定義する。その定義は

$$goodness = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \exp \left[-\frac{(t_i - T)^2}{2 \cdot (\langle \sigma \rangle \cdot factor)^2} \right] / \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (\text{B.2})$$

というものであり、 σ_i は i 番目の光電子増倍管の時間分解能 (これは pulse height の関数である。)、 $\langle\sigma\rangle$ は σ_i の平均、 $factor$ は Cherenkov 光の水中での散乱や検出器の壁による反射のために本来の ring pattern からずれてしまい、fit するときこれらを除くための因子で、値は $factor=1.5$ である。また T はさらに $goodness$ を最大にするために導入されたパラメーターで、0 近辺でふられる。

ある vertex の初期値が与えられたとき、まずこの $goodness$ を計算する。次に 3 次元の grid search でこの $goodness$ が最大になるような vertex 位置を求めるのである。そして理想的に vertex 位置が得られた場合は $goodness=1.0$ となり、悪くなるに従って 0 へ近づいていく。実際の event でこの $goodness$ を見ると、図 B.1 に示しているように $goodness \sim 0.7$ をピークに分布している。また $goodness < 0.4$ の event は電気ノイズである。

しかしこれは実際のデータに適応するとかなりの時間を要する。data reduction においてはこれにかかる時間も重要な要素の 1 つなので、できるだけ時間を短縮する必要がある。その時間がかかる理由はこの“TDC-fit”では 1 p.e. 以上を観測した光電子増倍管全てを用いて fit しているからである。そこで stopping μ に適応させるためにそれぞれの光電子増倍管において、ある範囲の光電子数を記録した光電子増倍管だけを用いて TDC-fit するようにした。その振り分けを下に示す。

$$\sqrt{(\text{総光電子数})/20} < (i\text{番目のPMTが記録した光電子数}) < \sqrt{(\text{総光電子数})/30}$$

なお、この範囲の光電子増倍管の数がもし 50 本に満たない場合は、さらにこの範囲を広げるようにしている。このように一部の光電子増倍管の情報を用いることによって初めの方法に比べ約 70% の時間で処理できるようになった。またこの fit による $goodness$ の分布は図 B.2 に示している。全ての情報を使うものに比べ、その精度は若干悪くなっていることが分かる。

そこで実際に data reduction で使う場合はこの方法でまず fit した後、 $goodness < 0.4$ のものについてはもう一度初めの fit を通すことにした。その結果 $goodness < 0.4$ の event は電気ノイズとみなし捨てることとした。

B.2 ADC-fit

この ADC 情報を用いた fit は事象の方向を求めるときに用いた。基本的には 1 光電子以上を記録した光電子増倍管の ADC 情報、つまり電荷情報を用いる。

方向を求める方法は、TDC-fit で得られた vertex 位置から光量の重心を求め、これを初期値とする。この初期値から 2 次元の grid search で方向を振る。一端方向が決まると Cherenkov 光は約 42° の角度でもって放出されると仮定して vertex 位置からその方向に 42° の cone を開く。この cone 内に含まれる光量の和が最大になるようにこの作業を繰り返すし、最終的に得られた値を粒子の方向とする。

付録 C

μ からの崩壊電子の捕獲率

ここでは μ の崩壊によって出てきた電子の捕獲率について説明する。まず KAMIOKANDE II の時期の中から無作為に Run を選び出し、解析のときに用いた anti counter が何処か 1 箇所しか “hit” していないという条件と、second reduction で Bottom と Top を入れ換えた soft を用いて宇宙線の downward stopping μ を選び出してきた。こうすることによって upward stopping μ と同じ条件で且つ上下が入れ替わったような stopping μ のサンプルを作った。

その結果、宇宙線の downward stopping μ からの崩壊電子の捕獲率 $\varepsilon_{\mu} = 58.5 \pm 3.8\%$ であった。宇宙線の μ の場合 KAMIOKANDE では、 μ^+ と μ^- の比は $\mu^+/\mu^- = 1.37 \pm 0.06 \pm 0.01$ であることが分かっている [31]。また μ^- の場合、崩壊する前に原子核に捕獲されてしまうことがあり、この確率は $\Lambda = 0.184 \pm 0.001$ であることも分かっている [30]。ここで μ^+ からの崩壊電子の捕獲率を ε_{μ^+} 、 μ^- からのものを ε_{μ^-} と定義すると、

$$\frac{1.37}{1+1.37}\varepsilon_{\mu^+} + \frac{1}{1+1.37}\varepsilon_{\mu^-} = \varepsilon_{\mu} \quad (\text{C.1})$$

$$\varepsilon_{\mu^-} = \varepsilon_{\mu^+} \times (1 - \Lambda) \quad (\text{C.2})$$

と表せる。これから ε_{μ^+} と ε_{μ^-} を計算すると、

$$\varepsilon_{\mu^+} = 63.4 \pm 4.1\%$$

$$\varepsilon_{\mu^-} = 51.7 \pm 2.7\%$$

となった。

一方 upward stopping μ の方は宇宙線とは違って μ^+ と μ^- の比が違う。Monte Carlo simulation から upward stopping μ の $\mu^+/\mu^- = 0.485 \pm 0.013$ であった。これらから upward stopping μ についての崩壊電子の捕獲率は

$$\frac{0.485}{1+0.485}\varepsilon_{\mu^+} + \frac{1}{1+0.485}\varepsilon_{\mu^-} = \varepsilon_{\mu_{up}}$$

と計算できて、その結果は $\varepsilon_{\mu_{up}} = 55.5 \pm 2.7\%$ となった。

付録 D

full Monte Carlo simulation

第3章では inner detector 以外はすべて岩であるとして計算している。そしてこれは解析的に計算されているためニュートリノが何処で相互作用をして μ を生成しているかということとはわからない。そこで full simulation を行うことにする。しかしこの full simulation は飽くまでも近似的なものであることを初めに断っておく。

まず用いた分布は [ニュートリノのエネルギー] と [断面積 \times flux] (図 D.1参照)、ニュートリノが相互作用して生成した μ の持つエネルギー分布である。ここで生成された μ の持つエネルギー分布 (図 D.2参照) であるが、これは親のニュートリノのエネルギーによって変わってしまうことがわかっている。幸いこの upward stopping μ の親のニュートリノのエネルギーは 3GeV にピークを持ち 100GeV 程度までの範囲である。そこで μ のエネルギー分布は 100GeV 程度までならそれほど変わらないのでこの Monte Carlo simulation では 3GeV のときのものを用いることにした (図 D.2、図 D.3参照)。さらにニュートリノの flux であるが、これも本来は角度分布があるが、upward stopping μ についてはほとんど等方的なので等方的な flux を仮定した。また生成した μ のエネルギー損失や検出器を突き抜けるかその中で止まるか、という計算は第3章で用いたものを使った。

これらを組み合わせて full Monte Carlo simulation を行った。その結果を図 D.4、図 D.5、図 D.6、図 D.7にそれぞれ示す。まず、図 D.4を見てもわかるように upward stopping μ を作るような親のニュートリノのエネルギーは 3GeV をピークとした分布である。これは大3章で行った解析計算の結果と一致する。次に検出器で捕らえられた upward stopping μ のエネルギーであるが、これは $E_\mu \sim 1.7\text{GeV}$ 程度にピークを持っている (図 D.5)。また鉛直下向きと粒子の進んだ方向の為す角度の分

布であるが(図 D.7)、これはほぼ等方的になっている。解析計算の場合、図 3.10に見られるように水平方向へ近づくに従って flux は増えている。この違いは解析計算の方では大気ニュートリノの flux の角度分布を考慮しているが、この Monte Carlo simulation では大気ニュートリノの flux を等方的である、と仮定しているためである。最後に図 D.6についてであるが、これは大気ニュートリノがどこで相互作用を起こし μ を生成したか、ということを示している。この図から upward stopping μ は検出器から ~20m 程度近傍の岩石と相互作用することによって生成されていることがわかる。

またこの Monte Carlo simulation から $E_\mu > 0.4$ GeV、 $\cos\theta < -0.4$ の event について Barrel 部分から入射したものは 51.0%、Bottom 部分からのものは 49.0%であった。さらに Barrel 部分から入射したもののうち 29.6% が、Bottom 部分から入射したもののうち 23.6% が anti counter で生成されたものであることがわかった。

ここで第 3 章の detector simulation との比較であるがこちらの方は Barrel 部分から入ってきたものは 53.8%、Bottom 部分から入ってきたものは 46.2%であった。この差は full simulation の方は flux を等方的に振っているのに対し、detector simulation の方は角度分布を考え、水平方向の方が多いためである。

付録 E

観測された upward stopping μ 事象

最終的に得られた upward stopping μ event をまとめて表として示す。

表 E.1: upward stopping μ event

	Run #	Event #	Date	Time	θ	ϕ	崩壊電子
1	1525	20533	86. 5.15	6:31:36	116.8°	-87.2°	miss
2	1700	30316	86. 9. 6	12:12:16	115.9°	64.2°	capture
3	1741	24634	86.10. 7	13:46:13	133.6°	-41.9°	miss
4	1801	3800	86.11.20	8:36:15	131.9°	-159.0°	miss
5	1844	6042	86.12.27	18:11:47	163.5°	-73.9°	capture
6	1913	47534	87. 3.14	7:44: 3	133.1°	54.1°	capture
7	1966	53464	87. 5.13	5:42: 5	165.7°	152.3°	capture
8	2011	10782	87. 6.26	15:55:42	166.6°	94.0°	miss
9	2112	24686	87.10. 2	18:28:38	121.2°	-27.3°	capture
10	2145	126201	87.11. 7	12:11: 8	115.2°	101.8°	capture

表 E.2: upward stopping μ event

	Run #	Event #	Date	Time	θ	ϕ	崩壊電子
11	2188	99352	87.12.20	10:20: 7	167.4°	17.2°	miss
12	2205	9279	88. 1.13	12:23:27	138.4°	121.7°	miss
13	2224	72579	88. 2. 2	4:49:52	142.9°	-168.3°	miss
14	2225	30171	88. 2. 2	19: 2:39	116.8°	-6.6°	miss
15	2319	52397	88. 5.10	21:59:49	153.8°	-0.7°	miss
16	2352	152377	88. 6.13	0:35:10	132.7°	59.9°	miss
17	2359	210257	88. 6.20	12:12: 8	127.3°	169.5°	capture
18	2361	79238	88. 6.23	3:10:22	127.4°	-120.5°	capture
19	2385	54397	88. 7.13	20:56:33	132.7°	-162.0°	capture
20	2432	2885	88. 8.30	11:42:17	135.1°	-142.1°	miss
21	2440	102189	88. 9.10	10:27:38	138.0°	75.0°	miss
22	2441	82849	88. 9.11	11: 1:26	128.0°	66.8°	capture
23	2467	49770	88.10. 6	23:39:58	153.9°	58.5°	capture
24	2503	59207	88.11.18	1:28:47	124.0°	-28.5°	capture
25	2507	14480	88.11.23	12: 4:12	135.5°	-62.7°	capture
26	2526	16114	88.12.15	16:30:46	125.1°	-29.6°	capture
27	2588	60537	89. 2.17	22:58:49	114.0°	-12.6°	miss
28	2666	24294	89. 4.14	22:56:29	143.6°	-129.0°	miss
29	2669	76231	89. 4.16	12:16: 9	154.8°	-52.6°	capture
30	2775	293667	89. 7.27	2:26:42	133.3°	-44.6°	capture
31	2912	708864	89.12.12	12:24:24	143.9°	-126.3°	capture
32	2948	102590	90. 1.25	18: 1: 0	131.3°	157.7°	miss
33	2950	250415	90. 1.27	4:11:56	134.5°	-141.9°	miss
34	2960	194280	90. 2. 5	22:37: 0	172.4°	-121.0°	capture

参 考 文 献

- [1] M.Takita, Ph.D.thesis Fac. of Science, Univ. of Tokyo
ICRR-Report-186-89-3,February 1989
- [2] T.K.Gaisser, private communication (1984)
T.K.Gaisser, private communication (1987)
T.K.Gaisser, T.Stanev & G.D.Barr, Bartol Report No.BA-88-1
- [3] R.Becker-Szendy, Phys.Rev. D46 (1992) 3720
- [4] L.V.Volkova, Sov.J.Nuc.Phys. 31 (1980) 784
private communication
- [5] G.Barr, T.K.Gaisser & T.Stanev, Phys.Rev. D39 (1989) 3532
private communication
- [6] M.Aglietta et al., Europhys.Lett. 8 (1989) 611
- [7] Ch.Berger et al., Phys.Lett. b227 (1989) 489
- [8] D.Casper et al., Phys.Rev.Lett. 66 (1991) 2561
- [9] K.S.Hirata et al., Phys.Lett. B205 (1988) 416
- [10] K.S.Hirata et al., Phys.Lett. B280 (1992) 146
- [11] Y.Oyama et al., to be published.
- [12] R.Becker-Szendy, Phys.Rev.Lett.69 (1992) 1010
- [13] M.M.Boliev et al.,
Proceedings of the Third International Workshop on
Neutrino Telescope, ed. M.Baldo-Ceolin, 1991, p235.

- [14] V.Agrawal, T.K.Gaisser, Paolo Lipari & T.Stanev, in preparation.
- [15] J.F.Owens, Phys.Lett B266 (1991) 126
- [16] W.Frati, T.K.Gaisser, A.K.Mann & T.Stanev
preprint BA 92-71,UPR-0218E
- [17] M.Honda & M.Mori, Prog.Theor.Phys.78 (1987) 963
- [18] Y.Oyama, Ph.D.thesis Fac. of Science, Univ. of Tokyo(1989)
- [19] L.V.Volkova, Yad.Fiz. 31 (1980) 1510
(Sov.J.Nucl.Phys. 31 (1980) 784)
- [20] K.Mitsui, Y.Minorikawa & H.Komori, Nuovo Cimento 9C (1986) 995
- [21] A.V.Butkevichi, L.G.Dedenko & I.M.Zheleznykh, Yad.Fiz. 50 (1989) 142
(Sov.J.Nucl.Phys. 50 (1989) 90)
- [22] T.K.Gaisser & T.Stanev, Phys.Rev. D30 (1984) 985
- [23] H.Lee & Y.S.Koh, Nuovo Cimento 105B (1990) 883
- [24] R.Field & R.P.Feynmann, Phys.Rev. D15 (1977) 1590
- [25] C.Quigg, M.H.Reno & T.P.Walker, Phys.Rev.Lett. 57 (1986) 774
M.H.Reno & C.Quigg, Phys.Rev. D37 (1988) 657
- [26] E.Eichten, I.Hinchliffe, K.Lane & C.Quigg, Rev.Mod.Phys. 56 (1984) 579
- [27] W.Lohmann, R.Kopp & R.Voss,
'Energy loss of muons in the energy range 1~10000GeV'
CERN preprint CERN85-03 Experimental Physics Division, March (1985)
- [28] R.M.Sternheimer, M.J.Berger & S.M.Seltzer,
Atomic data and nuclear data tables 30 (1984) 261
- [29] M.Nakahata, Kamiokande note #43
- [30] T.Suzuki, D.F.Measday & J.P.Roalsvig, Phys.Rev. C35 (1987) 2212
- [31] M.Yamada, et al. Phys.Rev. D44 (1991) 617

第 1 章

図 1.1; contained event を引き起こすような親のニュートリノのエネルギー分布
横軸はニュートリノのエネルギー (GeV) を log scale で表示し、縦軸は 1 年
間に期待される event 数である。contained event を引き起こす親のニュート
リノのエネルギーは $\sim 1\text{GeV}$ にピークを持つことが分かる。

図 1.2; 2 種類の contained event 上に示しているものが fully contained event で
ある。点線が入射してきたニュートリノを実線が相互作用によって出てきた粒
子を表している。また、下に示したものが vertex contained event であり、実
線で表した粒子が検出器の外にまで突き抜けていることが分かる。

図 1.3; fully contained event KAMIOKANDE-II で観測された fully contained
event である。これは KAMIOKANDE-II 検出器の展開図であり、大気ニュー
トリノが検出器内に入ってきて原子核と相互作用し μ をたたき出したもので
ある。右下に Flash-ADC の情報が示されており、約 $5\mu\text{sec}$ 後に崩壊して電子
を放出していることが分かる。

図 1.4; vertex contained event 同様に KAMIOKANDE-II で観測された vertex
contained event である。大気ニュートリノが検出器内に入射してきて原子核
と相互作用し 2 粒子を放出している。その内一方は検出器内部で止まり、約
 $4.5\mu\text{sec}$ 後に崩壊しているのだから μ と思われる。もう一方は検出器を突き抜け、
anti counter の Bottom 部分にまで達している。

図 1.5; 2 種類の upward going μ 地球の裏側でできた大気ニュートリノが地球内
部を伝播してきて検出器下の岩盤と相互作用することで出てきた μ が、検出
器の中で止まったような event を upward stopping μ event、検出器を突き抜
けてしまったような event を upward through going μ event という。

図 1.6(a); upward through going event Barrel 部分から入射し、Top 部分へと
突き抜けて行った upward through going μ event の例

図 1.6(b); upward through going event Bottom 部分から入射し、Top 部分へ
と突き抜けて行った upward through going μ event の例

図 1.7; upward going μ を引き起こすような親のニュートリノのエネルギー分布
横軸は log scale で表したニュートリノのエネルギー (GeV)、縦軸は 1 年間

に観測される event 数を表している。upward stopping μ を起こすような親のニュートリノのエネルギーは $\sim 3\text{GeV}$ に、また upward through going μ を引き起こすような親のニュートリノのエネルギーは $\sim 100\text{GeV}$ にピークを持っていることが分かる。

図 1.8; KAMIOKANDE-II で観測された upward through going μ flux KAMIOKANDE-II で観測された upward through going μ event の鉛直下向きと粒子の方向との為す角度の分布。 $\cos\theta = 0.0$ が水平方向、 $\cos\theta = -1.0$ が鉛直上向きを示している。大気ニュートリノの flux が水平方向の方が多いため、upward through going μ も水平方向が多くなっている。

図 1.9; spallation 起源の event 左の図に示すように高エネルギーの宇宙線下向き μ が anti counter を通り、この際に spallation を起こして π や γ をたたき出し、その後それらの粒子が検出器に入射してきたような event。いかにも upward stopping μ のように見える。

第 2 章

図 2.1; Cherenkov 検出器の原理 上図から分かるように検出器の壁に 2 次元的に光電子増倍管を配置することによってリングパターンを作る Cherenkov 光を認識できる。下図のように斜めに進入してくる荷電粒子の作るリングの場合、Cherenkov 光の光子は j 番目の光電子増倍管より早く到着する。これを利用すれば、荷電粒子の方向、Cherenkov 光円錐の開いている角度が分かる。

図 2.2; KAMIOKANDE-II の設置場所

図 2.3; KAMIOKANDE-II の断面図 斜線部は光電子増倍管の光電面から 1.5m 以上離れた領域 (有感体積) である。

図 2.4; KAM-I 回路の概念図

図 2.5; KAM-II 回路の概念図

図 2.6; trigger 効率の運動量分布 横軸に運動量をとったときの trigger 効率。但し、1988 年 6 月以前の値である。

図 2.7; 運動量の光電子数分布 運動量方向を軸にとったときに、 $\pm 70^\circ$ で開いた光円錐内に含まれる光電子増倍管の光電子数を縦軸に表し、横軸にその Cherenkov 光を発生させた粒子の運動量を表す。

図 2.8; T-Q Map timing の較正はこの図に基づいて行う。上図は 1 本の光電子増倍管の timing response を光電子数を横軸にとって表している。下図は 20 本の光電子増倍管の timing response を表す。

図 2.9; 時間分解能と光電子数との関係 内水槽内の 948 本の光電子増倍管の平均した時間分解能

第 3 章

図 3.1; 大気ニュートリノの flux 4つの理論による大気ニュートリノの flux。低エネルギー側が T.K.Gaisser[22]、Lee & Koh[23]、高エネルギー側が K.Mitsui[20]、L.V.Volkova[19] の理論で計算された値である。

図 3.2; flux $\times E^3$ 図 3.1 と同じであるが flux にエネルギーの 3 乗を掛けることによって 1 GeV 付近でのそれぞれの理論の違いを明らかに示すことができる。これを見ると 3 GeV 程度で T.K.Gaisser と L.V.Volkova の flux がうまく接続することが分かる。

図 3.3; 計算で用いた大気ニュートリノの flux 解析計算で用いた大気ニュートリノの flux である。

図 3.4; $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ 比 upward stopping μ flux を計算する上で用いた ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ の比。3 GeV 以下は T.K.Gaisser のものを、3 GeV 以上は L.V.Volkova のものを用いている。

図 3.5; traditional と Lohmann の比較 高エネルギーでは比較的 traditional と W.Lohmann の計算値は合っているが、低エネルギーに近づくに従って大きくずれてきている。

図 3.6; 計算で用いた dE/dX 解析計算で用いた μ の dE/dX 。1GeV 以下は Sternheimer、1GeV 以上は Lohmann のエネルギー損失を用いている。

図 3.7; μ の飛程 あるエネルギーを持った μ が $E_\mu=0.116\text{GeV}$ になるまでに進む距離。横軸は μ のエネルギー (GeV)、縦軸は飛程 (g/cm^{-2}) である。

図 3.8; 有感領域の計算方法 有感領域の計算方法を示した概念図

図 3.9; 有感領域 $E_{th}=0.4\text{ GeV}$ 以上の有感領域。下の線は $E_{th}=0.7\text{GeV}$ の upward through going μ に対する有感領域。

図 3.10; 期待される upward stopping μ flux 解析計算の結果得られた $E_{th}=0.4\text{ GeV}$ 以上の upward stopping μ event の flux。

図 3.11; $0.2\sim 6.0\text{ GeV}/c$ の upward going μ の運動量分布 横軸は upward going μ のエネルギー (GeV)、縦軸は flux を表している。単位は $\times 10^{-13}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}/\text{bin}$ 。但し、 $1\text{bin}=0.15\text{GeV}$ 。

図 3.12; $0.2\sim 6.0\text{ GeV}/c$ の upward going μ の [運動量] \times [flux]

図 3.13; $0.2\sim 6.0\text{ GeV}/c$ の upward going μ の角度分布

第 4 章

図 4.1; 代表的な Run における光電子数分布 横軸は検出器で捕らえられた総光電子数を示している。左の方のピークは低エネルギーの γ や ^{214}Bi の β 崩壊による事象である。また、右のピークは宇宙線の μ によるものである。

図 4.2; pomax 4 の定義 中央の黒丸が最大光量を記録した光電子増倍管であるとすると、それを取り囲むように位置している、回りの灰色の丸が隣り合う 4 つの光電子増倍管を示している。pomax4 とはこの 5 本の光電子増倍管の記録した光量を平均した値である。

図 4.3; 手で決めた粒子も方向と Monte Carlo との比較 Monte Carlo simulation による event の方向と手で与えた方向の為す角を示したグラフ。横軸は $\cos\theta$ であり、0.95 から 1.0 までを示している。

図 4.4(a),(b),(c); Eye scan 後のデータの ϕ - $\cos\theta$ 分布 $E_\mu > 0.4\text{GeV}$ の $\cos\theta < -0.4$ で cut を掛ける前の event の分布

図 4.5; 観測された upward stopping μ の例 1 Bottom 部分から入射し、Barrel へと進む間に崩壊してしまった upward stopping μ event の 1 例。崩壊電子も捕らえられている。

図 4.6; 観測された upward stopping μ の例 2 Barrel 部分から入射し Top 部分へと進む間に崩壊してしまった upward stopping μ event の 1 例。崩壊電子も捕らえられている。

図 4.7; 観測された upward stopping μ の ϕ 分布 $\cos\theta < -0.4$ で cut を掛けると山の形は見えなくなっている。

図 4.8; 観測された upward stopping μ の $\cos\theta$ 分布

図 4.9; 観測された upward stopping μ のエネルギー分布 横軸は検出器内で観測された総光量であり、0 p.e. から 20000 p.e. までを示している。20000 p.e. は約 6GeV に相当する。

第 5 章

図 5.1; 観測されたデータと Monte Carlo の角度の比較 棒グラフの方が Monte Carlo simulation から期待される upward stopping μ event の角度分布である。黒点の方が得られたデータである。

図 5.2; 観測されたデータと Monte Carlo のエネルギーの比較 棒グラフの方が Monte Carlo simulation から期待される upward stopping μ event のエネルギー分布である。黒点の方が得られたデータである。

図 5.3; Monte Carlo event の入射位置分布 (ϕ -Z) Barrel 部分から入射したものについて入射位置を示した分布である。検出器の展開図で側面の Barrel 部分に当たる部分を表している。横軸が ϕ 方向の分布、縦軸が検出器の Z 方向を示している。検出器の構造上、下の方から入射したものが多いことが分かる。

図 5.4; Monte Carlo event の入射位置分布 (X-Y) Bottom 部分から入射した event について入射位置を表した分布である。図は Bottom 部分を下から見た図である。入射位置は一様であることが分かる。

図 5.5; 観測されたデータの入射位置分布 (ϕ -Z)

図 5.6; 観測されたデータの入射位置分布 (X-Y)

図 5.7; 宇宙線 downward stopping μ の角度分布 宇宙線 downward stopping μ の角度分布である。横軸は \cos であり、1 に近い方が上向き、-1 に近い方が下向きである。

付録 A

図 A.1; online cut (night cut) 検出器内で記録された総光量と、最大光量との関係を示している。この “selected region” と書かれた部分が night cut で残された部分である。

図 A.2; online cut (short holiday cut)

図 A.3; online cut (long holiday cut)

図 A.4; upward through going μ cut (1 段目から入射したとき) (a) が Monte Carlo simulation から得られたデータをこの cut で通したときのもの。(b) は宇宙線 downward through going μ に当てはめた場合。この (i)、(ii) の領域が upward through going μ である。として残される部分である。

図 A.5; upward through going μ cut (2 段目から入射したとき)

図 A.6; upward through going μ cut (3 段目から入射したとき)

図 A.7; upward through going μ cut (4 段目から入射したとき)

図 A.8; upward through going μ cut (5 段目から入射したとき)

図 A.9; upward through going μ cut (6 段目から入射したとき)

図 A.10; upward through going μ cut (7 段目から入射したとき)

図 A.11; upward through going μ cut (8 段目から入射したとき)

図 A.12; upward through going μ cut (9 段目から入射したとき)

図 A.13; upward through going μ cut (10 段目から入射したとき)

図 A.14; upward through going μ cut (11 段目から入射したとき)

図 A.15; upward through going μ cut (12 段目から入射したとき)

図 A.16; upward through going μ cut (13 段目から入射したとき)

図 A.17; upward through going μ cut (14 段目から入射したとき)

付録 B

図 B.1; TDC-fit による goodness 分布 1 に近い方が fit が上手くできていることを示している。0.4 以下の event は電気ノイズである。

図 B.2; 光電子増倍管の数を間引いて TDC-fit した goodness 分布 TDC-fit によるものよりも goodness の分布が広がっている。これは光電子増倍管の数を間引いて fit したためである。

付録 D

図 D.1; 断面積 \times flux とニュートリノのエネルギーの関係

図 D.2; 相互作用で出てきた μ の持つエネルギー分布 ($E_\nu=3\text{GeV}$) 横軸は出てきた μ のエネルギー (GeV)、縦軸はそのエネルギーでの断面積を全断面積で割ったもの

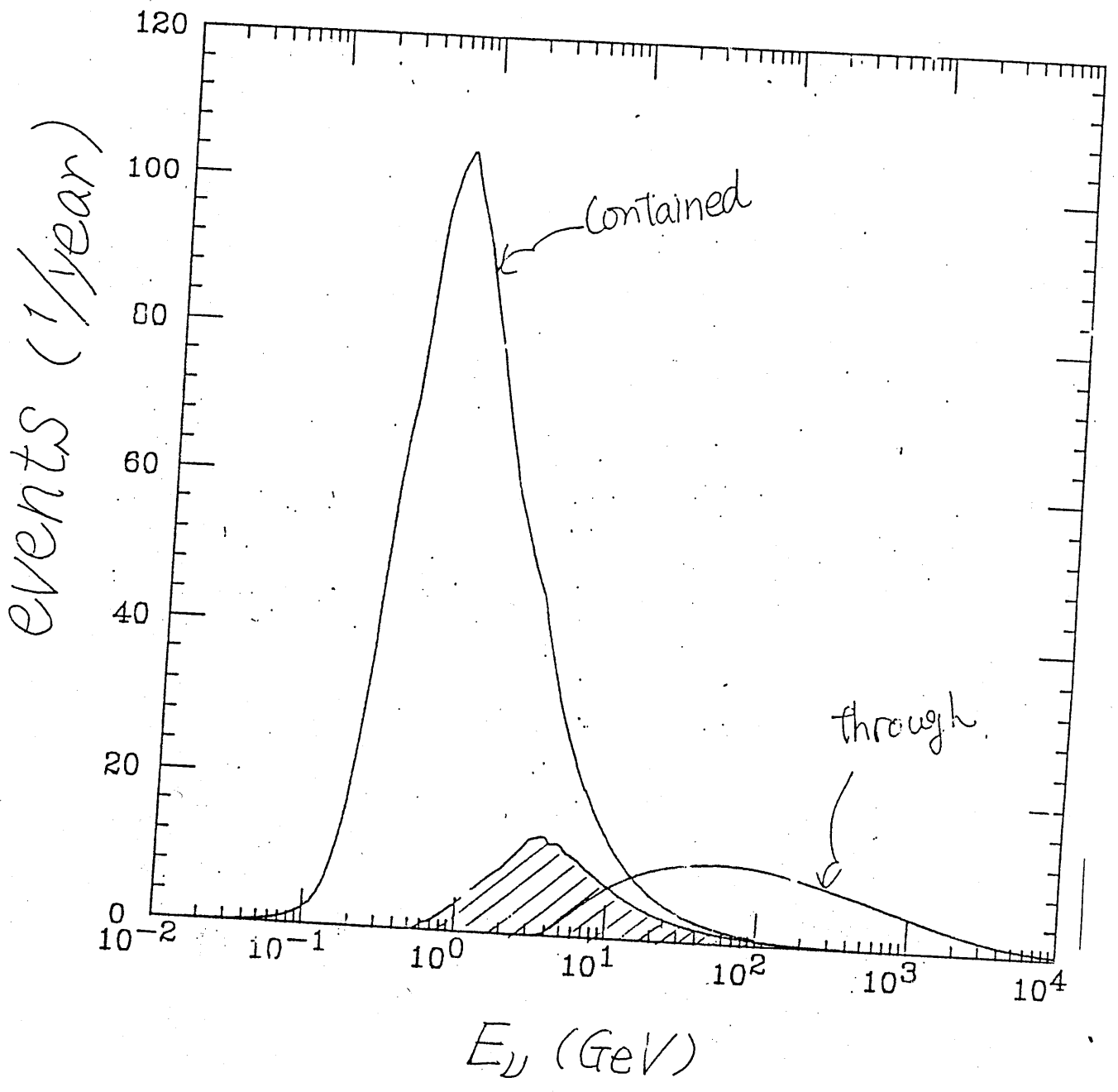
図 D.3; 相互作用で出てきた μ の持つエネルギー分布 ($E_\nu=100\text{GeV}$) 上に同じ

図 D.4; Monte Carlo simulation の結果 (E_ν の分布) upward stopping μ を引き起こすような親のニュートリノのエネルギー分布。横軸はニュートリノのエネルギーであり、0.1GeV から 1000GeV までを log scale で表している。

図 D.5; Monte Carlo simulation の結果 (E_μ の分布) 検出器に入ったときの upward stopping μ のエネルギー分布。横軸は μ のエネルギーであり、0.1GeV から 1000GeV までを log scale で表している。

図 D.6; Monte Carlo simulation の結果 (反応点の分布) ニュートリノがどこで相互作用して μ を放出したかを示している。横軸は検出器からの距離 (m) であり、ほとんど 20m 以内で生成されていることが分かる。

図 D.7; Monte Carlo simulation の結果 (μ の方向の分布)



IX 1-1

图1-2

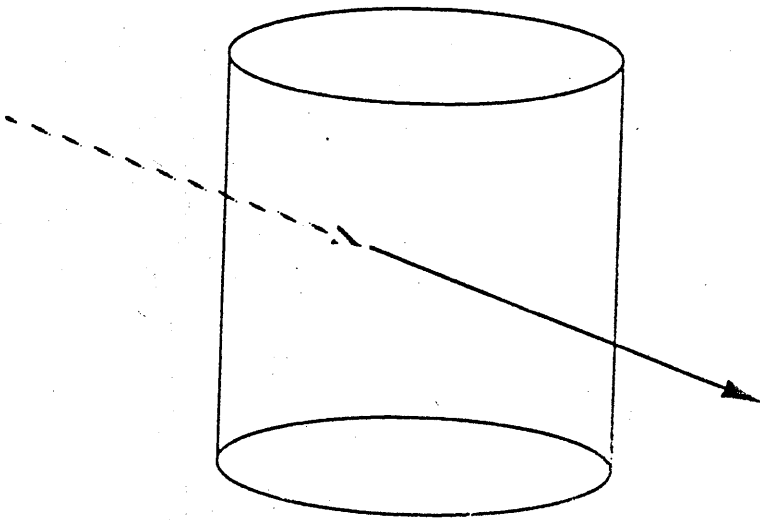
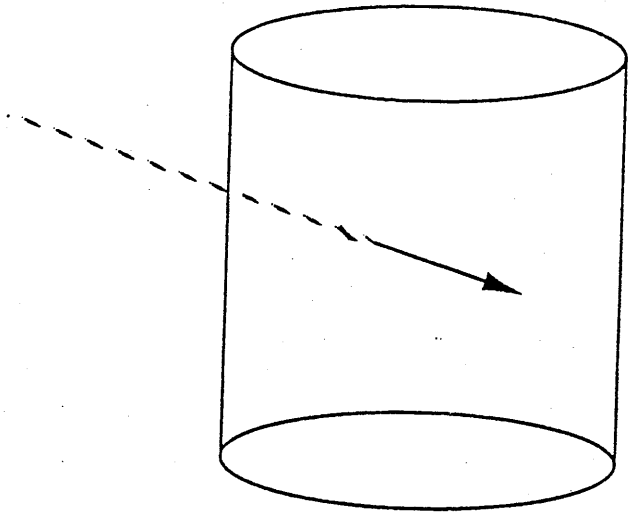


图1-2

>> TDC FIT <<

POS = -0.58 -1.18 2.35
SCALE = 4.73
FIT PARAM. (IP, IMA, IU, IR, IVO) = 1 0 6 0 1
OF ITERATIONS = 0

— NO. 1 —

IP, PA, PE 2 1332.8 643. MEV
CENT = -0.879 -1.170 2.347
DIR = 0.413 -0.773 -0.481
GOOD = 0.647 ANG = 42.480 DRG = 2.475
%.RZ335

<< KAMIOKANDE 2 - P >>

- EXPLODED VIEW -

NUM # : 124
RUN # : 2251
EVENT # : 17403 0(2)
TIME : 7/ 7/88
DIF. TIME : 17.29.14
CPU : 269
NOW : 30/11/88
16.14.59

CG3000.TF1TMS.WALL15.SINGLE.R124

TOTAL ENRGY = 466 MEV
TOTAL P.E. = 1536 (0)
MAX P.E. = 52 (0)
THRES P.E. = 2.0 (1.0)
TDC = 87.5K 347.0
= 87.5(347.0(26.))

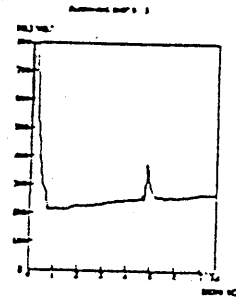
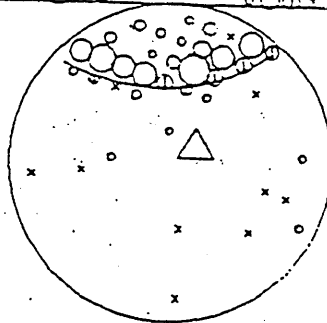
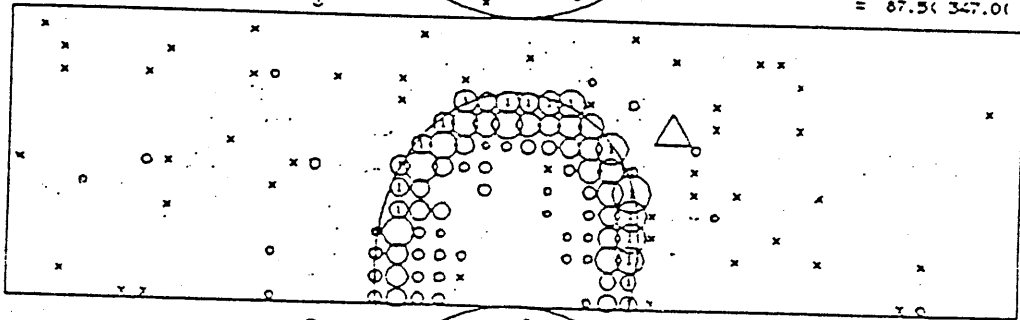
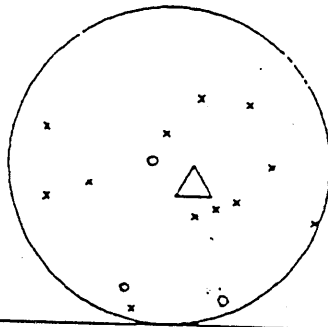


Fig. 6.2

1-3

<< KAMIOKANDE 2 - T >>

- EXPLODED VIEW -
 NUM : .23
 PUH : 1766
 EVENT : 130330 0(0)
 TIME : 25/10/86

DIF. TIME : 11.13.20
 CPU : *****
 HOW : 86342
 : 27/01/93
 B22. BOTTOM. Y930127
 : 20.58.21

TOTAL EMRGY = 2326 MEV
 TOTAL P.E. = 7909 (88)
 MAX P.E. = 153 (63)
 THRES P.E. = 4.4 (1.0)
 TDC = -245.1(361.6
 = -245.1(361.6(61.)

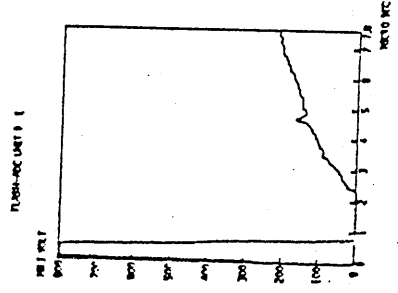
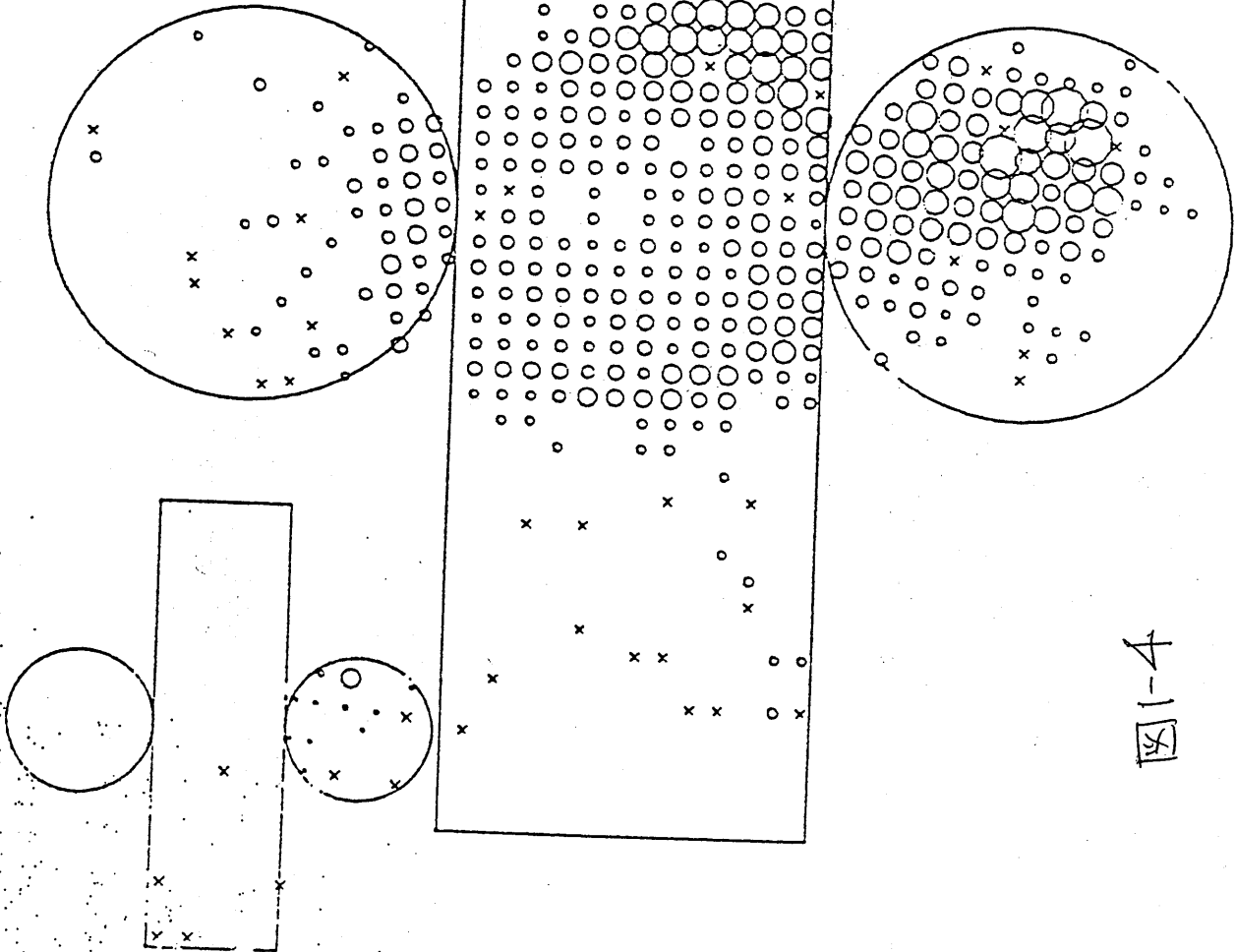
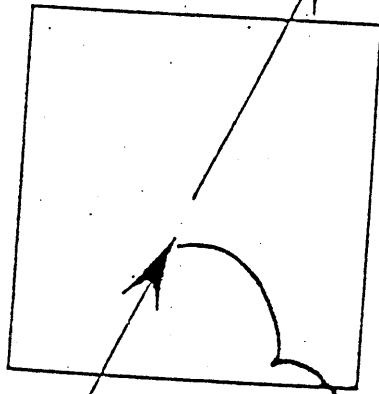


图1-4

图1-5

through



Stop

μ

* $\mu + N$

$\rightarrow \mu + N'$

μ

出
岩

图1-5

o Upward-going
 μ event

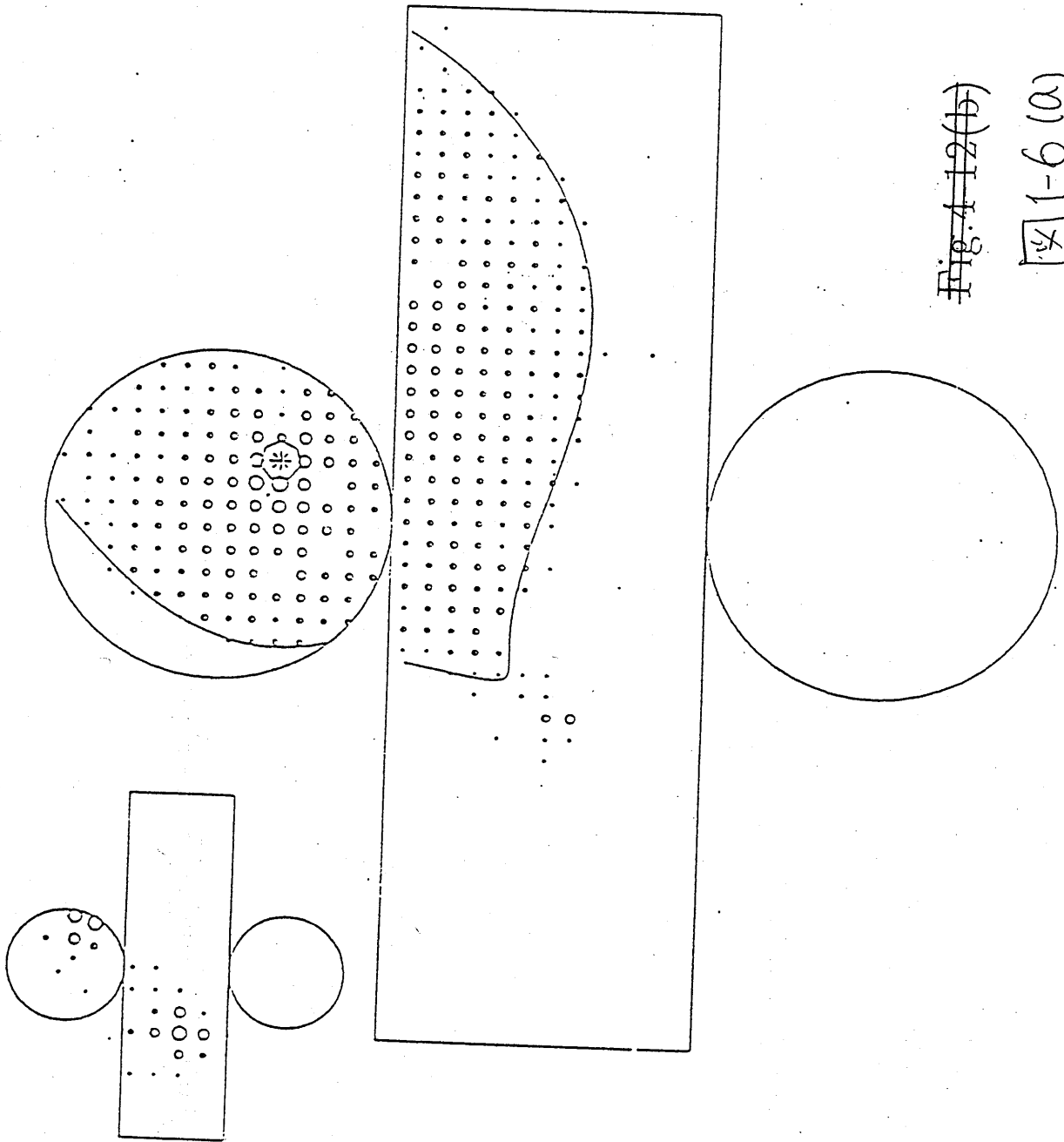


Fig. 4-12(b)

图 4-12 (b)

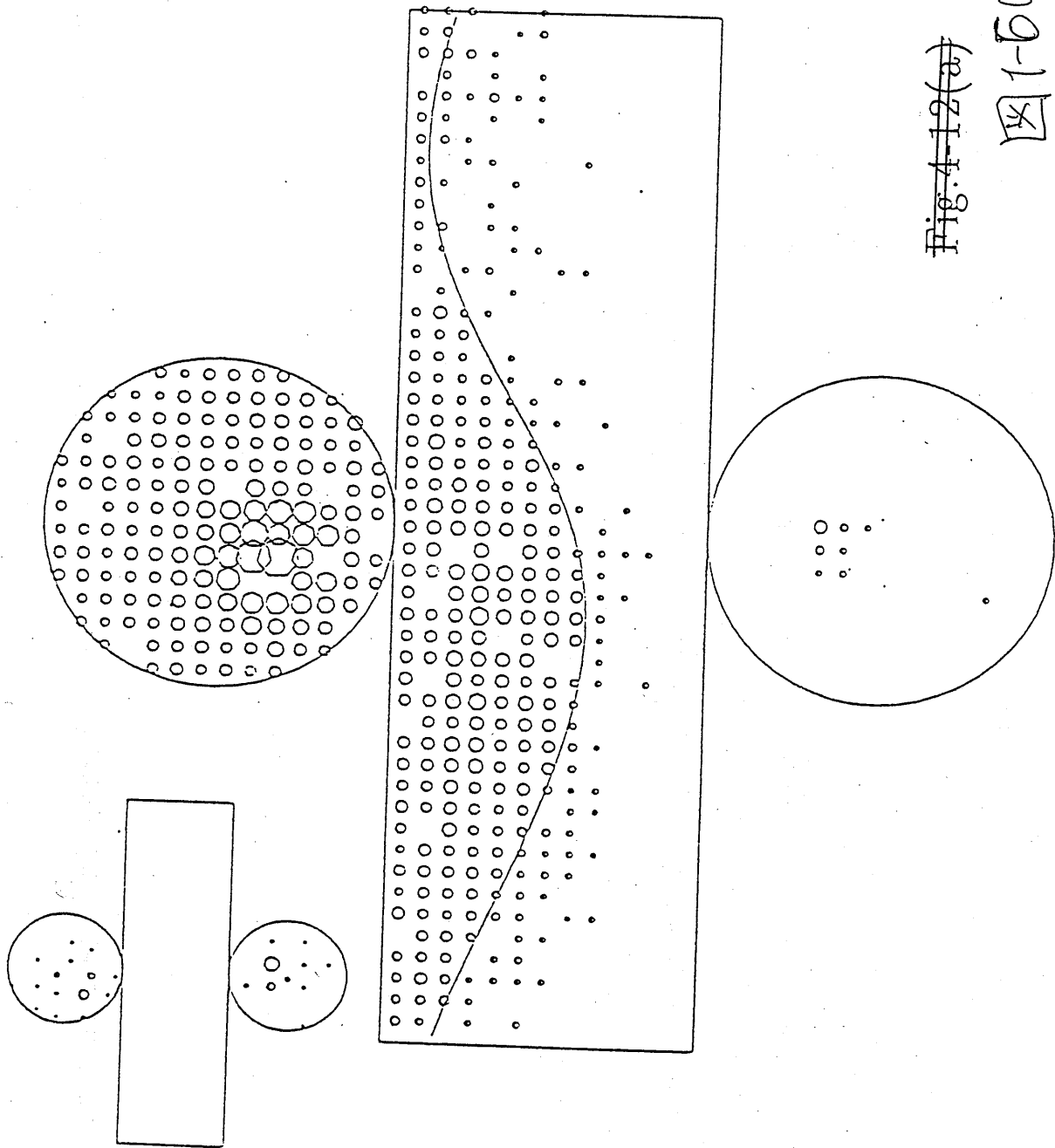


Fig. 4-12(a)

图 1-5(b)

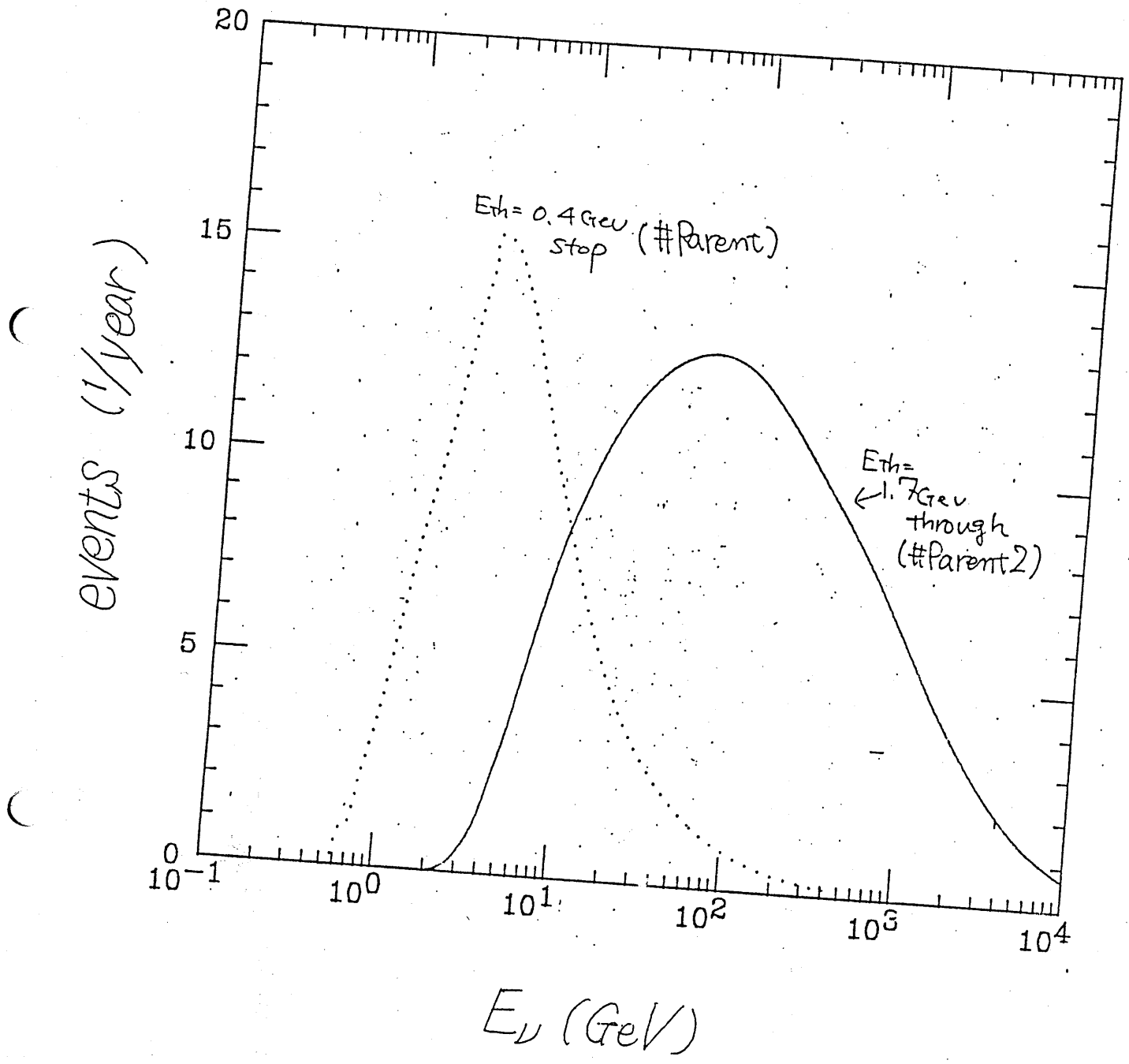
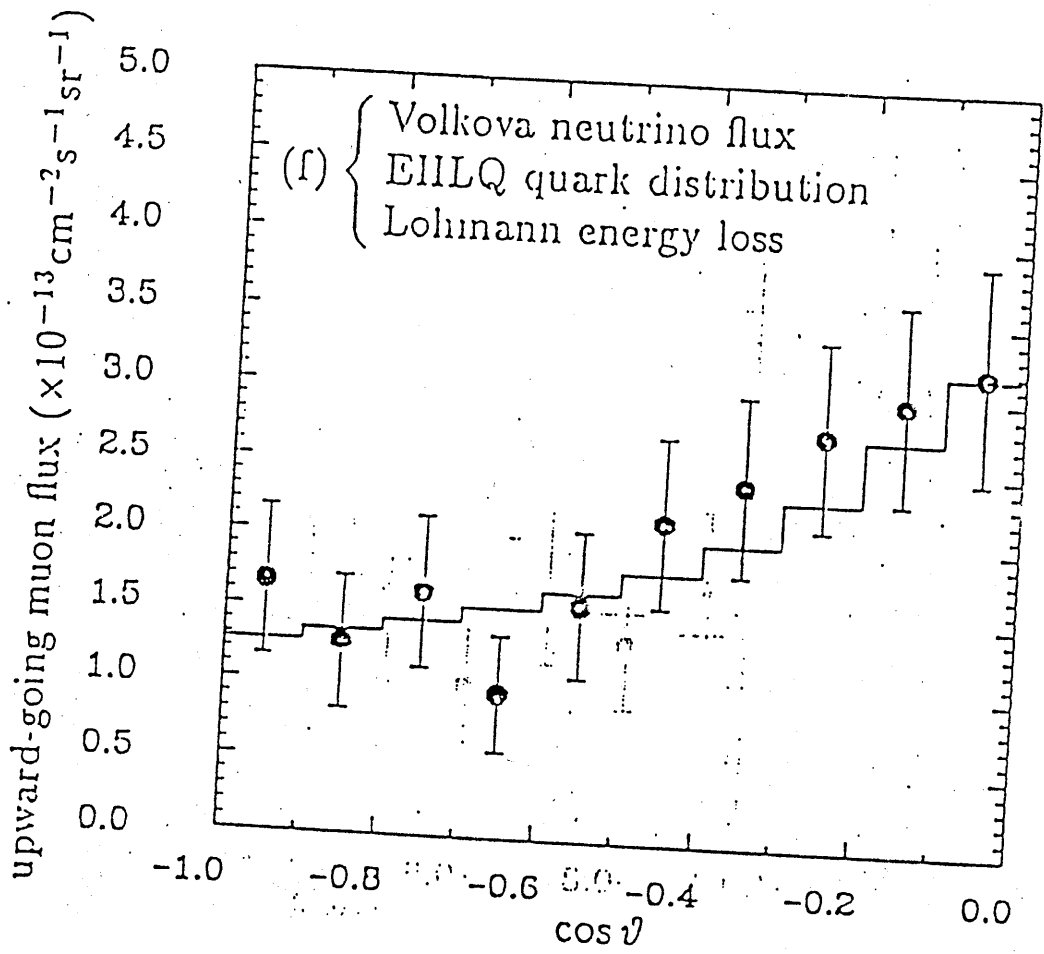


图 1-7



☒ 1-8

(展開図)

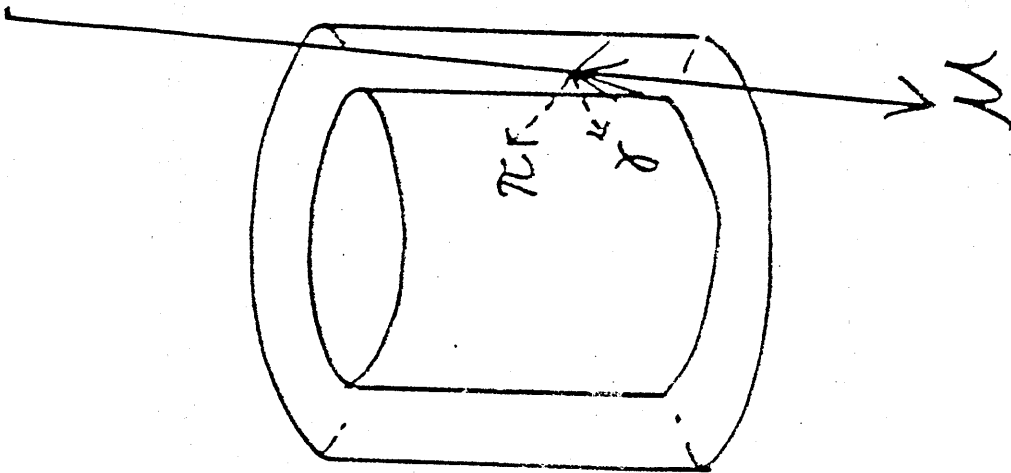
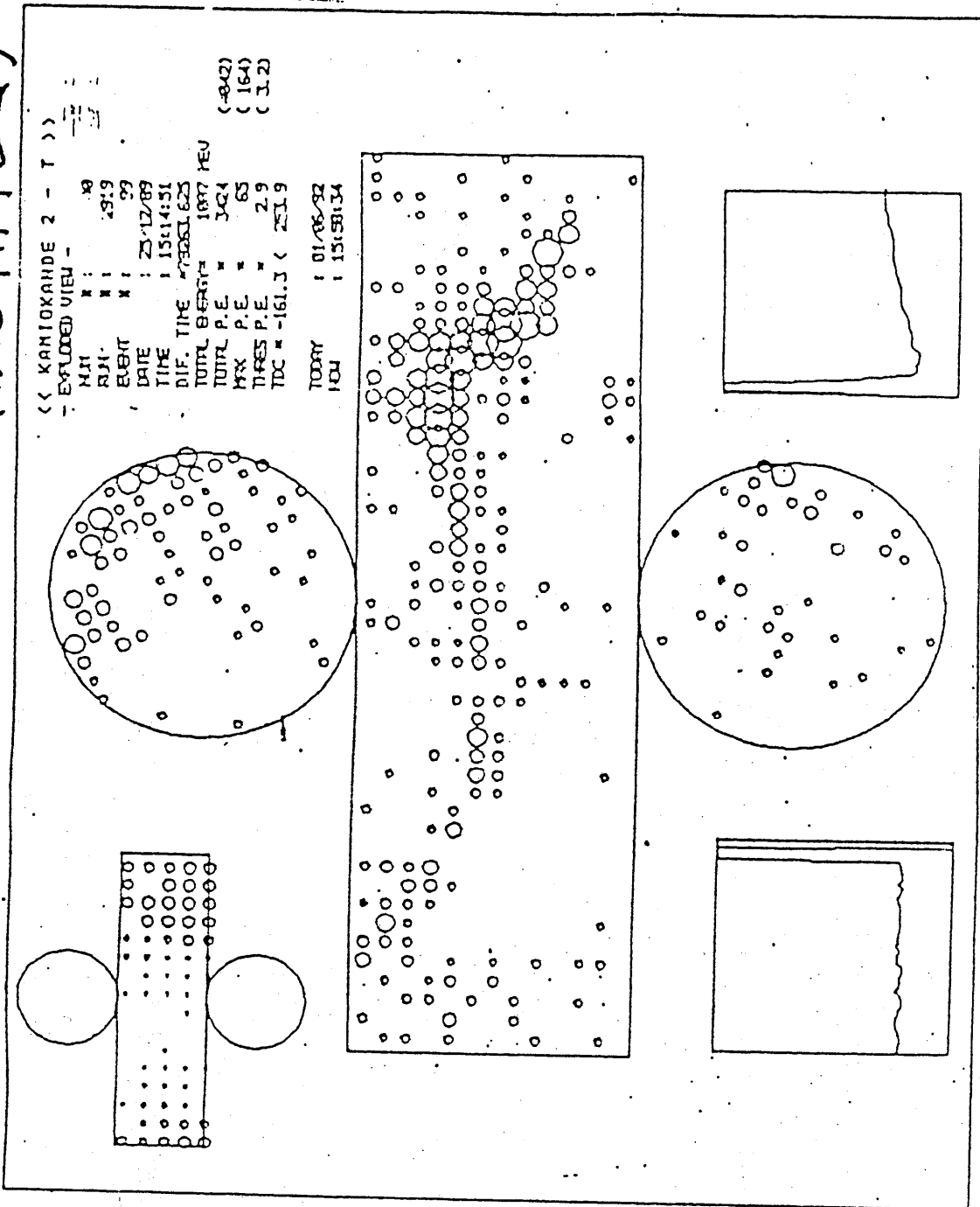


図1-9

$E \sim 1 \text{ GeV}$

Fig 2-1

Cherenkov 検出器の原理

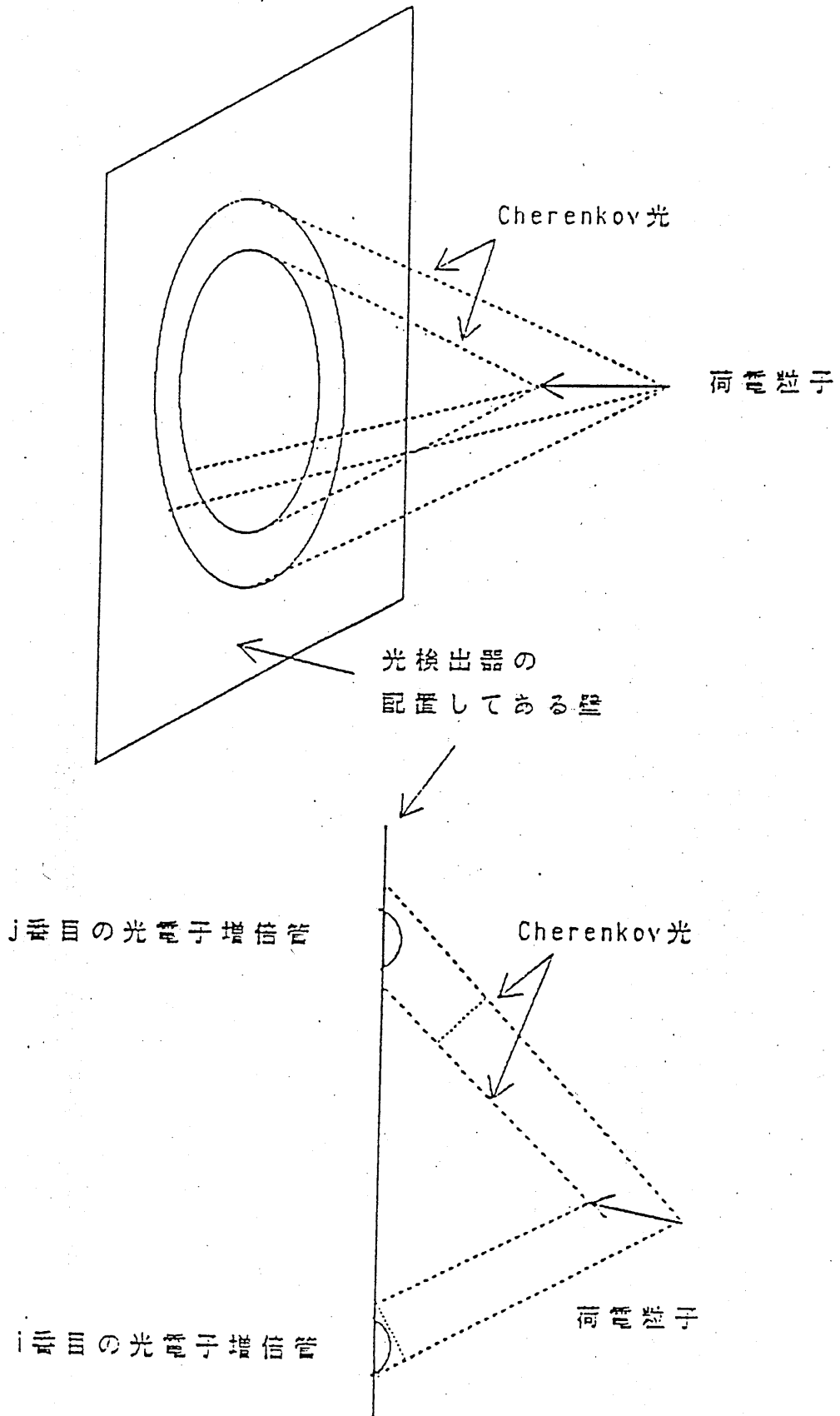
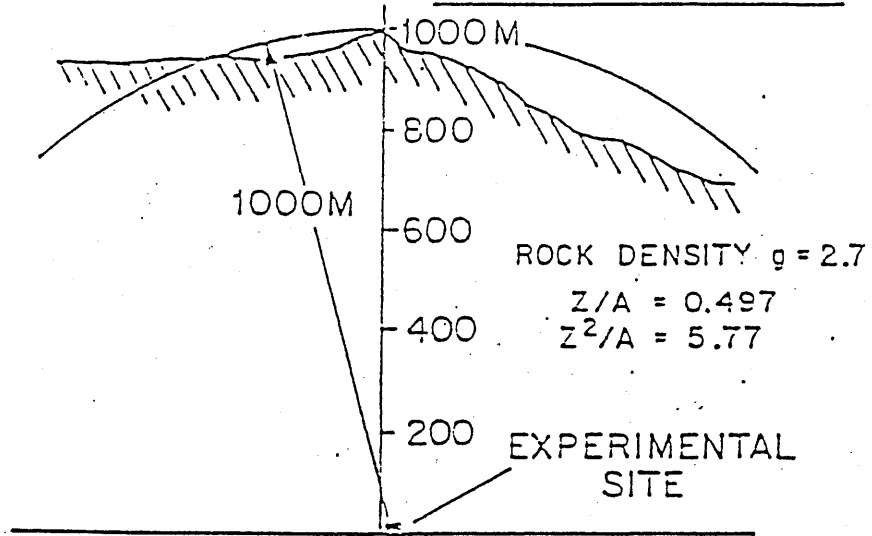


Fig 2-2

KAMIOKANDE-II の設置場所

MT. IKENOYAMA

N-S CROSS SECTION



E-W CROSS SECTION

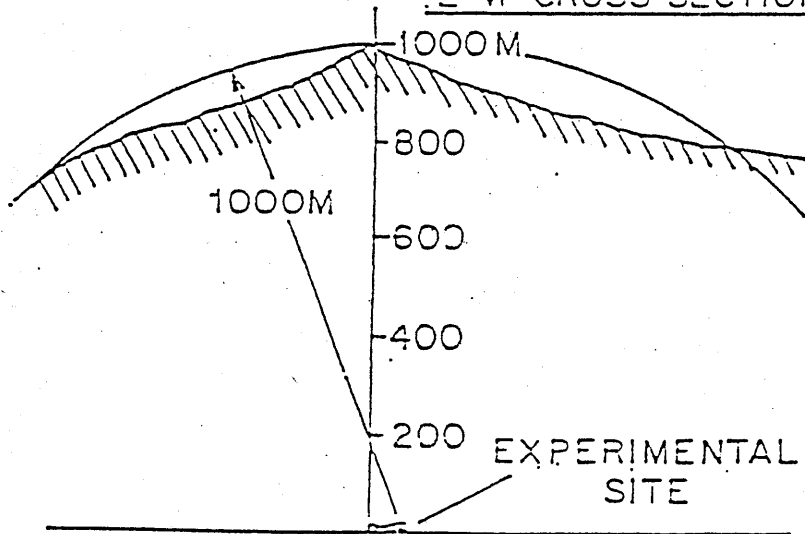


Fig 2-3

KAMIOKANDE-II の断面図
(斜線部は有感体積)

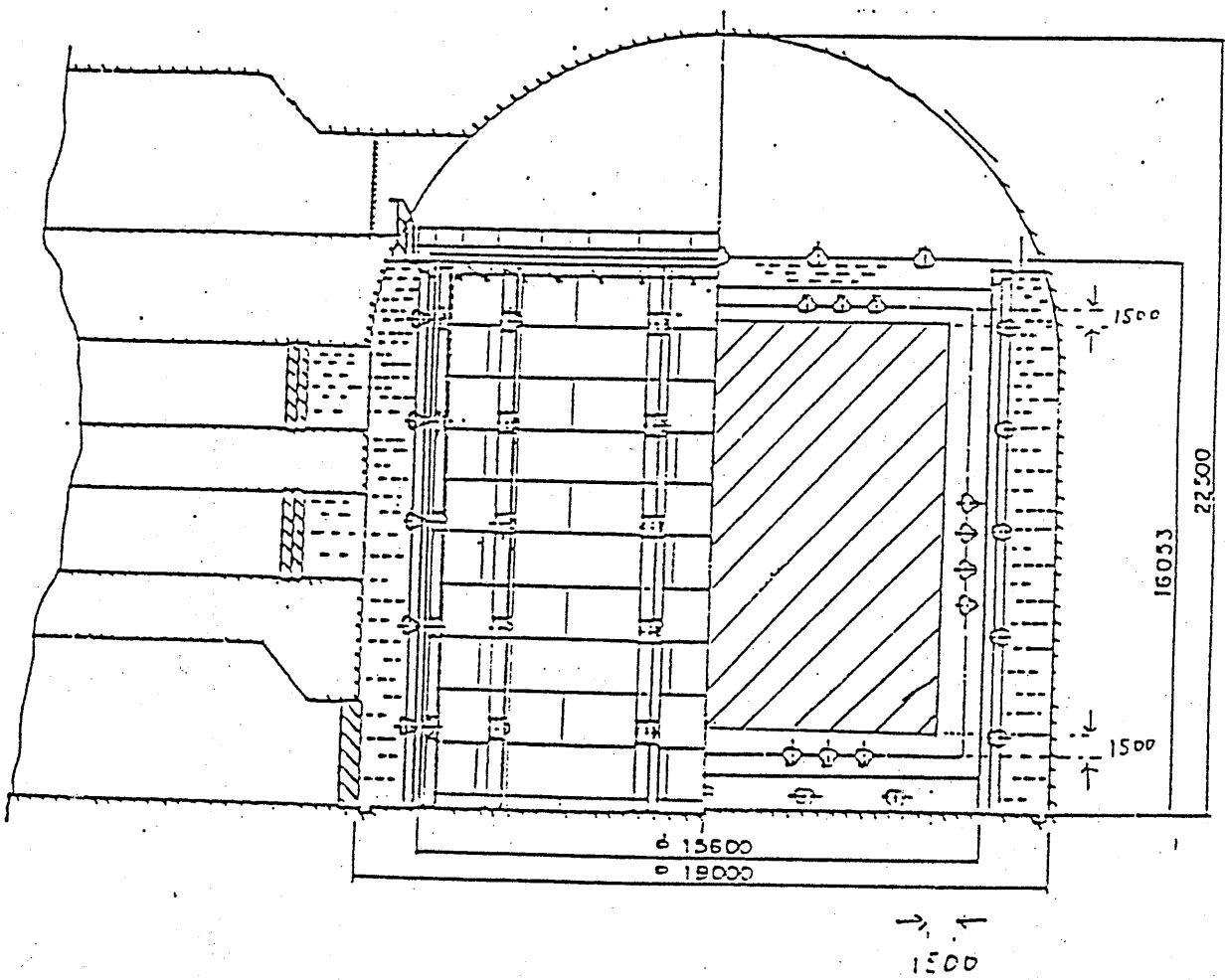


Fig 2-4

KAM-I 回路の概念図

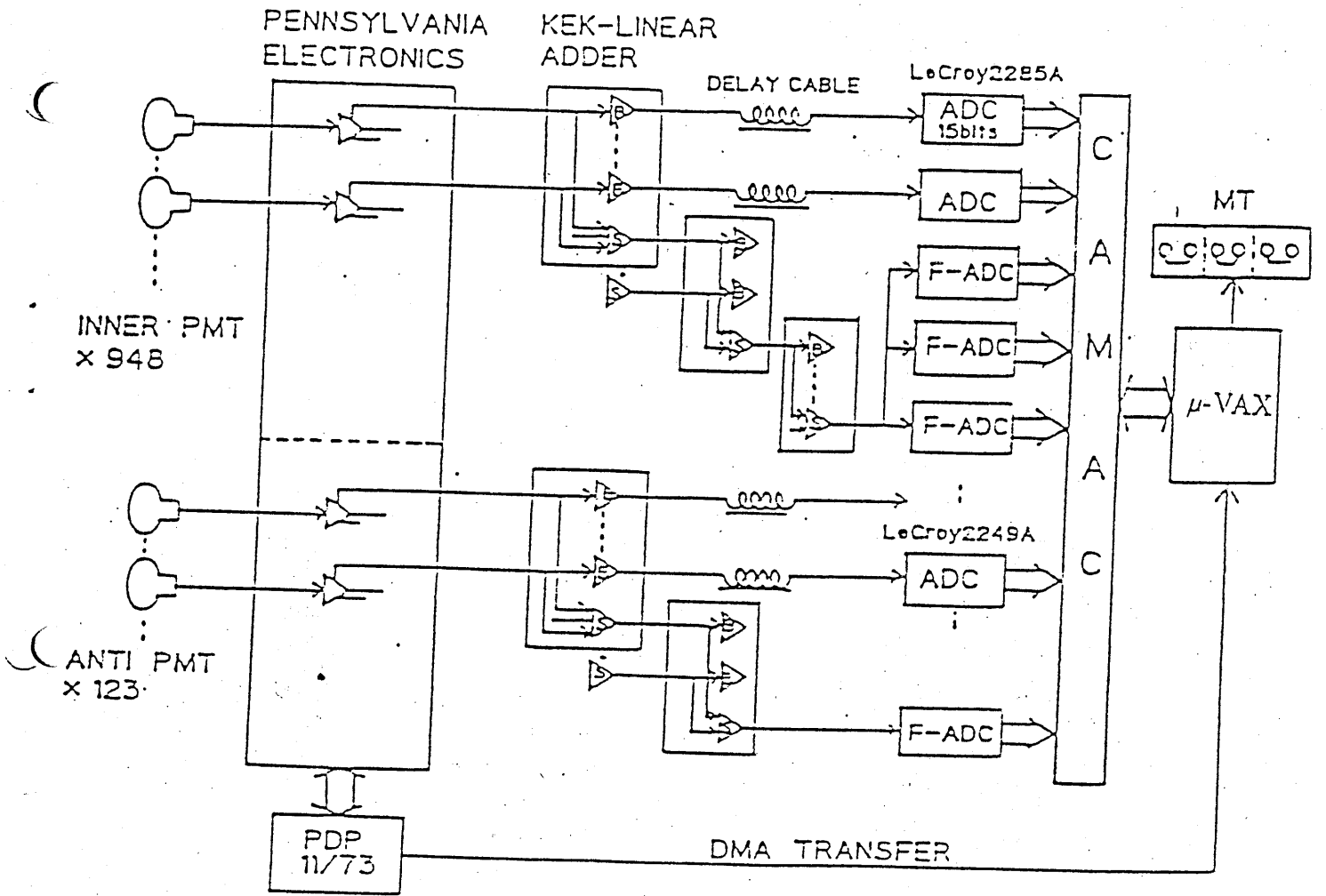


Fig 2-5

KAM-II 回路の概念図

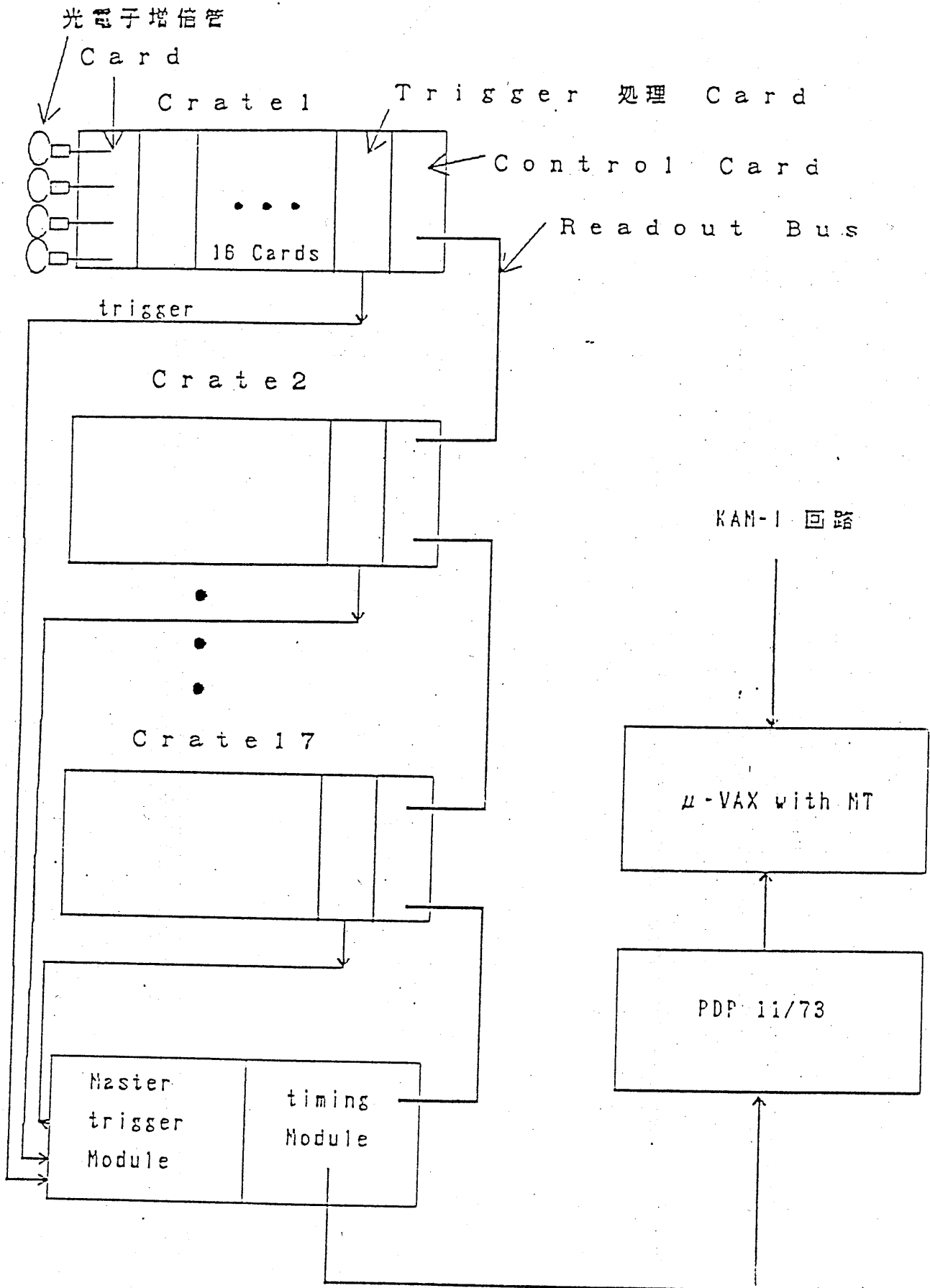
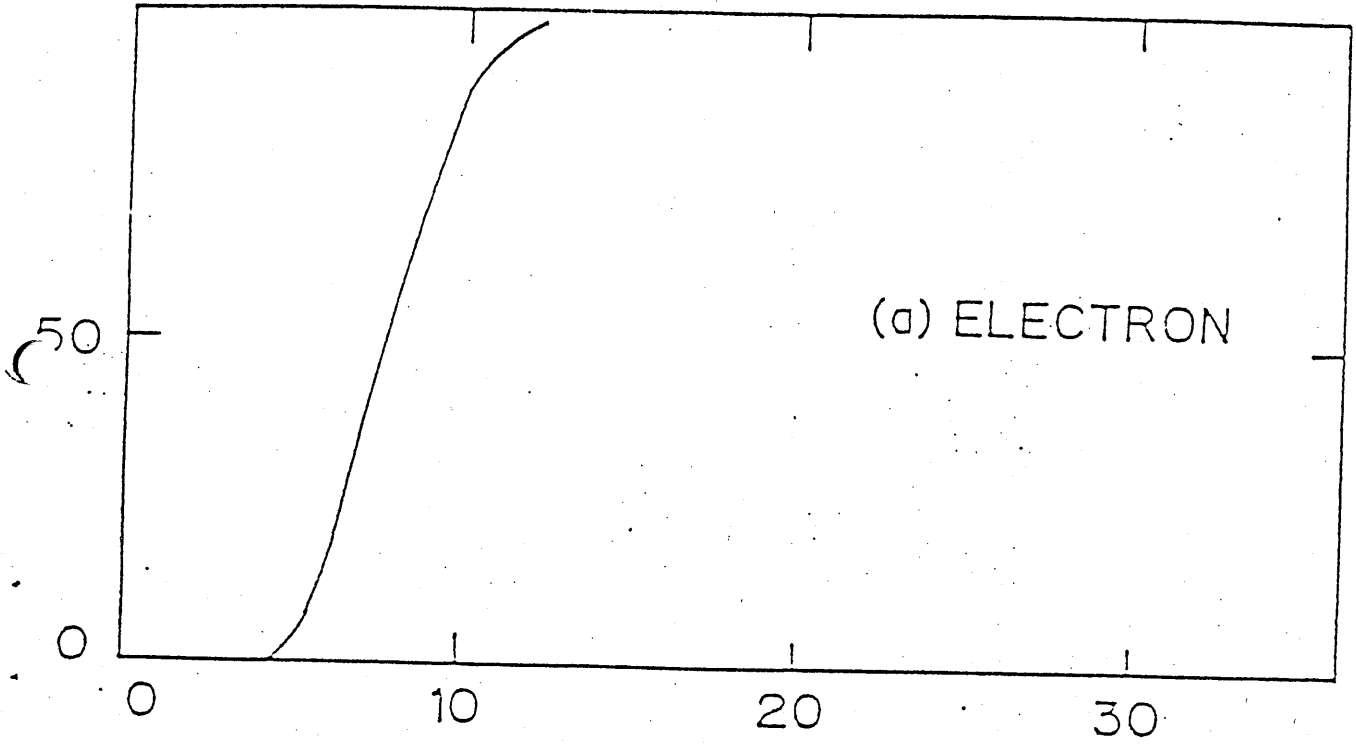


Fig 2-6

trigger 効率の運動量分布

Kamiokande-II

100 TRIGGER EFFICIENCY (%)



100

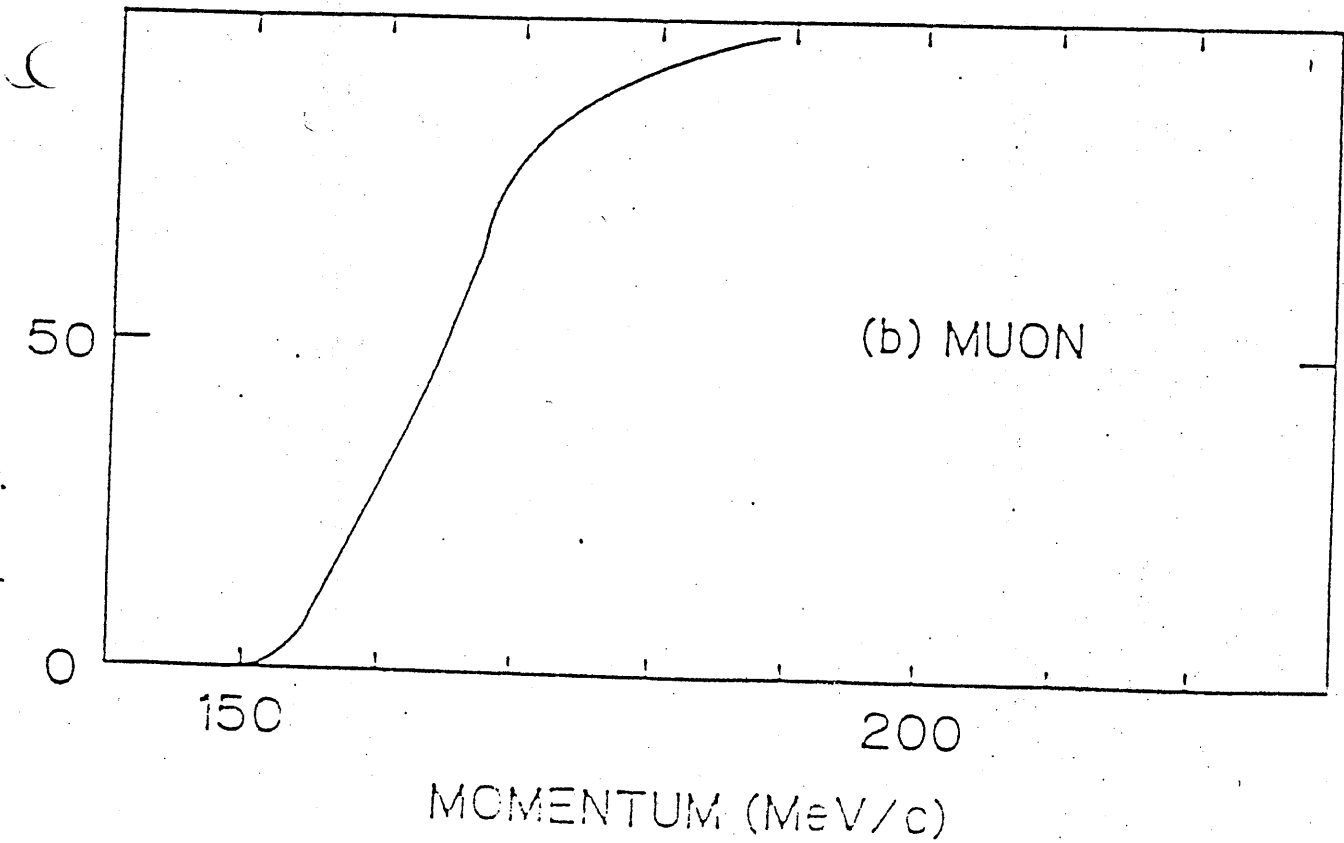


Fig 2-7

運動量の光電子数分布

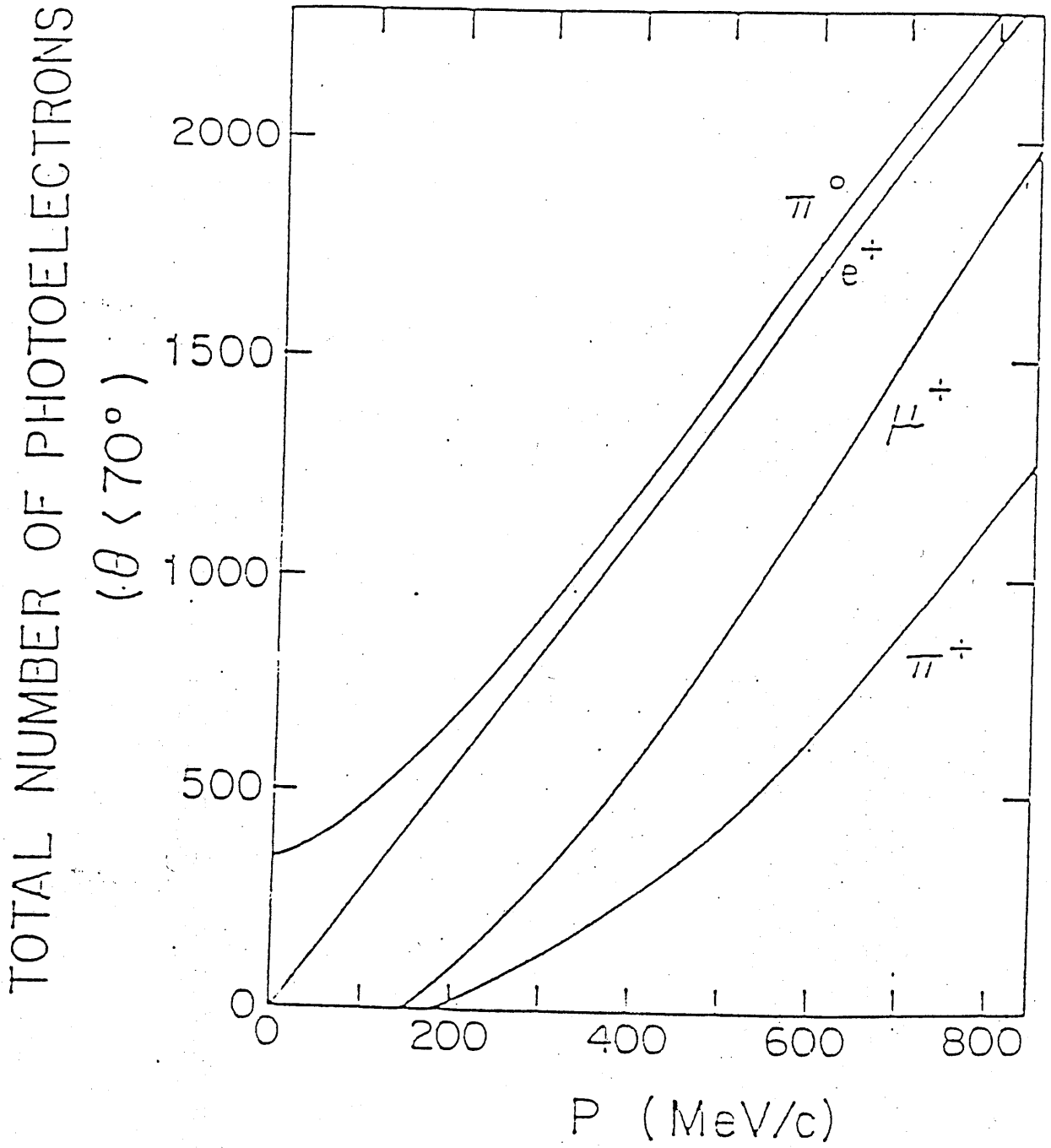


Fig 2-8

T-Q Map

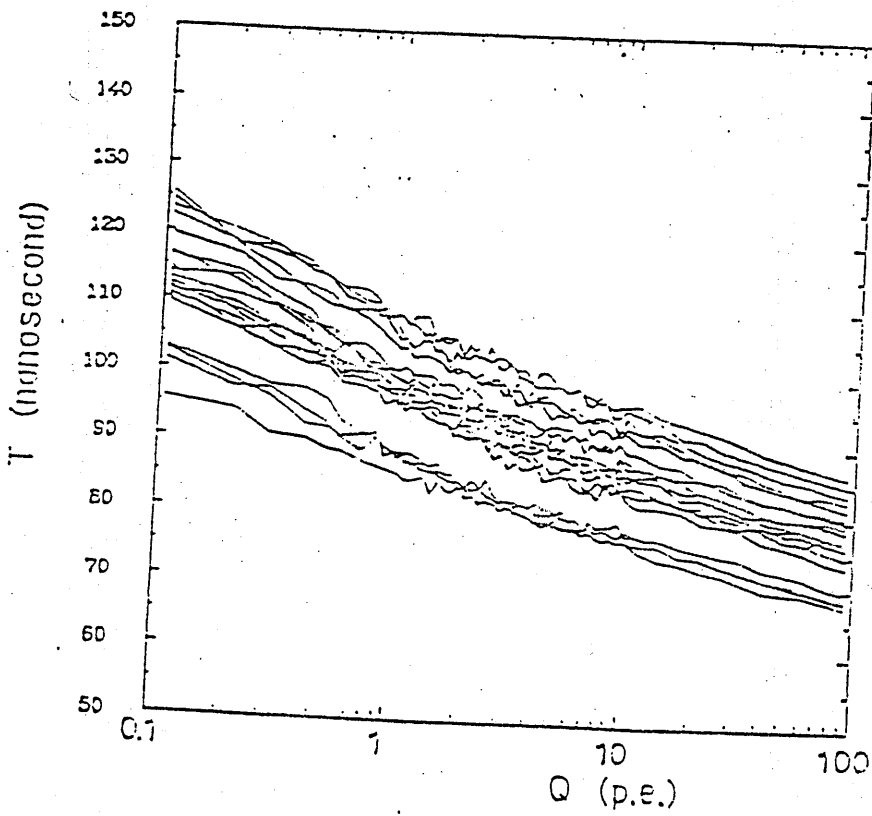
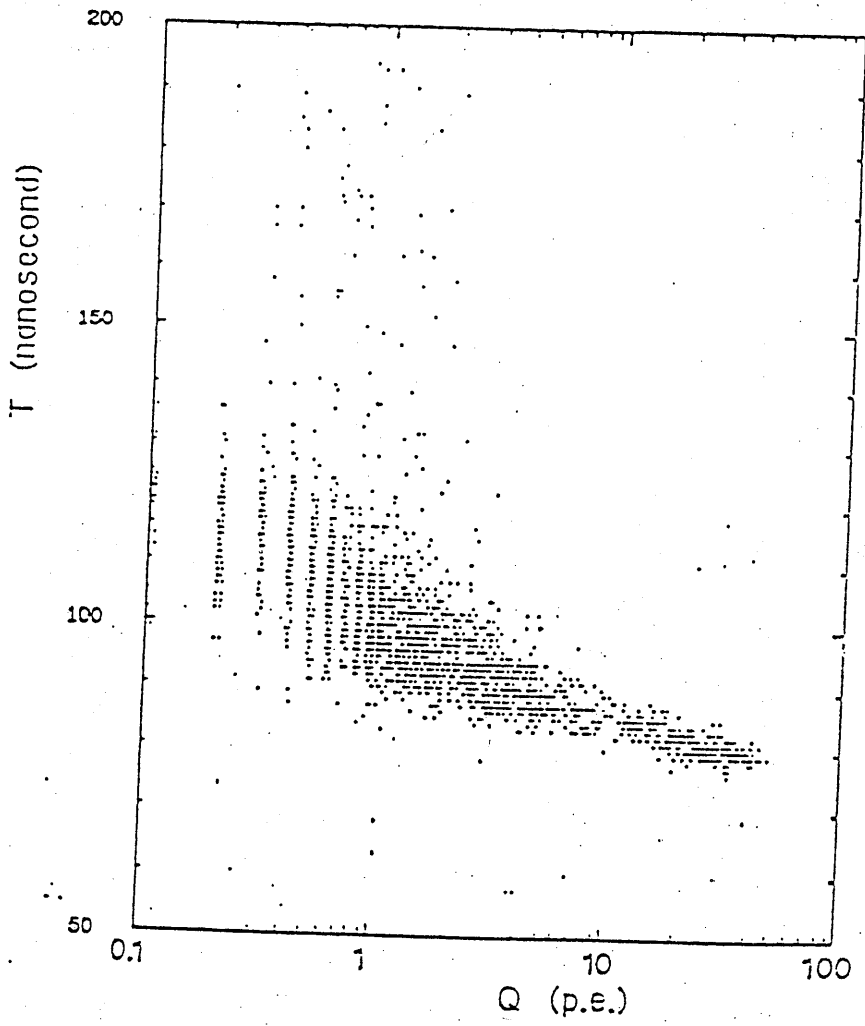
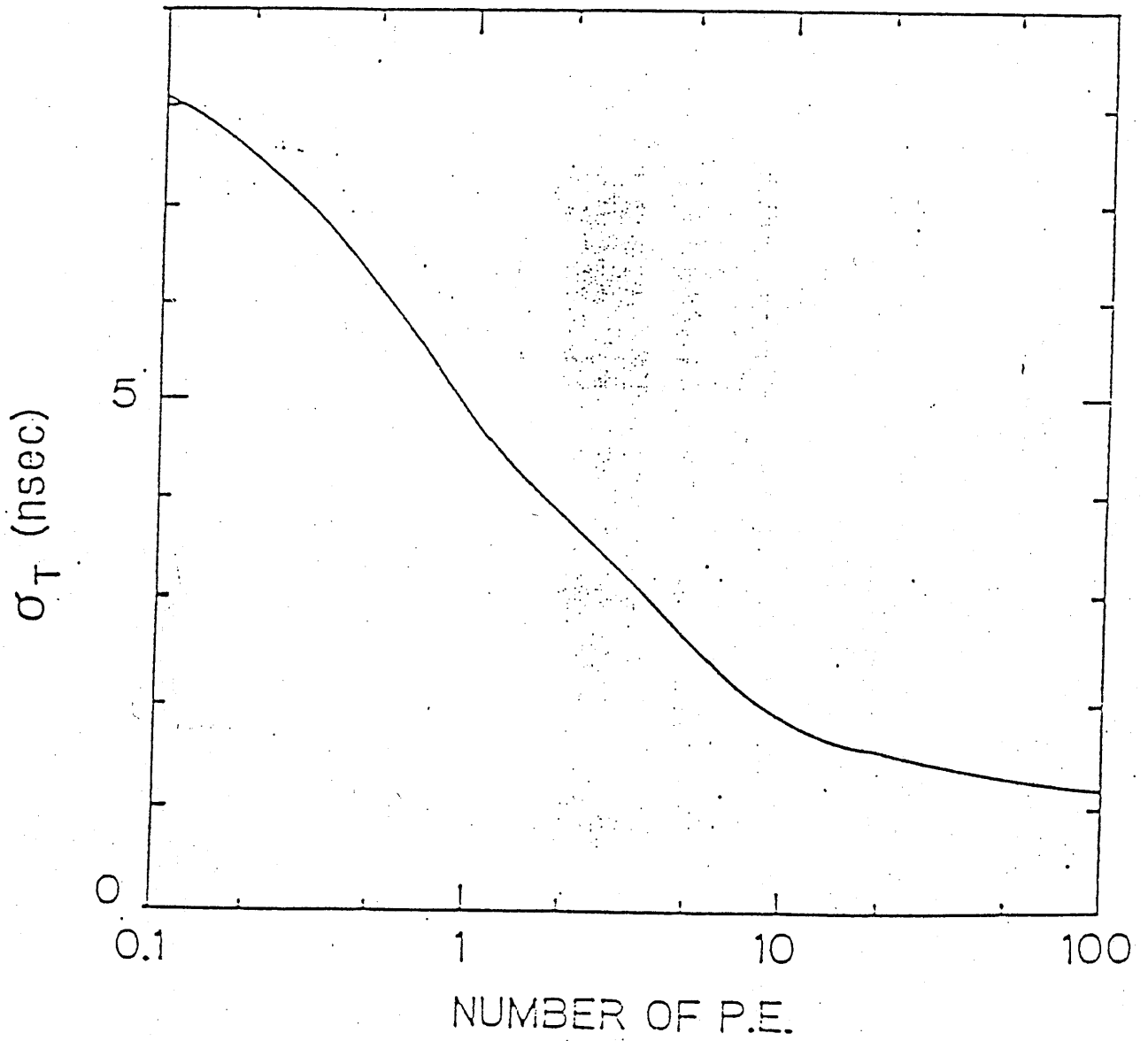


Fig 2-9

時間分解能と光電子数との関係



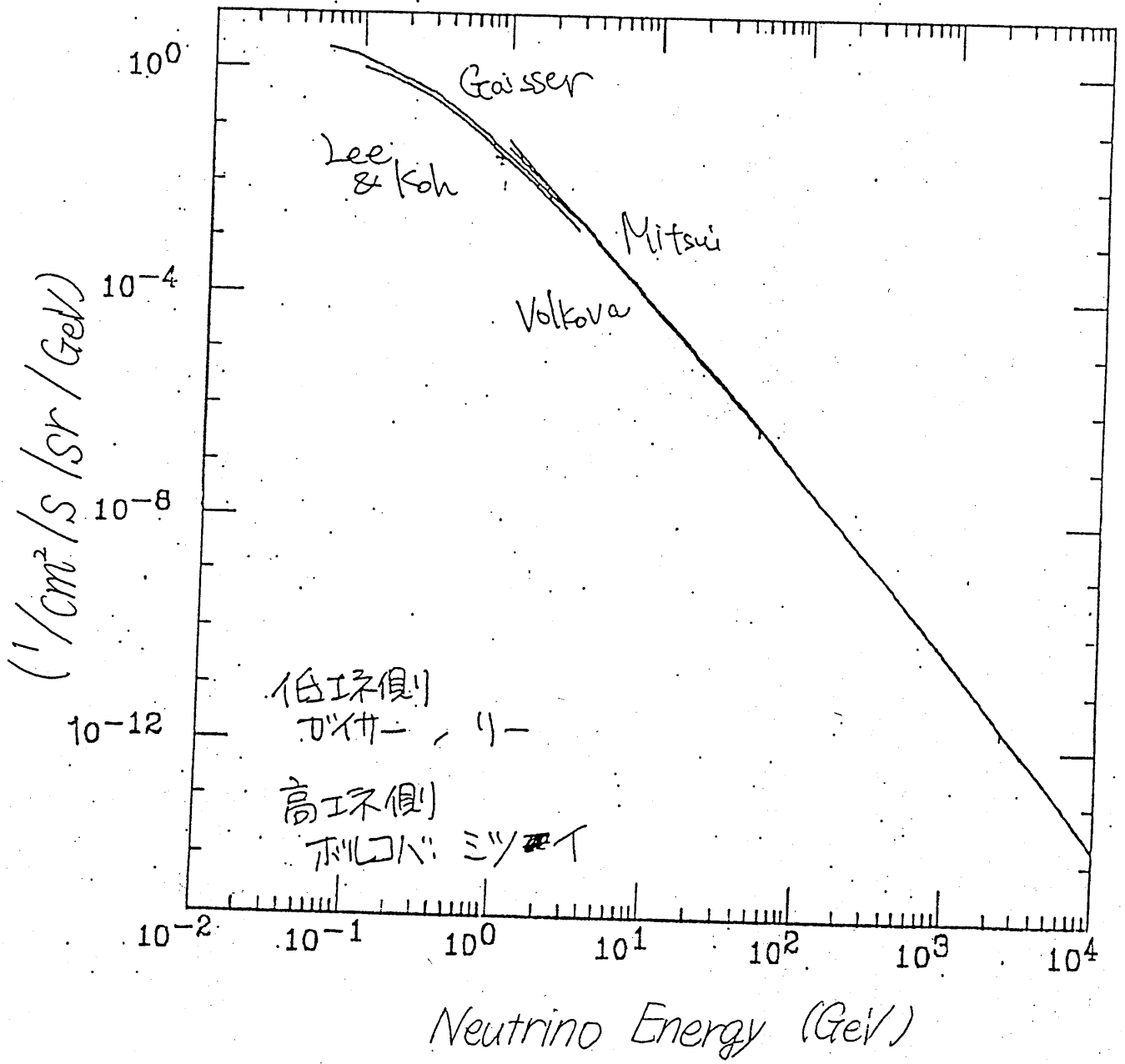
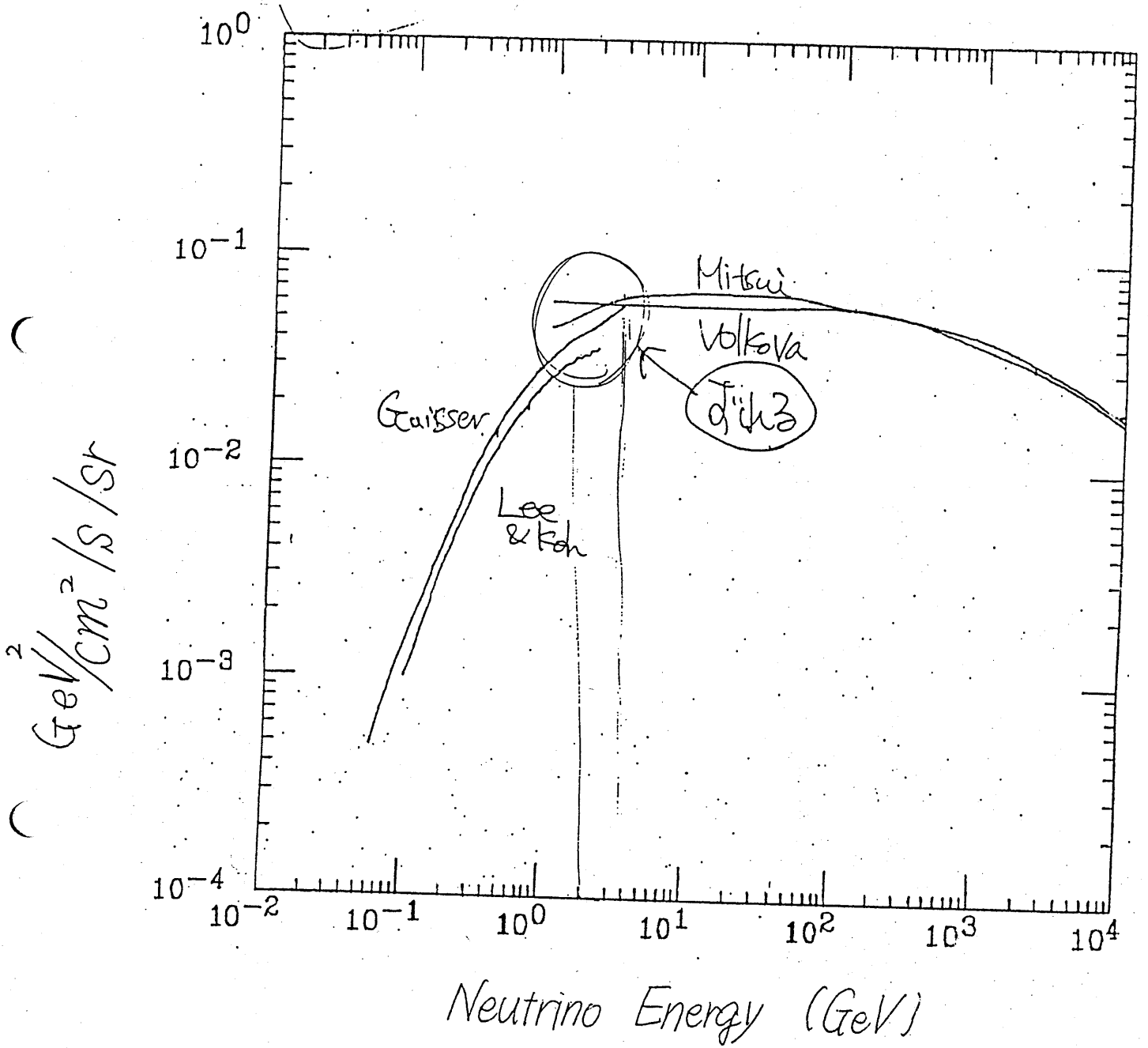
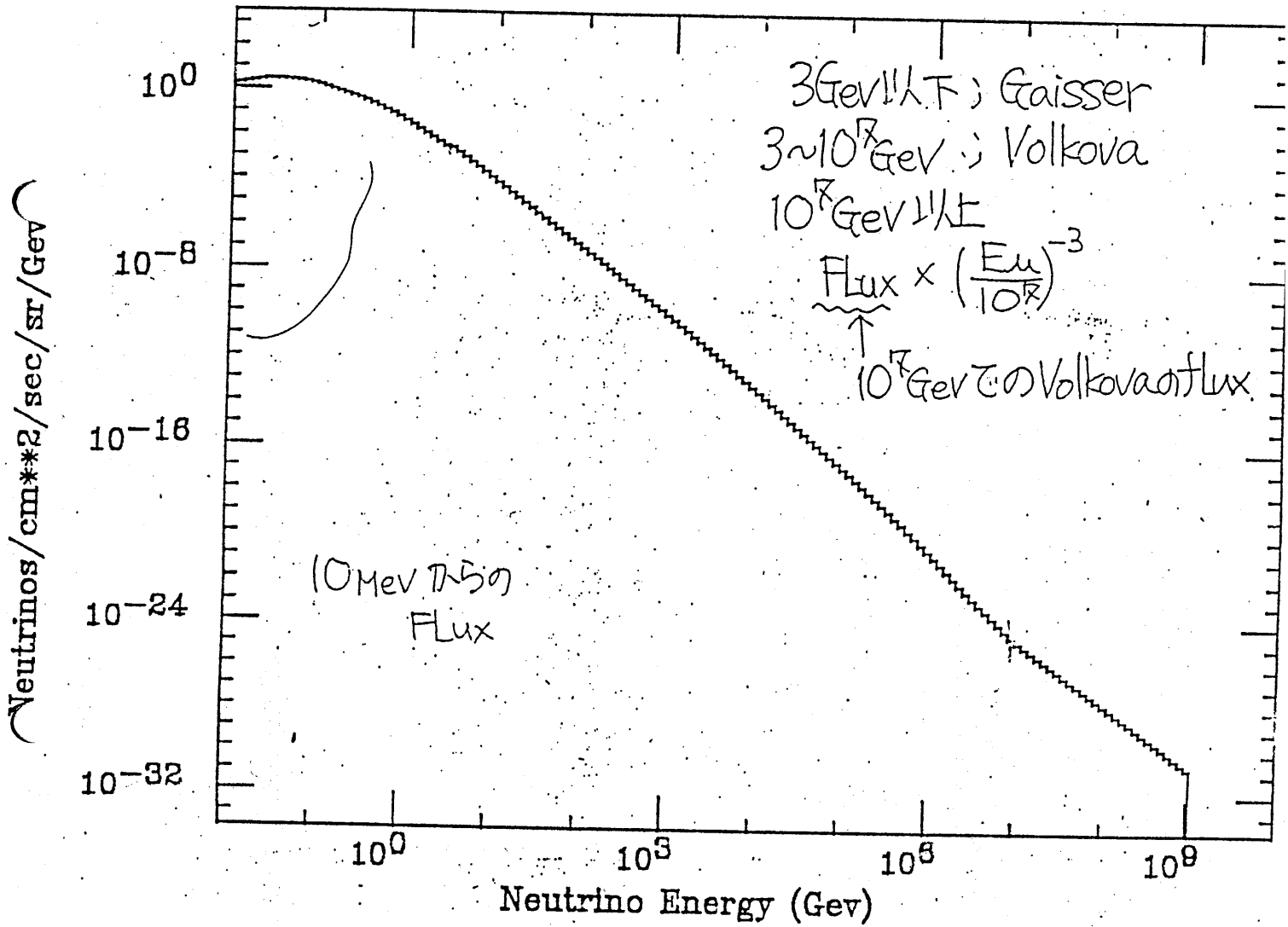


図3-1



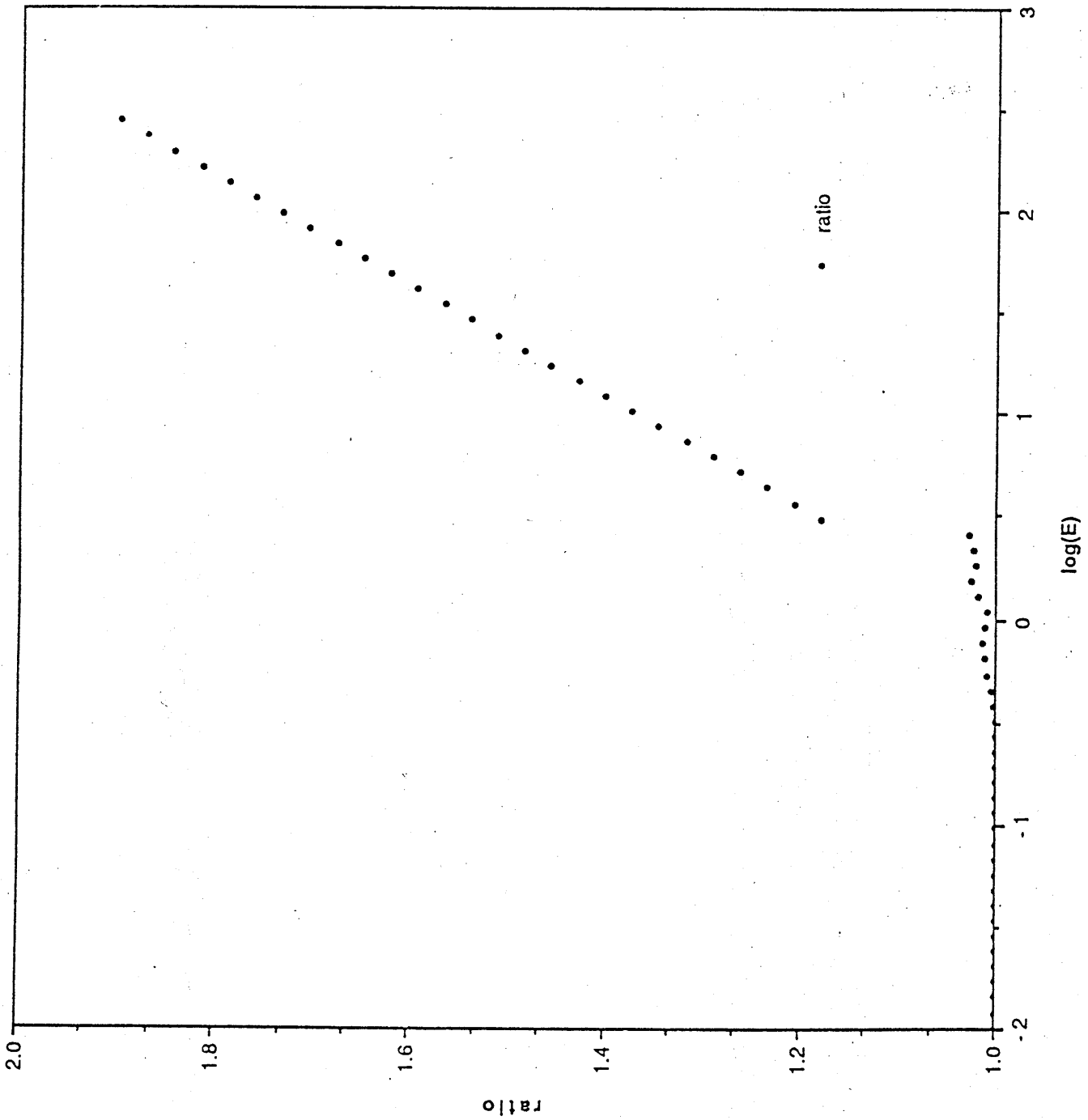
□ 3-2

Differential Energy Spectra of Atmospheric Neutrino



☒ 3-3

log(E) vs. ratio

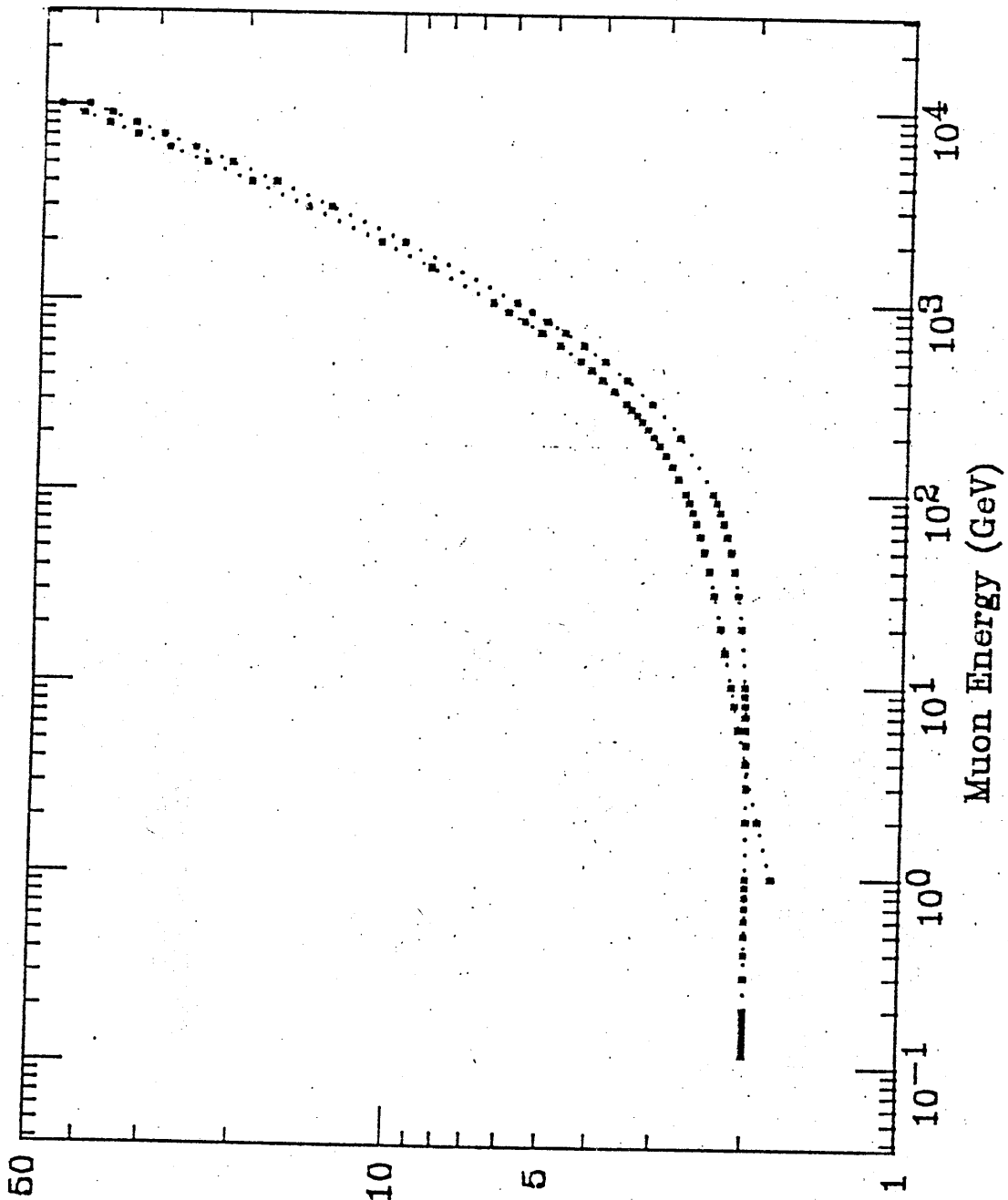


#OBS RATI

3-4

DE/DX (MeV*cm**2/g)

DE/DX of Muon



上X(474)表

图 3-5

DE/DX MU

DE/DX of Muon

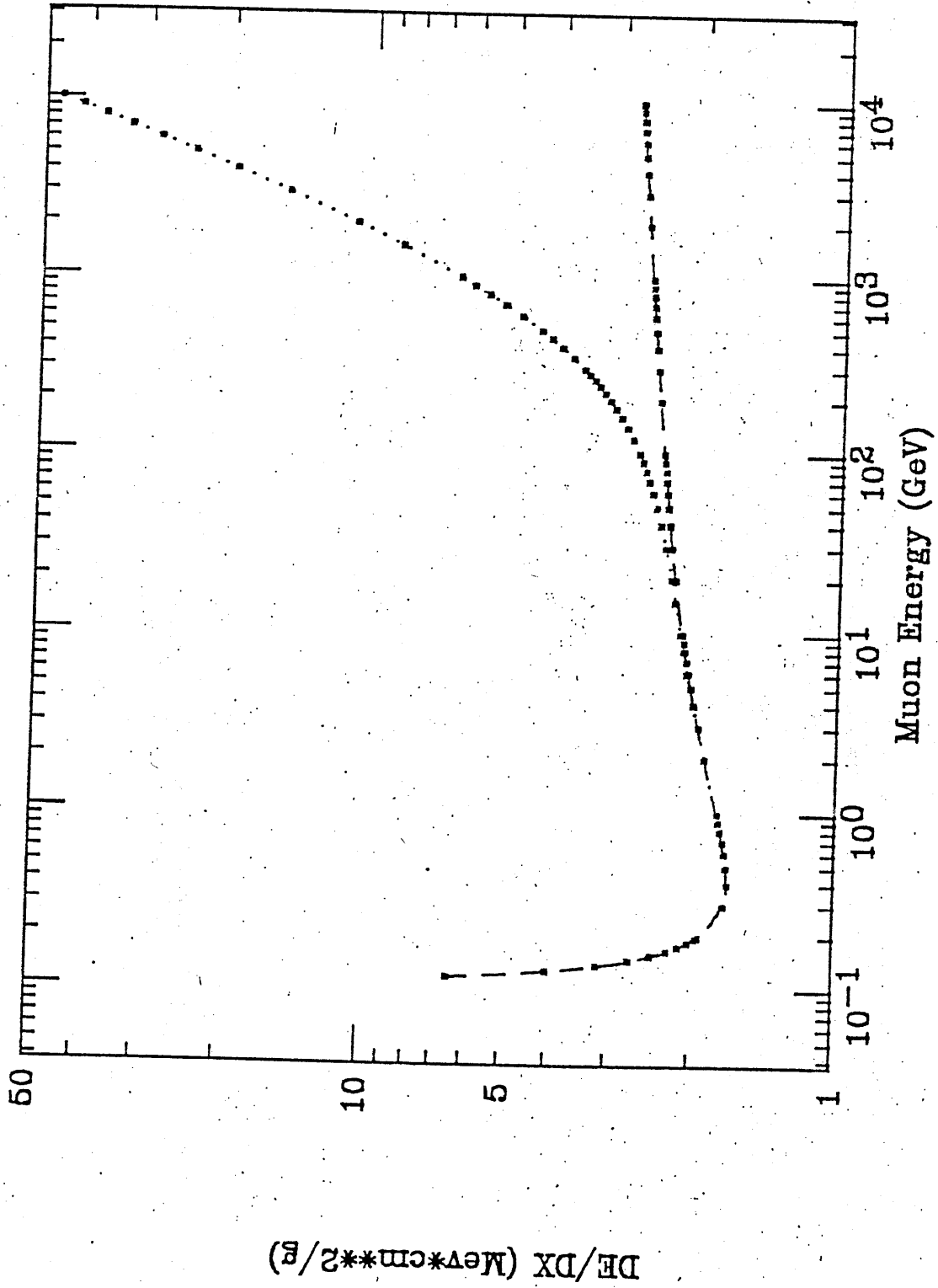


Fig 3-6

Range of Muon ($E_{th}=0.116$ GeV)

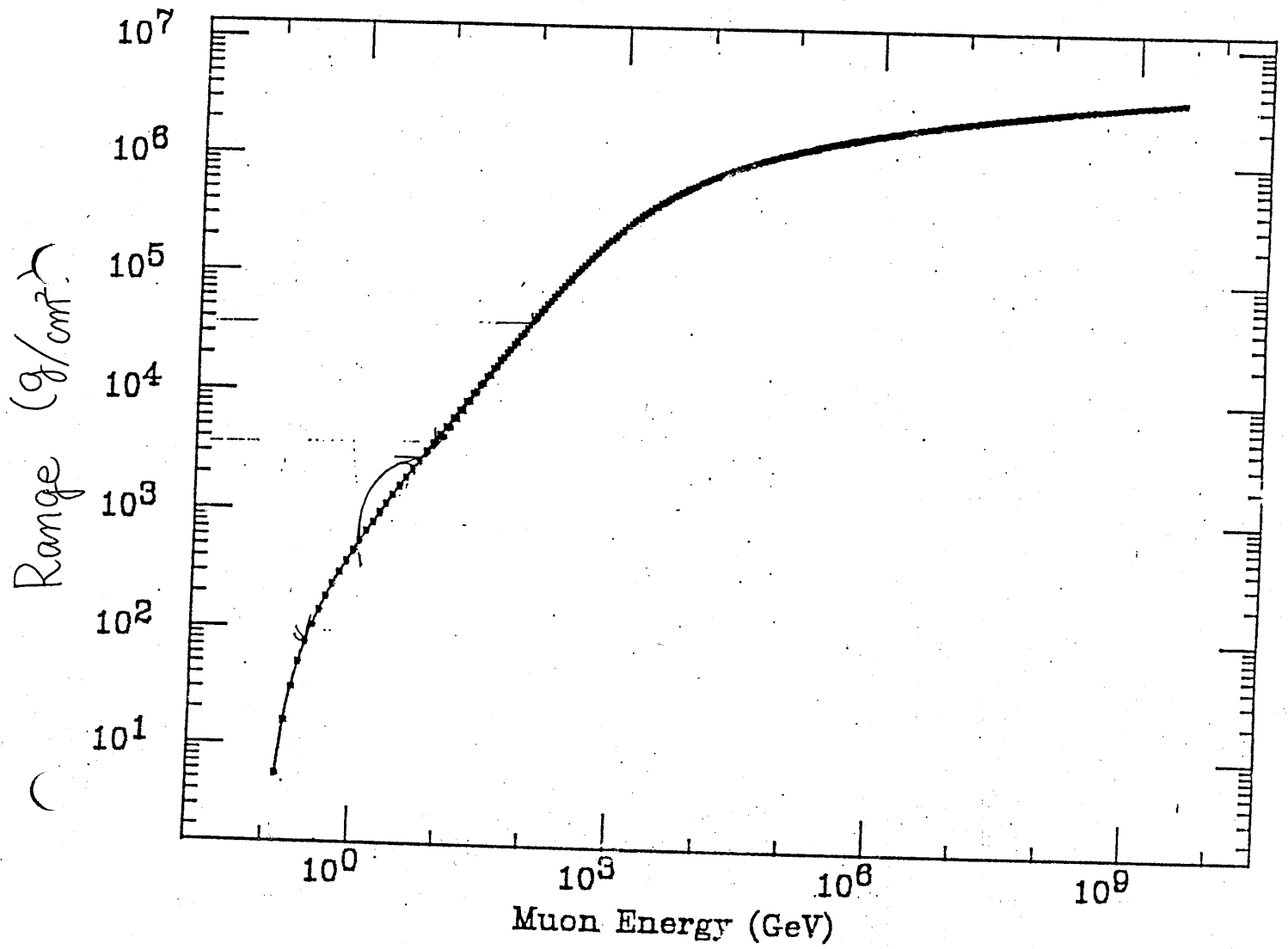
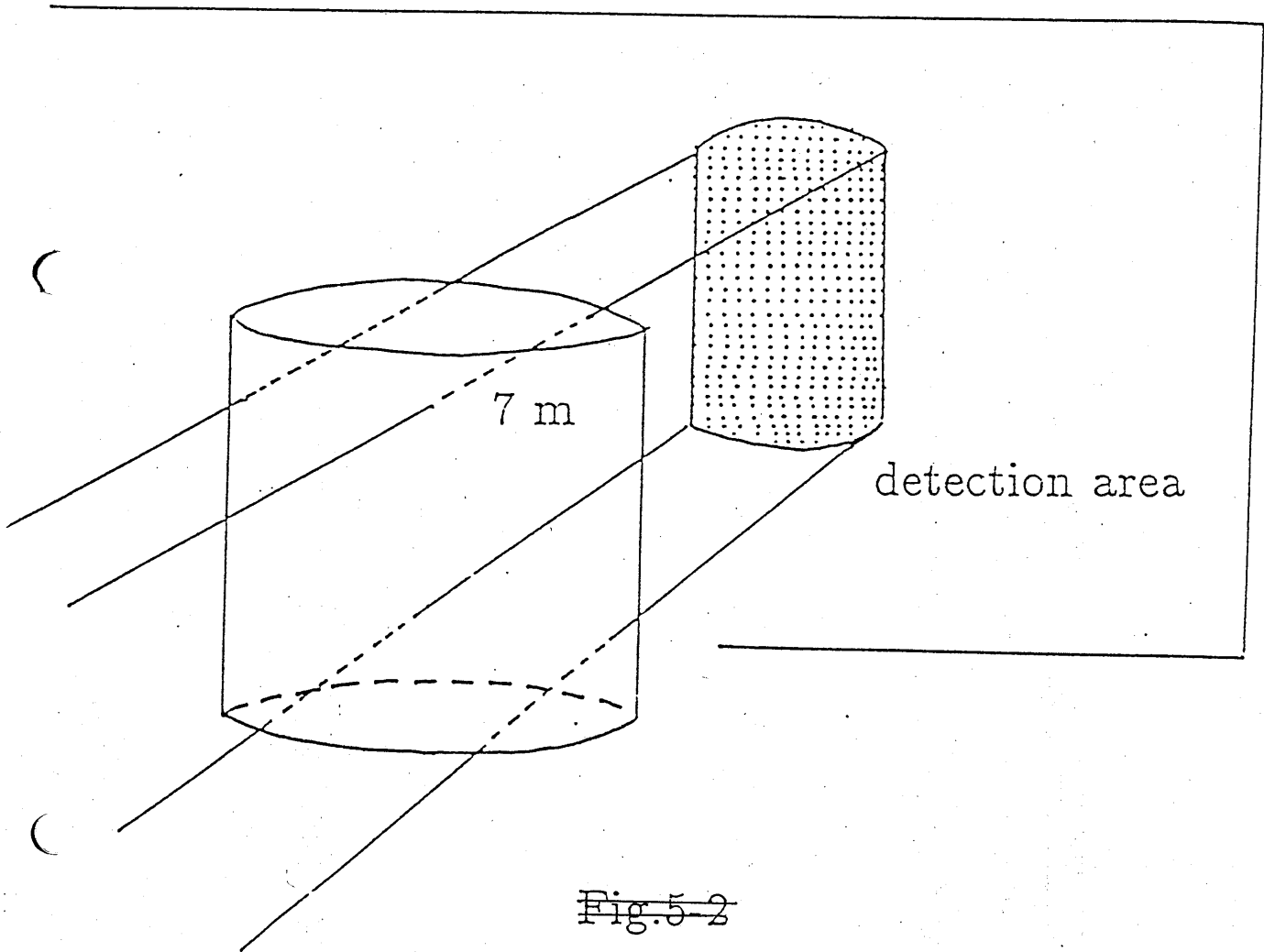


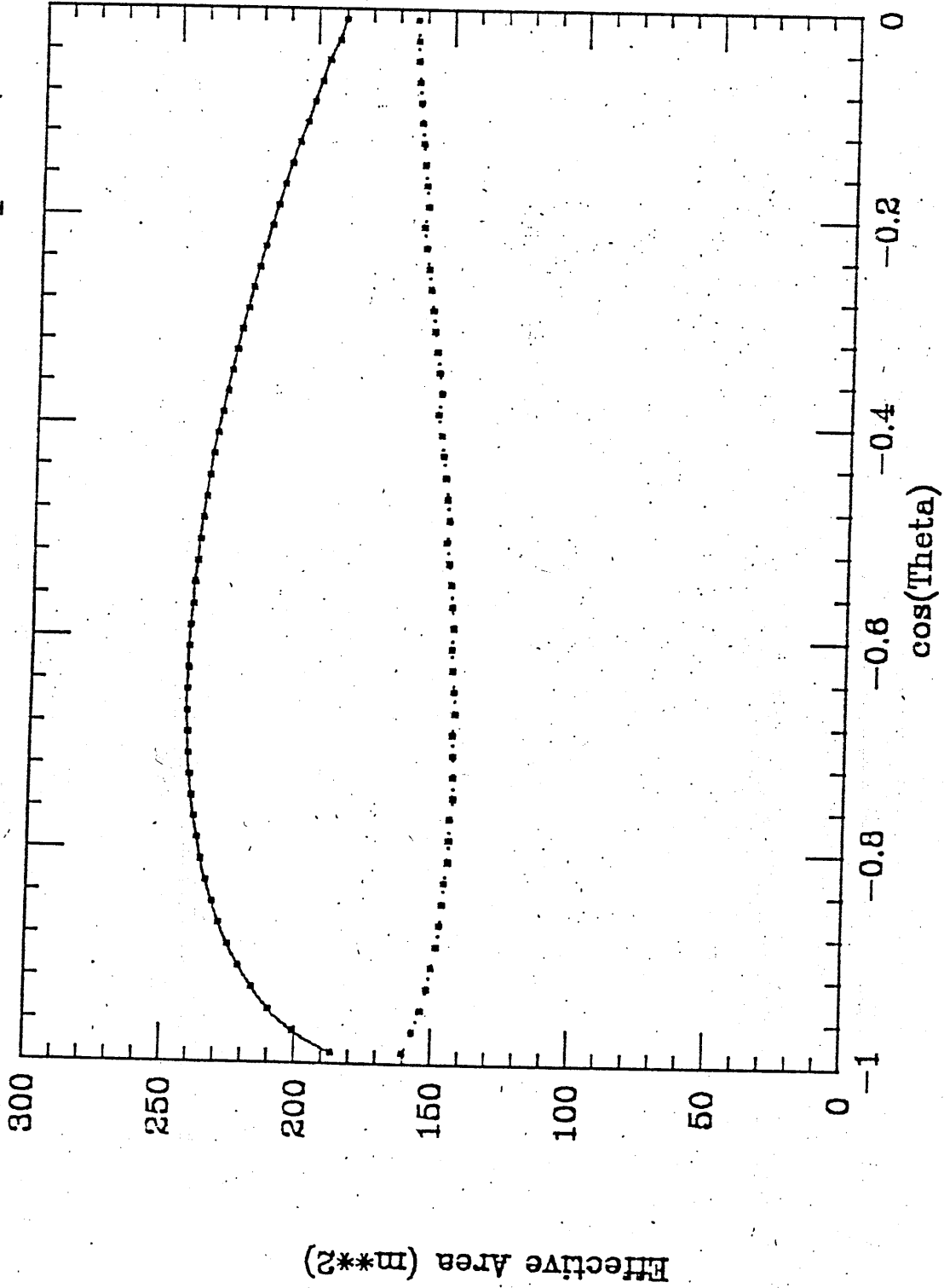
图 3-7



~~Fig. 5-2~~

图 3-8

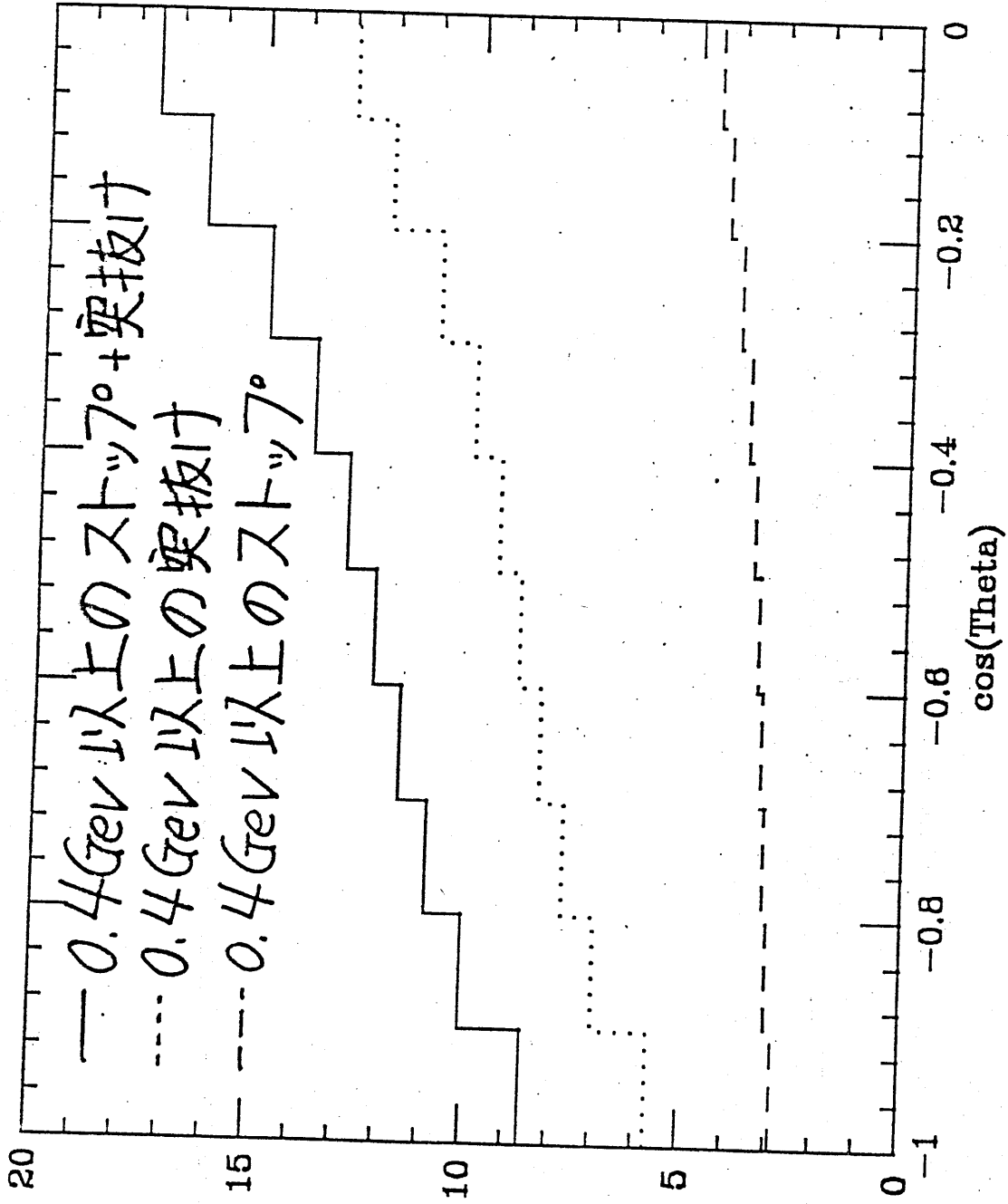
Effective Area of Kamiokande Thr. vs. Stop



YAREA

图3-9

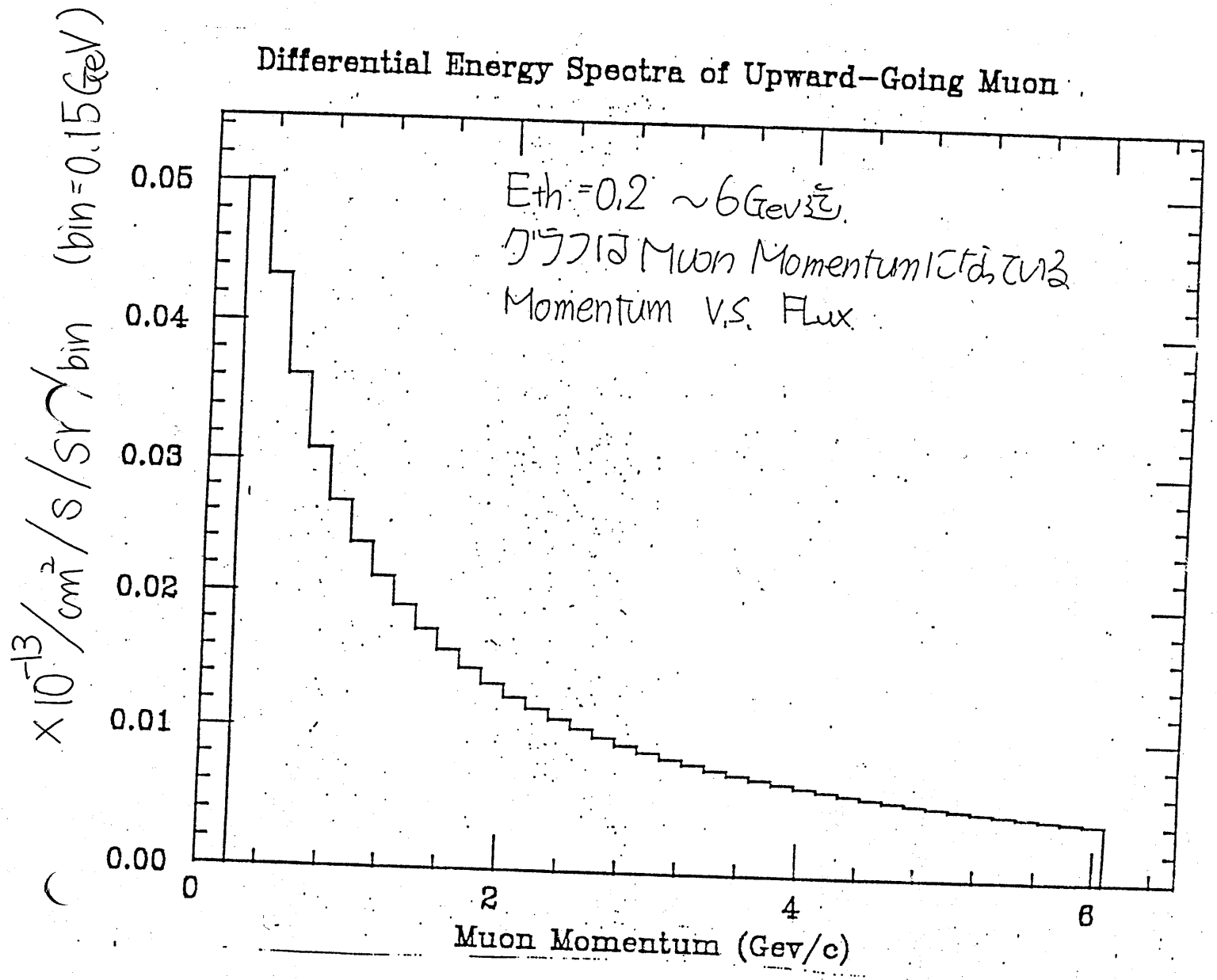
Upward Going Muon $E_{th} = 0.4 \text{ GeV}$



Expected
~35 events/yr

☒ 3-10

Differential Energy Spectra of Upward-Going Muon

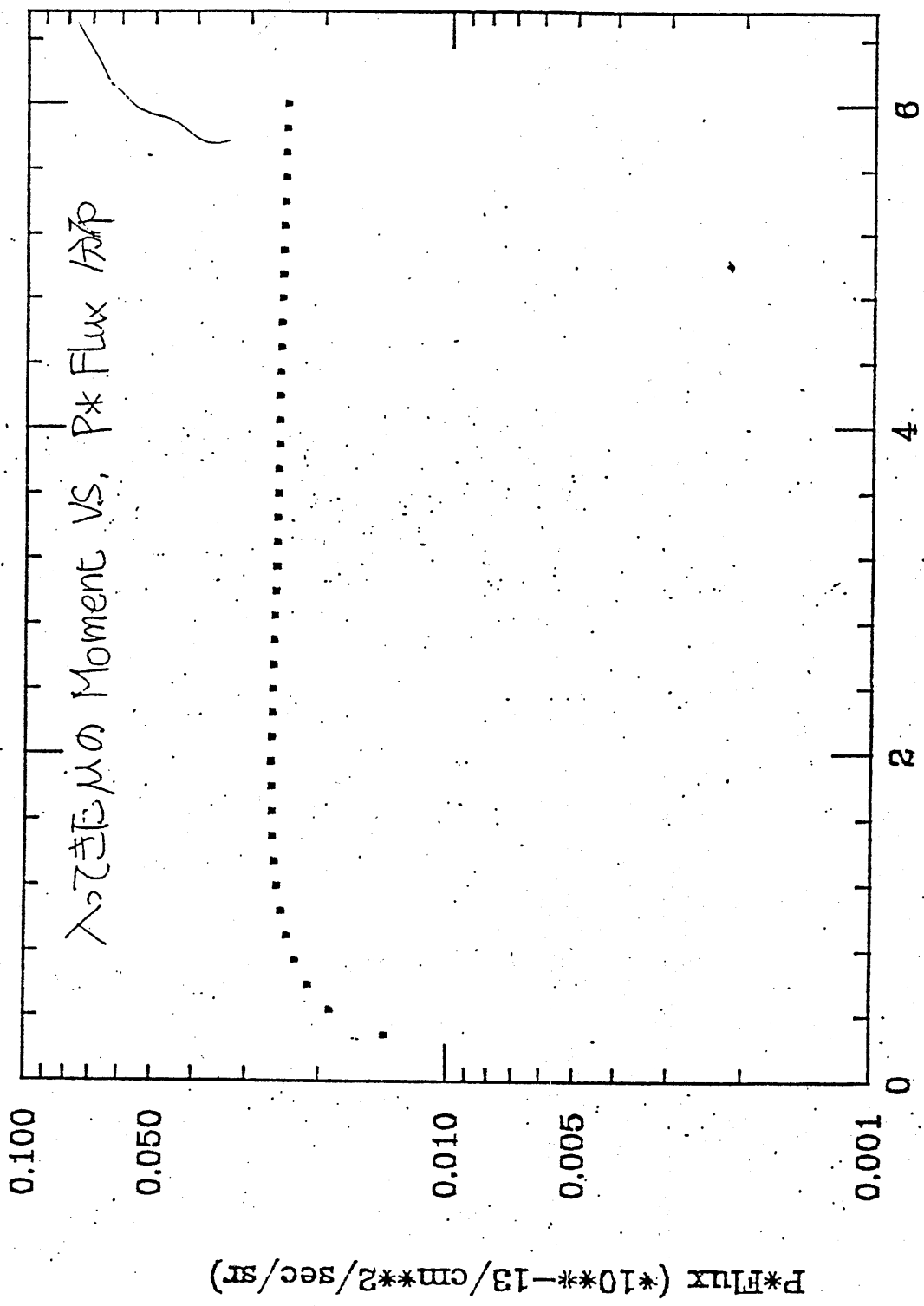


☒ 3-11

43-12

P*Flux Distribution

λ₀に於けるμの Moment VS, P* Flux /sr

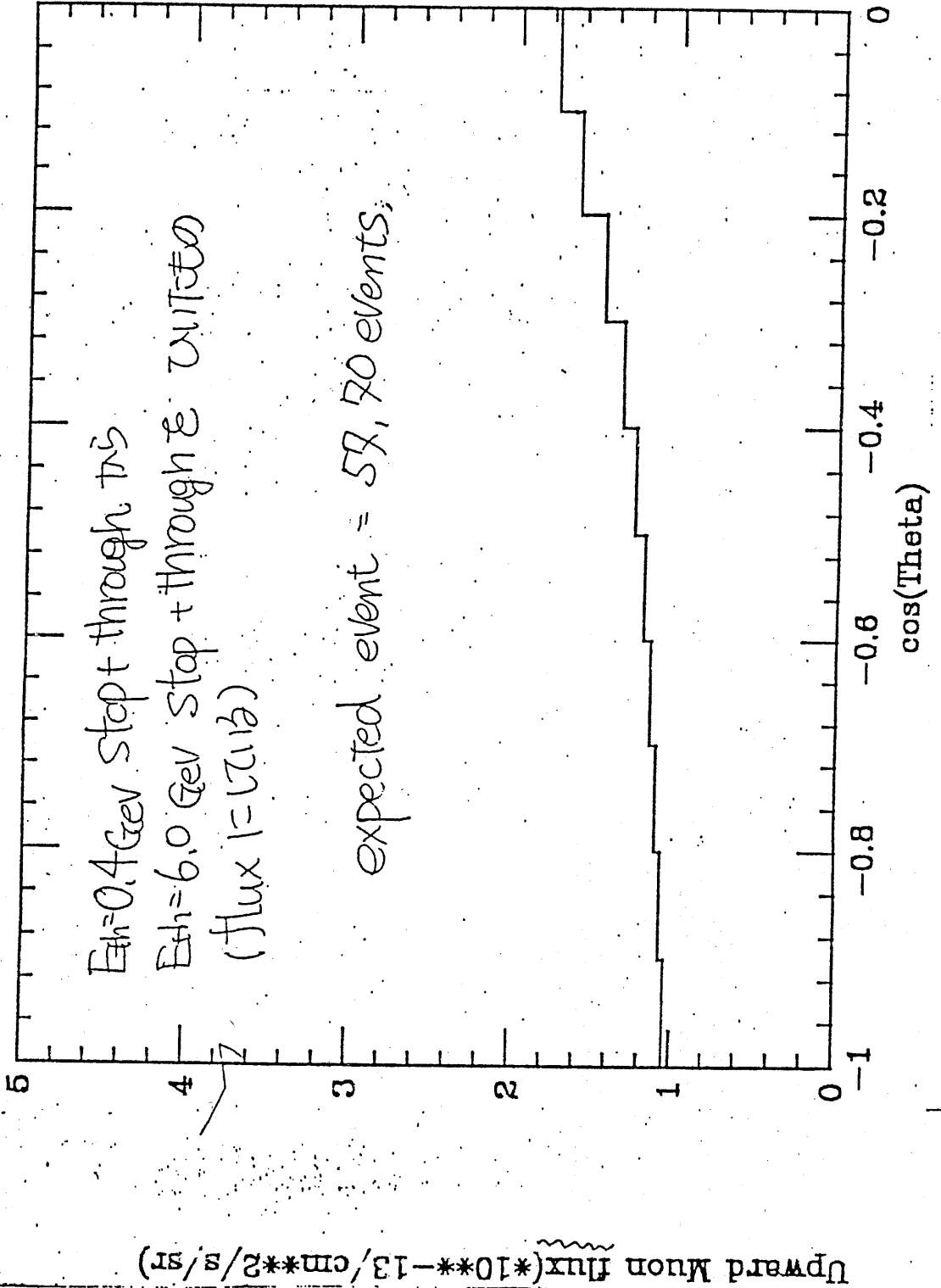


Upward Going Muon $E_{th} = 0.4 \text{ GeV}$

$E_{th} = 0.4 \text{ GeV}$ Stop + through τ 's

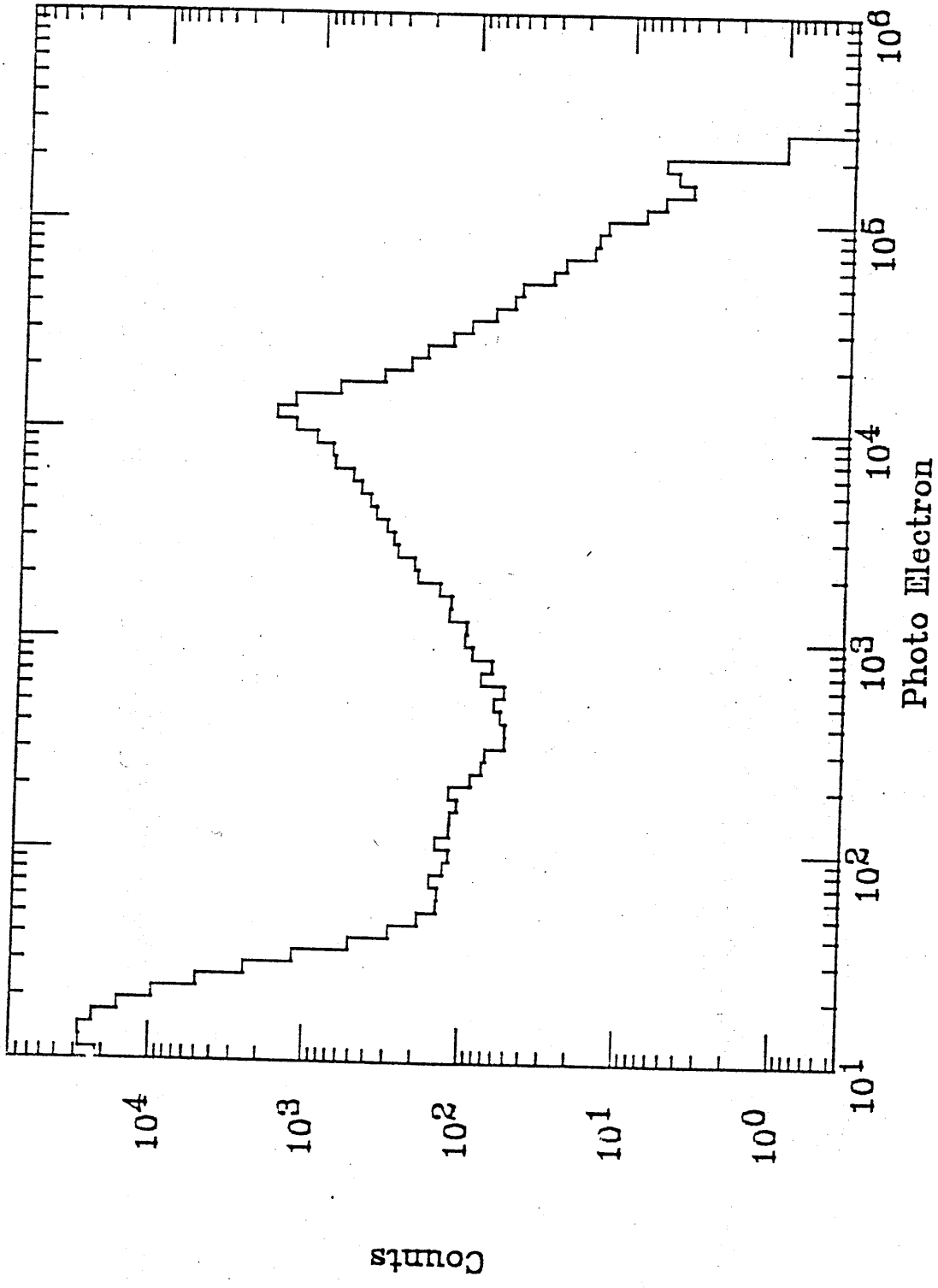
$E_{th} = 6.0 \text{ GeV}$ Stop + through τ with τ
(flux $= 1.7 \text{ (1/b)}$)

expected event = 57, 70 events



Photo

Potot Distribution



84-1

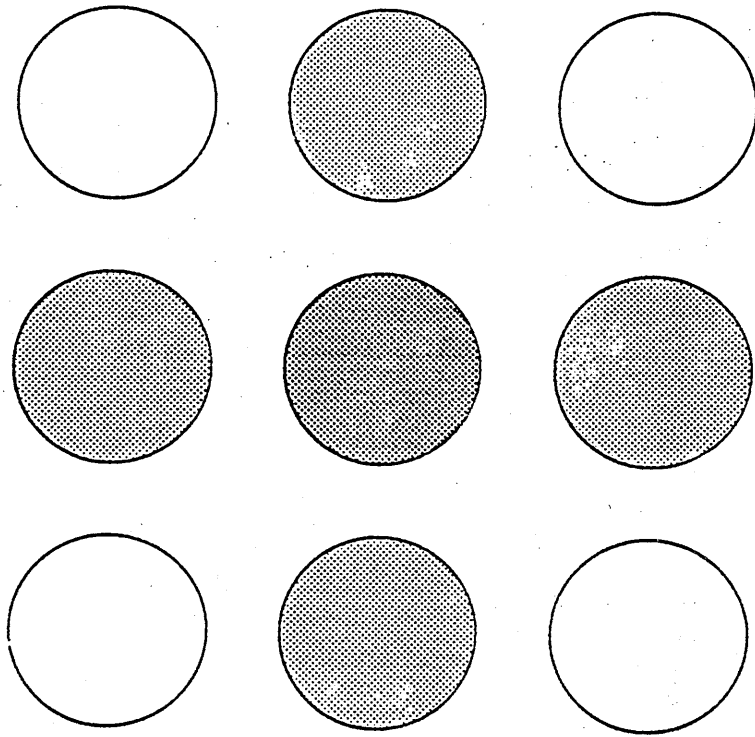
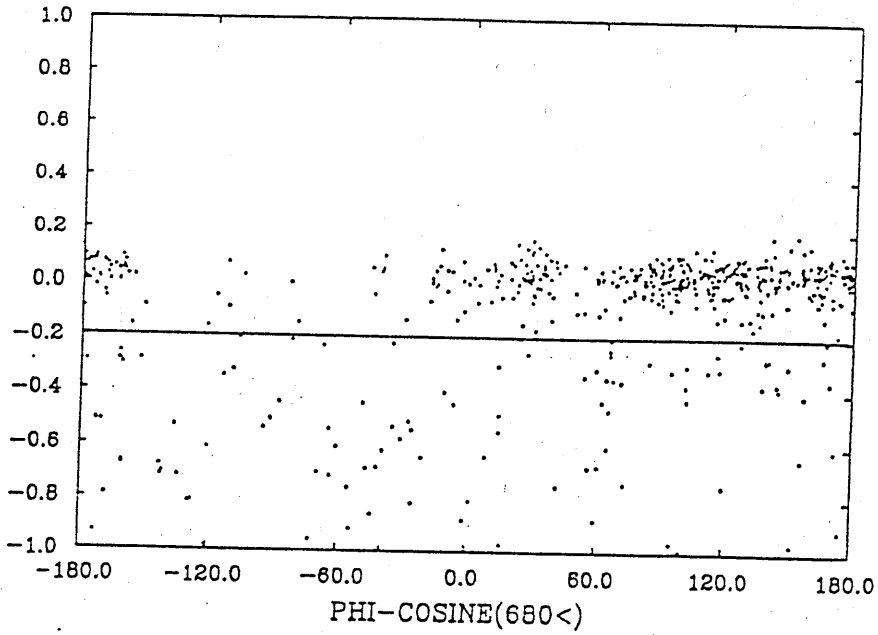


图 4-2

92-12-11 13:20:26 B22.SCAN.R1249.R3016.ICRR2.COSPF1
ID - 22 PHI-COSINE(680<)

~~图 4-7 (a)~~

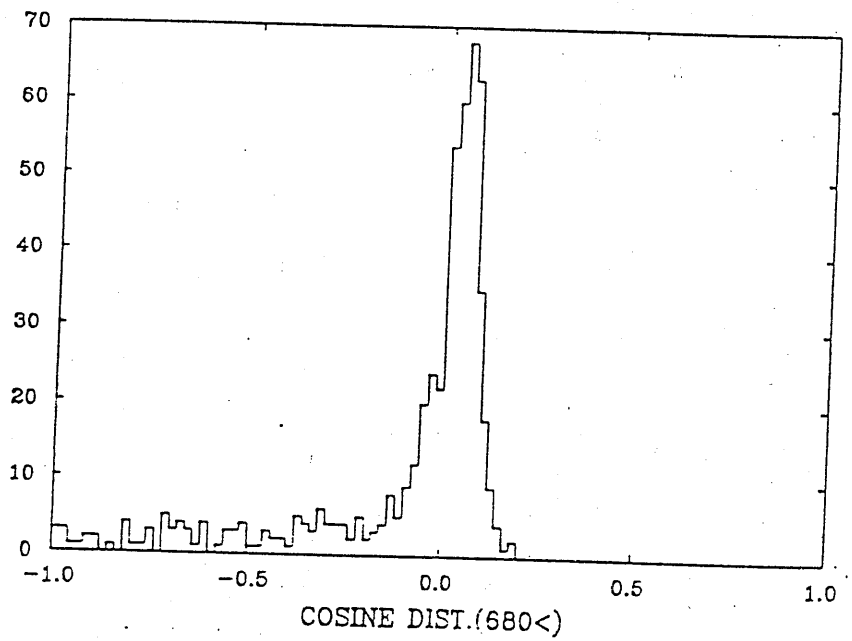
图 4-4 (a)



~~图 4-7 (b)~~

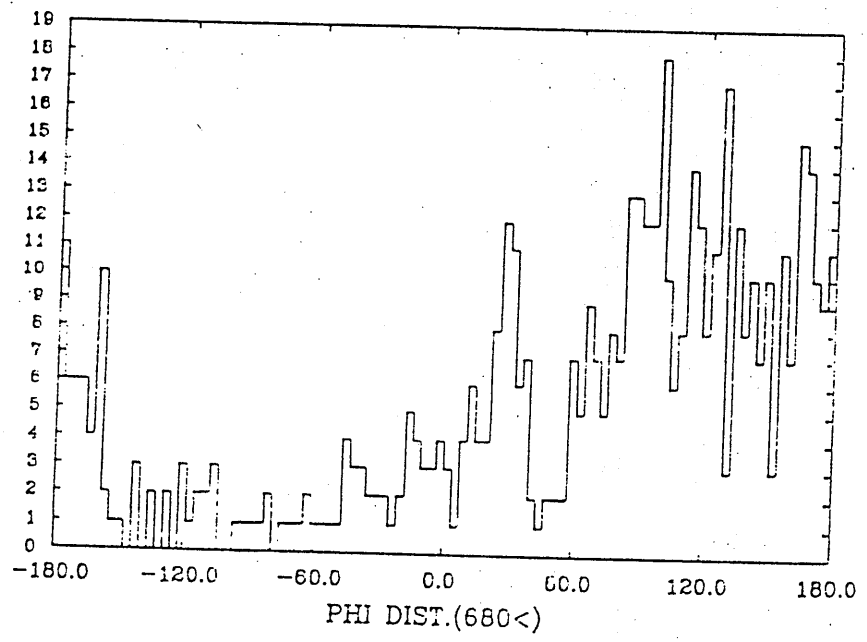
图 4-4 (b)

92-12-11 13: 7:11 B22.SCAN.R1249.R3016.ICRR2.COSPTI
ID = 20 COSINE DIST.(680<)



92-12-11 13: 8: 2 B22.SCAN.R1249.R3016.ICRR2.COSPTI
ID = 21 PHI DIST.(680<)

图 4-4 (c)

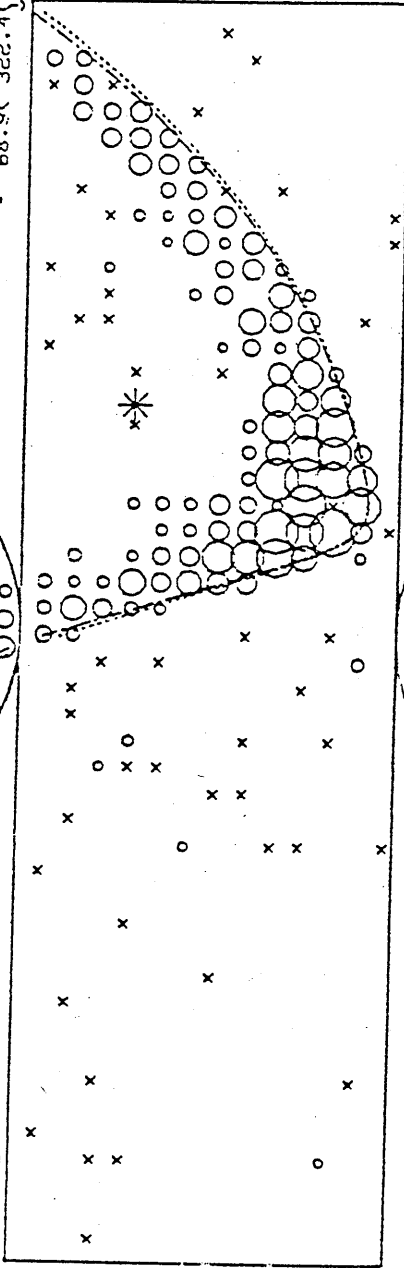
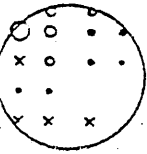
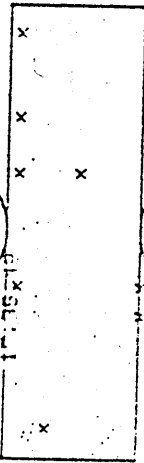
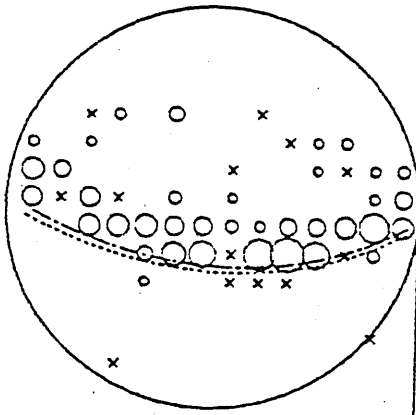


<< KAMIOKANDE 2 - T >>

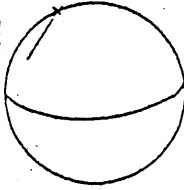
- EXPLODED VIEW -
 NUM 30
 RUN 2467
 EVENT 32840 0(1)
 TIME 6/10/88
 23.39.52
 DIF. TIME : *****
 CPU 86296
 HOW : 03/02/93
 23.27.56
 B22.SCAN.R1249.R3018.UPSEL.FINAL2
 TOTAL ENERGY = 680 MEV
 TOTAL P.E. = 2312 (99)
 MAX P.E. = 71 (42)
 THRES P.E. = 2.4 (1.0)
 TDC = 68.9(322.4)
 68.9(322.4) (25.)

>> OLD SCAN INFORMATION <<

SCAN NO. : 0
 FILE : UR
 SCANNER : R22.SCAN.R1
 TIME : 11.12.93
 17.35.13



HORIZONTAL



VERTICAL

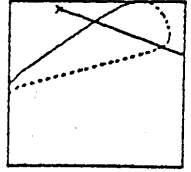
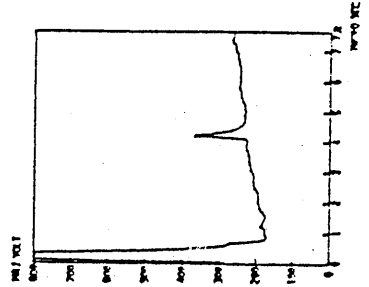


PHOTO UNIT 1



- CENTER POINT -

WALL = 0.00 M
 R = 6.08 M
 PHI = 154.31 DEG

X = -5.48 M
 Y = 3.64 M
 Z = -5.94 M

- PROJECTION DIRECTION -

THETA = 26.10 DEG
 PHI = 58.47 DEG
 ZENITH = 153.90 DEG
 AZIMUTH = 61.94 DEG
 R.A. = 225.68 DEG
 DELTA = -44.40 DEG

0---> OLD
 --->

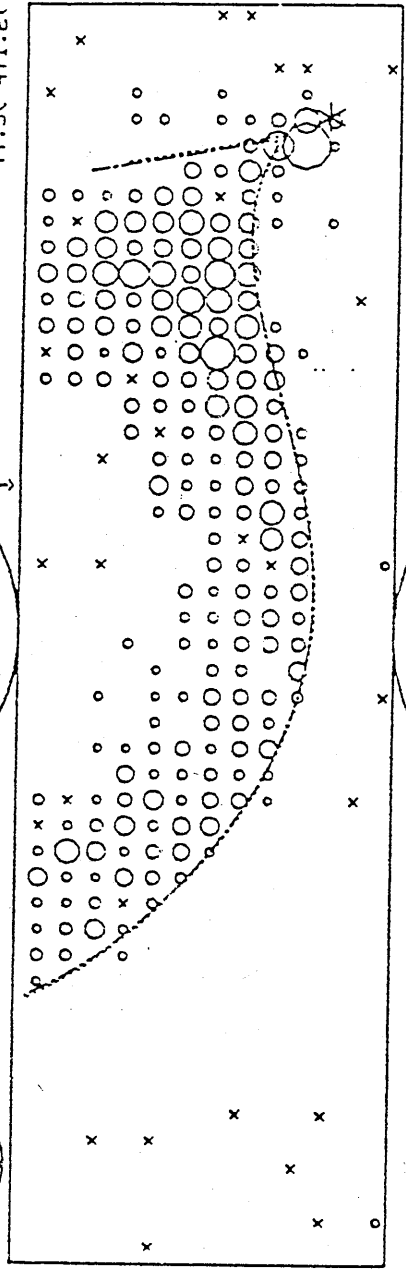
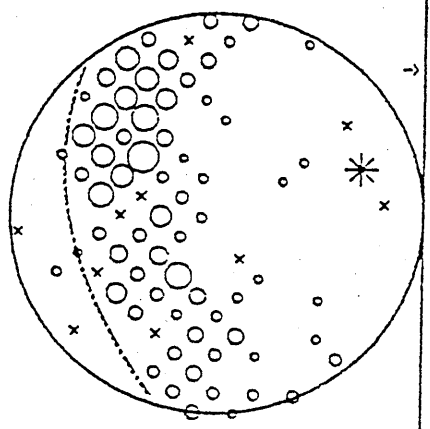
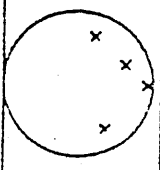
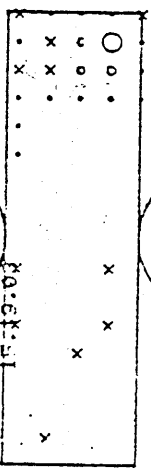
4-5

<< KAMIOKANDE 2 - T >>

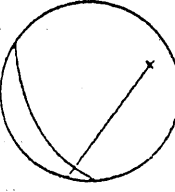
- EXPLODED VIEW -
 NUM : 3
 PUH : 1913
 EVENT : 29883 0(1)
 TIME : 14/3/87
 7.44.3
 DIF. TIME : *****
 CPU : 85368
 NOM : 03/02/93
 23.05.16
 B22.SCAN.R1249.R3018.UPSEL.FINAL2
 TOTAL ENERGY = 1125 MEV
 TOTAL P.E. = 3831 (170)
 MAX P.E. = 115 (85)
 THRES P.E. = 3.1 (1.0)
 TDC = 77.30 471.2
 = 77.30 471.2 (39.)

>> OLD SCAN INFORMATION

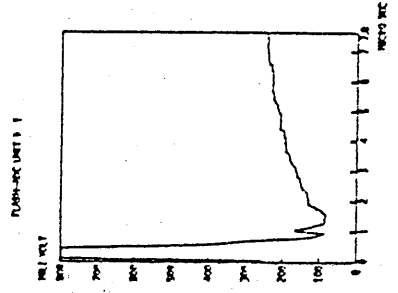
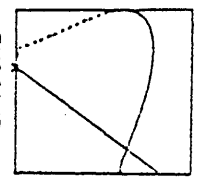
SCAN NO. : 0
 FILE : MR
 SCANNER : P22.SCAN.P1
 TIME : 11/12/92
 15:12:03



HORIZONTAL



VERTICAL



- CENTER POINT -

UALL = 0.00 M
 R = 7.22 M
 PHI = -104.96 DEG
 X = -1.86 M
 Y = -6.98 M
 Z = -3.48 M

- PROJECTION DIRECTION -

THETA = 46.91 DEG
 PHI = 54.06 DEG
 ZEITH = 133.09 DEG
 AZUMTH = 66.35 DEG
 R.A. = 170.02 DEG
 DELTA = -39.88 DEG

OLD

4-6

-0.2で cosine を切ったとき、また谷の方向に cluster らしきものが見える。よって cosine を -0.4でみると flat になるように見える。

B22, Scan, R1249, R3018, UPSEL, FINAL2

PHI DIST. (680<)

HBOOK ID = 21

5.2									
5									
4.8									
4.6									
4.4									
4.2									
4									
3.8									
3.6									
3.4									
3.2									
3									
2.8									
2.6									
2.4									
2.2									
2									
1.8									
1.6									
1.4									
1.2									
1									
.8									
.6									
.4									
.2									

図4-7

CHANNELS 10 0 1 2
1 12345678901234567890

CONTENTS 1. 2242 223432 15131 22
0 00000000000000000000

LOW-EDGE -----
100 11111 1111
10 8642097531 135790246
1. 0246802468 864208642

* ENTRIES = 41 * ALL CH
* BIN WID = 0.1800E+02 * MEAN V

COSINE DIST.(680<)

HBOOK ID = 20

10.25		
10	-	
9.75	I	
9.5	I	
9.25	I	
9	I	
8.75	I	
8.5	I	
8.25	I	
8	-	I
7.75	I	I
7.5	I	I
7.25	I	I
7	I	-I
6.75	I	II
6.5	I	II
6.25	I	II
6	I	II -
5.75	I	II I
5.5	I	II I
5.25	I	II I
5	I	-II-I
4.75	I	I
4.5	I	I
4.25	I	I
4	I	I
3.75	I	I
3.5	I	I
3.25	I	I
3	I	I
2.75	I	I
2.5	I	I
2.25	I	I
2	I	I
1.75	I	I
1.5	I	I
1.25	I	I
1	I	I
.75	I	I
.5	I	I
.25	I	I

4-8

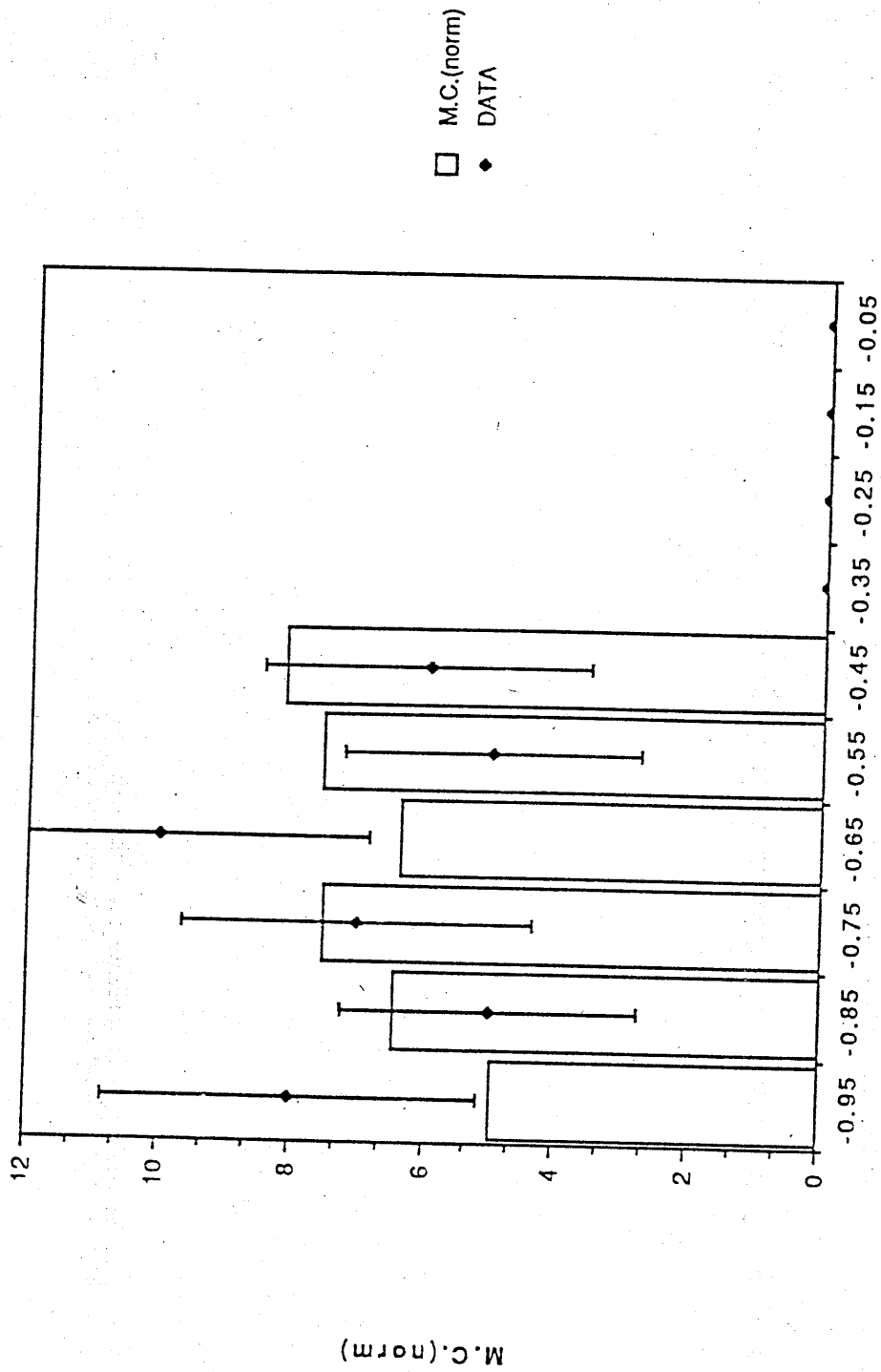
CHANNELS 10 0 1 2
1 12345678901234567890

CONTENTS 10 1
1. 857056

LOW-EDGE -----
*10** 1 1. 0987654321 123456789

* ENTRIES = 41 * ALL CH
* BIN WID = 0.1000E+00 * MEAN \

Data from "Untitled Data #1"



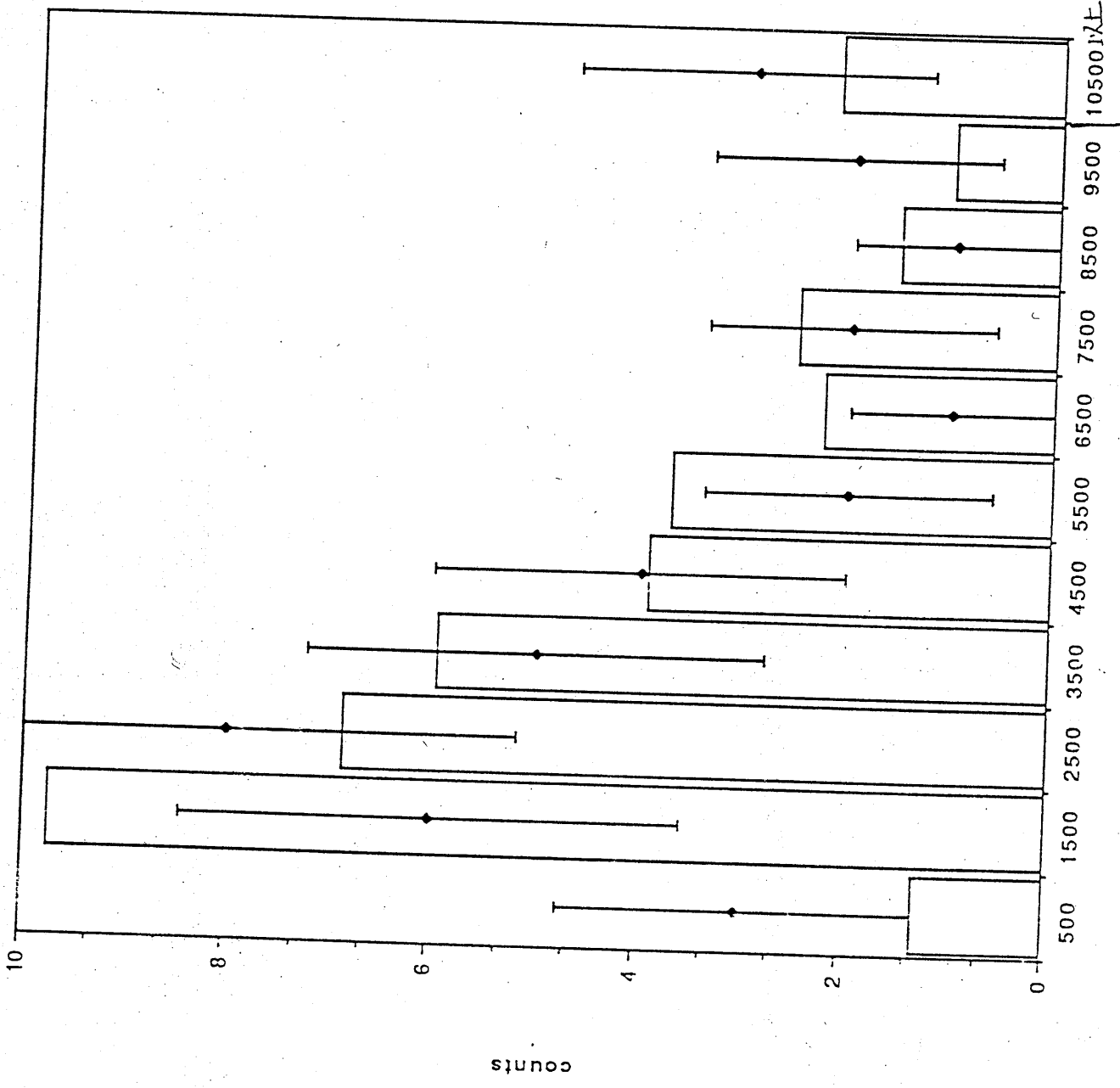
45-1

COSINE

5-2

5-2

□ Column 1
◆ Column 3



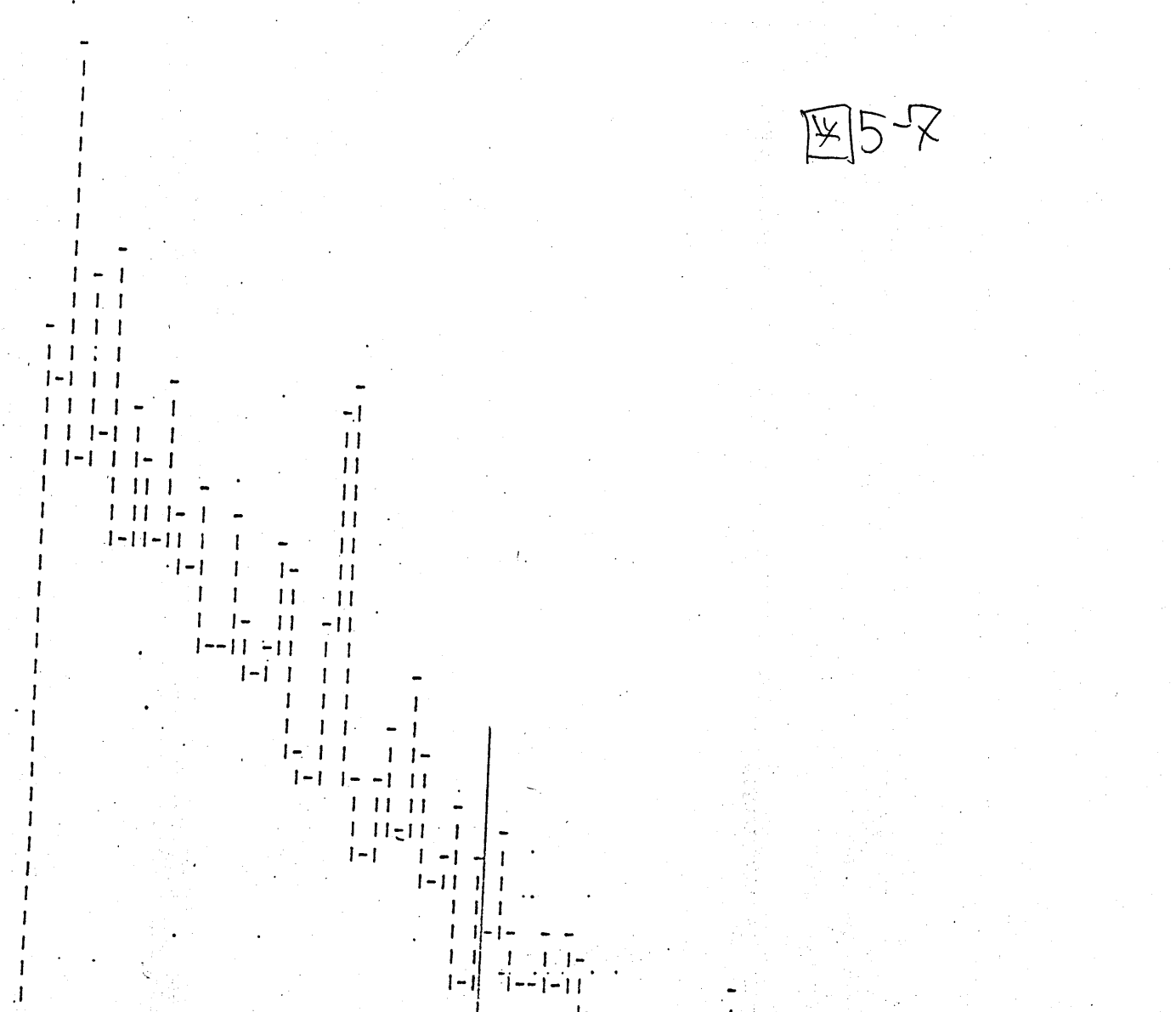
10000 Re. ($\sim 3.1 \text{ GeV} = 3.1 \times 10^4 \text{ MeV}$)

of total photo electron

BOOK ID - 11

45-7

39
38
37
36
35
34
33
32
31
30
29
28
27
26
25
24
23
22
21
20
19
18
17
16
15
14
13
12
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1



NELS	100	0	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0	1
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	0	1	2	3
ENTS	10	22322231221221211211111111221	11	11										
	1.	75823309	295081	55064	59618	64507	02841	67927	4842	2242	431	1	112	1

EDGE -----

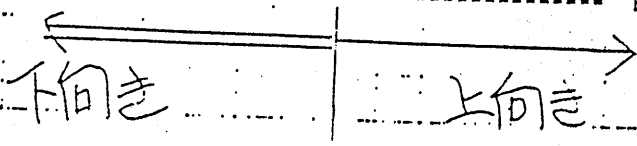
1. 1

0 09999988888777776666655555444433333222221111100000000111122222333334444555566667777888899999

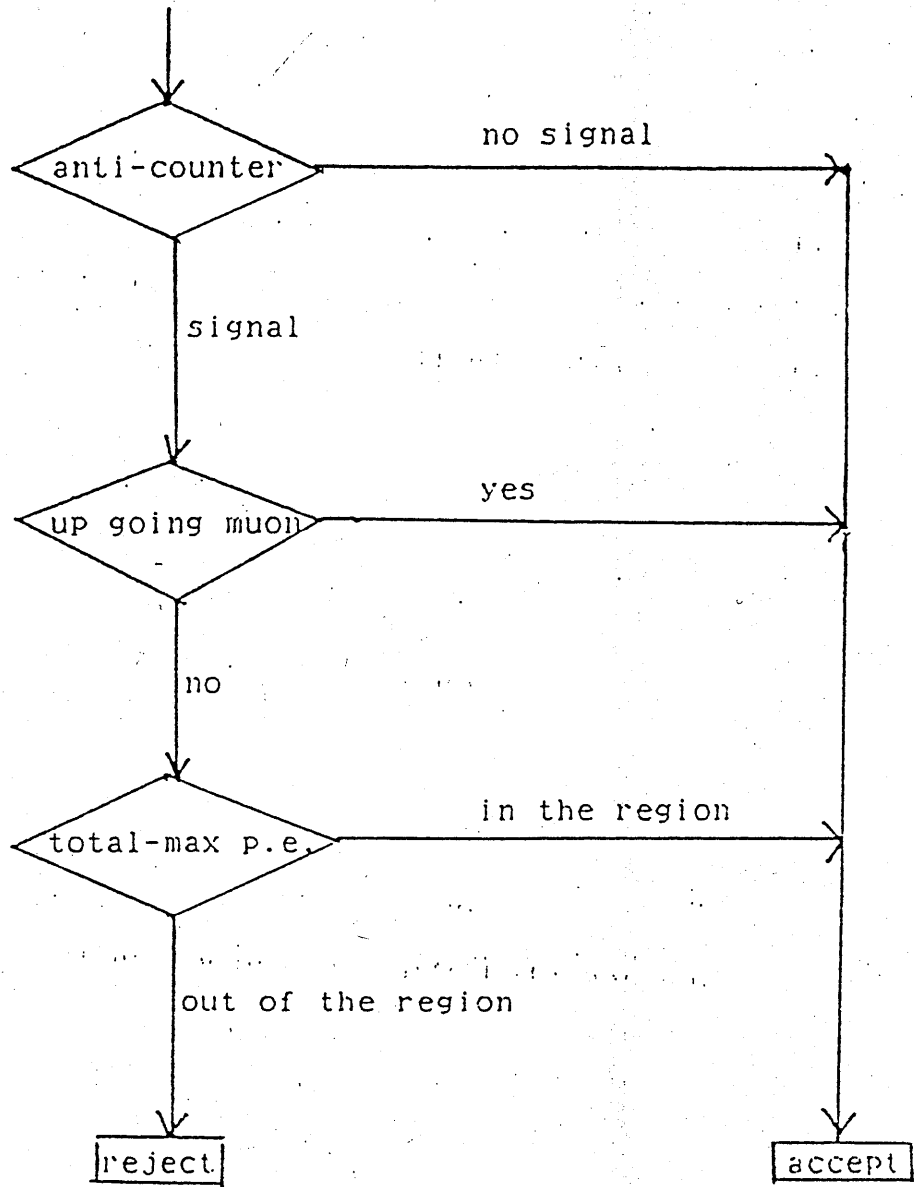
0 006420064200642006420064200642006420064200642006420216602460024600246002460024600246002460024600246002460024600246002460024600

RIES = 723 * ALL CHANNELS = 0.7230E+03 * UNDERFLOW = 0.0 * OVERFLOW = 0.0
 MID = 0.2000E-01 * MEAN VALUE = -0.6517D+00 * R . M . S = 0.2561E+00

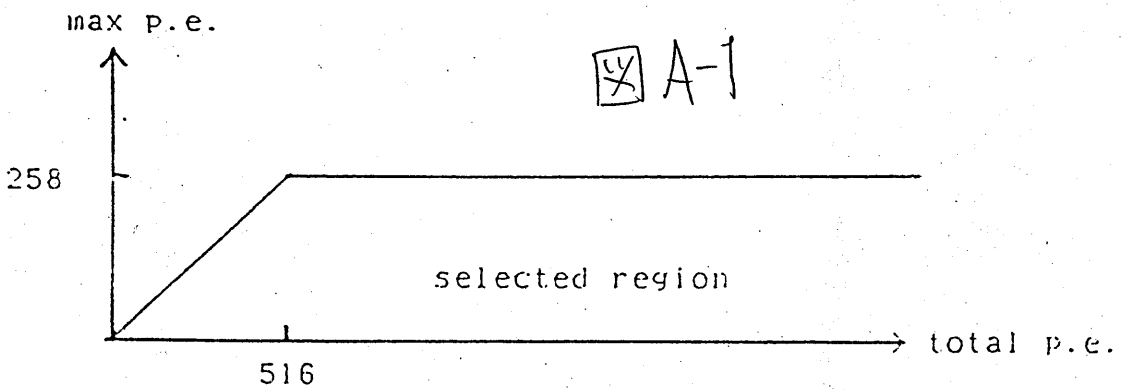
----- END OF DATA -----



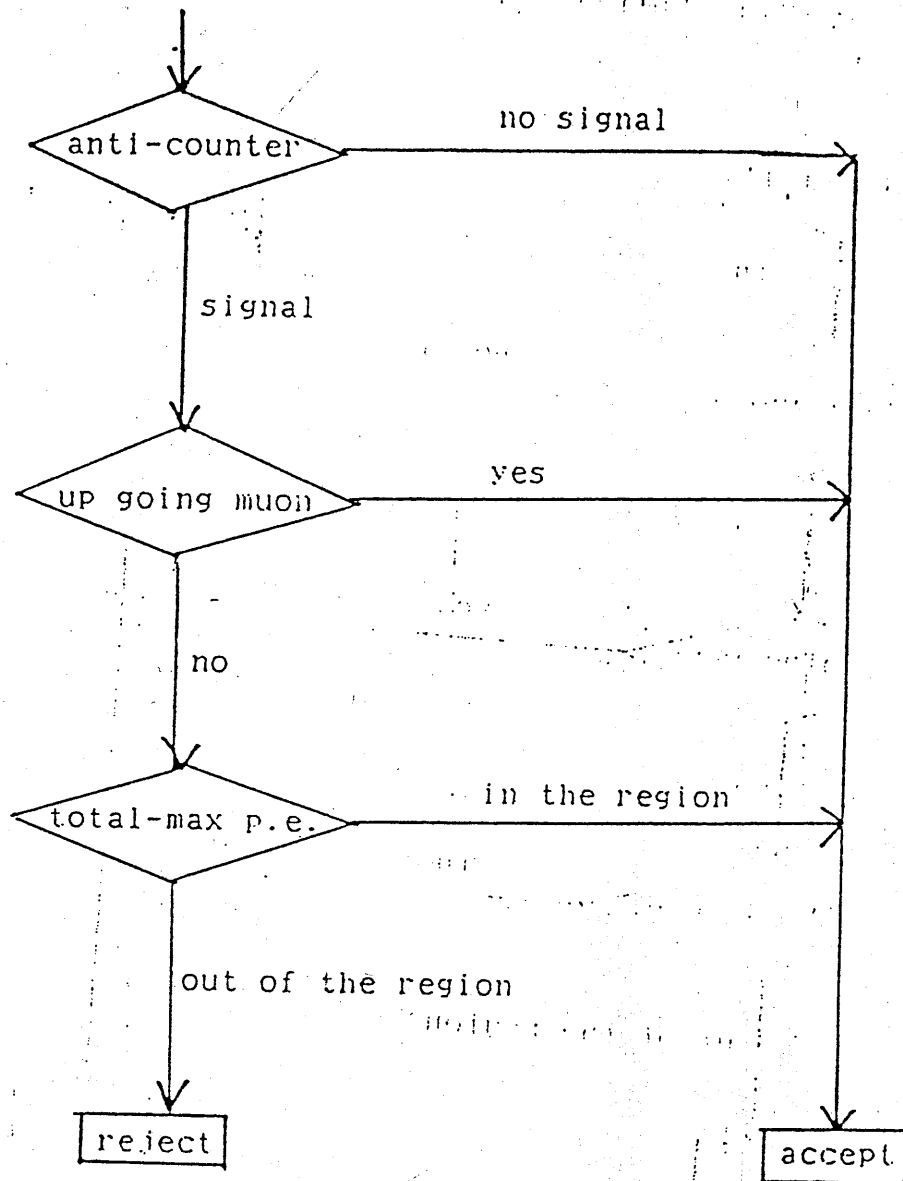
<< Night Cut (run number 1250-1332) >>



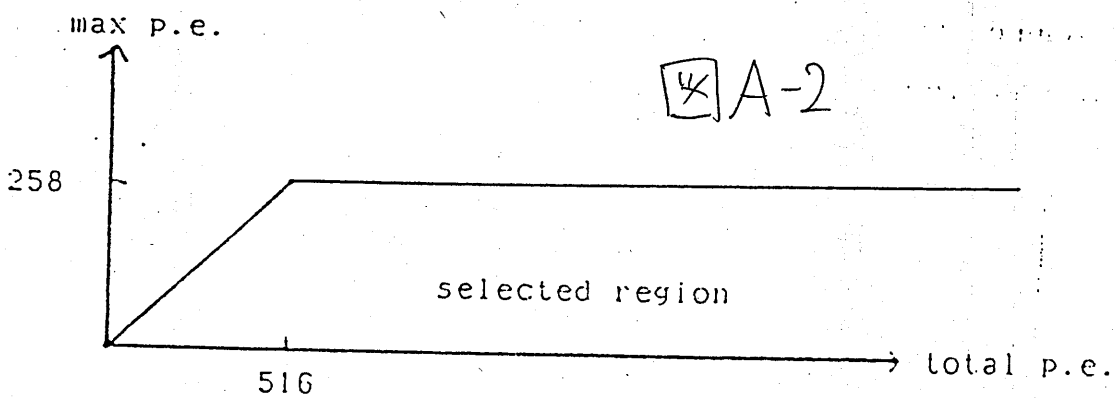
total-max region :



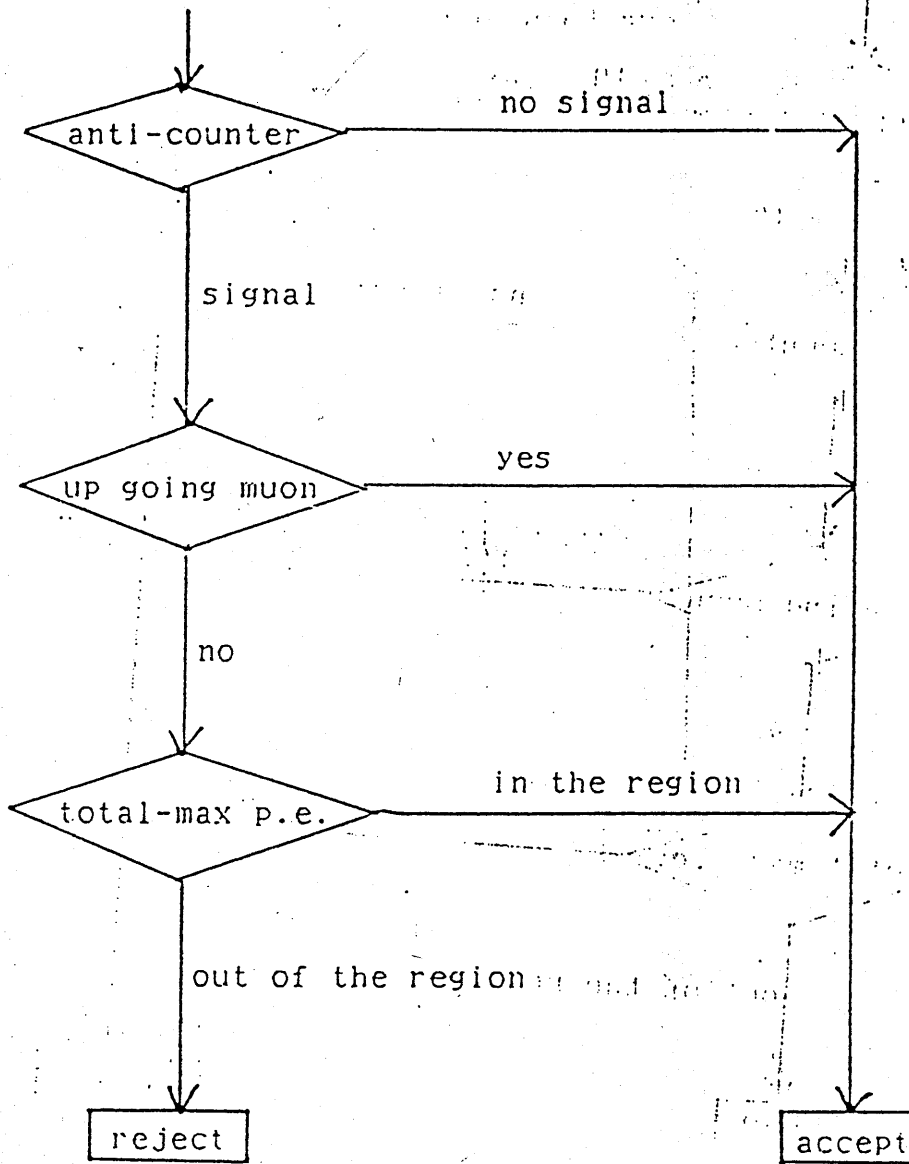
<< Short Holiday Cut (run number 1250-1579) >>



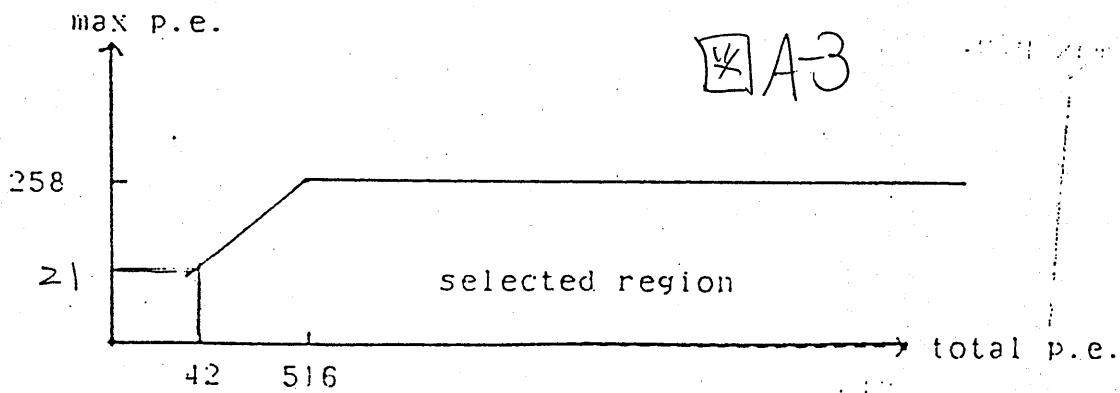
total-max region :



<< Long Holiday Cut (run number 1250-1333) >>



total-max region :



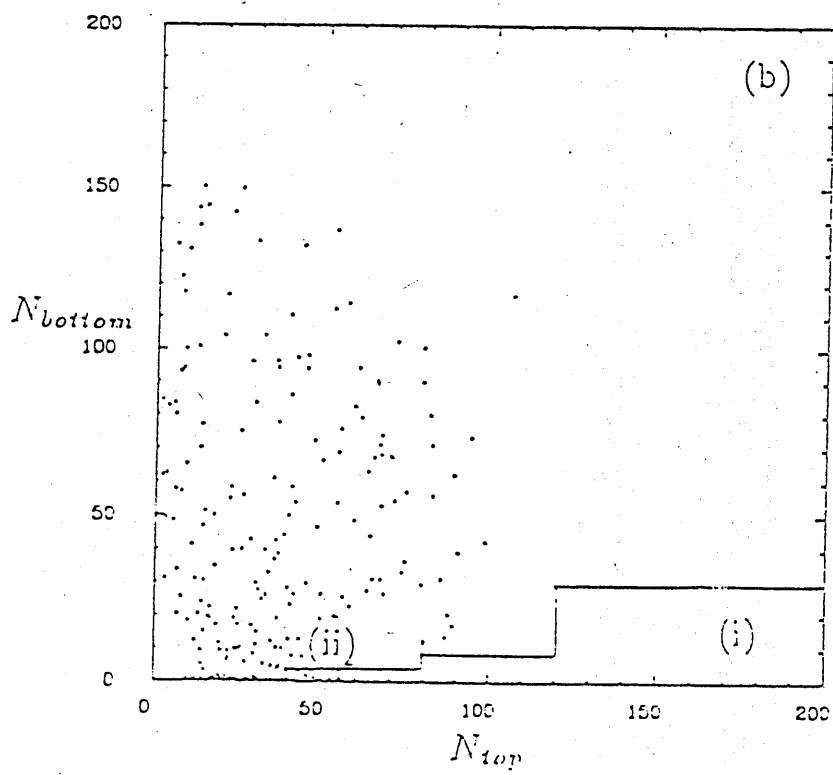
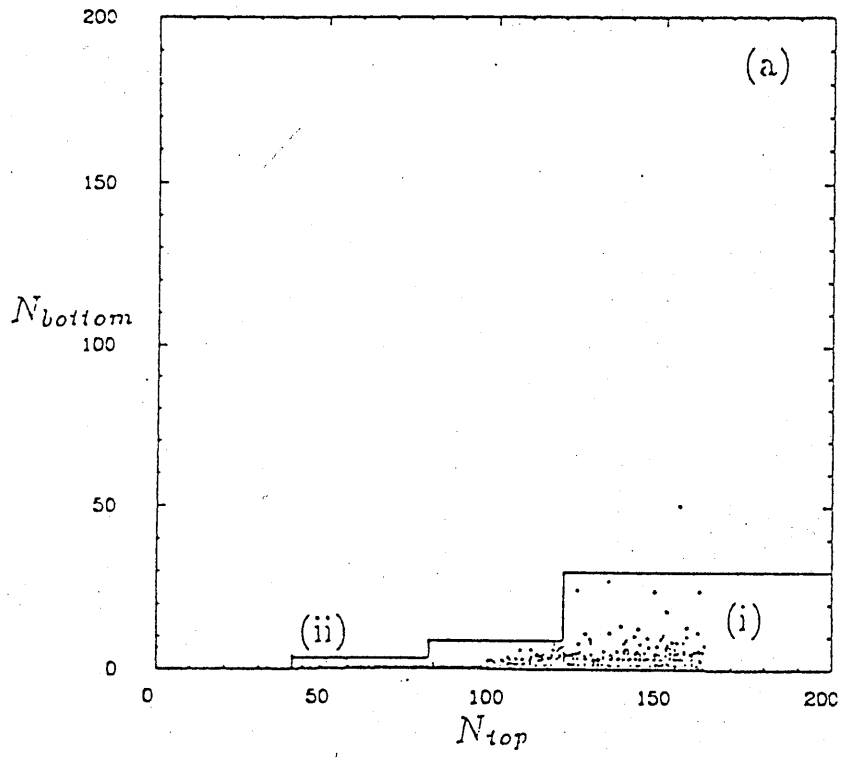
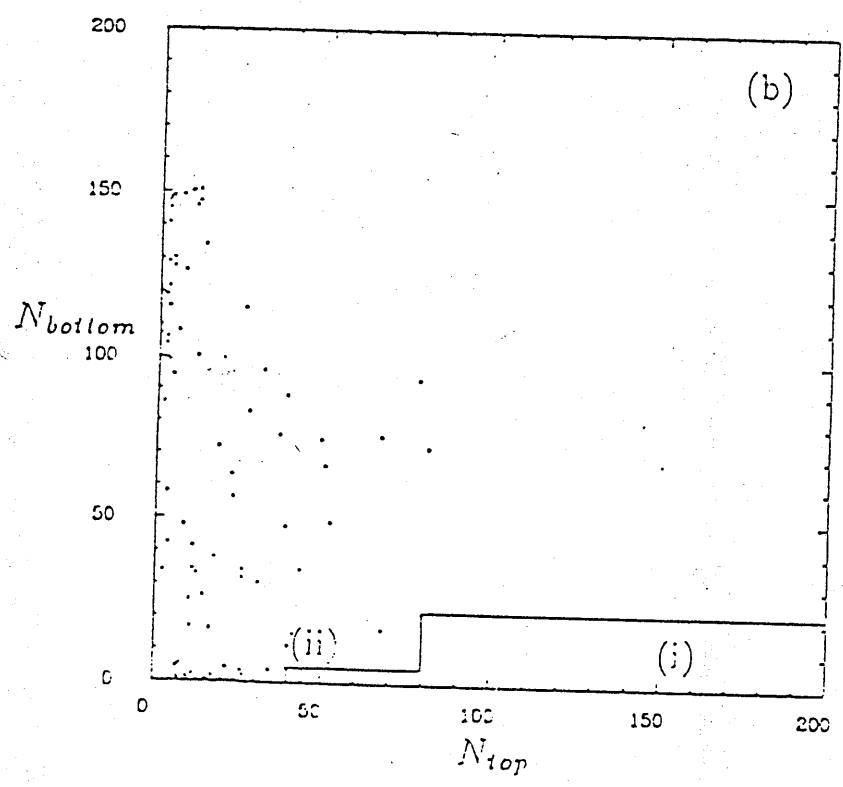
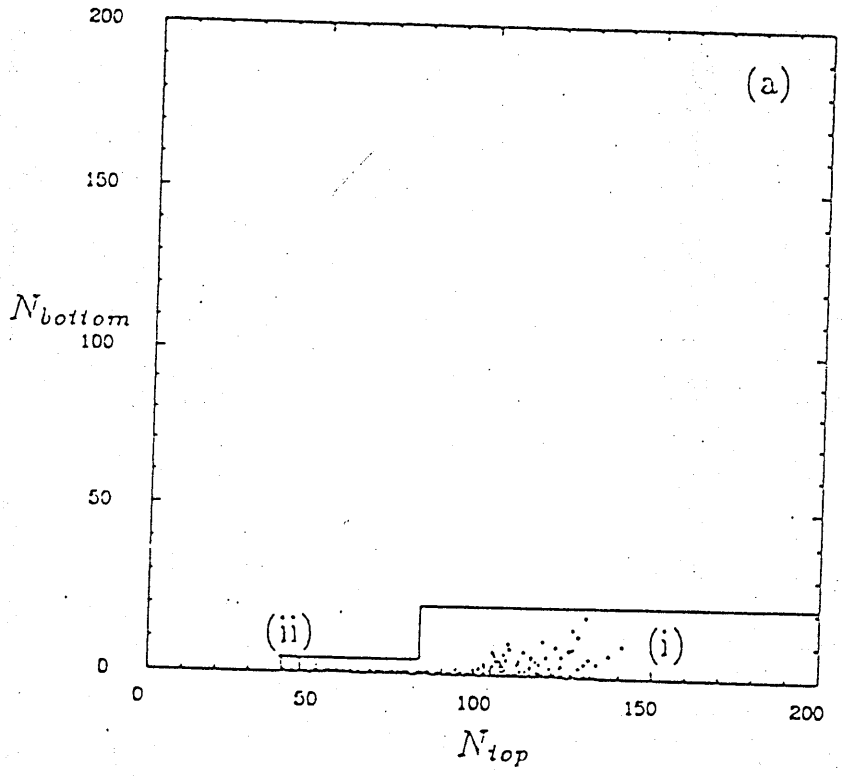
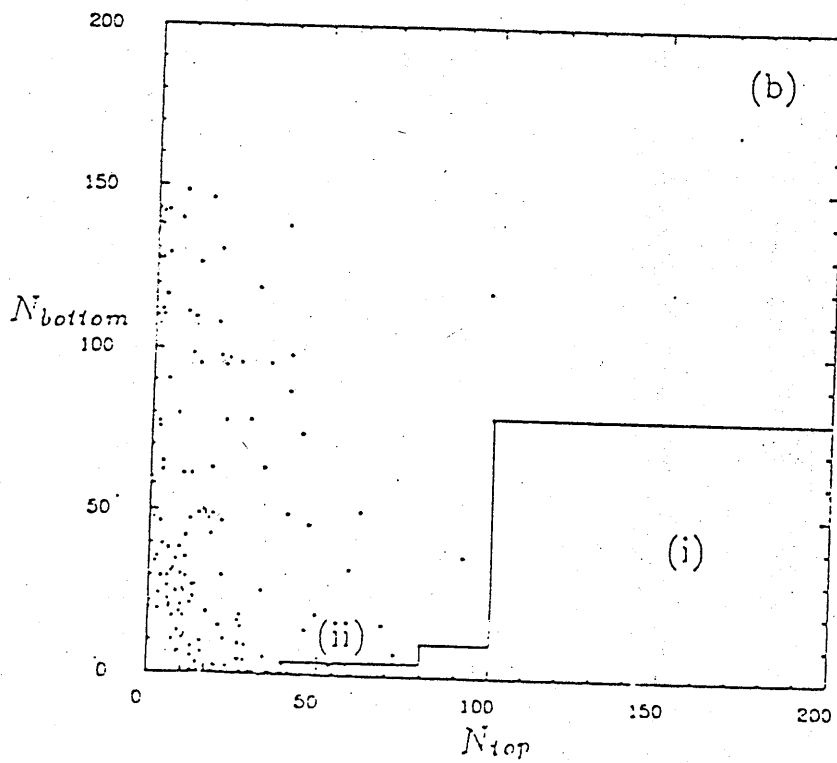
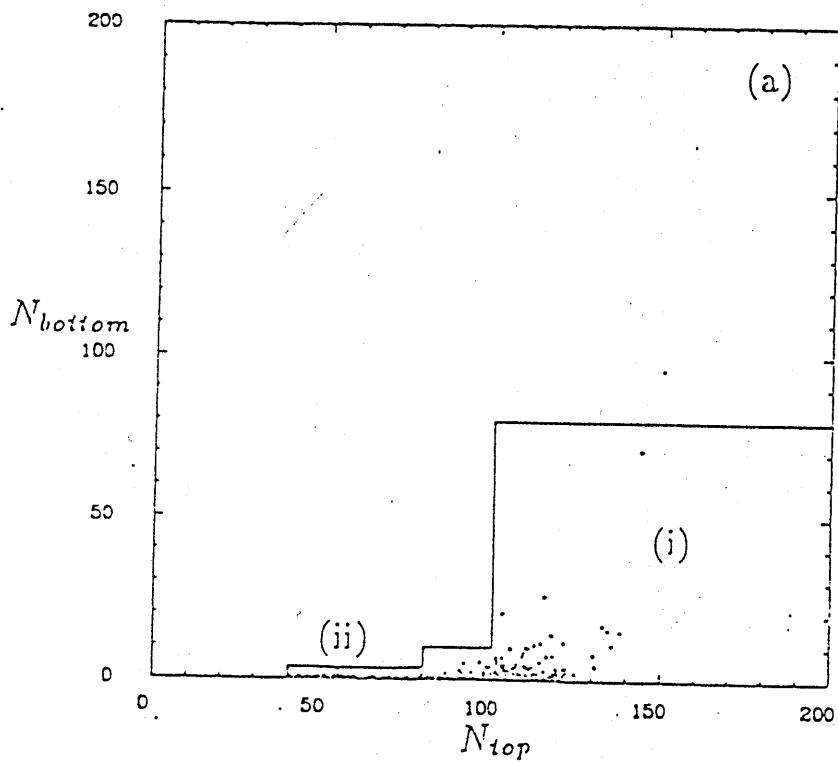


Fig. B-1 A-4



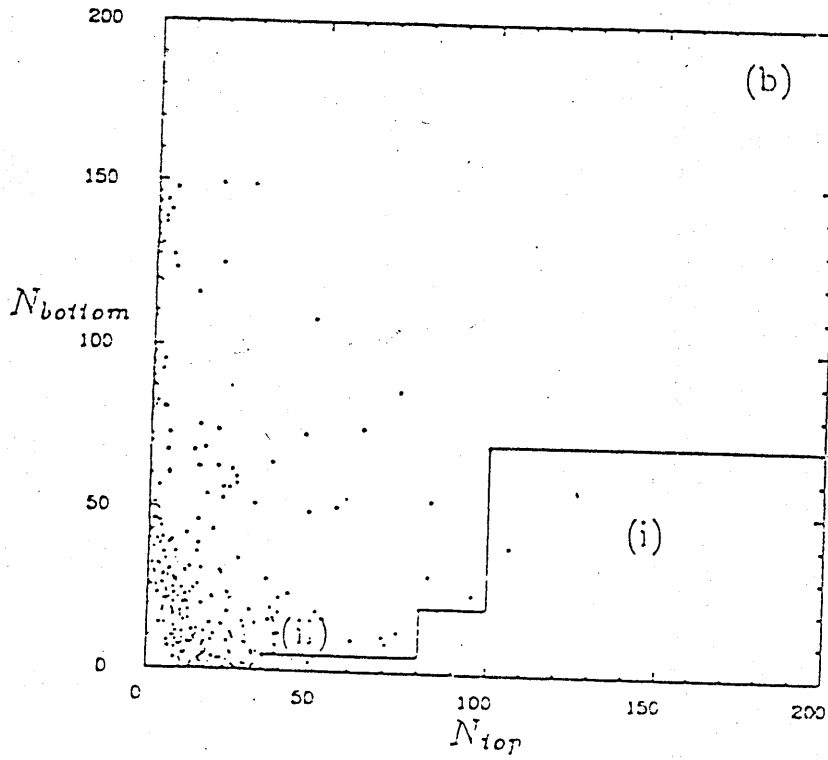
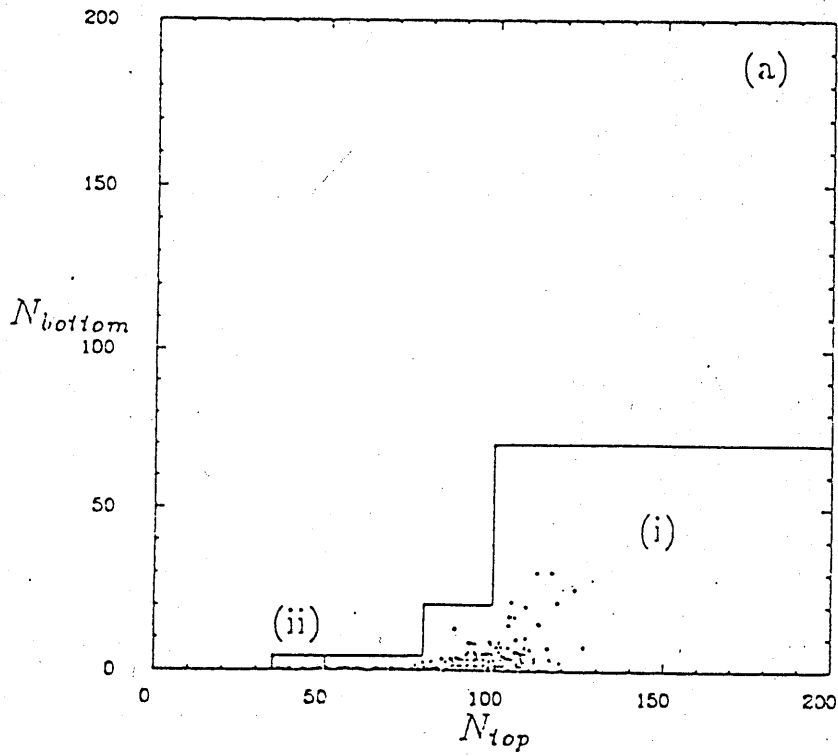
~~Fig. B 2~~

☒ A-5

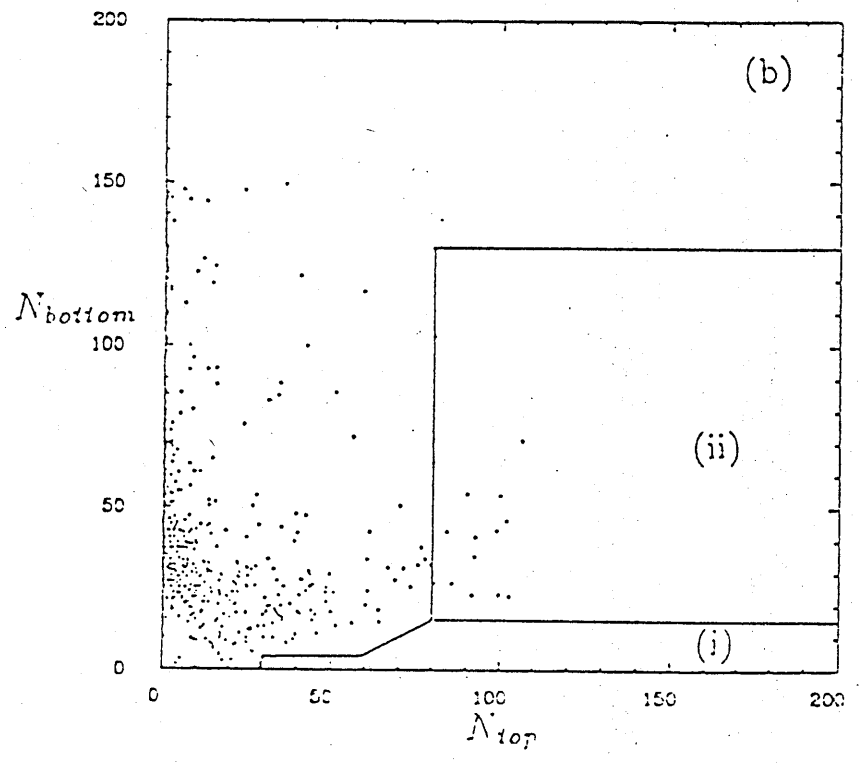
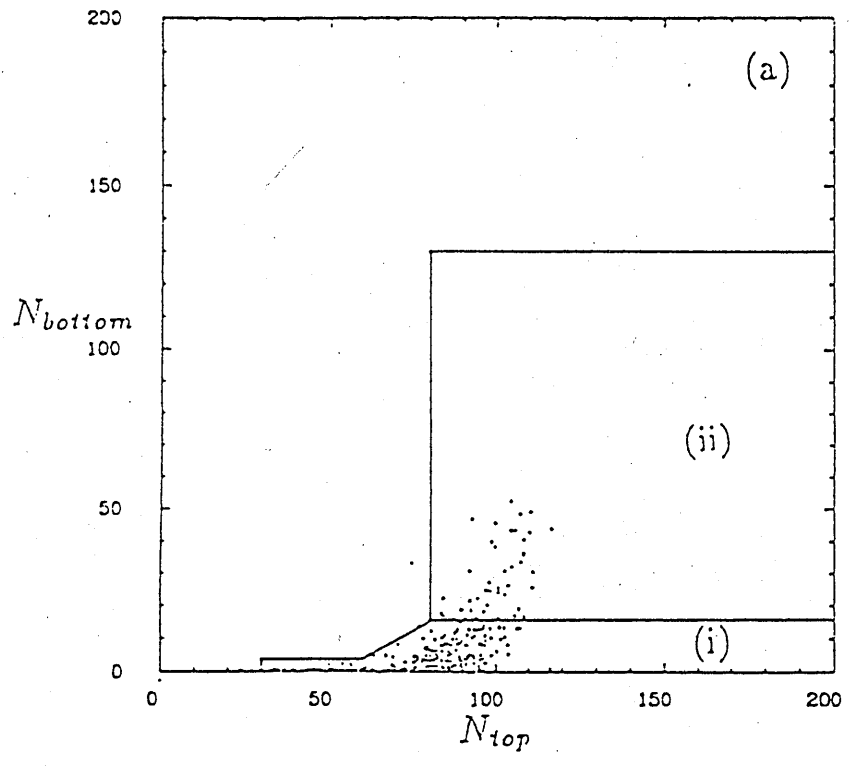


~~Fig. B-3~~

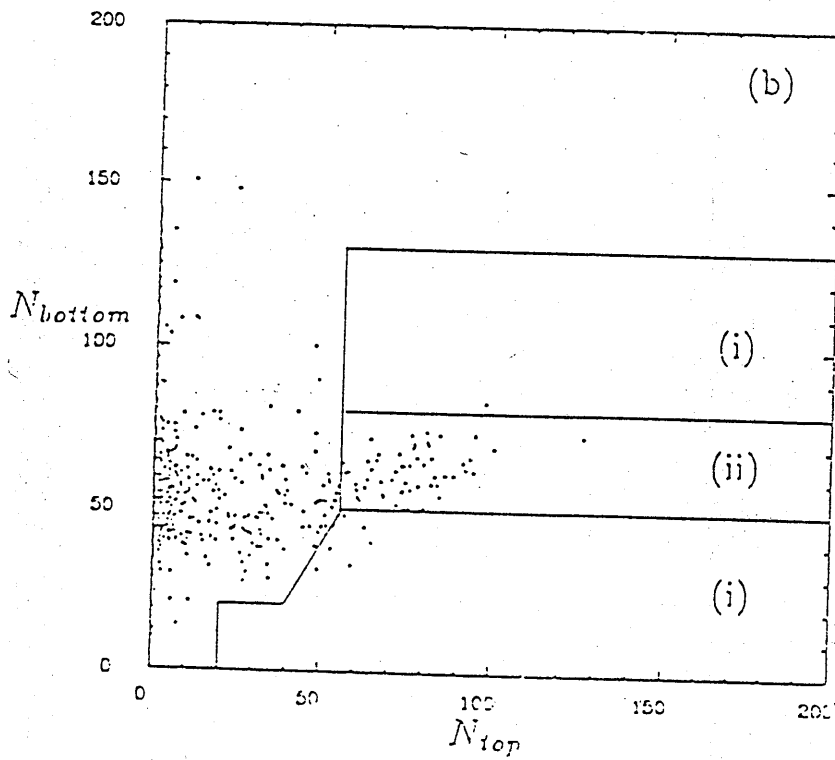
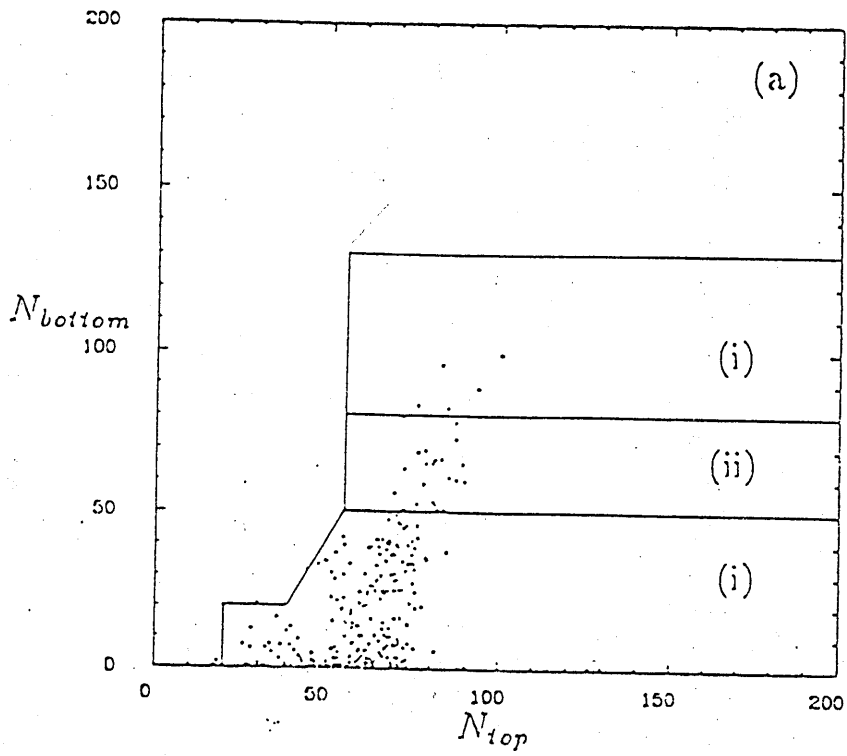
4 A-6



~~Fig. B-4~~ \boxtimes A-7



~~Fig. B-5~~ A-8



~~Fig. B-6~~ A-9

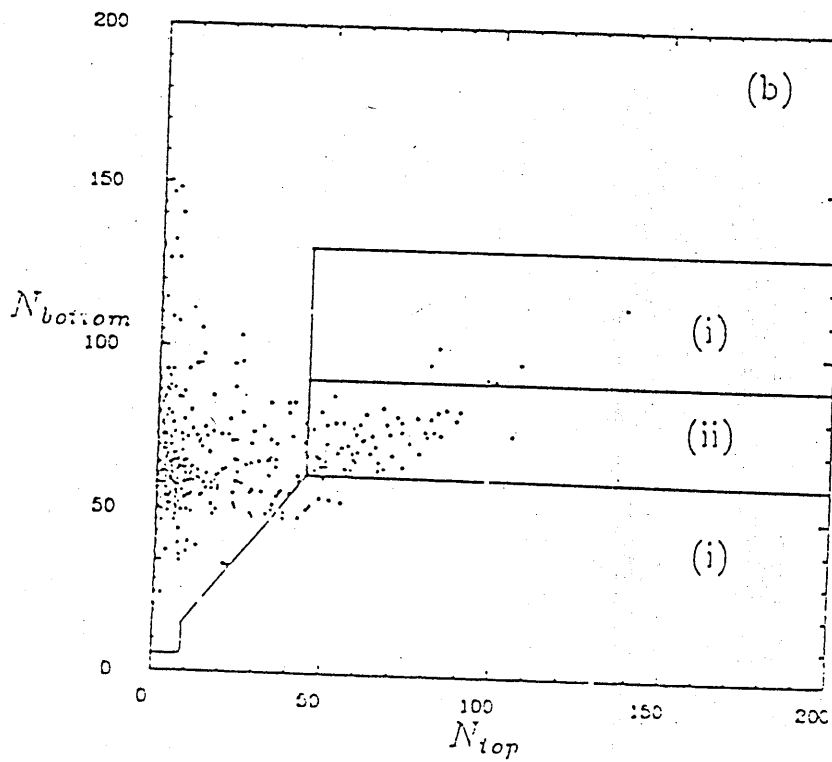
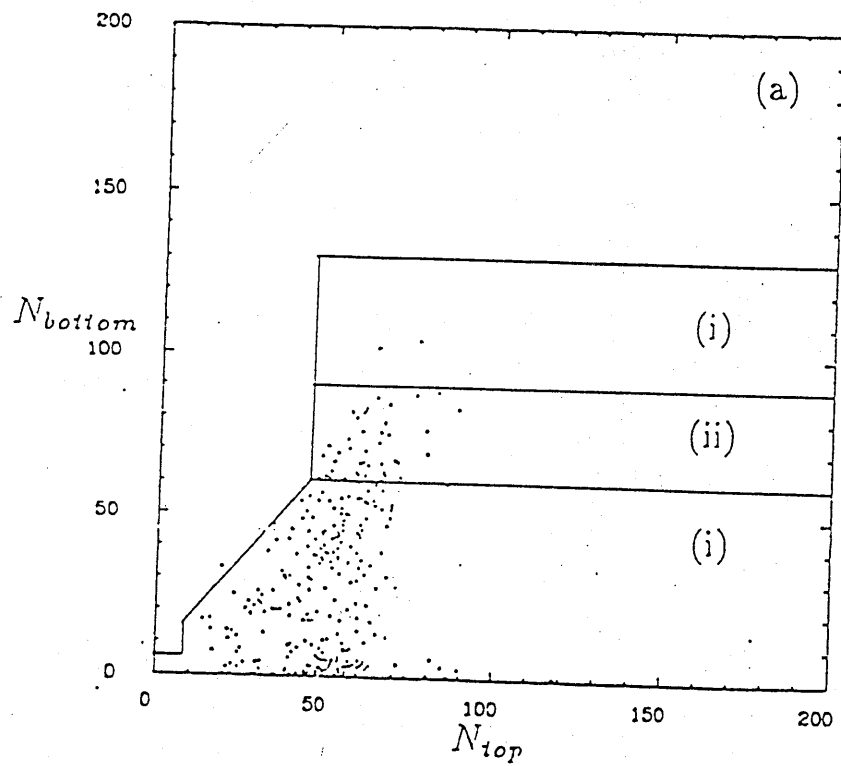
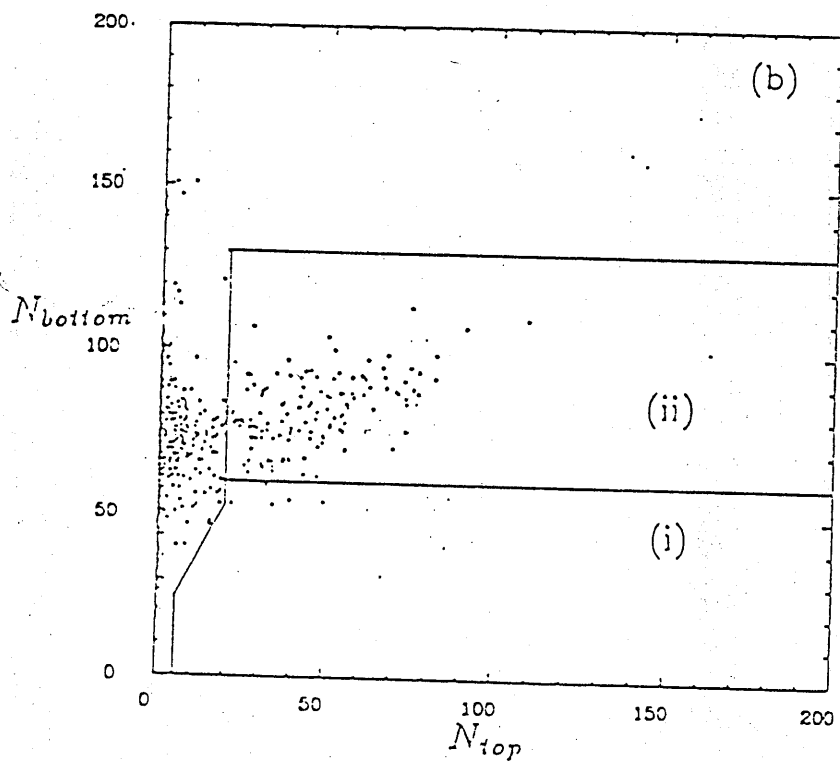
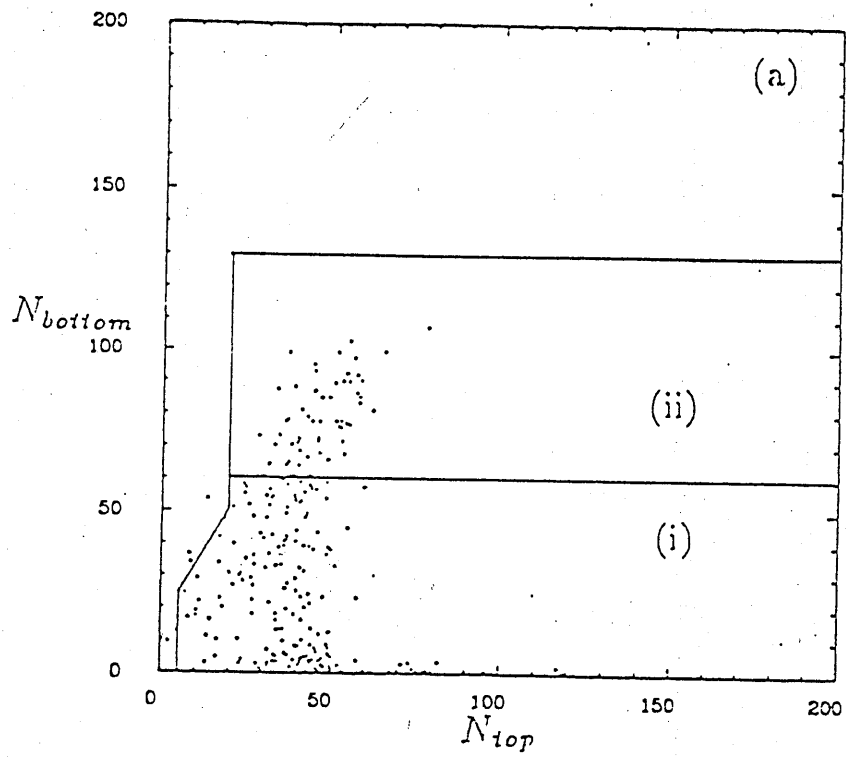
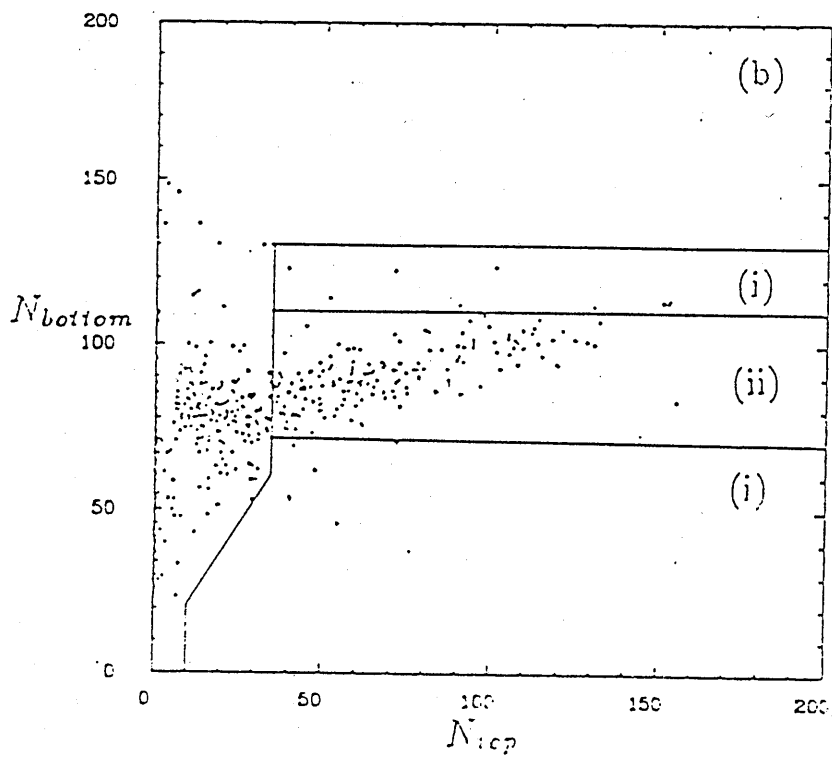
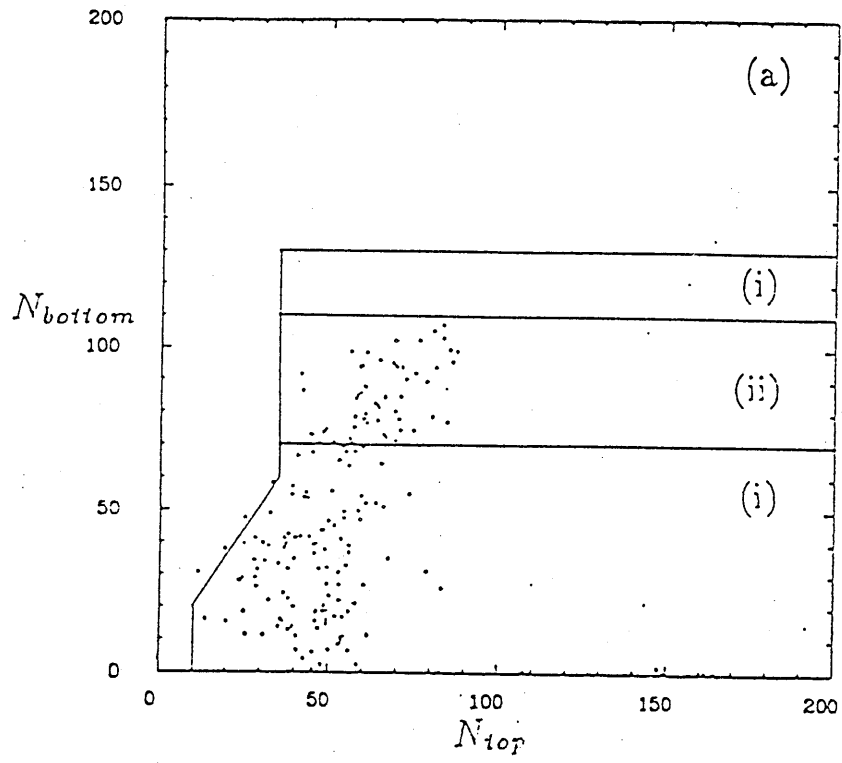


Fig. B-7 A-10



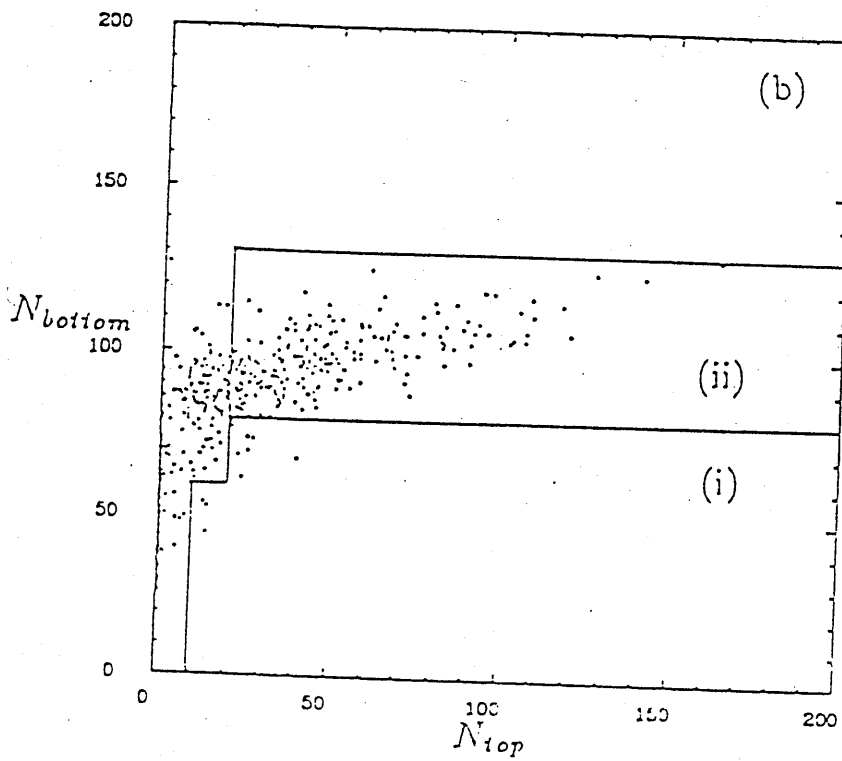
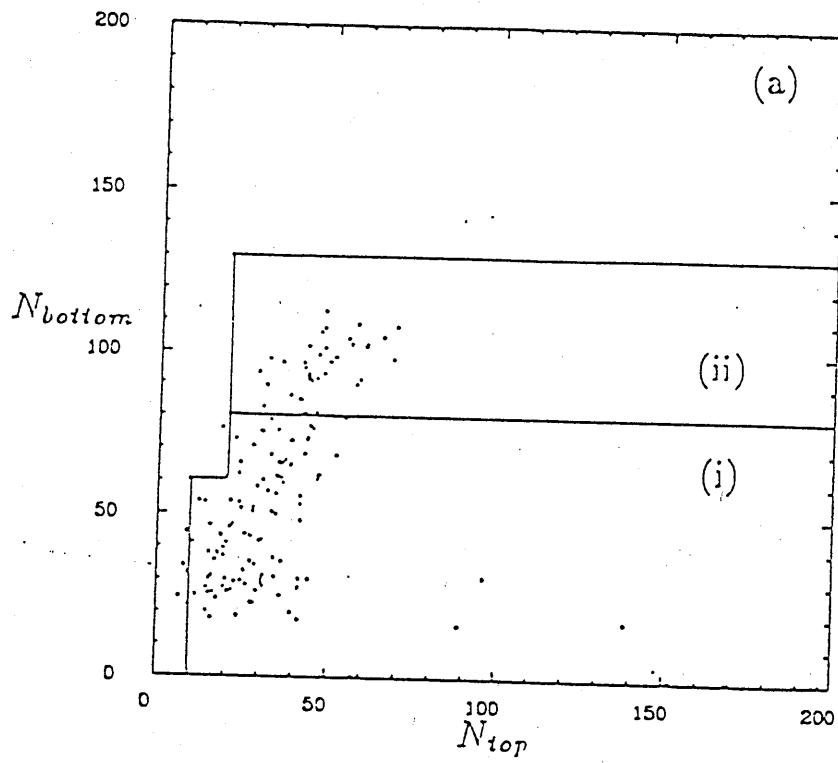
~~Fig. B-8~~

☒ A-11



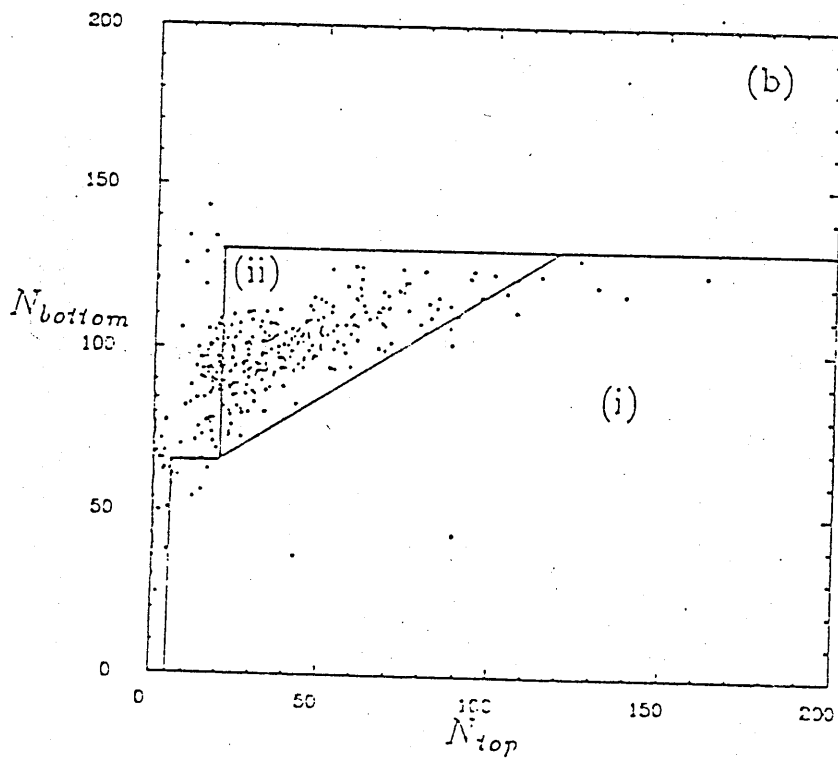
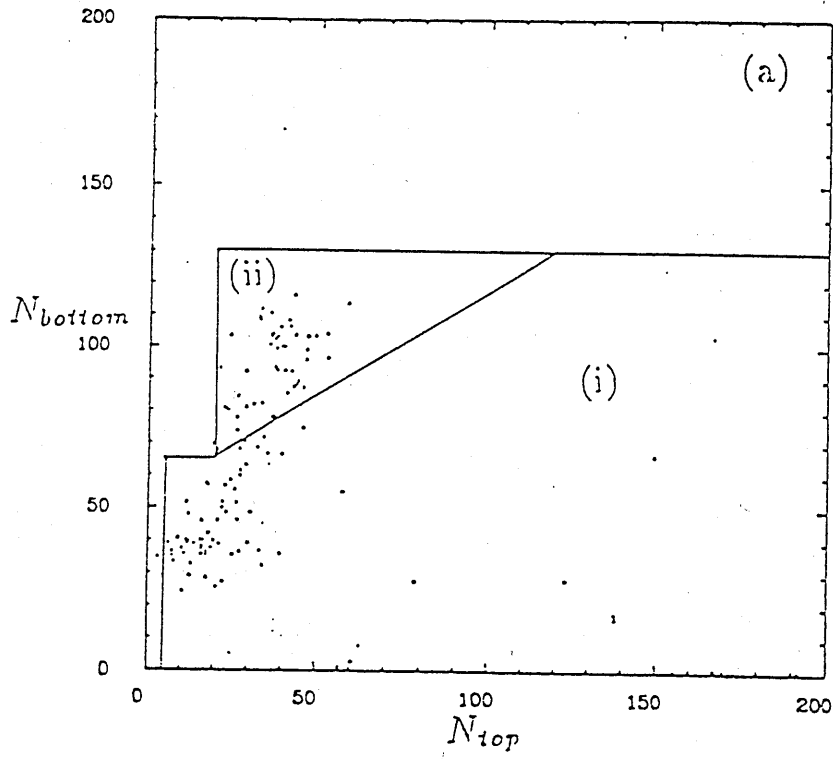
~~Fig. B-9~~

ⓧ A-12



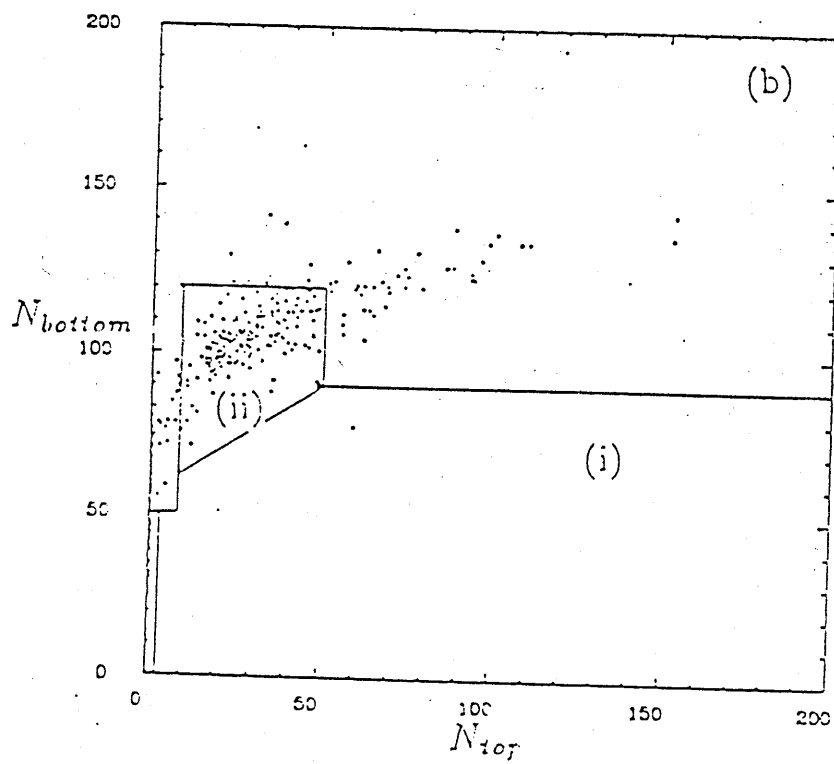
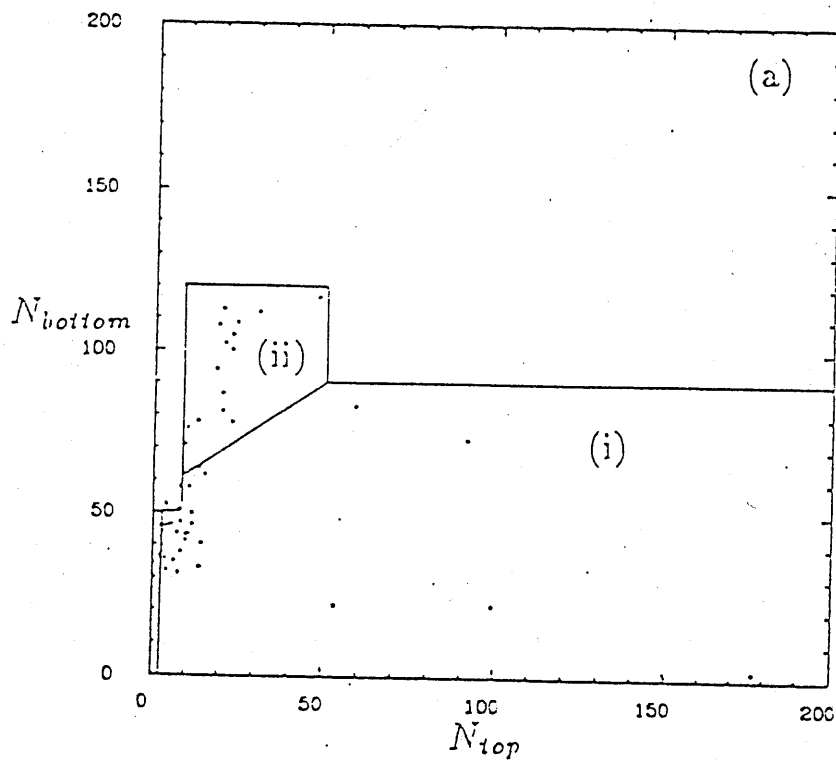
~~Fig. B-10~~

☒ A-13



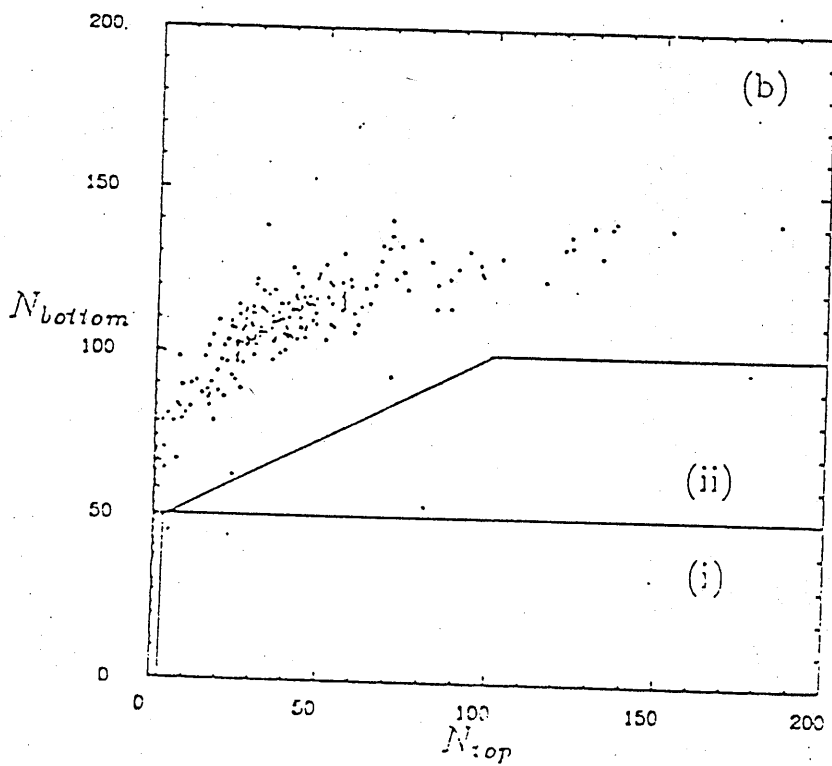
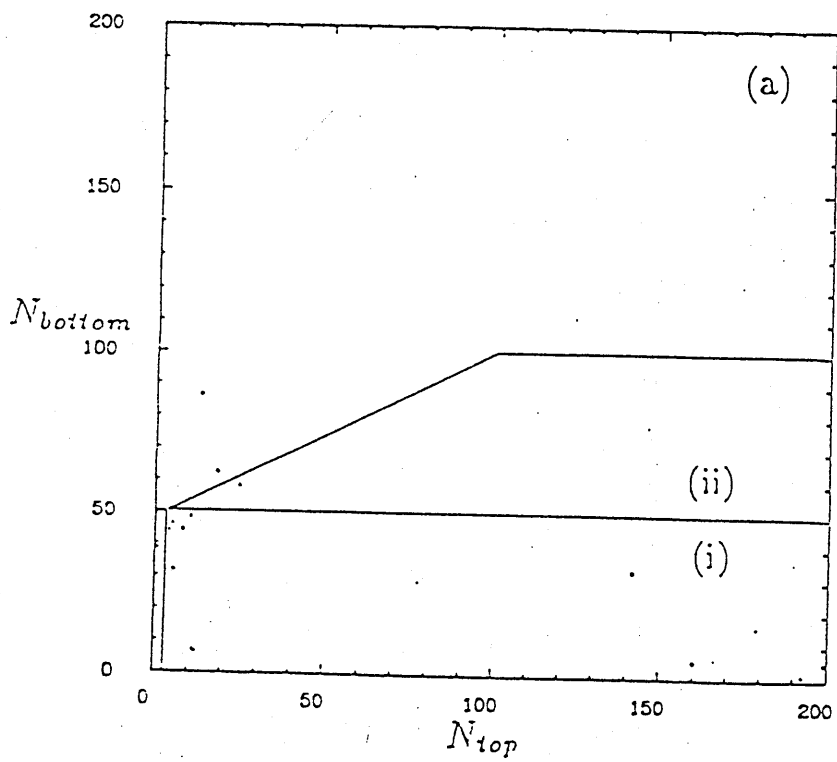
~~Fig. B-11~~

☒ A-14



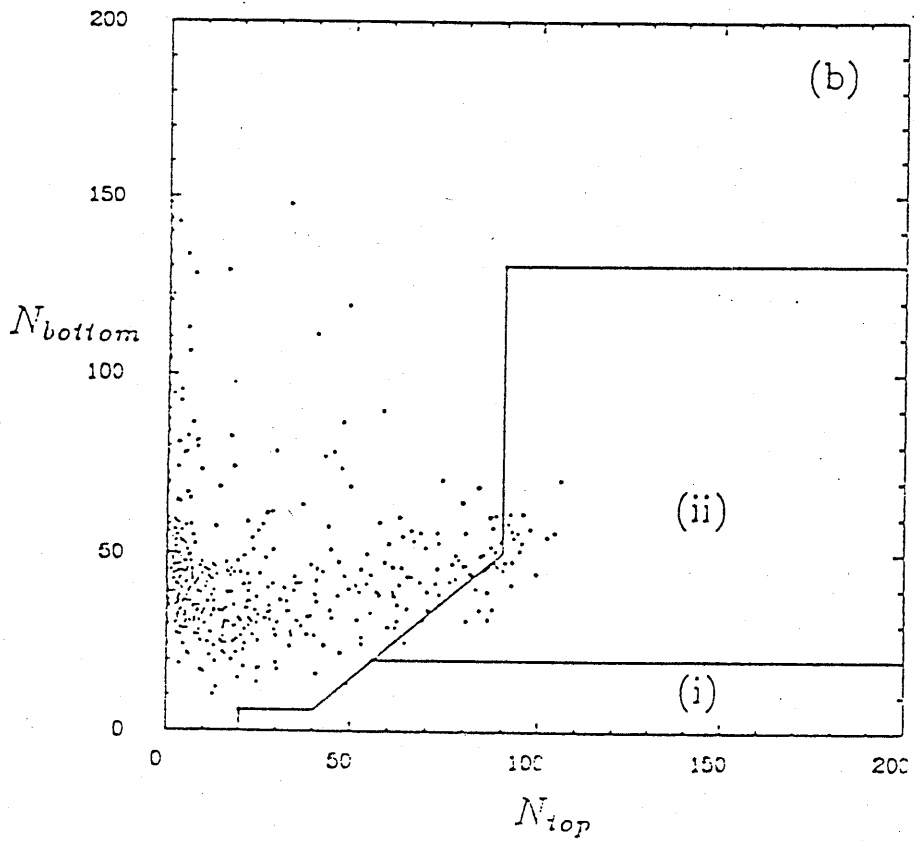
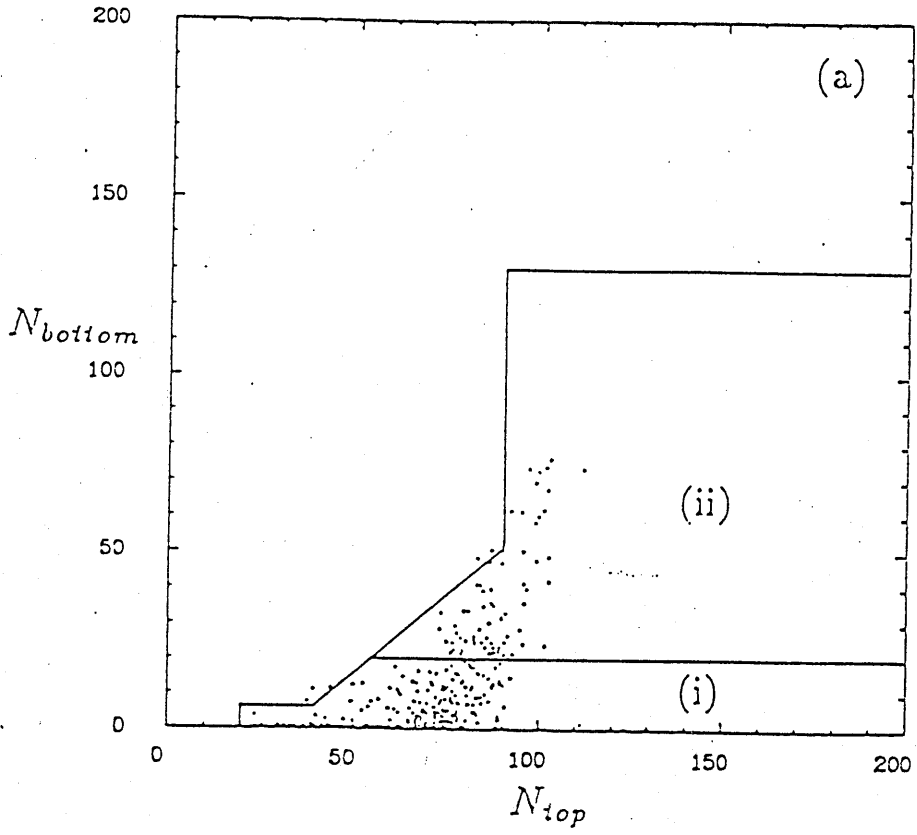
~~Fig. B-12~~

☒ A-15



~~Fig. B-13~~

ⓧ A-16



~~Fig. 4-5~~ A-17

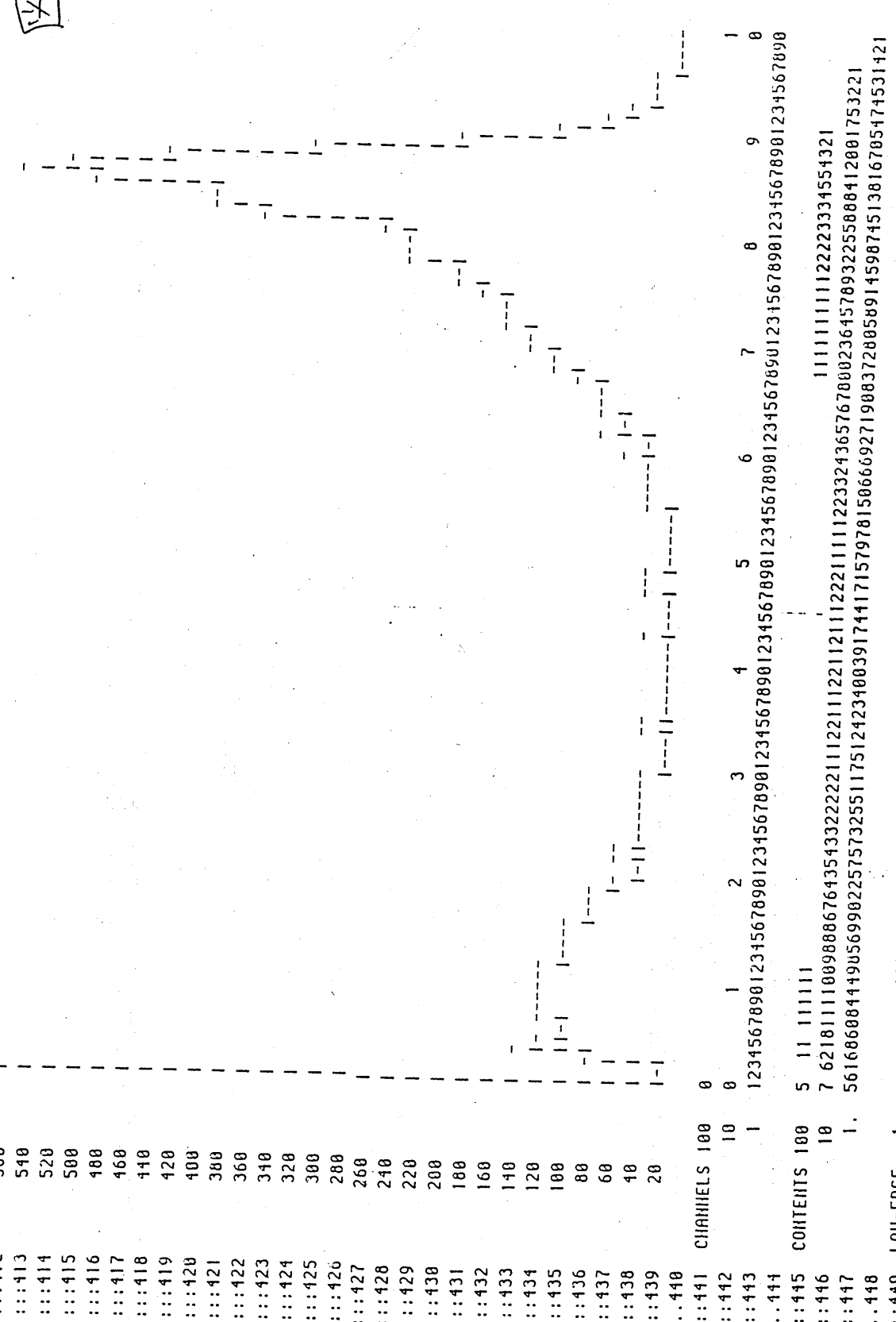


FIG B-1

=====
 * ALL CHANNELS = 0.1000E+05 * UNDERFLOW = 0.0
 * BIN MID = 0.1000E-01 * MEAN VALUE = 0.6039D+00 * R . H . S = 0.3172E+00
 * OVERFLOW = 0.0
 * END OF DATA
 =====
 END OF DATA

Energy (Gev) vs. sigma*flux

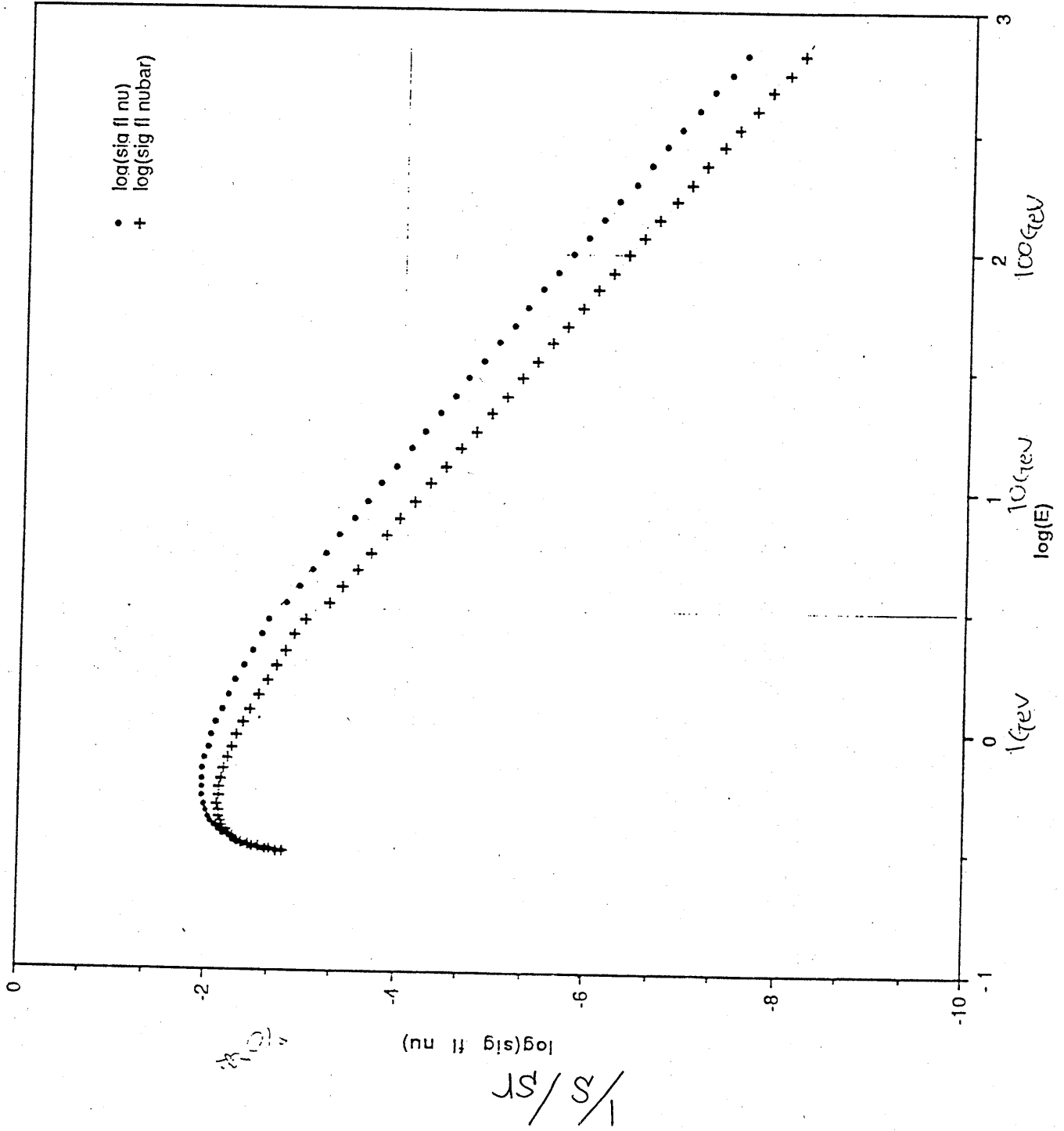
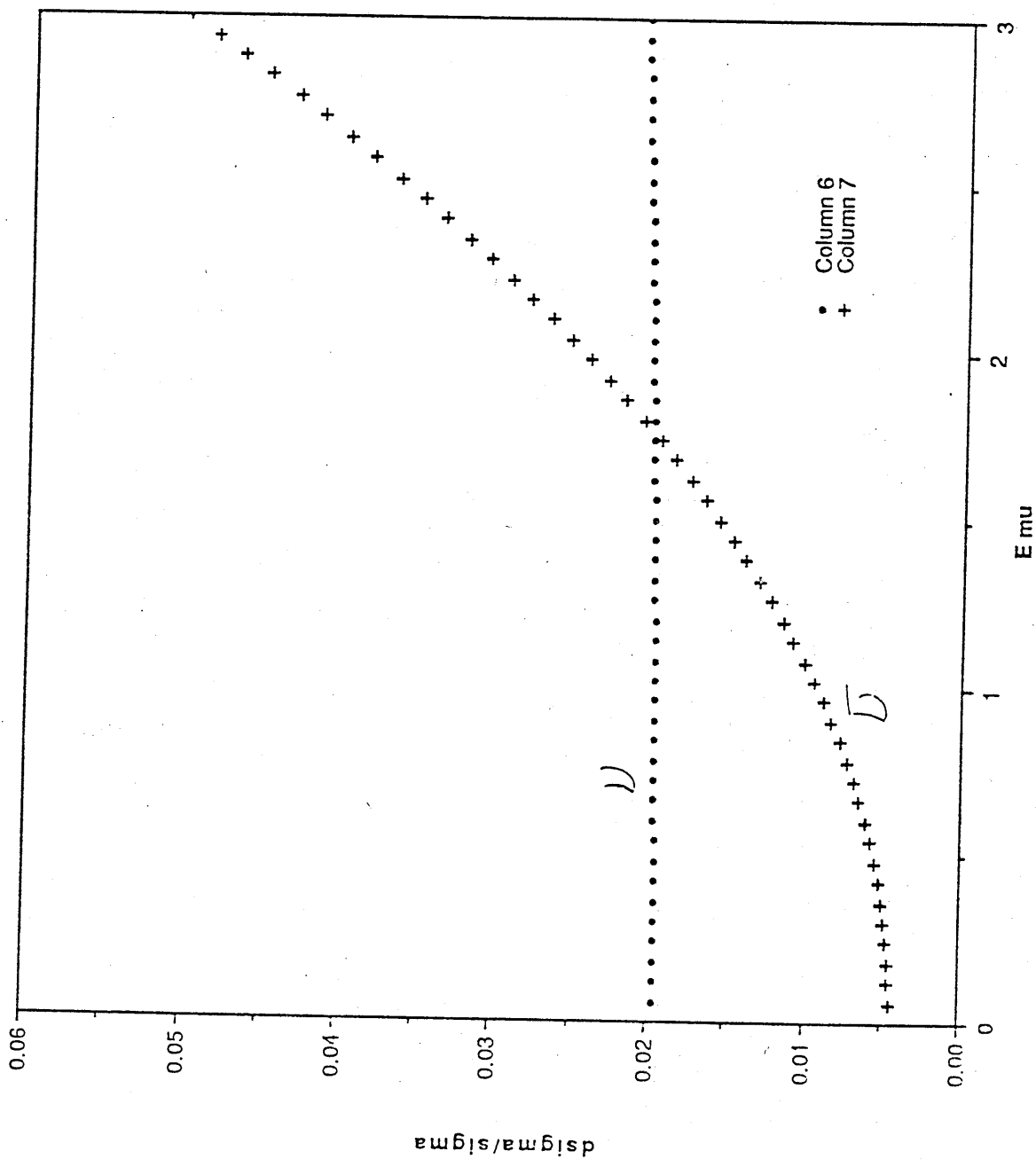


图 D-1

#SIGFLX

Emu vs. dsigma/sigma

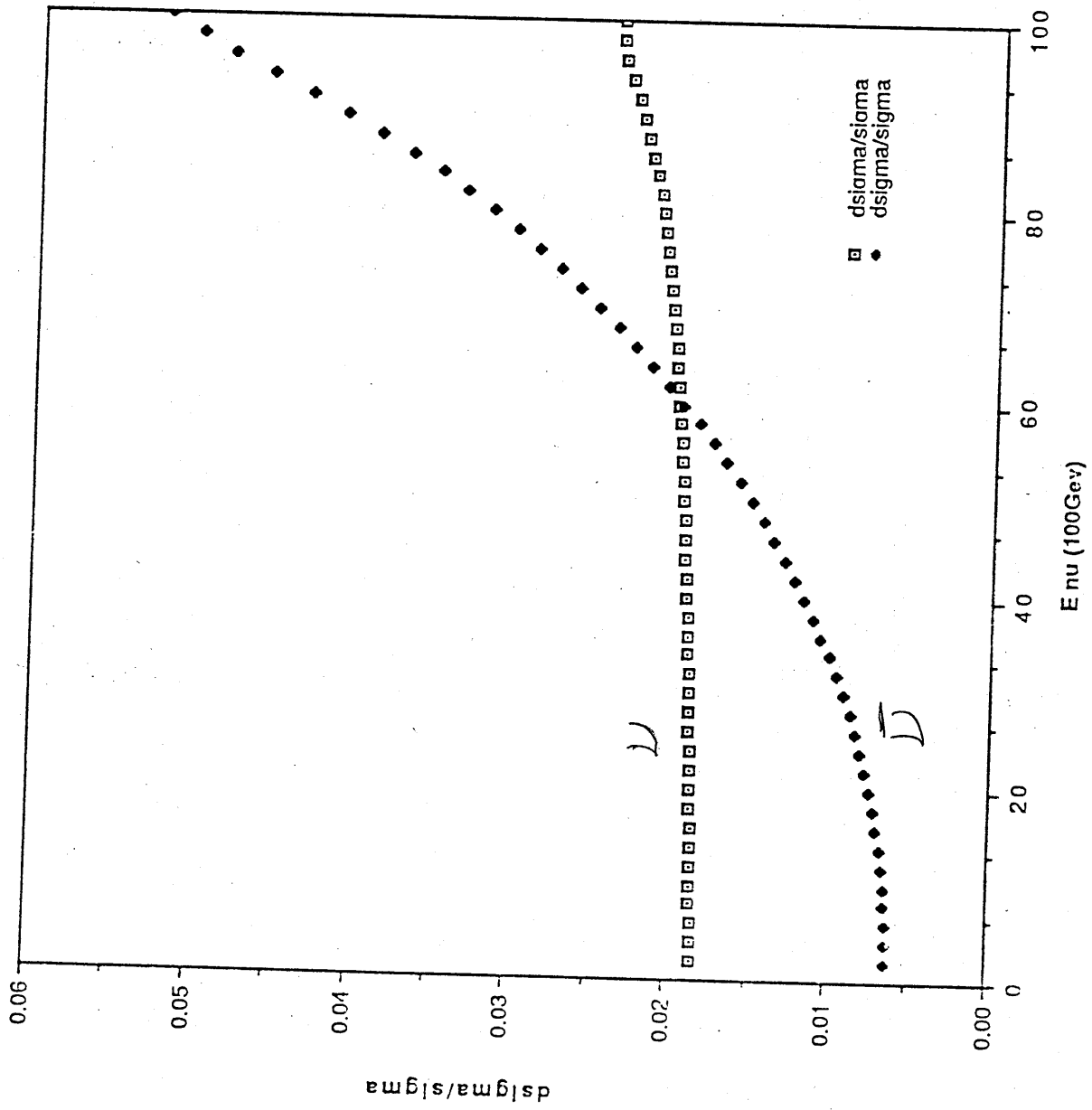


$E_D = 3 \text{ GeV}$
detector threshold
 $= 3 \text{ GeV}$
 $\rightarrow 0.3 \text{ GeV}^2/E$
14/1/11

FINGERSHL2

图 D-2

Data from "Emu-vs-dsigma-d"



$E_\nu = 100 \text{ GeV}$

detection threshold
 $= 0.3 \text{ GeV}$

#NCRSHL2

AD-3

COMMAND=>

FETCH QU43BAB0(J P32736) ALL --> PF10 SHOWS RIGHT PART

COLS <-----1-----2-----3-----4-----5-----6-----7-----

...601 1 E NU

...602

:::603 HBOOK ID = 7

...604

DATE

...605 82

...606 80

...607 78

...608 76

...609 74

...610 72

...611 70

...612 68

...613 66

...614 64

...615 62

...616 60

...617 58

...618 56

...619 54

...620 52

...621 50

...622 48

...623 46

...624 44

...625 42

...626 40

...627 38

...628 36

...629 34

...630 32

...631 30

...632 28

...633 26

...634 24

...635 22

...636 20

...637 18

...638 16

...639 14

...640 12

...641 10

...642 8

...643 6

...644 4

...645 2

...646

...647 CHANNELS 10

...648 1

...649

...650 CONTENTS 10

...651 1

...652

...653 LOW-EDGE

...654

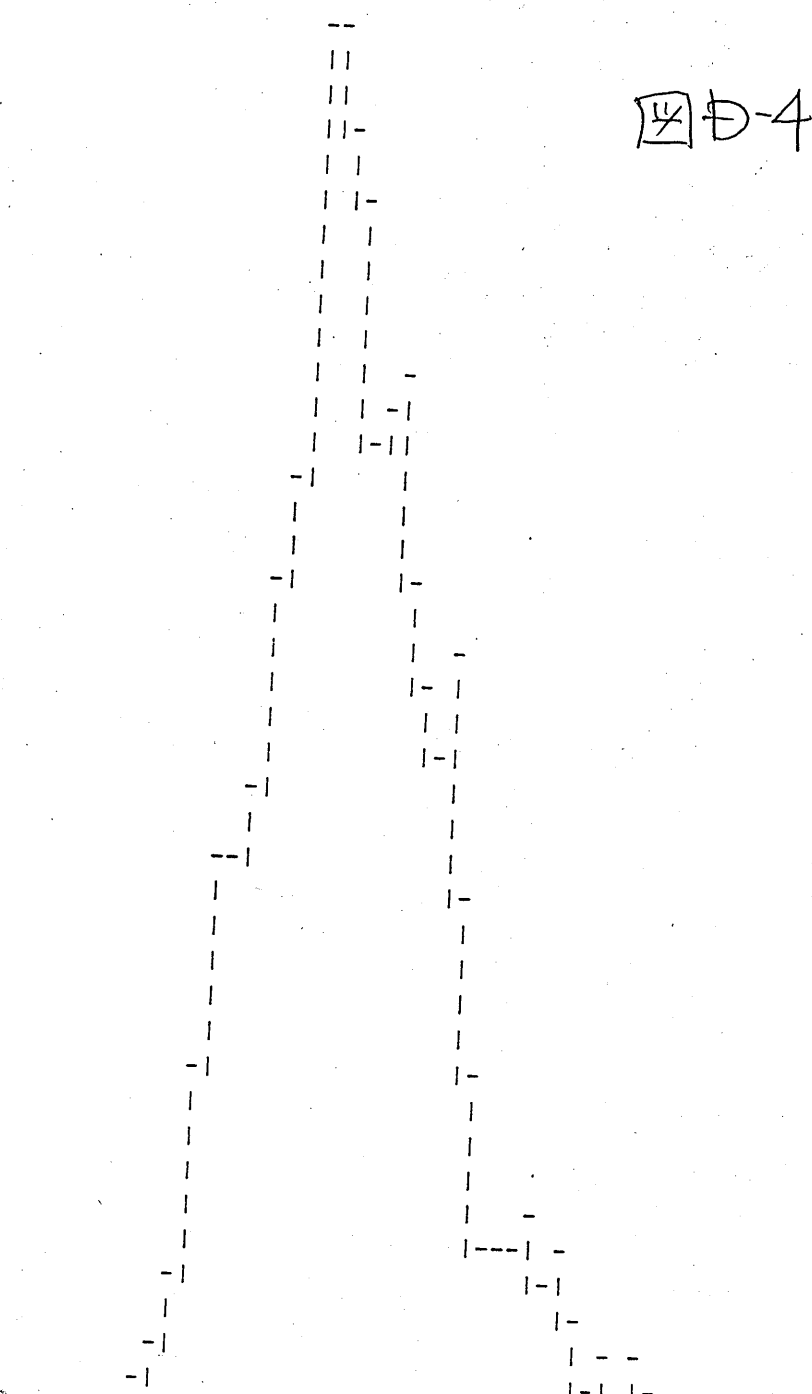
...655 1

...656 0

...657 0

...658

* ENTRIES =



4-4

12345678901234567890123456789012345678901234567890

2333458777555443431 1 1
1380225740930589028409909289023 41

111111111111222222222222
09876543221001223456678900123445576690012234566789
0246802468024420864208642086420864208642086420864208642

1000

* ALL CHANNELS = 0 10000000

COMMAND=>

FETCH QU43BABO(J P32736) ALL --> PF10 SHOWS RIGHT PART

COLS <---+---1---+---2---+---3---+---4---+---5---+---6---+---7---

...668 1 E NU

...661

:::662 HBOOK ID = 8

...663

DATE

...664 100

...665 97.5

...666 95

...667 92.5

...668 90

...669 87.5

...670 85

...671 82.5

...672 80

...673 77.5

...674 75

...675 72.5

...676 70

...677 67.5

...678 65

...679 62.5

...680 60

...681 57.5

...682 55

...683 52.5

...684 50

...685 47.5

...686 45

...687 42.5

...688 40

...689 37.5

...690 35

...691 32.5

...692 30

...693 27.5

...694 25

...695 22.5

...696 20

...697 17.5

...698 15

...699 12.5

...700 10

...701 7.5

...702 5

...703 2.5

...704

...705 CHANNELS 10

...706 1

...707

...708 CONTENTS 10

...709 1

...710

...711 LOW-EDGE

...712 1

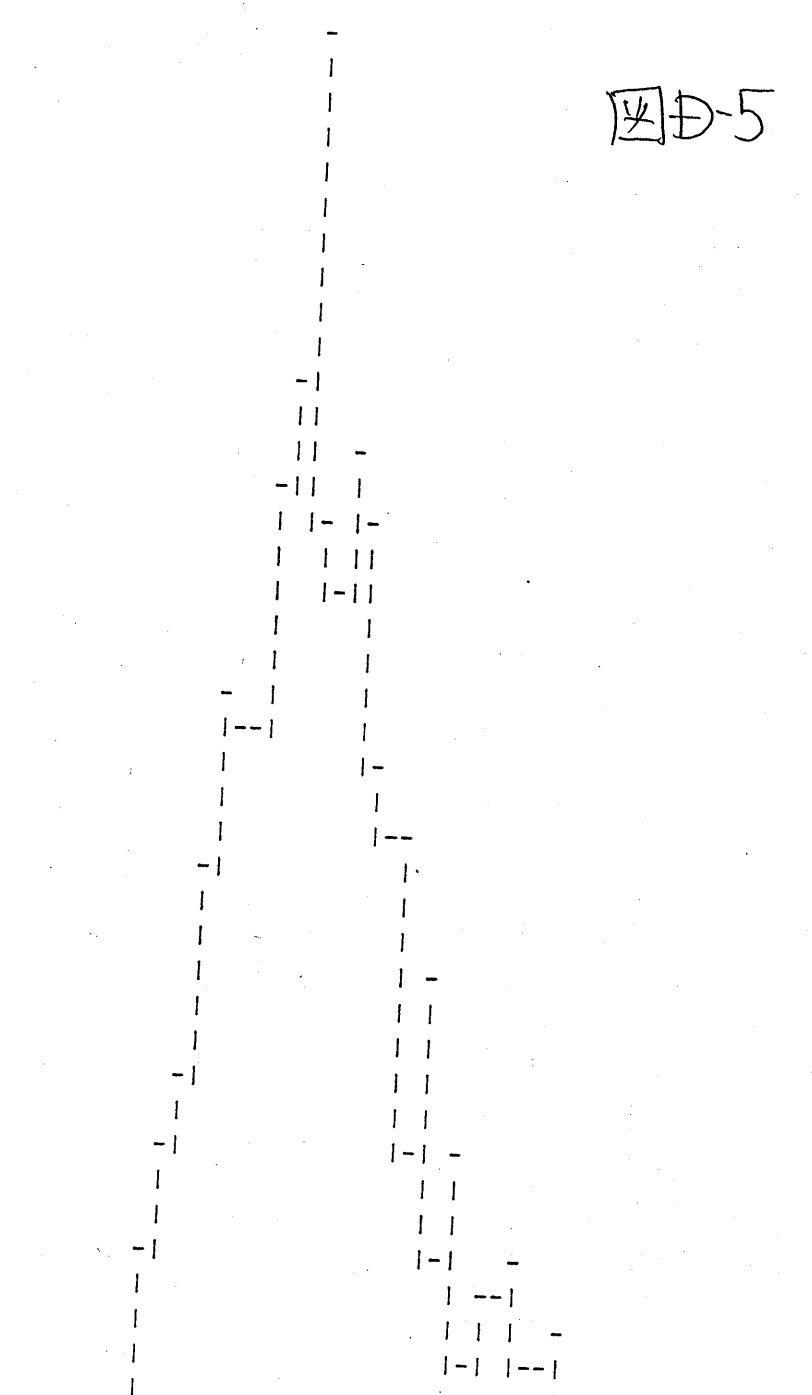
...713 0

...714 0

...715

:::716 * ENTRIES =

:::717 * BIN WID =



0 1 2 3 4 5
12345678901234567890123456789012345678901234567890
122454467966664442312 1
1040188630509561201105992547

111111111111111122222222222222
09076054322100122345667890012344567889012234566789
0246802468024420864208642086420864208642086420864208642

* ENTRIES = 1000

* BIN WID = 0.00005

* ALL CHANNELS = 0.10000E+04

* UNDERFL

COMMAND=>

FETCH QU43BAB0(J P32736) ALL --> PF18 SHOWS RIGHT PART

COLS ←-----1-----2-----3-----4-----5-----6-----7-

...					
718	1	DIST								
719										
720	HBOOK	ID =	9		DATE					
721										
722	440									
723	430									
724	420									
725	410									
726	400									
727	390									
728	380									
729	370									
730	360									
731	350									
732	340									
733	330									
734	320									
735	310									
736	300									
737	290									
738	280									
739	270									
740	260									
741	250									
742	240									
743	230									
744	220									
745	210	-								
746	200									
747	190									
748	180									
749	170									
750	160									
751	150									
752	140									
753	130									
754	120									
755	110									
756	100	-								
757	90									
758	80									
759	70									
760	60	-								
761	50	-								
762	40									
763	30	-								
764	20	--								
765	10	- - - - -								
766										
767	CHANNELS	10	0	1	2	3	4	5		
768		1	1234567890	1234567890	1234567890	1234567890	1234567890	1234567890		
769										
770	CONTENTS	100	42							
771		10	30964321111							
772		1	05102080747045	2141125152242	1	121	1	11	11	131
773										
774	LOW-EDGE	10	111112222233333	4444455555	6666677777	8888899999				
775		1	040802468804688046880468804688046880468804688046880							

AD-6

COMMAND=>

FETCH QU43BABO(J P32736) ALL --> PF10 SHOWS RIGHT PART

COLS <-----1-----2-----3-----4-----5-----6-----7----->

...549 1 COSINE

...550

:::551 HBOOK ID = 6

...552

DATE

...553 123

...554 122

...555 121

...556 120

...557 119

...558 118

...559 117

...560 116

...561 115

...562 114

...563 113

...564 112

...565 111

...566 110

...567 109

...568 108

...569 107

...570 106

...571 105

...572 104

...573 103

...574 102

...575 101

...576 100

...577 99

...578 98

...579 97

...580 96

...581 95

...582 94

...583 93

...584 92

...585 91

...586 90

...587

...588 CHANNELS 10 0 1

...589 1 1234567890

...590

...591 CONTENTS 100 11 1 1

...592 10 0099919928

...593 1 1044947029

...594

...595 LOW-EDGE -----

...596 1 1

...597 0 0987654321

...598

:::599 > ENTRIES = 1000

:::600 > BIN WID = 0.1000E+00

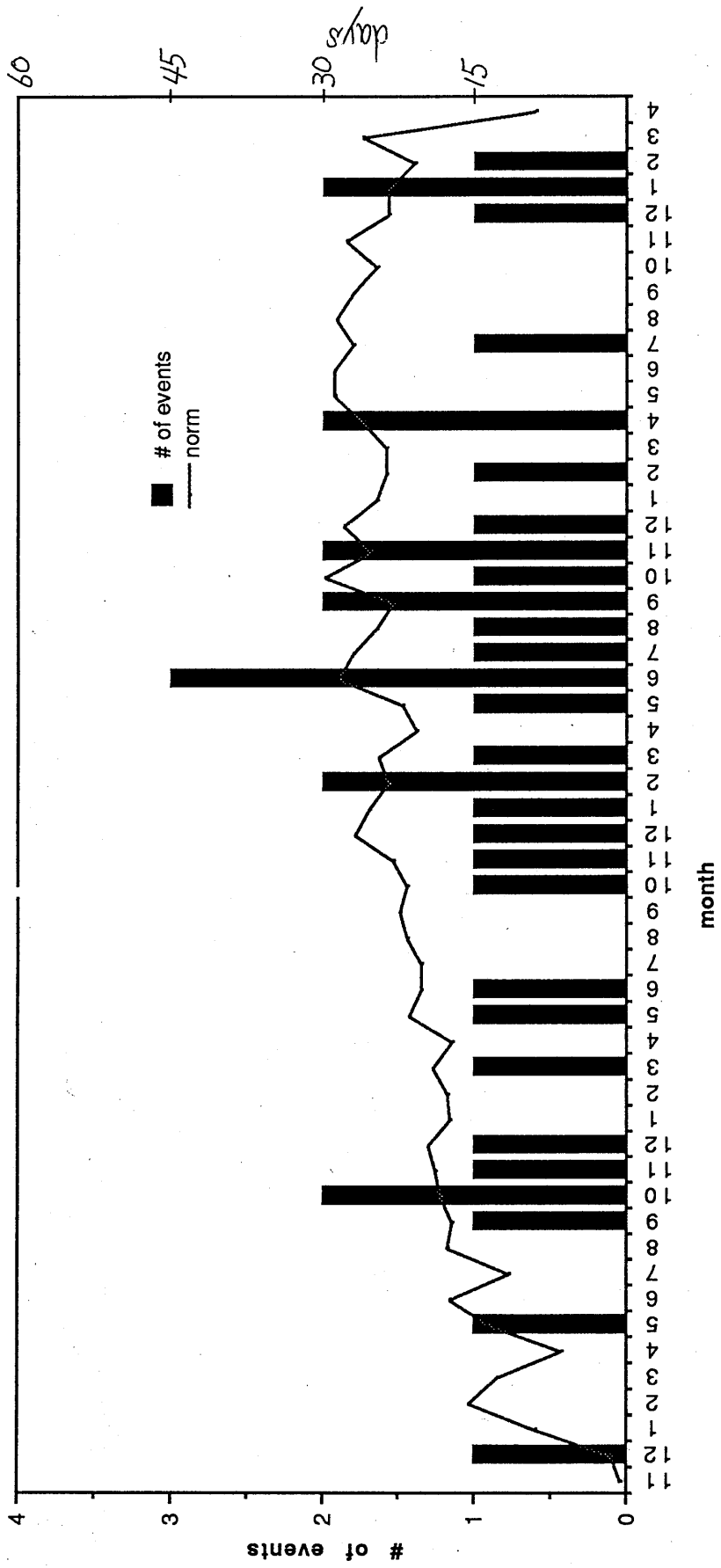
* ALL CHANNELS = 0.1000E+04

* MEAN VALUE = -0.49750+00

* UNDERFL

* R . E .

4 D 7



補足 1

