

学位論文

太陽フレアに伴う中性子の観測と
地球大気中での伝播

1993年

柴田祥一

太陽フレアに伴う中性子の観測と 地球大気中での伝播

柴田祥一

名古屋大学大学院理学研究科物理学専攻

Abstract

我々は、プラスチックシンチレータ中で中性子がたたき出す反跳陽子を捕らえるという、新しい方式の太陽中性子望遠鏡を開発し、1990年10月から、乗鞍岳の宇宙線観測所で太陽中性子の観測を行っている。また、その観測データの解析のために、太陽中性子の地球大気中での伝播を、加速器実験で得られたデータによく合うような核相互作用のモデルを用いた、モンテカルロ法によって計算した。この計算によって、入射エネルギーが ~ 200 MeV 以下の場合、太陽中性子の大気中での伝播に、弾性散乱が重要な役割を果たすことがわかった。この計算結果を、1991年6月4日に乗鞍岳の宇宙線観測所で観測された太陽中性子事象の解析に適用すると、この事象は、太陽フレア時に、 γ 線と中性子が非常に短い時間に同時に発生したものであると解釈することができる。1982年6月3日に Jungfraujoch で観測された事象も同様の説明が可能である。

名古屋大学
和 1144648

目次

1	はじめに	3
2	太陽中性子の新しい観測方法	7
2.1	従来の太陽中性子地上観測方法 (中性子モニタ)	7
2.2	太陽中性子望遠鏡	8
2.3	ミューオン望遠鏡	11
3	乗鞍岳で捕らえられた太陽中性子	11
4	太陽中性子の地球大気中での伝播	13
4.1	簡単な伝播モデルによる見積	13
4.1.1	1次元伝播モデル	13
4.1.2	散乱による角度の広がり	15
4.2	モンテカルロ法による計算	19
4.2.1	計算の概要	20
4.2.2	全散乱断面積	20
4.2.3	弾性散乱断面積	21
4.2.4	非弾性散乱	22
4.2.5	電離損失	30
4.3	計算結果	31
4.3.1	計算手順	31
4.3.2	計算結果	31
4.4	議論と結論	34
4.4.1	非弾性散乱のモデル	34
4.4.2	Debrunner らの計算との違い	35
5	太陽中性子のエネルギースペクトルと中性子発生時刻に対する解釈	36
5.1	1991年6月4日の乗鞍イベントの解析	36
5.2	1982年6月3日のJungfraujoch イベントの解析	43

1 はじめに

高エネルギー粒子の加速機構の研究 高エネルギー粒子の加速機構の解明は、天文学における一つの重要な課題である。それはまた、“宇宙線はどのようにして加速されたのか”という、宇宙線の発見以来問い続けられてきた基本的な問題でもある。これまでの研究によって、宇宙線の多くは銀河系内で生成加速されて太陽系まで飛来する、ということが明らかにされている(系外の可能性もある)。特に最近では、TeV や PeV エネルギー領域での γ 線の観測から、宇宙線の源となる天体もいくつか見つかっている。しかしながら、これらの天体は太陽系から遠く離れており、そこからの信号が微弱なため、加速機構の解明に十分な情報を得ることは困難である。

一方、我々の唯一身近な恒星である太陽においても、高エネルギー粒子加速現象が観測されている。それは、太陽フレアと呼ばれる、太陽表面での爆発的なエネルギーの解放にともなうものである。太陽フレアで解放されるエネルギーは、大規模なものでは、 3×10^{25} J にも及ぶと見積られている。もちろん、現象の規模からすれば、中性子星パルサーや活動銀河核などで起こっていると思われる高エネルギー現象とは比べものにはならないだろう(例えば、カニ星雲のパルサーでは、1秒間に 10^{31} J から 10^{32} J ものエネルギーが放出されていると考えられている)。しかし、そこからくる電波、光($H\alpha$)、X線、 γ 線等の電磁波や、放出される電子、陽子、中性子などの粒子を、地上や人工衛星から同時に詳しく観測することができるという点で、太陽フレアは、高エネルギー粒子加速機構の研究にとって、非常に重要な研究対象となっている。

太陽フレアに伴う中性子の観測 太陽フレアにおいて、ときには数10 GeV のエネルギーにまで及ぶ高エネルギーの陽子が放出されることがある。世界各地の宇宙線観測装置の計数が異常に増加する GLE (Ground-Level Enhancements) と呼ばれる現象である [1, 2]。これは、太陽フレア時に高エネルギー粒子加速が起こっている証拠の一つである。ただし、陽子は荷電粒子であるため、太陽と地球の間に存在する惑星間磁場によってその進路が曲げられ、乱される。そのため、このような荷電

粒子の観測から、太陽フレアのどの時点で粒子加速が起きたのかを調べることは困難である。

一方、このような高いエネルギーに加速された陽子が太陽大気原子核と衝突すると、荷電交換反応によって中性子が発生する [3, 4]。中性子は電荷を持たないため、フレア発生点付近の強い磁場に閉じ込められることがない。また、惑星間磁場によってその進路が曲げられることもないので、発生点から地球まで直進して来る。中性子のエネルギーを測定することによって、その速度がわかり、これと地球での検出時刻とから、太陽での発生時刻を割り出すことができる。そして、電波、光、X線、 γ 線等の電磁波の観測時刻との関係から、フレアのどの段階で粒子加速が起きているかを決定することができる。また、そのエネルギースペクトルからも、粒子の加速機構に対する手がかりを得ることができる。

このような着眼点から、我々は、1990年10月から乗鞍岳の宇宙線観測所(標高 2770 m)にて、新しい方式の中性子望遠鏡を用いた太陽中性子の観測を開始した [5, 6, 7, 8, 9]。この、新しい方式とは、プラスチックシンチレータの中で中性子がたたき出す反跳陽子を捕らえるもので、これまでの太陽中性子観測に用いられてきた中性子モニタと異なり、(1) 中性子の入射方向を限定できる指向性を持つこと、(2) 中性子観測の妨げになる荷電粒子を弁別できること、(3) 中性子のエネルギーが絞れること等の特徴を持っている。我々は、この新しい観測装置で、1991年6月4日の NOAA 6659 の黒点領域で起きた大フレア [10] に伴った太陽中性子を捕らえたのである [11, 12, 13]。この時点までに、太陽中性子を地上で捕らえた信頼できる観測結果として知られていたのは、1982年6月3日に Jungfraujoch で観測された事象 [14, 15, 16, 17] だけであったが、それから実に9年ぶりのことであった(最近の太陽中性子の観測事例は参考文献 [18, 19, 20] を参照のこと)。

太陽中性子の地球大気中での伝播 ところで、中性子が地球大気上空に入射した場合、大気原子核との相互作用による散乱や吸収を受ける。従って、地上あるいは山岳高度に於いて太陽中性子を観測する場合には、観測結果から、大気上空へ入射した時点での様相を知るために、太陽中性子の地球大気中での伝播の影響を見積っておかなくてはならない。

これまでに、太陽中性子の地球大気中での伝播を計算した例として、大気上空 (300 g/cm²まで) での中性子強度を計算した Alsmiller and Boughner [21] のものと、太陽中性子に対する中性子モニタの感度 (Sensitivity) を計算した Debrunner ら [14, 22] のものがある。しかし、これらの計算を我々の観測結果 [11, 12, 13] の解析にそのまま適応するわけにはいかない。我々は、もっと深いところ (観測時の太陽の方向、つまり天頂角 18°.9 方向の大気の深さで 776 g/cm²付近) で、中性子モニタとは検出効率の異なった検出器 (中性子望遠鏡とミュオン望遠鏡) を用いて観測しているからである。新しい観測装置のために、中性子の地球大気中での伝播を計算し直す必要がある。

計算の必要性はこれだけではない。彼らの計算では、特に低いエネルギーの太陽中性子の伝播を過小評価している可能性がある。なぜなら、中性子の弾性散乱が正しく取り扱われていないからである。Alsmiller and Boughner [21] の計算では、25 MeV 以上のエネルギーでの核子-原子核の弾性散乱が無視されている (このことは、彼らの論文に明記されている)。また、Debrunner ら [14, 22] の中性子モニタの感度の計算の基礎となっている Debrunner and Brunberg [23] の計算でも、核子と大気原子核との相互作用を核内カスケードで取り扱っているため、弾性散乱からの寄与を無視していることになる。核内カスケードの計算では、標的原子核を独立な核子の集まりと見なし、原子核内での相互作用を核子同士の散乱として取り扱う。従って、入射核子によって標的原子核が破碎されるような非弾性散乱には適用できるが、入射核子と標的原子核全体とが相互作用する弾性散乱には適用できないのである [24]。

ところが、中性子の弾性散乱断面積の全散乱断面積に対する割合は、50 MeV 付近で 50 % 以上、200 MeV 以上でも 30 % 程度ある [25, 26]。また、弾性散乱による散乱中性子の角分布は回折的で前方に集中している [27, 28, 29, 30, 31]。従って、100 MeV 付近のエネルギー領域で太陽中性子の地球大気中の伝播を考える上では、弾性散乱を無視することはできない。むしろ弾性散乱によって伝播する中性子の方が大きな割合を占めていると考えられる。Debrunner ら [14, 22] の計算では、~ 200 MeV 以下のエネルギー領域での太陽中性子に対する感度 (Sensitivity) を小さく見積っている可能性がある (Flückiger [32] も 200 MeV 以下で中性子のフラックスの

見積が少ないことに言及している)。

太陽中性子のエネルギースペクトルは、エネルギーと共に急激に減少していると予想され、もし上で述べたように数 10 MeV から数 100 MeV のエネルギー領域に於ける地球大気中での中性子の伝播の見積が誤っていると、地上での観測結果から地球大気トップでの太陽中性子のフラックスを算定する際に、大きな誤りを生ずることになる。また、例えば、100 MeV の中性子と 200 MeV の中性子が太陽を同時に出たとすると、地球に到達する時刻に約 5 分の開きができる。従って、観測された中性子強度の時間的変化から、太陽での粒子加速の時間的推移を論ずる上でも、このエネルギー領域での中性子の伝播が、ひとつの重要な鍵となる。このように、太陽中性子の地球大気中での伝播を、弾性散乱の効果を取り入れて計算し直すことは、地上及び山岳高度に於ける太陽中性子の観測にとって重要なことである。

また、太陽中性子の地球大気中での伝播の結果は、観測装置の設計にも影響を及ぼす可能性がある。地上及び山岳高度に於ける太陽中性子の観測では、大気中で銀河宇宙線によって作られる中性子を背景雑音として受けることになる。そこで、もし、弾性散乱の角分布が前方に集中していることから予想されるように、太陽中性子が大気トップに入射した方向からそれほど拡がらずに大気中を伝播してくるとすれば、観測装置の入射立体角を太陽方向のある範囲に限定することによって、銀河宇宙線に起因する背景雑音を制限することができ、観測の際の信号対雑音比を向上させることが可能となる [7]。

以上のような観点から、主に数 10 MeV から数 100 MeV のエネルギー領域の中性子について、それらが地球大気中をどの様に伝播するかということをモンテカルロ法を用いて計算し、大気のままさまざまな深さでの中性子強度や観測される中性子のエネルギースペクトルを求めた。

論文の構成 この論文では、まず第 2 章で、我々が 1990 年 10 月に乗鞍岳の宇宙線観測所 (標高 2770 m) に設置した、新方式の中性子望遠鏡について説明する。つぎに第 3 章で、1991 年 6 月 4 日の太陽フレア時に、この新しい装置で捕らえられた太陽中性子の観測データについて報告する。第 4 章では、この事象の解釈に重要な役割を果たした、太陽中性子の地球大気中での伝播の計算方法と結果について述べ

る。最後に第5章で、我々の新しい計算結果を、1991年6月4日の観測データの解析に適用し、その結果得られた物理的な解釈を示す。

2 太陽中性子の新しい観測方法

我々が1991年6月4日の太陽フレアに伴う中性子を捕らえた観測装置は、乗鞍岳の宇宙線観測所(標高2770 m、緯度 $36^{\circ}.10N$ 、経度 $137^{\circ}.55E$)に設置されている太陽中性子望遠鏡とミューオン望遠鏡である。特に、太陽中性子望遠鏡は、その名前が示す通り太陽中性子観測のために考案されたものである[5, 7, 9]。

これまでの地上に於ける太陽中性子観測には、専ら中性子モニタが使用されてきた。しかし、中性子モニタは、元来、銀河宇宙線の強度を長期連続観測する目的で開発されたものである。中性子モニタが、世界各地に設置されていて、これまでの長年の観測にも関わらず、信頼できる太陽中性子の観測として認められているものは、1982年6月3日にJungfraujochで観測された事象だけであった。我々は、このように太陽中性子の観測例が少なかった原因の一つとして、その観測装置に問題があると考え、従来使われてきた中性子モニタの問題点を検討し太陽中性子望遠鏡を開発したのである。

この章では、比較のために、これまで太陽中性子の観測に使われてきた中性子モニタについて簡単にふれたのち、我々の新しい太陽中性子観測装置について説明する。

2.1 従来の太陽中性子地上観測方法(中性子モニタ)

中性子モニタ(NM64型)の構造を図1に示す[33]。中性子モニタは、入射粒子によって鉛の発生層中で発生する中性子を、パラフィン、ポリエチレン等の減速材によって減速し、 BF_3 カウンタで検出する。これらの周囲にもパラフィンもしくはポリエチレンの反射材があり、内部で発生した中性子を反射し減速する。この反射材は、周囲からの不必要な低エネルギー中性子を取り除く働きも兼ねている。このような構造のため、中性子モニタでは、粒子がどのような方向から入射しても、鉛の中で中性子を発生すれば、それを検出してしまう。つまり、入射粒子の検出感度に

指向性がない。また、中性子以外の粒子(主に陽子)にも反応し、入射粒子の弁別ができない。そのため、中性子モニタの計測数が増加したとしても、それが太陽方向からきた中性子によるものかどうか判定できない。さらに、入射粒子のエネルギーが測定できないため、それが中性子であったとしても、太陽で発生した時刻を特定できない。つまり、中性子モニタは、太陽中性子の観測にとって最適な装置ではないのである。

2.2 太陽中性子望遠鏡

そこで、我々は、このような中性子モニタに替わる太陽中性子観測装置として、以下に述べるような太陽中性子望遠鏡を作製した。図2にその構造を示す。

太陽中性子望遠鏡では、検出器として、プラスチックシンチレータを用いている。入射中性子が、プラスチックシンチレータ(母材は $(CH)_8$)内の水素あるいは炭素の原子核との散乱でたたき出す反跳陽子を捕らえることにより、中性子の到来を検出することができる。図2のS4の部分、幅100 cm、高さ(太陽方向)50 cm、長さ100 cmの中性子検出部である。望遠鏡の太陽方向に対する有効面積は 1 m^2 である。

指向性 標的核が水素の場合、中性子のエネルギーが $\sim 50\text{ MeV}$ を越えると、反跳陽子は前方に放出されやすくなる。これは、核力の交換力という性質に由来している。また、後で示すように、中性子と炭素原子核との荷電交換反応によって放出される陽子も前方に集中している。これは、炭素原子核とのペリフェラル衝突によるものと解釈できる。そこで、この装置では、この陽子が前方に出やすいという性質を積極的に利用して、入射粒子の検出感度に指向性をもたせている。中性子検出部(図2のS4)のプラスチックシンチレータは、厚さ1 mmのアルミ板によって、各々幅10 cmの板状のブロックに10分割されていて、そこからの信号がそれぞれ別々に回路系に接続されている。そして、トリガ用論理回路により、1ブロックだけを通過した場合($S4_1$)と、隣合う2ブロックだけを通過した場合の信号($S4_2$)を取り出すことによって、粒子の入射方向を制限している。このことは、中性子望遠鏡が、長さ方向(東西)を軸に全体を太陽方向へ傾けて設置してあるので、粒子の入射方向

を、黄道面から $\pm 11^\circ$ 及び $\pm 22^\circ$ の帯状の領域に制限することに対応する。なお、このような検出器の構造上、各々のシンチレータブロックの東西両側に光電子増倍管が取り付けられている。集光効率の一様性を向上するため、これらの出力パルスを加算しているが、これにより、シンチレータの両端と中央部での波高値の差は 20 % となっている。

粒子弁別 中性子検出部のすぐ上側 (太陽方向) に、それぞれ厚さ 5 cm、面積 1 m^2 のプラスチックシンチレータが、間に厚さ 1.5 cm の鉛をはさんで置かれている (図 2 の S1 及び S2)。これらの検出器は入射粒子弁別用で、S1,S2 共に信号がなかった場合には中性子が入射したものと判定する。また、ミューオンや陽子、電子等の荷電粒子の入射は、S1,S2 双方に信号が出ることで検出できる。鉛板は高エネルギー γ 線の検出用で、この場合には S1 には信号がなく、S2 だけに信号が出ることによって判定する。高エネルギー γ 線が鉛中でカスケードシャワーを起こすからである。エネルギーの低い電子や γ 線は、鉛板で吸収されてしまう。

中性子検出部の南北両側面には、荷電粒子や γ 線を検出し除去するため、厚さ 5 cm、面積 0.5 m^2 のプラスチックシンチレータと、厚さ 1.0 cm の鉛板が取り付けられている (図 2 の S3)。また東西両側面 (光電子増倍管の窓の上下) にも厚さ 1 cm のプラスチックシンチレータが取り付けられていて、雑音となる荷電粒子の入射を検出し除去するようになっている (鉛板は取り付けられていない)。

エネルギー弁別 中性子検出部の下側には、それぞれ厚さ 5 cm の鉛板とシンチレータが交互に 2 層重ねて置かれている (図 2 の S5 及び S6)。これらは、反跳陽子の飛程によって、入射中性子のエネルギー範囲を制限するためのものである。陽子の飛程とエネルギーとの関係より、望遠鏡に垂直に入射した中性子のエネルギー範囲は、S5 まで到達しない場合、S5 は通過するが S6 まで到達しない場合、及び S6 まで到達する場合のそれぞれに対し、50 MeV ~ 360 MeV、280 MeV ~ 500 MeV、および 390 MeV 以上となる。

表 1: 太陽中性子望遠鏡の信号

ch. #	logic	particle	angle	energy
0	$\overline{S2} \cdot \overline{S3} \cdot S4_1 \cdot \overline{S5} \cdot \overline{S6}$	neutron	< 11°	low (50 ~ 360 MeV)
1	$\overline{S2} \cdot \overline{S3} \cdot S4_1 \cdot S5 \cdot \overline{S6}$			medium (280 ~ 500 MeV)
2	$\overline{S2} \cdot \overline{S3} \cdot S4_1 \cdot S5 \cdot S6$			high (≥ 390 MeV)
3	$\overline{S2} \cdot \overline{S3} \cdot S4_2 \cdot \overline{S5} \cdot \overline{S6}$		< 22°	low
4	$\overline{S2} \cdot \overline{S3} \cdot S4_2 \cdot S5 \cdot \overline{S6}$			medium
5	$\overline{S2} \cdot \overline{S3} \cdot S4_2 \cdot S5 \cdot S6$			high
6	$\overline{S2} \cdot \overline{S3} \cdot S4_M \cdot S5 \cdot \overline{S6}$		all	medium
7	$\overline{S2} \cdot \overline{S3} \cdot S4_M \cdot S5 \cdot S6$			high
8	$S2 \cdot \overline{S3} \cdot S4_1 \cdot \overline{S5} \cdot \overline{S6}$	p, μ , γ	< 11°	low
9	$S2 \cdot \overline{S3} \cdot S4_1 \cdot S5 \cdot \overline{S6}$			medium
10	$S2 \cdot \overline{S3} \cdot S4_1 \cdot S5 \cdot S6$			high
11	$S2 \cdot \overline{S3} \cdot S4_2 \cdot S5 \cdot \overline{S6}$		< 22°	medium

回路系及びデータの記録 上に述べたような各々のシンチレータからの信号は、アンプ及びディスクリミネータ (NIM モジュール) によって波形整形された後、トリガ用論理回路に導かれる。トリガ論理回路では、これらの信号を組み合わせ、表 1 に示すような種類の信号を取り出している。[表 1 に S1 の信号が入っていないのは、S1 が 1991 年 6 月 4 日の時点では稼動していなかったからである。]

論理回路の出力は CAMAC 規格のスクレーパーにて計数され、30 秒毎に 8 mm ビデオテープに記録される。また、望遠鏡の運転状態をモニタするために、各トリガイイベント毎の波高値なども記録される (詳細は参考文献 [9] 参照のこと)。

中性子検出効率 太陽中性子望遠鏡の検出効率は、中性子が装置の中で起こす反応と装置の構造を考慮したモンテカルロ計算によって求められた [9]。第 3 章で示す観測データに対応する、最もエネルギーの低いチャンネル、すなわち表 1 の ch0 と ch3 を足し合わせた場合では、中性子のエネルギー 50 MeV 以上ではほぼ一定で、100 MeV で 0.15、300 MeV で 0.17 である。

2.3 ミューオン望遠鏡

1991年6月4日の太陽フレアに伴う中性子は、銀河宇宙線の時間変化の研究のために、1968年に乗鞍岳の宇宙線観測所に建設されたミュオン望遠鏡 [34] でも観測された。この装置は、厚さ 5 cm のシンチレータ 36 m^2 (1 m^2 、6 行 6 列) 2 層からなっていて、上側の層 (U) と下側の層 (L) は 1.73 m 離れている。銀河宇宙線の観測のため、これらのシンチレータからの信号をさまざまに組合せたものが記録されているが、第 3 章で示す観測データは、上下どちらかの層から信号が出たもの (U+L) と、上下の層を粒子が突き抜けた場合のもの (V) である。これらの信号のほとんどは、銀河宇宙線が大気中で相互作用をして作られるミュオンによるものである。中性子に対しては、上あるいは下の層のシンチレータ内で反跳陽子を出した場合 (U+L) に検出される。シンチレータの厚みと間の鉄などの物質による吸収を考慮すると、検出効率は、中性子のエネルギーに対してほぼ一定で、0.09 である。一方、上下のシンチレータ層から同時に信号を出すような条件 (V) では、上の層で反跳陽子を放出し、その陽子が下の層で信号を出さなければならない。さらに、この場合、装置の太陽方向に対する有効な面積が減少する (1992 年 6 月 4 日の太陽フレア時では、実面積の 20 %)。従って、U+L に信号があつて V にない場合には、太陽方向からの中性子による信号と考えられる。また、U+L 及び V が同じ様な時間変動を示す場合には、その変動は、太陽中性子ではなく、銀河宇宙線に起因すると考えられる。なお、U+L 及び V の信号の計数は、気圧と共に 10 秒毎に記録されている。

3 乗鞍岳で捕らえられた太陽中性子

我々は、前の章で述べたような観測装置で、1991 年 6 月 4 日の NOAA 6659 の黒点領域で起きた大フレア [10] に伴った太陽中性子を捕らえた [11, 12, 13]。このフレアは、X 線で X12、光 (H_{α}) で 3B という大規模なもので、太陽面上の東の端近く (N30 E70) で起きたものである。光の強度の最大時刻は 03:37 UT であった。また、このフレアからの高エネルギー γ 線が、GRO (Compton 衛星) によって観測された [35]。 γ 線の観測データは、図 3 のように、03:41:16 UT に δ 関数的な鋭いピー

クを持っている。また、野辺山の 80 GHz の太陽電波の観測でも、 γ 線と同様の鋭いピークがみられる (図 4) [36]。

我々の観測データを図 5 に示す。図 5 の横軸は観測時刻 (世界時)、縦軸は 3 分毎の計数値の平均からのずれを標準偏差で表したものである。計数値及びその平均を、それぞれ N 及び $\langle N \rangle$ で表すと、縦軸の表す量は

$$\sigma \equiv \frac{N - \langle N \rangle}{\langle N \rangle^{1/2}}$$

である。ただし、太陽中性子望遠鏡に対しては

$$\langle N \rangle = 1.37 \times 10^4 / 3 \text{ min.}$$

ミュオン望遠鏡の U+L と V に対しては、各々

$$\langle N_{U+L} \rangle = 3.15 \times 10^6 / 3 \text{ min.}$$

$$\langle N_V \rangle = 1.97 \times 10^5 / 3 \text{ min.}$$

である。太陽中性子望遠鏡についてはエネルギーの一番低いチャンネル (50 ~ 360 MeV)、つまり ch0 と ch3 を合わせたものが示してある。図 5 の破線は、各々の装置の気圧補正を施した後の背景雑音のレベルである。ミュオン望遠鏡の背景雑音が増加しているのは、銀河宇宙線強度の一日変化の影響である。

図 6 に、1991 年 6 月 3 日 21:00 UT から 6 月 4 日 09:00 UT までの期間の、太陽中性子望遠鏡の 3 分間の計数値と、ミュオン望遠鏡 (U+L) の 9 分間の計数値の平均値からのずれの分布を示す。この期間でのずれの最大は、太陽中性子望遠鏡では 03:46:00 UT ~ 03:49:00 UT で 4.4σ 、ミュオン望遠鏡 (U+L) では 03:47:00 UT ~ 03:56:00 UT で 4.9σ である。ちなみに、統計的ゆらぎによって 4.4σ の増加が起こる確率は 5.4×10^{-6} 以下だから、03:37 UT から 03:49 UT までの 4 区間のうちのどこかに起こる確率は 2.2×10^{-5} 以下である。なお、太陽中性子望遠鏡のエネルギーの高い方のチャンネルでも計数の増加がみられ、280 ~ 500 MeV のチャンネルでは 2.7σ 、390 MeV 以上のチャンネルでは 1.5σ であった。また、図 5 からわかるように、ミュオン望遠鏡の V のチャンネルでは、このような計数の増加はみられない。また、同じ乗鞍宇宙線観測所にある理研の中性子モニタも、同じ時刻に太陽中性子を記録している [37]。

4 太陽中性子の地球大気中での伝播

さて、前章に示したような観測データを解析して、地球大気トップでの太陽中性子のフラックスや太陽に於ける中性子強度を求めるには、第1章に述べたように、太陽中性子の地球大気中での伝播を計算しておかなければならない。ここでは、まず簡単な伝播モデルによる解析的な見積りを示したのち、モンテカルロ法による計算について詳細に述べる。

4.1 簡単な伝播モデルによる見積

地球大気トップに入射した中性子は、大気原子核との衝突を繰り返しながら大気中を伝播していく。太陽中性子と大気原子核との衝突に於いて、弾性散乱の他に、入射中性子が陽子に入れ替わって出てくる荷電交換反応や、衝突した相手の原子核にエネルギーを与えて、入射エネルギーよりも低いエネルギーの中性子が出てくる非弾性散乱などが起こる。ここでは、問題を明確にするために、次のような、極度に単純化したモデルを考えてみよう。

4.1.1 1次元伝播モデル

ここで考えるモデルでは、大気トップに入射した太陽中性子のうち、山岳高度の観測点まで到達できるのは、伝播中に起こす大気原子核との衝突に於いて弾性散乱したものだけであるとし、非弾性散乱を起こした場合には、入射中性子は吸収されて、なくなってしまうとする。弾性散乱により、中性子は入射方向に対してある角度の広がりを持って散乱されるわけであるが、ここではただ単に衝突前と同じ方向に散乱されるものとする。このように極度に単純化したモデルでは、太陽中性子の伝播は

$$\frac{dN(z)}{dz} = -\frac{1}{\lambda}N(z) + C\frac{1}{\lambda}N(z) \quad (1)$$

という一次元の伝播方程式で表せる。ただし、 z は $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ 単位で計った大気の深さで、 $N(z)$ はその深さでの中性子の数を表している。また、 λ は中性子と大気原子核との衝突の平均自由行程で、 C は衝突後に前方へ出てくる中性子の数の、衝突を

起こした中性子数に対する割合で、ここで考えているモデルでは、散乱の全断面積を σ_{tot} 、弾性散乱断面積を σ_{el} で表すと

$$C = \frac{\sigma_{el}}{\sigma_{tot}}$$

となる。伝播方程式 (1) の左辺は、大気の深さが $dz \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ 変わった場合の中性子数の変化量を表し、右辺第 1 項は衝突を起こす中性子数、右辺第 2 項は衝突後再び前方へ出てくる中性子数を表している。方程式 (1) の解より、このモデルでは、大気トップに 1 個の太陽中性子が入ると、大気の深さ $z \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ では

$$\frac{N(z)}{N(0)} = \exp\left[-(1-C)\frac{z}{\lambda}\right] \text{ 個} \quad (2)$$

に減衰することになる。ただし、 $N(0)$ は大気トップに入射する中性子の数で、 $N(z)$ は大気の深さ $z \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ まで到達する中性子の数である。

さて、ここで散乱断面積等に、具体的な数値を入れて、太陽中性子が地球大気中でどれくらい減衰するか算定してみよう。中性子と窒素や酸素原子核との散乱断面積を、広いエネルギー範囲にわたって詳しく測定したデータは数少ない。そこで、ここでは、中性子と炭素原子核との散乱断面積の測定値 [25, 26] に基づいて算定を行う。図 7 に示すように、中性子と炭素原子核との散乱断面積は、中性子の運動エネルギーが 150 MeV 以上では、ほぼ一定で

$$\sigma_{tot} \approx 300 \text{ mb}$$

$$\sigma_{el} \approx 100 \text{ mb}$$

である。これらの数値から、大気原子核を、平均質量数 $A = 14.4$ の原子核と見なし、散乱断面積の標的質量数 (A) 依存性を $A^{2/3}$ と仮定して、 λ と C を算出すると

$$\lambda = \frac{14.4}{6.02 \times 10^{23} \times 300 \times 10^{-27}} \times \left(\frac{12.0}{14.4}\right)^{2/3} = 70.6 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$$

$$C = \frac{1}{3}$$

となる。これらの値を式 (2) に代入すると、このモデルでは、150 MeV 以上の太陽中性子の大気中での減衰は

$$\frac{N(z)}{N(0)} = \exp\left(-\frac{2z}{3\lambda}\right) \equiv \exp\left(-\frac{z}{\lambda_{att}}\right) \approx \exp\left(-\frac{z}{106}\right)$$

程度となる。減衰の平均自由行程を λ_{att} とすると、

$$\lambda_{att} \approx 106 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$$

ということになる。

$z = 776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ の深さでは、減衰は、ほぼ1500分の1 (6.62×10^{-4})である。ちなみに、衝突した太陽中性子が全てなくなってしまう ($C = 0$)と仮定して算出すると、同じ深さで $N(z)/N(0)$ が 1.68×10^{-5} となるから、弾性散乱の効果は、この深さでの太陽中性子のフラックスを約40倍にしていることになる。散乱断面積のエネルギー依存性 (図7) を考慮して計算した結果を、図21に破線で示す。

4.1.2 散乱による角度の広がり

次に、これら地球大気深くまで伝播してくる太陽中性子が、大気トップでの入射方向 (つまり、太陽の方向) から、どれくらいの角度の広がりをもって入ってくるかを見積るため、この単純化したモデルに、弾性散乱に於ける角分布を取り入れたモデルを考えてみよう。

大気のある深さ $z \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ で、大気トップでの入射方向から、 $\theta \sim \theta + d\theta$ の角度範囲にある中性子の数を、 $n(z, \theta)d\theta$ とする ($\theta = 0$ の方向が、太陽の方向である)。前のモデルの $N(z)$ との関係は

$$N(z) = \int_0^\pi n(z, \theta) d\theta$$

である。更に、中性子を、その散乱回数 k で分けて

$$n(z, \theta) = \sum_{k=0}^{\infty} n_k(z, \theta)$$

とする。ただし、 $n_k(z, \theta)$ は、大気の深さ $z \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ まで到達する間に k 回衝突をして、 θ 方向に伝播していく中性子を表している。

このように衝突回数で分けると、大気原子核と全く衝突せずに伝播してくる中性子は

$$\frac{\partial n_0(z, \theta)}{\partial z} = -\frac{1}{\lambda} n_0(z, \theta) \quad (3)$$

1 回衝突して伝播してくる中性子は

$$\frac{\partial n_1(z, \theta)}{\partial z} = -\frac{1}{\lambda} n_1(z, \theta) + \frac{1}{\lambda} C \int_0^\pi P(\theta, \theta') n_0(z, \theta') d\theta' \quad (4)$$

等々の方程式で表される。ただし式 (4) の $P(\theta, \theta') d\theta'$ は、1 回の衝突で、 θ' の角度の中性子が $\theta \sim \theta + d\theta$ へ散乱される確率である。これは弾性散乱の微分散乱断面積によって決まるもので、散乱は粒子の入射方向に対し軸対称であるから、ここでは散乱の偏角方向に積分したものとして定式化しておく (粒子の行程については $\cos \theta \approx 1$ と近似した)。

上の方程式 (3) と (4) は、大気原子核と全く衝突せずに伝播してくる中性子の数は、衝突する毎に減少していきただけだが、1 回衝突してくる中性子の数の変化には、大気の深さ $dz \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ 進む間に、衝突によって減少する分と、その深さまで衝突せずに伝播してきた中性子が衝突によって加わる分との双方が寄与するということを表している。

これを一般化して、 k 回衝突してくる中性子は

$$\frac{\partial n_k(z, \theta)}{\partial z} = -\frac{1}{\lambda} n_k(z, \theta) + \frac{1}{\lambda} C \int_0^\pi P(\theta, \theta') n_{k-1}(z, \theta') d\theta' \quad (5)$$

という方程式で表されることになる。式 (5) の右辺第 1 項が衝突によって減少する分を表し、右辺第 2 項が衝突によって加わる分を表している。

散乱の角分布は衝突回数 k によって決まり、大気の深さ z には直接依存していないので、 k 回衝突した中性子を

$$n_k(z, \theta) = N_k(z) F_k(\theta) \quad (6)$$

というように変数分離して表すことができる。このようにすると、式 (5) は

$$\frac{dN_k(z)}{dz} = -\frac{1}{\lambda} N_k(z) + \frac{1}{\lambda} C N_{k-1}(z) \quad (7)$$

と

$$F_k(\theta) = \int_0^\pi P(\theta, \theta') F_{k-1}(\theta') d\theta' \quad (8)$$

の二つの方程式に分けることができる。式 (7) が大気中での減衰を表し、式 (8) が散乱によって角分布が広がっていくことを表している。

ここで、大気トップに中性子が1個入射したという条件を入れて、これらの方程式を順次解いていく。入射粒子の条件(初期条件)は

$$n_0(z=0, \theta) = \delta(\theta)$$

あるいは、変数分離した後の関数で表すと

$$N_0(z=0) = 1 \quad (9)$$

$$F_0(\theta) = \delta(\theta) \quad (10)$$

である。

式(9)の条件のもとに、式(7)を $k=0$ の場合について解くと

$$N_0(z) = \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) \quad (11)$$

となる。この式(11)と式(10)を式(6)に代入することによって、大気原子核と全く衝突せずに、深さ z $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ まで伝播してくる中性子は

$$n_0(z, \theta) = \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right)\delta(\theta)$$

となることがわかる。

次に、1回衝突してくるものは、二つの方程式(式(7)と式(8)で $k=1$ と置いたもの)

$$\frac{dN_1(z)}{dz} = -\frac{1}{\lambda}N_1(z) + \frac{1}{\lambda}CN_0(z)$$

と

$$F_1(\theta) = \int_0^\pi P(\theta, \theta')F_0(\theta')d\theta'$$

に、それぞれ式(11)と式(10)を代入して解くと

$$N_1(z) = C\frac{z}{\lambda}\exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) \quad (12)$$

$$F_1(\theta) = P(\theta, 0) \quad (13)$$

となり、これらの式(12)と(13)を式(6)に代入して

$$n_1(z, \theta) = C\frac{z}{\lambda}\exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right)P(\theta, 0)$$

となる。同様にして、 k 回衝突してくるものは

$$N_k(z) = C^k \frac{1}{k!} \left(\frac{z}{\lambda}\right)^k \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) \quad (14)$$

と

$$F_k(\theta) = \int_0^\pi d\theta^{(k-1)} \int_0^\pi d\theta^{(k-2)} \dots \int_0^\pi d\theta^{(1)} P(\theta, \theta^{(k-1)}) P(\theta^{(k-1)}, \theta^{(k-2)}) \dots P(\theta^{(1)}, 0) \quad (15)$$

の二つの関数で

$$n_k(z, \theta) = N_k(z) F_k(\theta)$$

と表される。

式(15)は確率の重ね合わせ(畳み込み積分)である。それぞれの衝突は独立事象だから、最初に $\theta = 0$ の中性子が、 k 回の衝突の末、 θ の角度に散乱される確率はこのように表される。式(14)は次のように解釈できる。 z/λ は、大気の深さを衝突の平均自由行程で割ったものだから、平均衝突回数と考えられる。衝突はランダムに起こるので、実際に大気の深さ $z \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ までに k 回衝突する確率はポアソン分布と考えられ

$$P_c(k, z) = \frac{1}{k!} \left(\frac{z}{\lambda}\right)^k \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right)$$

となる。1回の衝突で中性子が前方へ出てくる割合が C だから、 k 回衝突した末に前方へ散乱されて出てくる割合は式(14)のようになるわけである。式(14)を変形すると

$$N_k(z) = \frac{1}{k!} \left(\frac{Cz}{\lambda}\right)^k \exp\left(-\frac{Cz}{\lambda}\right) \exp\left[-(1-C)\frac{z}{\lambda}\right] \quad (16)$$

となる。この式(16)の右辺の最後の項が、前に考えた、散乱の角分布を無視したモデルでの、中性子の大気中での減衰を表していることになり、残りの項が、角度の広がりにも寄与する分、すなわち、大気の深さ $z \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ までに伝播してくる中性子の衝突確率を示しているわけである(平均 Cz/λ のポアソン分布になっている)。前に用いた数値から、 $z = 776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ の深さでは

$$\frac{Cz}{\lambda} = 3.66$$

となる。従って、この大気の深さでは、およそ 4 回程度弾性散乱をした太陽中性子が観測されることになる。

次に、角分布の方を考える。ここで考えているようなエネルギー範囲の中性子の弾性散乱の角分布のデータはそれほど多くはない。ここでは、Ashmore らの 350 MeV での中性子と炭素原子核との弾性散乱の測定値 [31] を用いることにする。測定値は単位立体角当りで与えられているが、ガウス分布で近似すると標準偏差で 6° 程度になっている。従って、大気の深さ $z \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ での角度の広がり、そこまで伝播してくる中性子の平均衝突回数 3.66 回を用いると

$$6^\circ \times \sqrt{3.66} = 11.5^\circ$$

程度となる。

このように、単純化したモデルで算定してみると、150 MeV 以上のエネルギーを持つ太陽中性子ならば、大気中 $776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ の深さ (すなわち山岳高度の観測点) にまで、1500 分の 1 程度の減衰を受けながら、ほぼその入射方向を保ちつつ伝播してくることがわかる。

ここで用いたモデルは、極端に単純化したものではあるが、弾性散乱以外の過程を経た中性子は全てなくなってしまうというものである。従って、このモデルを用いた算定は、大気中を伝播してくる中性子の数を少な目に見積っていることになる。実際には、非弾性散乱の過程を経た中性子も、エネルギーは減少するであろうが、伝播してくる可能性がある。また、わずかな確率かもしれないが、非弾性散乱によって空気原子核からたたき出された核子も伝播に寄与する。つまり、モデルを単純化するためにここでは取り入れなかった過程は、それを取り入れると、実際に伝播してくる中性子の数を、ここでの見積よりも増やす傾向にあるものである。ここでの見積は、運動エネルギー $\sim 150 \text{ MeV}$ 以上の中性子に対し、大気中の伝播の下限を与えるものである。

4.2 モンテカルロ法による計算

前の章では、中性子が大気中を伝播していく際には弾性散乱が重要な過程となるということを示すために、極端に単純化したモデルを用いて議論した。しかしなが

ら、実際には非弾性散乱も伝播に寄与する。非弾性散乱の過程では、入射中性子は大きくエネルギーを変える。さらに、中性子ばかりでなく陽子も発生する。陽子は伝播中に空気原子を電離することによってエネルギーを失う(電離損失)。このような複雑な過程を前の章のような伝播方程式に取り入れ、それを解析的に解くのは非常に困難である。そこで、中性子の大気中の伝播の、より実際に近い算定を行うために、これらの様々な過程を取り入れてモンテカルロ法によるシミュレーションを行った。この章では、シミュレーションに用いた個々の過程のモデルを説明する。

4.2.1 計算の概要

まず計算に取り入れた個々の過程の詳細説明に入る前に、その概要を述べておく。この計算では、地球大気に入射する一次粒子として、運動エネルギーが数 10 MeV から 数 100 MeV の中性子を考える。この中性子が散乱を受けて伝播していく地球大気としては、窒素 80% 酸素 20% の平均として、質量数 $A = 14.4$ の原子核を考える。伝播の過程で発生する二次粒子としては、中性子と陽子だけを考える。

核子 n (中性子及び陽子) と大気原子核 A との散乱に於ては

- 1) 弾性散乱 $n + A \longrightarrow n + A$
- 2) 荷電交換反応 $n + A \longrightarrow n' + A$
- 3) 非弾性散乱 $n + A \longrightarrow n' + A + X$

を考慮する。

中性子の β 崩壊は、この計算に於いては無視できるので考慮しない。

陽子については、さらに

- 4) 電離によるエネルギー損失

を考慮するが、クーロン多重散乱は無視する。

散乱の際の運動学は、相対論的に正確に取り扱う。

4.2.2 全散乱断面積

大気中の中性子の伝播の計算には、中性子と空気原子核(窒素、酸素)との散乱断面積が必要である。しかし、これらの原子核を標的とした散乱断面積の測定は少

ない。そこで、ここでは、広いエネルギー範囲にわたって詳しく測定されている、中性子と炭素との散乱断面積の測定値 [25, 26] に基づいて、9 MeV から 1100 MeV までの範囲でのエネルギー依存性に対する近似式 (図 7) を作り、断面積の標的質量に対する依存性を $A^{\frac{2}{3}}$ と仮定して変換し、平均空気原子核 ($A = 14.4$) の散乱断面積とした。採用した近似式の関数型は

$$\sigma = \left(\frac{14.4}{12.0}\right)^{\frac{2}{3}} \exp(ax^2 + bx + c) \quad (17)$$

である。ただし、 $x = \log T_n$ で、 T_n は MeV 単位で表した中性子の運動エネルギーである。係数 a, b, c を表 2 に示す。

4.2.3 弾性散乱断面積

中性子と大気原子核との弾性散乱の断面積 [25, 26] も、全散乱断面積と同じ関数型 (式 (17)) で近似した (図 7)。弾性散乱断面積の場合の係数 a, b, c を表 3 に示す。

弾性散乱の際の散乱粒子の角分布も、限られたエネルギーでの測定値 (図 8) [31, 27, 28, 29, 30] しかない。我々は、以下のような方法で弾性散乱の角分布のエネルギー依存性を決定した。弾性散乱は回折的散乱であるから [38]、その微分断面積は、散乱角が小さい範囲では

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= D \exp \left[-4Bp_n^2 \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \\ &= D \exp \left[-2Bp_n^2 (1 - \cos \theta) \right] \end{aligned} \quad (18)$$

という式で表せる。ただし、 p_n は GeV/c 単位で表した中性子の運動量であり、 D は正規化因子である。まず、それぞれの測定値 [31, 27, 28, 29, 30] に式 (18) をあて

表 2: 全散乱断面積の近似式の係数

T_n (MeV)	a	b	c
9.0 ~ 20.0	-0.4838	2.801	3.246
20.0 ~ 60.0	-0.3095	1.648	5.137
60.0 ~ 100.0	-0.1779	0.4987	7.631
100.0 ~ 400.0	0.5031	-5.637	21.44
400.0 ~ 1100.0	-0.1543	2.196	-1.904

はめて係数 B を求める。高エネルギーでの測定値 [39] も参照する。次に、求めた係数 B の運動量依存性を表すような経験式を作る。我々が経験式として採用した関数型は

$$B = \left(\frac{14.4}{12.0}\right)^{\frac{2}{3}} \left[B_{\infty} + B_0 \exp(-up_n^4 - vp_n^2) \right]$$

で、係数 B_{∞}, B_0, u, v は

$$\begin{aligned} B_{\infty} &= 63.8, & u &= 12.05 \\ B_0 &= 63.2, & v &= 1.060 \end{aligned}$$

である。係数 B の標的質量に対する依存性は、回折的散乱として $A^{\frac{2}{3}}$ (半径の2乗) と仮定した。弾性散乱による散乱粒子のエネルギー変化は、相対論的な2体衝突の運動学によって計算した。

4.2.4 非弾性散乱

中性子は大気原子核との衝突で、弾性散乱の他に、非弾性散乱も起こす。非弾性散乱では、中性子が、散乱の過程で多くのエネルギーを標的核に与えるため、標的核から複数の核子が放出される。また、衝突した中性子が、陽子に変化することもある。

我々は、非弾性散乱の過程を

- 1) 荷電交換反応
- 2) リーディング核子
- 3) カスケード核子

表 3: 弾性散乱断面積の近似式の係数

$T_n(\text{MeV})$	a	b	c
9.0 ~ 20.0	-0.6342	3.826	1.101
20.0 ~ 60.0	-0.4136	2.342	3.584
60.0 ~ 100.0	-0.5827	3.560	1.434
100.0 ~ 400.0	0.8466	-9.622	31.81
400.0 ~ 1100.0	-0.2367	3.385	-7.223

4) 蒸発過程

の4種類に分けて、シミュレーションに取り入れた。

以下、各反応について詳細に述べる。

4.2.4.1 荷電交換反応 中性子と原子核との散乱に於いて、陽子が、入射前に中性子が持っていたのとはほぼ同じエネルギーを持って、最前方に放出される現象 (図 9) がある ($n + A \rightarrow p + X$ or $p + A \rightarrow n + X$) [40, 41, 42]。この現象は、入射中性子 (陽子) と標的核内の陽子 (中性子) との荷電交換反応である。この過程では、標的核は、基底状態か低い励起状態に残留する。我々は、この荷電交換反応を以下に述べるようなモデルによって近似してシミュレーションに取り入れた。

散乱角分布 荷電交換反応の微分散乱断面積は、我々が必要としているエネルギー領域では、最前方 ($\theta = 0^\circ$) での値のみが与えられているものしかない (ただし、1 GeV では Baturin らが $\theta = 4^\circ, 7.5^\circ, 11.3^\circ$ の3点のデータを発表している [42])。角分布まで示した実験データは、我々の知る限り、皆無である。この過程では、入射粒子は標的核にエネルギーをほとんど与えず、単にアイソスピンを交換して飛び出してくるので、この過程は、運動学的に、弾性散乱と同じように取り扱うことができると考えられる。ここでは荷電交換反応に於ける放出粒子の角分布を弾性散乱の場合と同じとした。

散乱断面積のエネルギー依存性 荷電交換反応の散乱角分布に対し、上のような仮定をすれば、最前方での微分散乱断面積の測定値 $d\sigma_{cex}/d\Omega (\theta = 0^\circ)$ と角分布 $f(\theta)$ の積分値から、荷電交換反応の散乱断面積 σ_{cex} を求めることができる。

$$\begin{aligned}\sigma_{cex} &= \int \frac{d\sigma_{cex}}{d\Omega} d\Omega \\ &= 2\pi \left. \frac{d\sigma_{cex}}{d\Omega} \right|_{\theta=0^\circ} \int f(\theta) \sin \theta d\theta\end{aligned}$$

ただし、角分布の関数は $f(\theta = 0^\circ) = 1$ に正規化しておく。

最前方 ($\theta = 0^\circ$) での微分散乱断面積は、これまでに測定されている実験結果によると、56 MeV で ~ 70 mb/sr [41]、647 MeV で ~ 30 mb/sr [40] と、入射核子の

エネルギーの増加とともに減少している。そこで、この計算では、実験によって得られている最前方での微分散乱断面積の値に基づいて、それぞれの測定エネルギーでの角分布を積分して荷電交換反応の散乱断面積のエネルギー依存性を求めた。

荷電交換反応の散乱断面積 σ_{cex} を、弾性散乱断面積 σ_{el} との比で表す。1 GeV 以下の運動エネルギーの入射粒子に対して、荷電交換反応の散乱断面積はエネルギーと共に減少し、そのエネルギー依存性は

$$\frac{\sigma_{cex}}{\sigma_{el}} = \varepsilon_0 - \eta \ln \left(\frac{T_n}{100 \text{ MeV}} \right) \quad (19)$$

という式で近似される (図 10)。ただし、 T_n は MeV 単位で表した入射粒子の運動エネルギーで、式 (19) に現れる係数 ε_0, η は

$$\varepsilon_0 = 0.025$$

$$\eta = 8.58 \times 10^{-3}$$

である。すなわち荷電交換反応断面積と弾性散乱断面積の比は、 $T_n = 50 \text{ MeV}$ で 3.1%、 $T_n = 1000 \text{ MeV}$ で 0.5% となる。

4.2.4.2 リーディング核子 荷電交換反応以外の非弾性散乱過程は、大きく分けて三つの現象に分離できる。すなわち、入射核子自身が、非弾性散乱でエネルギーを相手の核子に与えるが、かなりのエネルギーを有して飛び出してくる現象 (リーディング核子)、入射核子が核内核子をたたき出して作りだす、核子の多重放出 (核内カスケード)、そして、残留核の蒸発による核子放出である。はじめの二つの過程の概念図を図 11 に示す。

この節では、まず、リーディング核子に対して、我々が、どのようなエネルギー分布と角分布を使用したのかを説明する。そして、次節で、カスケード核子放出過程について、エネルギー分布と角分布を説明する。その後、これらの過程で放出される核子の数 (多重度) と種類 (中性子陽子比) についてどのように取り扱ったかを述べる。残留核の蒸発過程については、その後の節で説明する。

エネルギー分布 最前方に放出される核子のエネルギー分布 (図 9) [40] は、高いエネルギー領域での陽子同士の包括反応に於ける、衝突後の陽子 (リーディング粒

子) の弾性度分布 [38, 43] に非常によく似ている。図 9 で、衝突前に入射粒子が持っていた運動エネルギーとほとんど同じエネルギーの所にあるピークは、既に述べた荷電交換反応により作られたものである。そのほかに、衝突前の粒子の運動エネルギーの 50 ~ 60 % 付近にピークを持つなだらかな分布がみられる。ここで、この部分に対応する粒子をリーディング粒子と呼ぶことにする。我々は、このデータから、リーディング粒子のエネルギー分布を

$$\frac{d\sigma_l}{dx} \propto x^8(1-x)^7$$

という関数で近似した。ここで x は、衝突後 (あるいは二次粒子) の運動エネルギーの、衝突前の運動エネルギーに対する比 (非弾性度) である。

横運動量分布 (角分布) このようなリーディング粒子は、原子核の中で主として 1 回の衝突しかせず飛び出してくるので、核子核子散乱と同じ運動量分布をとるものと考えられる。(その横方向運動量のゆらぎは $m_\pi c$ 程度と推定される。)

我々は、リーディング粒子の横方向運動量分布として、核子核子散乱での横方向運動量分布と同じく、 $p_T \sim p_T + dp_T$ の横方向運動量を持つ核子の発生確率密度関数を

$$\frac{d\sigma_l}{dp_T} \propto \frac{4p_T}{\langle p_T \rangle^2} \exp\left(-\frac{2p_T}{\langle p_T \rangle}\right)$$

と仮定した。 $\langle p_T \rangle$ は横方向運動量の平均値で、280 MeV/c という値を用いた。

4.2.4.3 カスケード核子発生 カスケード核子のエネルギー及び放出角の分布のモデルを作る上で参考にしたデータは、Cierjacks らの $p + A \rightarrow n + X$ 反応の実験結果 [44] である。この実験は、585 MeV の陽子を、炭素からウランまでの 8 種類の原子核標的に当てたときに、実験室系で 30°、90° および 150° の方向に発生する中性子のエネルギー分布を測定したものである (図 12 の曲線)[44]。分布の形は、どの角度でも似ており、30 MeV 付近を境として、低い方のエネルギー領域と高い方のエネルギー領域との、別々の分布の重ね合わせのようになっている。彼らも論文中で述べているように、高い方のエネルギー領域の分布がカスケード核子によるも

ので、低いエネルギー領域の分布は蒸発過程で発生した中性子によるものと考えられる。

そこで、この節では、高い方のエネルギー領域(カスケード核子)について、どのようなエネルギー分布と角分布を使用してシミュレーションを行ったのかを説明する。

エネルギー分布 この分布の 50 MeV 以上エネルギー領域での形を、現象論的に

$$\frac{d\sigma_{cas}}{dx} \propto a^2 x \exp(-ax)$$

という関数で近似し、カスケード核子のエネルギー分布として使用した。ただし、 x は、リーディング核子の時と同じ定義で、衝突後のエネルギーの、衝突前のエネルギーに対する比である。実際にこの分布関数をシミュレーションで用いたときの a の値は 6.0 である。

角分布 角分布の方も、同じ測定データから現象論的な近似式を作り、それをシミュレーションに用いた。実際に使用した近似式は、カスケード核子が原子核内で多重散乱を受けた結果、 $\theta \sim \theta + d\theta$ の角度で単位立体角当りに放出される確率として

$$\frac{d\sigma_{cas}}{d\Omega} \propto \exp[-b(1 - \cos \theta)]$$

で表される形の分布に従うとした。ただし、 b は

$$b = 6x$$

という、放出粒子のエネルギーに依存した係数である。

角度に関する測定は、先に述べたように、実験室系で 30° 、 90° および 150° の 3 点でのものしか与えられていないので、ここで採用した分布関数が全領域に適応できるものとは断定できないが、以下のように考えれば、その物理的意味を理解することができる。

つまり、この関数型で、散乱角が小さい場合の近似を行ってみると

$$1 - \cos \theta = 2 \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \approx \frac{\theta^2}{2}$$

だから、もとの関数は

$$\frac{d\sigma_{cas}}{d\Omega} \approx \exp\left(-b\frac{\theta^2}{2}\right)$$

つまり、標準偏差が \sqrt{b} に反比例するガウス分布になる。「カスケード核子は、原子核内で他の核子と何度か散乱を繰り返した後放出される」と解釈するとガウス分布に近似されることが理解できる。さらに、放出エネルギーが入射粒子のエネルギーに近いほど(つまり、エネルギーが大きいくほど)、分布の広がりを示す標準偏差が小さな値になるという傾向も、こういった解釈に矛盾しないものである。

4.2.4.4 多重度(multiplicity)と中性子陽子比(composition) このようにして、リーディング核子とカスケード核子に対するエネルギーと角分布が決定された。実際にはこれらの過程が複合された現象が起こる。そこで、以下に、その複合された反応に於て放出される核子の数(多重度)及び種類(中性子陽子比)を、シミュレーションではどのように取り扱ったかを説明する。

平均多重度 核子と原子核との非弾性散乱に於て、飛び出してくる核子の数、すなわち反応の多重度は、一般に、入射粒子のエネルギーと共に増大する。定量的に多重度を調べるには、1回の反応毎に放出される全ての粒子を検出しなければならないため、実験が困難である。しかも、そのエネルギー依存性となると様々なエネルギーに於てこのような実験を行う必要があるが、そのような実験データは皆無に等しい。そこで、この計算には、以下のようにして決定した平均多重度を用いた。まず平均多重度のエネルギー依存性を表す関数として、Metropolis らが行った核内カスケードのモンテカルロ法によるシミュレーションの結果 [45] を近似式

$$\langle n_N \rangle = a\varepsilon^2 + b \quad (20)$$

で表した。ただし、 T_n は MeV 単位で表した入射粒子の運動エネルギーで、 ε は

$$\varepsilon = \log\left(\frac{T_n}{10\text{MeV}}\right)$$

である。式(20)の係数は、単に多重度だけではなく、この節で述べる非弾性散乱のモデル全体を組み合わせで計算し、その結果が、Cierjacks らが行った 585 MeV で

の $p + C \rightarrow n + X$ 反応の実験結果 [44] の、特に前方 ($\theta = 30^\circ$) の高いエネルギーの部分 (~ 50 MeV 以上) の測定値を再現するように決定した (図 12、図 22、図 23、及び図 24)。 T_n は MeV 単位で表した入射粒子の運動エネルギーで、最終的に中性子の大気中の伝播のシミュレーションに用いた係数 a, b は

$$\begin{aligned} a &= 0.62 \\ b &= 1.0 \end{aligned} \tag{21}$$

である。平均多重度の値は $T_n = 10$ MeV で 1.0、 $T_n = 200$ MeV で 2.0、 $T_n = 1000$ MeV で 3.5 程度となる (図 13 の実線)。Metropolis らの論文 [45] に掲載されている図は、「1 回の非弾性散乱当りに放出される平均のカスケード核子数」として示されているが、放出粒子に対するエネルギー閾値が明記されていない。また、アルミニウム、銅、ウランを標的核としたシミュレーションの結果であり、空気あるいは炭素を標的核としたものは示されていないので、ここで用いた平均多重度と直接に値を比較することは難しいが、一応の目安としてアルミニウム、銅、ウランの値から外挿した推定値 (図 13 の破線) と比べると、この計算で用いた値は、200 MeV で 20 % 程度小さくなっている。

多重度のゆらぎ 上に、多重度の平均値のエネルギー依存性を述べた。実際に発生する核子の数は整数値である。また、個々の反応に対する多重度は、同じエネルギーの核子が入射した場合でも一定ではない。つまり、反応毎の多重度は、平均値のまわりにゆらぐわけである。このシミュレーションでは、このゆらぎを次のようにして取り入れた。ここで考えているのは非弾性散乱であるから、必ず 1 個の核子は放出されるとし、平均多重度から、この 1 個分を除いた残り ($\langle n_N \rangle - 1$) が、ポアソン分布に従ってゆらぐとした。最初に放出される 1 個の核子は、最前方での散乱断面積の測定値に合わせるため、20 % をリーディング核子、残り 80 % をカスケード核子として発生させた。第 2 粒子からは、全てカスケード核子として発生させた。

中性子陽子比 非弾性散乱の過程で放出される核子のうちの、高いエネルギー (~ 50 MeV 以上) の中性子と陽子の割合は、入射粒子が中性子であるか、陽子であ

るかによって異なっている。実験データ [44, 46, 47, 48] を調べてみると、入射粒子と同じ種類の粒子が放出される確率と、異なった種類の粒子が放出される確率の比 (つまり、中性子が入射した場合に放出される中性子と陽子との比、あるいは逆に、陽子が入射した場合に放出される陽子と中性子との比) は、どの実験でも、入射粒子のエネルギーによらず 1.6 ~ 2.0 倍程度になっている。そこで、シミュレーションでは、この比を 1.8 で一定として計算した。

4.2.4.5 蒸発過程

エネルギー分布 蒸発過程は、熱的平衡状態にある残留核からの核子の放出である。熱力学的な考察によれば、放出される核子のエネルギー分布は、マックスウェル分布に従うものとなる。つまり、蒸発前の残留核の温度に対応するパラメータを E_{ev} とすると、 $E \sim E + dE$ のエネルギーを持つ粒子が放出される確率密度は

$$\frac{d\sigma_{ev}}{dE} \propto \frac{E}{E_{ev}^2} \exp\left(-\frac{E}{E_{ev}}\right)$$

という関数で表される。本来なら、 E_{ev} は、10 ~ 20 MeV と考えられているが、ここでは Cierjacks らの測定値 [44] を再現できるように 1.5 MeV という値を採用した。この値は、原子核の常識に反するかもしれない。しかし、実験値の蒸発過程と核カスケードとの境界がはっきりしないし、測定値を再現するのは、このエネルギーであった。このような低いエネルギーの核子は、ほとんど大気中の伝播に寄与しないので、ここでは、これ以上追求しないことにした。放出される粒子が陽子の場合には、残留核のクーロンポテンシャルの影響を受け、中性子に比べて飛び出しにくくなる。そこで、陽子の放出確率を中性子の半分とした。

角分布 蒸発過程で発生する核子の角分布は、蒸発前の残留核の静止系で等方的とした。

4.2.4.6 エネルギー及び運動量の保存 以上のようなモンテカルロジェネレータによって、個々の過程で発生する粒子のエネルギーと放出角を決定した。運動量はエネルギーと質量から求めた。全体のエネルギー及び運動量の保存は次のようにし

て実現した。まず、衝突前のエネルギーと運動量から、放出粒子に与えることのできる最高エネルギーを求める。そして、この最高エネルギーを越えないように、放出粒子のエネルギーと運動量を、モンテカルロジェネレータで決定する。次の粒子を発生する場合には、その都度、系に残されたエネルギーを求めて、それを越えないようにエネルギーを決める。このようにして、与えられた多重度に達するまで粒子を発生させた。途中でエネルギーが不足した場合には、そこで粒子の発生を打ち切った。

4.2.5 電離損失

陽子については、電離損失によるエネルギーの減少を考慮した。シミュレーションに用いた飛程とエネルギーの関係式は

$$R = c_1 \left(\frac{T_p}{c_2} \right)^{\gamma_1} - c_3 \left(\frac{T_p}{c_2} \right)^{\gamma_2}$$

$$T_p = c_2 \left(\frac{R}{c_1} \right)^{\frac{1}{\gamma_1}} - c_4 \left(\frac{R}{c_1} \right)^{\gamma_3}$$

(ただし、 R は g/cm^2 単位で表した陽子の飛程、 T_p は MeV 単位で表した陽子の運動エネルギーである) で、係数 $c_1, c_2, c_3, c_4, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ は

$$\begin{aligned} c_1 &= 9.84 & , & \gamma_1 = 1.733 \\ c_2 &= 100.0 & , & \gamma_2 = 2.658 \\ c_3 &= 0.3514 & , & \gamma_3 = 1.328 \\ c_4 &= 1.4676 \end{aligned}$$

である。

散乱によって放出された陽子の行程は以下のように決定した。まず最初に、散乱断面積によって自由行程を決め、飛程とエネルギーの関係式から飛程を求める。飛程よりも自由行程の方が長い場合には、飛程の位置で陽子が止まってしまうとする。逆の場合には、陽子は自由行程の位置まで到達できるとした。到達後のエネルギーは、飛程と自由行程との差から逆算した。

4.3 計算結果

前の章で述べたようなモデルを用い、モンテカルロ法によって、中性子の地球大気中での伝播を計算した。ここでは、計算の手順について述べ、その結果を示す。

4.3.1 計算手順

計算の手順を以下に述べる。まず、大気トップ ($z = 0 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$) に、入射方向 ($\theta = 0$) と運動エネルギー (T_n) を定めた中性子を入射させる。そして、この中性子が引き起こす大気原子核との衝突過程に対し、前の章のモデルを用い、モンテカルロ法によってシミュレーションを行う。入射中性子及び、大気中の散乱過程で発生した全ての核子を、それらの粒子の持つエネルギーがある閾値以下になるか、あるいは、これらの粒子が全てある限界の深さに到達するまで追跡する。計算の途中で、粒子がある定められた大気の深さを通過する毎に、その粒子の種別 (中性子、陽子)、エネルギー及び入射方向からの角度のずれを記録する。このようにして、それぞれの入射エネルギーに対し 10^6 個の中性子を入射して、各大気深さでの中性子のエネルギーと角度の分布を求めた。図14に、モンテカルロシミュレーションによる伝播の様子を描いたものを示す。それぞれ、100 MeV、200 MeV、300 MeV、400 MeV の中性子が、大気トップに 100 個入射した場合の図である。エネルギー閾値は 20 MeV とした。図には、中性子だけでなく陽子の軌跡も示してある。

4.3.2 計算結果

4.3.2.1 中性子の減衰率の大気の深さと入射エネルギーに対する依存性 図15は、中性子が大気で減衰していく様子を、入射エネルギー別に示したものである。縦軸は、大気トップに 1 個の中性子が入射した場合に、対応する深さで中性子が見いだされる確率を表している。例えば、 $T_n = 150 \text{ MeV}$ の曲線では、横軸の値が $750 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ のとき、縦軸の値 (減衰率) は 10^{-3} である。これは、大気トップに運動エネルギー 150 MeV の中性子が 1000 個入射した場合、大気の深さ $750 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ では、平均 1 個の中性子に減衰するということを意味している。

図15は、どの入射エネルギーでも、 $\sim 400 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ の深さを越えると、中性子

が、大気の深さとともに、ほぼ一定の割合で指数関数的に減衰していくことを示している。ここで、局所的な中性子の平均減衰長 λ_{att} を導入する。大気の深さ $z_1 \sim z_2$ の区間で、中性子の強度 $I(z)$ が

$$I(z) \approx I(z_1) \exp\left(-\frac{z - z_1}{\lambda_{att}}\right)$$

で表される場合、この区間での平均減衰長は

$$\lambda_{att} \approx -\frac{z_2 - z_1}{\ln I(z_2) - \ln I(z_1)} \quad (22)$$

となる。

このように定義すると、大気の深さ $700 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ 付近での局所的な平均減衰長は図 16 のようになる。図 16 には $z_1 = 600 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$, $z_2 = 776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ の場合と、 $z_1 = 700 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$, $z_2 = 776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ の場合の λ_{att} が示されている。大気トップに入射した中性子の運動エネルギーが 250 MeV 以上の場合、大気の深さ $700 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ 付近（つまり、乗鞍観測所の高度付近）で、中性子の数は大気の深さに対してほぼ一定の割合、

$$\lambda_{att} \approx 110 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$$

で減衰していくことがわかる。

図 17 は、大気の深さ $100 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ ごとに、中性子の減衰率を入射エネルギーの関数として示したものである。どの深さでも、 $\sim 250 \text{ MeV}$ 以上のエネルギー領域では、入射エネルギーに対する減衰の変化がゆるやかである。これは、エネルギーに対する散乱断面積の変化がゆるやかなことに対応している（図 7）。観測点での中性子強度がエネルギーと共に増加しているのは、非弾性散乱からの二次粒子の寄与がエネルギーと共に増加していることを示すものである。

4.3.2.2 観測点での中性子のエネルギースペクトル 前節に示した減衰率は、エネルギー閾値を 20 MeV とし、それ以上の運動エネルギーを持つ中性子は観測点において全て検出されるとして計算したものである。しかし、検出器の検出効率にはエネルギー依存性があるので、実際の観測データから、大気トップに入射した中性子の量を算出するには、観測点での中性子のエネルギースペクトルが必要となる。

入射中性子の運動エネルギーが 150, 200, 300, 500, 700 および 900 MeV の場合の、大気の深さ $776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ での中性子の運動エネルギースペクトルを図 18 に示す。エネルギースペクトルの形は、閾値エネルギーから入射エネルギーの 3 分の 2 程までのエネルギー領域では、ほぼ

$$\exp\left(-\frac{T_n}{165\text{MeV}}\right)$$

であらわされている (ただし、 T_n は MeV 単位で表した観測点での中性子の運動エネルギーである)。この部分は、おもに非弾性散乱からの寄与と考えられる。また、入射エネルギーとほぼ同じ運動エネルギーの所に鋭いピークがある。このピークは、弾性散乱のみを受けて、ほとんどエネルギーを失わずに観測点まで伝播してきた中性子に対応している。

エネルギースペクトルの形は、大気の深さによってあまり大きく変化していない。例として、図 19 に、運動エネルギー 500 MeV の中性子が大気トップに入射した場合の、 $100 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ から $1100 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ までの、 $100 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ ごとの大気の深さでの中性子のエネルギースペクトルを示す。

大気の深さ $776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ の観測点でのエネルギースペクトルが、入射中性子の大気トップでの運動エネルギーによってどのように変化しているかを図 20 に示す。弾性散乱からの寄与 (ピーク) がほぼ一定なのに対して、非弾性散乱からの寄与が入射中性子のエネルギーと共に増加していくことがわかる。

4.3.2.3 中性子の大气中での伝播における弾性散乱からの寄与 ここで、前節に示した観測点での中性子のエネルギースペクトルをもとに、中性子の大气中での伝播における弾性散乱からの寄与について調べてみよう。図 21 に、大気の深さ $776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ における減衰率を、弾性散乱からの寄与分と非弾性散乱からの寄与分とに分けて示す。弾性散乱からの寄与分は、観測点での中性子のエネルギースペクトル (図 20) のピーク部分だけから求めた減衰率であり、非弾性散乱からの寄与分は、ピークを除いた残りの部分から求めたものである。図 21 の破線は、4.1.1 節で述べた単純化したモデルによる見積りで、弾性散乱のみを考慮して解析的に求めたもので、モンテカルロシミュレーションによって求めた弾性散乱からの寄与分と、よく一致している。

中性子の入射エネルギーが 150 MeV 以下の領域では、弾性散乱からの寄与分と非弾性散乱からの寄与分とが一致している。このことから、低いエネルギー領域では、中性子の大気中の伝播に対する弾性散乱からの寄与が大きいことがわかる。

4.4 議論と結論

4.4.1 非弾性散乱のモデル

我々が、中性子と大気原子核との散乱のシミュレーションプログラムを作る上で特に重視した点は、モンテカルロジェネレータが加速器の実験データをできるだけ忠実に再現できるものでなければならない、という点である。しかし、非弾性散乱における核子の平均多重度のエネルギー依存性に関しては、高エネルギー核子核子衝突のように直接二次粒子の多重度を実験データだけから決定することは困難であった。というのは、我々が知る限りにおいて、低エネルギー核子原子核衝突で作られる核子の平均多重度のエネルギー依存性を示す実験データが皆無に等しいからである。

そこで我々は、すでに第 4.2 章に述べたように、Metropolis らの核内カスケードのシミュレーション計算 [45] で求められたエネルギー依存性は正しいと仮定し、多重度のみを変更した非弾性散乱のシミュレーションを行った。そして、多重度をパラメータにした計算結果が、Cierjacks らの 585 MeV での $p + C \rightarrow n + X$ 反応の実験結果 [44] と合致するように多重度をきめた。我々は、最終的に、平均多重度の値が 600 MeV で 3 となる非弾性散乱のモデルを採用した。図 22、図 23、及び図 24 に、平均多重度を 1 から 6 まで変化させた計算結果を、Cierjacks らの実験結果と比較して示す。我々がこの計算で採用した係数 (式 (21)) を用いると、600 MeV での平均多重度は 3 という値になるが、Metropolis らの計算結果からの推定値は 4 となる (ただし、Metropolis らは、炭素核に対する計算はしていない)。実際、平均多重度として Metropolis らの計算結果からの推定値を採用した場合でも、他のパラメータを変え、蒸発過程を除くことによって、実験室系で 30° に放出された中性子の生成微分断面積は導出できるが、大角度散乱のデータと比べると、エネルギーの高い粒子が実験値より多く出るようになる (図 12 の破線)。高いエネルギーは、モンテ

カルロ計算に本質的に重要な量であるので、我々は、高いエネルギーを有した粒子が再現できる多重度 3 を、このエネルギーでの値と決定した。多重度の変更によって、中性子の大気中の伝播の計算結果がどれくらい変わるかを調べるために、実際に多重度を変えてシミュレーションを行った。Metropolis らの計算結果からの推定値を用いた場合の増加は、500 MeV で 6.5 % であった。

さらに、我々のモデルで、エネルギーの低い方の実験データがどの程度再現できるかを示すため、図 25 に、60.7 MeV での Subramanian らの実験結果 [49] との比較を示す。585 MeV での実験結果を再現するように作ったモデルが、その一桁低いエネルギーの実験データもよく再現していることが図 25 からわかる。従って、我々のモンテカルロジェネレータは 60 ~ 600 MeV のエネルギーの領域での相互作用を保証していると考えてよいであろう。

4.4.2 Debrunner らの計算との違い

我々のシミュレーションによる計算結果は第 4.3 章で示した。一方、我々の知る限りで、Debrunner らは中性子の大気中での減衰率の計算結果だけを切り放しては公表していない。Debrunner らが発表している計算結果 (Sensitivity) [17, 14, 22] は、エネルギースペクトルと検出器の検出効率とを掛け合わせて、観測点での中性子のエネルギーについて積分したものである。そこで、我々は Hatton の中性子モニタの検出効率 [33] を用いて Debrunner らの Sensitivity に相当する量を、独立に計算してみた。その結果を図 26 に示す。この計算結果は、もちろん、観測点での中性子のエネルギースペクトルを含んだものである。

図 26 に、我々の計算結果と Debrunner らの計算結果を示す。[図に示した Debrunner らの計算結果は、以下のようにして変換したものである。Debrunner らが 1983 年に発表した IGY 型中性子モニタに対する Sensitivity [14] は絶対値ではない。そこで、IGY 型中性子モニタ (1.9 m^2) に対する Sensitivity として、Chupp らの論文 [17] の図 2 を参照し、 1 m^2 検出器に対する Sensitivity に換算する。彼らの計算値は、大気の深さ $740 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ での値なので、さらに $776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ の値に換算する。換算には、4.3.2.1 節で求めた局所的な中性子の平均減衰長を用いた。NM64

型中性子モニタ (6.21 m^2) に対する Sensitivity については、論文 [22] に数値が示されているので、大気の深さ $776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ での値に内挿し、 1 m^2 検出器に対する Sensitivity に換算する。図 26 にそれぞれ一点鎖線と破線で示す。] 図から明らかなように、Debrunner らの IGY 型と NM64 型の検出器に対する Sensitivity の計算結果には矛盾がある。なぜならば、NM64 型の中性子モニタのほうが IGY 型よりも検出効率が良い [33] のに、彼らの結果は逆になっている。

そこで我々は、Debrunner らの NM64 型の中性子モニタに対する計算結果を、我々の計算結果のエネルギーの高い領域に正規化して比較してみることにする (図 26 の点線)。300 MeV 以上の領域では、両者のエネルギー依存性は一致しているが、300 MeV 以下では明確な相違を示している (Debrunner らの計算結果は、NM64 型も IGY 型も同様のエネルギー依存性を示しているので、この傾向は、相対値の比較においては共通である)。このことは、前にも指摘したように、Debrunner らの計算には弾性散乱が正しく取り入れられていないからである。この相違は、太陽中性子発生事象の解釈に重大な問題をもたらす。

5 太陽中性子のエネルギースペクトルと中性子発生時刻に対する解釈

この章では、第 3 章で示した 1991 年 6 月 4 日の太陽フレアに伴う中性子の観測データ (図 5) [11, 12] の解析について述べる。太陽フレア時に γ 線と中性子が非常に短い時間に同時に発生したという仮定のもとに、前章の太陽中性子の地球大気中での伝播の計算結果を適用して、中性子望遠鏡とミュオン望遠鏡の各々の観測データから別々に太陽中性子のエネルギースペクトルを求め、それらがほぼ一致することを示す。また、1982 年 6 月 3 日に Jungfraujoch で観測されたデータ [17] から、同じ方法でほぼ同じエネルギースペクトルが求められることを示す。

5.1 1991 年 6 月 4 日の乗鞍イベントの解析

太陽中性子の発生時刻 1991 年 6 月 3 日の太陽フレア時の GRO (Compton 衛星) による観測 (図 3)[35] は、高エネルギー γ 線が 03:41:16 UT に半値幅 18 秒以内で

δ 関数的に作られたことを示している。[実際に太陽で γ 線が発生した時刻は、これより太陽地球間の伝播時間(8分20秒)だけ前であるが、ここでは便宜上、地球での観測時刻(世界時)で表現した。光速で伝播しないものについては注意を要する。]また、野辺山の80 GHzの太陽電波の観測でも、 γ 線と同時刻に同様の鋭いピークがみられる(図4)[36]。このことは、この時刻に太陽で高エネルギー加速が起こったことを示唆する。そこで、中性子の発生が γ 線と同時で短い時間幅であったと仮定して、我々の観測データから太陽で発生した中性子のエネルギースペクトルを求め、この仮定は、太陽中性子望遠鏡の計数の増加が03:46 UT ~ 03:49 UT に集中していることから妥当なものである。

さて、ここで問題となるのは、03:57:30 UTまで継続している名大ミュオン望遠鏡[11, 12]や理研中性子モニタ[37]のデータが、このような短い時間幅での太陽中性子の発生によって説明可能かどうかである。以下では、この仮定のもとに、乗鞍岳の観測所で得られた2つの独立な検出器(中性子望遠鏡とミュオン望遠鏡)による観測データから、別々に太陽中性子のエネルギースペクトルを求め、それらが誤差範囲で一致することを示す。

太陽中性子のエネルギースペクトル 乗鞍での太陽中性子の観測データとその解析結果を表4および表5に示す。表4の初めの2列は観測時刻と観測された中性子の数 ΔN である。中性子の数 ΔN は、その区間での計数値から背景雑音による計数値を差し引いたもので、これが整数でないのは背景雑音の推定計数値が整数でないためである。

大気トップでの太陽中性子のフラックス $J_n(T_n)$ と観測された中性子の数 ΔN の間には、以下のような関係がある。前章で計算した、大気トップに運動エネルギー T_n MeVの中性子が入射した場合の大気の深さ z g \cdot cm $^{-2}$ での中性子のエネルギースペクトル(入射中性子1個当りに正規化したもの)を $g(T'_n, T_n, z)$ とし、観測点で T'_n MeVの運動エネルギーを持つ中性子に対する観測装置の検出効率を $\varepsilon(T'_n)$ とすると、大気トップに1個の中性子が入射した場合、それが大気の深さ z g \cdot cm $^{-2}$

表 4: 1991 年 6 月 4 日の太陽中性子イベント (乗鞍、 $z=776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$)

太陽中性子望遠鏡 ($A=1 \text{ m}^2$ 、1 分値)						
$\langle N \rangle = 4570 (1\text{min.})^{-1}$						
time	ΔN	ΔT_n	$\langle T_n \rangle$	f	J_n	
UT	$(1\text{min.})^{-1}$	MeV	MeV		$\text{MeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$	
03:45:30-03:46:30	80.4	295.2-237.0	260.9	364	$\times 10^{-6}$	3.79×10^3
03:46:30-03:47:30	107.7	237.0-195.7	213.1	262	$\times 10^{-6}$	9.96×10^3
03:47:30-03:48:30	187.8	195.7-165.0	178.2	182	$\times 10^{-6}$	3.36×10^4
03:48:30-03:49:30	119.4	165.0-141.4	151.7	113	$\times 10^{-6}$	4.49×10^4
ミューオン望遠鏡 ($A=36 \text{ m}^2$ 、3 分値)						
$\langle N \rangle = 3.15 \times 10^6 (3\text{min.})^{-1}$						
time	ΔN	ΔT_n	$\langle T_n \rangle$	f	J_n	
UT	$(3\text{min.})^{-1}$	MeV	MeV		$\text{MeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$	
03:45:30-03:48:30	3925.3	295.2-165.0	201.2	136	$\times 10^{-6}$	6.14×10^3
03:48:30-03:51:30	4928.5	165.0-107.8	126.8	34.7	$\times 10^{-6}$	6.89×10^4
03:51:30-03:54:30	5004.0	107.8- 76.7	88.0	6.7	$\times 10^{-6}$	6.67×10^5
03:54:30-03:57:30	5589.8	76.7- 57.7	65.0	0.63	$\times 10^{-6}$	1.29×10^7

にある単位面積 (1 m^2) の観測装置で検出される確率 f は

$$f(T_n, z) = \int_{T_{th}}^{T_n} g(T'_n, T_n, z) \varepsilon(T'_n) dT'_n \quad (23)$$

となる。ただし、 T_{th} は検出装置のエネルギー閾値である。従って、 $T_1 \sim T_2 \text{ MeV}$ のエネルギー範囲の太陽中性子が大気トップに入射したときに、大気の高さ $z \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ にある面積 $A \text{ m}^2$ の観測装置で検出される中性子の個数 ΔN は

$$\begin{aligned} \Delta N &= A \int_{T_1}^{T_2} f(T_n, z) J_n(T_n) dT_n \\ &\approx Af(\langle T_n \rangle) J_n(\langle T_n \rangle) \Delta T_n \end{aligned} \quad (24)$$

となる。観測データから大気トップでの太陽中性子のフラックス J_n を算出するには、逆に式 (24) から

$$J_n = \frac{\Delta N}{\Delta T_n} \frac{1}{A} \frac{1}{f} \quad (25)$$

とするわけである。以下に、その具体的な計算手順を記す。

表 5: 1991 年 6 月 4 日の太陽中性子イベント (乗鞍、 $z=776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$)

太陽中性子望遠鏡			
$\langle T_n \rangle$	J_n	w	I_n
MeV	$\text{MeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$		$\text{MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$
260.9	3.79×10^3	0.494	1.73×10^{26}
213.1	9.96×10^3	0.454	4.94×10^{26}
178.2	3.36×10^4	0.419	1.80×10^{27}
151.7	4.49×10^4	0.387	2.61×10^{27}
ミューオン望遠鏡			
$\langle T_n \rangle$	J_n	w	I_n
MeV	$\text{MeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$		$\text{MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$
201.2	6.14×10^3	0.443	3.12×10^{26}
126.8	6.89×10^4	0.352	4.40×10^{27}
88.0	6.67×10^5	0.282	5.32×10^{28}
65.0	1.29×10^7	0.227	1.28×10^{30}

まず太陽中性子の観測時刻と γ 線の観測時刻 (03:41:00 UT) との差から、太陽地球間の飛行時間を計算し、大気トップでの運動エネルギー T_n を求める。例えば、03:47:30 UT に観測された太陽中性子は、 γ 線よりも 390 秒遅れて地球に到着したことになる。この時間差と太陽地球間の距離 L 、光の速度 c 及び中性子の静止質量 m_n :

$$L = 1.496 \times 10^{11} \text{ m}$$

$$c = 2.998 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$m_n = 939.6 \text{ MeV}/c^2$$

から

$$\beta = \frac{L/c}{L/c + 390} = 0.5613$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = 1.2083$$

となり、中性子の運動エネルギー T_n は

$$T_n = (\gamma - 1) m_n c^2 = 195.7 \text{ MeV}$$

となる。従って、03:47:30 UT から 03:48:30 UT の間に観測された中性子のエネルギー範囲は 165.0 MeV 以上 195.7 MeV 以下となり、この区間のエネルギー幅 ΔT_n は

$$\begin{aligned}\Delta T_n &= 195.7 - 165.0 \\ &= 30.7 \text{ MeV}\end{aligned}$$

となる。

この区間の中性子の平均エネルギー $\langle T_n \rangle$ は、エネルギースペクトルを $T_n^{-\Gamma}$ と仮定して重み付けすると

$$\begin{aligned}\langle T_n \rangle &= \frac{\int_{T_1}^{T_2} T_n \cdot T_n^{-\Gamma} dT_n}{\int_{T_1}^{T_2} T_n^{-\Gamma} dT_n} \\ &= \frac{\Gamma - 1}{\Gamma - 2} \cdot \frac{1 - \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\Gamma-2}}{1 - \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\Gamma-1}} \cdot T_1\end{aligned}$$

となるから、165.0 MeV から 195.7 MeV のエネルギー範囲での中性子の平均エネルギー $\langle T_n \rangle$ は、 $\Gamma = 5$ とすると

$$\begin{aligned}\langle T_n \rangle &= \frac{4}{3} \times \frac{1 - \left(\frac{165.0}{195.7}\right)^3}{1 - \left(\frac{165.0}{195.7}\right)^4} \cdot 165.0 \\ &= 178.2 \text{ MeV}\end{aligned}$$

となる。[ちなみに、 $\Gamma = 3$ として計算すると $\langle T_n \rangle = 179.0 \text{ MeV}$ となり、 $\Gamma = 7$ として計算すると $\langle T_n \rangle = 177.3 \text{ MeV}$ となる。]

観測装置の検出確率 f は、前の章で計算した観測点での中性子のエネルギースペクトルと第2章で示した観測装置の検出効率とから、式(23)に従って計算する。

03:47:30 UT から 03:48:30 UT に太陽中性子望遠鏡で観測された中性子数 $\Delta N = 187.8$ から、式 (25) によって、対応する大気トップでの太陽中性子のフラックス J_n を算出すると

$$\begin{aligned} J_n &= \frac{187.8}{30.7} \times \frac{1}{1} \times \frac{1}{182 \times 10^{-6}} \\ &= 3.36 \times 10^4 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \end{aligned}$$

となる。このようにして計算した結果が表 4 に示したものである。

表 5 の I_n は、Chupp ら [17] の論文の定義に従って、地球大気トップでの太陽中性子のフラックス J_n から算出した太陽での中性子強度である。太陽での強度の算出にあたっては、中性子が太陽から地球まで β 崩壊せずに到達する確率 (生き残り確率) w を考慮する。運動エネルギー T_n MeV の中性子の生き残り確率 w は

$$\begin{aligned} w &= \exp\left(-\frac{L}{\beta c \gamma \tau}\right) \\ &= \exp\left(-\frac{L m_n c}{\sqrt{T_n (T_n + 2 m_n c^2)} \tau}\right) \end{aligned}$$

となる。ただし、 τ は中性子の寿命で

$$\tau = 889.1 \text{ s}$$

である。平均運動エネルギー 178.2 MeV の中性子に対しては

$$\begin{aligned} w &= \exp\left(-\frac{1.496 \times 10^{11} \times 939.6}{\sqrt{178.2 (178.2 + 2 \times 939.6)} \times 889.1 \times 2.998 \times 10^8}\right) \\ &= 0.419 \end{aligned}$$

となる。

地球大気トップでの面積 dS m^2 を太陽から見込む立体角を $d\Omega$ sr とすると、 J_n と I_n との関係は、この生き残り確率 w を用いて

$$J_n dS = w I_n d\Omega$$

と表される。さらに、太陽地球間の距離 L m を用いると

$$d\Omega = \frac{dS}{L^2}$$

となるから、 J_n と I_n との関係は、最終的に

$$I_n = \frac{J_n L^2}{w} \quad (26)$$

となる。従って、太陽中性子望遠鏡で観測された平均運動量 178.2 MeV の中性子の太陽での強度は、式 (26) より

$$I_n = \frac{3.36 \times 10^4 \times (1.496 \times 10^{11})^2}{0.419} = 1.80 \times 10^{27} \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

となる。表 5 の他の計算も同様である。

図 27 に、得られた太陽中性子の大気トップでのフラックスと太陽での強度を示す。データ点に付いている横棒は中性子のエネルギー範囲を示す。縦棒は統計誤差を示している。統計誤差は、背景雑音の計数がポアソン分布に従ってゆらぐと仮定し $\sqrt{\langle N \rangle}$ とした。

エネルギースペクトルが冪関数だと仮定して最小 2 乗法によるあてはめを行うと、太陽中性子望遠鏡に対しては

$$J_n = 4.14_{-2.86}^{+9.22} \times 10^5 \times \left(\frac{T_n}{100 \text{ MeV}} \right)^{-4.36 \pm 1.73} \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$$

$$I_n = 2.94_{-2.03}^{+6.55} \times 10^{28} \times \left(\frac{T_n}{100 \text{ MeV}} \right)^{-4.80 \pm 1.73} \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

ミューオン望遠鏡に対しては

$$J_n = 4.61_{-0.76}^{+0.92} \times 10^5 \times \left(\frac{T_n}{100 \text{ MeV}} \right)^{-6.85 \pm 0.46} \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$$

$$I_n = 3.47_{-0.58}^{+0.69} \times 10^{28} \times \left(\frac{T_n}{100 \text{ MeV}} \right)^{-7.45 \pm 0.46} \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

となる。

このように、乗鞍岳の観測所で得られた 2 つの独立な検出器 (中性子望遠鏡とミューオン望遠鏡) による観測値 [11, 12] から、中性子の発生が γ 線と同時に短い時間幅であったと仮定し、我々の新しい計算結果を適用して太陽中性子のエネルギースペクトルを求めると、両者の結果は誤差範囲で一致することがわかる (図 27)。つまり、太陽中性子がフレアのインパルス相で高エネルギー γ 線と同時に作られたという解釈が成り立つのである。

表 6: 1982 年 6 月 3 日の太陽中性子イベント (Jungfrauoch、 $z=740 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$)

IGY 型中性子モニタ ($A=1.9 \text{ m}^2$ 、2 分値)					
$\langle N \rangle = 1.76 \times 10^4 (2\text{min.})^{-1}$					
time UT	ΔN (2min.) ⁻¹	ΔT_n MeV	$\langle T_n \rangle$ MeV	f	J_n MeV ⁻¹ · m ⁻²
11:44:00-11:46:00	739	1145.0-445.8	572.5	495×10^{-6}	1.12×10^3
11:46:00-11:48:00	753	445.8-263.4	317.5	377×10^{-6}	5.76×10^3
11:48:00-11:50:00	660	263.4-179.3	208.4	219×10^{-6}	1.89×10^4
11:50:00-11:52:00	541	179.3-131.6	149.5	90.6×10^{-6}	6.59×10^4
11:52:00-11:54:00	321	131.6-101.4	113.3	28.5×10^{-6}	1.96×10^5
11:54:00-11:56:00	536	101.4- 80.9	89.2	9.1×10^{-6}	1.51×10^6
11:56:00-11:58:00	224	80.9- 66.1	72.3	2.0×10^{-6}	4.00×10^6

一方、Debrunner らの計算値を使うと、03:57:30 UT まで継続している名大ミュオン望遠鏡 [11, 12] や理研中性子モニタ [37] のデータは説明不可能となる。これらの粒子は γ 線と同時に作られていたとすると $\sim 60 \text{ MeV}$ になり、Debrunner らの計算 (図 26) によると、このような低エネルギー粒子は大気中を伝播してこれないからである。従ってこれらの粒子はインパルシヴフェーズの後でグラデュアルに作られたと考えざるをえない。このように考えて 1982 年 6 月 3 日の事例を解釈したが、Chupp らによって [17] 公表されているものである。

5.2 1982 年 6 月 3 日の Jungfrauoch イベントの解析

1982 年 6 月 3 日の Jungfrauoch イベントに対しても、我々の計算結果を適用すれば、Chupp ら [17] が主張しているような、中性子の発生時刻に時間的な広がりをもたせた解釈ではなく、 γ 線と同時で短い時間幅であったという仮定で、1991 年 6 月 4 日の太陽フレア現象と同じようなエネルギースペクトルによって説明可能となる (図 27)。Jungfrauoch の観測データとその解析結果を表 6 および表 7 に示しておく。なお、高エネルギー γ 線の観測時刻は、Chupp らの論文 [17] の図 1 から 11:43:00 UT とした。計算の手順は前と全く同じである。図 27 に、得られた太陽中性子のエネルギースペクトルと太陽での強度を、乗鞍での観測結果と一緒にして示

表 7: 1982 年 6 月 3 日の太陽中性子イベント (Jungfraujoch、 $z=740 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$)

IGY 型中性子モニタ			
$\langle T_n \rangle$	J_n	w	I_n
MeV	$\text{MeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$		$\text{MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$
572.5	1.12×10^3	0.641	3.93×10^{25}
317.5	5.76×10^3	0.532	2.44×10^{26}
208.4	1.89×10^4	0.450	9.45×10^{26}
149.5	6.59×10^4	0.384	3.86×10^{27}
113.3	1.96×10^5	0.330	1.34×10^{28}
89.2	1.51×10^6	0.284	1.20×10^{29}
72.3	4.00×10^6	0.264	3.41×10^{29}

しておく。

Jungfraujoch イベントの解析結果についても、エネルギースペクトルが冪関数だと仮定して最小 2 乗法によるあてはめを行うと

$$J_n = 4.56_{-0.63}^{+0.73} \times 10^5 \times \left(\frac{T_n}{100 \text{ MeV}} \right)^{-3.65 \pm 0.14} \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$$

$$I_n = 3.25_{-0.45}^{+0.52} \times 10^{28} \times \left(\frac{T_n}{100 \text{ MeV}} \right)^{-4.08 \pm 0.14} \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

となる。

[このイベントは、図 27 からわかるように、エネルギーの高い領域でスペクトルが少し硬くなる傾向にある。試しに、エネルギーの低い方の 4 点であてはめを行うと

$$J_n = 6.66_{-1.03}^{+1.22} \times 10^5 \times \left(\frac{T_n}{100 \text{ MeV}} \right)^{-5.88 \pm 0.59} \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$$

$$I_n = 4.91_{-0.76}^{+0.90} \times 10^{28} \times \left(\frac{T_n}{100 \text{ MeV}} \right)^{-6.44 \pm 0.59} \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

となり、エネルギーの高い方の 3 点では

$$J_n = 1.45_{-0.42}^{+0.60} \times 10^5 \times \left(\frac{T_n}{100 \text{ MeV}} \right)^{-2.79 \pm 0.26} \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$$

$$I_n = 0.93_{-0.27}^{+0.38} \times 10^{28} \times \left(\frac{T_n}{100 \text{ MeV}} \right)^{-3.13 \pm 0.26} \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

となり、確かに高エネルギー側でスペクトルが硬くなる傾向がわかる。]

このように Jungfrau-joch イベントについても、太陽中性子の大気中の伝播に対して我々の新しい計算結果を用いることによって、 γ 線と中性子が別々に発生するという無理な解釈をしなくても、これらが同時に発生したという解釈が可能となるのである。

謝辞

本研究にあたり、村木綏先生、村上一昭先生に、様々な面で有益な議論と御指導をいただきましたことを感謝いたします。また、乗鞍での太陽中性子観測を支えてきた宮崎政英氏、高橋俊典氏、山田良実氏他、太陽中性子観測グループの皆様、東京大学宇宙線研究所乗鞍観測所の職員の皆様に感謝いたします。境孝祐氏には、中性子の伝播の解析的なモデルについて議論していただいたことを感謝いたします。学位申請論文としてまとめるにあたり、山下廣順先生から論文構成上の有益な御指摘をいただきましたことを感謝いたします。計算には、名古屋大学太陽地球環境研究所(東山分室)のEWS4800/220を使用させていただきました。計算機の維持管理に当たられている方々に感謝いたします。

参考文献

- [1] Shea, M. A., Proc. 21st Int. C. R. Conf. (Adelaide) **12** (1990) 196.
- [2] Lee, M. A., Proc. 22nd Int. C. R. Conf. (Dublin) **5** (1991) 293.
- [3] Lingenfelter, R. E. *et al.*, J. Geophys. Res. **70** (1965) 4077.
- [4] Lingenfelter, R. E. *et al.*, J. Geophys. Res. **70** (1965) 4087.
- [5] Muraki, Y. *et al.*, STESP-90-1, Solar-Terrestrial Environment Lab. Nagoya Univ. (1991) 99.
- [6] Muraki, Y. *et al.*, Proc. 22nd Int. C. R. Conf. (Dublin) **3** (1991) 45.

- [7] Shibata, S. *et al.*, STESP-90-1, Solar-Terrestrial Environment Lab. Nagoya Univ. (1991) 58.
- [8] Shibata, S. *et al.*, Proc. 22nd Int. C. R. Conf. (Dublin) **3** (1991) 788.
- [9] Miyazaki, M., Master Thesis, Nagoya Univ. (1992).
- [10] Sakurai, T. *et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan **44** (1992) L7.
- [11] Muraki, Y. *et al.*, Proc. 22nd Int. C. R. Conf. (Dublin) **3** (1991) 49.
- [12] Muraki, Y., STESP-91-2, Solar-Terrestrial Environment Lab. Nagoya Univ. (1992) 39.
- [13] Muraki, Y. *et al.*, Astrophys. J. **400** (1992) L75.
- [14] Debrunner, H. *et al.*, Proc. 18th Int. C. R. Conf. (Bangalore) **4** (1983) 75.
- [15] Chupp, E. L. *et al.*, Proc. 18th Int. C. R. Conf. (Bangalore) **10** (1983) 334.
- [16] Efimov, Yu. E. *et al.*, Proc. 18th Int. C. R. Conf. (Bangalore) **10** (1983) 276.
- [17] Chupp, E. L. *et al.*, Astrophys. J. **318** (1987) 913.
- [18] Kocharov, G. E., Proc. 22nd Int. C. R. Conf. (Dublin) **5** (1991) 344.
- [19] Pyle, K. R. and J. A. Simpson, Proc. 22nd Int. C. R. Conf. (Dublin) **3** (1991) 53.
- [20] Shea, M. A., D. F. Smart and K. R. Pyle, Geophys. Res. Lett. **18** (1991) 1655.
- [21] Alsmiller, Jr., R. G. and Boughner, R. T., J. Geophys. Res. **73** (1968) 4935.
- [22] Debrunner, H., Flückiger, E. O. and Stein, P., Nucl. Instr. and Meth. **A278** (1989) 573.
- [23] Debrunner, H. and Brunberg, E. Å., Can. J. Phys. **46** (1968) 1069.

- [24] Bertini, H. W., Phys. Rev. **C6** (1972) 631.
- [25] Del Guerra, A., Nucl. Instr. Meth. **135** (1976) 337.
- [26] Barashenkov, V. S., Gudima, K. K. and Toneev, V. D.,
Fortschr. Phys. **17** (1969) 683.
- [27] Bouchez, R. *et al.*, Nucl. Phys. **43** (1963) 628.
- [28] Spaargaren, D. and Jonker, C. C., Nucl. Phys. **A161** (1971) 354.
- [29] Salmon, G. L., Nucl. Phys. **21** (1960) 15.
- [30] van Zyl, C. P. *et al.*, Phil. Mag. **1** (1956) 1003.
- [31] Ashmore, A. *et al.*, Proc. Phys. Soc. **71** (1958) 552.
- [32] Flückiger, E., Proc. 15th Int. C. R. Conf. (Plovdiv) **4** (1977) 144.
- [33] Hatton, C. J., Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics,
Vol. X, North-Holland Publ. Co. (1971) 1.
- [34] Nagashima, K., *et al.*, Nuovo Cimento **12C** (1989) 695.
- [35] Schwartz, R. A. *et al.*, Proc. of the Compton Observatory Science Workshop,
NASA Conference Publication, **3137** (1992) 457.
- [36] Nakajima, H., STESP-91-2, Solar-Terrestrial Environment Lab.
Nagoya Univ. (1992) 25.
- [37] Takahashi, K. *et al.*, Proc. 22nd Int. C. R. Conf. (Dublin) **3** (1991) 37.
- [38] Perl, M. L., High Energy Hadron Physics, Wiley-Interscience (1974).
- [39] Ringia, F. E. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **28** (1972) 185.
- [40] Cassapakis, C. G. *et al.*, Phys. Lett. **63B** (1976) 35.

- [41] McNaughton, M. W. *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **129** (1975) 241.
- [42] Baturin, V. N. *et al.*, JETP Lett. **30** (1979) 78.
- [43] 村山喬著、「宇宙物理学」、共立物理学講座 **20**、共立出版 (1978) p215.
- [44] Cierjacks, S. *et al.*, Phys. Rev. **C36** (1987) 1976.
- [45] Metropolis, N. *et al.*, Phys. Rev. **110** (1958) 204.
- [46] Kalend, A. M. *et al.*, Phys. Rev. **C28** (1983) 105.
- [47] Filges, D. *et al.*, Phys. Rev. **C36** (1987) 1988.
- [48] Wachter, J. W. *et al.*, Phys. Rev. **C6** (1972) 1496.
- [49] Subramanian, T. S. *et al.*, Phys. Rev. **C28** (1983) 521.

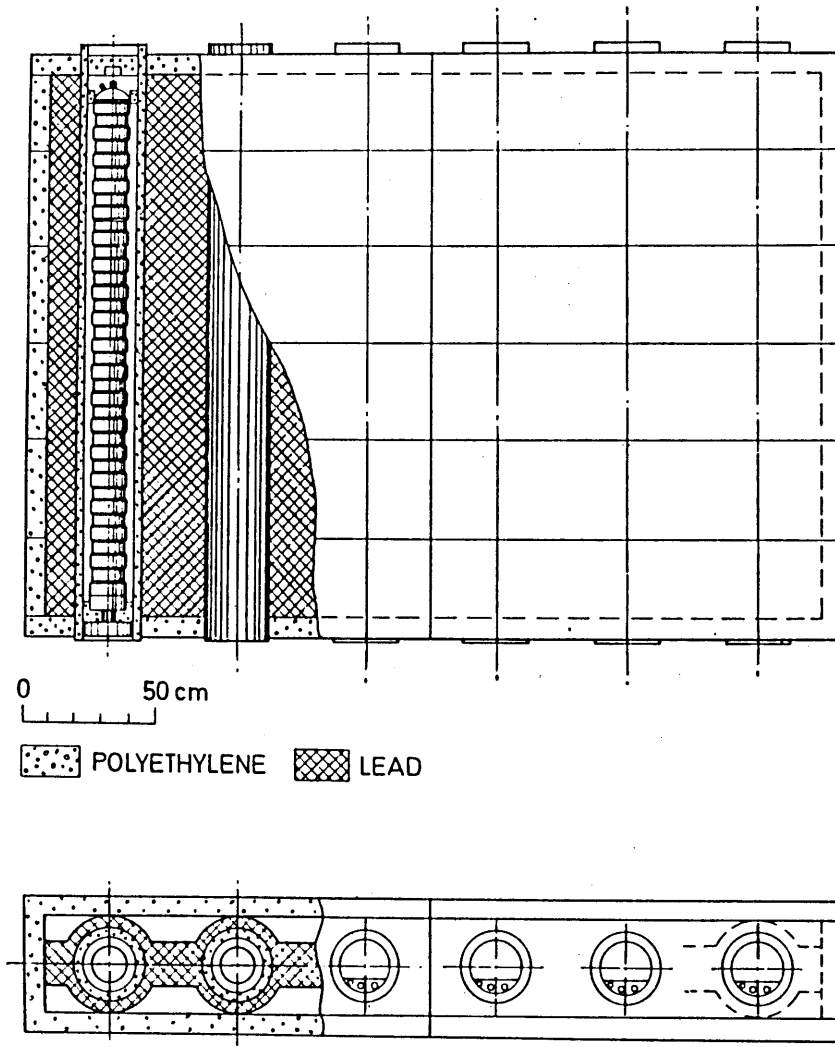


図 1: 中性子モニタ (NM64 型)[33]。

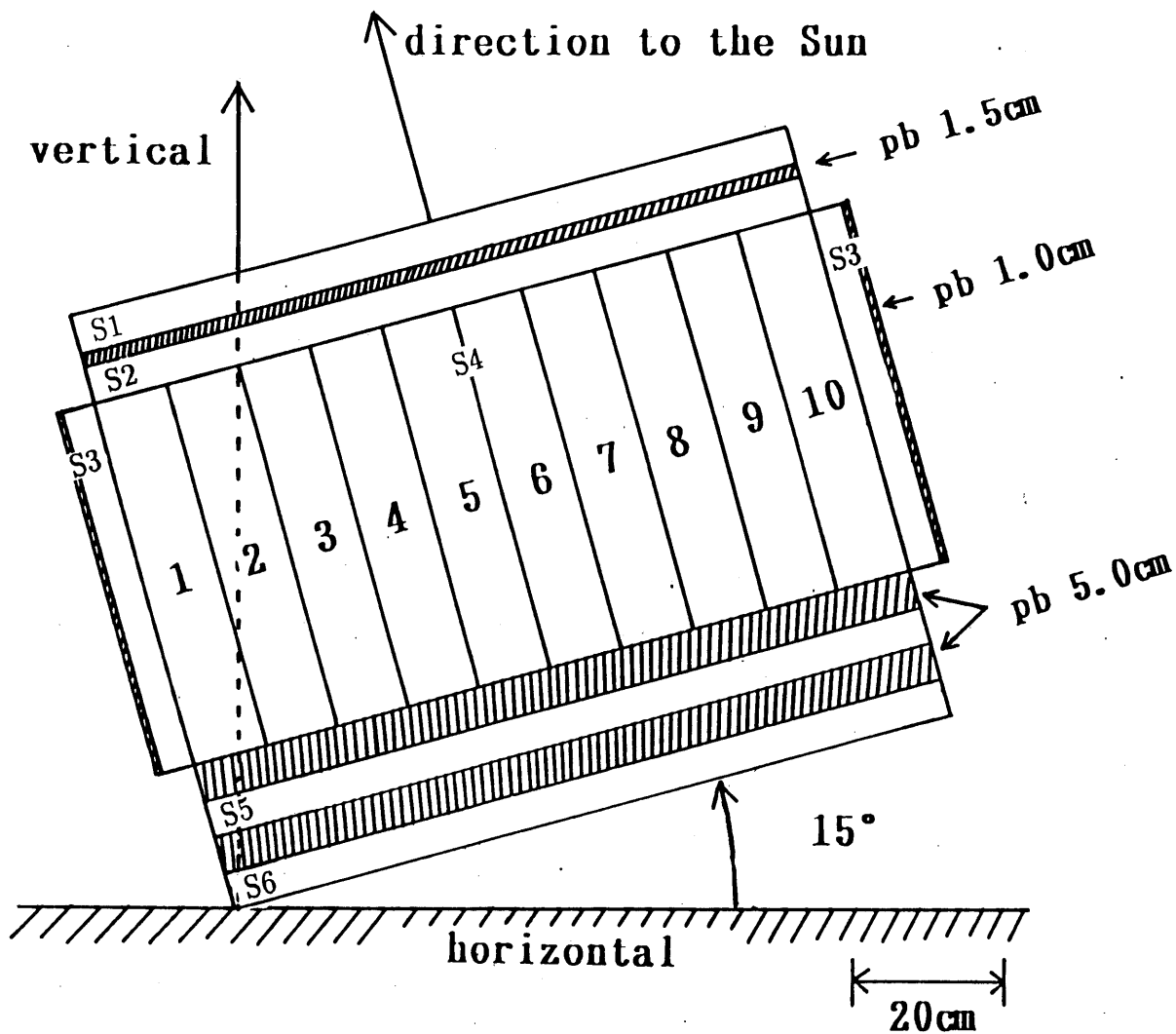


図 2: 太陽中性子望遠鏡。白い部分はシンチレーター検出器、斜線部は鉛。S1 及び S2: 粒子弁別部、S3: 荷電粒子及び γ 線除去のためのアンチカウンター、S4: 中性子検出部、S5 及び S6: 飛程検出部。望遠鏡全体が太陽方向に傾けられるようになっている (この図では 15°)。

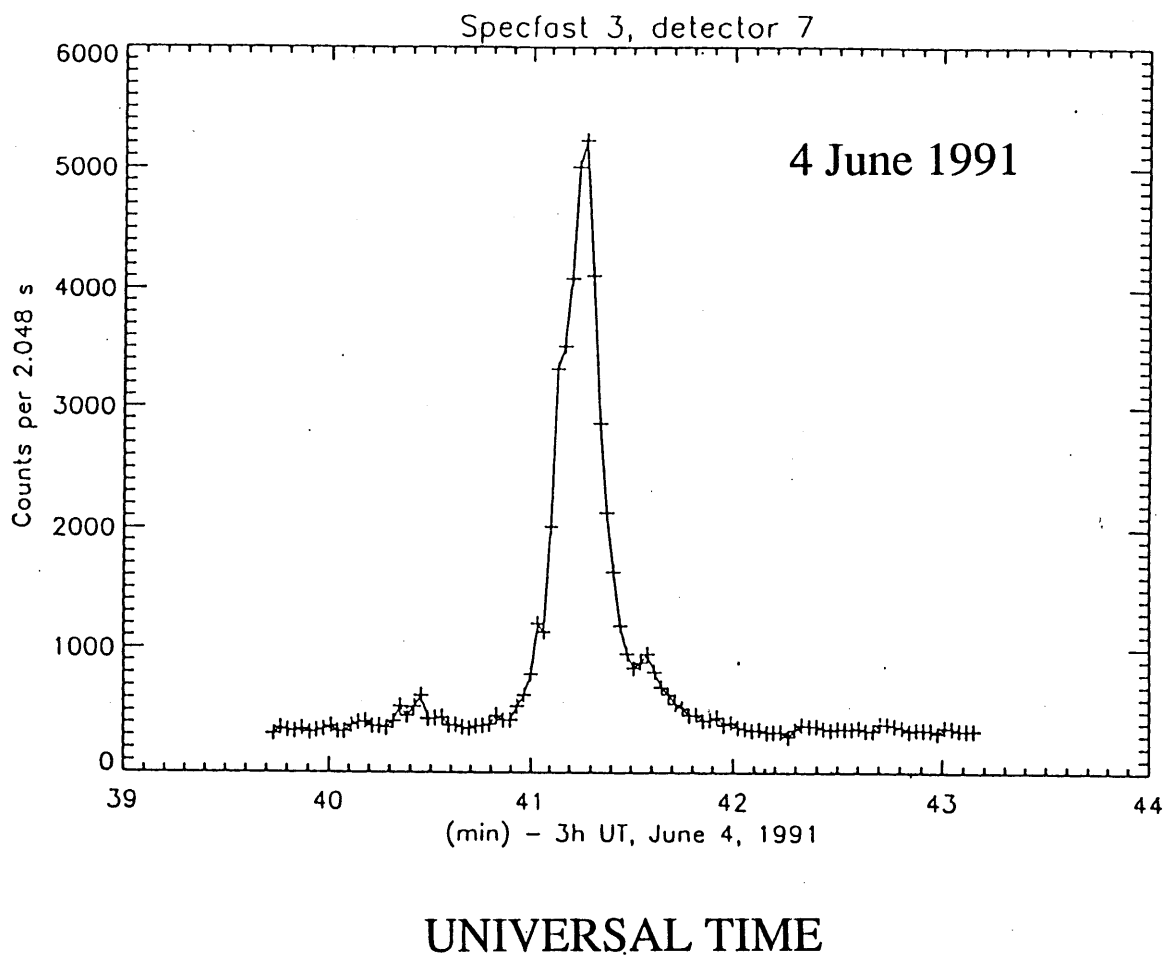


図 3: GRO(Compton 衛星) による γ 線の観測結果 [35]。

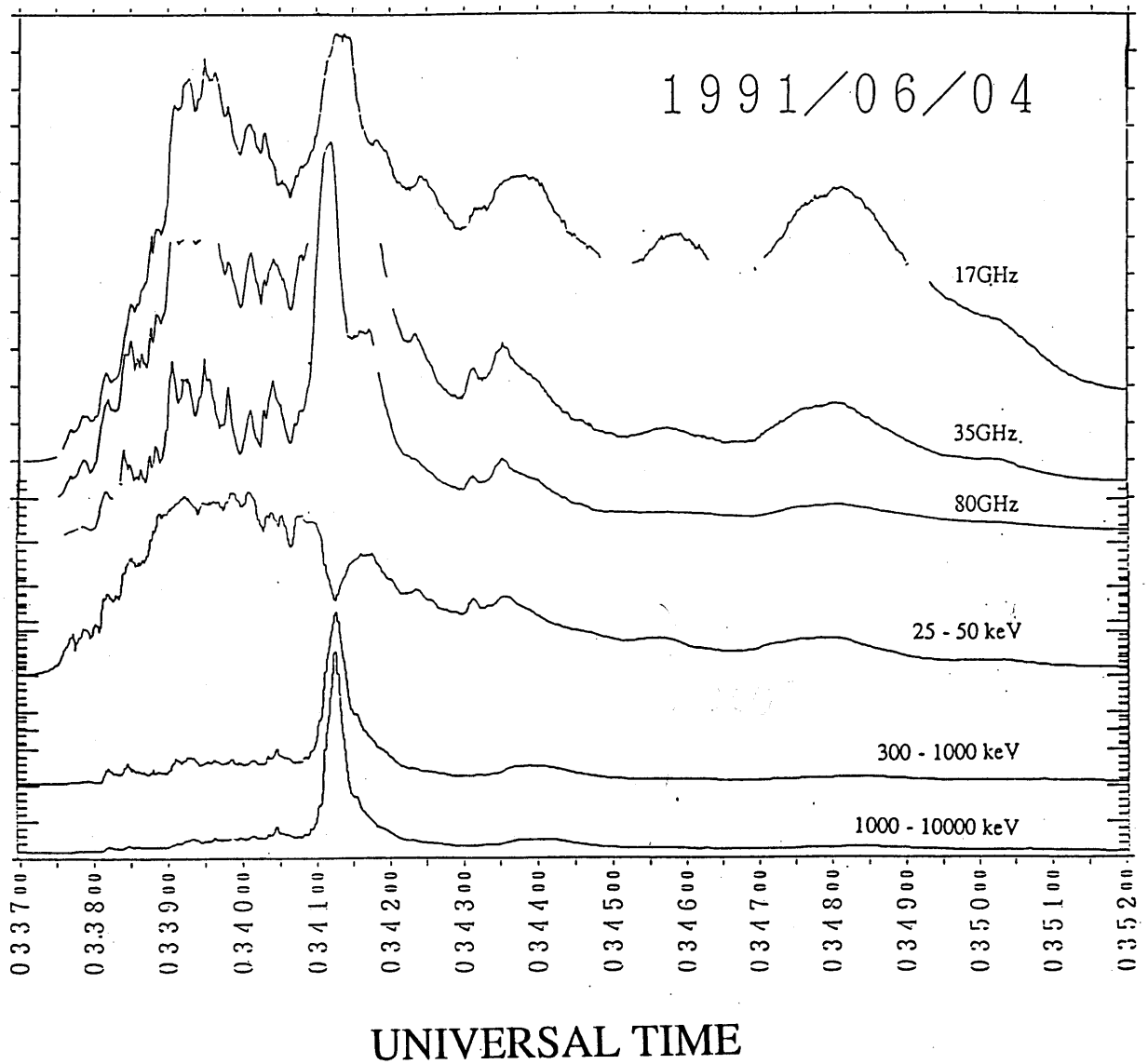


図 4: 野辺山国立天文台での太陽電波の観測結果 [36]。

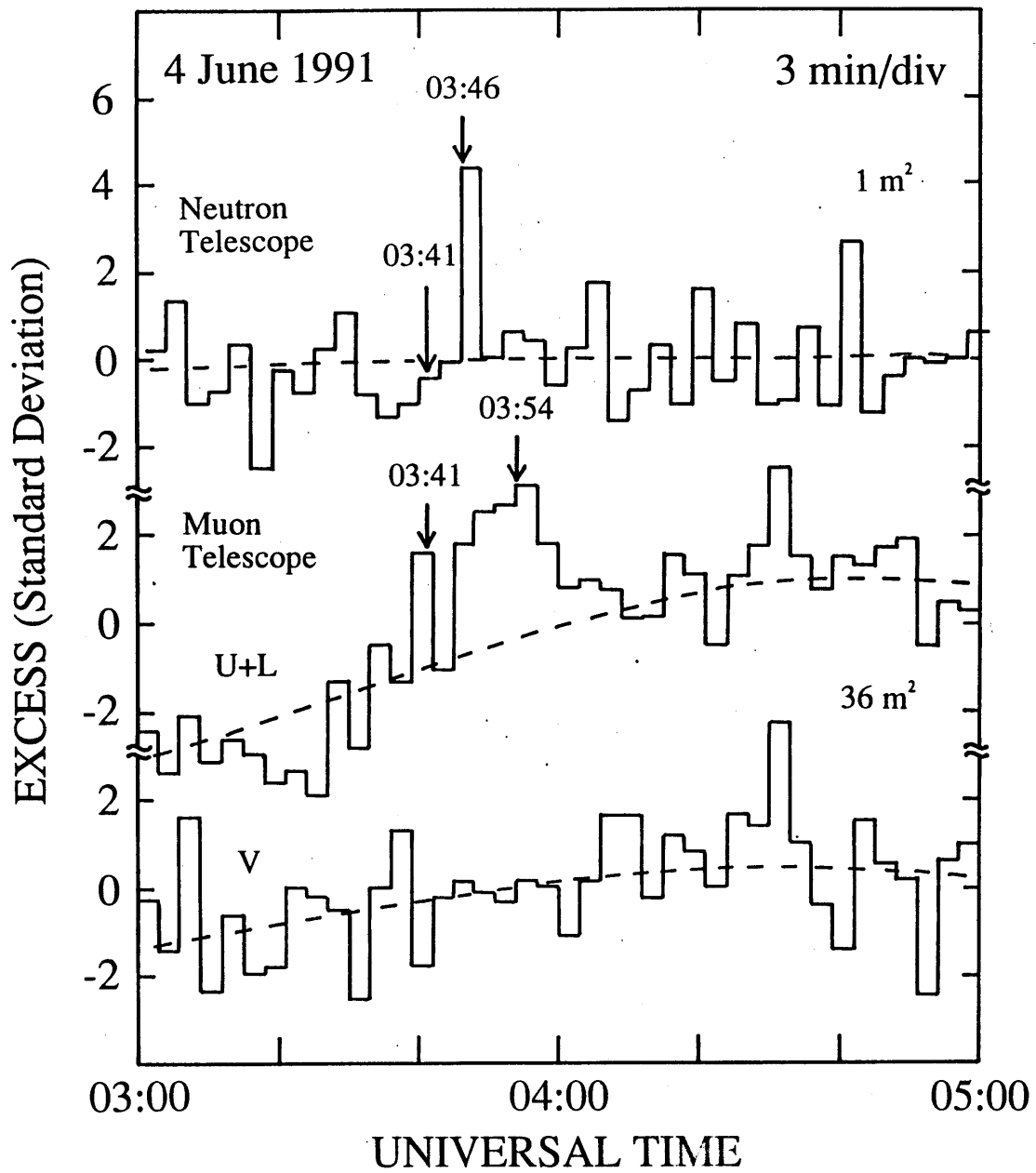


図 5: 1991 年 6 月 4 日乗鞍で観測された太陽中性子時間分布 [11, 13]。一番上は中性子望遠鏡による観測値、下二つはミューオン望遠鏡によるもの。

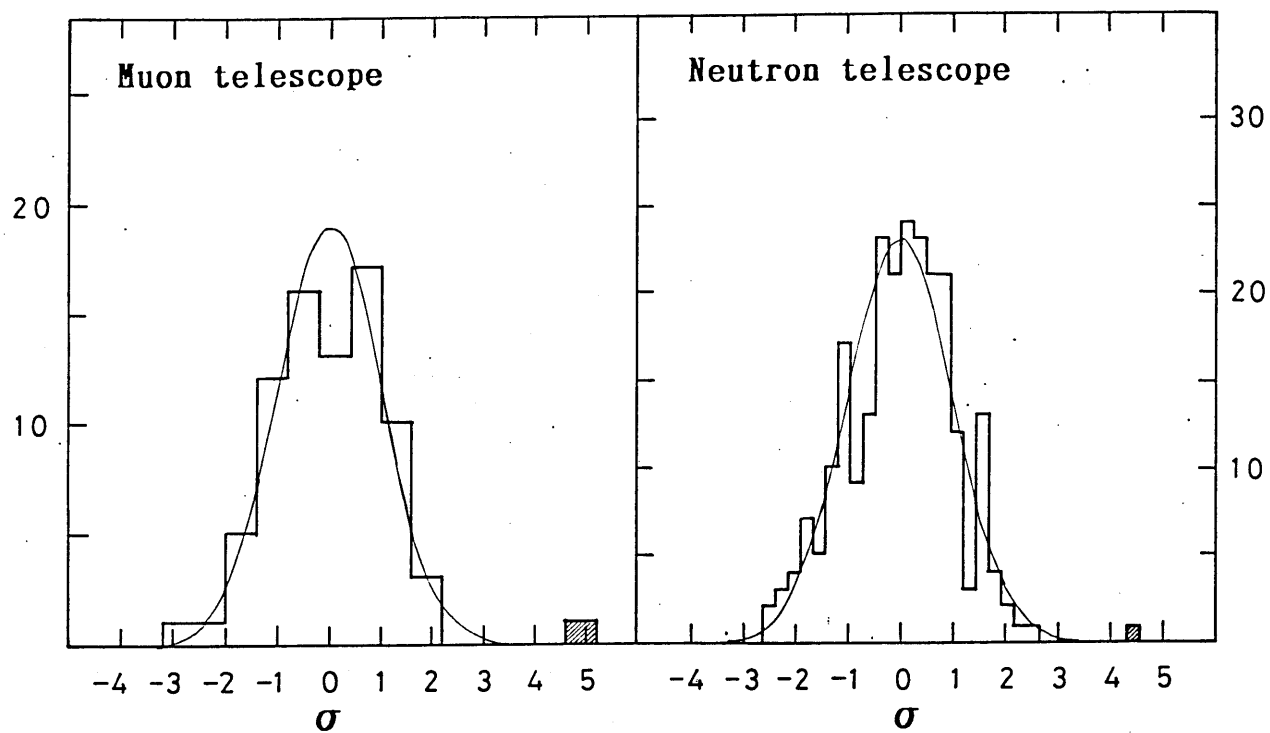


図 6: 太陽中性子望遠鏡 (右) とミューオン望遠鏡 (左) による計数の平均からのずれの分布。期間は 1991 年 6 月 3 日 21:00 UT から 6 月 4 日 09:00 UT で、太陽中性子望遠鏡については 3 分値、ミューオン望遠鏡については 9 分値を示してある。縦軸は頻度を表し、ヒストグラムは観測値、曲線はガウス分布による期待値である。斜線で示されたデータは、太陽中性子望遠鏡については 03:46:00 UT から 03:49:00 UT のもの、ミューオン望遠鏡については 03:47:00 UT から 03:56:00 UT のものである。

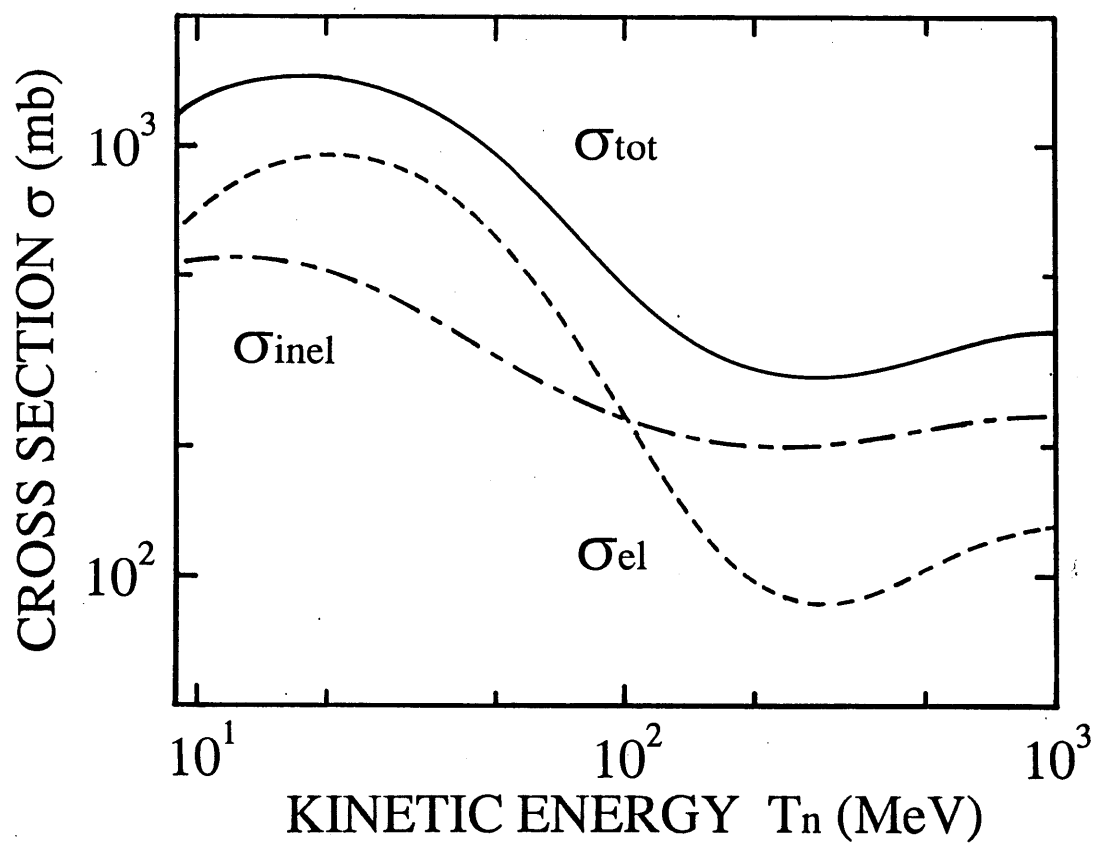


図 7: 中性子炭素散乱断面積のエネルギー依存性。実線は全散乱断面積、破線は弾性散乱断面積、一点鎖線は非弾性散乱断面積 [25, 26]。

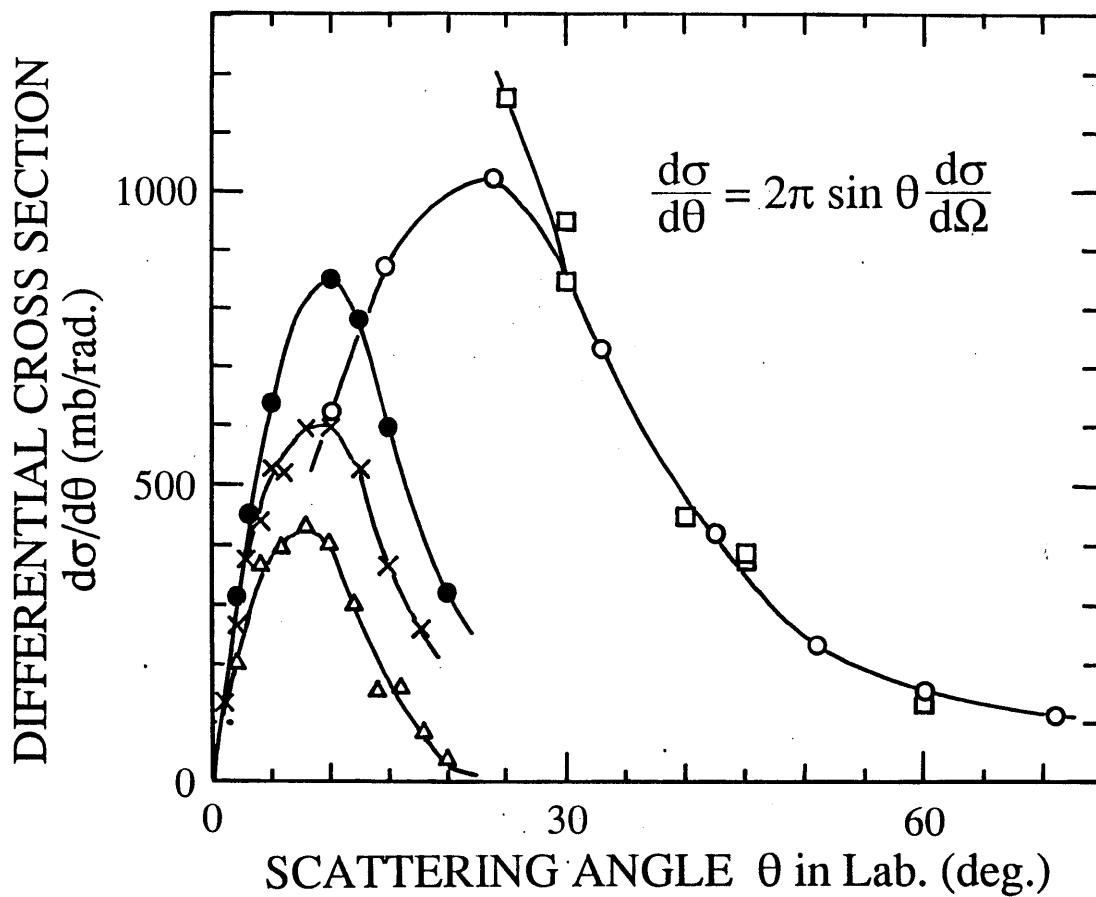


図 8: 中性子炭素弾性散乱の微分断面積。それぞれ $T_n = 14.6$ MeV(o)[27]、15 MeV(\square)[28]、96 MeV(\bullet)[29]、136 MeV(\times)[30]、及び 350 MeV(\triangle)[31] での実験値。

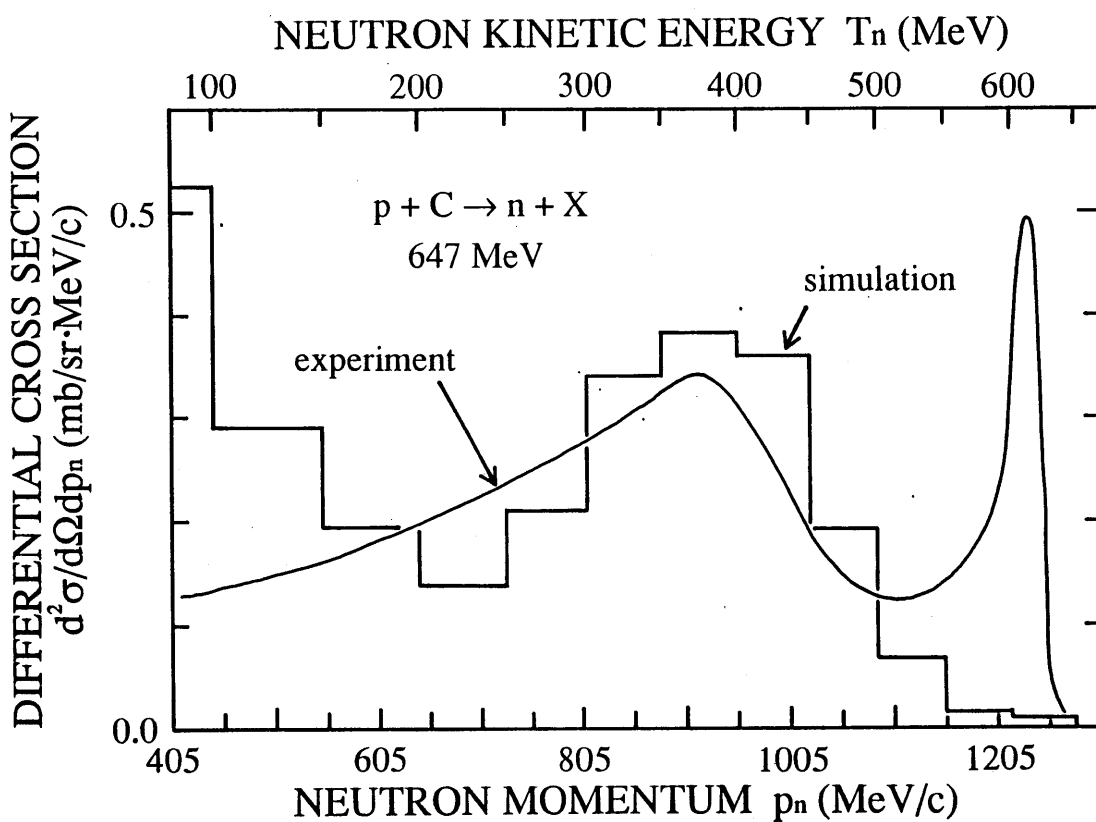


図 9: 陽子炭素衝突による中性子の生成微分断面積。 $T_p = 647$ MeV、 $\theta = 0^\circ$ (実験室系)。曲線は実験値 [40]、ヒストグラムは非弾性散乱 (荷電交換反応を除く) のシミュレーションによる計算値。

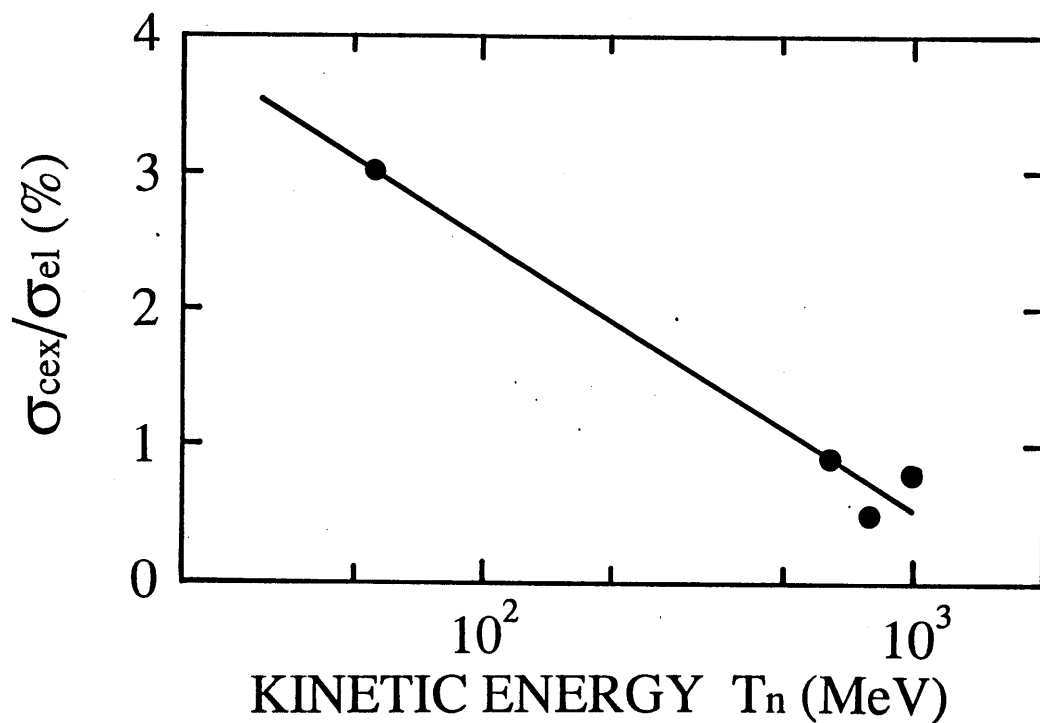
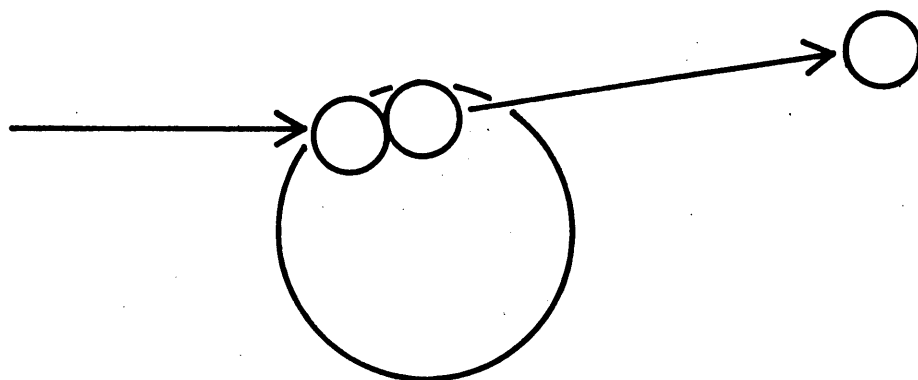
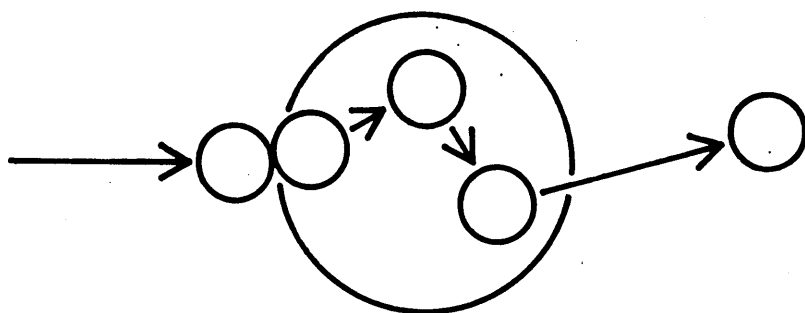


図 10: 荷電交換反応断面積のエネルギー依存性 (弾性散乱断面積との比で表す)。●は実験値から求めた値 [40, 41, 42]、実線はシミュレーションに用いた値。



SINGLE COLLISION



PLURAL COLLISION

図 11: シミュレーションに用いた非弾性散乱モデルの概念図。上側がリーディング核子の発生過程 (single collision)、下側がカスケード核子の発生過程 (plural collision) に対応。

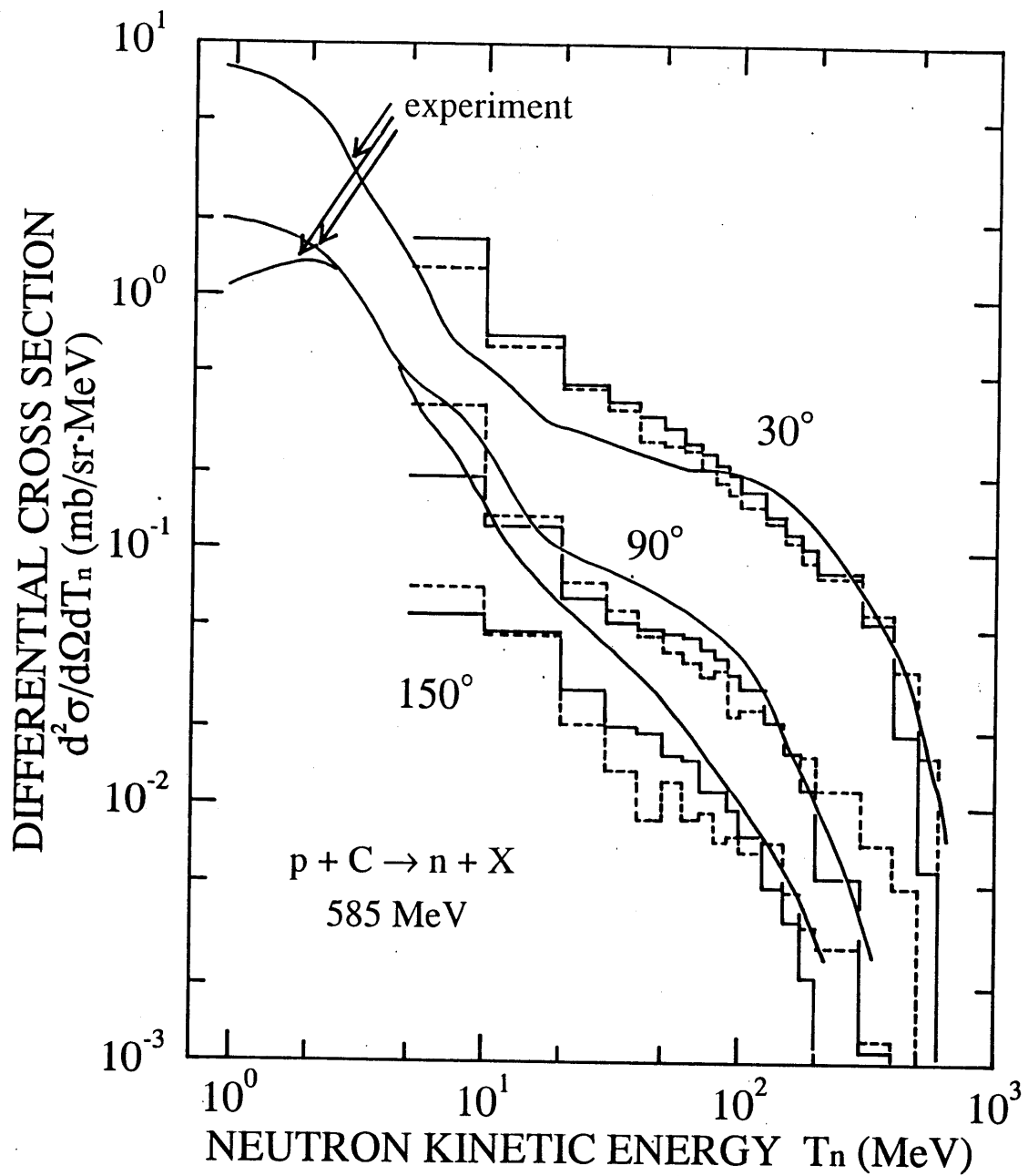


図 12: 陽子炭素衝突による中性子の生成微分断面積。 $T_p = 585$ MeV、 $\theta = 30^\circ$ 、 90° 、 150° (実験室系)。曲線は実験値 [44]、ヒストグラムはシミュレーションによる計算値(破線は、平均多重度を 4 としたときの計算値)。

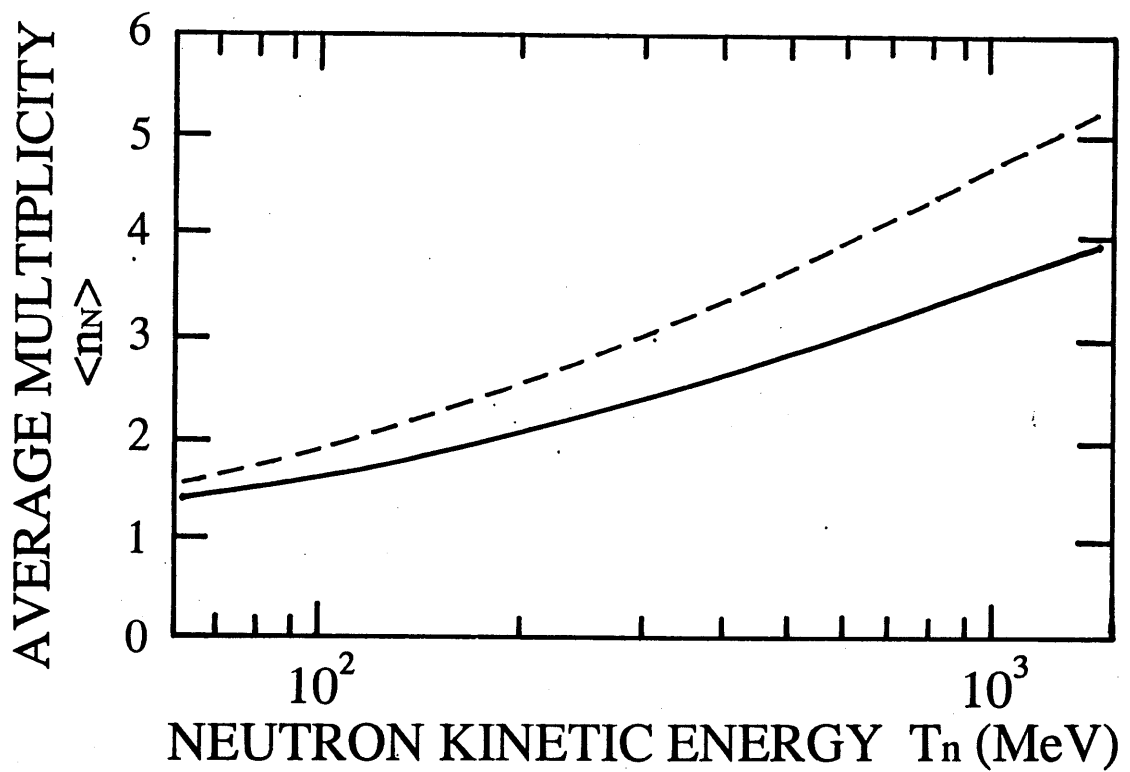


図 13: 中性子炭素非弾性散乱による放出核子の平均多重度の、入射中性子の運動エネルギーに対する依存性。実線はシミュレーションに用いた値、破線は Metropolis らの計算結果 [45] からの推定値。

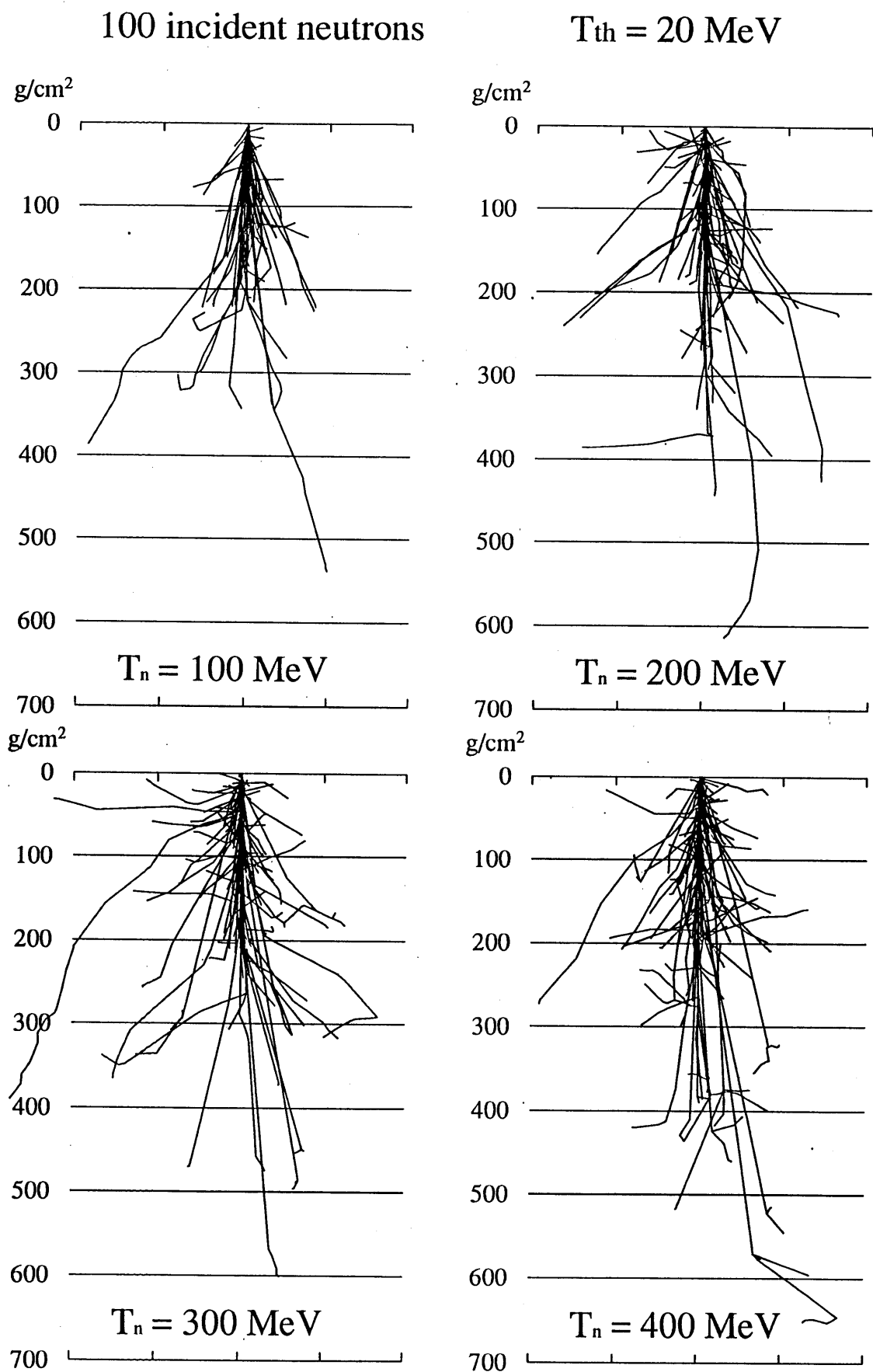


図 14: シミュレーションによる中性子の大気中での伝播の様子。縦軸と横軸は、ともに1目盛 $100 g \cdot cm^{-2}$ に対応。

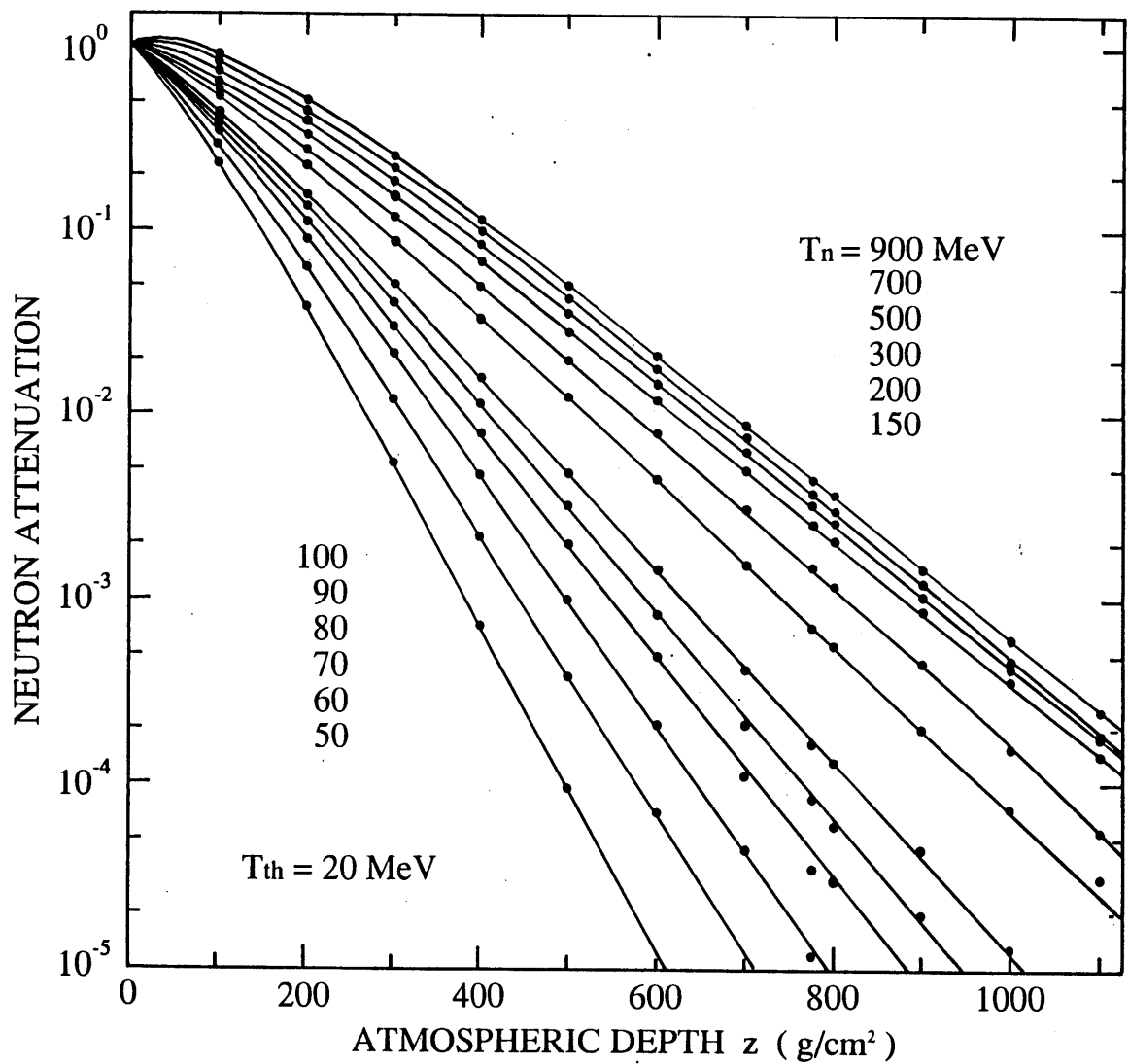


図 15: 中性子の減衰率の大気の高さに対する依存性。曲線は上からそれぞれ、中性子の大气トップでの入射エネルギー $T_n = 900$ MeV, 700 MeV, 500 MeV, 300 MeV, 200 MeV, 150 MeV, 100 MeV, 90 MeV, 80 MeV, 70 MeV, 60 MeV, 50 MeV に対応。

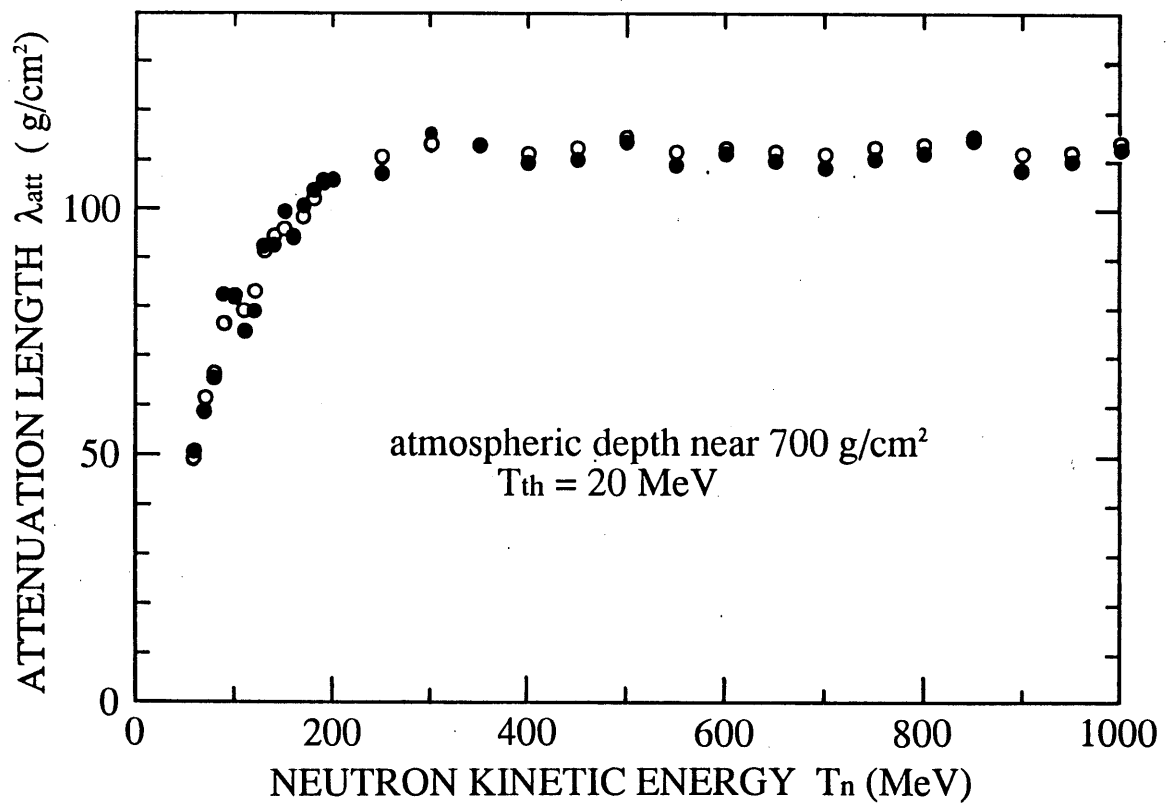


図 16: 大気の高さ $700 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ 付近での局所的な平均減衰長の入射エネルギーに対する依存性。式 (22) で、 $z_1 = 600 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$, $z_2 = 776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ の場合 (○) と、 $z_1 = 700 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$, $z_2 = 776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ の場合 (●) に対応。

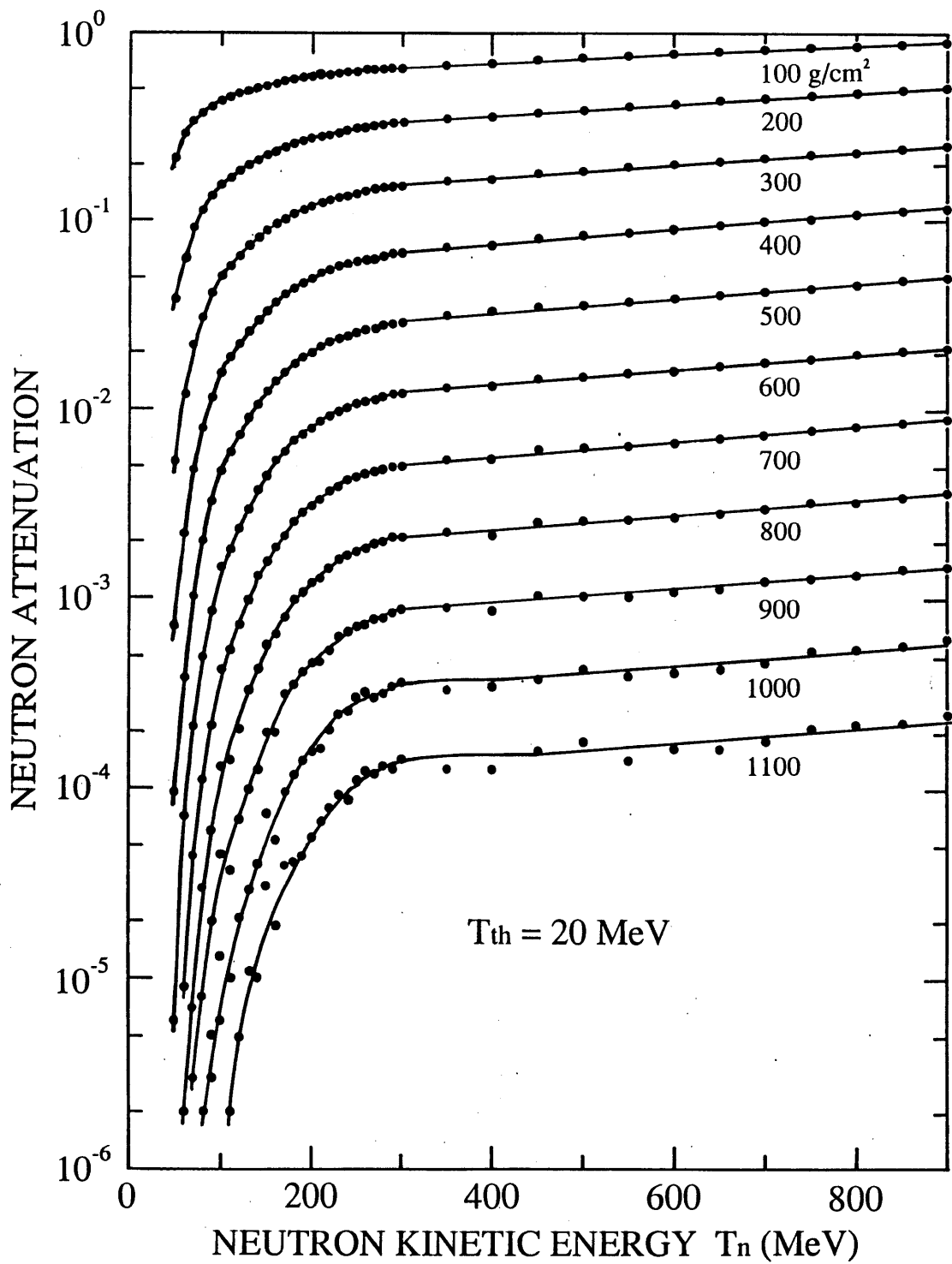


図 17: 中性子の減衰率の入射エネルギーに対する依存性。横軸は中性子の大気トップでの運動エネルギー。曲線は上から、 $100 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ ごとの大気の深さに対応。

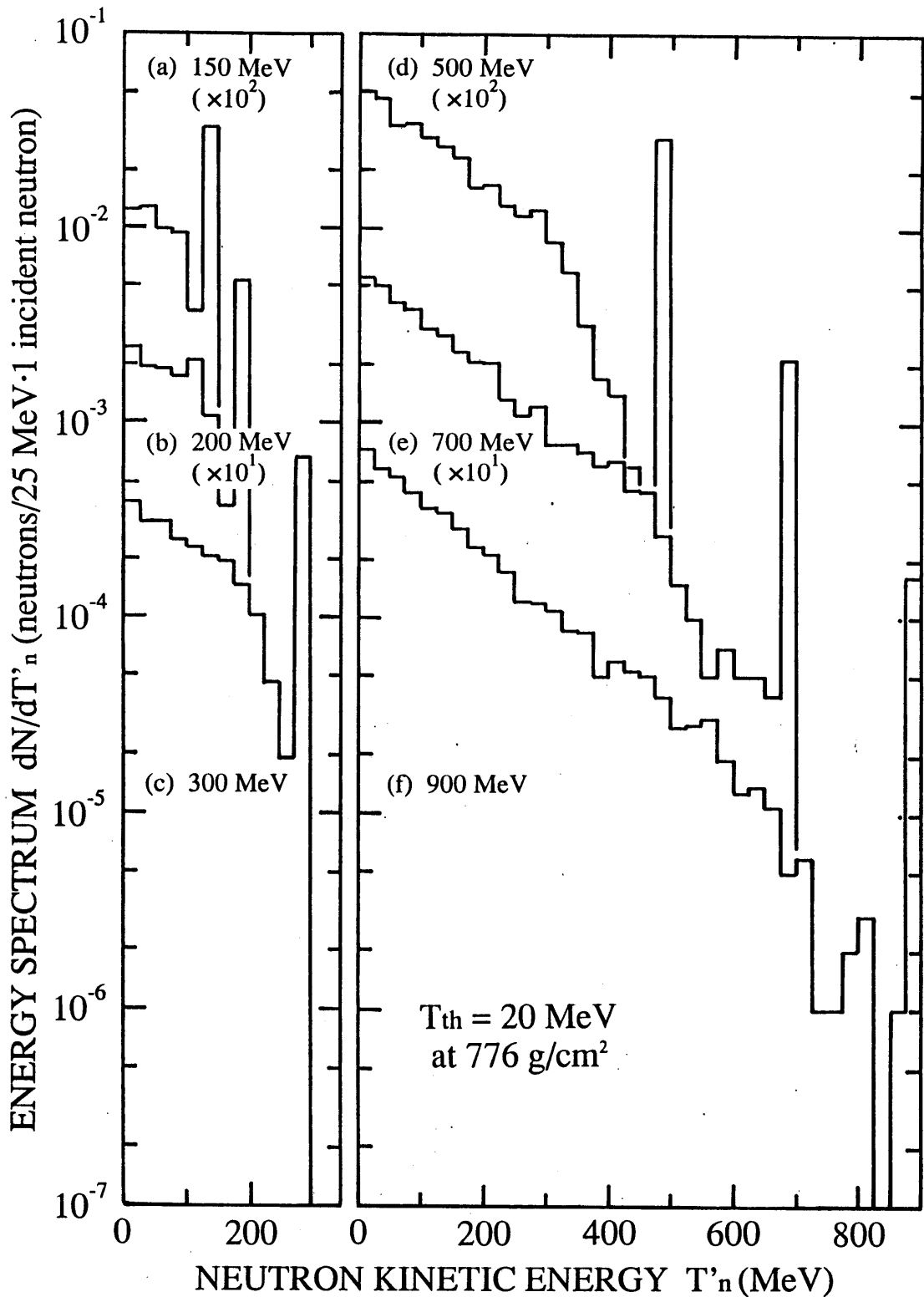


図 18: 大気の高さ $776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ での中性子のエネルギースペクトル。図はそれぞれ、中性子の高気トップでの入射エネルギー $T_n = 150 \text{ MeV}$ (a), 200 MeV (b), 300 MeV (c), 500 MeV (d), 700 MeV (e), 900 MeV (f) に対応。

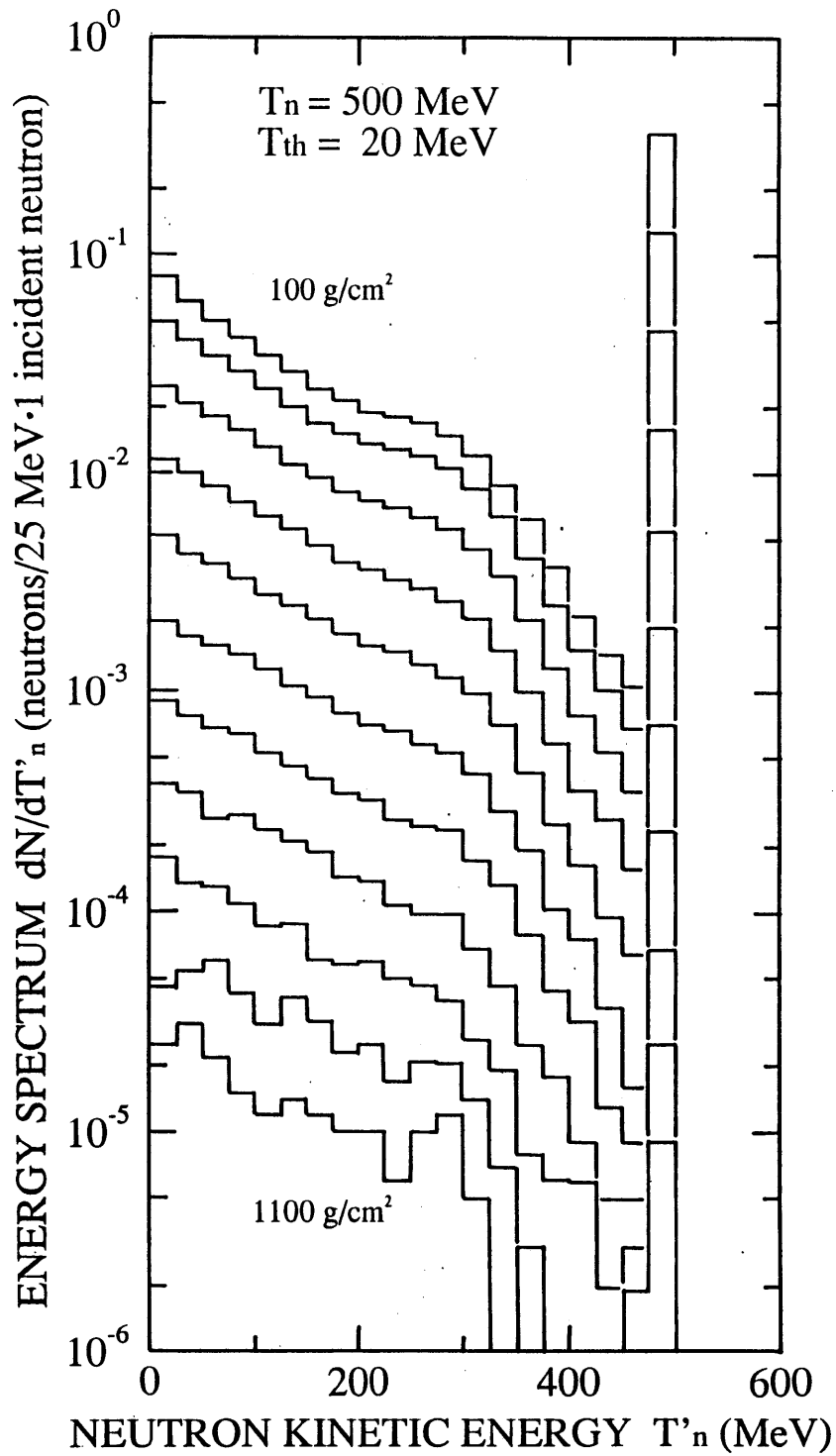


図 19: 中性子のエネルギースペクトルの大気の深さによる変化。中性子の大気トップでの入射エネルギーは $T_n = 500 \text{ MeV}$ 。曲線は上から、 $100 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ ごとの大気の深さに対応。

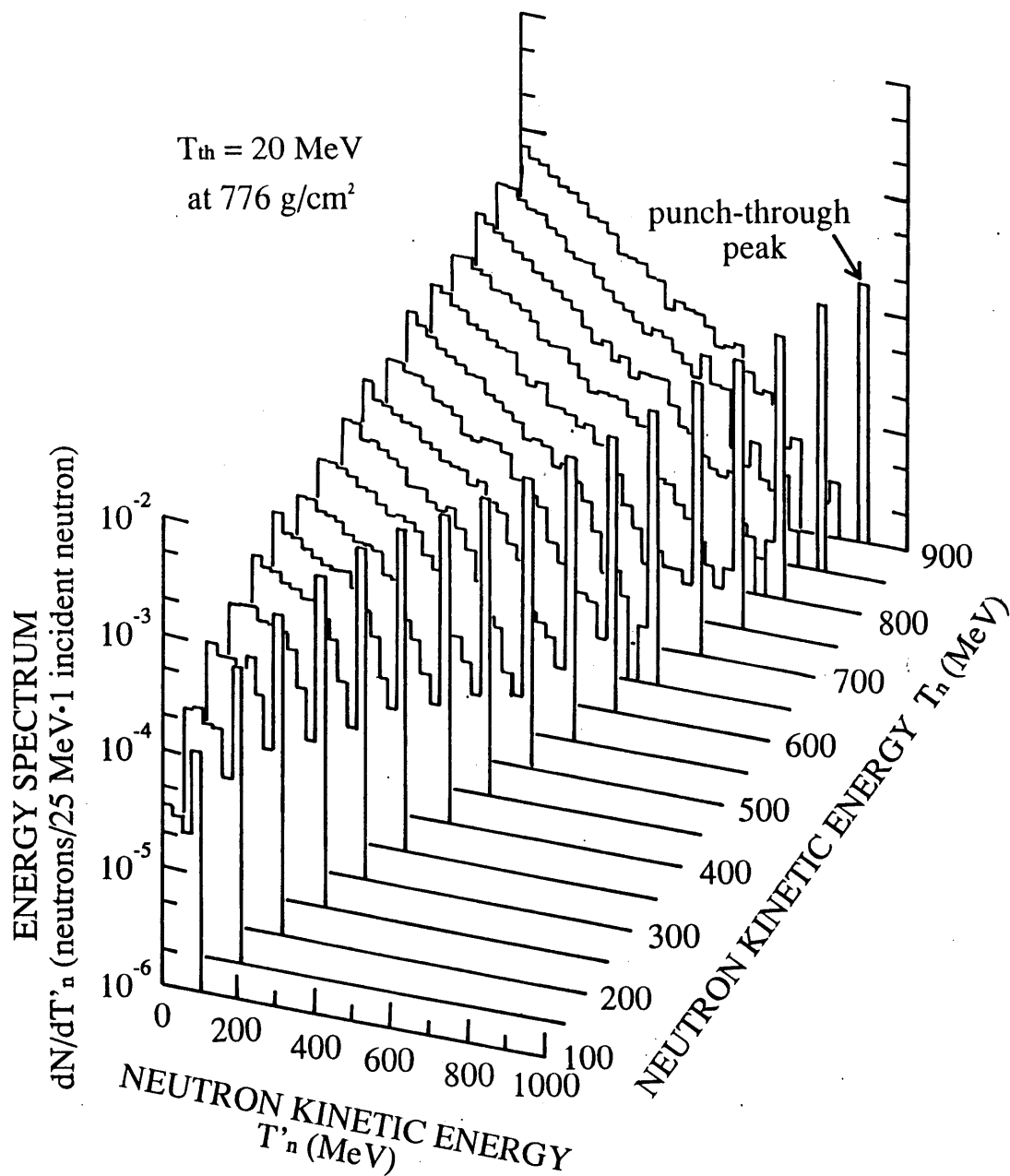


図 20: 中性子のエネルギースペクトルの入射エネルギー依存性。大気の深さは $776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。

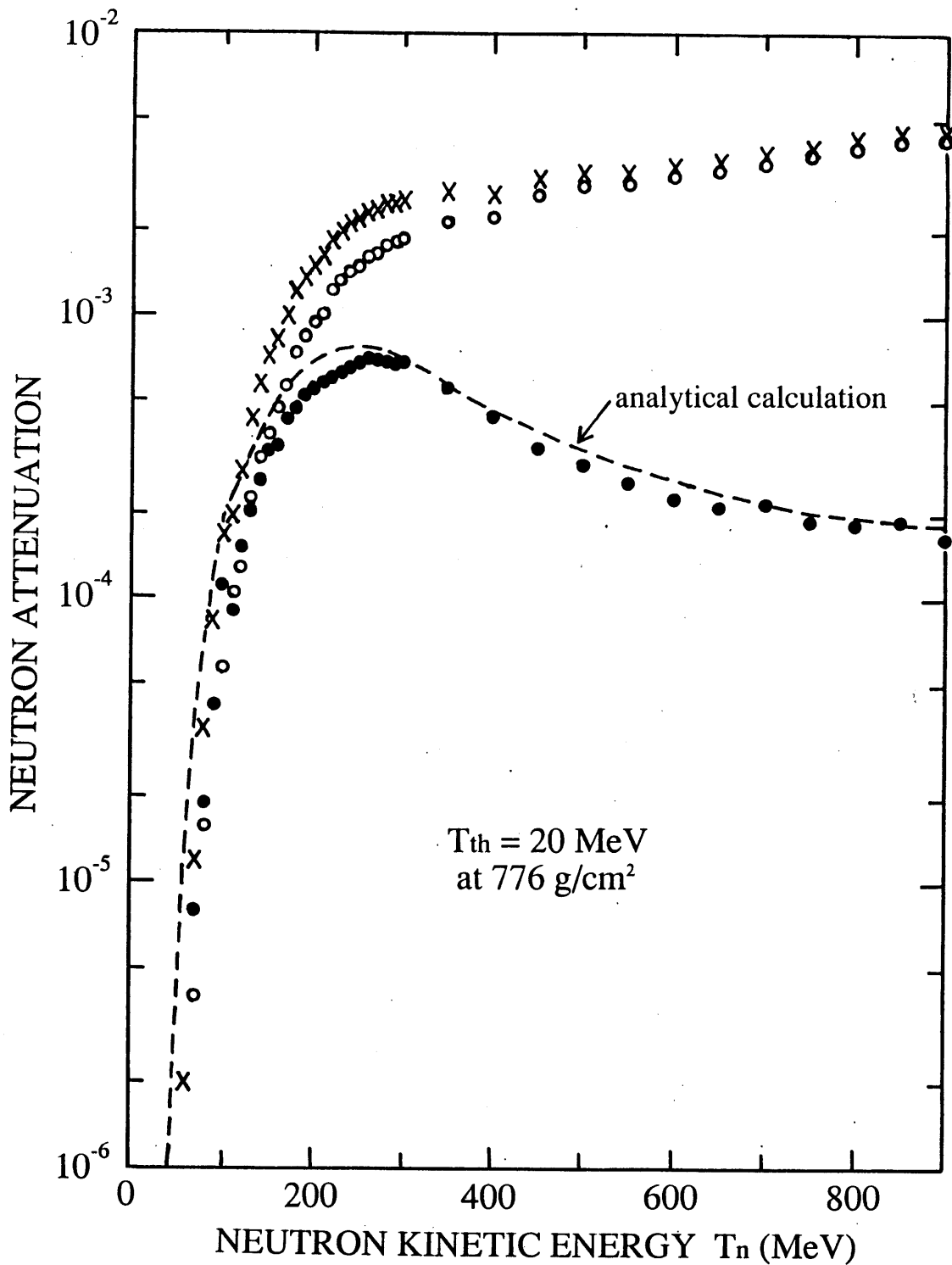


図 21: 太陽中性子の地球大気中での減衰率 (深さ $776 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ 、 20 MeV 以上の中性子)。横軸は太陽中性子の大气トップでの運動エネルギー。実線はシミュレーションによる計算値で、●は弾性散乱成分、○は非弾性散乱成分、×はそれらの合計。破線は弾性散乱のみを考慮した場合の解析的計算値。

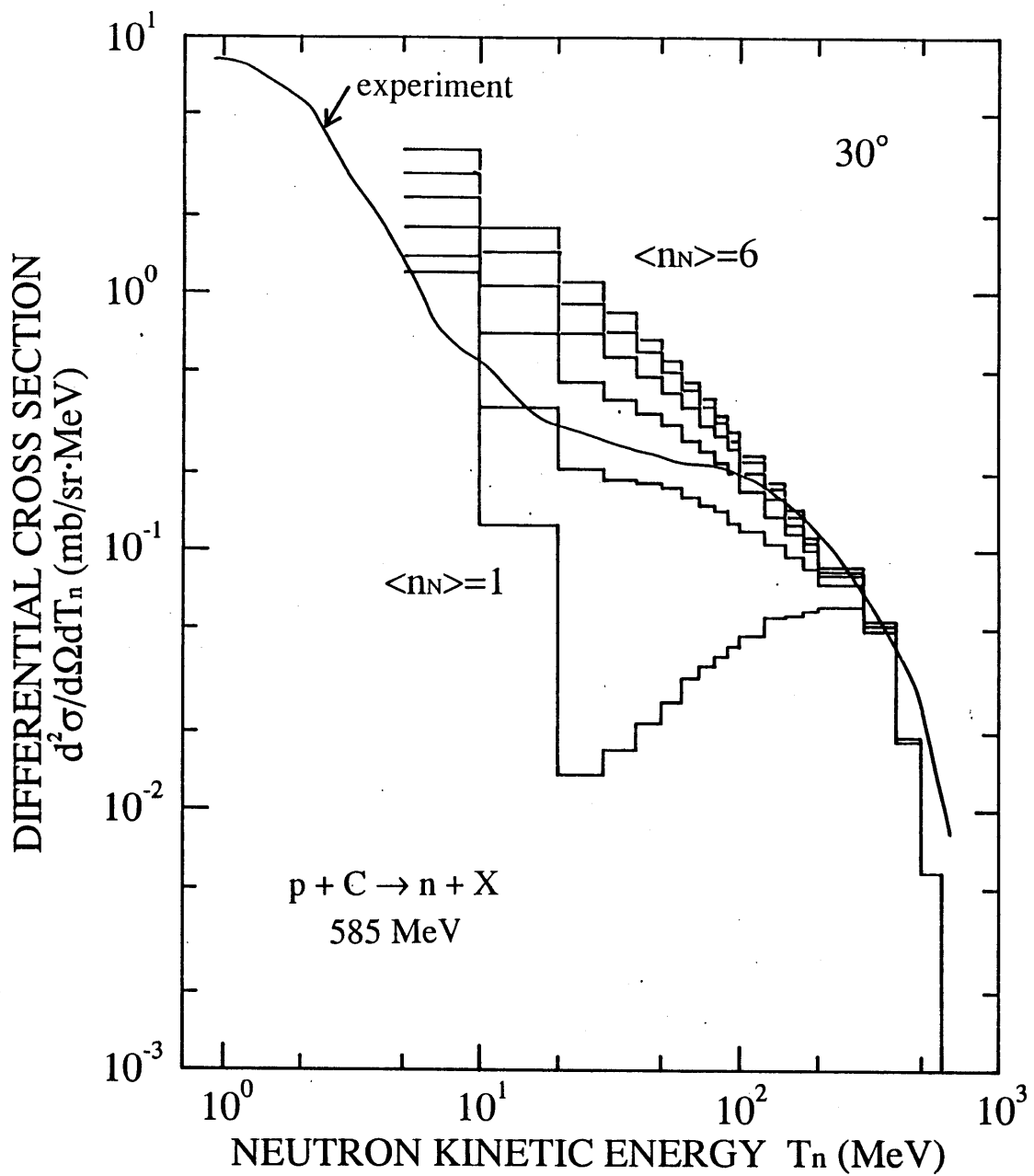


図 22: 陽子炭素衝突による中性子の生成微分断面積。 $T_p = 585 \text{ MeV}$ 、 $\theta = 30^\circ$ (実験室系)。 曲線は実験値 [44]、 ヒストグラムは平均多重度を 1 から 6 まで変えたときのシミュレーションによる計算値。

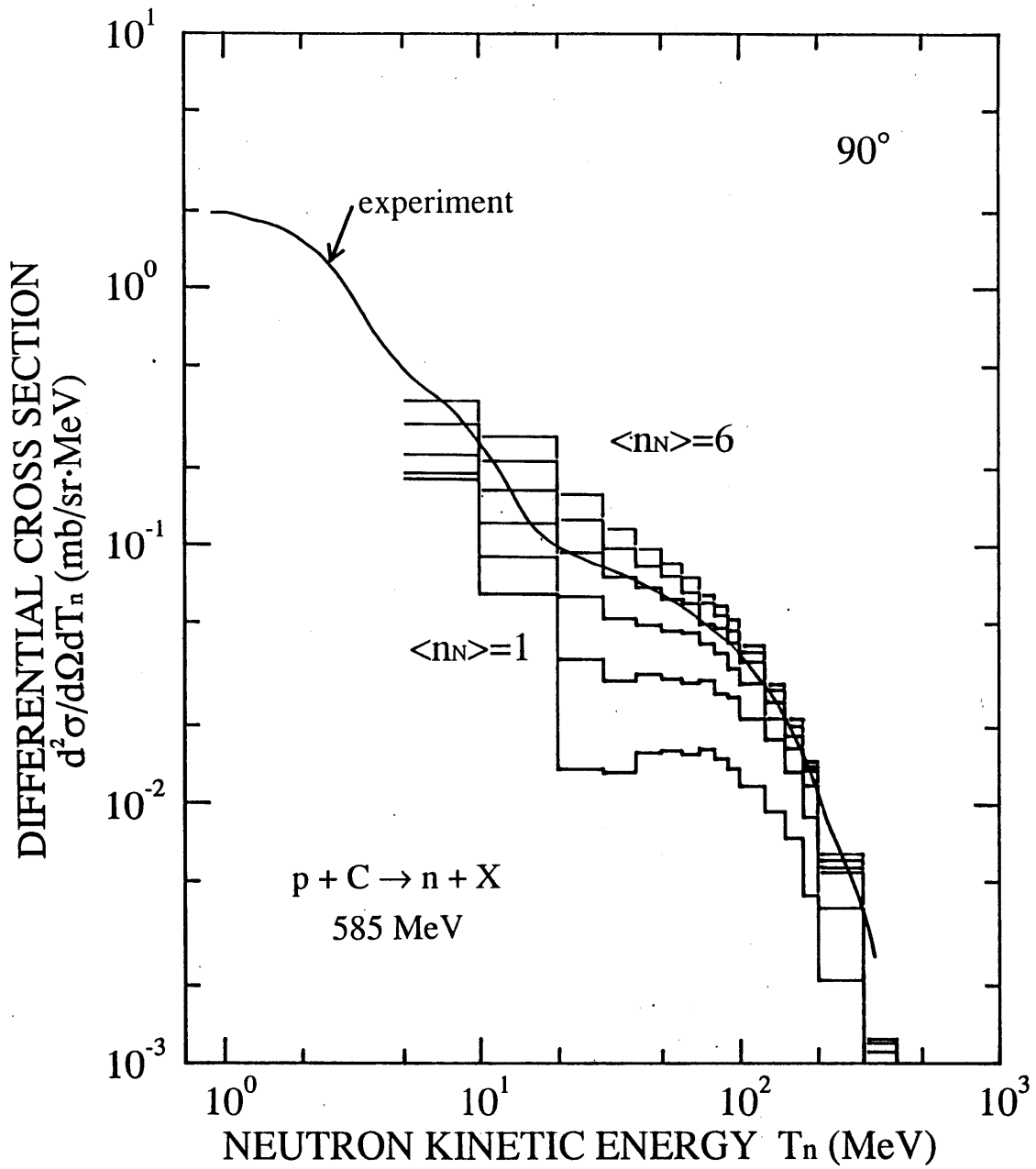


図 23: 陽子炭素衝突による中性子の生成微分断面積。 $T_p = 585 \text{ MeV}$ 、 $\theta = 90^\circ$ (実験室系)。 曲線は実験値 [44]、 ヒストグラムは平均多重度を 1 から 6 まで変えたときのシミュレーションによる計算値。

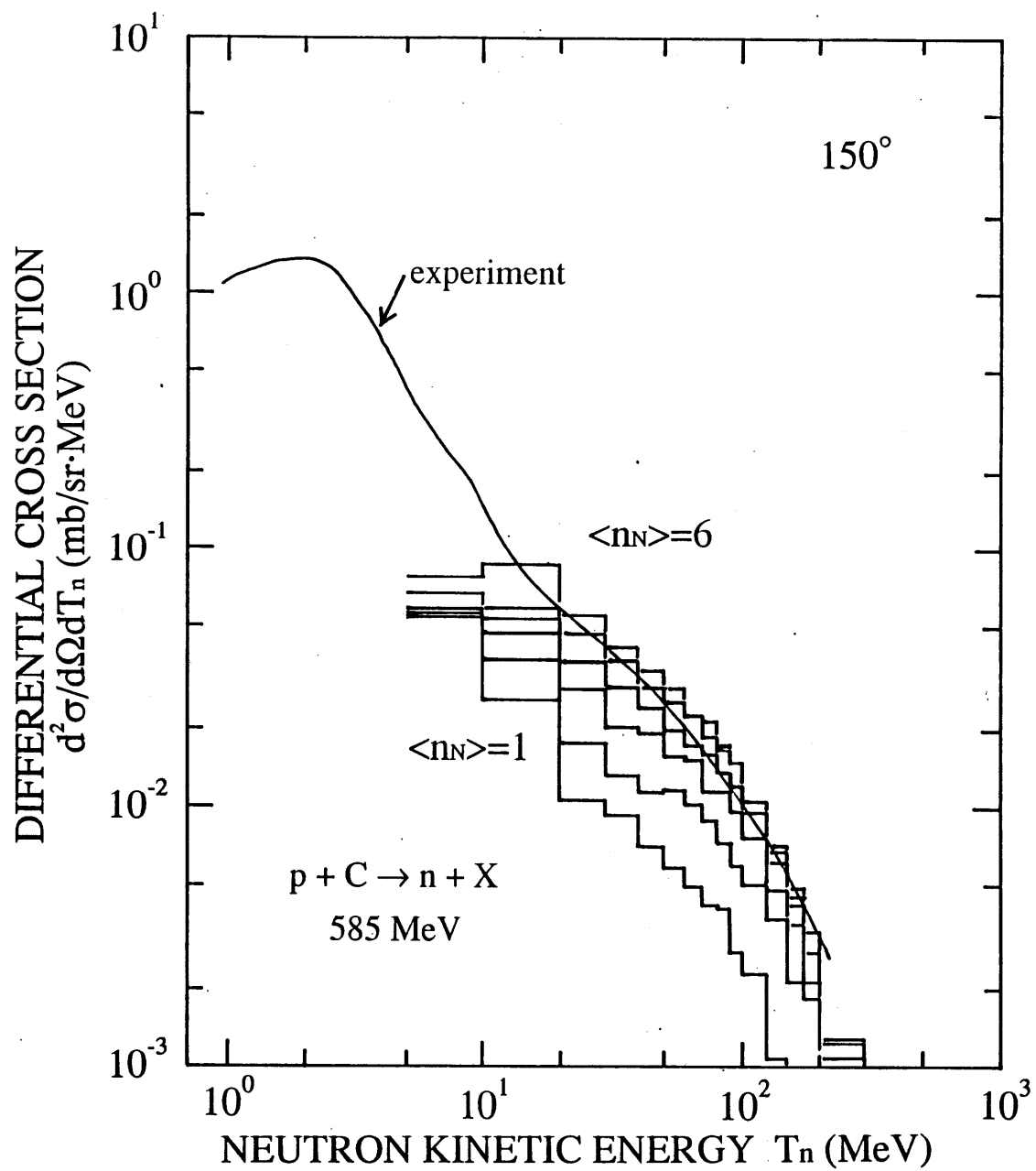


図 24: 陽子炭素衝突による中性子の生成微分断面積。 $T_p = 585 \text{ MeV}$ 、 $\theta = 150^\circ$ (実験室系)。 曲線は実験値 [44]、 ヒストグラムは平均多重度を 1 から 6 まで変えたときのシミュレーションによる計算値。

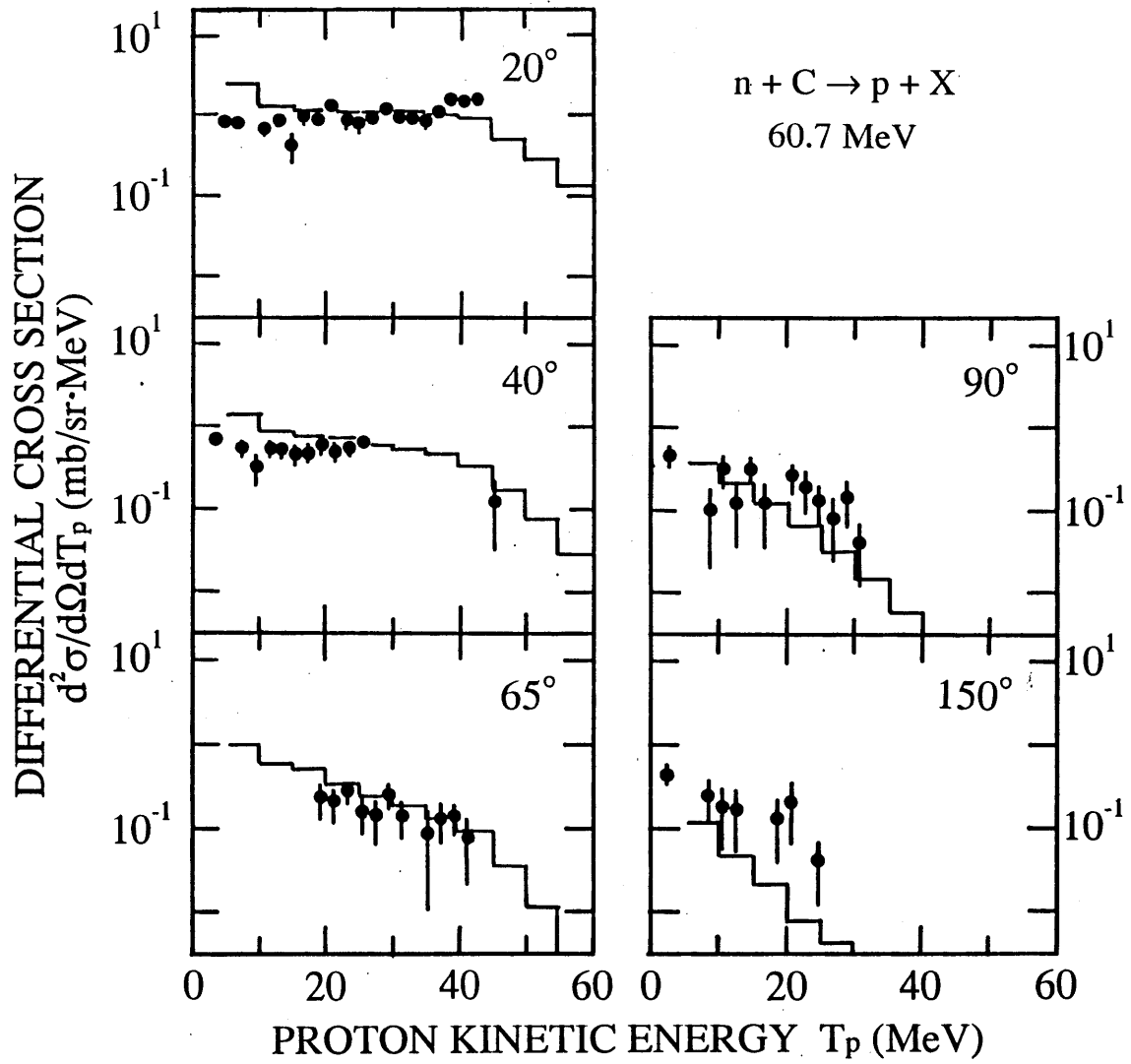


図 25: 中性子炭素衝突による陽子の生成微分断面積。 $T_n = 60.7\text{MeV}$ 、 $\theta = 20^\circ$ 、 40° 、 65° 、 90° 、 150° (実験室系)。●は実験値 [49]、ヒストグラムはシミュレーションによる計算値。

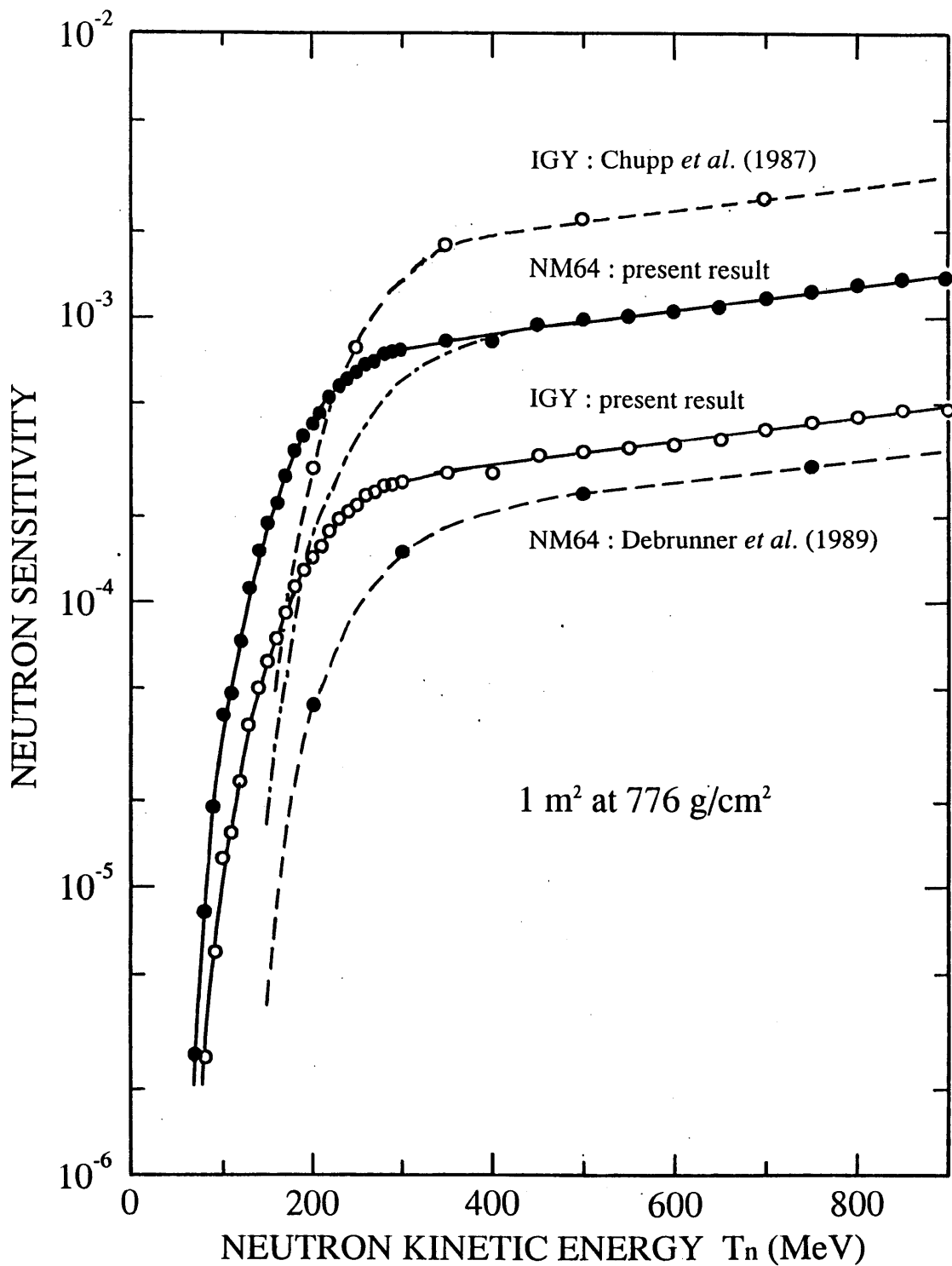


図 26: 中性子モニタ (1m²の感度)。横軸は大気トップでの中性子の運動エネルギー。
 ○は IGY 型中性子モニタ、●は NM64 型中性子モニタに対応。実線は我々が計算
 した太陽中性子の大気中での減衰率で、破線は Debrunner らの計算値 [22, 17]。一
 点鎖線は Debrunner らの NM64 型の値を 4 倍したもの。

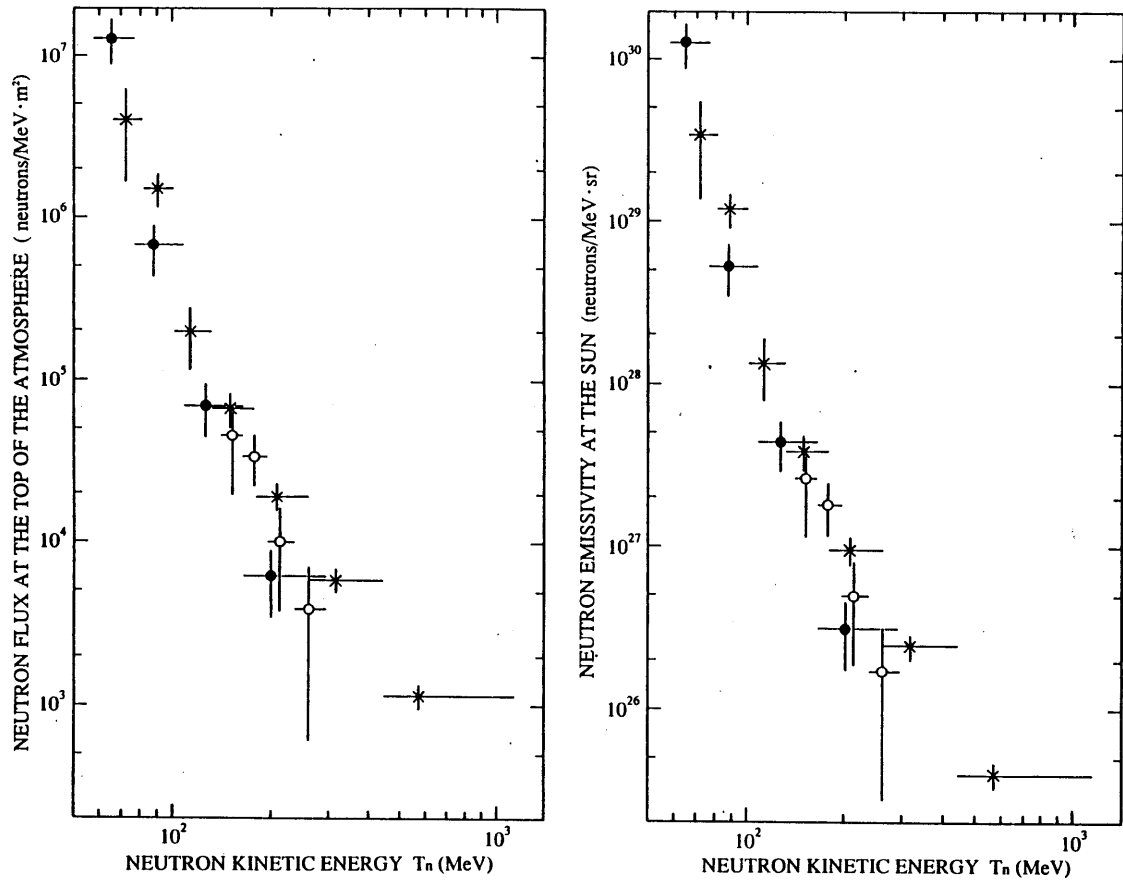


図 27: 1991 年 6 月 4 日乗鞍で観測された太陽中性子のエネルギースペクトル (我々の計算値を使用して補正)[13]。それぞれ \circ は中性子望遠鏡、 \bullet はミュオン望遠鏡のデータ。比較のため 1982 年 6 月 3 日 Jungfrauoch のデータ [17] を \times で示す。

OBSERVATION OF SOLAR NEUTRONS ASSOCIATED WITH THE LARGE FLARE ON 1991 JUNE 4

Y. MURAKI,¹ K. MURAKAMI,¹ M. MIYAZAKI,¹ K. MITSUI,² S. SHIBATA,¹ S. SAKAKIBARA,¹
T. SAKAI,³ T. TAKAHASHI,¹ T. YAMADA,¹ AND K. YAMAGUCHI⁴

Received 1991 July 2; accepted 1992 September 15

ABSTRACT

Evidence for neutrons coming from the Sun associated with a large flare at 03:37 UT on 1991 June 4 is reported. The event was recorded by a neutron telescope, and also by a muon telescope, located at Mount Norikura Cosmic Ray Laboratory (2770 m). The statistical significance of the signal recorded by the neutron telescope is 4.4σ for neutron kinetic energies between 50 and 360 MeV in the time interval 03:46–03:49 UT. For the muon telescope the statistical significance of the signal is 4.9σ in the time interval 03:47–03:56 UT.

Subject headings: Sun: flares — Sun: particle emission — Sun: X-rays, gamma rays

1. INTRODUCTION

The study of the solar particle acceleration mechanism at high energies is an important subject. It has been known for some time that solar neutrons convey fruitful information about the solar particle acceleration mechanism. Solar neutrons are not deflected by the solar magnetic field, or by the interplanetary magnetic field, and consequently their times of flight from Sun to Earth are directly determined by their energies. However, the detection of solar neutrons is very difficult, and only one reliable report has been made to date (Chupp et al. 1987). We have constructed a new detector to observe solar neutrons more effectively, and since 1990 October 17 we have operated it at the Mount Norikura Cosmic Ray Laboratory (CRL) of Institute for Cosmic Ray Research, the University of Tokyo.

On 1991 June 1, an active sunspot appeared at N25 E90 on the Sun (NOAA region 6659). The commencement of an enormous bright flare was observed at 03:37 UT on 1991 June 4 (K. Yamaguchi, M. Irie, & M. Miyashita 1991, private communication⁵; Sakurai et al. 1992). The flare was classified as 3 B and the location was at N31 E70 of the solar surface. We have searched for a neutron burst associated with this flare using the new solar neutron telescope referred to above and also with a cosmic-ray muon telescope located at Mount Norikura CRL. The first data analysis for these two detectors is reported here.⁶

2. DETECTION METHOD

We briefly describe here the characteristics of our detectors. The solar neutron telescope consists of 10 blocks of scintillator (see Fig. 1) and several lead plates which are used to place kinetic energies T_n of incoming particles into three bands (50–360 MeV, 280–500 MeV, and ≥ 390 MeV). The horizontal scintillator just above the 10 vertical scintillators distinguishes

neutral particles (neutrons) from charged particles (mainly muons, protons and electrons). Incident neutrons undergo collisions in the vertical scintillators and are converted to protons by nuclear reactions. Those protons which deposit an energy larger than 50 MeV in a scintillator are used to trigger the recording electronics. In order to reduce the background from neutrons induced by nuclear cascades of high-energy galactic cosmic rays, only those events which enter the detector with a half opening angle less than 22° are accepted. The registration of events is made every 30 s.

The cosmic-ray muon telescope was constructed in 1968 in order to study the time variation of galactic cosmic rays. It consists of two 36 m² layers of scintillators. The upper layer and lower layers are separated by a distance of 1.73 m. The trigger requires a particle to pass through either the upper (U) or lower (L) layer, or both (V) layers. The event rate is recorded every 10 s. Details of this detector including corrections for barometric pressure were given elsewhere (Nagashima et al. 1989).

The detection efficiencies of the neutron and muon telescopes ϵ are 0.15 and 0.09 for 100 MeV neutrons, and 0.17 and 0.09 for 300 MeV neutrons, respectively. The attenuation of solar neutrons for 776 g cm⁻² in the atmosphere was calculated using a Monte Carlo method. Attenuation values (att) of 5.2×10^{-5} , 7.4×10^{-4} , and 2.8×10^{-3} for neutrons incident at the top of the atmosphere with energies $T_n = 80, 150$ and 300 MeV, respectively, were obtained. The Monte Carlo generator incorporates the observed cross-sections of elastic interactions at $T_n = 96$ MeV, 136 MeV, and 350 MeV (Salmon 1960; van Zyl et al. 1956; Ashmore et al. 1958) and the inelastic cross sections of neutron-carbon interactions ($nC \rightarrow pX$ or $pC \rightarrow nX$) at $T_n = 56, 585, 647$, and 800 MeV (McNaughton et al. 1975; Cierjacks et al. 1987; Cassapakis et al. 1976). The details of the calculation have been published elsewhere (Shibata et al. 1991; see also Shibata 1992).

Mount Norikura Cosmic-Ray Laboratory has an elevation of 2770 m above sea level. The geographical latitude is $36^\circ 10' N$ and the longitude is $137^\circ 55' E$. The zenith angle of the Sun at 03:37 UT on June 4 is $18^\circ 9'$ and the solar neutron telescope was set at a zenith angle of 15° on this day.

3. RESULTS

A 4.4σ excess of events was recorded in the lowest energy band ($T_n = 50$ –360 MeV) of the solar neutron telescope in the time interval 03:46:00 to 03:49:00 UT of 1991 June 4. The

¹ Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Nagoya 464-01, Japan.

² Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, Tanashi, Tokyo 188, Japan.

³ Physical Science Lab., College of Industrial Technology, Nihon University, Narashino, Chiba 275, Japan.

⁴ National Astronomical Observatory, Mitaka, Tokyo 181, Japan.

⁵ First information of the large solar flare was provided by them. The flare was observed by a 14 cm aperture H α monochromatic heliograph of the National Astronomical Observatory.

⁶ The authors received news that the Riken group has also found the excess by the neutron monitor (NM) at the same time.

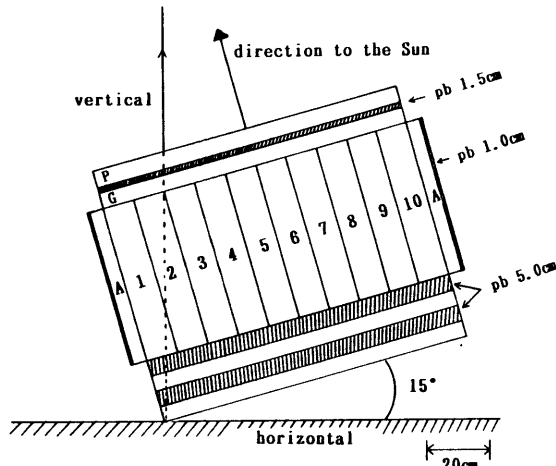


FIG. 1.—The schematic view of the solar neutron telescope (side view). The telescope was inclined to the direction of the Sun by 15° . The plane area of the detector is 1.0 m^2 and protected by the lead plates (Pb) to eliminate the gamma-ray and muon backgrounds from the side of the detector. The anti-counter (A) is used to reject the muons and gamma rays, coming from the side of the detector and top scintillators. (P) and (G) are used to identify the proton events and gamma rays. The central scintillator blocks are optically separated into 10 units.

time profile of these events after barometric correction is given in Figure 2. The probability that this 4.4σ excess was caused by a statistical fluctuation in the time interval between 03:37 and 03:49 is $<2.2 \times 10^{-5}$. The most significant excess was seen for 3 minutes between 03:46:00 and 03:49:00. This is shown by a hatched square on Figure 3 (right). The events plotted here are for 12 hours starting 06:00 local time or 22:00 UT. In the time interval 03:46:00 to 03:49:00, excess events were also observed in the two higher energy bands. The statistical significances were 2.7σ for $T_n = 280\text{--}500 \text{ MeV}$ and 1.5σ for $T_n \geq 390 \text{ MeV}$ respectively.

The cosmic-ray muon telescope located Mount Norikura also recorded a profile of the burst. As shown in Fig. 2, the vertical channel (V) does not show any significant excess in this time, while the U + L channel clearly shows an enhancement of the events.

In Figure 2 the counting rate of the U + L channel is shown in comparison to the running average of the vertical channel. We have assumed that the level drawn in the dashed line in Figure 2 corresponds to the background for the time interval of the excess, and we subtracted this background from each excess point between 03:45:00 and 04:00:00. The most significant statistical excess occurred for 9 minutes between 03:47:00 and 03:56:00 and the result is found to be 4.9σ as shown in the hatched square of Figure 3 (left).

4. DISCUSSIONS

The excess observed in the U + L channel may be interpreted as being caused by a large number of neutrons entering the upper (U) layer of scintillator and converting to protons via nuclear charge exchange and then being registered in the lower scintillator. Only those neutrons which convert near the top of the upper scintillator (the thickness is 5 cm) can satisfy for the V triggering condition. The conversion probability for this process is estimated by us to be $\sim 5\%$. The null observation of excess events in the V channel is understood as being due to this low probability and also a geometrically smaller acceptance for inclined solar neutrons.

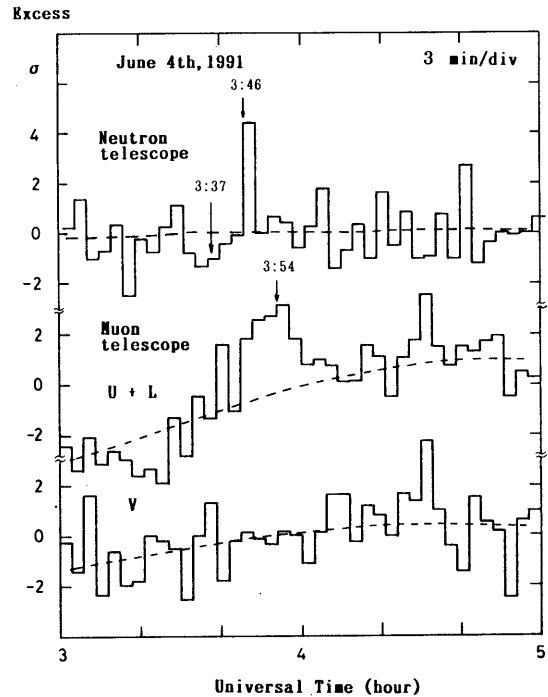


FIG. 2.—The excesses of the events (σ) observed by the solar neutron telescope (top), muon telescope U + L channel (middle), and V channel (bottom) have been plotted as a function of the observation time (UT). The vertical axis represents the quantity of $\sigma \equiv (N - \langle N \rangle) / (\langle N \rangle)^{1/2}$ and horizontal scale is divided every 3 minutes per step. $\langle N \rangle$ for neutron telescope is estimated as $\langle N \rangle = 1.37 \times 10^7 / 3 \text{ minutes}$. A 4.4σ excess can be seen at 03:46:00–03:49:00 UT. In the U + L channel 3.3σ excesses can be seen after 03:37 UT, while no excess was observed for the vertical channel. The dashed line is regarded as the background level and used for the estimation of the excess. The background level of the solar neutron telescope is obtained by taking running average between 01:30 and 03:30. The mean counting rates for U + L and V are estimated as $\langle N_{U+L} \rangle = 3.15 \times 10^6 / 3 \text{ minutes}$ and $\langle N_V \rangle = 1.97 \times 10^5 / 3 \text{ minutes}$, respectively.

The difference of the time profiles obtained with the neutron telescope and the muon telescope can be interpreted in terms of the different energies to which they are sensitive. The neutron telescope is, as mentioned above, sensitive to a restricted energy band of neutrons only, which means that the range of the velocities is also restricted. The muon telescope is, however, sensitive to a wide range of energies (greater than 5 MeV) and a correspondingly wide range of velocities.

Estimations of the average neutron fluxes at the Sun obtained by the two detectors agree well within systematic and statistical errors. The flux of solar neutrons at the top of the atmosphere J_n has been obtained as follows: ΔN , the number of excess counts per m^2 in the energy bin ΔT_n , was divided by the detection efficiency ϵ and attenuation in the atmosphere (att),

$$J_n = \left(\frac{\Delta N}{\Delta T_n} \right) \times \left(\frac{1}{\epsilon} \right) \times \left(\frac{1}{\text{att}} \right).$$

The intensities at the Sun I_n and at Earth J_n are related by the equation

$$\frac{J_n}{w} dS = I_n d\Omega = \frac{I_n dS}{L^2},$$

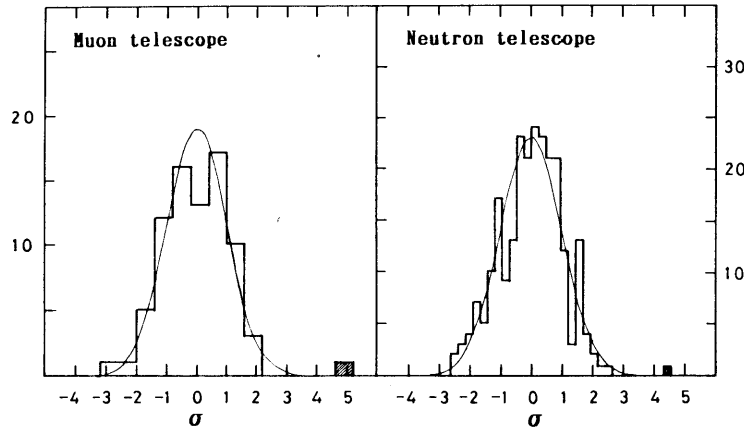


FIG. 3.—The excess of the events (σ) observed by the cosmic-ray muon telescope (left) and by the neutron telescope (right) in the time interval between 21:00 of June 3 to 09:00 UT of June 4. Nine minutes value is plotted for the muon telescope, while 3 minutes values is plotted for the neutron telescope. The hatched block corresponds to between 03:47:00 and 03:56:00 for the muon telescope and 03:46:00 and 03:49:00 for the neutron telescope.

where L denotes the distance between Earth and the Sun, dS is the detector area at Earth, and w is the survival probability of solar neutrons.

The spectra have been obtained by applying a least-squares fitting program which takes account of the statistical errors in ΔN in both detectors. Here we show a typical calculation. For the neutrons observed by the neutron telescope in the energy band between 165 and 196 MeV, ΔN was 188 events and $(\epsilon \times \text{att})$ was $0.165 \times 1.0 \times 10^{-3}$. Then J_n becomes $(3.68 \pm 1.30) \times 10^4 \text{ MeV}^{-1} \text{ m}^{-2}$. Since w is 0.419 and $L = 1.5 \times 10^{11} \text{ m}$, $I_n(T_n = 178 \text{ MeV})$ becomes $(1.97 \pm 0.70) \times 10^{27}$ neutrons $\text{MeV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

The results are

$$I_n = (3.3_{-2.3}^{+7.7}) \times 10^{28} \times \left(\frac{T_n}{100 \text{ MeV}} \right)^{-5.4 \pm 2.1}$$

neutrons $\text{MeV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$

for the neutron telescope and

$$I_n = (4.3 \pm 1.2) \times 10^{28} \times \left(\frac{T_n}{100 \text{ MeV}} \right)^{-7.5 \pm 1.0}$$

neutrons $\text{MeV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$

for the muon telescope. These fluxes (at 100 MeV) are approximately the same as those for the Jungfrauoch event

$$I_n = (3.5 \pm 0.8) \times 10^{28} \times \left(\frac{T_n}{100 \text{ MeV}} \right)^{-5.6 \pm 1.4}$$

neutrons $\text{MeV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$

(Chupp et al. 1987). However, beyond 300 MeV the Jungfrauoch event is harder than Norikura event. The flux for the neutron telescope was obtained using one minute time intervals between 03:45:30 and 03:49:30, as shown in Figure 4, and for the muon telescope between 03:45:30 and 03:57:30 UT.

It is worthwhile to mention that our data at the intermediate energy ($T_n = 280 - 500 \text{ MeV}$) indicate a 2.7σ excess between 03:46:00 and 03:49:00. Solar neutrons with a kinetic energy of 280 MeV arrive at Earth with a 5 minute time delay relative to light, which implies that these neutrons were emitted at 03:41:00 UT, the brightest duration of the solar flare by H α

observation. This time coincides with the detection of a gamma-ray burst in the time interval between 03:41:00 and 03:41:15 by the GRO satellite (Gehrels & Knitter 1991; Ryan 1991; Schwartz et al. 1992). High-energy neutrons are produced at the same time as the gamma-ray burst impulsively. It is interesting to note that the data obtained by Nobeyama Radio Observatory using an 80 GHz antenna show a very similar time profile as the gamma-ray data (Nakajima et al. 1991).

We have been informed of further data which indicate that this burst involved neutrons and not protons. The neutron monitors located at Jungfrauoch (Flückiger 1991) and Hobart, Tasmania (Humble 1991), show no enhancement. If the burst had been caused by protons incident on Earth, then, due to the interplanetary field, they should have been observed on the night side of Earth. Further evidence was also obtained by the GOES satellite. This measures proton fluxes at various energies. The data from GOES indicate that an increase of energetic

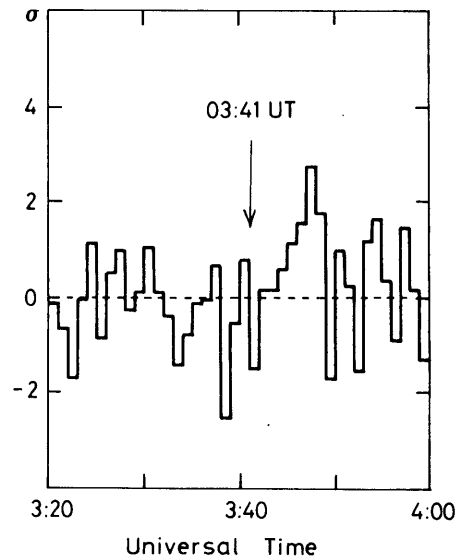


FIG. 4.—One minute value of the excess of the events observed by the neutron telescope.

solar particles ($T \geq 60$ MeV) was recorded ~ 10 hr after the neutron burst but no increase of charged particles was observed at the time 03:37 UT (GOES Group 1991⁷). We conclude therefore that the present observation of an excess associated with a large flare was due to solar neutrons and not to solar protons. Further details of the event will be published at a later date.

⁷ The authors also received valuable data of Space Environment Laboratory Data Acquisition and Display System via World Data Center C2 located at Kyoto University.

The authors thank Mount Norikura Cosmic Ray Laboratory of the Institute for Cosmic Ray Research, the University of Tokyo, for providing us with experimental facilities. They thank the Space Environment Service Center of NOAA's Space Environment Laboratory and Hiraiso Space Environment Service Center for providing us with valuable data. We would like to acknowledge E. L. Chupp, H. Debrunner, and E. Flückiger for useful discussions on the attenuation of solar neutrons. The authors acknowledge P. C. M. Yock of Auckland university for valuable comments and Mrs. Satake and Mrs. Demura for preparing the manuscript.

REFERENCES

- Ashmore, A., et al. 1958, *Proc. Phys. Soc.*, 71, 552
 Cassapakis, C. G., et al. 1976, *Phys. Lett.*, 63B, 35
 Chupp, E. L., et al. 1987, *ApJ*, 318, 913
 Cierjacks, S., et al. 1987, *Phys. Rev.*, C36, 1976
 Flückiger, E. 1991, private communication
 Gehrels, N., & Knitten, D. 1991, *Proc. 22d Internat. Cosmic Ray Conf. (Dublin)*, 5, 48
 GOES Group. 1991, *Preliminary Report of Solar Geophysical Data (SESC PRF 823; Washington, DC: US Department of Commerce, NOAA)*
 Humble, J. 1991, private communication
 McNaughton, M. W., et al. 1975, *Nucl. Inst. Meth.*, 129, 241
 Nagashima, K., Fujimoto, K., Sakakibara, S., Fujii, Z., Ueno, H., Morishita, I., & Murakami, K. 1989, *Nuov. Cimento*, 12C, 695
 Nakajima, H., et al. 1991, private communication
 Ryan, J. 1991, private communication
 Sakurai, T., et al. 1992, *PASJ*, 44, L7
 Salmon, G. L. 1960, *Nucl. Phys.*, 21, 15
 Schwartz, R., Dennis, B., Fishman, G., Meegan, C., Wilson, R., & Paciasas, W. 1992, *Proc. Compton Obs. Science Workshop, NASA CP, 3137, 457*
 Shibata, S. 1992, in *Proc. Cosmic Ray Research Laboratory of Nagoya Univ.*, Vol. 33, ed. Y. Muraki (Nagoya: Nagoya Univ. STE Lab.), 3
 Shibata, S., Murakami, K., Muraki, Y., Miyazaki, Y., Takahashi, T., Sakai, T., Martinic, N. J., & Capdevielle, J. N. 1991, *Proc. 22nd Internat. Cosmic Ray Conf. (Dublin)*, 3, 788
 van Zyl, C. P., et al. 1956, *Phil Mag.*, 1, 1003

Search for γ Rays from Supernova 1987A at Energies Greater than 100 TeV

I. A. Bond,⁽¹⁾ E. Budding,⁽²⁾ M. J. Conway,⁽¹⁾ K. B. Fenton,⁽³⁾ H. Fujii,⁽⁴⁾ Z. Fujii,⁽⁵⁾ H. Hasegawa,⁽⁶⁾ N. Hayashida,⁽⁷⁾ M. Honda,⁽⁷⁾ N. Hotta,⁽⁸⁾ J. E. Humble,⁽³⁾ S. Kabe,⁽⁴⁾ K. Kasahara,⁽⁷⁾ T. Kifune,⁽⁷⁾ A. Masaike,⁽⁶⁾ Y. Matsubara,⁽⁷⁾ K. Mitsui,⁽⁷⁾ Y. Miura,⁽⁴⁾ M. Mori,⁽⁶⁾ K. Murakami,⁽⁵⁾ Y. Muraki,⁽⁷⁾ M. Nagano,⁽⁷⁾ K. Nakamura,⁽⁴⁾ T. Nakamura,⁽⁶⁾ P. M. Norris,⁽¹⁾ Y. Ohashi,⁽⁷⁾ A. Okada,⁽⁷⁾ To. Saito,⁽⁹⁾ M. Sakata,⁽⁹⁾ H. Sato,⁽⁶⁾ S. Shibata,⁽⁵⁾ M. Shima,⁽⁹⁾ J. R. Storey,⁽¹⁾ T. Tanimori,⁽⁴⁾ M. Teshima,⁽¹⁰⁾ S. Torii,⁽¹¹⁾ K. Uchino,⁽⁴⁾ Y. Watase,⁽⁴⁾ M. D. Woodhams,⁽¹⁾ Y. Yamamoto,⁽⁹⁾ P. C. M. Yock,⁽¹⁾ and T. Yuda⁽⁷⁾

(The JANZOS Collaboration)

⁽¹⁾Department of Physics, University of Auckland, Auckland, New Zealand

⁽²⁾Carter National Observatory of New Zealand, Wellington, New Zealand

⁽³⁾Department of Physics, University of Tasmania, Hobart 7001, Australia

⁽⁴⁾National Laboratory for High Energy Physics (KEK), Tsukuba 305, Japan

⁽⁵⁾Cosmic Ray Research Laboratory, Nagoya University, Nagoya 464, Japan

⁽⁶⁾Department of Physics, Kyoto University, Kyoto 606, Japan

⁽⁷⁾Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, Tokyo 188, Japan

⁽⁸⁾Department of Physics, Utsunomiya University, Utsunomiya 321, Japan

⁽⁹⁾Department of Physics, Konan University, Kobe 658, Japan

⁽¹⁰⁾Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Tokyo 152, Japan

⁽¹¹⁾Department of Physics, Kanagawa University, Yokohama 221, Japan

(Received 19 January 1988)

We searched for ultrahigh-energy γ rays emitted by Supernova 1987A with a new cosmic-ray facility installed at the Black Birch Range in New Zealand. The observations from 13 October to 3 December 1987 suggest no clear clustering of events around the direction of the supernova. We conclude that an upper limit on the flux of γ rays of energies greater than 100 TeV is $1.1 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (95% confidence limit) for a differential spectral index $\alpha = 2.0$ and source distance $d = 50 \text{ kpc}$. This value gives an upper bound on the γ -ray luminosity of the supernova of $5.5 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ for 10^{14} – 10^{17} eV .

PACS numbers: 97.60.Bw, 95.85.Qx

The supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud (LMC) has provided the first opportunity to study the emission of particles and electromagnetic radiation of various wavelengths from a young supernova. The detection of neutrino bursts by the Kamiokande II and IMB (Irvine-Michigan-Brookhaven) detectors^{1,2} suggested the formation of a neutron star at the center of the expanding ejecta.³ A rapidly rotating, magnetized neutron star may be a powerful source of ultrahigh-energy (UHE) cosmic rays. Sato,⁴ Berezhinsky and Prilutsky,⁵ and Shapiro and Silberberg⁶ have pointed out that high-energy γ rays and neutrinos may be produced from the decay of pions generated by the collisions of hadrons accelerated by the neutron star with supernova ejecta. The detection of these UHE γ rays should provide important knowledge about the origin of cosmic rays and their acceleration mechanism. The flux of γ rays should increase with time as the column density of the expanding shell decreases, until it reaches some optimal value. The same mechanism will produce high-energy neutrinos, which can be detected in underground detectors from the observations of neutrino-induced upward-going muons.⁷ The Kamiokande II group observed no such muons from

the direction of the supernova in the six months following the explosion and placed a limit on the neutrino luminosity of $1.6 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ for a spectral index $\alpha = 2.1$, a cutoff energy 10^{15} eV , and the distance to LMC 50 kpc.⁸ The upper limit on UHE γ -ray flux⁹ deduced from this result is $1 \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Direct observations of γ rays should provide a more sensitive measurement of the cosmic-ray luminosity of the supernova. γ rays emerge in a later stage,^{10,11} with the maximum intensity occurring about a half to one year after the supernova explosion,¹²⁻¹⁴ and the observation of γ rays in this time period is the motivation of the present experiment.¹⁵

Photon-photon collisions with the cosmic microwave background radiation of 2.7 K reduce the UHE γ -ray flux as it traverses the distance from LMC to the Earth.¹⁶ The absorption of γ rays becomes effective at energies higher than about 200 TeV and reaches its maximum value at 2500 TeV. Thus the detection sensitivity for γ rays of energy less than 200 TeV is important in this work.¹⁷ We designed two types of detectors to observe these γ rays. One is a surface air-shower array with close spacing and good angular resolution for the

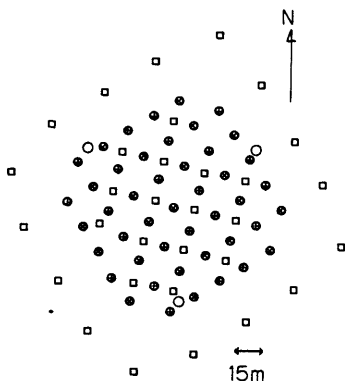


FIG. 1. The arrangement of detectors on the Black Birch Range. Circles with crosses and circles with pluses, two groups of 0.5-m^2 detectors; squares, 1-m^2 detectors; open circles, mirrors.

100-TeV region and the other is a mirror system to detect atmospheric Čerenkov light for the 1-TeV region. Contemporaneous observation of the two energy regions may provide useful information on the energy spectrum and the emission mechanism of UHE γ rays. This Letter is a report on the first result of the array system. The mirror system and the results gained with it will be reported in a separate paper.

The instruments are installed at the Black Birch Range in New Zealand (1640 m above sea level, $41^\circ 45'\text{S}$, $173^\circ 47'\text{E}$). The array consists of 76 scintillation detectors. Square-plate scintillators are housed in pyramidal enclosures. Forty-five of the scintillators are of 0.5 m^2 in area and 5 cm in thickness. They are viewed from below by fast 2-in. photomultipliers (Hamamatsu Photonics model H1949) from a distance of 50 cm. A lead sheet of 5 mm thickness is placed on each of these scintillators to convert γ rays in air showers to electron pairs. The other 31 scintillators are $1 \times 1\text{ m}^2 \times 10\text{ cm}$ and viewed from above, at a distance of 103 cm, by 5-in. photomultipliers (Hamamatsu Photonics model R877). These are used for particle-density measurements. The detector arrangement is shown in Fig. 1. The signal of each 0.5-m^2 detector is used for measurement of particle density by use of an analog-to-digital converter and the time of the passage of the shower front with a time-to-digital converter of 125-ps resolution. The timing signal is available for those detectors for which the output is larger than 0.3 times the single minimum-ionizing particle signal. Measurement of the relative delay times of the 0.5-m^2 detectors and the recording electronics is carried out with cosmic-ray muons selected by a $20 \times 20\text{-cm}^2$ scintillation detector. The measured timing resolution is 1.2 ns (1 standard deviation). The signal of each 1-m^2 detector is recorded with an analog-to-digital converter only.

The recording system is triggered by any fourfold coincidence of the 0.5-m^2 detectors within a 150-ns time

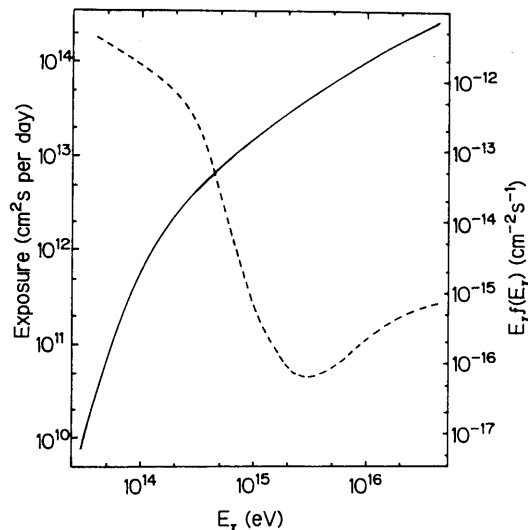


FIG. 2. Effective exposure of the array vs γ -ray energy (solid line, left scale), and differential γ -ray flux (dashed line, right scale), which is normalized to our upper limit written in the text. $\alpha = 2.0$ and $d = 50\text{ kpc}$ are assumed.

interval. The discrimination level for each detector for a trigger is 1.8 times the single-particle level. A computer (NEC PC-9801VX) under MS-DOS operating system is used to transfer data from modules through a CAMAC dataway. Data are stored on write-once optical disks of 800-megabyte capacity.

The observations started on 13 October 1987 and 3.88×10^6 events were accumulated by 3 December 1987. The effective running time for this period is 34.6 days. The trigger rate is about 1 Hz. The effective exposure (defined as the product of effective area and time) was calculated by detailed Monte Carlo simulations¹⁸ for γ rays from the direction of the supernova and is shown in Fig. 2 for one day of observation. γ rays with energies above about 40 TeV will be recorded.

The arrival direction of each air shower is computed by our determining the shower front from the timing signal in the 0.5-m^2 detectors. In this procedure, the shower-front structure is approximated as a plane. A weighted mean is taken in the fit so that detectors with larger signals are given more significance. The angular resolution is estimated as follows. The 0.5-m^2 detectors are divided into two groups as is shown in Fig. 1. Each group of detectors is used to reconstruct each arrival direction. We define ψ , a measure of the angular accuracy, as the space angle between these two directions and determine ψ as a function of Σ , the sum of analog-to-digital converter values of the 0.5-m^2 detectors. (One minimum ionizing particle contributes about 100 to Σ). Figure 3 shows the distribution of ψ as a function of Σ . The three curves in the figure are contours within which 20%, 50%, and 80% of events are contained. The angular resolution, which is defined as the radius of a circle

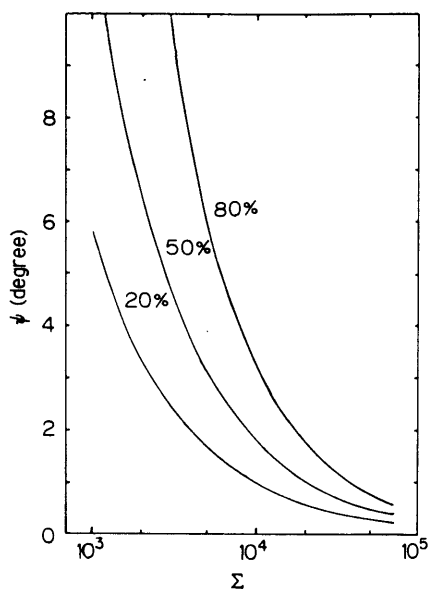


FIG. 3. The distribution of ψ as a function of Σ . Three curves which contain 20%, 50%, and 80% of events are shown.

within which 50% of events fall, is estimated as $\Delta\theta \approx \frac{1}{2}\bar{\psi}$, where $\bar{\psi}$ is the median value of ψ . (A factor $1/\sqrt{2}$ comes from the subtraction of two directions and another $1/\sqrt{2}$ comes from statistics). $\Delta\theta$ is well expressed as

$$\Delta\theta = 0.9^\circ (\Sigma/10^4)^{-0.80}.$$

The peak value of the Σ spectrum is about 3×10^3 . We discard events with $\Sigma < 2 \times 10^3$ (9.5% of total events) as they have large errors in their directions.

Figure 4 represents a right-ascension scan of events near the declination of the supernova. We define the angular window as a circle of radius 1.73° centered at declination -69.3° and right ascension $84.0^\circ + 1.73^\circ j/4$, where j are integers to specify data sets from various directions. The radius of the circles, 1.73° , is chosen to maximize the ratio $N_S/\sqrt{N_B}$, where N_S is the number of signals and N_B is the number of background showers, and to contain 53% of signals from the source. No clear excess appears.

An upper limit on the flux of UHE γ rays is obtained with the maximum-likelihood method. Ten nonoverlapping data sets near the supernova ($j = -20, -16, \dots, -4, 4, \dots, 20$) are taken to estimate the number of background cosmic-ray showers.¹⁹ This procedure is relatively insensitive to the nonuniformity of observation time in right ascension. The 95% confidence-level upper-limit result for N_S is 49 events. The effective exposure is $2.54 \times 10^{13} \text{ cm}^2 \text{ s}$ for the γ rays above 40 TeV from the supernova calculated from the spectrum with the assumption of a spectral index $\alpha = 2.0$ and complete absorption by the microwave background radiation (see

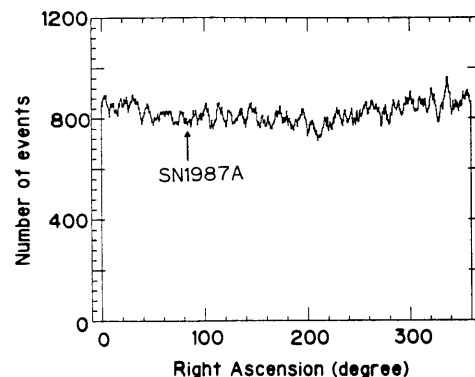


FIG. 4. Right-ascension scan of events near the declination of the supernova. Each point represents the number of events within the angular-resolution angle of 1.73° and separated by $\frac{1}{4}$ of the resolution angle in right ascension.

Fig. 2). These values give the upper limit on the integral flux of UHE γ rays above 100 TeV as $1.1 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (95% confidence limit). The UHE γ -ray luminosity of the supernova is given by

$$L_\gamma(E_\gamma = 10^{14} - 10^{17} \text{ eV}) \leq 5.5 \times 10^{38} [d/(50 \text{ kpc})]^2 \text{ erg s}^{-1},$$

where d is the distance to LMC.

The intensity of UHE γ rays observed at Earth may, with various models, be related to a presumed proton flux at the source. The expected event number for our total exposure is tabulated in Table I. Yamada *et al.*¹³ calculated the γ -ray flux assuming 10^{17} -eV monoenergetic proton injection of a total power (L_p) of $10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ and complete absorption by the background radiation, taking the source distance (d) as 56 kpc. The expected event number is derived from the γ -ray spectrum at a shell thickness 76.3 g cm^{-2} (where the UHE γ -ray flux reaches its maximum value) and is normalized at $d = 50 \text{ kpc}$. Gaisser, Harding, and Stanev¹⁴ assumed an $E^{-2} dE$ proton spectrum with a cutoff at 10^{17} eV and $L_p(\geq 10^9 \text{ eV}) = 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ at $d = 50 \text{ kpc}$. The γ -ray spectrum can be regenerated by electron inverse Compton scattering on the background radiation if the average

TABLE I. Expected number of events and upper limits on cosmic-ray luminosity (L_p) of Supernova 1987A based on some models. See text for detail.

Model	Expected events	Upper limit L_p (erg s ⁻¹)
Yamada <i>et al.</i> ^a	526	1.4×10^{40}
Gaisser <i>et al.</i> ^b (cascading)	358	2.6×10^{39}
(no cascading)	173	5.3×10^{39}

^aReference 13.

^bReference 14.

intervening field is $\ll 10^{-10}$ G,²⁰ and so two event numbers, with and without this cascading effect, are computed. We can place upper limits on L_p for these models as shown in Table I.

In conclusion, we have placed an upper limit on the UHE γ -ray luminosity of Supernova 1987A at 5.5×10^{38} erg s⁻¹ above 100 TeV and this corresponds to the cosmic-ray luminosity of 2.6×10^{39} – 1.4×10^{40} erg s⁻¹ depending upon various models. This result places a restriction on models which assume a very active process in Supernova 1987A as a source of UHE cosmic rays.^{4,21,22}

We are grateful to Professor J. Arafune, Professor H. Sugawara, and Professor M. Fujimoto for their support of our experiment. We thank Dr. D. Robinson for his hospitality in the Black Birch site. We also acknowledge the cooperation of the New Zealand Ministry of Works and Development (Blenheim Branch). This work is supported in part by a Grant-in-Aid for Scientific Research from the Ministry of Education, Science and Culture, Japan, Inamori foundation, Japan, Inoue foundation, Japan, the Japan–New Zealand foundation, the University of Auckland Research Committee, the New Zealand Scientific Research Distribution Committee, and the New Zealand University Grants Committee. Part of the analysis was carried out by FACOM M380 at the Computer Room of the Institute for Nuclear Study, University of Tokyo.

¹K. Hirata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**, 1490 (1987).

²R. M. Bionta *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**, 1494 (1987).

³K. Sato and H. Suzuki, Phys. Lett. B **196**, 267 (1987).

⁴H. Sato, Prog. Theor. Phys. **58**, 549 (1977).

⁵V. S. Berezinsky and O. F. Prilutsky, Astron. Astrophys. **66**, 325 (1978).

⁶M. M. Shapiro and R. Silberberg, in *Relativity, Quanta and Cosmology*, edited by F. DeFinis (Johnston Reprint Cor-

poration, New York, 1979), Vol. 2, p. 745.

⁷T. K. Gaisser and T. Stanev, Phys. Rev. Lett. **58**, 1695 (1987), and **59**, 844(E) (1987).

⁸Y. Oyama *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2604 (1987).

⁹M. Honda and M. Mori, Prog. Theor. Phys. **78**, 963 (1987).

¹⁰H. Sato, Mod. Phys. Lett. A **2**, 801 (1987).

¹¹V. S. Berezinsky and V. L. Ginzburg, Nature (London) **329**, 807 (1987).

¹²T. Nakamura, Y. Yamada, and H. Sato, Prog. Theor. Phys. **78**, 1065 (1987).

¹³Y. Yamada, T. Nakamura, K. Kasahara, and H. Sato, Prog. Theor. Phys. **79**, 416 (1988).

¹⁴T. K. Gaisser, A. Harding, and T. Stanev, Nature (London) **329**, 314 (1987).

¹⁵Japan–Australia–New Zealand Observation of Supernova 1987A (JANZOS) Collaboration, *Proposal for Detection of Ultra-High-Energy Gamma-Rays from Supernova 1987A* (Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, Tokyo, April 1987).

¹⁶R. J. Gould and G. P. Schröder, Phys. Rev. **155**, 1404 (1969).

¹⁷Ciampa *et al.* searched for UHE γ rays using the Buckland Park air-shower array (35°S) for six months following the explosion, and observed no clear excess. However, their detection threshold is somewhat below 1000 TeV, so that absorption by the microwave background radiation is effective. D. Ciampa *et al.*, Adelaide University Report No. ADP-87-33-E/15, 1987 (to be published).

¹⁸K. Kasahara, S. Torii, and T. Yuda, in *Proceedings of the Sixteenth International Cosmic Ray Conference, Kyoto, Japan, 1979*, edited by S. Miyake (Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, Tokyo, 1979), Vol. 13, pp. 70 and 76; K. Kasahara *et al.*, to be published.

¹⁹R. J. Protheroe, Astron. Expr. **1**, 33 (1984).

²⁰R. J. Protheroe, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **221**, 769 (1986).

²¹D. Eichler and J. R. Letaw, Nature (London) **328**, 783 (1987).

²²T. K. Gaisser, T. Stanev, and F. Halzen, University of Wisconsin-Madison Report No. MAD/PH/377, 1987 (unpublished).

Search for TeV γ rays from SN 1987A during December 1987 and January 1988

I. A. Bond,⁽¹⁾ E. Budding,⁽²⁾ M. J. Conway,⁽¹⁾ K. B. Fenton,⁽³⁾ H. Fujii,⁽⁴⁾ Z. Fujii,⁽⁵⁾ M. Fujimoto,⁽⁶⁾ H. Hasegawa,⁽⁷⁾ N. Hayashida,⁽⁸⁾ M. Honda,⁽⁸⁾ N. Hotta,⁽⁹⁾ J. E. Humble,⁽³⁾ S. Kabe,⁽⁴⁾ K. Kasahara,⁽⁸⁾ T. Kifune,⁽⁸⁾ A. Masaike,⁽⁷⁾ Y. Matsubara,⁽⁸⁾ K. Mitsui,⁽⁸⁾ Y. Miura,⁽⁴⁾ M. Mori,⁽⁴⁾ K. Murakami,⁽⁵⁾ Y. Muraki,⁽⁸⁾ M. Nagano,⁽⁸⁾ K. Nakamura,^(4,8) T. Nakamura,⁽⁷⁾ P. M. Norris,⁽¹⁾ Y. Ohashi,⁽⁸⁾ A. Okada,⁽⁸⁾ To. Saito,⁽¹⁰⁾ M. Sakata,⁽¹⁰⁾ H. Sato,⁽⁷⁾ S. Shibata,⁽⁵⁾ M. Shima,⁽¹⁰⁾ J. R. Storey,⁽¹⁾ T. Tanimori,⁽⁴⁾ M. Teshima,⁽¹¹⁾ S. Torii,⁽¹²⁾ K. Uchino,⁽⁴⁾ Y. Watase,⁽⁴⁾ M. D. Woodhams,⁽¹⁾ Y. Yamamoto,⁽¹⁰⁾ P. C. M. Yock,⁽¹⁾ and T. Yuda⁽⁸⁾

(The JANZOS Collaboration)

⁽¹⁾Department of Physics, University of Auckland, Auckland, New Zealand

⁽²⁾Carter National Observatory of New Zealand, Wellington, New Zealand

⁽³⁾Department of Physics, University of Tasmania, Hobart 7001, Australia

⁽⁴⁾National Laboratory for High Energy Physics (KEK), Tsukuba 305, Japan

⁽⁵⁾Cosmic Ray Research Laboratory, Nagoya University, Nagoya 464, Japan

⁽⁶⁾Tokyo Astronomical Observatory, University of Tokyo, Tokyo 181, Japan

⁽⁷⁾Department of Physics, Kyoto University, Kyoto 606, Japan

⁽⁸⁾Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, Tokyo 188, Japan

⁽⁹⁾Department of Physics, Utsunomiya University, Utsunomiya 321, Japan

⁽¹⁰⁾Department of Physics, Konan University, Kobe 658, Japan

⁽¹¹⁾Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Tokyo 152, Japan

⁽¹²⁾Department of Physics, Kanagawa University, Yokohama 221, Japan

(Received 26 April 1988)

Very-high-energy γ rays emitted by the supernova 1987A were searched for at the Black Birch Range in New Zealand during December 1987 and January 1988. Data obtained in 42 hours of observation time give an upper bound on the flux at the 95% confidence level of $6.1 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for γ rays with energies above 3 TeV. Data obtained on 14 and 15 January are found to have excess counts, above the background level, corresponding to a flux of $(1.9 \pm 0.5) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and a total energy of $\sim 10^{43}$ ergs.

PACS numbers: 97.60.Bw, 95.85.Qx

A number of observations of supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud (LMC) are underway. It may be possible to detect signals of energetic processes taking place in the supernova. Particles accelerated to high energies by a rapidly rotating neutron star are expected to produce energetic γ rays.¹ High-energy particles may also be generated by a shock mechanism when the supernova ejecta collide with circumstellar matter.²

A collaboration of Japan, Australia, and New Zealand (JANZOS) started in late 1987 to monitor PeV and TeV γ -ray emission by SN 1987A at the Black Birch Range in New Zealand at latitude 41.8° S and altitude 1640 m. The PeV observations (> 100 TeV) did not show a signal from the supernova for the first 1.5 month's data.³ The present paper describes results obtained in the TeV region in December 1987 and January 1988 by detecting Čerenkov light emitted by showers of particles produced by γ rays when they strike the upper atmosphere. The total viewing time reported here is 42 hours.

The apparatus is an array of three spherical aluminum mirrors. Each mirror, of 2-m aperture and of 2-m focal

length, is at the vertex on an 80-m triangle. The supernova is observed, at an almost constant value of zenith angle, through its meridian passage in the "drift scan mode" with fixed mirrors.⁴ Ten fast phototubes (Hamamatsu H1531) with high-gain first dynodes of GaAs, arranged in the focal plane of each mirror, view a strip of sky along the path of SN 1987A. Each phototube sees an area of sky $2.3^\circ \times 2.3^\circ$. Absolute gains, measured by single photoelectron response, are set at 2×10^5 . A trigger is produced when any one of the ten sets of three phototubes, seeing the same direction in the sky and mounted in three different mirrors, has coincident signals. The total trigger rate from all ten sets is about 4 Hz.

The output of each phototube is fed into analog-to-digital (ADC) and time-to-digital (TDC) converters. The ADC outputs are used to estimate the energies of γ rays and cosmic rays. The median energy for detectable γ rays is estimated by Monte Carlo simulations⁵ to be 3 TeV. The effective detection area of the apparatus can be calculated from the cosmic-ray background frequency and is estimated to be $3 \times 10^8 \text{ cm}^2$. The overall accuracy

of the timing signals is measured with a pulsed laser system and found to be better than 1 ns. The timing signals in the three mirrors are used to infer the arrival direction of a cosmic ray or γ ray by determining the front of the Čerenkov light disk.⁶⁻⁸ The angular resolution is estimated by simulations^{6,7} to be about 0.5° (FWHM). The resolution depends on the diffuseness of the front of the light disk. By examining events in which neighboring phototubes [at neighboring right ascensions (RA's)] in a mirror are struck, we find an effective diffuseness of 3.2 ns (FWHM). For these events in which there are multiple hits in a mirror we use the earliest TDC value to reconstruct the shower direction, and we assume the resulting angular resolution is about 0.5° in the direction of RA and 1.0° in declination.

In order to compensate for the effect of variable background illumination caused by stars, a light-emitting diode (LED) controlled by a negative feedback circuit with a time constant $\sim 3 \text{ s}$ illuminates each phototube to keep the dc current constant ($\sim 40 \mu\text{A}$, larger than $30 \mu\text{A}$ corresponding to the brightest region of the LMC). The anode current and the counting rate of every phototube is monitored and recorded. The variation of dc current of the phototubes was measured, with the LED feedback system disabled, when the star β Car transited the field of view of the telescope to infer the overall gain of the apparatus and to calibrate the pointing attitude of each mirror with an accuracy of about 0.3° in hour angle.

The directions of the triggered events accumulated over half an hour are plotted in Fig. 1 as a function of zenith angle and azimuth, a coordinate system fixed to the Earth. The path of SN 1987A is indicated by the solid curve. The concentration of events around the path of the supernova implies that almost all triggers are caused by high-energy cosmic rays. In our analysis we

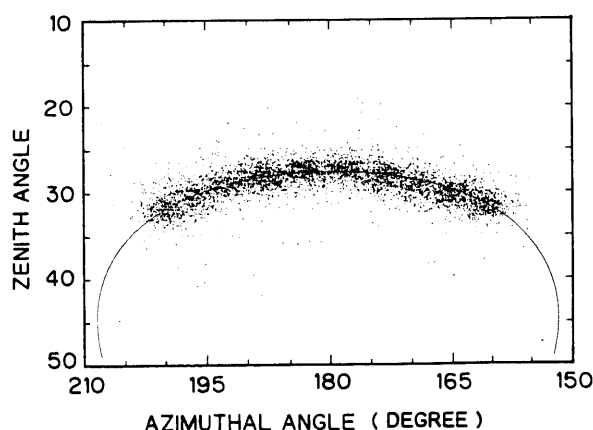


FIG. 1. The incident directions of the triggered events are reconstructed from the timing data and are plotted as a function of zenith angle and azimuth, a coordinate system fixed to the earth. The solid curve designates the path of SN 1987A.

use data within $\pm 0.5^\circ$ of the declination of SN 1987A and the contamination of chance coincidences due to background light is about 0.1%. The distribution of events as a function of ϕ , $f_1(\phi)$, where ϕ denotes hour angle, is proportional to the directional response of the system. The response of the system may also vary with time because of changing sky conditions. This is monitored by $f_2(t)$, the trigger rate at time t . These directional and time variations are inferred from all the data including the off-source data, 40–50 times more abundant than the on-source after the timing analysis. The product of f_1 and f_2 is defined as the expected number of counts as a function of ϕ and t , being the average number of cosmic-ray background events corrected for the angular response of the system and time-dependent sky conditions. The great number of off-source events, about 4×10^4 per night, determines the level of cosmic-ray background events to an accuracy better than 1%.

The ratio of observed to expected events is examined to search for any excess beyond the uniform distribution of the off-source background of cosmic rays. The total number of events used for the analysis is about 560 000. Figure 2 shows the distribution of observed events in the declination strip $-69.3^\circ \pm 0.5^\circ$ as a function of RA with all the observations of 42 hours included. The smooth curve indicates the expected events. The bin width is 1.5° in RA, successively shifted by 0.5° in an overlap of 1.0° with the neighboring bins. There exists no significant excess in the direction of SN 1987A (84.0° in RA). The bin width of 1.5° in RA corresponds to about 0.5° in the actual angular spread. This is, approximately, the angular resolution of the system. To determine an upper bound on the γ -ray flux we include events within 4.5° in RA. This yields an upper bound on the

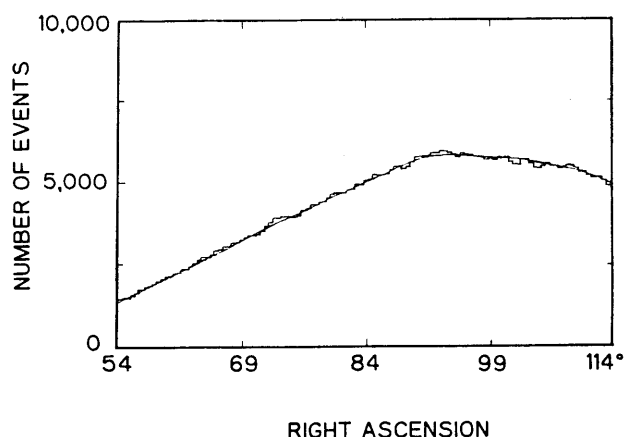


FIG. 2. The observed counts during the total 42 hours are plotted as a function of RA in the declination strip $-69.3^\circ \pm 0.5^\circ$. The smooth curve indicates the expected one, i.e., the average level of cosmic-ray background. The bin width is 1.5° in RA, successively shifted by 0.5° in an overlap of 1.0° with the neighboring bins.

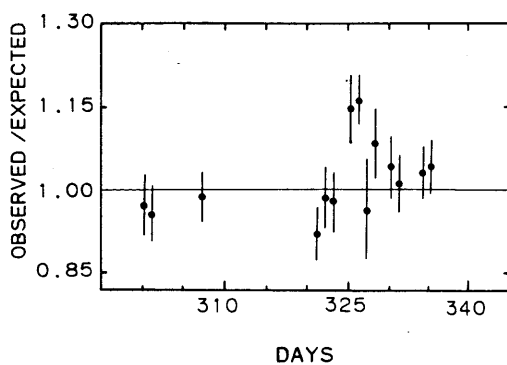


FIG. 3. The excess during each night of observation is plotted as a function of days after the supernova explosion. The vertical axis is the ratio of the observed to expected counts.

γ -ray flux, at the 95% confidence level, of $6.1 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for energies greater than 3 TeV during the period December 1987 to January 1988, whereas an upper limit of $2.3 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for energies greater than 1 TeV was reported by Raubenheimer *et al.* for November 1987.⁹ Our limit on the γ -ray luminosity above 3 TeV for December 1987 and January 1988 is $8.4 \times 10^{37} \text{ ergs s}^{-1}$. This assumes an E^{-2} γ -ray spectrum with a cutoff at 10^{17} eV and a distance to SN 1987A of 50 kpc.

The excess during each night of observation is plotted in Fig. 3 as a function of post supernova days. The vertical axis is the ratio of observed to expected events in a 1.5° RA band centered at the direction of SN 1987A. The data of 14 and 15 January are found to have 2.2σ and 3.3σ excesses, respectively. The ratio is plotted against RA in Fig. 4 for the combined data of the two nights of observation, showing an excess of 3.9σ following the method of Li and Ma.¹⁰ The data in each night are also inserted in the figure. In the supernova bin the observed number of events is 767 while 663.3 ± 3.9 events are expected from cosmic-ray background. The number of off-source events is 28 800.

The distribution of deviations from the expected constant background level is found to fit well with the normal error function. The consecutive excesses in January suggest that a burst of γ -ray emission may have occurred. We calculated by Monte Carlo simulations the chance probability of the data producing an apparent burst with a statistical significance of 3.9σ and lasting for one or more days. The chance probability was found to be 1.6×10^{-3} . Consequently, we do not exclude the possibility that the observed excess was a statistical effect. We hope that more elaborate high-energy observations may be made of this interesting object in the future.

If a burst of very-high-energy γ rays was emitted by the supernova then the flux and energy of emission may be calculated as follows. The data for 14 and 15 January correspond to a flux of $(1.9 \pm 0.5) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

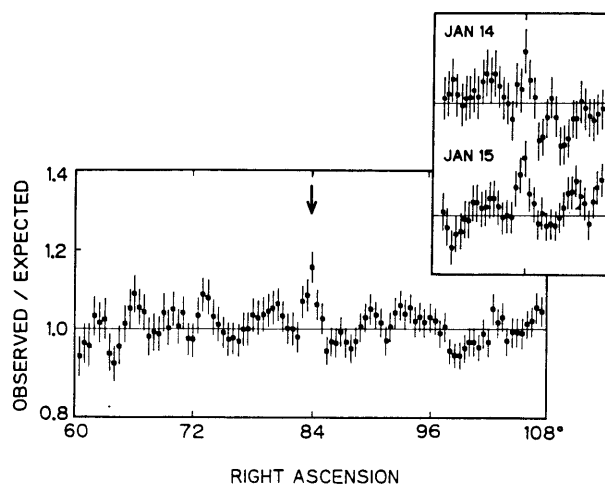


FIG. 4. The ratio of observed to expected counts is plotted as a function of right ascension for the combined data sets of 14 and 15 January. The bin width is 1.5° in right ascension overlapping 1.0° with neighboring bins. The SN 1987A is at 84.0° in RA as indicated by an arrow. The separate data of each night are inserted in the figure.

for $E_\gamma \geq 3 \text{ TeV}$. This implies a luminosity of

$$(8.7 \pm 2.2) \times 10^{37} [1 + \ln(E_{\text{max}}/10^{14} \text{ eV})/3.5] \text{ ergs s}^{-1}$$

assuming an E^{-2} differential γ -ray spectrum and integrating between 3 TeV and cutoff energy E_{max} . If we assume a duration of 2–3 days for the excess then the total energy emitted in TeV γ rays is

$$(1.9 \pm 1.1) \times 10^{43} [1 + \ln(E_{\text{max}}/10^{14} \text{ eV})/3.5] \text{ ergs}.$$

An interesting feature of the present result is that the observed time of the excess coincides closely with the central time of the 20-day x-ray flare detected by the Ginga satellite.¹¹ The total energy in x-ray emission is reported to be $\sim 10^{43}$ ergs, comparable to the value which the present excess suggests.

The authors are grateful to Professor J. Arafune and Professor H. Sugawara for their support. We acknowledge Dr. D. Robinson for his hospitality at the Black Birch Site. We appreciate the cooperation of the New Zealand Ministry of Works and Development (Blenheim Branch). This work is supported in part by a grant-in-aid for Scientific Research from the Ministry of Education, Science and Culture, Japan, the Inamori Foundation and the Inoue Foundation in Japan, the Japan–New Zealand Foundation, the University of Auckland Research Committee, the New Zealand Scientific Research Distribution Committee, and the New Zealand University Grants Committee. A part of the analysis was carried out by the FACOM M380 in the computer room of the Institute for Nuclear Study, University of Tokyo.

¹H. Sato, *Prog. Theor. Phys.* **58**, 549 (1977); V. S. Berezinsky and O. F. Prilutsky, *Astron. Astrophys.* **66**, 325 (1978); M. M. Shapiro and R. Silberberg, in *Relativity, Quanta and Cosmology*, edited by F. DeFinis (Johnston Reprint Corporation, New York, 1979), Vol. 2, p. 745; T. K. Gaisser, A. Harding, and T. Stanev, *Nature (London)* **329**, 314 (1987); V. S. Berezinski and V. L. Ginzburg, *Nature (London)* **329**, 807 (1987); Y. Yamada *et al.*, *Prog. Theor. Phys.* **79**, 416 (1988).

²H. Sato, in *Proceedings of the Twentieth Yamada Conference*, Tokyo, 28 March–1 April 1988 (to be published).

³I. A. Bond *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1110 (1988).

⁴H. S. Tornabene and F. J. Cusimano, in *Proceedings of the Tenth International Cosmic Ray Conference, Calgary*, edited by M. D. Wilson (The National Research Council of Canada, Ottawa, 1968), p. 81.

⁵For an example, A. M. Hillas and J. R. Patterson, in *Very*

High Energy Gamma Ray Astronomy, edited by K. E. Turver (Reidel, Dordrecht, 1987), p. 243.

⁶A. I. Gibson *et al.*, in *Proceedings of the Seventeenth International Cosmic Ray Conference, Paris*, edited by C. Ryter (National Organizing Committee, Paris, 1979), Vol. 8, p. 38.

⁷A. I. Gibson *et al.*, in *Proceedings of the International Workshop on Ultra High Energy Gamma Ray Astronomy*, edited by P. V. Ramana Murthy and T. C. Weeks (Tata Institute of Fundamental Research, Bombay, India, 1982), p. 197.

⁸S. K. Gupta *et al.*, in Ref. 7, p. 295.

⁹B. C. Raubenheimer *et al.*, *Astron. Astrophys.* **193**, L11 (1988).

¹⁰T. P. Li and Y. Q. Ma, *Astrophys. J.* **272**, 317 (1983).

¹¹Y. Tanaka, in *Proceedings of the Twentieth Yamada Conference*, Tokyo, 28 March–1 April 1988 (to be published).

UPPER LIMIT FOR ULTRA-HIGH-ENERGY GAMMA RAYS FROM SN 1987A OBTAINED BY ČERENKOV TECHNIQUE AT LARGE ZENITH ANGLES

I. A. BOND,¹ E. BUDDING,² M. J. CONWAY,¹ K. B. FENTON,³ H. FUJII,⁴ Z. FUJII,⁵ M. FUJIMOTO,⁶
H. HASEGAWA,⁷ N. HAYASHIDA,⁸ M. HONDA,⁸ N. HOTTA,⁹ J. E. HUMBLE,³ S. KABE,⁴
K. KASAHARA,⁸ T. KIFUNE,⁸ G. D. LYTHER,¹ A. MASAIE,⁷ Y. MATSUBARA,⁸ K. MITSUI,⁸
Y. MIURA,⁴ M. MORI,⁴ K. MURAKAMI,⁵ Y. MURAKI,⁵ M. NAGANO,⁸ K. NAKAMURA,⁸
T. NAKAMURA,⁴ P. M. NORRIS,¹ S. OGIO,¹⁰ Y. OHASHI,⁸ A. OKADA,⁸ TO. SAITO,⁸
M. SAKATA,¹¹ H. SATO,⁷ S. SHIBATA,⁵ M. SHIMA,¹¹ H. M. SHIMIZU,⁷
M. SPENCER,¹ J. R. STOREY,¹ T. TANIMORI,⁴ M. TESHIMA,¹⁰ S. TORII,¹²
K. UCHINO,⁴ Y. WATASE,⁴ M. D. WOODHAMS,¹
Y. YAMAMOTO,¹¹ P. C. M. YOCK,¹ AND T. YUDA⁸
(The JANZOS Collaboration)

Received 1989 May 1; accepted 1989 June 13

ABSTRACT

The supernova SN 1987A has been observed with the JANZOS cosmic-ray facility at the Black Birch Range in New Zealand since 1987 October. From 1988 May to July, observations were carried out using the Čerenkov telescope at a zenith angle of 68°. By working at large zenith angles, the effective detection area and energy threshold are both increased. From 39 hr of observation, an upper bound of $5.7 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ on the flux of gamma rays with energies $\geq 75 \text{ TeV}$ is obtained at the 95% confidence level. This flux limit corresponds to the gamma ray luminosity of $10^{37} \text{ ergs s}^{-1}$.

Subject headings: gamma rays: general — stars: supernovae

I. INTRODUCTION

The supernova SN 1987A in the Large Magellanic Cloud provides a unique opportunity for various studies. A rapidly rotating magnetic neutron star may accelerate particles to high energies, and these may interact with supernova ejecta to produce high-energy gamma rays (Sato 1977; Berenzinski and Prilutsky 1978; Shapiro and Silberberg 1979; Gaisser, Harding, and Stanev 1987; Berenzinski and Ginzburg 1987; Yamada *et al.* 1988). High-energy particles may also be generated by a shock mechanism when supernova ejecta collide with circumstellar clouds (Honda, Sato, and Terasawa 1989). Measurements of high-energy gamma rays produced by SN 1987A are thus used to deduce properties of a young supernova remnant and a newly born neutron star.

The JANZOS cosmic-ray facility at Black Birch in New Zealand has been used to monitor the flux of high-energy gamma rays produced by SN 1987A since 1987 October (Bond *et al.* 1988a, b). Observations made with a scintillation detector array from 1987 October to December yielded an upper limit on the steady flux of gamma rays with energies $\geq 100 \text{ TeV}$ of $1.1 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ at the 95% confidence level, and observations made with a Čerenkov telescope in 1987 December and 1988 January yielded an upper limit on the steady flux of

gamma rays with energies $\geq 3 \text{ TeV}$ of $6.1 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Evidence for the detection of a burst of gamma rays with energies $\geq 3 \text{ TeV}$ was obtained on 1988 January 14 and 15 at a time when the *Ginga* satellite (Tanaka 1988) recorded a maximum of X-ray emission.

In this *Letter*, results obtained using the Čerenkov telescope between 1988 May and July are reported. For these observations, the zenith angle of the supernova was large, and this resulted in both the effective detection area of the telescope and its energy threshold being increased. As a consequence, a significant upper bound on the gamma-ray flux was obtained.

II. EXPERIMENTS

The JANZOS Čerenkov Telescope consists of three mirrors of 2 m diameter and 2 m focal length, each arranged at the vertex of an 80 m triangle. The elevation angles of the mirrors are variable, but their azimuths are fixed at the meridian and they record meridian passages of objects only. Ten fast 2" phototubes (Hamamatsu H1531) with high-gain GaAs first dynodes are arranged at the focal plane of each mirror and view a strip of sky along the path of an object. Each phototube sees an area of sky 2.3×2.3 , and their outputs are fed into analog-to-digital (ADC) and time-to-digital converters (TDC). The ADC and TDC information is used to determine the energies and arrival directions of gamma rays and cosmic rays, respectively, as described previously (Bond *et al.* 1988b). The angular resolution is estimated by simulations (Gibson *et al.* 1982; Gupta *et al.* 1982) to be about 0.5 (FWHM). In order to compensate for the effect of variable background illumination caused by stars, a servocontrolled system of light-emitting diodes was used to keep the DC currents of the phototubes at the constant value used previously (i.e., $\sim 40 \mu\text{A}$; Bond *et al.* 1988b).

We can observe SN 1987A during two 3 month periods each year. In November–January it crosses the meridian nightly at a

¹ Department of Physics, University of Auckland.

² Carter National Observatory of New Zealand.

³ Department of Physics, University of Tasmania.

⁴ National Laboratory for High Energy Physics (KEK).

⁵ Cosmic Ray Research Laboratory, Nagoya University.

⁶ National Astronomical Observatory.

⁷ Department of Physics, Kyoto University.

⁸ Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo.

⁹ Department of Physics, Utsunomiya University.

¹⁰ Department of Physics, Tokyo Institute of Technology.

¹¹ Department of Physics, Konan University.

¹² Department of Physics, Kanagawa University.

zenith angle of approximately 28° , and in May–July it crosses nightly at zenith angle of approximately 68° . In 1988 May–July we observed SN 1987A for 39 hr, and $\sim 50,000$ events were recorded around the SN 1987A region ($\Delta\alpha \sim 50^\circ$, $\Delta\delta \sim 3^\circ$).

As indicated by Sommers and Elbert (1987), Čerenkov observations at large zenith angles enjoy the advantage of a very large detection area. Inclined showers with large zenith angles require the Čerenkov light produced in the upper atmosphere to travel a relatively large distance, and the angular spread of the Čerenkov light ($\sim 1^\circ$) produces a relatively large light pool. However, it is inevitable that the light intensity is reduced and the energy threshold of the telescope is increased.

III. RESULTS

The method of analysis used here is the same as that used previously (Bond *et al.* 1988b). The directional response of the telescope is determined from the observed angular distribution of events, $f_1(\phi)$, where ϕ denotes hour angle. The response of the telescope may also vary with time because of changing sky conditions. This is monitored by the trigger rate, $f_2(t)$. The product $f_1(\phi) \times f_2(t)$ determines the expected detection efficiency at ϕ and time t . The integral of the product $f_1 \times f_2$ at a constant value of right ascension yields the expected number of background cosmic rays as a function of right ascension.

The ratio of observed-to-expected event numbers in each right ascension bin is examined to search for any excess over the cosmic-ray background. In Figure 1 the histogram shows the distribution of observed events in the declination strip -69.3 ± 0.5 as a function of right ascension. The smooth curve indicates the expected number of events as defined above. There exists no significant excess at the position of SN 1987A (84° in right ascension). The observed and expected numbers of events in a 4.5 right ascension bin centered on the SN 1987A direction are 1213 and 1232.9, respectively. Using the same statistical analysis as that described previously (Bond *et al.* 1988b), we obtain an upper limit of 58 for the number of gamma rays with 95% confidence.

In order to deduce an upper bound on the gamma-ray flux, we estimated the effective detection area of the telescope and the median energy of detectable gamma-ray showers. The

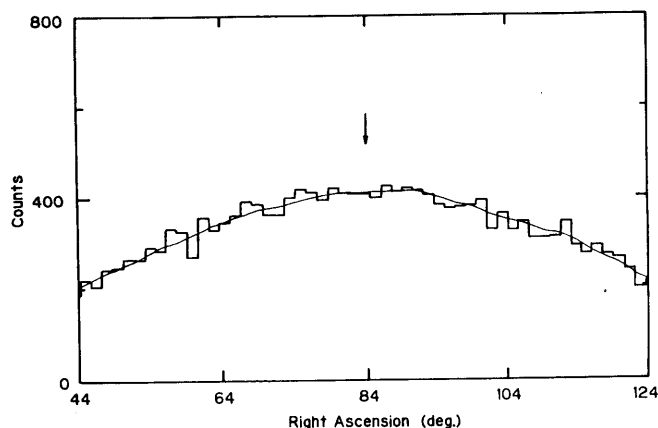


FIG. 1.—The events observed from 1988 May to July at large zenith angles using the Čerenkov method are presented as a function of right ascension. Only events in the declination strip -69.3 ± 0.5 are included. The bin width is 1.5 in RA. The smooth curve indicates the expected one. There is no significant excess around SN 1987A (right ascension 84°). The median energy of detectable showers is 75 TeV.

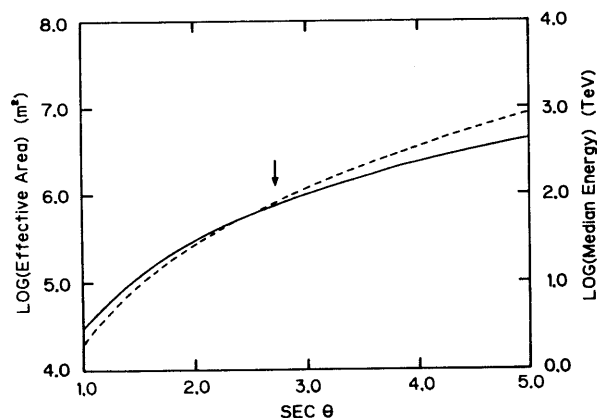


FIG. 2.—The effective area and the median energy of detectable showers for various zenith angles are shown by solid line and broken line, respectively. They are estimated by the method of Sommers and Elbert (1987). The effective area and the median energy in the present experiment are estimated to be $7.2 \times 10^9 \text{ m}^2$ and 75 TeV, respectively.

angular distribution of Čerenkov light depends not only on the Čerenkov angle in air but also on the effect of multiple scattering of shower particles. The angular spread of Čerenkov light (half-angle) may be assumed to be roughly 1° , and the lateral distribution of photons may be assumed to be flat following the simulation of Hillas and Patterson (1987). The effective area and the median energy of detectable showers were calculated as a function of zenith angle following the approximation of Sommers and Elbert, but including the effect of the attenuation of Čerenkov light in the atmosphere. The depth of the maximum development of showers initiated by gamma rays was taken to be $X_m \sim 36 \text{ g cm}^{-2} \ln(E/74 \text{ MeV})$ (Greisen 1956). It was assumed that the absorption of Čerenkov light is caused mainly by Rayleigh scattering for which the mean free path in air is 2974 g cm^{-2} . The photometric extinction coefficients for blue light and UV light at Black Birch are ~ 0.3 and ~ 0.5 mag per atmosphere, respectively (Forbes 1989). Figure 2 shows the calculated values of the effective area and the median energy of detectable gamma rays as a function of $\sec \theta$, where θ is the zenith angle. Since the average zenith angle is 68° in our case, the path length of the Čerenkov light from shower maximum to observation point is about 27 km. The effective area and the median energy for primary gamma rays are given as $7.2 \times 10^9 \text{ cm}^2$ and 75 TeV, respectively, in good agreement with the detailed calculations of Sommers and Elbert.

IV. CONCLUSIONS

There is no significant excess in the right ascension distribution in the observations from 1988 May to July at large zenith angles, and we obtain an upper bound on the gamma-ray flux from SN 1987A of $5.7 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for energies greater than 75 TeV at the 95% confidence level. By assuming a power-law energy spectrum with a differential index of 2.0 and a cutoff at 10^{17} eV , an upper bound for the gamma-ray luminosity of approximately $10^{37} \text{ ergs s}^{-1}$ is obtained.

In Figure 3 this result (designated by "J5") is shown in comparison with several other results. The uncertainty in the estimation of the median energy and the effective area changes the upper limit of the flux along the slanting bar in the figure. "J2" and "J3" are the previous TeV results (Bond *et al.* 1988b), corresponding to the upper limit for DC signals obtained by the observations during 1987 December and 1988

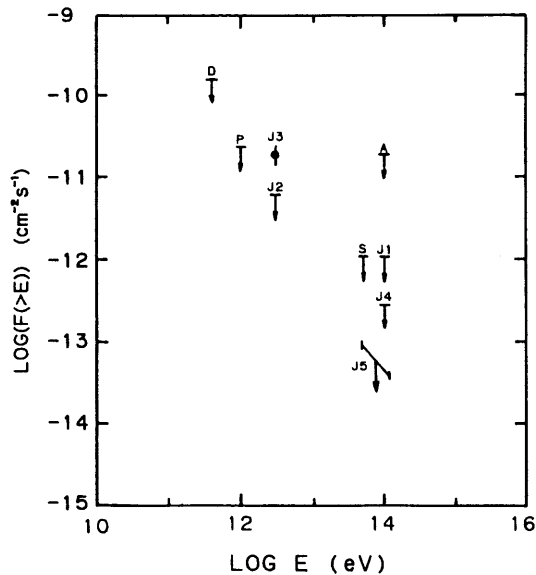


FIG. 3.—The present result designated by “J5” is shown in comparison with several other results. The uncertainty in the estimation of the median energy and the effective area changes the upper limit of the flux along the slanting bar. “J2” and “J3” are our previous TeV results obtained by the observations during 1987 December and 1988 January. The 100 TeV result obtained by the JANZOS scintillation detector array is indicated by “J1.” “J4” represents an updated result. Other observations are shown by “A” (Ciampa *et al.* 1988), “P” (Raubenheimer *et al.* 1988), “D” (Chadwick *et al.* 1988), and “S” (Gaisser *et al.* 1989).

January and the burst of 1988 January 14–15, respectively. The result obtained by the JANZOS scintillation detector array (Bond *et al.* 1988a) is indicated by “J1” and an updated result obtained with this detector is indicated by “J4” (flux limit of $4.0 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ at the 95% confidence level obtained from the observations during 1987 December 13 and 1989 January 9, 13 months). Other results are shown as “A” (Adelaide group, Ciampa *et al.* 1988; period approximately 1987 February to August, 185 days), “P” (Potchefstroom, Raubenheimer *et al.* 1988; 1987 November, 3 hr), “D” (3σ upper limit obtained by Durham group, Chadwick *et al.* 1988; approximately 1988 January to February, 36 hr; they carried out several other observations of SN 1987A), and “S” (SPASE, Gaisser *et al.* 1989; approximately 1988 January to February, 449 hr). The present work places the most restrictive upper bound on the flux of high-energy gamma rays from SN 1987A.

The authors are grateful to Professors J. Arafune and H. Sugawara for their support. We acknowledge Dr. D. Robinson for his hospitality at the Black Birch Site. We appreciate the cooperation of the New Zealand Ministry of Works and Development (Blenheim Branch). This work is supported in part by a Grant-in-aid for Scientific Research from the Ministry of Education, Science, and Culture, Japan, Yamada Foundation, Inamori Foundation and Inoue Foundation in Japan, The Japan–New Zealand Foundation, the University of Auckland Research Committee, the University of Auckland Finance Committee, the New Zealand Scientific Research Distribution Committee, and the New Zealand University Grants Committee. A part of the analysis was carried out by the FACOM M780 in the Computer Room of the Institute for Nuclear Study, University of Tokyo.

REFERENCES

- Bond, I. A., *et al.* 1988a, *Phys. Rev. Letters*, **60**, 1110.
 ———, 1988b, *Phys. Rev. Letters*, **61**, 2292.
 Berezinski, V. S., and Ginzburg, V. L. 1987, *Nature*, **329**, 807.
 Berezinski, V. S., and Prilutsky, O. F. 1978, *Astr. Ap.*, **66**, 325.
 Chadwick, P. M., *et al.* 1988, *Ap. J.*, **333**, L19.
 Ciampa, D., *et al.* 1988, *Ap. J. (Letters)*, **326**, L9.
 Forbes, M. 1989, M.Sc. thesis, Victoria University, Wellington, New Zealand.
 Gaisser, T. K., Harding, A., and Stanev, T. 1987, *Nature*, **329**, 314.
 Gaisser, T. K., *et al.* 1989, *Phys. Rev. Letters*, **62**, 1425.
 Gibson, A. I., *et al.* 1982, in *Proc. of Int. Workshop on Ultra High Energy Gamma Rays*, ed. P. V. Ramana Murthy and T. C. Weekes (Bombay: Tata Institute of Fundamental Research), p. 197.
 Greisen, K. 1956, in *Progress in Cosmic-Ray Physics*, ed. M. A. Willson (Amsterdam: North-Holland), Vol. 3.
 Gupta, S. K., *et al.* 1982, in *Proc. of Int. Workshop on Ultra High Energy Gamma Rays*, ed. P. V. Ramana Murthy and T. C. Weekes (India: Tata Institute of Fundamental Research), p. 295.
 Hillas, A. M., and Patterson, J. R. 1987, in *Very High Energy Ray Astronomy*, ed. K. E. Turver, (Dordrecht: Reidel), p. 243.
 Honda, M., Sato, H., and Terasawa, T. 1989, *Prog. Theor. Phys.*, in press.
 Raubenheimer, B. C., *et al.* 1988, *Astr. Ap.*, **193**, L11.
 Sato, H. 1977, *Prog. Theor. Phys.*, **58**, 549.
 Shapiro, M. M., and Silberberg, R. 1979, in *Relativity, Quanta, & Cosmology*, ed. D. DeFinis (New York: Johnston Reprint Corporation), Vol. 2, p. 745.
 Sommers, P., and Elbert, J. W. 1987, *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, **13**, 553.
 Tanaka, Y. 1988, in *IAU Colloquium 103, Atmospheric Diagnostics of Stellar Evolution*, ed. K. Nomoto (Berlin: Springer) p. 399.
 Yamada, Y., *et al.* 1988, *Prog. Theor. Phys.*, **79**, 416.

I. A. BOND, M. J. CONWAY, G. D. LYTHER, P. M. NORRIS, M. SPENCER, J. R. STOREY, M. D. WOODHAMS, and P. C. M. YOCK: Department of Physics, University of Auckland, Auckland, New Zealand

E. BUDDING: Carter National Observatory of New Zealand, Wellington, New Zealand

K. B. FENTON and J. E. HUMBLE: Department of Physics, University of Tasmania, Hobart 7001, Australia

H. FUJII, S. KABE, Y. MIURA, M. MORI, T. NAKAMURA, T. TANIMORI, K. UCHINO, and Y. WATASE: National Laboratory for High Energy Physics (KEK), Tsukuba 305, Japan

Z. FUJII, K. MURAKAMI, Y. MURAKI, and S. SHIBATA: Cosmic Ray Research Laboratory, Nagoya University, Nagoya, 464, Japan.

M. FUJIMOTO: National Astronomical Observatory, Tokyo 181, Japan

H. HASEGAWA, A. MASAIKE, H. M. SHIMIZU, and H. SATO: Department of Physics, Kyoto University, Kyoto 606, Japan

N. HAYASHIDA, M. HONDA, K. KASAHARA, T. KIFUNE, Y. MATSUBARA, K. MITSUI, M. NAGANO, K. NAKAMURA, Y. OHASHI, A. OKADA, TO. SAITO, and T. YUDA: Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, Tokyo 188, Japan

N. HOTTA: Department of Physics, Utsunomiya University, Utsunomiya 321, Japan

S. OGIO and M. TESHIMA: Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Tokyo 152, Japan

M. SAKATA, M. SHIMA, and Y. YAMAMOTO: Department of Physics, Konan University, Kobe 658, Japan

S. TORII: Department of Physics, Kanagawa University, Yokohama 221, Japan

ANGULAR RESOLUTION OF THE OHYA AIR SHOWER DETECTOR

K. MITSUI¹⁾, T. AOKI¹⁾, A. OKADA¹⁾, Y. OHASHI¹⁾, Y. MURAKI²⁾, S. SHIBATA²⁾,
I. NAKAMURA³⁾, H. KOJIMA⁴⁾, T. KITAMURA⁵⁾, Y. MINORIKAWA⁵⁾, Y. KATO⁶⁾,
T. TAKAHASHI⁶⁾, S. HIGASHI⁶⁾, K. KOBAYAKAWA⁷⁾ and Y. KAMIYA⁸⁾

¹⁾ Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, Tokyo 188, Japan

²⁾ Department of Physics, Nagoya University, Nagoya 464, Japan

³⁾ Department of Physics, Saitama University, Saitama 338, Japan

⁴⁾ Department of Physics, Fujita Gakuen Health University, Aichi 470-11, Japan

⁵⁾ Department of Physics, Kinki University, Osaka 577, Japan

⁶⁾ Department of Physics, Osaka City University, Osaka 558, Japan

⁷⁾ College of Liberal Arts, Kobe University, Kobe 657, Japan

⁸⁾ Department of Physics, Aichi Shukutoku University, Aichi-Gun, Nagakute 480-11, Japan

Received 2 October 1989

Accurate measurements of the total number of muons in an air shower are important for the discrimination of showers produced by astronomical gamma rays from those produced by protons. In order to perform this discrimination, muon detectors with a total area of about 400 m² have been constructed in the Ohya stone mine. At ground level, scintillation detectors have been distributed for determining the total number of electrons in the air shower. The arrival direction of the air shower determined by usual timing information was examined using independent data on the arrival direction determined by muons in the shower. The angular resolution thus obtained at the shower maximum is 1.7° in the south–north plane and 2° in the east–west plane. The difference of the resolution is due to the asymmetric arrangement of scintillation detectors.

1. Introduction

An air shower array with large muon detectors has been constructed at Ohya (Utsunomiya City, Tochigi Pref.), about 100 km north of Tokyo (36.58° N, 139.83° E). The elevation of the site is 149 m above sea level. The purposes of the experiment are as follows:

- a) observations of gamma rays in the energy region around 10¹⁶ eV;
- b) estimations of the primary cosmic ray composition in the energy range from 10¹⁵ to 10¹⁷ eV.

At Ohya, there is a huge underground space that was produced during the quarrying of Ohya stone. The space has an area of roughly 1 km². The underground space of the present experiment is at a depth of about 33 m, and muons with energies over about 14 GeV can penetrate to this depth. Using this experimental apparatus, data has been accumulated since January 1986.

As a method of selection for astronomical gamma rays, we should examine whether air showers with extremely small muon size come from a special source or not. If there are any showers from the direction of a special source, we can estimate, using a huge muon detector, whether they are gamma rays or other particles [2].

The accurate measurement of the arrival direction of

the shower is very important for gamma-ray astronomy, because the signal-to-noise ratio is improved as the inverse square of the angular resolution.

The accuracy of the arrival direction is usually estimated by comparing two arrival directions determined by independent timing information. Usually each arrival direction is calculated independently by dividing scintillation detectors into two groups, those with an “even” label number and those with an “odd” label number [1]. However, this method has several problems, viz. in the case that the shower core hits the outside of the detector area, it is not always considered to reflect a correct estimation of the true arrival direction due to the curvature of the shower front.

In order to overcome these defects, we have investigated the angular resolution of the Ohya detectors using the directional data of the high-energy muons. The muons observed in the present experiment have comparably high energies. Therefore they are created at the first and second interactions and then they carry information of the composition of the primary cosmic rays in an energy region that differs from other experiments.

The number of electrons N_e , age parameter s , and center of the air shower were determined using the electron densities and arrival times of the electron components. The number of muons N_μ was determined by

fitting muon densities measured by muon detectors to the expected curve of the lateral distribution. N_e and N_μ are called the electron size and muon size, respectively. The age parameter s represents the age of a shower and increases as it develops; $s = 0$ at the starting point, $s = 1$ at the maximum, and $s > 1$ in the declining stage

of a shower. The primary cosmic ray composition can be estimated by comparing the correlation between the muon size and the electron size obtained by the experiment with that of a Monte Carlo simulation.

In this article, we present the details of the arrangement of the Ohya experiment in section 2. The experi-

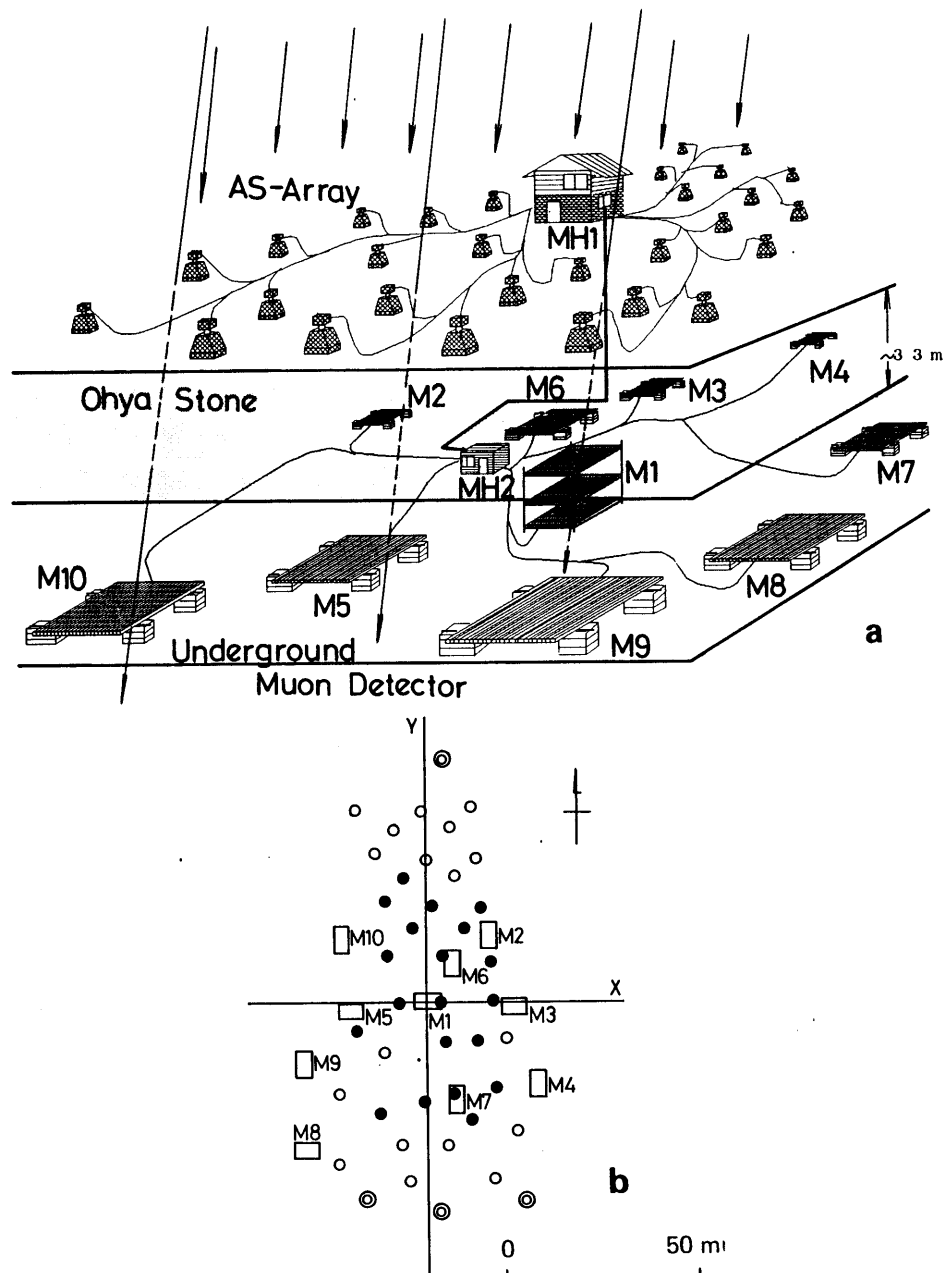


Fig. 1. (a) Schematic view of the Ohya air shower array. MH1 and MH2 show the measurement hut at ground level and the one underground. (b) Arrangements of scintillation detectors and muon detectors. The scintillation detectors shown by the closed circles and the open circles have 0.25 m^2 area each, and those shown by double circles have 0.5 m^2 area each. The scintillation detectors shown by the filled circles are used for triggering. Each of the ten muon detectors (rectangles) has a 38.4 m^2 area. The muon detector M1 has a structure with six layers, the other detectors are made with a single layer of proportional counters.

mental results on the angular resolution of the arrival direction of the air shower are given in section 3. (Hereafter, by "the arrival direction" is meant the arrival direction of the air shower). In section 4, we discuss the angular resolution of the array, comparing it with expectations.

2. Experimental arrangements

2.1. Scintillation detectors

An overview of the Ohya detector is shown in fig. 1a. In a region of about 60 m in the east–west direction and about 160 m in the north–south direction, 42 scintillation detectors (38 of 0.25 m² area and 4 of 0.5 m² area) are distributed with a spacing of about 15 m. They are used to measure not only the densities but also the arrival times of the particles involved in the air shower. The positions of the scintillation detectors are shown by circles in fig. 1b.

Each of the scintillation detectors is housed in a pyramidal steel box. The inside of the box is painted white. Above each of the scintillation detectors, a fast photomultiplier (H1161 of Hamamatsu Photonics) of 2 in. diameter was installed. A typical value of the transit time for the photomultiplier tube is about 1.1 ns and that of the rise time is 2.6 ns. In order to improve the detection efficiency of air showers initiated by gamma rays, we put a steel plate with a thickness of 2 cm on the scintillator box [3].

The block diagram of the circuit for the data taking is shown in fig. 2. For the transmission of the signal from each scintillation detector to the electronics hut, we used a coaxial cable with an impedance of 91 Ω . Then, an impedance converter from 91 to 50 Ω was used in the electronics hut.

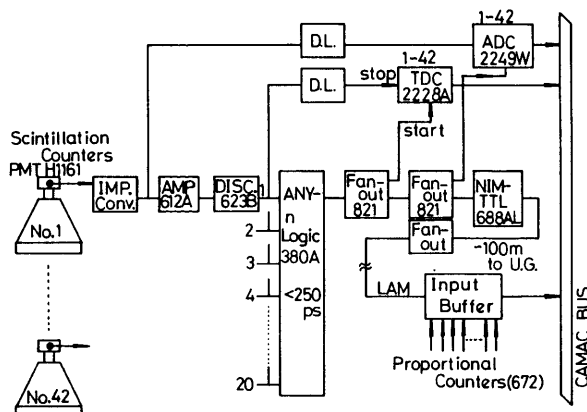


Fig. 2. The circuit block diagram for the operation of the apparatus.

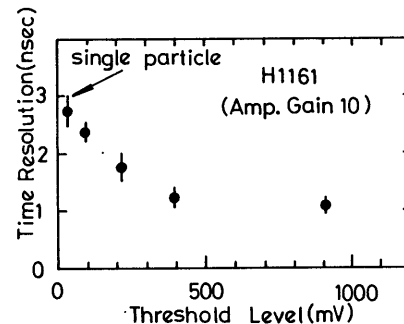


Fig. 3. Time resolution of the photomultiplier H1161 presented as a function of the input pulse height.

The time resolution of the photomultiplier was measured by using signals with a pulse height varying from a single to 30 particles, as shown in fig. 3. The time jitter is about 3 ns for a single particle and is gradually improved with the number of particles, amounting to about 0.9 ns at about 30 particles.

If we examine the above measured time resolution by considering air showers with an electron size of 3×10^5 , the mean distance from the air shower core corresponds to about 20 m for about 30 particles going through the scintillation detector (0.25 m²), and about 120 m for a single particle. Thus, the above measured time resolution will make an error in the arrival direction and, taking into account the front structure of the air shower, it corresponds to about 1° for the time resolution of 0.9 ns and about 0.4° for that of 3 ns, respectively.

The triggering of the apparatus was made, when the number of fired scintillation detectors was more than 6 out of 20 (shown as the closed circles in fig. 1b). The resulting trigger rate is about 80 h⁻¹.

If the above triggering condition was satisfied, pulse heights and arrival times of all scintillation detectors were recorded on disk through a CAMAC system. Also, information of the muon detector is recorded simultaneously.

We used 11-bit LeCroy model 2249W ADCs (analog-to-digital converter) for the measurement of pulse heights, and LeCroy model 2228A TDCs (time-to-digital converter) for the measurement of the arrival time. The typical high voltage supplied to the photomultipliers is 1.3 kV, and the mean pulse height of an output signal produced by a single particle corresponds to about 3 mV. The accessible region for recording of the pulse heights ranges from a single particle to about 1000 particles for each detector with an area of 0.25 m².

The shift of the pedestal value of the ADC, and the peak value and the pulse height distribution for single particles are examined every month for each scintillation detector and those measured values are used for the correction of the measurement of the pulse height. A

correlation between input and output of the TDC is examined every three months, and this data is taken into account in the calculation of the arrival time.

The electron size of each shower is determined using information measured with scintillation detectors. The particle density in each scintillation detector is estimated dividing the measured pulse height by the mean pulse height of a minimum ionizing particle. The arrival direction is calculated for showers in which the number of the fired detectors is greater than seven, and which the center of the air shower is located within 40 m from the center of the array. The shower front is approximated by a plane, and the arrival times of the electrons are fitted to the shower front for determination of the arrival direction. The electron size, core position and age parameter were determined using the arrival direction thus derived.

By a Monte Carlo simulation, we calculated the detection efficiency under the following two conditions:

- 1) The number of particles measured by any one scintillation detector located within 40 m from the center of the array must be more than 10.
- 2) The particles must hit more than seven detectors located within 40 m from the center of the array.

The dependence of detection efficiency on the electron size was calculated, and shown in fig. 4.

The particle density $\rho_e(R)$, observed by each scintillation detector, is fitted to the following lateral distribution function [4], and an age parameter s , electron size N_e and core position are determined.

$$\rho_e(R) = C(s) \left[N_e / R_m^2 \right] (R/R_m)^{s-2} (1 + R/R_m)^{s-4.5} \quad [\text{m}^{-2}],$$

where R_m is 80 m. The R is the distance from the axis and $C(s)$ is given by:

$$C(s) = 0.366 s^2 (2.07 - s)^\beta,$$

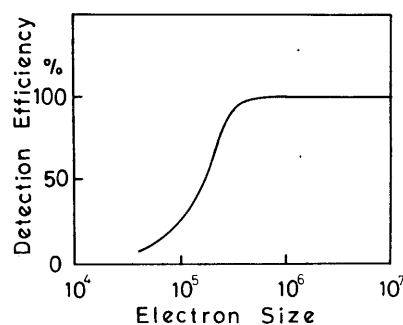


Fig. 4. Detection efficiency of air showers calculated by a Monte Carlo simulation. Selection rules applied in the present estimation are: (1) more than 10 particles in any scintillation detector distributed in a circle with a radius of 40 m from the center of the array, (2) more than one particle in any seven of all scintillation detectors.

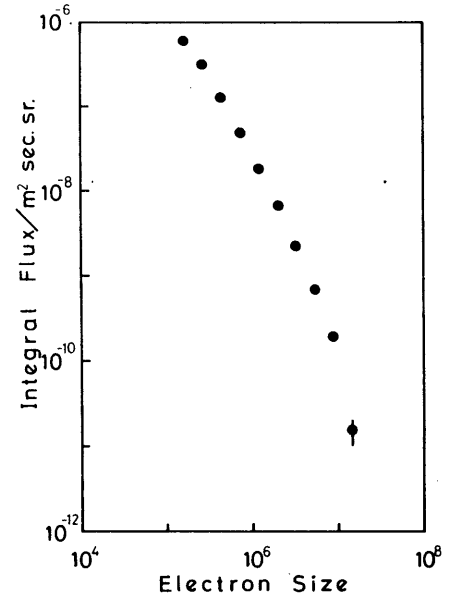


Fig. 5. Integral spectrum of the electron size of the air showers with zenith angle less than 25° . However, the position of the shower core was limited to an area of 14400 m^2 in the central region. The operation time is $8.3 \times 10^7 \text{ s}$.

where β is $5/4$. The integral spectrum of the electron size was calculated using only showers with cores located within 14400 m^2 surrounding the center of the array and with zenith angles up to 25° , and shown in fig. 5. The operation time is $8.3 \times 10^7 \text{ s}$.

2.2. Muon detectors

At Ohya, there is a huge underground space that extends about 100 m in the east-west and also in the north-south direction, just below the array of scintillation detectors. This space was made by quarrying out Ohya stone, and the distance between the ground and the ceiling of the room is about 33 m. In the underground space, ten muon detectors, composed of proportional counters, are installed. They are shown by the squares M1-M10 in fig. 1b. If we take about 15° as the average zenith angle of air showers observed at ground level, the mean thickness of the rock passed through by muons is about 6200 g/cm^2 . In order to penetrate the rock, the muons must have an energy greater than 14 GeV at ground level. This threshold energy is in good agreement with that estimated from the muon intensity ($\sim 6 \times 10^{-4} / \text{cm}^2 \text{ s sr}$) observed by the muon detector M1 shown in fig. 6 [5].

The mean production height of muons observed in the present experiment is relatively higher than in other experiments, because the threshold energy in the present experiment is relatively higher than in other measurements ($\sim 1 \text{ GeV}$). Therefore, it is good to do re-

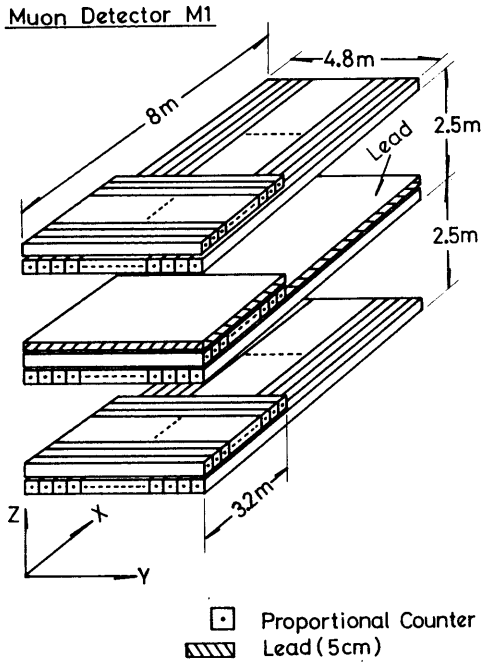


Fig. 6. The muon detector M1 is made of three layers with 16 m² area each, and of another series of three layers with 38.4 m² area each. The arrival directions of muons are measured as the projection to the X, Z- and Y, Z-planes by using each of the three levels. Lead blocks with a thickness of 5 cm are put on the middle level.

search into the composition of the primary cosmic rays using this experiment, because muons observed in the present experiment are created in the first and second interactions and then they carry much information on the composition.

Each muon detector has an area of 38.4 m², and the total area of all muon detectors is about 400 m². Each detector except M1 consists of one layer of 48 proportional counters of dimensions 10 cm × 10 cm × 8 m.

The detector M1 is located under the center of the surface array and has three levels, each consisting of two layers of proportional counters. Each level contains one layer for the measurement of the projected angle $\theta_\mu(y)$ in the Y, Z-plane, constructed of 48 proportional counters with the above mentioned dimensions, and the area of each layer is 38.4 m². The other layer in each level is for the measurement of the projected angle $\theta_\mu(x)$ in the X, Z-plane, constructed of 32 proportional counters with dimensions 10 cm × 10 cm × 5 m. Each of these layers has an area of about 16 m². The spacing between each level is 2.5 m, and a muon track is identified in each of the three levels. In order to absorb soft components such as knock-on electrons produced in the rock, lead blocks with a thickness of 5 cm were installed on the middle level. When the muons go through all six layers, the total acceptance of the detector M1 becomes about 6 m² sr.

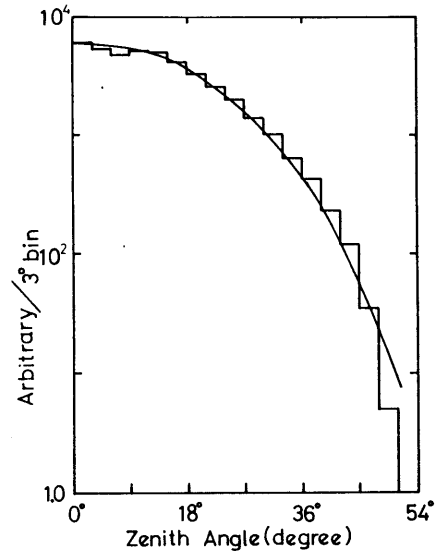


Fig. 7. Zenith angle distribution of air showers measured by the detector M1, for air showers triggered at ground level (shown in the histogram). The solid line is the function $\exp[-1033(\sec \theta - 1)/90]$, where θ is the zenith angle.

Each proportional counter is composed of a square steel pipe, and a mixture of argon and methane has been filled under 1 atm. The supplied high voltage is 2.9 kV for the counters with the length of 8 m, and 2.4 kV for those of 5 m. The output signal of the counter is amplified and discriminated, and the resultant signal is transferred to the input-buffer circuit located in the underground central hut and then latched. The latched

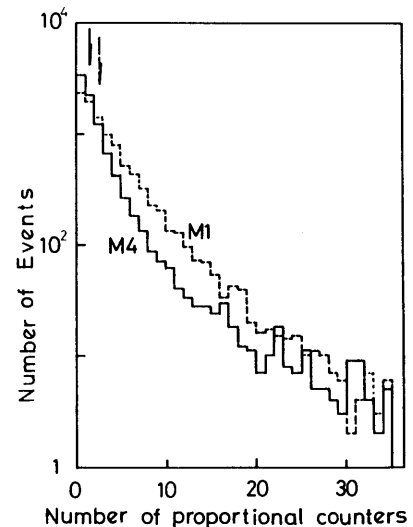


Fig. 8. The number of particles observed by proportional counters was measured for each muon detector and for each air shower; distributions of that number are shown for the muon detectors M1 and M4. The arrow in the figure shows the mean number of counts.

information is sent to the surface electronics hut through a 100 m cable from the underground CAMAC system, and recorded on the disk of the surface computer.

The zenith angle distribution of air showers measured using the muon detector is shown in fig. 7. Here the showers are triggered by scintillation detectors and the mean muon size is about 1500. The solid line shown in the figure is described by the following equation:

$$f(\theta) \propto \exp[-1033(\sec \theta - 1)/90],$$

where θ is the zenith angle.

We measured the number of fired counters in each muon detector, and their distributions are shown in fig. 8. The mean number of fired counters is about 2.5 for the detector M1, which is located in the center of the array, and about 1.5 for the detector M4, which is about 60 m distant from the center.

The muon size is calculated taking into account the muon densities observed in each muon detector, the lateral distribution function of the muon densities, the position of the shower core and the zenith angle determined at ground level. In the present analysis, the following function estimated by a Monte Carlo simulation was taken as the lateral distribution of the muon density $\rho_\mu(R)$:

$$\rho_\mu(R) = C(R/R_0)^{-0.75}(1 + R/R'_0)^{-2.5}$$

[m⁻²].

We take $R_0 = 250$ m and $R'_0 = 100$ m, and R is the distance between each muon detector and the air shower

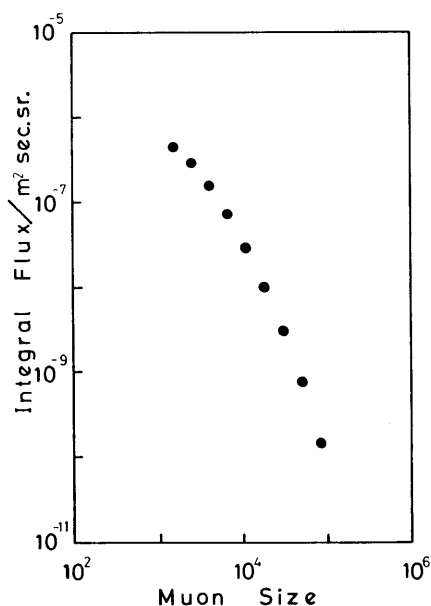


Fig. 9. Integral spectrum of the muon size measured by using five muon detectors (M1-M5). The operation time is 8.3×10^7 s.

core. The muon size was calculated using the above function, and the integral spectrum of the muon size is shown in fig. 9, which corresponds to the operation time of 8.3×10^7 s.

2.3. Data recording

When the triggering conditions were satisfied by scintillation detectors at ground level, the real time and information of TDCs and ADCs are read out through the CAMAC system by a computer (NOVA-3). The computer then searches the underground CAMAC system, and information latched in the input-buffer circuit are read out. All information is stored on the disk. When the disk is filled, it is transferred to magnetic tape, and data analysis is performed using the high-speed computer (FACOM-M780) of the Institute for Nuclear Study, University of Tokyo.

The condition of the operation at Ohya, which is installed about 100 km away from Tokyo, is monitored by a telephone line from the Institute for Cosmic Ray Research, Tokyo.

In observations of astronomical gamma rays, it is necessary to operate a highly accurate clock. This is even more important for the observation of a source such as Hercules X-1, a pulsar which is rotating with high speed (rotation period ~ 1.2 s). For this purpose, we use a very accurate clock (ECHO AQ-1000E23) corrected by a standard signal emitted by the radio short wave (JJY-clock signal) every one minute. The stability of the crystal oscillator of 1 MHz is $\pm 10^{-7}/y$ and therefore the accuracy of the clock is about 1 ms or less.

3. Experimental results

3.1. The influence of the soft component produced in the rock on the muon detector

The muon detector M1 has six layers of proportional counters. However, each of the other detectors (M2-M10) is composed of only one layer. We examined the influence of soft components on the measurement of the number of muons, where soft components such as knock-on electrons are produced in the rock above the underground room.

In order to examine this effect, we compare the number of fired counters in each of the three levels. In the present measurement, only muons with energies over about 160 MeV could be observed by the detector M1, because the muons must go through lead blocks with a thickness of 5 cm on the middle layer. We take N1, N2 and N3 as the number of fired counters in the top, middle and bottom level respectively, and compare them with each other. The results are shown in fig. 10,

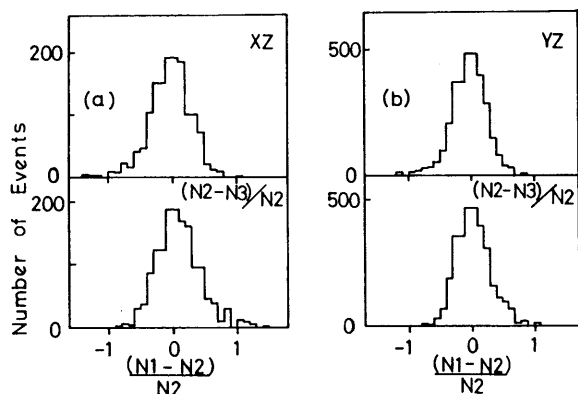


Fig. 10. The number of counts was measured in each of the three levels of the muon detector M1, and compared with each other. N1, N2 and N3 corresponds to the number measured in the top, middle, and bottom level, respectively. Distributions presented by (a) and (b) were measured in each of the three layers constructed using proportional counters with a length of 5 and 8 m, respectively.

where the abscissa indicates the ratio of $(N2 - N3)/N2$ and $(N1 - N2)/N2$ respectively, and analyzed independently in each of the three levels. The standard deviation of the distribution is about 20%.

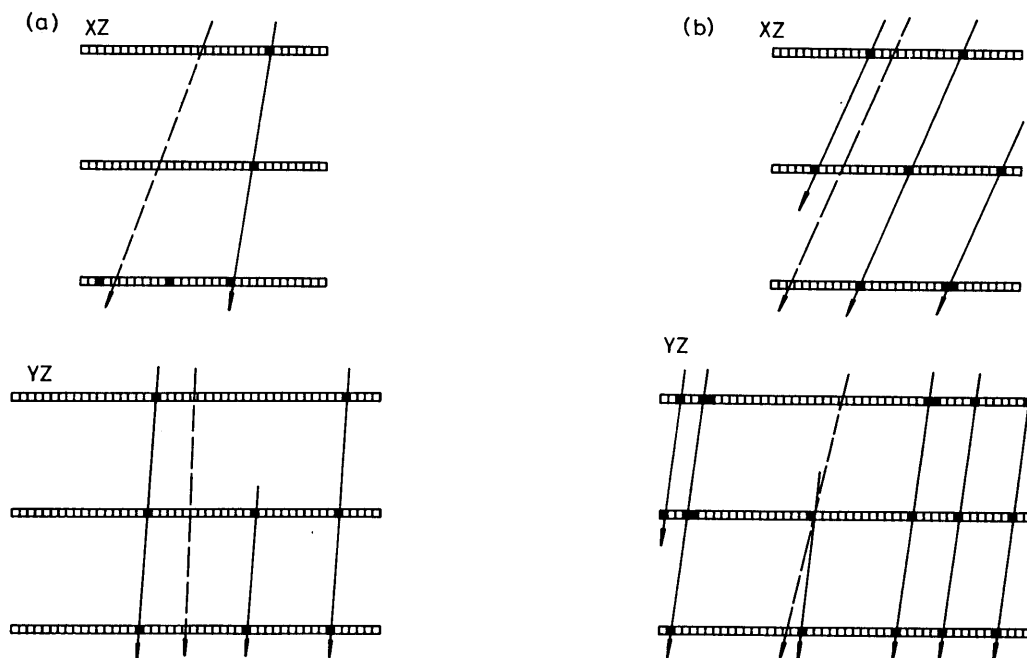


Fig. 11. Two examples of showers detected by the detector M1. Observed particles are presented by closed squares (■). The solid and the dashed lines show the arrival directions determined by muons and that determined by timing data at ground level, respectively. (a) An air shower with electron size 1.6×10^5 , age parameter 1.6, and muon size 566. The arrival directions determined by muons are $\theta_\mu(x) = -5.8^\circ$ and $\theta_\mu(y) = -2.3^\circ$, and the arrival directions determined at ground level are $\theta_e(x) = -11.8^\circ$ and $\theta_e(y) = -0.67^\circ$, where the angle is measured with respect to the vertical. (b) An air shower with electron size 1.2×10^5 , age parameter 1.6, and muon size 1290. The arrival directions determined by muons are $\theta_\mu(x) = -14.7^\circ$ and $\theta_\mu(y) = -5.8^\circ$, and the arrival directions determined at ground level are $\theta_e(x) = -13.7^\circ$ and $\theta_e(y) = -7.1^\circ$.

Comparing the middle and the top layers, we can see that about 6–7% of the total events should suffer the influence of soft components and low-energy muons (< 160 MeV). A similar result was obtained in each of the three levels. On the average, the number of fired counters in the top level is about 5% higher than in the middle level. And also, comparing between the middle and the bottom layer, the average number of fired counters in the bottom is about 1.6% higher than in the middle. This probably results from inclined showers, in which soft components can arrive directly in the bottom level from the side without going through the middle level.

From the above examination, the mean number of counters considered as due to the influence of soft components was estimated to be about 5%. Therefore, in the data analysis we decreased the muon density to 95% of the measurement.

3.2. The angular resolution of the arrival direction

The arrival direction of the air shower was determined by two methods, i.e. by the arrival times of electrons (θ_e) and by muons (θ_μ). We compared these two arrival directions with each other.

The arrival direction of muons was measured using the detector M1, and two examples of the observed events are shown in fig. 11. Although there is some small disturbance caused by the soft components, the true arrival direction of the muon can be determined.

In order to estimate the angular resolution of the arrival direction, the following selection conditions were applied to showers observed at ground level:

- a) the electron size is $> 10^5$,
 - b) the angular accuracy of the arrival direction determined by arrival times is less than 1.5° ,
 - c) the zenith angle of the shower is less than 30° ,
 - d) the distance between the shower core and the center of the arrangement at ground level is less than 30 m.
- Also the following selection condition was applied to the measurement underground:
- e) the muon size is > 300 .

At ground level, the arrival direction of an air shower was determined using arrival times measured by scintillation detectors. The accuracy of the arrival direction was determined as the least-squares error, in fitting arrival times to the shower front. The formulae used in the calculation are given in the appendix. The difference of the arrival directions determined with and without taking into account the average shower front curvature, will be examined elsewhere.

The arrival direction of muons has been determined by fitting the positions of fired counters in all three layers to a straight line. The error of the muon arrival direction was calculated by a least-squares fit to the

positions of the fired counters that we considered to be a muon in each three layers, and in the present analysis we used events with an error less than 2.5° . This limit is given by the geometry of the muon detector.

The arrival direction is given in the projection, i.e. $\theta_\mu(x)$ and $\theta_c(x)$ in the X, Z -plane, and $\theta_\mu(y)$ and $\theta_c(y)$ in the Y, Z -plane, respectively (where we take the Z -axis in the vertical).

3.2.1. The angular resolution of the arrival direction determined by muons

The arrival direction of the muon can be determined by connecting the fired counters of the muon detector M1. Since the three levels are separated by 2.5 m and the proportional counter has the cross section of $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$, the muon detector has an angular resolution of 1.1° , for muons going through vertically.

In order to estimate the angular resolution of the arrival direction determined by muons, we chose air showers with two muons in the detector M1. For these showers, the angular deviation $\Delta\theta_\mu$ between the mean arrival direction of two muons and the arrival direction of each muon was calculated. Their distributions are shown in fig. 12 in the form of the projection. The standard deviation is about the same for the above two distributions, and is about 1.5° .

Considering the above results, the angular resolution for a single muon amounts to about 2.1° . Since the muon detector has an angular resolution of 1.1° , the above comparably large value comes from the scattering

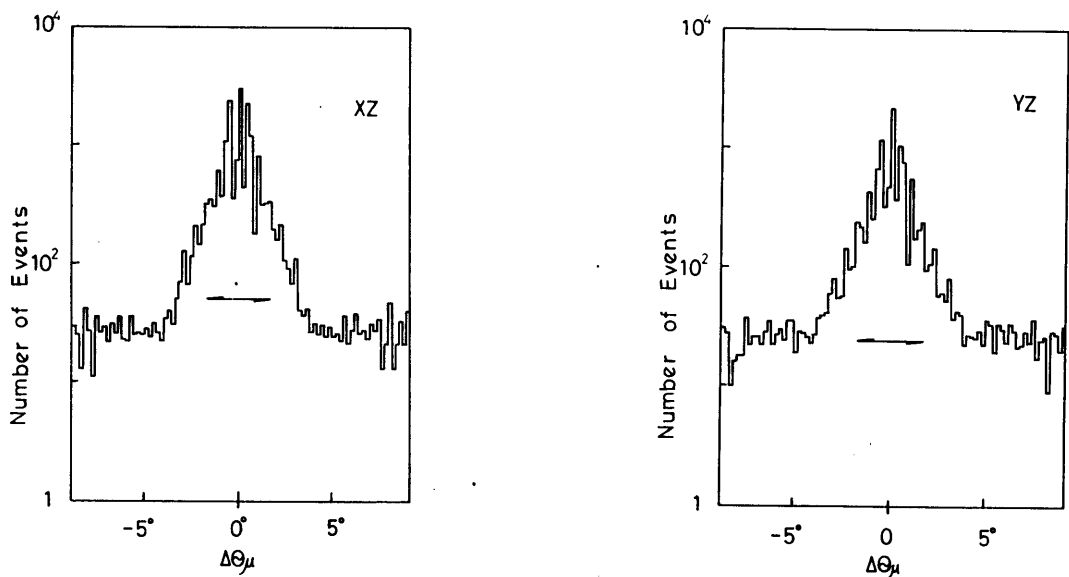


Fig. 12. In case of two muons going through the detector M1, the angular differences ($\Delta\theta_\mu$) between the mean arrival direction and each arrival direction were calculated. The measured distributions are presented in the projections on the X, Z -plane and the Y, Z -plane, respectively.

of the muon in the rock. We will discuss this point in section 4.

3.2.2. The estimation of the angular resolution of the arrival direction determined by electron components

The arrival times were measured by the scintillation detectors located at ground level, and the arrival direction was calculated approximating the shower front by a plane. We are not much concerned about the angular deviation of the arrival direction due to the above approximation, because only air showers with cores within 40 m of the center of the array are selected in the present analysis.

The angular resolution of the arrival direction was expressed by the least-squares error obtained in fitting to the electron arrival times. The distribution of the error is shown in fig. 13 for the age parameter between 0.8 and 1.0. The standard deviation is about 2° , and in the projection it is 1.9° for the X, Z-plane and 0.9° for the Y, Z-plane, respectively. This difference between two projections may come from the asymmetry of the alignment of the detectors located at ground level.

For the air showers obtained in the present trigger condition, the value of the age parameter varies, with a peak at a value of 1.3. Therefore, we analyzed air showers in the following three regions of the age parameter; 0.8–1.0, 1.2–1.4, and 1.5–1.7. In each region, we calculated the angular deviation $\Delta\theta$ between two arrival directions determined at ground level and underground. The angular deviation was calculated in the projection as follows, $\Delta\theta_x = \theta_e(x) - \theta_\mu(x)$, and $\Delta\theta_y = \theta_e(y) - \theta_\mu(y)$, and measured the dispersion, σ_x and σ_y , of $\Delta\theta_x$

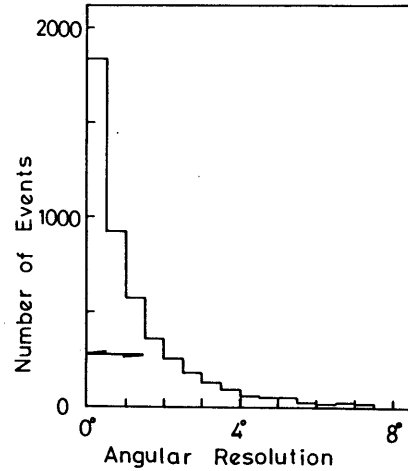


Fig. 13. Distribution of the error in the arrival direction determined at ground level. The error was calculated by fitting arrival times to the shower front, using the least-squares method.

and $\Delta\theta_y$, respectively. The distributions thus obtained are shown in fig. 14 for age parameters of 0.8–1.0. However, the number of muons measured in the detector M1 was limited to be less than five for each shower to allow a clear estimation of the muon direction.

Taking into account the angular accuracy of the muon arrival direction, we estimated the error, $\sigma_e(x)$ and $\sigma_e(y)$, of the arrival direction, $\theta_e(x)$ and $\theta_e(y)$, determined by electron arrival times. The measured errors are shown in fig. 15 as a function of the age

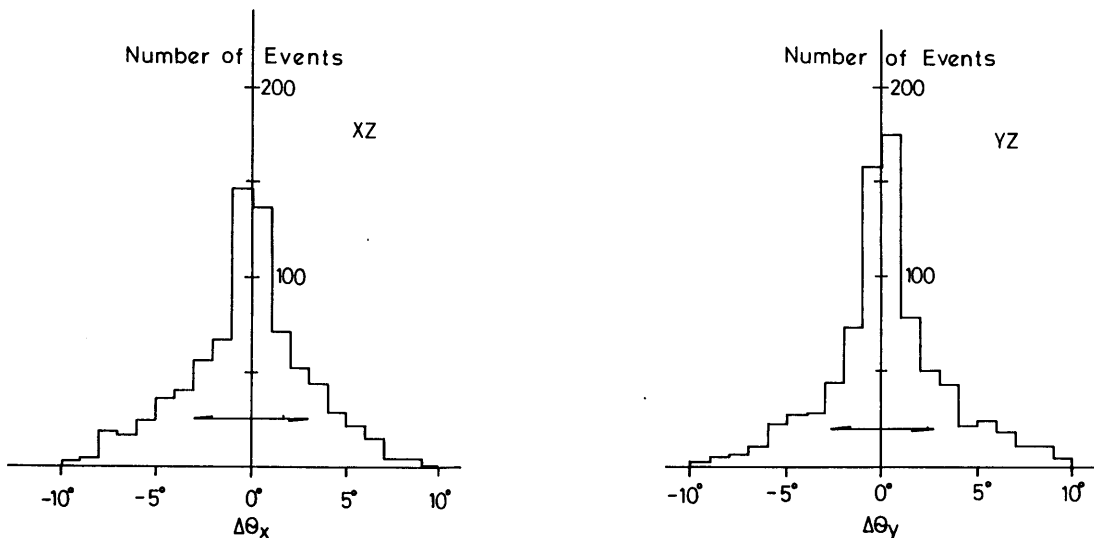


Fig. 14. Distribution of angular differences between two arrival directions, one determined underground, and the other at ground level. The age parameters analyzed here have a value of 0.8–1.0. The measured distributions are presented in the projections on the X, Z-plane and the Y, Z-plane, respectively.

parameter. The errors are given by:

$$\sigma_e(x) = \sqrt{\sigma_x^2 - \sigma_\mu(x)^2},$$

$$\sigma_e(y) = \sqrt{\sigma_y^2 - \sigma_\mu(y)^2}.$$

However, in the present analysis we have taken $\pm 2^\circ$ in the X, Z-plane and $\pm 1.9^\circ$ in the Y, Z-plane as an angular accuracy of muons, taking into account the distribution of the number of muons measured in each three layers.

Taking into account the above muon accuracy including the scattering in the rock, the angular resolution of the arrival direction determined at ground level is $\pm 2^\circ$ for $\theta_e(x)$ and $\pm 1.7^\circ$ for $\theta_e(y)$, at the shower maximum. Also, it increases with the age parameter and amounts to about $\pm 3^\circ$ at about 1.5. As can be seen in fig. 15, the error estimated in the X, Z-plane is larger than that estimated in the Y, Z-plane. This difference could come from the arrangement of scintillation detectors located at ground level. In fig. 15, the angular resolutions determined with arrival times are also presented.

If we observe air showers produced by gamma rays with energies from 10^{15} to 10^{16} eV, the age parameter is considered to be distributed with a mean value of more than 1.3 at sea level. For such showers, the angular resolution of the arrival direction is considered to become about $\pm 2.5^\circ$, if it is determined using the arrival times.

Moreover, we estimated the angular accuracy varying the distance between the shower core and the muon detector M1. However, we could not recognize any

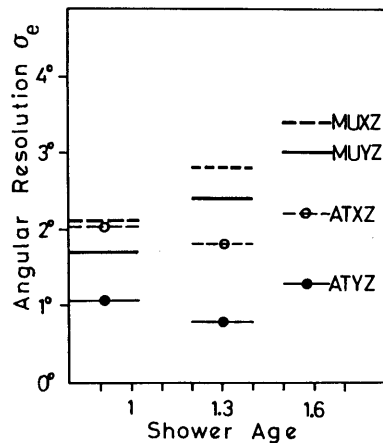


Fig. 15. Dependence of the angular accuracy estimated from the arrival direction determined by muons, on the age parameter. The resolution denoted by MUXZ corresponds to the X, Z-plane and that by MUYZ to the Y, Z-plane. The angular resolutions of the arrival direction determined with arrival times are also presented as ATXZ and ATYZ.

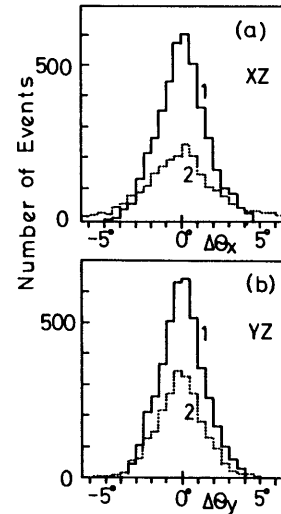


Fig. 16. Distribution of the angular difference between two arrival directions, one determined at ground level and the other underground. Distribution (a) was measured in the X, Z-plane, and (b) in the Y, Z-plane. Histograms shown by 1 and 2 were measured with a zenith angle ranging from 0° to 5° , and from 0° to 15° , respectively.

variation in the angular accuracy of the arrival direction.

As another estimation of the angular accuracy of the arrival direction, we divided air showers according to their zenith angle. As a result, the angular error increases gradually with the zenith angle, with a somewhat similar behaviour to that obtained with increasing the age parameter. As an example, we show two distributions of the error of the arrival direction measured in two regions of the zenith angle: $< 5^\circ$ and $< 15^\circ$ in fig. 16. For the distribution with the zenith angle $< 5^\circ$, the standard deviation corresponds to 3° in the X, Z-plane and 2.8° in the Y, Z-plane, respectively, and with the zenith angle $< 15^\circ$ it amounts to 5° and 3° , respectively.

3.2.3. The plot of the electron size vs the muon size

We can estimate the primary cosmic ray composition by considering the correlation between the electron size and the muon size. In the observation of the super-high-energy gamma rays which has become recently a current major topic in cosmic ray study, we must choose air showers with an extremely small muon size. According to a Monte Carlo simulation, the mean muon size of air showers produced by gamma rays is expected to be about a fifteenth of those produced by protons [6].

In order to carry out this comparison, it is necessary to determine the two sizes with good accuracy. By a Monte Carlo simulation, we estimated the accuracy of the muon size measured by the present muon detectors. The results are shown in fig. 17a, which were calculated

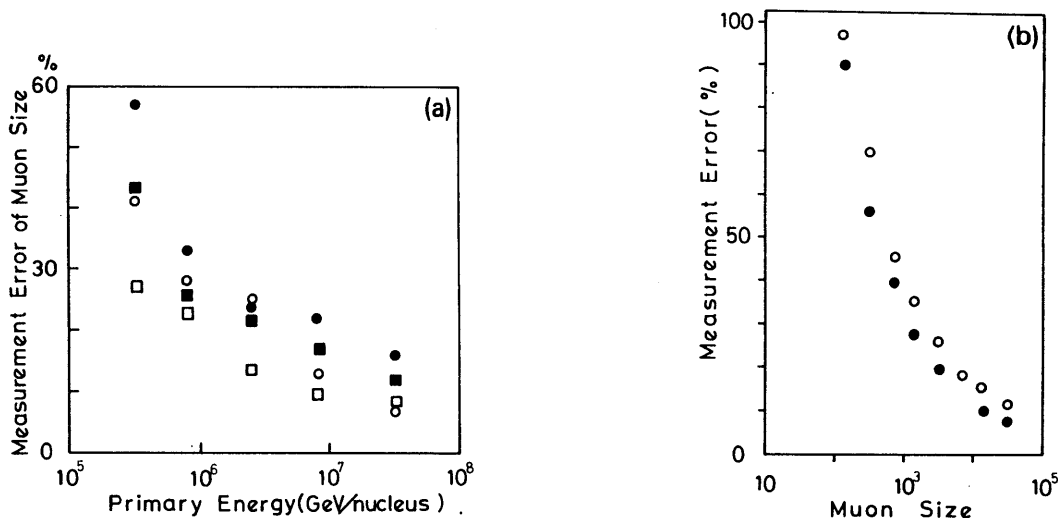


Fig. 17. (a) Measurement error in the muon size calculated by a Monte Carlo simulation. Circles were determined by five muon detectors (M1–M5), and squares were determined by all muon detectors. \circ and \square : assumed primary cosmic ray composition totally consisting of protons, and \bullet and \blacksquare : assumed primary cosmic ray composition totally consisting of iron. (b) Measurement error in the muon size estimated in the Ohya experiment. The closed circles correspond to the muon detectors with an area of 400 m², and the open circles to that with an area of 200 m².

for five muon detectors (M1–M5) and for ten muon detectors (M1–M10). Those are compared with the error of the muon size estimated by the measurement as shown in fig. 17b.

The muon size and the electron size were measured for each air shower, and plotted in fig. 18. We can estimate a primary cosmic ray composition using the measured correlation between the two sizes. As an example, we assume that protons and iron nuclei are the primary cosmic rays which come into the top of the atmosphere and interact with air nuclei, and calculated the correlation between the electron size and the muon size by a Monte Carlo simulation. The results are shown in fig. 19. In the calculation, we have taken into account the exponent of the energy spectrum and accuracies of the measurement of the two sizes. We set the value of the exponent to 2.7 which corresponds to the exponent of the differential energy spectrum of primary cosmic rays. As the error in the measurement of the size, we have taken 30% for electrons, independently of the size, and $84 - 3.9 \ln E$ [%] for muons, where E stands for the primary energy in units of GeV/nucleus.

In the Monte Carlo simulation, we used the scaling interaction model for a nucleon–nucleon interaction and the wounded-nucleon model for a nucleus–nucleus interaction. The mechanism of nuclear fragmentation is formulated according to experimental values of the fragmentation parameters at low energy, and we assumed a primary cosmic ray composition of iron, very heavy, heavy, middle, light, and α nuclei and protons. Also we assumed an increase of the inelastic cross section with energy, $\sigma_{in}(p\text{-air}) = 294(E_0/\text{TeV})^{0.05}$ mb,

where E_0 is the primary energy, and a multiplicity of $1.32 + 0.66 \ln S + 0.177 \ln^2 S$, where S stands for the center-of-mass energy in units of GeV².

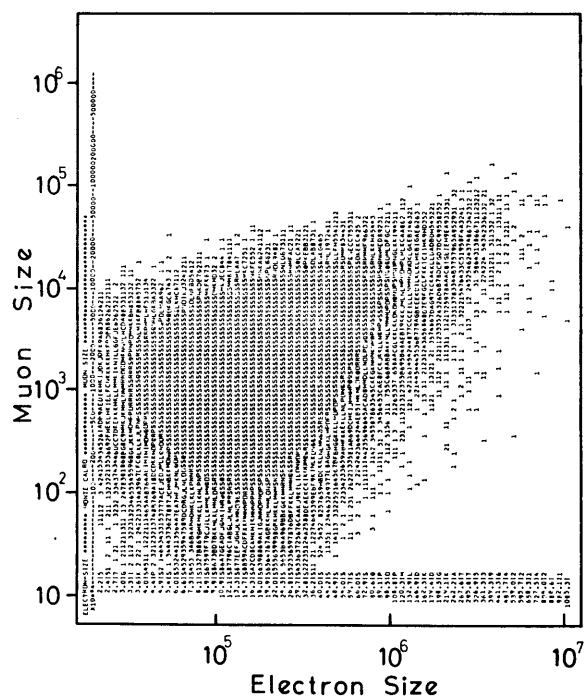


Fig. 18. Measured correlation between the electron size and the muon size in the operation time of about three years. However, in a part of the data the muon size was calculated using five muon detectors (M1–M5).

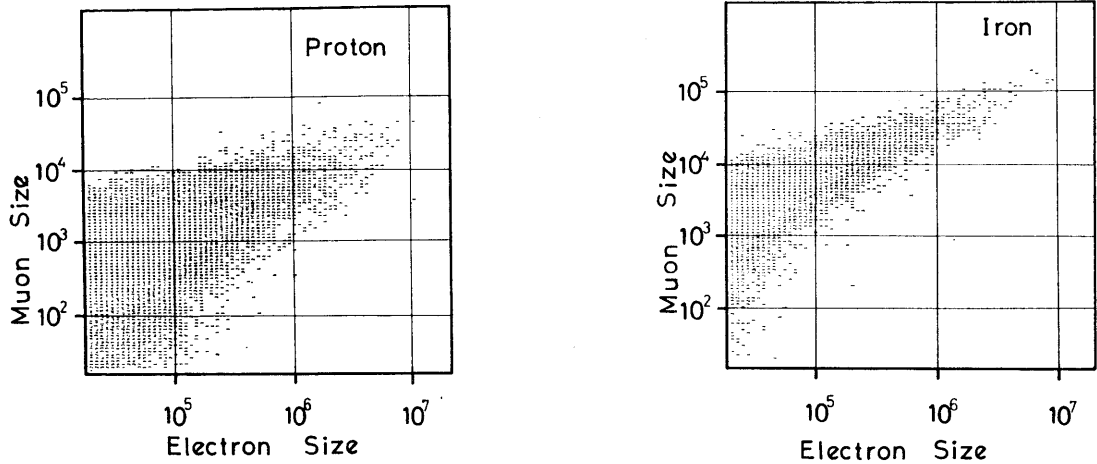


Fig. 19. Correlations between electron size and muon size calculated by a Monte Carlo simulation. Protons and iron were assumed respectively as primary cosmic rays, and air showers were assumed to be observed by the present array.

For electron sizes from 0.7×10^6 to 10^7 , we compare the measured distribution of the muon size with calculated ones, which are presented in fig. 20. If we assume only protons or only iron nuclei as the primary cosmic ray composition, the measured distribution and the mean number of muons cannot be explained well. Thus, we must adopt a primary cosmic ray composition with mixing from protons to iron. A more detailed analysis will be carried out in the future with increased statistics.

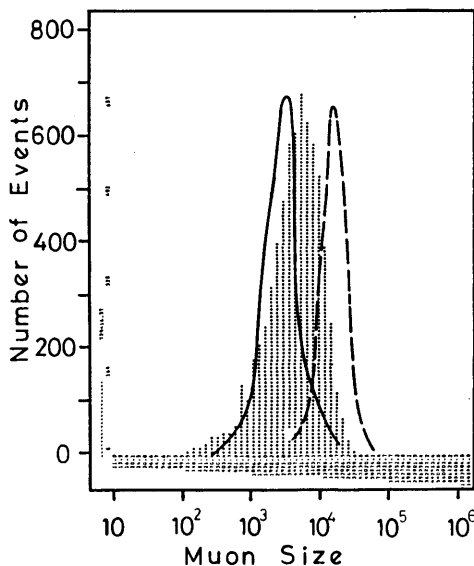


Fig. 20. Muon size distribution measured at an electron size ranging from 7×10^5 to 10^6 . The solid line represents a Monte Carlo simulation for protons, the dashed line represents a Monte Carlo simulation for iron.

The measured electron sizes cover the region 10^5 – 10^7 in the Ohya experiment, and this measurement region includes the energy region of changing spectral slope between 10^{15} and 10^{16} eV, which is sometimes called the “knee”. Thus, we can investigate a primary cosmic ray composition around the “knee”.

4. Discussion

In the present experiment, the angular accuracy of the arrival direction determined at ground level was examined using the arrival direction determined by muons. Here we calculated the expected accuracy of the arrival direction determined by muons. High-energy muons measured in the Ohya experiment are produced in the upper atmosphere and come into the muon detector after going through rock with a thickness of about 33 m. In order to penetrate the detector M1 with six layers, it is necessary to have a muon energy of more than 0.16 GeV after going through the rock. The following processes which make an angular deviation between the direction of the air shower and that of muons were taken into account:

a) Transverse momentum in the production of muons: the angular deviation corresponds to about 0.72° for muons with an energy of about 15.8 GeV at an atmospheric depth of about 100 g/cm^2 .

b) Multiple scattering in the atmosphere: the angular deviation for Coulomb scattering is about 0.4° for an effective muon energy of about 14.9 GeV taking 36 g/cm^2 for the radiation length of the atmosphere.

c) Multiple scattering in the rock: the angular deviation for this process is about 2.4° taking 1.8 for the

density and 26.7 g/cm^2 for the radiation length of Ohya stone.

d) Measurement error in the arrival direction on the muon detector: the angular accuracy is about 1.1° considering that the cross section of the proportional counter is $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ and the spacing between each two layers is 2.5 m.

Taking into account the above four processes, the angular deviation for a single muon amounts to about 2.1° for projection in the X, Z -plane and Y, Z -plane. The expected deviation is in good agreement with the one estimated from the distribution shown in fig. 12.

As the number of muons going through the detector M1 increases, the angular accuracy in the arrival direction determined by muons should improve. However, in this case it is difficult to determine exactly the arrival direction of muons, because of the fairly large cross section of the proportional counter ($10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$), and because of many combinations imitating muons. Therefore, we have limited the number of muons in the detector to less than five.

If we require at least ten scintillation detectors to be fired, the accuracy in the arrival direction determined at ground level should be improved to about 1.5° , and if we arrange the scintillation detectors symmetrically around the center of the array, the accuracy in the arrival direction should also be improved. If we choose muons with higher energy than in the case at present using a magnet spectrometer [7], the angular accuracy in the arrival direction determined by muons should also be improved. If we insert these improvements, we can make a more accurate estimation of the angular resolution.

5. Conclusion

The arrival directions of air showers are usually estimated by dividing the scintillation detectors into two groups according to the "even" number and the "odd" number. In this method, the arrival directions is calculated by using arrival times in each group, and the two derived arrival directions are compared. However, in the present experiment we have estimated the angular accuracy in the arrival direction determined at ground level by comparing it with the arrival direction determined by high-energy muons.

If we observe air showers at the shower maximum, the angular error of the arrival direction amounts to about 2° and it increases with the age parameter to about 3° at an age parameter of about 1.5.

Because of the measured dependence between the angular accuracy and the age parameter, it is desirable to take a window with a half angle of about 3° in the measurement of astronomical gamma rays in the energy range between 10^{15} and 10^{16} eV at sea level.

If soft components such as knock-on electrons are produced in the rock, this may disturb the measurement of the muon density in the detector. However, we conclude it is no problem from the comparison of the number of observed particles in each of the three levels.

The size spectrum and the zenith angle distribution measured in the present experiment are also in good agreement with the expectations. Thus, the experimental arrangements constructed at Ohya are expected to play an important role in the observation of astronomical gamma rays and primary cosmic ray composition. The results will soon be published elsewhere.

Acknowledgements

We would like to express our gratitude to Y. Ikeda, director of the Ikeda Stone Engineering Co. for his kind permission to use the underground space and facilities at Ohya in Utsunomiya City. The authors also wish to thank Y. Hosoya, director of the Ohya Stone Association, and Prof. I. Ohta of the University of Utsunomiya for helpful negotiations concerning the experimental site. Thanks are also given to Dr. P.G. Edwards for his careful reading of the manuscript. Data analysis and Monte Carlo simulations were done with the computer FACOM M780 of the Institute for Nuclear Study, University of Tokyo.

Appendix

Calculation of the arrival direction of an air shower

In the present analysis, the arrival direction of an air shower is determined assuming that the shower front can be approximated by a plane. The method applied in the analysis is the following:

$$z = ax + by + c,$$

where we take a coordinate system on the ground; x is east-west, y is north-south and z is vertical. The zenith angle θ and the azimuth angle ϕ are presented as follows:

$$\tan \theta = (a^2 + b^2)^{1/2}, \quad \cos \theta = (1 + a^2 + b^2)^{-1/2},$$

$$\sin \phi = a(a^2 + b^2)^{-1/2}, \quad \cos \phi = b(a^2 + b^2)^{-1/2},$$

where c is a constant related with the origin of the timing measurement. If we take (x_i, y_i, z_i) as the coordinate of the i th scintillation detector, the effective distance between each detector and the shower front is presented by:

$$l_i = (ax_i + by_i + c - z_i)(1 + a^2 + b^2)^{-1/2}.$$

If we take t_i as the distance given by timing information after correction for the time delay in the cable and the timing coefficient of the TDC, the sum of the squares of the differences between t_i and l_i is given by $\sum(t_i - l_i)^2$. Using this sum, we derive the coefficients a , b and c by the least-squares method. If we introduce a new variable $u_i = \alpha t_i + z_i$, where $\alpha = \sqrt{1 + a^2 + b^2}$, and using the iteration method, the coefficients a , b and c are determined by:

$$\begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} = C \begin{pmatrix} \sum x_i u_i \\ \sum y_i u_i \\ \sum u_i \end{pmatrix},$$

where C is the covariant matrix as given by

$$C = \begin{pmatrix} \sum x_i^2 & \sum x_i y_i & \sum x_i \\ \sum x_i y_i & \sum y_i^2 & \sum y_i \\ \sum x_i & \sum y_i & N \end{pmatrix}.$$

N denotes the number of detectors used in the analysis. The errors σ_a , σ_b and σ_c of the coefficients a , b and c are:

$$\sigma^2 = \sum(u_i - ax_i - by_i - c)^2 / (N - 3),$$

$$\sigma_a^2 = C_{11}\sigma^2,$$

$$\sigma_b^2 = C_{22}\sigma^2,$$

$$\sigma_c^2 = C_{33}\sigma^2.$$

References

- [1] P.N. Bhat, M.R. Raieev, P.V. Ramana Murthy and M.V.S. Rao, Proc. 19th ICRC, La Jolla, 1 (1985) 59.
- [2] F. Halzen, preprint CERN-TH. 4570/86 (CERN, Geneva, 1986);
V.S. Benezinsky, J. Ellis and B.L. Ioffe, Phys. Lett. B172 (1986) 423;
M. Drees, F. Halzen and K. Hikasa, Phys. Rev. D39 (1989) 1310;
J. Collins et al., Phys. Rev. D39 (1989) 1318.
- [3] S.D. Bloomer, J. Linsley and A.A. Watson, J. Phys. G14 (1988) 645.
- [4] T. Stanev and P.K.R. Grieder, Proc. 16th ICRC, Kyoto, 13 (1979) 299.
- [5] O.C. Allkofer, K. Carstensen, and W.D. Dau, Phys. Lett. B36 (1971) 425.
- [6] Y. Muraki, A. Okada and P. Bianco, Proc. 18th ICRC, Bangalore, 7 (1983) 54;
A. Okada and Y. Muraki, Proc. 20th ICRC, Moscow, 6 (1987) 254.
- [7] N. Nii et al., Proc. 19th ICRC, La Jolla, 8 (1985) 16.

OBSERVATIONS OF ULTRA-HIGH-ENERGY PHOTONS FROM CYGNUS X-3

Y. MURAKI AND S. SHIBATA

Solar Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Nagoya, 464-01, Japan

T. AOKI, K. MITSUI, A. OKADA, AND Y. OHASHI

Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, Tanashi, Tokyo, Japan

K. KOBAYAKAWA

College of Liberal Arts, Kobe University, Kobe, Japan

H. KOJIMA

Department of Physics, Fujita Gakuen Health University, Toyoake, Aichi, Japan

T. KITAMURA

Department of Physics, Kinki University, Higashi Osaka, Japan

Y. KATO AND T. TAKAHASHI

Department of Physics, Osaka City University, Osaka, Japan

AND

I. NAKAMURA

Department of Physics, Saitama University, Urawa, Japan

Received 1990 May 22; accepted 1990 November 19

ABSTRACT

Extensive air showers coming from the Cygnus X-3 region are analyzed using the van der Klis & Bonnet-Bidaud ephemeris. A 4.7σ excess has been observed in the phase bin 0.25–0.3. The maximum excess is seen when a muon cut is applied to the showers, which indicates a slightly muon poor property. The flux is estimated to be $(2.7 \pm 0.5) \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for the showers $N_e > 2 \times 10^5$. DC excesses are observed at the time of the radio burst of Cygnus X-3 in 1989 June.

Subject headings: cosmic rays: general — gamma rays: bursts — X-rays: binaries

1. INTRODUCTION

A number of observations of the low-mass X-ray binary system Cygnus X-3 have been made, and recent progress reports on the evidence for emission of TeV and PeV γ -rays from this object can be found elsewhere (Protheroe 1987; Weekes 1988; Fegan 1990). Among them, the results given by the Kiel experiment include the surprising fact that the number of muons involved in the showers induced by (what are believed to be) photons is not as small as expected (Samorski & Stamm 1983). A similar phenomenon has been seen in showers coming from Hercules X-1 (Dingus et al. 1988). This fact, if it is true, is contrary to expectation and also to Monte Carlo results (Okada & Muraki, 1987; Halzen et al. 1990).

Moreover, other experimental results reveal very interesting features of this object: the SAS 2 satellite experiment detected a clear excess of γ -rays from Cygnus X-3 at energies greater than 3.5×10^7 eV (Lamb et al. 1982), while the COS-B experiment showed no effect (Bennett et al. 1977). Also in the PeV region a contradiction exists between experimental results. The Akeno group (Kifune et al. 1986) showed a 2.9σ effect when a muon cut was applied to the data, contrary to the Kiel experimental result. This was the motivation to start the Ōhya air shower experiment; in order to study Cygnus X-3 in a place where large-area muon chambers can be easily installed.

At Ōhya, there is a huge underground room that was made during the quarrying of Ōhya stone (green tuff). The room spreads over an area of $\sim 1 \text{ km}^2$. The underground room used for present experiment is located at a depth of $\sim 33 \text{ m}$ below the surface, and muons with energies greater than 14 GeV can penetrate this overburden. The geometrical latitude is $36^\circ 59' \text{ N}$,

and longitude $139^\circ 84' \text{ E}$ (which is $\sim 100 \text{ km}$ north of Tokyo near Nikko National Park), and the elevation is 149 m above sea level. The detector has operated almost constantly since 1986 January.

In this paper we report the experimental results obtained in 4 years operation with use of this detector of ultra-high-energy showers coming from the direction of Cygnus X-3. After giving a brief description of our detector in § 2, the data reduction process is explained in § 3. The results of phase analysis and a search for a sporadic emission of ultra-high-energy photons from Cygnus X-3 is reported in § 4. Discussions and summary are given in § 5 and § 6. The experiment has been described in detail elsewhere (Mitsui et al. 1990).

2. EXPERIMENTAL ARRANGEMENTS

Ultra-high-energy gamma rays enter the atmosphere and create electromagnetic cascade showers which are detected by the surface detectors. The direction of the gamma rays can be determined by fitting the shower front to the plane, $Z = ax + by + c$. Monte Carlo calculations indicate that the number of muons involved in showers induced by photons is smaller than that of incident proton-initiated showers. Thus a muon chamber is important for detecting cosmic gamma rays.

The number of electrons involved in a shower, the shower size (N_e), is obtained from a fit of the NKG lateral distribution function to the experimental data. The total number of muons, the muon size (N_μ), is given by fitting an empirical function obtained by a Monte Carlo simulation to the data (Mitsui et al. 1990). In order to avoid the effects of fluctuations in the

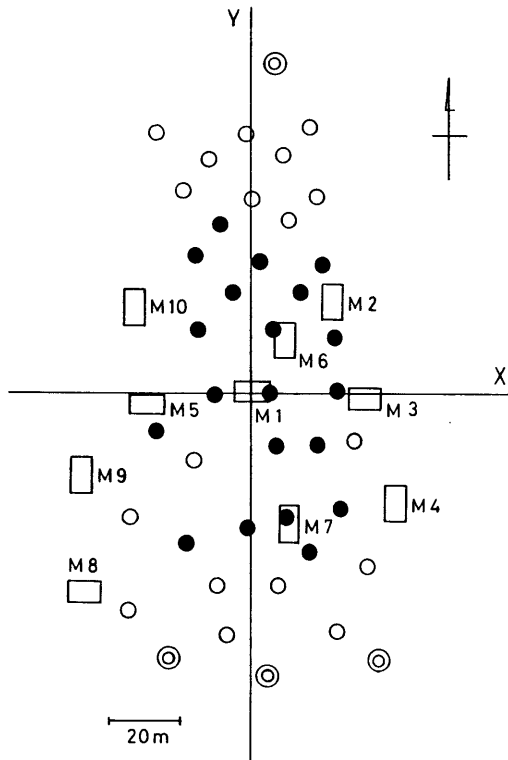


FIG. 1.—The layout of the Ohya experiment. The scintillators marked by filled circles (●) are used for triggering the array, and the scintillators marked by concentric circles (◎) are used only for pulse height measurement. Open rectangles (□) represents the muon chambers.

muon number, we have a huge muon chamber system with an area of 400 m^2 .

The first 24 scintillation detectors were installed in the Ohya region in 1986 January, after 8 months trial operation at the campus of the Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo ($35^\circ 74' \text{ N}$, $139^\circ 54' \text{ E}$, 59 m above sea level). Then a three-layer muon chamber (M1) with each layer of area 38.4 m^2 was constructed in 1986 March. One layer consists of x chambers and perpendicular y chambers. The two layers are separated by a distance of 2.5 m. The central muon chamber (M1) can determine the direction of the incoming muons with an accuracy of 1° . We must take into account an additional 1° due to the multiple Coulomb scattering of the muons.

The incoming direction of the showers measured by the surface electron detector has been compared with the result measured by the muon directional information obtained by the M1 detector. The typical result (1σ) was $|\theta_x^s - \theta_x^e| < 1.7^\circ$ (for N-S plane) and $|\theta_y^s - \theta_y^e| < 2.0^\circ$ (for E-W plane).

From 1986 September, an additional four muon stations (M2–M5) have been installed underground. Each station consists of 48 proportional counters with dimensions of $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm} \times 8 \text{ m}$. Including a supplementary 16 m^2 small muon chamber, the total area of muon chamber was 208 m^2 . We have also installed an additional eight scintillation counters with dimensions of $50 \text{ cm} \times 50 \text{ cm}$. Until 1988 December, the total number of scintillators was 32.

In 1988 December, five additional muon stations were installed to make the total area of muon chambers (M1–M10)

400 m^2 . Eight new scintillation counters have also been added. The muon stations M2–M10 consist of one layer of proportional counters. The effect of the electromagnetic showers induced by muons in the rock does not cause a serious problem in obtaining the number of muons, since we have 10 muon stations. The experimental layout is given in Figure 1, and details are summarized in Table 1. In Figure 2 a schematic view of the Ohya experiment is shown.

The surface electron detector consists of a 0.25 m^2 scintillator and a $2''$ photomultiplier. The H1161 (Hamamatsu) photomultipliers used have a rise time of 2.6 ns and a transit time of 1.1 ns. The angular resolution of the shower detected by the surface array system can be expressed by the χ^2 -value associated with the fitting of the shower front to the plane approximation (for details, see Mitsui et al. 1990). The value turns out to be ~ 1.2 , and this is consistent with the independent measurement obtained by the muon chamber (< 1.7). The result is shown in Figure 3. The photomultiplier can record pulse heights from a single particle (typically $\sim 3 \text{ mV}$) to 1000 particles ($\sim 3 \text{ V}$).

The signals from the scintillator have been sent to ADCs and TDCs passing through delay cables with 100 ns transmission time for ADCs and 300 ns for TDCs. The conversion factor of the TDCs and the pedestal value of the ADCs are checked every 3 months and 1 month, respectively, and the correction has been used for the data analysis. The mean deviation of the TDC conversion factor was 0.22% for a year.

The underground muon station can record the fired channels of the event and send their on/off signal to the surface computer via a 100 m CAMAC bus line, following the trigger signal of the surface shower array, which arrives underground after a 500 ns delay.

The trigger pulse is created whenever six or more central photomultipliers are fired (they are marked by filled circles in Fig. 1). The typical trigger rate for the duration of 1986 January–September was $\sim 20 \text{ hr}^{-1}$, and for the duration of 1986 September–1990 February is $\sim 100 \text{ hr}^{-1}$. The fluctuation of the trigger rate per day was less than a few percent. From 1989 March to July the system has been operated under the condition “any 7” or more. At that time the trigger rate decreased to $\sim 70 \text{ hr}^{-1}$. With the exception of 1987 February, our detector has taken data regularly and stably. In this paper, the results of the data analysis for 1247 days operation will be presented. The corresponding net running time was 1154.65 days.

3. DATA REDUCTION

In this section, detailed processes of the data analysis will be explained. The events which satisfy the following condition have been selected: the number of fired Time Digital Con-

TABLE 1
SUMMARY OF THE RUNNING CONDITIONS OF OHYA EXPERIMENT

Observation Time	Area of Muon Chambers (m^2)	Number of Scintillators (channels)	Effective Area (m^2)
1985 Apr–Dec	none	24	~ 2000
1986 Jan–Feb	none	24	~ 9000
1986 Mar–Aug	38.4	24	~ 9000
1986 Sep–1988 Nov	208	32	~ 10000
1988 Dec–1990 Dec	400	42	~ 10000

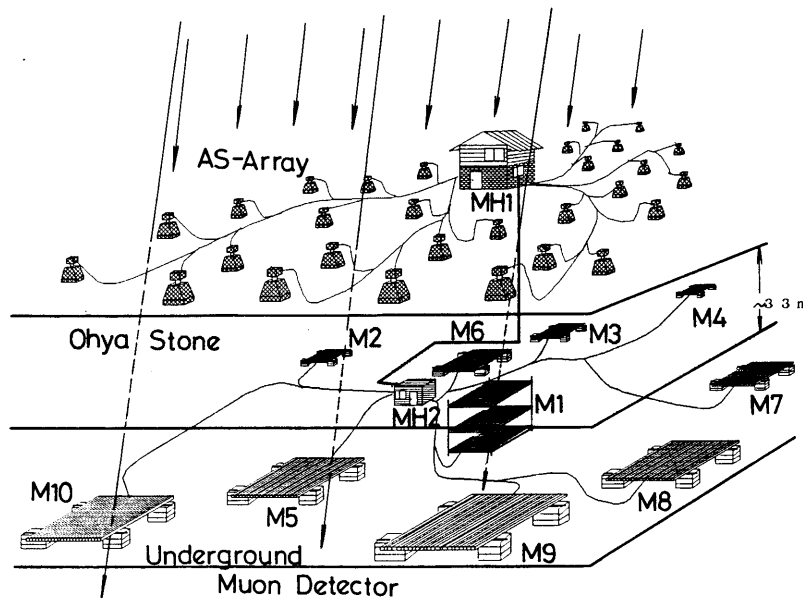


FIG. 2.—A schematic view of the Ohya experiment. The muon chambers are located 33 m underground.

verters (TDC) must be greater than or equal to eight. By this filtering process, only ~9% of the raw data were lost.

All shower arrival times (converted from the TDC values) are fitted to the plane, $Z = ax + by + c$, and the values a , b , and c are determined. Using these a , b , and c , the first approximation to the plane, $Z_1 = ax + by + c$, is defined. The deviations of all the data points (Z_i) from this plane, $|Z_i - Z_1|$, and the standard deviation (σ) (the reduced χ^2 of the fit calculated) are calculated. If the deviation $|Z_i - Z_1|$ exceeds 3σ the point will be rejected from the next step of the data analysis. Again the selected data points (Z_i) have been examined to the projected plane of the inclined showers, and the deviations $|Z_1 - Z_i \alpha|$ are calculated, where α means $(1 + a^2 + b^2)^{1/2}$ and

the zenith angle is $\theta = \arctan(a^2 + b^2)^{1/2}$. Again, any data point which has a deviation exceeding 3σ is removed from the data analysis to obtain the shower direction. We have checked that the above process iterated 3 times is enough to fix the shower plane. Finally the data which satisfy the following four conditions are selected for the next step of the data analysis: (1) data with the zenith angle less than 0.45 radians (or $\leq 25^\circ$), (2) the number of the fired TDCs greater than ≥ 8 , (3) at least four of the ADCs must record the pulse height greater than 1.25 particles and (4) shower size N_e must be larger than 2×10^4 . The rate of events passing through above the criterion turns out to be ~35% of all triggered events. Condition 2 selects good events with high angular resolution, and conditions 3 and 4 reject small showers.

The data selected in this way is then analyzed to find the shower core by moving a trial shower center in 5 m steps and searching for the minimum χ^2 point of the Nishimura-Kamata-Greisen function. The shower size (N_e) has been moved every 20% step of the most probable value of N_e and the age parameter (s) has been changed in 0.1 steps, searching the minimum χ^2 region from $s = 0.3$ (young) to 1.8 (old). We have searched for the shower center in the region of ± 30 m of the value obtained by the first reduction process. This second process takes the most CPU time and the data analysis takes 0.23 s per event using a FACOM M780.

In the next step the data are separated according to their declination to allow point source searches for example $(40.9 \pm 6)^\circ$ (Cygnus X-3) and $(35.4 \pm 6)^\circ$ (Herculis X-1). The phase analysis has been made with use of these reduced data sets. The data are checked by changing the condition of (1) the electron size (N_e), and (2) the muon rate involved in the showers $R_\mu = N_\mu / \langle N_\mu \rangle$. Furthermore (3) the window of the right ascension (R.A.) and declination (δ) has been selected. In this paper, the results using a window size 8° (R.A.) \times 6° (δ) are reported. In case of phase analysis, we have used the events with more than eight useful timing detectors triggered and with the reduced χ^2 of the data points less than 4.0.

In Figure 4 the $N_e - N_\mu$ diagram has been presented. The

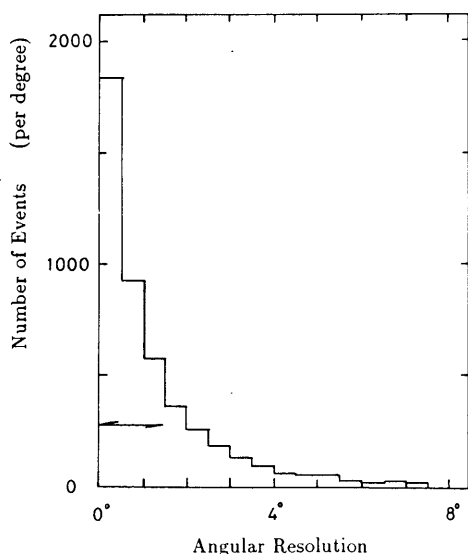


FIG. 3.—The angular resolution of the Ohya detector determined by the surface scintillation counters.

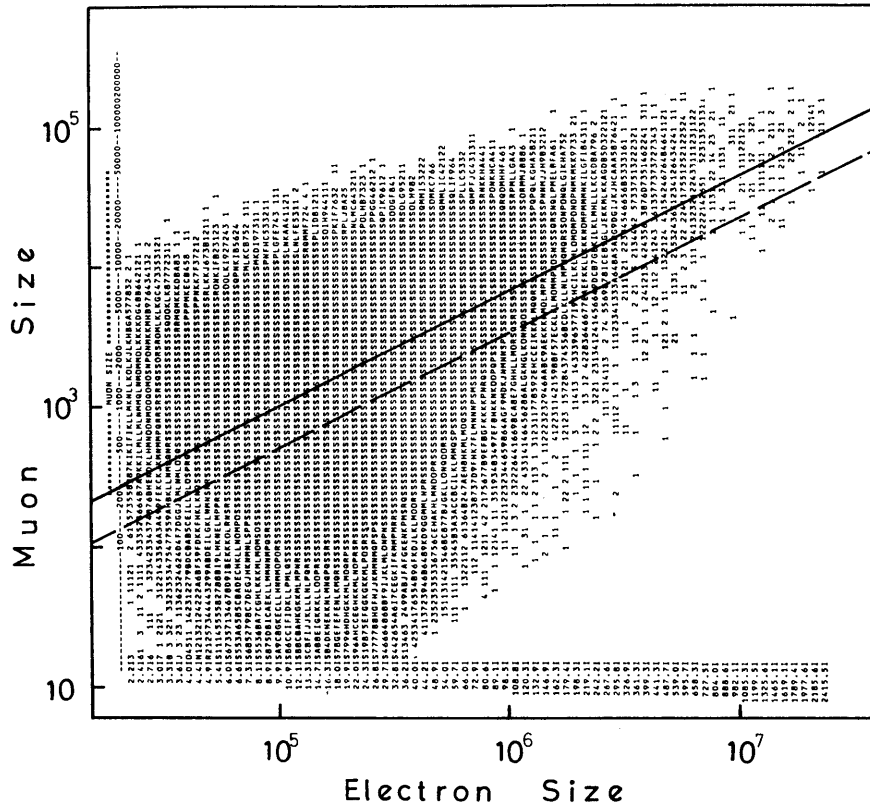


FIG. 4.—The $N_e - N_\mu$ diagram of observed showers. The straight line and dashed line indicate the mean value ($R_\mu = 1.0$) and half of the mean value ($R_\mu = 0.5$), respectively.

average N_μ is given by the equation $\langle N_\mu \rangle = 0.14 \langle N_e \rangle^{0.78}$. The total number of muons has been obtained by fitting the empirical curve, $\rho_\mu(R) = C(R/250 \text{ m})^{-0.75} (1 + R/100 \text{ m})^{-2.5} [\text{m}^{-2}]$, to the data. Our Monte Carlo calculation indicates that the errors associated with the determination of N_μ is $\sim \pm 30\%$ for $N_\mu \approx 10^3$ (Mitsui et al. 1990). The phase analysis has been made using lower half of the data ($R \leq 1.0$) or less muon events ($R_\mu \leq 0.5$). The dashed line in Figure 4 represents $R_\mu \approx 0.5$.

4. EXPERIMENTAL RESULTS

4.1. DC Excess

The event distribution from the declination belt $\delta = (40.9 \pm 3)^\circ$ is shown first in Figure 5 as a function of the right ascension (R.A.). No DC excess is seen at the position corresponding to Cygnus X-3 ($308^\circ, 40^\circ 9'$). Only days with a full 24 hr operation are used. The plot has been obtained when a muon cut is applied, i.e., $R_\mu < 1.0$, together with the selection condition $N_e > 2 \times 10^5$.

4.2. Phase Analysis

Cyg X-3 is a binary system and its orbital phase has been investigated by X-ray astronomers and found to be 4.8 hr. The present authors have examined the data under the condition of $R_\mu < 1.0$ and $N_e > 1 \times 10^5$ with the ephemeris of van der Klis & Bonnet-Bidaud (1981) ($P_0 = 0^d.1996830, \dot{P} = 1.18 \times 10^{-9}$). The resulting light curve is shown in Figure 6. A 4.7σ excess can be seen at phase 0.3. The phase distributions have been given in Figure 7 as a function of the muon cut parameter R_μ .

The highest peak is seen at phase 0.3 down to the muon cut parameter $R_\mu < 0.2$.

As shown in Figure 8, the maximum statistical significance is obtained with a muon cut parameter $R_\mu < 1.0$. Figure 9 represents the phase distribution which has been obtained using the data $R_\mu > 1.0$ and $N_e > 1 \times 10^5$. There is no peak greater than 1.5σ in the plot. The examination of the data has been

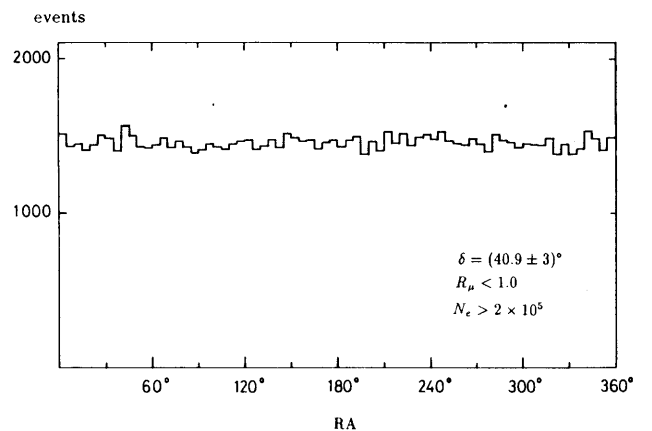


FIG. 5.—The right ascension distribution of the events in the declination region $\delta = (40.9 \pm 3)^\circ$ is presented. No DC excess was seen at the bin of Cygnus X-3. Only events with the size $N_e > 2 \times 10^5$ and muon cut parameter $R_\mu < 1.0$ are selected.

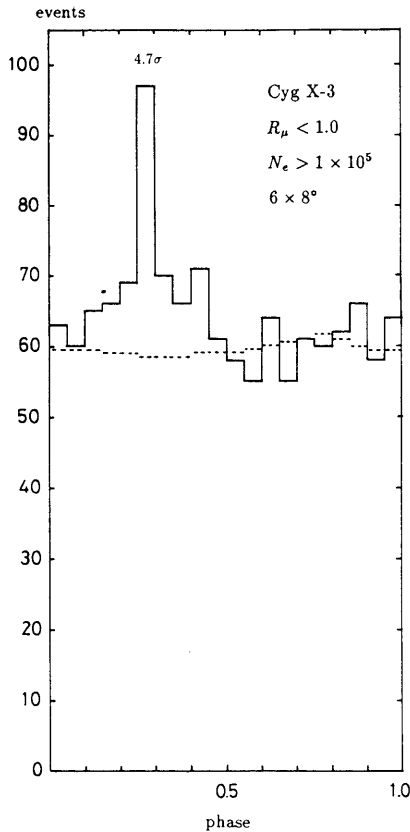


FIG. 6.—The showers with size $N_e > 1 \times 10^5$ and $R_\mu < 1.0$ from the direction of Cygnus X-3 in the window $6^\circ(\delta) \times 8^\circ(\text{R.A.})$ are plotted by phase, using the van der Klis & Bonnet-Bidaud ephemeris. A 4.7σ peak is seen at the phase 0.3. The dashed line indicates the background expected for the overall observation time.

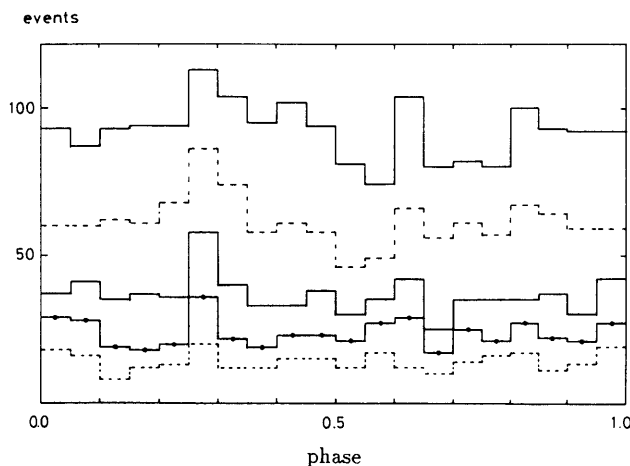


FIG. 7.—The 4.8 hr modulation has been investigated as a function of the muon cutoff parameter R_μ . The 1981 van der Klis & Bonnet-Bidaud ephemeris was used to plot the showers with size $N_e > 1 \times 10^5$ from the direction of Cygnus X-3 in the window $6^\circ(\delta) \times 8^\circ(\text{R.A.})$. The solid line, dashed line, thick solid line, line with circles, and short-dashed line correspond to the muon cut parameter $R_\mu < 5, < 1, < 0.5, < 0.33, < 0.2$, respectively.

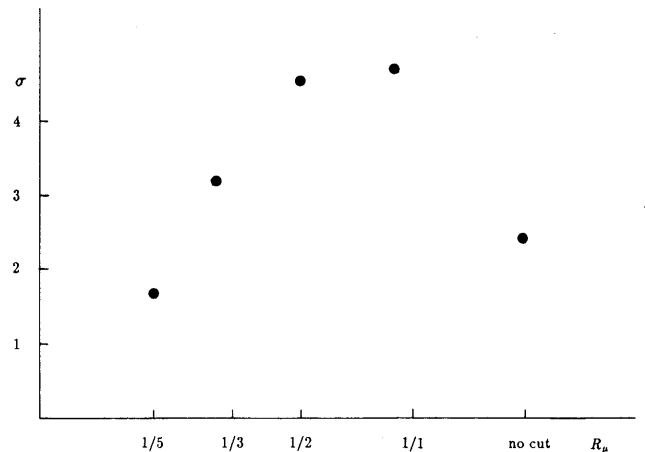


FIG. 8.—The statistical significance of the excess in the phase bin 0.25–0.30 to the data with $N_e > 1 \times 10^5$ is plotted as a function of muon cut parameter R_μ . The 1981 van der Klis & Bonnet-Bidaud ephemeris was used with $\dot{P} = 1.18 \times 10^{-9}$. No cut implies that muon cut was not applied to the data.

extended using the recent parabolic ephemeris of van der Klis & Bonnet-Bidaud (1989). As shown in Figure 10, the highest peak at phase 0.275 which was obtained with the ephemeris of van der Klis & Bonnet-Bidaud (1981) has spread to the next bin, and a 3.7σ excess is seen in the 0.275–0.350 phase bin. Figure 11 shows the phase distribution resulting from an examination using the cubic ephemeris of van der Klis & Bonnet-Bidaud (1989) ($\dot{P} = 2.18 \times 10^{-9}$ and $\ddot{P} = -4.38 \times 10^{-13} \text{ d}^{-1}$). The statistical significance of the excess was slightly enhanced in the 0.325–0.425 phase bin; it was 3.9σ .

The authors have examined the data under the condition $R_\mu < 1.0$ and $N_e > 1 \times 10^5$ by changing the period derivative, \dot{P} , from $\dot{P} = 0.90 \times 10^{-9}$ to 3.25×10^{-9} with a fixed period of $P_0 = 0^d.1996830$. The highest statistical significance was obtained by using a period derivative $\dot{P} = (1.33 \pm 0.01) \times 10^{-9}$ and was 5.7σ at a phase orbital of 0.2125. The resulting orbital phase plot is shown in Figure 12. The period derivative \dot{P} derived by our analysis indicates a higher value than the one recently published by van der Klis & Bonnet-Bidaud (1989) ($\dot{P} = 0.904 \times 10^{-9}$).

Figure 13 shows the same phase analysis result but for the off-source data. The data in the region of right ascension $302^\circ 0' - 314^\circ 0'$ are removed from the off-source phase analysis. There is no peak greater than 1.8σ in the phase plot. The

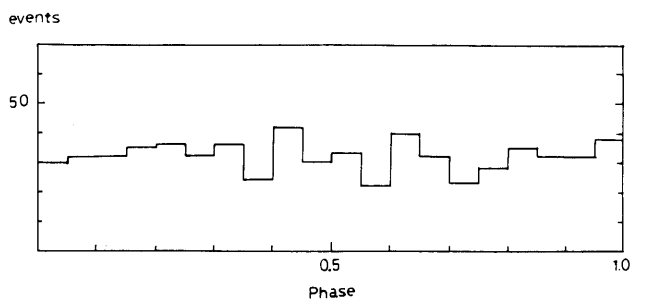


FIG. 9.—The 4.8 hr phase distribution of the showers with size $N_e > 1 \times 10^5$ and $R_\mu > 1.0$ from the direction of Cygnus X-3 in the window $6^\circ(\delta) \times 8^\circ(\text{R.A.})$. No clear peak is seen larger than 1.5σ . The 1981 van der Klis & Bonnet-Bidaud ephemeris with $P_0 = 0^d.1996830$ and $\dot{P} = 1.18 \times 10^{-9}$ was used.

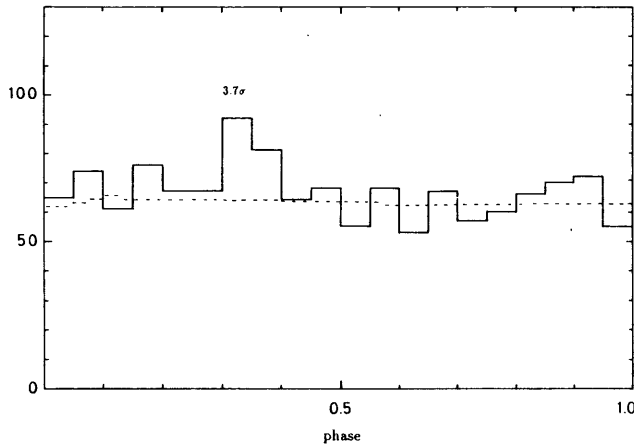


FIG. 10.—The 4.8 hr phase distribution examined by the 1989 parabolic ephemeris of van der Klis and Bonnet-Bidaud with $P_0 = 0^d19968354$ and $\dot{P} = 0.904 \times 10^{-9}$. The dashed line shows the observing efficiency expected from the running conditions. The analysis was made of the data with size $N_e > 1 \times 10^5$ from the direction of Cygnus X-3 in the window $6^\circ(\delta) \times 8^\circ(\text{R.A.})$. A 3.7σ excess is seen in the 0.275–0.350 phase bin.

excess of the events in the 0.25–0.30 phase bin has been examined in all data sets for off-source regions along the source declination band $\delta = (40.9 \pm 3)^\circ$. As shown in Figure 14, the maximum excess can be seen at the on-source region with the ephemeris of van der Klis & Bonnet-Bidaud (1981).

4.3. Transient Emission Associated with Radio Burst

High-energy showers have been observed associated with the radio burst of 1985 October (Alexeenko et al. 1987). The delay of the ultra-high-energy events was explained by Berezhinsky (1988) as a characteristic of the hot plasma of the accretion disk. On 1989 June 2 a strong radio burst was observed

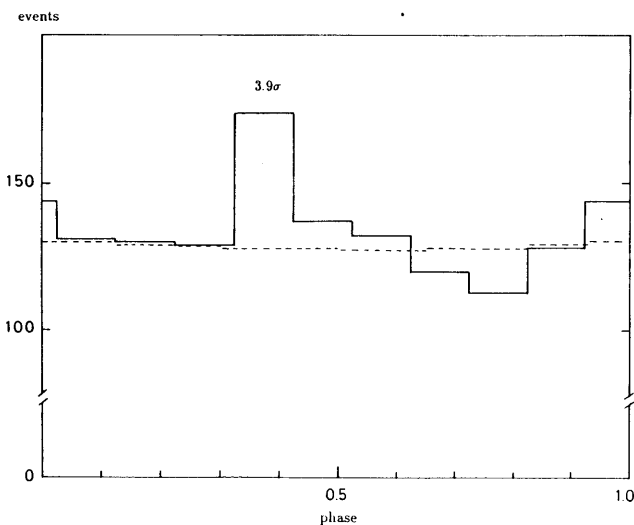


FIG. 11.—The 4.8 hr phase distribution obtained using the 1989 cubic ephemeris of van der Klis & Bonnet-Bidaud with $P_0 = 0^d19968196$, $\dot{P} = 2.18 \times 10^{-9}$ and $\ddot{P} = -4.38 \times 10^{-13} \text{ d}^{-1}$. The dashed line shows the observing efficiency expected from the running conditions. The data analysis was made of the showers with $N_e > 1 \times 10^5$, $R_\mu < 1.0$ in the window of $6^\circ(\delta) \times 8^\circ(\text{R.A.})$. A 3.9σ excess was seen in the 0.325–0.425 phase bin.

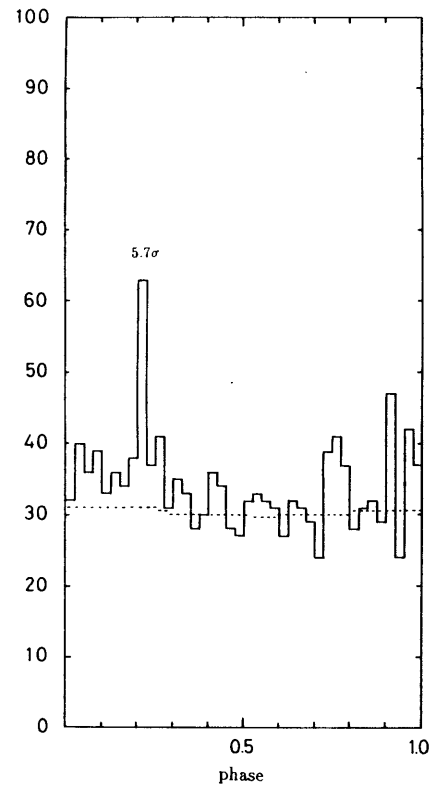


FIG. 12.—The highest statistical significance 5.7σ was obtained for the showers with size $N_e > 1 \times 10^5$ and $R_\mu < 1.0$ in the window $6^\circ(\delta) \times 8^\circ(\text{R.A.})$ from the direction of Cygnus X-3 using $P_0 = 0^d1996830$ and $\dot{P} = 1.33 \times 10^{-9}$. The dashed line shows the observing efficiency expected from the running conditions. The deviation of each bin from the dashed line (without including the highest bin of 0.20–0.225) can be fitted very well to the Gaussian distribution and the value of the reduced χ^2 turns out to be 0.54 for 21 degrees of freedom.

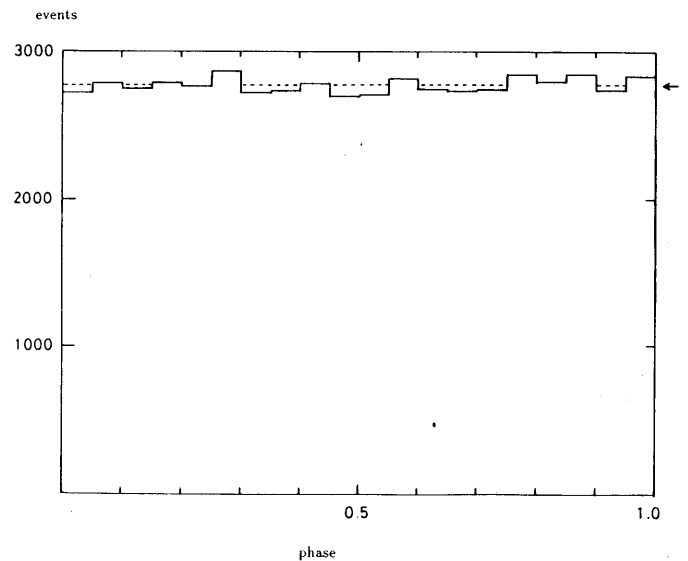


FIG. 13.—Phase analysis of off-source events with $\delta = (40.9 \pm 3)^\circ$, (R.A. = $0^h0-30^m20^s$ or 314^m0-360^m0), $N_e > 1 \times 10^5$ and $R_\mu < 1.0$. No peak larger than 1.8σ is seen. The mean value (2776 events) is shown by the dashed line.

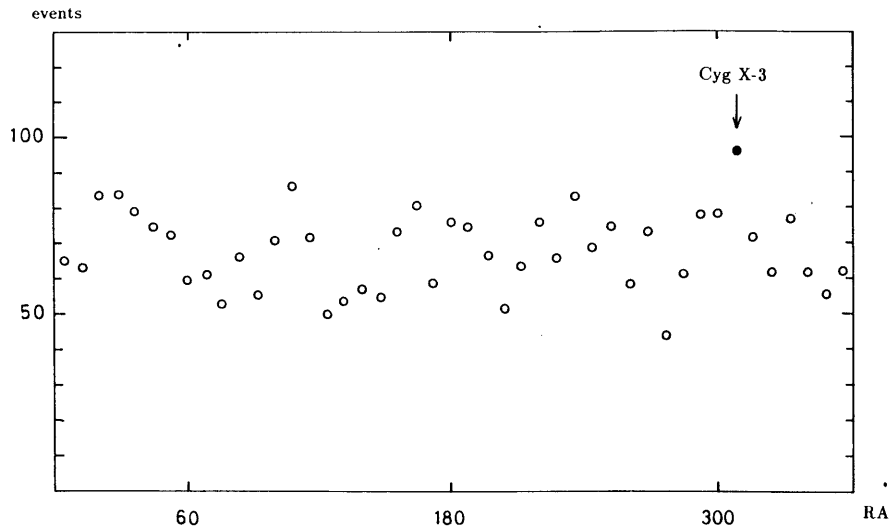


FIG. 14.—The excess of the events at the bin of the phase 0.25–0.3 for the 1981 van der Klis & Bonner-Bidaud ephemeris has been examined in all data sets for off-source region along the source declination band ($\delta = 40:9 \pm 3^\circ$). The data analysis was made of the showers with $N_s > 1 \times 10^5$ and $R_s < 1.0$. The R.A. was stepped every 8° . The maximum excess can be seen at the on-source region (filled circle; ●).

from Cygnus X-3 which continued for almost 2 weeks, and a second burst was observed on July 20, which also continued for nearly 2 weeks (Walter et al. 1989). We have investigated the transient emission of the ultra-high-energy photons at this time, and we have observed two candidate times: around 19 UT of May 27 and June 16. The statistical significances were 4.7σ and 3.4σ , respectively for the 4.8 hr observation on these days. The events were slightly muonless. The fluctuation probability that such daily excesses occur within the duration of radio burst (30 days) is 2×10^{-10} (6.3σ). It is interesting to know that the Utah-Michigan group report they have found significant rate enhancements before 1989 June 2: May 31.6 (2.7σ for 2.4 h duration) and May 28.42 (3.0σ for 14.4 minutes duration) (Ciampa et al. 1990).

5. RESULTS AND DISCUSSIONS

In order to demonstrate that the 0.275 phase excess is not due to sidereal time effects ($0^d1994539$) or antisidereal time effects ($0^d2005491$), the period P_0 has been moved from $0^d1994500$ to $0^d2005600$ in $0^d000002$ steps and the χ^2 distribution obtained to the uniform distribution on the phase plot. In between $0^d199474$ and 0^d20040 , our data has suffered no sidereal time effect or antisidereal time effect, as expected for long (4 yr) data sets.

The results of phase analyses of individual years is shown in Figure 15. It is interesting to note that the highest peak is seen at 0.3 in the years 1986 and 1987, but in the year of 1987 and 1988, the peak has been observed also at 0.8. We have exam-

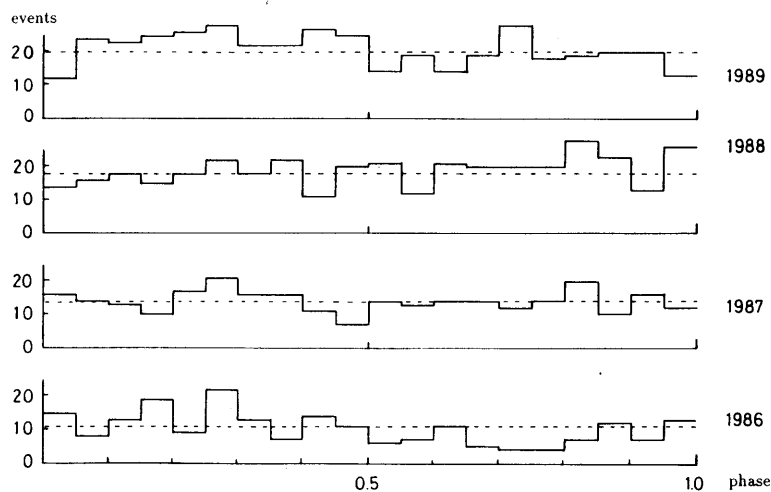


FIG. 15.—The phase plot for each year is shown for the ephemeris of 1981 van der Klis & Bonnet-Bidaud (1981) with $R_s < 1.0$ and $N_s > 1 \times 10^5$. The dashed lines indicate the observing efficiency expected from the running conditions. The showers from the direction of Cygnus X-3 in the window $\pm 3^\circ(\delta) \times \pm 6^\circ(\text{R.A.})$ were selected.

ined whether such an effect of the phase plot may be due to simple observation effect using the Monte Carlo method, taking account of the zenith angle distribution of the showers and the observation time of each day. Since the 4.8 hr periodicity is nearly one-fifth of a solar day, there is a possibility that such an effect may arise from such a simple observation effect. The observing efficiency overall, and for each year, is shown in Figures 6 and 15 by a dashed line.

In order to obtain the overall flux of the high-energy photons from Cygnus X-3, events, cores contained within a radius $r < 30$ m from the center of the array have been selected. The observation time has been estimated by the Monte Carlo method, taking account of the zenith angle distribution of the showers coming from the phase between 0.25–0.30 and the dead time of the detector. The average background (60.0 events) has been subtracted from the number of events at the bin of 0.25–0.30 and the number of excess events (37) obtained. The flux has been obtained by dividing the number of events by the observation time ($1154^d65 = 9.98 \times 10^7$ s) and the area [$\pi \times (30 \text{ m})^2 = 2.83 \times 10^7 \text{ cm}^2$]. Here the detection efficiency of Cygnus X-3 per day is estimated as 18%. The restriction $r < 30$ m reduces the number of showers by $\sim 46\%$, and the event rate of showers with $N_e > 2 \times 10^5$ is $\sim 80\%$ of the event rate of showers with $N_e > 1 \times 10^5$.

The time-averaged flux, obtained from consideration of all these efficiencies, is $(2.7 \pm 0.5) \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for the showers $N_e > 2 \times 10^5$, corresponding to a primary photon energy

$$E_\gamma \approx 1000 \text{ TeV} [2.7 \times 10^{-14} = 37 \times 0.46 \times 0.80 \\ \times (9.98 \times 10^7 \times 0.18 \times 2.83 \times 10^7)^{-1}].$$

In order to avoid the uncertainties of effective area and effective energy threshold of the array, Protheroe (1987) has proposed using the equation

$$F_\gamma(>E) = a_\gamma a_\Omega \Omega_s I_{\text{CR}}(>E) [(N - B) \pm \sqrt{N}] / B,$$

where I_{CR} implies the integral flux of cosmic rays and for our experiment $I_{\text{CR}} = (5.2 \pm 1.5) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ for $N_e > 2 \times 10^5$. Here Ω_s is the solid angle of the source acceptance, a_Ω is the probability to see γ -rays outside of Ω_s , and a_γ is the detector efficiency for γ -rays. Our estimate, based on the data of Figure 3, is $a_\Omega = 1.5$, and the detector efficiency a_γ is calculated as (0.74 ± 0.08) using the data of Fig. 7. In this way, we have obtained a value of $F_\gamma(E > 1000 \text{ TeV}) = (4.9 \pm 1.7) \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for the showers $N_e > 2 \times 10^5$, which agrees with the previous value $(2.7 \pm 0.5) \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ within experimental errors. These results coincide well with the early

observations of Cygnus X-3 by Lloyd-Evans et al. (1983) and suggest no decrease of the flux year after year (Bhat et al. 1986).

6. SUMMARY

Investigation of ultra-high-energy photons from Cygnus X-3 has been made with use of the Ohya PeV air shower array from 1986 January to 1990 February. The results are summarized as follows:

1. A 4.7σ excess has been found at the phase bin 0.25–0.3 when the van der Klis & Bonnet-Bidaud ephemeris is used for the phase analysis. Observations of an excess at this phase have already been reported by many authors (Samorski & Stamm 1983; Nespor et al. 1979; Lloyd-Evans et al. 1983). These reports were made based on different ephemerides, but the resulting phases were actually not very different between 1974 and 1982 (for details, see Protheroe 1987).
2. The same phase analyses have been made for off-source regions in the declination band $\delta = (40^\circ 9 \pm 3^\circ)$, and the phase bin 0.25–0.3 examined. The most prominent point is seen at the region of Cygnus X-3, R.A. = $(308^\circ \pm 4^\circ)$.
3. The flux of the gamma rays from Cygnus X-3 has been estimated to be $(2.7 \pm 0.5) \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for showers with $N_e > 2 \times 10^5$.
4. The results of the Ohya air shower detector with 400 m² muon chamber on Cygnus X-3 indicate that the showers coming from the region of Cygnus X-3 are slightly muon poor.
5. The Ohya air shower array has observed DC daily excesses in the duration of the radio burst in 1989 June. The probability of such an observation arising from statistical fluctuations is very small; less than 2×10^{-10} (6.3σ). Observations of Cygnus X-3 with larger muon detectors (say $\geq 10,000$ m²) and larger surface arrays will bring us very interesting results in the future.

The authors express their sincere thanks to Y. Ikeda, the director of Ikeda Stone Engineering Co., for his kind permission to use the underground room for this experiment. We thank I. Ōhta of the University of Tsunomiya who has helped in our negotiations to use the surface and underground regions for this experiment. We also acknowledge S. Higashi, Y. Kamiya, Y. Minorikawa, and K. Mizutani for their support of the present experiment, and also S. Hayakawa and P. Edwards for their careful reading of this manuscript and valuable discussions. The authors thank H. Satake and S. Demura for preparing manuscripts. Data analysis and Monte Carlo simulations were done with use of the FACOM M780 computer of the Institute for Nuclear Study, University of Tokyo.

REFERENCES

- Alexeenko, V. V., et al. 1987, Proc. 20th Internat. Cosmic Ray Conf. (Moscow), 1, 219
- Bennett, K., Bignami, G., Hermsen, W., Mayer-Hasselwander, H. A., Paul, J. A., & Scarsi, L. 1977, A&A, 59, 273
- Berezinsky, V. S. 1988, Nature, 334, 506
- Bhat, C. L., Rannot, R. C., Rawat, H. S., Razdan, H., Sanecha, V. K., & Sapru, S. L. 1986, ApJ 306, 587
- Ciampa, D., et al. 1990, Proc. 21st Internat. Cosmic Ray Conf. (Adelaide), 2, 35
- Dingus, B. L., et al. 1988, Phys. Rev. Letters, 61, 1906
- Fegan, D. J. 1990, Proc. 21st Internat. Cosmic Ray Conf. (Adelaide), 11, 23
- Halzen, F., Stanev, T., Zas, E., & Gaisser, T. K. 1990, Proc. 21st Internat. Cosmic Ray Conf. (Adelaide), 9, 142
- Kifune, T., et al. 1986, ApJ, 301, 230
- Lamb, R. C., Godfrey, C. P., Wheaton, W. A., & Tümer, T. 1982, Nature, 296, 543
- Lloyd-Evans, J., Coy, R. N., Lambert, A., Lapikens, J., Patel, M., Reid, R. J. O., & Watson, A. A. 1983, Nature, 305, 784
- Mitsui, K., et al. 1990, Nucl. Instr. Meth., A290, 565
- Nespor, Yu. I., Stephanian, A. A., Fomin, V. P., Gerasimov, S. A., Vladimirsky, B. M., & Ziskin, Yu. L. 1979, Ap. Space Sci., 61, 349
- Okada, A., & Muraki, Y. 1983, Proc. 18th Internat. Cosmic Ray Conf. (Bangalore), 7, 54
- . 1987, Proc. 20th Internat. Cosmic Ray Conf. (Moscow), 6, 245
- Protheroe, R. J. 1987, Proc. 20th Internat. Cosmic Ray Conf. (Moscow), 8, 21
- Samorski, M., & Stamm, W. 1983, ApJ 268, L17
- van der Klis, M., & Bonnet-Bidaud, J. M. 1981, A&A, 95, L5
- . 1989, A&A, 214, 203
- Walter, E. B., Fiedler, R. L., & Johnston, K. J. 1989, IAU Circ., No. 4798
- Weekes, T. C. 1988, Phys. Repts., 160, 1