

# 博士論文

深海ニュートリノ実験における光検出器の開発  
および AGN 探索のシミュレーション研究

松本隆行

平成9年



## 要旨

現在、光学観測や  $\gamma$ -線観測などにより高エネルギー天体の存在が明らかとなっている。しかしながら、特に  $\gamma$ -線生成のメカニズムについて、電子起源なのか陽子起源なのかに対する確固たるモデルはない。ここで、高エネルギーニュートリノによる観測が実現されればこの問題に対する解の方向性を与え得るものとなる。

現実には、深海底を利用した高エネルギーニュートリノ検出計画が存在し、DUMAND (Deep Underwater Muon And Neutrino Detection) と呼ばれる計画がある。そこで用いられる光検出器と呼ばれる測定器を開発した。これは、ニュートリノが海水中の核子と衝突して生成されたミュオンの発するチェレンコフ光を感知する検出器であり、耐圧容器中に収められた浜松ホトニクス社製の 15 インチ光電子増倍管をベースに構成されている。この光検出器から得られるチェレンコフ光の到達時刻と光量から、ミュオンの飛跡が立体再構成される。48 V 10 W の電力で動作し、リモートコントロールや自動運転、光電子増倍管からの出力信号の変換を行なう。また、深海底におけるチェレンコフ光検出に十分な性能を有しており、 $35 \text{ photon/m}^2$  という微弱な光を感知し (波長 410 nm の光に対する有効面積はおよそ  $320 \text{ m}^2$  ),  $1 \text{ pe}$  の光に対しておよそ 6 ns という時間分解能 (FWHM) を持つ。

1993 年 12 月、この検出器を実際に深海底に設置し動作させた。検出器設置は問題なく遂行され、光検出器の正常動作も確認された。同時に深海底におけるバックグラウンドに関するデータを収集し、 $^{40}\text{K}$  や発光微生物についての情報を得た。 $^{40}\text{K}$  による計数はおよそ 40 ~ 80 kHz であり、これまでの評価と一致している。

以上の結果を踏まえ、モンテカルロシミュレーションにより DUMAND 検出器の性能を調べ、実際に、 $\gamma$ -線観測により確認されている点源について、そこからのニュートリノ期待数、および検出予想数を評価した。結果、最もフラックスの強い点源である 3C279 からは、年間最大 3.5 イベント期待され、これに対して大気ニュートリノによるバックグラウンドは年間およそ 1 イベントであり、すなわち、3 年の観測によれば  $3\sigma$  で認知可能である。また、点源の総和では年間 96 イベントのバックグラウンドに対し、平均 42 イベント ( $6\sigma$ ) の信号が期待される。

以上、検出器製作・設置など技術的側面とシミュレーションによる評価から、深海底におけるニュートリノ検出による点源探索は十分実現可能であることが確認された。

## 謝辞

本研究に関わることができたことを真に幸せに思います。この数年間で得た経験は誠に希有であります。実際に実験現場に赴き、海外の研究者とともに議論し、一つのものを創り上げることができたことは何事にもかえ難く、貴重なものでありました。私に広い視野と深い洞察力だけでなく、多くの良き思い出を与えてくれたことは疑いようありません。

本研究の機会を与えて下さった東北大学の山口 晃 教授に深く感謝いたします。先生の熱心な御指導と強い励ましのお陰で本研究を仕上げることができました。

また、田中 昌 東北大学名誉教授、鈴木 厚人 教授、阿部 浩也 助教授、末包 文彦 助教授、白井 淳平 助教授、林野 友紀 助手、長嶺 忠 助手、長谷川 琢哉 助手、そして東京大学宇宙線研究所の大橋 陽三 氏、岡田 淳 氏、ハワイ大学の松野 茂信 氏におかれましては、研究全般にわたり数多くの貴重な御意見や御指導を賜りました。また、幾度か壁にぶちあたった際において、その度に多大なる励ましと貴重な助言を頂きました。こうして本研究をまとめあげることができたのは、このような援助あってのことです。この場を借りて深く感謝いたします。

東北大学の高山 知明 氏、花田 博満 氏、および東京大学宇宙線研究所の青木 利文 氏には、検出器開発にあたり多大なる御協力を得られましたことを感謝いたします。

玉江 京子 女史には、計算機関連の部分において大変お世話になりました。改めてお礼を申し上げます。

東北大学泡箱写真解析施設の同僚である、諸先輩方、根市 一志 氏、同僚であった 栗木 雅夫君、成田 晋也 君、川崎 裕之 君、古賀 真之 君、畠山 衆一郎 君、そして、後輩達には励ましや協力を頂き、また議論の相手となってくれたことに感謝いたします。有意義で楽しい時期を過ごすことができました。ほんとうに有り難うございました。

東北大学泡箱写真解析施設の技官の方々、事務の皆様にはお世話になり、ありがとうございました。

本研究は、ハワイ大学を中心とした国際的な共同実験であります。非常にエキサイティングで夢がある DUMAND 計画に共に携わってきた同僚、DUMAND Collaboration に感謝いたします。特に、共同研究者の同僚であるハワイ大学の J.G. Learned 教授、V.J. Stenger

教授、S. Olsen 教授、Jeffery W. Bolesta、C.H. Wiebusch、そして近藤 伸二 博士、におかれましては、ハワイ大学滞在中の生活を、研究の内外において有意義なものにして頂きました。ありがとうございます。

DUMAND は、高エネルギーニュートリノ物理学における先駆的な実験であり、1993 年に行なわれた検出器設置は、高エネルギーニュートリノ検出実験にとって歴史的な一歩であります。そして、この一大作業は Thomas G. Thompson (University of Washington) の船長をはじめ乗組員の協力なくしては決して成功しえなかったものであります。彼等と共にこの歴史的な作業に遂行できたことを誇りに思います。

最後に、長い間私を支えてきてくれた家族に深く感謝いたします。

平成9年6月25日

# 目次

<b>1 Introduction</b>	<b>13</b>
<b>2 ニュートリノ天文学</b>	<b>17</b>
2.1 高エネルギー活動天体	17
2.1.1 X、 $\gamma$ -線観測	20
2.1.2 電波観測	23
2.1.3 宇宙線観測	23
2.2 高エネルギー $\gamma$ -線生成プロセス	24
2.2.1 荷電粒子の加速機構	24
2.2.2 電子による $\gamma$ -線生成	26
2.2.3 陽子加速と $\gamma$ -線生成とニュートリノ放出	27
2.3 高エネルギーニュートリノ天文学	28
2.3.1 ニュートリノ	29
2.3.2 ニュートリノと物質との相互作用	29
2.3.3 地球によるニュートリノの吸収	31
2.3.4 ニュートリノ検出方法	32
2.3.5 ミューオンと物質との相互作用	34
2.3.6 ミューオンの角度広がり	34
2.3.7 ニュートリノのエネルギー評価	37
2.3.8 ニュートリノから生成されるミューオンイベントの期待数の評価	38
2.3.9 ニュートリノ源	39
2.3.10 ニュートリノ検出計画	40
2.4 ニュートリノと $\gamma$ -線の対比	41
<b>3 DUMAND 計画</b>	<b>45</b>
3.1 DUMAND 計画	45
3.2 DUMAND 検出器 ハードウェア	48

3.2.1	実験者と検出器を結ぶライン	50
3.3	検出器環境と検出器性能概略	52
3.3.1	光電子増倍管の暗電流	57
3.3.2	$^{40}K$ の $\beta$ 崩壊	57
3.3.3	発光微生物	57
<b>4</b>	<b>光検出器</b>	<b>59</b>
4.1	光検出器ハードウェア	59
4.1.1	光電子増倍管	61
4.1.2	電子回路	61
4.1.3	磁気シールド	66
4.1.4	耐圧ガラス	67
4.1.5	シリコンジェル	67
4.1.6	penetrators	67
4.1.7	Hard Hat と Titanium Frame	67
4.2	光検出器ソフトウェアとトラブル処理	68
4.3	光検出器の基本的機能	69
4.4	光検出器の問題	70
4.5	光検出器の製作	70
<b>5</b>	<b>光検出器に対する各種テストとその性能</b>	<b>72</b>
5.1	光検出器に対する試験	72
5.1.1	各コンポーネントの screening	72
5.1.2	基本性能の測定	73
5.1.3	水中での動作チェック	74
5.2	光検出器性能	77
5.2.1	検出効率	77
5.2.2	光量評価	77
5.2.3	時間分解能	82
5.2.4	角度依存性	85
5.2.5	光検出器の温度特性 - ノイズレベルと動作安定性 -	88
5.2.6	水チェレンコフ実験	91
5.3	較正実験結果のまとめ	93

<b>6</b>	<b>検出器設置と深海底におけるデータ</b>	<b>97</b>
6.1	'93 検出器設置	97
6.2	'93data	102
6.2.1	深海底における計数率	102
6.2.2	出力パルスの識別	111
6.2.3	深海底におけるバックグラウンド光の強度	113
6.2.4	深海底におけるバックグラウンド光の発光頻度	118
6.2.5	深海底におけるバックグラウンド光の考察	125
<b>7</b>	<b>DUMAND 検出器による点源探索</b>	<b>126</b>
7.1	モンテカルロシミュレーション	126
7.1.1	イベント生成	126
7.1.2	トリガー (データリダクション) アルゴリズム	127
7.1.3	立体再構成	127
7.2	DUMAND 検出器の基本性能	128
7.2.1	シミュレーションパラメータ	128
7.2.2	高エネルギーミューオンに対する DUMAND 検出器の基本性能	129
7.3	ニュートリノフラックス	134
7.3.1	点源からのニュートリノフラックス	142
7.3.2	大気ニュートリノ	142
7.4	検出予想イベント数	142
<b>8</b>	<b>結論</b>	<b>146</b>
<b>A</b>	<b>高エネルギー天文学</b>	<b>148</b>
A.1	天文学で用いられる座標系	148
A.2	天体までの距離	150
A.3	フラックス	150
A.3.1	ニュートリノと物質との相互作用	151
A.4	二体反応の運動学	154
A.5	チェレンコフ放射	155
A.6	DUMAND 検出器において予想されるニュートリノ検出イベント数	156
A.7	点源の識別	160



<b>B</b>	<b>光検出器ハードウェア</b>	<b>164</b>
B.1	光検出器関係のテストの一覧	164
B.2	光学系	164
B.3	較正実験用暗箱	166
B.4	較正実験用恒温槽	168
B.5	光電子増倍管の開発	168
B.6	光の強さの表わし方	169
B.7	計数率と光電子数	169
B.8	ゲインの定義	170
B.9	印加電圧値の決定方法	171
B.10	較正実験における光電子数計算方法	171
B.11	TOT、Q しきい値の決定方法	172
B.12	OM 殻による検出効率の向上	173
B.13	直射日光照射による光電子増倍管に対する影響	176
	B.13.1 測定系	177
	B.13.2 試験手順	177
	B.13.3 結果および結論	179
<b>C</b>	<b>DUMAND 計画</b>	<b>187</b>
C.1	DUMAND 計画共同研究者リスト	187

## 図一覽

2.1	EGRET で観測された高エネルギー $\gamma$ -線点源の天球地図 . . . . .	18
2.2	活動銀河核の模式図 . . . . .	19
2.3	EGRET により観測された Markarian421 の $\gamma$ -線スペクトル：図には、エア チェレンコフ実験、Whipple による観測結果も合わせて示されている。EGRET の観測は 1991 年 6 月 27 日～7 月 11 日、Whipple 観測は 1992 年 3 月 27 日 ～6 月 2 日にわたって行なわれた。 . . . . .	21
2.4	EGRET により観測された AGN 3C279 の $\gamma$ -線スペクトル：上下 2 つのデー タは異なる時期 (1991June16-28、1991Oct3-17) に観測されたもの . . . . .	22
2.5	衝撃波による粒子加速の模式図： . . . . .	25
2.6	電子による $\gamma$ -線生成メカニズム . . . . .	27
2.7	ニュートリノと物質との相互作用：(a) 荷電カレント反応、(b) 中性カレン ト反応 . . . . .	30
2.8	$\nu/\bar{\nu}$ の全断面積 . . . . .	31
2.9	地球内部の密度分布 . . . . .	32
2.10	地球内部を通過してくるニュートリノ生き残り確率 (透過率)： . . . . .	33
2.11	水中、および岩中におけるミュオンの飛程 . . . . .	35
2.12	ニュートリノ反応において生成されるミュオンの散乱角 . . . . .	36
2.13	多重散乱の概念図 . . . . .	36
2.14	多重散乱によるミュオン飛跡の散乱角 . . . . .	37
2.15	深海におかれたニュートリノ (ミュオン) 検出器にかかるイベント源 . . . . .	39
2.16	有効面積 20000 m <sup>2</sup> を持つ DUMAND 検出器において予想されるミュオン の天頂角分布 . . . . .	41
2.17	活動銀河核からの $\gamma$ -線に対する銀河間赤外場の光学的厚さ . . . . .	43
3.1	DUMAND 検出器設置場所 . . . . .	46
3.2	DUMAND-II OCTAGON の概観 . . . . .	47
3.3	ストリングの概観 . . . . .	49

3.4	DUMAND 検出器を構成するサブシステム	50
3.5	パワーリンクのブロック図	53
3.6	データリンクのブロック図	54
3.7	コミュニケーションと制御リンクのブロック図	55
3.8	深海底における光の減衰長	56
4.1	光検出器の写真	60
4.2	光検出器の断面図	60
4.3	物質の透過率と光電子増倍管の量子効率	62
4.4	電子回路の写真	62
4.5	光検出器電子回路における光電子増倍管の出力信号処理	64
4.6	コミュニケーション・制御ブロック図	65
5.1	水チェレンコフ実験の概略図と測定系のブロック図	75
5.2	ハワイにおける水チェレンコフ実験の概略図	76
5.3	TOT パルス幅分布	78
5.4	TOT パルス幅と光量 (光電子数) との相関	79
5.5	Q パルス幅分布	80
5.6	Q パルス幅と光量 (光電子数) との相関:	81
5.7	Time Walk: TOT パルス幅に対する到達時刻	83
5.8	TOT パルス到達時刻分布	83
5.9	光強度に対する Transit Time Spread	84
5.10	1 $pe$ 光に対する Transit Time Spread の分布	86
5.11	光電子数にかかる冪の分布	86
5.12	光検出器の 1 $pe$ 光に対する感度の角度依存性	87
5.13	光の入射角度に対する定義	88
5.14	温度に対する計数率およびダークカウントの変化	89
5.15	0°C 時間での計数率およびダークカウントの安定性	90
5.16	ダークカウントの温度相関	91
5.17	製作された 79 個の光検出器の 0°C におけるダークカウントの分布	92
5.18	東北水タンクテスト	94
5.19	ハワイ水タンクテスト	95
5.20	チェレンコフ光による光検出器からの出力光電子数	96
6.1	Thomas G. Thompson: 検出器設置に用いられたワシントン大学所有の研究船	98

6.2	検出器設置現場の写真：正面に見えるのがストリング制御装置と光検出器である。	99
6.3	検出器設置現場の写真： Junction Box が海底へ効果される瞬間	100
6.4	ストリング設置手順	100
6.5	設置直後のストリングの形状	101
6.6	'93 deployment sequence	103
6.7	1993 年検出器設置時のデータ収集系のブロック図	104
6.8	OM #2 の計数率の時間変化	105
6.9	光検出器計数率の周波数スペクトラム	106
6.10	ベース部分を形成しているパルスの出現時間分布の例	107
6.11	ベース部分を形成しているパルスの出現時間分布の例	108
6.12	較正実験において測定された Q パルスの立ち上がり時間	109
6.13	スパイク部分を形成しているパルスの出現時間分布の例	110
6.14	岡山県児島半島弁天崎において採取された海水中に棲息していたと思われる 発光微生物の発光パターン	111
6.15	スパイク部分を形成しているパルスの出現時間分布	112
6.16	較正実験における TOT パルスと Q パルス幅の相関	113
6.17	ベース部分に対する光検出器 (OM # 2) 出力パルス幅分布	114
6.18	スパイク部分に対する光検出器 (OM # 2) 出力パルス幅分布	114
6.19	深海底での平均的な光強度	115
6.20	光電子増倍管の出力信号に対する電荷量分布	116
6.21	印加電圧を変化させた時の出力電荷量の平均値の変化	117
6.22	照射される光強度に対する Q パルスの出現頻度	118
6.23	最初のデータセットと 4 時間後のデータセットのベース部分の計数率の相関	119
6.24	ベース部分の計数率	120
6.25	隣り合う光検出器が 40 ns の間に計数する頻度	121
6.26	スパイクの出現に関する特徴	123
7.1	ミューオンの入射角度に対する DUMAND 検出器の有効面積	129
7.2	入射ミューオンのエネルギーに対する DUMAND 検出器の有効面積	130
7.3	入射ミューオンのエネルギーに対するヒットした光検出器数	130
7.4	ミューオン再構成精度	131
7.5	角度精度の天頂角依存性	132
7.6	位置精度の天頂角依存性	133

7.7	角度精度のエネルギー依存性	133
7.8	位置精度のエネルギー依存性	134
7.9	エネルギー因子の分布	135
7.10	検出器 (中心) とミュオン飛跡の間の距離の相関	136
7.11	エネルギー因子とヒットした光検出器数との相関	136
7.12	光検出器数でカットをかけた場合のエネルギー因子の分布	137
7.13	光検出器数でカットかけた場合の角度精度の分布	137
7.14	光検出器数でカットかけた場合の位置精度分布	138
7.15	エネルギーとエネルギー因子の相関	138
7.16	陽子・陽子衝突において生成される $\pi^0$ 、 $\pi^\pm$ のエネルギースペクトル	140
7.17	$\pi^0$ と $\pi^+$ と、それらから生成される $\gamma$ 、 $\bar{\nu}$ 、 $\nu$ のエネルギースペクトル	141
7.18	3C279 から期待されるニュートリノフラックス	143
7.19	1Mrk421 から期待されるニュートリノフラックス	143
7.20	ある赤緯を見込む方向 (高度 = -天頂角) の観測時刻に対する変化。横軸の時刻は任意である。	144
7.21	天頂角 $80^\circ$ 以下を観測領域にとった時の、様々な赤緯方向に対する 1 年間の観測感度 (観測時間 $\times$ 有効面積 $\times$ 地球内部での吸収)	144
A.1	赤道座標系と紙幣座標系の概念図	149
A.2	チェレンコフ光放射の概念図	155
A.3	角度空間においてランダムに生成したイベント	161
A.4	イベントとして取り上げられた点の分布 (信号を含む)	162
A.5	イベントとして取り上げられた点の分布 (バックグラウンドのみ)	162
A.6	上限値が 12 イベント以上を持つ点の分布 (信号を含む)	163
A.7	上限値が 12 イベント以上を持つ点の分布 (バックグラウンドのみ)	163
B.1	較正実験システムの光学系	165
B.2	較正実験用暗箱	167
B.3	TOT、および Q パルスしきい値較正の為の測定系	172
B.4	屈折率の高い媒質から低い媒質への光の入射 (全反射)	173
B.5	光検出器構成物質層における光の入射・放出角度	174
B.6	光検出器殻による集光面積の増加と光電面における全反射面	175
B.7	有効集光面積	176
B.8	計数率および電荷分布の測定系のブロック図	178
B.9	直射日光照射時における、光電面付近での照度 (ルクス; lx)	179

B.10	光電子増倍管内における信号生成の概念図	180
B.11	計数の経時変化(時刻0が照射終了時)	181
B.12	出力電荷量のゲインの経時変化(回復度)	182
B.13	照射テストの流れ	184
B.14	OM#24(most stable) の計数率の時間変化('93クルーズデータ)	185
B.15	〈'93クルーズデータのシミュレーション〉照射後約14時間後から計測開始	185

## 表一覽

3.1	DUMAND 検出器の設置環境と一般的特徴 . . . . .	58
4.1	光検出器のハードウェア特性 . . . . .	69
5.1	DUMAND 検出器性能一覧表 . . . . .	93
6.1	1993 年データから得られた深海底におけるバックグラウンド光に関する諸量 .	125
7.1	シミュレーション用パラメータ . . . . .	128
7.2	DUMAND 検出器性能 . . . . .	135
7.3	DUMAND 検出器におけるニュートリノの検出予想数 . . . . .	145
A.1	DUMAND 検出器において一年間で検出される予想イベント数 . . . . .	160
B.1	較正実験用レーザーの特性 . . . . .	165
B.2	較正実験用暗箱測定系に関する諸量 . . . . .	166
B.3	'93 クルーズデータと照射テストの測定条件の比較 . . . . .	183

# 第 1 章

## Introduction

自然界においては、現在の加速器技術では到底到達することのできない高エネルギー現象が存在する。宇宙における高エネルギー現象は光などによる観測によって確認されているが、そのメカニズムについてはほとんど知られていない。今後、ニュートリノという全く異なるプローブを用いた観測がこの分野の研究に新たな方向性を与えるであろう。

天文学という分野においては、光による観測が圧倒的に多い。我々の宇宙に関する知識の多くは、特に可視光による観測によって得られてきた。最近では、人工衛星などによる赤外線、X線、 $\gamma$ -線といった波長領域の観測も行なわれてきており、新たな結果を示し始めている。観測装置に関しても、半導体素子 CCD (Charge Coupled Device) を用いた光感知器が利用され、データ収集・解析などにおいて大きな貢献をしている。光子をプローブとした観測はまだまだ有力であるとする見方は強い。光による観測の強味は、天体からの放射が幅広い波長領域にまたがっていること、そして何よりも検出が容易ということにある。他にも、エアシャワー、エアチェレンコフといった宇宙線による研究も盛んであるが、これも検出の容易さということにある。

近年、EGRET などの  $\gamma$ -線人工衛星によって数 MeV  $\sim$  10 GeV、チェレンコフ望遠鏡 Whipple 観測からは、TeV を越す  $\gamma$ -線が観測され、宇宙には、高エネルギー活動をしている天体が多数あることが知られるようになった。一方、電波及び可視光領域の観測からは、高エネルギー天体の構造が明らかになってきており、活動銀河の類は かなり普遍的に相対論的速度で運動するジェットを持っていることが知られている。高エネルギー  $\gamma$ -線はエネルギー収支の観点からも等方的に放射されているより指向性を持つ、すなわち、ジェットから放射されていると考えた方がよい。

しかしながら、これだけ多くの観測がされているにも関わらず、得られた結果を十分に説明できる活動メカニズムが確立されていないのが現状である。

観測されているスペクトルからは活動のメカニズムの一部が推定されている。詳細は天体によって異なるが、X-線や  $\gamma$ -線領域ではスペクトルの形が非熱的であり、冪型 ( $\propto E^{-2}$ )



になっている事から、親となる荷電粒子が衝撃波による統計加速によってエネルギーを得ている可能性が高い。

比較的低い (~ 数10 GeV 以下) エネルギー領域においては、電子が光生成に関与していると考えられる。同様に、高エネルギーの  $\gamma$ -線も、原理的には、電子の起こす電磁相互作用によって作り出す事は可能である。逆コンプトン散乱、制動放射等の過程がそれである。しかし、電子説では高エネルギー領域においては、加速領域内磁場でのシンクロトロン放射による冷却が問題になると考えられる。即ち、エネルギーが高くなると電子は磁場により極端にエネルギーを損失するため、磁場の強さといった幾つかのパラメーターをうまく調節する必要がある。

一方、陽子の加速も依然否定できない。荷電粒子源として降着円板のブラックホール近傍あるいは、ジェット内のプラズマを考えるならば、電子と同様に陽子の加速も行われていると考えられる。陽子は電子に比べ質量が大きい為 加速時のエネルギー損失が少なく、効率的に高エネルギーへの移行が可能である。すなわち、高エネルギー  $\gamma$ -線の親となり得る。

活動メカニズムにおいて、陽子が加速されているとすれば、 $\gamma$ -線と同時にニュートリノが放出されていると考えられる。従って、この仮定はそのニュートリノを検出する事によって明らかにされる。ニュートリノ検出が現実的に可能であるならば、現在の活動メカニズムの研究に大きな方向性を与えるであろう。

しかしながら、ニュートリノは物質とほとんど相互作用しない事が特徴で、それ故、検出が困難とされる。逆に、一度検出が可能となれば この事が観測プローブとしての強味となる。光子をプローブとする観測においては、特に、高エネルギー領域の  $\gamma$ -線は銀河間の低エネルギー光子場 (赤外線場、2.7K 背景輻射) と相互作用し、電子・陽電子対生成という吸収を受ける。この効果は高エネルギーになる程、そして遠方になる程顕著に現われる。高エネルギー領域においては光子による観測はニュートリノに比べ強い制限を受ける。赤外場の光子密度も  $\gamma$ -線とニュートリノの観測結果を合わせるにより求めることができる。

ニュートリノによる観測が実現されれば、今まで光や電波といった光子によって研究されてきた天体・宇宙物理学研究分野に新たな窓、未知の世界が開かれると期待される。現実には、世界各地でこの種の実験計画が進められており、その1つに DUMAND 実験がある。この実験計画を紹介し、ニュートリノによる高エネルギー天体観測の可能性について述べる。

ニュートリノは電氣的に中性で質量が非常に軽く、弱い相互作用しかしないため (1 GeV のニュートリノの反応断面積  $\sim 10^{-38} \text{ cm}^2$ )、これを捕まえることは容易ではない。しかし、例えば核子 (陽子、中性子) との弱い相互作用によって生成される荷電粒子を捕えることで間接的にニュートリノ検出が可能である。一方、中性カレント反応と呼ばれる電氣的中性のゲージボゾンの  $Z^0$  が介在する反応も存在するが、この反応は荷電レプトンを生成しな

いので検出が難しい。しかし、ニュートリノのエネルギーが高くなると反跳された核子内のクォークによるハドロンシャワーを引き起こすようになるため、このシャワーを検出できれば中性カレント反応の検出も可能となる。

ニュートリノ検出を実現するにはバックグラウンドを極力抑え、できるだけ多くイベントを取得し、S/N比を上げる(バックグラウンドからの遮蔽)ことが必要である。また、特定の天体から期待されるニュートリノ検出(点源探索)の場合、フラックスが少ないため巨大な体積と高い角度精度が要求される。

陽子加速が存在するとすれば、前節で述べた様にニュートリノが放出されている可能性があり、エネルギースペクトルは天体の活動モデルによるが、 $\gamma$ -線と同じとなる。すなわち、 $\gamma$ -線と同程度のニュートリノが地球にやって来ていることになる。例えば、3C279( $z \sim 0.536$ )に関して見ると、フラックスが  $0.6 \sim 4.9 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  で、エネルギー依存性の冪が、 $-1.9 \pm 0.1$  の  $\gamma$ -線 ( $E_\gamma > 100 \text{ MeV}$ ) が EGRET によって観測されている。これと同等の冪と強度をもつニュートリノフラックスが存在するとした時、エネルギーしきい値が  $\sim 10 \text{ GeV}$ 、有効面積が  $20000 \text{ m}^2$  のを持つ検出器が存在すれば、年間  $1.6 \sim 13.2$  イベントのニュートリノの検出が期待される。ここで、ニュートリノイベント数に幅を持つのは  $\gamma$ -線フラックスに幅を持つことに由来し、活動銀河核の活動( $\gamma$ -線生成)に何らかの変動があるためと考えられる。一方、バックグラウンドとなる大気ニュートリノによるイベント数は  $1^\circ \times 1^\circ$  の窓に年間  $0.3$  イベント程度である。おおよそ  $1.5^\circ$  の角度精度を持てば、3C279からのニュートリノを認知する事が可能である。

本論文は全8章から構成されており、第2章において高エネルギー天体についての概要および高エネルギーニュートリノによる点源観測の手法について述べる。第3章では深海ニュートリノ検出計画の一つである DUMAND 計画についての概要を述べ、第4章、第5章において深海ニュートリノ検出の為に開発した光検出器についてそのハードウェア仕様および基本性能について述べる。第6章では1993年に行なわれた検出器設置作業とそこで取得された深海底についてのデータ解析結果からバックグラウンドに対する評価を行ない、第7章においては光検出器の性能や深海底のバックグラウンドを考慮し、モンテカルロシミュレーションにより DUMAND 検出器の性能を調べ、 $\gamma$ -線点源からのニュートリノの検出予想イベント数を計算する。そして、高エネルギーニュートリノ点源探索の可能性を評価している。第8章は以上の結果のまとめである。

深海という極度に制限された環境の中において望むべき性能を持つ検出器を開発するには多大な困難をまとう。なぜなら、現在においても深海技術は発展段階であり、未だ人類が到達していない極地であるからである。この技術が確立されることにより観測手段が広がり、多面的な解析や研究が行なわれるであろう。技術の進歩はより遠く、そしてより高いエネルギーの観測を可能にする。未知の領域の探索は科学の一つの基本姿勢であり、深

海ニュートリノ実験は そういった実験の一つなのである。高エネルギー実験においても、光による天体の観測にしてもエネルギー領域の増大とともに、対象物の細部の構造やメカニズムに関する発見があり、またさらに謎を提起してきた。現在、高エネルギー天体からのニュートリノを検出しようとする幾つかの計画が進行している。今のところ、点源からのニュートリノは明かには検出されていないが、高エネルギーニュートリノ天文学が実現されれば、宇宙の異なる側面に光が当てられ、我々の持つ宇宙に関する認識を一変させるかもしれない。

## 第 2 章

### ニュートリノ天文学

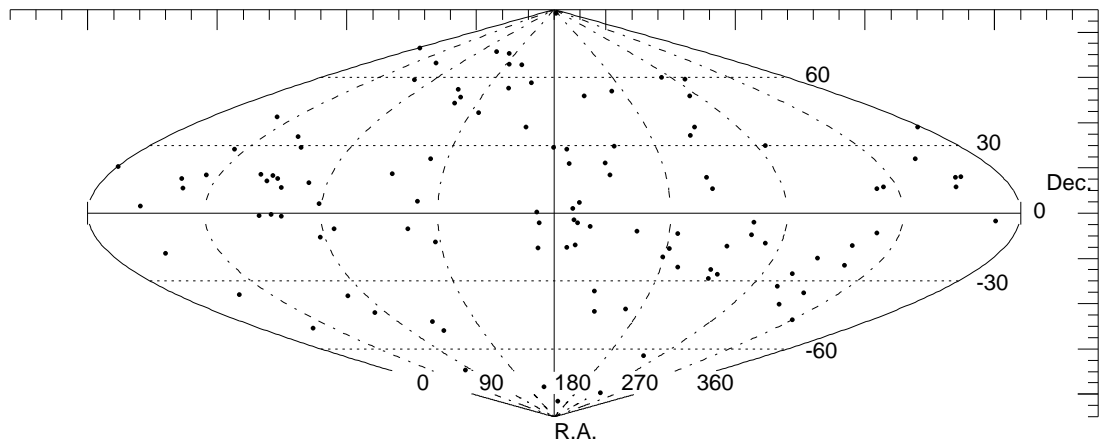
光子や宇宙線をプローブとした観測により、宇宙には高エネルギー活動をする天体が多数存在することが明らかになってきた。技術の進歩と共に様々な波長の観測がされているはいるが、そのメカニズムについては未だ決定的なモデルが存在しない。ここでは、これまでになされてきた観測結果を示しながら、高エネルギー天体の概観を示す。更に、新しい観測手法である高エネルギーニュートリノ天文学について概略を示す。ニュートリノ放出可能性とそのメカニズムに関するモデルについて、そしてニュートリノの検出原理について述べる。

#### 2.1 高エネルギー活動天体

通常の銀河に比べ放出エネルギー量が遥かに大きい天体、すなわち高エネルギー天体の存在は電波観測によって初めて明らかにされた。これらは一見すると通常の星のように見えるが、準恒星状電波天体 (クェーサー、Quasar: Quasi Stellar Radio Object) と呼ばれる。その後、可視光での観測、さらに、技術の進歩により人類が大気圏外へ出る事が可能になると、X、 $\gamma$ -線といった高エネルギー波長域、あるいは、赤外領域など、あらゆる波長域での観測がなされ、クェーサーに関する様々な特徴が明らかになってきた。一般にクェーサーは、スペクトルのずれから赤方偏移が大きいことが知られている。3C273 の場合  $z \sim 0.158$  (15億光年)、多くは  $z \sim 2$  付近に分布している。放射について同様の様相を示すセイファート銀河 (銀河の中心核の明るさが通常の銀河全体の明るさに匹敵) などと合せて、活動銀河核 (AGN: Active Galactic Nuclei) と呼ばれる。光学観測などによって観測されているクェーサーの数は、現在までに 5000 個以上にも及ぶ (図 2.1参照)。

活動銀河核は、さまざまな観測から その構造やメカニズムについて議論されている。広く受け入れられている描像は以下のようなものである。遠方 ( $z \sim 4.9$  のものも観測されている) で非常にコンパクトな領域 ( $\sim 1$  pc) からとてつもなく大きなエネルギー ( $10^{46}$  erg/s ; 太陽の  $10^{13}$  倍以上の明るさ) を放出するものである。中心核には太陽質量の約  $10^8$  倍の重さ

## gamma-ray sources by EGRET



A map in Equatorial coordinate

図 2.1: EGRET で観測された高エネルギー  $\gamma$ -線点源の天球地図: EGRET カタログの中から、明らかにパルサーと認識されているもの、あるいは、特定されていない点源の内、銀河面に近いものは除いている。

を持つブラックホールが存在し、まわりには、降着円盤と呼ばれるガスでできた円盤を伴っている。このガスがブラックホールの作る重力場によって回転しながら落ちていく際に解放される重力エネルギーが放射エネルギーに転化しているとされる。放出されているエネルギー量から推定して、1年に太陽1個分の物質がブラックホールに落ち込んでいると考えられる。更に、ブラックホールの回転のため、その軸方向にねじ曲げられた磁場によるガスの加速が形成されると思われるジェットを持つ(図2.2参照)。ジェットの存在は珍しいものではなく、若い天体など高エネルギー現象を起こしている天体にはよく見られるものである。このジェットは相対論的速度で運動しており、内部では衝撃波を生じていると考え

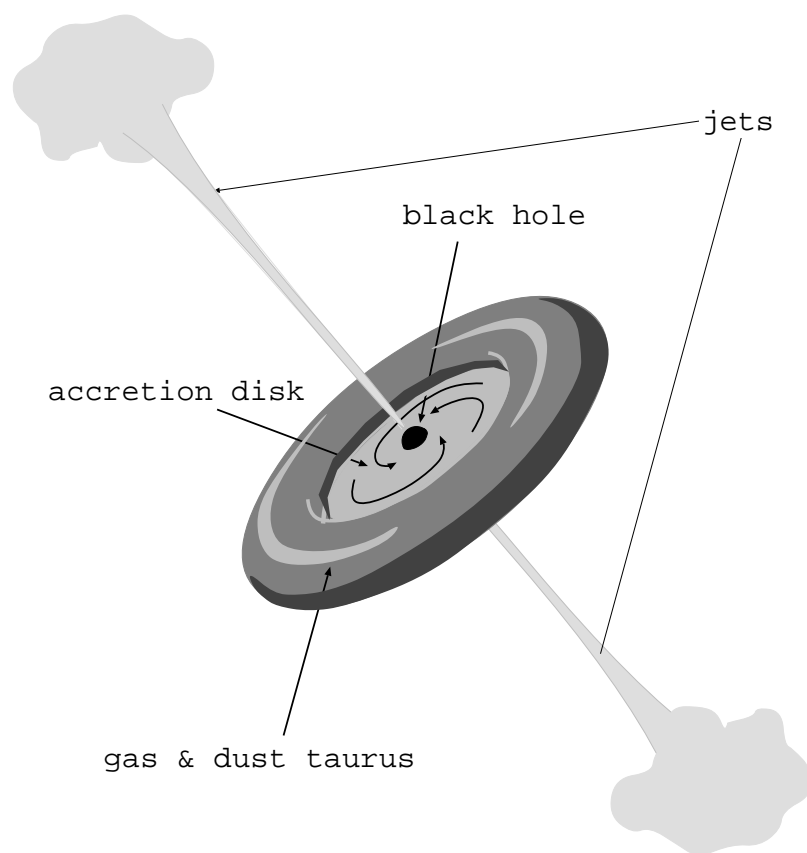


図 2.2: 活動銀河核の模式図

られる。遠く離れたジェットの延長上には目玉と呼ばれるガスの塊を形成している。また、ジェットからの放射は前方に鋭くビーミング(収束)されており、さらに中心部のブラックホールの回転に伴う歳差運動をしているとされる。放射エネルギーの生成場所は、落下してくるガスのために高温にあたためられた中心部やジェット内、あるいは、外側の物質かたまりなど様々であり、幾つかの過程により広波長領域の放射が作られる。広い波長域でエネルギー放出量がほぼ等しいことも特徴の一つである。

しかし、構造に関するモデルは推定できても内部で起きている現象を一意に決めることはできていない。活動銀河の状態を決める為のパラメータには、プラズマ密度やガス密度、光強度や磁場の強さなど多くあり、加熱冷却など定常状態に留意しつつ、観測結果と一致するようにパラメータを調節することは幾らでも可能だからである。また、クェーサーは遠方の天体であるが距離によって数がどう変わるのか、あるいは距離が遠い(昔)ほど明るいのかなど距離と光度・密度の関係(光度進化・密度進化)についてもよく分かっていない。これらメカニズムの解明には多面的な観測が必要とされる。

### 2.1.1 X、 $\gamma$ -線観測

X-線や $\gamma$ -線といった高エネルギー光子は大気による吸収が大きく地上での直接観測は難しく、人工衛星を用いた大気圏外の観測などが必要となる。アメリカ NASA の打ち上げた $\gamma$ -線観測衛星 GRO(Gamma Ray Observatory) などがそれである。この一つの検出器である EGRET (The Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) は  $0.1^\circ \sim 0.4^\circ$  の角度精度を持ち、現在までに多数の点源候補を見付けている [1]。しかしながら、直接観測では、物質に対して強い透過力を持つ $\gamma$ -線のエネルギーを知ることは難しい。GRO の検出器の一つである EGRET は 20 MeV から 30 GeV のエネルギー感度領域がある [2]。それ以上のエネルギーを知るには、別の観測手法に頼らなければならない。別の観測方法として、 $\gamma$ -線が大気中で引き起こす電磁シャワー(エアシャワー)の検出やエアチェレンコフ観測が存在する。エアシャワー観測においては、地上に置かれたシンチレーション検出器群がシャワーの一部を検出しエネルギーを測定し、シャワーの広がりや分布をもって元のエネルギーを推定する。方向は各検出器の出力の時間差から求められる。一方、エアチェレンコフ観測は、シャワーから発せられるチェレンコフ光の像(パターン)と光量を複数の光電子増倍管で検出することにより、入射粒子の方向や種類、エネルギーを識別する。この観測により TeV を越えるイベントが確認されている。

これまでの観測から幾つかの活動銀河核に対して $\gamma$ -線のエネルギースペクトルが得られている。図 2.3 は EGRET によって観測されたクェーサー Markarian421 の $\gamma$ -線スペクトルである [3]。また、図 2.4 に 3C279 の $\gamma$ -線スペクトルを示した [4]。データに微分スペクトル形をフィットさせた結果、Markarian421、3C279 に対して、それぞれ以下のような式が得られている [3][4]。Markarian421 について、

$$\frac{dF_\gamma(E_\gamma)}{dE_\gamma} = (1.02 \pm 0.14) \times 10^{-11} E_\gamma^{-(2.06 \pm 0.04)} \quad [cm^{-2} s^{-1} TeV^{-1}] \quad (2.1)$$

3C279 に対する 1991 年 6 月 16-28 日 と 1991 年 10 月 3-17 日の観測からは、

$$\frac{dF_\gamma(E_\gamma)}{dE_\gamma} = (3.87 \pm 0.22) \times 10^{-6} (E_\gamma/0.259)^{-(1.89 \pm 0.06)} \quad [cm^{-2} s^{-1} GeV^{-1}] \quad (2.2)$$

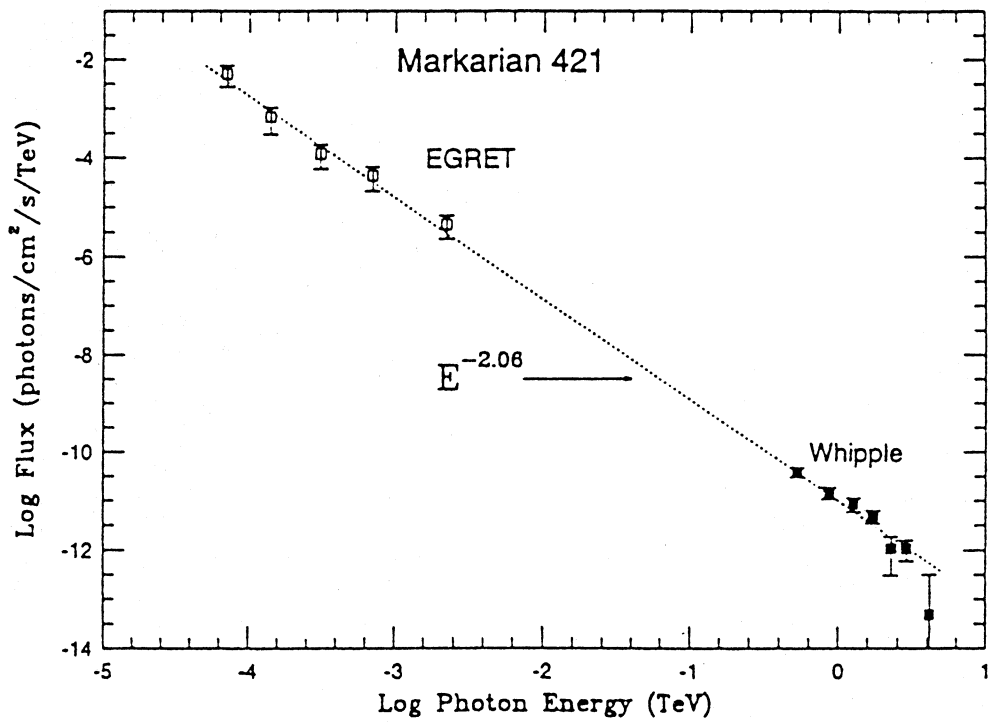


図 2.3: EGRET により観測された Markarian421 の  $\gamma$ -線スペクトル: 図には、エアチェレンコフ実験、Whipple による観測結果も合わせて示されている。EGRET の観測は 1991 年 6 月 27 日～7 月 11 日、Whipple 観測は 1992 年 3 月 27 日～6 月 2 日にわたって行なわれた。



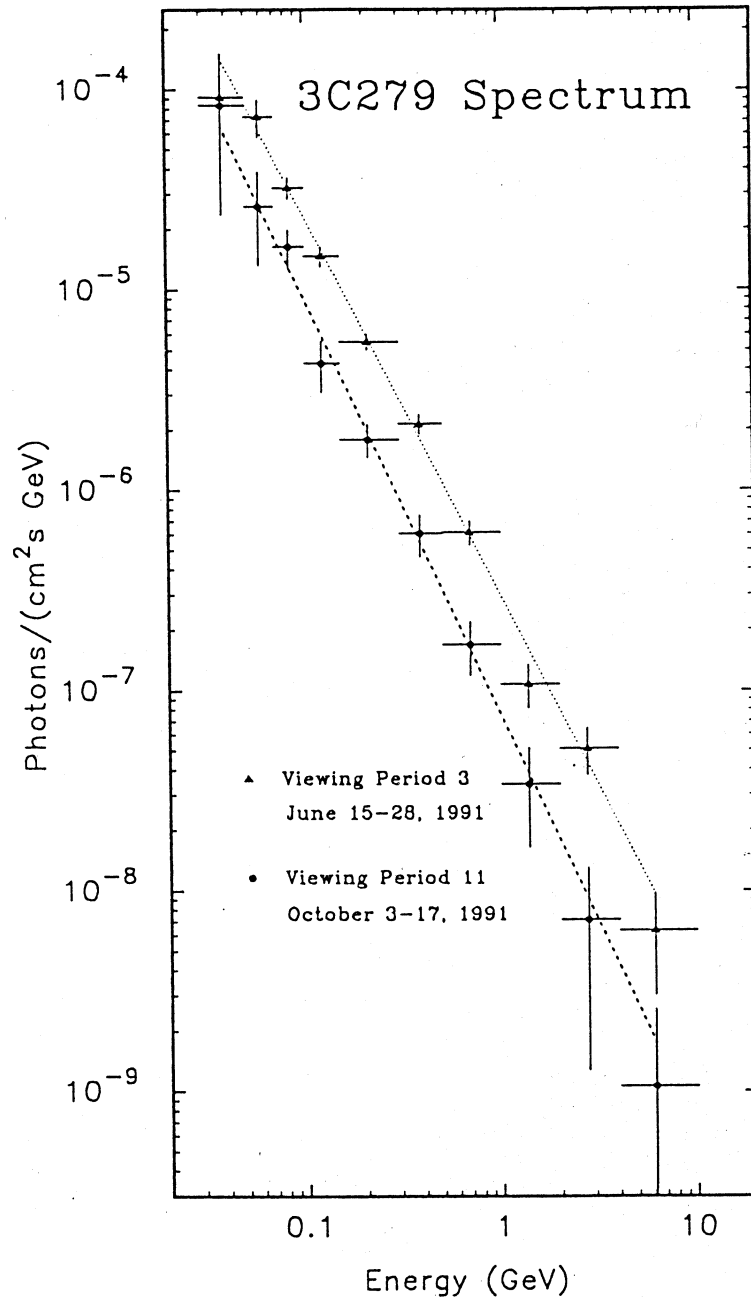


図 2.4: EGRET により観測された AGN 3C279 の  $\gamma$ -線スペクトル: 上下 2 つのデータは異なる時期 (1991 June 16-28、1991 Oct 3-17) に観測されたもの

$$\frac{dF_{\gamma}(E_{\gamma})}{dE_{\gamma}} = (1.46 \pm 0.12) \times 10^{-6} (E_{\gamma}/0.239)^{-(2.07 \pm 0.10)} \quad [cm^{-2}s^{-1} GeV^{-1}] \quad (2.3)$$

どちらもエネルギーの冪 ( $E^{-2}$ ) に比例していることが分かる。他にも、多数のクェーサーに対してスペクトルが得られているが、どのスペクトルもエネルギーの“べき” (冪) に比例し、多少のばらつきはあるものの平均的に $-2$ の冪を持つ ( $Flux \propto E^{-2}$ ) ことが知られている。この事は、荷電粒子が衝撃波統計加速によりエネルギーを得ている事を強く示唆するものであり、AGNの活動メカニズムを解く一つの重要な鍵になっている。

その他、興味深い現象として、X線領域におけるX線背景放射が上げられる。この起源についてもよくは分っていないが、スペクトルと宇宙における物質密度やCOBE衛星によるマイクロ波観測などから、AGN起源であるとする説が現在有力なようである。これが事実とすれば、後に述べるようにニュートリノの背景放射の存在が示唆される。

$\gamma$ -線領域においては、 $\gamma$ -線バーストと呼ばれる現象が観測されている。これは、突然、1/100秒間、あるいは長いもので1000秒間にわたって $\gamma$ -線フラックスが上昇する現象である。強度もさまざまで、大きいものと小さいものとは10万倍も違う。この現象の後には何も残らず、他の波長域での観測においても対応する天体が見付かっていないなど謎が多い。これまでに観測されたバーストの空間分布は、銀河面に集中しているのではなく比較的等方的に分布していることが知られている。しかし、空間分布からはその起源が銀河ハローにあるのか宇宙の遠方にあるのかは断定できない。どこにあるのか、どんなメカニズムが働いているのかが分かっていないのが現状である。

### 2.1.2 電波観測

電波は、他の波長に比べ星間物質による吸収が少なく地上での観測が可能なのが特徴として挙げられる。長基線を用いた観測 (VLBI: Very Long Baseline Interferometer) により、1/1000秒角という高い分解能が実現される。この高い角度分解能が、クェーサーの構造を明らかにした。相対論的速度で運動するジェットが存在である。人工衛星による長基線観測の試みも存在する (space VLBI)。

### 2.1.3 宇宙線観測

宇宙線の観測によっても宇宙の高エネルギー現象を支持する結果が確認されている。地球大気と反応した際に生じるカスケードシャワーを検出することにより宇宙線を検出する。 $\gamma$ -線のエアシャワー観測と原理的には全く一緒である。その結果から、一次宇宙線についてのエネルギーや構成要素などの情報を知ることができる。このエアシャワー観測により宇宙線はそのほとんどが陽子によって構成されていることが明らかにされている。現在まで

に、 $10^{20}$  eV にも及ぶ超高エネルギーの宇宙線が観測されている [5]。しかしながら、これら最高エネルギー領域の宇宙線を除いては、一般に宇宙線 (陽子) は銀河内磁場 ( $\sim 10^{-6}$  Gauss) によりその方向を曲げられ元の方向の情報を持たないので、どこでどのような機構によって生成されているのかは分かっていない。

## 2.2 高エネルギー $\gamma$ -線生成プロセス

### 2.2.1 荷電粒子の加速機構

エアチェレンコフによる観測から  $\sim 10$  TeV にも及ぶ  $\gamma$ -線スペクトルを持つ天体の存在が明らかにされ、その傾きがエネルギーの冪に比例している ( $\propto E^\alpha$ ) ことが知られている。スペクトルが熱型でないことから高エネルギーの  $\gamma$ -線生成には荷電粒子が関わっていることが示唆される。しかも、スペクトルの冪が、天体によって異なるもののおおよそ -2 の値を持ち、親荷電粒子の統計加速を示唆する要因になっている。一般に銀河内には磁場が存在すると考えられ、この磁場の乱れ (磁気雲の運動) による誘導電場が宇宙線 (荷電粒子) の加速 (フェルミ加速と呼ばれる) を担っていると考えられる。銀河内のガスは巨視的な流れではなく、局所的に乱流や衝撃波 (2つの異なる速さ流れ) が存在している ([7]、図 2.5参照)。この中にいる粒子は、どちらの流れも自分に向かっているため、衝撃波面をくぐるごとに必ずエネルギーを受け取ることになり、効率よく加速される (フェルミの一次加速)。

ボールを荷電粒子に壁を磁気雲とした時、この現象は運動学的にはボールと壁の弾性散乱と類似して考えることができる。また、この過程は熱力学的には断熱圧縮と同等である。

今、2つの異なる速度 ( $V_1$ 、 $V_2$ ) で運動する磁気雲 (壁) が存在し、その間を磁気雲の速度よりも十分に早い速度 ( $\sim c$ ) で運動している粒子 (ボール) があったとする。この時、粒子から見ると、どちらの流れにいても片方が速度  $v(r-1)/r$  で近づいてくるように見える。ここで、 $r$  は気体の圧縮率である。また、一方から他方の磁気雲へ突入すると磁場により方向を変えられ、元の方向へ向くものもある。こういった粒子は、ちょうど自分に対して向ってくる壁に弾性的に衝突したと考えてよく、加速を受けることになる (図 2.5参照)。このエネルギーの変化分は粒子のエネルギー (運動量) をローレンツ変換してやることにより計算される。すなわち、一方から粒子の運動量およびエネルギーを、それぞれ  $p$ 、 $E$  とした時、入射された側の静止系で見た粒子の運動量  $p'$  は、

$$p' = \gamma(p + \beta E/c) \sim \gamma p(1 + \beta) \quad (2.4)$$

となる。もとの磁気雲に戻ると、再びローレンツ変換を受けることにはり、従って、

$$p'' = \gamma(p' + \beta E'/c) \sim \gamma p'(1 + \beta) = \gamma p(1 + \beta)^2 \quad (2.5)$$

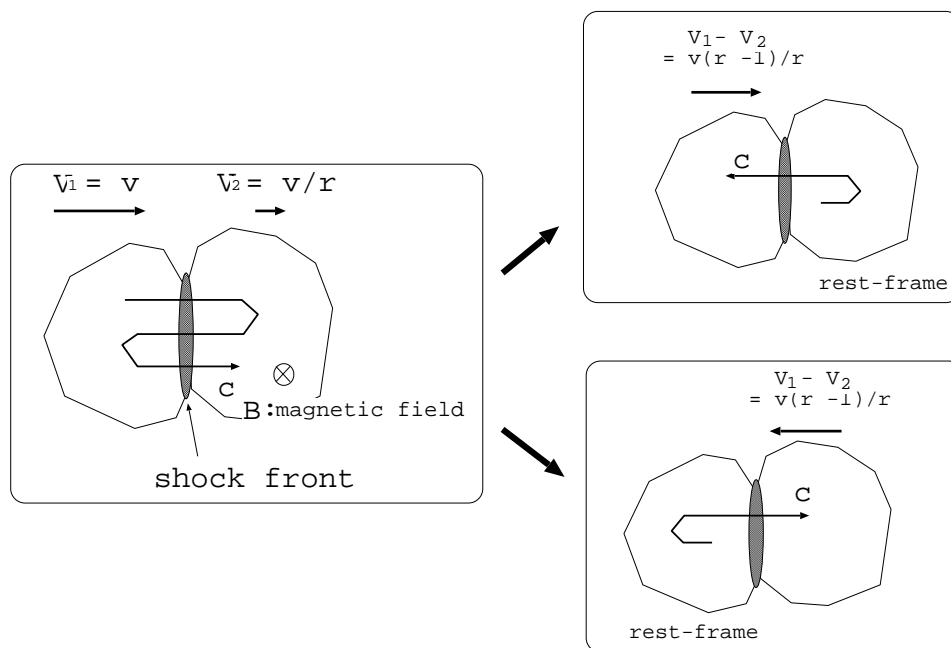


図 2.5: 衝撃波とともに運動する座標系からみると、媒質は上流から速度  $v$  で流れ込み、下流の速度  $v/r$  になる。上流の媒質と下流の媒質は互いに近づいており、光速に近い速度の粒子が磁場によって方向を変えられ衝撃波面を通過するたびに押し寄せる磁気雲との衝突によって運動量とエネルギーが増加することになる。実際には、粒子は散乱によりランダムウォークをしながら衝撃波面を横切る。

よって、粒子が1往復の間で得る運動量の変化分は、粒子が得るエネルギーは2つの流体の相対速度差  $((v_1 - v_2)/c = v(r - 1)/cr)$  に比例し、

$$p''/p \sim \gamma^2(1 + \beta)^2 \sim 1 + 2\beta = 1 + 2v(r - 1)/cr \quad (2.6)$$

となる。衝撃波面の通過回数  $K$  に対してエネルギーは幾何級数的に増加して、

$$\ln(E/E_0) = 2Kv(r - 1)/cr \quad (2.7)$$

となる。

粒子が下流 (流れの遅い方) に乗っている場合は、ある時間には衝撃波面を通過することになるが、逆に、粒子が上流、すなわち流れの速い方に乗っている場合は、そのまま系から散逸する可能性もある。系から粒子が逃げるその確率は磁気雲の速度と粒子の速度に関係し、粒子の速度が光速に近く、角度分布がほとんど等方ならば、 $4v/cr$  となる。よって、1往復で逃げない確率は  $1 - 4v/cr$  となり、 $n$  回以上往復する確率は  $(1 - 4v/cr)^n$  となる。

以上、存在確率とエネルギー増幅率から粒子の持つエネルギー分布  $N(E)$  は  $N(E) \propto E^{-\mu}$  という冪に比例する関係となる。ここで  $\mu = (r + 2)/(r - 1)$  である。通常的气体に対しては  $r = 4$  であるので  $\mu = 2$  となる。この機構は冪が衝撃波の圧縮比のみによって決まるという意味で普遍的である [7]。このように衝撃波による宇宙線の加速理論は一般に受け入れられており、また実験的にも太陽からの衝撃波による電子の加速が観測されているが、 $\gamma$ -線の生成に関すると、親の荷電粒子がどこでどのくらいまで加速されているのか、電子優勢であるのか陽子優勢であるのかなど不定性が多く未だ明白なモデルは得られていない。

### 2.2.2 電子による $\gamma$ -線生成

$\gamma$ -線を生成するには、親として加速された荷電粒子が必要となる。すなわち、候補として電子、あるいは陽子が考えられる。現在は、 $\gamma$ -線生成に関わっている荷電粒子として電子説が有力のようである。電子による  $\gamma$ -線生成プロセスにはシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱が関与していると考えられている。加速領域には磁場が存在するため、衝撃波加速により加速された高エネルギー電子はシンクロトロン放射により  $\gamma$ -線の種となる X 線を放出する。さらに、X 線は高エネルギーの電子による逆コンプトン散乱により  $\gamma$ -線へと叩き上げられる (図 2.6)。この一連のプロセスにより高エネルギー  $\gamma$ -線が生成されるという議論がある。加速領域内の磁場や電子のエネルギー密度を適当に調節してやる事により、電子のみでも高エネルギー  $\gamma$ -線を生成する事が可能であるとする議論が盛んである。しかし、加速領域内の磁場の強さ等については、よく分っておらず、数多くのパラメータに対する選び方には様々な可能性があるのが現状である。一方、電子は高エネルギーになると、磁場中でシンクロトロン放射によってそのエネルギーを大きく失い、超高エネルギー領域まで

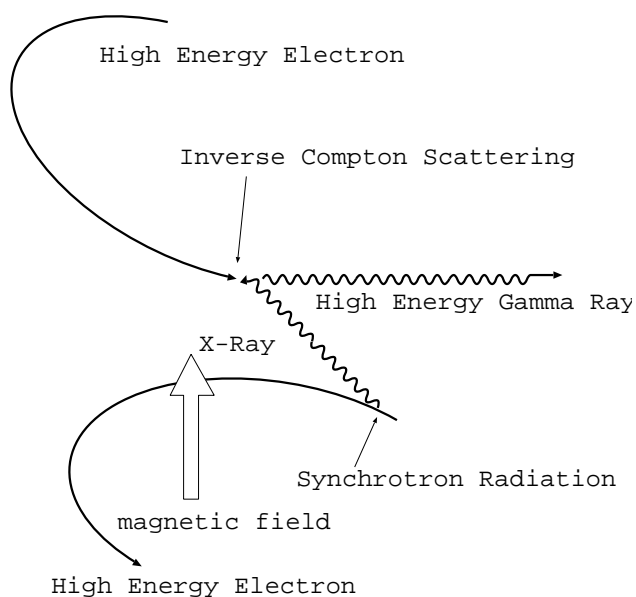


図 2.6: 電子による  $\gamma$ -線生成メカニズム；電子はシンクロトロン放射により X 線を放出する。それに高エネルギーの電子が衝突することにより (逆コンプトン散乱)、X 線を  $\gamma$ -線まで叩き上げる。

の加速は難しいと考えられる (電子が半径  $R$  の円軌道を描く場合、エネルギー損失  $\Delta E$  は  $\Delta E \propto E^4/R$ )。

### 2.2.3 陽子加速と $\gamma$ -線生成とニュートリノ放出

一方、荷電粒子源がジェット内のプラズマであるとするれば、陽子も電子と同様存在しているはずであり、同じ加速機構を受ける可能性は十分にある。ここで、陽子は質量が大きいため (電子の約 2000 倍)、電子に比べ磁場中でのシンクロトロン放射によるエネルギー損失が極めて少ない事に注意する。この事は陽子の高エネルギーへの加速が容易であることを示すものであり、陽子が高エネルギー  $\gamma$ -線の起源である可能性を示唆するものにもなり得る。陽子による  $\gamma$ -線生成プロセスは、例えば、以下に示す様な反応によって可能である。このプロセスからは、ニュートリノが同時に生成される。

- ・  $\gamma$ -線生成
 
$$p + p \longrightarrow \pi^0 + X$$

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma$$
- ・ ニュートリノ生成
 
$$p + p \longrightarrow \pi^\pm + X$$

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu \\ \mu^\pm &\longrightarrow e^\pm + \nu_e/\bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu/\nu_\mu\end{aligned}$$

これら2つのチャンネルは同数存在する。すなわち、 $\gamma$ -線とニュートリノはほとんど同じエネルギーを持ち、また、同数のフラックスを持つ。

陽子のおこし得る反応として  $p\gamma$  反応も候補に挙げられる。光学的に厚い領域で十分な光子数が存在すれば、 $pp$  反応の他に  $p\gamma$  反応 ( $p + \gamma \longrightarrow \Delta^+ \longrightarrow p + \pi^0$ ) も起こり得る。但し、 $p\gamma$  反応の場合にはしきい値が存在し、陽子とターゲットとなる光子のエネルギーの積がある値以上でなければ、その反応から新たに高エネルギー  $\gamma$ -線を作ることは出来ない。

$$\begin{aligned}E_p E_\gamma &> \frac{1}{2}(m_{\Delta^+}^2 - m_p^2)(1 - \cos \alpha)^{-1} \\ &> 3.2 \times 10^{17}(1 - \cos \alpha)^{-1} \text{ eV}^2\end{aligned}$$

ここで、 $\alpha$  は陽子と光子とがなす角度である。

## 2.3 高エネルギーニュートリノ天文学

高エネルギー活動天体の存在は確認され数 10 GeV までの  $\gamma$ -線が人工衛星による直接観測によって、 $\sim 10$  TeV までの  $\gamma$ -線がエアチェレンコフ観測によって測定されている。また、電波観測においては、ジェットの存在という構造の一部が観測されている。しかしながら、これだけの観測結果がありながら活動メカニズムを決定的に示唆する観測証拠は現在までのところ得られていない。多くのパラメータが存在する為である。高エネルギー天文学における当面の重要な研究課題は、加速メカニズム、高エネルギー  $\gamma$ -線起源 (親粒子の決定) の解明である。高エネルギー天体の活動に関する議論によれば、クェーサーや活動銀河核からニュートリノ生成のメカニズムの可能性が議論される。もし、陽子優勢であれば、その後の反応課程においてニュートリノの生成が予想され、 $\gamma$ -線と同程度のフラックスが期待されるからである。この結果によって、高エネルギー領域における親粒子が電子優勢であるのか陽子優勢であるのかが分かる。ニュートリノによる観測こそ問題解明に対する強力な示唆を与え得るものなのである。ニュートリノは物質と弱い相互作用でしか反応しないが、逆に、観測者に到達するまでに物質にほとんど影響されていないことを意味する。生成時の情報をそのまま持つ。これがニュートリノ観測の強みである。

ニュートリノの観測は、神岡鉱山を利用したカミオカンデなどによって実際に行なわれており、太陽や超新星爆発からのニュートリノを検出している。しかしながら、これまでに明かに検出されているニュートリノは低いエネルギー領域のものである。また、生成プロセスが高エネルギー天体のものとは全く異なる。先に述べた通り、 $\gamma$ -線の起源の推定や活動メ

カニズムの研究には どうしても高エネルギーニュートリノの観測が重要となるが、その領域の観測はされていないといってよい。なせならば、高エネルギーニュートリノの検出にはそのための検出を開発する必要がある、そのような検出器はこれまでに製作されていないからである。特に点源探索を行なう場合、高い統計量 (バックグラウンドとの兼ね合い)、高い角度精度 ( $\lesssim 1^\circ$ )、およびエネルギー推定が必要であり、それを実現するためには多量のターゲット (大きな体積) を持つ検出器を必要とする。

### 2.3.1 ニュートリノ

ニュートリノとは、1930年にPauliによって、原子核の $\beta$ 崩壊におけるエネルギー保存の破れから”見えない粒子”としてその存在が予言された粒子である。電荷を持たず質量が小さい粒子で、弱い相互作用しか起こさないため、その検出は困難とされる。幽霊粒子と呼ばれる所以がそこにある。ニュートリノは素粒子の分類上レプトンに属し、SLC、及びLEPにおける実験で $Z^0$ の崩壊幅から軽いニュートリノは3種類と決定されている。電子ニュートリノ( $\nu_e$ )、ミューオンニュートリノ( $\nu_\mu$ )、タウニュートリノ( $\nu_\tau$ )の3種類(3世代)である。反応の際、同様にレプトンに属する一つの電荷粒子が対応し、電子( $e$ )、ミューオン( $\mu$ )、タウ( $\tau$ )、が生成される。但し、タウニュートリノの検出は確認されていない。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

$$\begin{pmatrix} \bar{\nu}_e \\ e^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_\mu \\ \mu^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_\tau \\ \tau^+ \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

ニュートリノには質量の有無など幾つかの謎がある。質量については、その上限値のみが与えられており、有限なのがゼロなのかは確定されていない。上限値は $e$ 、 $\mu$ 、 $\tau$ に対し、それぞれ $\lesssim 7.3\text{eV}$ 、 $\lesssim 0.27\text{MeV}$ 、 $\lesssim 35\text{MeV}$ となっている [8]。また、これに関連した問題で世代間の混合についても議論されている (ニュートリノ振動)。もし、ニュートリノに質量があるとすれば、宇宙における見えない物質”ダークマター”の候補ともなり宇宙論的な問題になる。いずれも素粒子物理学の重要な研究課題である。

### 2.3.2 ニュートリノと物質との相互作用

ニュートリノは核子 (の中のクォーク) と弱い相互作用をする。例えば、原子核の $\beta$ 崩壊に代表されるような反応である。荷電カレント反応と中性カレント反応とに分けられる。

$$\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^-/\mu^+ + X \quad (2.10)$$

$$\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + X \quad (2.11)$$



2つは、基本的には反応後の粒子に荷電レプトンを生じるか生じないかの違いによって判別できる。反応の違いは力を媒介するゲージ粒子が異なるためと解釈され、それぞれ  $W^\pm$ 、 $Z^0$  ボソンと呼ばれる (図 2.7 参照)。ニュートリノの物質 (核子) との反応は、核子内に構造

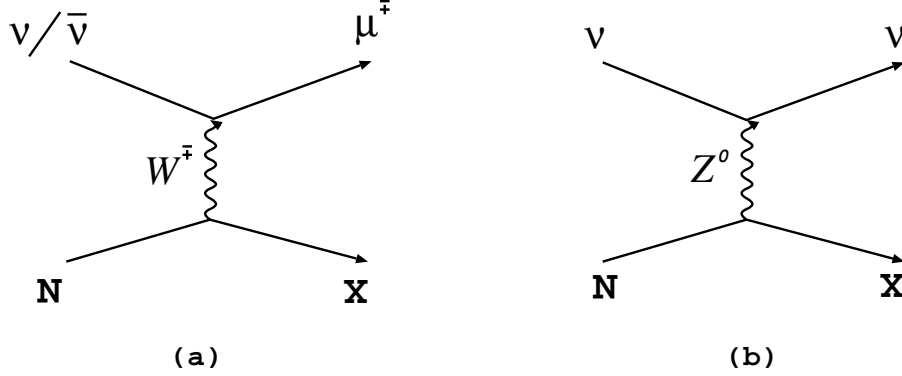


図 2.7: ニュートリノと物質との相互作用: (a) 荷電カレント反応、(b) 中性カレント反応

を持たない点状の構成粒子 (パートン) との弾性散乱として解釈される (Feynman によって提唱されたパートン模型)。このパートンは素粒子でいうところにクォークに対応する。これをもとに、ニュートリノと核子との荷電カレント反応の微分断面積は Bjorken のスケーリング変数 ( $x$ ,  $y$ ) を用いて次のように表記される。

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2\sigma^{\nu N, \bar{\nu} N}}{dx dy} &= \left( \frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2} \right)^2 \frac{G m_N E_\nu}{\pi} \left[ \left(1 - y + \frac{1}{2}y^2\right) F_2^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x) \right. \\
 &\quad \left. \pm y \left(1 - \frac{y}{2}\right) x F_3^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x) \right] \\
 &= \left( \frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2} \right)^2 \frac{G m_N E_\nu}{\pi} \left[ \frac{1}{2} (F_2^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x) \pm x F_3^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x)) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{2} (F_2^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x) \mp x F_3^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x)) (1 - y)^2 \right] \quad (2.12)
 \end{aligned}$$

ここで、 $E_\nu$ 、 $m_N$ 、 $m_W$ 、 $G$  は、それぞれニュートリノのエネルギー、核子の質量、 $W$  ボソンの質量、フェルミ定数 ( $G = 1.16639 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ ) である。 $Q^2 = 2m_N x \nu$  はニュートリノから核子へ移行した 4 元運動量移行の 2 乗である ( $\nu$  はエネルギーの移行量)。

$F_i^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x)$ , ( $i = 1, 2, 3$ ) はニュートリノと核子との散乱における構造関数で、 $\pm$  の符号は  $\nu \bar{\nu}$  に対応する。クォーク分布関数  $xq = x(u + d + s)$ 、 $x\bar{q} = x(\bar{u} + \bar{d} + \bar{s})$  を用いて表わせば、

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N, \bar{\nu} N}}{dx dy} = \left( \frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2} \right)^2 \frac{G m_N E_\nu}{\pi} \left[ xq(Q^2, x) + x\bar{q}(Q^2, x)(1 - y)^2 \right] \quad (2.13)$$

と書ける。ニュートリノのエネルギー ( $Q^2 = 2xym_N E_\nu$ ) が  $m_W$  に比べて小さい時には、 $\left(\frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2}\right)^2$  はほぼ 1 であるので、断面積はニュートリノのエネルギーに比例 ( $\sigma \propto E_\nu$ ) する。高エネルギーになればなるほど、より検出にかかりやすくなることを意味している。しかし、 $Q^2$  が大きく ( $E_\nu \gtrsim 10 \text{ TeV}$ ) になるとこの項が影響し始め、断面積の増加は鈍り、 $\sigma \propto \log E_\nu$  に近い形になる (図 2.8 参照)。

クォーク分布関数を具体的にどう取るかは加速器実験の結果から決められ、幾つかのモデルが存在する [9] [10]。

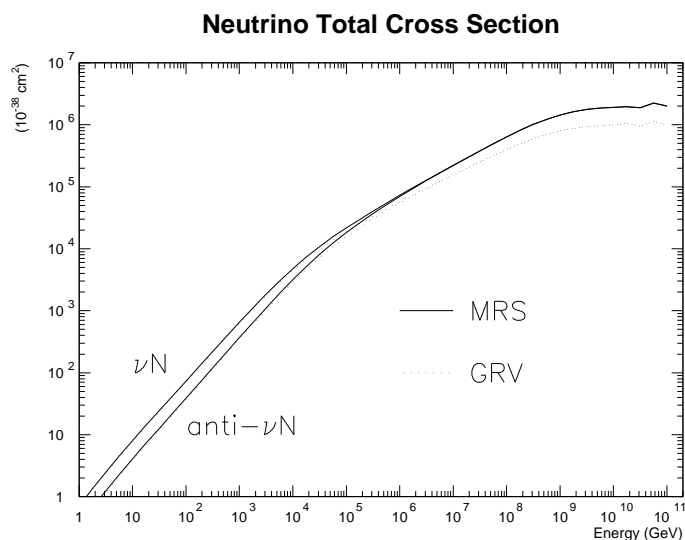


図 2.8: 実線が MRS(Martin, Roberts, Stirling) を用いて計算された  $\nu/\bar{\nu}$  の全断面積である。上側が  $\nu N$  に対するもの、下側は  $\bar{\nu} N$  に対する断面積である。点線は、別のモデル、GRV(Glück, Reya, Vogt) によるものである。

荷電カレント反応の全断面積は 10 TeV あたりまではおよそ

$$\sigma^{\nu N}(E_\nu) = 3.8 \times 10^{-38} E_\nu (\text{GeV}) [cm^{-2}] \quad (2.14)$$

である。一方、反ニュートリノの断面積はニュートリノのおよそ半分である。

### 2.3.3 地球によるニュートリノの吸収

高エネルギー領域では反応断面積の増加による地球内部での吸収が無視できない。地球内部の構造は、星の進化の理論や地震波の観測などにより評価されており、中心部には鉄を含む半径 およそ 3000 km 密度の高い核 (内核と外核) が存在すると考えられる。核は半径にし

て地球内部の ほぼ半分を占め、その外側にはマントル流が存在する。これに対し、地殻の厚さは 400 km 程度である (図 2.9参照) 地球内部の物質によるニュートリノの吸収は、以下

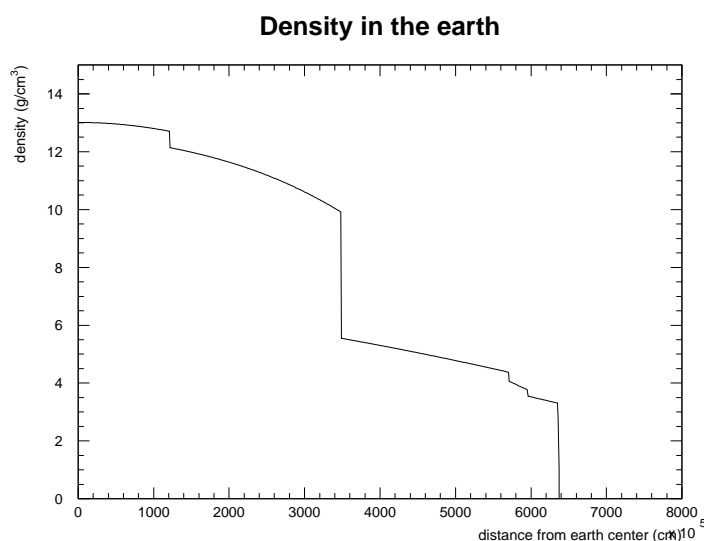


図 2.9: 地球内部の密度分布

のように表わすことができる。カラム密度  $\rho$  の物質中を微小距離  $dx$  進んだ後のフラックスの変化量  $dN$  は、

$$-dN = N_A \rho dx \sigma N \quad (2.15)$$

であるから、これより、

$$N = N_0 \exp\left(-N_A \int_0^R \rho dx \sigma(E_\nu)\right) \quad (2.16)$$

$$= N_0 f(E_\nu) \quad (2.17)$$

ここで、 $N_A$  はアボガドロ数、 $\int_0^R \rho dx$  は伝播距離についての積分でカラム密度を意味する。 $\sigma(E_\nu)$  は、エネルギー  $E_\nu$  のニュートリノの全断面積である。 $f(E_\nu)$  は透過率を意味し、生き残り確率 (survival probability) と呼ばれる。生き残り確率はカラム密度と断面積の関数で、距離やエネルギーの増加に伴ない減少する。  $\gtrsim 1 \text{ TeV}$  で吸収が顕著に現われ始め、真下から来るニュートリノに対して  $10^6 \text{ GeV}$  以上のフラックスは 10% 以下となる (図 2.10参照)。

### 2.3.4 ニュートリノ検出方法

ニュートリノを検出するには、その起こす荷電カレント反応で生成された荷電粒子を検出することが効果的である。例えば、ミューニュートリノ ( $\nu_\mu$ ) から生成されるミューオン

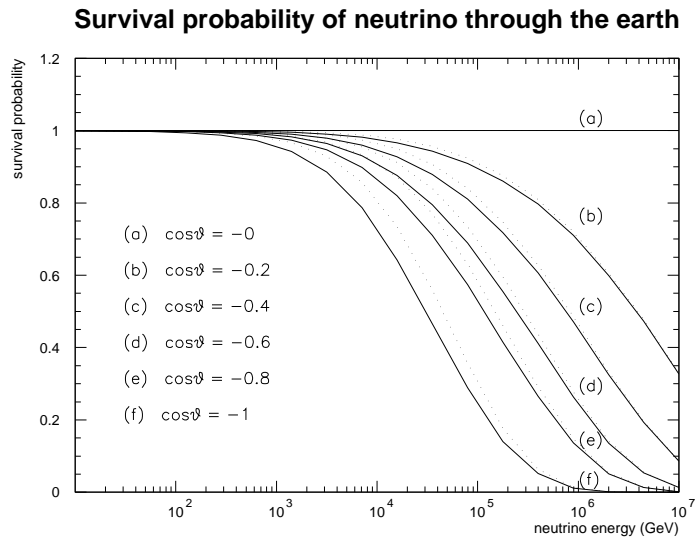


図 2.10: 6つの天頂角について示してある。  $\cos \theta = -1., -0.8, -0.6, -0.4, -0.2, -0.$  ( $\theta = 180., 143., 127., 114., 102., 90.$ ) 点線は反ニュートリノに対する透過率を表わす

( $\mu^-$ ) の水中で発するチェレンコフ光の検出が挙げられる。チェレンコフ光とは、ある物質中を荷電粒子がその物質中の光速を越えて運動する時に放射する光で、物質の屈折率 ( $n$ ) と粒子の運動量 ( $\beta$ ) によって放射角度 ( $\theta_c$ ) が決まる (付録 A.5)。

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (2.18)$$

この特徴的な性質により、ミューオンの発するチェレンコフ光の到達時刻と光量から幾何学的計算によってミューオンの飛跡を原理的に立体再構成することが可能である。

一方、中性カレント反応は、弾性散乱的でその検出は容易ではないが、高エネルギー領域ではニュートリノが核子内部のクォークを反跳しハドロンシャワーを引き起こす深非弾性散乱が起きるので、このシャワーが検出可能であれば中性カレント反応も検出ターゲットとなる。しかも、光量が大きい分エネルギー精度は高い。但し、角度広がりをもって放射されることやシャワーの長さが短いことなどが原因し、方向を精度よく再構成するのは難しく点源探索には向かない。しかし、ニュートリノの起こす反応のうち およそ 1/4 が中性カレント反応であり、より多くのニュートリノを検出する為にはこの反応を検出する試みも重要となる ([11])。

### 2.3.5 ミューオンと物質との相互作用

荷電粒子は物質中で起こす反応には、電離 (i: ionization)、制動輻射 (b: bremsstrahlung)、電子対生成 (p: pair production)、原子核との相互作用 (n: nuclear interaction) といった過程が存在し、これによりエネルギーを損失していく。合計でのエネルギー損失は各過程におけるエネルギー損失量の足し合わせで書ける。

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_i + \left(\frac{dE}{dx}\right)_b + \left(\frac{dE}{dx}\right)_p + \left(\frac{dE}{dx}\right)_n \quad (2.19)$$

これらの損失をパラメータ化することによりエネルギー損失は、次のように書ける。

$$-\frac{dE}{dx} = a(E) + b(E)E \quad (2.20)$$

ここで、定数  $a$ 、 $b$  は、それぞれエネルギー損失を表わす量であり、 $a$  は電離損失 (minimum ionization loss)、 $b$  はその他の損失過程に対するパラメータである。水における ミューオンに対するこれらの値は、それぞれおおよそ  $a = 0.27 \text{ TeV km}^{-1}$   $b = 0.3 \text{ km}^{-1}$  である。 $a$ 、 $b$  を定数と見なすと、このエネルギー損失から 最初  $E_0$  のエネルギーを持っていた荷電粒子が  $E_f$  のエネルギーになるまでに走る距離が計算される。

$$R(E) = \int_{E_0}^{E_f} \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE \quad (2.21)$$

$$= \frac{1}{b} \ln \frac{a + bE_0}{a + bE_f} \quad (2.22)$$

完全に止まるまでに走る距離 (飛程) は、上式の積分の上限 ( $E_f$ ) をゼロにすることにより求まる。但し、これは平均値であり、実際にはエネルギー損失過程は確率に支配されているので飛程は揺らぐ。

### 2.3.6 ミューオンの角度広がり

荷電カレント反応を用いたニュートリノ観測においては、検出されたミューオンから親のニュートリノの方向とエネルギーをおおよそに知ることが可能である。しかし、正確にその方向を知ることができない。なぜならば、ミューオンの生成時の散乱やミューオンが物質中を伝播する際、多重散乱の影響により角度が広がるからである。

ニュートリノと生成ミューオンの開き角 (散乱角:  $\theta_\mu$ ) の大きさは、Bjorken のスケーリング変数 ( $x = Q^2/2m_N\nu$ 、 $y = \nu/E_\nu$ ) を用いて次のように表わされる (付録 A.4)。 $E_\nu$  と  $Q$  は、それぞれニュートリノから核子へ移行したエネルギーと 4 元運動量であり、 $m_N$  は核子の質量である。

$$\sin \frac{\theta_\mu}{2} = \sqrt{\frac{m_N xy}{2(1-y)E_\nu}}$$

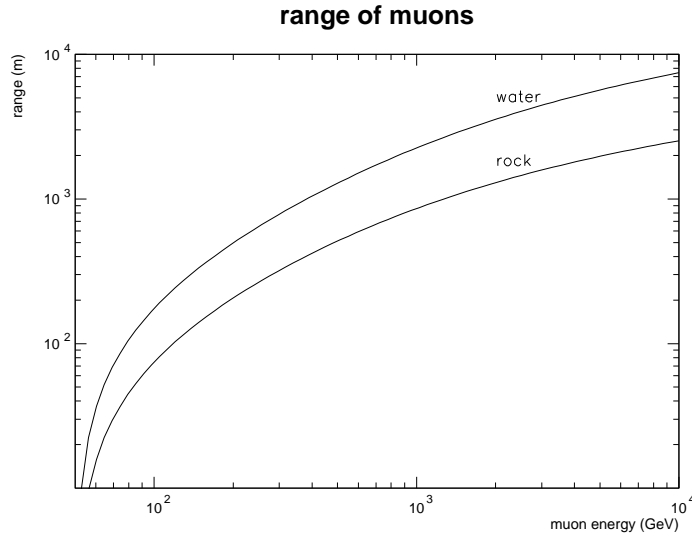


図 2.11: 水中、および岩中におけるミューオンの飛程：エネルギー損失のパラメータについては Lohmann らの計算による [12]。

$$\theta_{\mu} = 2 \arcsin \sqrt{\frac{m_N xy}{2(1-y)E_{\nu}}} \quad (2.23)$$

平均的な値 ( $x = 1/4, y = 1/2$ ) を当てはめた場合、1 TeV のニュートリノから生成されるミューオンの散乱角度はおよそ  $1.3^{\circ}$  となる (図 2.12 参照)。

荷電粒子は物質中を伝播する際、媒質中での原子核のクーロン場による多重散乱といった影響を受け角度的にも空間的にも広がる。これらの広がりには荷電粒子のエネルギーや伝播距離による。エネルギー  $E_{\mu}$  のミューオンが距離  $X$  だけ走る時、散乱角  $\theta_{plane}$  (外挿方向との開き角) と空間広がり  $y_{plane}$  は、

$$\theta_{ms} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[ 1 + 0.0038 \ln \left( \frac{x}{X_0} \right) \right] \quad (2.24)$$

$$\Psi_{ms} = \frac{1}{\sqrt{3}} \theta_{ms} \quad (2.25)$$

$$y_{ms} = \frac{1}{\sqrt{3}} x \theta_{ms} \quad (2.26)$$

$$s_{ms} = \frac{1}{4\sqrt{3}} x \theta_{ms} \quad (2.27)$$

で計算できる ([8]、図 2.13 参照)。ここで、 $p$ 、 $\beta c$ 、 $z$  はそれぞれ、運動量、速度、電荷量 (数) を意味し、 $x/X_0$  は通過する物質の厚さを radiation length で測った長さである。このクーロン場による散乱は Moliere の理論によって良く表わされ、おおよそ Gauss 分布に従う。例えば、1 TeV のニュートリノからのミューオンに対する多重散乱は、平均値を用い

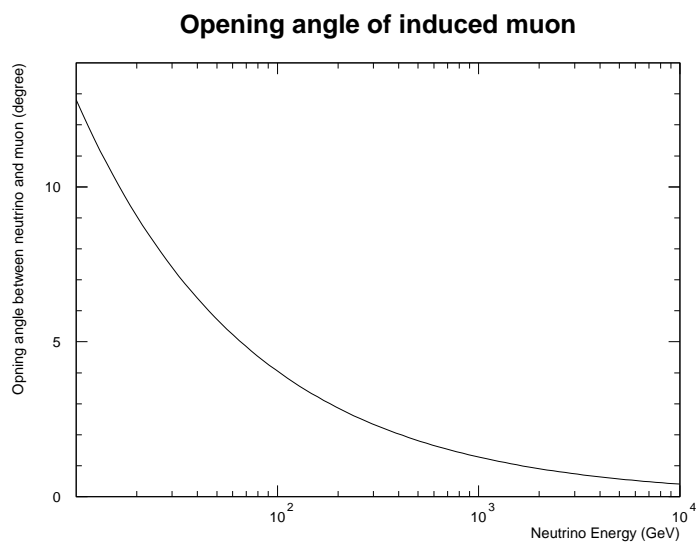


図 2.12: ニュートリノ反応において生成されるミュオンとの散乱角

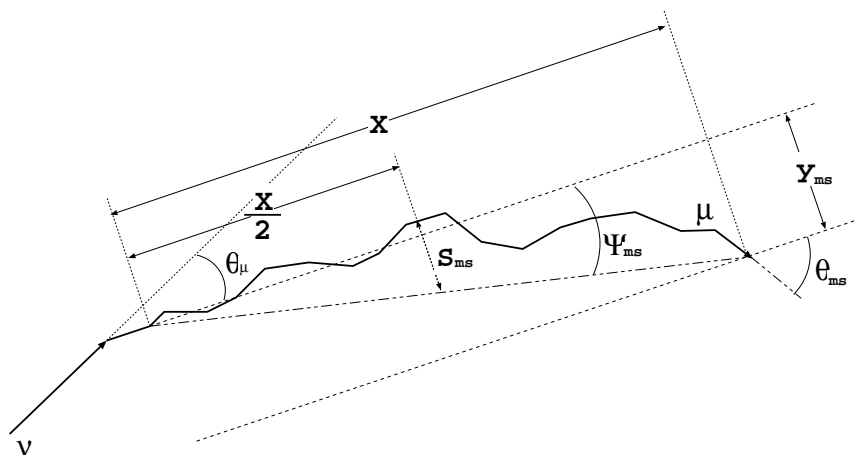


図 2.13: 多重散乱の概念図

た評価 ( $E_{nu} = 1 \text{ TeV}$ 、 $\langle E_{\mu} \rangle \sim 500 \text{ GeV}$ ) によれば、 $10^{-3} \sim 0.1^{\circ}$  にわたる (図 2.14)。

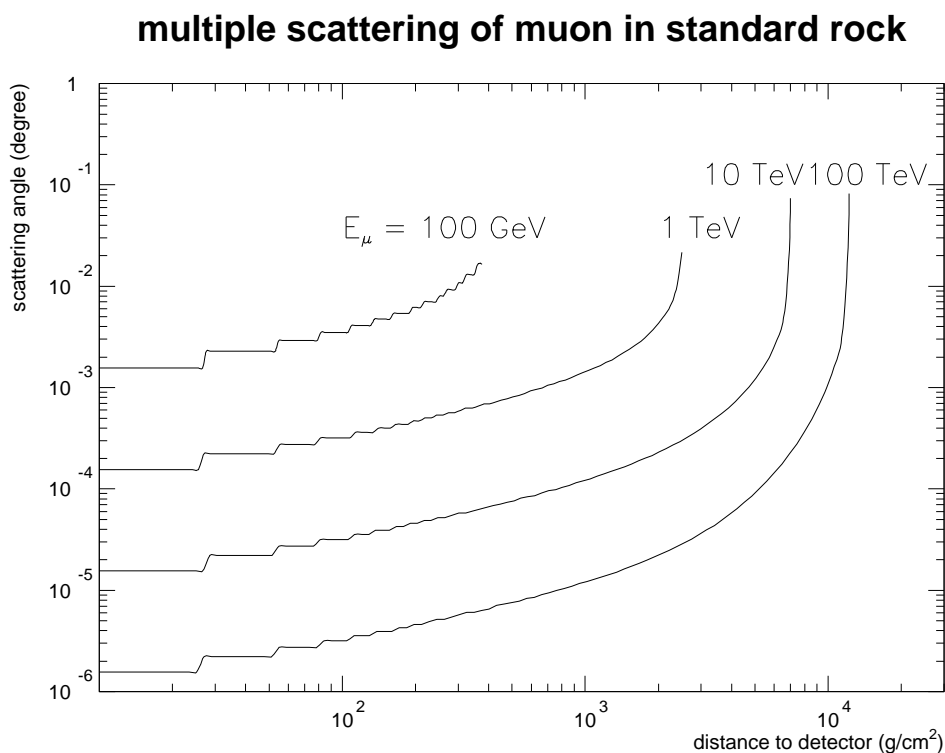


図 2.14: 多重散乱によるミュオン飛跡の散乱角

ニュートリノの方向に対するミュオンの角度広がり ( $\theta$ ) は、生成時の散乱角 ( $\theta_{\mu}$ ) と多重散乱角 ( $\theta_{ms}$ ) 両方の分布を掛け合わせた形でおおよそ評価される。

$$\theta^2 = \theta_{\mu}^2 + \theta_{ms}^2 \quad (2.28)$$

最終的には、これに立体再構成時の角度精度がかかり、ニュートリノの方向決定精度となる。

空間的な広がりによるフラックスの減少は、地球に比べて検出器はずっと小さいので、無視できる。

### 2.3.7 ニュートリノのエネルギー評価

検出器がミュオンの飛跡に比べ十分大きい場合、飛跡の長さからエネルギーを求めることが可能である。あるいは、エネルギーが大きくなると制動輻射や電子対生成、原子核との子相互作用といったプロセスを生じるようになる。これらによるエネルギー損失はミュオ



ンのエネルギーにほぼ比例するので、検出器が受けた光量からエネルギーを推定することが可能である。

このように個々のミューオンのエネルギーに関しては知ることができるが、個々のニュートリノのエネルギーを一意に知ることはできない。エネルギー移行量が0～1にわたって分布するためである。しかし、ミューオンに対するエネルギー精度の範囲内でミューオンのスペクトルからニュートリノのスペクトルを推定することは可能である。

### 2.3.8 ニュートリノから生成されるミューオンイベントの期待数の評価

入射角度  $\theta$ 、入射エネルギー  $E_\mu$  のミューオンに対しする有効面積  $A(E_\mu, \theta)$ 、エネルギーしきい値  $E_{th}$  を持つ検出器において期待されるイベント数  $N$  は次の式によって計算される。

入射してくるニュートリノのフラックスを  $\phi_\nu(E_\nu, \theta)$  とすると

$$\begin{aligned} N(E_{th}, \theta) &= N_A \int_{E_{th}}^{\infty} dE_\nu \int_0^1 dy \int_0^1 dx \frac{d^2\sigma(x, y, E_\nu)}{dxdy} \frac{d\phi(E_\nu, \theta)}{dE_\nu} A(E_\mu, \theta) R(E_\mu, E_{th}) \\ &= N_A \int_{E_{th}}^{\infty} dE_\nu \int_0^1 dy \int_0^1 dx \frac{d^2\sigma(x, y, E_\nu)}{dxdy} \frac{d\phi(E_\nu, \theta)}{dE_\nu} V(E_\mu, E_{th}, \theta) \end{aligned} \quad (2.29)$$

ここで、 $N_A$  はアボガドロ数、 $x$  と  $y$  は Bjorken のスケーリング変数である。 $V(E_\mu, E_{th}, \theta)$  はエネルギー  $E_\mu$ 、入射角  $\theta$  のミューオンに対する検出器の有効体積を表わし、これはエネルギー  $E_\mu$  のミューオンが  $E_{th}$  までエネルギーを失なうまでに走る距離  $R(E_\mu, E_{th})$  と有効面積  $A(E_\mu, \theta)$  を用いて

$$V(E_\mu, E_{th}, \theta) = A(E_\mu, \theta) R(E_\mu, E_{th}) \quad (2.30)$$

と表わせる。さらに、

$$P(E_\mu, E_{th}, \theta) = \int_0^1 \left[ \int_0^1 dx \frac{d^2\sigma(x, y, E_\nu)}{dxdy} dx \right] V(E_\mu, E_{th}, \theta) dy \quad (2.31)$$

とすれば、式 (2.29) は、

$$N(E_{th}, \theta) = \int_{E_{th}}^{\infty} \left[ P(E_\mu, E_{th}, \theta) \frac{d\phi(E_\nu, \theta)}{dE_\nu} \right] dE_\nu \quad (2.32)$$

と書ける。 $P(E_\mu, E_{th}, \theta)$  は検出器の性能(有効体積)も含めたニュートリノの反応率を表わすものであり、検出器を決めてしまえばあらかじめ計算できる。あとは、式 (2.32) において対応するフラックス  $\frac{d\phi(E_\nu, \theta)}{dE_\nu}$  を入れるだけで AGN における様々なモデルにより予言されるニュートリノからのミューオンイベント数を計算できる [13]。

### 2.3.9 ニュートリノ源

ミューオンを通したニュートリノの観測においてイベント源となり得るものには、

- 地球外ニュートリノから生成されたミューオン
- 大気ニュートリノから生成されたミューオン
- 大気ミューオン

がある (図 2.15参照)。大気ニュートリノも大気ミューオンも親は地球外から飛んできた一

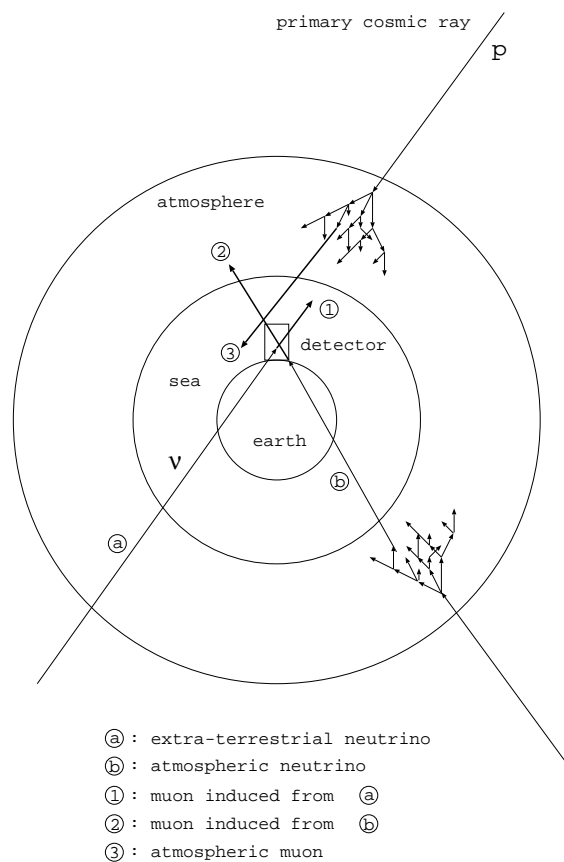
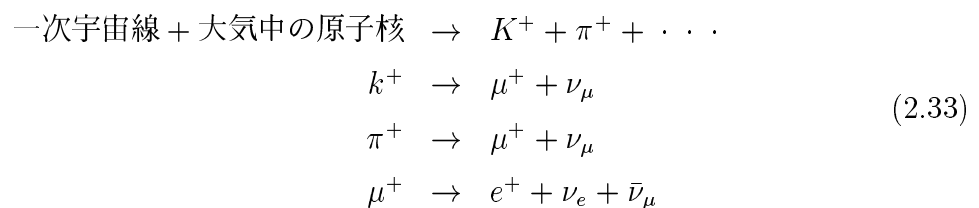


図 2.15: 深海におかれたニュートリノ (ミューオン) 検出器にかかるイベント源

次宇宙線であり、それが地球大気中の核子と反応して生成されたものである。



宇宙線が核子と起す反応はカスケード的であり、膨大な数の粒子を生成する。大気ミュオンの数は莫大で大気の厚さ程度の物質質量では十分突き抜ける。海水の深度・天頂角に対する大気ミュオンのフラックスについては岡田氏によってパラメータ化されており、以下の式によって計算できる [14]。

$$F(E, D, \theta) = \frac{c_1(\exp(c_2 X) - c_3)^{-\beta}}{(\cos \theta^*)^{G_0}} \frac{(1 + E/G_1)^{(1-\beta)}}{1 + E/G_2} \quad (\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}) \quad (2.34)$$

ここで、

$$\begin{aligned} c_1 &= 7.07 \times 10^{-4}, \quad c_2 = 3.084 \times 10^{-4}, \quad c_3 = 0.979, \quad \beta = 2.57, \\ G_0 &= 1 - 28/(E + 0.1X), \\ G_1 &= (X - 250)(1.812 \times 10^{-9}X^2 - 5.798 \times 10^{-5}X + 0.5267), \\ G_2 &= 4.25 \times 10^{-2}X + 130 \end{aligned} \quad (2.35)$$

であり、 $X = D \sec \theta$  は鉛直方向の深さを意味し、 $D$  は物質質量を  $\text{hgcm}^{-2}$  で表わしたものである。 $E$  は  $\text{GeV}$  で表わした時のミュオンのエネルギーの下限である。 $\theta^*$  はミュオンの生成時の方向であり、海面レベルでの方向  $\theta$  と次のように関係付けられている。

$$\sin \theta^* = \frac{6370 \sin \theta}{6415.5 - 6.335 \ln(100 \cos \theta^*)} \quad (2.36)$$

深海 4800 m におかれた検出器であれば、天頂角が  $80^\circ$  以上のフラックスは大気ニュートリノに比して十分小さくなる (図 2.16 参照)。地球方向に感度が良くなるように検出を配置し、地球自身を吸収体として用いることにより、格段に大気ミュオンのバックグラウンドを除去する。

しかしながら、それでもなお、点源探索に対し大きなバックグラウンドとして大気ニュートリノが存在する。全天 ( $4\pi$ ) に対する大気ニュートリノのスペクトルは以下の式によって表わされる。

$$F(E_\nu) = 1.3 \times 10^{-6} E_\nu^{-3.8} [\text{cm}^{-2} \text{TeV}^{-1} \text{sec}^{-1}] \quad (2.37)$$

ここで、 $E_\nu$  は  $\text{TeV}$  で表わし、 $\nu = 2\bar{\nu}$  としている。このバックグラウンドに対しイベントの有意性 (SN 比) を見出す為には、大きな有効面積と高い角度精度が要求される。

### 2.3.10 ニュートリノ検出計画

現在、高エネルギー点源探索を目的としたニュートリノ観測実験計画が世界において幾つか存在している。ギリシアの NESTOR、バイカル湖での BAIKAL、南極の氷を利用した AMANDA などがそれである。いずれも、基本的な検出原理は同じであり、目的は 1 つに点源探索である。NESTOR はテスト段階であるが、BAIKAL、AMANDA は現在稼働中であり、新たなデータを出しつつある [15][16]。

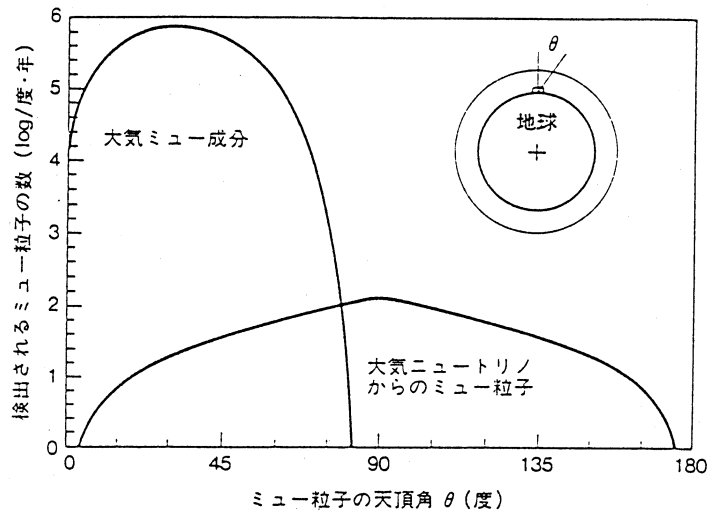


図 2.16: 有効面積  $20000 \text{ m}^2$  を持つ DUMAND 検出器において予想されるミューオンの天頂角分布

さらには、検出器の縦横高さが km オーダーという超巨大な高エネルギーニュートリノ検出計画 (KM3) も進行しつつある。もし、この規模の検出器が実現されれば、有効面積が約  $10^6 \text{ m}^2$ 、角度精度  $\sim 0.5^\circ$  という強大な検出能力が達成される [17] [18]。

DUMAND (Deep Underwater Neutrino Detection) 計画は、大気ミューオンバックグラウンドを遮蔽する 4800 m の深海底において高エネルギーニュートリノを検出しようとする計画である。諸般の事情により 1996 年に計画の途中閉鎖が決定された。しかしながら、DUMAND がそれまでもたらした結果は、KM3 のような次世代のニュートリノ検出器の信頼性・可能性を示す上でも重要なものとなる。

## 2.4 ニュートリノと $\gamma$ -線の対比

ニュートリノが単に  $\gamma$ -線と並行する観測対象宇宙線でない事に注意しておく。 $\gamma$ -線は、高エネルギーになると宇宙空間を伝播する際、銀河間の低エネルギー光子場 (主に赤外線場) と衝突し、電子・陽電子対を生成する。すなわち 吸収を受ける [19][20][21][22]。 $\gamma$ -線源が我々地球から遠ければ遠い程その吸収はより大きくなる。これには膨張宇宙の特徴も加わる。遠方は、すなわち宇宙初期であり、宇宙初期に於いては空間の体積が小さく物質、あるいは光子密度が高い。TeV 領域にある  $\gamma$ -線に対しては、ターゲットとなる光子のエネルギー

ギー  $\varepsilon$  が以下の時、吸収の断面積が最大となる [19]。

$$\varepsilon(E) \sim \frac{2(mc^2)^2}{E} \sim 0.5 \left( \frac{1 \text{ TeV}}{E} \right) \text{ eV} \quad (2.38)$$

ここで、 $E$  と  $mc^2$  はそれぞれ、TeV で表わした  $\gamma$ -線のエネルギー、電子の静止質量である。1 TeV の  $\gamma$ -線に対しては、K バンド ( $\sim 2 \mu\text{m}$ ) が吸収の対象となる。また、宇宙の始まりとされるビッグバンの名残りである 3K 輻射場のため、100 TeV の  $\gamma$ -線は不透明になる。

ニュートリノも地球による吸収を受けるが、その効果が顕著に現われるのは  $\gamma$ -線に比べ圧倒的に高いエネルギー領域である。更に、ニュートリノの吸収の効果は点源の距離とは無関係であることにも注意したい。

図 2.17 は、Stecker らによって計算された 幾つかの活動銀河核からの  $\gamma$ -線に対する光学的厚さである [19]。"光学的厚さ"とは光の強度の減少の割合を意味し、距離に対する強度変化を

$$I = I_0 \exp\left(-\int \lambda \rho dx\right) \quad (2.39)$$

$$= I_0 \exp(-\tau) \quad (2.40)$$

とした時の  $\tau$  のことである。ここで、 $\lambda$ 、 $\rho$  は、それぞれ吸収係数と密度であり、 $\int \lambda \rho dx$  は光の発生点から観測点までの距離に対する積分である。光学的厚さが 1 であるとは、 $1/e$  に減少するような厚さであるということである。図 2.17 では、マイクロ波から紫外領域までの低エネルギー光子場のスペクトルとして Franceschini らのモデルを用い評価し、天体と地球までの距離の評価にはハッブル定数を  $H_0 = 50 \text{ km/sec/Mpc}$  としている [19]。

Markarian421 のように近い天体 ( $z \sim 0.031$ ) であっても、10 TeV 程度が  $\gamma$ -線での観測限界であり、3C279 辺りになると TeV 領域の  $\gamma$ -線観測は不可能である。実際、Markarian421 においては Whipple により 10 TeV 近くの高エネルギー  $\gamma$ -線が観測されているのに対し、3C279 では観測されている最大のエネルギーが 10 GeV 弱であることが、吸収の効果を示唆している (図 2.3、図 2.4)。高エネルギー領域における  $\gamma$ -線観測では天体の距離により強い制限を受ける。また、たとえ観測にかかっても赤外線場による吸収を受けており、完全なエネルギースペクトルを得る事はできない。高エネルギー  $\gamma$ -線領域では、銀河間光子場による吸収も考慮に入れる必要があり、予想されるメカニズムは不透明になると考えられる。吸収源となる低エネルギー場に関する知見は  $\gamma$ -線のスペクトルを仮定することにより評価可能とする議論もあるが、むしろ、それと無関係な量、すなわちニュートリノスペクトルとの比較の方が有意性が高い。ニュートリノ観測が実現されれば銀河間の低エネルギー光子場についての解を与え得る。

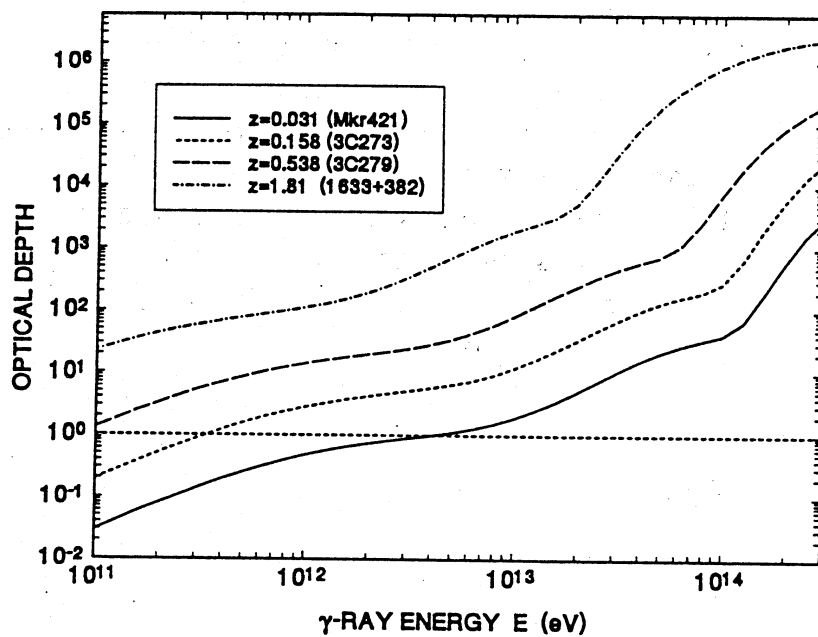


図 2.17: 活動銀河核からの  $\gamma$ -線に対する銀河間赤外場の光学的厚さ：マイクロ波から紫外領域までの低エネルギー光子場のスペクトルに対して Franceschini らのモデルを用い評価し、ハッブル定数として

$H_0 = 50 \text{ km / sec / Mpc}$  をとっている。

高エネルギー  $\gamma$ -線では見えない天体の存在、 $\gamma$ -線の完全なフラックス (エネルギースペクトル) を知る為には物質とほとんど相互作用する事なく、生まれたままの情報を持って地球に到達するニュートリノの検出は非常に強力な観測手段であると期待される。

銀河活動やクェーサーのメカニズム、更には銀河、宇宙の進化へと研究の領域を広げていくには、様々な波長領域における観測に加え、様々な粒子による観測が必要となってくる。ニュートリノによる観測は、物質による吸収をほとんど受けない為、光では制限された領域に研究・探索の可能性を開く新しいプローブとなると期待される。

## 第 3 章

# DUMAND 計画

深度 4800m という深海底において、内部体積約 2 Mt という巨大検出器を用いた深海ニュートリノ検出計画 DUMAND (Deep Underwater Muon And Neutrino Detection) 計画が進展していたが 1996 年に中止となった。ニュートリノ実験においては、今までにない規模を持つこの検出器により、未知のエネルギー領域の研究が行なわれ、天体物理学や、宇宙線物理学などにおいて重要な示唆、研究の方向性を与えると期待されていた。この章では、この DUMAND 計画についての概要と検出器について述べる。

### 3.1 DUMAND 計画

DUMAND(Deep Underwater Muon And Neutrino Detection) 実験とは、深海底を動作場所とし多量の海水をターゲット、および検出媒体として用いたニュートリノ検出実験の事である。ハワイ島東岸(ケアホレ岬)沖約 30 km (図 3.1参照)、深海底 4800 m の地点に内部体積およそ 2 Mt を有する光を感知する検出器を沈め、ニュートリノから生成されたミュオンの海中で発するチェレンコフ光を検出しようとする試みである。全長 400m(実長 230m)のストリングと呼ばれる紐状のものが 9 本、直径 100m の 8 角形をなし、各頂点に 8 本中心に 1 本配置される。各ストリングには、24 個の光検出器が 10m 間隔で取り付けられ(計 216 個)、ニュートリノが海水中の核子と相互作用して出来たミュオンの発するチェレンコフ光を捕らえる。検出器装置の概観を図 3.2に示す。その主目的はクェーサーや活動銀河核 (AGN: Active Galactic Nuclei) などから期待される高エネルギーニュートリノ検出にある。これを点源探索 (Point Search) と呼ぶ。これにより高エネルギー天体の活動メカニズム研究に明確な指針を与えることが期待される。

ニュートリノは、物質と弱い相互作用でしか反応しないため、その検出には膨大な物質質量が必要となる。DUMAND においては海水を利用することで大量の物質質量を容易に用いることができ、同時に、海水をチェレンコフ光を検出する媒体としても用いることができる



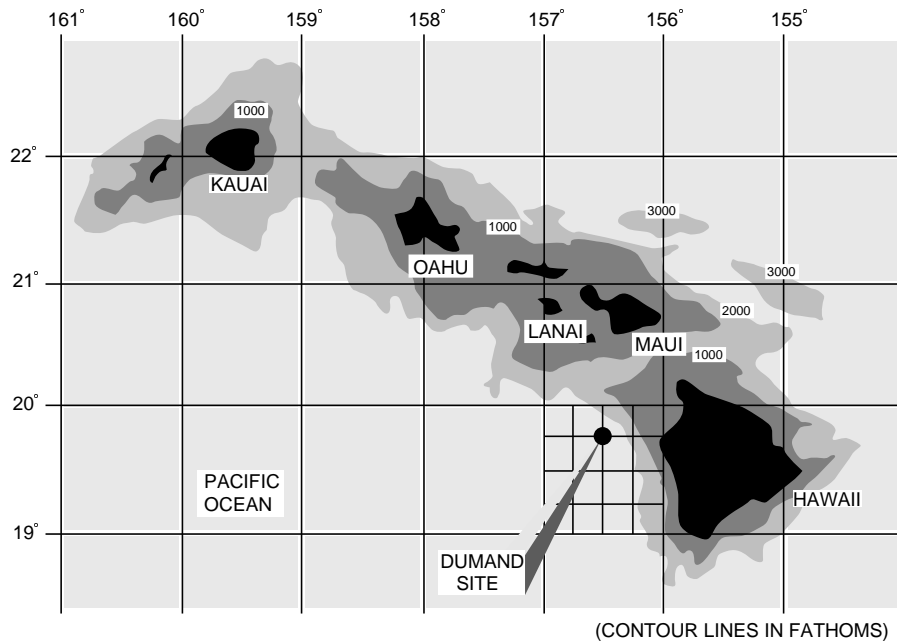


図 3.1: DUMAND 検出器設置場所：ハワイ島西岸、ケアホレ岬沖約 30 km、深海 4800 m (DUMAND site)

のが特徴である。更に、ストリングを増していけば、検出器の拡張が容易なことも大きな利点となっている。また、深海底 4800 m は、エアシャワー、大気ミュオンなどの莫大な宇宙線バックグラウンドを落とすよい遮蔽となり (海拔 0 m レベルの  $10^{-6}$ )、更に、検出器を鉛直下向きに感度が良くなるように設置することにより地球自体を遮蔽物とし、ニュートリノを効率的に検出する。検出するイベントは主に、荷電カレント反応にあり、ニュートリノが海水中の核子と反応し生じたミュオンの発するチェレンコフ光を光検出器 (光電子増倍管により構成される) 測定器によって検出する。光検出器の受けた光の到達時刻と光量からミュオンの飛跡が立体再構成される。ある程度の間隔をおいて広範囲に検出器を配置することにより、高エネルギーミュオンに対し、有効面積を大きく保ちつつ高い角度精度を実現している。設置間隔は この有効領域や角度精度との兼ね合いで、モンテカルロ研究によって決められている。

計画が発足して以来、様々な開発・テストが繰り返され 1987 年 10 月にプロトタイプ実験が行なわれた。その後、各機器に対し様々な改良が施され、遂に、1993 年 12 月に最初の検出器設置が試みられた。およそ 2 時間の動作に成功し、実質 2 分間のデータ取得を行なった。しかしながら、ストリング制御装置 (後述) の耐圧容器上のコネクタに水漏れを生じ、1994 年 1 月には検出器の回収がされた。その後数年を経て 1996 年に計画は事実上

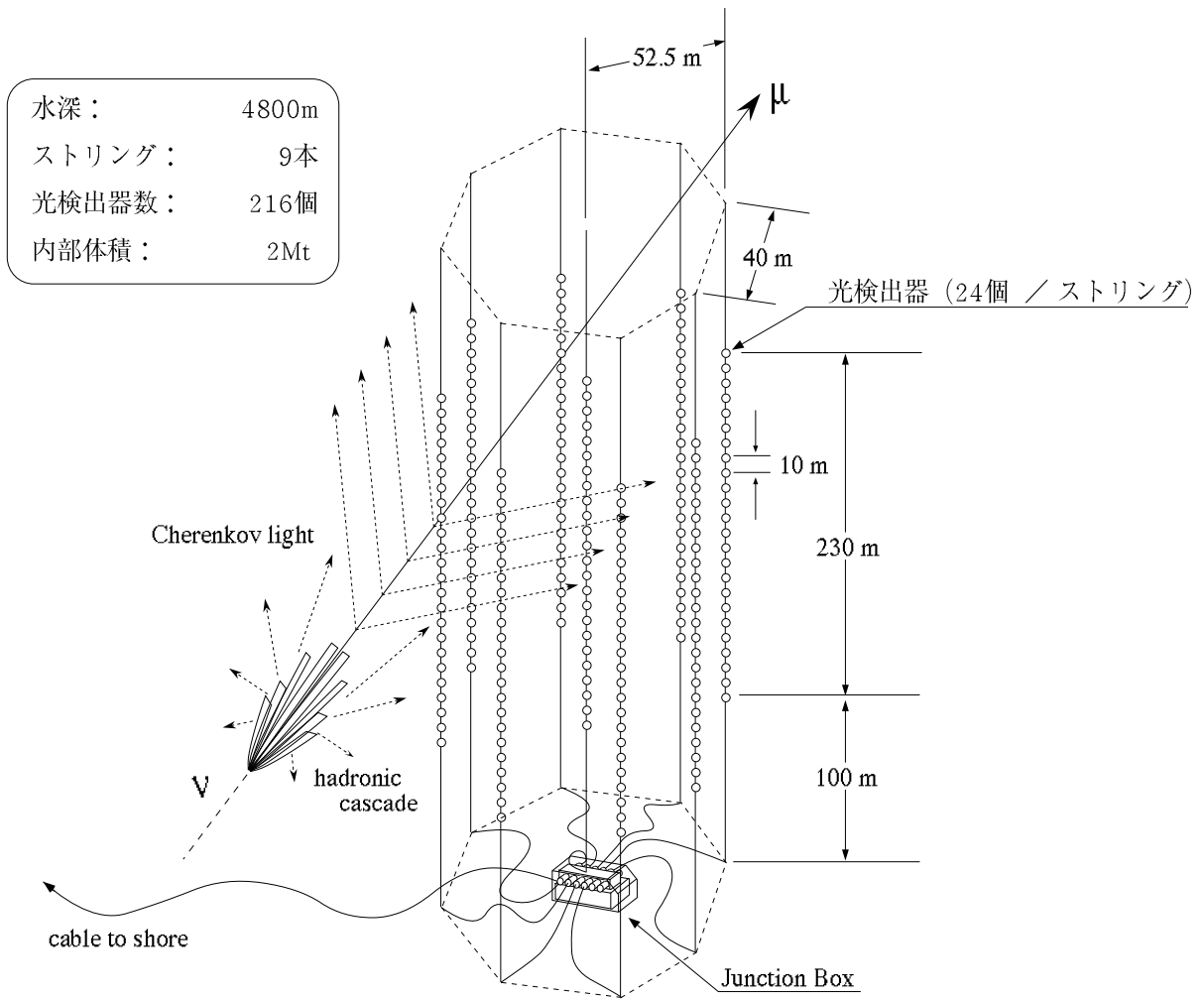


図 3.2: DUMAND-II OCTAGON の概観

の閉幕となった。実験計画は終了したが、1993年に行なわれた検出器設置はニュートリノによる天文学研究の可能性を示したといえる。

### 3.2 DUMAND 検出器 ハードウェア

DUMAND 検出器は、その設置場所が深海底 4800 m という特異な環境に位置するため、検出器の形状や task も特徴的である。検出器規模が巨大で、操作者からは遠く離れている。完全なカプセル化はされておらず、一本のケーブルを通してデータ・パワー・コミュニケーションのやりとりがなされる。4800 m という深海底において、このよう装置を用いて観測を行なった例は未だない。

DUMAND 検出器に対してニュートリノ検出の観点から以下のことが要請される。

- 巨大な体積を有すること
- 低バックグラウンドであること

これより設置場所として深海底が選ばれた。さらに検出器に対する要求として、

- 高圧に耐えること
- 海水の腐蝕に耐えること
- 拡張が容易であること
- 回収可能であること
- 遠隔操作可能であること
- 自動データ収集が可能であること
- 自己監視およびトラブル処理が可能であること
- 低電力で動作すること
- データの量・質をなるべく落さず実験者に伝えること
- 性能較正可能であること

などが挙げられる。これらの項目が検出器設計において厳しい制限となる。

この条件を満すべき検出器が開発、設計、製作された。この DUMAND 検出器の全体図を図 3.2 に示し、1つの構成要素となるストリングの概観を図 3.3 に示す。この DUMAND 検出器の基本機能として次のものがある。

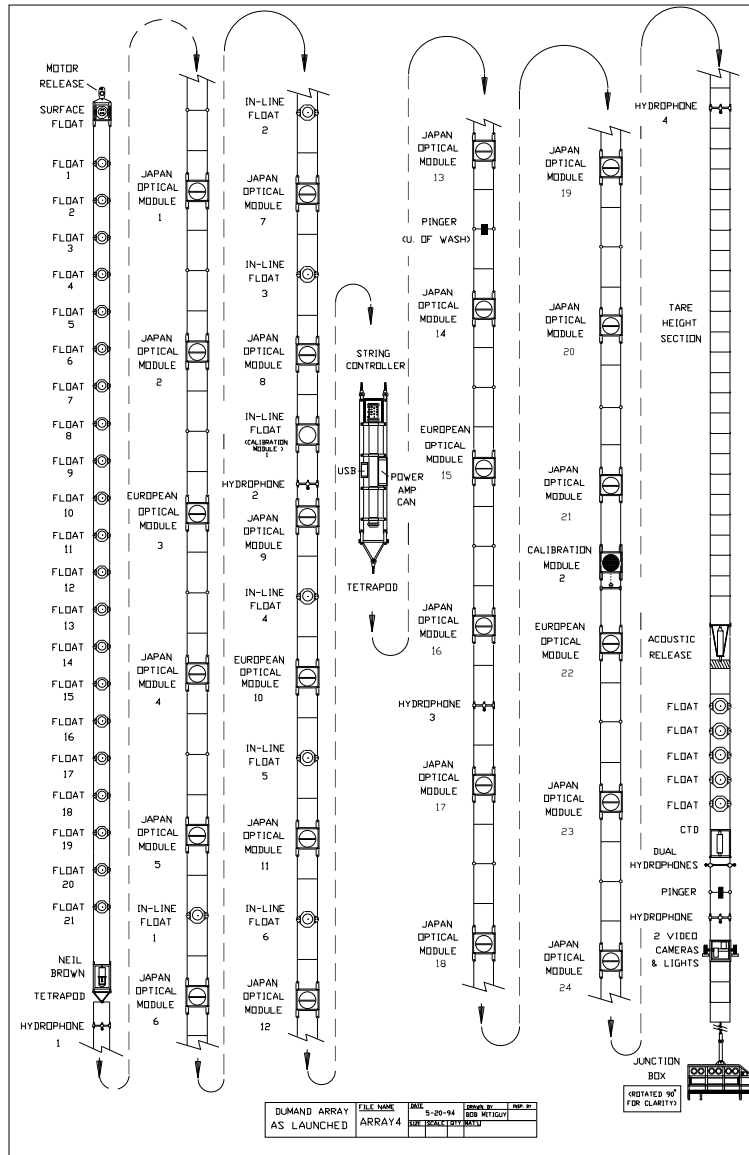


図 3.3: スtringの概観

- 環境測定 (水温、海流の速度など)
- データ収集と転送
- データ取得
- ストリング状態の把握と報告 (コミュニケーション)

これらを実現するため、検出器はハードウェア的に幾つかのようなサブシステムに分けられており、図 3.4に示したような関連を持って検出器全体を構成している。具体的には、ミューオンの発するチェレンコフ光を検出する光検出器、水流水温など深海底の状況を測定する環境測定器、ストリングを管理し、実験者と検出器の仲介役となるストリング制御装置、ケーブル中継基地の JunctionBox、データ・パワーなどを転送する Shore Cable、検出器のコントロール室、およびデータの最終処理場で実験者が控えている Shore Station が存在する。

操作者から遠く離れ、容易に手の出せない深海底という状況の中に置かれているため、完全な中央コントロールではなく、それぞれが、ある程度の独立性を持つよう設計されていることが特徴である。

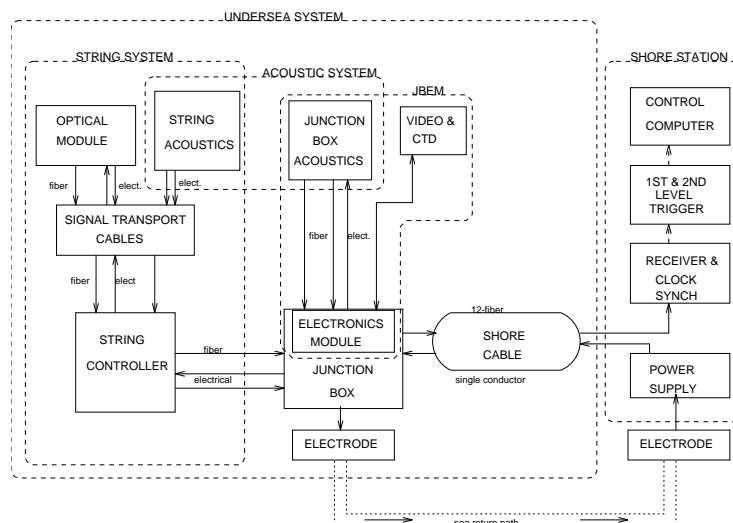


図 3.4: DUMAND 検出器を構成するサブシステム

### 3.2.1 実験者と検出器を結ぶライン

検出器の全てのリンク (電力とデータとコミュニケーション) は、検出器までの 30 km にも及ぶほとんどの距離を、一本の shore cable が果たす。

## 1. [Power Link - 岸から検出器へ -]

Shore Station に置かれた高圧電源を用いおよそ 480 VA の電圧をかけ、ストリングへパワーを供給する。shore cable の直流抵抗は  $1.1 \Omega \text{km}$  である。Junction Box で 12 個のポートに分けられ、ストリング制御装置へ供給される。各ストリング制御装置の電源部の Shunt Regulator で変圧された後ストリング上の各部測定器へ配給される。光検出器 1 個あたりの供給電力は 10 W に設計されている。検出器からのリターンカレントには、Junction Box と Shore Station にある電源とに electrode と呼ばれる軟鉄鋼とチタンとでできた電極を用い、海水を利用してグラウンドラインを形成する (sea return) (図 3.5 参照)。

## 2. [Data Link - 検出器から岸へ -]

DUMAND 検出器においては、30 km 以上という長い距離を情報をなるべく劣化させることなく伝送させるために、数段階にわたって行なわれる信号変換 (電氣的アナログ信号から光デジタル信号へ) が特徴である。

光検出器内部では、光電子増倍管からの電気信号が光の到達時刻とその強さの情報を持つ 2 つの矩形波パルスに変換され、LED によってストリング制御装置へ送られる (立ち上がり → 時刻、幅 → 光量)。ストリング制御装置の Digitizer において、その立ち上がりと立ち下がり時間をデジタル化する。デジタル化の精度は、クロックの周期に支配され、内蔵された 400 MHz のクロックパルスの立ち上がり、立ち下がりの両端を用いることにより、1.25 ns の精度を実現している。これは、光検出器の時間分解能 (1 *pe* の光に対し約 6 ns) と比して十分満足される値である。デジタル化されたデータは 40 bit words にエンコード (Hot Rod Data) され、波長 1550 nm のレーザーにより 625 Mbaud で光デジタル信号として Shore Station まで送られる。Digitizer は 27 の入力を持ち、各入力に対し 100 kHz の rate を扱えるよう設計されている。光検出器の平均的な計数率は  $^{40}\text{K}$  によるバックグラウンドが主で、40 ~ 70 kHz 程度であるので、定常状態では問題を生じない。また、FIFO buffering scheme により発光微生物によるような短時間の突発的な計数上昇 (数 100 イベント /  $\mu\text{s}$ ) にも耐えられるようになっている。

Shore Station では、ストリングから逐次送られるデジタル化された信号を時間補正した後、VME-BUS で結ばれた 4 段階のトリガープロセッサにかけ、リダクションを行なう (フィルター)。ストリング 1 本あたり 1 ~ 1.5 MHz、9 ストリングで 10 MHz の頻度で送られてくるデータは、この時点で 1 ~ 100 Hz にふるい落とされる。その後、ETHERNET を通じてオンラインフィッティングやイベントディスプレイ、ディスクへの記録などが行なわれる。INTERNET を利用し外部からのアクセスも可能となっ

ている (図 3.6参照)。

### 3. [Communication and Control Link - 岸と検出器間での相互通行 -]

通信は、基本的に光デジタル信号によって伝送される。Shore StationとDUMAND検出器(ストリング制御装置)との間は、一本のシングルモードファイバーを通してデジタル光信号によって通信が行なわれる。この光ファイバーはデータと共有されている。実験者からストリング制御装置へは(1550 nm)、その逆方向では(1300 nm)とレーザーの波長を変えている。ストリングからのコミュニケーション信号はストリング制御装置内で光検出器のデータを結合され岸へと送り出される。但し、ストリング制御装置と光検出器との間は、DC 48 V power lineに変調をかけたモデム信号を用いて300 baudでコミュニケーションが行なわれる(図 3.7参照)。

## 3.3 検出器環境と検出器性能概略

DUMAND 検出器が設置される場所を DUMAND site と呼ぶ。DUMAND site における環境測定、例えば、水の透明度や海流の大きさなどはミューオン検出において重要である。水の透明度は光検出器に届く光の強度に直接関係し、海流の大きさなどはストリングの形状に影響する。また、水温は水中での音の伝播速度、すなわち、検出器位置測定関係する。これら環境に関する profile は環境測定器によって測定される。

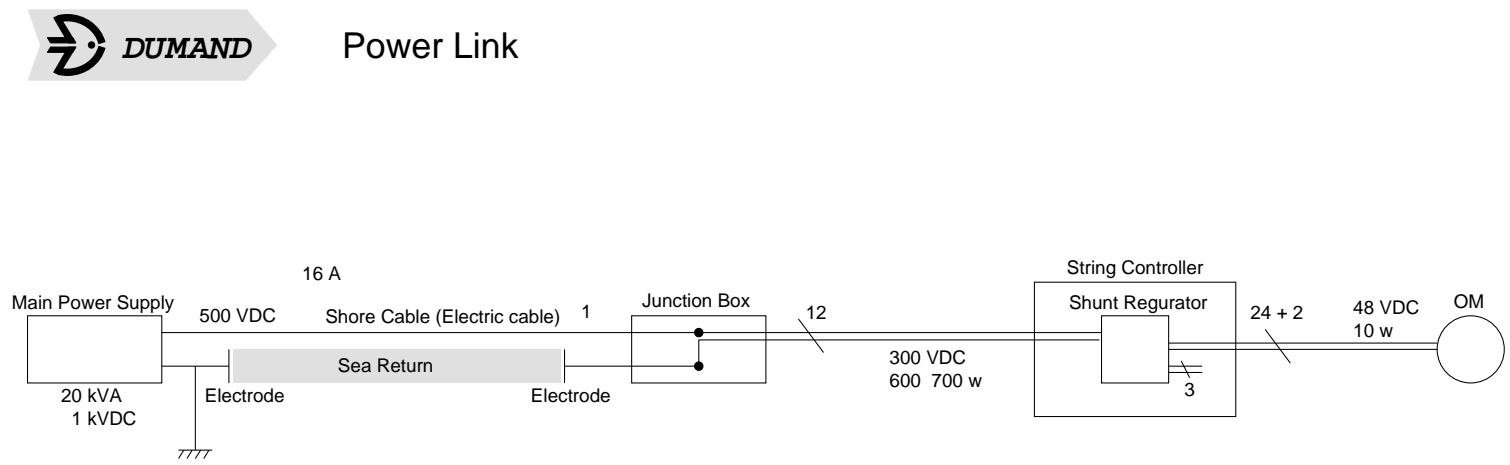
検出器が実際に設置される場所 (DUMAND site) における透明度は、プロトタイプ実験結果や幾つかの計算をもとに評価されている。光の減衰係数(減衰長<sup>-1</sup>)が、450 nm の光に対して最低(長い)でおよそ  $0.025 \text{ m}^{-1}$  (40 m) である(図 3.8参照)。

海水中には特有のバックグラウンドが存在し、データ転送や data reduction(trigger logic)、データ解析に関わる。深海底において光検出器が出力する信号源となるものには次の4つがある。

1. 高エネルギーミューオンの発するチェレンコフ光
2. 光電子増倍管の暗電流
3. 海水中のミネラルの一つカリウムの同位体  $^{40}\text{K}$  の  $\beta$  崩壊からの光
4. 発光微生物の発する光

1以外は全てバックグラウンドとなり、ミューオン飛跡の再構成精度を劣化させる原因となり得る。頻度としては3がおおよそ40 kHzと最も高く、次いで2が10 kHz程度と考えられている。一方、4については機械的刺激によって発光が促されるなど前者2つの偶発的事象と特徴が異なるため、検出器を実際に設置した上での測定が必要とされる。

図 3.5: パワーリンクのブロック図



### Power Link





# DATA Link

図 3.6: データリンクのブロック

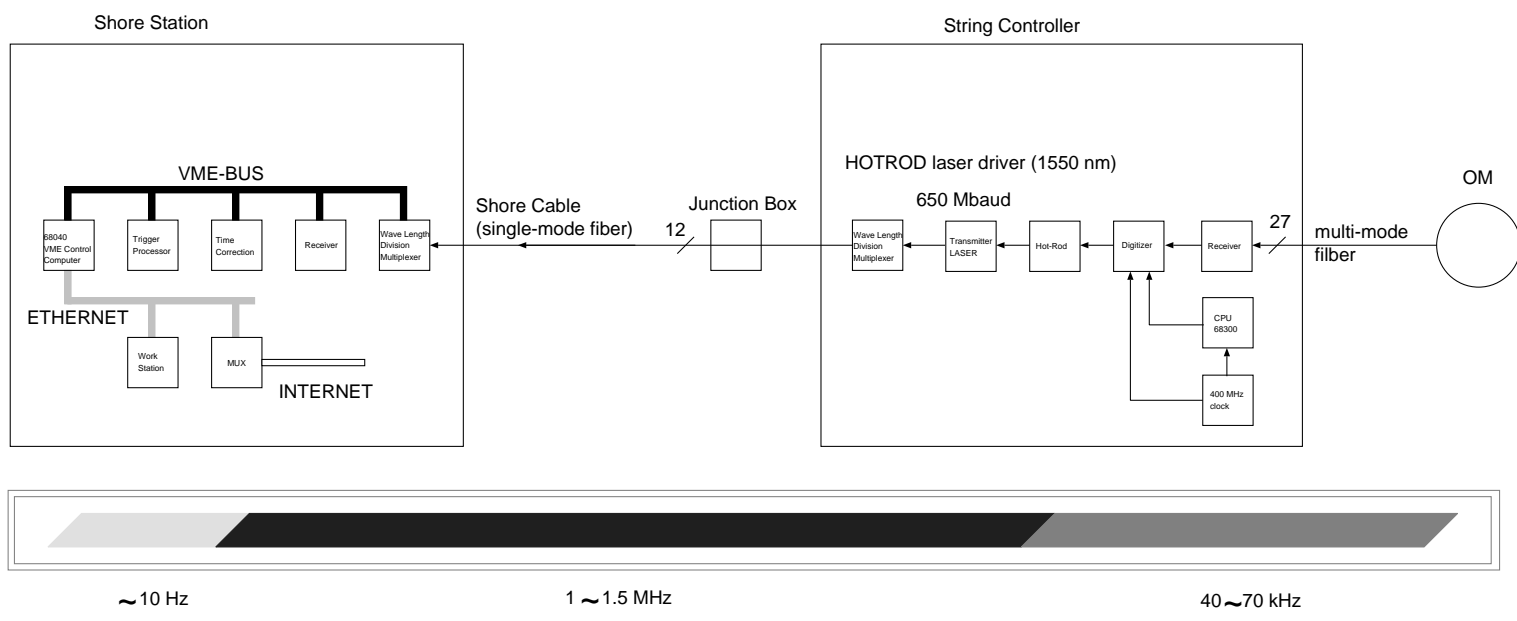
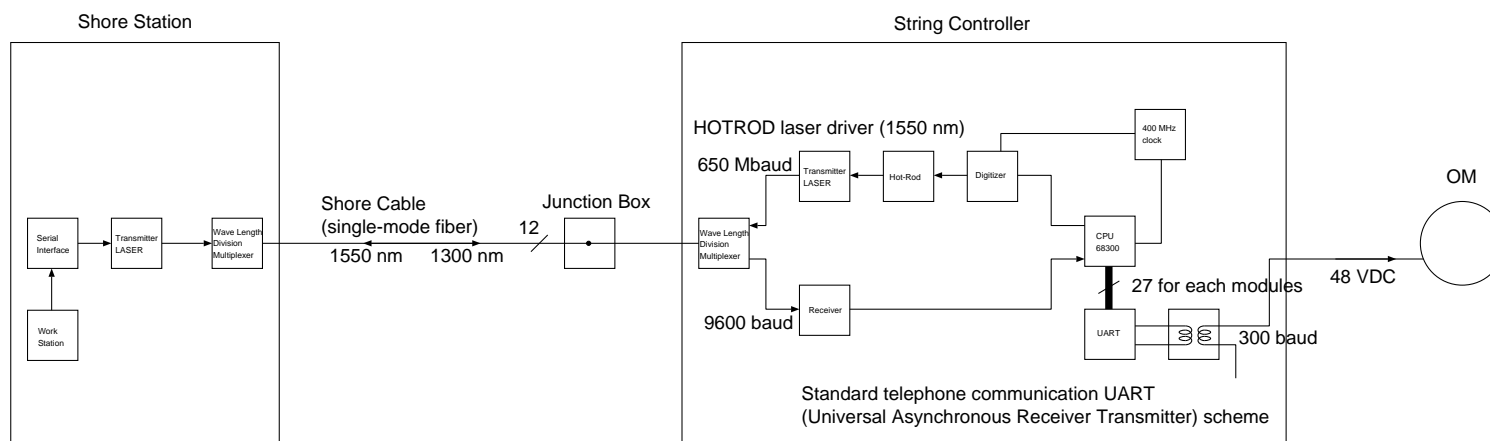


図 3.7: コミュニケーションと制御リンクのブロック図



### Control / Communication Link



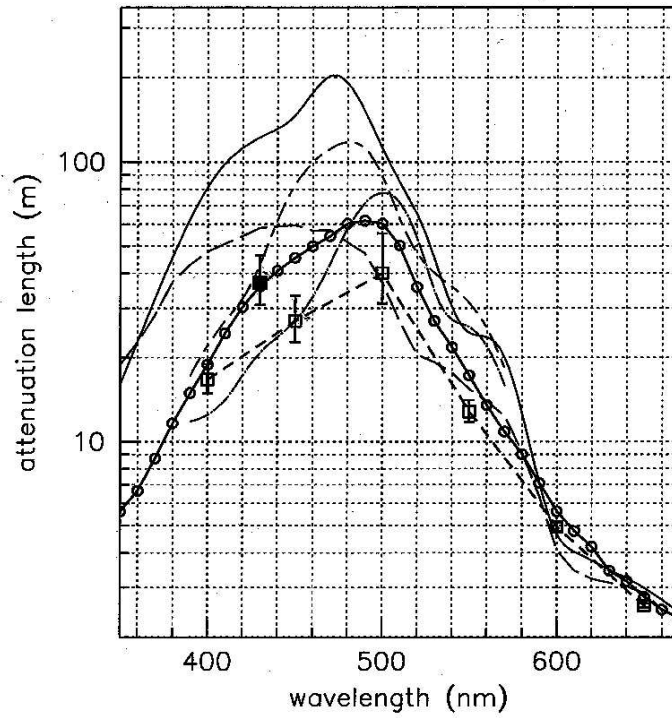


図 3.8: 深海底における光の減衰長: □は Zaneveld(1980) の計算。一番上の実曲線は純粋に対するもの (James, Birge (1938)) 次の長短破線と長破点線の 2 つがそれぞれ Tonga 海溝 10km と北大西洋の海面 85m の海水に対するもの (Shifrin(1983))、長破線が 海洋表面の透明度の高い海水のものである (Smith, Baker(1981)) ■がプロトタイプ実験での結果、○が■と Zaneveld の計算をもとに外挿されたものである [23]。

### 3.3.1 光電子増倍管の暗電流

光電子増倍管の暗電流は熱浮遊電子による信号であり、光が当たっていない状態でも出力がある。これは温度に依存するのが特徴で、低温下では暗電流は減少する。出力信号は小さく  $1/4 pe$  程度であり、信号に対するしきい値 ( $1/4 pe$ ) によって大幅に除去される。較正実験から、光検出器において用いられている 15 インチ光電子増倍管に対するダークカウントは 10 kHz 程度と測定されている。

### 3.3.2 $^{40}K$ の $\beta$ 崩壊

海水中のミネラルの一つカリウムの同位体である  $^{40}K$  の  $\beta$  崩壊からの光である。海水中に含まれるミネラル (塩分) 量はおよそ 3%、自然界におけるカリウムの同位体  $^{40}K$  の存在比は 0.0117% である。半減期が  $1.277 \times 10^9$  年、単位時間あたりの崩壊数は  $1.721 \times 10^{-17}$  である。 $^{40}K$  の崩壊において 10.5% が電子捕獲、89.3% が  $\beta^-$  崩壊による。この時放出される  $\beta^-$  線の平均エネルギーは 0.562 MeV で、これによるチェレンコフ光の光子数はおよそ  $20.5 \text{ 個/cm}^2$  (320 ~ 600 nm) である。 $^{40}K$  の海水中の密度と放出される  $\beta^-$  線のエネルギーなどから光検出器における計数率が計算でき、40 kHz 程度と評価される [24] [25] [26]。

### 3.3.3 発光微生物

海水中には発光する微生物の存在は海洋科学者らによって知られている。実際、これまでに行なわれてきた様々な測定や実験により観測され、頻度や光量についてある程度の事が知られている。

DUMAND site における観測としては、1987 年に行なわれたプロトタイプ実験 (SPS 実験) その他がある。そこでは、船の揺れに共なって生じるストリングの上下振動と同期した光検出器の計数率の異常上昇が見られている [27] [28]。他の幾つかの観測からも同様の機械的な攪乱に同期した発光が観測されており、発光源はバクテリアというよりは微生物といった部類に属す、すなわち動物の類に起因すると考えられている。

頻度、及び大きさは深度によって異なり、浅くなるほど数多く (大きく) 出現し、深さに対し指数関数的相関が見られることも知られている [29]。

また、DUMAND 実験にとって都合なことに DUMAND site での観測結果として光検出器を浮かした状態では微生物発光は格段に弱くなることも明らかとなった [30]。

種々の測定から知られている特徴をまとめると、

- ・ 機械的な刺激 (振動) を受け発光する。
- ・ 発光時間は  $^{40}K$  と比べると長く、30 sec に達するものもある。

- ・深さとの指数関数的相関があり、浅くなるほど発光総数が多くなる。

表 3.1に 検出器についての一覧表を示した。ここに示した検出器の性能については、テスト実験から得られた結果や計算をもとに導出されたものである。

項目	
深度	4800 m
岸までの距離	約 30 km (ハワイ島西岸ケアホレ岬沖)
水圧	480 気圧
水温	~ 1.5 °C
水流	~ 3 cm/sec
水の透明度	約 40 m at 450 nm
ストリング数	9 本 (DUMAND II Octagon)
ストリング長	全長 400 m (実効長 240 m )
形状	8 角形 + 中央
ストリング間距離	直径 105 m
内部体積	約 2 Mt
光検出器数	216 個 (24 個 / ストリング)
光検出器間距離	10 m
エネルギーしきい値	約 10 GeV
有効面積	約 20000 m <sup>2</sup> ( ≧ 1 TeV ミューオンに対し)
角度精度	約 1° ( ≧ 1 TeV ミューオンに対し)
<sup>40</sup> K	~ 40 kHz /OM
暗電流値	~ 10 kHz /OM (0 °C)
下向きミューオンフラックス	~ 3 イベント/分
大気ニュートリノフラックス	約 3000 イベント / 年 / 全天

表 3.1: DUMAND 検出器の設置環境と一般的特徴

## 第 4 章

### 光検出器

深海底でのニュートリノ検出のために、我々は独創的な検出器を開発している。光検出器 (OM: Optical Module) と呼ばれる。光検出器はその名の通り光を感知する計測器であり、まさに DUMAND 検出器の目である。およそ  $35 \text{ photon}/m^2$  という微弱な光を感知し、1 光電子レベル ( $1 pe$ ) の光に対しおよそ  $6 \text{ ns}$ 、 $100 pe$  の光に対しては  $2 \text{ ns}$  の時間分解能を持つ。DC 48V 10W の電力の供給により動作し、電力ラインを通してモデムにより通信・制御が可能である。その構造は光を検出する 15 インチ光電子増倍管をベースに、制御用の電子回路などと共に 670 気圧にも耐えうる耐圧ガラス球に収めたものである。深海底という極地 (遠隔地、高水圧下) での安定動作や良質のデータ収集の為の様々な機能を有している。例えば、光電子増倍管の電気信号は電子回路上で矩形波信号に変換され、LED により光信号として外部へ伝送されること。光電子増倍管にかかる印加電圧や出力信号に対するしきい値など種々の動作パラメータの設定や報告は、電源ラインにのせたモデム信号を用いて遠隔操作により行なわれること。あるいは、パワーさえ与えられれば自動的にデータの収集を行ない、予期されるトラブルに対しても自身で処置するよう設計されていることなどが挙げられる。これらは極限探索用のロボットや人工衛星に通じる。

この章では光検出器の構造、基本的動作、製作などハードウェア的側面について述べる。

#### 4.1 光検出器ハードウェア

光検出器の写真を図 4.1 に、光検出器の断面積を図 4.2 に示す。光検出器を構成する機器は、外界との接続のためのコネクター類を除けば、全て耐圧ガラス球に収められている。15 インチの光電子増倍管を中心に、それを守るかのように  $\mu$ -メタルメッシュやシリコンジェルが囲んでいる。さらに、検出器の頭脳とも見える電子回路が光電子増倍管の上部に取り付けられている。

外界との接続には 2 つのラインが存在し、1 つは光ファイバー、もう 1 つは電気ケーブル

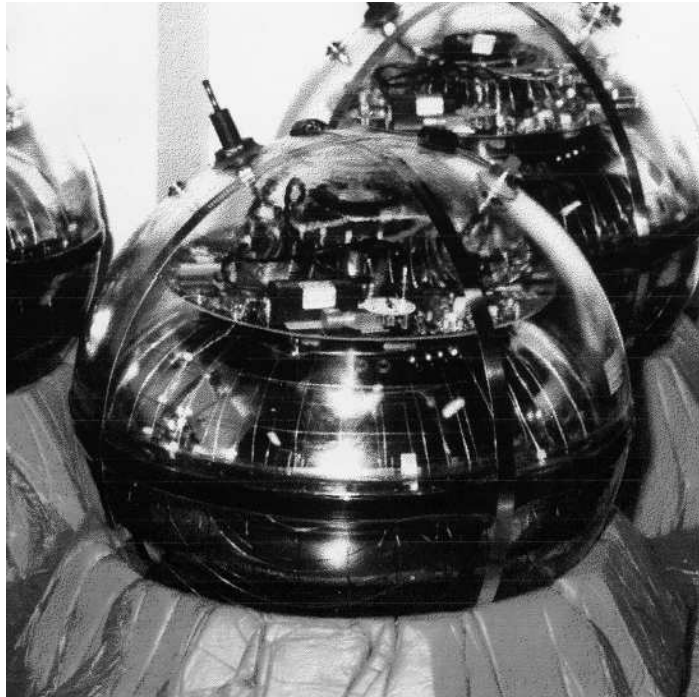


図 4.1: 光検出器の写真

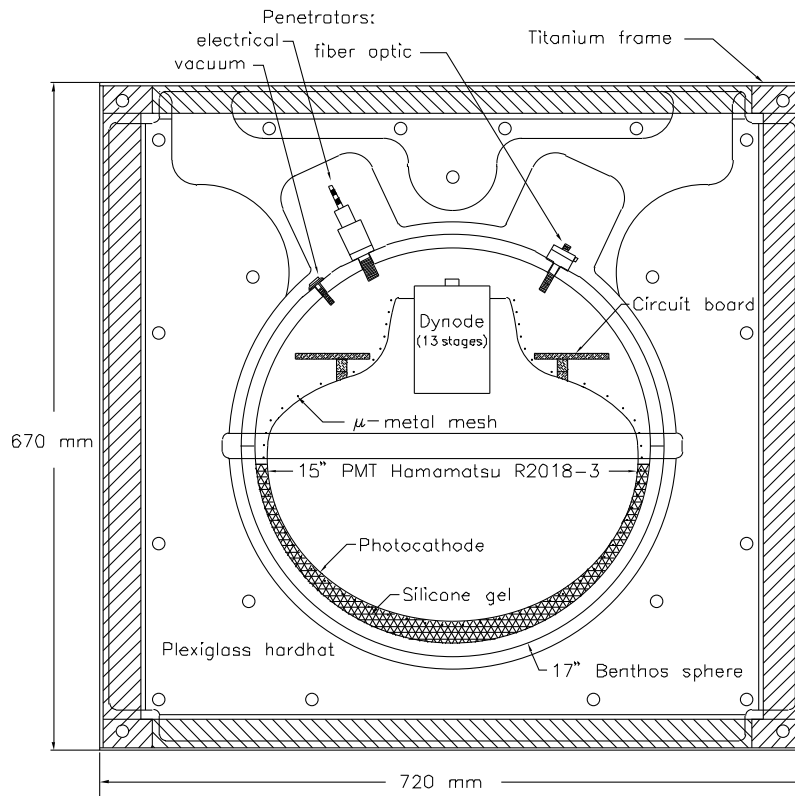


図 4.2: 光検出器の断面図

である。光ファイバーは出力信号の伝送用に、電気ケーブルは光検出器のパワーの供給とモデム コミュニケーション信号の伝送のために用いられる。さらに、耐圧ガラス球内部の気圧を若干下げる際に用いられる vacuum port がガラス球上に取り付けられている。この減圧は 検出器設置時の衝撃による球の分離を防ぐ為に行なわれる。以上、合計 3 つの穴がガラス球上に開けられている。

動作には 外界からの 48 V の DC 電力が必要で、供給された電力は DC-DC converters により 幾つかの適切な電圧レベルに変換され、電子回路上の各部に配給される。光検出器 1 つあたりの消費電力量は全体で 8 W である。DUMAND 検出器において 全ストリングへ供給される電力は 5 kW であり、光検出器の消費電力量に対する仕様が 10 W とされている。これは、30 km という長い shore cable (電源ラインとコミュニケーションラインを兼ねる) の容量による。この消費電力の制限が、回路の設計デザインや部品等の自由度に大きな制限を与えている。

#### 4.1.1 光電子増倍管

微弱な光を感知し、電気信号にして出力する機器である。浜松ホトニクス社製の 15 インチ光電子増倍管 (R2018 TypeC) を用いている。光電面の形状は 直径 15 インチの扁平した半球面で、入射光に対して広い視野を持つことが特徴である。光電面の材質は バイアルカリ (Sb - K - Cs) で、波長 350 nm ~ 500 nm の間で感度があり、400 nm 付近、紫外領域の手前の光に対し最も感度が良い (量子効率 ~ 20%) (図 4.3 参照)。

13 段の増幅により、およそ 2000 V で約  $5 \times 10^7$  のゲインを得、 $1 pe$  の光に対して約 6 ns の時間分解能 (FWHM) を持つ。暗電流値は、環境温度  $0^{\circ}C$ 、 $1/4 pe$  相当のしきい値 (10 倍アンプした信号に対し 75mVolt) での計数率にして おおよそ 10 kHz である。

現在の形に至るまでに 4 段階の開発を経ている。現段階における特徴としては、時間分解能を向上させるため光電面を扁平させていること、検出効率の一様性の向上のためベネチアンブラインドが”ハ”の字型になっていることなどが挙げられる (付録 B.5 参照)。また、ブリーダー抵抗比を cathode : grid : dynode1 : dynode2 : dynode3 : … : dynode13 = 9 : 0.05 : 3 : 3 : 1 : … : 1 と調節することにより、検出効率を損なうことなく時間分解能を 2 ns 向上することができている。

#### 4.1.2 電子回路

ring circuit と呼ばれる環状の 4 層の回路基盤を言う。環の内径と外径はそれぞれ 16 cm と 30 cm で光電子増倍管の首に取り付けられる。光検出以外の機能は、全て、この基盤が行なう。図 4.4 に電子回路の写真を示した。電子回路の果たす役割には大きく次の 3 つがあ



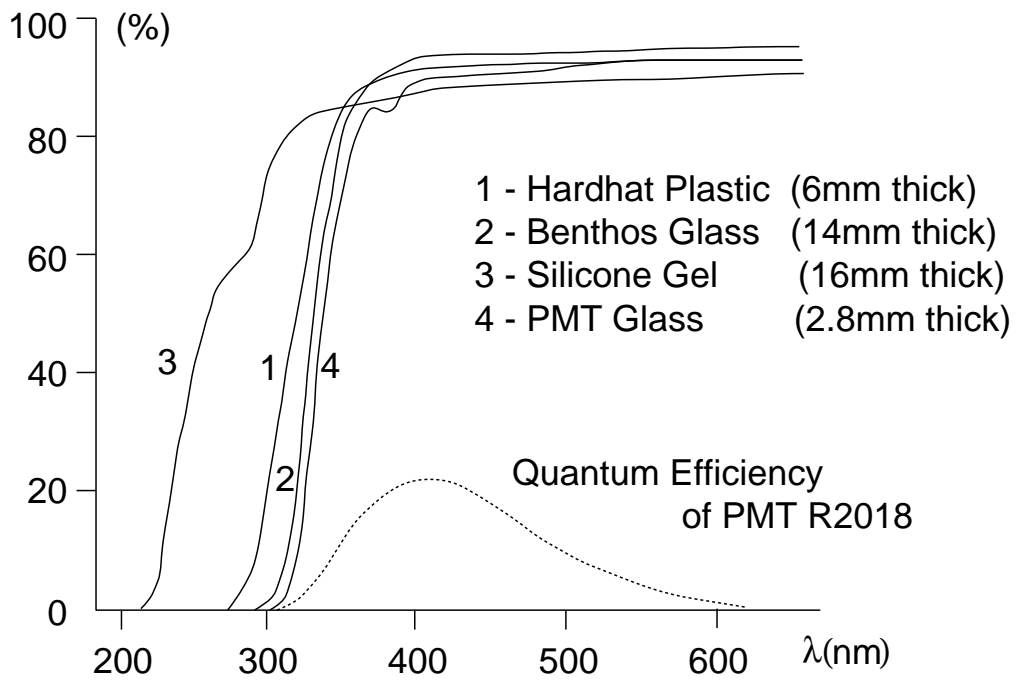


図 4.3: 物質の透過率と光電子増倍管の量子効率

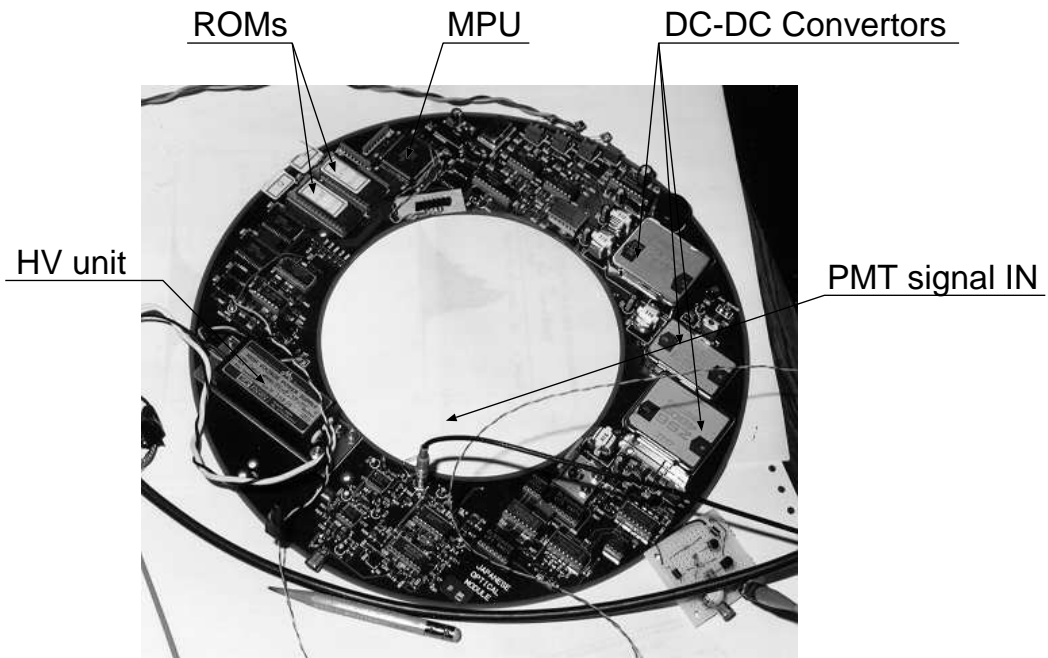


図 4.4: 電子回路の写真

る。

- アナログ回路 (信号処理およびその出力)  
光電子増倍管の電気出力信号の光矩形波信号 (TOT, Q-Pulse) への変換
- デジタル回路 (制御・コミュニケーション)  
ストリング制御装置を通してのコミュニケーションとコントロール
- ADC および DAC 回路 (動作に対する実質的サポート)  
光検出器動作パラメータの設定 (光電子増倍管の印加電圧、出力信号に対するしきい値) や光検出器内部環境パラメータの取得 (各部電圧、電流値、温度、計数率、など)

### ○ アナログ回路

アナログ回路は光電子増倍管からの信号の処理を行なう部分である。DUMAND 検出器のように実験者から遠く離れた検出器からデータを得る上で重要なことは、元の情報をできるだけ劣化させることなく伝送することである。その為に、DUMAND 検出器では2度にわたる信号の変換が行なわれる。一度目は、光検出器内部の電子回路上で光信号への変換、二度目は、ストリング制御装置においてである。この信号変換がDUMAND 検出器における一つの特徴となっている。

光電子増倍管からの出力信号は 電気回路のアナログ部に導入されると、まず2つに分岐される。一方は パルスの形状 (幅) を測る為、もう一方は パルスの大きさ (電荷量) を測る為である。分岐された出力信号の一方は 増幅率5の増幅器 (Comlinear CLC500AJP) にかかれ、その後、discriminatorにより Time-Over-Threshold(TOT) の矩形波パルスが生成される。これをTOTパルスと呼ぶ。このパルスの立ち上がりは光の到達時刻を与え、幅が光量を与える。もう一方の分岐信号は 増幅率2の増幅器 (Comlinear CLC400AJP) を経た後、積分器 ( $RC \sim 150\text{ ns}$ ) へ導入され、出力の Time-Over-Threshold がとられる。これをQパルスと呼ぶ。このパルスの幅をもって光量を知る。

こうして生成された2つの矩形波信号TOTとQパルスは、200 ns の間隔においてANDによって結ばれる (このANDは操作者によって選択可能であり、出力をTOTの1パルスモードにすることもできる)。ここで、TOTは、その立ち上がりからおよそ180 ns の所でカットされ、強い光においてQパルスと結合し1つのパルスになるのを防いでいる。

最後に、LED(HFBR1414T、820 nm)によって光矩形波信号にされ、マルチモードファイバー、及び、光コネクタにより外界と接続されたOptical Linkによってストリング制御装置へと伝送される (図4.5参照)。

TOT、Qに対するしきい値には既定値が設定されており、電源投入時に自動的にセットされるようになっている。それぞれ $1/4 pe$ と $3 pe$ であり、光電子増倍管の暗電流値と

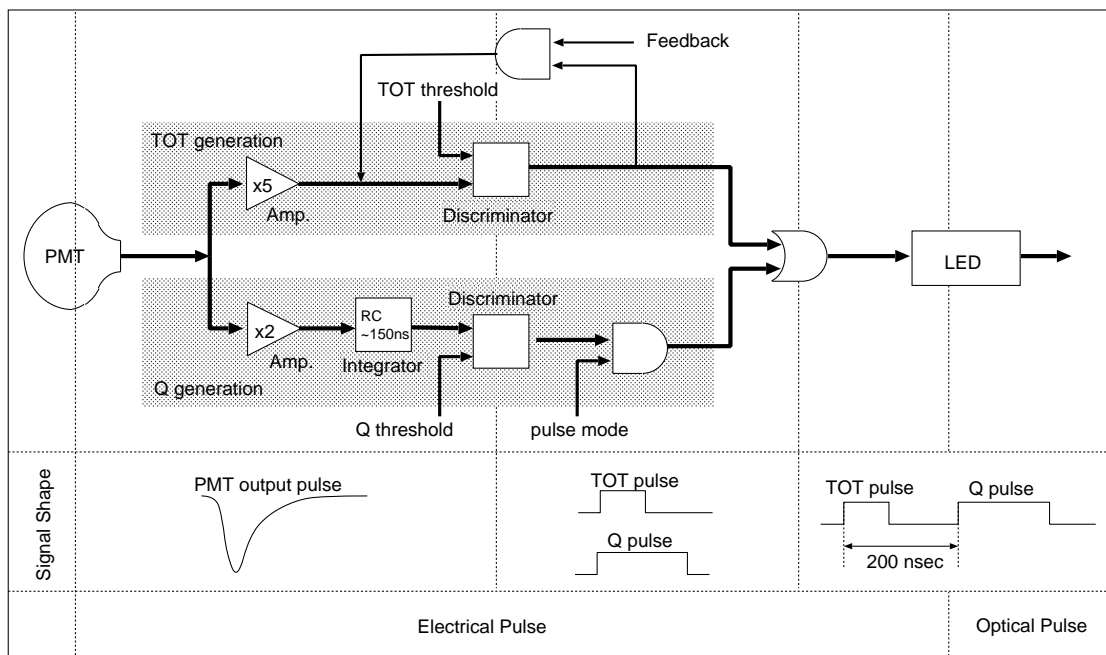


図 4.5: 光検出器電子回路における光電子増倍管の出力信号処理

$40\text{K}$  の頻度とデータ転送スピードとの兼ね合いから決められている。これらの値は操作者によりコミュニケーションにより設定・変更可能もである。

TOT パルス生成に関して、TOT 用 discriminator の入口に入力信号とは逆符号のレベルのフィードバックをかけるオプションが存在する。これは光電子増倍管の出力の特徴である overshooting や ringing、あるいは一種の after-pulse による TOT 情報の劣化を防ぐためである。大きなパルスに対してはこの ringing も大きくなり、TOT しきい値にかかるようになる。結果、パルスが2つに見えたり、あるいは、極端に大きく見えたりする現象が起きる。特に、後者は実際の較正実験において得られた TOT パルス幅分布において顕著に見られる。これに対しメインの TOT の立ち上がりから  $50\text{ ns}$  後から  $130\text{ ns}$  にわたり約  $35\text{ mV}$  の定電圧レベルのフィードバックをかけ、影響を抑える。このオプションは動作パラメータの1つとして設定されており、既定値ではオンになっているが、操作者によってフィードバックの有無が選択可能である。

このアナログ回路のロジック回路として、時間応答が良く低ノイズレベルで動作する ECL 回路が用いられている。

#### ○ デジタル回路

検出器制御の一切と外界とのコミュニケーション、内部パラメータの設定や報告を司る回路部である。この為に、Micro Processor Unit (MPU)、東芝製 TMP68301 を用い、これを CPU (Central Processor Unit) として、まわりには、4 チャンネルの 8 bit DAC (Digital

to Analog Converter) 2 基と 12 bit ADC (Analog to Digital Converter) + 16 チャンネルの multiplexer が装備されている。DAC、ADC は、それぞれ内部パラメータの設定やモニターをする。DAC を通して光電子増倍管への印加電圧や信号処理部にある 2 つ discriminator のしきい値の設定を行なう。残りの 1 チャンネルは自分自身のモニターのために使われ、DAC から ADC へ継がっている。ADC により内部パラメータの値を取得する。通信は Bell Standard 300 baud modem (National Semiconductor MM74HC943) を使い、DC 48V の電源ラインを通じて行なわれる (図 4.6 参照)。

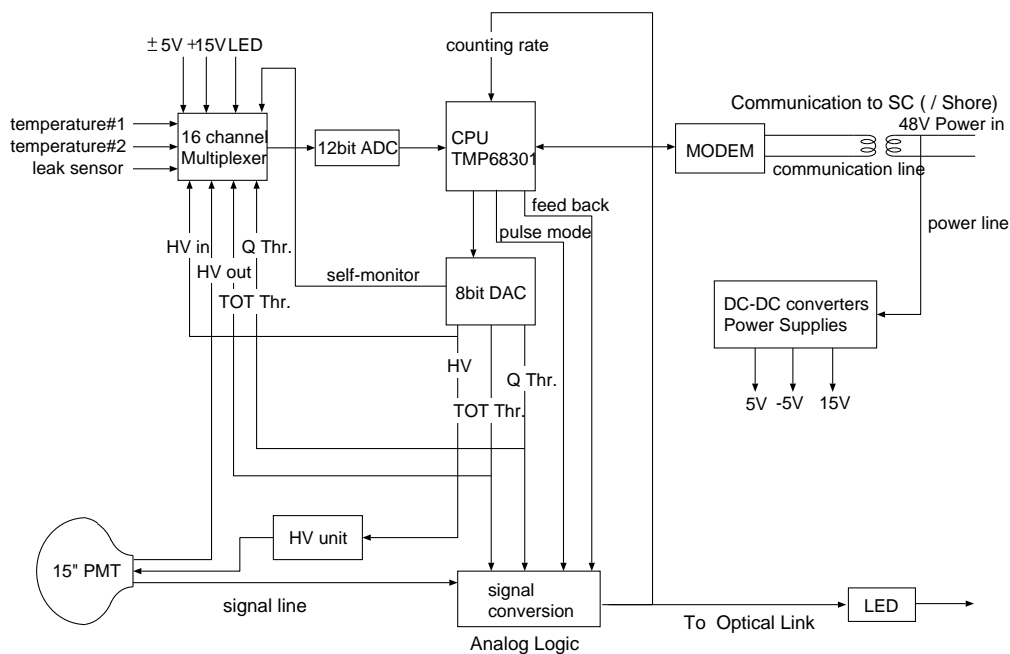


図 4.6: コミュニケーション・制御ブロック図

光検出器制御には それに関する一切が書かれたコントロールプログラムが Operating System (OS-9) と共に 2 つの ROM (Read Only Memory ; Fujitsu MBM27C1001A-152) に焼き付けられる。OS-9 とは UNIX の特徴をコンパクトにしたようなオペレーティングシステムである。用いられる CPU チップはこの OS の動作を保証するものとなっている。また、128 kbytes の RAM により、コミュニケーションラインを通して新たなプログラムを load できるようにもなっている。光検出器とのコミュニケーションは電源ラインにのせたモデム信号を通して行なわれる。受信送信用のモデムがあれば、kermit などの通信用プロトコルによって光検出器を直接コントロールすることが可能である (テスト実験における手法)。DUMAND 実験において実験者は直接光検出器にアクセスするのではなく、ストリング制御装置を介して通信が行なわれる。

### ○ ADC、DACによるモニター

深海底に設置された検出器に対して遠隔操作によるアクセス(動作パラメータの設定やその取得)が必要である。光電子増倍管への印加電圧値、TOTおよびQパルスしきい値を16bit DACにより設定し、印加電圧やしきい値、および内部の温度、水漏れ探知器、電圧・電流、自己監視(DACの出力をADCへ入力)などの内部パラメータを16チャンネルのmultiplexerを通して8bit ADCによりモニターする。DAC入力、あるいはADC出力の16進数と実際値との対応は較正実験時に測られる。DAC/ADCと各デバイスとのデータ(電圧( $V_{out}/V_{in}$ ))のやりとりはreference電圧値( $V_{ref}$ )と入出力の16進数をもとに、それぞれ

$$\text{出力レベル} = V_{ref} \times \frac{\text{入力16進数}}{2^8} \quad (4.1)$$

$$\text{出力16進数} = 2^{12} \times \frac{V_{in}}{V_{ref}} \quad (4.2)$$

と関係付けられる。しきい値レベルは0~250mVの間で、光電子増倍管への印加電圧に対しては、0~2350Vの間で設定可能である。

### ○ 電源供給部

ストリング制御装置から供給される48Vの電力を3基のDC-DC Converters (ELCO ZS-4805)により、光電子増倍管用高圧電源やCPUなどの動作に必要な電圧レベル(±5Vと15V)へ変換する。光検出器の全消費電力は8Wである。

#### 4.1.3 磁気シールド

高い透磁率をもつ $\mu$ -メタル(鉄とニッケルの合金、0.7mm $\phi$ のワイヤー状)を、40mmの間隔をおいて編んだ径15.5インチの籠で、地磁気の遮蔽用に用いられる。光電面を覆う半球状のメッシュと逆側を覆うホーン部からなる。光電子増倍管と同じ形状を持ち、ひとまわり大きい。本田精機株式会社、およびトーキン株式会社によって組み立てられ焼き入れされた。

光検出器に用いている光電子増倍管は径15インチと大きく、光電子の経路(光電面から第一ダイノードまでの距離)が長い。また、光電面から放出される光電子の運動量は小さい為その飛跡は磁場に大きく影響され、検出効率や角度に対する検出効率の一様性を低下させる。結果、DUMAND検出器の性能を低下させる。しかし、このシールドを装着することにより籠内部の磁場は500mGから100mGに低下し、検出効率を、非装着時と比べ、全体としては約7%向上させることができる(部分的には50%向上する)[31]。一方、籠の陰による光電面の損失はおおよそ2%である。

#### 4.1.4 耐圧ガラス

深海底の 480 気圧の水圧から機器を守るためのガラス容器 (Benthos 社製、model 2040-17V)。外径 17 インチ 厚さ 14 mm の球で、典型的な硼硅酸ガラス製である。屈折率がおよそ 1.48、波長 350 nm 以上で透過率がよい。本来浮きとして用いられるものであるが、光検出器用に、表面にはコネクタ装着用の 3 つの穴があげられている。コネクタを取り付けた状態で 670 気圧相当の圧力テスト済である。

500 気圧下では、直径にして、約 3 mm 縮むことが知られている。コネクタの O-リング接着部(平らに削ってある)に問題が残っており対処が必要とされる。

#### 4.1.5 シリコンジェル

深海 4800 m における耐圧ガラス球の縮み (3 mm [32]) に対する緩衝材として用いられている。信越化学社製の 2 種類のシリコンオイル (type KE1051A と B) の混合物である。柔らかく粘着性が強い。屈折率は およそ 1.43) であり、Benthos 球と光電子増倍管のガラスとの間での反射による光の損失を抑える。泡による光の散乱を抑える為に。光検出器の組み立て時に およそ 8 時間かけて減圧容器の中で固め、ジェル内部に含まれる空気を抜く。

#### 4.1.6 penetrators

耐圧ガラス球上には 電気、光、そして真空用の 3 つのコネクタが取り付けられる。電気および光コネクタは 光検出器と外界とを結ぶものである。電気コネクタは Crouse-Hinds Moulded Products Division (La Grange, North Carolina) 社製の標準コネクタを変更したものである。ここを通して DC48V の電力が供給され、また、制御・通信の為にモデム信号が伝送していく。光コネクタには 特注でスイスの Diamond SA (Losone, Switzerland) 社で作られた stainless 製のコネクタが用いられている。このコネクタには マルチモードの光ファイバーが外側から取り付けられる。ストリング組み立ての際、内部にミネラルオイルを注入することで光学的整合性をとると共に海水の浸入を防ぐ。

また、真空ポート (Benthos 社の標準のデザイン: 6A1-4V titanium 製) が取り付けられている。このポートを通して耐圧ガラス球内部を乾燥窒素ガスに置換・減圧 (0.7 atm ) し、湿気による放電や設置時の衝撃による球の分離を防ぐ。

#### 4.1.7 Hard Hat と Titanium Frame

光検出器のストリング制御装置への取り付けに必要な器具である。hard hat とは UV(紫外線) 透過の透明なアクリル板 (厚さ 6 mm ) で、屈折率が水と ほぼ同じ (およそ 1.3) である。従って、反射による光強度の損失を十分抑えることができる。titanium frame を光検

出器と共に hard hat で狭む。さらに、frame にストリング (kevlar、 riser cable (ストリング制御装置と光検出器を結ぶパワーとデータライン)) を縛り付ける。こうして、光検出器がストリングに組込まれる (図 4.2参照)。frame の材質に titanium を用いているのは、光検出器の万が一の破損 (水中での爆発) によるストリングの損傷を防ぐ為である。これまでに そういった徴候は確認されていないが、深海底での強制爆破試験によってフレームの強度が試験され、十分仕様を満たすことが確認されている。また、 titanium は海水による腐蝕にも強い。

## 4.2 光検出器ソフトウェアとトラブル処理

光検出器の制御をサポートする為にコントロールプログラムが用意されている。これは光検出器用に独自に開発されたもので、C 言語で書かれた およそ 1000statements (~ 30 kbytes) の大きさのプログラムである。光検出器に電源が投入されると OS が立ち上がり、自動的にこのプログラムが起動されるようになっている [33]。このプログラムには 光検出器の動作とトラブルに対する自動処理に関する一切が書かれており、検出器にとっては重要な部分である。コンパイルされたものが OS と共に ROM に書き込まれており、従って、プログラムの書換えは不可能であるが、RAM が搭載されており、モデム通信によって新たなプログラムを load し、それを立ち上げることが可能となっている。

[ 制御プログラムの仕事 ]

### - 光検出器の自動起動

電源投入後の初期起動において 通信に何らかの障害を生じた時、具体的には、電源投入後 10 分間経過しても何の通信も受けなかった場合、動作に必要なパラメータ (印加電圧、TOT、Q しきい値) を自動的に設定しデータ収集を開始する。これらパラメータに対する既定値はプログラム中に書かれている。

### - 光電子増倍管の計数率自動監視

1 秒間毎の計数を測定し 常に光電子増倍管の状態をチェックする。

### - 異常事態に対する自動処理

計数率の異常上昇は データの流れ (10 MHz 程度が限度) に支障をきたす恐れがあり、早急な対処が必要とされる。モニタされている計数率が 最大値 (実験者によって予め設定される) を越えた場合、異常報告を実験者に送り、データ転送用 LED を連続点灯させることによりストリング制御装置以降のデータの流れを止める。さらに、計数率が既定最大値の 1.5 倍を越えた時には、先の処理と同時に印加電圧を強制的に適正値の 3/4 に落とす。計数率が設定最大値を下回れば、自動的に Emergency Report を止

め、LED の連続点灯をオフにし、データ伝送を復帰させる。但し、電圧は自動的に元に戻さない。

逆に、発光微生物によって引き起こされる可能性があると考えられている現象に、計数率の異常減少がある。係数が非常に高くなると逆に計数率が下っていく現象である。この時、見かけ上は低い係数で動作しているが、実際には内部を直流的に電流が流れていることと同様の状態である恐れがあり、光電子増倍管に損傷を与えると考えられる。この現象が起きた場合は、異常上昇と同様に、Emergency Report を実験者に送り、LED を連続点灯させるが、実際に計数率が低い状態である可能性もある為、電圧値はそのまま保ち、動作を続ける。

- 動作パラメータの設定および、内部パラメータの取得

CPU を通して、DAC に 16 進数を入力し動作パラメータの設定を行なう。あるいは、各デバイスと接続された ADC に格納されている内部パラメータ値を読む。どのパラメータを設定 / 読むのかを実験者が通信によって指定する。

### 4.3 光検出器の基本的機能

項目	
耐圧	700 気圧耐圧試験済
外径	17 インチ
重量	~ 30 kg
動作電圧	48 V
消費電力	8 W
通信スピード	300 baud (モデム)
出力	光アナログ信号とパワーラインに乗せたモデム信号
RAM メモリサイズ	128 キロバイト
ROM メモリサイズ	128 キロバイト
CPU	TMP68301
OS	OS-9
有効な通信プロトコル	kermit など

表 4.1: 光検出器のハードウェア特性



## 4.4 光検出器の問題

1993年に行なわれた検出器設置において1個の光検出器が破損した。これは、基本的構造に問題があったのではなく、選別が問題と考えられている。Benthos社ではコネクタ類を装着した状態での耐圧試験(700気圧1分間3回)に合格したものを出荷している。この問題発覚後、Benthos社で良と判定されたものに対してコネクタ O-ring 接着部の平らな部分を偏光を利用した測定器によって調べた結果、穴を開けた部分に歪みを生じていることが確認された。Benthos球はもともと浮きとして作られているものである。光検出器用耐圧ガラス球は、一度浮きとして作られたガラスの球体を半分に割り、決められた箇所に決められた大きさの穴を開けることといった工程で製作される。一度球体で出来上がったものに穴を開ける為、歪みを生じる。コネクタを外して見ると、ひびの入ったものやすでに薄く欠けているものなど、見た目にも危険と思われるものが確認されている。こういった耐圧球がBenthos社における耐圧試験で問題なかったということは、その試験が我々の実験に対しては不十分なものであったということを示している。この問題を解消するために金型を特注するなど製造工程を専用のもにすることも考えられるが、かなりの費用がかかる。実際的には、選別を強化することが有効であると考えられる。偏光測定器で歪みを測定し、問題のないと思われるものに対しさらに長期の耐圧試験をする。この為には耐圧容器など専用の試験装置が必要となる。コネクタを外し、外見のチェック、歪みの測定を行ない、問題のないものを光検出器製造工程へとまわすことである。また、同時にコネクタ類もチェックされるべきである。

## 4.5 光検出器の製作

各コンポーネントは基本的に業者発注である。納入された部品を選別し(次章参照)、パスしたものを組み上げへと進める。この組み上げは東北大学で行なわれ、すべて手作業である。プロトタイプ実験からの結果導入された工程もあり、作業が容易に行なえるように様々な道具も作られている。以下のような工程により製作される。

1. コンポーネントの発注
2. コンポーネントの選別
3. 半分までの組み上げ
4. レーザーを用いた基本性能測定(校正実験)
5. 組み立ての完了、最終チェック

光検出器を 深海における種々テストのため、初め 5 個製作した。さらに、検出器設置のため、3 スリング + スペアとして 79 個製作した ( $24 \times 3 = 72$  (+7) = 79)。

## 第 5 章

### 光検出器に対する各種テストとその性能

ミューオン飛跡の立体再構成のために必要な量はチェレンコフ光の到達時刻情報と光量である。これらの情報は光検出器からの光矩形波信号によって得られるため、出力信号と実際の時間情報や光量との対応を調べる必要がある。他にも、検出効率などイベントの統計に関わる重要な量もある。また、容易に修理や取り換えがきかない深海底での動作を要求されることから、安定性に対する信頼性を確かめる必要もある。この章では、それらに対する幾つかの試験結果から光検出器の基本性能を示す。

#### 5.1 光検出器に対する試験

検出器設置までに光検出器に対して以下のテストが行なわれる。

1. 各コンポーネントの screening
2. 基本性能の測定
3. 水中での動作チェック
4. ストリングレベルでの動作チェック

これらの項目は検出器製作における実際の流れに沿っている。

##### 5.1.1 各コンポーネントの screening

DUMAND 実験において交換修復は可能であるが、容易ではないため長期動作が要求される。従って、各コンポーネントの選別は重要な作業となる。

・ 深海底の高圧下における信頼性 ・ 長期安定動作 ・ 基本性能に対する要求といった点から試験対象や試験項目が決められる。実際に選別の対象となっているのは、耐圧ガラス球、電子回路、および光電子増倍管である。特に、測定器を高圧から守る為の耐圧ガラス球の

screening は重要な試験である。耐圧ガラス球に関しては、Benthos 社によって組上げ前に圧力試験容器を用い 1 分間 700 気圧相当の耐久試験が 3 回行なわれている。

光電子増倍管の性能は検出精度・能力に関わるため、これについてもある仕様を満すものを使用することが重要である。重要な性能としてはダークカウント (暗電流値)、検出効率 (量子効率)、時間分解能、光電面に対する感度の一様性が挙げられる。

浜松ホトニクスから出荷されてくる光電子増倍管に対して以下のような仕様を課している。入荷した全ての光電子増倍管に対し確認テストを行なう。

- $5 \times 10^7$  のゲインを得る印加電圧値が 2200 V 以下であること。このゲインを得る電圧を適正電圧と呼ぶ (付録 B.8、付録 B.9参照)。
- 適正電圧での時間分解能が 1 光電子レベルの光に対して 5 ns 以下であること。時間分解能 (TTS: Transit Time Spread) とは信号の到達時刻 (Transit Time) 分布の半値全幅 (FWHM: Full Width Half Maximum) をいう。
- 適正電圧での計数率、ダークカウントが安定していること。
- 適正電圧、および  $0^\circ\text{C}$  でのダークカウント 30 kHz 以下であること。

レーザーを用い、1 光電子レベルの光を光電子増倍管に照射し、出力信号の電荷量やレーザーの発光に対する計数率、およびダークカウントが計測される。出力パルスの電荷量は ADC (Analog to Digital Converter) で計測される。これらの仕様を満さないものは入荷された数に対して約 15% 程度である。

### 5.1.2 基本性能の測定

基本性能の測定は検出器の組み立てと同時にに行なわれる。光電子増倍管の出力信号を測定するために、耐圧ガラス球の上半球を開けたままでの測定が必要とされるからである。基本性能は光電子増倍管の選別と同様の測定系で測定される。このテストにおいて得られる基本特性が解析時の重要なデータとなる。測定項目は、具体的に大きく以下の 3 つに分けられる。

#### 1. 動作パラメータの決定

光検出器を最適なモードで運転させるためのパラメータ値の決定。パラメータとは動作電圧値、TOT Threshold、Q Threshold のことであり、“最適なモード”とは、各パラメータの値が、それぞれ、 $5 \times 10^7$  のゲインを得るような電圧値、 $1/4 pe$ 、 $3 pe$  である状態をいう。

## 2. DAC および ADC 値 (内部パラメータの制御、監視値) の較正

入力 16 進数と DAC 出力により設定される様々なデバイス (TOT と Q しきい値、温度計、電源、 discriminators) の実際の出力値との対応と様々なデバイスから出力されている値と ADC からの 16 進数の報告値との対応を得る。

## 3. 基本性能の測定ミューオン飛跡再構成に必要な性能を測定をし、 calibration constant を求める。

- 検出効率の角度依存性
- TOT、Q パルスと光量との較正
- 時間分解能の測定
- 低温下での動作安定性

### 5.1.3 水中での動作チェック

実際に宇宙線ミューオン発するチェレンコフ光を検出し、それに対する性能を評価する。同時に、水漏れなどの構造的欠陥がないかの最終チェックを行なう。容積約 1.7t のタンクに純水を入れ、特別に作られた架台を使って光検出器を沈める。このタンクを狭むようにして上下に 3 つのプラスチックシンチレーターが取り付けられ、トリガーおよびトラッキングカウンターとして用いられる。このカウンターにはそれぞれ両端に 2 インチの光電子増倍管 (浜松ホトニクス type H1161) が取り付けられており、時間差を利用して宇宙線の通過した位置を決める。その位置決定精度は FWHM でおよそ 8 cm であり、 $\pm 0.8^\circ$  の角度精度でミューオンの飛跡を再構成することが可能である (図 5.1 参照)。また、フィルタを用い水質の低下を抑えている。

同様の水チェレンコフを利用したテストをハワイ大学においても行なった。測定系はタンクの大きさとトリガー系以外は基本的に東北大で行なわれたものと同じである (図 5.2 参照)。タンクの全長は 13m で 10m の長さの有効検出領域を持つ。宇宙線ミューオンのトリガーには 2 種類のカウント用いている。1 つは MACRO 実験で用いられた有効長 10m を持つ液体シンチレータータンクであり、両端の光電子増倍管の時間差を利用して角度約  $42^\circ \pm 2^\circ$  のミューオンをトリガーする。さらに、2 個の collimator がタンクの内部に装備されており、この 2 つの collimator の coincidence をとることにより、さらに  $\pm 1^\circ$  の角度精度を実現している。この collimator は 8 インチの光電子増倍管 (浜松ホトニクス; type R1408) と Venetian Blind からなる。

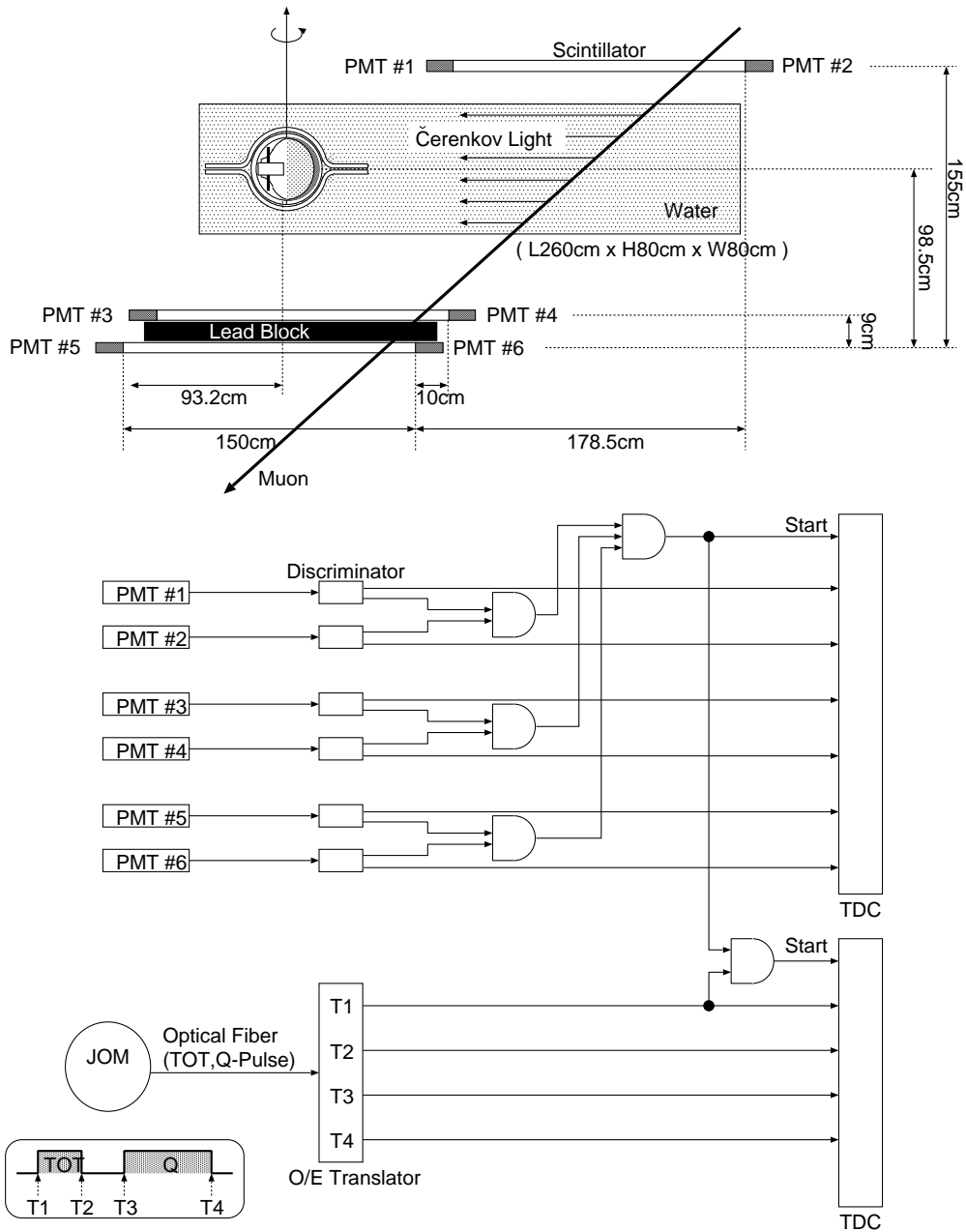
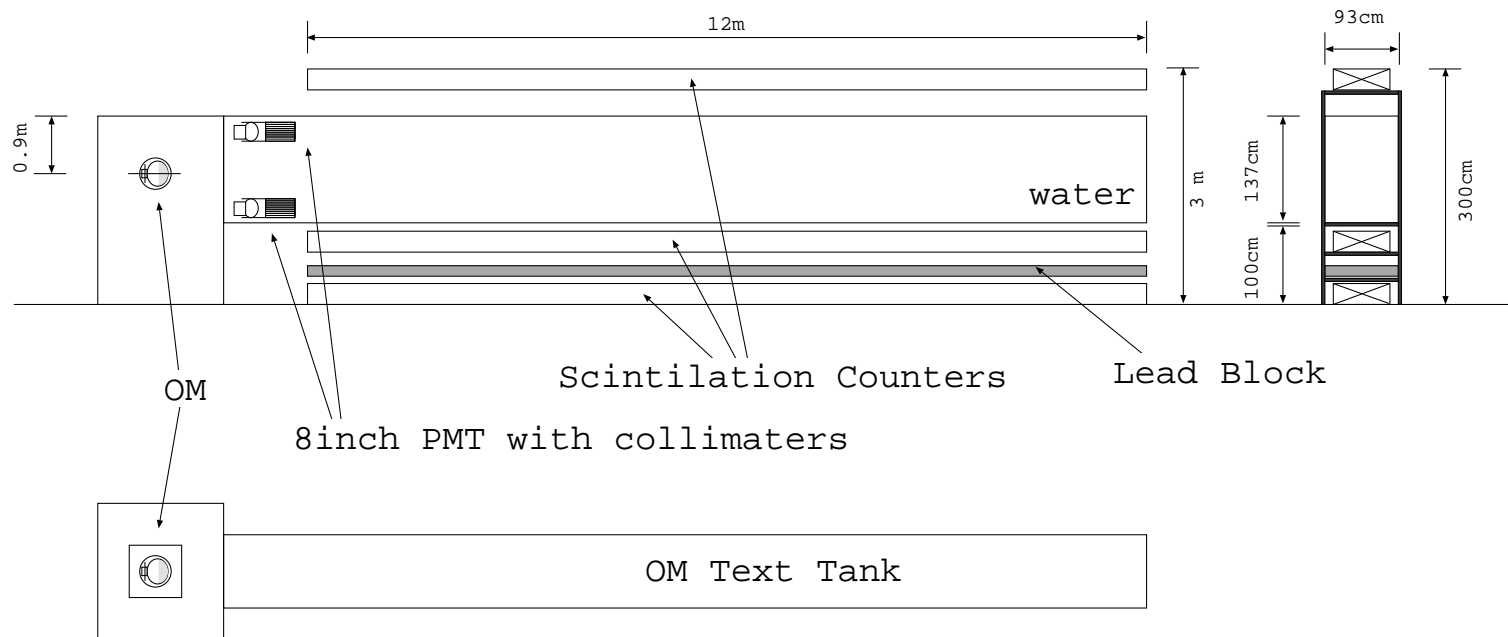


図 5.1: 水チェレンコフ実験の概略図と測定系のブロック図

図 5.2: ハワイにおける水チェレンコフ実験の概略図



## 5.2 光検出器性能

以下、代表的な光検出器の較正実験結果を例として性能を示していく。

### 5.2.1 検出効率

光検出器においては、耐圧ガラスやシリコンジェルといった OM の殻を形成している物質により検出効率は変化する。ここで言う検出効率とは光電面での量子効率と光電子の収集効率などを含めたものである。410 nm の光に対する光電子増倍管自身の量子効率はおよそ 20 % であるが、OM 殻による光の吸収のため検出効率は量子効率に比して低下する傾向となる。OM 殻の透過率は光電子増倍管の感度有効波長域においておよそ 90 % である(図 4.3)。一方で、耐圧ガラスやシリコンジェルといった OM の殻を形成している物質により逆の効果も生じる。すなわち、外側を通る光が屈折により光電面に収束されたり(レンズ効果)、光電面に蒸着された光電物質バイアルカリ層内に光が捕えられる(光電子捕獲)など集光効率が向上する([34]、付録 B.12参照)。レンズ効果による有効面積の増加は ~ 20 %、バイアルカリ層内に捕えられる領域は有効面積端部の 40 % にも及ぶ。レンズ効果は水中より空気中の方が大きい、光電子捕獲は逆に水中の方が大きい。

結果的には、吸収を含めても光電子増倍管よりも検出効率は向上し、境界面での反射も含めると全体としては水中の方が検出効率は良くなる。

### 5.2.2 光量評価

光量は光電子数によって表現され(付録 B.6)、実際には検出器の出力である TOT や Q パルスの幅から求められる。Q パルスしきい値 ( $3pe$ ) までは TOT の幅から、それ以上では Q パルスの幅から光電子数を評価する。

TOT パルスは、光電子増倍管からの出力パルス幅そのものであり、 $1pe$  の光に対しおよそ 20 ns の幅を持つ。図 5.3 は 幾つかの光量に対する TOT パルス幅の分布である。

PMT の出力パルス形は、一般に

$$F(t) = C \left\{ \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right\} \quad (5.1)$$

と定式化されているが、光量に対する TOT パルス幅をパラメータ化するために今、出力パルス波形が Gaussian 形であるとする。また、電荷量すなわち光電子数に比例して、その波高が変化するとする。パルスの面積が電荷量を意味する。この時、TOT 幅 ( $W_{TOT}$ ) は光量 ( $Npe$ ) の対数の平方根に比例する。

$$W_{TOT} = P_{tot1} \sqrt{\ln(N/a)} \quad (5.2)$$



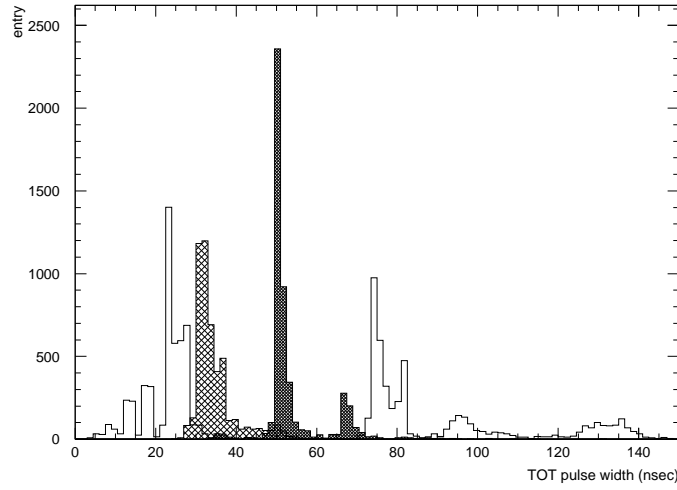


図 5.3: TOT パルス幅分布：左から順に、 $2\text{ pe}$ 、 $15\text{ pe}$ 、 $54\text{ pe}$ 、 $208\text{ pe}$  に対するもの

$$= P_{tot1} \sqrt{\ln(N) - P_{tot2}} \quad (5.3)$$

$$\propto \sqrt{\ln(N)} \quad (5.4)$$

ここで、 $a$ 、 $P_{tot1}$  は定数であり、 $a$  は TOT しきい値を表わす。 $N = a$  の時、TOT パルス幅はゼロになる。実際、 $10\text{ pe}$  あたりまではこの関係に従って TOT パルス幅は変化している (図 5.4 参照)。 $10\text{ pe}$  までの間で式 (5.3) を較正実験データにフィットさせた結果、パラメータ  $P_{tot2}$  の値は  $0.56 \pm 1.60$  となり  $1/4\text{ pe}$  に設定された TOT しきい値とほぼ一致する。式 (5.2) を逆に解けば、TOT パルス幅から光電子数を求める式が得られ、

$$N = \frac{1}{a} \exp\left(\frac{W_{TOT}}{P_{tot1}}\right)^2 \quad (5.5)$$

となる。

$\geq 10\text{ pe}$  の領域で TOT 幅が増加を始めるのは、パルス形がガウス型ではなく式 (5.1) に従うためと考えられる。

TOT が到達時刻と光量の両方の情報を得るために生成されるのに対し、Q パルスは光量の情報を得るために生成される。Q パルスは光電子増倍管の出力信号の積分パルスの TOT であるので、波高そのものが電荷量、すなわち光量と考えてよく、その幅 ( $W_Q$ ) は光量 ( $N(\text{pe})$ ) の対数と比例関係にある。

$$W_Q \propto \ln N \quad (5.6)$$

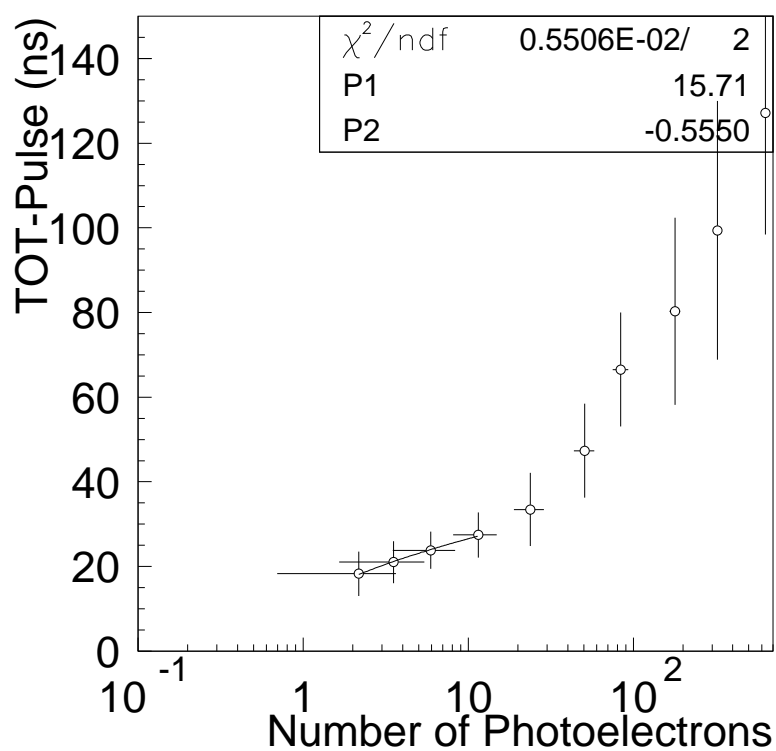


図 5.4: TOT パルス幅と光量 (光電子数) との相関：横軸に光量を光電子数で測ったものを取り、縦軸にそれに対する TOT パルス幅をとっている。光電子数は光検出器の計数率から求めている (付録 B.10参照)。白丸がデータを表わし、実線がフィットの結果である。

また、Qパルスは一度電荷を積分するため、分解能がよく分布の形もTOTパルスに比べなめらかなのが特徴である (図 5.5参照)。 図 5.6には Qパルスと光量との相関を示した。

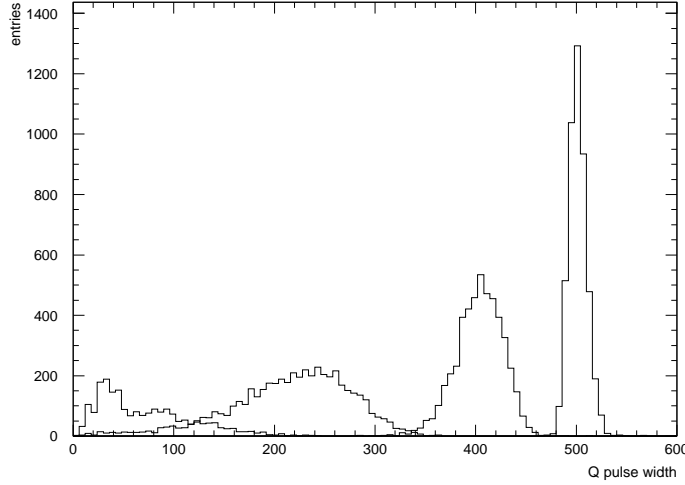


図 5.5: Qパルス幅分布：左から順に、4 pe、15 pe、54 pe、208 pe に対するもの

TOTパルスと全く同様に、横軸に光量を光電子数で測ったものを取り、縦軸にそれに対するQパルス幅をとっている。50 pe あたりまでは光電子数の対数に比例して増加していくのが確認できる。データは次の式によってフィットされる。

$$W_Q = P_{q1} \ln \frac{N(a + P_{q2})}{a(N + P_{q2})} \quad (5.7)$$

$$= P_{q1} \ln \frac{N(P_{q3} + P_{q2})}{P_{q3}(N + P_{q2})} \quad (5.8)$$

ここで、 $a$ 、 $P_{q1}$ 、 $P_{q2}$  は定数であり、 $a$  は Qパルスしきい値、 $P_{q2}$  は飽和状態し始める光電子数を意味する。 $N = a$  の時、Qパルス幅はゼロになる。図 5.6には、式 (5.8) を較正実験データにフィットさせたものも示してあり、フィットされたパラメータ  $P_{q3}$  の値は  $3.9 \pm 0.7 pe$  で、設定された Q しきい値  $3 pe$  とほぼ一致する。式 (5.7) を逆に解けば、Qパルス幅から光電子数を求める式が得られ、

$$N = \frac{thr P_{q2} \exp(\frac{W_Q}{P_{q1}})}{a + P_{q2} - a \exp(\frac{W_Q}{P_{q1}})} \quad (5.9)$$

となる。 $\gtrsim 50 pe$  の光電子数領域になるとパルス幅増加の飽和が現われ始めている。これは電子回路上のアンプのリニアリティーに関係し、波高の高い信号に対する増幅度が問題と

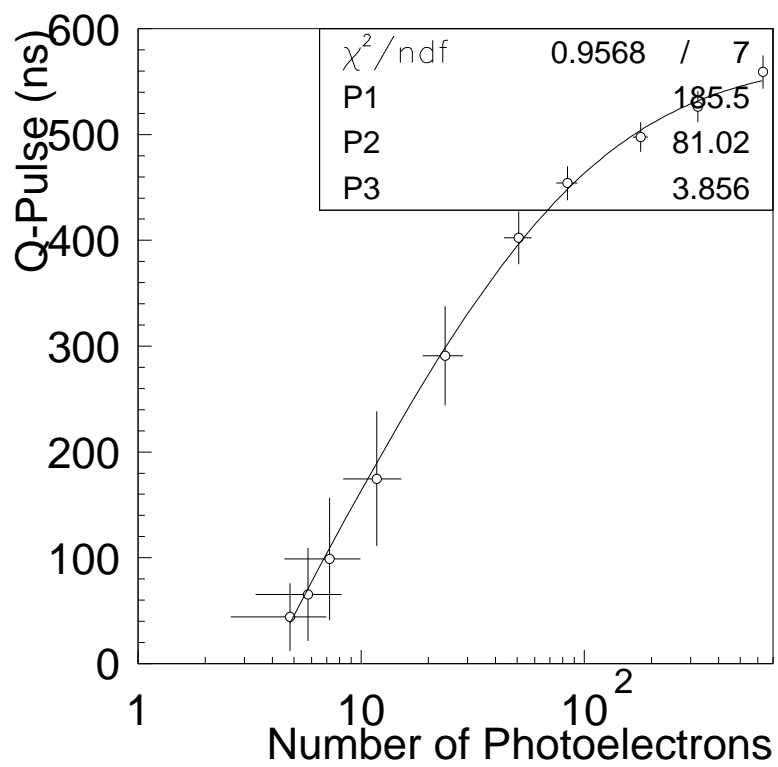


図 5.6: Q パルス幅と光量 (光電子数) との相関 : 白丸がデータを表わし、実線がフィットの結果である

考えられる。これはパルス幅の計測と大きく異なる点である。実際、高い  $pe$  数では TOT パルス幅の方が相関が強い。尚、光電子増倍管単体では  $100 pe$  までリニアリティーが確認されている [33]。

### 5.2.3 時間分解能

同じタイミングで光を照射させた時の信号到達時刻 (TT: Transit Time) のばらつきが時間分解能である。具体的には、到達時刻分布の半値全幅 (FWHM) で定義され、Transit Time Spread (TTS) と呼ばれる。尚、光電子増倍管における信号到達時刻とは、光子がカソード面に当たって光電子が放出されてから信号が出力されるまでの時刻を言うが、ここで示す到達時刻は測定系のオフセットも含んでおり、その絶対値に意味はない。ミュオン飛跡の再構成の際には時間原点を任意に取れるので絶対値は必要ではなく、光検出器間での相対的時間関係が明らかになっていけばよい。

到達時刻は TOT パルスの立ち上がりのタイミングで測られるが、たとえ光電面に光子が当たった時刻が同じであっても、増幅のばらつきから生じるようなパルスの大きさの変化により立ち上がりのタイミングは変化する。これを Time Walk と呼ぶ。大きなパルスほど早いタイミングで出力される (図 5.7 参照)。今、光電子増倍管からの出力パルス形を Gaussian 型とみれば、出力電荷量 ( $Q$ ) に対する到達時刻 (TT) は以下のように表すことができる。

$$TT = TT_0 - \sigma \sqrt{\ln \frac{\sqrt{2}Q}{thr\sqrt{\pi}\sigma}} \quad (5.10)$$

ここで、 $TT_0$  が分布の平均値、 $thr$  がしきい値を表わす。出力電荷 ( $Q$ ) の分布は到達時刻分布に直接反映する。PMT の出力波高が電荷量すなわち光電子数に比例して変化するならば、到達時刻は TOT 幅 ( $W_{TOT}$ ) に比例して早くなることが導かれ、

$$TT = A + B \times W_{TOT} \quad (5.11)$$

と表わすことができる。ここで、 $A$ 、 $B$  は定数である。較正実験結果においてこの関係を確認することができる (図 5.7 参照)。図 5.8 に到達時刻の分布を示した。横軸に到達時刻、縦軸には頻度をとっている。Time Walk の補正は既になされている。到達時刻分布をガウス関数でフィットし、分布の広がり ( $\sigma$ ) から時間分解能を決める。ピーク値が Transit Time を意味する。

到達時刻がガウス分布すれば、 $\sigma$  と TTS の間には以下のような関係式が成り立つ。

$$TTS = 2 \ln 2 \sigma = 1.39 \sigma \quad (5.12)$$

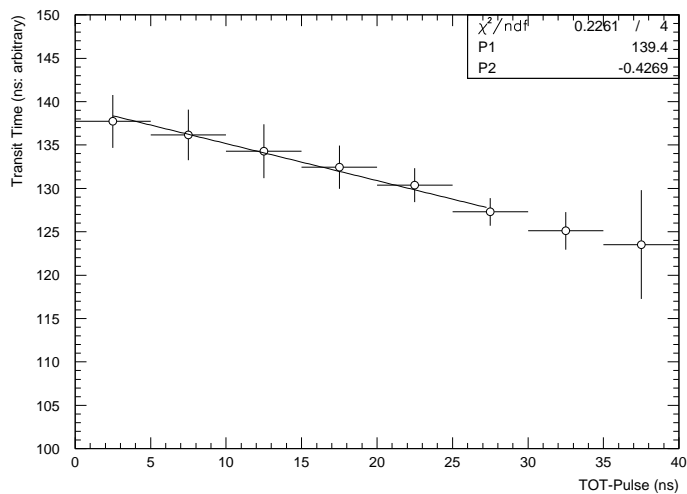


図 5.7: Time Walk : TOT パルス幅に対する到達時刻

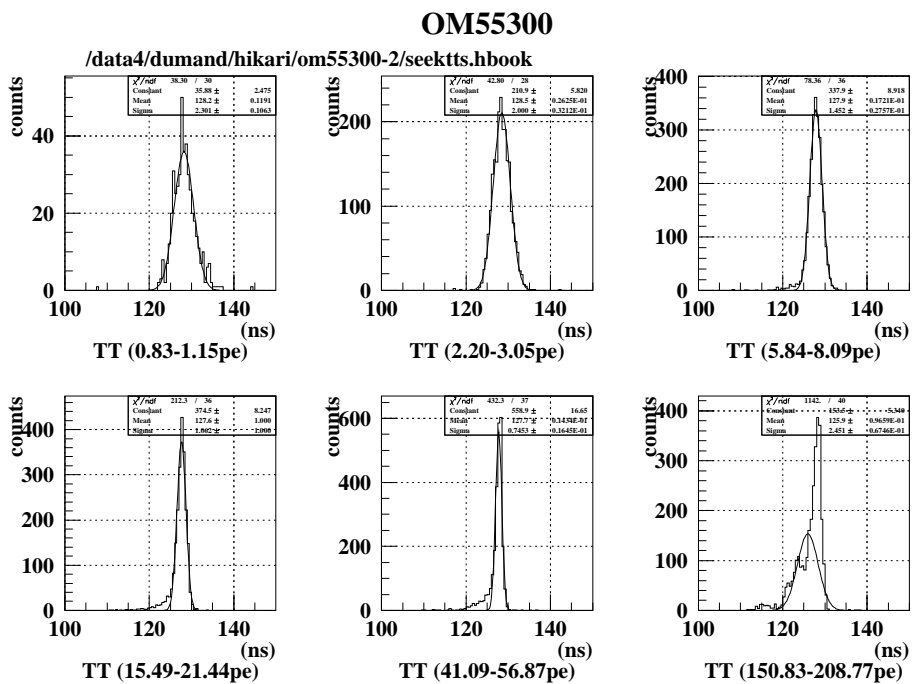


図 5.8: TOT パルス到達時刻分布

到達時刻のばらつきは光電面からダイノードまでの光電子の経路(距離)のばらつきとダイノードでの増幅過程の速さのばらつきに起因する。到達時刻はダイノードに最も早く到達した光電子により決定されるが、光電子数が多くなるほど最も短い経路を取る光電子の出現確率が高くなる為、TTSは光電子数により変化する。すなわち、光電子数の増加に伴いTTSは減少する(図5.9参照)。光電子数とTTSの関係は以下の議論によって定式化でき

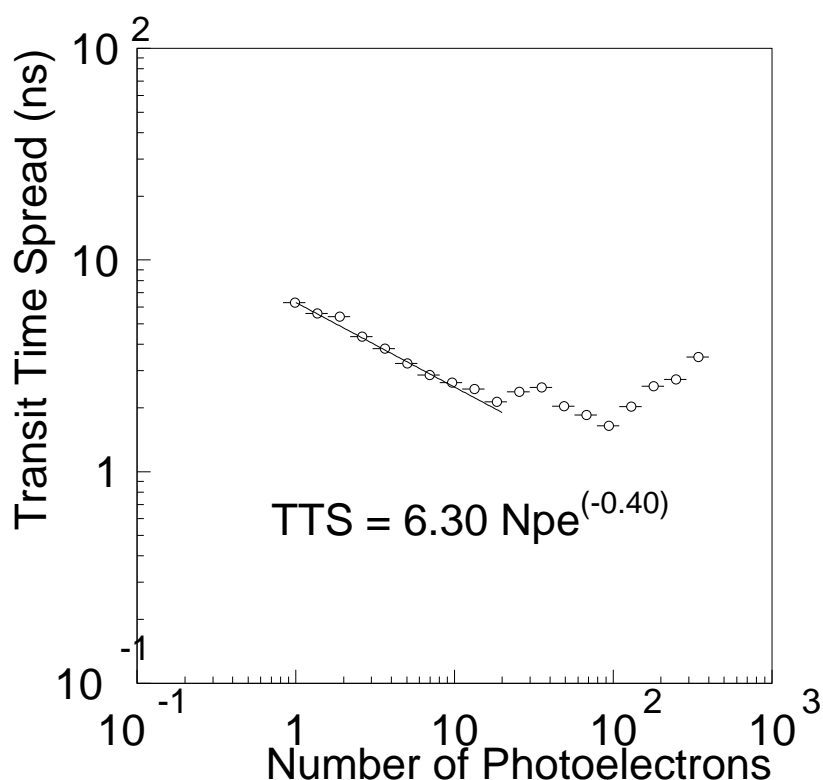


図 5.9: 光強度に対する Transit Time Spread: 横軸を光強度を  $pe$  数にとり、縦軸を TTS(ns) でとっている。

る。1  $pe$  に対する到達時刻がガウス分布していたとすると、

$$f_1(t) = C \exp\left(-\frac{(t - TT_0)^2}{2\sigma_{1pe}^2}\right) \quad (5.13)$$

ここで、 $C$  は定数、 $TT_0$  は分布のピーク値、 $\sigma_{1pe}$  は 1  $pe$  の光に対する分布の分散である。 $npe$  の光が照射した時は、

$$f_n(t) \propto f_1^n(t) \quad (5.14)$$

と書け、 $N_{pe}$  の光に対する TTS ( $TTS_{N_{pe}}$ ) は  $1_{pe}$  の TTS ( $TTS_{1_{pe}}$ ) を使って

$$TTS_{N_{pe}} = \frac{TTS_{1_{pe}}}{\sqrt{N_{pe}}} \quad (5.15)$$

と表わせる。しかしながら、厳密には到達時刻は最も早く到達した光電子によって決定されることや出力パルスの形がガウス型ではないなどの理由により、実際はこの冪 (傾き) をパラメータに取ることでフィットさせることができる。

$$TTS_{N_{pe}} = \frac{P_{tts1}}{(N_{pe})^{P_{tts2}}} \quad (5.16)$$

$P_{tts1}$  が  $1_{pe}$  の光に対する TTS を意味する。図 5.9におけるフィットの結果、 $P_{tts1} = 6.3$ 、 $P_{tts2} = 0.44$  となった。製作された他の光検出器 79 個について見ると、 $1_{pe}$  光に対する TTS は  $5.5 \text{ ns}$ 、光電子数にかかる冪は  $0.4$  を中心に分布している (図 5.10、図 5.11参照)。図 5.9において、 $1 \sim 40_{pe}$  あたりまでは式 (5.16) に従って TTS が小さくなっていくが、 $40_{pe}$  を越し高い光電子数の光になると、逆に TTS が大きくなっている。この原因として考えられることは以下のようなものである。

1. 光電子数の第一ダイノードの擦り抜けによる効果  
光電子がこのダイノードを擦り抜けることにより、メインパルスから数 ns 早い出力が現われる。
2. 数  $100_{pe}$  を越すような さらに高い  $pe$  数においては、光子が直接第一ダイノードから光電子数を叩き出す現象が現われるようになる。メインパルスよりも光電子数が飛行する時間分だけ早く (約  $20 \text{ ns}$ ) 出力される。但し、出力信号の大きさが前段での増幅が強く影響するため、この現象 (光子直撃) は  $1$  よりも起こりにくい。

これらはメインパルスよりも早く出力されることから、pre-pulse と呼ばれる。

#### 5.2.4 角度依存性

光検出器において用いられている光電子増倍管は、時間分解能を向上させるため直径  $15$  インチの扁平した半球状の光電面を持つ。しかしながら、光電面の幾何学的な断面積に従い、一般的に側面あるいは後方からの光に対しては感度が低くなる。従って、入射光の角度による検出効率を測定 (較正) することは重要である。この光の入射角度に対する感度、すなわち感度の角度依存性を決める要因として以下の事項が挙げられる。

1. 光電面の断面積 (光の入射角に対する)
2. 第一ダイノード構造 (ベネチアンブラインド)



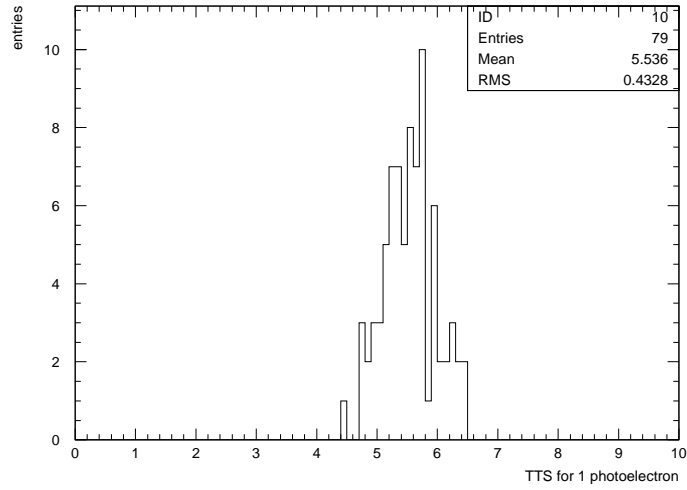


図 5.10: 1  $pe$  光に対する Transit Time Spread の分布

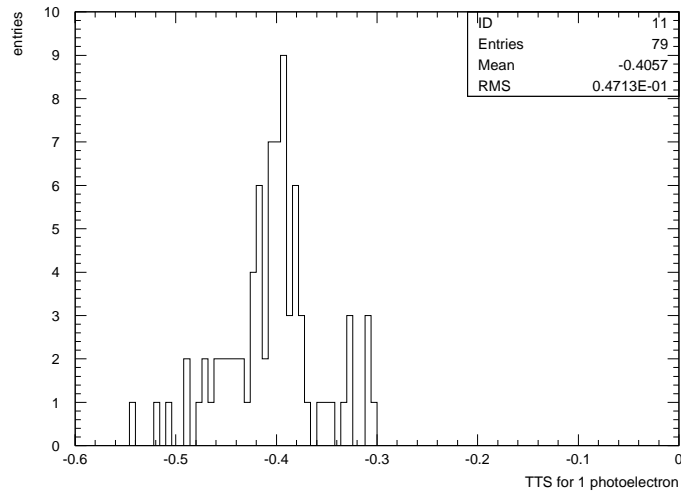


図 5.11: 光電子数にかかる冪の分布

### 3. 地磁気による影響

### 4. 光電面の量子効率の非一様性

光電面の形状を球面と仮定した場合、感度の角度依存性は以下のように表わされる。

$$S_{PC}(\theta) = a(1 + \cos \theta) \quad (5.17)$$

実際には、真後ろからも光電面を望む事が出来る為、

$$S_{PC}(\theta) = a + b \cos \theta \quad (5.18)$$

となる。さらに、上に述べた他の要因を考慮すると、正確には方位角方向にも依存性を持ち、

$$S_{PC}(\theta, \phi) = a(\theta, \phi) + b(\theta, \phi) \cos \theta \quad (5.19)$$

と表わされる。大局的には式 (5.18) に従うと思ってよい。しかし、光電面は厳密には完全

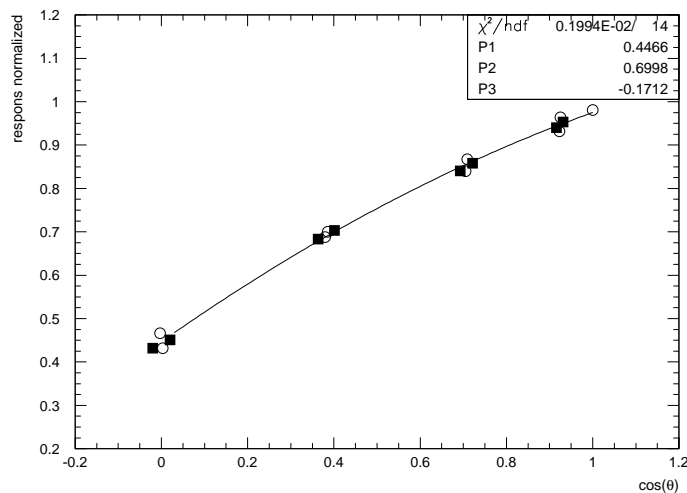


図 5.12: 光検出器の 1 pe 光に対する感度の角度依存性；横軸は  $\cos \theta$  で、 $\theta$  は光の入射角度 (天頂角) を表わす。縦軸は、 $\theta = 0^\circ$  の時の計数率で正規化した値である。○が光検出器の回転軸をベネチアンブラインド (ダイノード) 方向にとった時の感度、■が光検出器の回転軸をベネチアンブラインド (ダイノード) に垂直方向にとった時の感度である。角度 (天頂角あるいは光の入射角 ( $\theta$ ))、方位角 ( $\phi$ ) の定義は図 5.13 のようになっている。

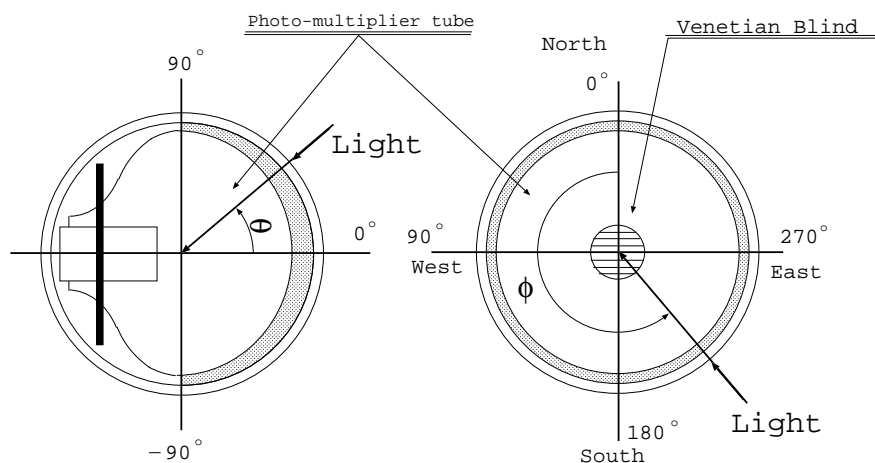


図 5.13: 光の入射角度に対する定義

な球面ではなく扁平している為、横方向からの光に対するアクセプタンスは球状の場合と異なる。この感度の角度依存性は  $\cos \theta$  の多項式もよってよく表わすことができる。

$$CR(\theta) = P_{ang1} + P_{ang2} \cos \theta + P_{ang3} (\cos \theta)^2 \quad (5.20)$$

ここで、 $P_{ang1}$ 、 $P_{ang2}$ 、 $P_{ang3}$  は定数である。図 5.12 においては式 (5.20) をデータにフィットさせている。フィットされたパラメータ値、 $P_{ang1}$ 、 $P_{ang2}$ 、 $P_{ang3}$  は、それぞれ 0.45、0.70、-0.17 となっている。光の入射角度の定義については図 5.13 を参照。

特に、図 5.12 において○と■では、ベネチアンブラインド (ダイノード) に対し異なる方位角で測定しているが、図から天頂角  $\theta$  での方位角  $0^\circ$ 、 $90^\circ$ 、 $180^\circ$ 、 $270^\circ$ 、に対する感度が一様性であることが確認される。 $\mu$ -メタルメッシュによる地磁気の遮蔽がよく行なわれていることを示すものである。

### 5.2.5 光検出器の温度特性 - ノイズレベルと動作安定性 -

恒温槽を用い、 $1\text{ pe}$  光を照射し、計数率およびダークカウントの温度相関を調べた。ダークカウントとは光を照射していない時の計数率のことである。図 5.14 は約 1 時間ごとに温度を  $0^\circ\text{C}$ 、 $5^\circ\text{C}$ 、 $10^\circ\text{C}$ 、 $20^\circ\text{C}$ 、 $25^\circ\text{C}$  に変え、光検出器の計数率とダークカウントの変化を見たものである。一方、図 5.15 は温度を  $0^\circ\text{C}$  に保ったまま 6 時間動作させた時の計数安定性を見たものである。計数率の変化は温度に対し  $\lesssim -1\%/^\circ\text{C}$  でほとんど変化がないのに対し、ダークカウントは室温 ( $\sim 25^\circ\text{C}$ ) でおおよそ  $20\text{ kHz}$  であったのが、 $\sim 0^\circ\text{C}$  (深海底と同じ程度) では、半分のおよそ  $10\text{ kHz}$  にまで下がっている (図 5.16 参照)。

W. Richardson の式によれば、熱電子による暗電流値 ( $I_s$ ) は温度 ( $T$ ) に対し以下のような

\*\*\* BA0124, #UBE, #T1-0A, #T2-4D (93/05/17 16:15:24) \*\*\*  
 SCALER (SIGNAL): 5 - 0 SCALER (NOISE): 5 - 3 SCALER (LASER): 5 - 4  
 110 times DISK : OFF interval = 0 : 0 : 0 DATA take = 0 : 3 :

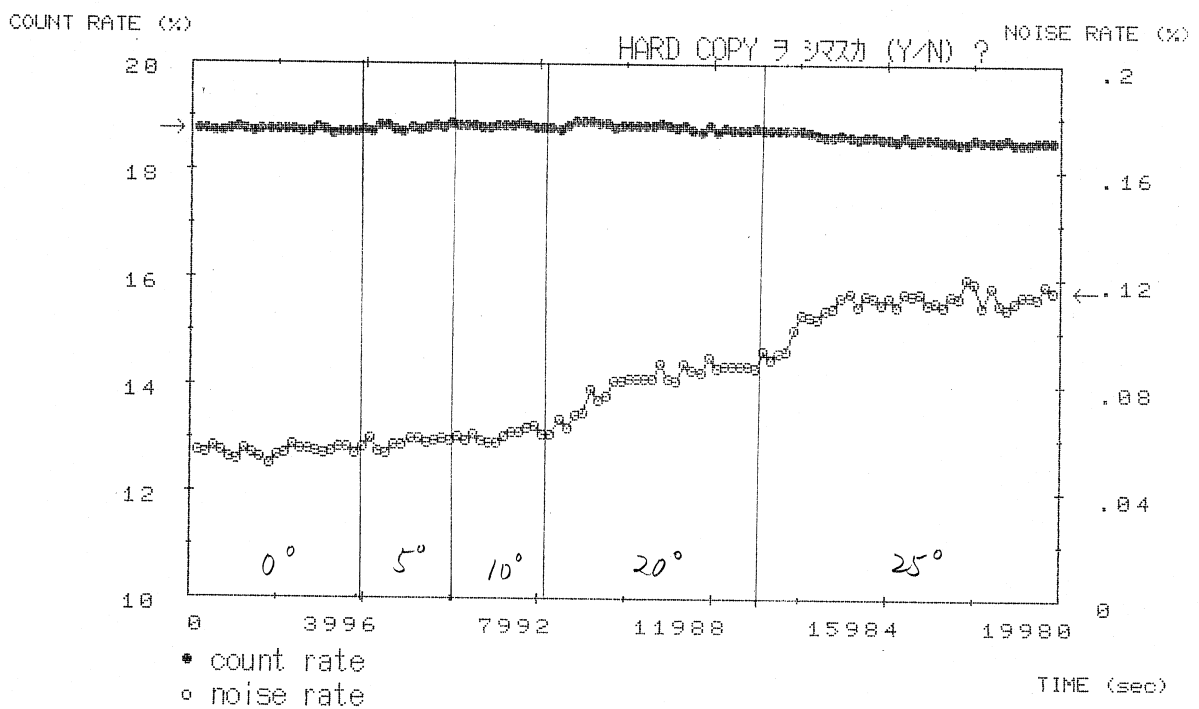


図 5.14: 温度に対する計数率およびダークカウントの変化: 縦軸はレーザーの発光に対する計数率、横軸は時間を示す。●が信号計数率で○がダークカウントを表わす。縦線を引いてある所が温度を变化(上昇)させた時である。

\*\*\* BA0416;55329;84 Noise-measurement 0°C 6hour (94/10/03 16:17:19) \*\*\*  
 SCALER (SIGNAL): 5 - 0 SCALER (NOISE): 5 - 3 SCALER (LASER): 5 - 4  
 360 times DISK : OFF interval = 0 : 0 : 0 DATA take = 0 : 1 : 0

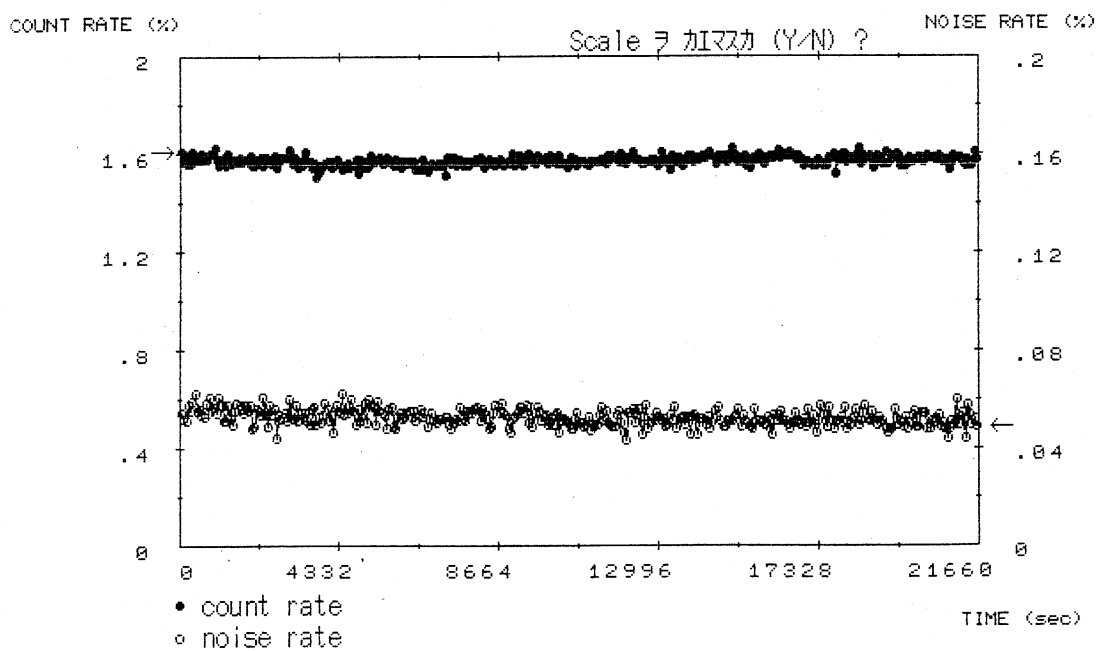


図 5.15: 0°C 時間での計数率およびダークカウントの安定性: 0°C 時間での計数率およびダークカウントの安定性。縦軸はレーザーの発光に対する計数率、横軸は時間を示す。●が信号計数率で○がダークカウントを表わす。

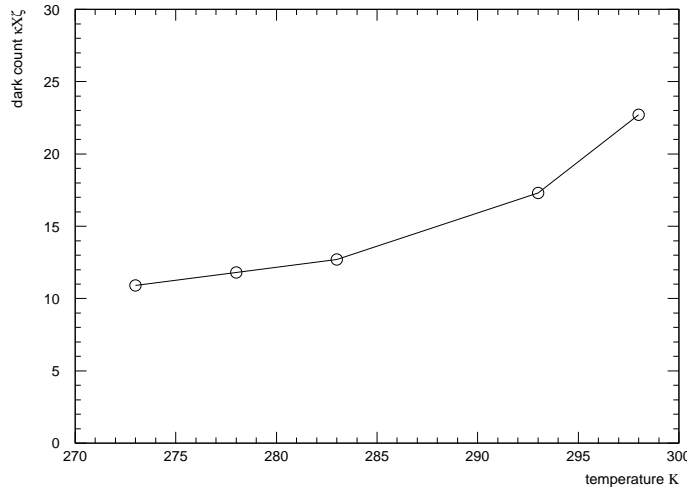


図 5.16: ダークカウントの温度相関

関係にあることが知られている [35]。

$$I_s(T) = AT^{\frac{5}{4}} \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right) \quad (5.21)$$

ここで  $A$  は定数、 $e$  は電子の素電荷 ( $1.6 \times 10^{-19}$  [C]),  $k$  はボルツマン定数 ( $1.68 \times 10^{-23}$  [J K<sup>-1</sup>]),  $\phi$  は光電物質の仕事関数である。

製作された 79 個の光検出器に対して 0°C でのダークカウントの分布より全て 25 kHz 以下に収まっており、平均で約 11 kHz となっていることが分かる (図 5.17 参照)。低温環境は、光電子増倍管の暗電流を抑えるのに有効であるばかりでなく、電子回路の回路雑音の低下に対しても有効である。

### 5.2.6 水チェレンコフ実験

ミューオン飛跡から光検出器までの距離 ( $D$ ) に対するチェレンコフ光からの光電子数 ( $N$ ) は、光電面の面積 ( $S$ )、光電子増倍管の量子効率 ( $\eta$ )、水中での減衰 ( $\rho$ )、拡散 ( $H$ ) を用いて以下の式によって計算される。

$$N = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda S \eta(\lambda) A(\lambda) I(\lambda) / H \quad (5.22)$$

$$= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda S \eta(\lambda) \exp\left(-\frac{D/\sin\theta_c}{\rho(\lambda)}\right) \frac{2\pi\alpha \sin\theta_c}{\lambda^2} \frac{1}{2\pi D \sin\theta_c} \quad (5.23)$$

ここで、 $I$  はミューオン飛跡の単位長さあたりに発生する光子数を表わし、 $\theta_c$ 、 $\lambda$  はチェレンコフ光の放出角度、および光の波長である。

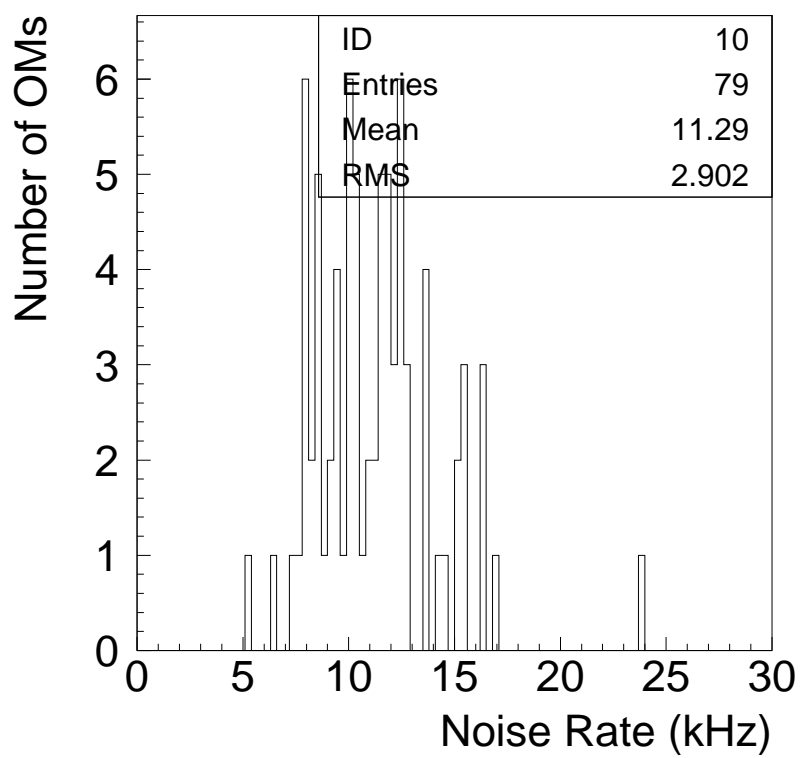


図 5.17: 製作された 79 個の光検出器の 0°C におけるダークカウントの分布

図 5.18は光検出器が受けた光強度と出力された Q パルス幅との相関を示したもので、小さな点がデータを表わし、白丸は較正実験結果を表わしている。データ点に対する光電子数はミューオン飛跡と光検出器との距離から水の透明度を 40 m、光検出器の量子効率 (検出効率) を 20% として計算されている。

図 5.19はミューオン飛跡-光検出器間距離と光検出器が受けた光強度 (光電子数) の相関を示したものである。距離はによってトラッキングカウンタによって再構成された飛跡から計算され、光電子数数は Q パルス幅から較正実験パラメータを用いて算出されている。×印がデータを表わし、誤差は Q パルス幅分布の分散による。実線曲線は計算によるものであり、水の透明度を 40 m、光検出器の量子効率 (検出効率) を 20% として計算している。変換には東北で行なわれた較正実験のパラメータを用いている。データと計算との一致が確認できる。

図 5.20には、ミューオンの飛跡との距離にして 100 m までの計算結果を示してある。ストリング間距離の半分である  $\sim 25$  m からのチェレンコフ光による強度はおよそ  $1 pe$  であり、十分検出可能であることを示している。

### 5.3 較正実験結果のまとめ

以上のテスト・較正実験から得られた性能を以下にまとめる。表 5.1に示したように、

項目	値
1 光電子の光に対する時間分解能	$5.5 \pm 0.4$ [ns]
光子に対する検出有効面積 (410 nm、水中)	$\sim 320$ [cm <sup>2</sup> ]
ダークカウント (0°C)	$11 \pm 3$ [kHz]

表 5.1: DUMAND 検出器性能一覧表

35 [photons/cm<sup>2</sup>] の微弱な光を感知し、その到達時刻を 6 ns の精度で検出する光検出器の開発および製作に成功した。検出効率は光電子増倍管単体よりも良く、410 nm の光に対し空気中では 280 cm<sup>2</sup>、水中では 320 cm<sup>2</sup> の有効集光面積を持つ。検出器の動作安定性についても、恒温槽での 0°C における 6 時間の動作テストでは、計数率の不安定は観測されなかった。

また、較正実験から得られた光検出器の性能を表わす諸量の関係式を以下に示す。一部は経験的に得られるものと光電子増倍管の出力波形を適当に仮定してやることにより導出されるものがある。



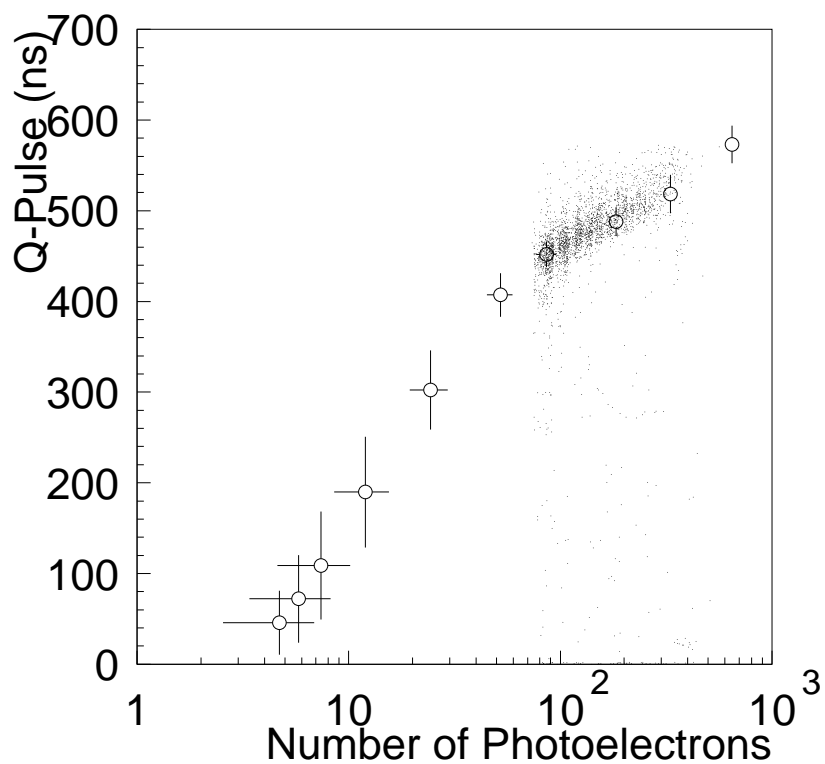


図 5.18: 東北水タンクテスト：光検出器が受けた光強度と出力された Q パルス幅との相関。小さな・がデータを表わし。白丸は較正実験結果を表わしている。データ点における光電子数はミューオン飛跡と光検出器との距離から計算されている。この時、水の透明度を 40 m、光検出器の量子効率 (検出効率) を 20% としている。

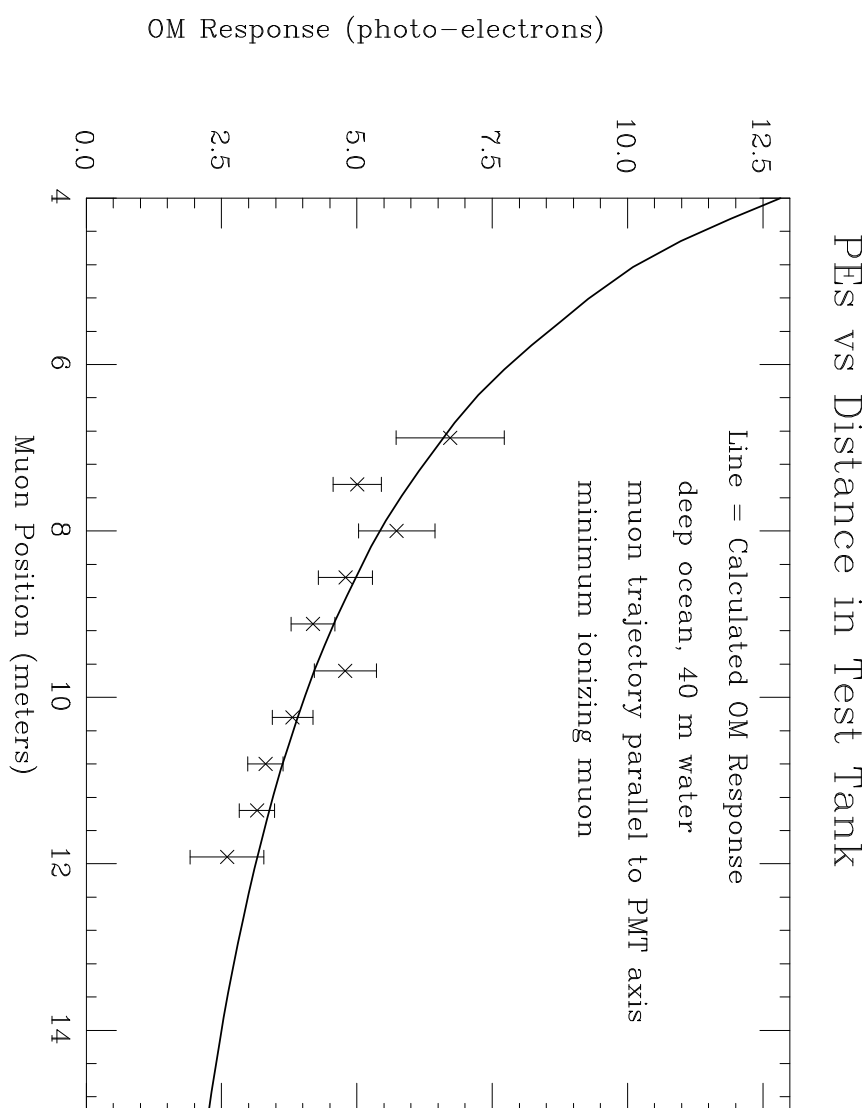


図 5.19: ハワイ水タンクテスト: ミューオン飛跡-光検出器間距離と光検出器が受けた光強度 (光電子数) の相関。距離はによってトラッキングカウンタによって再構成された飛跡から計算され、光電子数数は Q パルス幅から較正実験パラメータを用いて算出されている。×印がデータを表わし、誤差は Q パルス幅分布の分散による。実線曲線は計算によるものであり、水の透明度を 40 m、光検出器の量子効率 (検出効率) を 20% として計算している。

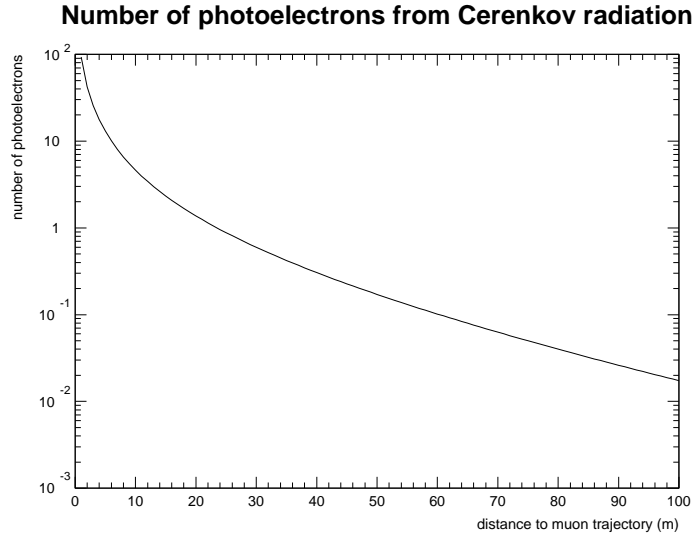


図 5.20: チェレンコフ光による光検出器からの出力光電子数

- 到達時刻 ( $TT$ ) の Time Walk 補正

$$TT(W_{TOT}) = TT_0 + AW_{TOT} \quad (W_{TOT} \lesssim 30 \text{ ns}) \quad (5.24)$$

- 時間分解能 ( $TTS$ )

$$TTS(N_{pe}) = \frac{TTS_{1pe}}{(N_{pe})^\alpha} \quad (N_{pe} \lesssim 20 \text{ pe}) \quad (5.25)$$

- TOT パルス幅 ( $W_{TOT}$ ) と光電子数の相関 ( $N_{pe}$ )

$$N_{pe}(W_{TOT}) = \frac{1}{a} \exp\left(\frac{W_{TOT}}{P_{tot1}}\right)^2 \quad (5.26)$$

- Q パルス幅 ( $W_Q$ ) と光電子数の相関 ( $N_{pe}$ )

$$N_{pe}(W_Q) = \frac{aP_{q2} \exp\left(\frac{W_Q}{P_{q1}}\right)}{a + P_{q2} - a \exp\left(\frac{W_Q}{P_{q1}}\right)} \quad (5.27)$$

- 検出効率 (計数率;  $CR$ ) の角度 ( $\theta$ ) 依存性

$$CR(\theta) = P_{ang1} + P_{ang2} \cos \theta + P_{ang3} (\cos \theta)^2 \quad (\theta \leq 90^\circ) \quad (5.28)$$

## 第 6 章

### 検出器設置と深海底におけるデータ

DUMAND プロジェクトが始まって以来、1993年に初めて検出器 (1 ストリング) の設置が行われた。ストリング 1 本と Junction Box、および shore cable を完全に実装した状態の検出器が深海底に降下された。この際、約 2 時間のオペレーションを行ない、実質 2 分間のデータの取得に成功した。トリガープロセッサは Shore Station に設置されるが、今回のデータ収集においては船上での敷設作業中の暫定的な収集系であった。このため、オペレーション時間とデータ取得時間との間に違いが生じている。

この検出器設置は本来本番になるべきものであったが、間もなく、ストリング制御装置のコネクター部に水漏れを生じ、敢えなくストリング回収となった。しかしながら、深海底への検出器の設置、および完全な状態でデータの取得は史上初であり、そこで取得されたデータは検出器性能を知る上で、また検出器の機器ノイズ、DUMAND site における  $^{40}\text{K}$  や発光微生物などのバックグラウンドの研究にとって有用なものとなった。次世代の深海ニュートリノ実験を進めていく上でも重要な意味をもつものと言える。

#### 6.1 '93 検出器設置

各コンポーネントのチェックとストリングへの組込み、ストリングの VAN への収納、およびその収納庫の船への積上げ等の準備を済ませ、1993年12月5日からおよそ2週間のスケジュールで検出器設置航海が遂行された。設置用に用いられた船は Washington 大学の研究用船 Thomas G. Thompson である。甲板にはクレーンが装備され、同時に設置作業に十分なスペースをもち、船内には幾つかの実験室を備えた研究船である (図 6.1 参照)。

12月9日、船はオアフ島にあるハワイ大学の専用埠頭 (Snug harbour) を出航し、およそ半日かけてハワイ島西岸沖へ到着した。現地到着後、DPS (Dynamic Positioning System: 人工衛星を用いた位置測定システム) や Shore Cable 送り出しの為の Wintch のテストが繰り返され、ハワイ現地時間の12月15日の正午あたりに設置作業が開始された。設



図 6.1: Thomas G. Thompson : 検出器設置に用いられたワシントン大学所有の研究船

置が行なわれたのは octagon 中央のストリングである。中央ストリングの最下部に Junction Box が取り付けられている。暫定的に取り付けられた重りを先頭に、ストリング上部 (浮き) から海底へ沈められ、重量の大きい Junction Box は最後に海へ投入された (図 6.2、図 6.3 参照)。すなわち、ストリングは上下逆さまの状態では海底まで降下された。これは、ストリング降下時のケーブル類断裂等の事故を防止する為である。波による船の上下動によりストリングに致命的な強さのテンションがかかる恐れがあるからである。

最初に降下した重りが海底に着地すると、船は徐々に移動しながら更にストリングを降下させる。Junction Box 着地を確認した後、船は Shore Station のあるハワイ島ケアホレ岬へ進路を取り、shore cable を引きながら進む (図 6.4 参照)。ケーブルの送り出し作業は 3 シフト (8 人 / シフト) を組み、およそ 1 日半かけて行なわれた。12 月 16 日、設置作業の最終段階。ケアホレ岬、Shore Station 手前にて、ケーブルの端に目印となる浮きを取り付けボートの作業員へ手渡される。潜水夫によって Shore Station と海底とを結ぶトンネルへの導入作業が行なわれ、検出器が Shore Station に継がり完全形となった。

その後 Shore Station からのストリング操作を試みるが、通信不能というトラブルを生じる。回収し確認した後、ストリング制御装置耐圧容器上のコネクター部からの水漏れが原因であることが推定された。

ストリング制御装置の水漏れの為、暫定的に取り付けられていた重りのモーターリリースを動作させることができず、ストリングは横向きになったままであった (図 6.5 参照)。従って、回収作業は接合部 (マグネシウム) の腐蝕によるリリースを待たねばならなかった。ス



図 6.2: 検出器設置現場の写真：正面に見えるのがストリング制御装置と光検出器である。

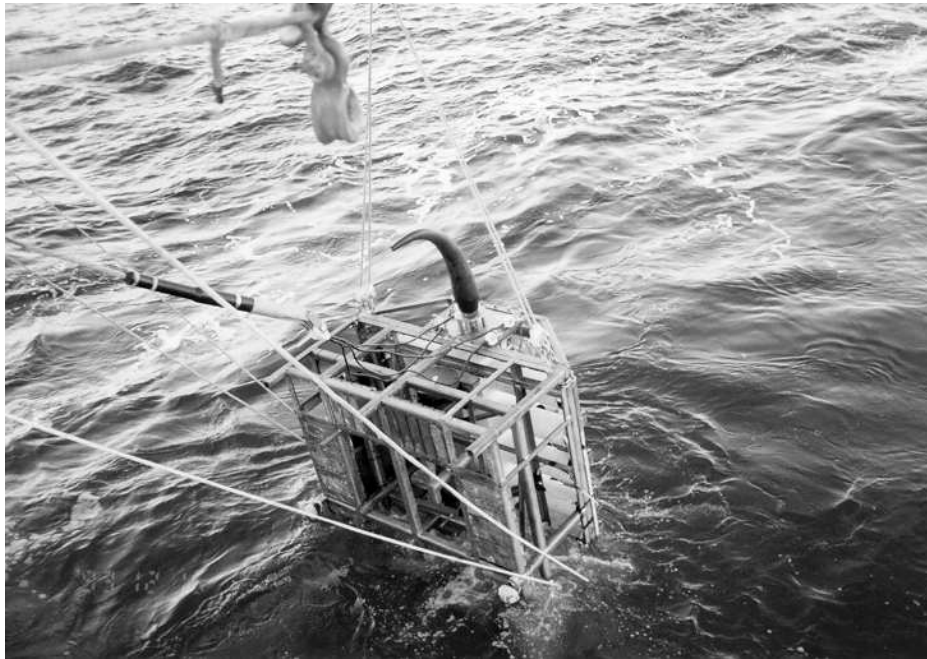


図 6.3: 検出器設置現場の写真： Junction Box が海底へ効果される瞬間

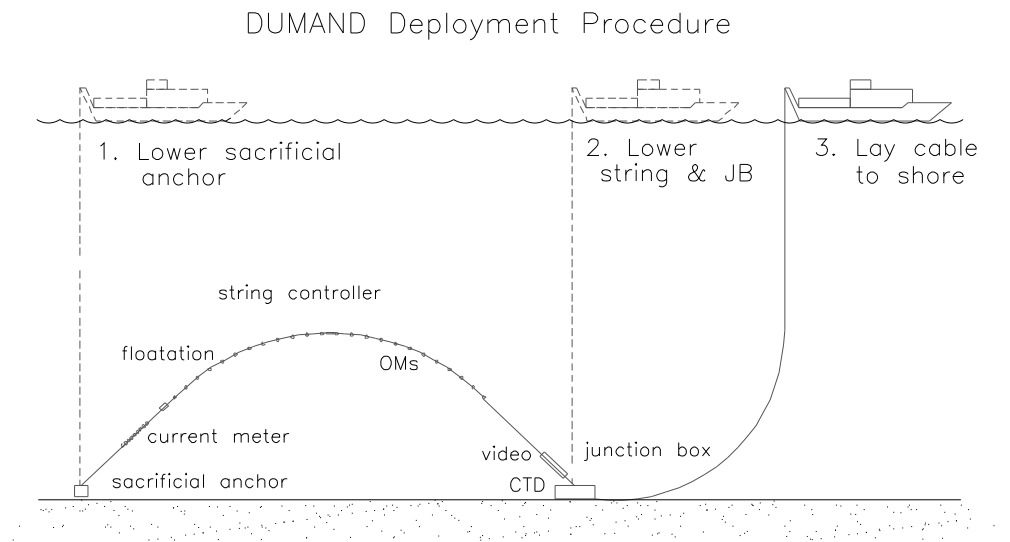


図 6.4: ストリング設置手順

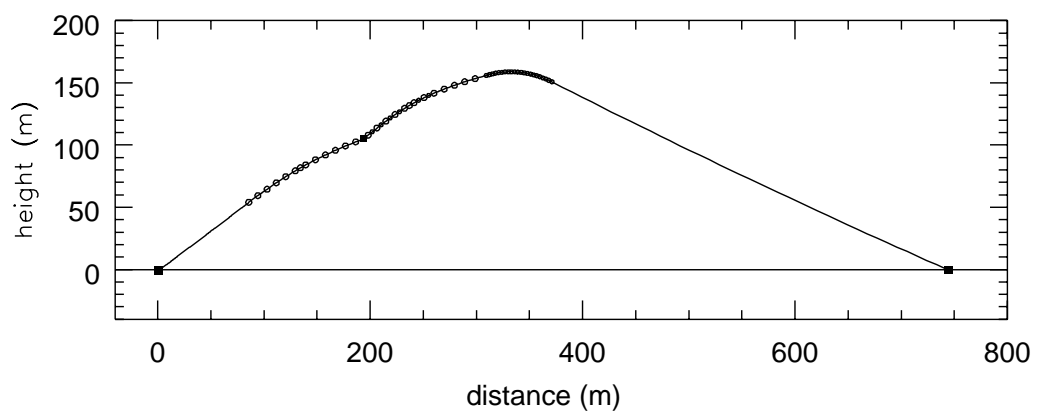


図 6.5: 設置直後のストリングの形状



トリングが重りから解放され垂直に立った頃、設置から1か月ほど後の1994年1月に、アコースティックリリース (JBEM 制御) によるストリング kevlar の切断、ストリングの海面浮上という手順で回収が行なわれた。

1993年12月の検出器設置において、設置作業と並行して船上でのデータの収集も行なわれた。船上で組まれた収集系にはトリガープロセッサがないため (トリガーロセッサは Shore Station に設置される)、バックグラウンドを含む全イベントを集めたものとなったが深海底における検出器動作確認やバックグラウンド評価にとって有効なものとなった。

図 6.6 に検出器設置時の作業記録を示した。

## 6.2 '93data

shore cable 引きと同時進行で動作テストを兼ねたデータ収集が行なわれた。このデータ収集は 設置作業開始後約 17 時間経過後になされた。実際と同様に、パワーは Shore Cable を通して船上にある電源から供給され、データも Shore Cable を通して収集された。但し、光電子増倍管の暗電流が落ち着いていない状態であったため、印加電圧値を適正値から 100 V 下げて動作させた。直射日光の照射の影響と考えられる。

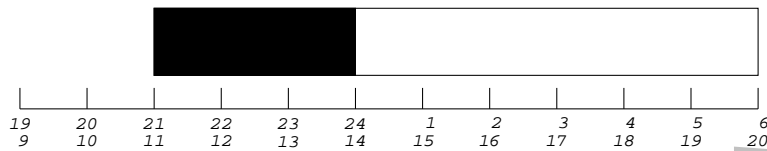
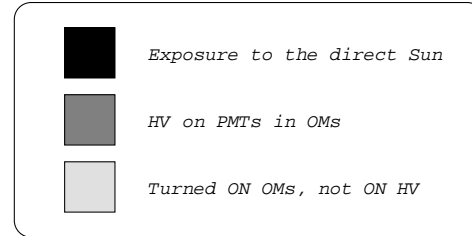
船上でのデータ収集系は、トリガーシステムが存在しなかった為、検出器からのたれ流しデータを集めたものになっている。ストリング制御装置から shore cable を通して逐次送られてくるデータは Monster Memory Buffer (5 Mbytes) に蓄えられる。この buffer が一杯になると一旦収集を止め、メモリ上のデータを船上の PC へ転送する (図 6.7 参照)。ここで、光検出器の平均的な計数率は およそ 50 kHz であるから、約 0.2 sec で buffer full になる。一方、転送にかかる時間 (dead time) が約 15 sec なので、オペレートされた時間のおよそ 2% が実質の収集時間となり、結果、2 時間のオペレーションでは実質約 2 分間のデータ収集時間となる。

### 6.2.1 深海底における計数率

図 6.8 は 設置作業からおよそ 17 時間後深海底 (4800 m) において動作させた時の光検出器の計数率の時間変化を見たものである。例として光検出器番号 2 についてのものを示してある。横軸はデータセット (run と呼ぶ) を表わし、1 つがおよそ 0.2 秒の時間である。各 run の間には、データ転送にかかる時間、およそ 15 秒の空白域が存在する。図 6.8 において特徴的な部分は、60 kHz あたりに安定した部分を持ち、時折計数率の急上昇を生じることである。計数率の安定した部分をベース、計数率の急上昇した部分をスパイクと呼ぶことにする。このスパイクにはベースの倍程度から大きい時には 1 桁以上にまで達するものまである。他の検出器についても同様の計数率変化が見られる。

# DUMAND DEPLOYMENT SEQUENCE

— 1993.Dec.15 —



Continues to below

6.6: '93 deployment sequence

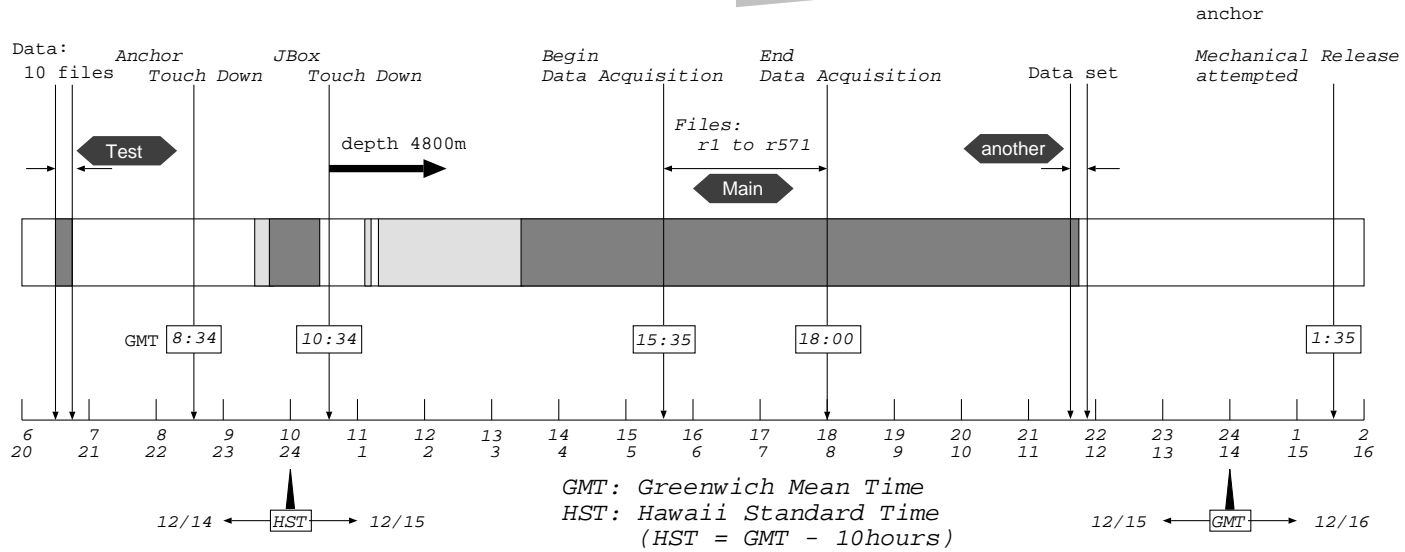
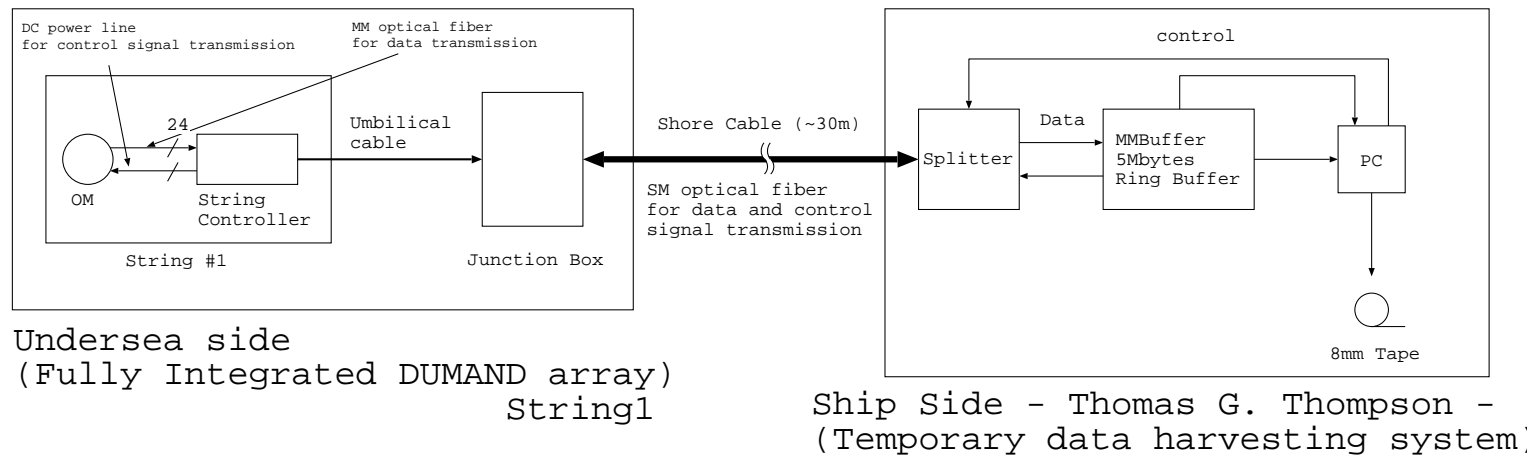


図 6.7: 1993 年検出器設置時のデータ収集系のブロック図



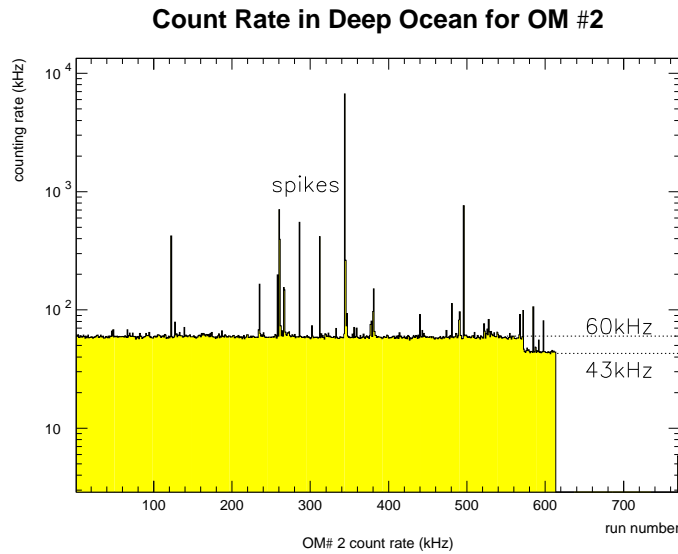


図 6.8: OM #2 の計数率の時間変化：横軸はデータファイルの通し番号である。各ファイル (bin) は およそ 0.2 秒の時間に相当し、また各ファイル間には およそ 15 秒間の空白時間がある。ファイル番号 571 までのデータと 572 からのデータは時間的に約 3 時間半の時間的空白がある (異なるデータセット)。

動作した全ての光検出器に対する計数率の強度分布 (スペクトラム) を図 6.9 に示した [36]。計数率が  $\lesssim 70$  kHz に分布をもち、それより高い計数率になると急激に減っていく。図 6.9 において計数率 50 ~ 100 kHz (ベースの部分) が  $^{40}\text{K}$  およびダークカウントによるバックグラウンドによると考えられ、それ以上の計数率部分 (分布のすそ) が発光微生物によるものと推測される。ベース部分を形成しているパルスの出力時間分布は時間的に一様で、構造のようなものは見られない (図 6.10 左上参照)。また、隣り合う 2 つのパルス間の時間間隔は指数関数的分布しており、出力パルスがポアソン型であることを示唆している (図 6.10 右上参照)。

平均的に全くランダムに  $f$  [Hz] の頻度で計数する事象に対し、ある時間  $t$  [sec] 後に初めて計数される期待値  $R$  は次式で与えられる。

$$\frac{dR}{dt} dt = Af \exp(-ft) dt \quad (6.1)$$

ここで、 $A$  は定数で、使用した全データ数に対応する。図 6.10 に示した例では、 $f$  と  $A$  をパラメータに取り、式 (6.1) をデータにフィットさせている。フィットの結果は、 $f = (49.7 \pm 0.6)$  kHz、 $A = 10537 \pm 115$  となっている。

更に時間の短い部分を拡大してみたものが図 6.10 の左下である。

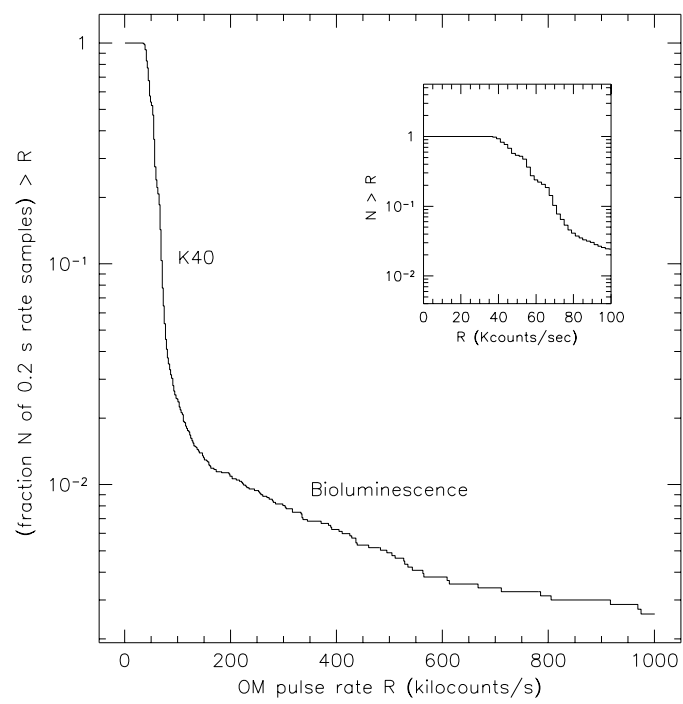


図 6.9: 光検出器計数率の周波数スペクトラム

## run10-om2

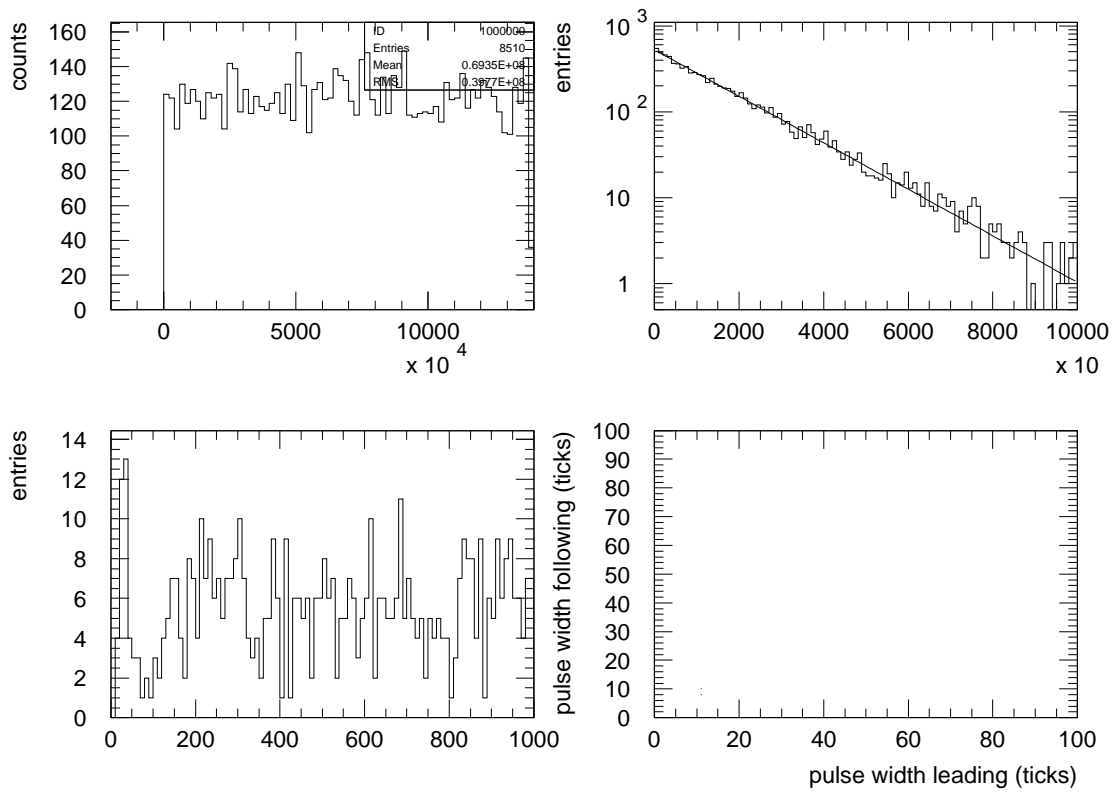


図 6.10: ベース部分を形成しているパルスの出現時間分布の例：左上から順に、出現時間分布、隣接パルスの時間差分布、時間差分布の拡大、Qパルス出現領域付近の拡大の図である。横軸は デジタイザーの単位 ticks = 1.25 ns である。

図 6.10では Q パルスは確認されないが、光検出器によっては確認されるものもある (図 6.11参照)。図 6.11は光検出器番号 4 のものであるが、175 ticks(219 ns )あたりにピークが見られる。このピークは Q パルスの出力によると考えられる (図 6.12参照)。 フィットの結

### run10-om4

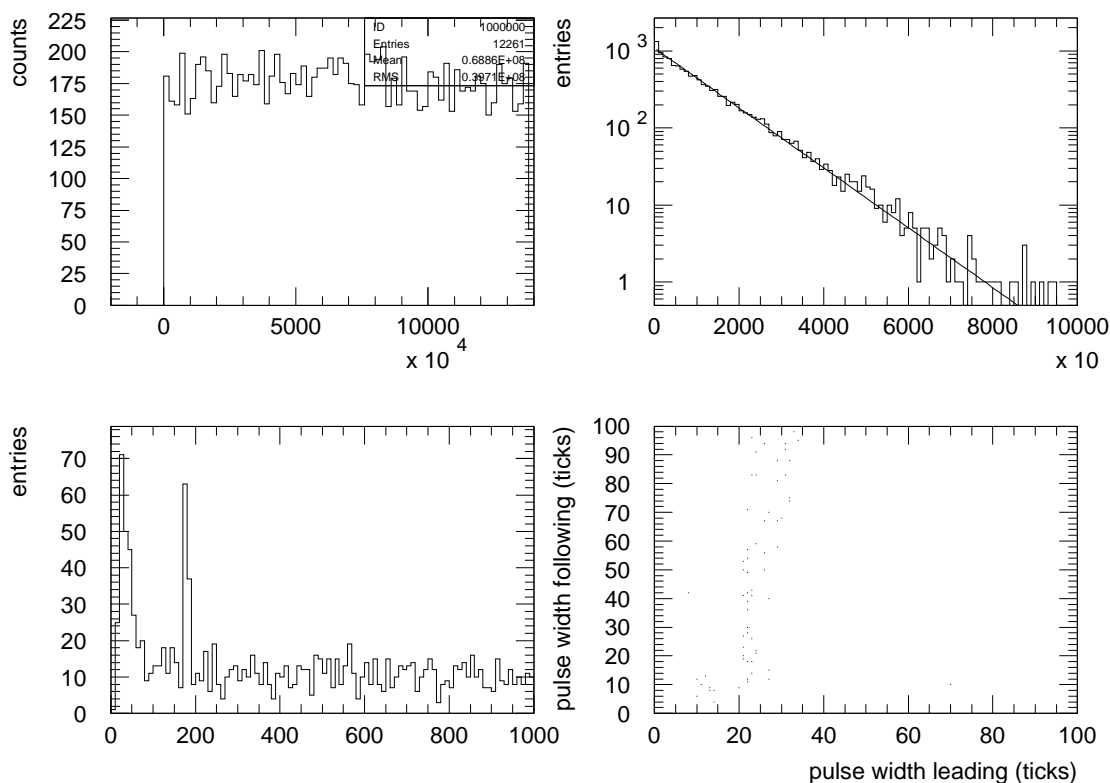


図 6.11: ベース部分を形成しているパルスの出現時間分布の例：左上から順に、出現時間分布、隣接パルスの時間差分布、時間差分布の拡大、Q パルス出現領域付近の拡大の図である。横軸は デジタイザーの単位 ticks = 1.25 ns である。

果は  $f = (71.6 \pm 0.7)$  kHz、 $A = 15147 \pm 137$  となっており、パルスの出現がランダムであるとして得られる結果からはこのピークを説明できない。

スパイク部分はベース部分の およそ半分の時間内に 1 桁近く多いイベント数を含み、平均すると 0.1sec の時間におよそ 20000 ~ 40000 のデータを含んでいる。パルスの出力頻度の時間的変化にも特徴的な形を示すものが存在する。

1. 時間的に一様に多数の出力があるもの
2. 上昇を示すもの

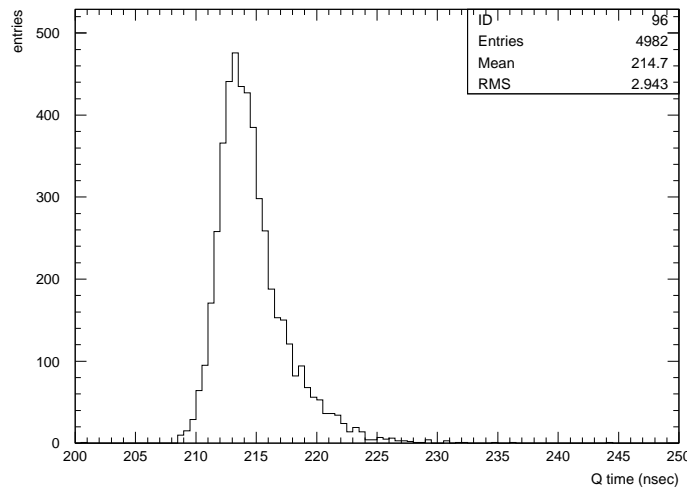


図 6.12: 較正実験において測定された Q パルスの立ち上がり時間：較正実験において測定された TOT パルスの立ち上がりから Q パルスの立ち上がりまでの時間の分布である。Q パルスは TOT パルスの立ち上がりからおよそ 200 ns 離れて出力されるように設計されているが、実際の測定 (分布) によれば 214 ns (171 ticks) となっている。

3. 指数関数的に計数が減少していくもの
4. バンプ状の計数率変化を示すもの

など幾つかのタイプがある (図 6.13 参照)。較正実験では、このような計数率変化は一度も確認されておらず、また、 $^{40}\text{K}$  のような定常的なバックグラウンドでも生じ難い現象である。スパイク状の計数率増加は発光微生物により、計数の時間変化は発光の時間変化を直接反映しているものと考えられる。上記の 1 が圧倒的に頻度の高いパターンであることから、一回の発光時間は平均的にはデータ取得時間 ( $\sim 0.1 \text{ sec}$ ) よりも長いと考えられる。特に注目すべきは、4 である。図 6.14 は、岡山県児島半島弁天崎において採取された海水中に棲息していたと思われる発光微生物の発光の時間的变化を見たものである [37]。時間変化のパターンが 4 と似ている。岡山の測定における発光パターンに対しては、ピーク：20 ms、立ち上がり：10 ms、減衰時間：350 ms が得られている。これに対し 4 では、ピーク：40 ms、立ち上がり：25 ms、減衰時間：88 ~ 120 ms となっている。採水場所が異なるので、直接的な比較はできないが、発光の時間的パターンの一致は、図 6.13 の右下のバンプ部分が発光微生物であることを示唆するものである。

図 6.15 には、ベース部分と同様に隣接パルスの出現時間間隔の分布を示してある。例と



## Time structures

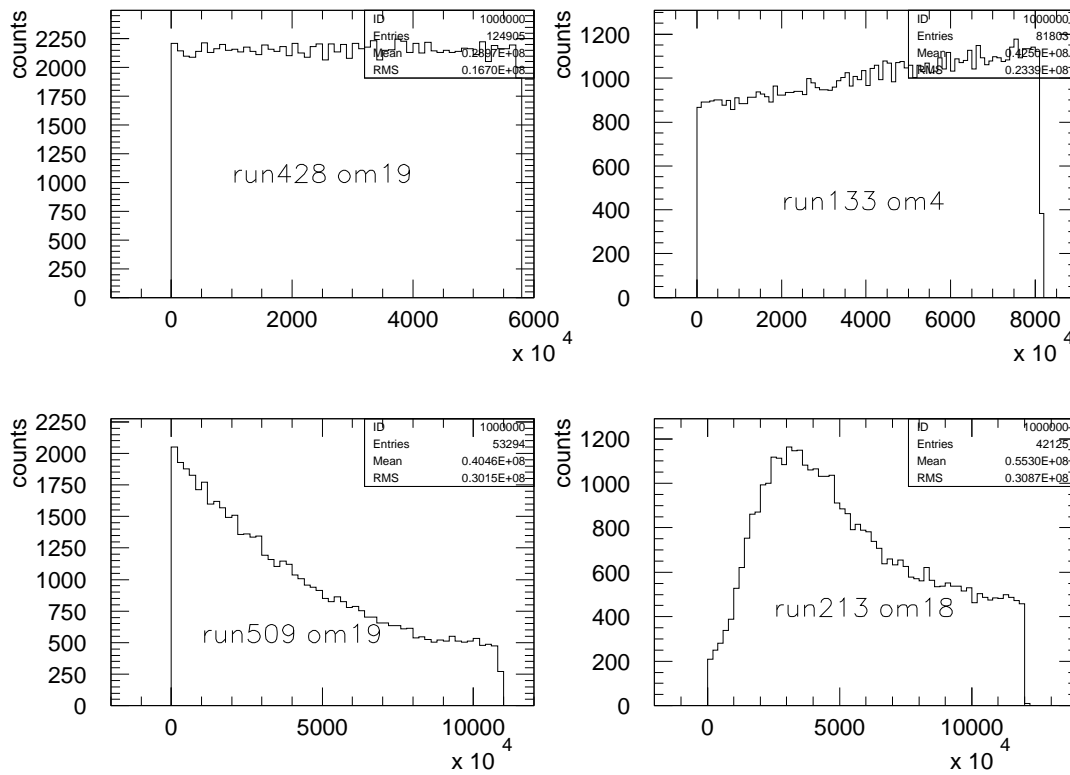


図 6.13: スパイク部分を形成しているパルスの出現時間分布の例：スパイク部のほとんどが定常的に高い計数を示しているが、中に上に示したような特徴的な時間分布を示すものが存在する。横軸は デジタイザーの単位 ticks = 1.25 ns である。

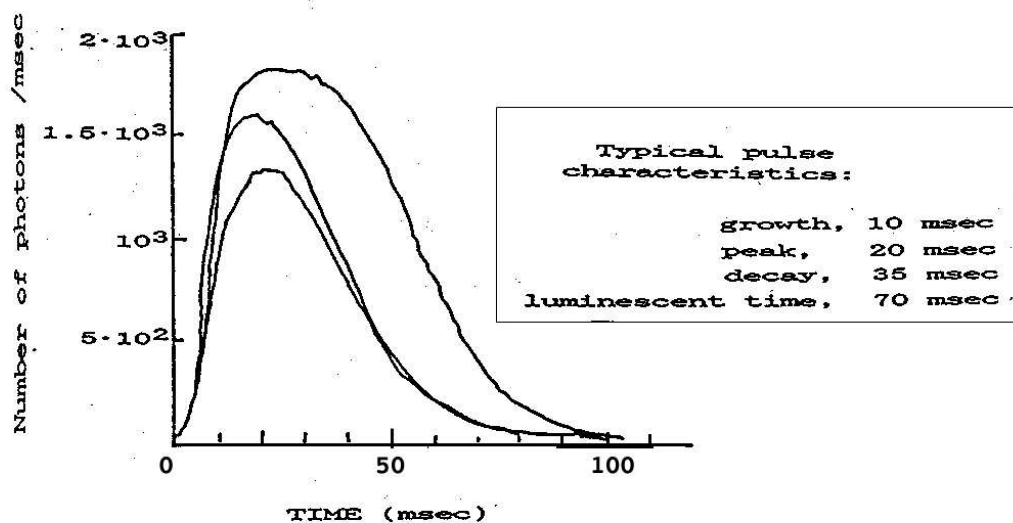


図 6.14: 岡山県児島半島弁天崎において採取された海水中に棲息していたと思われる発光微生物の発光パターン

して、図 6.13の右下のものについて見ている。但し、時間差分布のフィットは、2つの独立な周波数成分が存在するとして計数期待値を以下のように定義して行なっている。

$$\frac{dR}{dt} dt = [A f_1 \exp(-f_1 t) + B f_2 \exp(-f_2 t)] dt \quad (6.2)$$

フィットの結果は、 $f_1 = (0.349 \pm 0.008)[\text{MHz}]$ 、 $f_2 = (0.167 \pm 0.008)[\text{MHz}]$ 、 $A = 41651 \pm 1834$ 、 $B = 11297 \pm 1825$  である。2つの周波数で良くフィットされるということは、光源の発光頻度あるいは光量が時間的に変化していることを意味する。多周波数成分が存在すること以外に、パルス出現時間の特別な構造は確認されていない。

### 6.2.2 出力パルスの識別

Qパルスを伴うTOTパルスは幅が比較的大きいことからパルス幅がTOTとQの識別の為の一つの目安となり得る(図 6.16参照)。図 6.10、図 6.11、図 6.15の右下には、時間間隔が170~180 ticksの間にあるものに対し、先頭パルス幅と次パルス幅の相関を取ったものをそれぞれ示してある。図 6.10では2イベントしか確認されないが、図 6.11と図 6.15には、パルス幅~20 ticks(25 ns)を境に2つのイベントの塊が見られる。この2つの塊に含まれるイベント数を勘定すると、( $\leq 20 \text{ ticks}$ ,  $\geq 20 \text{ ticks}$ ) = (2, 0)、(10, 72)、(201, 14) である。パルス幅の小さいほうの塊に含まれるイベント数は、ランダムなイベントからの寄与として期待される数(6, 13, 189)と一致するので、今、パルス幅の小さいほうを

## run213-om18

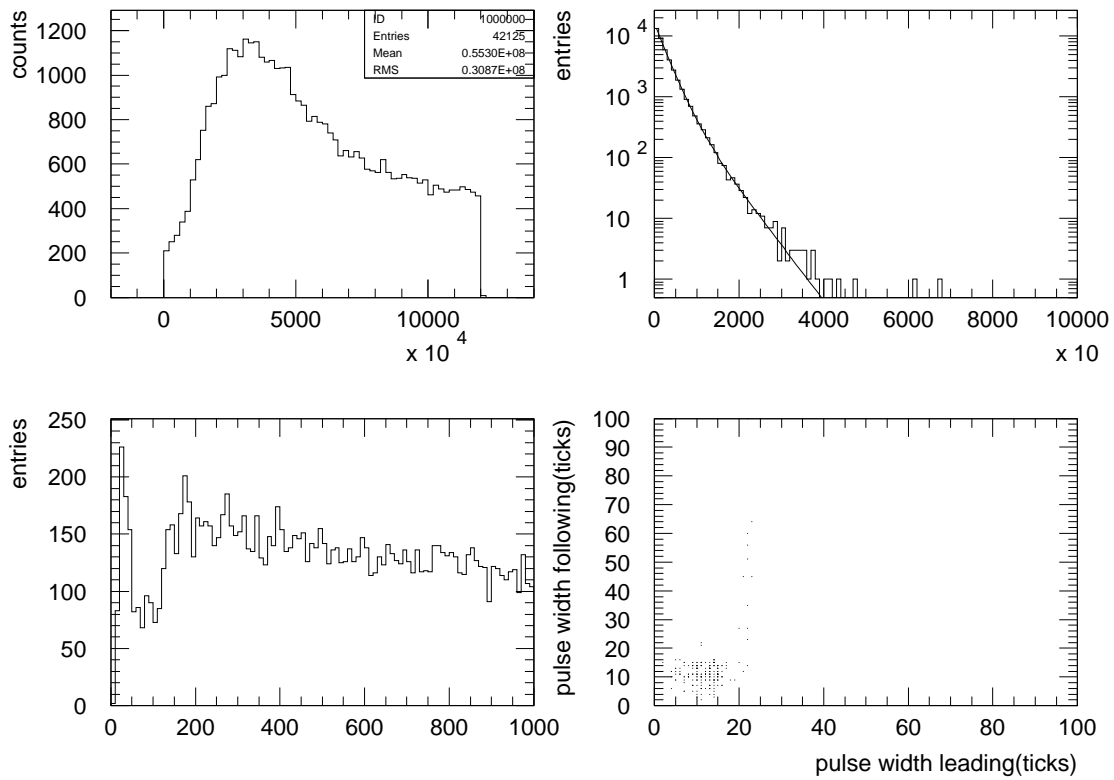


図 6.15: スパイク部分を形成しているパルスの出現時間分布 (上図の右下のものについて) : 左上から順に、出現時間分布、隣接パルスの時間差分布、時間差分布の拡大、Qパルス出現領域付近の拡大の図である。横軸は デジタイザーの単位 ticks = 1.25 ns である。

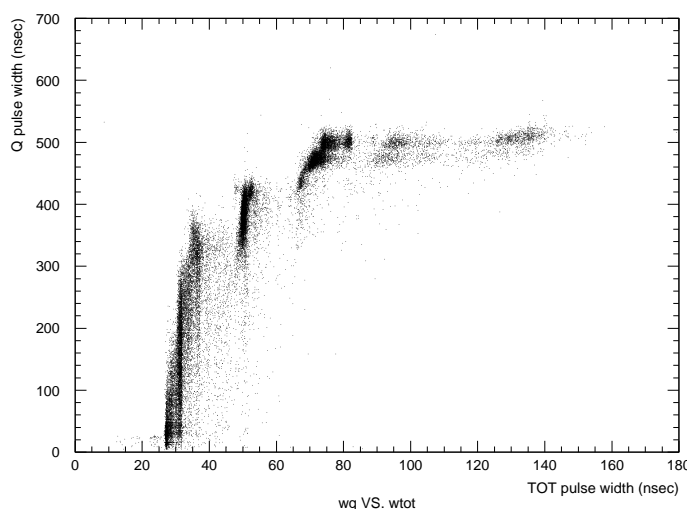


図 6.16: 較正実験における TOT パルスと Q パルス幅の相関

TOT、大きいほうを Q パルスとする。この時、出力された全パルスに占める Q パルスの割合は、それぞれ 0%、0.6%、0.5% 程度となり、得られた出力のほとんどが TOT パルスであると考えることができる。

期待数は、フィットの結果を用いて、ベース部分スパイク部分について、それぞれ以下の式で計算されている。

$$N = \int_{t_1}^{t_2} \frac{dR}{dt} dt = A[\exp(-ft_1) - \exp(-ft_2)] \quad (6.3)$$

$$N = \int_{t_1}^{t_2} \frac{dR}{dt} dt = A[\exp(-f_1t_1) - \exp(-f_1t_2)] + B[\exp(-f_2t_1) - \exp(-f_2t_2)] \quad (6.4)$$

### 6.2.3 深海底におけるバックグラウンド光の強度

図 6.17、図 6.18 はそれぞれベース部分とスパイク部分に対する出力パルス幅の分布を取ったもので、例として光検出器番号 2 について示してある。両者を比較しても違いは見られないので、それぞれで起きている現象の光量に違いがないことを意味している。更に、較正実験結果を用いパルス幅から光電子数を計算した結果光量はほぼ  $1pe$  であることが分かる (図 6.19 参照)。尚、この計算には印加電圧補正がなされている。オペレーションは、適正電圧から 100 V 下げて行なわれている為、この補正が必要とされる。電圧 (V) と光電子増倍管のゲイン (G) は以下のような関係にあることが知られている [35]。

$$G = CV^{nk} \propto V^\alpha \quad (6.5)$$

**Time Interval between Pulses (Zoomed)**

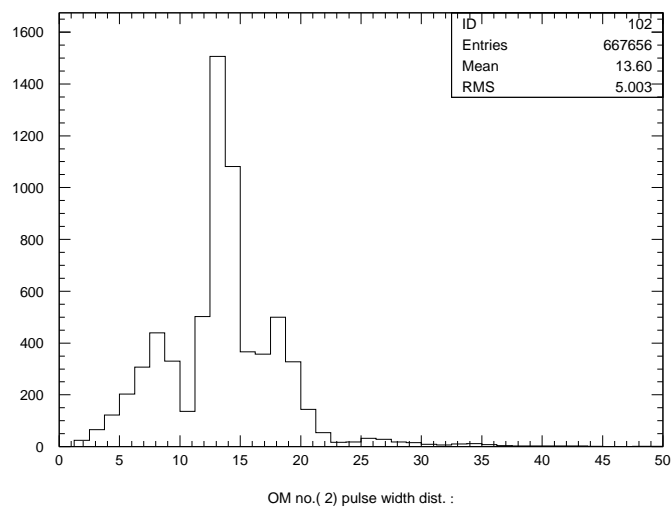


図 6.17: ベース部分に対する光検出器 (OM # 2) 出力パルス幅分布

**Time Interval between Pulses (Zoomed)**

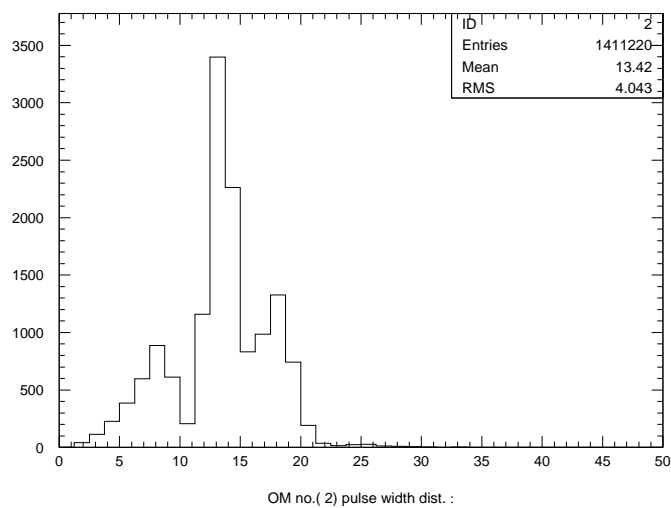


図 6.18: スパイク部分に対する光検出器 (OM # 2) 出力パルス幅分布

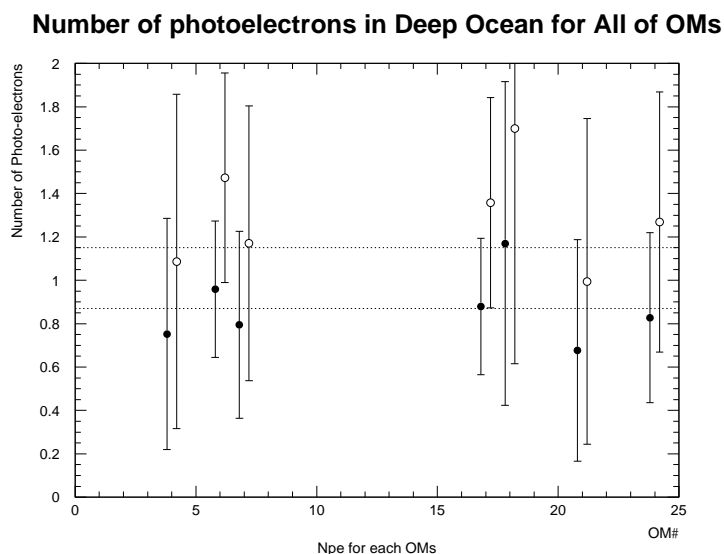


図 6.19: 深海底での平均的な光強度：正常動作した OM の出力信号 (TOT(Q) パルス幅) から計算。計算には較正実験パラメータを用いた。横軸に光検出器番号、縦軸に光強度を光電子数でとっている。黒丸がベース部分、白丸がスパイク部分のものである。誤差はパルス幅分布の分散から求めている。

ここで、 $C$ 、 $n$ 、 $\alpha$ は定数である。 $n$ はダイノードの数と考えてよい。 $k$ は電極によって決まる値で、一般に、 $0.7 \sim 0.8$ の値を取る [35]。従って、13段のダイノードを持つ光電子増倍管に対する $\alpha$ は9～10の値を取ることになる。較正実験結果から印加電圧に関する補正量を求める。適正電圧 ( $V_0$ ) をかけた時のゲインを  $G_0$  とし、適正電圧から  $\delta V$  だけ変化させた時のゲインを  $G_{\delta V}$  とすると、ゲインの比 ( $g$ ) は、

$$g = \frac{G_{\delta V}}{G_0} = \left( \frac{V_0 + \delta V}{V_0} \right)^\alpha \quad (6.6)$$

と表わすことができる。一方、 $1pe$  光に対する光電子増倍管の出力電荷分布 ( $F(Q)$ ) は、以下のように定式化されている (図 6.20参照)。

$$F(Q) = 4Q \exp(-2Q) \quad (6.7)$$

補正因子 ( $g$ ) と電荷分布を用いると適正電圧値に対する平均電荷量  $\langle Q_0 \rangle$  は、

$$\langle Q_0 \rangle = \frac{\int_a^\infty QF(Q)dQ}{\int_a^\infty F(Q)dQ} \quad (6.8)$$

$$= \frac{(2a+1)^2 + 1}{2(2a+1)} \quad (6.9)$$

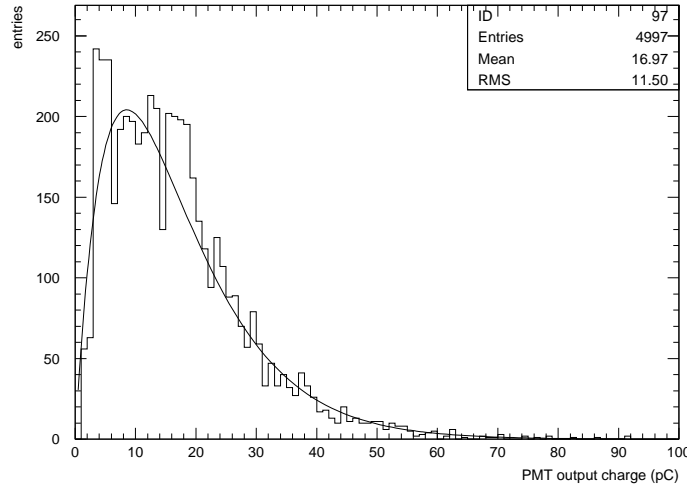


図 6.20: 光電子増倍管の出力信号に対する電荷量分布：およそ  $2pe$  の光を照射した時のもの。フィットの結果、平均電荷が  $17\text{ pC}$  となり、 $5 \times 10^7$  のゲインの出力に相当る。

と書ける。電圧を変化させた時のもの  $\langle Q_{\delta V} \rangle$  は、電荷が  $Q \rightarrow Q/g$  とスケールしたと考えればよく、 $F(Q) \rightarrow F(Q/g) = 4Q/g \exp(-2Q/g)$  として計算できる。

$$\langle Q_{\delta V} \rangle = \int_a^\infty Q F(Q/g) dQ / \int_a^\infty F(Q/g) dQ \quad (6.10)$$

$$= \frac{(2a/g + 1)^2 + 1}{2(2a/g + 1)/g} \quad (6.11)$$

と書ける。較正実験において、光電子増倍管への印加電圧  $V_0, V_0 \pm 50\text{ V}$  の3点について計数率 ( $R_0, R_+, R_-$ ) と平均電荷量 ( $Q_0, Q_+, Q_-$ ) が測定されているので、その結果と合わせるにより補正が可能である。しきい値とゲインの因子をパラメータにとり先の式を各測定量の比 ( $R_+/R_0, R_-/R_0, Q_+/Q_0, Q_-/Q_0$ ) にフィットさせた結果、しきい値  $\sim 0.4$ 、 $\alpha \sim 9$  となった (図 6.21 参照)。以上より、真の光電子数 ( $N_0$ ) は、電圧を変えてオペレートして得た光電子数 ( $N_{\delta V}$ ) と先の補正項から

$$N_0 = N_{\delta V} \frac{\langle Q_0 \rangle}{\langle Q_{\delta V} \rangle} \quad (6.12)$$

と書け、 $\frac{\langle Q_0 \rangle}{\langle Q_{\delta V} \rangle}$  が印加電圧に対する補正量となる。ここで言う”真の”光電子数とは、同じ光を当て適正電圧をかけた時に得られる光電子数の事であり絶対的な意味ではない。 $V_0 = 2000\text{ V}$ 、しきい値  $\sim 0.4$ 、 $\alpha \sim 9$  で  $\delta V = -100\text{ V}$  の時の補正因子はおおよそ  $0.85$  となり、平均  $10pe$  の光も見かけ上は平均  $8.5pe$  の光量となる。個々のデータ ( $N(pe)$ ) に

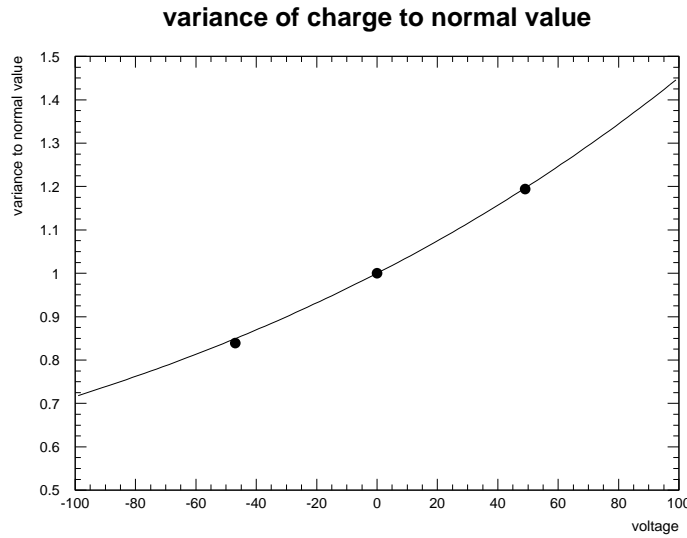


図 6.21: 印加電圧を変化させた時の出力電荷量の平均値の変化：横軸に適正電圧からの変化量、縦軸に適正電圧印加時の平均電荷量に対する比を取っている。

対しては、

$$N_0 = N/g \quad (6.13)$$

によって補正される。

光強度はパルス幅からだけでなく、Qパルスの出力頻度からも推定する事ができる。TOTパルス幅は光量に対して敏感ではないため、むしろQパルスを扱う方がよい。光電子増倍管において、検出効率を考慮した上で  $m(pe)$  の光が照射されている時、 $n(pe)$  の出力が期待される確率  $P(n; m)$  は おおよそポアソン分布に従う。

$$P(n; m) = \frac{(m)^n}{n!} \exp(-m) \quad (6.14)$$

従って、信号 (TOTパルス) が出力される確率、言い換えれば、 $n > 1pe$  である確率  $P(n > 1; m)$  は、

$$P(n > 1; m) = 1 - \exp(-m) \quad (6.15)$$

一方、Qパルスが出力される確率、すなわち  $n \geq 3pe$  である確率  $P(n \geq 3; m)$  は、

$$P(n \geq 3; m) = 1 - (P(0; m) + P(1; m) + P(2; m)) \quad (6.16)$$

$$= 1 - \left( \exp(-m) + m \exp(-m) + \frac{m^2}{2} \exp(-m) \right) \quad (6.17)$$

$$= 1 - \frac{1}{2}(m^2 + 2m + 2) \exp(-m) \quad (6.18)$$



となる。これにより、TOT パルスに対する Q パルスの割合  $P_Q$  は次のように表わすことができる。

$$P_Q(m) = \frac{P(n \geq 3; m)}{P(n > 1; m)} \quad (6.19)$$

$$= \frac{1 - \frac{1}{2}(m^2 + 2m + 2) \exp(-m)}{1 - \exp(-m)} \quad (6.20)$$

様々な  $m$  に対する  $P_Q$  を図 6.22 に示した。前節の議論から Q パルスの存在は 0% ~ 0.6%

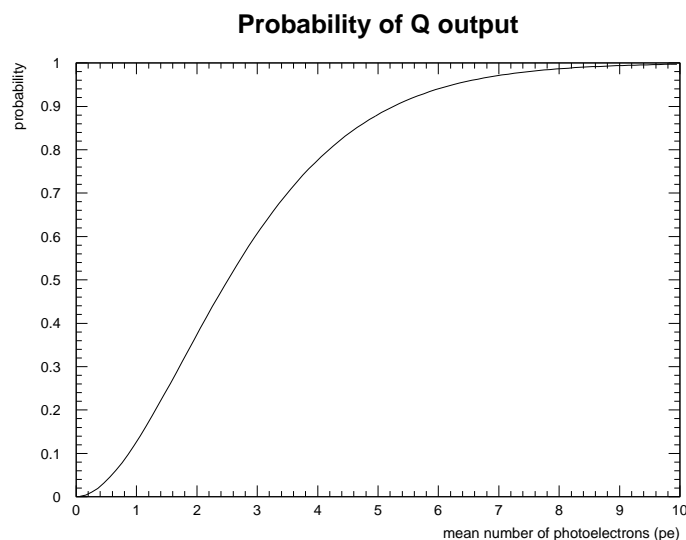


図 6.22: 照射される光強度に対する Q パルスの出現頻度

であり、ほとんど確認されていない。従って、光源の発光量は平均的に 1  $pe$  であると言える。

#### 6.2.4 深海底におけるバックグラウンド光の発光頻度

図 6.8 には、取得時期が異なるデータセットを合わせて示してある。それぞれ、検出器設置からおよそ 17 時間、21 時間経過した後に取得されたもので、両者の間にはおよそ 3 時間半の空白時間が存在する。図中の ファイル番号 571 と 572 の間がその境目である。2 つのデータセットのベース部分に注目してみると、2 つめのデータセットでは、ベースのレベルが減少している。動作した全ての光検出器に対しても同様である。2 つのデータセット間でのベース部の計数率を図 6.23 に示した。2 つめのデータセットに比べ、1 つめのデータセットのほうが一様に計数率が高いのは、直射日光の影響と考えられる。検出器設置は晴天の日中に行なわれており、全ての検出器は およそ数分間直射日光を浴びている。最初の

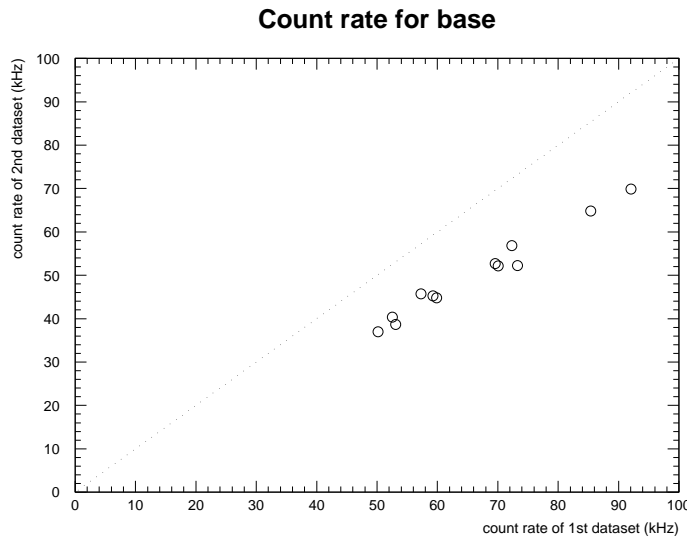


図 6.23: 最初のデータセットと 4 時間後のデータセットのベース部分の計数率の相関

データ取得はこの設置からおよそ 17 時間後に行なわれるが、この冷却時間ではダークカウントを減少させるには不十分であったと考えられる。1 つ目のデータセット取得後もダークカウントは徐々に下り続け、4 時間後にはおよそ 70% になっていたということであり、冷却に 100 時間を優に越える長い時間を必要としたことを意味している。同様のことが、光電子増倍管に対する照射テストでも確認されている (付録 B.13)。

さて、通常動作でのバックグラウンドが どれほどの頻度になるのかを今回取得された計数率から評価してみる。ベース部分を構成するバックグラウンド源は  $^{40}\text{K}$  とダークカウントであると考えられる。ダークカウントについては較正実験によって調べられているので、その結果を引用することにする。 $^{40}\text{K}$  の頻度はベース部分の計数率から較正実験からのダークカウントを差し引くことにより評価する。1 つ目のデータセットの光検出器は直射日光の影響を受けていると考えられる為、2 つ目のデータセットの計数率を採用することにする。このデータセットも冷却が十分でない場合、実際には、それ以下の計数率であることが期待される。更に、光検出器は 印加電圧を適正值から 100 V 低い状態で動作されているので、その補正が必要である。光量の時と同様の議論により、適正電圧を与えた場合のあるしきい値 ( $a$ ) 以上のイベント数  $N_0$  は、

$$\begin{aligned}
 N_0 &= \int_a^\infty F(Q) dQ \\
 &= (2a + 1) \exp(-2a)
 \end{aligned}
 \tag{6.21}$$

一方、適正電圧から  $\delta V$  変化させた際のイベント数  $N$  は、

$$\begin{aligned}
 N &= \int_a^\infty F(Q/g)dQ \\
 &= \frac{(2a/g + 1)}{1/g} \exp\left(-2\frac{a}{g}\right)
 \end{aligned}
 \tag{6.22}$$

であり、 $N_0$  と  $N$  との比から補正が可能である。

この補正を行なった後、較正実験から得られたダークカウントを引く。以上の作業を行なった結果が図 6.24 である。左上が 1 つ目のデータセットの計数率分布で各光検出器につ

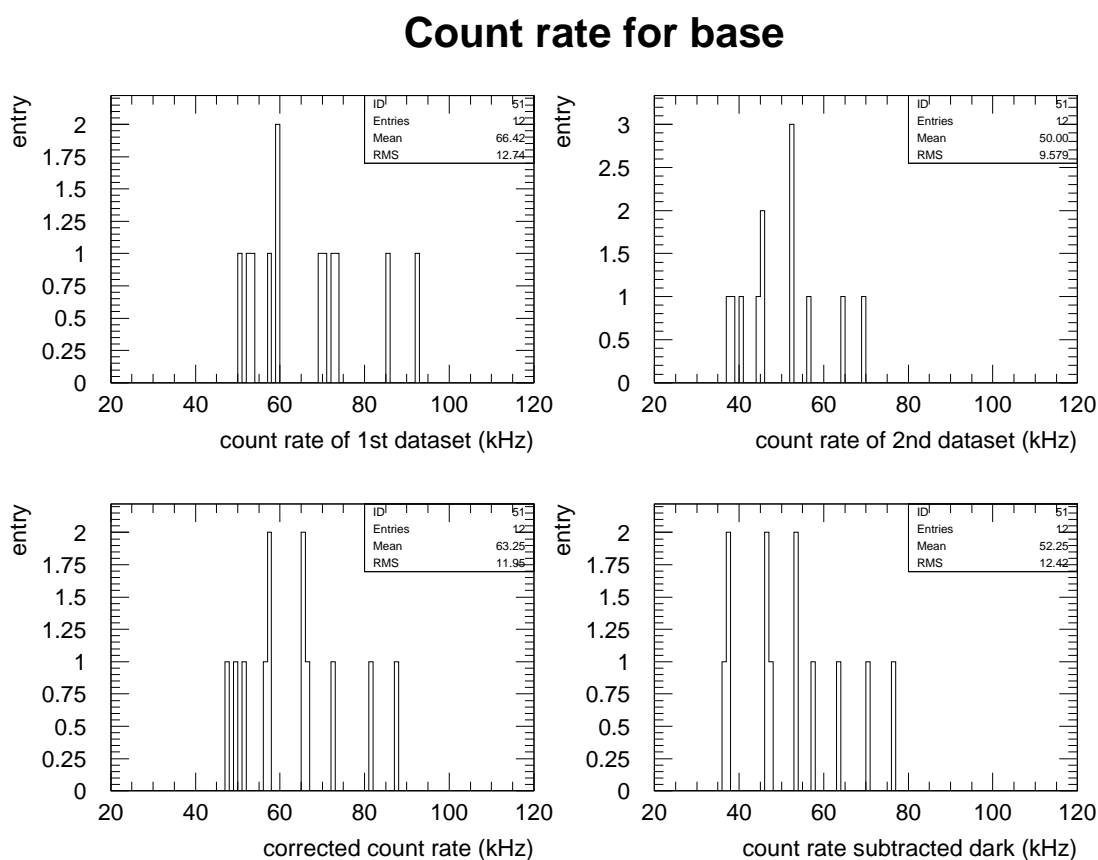


図 6.24: ベース部分の計数率：左上が 1 つ目のデータセットの計数率分布で各光検出器についてのものである。右上が 2 つ目のデータセットの計数率分布で各光検出器についてのものである。左下が 2 つ目のデータセットの計数率を電圧補正したものである。右下がダークカウントを差し引いたもの。

いてのものである。右上が 2 つ目のデータセットの計数率分布で各光検出器についてのも、左下が 2 つ目のデータセットの計数率を電圧補正したもの、右下がダークカウントを

差し引いたものである。 $^{40}\text{K}$  によると思われる計数率分布は、およそ 30 ~ 80 kHz にわたっているが、平均して 50 kHz 程度であり、これは計算による評価とおおよそ一致する [24] [25] [26]。

ダークカウントと  $^{40}\text{K}$  からの計数により誤ってトリガーされる頻度を考える。平均的にランダムに  $f(\text{kHz})$  で計数している時、隣合う 2 つの光検出器が、ある時間内  $\tau$  に同時にヒットする確率  $r_2$  (頻度) は、

$$r_2 = f(1 - \exp(-f\tau)) \quad (6.23)$$

である。 $\tau = 40 \text{ ns}$ 、 $f = 70 \text{ kHz}$  に対しては  $r_2 = 0.2(\text{kHz})$  である。実際には、これに光検出器の取り得るペアの数だけ頻度は高くなる。一つ目のデータセットにおいて隣合う光検出器が時間  $\tau = 40 \text{ ns}$  内にペアでヒットする頻度は  $9.0 \pm 1.4 \text{ kHz}$  である (図 6.25 参照)。

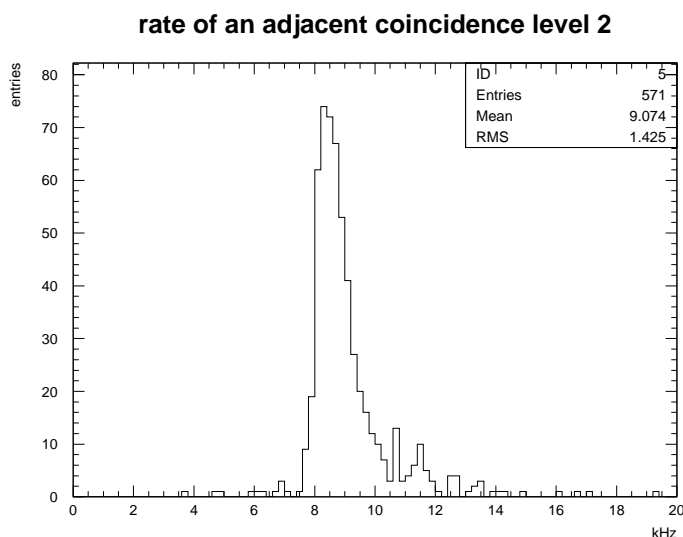


図 6.25: 隣り合う光検出器が 40 ns の間に計数する頻度：1993 年データの一個目のデータセットに対するもの

今、トリガーの条件として 5 つ以上のペアを課した場合、ペアの出現するストリングの組み合わせとして、(5)、(4-1)、(3-2)、(2-2-1)、(3-1-1)、(2-1-1-1)、(1-1-1-1-1)、が考えら

れる (括弧内の数字はストリングあたりのペアの数)。それぞれ

$$\begin{aligned}
(5) \quad R_5 &= n M_{24,2,5} r_2^5 T^4 \\
(4-1) \quad R_{4-1} &= \frac{1}{2} n(n-1) M_{24,2,4} M_{24,2,1} r_2^5 T^4 \\
(3-2) \quad R_{3-2} &= \frac{1}{2} n(n-1) M_{24,2,3} M_{24,2,2} r_2^5 T^4 \\
(2-2-1) \quad R_{2-2-1} &= \frac{1}{6} n(n-1)(n-2) M_{24,2,2}^2 M_{24,2,1} r_2^5 T^4 \\
(3-1-1) \quad R_{3-1-1} &= \frac{1}{6} n(n-1)(n-2) M_{24,2,3} M_{24,2,1}^2 r_2^5 T^4 \quad (6.24) \\
(2-1-1-1) \quad R_{2-1-1-1} &= \frac{1}{24} n(n-1)(n-2)(n-3)(n-4) \\
&\quad \times M_{24,2,2} M_{24,2,1}^3 r_2^5 T^4 \\
(1-1-1-1-1) \quad R_{1-1-1-1-1} &= \frac{1}{120} n(n-1)(n-2)(n-3)(n-4)(n-5) \\
&\quad \times M_{24,2,1}^5 r_2^5 T^4
\end{aligned}$$

と計算される。ここで、 $M_{m,k,l}$  は  $N_{m,k}$  の中から  $l$  組取る取り方、

$$M_{m,k,l} = \frac{N_{m,k}!}{l!(N_{m,k}-l)!} \quad (6.25)$$

$N_{m,k}$  は  $m$  個の中から連続した  $k$  個を取る取り方、

$$N_{m,k} = m - k + 1 \quad (6.26)$$

である。 $n$ 、 $m$  が、それぞれストリングの数、ストリングに設置された光検出器数である。同時計数の時間間隔を 40 ns、光検出器の計数率を  $f = 70$  kHz、イベント用のゲートを  $T = 1300$  ns に取った場合、出現頻度はそれぞれ、 $2.5 \times 10^{-7}$ 、 $6.1 \times 10^{-6}$ 、 $1.3 \times 10^{-6}$ 、 $5.9 \times 10^{-5}$ 、 $9.2 \times 10^{-5}$ 、 $3.2 \times 10^{-4}$ 、 $8.0 \times 10^{-4}$  となり、総和は  $R_{sum} \sim 1.3 \times 10^{-3}$  (Hz) となる。これより、1 年間の稼働時間に対して偶発的にトリガーされる数は、

$$N_{false-trigger} = 3.15 \times 10^7 R_{sum} \sim 40000 \quad (events) \quad (6.27)$$

となる。 $10^5$  イベント生成させフィッティングを試みた結果、イベントと認識されたものは確認されなかった。従って、1 年間の稼働時間に対して偶発的に誤ってイベントと認識される数は、

$$N_{false-reconstruction} < 10^5 N_{fake-trig} \quad (6.28)$$

$$= 0.4 \quad (events/year) \quad (6.29)$$

となる。

スパイクの頻度から発光微生物に関する評価をする。図 6.26 にスパイクに関する幾つの特徴を示した。スパイクの判別には計数率を指標にして以下のような手順でベース・スパ

## Features of spikes

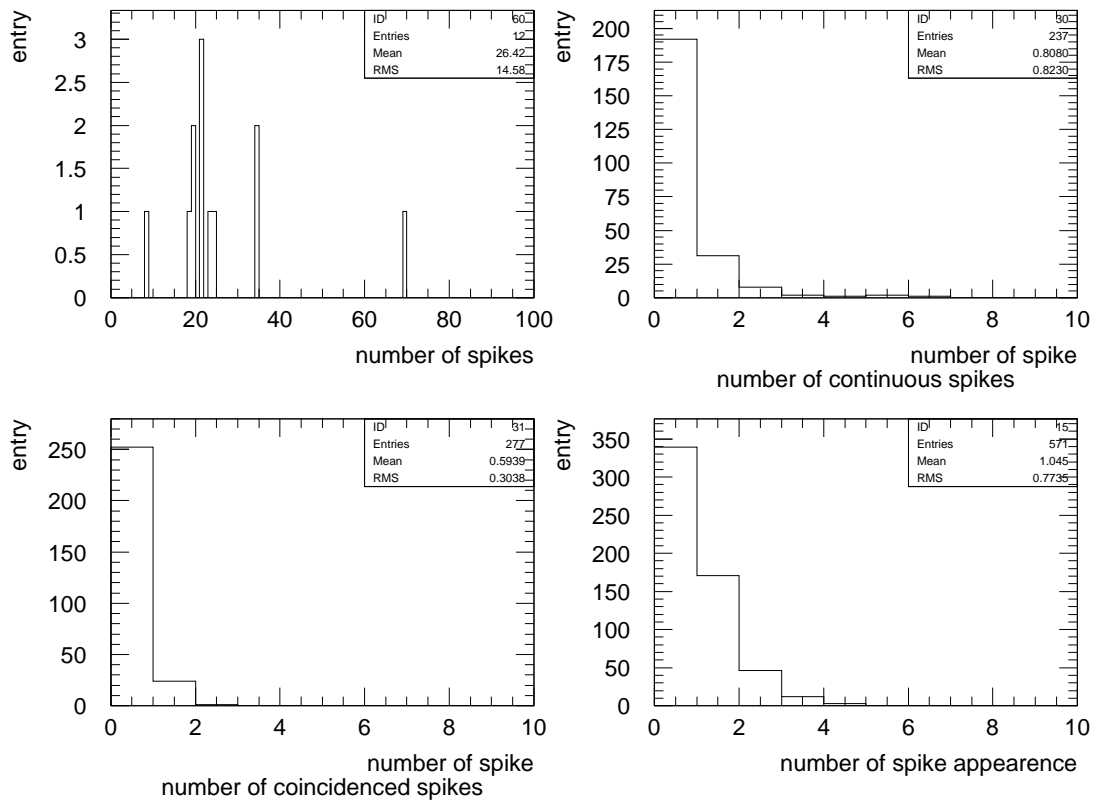


図 6.26: スパイクの出現に関する特徴：左上が各光検出器に対するデータセットに含まれるスパイクの数、右上が連続したスパイクの数、左下が隣り合う光検出器の coincidence 数を全ての run について足し上げたもの、右下が一つの run の中に出現したスパイクを持つ光検出器数。

イクのカット値を決定する。まず、カットを 200 kHz に設定し それ以下の計数率部をベースとみなし平均値と RMS を求める。次に (平均値 + 2 × RMS) を新しいカット値とし、カット値以下をベース、カット値以上のものをスパイクとみなすという手順である。左上が各光検出器に対するデータセットに含まれるスパイクの数であり、2 分間の間に平均して 26 個ほどのスパイクが存在する。ただし、スパイク出現頻度は光検出器によって異なる。右上は連続したスパイクの数であり、スパイクの 80% は単独で出現しているものである。このことはスパイクがランダムな事象であり、発光時間が平均的に run の空白時間よりは短いことを示唆するものである。左下が run ごとの隣り合う光検出器の coincidence 数であり、全ての run について積分したものになっている。coincidence の数は、各光検出器におけるスパイクは別の事象であることを示唆している。右下が一つの run の中に出現したスパイクを持つ光検出器数の分布であるが、全 12 個の光検出器に対して、run の半分はスパイクを持つ光検出器が少なくとも 1 つは存在することを示している。以上総合すると、スパイクの出現は偶発的であるとしてよく、 $26/571 = 5\%$  の確率で出現することが理解できる。

スパイクの出現頻度と coincidence の数から発光体の発光頻度  $f$  (Hz) と発光時間  $\tau$  (sec) を評価する。発光時間が空白時間よりも短い場合には頻度と時間を一意に決定することはできず、 $f\tau \sim 0.05$  という条件を付けることができるのみである。逆に、平均的に発光時間が空白時間よりも長い場合には、以下計算によって評価可能である。一つデータの取得時間と一つのデータの取得間の空白時間を合わせたものを 1 セットと呼び、データの取得時間を  $T_a$  (sec)  $\sim 0.2$  (sec)、データの取得間の空白時間を  $T_b$  (sec)  $\sim 15$  (sec) とすると、1 セットあたりに発光しうる時間 ( $T_1$ ) は、 $T_1 = T_a + \tau$  となる。これより、トータル時間 ( $T_t$ ) の間に出現するスパイク数 ( $N_{s1}$ ) は、

$$N_{1s} = fT_t \frac{T_a + 2T_b - \tau}{T_a + T_b} = fN_t(T_a + 2T_b - \tau) \quad (6.30)$$

となる。ここで、 $N_t$  は、トータルのセット数である。次に 2 連続してスパイクが出現する確率を考える。2 通りの場合があり、一つの発光で 2 つの run をヒットする場合と異なる 2 つの発光による場合である。それぞれの数は、

$$N_{2s1} = fT_t \frac{T_1}{T_a + T_b} = fN_t(T_a + \tau) \quad (6.31)$$

$$N_{2s2} = fT_t \frac{T_1}{T_a + T_b} = fN_t(T_a + \tau) \quad (6.32)$$

である。2 つの比、 $N_{1s}/N_f$ 、 $N_{2s}/N_t = (N_{2s1} + N_{2s2})/N_t$  を満たすような解、 $f$  と  $\tau$  を求めることができる。しかし、 $\tau \sim 0.3$  (sec) となり、 $\tau > T_b$  を同時に満たす解が存在しない。言い換えると、発光時間はデータ取得時間 0.2 秒よりも平均的に長く、平均的には空白時間、すなわち 15 秒よりも短いことを意味している。発光時間がデータ取得時間よりも長いことは、スパイク部の拡大図から支持されるものである。

### 6.2.5 深海底におけるバックグラウンド光の考察

深海底におけるデータ収集において得られた信号には、2つの要素が存在し、 $^{40}K$  と発光微生物の寄与が考えられる。極めてランダムな現象であることが言える。それらは、単に計数の違いとしてしか現われず、およそ 70kHz の頻度を持つベース部分が  $^{40}K$  に起因し、数 100kHz ~ 数 10 MHz にわたる急激な計数上昇 (スパイク) 部分が発光微生物によるものと推定される。光強度については いずれも 1pe レベルであることが分った。発光微生物による計数は、光検出器間では相関がないが、発光頻度と発光時間については、今回のデータから一意に決めることができないが、スパイク出現頻度から  $f\tau \sim 0.05$  であるような頻度・発光時間であると推測される。ストリングは横向きではあったが、深海底 4800 m に安置された状態での結果であるので、ストリングが正立した状態においても同程度の発光を受けると考えられる。イベントに対する影響を評価する。1 イベントあたりに発光微生物によりパルスが出現する確率は、光検出器 1 個に対しておよそ 5% であり、9 ストリングでは 216個×5% ~ 11個 の光検出器が ~ 400 kHz という高い計数率の状態にあると考えられる。しかし、スパイク出現に関して光検出器の間に相関はなく、また、信号の出力は時間的に全くランダムである。50 ns の時間窓の中に偶発的に出現する確率は 2% で程度となり、ほとんどが立体再構成において削除されることになる。

常時計数されるバックグラウンドである  $^{40}K$  と暗電流は合わせて およそ 70 kHz になるが、これにより偶発的にトリガーされる頻度は  $1.3 \times 10^{-3}$  Hz、再構成の結果イベントとして解釈される数は年間 0.4 イベントより少ない。以上、今回得られた結果から、いずれのバックグラウンドもニュートリノ検出においてイベントに重要な影響を与える恐れはない。

項目	$^{40}K$	発光微生物
頻度 (計数率)	40 ~ 80 kHz (平均 50 kHz)	最大 10 MHz (平均 400 kHz)
個々の信号に対する光強度	~ 1 pe	~ 1 pe
出現頻度	崩壊数 ~ $1.721 \times 10^{-17}$ (/sec)	$f\tau \sim 0.05$

表 6.1: 1993 年データから得られた深海底におけるバックグラウンド光に関する諸量



## 第 7 章

# DUMAND 検出器による点源探索

この章では点源探索についてのモンテカルロシミュレーションを行なう。まず、モンテカルロシミュレーションにより擬似イベントを生成し、DUMAND 検出器の性能を明らかにする。さらに、AGN における高エネルギー  $\gamma$ -線生成メカニズムとして pp 反応を仮定し、 $\gamma$ -線フラックスからニュートリノフラックスを評価する。また、検出器の有効面積とニュートリノフラックスから期待されるイベント数を計算する。

### 7.1 モンテカルロシミュレーション

岡田氏 (ICRR) によって作成された DUMAND 用イベント生成、およびフィッティングプログラムを使用し、モンテカルロにより DUMAND 検出器の基本性能を評価し、点源から期待されるニュートリノイベントの評価を行なう。この際光検出器の性能として較正実験で得られた結果を用いている。

#### 7.1.1 イベント生成

検出器を円筒と仮定し、その表面から 100 m 離れた所からミュオンを入射させる。光検出器とミュオン飛跡との距離からチェレンコフ光の到達時刻および光電子数を計算する。これらは基本的に幾何学的計算によって求めることが可能である。また、ミュオンは水中で種々の相互作用をし、その飛跡に沿ってカスケードシャワーを生成する。それらのチェレンコフ光も時間的に分散して光検出器に入る。 $^{40}K$  およびダークカウントによって計数する光検出器はランダムに抽出される。光検出器内部で行なわれる TOT、Q パルスへの信号変換もシミュレートする。

### 7.1.2 トリガー (データリダクション) アルゴリズム

深海底において、光検出器は $^{40}\text{K}$ によるバックグラウンド光を受け、ダークカウントと合わせると平均 70 kHz の頻度で定常的に信号を出力する。また、これは時間的に全くランダムな現象であり、光量がほぼ  $1pe$  であることが特徴である。

イベントゲート時間は、ミューオンが検出器を通過するのに十分な時間程度に取られ、1300 ns ほどになる。この時、 $^{40}\text{K}$ によって鳴っている光検出器は 216 個 (9 ストリング) で平均 22 個であり、無視できない数となる。これを落すには以下のアルゴリズムによってリダクションを試みるのが効果的である。まず、オンライントリガーにかかったイベントの中でヒットした光検出器の中から隣接する光検出器対のみを取る。オンライントリガーは、例えば簡単な小時間内の光検出器数である。次に、その時間差を評価する。時間差はミューオンの速度 (ほぼ光速:  $(3 \times 10^8 \text{ (m / sec)})$ ) と光検出器間距離に関係し、上下方向に 10 m の間隔を持つ DUMAND 検出器においては、 $-40 \text{ ns} \sim +40 \text{ ns}$  となる。この時間内に $^{40}\text{K}$ によるヒットが存在する確率は、ポアソン分布から 0.06 % 以下である。時間差条件を課すことにより $^{40}\text{K}$ バックグラウンドを画期的に除去することができる。ミューオンの方向を限定する場合は、更にこの時間間隔を狭く取ることができる。

こうして、光検出器が選別された後、最終的に残った数がフィッティングに十分な数であるかが評価される。

以上、トリガーの条件として課されるものは孤立光検出器除去、時間差、光検出器数、ストリング数などである。これらの具体的な値は大きな有効面積、高い角度精度を実現するように決められる。

### 7.1.3 立体再構成

データリダクションアルゴリズムを通過したイベント候補は次にフィッティングへと進む。光検出器から出力された時刻と光量の情報を用いて入射ミューオンの飛跡を立体再構成し、エネルギーを推定する。フィッティングは、 $\chi^2$ を最小にするようミューオン仮想軌道のパラメータを最適化する方法で行なわれる。飛跡を表わすパラメータは飛跡の角度、検出器空間での通過位置、エネルギー因子の合計 6 個のパラメータである。基本的には次のような手順で進められる。まず起点として、第一次近似の飛跡を決め それに対する $\chi^2$ を計算する。 $\chi^2$ としては、

$$F = \frac{(T_{fit} - T_{data})^2}{\sigma_t^2} + \frac{(H_{fit} - H_{data})^2}{\sigma_h^2} \quad (7.1)$$

を取る。ここで、 $T$ は光の到達時刻を表わし、 $T_{data}$ はTOTパルスの立ち上がり時刻、 $T_{fit}$ はフィットされた仮想飛跡から求められる光の到達時刻を表わし、 $\sigma_t$ は時間分解能を表わす。 $H$ は光量を表わし、 $H_{data}$ はTOT、Qパルス幅から求められる光量、 $H_{fit}$ はフィッ

トされた仮想飛跡から求められる光量で、 $\sigma_h$  は電荷分布を表わす。尚、光量に関してはエネルギー因子とよばれる因子が掛かる。これは、カスケードシャワーによる光量の増加分を現わす指標である。

$F$  を最小にするような6つの飛跡パラメータ値を決定する為に各パラメータ ( $p_i$ ) に対する  $F$  の偏微分 ( $\partial F/\partial p_i$ ) を取り、 $\partial F/\partial p_i = 0$  なる  $p_i$  を求める。

最後にパラメータ (角度、位置) 空間に大きな格子を作り、飛跡を幾通りかに大きく振る。その組み合わせの中で最も小さい  $\chi^2$  を持つパラメータセットを最終結果とする。多次元空間での最小値決定では、実際には幾つかの極小が存在することがあり、最適値 (極小値) と真の値とが一致しない場合があるためである。

## 7.2 DUMAND 検出器の基本性能

### 7.2.1 シミュレーションパラメータ

今回のシミュレーションでは、DUMAND 計画 (phase II) の提案に従い、OCTAGON (9 スtring、24OMs/ スtring) について点源探索の可能性を検証する。計画通りの配置と規模を持った検出器を設定し、基本性能を調べ、点源からのニュートリノのフラックスやバックグラウンドとなる大気ニュートリノのフラックスを計算する。

シミュレーションに用いたパラメータ値を表 7.1 に挙げる。光検出器の時間分解能は、較

パラメータ	値
検出器形状	9 スtring = 216 OMs (OCTAGON)
海水の透明度	37 m (430 nm )
トリガー条件	$\geq 3$ スtring、 $\geq 9$ OMs のヒット (5 組以上のペア)
$^{40}\text{K}$ バックグラウンド	70 kHz / OM
光検出器の有効面積	330 cm <sup>2</sup> (波長 400 nm の光に対し)
光検出器の時間分解能	5.5 ns

表 7.1: シミュレーション用パラメータ

正実験における値を用いている。水の透明度については DUMAND プロトタイプ実験からの結果を元に評価された値を採用した [23]。 $^{40}\text{K}$  ノイズは 1993 年の深海底でのデータから推定される量である。トリガー条件は、モンテカルロイベント ( $E_\mu = 500 \text{ GeV}$ ,  $\theta_z = 120^\circ$ ) に対し、有効面積を大きく保ちつつ立体再構成の角度精度が良くなるように決定されている。

## 7.2.2 高エネルギーミューオンに対する DUMAND 検出器の基本性能

ミューオンの入射角度に対する有効面積は 120 度あたりで最大で 500 GeV のミューオンに対して 20000 m<sup>2</sup>、5 TeV のミューオンに対しては 30000 m<sup>2</sup> の面積を持つ (図 7.1 参照)。入射角に対する有効面積の変化は検出器の断面積を反映したものになる。

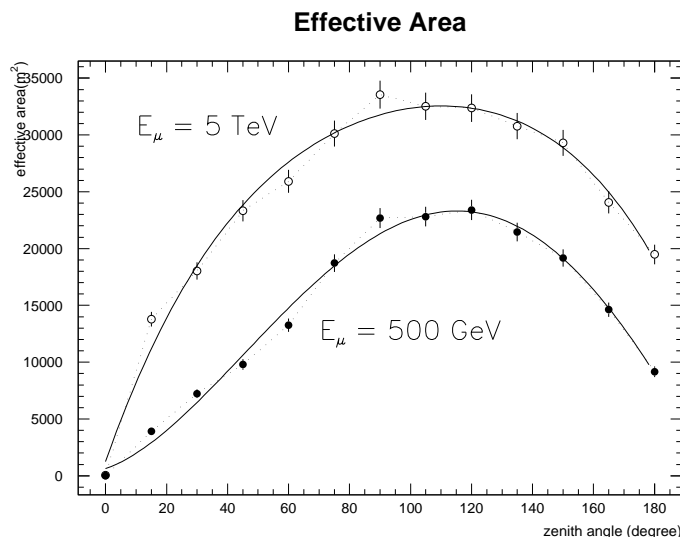


図 7.1: ミューオンの入射角度に対する DUMAND 検出器の有効面積：入射エネルギーを 500 GeV および 50 TeV に固定し、入射角度と有効面積の相関を見たものである。上の点が 50 TeV ミューオンに対するもので、下が 500 GeV のものである。

ミューオンの入射エネルギーに対しては、エネルギーの増加に伴って有効面積も増加する。入射角 120°、10 TeV のミューオンに対しては 50000 m<sup>2</sup> の面積を持つ (図 7.2 参照)。これは、特にヒットする光検出器数に関係している (図 7.3 参照)。1 TeV を越えると制動放射や対生成、核子相互作用といったエネルギー損失の大きい、過程が生じ始め、それらは大きな発光量を持つ。この結果、ヒットする光検出器数の増加、また深海を利用した検出器においては海水のある領域がすべて検出媒体となるので発光量が十分大きければ、より遠くのイベントまで検出することが可能である。結果として有効面積が増加する。

ミューオン再構成結果の例として、入射角 120°、1 TeV のミューオンに対するものを図 7.4 に示した。開き角分布においては角度の大きい方へ引いている tail がが見られる。この tail 部を考慮するため、角度精度として中央値を取ることにする。この特徴は分布の形によらずその中に半分のイベントが含まれるという意味で不変な点である。

ミューオンの入射角 (天頂角) に対しては、大きな依存性は見られないが、エネルギー

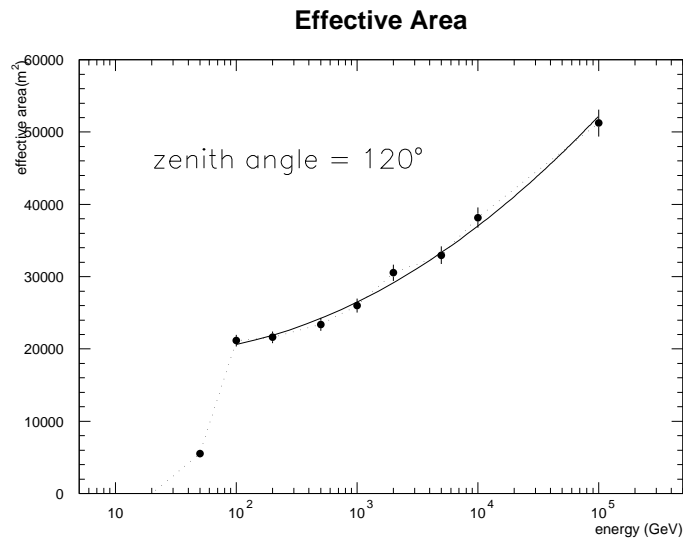


図 7.2: 入射ミューオンのエネルギーに対する DUMAND 検出器の有効面積：入射角度を 120° に固定し、入射エネルギーと有効面積の相関を見たものである。

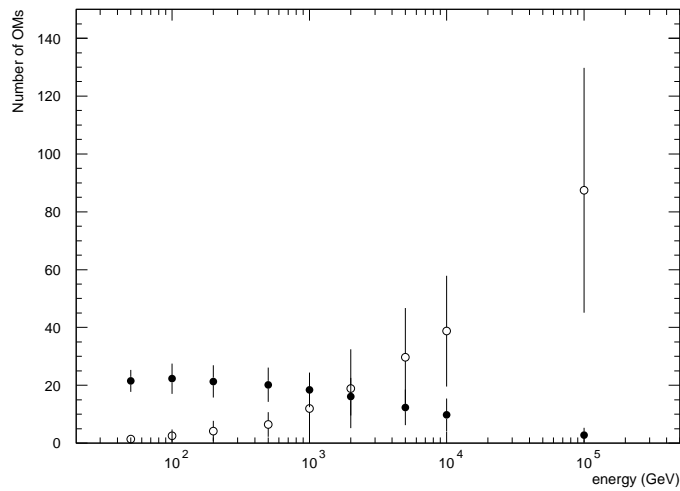


図 7.3: 入射ミューオンのエネルギーに対するヒットした光検出器数：●がミューオンのチェレンコフ光によりヒットした数、○がカスケードシャワーによりヒットした数である。数の変化と有効面積の変化との間に相関が見られる。

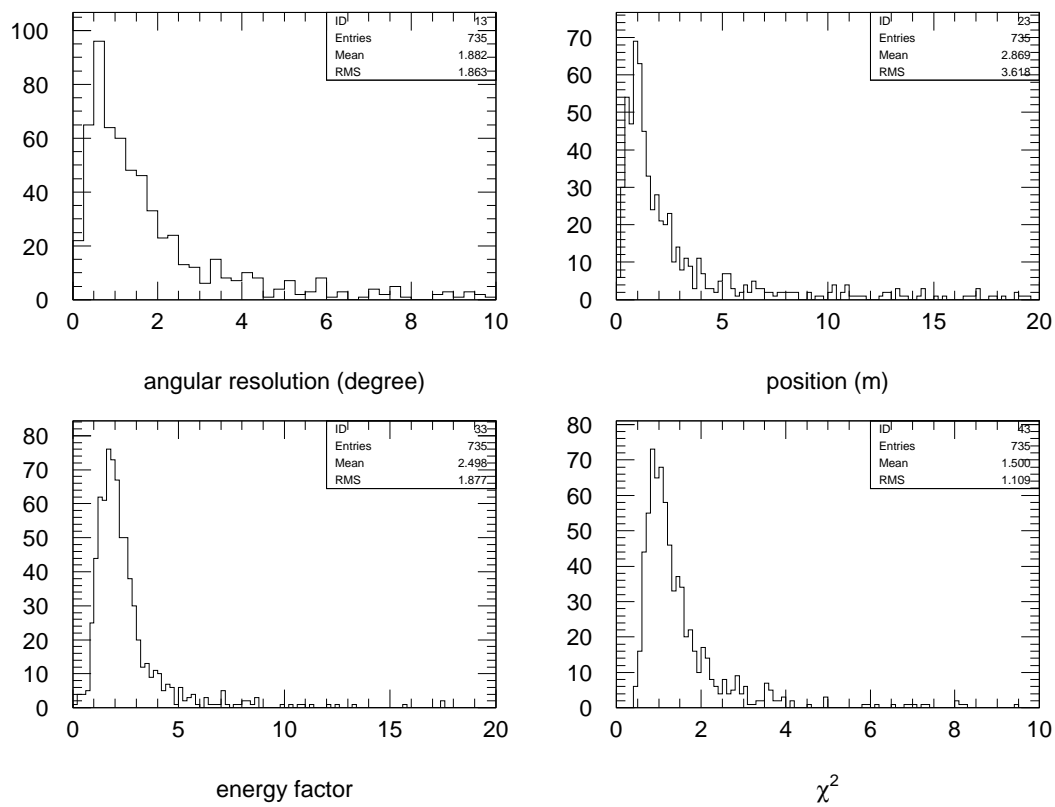


図 7.4: ミューオン再構成精度：入射角  $120^\circ$ 、1 TeV のミューオンに対する結果で左上から順に、生成ミューオンと再構成ミューオンとの間の開き角、生成ミューオンの通過位置と再構成ミューオンの通過位置のずれ、入射エネルギーに対するエネルギー因子の分布、 $\chi^2$  分布である。

500 GeV のミュオンに対しては、真下 ( $\theta \sim 180^\circ$ ) から来るものに対して精度がよい (図 7.5、図 7.6参照)。再構成されたミュオンのエネルギーはエネルギー因子から評価され

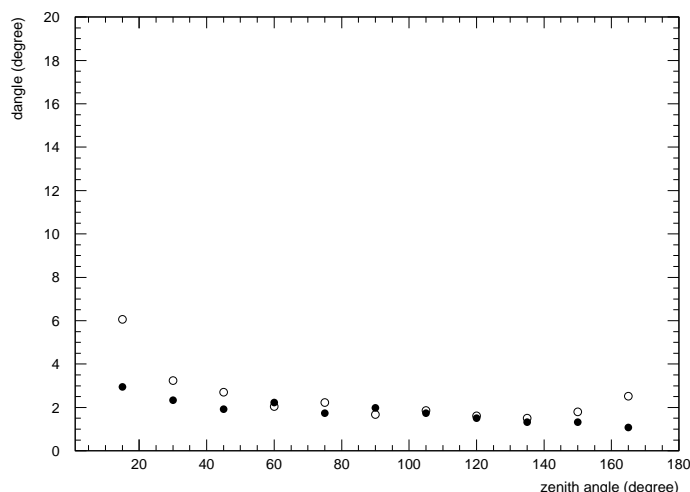


図 7.5: 角度精度の天頂角依存性：●が 500 GeV、○が 5 TeV のエネルギーのミュオンに対するものである。

る。エネルギー因子とは、簡単には最小エネルギー損失するミュオンからの光量に対し、電磁カスケードシャワーの光量も含めた光量の割合である。従って、この因子の大きさはミュオンのエネルギーに関係する。フィッティングにおける仮想ミュオンは最小電離粒子であり、発光はそれの発するチェレンコフ光のみである。エネルギー因子は、ヒットした光検出器に対する光量の総和のフィッティングとデータとの比を取ることによって決定される。比が 1 より大きいということは、制動輻射や電子対生成によるチェレンコフ光放射のためと考えられ、そういったエネルギー損失の大きな現象は、ミュオンのエネルギーにして 1 TeV 以上で生じ始める。実際、 $\sim 1$  TeV まではミュオンのエネルギー損失、すなわち光量は大きく変化しないので、入射エネルギーとの相関は見られない。1 TeV を越えるとエネルギーに比例して発光量が増加しエネルギー因子との相関が現われ始める。この因子の分布を図 7.9 に示す。ヒットした光検出器数に関するトリガー条件として 9 個以上であればよいという条件のもとでは、エネルギーを精度を良く決めることは難しい。後述するように、フィットに要求する光検出器数を大きくしてやることにより、入射ミュオンのエネルギーを桁の精度で評価することが可能である。100 TeV あたりになるとカスケードの影響を受け再構成精度が悪くなる。遠くで起きたイベントであってもエネルギーが十分に高くカスケードを生成すれば検出にかかるようになる。このイベントは検出器までの距離が遠いた

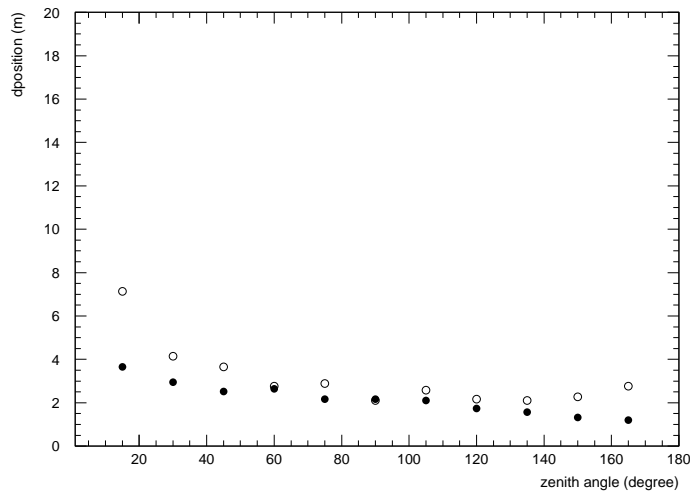


図 7.6: 位置精度の天頂角依存性：●が 500 GeV、○が 5 TeV のエネルギーのミュオンに対するものである。

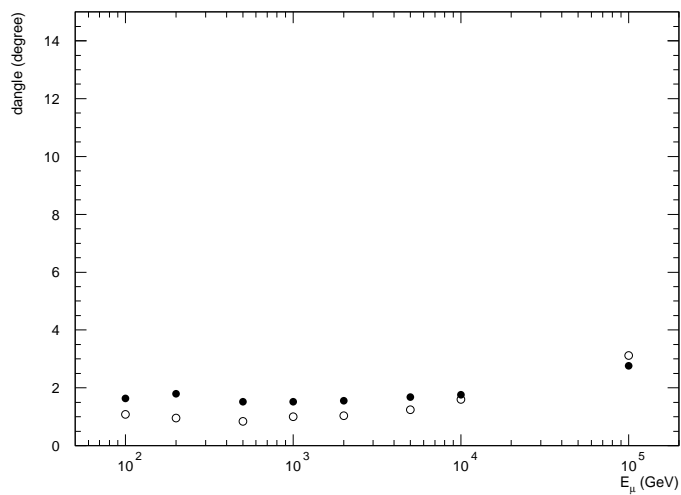


図 7.7: 角度精度のエネルギー依存性：●が天頂角 120°、○が天頂角 180° のミュオンに対するものである。



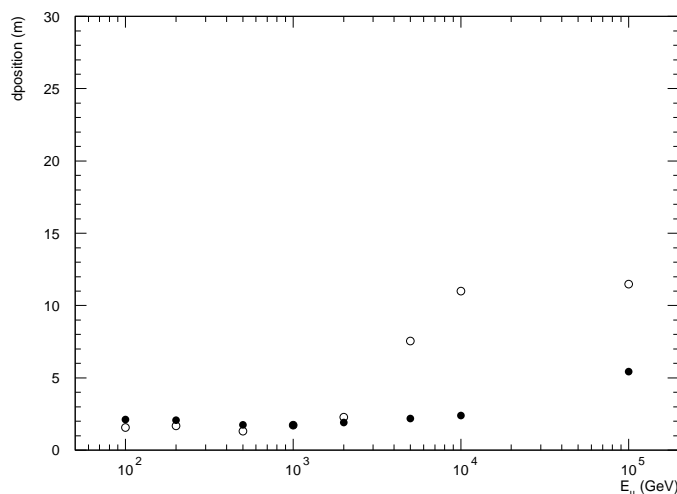


図 7.8: 位置精度のエネルギー依存性：●が天頂角  $120^\circ$ 、○が天頂角  $180^\circ$  のミュオンに対するものである。

め光量は小さく、光検出器数も比較的小さい。一般に、カスケードからの光により飛跡を再構成するのは難しく、フィットを誤りやすい。実際、飛跡の通過位置を見るとフィット時では生成時よりも近くに見積られる傾向にある (図 7.10 参照)。結果として、エネルギー因子も小さくなり、エネルギー精度を悪くしている原因となっている。しかし、これはトリガー条件を低いエネルギー ( $\sim 1 \text{ TeV}$ ) に合わせて設定しているためで、特に、超高エネルギー領域 ( $1 \text{ TeV}$  以上) の検出に焦点を絞る場合、ヒットする光検出器数が平均 100 程度であるので、この光検出器数に対するカットを厳しくすることにより角度精度や位置精度ばかりでなく、エネルギー精度も向上させることができる (図 7.11、図 7.12、図 7.13、図 7.14)。このような解析のもとでの入射エネルギーとエネルギー因子との相関を図 7.15 に示す。誤差はエネルギー因子分布の半値全幅をとっている。ミュオンエネルギーが  $1 \text{ TeV}$  以上であればエネルギーのオーダーを決めることが可能である。

表 7.2 に検出器の再構成精度についての一覧をまとめた。入射角度  $\theta = 120^\circ$ 、エネルギー  $E_\mu = 500 \text{ GeV}$  のミュオンに対する結果を示してある。

### 7.3 ニュートリノフラックス

磁場や光子密度など AGN 内部のパラメータを適当に調節してやることにより、電子の起こす電磁相互作用のみによっても  $\gamma$ -線のスペクトルを説明することは可能である。荷電粒

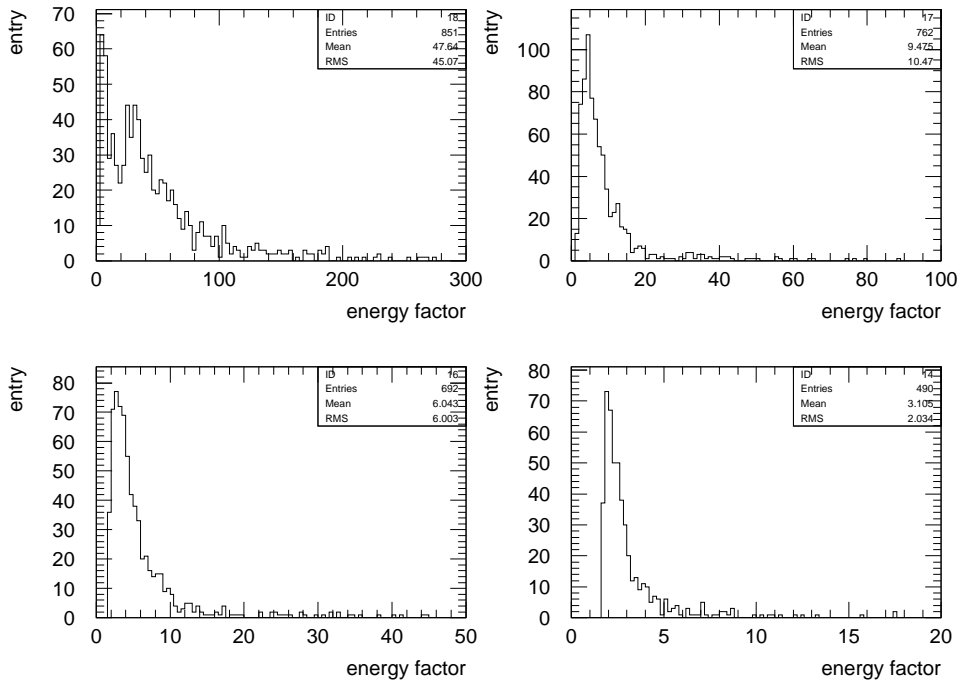


図 7.9: エネルギー因子の分布：左上から順に、入射させたミューオンのエネルギーが 100 TeV、10 TeV、5 TeV、1 TeV のものである。但し、ヒットした光検出器が 9 個以上のものをとっている。

項目	値
有効面積	20000 m <sup>2</sup> ( $\theta = 120^\circ$ , $E_\mu = 500$ GeV )
角度精度	$\sim 1.5^\circ$ ( $\theta = 120^\circ$ , $E_\mu = 500$ GeV )
位置精度	$\sim 1.7$ m ( $\theta = 120^\circ$ , $E_\mu = 500$ GeV )
エネルギーしきい値	$\sim 50$ GeV

表 7.2: DUMAND 検出器性能

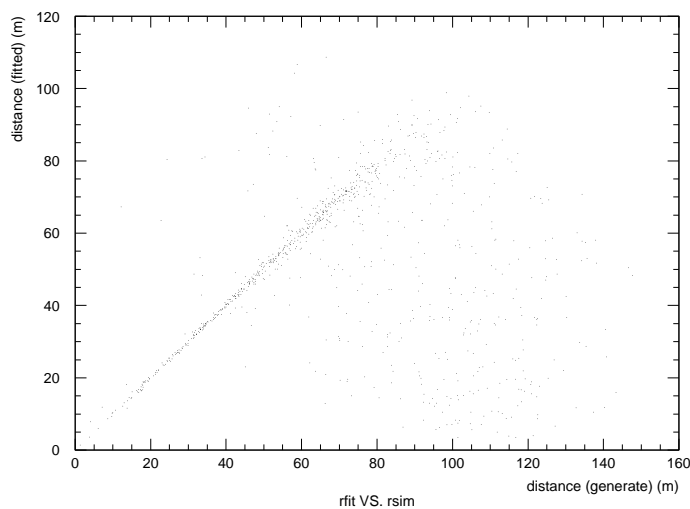


図 7.10: 検出器 (中心) とミュオン飛跡の間の距離の相関：横軸が生成時ミュオンと検出器との距離、縦軸がフィット時のミュオンと検出器との距離である。

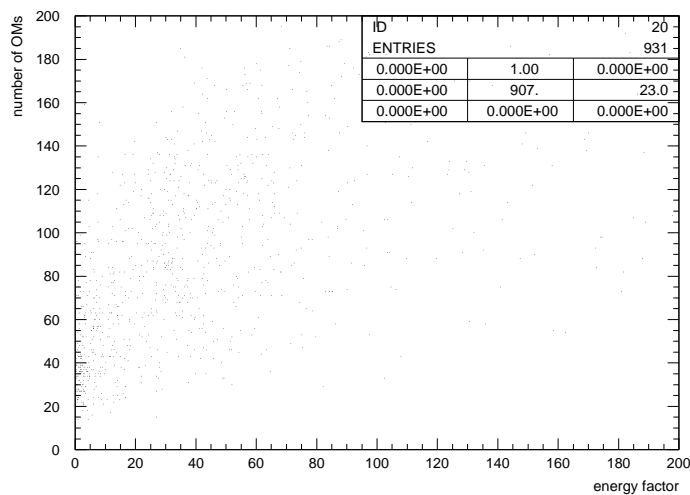


図 7.11: エネルギー因子とヒットした光検出器数との相関：横軸がエネルギー因子、縦軸がヒットした光検出器数を表わす。

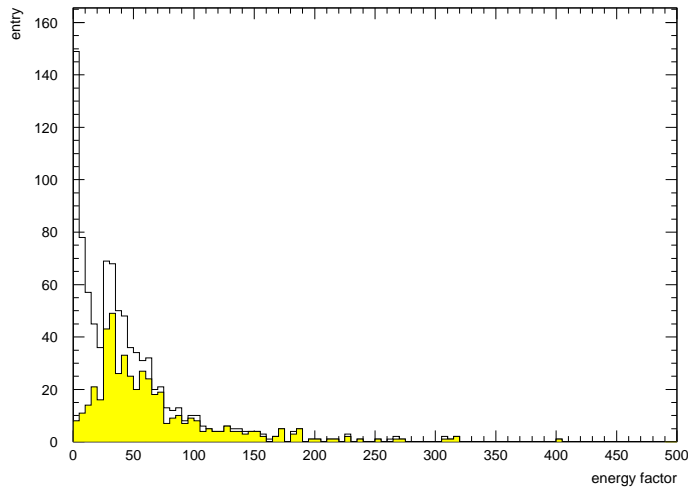


図 7.12: 光検出器数でカットをかけた場合のエネルギー因子の分布：影付きのヒストグラムは80個以上のヒットした光検出器数を条件として課した場合のもの、一方、白抜きヒストグラムが9個以上のヒットしていればよいとしている。図は100 TeV のミューオンに対するものである。

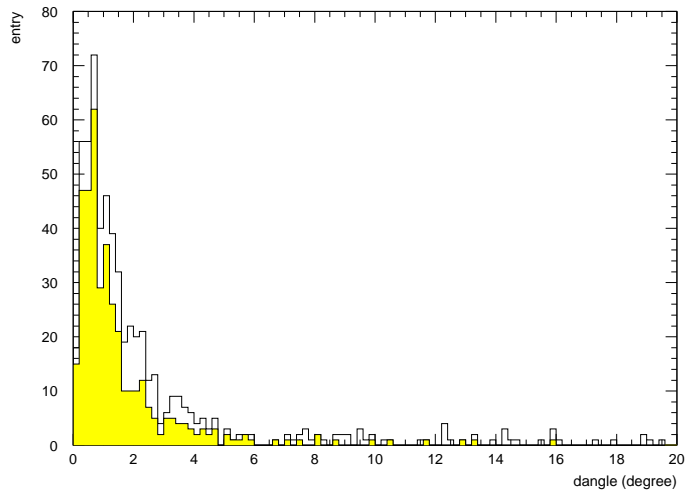


図 7.13: 光検出器数でカットかけた場合の角度精度の分布：影付きのヒストグラムは80個以上のヒットした光検出器数を条件として課した場合のもの、一方、白抜きヒストグラムが9個以上のヒットでよいとしている。図は100 TeV のミューオンに対するものである。

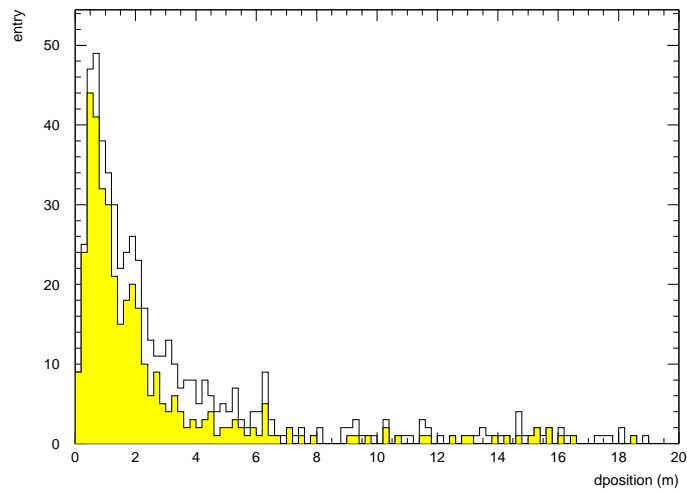


図 7.14: 光検出器数でカットかけた場合の位置精度分布：影付きのヒストグラムは 80 個以上のヒットした光検出器数を条件として課した場合のもの、一方、白抜きのヒストグラムが 9 個以上のヒットでよいとしている。図は 100 TeV のミューオンに対するものである。

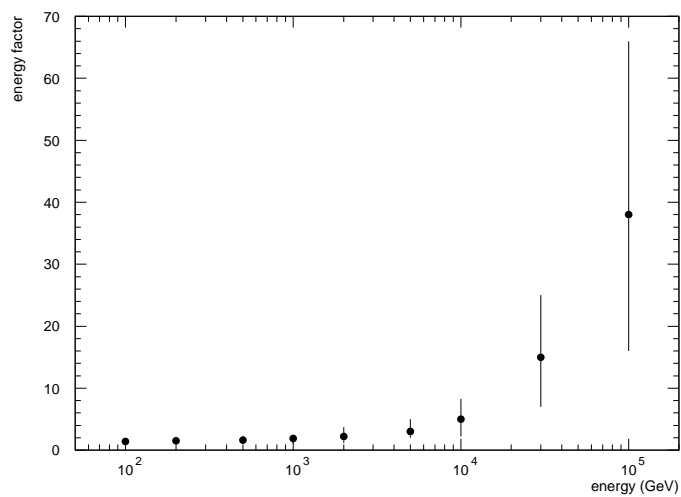


図 7.15: エネルギーとエネルギー因子の相関：横軸はエネルギーを GeV で表わしている。縦軸はエネルギー因子で、値はピーク値を取っている。

子源がプラズマであり電子の加速が存在するならば、当然加速された陽子の存在も否定できない。何よりも、電子に比べ効率的に高エネルギーへと加速される点が有利である。高エネルギー領域においては、陽子の起こす反応において生成される中間子を介在して  $\gamma$ -線が生成されるとするモデルが最も自然である。この時、尚、物質密度や光子密度がパラメータとなりモデルに対し自由度を与える。

陽子の起こし得る反応には2つほど候補が挙げられる。pp 反応と  $p\gamma$  反応である。 $p\gamma$  反応では、 $p\gamma$  のエネルギーが  $\pi$  中間子を作り出すのに十分なエネルギーに達しないうちは  $\gamma$ -線が放出されない。このため、 $\gamma$ -線のスペクトルはしきい値以下ではエネルギーの冪法則を満たさない恐れがある。比較的広いエネルギー領域での効率よい  $\gamma$ -線生成には、pp 過程を考える方が自然である。

そこで、高エネルギー  $\gamma$ -線を生成するプロセスを、pp 反応、すなわち、加速された陽子同士の衝突によって作られた  $\pi$  中間子の崩壊によると考える。このプロセスはジェットの内側で起きており、ジェット内部のプラズマ密度が十分薄いと考えられるため(カラム密度で  $0.01 \sim 0.1 \text{g/cm}^2$ )、生成された高エネルギーの  $\gamma$ -線がカスケードシャワーによりエネルギーを落すことなく外部へ放射されていくと考える。

pp 過程が主なメカニズムであるとした時、 $\gamma$ -線とニュートリノのスペクトルの間の関係の評価することができる。CERN で開発された、検出器開発用物理シミュレーションパッケージ GEANT を用いて陽子同士の衝突のシミュレーションを行なった。図 7.16 は、陽子とその衝突からの  $\pi$  中間子のスペクトルを示したものである。エネルギーに対して -2 の冪のスペクトルを持つ陽子同士の衝突から生成される  $\pi^0$ 、 $\pi^+$ 、 $\pi^-$  は親の陽子と同じ冪のスペクトルをもつことが確認できる。さらに、 $\pi^0$ 、 $\pi^+$  から崩壊してできる  $\gamma$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\bar{\nu}_\mu$  も同じエネルギーの冪を持ち、各エネルギーにおけるフラックスの比は  $\nu_\mu/\gamma \sim 0.2$ 、 $\bar{\nu}_\mu/\gamma \sim 0.25$  である(図 7.17 参照)。これをもって、EGRET において観測された  $\gamma$ -線のフラックス  $F_\gamma(E_\gamma)$  を使ってニュートリノフラックス  $F_\nu(E_\nu)$  を以下のように評価することができる。

$$F_\nu(E_\nu) = F_{\bar{\nu}}(E_{\bar{\nu}}) \sim 0.23F_\gamma(E_\gamma) \quad (7.2)$$

各生成粒子のエネルギーが 0.1 TeV までのシミュレーションしか行なわれていないが、これを 100 TeV まで外挿して評価を行なう。スペクトルが冪 -2 であれば、各エネルギー領域からのイベント数への寄与は同等である。更に、高エネルギー領域での断面積増加の飽和や地球内部での吸収の効果を考えた時、100 TeV でのカットオフは全体の結果には大きな影響を及ぼさないと考えられる。

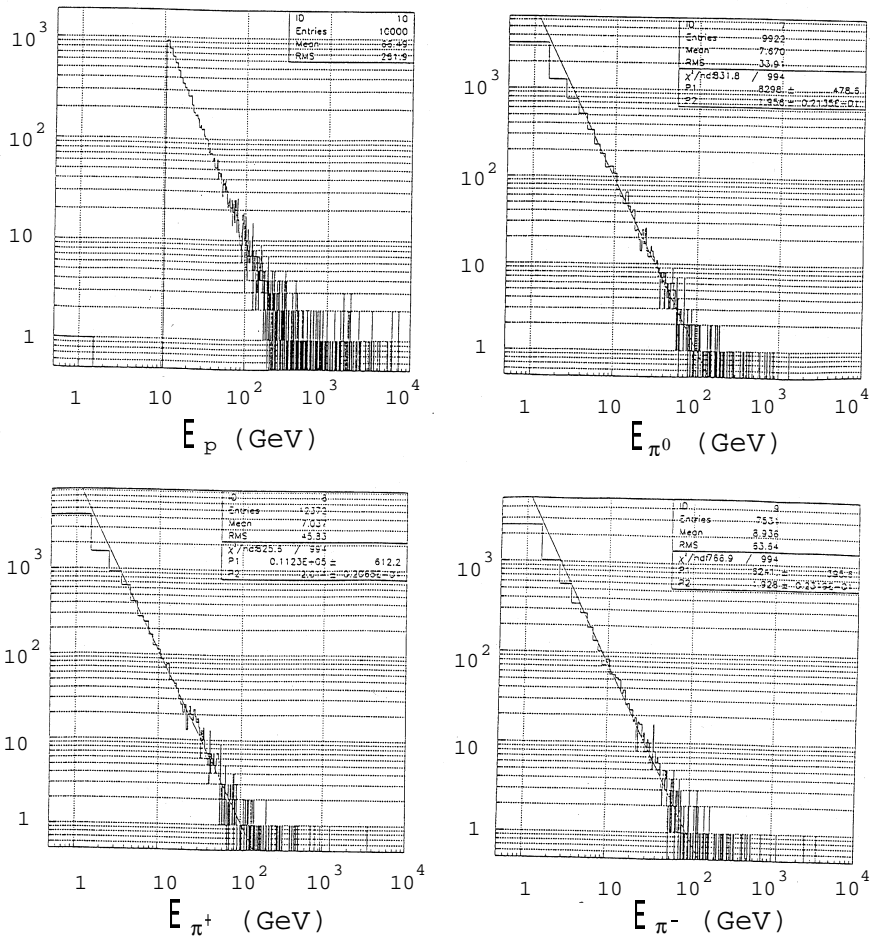


図 7.16: 陽子・陽子衝突において生成される  $\pi^0$ 、 $\pi^\pm$  のエネルギースペクトル: 右上が陽子のエネルギースペクトル、左上、右下、左下がそれぞれ  $\pi^0$ 、 $\pi^+$ 、 $\pi^-$  のエネルギースペクトルである。

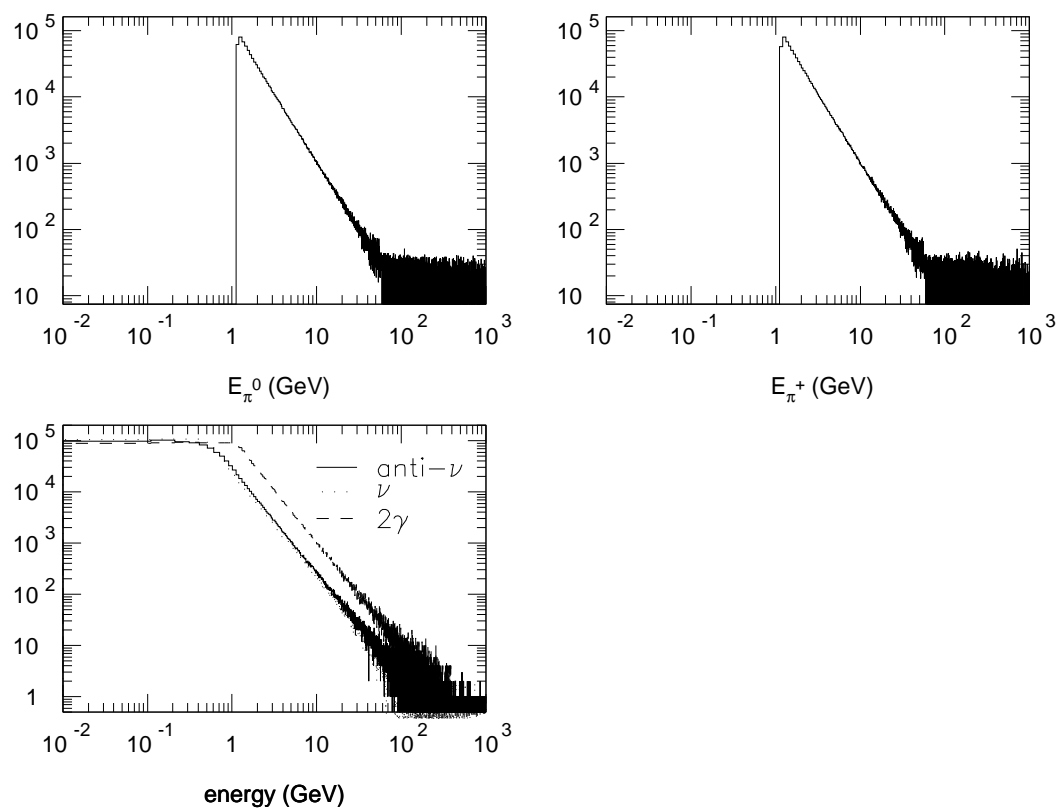


図 7.17:  $\pi^0$  と  $\pi^+$  と、それらから生成される  $\gamma$ 、 $\bar{\nu}$ 、 $\nu$  のエネルギースペクトル



### 7.3.1 点源からのニュートリノフラックス

図 7.18、図 7.19には 3C279、Mrk421 から期待されるニュートリノフラックスを示した。フラックスの計算には、EGRET による  $\gamma$ -線フラックスをもとに、前節で評価した  $\gamma$ -線とニュートリノのフラックスの比をもって計算されたものである。図には同時に地球による吸収の効果を考慮したフラックスも示してある (図中の実線)。100 TeV までのエネルギーでは吸収の効果は小さい。尚、ニュートリノ反応断面積計算の為にクォーク分布関数として Martin, Roberts, Stirling らのモデル ("MRS G") を用いて断面積を計算した。

天体は地球の自転のため、同じ方向には位置しない。方位角方向だけでなく天頂角方向にも変動する (図 7.20参照)。検出領域が全天でない場合、視界から天体が消える時刻が存在する。点源観測においてはこの観測時間を考慮しなくてはならない。天体観測においては、観測時間に有効面積を掛けた観測感度と呼ばれる量が扱われる。DUMAND 検出器に対しては、検出器が比較的低緯度に位置するため、ほぼ全天が観測可能であるが、観測時間は短い。天頂角  $< 80^\circ$  を観測領域にとった場合、赤緯で  $-90^\circ \sim -70^\circ$  が常に観測可能な領域である (図 7.21参照)。有効面積がエネルギーとともに増加するので、観測感度も増加する。図 7.21の観測感度には吸収も考慮している。赤緯の高い領域では 100 TeV の感度が 10 TeV のものを下回っており、明かな吸収の効果が見られる。

### 7.3.2 大気ニュートリノ

大気ニュートリノのフラックスとして本田氏らによって計算されている結果を用いる [38]。

## 7.4 検出予想イベント数

ニュートリノのフラックスは、EGRET の  $\gamma$ -線観測データから計算されており、フラックスの比を、 $F_\nu/F_\gamma = 0.23$  としている。 $\gamma$ -線観測データは EGRET カタログを参照している。推定されたスペクトルから 2.3.8節に述べた方法によって点源からのニュートリノ検出予想数を計算行なう。ニュートリノの反応断面積として "MRS"、"GRV" の 2つのモデルに対する計算を行なっている。

結果、最も放射強度の強い天体である 3C279 から期待されるイベント数はクォーク分布関数として GRV モデルに従えば、検出器の角度精度である  $1.8^\circ \times 1.8^\circ$  の窓の中に年間で最大およそ 3.5 イベント (平均では 1.8 イベント) となる。これに対し、 $2^\circ \times 2^\circ$  の窓の中に入る大気ニュートリノによるイベントは年間およそ 0.9 イベントである (表 7.3参照) ので、3 ~ 5 年間の観測を行なえばおよそ  $3\sigma$  のイベント超過として識別が可能である。

しかしながら、Mrk42 や 3C273 といった標準的なフラックスを持つ天体から期待される

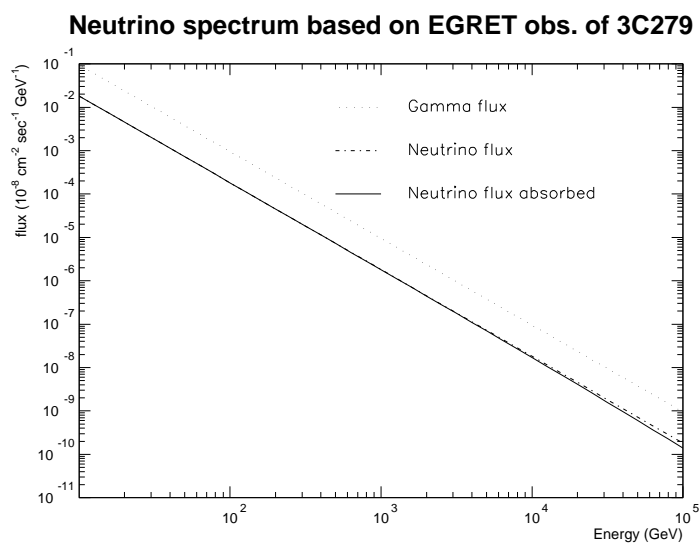


図 7.18: 点線が EGRET による観測からの  $\gamma$ -線フラックスから外挿されるフラックス。長短破線が点線のフラックスをもとに計算されたニュートリノフラックス、実線が地球による吸収の効果を入れた場合のフラックスである。一年を平均した値となっている。

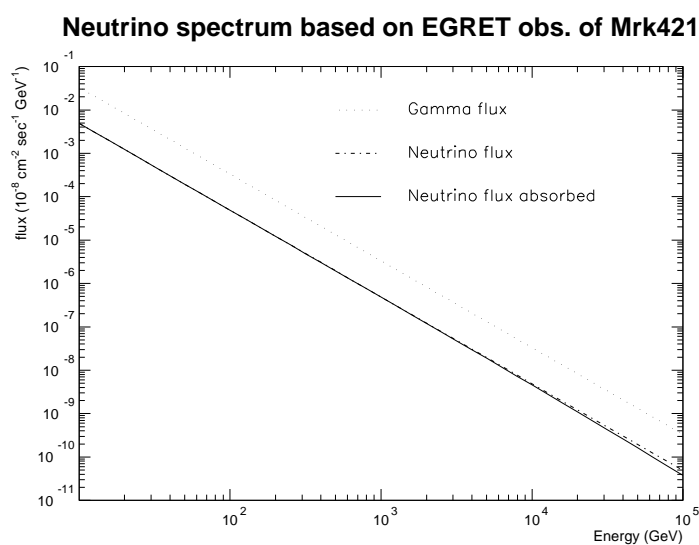


図 7.19: 点線が EGRET による観測からの  $\gamma$ -線フラックスから外挿されるフラックス。長短破線が点線のフラックスをもとに計算されたニュートリノフラックス、実線が地球による吸収の効果を入れた場合のフラックスである。一年を平均した値となっている。

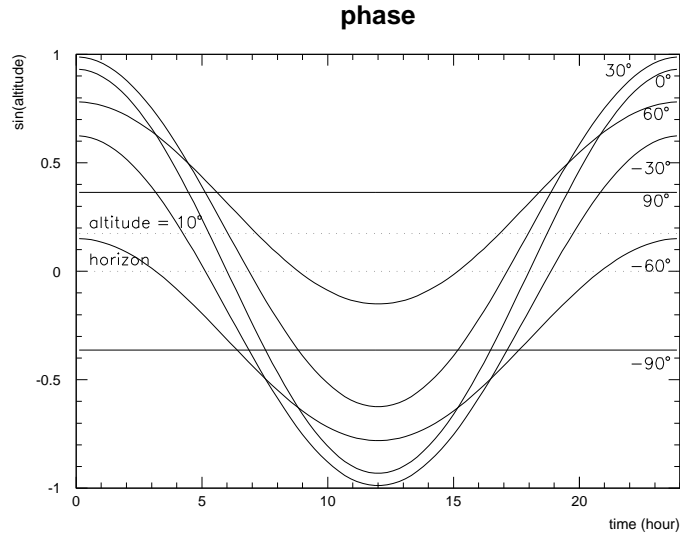


図 7.20: ある赤緯を見込む方向 (高度 = -天頂角) の観測時刻に対する変化。横軸の時刻は任意である。

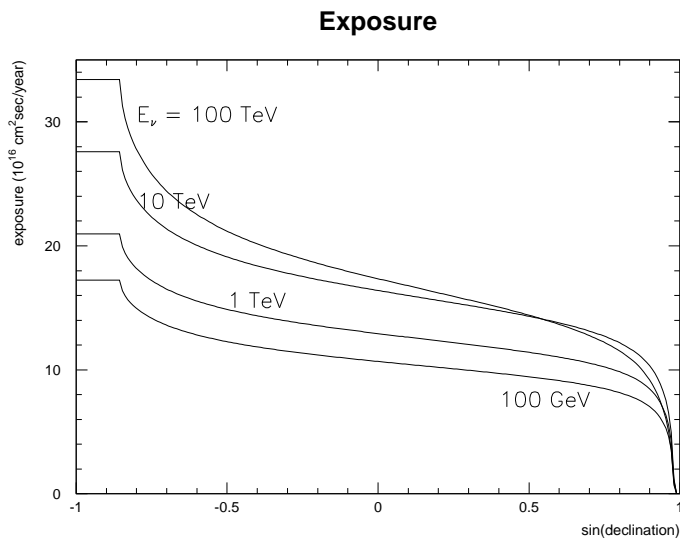


図 7.21: 天頂角  $80^\circ$  以下を観測領域にとった時の、様々な赤緯方向に対する 1 年間の観測感度 (観測時間  $\times$  有効面積  $\times$  地球内部での吸収)

イベント数は 0.2 ~ 0.3 イベントであり、有効面積 20000 m<sup>2</sup> の DUMAND 検出器による観測では個々の天体の識別は難しい。DUMAND の 10 倍以上の有効面積を持つ検出器によれば、これら強くない点源の検出も可能となるであろう。現在考案されている KM3 では、10<sup>6</sup> m<sup>2</sup> の有効面積、0.5° という角度精度が実現されると言われる [17]。この検出器によれば、標準的な点源に対しても年間 2 イベントが期待される。更に、角度精度が非常に高く、0.5° × 0.5° 中のバックグラウンドの期待値は 1/20 となるので、数年の観測により点源の識別が可能である。但し、DUMAND 検出器であっても、EGRET で確認されている  $\gamma$ -線点源全てからの総和を観測すれば、95 イベントのバックグラウンドに対し、平均で 42 イベント期待されるので AGN からのニュートリノ放出に関する検証は十分可能である。

尚、EGRET によって確認されている他の多数の点源についての結果を付録 A.6 に示してある。

object	R.A.	Dec.	$N_\gamma (> 100 \text{ MeV})$	$N_\nu$ "MRS"	$N_\nu$ "GRV"
Mrk421	166.11	38.21	23.6/ 12.4	0.24/0.13 (0.79)	0.22/0.12 (0.75)
3C273	187.25	2.10	23.8/ 13.2	0.29/0.16 (0.75)	0.26/0.14 (0.72)
3C279	194.04	-5.79	287.0/ 13.4	3.54/0.17 (0.91)	3.22/0.15 (0.87)
総和	—	—	—	63/28 (95)	57/25 (91)

表 7.3: DUMAND 検出器におけるニュートリノの検出予想数: ニュートリノフラックス ( $E_\nu > 50 \text{ GeV}$ ) は、EGRET による  $\gamma$ -データから計算され、 $\gamma$ -フラックス、 $\nu$ -イベント数のカラム中には最大値と最小値を示してある。ニュートリノの反応断面積として MRS、GRV の 2 つのモデルによる計算結果を示してある。 $\nu$ -イベント数の () 内の数字は大気ニュートリノによるもので、2° × 2° の窓に入る数である。

$\gamma$ -線生成メカニズムとして pp 反応を考え、100 GeV 以上でこのプロセスが他を圧倒しているとした場合、イベント数に対する系統誤差として寄与するものには、フラックス評価の用いた  $\gamma$ -線フラックスの統計誤差、海水における光の減衰長の誤差から伝播する有効面積の誤差、ニュートリノ反応断面積におけるクォーク分布関数によるものが挙げられ、それぞれおよそ 30%、5%、10% と考えられる。勿論、AGN 内部での活動メカニズムや TeV を越えるような高エネルギー領域での素粒子反応大きな不定性が存在する為、これらが最も大きな系統誤差となり得る。

## 第 8 章

### 結論

ニュートリノを検出する為には膨大なターゲット量が必要で、さらに高エネルギーニュートリノの検出には大きな体積を持つ検出器が要求される。設置や拡張といった点も考慮すると、深海底を利用した検出器開発が有効であると考えられる。このタイプの検出器の性能、有効面積や角度精度などは光検出器の数に大きく依存する為。微弱な光をも感知する検出器が必要となる。ここで開発された光検出器は深海底における高圧に対し十分な耐久性を有し、 $35 \text{ photon}/\text{m}^2$  の光を感知でき、 $1 \text{ pe}$  の光に対して  $6 \text{ ns}$  という高い時間分解能を実現する。コンポーネントとしては深海底でのニュートリノ検出を実現する能力を備えている。更に、製作プロセス・較正実験に関するシステムは確立されており、一定水準の性能を持つ検出器を製作することが可能である。大量生産への移行に関しては問題がない。

1993 年に行なわれた検出器設置作業時のデータからは深海底におけるバックグラウンドについての情報が得られた。それによれば、 $^{40}\text{K}$  による計数はおよそ  $50 \text{ kHz}$  であり、ここまでの評価と一致している。この計数で誤ってイベントと解釈される確率は十分低く年間  $0.4$  イベントより少ない。実際のイベント中に含まれる数にすると、平均  $20$  個程になるが、チェレンコフ光放射の幾何学的特徴を考慮したリダクションアルゴリズムにより、殆どが除去される。発光微生物については、発光頻度  $f \text{ Hz}$  発光幅  $\tau \text{ sec}$  が  $f\tau \sim 0.05$  であるような現象であることが分っている。発光した場合は、 $1 \text{ MHz}$  を越える計数を生じるが、イベント中に含まれる確率は低く、高計数状態にある光検出器は平均  $11$  個程度である。 $^{40}\text{K}$  の場合と同様、リダクションアルゴリズムにより除去される。

海水中の光の減衰長に関して、プロトタイプ実験から再考された減衰長を用い、光の屈折現象などによる光検出器の検出効率向上の効果を踏まえ、DUMAND 検出器の性能をモンテカルロシミュレーションにより調べた結果。エネルギーが  $500 \text{ GeV}$ 、入射角度が  $120^\circ$  のミュオンに対する有効面積がおよそ  $20000 \text{ m}^2$ 、角度精度がおよそ  $1.8^\circ$  であることが明らかにされた。角度精度を保ちつつ有効面積が大きくなるようなトリガー条件を課した場合の、エネルギーしきい値は  $50 \text{ GeV}$  である。この DUMAND 検出器を用いた場合、エネル

ギーが 50 GeV 以上のニュートリノ検出予想数は、最もフラックスの大きい点源 3C279 に対して年間 3.5 という統計量である。これに対し、大気ニュートリノによるバックグラウンドイベント数は  $2^\circ \times 2^\circ$  の角度窓の中に 0.9 である。従って、3～5 年間の観測を行えば点源の識別が可能であることが明らかとなった。宇宙には数多くの点源の存在が確認されているが、一般に、それら個々の点源からのニュートリノフラックス年間 0.2～0.3 と小さい為、観測には数 10 倍大きな規模の検出器が必要と考えられる。現在考案されている KM3 のような巨大な検出器の実現に期待がかかる。

但し、20000 m<sup>2</sup> 級の検出器であっても diffuse source を対象とした観測であれば点源の数百倍のフラックスが期待される為、十分に研究可能である。

高エネルギーニュートリノを検出しようとする試みは歴史的に意外と古く、DUMAND 計画は 1970 年代に発案されている。1987 年のプロトタイプ実験を経て 1993 年に初の検出器設置も遂行されている。しかしながら、技術的に要求されるレベルが高く、20 年近く経過した現在でさえ実験の完璧な遂行には成功していない。1993 年の設置においても、ストリング制御装置に水漏れを生じ、数時間のオペレーションの後、検出器の全ての機能が停止した。DUMAND 検出器は Junction Box、String Controller だけでも信号・電源コネクタ合わせて約 450 個となり、深海実験では他に類を見ない程数多くのコネクタを使用している。特に問題とされるのはこれらコネクタ部の耐圧に関するものであるが、十分なテストと準備をもって今後の実験が熱望される。

1993 年に得られた深海底の環境やバックグラウンドに関する貴重なデータからは検出器動作に関する問題は確認されていない。また、バックグラウンドについてもこれまでの評価と一致しており大きな影響を及ぼさないことが明らかにされた。更に、設置作業は致命的なトラブルを生じることなく遂行されたことも注目すべき点であり、設置技術に関して、その技術はほぼ確立されたと言える。これらは、高エネルギーニュートリノ検出実験の可能性を支持するものである。

また、ニュートリノによる観測がもたらすであろう結果は、点源における  $\gamma$ -線生成メカニズムについての重要な示唆と、高エネルギー  $\gamma$ -線では観測し難い遠方の点源についての観測可能性など大きな意味を持つと期待される。

すなわち、深海底における高エネルギーニュートリノ実験は実現可能な計画であり、推進すべき計画である。

## 付録 A

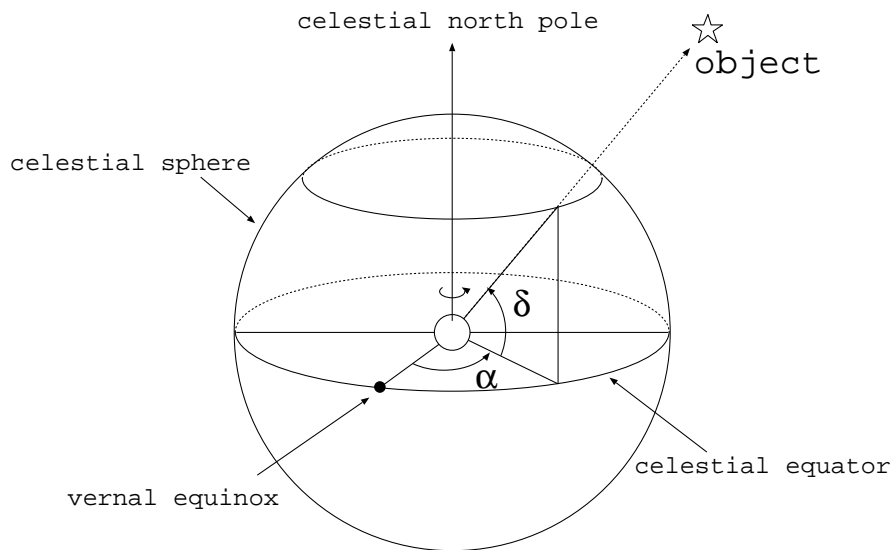
### 高エネルギー天文学

#### A.1 天文学で用いられる座標系

恒星の位置を表わす為に一般に用いられる座標系は、天球上の位置を赤経 ( $\alpha$ : right ascension) 赤緯 ( $\delta$ : declination) で表わす赤道座標系 (equatorial coordinates system) である。天球 (celestial sphere) とは、天の北極と天の南極を結ぶ線 (自転軸) を軸とし、天の黄道 (太陽の周る道) を大円とするような球である (地球を中心とした球 図 A.1)。春分点からの角度と黄道からの高さをもって天球上の1点を表わす。それぞれを赤経・赤緯と呼ぶ。赤緯は、いわゆる角度 (ラジアンなど) で表現されるが、赤経は通常、時角で表わされる。一方、天体観測を行なう場合に望遠鏡操作に用いる座標系は地平座標系であり、方位角 (azimuth:  $A$ ) と高度 (altitude:  $h$ ) を使って表わす。地平座標系とは、言わば観測者の座標系であり、鉛直方向を軸とし地平線を大円とするような球面座標である (図 A.1)。南から時計回りに測った角度と地平線からの高さをもって球面上の一点を示す。それぞれ方位角・高度と呼ぶ。地平座標系は 検出器の座標系と同一である。これら2つの座標系の変換は以下の式によって行なわれる。

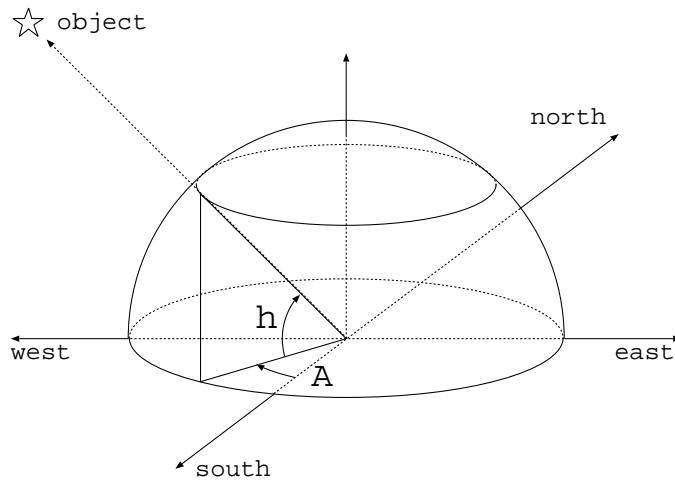
$$\begin{cases} \sin h & = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos(\Theta - \alpha) \\ \cos h \cos A & = -\cos \phi \sin \delta + \sin \phi \cos \delta \cos(\Theta - \alpha) \\ \cos h \sin A & = \cos \delta \sin(\Theta - \alpha) \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

ここで、 $\phi$  は観測者の位置 (緯度 (latitude)) を表わし、 $\Theta$  は恒星時 (sidereal time) を表わす [39]。恒星時の計算には経度  $\lambda$  (longitude) 等、観測者の位置が必要となる。基本的に以上の3つの値が与えられれば、式 (A.1) を用いることにより、赤経・赤緯によって示された恒星の位置 (方向) を地平座標系によって表わし、容易に星の位置を知ることができる。逆に、観測された方向 (地平座標系) から赤道座標系に直すこともできる。正確な天体位置を知るには 様々な補正が行なわれる為、実際は かなり面倒な計算を要する。



equatorial coordinates system

$\alpha$ : right ascension (0h ~ 24h)  
 $\delta$ : declination ( $-90^\circ \sim 90^\circ$ )



horizontal coordinates system

A: azimuth ( $0^\circ \sim 180^\circ$ )  
h: altitude ( $-90^\circ \sim 90^\circ$ )

図 A.1: 赤道座標系と紙幣座標系の概念図



## A.2 天体までの距離

天体までの距離に使用される単位は、長さの次元を持つ pc、Mpc か、あるいは、次元を持たない赤方偏移 ( $z$ ) などで表わされる。pc とは、地球の公転軌道の半径が、およそ 1 秒角 ( $1^\circ$  の  $\frac{1}{3600}$ ) に見えるような距離のことである。1 pc = 3.261633 光年であるから、m、あるいは km で表わせれば、1 pc  $\sim 3 \times 10^{16}$  [m] あるいは、 $3 \times 10^{13}$  [km] というとても長い距離となる。

一方、赤方偏移 ( $z$ ) とは、宇宙膨張により生じる星のスペクトルの長波長側へのずれの割合のことである。 $z$  は、宇宙時  $t_1$  に放出された波長 ( $\lambda_1$ ) と  $t_2 (> t_1)$  に観測された波長 ( $\lambda_2$ ) をもって以下のように定義される。

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \equiv 1 + z = \frac{R(t_2)}{R(t_1)} \quad (\text{A.2})$$

$R(t)$  とは 膨張宇宙での長さのスケールを与える関数で、 $t$  とともに増加する [40]。膨張の速度は 観測者から遠い所ほど速く  $z$  が大きい。天文学では赤方偏移  $z$  を星の距離と解釈し、この値を良く用いる。赤方偏移と実際距離との間には、宇宙膨張速度をパラメータとした以下のような変換式がある。

$$z = \frac{H_0 d}{c} + \frac{1}{2}(1 + q_0) \left( \frac{H_0 d}{c} \right)^2 + O \left( \left( \frac{H_0 d}{c} \right)^3 \right) \quad (\text{A.3})$$

ここで、 $c$ 、 $d$  はそれぞれ光速 ([km/sec])、および距離 ([Mpc]) であり、 $q_0$  は、膨張速度の減速係数を表わし、 $1.0 \pm 0.4$  が最適値にとられている。 $H_0$  が宇宙の膨張速度、すなわちハッブル定数である。 $H_0$  はおよそ  $50 \sim 100$  [km/sec/Mpc] とされているが正確な値ではない。例えば、かなり近いクェーサーである Markarian421 については、赤方偏移が  $z \sim 0.03$  と知られているので、 $H_0 = 50$  [km/sec/Mpc] にとれば、Markarian421 までの実際の距離は およそ 180 Mpc と換算される。

## A.3 フラックス

フラックスは線束 (密度) という意味で、明るさ (エネルギーの放出量) を示す単位である。例えば、照明に用いられている照度 (ルクス) や、あるいは、磁場の強さ [ $T = 10^4$  Gauss] = [ $10^4$  cm] を表わすのにも用いられている。同様に、天体から放出されている  $\gamma$ -線の量を表す為にも用いられる。 $\gamma$ -線は 粒子性を示す為、線密度というよりは数密度という方が適当であるが、基本的な意味は線束と変わらない。フラックスの単位には、単なる線束密度を示す [ $\text{cm}^{-2}$ ] や単位時間に対してみた [ $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ ]、あるいは、単位立体角あたりのフラックスと表わす [ $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ] などが使われる。また、フラックスをエネルギーに関し

て表わしたものはスペクトルとも呼ばれ、単位エネルギー (eV) あたりの線束密度を意味する ( $\rightarrow$  微分スペクトル)。単位は  $[\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{eV}^{-1}]$  と書かれる。これに対し、検出に関して用いられる量に exposure がある。これは、天体に対する露出時間に検出器の有効面積を掛けたものであり、一年間の実質的な検出感度である。  $[\text{cm}^2 \text{sec year}]$  という単位で表わされる。この exposure に  $[\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}]$  で測ったフラックスを掛けることにより、一年間で期待されるイベント数を評価することができる。

### A.3.1 ニュートリノと物質との相互作用

ニュートリノの物質 (核子) との反応は、核子内に構造を持たない点状の構成粒子 (パートン) との弾性散乱として解釈される (Feynman によって提唱されたパートン模型)。このパートンは素粒子でいうところにクォークに対応する。

今、同じレプトンに属する電子と核子との反応 (非弾性散乱) を考えよう。核子 (質量  $m_N$ ) の 4 元運動量を  $p$  とし、その中に存在するクォークの持つ運動量割合を  $x$  とする。また、電子から、運動量割合  $x$  を持つクォークへ移行した 4 元運動量を  $\tilde{q}$  とする。核子に質量に比べ十分に大きい  $Q^2 = |\tilde{q}^2|$  を持つような場合 (深非弾性散乱)、クォークの 4 元運動量  $x\tilde{p} + \tilde{q}$  より、

$$\begin{aligned} m_q^2 &= (x\tilde{p} + \tilde{q})^2 \\ &= x^2 m_N^2 + 2x\tilde{p} \cdot \tilde{q} - Q^2 \\ &\sim 2xm_N\nu - Q^2 \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

と書かれる。ここで、 $m_q$  はクォークの質量である (クォークを自由粒子を見なせる場合)。よって、クォークの運動量割合と電子から核子への運動量移行とは

$$x = \frac{Q^2}{2m_N\nu} \quad (\text{A.5})$$

という関係によって表わすことができる。

重心系における電子と核子の 4 元運動量をそれぞれ  $-\tilde{P}, \tilde{P}$  とし、核子を構成する各クォーク (パートン) の運動量を  $\vec{q}_i$  核子の運動量に対する比  $x$  をもって表わした時、各パートンの運動量は  $\vec{p}_i = x\vec{P}$ 、 ( $0 \leq x \leq 1$ ) と書ける。ここで、運動量割合  $x$  を持つ  $q$ -クォーク ( $q=u, d, c, s, b, t$ ) が核子中に存在する確率を  $q(x)$  とする。  $q(x)$  とは、  $u/\bar{u}$  などのクォーク対が作られたり、  $s$  など他種のクォークの存在といった全ての可能性を含んだものである。すなわち、核子内は、潜在的なクォーク対の海 (sea quark) の中に核子の性格を決めるクォーク (valence quark) が浮かんでいるような描像であり、高いエネルギーをもってすればこの海からクォーク対をひきずり出すことができることを暗示している。

陽子に対するこの分布は、

$$\int_0^1 u(x)dx = 2 \quad (\text{A.6})$$

$$\int_0^1 d(x)dx = 1 \quad (\text{A.7})$$

となる。また、各クォークの運動量は  $P \int_0^1 xq(x)dx$  と表わすことができ、この  $xq(x)$  を  $q$ -クォークの運動量分布関数と呼ぶ。

電子  $e$  と核子  $N$  との非弾性散乱において、 $Q^2$  の 4 元運動量移行と  $\nu = E_i - E_f$  のエネルギー移行を持つような反応の断面積  $\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu}$  は、上のパートン分布をもって表わすことができ、

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} \propto \sum_{q=u,d,s,\dots} Q_q^2 (q(x) + \bar{q}(x)) \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} \propto \begin{cases} \left(\frac{2}{3}\right)^2 (u(x) + \bar{u}(x)) + \left(\frac{1}{3}\right)^2 ((d(x) + \bar{d}(x))) & \leftarrow e^- p \\ \left(\frac{2}{3}\right)^2 ((d(x) + \bar{d}(x))) + \left(\frac{1}{3}\right)^2 (u(x) + \bar{u}(x)) & \leftarrow e^- n \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

と書かれる。ここで、 $Q_q$  は  $q$ -クォークの電荷を表わす。また、別の側面から、入射電子のエネルギーを  $E_i$  とした時、反応後のエネルギーが  $E_f$ 、散乱角が  $\theta$  であるような反応の微分断面積は次のように表わすことができる。

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \frac{E_f}{E_i m_N} \left[ W_2(Q^2, \nu) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(Q^2, \nu) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (\text{A.10})$$

ここで、 $Q^2$  は電子から核子へ移行した 4 元運動量の 2 乗、 $\alpha$  は微細構造定数で、 $\alpha = \frac{e^2}{4\pi(\hbar/2\pi)c}$  である。 $W_1$ 、 $W_2$  は構造関数と呼ばれ、4 元運動量移行量 ( $Q^2$ ) とエネルギー移行量 ( $\nu = E_i - E_f$ ) の関数になっている。これらは、 $x = \frac{Q^2}{2M_N\nu}$  のみによる場合 (Bjorken のスケーリング則)、

$$W_1(Q^2, \nu) = F_1(x) \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\nu W_2(Q^2, \nu)}{m_N} = F_2(x) \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \frac{E_f}{E_i \nu} \left[ F_2(x) \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{2\nu}{m_N} F_1(x) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (\text{A.13})$$

と書け、さらに、 $y = \frac{\nu}{E_i}$ 、 $\cos^2 \frac{\theta}{2} = 1 - \frac{Q^2}{4E_i E_f} \sim 1$ 、 $\frac{d\nu}{\nu} = \frac{dx}{x}$  とすれば、

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[ (1-y) \frac{F_2(x)}{x} + \frac{y^2}{2} \frac{2x F_1(x)}{x} \right] \quad (\text{A.14})$$

と書ける。ここで、 $F_1(x)$ 、 $F_2(x)$ をあらためて構造関数と呼ぶ。実際には、 $x$ 分布は $Q^2$ にも依存し、 $Q^2$ が大きくなるに従い $x$ の小さい方に分布がずれていく( $q\bar{q}$ の数が増大する)(スケーリングの破れ)。よって、厳密には $F_1(x) \rightarrow F_1(Q^2, x)$ 、 $F_2(x) \rightarrow F_2(Q^2, x)$ と書かれるべきである。

ニュートリノと核子との反応についても電子の場合と同様に考えることができる。ニュートリノの起こす荷電カレント反応には、クォークレベルで次の4種類が存在する。

$$\nu_\mu + d \rightarrow \mu^+ + u \quad (\text{A.15})$$

$$\nu_\mu + \bar{u} \rightarrow \mu^- + \bar{d} \quad (\text{A.16})$$

$$\bar{\nu}_\mu + u \rightarrow \mu^+ + d \quad (\text{A.17})$$

$$\bar{\nu}_\mu + \bar{d} \rightarrow \mu^- + \bar{u} \quad (\text{A.18})$$

核子との非弾性散乱の断面積は、

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} \propto \begin{cases} (d(x) + \bar{u}(x)) & \leftarrow \nu_\mu p \\ (u(x) + \bar{d}(x)) & \leftarrow \bar{\nu}_\mu n \end{cases} \quad (\text{A.19})$$

と表わされる。あるいは、一般的に

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{\nu N, \bar{\nu} N}}{dxdy} &= \left( \frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2} \right)^2 \frac{Gm_N E_\nu}{\pi} \left[ (1-y)F_2^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x) + \frac{y^2}{2} 2xF_1^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x) \right. \\ &\quad \left. \pm y \left( 1 - \frac{y}{2} \right) xF_3^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

と書ける。 $F_i^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x)$  ( $i = 1, 2, 3$ )が、ニュートリノと核子との散乱における構造関数である。 $G$ はフェルミ定数( $G = 1.16639 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ )で、 $\pm$ の符号は $\nu\bar{\nu}$ に対応する。第3項は、弱い相互作用におけるパリティの破れに起因する項である。スピン1/2のパートンの場合、 $F_2^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x) = 2xF_1^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x)$ であるので、断面積は次のように書ける。

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{\nu N, \bar{\nu} N}}{dxdy} &= \left( \frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2} \right)^2 \frac{Gm_N E_\nu}{\pi} \left[ \left( 1 - y + \frac{1}{2}y^2 \right) F_2^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x) \right. \\ &\quad \left. \pm y \left( 1 - \frac{y}{2} \right) xF_3^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x) \right] \\ &= \left( \frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2} \right)^2 \frac{Gm_N E_\nu}{\pi} \left[ \frac{1}{2} (F_2^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x) \pm xF_3^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x)) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} (F_2^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x) \mp xF_3^{\nu N, \bar{\nu} N}(Q^2, x)) (1-y)^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

2式目の第1項は $\nu q/\bar{\nu}\bar{q}$ 、第2項は $\nu\bar{q}/\bar{\nu}q$ によるものである。クォーク分布関数 $xq = x(u+d+s)$ 、 $x\bar{q} = x(\bar{u} + \bar{d} + \bar{s})$ を用いて表わせば、

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N, \bar{\nu} N}}{dxdy} = \left( \frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2} \right)^2 \frac{Gm_N E_\nu}{\pi} \left[ xq(Q^2, x) + x\bar{q}(Q^2, x)(1-y)^2 \right] \quad (\text{A.22})$$

と書ける。

ニュートリノのエネルギー ( $Q^2 = 2xy m_N E_\nu$ ) が  $m_W$  に比べて小さい時には、 $\left(\frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2}\right)^2$  はほぼ 1 であるので、断面積はニュートリノのエネルギーに比例 ( $\sigma \propto E_\nu$ ) する。高エネルギーになればなるほど、より検出にかかりやすくなることを意味している。しかし、 $Q^2$  が大きく ( $E_\nu \gtrsim 10 \text{ TeV}$ ) になるとこの項が影響し始め、断面積の増加は鈍り、 $\sigma \propto \log E_\nu$  に近い形になる。

## A.4 二体反応の運動学

2 体反応 (弾性散乱) において、始状態と終状態における入射粒子の 4 元運動量をそれぞれ  $\tilde{P}_i$ 、 $\tilde{P}_f$  とすると ( $\tilde{P} = (\vec{P}, iE)$ 、 $P = |\vec{P}|$ )、運動量移行  $Q^2$  は次のように書ける。

$$\begin{aligned}
 Q^2 &= (\tilde{P}_i - \tilde{P}_f)^2 \\
 &= (E_i - E_f)^2 - (\vec{P}_i - \vec{P}_f)^2 \\
 &= (E_i^2 + E_f^2 - 2E_i E_f) - (P_i^2 + P_f^2 - 2\vec{P}_i \vec{P}_f) \\
 &= (E_i^2 + E_f^2 - 2E_i E_f) - (P_i^2 + P_f^2 - 2P_i P_f \cos \theta) \quad (\text{A.23})
 \end{aligned}$$

ここで、 $\theta$  は始状態の粒子に対する終状態の粒子の散乱角 (開き角) である。今、ターゲットを核子 (質量  $M_N$ )、始状態をニュートリノ ( $i = \nu$ )、終状態をミューオン ( $f = \mu$ ) とし、質量に比べ運動量が非常に大きい場合、

$$P \sim E \quad (\text{A.24})$$

を考えると、式 (A.23) は以下の様に見える。

$$\begin{aligned}
 Q^2 &= 2E_\nu E_\mu (1 - \cos \theta) \\
 &= 4E_\nu E_\mu \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (\text{A.25})
 \end{aligned}$$

一方、Bjorken のスケーリング変数 ( $x$ 、 $y$ ) を用いると  $Q^2$  は、

$$Q^2 = 2M_N xy E_\nu \quad (\text{A.26})$$

と書ける。ここで、 $y$  はエネルギー移行の割合

$$y = \frac{E_\nu - E_\mu}{E_\nu} \quad (\text{A.27})$$

を表わす。以上、式 (A.25) と式 (A.26) から、散乱角を  $x$ 、 $y$ 、 $E_\nu$  を用いて以下の様を書くことができる。

$$\begin{aligned}\sin \frac{\theta}{2} &= \sqrt{\frac{m_N x y}{2(1-y)E_\nu}} \\ \theta &= 2 \arcsin \sqrt{\frac{m_N x y}{2(1-y)E_\nu}}\end{aligned}\tag{A.28}$$

## A.5 チェレンコフ放射

荷電粒子が物質中を、物質中での光の速さ  $c' = c/n$  ( $c$  は真空中での光速、 $n$  は媒質の屈折率) を越えて運動する時、その運動方向に対しある角度で光が放射される。これをチェレンコフ放射と呼ぶ。これは衝撃波と類似した現象として捕えることができる。

チェレンコフ放射は電磁気学的 (相対論的) には荷電粒子の作る電場によって物質中に生じる分極の為に起きる現象で、分極が消滅する際に光が放射される。媒質中を運動する荷電粒子の速度を  $v = \beta c$  とすると、粒子の運動方向に対して

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta}\tag{A.29}$$

の角度でチェレンコフ光が放射される。例えば、水中を走るミュオンに対しては  $\sqrt{\frac{m_\mu^2}{n-1}} \sim$

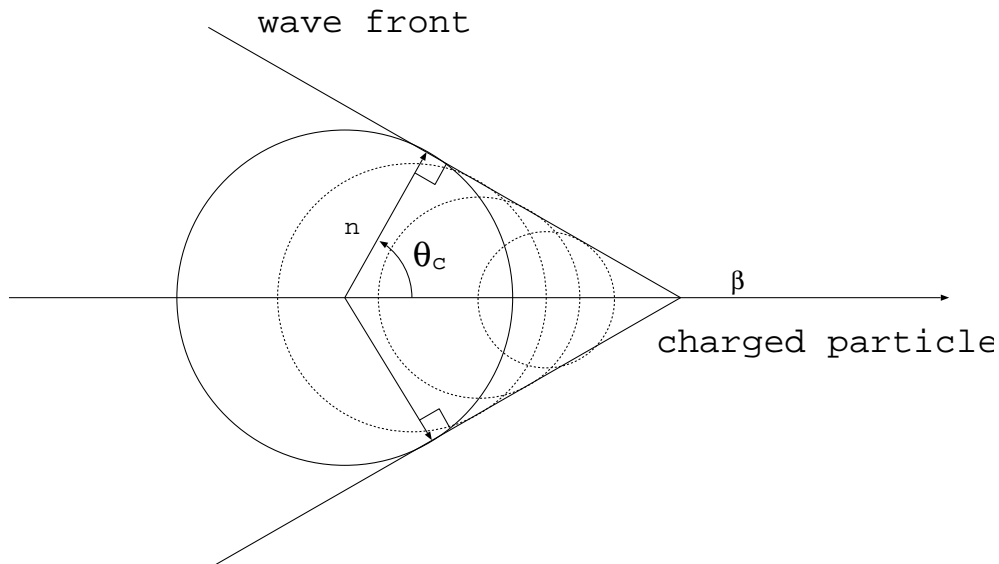


図 A.2: チェレンコフ光放射の概念図

91 MeV 以上の運動量を持つ時にチェレンコフ光が放出され、100 GeV のミュオンから放射されるチェレンコフ光の放出角度は およそ  $42^\circ$  である。また、Tamm-Frank の理論か

ら電荷  $Ze$  の粒子の走る飛跡の単位長さあたりに放出される光子数  $N$  (周波数  $\nu \sim \nu + d\nu$ ) は、

$$N d\nu = \frac{2\pi Ze^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) d\nu \quad (\text{A.30})$$

波長  $\lambda$  で表わせば、

$$N d\nu = 2\pi\alpha \frac{1}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) d\lambda \quad (\text{A.31})$$

である。  $\alpha = e^2/2\pi hc$  である。これより、400 nm  $\sim$  750 nm の間に放出される光子数はおおよそ 230 個/cm である。チェレンコフ光によるエネルギー損失量  $Nh\nu d\nu$  あるいは  $N/\lambda^3 d\lambda$  は電離損失などと比べるとはるかに小さい。

## A.6 DUMAND 検出器において予想されるニュートリノ検出イベント数

object	R.A.	Dec.	$N_\gamma$	$N_\nu$ "MRS"	$N_\nu$ "GRV"
2EG J0000+2041	0.07	20.69	30.2/ 18.0	0.34/0.20 (0.81)	0.31/0.18 (0.77)
2EG J0008+7307	2.09	73.13	80.7/ 36.3	0.45/0.20 (0.36)	0.41/0.18 (0.35)
2EG J0119+0312	19.97	3.21	19.7/ 12.5	0.24/0.15 (0.71)	0.21/0.14 (0.68)
2EG J0129-1748	22.39	-17.80	13.9/ 12.5	0.18/0.16 (0.79)	0.16/0.15 (0.76)
2EG J0159-3557	29.85	-35.95	17.1/ 12.0	0.24/0.17 (1.10)	0.22/0.15 (1.05)
2EG J0204+1512	31.03	15.22	26.9/ 23.6	0.31/0.27 (0.71)	0.28/0.25 (0.68)
2EG J0210-5051	32.69	-50.85	109.7/ 38.2	1.71/0.60 (0.98)	1.56/0.54 (0.94)
2EG J0216+1107	34.00	11.12	16.6/ 14.4	0.19/0.17 (0.92)	0.18/0.15 (0.88)
2EG J0220+4228	35.01	42.48	19.9/ 15.2	0.20/0.15 (0.71)	0.18/0.14 (0.68)
2EG J0238+1657	39.63	16.95	82.5/ 53.5	0.93/0.60 (0.69)	0.85/0.55 (0.66)
2EG J0239+2818	39.98	28.30	29.1/ 15.4	0.32/0.17 (1.11)	0.29/0.15 (1.06)
2EG J0403+3357	60.95	33.96	12.2/ 12.0	0.13/0.13 (0.93)	0.12/0.12 (0.88)
2EG J0406+1704	61.67	17.08	26.6/ 26.6	0.30/0.30 (0.69)	0.27/0.27 (0.66)
2EG J0422+1414	65.53	14.24	44.6/ 15.5	0.51/0.18 (0.75)	0.47/0.16 (0.72)
2EG J0423-0058	65.98	-0.96	49.6/ 22.5	0.60/0.27 (1.03)	0.55/0.25 (0.98)
2EG J0426+6618	66.51	66.31	42.0/ 12.2	0.32/0.09 (0.57)	0.29/0.08 (0.54)
2EG J0432+2910	68.21	29.18	26.8/ 13.4	0.29/0.14 (1.08)	0.26/0.13 (1.03)
2EG J0437+1524	69.30	15.41	40.6/ 10.5	0.46/0.12 (0.70)	0.42/0.11 (0.67)

次ページへ続く

object	R.A.	Dec.	$N_\gamma$	$N_\nu$ "MRS"	$N_\nu$ "GRV"
2EG J0450+1122	72.57	11.38	113.5/ 18.7	1.32/0.22 (0.94)	1.20/0.20 (0.90)
2EG J0458-0122	74.69	-1.38	31.1/ 11.1	0.38/0.13 (1.00)	0.34/0.12 (0.96)
2EG J0524-3630	81.00	-36.49	20.7/ 19.3	0.29/0.27 (1.09)	0.27/0.25 (1.04)
2EG J0531+1324	82.74	13.53	295.0/ 55.2	3.39/0.63 (0.81)	3.09/0.58 (0.78)
2EG J0532-6914	83.24	-69.24	47.0/ 12.3	0.81/0.21 (1.50)	0.74/0.19 (1.43)
2EG J0536-4348	84.21	-43.81	36.4/ 17.4	0.54/0.26 (0.99)	0.49/0.23 (0.95)
2EG J0617-0652	94.42	-6.88	26.5/ 23.6	0.33/0.29 (0.82)	0.30/0.27 (0.78)
2EG J0720+7126	110.06	71.44	24.2/ 13.5	0.15/0.08 (0.47)	0.14/0.08 (0.45)
2EG J0720-4746	110.12	-47.77	15.8/ 14.5	0.24/0.22 (1.03)	0.22/0.20 (0.99)
2EG J0737+1725	114.47	17.43	29.8/ 12.0	0.34/0.14 (0.69)	0.31/0.12 (0.66)
2EG J0744+5438	116.12	54.65	38.5/ 16.2	0.35/0.15 (0.62)	0.32/0.13 (0.60)
2EG J0807+4849	121.86	48.80	20.7/ 10.6	0.20/0.10 (0.59)	0.18/0.09 (0.56)
2EG J0809+5117	122.27	51.29	13.3/ 9.4	0.13/0.09 (0.64)	0.11/0.08 (0.61)
2EG J0812-0648	123.07	-6.82	44.7/ 22.6	0.55/0.28 (0.82)	0.50/0.26 (0.79)
2EG J0828+0510	127.07	5.17	19.0/ 19.0	0.22/0.22 (0.70)	0.20/0.20 (0.67)
2EG J0831+2403	127.80	24.05	25.9/ 24.4	0.29/0.27 (0.85)	0.26/0.24 (0.81)
2EG J0831+7044	127.80	70.74	45.3/ 8.9	0.29/0.06 (0.51)	0.27/0.05 (0.49)
2EG J0852-1237	133.12	-12.63	48.8/ 16.0	0.62/0.20 (0.90)	0.57/0.18 (0.86)
2EG J0917+4420	139.33	44.34	19.5/ 10.4	0.19/0.10 (0.87)	0.18/0.09 (0.83)
2EG J0957+5515	149.28	55.26	10.9/ 6.9	0.10/0.06 (0.61)	0.09/0.06 (0.58)
2EG J0958+6537	149.51	65.63	14.3/ 6.2	0.11/0.05 (0.53)	0.10/0.04 (0.51)
2EG J1054+5736	163.70	57.61	10.1/ 5.0	0.09/0.04 (0.69)	0.08/0.04 (0.66)
2EG J1104+3812	166.11	38.21	23.6/ 12.4	0.24/0.13 (0.79)	0.22/0.12 (0.75)
2EG J1134-1515	173.62	-15.23	93.2/ 13.7	1.19/0.18 (0.80)	1.09/0.16 (0.77)
2EG J1136-0414	174.23	-4.24	15.8/ 15.8	0.19/0.19 (0.92)	0.18/0.18 (0.88)
2EG J1158+2906	179.67	29.11	228.6/228.6	2.47/2.47 (1.08)	2.25/2.25 (1.03)
2EG J1224+2155	186.12	21.92	82.9/ 15.1	0.92/0.17 (0.87)	0.84/0.15 (0.83)
2EG J1229+0206	187.25	2.10	23.8/ 13.2	0.29/0.16 (0.75)	0.26/0.14 (0.72)
2EG J1230-0254	187.73	-2.90	14.1/ 9.7	0.17/0.12 (0.96)	0.16/0.11 (0.92)
2EG J1233-1407	188.26	-14.13	18.3/ 9.0	0.23/0.11 (0.80)	0.21/0.10 (0.76)
次ページへ続く					



object	R.A.	Dec.	$N_\gamma$	$N_\nu$ "MRS"	$N_\nu$ "GRV"
2EG J1239+0441	189.82	4.69	16.8/ 11.0	0.20/0.13 (0.69)	0.18/0.12 (0.66)
2EG J1248-8308	192.06	-83.14	35.4/ 17.7	0.61/0.31 (1.50)	0.56/0.28 (1.43)
2EG J1256-0546	194.04	-5.79	287.0/ 13.4	3.54/0.17 (0.91)	3.22/0.15 (0.87)
2EG J1314+5151	198.70	51.86	25.5/ 7.7	0.24/0.07 (0.59)	0.22/0.07 (0.57)
2EG J1314-3430	198.70	-34.51	26.3/ 17.1	0.37/0.24 (1.00)	0.34/0.22 (0.96)
2EG J1324-4317	201.16	-43.30	32.3/ 16.9	0.48/0.25 (1.05)	0.43/0.23 (1.00)
2EG J1330+1652	202.53	16.87	9.1/ 8.7	0.10/0.10 (0.69)	0.09/0.09 (0.66)
2EG J1332+8821	203.04	88.35	28.7/ 10.0	0.00/0.00 (0.00)	0.00/0.00 (0.00)
2EG J1346+2942	206.70	29.70	22.0/ 13.6	0.24/0.15 (1.02)	0.22/0.13 (0.98)
2EG J1409-0742	212.23	-7.88	144.0/ 12.5	1.79/0.16 (0.81)	1.63/0.14 (0.77)
2EG J1430+5356	217.66	53.95	26.3/ 26.3	0.24/0.24 (0.64)	0.22/0.22 (0.61)
2EG J1457-1916	224.36	-19.27	37.5/ 11.2	0.49/0.15 (0.78)	0.44/0.13 (0.75)
2EG J1513-0857	228.26	-8.95	48.3/ 20.8	0.60/0.26 (0.83)	0.55/0.24 (0.79)
2EG J1528-2352	232.15	-23.87	92.2/ 92.2	1.23/1.23 (0.86)	1.12/1.12 (0.82)
2EG J1605+1558	241.25	15.97	40.0/ 11.6	0.46/0.13 (0.69)	0.41/0.12 (0.66)
2EG J1608+1046	242.17	10.77	60.3/ 32.5	0.70/0.38 (0.90)	0.64/0.34 (0.86)
2EG J1614+3431	243.65	34.52	54.9/ 19.3	0.58/0.20 (0.96)	0.53/0.18 (0.92)
2EG J1626-2452	246.57	-24.87	43.4/ 28.6	0.58/0.38 (0.87)	0.53/0.35 (0.84)
2EG J1631-2845	247.76	-28.75	85.0/ 19.8	1.15/0.27 (1.16)	1.05/0.25 (1.11)
2EG J1635+3813	248.92	38.21	105.4/ 31.3	1.09/0.32 (0.79)	0.99/0.29 (0.75)
2EG J1635-1427	248.76	-14.46	13.1/ 11.8	0.17/0.15 (0.79)	0.15/0.14 (0.75)
2EG J1709-0350	257.32	-3.84	22.0/ 14.1	0.27/0.17 (0.92)	0.25/0.16 (0.88)
2EG J1731+6007	262.90	60.12	27.3/ 11.0	0.23/0.09 (0.58)	0.21/0.09 (0.56)
2EG J1735-1312	263.80	-13.21	136.9/ 19.2	1.74/0.24 (0.89)	1.58/0.22 (0.85)
2EG J1739+5152	264.79	51.88	53.8/ 18.3	0.50/0.17 (0.59)	0.46/0.16 (0.56)
2EG J1815+2950	273.83	29.84	16.5/ 16.5	0.18/0.18 (1.01)	0.16/0.16 (0.97)
2EG J1821-7915	275.43	-79.26	53.4/ 30.1	0.92/0.52 (1.50)	0.84/0.47 (1.43)
2EG J1835+5919	278.78	59.33	93.7/ 43.5	0.81/0.37 (0.59)	0.74/0.34 (0.56)
2EG J1847-3220	281.84	-32.35	18.7/ 9.5	0.26/0.13 (1.17)	0.24/0.12 (1.12)
2EG J1850-2638	282.74	-26.65	83.2/ 83.2	1.12/1.12 (1.02)	1.02/1.02 (0.98)

次ページへ続く

object	R.A.	Dec.	$N_\gamma$	$N_\nu$ "MRS"	$N_\nu$ "GRV"
2EG J1911-1945	287.97	-19.76	28.7/ 16.1	0.37/0.21 (0.81)	0.34/0.19 (0.77)
2EG J1934-4014	293.67	-40.24	96.6/ 12.4	1.40/0.18 (1.32)	1.27/0.16 (1.26)
2EG J1950-3503	297.51	-35.06	60.9/ 12.2	0.86/0.17 (1.08)	0.78/0.16 (1.03)
2EG J2006-2253	301.62	-22.90	37.3/ 9.9	0.49/0.13 (0.93)	0.45/0.12 (0.89)
2EG J2023-0836	305.96	-8.61	73.3/ 23.4	0.91/0.29 (0.85)	0.83/0.27 (0.81)
2EG J2027+1054	306.78	10.91	40.7/ 39.2	0.47/0.46 (0.90)	0.43/0.41 (0.86)
2EG J2039+1131	309.81	11.52	28.9/ 12.5	0.33/0.14 (0.96)	0.30/0.13 (0.92)
2EG J2058-4657	314.52	-46.96	24.6/ 11.0	0.37/0.17 (0.91)	0.34/0.15 (0.87)
2EG J2210+2358	332.51	23.97	13.5/ 12.7	0.15/0.14 (0.85)	0.14/0.13 (0.82)
2EG J2233+1140	338.35	11.67	28.5/ 26.9	0.33/0.31 (0.97)	0.30/0.28 (0.93)
2EG J2243+1545	340.82	15.75	79.1/ 79.1	0.90/0.90 (0.70)	0.82/0.82 (0.67)
2EG J2253+1615	343.49	16.15	131.7/ 53.0	1.50/0.60 (0.69)	1.36/0.55 (0.66)
2EG J2354+3811	358.56	38.19	37.3/ 35.6	0.38/0.37 (0.79)	0.35/0.33 (0.75)
2EGSJ0426+1636	66.66	16.61	40.8/ 11.1	0.46/0.13 (0.69)	0.42/0.11 (0.66)
2EGSJ0442-0033	70.66	-0.56	98.4/ 19.5	1.19/0.24 (1.04)	1.08/0.21 (1.00)
2EGSJ0500+5902	75.15	59.04	12.5/ 12.1	0.11/0.10 (0.64)	0.10/0.10 (0.62)
2EGSJ0552-1026	88.12	-10.45	17.2/ 15.9	0.22/0.20 (0.83)	0.20/0.18 (0.79)
2EGSJ0555+0408	88.95	4.14	19.3/ 11.6	0.23/0.14 (0.69)	0.21/0.13 (0.66)
2EGSJ0724-5157	111.02	-51.97	28.9/ 8.9	0.45/0.14 (1.09)	0.41/0.13 (1.05)
2EGSJ0909+6558	137.43	65.97	17.9/ 5.7	0.14/0.04 (0.59)	0.12/0.04 (0.56)
2EGSJ1050-7650	162.53	-76.85	13.9/ 13.2	0.24/0.23 (1.50)	0.22/0.21 (1.43)
2EGSJ1133+0037	173.33	0.63	10.6/ 10.6	0.13/0.13 (0.91)	0.12/0.12 (0.87)
2EGSJ1220-1510	185.00	-15.17	29.8/ 14.9	0.38/0.19 (0.80)	0.35/0.17 (0.76)
2EGSJ1222+2821	185.53	28.36	28.4/ 6.9	0.31/0.07 (1.11)	0.28/0.07 (1.06)
2EGSJ1236-0416	189.00	-4.27	11.8/ 11.8	0.14/0.14 (0.93)	0.13/0.13 (0.88)
2EGSJ1324+2210	201.20	22.18	67.3/ 6.5	0.75/0.07 (0.86)	0.68/0.07 (0.82)
2EGSJ1429-4224	217.32	-42.40	55.0/ 10.3	0.81/0.15 (1.11)	0.73/0.14 (1.06)
2EGSJ1504-1537	226.22	-15.63	32.2/ 29.4	0.41/0.38 (0.84)	0.38/0.34 (0.80)
2EGSJ1642-2659	250.62	-26.99	71.0/ 23.6	0.96/0.32 (1.05)	0.87/0.29 (1.00)
2EGSJ1703-6302	255.79	-63.05	50.4/ 28.6	0.87/0.49 (1.50)	0.79/0.45 (1.43)

次ページへ続く

object	R.A.	Dec.	$N_\gamma$	$N_\nu$ "MRS"	$N_\nu$ "GRV"
2EGSJ1708-0927	257.16	-9.47	52.5/ 12.6	0.66/0.16 (0.84)	0.60/0.14 (0.81)
2EGSJ1954-1419	298.75	-14.33	27.6/ 9.4	0.35/0.12 (0.79)	0.32/0.11 (0.75)
2EGSJ2322-0321	350.60	-3.36	30.5/ 30.5	0.37/0.37 (0.93)	0.34/0.34 (0.89)

表 A.1: DUMAND 検出器において一年間で検出される予想イベント数: EGRET カタログより抜粋されている。但し、パルサー、あるいはパルサーの可能性のあるもの (銀緯  $< 10^\circ$ ) は除いている。ニュートリノフラックス ( $E_\nu > 50\text{GeV}$ ) は、 $\gamma$ -データ ( $E > 100\text{MeV}$ ) から計算されている。 $\gamma$ -フラックス、 $\nu$ -イベント数のカラム中には最大値と最小値を示してある。また、ニュートリノの反応断面積として MRS、GRV の 2 つのモデルによる結果を示してある。 $\nu$ -イベント数の () 内の数字は大気ニュートリノによるもので、 $2^\circ \times 2^\circ$  の窓に入る数である。

## A.7 点源の識別

バックグラウンドの平均期待数が  $\mu_B$  である時、 $n_0$  イベント観測された場合の 90% 信頼度での信号の上限値  $N$  は、

$$1 - \alpha = 1 - \frac{\exp(-(\mu_B + N)) \sum_{n=0}^{n_0} \frac{(\mu_B + N)^n}{n!}}{\exp(-\mu_B) \sum_{n=0}^{n_0} \frac{(\mu_B)^n}{n!}} \quad (\text{A.32})$$

が 0.9 になるような  $N$  として与えられる [8]。今、バックグラウンドの期待値として 3 イベント、信号の期待値として 10 イベントとし、 $10^\circ \times 10^\circ$  の窓の中にランダムに生成させる。但し、信号に対しては以下の分布に従って 3 イベント生成させる (図 A.3)。次に、 $2^\circ \times 2^\circ$  の窓中に含まれるイベント数を計測し信号に対する上限値を求め、上限値が 12 を越えた場合信号として取り上げる。100 回のトライアルを行なった結果、100% の確率で信号を捉える (図 A.4)。一方、バックグラウンドのみの場合も信号として取り上げられるものが 54 イベント存在する (図 A.5)。10 イベント検出されれば上限値は 12 を越える為、期待値 3 のバックグラウンドであっても 0.1% の確率で出現することになる。しかしながら、これは以下の処理によって更に抑えることが可能である。窓を微少偏移させ各窓に対する上限値を求める。適当な範囲でこの操作を行ない、上限値の平均あるいは総和により信号とバックグラウンドとの区別がある程度可能であろう (図 A.6、(図 A.7)。これはイベントの密度を指標にするものであり、窓の大きさを小さく取ると同等である。

### Trial-No.23

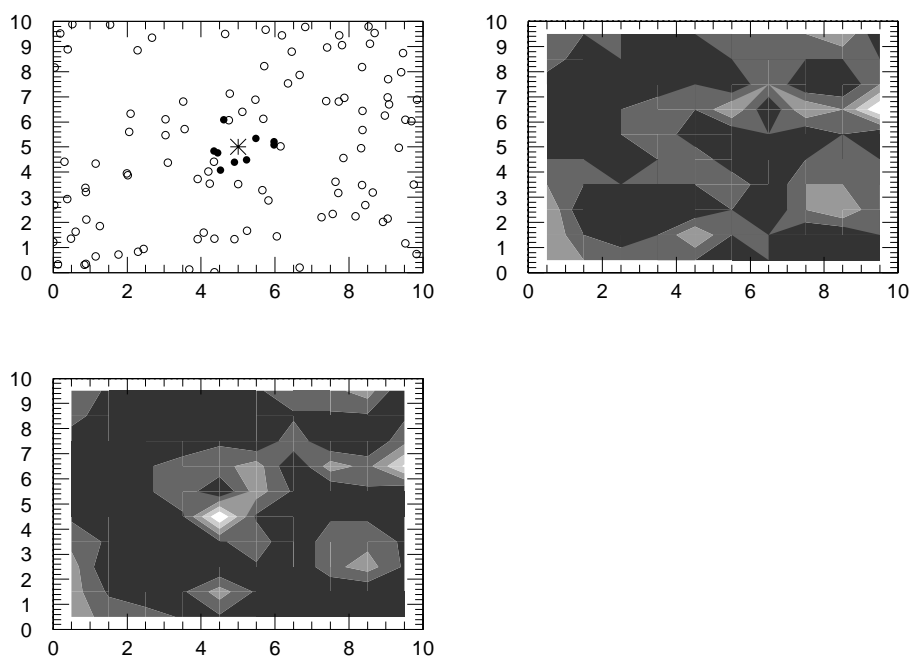


図 A.3: 角度空間においてランダムに生成したイベント

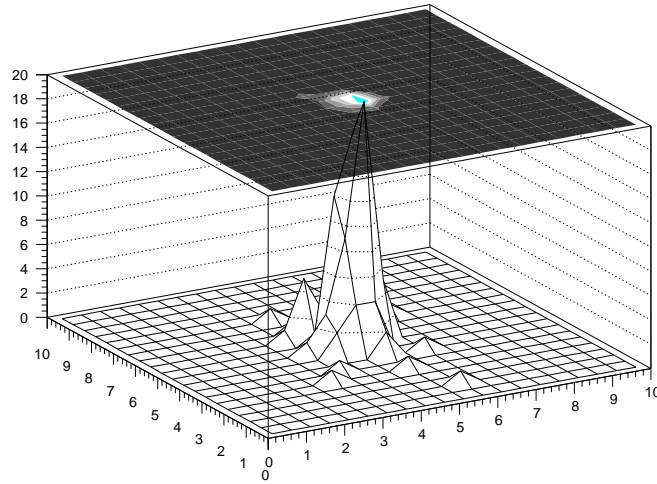


図 A.4: イベントとして取り上げられた点の分布 (信号を含む) : 上限値が 12 イベント以上を持つ点の重心を取っている。

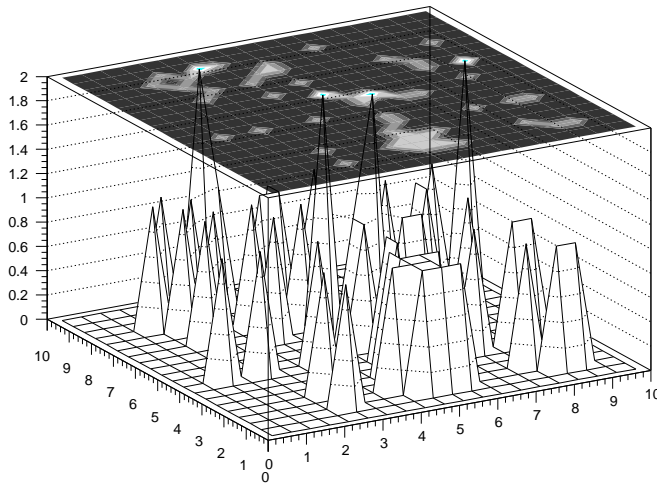


図 A.5: イベントとして取り上げられた点の分布 (バックグラウンドのみ) : 上限値が 12 イベント以上を持つ点の重心を取っている。

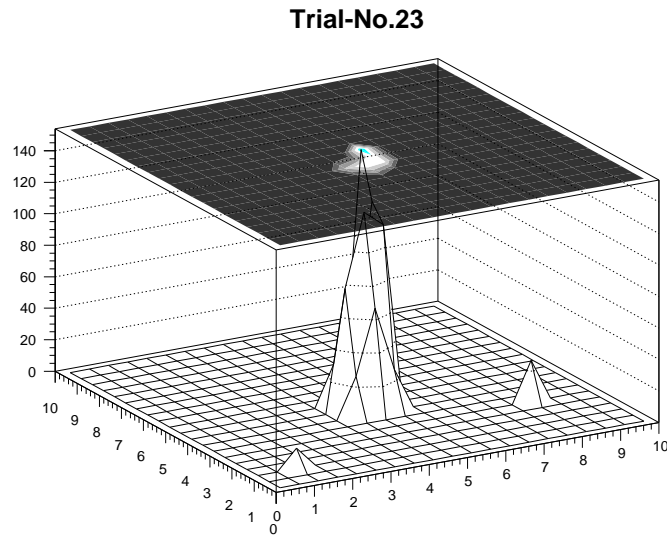


図 A.6: 上限値が 12 イベント以上を持つ点の分布 (信号を含む) : 各点に対し上限値でウェイトをかけている。

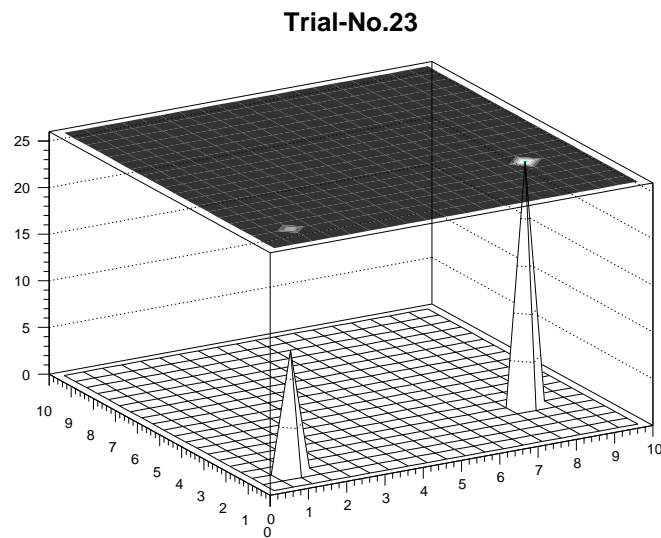


図 A.7: 上限値が 12 イベント以上を持つ点の分布 (バックグラウンドのみ) : 各点に対し上限値でウェイトをかけている。

## 付録 B

### 光検出器ハードウェア

#### B.1 光検出器関係のテストの一覧

1. 光電子増倍管選別テスト (東北大学)
2. 光検出器電子回路テスト (東京大学宇宙線研究所)
3. ベントス球耐圧テスト (ベントス社)
4. 光検出器較正実験レーザーテスト (東北大学)
5. 光検出器較正実験水チェレンコフテスト (東北大学)
6. 光検出器較正実験水チェレンコフテスト (ハワイ大学)
7. ストリング動作テスト (ハワイ大学)

#### B.2 光学系

光源として、レーザーダイオードピコセックパルサー (浜松ホトニクス、PLP-01) を用いている。これは、波長 410nm の半導体レーザーで、光電子増倍管に対し最も感度が良い波長域の光を放射する。また、発光時間が 30 ps と非常に短く、光電子増倍管の時間分解能 ( $\sim 6$  ns) の測定に適している。このパルサーの仕様を表 B.1 に示した。レーザーヘッドからの光は最前面のビームスプリッター (9:1) により 2 つに分岐される。9:1 の 9 の光は、直径 3 mm 長さ 1 m の光ファイバーを通して較正実験用の暗箱へ導入される。他方 (9:1 の 1) の光は数本の光ファイバーに導入され、恒温槽用の光源、光電子増倍管スポット照射用の光源、あるいは、光強度モニター用の光源として用いられる。図 B.1 に光学系の概念図を示した。光強度モニターには、2 inch の光電子増倍管 (浜松ホトニクス、H1161) を用い、

項目	値など
タイプ	半導体レーザー
発光時間	30 ps
波長	410 nm
繰り返し周波数	DC ~ 10 MHz (可変)

表 B.1: 較正実験用レーザーの特性

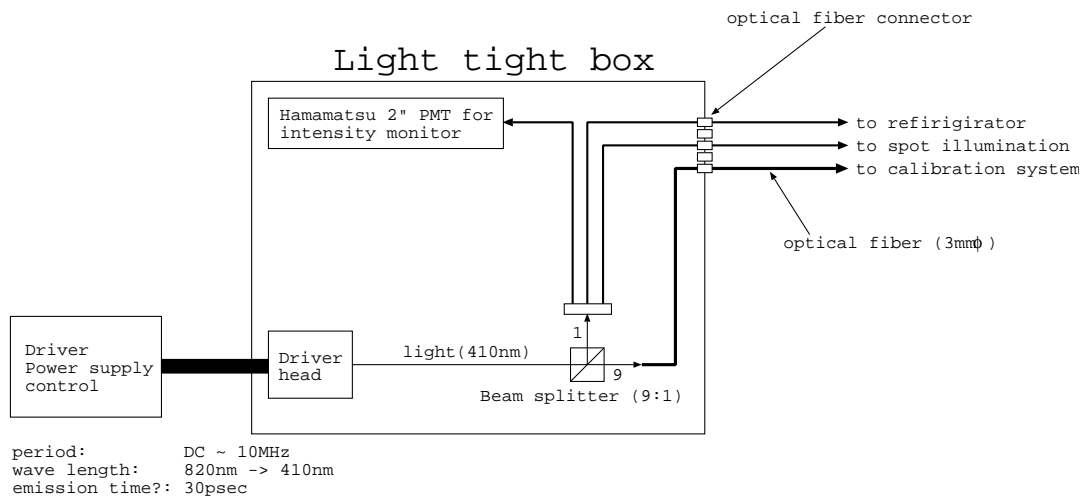


図 B.1: 較正実験システムの光学系



その計数率によりモニターする。用いられているファイバーは、全てプラスチック製である。プラスチックファイバーは、ガラス製のものに比べ、光の減衰が大きいですが、比較的大きな径を持つものが安価で手に入れられる事が利点である。ここで行なわれている実験システムにおける光のパスは短いので、減衰は問題にならない。

### B.3 較正実験用暗箱

光電子増倍管、および光検出器の性能較正をする為のテストシステムの一部である。外部から光ファイバーによって光が導入され、まず、8枚のND (Neutral Density) filters を収めた filter box を通過する。導入されている光は、光学系のビームプリッターで分岐された強度の強い (9:1 の9) の方である。このND-filter を組み合わせることにより、光強度を  $1\text{ pe} \sim 600\text{ pe}$  まで段階的に調節することができる。ND filter の倍率は全て較正済である。filter により強度を調整された光は 光ファイバーからの自然な広がりを持ちながら前方のガラスへ伝播していく。ガラス面で反射された光は上方に設置された光電子増倍管 (光検出器) 全面に照射される。光強度の均一性については、中心部と周辺部でおよそ 20% の違いがある。光量の評価は計数率と ND フィルターの倍率を用いて計算されるが、およそ  $25\text{ pe}$  までは ADC で測定された電荷量から評価することもできる。また、光電子増倍管の架台は ウォームギアにより互いに垂直な 2 軸に対し、それぞれ  $0^\circ \sim 90^\circ$  まで連続的に回転可能で 様々な角度から光を照射できる (但し、後方からの照射はできない)。この暗箱には、光検出器電源ライン (DC 48V) 用の電気ケーブルと光信号伝送用光ファイバーも導入されており、架台を付け替えるだけで 光電子増倍管と光検出器の両方に対するテストを行なうことができるようになっている。図 B.2に暗箱測定系のブロック図を示した。

項目	値
光量	$1 \sim 600\text{ pe}$ (ND フィルターにより段階的に調節)
照射型	全面照射 (中央と端部の光量の比 $\sim 80\%$ )
被測定器の回転	天頂角: $0^\circ \sim 90^\circ$ (4つの方位角に対し)
電荷量計測	$0 \sim 500\text{ pC}$ ( $0 \sim 25\text{ pe}$ )

表 B.2: 較正実験用暗箱測定系に関する諸量

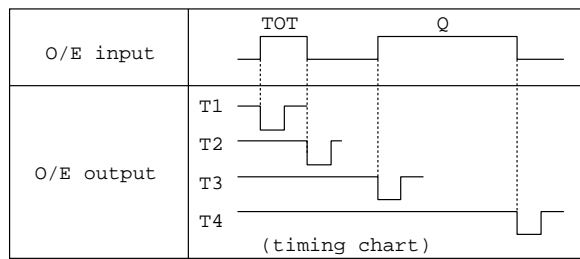
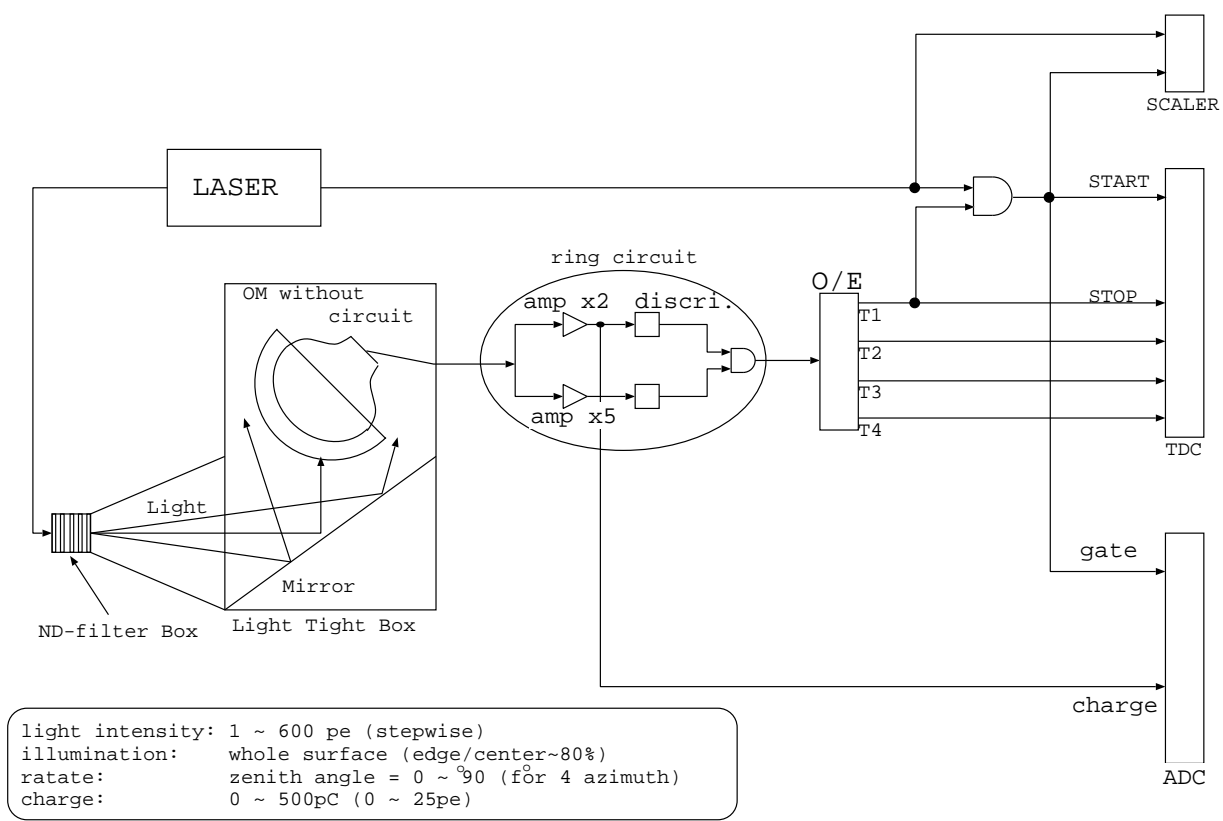


図 B.2: 較正実験用暗箱

## B.4 較正実験用恒温槽

ある一定温度下での動作 (計数率) 安定性を調べる為のテストシステムの一部であり、よく遮光された温度コントロール可能な恒温槽 (ヤマト科学社製プログラム恒温器、IN-61) を暗箱としても用いている。光電子増倍管 / 光検出器は 専用の架台に乗せて恒温槽中に収められる。この恒温槽は 内部の温度を  $-10^{\circ}\text{C} \sim 50^{\circ}\text{C}$  の間で任意に設定することが可能である。外部から光ファイバーが導入されており、 $1\text{pe}$  の光をスポット状に照射することができる。光の強度は非常に弱く、光電子増倍管の計数率にして、およそ 2% である。電荷分布や計数率・ダークカウントは、信号読み出しのケーブルを通して計測される。この恒温槽には、較正実験用暗箱と同様に電源ライン (DC 48V) 光検出器信号の伝送用光ファイバーが内部に導入されており、光電子増倍管と光検出器のどちらの状態でもテストすることが可能である。

## B.5 光電子増倍管の開発

DUMAND で使用される光検出器用の光電子増倍管は古いものから順に Type-A, B, C, D と 4つのバージョンが存在する。現在は、光検出器として用いられるものとしては Type-C, D の 2つのタイプが採用されているが、検出効率が最も高く時間分解能も良い Type-C が主流になっている。

### ○ Type A から Type B へ [光電面の形状の変更]

ダイノードは、半球面よりも下方に設置されている為、光電面が完全な球面の場合、場所によってダイノードまでの到達距離が異なり、到達時刻のばらつきによる時間分解能の劣化の原因となる。これを解消する (時間分解能を良くする) ため光電面の形状を球面から扁平にした。この改良の結果、時間分解能 (FWHM) が  $10\text{ns}$  から、およそ  $8\text{ns}$  にまで向上した。Type A の光電子増倍管は、プロトタイプのテスト実験における初期の光検出器に用いられた。

### ○ Type B から Type C へ [ベネチアンブランドの変更]

Type B では、ベネチアンブラインドの形状は、1方向にのみ傾いていた。この為、検出効率の角度依存性、特に方位角方向の依存性が問題とされていた。これを Type C において 2方向 ("ハ" の字型) にした結果、15% の感度むら が 5% 程度まで改善され、感度の一様性が向上した。

### ○ Type C から Type D へ [フォーカス用グリッドの装着]

電荷分布の  $1\text{pe}$  分解能を向上させる為ダイノードの直前に光電子フォーカス用逆電場ワイヤーを取り付けた。これにより、時間分解能 (FWHM) が およそ  $1\text{ns}$  向上したが、検

出効率がワイヤーの非装着時に比べ、25% 低下した。電荷分解能は P/V 比という量で評価される。P/V 比 (Peak to Valley) とは出力電荷分布の信号と暗電流が作るピークと谷の高さの比で、この比が大きければ大きいほど 1pe の信号と暗電流との区別ができることを意味する。すなわち、安定した検出効率を得るようなしきい値が得ることが可能という意味でもある。Type C においては、第一ダイノードを擦り抜ける光電子数の為、十分なゲインを得られない信号を生じ、P/V 比が低かった。特に、天頂角 60° 付近になるとこの現象が現われる。これを改善する為、逆電場をかけるワイヤーを取り付け、加速された光電子をダイノード付近で反跳させることにより、強制的にダイノードにぶつけさせようと試みた。結果、P/V 比は改善されたが全体としては検出効率が落ちた。これは、逆電場によって逆にダイノードから反れてしまい、検出されなくなる光電子が現われることが原因と考えられ、特に斜めから来る光電子に対して顕著に起こる。

実際の DUMAND 検出器には、より遠くのイベント、すなわちより微弱な光も検出しようとするという観点から、検出効率が最も高い Type C が用いられている。

## B.6 光の強さの表わし方

光は波動と粒子性の二面性を持つことが知られており、エネルギーや観測手段によって顕著に現われる性質が異なる。素粒子の世界では、光の粒子性を扱うことが多いため、光の強さを光子とよばれる粒子状のもの数として考える。単位は、例えば、 $photon/cm^2/sec$  などである。この時、強さはエネルギーとは異なることに注意する。その違いは、例えば光電面効果などにおいて見ることができる。我々の実験では、光電子増倍管を扱い、光電面効果という物理現象を介して光子を電子 (光電子; photo-electron) にして計測している。光の強さ、すなわち光子数とこの光電子の数は線型的に比例することから光電子の数を光子の数つまり光の強さと解釈する。さらに、この光電子の数が、出力されるパルスの電荷量にほぼ比例することから、我々は、この光電子数を光の強さの代わりに使う。1 光電子 (1pe) レベルという表現は、光電面から平均 1 個の電子を叩き出すことのできる光の強さのことをいう。例えば、量子効率 20%、面積  $1000\text{cm}^2$  の検出器に対する 1pe 光とは、おおよそ  $4 \times 10^{-3}[photon/m^2]$  である。

## B.7 計数率と光電子数

光電効果は、ポアソン分布に従う。平均的に  $m$  個の光電子を放出するような強さの光をあてた時、 $N$  個の光電子 ( $N[pe]$ ) が放出される確率  $P(N; m)$  は次のように表わされる。

$$P(N; m) = \frac{m^N}{N!} \exp(-m) \quad (\text{B.1})$$

従って、少なくとも 1 個の光電子が放出される確率  $P(N > 0; m)$  は、

$$P(N > 0; m) = 1 - P(N = 0; m) \quad (\text{B.2})$$

$$= 1 - \exp(-m) \quad (\text{B.3})$$

となる。ここで確率 ( $P(N > 0; m)$ ) を、計数率  $f$  とみなすと、計数率から放出されている光電子数の平均値 ( $m_0$ ) が評価でき、

$$m_0 = -\ln(1 - f) \quad (\text{B.4})$$

となる。しかしこれは、全ての事象、言い換えると計数しない事象 ( $N = 0$ ) も含んだ平均値である。実際に計数した事象に対する平均 ( $m$ ) は以下のように単に計数率で割ってやればよい。

$$m = \frac{m_0}{f} \quad (\text{B.5})$$

$$= -\frac{\ln(1 - f)}{f} \quad (\text{B.6})$$

十分計数率が低い場合 ( $P \ll 1$ ) には、

$$m \sim 1 \quad (\text{B.7})$$

となり、放出されている光電子数はほとんど 1 個とみなしてよい。ここで、先に述べたように少なくとも 1 個の光電子が出力されれば、検出器は必ず計数するという仮定をしている。従って、しきい値を適当に設定してやる必要がある。

## B.8 ゲインの定義

ゲインとは、光電面から放出された光電子の増幅率 (最終的な電子数との比) を示す量である。例えば、 $1pe$  の光が照射されている場合、出力信号の電荷量が  $Q$  (C) である時、ゲイン ( $G$ ) は、

$$G = Q/e \quad (\text{B.8})$$

ここで、 $e$  は電子の素電荷 ( $1.6 \times 10^{-19}$  C) である。実際には、増幅過程でのばらつきがある為、出力信号の分布の平均値をゲインの評価に使う。出力信号はポアソン型に分布することが経験的に知られており、光検出器に用いられている 15 inch の光電子に対しては、以下のように定式化されている。

$$F(Q) = \frac{4^n Q^{2n-1} \exp(-2Q)}{(2n-1)!} \quad (\text{B.9})$$

## B.9 印加電圧値の決定方法

印加電圧 ( $V$ ) とゲイン ( $G$ ) との間には次のような関係がある [35]。

$$G = C \times V^{nk} = C \times V^\alpha \quad (\text{B.10})$$

ここで、 $C$  は定数、 $n$  はダイノードの数、 $k$  は電極に関係した量で通常  $0.7 \sim 0.8$  の値を取る。従って、 $n = 13$  段の光電子増倍管に対して  $\alpha$  は  $9 \sim 10$  の値を取るとされる。これを電荷量 ( $Q$ ) として見れば、

$$Q = e \times G = e \times C \times V^\alpha \quad (\text{B.11})$$

となる。ここで、 $e$  は、電子の素電荷で  $1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$  である。

望むゲイン ( $G_0$ ) を得るような印加電圧の決定は以下の手順によって行なわれる。光電子増倍管の全面に一様な光を照射する。この時、ND フィルターなどによって光量を絞り、出力信号のほとんどが1光電子のものとなるように計数率をできるだけ下げる (例えば、1% くらい)。そして、それに対する出力電荷分布の平均値を求める。印加電圧を変えて平均値を数点取る。これを式 (B.10) によりフィットし、 $G_0$  すなわち、 $Q_0 = eG_0$  の値を持つ電圧を求める。この電圧を適正電圧と呼ぶ。以上は、光電子増倍管の選別時に行なわれるものであるが、光検出器の較正実験段階で、ゲインの調整、印加電圧の調整も基本的に同様の手法が用いられる。

## B.10 較正実験における光電子数計算方法

光電子数を評価するには2通りの方法がある。

### ○ 電荷量から求める方法

まず、1pe 光照射時の平均電荷量を求めておき、その後、出力される電荷量をその値で割ることにより、元の光電子数を評価する。1パルス毎に光電子数が評価できるのがこの方法の特徴である。光電子数評価の信頼性は電荷分解能 (出力電荷分布) に直接的に依存している。従って、光強度が増加するにつれ分解能も良くなる。電荷分布はポアソン型であり、単純に分解能を上げるためには電子数 (統計) を増やしてやればよい。例えば電圧を上げてやるのが考えられるが、これは光電子増倍管 (安定動作、寿命) にとっては悪影響を及ぼす恐れがあり実際には難しい。DUMAND 実験において別に開発された光検出器、EOM (European Optical Module) において使われている光電子増倍管はフィリップス社製のもので原理が異なる。大小2つの光電子増倍管を用い、2つのプロセスを経由し信号を作り出す。簡単に言えば、光電効果により光電子を放出させ加速する。そして、それをシンチレータにぶつけ光子を放出させる (第一次増幅：光子の増幅) 放出された光子を別の光電子増

倍管にあて信号を取り出す (第二次増幅：電子の増幅) ことにより光電子数の統計量を上げ分解能を向上させている。結果、1pe、2pe の区別が可能になっている [15]。

○ 計数率から求める方法

照射している光に対する計数率 ( $f$ ) が分かるとポアソンとの簡単な関係から、その時の平均的な光電子数 ( $m$ ) が評価できる (付録 B.7)。

$$m = \frac{1}{f} \ln(1 - f) \quad (\text{B.12})$$

### B.11 TOT、Q しきい値の決定方法

TOT のしきい値は  $\frac{1}{4}pe$ 、Q に対しては  $3pe$  に設定される。これらはそれぞれ、暗電流によるバックグラウンド計数を除去するような値、そして、ストリング制御装置へ流れ込むデータ量が処理能力を越えない程度に低い値に設定される。

しきい値の決定は以下のように行なわれる。まず、1 光電子レベルの光に対する出力電荷量の平均値を求める。これを 1pe に対する電荷量とみなし  $Q_{1pe}$  とする。しきい値を適当に変えながら ADC によって出力電荷分布におけるしきい値位置 (電荷量) を見る。これを  $Q_{thr}$  とする。この時、ADC のゲートは しきい値がかけられているパルス (TOT あるいは Q) にとる。  $Q_{thr} = \frac{1}{4}Q_{1pe}$  なるしきい値を TOT に  $Q_{thr} = 3Q_{1pe}$  なるようなしきい値を探す。ブロック図を図 B.3 に示した。

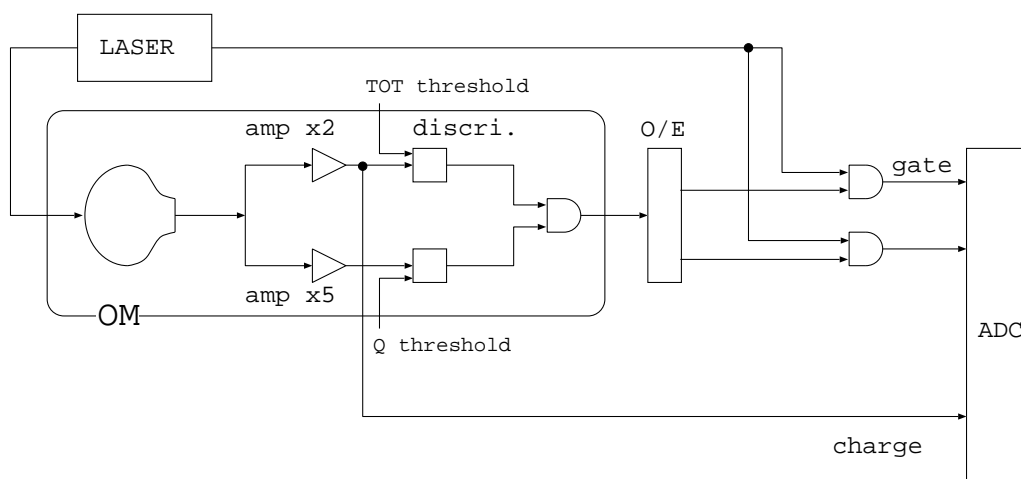


図 B.3: TOT、および Q パルスしきい値較正の為の測定系

## B.12 OM 殻による検出効率の向上

OM 殻とは光電子増倍管を囲む耐圧ガラス、シリコンジェルの事を意味する。

同じ強さの光をあてても裸の光電子増倍管と光検出器になった時とでは、出力信号の大きさが違う。硝子やシリコンジェルといった屈折率の大きい ( $\sim 1.5$ ) 媒質が約 3 cm の厚さで光電子増倍管の外側を覆っている。この為、何もなければ光電面の外側を通る光であっても、殻を形成する硝子面に入射したものは屈折現象により光電面に届くことがある。媒質中の光の強度の損失を考慮に入れても、この効果は大きい (径が大きいと面積の増加分にするとかなりのものとなる)。この現象は、水中よりも空気中で測定したときの方が顕著である (真空中における場合が最も大きい)。光が見込む光電面の集光面積は、

$$\sqrt{R_{benthos}^2 - L_{lens}^2} \tan \left( \arcsin \left( \frac{L_{lens}}{R_{benthos}} \right) - \arcsin \left( \frac{n_w}{n_g} \frac{L_{lens}}{R_{benthos}} \right) \right) - (L_{lens} - R_{pmt}) = 0 \quad (\text{B.13})$$

の条件を満たす  $L_{lens}$  (光検出器の中心軸からの距離) を求めることにより計算される [41]。これよれば、水中において  $L_{lens} \sim 20$  cm、空気中においては  $L_{lens} \sim 21$  cm となり、幾何学的面積にしてそれぞれ 16%、25% の増加となる。

さらにガラス表面に対する入射角度が大きくなると PMT バイアルカリ中で全反射を起こすよ [34]。これは、バイアルカリの下部に控えている真空層の屈折率が低い為に起こる。上層の屈折率を  $n_1$ 、下層の屈折率を  $n_2$  とすると ( $n_1 > n_2$ ) 上層から下層への光の入射角度  $\theta_1$  が

$$\sin \theta_1 > n_2/n_1 \quad (\text{B.14})$$

以上になると全反射する。光電子増倍管の場合、バイアルカリの屈折率が  $n_b \sim 3.5$ 、真空

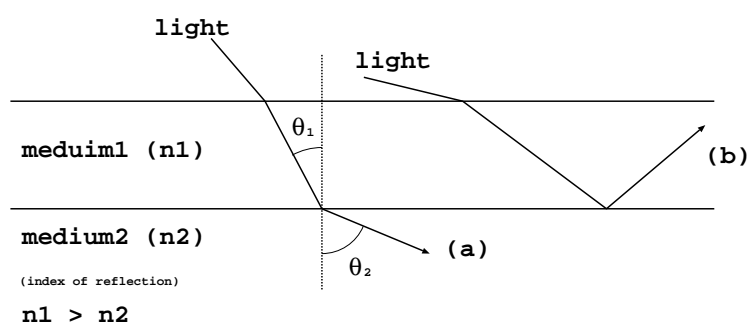


図 B.4: 屈折率の高い媒質から低い媒質への光の入射 (全反射)

の屈折率が  $n_v = 1$  であるので、全反射臨界角はおよそ  $16.6^\circ$  となる。

OM 前面に並行に一樣な光が照射されている場合を考える。水の屈折率を  $n_w$ 、シリコンジェルとガラスを同じ  $n_g$  とみなし、光電子増倍管の内部 (真空) の屈折率を  $n_v$  とする。ま



た、光検出器中心から各層の境界面までの距離をそれぞれ  $r_{wg}$ 、 $r_{gb}$ 、 $r_{bv}$  とすると、 $\theta_w$  の入射光に対し、各層での入射・放出角度 ( $\theta_{g1}$ 、 $\theta_{g2}$ 、 $\theta_{b1}$ 、 $\theta_{b2}$ 、 $\theta_{v1}$ ) は幾何学計算によって求められる。

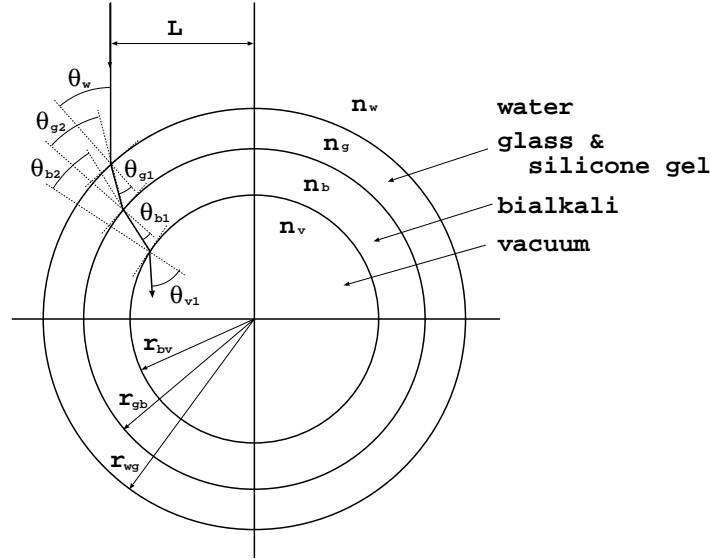


図 B.5: 光検出器構成物質層における光の入射・放出角度)

$$\sin \theta_{g1} = \frac{n_w}{n_g} \sin \theta_w \quad (\text{B.15})$$

$$\sin \theta_{g2} = \frac{r_{wg}}{r_{gb}} \sin \theta_{g1} \quad (\text{B.16})$$

$$\sin \theta_{b1} = \frac{n_g}{n_b} \sin \theta_{g2} \quad (\text{B.17})$$

$$\sin \theta_{b2} = \frac{r_{gb}}{r_{bv}} \sin \theta_{b1} \quad (\text{B.18})$$

$$\sin \theta_{v1} = \frac{n_b}{n_v} \sin \theta_{b2} \quad (\text{B.19})$$

以上の式を合わせると、

$$\sin \theta_w = \frac{n_g}{n_w} \frac{r_{gb}}{r_{wg}} \frac{n_b}{n_g} \frac{r_{bv}}{r_{gb}} \frac{n_v}{n_b} \sin \theta_{v1} \quad (\text{B.20})$$

これより、バイアルカリ中で全反射を起こすような入射角度 (最外側のガラス面への) は、 $\sin \theta_{v1} = 1$  と条件を課すことにより求められ、以下のように書ける。

$$\sin \theta_w = \frac{n_v}{n_w} \frac{r_{bv}}{r_{wg}} \quad (\text{B.21})$$

全反射の条件は、最外層 (水) と最内層 (真空) の間の距離 (およそガラスとジェルを含めた厚さ) とそれぞれの媒質の屈折率による。DUMAND 用光検出器の場合、外側は海水、内

側は真空 (光電子増倍管の内部) である。ガラスとシリコンジェルとが作る殻の厚さ (バイアルカリまでの距離) は、ほぼ 3 cm であるので、 $\theta_w \sim 42^\circ$  以上で全反射が起こる。これは、光検出器の中心軸からの距離 ( $L_{trp}$ ) にすると  $L_{trp} = r_{wg} \sin \theta_w = \frac{n_w}{n_g} r_{bw} \sim 14.4 \text{ cm}$  となる。これに対し、光電面の断面半径は 18.75 cm である。空気中の場合は臨界角はおよそ  $62^\circ$  で、 $L_{trp} \sim 18.7 \text{ cm}$  となる。また、空気中におかれた裸の光電子増倍管に対するこの角度は、 $80^\circ$  であるが中心からの距離は空気中におかれた光検出器の場合と同じで  $L_{trp} \sim 18.7 \text{ cm}$  である。

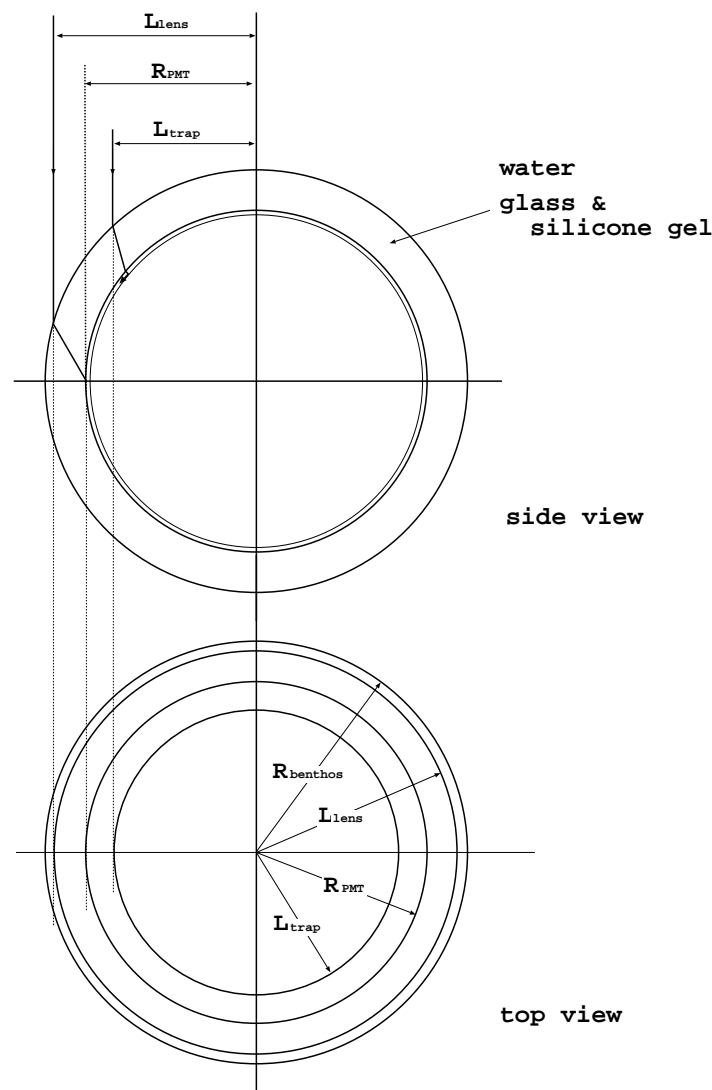


図 B.6: 光検出器殻による集光面積の増加と光電面における全反射面

光検出器の有効集光面積を次のように定義する。レンズ効果を含めた面積に光検出器殻における光の吸収や反射を考慮し、それに光電子増倍管の量子効率を掛けたものを有効集光面

積と呼ぶことにする。有効集光面積 ( $S$ ) は、入射光の波長 ( $\lambda$ ) に依存した量で、以下のように計算される。

$$S(\lambda) = \int_0^{\theta_{max}} T_r(\theta, \lambda) \eta(\theta, \lambda) 2\pi R^2 \sin \theta d\theta \quad (\text{B.22})$$

ここで、 $\theta$  は光電面に対する光の入射角度、 $\theta_{max}$  は、レンズ効果を考慮した時の光電面にぎりぎり当たる最大の入射角度 (位置) であり、 $T_r$ 、 $\eta$ 、 $R$  はそれぞれ、媒質の光透過率、光電物質の量子効率、検出器の外径を表わす。有効集光面積は、水中に置かれた光検出器の方が空気中におかれた光電子増倍管のものよりも大きい。水中における波長 400 nm に対する光検出器の有効集光面積は、空気中の光電子増倍管に比べおよそ 28% 増加する。但し、短波長側では耐圧ガラスによる吸収により面積は小さくなる (図 B.7)。図 B.7は光電面を正面から見た時のものである。

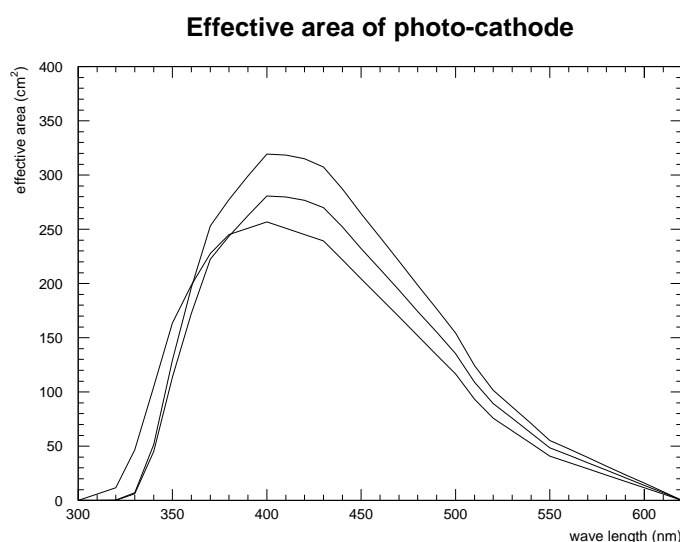


図 B.7: 横軸に光の波長を取り縦軸に有効集光面積をとってある。3つの場合についてプロットしてあり、それぞれ上から順に水中の光検出器、空気中の光検出器、空気中の光電子増倍管に対するものである。

### B.13 直射日照射による光電子増倍管に対する影響

1993年12月に、DUMAND 検出器の設置 (1本のストリング) が行なわれた。作業は、晴天の日中、燦々と振り注ぐ陽光の下 (直射日光の照度:  $\sim 10^5$ ルクス) 実行された。

光電子増倍管は、光に対して非常に敏感な検出器である。光電子増倍管メーカーである浜松ホトニクスによれば 10000ルクスを越える強い光の照射は、致命的な損傷を与える恐れ

があるという [35]。晴天時の直射日光の強度が  $10^5$  ルクス程度であるので、検出器設置時に光検出器 (内部の光電子増倍管) は致命的な損傷を受けている恐れがある。実際、1993 クルーズデータ (1993 年検出器設置時に取得された 2 分のデータ) においては、時間経過に伴なう計数の減少が確認されており、直射日光照射の影響が伺うことができる。8 時間の冷却では、十分でなかったことを意味していると考えられる。

しかしながら、検出器回収後のチェックは行なわれておらず、性能の劣化の詳細については知られていない。

そこで、光電子増倍管について同様の状況で照射テストを行ない性能の変化を調べた。光電子増倍管を約 1 時間直射日光に曝し、4 時間の冷却の後、特性 (計数率、暗電流値、ゲイン) の変化を調べた。試験は、1 個の光電子増倍管に対してしか行なわれなかったが、直射日光への露光 1 時間では致命的な損傷は見られず、性能の変化も確認されなかった。但し、ゲインや暗電流値 (ダークカウント) が元と同じ程度に戻るまでに およそ 3ヶ月という長い時間を要し、暗電流値においては、3ヶ月の冷却では元の 2 倍以下には下がらなかった。このテストは裸の光電子増倍管について行なわれたもので、そのまま光検出器に対応されるわけではない。また、1 個だけの試験ということもあり統計的なばらつきも確かではない。しかしながら、光検出器における損傷は、これよりも小さいと期待される。なぜならば、日光に晒された時間が短いこと、光電面が耐圧ガラスやシリコンジェルで覆われていたからである。先に述べたように、アフターチェックがなされていない為、設置された光検出器における回復度は定かではない。

### B.13.1 測定系

ブロック図を図 B.8 に示した。計数率やゲインなどの特性を調べる為の光源として、レーザーを用い、光量を  $1pe$  に設定する。レーザーの発振周期は、光電子増倍管の性能測定に対して、1 kHz、'93 クルーズデータシミュレーションに対しては、1 MHz に設定する (これにより、計数率の点において、 $40K$  によるものと同程度となる)。各測定については、次節参照。測定系は JOM 用の光電子増倍管選出測定のものと同様である。

### B.13.2 試験手順

#### 1. Pre-Check

直射日光照射の影響が大きく現われると考えられるいくつかの特性について、照射前に測定しておく。具体的には、

- ・  $1pe$  光に対する、出力信号の電荷分布の測定
- ・ 同じ光に対する計数率と、その時のバックグラウンド (暗電流によるもの) の計測

## 2. 直射日光の照射

光電子増倍管を、日中の直射日光に、約 1 時間曝す。検出器設置時においては、光検出器 1 つあたり、およそ 5 分間程度直射日光を浴びている (冷蔵庫 VAN から水面下に沈むまで)。今回の測定では、損傷を見るために照射時間を長めにした。

## 3. Cooling Down

照射後、およそ 4 時間は電圧をかけない。但し、環境温度は室温のまま。

## 4. Main-Check

〈性能チェック〉

レーザーの光量を、光電子増倍管の計数率で調整し (レーザー発光の 0.03%)、 $1\text{ pe}$  にする。レーザーの発光周期は、 $1\text{ kHz}$  に設定する。適当な時間間隔で、Pre-Check と同様の測定を繰り返し行なう。

- ・  $1\text{ pe}$  レベルの光に対する出力信号の電荷分布の測定
- ・ 同じ光に対する計数率とその時のバックグラウンド (暗電流によるもの) の計測

〈'93 クルーズデータシミュレーション〉

照射後 6 時間後に、1993 年にとられたデータと同様の形で計数率の測定を行なう。

$^{40}\text{K}$  を計数においてシミュレートする。その為に、レーザーの光量は変えずに発光周期を  $1\text{ MHz}$  に設定する。これにより、光電子増倍管の計数が  $30\text{ kHz}$  程度になる。

0.16 秒間計数率の計測と 15 秒間の計測中止を 1 セットとし適当な回数繰り返す。電圧は '93 データと同様、適正值から  $100\text{ V}$  低い値に設定する。この時、レーザー光で  $^{40}\text{K}$  による計数をシミュレートする。

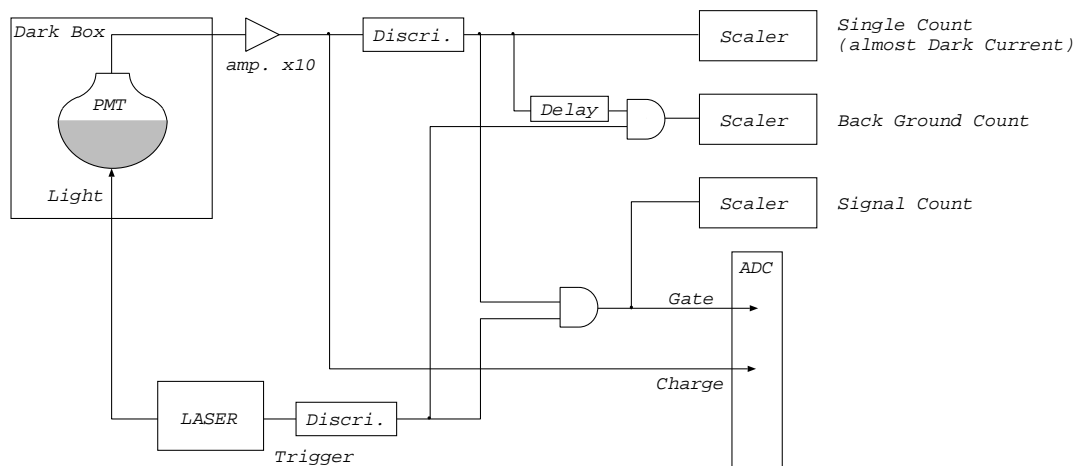


図 B.8: 計数率および電荷分布の測定系のブロック図

### B.13.3 結果および結論

実験は、1995年7月10日 東北大学理学部泡箱写真解析施設前においてに行なわれた。天候は、晴時々曇、気温 28℃ であった。

図 B.9は、テスト時の太陽光の照度である。照射中1時間の照度の時間変化を表わしている。16 × 10<sup>4</sup>ルクス 付近が晴れた時、4 × 10<sup>4</sup>ルクス 付近が曇った時の照度である。照度測定には照度計を用い、また、照度が測定レンジに収まるよう、ND フィルターを2枚用いている。

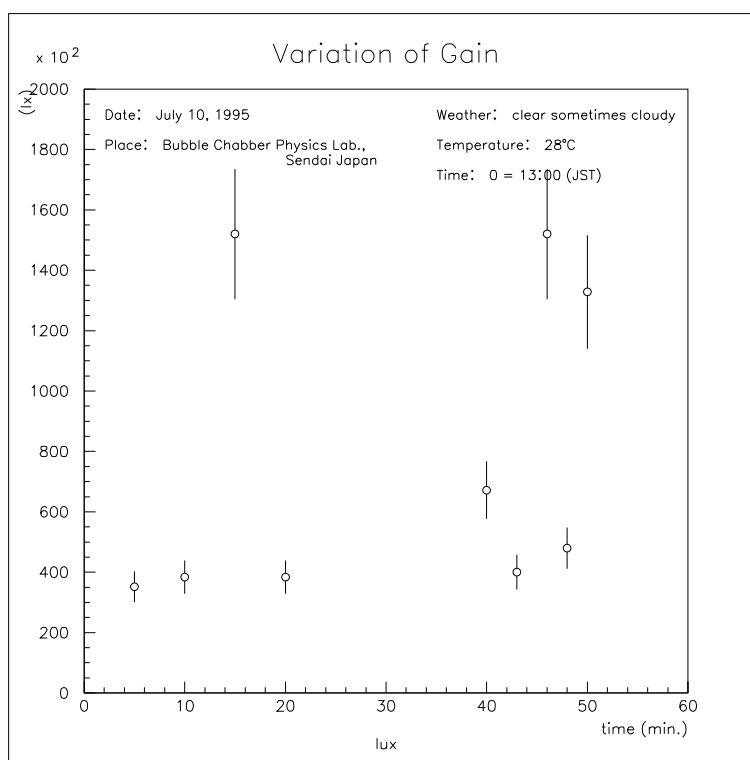


図 B.9: 照度計と ND フィルター ( $\frac{1}{4}$ ) を2枚用いている。照度の値は絶対値、誤差はフィルターの見込み誤差のみ、 $\sim 1600 \times 10^2$ ルクス(晴れ時)、 $\sim 400 \times 10^2$ ルクス(曇り時)

#### 1. 直射日光照射による損傷

図 B.11、図 B.12は、それぞれ計数とゲインの経時変化(回復)を見たものである。それらからわかるように、直射日光を浴びた光電子増倍管は、完全に復活・安定するまでに長い時間を要する。冷却が十分でない場合、シングルカウントが高く、ゲインが正常値よりも低くなる。そして、シングルカウントは下がり続けている。これらは、熱電子によると考えられる。光を受けた直後は、光電面の温度が上昇し、多くの電子(熱電子)が放出されている(→ 計数率の増加)。この熱電子の加速域(長)は短く、増

幅される電子数が少ない。結果、出力パルスが小さくなる (→ 見かけ上のゲインの低下)。図 B.11参照。このテストでは、致命的な損傷は見られない。しかしながら、完全に回復するまでにおよそ1ヶ月という長い時間を要している。これは、1時間の直射日光による露光という厳しい条件で試験した為と考えられる。

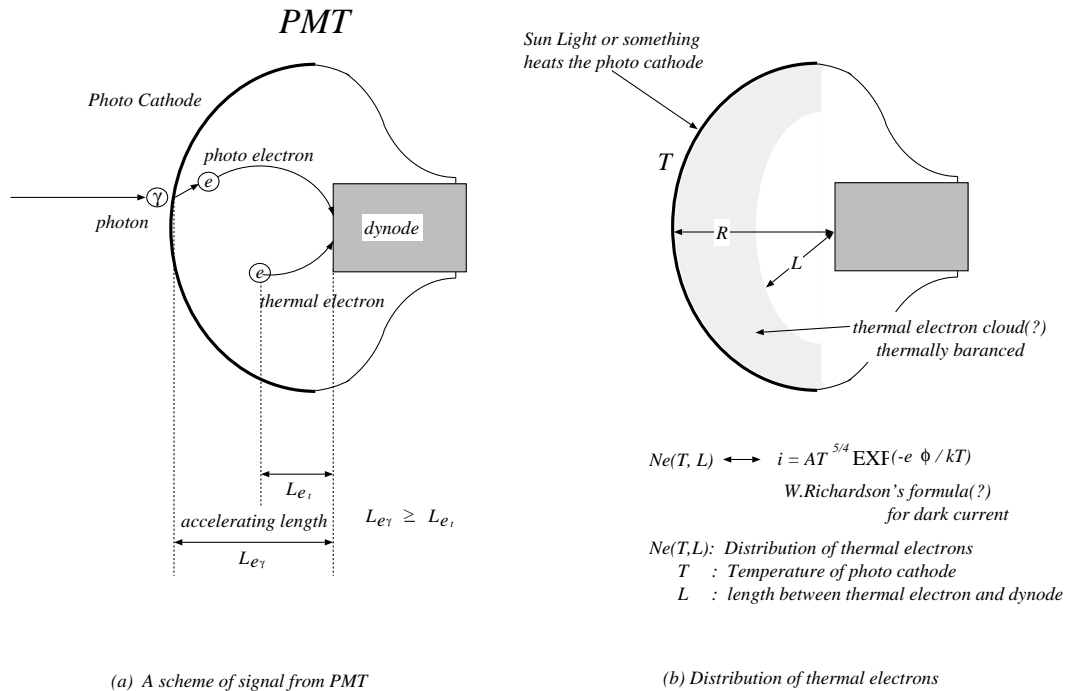


図 B.10: 光電子増倍管内における信号生成の概念図

## 2. '93 クルーズデータにおける直射日光の照射の影響

図 B.14、図 B.15は、計数率の時間変動を見たもので、図 B.15が、'93 クルーズデータの結果、図 B.15が、'93 クルーズデータをシミュレートした結果である。横軸は、データファイル通し番号で、各ファイルには、約 0.16 秒間の計数が記録されている (縦軸は計数率)。ファイル間の時間は、約 15 秒である。

表 B.3には、'93 クルーズデータと、そのシミュレーションの条件の比較を示してある。大きな違いは、照射時間と、光電子増倍管の状態である。'93 クルーズデータでは、光検出器の状態で約 5 分の露光時間であり、今回のテストに比べるとかなり条件が緩い。

'93 クルーズデータでは、図 B.14中に見られるようなスパイク状の計数率の増加が存在する。この現象は、設置が行なわれた全ての光検出器について見られた。これは、発光微生物が原因と考えられている。図 B.14は、その中で最も安定した光電子増倍管

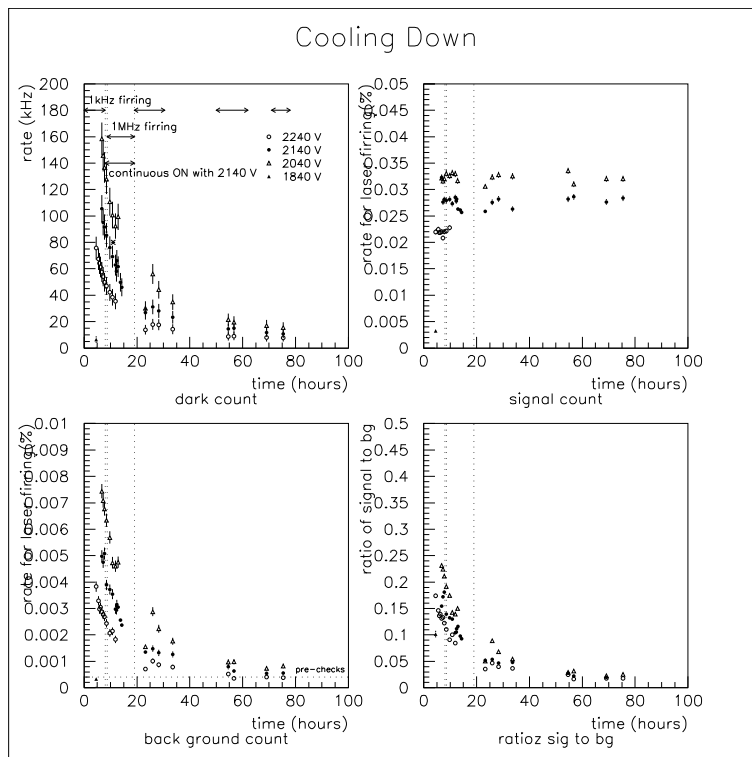


図 B.11: 左上：single count から信号計数を除いた計数 (ダークカウント). 右上：レーザー発光に対する信号計数率 (%). 左下：レーザー発光に対するバックグラウンド計数率 (%). 右下：信号計数に対するバックグラウンド計数の割合.



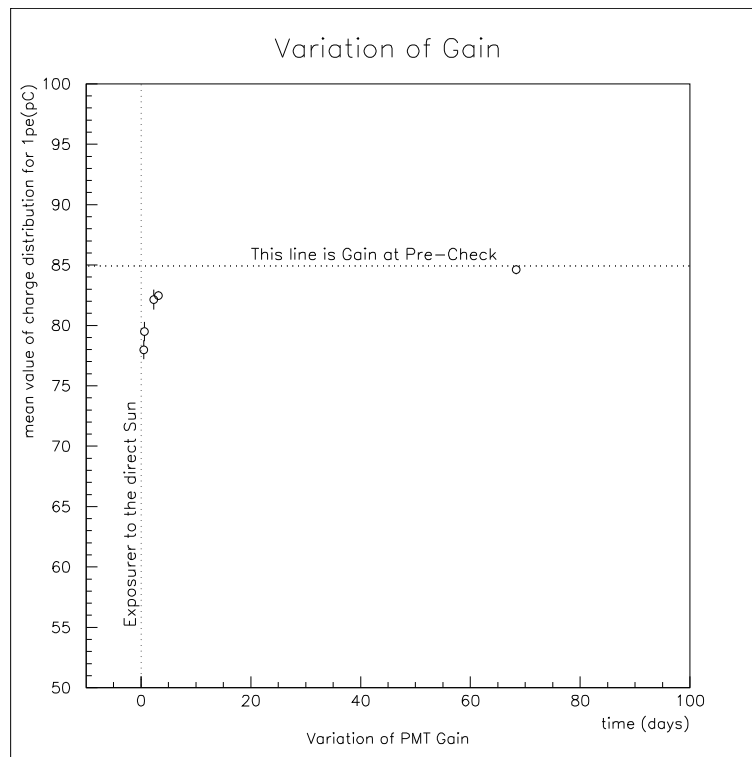


図 B.12: 横軸：照射から経過した日数 (0 が照射日). 縦軸： $1pe$  光に対する出力信号の電荷量の平均. 照射後 5 日目から、およそ 2 ヶ月間は、暗箱中に保管され、光に当てたり電圧をかけたりしていない.

についてのものである。短い時間しか行なわなかったが、シミュレーションでは、スパイク状の計数率異常は確認されていない。

図 B.14において、計数率のベースは、 $\sim 50$  kHz であるが、不連続な部分が見られる。これは、図 B.14には、時間的に連続しない2つのデータセットがある為である。ファイル番号 #1  $\sim$  571 までがメインのデータセットで、#572 以降は、メインデータから4時間後に取得されたものである。

ベースのレベルの変化(減少)は、光電子増倍管が、メインデータセット取得時には、完全に安定な状態ではなかったことを意味する。言い換えると、設置時の日光への照射による影響が、まだ残っていたということである。深海底において期待される定常的バックグラウンドは、 $^{40}K$  によるもので、40 kHz 程度と推定される。

	'93 Cruise Data	Exposure Test
What?	full integrated JOM silicon gel, Benthos glass, hard hat	bare PMT
Place	Hawaii(DUMAND site)	Sendai
Date & Time	1993/Dec/15 11:00	1995/Jul/10 13:00
Exposure Time	$\sim 5min$	$\sim 1hour$
Cooling Time before Data Acquisition	17 $\sim$ 18hours	$\sim 14hours$
Single Count	50 $\sim$ 100 kHz	40 kHz
High Voltage	$HV_0 - 100V$	$HV_0 - 100V$
Env. Temperature	$\sim 0^\circ C$	$\sim 22^\circ C$

表 B.3: '93 クルーズデータと照射テストの測定条件の比較

露光テストからは、光電子増倍管への致命的な損傷は見られなかった。但し、ダークカウント(暗電流値)の完全な復帰は確認されなかった(照射前の2倍)。

光電物質(バイアルカリ)の特性は温度に依存しているので、光の照射による光電面の温度上昇による特性への影響は十分に考えられる。しかし、光電面表面温度とダークカウントの相関や温度平衡にかかる時間などとの相関は調べられてはいない。シリコンジェルや耐圧ガラスを備えた状態では温度上昇の様子は異なると考えられる。光検出器の状態でのテストも必要に応じて行なわれるべきであろう。1993年のデータにどれほどの影響が残っていたか

# ⇒ Exposure Test SEQUENCE -1995.July-

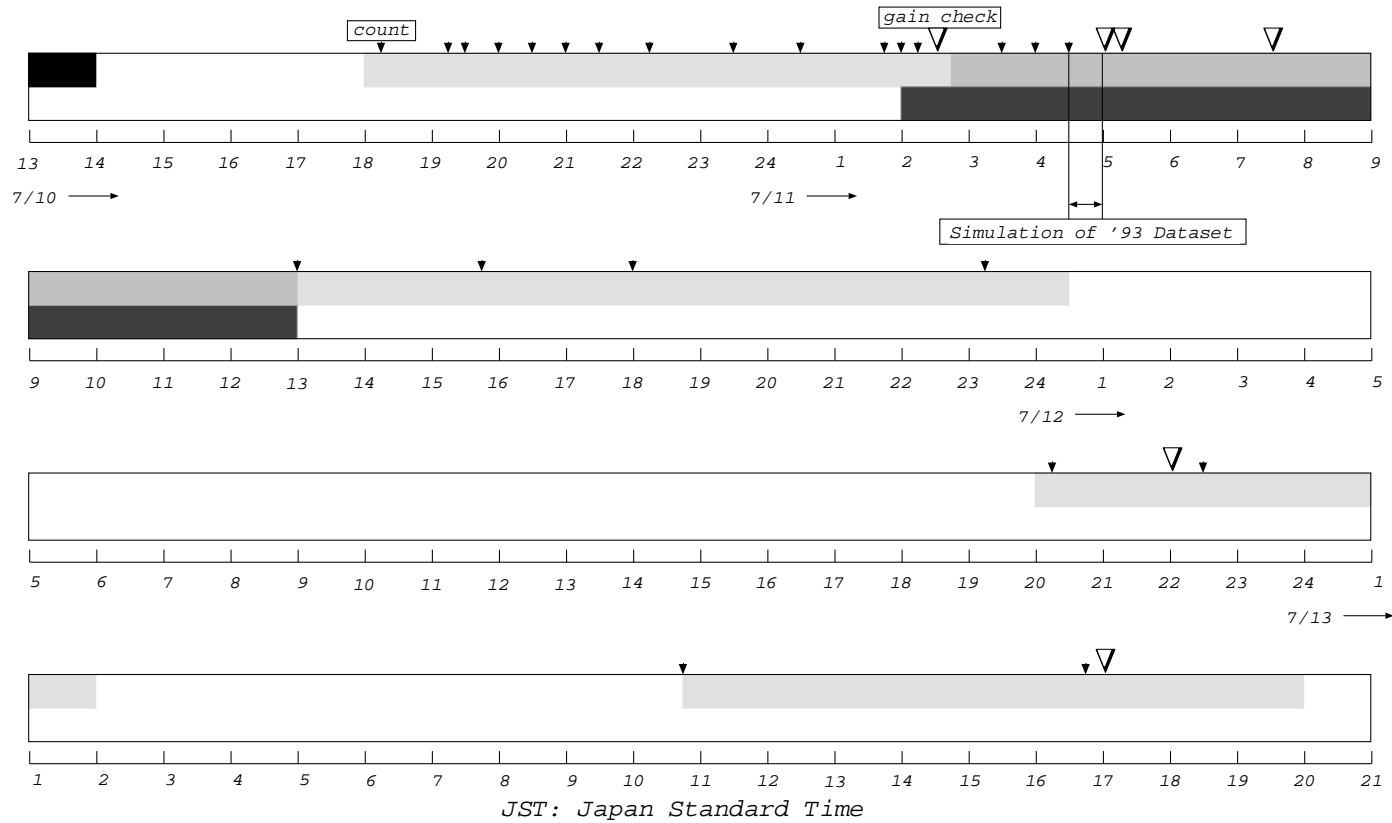


図 B.13: 照射テストの流れ

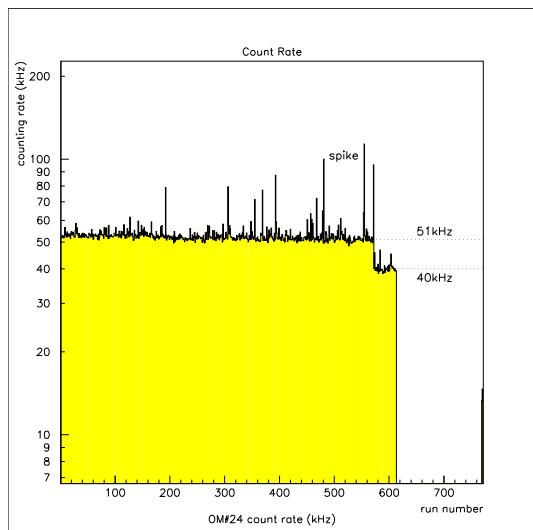


図 B.14: #1 ~ 571 = 照射後約 17 時間後からデータ収集開始. #572 ~ = #571 から約 4 時間後

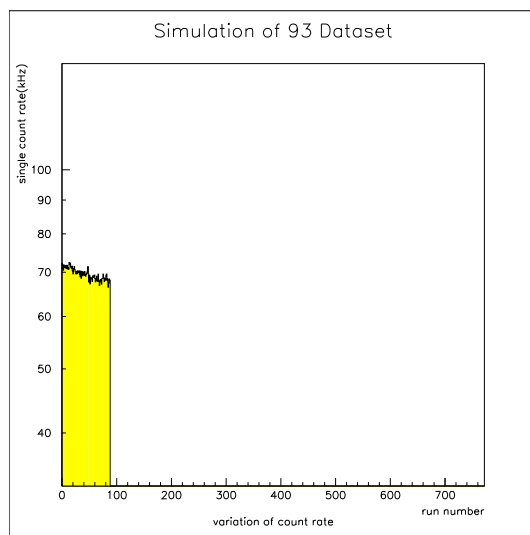


図 B.15: <'93 クルーズデータのシミュレーション> 照射後約 14 時間後から計測開始

今回のテストで見られた dark count の不完全復活は、それが原因しているのかもしれない。

暗電流による信号の電荷分布は測定されていない。

露光による影響を、より詳しく知るには、光電面の表面温度や Cooling Down 時の環境温度照射時間などとの相関を調べる必要がある。

## 付録 C

### DUMAND 計画

#### C.1 DUMAND 計画共同研究者リスト

W. Anderson<sup>7</sup>, T. Aoki<sup>14</sup>, H.G. Berns<sup>16</sup>, J.W. Bolesta<sup>5</sup>, P.C. Bosetti<sup>15</sup>, H. Bradner<sup>12</sup>, U. Camerini<sup>17</sup>, V. Chaloupka<sup>16</sup>, R.J. Clark<sup>11</sup>, H.J. Crawford<sup>4</sup>, S.T. Dye<sup>3</sup>, I. Flores<sup>4</sup>, M. Fukawa<sup>8</sup>, J. George<sup>16</sup>, P.W. Gorham<sup>5</sup>, P.K.F. Grieder<sup>2</sup>, W. Grogan<sup>17</sup>, H. Hanada<sup>13</sup>, J.M. Hauptman<sup>7</sup>, T. Hayashino<sup>13</sup>, E. Hazen<sup>3</sup>, M. Ito<sup>13</sup>, A. Iwasaki<sup>13</sup>, M. Jaworski<sup>17</sup>, K. Kawamorita<sup>13</sup>, H. Kawamoto<sup>13</sup>, A. Kibayashi<sup>5</sup>, T. Kitamura<sup>10</sup>, S. Kondo<sup>5</sup>, P. Koske<sup>9</sup>, C. Kuo<sup>4</sup>, J.G. Learned<sup>5</sup>, J.J. Lord<sup>16</sup>, R. March<sup>17</sup>, T. Matsumoto<sup>13</sup>, S. Matsuno<sup>5</sup>, K. Mauritz<sup>7</sup>, M. Mignard<sup>5</sup>, P. Minkowski<sup>2</sup>, R. Mitiguy<sup>5</sup>, K. Mitsui<sup>18</sup>, S. Narita<sup>13</sup>, T. Narita<sup>17</sup>, D. Nicklaus<sup>17</sup>, D.J. O'Connor<sup>5</sup>, Y. Ohashi<sup>14</sup>, A. Okada<sup>14</sup>, S. Olsen<sup>5</sup>, V.Z. Peterson<sup>5</sup>, A. Roberts<sup>5</sup>, M.D. Rosen<sup>5</sup>, G. Shapiro<sup>4</sup>, V.J. Stenger<sup>5</sup>, A. Suzuki<sup>13</sup>, R.C. Svoboda<sup>11</sup>, T. Takayama<sup>13</sup>, D. Takemori<sup>5</sup>, S. Tanaka<sup>6</sup>, E. Torrente<sup>2</sup>, S. Uehara<sup>8</sup>, C.H. Wiebusch<sup>1</sup>, R.J. Wilkes<sup>16</sup>, G. Wilkins<sup>5</sup>, A. Yamaguchi<sup>13</sup>, K.K. Young<sup>16</sup>.

<sup>1</sup>RWTH-Aachen University of technology, Germany

<sup>2</sup>University of Bern, Switzerland

<sup>3</sup>Boston University, Massachusetts, USA

<sup>4</sup>University California, Berkley, USA

<sup>5</sup>University of Hawaii, Manoa, USA

<sup>6</sup>Hirosaki University, Japan

<sup>7</sup>Iowa State University, Ames, USA

<sup>8</sup>KEK (National High Energy Physics Lab.), Japan

<sup>9</sup>University of Kiel, Germany

<sup>10</sup>Kinki University, Japan

<sup>11</sup>Louisiana State University, Baton Rouge, USA

<sup>12</sup>Scripps Institution of Oceanography, USA

<sup>13</sup>Tohoku University, Sendai, Japan

<sup>14</sup>Institute of Cosmic Ray Research, University of Tokyo, Japan

<sup>15</sup>Vijlen Institute for Physics, Vijlen, Netherlands

<sup>16</sup>University of Washington, Seattle, USA

<sup>17</sup>University of Wisconsin, Madison, USA

<sup>18</sup>Yamanashi-gakuin University, Japan

## 参考文献

- [1] Peter F. Michelson, The High Energy Observatory/EGRET All-Sky Survey: A High Energy Gamma-Ray View of The Universe.
- [2] G. KANBACH et al., The Project EGRET (Energitic Gamma-Ray Experiment Telescope) on NASA's Gamma-Ray Observatory GRO, Space Science Review 49, 69-84, (1998).
- [3] G. Mohanty et al., The Very High Energy Photon Spectrum of Markarian421.
- [4] D. A. Kniffen et al., Time Variability in The Gamma-Ray Emission of 3C 279, The Astrophysical Journal, 411, 133-136, (1993).
- [5] F. Halzen, et. al., The highest energy cosmic ray, Astroparticle physics 3, 151-156, (1995).
- [6] 木舟正 宇宙線の宇宙の高エネルギー現象高エネルギー宇宙物理学、桜井邦朋 編、朝倉書店.
- [7] 高原文郎 高エネルギー天体現象高エネルギー宇宙物理学、桜井邦朋 編、朝倉書店.
- [8] Particle Data Group, Physical Review D, 45, (1992).
- [9] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts, Pinning down the glue in the proton, Physics Letters B354, 155-162, (1995).
- [10] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Dynamical parton distribution of the proton and small-x physics, Z.Phys C 67, 433-447, (1995).
- [11] 岩崎 敦志『深海底ニュートリノ実験におけるカスケード・イベントのシミュレーション研究』修士論文 東北大学 (1994).
- [12] W. Lohmann, R. Kopp and R. Voss, Energy Loss of Muon in The Energy Range 1-10000GeV CERN 85-03.



- [13] T. Hara, Analysis of the upward through-going muons with Kamiokande-III, Ph.D. Thesis, Osaka University (1996).
- [14] A. Okada, On the Atmospheric Muon Energy Spectrum in the Deep Ocean and its Parameterization, *Astroparticle Physics* 2, 393-400, (1994).
- [15] C. H. V. Wiebusch, The Detection of Faint Light in Deep Under Neutrino Telescopes, Ph.D. Thesis, RWTH Aachen, University of Technology, Germany, PITHA 95/37, (1995).
- [16] Francis Halzen, Status of The AMANDA South Pole Neutrino Detector, hep-ex/9611014 19Nov96, (1996).
- [17] S. Kondo, Detection of Muons by the Deep Underwater Muon and Neutrino Detector: Detector calibration, Background and Detectability, Ph.D. Thesis, University of Hawaii, USA, (1997).
- [18] Francis Halzen, The Case for a Kilometer-Scale High Energy Neutrino Detector: 1996, University of Wisconsin, MADPH-96-937, (1996).
- [19] F. W. Stecker and O. C. DeJager, Absorption of High Energy Gamma-Rays by Low Energy Intergalactic Photons *Space Science Review*, NASA.
- [20] S. D. Biller, Implications of modified AGN spectra due to absorption by infrared photons, *Astroparticle Physics* 3, 385-403, (1995).
- [21] F. W. Stecker and O. C. DeJager, TeV Gamma Rays from 3C 279: A Possible Probe of Origin and Intergalactic Infrared Radiation Fields, *The Astrophysics Journal*, 390, L49-L52, (1992).
- [22] F. A. Aharonian, P. Coppi and H. J. Völk, Very High Energy Gamma-Rays From AGN: Cascading on the Cosmic Background Radiation Fields and the Formation of Pair Halos,
- [23] P. W. Gorham et al., A Search for High Energy Neutrinos from Active Galactic Nuclei, submitted to *ApJ.*, (1997).
- [24] B. D. Geelhood, Impact of  $^{40}K$  on DUMAND Unwated Light in The Ocean

- [25] Arthur Roberts, Potassium 40 in The Ocean, and How to Live with it, DUMAND78, Vol.1, Hawaii DUMAND Center, University of Hawaii, Honolulu, pp. 139-148.
- [26] John G. Learned, Trigger Rate Considerations for 1978 DUMAND Summer Study Model Array
- [27] M. S. Webster et al., Mechanical Stimulation of Bioluminescence in the Deep Pacific Ocean, Deep-Sea Research, Vol.38, No.2, pp.201-217, (1991).
- [28] H. Bradner et al., Bioluminescence profile in the deep Pacific Ocean, Deep-Sea Research vol.34, No.11. pp.1831-1840, (1987).
- [29] 大橋 陽三 『高感度ビデオカメラを用いた深海現場における生物発光の測定』 DUMAND 研究成果報告書 平成3年2月.
- [30] T. Aoki et al., Background Light Measurements in the Deep Ocean, Nuovo Cimento Vol.9C, 642, (1986).
- [31] 荒井 正史 『DUMAND用大型光電子増倍管の耐磁場特性の研究』 研究実験報告 (1989).
- [32] S. O. Raymond, Proceedings of IEEE OCEAN 75, San Diego, 537, (1975).
- [33] 成田 晋也 『DUMAND用光検出器の特性』 修士論文 東北大学 (1993).
- [34] 畠山 衆一郎、古賀 真之、高津 『20 inch PMT の光の入射位置、角度に対する出力の影響』 TOHOKU-HEP NOTE 95-05.
- [35] 浜松ホトニクス株式会社、『光電子増倍管 ーその基礎と応用ー』.
- [36] DUMAND Collaboration, DUMAND II Supplementary Proposal, Hawaii DUMAND Center, Aug. (1994).
- [37] 山本 勲ら 『深海微生物発光に関するコメント』 ICRR 報告 85-90-6.
- [38] M. Monda, T. Kajita, K. Kasahara, S. Midorikawa, Calculation of the Atmospheric Neutrino Flux.
- [39] 長沢 工 『天体の位置計算 (増補版)』 地人書館1.
- [40] 『物理学辞典』 培風館.

- [41] H. Kawasaki, private communication.
- [42] Francis Halzen, Active Galaxies as Particle Accelerators, University of Wisconsin, MAD/PH/958, (1996).
- [43] Claus Grupen, Neutrino Astronomy: A New Window to the Universe, astro-ph/9610057 9Oct1996, (1996).
- [44] 高原文郎、活動銀河中心の物理、パリティー Vol.4, No.02, (1989).
- [45] 高原文郎、活動銀河と宇宙論、 Vol.59, No.4.
- [46] F. Halzen and R. A. Vázquez, The GRO/Whipple Observation of Blazars,
- [47] L. Maraschi, G. Ghisellini, A. Celotti, A Jet Model for The Gamma-Ray-Emitting Blazar 3C279, The Astrophysical Journal, 397, L5-L9, (1992).
- [48] Gabriele Ghisellini, Laura Maraschi, Bulk Acceleration in Relativistic Jets and The Spectral Properties, The Astrophysical Journal, 340, 181-189, (1989).
- [49] W. Bednark, On The Gamma-Ray Emission from 3C 279, The Astrophysics Journal, 402, L29-L32, (1993).
- [50] Gary C. Hill, Detecting neutrinos from AGN: New fluxes and cross sections, Astroparticle Physics 6, 215-227,(1997).
- [51] C. Quigg, M. H. Reno, T. P. Walker, Interactions of Ultrahigh-Energy Neutrinos, Physical Review Letters, Vol.57, 774 (1986).
- [52] K. Mannheim, P. L. Biermann, Gamma-ray flaring of 3C279: a proton-initiated cascade in the jet?, Astron. Astrophys. 253, L21-L24, (1992).
- [53] K. Mannheim, The proton blazer, Astron. Astrophys. 269, 67-76 (1993).
- [54] 高原文郎、活動銀河中心核の物理、パリティー Vol.04 No.02, (1989).
- [55] 高原文郎、活動銀河中と宇宙論。岩波科学 Vol.59 No.4, (1989).
- [56] 桜井邦朋 編 『高エネルギー宇宙物理学』 朝倉書店.
- [57] R. D. ブランドフォード他、宇宙ジェット.

- [58] N. ゲールズ他、コンプトン・ガンマ線観測衛星が満た宇宙、日経サイエンス 2月号 (1994).
- [59] A. Roberts et al., DUMAND Proceedings of the 1976 Dumand Summer Workshop at Honolulu, Fermilab, (1976).
- [60] DUMAND Collaboration, DUMAND II Proposal, Hawaii DUMAND Center, HDC-2-88, Aug. (1988).
- [61] A. Roberts, Rev. of Mod. Phys. **64** 259, (1992).
- [62] A. Okada, Simulation of JOM Signal Generation and Muon Reconstruction, DUMAND Internal Report 3-93.
- [63] P. K. F. Grieder et al., Nucl. phys. B (Proc. Suppl.) **43** 145, (1995).
- [64] S. Matsuno et al., Single Photon Light Detector for Deep Ocean Applications, Nucl. Instr. and Meth. **A276** 359, (1989).
- [65] H. Kume, H. Kyushima, Y. Ohashi, Proceedings of the DUMAND Optical Module Workshop, Sendai, Japan, (1990).
- [66] A. Suzuki et al., Nucl. Instr. and Meth. **A329** 299, (1993).
- [67] C. M. Alexander et al., Proceedings of the 23rd ICRC, Calgary, Vol.4, 546, (1993).
- [68] H. Hanada et al., A Highly Sensitive Optical Detector for a Use in Deep Underwater Nucl. Instr. and Meth., submitted, (1997).
- [69] E. Hazen et al., THE DUMAND II DIGITIZER, Electronics for Future Colliders Proceedings, LeCroy Corporation, May, (1993).
- [70] 松本 隆行 『DUMANDにおける低エネルギー・ニュートリノ検出ソフトウェアの開発』、修士論文 東北大学 (1992).
- [71] 北村 崇 『DUMAND 発光微生物と luminous marine bacteria 測定との比較』 ICRR 報告 77-89-8.
- [72] 大橋 陽三ら 『DUMAND 準備研究』 ICRR 報告 94-91-5.
- [73] 国立天文台 編、 『理科年表』、丸善株式会社 (1997).