

ハイパー・カミオカンデによる超新星背景ニュートリノ観測に 向けた光センサのノイズ低減

横浜国立大学院 理工学府
数物・電子情報系理工学専攻 物理工学教育分野
学籍番号 18NC213
岡本 浩大

2020年2月7日

概要

ハイパーカミオカンデ (HK) 実験は 2027 年の測定開始に向けて、現在準備を進めている超大型水チェレンコフ検出器である。本研究では HK のために開発された光センサ (PMT) である R12860 のダークレート低減を目指した。

HK 実験では様々なニュートリノ物理をターゲットに見据えて準備が行われているが、その中の一つに超新星背景ニュートリノ (SRN) がある。SRN は宇宙の始まりから現在までのあらゆる超新星爆発から生成されたニュートリノであり、未だに観測されていない。HK で SRN を捉えるには、バックグラウンドを抑えるために、SRN による反応で生成される中性子を検出することが重要である。この中性子検出の効率は PMT のダークレートに大きく依存している。HK のために開発された最新型の PMT の R12860 は、検出効率など多くの面でスーパーカミオカンデの光センサより性能が向上している。ただし、ダークレートが HK 実験の要求値の 4 kHz に到達しておらず、SRN などの低エネルギー物理の感度に影響があるため対策を検討されていた。

そこで、本研究ではダークレート低減のために R12860 のガラス中の放射性不純物含有量の削減を試みた。先行研究で受光面のガラス中の放射性不純物によるガラスのシンチレーション光がダークレートに影響していることがわかったため、ガラスの原材料を変更することで放射性不純物含有量を低減した。また、放射線による単位エネルギーあたりのガラスの発光量を測定し、ダークレートへの影響を見積もった。

まず、実際に原材料を変更する前のガラスサンプルと変更した後のガラスサンプルそれぞれの放射性不純物含有量の測定を行った。原材料の変更により、R12860 のガラス中の放射性不純物含有量を約 25% 低減することに成功した。

次に、原材料を変更した新しいガラスと従来のガラスの光学研磨されたブロックを使用し、ガラスシンチレーションの発光量の測定を行った。放射線源などを使用して単位エネルギーあたりの発光量を見積もった結果、新しいガラスのほうが発光量が高いという結果が得られた。この理由として、原材料の変更による透過率の上昇が考えられるが、透過率の変化については別の研究で調査が進められている。ここで、ガラス中の放射性不純物含有量とエネルギーあたりの発光量からダークレート低減への影響を見積もると約 20% の低減が期待できることがわかった。

最後に、実際に新ガラスで作成された R12860 を使用してダークレートの測定を行った。シンチレーション光がメインを占める連続発光成分のレートを算出して、従来の R12860 と比較すると約 20% の減少を確認することができた。この結果はガラス中の放射性不純物含有量と単位エネルギーあたりの発光量から算出したダークレートの低減率と一致した。この連続成分は R12860 のダークレート 6 kHz 中 4 kHz を占めていることが確認されており、今回の結果、新ガラスで作成された R12860 では約 5.2 kHz のダークレートを期待することができる。

また、先行研究で開発された解析によってノイズの除去を行うと 4.2 kHz までダークレートを落とせることができている。さらに、HK の建設に向けた R12860 の大量製造時の品質向上や安定な HK 測定環境での運用により、さらなるダークレートの低減を期待することができる。

目 次

第 1 章 物理	3
1.1 超新星爆発	3
1.2 超新星背景ニュートリノ	5
第 2 章 ハイパーカミオカンデ実験	7
2.1 概要	7
2.2 ハイパーカミオカンデ実験における超新星背景ニュートリノの観測	8
2.2.1 超新星背景ニュートリノ検出反応	8
2.2.2 中性子信号検出	9
第 3 章 50 cm 径光電子増倍管 (R12860)	12
3.1 概要	12
3.2 ダークヒットレート	13
3.2.1 連続パルスの性質調査	13
3.2.2 連続パルスの原因調査	16
3.3 光センサ中の放射性不純物バックグラウンド	18
第 4 章 PMT ガラスの放射性不純物含有量測定	19
4.1 目的	19
4.2 測定のセットアップ	19
4.2.1 HPGe 検出器	19
4.2.2 測定する放射性核種	20
4.2.3 データ解析	24
4.3 測定結果	27
4.3.1 原材料粉末の測定	27
4.3.2 原材料変更ガラスの放射性不純物含有量の低減	27
4.3.3 ガラス一様性評価	28
4.4 考察	29
第 5 章 光電子増倍管ガラス発光の測定	30
5.1 目的	30
5.2 測定のセットアップ	30
5.2.1 放射線源を用いた測定のセットアップ	30
5.2.2 宇宙線での測定のセットアップ	33
5.2.3 オシロスコープで取得したデータの解析	36
5.3 測定結果と考察	37
5.3.1 放射線源による発光の確認	37
5.3.2 ヒット時間分布	38

5.3.3 発光量調査	45
第6章 ダークレート低減調査	56
6.1 ガラス半球バルブを使用したダークレート測定	56
6.1.1 目的	56
6.1.2 測定のセットアップ	56
6.1.3 測定結果と考察	57
6.2 新ガラスでバルブを作成したPMTのダークレート測定	59
6.2.1 目的	59
6.2.2 測定のセットアップ	59
6.2.3 測定結果と考察	59
第7章 まとめ	61

第1章 物理

本章ではスーパーカミオカンデ (Super - Kamiokande, SK) 実験の後継となる、ハイパーカミオカンデ (Hyper - Kamiokande, HK) 実験のターゲットとなる物理のうち、超新星爆発によって生じる超新星背景ニュートリノについて述べる。

1.1 超新星爆発

まず、超新星爆発によるニュートリノの発生過程 (図 1.1) について述べる。

太陽の 8 倍以上の重さを持つ大質量の恒星は、赤色巨星・赤色超巨星等を経てその生涯の最後に超新星爆発を起こす。生まれたばかりの恒星は始めに、水素・ヘリウム等の軽い原子核の核融合により熱と光を生み出す。核融合の結果、星の内部ではより重い原子核が生成されるようになり、最終的にケイ素や鉄の原子核にいたる。しかし恒星の中心部が鉄によって形成されるようになると、それ以上重い元素への核融合でエネルギーを取り出すことはできない。これは鉄が最も安定な原子核だからである。そして核融合の停滞により恒星を支えていた圧力勾配と重力とのバランスが崩れ、最終的に崩壊する。この際、恒星の中心核を形成する鉄は重力崩壊により中性子の塊となり、膨大なエネルギーを生成する。このエネルギーが重力崩壊型超新星爆発の源であり、同時に多量のニュートリノの放出源である。超新星爆発はおよそ 3×10^{53} erg に達するエネルギーを放出し、その後には押しつぶされ中性子星またはブラックホールとなった恒星のコアと、かつて恒星を構成していた物質が超新星残骸として残される。この過程で亜鉛や金銀など、我々の世界を形作る鉄より重い元素が合成され放出される (超新星元素合成)。超新星爆発の頻度は、我々の銀河系内で約 1 回/30 - 50 年、近傍銀河 10 Mpc まで視野を広げるならば 20 - 50 回/20 年と言われている。

超新星爆発のエネルギーのうち、99%はニュートリノとして放出される。これはニュートリノは物質との相互作用が小さく、超新星内部の高圧・高密度の物質をすり抜けて外にエネルギーを持ち出すことができるからである。この結果、超新星爆発ニュートリノは超新星内部の温度や爆発の時間発展等の情報を保持したまま我々の元へと到達する。典型的な超新星爆発ニュートリノの放出は、原子核が陽子と中性子に分解され、そうして生まれた陽子が中性子化バースト ($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$) することからはじまる。中性子化バーストはおよそ 10 ms のあいだ続き、 10^{51} erg のエネルギーを放出する。それに続きおよそ 1 s 間の加熱フェイズと 10 s 間の冷却フェイズにより、反ニュートリノを含む ν_e, ν_μ, ν_τ の全種類のニュートリノが残りのエネルギーを持ち去る。この際にニュートリノは超新星内部の温度に対応するフェルミ・ディラック型エネルギー分布を持つ。本計画の前前身にあたるカミオカンデなどのニュートリノ実験にて、超新星 SN1987A からのニュートリノが観測されたのは知られている。観測された事象数はすべての実験を合わせても 24 事象に過ぎないが、この観測によって、先述した重力崩壊による超新星爆発の理論が基本的には正しいことが実証された。ハイパーカミオカンデ実験は検出器の大型化・高度化によって、超新星爆発観測に新たな知見をもたらし、その理解を推し進めると期待されている。

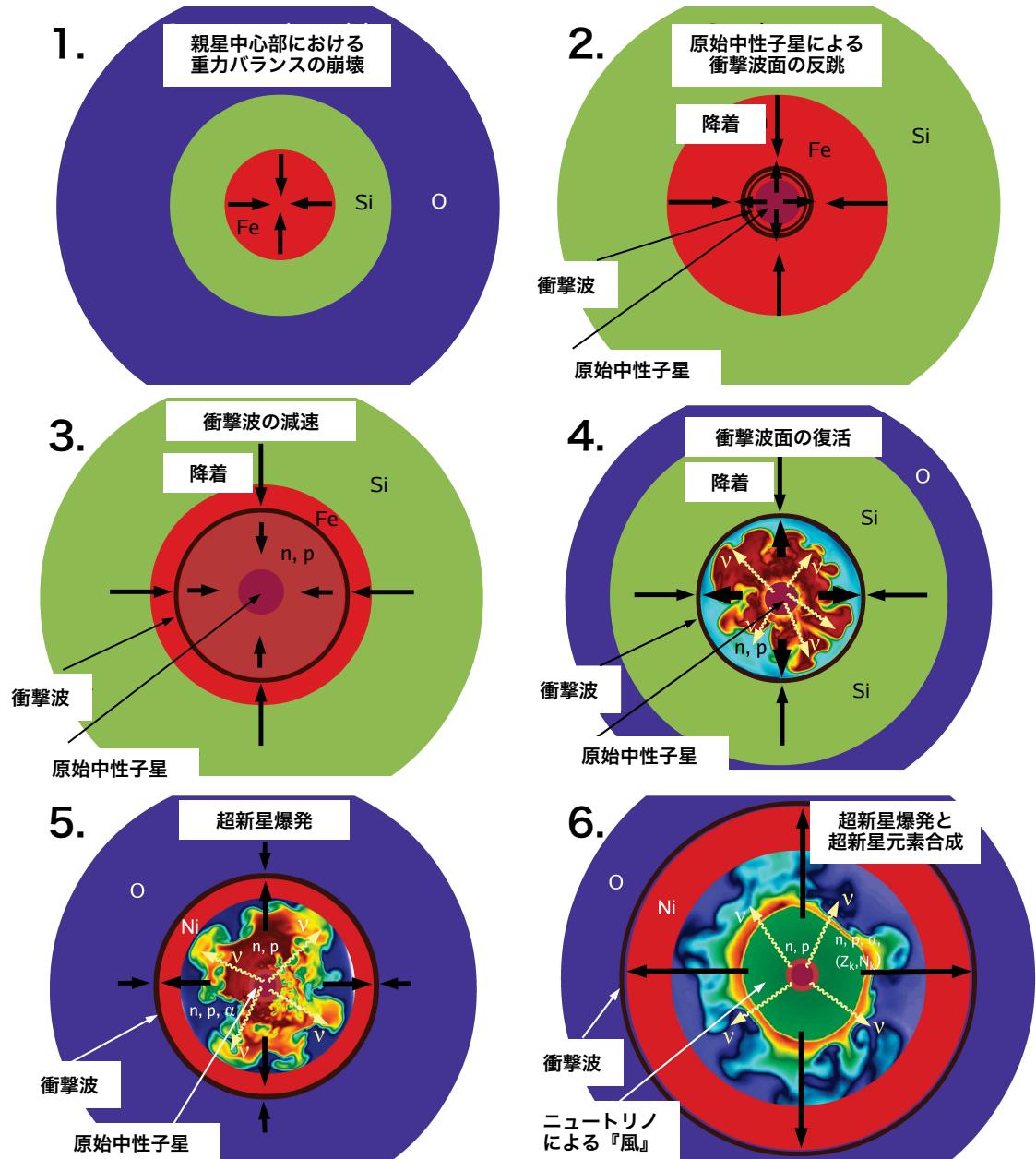


図 1.1: 超新星爆発の過程の概略図 [1]。まず、星の内部での重力のバランスが崩れることによる崩壊（左上図）から始まり、原子中性子星の形成と反跳による衝撃波面の形成（右上図）、衝撃波の減速（左中図）、ニュートリノ加熱による衝撃波の復活（右中図）、超新星爆発と衝撃波面の加速（左下図）、爆発の広がりと超新星元素合成の様子（右下図）のプロセスで超新星爆発は起こる。

1.2 超新星背景ニュートリノ

超新星背景ニュートリノ (supernova relic neutrino, SRN) とは、この宇宙の始まりから現在に渡ってこれまでに起こったあらゆる超新星爆発によって生じたニュートリノである。SRN は現在の宇宙を満たしており、数十 cm^2/sec のフラックスを持つと考えられている。観測することができれば世界初であり、星の形成の始まりにおいての重元素の合成の歴史などの手がかりとなり、宇宙論や天体物理学、素粒子物理学の様々な分野に大きな影響を与えることになる [2]。

これまで、SK などの巨大地下検出器が SRN の観測を試みてきたが未だ達成されない理由として、SRN のフラックスの小ささがある。SK にて予想される逆 β 反応のイベントレートは 10 MeV 以上のもので 0.8 - 5 events/year であるが、低エネルギーの大気ニュートリノなどのバックグラウンドにより未だに SK 実験で SRN は観測されていない。(図 1.2)

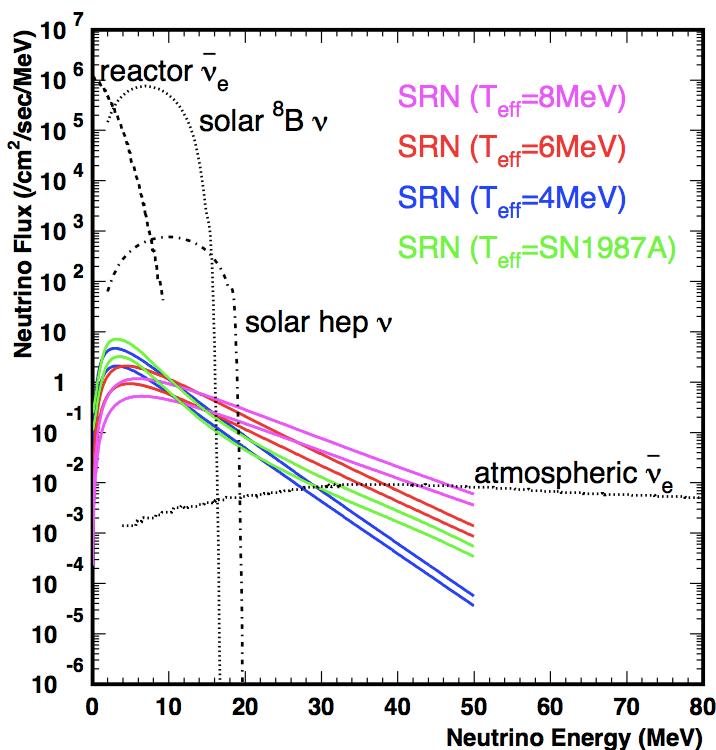


図 1.2: 超新星背景ニュートリノとその他ニュートリノのエネルギー [3]。低いエネルギーでは太陽ニュートリノや原子炉ニュートリノ、高いエネルギーでは大気ニュートリノがバックグラウンドになっている。

SK では、バックグラウンドを減らすことにより低いエネルギーにおける感度を上げるために、超純水中にガドリニウムを加える SK - Gd 計画 [4][5] が進行中である。これは、ガドリニウムによって、SRN による逆ベータ反応によって生成される中性子の検出効率を向上させることにより、バックグラウンドの低減を実現するものである。ここで、SK が最初に SRN を発見した場合でも、HK のようなメガトンスケールの検出器による高い統計量の観測および検証が必要である(図 1.3)。また、SK - Gd では $E = 10 - 20\text{MeV}$ に集中して観測を行う、一方、HK では SRN を $E = 16 - 30\text{MeV}$ の異なるエネルギー領域での観測を行うため、ブラックホール生成など HK にしか感度のない測定が可能となる。

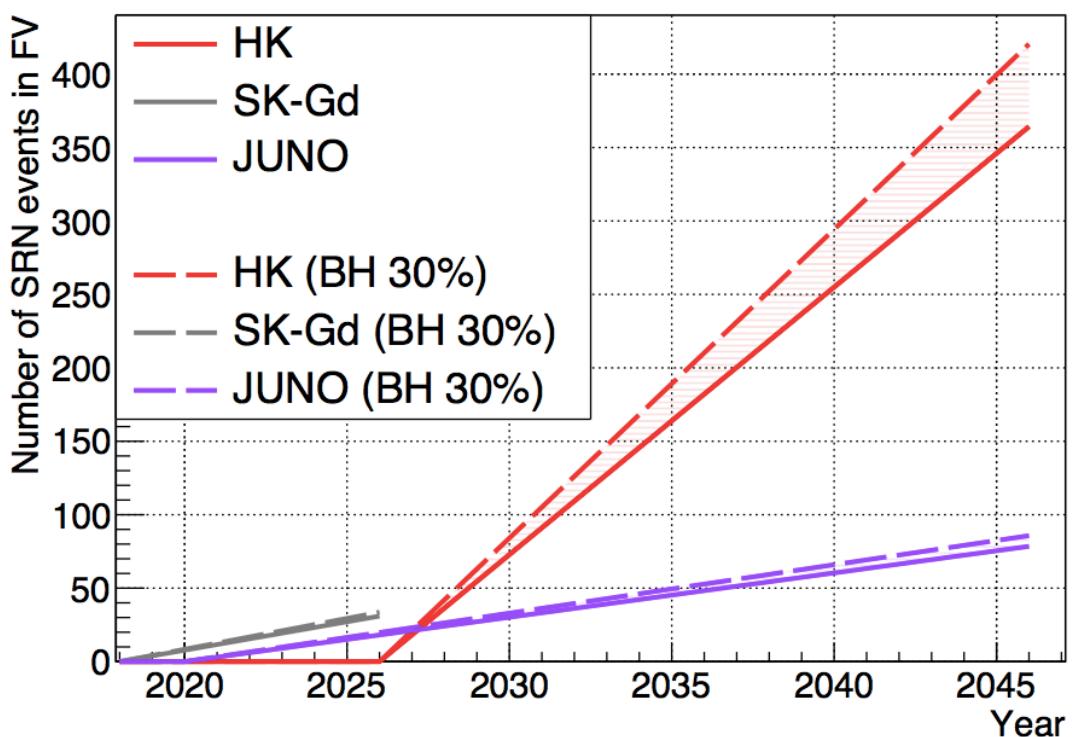


図 1.3: HK、SK-Gd と JUNO 実験の稼働年数と見込める SRN のイベント数 [3]。縦軸がそれぞれの実験での検出器の有効体積 (FV) 内での SRN のイベント数で、横軸が年次である。HK 実験は最も後発の実験になるが、有効体積の大きさから早い段階で最も高い統計量を見込むことができる。

第2章 ハイパーカミオカンデ実験

本章ではハイパーカミオカンデ実験の概要に加えて、ハイパーカミオカンデにおける SRN の観測について述べる。

2.1 概要

ハイパーカミオカンデ実験では前章で説明した SRN や太陽ニュートリノなどの低エネルギーのニュートリノの観測によるニュートリノ天文学、長基線ニュートリノビームを用いたニュートリノ振動の精密測定によるニュートリノの性質の解明、加えて、力の統一理論の予言する陽子崩壊の探索、以上の 3 つを研究の柱とした実験計画である。

ハイパーカミオカンデは、現行のスーパーカミオカンデをスケールアップした超大型水チェレンコフ検出器である。水チェレンコフ検出器は水タンク(図 2.1)と光センサ(光電子増倍管, PMT)(図 2.2)から構成される。タンクに蓄えられた超純水は、ニュートリノを検出すための標的として用いられる。ニュートリノは物質とほとんど反応しないため検出することがとても難しい粒子だが、極稀に検出器内にある水分子の電子や原子核と相互作用すると、電子やミューオンなどの粒子が放出される。電子やミューオンのような荷電粒子が水中での光速 c/n (n は水の屈折率) を超える速度 v で水中通過すると、粒子の進行方向とのなす角が

$$\cos \theta = 1/n\beta, \beta = v/c \quad (2.1)$$

で得られる θ となる方向にチェレンコフ光と呼ばれる、微弱な光が放射される。水の屈折率 n は約 1.33 であり、真空中の光速度 c に十分近い速度で水中を通過するときには、粒子の進行速度に対して約 42° の方向に円錐状にチェレンコフ光が放射される。この放射されたチェレンコフ光のリングを水タンク壁面に並べられた PMT で観測する。得られたリングのパターン、方向、明るさから、粒子の種類や発生点・進行方向・エネルギーなどの情報を得る。

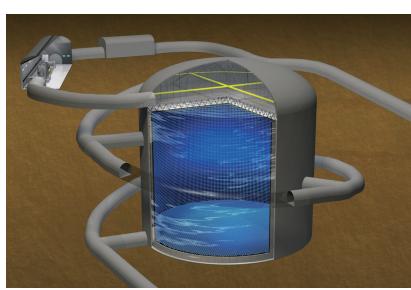


図 2.1: 岐阜県飛騨市神岡町に建設される、ハイパーカミオカンデのイラスト [3]。



図 2.2: 内水槽(ID)での使用を想定する 50 cm 口径光電子増倍管、R12860[3]。

ハイパーカミオカンデの水タンクはスーパーカミオカンデと同様に二層構造になっており、内水槽 (ID : Inner Detector) と、外水槽 (OD:Outer Detector) からなり、OD では外部から侵入してくる宇宙線ミューオンや、ID から外へ出していく荷電粒子の検出に使われる。また、検出器周囲の岩盤から飛来するガンマ線や中性子などのバックグラウンドを OD 中で停止させ、ID から遮蔽する役割を持つ。全体のサイズは直径 68 m、深さ 71 m の円筒形で、ID のうち、壁面から 1.5 m 以内の周辺部を除いた、有効体積は 19 万トンでスーパーカミオカンデの約 10 倍となる。また、OD 壁面には約 40,000 本の 50 cm 径光電子増倍管が並べられる予定である。光電被覆率は 40% となり、スーパーカミオカンデと同等である。建設予定地は、J-PARC を用いた長基線ニュートリノ実験を行いやすい岐阜県神岡町の柄洞鉱山内が予定されていて、観測開始は 2027 年を予定している。

表 2.1 に、前述の項目も含めたハイパーカミオカンデの基本仕様をスーパーカミオカンデと併記する。また、研究グループでは後に 2 つ目の検出器を建設することで、さらに研究を発展させる可能性についても検討している。

表 2.1: ハイパーカミオカンデの基本仕様。比較対象としてスーパーカミオカンデの仕様を併記する。

	ハイパーカミオカンデ	スーパーカミオカンデ
地表からの深さ	650 m	1000 m
水槽のサイズ		
高さ	71 m	41.4 m
直径	68 m	39.3 m
総水量	258,000 トン	50,000 トン
有効体積	187,000 トン	22,500 トン
内水槽 光電子増倍管		
口径	50 cm	50 cm
総数	約 40,000	11,129
光電被覆率	40%	40%
外水槽 光電子増倍管		
口径	20 cm	20 cm
総数	約 6,700	1885

2.2 ハイパーカミオカンデ実験における超新星背景ニュートリノの観測

前章で述べた超新星背景ニュートリノ (SRN) について、HK 実験における反応およびその検出について述べる。

2.2.1 超新星背景ニュートリノ検出反応

HK 実験における SRN の観測について述べる。反応断面積より、SRN による主な反応は以下の三種類である [6]。

- 逆 β 崩壊反応 (89%)



水との反応では逆 β 崩壊と呼ばれる上記の反応の断面積が最も大きく、水分子1つにつき2個の自由陽子が存在することからもこの反応が最も支配的である [7]。しかし、この反応は方向感度を持たない。

- 酸素との中性カレント反応 (8%)



ニュートリノが水分子内の酸素と反応して核子を弾き出すことで、 ${}^{15}O$ や ${}^{15}N$ を生成する反応である。励起状態の原子核が作られるため同時に5 - 10MeV程度のガンマ線が放出される。

- 弹性散乱 (3%)



ニュートリノによる電子の弹性散乱。反跳電子は元のニュートリノの方向情報を保存している。超新星爆発の直接観測であれば十分に統計があれば非常に重要な情報になるが、超新星背景ニュートリノの場合は特定の方向を持たないのでニュートリノの方向情報には意味がない。

以上より、SRN 観測に関して $\bar{\nu}_e$ による逆 β 崩壊が主な反応であるため、陽電子によるチレンコフ光に加えて、同時に生成される中性子を検出する事ができれば、太陽ニュートリノやラドン壊変核種 ${}^{214}Bi$ の β^- 崩壊由来のバックグラウンドの削減が可能となる。

2.2.2 中性子信号検出

前述のように、HK における SRN による主な反応は $\bar{\nu}_e$ による逆 β 崩壊である。ハイパーカミオカンデでは、この反応により生成される中性子は純水中ではほぼ 100% の確率で約 200 μ sec 以内で水分子中の水素原子核に捕獲され、式 (2.5) の反応により γ 線を放出する。



この γ 線が水と反応して発生した電子のチレンコフ光を捉えることで中性子を検出する。そのヒット数は、HK で 14 ヒット程度と少ない。しかし、図 2.3 で示されるように、中性子検出の有無により、SRN のイベントとバックグラウンドの識別に大きな差が出る。ここで、中性子の検出効率は 70% を見積もっている。

ここで、図 2.4 に示すように、中性子検出の効率は ID の光電子増倍管のダークヒットレートに大きく依存している。また、図 2.5 から、中性子検出の効率は SRN の見込めるイベント数にも影響を与える。これらの結果より、光電子増倍管のダークヒットレートが約 4 kHz を達成することで、中性子検出効率がおよそ 70% に到達する。70% の中性子検出効率により、ハイパーカミオカンデにおける SRN 観測 (16MeV 以上) では、6 年間で 3σ 、16 年間で 5σ の有意度で SRN 信号の検出が見込まれる。

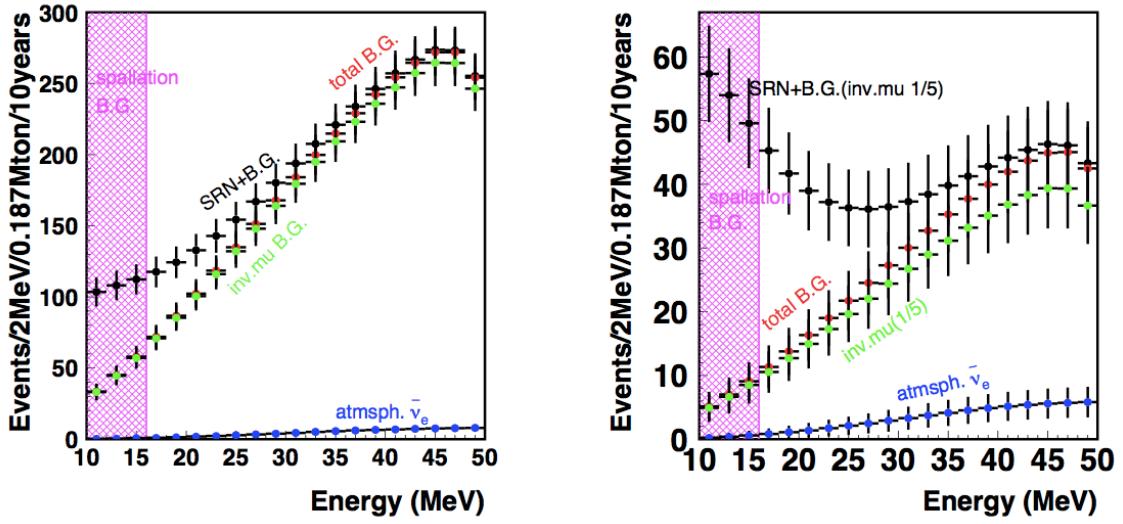


図 2.3: ハイパー・カミオカンデの十年間観測で期待される SRN のイベント数のグラフ [3]。左図は、中性子検出による識別を考慮せず、信号の選別効率を 90% として見積もられている。右図は、67% の中性子検出効率を見込んだ SRN のイベント数である。また、(pre-gamma cut による見えないミューオンによるバックグラウンドの削減も含む。)。黒の点線が、バックグラウンドも含めた信号の合計で、全体のバックグラウンドのが赤、見えないミューオンが緑で、大気ニュートリノが青である。黒と赤の差が SRN のイベント数である。

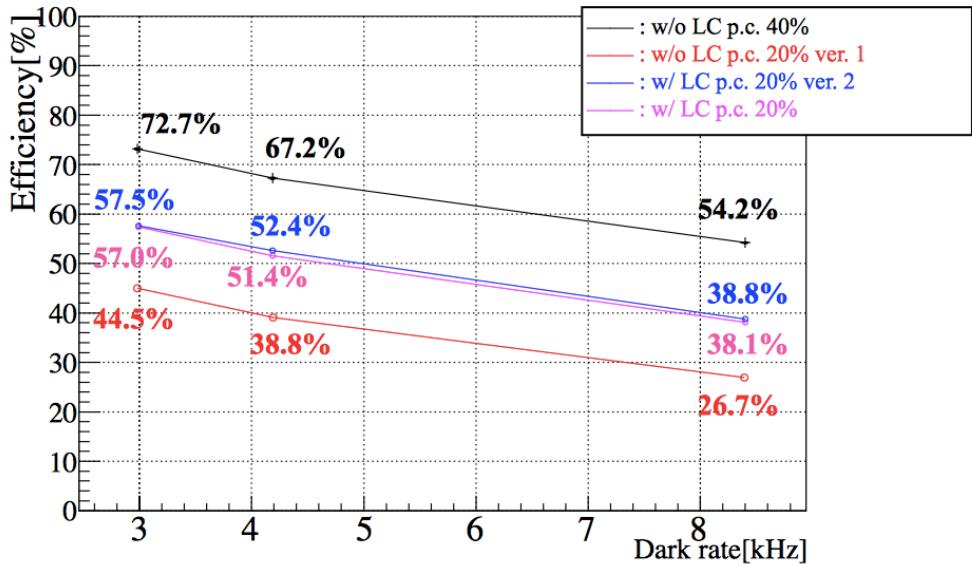


図 2.4: ダークレートによる中性子検出効率の変化 [8]。横軸が ID の PMT のダークレートであり、縦軸がその時の中性子検出効率である。本論文では、光電被覆率(p.c.)を 40%(ID の PMT 約 40,000 本)でライトコーン(LC)を想定していない黒のプロットのみに着目する。中性子検出効率はダークレートに依存しており、ダークレート約 4 kHz で約七割の中性子検出効率に到達することができる。

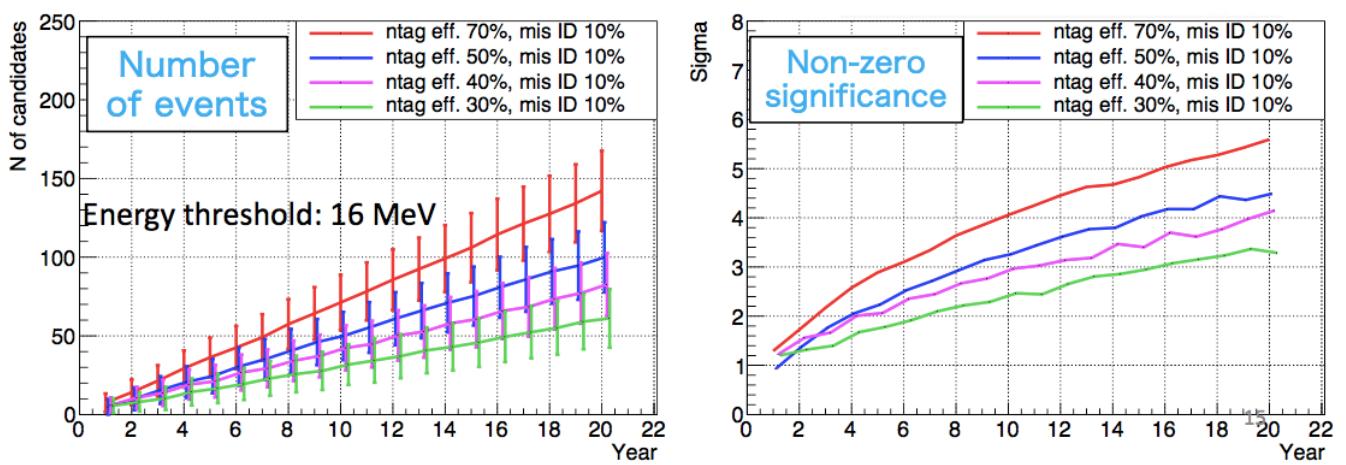


図 2.5: HK にて SRN の見込めるイベント数(左図)と測定年数ごとに到達できると想定される σ (右図)である [9]。両グラフともに横軸は測定年数であり、プロットの色は中性子検出効率の違いである。40%の中性子検出効率を想定したときのプロットが赤色で、右図より六年で 3σ 、十六年で 5σ の有意度での検出を見込むことができる。

第3章 50 cm 径光電子増倍管 (R12860)

本章では、本論文の主題であるハイパーカミオカンデの ID 壁面に使用される 50cm 径の光センサ、R12860 について述べる。

3.1 概要

光電子増倍管 (PMT: PhotoMultiplier Tube) とは、光電面で受け取った光を電気信号として発信する装置である。仕組みとしては、光電面に光が入射することで光電効果が起こり、電子が放出される。放出された電子は PMT 内部のダイノードに衝突すると二次電子を放出する。これらの二次電子は各ダイノード間に生じている電場によって加速され、後段のダイノードへとぶつけられる。この衝突と加速を繰り返すことで電子を増やされた電子が電気信号として発信される。

R12860 (浜松ホトニクス社) はハイパーカミオカンデのために開発された世界最大の光電子増倍管である。表 3.1 に R12860 の仕様と、ハイパーカミオカンデに要求される性能のいくつかを表記する。R12860 のダイノードは、従来のスーパー・カミオカンデで用いた 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) のベネシアン・ブラインド型ダイノードではなく、高い電荷分解能と時間分解能を得られる Box & Line 型のダイノード (図 3.1) を採用している。これにより、高い収集効率 (CE:Collection Efficiency, 95%), 時間分解能 (TTS:Transit Time Spread, 4.1 ns) と電荷分解能を得た。また、光電面の改良によって量子効率 (QE:Quantum Efficiency, 30%) も向上している。R12860 では、CE, QE ともに R3600 と比較して約 1.5 倍になっており、合わせて検出効率として二倍の検出効率を達成している。また、R12860 は水深 68 m でかかる 0.7 MPa に対する安全性を見るため、1.25 MPa まで加圧する水圧試験を行い、耐圧性能を確認されている。ここで、現在達成されているダークヒットレートが要求値、4 kHz の 1.5 倍のおよそ 6 kHz であり、この値は前章などで述べた SRN 観測などの低エネルギーの物理に大きな影響を与える要素であるため大量生産開始までに低減を試みる。

表 3.1: R12860 の基本仕様とハイパーカミオカンデの ID の光電子増倍管への要求値の抜粋。

	R12860	HK の要求値	条件
口径	50 cm		
バルブ素材	硼珪酸ガラス		
ダイノード	Box & Line 型		
重量	9 kg		
单一光子検出効率	$28.5\% = (30\%(QE) \times 95\%(CE))$	16% 以上	QE × CE
時間分解能	4.1 ns	5.2 ns 以下	
Gain	10^7 at ~ 2000 V	$10^7 \sim 10^8$	
ダークヒットレート	~ 6 kHz	4 kHz 以下	
耐水圧	1.25 MPa	0.8 MPa 以上	

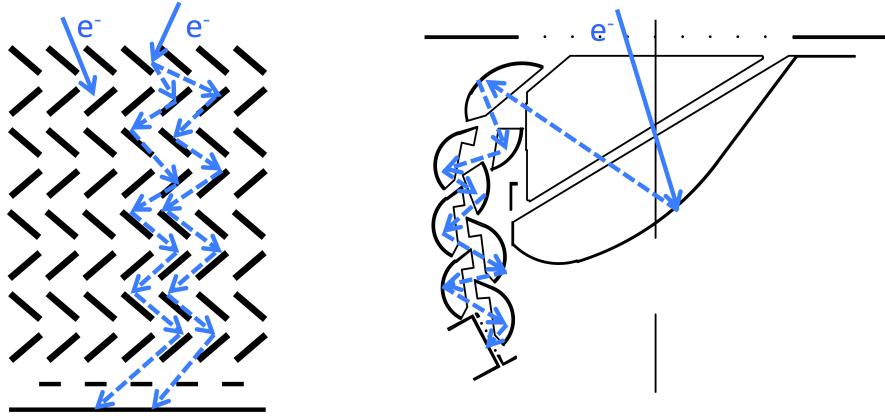


図 3.1: PMT ダイノードの概略図 [10]。左図がベネチアンプラン型ダイノード、右図が Box & Line 型ダイノードである。

3.2 ダークヒットレート

光電子増倍管には、光が入射していないにも関わらず光電子が生成され、電気信号が発信されるダークノイズと呼ばれるノイズがあり、そのノイズ発生の頻度をダークヒットレートと呼ぶ。一般に、ダークノイズの主な原因是、熱的要因によって光電面から発生する熱電子がダイノードに到達して增幅されることである。しかし、先行研究にて R12860 において、熱電子由来ではないと思われるダークノイズが発見された [11]。この熱電子由来でないダークノイズは数十マイクロ秒間に連続的なノイズが現れることから、連続パルスと称されている。

以降の二節では、先行研究 [11] で行われた連続パルスの性質調査と原因調査の概要を述べる。また、先行研究で使用されている R12860 は改良前の製品であり、当時のダークレートは約 8 kHz であった。

3.2.1 連続パルスの性質調査

R12860 で確認されているダークノイズ中には、数十マイクロ秒に渡ってパルスが連続的に発生する連続パルス (図 3.2) と呼ばれる信号があり、この連続パルスは R12860 に特有のものではなく、R3600 など他の光電子増倍管でも確認されている。

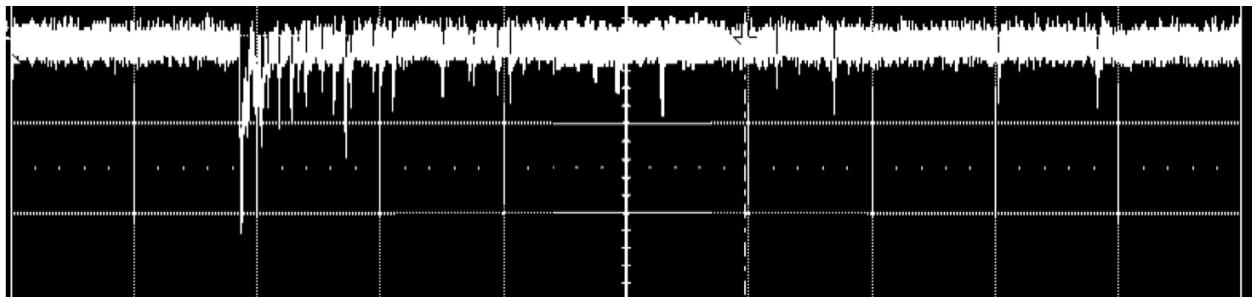


図 3.2: オシロスコープで観測された連続パルス [11]。横軸が $1 \mu\text{s}/\text{div}$, 縦軸が $5\text{mV}/\text{div}$ である。

- ダークノイズ中の連続パルスの割合

R12860 のダークノイズは、熱電子由来の時間的にランダムな成分と連続パルスの成分からダークレートが成る。ここでと考え、ダークノイズのうち連続パルスの成分の割合を調べた。レートの計測にあたって、信号幅を広げると連続パルスが信号幅の間一つのノイズにまとめられる。そこで、長幅の信号でのレートと短幅の信号でのレートの差から連続パルスのレートを算出した。レートの計測にあたって、連続パルスはおよそ $20 \sim 30 \mu\text{s}$ の長さが見込まれているため、 $50 \mu\text{s}$ の信号幅と 200 ns の信号幅を使用した。この計測により、改良前の R12860 でダークレートの約半数を連続パルスが占めていることが確認された(表 3.2)。

表 3.2: R12860 にて測定した二種類の信号幅(長幅 ($50 \mu\text{s}$) と短幅 (200 ns))での、ダークレート測定の結果。

信号幅	測定される成分	Rate [kHz]
$50 \mu\text{s}$	ランダム成分	4.4
200 ns	ランダム成分 + 連続パルス成分	8.3

- 連続パルスの個体差

連続パルスの量について、同じゲインに設定した 6 本の R12860 で前項と同様の方法で測定して PMT の個体差を確認した。個体によって多少の差はあったが、いずれの PMT でも連続成分は $6 \sim 8 \text{ kHz}$ に収まっていた。測定は暗中放置一日間で 25°C の環境で行っている。

- 連続パルスの時間依存性

R12860 の HV 印加後の時間経過で連続パルス量の変動を確認した。ランダム成分は数時間で 5 kHz 以上減少するが、連続成分の減少はとても少なく、一週間程度放置しても 100 Hz 程度の変動である。

- 連続パルスのヒット時間分布

連続パルスのヒット時間分布の測定結果が図 3.5 である。測定はダークヒットでセルフトリガーをかけて、その後約 $40 \mu\text{s}$ 間のトリガーヒットとの時間差を記録している。得られた分布を二種類の時定数を持つ指数関数と正規分布(式 3.1)でフィットをした。

$$f = A_1 \exp\left(-\frac{x}{\tau_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{x}{\tau_2}\right) + Gaussian + C_{DR} \quad (3.1)$$

ここで、正規分布はアフターパルス、 C_{DR} はダークレートのフィットに使用された。得られた二種の時定数の値が短長成分それぞれで、 $1.34 (\pm 0.01) \mu\text{s}$ と $8.9 (\pm 0.1) \mu\text{s}$ である。

- 連続パルスの HV 依存性

連続パルスの量の HV 依存性について確認した。 $1600 \text{ V} \sim 2300 \text{ V}$ で HV を変化させて PMT のダークレートを確認した。この測定からは、HV 上昇によって生じる、「ランダム成分の増加によるアフターパルスの増加」、「閾値が相対的に下がることによる Hit efficiency の変化」と「HV による CE の変化」の影響以上に有意な連続パルスの増加は確認されなかった。そのため、連続パルスは HV 上昇により大幅に増える内部放電発光による発光の可能性は低い。

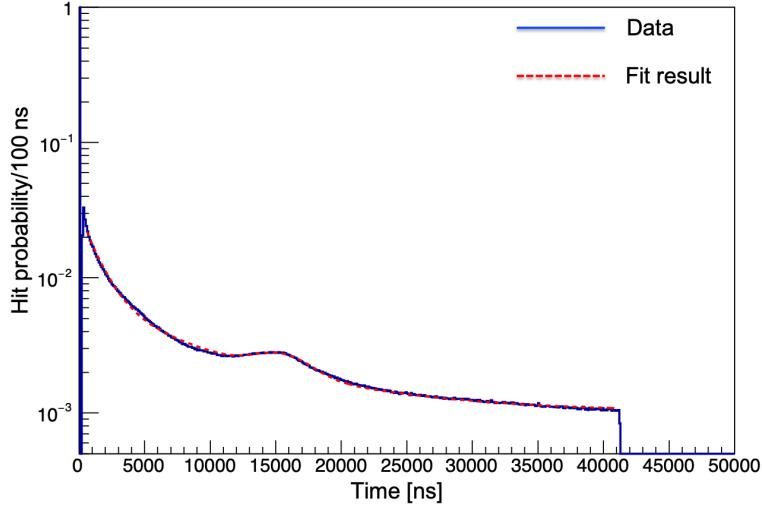


図 3.3: 連続パルスのヒット時間分布 [11]。時刻 0s でのトリガー後約 $41 \mu\text{s}$ 間のヒットを記録した。連続パルスは時間に依存して減少している成分で、約 $15 \mu\text{s}$ 付近にあるピークはアフターパルスである。青の実線が測定値の分布で赤の破線が式 (3.1) でのフィット結果である。

- 連続パルスの温度依存性

連続パルスの温度依存性を測定した。 $-10^\circ\text{C} \sim 25^\circ\text{C}$ で温度を変えて測定を行った結果が図 3.4 である。結果から、温度の低下に応じて連続パルスが増加することが確認された。一般に放射線によるシンチレーション発光は温度依存性があること知られているため [12]、連続パルスをガラスのシンチレーション発光だと考えると矛盾なく説明できる。

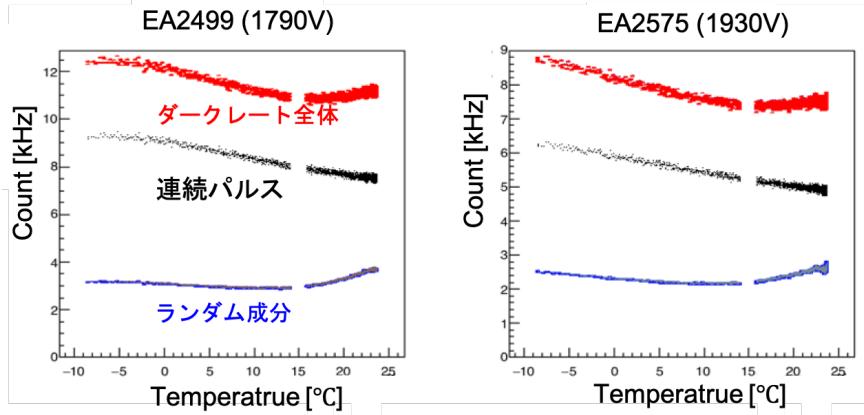


図 3.4: 連続パルスの温度特性 [11]。Total hit rate がダークレート全体で数十 ns のゲート幅で測定を行ったプロット。50 μs のゲート幅で測定を行った青いプロットで、これらの差分が連続パルスの黒いプロットである。

3.2.2 連続パルスの原因調査

先行研究による前述の測定結果、特に温度依存性の測定から、放射性物質によるシンチレーション光によって連続パルスが生じていることが考えられる。先行研究では、このシンチレーション発光と思われる連続パルスが何処から発生しているのかを探る調査も行われた。

これまでに、いずれの測定環境でも連続パルスは確認されていることから、PMT 自身の発光が検証された。

- PMT 自身の発光の検証

R12860 をアルミホイルやブラックシートで覆った状態で連続パルスの測定を行った。その結果が表 3.3 である。ブラックシートで覆い、外部からの光の侵入を遮断しても連続パルス成分は減少していないことが確認できた。一方、アルミホイルを被せ内部からの光を反射させることで連続パルスが誤差の三倍増加することが確認できた。このことから、連続パルスは PMT 外部由来ではなく、PMT 内部に由来していることがわかった。

表 3.3: PMT(R12860) をブラックシートもしくはアルミホイルで覆ったときのダークレートの変化 [11]

	何も被せない	ブラックシートで覆う	アルミホイルで覆う
連続パルス成分 (誤差は 0.2 kHz) [kHz]	5.16	5.20	5.73
ランダム成分 [kHz]	6.24	4.68	5.53

- ガラス発光の検証

PMT バルブに使用されるガラスの発光によって連続パルスが引き起こされているかの検証も行った。二本の向かい合わせに置いた R12860 の間に R12860 のバルブと同じ素材のガラスブロック ($10 \times 10 \times 4.0 \text{ cm}$, $\sim 1 \text{ kg}$) を置き、そのガラスの側面に放射線源 (表 3.4) を着け、二本の R12860 のコインシデンスレートとヒット時間分布の測定を行った。

コインシデンスレートの測定の結果が表 3.5 で、ヒット時間分布の測定の結果が図 3.5 で

表 3.4: 先行研究にて使用された放射線源の種類とそれぞれのエネルギー及び線量。 β 線源のエネルギーは ^{90}Sr と ^{90}Y のそれぞれのスペクトルの期待値の平均から算出。

放射線源	線種	エネルギー [MeV]	線量 [kBq]
^{241}Am	α	5.4	3.59
$^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$	β	0.56	32.8
^{60}Co	β	0.32	0.78

ある。放射線源を置くことによって、ガラスのみを置いた状態に比べてコインシデンスレートの値が大きく値が増加していることがわかり、放射線源の線量の高いもの使用したときのほうが増分も大きいことから、ガラスの発光が放射線によって引き起こされていることもわかった。また、ガラスの有無によるコインシデンスレートの差 (0.423 kHz , 0.477 kHz) は二本の R12860 のバルブ ($3 + 3 \text{ kg}$) も考慮したガラスの増分 ($+1 \text{ kg}$) で説明できる値である(式 (3.2))。

$$\text{ガラス無しでのレート} \times \text{ガラスの増分} = \text{ガラス有りでのレート}$$

$$(0.423 - 0.1) \times \frac{3 + 3 + 1}{3 + 3} = (0.48 - 0.1) \text{ kHz} \simeq (0.477 - 0.1) \text{ kHz} \text{ (実測値)} \quad (3.2)$$

表 3.5: 二本の R12860 のコインシデンスレート測定の結果。誤差は 0.01 kHz

ガラス 線源	有り ^{241}Am	有り $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$	有り ^{60}Co	有り 無し	無し 無し
コインシデンスレート [kHz]	1.58	5.70	0.629	0.477	0.423

また、図 3.5 のヒット時間分布を連続パルスと同様に式 (3.1) のフィットより得た時定数が表 3.6 である。多くの放射線源での時定数の値と、連続パルスの時定数の値は誤差の範囲で一致しており、本研究ではガラスのシンチレーション発光が連続パルスの要因と考えられることと矛盾しない結果であった。だが、特定の線源と連続パルスの時定数が一致している結果ではなかった。

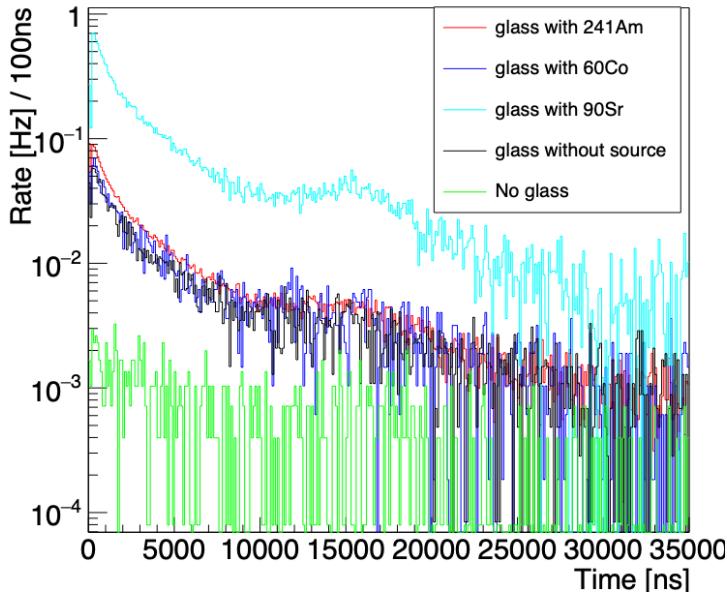


図 3.5: ガラス発光のヒット時間分布 [11]。放射線源による発光の時間分で、色の違いがガラスに付けた放射線源の違いを表す。

表 3.6: 図 3.5 のヒット時間分布の時定数と連続パルスの時定数 [11]。

線源	^{241}Am	$^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$	^{60}Co	連続パルス (ガラス、線源無し)
時定数 τ_1 [μs]	1.40 ± 0.08	1.25 ± 0.02	1.1 ± 0.2	1.34 ± 0.01
時定数 τ_2 [μs]	$11. \pm 1.$	8.9 ± 0.4	$8. \pm 2.$	8.9 ± 0.1

これらの調査より、PMT バルブ素材のガラスのシンチレーション発光がダークレート中の半数以上を占めていると考えられる連続パルスに寄与していることがわかった。そのことから、ガラ

スのシンチレーション発光の抑制のために R12860 に使用されるガラス中の放射性不純物の低減を行うことでダークレートの低減を試みた。ここまで、R12860 のダークレート中の連続パルス、およびガラスのシンチレーション発光について説明してきた。4 章では、連続パルスの原因であるガラス中の放射性不純物含有量の低減およびその結果を説明する。

3.3 光センサ中の放射性不純物バックグラウンド

本研究で行う PMT ガラスの放射性不純物含有量の削減はダークレートの低減以外にも低エネルギー物理のバックグラウンドの低減につながる。HK や SK などのニュートリノ検出器や暗黒物質探索実験の多くは宇宙線の影響を避けるために、地下に検出器を建設する。このような地下実験では、²²²Rn 娘核種などの放射性不純物からの放射線が大きなバックグラウンドとなる [13]。例えば、SK での太陽フレア由来のニュートリノのエネルギースペクトルの観測において、²¹⁴Bi の 3.26 MeV のベータ崩壊から放出される電子がバックグラウンド事象となっている。これらの放射性不純物によるバックグラウンドは主に、検出器の部材や周りの岩盤などから入り込んでくるもので、PMT のガラスも混入源の一つである [14]。SK-IV における太陽ニュートリノの観測における放射性不純物によるバックグラウンドの分布を表したもののが図 3.6 である。ここからもわかるように側面と底面の PMT および岩盤近くにバックグラウンドのイベントが集中している。解析ではバックグラウンドの少ない部分のイベントのみ選別している。図中の黒の実線で囲まれた部分が太陽ニュートリノ観測に用いる有効体積となる。

PMT のガラス中の放射性不純物含有量を減らすことは、この壁面近くのバックグラウンドのイベントを減らすことに繋がり、有効体積を増やすことで太陽ニュートリノ事象の統計量の増加にも貢献する。

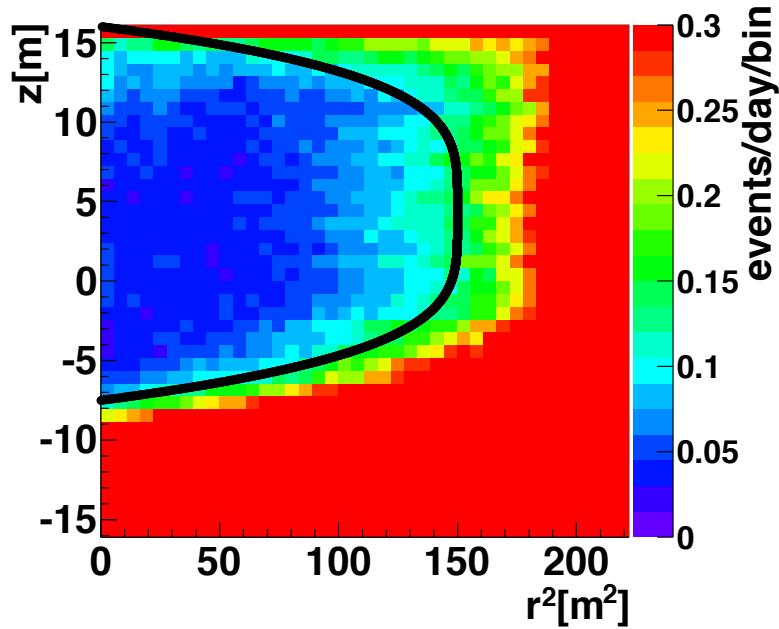


図 3.6: SK-IV における太陽ニュートリノ観測における放射性不純物によるバックグラウンド分布 [14]。縦軸の $z = 0$ m が SK の水タンクの垂直方向の中心で、横軸は水平軸を x, y と取ったときの $x^2 + y^2$ である。青がバックグラウンドの少ない部分で赤が多い部分である。

第4章 PMTガラスの放射性不純物含有量測定

4.1 目的

前章から、連続パルス、ひいてはガラスのシンチレーション発光を引き起こす原因として放射線による影響があることがわかった。そのシンチレーション発光を引き起こす放射性不純物を、50 cm 径光電子増倍管 (R12860 および R3600) のバルブに使用される硼珪酸ガラスは多く含んでいる。50 cm 径光電子増倍管の製造への影響を抑えるため、硼珪酸ガラスの原材料を放射性不純物の含有量の少ないものに変えることでガラス中の放射性不純物含有量の低減を試みた。

原材料を変更したガラスの作成にあたって、原材料の粉末、原材料の変更過程(変更前、変更途中、変更後)のガラス、変更後のガラスの取り出し口の異なる三種それぞれのガラスの放射性不純物含有量の測定を行い、原材料変更による放射性不純物含有量の減少量の予測、原材料変更によりガラス中の放射性不純物が実際に減少しているか、ガラスの放射性不純物含有量のばらつきがどの程度であるかの確認を行った。

4.2 測定のセットアップ

本測定は神岡地下実験施設にある HPGe(High-Purity-Germanium) 検出器(図 4.1)を使用した。本節では、測定に使用した HPGe 検出器とそのデータ解析について述べる。

4.2.1 HPGe 検出器

HPGe 検出器とは、サンプルの放射線不純物含有量を測定する半導体検出器である。検出器内に入れたサンプルから放出される γ 線を半導体である高純度の Ge 結晶を用いて検出することでサンプル中の放射線不純物含有量を測定する。半導体には、ドナー不純物をわずかに混ぜた N 型半導体と、アクセプタ不純物を混ぜた P 型半導体があり、それぞれキャリアとなる正孔と自由電子を放出する。P 型半導体と N 型半導体とを結合させたものを PN 結合と呼び、逆バイアス電圧をかけることで、境界領域に空乏層と呼ばれるキャリアの存在しない領域を作ることができる。この空乏層に γ 線が入射し、エネルギー損失を起こすと伝導電子と正孔が生成される。生成された伝導電子と正孔は逆バイアス電圧によって電極に集められ、これらを測定することで、 γ 線を検出する。上記が半導体検出器の仕組みである。

γ 線と物質との光電効果の反応断面積は原子番号 Z の 5 乗に比例するため、Ge は半導体検出器によく使用される Si に比べて約 60 倍の反応断面積を持つ。また、Ge 検出器は電子正孔対を生成するのに必要なエネルギーが小さいため、高いエネルギー分解能を持っており、 γ 線ピークを分別し、放射線核種を突き止める事ができる。

一方で、Ge のバンドギャップは約 0.6 eV と狭いので、熱励起によるノイズを減らすために、Ge 検出器は液体窒素での冷却下で運用する必要がある [15][16]。



図 4.1: 放射性不純物含有量測定に使用した HPGe 検出器。神岡地下実験施設にある。

4.2.2 測定する放射性核種

HPGe 検出器ではサンプルに含まれる放射性不純物から出る γ 線を検出する。放射性核種の崩壊により放出される γ 線はその核種に対応したいくつかのエネルギーのピークを持っており、各ピークごとにそれぞれ放出される割合(分岐比)が決まっている。

今回の測定では、 ^{238}U 系列、 ^{232}Th 系列、 ^{40}K の三種の放射性不純物の量を主に求めている。

- ^{238}U 系列

図 4.2 が ^{238}U 系列の崩壊系列である。この系列は ^{238}U の崩壊から始まり、安定な ^{206}Pb まで崩壊を繰り返していく。壊変系列において放射平衡が成り立っているとすると、すべての核種の崩壊が単位時間あたり同数起きている事になり、すべての核種が同じ Bq 数で検出される。この放射平衡を仮定して解析を行うと感度を上げることができる。しかし、崩壊系列の途中には、比較的半減期の長いものがあり、放射平衡に到達していないことがよくある。そのため、この ^{238}U 系列のうち、 ^{230}Th と ^{210}Pb の前後で 3 つの系列に分けて、その 3 つの系列内で放射平衡が成り立っていると仮定し、今回は主に感度の高い中流に着目して比較を行った。今後、この中流の系列の値を ^{238}U 系列の値として提示する。

今回、解析に使用した ^{238}U 系列の核種による γ 線のピークを表 4.1 に示す。

表 4.1: ^{238}U 系列のデータ解析に使用した核種とそのピーク、分岐比 [17]

核種	エネルギー [MeV]	分岐比 [%]
^{214}Pb	0.352	37.64
^{214}Bi	0.609	44.79
	1.764	15.42

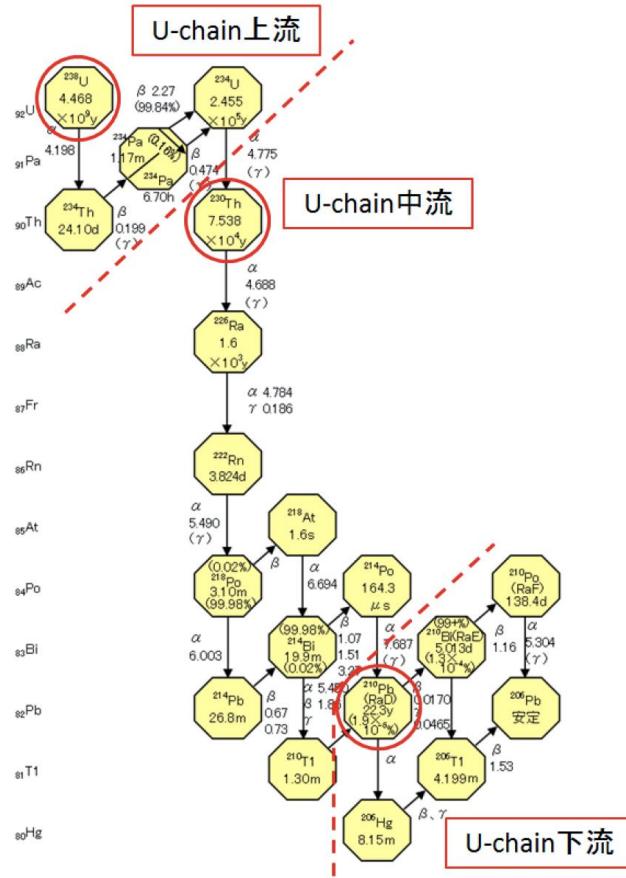


図 4.2: ^{238}U 系列の壊変図 [17]。赤い丸で囲まれた寿命の長い核種を基点に上流、中流、下流と分けて呼称する。

• ^{232}Th 系列

図 4.3 に ^{232}Th 系列の壊変図を示す。 ^{232}Th は安定な ^{208}Pb まで崩壊を繰り返す系列である。寿命の長い核種が少ないため、ほとんどの場合で放射平衡が成立立つと仮定できる。今回、解析に使用した ^{232}Th 系列の核種による γ 線のピークを表 4.2 に示す。感度は前述の ^{238}U 系列と同程度である。

• ^{40}K

図 4.4 が ^{40}K の崩壊図である。 ^{40}K の半減期は約 13 億年で、約一割の分岐比で電子捕獲 (Electron Capture, EC) により 1.46 MeV の γ 線を放出する。電子捕獲ではない残りの約 9 割は β 崩壊を起こすが γ 線は発生しない。そのため、解析には EC により発生する 1.46 MeV のピークのみを使用する。 ^{40}K は核種が一種類のため、他の複数の各種をもつ U, Th の系列と比べて同時間の測定では統計誤差が大きくなる。

表 4.2: ^{232}Th 系列のデータ解析に使用した核種とそのピーク、分岐比 [17]

核種	エネルギー [MeV]	分岐比 [%]
^{228}Ac	0.338	11.27
	0.911	25.84
	0.969	15.83
^{212}Pb	0.239	43.34
	0.300	3.28
^{212}Bi	0.727	6.59
^{208}Tl	0.583	30.36
	0.861	4.46
	2.614	35.54

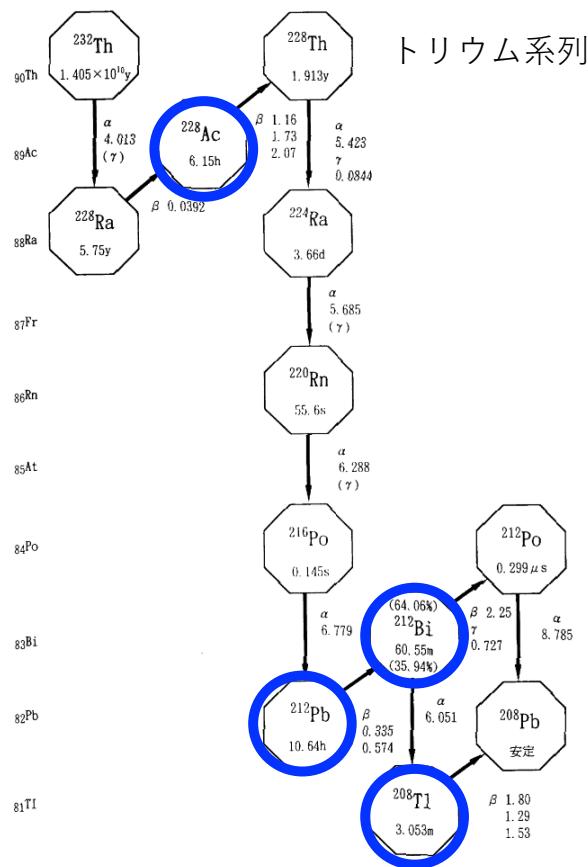


図 4.3: ^{232}Th 系列の壊変図 [17]。青い丸で囲まれた核種がデータ解析に使用した γ 線を出す崩壊モードを持つ。

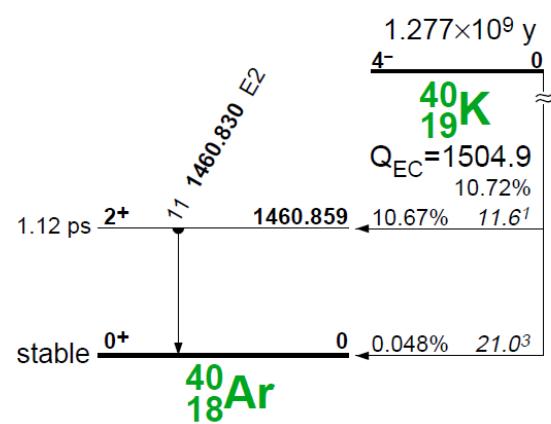


図 4.4: ^{40}K の崩壊モード [17]。

4.2.3 データ解析

データ解析に当たって、GEANT4を用いてサンプルの形状等を指定して検出効率の計算を行った。

まずは、Ge結晶とサンプルの形状を入力し、サンプル全体から一様に γ 線を発生させる。その後、Ge結晶内部で γ 線が全エネルギーを落とす確率を計算する。以下に原材料粉末サンプル、光学研磨されたブロックガラス及び、半球形状のガラスの例を挙げる。

- ガラス原材料粉末サンプル

R12860のバルブに使用されるガラスの原材料と代替品の粉末サンプルの放射性不純物含有量の測定を行った。サンプルはいずれも放射線不純物を通さないEVOHのシートで包んでおり、およそそのサイズで $10 \times 7.5 \times 0.1$ cmの直方体を仮定した(図4.5)。

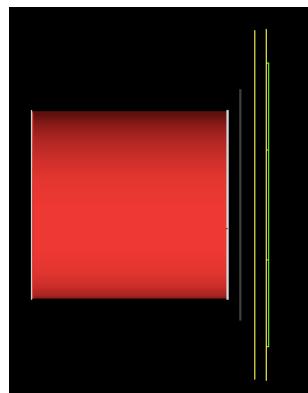


図4.5: 放射性不純物含有量測定のデータ解析における検出効率の計算に使用したGEANT4でのGe結晶(赤)とパッキングされた粉末サンプル(緑の枠)の形状。

- 光学研磨ブロックサンプル

光学研磨を施した、 $10 \times 10 \times 5$ cmの直方体のガラスブロックを使用して放射性不純物含有量の測定を行った。広い面を底面にしてセッティングしており、材質として、一般的な硼珪酸ガラスを使用(図4.6)。

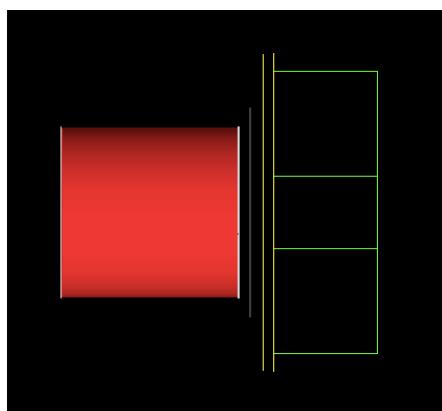


図4.6: 放射性不純物含有量測定のデータ解析における検出効率の計算に使用したGEANT4でのGe結晶(赤)と光学研磨ブロックサンプル(緑の枠)の形状。

- 半球ガラスサンプル

光学研磨ブロックサンプル以外にも半球状のサンプルも測定に使用した。直径約 7 cm のお椀型のガラスを作成。検出効率の計算ではサンプルの形状は 7.0 cm 半球に円筒形の土台を伸ばした形状で計算した(図 4.7)。

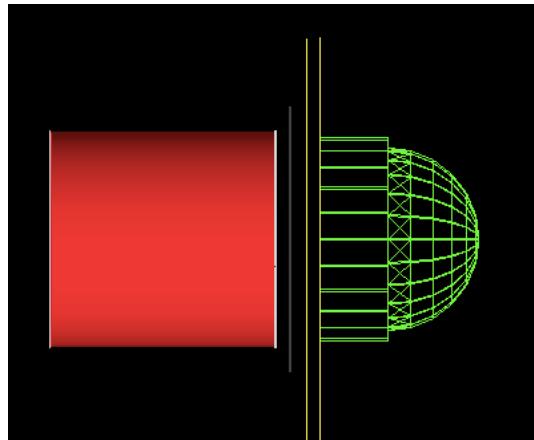


図 4.7: 放射性不純物含有量測定のデータ解析における検出効率の計算に使用した GEANT4 での Ge 結晶(赤)と半球ガラスサンプル(緑の枠)の形状。

これらのサンプルの情報から、サンプルから一様に発生した γ 線のうち Ge 結晶内に全エネルギーを落とす割合を計算し、これを検出効率とする。図 4.8 は光学研磨ブロックサンプルの形状を指定し、一般的な硼珪酸ガラスを仮定して計算された検出効率である。Ge 結晶に入射するエネルギー(横軸)ごとに検出効率(縦軸)の値が示されている。

この検出効率(*efficiency*)と、 γ 線の検出数(*Counts*)、その γ 線を出す崩壊の分岐比(*branch*)によって、核種の放射能(X)[Bq]を算出する(式(4.1))。

$$X = \frac{\text{Counts}}{\text{branch} \times \text{efficiency}} \quad (4.1)$$

^{40}K のように、単一ピークの γ 線のみを出す核種であれば、上記の式(4.1)で放射能を計算することができる。一方、 ^{238}U 系列や ^{232}Th 系列のように複数の核種が平衡状態に達していると考えているときは、各ピークからその分岐比と検出率を考慮して放射能を求め、その結果を統合して値を計算する必要がある。そのためにはあるピークから求められた放射能を x_i (Bq)、その誤差を σ_i として、次の式(4.2)で放射能 X を算出した。

$$X = \frac{\sum x_i / \sigma_i^2}{\sum 1 / \sigma_i^2} \quad (4.2)$$

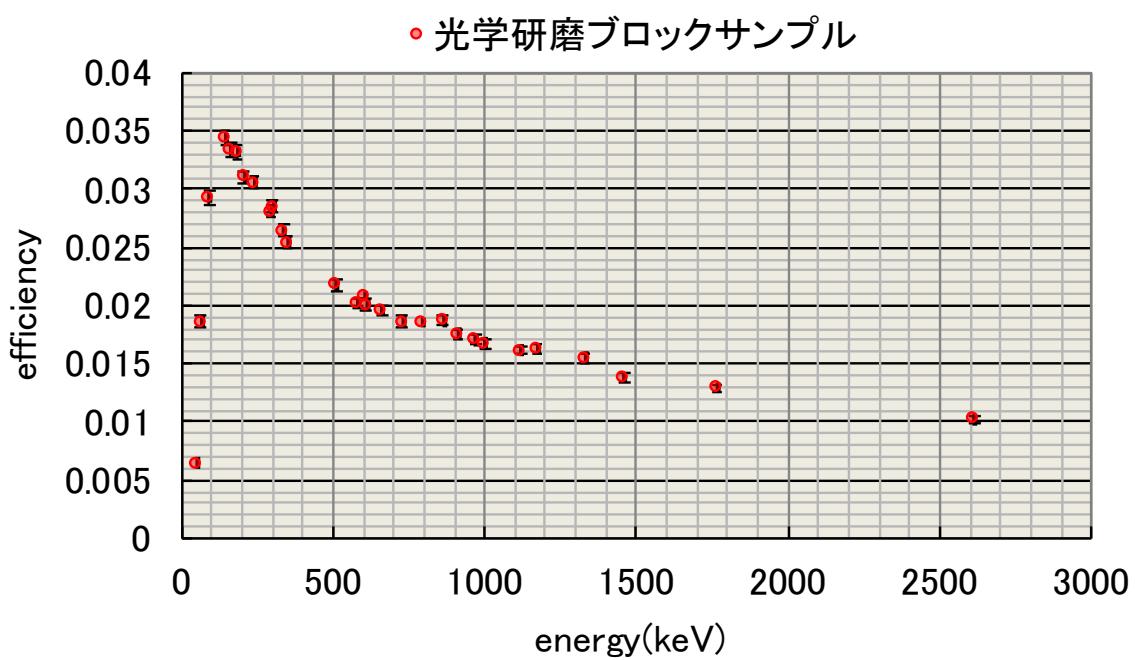


図 4.8: 光学研磨ブロックサンプルの検出効率曲線。横軸が入射する γ 線のエネルギー、縦軸が入射した γ 線が Ge 結晶内に全エネルギーを落とす確率。

4.3 測定結果

4.3.1 原材料粉末の測定

従来の R12860 のバルブのガラスに使用されていた原材料 A と放射線不純物含有量低減を目的とした代替原材料 A' の HPGe 検出器による測定結果を表 4.3 に示す。これらの検出効率は、ガラス原材料粉末サンプルとして同じ検出効率で計算を行った。この A を A' へ全量入れ替えてガラスを作成することでガラス中の放射性不純物含有量の低減を図った。原材料粉末間の放射性不純物全体量の差は A と A' でおよそ四倍の違いである。

表 4.3: ガラス原材料粉末 A, A' 中の放射性不純物含有量測定の結果。表内の誤差は統計誤差である。

サンプル/RI[Bq/kg]	^{238}U 系列	^{232}Th 系列	^{40}K
原材料 A	2.54 ± 0.11	1.77 ± 0.08	1.96 ± 0.46
原材料 A'	0.60 ± 0.03	0.49 ± 0.03	0.39 ± 0.14

4.3.2 原材料変更ガラスの放射性不純物含有量の低減

R12860 のバルブに使用されているガラスと原材料 A を A' に一部または全量変更して作成されたガラスサンプルを使用して、HPGe 検出器による放射性不純物含有量の測定を行った結果を表 4.4 にまとめる。原材料変更前と全量変更後のガラスは光学研磨サンプルブロック、一部変更中のガラスは半球ガラスサンプルを使用。加えて、原材料粉末 A と A' の放射性不純物含有量の差と原材料変更前のガラスブロックの放射性不純物含有量から原材料変更後のガラスの放射性不純物含有量を予測した(表 4.5)。

測定結果について、 ^{238}U 系列では原材料の変更によって、旧ガラスから比べて新ガラスは Bq/kg で約 40% の減少を達成した。予想値とは統計誤差以上に離れた値ではあるが、おおよそ近い値であった。 ^{232}Th 系列についても同様に減っていて、約 50% の減少を確認でき、予想値とは統計誤差の範囲で一致していた。しかし、 ^{40}K では減少を確認できずおらず約 40% の増加を確認、予想値では原材料変更によって約 70% の減少を見込んでいた。 ^{40}K に関しては、原材料由来以外の混入経路の寄与が大きいと考えられる。

この原材料の変更により、ガラス中の放射性不純物の総量で比較すると、原材料変更前が 7.87 Bq/kg、原材料変更後が 5.91 Bq/kg となり、約 25% の減少を確認した。

表 4.4: ガラス原材料を粉末 A から A' への変更過程でのガラス中の放射性不純物含有量測定の結果。新旧ガラス表内の誤差は統計誤差であり、原材料一部変更ガラスの誤差は 3 つのサンプルの不偏分散である。

A : A' 混合比/RI[Bq/kg]	^{238}U 系列	^{232}Th 系列	^{40}K
100 : 0	4.52 ± 0.06	1.62 ± 0.03	1.73 ± 0.15
35 : 65	3.31 ± 0.09	1.12 ± 0.05	2.29 ± 0.19
20 : 80	3.16 ± 0.16	1.00 ± 0.04	1.48 ± 0.26
0 : 100	2.91 ± 0.04	0.95 ± 0.02	2.04 ± 0.15

表 4.5: ガラス原材料を粉末 A から A' への変更過程でのガラス中の放射性不純物含有量の予想値。0%置換のガラスの測定値を基準にして、原材料粉末 A, A' の測定値の差から予想値を見積もった。

A : A' 混合比/RI[Bq/kg]	^{238}U 系列	^{232}Th 系列	^{40}K
100 : 0	4.41	1.84	1.78
35 : 65	3.42	1.10	0.79
20 : 80	3.26	0.99	0.64
0 : 100	3.01	0.93	0.62

4.3.3 ガラス一様性評価

R12860 新ガラスの放射性不純物含有量の測定に合わせて、ガラスの放射性不純物含有量のばらつきの評価を行った。ガラス炉の概略図を図 4.9 に示す。図 4.9 にあるようにガラスを取り出す場所は三箇所あり、それぞれの取り出し口から時間を空けて三サンプルずつの合計九つのサンプルを用意した。これらのサンプルの放射性不純物含有量の測定を行い、放射性不純物含有量にガラス炉内で一様性がどの程度保証できるか確認を行った。

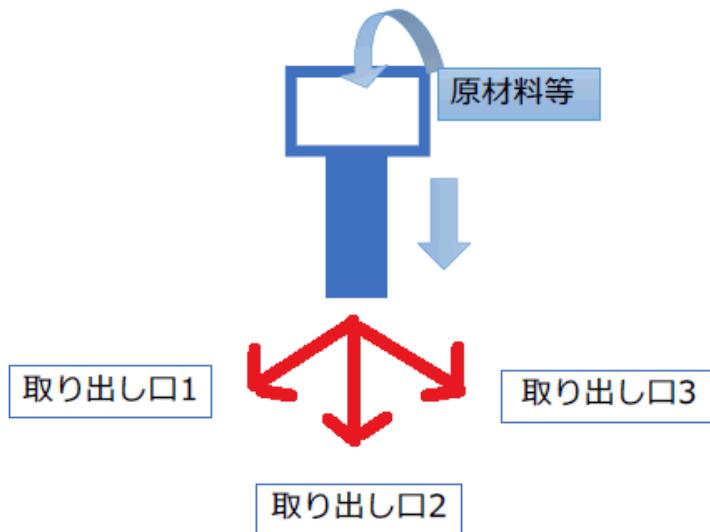


図 4.9: ガラス炉の概略図。上流の炉に原材料を投入し下流の炉にガラスの取り出し口が三箇所ある。

結果のグラフが図 4.10 である。また、それぞれの取り出し口での三サンプルの不偏分散と九サンプル全体の不偏分散をそれぞれの系列で表 4.6 に示す。全体の平均値でみて、 ^{238}U , ^{232}Th では約 10% のばらつき、 ^{40}K では約 5% のばらつきであることが確認できた。また、全体の平均値は光学研磨ブロックサンプルと近い値であり、不偏分散以内の差である。また、 ^{238}U 系列の取り出し口 2 にて、やや測定値の高いサンプルが確認されたが、それぞれの取り出し口での平均値と全体の平均値の差も不偏分散以内に収まっている。同系列内での最も大きい値と小さい値での差は最大で約 1.5 倍であり、ガラス中の放射性不純物含有量の一様性はこの程度もしくは以下である。

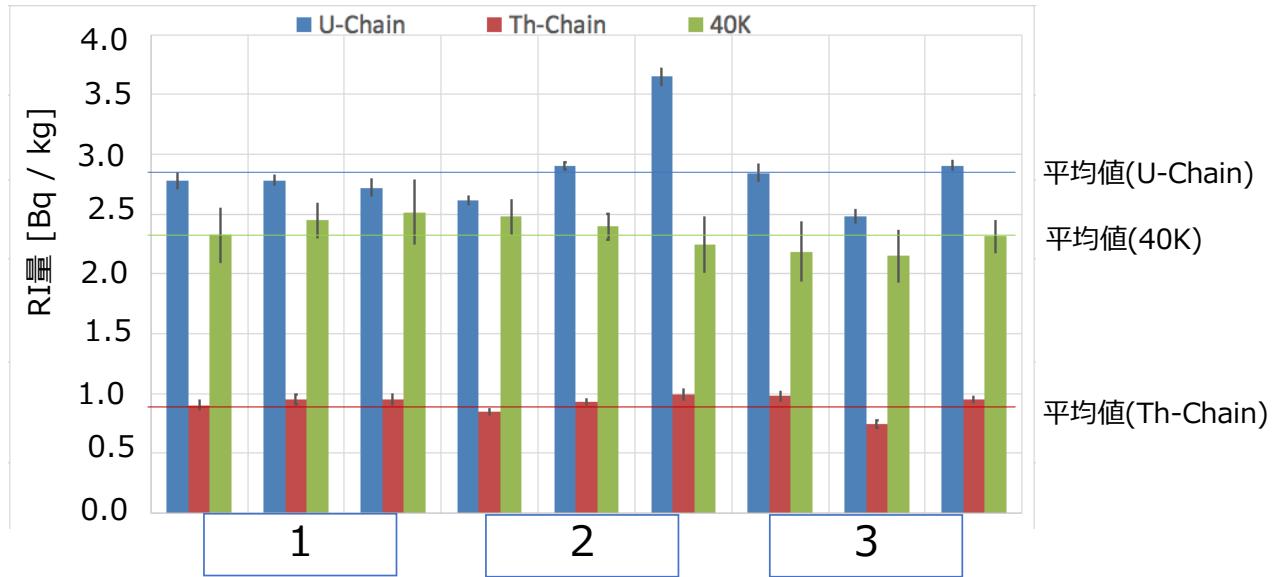


図 4.10: R12860 新ガラスを三箇所の取り出し口で三サンプルずつ測定を行ったそれぞれのガラスサンプルの測定値の棒グラフ。青が ^{238}U 系列、赤が ^{232}Th 系列、緑が ^{40}K である。誤差棒は統計誤差を表しており、各系列の全体の平均値に横のラインを引いている。

表 4.6: R12860 新ガラスを取り出し口三箇所で三サンプルずつ測定を行ったそれぞれの取り出し口および全体での平均値と不偏分散。

サンプル/RI の平均値 [Bq/kg]	^{238}U 系列	^{232}Th 系列	^{40}K
取り出し口 1	2.76 ± 0.03	0.93 ± 0.03	2.43 ± 0.10
取り出し口 2	3.06 ± 0.53	0.92 ± 0.07	2.37 ± 0.12
取り出し口 3	2.74 ± 0.22	0.89 ± 0.12	2.22 ± 0.09
全体	2.85 ± 0.33	0.91 ± 0.08	2.34 ± 0.13

4.4 考察

HK 用の新型光電子増倍管である R12860 に使用されるガラス中の放射性不純物含有量の低減に向けて、ガラスの原材料の変更を行い、作成されたガラスの放射性不純物含有量の測定を HPGe 検出器を用いて行った。

原材料変更によって、ガラス中に含まれる放射性不純物含有量全体で約 25% の減少を達成した。

そのうち、 ^{238}U 系列の量は約 40% 減少し、 ^{232}Th 系列では約 50% 減少していることを確認している。ガラスの一様性についても確認し、放射性不純物含有量について約 10% のばらつきでガラスが生産されることを確認した。

一方で、 ^{40}K については原材料以外の混入からか、減少を確認できていない。今後、混入経路の特定および対策により ^{40}K の量を減らすことが計画されている。

第5章 光電子増倍管ガラス発光の測定

5.1 目的

4章では、新型 PMT (R12860) に使用されるガラスの放射性不純物含有量の低減を達成した。この新しいガラスの光学研磨ブロックを使用してガラスの発光の測定を行い、以前のガラスと比較する。本測定では、ガラス単体での発光の調査に加えて、放射線源や宇宙線ミューオンによるシンチレーション発光の確認を行った。

また、先行研究の連続パルスの原因調査で行われた放射線源による発光や発光の時定数の確認を R12860 用の新旧ガラスだけでなく、SK で使用されている PMT(R3600) のバルブガラスや 8 inch PMT で使用されているガラスなどの各種ガラス間で比較を行った。また、各種線源について単位エネルギーあたりの発光量を見積もった。

5.2 測定のセットアップ

本節では本測定にて使用したセットアップについて述べる。本測定では、「ガラス単体、ガラスと放射線源での測定」と「宇宙線での測定」で異なるセットアップを使用した。まず、二種のセットアップで共通で使用した各種ガラスブロックのサイズと放射性不純物含有量測定の結果を表 5.1 に示す。原材料変更前後の R12860 新旧ガラス、R3600 のバルブに使用されたガラスと 8 inch PMT(R5912) に使用されるガラスの四種の光学研磨されたガラスブロックを使用した(図 5.1)。

表 5.1: 本測定に使用した光学研磨ガラスブロック。R12860 新ガラス、旧ガラスは 4 章で使用したものと同一。また、R3600 ガラスと 8 inch PMT ガラスも R12860 ガラスと同様の HPGe 検出器で放射性不純物含有量の測定を行った。放射性不純物含有量測定の測定値の誤差はいずれも統計誤差である。

サンプル	サイズ [cm] /重さ [g]	^{238}U 系列 [Bq/kg]	^{232}Th 系列 [Bq/kg]	^{40}K [Bq/kg]
R12860 新ガラス	$10 \times 10 \times 5 / 1122$	2.91 ± 0.04	0.95 ± 0.02	2.04 ± 0.15
R12860 旧ガラス	$10 \times 10 \times 5 / 1123$	4.52 ± 0.06	1.62 ± 0.03	1.73 ± 0.15
R3600 ガラス	$10 \times 10 \times 4.5 / 1021$	4.97 ± 0.06	1.64 ± 0.03	15.4 ± 0.36
8 inch PMT ガラス	$10 \times 10 \times 4 / 897$	3.09 ± 0.03	3.87 ± 0.02	6.32 ± 0.13

5.2.1 放射線源を用いた測定のセットアップ

放射線源を用いた測定は神岡地下実験施設で行った。本セットアップでは R12860 を二本を向かい合わせにして暗箱内に設置した。この二本の R12860 の間に光学研磨ブロックサンプルを置いて



図 5.1: 発光調査で使用した光学研磨ガラスブロックサンプル (R12860 新ガラス)。本測定を行う際に側面をブラックシートで覆った。

測定を行う (図 5.2)。概略図が図 5.3 で、R12860 同士の間は 7 cm である。ここで、R12860 は光学研磨ブロックサンプルと面している 10×10 cm の四角に穴を開けたブラックシートで覆った。

放射線源はガラスブロックの上に置いた、その際に放射線源を置く部分のみブラックシートをくり抜いてガラス上に直接置いた。本測定で使用した放射線源を表 5.2 に示す。使用したのは α 線源の ^{241}Am と、 β 線源の ^{90}Sr である。 ^{90}Sr は崩壊後 ^{90}Y になる、その後 ^{90}Y も崩壊し β 線を放出する。そのため、 ^{90}Sr , ^{90}Y それぞれの放出する β 線のエネルギースペクトルの平均から放射線源の放出する β 線のエネルギーを算出した。

表 5.2: 本測定に使用した放射線源の種類とそれぞれのエネルギー及び線量。 β 線源のエネルギーは ^{90}Sr と ^{90}Y のそれぞれのスペクトルの理論計算 [18] より平均値を引用。

放射線源	線種	エネルギー [MeV]	線量 [kBq]
^{241}Am	α	5.4	3.59
$^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$	β	0.56	32.8

また、このセットアップのデータ収集系を図 5.4 に示す。R12860 のゲインは 1.0×10^7 の印加電圧にそれぞれ設定しており、Discriminator で使用した閾値は約 1/3 p.e. である。二本の R12860 に同時にヒットがあったレートの測定を Scaler で行い、オシロスコープで波形データを解析してヒット時間分布の取得や発光量の見積もりを行った。オシロスコープでは二本の R12860 のコインシデンス信号をトリガーにして前後 $50 \mu\text{s}$ の波形を取得した。



図 5.2: 放射線源を用いた測定のセットアップの写真。向かい合わせにした R12860 とその間に光学研磨ブロックサンプルを置いている。測定の際に R12860 と光学研磨ブロックサンプルはお互いと面している 10×10 cm 角以外をブラックシートで覆っている（この写真ではブラックシートは取り除いてある）。

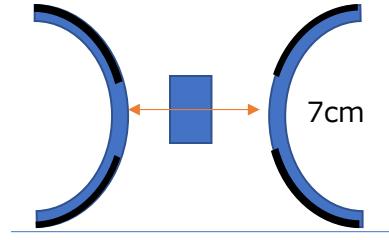


図 5.3: 放射線源を用いた測定のセットアップの概略図。二本の R12860 の間隔は約 7 cm。

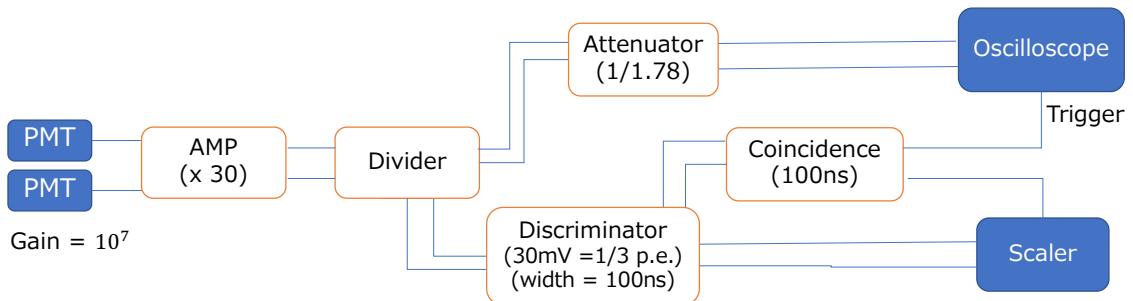


図 5.4: 放射線源を用いた測定でのデータ収集系の概略図。二本の PMT(R12860) を 1.0×10^7 のゲインで運用し、アンプで 30 倍に増幅させた後、Divider で信号を分割させた。片一方は約 $1/3$ p.e. の閾値で Discriminator を通し、ゲート幅 100 ns のデジタル信号に変換する。二本の PMT のコインシデンス信号とそれぞれのシングルのレートを Scaler で測定する。Divider で分割させたもう一方は Attenuator を通して減衰させた後に、オシロスコープに入力し波形データを取得する。オシロスコープはトリガーのタイミングで画面内の波形データを記録するので、Attenuator で信号を減衰させ saturation を起こしにくいように設定し、トリガーのタイミングから前後 50 μ s の波形データを取得する。トリガーには、コインシデンスのデジタル信号を使用した。

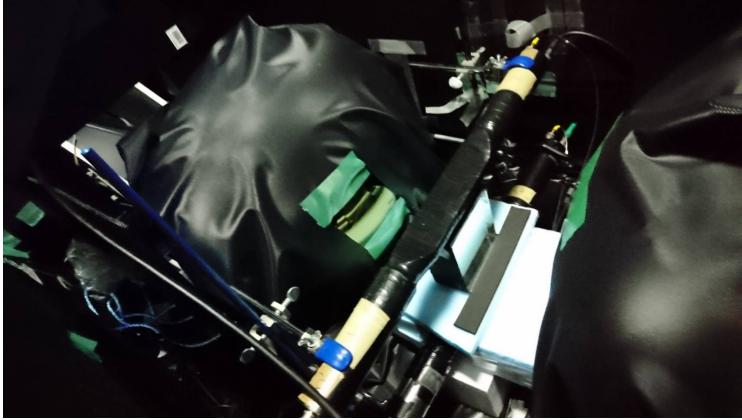


図 5.5: 宇宙線での測定のセットアップの写真。ガラスブロックと面している部分以外をブラックシートで覆った R12860、ガラスブロック、ガラスブロックの上下に設置したプラスチックシンチレータからなる。

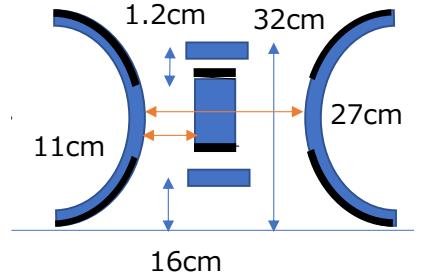


図 5.6: 宇宙線での測定のセットアップの概略図。二本の R12860 の間隔は約 27 cm。

5.2.2 宇宙線での測定のセットアップ

本セットアップでは宇宙線による測定を行うため、地上の実験室で測定を行った。本セットアップでも二本の R12860 を向かい合わせにして間に光学研磨ブロックサンプルを置き、それぞれ PMT、ガラスと面していない部分はブラックシートで覆っている。セットアップの写真を図 5.5、ジオメトリを表記した概略図を図 5.6 に示す。宇宙線のトリガーとして、両端に PMT を接続したプラスチックシンチレータ ($5 \text{ cm} \times 15 \text{ cm}$) 二本をガラスブロックの上下に設置した。本測定では、この宇宙線のトリガー用の 4 本の PMT のヒット信号のコインシデンスをトリガーとした。そして、放射線源を使用した測定と同様にオシロスコープで波形データを取得した。本セットアップでのデータ収集系の概略図を図 5.7 に示す。取得した波形データはトリガー PMT のコインシデンス信号から前後 $50 \mu\text{s}$ 間である。

2 本の R12860 の初期発光が 20 p.e. 以上である宇宙線イベントの選別

トリガー用 PMT 四本のコインシデンス信号をトリガーとして波形データを取得したが、プラスチックシンチレータの面積はガラスブロックより大きいため、イベントの中にはガラスにミューオンが当たらなかったものや端をかするだけのもの、バックグラウンドも含まれていると考えられるため、イベントの選別を行った。

イベントの選別には、初期発光 (コインシデンス信号到達から後 $0.3 \mu\text{s}$ 間、図 5.8) の光量とその後の信号の光量の和の比較 (図 5.9) で行った。どちらのガラスを使用した際も、初期発光量の増加に合わせて後続発光の量が増加している成分と、初期発光の低い位置で広がっている成分の二種類が確認できた。初期発光が 20 p.e. 以上のイベントでは、初期発光の増加に連れて、後続の発光量も増加していることを確認した。宇宙線のミューオンによるガラスへのエネルギー損失はミューオンのガラス内を走る長さによって変わるため、宇宙線によるイベントは初期発光の大きさに応じて、シンチレーション発光と見られる後続の発光が大きくなるイベントを選んだ。

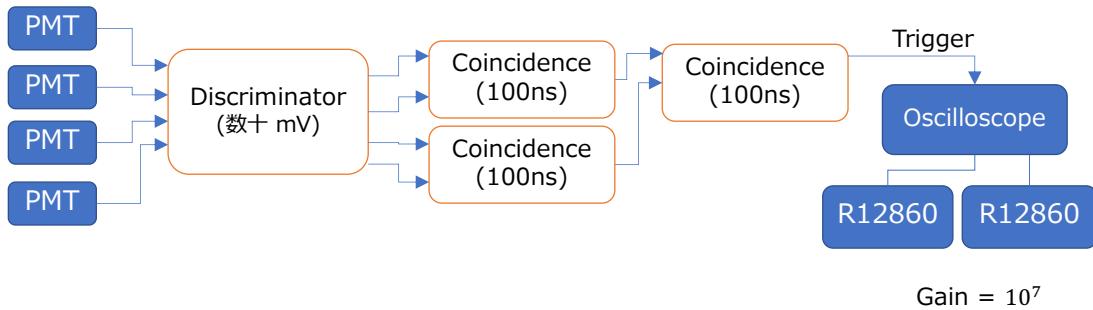


図 5.7: 宇宙線による測定でのデータ収集系の概略図。二本の PMT(R12860, 図中左端)を 1.0×10^7 のゲインで運用し、オシロスコープに入力し波形データを取得する。トリガーのタイミングから前後 $50 \mu\text{s}$ の波形データを取得する。トリガーには、プラスチックシンチレータに接続した PMT の四本(図中右端)のコインシデンス信号を使用。宇宙線によるプラスチックシンチレータからの信号を十分に捉えられる数十 mV で閾値を設定し、シンチレータ両端の二本ずつでコインシデンスの信号を出力した後、その上下のシンチレータが同時に反応したイベントを取得するため、各シンチレータのコインシデンス信号のコインシデンスでオシロスコープのトリガー信号を生成した。

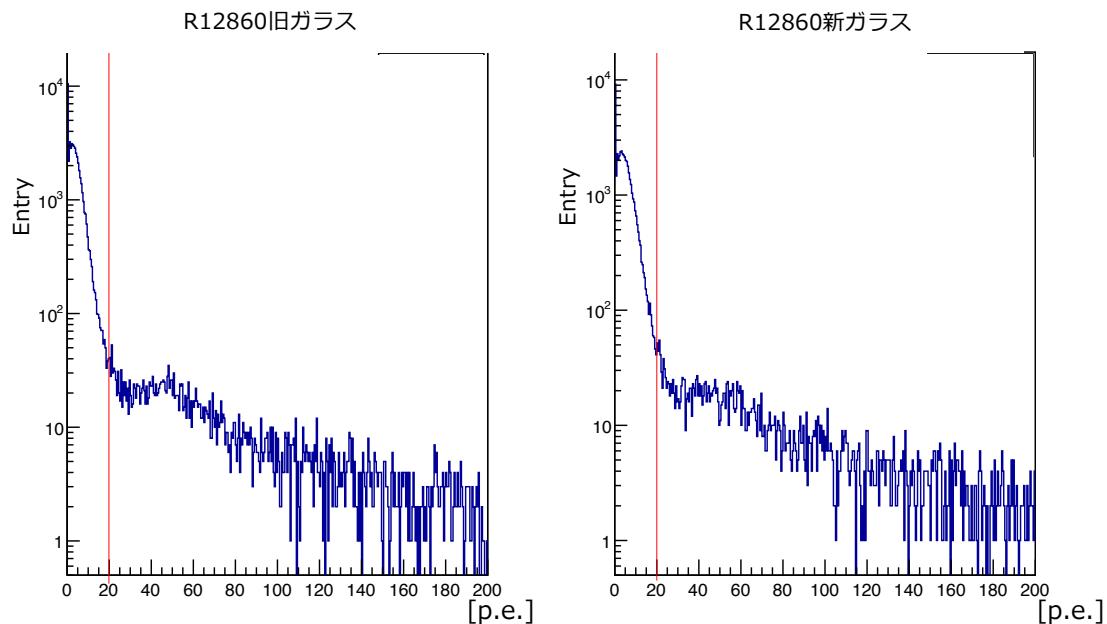


図 5.8: 初期発光の一次元ヒストグラム。左図が原材料置換前の R12860 旧ガラス、右図が R12860 新ガラスでの測定のイベントである。横軸がトリガー信号から後 $0.3 \mu\text{s}$ までの初期発光の光量で、縦軸はイベント数である。初期発光の値は、二本の R12860 での光量の和である。初期発光で 20 p.e. の位置に赤のラインを引いており、赤のラインから右側のイベントを後続の発光が顕著な宇宙線のイベントとして選んだ。

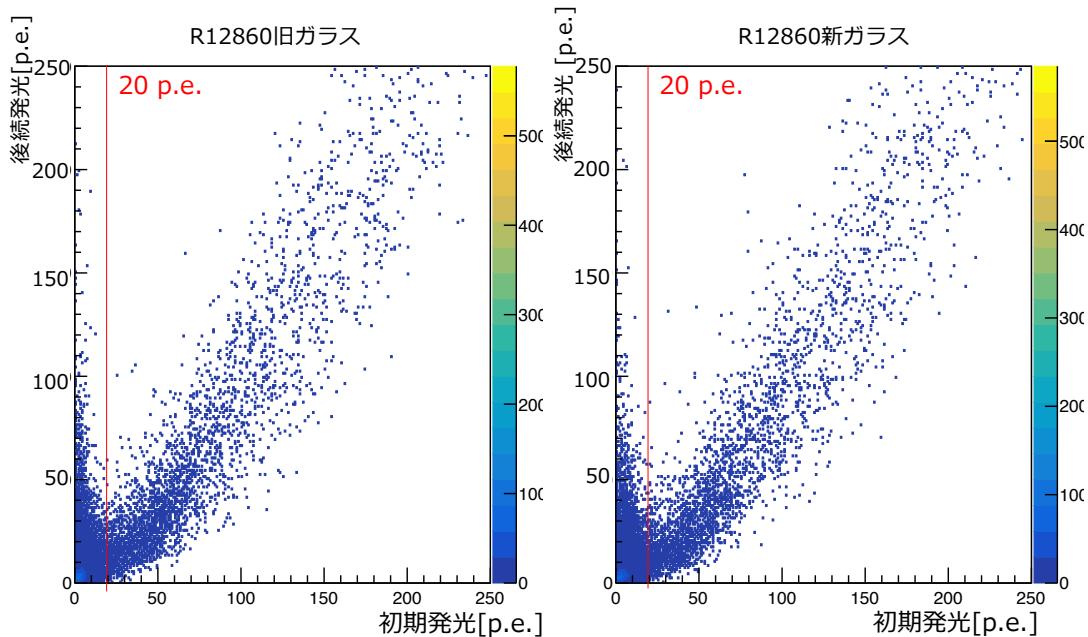


図 5.9: 初期発光 vs 後続発光の二次元ヒストグラム。左図が原材料置換前の R12860 旧ガラス、右図が R12860 新ガラスでの測定のイベントである。横軸がトリガー信号から $0.3 \mu\text{s}$ までの初期発光の光量で、縦軸は初期発光以降の $0.3 \mu\text{s}$ から $50 \mu\text{s}$ までの信号の光量の和である。これらの値はいずれも、二つの R12860 での光量の和である。初期発光で 20 p.e. の位置に赤のラインを引いており、赤のラインから右側のイベントを後続の発光が顕著な宇宙線のイベントと選んだ。

5.2.3 オシロスコープで取得したデータの解析

本測定での時間及び光量の情報はオシロスコープの波形データの解析から算出している。本測定での1イベントの波形データの例を図5.10に示す。図5.10は放射線源を用いた測定のセットアップにて、R12860新ガラスを置いたときの片側のPMTの波形データである。二本のR12860のコインシデンス信号をトリガー信号としており、そのトリガー信号から $50\ \mu s$ 前を $0\ s$ として $100\ \mu s$ 間の波形を記録した。連続パルスは数十 μs の構造持っていることがわかっているため連続パルスの信号に比べて長い時間幅を取っている。

取得した波形データの中から設定した閾値を超えたすべてのヒットに対して、閾値を超えた時間をヒット時間、そのタイミングから $200\ ns$ 間の積分値をそのヒットの電荷としている。また、ヒットの積分値の電荷 Q [C]から検出光電子数 $P.E.$ [p.e.]への換算は1光電子分布の電荷の値 q_1 [C]と波形のベースラインでの積分値の値 $baseline$ [C]からなる以下の式(5.1)を使用した。

$$P.E. = \frac{Q - baseline}{q_1 - baseline} \quad (5.1)$$

ここで、 $baseline$ はイベント毎に波形データの取得開始から $10\ \mu s$ 間の波形の平均の高さから、何も信号のないときの $200\ ns$ 間の積分値を算出した値である。波形データの解析では、約 $1/3$ p.e.を閾値に設定してヒットごとに計算を行う。

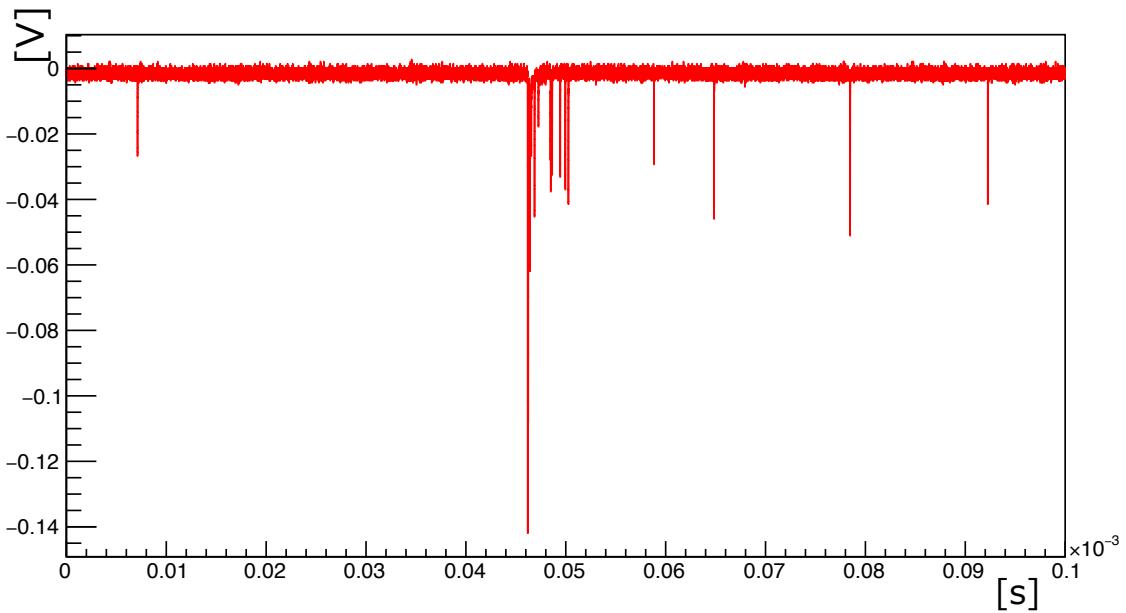


図 5.10: オシロスコープで取得した波形データの一例。横軸の単位が [s]、縦軸の単位が [V]。

5.3 測定結果と考察

5.3.1 放射線源による発光の確認

測定結果

それぞれのガラス上に放射線源を置き、両 PMT のコインシデンスレートを計測した結果のグラフが図 5.11 である。縦軸は、コインシデンス信号 (信号幅 100 ns) のレート [kHz] から、二本の PMT のダークレートから偶発的に生じるコインシデンスレートを式 (5.2) より算出し、それをバックグラウンド (BG [kHz]) として引いている。

$$BG = 2 \times Rate_{ch1} \times Rate_{ch2} \quad (5.2)$$

ここで、 $Rate_{ch1,2}$ は ch1, ch2 それぞれの PMT のダークレートの値である。

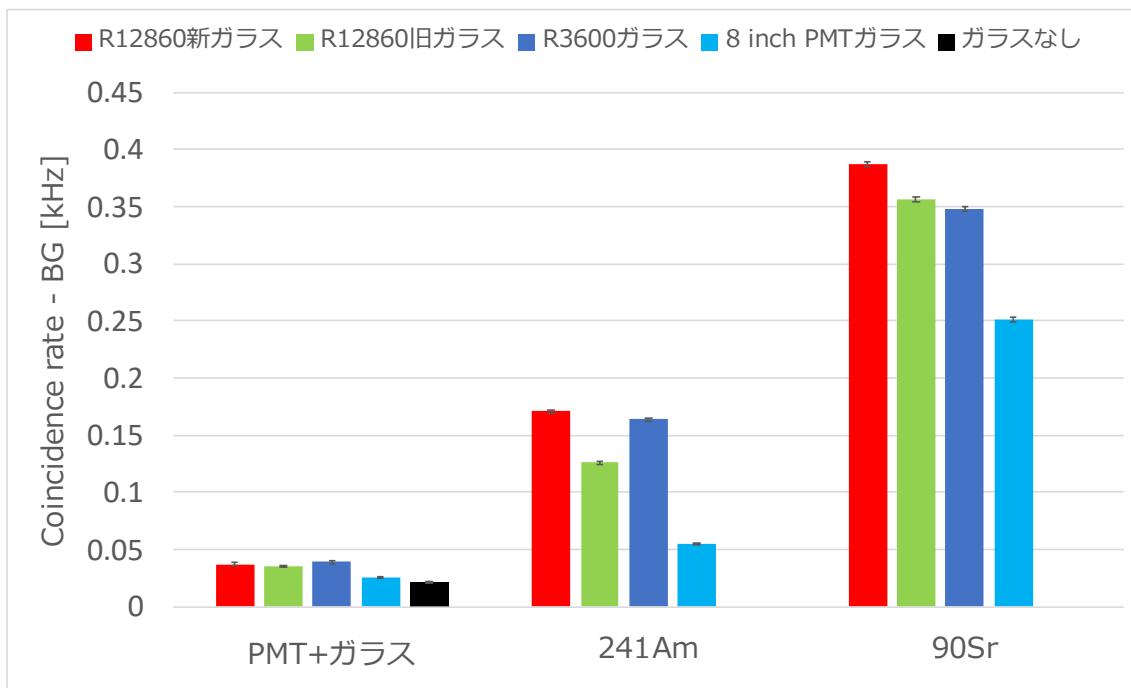


図 5.11: 各ガラスと放射線源の組み合わせでのコインシデンスレート。黒がガラスも放射線源のいずれも設置していないときである。それぞれガラス上に放射線源を置いていないとき、 ^{241}Am を置いたとき、 ^{90}Sr を置いたときのそれぞれの群で、色がそれぞれのガラスサンプルの違いを表している。統計誤差を誤差棒で表示。

考察

放射線源を用いた測定により、放射線の影響による発光頻度の増加を確認した。使用した β 線源 (^{90}Sr) の線量が α 線源 (^{241}Am) よりも高いことから、特に ^{90}Sr でレートの増大が確認できている。それぞれのガラス同士のレートの増加の程度の違いに関して、ガラスの透過率が関係していると考えられる。R12860 新ガラスは他ガラスと比べて原材料変更などに伴い、光の透過率が上がっているため、ガラス中での発光の後に PMT まで到達するシンチレーション光が増えたためレートが増加していると考えられる。

5.3.2 ヒット時間分布

それぞれの測定で得られたヒット時間分布の結果を図 5.13 ~ 5.16 に示す。それぞれトリガーの信号の到達した時間をスタート ($t = 0$ s) としている。それぞれのヒット時間分布を以下の式 (5.3) でフィットを行った。

$$f = A_1 \exp\left(-\frac{x}{\tau_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{x}{\tau_2}\right) + Gaussian + C_{DR} \quad (5.3)$$

二種類の時定数 (τ_1, τ_2) のシンチレーション光に対応する指数関数と正規分布でフィットを行った。正規分布はアフターパルスのフィットのために加えた。アフターパルスのタイミングは知られており、R12860 のアフターパルスの例を図 5.12 に示す。10 μ s 以内に二種類、15 ~ 20 μ s にもう一種類、合わせて三種類のアフターパルスが確認されている。今回の測定は小さい光量であったため、確認されたのは 15 ~ 20 μ s 付近のアフターパルス (PMT 中のガスと光電子の反応によるもの) のみであった。また、 C_{DR} は定数でダークレートのフィットに使用。

一方で、宇宙線の測定のフィットには以下の式 (5.4) を使用した。

$$f = A_1 \exp\left(-\frac{x}{\tau_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{x}{\tau_2}\right) + Gaussian \quad (5.4)$$

ほとんど同様の式であるが、ダークレートに対応する定数 C_{DR} を除いている。これは、宇宙線イベントは選別を行ってい、イベント数が放射線源を使用した測定に比べて少なく、ダークレートの影響が少ないためである。

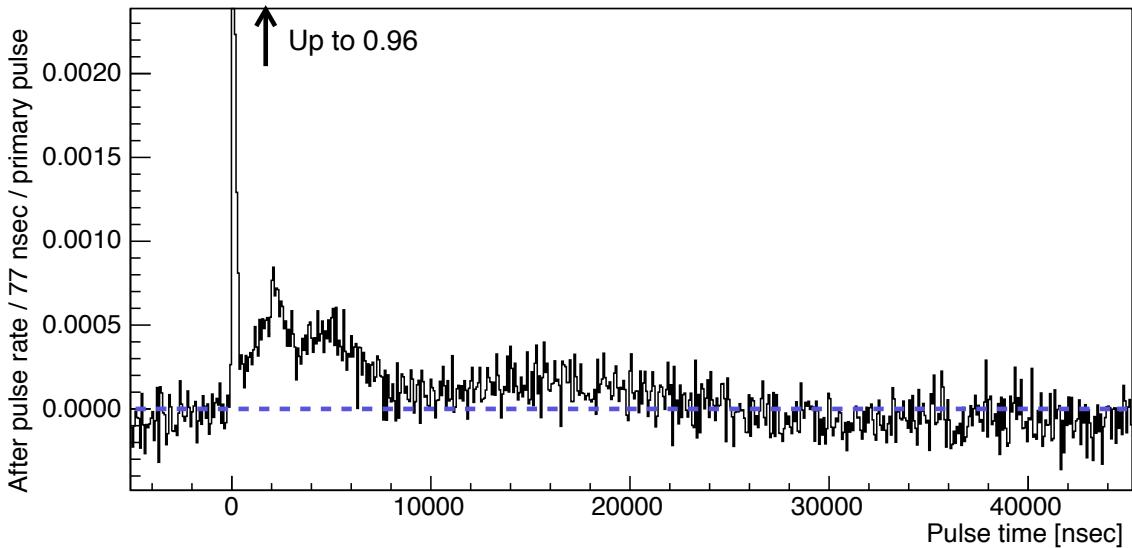


図 5.12: R12860 のアフターパルス [3]。横軸 0 s のタイミングで光源から 1 光電子相当の光の入射があり、その後のヒットがアフターパルスである。青の点線がダークレートであり、縦軸の 0 に設定されている。

以降に、ヒット時間分布図及び、フィット結果から得られた時定数の表を各セットアップ毎に示す。

測定結果

- 光学研磨ブロックサンプルのみ

光学研磨ブロックサンプルのみを 2 つの PMT の間に置いたときのヒット時間分布を図 5.13 に示す。また、式 (5.3) によるフィットから得られた時定数を表 5.3 に示す。トリガーから 50 μs 間の分布である。ヒット時間分布は分布の面積で規格化している。

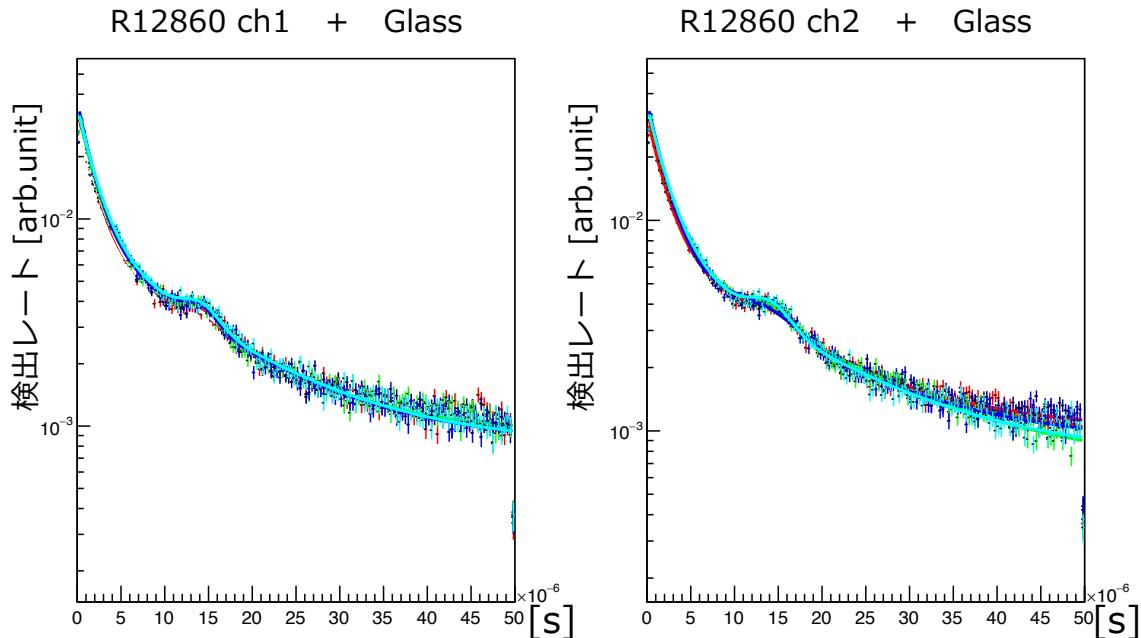


図 5.13: 各光学研磨ブロックサンプルを置いた場合のヒット時間分布。左図が ch1、右図が ch2 の R12860 に対応する。黒がガラスを置いていないときで、各色がガラスの違いを表している。黄緑が R12860 旧ガラス、赤が R12860 新ガラス、青が R3600 ガラス、水色が 8 inch PMT ガラスである。

表 5.3: 図 5.13 のヒット時間分布の時定数。

ガラス / [μs]	時定数 τ_1 (ch1)	時定数 τ_2 (ch1)	時定数 τ_1 (ch2)	時定数 τ_2 (ch2)
R12860 旧ガラス	1.70 ± 0.07	11.5 ± 0.4	1.94 ± 0.08	14.6 ± 0.7
R12860 新ガラス	1.70 ± 0.07	12.0 ± 0.5	1.94 ± 0.09	14.1 ± 0.8
R3600 ガラス	1.73 ± 0.07	12.0 ± 0.5	1.95 ± 0.09	13.7 ± 0.8
8 inch PMT ガラス	1.91 ± 0.08	12.4 ± 0.5	2.05 ± 0.09	13.5 ± 0.7

- 光学研磨ブロックサンプル + α source, ^{241}Am

光学研磨ブロックサンプル上に α 線源である ^{241}Am を置いた測定から得たヒット時間分布を図 5.14 に示す。また、式 (5.3) によるフィットから得られた時定数を表 5.4 に示す。トリガーから $50 \mu\text{s}$ 間の分布である。ヒット時間分布は分布の面積で規格化している。

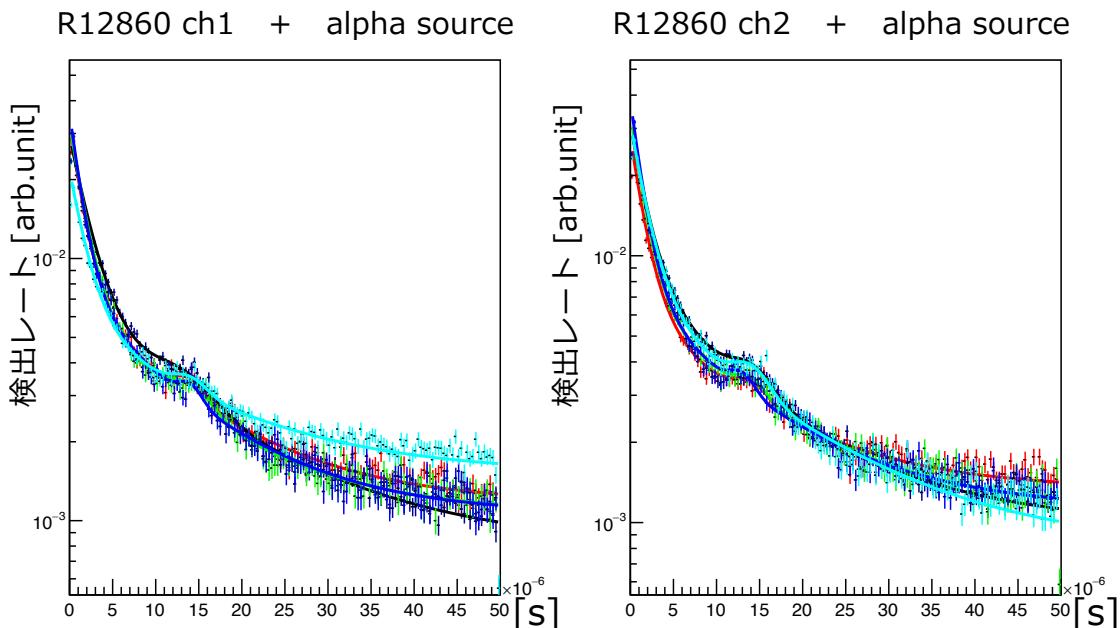


図 5.14: 各光学研磨ブロックサンプル上に α 線源を置いた場合のヒット時間分布。左図が ch1、右図が ch2 の R12860 に対応する。黒がガラスを置いていないときで、各色がガラスの違いを表している。黄緑が R12860 旧ガラス、赤が R12860 新ガラス、青が R3600 ガラス、水色が 8 inch PMT ガラスである。

表 5.4: 図 5.14 のヒット時間分布の時定数。

ガラス / $[\mu\text{s}]$	時定数 τ_1 (ch1)	時定数 τ_2 (ch1)	時定数 τ_1 (ch2)	時定数 τ_2 (ch2)
R12860 旧ガラス	1.68 ± 0.09	11.6 ± 0.7	1.53 ± 0.06	12.6 ± 0.7
R12860 新ガラス	1.57 ± 0.07	12.0 ± 0.6	1.63 ± 0.08	12.0 ± 0.7
R3600 ガラス	1.45 ± 0.07	11.4 ± 0.6	1.49 ± 0.06	12.2 ± 0.6
8 inch PMT ガラス	1.90 ± 0.11	14.5 ± 1.2	1.91 ± 0.10	14.5 ± 0.9

- 光学研磨ブロックサンプル + β source, ^{90}Sr

光学研磨ブロックサンプル上に β 線源である ^{90}Sr を置いた測定から得たヒット時間分布を図 5.15 に示す。また、式(5.3)によるフィットから得られた時定数を表 5.5 に示す。トリガーから $50 \mu\text{s}$ 間の分布である。ヒット時間分布は分布の面積で規格化している。

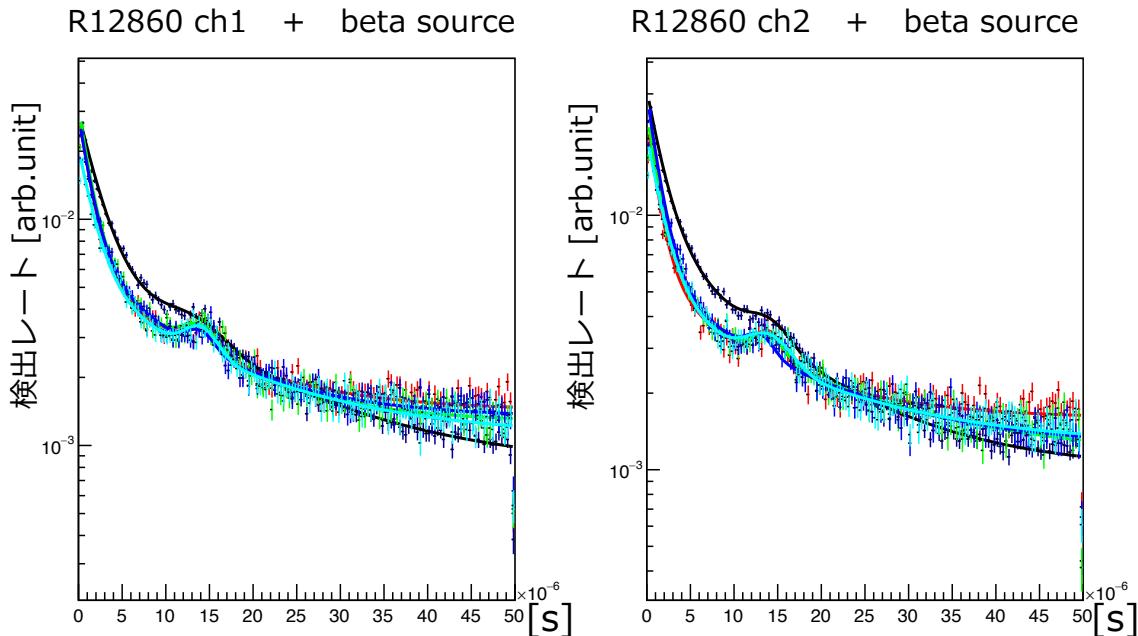


図 5.15: 各光学研磨ブロックサンプル上に β 線源を置いた場合のヒット時間分布。左図が ch1、右図が ch2 の R12860 に対応する。黒がガラスを置いていないときで、各色がガラスの違いを表している。黄緑が R12860 旧ガラス、赤が R12860 新ガラス、青が R3600 ガラス、水色が 8 inch PMT ガラスである。

表 5.5: 図 5.15 のヒット時間分布の時定数。

ガラス / $[\mu\text{s}]$	時定数 τ_1 (ch1)	時定数 τ_2 (ch1)	時定数 τ_1 (ch2)	時定数 τ_2 (ch2)
R12860 旧ガラス	1.44 ± 0.09	10.9 ± 0.8	1.58 ± 0.09	16.7 ± 1.6
R12860 新ガラス	1.41 ± 0.08	11.2 ± 0.9	1.35 ± 0.09	10.9 ± 1.0
R3600 ガラス	1.46 ± 0.09	10.8 ± 0.8	1.51 ± 0.08	14.1 ± 1.2
8 inch PMT ガラス	1.80 ± 0.13	14.2 ± 1.4	1.85 ± 0.17	15.0 ± 1.7

- 光学研磨ブロックサンプル+宇宙線(ミューオン)

光学研磨ブロックサンプル内を宇宙線ミューオンが通過したときのイベントのヒット時間分布を図 5.16 に示す。また、式 (5.4) によるフィットから得られた時定数を表 5.6 に示す。トリガーから $50 \mu\text{s}$ 間の分布である。本測定で使用したガラスは R12860 の新旧ガラスの二種である。

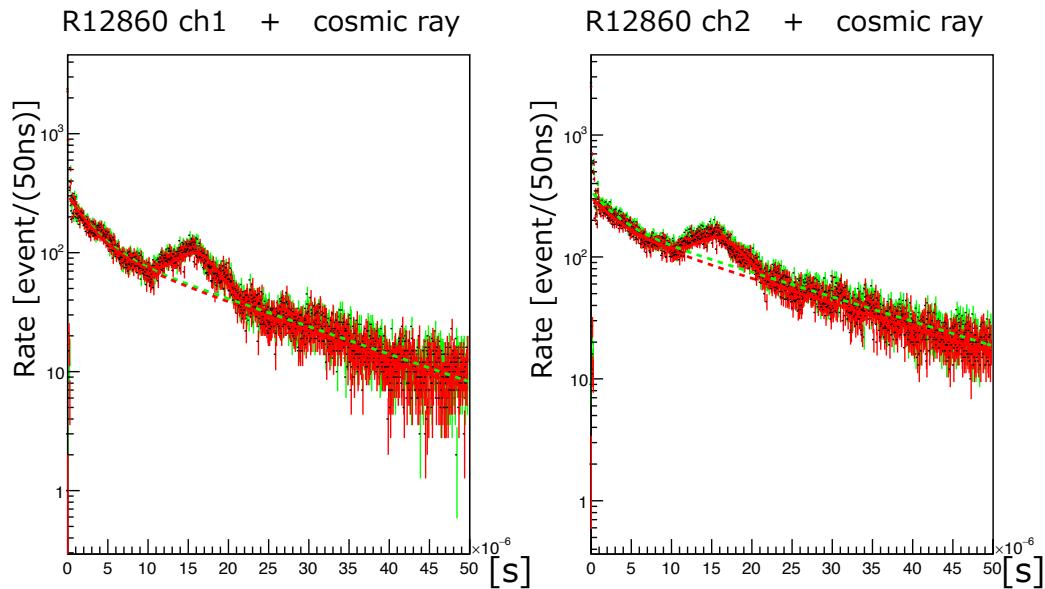


図 5.16: 各光学研磨ブロックサンプル内をミューオンが通過したイベントのヒット時間分布。左図が ch1、右図が ch2 の R12860 に対応する。各色がガラスの違いを表しており、黄緑が R12860 旧ガラス、赤が R12860 新ガラスである。フィットの結果がそれぞれの色の実線で、フィット結果からアフターパルスの成分を除いたものが破線である。

表 5.6: 図 5.16 のヒット時間分布の時定数。

ガラス / $[\mu\text{s}]$	時定数 τ_1 (ch1)	時定数 τ_2 (ch1)	時定数 τ_1 (ch2)	時定数 τ_2 (ch2)
R12860 旧ガラス	2.86 ± 0.13	18.7 ± 0.35	2.99 ± 0.21	21.6 ± 0.35
R12860 新ガラス	2.71 ± 0.16	17.9 ± 0.34	3.43 ± 0.26	21.4 ± 0.42

考察

各種ガラスについて、それぞれの線源を使用してヒット時間分布及び時定数の値を取得した。それぞれの測定で得られた短長、二種の時定数をプロットしたグラフを図5.17と図5.18にそれぞれ示す。いずれの時定数でもおよそ二本の PMT(ch1, ch2) 間の差はフィットのエラーの二倍から三倍程度の差であり、測定の誤差と取れる。ガラスのみとそれぞれの線源について、すべてのガラスで時定数 τ_1, τ_2 の値の平均値をとった結果をまとめたものが表5.7である。

表 5.7: 各線種ごとのすべてのガラスでの時定数 (τ_1, τ_2) の平均値。各セットアップで得られた時定数を線種ごとに平均をとった。誤差はそれぞれのフィットのエラーをあわせたものである。

ガラス / [μs]	時定数 τ_1	時定数 τ_2
ガラスのみ	1.9 ± 0.23	13 ± 1.8
α 線	1.7 ± 0.23	13 ± 2.2
β 線	1.6 ± 0.30	13 ± 3.5
宇宙線 μ	3.0 ± 0.39	20.0 ± 0.7

また、この誤差以上に離れている τ_1, τ_2 二種類の時定数も先行研究と同様に確認することができた。ガラス単体での測定と各種放射線源での測定を比較して、特にいざれかの線源による発光だけがガラスからの発光と一致しているという結果は本測定でも得られておらず、いずれの線種でも時定数に大きな違いが確認できていないため、どの場合でも発光のプロセスが同じであると考えられる。宇宙線での測定に関しては、信号の大きさも加味した分布での時定数も試みたが、放射線源での測定よりエネルギーが高いため $10 \mu\text{s}$ 以内のアフターパルス (PMT ダイノードの後方散乱によるもの) の影響により短い時定数のデータが得られなかった。そのため、ガラス単体、ガラス+放射線源での測定と同様にヒットでのヒット時間分布から時定数を得た。このことから、本測定で得られた結果には $10 \mu\text{s}$ 以内の二種のアフターパルスの影響が含まれている事が考えられる。また、それぞれの測定はスタートのタイミングをトリガーのタイミングで合わせている。スタートのズレの殆どは指数関数の強度のパラメータに吸収されるので、時定数のフィットへの影響は小さいと考えている。

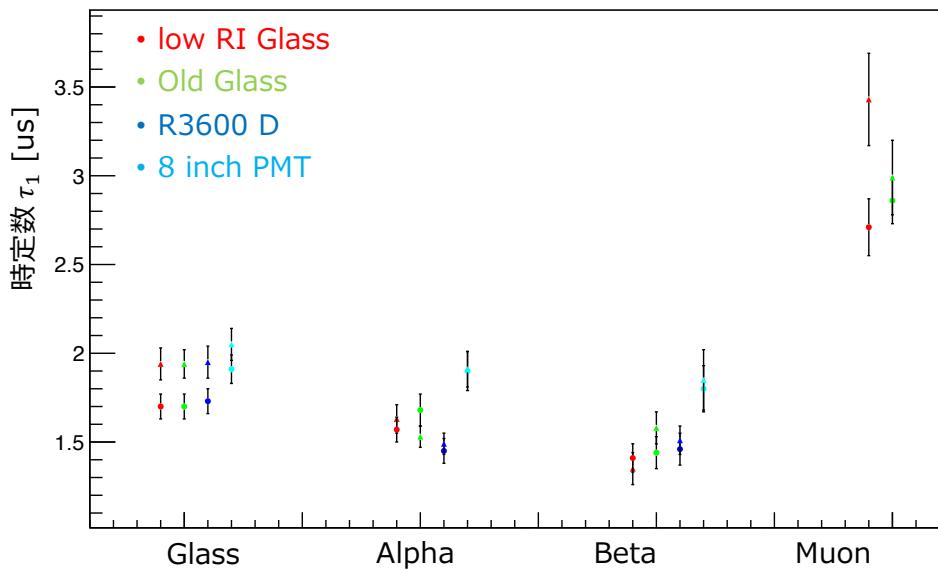


図 5.17: 各光学研磨ブロックサンプルと線源の組み合わせでの時定数の短い成分の散布図。丸のプロットが ch1、三角のプロットが ch2。各色がガラスの違いを表している。黄緑が R12860 旧ガラス、赤が R12860 新ガラス、青が R3600 ガラス、水色が 8 inch PMT ガラスである。

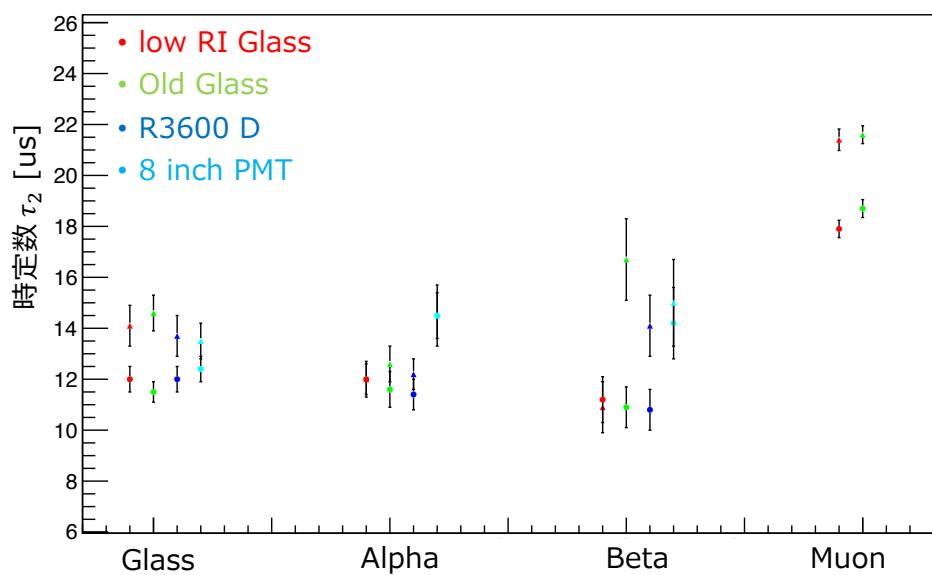


図 5.18: 各光学研磨ブロックサンプルと線源の組み合わせでの時定数の長い成分の散布図。丸のプロットが ch1、三角のプロットが ch2。各色がガラスの違いを表している。黄緑が R12860 旧ガラス、赤が R12860 新ガラス、青が R3600 ガラス、水色が 8 inch PMT ガラスである。

5.3.3 発光量調査

本節では、各ガラス及びガラスと線源による発光量の見積もりの結果について述べる。オシロスコープで取得した二本の R12860 の波形データから、0.5 p.e. 以上の信号を選び解析を行った。ガラスのみおよびガラスと放射線源の測定の解析では、二本の R12860 のコインシデンス信号をトリガーとしているため、トリガーがシンチレーション発光の最初のヒットではつかないことがある（図 5.10 でも起こっている）。そのため、トリガー前 10 μs からトリガー後 50 μs までの信号の光量を足し合わせることで連続パルスの光量を見積もる。二本の R12860 それぞれで検出光電子数分布を描画し、以下の式 (5.5) でフィットを行った。本式はポアソン分布がピークごとに正規分布の広がりを持つような分布になっている。

$$f = A \sum_{k=1}^6 \frac{\lambda^k e^\lambda}{k!} \exp \frac{(x - k)^2}{2(\sqrt{k}\sigma)^2} \quad (5.5)$$

上式で、 A は分布の強度、 λ が光量の期待値、 k が光電子数、 σ は正規分布の広がりを表している。発光量の見積もりは期待値を参照し、強度は考慮に入れないため検出光電子数分布の形状から発光量の期待値を見積もる、フィットの関数としては 6 p.e. の山まで考慮した関数で 1 ~ 4 p.e. のピークを含むの範囲でフィットを行った。これはピークが高くなるに連れて、ピークの広がりは $\sqrt{k}\sigma$ で広がるため、より隣接したピークの影響が現れる。そのため、フィット範囲の 0 ~ 4 p.e. よりも広い範囲 6 p.e. までのピークを考慮した関数でフィットしている。検出光電子数分布は光量が高くなるに連れ、バックグラウンド（ガラス及び放射線源のない状態）の成分に分布が埋もれしていくので、フィットは 4 p.e. のピークまでの範囲に設定した。

一方、宇宙線での測定では 0.5 p.e. 以上の信号を選ぶのとあわせて、セットアップの項で説明したように宇宙線イベントの選別のため、初期発光が ch1 と ch2 の合計で 20 p.e. 以上のイベントを選んだ。検出光電子数分布では初期発光を除いたトリガー後 0.3 μs から 50 μs 間の信号の光量を足し合わせた。そのうえ、ch1 と ch2 の光量を足し合わせて描画する。ミューオンの通過によるガラスに落とすエネルギー量はランダウ分布に従うことが知られているため、ランダウ分布でフィットを行った。ランダウ分布で得られる値は MPV(Most Probable Value) であり、期待値及び平均値とは異なる値である。エネルギーあたりの発光量を算出する際に、ミューオンの落とすエネルギーを MPV で見積もる必要がある。

測定結果

以降に各セットアップでの検出光電子数分布および発光量の期待値、MPV を順に示す。

- 光学研磨ブロックサンプルのみ

本項では、光学研磨ブロックサンプルのみを 2つの PMT の間に置いたときの検出光電子数分布を図 5.19 に示す。また、式 (5.5) によるフィットから得られた期待値を表 5.8 に示す。縦軸は分布の面積で規格化した後、トリガーに使用しているコインシデンス信号レートで重み付けしている。

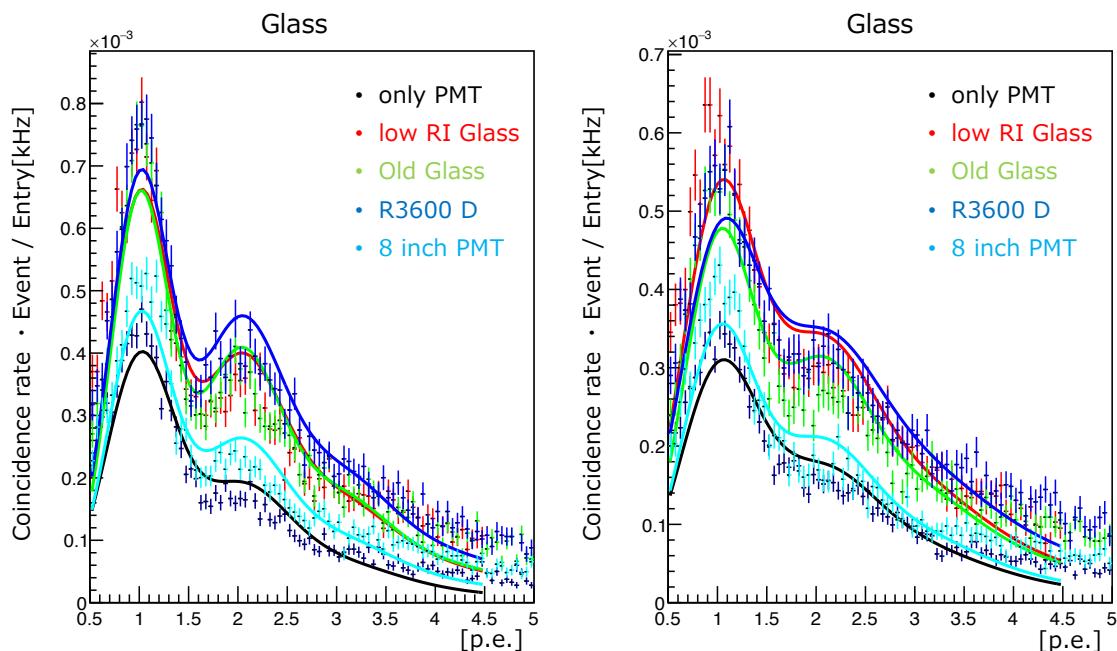


図 5.19: 各光学研磨ブロックサンプルを置いた場合の検出光電子数分布。左図が ch1、右図が ch2 の R12860 に対応する。黒がガラスを置いていないときで、各色がガラスの違いを表している。黄緑が R12860 旧ガラス、赤が R12860 新ガラス、青が R3600 ガラス、水色が 8 inch PMT ガラスである。それぞれの分布を式 (5.5) でフィットしている。

表 5.8: 図 5.19 を式 (5.5) でフィットして得られた発光量の期待値。期待値の合計は ch1 と ch2 で得られた値の合計である。表内の誤差はフィットの誤差である。

ガラス	期待値 λ_{ch1} [p.e.]	期待値 λ_{ch2} [p.e.]	期待値 λ の合計 [p.e.]
R12860 旧ガラス	1.20 ± 0.015	1.26 ± 0.018	2.46 ± 0.023
R12860 新ガラス	1.17 ± 0.016	1.21 ± 0.018	2.38 ± 0.024
R3600 ガラス	1.28 ± 0.015	1.36 ± 0.019	2.64 ± 0.024
8 inch PMT ガラス	1.09 ± 0.016	1.12 ± 0.018	2.21 ± 0.024

- 光学研磨ブロックサンプル + α 線源 (^{241}Am)

本項では、光学研磨ブロックサンプルと α 線源 (^{241}Am) を置いたときの検出光電子数分布を図 5.20 に示す。また、式 (5.5) によるフィットから得られた期待値を表 5.9 に示す。縦軸は分布の面積で規格化した後、トリガーに使用しているコインシデンス信号レートで重み付けしている。

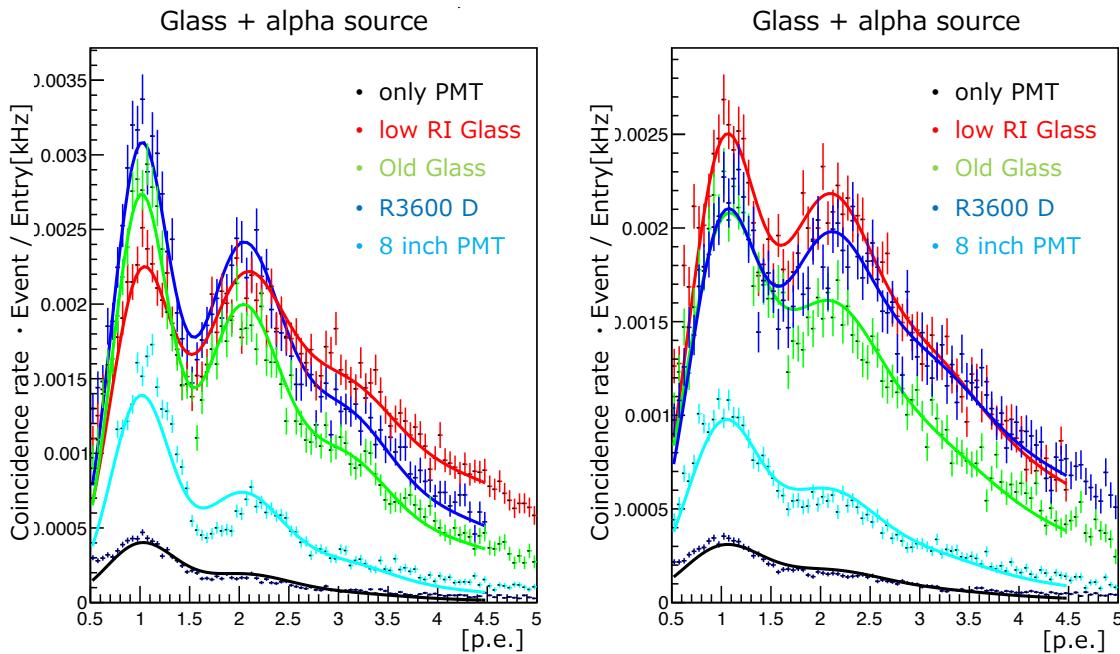


図 5.20: 各光学研磨ブロックサンプル上に α 線源を置いた場合の検出光電子数分布。左図が ch1、右図が ch2 の R12860 に対応する。黒がガラスを置いていないときで、各色がガラスの違いを表している。黄緑が R12860 旧ガラス、赤が R12860 新ガラス、青が R3600 ガラス、水色が 8 inch PMT ガラスである。それぞれの分布を式 (5.5) でフィットを行っている。

表 5.9: 図 5.20 を式 (5.5) でフィットして得られた発光量の期待値。期待値の合計は ch1 と ch2 で得られた値の合計である。表内の誤差はフィットの誤差である。

ガラス	期待値 λ_{ch1} [p.e.]	期待値 λ_{ch2} [p.e.]	期待値 λ の合計 [p.e.]
R12860 旧ガラス	1.41 ± 0.013	1.48 ± 0.015	2.89 ± 0.020
R12860 新ガラス	1.87 ± 0.015	1.67 ± 0.014	3.54 ± 0.021
R3600 ガラス	1.51 ± 0.014	1.79 ± 0.017	3.30 ± 0.022
8 inch PMT ガラス	1.03 ± 0.014	1.19 ± 0.025	2.22 ± 0.021

- 光学研磨ブロックサンプル + β 線源 (^{90}Sr)

本項では、光学研磨ブロックサンプルと β 線源 (^{90}Sr) を置いたときの検出光電子数分布を図 5.21 に示す。また、式 (5.5) によるフィットから得られた期待を表 5.10 に示す。縦軸は分布の面積で規格化した後、トリガーに使用しているコインシデンス信号レートで重み付けしている。

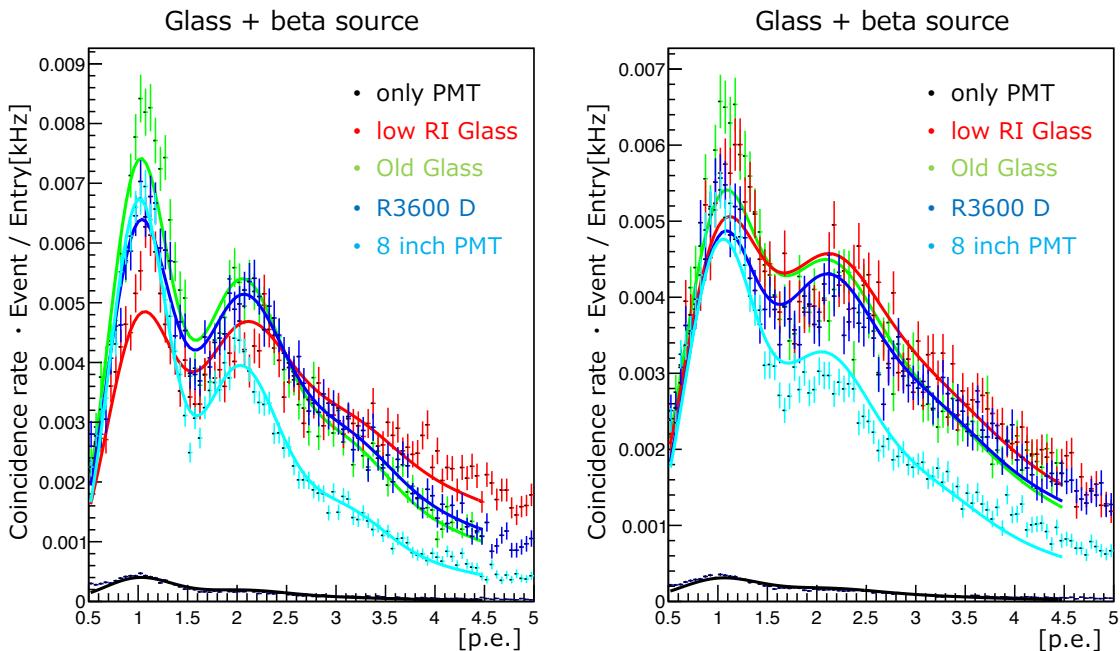


図 5.21: 各光学研磨ブロックサンプル上に β 線源を置いた場合の検出光電子数分布。左図が ch1、右図が ch2 の R12860 に対応する。黒がガラスを置いていないときで、各色がガラスの違いを表している。黄緑が R12860 旧ガラス、赤が R12860 新ガラス、青が R3600 ガラス、水色が 8 inch PMT ガラスである。それぞれの分布を式 (5.5) でフィットを行っている。

表 5.10: 図 5.21 を式 (5.5) でフィットして得られた発光量の期待値。期待値の合計は ch1 と ch2 で得られた値の合計である。表内の誤差はフィットの誤差である。

ガラス	期待値 λ_{ch1} [p.e.]	期待値 λ_{ch2} [p.e.]	期待値 λ の合計 [p.e.]
R12860 旧ガラス	1.40 ± 0.013	1.59 ± 0.017	2.99 ± 0.026
R12860 新ガラス	1.84 ± 0.018	1.74 ± 0.018	3.58 ± 0.026
R3600 ガラス	1.54 ± 0.014	1.69 ± 0.017	3.23 ± 0.022
8 inch PMT ガラス	1.14 ± 0.010	1.32 ± 0.014	2.46 ± 0.017

- 光学研磨ブロックサンプル+宇宙線(ミューオン)

本項では、R12860 旧ガラスと新ガラスをそれぞれ置いて宇宙線での測定を行った、初期発光を除いた検出光電子数分布(図 5.22)とそのランダウフィットで得られた MPV(表 5.11)を示す。図 5.22 の描画についても、ヒット時間分布の際と同様に宇宙線イベントの選別(初期発光が 20 p.e. 以上)を行っている。また、縦軸はイベント数である。二種類のガラスで発光量の MPV の値を取得した。

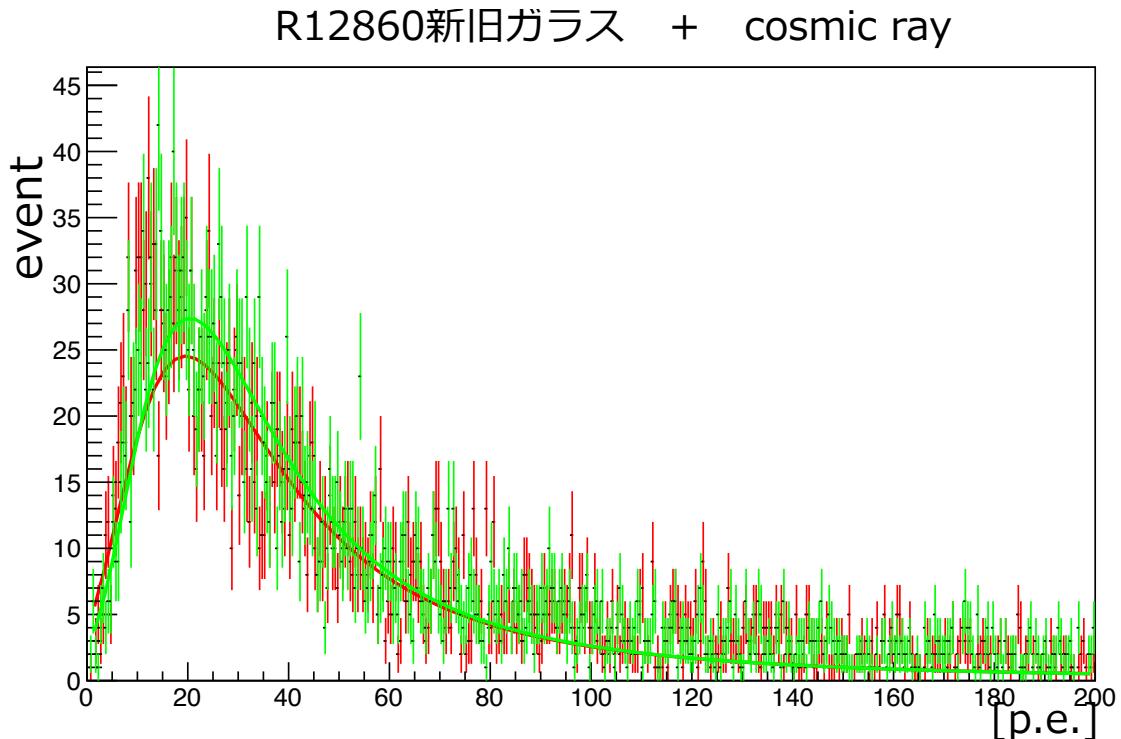


図 5.22: 各光学研磨ブロックサンプル内をミューオンが通過したときの検出光電子数分布。ch1 と ch2 の光量の合計。実線がランダウ分布によるフィットである。各色がガラスの違いを表しており、黄緑が R12860 旧ガラス、赤が R12860 新ガラスである。

表 5.11: 図 5.22 のランダウフィットで得られた発光量の MPV。表内の誤差はフィットのパラメータのエラー。

ガラス	MPV の合計 [p.e.]
R12860 旧ガラス	22.5 ± 0.52
R12860 新ガラス	21.8 ± 0.45

考察

- 発光量の期待値

これまでの放射線源を用いた測定の結果で示した ch1,2 の発光量をそれぞれの軸に取り、散布図にしたもののが図 5.23、図 5.24 および図 5.25 である。それぞれ、ガラスブロックのみ、ガラスと ^{241}Am (α 線源)、ガラスと ^{90}Sr (β 線源) での測定より得た発光量である。いずれの測定でも ch1 と ch2 でおよそ線形の相関関係が確認できている。ガラス単体でのガラス中からの発光では R3600(SK) ガラス、R12860 旧(Old) ガラス、R12860 新(LowRI) ガラス、8 inch PMT(GlassE) ガラスの順に高い発光量であった。一方、 α , β 線源を使用した既知の線源によるガラスの発光の測定ではどちらの線種でも、R12860 新(LowRI) ガラス、R3600(SK) ガラス、R12860 旧(Old) ガラス、8 inch PMT(GlassE) ガラスの順であった。これらから、新ガラスでは放射性不純物(特に ^{238}U , ^{232}Th 系列)の減少によって大きな発光が減ったが、線源による発光は鉄などの他不純物が減ったことで光が届きやすくなつたことによるものと考えられる。

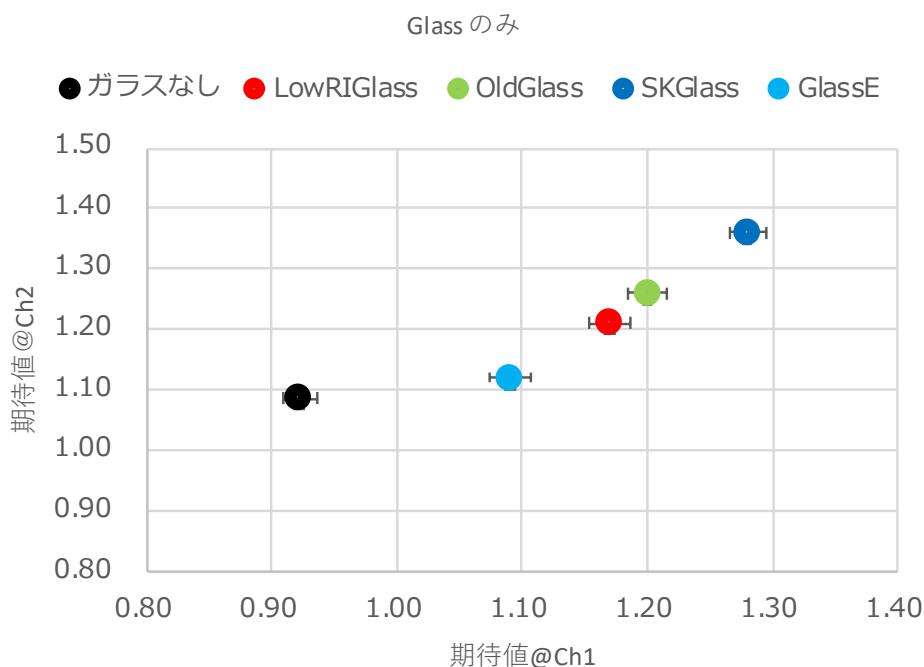


図 5.23: 各光学研磨ブロックサンプルのみを置いた場合の発光量の散布図。横軸が ch1、縦軸が ch2。黒がガラスを置いていないときで、各色がガラスの違いを表している。黄緑が R12860 旧ガラス、赤が R12860 新ガラス、青が R3600 ガラス、水色が 8 inch PMT ガラスである。フィットのエラーを誤差棒で表示しており、見えないものは点の大きさ程度もしくはそれ以下である。

宇宙線での測定の発光量の MPV に関しては、R12860 新ガラスと旧ガラスの二種類でのみ測定を行った。両ガラスの差は統計誤差程度であったが、他放射線源を使用した測定と異なり、旧ガラスの方が高い光量であった。宇宙線は放射線源に比べてエネルギーが高く、光量が大きくなり、旧ガラスのほうが不純物が多いため散乱により光が PMT の窓から外れることが考えられる。

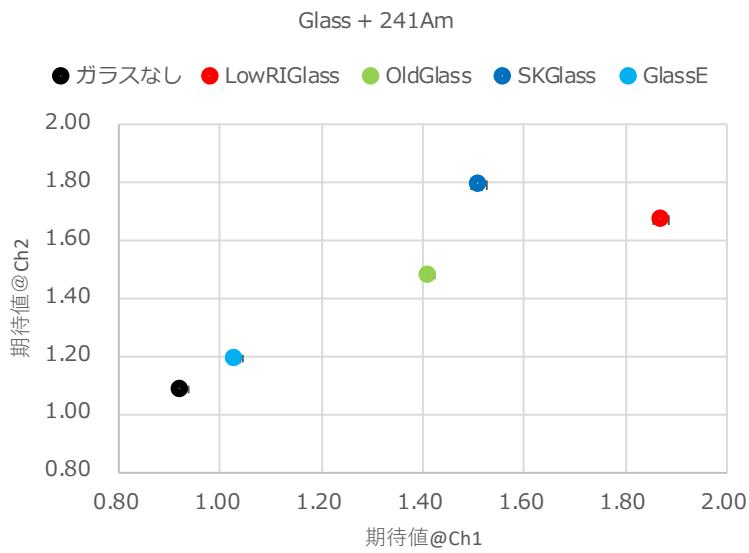


図 5.24: 各光学研磨ブロックサンプル上に α 線源 (^{241}Am) を置いた場合の発光量の期待値の散布図。横軸が ch1、縦軸が ch2。黒がガラスを置いていないときで、各色がガラスの違いを表している。黄緑が R12860 旧ガラス、赤が R12860 新ガラス、青が R3600 ガラス、水色が 8 inch PMT ガラスである。フィットのエラーを誤差棒で表示しており、見えないものは点の大きさ程度もしくはそれ以下である。

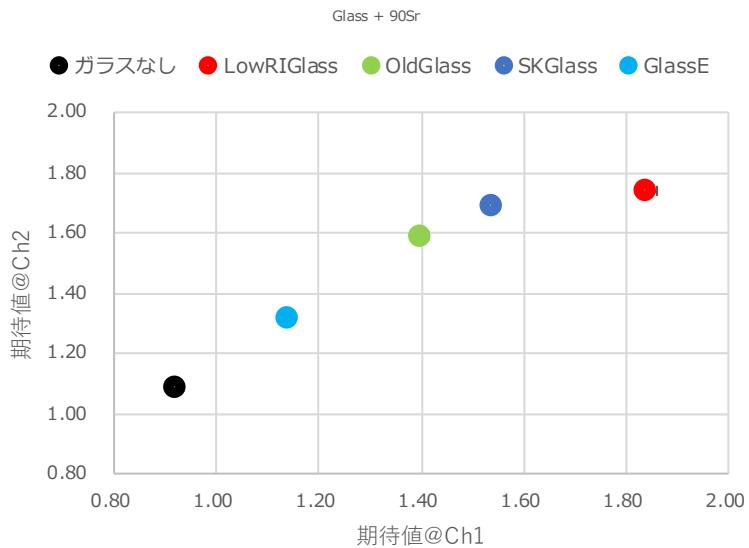


図 5.25: 各光学研磨ブロックサンプル上に β 線源 (^{90}Sr) を置いた場合の発光量の期待値の散布図。横軸が ch1、縦軸が ch2。黒がガラスを置いていないときで、各色がガラスの違いを表している。黄緑が R12860 旧ガラス、赤が R12860 新ガラス、青が R3600 ガラス、水色が 8 inch PMT ガラスである。フィットのエラーを誤差棒で表示しており、見えないものは点の大きさ程度もしくはそれ以下である。

- エネルギーあたりの発光量の見積もり

測定により得られた発光量からガラスに落とされたエネルギーあたりの発光量 [p.e./MeV] を算出する。エネルギーあたりの発光量 X [p.e./MeV] の算出にあたって必要な数値は、ガラスブロックに落とされるエネルギー E [MeV] と発光箇所から光電面の窓までの見込み角 ϕ と測定で得られた発光量 x [p.e.] で、以下の式 (5.6) を使用した。

$$X = \frac{x \times \phi}{E} \quad (5.6)$$

それぞれのセットアップで換算に使用した E, ϕ の値を表 5.12 に示す。各種放射線源については、すべてのエネルギーがガラス上に置いた放射線源の付近で落とされると仮定した。宇宙線ミューオンについては、ガラスの長辺の 10 cm を通ると仮定して計算を行う。また、宇宙線による発光量をランダウ分布の MPV で見積もったため、エネルギー損失も同様に MPV で見積もる必要がある。そのため、以下の式 (5.7) を使用してミューオンがガラスを通過する際に落とすエネルギーの MPV を見積もった [19]。

$$\Delta_p = \xi \left[\ln \frac{2mc^c\beta^2\gamma^2}{I} + \ln \frac{\xi}{I} + j - \beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right] \quad (5.7)$$

ここで、 $\xi = (K/2)\langle Z/A \rangle z^2 (x/\beta^2)$ MeV であり、 x はガラスの厚さ $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ で、 $j = 0.200$ である。 $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ 、 Z がガラスの原子番号、 A はガラスの原子数、 N_A はアボガドロ数、 r_e は電子半径、 m_e は電子の質量である。

表 5.12: 各セットアップでガラスに落とされるエネルギーと発光箇所から見た PMT の窓の見込み角。見込み角は、各セットアップのジオメトリから算出した。

セットアップ	エネルギー E	見込み角 ϕ
ガラスのみ	—	29.3%
ガラス + α 線源	5.4 MeV	22.75%
ガラス + β 線源	0.56 MeV	23.85%
ガラス + 宇宙線	36.7 MeV	4.77%

表 5.12 の値と式 (5.6) を使って、発光量からガラスのエネルギーあたりの発光を見積もった結果を表 5.13 に示す。 α 線の結果はシンチレーション光の消光 (クエンチング) により、他線源に比べて低い値であると理解できる。また、同線種内ではいずれも類似した値が確認できている。エネルギーあたりの発光については R12860 新旧ガラスで比較して、ミューオンによる発光に関しては統計誤差程度の差であるが新ガラスの方が発光量が低いが、他 α, β 線源による発光では新ガラスのほうが発光量が大きい。

次に、得られたエネルギーあたりの発光量からガラス中の放射性不純物による発光量を見積もる。まず、ガラス中の主な放射性不純物である ^{238}U 系列、 ^{232}Th 系列と ^{40}K について、崩壊図 4.2, 4.3, 4.4 から、崩壊時に α 及び β を放出する核種を探し、その平均エネルギーと分岐比をまとめたものが表 5.14, 5.15, 5.16 である。それぞれの系列、線種毎に平均エネルギーに分岐比をかけて足し合わせたものが、系列の 1 崩壊あたりの各線種のエネルギーになる。得られた値を表 5.17 に示す。

表 5.13: 各ガラスで見積もったエネルギーあたりの発光量。

ガラス	p.e./MeV from α	p.e./MeV from β	p.e./MeV from muon
R12860 旧ガラス	2.35 ± 0.016	22.2 ± 0.16	12.8 ± 0.26
R12860 新ガラス	2.88 ± 0.017	26.6 ± 0.19	12.4 ± 0.26
R3600 ガラス	2.69 ± 0.018	24.0 ± 0.16	—
8 inch PMT ガラス	1.81 ± 0.017	18.3 ± 0.13	—

表 5.14: ^{238}U 系列の α, β 線を放出する核種とその平均エネルギー、及び分岐比 [18]。

線種	核種	平均エネルギー [MeV]	分岐比
α	^{230}Th	4.688	100 %
	^{226}Ra	4.784	100 %
	^{222}Rn	5.490	100 %
	^{218}Po	6.003	99.98 %
	^{218}At	6.694	0.02 %
	^{214}Bi	5.455	0.021 %
	^{214}Po	7.687	99.979 %
β	^{218}Po	0.07137	0.02 %
	^{214}Pb	0.2181	99.98 %
	^{214}Bi	0.6413	99.979 %
	^{210}Tl	1.184	0.021 %

それぞれのガラスの光学研磨ブロックサンプルの放射性不純物含有量 $RI_{\alpha,\beta} [\text{Bq}/\text{kg} = \text{decay}/\text{kg}/\text{s}]$ は前章の測定結果 (4.4) を使用。表 5.17 で示した 1 崩壊あたりに放出される各線種のエネルギー $E1_{\alpha,\beta} [\text{MeV}/\text{decay}]$ を元に、式 (5.17) よりガラスごとに含まれる放射性不純物の各系列の量から放出される α, β 線のエネルギー $y_{\alpha,\beta} [\text{MeV}/\text{kg}/\text{s}]$ を算出する。

$$y_{\alpha,\beta} = RI_{\alpha,\beta} \times E1_{\alpha,\beta} \quad (5.8)$$

その後、 ^{238}U 系列、 ^{232}Th 系列と ^{40}K の各系列での $y_{\alpha,\beta} [\text{MeV}/\text{kg}/\text{s}]$ の合計を $Y_{\alpha,\beta} [\text{MeV}/\text{kg}/\text{s}]$ とする。そこに、それぞれの線種でのエネルギーあたりの発光量 $X_{\alpha,\beta}$ [p.e./MeV] (表 5.13) を適用し、各ガラス 1 kg が 1 秒あたりに発する放射性不純物由来の発光量 $Z_{\alpha,\beta}$ [p.e./kg/s] を式 (5.9) から見積もる。その結果をまとめたものが表 5.18 である。

$$Z_{\alpha,\beta} = X_{\alpha,\beta} \times Y_{\alpha,\beta} \quad (5.9)$$

1 p.e. の発光がダークレートの 1 パルスと仮定するとガラス 1 kg あたりのダークレートへの寄与が表 5.18 の合計の列の値にあたる。R12860 に使われるガラスの重量はおよそ 6 kg でそのうち受光面のバルブ側に使われるのがおよそ 2 ~ 3 kg と考えると、表の値の二倍から三倍程度がダークレートへの寄与と想定できる。この仮定から、R12860 新旧ガラスの変更に伴うダークレートの低減量を見積もると 1 kg あたり 125 Hz、受光面側のバルブの重量を考慮すると 250 Hz ~ 375 Hz 程度の減少を期待することができる。これらは割合にするとガラスの変更によってガラス中の放射性不純物による発光が約 20% 減少する見込みとである。

表 5.15: ^{232}Th 系列の α , β 線を放出する核種とその平均エネルギー、及び分岐比 [18]。

線種	核種	平均エネルギー [MeV]	分岐比
α	^{230}Th	4.688	100 %
	^{226}Ra	4.784	100 %
	^{222}Rn	5.490	100 %
	^{218}Po	6.003	99.98 %
	^{218}At	6.694	0.02 %
	^{214}Bi	5.455	0.021 %
	^{214}Po	7.687	99.979 %
β	^{218}Po	0.07137	0.02 %
	^{214}Pb	0.2181	99.98 %
	^{214}Bi	0.6413	99.979 %
	^{210}Tl	1.184	0.021 %

表 5.16: ^{40}K の β 線の平均エネルギー、及び分岐比 [18]。

線種	核種	平均エネルギー [MeV]	分岐比
β	^{40}K	0.5845	89.28 %

本測定からの見積もりでは発光の波長分布やガラスの透過率の影響を考慮に入れていない。ガラスのみの測定では R12860 新ガラスは R12860 旧ガラスに比べて発光量の期待値は低く、放射性不純物含有量が下がった影響を確認できた。一方で、エネルギーあたりの発光量は R12860 新ガラスのほうが高いことを確認した。これは、原材料の変更に伴って R12860 新ガラスの透過率が旧ガラスに比べて上昇していることによる影響で有ると考えられる。透過率が上昇すると、ガラス内で発生したシンチレーション光がより減衰されずガラス外に到達することになるため、R12860 新ガラスのエネルギーあたりの発光量が高い理由となる。このことから、ダークレートへの影響は放射性不純物含有量減少の効果が、透過率の上昇の影響によって小さくなることが考えられる。本測定で使用した光学研磨ブロックサンプルの厚さは約 5 cm で、実際に R12860 に使用されるバルブのガラスに比べて数倍厚い。そのため、ガラスを PMT に整形して行う測定より透過率の影響を大きく受けている。このため、本測定で得られたエネルギーあたりの発光量は実際よりも低く見積もられている可能性があり、実際に作られた PMT では本測定での予想よりも大きなダークレートの減少を期待することができる。

表 5.17: 各系列の 1 崩壊あたりの放出される α, β 線のエネルギー [18]。

	MeV/decay from α	MeV/decay from β
^{238}U 系列	28.65	0.8594
^{232}Th 系列	35.99	1.021
^{40}K	—	0.522

表 5.18: 各ガラスで見積もったガラス 1kg の単位時間あたりの放射性不純物由来の発光量。それぞれの線種での発光量とその和である。

ガラス	p.e./kg/s from α	p.e./kg/s from β	合計 [p.e./kg/s]
R12860 旧ガラス	441 ± 5.6	143 ± 2.5	584 ± 6.2
R12860 新ガラス	339 ± 4.4	121 ± 2.5	459 ± 5.0
R3600 ガラス	542 ± 6.6	336 ± 5.1	878 ± 8.3
8 inch PMT ガラス	412 ± 4.4	181 ± 1.8	594 ± 4.7

第6章 ダークレート低減調査

前章では原材料変更により放射性不純物含有量を低減した新型 PMT(R12860) に使用されるガラスのブロックによる発光の測定を行った。本章では、より実際の PMT でのダークレートの実測に近い測定環境を作り、改良したガラスのダークレートへの影響を確かめる。そこで、ガラス半球バルブを使用した測定と、実際に新しいガラスで作られた R12860 でのダークレート測定を行った。

6.1 ガラス半球バルブを使用したダークレート測定

6.1.1 目的

R12860 新ガラスと R12860 旧ガラスで作成された 50 cm 径のカットバルブガラスを使用して、ダークレートの測定を行った。そして、新旧ガラスを比較して、ダークレートが減少していることを確認する。

6.1.2 測定のセットアップ

本節ではセットアップについて述べる。概略図が図 6.1 である。本測定では R12860 を使用し、その上にカットバルブガラスをかぶせ、その上からブラックシートで覆って測定を行った。カットバルブガラスは 50 cm 径の PMT 用のバルブのガラスを最大口径の部分でカットしたものである。R12860 新旧カットバルブガラスの重さはそれぞれ、旧ガラスが 1.80 kg、新ガラスが 1.70 kg である。



図 6.1: 実験セットアップの概略図。青で R12860 の概形、オレンジがカットバルブガラスであり、光電面全体をブラックシートで覆っている。

データ収集系を図 6.2 に示す。5 章のレートの測定から信号幅のみ変えて、ダークレートをスケーラーで測定を行った。R12860 のゲインは 1.0×10^7 の印加電圧にそれぞれ設定しており、Discriminator で使用した閾値は約 1/3 p.e. である。測定した信号幅は、200 ns、2 μ s、20 μ s の三種類である。また、SK で使用されているエレクトロニクスである QBEE を使用して、不感時間を変更してレートの測定を行った。QBEE では閾値を超えた全てのヒットを一つずつの時間情報を記録している。一つのヒットを記録した後、1 μ s の不感時間があるため、不感時間 1 μ s 以上の場合でダークレートの算出を行うことができる。約一時間データ取得を行い、1 μ s ~ 1000 μ s まで不感時間を変えてレートを算出した。

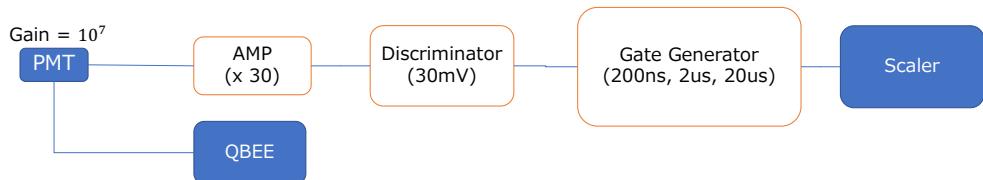


図 6.2: 実験セットアップのデータ収集系の概略図。

6.1.3 測定結果と考察

測定結果

カットバルブガラスを置いたときと置いていないときの差分と、それぞれのカットバルブガラスを置いたときのレートの差分のプロットを図 6.3 に示す。カットバルブガラスの寄与をカットバルブの重さで規格化して算出すると、信号幅 1 μ s のとき、R12860 新ガラスで 382 Hz、R12860 旧ガラスで 479 Hz であり、各ガラスの差分はガラス 1 kgあたり 97 Hz であった。

考察

本測定より、外部ガラス由来のレートが、原材料を変更した新ガラスでは旧ガラスと比較して 20% 程度の減少量したことが確認できた。この結果は、新ガラスに含まれる放射性不純物の旧ガラスからの減少量、約 25% と近い値である。また、ガラス 1 kg あたりのレートの減少量である 97 Hz に関しては、5 章の発光量から見積もったガラス変更に伴うダークレートの減少分 115 Hz と矛盾しない結果であった。

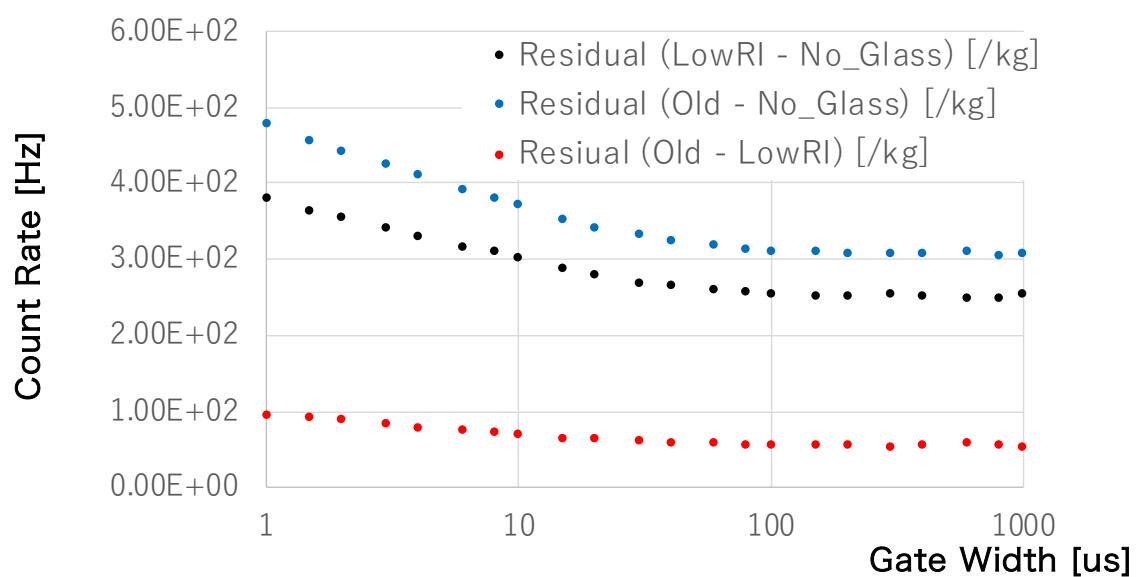


図 6.3: カットバルブガラスを使用したレート測定の結果。黒のプロットが新ガラスを乗せた状態でのレートの値から、ガラスを乗せてない状態でのレートとの差分である。青が旧ガラスとガラスのない状態との差分。赤が各ガラスを置いたときのレートの差分。

6.2 新ガラスでバルブを作成した PMT のダークレート測定

6.2.1 目的

原材料を変更し放射性不純物含有量の低減を達成した新しいガラスを使用して作成された R12860 のダークレートの測定を行い、ダークレートおよび連続パルスの量を確認する。

6.2.2 測定のセットアップ

測定は地上の実験室で行い、二本の新ガラスで作成された R12860 と二本の従来の旧ガラスで作成されている R12860 の計四本の R12860 を使用してダークレートの測定を行った。DAQ の概略図が図 6.4 である。各 PMT は恒温槽内の暗箱に設置し温度を 13 °C に固定しており、ゲインを 10^7 となるように設定した。これらの PMT を約 1/4 p.e. 相当の閾値でダークレートを測定する。その際に、BRoAD というモジュールに通してから Scaler に信号を入力する。BRoAD は任意の論理回路を組んでデジタル信号を処理することのできるモジュールで、本測定では run ごとにデジタル信号の幅を 20 ns ~ 50 μ s へ変えるモジュールとして使用した。

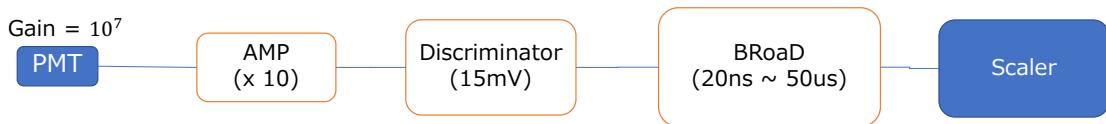


図 6.4: 実験セットアップのデータ収集系の概略図。

レート測定は一つのゲート幅につき 50 秒ずつ 10 回測定を行った。また、環境の光に晒された PMT はダークレートが高い状態になるため、本測定は、PMT を暗室に数週間置いてダークレートが落ち着いた後に行なった。

6.2.3 測定結果と考察

測定結果

ゲート幅を短い方から長い方に順々に変えて、ダークレートを測定した結果が図 6.5 である。ゲート幅を長くすることにより、連続パルスがマスクされるためいずれの PMT でもダークレートが下がっていくことが確認できている。

考察

本測定で得られた、それぞれのゲート幅でのダークレートから連続パルスのレート量を算出する。短いゲート幅 (20 ns, 200ns) のレートと長いゲート幅 (50 μ s) でのレートの差分 (式 (6.1)) を使用して連続パルスのレート ($Rate_{C.P.}$) を算出した。

$$Rate_{C.P.} = Rate_{20\text{ns},200\text{ns}} - Rate_{50\mu\text{s}} \quad (6.1)$$

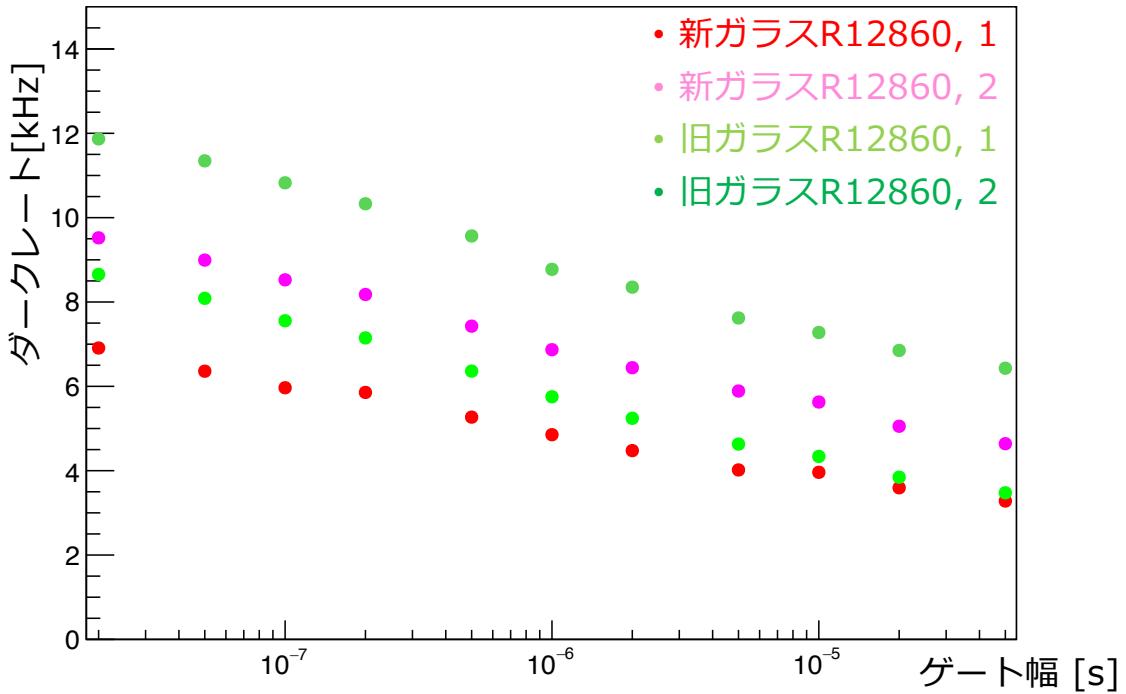


図 6.5: 測定より得られたダークレート。赤、ピンクのプロットが新ガラスで作成された 2 本の R12860。緑、黄緑のプロットが旧ガラスで作成された 2 本の R12860。統計エラー及び系統エラーともに 1% 程度である。

式 (6.1) から、それぞれの PMT で連続パルスを算出した結果が表 6.1 である。この結果から、20 ns、200 ns のどちらのゲート幅で見積もった場合でも連続パルスの量が減っていることが確認できた。また、図 6.5 でもゲート幅の短い測定では新ガラス R12860 のほうがよりレートが低く、ゲート幅が短くなっていくに連れて、旧ガラス R12860 のレートの下がり幅が大きいため新旧ガラス PMT のレートの差が小さくなっている。

二つの PMT 同士で平均値をとると、測定から見積もった連続パルスのレートはそれぞれ 20 ns のゲート幅の測定からでは新ガラス PMT で 4.25 kHz、旧ガラス PMT で 5.31 kHz、200 ns の測定では新ガラス PMT で 3.06 kHz、旧ガラスで 3.79 kHz であった。ガラスの変更により連続パルスのレートの減少量はどちらのゲート幅でも約 20% であった。

表 6.1: 新ガラス及び旧ガラスで作成された R12860 の連続パルスのレート。全ダークレートを 20 ns、200 ns それぞれのゲート幅でカウントした場合。

PMT / [kHz]	$Rate_{C.P.}$ from 20 ns	$Rate_{C.P.}$ from 200 ns
新ガラス R12860, 1	4.88	3.54
新ガラス R12860, 2	3.63	2.57
旧ガラス R12860, 1	5.18	3.67
旧ガラス R12860, 2	5.44	3.90

第7章 まとめ

ハイパーカミオカンデ実験は2027年に測定開始を予定している巨大水チレンコフ検出器によるニュートリノ観測実験である。そのターゲットの一つが超新星背景ニュートリノ(SRN)の観測である。超新星背景ニュートリノは、未だ観測されておらず、低エネルギーのバックグラウンドの多い事象である。SRN観測にはニュートリノ反応で生成される中性子の検出効率が大きく関わってくる。70%の中性子検出効率の実現により、測定期間6年で 3σ 、16年間で 5σ の有意度でSRNの観測が可能となる。ハイパーカミオカンデでの、中性子検出効率は光センサのダークレートに依存する。70%の中性子検出効率を達成するには、PMTのダークレートが4 kHz以下であることが必要である。しかし、ハイパーカミオカンデ実験のために開発された50 cm径光電子増倍管(R12860)でこれまでに達成されていたダークレートの値は、6 kHzであった。

本研究ではハイパーカミオカンデ実験における超新星背景ニュートリノ観測に向けて、R12860のダークレートの低減を行った。先行研究により、R12860のダークレート中には、PMTガラスバルブに含まれる放射性不純物由来のシンチレーション光からなる数十 μs 間に複数のヒットが確認されていた。そのため、R12860に使用されるガラスの原材料を変更することで放射性不純物含有量の低減を試みた。そして、製造された新ガラスに含まれる放射性不純物の量をHPGe検出器で測定した。原材料を変更することで、ガラス1 kgあたりの放射性不純物含有量を1.96 Bq/kg(約25%)削減することに成功した。

また、ガラスブロックと二本のR12860を使用して、ガラス発光の測定を行った。放射線源などを使用してガラスのシンチレーション光を発生させて、エネルギーあたりの発光量を見積もった。エネルギーあたりの発光量は透過率の上昇などからか、新ガラスは旧ガラスと比べて α , β による発光で約20%高い結果であった。得られたエネルギーあたりの発光量とガラス中に含まれる放射性不純物含有量からダークレートへの寄与をそれぞれのガラスで見積もった。その結果、原材料変更前後のガラスでそれぞれ1 kgあたりの寄与は変更前ガラスが584 Hz、変更後ガラスで459 Hzであった。この結果より、ガラスの変更で約20%のダークレートの減少を見込める。

最後に、実際に新ガラスで作成されたR12860を用いてダークレートの測定を行った。同時に従来のR12860でも同様の測定を行い、シンチレーション光によるノイズのレートを算出した。測定の結果、シンチレーション発光由来の成分が約20%減少していることを確認した。

R12860のダークレート6 kHzのうち、約4 kHzを占めていたシンチレーション発光由来の連続パルス成分が約20%減少し、約5.2 kHzまでダークレートを低減させることに成功した。また、先行研究[11]の結果から解析における連続パルスの除去によりノイズが30%落とせることがわかつているため、ダークレート4.2 kHzでの測定が可能となる。さらに、 ^{40}K の対策などによるさらなるガラス中の放射性不純物含有量の削減や、PMT製造時の品質向上や安定なHK測定環境での運用など様々な観点で、さらにダークレートが下がることが期待できる。

参考文献

- [1] H. T. Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martinez-Pinedo and B. Mueller, "Theory of Core-Collapse Supernovae", Phys. Rept. 442, 38 (2007).
- [2] Shin'ichiro Ando and Katsuhiko Sato, "Relic neutrino background from cosmological supernovae", arXiv:astro-ph/0410061v2, 19, Oct, 2004
- [3] K. Abe *et al.* (Hyper-Kamiokande proto-Collaboration), "Hyper-Kamiokande Design Report" arXiv:1805.04163v1, 2018
- [4] H. Sekiya [Super-K Collaboration], PoS(ICHEP2016) 982 (2016).
- [5] ICRR News (2016), <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/2016/06/30101400.html>.
- [6] 飯田崇史, "スーパーカミオカンデにおける利得較正および超新星背景ニュートリノ探索の研究", 修士論文, 2009
- [7] T.Totani and K.Sato: Astropart. Phys. 3 (1995) 367.
- [8] M.Harada (Okayama. U), Study of neutron tagging for Hyper-Kamiokande, International Workshop on Neutrino Telescopes , 2019
- [9] 矢野孝臣, Summary of Astrophysics, Hyper-Kamiokande Proto Collaboration Meeting, 2019
- [10] 岡島裕治, "ハイパーカミオカンデにむけた新型光センサ及び検出器シミュレーションの開発", 修士論文, 2015
- [11] 望月俊来, "ハイパーカミオカンデに向けた50cm口径光電子増倍管及び中性子信号検出アルゴリズムの開発", 修士論文, 2019
- [12] Martin Antonio Unland Elorrieta, "Studies on dark rates induced by radioactive decays of the multi-PMT digital optical module for future IceCube extensions", December 2017
- [13] 岡本幸平, "スーパーカミオカンデにおける太陽フレア由来のニュートリノ探索", 修士論文, 2019
- [14] K. Abe *et al.* [Super-K Collaboration], "Solar Neutrino Measurements in Super-Kamiokande-IV", arXiv:1606.07538 [hep-ex], 2016
- [15] W.R.Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", 1987
- [16] 中川克磨, "Ge 検出器を用いた XMASS 検出器材料のスクリーニングとバックグラウンドへの影響の評価", 修士論文, 2014
- [17] 日本アイソトープ協会, アイソトープ手帳 11 版

[18] ICRP, 2008. Nuclear Decay Data for Dosimetric Calculations. ICRP Publication 107. Ann. ICRP 38 (3).

[19] particle data group, PARTICLE PHYSICS BOOKLET

謝辞

本研究を進め、この修士論文執筆にまで至る事ができたのは多くの方のご助力のおかげです。お世話になった方々にこの場を借りて感謝申し上げます。

指導教員の南野彰宏先生には、研究グループの変更や機材の破損等、度々ご迷惑おかけしました。三年間でしたが自分にとってはとても濃い時間を過ごすことができ、先生の下でなければ経験できないようなことばかり学ばせていただけました。本当に感謝しています。

慶應義塾大学の西村康宏先生にはハイパーカミオカンデ実験のグループに入ってから光センサを使用した実験や解析、企業との打ち合わせ資料や学会用のポスターの作成へのコメントなど様々なことを教えていただきました。

東京大学宇宙線研究所の矢野孝臣先生にはGe検出器での測定やガラス発光測定の解析、修士論文の殆どの面倒を見ていただきました。

東京大学地震研究所の武多昭道先生には、ガラスに関連してとても丁寧に教えていただき、ミーティングでは様々なご助言いただきました。

東京大学宇宙線研究所の田代拓也先生には柏で一緒に作業していただいたらしく、DAQについて教えていただくなどしました。

東京大学宇宙線研究所の亀田純先生には主にミーティングで様々な鋭いコメントやアドバイスを頂きました。

ハイパーカミオカンデ光センサグループの先生方にはとてもお時間を割いていただきました。そのおかげで自分は研究を進めることができました。本当にありがとうございました。

技官の中川さんには時期によっては毎日電話してGe検出器のサンプル交換をしていただき、大変お世話になりました。

宇宙線研究所の安部先生、市村先生にはGe検出器を使わせていただきました。検出器が不調の際には何度も助けていただき、とてもお世話になりました。

宇宙線研究所の三浦先生にはSKシフトなどでお世話になっただけでなく、初めて神岡に行った際にスーパーまで送ってくださり、当たり前に食べ物のある生活のありがたさを実感しました。

宇宙線研究所の阿久津さんには中性子捕獲について、竹中さんにはDAQの扱い方を丁寧に教えていただき、岡本さんには修士論文にコメントいただきました。

神岡に滞在の際には多くの方にお世話になりました。コミュニケーション能力の貧弱な自分にも気さくに話しかけてくださる方ばかりで、とても感謝しています。先輩方だけでなく、宇宙線研究所の同期の今泉くん、岡田くん、陳くん、神戸大学の塩沢くんや、宇宙線研究所の長尾くん、芝田くんとは、喋った機会は少ないかもしれないですが、とてもいい息抜きになり楽しい時間でした。また、他の学生が同じ様に頑張っているのを見るのはとても励みになりました。

Giorgioには英語を教えていただきました。お互い出張が多いため会う機会は少なかったですが、穏やかな雰囲気に癒やされました。南野研究室同期の淺田くん、松下くんとの他愛ない話はとても支えになりました。後輩の片山さん、儀間さん、栗田くん、佐々木くん、佐野くん、谷原くん、山本くんには先輩らしいことは特にできませんでしたが、みなさん気さくに話しかけてくださいこちらがお世話になってしましました。

秘書の山田さん、神岡事務の石倉さん、土井さん、ニュートリノセンターの眞島さんには出張の手続きなどで何度もお世話になりました。神岡滞在中の食事、清掃をしてくださった、ドミトリーオのスタッフの方々にも大変お世話になりました。

最後に、変わらず自分の友人でいてくれる、小学校、中学校、高校、大学それぞれの場で出会った友人と、日々支えて下さった家族に感謝申し上げます。

2020年1月 岡本 浩大