

2025 年度 修士論文

シミュレーションによる IceCube-Gen2
に向けた集光器 FOM の性能評価

Simulation-Based Performance Evaluation of the Fiber Optic
Module (FOM) as a Light Collector for IceCube-Gen2

大阪公立大学大学院理学研究科
物理学専攻
宇宙線物理学研究室

博士前期課程 2 年
学籍番号 BHB24058

太田新一郎

概要

マルチメッセンジャー天文学の発展に伴い、高エネルギーニュートリノ観測の重要性が近年ますます高まっている。南極氷床内に設置された光検出器アレイを用いる IceCube ニュートリノ観測施設は、高エネルギーニュートリノの検出に成功し、ニュートリノ天文学の新たな時代を切り開いた。しかし、現在の IceCube の感度を超える観測を実現するためには、さらなる検出感度の向上と大規模化が不可欠である。

この要求に応えるため、IceCube の検出体積を約 8 倍に拡張する IceCube-Gen2 計画が提案されている。その一環として、新型集光器である Fiber Optic Module (FOM) の開発が進められている。FOM は、波長変換ファイバーを複数本束ねた構造を持つ集光器である。FOM を IceCube-Gen2 で埋設される光検出器「Gen2DOM」と接続することで集光力を向上させることができる。集光力の向上により、バックグラウンドである大気ニュートリノを低減することが期待されている。

FOM の設計においては、ファイバーの蛍光剤濃度や本数などのパラメータが検討されているが、これらを最適化するためには、FOM の集光性能を定量的に評価する必要がある。本研究では、Geant4 を用いたシミュレーションにより FOM の集光性能を評価し、その設計最適化を目的とした。具体的には、ファイバーの光学的特性を再現するシミュレーションを構築し、減衰長、吸収効率、伝送効率を評価した。さらに、FOM を IceCube-Gen2 の光検出器である Gen2DOM に接続し、実際に水中に設置した場合を仮定して、チェレンコフ光の集光性能を評価した。

ファイバーの蛍光剤濃度として 200 ppm、300 ppm、400 ppm の 3 種類を検討し、FOM には 260 本のファイバーを用いると仮定した。その結果、FOM は Gen2DOM と比較して短波長側に感度ピークを持ち、特に水中での伝搬距離が短い領域において高い集光性能を示すことが明らかとなった。さらに、蛍光剤濃度が 300 ppm 以上のファイバーを用いた場合、20 m から 150 m の距離において、FOM の有効面積は Gen2DOM 単体の有効面積の 1.1 倍から 1.2 倍になることが示され、Gen2DOM の有効面積を約 2 倍に増強できる可能性が示された。

以上の結果から、FOM は IceCube-Gen2 における有効面積拡大のための有効な手段であり、特に 300 ppm 以上の蛍光剤濃度を持つファイバーを用いることで、既存の検出器を上回る検出効率を達成できる可能性が示唆された。今後は、ファイバーによる遮蔽効果や光検出器との物理的な接続構造を考慮した、より現実的な条件下での性能評価が課題である。

目次

概要	3
第 1 章 序論	7
1.1 宇宙観測の歴史	7
1.2 マルチメッセンジャー天文学	8
1.3 ニュートリノ天文学	10
第 2 章 IceCube とその拡張計画	15
2.1 IceCube の概要	15
2.2 IceCube の拡張計画	19
第 3 章 IceCube-Gen2 のための新型集光器 FOM	27
3.1 FOM の設計	27
3.2 FOM の仕組み	29
3.3 性能評価の方針	34
第 4 章 FOM の性能評価	35
4.1 Geant4 を用いたシミュレーションの設定	35
4.2 ファイバーの光学的特性評価	39
4.3 FOM による集光力の増強	49
第 5 章 議論	65
5.1 先行研究との比較	65
5.2 今後の展望	71
第 6 章 結論	73

目次	6
付録	75
A 数値計算による脱出角度分布の導出	75
謝辞	85

第 1 章

序論

1.1 宇宙観測の歴史

人類による宇宙の観測は、肉眼での天体の運動観測から始まった。その後、1600年代にガリレオ・ガリレイが光学望遠鏡を天体観測に応用したことにより、可視光域での天体観測が進展した。1932年には、カール・ジャンスキーが電波を用いた天体観測を開始し、可視光以外の波長域での宇宙観測が始まった [17]。

これ以降、宇宙観測は「どの波長で宇宙を見るか」という観点で大きく発展してきた。電波観測に続き、赤外線、紫外線、X線、さらにはガンマ線といった高エネルギー領域へと観測対象は拡張され、それぞれの波長帯が異なる天体物理現象を明らかにしてきた。

しかしながら、このような電磁波観測には限界が存在する。電磁波は物質との相互作用を起こしやすく、高密度物質中や高エネルギー環境においては吸収や散乱を受けやすいため、天体内部や極限環境から放射された情報が観測者に到達するまでに大きく変質する。このため、超新星爆発中心部や降着円盤内部、活動銀河核の深部といった領域における物理状態を、電磁波観測のみから直接的に把握することは困難である。

また、電磁波放射は多様な物理過程によって生成されうるため、観測されたスペクトルや時間変動から放射機構を一意に特定することが難しいという問題がある。異なる放射過程が類似した観測的特徴を示す場合も多く、電磁波観測のみでは天体現象のエネルギー生成機構や支配的な物理過程を明確に区別できない場合がある。

さらに、電磁波は天体現象の結果として放射される情報を主に反映しており、現象の原因となる物理過程を直接的に示すものではない。このため、観測可能な電磁

波情報だけから天体内部における物理過程や極限環境の詳細を完全に再構成することには限界がある。

このような理由から、電磁波観測のみに依存した宇宙観測では、高エネルギー天体現象の起源や内部構造、エネルギー生成機構を包括的に理解することには限界があることが次第に明らかとなってきた。そこで、電磁波以外の「新たな観測手段」を組み合わせることの重要性が強く認識されるようになり、「マルチメッセンジャー天文学」の概念が登場した。

1.2 マルチメッセンジャー天文学

マルチメッセンジャー天文学とは、電磁波に加えて、宇宙線、ニュートリノ、重力波といった異なるメッセンジャーを組み合わせることで天体現象を理解しようとする天文学である。各メッセンジャーはそれぞれ異なる物理的性質を持ち、天体からの情報伝達において独自の役割を果たす。例えば、ニュートリノは電荷を持たず、物質との相互作用が極めて弱いため、天体内部や高密度環境からもほとんど減衰せずに地球へ到達する。この性質により、ニュートリノは天体内部や高密度領域で生成された情報をそのまま保持したまま地球に到達する粒子であり、宇宙線加速天体の物理過程を直接的に反映する観測対象である。一方、重力波は時空の歪みとして伝播し、ブラックホールや中性子星の合体といった極限的な重力現象を直接的に観測する手段となる。

マルチメッセンジャー天文学の最大の利点は、異なるメッセンジャーが補完的な情報を提供することで、天体現象の包括的な理解が可能になる点にある。例えば、ニュートリノと電磁波の同時観測により、宇宙線加速機構の詳細や天体内部の物理状態を明らかにすることができる。さらに、重力波と電磁波の同時観測は、天体のダイナミクスやエネルギー放出過程を直接的に探る手段を提供する。これにより、単一の観測手段では得られなかった天体のエネルギー生成機構や内部構造に迫ることが可能となる。こうしたマルチメッセンジャー天文学の有効性は、近年の観測によって実際に実証されてきた。特に、異なるメッセンジャーの同時検出に成功したいくつかの天体事象は、本手法が高エネルギー天体物理の理解において決定的な役割を果たし得ることを示している。本節では、マルチメッセンジャー天文学の代表的な成功例を紹介する。

1.2.1 中性子星合体の観測

2017年8月17日、LIGO および Virgo 重力波検出器が、中性子星同士の合体によって発生した重力波イベント GW170817 を検出した [2]。この重力波信号は、約 130 百万光年離れた銀河 NGC 4993 で発生した中性子星合体に起因するものであった。同時に、Fermi Gamma-ray Space Telescope および INTEGRAL 衛星が、同じ方向から短時間のガンマ線バースト GRB 170817A を検出した [23]。さらに、地上および宇宙ベースの望遠鏡群が、可視光、赤外線、X 線、電波の各波長域で後続放射を観測した。この一連の観測は、重力波と電磁波の同時観測に成功した初の事例であり、マルチメッセンジャー天文学の有効性を実証した。これらの観測により、中性子星合体が短ガンマ線バーストの起源であることが確定され、また、r 過程核合成が中性子星合体において起こることが示された。さらに、重力波データから中性子星の方程式状態に関する制約が得られ、重力理論の検証にも寄与した。

1.2.2 天体起源ニュートリノの観測

2017年9月22日、IceCube ニュートリノ観測装置が、高エネルギーニュートリノイベント IC-170922A を検出した。このニュートリノイベントは、エネルギー約 290 TeV を持つものであり、その到来方向は地球から約 44 億光年離れたブレーザー TXS 0506+056 の方向と一致していた。同時期に、Fermi Large Area Telescope および MAGIC 望遠鏡が、TXS 0506+056 からの高エネルギーガンマ線放射の増加を観測した [10]。過去のデータ解析においても、2014 年から 2015 年にかけて TXS 0506+056 の方向からニュートリノの過剰な到来が確認されている [11]。この一連の観測は、ニュートリノと電磁波の同時観測に成功した初の事例であり、マルチメッセンジャー天文学の有効性を実証した。これらの観測により、ブレーザーが高エネルギーニュートリノの起源であることが初めて確定され、宇宙線加速機構の理解に重要な手がかりが得られた。さらに、TXS 0506+056 からの過去のニュートリノイベントの解析により、同天体が持続的に高エネルギーニュートリノを放出している可能性が示された。これらの成果は、マルチメッセンジャー天文学が高エネルギー天体現象の理解において不可欠な手法であることを示している。

1.3 ニュートリノ天文学

マルチメッセンジャー天文学において、ニュートリノは重要な役割を果たすメッセンジャーである。その重要性を説明するために、宇宙線の起こす相互作用とニュートリノ生成の関係について概説する。

1.3.1 宇宙線と相互作用

宇宙線とは、宇宙空間を飛び交う高エネルギー（GeV 以上）の原子核のことである。宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.1 に示す。宇宙線のエネルギースペクトルは、広範囲のエネルギー領域にわたって観測されており、エネルギーが上がるにつれて観測されている宇宙線の粒子数がべき乗則で減少することがわかる。特に、約 10^{15} eV 付近に「knee」と呼ばれるスペクトルの傾きが変化する箇所が存在し、さらに約 10^{18} eV 付近には「ankle」と呼ばれる別の変化点が存在する。このような変化は、宇宙線の起こす相互作用や起源の違いを反映していると考えられている。その宇宙線の相互作用について説明する。

宇宙線の相互作用は、主に 2 種類に分類される。1 つは、宇宙線が天体内部や周囲の物質と衝突することで起こる「宇宙線-物質相互作用 (pp 相互作用)」であり、もう 1 つは、宇宙線が天体内部や周囲の光子と衝突することで起こる「宇宙線-光子相互作用 ($p\gamma$ 相互作用)」である。これらの相互作用により、様々な二次粒子が生成される。まず pp 相互作用について説明する。宇宙線陽子が天体内部や周囲の物質と衝突すると、以下のような反応が起こる。

$$p_{CR} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (1.1)$$

ここで、 p_{CR} は宇宙線としての陽子、 p は宇宙線の標的となる陽子を表す。一方で、 $p\gamma$ 相互作用では、以下のような反応が起こる。

$$p_{CR} + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (1.2)$$

このように、 pp および $p\gamma$ 相互作用によって、パイ中間子が生成される。生成された π^+ および π^- は、以下のように崩壊する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.3)$$

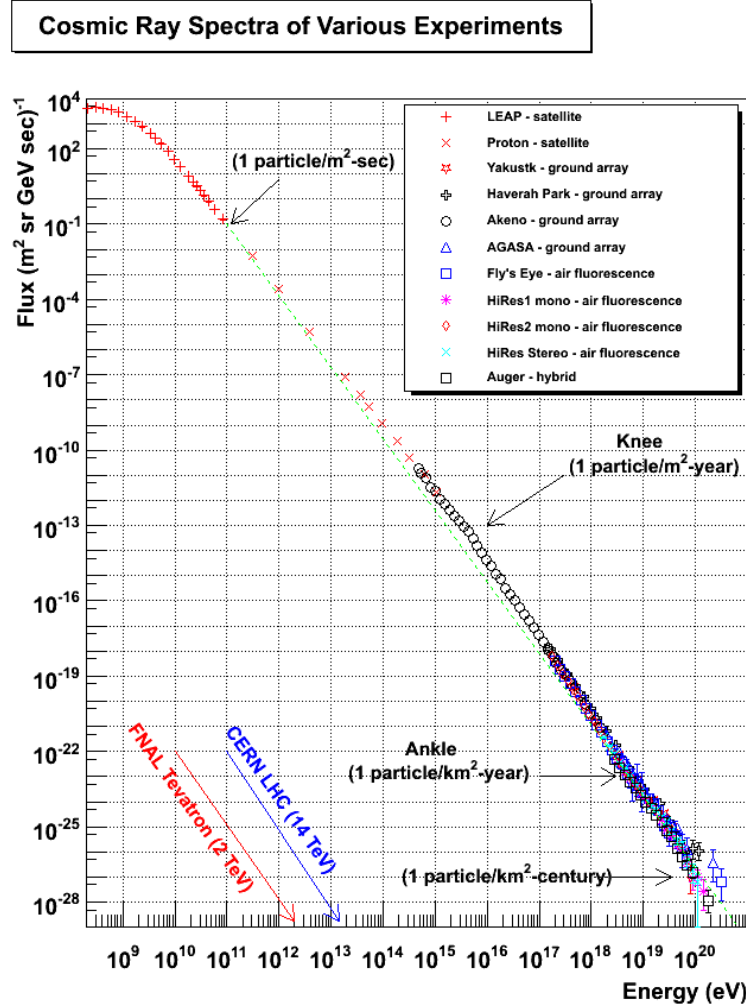


図1.1: 宇宙線のエネルギースペクトル [13]。エネルギーが上がるにつれて宇宙線の到来頻度がべき乗則で減少することがわかる。

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.4)$$

宇宙線は、 pp および $p\gamma$ 相互作用を通じてパイ中間子を生成し、その崩壊過程でニュートリノを放出する。このような相互作用が天体内部および周囲で起こる場合、ニュートリノは高エネルギー宇宙線加速天体の重要な観測手段となる。だが、 pp 相互作用は地球大気中でも頻繁に起こるため、地球に到達するニュートリノの多くは宇宙起源ではなく大気起源である (図 1.2)。このため、宇宙ニュートリノを検出するには、大気ニュートリノのバックグラウンドを効果的に抑制する必要がある。次節では、ニュートリノが起こす相互作用とその検出方法について説明する。

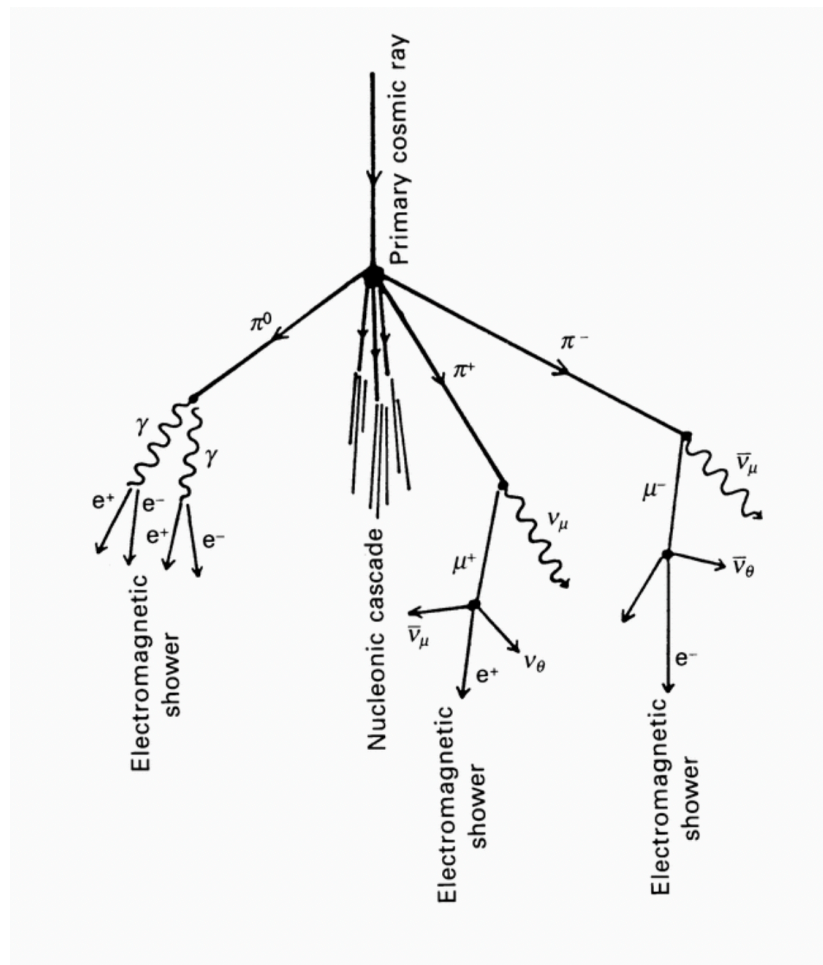


図1.2: 宇宙線と地球大気との相互作用を示した模式図 [20]。宇宙線が大気中の原子核と相互作用することで、様々な二次粒子が生成される。これらの二次粒子の崩壊過程でニュートリノも生成されるため、地球に到達するニュートリノの多くは大気起源である。

1.3.2 ニュートリノと相互作用

ニュートリノは、レプトンに属する基本粒子であり、電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) の3種類が存在する。電荷を持たないレプトンであるニュートリノは弱い相互作用しかしないために、物質との相互作用が極めて弱い。このため、ニュートリノは天体内部や高密度環境からもほぼ減衰せずに地球へ到達することができる。この性質により、ニュートリノは天体内部や高密度領域で生成された情報をほぼそのまま保持したまま地球に到達する粒子であり、宇宙線加速天体の物理過程を直接的に反映する観測対象である。ニュートリ

ノが物質と相互作用する主な過程は、弱い力を介した荷電カレント相互作用（CC相互作用）と中性カレント相互作用（NC相互作用）である。CC相互作用では、ニュートリノが対応するレプトンに変換される。一方、NC相互作用では、ニュートリノはそのままの状態に散乱される。CC相互作用およびNC相互作用の反応式を以下に示す。

$$\nu_\ell + N \rightarrow \ell^\pm + X \quad (\text{CC 相互作用}) \quad (1.5)$$

$$\nu_\ell + N \rightarrow \nu_\ell + X \quad (\text{NC 相互作用}) \quad (1.6)$$

ここで、 ℓ は荷電レプトン（ e 、 μ 、 τ ）、 N は核子、 X は相互作用後に生成されるハドロン終状態を表す。生成された荷電粒子は、媒質中を通過する際にチェレンコフ光と呼ばれる青白い光を放出し、その光を光検出器で検出することでニュートリノの存在を確認することができる。

1.3.3 チェレンコフ放射

チェレンコフ放射とは、荷電粒子が媒質中でその媒質内の光速よりも速く移動する際に電磁波が放射される現象である。この現象は、1934年にパベル・チェレンコフによって発見され、その後イリヤ・フランクとイゴール・タムによって理論的に説明された。チェレンコフ放射は、ニュートリノ検出において重要な役割を果たす。チェレンコフ放射の発生条件は、荷電粒子の速度 v が媒質中の光速 c/n （ここで n は媒質の屈折率）よりも大きい場合である。すなわち、以下の条件を満たす場合にチェレンコフ放射が発生する。

$$v > \frac{c}{n} \quad (1.7)$$

この条件を満たすと、荷電粒子は媒質中で電磁場を乱し、荷電粒子の進行方向に対して特定の角度 θ_{cher} で光が放射される（図 1.3）。この光はチェレンコフ光、放射角はチェレンコフ角と呼ばれる。チェレンコフ角は以下の式で表される。

$$\cos \theta_{\text{cher}} = \frac{c}{nv} \quad (1.8)$$

チェレンコフ光の単位長さ、単位周波数あたりの放射強度はフランク-タムの式によって記述される [20]。

$$I(\omega) = \frac{\omega e^2 v}{4\pi\epsilon_0 c^3} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2} \right) \quad (1.9)$$

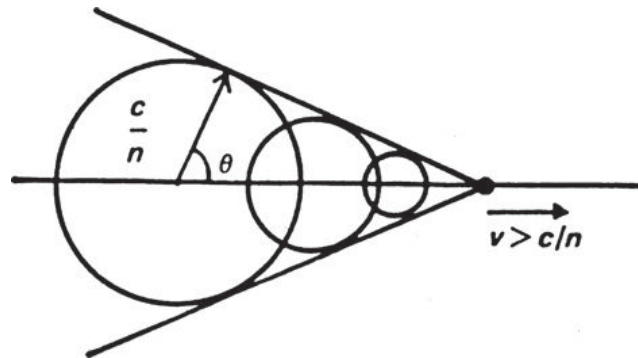


図1.3: チェレンコフ放射の模式図 [20]。荷電粒子が屈折率 n の媒質中で光速よりも速い速度 c/n 移動する際に、特定の角度 θ で光が放射される。

放射強度 $I(\omega)$ を、光子 1 個あたりのエネルギー $\hbar\omega$ で割ることで光子数密度に変換し、さらに波長 λ に関する表式へ書き換えると、単位長さ・単位波長あたりに放出される光子数 $\frac{d^2 N}{dx d\lambda}$ は次式で与えられる。

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2} \right) \quad (1.10)$$

ここで $\alpha \simeq 1/137$ は微細構造定数、 n は媒質の屈折率、 v は荷電粒子の速度である。この式から、チェレンコフ光の放出光子数は波長 λ の二乗に反比例し、短波長側ほど多くの光子が放出されることがわかる。

このチェレンコフ光を光検出器によって検出することで、ニュートリノの存在を確認することができる。例えば、IceCube ニュートリノ観測施設では、南極氷中で発生するチェレンコフ光を検出することで、高エネルギーニュートリノの観測を行っている。次章では、IceCube の詳細について説明する。

第 2 章

IceCube とその拡張計画

IceCube は、南極の氷を検出媒質として用いる世界最大規模の高エネルギーニュートリノ観測装置である。本章では、IceCube とその拡張計画の概要、検出器の構成について詳述する。

2.1 IceCube の概要

IceCube は、南極のアムンゼン・スコット基地近傍の氷中に設置されたニュートリノ観測施設であり、検出体積は 1 km^3 である [8]。IceCube には、メインアレイである IceCube Array に加え、DeepCore と IceTop の 2 つのサブアレイから構成される (図 2.1)。IceCube Array は、高エネルギーニュートリノを観測するための主検出器であり、86 本の垂直に設置された検出ストリングから構成されている。各ストリングには 60 個の光検出器 (Digital Optical Module: DOM) が 17 m 間隔で取り付けられており、深さ 1450 m から 2450 m の範囲にわたって配置されている。ストリング同士の間隔は 125 m であり、 1 km^3 の検出体積を実現している。この光検出器が、氷中で発生するチェレンコフ光を検出し、ニュートリノのエネルギーや到来方向を測定する役割を担っている。

DeepCore は、IceCube Array の中心部に位置する高密度な検出器群であり、低エネルギーニュートリノの観測に特化している [24]。DeepCore は、IceCube Array よりも密である平均 72 m 間隔に配置された 8 本のストリングから構成されており、各ストリングには 60 個の DOM が 7 m 間隔で取り付けられている。これらの DOM の多くには、IceCube Array の DOM よりも量子効率が 35% 高い光電子増倍管 (Photomultiplier Tube: PMT) が使用されている。このような設計から、チェレンコ

フ光の光量が少ない低エネルギーニュートリノの検出効率が IceCube Array に比べて良いため、10 GeV から 100 GeV の低エネルギーニュートリノを検出することを目的としている [24]。

IceTop は、氷上に設置された空気シャワー検出器であり、宇宙線を検出対象としている。IceTop は、IceCube Array の上部に位置し、81 個のタンクから構成されている。各タンクには 2 つの DOM が設置されており、宇宙線が大気中で生成する二次粒子のシャワーによるチェレンコフ光を検出することで、PeV から EeV 領域の高エネルギー宇宙線の観測を行っている [24]。また、IceCube Array との同時観測によって、バックグラウンドとなる大気ニュートリノイベントと宇宙ニュートリノイベントとの識別が可能であり、veto (2.2.3 節を参照) としても重要な役割を果たしている。

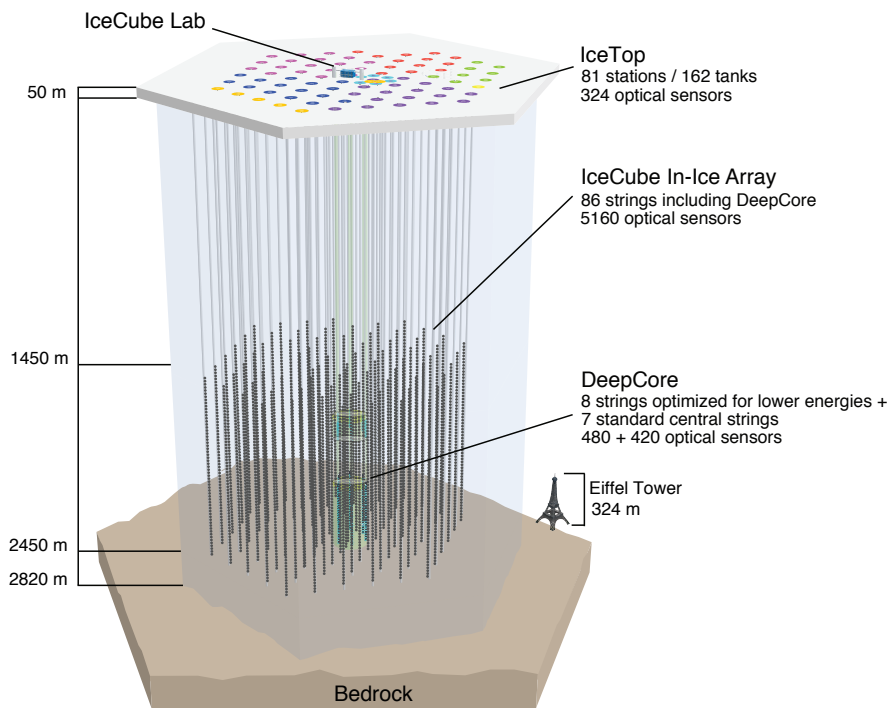


図2.1: IceCube 実験の概要図 [24]。IceCube Array、IceTop、DeepCore の 3 つの主要な構成要素が示されている。

これらの装置によって集められたデータは、ケーブルを通じて氷上の IceCube Laboratory (ICL) に送られ、そこで初期のデータ処理とフィルタリングが行われる。処理されたデータは、南極から北米のデータセンターへ転送され、詳細な解析が行わ

れる。

2.1.1 DOM

IceCube の基本的な検出器である DOM (図 2.2) について説明する。DOM には、浜松ホトニクス社製である直径 10 インチの PMT が下向きに 1 台搭載されている [24]。この PMT の周囲には、網目上の磁気シールド (Mu-metal grid) が配置されており、地磁場の影響を低減する役割を果たしている。PMT の光電面と全体を覆うガラス球 (Glass Pressure Housing) の間には、透明なシリコンゲルが充填されており、ガラス球との光学的結合と振動や圧力から PMT を保護する役割を担っている。このガラス球は直径 13 インチ、厚さ 0.5 インチのホウケイ酸ガラス製であり、高い耐圧性を持ち、氷が再凍結する際にかかる一時的な高圧力 (690 バール) に耐える設計である。

PMT の上部には、Mainboard と呼ばれる電子回路基板が搭載されており、ここで PMT からアナログ信号のデジタル化が行われ、Penetrator を通じて IceCube Laboratory へ送信される。さらに、DOM 内部には、PMT に高電圧を供給する High Voltage Board や LED 光源 (LED Flasher Board) が搭載されている。LED Flasher Board は、DOM 内の PMT の動作確認やキャリブレーションに使用される。

DOM は、一度氷に埋めると取り出すことが不可能であるため、高い信頼性と耐久性が求められる。DOM の故障率は非常に低く、建設から 5 年経過した時点では全体の 98.4% が正常に動作している。また、これらの故障の大半は、配備中や氷が凍結する過程で発生したものであり、運用中の故障は非常に少ないと報告されている [24]。

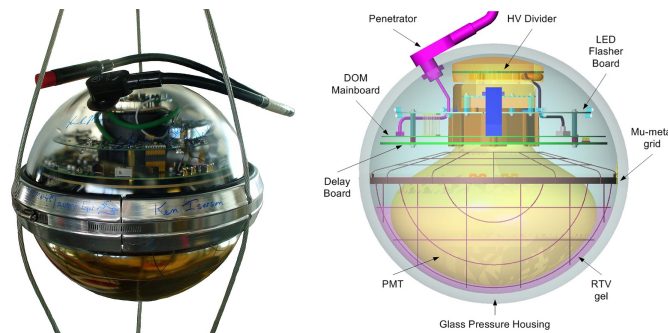


図2.2: IceCube の Digital Optical Module (DOM) の写真 [24] (左図) と各部品の説明 [22] (右図)。DOM は、PMT、ガラス球、電子回路基板などから構成されている。

このような光検出器によって得られるイベントは、「トラック型」、「カスケード型」、「ダブルバン型」の3種類に大別される(図 2.3)。これらの違いは、ニュートリノのフレーバーおよび相互作用の種類に起因する。

荷電カレント (CC) 相互作用では、ニュートリノが対応する荷電レプトンを生成し、そのレプトンが媒質中で伝播する過程で特徴的なシグネチャーを形成する。電子ニュートリノ ν_e が CC 相互作用を起こすと、電子 e^- が生成される。生成された電子は物質中を伝播する過程で、核子との相互作用により制動放射を起こし、光子 γ を生成する。

$$e^- + N \rightarrow e^- + N + \gamma \quad (2.1)$$

生成された光子は、さらに電子・陽電子対生成を起こす。

$$\gamma + N \rightarrow N + e^+ + e^- \quad (2.2)$$

生成された電子および陽電子も同様に制動放射を繰り返すため、これらの過程が連鎖的に進行し、電磁シャワーが形成される。このため、電子ニュートリノの CC 相互作用はカスケード型イベントとして観測される。

一方、ミューニュートリノ ν_μ が CC 相互作用を起こすとミューオン μ が生成される。ミューオンは電子に比べて約 200 倍の質量を持ち、制動放射によるエネルギー損失が小さいため、主に電離損失によってエネルギーを失いながら長距離を伝播する。その結果、媒質中において直線状のチェレンコフ光を放出し、トラック型イベントとして観測される。

タウニュートリノ ν_τ が CC 相互作用を起こすとタウ粒子 τ が生成される。タウ粒子の寿命は約 10^{-13} 秒と短いですが、高エネルギーでは相対論的效果により数十メートル程度伝播した後に崩壊する。このため、初期のハドロンシャワーとタウ崩壊による二次シャワーが空間的に分離して観測される場合があり、ダブルバンイベントとして観測される。

中性カレント (NC) 相互作用では、ハドロンが生成され、媒質中で強い相互作用および電磁相互作用を繰り返しながら二次粒子を生み出し、カスケード状に粒子数が増加する。特に π^0 は速やかに

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2.3)$$

と崩壊し、生成された光子が電子・陽電子対生成および制動放射を通じて電磁シャワーを形成する。これにより、NC 相互作用もカスケード型イベントとして観測される。

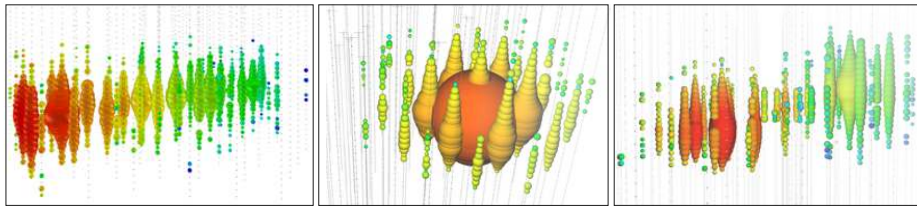


図2.3: IceCube で観測されるイベントシグネチャーの例 [15]。左から順にトラック型イベント、カスケード型イベント、シミュレーションによるダブルバンイベントを示す。各球はチェレンコフ光を検出したDOMを表し、その大きさは検出光量、色は光子の到達時刻を表している（赤が早く、青が遅い）。

2.2 IceCube の拡張計画

IceCube の拡張計画として、IceCube Upgrade と IceCube-Gen2 が進行中である。それぞれ、新たな検出ストリングの追加を通じて、IceCube の検出能力を向上させることを目的としている。ストリング配置の概略図を図 2.4 に示す。

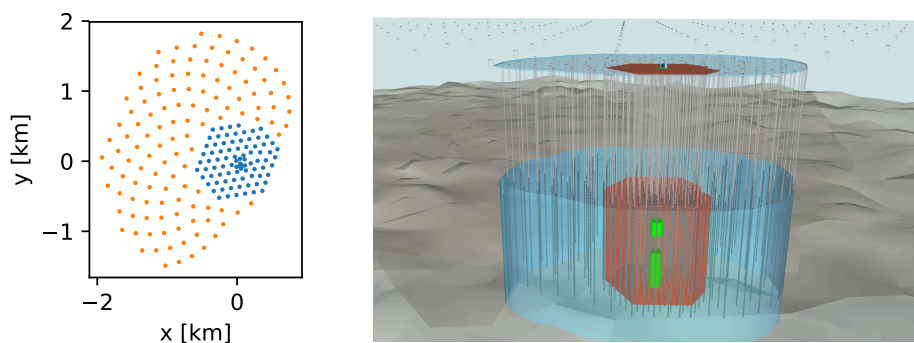


図2.4: IceCube 拡張計画のストリング配置図 [15]。左図：IceCube とその拡張計画における上空からみたストリング配置。ICL を原点とした座標系で示しており、青色が IceCube、オレンジ色が IceCube-Gen2 のストリングである。右図：IceCube と拡張計画の全体像。赤色が IceCube、緑色が IceCube Upgrade、青色が IceCube-Gen2 である。

IceCube Upgrade は、IceCube ストリングの中心部分に 7 本の新しいストリングを追加することで、検出感度の向上と低エネルギーニュートリノの観測能力の強化を図るものである。IceCube-Gen2 では、optical array と radio array の 2 種類のアレイを新たに設置する計画である。optical array は、光検出器を取り付けたストリングのことであり、合計 1 万個の光検出器が追加で埋める 120 本のストリングに取り付けら

れる予定である。radio array は、電波検出器を深さ 100 m の水中に 200 台設置されるものである。これにより、IceCube-Gen2 は巨大な検出体積を持ち、高エネルギーのニュートリノを検出する能力が向上する。本節では、IceCube-Gen2 の optical array について詳述する。

2.2.1 IceCube-Gen2 : optical array

IceCube-Gen2 では、新しく 120 本のストリングを従来の 2 倍の間隔である 240 m 間隔で配置することで、検出体積を約 8 km^3 まで拡大することができる。これは、IceCube に比べて年間のニュートリノ検出数が約 10 倍増加し、5 倍暗い天体を同定することができるようになる設計である [15]。図 2.5 に、IceCube-Gen2 のニュートリノ源同定能力を示す [15]。上部のスカイマップは、IceCube-Gen2 のシミュレーション結果である。このマップ上のニュートリノ源は、現在の IceCube の観測限界を超えない範囲で、局所宇宙において密度と光度が一定であると仮定したモデルに基づいてランダムに配置されている。また、銀河面（破線で表示）に沿った潜在的な銀河系内のニュートリノ源も加えられている。10 年間の IceCube-Gen2 の運用を想定した場合、複数のニュートリノ源が 5σ 以上の有意度で検出されることが示されている。下部のグラフは、赤緯 0 度および赤緯 30 度における IceCube および IceCube-Gen2 の感度を示しており、従来の IceCube に比べて大幅に向上していることが確認できる。このような高い感度により、宇宙ニュートリノ源の特定や新たな物理現象の探索が期待されている。

また、IceCube-Gen2 は、突発的な天体現象に伴うニュートリノの観測能力も向上する。これは、観測できる宇宙の体積が増加することにより、より多くの突発天体現象を捉えることが可能になるためである。図 2.6 に、IceCube および IceCube-Gen2 が突発的な天体現象を観測できる宇宙の体積を示す [15]。ここで、突発的な天体現象とは、100 秒間で 10^{50} erg^* のエネルギーを等方的に放出するニュートリノ源を仮定している。図中の青の実線は IceCube-Gen2 の観測体積、青の破線は IceCube-Gen2 の optical array の観測体積、黒の実線は IceCube の観測体積を示している。IceCube-Gen2 は、IceCube に比べて約 10 倍の宇宙体積を観測できるため、より多くの突発天体現象に伴うニュートリノを検出することが期待されている。

*1 超新星爆発において放出されるエネルギーの典型的な値

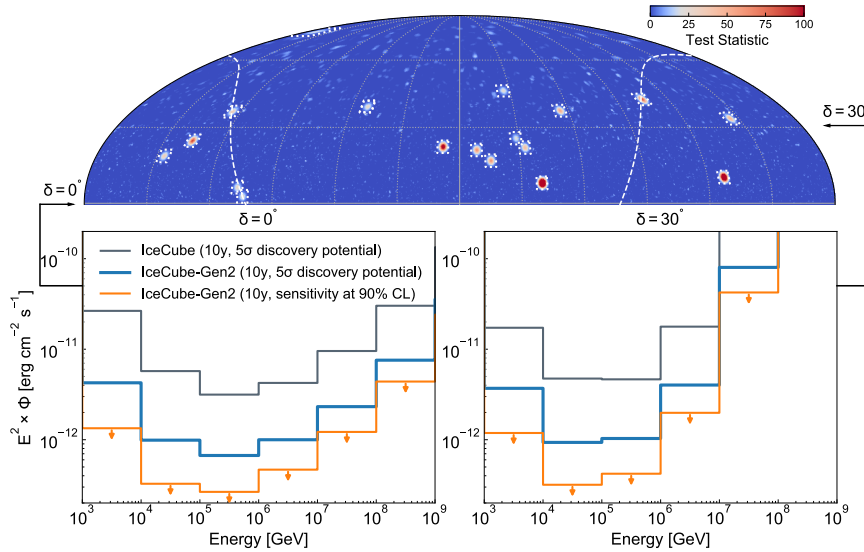


図2.5: IceCube-Gen2 のニュートリノ源特定能力のシミュレーション結果 [15]。源の位置および強度は、局所宇宙で一定の源密度を仮定し、現在の IceCube のニュートリノフラックス制限と整合する分布からランダムに設定した。上部：天球マップは、IceCube-Gen2 を 10 年間運用した場合の、トラック型イベントのシミュレーションから得られた検定統計量を示す。白の点線は拡大表示した源周辺領域を示し、破線は銀河面の位置を表す。下部：赤緯 0 度および 30 度における点源検出の微分感度 (5σ 発見ポテンシャルおよび 90% CL) を示す。ニュートリノのフラックスは、 $\frac{dN}{dE} \propto E^{-2}$ としている。PeV 領域では地球による吸収の影響により、高赤緯方向で感度が低下する。

2.2.2 IceCube-Gen2 のために開発されている光検出器

IceCube-Gen2 の各ストリングには、IceCube-Gen2 専用に設計された光検出器が搭載される。この光検出器の草案として、LOM (Long Optical Module) が提案されている [9]。4 インチの PMT を複数台搭載することで、IceCube の DOM に比べて有効面積を全方向に向上させることができる。LOM には、浜松ホトニクス社製の 4 インチ PMT が 16 個搭載される LOM16 と、同様の PMT が 18 個搭載される LOM18 の 2 種類が現在検討されている。LOM16 および LOM18 の構造を図 2.7 に示す。

各容器の直径および高さは、それぞれ 318 mm×540 mm および 312 mm×444 mm である。両容器はいずれも、できるだけ多くの 4 インチ PMT を収納できるように、内部容量を最大化するために縦長の形状が採用されており、70 MPa の耐圧性能を

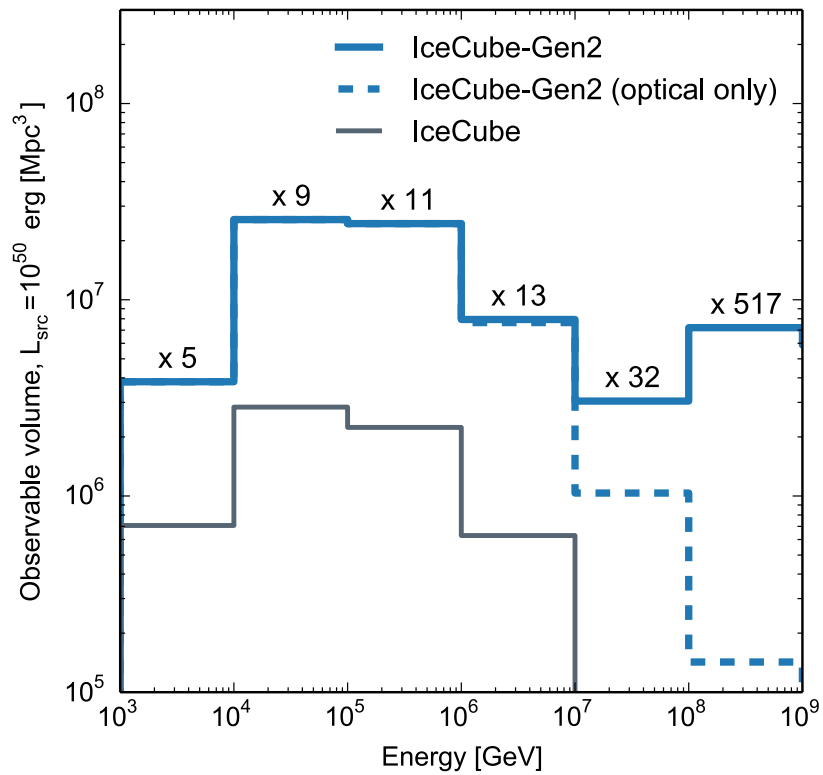


図2.6: IceCube および IceCube-Gen2 が突発的な天体現象の観測できる宇宙の体積 [15]。IceCube-Gen2 は、IceCube に比べて約 10 倍の宇宙体積を観測できるため、より多くの突発天体現象に伴うニュートリノを検出することが期待されている。

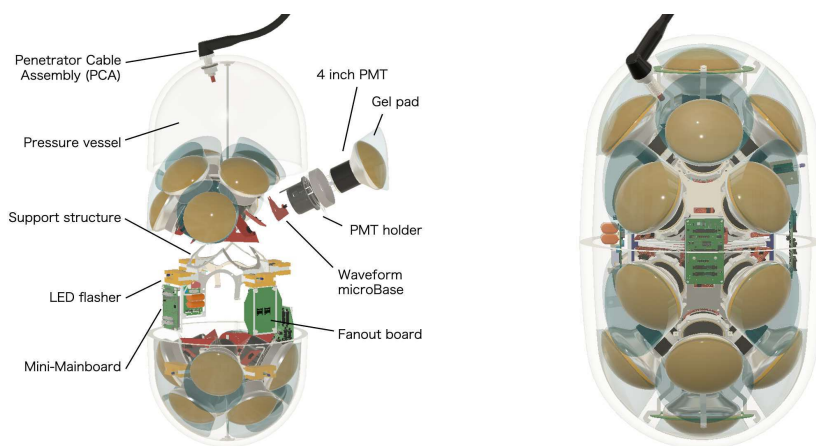


図2.7: IceCube-Gen2 の光検出器 LOM の構造図 [21]。左図：LOM16 の構造。各部品名称も併せて表記している。右図：LOM18 の構造。

満たすことが確認されている。UV 透過率や放射能といったガラス特性については、IceCube-Upgrade 向け光学モジュールである D-Egg [1] および mDOM [6] の開発を通じて評価されてきた。各 PMT ユニットの構成は、4 インチ PMT、光学ゲルパッド、PMT ホルダー、および高電圧ベース兼データ取得回路である Waveform microBase (wuBase) から構成される。電子回路の詳細については、文献 [12] を参照されたい。ゲルパッドは円錐形状の光学ゲルであり、PMT の光電面と耐圧容器内面とを接続する役割を担う。円錐表面における全反射効果により、より多くの光が PMT の光電面に到達するように設計されている。PMT は金属製の支持構造体に取り付けられ、中央の電子回路基板を介して各 PMT との通信および地上とのデータ転送が行われる。上下の半球は独立に組み立てられ、組み立て後に結合される構造を採用している。半球同士は減圧によって保持され、赤道部はゴム材により封止される。この構造および封止手法は、従来の IceCube DOM で確立された方式に基づいている。LOM16 と LOM18 とでは、PMT 支持構造の取り付け方法に違いがあるのみである。

PMT の搭載個数が多い LOM18 は、LOM16 に比べて上下方向に対する有効面積が大きくなることが期待される一方で、LOM18 は LOM16 に比べて製造コストが高くなることが予想されるため、IceCube-Gen2 における最適な光検出器の選定には、検出効率とコストのバランスを考慮する必要がある。そこで、LOM16 の上部に 2 インチの PMT、下部に 3.5 インチの PMT を 1 個ずつ追加搭載した Gen2DOM が提案されている (図 2.8)。この光検出器を以降 Gen2DOM と呼ぶ。シミュレーションにおける DOM、LOM16、LOM18、Gen2DOM の有効面積の波長分布と 400 nm における有効面積の $\cos\theta$ 分布を図 2.9 に示す。LOM16 および LOM18 はいずれも、従来の IceCube DOM と比較して 4 倍以上の感度向上を示すことが確認された。特に水平方向における感度の向上が顕著であり、これは水平方向に疎な配置を持つ IceCube-Gen2 の検出器において重要な性能改善である。

このように、IceCube-Gen2 向けに開発されている光検出器は、従来の IceCube DOM に比べて大幅に感度が向上している。これにより、IceCube-Gen2 はより多くのニュートリノイベントを検出できるようになると期待されている。

だが、IceCube-Gen2 ではストリング間隔が広がるため、veto 能力の低下が懸念されている。次節では、IceCube および IceCube-Gen2 の veto 能力について説明する。

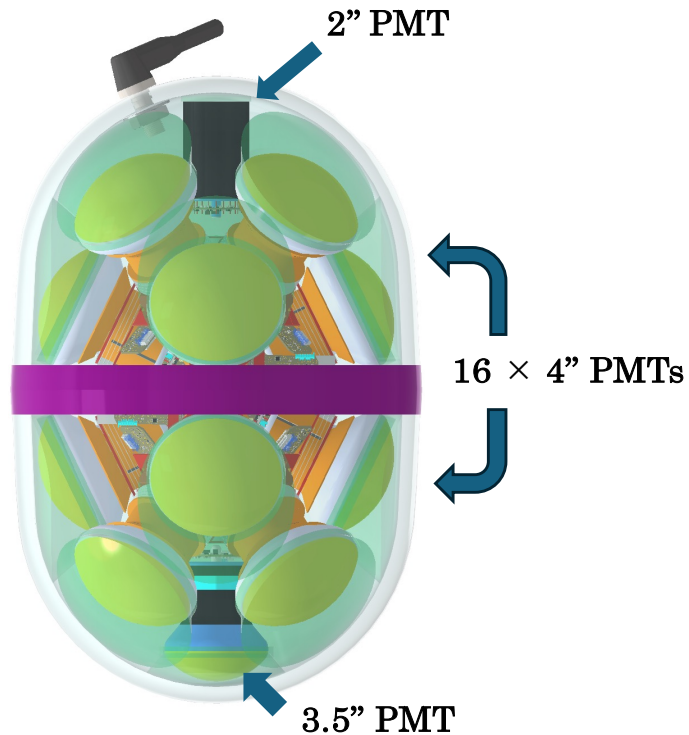
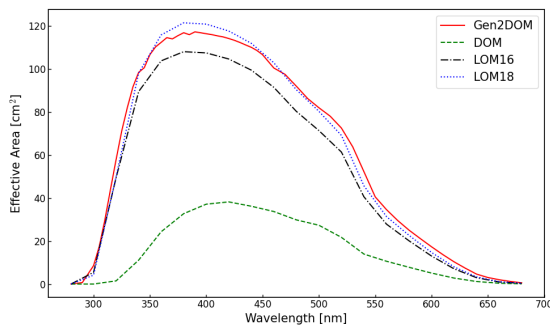
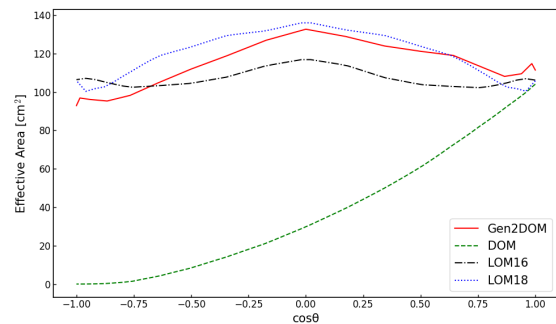


図2.8: IceCube-Gen2 の光検出器 Gen2DOM の構造。LOM16 の上部に 2 インチ PMT、下部に 3.5 インチ PMT をそれぞれ 1 個ずつ追加搭載した構造となっている。



(a) DOM、LOM16、LOM18、Gen2DOM の有効面積の波長依存性。



(b) DOM、LOM16、LOM18、Gen2DOM の 400 nm における有効面積の $\cos\theta$ 依存性。

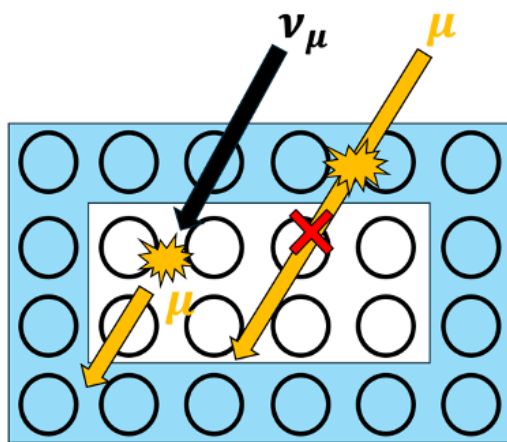
図2.9: DOM、LOM16、LOM18、Gen2DOM の有効面積の比較。左図：有効面積の波長依存性。ピーク波長において、Gen2DOM および LOM は DOM の 2 倍以上の有効面積を持つ。右図：400 nm における有効面積の $\cos\theta$ 依存性。DOM に比べて LOM および Gen2DOM は、有効面積の角度依存性が小さくなっており、全方向からの光を効率的に検出できる。Gen2DOM は、LOM18 と比べて上方向に対する感度は低下するが、下方向に対する感度は向上している。

2.2.3 IceCube-Gen2 の veto 能力

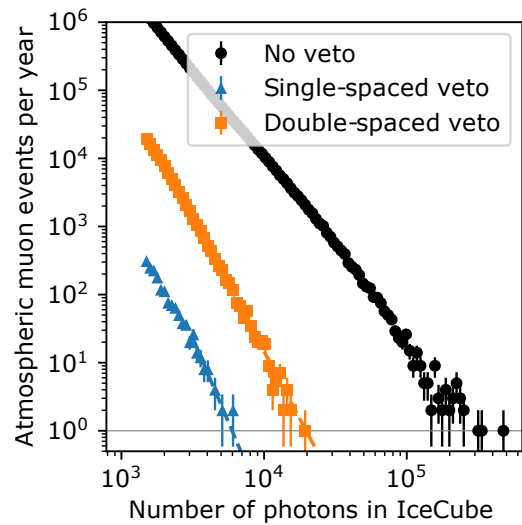
veto とは、バックグラウンドとなるイベントを除去するための手法である。IceCube および IceCube-Gen2 の optical array における veto 能力について説明する。optical array は、荷電粒子が水中を通過する際に発生するチェレンコフ光をターゲットとしているが、ニュートリノによって作られる荷電粒子だけでなく、宇宙線によって大気中で生成される高エネルギーミューオン（大気ミューオン）も optical array にまで到達する。アレイの外側から入射したミューオンは、大気ミューオンなのか、ニュートリノによって生成されたミューオンなのか区別することができない。大気ミューオンによるイベントは、ニュートリノのバックグラウンドとなるため、veto によって除去する必要がある。そのため、IceCube および IceCube-Gen2 では、アレイの一番外側の検出器がチェレンコフ光を検出した場合、そのイベントを除去することで、大気ミューオンによるイベントを除去している（図 2.10a）。

図 2.10 に、IceCube および IceCube-Gen2 の veto 能力を示す [15]。横軸は、IceCube で観測した 1 イベントあたりの光子数を示している。縦軸は、再構成によって得られた大気ミューオンの数を示している。グラフ上で、上に行くほど大気ミューオンの混入率が高いことを示し、veto 能力が低いことを意味する。黒色の点は veto なし、青色の点は現行の IceCube のストリング間隔での veto、オレンジ色は IceCube-Gen2 のストリング間隔での veto を行った場合の結果を示している。ストリング間隔が 125 m の IceCube では、veto によって大気ミューオンの混入率が大幅に低減されていることが確認できる。一方で、IceCube-Gen2 のストリング間隔である 240 m では、veto による大気ミューオンの混入率は 10 倍以上増加している。実際は、IceCube-Gen2 では、DOM よりも検出効率が高い LOM が搭載されるため、IceCube-Gen2 での大気ミューオン混入率はこの結果よりも低くなる。だが、ストリング間隔が広がることで veto 能力が低下する傾向は変わらない。

このような veto 能力の低下を補うためには、さらに集光力の高い検出器の開発が必要である。だが、極低温・高圧環境下での安定した動作が求められるため、これ以上の開発は技術的に困難であり、予算も限られている。そこで、安価に集光力を増加させることで veto 能力を向上させる手法として、検出器に新しく集光器を取り付ける方法が検討されている。そのうちのひとつである Fiber Optic Module について、次章で詳述する。



(a) veto の概念図 [18]。検出器の外側に到来する粒子を veto することで、大気ミュオンを検出数を減らす。



(b) IceCube と IceCube-Gen2 の veto 能力を示すグラフ [15]

図2.10: veto ののちにイベントに含まれる大気ミュオンの混入率を比較するグラフ [15]。横軸は、IceCube で観測した 1 イベントあたりの光子数。縦軸は、再構成によって得られた大気ミュオンの数。黒色が veto なし、オレンジ色が IceCube-Gen2 のストリング間隔での veto、青色が IceCube のストリング間隔での veto によるシミュレーション結果を示している。IceCube-Gen2 のストリング間隔にすると、現行の IceCube よりも約 10 倍の大気ミュオンが混入することがわかる。これにより、veto 能力が低下することが予想される。

第 3 章

IceCube-Gen2 のための新型集光器 FOM

IceCube-Gen2 に向けた新型集光器として、波長変換ファイバーを用いた Fiber Optic Module (FOM) が提案されている。本章では、FOM の設計、仕組み、および性能評価の方針について詳述する。

3.1 FOM の設計

FOM は波長変換ファイバーを多数束ねて集光器としたものであり、IceCube-Gen2 の光検出器の上部に接続される形で設置される。FOM の主な構成要素は以下のとおりである。

- **波長変換ファイバー:** 紫外から可視光域の光を吸収し、より長い波長の光に変換する蛍光剤を内包した光ファイバー
- **支持体:** ファイバーを所定の形状に保持するための構造体

FOM を設計するにあたり、以下の 4 点を考慮する必要がある。

- **検出効率:** 水中で発生するチェレンコフ光を効率的に検出するために、波長変換ファイバーの選定および最適な配置が重要である。
- **耐環境性:** 南極の極低温および高圧環境に耐える必要がある。また、赤道を越える船舶輸送を想定し、高温環境への耐性も求められる。
- **簡便な設置:** 現地での設置作業を容易にするため、軽量かつコンパクトな構

造が望ましい。

- **コスト効率:** 有効面積を安価に増大させるため、製造および設置にかかるコストを抑えることが重要である。

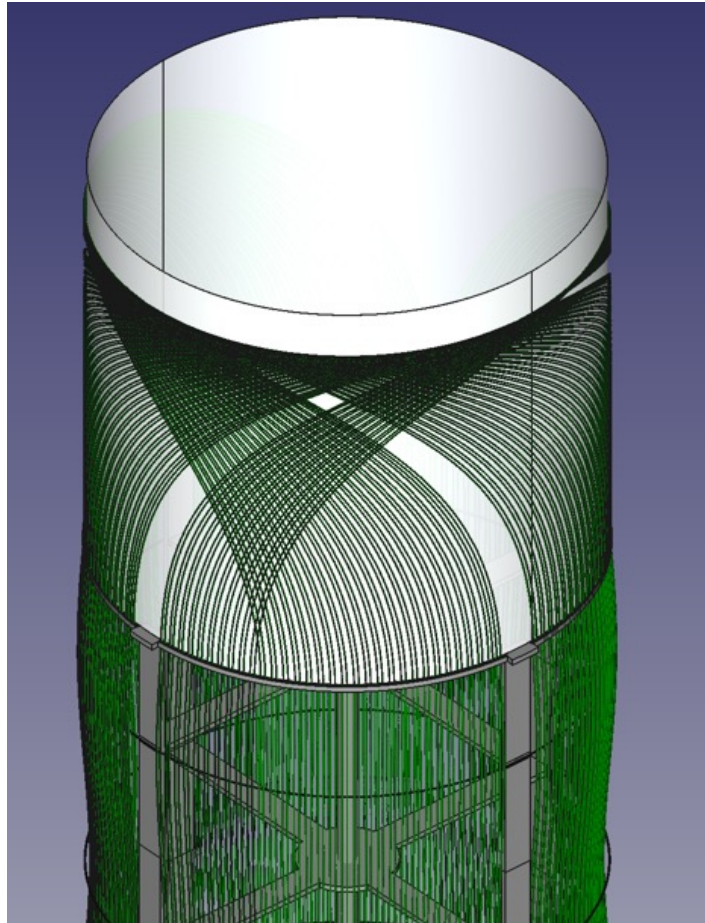


図3.1: FOM の構造 [16]。U字型に折り返したファイバーを少しずつずらして重ね置いたものを、丸めて円筒状にしている。

これらの条件から、FOM は図 3.1 のような形状になる [16]。波長変換ファイバーが円筒状に束ねられた形状である。これは、光検出器同士を繋ぐケーブルを光検出器の中央に通すため、ファイバーをその周囲に配置するような形状にする必要があるためである。

FOM の直径や全長を大きくすると、FOM に使用できるファイバーの本数や長さを大きくすることができ、氷中で発生したチェレンコフ光を受光する有効面積を増大させることができる。一方で、サイズの増大は材料コストの増加や輸送・設置時

の取り扱いの難化を招くため、検出効率とコンパクトさのバランスを考慮した最適化が必要となる。

FOM の外径は、南極氷床に掘削される穴の直径によって強く制約される。穴の直径の増大は、掘削時間および燃料消費量の増加に直結し、建設コストや施工期間に大きな影響を与えることが、IceCube および IceCube-Gen2 の検討により明らかになっている [15]。穴を大きくすると、掘削効率は低下し、プロジェクト全体のスケジュールや物流負担に深刻な影響を及ぼす可能性がある。FOM が既存の光学モジュールと同等、あるいはそれ以下の穴の大きさに設置可能であれば、追加の掘削コストをかけなくて済む。基準となる光学モジュールである LOM18 の直径が約 30 cm [9] であることを踏まえ、穴を拡大する必要のない設計として、FOM の直径は 20 cm となっている。

FOM の全長は、波長変換ファイバーの長さおよび支持体の設計に依存する。波長変換ファイバーの長さは、検出効率に直接影響を与える重要なパラメータである。ファイバーが長いほど、ファイバーに入射する光子数は増加する。しかし、波長変換後の光はファイバー内部を伝搬する距離が長くなるほど減衰するため、ファイバーの長さに対して、検出効率は単調増加しない。減衰を抑えるため、ファイバーの長さは減衰長と同程度に設定することが合理的である。本研究で選定した波長変換ファイバーの減衰長は約 4 m であることから、ファイバー長を 4 m とした。4 m のファイバーを U 字型に折り返して配置するため、FOM の全長は約 2 m である。

支持体については、ファイバーの固定と FOM の形状を維持する役割を担う。支持体には、低温環境下でも十分な強度を保ち、かつ光学的に不活性である材料が求められる。加えて、支持体による光の遮蔽を最小限に抑えるため、断面積を小さくしたシンプルな構造が望ましい。本研究では、支持体については集光力に影響を与えないものと仮定し、詳細な検討は行わない。

3.2 FOM の仕組み

本節では、FOM の仕組みを理解するために、まず FOM に使用される波長変換ファイバーの構造と光学的特性について説明する。次に、ファイバー内での全反射条件と光伝搬モードについて述べる。波長変換ファイバーのコアに光が入射すると、光を吸収してそれより長い波長域の光を等方的な光として放射する。この特性により、チェレンコフ光を PMT が検出しやすい波長の光に変換することが可能となる。

また、蛍光剤によって吸収・再放射された光は等方的に放射されるため、その一

部は全反射条件を満たし、ファイバー内部を伝搬することが可能となる。

本研究で使用した波長変換ファイバーは、Kuraray 社製の B-3 ファイバーである。ファイバーの直径は 1.0 mm であり、コア、インナークラッド、アウタークラッドの三層構造からなる。コアは 0.92 mm、クラッドはそれぞれ 0.02 mm の厚さである。その模式図を図 3.2 に、各層の物質情報を表 3.1 に示す。

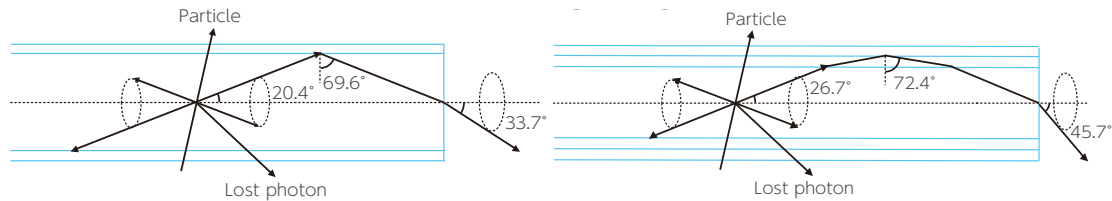


図3.2: 波長変換ファイバーの模式図 [19]。左図：コアとインナークラッドの境界での光の反射を示す。右図：インナークラッドとアウタークラッドの境界での光の反射を示す。

B-3 ファイバーのコア部分には、200 ppm の波長変換剤が混ぜ込まれており、光が吸収された後、再放射される。吸収・再放射スペクトルを図 3.3 に示す。

3.2.1 全反射条件と光伝搬モード

ファイバー内における光伝搬は、コアとクラッドの屈折率の差によって生じる全反射によって実現されている。光の入射角 θ_1 と屈折角 θ_2 との関係はスネルの法則に従い、次式で表される。

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (3.1)$$

ここで、 n_1 は入射側（高屈折率側）の屈折率、 n_2 は透過側（低屈折率側）の屈折率である。屈折角 θ_2 が 90° となる場合が全反射の臨界条件であり、そのときの入射

表3.1: 波長変換ファイバーの各層の物質情報

層	材料	屈折率	密度 [g cm^{-3}]	半径 [mm]
コア	Polystyrene	1.59	1.05	0.00 - 0.46
インナークラッド	Polymethyl methacrylate	1.49	1.19	0.46 - 0.48
アウタークラッド	Fluorinated polymer	1.42	1.43	0.48 - 0.50

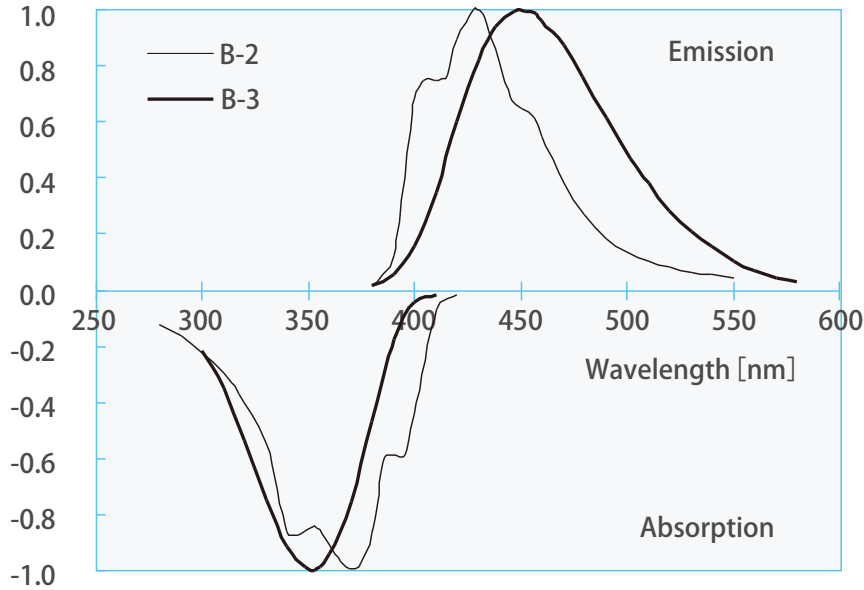


図3.3: B-2、B-3 ファイバーのコアにおける吸収・再放射スペクトル [19]。本研究では、B-3 ファイバーを用いた。短い波長の光が吸収され、長い波長の光へと変換される。

角 θ_c は

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (3.2)$$

と表される。

表 3.1 に示した各層の屈折率を参照すると、コアとインナークラッドの境界における臨界角は式 (3.2) より 69.6° である。これは、コア内を伝搬する光がインナークラッドへ入射する際、入射角が 69.6° 以上であれば全反射が起こることを意味する。同様に、インナークラッドとアウトクラッドの境界における臨界角は約 72.4° である。

次に、コアの中心軸上で等方的に放射された光がコアからインナークラッドへ屈折し、その後インナークラッドとアウトクラッドの境界で全反射される条件を導出する。コア内での入射角を θ_{core} 、インナークラッド内での屈折角を θ_{inner} とすると、

$$n_{\text{core}} \sin \theta_{\text{core}} = n_{\text{inner}} \sin \theta_{\text{inner}} \quad (3.3)$$

が成り立つ。

インナークラッドとアウトクラッドの境界で全反射が生じる条件は、

$$\sin \theta_{\text{inner}} \geq \frac{n_{\text{outer}}}{n_{\text{inner}}} \quad (3.4)$$

である。

このとき、コアとインナークラッドの境界での入射角 θ_{core} に関する条件は、

$$\sin \theta_{\text{core}} \geq \frac{n_{\text{inner}}}{n_{\text{core}}} \sin \theta_{\text{inner}} \quad (3.5)$$

である。

式 (3.4) を式 (3.5) に代入すると、

$$\sin \theta_{\text{core}} \geq \frac{n_{\text{inner}}}{n_{\text{core}}} \cdot \frac{n_{\text{outer}}}{n_{\text{inner}}} = \frac{n_{\text{outer}}}{n_{\text{core}}} \quad (3.6)$$

が得られる。

ここで、 $\theta_{\text{core}} = 90^\circ - \phi$ (ϕ はファイバー軸に対する放射角) であることを用いると、式 (3.6) は次のように書き換えられる。

$$\cos \phi \geq \frac{n_{\text{outer}}}{n_{\text{core}}} \quad (3.7)$$

が得られる。したがって、軸に対して全反射が起こりうる最大角 ϕ_{max} は

$$\phi_{\text{max}} = \arccos \left(\frac{n_{\text{outer}}}{n_{\text{core}}} \right) \quad (3.8)$$

で与えられる。数値を代入すると $\phi_{\text{max}} = 26.7^\circ$ となる。

すなわち、コア中心から放射された光のうち、ファイバー軸に対して 26.7° 以内の光は、コアからインナークラッドを經由してアウトークラッドとの境界で全反射し、ファイバー内部を伝搬することが可能である。

クラッドが一層のみの単層クラッドファイバーの場合で同様の計算を行うと、ファイバー軸に対して約 20.4° 以内の光が伝搬可能であり、二層クラッド構造に比べて伝搬可能な光子が減少することが分かる。このように、二層クラッド構造を採用することで、光を伝送可能な角度範囲が広がり、結果として光捕獲効率が向上する。

ここではコア中心からの放射を仮定したが、実際の光放射位置はファイバーコア内において吸収長により定まる指数関数的な分布を持つ。また、光の全反射条件はファイバー軸に対する角度のみならず、ファイバー軸に垂直な平面内での放射角度にも依存する。例えば、ファイバーコアの端近くで放射された光であれば、ファイバー軸に対してより大きな角度であっても全反射が成立する場合がある (図 3.4)。

このため、実際に伝搬可能な光の角度範囲は、中心放射を仮定した場合よりも広くなる。

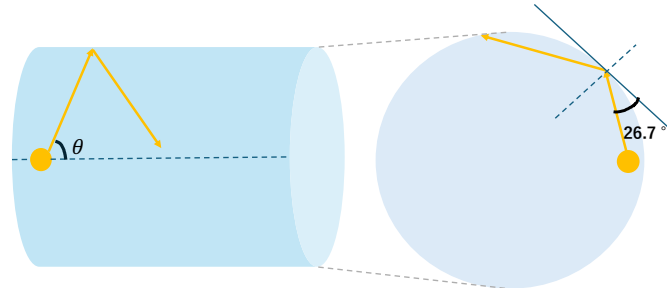


図3.4: ファイバーコア内での光放射位置と全反射条件の関係。コア中心から放射された光は、ファイバー軸に対して 26.7° 以内でなければ全反射しないがコア端近くで放射された光は、より大きな角度であっても全反射が成立する。

ファイバー内を伝搬する光は、大きく分けて2種類の伝搬モードが存在する。一つ目は、「直進モード」であり、比較的少ない全反射回数でファイバー内を伝搬する光である。二つ目は、「螺旋モード」であり、全反射を多く繰り返しながら螺旋状に伝搬する光である。

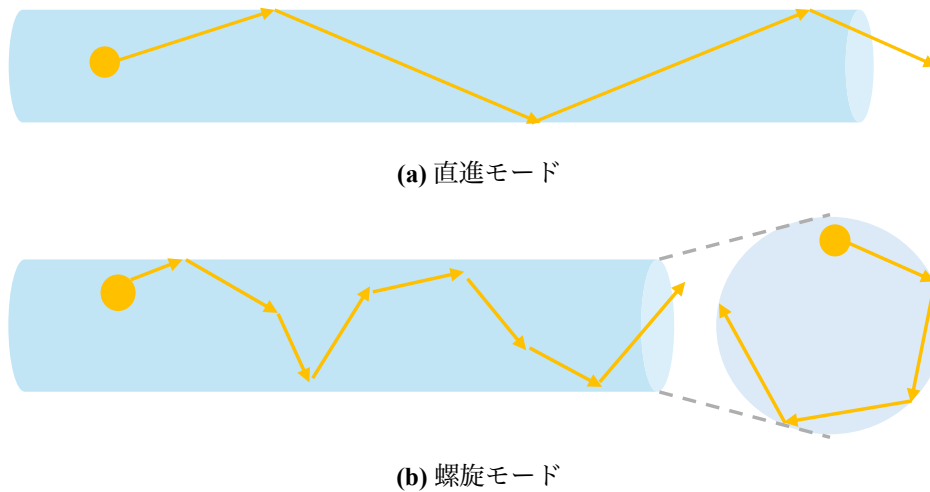


図3.5: B-3 ファイバー内における光の伝搬モードの模式図。(a)は直進モード、(b)は螺旋モードを示す。

26.7° を超える放射角を持つ光では螺旋モードが支配的となる。これらのモードは、ファイバー内での光の伝搬経路や全反射の条件に影響を与えるため、FOM の

性能評価において重要な要素となる。

3.3 性能評価の方針

3.1節で述べた点を踏まえて、FOM の性能評価を行う必要がある。耐久性および簡便性については、文献 [16] を参照されたい。本研究では、検出効率に焦点を当て、FOM の有効面積を指標としてシミュレーションによる評価を行う。耐環境性や強度については、先行研究に基づく設計を前提とし、本研究では詳細な評価は行わない。次章では、FOM の有効面積を算出するためのシミュレーション手法について述べ、その評価結果を示す。

第 4 章

FOM の性能評価

IceCube-Gen2 に向けた新型集光器の Fiber Optic Module (FOM) の性能を、Geant4 を用いて評価した。本章では、シミュレーションの設定、評価方法、および得られた結果について詳述する。

4.1 Geant4 を用いたシミュレーションの設定

Geant4 は、CERN（欧州原子核研究機構）を中心に、日本を含む世界各国の研究機関が参加する国際共同研究として開発された、粒子が物質中を通過する際の相互作用をシミュレートするためのツールキットである [3-5]。Geant4 では、粒子をその発生点から消滅点まで追跡し、移動や相互作用のたびに物理情報を逐次更新する。粒子の経路は「ステップ (step)」と呼ばれる区間ごとに区切られ、各ステップで位置、運動量、エネルギーなどが記録される。構造物の境界に到達した時点、あるいは相互作用が発生した時点でステップが終了する。1 粒子のトラッキングの様子を図 4.1 に示す。

本研究では、Geant4 を用いて FOM の光学的性能を評価した。主な設定項目は以下の 2 点である。

1. **ジオメトリ (Geometry)** : シミュレーション対象の物理的構造を定義する。FOM を構成するファイバーの三層構造（コア、インナークラッド、アウタークラッド）を再現した。
2. **光学的特性 (Optical Properties)** : 各ジオメトリ要素に対応する物質の光学特性を定義する。ファイバーの屈折率、密度、吸収長、減衰長を設定した。ま

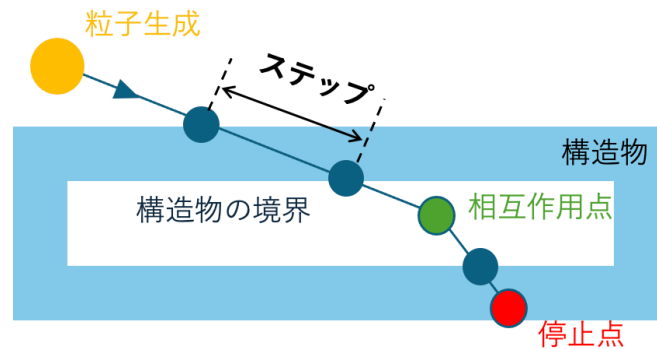


図4.1: Geant4 における粒子のトラッキングの概念図。粒子はステップごとに追跡され、各ステップで物理情報が更新される。

た、コアには波長変換剤の特性を反映させた。これらは、Kuraray のカタログを参照している [19]。

ジオメトリの詳細については、文献 [18] を参照されたい。ここでは光学的特性の設定について詳述する。

4.1.1 光学的特性の設定

Geant4 では、各物質の屈折率を設定することで、物理法則に基づいて光の伝搬をシミュレートすることができる。また、減衰長を設定することで、光の減衰や吸収の再現が可能となる。これにより、光がファイバー内を伝搬する際の挙動を正確にシミュレートできる。本シミュレーションでは、以下の2点を設定した。

- **屈折率 (Refractive Index)** : 各層の材質に基づいて屈折率を設定した。表 3.1 に示した各層の屈折率を用いた。
- **減衰長 (Attenuation Length)** : 各層に対して減衰長を設定した。Kuraray 社のカタログによると、B-3 ファイバーの減衰長は $L_{att} > 4\text{ m}$ とされている。

減衰長の設定

ファイバーの減衰長とは、ファイバー内を伝搬する光の強度が $1/e$ に減衰するまでに、光が伝搬する距離である。

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{x}{L_{\text{att}}}\right) \quad (4.1)$$

ここで、 $I(x)$ は距離 x だけ伝搬した後の光の強度、 I_0 は初期値としての光の強度、 L_{att} は減衰長である。コア、インナークラッド、アウトークラッドの各層における波長 λ における減衰長 $L_{\text{att}}(\lambda)$ を設定した。

コアにおける光の吸収は、基材であるポリスチレンと添加された蛍光剤の両方に起因する。したがって、波長 λ におけるコアの吸収係数 $\alpha_{\text{core}}(\lambda)$ は、それぞれの寄与の和として

$$\alpha_{\text{core}}(\lambda) = \alpha_{\text{PS}}(\lambda) + \alpha_{\text{fluor}}(\lambda) \quad (4.2)$$

と表される。ここで、 $\alpha_{\text{PS}}(\lambda)$ はポリスチレン基材の吸収係数、 $\alpha_{\text{fluor}}(\lambda)$ は蛍光剤による吸収係数である。

図 3.3 に示すように、蛍光剤は 300–410 nm の波長域において強い吸収を示す。この波長範囲では、ポリスチレンの吸収は蛍光剤に比べて十分に小さいため、

$$\alpha_{\text{core}}(\lambda) \approx \alpha_{\text{fluor}}(\lambda) \quad (4.3)$$

と近似することができる。

蛍光剤による吸収は、溶液中の光吸収を記述するランベルト・ベールの法則に従う。一般に、光路長 L を透過した後の光強度 I と入射光強度 I_0 の関係は

$$I = I_0 10^{-\varepsilon(\lambda)cL} \quad (4.4)$$

と表される。ここで、 $\varepsilon(\lambda)$ は蛍光剤のモル吸光係数、 c は蛍光剤のモル濃度である。

一方、媒質中を伝搬する光の減衰は吸収係数 $\alpha(\lambda)$ を用いて

$$I = I_0 e^{-\alpha(\lambda)L} \quad (4.5)$$

とも表される。両式を比較することで、蛍光剤の吸収係数は

$$\alpha_{\text{fluor}}(\lambda) = \frac{\varepsilon(\lambda) \cdot c}{\log_{10} e} \quad (4.6)$$

と導かれる。

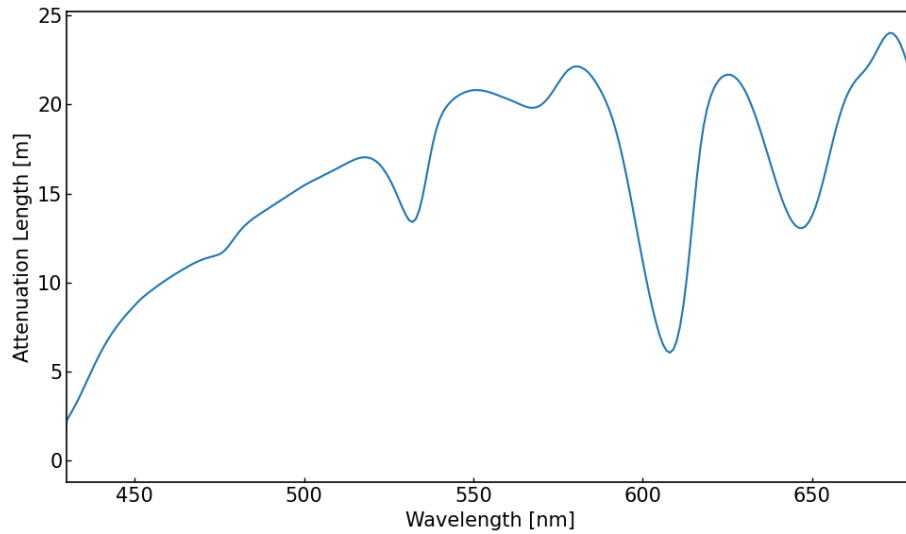


図4.2: Kuraray 社のカットバック法測定による Transmission Loss データ (430–680 nm)。このデータを基に、コアにおける 410 nm 以上の波長に対する減衰長を設定した。

本研究では、モル吸光係数 $\varepsilon(\lambda)$ を Kuraray 社による測定データから取得した。また、B-3 ファイバーのコアにおける蛍光剤濃度は 200 ppm である。これをモル濃度に換算したものが c であり、約 2.34×10^{-3} mol/L となる。

これより、この波長範囲における減衰長は次のように書ける。

$$L_{\text{att,core}}(\lambda) = \frac{1}{\alpha_{\text{core}}(\lambda)} \approx \frac{\log_{10} e}{\varepsilon(\lambda) \cdot c} \quad (4.7)$$

コアにおける 410 nm 以降の減衰長は、蛍光剤の吸収が急激に小さくなるため、主に基材による吸収が支配的となる。そのため、410 nm 以降の波長に対しては、Kuraray 社がカットバック法により測定した Transmission Loss データを基に減衰長を設定した (図 4.2)。これは、15 m のファイバーに対してファイバー端から光を入射させ、透過光強度を測定した後、同ファイバーを 1 m に切断・研磨したものに再度光を入射させ、透過光強度を測定し、これらの光強度の差を 14 m 伝送時の損失として算出された値である。410–430 nm 間は、測定で用いられたスペクトラムアナライザ (AQ6373, YOKOGAWA) の検出下限に満たない光の強度であったため、データが得られなかった。この波長範囲に対しては、線形補間により減衰長を設定した (図 4.3)。

クラッドにおける減衰長は、Kuraray 社が測定した透過率データ $T(\lambda)$ から計算し

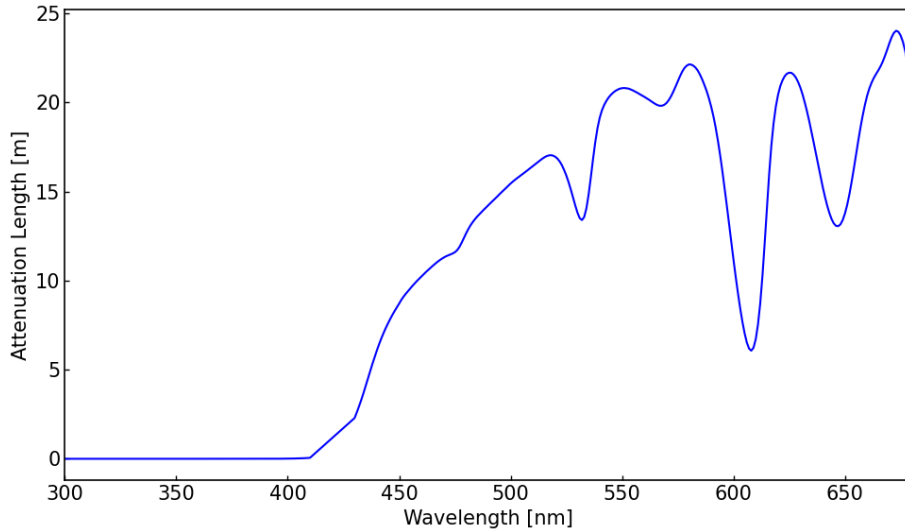


図4.3: B-3 ファイバーのコアにおける減衰長。300–410 nm は蛍光剤のモル吸光係数データから計算した値、430 nm 以降は Kuraray 社の Transmission loss データ、410–430 nm は線形補間による値である。

た。

透過率 T は、入射光の強度 I_0 に対する透過光の強度 I の比 $T = I/I_0$ で表される。式 (4.1) より、厚さ d の媒質を通過するときの光の透過率は、

$$T = \exp\left(-\frac{d}{L_{\text{att}}^{\text{clad}}}\right) \quad (4.8)$$

と表される。ここで、 $L_{\text{att}}^{\text{clad}}$ はクラッドにおける減衰長である。

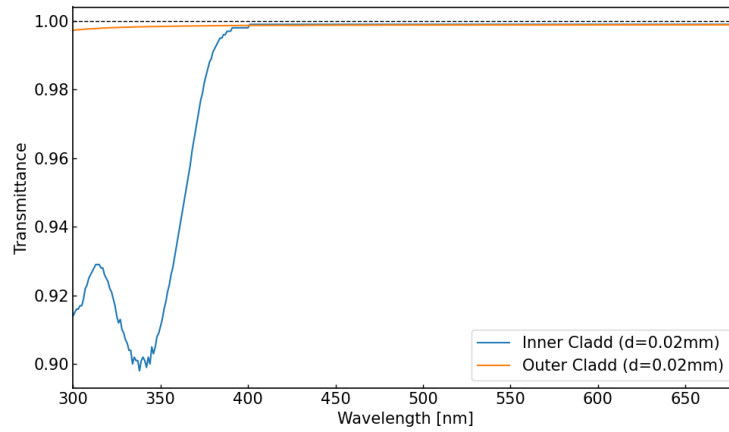
この式を $L_{\text{att}}^{\text{clad}}(\lambda)$ について解くことで、透過率から減衰長を次のように求めることができる。

$$L_{\text{att}}^{\text{clad}}(\lambda) = -\frac{d}{\ln T(\lambda)}. \quad (4.9)$$

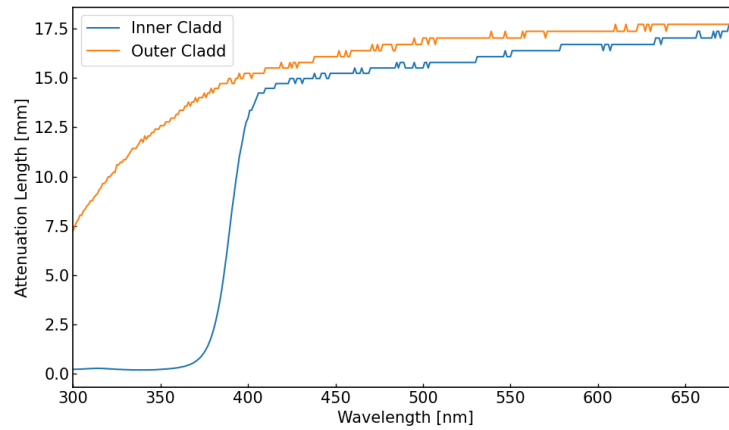
Kuraray 社の測定ではアウタークラッド、インナークラッドに対して $d = 0.02 \text{ mm}$ の試料が用いられた。式 (4.9) を用いて、Kuraray 社の透過率データからクラッドにおける減衰長を計算し、Geant4 に設定した。透過率と減衰長を図 4.4 に示す。

4.2 ファイバーの光学的特性評価

FOM の集光力を評価するにあたり、まずは FOM を構成する波長変換ファイバー単体の光学的特性を評価した。



(a) 透過率



(b) 減衰長

図4.4: Kuraray 社の透過率データとそこから導出した減衰長。(a): Kuraray 社によるファイバーのクラッドにおける透過率の測定データ。Inner Cladd と Outer Cladd は 0.02 mm 厚の試料を用いている。(b): Kuraray 社の透過率データから導出したファイバーのクラッドにおける減衰長。

4.2.1 減衰長

減衰長は、ファイバーの材質および波長変換剤の特性に依存する。Kuraray 社のカタログによると、B-3 ファイバーの減衰長は $L_{att} > 4\text{m}$ とされている。本シミュレーションにおいて、ファイバーの構造・光学的特性が正しく再現されているかを

評価するために、波長変換ファイバー単体の減衰長を評価した。

シミュレーションのセットアップ図を図 4.5 に示す。長さ 4 m のファイバーの一端に読み出し部分を配置し、読み出し部分からの距離を 0.25 m 刻みで変化させながら、波長 340 nm の光をファイバーに対して 90° の角度で入射させた。それぞれの入射位置で 5000 個の光子を入射させることを 5 回ずつ行った。この設定を表 4.1 にまとめて示す。ここから、各入射位置においてファイバー端まで届いた光子数をカウントし、減衰長を評価した。図 4.6 にシミュレーション結果を示す。シミュレーションで得られた減衰長は 4.58 ± 0.13 m であり、Kuraray 社のカタログ値と矛盾しないことが確認された。また、カタログには 4 m 以上の減衰長としか記載されていないため、実験を通じて減衰長を評価した。実験の詳細については、文献 [16] を参照されたい。実験による減衰長の測定結果は 3.67 ± 1.00 m、シミュレーション結果は 4.58 ± 0.13 m であり、両者は誤差の範囲内で一致している。これにより、Geant4 においてファイバーの減衰長が再現されていることが示された。

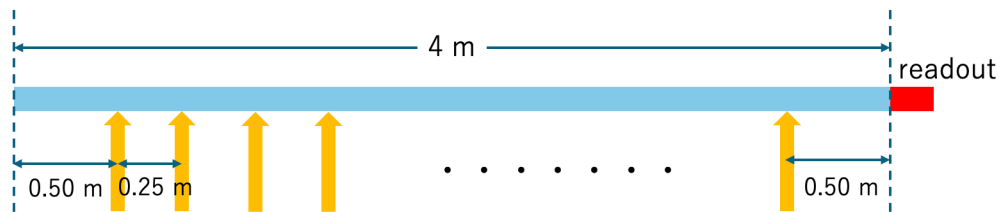


図4.5: 波長変換ファイバー単体の減衰長評価のための Geant4 シミュレーションセットアップ。波長 340 nm の光をファイバーに対して角度 90° で入射し、ファイバー端まで届いた光子数をカウントする。

表4.1: 波長変換ファイバー単体の減衰長評価のための Geant4 シミュレーションパラメータ

パラメータ	値
ファイバー長	4 m
入射光波長	340 nm
入射角度	90°
入射位置	0.25 m 刻みで 0.50–3.50 m
入射光子数	5000 個/試行
試行回数	5 回/位置

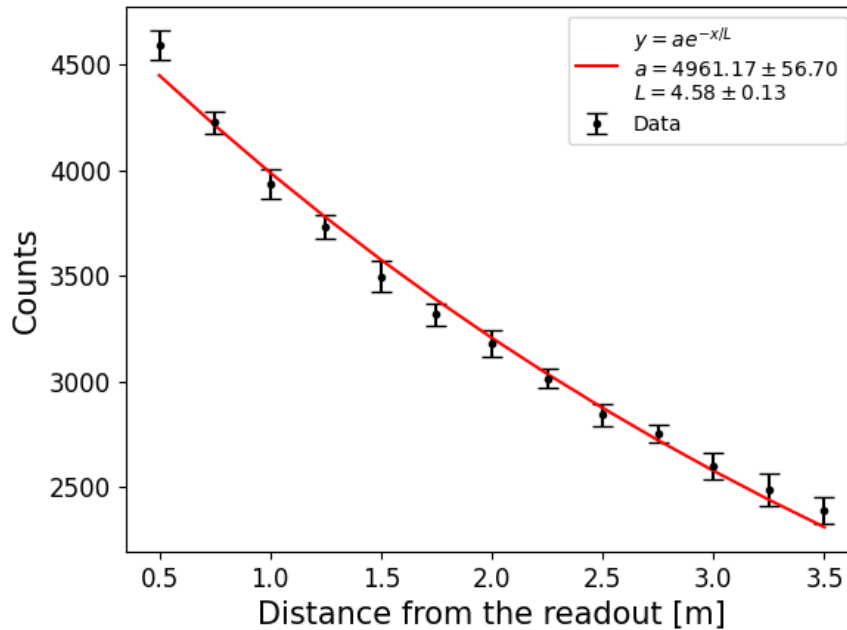


図4.6: Geant4 シミュレーションによる波長変換ファイバー単体の減衰長の計算結果。シミュレーションで得られた減衰長は、Kuraray 社のカタログ値および実験結果と矛盾しない。

4.2.2 吸収効率

ファイバーの吸収効率とは、ファイバー内に入射した光子のうち、コア内で吸収されて波長変換される光子数の割合である。Kuraray 社によると、ピーク波長における光路長 1 mm での吸収効率が 90 % から 99 % になるように、蛍光剤濃度が設定されている。B-3 ファイバーにおいては、吸収のピーク波長は 351 nm である。本シミュレーションにおいて、波長変換ファイバー単体の吸収効率を計算した。ファイバーに対して、波長 351 nm の光を 10° から 170° まで 10° 刻みで入射させた。それぞれの入射角で 5000 個の光子を入射させることを 5 回行った。この設定を表 4.2 にまとめて示す。

ここから、各入射角での吸収効率を計算した。図 4.7 にシミュレーション結果を示す。図中の mean は、各入射角で得られた吸収効率を、 $\sin\theta$ で重み付けして平均した値である。この平均値は 0.932 ± 0.001 であり、Kuraray 社のファイバー設計と矛盾しないことが確認された。

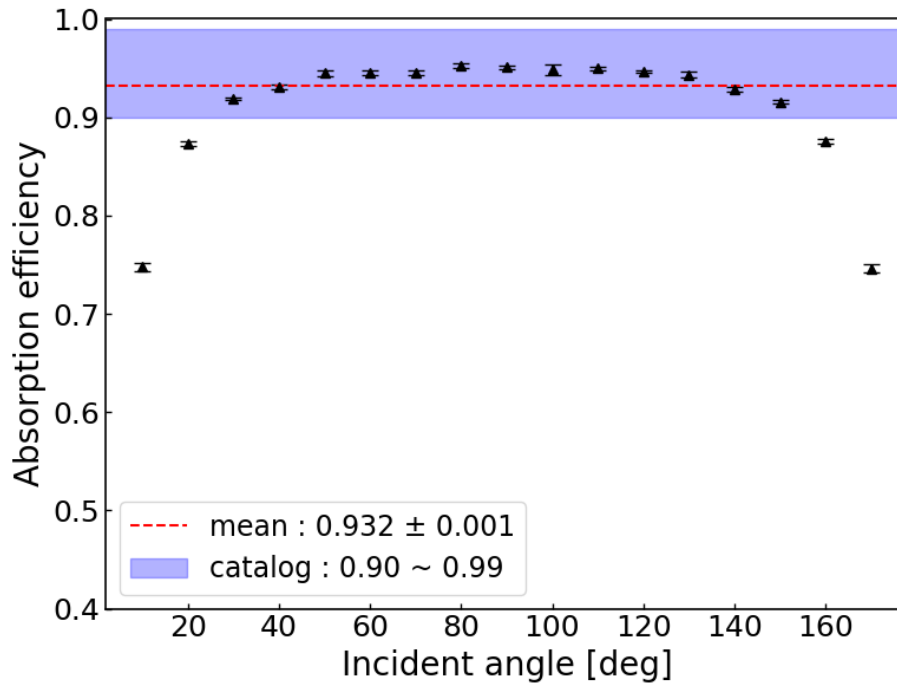


図4.7: Geant4 シミュレーションによる波長変換ファイバー単体の吸収効率の計算結果。シミュレーションで得られた吸収効率は、Kuraray 社の公称値と矛盾しない。

4.2.3 伝送効率

ファイバーの伝送効率とは、コア内で波長変換された光子数のうち、ファイバー端まで伝送される光子数の割合である。ファイバー内で波長変換された光子は等方的に放射されるため、波長変換された光子が全てファイバー端まで伝送されるわけ

表4.2: 波長変換ファイバー単体の吸収効率評価のための Geant4 シミュレーションパラメータ

パラメータ	値
ファイバー長	4 m
入射光波長	351 nm
入射角度	10° 刻みで 10°–170°
入射光子数	5000 個/試行
試行回数	5 回/角度

ではない。全反射条件を満たさない光子はファイバー外部へと逃げてしまう。それに加え、ファイバー内における光子の減衰が伝送効率に影響を与える。

本シミュレーションにおいて、波長変換ファイバー単体の伝送効率を計算した。シミュレーションのセットアップを図 4.8 に示す。両端に読み出し部分を設置した直径 1 mm の 4 m 長ファイバーに対して、波長 351 nm の光子を、入射角度 10° から 170° まで 10° 刻み、読み出し部分から入射位置までの距離を 0.25 m から 2.00 m まで 0.25 m 刻みで変化させながら光を入射させた。それぞれで 1000 個の光子を入射させるのを 5 回行った。この設定を表 4.3 にまとめて示す。

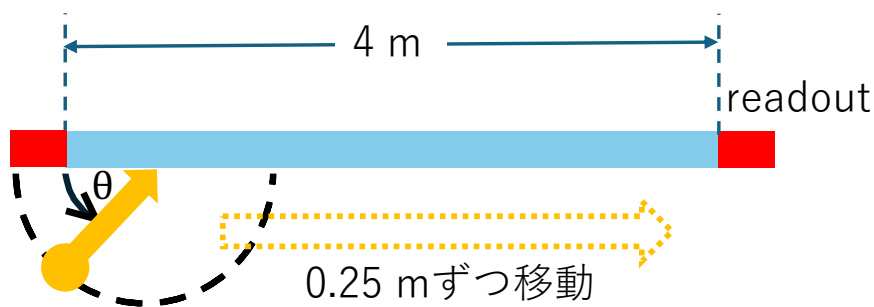


図4.8: 波長変換ファイバー単体の伝送効率評価のための Geant4 シミュレーションセットアップ図。波長 351 nm の光をファイバーに対して角度 θ で入射し、ファイバー端まで届いた光子数をカウントする。

チェレンコフ光は、ファイバーのあらゆる位置に等方的に入射すると想定されるため、伝送効率を入射位置と入射角度の両方で平均化する必要がある。まず、各入射位置における各角度での伝送効率を計算し、さらに次式のように入射位置で平均

表4.3: 波長変換ファイバー単体の伝送効率評価のための Geant4 シミュレーションパラメータ

パラメータ	値
ファイバー長	4 m
入射光波長	351 nm
入射角度	10° 刻みで 10° – 170°
入射位置	0.25 m 刻みで 0.25 m–1.75 m
入射光子数	1000 個/試行
試行回数	5 回/角度

した。

$$\langle \varepsilon_{\text{trans}}(\theta) \rangle_z = \frac{1}{N_{\text{pos}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{pos}}} \varepsilon_{\text{trans}}(\theta, z_i) \quad (4.10)$$

ここで、 $\varepsilon_{\text{trans}}(\theta, z_i)$ は入射位置 z_i における入射角度 θ での伝送効率、 N_{pos} は入射位置の数である。さらに、各入射角度で得られた伝送効率を、 $\sin\theta$ で重み付けして平均した値を最終的な伝送効率とした。図 4.10 に $\varepsilon_{\text{trans}}$ のシミュレーション結果を示す。図中の mean は、各入射角で得られた伝送効率を、 $\sin\theta$ で重み付けして平均した値である。この平均値は 0.076 ± 0.000 となった。

Kuraray 社のカタログには、Trapping efficiency として波長変換された光子がファイバー内を伝送される割合が示されている。これは、ファイバー軸上で発光した光子のうち、全反射条件を満たす光子の割合を幾何学的に計算したものである。図 4.9 に示すように、ファイバー軸上で球状に等方的に放射された光子のうち、青色で示した面積 S_{θ_c} に入射した光子が全反射条件を満たす光子である。ここで、 θ_c は全反射条件を満たす最大角である。この面積 S_{θ_c} は、球面上での立体角に対応しており、具体的な計算式は以下のとおりである。

$$S_{\theta_c} = 2\pi r^2 (1 - \cos\theta_c) \quad (4.11)$$

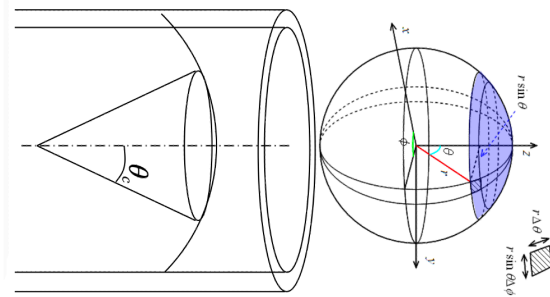


図4.9: ファイバー軸上で等方的に放射された光子のうち、全反射条件を満たす光子の割合を示す模式図。青色で示した面積 S_{θ_c} に入射した光子が全反射条件を満たす光子である。

よって、trapping efficiency は全立体角 $4\pi r^2$ に対する S_{θ_c} の割合として、次式で計算できる。

$$\text{Trapping efficiency} = \frac{S_{\theta_c}}{4\pi r^2} = \frac{1 - \cos\theta_c}{2} \quad (4.12)$$

B-3 ファイバーでは $\theta_c = 26.7^\circ$ であるため、式 (4.12) より Trapping efficiency は約 0.054 となる。また、ファイバーの両端から読み出す場合、Trapping efficiency はこの値の 2 倍となるため、約 0.108 となる。図 4.10 に Kuraray 社の Trapping efficiency を 2 倍した値を併記した。シミュレーションで得られた伝送効率は 0.076 ± 0.000 であり、この幾何学的計算で得られた約 0.108 よりも小さい値となった。これは、ファイバー内での光の減衰が伝送効率に影響を与えているためであると考えられる。シミュレーションでは、ファイバー内での光の減衰が考慮されているため、伝送効率が幾何学的計算よりも小さくなることは妥当である。

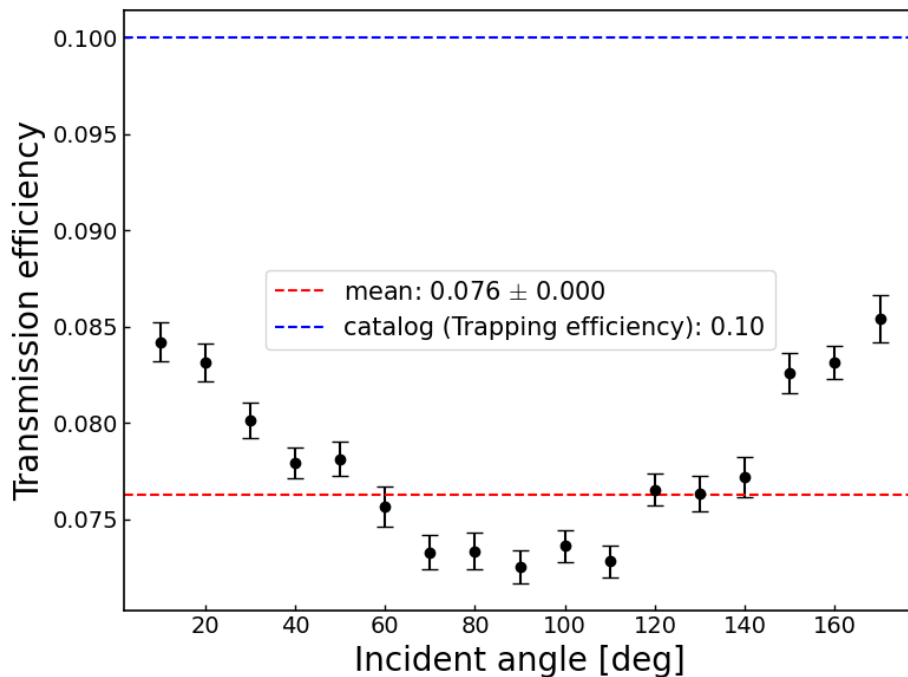


図4.10: Geant4 シミュレーションによる波長変換ファイバー単体の伝送効率 (Transmission efficiency) の計算結果。mean は、各入射角で得られた伝送効率を、 $\sin\theta$ で重み付けして平均した値であり、等方的な入射に対する伝送効率を表している。カタログ値は、Kuraray 社のカタログ値である Trapping efficiency を 2 倍したものである。これは、ファイバーの両端から読み出すことを考慮したものである。

4.2.4 ファイバーの集光力

ファイバーの集光力を、ファイバーの有効面積 $A_{\text{eff}}(\lambda)$ として評価した。ファイバーの長さは 4m であり、光子の入射は等方的かつ全てファイバーに当たるという

ことを前提に、有効面積を次式で定義した。

$$A_{\text{eff}} = \frac{1}{N_{\text{gen}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{gen}}} A_{\text{geom}}(\theta_i) \varepsilon_i \quad (4.13)$$

ここで、 N_{gen} は入射させた光子数、 $A_{\text{geom}}(\theta_i)$ は角度 θ_i で入射させた光子から見たファイバーのみかけの面積、 ε_i は入射させた光子がファイバー端まで伝送されたときは1、伝送されなかったときは0となるものである。角度 θ_i で入射させたときのファイバーのみかけの面積は次式で与えられる。

$$A_{\text{geom}}(\theta_i) = d_{\text{fiber}} \cdot L_{\text{fiber}} \cdot \sin \theta_i \quad (4.14)$$

ここで、 d_{fiber} はファイバーの直径、 L_{fiber} はファイバーの長さである。

ファイバーの有効面積に寄与する要素として、吸収効率と伝送効率があげられる。有効面積は次式を用いて推定することができる。

$$A_{\text{eff}}(\lambda, \theta, z) \sim A_{\text{geom}}(\theta) \cdot \varepsilon_{\text{abs}}(\lambda, \theta) \cdot \varepsilon_{\text{trans}}(\theta, z) \quad (4.15)$$

ここで、 $A_{\text{geom}}(\theta)$ は入射角度 θ におけるファイバーのみかけの面積、 $\varepsilon_{\text{abs}}(\lambda, \theta)$ は波長 λ 、入射角度 θ における吸収効率、 $\varepsilon_{\text{trans}}(\theta, z)$ は入射角度 θ 、入射位置 z における伝送効率である。ここでは、伝送効率は z で平均した値を用いた(式4.10)。 $\varepsilon_{\text{abs}}(351 \text{ nm}, \theta)$ と $\langle \varepsilon_{\text{trans}}(\theta) \rangle_z$ のシミュレーション結果は、それぞれ図 4.7、図 4.10に示した。これらの値を用いて、波長 351 nm における有効面積を計算する。 $\varepsilon_{\text{trans}}$ 、 ε_{abs} はともに入射角度依存性があるが、簡単のために、入射角度 $\theta = 90^\circ$ での値を用いて計算した。このとき、シミュレーションで得られた吸収効率は 0.959 ± 0.006 、伝送効率は 0.0725 ± 0.0008 であった。光子から見たファイバーのみかけの面積は、直径 1.0 mm、長さ 4.0 m のファイバーに対して、入射角度 90° であるため、

$$A_{\text{geom}}(90^\circ) = 0.1 \text{ cm} \times 400 \text{ cm} = 40 \text{ cm}^2 \quad (4.16)$$

となる。

これより、波長 351 nm における有効面積は次のように推定される。

$$A_{\text{eff}}(351 \text{ nm}, 90^\circ) \simeq 40 \text{ cm}^2 \times 0.95 \times 0.076 \sim \mathcal{O}(1) \text{ cm}^2. \quad (4.17)$$

次に、Geant4 を用いて、ファイバーの有効面積の波長分布を評価した。ここまでのシミュレーションでは、ファイバーの蛍光剤濃度は 200 ppm として評価を行って

きた。だが、式 (4.6) より、蛍光剤濃度が吸収効率に影響を与えることがわかる。したがって、蛍光剤濃度は有効面積にも影響を与えると考えられる。

本シミュレーションでは、蛍光剤の濃度が 200 ppm、300 ppm、400 ppm の 3 種類のファイバーで有効面積を計算した。両端に読み出し部分を設置した直径 1 mm、長さ 4 m のファイバーに対して、波長 300 nm から 600 nm まで 10 nm 刻み、入射角度 10° から 170° まで 10° 刻み、読み出し部分から入射位置までの距離を 0.25 m から 2.00 m まで 0.25 m 刻みで変化させながら光を入射させた。それぞれで 5000 個の光子を入射させることを 5 回行った。この設定を表 4.4 にまとめて示す。シミュレーションのセットアップは図 4.8 と同様である。

ここから、各波長での有効面積を計算した。図 4.11 が、波長 350 nm における有効面積の入射角度分布である。等方的な入射を考慮するために、各入射角度での有効面積を $\sin \theta$ で重み付けし、各入射位置での有効面積を次式のように加重平均している。

$$A_{\text{eff}}(\lambda) = \frac{1}{N_{\text{pos}}} \sum_z \left[\frac{\sum_{\theta} A_{\text{eff}}(\lambda, \theta, z) \sin \theta}{\sum_{\theta} \sin \theta} \right] \quad (4.18)$$

ここで、 N_{pos} は入射位置の数、 $A_{\text{eff}}(\lambda, \theta, z)$ は波長 λ 、入射角度 θ 、入射位置 z における有効面積である。図 4.12 に、各蛍光剤濃度における有効面積の波長分布 $A_{\text{eff}}(\lambda)$ を示す。

ここで、有効面積のシミュレーション結果を解釈する。有効面積のピークは 350 nm 付近に存在し、蛍光剤濃度が高いほど有効面積が大きくなることがわかる。これは、蛍光剤の吸収帯が 300 nm から 410 nm までの波長範囲にわたって存在し、

表4.4: 波長変換ファイバー単体の有効面積評価のための Geant4 シミュレーションパラメータ

パラメータ	値
ファイバー長	4 m
入射光波長	10 nm 刻みで 300 nm–450 nm
入射角度	10° 刻みで 10° – 170°
入射位置	0.25 m 刻みで 0.25 m–1.75 m
入射光子数	5000 個/試行
試行回数	5 回/角度

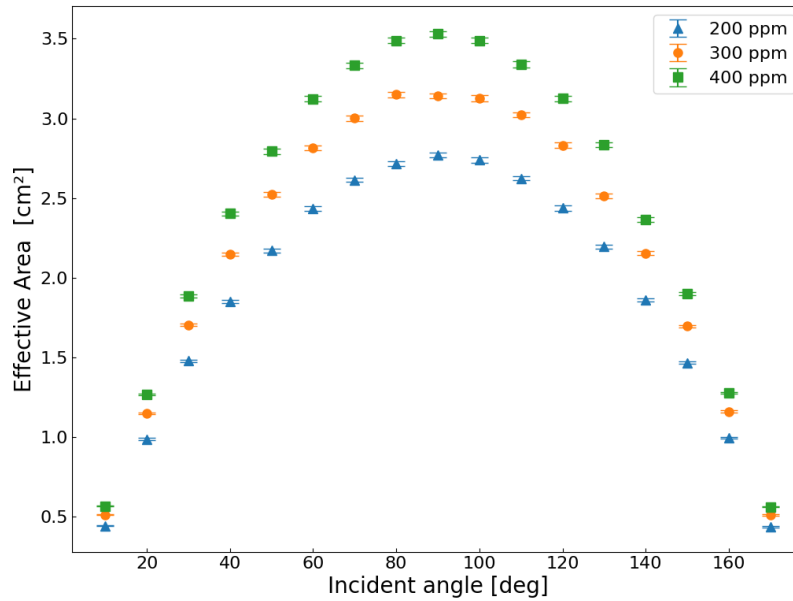


図4.11: Geant4 シミュレーションによる波長変換ファイバー単体の有効面積の入射角度分布 (波長 350 nm)。3 種類の蛍光剤濃度に対するシミュレーション結果を示す。

ピーク波長が 351 nm であることと一致している。また、410 nm 以降の波長において有効面積が急激に減少しているが、410 nm より長い波長の光は蛍光剤でほとんど吸収されないため、ファイバーに入射した光子がコア内で吸収される確率が低くなることに起因していると考えられる。蛍光剤濃度が高いほど、ファイバーに入射した光子がコア内で吸収される確率が高くなるため、吸収効率が向上し、有効面積が大きくなると考えられる。

4.3 FOM による集光力の増強

前節では、ファイバー単体での光学的特性の評価を行い、その有効面積の波長分布を示した。本節では、IceCube-Gen2 で採用される光検出器 (Gen2DOM) に FOM を接続した場合の集光力を評価する。FOM を Gen2DOM に接続したときに FOM が持つ単色光に対する有効面積 $A_{\text{eff, mono}}^{\text{FOM}}(\lambda)$ を次式で定義した。

$$A_{\text{eff, mono}}^{\text{FOM}}(\lambda) = A_{\text{eff}}^{\text{fiber}}(\lambda) \cdot N_{\text{fiber}} \cdot T_{\text{bend}} \cdot \varepsilon_{\text{couple}}(\lambda) \quad (4.19)$$

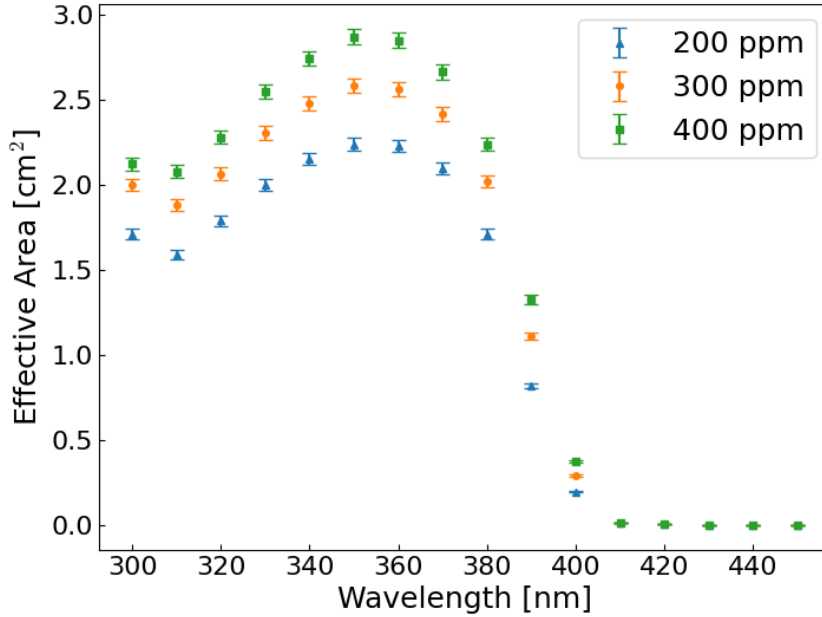


図4.12: Geant4 シミュレーションによる波長変換ファイバー単体の有効面積の波長分布。ピークは 350 nm 付近に存在し、蛍光剤濃度が高いほど有効面積が大きくなる。

ここで、 $A_{\text{eff}}^{\text{fiber}}(\lambda)$ はファイバー単体の有効面積、 N_{fiber} は FOM に使用するファイバーの本数、 T_{bend} はファイバーの曲げによる光の損失、 $\varepsilon_{\text{couple}}(\lambda)$ は FOM と Gen2DOM との接続による光の損失である。

$\varepsilon_{\text{couple}}(\lambda)$ は、FOM と Gen2DOM の接続部における脱出角度による損失 $\varepsilon_{\text{exit}}$ と、Gen2DOM の光検出器である PMT の量子効率 $\text{QE}(\lambda)$ を用いて次式で定義した。

$$\varepsilon_{\text{couple}}(\lambda) = \varepsilon_{\text{exit}} \cdot \text{QE}(\lambda) \quad (4.20)$$

$A_{\text{eff, mono}}^{\text{FOM}}(\lambda)$ を、FOM の感度波長範囲にわたって積分することで、FOM の有効面積 $A_{\text{eff}}^{\text{FOM}}(D)$ を計算した。チェレンコフ光のスペクトルは、水中伝搬を考慮した正規化されたチェレンコフ光の到達スペクトル $\varepsilon_{\text{cher}}(\lambda, D)$ を用いた。 D は、チェレンコフ光が FOM に到達するまでに伝搬する距離である。

$$A_{\text{eff}}^{\text{FOM}}(D) = \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} A_{\text{eff, mono}}^{\text{FOM}}(\lambda) \cdot \varepsilon_{\text{cher}}(\lambda, D) d\lambda \quad (4.21)$$

それぞれのパラメータについて以下の節で説明する。

4.3.1 水中伝搬を考慮したチェレンコフ光のスペクトル

FOM は水中に設置されるため、FOM に到達するチェレンコフ光の波長分布は、生成時のチェレンコフ光スペクトルに加えて、水中伝搬に伴う吸収・散乱の影響を受ける。本研究では、これらの効果をまとめた「水中伝搬を考慮したチェレンコフ光のスペクトル」 $\frac{dN}{d\lambda}_{\text{cher}}(\lambda, D)$ を導入する。

チェレンコフ光の生成スペクトルは、式 1.10 からわかるように、光子数 N と波長 λ を用いると

$$\frac{dN}{d\lambda} \propto \frac{1}{\lambda^2} \quad (4.22)$$

で与えられる。また、水中伝搬する光子のスペクトルは、氷の吸収特性の影響を受ける。氷による吸収特性は、光子の波長に依存するものであり、IceCube で利用している南極の氷において実測値が報告されている (図 4.13 [14])。短い波長側での吸収は、氷の結晶構造による吸収が支配的であり、長い波長側では水分子の振動による吸収が支配的であるため、その中間にあたる波長約 380 nm 付近の光子が最も吸収されにくいことがわかる。詳しくは、文献 [14] を参照されたい。IceCube で使用されている氷の光学特性を参照した、Geant4 を用いたシミュレーションにより、距離 D だけ伝搬した後に光子が生存する確率を波長の関数として求めた。ここで、各波長で同数の光子を生成し、距離 D だけ伝搬した後に検出された光子数をカウントすることで、各波長における光子の生存確率を求めた。この結果を、FOM および Gen2DOM の感度波長範囲において正規化した確率密度関数として氷の透過特性を表現する (図 4.14)。光子の伝搬距離 D が大きくなるほど、短い波長側と長い波長側での吸収が顕著になり、中間波長である 380 nm 付近にピークが形成されることがわかる。

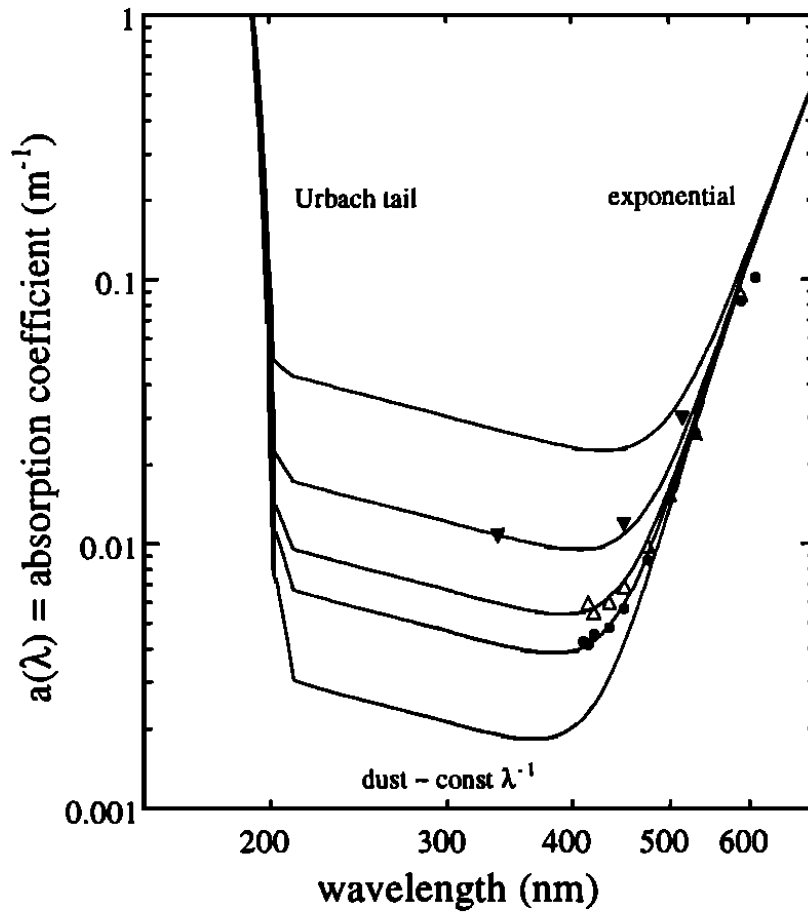
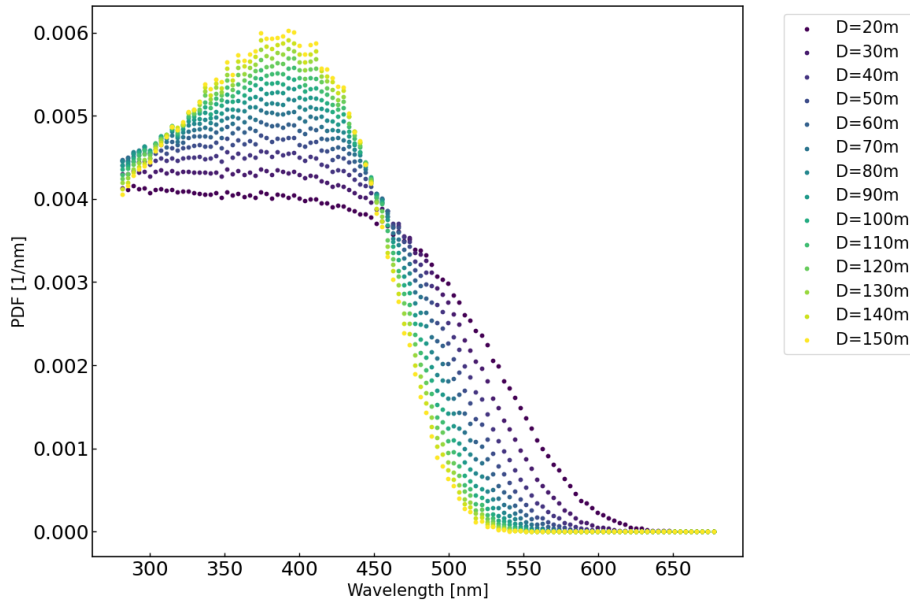
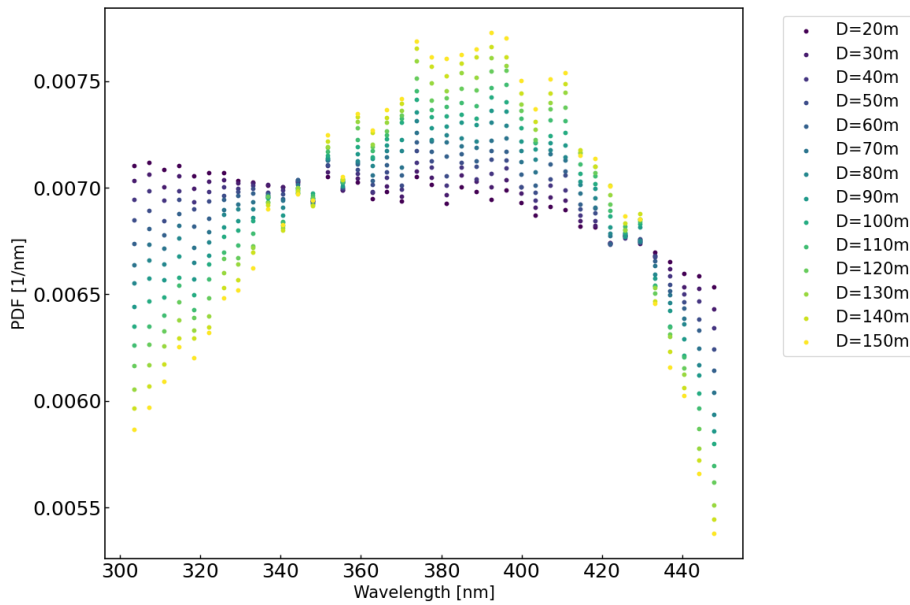


図4.13: IceCube で使用される氷における吸収の波長依存性 [14]。実線は、上から順に氷の深さが 1.1 km, 1.6–1.83 km, 0.94–1.0 km, 0.81–0.875 km, 2.5 km における氷の吸収モデルを示されている。IceCube の前身である AMANDA [7] によって測定された各深さにおけるデータ点が示されている。波長 380 nm 付近の光子が最も吸収されにくいことがわかる。短い波長側では、氷の結晶構造による吸収が支配的であり、長い波長側では水分子の振動による吸収が支配的である。中間にあたる波長では、氷中の不純物による吸収が支配的であり、深さによって吸収特性が異なる。



(a) Gen2DOM の感度波長範囲で規格化した確率密度関数

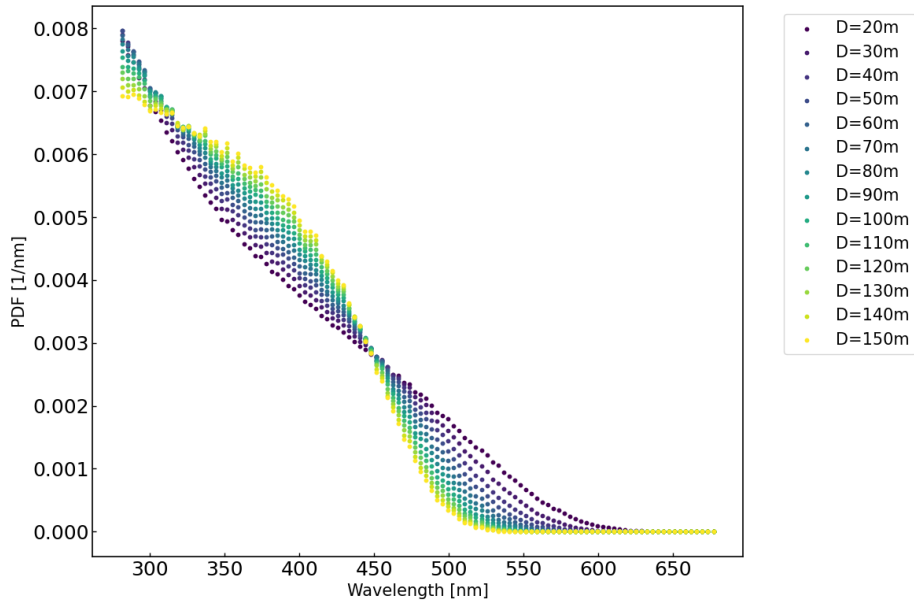


(b) FOM の感度波長範囲で規格化した確率密度関数

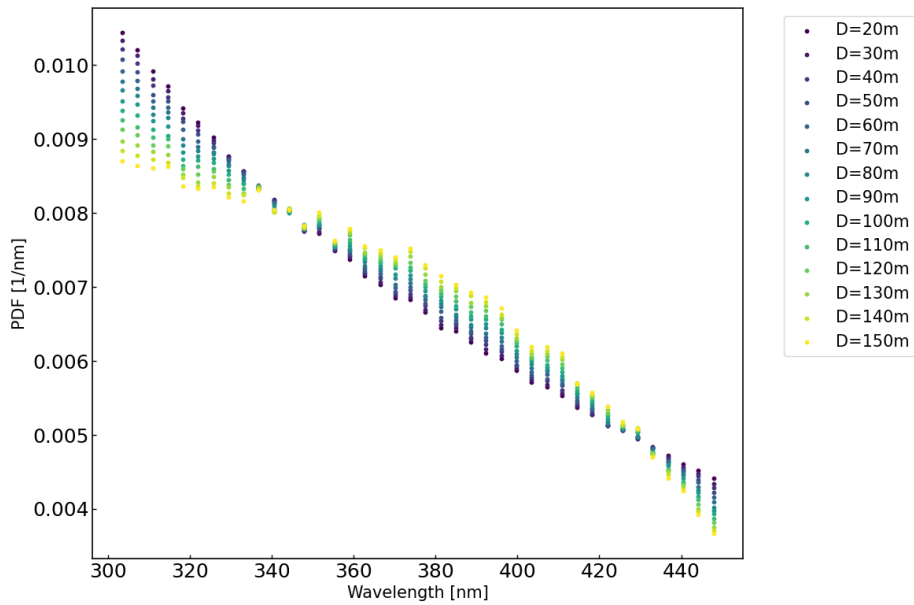
図4.14: 水中伝搬を考慮した光のスペクトル。各波長で同数の光子を生成し、距離 D だけ伝搬した後を検出された光子数をカウントした。各 D において、面積が1になるように規格化している。(a):Gen2DOM の感度波長範囲で規格化した確率密度関数。(b):FOM の感度波長範囲で規格化した確率密度関数。

最終的に、水中伝搬を考慮したチェレンコフ光のスペクトル $\frac{dN}{d\lambda}_{\text{cher}}(\lambda, D)$ は、正規化したチェレンコフ光生成スペクトルと氷の透過特性を表す確率密度関数を掛け合わせたものとして定義する。このスペクトルを、各検出器の感度波長範囲で再正規化した結果を図 4.15 に示す。

$\frac{dN}{d\lambda}_{\text{cher}}(\lambda, D)$ は、式 4.19 で定義した FOM の単色光に対する有効面積 $A_{\text{eff}}^{\text{FOM}}(\lambda)$ に重みとして掛け合わせることで、水中で生成されたチェレンコフ光に対する FOM の有効面積を評価するために用いた。



(a) Gen2DOM の感度波長範囲で規格化した確率密度関数

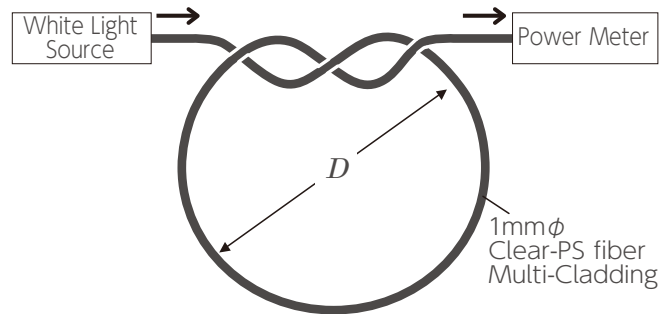


(b) FOM の感度波長範囲で規格化した確率密度関数

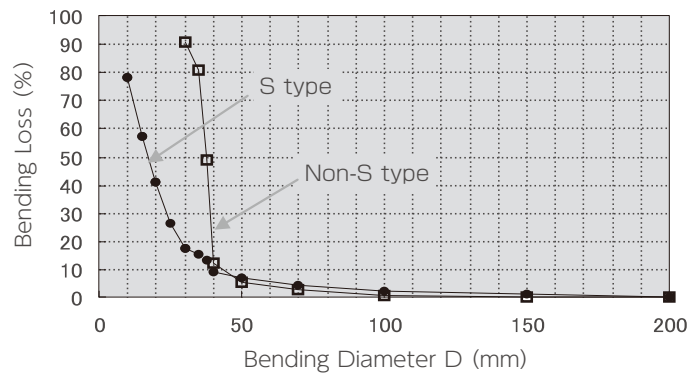
図4.15: 水中伝搬を考慮したチェレンコフ光のスペクトル $\frac{dN}{d\lambda}_{\text{cher}}(\lambda, D)$ 。(a):LOM の感度波長範囲で規格化した確率密度関数。(b):FOM の感度波長範囲で規格化した確率密度関数。

4.3.2 曲げ損失

ファイバーの曲げ損失とは、光がファイバーの曲がり部分を通過する際の損失である。曲げ損失は、ファイバーの曲率に依存する。FOM に配置するファイバーの形状は U 字型であり、ファイバーは曲げられた状態で設置される。したがって、曲げ損失を考慮する必要がある。Kuraray 社のカタログによると、ファイバーを曲げたときの直径を変化させながら、曲げ損失を測定している (図 4.16)。このときの直径を曲げ直径と呼ぶ。図 4.16(a) に曲げ損失の測定方法の概念図を示す。ファイバーの一端から光を入射させ、曲げた部分を通過した後の光の強度を測定し、曲げていない場合の光の強度と比較することによって曲げ損失を評価している。図 4.16(b) に Kuraray 社のカタログに示されたファイバーの曲げ損失測定データを示す。横軸はファイバーの曲げ直径、縦軸は曲げ損失である。B-3 ファイバーは s-type に分類される。s-type とは、コア内部の分子が同じ方向に配向されているファイバーであり、non-s-type に比べて曲げ損失が小さい [19]。現在考えている FOM の形状では、ファイバーの最小曲げ直径が約 170 mm である。カタログ値によると、最小曲げ直径 170 mm の円 1 周分での曲げ損失は約 0.5% であるため、半円分での曲げ損失は約 0.25% と見積もられる。さらに、ファイバーコアにおける蛍光剤の等方的な放射および減衰を考えると、U 字の曲がり部分を通って PMT に到達する光子の数は、PMT に到達する全光子の半分より少なくなる。そのため、FOM の U 字構造による曲げ損失の影響は、最大でも 0.25% の半分である 0.125% になると仮定する。したがって、ここでは曲げ損失 T_{bend} を 0.999 と設定した。



(a) 曲げ損失の測定方法の概念図



(b) 曲げ損失の測定結果

図4.16: Kuraray 社によるファイバーの曲げ損失測定 [19]。(a): 曲げ損失測定の方法の概念図。(b): s-type と non-s-type ファイバーの曲げ損失測定データ。横軸はファイバーを曲げたときの直径、縦軸は曲げ損失である。B-3 ファイバーは s-type であり、最小曲げ直径 170 mm での曲げ損失は約 0.5% である。

4.3.3 脱出角度による損失

FOM と Gen2DOM を接続する際に、ファイバー端面から出射する光子の脱出角度を考慮する必要がある。ファイバー内を伝搬してきた光子は、ファイバー端でも外部との屈折率の差によって、ファイバー端面で屈折してファイバー外へと脱出する。Gen2DOM は、厚さ約 1 cm のガラス球の内側に PMT が設置されている。ガラス球と Gen2DOM のファイバー端面との間には、ゲルが充填される予定である。したがって、ファイバー端面から脱出した光子は、まずゲルに入射し、その後ガラス球を通過して PMT に到達する (図4.17)。

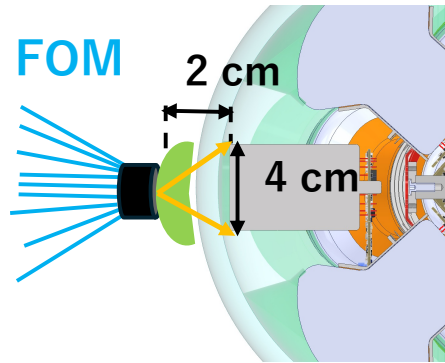


図4.17: FOM のファイバー端面から出射した光子が、ゲルとガラス球を通過して PMT に到達するまでの経路の概念図。ファイバー端面から脱出した光子は、まずゲルに入射し、その後ガラス球を通過して PMT に到達する。FOM の端面から PMT の光検出面までの距離と、PMT の光検出面の半径を考慮すると、ファイバー端面から脱出した光子が PMT に到達するための最大脱出角度 θ_{\max} は 45° となる。

このとき、FOM のファイバー端面から出射した光子が PMT に到達するための最大脱出角度 θ_{\max} は、次式で与えられる。

$$\theta_{\max} = \tan^{-1} \left(\frac{r_{\text{PMT}}}{d_{\text{FOM-PMT}}} \right) \quad (4.23)$$

ここで、 r_{PMT} は PMT の光検出面の半径、 $d_{\text{FOM-PMT}}$ は FOM のファイバー端面から PMT の光検出面までの距離である。

ゲルの厚さは未定であるが、通常は数 mm から 1 cm 程度である。ここでは厚さ 1 cm と仮定する。これより、FOM のファイバー端面から PMT の光検出面までの距離は約 2 cm となる。2 インチ PMT の有効直径は約 4 cm であるため、PMT の光検出面の半径は約 2 cm である。これより、 $\theta_{\max} = \tan^{-1}(2 \text{ cm}/2 \text{ cm}) = 45^\circ$ となる。実際は、ゲルおよびガラス球における屈折も考慮する必要があるが、簡単のために、ファイバー端面から脱出した光子の脱出角度が 45° 以下であれば PMT に到達すると仮定する。

シミュレーションにおいて、ファイバー端面から脱出した光子の脱出角度分布を評価した。シミュレーションのセットアップは、図 4.8 と同様である。結果を図 4.18 に示す。脱出角度が 45° 以下の光子の割合は 89.10% であることがわかる。したがって、ここでは脱出角度による損失 $\varepsilon_{\text{exit}}$ は 0.8910 とした。

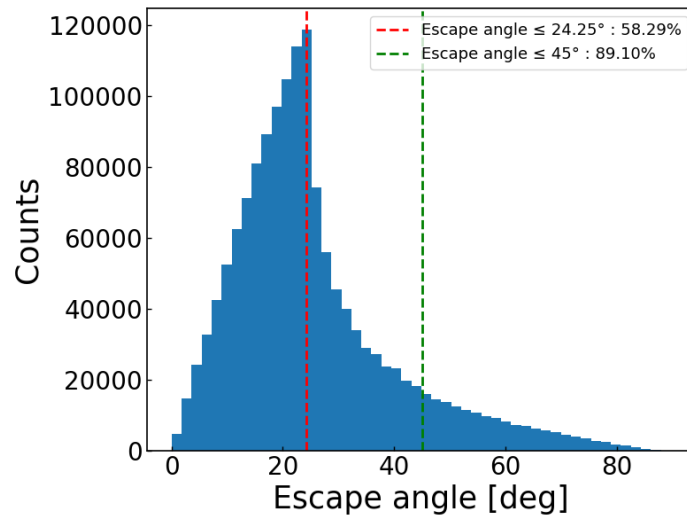


図4.18: ファイバー端面から出射した光子の脱出角度分布のシミュレーション結果。ピーク位置と 45° の位置に縦線を引いている。脱出角度が 45° 以下の光子の割合は 89.10% であることがわかる。

4.3.4 PMT の量子効率

PMT の量子効率とは、PMT に入射した光子のうち、光電子に変換される光子の割合である。PMT の量子効率は、波長に依存する。FOM に接続される PMT は、2 インチサイズの浜松ホトニクス製 R14095-06 PMT である。だが、R14095-06 PMT の量子効率波長分布のデータが公開されていなかったため、LOM18 に採用されている浜松ホトニクス製 R16293-10 PMT の量子効率波長分布を代用する (図 4.19)。ピーク波長は 350 nm であり、ピーク量子効率は 27.07% である。

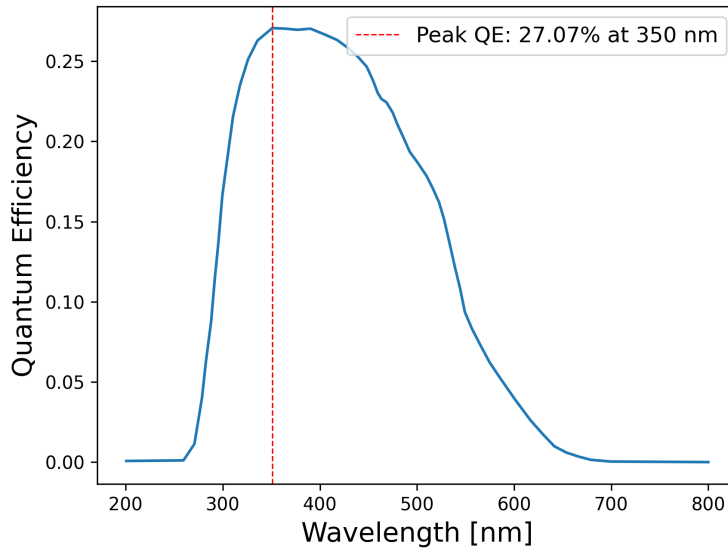


図4.19: 浜松ホトニクス製 R16293-10 PMT の量子効率波長分布。ピーク波長は 350 nm であり、ピーク量子効率は 27.07% である。

4.3.5 FOM の有効面積

以上の効果を考慮して、式 (4.19) を用いて FOM の有効面積を計算した。FOM の直径が 20 cm だとすると、U 字の折り返し構造をもつ直径 1 mm のファイバーを隙間なく敷き詰めた場合、314 本配置することができる。実際には、FOM の形を固定するための支持体が必要であり、隙間なく敷き詰めることは困難であるため、ここでは $N_{\text{fiber}} = 260$ 本とした。ファイバー単体の有効面積 $A_{\text{eff}}^{\text{fiber}}(\lambda)$ は、蛍光剤濃度 200 ppm、300 ppm、400 ppm のシミュレーション結果を用いた。曲げ損失 T_{bend} は 0.999、脱出角度による損失 $\varepsilon_{\text{exit}}$ は 0.8910 とした。PMT の量子効率 $\text{QE}(\lambda)$ は、図 4.19 に示した波長分布を用いた。図 4.20 に、各蛍光剤濃度における FOM の有効面積の波長分布 $A_{\text{eff, mono}}^{\text{FOM}}(\lambda)$ を示す。

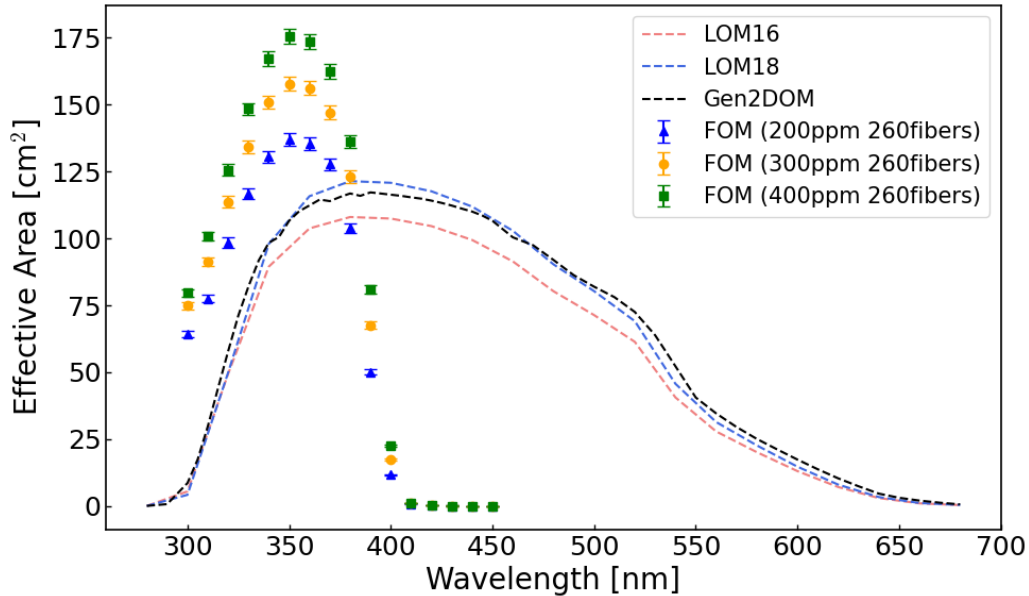


図4.20: FOMの有効面積の波長分布。200 ppm、300 ppm、400 ppmの3種類の蛍光剤濃度における結果を示す(青三角、黄丸、緑四角)。それぞれ260本のファイバーをFOMに使用すると仮定している。Gen2DOM、LOM16、LOM18の有効面積の波長分布も示す(黒破線、赤破線、青破線)。FOMのピークは350 nm、LOM16およびLOM18のピークは380 nm、Gen2DOMのピークは390 nmに存在する。

この結果から、FOMの有効面積のピークは350 nmに存在することがわかる。ここから、式(4.21)を用いて、実際にFOMを南極の氷中に設置した場合の有効面積を評価する。ここで、 λ_{\min} と λ_{\max} は、FOMの感度波長範囲の最小値と最大値であり、それぞれ300 nm、450 nmとした。 D は、チェレンコフ光がFOMに到達するまでの距離である。水中伝搬を考慮したチェレンコフ光の到達スペクトル $\frac{dN}{d\lambda_{\text{cher}}}(\lambda, D)$ は図4.15に示した確率密度関数を用いた。図4.21に、各蛍光剤濃度におけるFOMの有効面積の距離依存性を示す。この結果から、FOMの有効面積における距離 D に対する依存性が、Gen2DOM、LOM16、LOM18に比べて小さいことがわかる。

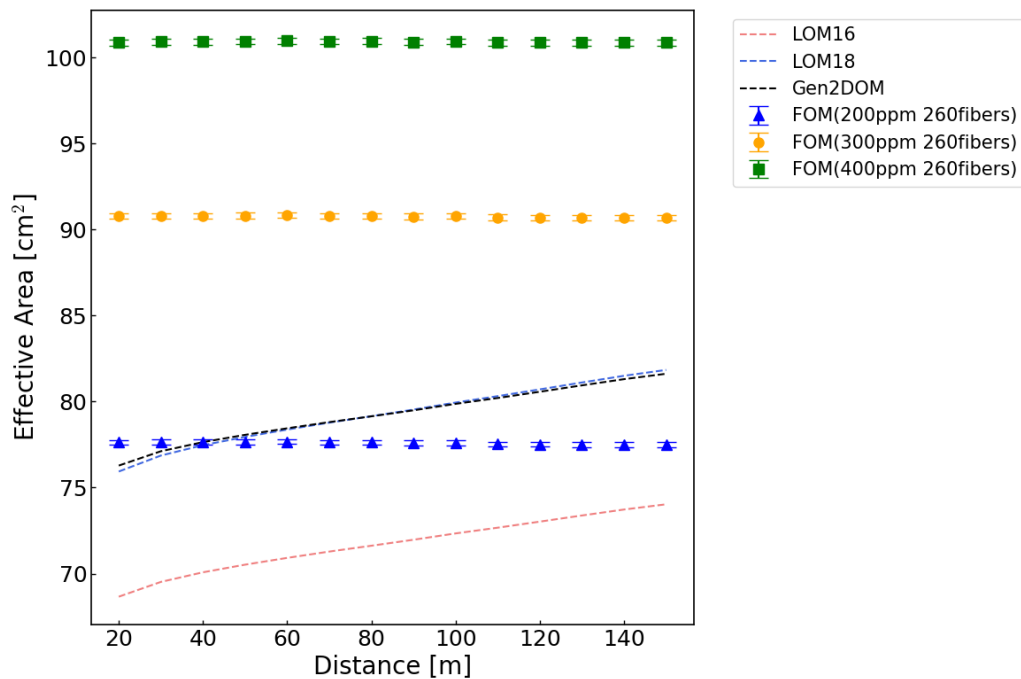


図4.21: FOMの有効面積におけるチェレンコフ光がFOMに到達するまでの距離 D に対する依存性を示す図。200 ppm、300 ppm、400 ppmの3種類の蛍光剤濃度における結果を示す(青三角、黄丸、緑四角)。それぞれ260本のファイバーをFOMに使用すると仮定している。また、Gen2DOM、LOM16、LOM18の有効面積の距離依存性も示す(黒破線、赤破線、青破線)。これらの光検出器は、距離 D が大きくなるにつれて有効面積が増加する傾向があるが、FOMの有効面積の距離依存性は比較的小さいことがわかる。

これは、FOMの感度ピークが350 nmに存在し、LOM18の感度ピークが380 nmに存在することに起因していると考えられる。図4.15に示したように、波長350 nm付近の光子は、距離 D によらず一定の割合で存在している。一方、波長380 nm付近の光子は、距離 D が大きくなるにつれてその割合が増加している。したがって、FOMはGen2DOM、LOM16、LOM18に比べて、距離 D に対する依存性が小さくなると考えられる。

FOMとGen2DOMの有効面積の比を図4.22に示す。

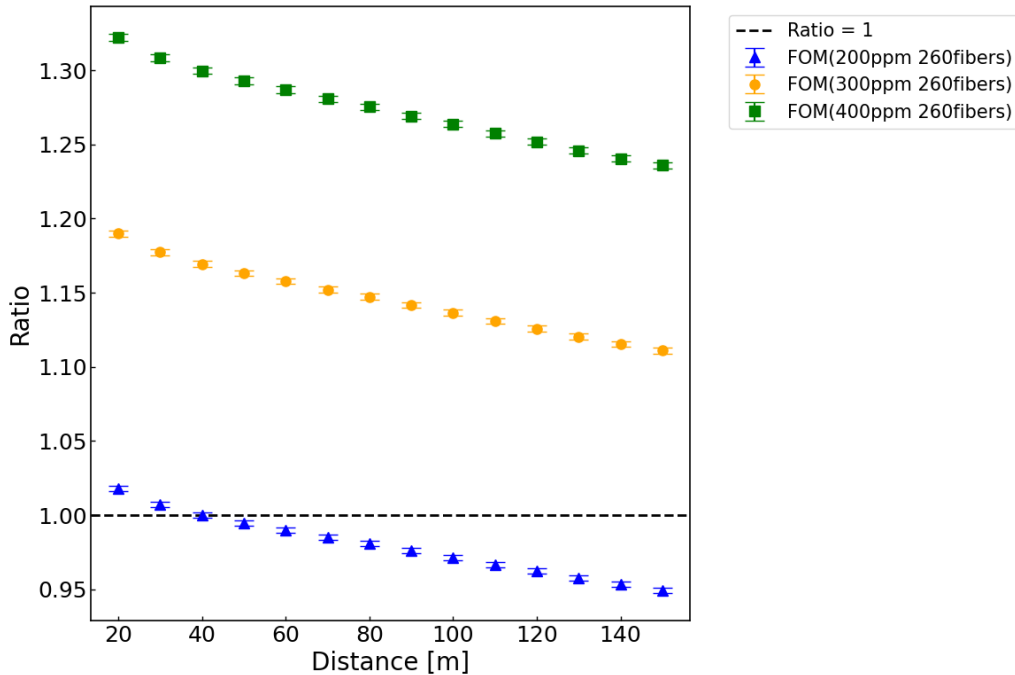


図4.22: FOM と Gen2DOM との有効面積の比を示す図。横軸はチェレンコフ光がFOM に到達するまでの距離 D 、縦軸はFOM の有効面積を Gen2DOM の有効面積で割った値である。200 ppm、300 ppm、400 ppm の3種類の蛍光剤濃度における結果を示す（青三角、黄丸、緑四角）。それぞれ260本のファイバーをFOMに使用すると仮定している。 D が小さい領域でFOMの有効面積がGen2DOMの有効面積を越えることがわかる。

200 ppm のファイバーを260本使用したFOMの場合、距離 D が20 m から40 m の範囲においては、LOM18の有効面積を越えることがわかる。300 ppm および400 ppm のファイバーを使用した場合、 D が20 m から150 m の範囲において、Gen2DOMの有効面積を越えることがわかる。これより、FOMをGen2DOMに接続することで、Gen2DOMの集光力を2倍以上に増強できることが示された。

第 5 章

議論

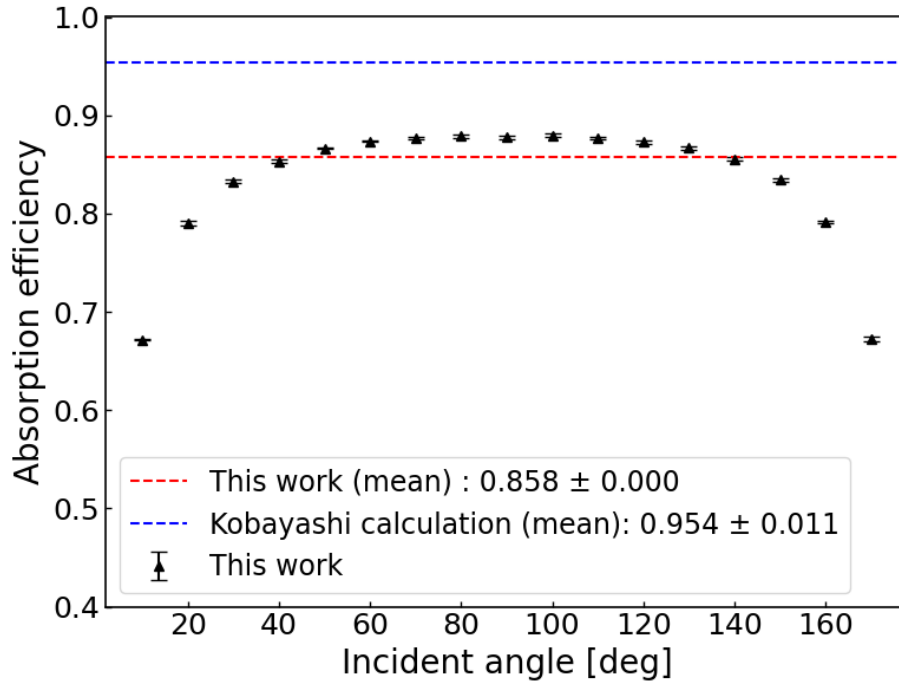
5.1 先行研究との比較

2025 年の「小林拓郎氏による修士論文」[18]において、Geant4 を用いた波長変換ファイバーの光学的特性の計算が行われている。本研究は、この先行研究を基にしており、同様のシミュレーション手法を用いている。しかし、本研究では波長変換ファイバーの光学的特性の設定が異なっているため、シミュレーション結果にも差異が生じている。本節では、先行研究の結果と本研究の結果を比較することで、本研究の妥当性を評価する。

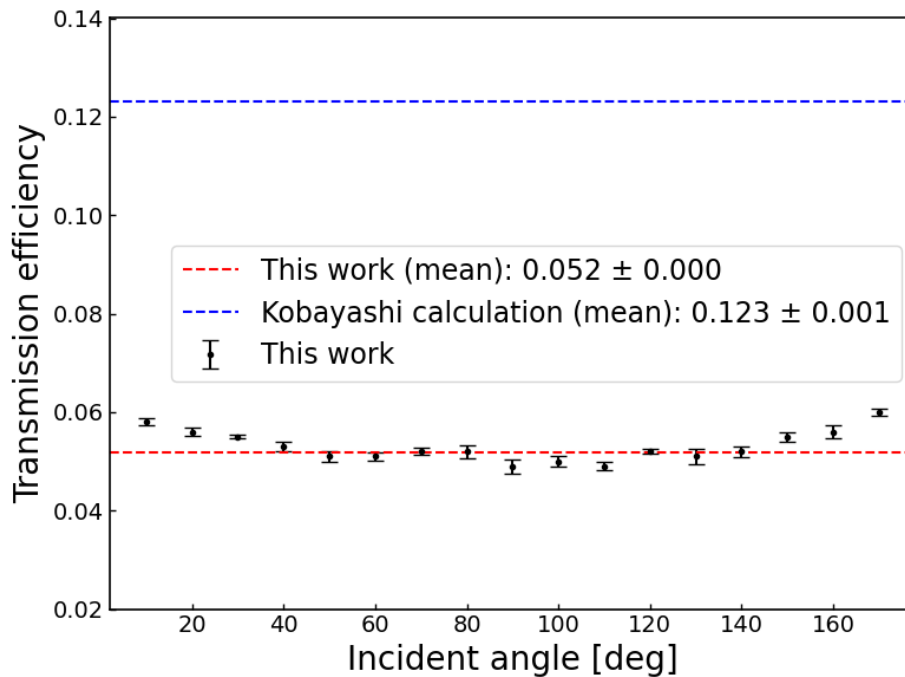
5.1.1 先行研究の結果

先行研究において、波長変換ファイバーの減衰長、吸収効率および伝送効率の計算がされている。先行研究と同様の条件で本研究のシミュレーションを実行し、各光学的特性の結果を比較した。4章で示した吸収効率および伝送効率の計算では、先行研究とは異なるセットアップでシミュレーションが行われているため、ここでは先行研究と同様のセットアップで再度シミュレーションを実行した。具体的なセットアップは、文献 [18] を参照されたい。このセットアップで得られた本研究の結果を以下に示す。

本研究の結果との比較を表 5.1 に示す。これらの結果の差異は、シミュレーションにおける光学的特性の設定の違いに起因すると考えられる。それぞれの値について、以下に議論を行う。



(a) 吸収効率



(b) 伝送効率

図5.1: 先行研究 [18] と同様のセットアップでの本研究における (a) 吸収効率および (b) 伝送効率の計算結果の比較。赤い点線は本研究での平均値、青い点線は先行研究での平均値を示す。それぞれ $\sin\theta$ で重み付けした平均値を表示している。

5.1.2 減衰長の比較

先行研究の減衰長は 4.023 ± 0.023 m であり、本研究の 4.58 ± 0.13 m と比較して短くなっている。この差異は、減衰長パラメーターの設定の違いに起因すると考えられる。先行研究では、ファイバーの減衰長が 4 m になるように設定されていたが、本研究では Kuraray 社の測定データを基づいて設定した。先行研究では、波長 410 nm 以降の減衰長を 4.40 m と設定されているが、本研究で設定した減衰長は、[図 4.4b](#)に示すように長い波長では 4.40 m よりも長い値を取ることから、全体として減衰長が長くなったと考えられる。

5.1.3 吸収効率の比較

先行研究の吸収効率は 0.954 ± 0.011 であり、本研究の 0.858 ± 0.000 と比較して高い値となっている。この差異は、波長変換ファイバーのクラッドにおける吸収特性の設定の違いに起因すると考えられる。先行研究では、クラッドにおける吸収を考慮していなかったが、実際はクラッドにおいても減衰が起こる。

本研究ではクラッドにおける減衰長を設定した ([図 4.4b](#))。これにより、ファイバーに入射した光子がコアまで届いて波長変換される前にクラッドで吸収される割合が増加し、全体として吸収効率が低下したと考えられる。

[図 5.2](#)に、先行研究と本研究における、波長変換前の光子が氷およびクラッドで吸収される割合の比較を示す。それぞれの平均値は、 $\sin\theta$ で重み付けして計算している。先行研究の結果である、 0.003 ± 0.000 は氷で吸収される割合を示しており、本研究の結果である 0.124 ± 0.000 は氷およびクラッドで吸収される割合を示している。これより、本研究において、先行研究に比べて 0.121 だけ多い割合の光子がクラッドで吸収されていることが分かる。

表5.1: 先行研究と本研究の波長変換ファイバーの光学的特性の比較

光学的特性	先行研究 [18]	本研究
減衰長	4.023 ± 0.023 m	4.58 ± 0.13 m
吸収効率	0.954 ± 0.011	0.858 ± 0.000
伝送効率	0.123 ± 0.001	0.052 ± 0.000
脱出角度分布	図 5.3	図 4.18

先行研究と本研究における吸収効率の差異は、0.121 に近い値であり、クラッドにおける吸収特性の設定の違いによって説明できると考えられる。

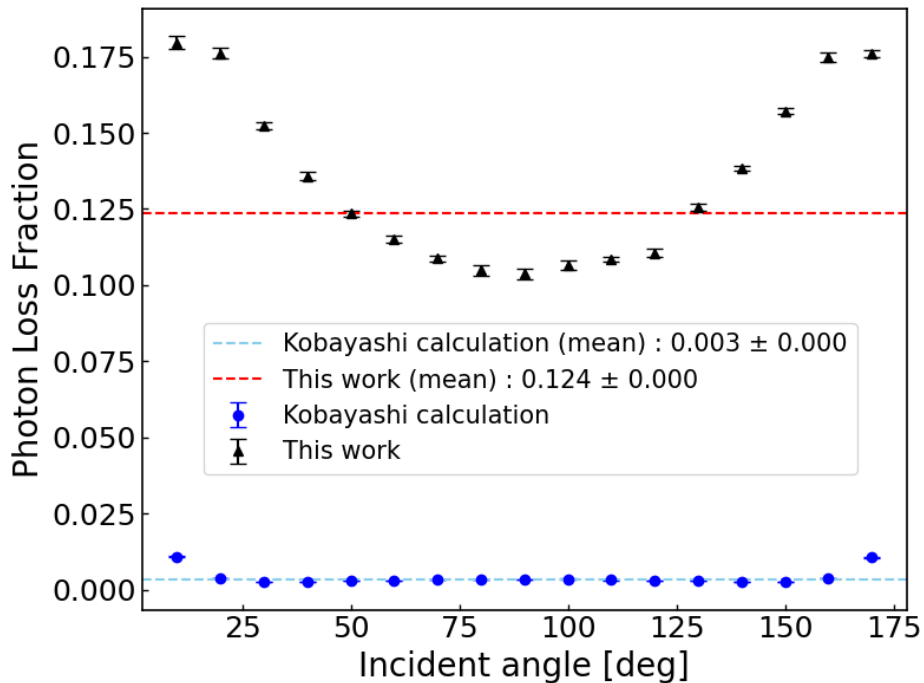


図5.2: 先行研究 [18] と本研究における、波長変換前に光子が氷およびクラッドで吸収される割合の比較。それぞれの平均値は、 $\sin\theta$ で重み付けして計算している。

5.1.4 伝送効率の比較

先行研究の伝送効率は 0.123 ± 0.001 であり、本研究の 0.052 ± 0.000 と比較して4倍近く高い値となっている。この差異も、波長変換ファイバーのクラッドにおける減衰長の設定に起因すると考えられる。ファイバー内を伝搬する光は、図 3.5 に示したように直進モードと螺旋モードに分類される。直進モードは主にファイバーのコア内を伝搬するため、クラッドでの吸収の影響を受けにくい。一方、螺旋モードは主にクラッド近傍を伝搬するため、クラッドでの吸収の影響を強く受ける。本研究ではクラッドでの吸収を考慮したため、螺旋モードの光が大幅に減衰し、全体として伝送効率が低下したと考えられる。

5.1.5 脱出角度分布の比較

先行研究では、ファイバー端から脱出する光子の角度分布も計算されている。ここで脱出とは、ファイバー端面から外部に出ることを指す。脱出角度分布は、ファイバー内での光伝搬モードの影響を受けるため、伝送効率と密接に関連している。先行研究での脱出角度分布の結果を図 5.3 に示す。

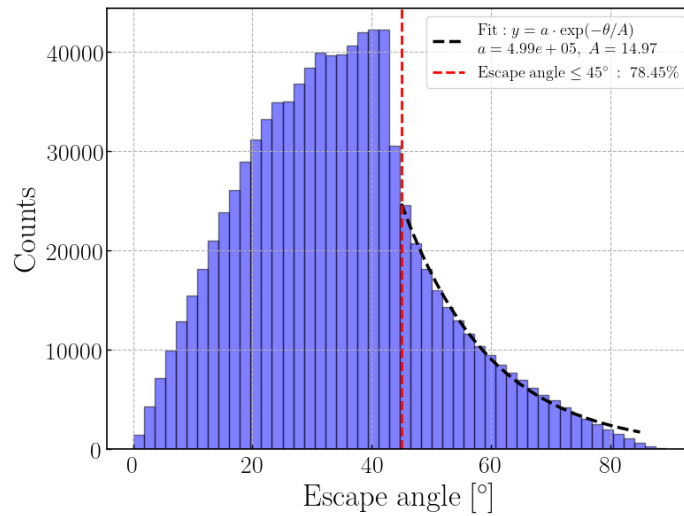


図5.3: 先行研究 [18] における波長変換ファイバーから脱出する光子の角度分布。脱出角度が 45° 以下の光子は、78.45% を占めている。

図 4.18 に示した本研究の脱出角度分布と比較する。分布の形状は類似しているが、ピークの位置が異なっている。先行研究ではピークが 40° 付近に位置しているのに対し、本研究では 25° 付近に位置している。これについて考察する。光子の脱出角度は、ファイバー内で再放射された光の放射角度に依存する。次式より、脱出角度 θ_{exit} は再放射角度 θ_{emi} に依存する。

$$\theta_{\text{exit}} = \arcsin \left(\frac{n_{\text{fiber}}}{n_{\text{ice}}} \sin \theta_{\text{emi}} \right) \quad (5.1)$$

3.2.1 節で述べたように、ファイバー内を伝搬する光は直進モードと螺旋モードに分類される。直進モードは 26.7° 以下の放射角度での伝搬が支配的であり、脱出角度も 26.7° 以下である。一方、螺旋モードは 26.7° よりも大きい放射角度で伝搬するため、脱出角度も 26.7° より大きくなる。脱出角度分布において、ピーク前後で分布の形状が変化していることから、ピーク位置は直進モードと螺旋モードの寄与

のバランスによって決定されると考えられる。そこで、ファイバー内を伝搬する光の伝搬モデルを数式化し、解析式から脱出角度分布を求める数値計算を行い、本研究における Geant4 でのシミュレーション結果と比較した。この数値計算の詳細は付録 A に記載する。数値計算による脱出角度分布とシミュレーションによる脱出角度分布の比較を図 5.4 に示す。

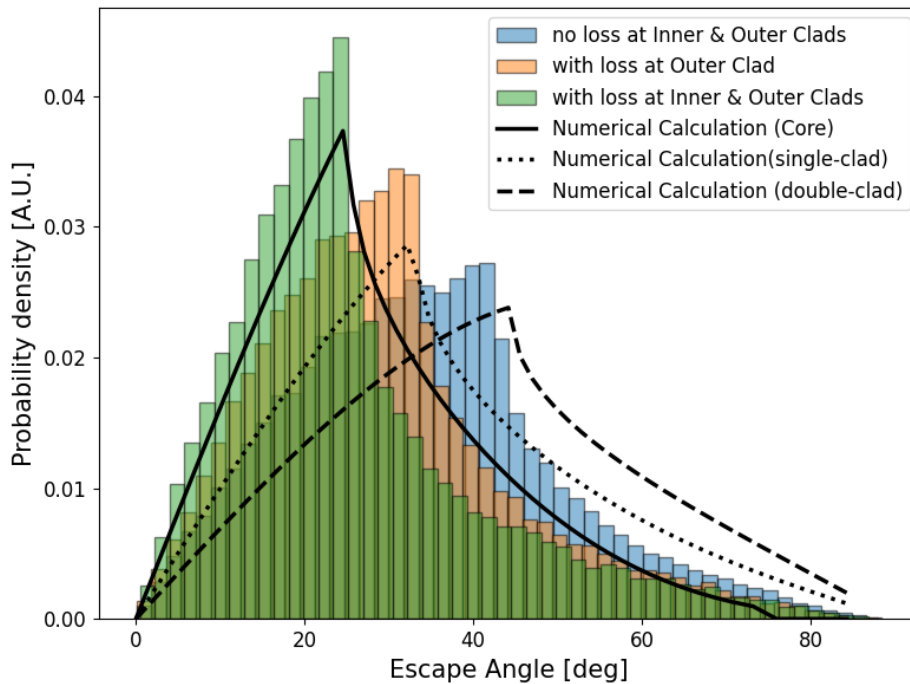


図5.4: 本研究における Geant4 でのシミュレーションによる脱出角度分布と数値計算による脱出角度分布の比較。ヒストグラムで示しているものが Geant4、線で示しているものが数値計算の結果であり、それぞれ面積が1になるように規格化している。Geant4 では、インナークラッドとアウトクラッドでの減衰を設定したもの（緑）、アウトクラッドでのみ減衰を設定したもの（オレンジ）、減衰を設定しなかったもの（青）の3種類を示している。数値計算では、コアのみのファイバーを仮定したもの（実線）、シングルクラッドのファイバーを仮定したもの（点線）、ダブルクラッドのファイバーを仮定したもの（破線）の3種類を示している。コアのみのファイバーにおいて、周囲の物質はインナークラッドの屈折率と同じ値、シングルクラッドのファイバーにおいてはアウトクラッドの屈折率と同じ値、ダブルクラッドのファイバーにおいては周囲の物質は水の屈折率と同じ値としている。

この数値計算は、コアのみのファイバー、シングルクラッドのファイバー、ダブルクラッドのファイバーの3種類について行った。周りの物質の屈折率は、コアのみのファイバーにおいてはインナークラッドの屈折率と同じ値、シングルクラッドのファイバーにおいてはアウトクラッドの屈折率と同じ値、ダブルクラッドのフ

ファイバーにおいては氷の屈折率と同じ値としている。これにより、コアのみのファイバーでは、光子はコア内でのみ全反射を繰り返した後に脱出し、シングルクラッドのファイバーではインナークラッドでの全反射も考慮され、ダブルクラッドのファイバーではアウタークラッドでの全反射も考慮されることになる。Geant4でのシミュレーションでは、本研究で用いた設定である、両クラッドでの減衰を設定したものに加えて、アウタークラッドでのみ減衰を設定したものの、減衰を設定しなかったものの3種類を示している。分布の形状を比較するため、それぞれ面積が1になるように規格化している。

Geant4で両クラッドに減衰を設定したものでは、コアのみのファイバーを仮定した数値計算の結果とピーク位置および形状が類似している。また、アウタークラッドでのみ減衰を設定したものでは、シングルクラッドのファイバーを仮定した数値計算の結果と類似しており、減衰を設定しなかったものでは、ダブルクラッドのファイバーを仮定した数値計算の結果と類似している。これらより、クラッドでの減衰は光の伝搬モードに影響を与え、特に両クラッドでの減衰を設定した場合、コア内での全反射が支配的になると考えられる。

5.2 今後の展望

本研究におけるFOMの性能評価において、考慮されていない要素が存在する。1つ目は、影の効果である。FOMの実際の形状は波長変換ファイバーが円筒状に束ねられたものであるが、本研究では単一ファイバーでの評価を行った。そのため、ファイバー自身が影になり、入射光が遮られる効果が考慮されていない。今後は、FOMの形状をGeant4で再現し、FOM全体としての有効面積を評価する必要がある。2つ目は、FOMと光検出器との接続による影響である。本研究では、光検出器との接続による影響を簡略化している。そのため、より詳細な計算を行うために、シミュレーション内でFOMと光検出器を接続し、FOMと光検出器の組み合わせとしての検出効率を評価する必要がある。また、この際にどのようにして光検出器とFOMを接続するかも重要な要素となる。接続方法によって、検出効率が変わるため、最適な接続方法の検討も必要である。3つ目は、高圧低温環境下での光学的特性の変化である。FOMは南極の氷中に設置されるため、運用中は常に高圧低温環境下にさらされる。これにより、ファイバーの光学的特性が変化する可能性がある。低温下でのファイバーの減衰長や吸収特性の変化を実験的に評価し、その結果をシミュレーションに反映させることで、より現実的な性能評価が可能となる。こ

これらの要素を考慮した上で、FOM の総合的な性能評価を行い、IceCube-Gen2 における最適な設計を確立することが今後の課題である。

第 6 章

結論

本研究では、次世代ニュートリノ観測計画 IceCube-Gen2 に向けた新型集光器である Fiber Optic Module (FOM) の性能を、Geant4 を用いたシミュレーションにより評価した。本研究で得られた主な知見を以下にまとめる。まず、波長変換ファイバー単体の光学的特性を再現するシミュレーションを構築した。Kuraray 社のカタログデータおよび実測値に基づき、ファイバーの構造とそれぞれの光学特性を設定した。その結果、減衰長は 4.58 ± 0.13 m と算出され、実測値 (3.67 ± 1.00 m) およびカタログ値 (4 m 以上) と誤差の範囲内で一致することを確認した。また、クラッド層における減衰を考慮したことで、吸収効率 (0.907 ± 0.016) および伝送効率 (0.037 ± 0.001) は先行研究と比較して低下したが、これは螺旋モードの光子がクラッドでの減衰がよく効くということを反映した結果であると考えられる。

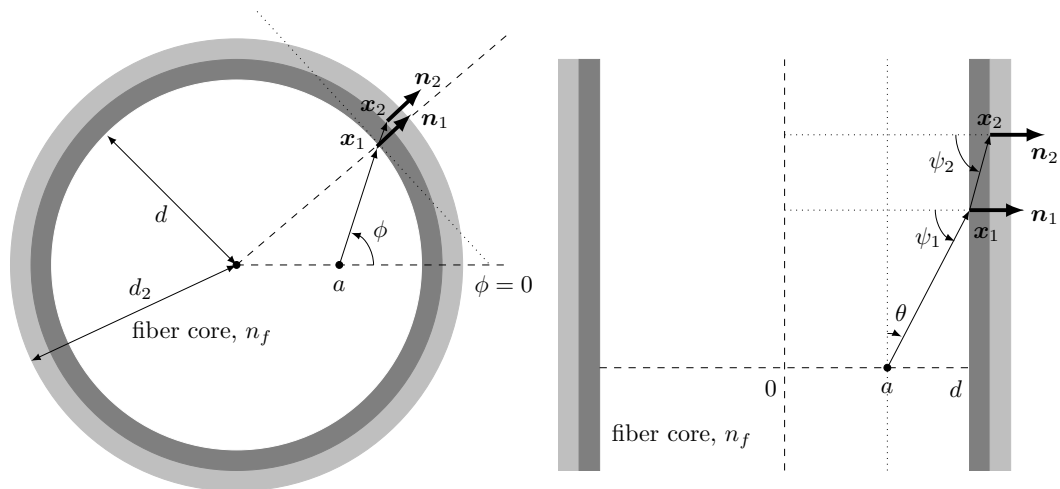
次に、FOM を Gen2DOM に接続した場合の集光性能を評価した。本研究では、260 本のファイバーを用いた FOM を仮定し、有効面積を算出した。その結果、FOM の有効面積は 350 nm 付近にピークを持ち、蛍光剤濃度が高いほど増大する特性を示した。また、水中におけるチェレンコフ光の伝搬距離 D に対する依存性を評価したところ、FOM は D が小さいところにおいて特に高い集光力を示すことが分かった。これは、チェレンコフ光が短波長側にピークがあり、短波長の光は減衰が大きいため、伝搬距離が短い場合に FOM の波長変換機能が有効に働くためであると考えられる。さらに、蛍光剤濃度が 300 ppm 以上のファイバーを用いた場合、 D が 20 m から 150 m の距離において FOM の有効面積は Gen2DOM 単体の有効面積の 1.1 倍から 1.2 倍になることが示された。これにより、Gen2DOM に FOM を接続することによって、Gen2DOM の有効面積を約 2 倍に増強できる可能性が示された。本研究を通して、クラッド層の吸収特性を含むより現実的な光学モデルを導入する

ことで、FOM の性能をより現実に即した評価を行った。以上の結果から、FOM は IceCube-Gen2 における有効面積増大のための有効な手段であり、特に 300 ppm 以上の波長変換ファイバーを 260 本用いることで、既存の検出器を上回る検出効率を達成できる可能性が示唆された。今後は、ファイバーによる遮蔽効果や、光検出器との物理的な接続構造を考慮した、より現実に即した性能評価を行うことが課題である。

付録

A 数値計算による脱出角度分布の導出

ファイバー端からの光子の脱出角度分布を数値計算により導出する手法について説明する。ダブルクラッドファイバーの構造を考慮し、各層の屈折率を用いてスネルの法則を適用する。以降式中出现してくる文字は、図 A.1 に示すダブルクラッドファイバーの構造を参照する。



図A.1: ダブルクラッドファイバーの構造と各パラメーターの定義を示す図。

まず、ファイバー内での光子の伝搬をモデル化する。光子がファイバー内を進む際、各界面での反射と屈折を考慮する。光子が初期位置 $\mathbf{x}_0 = (a, 0, 0)$ から方向ベクトル \mathbf{v} で進む場合を考える。光子がファイバー内のコアとインナークラッドの境界

面に到達した際の位置 $\mathbf{x}_1 = (x_1, y_1, z_1)$ は次のように書ける。

$$\mathbf{x}_1 = \mathbf{x}_0 + t\mathbf{v} = \begin{pmatrix} a \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + t \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

ここで、 t は光子が始点から進んだ距離を表すパラメータである。ファイバーの半径を d とすると、 $x_1^2 + y_1^2 = d^2$ が成り立つため、 t は以下のように置き換えられる。

$$\begin{aligned} x_1^2 + y_1^2 &= (t \sin \theta \cos \phi + a)^2 + (t \sin \theta \sin \phi)^2 = d^2 \\ (t \sin \theta)^2 + 2a \cos \phi (t \sin \theta) + a^2 - d^2 &= 0 \\ t \sin \theta &= -a \cos \phi + \sqrt{a^2 \cos^2 \phi - a^2 + d^2} = -a \cos \phi + \sqrt{d^2 - a^2 \sin^2 \phi} \\ &\equiv -a \cos \phi + b, \quad b \equiv \sqrt{d^2 - a^2 \sin^2 \phi} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

したがって、ファイバー表面に衝突する点 \mathbf{x}_1 の座標 (x_1, y_1) は以下のように表される。

$$x_1 = t \sin \theta \cos \phi + a = -a \cos^2 \phi + b \cos \phi + a \quad (\text{A.3})$$

$$y_1 = t \sin \theta \sin \phi = -a \cos \phi \sin \phi + b \sin \phi \quad (\text{A.4})$$

$\mathbf{x}_1 = (x_1, y_1, z_1)$ におけるファイバー表面での単位法線ベクトルは $(x_1, y_1, 0)$ である。(A.3)、(A.4)および $x_1^2 + y_1^2 = d^2$ を満たすことから、 \mathbf{x} での単位法線ベクトルの成分は $\mathbf{n}_1 = (x_1/d, y_1/d, 0)$ となる。

光のファイバー表面への入射角 ψ_1 (法線ベクトル \mathbf{n}_1 に対する角度) は $\cos \psi_1 = \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{v}$ を満たし、 $\cos \psi_1$ は次のように計算される。

$$\begin{aligned} \cos \psi_1 &= \frac{1}{d} (-a \sin \theta \cos^3 \phi + b \sin \theta \cos^2 \phi + a \sin \theta \cos \phi - a \sin \theta \cos \phi \sin^2 \phi + b \sin \theta \sin^2 \phi) \\ &= \frac{1}{d} (a \sin \theta \cos \phi (-\cos^2 \phi + 1 - \sin^2 \phi) + b \sin \theta) = \frac{b}{d} \sin \theta = \sin \theta \sqrt{1 - (a/d)^2 \sin^2 \phi} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

内部での全反射は、スネルの法則より入射角 ψ_1 が以下の関係を満たす時に起こる。

$$\sin \psi_1 \geq \sin \psi_{c1} \equiv \frac{n_{c1}}{n_f} \quad (\text{A.6})$$

ここで、 ψ_{c1} はファイバーのコアの屈折率 n_f とクラッドの屈折率 n_{c1} から決まる臨界角である。全反射を起こすときに取り得る θ の最大値 θ_{\max} は、 ψ_{c1} と次のように

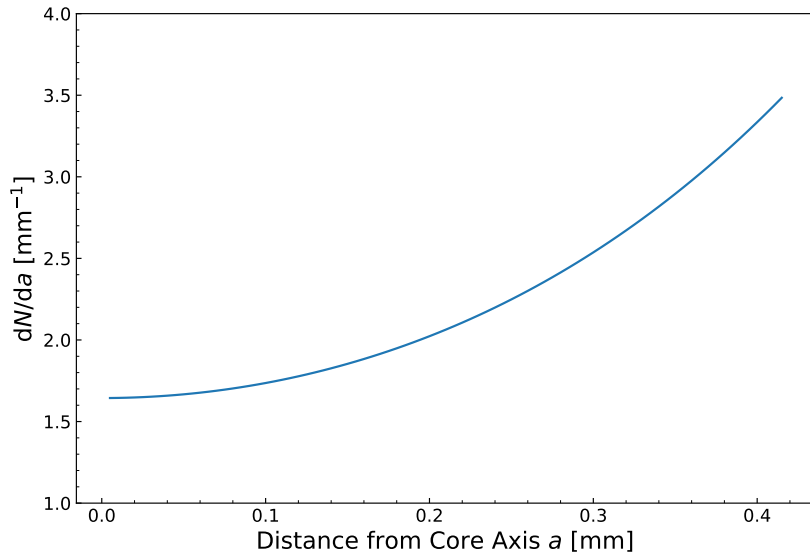
対応する。

$$\cos \psi_{c1} = \frac{b}{d} \sin \theta_{\max}(\phi) = \sin \theta_{\max}(\phi) \sqrt{1 - (a/d)^2 \sin^2 \phi} \quad (\text{A.7})$$

また、光ファイバー内で光子が連続して2回反射する間の移動距離の差は次のように表される。

$$\ell_{\text{step}} = |t_+ - t_-| = \frac{2}{\sin \theta} b = \frac{2}{\sin \theta} \sqrt{d^2 - a^2 \sin^2 \phi} \quad (\text{A.8})$$

ここで、光子が発光する位置の分布を考える。ファイバー内で発光する位置は一樣ではなく、吸収長に依存した分布を持つことになる。そこで、ある吸収長に対する発光位置のコア軸からの距離 a について分布を考えることにより、擬似的にファイバーの外から光が入射した状況を考える。



図A.2: ファイバーに垂直に光が入射した場合のファイバー内で発光する初期位置 a の分布。ファイバーのコア軸から遠い位置ほど、Trapping efficiency が高くなることわかる。

ファイバーの中心を通るように、ファイバーに対して垂直に入射した光子がファイバー内で吸収される位置の分布を考える。反射のことを考えなければ、距離 x だけ進んだときに吸収される光子数は

$$\frac{dN(x)}{dx} = C \exp\left(-\frac{x}{l_{\text{abs}}}\right) \quad (\text{A.9})$$

で表される。ここで、 l_{abs} は吸収長、 C は比例定数である。

簡単のために垂直に入射した光子が、ファイバー内で反射せず貫通すると考える。ファイバーの中心からの距離 $a(0 \leq a \leq d)$ を用いて表すとき、ファイバーの中心に到達するまでおよびそれ以降に分けて以下のように座標変換する必要がある。

$$x = d - a \quad (0 \leq a \leq d)$$

$$x = d + a \quad (0 \leq a \leq d)$$

したがって、入射してから貫通するまでに吸収される光子数の分布 $\frac{dN(a)}{da}$ は次のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{dN(a)}{da} &= C \exp\left(-\frac{d-a}{l_{\text{abs}}}\right) \left| \frac{dx}{da} \right| \\ &\quad + C \exp\left(-\frac{d+a}{l_{\text{abs}}}\right) \left| \frac{dx}{da} \right| \\ &= C \exp\left(-\frac{d}{l_{\text{abs}}}\right) \left(\exp\left(\frac{a}{l_{\text{abs}}}\right) + \exp\left(-\frac{a}{l_{\text{abs}}}\right) \right) \\ &= 2C \exp\left(-\frac{d}{l_{\text{abs}}}\right) \cosh\left(\frac{a}{l_{\text{abs}}}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

ここで、貫通した光子も含めた全光子数を考える。式(A.9)を $0 \rightarrow \infty$ で積分することで、貫通した光子も含めた全光子数 N_{total} は次のように表される。

$$N_{\text{total}} = \int_0^{\infty} \frac{dN(x)}{dx} dx = \int_0^{\infty} C \exp\left(-\frac{x}{l_{\text{abs}}}\right) dx = Cl_{\text{abs}} \quad (\text{A.11})$$

全光子数 N_{total} を 1 であると規格化すると、比例定数 C は $C = 1/l_{\text{abs}}$ となる。これより、式(A.10)は次のように表される。

$$\frac{dN(a)}{da} = \frac{2}{l_{\text{abs}}} \exp\left(-\frac{d}{l_{\text{abs}}}\right) \cosh\left(\frac{a}{l_{\text{abs}}}\right) \quad (\text{A.12})$$

以下、 a で積分を行う際に、この分布を重み付として積分を行うことで吸収の効果を組み込んでいる。

さらに、反射の際に光が失われる効果を考慮する。理想的なファイバーでは、光は全反射を起こし続けて進み続けるが、実際のファイバーでは、反射のたびに一部の光が失われる。そこで、反射のたび一部の光子が失われることを考慮に入れるために、ファイバー内で光が伝搬する間に起こる反射回数を計算する。

式(A.8)より、光がファイバー内で伝搬する距離 l に対して、反射回数 N_{ref} は次の

ように表される。

$$N_{\text{ref}} = \left[\frac{l}{l_{\text{step}}} \right] = \left[\frac{l \sin \theta}{2\sqrt{d^2 - (a \sin \phi)^2}} \right] \quad (\text{A.13})$$

ここで、 $l = (L - z) / \cos \theta$ であることを考慮すると、反射回数は次のように表される。

$$\begin{aligned} N_{\text{ref}} &= \left[\frac{(L - z) / \cos \theta \cdot \sin \theta}{2\sqrt{d^2 - (a \sin \phi)^2}} \right] = \left[\frac{(L - z) \tan \theta}{2\sqrt{d^2 - (a \sin \phi)^2}} \right] \\ &= \left[\frac{(L - z)}{2\sqrt{d^2 - (a \sin \phi)^2}} \sqrt{\frac{1}{\cos^2 \theta} - 1} \right] \\ &= \left[\frac{(L - z)}{2\sqrt{d^2 - (a \sin \phi)^2}} \sqrt{\frac{1}{\mu^2} - 1} \right] \quad (\mu \equiv \cos \theta) \quad (\text{A.14}) \end{aligned}$$

この反射回数を用いれば、反射率を任意に R とした場合に、光がファイバー端に到達するまでに失われる光子数の割合を $R^{N_{\text{ref}}}$ として計算することができる。これ以降の計算では、この効果を考慮に入れた Trapping Efficiency を計算する。

まず、Trapping Efficiency とは、光ファイバー内で発した光子のうち、全反射を起こしてファイバー内を伝搬する光子の割合である。光子が球面上に等方的に伝搬していくと考えると、Trapping Efficiency は全立体角のうち、ファイバー端に届く光子の立体角の割合を考慮することで得られる。このことより、半径 d の光ファイバー内で、コア軸からの距離 a で発した光子が式(A.6)を満たしながら全反射を起こす時の Trapping Efficiency は式(A.15)のように考えられる。

$$\begin{aligned} P(a) &= \frac{1}{4\pi} \int_{\Phi} \int_0^{\theta_{\text{max}}(\phi, a)} \sin \theta \, d\theta \, d\phi = \frac{1}{4\pi} \int_{\Phi} \int_{\mu_{\text{min}}(\phi, a)}^1 d\mu \, d\phi \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_{\Phi} (1 - \mu_{\text{min}}(\phi, a)) \, d\phi = \frac{1}{2} - \frac{1}{4\pi} \int_{\Phi} \mu_{\text{min}}(\phi, a) \, d\phi, \quad (\text{A.15}) \end{aligned}$$

ここで、 $\mu \equiv \cos \theta$ 、 $\mu_{\text{min}}(\phi, a) \equiv \cos \theta_{\text{max}}(\phi, a)$ である。式(A.7)より、 $\mu_{\text{min}}(\phi, a)$ は式(A.16)のように計算される。

$$\begin{aligned} \mu_{\text{min}}(\phi, a) \equiv \cos \theta_{\text{max}}(\phi, a) &= (1 - \sin^2 \theta_{\text{max}}(\phi, a))^{1/2} = \left(1 - \frac{\cos^2 \psi_{c1}}{1 - (a/d)^2 \sin^2 \phi} \right)^{1/2} \\ &= \left(1 - \frac{1 - (n_{c1}/n_f)^2}{1 - (a/d)^2 \sin^2 \phi} \right)^{1/2} \quad (\text{A.16}) \end{aligned}$$

式(A.15)での ϕ 積分は、 $\cos^2 \psi_{c1}/(1 - (a/d)^2 \sin^2 \phi) < 1$ を満たす。つまり、 $0 \leq \mu_{\min}(\phi, a) \leq 1$ の範囲で積分される。

ここで、反射率 R を用いて Trapping Efficiency は次のように書き換えられる。

$$P(a) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Phi} \int_{\mu_{\min}(\phi, a)}^1 R^{N_{\text{ref}}} d\mu d\phi, \quad (\text{A.17})$$

次に、Trapping Efficiency をコア軸からの距離 a で平均化する。この平均化に際しては、式(A.12)の発光位置 a の分布 $\frac{dN}{da}$ を重み付として積分を行う。その計算が式(A.18)である。

$$\langle P \rangle = \int_0^d \frac{dN}{da} P(a) da \quad (\text{A.18})$$

ダブルクラッドファイバーの場合、外側のクラッドの屈折率 n_2 を考慮する必要がある。光が初期位置 $\mathbf{x}_0 = (a, 0, 0)$ から速度 $\mathbf{v}(\theta, \phi)$ で発せられた時を考える。光は内側のクラッドに位置 \mathbf{x}_1 おいて、 \mathbf{n}_1 に対して入射角 ψ_1 で入射する。ここで、 ψ_1 は式(A.5)を満たす。もし $\psi_1 \geq \psi_{c1}$ ならば、 \mathbf{x}_1 において全反射が起こる。しかし、 $\psi_1 < \psi_{c1}$ であるならば、光は内側のクラッドに屈折して侵入する。外側のクラッドに対する入射角 $\psi_2 (> \psi_1)$ は、 n_f, n_{c1} によってスネルの法則により決定され、次の式を満たす。

$$\frac{\sin \psi_2}{\sin \psi_1} = \frac{n_f}{n_{c1}} \quad (\text{A.19})$$

この屈折により、光の進行方向 \mathbf{v} は変化する。しかし、ここで変わるのは θ のみであり、 ϕ は変化しない。この屈折に関する式は次のように表される。

$$\sin \psi_2 \geq \sin \psi_{c2} \equiv \frac{n_{c2}}{n_{c1}}, \quad (\text{A.20})$$

ここで、 n_{c2} は外側のクラッドの屈折率である。式(A.19)を用いると屈折に関する式は、 ψ_1 を用いて書き換えられる。

$$\sin \psi_1 = \frac{n_{c1}}{n_f} \sin \psi_2 \geq \frac{n_{c1}}{n_f} \sin \psi_{c2} = \frac{n_{c1}}{n_f} \frac{n_{c2}}{n_{c1}} = \frac{n_{c2}}{n_f} \quad (\text{A.21})$$

これより、クラッドのあるファイバーに対しては全反射を起こす一番外側の層の屈折率 n_m が屈折に関する式を決定することがわかる。このことは次のように表される。

$$\sin \psi > \frac{n_m}{n_f} \quad (\text{A.22})$$

Trapping Efficiency は式(A.15)で与えられるが、式(A.16)の代わりに $\mu_{\min}(\phi, a) = \cos \theta_{\max}(\phi, a)$ を計算しておく必要がある。

$$\begin{aligned} \mu_{\min}(\phi, a) &= \cos \theta_{\max}(\phi, a) = (1 - \sin^2 \theta_{\max}(\phi, a))^{1/2} = \left(1 - \frac{\cos^2 \psi_m}{1 - (a/d)^2 \sin^2 \phi}\right)^{1/2} \\ &= \left(1 - \frac{1 - (n_m/n_f)^2}{1 - (a/d)^2 \sin^2 \phi}\right)^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

ここで、 n_m は最も外側のクラッドかファイバーを取り囲む周囲の物質（氷など）の屈折率であり、 ψ_m はそれに対する入射角である。

ファイバーにおける減衰の効果を検討に入れると Trapping Efficiency の計算は式(A.17)から次のように書き換えられる。

$$P(a, z) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Phi} \int_{\mu_{\min}(\phi, a)}^1 R^{N_{\text{ref}}} \exp\left(-\frac{L-z}{\mu L_{\text{att}}}\right) d\mu d\phi, \quad (\text{A.24})$$

ここで z はファイバー内で光が発せられるファイバー端からの位置であり、 $(L-z)/\cos \theta = (L-z)/\mu$ は光の実質的な伝搬距離、 $\exp(-(L-z)/\mu L_{\text{att}})$ は光の減衰の効果を表している。光が長さ L のファイバー内で一様に発せられると考えた場合、 z で平均化された Trapping Efficiency は次のようになる。

$$P_{\text{att}}(a) = \frac{1}{L} \int_0^L P(a, z) dz \quad (\text{A.25})$$

Trapping Efficiency を a と z で平均化する場合、式(A.24)を用いて次のように計算される。

$$\begin{aligned} \langle P \rangle &= \frac{1}{L} \int_0^L \int_0^d P(a, z) \frac{dN}{da} da dz = \frac{1}{L} \int_0^L \int_0^d P(a, z) \frac{dN}{da} da dz \\ &= \int_0^d P_{\text{att}}(a) \frac{dN}{da} da \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

理想的なファイバーにおいて、ファイバーの軸に対する角度 θ は伝搬する光子に対して保存される。つまり、クラッドやファイバーの外側の物質との境界で起きる全反射では角度 θ は変化しない。これは、クラッド内での全反射において、光は全反射の前と後で計2度屈折し、その影響は打ち消しあうためである。このことを前提にして、ファイバー端における角度分布を計算する。

光が点源から等方的に放出された場合、ある角度 θ 方向への放出確率は立体角 $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ に比例する。これを方位角 ϕ で平均化し、 2π で規格化すると、ある a に対する Trapping Efficiency の角度分布は次のように表される。

$$\frac{dP(a, \theta)}{d\theta} = \frac{1}{2\pi} \sin\theta \int_{\Phi(\theta)} R^{N_{\text{ref}}} d\phi \quad (\text{A.27})$$

ここで、ある a と θ に対して、 ϕ に関する積分の区間は、式(A.7)を ϕ に適用して得られる $\Phi(\theta)$ の範囲に制限される。つまりこの積分の項が与えられた a と θ に対して光が全反射できるかどうかを実質的に表すものになる。

これを a で平均化すると、ファイバー端における角度分布は次のように表される。

$$\left\langle \frac{dP(\theta)}{d\theta} \right\rangle_a = \int_0^d \frac{dP(a, \theta)}{d\theta} \exp\left(-\frac{L-z}{\cos\theta L_{\text{att}}}\right) \frac{dN}{da} da \quad (\text{A.28})$$

これより、Trapping Efficiency の脱出角度分布を求める。脱出角度は Trapping Efficiency のコア軸からの角度 θ によってスネルの法則により決定される。コア軸からの角度 θ をファイバー端への入射角と考え、脱出角度を θ_{esc} とすると、スネルの法則より

$$\sin\theta_{\text{esc}} = \frac{n_{\text{core}}}{n_{\text{f}}} \sin\theta. \quad (\text{A.29})$$

ここで n_{core} はファイバーコアの屈折率、 n_{f} はファイバー外の物質の屈折率である。以上より、Trapping Efficiency の脱出角度分布は次の式で求められる。

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\theta_{\text{esc}}} &= \frac{dP}{d\sin\theta_{\text{esc}}} \frac{d\sin\theta_{\text{esc}}}{d\theta_{\text{esc}}} \\ &= \cos\theta_{\text{esc}} \frac{dP}{\frac{n_{\text{core}}}{n_{\text{f}}} d\sin\theta} \\ &= \sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{core}}}{n_{\text{f}}}\right)^2} \sin^2\theta \frac{dP}{\frac{n_{\text{core}}}{n_{\text{f}}} d\sin\theta} \\ &= \sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{core}}}{n_{\text{f}}}\right)^2} \sin^2\theta \frac{dP}{d\sin\theta} \\ &= \sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{core}}}{n_{\text{f}}}\right)^2} \sin^2\theta \frac{1}{\cos\theta} \frac{dP}{d\theta} \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

これに吸収による発光位置の a 分布を重み付として平均化すると、式(A.28)を用

いて以下のように表される。

$$\begin{aligned}
\left\langle \frac{dP(\theta)}{d\theta_{\text{esc}}} \right\rangle_a &= \int_0^d \frac{dP(a, \theta)}{d\theta_{\text{esc}}} \exp\left(-\frac{L-z}{\cos\theta L_{\text{att}}}\right) \frac{dN}{da} da \\
&= \sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{core}}}{n_f}\right)^2 \sin^2\theta} \frac{1}{\cos\theta} \int_0^d \frac{dP(a, \theta)}{d\theta} \exp\left(-\frac{L-z}{\cos\theta L_{\text{att}}}\right) \frac{dN}{da} da \\
&= \sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{core}}}{n_f}\right)^2 \sin^2\theta} \frac{1}{\cos\theta} \left\langle \frac{dP(\theta)}{d\theta} \right\rangle_a
\end{aligned} \tag{A.31}$$

これが、ファイバー端における Trapping Efficiency の脱出角度分布である。なお、ここでは $n_f = 1.309$ (氷) として考えている。

謝辞

本修士論文を完成させるにあたり、多くの方々のご支援とご協力をいただきました。この場を借りて、感謝いたします。

指導教員である常定さんには、物理学の基礎から正しい言葉の使い方まで、幅広くご指導いただきました。大学院から本研究室に入った私は、当初周りについていけないか不安でした。ですが、常定さんとの読み合わせを経て、一から宇宙線物理学の知識を身につけることができ、そのような不安もすぐに解消されました。常定さんのもとで研究をしていなければ、物理や実験の楽しさを知ることもできなかったと思えます。

藤井さんには、サボりがちな私のケツを叩いていただきました。おかげさまで、研究のモチベーションを保つことができ、最後までやり遂げることができました。

千葉大学の清水さんと石原さんには、研究の方針について助言していただきました。IceCubeに関する知識を多々共有していただき、研究の方向性を定める上で大変参考になりました。

櫻井さんと古前さんには、年末年始から、本論文の構成や内容についてご指導いただきました。研究室でカレーを食べながら、修論の内容について議論したことは、私にとって非常に有意義な時間でした。また、修論発表練習にも夜遅くまでお付き合いいただきました。楽しく、そして厳しくご指導いただき、ありがとうございます。

小林さんには、Geant4の使い方についてご指導いただきました。お仕事が忙しい中、私のために時間を割いていただき、ありがとうございます。

たっつーと湯淺には、同じIceCube-Gen2の研究をしている仲間として、研究の内容について議論したり、麻雀(どうーもいる)をしたりなど楽しい時間を過ごすことができました。たっつーはこの研究生活において一番身近な存在であり、M1から合流した私にとっては非常に心強い存在でした。今まで実験をほとんどしてこなか

った私に、実験の楽しさを教えてくれたのもたっつーでした。就活や研究のモチベーションを保てたのは、たっつーのおかげです。湯淺には、本修士論文での幾何計算をやってもらいました。湯淺のやる気に引っ張られて、夜遅くまで研究室に残ることも多々ありました。FOM が採用されるまで頑張ってくれることでしょう。

宇宙線物理学研究室のジヒョンさん、シンさん、敷田さん、どうー、橘、中川、治斗、中本、田中、板谷の皆さんのおかげで、研究室での楽しい時間を過ごすことができました。先輩や後輩や同期、教員の方々がみんな優しく、面白く、雰囲気がとても良い研究室でした。突発的に開催される料理パーティーや飲み会があったことで、この研究室での思い出がより濃いものとなりました。わざわざ別の大学院に進学した甲斐があったと心から思えました。

そして、学部時代からの友人である颯とは、研究・就活・プライベートなど、様々な面で関わり合いました。来年からもよろしく。

最後に、私生活を支えてくれた家族と友人たちに感謝します。みなさんここまでありがとうございました。

参考文献

- [1] R.U. Abbasi et al. “D-Egg: a dual PMT optical module for IceCube”. In: *Journal of Instrumentation* 18.04 (2023), P04014.
- [2] B.P. Abbott and others. “Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral”. In: *Phys. Rev. Lett.* (2017). DOI: [10.1103/PhysRevLett.119.161101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.161101).
- [3] S. Agostinelli et al. “Geant4 – A Simulation Toolkit”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 506 (2003), pp. 250–303. DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [4] J. Allison et al. “Geant4 Developments and Applications”. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 53.1 (2006), pp. 270–278. DOI: [10.1109/TNS.2006.869826](https://doi.org/10.1109/TNS.2006.869826).
- [5] J. Allison et al. “Recent Developments in Geant4”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 835 (2016), pp. 186–225. DOI: [10.1016/j.nima.2016.06.125](https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125).
- [6] T. Anderson et al. “Design and performance of the multi-PMT optical module for IceCube Upgrade”. In: *arXiv preprint arXiv:2107.11383* (2021).
- [7] E. Andres et al. “The AMANDA neutrino telescope: principle of operation and first results”. In: *Astroparticle Physics* 13.1 (2000), pp. 1–20.
- [8] IceCube Collaboration. *IceCube Neutrino Observatory*. 2025. URL: <https://icecube.wisc.edu> (visited on 01/29/2026).
- [9] IceCube Collaboration. *IceCube-Gen2 Technical Design Report*. IceCube-Gen2 Collaboration, 2023. URL: https://icecube-gen2.wisc.edu/wp-content/uploads/2023/07/IceCube_Gen2_TDR_0.05_July27.2023_Part_I_and_II.pdf.
- [10] IceCube Collaboration. “Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A”. In: *Science* 361.6398 (2018), eaat1378.

- [11] IceCube Collaboration. “Neutrino emission from the direction of the blazar TXS 0506+056 prior to the IceCube-170922A alert”. In: *Science* 361.6398 (2018), pp. 147–151.
- [12] S. Griffin. “Electronics Design of the IceCube-Gen2 Optical Module Prototype”. In: *arXiv preprint arXiv:2308.02771* (2023).
- [13] W.F. Hanlon. *Updated cosmic ray spectrum*. URL: <https://web.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>.
- [14] Y.D. He and P.B. Price. “Remote sensing of dust in deep ice at the South Pole”. In: *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* 103.D14 (1998), pp. 17041–17056.
- [15] “IceCube-Gen2: The Window to the Extreme Universe”. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* (2021). DOI: [10.1088/1361-6471/abbd48](https://doi.org/10.1088/1361-6471/abbd48).
- [16] T. Ishii. “集光器 FOM の開発”. MA thesis. Osaka Metropolitan University, 2026.
- [17] K.G. Jansky. “Directional studies of atmospherics at high frequencies”. In: *Proceedings of the Institute of Radio Engineers* 20.12 (2006), pp. 1920–1932.
- [18] T. Kobayashi. “IceCube-Gen2 に向けた新型光検出器のための波長変換ファイバー型集光器の開発”. MA thesis. Osaka Metropolitan University, 2025.
- [19] Ltd. Kuraray Co. *Plastic Scintillating Fibers*. 2025. URL: <http://kuraraypsf.jp/pdf/all.pdf> (visited on 12/17/2025).
- [20] M.S. Longair. *High energy astrophysics*. Cambridge university press, 2011.
- [21] Y. Makino. “Mechanical design of the optical modules intended for IceCube-Gen2”. In: *arXiv preprint arXiv:2308.09786* (2023).
- [22] R.E. Maunu. “A Search for Muon Neutrinos in Coincidence with Gamma-Ray Bursts in the Southern Hemisphere Sky Using the IceCube Neutrino Observatory”. In: *DRUM - Digital Repository at the University of Maryland* (2016). DOI: [10.13016/M2449P](https://doi.org/10.13016/M2449P).
- [23] M. Soares-Santos et al. “The Electromagnetic Counterpart of the Binary Neutron Star Merger LIGO/Virgo GW170817”. In: *Astrophys. J. Lett.* (2017). DOI: [10.48550/arXiv.1710.05459](https://doi.org/10.48550/arXiv.1710.05459).
- [24] “The IceCube Neutrino Observatory: instrumentation and online systems”. In: *JINST 12 P03012* (2017). DOI: [10.1088/1748-0221/12/03/P03012](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/03/P03012).