

修士学位論文

暗黒物質直接探索のための XENONnT 実験における
中性子反同時計測システムへの反射率モニタの導入

令和4年2月4日

専攻名 物理学専攻
学籍番号 208S122S
氏名 前田 剛志

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

暗黒物質は宇宙を構成する物質の中で大半を占め、様々な観測結果によりその存在が示唆されているにも関わらず、未だ発見には至っていない。現在世界中で暗黒物質の直接探索実験が行われており、その中でも XENON1T 実験は、WIMP と呼ばれる暗黒物質と核子とのスピン依存しない散乱断面積及び WIMP と中性子とのスピン依存する散乱断面積に対して、世界で最も厳しい制限を与えている。XENON 実験は、液体・気体キセノンを用いて世界最高感度の暗黒物質直接探索を目指しており、現在は XENON1T 実験の後継である XENONnT 実験が、本測定に向けて準備段階にある。測定に際し、中性子はキセノン検出器のみでは WIMP と原理的に区別できない事象を起こすため、他手法によって 2 つの事象を識別する必要がある。XENONnT 実験では、新たにガドリニウムを溶解した水検出器を用いた中性子反同時計測システム (Neutron Veto, NV) を導入することにより、その実現を試みている。NV にとって中性子検出効率を高く安定に保つことは重要な課題である。中性子検出効率は、NV 内部に設置された反射材 (ePTFE) の反射率に依存することが知られている。したがって、ePTFE の反射率を定常的に監視することが、NV の安定的な運用につながる。本研究では、ePTFE の反射率を監視するための反射率モニタの開発を行なった。開発した反射率モニタにより、ePTFE の反射率の変動を調べた結果、安定して 98 % 以上を保っていることが確認できた。

目次

第 1 章	暗黒物質	1
1.1	暗黒物質の存在	1
1.1.1	宇宙マイクロ波背景放射	1
1.1.2	銀河の回転曲線	2
1.1.3	重力レンズ効果による観測	3
1.2	Weakly Interacting Massive Particle (WIMP)	4
1.3	暗黒物質直接探索	5
1.3.1	事象計数率	5
1.3.2	エネルギースペクトル	6
1.3.3	散乱断面積	7
1.3.4	直接探索実験の現状	8
1.4	その他の暗黒物質探索	9
1.4.1	間接探索	10
1.4.2	加速器による探索	10
第 2 章	XENONnT 実験	11
2.1	キセノンを用いた直接探索実験	11
2.1.1	シンチレーション光特性	11
2.1.2	各相の利用	12
2.1.3	自己遮蔽能力	12
2.2	検出器	13
2.2.1	検出器構造	13
2.2.2	検出原理	14
2.3	バックグラウンド	15
2.3.1	NR バックグラウンド	15
2.3.2	ER バックグラウンド	17

2.4	低バックグラウンド化のためのシステム	18
2.4.1	中性子・ミューオン反同時計測システム	18
2.4.2	キセノン純化システム	19
2.5	到達感度	20
第3章	中性子反同時計測システム	21
3.1	中性子バックグラウンド	21
3.2	反同時計測原理	21
3.3	中性子検出効率	22
3.4	ePTFE 反射率モニタの必要性	25
第4章	レーザーを用いた反射率モニタの開発	28
4.1	反射率モニタの原理	28
4.2	シミュレーションによる反射率と時定数の関係	29
4.2.1	NV 内部でのシミュレーション	29
4.2.2	反射率と時定数の関係	30
4.3	レーザー照射システム	33
4.3.1	レーザー光源	33
4.3.2	レーザーヘッド	35
4.4	レーザーを用いた反射率測定	36
4.4.1	データ取得	37
4.4.2	レーザーキャリブレーション	37
4.4.3	反射率導出	39
4.4.4	シミュレーション結果との対応関係	40
4.5	反射率の系統誤差評価	42
4.5.1	反射率と時定数の関係式	42
4.5.2	フィッティング範囲の違いによる時定数の系統誤差	43
4.6	反射率安定性調査	43
第5章	議論	45
5.1	ガドリニウム水の吸収長	45
5.2	フィッティング範囲の違いによって生じる反射率の系統誤差	46
5.3	到達感度への影響	47
第6章	結論	48

第 1 章

暗黒物質

1.1 暗黒物質の存在

宇宙を構成する全物質の内、現代素粒子物理学の基本的な枠組みである標準理論で説明できる通常物質の質量割合は 15 % 程度しかなく、残りの約 5 倍に当たる質量は未だ発見に至っていない暗黒物質と呼ばれるものである。本節ではこの暗黒物質の存在を示す観測結果について説明する。

1.1.1 宇宙マイクロ波背景放射

初期宇宙は、インフレーションにより誕生し、ビッグバンによる加速膨張を続けながら徐々に温度が下がっていった。温度が下がるにつれて物質の結合が進み、宇宙全体の密度も下がっていった。密度低下に伴い、自由電子が原子核と結合して原子となったため、光子が自由に直進できるようになり、宇宙の晴れ上がり期が訪れる。これらの光子は、マイクロ波の波長域にピークを持つ黒体放射として我々が現在観測可能である。この放射が宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) である。CMB には、宇宙の晴れ上がり期における質量密度ゆらぎによりわずかに非一様性が存在する。この質量密度のゆらぎの要因として有力視されているのが、宇宙初期に非相対論的速度を持っていた冷たい暗黒物質 (Cold Dark Matter, CDM) である。

CDM の存在を仮定し、宇宙項 Λ を含んだ現代宇宙論における標準的なビッグバンモデルを Λ CDM モデルという。 Λ CDM モデルは (1.1) 式で表される。

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left\{ \frac{\Omega_m}{a^3} + \frac{\Omega_r}{a^4} + \Omega_\Lambda - \frac{\Omega_k}{a^2} \right\} \quad (1.1)$$

ただし、 a は宇宙のサイズを表すスケールファクター、 H_0 は Hubble 定数である。 Λ CDM

モデルでは、宇宙を占めるエネルギーとして物質、放射、暗黒エネルギーが考えられており、それぞれのエネルギー密度を臨界密度 $\rho_c = 3c^2 H_0^2 / 8\pi G$ で除して無次元化した量が、 $\Omega_m, \Omega_r, \Omega_\Lambda$ である。これらは宇宙論パラメータと呼ばれている。宇宙初期に放射優勢から物質優勢に移り変わった後では、 Ω_m に対して Ω_r は無視できるほど小さい。また、 Ω_k は宇宙の曲率を表すパラメータである。

Planck 衛星による CMB の温度ゆらぎの観測結果を用いて、上記の宇宙論パラメータを求めることができる。2020 年時点での解析結果によると、バリオン密度が $\Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.0001$ 、暗黒物質密度が $\Omega_c h^2 = 0.120 \pm 0.001$ と求められている [1]。ただし、 h はハッブル定数 $H_0 = (67.4 \pm 0.5) \text{ km/s/Mpc}$ を 100 で割ったものである。これにより、宇宙には暗黒物質が通常物質の約 5 倍存在していると考えられている。

1.1.2 銀河の回転曲線

光学的な観測結果により、銀河は中心から離れた円盤状部分は暗く、逆に中心部分は明るいことが明らかになっているが、これは光学的に観測可能な質量の大部分が、バルジと呼ばれる銀河中央部分に集中していることを意味している。ここで、質量 M の銀河の周りを、銀河中心からの距離 r 、速度 v で回転する質量 m の天体を考えると、ニュートン力学のエネルギー保存則より以下の (1.2) 式が成り立つ。

$$\frac{1}{2}mv^2 - \frac{GMm}{r} = E \quad (\text{一定}) \quad (1.2)$$

無限遠 ($r \rightarrow \infty$) で $v = 0$ となる境界条件より、 $E = 0$ と求められる。これを用いて変形すると、以下の (1.3) 式が求められる。

$$v = \sqrt{\frac{2GM}{r}} \quad (1.3)$$

これより、天体の回転速度を古典力学で考えると $1/\sqrt{r}$ に比例することがわかる。先ほど述べた光学的な観測結果も鑑みると、銀河の回転曲線 (銀河中の天体の回転速度を銀河中心からの距離の関数として描いたもの) は中心付近のどこかでピークを迎え、その後は $1/\sqrt{r}$ に従って減少していくと推測できる。しかしながら、Vera C. Rubin らが 1970 年代後半から 1980 年代前半にかけて測定した渦巻銀河の回転曲線の結果によると、図 1.1 のように、銀河中心から十分離れたところで銀河の回転速度が一定となることが明らかとなった。この観測結果は、銀河中心から数 kpc 以遠において、銀河を構成する物質質量が光学的に観測可能な量以外にも多く存在することを意味している。

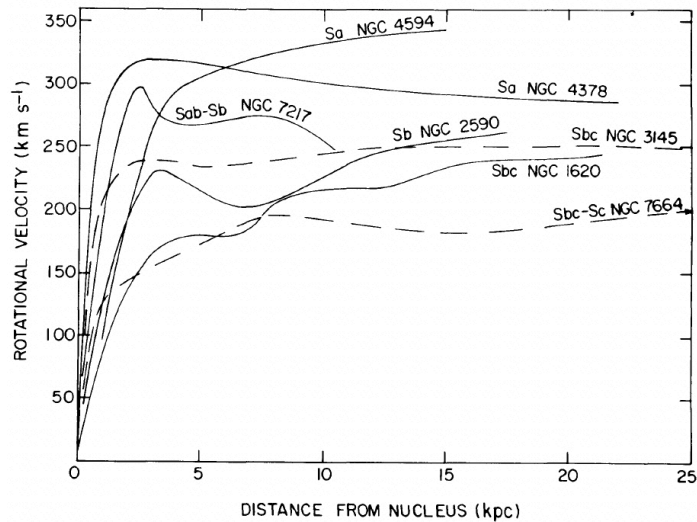


図 1.1 Vera C. Rubin らによって測定された、銀河の回転曲線の結果。銀河中心から数 kpc 以遠において、回転速度が一定になっていることが分かる [2]。

1.1.3 重力レンズ効果による観測

一般的に大質量を有する天体や銀河などの周囲は、その強い重力により時空が歪んでいる。そのため、背景からやってくる電磁波は進路を曲げられることになる。これらの電磁波観測において、重力源がレンズのような役割を果たすことがある。これを重力レンズ効果という。重力レンズ効果には、強い重力レンズ効果と弱い重力レンズ効果の2種類ある。前者では、その強い重力の影響により、重力源の背景にある銀河の像が弧状に見えることもある。一方後者による重力の影響はそれほど強くないが、弱い重力レンズ効果を受けたたくさんの銀河の形状を統計的に調べることによって、ある方向にどれだけ質量が分布しているのかを知ることができる。これを応用した暗黒物質の存在証拠として、図 1.2 のような弾丸銀河団が挙げられる。銀河団の衝突観測図を見てみると、弱い重力レンズ効果によって得られた質量分布と光学的に観測される個別の銀河団の分布はほぼ一致していることが確認できる。一方、Chandra 衛星による同銀河団の X 線観測図を見てみると、X 線の強度分布は質量分布からずれて、衝突地点に集中していることが確認できる。X 線の強度が強い領域は、高温のプラズマガスが電磁相互作用により反応し、容易に通り抜けることができていない様子を現している。対して質量成分は容易に通り抜けていることから、銀河団には、電磁相互作用をほとんどしない、高温プラズマガスとは違った、質量を持つ暗黒物質成分が存在していることが分かる。

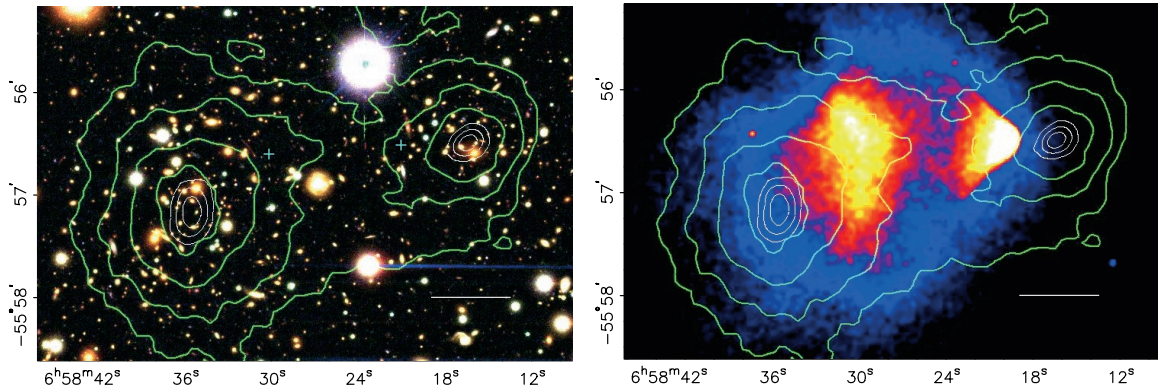


図 1.2 左図:IE0657-56 銀河団の衝突観測図 [3]。白の直線の長さは 200kpc を示す。図中の緑の等高線は重力レンズによって測定された銀河団の質量分布を、水色の十字は衝突によって生じたプラズマクラスターの中心を表している。右図:Chandra 衛星による同銀河団の X 線観測図 [3]。

1.2 Weakly Interacting Massive Particle (WIMP)

1.1 節で見たように、暗黒物質の存在は様々な観測結果により示唆されているが、その実態は未だ明らかになっていない。暗黒物質を理論的に説明するために様々な候補が考えられており、Weakly Interacting Massive Particle (WIMP)、アクシオン、ミニブラックホールなどがある。本節ではその中でも特に有力候補と言われている WIMP について説明する。

WIMP は名前の意味通り、通常物質と弱く相互作用をする質量の大きな仮説上の粒子である。質量は 10 GeV から数 TeV 程度であると考えられている。WIMP を説明するための理論は幾つか考えられているが、中でも特に期待されているのが超対称性理論 (Supersymmetry, SUSY) である。SUSY では、標準模型粒子と対をなした、スピンの $1/2$ だけ異なる超対称性粒子 (SUSY 粒子) が存在するとされている。SUSY に基づき、標準理論に最小限の拡張を行なった最小拡張超対称性模型 (Minimum Supersymmetric Standard Model, MSSM) で導入される SUSY 粒子の中で、質量固有状態が最も軽い粒子を LSP (Lightest Supersymmetric Particle) という。安定で電氣的に中性であるため、WIMP 候補と言われている。WIMP をターゲットとした暗黒物質探索実験は世界中で行われているが、未だ発見には至っていない。

1.3 暗黒物質直接探索

直接探索では、暗黒物質と検出器内の通常物質との相互作用、特に暗黒物質による原子核反跳事象を探索する。原子核反跳によって与えられたエネルギーを、検出器により測定する。本節では、暗黒物質として1.2節で説明したWIMPを仮定し、直接探索によりWIMPがどのように観測されるのかについて説明する。また、直接探索実験の現状についても述べる。

1.3.1 事象計数率

まずWIMPの微分数密度 dn は、WIMPの全数密度 $n_0 (= \rho_D/M_D : \rho_D, M_D$ はWIMPの質量密度と質量)を用いて以下で表される[4]。

$$dn = \frac{n_0}{k} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3\mathbf{v} \quad (1.4)$$

ここで k は規格化定数であり、

$$k = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{+1} d(\cos\theta) \int_0^{v_{esc}} v^2 f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) dv \quad (1.5)$$

である。また、 \mathbf{v} は地球に対するWIMPの相対速度、 \mathbf{v}_E は銀河に対する地球の相対速度、 v_{esc} は銀河脱出速度、 θ は \mathbf{v}_E とWIMP速度とが成す角度、 ϕ は天頂方向とWIMP速度とが成す方位角である。WIMPの速度分布 $f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E)$ は、マクスウェル・ボルツマン分布を仮定して、

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) = e^{-(\mathbf{v}+\mathbf{v}_E)^2/v_0^2} \quad (1.6)$$

と書ける。ただし $v_0=230$ km/s (地球に対するWIMPの速さ)である。この時、 v_{esc} が ∞ か否かで k の値を場合分けすることが出来、以下のようなになる。

$$k = \begin{cases} k_0 = (\pi v_0^2)^{3/2} & (v_{esc} = \infty) \\ k_1 = k_0 \left[erf\left(\frac{v_{esc}}{v_0}\right) - \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{v_{esc}}{v_0} e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right] & (v_{esc} \neq \infty) \end{cases} \quad (1.7)$$

ただし $erf(x)$ は誤差関数であり、

$$erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (1.8)$$

である。

次に、単位質量あたりの WIMP の微小事象計数率 dR を考えると [4]、

$$dR = \frac{N_0}{A} \sigma v dn \quad (1.9)$$

ここで、 N_0 はアボガドロ定数、 A はターゲット原子の質量数、 σ は WIMP-原子核散乱断面積である。(1.9) 式に (1.4) 式を代入すると、

$$dR = \frac{N_0 \sigma_0}{A} \frac{n_0}{k} v f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3 \mathbf{v} \quad (1.10)$$

となる。ただし σ_0 は WIMP とターゲット原子核のゼロ運動量遷移での散乱断面積である。

$v_E = 0$ 、 $v_{\text{esc}} = \infty$ という状況では、 $k = k_0$ となることに注意して全事象計数率 R_0 を求めると、

$$\begin{aligned} R_0 &= \frac{N_0 \sigma_0}{A} \frac{n_0}{k_0} \int v f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3 \mathbf{v} \\ &= \frac{N_0 \sigma_0}{A} \frac{n_0}{k_0} \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} v_0 k_0 \right) \\ &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{N_0}{A} n_0 \sigma_0 v_0 \left(= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{N_0}{A} \frac{\rho_D}{M_D} \sigma_0 v_0 \right) \end{aligned} \quad (1.11)$$

のように求めることができる。

なお dR は、 R_0 を用いて次のように書くこともできる。

$$dR = R_0 \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^4} v f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3 \mathbf{v} \quad (1.12)$$

1.3.2 エネルギースペクトル

WIMP によってターゲット原子核が反跳される時、反跳エネルギー E_R は次のように書ける [4]。

$$E_R = rE \frac{1 - \cos \theta}{2} \quad (1.13)$$

ここで、 r はターゲット原子の質量 M_T を用いて $r = 4M_D M_T / (M_D + M_T)^2$ と表される無次元量、 E は WIMP の運動エネルギーである。散乱は $\cos \theta$ について一様であると考えられるので、反跳エネルギー E_R に関して、 $0 \leq E_R \leq rE$ という範囲を定めることができる。

よって規格化定数を rE として、反跳エネルギースペクトル dR/dE_R は次のように書ける。

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dE_R} &= \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{1}{rE} dR(E) \\ &= \frac{1}{rE_0} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \frac{v_0^2}{v^2} dR(v) \end{aligned} \quad (1.14)$$

ただし、 $E_0 = \frac{1}{2}M_D v_0^2 = \frac{v_0^2}{v^2} E$ を用いて変形した。また $E_{\min} = E_R/r$ より、

$$v_{\min} = \sqrt{\frac{2E_{\min}}{M_D}} = \sqrt{\frac{E_R}{rE_0}} v_0 \quad (1.15)$$

である。(1.14) 式に (1.12) 式を代入することによって、最終的に dR/dE_R は、

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{rE_0} \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^2} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \frac{1}{v} f(\mathbf{v}, \mathbf{v_E}) d^3v \quad (1.16)$$

と求められる。 $v_E = 0$ 、 $v_{esc} = \infty$ を仮定して計算すると、以下のように基本的な原子核反跳エネルギースペクトルが得られる。

$$\frac{dR(0, \infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{rE_0} e^{-E_R/rE_0} \quad (1.17)$$

このように、WIMP のレートは反跳エネルギーに対して指数関数的に減少するため、暗黒物質直接探索において、エネルギー閾値は低い方が有利となる。

1.3.3 散乱断面積

WIMP と原子核の散乱には、スピンに依存しない (Spin Independent, SI) 散乱とスピンの依存する (Spin Dependent, SD) 散乱の 2 種類が考えられる。

まず SI 散乱について、WIMP-原子核散乱断面積 σ^{SI} は以下のように表される [5]。

$$\sigma^{\text{SI}} = \frac{4\mu^2}{\pi} [Zf_p + (A - Z)f_n]^2 \quad (1.18)$$

ここで、 $\mu = M_D M_T / (M_D + M_T)$ は WIMP と原子核 (原子) との換算質量、 Z は原子番号、 A は質量数、 f_p 及び f_n はそれぞれ WIMP-陽子、WIMP-中性子の SI カップリングである。(1.18) 式及び WIMP と陽子との換算質量 μ_p を用いて、WIMP-陽子散乱断面積 σ_p^{SI} が $4\mu_p^2 f_p^2 / \pi$ と書けることと、 $f_p \simeq f_n$ という条件を用いることにより、以下の式が導かれる。

$$\sigma^{\text{SI}} = \sigma_p^{\text{SI}} \frac{\mu^2}{\mu_p^2} A^2 \quad (1.19)$$

これより SI 散乱においては、標的原子核の質量数 A が大きくなるほど散乱断面積が大きくなるので、WIMP 探索において有利になることが分かる。

次に SD 散乱について、WIMP-原子核散乱断面積 σ^{SD} は以下のように表される [5]。

$$\sigma^{\text{SD}} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu^2 (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \quad (1.20)$$

$$= \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu^2 \lambda^2 J(J+1) \quad (1.21)$$

表 1.1 標的原子核ごとの全スピン J 、天然存在比、 $\lambda^2 J(J+1)$ の計算値、スピンの寄与する核子のまとめ [6]

元素	J	天然存在比 (%)	$\lambda^2 J(J+1)$	スピンの寄与する核子
^1H	1/2	100	0.750	陽子
^7Li	3/2	100	0.244	陽子
^{19}F	1/2	100	0.647	陽子
^{23}Na	3/2	100	0.041	陽子
^{127}I	5/2	100	0.007	陽子
^{133}Cs	7/2	100	0.052	陽子
^{29}Si	1/2	4.7	0.063	中性子
^{73}Ge	9/2	7.8	0.065	中性子
^{129}Xe	1/2	26.4	0.124	中性子
^{131}Xe	3/2	21.2	0.055	中性子
^{183}W	1/2	14.3	0.003	中性子

ここで、 G_F はフェルミの結合定数、 a_p と a_n はそれぞれ WIMP と陽子、中性子の SD カップリング、 $\langle S_p \rangle$ と $\langle S_n \rangle$ はそれぞれ原子核中の陽子と中性子のスピンであり、 J は原子核全体のスピンとなっている。また、(1.21) 式は Lande 因子 $\lambda = (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle) / J$ を用いて変形している。WIMP-陽子散乱断面積 σ_p^{SD} も用いると、以下の式が導かれる。

$$\sigma^{\text{SD}} = \sigma_p^{\text{SD}} \frac{\mu^2}{\mu_p^2} \frac{\lambda^2 J(J+1)}{0.75} \quad (1.22)$$

ただし、陽子の $\lambda^2 J(J+1)$ の値、0.75 を用いている [6]。これより SD 散乱においては、標的原子核の $\lambda^2 J(J+1)$ が大きくなるほど WIMP 探索において有利になることが分かる。表 1.1 に幾つかの元素に対する $\lambda^2 J(J+1)$ の値がまとめられている。

1.3.4 直接探索実験の現状

暗黒物質直接探索実験には、反跳エネルギーの検出方法やターゲット原子核の違いにより、様々な種類がある。その中でも、イタリアのグランサッソ国立研究所地下で行われていた XENON1T 実験は、検出器の媒質として液相・気相の 2 相のキセノンを用いており、暗黒物質とキセノン原子核との相互作用をシンチレーション光とエレクトロルミネセンス光の 2 種類で捉えるという手法を採用している。2 種類の信号の大きさから原子核散乱 (NR) と電子散乱 (ER) を強力に識別できることが可能になる。同様の検出原理を持つ実験に、ア

アメリカの LUX 実験 [7]、中国の PandaX-II 実験 [8]、ターゲットとしてアルゴンを用いた DarkSide 実験 [9] などが存在する。

現在のところ、WIMP-原子核 SI 散乱断面積及び WIMP-中性子 SD 散乱断面積に対して、世界で最も厳しい制限を与えているのは XENON1T 実験である。図 1.3 に XENON1T 実験の $1\text{t}\cdot\text{yr}$ の観測結果から与えられた WIMP-原子核 SI 散乱断面積に対する制限を示す [10]。現在 XENON1T 実験は、世界最高感度を達成しており、 $30\text{ GeV}/c^2$ の WIMP に対して SI 散乱断面積に $4.1 \times 10^{-47}\text{ cm}^2$ という世界で最も厳しい制限を与えている。

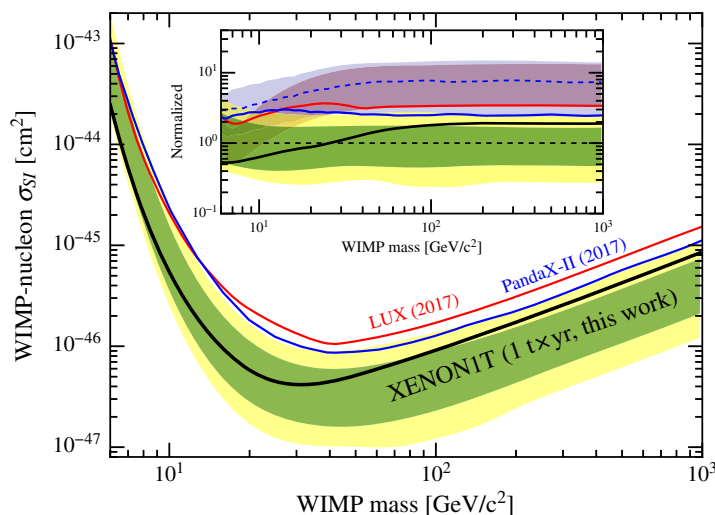


図 1.3 XENON1T 実験の $1\text{t}\cdot\text{yr}$ の観測結果により与えられた WIMP-原子核 SI 散乱断面積に対する制限 (黒線)。比較として、LUX 実験 (赤線)、PandaX-II 実験 (青線) により与えられた制限も示されている。緑色、黄色のバンドはそれぞれ感度の中央値 $\pm 1\sigma$ 、 $\pm 2\sigma$ の範囲を示している。挿入された上の図は、XENON1T 実験の感度の中央値で規格化されている [10]。

また WIMP-陽子 SD 散乱断面積については、 $\lambda^2 J(J+1)$ が大きいフッ素を多く含む C_3F_8 53 kg をターゲットとし、泡箱を用いて直接探索を行なっている PICO 実験によって、世界で最も厳しい制限が与えられている [11]。 $25\text{ GeV}/c^2$ の WIMP に対して、SD 散乱断面積に $3.2 \times 10^{-41}\text{ cm}^2$ という制限を与えている。

1.4 その他の暗黒物質探索

本節では、暗黒物質の直接探索以外の探索方法である、間接探索と加速器探索について説明する。

1.4.1 間接探索

間接探索では、宇宙に存在する暗黒物質が対消滅することによって生じるガンマ線、ニュートリノ、陽電子などの通常物質を検出することにより探索を行う。

一例として、Fermi 衛星による暗黒物質探索がある [12]。Fermi 衛星は 2008 年に打ち上げられて以来、多くのガンマ線源を検出し、ガンマ線の宇宙物理学を大きく前進させてきた。暗黒物質探索としては、対消滅によって生じるとされるガンマ線を検出するため、5 年間探索を行なったが、結果的に暗黒物質の証拠を見つけられることはできていない。

1.4.2 加速器による探索

加速器探索では、陽子や電子、陽電子などの通常物質を加速器で互いに衝突させ、暗黒物質を対生成させることによって探索する。暗黒物質は電磁相互作用しないため、検出器で検出されず、それによって衝突前後で保存則が成り立たなくなるため、このような事象を対象として探索を行う。

欧州原子核研究機構 (CERN) が有する世界最大エネルギーの大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) では陽子同士の衝突実験、現在建設予定中の国際リニアコライダー (ILC) では電子-陽電子の衝突実験を行うことができる。このような大型加速器により探索を行なっているが、未だ発見には至っていない。

第 2 章

XENONnT 実験

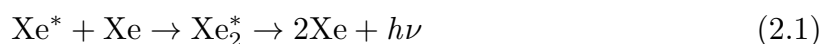
1.3 節で述べたように、現在 XENON1T 実験は世界最高感度を達成し、WIMP-原子核 SI 散乱断面積及び WIMP-中性子 SD 散乱断面積に対して、世界で最も厳しい制限を与えている。その後継実験として XENONnT 実験が進められている。XENONnT 実験は、2020 年末から試運転データの取得を開始し、現在は本測定に向けて準備中である。本測定では、 $20 \text{ t} \cdot \text{yr}$ の観測を予定している。本章では、まず XENONnT 実験で使用されるキセノンの特徴及び XENONnT 実験で使用される検出器について説明し、次に暗黒物質探索を行う上で予想されるバックグラウンドについて述べた後、バックグラウンド低減を実現させるための幾つかのシステムについて説明する。最後に、XENONnT 実験が本測定により目指している WIMP 探索到達感度について述べる。

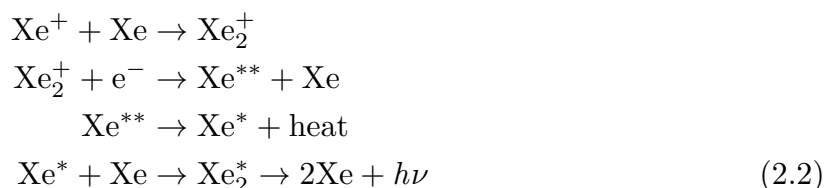
2.1 キセノンを用いた直接探索実験

XENONnT 実験では、キセノンを用いた直接探索を行う。1.3.3 節で述べたように、WIMP-原子核 SI 散乱では標的原子核の質量数 A が大きくなるほど散乱断面積が大きくなるため、質量数の大きいキセノンを用いる XENONnT 実験は、有利に探索を行うことができる。本節では、実験で用いられるキセノンの特徴について更に詳しく述べ、実験を行うに当たってどのような利点があるのかについて説明する。

2.1.1 シンチレーション光特性

キセノンは原子核散乱によって励起状態になり、脱励起する際にシンチレーション光を放出する。この過程には、以下の 2 種類が存在する [13]。





1つ目の(2.1)式の過程は、キセノンが原子核散乱により励起し、別のキセノンと結合してエキシマー(励起二量体)を形成している。これが2つのキセノン原子に分かれる際に脱励起し、シンチレーション光を放出する。2つ目の(2.2)式の過程は、初めに原子核散乱によってイオン化する場合である。イオン化したキセノンが分子イオン Xe_2^+ を形成し、熱運動化した電子と再結合することにより、非常に高い励起状態 Xe^{**} を形成する。これが熱を放出することにより第1励起状態 Xe^* にまで落ち込み、(2.1)式の過程が続くことによりシンチレーション光が放出される。

なお、第1励起状態 Xe^* の脱励起には更に2つの時間成分があり、スピン1重項由来の早い成分かスピン3重項由来の遅い成分かに分かれる[13]。いずれにしても放出されるシンチレーション光の波長は、液体キセノンの場合178 nmである。

発光量は46,000光子/MeVと高いため[13]、低エネルギー閾値かつ高い分解能を実現することが可能である。

2.1.2 各相の利用

キセノンの沸点は165 K (1 atm 下)と比較的高いため、液化しやすいという利点を持つ。これにより検出器の大型化が容易になるので、大質量のキセノン原子核を用いた実験が可能になる。大質量になるほど暗黒物質の反跳レートが大きくなることにつながるため、暗黒物質探索を行う上で有利となる。また気相・液相・固相全てに対して相転移することが容易なため、キセノン中に含まれる不純物を取り除きやすいという利点がある。XENONnT実験ではこの利点を生かして、バックグラウンド源であるクリプトンやラドンを除去している。

2.1.3 自己遮蔽能力

キセノンの原子番号は54と安定同位体を持つ希ガスの中では最も大きく、加えて液体キセノンの放射長は約2.77 cmと短いため[13]、検出器壁面や外部からやってくるガンマ線やベータ線などの放射線バックグラウンドに対する自己遮蔽能力が高い。これらのバックグラウンドは外側のキセノンにより遮蔽される事になるが、前述のように自己遮蔽能力が高いため、有効体積を無駄なく確保することが可能である。

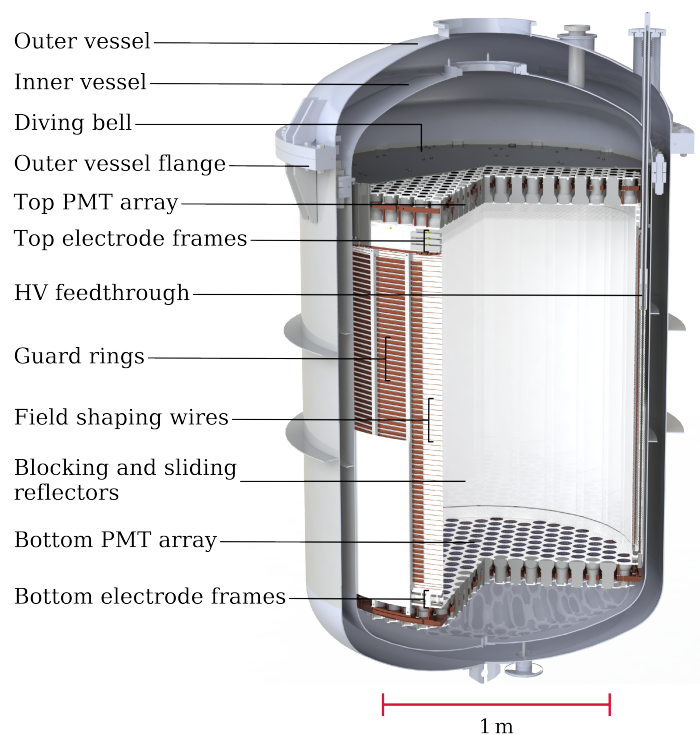


図 2.1 XENONnT 実験で用いられる検出器 (TPC) の構造図 [14]。

2.2 検出器

XENONnT 実験では、液体キセノンと気体キセノンの 2 相を用いた気液 2 相式 Time Projection Chamber (TPC) を用いて暗黒物質直接探索を行う。本節では、この検出器の構造や原理について説明する。

2.2.1 検出器構造

検出器 (TPC) 構造を図 2.1 に示す。TPC は直径 1.3 m、高さ 1.5 m の大きさで、この中に 8.4 t の液体キセノンが入っている。外側の液体キセノンは、壁面や外部からのバックグラウンドの影響を受けやすいので、ターゲット対象には当てはまらない。対象となる中心部の領域は有効体積と呼ばれており、XENONnT 実験の場合、その質量は 4 t である。TPC はクライオスタットと呼ばれる 2 重壁の真空容器で覆われており、これにより外部からの熱流入を防いでいる。

TPC の上下にはそれぞれ 253 本 (Top)、241 本 (Bottom) の光電子増倍管 (Photo-

Multiplier Tube, PMT) (3" Hamamatsu R11410-21) が配置されており、これによりシンチレーション光を検出する。シンチレーション光を効率良く検出するために、TPC の内側側面は PTFE という反射材で覆われている。

TPC 内部には、アノード・カソード・ゲートの 3 つの電極により、鉛直下向きにドリフト電場がかけられている。下部 PMT 配列の直上にあるカソードから、液相と気相の界面の少し下にあるゲートの間が一つのドリフト領域で、148.5 cm (動作時) 離れている。もう一つのドリフト領域は、ゲートからその 8 mm 上に配置されているアノード間の領域で、前述のドリフト領域よりも強い電場がかけられている。上記 3 つの電極以外にもスクリーニング電極というのがあり、これは上下各 PMT 配列のドリフト領域側に配置されており、PMT にドリフト電場がかかるのを遮蔽する役割がある。またドリフト電場を均一に保つために、同心円状に 2 組の OFHC 銅製フィールドシェイパーが、互いに 15 mm 離れた状態で設置されている。内側のセットは、PTFE の外側に設置されている直径 2 mm のワイヤ 71 個で、外側のセットは、高さ 15 mm、厚さ 5 mm の 64 個のリングで構成されている。

2.2.2 検出原理

暗黒物質として WIMP を仮定し、その検出原理を図 2.2 を用いて説明する。まず検出器内に入射してきた WIMP が液体キセノン原子核を反跳させることにより、キセノン原子核が励起する。脱励起する際にシンチレーション光が放出されるので、これを TPC の上下に設置されてある PMT により検出する。このときの信号を S1 と呼ぶ。残りの反跳エネルギーで他のキセノン原子を電離させ、自由電子を生成する。自由電子は、ドリフト電場により気体相まで移動する。2.2.1 節で説明した通り、液相と気相の間には強い電場がかけられており、そこで一気に加速された自由電子は気体相で気体キセノンにエネルギーを与え、それによりエレクトロルミネセンス光が放出される。このときの信号は S2 と呼ばれ、主に上部の PMT により検出する。図 2.2 に示す通り、S1 と S2 の検出時間の差 (drift time) から鉛直方向、右下にあるヒットパターンから水平平面位置が分かるので、相互作用点の 3 次元位置再構成が可能である。

気液 2 相式 TPC には、S1・S2 を用いて事象識別ができるという利点がある。入射粒子と液体キセノンとの相互作用には、WIMP のような原子核反跳 (Nuclear Recoils, NR) の他にも、キセノン原子の電子を反跳する電子反跳 (Electronic Recoils, ER) がある。NR は WIMP だけではなく、電氣的に中性な中性子や、ニュートリノによるコヒーレント弾性原子核散乱 (Coherent Elastic ν Nucleus Scattering, CE ν NS) によっても引き起こされる。一方 ER は、放射性不純物由来のガンマ線やベータ線により引き起こされる。図 2.3 は、横軸を検出器応答の位置依存性について補正した S1 (corrected S1, cS1)、縦軸を位置依存性且

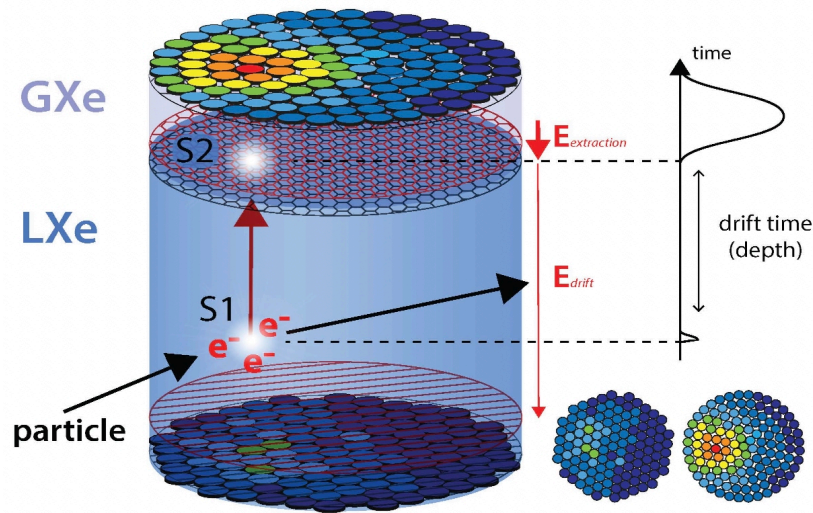


図 2.2 2 相式キセノン TPC の概念図。検出器内に入射してきた WIMP が液体キセノン原子核を反跳することにより、キセノン原子核が励起する。脱励起の際に放出されるシンチレーション光を検出したときの信号が S1 である。残りの反跳エネルギーにより電離した自由電子が気体相まで移動し、気体キセノンにエネルギーを与えることにより放出されるエレクトロルミネセンス光を検出したときの信号が S2 である。S1 と S2 の検出時間の差 (drift time) から鉛直方向、右下にあるヒットパターンから水平平面位置が分かるので、相互作用点の 3 次元位置再構成が可能である [15]。

つ電子の収集効率について補正した S2 (corrected S2, cS2) としたときの、WIMP 及び各バックグラウンドについて予想される結果である。WIMP やその他 NR を引き起こすバックグラウンド源による結果と、ER による結果が、互いに 1σ 以上離れて分離しているのがわかる。このように、S1・S2 の 2 種類の信号を用いて NR 事象と ER 事象の識別が可能である。バックグラウンドについては、次節でより詳細を述べる。

2.3 バックグラウンド

WIMP のような非常に低レートな対象を探索する際には、予想されるバックグラウンドの詳細な理解が重要である。本節では、NR・ER 両事象で予想されるバックグラウンドについて説明する。

2.3.1 NR バックグラウンド

まず、XENONnT 実験で予想される NR バックグラウンドについて説明する。予想される NR バックグラウンドは、表 2.1 にまとめた。

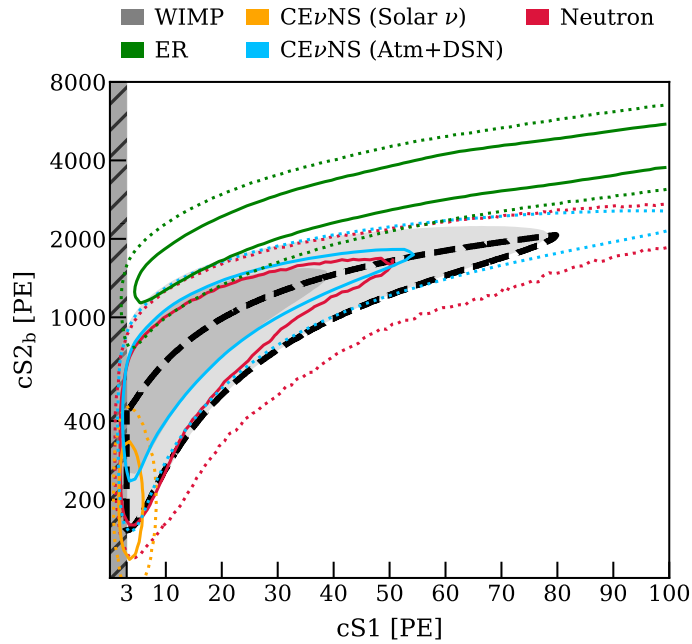


図 2.3 cS1 及び cS2 による事象識別 [14]。ただし、cS2 については下部の PMT のみによる寄与となっている (cS2_b としている)。各事象について、実線領域が 1σ 以内、点線領域が 2σ 以内となっている。WIMP の場合は、濃い灰色領域が 1σ 以内、薄い灰色領域が 2σ 以内となっている (黒点線領域は cS2 にとっての下 2σ 以内の領域。各 NR の事象と ER 事象が 1σ 以上離れて分離されていることがわかる。

中性子は、検出器材料内の放射性不純物による自発核分裂 (Spontaneous Fission, SF) や (α, n) 反応、宇宙線ミューオンによる検出器周りの岩石やコンクリート中での反応により生じる。中性子を放出する放射性不純物が含まれている検出器材料は、主にクライオスタット、TPC 内の PMT、反射材に使われている PTFE などに含まれている。このような中性子バックグラウンドは、2.4.1 節や 3 章で説明する中性子反同時計測システムによって大きく低減されると期待されている。一方宇宙線ミューオン由来の中性子バックグラウンドは、同じく 2.4.1 節で説明するミューオン反同時計測システムによって、 $0.01 \text{ (t} \cdot \text{yr)}^{-1}$ 未満まで低減されることが XENON1T の結果よりわかっている [16]。

太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ、超新星ニュートリノなどのニュートリノは、コヒーレント弾性原子核散乱 (Coherent Elastic ν Nucleus Scattering, CE ν NS) によって NR バックグラウンドとなる。XENONnT 実験の場合、数 GeV/ c^2 の低質量領域では ^8B ($^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$) 及び hep ($^3\text{He} + p \rightarrow ^4\text{He} + e^+ + \nu_e$) [17] 由来の太陽ニュートリノが、高質量領域では大気ニュートリノ及び超新星ニュートリノが感度に影響する。

表 2.1 XENONnT 実験で予想される有効体積 4 t での NR バックグラウンド。ROI は [4, 50] keV_{nr} である。中性子検出効率は 87 % と仮定されている [14]。

バックグラウンド源	レート [(t · yr) ⁻¹]
中性子	$(4.1 \pm 2.1) \times 10^{-2}$
CE ν NS (太陽ニュートリノ)	$(6.3 \pm 0.3) \times 10^{-3}$
CE ν NS (大気・超新星ニュートリノ)	$(5.4 \pm 1.1) \times 10^{-2}$
総バックグラウンド	$(1.0 \pm 0.2) \times 10^{-1}$

2.3.2 ER バックグラウンド

次に、XENONnT 実験で予想される ER バックグラウンドについて説明する。予想される ER バックグラウンドは、表 2.2 にまとめた。

検出器の構成物質に含まれる放射性不純物からは、ガンマ線が放出されてコンプトン散乱が起こることにより ER バックグラウンドとなる。主に 2 重のクライオスタット壁面から生じるが、これは有効体積によるカットをかけることにより低減することができる。

²²²Rn は検出器材料中に含まれており、検出器材料から放出されて液体キセノンに溶け出した後、3.8 日という比較的長い半減期のため、TPC 全体に広がってしまう。²²²Rn は ²³⁸U から始まるウラン系列の核種であり [18]、同じ崩壊系列の下流に当たる ²¹⁴Pb がベータ崩壊することにより、主要 ER バックグラウンドとなる。XENONnT 実験では、2.4.2 節で説明するキセノン純化システムによりラドンを除去し、ER バックグラウンドを低減させる。

⁸⁵Kr はキセノン中に元々含まれており、ベータ崩壊することにより ER バックグラウンドとなる。半減期は 10.76 年と長い。²²²Rn 同様、液体キセノン全体に分布することになるので、有効体積カットが使えず、キセノン純化システムにより除去する必要がある。

¹³⁶Xe はキセノンの不安定な同位体であり、液体キセノン中に一様に分布する。半減期は 2.17×10^{21} 年と非常に長く、天然存在比は 8.9 % である。2 重ベータ崩壊により ER バックグラウンドとなる。

¹²⁴Xe は、2 本のニュートリノ放出を伴う 2 重電子捕獲を起こす。これは XENON1T 実験により有意性 4.4 σ で初めて観測された事象であり、新たにバックグラウンド対象として追加されたものである [19]。外殻から内殻に電子が落ち込むことにより発生する X 線とオージェ電子により、ER バックグラウンドとなる。半減期は 1.4×10^{22} 年と非常に長く、天然存在比は 0.095 % である。

最後の太陽ニュートリノは、液体キセノン原子の電子と直接弾性散乱することにより、ER

表 2.2 XENONnT 実験で予想される有効体積 4 t での ER バックグラウンド。ROI は [1, 13] keV_{ee} である。²²²Rn の単位質量あたりの放射能を 1 μ Bq、^{natural}Kr とキセノンのモル比 ^{natural}Kr/Xe を 0.1 ppt と仮定している。また ¹³⁶Xe と ¹²⁴Xe の天然存在比をそれぞれ 8.9 %、0.095 % と仮定している [14]。

バックグラウンド源	レート [(t · yr) ⁻¹]
検出器由来の放射性不純物	25 ± 3
²²² Rn	55 ± 6
⁸⁵ Kr	13 ± 1
¹³⁶ Xe	16 ± 2
¹²⁴ Xe	4 ± 1
太陽ニュートリノ	34 ± 1
総バックグラウンド	148 ± 7

バックグラウンドとなる。この太陽ニュートリノの主な発生源は、陽子-陽子核融合と ⁷Be による電子捕獲である。

2.4 低バックグラウンド化のためのシステム

2.3 節で見たように、NR · ER どちらの事象においても WIMP 探索において無視できないバックグラウンドが存在する。本節では、このようなバックグラウンドを低減させるために XENONnT 実験で導入されているシステムについて説明する。

2.4.1 中性子・ミュオン反同時計測システム

NR 事象を引き起こす中性子バックグラウンドを低減させるために、XENONnT で新たに導入されるシステムに、中性子反同時計測システム (Neutron Veto, NV) がある。図 2.4 中の TPC を囲む青色領域が NV となっている。八角柱構造になっており、内側の側面には全 120 本の PMT (8” Hamamatsu R5912-100-10) と反射材である ePTFE が設置されている。ePTFE は、延伸加工された PTFE であり、多孔質構造になっている。構造上の理由により、光を乱反射させやすいという特徴を持つ。NV の中には、硫酸ガドリニウム八水和物を溶解させた純水 (ガドリニウム水) が入れられる。NV では、ガドリニウムによる中性子捕獲を利用することにより、中性子バックグラウンドを捉える。NV の更なる詳細については 3 章で説明する。

もう一つの反同時計測システムが、ミュオン反同時計測システム (Muon Veto, MV) で

ある。図 2.4 中では、NV を囲む一番外側の領域に相当する。中には前述のガドリニウム水が入っており、主に外部から入射してきたミュオンによって生じたチェレンコフ光を検出することにより、ミュオン反同時計測を実現する。MV はミュオン自体のイベントを除去するだけでなく、2.3.1 節で見たようなミュオン由来の中性子イベントの排除にも有効である。また純水自体が中性子やガンマ線を防ぐ性質を持っているため、バックグラウンド低減が期待できる。

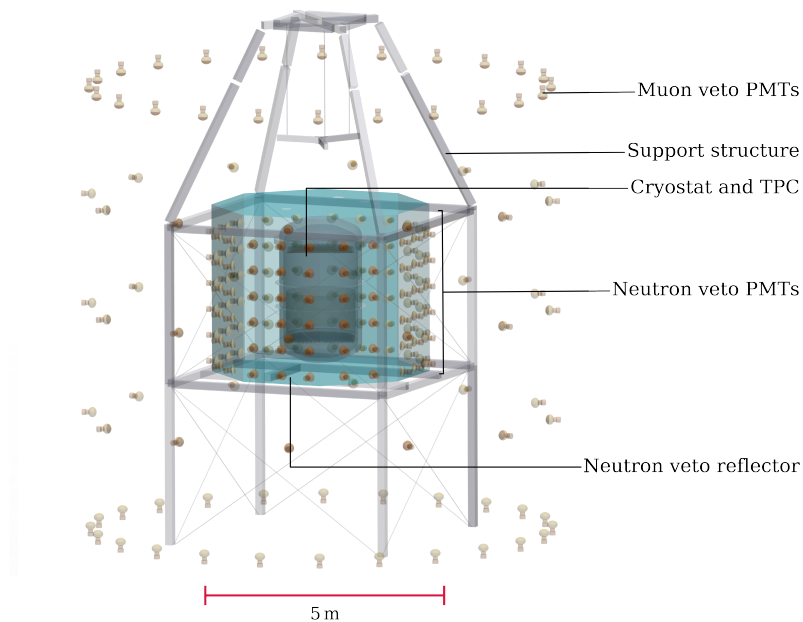


図 2.4 NV と MV のジオメトリ図。TPC を囲む青色領域が NV で、それを囲む一番外側の領域が MV である [14]。

2.4.2 キセノン純化システム

XENONnT 実験では、液体キセノン中に含まれるバックグラウンド源を取り除くために、キセノン純化システムが導入されている。ここでは特に、2.3.2 節でも取り上げた ^{222}Rn と ^{85}Kr の除去について述べる。

^{222}Rn は、2.3.2 節で説明した通り最大の ER バックグラウンドであるため、ラドン除去はバックグラウンド低減のために非常に重要である。ラドン除去を実現するために、XENONnT 実験ではラドン蒸留システムが導入される。ラドンがキセノンより沸点が高いという性質を利用してキセノンを純化する。これは前身の XENON1T 実験にはなかったもので、導入による低バックグラウンド化が大きく期待できる。

^{85}Kr も ^{222}Rn 除去と同様、キセノンとの沸点の違いを利用してキセノンを純化する。ただしキセノンの方がクリプトンより沸点が高いので、ラドンの時とは逆にキセノンを蒸留させて、それを集めることにより純化させる。

2.5 到達感度

有効体積 4 t、観測年数 5 年での XENONnT 実験による、観測量 $20 \text{ t} \cdot \text{yr}$ で予想される WIMP-核子 SI 散乱断面積の到達感度を図 2.5 の左図に示す。最も強い感度は、WIMP 質量 $50 \text{ GeV}/c^2$ における、 $1.4 \times 10^{-48} \text{ cm}^2$ である。右図では、同じ質量を仮定した時の観測量増加に伴う到達感度の変化が示されている。前述の感度が実現できれば、前身の XENON1T 実験の結果を 1 桁以上上回る、世界最高感度に到達する。

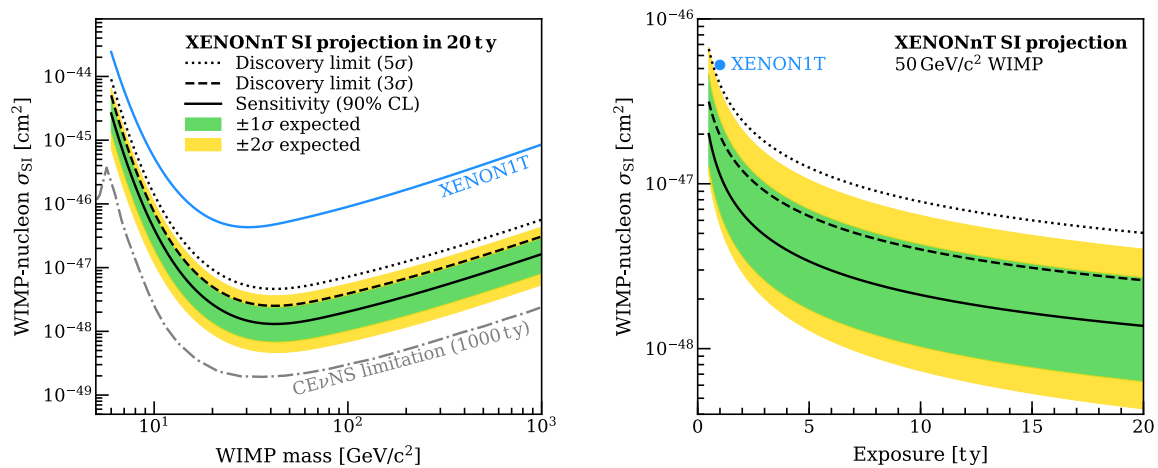


図 2.5 XENONnT 実験による $20 \text{ t} \cdot \text{yr}$ の観測で予想される WIMP-核子 SI 散乱断面積の到達感度 [14]。左図は各 WIMP 質量に対する到達感度、右図は WIMP 質量 $50 \text{ GeV}/c^2$ を仮定したときの観測量増加に伴う到達感度の変化を表している。両方の図において、黒色実線は 90 % 信頼水準での中央値、緑色と黄色のバンドはそれぞれ 1σ と 2σ の領域を示している。比較として、XENON1T 実験による $1 \text{ t} \cdot \text{yr}$ の観測結果が、青色実線及び青点で示されている。黒色の破線と点線はそれぞれ、バックグラウンドに対して 3σ と 5σ の超過が 50 % の確率で検出される時の最小の断面積を示している。

第 3 章

中性子反同時計測システム

WIMP 探索において、原理的に区別できない中性子バックグラウンドを低減させることは非常に重要な課題である。XENONnT 実験では、中性子反同時計測システム (Neutron Veto, NV) を導入することにより実現する。本章では、まず XENONnT 実験で観測される中性子バックグラウンドの詳細について述べ、NV の原理について説明する。次に NV の性能を評価する上で重要な値である中性子検出効率について説明し、最後に、NV による中性子検出効率評価に必要なパラメータである、ePTFE の反射率をモニタする必要性について述べる。

3.1 中性子バックグラウンド

2.3.1 節で述べたように、検出器材料内の放射性不純物やミューオン由来の中性子は NR バックグラウンドとなり、暗黒物質探索の妨げとなる。XENONnT 実験において予想される中性子バックグラウンドは、NV を導入しない場合、0.321 事象/(t・yr) と見積もられている [14]。すなわち、目標観測量 20 t・yr だと 6.42 事象になると予想されている。この中性子バックグラウンド事象は、中性子検出効率 85 % 以上と仮定した NV を導入することにより、20 t・yr で 0.963 事象以下となり、1 事象未満に抑えることが可能となる。

3.2 反同時計測原理

図 3.1 は、NV 周辺のジオメトリ図である。NV 領域は、中央に位置する緑色タンクである TPC の周りを白色の ePTFE で囲っている領域となる。NV 内 (MV 内も同様) は、硫酸ガドリニウム八水和物 ($(\text{Gd}_2\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$) をガドリニウムの質量比 0.2 % で溶解させた純水 (ガドリニウム水) で満たす。NV は、ガドリニウムによる中性子捕獲により中性子事象

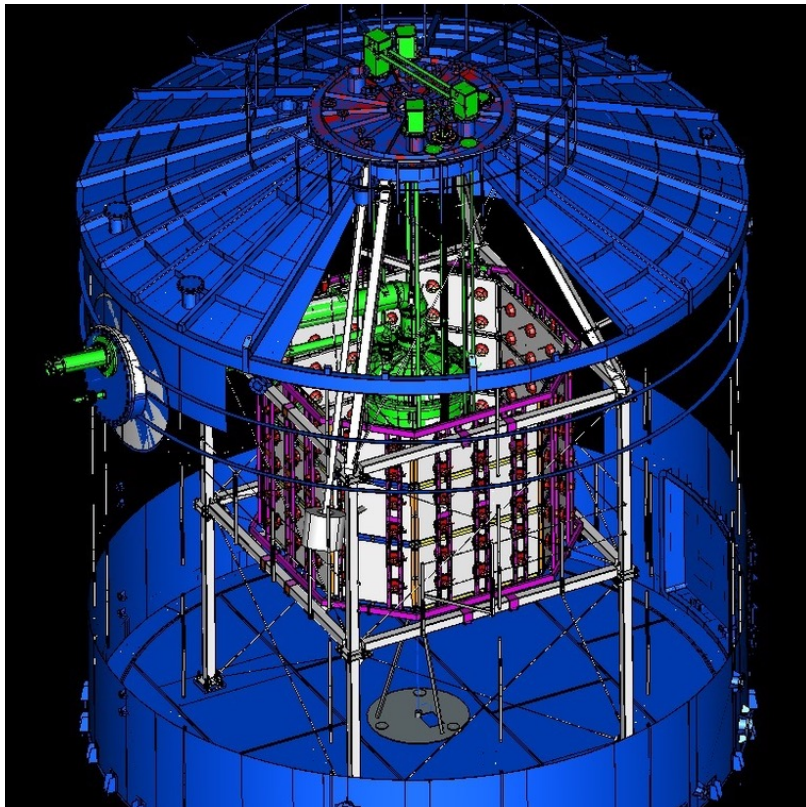


図 3.1 NV 周辺のジオメトリ図 [20]。中央に位置する緑色タンクである TPC の周りを白色の ePTFE で囲っている領域が NV である。ジオメトリ図では TPC が見える状態になっているが、本来は NV の上下も ePTFE で覆われている。NV 側面に設置されている 120 本の PMT でチェレンコフ光を捉える。120 本の PMT は 6 行 20 列で並べられている。

を捉える。ガドリニウムの中性子捕獲断面積は非常に大きく、特に ^{157}Gd は天然元素中最大で、254,000 barn と圧倒的に大きい捕獲断面積を有するため [5]、NV にとって非常に有効である。ガドリニウムは中性子を捕獲した後、脱励起の際に合計エネルギー約 8 MeV の複数のガンマ線を放出する。放出されたガンマ線は、ガドリニウム水中の電子と反応し、生成された電子は水中を進む際にチェレンコフ光を発生させる。このチェレンコフ光を、NV 側面に設置されている 120 本の PMT で捉えることにより中性子事象を捉える。

3.3 中性子検出効率

NV にとって、中性子事象をどれぐらい捉えることができるかという指標である中性子検出効率が何 % なのかを把握することは、非常に重要なことである。2.3.1 節で、検出器材料

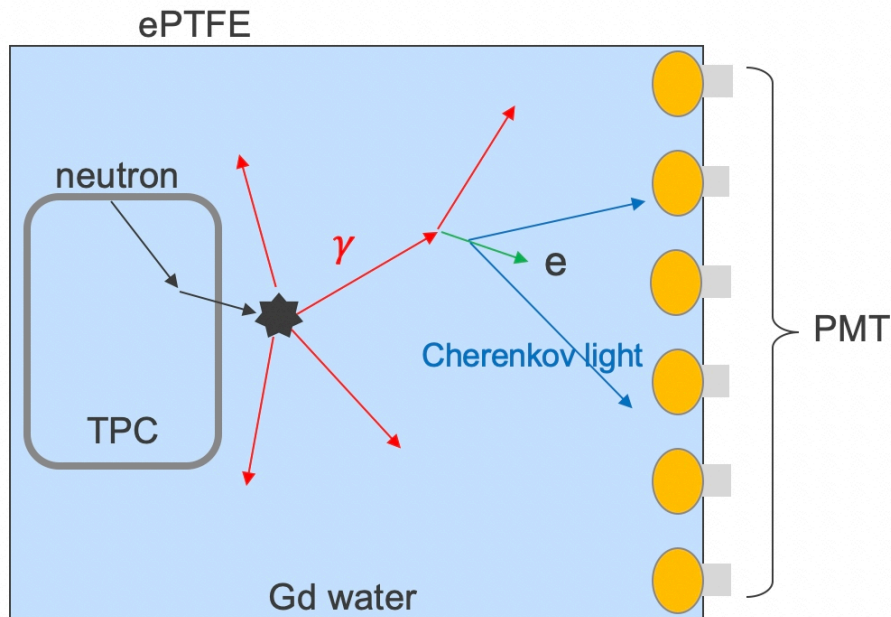


図 3.2 NV の原理。TPC や PMT などから放出された中性子が TPC 内で散乱し、NV 内のガドリニウムにより捕獲される。中性子を捕獲したガドリニウムは、脱励起の際に合計エネルギー約 8 MeV の複数のガンマ線を放出する (赤矢印)。ガンマ線はガドリニウム水中で電子を散乱させ、散乱された電子はチェレンコフ光 (青矢印) を発生させる。これを側面に設置されてある 120 本の PMT で捉えることにより中性子事象を捉える。NV 内側に設置されている ePTFE は、チェレンコフ光の集光率を高める役割を担っている。

由来の主な中性子バックグラウンド源として、クライオスタット、TPC 内の PMT (特にステムと呼ばれるセラミックで出来た PMT の円筒端部)、反射材である PTFE を挙げた。それぞれの中性子バックグラウンドレートは、クライオスタットが $0.116/(t \cdot \text{yr})$ 、TPC の PMT が $0.106/(t \cdot \text{yr})$ 、PTFE が $0.083/(t \cdot \text{yr})$ と評価されており、予想される総中性子バックグラウンドレート $0.321/(t \cdot \text{yr})$ の 95 % を占める [5]。これら三つの検出器材料を中性子発生源と仮定して、Geant4 に基づく Monte Carlo シミュレーション (MC) を行うことにより、NV の中性子検出効率の評価がなされている。本節では、その評価方法及び評価結果について説明する。

なお、シミュレーションにおいて反射材の反射率は、名古屋大学での測定結果に基づき 99 % と仮定されている [20]。またガドリニウム水の吸収長の波長依存性については、スーパーカミオカンデ (SK) による EGADS プロジェクトにおいて純水と同程度であると評価されているので [14]、シミュレーションにおいてもその結果が反映されている。

NV は、ガドリニウムによる中性子捕獲を利用して中性子事象を捉えるが、中性子を捕獲する材質はガドリニウム以外にもあり、キセノンや、クライオスタットの材質であるステン

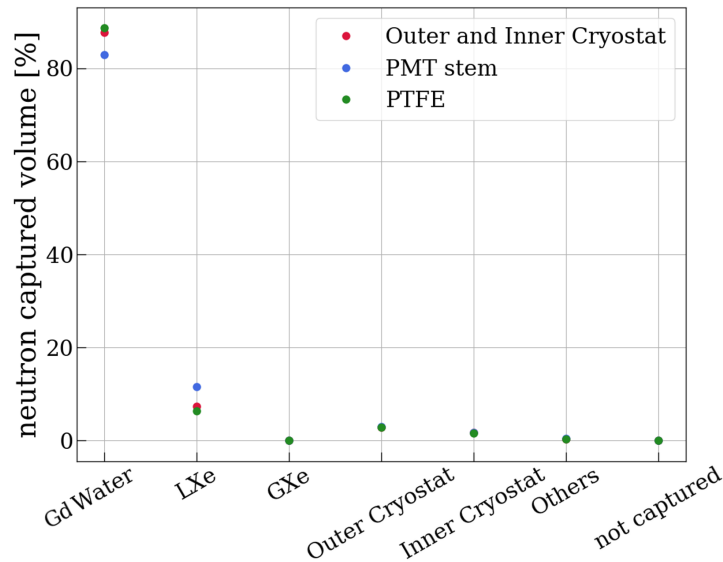


図 3.3 XENONnT ジオメトリに存在する NR バックグラウンドとなる中性子を捕獲する物質の内訳 [5]。中性子発生源として主要な 3 つの検出器材料由来の中性子の内、80 % 以上がガドリニウム水によって吸収されている。PMT ステム由来の中性子は、TPC 下部の LXe (液体キセノン) によって数 % 多く吸収されている。

レスなどが挙げられる。そこでまず前述の主要な中性子源から中性子を発生させ、中性子がどの物質に多く捕獲されるのかが確認された。図 3.3 は、そのシミュレーション結果である [5]。結果より、中性子発生源として主要な 3 つの検出器材料由来の中性子のうち 80 % 以上がガドリニウム水によって吸収されることがわかる。これより、ガドリニウムによる中性子捕獲によって中性子事象の大部分を捉えることが期待される。

中性子検出には、複数 PMT による同時計測を利用する。主要な中性子バックグラウンド源から中性子を発生させ、それに伴うチェレンコフ光を検出した PMT の本数が評価された [5]。NV シミュレーションにおいては、液体キセノンの有効体積内で単一散乱し、エネルギー損失が ROI $[4,50]$ keV_{nr} 以内である、または有効体積内で 2 回以上散乱しているが、2 番目に大きい S2 が 100 光電子以下であるものを中性子バックグラウンドとみなしている。前者は単純な単一散乱で、後者は複数散乱だが、S2 が小さいことで単一散乱と混同する可能性があるため、NR バックグラウンドとして考慮されている。

光子が PMT に到達したとき、光子の波長に対応する量子効率が適用され、光電子に変換される。量子効率適用後の平均光電子数を n_0 とすると、光電子数は標準偏差 $0.3\sqrt{n_0}$ のガウス分布に従う。ここで標準偏差 $0.3\sqrt{n_0}$ は、MV で使用されている PMT の典型的な 1 光電子分解能から仮定されている。得られた光電子数が閾値 0.5 光電子を上回るとき、その PMT は光子を検出したと見なされる [5]。

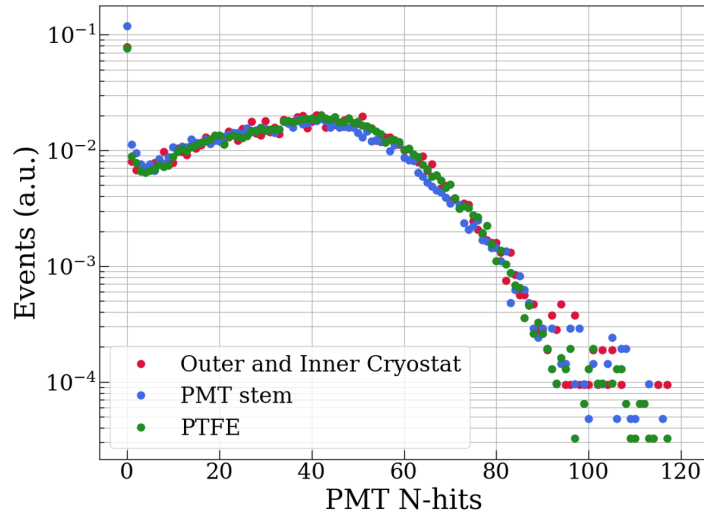


図 3.4 3つの主要な中性子発生源を仮定した、中性子バックグラウンドに対する光子を検出した PMT の本数 [5]。横軸は光子を検出した PMT の本数、縦軸は規格化された事象数である。

主要な 3 つの中性子源から中性子を発生させ、上記の条件を満たす光子を検出した PMT の本数は、図 3.4 のように得られた。N 本以上の PMT による中性子の同時計測効率 $\epsilon(N)$ は、n 本の PMT による光子の計測数を $h(n)$ としたとき、次式によって定義される [5]。この式から求められた PMT の同時計測数に対する中性子検出効率を図 3.5 に示す。

$$\epsilon(N) = \frac{\sum_N^{120} h(n)}{\sum_0^{120} h(n)} \quad (3.1)$$

図 3.5 より、PMT10 本以上の同時計測で、主要な 3 つの中性子源から発生した中性子バックグラウンドを 80 % 以上の高効率で検出できることが明らかになった。3 つの中性子源の内、PMT スタムは他の 2 つと比べてガドリニウム水から離れており、液体キセノンで捕獲される中性子が比較的多い。その影響で中性子検出効率が低くなっているが、ガドリニウム水に比較的近いクライオスタットおよび PTFE については、10 本以上の同時計測で 85 % 以上を達成している [5]。

3.4 ePTFE 反射率モニタの必要性

中性子捕獲に伴って放出されるチェレンコフ光は、反射材である ePTFE で複数回反射した後 PMT で検出される。そのため NV にとって、ePTFE の反射率が高く、かつ安定に保たれることは非常に重要なことである。3.3 節の中性子検出効率の評価において、反射材で

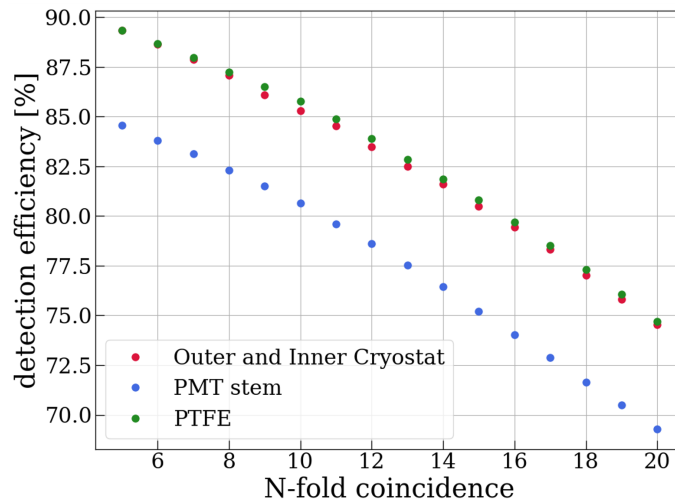


図 3.5 PMT の同時計測数に対する中性子検出効率 [5]。主要な 3 つの中性子発生源について、10 本以上の同時計測で 80 % 以上の効率を達成しており、そのうちクライオスタットと PTFE については約 85 % の検出効率を達成することが期待される。PMT システムはクライオスタットや PTFE より比較的ガドリニウム水から離れており、図 3.3 に示すように数 % 多く液体キセノンに捕獲されるため、検出効率が低くなっている。

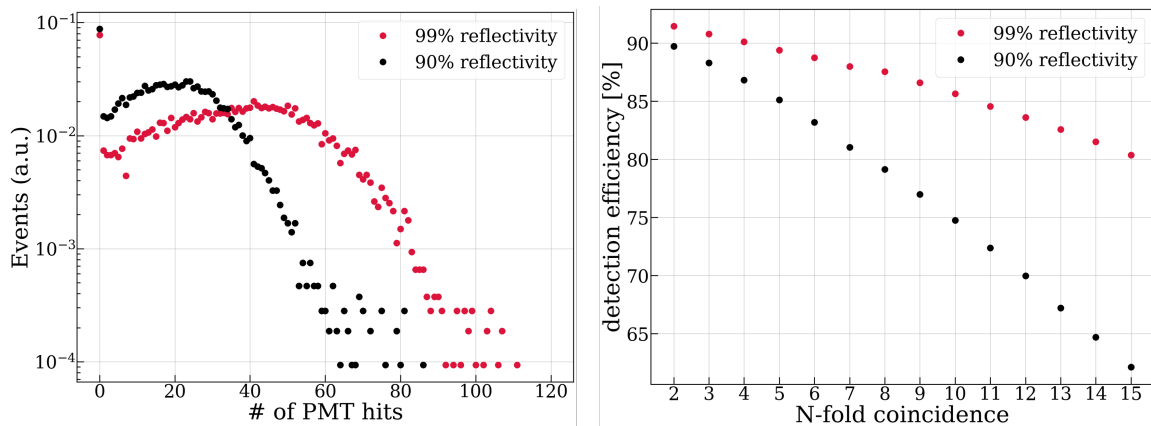


図 3.6 左図:クライオスタット由来の中性子事象に対して光子を検出した PMT の本数 [5]。右図:PMT の同時計測数に対する中性子検出効率 [5]。両図において、赤点が反射率 99 %、黒点が反射率 90 % としたときのシミュレーション結果になっている。

ある ePTFE の反射率は 99 % であると仮定されていたが、何らかの原因でこれが低下した場合、中性子検出効率の低下が予想される。低下する原因としては、ガドリニウム水中での細菌の繁殖、周辺器具の劣化により生じた錆の底面への沈着などが考えられる。

図 3.6 の左図はクライオスタット由来の中性子事象に対して光子を検出した PMT の本数を、右図は PMT の同時計測数に対する中性子検出効率を表している。両図において、赤点

が反射率 99 %、黒点が反射率 90 % としたときのシミュレーション結果になっている。これより反射率が低下することによって、PMT による同時計測数が減少し、中性子検出効率が著しく低下することが懸念される。

高い中性子検出効率を保つためには、ePTFE の反射率を高く保ち続ける必要がある。XENONnT 実験では、ePTFE の反射率が安定して高い値を保っているか確認するために、レーザーを用いて反射率をリアルタイムで測定する手法を導入する予定である。導入に向けて私は、反射率を測定するためのレーザー光のキャリブレーションを行い、反射率の測定手法を確立させた。次章において、ePTFE 反射率モニタの詳細について述べる。

第 4 章

レーザーを用いた反射率モニタの開発

前章にて、中性子検出効率を正しく評価するためには、反射材である ePTFE の反射率を監視する反射率モニタが必要だと述べた。本章では、反射率モニタの詳細について説明する。まず、反射率モニタの原理について説明する。次に、反射率導出に必要なシミュレーションについて述べる。その後、実際に反射率モニタがどのように構成されているのかについて説明し、レーザーを用いた反射率測定方法についても述べる。最後に、反射率安定性調査の結果について説明する。

4.1 反射率モニタの原理

ePTFE の反射率は、レーザーを ePTFE に照射して反射させ、それを NV の PMT で検出することにより測定する。図 4.1 は、レーザーを用いた反射率測定概念図である。光子が PMT に検出されるまでの時間 t は、概ね反射回数 N に比例すると考えられ、 aN (a は正の比例定数) と書ける。一方検出される光子の数 n は、ePTFE の反射率を R (< 1) とすると、 R^N に比例して減少すると考えられる。これより n は次のように書ける。

$$\begin{aligned} n &\propto R^N \\ &= R^{\frac{t}{a}} \\ &= \exp\left(\frac{\ln R}{a}t\right) \\ &= \exp\left(-\frac{\ln \frac{1}{R}}{a}t\right) \end{aligned} \tag{4.1}$$

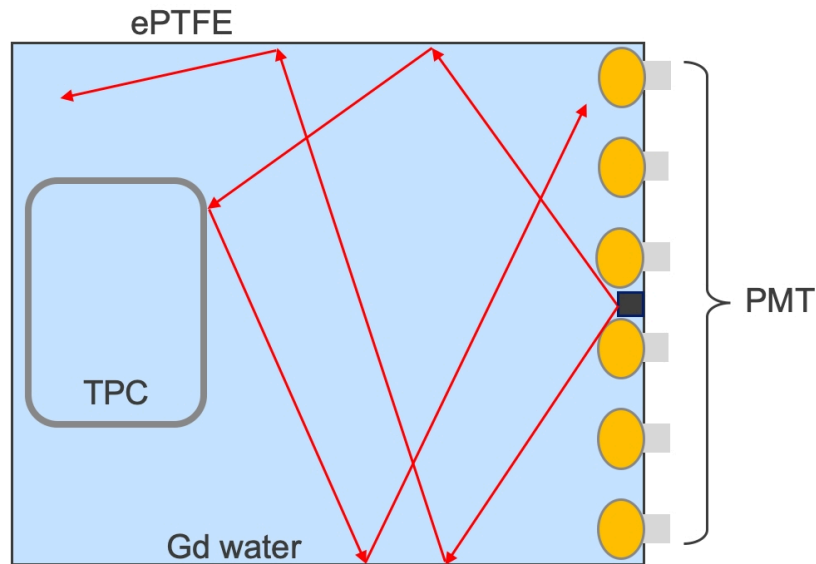


図 4.1 レーザーを用いた反射率測定概念図。レーザーは上下それぞれの ePTFE に向けて照射され、ePTFE で複数回反射した後に NV の PMT で検出される。

ここで、 $R < 1$ より、 $\ln \frac{1}{R} > 0$ である。よって光子の検出時間分布は指数関数的に減少する。反射率が減少すると、NV 内部で存在できる時間が短くなってしまふので、それに伴い光子の検出時間も短くなり、結果的に検出時間分布の時定数の減少につながる。このように、ePTFE の反射率と光子の検出時間分布の時定数には関連性があるため、時定数を求めることにより反射率の測定が可能である。なお、反射率と時定数の関係は、レーザーの照射方向に依存しないことが先行研究 [5] により確かめられている。

4.2 シミュレーションによる反射率と時定数の関係

4.1 節で説明したように、ePTFE の反射率を測定するためには、反射率と時定数の関係を導いておく必要がある。これは、NV 内部でのレーザー照射シミュレーションを行うことにより導く。本節では、シミュレーションを用いて反射率と時定数の関係を導く方法について説明する。なお本研究のシミュレーションは、先行研究 [5] とは独立に行なった。

4.2.1 NV 内部でのシミュレーション

XENONnT 実験では、Geant4 と呼ばれる物質中を通過する粒子の物理相互作用をシミュレーションするツールキットに基づいて様々な Monte Carlo シミュレーション (MC) が行

われており、NV 内部でのレーザー照射シミュレーションもその例外ではない [21]。NV 内部でのシミュレーションは、NV 内部の構造を精密に模倣した NV ジオメトリ内 (図 3.1 参照) で行われる。NV ジオメトリ内は、実際の NV 同様ガドリニウム水で満たされており、ガドリニウム水の吸収長は、SK の純水と同程度の 100 m と仮定されている。

レーザー照射シミュレーションでは、NV ジオメトリ内に光子を放出させる。放出された光子は NV ジオメトリ内を幾度も反射しながら、進路に沿って微小区間ごとに物理状態が計算されており、PMT で検出、相互作用により消失あるいはエネルギー損失で停止した時点で終了となる [21]。PMT で検出された場合は、検出までにかかった時間が計算されており、それが光子の検出時間となる。

Geant4 では、2 物体の境界で起こる屈折・反射の物理モデルについて UNIFIED モデル [22] を使用することが出来、XENONnT 実験の MC でもこれを採用している [5]。UNIFIED モデルでは図 4.2 に示すように、完全鏡面反射の Specular Spike 反射、鏡面方向へある角度分布を持つ Specular Lobe 反射、完全後方へ反射する Back Scattering、 $\cos \theta$ 分布の乱反射である Lambertian 反射が考慮される。反射材である ePTFE の反射モデルは、ePTFE の反射特性を考慮して Lambertian 反射のみ採用されている。

4.2.2 反射率と時定数の関係

本研究でのシミュレーションでは、NV ジオメトリ内に合計 10,000,000 光子放出し、それらが PMT により検出されるまでの時間が計算された。照射する方向は上向きとした。計算された光子の検出時間を用いて検出時間分布を作成し、時定数を得た。

上記のシミュレーションは、NV ジオメトリ内に設置されている ePTFE の反射率を、90 % から 99 % の範囲で 1 % ごとに変化させた 10 通りに、99.5 % と 99.9 % を加えた計 12 通りで行なった。シミュレーションによって得られた反射率ごとの検出時間分布を図 4.3 に示す。図を見ると 4.1 節で説明したように、反射率低下に伴い時定数が減少する様子が確認できる。赤い領域はフィッティングに使用された範囲である。フィッティングの関数には指数関数を用いた。全ての反射率の検出時間分布に対して、フィッティング範囲は [80,360) ns (80 ns 以上 360 ns 未満) とした。コスト関数には、 χ^2 を使用した。

表 4.1 はシミュレーションで設定した反射率ごとに求められた時定数の値をまとめたもの、図 4.4 はそれをグラフ化したものである。各反射率ごとの時定数の誤差には、統計誤差が付けられている。図 4.4 中には、反射率と時定数の関係を表すフィッティング関数も同時に描画されている。(4.1) 式より、時定数 τ は、原理的には $a / \ln \frac{1}{R}$ で表される。今回フィッ

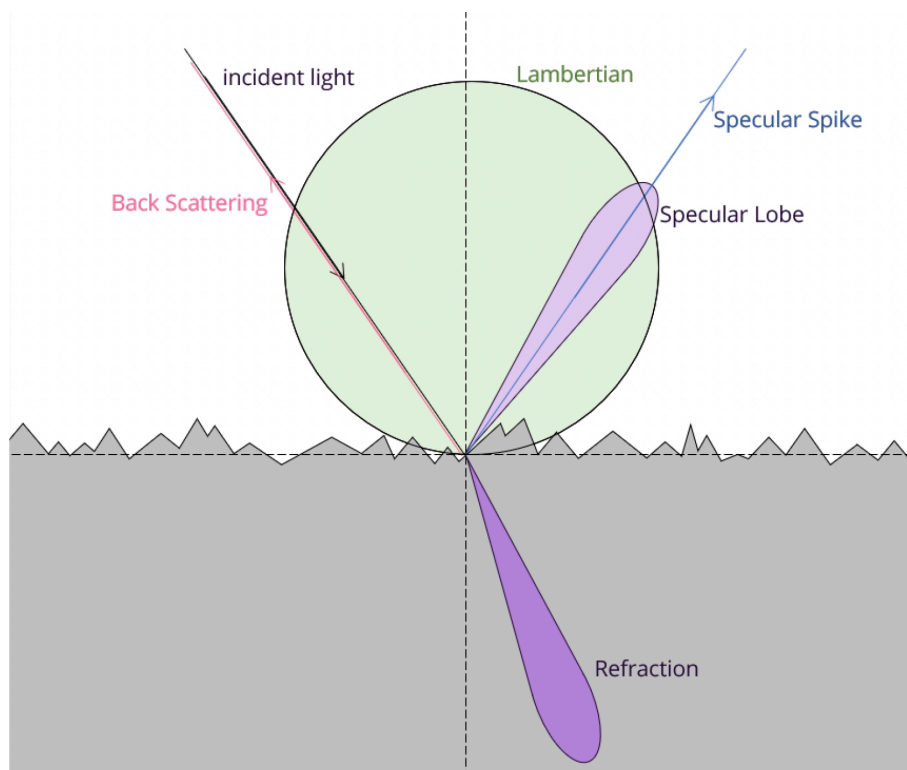


図 4.2 UNIFIED モデルにおける光子の境界過程 [5]。屈折透過 (濃い紫色) に加え、Specular Spike 反射 (青色)、Specular Lobe 反射 (薄い紫色)、Back Scattering (桃色)、Lambertian 反射 (緑色) の 4 通りの反射が物体境界で考慮される。

表 4.1 シミュレーションで設定した反射率ごとに求められた時定数の値

反射率 [%]	時定数 [ns]
90	34.40 ± 0.07
91	36.14 ± 0.07
92	38.01 ± 0.07
93	40.18 ± 0.07
94	42.35 ± 0.07
95	44.97 ± 0.07
96	47.81 ± 0.08
97	51.00 ± 0.08
98	54.61 ± 0.08
99	58.76 ± 0.08
99.5	61.09 ± 0.08
99.9	63.25 ± 0.08

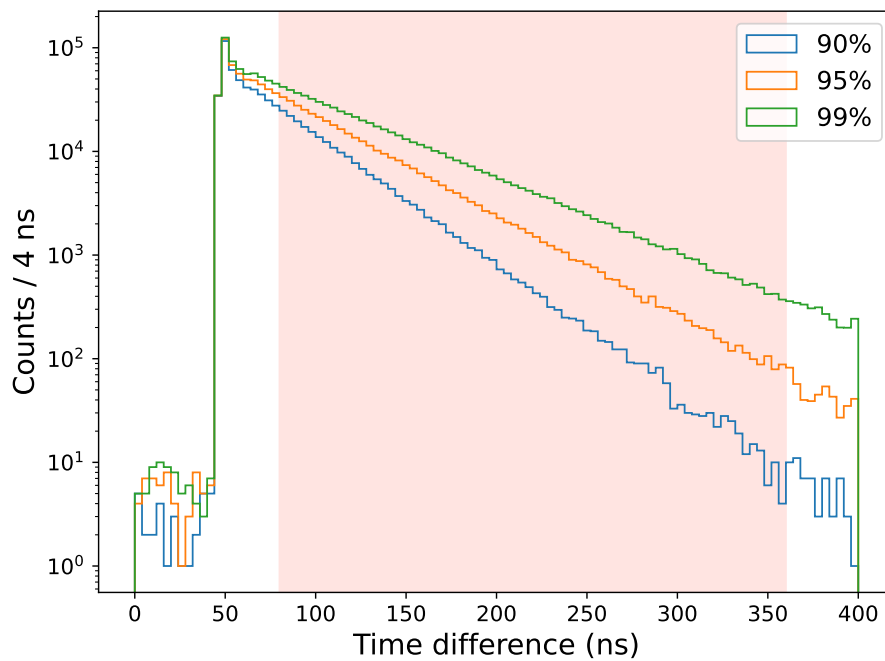


図 4.3 シミュレーションによって得られた反射率ごとの検出時間分布。反射率低下に伴い時定数が減少する様子が確認できる。

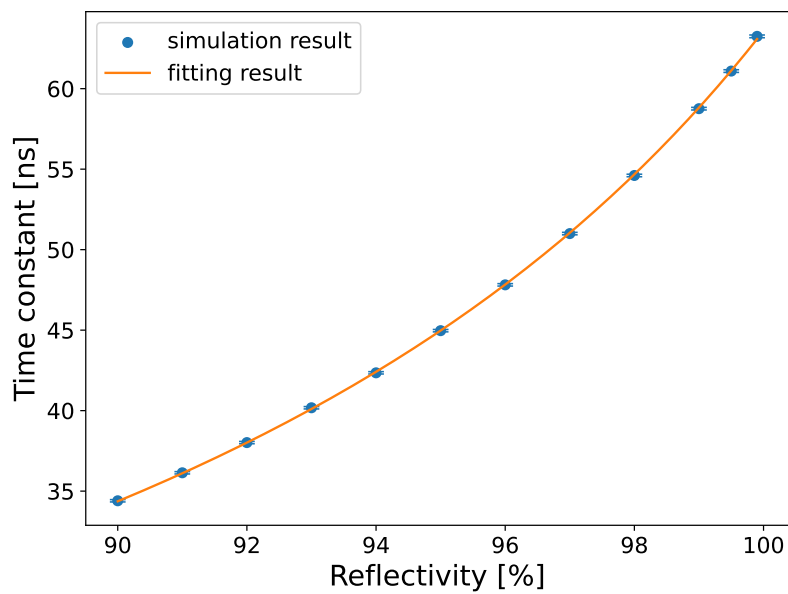


図 4.4 反射率と時定数の関係をグラフ化したもの。グラフにはフィッティング関数も同時に描画している。

フィッティングでは、これに補正パラメータ C を加えた以下の関数を用いた。

$$\tau = \frac{a}{\ln \frac{C}{R}} \left(= \frac{a}{\ln \frac{1}{R/C}} \right) \quad (4.2)$$

ここで C は 1 以上の正の定数である。反射率 R が C で除されているという点に違いがある。これは反射材である ePTFE 以外 (PMT など) で消失してしまい、見かけ上反射率が小さくなることを考慮したものである。フィッティングは χ^2 を用いて行われ、定数 a 及び C は以下のように求められた。

$$a = 7.879 \pm 0.020 \text{ ns} \quad (4.3)$$

$$C = 113.190 \pm 0.044 \% \quad (4.4)$$

χ^2 /自由度の値は 7.988/10 である。図 4.4 中のフィッティング関数は、以上の定数値を用いた (4.2) 式により描画されている。4.4.3 節では、この結果を基に実際の反射率を導出する。

4.3 レーザー照射システム

4.1 節で説明した通り、ePTFE の反射率測定にはレーザーを照射するためのシステムが必要である。本節では、レーザー照射システムについて説明する。

4.3.1 レーザー光源

反射率測定で用いられるレーザー光源は、株電子株式会社のピコ秒パルスレーザー光源 (LDB-200) である (図 4.5)。出力されるレーザーの波長は 375 nm で、これはチェレンコフ光の波長で重み付けされた PMT の量子効率に対して適切な波長である (図 4.6)。出力されるレーザーは、発信器の周波数、パルス幅、バイアス電流、レーザー生成のための電流値であるカレントという 4 つのパラメータを変化させることにより調節できる。実際に反射率測定を行うときは、パルス幅を 2 ns、バイアス電流を 0 mA に固定しつつ、カレントを調整しながら光量調整を行なった。周波数は、外部トリガーを用いて 400 Hz に設定されており、反射率測定データの取得レートもそれと同期している。

出力されたレーザーは、チャンネルスイッチャーにより 4 つの経路に接続することができる。4 つの接続先は全て光ファイバーケーブル (THORLABS, FG200UEA)[24] になっており、水タンク中に入る直前に FC コネクタを介してステンレスチューブに接続される。ステンレスチューブ内の光ファイバーは THORLABS 製の UM22-200[25] である。ステンレスチューブは最終的に NV 内の 4 つの各レーザーヘッド (上下 2 つずつ) に気密を保った状態で接続されており、そこからレーザーを照射することができる (図 4.7)。レーザーの拡が

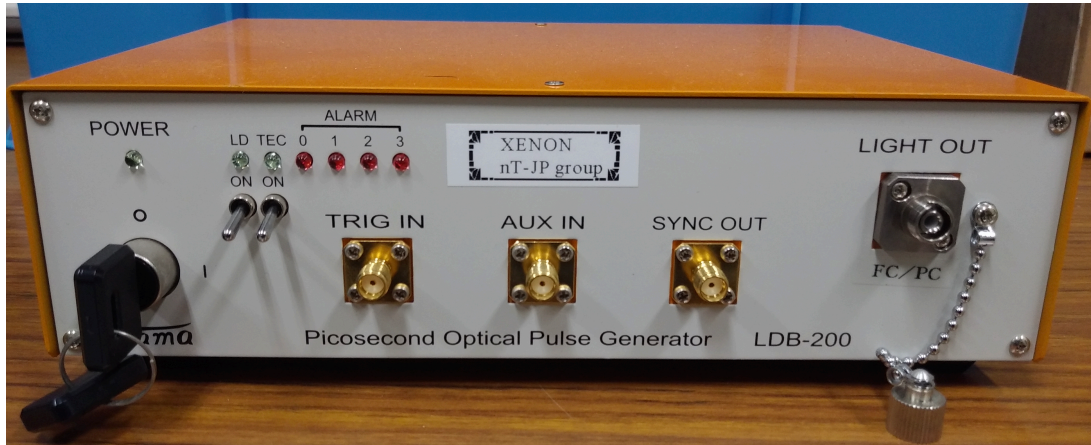


図 4.5 反射率測定で用いられるレーザー光源である、株電子株式会社製のピコ秒パルスレーザー光源 (LDB-200)。右に位置する LIGHT OUT からレーザーが照射される。

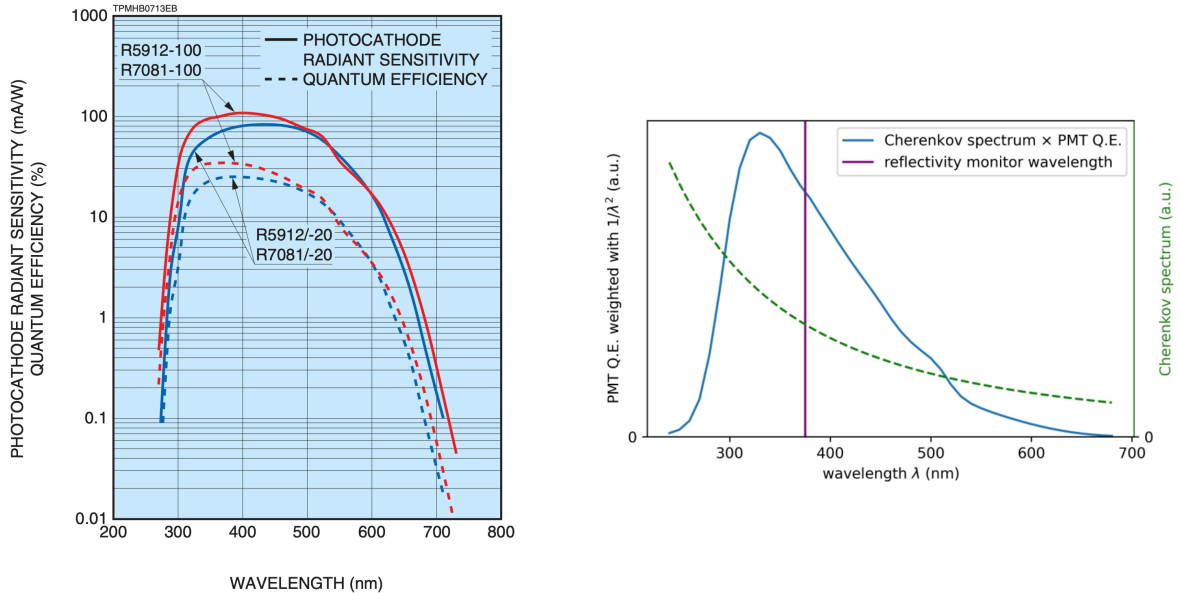


図 4.6 左図は、NV で使用されている PMT (R5912-100) の波長ごとの量子効率の分布 (赤)[23]。右図は、チェレンコフ光の波長で重み付けされた PMT の量子効率の分布 (青)。一般的にチェレンコフ光のスペクトルは、チェレンコフ光の波長 λ の 2 乗に反比例するため、 $1/\lambda^2$ で重み付けされている。出力されるレーザーの波長は 375 nm (紫) であり、重み付けされた PMT の量子効率に対して適切な波長である。



図 4.7 (左) レーザー照射装置の側面図。(右) レーザー照射装置の正面図。中央に位置するポリエチレン製の治具に、上向き 2 つ、下向き 2 つの合計 4 つのレーザーヘッドが固定されている。4 つのレーザーヘッドは右上から順番に、チャンネル 1 (ch1) からチャンネル 4 (ch4) まで名付けられている。ここから矢印のようにレーザーが照射される。

り角はおよそ 0.2 rad である。4 つのレーザーヘッドは、図中に書いてあるようにチャンネル 1 (ch1) からチャンネル 4 (ch4) まで名付けられている。上下 2 つずつ設置されている理由は、万が一運用中レーザーヘッドに不具合が起きた時でも継続して反射率をモニタできるようにするためである。

4.3.2 レーザーヘッド

レーザー光源から出力されたレーザーは、レーザーヘッドから照射される。図 4.8 にレーザーヘッドの写真、図 4.9 にレーザーヘッド内部の模式図を示す。レーザーヘッドは、主にコスモテック製の ICF34 フランジ (SUS304) [26] で構成されており、レーザーファイバーを通したステンレスチューブに連結された形になっている。レーザーはステンレスチューブ内の石英ファイバーを通して送られ、石英窓を隔てて外部に照射される構造になっている。石英窓で閉じることによって、毛細管現象により多層のファイバー内に水が侵入するのを防ぐことができる。

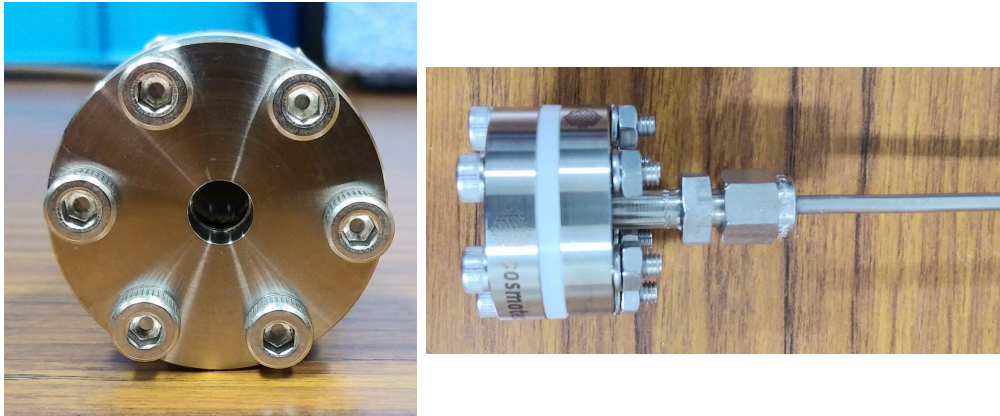


図 4.8 レーザーヘッドの写真。左図は正面から撮影されたもので、中心の石英ガラス窓からレーザーが照射される。右はレーザーヘッドを横から撮影したものである。

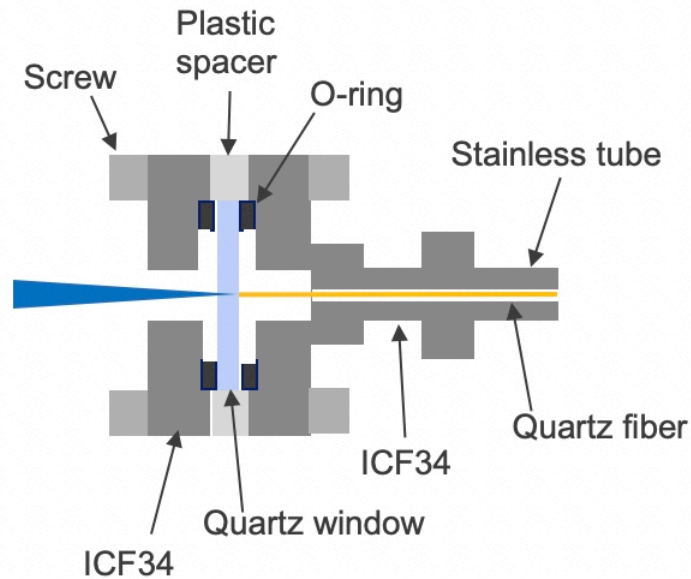


図 4.9 レーザーヘッドの模式図

4.4 レーザーを用いた反射率測定

4.3 節では、反射率測定に必要なレーザー照射システムについて説明した。本節では、実際に NV 内にレーザーを照射し、反射率を測定する方法について説明する。

4.4.1 データ取得

反射率測定を含む、NV 関連のデータ取得時に使われているデジタイザーは、CAEN の V1730 である [27]。サンプリングレートは 500 MS/s、分解能は 14-bit である。NV の PMT で検出された信号は、時間情報 (トリガータイミング) や各サンプリングごとの ADC 値などが保存されて、1 イベントとして保存される。各イベントは、図 4.10 のような波形データとして描画することができる。この内、最大波高の絶対値が 20 ADC 値以上という条件を満たすイベントに対して、前後の数サンプル領域を切り取り、最大波高や面積 (光子数)、最大波高時の時間 (ピークタイム) などの情報が保存されて再構築されたイベントを、NV では hitlets と呼ぶ。4.1 節で説明したように、反射率を得るには光子の検出時間を知る必要があるため、解析では全 hitlets のピークタイムを使用する。全 hitlets について、再構築する前の段階でトリガータイミングが保存されているため、トリガータイミングとピークタイムとの差を求めることにより、検出時間が求められる (図 4.11)。複数光子を検出して光子数が 1 を超えた場合は、その検出時間で光子数回検出したと考える。全ての検出時間を用いて検出時間分布を作成することにより、時定数を得ることができる。注目する物理量は時定数であるので、トリガータイミングとレーザー照射の瞬間の時間が一致する必要はなく、その差分さえ全てのイベントに対して一定であるならば、検出時間分布の時定数に影響を与えないので問題ない。

4.4.2 レーザーキャリブレーション

4.3.1 節で説明した通り、出力されるレーザーは、周波数、パルス幅、バイアス電流を固定し、カレントを調整しながら光量を調整した。レーザーを強める、すなわちカレントの値を大きくするとより多くの光子が放出されて、光子の検出時間分布作成のために必要なデータを短時間で貯めることが可能となり、かつ空イベントを拾う割合を減らすことができる。できる限りカレントを強め、かつ全てのチャンネルでデータ取得レートが同程度になるように調整した結果、最終的なカレント値は、140 mA (ch1)、120 ~ 130 mA (ch2, ch3, ch4) となった。これにより、全てのチャンネルについて適切なカレント値を決定することができた。

図 4.12 に、キャリブレーションで得られた適切なカレント値の下で作成された、各チャンネルの検出時間分布を示す。1 つの検出時間分布を作成するために、2 分間の測定データが用いられている。なお使用したデータは、ch1 については 2021 年 12 月 3 日に、ch2、3、4 については 2021 年 12 月 1 日に取得されたものである。

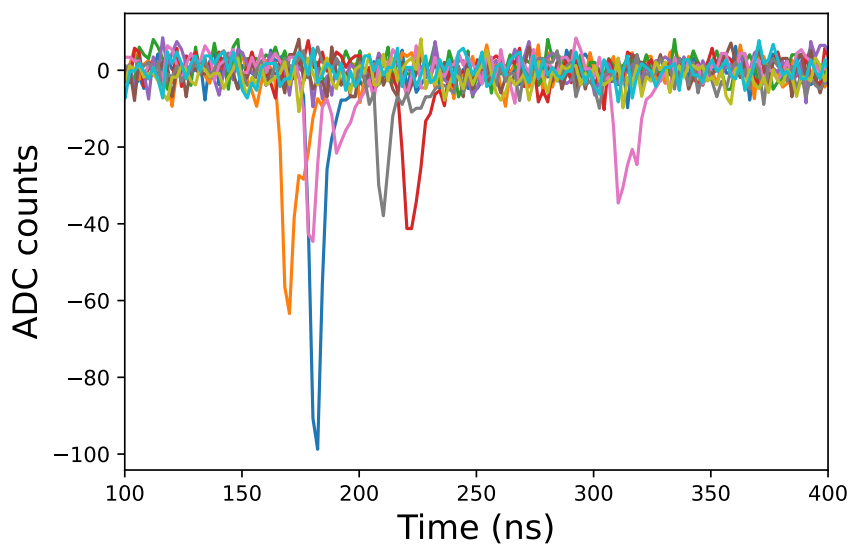


図 4.10 反射率測定時に、ある一つの PMT により検出された信号の波形。10 イベントの波形を重ね描きしている。この図では、トリガータイミングから 40 ns の領域を用いて計算されたベースラインを 0 としている。

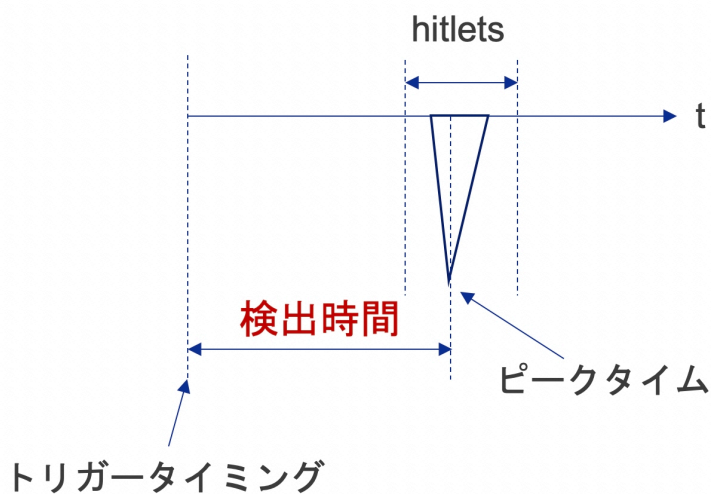


図 4.11 hitlets の概念図。トリガータイミングとピークタイムとの差を求めることにより、検出時間が求められる。

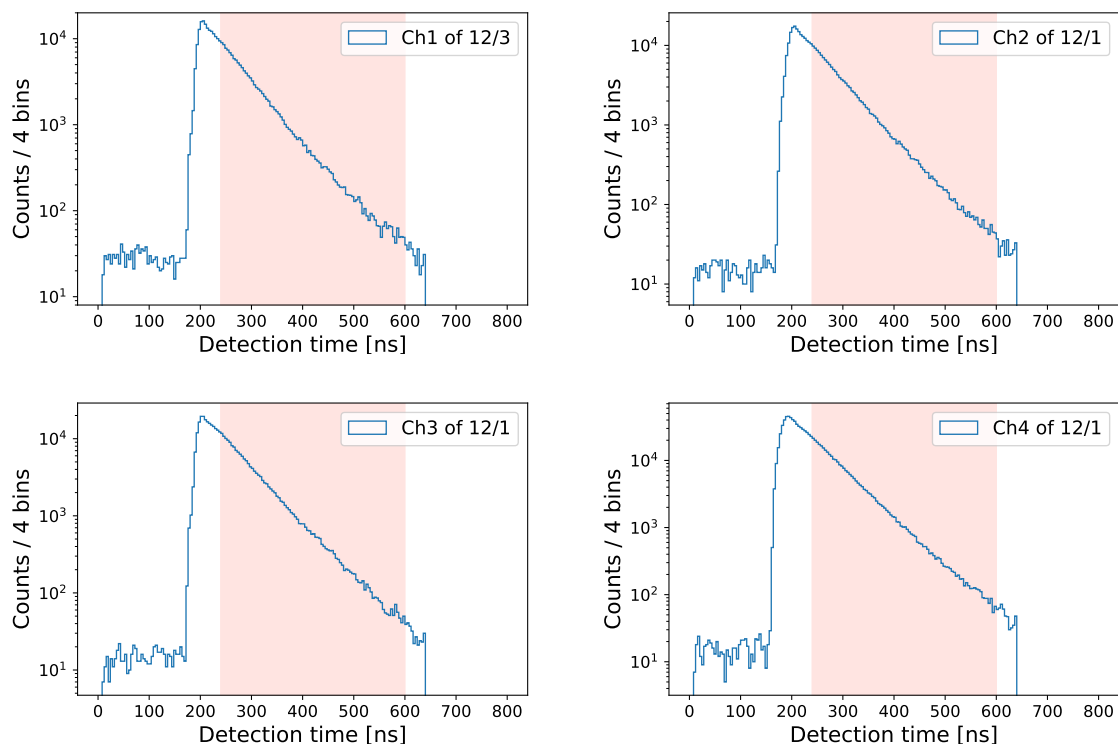


図 4.12 4 チャンネルの検出時間分布。赤い領域は、時定数のフィッティング範囲依存性を調べた範囲である。

4.4.3 反射率導出

あるデータ取得時の反射率は、検出時間分布の時定数と、4.2.2 節で求められた反射率と時定数の関係を用いた以下の式により求められる。

$$R = Ce^{-\frac{a}{\tau}} \quad (4.5)$$

(4.5) 式は、(4.2) 式を R について解いたものである。 C 、 a の値については、(4.3) 式及び (4.4) 式を用いている。

検出時間分布の時定数は、以下の関数でフィッティングすることにより求める。

$$n = n_0 e^{-\frac{t}{\tau}} + B \quad (4.6)$$

n は光子の検出数、 n_0 は正の定数である。 B は背景事象による定数項として、各ヒストグラムの $[0, 80)$ ns (一部検出時間の上限が 320 ns に決まっているデータ (2021/7/16, 7/30) に関しては $[0, 40)$ ns) 領域に存在するビンごとのイベント数の平均値とした。時定数はフィッティング範囲によってばらつきが見られ、一例として 4.4.2 節で検出時間分布を示した、チャ

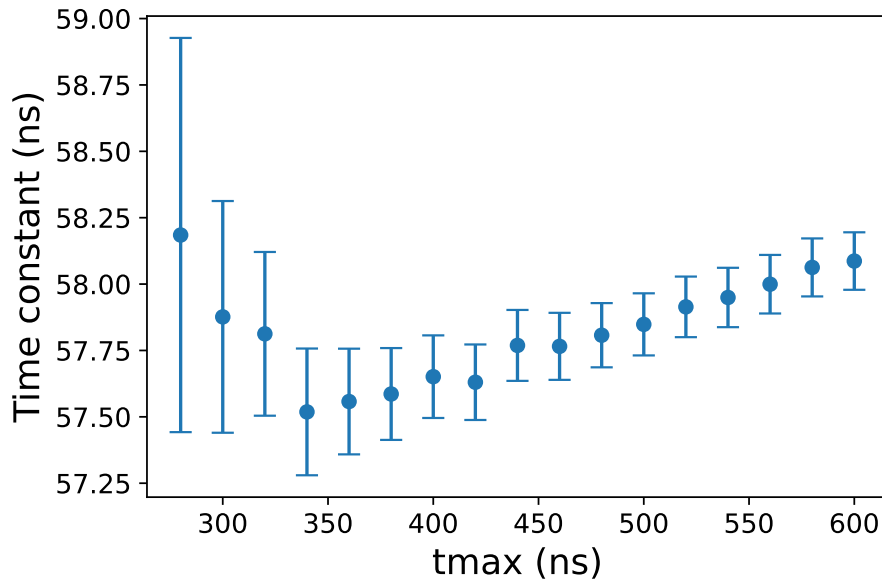


図 4.13 フィッティング範囲の違いによる時定数の値。エラーバーは時定数の統計誤差である。フィッティング範囲の始端を 240 ns に固定し、終端を t_{max} とした時の時定数の値が描かれている。チャンネル 4 の 2021 年 12 月 1 日測定時のデータを用いている。

ンネル 4 の 2021 年 12 月 1 日測定時のデータについては図 4.13 のようになった。フィッティング範囲の始端を 240 ns に固定し、終端を t_{max} とした時の時定数の値が描かれている。 t_{max} は 280 ns から 600 ns (一部検出時間の上限が 320 ns に決まっているデータ (2021/7/16, 7/30) に関しては [160,280) ns) まで変化させた。ある値を境にして時定数の減少傾向が増加傾向に変わるという状況が全ての測定日に対して見受けられた。これについては 5 章で詳しく議論する。反射率の値を決定する上では保守的に見積もり、フィッティング範囲による違いを調べた中で最も小さい時定数の値を用いた。

表 4.2 に、データ取得日ごとの時定数の値と (4.5) 式により求められた反射率の値をまとめた。反射率の統計誤差は、時定数の統計誤差を用いた誤差伝搬により求めている。このように、反射率測定データを用いることによって、ある測定日の反射率を導出することができる。

4.4.4 シミュレーション結果との対応関係

4.4.3 節で述べたように、反射率の値はシミュレーションによって求められた反射率と時定数の関係を用いて求められた。シミュレーション結果を用いて反射率を導出することの正当性を確かめるために、図 4.14 にシミュレーション結果と実データとの対応関係を示した。シミュレーション結果は図 4.4 と全く同一のものである。赤い領域が、今回の反射率測定結

表 4.2 データ取得日ごとの時定数と反射率の値

データ取得日	チャンネル	時定数 [ns]	反射率 [%]
2021/7/16	4	57.13 ± 0.07	98.61 ± 0.02
7/30	2	58.07 ± 0.06	98.83 ± 0.01
	3	58.39 ± 0.06	98.90 ± 0.01
	4	56.74 ± 0.04	98.51 ± 0.01
10/1	4	57.60 ± 0.13	98.72 ± 0.03
10/8	4	57.62 ± 0.14	98.72 ± 0.03
10/29	4	56.71 ± 0.57	98.51 ± 0.14
12/1	2	57.26 ± 0.50	98.64 ± 0.12
	3	57.39 ± 0.79	98.67 ± 0.19
	4	57.43 ± 0.19	98.68 ± 0.04
12/3	1	57.02 ± 0.19	98.58 ± 0.05
12/17	1	58.02 ± 0.21	98.82 ± 0.05
	2	57.75 ± 0.37	98.75 ± 0.09
	3	57.69 ± 0.79	98.74 ± 0.18
	4	56.94 ± 0.57	98.56 ± 0.14
12/31	1	57.82 ± 0.28	98.77 ± 0.06
	2	57.19 ± 0.50	98.62 ± 0.12
	3	58.36 ± 0.17	98.90 ± 0.04
	4	57.18 ± 0.19	98.62 ± 0.05
2022/1/7	1	57.50 ± 0.28	98.70 ± 0.07
	2	57.38 ± 0.20	98.67 ± 0.05
	3	57.88 ± 0.19	98.78 ± 0.04
	4	57.32 ± 0.14	98.65 ± 0.03

果で得られた時定数の範囲を表しており、黒色の線が名古屋大による ePTFE の反射率測定結果に基づいた 99 % を表している。赤い領域と黒色の線が交わる部分が、反射率が減少していない場合の実データでの反射率と時定数の関係である。図を見ればわかるように、その関係はシミュレーション結果と実際に得られるデータの間大きな乖離は見られないことがわかる。

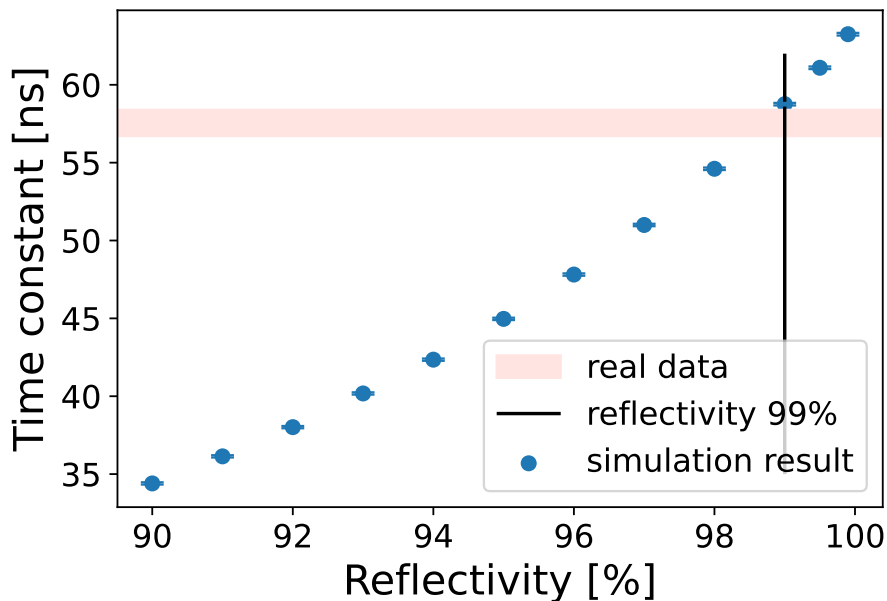


図 4.14 シミュレーションによって求めた反射率と時定数の関係と実データとの対応関係。赤い領域が今回の反射率測定結果で得られた時定数の範囲であり、黒色の線が名古屋大による ePTFE の反射率測定結果に基づいた 99 % を表している。シミュレーション結果と実際に得られるデータの間大きな乖離は見られないことがわかる。

4.5 反射率の系統誤差評価

4.5.1 反射率と時定数の関係式

反射率と時定数の関係式である (4.5) 式中の定数 C 、 a は、(4.3) 式及び (4.4) 式で与えられている統計誤差を有している。これが誤差伝搬することにより、反射率の系統誤差となる。時定数に加えて、これら定数 C 、 a の統計誤差を誤差伝搬させた時の反射率の合計誤差 σ_{sum} は、以下の式で求められる。

$$\sigma_{\text{sum}} = \frac{\sqrt{\sigma_C^2 + \frac{C^2}{\tau^2} \sigma_a^2 + \frac{C^2 a^2}{\tau^4} \sigma_\tau^2}}{e^{\frac{a}{\tau}}} \quad (4.7)$$

ただし、 σ_C 、 σ_a 及び σ_τ はそれぞれ、定数 C 、 a 及び時定数 τ の統計誤差である。

4.5.2 フィッティング範囲の違いによる時定数の系統誤差

4.4.3 節で述べたように、測定日ごとの反射率は、検出時間分布のフィッティング範囲の違いを調べて保守的に見積もった最小の時定数を用いて導出されている。逆に最大の時定数を用いて導出された反射率は、フィッティング範囲の違いによって求めうる反射率の最大値である。そこで本研究では、反射率の最大値と最小値の差を、フィッティング範囲の違いによって生じる系統誤差の $+1\sigma$ として評価する。

4.6 反射率安定性調査

NV を安定して運用するためには、中性子検出効率を一定に保つこと、すなわち ePTFE の反射率を高く安定に保つ必要がある。そのため、現在 ePTFE の反射率を調べるためのデータ取得が定期的に行われている。

図 4.15 は、測定日ごとの反射率を描画したグラフである。各測定日ごとのエラーバーは反射率の統計誤差である。右端に位置する三角マーカの反射率は、各チャンネルごとの平均反射率である。平均反射率の誤差は、誤差伝搬された反射率の統計誤差、4.5.1 節で述べた合計誤差、及び 4.5.2 節で求めたフィッティング範囲の違いによる系統誤差を合わせてつけられたものである。これにより、中長期的に反射率がどのように推移しているのか調べられるようになった。測定期間において、反射率は安定して 98 % 以上を保っていることが確認できる。

また、反射率の系統誤差の影響を排除するため、各測定日の反射率を測定開始日の反射率で除した反射率比を定義する。反射率比の誤差は、時定数の統計誤差のみを誤差伝搬させて求める。図 4.16 は、測定日ごとの反射率比が、測定開始日の反射率比から何 % 変化したかという変動率を描画したものである。図を見ればわかるように、変動率は 0.43 % 以内の増減で収まっている。

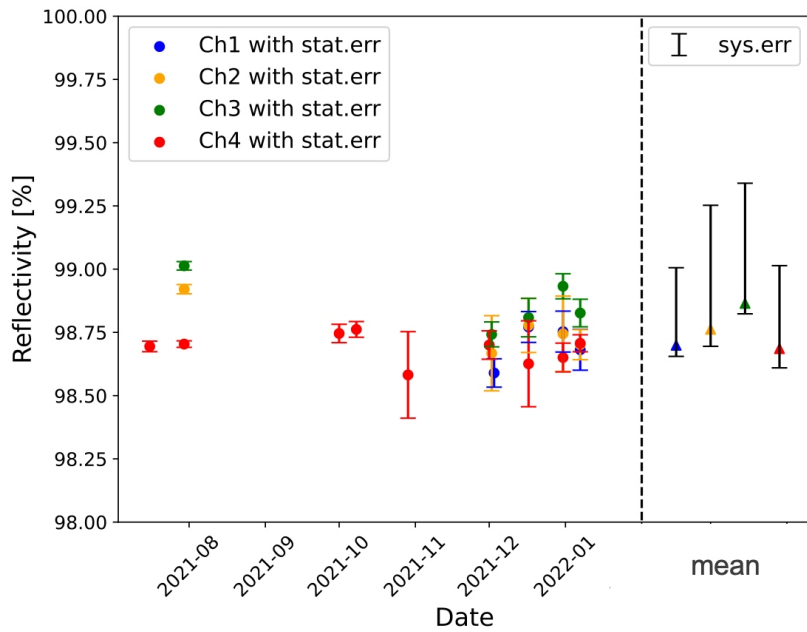


図 4.15 測定期間における反射率調査の結果。各測定日ごとのエラーバーは反射率の統計誤差である。右端に位置する三角マーカの反射率は、各チャンネルごとの平均反射率である。平均反射率の誤差は、誤差伝搬された反射率の統計誤差、4.5.1 節で述べた合計誤差、及び 4.5.2 節で述べたフィッティング範囲の違いによる系統誤差を上向きに合わせつけてられたものである。

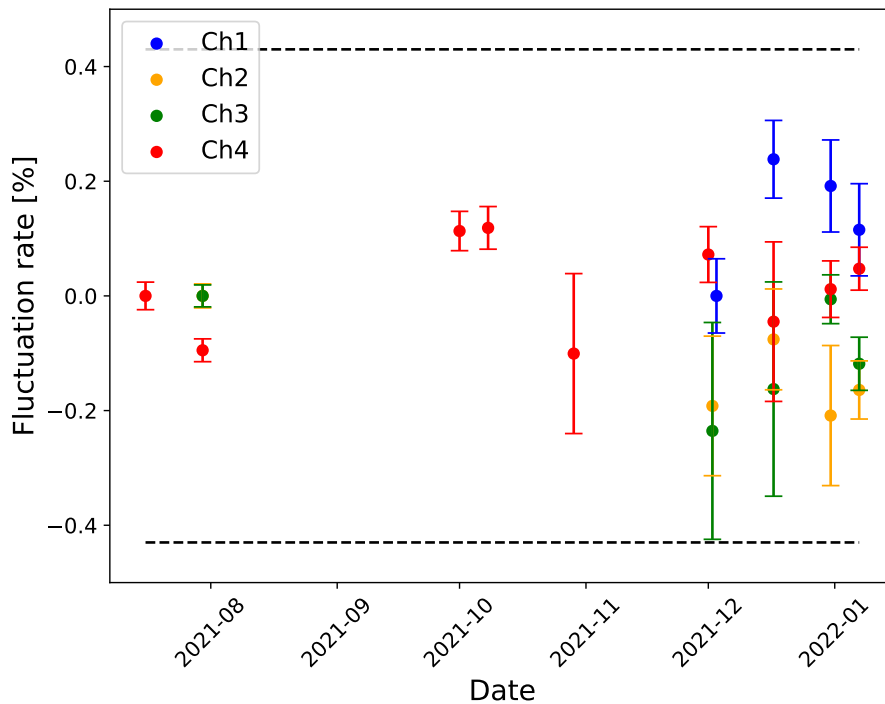


図 4.16 反射率比の変動率の推移。図中の黒点線は、変動率 $\pm 0.43\%$ を表している。

第 5 章

議論

前章にて、反射率モニタの詳細と、それを用いた反射率安定性調査の結果について述べた。本章では、まず未考慮の系統誤差要因として考えられるガドリニウム水の吸収長、次に 4.5.2 節で述べたフィッティング範囲の違いによって生じる反射率の系統誤差について議論する。最後に、今回得られた反射率 98 % 以上という結果が、予想される到達感度にどのように影響するのかについて議論する。

5.1 ガドリニウム水の吸収長

4.2.2 節で説明した反射率と時定数の関係を求めるシミュレーションにおいて、NV 内に存在するガドリニウム水の吸収長は、SK の純水と同程度と仮定して 100 m に設定した。NV 内に存在するガドリニウム水の吸収長については、他グループの研究者によって現在評価途中であり、正確な値は結論付けられていない。もしその値が 100 m から大きくずれるようであれば、現在評価している反射率への影響は無視できない。

図 5.1 は、シミュレーションにより求めた反射率と吸収長ごとの時定数の値である。シミュレーションは、4.2.2 節と同じ方法で行い、反射率に加えて吸収長の値を変化させながら時定数を求めた。仮定した吸収長は、SK 純水の吸収長を基準として、0.1, 0.25, 0.5, 0.75, 1, 2.5, 5, 7.5, 10 倍の 9 通りである。1 倍のプロットが、図 4.4 に対応する。図を見れば分かるように、時定数は反射率に加えて、吸収長の違いによっても変動することがわかる。反射率の正確な評価のためにも、吸収長の早急な結論付けが望まれる。

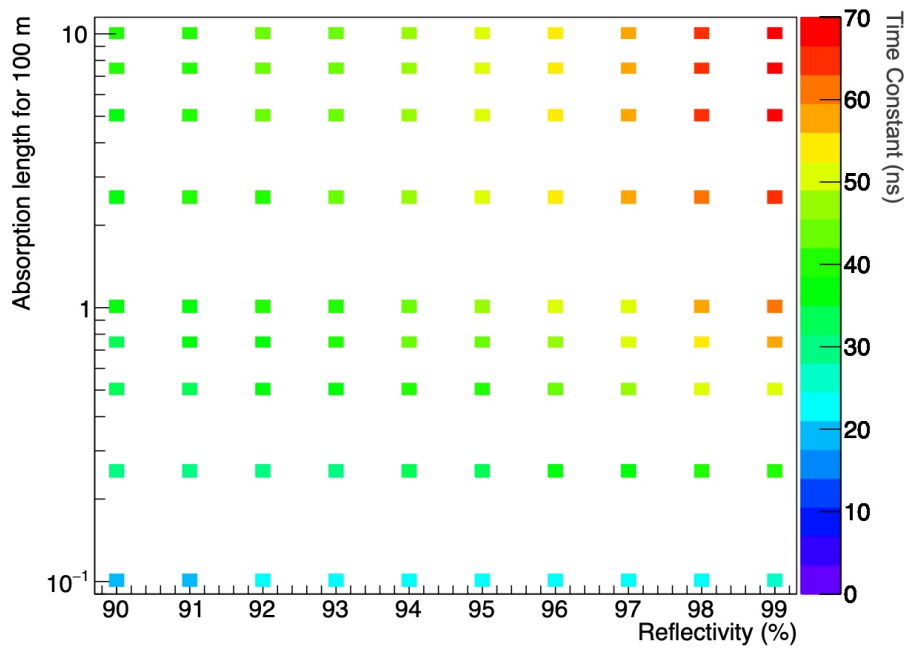


図 5.1 シミュレーションにより求めた反射率と吸収長ごとの時定数の値。仮定した反射率は 90 % ~ 99 %、吸収長は SK 純水と同程度の吸収長 (100m) を基準として 0.1, 0.25, 0.5, 0.75, 1, 2.5, 5, 7.5, 10 倍の 9 通り。時定数は反射率と吸収長に依存して変動する。

5.2 フィッティング範囲の違いによって生じる反射率の系統誤差

4.4.3 節で説明したように、検出時間分布のフィッティング関数は、指数関数に加えて背景事象による影響も考慮して定数項も加えられている。しかしながら図に示すように、フィッティング範囲を伸ばすにつれて時定数は減少傾向から増加傾向に転じるといった振る舞いを示し、明らかに統計誤差によるふらつきを超えて変動している。これは、背景事象以外のまだ解明されていない寄与が存在することを示唆している。定数項を加えても減少及び増加傾向は抑えられなかったため、特定の時間に対してイベント数が集中している可能性がある。今後はそれを解明することによってフィッティング範囲の違いによる系統誤差を抑え、また NV のシミュレーションに新たに組み込むことによってより詳細なシミュレーションを行えるようにする必要がある。

5.3 到達感度への影響

本研究によって、測定期間における ePTFE の反射率は安定して 98 % 以上を保っていることが明らかとなった。XENONnT 実験では、測定結果に基づいて ePTFE の反射率を 99 % 以上と評価して感度を見積もっている [14]。反射率 1 % の減少が、予想される到達感度 $1.4 \times 10^{-48} \text{ cm}^2$ ($50 \text{ GeV}/c^2$) にどのように影響するのかについて議論する。

(1.11) 式より、散乱断面積 σ は全事象計数率 R に比例することがわかる。本来は期待される信号とバックグラウンドの計数率の確率を考慮して感度・制限を議論するが、ここでは簡単な議論としてバックグラウンドの計数率が感度 (散乱断面積の上限値) を制限するとして議論する。ここで、反射率 99 % の時の散乱断面積の上限値と中性子バックグラウンドの計数率をそれぞれ σ_{99} 、 R_{99} とし、反射率 98 % の時の散乱断面積の上限値と中性子バックグラウンドの計数率をそれぞれ σ_{98} 、 R_{98} とすると以下の関係が成り立つ。

$$\sigma_{98} = \frac{R_{98}}{R_{99}} \sigma_{99} \quad (5.1)$$

したがって $\frac{R_{98}}{R_{99}}$ を求めれば、到達感度に与える影響を評価することができる。

XENONnT 実験では、PMT による同時計測数を 10 本とした場合の、反射率 90 %、95 %、99 % について中性子検出効率がシミュレーションにより、それぞれ 74.5 %、78.5 %、85 % と求められている [20]。反射率 95 % と 99 % の間を線形補完することにより、反射率 98 % の時の中性子検出効率は 1 次近似で 83 % と求めることができる。

XENONnT 実験において予想される中性子バックグラウンドは、3.1 節で述べたように $0.321 \text{ 事象}/(\text{t} \cdot \text{yr})$ であるので、中性子検出効率 83 % の NV を導入することにより、中性子バックグラウンドは $0.055 \text{ 事象}/(\text{t} \cdot \text{yr})$ に抑えることができる。これは表 2.1 より、中性子バックグラウンド、及び WIMP と原理的に区別できない NR バックグラウンドが 1.1 倍になると考えられるので、 $\frac{R_{98}}{R_{99}}$ も約 1.1 倍になると見積もることができる。よって (5.1) 式より予想される散乱断面積の到達感度は約 1.1 倍になると見積もられ、大きな影響は無いことが明らかとなった。

第 6 章

結論

XENONnT 実験に導入される NV の中性子検出効率を定常的に監視するために、レーザーによる反射率モニタを設計、導入した。本研究により、レーザーの調整・初期運用を行い、安定して光子の検出時間分布の時定数を得ることが可能になった。またシミュレーションにより、時定数と反射率の関係式を導き、定期的に反射率を測定し、その変化をモニタすることが可能になった。本研究による反射率調査により、シミュレーションで導いた時定数と反射率の関係式を用いて、ガドリニウム水の吸収長が 100 m であると仮定した場合の反射率が、全てのレーザーヘッドチャンネルによる測定結果で、誤差の範囲内においても 98 % 以上を保っていることが確認できた。また、各測定日時の反射率を調査期間の平均反射率で除した反射率比の変動率が、0.43 % 以内の増減に留まっており、反射率が安定して保たれていることが明らかとなった。今後、本研究により開発された反射率モニタにより、定期的に反射率を測定し、NV の安定的な運用を実現することが期待される。

謝辞

本研究を進めるにあたり、支えてくださった全ての方々に感謝の意を表します。

まずは本論文を査読してくださった皆様に感謝を申し上げます。主査の身内賢太朗様、副査の竹内康雄様、高橋英幸様、拙稿を査読して頂き、誠にありがとうございました。特に指導教員である身内さんには、2年間の研究活動を進めていく上で非常にお世話になりました。普段の研究や学会発表練習、出張手続きなど、色々な場面でお世話になりました。ご迷惑をおかけすることも多々ありましたが、最後までご指導いただきありがとうございました。

直属の先輩である水越慧太様には、日頃の研究活動で色々なことを教えてもらったり、アドバイスを頂きました。面倒で理解に苦しむことが多々あった後輩だったかとは思いますが、見捨てることなく接していただき、非常に感謝しております。また一緒に行ったイタリア出張は、良くも悪くも忘れられない大きな思い出です。出張の際にも例に漏れず、色々とお世話になりました。学部時代も含めた3年間、水越さんの支えは非常に大きなものでした。ありがとうございました。

I appreciate all the XENON collaborators. Adam Brown, Andrea Molinario, Christopher Hils, David Front, Francesco Lombardi, Gianmarco Bruno, Guido Zavattini, Marco Selvi and Petr Chaguine, I would like to thank you for my business trip to Italy. And I would like to thank Andrea Mancuso so much. I was able to facilitate the calibration of reflectivity monitor, thank you very much again.

Kai Martens-san, Shigetaka Moriyama-san, Yoshitaka Itow-san, Masaki Yamashita-san, Atsushi Takeda-san, Shingo Kazama-san, Masatoshi Kobayashi-san, Tuan Khai Bui-san, Ko Abe-san and Nobuyuki Kato-san, I also appreciate all of you nt-jp collaborators. Thank you for your comments and advice on my research reports and conference materials.

神戸大学暗黒物質グループの皆様にもお世話になりました。上野龍一様、上野さんとはM1後期の頃に半年間だけしか接することがなかったのですが、その期間XENONやソフトウェアのことに色々教えていただいたり、M1の中間発表の際にも大変尽力していた

だきました。ありがとうございました。東野聡様、東野さんは NEWAGE グループだったため、研究内容でお話しすることはあまりありませんでしたが、居室や飲み会の場などで何故かいつも笑ってしまう謎の会話をたくさんし、楽しい時間を過ごすことができました。また、CF₄ 論文投稿の際にもお世話になりました。ありがとうございました。石浦宏尚様、石浦さんは B4 の頃からよく気にかけていただき、研究に必要な機器の使い方や知識など、分からないことも丁寧に教えていただきました。M2 の時は居室で席が隣だったこともあり、研究以外でも色々な話をし、時に辛い研究生活でも和ませてもらいました。ありがとうございました。島田拓弥様、島田さんにはミーティングでの進捗報告や普段の研究で、ご指摘やアドバイスをしていただきました。また、研究を進めていく中で不安になった時に、話を聞いて励ましていただいたおかげで、自信を取り戻すことができました。ありがとうございました。窪田諒様、窪田君は B4 の卒業研究や修士での研究グループが同じだったこともあり、研究生活で一番話をした同期だと思います。だからこそ本音で語ったり、節目節目で訪れる辛い困難も一緒に励まし合い、乗り越えることが出来たように思います。ありがとうございました。暗黒物質グループの後輩である金崎奎様、中山郁香様、ほとんど先輩としての役割を果たすことが出来なかった上に、むしろ逆に日頃からよく助けてもらいました。特に金崎君は、イタリア出張のため日本での作業が何一つ出来なかった時に、研究を進めてくれたり諸々の雑用をしてくれたりと、大変お世話になりました。ありがとうございました。

神戸大学粒子物理学研究室の皆様にも感謝を述べたいと思います。教員の藏重久弥様、竹内康雄様、山崎祐司様、越智敦彦様、前田順平様、鈴木州様、授業やコロキウム、TA、各種発表会において、丁寧なご指導をしていただきありがとうございました。東京大学の中野佑樹様、コロナが流行る前はよく飲みに来て行っていただき、色々な話をしてくださいました。また、CF₄ 論文投稿の際にもお世話になりました。ありがとうございました。研究室の先輩である日比宏明様、末田皓介様、お二人共酒の場でご一緒させていただくことが多く、楽しい時間を過ごすことができました。また日比さんは、よく居室にも顔を出して話をしたり気にかけていただきました。ありがとうございました。同期である Yurii Kotsor 様、安部草太様、谷口大悟様、野口健太様、長崎大智様、池森隆太郎様、尾崎博紀様、寺村七都様、M2 になってから院生室にほとんど顔を出さなかったにも関わらず、会ったときにはいつも気軽に話してくれたので、研究の合間の心の支えとなりました。ありがとうございました。秘書の吉田和美様、各種手続きや荷物の検品などでお世話になりました。ご迷惑をおかけすることもありましたが、吉田さんのおかげで円滑に研究活動を進めていくことができました。ありがとうございました。

研究以外の場においても、数多くの人々に助けられました。深く感謝致します。

最後に家族の皆様、これまで私を支え、見守っていただきありがとうございました。

参考文献

- [1] Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C. et al., Planck 2018 results - VI. Cosmological parameters, *AA* **641** (2020) A6.
- [2] V. C. Rubin, J. Ford, W. K. and N. Thonnard, Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, *Sa* through *Sc.*, **225** (Nov., 1978) L107–L111.
- [3] D. Clowe, M. Bradač, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones et al., A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter, *The Astrophysical Journal* **648** (Aug, 2006) L109–L113.
- [4] Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil, *Astroparticle Physics* **6** (1996) 87–112.
- [5] R. Ueno, “XENONnT における中性子反同時計測システムの応答評価 (修士論文 神戸大学 2021 年 2 月).”
- [6] J. Ellis and R. A. Flores, Elastic supersymmetric relic-nucleus scattering revisited, *Physics Letters B* **263** (1991) 259–266.
- [7] LUX collaboration, D. S. Akerib, S. Alsum, H. M. Araújo, X. Bai, A. J. Bailey, J. Balajthy et al., Results from a Search for Dark Matter in the Complete LUX Exposure, *Phys. Rev. Lett.* **118** (Jan, 2017) 021303.
- [8] Q. Wang, A. Abdukerim, W. Chen, X. Chen, Y. Chen, C. Cheng et al., Results of dark matter search using the full PandaX-II exposure, *Chinese Physics C* **44** (nov, 2020) 125001.
- [9] DARKSIDE collaboration, P. Agnes, I. F. M. Albuquerque, T. Alexander, A. K. Alton, G. R. Araujo, M. Ave et al., DarkSide-50 532-day dark matter search with low-radioactivity argon, *Phys. Rev. D* **98** (Nov, 2018) 102006.
- [10] XENON collaboration, E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, M. Alfonsi,

- L. Althueser, F. D. Amaro et al., Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T, *Phys. Rev. Lett.* **121** (Sep, 2018) 111302.
- [11] PICO collaboration, C. Amole, M. Ardid, I. J. Arnquist, D. M. Asner, D. Baxter, E. Behnke et al., Dark matter search results from the complete exposure of the PICO-60 C₃F₈ bubble chamber, *Phys. Rev. D* **100** (Jul, 2019) 022001.
- [12] M. Perelstein and B. Shakya, Dark Matter Identification with Gamma Rays from Dwarf Galaxies, *JCAP* **10** (06, 2010) .
- [13] K. Fujii, High-accuracy measurement of the emission spectrum of liquid xenon scintillator. PhD thesis, Yokohama National University, 2015.
- [14] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, M. Alfonsi, L. Althueser, F. Amaro et al., Projected WIMP sensitivity of the XENONnT dark matter experiment, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2020** (nov, 2020) 031–031.
- [15] “The XENON Experiment.” <http://www.xenon1t.org/>.
- [16] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, M. Alfonsi, F. D. Amaro, M. Anthony et al., Physics reach of the XENON1T dark matter experiment., *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2016** (apr, 2016) 027–027.
- [17] J. Billard, E. Figueroa-Feliciano and L. Strigari, Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments, *Phys. Rev. D* **89** (Jan, 2014) 023524.
- [18] “ウラン系列.”
https://atomica.jaea.go.jp/dic/detail/dic_detail_186.html.
- [19] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, M. Alfonsi, L. Althueser, F. Amaro et al., Observation of two-neutrino double electron capture in ¹²⁴Xe with XENON1T, *Nature* **568** (Apr, 2019) .
- [20] “The XENONnT Neutron Veto Detector, TAUP 2019, Toyama, September 11th 2019, S. Kazama.” <http://www-kam2.icrr.u-tokyo.ac.jp/indico/event/3/session/40/contribution/298/material/slides/0.pdf>.
- [21] “Geant4 Japanese Tutorial for Detector Simulation 2019.”
<https://wiki.kek.jp/display/geant4/Geant4+Japanese+Tutorial+for+Detector+Simulation+2019>.
- [22] A. Levin and C. Moisan, *A more physical approach to model the surface treatment of scintillation counters and its implementation into detect*, .
- [23] “光電子増倍管 R5912.”

- <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/type/R5912/index.html>.
- [24] “FG200UEA - Multimode Fiber, 0.22 NA, High-OH, Ø200 µm Core, 250 - 1200 nm.” <https://www.thorlabs.co.jp/thorproduct.cfm?partnumber=FG200UEA>.
- [25] “UM22-200 - 0.22 NA, Ø200 µm Core Multimode Fiber, Solarization Resistant with Polyimide Coating, for 180 - 850 nm.”
<https://www.thorlabs.co.jp/thorproduct.cfm?partnumber=UM22-200>.
- [26] “ICF34 固定 6.4 穴あきフランジ.”
https://www.cosmotec-co.jp/products/detail/331/product_id/1381.
- [27] “V1730 / V1730S-16/8 Channel 14 bit 500 MS/s Digitizer.”
<https://www.caen.it/products/v1730/>.