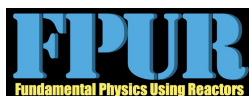


「もんじゅサイトを利用した新試験研究炉」における基礎物理

「原子炉を用いた基礎物理を推進する有志の会」

“The Team FPUR” (Fundamental Physics Using Reactors)



2022年11月17日

本稿は、「原子炉を用いた基礎物理を推進する有志の会」が「もんじゅサイトを利用した新試験研究炉」(以下、本稿内では新試験研究炉と呼ぶ)を用いた基礎物理研究の展望をまとめたものである。

目次

1	序論: 原子炉を用いた基礎物理学研究	1
2	中性子基礎物理	1
2.1	中性子-反中性子振動探索 ($\tau_{n\bar{n}}$)	1
2.2	離散的対称性の破れ ($d_n, \bar{g}_{\pi NN}$)	2
2.3	中性子 β 崩壊パラメーターの測定 ($n \rightarrow pe\nu$)	4
2.4	量子力学的波動光学 (X_5, g_{\oplus}, b_{iso})	4
2.5	量子多体系としての原子核 (b_{iso}, A_n, \dots)	5
2.6	宇宙元素合成 (nucleosynthesis)	8
3	ニュートリノ物理	9
3.1	超短基線ニュートリノ振動実験 (sterile ν)	9
3.2	二重ベータ崩壊に関わるニュートリノ原子核反応率の精密測定 ($\sigma_{\nu A}$ for $0\nu\beta\beta$)	10
3.3	超新星爆発に関わるニュートリノ原子核反応率の精密測定 ($\sigma_{\nu A}$ for SN)	11
3.4	使用済み燃料からのニュートリノ測定	11
4	基礎物理研究が必要とする設備	12
4.1	超冷中性子源	13
4.2	ニュートリノ検出器	15
4.3	極冷中性子	19
4.4	近熱外中性子源	19
4.5	照射設備及び速・熱外中性子利用	20
4.6	中性子光学開発施設	20

原子炉を用いた基礎物理を推進する有志の会 (The Team FPUR)

清水 裕彦	名古屋大学	北口 雅暁	名古屋大学	奥平 琢也	名古屋大学
嶋 達志	大阪大学	梅原 さおり	大阪大学	吉田 斉	大阪大学
藤岡 宏之	東京工業大学	片渕 竜也	東京工業大学	飯沼 昌隆	広島大学
吉岡 瑞樹	九州大学	小川 泉	福井大学	中島 恭平	福井大学
川崎 真介	KEK	三島 賢二	KEK		
山形 豊	理化学研究所	羽場 宏光	理化学研究所		

本稿で用いる中性子のエネルギー帯名称

名称	エネルギー領域	波長領域
速中性子 FN (fast neutron)	1 MeV 以上	30 fm 以下
遠熱外中性子 FETN (far epithermal neutron)	20–1000 keV	30–200 fm
中間熱外中性子 METN (medium epithermal neutron)	0.1–20 keV	200–3000 fm
近熱外中性子 NETN (near epithermal neutron)	0.1–100 eV	0.003–0.09 nm
熱中性子 TN (thermal neutron)	20–100 meV	0.09–0.2 nm
冷中性子 CN (cold neutron)	2–20 meV	0.2–0.6 nm
極冷中性子 VCN (very cold neutron)	0.3–2000 μ eV	0.6–50 nm
超冷中性子 UCN (ultracold neutron)	300 neV 以下	50 nm 以上

1 序論：原子炉を用いた基礎物理学研究

近代物理学は、自然界のさまざまな現象がいくつかの基本的な法則によって司られているという事実を明らかにしてきた。本稿では、それらの基本法則そのものを探求する研究分野全般を「基礎物理学」と称することとする。根源的な物質の構成要素であるクォーク・レプトンとそれらの間に働く基本的相互作用は、相対性理論と量子論に立脚して構築された、いわゆる素粒子標準模型によって記述され、主に高エネルギー加速器を用いて取得された素粒子反応の実験結果を高い精度で再現できることがわかっている。しかし、この標準模型は、

- 日常生活の中ではもっとも身近な相互作用である重力（万有引力）が、なぜ素粒子レベルでは他の相互作用と比べて極端に弱いのか？（階層性問題）
- なぜ宇宙で見つかるのは物質ばかりで反物質が見られないのか？（物質・反物質の非対称性）
- 空間座標軸の上では前後・左右・上下のいずれの方向へも移動が可能であるのに、なぜ時間軸の上では過去から未来への一方向にしか進めないのか？（時間反転対称性の破れ）

など、我々人類の存在に関わるさまざまな謎に答えることができていない。そのため、標準模型を超えるなんらかの新しい物理法則の存在が予測されており、探索が進められている。

そのような状況下で、近年、加速器のエネルギーフロンティアの追求が行き詰まりの傾向を見せており、それに替わるアプローチとして、低エネルギー現象に僅かに現れる新物理の証拠を精密測定によって探知するという方法論が脚光を浴びている。このアプローチには、新物理の探索に有効な素粒子や原子核を大量に生み出せる量子ビーム源と、検出感度と分解能に優れた超高性能検出器を組み合わせることが鍵となる。ここで、中性子とニュートリノは「電荷を持たない」という際立った特徴を持つ量子である。一般に、電荷を持つ素粒子は、電荷の保存則によって粒子数の保存が保証されているが、中性子とニュートリノはその制約を受けないため、原理的には粒子数保存則を破り、粒子から反粒子へ、また反粒子から粒子への相互転換が許される可能性がある。このことは、宇宙の進化において「無」から「有」を生み出すための必要条件とされており、その実験的な証拠をつかむことは、「我々がなぜ存在するのか？」という根源的な謎の解明に向かう大きな一歩となる。また、物理現象において時間反転対称性が破れている場合、中性子は永久電気双極子能率を持ちうるということが理論的に証明されており、それを実験で確かめることで、「時間」というものについてより深い理解が得られる可能性がある。原子炉は、強力な中性子源・ニュートリノ源として非常に有用であり、最新の検出器技術と組み合わせることで、世界最高水準の研究の機会を提供し、根源的な謎を究明するためのブレイクスルーをもたらすことが期待される。

2 中性子基礎物理

2.1 中性子-反中性子振動探索 (τ_{nn})

中性子とその反粒子である反中性子は、いずれも電荷がゼロであるため、両者はスピン角運動量ベクトルと磁気双極子ベクトルの相対符号の違いによってのみ区別される。電荷がゼロではない素粒子の場合、電荷の保存則によって粒子-反粒子転換が禁止されるが、中性粒子の場合は電荷の保存則では禁止されない。現在の素粒子標準模型では粒子-反粒子転換は a priori に禁止されているが、物理的な必然性はなく、標準模型を超える理論には転換を許容するものも存在する。これは逆に言えば、粒子-反粒子転換が実験的に発見されれば、理論の選別が可能となる。

現在、中性子-反中性子振動の振動周期に対するもっとも厳しい制限は、自由中性子を用いた実験としてはラウエランジュバン研究所 (ILL, フランス) での測定結果から得られている。この実験は、研究用原子炉で発生する平均エネルギー 2 meV、毎秒 1.25×10^{11} 個の中性子を水平に飛行させ、飛行距離 76.5 m の位置に反中性子検出器を設置し、飛行中に振動によって生じた反中性子を検出するというものである。延べ 2.4×10^7 秒間の測定で反中性子事象が 1 イベントも観測されなかったことから、振動周期に対する下限値 8.6×10^7 秒 (90% 信頼度) が得られている [1]。一方、原子核内の中性子の振動を検出しようとする実験もあり、その種の実験としてはスーパーカミオカンデがもっとも厳しい制限である 4.7×10^8 秒 (90% 信頼度) を与えている [2]。

一方、標準模型を超える理論の中で、ニュートリノ振動や陽子崩壊現象に関する最新の実験データをうまく説明し得る左右対称統一理論やSO(10)大統一理論には $10^9 - 10^{11}$ 秒程度の振動周期を予測するものがあり、それらを検証するために実験感度のさらなる向上が求められている。ところが、現在検討されているヨーロッパ核破砕中性子源 (ESS) からの自由中性子を用いた新しい実験は目標感度が 3×10^9 秒程度である。また核内中性子を用いた実験としては建設計画がスタートしたハイパーカミオカンデの利用が考えられるが、検出器の有効体積がスーパーカミオカンデの約5倍止まりであるため検出感度としては $\sim 1.4 \times 10^9$ 秒にとどまる。そこで我々は、超冷中性子を用いた新しい実験を提案する。超冷中性子 (Ultra cold neutron, UCN) は物質の壁面で完全反射を起こすため、容器に蓄積することができ、中性子1個当たりの反中性子への転換を長時間観測することができる。冷中性子を用いたILLでの先行実験では1個の中性子当たりの観測時間は飛行時間に相当する0.1秒であったのに対して、超冷中性子の場合は蓄積時間に相当する500秒程度の観測が可能であり、5000倍もの感度向上が期待される。振動周期に対する測定精度は検出感度の平方根に比例するため、1年間の測定で 6×10^9 秒、5年間の測定で 1.3×10^{10} 秒までの探索が可能となり、理論が予測する範囲のほとんどをカバーすることができる (図1)。

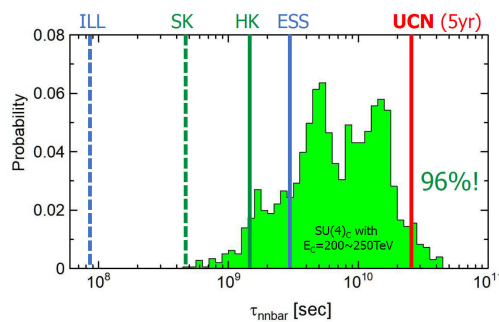


図1: 中性子-反中性子振動周期に対する到達感度。ILL; M. Baldo-Ceolin *et al.* (1994) [1], SK; Super-Kamiokande, K. Abe *et al.* (2021) [2], HK; Hyper-Kamiokande (expected), ESS; NNbar collaboration (expected) [3], UCN; this proposal (expected). 緑色の領域はSO(10)大統一理論で予測される振動周期の確率分布 [4]。

本計画ではスーパーサーマル法と呼ばれる、低温に冷やした超冷中性子コンバーターに冷中性子のエネルギーを遷移させる方法を用いることで大量の超冷中性子を生成する。超冷中性子コンバーターは超流動液体ヘリウムと固体重水素を候補として検討しており、毎秒 10^8 個以上の超冷中性子生成を目標とする。生成された超冷中性子は大型蓄積容器に蓄積される。蓄積時間中に中性子が反中性子に遷移すると、壁面に衝突した際に壁面に含まれる原子核内部の中性子と対消滅を起こし、合計エネルギー約1.9 GeVに相当する多数のパイ中間子およびガンマ線が放出される。それらの粒子線を蓄積容器の周囲に設置した検出器によって検出し、反中性子の信号をキャッチする。先行実験の実績より、年間の背景事象として1イベント以下のレベルを達成することは可能であり、以上の条件で5年間の測定を行った場合、振動周期として 1.3×10^{10} 秒までの探索が可能と見込まれる。ここで、中性子および反中性子が容器壁面で反射される際に受ける位相変化の差が十分小さいことが必要条件であり、両者の散乱長を精密に揃える必要がある。反中性子に対する散乱長の直接測定は極めて難しいため、原子核理論における第一原理計算によって正確に予測することが代替案として考えられる。そのため、2.5.1節で述べる冷中性子干渉計を用いた散乱長の精密測定が鍵となる。

2.2 離散的対称性の破れ ($d_n, \bar{g}_{\pi NN}$)

2.2.1 中性子電気双極子モーメント探索 (d_n)

超冷中性子を用いた研究で現在、最も盛んにおこなわれているものに中性子電気双極子モーメント (neutron Electric Dipole Moment, 以下 nEDM) の探索がある。永久 nEDM の存在は時間反転対称性を破るため、CPT 保存を仮定した場合これは CP 対称性の破れと同義である。素粒子標準模型に含まれる CP 対称性の破れでは現在の物質優勢宇宙を説明することができない。現在の物質優勢宇宙を説明するためには新たな CP 非保存が不可欠であり、その一つの可能性として nEDM 探索が進められている。長年、測定感度の向上が行われているが、これまでのところ nEDM は発見

されていない。SUSY、Multi-Higgs等の物質優勢宇宙の成り立ちを説明しうる新物理では nEDM の大きさを $10^{-26} - 10^{-28} \text{ e} \cdot \text{cm}$ を予言している。一方、素粒子標準模型に含まれる CP 対称性の破れから計算される nEDM の大きさは $10^{-32} \text{ e} \cdot \text{cm}$ 程度と小さい。新理論で予言される範囲で nEDM が発見された場合は純粋に新物理の寄与ということになる。nEDM が発見されない場合も新物理の取りうるパラメータスペースに大きな制限を加えることが可能である。

nEDM の観測は超冷中性子を容器にため込み、電場との相互作用を長時間、精密に観測することによって行われる。現在の観測上限値は $1.8 \times 10^{-26} \text{ e} \cdot \text{cm}$ (90% 信頼度) であり [5]、感度は統計精度、つまり超冷中性子密度で制限されている。PSI、TUCAN などで行われている現在進行中の実験では $10^{-27} \text{ e} \cdot \text{cm}$ の感度での測定を目指している。TUCAN では測定容器内で 250 UCN/cm^3 の超冷中性子密度での測定を目標としている。

新試験研究炉の超冷中性子源では超冷中性子源密度 10^4 UCN/cm^3 を目標とする。これを用いることで統計精度を向上させ、 $10^{-28} \text{ e} \cdot \text{cm}$ 領域での nEDM 探索が可能になる。この値は新物理における相互作用を媒介する未知粒子のエネルギースケールに換算すると 30 TeV に相当し、LHC などの既存の高エネルギー加速器実験では到達し得ない領域を探索を行うことができる。

2.2.2 複合核共鳴における離散的対称性の破れ ($\bar{g}_{\pi NN}$)

核子間に働く力は強い相互作用が支配的であるが、わずかながら弱い相互作用が存在する。強い相互作用は空間反転対称性が保たれているのに対して、弱い相互作用は空間反転対称性を破ることから、空間反転対称性の破れを介して核子間に働く弱い相互作用の効果を観測することができる。事実、偏極した陽子ビームを無偏極陽子ターゲットに散乱させる実験において、スピン方向に応じて 10^{-7} 程度散乱断面積が変化する現象が発見されている。

一方、 ^{139}La や ^{131}Xe などの中重核が $0.1 \text{ eV} - 1 \text{ keV}$ 程度の偏極中性子を吸収し複合核状態を形成する過程では、中性子偏極方向に応じて中性子吸収断面積が最大 10% 程度変化する現象が 1980 年代ごろから発見されている。この現象は大きな s 波共鳴の裾野に存在する p 波共鳴で観測されており、空間反転対称性が異なるこれらの状態が長時間干渉する過程で s 波振幅と p 波振幅が混合し、弱い相互作用由来の小さな空間反転対称性の破れが非常に大きく増幅されると考えられている。その増幅率は最大約 100 万倍にもおよぶ。このような系では核子間相互作用に CP 対称性の破れが存在した場合、CP 対称性の破れに対しても同様の増幅効果があることが理論的に指摘されている。したがってこの増幅機構を利用することにより、核子間相互作用における CP 対称性を破る未知の相互作用を探索することが可能である。具体的には核子がパイオンを交換する際の CP 対称性の破る結合定数を測定することに対応し、上述の nEDM 探索とは異なるパラメータ空間で CP 対称性の破れを探索することが可能である。

しかし、原子核間で CP 対称性の破れが具体的にどの程度増幅されているかは長い間謎であった。近年、日本グループにより大きな進展があり、原子核の熱外中性子吸収反応に伴う γ 線放出過程の測定から、空間反転対称性の破れが大きく増幅されている ^{139}La , ^{131}Br , ^{117}Sn などの核種に対して CP 対称性の破れの増幅率を決定することに成功した。中でも ^{139}La が 0.74 eV の中性子を吸収した時に形成される複合核共鳴では CP 対称性の破れの増幅が 10^6 倍程度と非常に大きいことがわかっており、現状では CP 対称性の破れを探索するにあたって ^{139}La が最も有望な原子核である [6]。

CPT 定理により CP の破れと時間反転対称性の破れは等価であるため、CP の破れ探索には時間反転変換に対して符号を変える物理量の存在を検証することとなる。本研究では中性子ビームと原子核のスピンを互いに直交する向きに偏極させ、その中性子吸収断面積を測定する。この時に中性子スピン方向に応じて変化する中性子吸収断面積が存在すれば CP 対称性の破れを発見したことを意味する。このために核偏極ターゲットを用意する必要があるが ^{139}La は LaAlO_3 結晶を用いた動的核偏極により 40% 程度の核偏極が実現されており [7]、現在もこのための核偏極標的の開発が進行中である。また、本研究では 0.74 eV の熱外中性子を偏極させる必要があるが、これには偏極 ^3He ガスを用いた中性子偏極デバイス: ^3He スピンフィルターを用いる。本デバイスに関しても日本グループで精力的に開発が推進されており、J-PARC で 0.74 eV の中性子に対して 40% 程度の偏極中性子ビームを得ることに成功している [8]。今後のさらなる高性能化により 70% 程度の偏極熱外中性子ビームの実現が期待される。これらからわかるように本テーマは近年急速に発展しており、本研究炉でも熱外中性子ビームを用いた CP 対称性の破れの探索計画を提案する。

また、CP 対称性の破れのみならず空間反転対称性の破れの増幅現象それ自身が興味深い研究対象となる。偏極熱外中性子ビームを用いることで、空間反転対称性の破れが大きく増幅されている ^{139}La , ^{117}Sn , ^{81}Br の (n, γ) 反応、空間

対称性の破れを高精度で測定することが可能となる。これにより、核子間に働く弱い相互作用とその増幅機構の詳細な研究を行う。これは複合核過程の統計モデルの検証にも通じ、原子核の中性子吸収反応の詳細な描像を得ることに繋がる。

2.3 中性子 β 崩壊パラメータの測定 ($n \rightarrow p e \nu$)

中性子は陽子、電子、反ニュートリノに寿命約 880 秒で崩壊する。この崩壊は、標準模型のもとではクォークとレプトンに共通した弱い相互作用によって生じていると理解されている。中性子寿命をはじめとする中性子 β 崩壊パラメータは、この理解の妥当性を基礎から支えるものであり、パラメータの実験的な精度向上は継続する普遍的な意義を持っている。

弱い相互作用におけるクォーク間の遷移の強さは小林・益川行列で表現されるが、現在の実験値のまとめ (PDG2021) は $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.9985 \pm 0.0007$ と 3σ 程度でユニタリ性を満たしていない。この 1 からのずれが標準模型の破れの兆候なのかどうか、現在多くの研究者の注目を集めている。

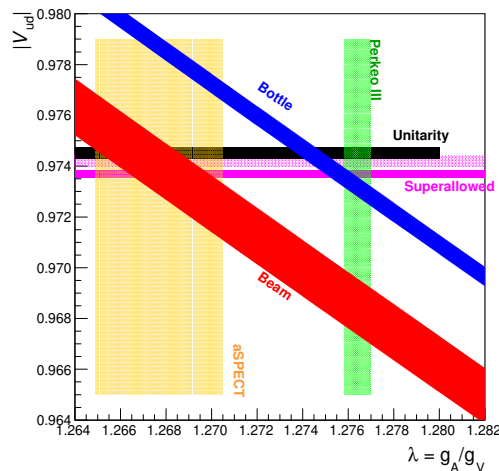


図 2: V_{ud} と λ の関係 [9]。図の横線 “Unitarity” とあるのが CKM ユニタリ性を満たす $|V_{ud}|$ である。“Superallowed” は $0^+ \rightarrow 0^+$ 超許容遷移から導出されたものであり、その上の薄い網掛けは 2018 年以前の輻射補正の値を使ったものである。斜めに走っている帯が中性子寿命、縦線が λ の実験値でありその交点が中性子崩壊から導出した $|V_{ud}|$ になる。

$|V_{ud}|$ の最も精度の良い値は、純粋なベクトル遷移である原子核の $0^+ \rightarrow 0^+$ 超許容遷移から導出されているが、核構造による大きな補正が必要である。一方、中性子崩壊は純粋なベクトル遷移ではなく、軸性ベクトル成分も含むため、中性子寿命 τ_n に加え軸性ベクトル型とベクトル型の結合定数の比 $\lambda = g_A/g_V$ の測定が必要になるが、複雑な核構造の影響を受けずに $|V_{ud}|$ が導出できるようになるため、高精度の $|V_{ud}|$ 測定が可能になると期待されている (図 2)。中性子崩壊パラメータを現在より 1 桁良い精度で測定することができれば、このユニタリ性問題と標準模型の検証ができるようになり非常に意義がある。中性子崩壊の精密測定は冷中性子ビームを使って行われてきたが、近年では超冷中性子を使うことで系統誤差を抑制した高精度測定を達成している [10]。大強度超冷中性子源を使った測定により、その精度の改善を図る。

2.4 量子力学的波動光学 ($X_5, g_{\oplus}, b_{\text{iso}}$)

低速中性子は量子力学的波動性を顕著に示す。この量子力学的波動性を応用したものが中性子光学であり、応用中性子光学を通じて中性子ビーム利用技術の基盤を支えている。中子の波動性を最大限利用する物理研究を以下に挙げる。

2.4.1 中性子干渉計を用いた未知相互作用の探索 (X_5)

中性子は電荷を持たないことから、電磁気力による背景事象を低減させた上で、中性子に加わる微小な相互作用を精密に測定・高感度に探索することができる。特に低速中性子は量子力学的波動性を顕著に示し、波動の時間発展を中性子散乱、中性子回折、中性子干渉などを通じてシンプルに扱える。散乱や回折においては、制御された体系つまり良くコリメートされたビームを用いる必要があり、冷中性子ビームが用いられる。近年ではパルス中性子を用いることで、運動量移行以外のパラメーターに現れる系統的不確かさを調査し、よりロバストな解析を行うことができるようになった。一方、中性子干渉計を用いた微小相互作用の測定・探索の精度・感度は、一般的に波長に比例して良くなる。中性子波動を2経路に分割・重ね合わせすることで経路間の相互作用ポテンシャルの差を観測できる。原子炉中性子源、特に上述の様な超冷中性子発生装置（周辺）からは、パルス中性子限では得難い長波長中性子（極冷中性子）を大量に得ることができる。多層膜中性子ミラーは、長波長中性子を反射・分割・重ね合わせることができる。干渉計を構築する設置精度は利用中性子波長が長いほど緩和される。単結晶インゴットによる Bonse-Hart 型（一体型）干渉計ではそれ自体が波長とビーム発散角を制限するが、多層膜ミラーによる干渉計では波長帯域を拡大でき、発散角は補償されるため、統計を稼げる。干渉計の一方の経路に重力源を接近・挿入させることで、重力様の未知短距離力や暗黒エネルギーの直接探索を行うことができる。例えば、短距離における重力異常についてはその到達距離が 100 nm から 1 μ m の領域を探索することができる。あるいは、暗黒エネルギーのモデルであるカメレオン場について、波長 5 倍、経路 20 倍で従来実験と比較しておおよそ 1 桁の感度向上が期待できる。

2.4.2 大型干渉計による地球重力の精密測定 (g_{\oplus})

中性子干渉計の2経路が、地球重力場のポテンシャル差を感じて位相変化することは実験的に観測されている（COW 実験 [11]）。先行研究では 10^{-2} の精度でニュートン重力と一致している。精度を向上していけば、一般相対論による効果は必ず現れる。多くの場合、一般相対論の効果は干渉計の経路が囲む面積に比例する。極冷中性子を用いれば経路と鏡のなす角度を大きくし、面積を大きくすることができる。0.1 m^2 の面積、波長 1 nm の干渉計が実現すれば、最も大きな一般相対論的補正項である運動学的赤方偏移による位相変化が 0.1 rad のオーダーで、重力場のひきずり効果である Lense-Thirring 効果による位相変化が 10^{-7} rad のオーダーで現れる。加えて、この精度が実現されれば、Chern-Simons 重力などの修正重力理論に迫れるかもしれない。

また、中性子は地球上では 100 neV/m の重力を感じており、非常に運動エネルギーの小さい超冷中性子はこの重力場に束縛されて、高さ方向のエネルギーが量子化される。得られる量子化状態では高さ方向の存在確率分布が濃淡の縞模様を持つ。この量子化分布の存在は V.V.Nesvizhevsky らによって初めて測定された [12]。高密度の超冷中性子を用いてこの量子化分布を高統計で精密に観測すれば未知短距離力探索や等価原理の検証を行うことが可能になる。

2.5 量子多体系としての原子核 ($b_{\text{iso}}, {}^A\text{N}, \dots$)

2.5.1 希少安定原子核および不安定原子核の散乱長 (b_{iso}) の精密測定

原子核は有限個の核子が核力によって互いに強く結合した量子多体系である。したがって、核子間のポテンシャルが正確にわかっているならば、核子の運動方程式を厳密に解くことによって原子核の性質を解明することは原理的には可能である。しかしこのような厳密解法による原子核の取り扱いには

- 核力が“強い相互作用”であるため結合定数による摂動展開が機能しない
- 核力は遠距離では湯川型の引力であるが、短距離（ ~ 0.5 fm 以下）では強い斥力に転じ極めて非線形である
- スピン軌道力、テンソル力、三体力などの非中心力成分も小さくない
- 粒子数が比較的少数個であり、統計的取り扱い、すなわち多粒子極限の近似が必ずしも有効ではない

など、現実的には難しい課題が多数存在する。これらを乗り越えるためには収束性の高い計算手法と精度の良い核力ポテンシャルまたは核子間ポテンシャルの情報が必要である。それらの知見はまた、強相関電子系や磁性体の性質を扱う理論に対してもヒントとなることが期待される。計算手法としては、古くからスピン軌道相互作用を取り入れた殻模型が一定の成功を取めている。従来の殻模型は、数値計算による対角化が可能なハミルトニアン行列の次元数に制約があり、核子数や励起準位密度が大きい場合は計算が困難であったが、スーパーコンピュータの性能向上や、有効な近似方法の発見によって計算の大規模化が実現しつつある [13]。また運動量移行と核子の質量スケールの比を展開パラメータとするカイラル摂動理論 [14] や、核子間ポテンシャルを非局所ポテンシャルで近似することにより多粒子の運動方程式を逐次的に分解する Alt-Grassburger-Sandhas 理論 [15][16] など、巧妙な手法も実用化されている。それらの手法による計算結果と高精度な実験データを比較することで、核子間ポテンシャルを詳細に調査することが可能であるが、たとえばカイラル摂動理論の計算誤差は数%以下であるため、実験データにもそれと同等またはそれ以上の精度が要求される。従来、そのような高精度を望み得る測定量としては、原子核の質量や束縛エネルギー程度しか存在しなかったが、近年、中性子干渉計を用いた散乱長の高精度測定が実現し、少数核子系の研究が大きく進展しつつある。散乱長は有効到達距離と並んで原子核ポテンシャルの漸近形を表す物理量であり、ポテンシャルの深さに対応する質量や束縛エネルギーとは独立な情報を与える。

従来、熱中性子干渉計を用いた軽核の原子核散乱長の高精度測定が行われてきたが、我々が実用化に成功した冷中性子干渉計ではポテンシャルによる位相変化に対する感度が飛躍的に向上している。そこで冷中性子干渉計を用いることによる希少安定核および比較的寿命の長い不安定核を含む軽核 – 中重核領域での散乱長の系統的測定を提案する。例えば照射設備にて中性子を吸収させ生成した不安定原子核を含む試料を干渉計に挿入することを考える。照射前後での干渉縞の位相変化は、照射によって変化した同位体比と、同位体間の散乱長の差に比例する。想定される中性子強度からは、存在比 0.1% の同位体の散乱長を 1 日の測定で精度 1% で求めることができると見積もられる。このように、大強度冷中性子ビームと大型冷中性子干渉計を用いることで、希少な安定核や長寿命不安定核の測定も可能になるものと期待される。

2.5.2 中性原子核 (A_n)

原子核は陽子と中性子から構成される有限量子多体系である。陽子-中性子のスピン 3 重項状態が重陽子として束縛するのに対し、中性子-中性子などのスピン 1 重項状態は非束縛であることから、複数個の中性子のみで作られる中性原子核 (多中性子核) は存在しないと広く信じられている。中性原子核の探索は 1960 年代より様々な手法で試みられてきたが、そのほとんどは否定的な結果であった [17]。しかしながら、今世紀に入って 4 中性子からなる状態 (テトラニュートロン, 4_n) の存在を示す結果が相次いでいる。

- Marqués らは、GANIL において中性子過剰核 ^{14}Be の分解反応により生じる ^{10}Be と電荷が中性の分裂片の同時測定を行った。Chadwick が中性子を発見したのと類似した原理で、液体シンチレーターで中性分裂片と弾性散乱して反跳した陽子の運動エネルギーを測定し、中性子による反跳では説明できない事象を 6 つ発見した。彼らは、 $^{14}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + ^4_n$ という分解反応によって、長寿命のテトラニュートロンの束縛状態が生じたと解釈した [18]。
- Kisamori らは、理化学研究所において $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Be})^4_n$ 反応を用いたテトラニュートロンの探索実験が行われ、4 中性子への崩壊閾値付近に、背景事象では説明できない有意なテトラニュートロンの候補が 4 事象見つかった [19]。4 中性子への崩壊閾値を基準としてテトラニュートロンのエネルギーは $E = 0.83 \pm 0.65 \pm 1.25$ MeV と決定された。また、崩壊幅の上限は 2.6 MeV と得られた。
- Faestermann らは、ミュンヘンのタンデム加速器を用いて $^7\text{Li}(^7\text{Li}, ^{10}\text{C})^4_n$ 反応の研究を行った。7° 方向に散乱された ^{10}C の運動エネルギーに狭いピーク構造が見られ、 ^{10}C の第一励起状態とともにテトラニュートロンの束縛状態が生成されたと解釈された [20]。束縛エネルギーは $B = -E = 0.42 \pm 0.16$ MeV、崩壊幅の上限値として 0.24 MeV と定まった。

テトラニュートロン状態のエネルギー E が正の場合には、強い相互作用で 4 つの中性子へと崩壊する共鳴状態である。 E が負の場合、すなわち 4 中性子が束縛状態をつくる場合には、 ^4H へと β 崩壊することが期待される。なお、論

文 [20] では、特異第一禁止遷移における典型的な $\log_{10} ft = 7$ を用いて半減期を 450 秒と推定している。

現時点では、4 つの中性子からなるテトラニュートロンの束縛状態ないし共鳴状態が存在することの実験的証拠は決定的でない。またレビュー論文 [17] に詳述されているように様々なアプローチで少数多体計算が試みられており、その中にはテトラニュートロンの共鳴状態が解として現れるものもある。ただし、理化学研究所の実験で報告された閾値付近 ($E \sim 0$) に位置する崩壊幅の狭い共鳴状態を理論的に説明することは困難である。

このようにテトラニュートロンを筆頭とする中性原子核がどのような形態で存在しうるか探ることは、原子核物理において実験・理論両面が連携しながら喫緊に取り組むべき重要な課題の一つであると言える。実際に、理化学研究所などにおいてテトラニュートロンに関する研究が複数展開されていることから、近い将来テトラニュートロンに関する知見がアップデートされることは大いに考えられる。ただし既に報告された実験結果が示唆するように、テトラニュートロンのエネルギー E は 0 に近いと推測される。一般の生成反応で実現される分解能のもとでは、 E の正負 (すなわち、共鳴状態か束縛状態) をはっきり区別するのは困難である。

そこで、長寿命の中性原子核の束縛状態を探索する実験を研究炉で実施することを提案する。中性子を吸収したウラン 235 の核分裂では平均 2.5 個の中性子が放出されるが、複数個の中性子が束となった中性原子核が放出される可能性が考えられる。実際に、中性原子核の実験的研究の黎明期にあたる 1960 – 70 年代には、ウランなどの核分裂が主に用いられていた [17]。その大半は、陽子や α 粒子をウランやタングステンに照射した加速器実験であったが、原子炉における実験 [21] も一例 1963 年に報告されている。その実験では、燃料棒の端から 8 cm 離れた位置にて 3.5 g の 3-アミノ-1,2,4-トリアゾール (アミトロール, $C_2H_4N_4$) に照射を 5 秒行い、1 分間低 BG 環境下で測定を行った。テトラニュートロンが存在すれば $^{14}N(4n, n)$ 反応により ^{17}N が生成され、遅発中性子の計測により ^{17}N を同定する原理であった。また 1.4 g のアルミニウムについても燃料要素の金属筒 (thimble) で照射を 24 時間行った。 $^{27}Al(4n, ^3H)$ 反応により生成されると考えられる ^{28}Mg の放射能を、 γ 線計測により評価した。その結果、テトラニュートロンの証拠は観測されず、核分裂あたりの収量は 5×10^{-9} 以下と結論づけられた。

我々の把握している限り、原子炉における研究はそれ以降 60 年間行われていない。その間の放射線計測技術の進展 (なお先行研究では NaI(Tl) が用いられていた) や不安定核に対する知見の蓄積に鑑みて、探索の感度を大幅に向上する余地は大いにある。また照射標的についても再考する必要がある。

研究手法の検討の初期段階であるが、以下の 2 通りの研究手法を展開していきたいと考えている。

- 中性子放射化分析の設備をそのまま用いる。すなわち輸送管で試料を炉心付近まで運び照射を行ったのち、ホットラボで分析を行う。中性子放射化分析との大きな違いとして、中性子による試料の放射化は望ましくないため、カプセル内部に中性子遮蔽材で出来た容器を収め、その内部に試料を設置することを考えている。
- 中性原子核は束縛したとしても弱束縛であると考えられ、原子核との反応によって容易に分解してしまう。炉心から放射状に伸び、燃料棒からの物質質量を最小化した速中性子ビームラインがあれば、「テトラニュートロンビーム」により放射化される試料のオンライン測定が可能となる。先と同様に試料の放射化は望ましくないため、中性子遮蔽体や永久磁石による熱中性子や荷電粒子の除去が考えられる。

2.5.3 複合核共鳴の詳細測定

4.4 節で述べる近熱外中性子ビームを用いて複合核共鳴状態から放出される γ 線の分岐比を詳細に測定することにより、複合核の統計モデルの検証を行うことが可能である。核データや原子核物理の分野において、特に中重核に関して複合核状態はハミルトニアン行列要素を統計的に扱ったランダム行列理論 (RMT) で説明できるとされており、実際に RMT の予言通り共鳴準位間隔は Wigner 分布、中性子幅分布は Porter-Thomas 分布に従うことが知られている。しかしながら共鳴準位間隔において RMT で説明できない周期的な分布が確認されているなど、複合核状態は未だ未解明な部分が多い。RMT によると放出される γ 線分岐比に関しても Porter-Thomas 分布に従うことが予測されているが、複合核共鳴ごとに γ 線分岐比の測定が行われた例は少ない。測定例が多い中性子幅分布は複数の共鳴に対する統計性の確認であるのに対し、放出 γ 線分岐比の統計性はそれぞれの共鳴における統計性の確認につながるものであり、系統的に異なるものであるとともに、特異な共鳴の発見につながる可能性もあり重要である。実験は熱外中性子源から供給可能な 3 eV 以下程度のエネルギーが低い近熱外中性子ビームを単色化し、共鳴ごとに放出される即

発 γ 線を測定することにより、 γ 線分岐比を決定する。これを複数の核種や共鳴に対して行い、それぞれで統計性を確認することでRMTの検証並びに、RMTがどこまで適用できるかなどを系統的に研究することが可能である。また共鳴ごとの全角運動量も放出される γ 線の測定によって決定することができる。現在の核データライブラリに掲載された全角運動量の値は、測定されている核種・共鳴が少ないため、多くの場合において確率分布に従いランダムに割り振られた推定値であり、本測定により実験的に決定することで、核データの充実やそこから波及する様々な分野への応用へとつながる。

2.5.4 偏極中性子を用いた核分裂反応の測定

UやPuなどの核分裂過程の研究にも4.4節で述べる偏極熱外中性子ビームは有効である。これら原子核が偏極中性子を吸収するとそのスピン方向を量子化軸として変形し、二つ以上の核分裂片に分かれる。三つ以上の核分裂片に崩壊する際には中性子吸収後の複合核は回転しながら分裂するため、中性子偏極方向に依存して三つの分裂片の放出方向が非対称な分布を持つことが知られている。これはRotation(ROT)効果と呼ばれ核分裂がどのような変形を経て起きているか、核分裂片が互いにどのように相互作用するかを知る上で重要な情報を提供する。これらはILLをはじめとした原子炉中性子源で冷中性子や熱中性子に対して研究されているが、UやPuは近熱外中性子に対しても多くの複合核共鳴を持つ。熱外中性子源から供給可能な0.1–3 eV程度の中性子に対して複合核共鳴を形成した後のROT効果を測定することは核分裂現象を詳細に理解する上で興味深い研究テーマである。本研究炉では偏極熱外中性子ビームを用いて共鳴ごとでROT効果の測定を行うことができる。

加えて、偏極中性子に伴って複合核が重い質量片と軽い質量片に分裂する反応でも、2.2.2節で述べた空間反転対称性の破れの増幅現象が確認されている。これは中性子偏極方向に応じた分裂片の放出方向の非対称として観測されており、Sushkovらによって増幅機構の理論的説明が与えられているものの、その検証は十分に進んでいない。上述のROT効果の測定と同時に核分裂反応における空間反転対称性の破れの精密測定も可能である。

2.5.5 アイソマー生成比の測定

Am, Cmなどは0.1–10 eVの近熱外中性子に対して複数の複合核共鳴状態を持ち、これらの共鳴状態は γ 崩壊の過程で長寿命なアイソマーを生成する。これらは原子炉で生成される高放射性廃棄物として生成され、長期にわたる主要な放射線源となっている。それぞれの複合核共鳴状態から生成されるアイソマーの生成比が異なるため、原子炉内の中性子エネルギー分布に依存して生成される高放射性廃棄物の寿命が異なる。熱中性子炉に限らず近年着目される新型革新炉開発においても、放射線量評価のためにこのような核データが必要である。しかしそれぞれの共鳴状態から生成されるアイソマーの生成比は同定されておらず、したがってどのような過程でアイソマーが生成されるかを研究することは原子炉設計および高放射性廃棄物の寿命を予測する上で重要である。原子核に単色化された0.1–3 eV程度の近熱外中性子を照射し、発生する γ 線エネルギー、アイソマーの寿命を測定することにより、それぞれの共鳴からのアイソマー生成比を測定することができる。

2.6 宇宙元素合成 (nucleosynthesis)

自然界には90種の元素、約260種の安定同位体が存在する。これらの元素や核種がいつ、どこで、どのように作られたのか、またレアメタルやレアアースなどの元素はなぜ稀少なのか、などの問題は、17世紀に近代的元素観が芽生えて以来、今日までの自然科学の根本的課題である。

元素の起源に関する現代の理解は、初期宇宙元素合成のシナリオを与えたG. Gamowらによる $\alpha-\beta-\gamma$ 理論[22]と、重元素の起源を理解するための礎となったE. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyleによる恒星内元素合成の理論[23]にまで遡ることができる。その大筋は以下のとおりである。まずビッグバン直後のQCD相転移によって陽子、中性子が作られ、それらを起点として、軽い核の反応ネットワークによって ${}^7\text{Li}$ までの軽元素が合成される。その後、それらの軽い原子核を含む星間ガスから恒星が誕生し、その内部で水素燃焼、ヘリウム燃焼過程

等を経て、鉄族までの中重核が合成される。宇宙には鉄よりも重い元素が存在するが、原子核同士の反応はクーロン障壁の効果によって強く抑制されるため、中性子捕獲反応が主役となる。恒星のヘリウム燃焼領域では、 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ や $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ 等の反応によって中性子が発生し、安定線に沿って中性子捕獲反応が多数回起きることにより、鉄よりも重い元素が徐々に合成される（遅い中性子捕獲過程、s 過程）。一方 太陽質量の 8 – 10 倍以上の大質量星では進化の最終段階において重力崩壊型の超新星爆発が起こる。その際に中性子ドリップラインに近い領域を通る速い中性子捕獲過程（r 過程）が進行し、やはり重元素の合成が行われると考えられている。また、近年多数発見されている連星中性子星の合体事象では極端に中性子過剰な環境が一瞬のうちに生み出され、特にランタノイドよりも重い元素が効率よく合成されるものと予測されている。これらのシナリオの妥当性を検証するには、理論的に予測される元素の生成量と、天文観測やさまざまな試料の分析から得られる元素の存在比とを比較する必要があるが、生成量の予測には、不安定核を含むさまざまな原子核に関するデータを入力する必要がある。安定同位体の中性子捕獲反応断面積については、過去数十年以上にわたる測定の結果の積み重ねにより、大半のデータが取得済みである。一方、特に r 過程において重要となる不安定同位体の中性子捕獲断面積については直接測定された例が極めて少ない。そこで我々は、比較的長い半減期を持ち、中性子照射標的として用意しやすいいくつかの不安定同位元素について、中性子放射化法による断面積測定を提案する。

3 ニュートリノ物理

3.1 超短基線ニュートリノ振動実験 (sterile ν)

ニュートリノ振動とは、ある種のニュートリノがその飛行中に別種のニュートリノに周期的に変化する現象である。これまでに、大気・太陽・原子炉・加速器ニュートリノでその振動は観測され、ニュートリノ研究の進展につながった。これらの観測結果を相互に比較する過程で、飛行距離が短い場合に特異的な振動が観測されて、新たな謎となっている。この特異的振動は、すでに知られているニュートリノとは異なる未知のニュートリノの存在を示唆している可能性があり、その未知のニュートリノはステライルニュートリノと呼ばれている。新試験研究炉では、炉心周辺の最適化設計と極低バックグラウンド放射線計測技術を組み合わせることにより、史上最短距離（ ~ 3 m）でのニュートリノ振動実験を実現できるため、従来に無い高統計で、従来探査されなかった領域でのニュートリノ振動パラメーターに制限を与えることができる。また、ニュートリノ出現事象を観測することで粒子-反粒子転換確率に制限を与えることができ、ニュートリノに対する荷電・パリティ対称性の破れを探索することも可能である。

これまでに行われたニュートリノ振動実験は、加速器を用いて生成されたニュートリノビームを用いた実験と、原子炉で発生する反ニュートリノを用いた実験に大別することができる。前者で代表的な実験としては、現在 J-PARC で行われている T2K 実験および JSNS²-II 実験が挙げられる。T2K 実験は、J-PARC の主リングからの 30 GeV 陽子を用いて発生させた高エネルギーミューニュートリノを岐阜県神岡鉱山地下のスーパーカミオカンデでキャッチし、ミューニュートリノから電子ニュートリノへの転換確率を精密に測定することで、ニュートリノのフレーバー混合角の一つである θ_{13} を決定することを目標としている。一方、JSNS²-II 実験は J-PARC 物質・生命科学実験施設の核破砕中性子源で発生する反ミューニュートリノを試験粒子とし、24 m および 48 m の距離に置かれた大型液体シンチレーター検出器に到達するまでに起き得る反電子ニュートリノへの転換確率を測定しようとしている。過去に行われた同種の実験である LSND 実験 [24] および MiniBooNE 実験 [25] では、それぞれ 3.8σ 、 2.8σ の有意度で転換確率の異常が見られており、それらのデータを説明するための仮説として、未知の 4 種類目のニュートリノ、いわゆるステライルニュートリノの存在が議論されている [26]。JSNS²-II 実験は、(図 3) に示す通り、従来の実験結果で許容されているステライルニュートリノの質量二乗差および混合角の範囲の大半を検証できる感度を持つと期待されている [27]。

原子炉からの反電子ニュートリノを用いた実験も行われており、たとえば Double Chooz 実験（フランス）は、2 基の商用炉（4.25 GW/pile）で発生する反電子ニュートリノを 400 m および 1050 m の距離に設置された 2 台の液体シンチレーション検出器を用いて長期間測定し、2 台の検出器の計数率の違いからニュートリノ混合角 θ_{13} を決定した [29]。類似の実験が中国（Daya-Bay 実験 [30]）、韓国（RENO 実験 [31]）でも独立に行われており、前述の Double-Chooz 実験、T2K 実験と無矛盾な結果を得ている。ただし、商用炉を用いて行われた Double Chooz、Daya-Bay、RENO の 3 つの実験は、お互いに独立であるにもかかわらず、いずれも反電子ニュートリノ強度が理論値よりも 7% 不足してい

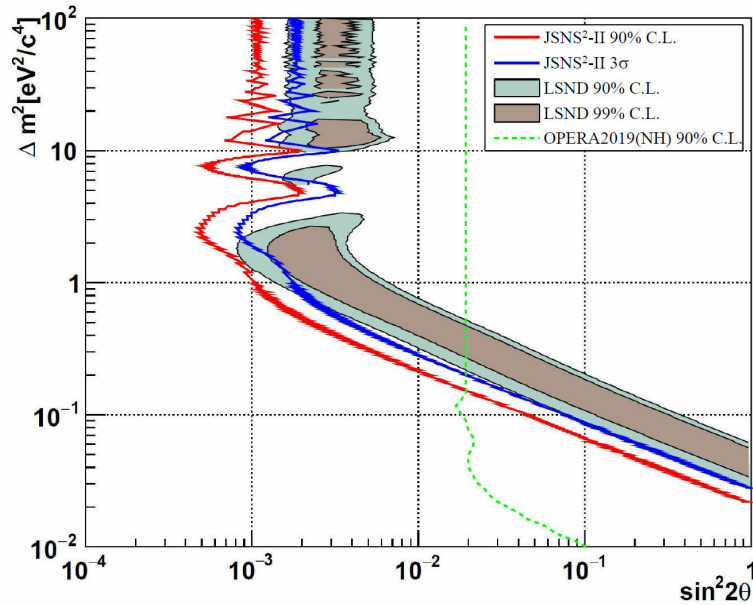


図 3: ステライルニュートリノの振動パラメーターに対する許容領域・排除領域の分布図。LSND; A. Aguilar *et al.*(2001)[24], OPERA2019[28]. 青および赤の曲線はそれぞれ JSNS²-II 実験における 90%および 3 σ の信頼度での探索限界を示す [27]。有意な事象が見つからなかった場合、曲線の右側の領域が排除される。

ることを報告しており、加速器ニュートリノ実験とは独立なステライルニュートリノの兆候ではないかと注視されている。このため、それらの実験の後続として、より短距離での原子炉ニュートリノの振動実験が実施または計画されている。さらに、⁵¹Cr や ⁷¹Ge などの放射性同位元素から放出される電子ニュートリノを用いたニュートリノ振動実験も行われており、やはりアノマリーが報告されている。そこで我々は、新研究用原子炉を用いた史上最短距離でのニュートリノ振動観測実験を提案する。2022年現在、炉心からもっとも近い距離で反電子ニュートリノ強度が測定された例はロシアにおける Neutrino-4 実験であり、熱出力 100 MW の SM-3 原子炉炉心から 6 - 13 m の距離で測定を実施している [32]。同実験で得られた振動パターンはステライルニュートリノの有意な兆候を示すものではあったが、残念ながら、もっとも短距離である 6 m の位置ではニュートリノ振動の強度が小さくなるような位相に当たっており、もっとも有意度が高まる位相に相当する 2 - 3 m の距離での測定は実現していない。そこで本提案では、炉心の設計段階からニュートリノ測定を踏まえたデザインが可能である強みを最大限に活かし、距離 2.5 - 3 m での測定を目指す。これによって、ステライルニュートリノの振動パターンをもっとも高い感度で検知するとともに、加速器ニュートリノ実験とは異なる反応チャンネルを調べることで、全く独立な検証実験を実現する。

3.2 二重ベータ崩壊に関わるニュートリノ原子核反応率の精密測定 ($\sigma_{\nu A}$ for $0\nu\beta\beta$)

ニュートリノ放出を伴わない二重ベータ崩壊は、ニュートリノの質量やマヨラナ性（粒子-反粒子の同値性）など、ニュートリノ自身の基本的性質を解き明かすためのもっとも有効なプローブの一つである。そのため、世界中で探索競争が進められているが未だ観測されていない。探索を成功させる鍵は、核感度、すなわちあるニュートリノ質量に対する崩壊の起こりやすさが高い原子核を試料として用いることである。

この核感度の評価は従来、核理論計算によってのみ行われてきた。しかし、既存の計算値には理論的モデルの違いによって数倍以上の食い違いがあり、信頼できる予想値が得られていない状況である。候補となる原子核がニュートリノと反応を起こす際の励起関数は、予想値の精度を改善する上でもっとも有用な情報である。そこで、原子炉の炉心近傍で得られる大強度の反ニュートリノ束を利用し、励起関数の高精度測定を行うことを提案する。

3.3 超新星爆発に関わるニュートリノ原子核反応率の精密測定 ($\sigma_{\nu A}$ for SN)

重力崩壊型の超新星爆発では、放出される全エネルギーの約99%をニュートリノが運び去ると考えられている。一方、爆発する星を構成する通常の物質が無限遠方に飛び去るのに必要な運動エネルギーは、爆発の全エネルギーの約1%に過ぎない。しかし、現在の多くの爆発シミュレーション計算では、そのわずかな運動エネルギーが充足されず、完全な爆発解が得られないという深刻な問題がある。

ここで、大半のエネルギーを担うニュートリノが、通常の物質との相互作用により少しでも多くエネルギーを賦与すれば、運動エネルギーが賄われる可能性がある。これを検証するためには、ニュートリノと原子核の反応率を精度よく求めることが重要となる。この研究でも、炉心近傍での大強度反ニュートリノ束が決定的に有用と考えられる。

3.4 使用済み燃料からのニュートリノ測定

燃焼直後の使用済み燃料は放射能レベルが高いため、使用後すぐには化学分析や質量分析によって核分裂生成核種を分析することはできない。 β 崩壊によって放出される反電子ニュートリノは、燃料からのサンプリングは不要であり、適切に設計された遮蔽があれば、遮蔽を隔てて検出することで、核分裂生成核種の一部を定量的に分析できる可能性がある。燃焼終了直後から、数か月から数年かけて反電子ニュートリノ測定を実施し、エネルギースペクトルと時間変化が観測できれば、月および年オーダーの半減期核種の生成量について、重要な知見を得られる。

使用済み核燃料から発生する反電子ニュートリノ量は、原子炉運転中と比較して1/100以下となるため、長時間かつより近距離での測定が不可欠である。また、使用時期・期間の異なる使用済み燃料が混在すると、時間スペクトルが乱されしまう。そのため、適切に使用済み燃料がハンドリング（分別して保管）できる保管用プール、検出器を設置するためのスペースおよび使用済み燃料との間の遮蔽体が用意される必要がある。このような設備が準備され、使用済み燃料からのニュートリノ測定が実現すれば核分裂生成核種の理解が進み、原子力工学へ重要な情報提供ができる可能性がある。

使用済み燃料からのニュートリノスペクトルの測定は、ステライルニュートリノ探索をはじめとする上記3課題を実施するうえでも重要であり、検出器技術やバックグラウンド低減のための遮蔽設計（および研究）は共通している。新研究炉での使用済み燃料に関するニュートリノ研究は、分野融合課題として推進する意義は大きいといえる。

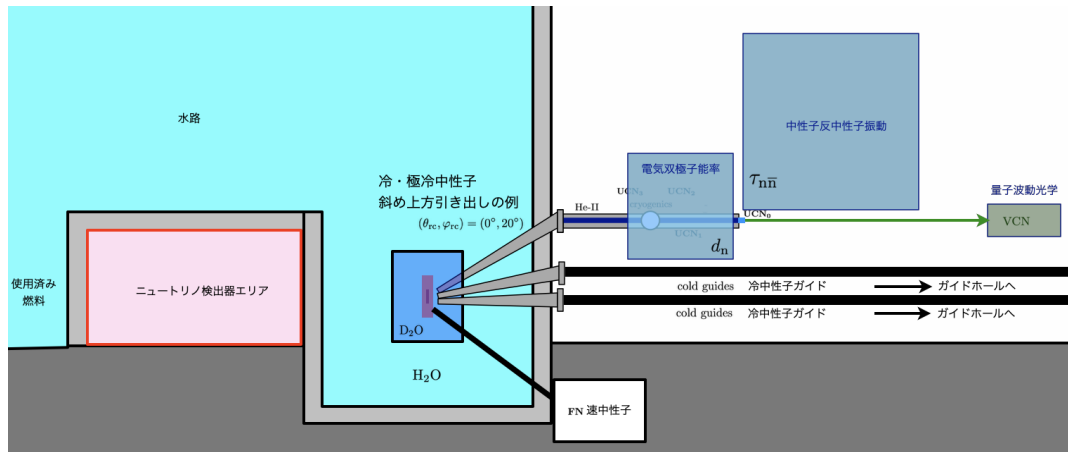


図 5: 極冷中性子を斜め上方に取り出した場合の側面図

4.1 超冷中性子源

超冷中性子生成には、冷却された物質内で起こる非弾性散乱を用いたスーパーサーマル法を利用する。中性子を減速するという意味では、通常中性子減速体(モデレータ)と同じであるが、減速後の中性子が周囲の温度からかけ離れたものになるので、スーパーサーマル法において減速に用いる低温物質をコンバーターと呼ぶ。コンバーターの材質としては、1 K 程度に冷却した超流動ヘリウム(He-II)および8 K 程度の固体重水素(sD_2)の2種類が有力である。それぞれの特徴は次のとおりである。

1. He-II コンバーター

He-II は単一フォノンの励起モードを持ち、そのフォノンの分散関係から1 meV の極冷中性子を超冷中性子に転換する。 ^4He の中性子吸収断面積が極端に小さいため、He-II 内に超冷中性子を長時間蓄積して、超冷中性子の密度を高くすることができる。ただし、長時間蓄積の場合、蓄積された中性子は He-II 内部のフォノンによって再加熱されて失われるので、He-II の温度を1 K 程度に保つ必要が生じる。

2. sD_2 コンバーター

sD_2 は複数のフォノンモードを持ち、5 - 10 meV の比較的高い領域において、冷中性子を超冷中性子に転換する¹。重水素は散乱断面積がヘリウムに比べて大きく、冷中性子から超冷中性子への転換効率が He-II に比べて10 倍程度大きくなる。一方、吸収断面積もヘリウムに比べて大きく、重水素内の超冷中性子蓄積時間は最大150 ms 程度である。本稿では超冷中性子を重水素内に蓄積することは考えないので、 sD_2 の温度は5 - 10 K 程度が良い。それは同時に、 sD_2 コンバーターを炉心に配置し、発生した超冷中性子を高い効率で取り出す必要が伴うことを意味する。

両者は一長一短であるため、どちらの実現についても原子炉の設計段階で詳細な検討をする必要がある。

現段階では、炉心から中性子光学系を用い効率よく1 meV の極冷中性子を高い効率で取り出し、炉心から離れた位置に設置した He-II コンバーターで超冷中性子に転換し利用することを第1案として想定する。その具体的な配置の例が、図4及び図5である。極冷中性子は、図6のように炉心付近まで挿入された集束機能を持った多層膜中性子ミラーを用いて He-II コンバーターに向けて輸送し、多層膜ミラーを内壁面にもつ He-II 槽を通過させる。重水槽および軽水槽領域に中性子引き出し光学系を挿入することで、下流の He-II 超冷中性子源に導くべき極冷中性子強度を格段に向上させることを想定する。以下、JRR3 の冷中性子源の減速効率を参照し、新試験研究炉の熱中性子束が JRR3 と同等なることを仮定して議論を進める。現在実用化されている中性子 $m = 5$ のスーパーミラーを導管として冷中性子減速体直近まで挿入し、取り込み立体角 20 msr で1 meV の極冷中性子を輸送する。なおスーパーミラーの m 値

¹超冷中性子生成にとって最適な中性子温度は30 K 程度である。液体重水素モデレータを用いて十分な強度を得ることができる。

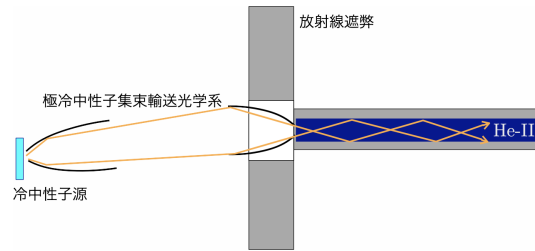


図 6: 冷中性子減速体から極冷中性子成分を取り出す光学系の例。冷中性子減速体の近くまで集束機能を持った反射光学系を挿入することで、He-II コンバーターにより多くの極冷中性子を導く。

とはミラーの光学的アクセプタンスを表す指標で、反射できる最大の反射運動量を、Ni の反射臨界運動量を単位として表したものである。1 cm³ あたりの超冷中性子生成率は 6 UCN/s であることから [34]、350 リットルの He-II を用いるとすると、 2.3×10^6 UCN/s の超冷中性子生成率が得られる。

ここに、冷中性子源の性能向上、極冷中性子光学系の高度化を追加することで、超冷中性子の発生率を 1×10^8 UCN/s 程度、またはそれを超える水準に引き上げる。次節以降に述べるとおり、JRR3 の冷中性子源には、減速効率を向上させる余地があると考えられる。また、輸送光学系については、 $m=10$ 相当の輸送能力を実現して、極冷中性子の取り込み立体角を 4 倍程度増加させる。なお、sD₂ コンバーターを用いることで、超冷中性子発生率を増大させる可能性もある。

4.1.1 冷中性子源の性能向上

図 7 に JRR3 と ILL の中性子スペクトルを示す。ILL の熱出力は 57 MW、JRR3 の熱出力は 20 MW なので、熱

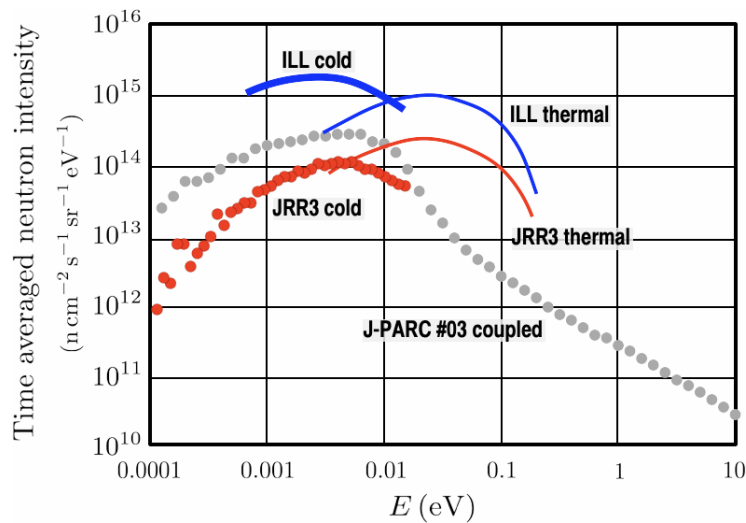


図 7: JRR3、ILL、J-PARC の中性子スペクトル

出力比はおよそ 3:1 である。そして、熱中性子強度を比較すると概ね 4 倍程度であり、熱出力比に近い。一方、冷中性子強度は 1 meV 付近でざっと 20 倍程度異なっており、熱出力比から乖離している。熱中性子の強度ピークと冷中性子の強度ピークの高さが、ILL と JRR3 で逆転していることから差異は明らかである。

中性子スペクトルの形に注目すると、まず、強度ピークの位置に差異が認められ、JRR3 cold の中性子温度は ILL cold の場合よりも高くなっている。さらに冷中性子スペクトルのピークから低エネルギーに向かう強度曲線の勾配が異なり、JRR3 cold は ILL cold よりも急激に強度が減少している。この原因を究明することで、極冷中性子領域の強度向上が可能であると考えており、JRR3 cold に比べて 1 桁程度の減速効率向上の可能性もあるのではないかと推測

される。そこで冷中性子減速体系について、注意深い詳細検討及び基礎研究を行う。このような冷中性子源の性能向上は中性子利用全体に波及する性能向上である。

4.1.2 極冷中性子集束輸送光学系の開発

輸送光学系の実効的なアクセプタンスを増加させる手段として、現状考えられる選択肢には、ダイヤモンドナノ粒子による多重小角散乱を利用した中性子ミラー (DNP ミラーと呼ぶことにする)、多層膜ミラーがある。DNP ミラーは m 値が大きいためアクセプタンスを大きくできるという利点があるものの、反射中性子が鏡面反射方向を軸として広がった方向に出てくる。今回は、極冷中性子を He-II コンバーターに向けて集束する輸送光学系としたいので、反射中性子の方向に広がりを持たないものが望ましい。そこで、大きな m 値を持つ多層膜ミラーの利用を考える。

一般に、多層膜を形成する際には大きさに制限があるため、多数の多層膜ミラーを高精度でアラインメントしながら組み上げて輸送光学系を作る。従来の多層膜ミラーはガラスなどの素材でできた平滑な基板表面に形成されているため、高精度のアラインメントを保つための構造体は大きくなっていった。しかし、精密機械加工技術の進歩によって、金属表面にアモルファス NiP 層を形成・平滑化し、その表面に多層膜ミラーを形成することが可能になった。この成果によって、自由曲面の多層膜ミラーがコンパクトに実現できるようになり、J-PARC で実用化されている。金属基板を利用することで、炉心周辺の高い放射線場や熱サイクルに対する耐性が高まることも期待できる。そこで、金属基板の多層膜ミラーを用いることとする。

多層膜ミラーの m 値は、 $m=10$ 程度を想定することを考えている。現状では、多層膜間の拡散によるポテンシャルのコントラスト消失、各膜の内部応力の違いによる膜剥離などの技術上の制約によって $m=5$ 程度が現実的である。しかし、最近、膜間に拡散抑制層を挿入する研究が進んだ結果、 $m \geq 10$ の中性子スーパーミラーの可能性が急浮上しており、近い将来に汎用的利用も実現するものと見込んでいる。そこで金属基板多層膜ミラーの開発研究を行う。

以上が基礎物理研究にとっての光学系開発研究の内容だが、この開発研究がひらく可能性はそれにとどまらない。大きな m 値を持つ多層膜ミラーが汎用技術として利用できるとなれば、従来よりもはるかに小さな曲率半径で冷中性子を曲げることができるようになる。すると、炉室からガイドホールに向けて中性子を輸送するときに生じる遮弊欠損を補うための隔壁の厚みを小さくできる可能性が生まれる。また冷中性子ビームの分岐の自由度は格段に大きくなる。このような中性子光学系の性能向上は、中性子利用全体に波及する性能向上である。

なお、実際に新試験研究炉が稼働した後、最上流光学系を維持したり、さらなる高度化を図る必要が出てくる。そのためには、放射線照射した材料の反射率などを測定できるような設備が欠かせないことにも留意する必要がある。

4.1.3 固体重水素コンバーター

冷中性子減速体近傍に sD_2 を設置し、冷中性子を超冷中性子に変換する場合について述べる。図7の JRR3 の中性子フラックスを sD_2 に入射できたとすると、冷中性子フラックスは $1.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ となる。冷中性子から超冷中性子への転換効率は 1×10^{-8} であるので [35]、単位体積あたりの超冷中性子生成量は $1.6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ と見積もられる。 sD_2 の体積を 10 リットルとすると、超冷中性子生成量は $1.6 \times 10^9 \text{ UCN/s}$ である。 sD_2 コンバーター中の蓄積可能時間は He-II よりも大幅に短く 30 ms 程度と想定されるため、到達可能な超冷中性子密度は $5,000 \text{ UCN/cm}^3$ 程度と想定される。 sD_2 では He-II よりも多くの超冷中性子発生率が見込めるが、 sD_2 を 10 K 以下という温度で炉心近傍に設置する必要があり、炉心や冷中性子減速体と合わせて詳しい技術設計が必要となる。

sD_2 には、固化時に多結晶になっている場合、超冷中性子が乱反射されて取り出し効率が上がらないという問題が報告されている [36]。そこで、 sD_2 結晶成長の研究や結晶界面を抑制して実装する技術、表面積を大きくし超冷中性子が効率良く取り出される設計 (grooved moderator 方式) などの開発研究が不可欠である。

4.2 ニュートリノ検出器

燃料メンテナンス用の水路の下に設置スペースをとり、そこにニュートリノ検出器を設置することを想定する。新試験研究炉は炉心が小さく、燃料に接近した検出器設置が可能であるという他に例を見ない特徴を持っている。原子炉

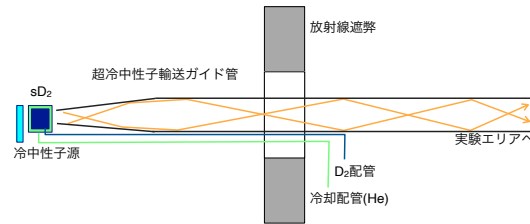


図 8: 固体重水素 (sD₂) コンバーターの設置例。冷中性子減速体近傍に体積 10 リットル程度の sD₂ を設置し、5 - 10 K まで冷却する。発生した超冷中性子は良く研磨されたガイド管を通して実験エリアに輸送される。sD₂ は冷却配管およびガイド管と一体として運用する。

内の核燃料に十分近いことが重要で、検出器配置スペースの最近接箇所と燃料中心からの距離が 3.5 m 以下にできれば、ステライルニュートリノの探索実験として未踏領域を開拓できる。また、炉心が小さいため、ステライルニュートリノの質量が重い（ニュートリノ振動距離が短い）場合に、ニュートリノ発生点の広がりによる振動パターンのぼやけが起こらず、商用炉などでは実現できない特徴も持ち合わせている。なお、より近づけることによって探索感度は向上させる可能性があるが、炉心に近づけることで減少する放射線遮蔽および炉心を見込む立体角増加によるバックグラウンド増大を検討した上で、最適距離を算定する必要がある。

さて、ニュートリノは、その存在が提案されてから実際の検出までに 20 年以上かかっていることが示す通り、非常にまれにしか物質と反応しない。そのために、その検出には非常に大きな検出器を必要とする。具体的には、測定する対象ごとに重要と見做される原子核（安定同位体）を 1000 kg 程度用意し、炉心から約 3 m の位置に設置する。それ自身が検出器として動作可能な物質を標的の材料として利用できる場合は、標的内でニュートリノ核反応が起こった際の即発の信号を直接検出し、ニュートリノ核反応率を測定する。検出器として動作しない物質を用いる場合は、1ヶ月から 1 年程度の期間照射した後、標的材料を搬出し、ニュートリノ核反応によって生成された長寿命放射性核種の崩壊を極低バックグラウンド放射線計測の手法によって精密に測定する。いずれの場合でも、実験に必要なスペースとしては炉心からの最短距離が 3 m 程度の地点で、3m × 3m × 5m 程度の容積である。

ニュートリノを検出する方法はいくつかある。カミオカンデに代表される検出器は、水を用いたチェレンコフ検出器である。これは、入射したニュートリノが原子核と相互作用し、その際放出する電子などの電荷粒子が水中で放出するチェレンコフ光を検出するものである。しかし、このチェレンコフ光の量は、入射するニュートリノのエネルギーに対して非常に小さい。実際スーパーカミオカンデでのニュートリノエネルギーに対する閾値は約 5 MeV となっており、低エネルギーのニュートリノ検出には不向きである。

原子炉ニュートリノを用いた超短基線ニュートリノ振動実験では、放出されるニュートリノのエネルギーが数 MeV と比較的低い。比較的低エネルギーの低いニュートリノ検出を行うために有効な手法が、逆ベータ崩壊反応を用いた手法である。この手法では、ニュートリノを検出するために、下記の反応で放出される信号を検出する。



の陽電子および対消滅 γ 線を先発信号として検出し、反電子ニュートリノのエネルギーと時間を測定する。発生した中性子は熱化され、例として水素原子（もしくは ⁶Li や ¹⁰B）に吸収される。



の γ 線（もしくは α 線などの重粒子）が後発信号として検出される。この先発・後発信号の遅延同時計測で環境放射線によるバックグラウンドを抑制する。この手法では、検出する反電子ニュートリノのエネルギー閾値は、1.8 MeV

となっており、原子炉ニュートリノ検出が可能である。図9のようなニュートリノ検出器を設置することを提案する。

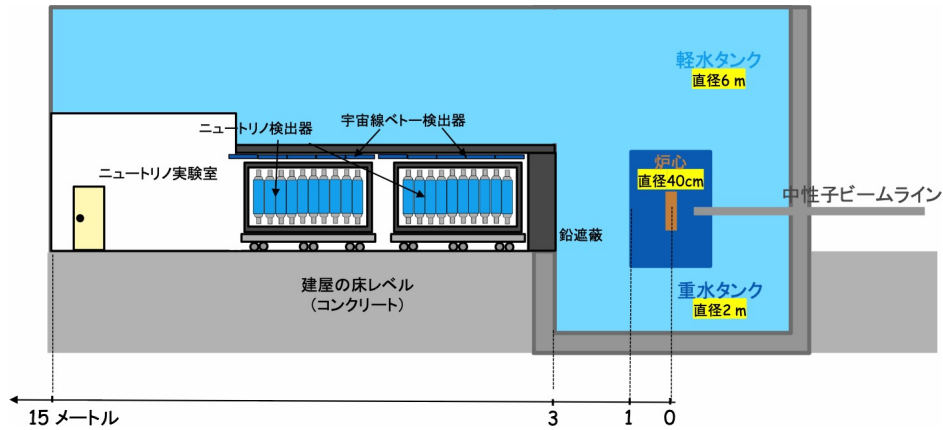


図9: ニュートリノ検出器と設置場所のポンチ絵。約 10 m^3 の液体シンチレーターと、 γ 線、中性子に対する遮蔽材からなる。

検出器および設置場所

原子炉ニュートリノ検出器は、有機溶媒をベースとした検出器を採用し、有機溶媒に熱中性子捕獲断面積の大きい原子核 (${}^6\text{Li}$ や ${}^{10}\text{B}$, Gd など) を溶解した液体シンチレーターを採用する。ニュートリノは反応断面積が小さいため、事象数を確保するため容積は約 10 m^3 を想定する。一般的な素粒子理論モデルを仮定したときに、ステライルニュートリノと一番軽いニュートリノの質量差を Δm_{14}^2 とし、ニュートリノのエネルギーを E 、ニュートリノ発生点 (炉心) から検出点までの距離を L とすると、原子炉ニュートリノが反電子ニュートリノとして検出される確率 $P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e}$ は

$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\Delta m_{14}^2 \frac{L}{4E}\right) \quad (3)$$

と書ける。ステライルニュートリノの存在を示唆する Neutrino4 実験の結果 [32] は、 $\Delta m_{14}^2 = 7.3 \pm 1.17 \text{ eV}^2$ 、混合角 $\sin^2(2\theta) = 0.36 \pm 0.12$ と与えられており、ニュートリノエネルギーが 4 MeV (検出事象数が最も多いエネルギー) のとき、その振動周期は約 1.4 m となる。つまり、大きな質量差を持つステライルニュートリノは炉心の小さい (発生点が局所的な) 研究用原子炉の利用が極めて有効である。また、振動の様子をニュートリノ検出器内の反応場所解析から可視化するためには、位置情報の得られる検出器である必要性があり、液体シンチレーター検出器は適切なサイズに細分化して利用する。

シグナル量の見積もり

研究炉の出力が 10 MW であるとして、液体シンチレーター (水素標的) ニュートリノ検出器の重量 1 トン 当たりの事象発生率は、1日あたり $300/L^2$ 事象 ($L [\text{m}]$ は炉心から検出器までの距離) と見積もられる。これは、ニュートリノ検出器のエネルギー閾値を 1.5 MeV とした場合の見積もりであり、炉心からの γ 線、検出器や建築材からの環境 γ 線が多く、エネルギー閾値が 3 MeV 程度までしか下げられなければ、事象率は 30% ほど減少する。そのため、後述する γ 線フラックスの低減対策は感度に直結する重要なものである。距離依存性からも明らかなように、可能な限り検出器を炉心近くに設置することも極めて重要であり、そのためには高速中性子の熱化を早めるための対策も必要である。

バックグラウンド対策

ニュートリノは非常にまれにしか物質と反応しないため、バックグラウンド信号を十分に低減することが欠かせない。バックグラウンドとしては、下記の放射線による事象が予想される。それぞれについての詳細と、低減するために必要な対策を示す。

1. 原子炉および環境からの中性子

逆ベータ崩壊による観測では、中性子が大きなバックグラウンド事象となる。熱中性子が検出器内に入射すれば、そのまま検出器内の水素に吸収されて後発信号の背景事象とるため、検出器の周囲には効果的な熱中性子吸

収体を遮蔽として設置する必要がある。吸収体としては、熱中性子捕獲後に高エネルギー γ 線を放出しない物質が望ましいため、 ${}^7\text{Li}$ や ${}^{10}\text{B}$ が候補として挙げられる。これらの吸収核を多く含む物質を実験室内壁のライニングとして数センチメートル設置することが熱中性子束の抑制に効果的である。

高速中性子 (MeV 領域) は、検出器に入射すると水素原子との散乱で減速・熱化されて検出器内の原子核に捕獲される。前述の通りこの熱化された中性子は後発信号の背景事象となる。少なくとも高速中性子量として、地上の環境中性子量と同程度の $10^{-3} \text{ MeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 以下に低減する必要がある。炉心で見積られる中性子量のデータ [37] をもとに、追加の軽水遮蔽による中性子量の減衰量を軽水 20 cm あたり 1/10 を仮定した中性子量を図 10 に示す。軽水タンクの直径が 6 m の場合は、軽水タンクのすぐ外にニュートリノ検出器を設置でき、直径が 5 m の場合は、追加で軽水 50 cm と同等の効果をもつ遮蔽材の設置が必要である。

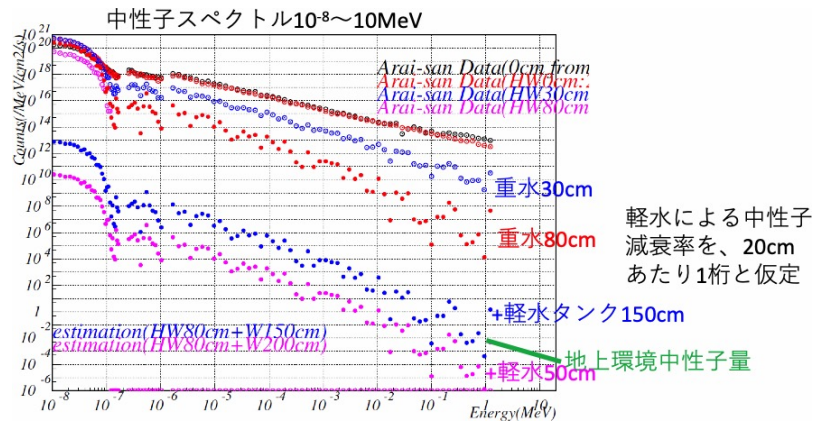


図 10: 原子炉起源の中性子フラックスの見積もり。新試験研究炉を想定した中性子量シミュレーションデータ [37] を用いた。軽水による減少量は、20 cm あたり 1/10 を仮定している。

2. 原子炉および環境からの γ 線

原子炉起源とする γ 線は、先発信号および後発信号の背景事象となり、それぞれの偶然同時計数が深刻なニュートリノ信号の背景事象となる。

重水タンク表面での γ 線フラックスの見積もり [37] を参照すると、各エネルギー領域で、 6.0×10^{10} 、 3.0×10^{11} 、 $4.2 \times 10^{12} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (それぞれ順番に 7.5 – 14、3.0 – 7.5、3.0 MeV 以下) と評価されている。重水タンクの表面が炉心から 1.0 m、ニュートリノ検出器の最も炉心に近い場所までは、重水表面から軽水 200 cm、コンクリート 50 cm とする。コンクリート表面での各エネルギー領域での γ 線フラックスは、 1.1×10^8 、 2.4×10^6 、 $3.5 \times 10^7 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (それぞれ順番に 7.5 – 14、3.0 – 7.5、3.0 MeV 以下) となり、これらの γ 線を自然界の γ 線フラック程度 ($\sim 10^{-2} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ @ 7.5 – 14 MeV) まで低減するためには、原子炉方向には鉛の遮蔽体を 50 cm 追加で設置する必要がある。また、環境からの γ 線バックグラウンドとしては、主には ${}^{40}\text{K}$ (1.4 MeV)、 ${}^{208}\text{Tl}$ (2.6 MeV)、があげられる。これらを十分に低減するために、検出器を設置するニュートリノ実験室には天井と床、壁面のすべての方向に 10 – 15 cm の鉛遮蔽体を設置する必要がある。

3. 使用済み燃料および環境からのニュートリノ

ニュートリノ実験室が燃料運搬用水路の直下に設置されれば、使用済み燃料の保管用プールと距離が近くなり、使用済み燃料から一定量のニュートリノが飛来する。ニュートリノ信号としては原子炉側から飛来するニュートリノ信号との弁別は困難であるため、背景事象としての影響は原子炉全体の設計段階で考慮する必要がある。

4. μ 粒子などの宇宙線

地上実験室においては、宇宙線由来の高エネルギー事象が検出器で観測される。ニュートリノ実験室が燃料運搬用水路の直下に設置されれば、2次宇宙線のハドロン成分や電磁シャワー成分は大部分が遮蔽され、ほとんどは μ 粒子が実験室に飛来することになる。 μ 粒子とニュートリノ検出器の直接的な相互作用と、 μ 粒子による水路

や実験室の遮蔽体を含む検出器周りの物質中の原子核の核破砕反応による中性子や高エネルギー γ 線の生成がニュートリノ信号の背景事象となる。宇宙線 μ 粒子の遮蔽は現実的に不可能であるため、実験室および検出器への飛来時刻や場所を正確に記録し、データ解析時にその情報を使用してオフラインで背景事象を抑制することが不可欠である。実験室天井部分には宇宙線 μ 粒子を検出し、記録するための検出器を設置することが必要である。

必要実験室

ニュートリノ検出器の大きさは、 $1.5 \times 1.5 \times 5 \text{ m}^3$ 程度を予定している。さらに、検出器への動線を確保するために、検出器を設置する空間として、炉心の最近接部分は幅 $3 \text{ m} \times$ 天井高さ 2.5 m を必要とし、炉心側には鉛遮蔽を厚さ 50 cm 以上設置する。実験室には、低バックグラウンド環境を構築するために、追加で遮蔽体が必要である。実験室壁（床と天井を含む）に熱中性子吸収材を数センチメートル厚さでライニングして、熱中性子束を 10^{-3} 以上低減する。炉心方向以外の全方向に γ 線遮蔽用の鉛を厚さ 20 cm 相当設置する。主として重量遮蔽体が多く設置されるためニュートリノ実験室の床部分の重量耐性は、 1500 トン 程度が必要と見積もられる。

使用するニュートリノ検出器は、有機溶媒を使用した液体シンチレーターを予定している。この液体シンチレーターは、消防法における危険物（第4類第2石油類）に分類される。この必要とされる液体シンチレーター体積は、最大で 10 m^3 程度が見積もられる。したがって、ニュートリノ検出器を設置する実験室は、危険物取扱施設とする必要がある。

4.3 極冷中性子

極冷中性子は、エネルギーが超冷中性子ほどには低くないために物質を透過することができ、また、波長はナノテクノロジーが迫ることができる空間的サイズに重なるほどに長い。この特質を利用すると、人工的に構成した実験装置を用いて中性子波動を精密に制御することが可能であり、多彩な中性子波動の干渉現象の研究を飛躍的に発展できる。近年発展目覚ましい多層膜中性子干渉計はその実例である。図4及び図5のような配置の場合、 5 m 厚の He-II 超冷中性子コンバーターを用いるときには、入射極冷中性子のうち 75% 程度がそのまま透過する。これを極冷中性子ビームとして利用することを想定する。

ただし、このような構成は必ずしも必要でないので、超冷中性子源の下流ビームが使えない場合には、次のような方法で極冷中性子の利用を実現する。

1. 冷中性子減速体から、極冷中性子を取り出す光学系を追加する。
2. 冷中性子ガイド下流側で、極冷中性子成分を中性子ミラーで選択的に分岐する。この場合、冷中性子ガイドは冷中性子減速体に近い位置まで挿入し、高い効率で極冷中性子成分を輸送していることが必要である。

4.4 近熱外中性子源

近熱外中性子ビームを得るために新試験研究炉に高温減速体を設置することを提案する。熱外中性子ビームは原子核反応の研究や中性子非弾性散乱実験などに多く用いられており、本提案における複合核を用いた離散的対称性破れの研究や、アイソマーや核分裂反応の研究を熱外中性子源を用いて行うことを想定している。

熱外中性子源は1970年代に ILL に初めて実装され、現在は ILL およびドイツの原子炉 FRM-II で高温減速体が運用されている。20 MW の出力を持つ FRM-II では 14 kg の黒鉛を用いた高温減速体を用いられており、減速体は炉内の γ 線によって 2200 K 程度まで加熱され、 $0.1 \sim$ 数 eV の領域で高い中性子強度を得ることが可能である [33]。中性子ビームは単結晶回折により単色化される。FRM-II ではゲルマニウムや銅結晶の高次ブラッグ回折を利用した近熱外中性子モノクロメーターが実現しており、本研究炉にも結晶回折を用いたモノクロメーターを設置することで 3 eV 程度までの単色化された近熱外中性子ビームを取り出す (図11)。

^{139}La の共鳴エネルギーである $0.7 \text{ eV} \pm 0.05 \text{ eV}$ の中性子ビームを基準に考えると FRM-II の熱外中性子ビームラインで得られる中性子量は $3 \times 10^7 \text{ n/s}$ であり、J-PARC の中性子ビーム強度 $1.8 \times 10^7 \text{ n/s}$ を超える中性子強度を持つ。

従って 10MW 新試験研究炉に既存の技術を用いて熱外中性子源を作れば、J-PARC と同等の大強度の熱外中性子ビーム強度を得ることができる。加速器中性子源は γ 線バックグラウンドが大きいことや、放射線遮蔽体により実験装置を設置できるスペースが非常に限られるため、実験環境という点でも原子炉中世子源に優位性がある。エネルギー分解能は加速器中性子源と比べ悪化するが、大きな装置が必要な強磁場や極低温環境下での実験や、低バックグラウンド環境を利用した精密な γ 線分光実験など高強度熱外中性子ビームを用いて新規性の高い種々の実験が可能である。

近熱外中性子が持つ問題点として、光学的なビーム制御が難しい点が挙げられる。中性子減速体近傍の中性子強度を J-PARC と比べると、FRM-II の熱外中性子源は J-PARC の 60 倍以上の中性子強度を持つが、試料位置では 2 倍程度まで中性子強度が落ちてしまう。これはビーム輸送光学が熱外中性子光学に適応できないことやビームを単色化する際の損失が原因であり、将来近熱外中性子の光学的制御の進展すれば、中性子輸送効率が改善し、中性子ビーム強度が大きく増大する可能性がある。近熱外中性子光学の研究は徐々に進んでおり、近熱外領域の中性子光学的性質の実証研究は屈折光学系でなされ、最近、反射光学系についても実証がなされた。また、 $m=10$ 付近の極めて m 値が大きな多層膜ミラーは実際に作成され、実用化されている。しかし、このような大きな m 値でのスーパーミラーとなると、層間拡散によってポテンシャルのコントラストが抑制されてしまうという問題によって、汎用光学素子としての研究は進んでいなかった。ごく最近、層間拡散を抑制する研究が進んだことで、 $m=10$ 以上の領域でもスーパーミラーを作成することが可能になってきた。この進展によって、近い将来において、近熱外中性子のビーム輸送が汎用的に可能になると期待される。

加えて近年中性子偏極デバイス： ^3He スピンフィルターの高性能化が日本グループで実現しており、高い偏極率での近熱外中性子ビームの偏極が可能になっている [8]。新試験研究炉においても ^3He スピンフィルターをビームラインに常設し、高品質な偏極熱外中性子ビームを安定供給する。これにより偏極原子核と偏極中性子ビームを組み合わせた原子核研究を始め、磁性研究や構造研究などが可能になる。

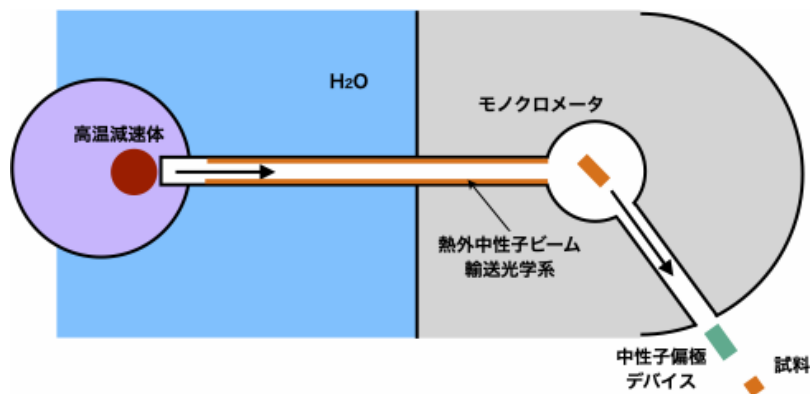


図 11: 近熱外中性子ビームラインの概念図

4.5 照射設備及び速・熱外中性子利用

放射化法を用いた核反応断面積の測定を実施できるよう、照射ポートが必要である。これは新試験研究炉に設置される汎用照射ポートを利用することで実行できると推測されるが、利用可能時間に不足が生じた場合は追加的に照射ポートを用意する必要がある。宇宙元素合成研究のための断面積測定研究が進んだのちに、速・熱外中性子ビームが必要となる。冷中性子、熱中性子及び近熱外中性子を光学的に除外し、純度の高い速・熱外中性子を得る。ビームを下方に向けて取り出すことで、床面下にビーム終端を持ってくることが考えられる。

4.6 中性子光学開発施設

以上の中性子を利用した研究全体にわたって、高度な中性子光学系の要求度は極めて高い。多層膜中性子反射光学素子の高性能化及び実用化技術は、中性子基礎物理に限らず、中性子ビーム利用全般に大きな利得をもたらす。特に、

炉心に近い領域への光学素子の導入は、中性子源の利用効率を根本的にかつ飛躍的に改善するものであり、新試験研究炉の性能を世界一線に引き上げるだけでなく、将来に向けて世界をリードする重要な研究分野を形成する。そこで、多層膜ミラーの基板製作技術、多層膜積層技術を総合的に推進する研究施設及び研究推進体制を整備し、新試験研究炉の重要な柱に位置づけることを強く希望する。

また、日本において発展している ^3He スピンフィルター技術は、偏極近熱外中性子の安定供給に資する上に、中性子ビーム利用全般で中性子スピン偏極の汎用的利用を開拓する。さらに、中性子基礎物理で必要となる標的核スピンの偏極技術も、研究分野を超えて中性子科学全般に大きな利得をもたらすものであり、中性子スピン光学という新たな汎用性を伴った分野形成を導くものである。

そこで、これらを合わせて中性子光学の開発及びその応用の発信体制を形成することで、新試験研究炉を世界的最先端研究施設として確立することを要望する。

具体的に必要となる設備は、精密機械加工及び研磨設備、表面平滑度計測装置、多層膜形成装置、中性子反射率計、スピン交換光ポンピング装置、動的核偏極装置である。特に中性子光学素子の熱サイクル及び放射線損傷に対する耐性を評価できるよう、中性子ビームを浴びた試料の中性子散乱及び反射率測定ができるようなオプションを持った中性子計測装置を設置することも要望する。

参考文献

- [1] M. Baldo-Ceolin *et al.*, *Z. Phys. C* **63**, 409 (1994).
- [2] K. Abe *et al.*, *Phys. Rev. D* **103**, 012008 (2021).
- [3] C. Theroine, *Nuclear and Particle Physics Proceedings* **273-275**, 156-161 (2016).
- [4] K. S. Babu *et al.*, *Phys. Rev. D* **87**, 115019 (2013).
- [5] C. Abel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 081803 (2020).
- [6] T. Okudaira *et al.*, *Phys. Rev. C* **104**, 014601 (2018).
- [7] P. Hautle *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **440**, 638 (2000).
- [8] T. Okudaira *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **977**, 164301 (2020).
- [9] N. Sumi *et al.*, *JPS Conf. Proc.* **33** 011056 (2021).
- [10] F. M. Gonzalez *et al.* (UCN τ Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **127**, 162501 (2021), M. A.-P. Brown *et al.*, *Phys. Rev. C* **97**, 011056 (2021).
- [11] R. Colella, W. Overhauser and S. A. Werner, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1472-1474 (1975).
- [12] V. V. Nesvizhevsky *et al.*, *Nature* **415**, 297-299 (2002); V. V. Nesvizhevsky *et al.*, *Phys. Rev. D* **67**, 102002 (2003).
- [13] L. Liu, *Proc. Ito Int. Research Center Symp. "Perspectives of the Physics of Nuclear Structure"*, *JPS Conf. Proc.* **23**, 013006 (2018).
- [14] E. Epelbaum, H. Krebs and P. Reinert, *Frontiers in Physics* **8**, 98 (2020).
- [15] E. O. Alt, P. Grassberger, and W. Sandhas, *Nucl. Phys. B* **2**, 167 (1967).
- [16] A. Deltuva and A. C. Fonseca, *Phys. Rev. C* **79**, 014606 (2009).
- [17] F. M. Marqués and J. Carbonell, *Eur. Phys. J. A* **57**, 105 (2021).

- [18] F. M. Marqués *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 044006 (2002).
- [19] K. Kisamori *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 052501 (2016).
- [20] T. Faestermann *et al.*, Phys. Lett. B **824**, 136799 (2022).
- [21] J. P. Schiffer and R. Vandenbosch, Phys. Lett. **5**, 292 (1963).
- [22] R. A. Alpher, H.A. Bethe and G. Gamow, Phys. Rev. **73**, 803 (1948).
- [23] E. M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, and F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. **29**, 547 (1957).
- [24] C. Athanassopoulos *et al.* (LSND Collaboration), Phys. Rev. Lett. **77**, 3082 (1996).
- [25] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.*(MiniBooNE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **110**, 161801 (2013).
- [26] S. Gariazzo *et al.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **43** 033001 (2016)
- [27] S. Ajimura *et al.*, <https://doi.org/10.48550/arXiv.2012.10807>.
- [28] N. Agafonova *et al.* (OPERA Collaboration), Phys. Rev. D **100**, 051301(R) (2019).
- [29] Y. Abe *et al.* (Double Chooz Collaboration), J. High Energy Phys. JHEP**10**, 86 (2014).
- [30] F. P. An *et al.* (Daya Bay Collaboration), Phys. Rev. Lett. **112**, 061801 (2014)
- [31] J. K. Ahn *et al.* (RENO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **108**, 191802 (2012), S. H. Seo *et al.* (RENO Collaboration), Phys. Rev. D **98**, 012002 (2018)
- [32] A. P. Serebrov *et al.*, Phys. Rev. D **104**, 032003 (2021)
- [33] V. Hutanu *et al.*, Conference Proceedings on European Research Reactor Conference, Helsinki (Finland), 978-92-95064-36-2 (2021)
- [34] R. Golub, D. J. Richardson, and S. K. Lamoreaux, “Ultra cold neutron”, Adam Hilger, Bristol (1991).
- [35] Z. Ch. Yu *et al.*, Z. Phys. B **62** 137 (1985) .
- [36] A. Anghel *et al.*, Eur. Phys. J. A **54**, 148 (2018).
- [37] M. Arai (private communication).