

■ 研究紹介

TUCAN 実験

- 超冷中性子を用いた中性子電気双極子モーメント探索 -

KEK 素粒子原子核研究所

川崎 真介

shinsuke.kawasaki@kek.jp

京都大学 理学研究科

木河 達也

kikawa@scphys.kyoto-u.ac.jp

TRIUMF

松宮 亮平

matsumiya@triumf.ca

2018 年 (平成 30 年) 5 月 7 日

1 はじめに

超冷中性子とは非常に小さな運動エネルギーを持つ中性子で、物質容器中に閉じ込めることができる。このユニークな特性を持つ超冷中性子を用いて中性子の電気双極子モーメント探索を行う TUCAN 実験を本稿では紹介する。

あたり約 100 neV であり、UCN は鉛直方向に打ち上げられてもせいぜい 3 m の高さで落ちてしまふ（重力）。当然ながら UCN は約 15 分の寿命でベータ崩壊する（弱い力）。このようなユニークな性質ゆえに UCN は様々な実験に用いられ、基礎物理におけるフロンティアを築いている。その中で我々が最も興味を持っているのが中性子電気双極子モーメントの探索である。

2 物理背景

2.1 超冷中性子 (UCN)

超冷中性子 (Ultra-Cold Neutron, 以下 UCN) [1] とは一般的に運動エネルギーが約 300 neV 未満の中性子のことをいう。これは速度にすると約 7 m/s 未満であり、少し足の速い人なら飛んでいる UCN を追い抜くこともできる。この UCN には自然界の 4 つの力すべてに敏感という面白い性質がある。UCN のド・ブロイ波長は約 80 nm 以上であり、これは物質の格子定数よりずっと長い。その結果、UCN が物質中に入射する際、UCN 波は個々の原子核を見ることができず、全体を平均した核ポテンシャルを感じることになる（強い力）。このポテンシャルはフェルミポテンシャルと呼ばれ、高いものではニッケル 58 の 335 neV などがある。UCN の運動エネルギーがこのフェルミポテンシャルより低い場合、UCN は物質表面で全反射される。この性質を用いれば、UCN を高いフェルミポテンシャルを持つ物質でできた容器中に長時間、閉じ込めることができるようになる。さらに中性子は $\mu_n = -1.913\mu_N = -60 \text{ neV/T}$ の磁気モーメントを持っている。5 T の磁場中に UCN を通した場合、磁場とスピンが反平行な UCN は一時的に加速されて通り抜けるのに対し、平行な UCN は磁場のポテンシャルを超えることができずに跳ね返されてしまう（電磁力）。これを用いれば UCN のスピンをほぼ 100% 偏極することができる。また、中性子の感じる重力ポテンシャルは 1 m

2.2 電気双極子モーメント (EDM)

電気双極子モーメント (Electric Dipole Moment, 以下 EDM) とは電荷の偏りを表すベクトル量である。空間内に $+q$ の電荷と $-q$ の電荷が存在し、後者から前者への方向ベクトルが r であるときにその EDM は $d = qr$ と表される。基本粒子において EDM が存在する場合、この粒子に対してパリティ変換や時間反転をすると図 1 のように EDM と磁気モーメントの向きが逆になってしまう。よって、基本粒子における EDM の存在は、即ちパリティ対称性と時間反転対称性の破れを意味する。CPT 定理においてはあらゆる物理現象で CPT 対称性

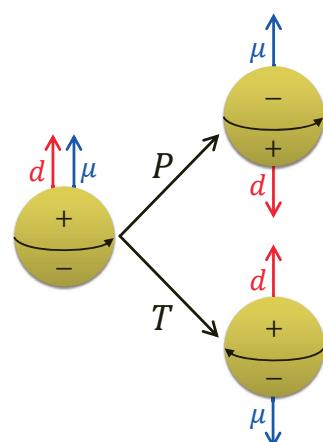


図 1: EDM によるパリティ対称性と時間反転対称性の破れ。 d が EDM, μ が磁気モーメントを表す。

が保存するとされており、その定理上、時間反転対称性の破れは CP 対称性の破れと同等である。標準模型における CP 対称性の破れは物質優勢宇宙を説明することができず、新たな CP 対称性の破れの探索が大きな課題となっている。昨年、T2K 実験 [2] によりニュートリノにおける CP 対称性の破れの存在が 95% の確度で示唆されたことは記憶に新しいが、EDM 探索はこれとは別の角度から新たな CP 対称性の破れを探索し、物質優勢宇宙の謎に迫ることができる。標準模型には物質優勢宇宙以外にもゲージ階層性の問題があり、これを説明するために超対称性理論が提唱されている。超対称性理論で予言される新粒子は LHC の ATLAS 実験や CMS 実験により精力的に探索がされているが、未だ有意な証拠が得られていない [3]。超対称性理論においては CP 対称性を破る位相の種類が増えるため、標準模型よりずっと大きな EDM の存在が予言されている。よって EDM 探索は超対称性理論の検証にも有用である。EDM にはこのような非常に大きな物理的意義があることから 1950 年頃からさかんに測定が行われてきた。しかし、これまで有限の EDM は発見されておらず、上限値だけが更新されてきた。図 2 に中性子 EDM の実験による上限値の歴史を示す。初期は中性子ビームを用いた測定が行われてきたが、1980 年頃以降は UCN を用いた測定によって感度が向上してきた。現在の上限値はフランスのラウエ・ランジュヴァン研究所 (ILL) で測定された $3 \times 10^{-26} \text{ e}\cdot\text{cm}$ (90% C.L.) である [11]。この上限値は超対称性理論で予言される値のすぐ手前まで来ているものの、近年は横ばい状態が続いているおり、これを大きく超える高感度な中性子 EDM 測定実験の実現が待ち望まれている。

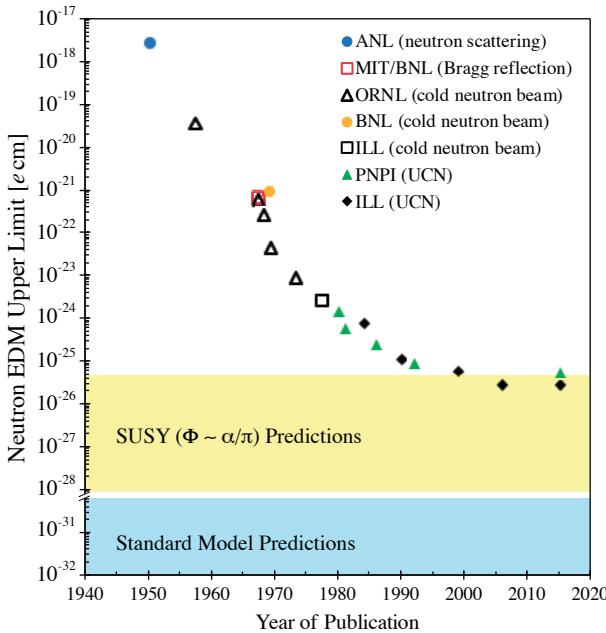


図 2: 実験による中性子 EDM の上限値の歴史 [4–11]。
理論予想値は [12] より。

3 中性子 EDM 測定法

中性子はスピンをもつため磁場 \mathbf{B} 中でラーマー歳差運動を行い位相が変化する。さらに EDM を持つ場合、中性子は電場 \mathbf{E} とも相互作用を行い位相が変わる。そのハミルトニアン \mathbf{H} は以下のように書ける。

$$\mathbf{H} = -\mu_n \cdot \mathbf{B} - d_n \cdot \mathbf{E} \quad (1)$$

UCN は物質容器に閉じ込めることができるために、電磁場との相互作用時間を長く取れる。よって、位相変化を長時間蓄積させ高感度で中性子 EDM を測定することができる。

図 3 のように電場と磁場が平行な場合、歳差運動の周波数は以下のように書ける。

$$\hbar\omega_{\uparrow\uparrow} = 2\mu_n B + 2d_n E \quad (2)$$

一方、電場が磁場と反平行な場合、歳差運動の周波数は以下になる。

$$\hbar\omega_{\uparrow\downarrow} = 2\mu_n B - 2d_n E \quad (3)$$

電場と磁場が平行な場合と反平行な場合で歳差運動の周波数は異なる。そのずれを $\Delta\omega = (\omega_{\uparrow\uparrow} - \omega_{\uparrow\downarrow})$ とするととき、式 (2) と式 (3) の差分を取ることで中性子 EDM の値と周波数のずれ $\Delta\omega$ には以下の関係が成り立つ。

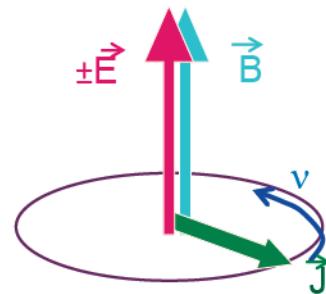
$$\hbar\Delta\omega = 4d_n E \quad (4)$$

$\Delta\omega$ は中性子 EDM の大きさに比例する。歳差運動の周波数のずれを精密に測定することにより中性子 EDM を求めることができる。

歳差運動の周波数の精密観測はラムゼー共鳴法を用いて行われる。ラムゼー共鳴法による中性子 EDM の統計感度は以下の式であらわされる。

$$\delta d_n = \frac{\hbar}{2\alpha Et_c \sqrt{N}} \quad (5)$$

α は UCN の偏極度を表すパラメーター、 t_c は容器中の UCN の保持時間で電磁場との相互作用時間、 N は UCN の数を表す。



$$\hbar\omega = 2\mu_n B \pm 2d_n E$$

図 3: EDM 測定原理

現在の測定感度はこの統計精度で制限されている。 E , α や t_c は前実験と比較して飛躍的に向上させることは難しい。それゆえ実験感度を上げるためには大強度の UCN 源の建設が不可欠である。

4 TUCAN 実験

現在の中性子 EDM 測定感度を一桁以上更新する 10^{-27} e·cm の感度での測定を行うことを目的として TUCAN (TRIUMF Ultra-Cold Advanced Neutron source) 実験コラボレーションが設立された。TUCAN 実験は KEK, RCNP, TRIUMF, ウィニペグ大学などからなる国際コラボレーションである。

前述の通り現在の中性子 EDM の測定感度は統計精度によって制限されている。そこで、世界最大級のサイクロトロンを持つ TRIUMF に UCN 源を建設することできこれを上回る感度での測定が可能となる。TRIUMF のメソンホールに UCN 源用の専用陽子ビームラインが新設された(図 4)。既存の陽子ビームライン: BL1A からキッカー電磁石を用いて 20 kW の陽子ビームを UCN 源専用陽子ビームライン BL1U に取り出す。取り出された陽子ビームは種々の電磁石によって偏向・収束され、核破碎中性子ターゲットまで導かれる。核破碎中性子ターゲット上には UCN 源が置かれ、ここで UCN が生成される。生成された UCN は物質ガイドを用いて実験スペースまで輸送される。専用陽子ビームラインを持つため、サイクロトロン運転中は常時 UCN を生成することができる。

2016 年までに陽子ビームラインのすべての要素がインストールされ、2016 年秋に陽子ビームラインのコミッショニングが行われた。核破碎ターゲットによる中性子の生成、及び重水モデレーターによる中性子冷却が確認され、UCN 源建設の準備が整った。

20 kW の専用陽子ビームラインと超流動ヘリウムを用いた UCN 源を組み合わせ大量の UCN を生成することで、 10^{-27} e·cm の精度で中性子 EDM を測定する。標準模型を超える新物理では 10^{-27} e·cm までの領域に中

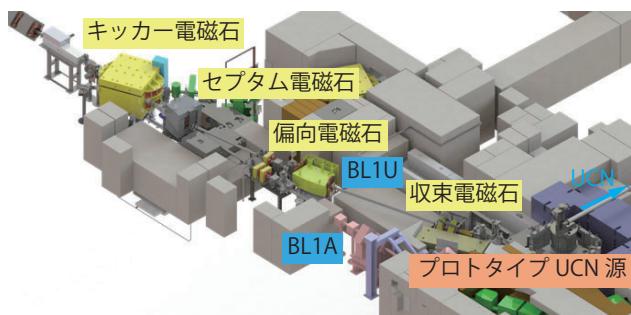


図 4: TRIUMF UCN 源専用ビームライン:BL1U

性子 EDM の存在を示唆するものも多い。この精度での測定により中性子 EDM の発見が期待される。また、仮に発見できなかった場合でも理論に大きな制限を加えることが可能である。

5 プロトタイプ UCN 源による UCN 生成

5.1 スーパーサーマル法による UCN 生成

ILL の中性子 EDM 測定では、UCN 容器中の UCN 密度が 0.7 UCN/cm^3 と小さく、統計精度が測定感度の向上を妨げている。今後、 10^{-27} e·cm の精度で中性子 EDM 測定を行うには、UCN 密度の向上が不可欠である。

ILL では出力 58 MW の原子炉内に設置された温度約 20 K の液体重水素で冷中性子を生成し、この冷中性子を中性子ガイドで鉛直上方に導き重力で減速させ、さらに回転するタービン翼に衝突させて UCN を生成している [13]。中性子の位相空間密度はリュービルの定理により一定であるため、UCN 密度を高めるには系の温度を下げる必要があるが、原子炉内の熱的制約によりこれ以上温度を下げるすることは難しい。

そこで、UCN 密度を劇的に向上させる手段として、スーパーサーマル法と呼ばれる UCN 生成法が提案された。これは、超流動ヘリウム(以下 He-II) または固体重水素(solid deuterium, 以下 sD₂) を UCN コンバーターとし、コンバーター中のフォノンによる中性子散乱を利用して UCN を生成する方法である [14–16]。

TUCAN 実験では He-II を用いた UCN 源を開発しているので、He-II を用いた UCN 生成の原理について説明する。図 5 は中性子と He-II 中のフォノンおよびロトンの分散関係を表している。中性子とフォノンの分散関係は運動量 $Q = 0.7 \text{ \AA}^{-1}$ 、エネルギー $E = 1 \text{ meV}$ 付近で交点を持つ。この点では中性子の質量とフォノンの有効質量が等しくなり、中性子とフォノンの散乱においてエネルギー保存則と運動量保存則が同時に成り立つ。したがって、1 meV 程度のエネルギーを持った冷中性子が He-II 中に入射されると、冷中性子のエネルギーと運動量のほぼ全てがフォノンの励起に使われ、冷中性子はエネルギーを失い UCN となる。

核破碎によって生じる中性子は 1 MeV 程度のエネルギーを持つため、モデレーターによって 1 meV まで中性子を減速させ、He-II に入射することで効率的な UCN 生成が可能となる。モデレーターによる減速は例えるならビリヤードの玉の衝突のようなもので、適当な温度のモデレーターによって中性子を 1 meV 付近まで減速す

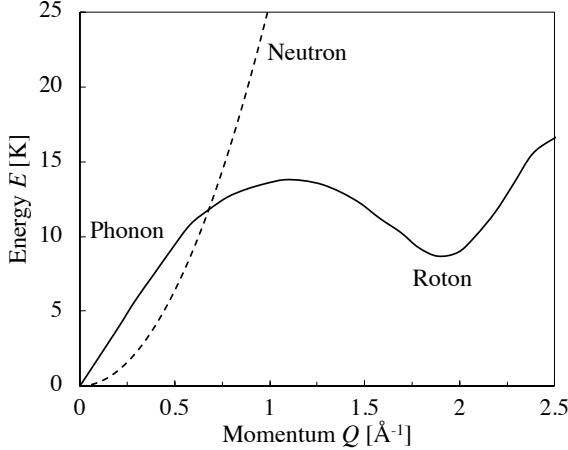


図 5: He-II 中のフォノンとロトンの分散関係。点線は中性子の分散関係を表す。

る。エネルギー 1 meV の中性子の温度は約 10 K なので、中性子系の温度を 10 K 程度まで下げるのが望ましい。

sD_2 を用いたスーパーサーマル法も同様にフォノンによる中性子散乱を利用する。散乱断面積は He-II より sD_2 の方が大きいため、等しい冷中性子束に対する UCN 生成率では sD_2 が有利である。しかし、次に説明する UCN 源内部における UCN の損失を考慮すると、最終的に得られる UCN 密度は He-II の方が大きくなると我々は考えている。

5.2 UCN の寿命

自由な中性子は不安定な粒子であり、ベータ崩壊によって陽子と電子、および反電子ニュートリノに崩壊する。その寿命 τ_β は約 880 秒である [17]。UCN 源内部の UCN は、ベータ崩壊に加えて (1) He-II 中のフォノンによるアップ散乱、(2) UCN ガイド中のヘリウムガスによる散乱、(3) 不純物として含まれるヘリウム 3 による吸収、(4) 壁面損失によって失われるため、UCN 寿命はベータ崩壊の寿命よりもずっと短くなる。

まず (1) であるが、UCN は He-II 中のフォノンを一定の確率で再吸収することでエネルギーを得て加速し、系外に飛散する。このフォノンによるアップ散乱における損失確率は He-II 温度の 7 乗に比例する [18]。この過程の UCN 寿命を τ_{ph} とすると、

$$\tau_{ph}^{-1} = B T^7 \quad (6)$$

となる。 $B \approx 8 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-7}$ である。 T は He-II の温度を表す。 $T = 0.8 \text{ K}$ ならば $\tau_{ph} = 600 \text{ 秒}$ 、 $T = 1.0 \text{ K}$ で $\tau_{ph} = 125 \text{ 秒}$ 、 $T = 1.2 \text{ K}$ では $\tau_{ph} = 35 \text{ 秒}$ となる。したがって、He-II の温度はできるだけ低く保つことが望ましい。

次に (2) について、UCN は He-II から UCN ガイドを通って実験装置まで運ばれるが、このガイド内はヘリウムの飽和蒸気で満たされる。ヘリウムガスの温度は UCN よりずっと高いので、UCN はヘリウム原子との散乱で失われる。この過程による寿命を τ_{gas} とすると

$$\tau_{gas}^{-1} = \frac{\sqrt{3}\sigma p}{\sqrt{k_B T_g m_g}} \quad (7)$$

となる。 σ は散乱断面積で $\sigma = 0.769 \text{ b}$ [19]、 p はヘリウムガスの圧力、 k_B はボルツマン定数、 T_g はヘリウムガスの温度、 m_g はヘリウム原子の質量である。 T_g はおそらく UCN ガイドの温度と同じで、He-II 温度から常温まで分布する。ガス圧 p は He-II の飽和蒸気圧となるので、He-II 温度を低くすることで τ_{gas} を長くできる。

(3) について、ヘリウム 3 は非常に大きな中性子吸収断面積を持つため、He-II と飽和蒸気中にヘリウム 3 が含まれていると UCN が吸収されてしまう。この寿命 τ_{abs} は次式で計算できる。

$$\tau_{abs}^{-1} = n \sigma_{abs} v \quad (8)$$

n はヘリウム 3 の数密度、 σ_{abs} は中性子吸収断面積、 v はヘリウム原子と UCN の平均相対速度である。天然存在比 ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} = 1.37 \times 10^{-6}$ を仮定すると、温度 0.8 K の He-II およびその飽和蒸気中では $\tau_{abs} \sim 30 \text{ ミリ秒}$ となる。超流動スーパークリークやヒートフラッシュ法を用いたヘリウム純化法ではヘリウム同位体比 ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} < 10^{-11}$ を得ることができ [20]、この時 $\tau_{abs} > 4000 \text{ 秒}$ となる。

最後に、(4) の壁面損失とは、UCN が He-II の容器や UCN ガイドの表面で反射される際に、その一部が壁に含まれる原子核による吸収やアップ散乱によって失われる過程を指す。その寿命 τ_{wall} は表面の汚れや吸着水素による影響が大きいので正確に評価するのは難しいが、典型的に $\tau_{wall} \sim 100 \text{ 秒}$ 程度である。

以上をまとめると、UCN 源内部における UCN 寿命 τ は

$$\tau^{-1} = \tau_{ph}^{-1} + \tau_{gas}^{-1} + \tau_{abs}^{-1} + \tau_{wall}^{-1} + \tau_\beta^{-1} \quad (9)$$

で表される。He-II 方式の場合、 τ は数十秒から 100 秒程度が達成可能である。

sD_2 方式の場合、 sD_2 中の UCN 損失は He-II 中のそれよりもずっと大きく、UCN 寿命は大幅に短くなる。実験による測定では $\tau_{sD_2} \approx 30 \text{ ミリ秒}$ である [21, 22]。

UCN 密度 ρ は単位体積・単位時間当たりの UCN 生成数 P と UCN 寿命 τ の積で求まる。すなわち $\rho = P \cdot \tau$ となる。したがって、最終的な UCN 密度は、長い UCN 寿命が得られる He-II 方式の方が大きくなる。

5.3 RCNP での UCN 源の開発

1990 年代後半より、KEK および大阪大学核物理研究センター (RCNP) で He-II を用いたプロトタイプ UCN 源の開発が進められてきた [23]。このプロトタイプ UCN 源は RCNP のリングサイクロトロンの 400 W (400 MeV \times 1 μ A) 陽子ビームライン上に設置され、2002 年、初めての UCN 生成に成功した [24]。この時の He-II 温度は 1.2 K, UCN 密度 $\rho_{\text{exit}} = 0.7 \text{ UCN/cm}^3$, UCN 寿命 $\tau = 14$ 秒 であった (ρ_{exit} は UCN 源の UCN 取出口における値)。

その後、冷却能力の改善により He-II 温度を 0.8 K まで低下させた他、ヘリウム 3 による UCN 損失を取り除くための超高純度ヘリウム 4 の導入、UCN ガイドのベーキングおよびアルカリ脱脂による表面洗浄により、 $\rho_{\text{exit}} = 26 \text{ UCN/cm}^3$, $\tau = 81$ 秒 を達成した [25]。

図 6 にプロトタイプ UCN 源の構造を示す。UCN は核破碎中性子を冷却することで生成する。UCN 源は鉛標的の直上に設置されており、リングサイクロトロンから運ばれてきた 400 W 陽子ビームは鉛標的に衝突して核破碎反応により高速中性子を発生させる。発生した高速中性子はまず常温重水によって減速され、熱中性子となる。さらに、20 K 固体重水中で冷中性子のエネルギー領域まで冷却される。この冷中性子は He-II 中でフォノン散乱により UCN となり、UCN 発生容器中に閉じ込められる。その後、UCN ガイドを通って UCN 源に接続された実験装置まで導かれる。鉛標的および重水槽はグラファイトで覆われており、中性子を反射して無駄なく利用できるようにしている。

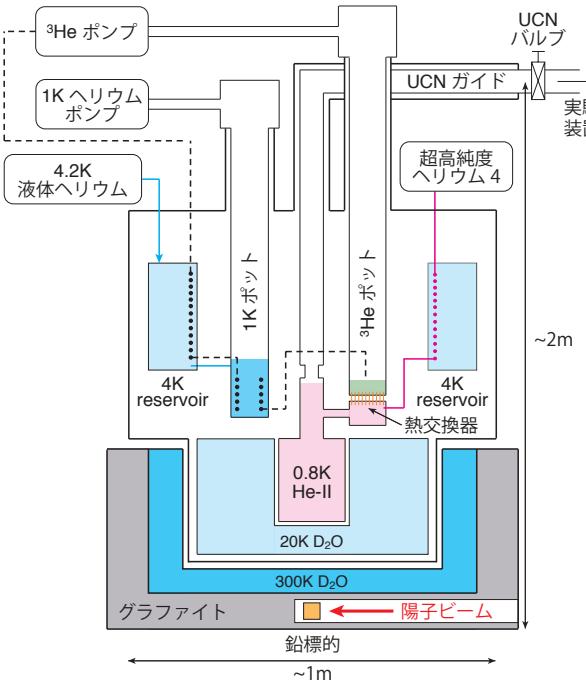


図 6: プロトタイプ UCN 源の構造

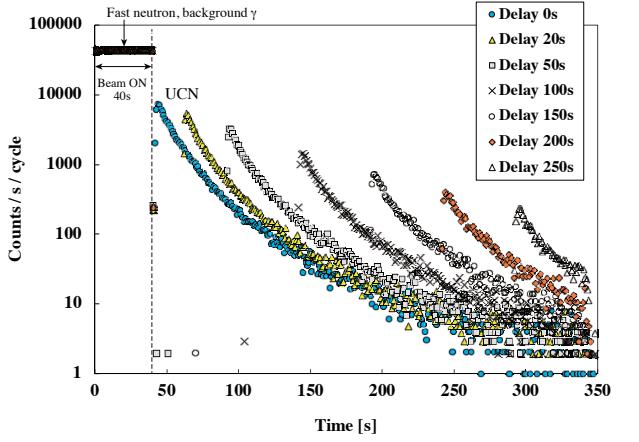


図 7: RCNP リングサイクロトロンの 400 W 陽子ビームを 40 秒間照射した時の UCN カウント。UCN 生成後から異なるタイミングで UCN バルブを開放した際のデータが重ねて描かれている。

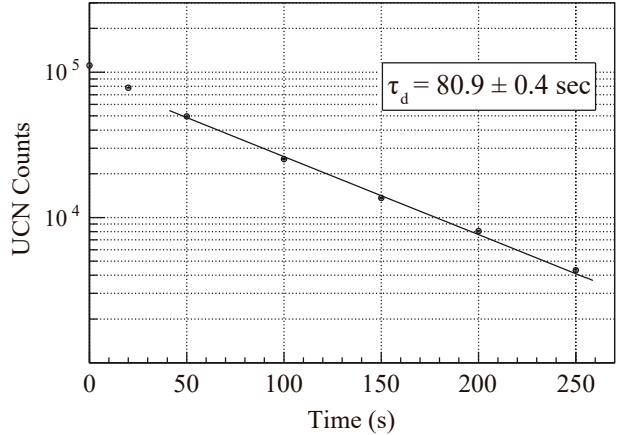


図 8: UCN 取り出しのディレイと UCN 数。UCN 源内での UCN 寿命はこれをフィットすることにより求められる。グラフは [25] より転載。

図 7 はプロトタイプ UCN 源に UCN 検出器を接続し、RCNP のリングサイクロトロンを用いて 400 W 陽子ビームを 40 秒間照射した時の UCN 計数である。ビーム照射中に UCN ガイド上に設置された UCN バルブを閉じて UCN を内部に貯め込み、ビーム照射後に UCN バルブを開けて UCN を取り出している。UCN は時間とともに失われるため、UCN バルブを開けるタイミングを遅らせると、取り出される UCN の数は減少する。図 7 では、ビーム照射後に 0 ~ 250 秒のディレイを挟んでバルブを開いた時の UCN 数の減少が示されている。図 8 は UCN 数をディレイの関数としてプロットしたもので、指數関数でフィッティングする事により UCN 寿命 $\tau = 81$ 秒が得られた。

この UCN 源で He-II を生成するには、まず UCN 源全体を Gifford-McMahon (GM) 冷凍機で充分予冷した後、4 K reservoir を 4.2 K の液体ヘリウムで満たす。こ

の液体ヘリウムをニードルバルブを介して 1 K ポットに流し、真空ポンプによる減圧で 1 K 程度まで冷却する。その後、ヘリウム 3 を流して 4 K reservoir と 1 K ポットによる予冷で液化し、³He ポットで真空ポンプによる減圧で 0.7 K まで冷却する。ヘリウム 3 を使用するのはヘリウム 4 より蒸気圧が高く、真空ポンプで減圧する際に同じ圧力でさらに低い温度を得られるからである。このヘリウム 3 はポンプ後回収して循環させる。最後に、超高純度ヘリウム 4 を流して 4 K reservoir で予冷した後、熱交換器を介して液体ヘリウム 3 で冷却して He-II にする。ビーム停止中の He-II の温度は 0.8 K となる。UCN 生成中のビームによる He-II UCN コンバーターへの熱負荷もこの熱交換器を介してヘリウム 3 の蒸発により取り去られる。

核破碎中性子源と He-II UCN コンバーターの組み合わせによる UCN 生成では、原子炉中性子や核破碎中性子源から中性子ガイドで冷中性子を輸送して He-II に入射する方式と比較すると、中性子源が UCN コンバーターを望む立体角が大きくなるため、中性子を効率よく利用することができる。その反面、ビーム照射中に標的から発生するガンマ線や、高速中性子により He-II 容器が放射化して発生するベータ線による He-II への熱流入が大きくなる。その結果、He-II の温度が上昇してしまうため、He-II の冷却能力の確保が重要である。

RCNP での開発では、400 W ビーム照射時の熱流入は約 150 mW であり、He-II の温度上昇は 0.1 K 以下に抑えられていたため、冷却能力が問題となることはなかった。しかし、TRIUMF では熱負荷が 5~10 W まで増大すると見込まれるため、He-II の温度上昇とそれによる UCN 損失の増大をどのようにして抑えるかが問題となる。

5.4 TRIUMF での初の UCN 生成

RCNP では核破碎中性子源と He-II UCN コンバーターの組み合わせによる UCN 生成法が実証された。さらに強度の高い陽子ビームを得られる TRIUMF に UCN 源を設置することで世界最高強度の UCN 源を建設する。

RCNP で開発されたプロトタイプ UCN 源は 2016 年に TRIUMF へ輸送され、2017 年初めに TRIUMF の UCN 専用陽子ビームライン上に設置された（図 9）。ビーム標的が鉛からタンクステンへと変更された他、ガンマ線を抑えるため標的周辺のグラファイトを鉛に変更した。また、UCN ガイドの全長は RCNP の時より長くなっている。2017 年 4 月、プロトタイプ UCN 源の冷却試験を行い、0.9 K の He-II を生成することに成功した [26]。

そして、2017 年 11 月、陽子ビームを照射して TRI-

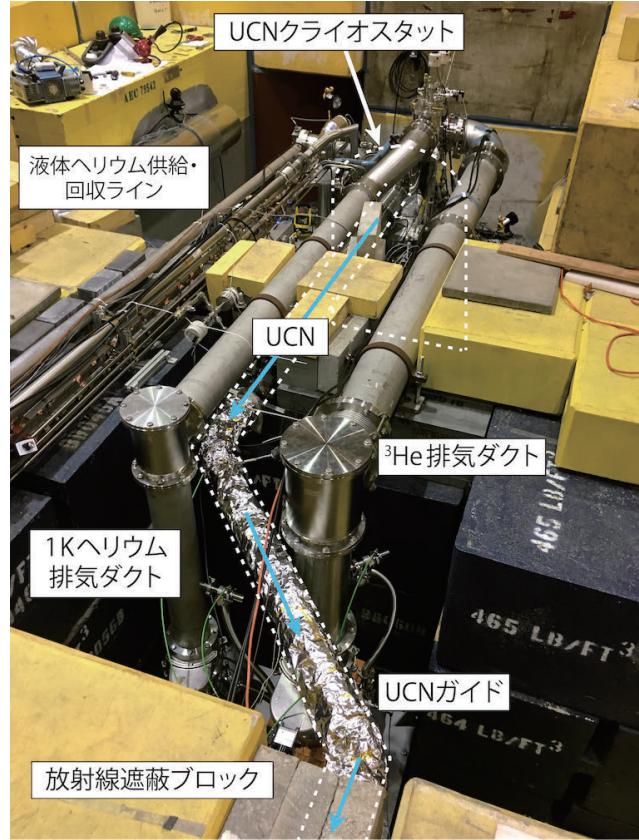


図 9: TRIUMF の専用ビームライン上に設置されたプロトタイプ UCN 源。UCN ガイドの先は放射線遮蔽ブロックの外に設置された UCN 検出器につながっている。

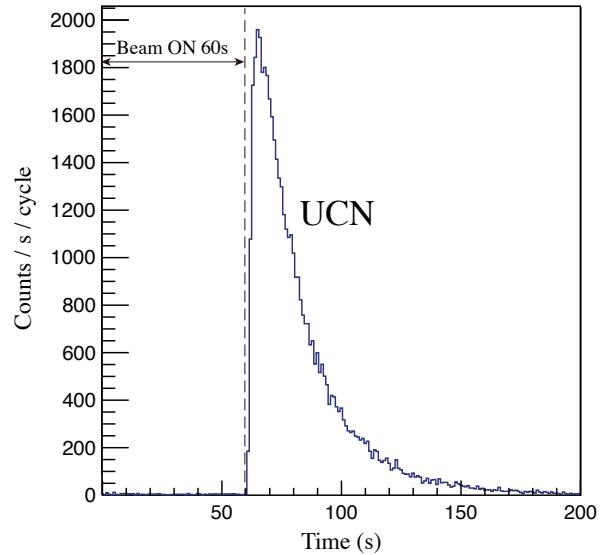


図 10: TRIUMF のサイクロトロンを用いて $1 \mu\text{A}$ の陽子ビームを 60 秒照射した時の UCN カウント。ビーム照射中は UCN バルブを閉じ、ビーム照射終了と同時に UCN バルブを開けて UCN を検出器まで導いている。

UMF で初の UCN 生成に成功した。 $1 \mu\text{A}$ の陽子ビームを 60 秒照射した時に得られた UCN 数が 5×10^4 、UCN 寿命は $\tau = 38$ 秒であった。図 10 は UCN 検出器で得ら

れたUCN計数である。さらに、陽子ビーム強度を $10\ \mu\text{A}$ まで上げて 3×10^5 個のUCNを生成することに成功した。今後、新UCN源が稼働するまで、このプロトタイプUCN源を用いて中性子EDM測定に必要な技術開発を行う予定である。

6 中性子EDM測定に向けて

6.1 UCN源アップグレード

TRIUMFでのUCN生成には成功したが、現在の中性子EDM測定感度を超えるためにはまだ強度が足りない。UCN源をアップグレードすることで世界最高強度でUCNを生成し、 $10^{-27}\ \text{e}\cdot\text{cm}$ の統計精度での観測を可能にする。

TRIUMFではRCNPでの陽子ビーム強度の50倍に当たる20 kWが利用できる。粒子輸送モンテカルロコードMCNPによるシミュレーションによると20 kWの運転でおよそ10 Wの熱負荷がUCNコンバーターであるHe-IIにかかる。前述の通り、UCN源内部でのUCN寿命を長く保つためにはHe-IIの温度を1.0 K程度に保たなければならない。そのため1.0 Kで10 Wの冷却能力を持つ冷凍機を開発する。冷凍機の方式としてはプロトタイプUCN源と同様にヘリウム3を用いた冷却方法を採用する。ヘリウム3減圧による冷凍能力はヘリウム3の蒸発速度に比例する。10 Wの冷却能力には1.0 g/sの蒸発速度が必要である。8,000 m³/hの排気速度を持つ大型のポンプを用いることによりこの流量を得ることができる。

プロトタイプUCN源では中性子のモデレーターに重水のみを用いていた。今回開発するUCN源では重水に加え液体重水素を用いることで、中性子の減速を効率的に行いUCNの発生数を増やす。図11に建設予定のUCN源の模式図を描く。タングステンターゲット上部に常温の重水に囲まれた液体重水素モデレーターが設置される。液体重水素モデレーターの容量は110 LでGM冷凍機を用いた液体重水素冷凍機によって冷却することで21 Kに温度を保っている。

放射化を避けるため液体重水素用冷凍機、ヘリウム冷凍機は放射線シールドの外側に置かれる。十分な量の放射線シールドを置くことで、TRIUMFではUCN生成中も中性子EDM測定装置のおかれるエリアに常時立ち入りが可能になる。

これまでにモンテカルロシミュレーションによる装置配置の最適化を済ませ、液体重水素冷凍機及びヘリウム冷凍機の概念設計を終えた。今後、技術設計・機械設計を進め両冷凍機を製作する。2020年にビームライン上

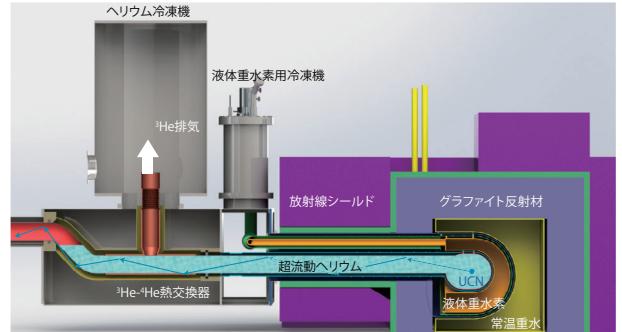


図11: アップグレード UCN 源概念図。タンクステン製の核破碎ターゲットは常温重水下部に設置される。

にインストールし、2021年からのUCN生成を計画している。

6.2 中性子EDM測定装置

3節でも記述した通り、中性子EDM測定では静磁場中に置かれた物質容器内で歳差運動するUCNに平行/反平行となるように電場をかけ、その歳差運動の周波数のずれを観測する。EDMの測定を行うにはこの静電磁場を精密にコントロールしなければならない。静電場の強さが10 kV/cm、中性子EDMの大きさが $10^{-27}\ \text{e}\cdot\text{cm}$ であった場合、式(4)より周波数のずれは $\Delta\omega = 1 \times 10^{-8}\ \text{Hz}$ と計算される。このずれを観測するためには静磁場を1 fT以下の精度でコントロールしなければならない。現実的にこの精度で磁場をコントロールすることは難しく、共存磁力計という手法を用いてUCNの感じる磁場を測定することで磁場変動を補償する。容器内に同時に¹⁹⁹Hgなどの原子を入れ、レーザーなどを用いてその磁場中の歳差運動を測定する共存磁束計を用いることで磁場の大きさを測定し、時間変動を補正する。

また、中性子EDMを測定するときの主要な系統誤差にGeometric Phase Effect(以下GPE)という偽のEDMを生じさせる効果がある[27]。GPEによって生じる偽EDMの大きさは磁場の非一様性の大きさに比例する。 $10^{-27}\ \text{e}\cdot\text{cm}$ の中性子EDMを測定する場合、磁場の一様性を0.1 nT/m以下にすることが必要となる。磁場の非一様性の改善は容器内でUCNの減偏極を少なくさせる効果もある。そのためUCNの容器内での歳差運動時間を長くし、式(5)であらわされる統計精度を向上させることもできる。

図12に実際に用いる中性子EDM測定装置の模式図を表す。測定装置には以下のようない工夫がなされている。

- 磁気シールドルーム
- 自己遮蔽型コイル

- 上下 UCN 容器
- 2 核種の共存磁束計

まず、地磁気やサイクロトロンの漏れ磁場の影響を抑えるため、装置全体は 4 重の磁気シールドルームで囲う。静磁場を生成するコイルは自己遮蔽型コイルという外部に磁場を生じないコイルを用いる。そうすることで、磁気シールドが磁化し静磁場が非一様になることを避けることができる。これらによって非一様性の小さい静磁場を作る。

一様磁場中にある高圧電極に対し上下対称に UCN 容器を置くことで、磁場に対して電場が平行/反平行になる UCN の歳差運動の様子を同時に観測する。これにより磁場ドリフトによる周波数のずれの誤差を打ち消すことが可能になる。

また、共存磁力計として ^{199}Hg , ^{129}Xe の 2 種の原子を用いることを計画している。GPE によって生じる偽 EDM は磁場の大きさと非一様性という 2 つのパラメーターの関数である。2 種の原子によって独立に磁場を測定することにより、この 2 つのパラメーターを同時に計測し、偽 EDM によって生じる系統誤差を劇的に小さくすることができる。

これらの要素を組み合わせることで $10^{-27} \text{ e}\cdot\text{cm}$ に系統誤差を抑えた測定が可能になる。

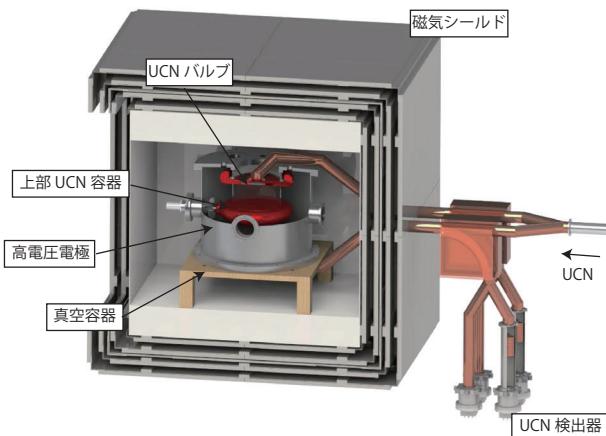


図 12: 中性子 EDM 測定装置

7まとめ

UCN は物質容器中に閉じ込め可能という非常にユニークな特徴を持つ中性子である。TUCAN 実験ではこの UCN を用いて中性子の EDM を探索する。現在の測定感度は統計精度に制限されており、高強度の UCN 源を建設することで現在の感度を上回る中性子 EDM 測定を可能にする。

TRIUMF では UCN 専用の陽子ビームラインが建設された。そのビームライン上にこれまで日本で開発してきたプロトタイプ UCN 源を設置し、2017 年に TRIUMF における UCN 生成を成功させた。今後、UCN 源をアップグレードし世界最高強度での UCN 生成を行うことで $10^{-27} \text{ e}\cdot\text{cm}$ での中性子 EDM 測定を行う。

この UCN 源には第 2 ポートも建設予定である。第 2 ポートでは UCN を用いた検出器・UCN 輸送ガイド等の R&D のほか種々の実験を行うことが可能である。これまで UCN の実験では統計が感度を制限しているものも多い。世界最高強度での UCN 源を建設することで中性子 EDM だけでなく様々な実験を通して物理をより深く理解することが出来ればと考えている。

謝辞

本実験を遂行するにあたり、KEK と RCNP を始めとする国内外の研究機関にいただいたサポートに感謝したい。様々な困難に立ち向かいプロトタイプ UCN 源を用いて超流動ヘリウムによる UCN 生成を成功させた増田康博氏に改めて敬意を表したいと思う。本研究の一部は日本学術振興会科学研究費補助金 (04244106, 10101001, 12304014, 16654045, 18340072, 21224007, 17K14307) の助成を受けたものである。

参考文献

- [1] R. Golub, D. Richardson, S.K. Lamoreaux, Ultra-Cold Neutrons, Adam Hilger, Bristol, Philadelphia and New York (1991).
- [2] 市川温子, 岩本康之介, 坂下健, 「T2K 実験 2016 年夏のハイライト」高エネルギーNEWS 35-3, 129 (2016).
- [3] 音野瑛俊, 斎藤智之, 「LHC ATLAS 実験の最新状況」高エネルギーNEWS 36-1, 1 (2017).
- [4] E. M. Purcell and N. F. Ramsey, Phys. Rev. **78**, 807 (1950).
- [5] E. Fermi and L. Marshall, Phys. Rev. **72**, 1139 (1947).
- [6] C. G. Shull and R. Nathans, Phys. Rev. Lett. **19**, 384 (1967).
- [7] V. W. Cohenetal., Phys. Rev. **177**, 1942 (1969).
- [8] W. B. Dress, P. D. Miller and N. F. Ramsey, Phys. Rev. D **7**, 3147 (1973).

- [9] W. B. Dress et al., Phys. Rev. D **15**, 9 (1977).
- [10] A. P. Serebrov et al., Phys. Rev. C **92**, 055501 (2015).
- [11] J.M. Pendlebury et al., Phys. Rev. D **92**, 092003 (2015).
- [12] J. M. Pendlebury and E. A. Hinds, Nucl. Inst. Meth. A **440**, 471 (2000).
- [13] A. Steyerl et al., Phys. Lett. A **116**, 347 (1986).
- [14] R. Golub and J. M. Pendlebury, Phys. Lett. A **62**, 337 (1977).
- [15] R. Golub and K. Böning, Z. Phys. B **51**, 95 (1983).
- [16] Z-Ch. Yu, S. S. Malik, and R. Golub, Z. Phys. B **62**, 137 (1986).
- [17] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, **40**, 100001 (2016) and 2017 update.
- [18] K. K. H. Leung et al., Phys. Rev. C **93**, 025501 (2016).
- [19] A. P. Serebrov et al., JETP Letters, **97**, 676 (2013).
- [20] P. C. Hendry and P. V. E. McClintock, Cryogenics, **27** 131 (1987).
- [21] C. L. Morris et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 272501 (2002).
- [22] A. Saunders et al., Phys. Lett. B **593**, 55 (2004).
- [23] 増田康博, 「超冷中性子の大量発生とEDM」 高エネルギーニュース **26-2**, 71 (2007).
- [24] Y. Masuda et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 284801 (2002).
- [25] Y. Masuda et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 134801 (2012).
- [26] E. Pierre et al., Proceedings of International Conference on Neutron Optics (NOP2017), Nara, Japan, 5-8 July, 2017, to be published in JPS Conf. Proc.
- [27] J.M. Pendlebury et al., Phys. Rev. A **70**, 032102 (2004).