

## 超冷中性子と EDM

### UCN and EDM

高エネルギー加速器研究機構 増田康博

Yasuhiro Masuda (KEK)

超冷中性子 (UCN) とは、エネルギーにして数 100neV 以下、温度にして 数 mK 以下の中性子のことで、物質表面で全反射し、物質容器に閉じ込められる。そして、磁気ポテンシャルや重力ポテンシャル内に閉じ込めることも可能で、UCN は、中性子電気双極子能率の測定、磁気ボトル内での  $\beta$  崩壊実験、そして重力実験等に応用される。これらの実験では、容器内の UCN 数が重要となる。容器の容積に限界があるので、密度が重要である。今回、UCN 密度を革新的に向上させる新しい UCN 源とそれを用いた EDM 測定について述べてみる。

Ultracold neutrons are neutrons of energies less than several 100s neV and temperatures of lower than several mK, which are completely reflected from the surface of material, and then confined in a material bottle. UCN are also confined in a magnetic potential or a gravitational potential. UCN can be applied to neutron EDM,  $\beta$  decay and gravity experiments, where UCN density is the most important, which limits the number of UCN. Here, we discuss a new UCN source, which provides very high UCN densities, and a new EDM measurement by using this UCN source.

### はじめに

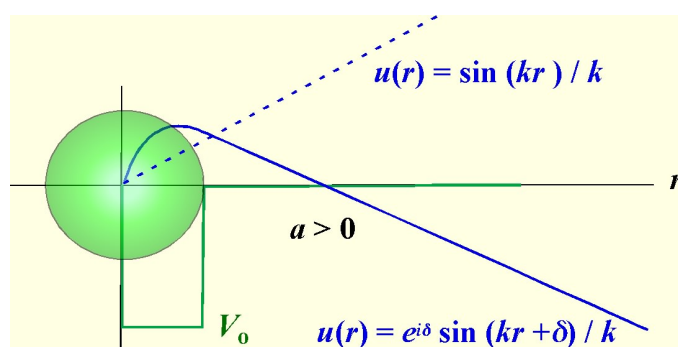
私にとっての杉本先生は、素粒子論の研究室から来た、実験のことを何も知らない私を、いっばしの実験屋に育てて頂いた恩師である。修士課程は、見習い期間で、一人で加速器のビームラインの図面を書き、と言っても今から見れば小さなビームラインであるが、アルミ管とアルミ板をのこぎりと旋盤で加工し、真空排気セットを含めて組み上げねばならなかった。実験装置も同様に、銅や真鍮の素材から作り上げねばならなかった。実験装置の制御回路や計算機制御ソフトも同様に、すべて手作りであった。修士2年の忘年会の時、やっと装置を完成させた。その時、いつもは怖い先生が、計算機で制御されて動作している実験装置を見て、実験は3年3日でやるものだにとやりと笑って言われた。最

初の3年は装置の組み立てと調整、後の3日はデータ収集。まさにそれに近い状況であった。とにかく、自分で設計製作した装置で得られた実験値の精度はこれまでの実験を上回り、修論の発表も難なくこなし、先生から笑顔で合格の言葉を頂いたことを今も鮮明に覚えている。その後、博士課程では、谷畑さんの後を引き継ぎ、南園さん、野尻さんと Second class current の実験装置を完成させ、実験を進めた。国際競争が激しく、国際会議に間に合わせるため、月曜から土曜日の朝まで昼夜兼行で実験とデータ解析をし、睡眠時間は2時間／日、昼間は先生に実験の途中経過をデータとともに見せ、土、日は寝たきり、という状態で、一心不乱に数ヶ月間、実験を続けた。とにかく、国際会議に間に合わせた。会議の後、外国から多くの著名研究者が研究室を訪れた。その後、別の分野に移ったが、その時の充実感がその後の私の研究のやり方を決め、今日の自分を作ったと確信している。そして、世界のトップに立てる、少なくとも自分ではそう思っている研究を今もやり続けている。あの怖い先生に満足して頂いた研究に、偏極中性子による空間反転実験や超冷中性子（UCN）実験等がある。今回は、UCN 研究について述べたい。

## 1 UCN

中性子は陽子とともに原子核の構成要素であり、原子核は電子とともに様々な原子を構成している。中性子の大きさは  $10^{-15}\text{m}$  で、物質中の原子間距離、 $10^{-10}\text{m}$  程度に較べて遥かに小さい。このため、中性子を物質容器に閉じ込めようとしても、中性子は物質中を容易に通り抜け、容器の外に出て行ってしまう。しかし、エネルギーが非常に低くなると、量子効果により容器内に閉じこめられる。

量子論を思い起こしてみよう。物質は、電磁波と同様に波の性質を持つ。中性子も波として振る舞い、その波長はエネルギーが低いほど長くなり、数 100 neV



以下では、物質内の原子間距離の数百倍になる。湯川理論によると、原子核内では陽子や中性子を核内に強く結び付ける力、核力が働いている。この核力は、原子核外の中性子に対しても働き、フェルミによると、エネルギーが低くなると原子核近

図1 原子核ポテンシャルによる中性子散乱

傍での量子効果により、引力が斥力に変貌し、物質表面から弾きかえされる[1]。そのため、中性子を物質容器内に閉じ込めることができる。

原子核内には核子に対して、図1で示すように、深さ数 10 MeV の引力ポテンシャルが存在する。量子力学の教科書に書かれているように、中性子波が原子核の外からこの引力ポテンシャルに入ると、波数が大きくなる。そして、境界では、波動関数はエネルギーの発散が起これないように滑らかにつながる。その結果、動径波動関数は原点からずれた  $r = a$  のところに動径切片を持つ。この時、中性子の動径波動関数は、原子核から離れたところでは、

$$(1/kr)e^{i\delta} \sin(kr + \delta) \xrightarrow{kr \ll 1} e^{i\delta} \cos \delta \cdot (1 + \tan \delta / kr) \quad (1)$$

と表せる。位相変化  $\delta$  ( $\ll 1$ ) は  $-ka$  となり、ポテンシャルがない場合は 0 である。 $k$  は中性子の波数で、 $a$  は散乱半径（または散乱長）と呼ばれ、その値は核半径や核ポテンシャルの深さに依存し、ほとんどの原子核では正、ごく少数の原子核では負の値を持ち、その大きさは  $10^{-12}\text{cm}$  程度である。また、中性子の散乱状態の波動関数は、核ポテンシャルから十分離れたところでは、散乱振幅を用いて、

$$\psi \propto e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}} + f e^{i\vec{k}r} / r \xrightarrow{kr \ll 1} 1 + f / r \quad (2)$$

と表せる。散乱振幅  $f$  は、ボルン近似を用いると、ポテンシャル  $V$  のフーリエ変換

$$f = -\frac{1}{4\pi} \frac{2m}{\hbar^2} (2\pi)^3 \int e^{i(\vec{k}-\vec{k}') \cdot \vec{x}} V(\vec{x}) d^3 \vec{x} \quad (3)$$

で表せる。 $m$  は中性子質量、 $\hbar$  はプランク定数、 $(\vec{k}-\vec{k}')$  は散乱における運動量移行である。(1)式と(2)式を比較することにより、 $a$  は散乱振幅の符号を変えたものと同じであることがわかる。

フェルミに従い、核ポテンシャルを核の大きさ  $\sim 10^{-13}\text{cm}$  に比べ十分大きい距離で平均し、且つ、平均する領域を低エネルギー中性子波長 ( $\geq 10^{-8}\text{cm}$ ) より十分小さくすると、摂動近似の式(3)が適用でき、ポテンシャルは  $\delta$  関数で近似できる。

$$V(\vec{r}) = (2\pi\hbar^2 / m) a_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i). \quad (4)$$

この  $\delta$  関数はフェルミ・ポテンシャルと呼ばれ、中性子散乱の基本式の一つとなっている。 $a_i$  は原子核で決まる常数、 $\vec{r}_i$  は原子核の位置座標である。(3) にフェルミ・ポテンシャルを代入すればわかるように、常数  $a_i$  は  $-f$ 、つまり散乱半径

と同じである。ここで特筆すべきことは、核ポテンシャル自身は引力であるにも関わらず、正の散乱半径を持つ原子核で構成された物質は、低エネルギー中性子に対して正のポテンシャルを持つことである。中性子の波長が原子間隔に比べて十分長い場合、中性子波は（４）式で表せるポテンシャルの空間平均、つまり散乱半径の空間密度を見ることになる。これは物質のフェルミ・ポテンシャルとも呼ばれ、

$$V_F = (2\pi\hbar^2 / m) a N \quad (5)$$

と表せ、中性子波に対して、 $V_F$ の値が正のときは斥力、負の時は引力となる。 $N$ は核子数密度である。ほとんどの物質でフェルミ・ポテンシャルは斥力となる。ゼルドビッチ (Zeldovich) は、中性子エネルギーが低くなると、フェルミ・ポテンシャルを臨界エネルギーとして、物質表面に入射するすべての中性子は全反射すると指摘した[2]。全反射する中性子は超冷中性子 (UCN) と呼ばれている。いろいろな物質のうち  $^{58}\text{Ni}$  の散乱半径の空間密度が一番大きく、フェルミ・ポテンシャルは 335 neV となる。この値は  $^{58}\text{Ni}$  に入射する中性子がすべて全反射する臨界エネルギーである。この時の中性子の波長は 500Å となる。また、このエネルギーは、5.6T の磁場中での中性子スピンに対する磁気ポテンシャル、高さ 3.3 m の重力ポテンシャルに対応している。

## 2 時間反転対称性の破れの実験

UCN は磁気ボトルや物質容器に閉じ込めることができる。閉じ込められる UCN 数が増えるにつれて、様々な精密実験が可能になる。例えば、中性子寿命の測定、中性子の $\beta$ 崩壊の非対称度の測定、重力実験、そして、表面物理への応用が考えられる。なかでも、中性子電気双極子能率 (nEDM) の測定は、旗艦研究となっている。

nEDM は、我々が存在する宇宙を理解する上で、重要な手がかりを与える。中性子はスピンを持っているが、これはジャイロスコープのコマのようなもので、量子効果により、永久に回り続けている。時間の進む方向が反転するとコマの回転方向が反転し、スピンが反転する。しかし、中性子を孤立系として見ると、中性子がスピンの方向を知る指標を持たない場合、時間反転 (T) は空間を 180 度回転させた場合となんら変わらない。次に、中性子が電荷分布の片寄り、例えば電気双極子能率 (EDM) を持つと仮定し、孤立系としての中性子に対して、時間反転をしてみると、EDM は時間反転で不変であるので、EDM 方向に対して中性子スピンが反転する。つまり、EDM があると T 対称を破る、端的に言うと、中

性子内に T 対称を破る相互作用が存在することになる。CPT 定理によれば、時間反転対称性の破れは、CP 対称の破れである。C は粒子反粒子反転、P は空間反転。CP 対称を破る相互作用は、宇宙の始まりと言われるビッグバンでの物質の創成

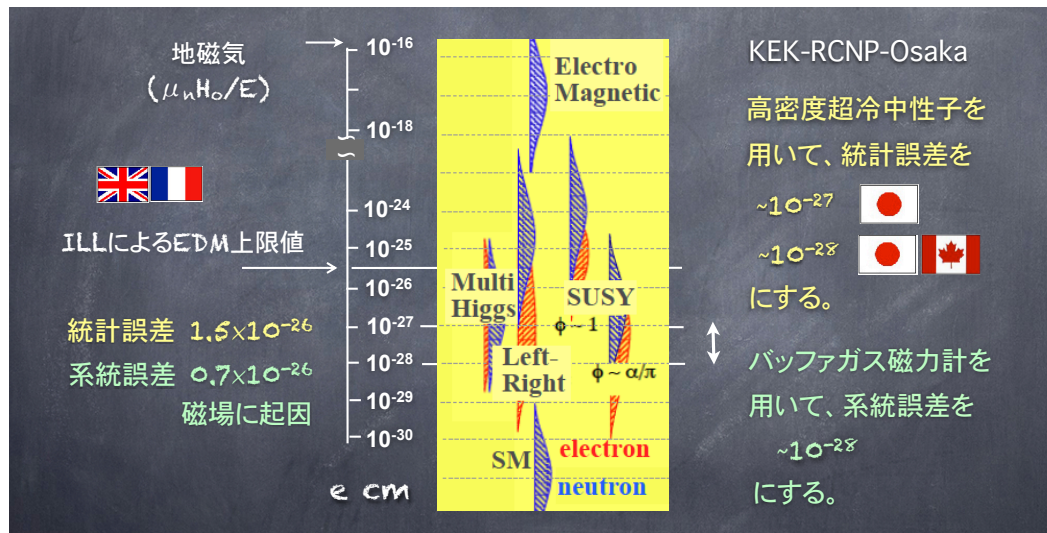


図2 nEDM 測定

に深く関わっている。サハロフはビッグバンで物質が生成される条件に、(1) バリオン数の非保存、(2) CP 対称の破れと P 対称の破れ、(3) 非平衡過程の存在を上げている。素粒子の標準理論の CP 対称の破れを用いて、宇宙に存在するバリオン数を計算すると、観測値と比べ桁違いに小さくなり、宇宙における物質の存在を説明することができない。一方、標準理論で中性子の EDM を見積もると、 $10^{-31}$  e cm と現在の EDM の測定限界の  $3 \times 10^{-26}$  e cm より桁違いに小さい。標準理論は、これまで様々な現象を説明することに成功してきたが、上記バリオン非対称の問題以外にも幾つかの問題を抱えている。このため、標準理論を超える様々な新物理が提案されてきた。新物理は、標準理論より大きな EDM を予言し、EDM 測定により検証される。超対称理論 (SUSY) は、実験値を超える大きな EDM を予言し、「SUSY CP problem」と呼ばれていた。その後、理論の微調整が行われ、図 2 に示すように、SUSY は Multi Higgs model と共に  $10^{-27}$  e cm 程度の予言値を示している。また、SUSY と宇宙に存在するバリオン数の観測値を使うならば  $10^{-26} \sim 10^{-27}$  e cm と評価される。

### 3 EDM 測定

nEDM 測定では、UCN を容器内に閉じ込め、そこに静磁場  $B_0$  と静電場  $E$  をかけ、図 3 左に示すように、磁場方向に揃った UCN スピンを高周波磁場 (RF) で 90 度

回転させる。その後、UCN スピンは、これらの場の周りを才差運動する。この時、才差運動は、位相演算子

$$S = \exp [i(\boldsymbol{\mu}_n \cdot \mathbf{B}_0 + \mathbf{d}_n \cdot \mathbf{E})t/\hbar] \quad (6)$$

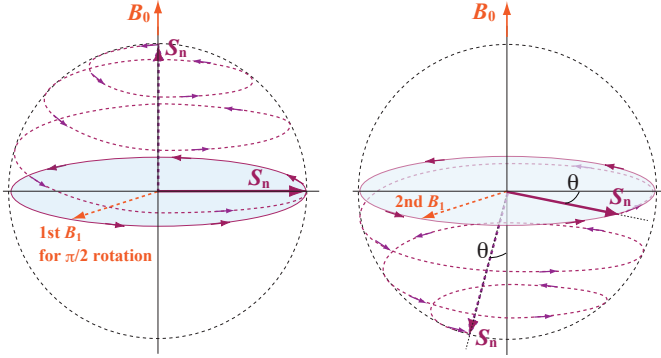


図3 ラムゼー共鳴 最初の RF  $\pi/2$  パルスで、中性子スピンを磁場軸から $\pi/2$  回転させる。RF 磁場は回転磁場  $B_1$  で表せ、共鳴状態では、中性子スピン才差運動と同じ角速度 $\omega_0$  で回転する。回転座標系で、中性子スピンは  $B_1$  の周りを $\pi/2$  回転する。才差運動と  $B_1$  の位相差は $\pi/2$  となる。 $t$  秒の才差運動の後、最初の RF に位相が同期した 2 番目の $\pi/2$  パルスをかけると、中性子スピンは逆転する。RF の周波数 $\omega$ が共鳴値からずれていると、才差運動の位相は、RF 位相を基準にして $\pi/2$  から $\theta=(\omega-\omega_0)t$  だけずれ、角度 $\theta$ は、磁場に対する中性子スピンの射影角に変換される。

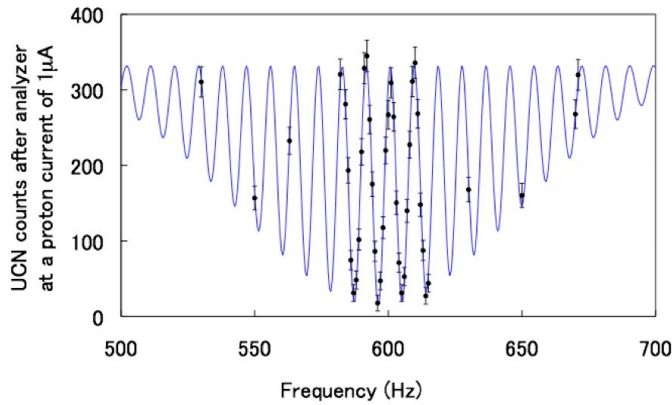


図4 ラムゼー共鳴スペクトル

で表せる。 $d_n$  は nEDM、 $\boldsymbol{\mu}_n$  は磁気モーメント。 $\boldsymbol{\mu}_n$  と  $\mathbf{d}_n$  はスピン  $s$  に比例するので、 $S$  は回転演算子となる。最初の RF にコヒーレントな第 2 番目の RF をかけると、図 3 右に示すように、RF の位相を基準にして、才差運動の位相が中性子スピンの静磁場に対する射影角に変換され、偏極解析で求められる。この才差運動の測定法は、ラムゼー共鳴と呼ばれている。図 4 に、KEK-RCNP-Osaka グループが測定したラムゼー共鳴曲線を示す。EDM は、電場を逆転した時の位相差から求められる。統計誤差は、(6) 式から  $\delta d_n = \hbar/(2P_n E t \sqrt{N})$  となる。 $P_n$  は中性子偏極で  $N$  は UCN 数。これまで、ILL (仏) の EDM 測定が最も精度が高く、EDM の上限値は、図 2 に示すように  $d_n < 3 \times 10^{-26} e \text{ cm}$  である [3]。統計誤差は  $1.5 \times 10^{-26} e \text{ cm}$  で、系統誤差は  $0.7 \times 10^{-26} e \text{ cm}$ 。電場逆転時の磁場の安定性が重要で、ILL は偏極した  $^{199}\text{Hg}$  蒸気



を容器内に封じ込め、UCN と同じ場所、同じ時間で  $^{199}\text{Hg}$  スピンオ差運動を観測し、磁場をモニターした。

nEDM 以外にも、世界中で、様々な原子を用いて、電子の EDM、そして原子核の EDM が測定されてきた。その中で、 $^{199}\text{Hg}$  の EDM 測定が最も精度が高い。測定結果は、 $< 3.1 \times 10^{-29} e \text{ cm}$  [4]。 $^{199}\text{Hg}$  EDM は、非常に精度良く測定されているが、原子核、つまりクォークに起因する項と電子に起因する項からなる。一方、nEDM は、クォークに起因する項のみで、理論値は  $^{199}\text{Hg}$  に較べて 2 ～ 3 桁大きく、新物理の検証に欠かせず、nEDM の測定精度の向上が望まれている [5]。

このため、ILL、SNS（米）、PNPI（露）、PSI（スイス）、TUM（独）等、陽子加速器や原子炉を持つ世界の主要研究機関は、統計誤差を下げるため新世代 UCN 源の開発、そして、系統誤差を抑える新しい測定法の開発を最優先で進めている。新世代 UCN 源とは、リュービルの定理の制限を逃れて UCN 密度を上げるもので、スーパーサーマル法と呼ばれ、超流動ヘリウム (He-II) や固体重水素 ( $\text{SD}_2$ ) 中のフォノンを用いて冷中性子を UCN まで冷却するもの [6]。これまでの系統誤差は主に幾何学的位相効果 (GPE) に起因していた [7]。GPE は、磁気モーメントを持つ粒子、UCN や  $^{199}\text{Hg}$  核のスピンの、電場と磁場勾配中を運動する時に生じ、これが系統誤差を決めていた。特に、核スピンに対する GPE が深刻である。SNS は、磁力計となる核スピンの運動を制御するため、He-II 中のフォノンを使おう

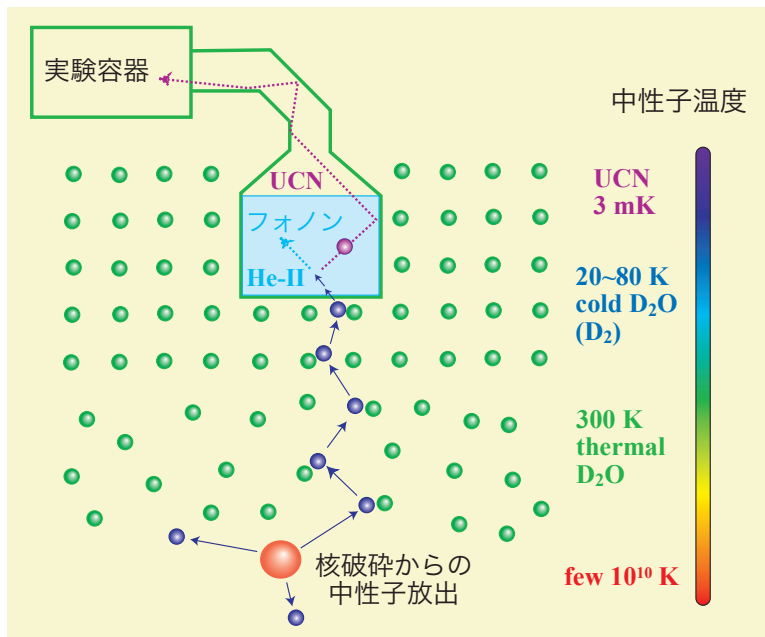


図5 新しい UCN 生成法

としている。他のグループは、核スピンを電場がない測定容器の外に置いている。しかし、EDM 容器内の磁場をモニターする感度が下がってしまう。KEK-RCNP-Osaka は、後で述べるが、核スピンの運動をバッファガスで抑えようとしている [8]。

#### 4 KEK-RCNP UCN 源

KEK-RCNP-Osaka による EDM 測定を紹介しよう

う。UCN 密度を上げる為、世界に先駆けて、He-II を中性子源内に置く、スーパーサーマル法を適用し [9]、最近、RCNP の 400W のスパレーション中性子源で世界最高の UCN 密度を実現した [10]。

図 5 は、スパレーション中性子源での UCN 発生を示している。スパレーション反応で生じた数 MeV の中性子は、熱中性子モデレータ内の原子核と衝突し、運動エネルギーを失っていく。一回の衝突で失われるエネルギーの平均の対数は、レサージ (lethargy) と呼ばれ

$$\xi = 2/(M/m + 2/3) \quad (7)$$

と表せる。ここで、 $M$  は衝突相手の原子核の質量である。中性子の運動エネルギーは、軽水の時には 1.9 回、重水の時には 3.2 回程度の原子核との衝突で熱エネルギーにまで下がる。減速時間は各々約  $6\mu\text{s}$  と  $5.3\mu\text{s}$  である。また、この減速で中性子が移動する距離は、各々約 1.3 cm と 2.8 cm である。その後も中性子は原子核と衝突しながら拡散していくが、中性子の平均エネルギーは変

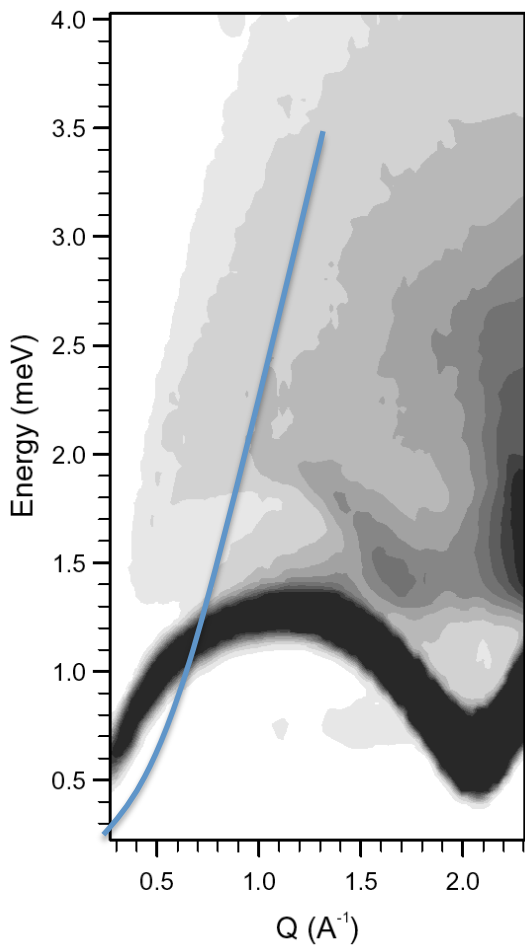


図 6 He-II 形状因子と中性子分散曲線

わらず、原子の熱運動と平衡状態になる。中性子散乱振幅密度が大きい物質では中性子の拡散が抑制され、反射体として機能する。物質内の熱中性子束は、スパレーション反応における単位時間当たりの中性子発生率と、物質内での中性子の滞在時間、そして中性子の平均速度で決まる。軽水では重水よりも中性子散乱振幅密度が大きく、中性子は拡散で広がりやすく、狭い範囲で熱化され、高い熱中性子束が得られると考えられる。しかし、陽子の中性子吸収断面積は重陽子と比べ遥かに大きいため、吸収による中性子寿命  $\tau_{\text{abs}}$  は、軽水内では重水に比べて遥かに短くなってしまふ。 $\tau_{\text{abs}}$  は次の式で表せる。

$$\tau_{\text{abs}} = 1/(N \sigma_{\text{abs}} v) \quad (8)$$

$N$  は原子核数密度、 $\sigma_{\text{abs}}$  は中性子吸



収断面積、そして  $v$  は中性子速度である。一般に吸収断面積は  $1/v$  則に従うので、吸収による中性子の寿命は中性子速度に依らず一定で、軽水中での寿命は約  $200\ \mu\text{s}$ 、重水中では  $100\text{ms}$  となる。結局、モデレータの大きさを十分大きくとると、熱中性子束は重水の方が大きくなる。

熱エネルギー数  $10\text{ meV}$  の熱中性子は、 $20\text{K}$  冷中性子モデレータ内でさらに冷却され、数  $\text{meV}$  にまで下げられる。しかし、通常、これ以上の冷却は不可能である。 $20\text{K}$  以下では水素または重水素を含むすべての物質は凍り付き、冷中性子は物質中の陽子や重陽子の自由粒子運動を励起することができず、衝突する相手の質量が大きくなり過ぎ、レサージの式(7)で分かるように、効率的な中性子

減速を行えなくなる。そこで、冷中性子モデレータの中に  $\text{He-II}$  を挿入し、 $\text{He-II}$  フォノンにより冷中性子をさらに冷却し、UCN を生成する。図 6 に  $\text{He-II}$  のフォノンによる中性子散乱の形状因子と中性子の分散曲線を示す[11]。分散曲線上で、フォノン散乱によるレサージが大きくなり、効率的な冷却が行われる。

図 7 にプロトタイプ  $\text{He-II}$  スパレーション UCN 源の概念図を示す。スパレーション標的に  $400\text{W}$  の陽子ビームを  $60\text{ s}$  照射し、UCN バルブを閉めた状態で UCN を貯め込み、その後、

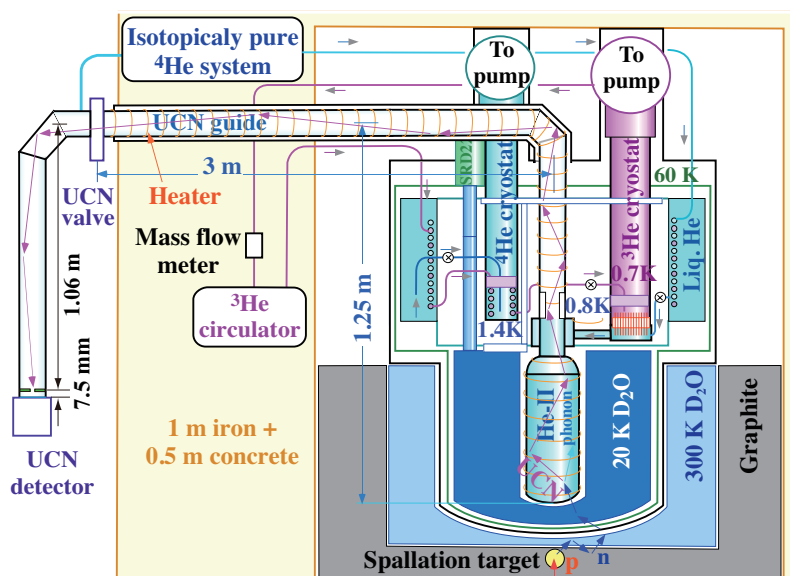


図 7  $\text{He-II}$  スパレーション UCN 源

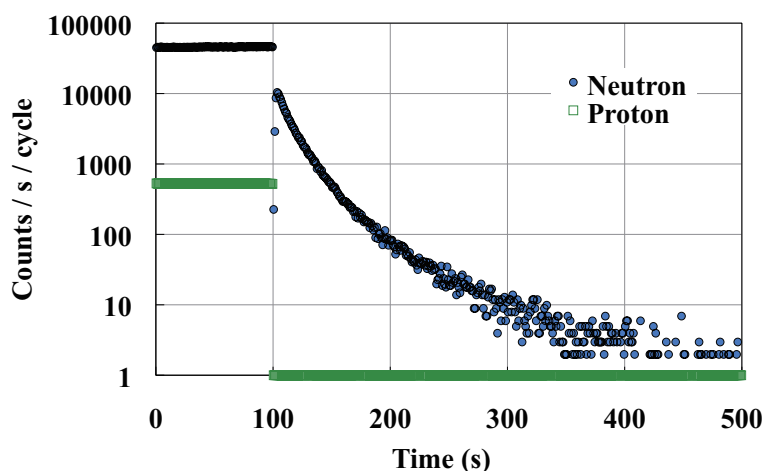


図 8 UCN 計数

UCN バルブを開けて UCN を計数した。結果を図 8 に示す。この実験結果、そして独立に行われた UCN 寿命の測定結果を解析し、240 s 照射すると、UCN バルブ直前で、UCN 密度は  $26 \text{ UCN/cm}^3$  となることがわかった[10]。UCN バルブ直前での UCN の最大エネルギーは  $E_c = 90 \text{ neV}$  であった。PSI は新しい UCN 源を完成させ、スパーレーション標的に 1.2 MW の陽子ビームを 6 s 照射し、 $E_c = 240 \text{ neV}$  の実験ポートで UCN 密度  $23 \text{ UCN/cm}^3$  を実現させた。UCN 密度は運動量空間の体積に比例し、 $E_c^{3/2}$  に比例するので、 $E_c = 90 \text{ neV}$  の EDM 容器内の UCN 数は、KEK-RCNP-Osaka の方が多くなる。PSI は、さらに改善しようとしている。UCN 生成率は陽子ビー

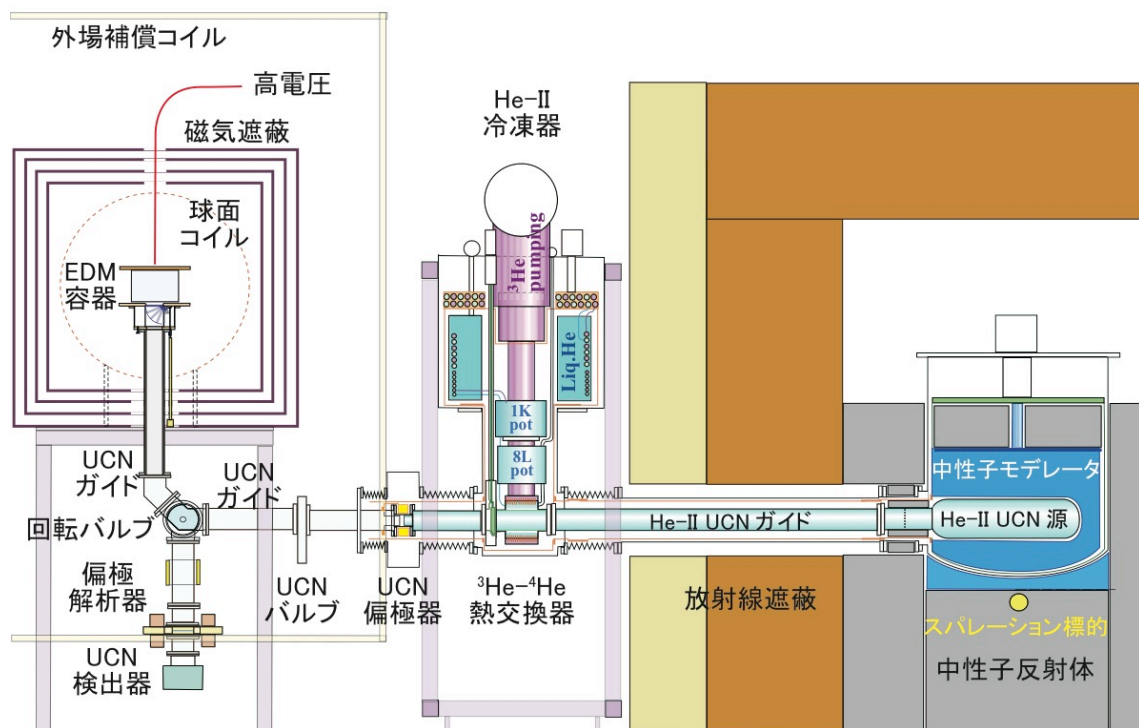


図 9 第 2 世代 UCN 源による nEDM 測定

ム出力に比例する。KEK-RCNP-Osaka は、図 7 の装置を全面的に改良し、図 9 の第 2 世代 UCN 源を完成させた。陽子ビーム出力は 400W から 4 kW に増強される。He-II から実験容器への UCN 移送効率も改善される。その結果、UCN 密度は、数 10 倍になる見込みである。

## 5 nEDM の系統誤差

nEDM 測定における主な系統誤差は、図 10 に示す幾何学的位相効果 (GPE) である。UCN が EDM 容器内を運動すると、磁場勾配に伴う横磁場、そして相対論によって電場から誘起される横磁場は、静磁場の周りを回転し、幾何学的な位相変化が生じる。この位相変化は、回転磁場の大きさの 2 乗に比例する。この

時、二つの横磁場の交差項は、磁場勾配と電場に比例し、GPE と呼ばれる疑似の EDM 効果を生じる。この大きさは磁場勾配に比例し、磁場の大きさの 2 乗に逆比例する。

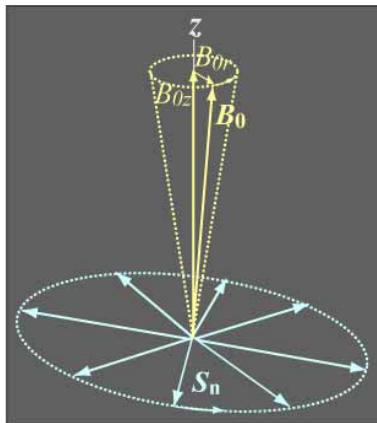


図 10 幾何学的位相 中性子スピンは磁場の周りを才差運動する。磁場が円錐状に変動すると、円錐の立体角に比例して、才差運動の位相がずれる。

例する。これらの値が  $1 \text{ nT/m}$  そして  $1 \text{ } \mu\text{T}$  の時、 $1 \times 10^{-27} e \text{ cm}$  となる [7]。nEDM の測定では、電場逆転時の磁場の安定性が重要で、高感度磁力計が欠かせない。ILL は磁力計として  $^{199}\text{Hg}$  核スピンの才差運動を用いている。核スピンに対しても GPE が存在し、この値は磁場勾配と容器半径の 2 乗に比例し、容器半径が  $25 \text{ cm}$  の時、 $5 \times 10^{-26} e \text{ cm}$  となる。

nEDM 測定計画を進めている世界の主要研究機関は、 $10^{-27}$  から  $10^{-28} e \text{ cm}$  の nEDM 測定を行うため、GPE 問題の解決法を探っている。ILL は、He-II が満たされた 2 重の円筒状 UCN 容器の 1 重目を EDM 測定用、2 重目には電場をかけず磁力計用とし、UCN のスピン才差運動を観測しようとしている。

この場合、GPE は生じない。PSI は、常温の旧 ILL EDM 装置を使い、電場ゼロとなる測定容器の外に Cs 磁力計を置いている。TUM は常温の 2 重の円筒状 UCN 容器に極性が反転した電場をかけ、UCN スピン才差運動を観測しようとしている。磁場測定として外部に  $^{199}\text{Hg}$  磁力計を設置している。EDM 容器外に磁力計を置く場合、UCN スピンが感じる磁場を直接モニターできず、電場逆転時の磁場変化を補償する精度が下がってしまう。SNS (米) は、2 重容器に UCN 生成用の He-II を入れ極性が反転した電場をかけようとしている。そこに  $^3\text{He}$  スピンを導入し、UCN と同じ場所で同時に  $^3\text{He}$  スピンの才差運動を観測するので、磁場変化の補償精度は 高くなる。しかし、He-II 内の  $^3\text{He}$  の取り扱いと GPE 消去に、かなり高度な工夫が必要となる。

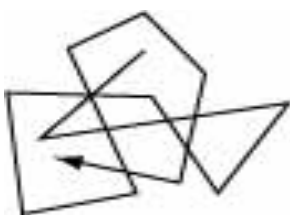


図 11 バッファガス効果 原子数密度が大きくなると原子衝突の平均自由行程が短くなり、粒子位置はほとんど変化しないが、速度は符号と共に絶え間なく変化し、位置速度相関項が小さくなる。

KEK-RCNP-Osaka は、偏極した  $^{129}\text{Xe}$  を常温の EDM 容器内に封じ込め、UCN と同

じ場所、同じ時間で  $^{129}\text{Xe}$  スピン才差運動を観測し、磁場をモニターしようとしている。時間に依存する横磁場回転の効果を摂動として、(6)式の位相演算子をダイソン級数で表すと、GPE は2次の摂動項として、磁場勾配、電場、そして位置速度相関関数、

$$\int_0^{t'} d\tau \cos(\omega_0 \tau) \{x(t')v_x(t' - \tau) - x(t' - \tau)v_x(t') + y(t')v_y(t' - \tau) - y(t' - \tau)v_y(t')\} \quad (9)$$
の積で表せる[8, 12]。被積分項の位置座標は磁場勾配、速度は相対論から誘起される磁場に起因する。図 1 1 に示すように、平均自由行程 $\lambda$ を短くすると、相

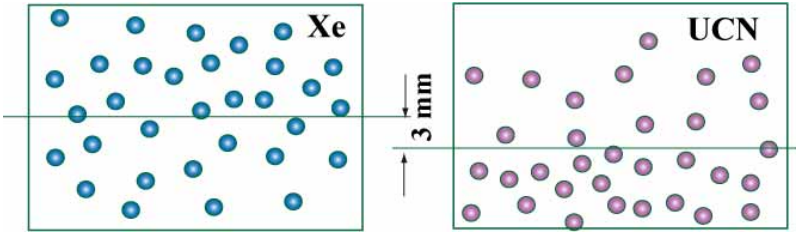


図 1 2 Xe 原子の平均速度は 240m/s で、UCN は 5m/s なので、重力の影響で、高さ 10 cm の EDM 容器内の垂直分布が、平均 3mm 程度ずれる。これら 2 種の粒子は、磁場が軸対称である時、平均 3 mm ずれた位置の磁場を見ることになるので、ラーマー周波数のずれから、磁場勾配がわかる。

関関数は急激に小さくなり、 $^{129}\text{Xe}$  スピンに対する GPE は  $10^{-28} \text{ e cm}$  程度となる。しかし、このバッファガス効果は、中性子スピンのには働かない。このため、磁場勾配を小さくして中性子に対する GPE を抑える必要がある。磁場勾配は、 $^{129}\text{Xe}$  と中性子の

才差周波数の比から求められる。ILL で使用された  $^{199}\text{Hg}$  と同様、 $^{129}\text{Xe}$  と中性子の運動エネルギーの違いにより、図 1 2 のように容器内の垂直分布にずれが生じ、これら 2 つのスピンの感じる磁場にずれが生じる。円筒対称磁場の場合、2 つの周波数比  $\nu_n/\nu_{^{129}\text{Xe}}$  を磁気回転比の比  $\gamma_n/\gamma_{^{129}\text{Xe}}$  で割ると、

$$(\nu_n/\nu_{^{129}\text{Xe}})/(\gamma_n/\gamma_{^{129}\text{Xe}}) = 1 + \delta\gamma + \delta z(\partial B_{0z}/\partial z)/B_{0z} \quad (10)$$

となり、磁場勾配がわかる。 $\delta z$  は垂直分布のずれ、 $\delta\gamma$  は  $\gamma_n/\gamma_{^{129}\text{Xe}}$  の誤差。 $^{129}\text{Xe}$  の磁気回転比の符号は  $^{199}\text{Hg}$  と異なり中性子と同じで、周波数比は地球の自転の影響を受けず、より高精度に磁場勾配がわかる。しかし、これまでの  $^{129}\text{Xe}$  の磁気回転比の測定精度では不十分である。EDM 測定容器より小型のラムゼー共鳴測定容器を比較的高い磁場に置けば、 $^{129}\text{Xe}$  磁気回転比の高精度測定が可能となる[8]。

KEK-RCNP-Osaka は磁場勾配を小さくして中性子に対する GPE を  $10^{-28} \text{ e cm}$  に

するべく、 $^{129}\text{Xe}$  磁気回転比の高精度測定を行おうとしている。そして、 $^{129}\text{Xe}$  磁力計の本格的な開発を始めた。2013 年から 2016 年に、図 9 に示す実験装置を完成させ、RCNP で  $10^{-26}$  から  $10^{-27}$  e cm、2016 年より TRIUMF で  $10^{-27}$  から  $10^{-28}$  e cm の nEDM 測定を行う予定で nEDM 測定計画を進めている。

- [1] E. Fermi and L. Marshall, Phys. Rev. 71, 666 (1947).
- [2] Ya.B. Zeldovich: Sov. Phys.- JETP 9, 1389 (1959).
- [3] C. Baker et al., PRL 97, 131801 (2006).
- [4] W.C. Griffice et al., PRL 102, 101601 (2009).
- [5] T. Falk et al., Nucl. Phys. B560, 3 (1999).
- [6] R. Golub and J.M. Pendlebury: Phys. Lett. 53A (1977) 133.
- [7] J. Pendlebury et al., Phys. Rev. A 70, 032102 (2004).
- [8] Y. Masuda et al., PLA 376, 1347 (2012).
- [9] Y. Masuda et al., PRL 89, 284801(2002).
- [10] Y. Masuda et al., PRL 108, 134801 (2012).
- [11] M.R. Gibbs, et al.: J. Phys. Condens. Matter 11 (1999) 603.
- [12] S.K. Lamoreaux and R. Golub, Phys. Rev. A71, 032104 (2005).