

## 超冷中性子の大量発生と EDM

高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所

増田 康博

yasuhiro.masuda@kek.jp

2007年8月14日

### 1. はじめに

超冷中性子 (UCN) とは、非常にエネルギーの低い中性子のことであり、その運動エネルギーは  $300\text{neV}$  以下で、温度に換算して  $3\text{mK}$  以下である。そして、ドブロイ波長は  $50\text{nm}$  で物質中の原子間隔 ( $1\text{nm}$  以下) よりもはるかに長く、UCN が物質表面に入射するとき、物質中の原子核を個々に見ることはできず、多くの原子核を同時に見ことになる。原子核内に働く核力は引力であるといわれている。しかし、中性子のエネルギーが  $\text{keV}$  から  $\text{eV}$  領域以下になってくると、ほとんどの原子核では、外から入射する中性子に対しては斥力として働く。図 1 に示すように、入射中性子の波長は核半径に較べて非常に長いが、核内に入るとき大きな引力ポテンシャルによりゆがめられ、ポテンシャル内では波長は非常に短くなる。核内と核外で波動関数は連続に滑らかに繋がる、そして原点では 0 という条件のもとに、核内での振幅は非常に小さくなり、そして、原子核で散乱されるときに位相が反転する。つまり、中性子波は、剛体の強烈な斥力によってはじき返されるかのように散乱される。低エネルギー中性子は、この原子核による斥力を空間平均したもの、つまり、フェルミポテンシャル  $V_F$  を見ることになる。 $V_F$  の値は原子核の種類によって変わり、 $^{58}\text{Ni}$  がもっとも大きく  $335\text{neV}$  である。

UCN を別の言葉で定義すると、エネルギーが  $V_F$  以下で、物質表面で全反射される中性子のことである。中性子の磁気能率に働く磁気ポテンシャルの大きさは、 $60\text{neV/T}$  であ

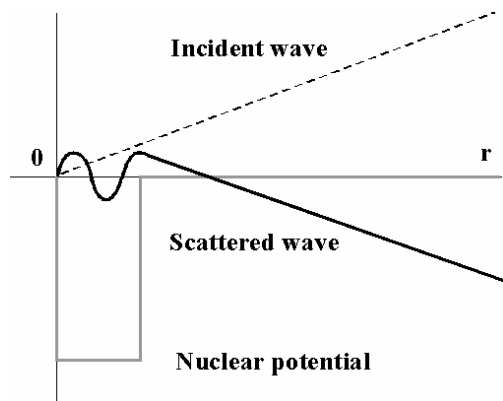


図 1 中性子散乱の動径波動関数

るので、エネルギーの低い UCN を磁気ポテンシャル中に閉じ込めることができる。また、中性子に働く地球の重力ポテンシャルは  $102\text{neV/m}$  であり、UCN の速度は  $7\text{m/s}$  以下と非常に遅いため、重力の影響を強く受ける。

### 2. UCN による物理

物質容器、磁気ポテンシャル、そして重力ポテンシャルの中に閉じ込められる UCN は、様々な実験に応用できる。最初に挙げられるのは、中性子電気双極子能率 (EDM) の測定である。図 2 にこれまで行われて来た EDM 測定を、図 3 に様々な理論による EDM の予想値を示す。標準理論は、中性子 EDM の値として  $10^{-29} \sim 10^{-32}\text{cm}$  を予言している。しかし、ビッグバンでの物質創成におけるサハロフの条件、1. バリオン数の非保存、2. CP 非保存と P 非保存、そして 3. 非平衡過程の存在のうち、第 2 の条件に標準理論を適用すると、バリオン非対称は観測値の  $10^{-10}$  に対して  $10^{-25}$  となり、桁違いに小さくなってしまふ。そして、標準理論では非平衡過程について問題があるといわれている。また、階層性の問題を解決できない、重力を理論の中に取り込むのが困難であるともいわれている。超対称性理論はこれらの問題を解決し、標準理論に置き換わると考えられている。そして、 $10^{-25} \sim 10^{-28}\text{cm}$  の EDM を予言している。

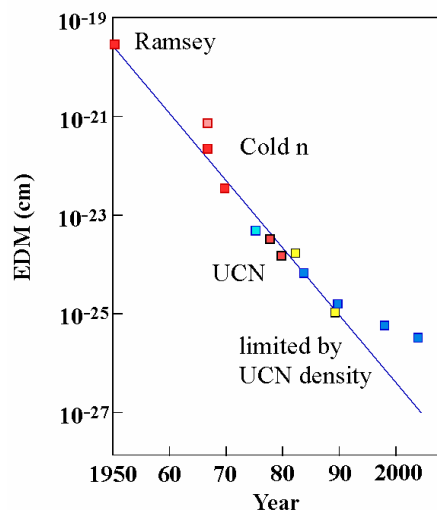


図 2 EDM 測定の歴史

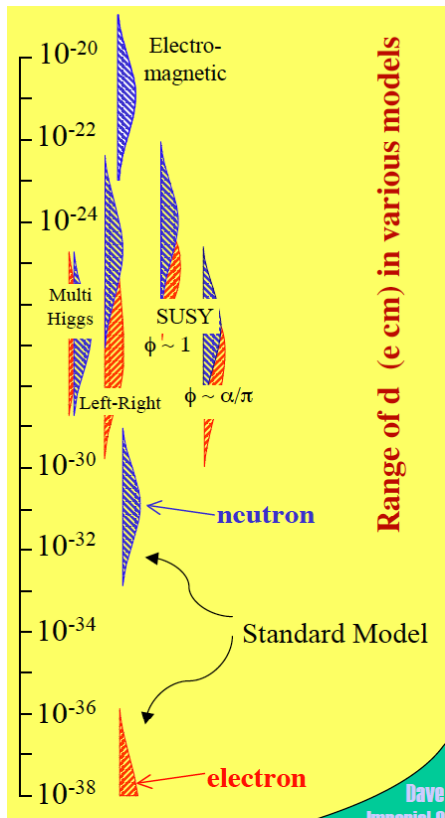


図3 EDMの理論値 (by Dave Wark)

EDM測定では、図4に示すように、偏極したUCNが電場と磁場の中に置かれた物質容器内に閉じ込められる。このとき、電場そして磁場との相互作用で、中性子波の位相が変化する。この位相変化はラムゼー共鳴で観測できる。ラムゼー共鳴では、実験容器内のUCN偏極を核磁気共鳴法(NMR)で静磁場の方向から $90^\circ$ 回転させ、中性子スピンを静磁場と電場の周りを才差運動させる。ある一定の時間、 $\tau_c$ 秒をおいて、再びNMRで、中性子スピンを $90^\circ$ 回転させて磁場方向に戻す。このとき、才差運動の位相として観測される中性子波の位相変化は、中性子スピンの磁場に対する角度に変換されるので、偏極解析によってこれを測定する。電場 $E$ を逆転し磁場の寄与を消去すればEDMの寄与が求まる。統計誤差 $\delta d_n$ は $\hbar / (2E\tau_c \sqrt{mN})$ で表せる。 $N$ は実験容器内のUCNの数で、 $m$ は測定の繰り返し数である。

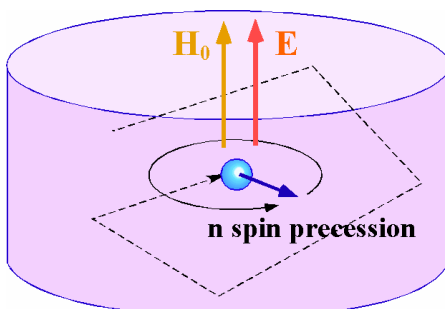


図4 UCNによるEDM測定

最近のILL(仏)の実験ではEDMに対して $3 \times 10^{-26}$  cmの上限值を得たが、このとき $\tau_c$ は130s、電場 $E$ は10kV/cm、実験容器内のUCN密度は $0.7 \text{ UCN/cm}^3$ であった。UCN密度を上げれば $10^{-27}$  cmのEDM測定が可能となり、超対称性理論を含む現在提唱されている様々な新物理のモデルを検証することができる。さらに $10^{-28}$  cmのEDM測定を行えば、これらの理論をほぼ完全に検証することができる。ただし、統計誤差に加え、これまで以上に系統誤差を小さくする必要がある。UCN密度のさらなる向上は、系統誤差の軽減にも有効である。現在、磁場の非一様性に起因する系統誤差が問題となっている(Lamoreaux and Golub, Phys. Rev. A71 (2005) 032104)。EDMを中性子波の位相変化を通して測定する場合、中性子スピンのハミルトニアンは時間に依存しないとしている。しかし、中性子が非一様磁場の中を運動するとき、ハミルトニアンは時間とともに変化し、才差運動の変化を引き起こす(Bloch-Siegert shift)。また、相対論の効果として中性子スピンは電場を磁場として感じる。実験容器内の運動で、これら二つの効果は結合し、電場に比例する系統誤差を生じる。この系統誤差は、UCNのガス運動による平均化によっても、電場の逆転によっても消去できないが、実験容器を小さくすれば、この系統誤差は小さくなる。このとき、UCN密度の大幅な増大が重要となる。

UCNは高感度の重力実験を可能にする。Extra dimensionから来る力は距離 $10 \mu\text{m}$ で重力の結合常数の $10^9$ 倍になり得る、そして、斥力になるといわれている(arXiv: hep-ph/0301145v1 17 Jan 2003)。図5に示すようにUCNを斜め上方に打ち上げ、垂直方向の運動エネルギーをpeV領域にし、垂直方向に開口部があるスリットを通過させる。

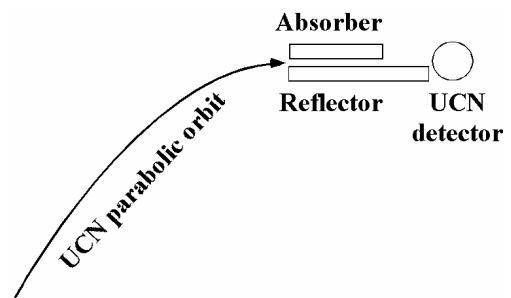


図5 重力による量子化実験

このとき、スリットの間隙を $10 \mu\text{m}$ にすると、重力下での量子化によりUCNはスリットを通過できない。Extra dimensionによる斥力がある場合、引力である重力の効果が弱められ、UCNはスリットを通過できるようになるので、通過したUCNを計数することにより、斥力の大きさが調べられる。ILL実験では、extra dimensionからくる斥力は重力の $10^{11}$ 倍以下という結果が得られている。かりに感度

が UCN の統計精度によるとすると、理論の検証には UCN 強度を ILL の EDM 実験での値の  $10^3$  倍にする必要がある。位置敏感型検出器を用いれば、この制限を 1 桁以上緩和できるといわれている。

UCN は  $\beta$  崩壊の実験にも用いられる。中性子寿命は、太陽の  $pp$  過程や、超新星などにおける中性子化過程 (neutronization) である  $p + e^- \rightarrow n + \nu$  反応や、 $n + p \rightarrow \mu^+ + n$  のニュートリノ反応に直接関係する。また、宇宙における元素合成の基本的なパラメータの一つである。現在、PDG によると、中性子寿命は  $885.7 \pm 0.8$  s で、相対精度にして  $10^{-3}$  である。2005 年に、これから大きく離れた実験結果が Serebrov らによって報告された。さらに精度をあげた測定が望まれている。これまでの実験では、UCN を物質容器内に閉じ込め、UCN 数の減衰から中性子寿命を測定していた。測定誤差は、容器壁での UCN 損失からくる系統誤差で制限されていた。磁気ボトルで中性子寿命を測定すれば、容器壁での損失がないので系統誤差は無視できる。しかし閉じ込められる UCN のエネルギーが低くなり運動量空間が狭まるため、UCN 密度の向上が必要である。

UCN を用いて、 $\beta$  線非対称度の精度を  $10^{-3}$  まで上げれば、小林益川行列要素の一つ  $V_{ud}$  を精密に決めることができる。これまで  $V_{ud}$  は、原子核のアイソスピン二重項間の  $0^+ \rightarrow 0^+$  遷移から求められてきたが、 $K$  decay などの高エネルギー実験とユニタリティから求めた  $V_{ud}$  と合っていない。  $V_{ud}$  を  $10^{-3}$  の精度で求める必要があるが、原子核ではクーロン力によるアイソスピン対称性の破れにより波動関数のあいまいさが現れてしまい、困難である。一方、中性子の  $\beta$  線非対称度の精度は、中性子偏極の精度で決まる。UCN では、磁気ポテンシャルを利用したスピンフィルターを用いることができ、ほぼ 100% の偏極が得られ、非対称度の高精度実験が行える。  $10^{-3}$  の統計精度を得るために必要な UCN 密度は、貯蔵時間 2.6 s で  $16 \text{ UCN/cm}^3$  である。

ところで、ビッグバンでの物質創成におけるサハロフの三条件の一つにバリオン数の非保存がある。このとき、バリオン数とレプトン数の差の変化  $\Delta|B-L|$  は 0 か 2 となる。標準理論、たとえば GUT では、 $\Delta|B-L| = 0$  であるが、陽子崩壊の実験結果は GUT と合わないようである。よって、 $\Delta|B-L| = 2$  の可能性が検討されている。  $\Delta|B-L| = 2$  の過程としては、 $N \rightarrow \ell + X$ 、ニュートリノの Majorana 質量、neutrinoless double beta decay、 $NN$  消滅、中性子反中性子振動がある。Mahapatra は、ニュートリノ質量とシーソー模型を用いて、 $10^9 \sim 10^{10}$  s の中性子反中性子振動時間を予言している (Babu and Mahapatra, Phys. Lett. B518 (2001) 269)。また、extra dimension と関連づけて、比較的大きな中性子反中性子振動も予言されている (Dvaldi and Ga-

vadaze, Phys. Lett. B460 (1999) 47; Nussinov and Shrock, hep-ph/0112337v1 27 Dec 2001)。

2002 年 Indiana で行われた中性子反中性子振動の workshop の結論は、UCN 流量を  $1.2 \times 10^7$  UCN/s にすれば、 $3 \times 10^9$  s の振動時間の測定が行えるということであった ([http://web.utk.edu/~kamyshko/new\\_searches.html](http://web.utk.edu/~kamyshko/new_searches.html))。UCN 生成率を  $1.6 \times 10^8$  UCN/s にすれば、 $1 \times 10^{10}$  s の振動時間を測定できることになる。

また、UCN は中性子標的や物質の表面を調べる研究にも応用が期待されている。

### 3. 世界の UCN 源計画

このように、UCN 実験では UCN 密度が決定的に重要である。これまで、UCN 密度の最高値は ILL の研究炉で得られてきた。ILL では、原子炉内に設置された液体重水素の冷中性子源から出てくる冷中性子を重力とドップラー効果により減速し、UCN を生成している。しかし、この方法では、UCN の位相空間密度は Liouville の定理により液体重水素内での値を超えることができず、UCN 密度の向上は限界にきている。近年、この限界を超える新しい UCN 源、たとえば、冷中性子を超流動ヘリウム (He-II) 中、または、固体重水素 ( $\text{SD}_2$ ) 中のフォノンで減速する方法が、世界の主な陽子加速器、および中性子源施設、たとえば、ILL、Munich (独)、PSI (スイス)、Los Alamos、Oak Ridge SNS (米) などで開発されている。さらに、それに呼応して、North Carolina、Indiana、Harvard (米)、Sussex (英)、そして Mainz (独) などの大学では、研究グループの育成が進められている。この状況は、米国中性子源計画の評価委員会の報告が如実に物語っている。

SNS committee Report, 31 October 2002 (USA):

“Today there is new rush to develop alternative types of UCN-sources, based on widely varying method. The reason for this is that the number of stored UCN is the most important parameter for progress in this field. [‘Mini-spallation’, ‘solid  $\text{D}_2$ ’, ‘ultra-cold nano-particles’, and ‘super-thermal  $^4\text{He}$ ’ are the names of UCN sources being tested today by various groups.] At present no firm indication yet of what will be the UCN source of future. However, the super-thermal  $^4\text{He}$  method as proposed here has promising preliminary results both from LANL and ILL, and large gains of up to  $10^4$  are being expected.”

われわれは、この世界の流れにあって、2001 年暮れに He-II UCN 源を大阪大学核物理研究センター (RCNP) のリングサイクロトロン実験室に設置し、2002 年に He-II 内でスパレーシ

オン中性子から UCN を発生することに世界で初めて成功した。上記評価委員会報告の直後、実験結果を出版した (Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 284801)。評価委員会報告の最後は、既にわれわれの結果を知ってか、同様の UCN 源が最良であることを示唆しているようである。実際、最近の中性子基礎物理の国際会議では、He-II 型が SD<sub>2</sub> 型より優れていると認識されるようになってきた。その後、UCN 源に改良を加え、2006 年 6 月に実験を行ったところ、エネルギーが 90 neV 以下の UCN の密度  $\rho_{\text{UCN}}$  は 10 UCN/cm<sup>3</sup> となり、世界のトップクラスとなった。

#### 4. He-II UCN 源の原理

ここで、He-II 内で UCN が発生する原理について述べてみよう。図 6 に He-II の中性子散乱強度を表す関数  $S(q, \omega)$  が  $(q, \omega)$  空間での等高線として表されている (M.R. Gibbs *et al.*, J. Phys. Condense Matter 11 (1999) 603)。パラメータ  $q$  は中性子散乱における運動量移行量、 $\omega$  はエネルギー移行量である。 $S(q, \omega)$  はボルン近似で議論される形状因子と同じものである。図中、黒い曲線状の部分では中性子散乱強度が高く、 $q$  が小さい領域はフォノンの運動量エネルギー分散曲線に対応する。このフォノンの分散曲線に沿って、フォノンが励起される。青い曲線は自由中性子の分散曲線で、これに沿って、中性子の運動量とエネルギーは He-II 系に移行し、UCN が発生する。自由中性子の分散曲線は中

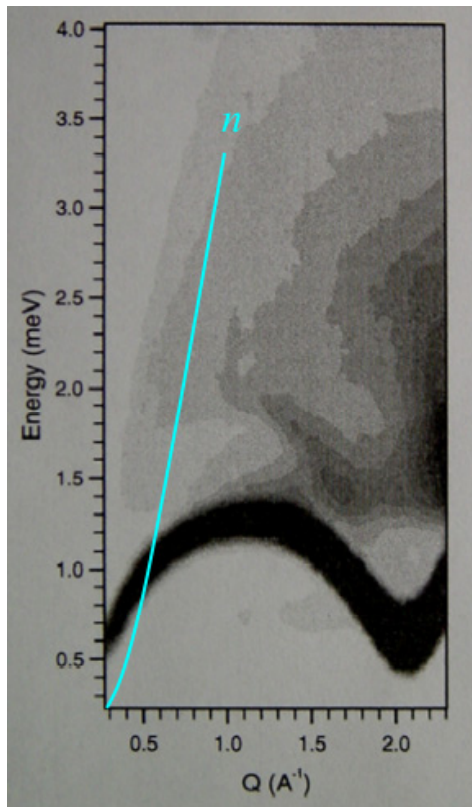


図 6 He-II の中性子散乱関数

性子エネルギーにして 1 meV で、フォノンの分散曲線と交差する。交点ではフォノンは運動学的に中性子であるかのように振舞い、中性子の運動量とエネルギーは効率よくフォノンに移行し、UCN が発生する。このフォノンによる中性子減速では、フォノンの位相空間を用いて中性子系の温度を下げることになる。このとき、中性子系とフォノン系を合わせた全系は位相空間密度不変という Liouville の定理に従っており、Liouville の定理からの制限を受けずに UCN の空間密度を上げることができる。

UCN の発生には、meV 領域の冷中性子が必要である。図 7 は冷中性子発生法を示す。まず、鉛などの原子核標的と中高エネルギー陽子によるスパレーション反応で、原子核から中性子を取り出す。このとき、中性子のエネルギーは数 MeV と高いが、常温重水中の重水素との 30 回程度の衝突で、効率よく熱エネルギー領域まで下げられる。さらに、極低温重水の中で冷中性子領域まで下げられる。しかし、冷中性子のエネルギーは物質中の原子の束縛エネルギーよりも小さいので、冷中性子は物質全体を相手にすることになり、これ以上の減速は不可能である。極低温重水の中には He-II が置かれ、冷中性子は He-II フォノンとの衝突で UCN 領域までエネルギーが下げられる。

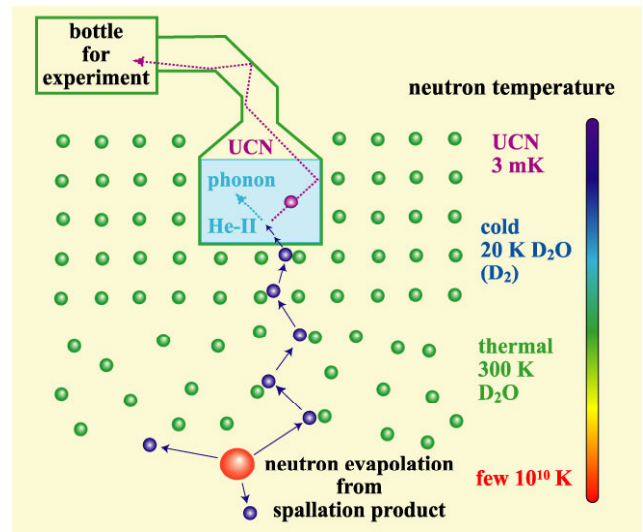


図 7 He-II での UCN 発生法

#### 5. スパレーション UCN の発生

図 8 に、われわれのスパレーション UCN 源の概略図を示す。鉛標的直上に常温重水、そしてその中に 10 K 重水が置かれ、さらにその中に He-II が挿入されている。He-II 容器の上方に垂直 UCN ガイド管と水平 UCN ガイド管が接続され、重力加速管を経て UCN 検出器に繋がっている。He-II は、UCN 発生容器近くにある二重管部の隙間と、He-II 移送管を通して、<sup>3</sup>He 冷凍器に接続されている。そして、熱

交換器を介して液体  $^3\text{He}$  で冷却されている。実験時の He-II の温度は二重管部で 0.83K まで到達した。図中の矢印は、スパレーション反応で発生した中性子がどのようにして UCN になり、UCN ガイドで検出器まで導かれるかを示している。

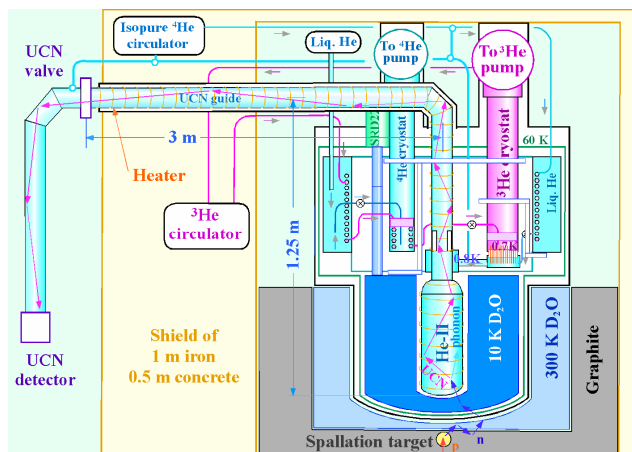


図 8 He-II スパレーション UCN 源

図 9 は、1s の間、陽子ビームを照射し、100s の間、陽子ビームを止めて UCN を計数した結果を示している。ビーム照射時に UCN 検出器の計数が高くなっているが、これはビーム照射に伴う熱中性子などのバックグラウンドの発生によるもので、ビームを停止すれば直ちに消滅する。そしてその後数秒間、計数は徐々に増大していく。この計数は UCN によるもので、水平ガイドの終端に設置された UCN バルブを閉じると消滅する。UCN 計数が徐々に増大するのは、UCN の速度が数 m/s と遅いため、He-II 内で発生した UCN がガイド管を通して検出器に到達するまでに時間がかかるためである。その後、UCN 計数は 6s の時定数で減少して行く。検出器に到達した UCN はほとんどすべて消滅するので、これはガイド管を含めた UCN 容器内の UCN がすべてなくなるのに要する時間を表している。

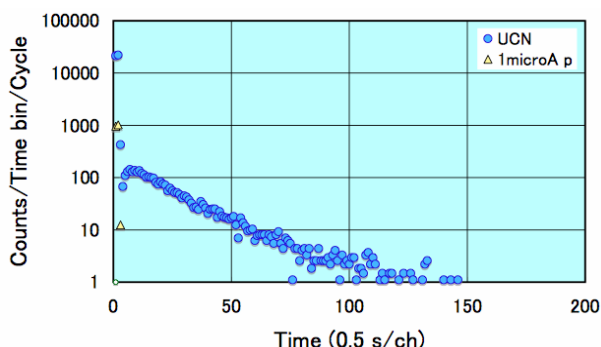


図 9 陽子ビーム 1 秒照射による UCN 生成

次に、検出器の前に直径 1cm の穴を開けたステンレス製の円板を置いて同様の測定を行った。結果は図 10 の通りである。検出器部に到達した UCN は一部この穴を通して検出器に入るが、他の大部分の UCN はステンレスの表面で

反射され、元の方向へ戻される。UCN は He-II とステンレス円板の間を往復しながら容器内を拡散し、容器内での UCN の分布は平衡に達し、その後様々な損失過程より減衰していく。UCN 減衰の時定数は 30s であった。

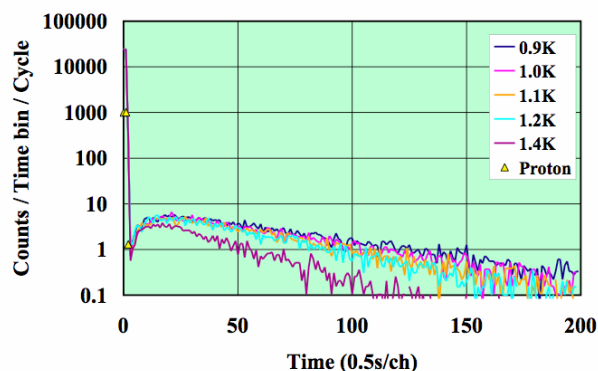


図 10 円板を取り付け陽子ビームを 1s 照射

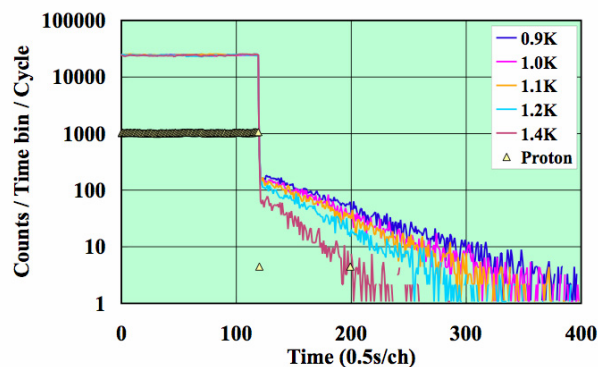


図 11 円板を取り付け陽子ビームを 60s 照射

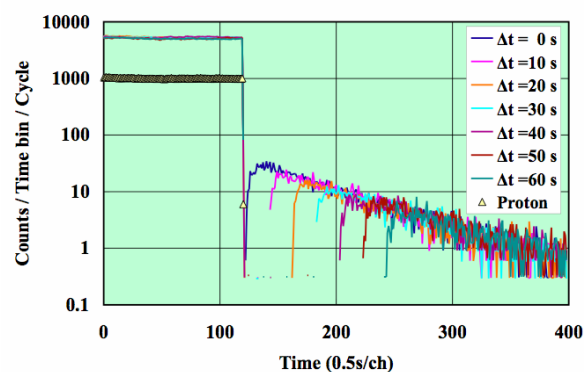


図 12 UCN バルブを操作して UCN を計数

次に、陽子ビームの照射時間を 60s にのばし、140s ビームを停止し、UCN を計数した。その結果を図 11 に示す。これら二つの実験では、He-II の温度を 0.9K から 1.4K まで変化させて、測定を行った。He-II の温度が上がるとフォノン数が指数関数的に増大し、フォノンのエネルギーが UCN に移行するアップ散乱により、中性子のエネルギーはフェルミポテンシャルを超え、UCN は消滅する。そのため He-II 温度を上げると時定数は短くなる。

そして、その次に UCN パルプを操作しながら実験を行った。陽子ビーム照射時に UCN パルプを閉じ、He-II 容器と UCN パルプの間の空間に UCN を貯め込み、ビーム照射停止後、適当な時間  $t_d$  を置いて UCN パルプを開いた。 $t_d$  は 0s から 10s ずつ、60s まで変化させた。結果を図 12 に示す。陽子ビーム照射中の計数は、UCN パルプの開閉に依存しない。ビーム照射停止後の計数は UCN パルプを閉じるとなくなり、UCN パルプを開けると現れる。パルプを開いた直後の UCN 計数を  $t_d$  の関数として見ると 時定数約 30s で減衰している。UCN 計数率が図 11 の場合より小さいのは、陽子ビーム電流を少なくしたためである。

390MeV, 1 $\mu$ A の陽子ビーム停止直後の UCN パルプ付近の UCN 密度  $\rho$  は、UCN の平均速度  $v (= 3\text{m/s})$  とガイド管の断面積  $S$  (直径 8.5cm), ステンレス円板の穴の面積  $S_h$  (直径 1cm), そして UCN 計数から計算される。水平 UCN ガイド管から検出器方向への UCN の流量は  $\frac{1}{4}\rho v S$  となる。この流量で重力加速管を通してステンレス円板に行くとすると、UCN 計数は  $\frac{1}{4}\rho v S_h \varepsilon$  となる。 $\varepsilon$  は UCN 検出器の検出効率で、今回の値は 70%。図 11 の計数 (= 409cps) から、

UCN 密度は 10UCN/cm<sup>3</sup> となる。このとき、水平ガイド管での UCN 最大エネルギー  $E_c$  は 90neV である。これまで世界最強であった ILL の UCN 源での値は、UCN 最大エネルギー  $E_c = 335\text{neV}$  で、50UCN/cm<sup>3</sup> である。しかし、 $E_c = 100\text{neV}$  の実験容器に取り出すと 2~3UCN/cm<sup>3</sup> になるといわれている。よって、われわれの UCN 密度は世界トップクラスである。

現在、現 UCN 源で、第 2 章で述べた実験の準備研究を始めている。手始めに、実験容器に UCN を充填するパルプと UCN を取り出すパルプを実験容器とともに製作し、UCN の閉じ込めと取り出し試験を行い、磁化した純鉄フォイルによる UCN 偏極実験を行っている。つぎに、ラムゼー共鳴実験へと進めて行く予定である。EDM 測定では、才差運動の測定精度を上げる必要がある。そのため、さらに UCN 密度を上げることになるが、そのための準備を進めている。ここで、世界の UCN 源計画における UCN 密度を表すと図 13 のようになる。横軸は UCN 生成のための中性子源出力で、UCN 源の構造が同じならば、UCN 密度は出力に比例する。

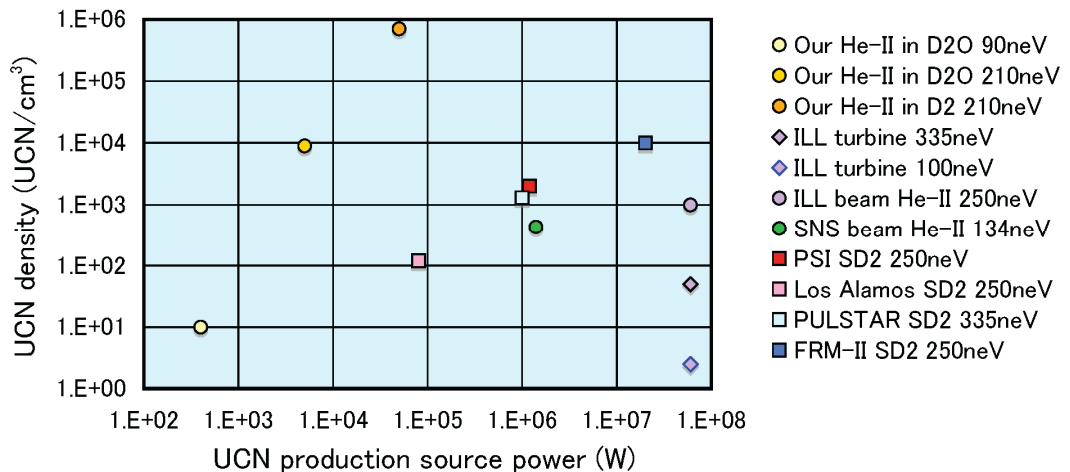


図13 世界のUCN源計画

左端の丸は、実験ポートでのわれわれのUCN密度で、その右は、UCN源増強計画の第1段階での値、さらにその右は、第2段階での値である。右端の菱形は、ILLの現UCN源内 ( $E_c = 335\text{neV}$ ) と実験容器内 ( $E_c = 100\text{neV}$ ) での値である。他の丸 (He-II UCN源) は、ILLとSNSでのHe-II内の計画値である。四角 (SD2 UCN源) は、PSI, Los Alamos, North Carolina (PULSTAR), Munich (FRM-II) のUCN源内もしくはその近くでの計画値であり、実験容器に取り出すと、これらの値からかなり小さくなってしまふ。

## 6. これからの予定

He-II 内で生成される UCN の密度は、UCN 生成断面積と冷中性子束  $\Phi_n$  で決まる UCN 生成率と UCN 貯蔵時間  $\tau_s$  の積で表せる。また、UCN の最大エネルギー  $E_c$  で決まる運動量空間の体積にも比例する。われわれが容易に改善できるパラメータは  $\Phi_n$ ,  $\tau_s$  そして  $E_c$  である。

$\Phi_n$ : UCN 密度の向上には、 $\Phi_n$  の増大がもっとも効果的である。スパレーション反応で陽子 1 個当たりに生成される中性子の数は陽子エネルギーにほぼ比例するので、400MeV で  $4.4n/p$ , 陽子ビーム出力に比例することになる。陽子ビーム出力が上がると、放射線による冷凍器の発熱が大きくなる。He-II 内では、原子核の中性子捕獲に伴って放出される  $\gamma$  線による発熱が主で、モンテカルロ計算によれば 30kW の陽子ビームでは、 $\gamma$  発熱は 7.5W となる。

<sup>3</sup>He 冷凍器の冷却力は主にポンプの排気速度で決まる。市

販の  $5000\text{m}^3/\text{h}$  のポンプ 1 台を使用すると、 $0.8\text{K}$  で  $7.5\text{W}$  の冷却力が得られる。ポンプを 2 台、または  $10000\text{m}^3/\text{h}$  のポンプを使用すれば冷却力は 2 倍になり、陽子ビーム出力を 2 倍にできる。また、He-II の周りに  $20\text{K}$  の Bi や Pb をおけば、発熱の原因となる  $\gamma$  線とエネルギーの高い中性子を遮蔽でき、陽子ビーム出力をさらに増大できる可能性がある。He-II 内での UCN 生成に必要な冷中性子は Bragg 散乱の条件を満たさないで、 $20\text{K}$  の Bi や Pb を減衰することなく透過できる。現在、 $390\text{MeV}$  で  $1\mu\text{A}$ 、つまり  $390\text{W}$  の陽子ビームを用いているが、上記の改善を加えて陽子ビーム出力を  $50\text{kW}$  に上げれば UCN 密度は 128 倍になる。

図 8 のように、現 UCN 源では He-II の容器は垂直方向に配置されている。これを図 14 のように水平配置にすれば、He-II 内の平均冷中性子束は 2 倍になる。ただし、He-II 容器を水平に配置するとき、He-II が UCN ガイド管に流れ出さないように UCN ガイド管の手前に薄いアルミフォイルなどを置く必要がある。

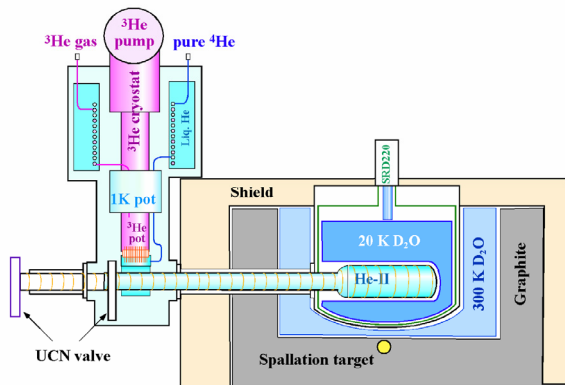


図 14 水平配置型 UCN 源

そして、冷中性子源の素材を  $20\text{K}$  固体重水から  $20\text{K}$  液体重水素に変えれば、冷中性子の減速効率が上がり、冷中性子束は 8 倍程度になるといわれている。

$\tau_s$  : UCN の貯蔵時間  $\tau_s$  は、He-II のフォノンや容器壁中の水素によるアップ散乱で決っている。He-II 容器と UCN ガイドの間にアルミフォイルを置くと、UCN ガイドへの超流動ヘリウムフィルムフローによる熱流入がなくなり、He-II 温度が下がる。He-II 温度が  $0.8\text{K}$  以下になると、フォノン・アップ散乱は効かなくなる。容器のベーキングにより容器壁中の水素を除去すれば、水素によるアップ散乱がなくなり、 $\tau_s$  は  $150\text{s}$ 、つまりこれまでの 5 倍にできる。

$E_c$  : UCN の最大エネルギーは、水平配置では重力障壁がなくなるので、貯蔵容器のフェルミポテンシャルの値、 $E_c = 210\text{neV}$  まで上がる。その結果、UCN 密度は UCN の運動量空間の大きさ、 $E_c^{3/2}$  に比例して増大し、 $E_c = 90\text{neV}$  に比べて 3.6 倍になる。また、フェルミポテンシャルの高

い物質、 $^{58}\text{Ni}$  や DLC (diamond like coating) などを用いれば UCN 密度はさらに増大する。

UCN 移送効率を上げると実験容器内の UCN 密度を上げることができる。アルミフォイルで He-II を分離するとガイド管を真空にでき、UCN と  $^4\text{He}$  原子との衝突によるアップ散乱がなくなる。また、図 8 の垂直配置では、UCN が実験容器に向かうとき、重力の影響で垂直部にかなり残ってしまう、そして、垂直部から水平部に曲がる時、移送効率が小さくなってしまいが、水平配置にすると、UCN は He-II から直線的に実験容器に向かい、また、垂直部がなくなりガイド管の長さが短くなるので、移送効率が大幅に改善される。UCN 生成時のアルミによる吸収は、手前に UCN バルブを設置すれば、なくなる。実験容器に UCN を移送するとき UCN バルブを開けることになるが、水平配置では移送効率が上がり、UCN が He-II と実験容器の間を往復する回数が少なくなるので、吸収の効果は小さくなる。これらの効果を正確に見積もるには、詳細な実験を行う必要があるが、実験容器内の UCN 密度を 2 倍程度増大できると見込んでいる。以上の増幅率をまとめると、

$$\begin{aligned} \Phi_n &: 50\text{kW 陽子ビームで 128 倍} \\ &\quad \text{水平配置で 2 倍, } 20\text{K 重水素で 8 倍} \\ \tau_s &: 5 \text{ 倍} \\ E_c &: 3.6 \text{ 倍} \\ \text{UCN 移送効率} &: 2 \text{ 倍? } \quad \text{となる。} \end{aligned}$$

$\Phi_n$  の増強は 2 段階で行うことを考えている。つまり、第 1 段階で、陽子ビーム出力を 10 倍 (RCNP では  $2\text{kW}$  まで増強可能、TRIUMF は UCN 源建設に関心があり、既存実験室で  $5\text{kW}$  が可能といわれている) にして、水平配置を適用する。 $5\text{kW}$  陽子ビームを仮定すれば、実験容器内の UCN 密度は、 $E_c = 210\text{neV}$  で、 $(12.8 \times 2 \times 5 \times 3.6 \times 2) \times 10 \text{ UCN}/\text{cm}^3 = 9 \times 10^3 \text{ UCN}/\text{cm}^3$  となる。 $E_c = 90\text{neV}$  ならば、 $2.6 \times 10^3 \text{ UCN}/\text{cm}^3$  となる。この UCN 密度で、 $10^{-27}\text{cm}$  の EDM 測定、 $\beta$  崩壊の実験、そして重力実験を行う。

次に、第 2 段階で、 $50\text{kW}$  陽子ビーム (J-PARC で可能) と  $20\text{K}$  重水素を適用する。UCN 密度は  $E_c = 210\text{neV}$  で、 $7 \times 10^5 \text{ UCN}/\text{cm}^3$ 、 $E_c = 90\text{neV}$  ならば、 $2 \times 10^5 \text{ UCN}/\text{cm}^3$  となる。UCN 生成率は  $0.8 \times 10^8 \text{ UCN}/\text{s}$  となる。そして、 $10^{-28}\text{cm}$  の EDM 測定と  $N\bar{N}$  振動実験へと進めようと考えている。

(ここで述べた UCN 生成実験は、畑中吉治 (RCNP)、鄭淳謙 (KEK)、松多建策 (阪大理)、松宮亮平 (阪大理)、渡辺裕 (KEK) との共同研究に基づくものである。実験は KEK、RCNP の支援、科研費の援助のもとに行われた。)