

J-PARC における中性子基礎物理

KEK 物質構造科学研究所

清水 裕彦

for NOP collaboration

hirohiko.shimizu@kek.jp

2009年9月6日

1 低速中性子

中性子は電荷を持たず、約 15 分という長い寿命を持つ。このため、数 MeV 程度の運動エネルギーを持って発生した中性子を、減速体物質中で原子核との散乱を繰り返させて熱的平衡に近い状態にまで到達させることができ、低速中性子を大量に得ることができる。低速中性子とは運動エネルギーが 1eV 以下の中性子の総称であり、ドブロイ波長は原子の大きさ程度以上の長さである。なお、運動エネルギーに応じて、図 1 の様に呼ばれる。

さて、中性子を 1m 持ち上げた時に獲得する地球重力によるポテンシャルエネルギーは約 100neV である。また磁場 1T のもとで、スピンの磁場に平行あるいは反平行の二つの状態間のエネルギー差は約 120neV である。さらに強い相互作用は原子核のごく近傍でしか影響しない。低速中性子のドブロイ波長は原子間隔程度にまで長くなっているため、核ポテンシャルを原子体積にわたって平均した有効ポテンシャルによって記述される。そのポテンシャルは、干渉性散乱長 b を用いて

$$U = \frac{2\pi\hbar^2}{m}nb \quad (1)$$

と与えられる¹。 m は中性子質量、 n は核数密度である。自然同位体比のニッケルやベリリウムなどが大きい U の値を持ち、ともにおよそ 250neV である²。結果的に、われわれが実際に実験を行なう環境においては、これらの相互作用がすべて同程度の大きさのきわめて弱いポテンシャルとして働く。この特徴を組み合わせると、電気的な相互作用を無視できることもあり、他のサブアトム粒子にはない特有の精密測定が可能となる。低速中性子を用いた基礎物理研究には、等価原理検証、スピノル性の検証、核散乱長の精密測定による少数核系研究、中性子崩壊の寿命およびスピン角相関項、中性子電荷測定、中性子反中性子振動

によるバリオン数非保存探索、そして電気双極子能率の探索などがある[1]。

J-PARC の稼働により、物質生命科学研究所のスパレーション中性子源において、冷中性子ビームの供給が始まった。J-PARC を中心とした中性子基礎物理研究の状況を紹介する。

2 J-PARC BL05 : NOP ビームライン

J-PARC 物質生命研究施設の中性子ビームライン BL05 には、中性子光学基礎物理測定装置(NOP: Neutron Optics and Physics)の建設が進んでおり、2008年12月9日にビームの受け入れを開始した。図2にその構造と概観を示す[2]。

このビームラインは、スーパーミラーを用いてビームを三分岐する構造となっている。スーパーミラーとは、ポテンシャルの異なる物質を交互に積層した多層膜のことである。

冷中性子は、物質表面において式(1)で与えられるポテンシャルだけ表面の法線方向に減速される³。冷中性子の入射方向が界面となす角(図3における ϕ)が充分小さくなると、界面で全反射が起こる。全反射が起こる角度 ϕ の上限は反射臨界角と呼ばれ、ニッケル表面の場合には運動エネルギー 10meV の冷中性子に対して $\sin\phi \simeq (250\text{neV}/10\text{meV})^{1/2} \sim 5 \times 10^{-3}$ である。このような反射鏡を管状に組立てたものを中性子導管といい、発散する中性子ビームを遠方まで輸送するために用いられる。図3に示したように、多層膜界面における中性子波動の干渉を利用して、単純な物質表面での全反射よりも大きな入射角でも反射できるようにした中性子反射鏡である。スーパーミラーの反射臨界角のニッケル反射臨界角に対する比を、スーパーミラーの m 値といい、そのスーパーミラーを mQ_c ミラーという。スーパーミラーの作成技術において日本は世界を牽引する成果を上げてきた。大きい m 値を持つ多層膜ミラーについては、これまでに $m = 10$ 程度までの作成技術を確認しており、 $m = 20$

¹ ただし、電子による散乱長は $b_{ne} = -1.4 \times 10^{-3} \text{fm}$ であり、数 fm の値を取る典型的な核散乱長に比べて充分小さいので、ここでは無視している。

² ダイヤモンド、⁵⁸Ni、および ¹⁶⁴Dy はより大きな U の値を持ち、それぞれ 306, 346, 401neV である。

³ ポテンシャルが負ならば加速される。

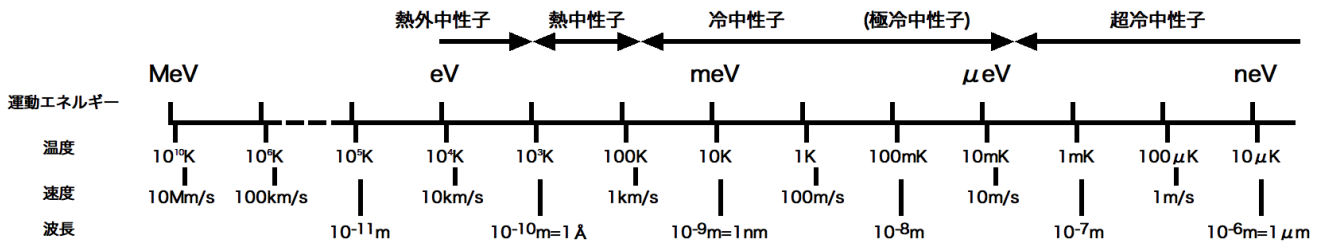


図1 中性子のエネルギー別の名称と運動学的物理量の対応

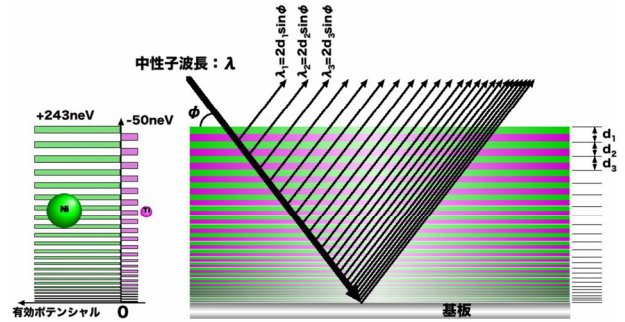
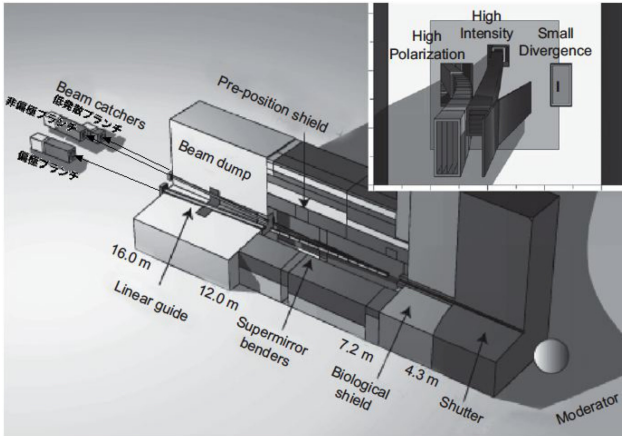


図3 多層膜中性子スーパーミラー

NOP ビームラインは、スーパーミラーを用いた低発散ブランチ、スーパーミラー曲導管を用いた非偏極ブランチ、磁気スーパーミラー曲導管を用いた偏極ブランチの三つのビームブランチを備え、すべてのブランチは中性子減速体からの直視を避け、直進する高速中性子は16m以内で遮蔽体に止められる。それぞれのビームブランチからのビーム特性の設計値を表1示す。

ビームライン建設全般は、KEKの猪野、三島、吉岡、竹谷らが中心となって進めている。

表1 J-PARC 物質生命研究施設BL05の各ブランチのビーム性能の設計値

	ビーム強度	ビームサイズ
低発散ブランチ	$9.2 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \mu\text{s}^{-1} \text{ MW}^{-1}$	
非偏極ブランチ	$1.2 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MW}^{-1}$	5 cm × 4 cm
偏極ブランチ	$4.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MW}^{-1}$	10 cm × 4 cm
	偏極度 0.998 ($E \geq 1.5 \text{ meV}$) 0.98 (平均値)	



図2 J-PARC 物質生命研究施設中性子ビームラインBL05: 中性子光学基礎物理測定装置(NOP: Neutron Optics and Physics)

程度まで可能ではないかと考えられている。 mQ_c スーパーミラーで導管を構成すると、光学系のアクセプタンスは m^2 倍だけ大きくなり、より多くのビームを下流に輸送できる。多層膜に磁性体を用いて特定のスピンのみを反射するようにしたものは磁気スーパーミラーと呼ばれ、出力ビームはスピンが偏極する。

2.1 低発散ブランチ

低発散ブランチでは、中性子干渉を用いた精密測定研究が予定されている。中性子干渉計は、二つの中性子経路に分波した後に両者を合流させて、双方の経路の光学的距離の差に応じた中性子波動の位相差を強度変化として観測する。二つの経路の間に、 ΔE だけのエネルギー差があった場合に観測される位相差 $\Delta\phi$ は

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{m\lambda L}{h^2} \Delta E \tag{2}$$

で与えられる。ただし、 λ は中性子波長、 L は相互作用をしている経路の長さである。 λ および L を大きく取ることによって、微小なエネルギー差に対する感度が向上することが分かる。

従来の中性子干渉計は、図 4 上に示すように、シリコン単結晶から三つのブレードを削り出すことによって、分波結合用の半透鏡や反射鏡の空間的なアラインメントを原子レベルで実現したものが用いられてきた。ただし、干渉計のサイズは単結晶のサイズで制限され、また中性子波長は結晶格子定数で決まってしまう。

この難点を克服する一つの可能性が、図 4 下に示した多層膜を用いた干渉計の登場によってもたらされた[3]。4 枚の独立した多層膜を、中性子波長程度の空間的精度でアラインメントを取る必要がある。この困難は、2 枚の反射鏡を平行になるように向かい合わせた光学素子であるエタロンを利用することによって大幅に軽減された。

従来は、周期一定の多層膜が用いられてきたので、ある定まった波長の中性子しか干渉させることができなかった。J-PARC からの中性子ビームはパルス化されているため、中性子波長(すなわち中性子速度)に従って、ある時刻にはある定まった波長の中性子がやってくる。そこで、多層膜をスーパーミラー化すれば、それに応じた波長範囲の中性子を干渉させることができ、統計精度を向上させることが可能となる。現在までの検討では、パルスビーム利用によって定常ビームに比べて最大 200 倍程度の中性子を干渉させることが可能になると見積もられている。現状で位相差 2π に対応するエネルギー差は約 20 peV である。J-PARC のビームを用いて位相決定の統計精度を向上するとともに干渉計

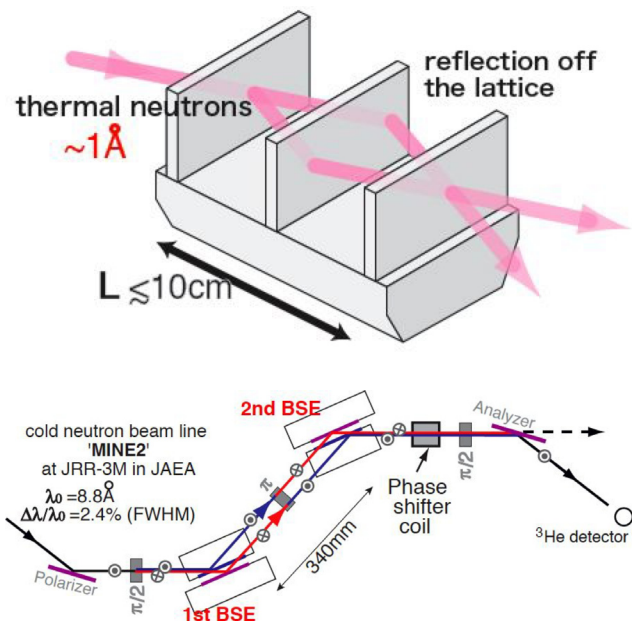


図 4 上はシリコン単結晶を用いた中性子干渉計，下はエタロンを利用した多層膜中性子干渉計

を大型化することによって、エネルギー感度は feV から aeV 領域にまで向上する可能性が期待される。

中性子干渉実験は、京大の北口、関、KEK の竹谷、大阪電通大の舟橋らが中心となって進めている。また、干渉計の波長範囲を極冷中性子領域に拡大するための検討を、東北大の佐貴、鈴木らが中心となって進めている。

2.2 偏極ブランチ

偏極ブランチでは、中性子 β 崩壊に関連した精密測定が予定されており、まず中性子寿命の精密測定の準備が始まっている。中性子の平均寿命は、初期宇宙元素合成において軽元素比を決定する。また、式(3)を通じて V_{ud} の値を与えるのだが、CKM 行列のユニタリティ条件(式(4))のうち V_{ud} だけが大きいので、 V_{ud} の誤差がほぼそのままユニタリティ条件の検証誤差になる。

$$\tau = \frac{4908 \pm 4}{|V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda)} \quad (3)$$

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 \quad (4)$$

ただし、 $\lambda = g_A / g_V$ は axial vector および vector の結合定数の比であり、スピン角相関項の測定から導かれる。最低次におけるスピン角相関項は次のようなものがある。

$$d\Gamma \propto 1 + a(\beta_e \cdot \beta_\nu) + \sigma \cdot (A\beta_e + B\beta_\nu + D\beta_e \times \beta_\nu) \quad (5)$$

ただし、 $\beta_e = \mathbf{p}_e / E_e$, $\beta_\nu = \mathbf{p}_\nu / E_\nu$ で σ は中性子スピンの平行な単位ベクトルである。

中性子寿命測定の変遷を図 5 に示す。図から分かる通り、最新の蓄積中性子によるデータは他の測定から大きくずれており、その影響は図 6 に示した通り大きな差異を生む。

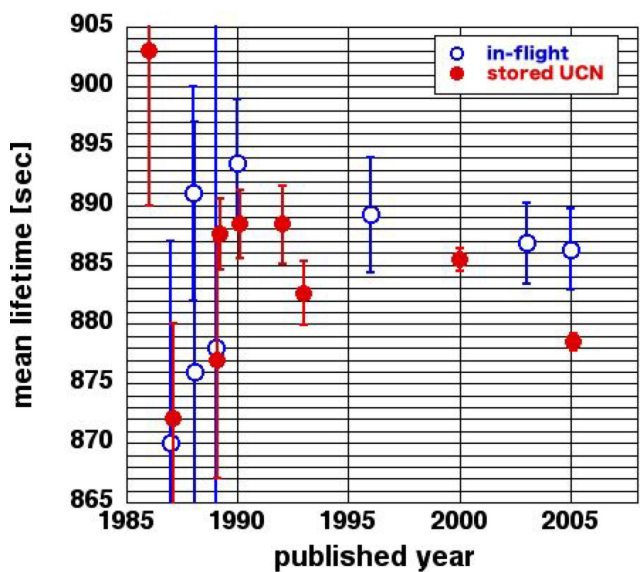


図 5 中性子寿命測定値の変遷
白丸は飛行中性子を用いた測定で、黒丸は蓄積された中性子を用いた測定である。

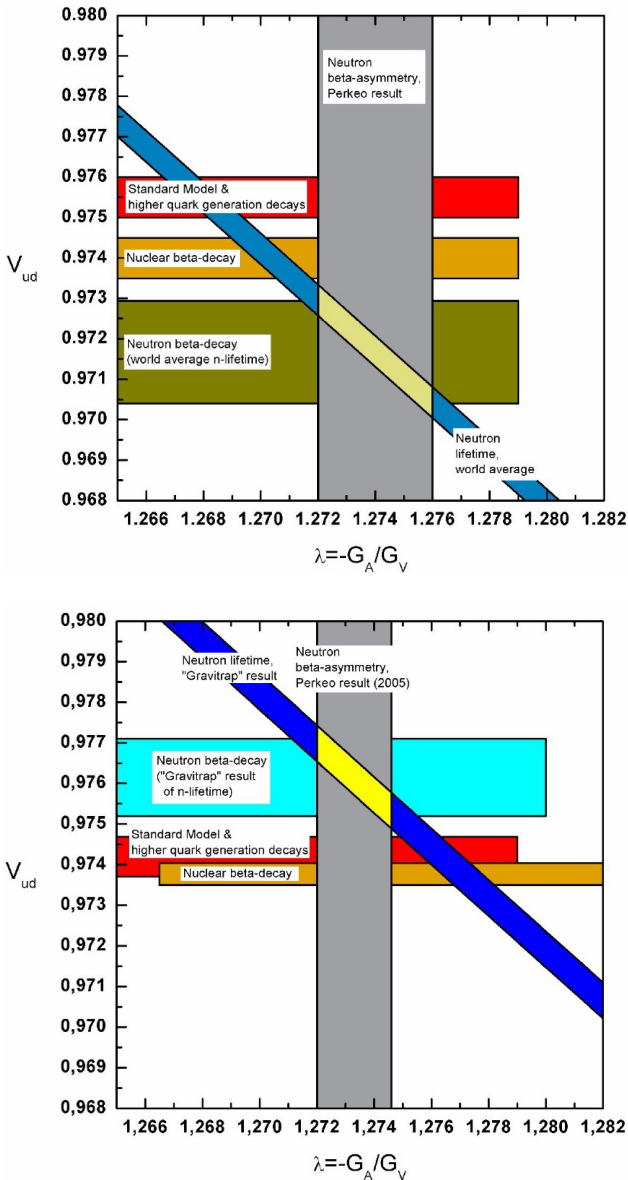


図6 V_{ud} および λ の変遷

上は 2003 年当時の状況で、下は文献[4]によって導かれた。

寿命測定は、大きく分けて二つの方法に分類される。

一つ目は、崩壊によって生じる粒子を検出して崩壊数を数える方法で、これまではおもに飛行する中性子を用いて行なわれてきた。崩壊によって生じる電子または陽子を数えるのだが、この方法の場合には入射中性子数を計測する検出器と崩壊粒子の検出器の二つの異なる検出器を用いる必要がある。入射中性子の検出器の検出効率の較正精度が最大の系統誤差となってきた。

二つ目は、蓄積された中性子の現象を計測する方法である。中性子の寿命はとても長いので、ほとんど崩壊しない。冷中性子の速度は約 1000 m/s 程度であり、1 m を通過する時間は 1 ms 程度である。さて、中性子の運動エネルギーが式(1)で与えられるポテンシャル以下にまで下がると、中性子はその物質の表面ですべての入射角について全反射され

るようになる。よって、その物質で作られた容器内に閉じ込められる。容器に閉じ込めることによって、1 回の測定時間は一挙に延びることとなり、測定感度が急激に向上した。しかし、実際には容器閉じ込めは不完全であり、容器の壁によって吸収されたり、壁面との衝突の際に中性子が非弾性散乱することによってエネルギーを獲得して容器外に脱出する。この補正量は大きく、補正の精度が最終的な実験精度を支配する。そこで、この困難を克服するために、物質壁ではなく磁場勾配による閉じ込め方法に改良が進められている。

さて、飛行中性子の崩壊数測定を一つの検出器で行なう方法も過去に試されている[5]。ガス検出器に中性子を入射し、崩壊によって生じた電子を検出する。ガスに ^3He を混入させておくと、 $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ によって生じる陽子数を計測することによって、入射中性子数を同じ検出器で計測できる。検出器には time projection chamber を用いて、単色化した中性子をパンチ化して入射することによって、中性子の存在する領域からの信号をバックグラウンドから区別しながら計測する。中性子がいつどこを飛行しているかを知っているため、検出器の有効体積をよく定義することができるとともにバックグラウンドの低減にも寄与する。この実験では定常ビームを機械式チョッパーを用いてパンチ化するのに加え、結晶回折を用いて単色化するために、中性子の総数はとても少なくなってしまうという難点があった。しかし、J-PARC の場合には、もともとパルス中性子であるために各時刻の中性子速度は決まっており、各時刻の中性子数は過去の実験に比べてきわめて多い。そこで、われわれは、図 7 に示すような磁気スーパーミラーとスピフリップパーを組み合わせて電磁的に中性子ビームをチョッピングできるような spin flip chopper を開発した。これによって、およそ μs 程度の切れのよいチョッパーを実現することができて有効体積が正確に決まる。さらに、動作パターンを非常に自由に選べるので、中性子が検出器の窓を通過している時やビームキャッチャーに吸収される時に γ 線が発生する時刻を速度に応じて変化させることも可能となる。このような特性を生かして、飛行中性子による寿命測定の精度を蓄積中性子を用いた方法と同等、あるいはそれ以上に向上させることを目標としている。

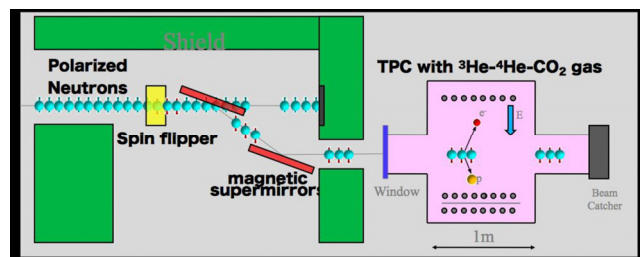


図7 Time projection chamber と spin flip chopper を用いた飛行中性子の寿命測定

寿命測定とともに、電子非対称度などのスピン角相関項の測定への拡張も予定している。現在の測定精度は 10^{-3} 程度である[6]。測定精度が 10^{-4} 程度にまで向上すると、tree-levelを超えた図形の効果が明確に計測できるようになる[7]。標準理論の枠を超えた効果が見えるかもしれないという論文もある[8]。この精度になってくると、統計精度が向上した後に最大の系統誤差となるのが中性子偏極度の決定精度である。勾配磁場中での Stern-Gerlach 効果を用いた高精度スピン計測の実証実験を、仏 Institut Laue Langevin 研究所(ILL)の極冷中性子ビームを用いて実施し、測定精度は 10^{-3} を超えて 10^{-4} 程度にまで高まった⁴。

中性子寿命測定は、東大の音野、生出、山下、KEK の三島、吉岡、阪大の嶋らが中心となって進めている。スピンフリップチョッパーは、京大の北口、KEK の竹谷、また勾配磁場による高精度スピン計測は、京大の岩下、山田、KEK の吉岡らが中心となって進めている。

2.3 非偏極ブランチ

このブランチの最大の特徴は、ビーム強度が最大である点である。このブランチでは、希ガス原子による中性子散乱の微分散断面積の精密測定によって、中性子と原子の間に働く未知の中距離力の探索を行なうことが予定されており、阪大の嶋らが中心となって進めている。

3 検討を進めている項目

3.1 電気双極子能率

中性子電気双極子能率は、P-odd かつ T-odd の物理量であり、なおかつ時間発展しない量なので、直ちに時間反転対称性を破る。標準理論が与える電気双極子能率は $10^{-30} \sim 10^{-31} e \text{ cm}$ と小さく、現在の測定精度 $2.9 \times 10^{-26} e \text{ cm}$ (90% C.L.) [9]よりも桁違いに小さい。電気双極子能率の探索は、標準理論を超えた物理の探索の主要な手段の一つである。この量は、図8に示すように、既に50年近く測定精度の向上の努力が続けられてきたけれども、未だ有限値が発見されていない。

測定原理は次の通りである。中性子はスピン $1/2$ なので、磁気双極子能率 μ と電気双極子能率 d は中性子スピンに平行または反平行である。中性子のスピン歳差振動数 ν は、磁場および電場を B 、 E とおくと、

$$h\nu = -2\mu \cdot B - 2d \cdot E \quad (6)$$

で与えられる。電場と磁場を平行にした場合の振動数を ν_+ 、反平行にした場合の振動数を ν_- とすると、両者の差 $\Delta\nu = \nu_+ - \nu_-$ を測定することによって、

⁴ 核偏極³He フィルターを用いたスピン偏極の場合に適用可能な方法が知られていたが、われわれの場合には偏極方法が異なるために適用には開発が必要であった。

$$d = \frac{\Delta\nu}{4E} \quad (7)$$

として求めることができる。 N 個の中性子に対して、時間 T だけ測定を行なった場合の測定精度は、

$$\sigma_d = \frac{\hbar/2}{ET\sqrt{N}} \quad (8)$$

である。

測定は ILL で行なわれ、原子炉内部減速体から鉛直上方に冷中性子を取り出し、地球重力で減速した後にドップラーシフターで減速して得られる超冷中性子が用いられた。ドップラーシフターとは、入射中性子が遠ざかる鏡によって反射されると、反射後の速度が小さくなることを利用するものである。鏡の後退速度が入射中性子速度の半分のときには、反射後の中性子は静止する。

物質容器に超冷中性子を閉じ込めることによって、個別の測定サイクルにおいてスピンを追跡する時間 T を圧倒的に長くできるようになり、現在の測定精度に至っている。実際の測定条件は、 $B \sim 1 \mu\text{T}$ 、 $E \sim 10 \text{ kVcm}^{-1}$ 、 $T \sim 130 \text{ s}$ 、蓄積体積が約 10^4 cm^3 、超冷中性子密度は約 10 cm^{-3} 程度であった。実験誤差は系統誤差が支配的であり、磁場の不定性に起因する部分が多い。磁場の精度も当然含まれるが、超冷中性子が蓄積体積中での飛行経路を推定する際の誤差も含まれる。

測定精度の向上の方策には、電場の強化、1回の測定時間 T の延長、超冷中性子数の増加、そして磁場強度計測精度および一様性の向上、磁場分布の推定精度の向上などがある。また、超冷中性子密度を高めれば、蓄積体積を小さくできて系統誤差が抑制できるものと考えられる。そのためには、専用のスパレーション発生標的に減速体を配備し、さらに冷中性子を非弾性散乱で超冷中性子領域にまで下方散乱させる変換材を配置することが望ましい。現在、スイス Paul Scherrer Institute ではこのような超冷中性子源の建

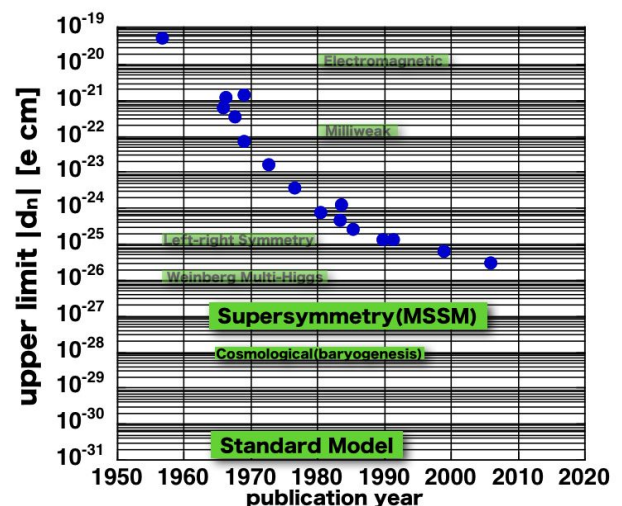


図8 中性子電気双極子能率の上限値の変遷

設が進められており、カナダ TRIUMF でも建設の議論が進められている[10]。これらの超冷中性子源への投入ピームパワーは概ね10kWのオーダーで、加速器中性子源としては小規模であるが、ILLの超冷中性子源に比べておよそ2桁以上の超冷中性子密度の増加が期待されている。J-PARCの線形加速器には最大で250kWのピーム余力が存在すると期待されるので、これを利用した超冷中性子源の可能性が検討されている[11]。

3.2 その他

物質内部には、きわめて強い電場が存在している。その電場は $10^8 \sim 10^9 \text{Vcm}^{-1}$ に達する。電場中を中性子が進むと、ローレンツ変換によって中性子から見た時には磁場が作用して、それに伴った散乱が生じる。この散乱はSchwinger散乱と呼ばれる。単一の原子による散乱は、入射中性子の波数を k 、散乱中性子の波数を k' 、移行波数を $q = k - k'$ 、原子形状因子を $F(q)$ 、原子番号を Z とすると

$$f = f_{\text{nuc}} + f_{\text{Schw}}(q) + f_{\text{EDM}}(q) \quad (9)$$

$$f_{\text{Schw}}(q) = i \frac{2\mu}{\hbar c} e(Z - F(q)) \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{q})}{q^2}$$

$$f_{\text{EDM}}(q) = i \frac{2d_e m}{\hbar^2} e(Z - F(q)) \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q}}{q^2}$$

で記述される。単結晶回折を用いることによってこの効果が積み重なり、スピン回転の計測によって電気双極子能率の測定が可能になる。この方法は1960年代の測定に用いられた方法であるが、これをより効率的に計測する方法が研究されている[12,13,14]。これは超冷中性子を必要としないので、現状でもよい単結晶を得ることさえ出来れば測定を開始できる。そこで、理研の大竹、KEKの吉岡らを中心に検討を行っている。

最後に、J-PARCの冷中性子ピームに含まれる極冷中性子成分を、ドップラーシフターで減速して超冷中性子を発生させる可能性についての検討が議論されている。旧来の中性子反射鏡は $m = 1 \sim 2$ 程度のものが主流であった。これは入射する中性子速度の鏡面法線方向の成分が $14 \sim 28 \text{m/s}$ 以下でないと反射できないことを意味し、その速度領域の中性子量はきわめて少ない。よってILLの場合には、地球重力で減速することによってこの難点を補っている。しかし、京大グループの多層膜作成技術の進歩は、これを一挙に $m = 10 \sim 20$ 程度の領域にまで上げた。つまり、中性子速度 $140 \sim 280 \text{m/s}$ の領域の中性子をそのまま減速できる可能性が出てきたことを意味する。鏡を $70 \sim 140 \text{m/s}$ の速度で後退させられること、またそのような大きな m 値の多層膜に十分な反射率が保てるか、さらに作成の再現性を確保できるかなどの問題が解決されること

が必要である。もっと速い速度領域では結晶を用いて反射することもできるが、それに応じて速くなる結晶後退速度を実現できるかを検討する必要がある。そこで、京大の藤岡、今城、北口、日野らが中心になって検討を進めている。最終的な超冷中性子強度にもよるが、このような超冷中性子源は前述の専用超冷中性子源に比べれば強度は弱い。しかし、専用超冷中性子源の建設に先立って手許で電気双極子能率測定技術の開発研究を開始できる。また、東大の川崎、市川、神谷、駒宮および東北大の佐貫らが進めている、超冷中性子の地球重力ポテンシャルにおける量子準位の精密測定実験は、開発の比重が大きいにも拘わらず国内にテストできる環境がない。このような開発研究を加速する意味でも、検討を急ぐ必要がある。

References

- [1] “Low Energy Neutron Physics”, Landolt-Börnstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Group I Volume 16, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2000.
- [2] K. Mishima *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A600** (2009) 342.
- [3] M. Kitaguchi *et al.*, Phys. Rev. **A67** (2003) 33609-1.
- [4] A. Serebrov *et al.*, Phys. Lett. **B602** (2005) 72.
- [5] R. Kossakowski *et al.*, Nucl. Phys. **A503** (1989) 473.
- [6] H. Abele *et al.*, Eur. Phys. J. **C33** (2004) 1.
- [7] S. Ando *et al.*, Phys. Lett. **B595** (2004) 250.
- [8] M. J. Ramsey-Musolf and S. Su, Phys. Rep. **456** (2008) 1.
- [9] C. A. Baker *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 131801.
- [10] <http://ucn.web.psi.ch/>
- [11] “Summary of the J-PARC UCN Taskforce”, arXiv:0907.0515.
- [12] C. G. Shull and R. Nathans, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 384.
- [13] C. M. E. Zeyen and Y. Otake, Nucl. Instrum. Methods **A440** (2000) 489.
- [14] V. V. Fedorov, Nucl. Instrum. Methods **B227** (2005) 11.