

130507rev

ミュオン核物理の現状と将来
杉本研・山崎研連携研究のその後

永嶺 謙忠

理化学研究所・カリフォルニア大学リバーサイド校・高エネルギー加速器研究機構

1. 始めに

杉本健三先生と私とは、直接研究をご一緒させて頂いたのは、1974 年 9 月末から一か月、バークレーでのミュオン実験で、原子核に束縛された負ミュオンの磁気能率を測る実験であった[1]。この実験には、リーダーであった山崎敏光先生をはじめ、永宮正治氏、橋本治氏、中井浩二先生、小林俊一氏が加わり、後になって西田信彦氏、早野龍五氏が参加された。今にして思えば、陽子シンクロトロン of 内部標的からの前方崩壊負ミュオンを使うという劣悪な実験条件の中で、偏極度の小さいミュオン原子のスピン回転を、分岐比の小さい電子崩壊から測る事を狙った実験で、文字通り壮絶な実験であった。個人的にはこの仕事以前に **Polarized Muonic Atoms** という理論計算的論文[2]は書いていたが、私のミュオン実験はこのバークレーの実験が出発点で、その後今日まで 40 年近く続いている。この報告では、この様な契機でスタートしたミュオン研究の内、筆者の周辺で、原子核・素粒子物理に関して起こった小史を振り返る事とする。

私はバークレー実験以降の 40 年近くの間、KEK ブースター利用施設[3]、TRIUMF-M9 ミュオンチャンネル[4]、理研 RAL ミュオン施設 (図 1) [5]、後輩に託して J-PARC MUSE[6]と 4 施設の建設と利用実験に携わり、その間様々な科学研究を進めることが出来た。研究内容の半分は物質・生命関係の応用科学であったが、それらは他の報文[7]に譲り、以下では原子核・素粒子基礎物理に限る事とする。

2. 負ミュオンの束縛効果

ミュオン核科学研究の大半は、物質中の静止負ミュオンに関する現象を対象としている。MeV 程度以上のエネルギーを持つ重い電子負ミュオンを物質中に注入し静止させると、次の現象が起こる (図 2) [7]。

- 1) 負ミュオンは周辺電子をくぐり抜け原子核に近付き、原子核の周辺に小さい原子 “ミュオン原子” の高励起状態を作る。
- 2) 負ミュオンはミュオン原子内遷移を経て、ナノ秒以下の時間で、基底状態に到達する。原子番号 Z のミュオン原子の基底状態の半径は軽核では $270/Z \times 10^{-13}$ cm で、例えば ^{100}Ru ($Z=44$) では 6.14×10^{-13} cm となる。
- 3) 質量数 A の原子核の半径は $1.2(A)^{1/3} \times 10^{-13}$ cm で、例えば ^{100}Ru ($Z=44$) では 5.57×10^{-13} cm となる。ミュオン原子の基底状態の半径と原子核の半径とが同程度となるため、原子軌道が変化する。同時に核子と負ミュオンとの間に近接距離で働く弱い相互作用が有効となり、

素過程 $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$ の核吸収反応が起こり、負ミュオンの自由崩壊 $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ と競争する。例えば ^{100}Ru ($Z=44$)では95%が核吸収5%が自由崩壊となる。

4) ミュオン核吸収反応に続いて、励起核状態から中性子、陽子、等の粒子放出が起こり、それに応じて様々な原子核同位体が生まれる。負ミュオンによって負の電荷が一つ印加されるため、ユニークな原子核変換・元素変換反応が実現する[8]。

2.1 連携研究萌芽期の磁気能率データと最近のデータ

1974年の実験では、杉本健三先生の提案で、負ミュオン原子の基底状態の磁気能率の測定が行われた。核吸収と競合する自由崩壊の電子を測定し、横磁場下での負ミュオンスピン回転を測る事により観測を行った。原子核に束縛された負ミュオンの相対論的運動による補正が調べられた[1]。その後負ミュオン原子の基底状態の磁気能率に関しては、幾つかの改訂データがTRIUMF、PSIで得られている(図4)[9, 10]。

この実験は、山崎敏光先生のアイディアによる、偏極負ミュオン原子基底状態が原子核より空間的に広がっている性質を使って、強磁性体内部場の空間構造を探索する実験に先行する形でおこなわれた。同時に測定された負ミュオン原子の基底状態の寿命データ[1](図3)はその後の様々な研究の基準となっている。ここでは触れないが、偏極負ミュオン原子基底状態をプローブとする磁性体内部場の空間構造の探索は、10年余後に山崎グループによって、Ni[11]とFe[12]について実験が成功をみている。

2.2 ミュオン原子の再偏極

ミュオン原子内の強いスピン軌道相互作用によって負ミュオンの基底状態でのスピン偏極は1/6以下になる[2]。この状態でミュオン核吸収反応のスピン依存性を調べ反応機構の詳細を探る事は困難であった。この様な状況を打破するために、スピン偏極標的核を使って、ミュオン原子内の磁氣的超微細相互作用の助けを借りて、ミュオンスピン偏極を増大する方法が提案され[13]、偏極 ^{209}Bi 標的[14]を用いた実験で成功をみた[15]。この研究はプリンストン大グループによって ^3He に拡張され[16]、後にのべる意外で重要な展開に繋がった。

2.3 崩壊電子スペクトル

負ミュオン中重核原子の基底状態の核吸収と競合する自由崩壊の電子スペクトラムは、強い束縛効果と終状態の位相空間の制限のために、自由空間や軽核ミュオン原子からのミュオン崩壊電子スペクトラムに比べて強い変化を受ける。この束縛効果は、山崎グループの負ミュオンスピン回転実験で強く認識されていたが、阪大森田グループの理論研究がおこなわれた[17]。この束縛効果は高いエネルギーに裾を広げるため、 $\mu^- \rightarrow e^-$ ミュオン稀変換現象の際の重要な補正項の一つとして認知されている[18]。

3. 負ミュオン核吸収反応

3.1 元素変換現象の利用

負ミュオンによる元素変換の利用は、これまでに実用化された事例はないが、将来には様々な可能性が考えられる。ここでは緊急性の高い二つの課題に限って記述する。

3.1.1 放射性テクネチウム 99 の生成と利用

放射性テクネチウム 99 核異性体(^{99m}Tc)は、寿命 6 時間で、ベータ線を出さず、 142keV という測定し易いガンマ線を発生する。この特性を生かして、核医学という医療の一分野を支える重要な放射性元素となっていて、骨・腎臓・肺・甲状腺・肝臓など身体各部に対するシンチグラムに用いられている。医学利用に用いられている全放射性元素の内 80%が ^{99m}Tc 利用であり、現在国内の使用量は 1000 6day-Ci/週 (6day-Ci は、分離・精製施設を出荷してから 6 日後の放射エネルギーを示す) にも達する[19]。

これまで放射性テクネチウム 99 核異性体は、専用原子炉に高濃縮ウラン $235(^{235}\text{U})$ を挿入し核分裂反応を起こさせ、その結果生ずる寿命 67 時間のモリブデン 99(^{99}Mo)を作り、そのベータ崩壊の結果、放射性テクネチウム-99 核異性体を得ている[20]。他に高強度低エネルギー陽子加速器を用いて高濃縮モリブデン 100 の $^{100}\text{Mo}(n, 2n)$ 反応によって得る事が出来るが、現時点では医療に使用されている放射性テクネチウム 99 核異性体のほぼ全てが、原子炉法によっていて、我が国の全ての放射性テクネチウム 99 核異性体は外国の原子炉施設からの輸入に頼っている。近年になって、これまで放射性テクネチウム 99 核異性体の親核モリブデン 99 を供給してきていた外国の原子炉が老朽化し、運転終了廃止の時期が迫っていて、高効率の放射性テクネチウム 99 核異性体の代替生産方法が模索されている。

放射性テクネチウム 99 核異性体生成に負ミュオン核変換を用いる場合[21]、次の様な特徴がある。

- 1) $500\text{ MeV}/300\text{ }\mu\text{A}$ の商用陽子加速器に、大立体角軸収束ミュオン発生装置を組み合わせる事により、天然 Ru から $2.5\times 10^{10}\text{ Bq (0.68 Ci)}/12\text{ h}$ のテクネチウム 99 異性体を得られる。濃縮 ^{100}Ru を使うと $8.5\times 10^{10}\text{ Bq (2.3 Ci)}/12\text{ h}$ のテクネチウム 99 異性体を得られる。
- 2) 3 mA の専用陽子加速器を使用し、ミュオン発生装置をさらに強化する事により、濃縮 ^{100}Ru からさらに強力なテクネチウム 99 異性体を得られ、国内の需要のほぼ全てを満たす事ができる。

3.1.2 放射性原子炉廃棄物の消滅処理の可能性

一般に、ミュオン核吸収による元素変換で新しい同位元素を微量に創る事に比べ、大量の放射性廃棄物を処理する事は極めて難しい。それに見合う大量の負ミュオンを用意する必要があるからである。以下には、目指すべきプロセスを述べるにとどめる。

Cs137 の場合

長寿命 (半減期 20 年) ^{137}Cs の負ミュオン核吸収反応によって実質的に放射性を取り除

く事ができる。加えて、Cs 分子を選択的に包含出来る高分子が存在するので、 ^{134}Cs を含めて標的としてミュオン核吸収反応の標的とすることが出来る。

Pu^{239} の場合

($\bar{\mu}$, n) 反応によって放射性を除去出来る。この際、Pu は巨視的に存在するために直ぐ標的とすることが出来る。標的として放射性元素が存在し、その除去を目指す場合、その量に見合ったミュオンの数を供給する必要がある。1 年照射を続けるとしても、1g の Pu を除去するためには毎秒 10^{14} 個の負ミュオンの入射が必要となり、巨大加速器が要る。後に述べるミュオン核融合からの中性子を利用する事が考えられる。既にミュオン 1 個当たりの中性子発生数を 175 個として定量的な評価がなされている[22]。後述する様に、より進んだ利用法が可能になってきている。

4. ミュオン原子準位の超精密分光素粒子核物理

質量が電子の 207 倍の負ミュオンが原子核近傍を周回するミュオン原子の X 線分光は、原子核の電荷分布や磁気分布等に知見を与えてきている。最近陽子のミュオン原子準位の超精密分光が行われた。

4.1 負ミュオン水素原子のレーザー分光

PSI 研究所の Pohl 等のグループは、ミュオン水素原子の 2S 準位のラムシフト 2-2 について $6\mu\text{m}$ のレーザー共鳴に成功し、15ppm の精度でラムシフトエネルギーを決定する事が出来た[23]。この結果を解析して陽子半径が 11ppm の精度で決定された。得られた陽子半径の値は電子散乱から得られた陽子半径に比べて 5% 小さい値となった。この差異の説明について大きな議論を呼んでいる[24]。

4.2 正ミュオン反水素原子分光と C P T 定理

同じ 2S ラムシフト 2-2 の測定をミュオン水素($\bar{\mu}p$)の反原子であるミュオン反水素 μ^+p について行う事が出来ると、CPT 定理の厳密な検証となる[7, 25]。通常行われている水素($e-p$)と反水素(e^+p)との比較測定のミュオン版で、より近距離相互作用、より重い交換ボゾンが関与する現象に対して感度が増大する。

この様な測定を可能にするためにレーザー共鳴用の多量の熱エネルギーミュオン反水素 μ^+p が生成出来るであろうか。次に述べる様に、大強度高輝度超低速 μ^+ ビームの生成が可能となったため、熱エネルギーミュオニウムと低速反陽子との交叉ビーム法によって実現が期待出来る[27]。

5. ミュオン基礎物理の最先端測定

ミュオン基礎物理の中で最重要課題の一つである異常磁気能率測定の現状と将来について述べる。ミュオンビーム技術の進歩に伴って、精度を画期的に向上させる実験の

提案が行われている。

5.1 超低速正ミュオンと正ミュオン異常磁気能率

ミュオン異常磁気能率の測定は次の様になされる。スピン偏極したミュオンを均一磁場に垂直な周回軌道に蓄積し、其の間にスピン方向の円軌道からのスピンの偏移を崩壊陽電子の時間スペクトルにより測定する。これまでの最高精度の実験は BNL で行われ、周回軌道を閉じ込めるための収束電場の影響が無い $3.1\text{GeV}/c$ の運動量で閉じ込めたミュオンを用いた。直径 14m 、磁場 1.45T の蓄積リングが用いられた。ミュオン異常磁気能率が 0.6ppm の精度で得られた[26]。結果は標準理論の予測と統計精度を越えてずれていて、より精度の良い実験が待望されている。

次に述べるエネルギーが eV 以下の超低速正ミュオンを大量に得て、それを線型加速器で加速する事で、 300MeV 程度の超低エミッタンスで単色性の極めて良い正ミュオンビームを創ると、磁場 3T 、直径 66cm 程度の小型で高精度均一磁場蓄積リングに入射し、収束電場無しに蓄積させることが可能になる。この手法で系統誤差を大幅に減少させ、正ミュオン異常磁気能率の決定精度を 0.1ppm まで上げる測定が、J-PARC で計画されている[27]。

超低速正ミュオンは、1995 年に KEK で創始され[28]、理研-RAL[29]を経て、J-PARC で本格的な大強度化が達成しようとしている。この方法では、図 5 に示す様に、陽子加速器で得られる MeV のスピン偏極正ミュオンビームを得て、高温タングステン薄膜に止めると、表面から熱エネルギーミュオニウムが発生する。そのミュオニウムの電子をレーザーで共鳴解離することで、 eV オーダーのエネルギーの 50% スピン偏極超低速正ミュオンが生まれる。タングステンの代わりに常温 SiO_2 粉末を使用する事も出来る。

5.2 超低速高偏極負ミュオンと負ミュオン異常磁気能率

精度 0.1ppm で負ミュオン異常磁気能率が測定出来れば、正ミュオンと比較して、CPT 定理の最高精度の検証となる。

正ミュオンと同じ事を負ミュオンで行うためには、超低速スピン偏極負ミュオンが必要になる。正ミュオンの熱エネルギーミュオニウム発生のような現象が期待出来ないので、工夫が要る。可能性の一つとして次の方法がある（図 6）[30]。 500ppm の ^3He を含む D_2 固体薄膜中に負ミュオンを止めると、 3keV の ^3He ミュオン原子が放出される。この $(\mu^-^3\text{He})$ 原子は光学的にスピン偏極した Rb 原子との衝突でスピン偏極させる事が出来る[16]。この現象は先に述べた負ミュオンスピンの再偏極実験の際に発見された。このスピン偏極 $(\mu^-^3\text{He})$ をビーム加速して 1MeV 程度で μ^- と ^3He に解離し、 μ^- を正ミュオンと同じ線型加速器で 300MeV に加速し、スピン偏極高輝度単色負ミュオンにする事で、上記の正ミュオン蓄積リングに、電場収束無しに、入射・蓄積出来るようになる。

6. ミュオン核融合の新しい進展にむけて

負ミュオンを2重水素(d)と3重水素(t)の混合系に入れると、図7に示すミュオン核融合サイクルが起こる[7]。まず小さな(水素電子原子の207分の1)原子が出来て、dからtへの移行をへて、共鳴的に(dtμ)分子イオンが出来る。その分子が小さいため、ps程度の短時間で核融合が起き、中性子、アルファと負ミュオンが放出される。その負ミュオンの大半は、負ミュオンの寿命(2.2マイクロ秒)の間に、次々と連鎖的に100回以上核融合を起こす。僅かの(0.7%程度)負ミュオンが中性子と同時に放出されるアルファに付着される。付着されたミュオンの一部Rは減速中に電離し次の核融合に加わり、それ以外がアルファ付着率 ω_s となり、これがエネルギー生産性の上限をきめる。

連鎖反応速度 λ_c は次のように書ける事が知られている $1/\lambda_c = (q_{Is}C_d)/(\lambda_{dt}C_t) + 1/(\lambda_{dt\mu}C_d)$ (C_d, C_t ; d, t の濃度比、 λ_{dt} ; d から t への移行反応速度、 q_{Is} ; dμの基底状態の存在比、 $\lambda_{dt\mu}$; (dtμ)分子イオン生成速度)。その時の核融合回数 Y_n は、次のように書ける; $1/Y_n = \lambda_0/\lambda_c + \omega_s$ 現在実測されている最高値として、液体 D-T 中でミュオン1個当たり130回の核融合が起こり、エネルギー生産2.3GeVに対応する。一方ミュオン1個作るのに要するエネルギーは約5GeVであり、ブレークイーブンに到達していない[7]。

6.1 研究の現状

既に実現していて、ブレークイーブンであるミュオン1個当たり300回の核融合回数に今一息となっているミュオン核融合の進展が強く望まれる。その観点からの研究の現状と今後の展望を以下に記す。

6.1.1 ミュオン核融合研究の現状

これまでの実験研究で明らかになっている幾つかの点を記す。

1) オルソパラ効果・高エネルギー分子生成

ミュオン核融合の過程で生ずる共鳴的ミュオン分子生成現象が、理論の予測と定性的に一致して、標的 D₂ 分子のオルソパラ状態に依存し[31]、亜熱エネルギーでも起こる事[32]が明らかになっている。D-T の場合、パラ D₂ で(dtμ)分子イオン生成が倍増する。より詳細な探究が望まれている。

2) 付着ミュオン・アルファ原子の異常離脱

固体 D-T 中でのミュオン核融合で、アルファに付着するミュオンが減速中に離脱する現象に温度依存性があることが判っている[33]。より拡張した実験が望まれる。

6.1.2 ブレークイーブン達成への試み

新しい異常性の探索

付着ミュオン・アルファの異常離脱現象[33]など、これまで実験がなされていない温度・密度(圧力)環境で有利な条件が得られる可能性がある。

プラズマ DT 中のミュオン核融合

高温プラズマ中に高速で打ち込まれた付着ミュオン・アルファは、高い効率で離脱現象が起こることが理論的に予測されている[34]。

6.2 強相関ミュオン触媒核融合によるブレークイーブンの実現

負ミュオンの静止位置で起こる連鎖的核融合の空間的構造は、2 重水素中の荷電粒子の飛程から考察することが出来て、図 8 の様になる。ここで、必要となるミュオン・アルファ粒子・ $(\mu\alpha)$ -イオンの飛程とエネルギーの関係式は文献から得ている[35]。

一回ごとの核融合反応後放出される粒子のエネルギーは、次のように評価される。 $(dt\mu)$ 分子イオン中で、d 核と t 核とが近づき ${}^5\text{He}$ 核が形成され、負ミュオンが ${}^5\text{He}$ ミュオン原子の束縛エネルギー10keV の基底状態で巡回している途中で、融合反応が起こり中心の核が消失する。その時、負ミュオンはその 10keV のエネルギーで放出される。アルファ粒子は核融合反応で決まる 3.5MeV。 $(\mu\alpha)$ -イオンは、同じ 3.5MeV になった時に放出される。従って連鎖的に起こる核融合は図 8 に示すように、直径 0.2 μm の領域内で起こる。その領域からアルファ粒子は直径 120 μm の領域に発生される。僅かに発生する $(\mu\alpha)$ -イオンは直径480 μm の領域に放出される。

この直径 0.2 μm の少領域で連鎖的核融合が起こっている際、アルファ粒子放出が高エネルギーで起こるため、 μCF 領域近傍ではアルファ放出によるエネルギー損失が殆ど無く D-T 分子系は乱される事無く共鳴的分子生成等の条件が常に満足され、連鎖的ミュオン核融合が継続する。また連鎖的核融合間での $(d\mu)$ 原子の拡散による μCF 領域の揺らぎも 10 μm 程度で収まる[36]

パルス状ミュオンビームが空間的に絞り込まれ、D-T 標的中の500 μm の領域に、同時に (ミュオンの寿命 2.2 μs より十分短い時間間隔に) 負ミュオンが多数個存在する($1.5 \times 10^{14} \mu^-/\text{cm}^3 \text{ pulse}$ 以上)様になると、核融合 1 回ごとに 100 個以上放出されるアルファ粒子は、ミュオンの静止領域のほぼ全領域に発生される。それぞれのアルファ粒子の直径 120 μm の球の中では、D-T 系が高温プラズマ状態になる。200eV もの高温プラズマ状態中の $(\mu\alpha)$ -イオンは、イオンとしての電離的エネルギー損失に比べ、イオンの衝突解離現象($(\mu\alpha)^+ \rightarrow \alpha^+ + \mu^-$) が優先的に起こる事が知られている[25]。この $(\mu\alpha)$ -イオンの高温プラズマ中の解離現象が全領域で起こるため、 $(\mu\alpha)$ -イオンから負ミュオン μ^- が再生され、ミュオン核融合連鎖反応が継続・増大される。

Petrov が μCF 炉実現のために提案したように[37], 100MW1GeV クラスの大強度ハドロン加速器を使って負ミュオンを作り、程々のビームの高密度収束を行わせると $1.0 \times 10^{16}/\text{cm}^3$ の高密度負ミュオンビームを D-T 標的に導入できる。これで D-T ミュオン核融合を行わせると、3.5MeV の α が大量発生し、全プラズマ発生量は W 値(37eV) [38]より $1.4 \times 10^{23}/\text{cm}^3$ となり、このうち 200eV 以上の高温プラズマ状態密度は、陽子による H_2 分子の陽

子衝撃電離のデータ[39]から評価され $1.5 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ となる。この様な高温高密度プラズマ条件下では、プラズマのエネルギー阻止能が減少し($\mu\alpha$)イオンの解離が先行する[25]。従って $R=1$, $\omega_s=0$ に近くなる。このとき λ_{de} ($400 \mu\text{s}^{-1}$) [1, 2], ϕ (1.5) と C_d (0.5) とから, Y_n は 600、エネルギー生産量 E_{CF}^{out} は 10.6 GeV となり、ブレークイーブンが到達される可能性が出てくる。

ところで、これらの議論に幾つかの問題がある。全て μCF 由来の 3.5MeV の α のつくるプラズマ状態の詳細に関するものである。上記に議論では、D-T 分子の 3.5MeV α の衝撃電離による電子のエネルギーをプラズマ温度としたが、それでよいのか。またプラズマの寿命は**どうなるか**。さらに、3.5MeV の α のエネルギー損失に応じてプラズマの空間的分布が変化しよう。詳細なシミュレーション計算とテスト実験が必要である。

ミュオン核融合現象は原子力エネルギー源として期待される他に、単色 14MeV 中性子源としての利用も考えられる。負ミュオン 1 個から 600 個もの中性子が単色で高輝度に得られるとすれば、様々な応用が開けよう。先程述べた放射性原子炉廃棄物の消滅処理に使えるかも知れない。

7. その他のミュオン核科学

これまでに述べる事を避けてきたミュオン核科学研究の一つとして、ミュオンを用いた内部探索、イメージング・ラジオグラフィーがある。分厚い対象物の内部を探索するために、エネルギー分布が既知であるミュオンビームを用いて、複数の位置敏感検出器によるホドスコープを使って、透過する際の強度・エネルギー減衰をビームの経路ごとに測る事により対象物の密度長（密度×長さ）分布が求められる。同じように、対象物の前後にホドスコープを置き、多重散乱の大きさを測る事により、別の視点の密度長分布が得られる。この強度減衰と多重散乱の二つの方法では、元素数 Z 依存性が異なるので、同時に測る事により、元素別の密度長分布を測る事が出来る。GeV を超すエネルギーを持つ宇宙線ミュオンの透過強度減衰法を用いて、火山体[40]・溶鉱炉[41]・原子炉等の内部探索が行われた。最近になって、宇宙線ミュオンの多重散乱法と併用して元素選別ラジオグラフィーを実現し、重破損原子炉炉心のウラン燃料の状態探査が計画されている[42]。加速器ミュオンビームを用いた透過型ラジオグラフィーにも様々な提案がある。

加速器や宇宙線ミュオンを物質中に止め、発生する負ミュオン原子 X 線・崩壊電子、正ミュオンミュエスアール信号等をミュオン静止位置の関数で測定する事で実現得る反射型ラジオグラフィーが進展し、物質生命・国土安全等に利用されている[43]。

7. おわりに

1974 年に杉本先生・山崎先生に導かれて近づく事の出来たミュオン核科学研究は 40

年の年月を経て或る程度の進歩を遂げる事が出来た。3年ほど前に杉本先生にお会いした時に、ミュオン核融合が現在の最大の研究課題であると申し上げた所、“随分時間がかかっているな”というお言葉を頂いた。杉本先生は常々“実験研究は3年3日や”とおっしゃっていて、アイデア着想から実験準備・予備実験まで3年かかり、論文になるデータ取得は3日で良い、という意味と理解していた。30年もかかって何も進展していないミュオン核融合は、話にならないとお思いになったと感じている。

杉本先生のご批判はさておき、この拙文を終えるに当たり、私が願っているミュオン核科学の当面の課題を以下の様に纏めておきたい。それぞれ“3年3日”とは行かないので、私自身の課題というよりは、後輩へのメッセージとさせて頂きたい。

- 1) 10 MW クラスのパルス状 GeV 粒子加速器を実現し、専用ミュオン生成標的、大立体 2 次粒子捕獲、ビーム高輝度化を整備し、DT 標的内に $10^{16}/(\text{cm})^3/\text{pulse}$ 以上の高密度負ミュオン静止状態を実現する。
- 2) 強相関ミュオン核融合によるブレークイーブンを実現する。加えて、強 14MeV 中性子源を実現する。
- 3) その高強度 14MeV 中性子源を用いた原子炉放射性廃棄物の消滅処理の計画を立案する。予備実験を実施する。

以上の課題の実現により同時に、ミュオン異常磁気能率、ミュオン電子稀変換、等々の基礎物理の次世代実験が実現し、次世代中性子散乱施設が実現する事は自明である。

最後に、杉本健三先生のご冥福をお祈り致しますと共に、山崎敏光先生・中井浩二先生の益々のご活躍をお祈りいたします。

- [1] T. Yamazaki et al., *Physica Scripta* **11** (1975) 133; T. Yamazaki et al., *Phys. Lett.* **53B** (1974)117.
- [2] K. Nagamine and T. Yamazaki, *Nucl. Phys.* **A219** (1974) 104; Y. Kuno et al., *Nucl. Phys.* **A475** (1987) 615.
- [3] K. Nagamine, *Hyperfine Interactions* **8** (1981) 787.
- [4] K. Nagamine, J.L. Beveridge et al., 特定研究「中間子科学」報告(1989年3月).
- [5] K. Nagamine et al., *Hyperfine Interactions* **87** (1994) 1091-1098; T. Matsuzaki et al. *Nucl. Instr.* **A465** (2001) 365.
- [6] Y. Miyake et al., *Physics Procedia* **30** (2012) 46.
- [7] K. Nagamine, *Introductory Muon Science*. Cambridge Univ. Press, 1-208 (2003).
- [8] D.F. Measday, *Phys. Reports*, **354** (2001) 243.
- [9] J.H. Brewer et al., *Phys. Rev. A* **72** (2005) 022504.
- [10] T.N. Mamedov et al., *Phys. Rev. A* **75** (2007) 054501.
- [11] J. Imazato et al., *Phys Rev. Lett.* **53** (1984) 1849.
- [12] H. Keller et al. *Hyperfine Interactions* **31** (1986) 461.
- [13] K. Nagamine and T. Yamazaki, *TRIUMF Proposal* E73 (1975)
- [14] K. Nagamine et al., *Nucl. Instr.* **105**(1972) 265.
- [15] R. Kadono et al., *Phys. Rev. Lett.* **59** (1986) 1847.
- [16] A.S. Barton et al., *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 758.
- [17] R. Watanabe et al., *Prog. Theor. Physics* **78** (1987) 114.

- [18] Y. Kuno and Y. Okada, *Rev. Mod. Physics* **73** (2001) 151.
- [19] 第 28 回原子力委員会資料第 2-1 号(2011)。
- [20] J.M. Cuttler, *31st Ann. Conf. Canadian Nucl. Soc.* (2010).
- [21] 永嶺謙忠、特願 2012-288140 (2012 年 12 月)
- [22] T. Kase et al., *Muon Catal. Fusion*, **5/6** (1990/1) 521.
- [23] R. Pohl et al. *Nature* **466** (2010) 09250.
- [24] A. Antognini et al., *Ann. Phys.* **331** (2013) 127.
- [25] K. Nagamine, *AIP Conf. Proc.* **793** (2005) 159.
- [26] G.W. Bennett et al., *Phys Review* **D 73** (2006) 072003.
- [27] N. Saito et al., *CDR for the Muon g-2 and EDR at J-PARC* (Dec. 2011).
- [28] K. Nagamine et al., *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 4811.
- [29] P. Bakule et al., *Nucl. Instr. B* **206** (2008) 335.
- [30] K. Nagamine, *Hyp. Interactions* **82**, 539 (1993); K. Nagamine, *RIKEN Accel. Prog. Rept.* **44** (2011) 230.
- [31] A. Toyoda et al., *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 243401; H. Imao et al., *Phys. Lett B*, **658** (2008) 120.
- [32] M.C. Fujiwara et al., *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 1642.
- [33] N. Kawamura et al., *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 043401.
- [34] L.I. Menshikov et al., *Sov. Phys. JETP*, **68**, 258-262 (1989).
- [35] L.G. Greeniaus, *TRIUMF Kinematics Handbook*, (1987).
- [36] K. Ishida, *private communication* (2013).
- [37] Yu.V. Petrov and E.G. Sakhnovskii, *Sov. J. Nucl. Phys.* **30** (1979) 66-69.
- [38] M.N. Varma et al., *Phys. Med. Biol.*, **23** (1973) 1162-1172.
- [39] J.W. Hooper et al., *Phys. Rev.* **121** (1961) 1123-1127; L.H. Toburen, et al., *Phys. Rev. A* **121** (1961) 247-256.
- [40] K. Nagamine et al., *Nuclear Instruments* **A356** (1995) 585.
- [41] K. Nagamine et al., *Proc. Japanese. Academy, Ser. B***81** (2005) 257.
- [42] C. Morris et al., *AIP Advances*, **2** (2012) 042128.
- [43] 永嶺謙忠、めそん、**37** (2013) 9.

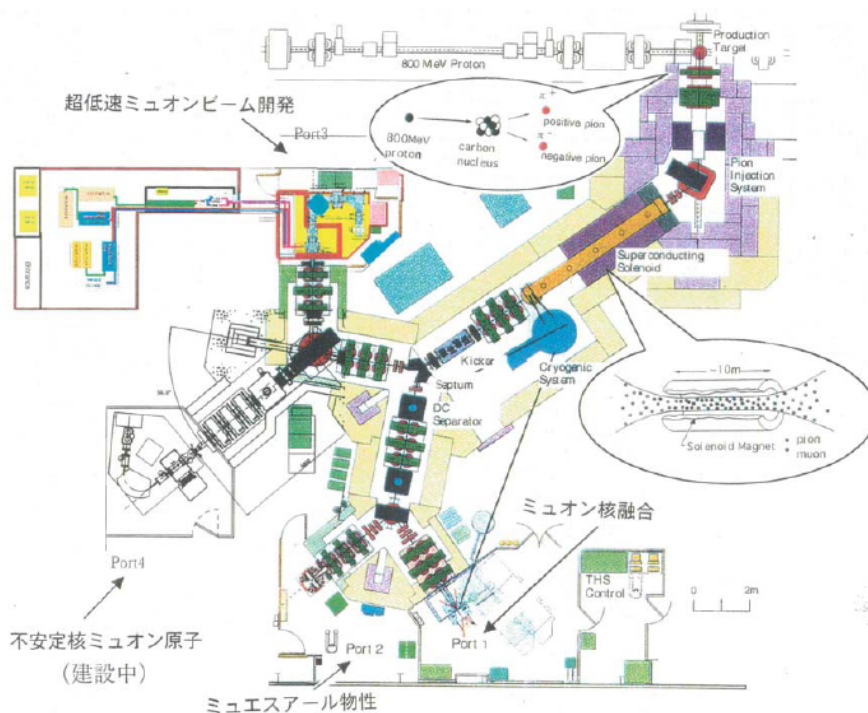


図 1 理研 RAL ミュオン施設のレイアウト図。陽子シンクロトロン加速器からの陽子ビームを使ってパルス状ミュオンを作り、多角的な科学実験研究に利用する。パルス別に同時に使う事も出来る。より進んだ施設が J-PARC 物質生命研究施設で建設中。一部完成し[6]共同利用研究が開始している。

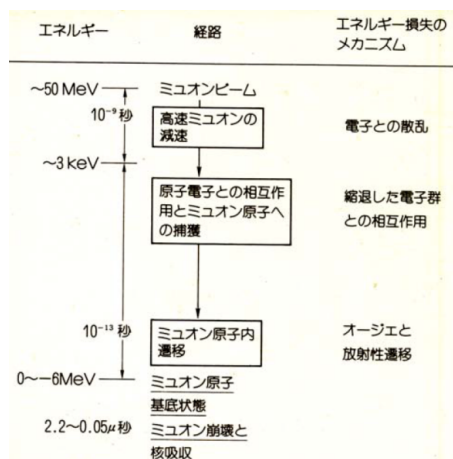


図 2 (左上) 高エネルギー負ミュオンが物質中に注入され減速・静止するまでに起こる現象。

(左下) Ag 核への負ミュオン核吸収反応様式[8]。中性子放出は実験値，陽子放出は理論値。値は%で表示

	$(\mu^-, 0n)$	(μ^-, n)	$(\mu^-, 2n)$	$(\mu^-, 3n)$	$(\mu^-, 4n)$	(μ^-, p)	$(\mu^-, p+xn)$
Ag	6(9)	51(18)	25(18)	12(11)	6(6)	2.3×10^{-1}	18×10^{-1}

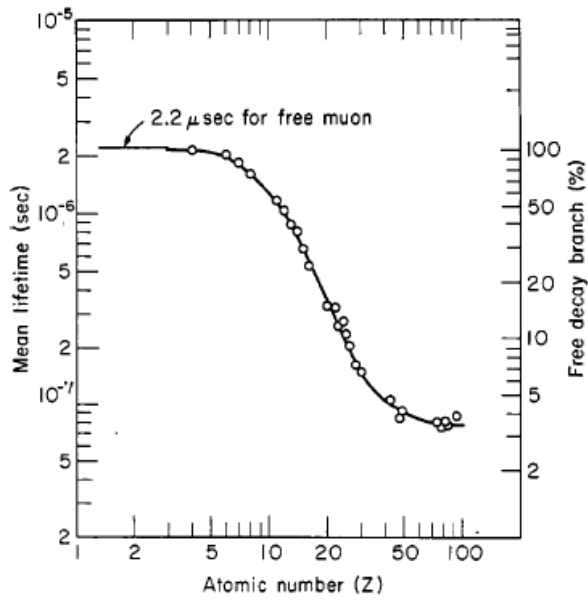


図 3 負ミュオンの物質中の平均寿命の物質原子番号(Z)依存性[1]。

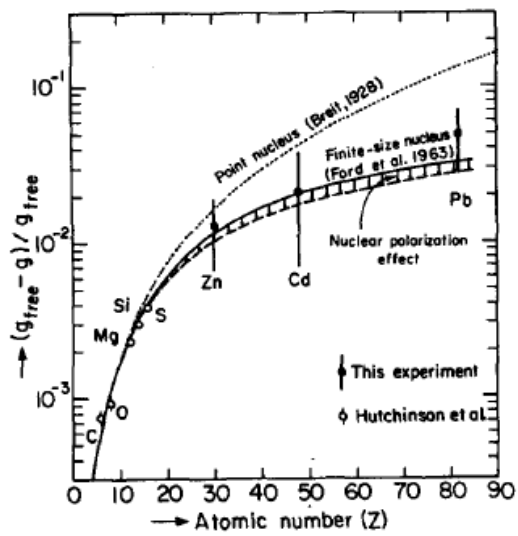
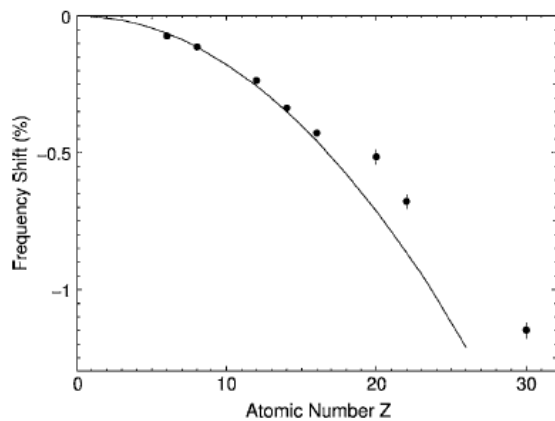


図 4 負ミュオンの束縛効果を示す,物質中ミュオン原子基底状態の磁気能率の自由状態の磁気能率からの偏移率の物質原子番号依存性。(上図) 1974 年のデータ[1]と(下図)最近のデータ[9]。



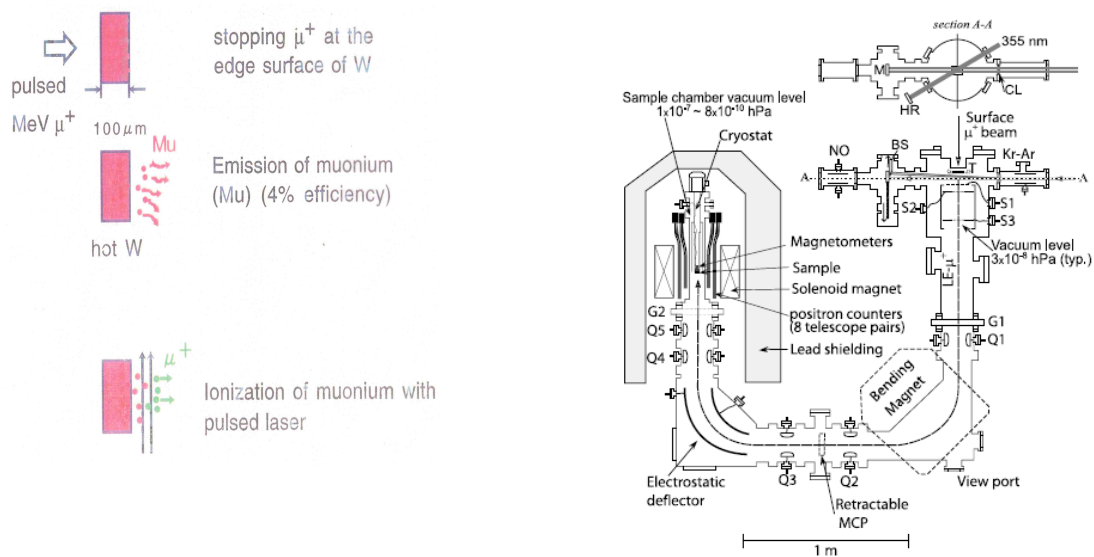


図 5 超低速正ミュオン発生アイディアと実現。(左図) 熱エネルギーミュオニウムレーザー共鳴解離で超低速正ミュオンを発生するアイディア[28]。(右図) 理研 RAL での超低速正ミュオン発生装置[29]。より強力な発生・利用施設が J-PARC MUSE に建設中。

REALISTIC SCHEME OF SLOW $(^3\text{He}\mu)^+$ PRODUCTION

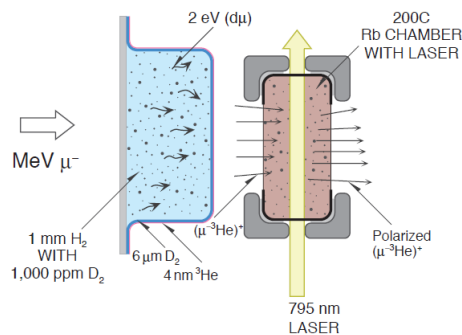
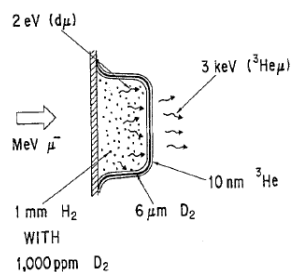


図 6 超低速偏極負ミュオン発生案[30]。(左図) 固体 HD 中で発生する亜熱エネルギー $d\mu$ を作り表面の ^3He との反応で 3 keV の $(^3\text{He}\mu)$ -ビームを生む。(右図) $(^3\text{He}\mu)$ -ビームを optical pump した Rb 原子と衝突させてスピン偏極 $(^3\text{He}\mu)$ -ビームを生む。

