

二重ベータ崩壊実験 DCBA の現状と将来

高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所

石原 信弘

nobuhiro.ishihara@kek.jp

on behalf of DCBA 実験グループ

2007 年 8 月 31 日

1. はじめに

二重ベータ崩壊が最初に指摘されたのは 1935 年で M. Goeppert-Mayer によって 2 ニュートリノ二重ベータ崩壊 ($2\nu\beta\beta$) の半減期が計算された。その後マヨラナ・ニュートリノの提案 (E. Majorana, 1937) を受けて 1939 年にはニュートリノレス二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) の可能性が W. H. Furry によって指摘されている。実験的には 1960 年代から 90 年代にかけて鉱石中でテルルがキセノンに崩壊する現象から間接的に半減期が求められた。日本でも N. Takaoka *et al.* によって 1966 年と 1996 年に結果が発表されている。直接測定については 1948 年にカウンター実験が行われた記録があるが、信頼に足る実験結果が得られるようになったのは 1987 年の M. Moe *et al.* による ^{82}Se の $2\nu\beta\beta$ 半減期直接測定 ($T_{1/2}^{2\nu} = 1.1_{-0.3}^{+0.8} \times 10^{20}$ 年) からである。1979 年に柳田勉, M. Gell-Mann *et al.* によって提唱されたシーソー機構はニュートリノのマヨラナ性を強く示唆するものであったので $2\nu\beta\beta$ 実験に用いられた測定器で $0\nu\beta\beta$ の半減期を求めようとする試みがなされた。しかしながら $0\nu\beta\beta$ の半減期は $2\nu\beta\beta$ のそれに比べて約 6 桁大きいと予測されたので本気でやろうとすると新しい測定器の開発が必要であることが認識されるようになった。これから述べる DCBA 実験は、このような背景を持って 1996 年に出発した[1]。

二重ベータ崩壊については本誌においても岸本忠史氏の記事[2]があるので、ここではそれと重複しないように話を進める。岸本氏が推進されている CANDLES は熱量計型であり DCBA は飛跡検出型なので検出原理も実験技術もまったく異なる。そのため両者は互いに相補うということを読者に理解していただけるよう記述したいと思っている。

2. $0\nu\beta\beta$ 実験の意義

ニュートリノのマヨラナ性と質量の絶対値を探索する現実的な方法としては $0\nu\beta\beta$ の探索と半減期測定が唯一のも

のであるということが言われ続けている。その研究の意義については岸本氏の記事[2]にあるので、ここではレプトジェネシスとの関係を少し付け加える。宇宙創生のシナリオとしてレプトン数非保存に物質優位 (反物質がないという意味) の根拠を置くレプトジェネシスは大変魅力的である。その根元にはマヨラナ・ニュートリノを仮定することによって成り立つシーソー機構があるが、 $0\nu\beta\beta$ もまたマヨラナ・ニュートリノの存在を前提に成り立つ。面白いことにレプトジェネシスの下では、 $0\nu\beta\beta$ 半減期から求め得るニュートリノ有効質量 ($\langle m_\nu \rangle$) の範囲として、ニュートリノ振動実験結果から予想される値を含む範囲、すなわち $1\text{meV} < \langle m_\nu \rangle < 100\text{meV}$ を予言するモデルも可能である[3]。レプトン数非保存を示す $0\nu\beta\beta$ を発見し、 $\langle m_\nu \rangle$ が予言する範囲内であったとするならば、レプトジェネシスを強く支持することになる。

もう一つ少し泥臭い意義について述べる。前述したように二重ベータ崩壊実験の歴史は長いので従来の実験技術は極限に近いところまで成熟している。その代表例が ^{76}Ge を用いた実験である。Heidelberg and Moscow (HDM) 実験グループは 10 年以上にわたり ^{76}Ge を使用して $0\nu\beta\beta$ 探索実験を行ったが発見できなくて 2001 年に $\langle m_\nu \rangle$ は 0.3eV 以下であると発表した。しかし同グループ内の 4 人 (ここでは頭文字をとって KKDC と称す) は上記と同一の実験結果を用いて異なる解析を行い 2001 年から 2004 年にかけて半減期は $(0.69 - 4.18) \times 10^{25}$ 年であり、それから導かれるニュートリノ有効質量は $0.24\text{eV} < \langle m_\nu \rangle < 0.58\text{eV}$ であると主張した。つまり $0\nu\beta\beta$ を発見したというものである。この結果に対しては同業実験家から多くの疑問が投げかけられ議論が続いているが完全に否定する実験結果が他に得られている訳ではない。そうこうするうちに KKDC の結果を用いて論文をものにする理論家も出現するようになった。多くの実験家が解析手法に疑問を持ち否定的な見方をしているにもかかわらず、そのような実験結果を信じて理論研究を続けられるのは真に不本意なことである。早期に確実な実験結果を提供してこの問題に決着をつけることは実験

家の責務である。多少次元は低いのであるが現在 $0\nu\beta\beta$ 実験を急いでいる当面の意義はここにある。当然のことながら、この点だけに留まっている訳にはいかないのであって、次世代の測定器は逆階層質量スペクトルが予言する $50-30\text{meV}$ 程度の $\langle m_\nu \rangle$ 感度を持ったものでなくてはならない。その辺の意義についても[2]を参照されたい。

3. 次世代測定器の必要条件

二重ベータ崩壊の半減期は $2\nu\beta\beta$ で 10^{20} 年程度であり、 $0\nu\beta\beta$ の場合は未発見ながら 10^{26} 年程度と予測されている。このように極めて稀な事象を捉えようとするとならざるが背景事象を除去する能力に優れていなければならない。歴史を辿ってみても $2\nu\beta\beta$ の半減期を初めて測定した M. Moe *et al.* の測定器はガンマ線には不感で電子と陽電子さらにはアルファ粒子の識別が可能で TPC (Time Projection Chamber) であった。それに続いて江尻らが行った ELEGANT-V による ^{100}Mo の $2\nu\beta\beta$ 半減期測定実験[4]や、現在 ^{100}Mo , ^{82}Se , ^{116}Cd , ^{150}Nd , ^{96}Zr , ^{48}Ca について $2\nu\beta\beta$ の半減期測定を続行している NEMO3 実験[5]はいずれも飛跡検出器と熱量計を併用している。飛跡を捕らえることによって二つのベータ線が放出される崩壊点を確定できるのでガンマ線による背景事象をほとんど除去することができる。 $0\nu\beta\beta$ 探索実験ではガンマ線事象除去だけに留まらず背景事象をほとんど完全に除くためには粒子識別が必要不可欠であると考えられる。後述するように飛跡検出器を磁場と組み合わせることで、このことが実現可能である。熱量計のみの実験では $2\nu\beta\beta$ の半減期を求めるのは大変難しい。なぜならガンマ線による背景事象が多いのですべてを理解して実験で得られたエネルギースペクトルから背景事象を差し引くのは極めて困難だからである。岸本氏が[2]で指摘したように 3MeV を越えるとガンマ線による背景事象は相当緩和される。そこで測定エネルギー領域が Q 値近傍に限られる $0\nu\beta\beta$ 探索実験の方が $2\nu\beta\beta$ 半減期測定よりも熱量計実験には向いているといえる。しかし、その場合でも何らかの方法で二つのベータ線であることを確定する必要がある。

もう一つの重要事項はエネルギー分解能である。 $0\nu\beta\beta$ 事象が起きていることを示すには放出される二つのベータ線の運動エネルギー和のスペクトルをとって Q 値におけるピークの存在を確認しなければならない。 $2\nu\beta\beta$ のスペクトルはニュートリノが運動エネルギーを持ち去るために Q 値の半分以下のところにピークを持ち幅広く分布する。しかしながら Q 値に近いところにも少数ながら存在する。もしエネルギー分解能が悪ければ Q 値を超えて滲みだして見える。一方 $0\nu\beta\beta$ 事象の数は $\langle m_\nu \rangle$ に依存しているが、概略 $2\nu\beta\beta$ 事象数の百万分の一程度であると予想されてい

る。 $0\nu\beta\beta$ 事象数が少ないと滲みだした $2\nu\beta\beta$ 事象と混在して明確なピークを示さないことになる。したがって $\langle m_\nu \rangle$ が小さくなればなるほど優れたエネルギー分解能が要求される。次世代測定器を計画している実験グループはそれぞれ独自に検討を進めているが Q 値において 5% (FWHM) 以下のエネルギー分解能が得られれば $50-30\text{meV}$ まで $\langle m_\nu \rangle$ の探索ができるというのが共通認識である。ただしこれは他の背景事象がないとしたときのものである。ガンマ線やアルファ線および電子・陽電子線によって Q 値近傍に事象を生じるものや、自然崩壊系列から来る 2 電子過程 (たとえばウラニウム系列の ^{214}Bi がベータ崩壊し ^{214}Po の励起状態に遷移し、そこから内部転換電子が放出されるような過程) の影響を完全に除去した後で上記の議論は成り立つ。もしエネルギーの違いだけで本物事象を諸々の背景事象と区別しようとするなら無限に良い分解能を必要とする。

元素の量も重要事項である。半減期 $T_{1/2}$ の崩壊事象の数 n は検出効率 k , 元素数 N_0 , 測定時間 t とすると

$$n = \ln 2kN_0t / T_{1/2} \quad (1)$$

となる。たとえば ^{150}Nd の場合、 $\langle m_\nu \rangle = 50\text{meV}$ を仮定すると V. A. Rodin *et al.* によって $T_{1/2}^{0\nu} = 1.21 \times 10^{26}$ 年と計算されている。検出効率 30% の測定器で年間 1 個の $0\nu\beta\beta$ 事象を得ようとする、(1)式から約 6×10^{26} 個、即ち 1000 モルの ^{150}Nd が必要である。重量にして 150 kg である。実際には天然のネオジムの中に含まれる ^{150}Nd は 5.6% しかない、ネオジムの量にすると 2.7 t となる。後述するが最近フランスで ^{150}Nd を 60% まで濃縮する装置を使用して大量生産することが DCBA を含む国際協力で進んでいる。この話が上手く進んだ場合でも 250 kg となる。年間 2 事象程度は欲しいので約 500 kg を測定器内に設置しなければならない。 ^{150}Nd 以外の元素の場合はさらに多くの量が必要となる。これをどのように実現するかは、それほど容易ではない。

以上を整理すると次世代の測定器が満たすべき必要条件は次の三つに集約できる。

- (1) $2\nu\beta\beta$ 以外の背景事象を完全に近く除去できること。
- (2) Q 値におけるエネルギー分解能が 5% (FWHM) 以下であること。
- (3) 数百 kg 以上の崩壊元素を設置できること。

4. DCBA 測定器の生い立ち

約 30 年前 KEK1m 水素泡箱の建設と運転・保守に明け暮れていた筆者にとって稀崩壊現象を捉えた実験として記憶に残っているのは 1964 年に発表された Ω^- の発見である。たった一枚の水素泡箱の写真が示す Ω^- の生成と崩壊後の

粒子の同定および運動量測定は実に鮮やかなものであった。Gell-Mann-Okubo 質量公式によって質量が予言されていたので背景事象が入り込む余地はまったくなかった。これを $0\nu\beta\beta$ 探索に重ね合わせると面白い。二つのベータ線の運動エネルギー和が Q 値に等しいということは Ω の質量が予言されていたことに対応する。崩壊点を決め崩壊後の個々の粒子を同定し運動エネルギーを測ることも類似している。もし、 $0\nu\beta\beta$ 事象を視覚に訴えた上で運動エネルギーを求めることが出来たら、事象数は少なくとも相当の説得力を持つと考えた。しかし水素泡箱実験は GeV オーダーの運動エネルギーを持った粒子を扱うのに対して $0\nu\beta\beta$ 探索実験では 1MeV 前後の電子が対象であるから、エネルギー損失も散乱の様子もまるで違う。また、泡箱では入射ビームのタイミングが決まっているが、 $0\nu\beta\beta$ 事象はいつ起きるか分からない。必然的に飛跡検出器としては軽いガスを使ったチェンバーを使用すると同時に、いわゆるセルフトリガーを可能にしなければならない。

実際、先に少し述べたように M. Moe *et al.* はヘリウムとプロパンの混合ガスを使用した TPC を製作し $2\nu\beta\beta$ 半減期を世界で最初に直接測定した。この実験は上記三条件の内(1)を満たしている。ガンマ線とアルファ線は完全に除去できるので、2 電子が生ずるような過程、たとえば二重コンプトン散乱、メラー散乱、および内部転換電子を伴うベータ崩壊というような限られた背景事象を考慮すればよい。そのような事象の数はエネルギー和が 1MeV を超えると $2\nu\beta\beta$ 事象に比較すると無視し得る程度に少ない。(2)に関しては分解能は約 9% 程度であるが、 $2\nu\beta\beta$ のエネルギー和に限ればスペクトル全体の幅と比較すると十分小さい。この実験は $0\nu\beta\beta$ 探索実験を行う上で有益なヒントを与えてくれるが、致命的なのは(3)の条件をまったく満たさないことである。TPC では磁束方向に放出されたベータ線(全体の約 30%)は有効な螺旋を描かない。ソースを配置している陰極面は磁束方向と鉛直をなしているので運動量測定可能な空間領域に入ってくるベータ線の放出方向はソース面と平行に近くなる。少しソースを厚くしただけで内部でのエネルギー損失と多重散乱の影響が大きくなるのでソースの量を増やすのは困難である。また TPC はドリフト電子が磁束に絡みつくので電界中を長距離移動しても横方向に広がらないという長所を持つが、この実験でのドリフト距離は 10cm なので長所が活かされていないわりには高価である。さらに、ヘルムホルツコイルはチェンバーへのアクセスが簡単な反面、大容積や強磁場にするには適していない。これらのことから TPC は $0\nu\beta\beta$ 探索には適していないと結論された。

比較的狭い空間で荷電粒子の飛跡を位置精度よく得る方法としてパーテックス・ドリフトチェンバーがある。歴史を反映してミニ・ジェットチェンバーとも呼ばれている。

日本で製作されたものとしてはトリスタンの VENUS パーテックスチェンバーがある[6]。この技術に応用すると TPC の欠点をカバーできる。磁束と平行にソース面を配置すればソース面から鉛直方向に放出されたベータ線はソース内部を最短距離で通過して測定可能な空間に飛び出すことが出来るので、ある程度はソースを厚くできる。またドリフト電界のアノードワイヤー面近傍とカソードワイヤー面近傍のどちらにもソース面を設置できるので限られた磁場空間内にチェンバーとソースをサンドイッチ状に配置することが可能である。つまり限られた磁場空間内に大量のソースを設置することが出来る。そして磁束を効率よく返してやるための鉄ヨークを持ったソレノイドコイルにすれば大容積の一樣磁場空間を比較的容易に得られる。

5. 動作原理

ワイヤーの配置とアノードワイヤー方向の座標決定方法には工夫を要したが、結局は図 1 に示すような基本的配置で DCBA プロトタイプを製作した。

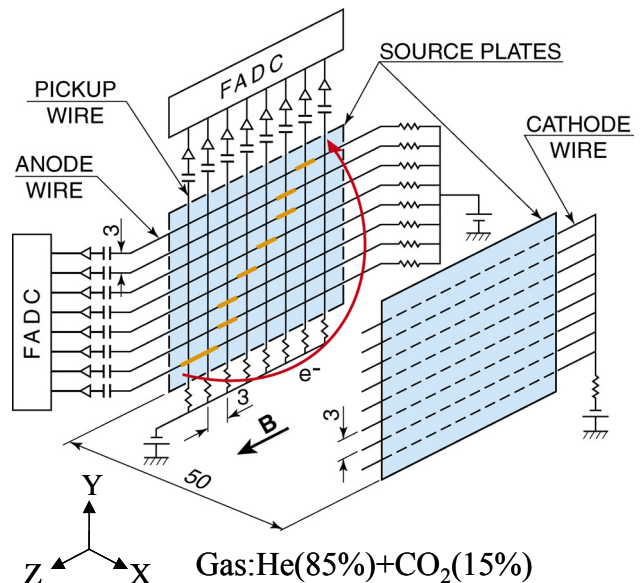


図 1 DCBA の動作原理

図中に座標系を示す。また B と表しているのは磁束の方向である。チェンバー内には 1 気圧の 85% ヘリウム (He) と 15% 炭酸ガス (CO_2) の混合ガスが流れている。ソース板 (SOURCE PLATE) には崩壊元素が一樣な厚さで配置されている。動作原理は次のようになる。ソース板から放出されたベータ線は一樣磁場の中で螺旋運動をする。軌道に沿ってガス分子のイオン化が起きるが、生じた自由電子はアノードワイヤー方向へ、イオンはカソードワイヤー方向へ電気力線に沿ってドリフトする。電子のドリフト速度はガスの種類と圧力および電界の強さに依存するが上記ガスで電界が 200 V/cm とすると約 $5 \text{ mm}/\mu\text{sec}$ である。そ

れに比べてイオンの速度は約千分の一程度遅い。ドリフト電子がベータ線の軌道からアノードワイヤーへ到達するまでの時間を測りドリフト速度との積をとればX座標が求まる。アノードワイヤーへ到達したドリフト電子はワイヤー近傍の強い電界で加速されて電子雪崩を起こす。このとき生じた多量の電子は直ちにアノードワイヤーに吸収されるが、イオンは電気力線に沿ってアノードワイヤーから遠ざかる。このイオンの移動がシグナルとなる。適当な時定数を持った検出回路（プリアンプ）でこのシグナルをアノード側で検出すればイオンが遠ざかるので負パルスが得られ、アノード近傍に設けた負電極（今の場合ピックアップワイヤー）で検出すればイオンが近づくので正パルスが得られる。大事なのはこれら二つのパルスのタイミングがまったく同じであることである。同じタイミングでパルスを記録したアノードワイヤーとピックアップワイヤーの位置を知ればYとZ座標が得られる。

トリガー条件はいろいろ工夫できるが、基本的には8本のアノードワイヤーのいずれか3本以上が数 μsec 以内にパルスを出せばトリガー信号を出すように設定する。つまり、個々のワイヤーは常に $1\text{V}/8\text{bits}$ の精度で 100MHz FADC (Flash Analog to Digital Converter) でサンプリングされており、 4kwords (1 word は 8bits) のメモリーを通過している。すべてのワイヤーは8本ずつの組に分かれていて8本のワイヤーの内いずれか3本がヒットすればトリガー信号を出す。トリガー信号を適当な時間遅らせてFADCのストップ回路に入れワイヤーのサンプリングを一斉に止めた後メモリーを読み出す。メモリー容量は 4kwords なので、 $40\mu\text{sec}$ (ドリフト距離にして約 20cm 分)まで遡ってパルス波形と時間を記録することができる。トリガー信号でFADCを停止した時間を基準として時間を遡って個々のワイヤーのパルス波形を読み出せば相対的にX, Y, Z座標を求めることができるので三次元空間での飛跡が得られる。

6. 現状

必要条件のうち(1)の「 $2\nu\beta\beta$ 以外の背景事象を完全に近く除去する」点については、本来ドリフトチェンバーは荷電粒子にのみ有感なのでガンマ線から直接影響を受けることはない。また、自然崩壊元素から来る 2 電子事象は一方の電子が内部転換電子で定まった運動エネルギーを持つから特定することができる。避けられないのはソース内で生ずる二重コンプトン散乱とコンプトン散乱に引き続いて起きたメラー散乱 (電子-電子散乱) である。大方の場合これらの全運動エネルギーは小さいが Q 値近傍の値を取るものが完全には言い切れない。これらについては詳細なシミュレーションによる検討を行っている。

(2)の「エネルギー分解能」については実際にやってみるしかない。そのためテストプロトタイプを試作したが最初はZ座標決定にアノードワイヤーの荷電分割法を採用して位置精度が得られず失敗した。次に上述のピックアップワイヤーを配置したDCBA-T2を試作してほぼ満足のいく位置精度とエネルギー分解能が得られるようになった。

(3)の「崩壊元素の量」については限られた磁場空間の中に出るだけ数多くのドリフトチェンバーを配置したものを1標準モジュールとし、多数のモジュールを製作することで対応できると考えている。個々のドリフトチェンバーとソース板はサンドイッチ構造になっている。

以下に標準モジュールへ向けてR&Dとして進めてきたDCBA-T2と現在製作中のDCBA-T3についてのべる。

6.1 DCBA-T2

表1に主要なパラメーター、図2にDCBA-T2外観写真、図3にチェンバーの外観写真、図4にチェンバー製作図の概略を示す。

表1 DCBA-T2の主要パラメーター

• Drift chamber Source	Multi-track capability Nd_2O_3 (40 mg/cm^2) ($^{150}\text{Nd} = 0.008\text{ mol}$)
Sensitive vol. Signal readout	$(9(X) \times 26(Y) \times 26(Z)) \times 2\text{ cm}^3$ Flash ADC
X-position	Drift velocity \times Drift time ($\sigma_x \approx 1\text{ mm}$)
Y-position	Anode wire position (6 mm pitch) ($\sigma_y \approx 0.2\text{ mm}$)
Z-position	Pickup wire position (6 mm pitch) ($\sigma_z \approx 0.2\text{ mm}$)
• Magnet	Solenoid coil (normal cond.)+ Flux return yoke
Magnetic field	0.8 kG (Max.)
Uniform Vol.	$40\text{ dia.} \times 70\text{ cm}^3$ ($\delta B/B_0 < 1\%$)
• Veto-counters	Scintillation counters

表1にあるmulti-track capabilityとは次のような意味である。このチェンバーはシグナル読み出しにFADCを使用しているのでパルス波形を記録することが出来る。パルス幅は $100\text{--}200\text{ nsec}$ 程度であるから二つのパルスが 200 nsec 以上離れていれば分離可能である。これは空間距離にすれば約 1 mm に対応する。つまり 1 mm 以上離れている飛跡を分離することができる。このことは螺旋軌道を描く電子の飛跡を記録する上で基本的に重要なことである。この表にはないが、アノードワイヤーの材質は金メッキを施したタングステンで直径は $20\mu\text{m}$ である。ピックアップワイヤー、カソードワイヤー、電界を整えるためのフィールドワイヤーはすべて金メッキアルミニウムで直径は $80\mu\text{m}$ である。

この研究はKEK 富士実験棟B4で行っているが背景事象の多くは宇宙線である。表中 Veto-counters とあるのはこの宇宙線を除去するためのカウンターである。カウンターをすり抜けて入ってくるものも在るが、飛跡を見れば一目で除去できる。

図2で見えているのはソレノイドマグネットのエンドキャップと磁束リターンヨークである。磁場空間は直径50cm、長さ1mの円筒状である。中心磁場は最大0.8kGでチェンバーが納まる領域(直径40cm 長さ70cm)は±1%の公差で一様である。鉄を利用したマグネットなのでヒステリシスが有るため内部磁場は常にNMRでモニターされている。このマグネットはKEK 工作センターで製作された。水冷のホローコンダクターには市販のいわゆるなまし銅管にカプトンテープを巻いたものを使用しているので安価に均一磁場が得られるのが特徴である。

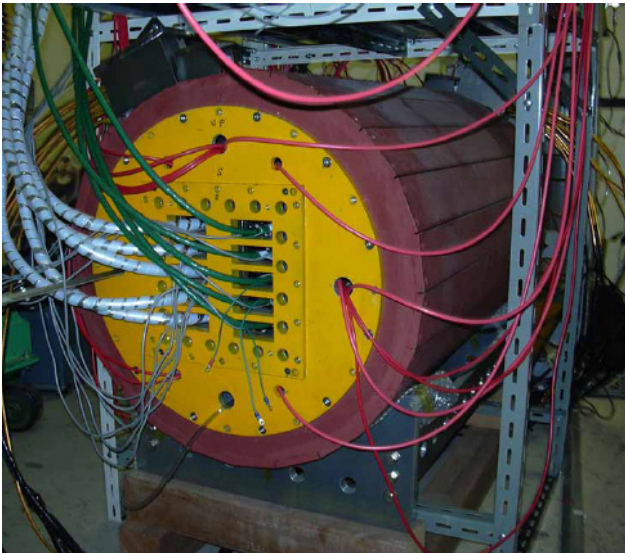


図2 DCBA-T2の外観

ソレノイドマグネット内には図3に示すようにガス容器に入れられたドリフトチェンバーが設置されている。ガスの使用圧力は1気圧であるが、容器は空気の混入を防ぐために必要である。チェンバーガス中の酸素濃度が約100ppmを超えるとシグナルは得られないが、ガス容器を使えば容易に1ppm程度は達成できるし流量が少なくて済むのでガスの節約にもなる。チェンバー自身の気密性を考慮しなくてよいのでチェンバーの設計製作が簡単になるのが利点である。図3の写真に見えているのはアノードシグナル読み出し用のケーブルとアノードとカソードの高電圧配線である。コネクタはガス容器の蓋に取り付けられたコネクタと接続される。写真の反対側はピックアップシグナルの取り出しに使用されている。見て分かるように簡単な構造なので大型化や量産化も容易である。

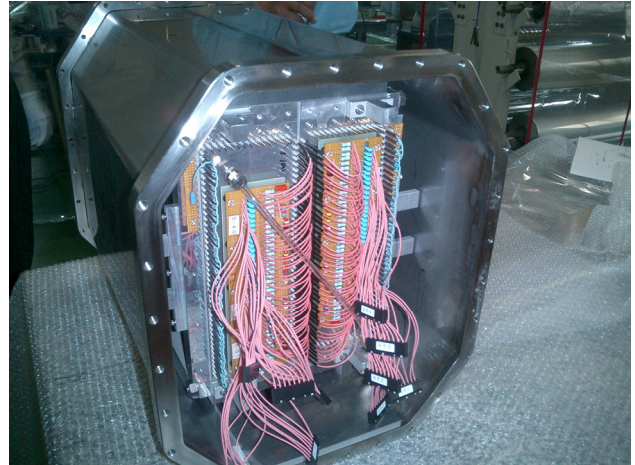


図3 DCBA-T2 チェンバーがガス容器に設置された写真

ドリフトチェンバーは図4に示すように有感領域が中央のソース板の両側にあつて、片側の有感体積は $92(X) \times 264(Y) \times 246(Z) \text{ mm}^3$ である。磁場が弱いため本来よりもX方向のドリフト距離を大きくしてある。また、アノードワイヤーのピッチは6mmであるが、これも磁場が弱いからである。後述するように磁場が強くなればドリフト距離を小さくしアノードピッチを3mmにして、同一磁場空間でソース板とチェンバーを増やすことができる。

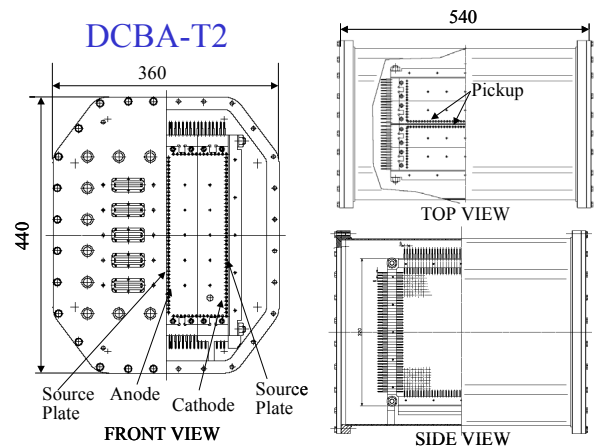


図4 DCBA-T2ドリフトチェンバー製作図概略

表1で少し触れたがシグナル読み出しには波形を記録することが出来るFADCを用いている。最初はトリスタンVENUSのパーテックス・チェンバーに使用していたTKO-FADCを譲り受けて使用していたが現在は時代の流れに沿ってDCBAメンバーの加藤義昭が設計したCompact PCI (cPCI)-FADCを使っている[7]。1枚のcPCI-FADCには8チャンネル分が搭載されているが、そのうち1チャンネル分のフローダイアグラムを図5に示す。チェンバーからのシグナルはガス容器蓋部に取り付けられたプリアンプを経て図5上部のアナログ部に入りFADCで処理されて下部のデジタル部メモリー(RAM)に移動する。サンプリング・レートは100MHzである。トリガー条

件が満たされるとSTOP信号が外部から入りシグナルの受け入れを停止した後、 μ PCIバスを通してメモリーからデータを読み出す。このような道具立てでDCBA-T2は構成されているが、 $0\nu\beta\beta$ 事象がどのように見えるかを模式的に表したのが図6である。

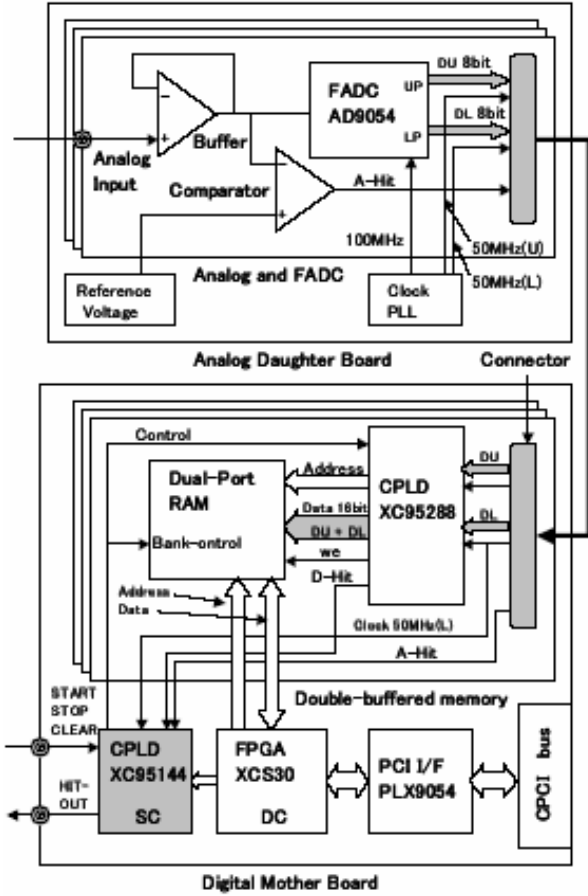


図5 μ PCI-FADC 1チャンネル分のダイアグラム

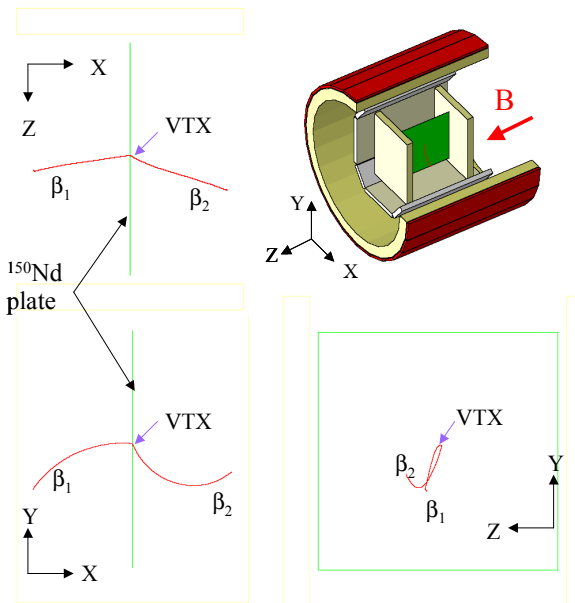


図6 DCBA-T2における $0\nu\beta\beta$ 事象の模式図

この場合ベータ線はソースプレートから互いに反対側に飛び出しているが、その方向に出る確率が高いというだけであって、同じ側に飛び出すことも当然ある。その場合運動量保存則が失われるのではないかと疑問を抱く向きもあるかもしれないが、ほとんど動かない娘核が運動量を担うことによってバランスは保たれている。

図6においてベータ線の飛跡を三次元再構成することによって螺旋の半径 r (cm)とピッチ角 λ を求めると、磁束密度 B (kG)は既知なので次式から運動量 p (MeV/c)が得られる。

$$p \cos \lambda = 0.3rB \quad (2)$$

電子の質量を m_e とすると次式から運動エネルギーを得る。

$$T = (p^2 + m_e^2)^{1/2} - m_e \quad (3)$$

ここで注目すべきは熱量計実験などで行われるようなエネルギー校正を必要としないことである。実際に得られた生データを図7に示す。上がアノードワイヤーで得られたパルス群、下がピックアップワイヤーのパルス群で横軸は時間(FADC サンプリング時間: 10nsec 単位)である。共にワイヤー数は40本(ピッチ6mm)で上下に縮んで見えているが実際はX-Y平面では円、Z-X平面ではsin曲線を描いている。蛇足ながら動作原理のところでは、アノードパルスは負、ピックアップパルスは正と記したが、ディスプレイ上では共に上向きパルスになるように変更してあるので誤解がないようにして欲しい。

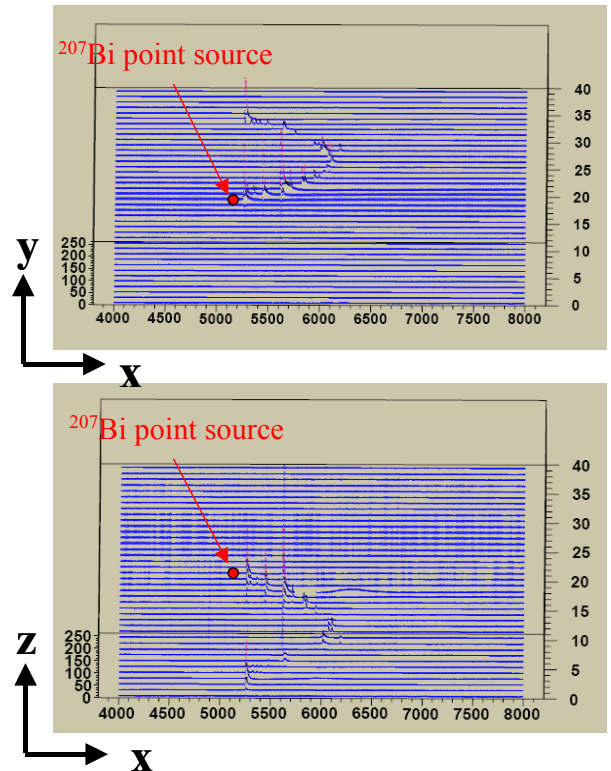


図7 実際に得られたデータの表示

既知のドリフト速度と相対時間差の積から X 座標を求め、共通のタイミングのパルスを持つアノードとピックアップのワイヤー番号から Y, Z 座標を求めれば図 8 に示すような三次元再構成ができる。少し分かりづらいが図中の + 印が三次元空間のデータ点である。図には直径 3mm のステンレススチール円板の上に ^{207}Bi を電着した約 1Bq のソースをチェンバーの中心に設置した様子や、X-Y, Z-X 平面へ投影した飛跡も示してある。この事象について(2), (3)式から運動エネルギーを求めると 1073 keV が得られた。

今回はエネルギー分解能を測定するのが主目的であったため図 8 のセットアップにおいて ^{207}Bi ポイントソースは厚さ 2mm のアルミニウム板に取り付けられている。

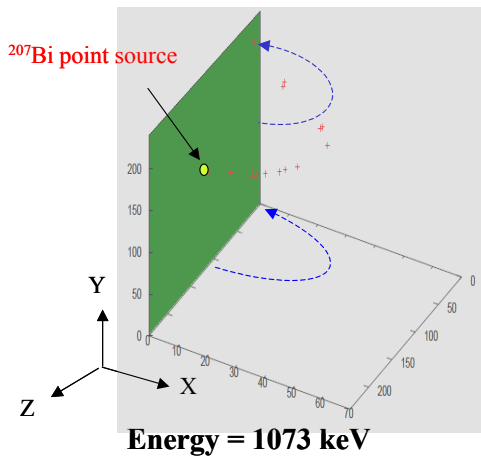


図 8 図 7 の三次元再構成

ワイヤーピッチが 6mm なのでポイントソースの台座(直径 3mm のステンレススチール)以外のアルミニウム部からも電子が背景事象として入ってくる。それらも含めて得られた電子の運動エネルギースペクトルを図 9 に示す。これから分かるように 0.5MeV と 1MeV 近傍にピークが見られる。これらは ^{207}Bi から放出される 0.48MeV, 0.56 MeV, 0.98 MeV, 1.05 MeV の内部転換電子によるものと思われる。一番強度が高い 0.98MeV と二番目に高い 1.05 MeV の電子(強度比は 7:2)は分離できないが合わせたピーク幅は約 150 keV(FWHM)であることが分かった。

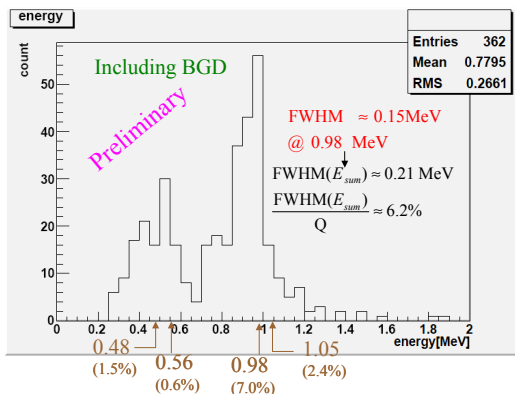


図 9 電子の運動エネルギースペクトル

$0\nu\beta\beta$ によって放出される個々のベータ線は Q 値の半分 の処にピークを持ってなだらかに分布する。その全領域にわたって 150 keV(FWHM) の分解能が得られると仮定すれば二本のベータ線のエネルギー和の分解能は約 210 keV になると期待される。 $^{150}\text{Nd}(Q=3.37\text{ MeV})$ の場合には 6.2% である。前述したように次世代の測定器は 5% 以下の分解能が要求されているので、もう少し改善しなければならない。

6.2 バックグラウンド(背景事象)

DCBA-T2 で目的とした事象は図 7 で示したようなものであったが、実際には宇宙線をはじめとして多くの背景事象が記録された。それらは発生点を特定することですべて除去されるが、興味あるものとして二つ紹介する。一つは ^{214}Bi から来たと思われる 2 電子事象で図 10 に示す。

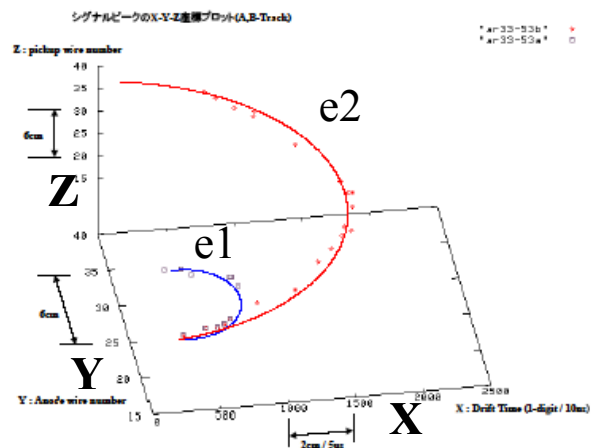
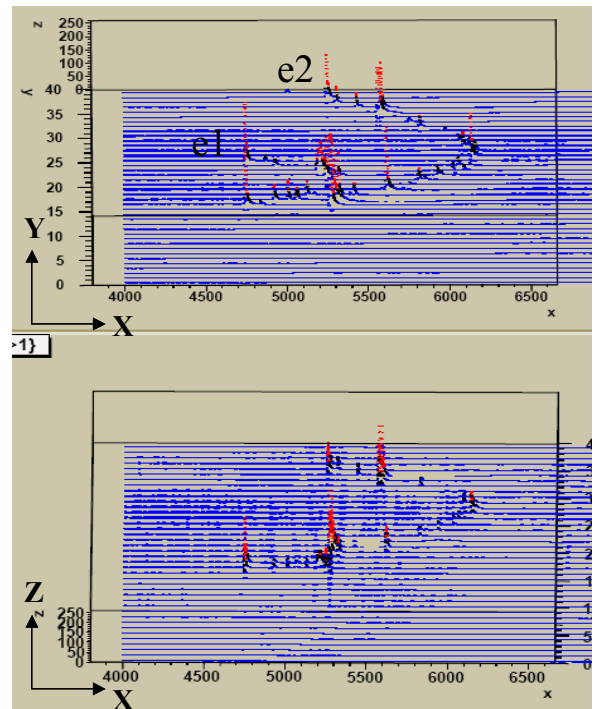


図 10 2 電子事象

このデータを解析すると放出点はポイントソースの ^{207}Bi とは異なった場所でアルミプレートからであった。そして図中の e1, e2 に対応する飛跡はそれぞれ 0.57 MeV と 1.47 MeV の電子であった。 ^{214}Bi はベータ崩壊して ^{214}Po の励起状態に行き、そこから約 1.4 MeV の内部転換電子を放出することがある。飛跡 e2 はその内部転換電子と思われる、e1 はベータ崩壊で出たベータ線と思われる。

ところで ^{214}Bi は自然放射性元素のウランウム系列に属しており自然界のいたるところに潜り込んでいる。特に空気中には一定の割合で同じ系列の ^{222}Rn ガスが存在するので空気が触れるところにはその子孫である ^{214}Bi が必ず存在する。チェンバーガスに空気が混入することも考えられる。

^{214}Bi は Q 値が 3.27 MeV であり ^{150}Nd の 3.37 MeV に近い。ベータ崩壊したときにベータ線のエネルギーが最大の 1.85 MeV に近いと ^{214}Po の励起状態からの内部転換電子は約 1.4 MeV であるから、両方の電子のエネルギー和は 3.25 MeV 程度になる。このような場合エネルギー分解能が 100 keV 程度だと判断に迷うことになる。一方の電子が内部転換電子のエネルギーに近いから背景事象であると決めてもよいが、本物の ^{150}Nd からの $0\nu\beta\beta$ 事象である可能性も捨てきれない。そのようなとき娘核の ^{214}Po は 164 μsec の半減期でアルファ崩壊をするので、このアルファ粒子（運動エネルギーは 7.7 MeV）を検出すれば背景事象であることが確定できる。

DCBA-T2 で使用している cPCI-FADC はメモリー領域を二つ持っていて、最初のトリガーがかかると一番目のメモリー領域の読み込みを停止すると同時に二番目の領域が読み込みを開始する。したがって一番目の領域のデータを読み出しているときに次のデータが入って来ても二番目の領域で記録することができるように設計されている。つまりいわゆるデッドタイムレスであるので、 ^{214}Bi からの 2 電子事象を記録した後 ^{214}Po からのアルファ粒子を記録することが可能である。この機能は現在調整中であるが、見通しは立っている。

そこで、興味ある二番目の背景事象としてアルファ粒子の飛跡を図 11 に示す。アルファ粒子は自然崩壊元素系列から来るものが多い。ガス中のエネルギー損失が大きいので図 11 から分かるようにパルスが大きく、また運動量も大きいので直線状であるところから、電子や陽電子と明瞭に区別することが可能である。

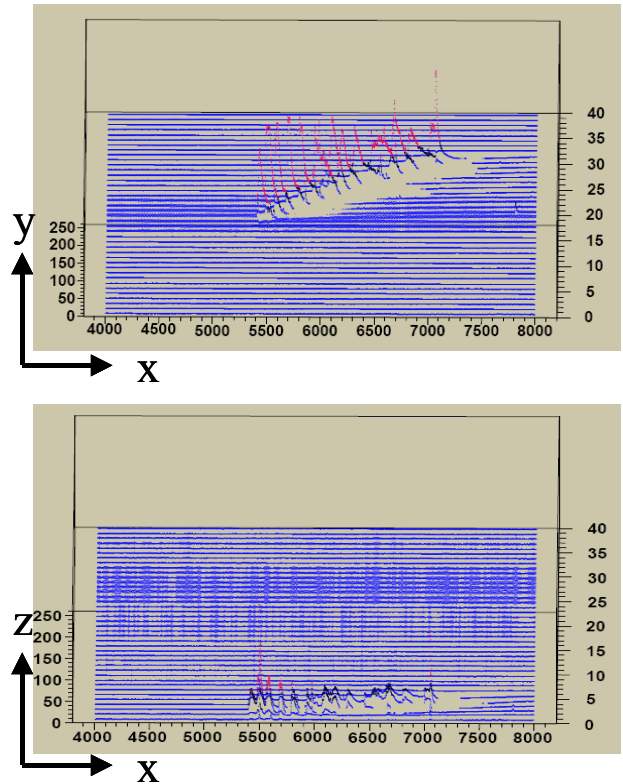


図 11 アルファ粒子の飛跡

6.3 DCBA-T3

DCBA-T2 では十分なエネルギー分解能が得られなかったため、さらに向上させるために DCBA-T3 を製作することとした。図 12 に DCBA-T3 の概念図を示す。

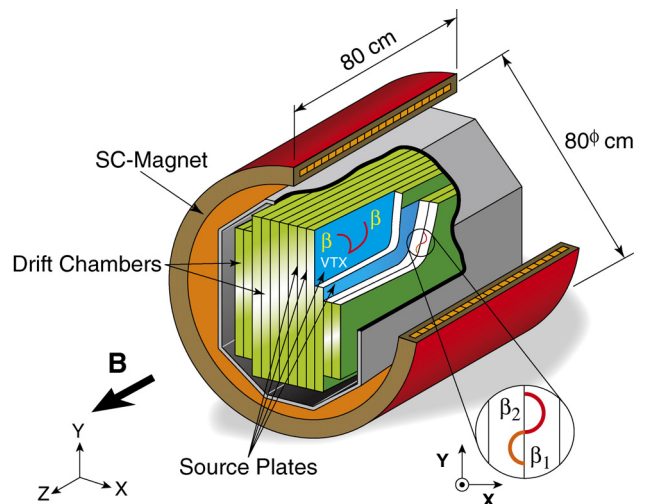


図 12 DCBA-T3 の概念図

エネルギー分解能を劣化させる主要因はガス中におけるベータ線の多重散乱とエネルギー損失である。これらの影響を少なくするには測定に必要な飛跡の長さを短くすればよい。つまり磁場を強くして螺旋半径を短くする。このとき測定点数を確保するためにアノードワイヤーとピックアップワイヤーのピッチを小さくしなければならない。

このような考えから DCBA-T3 ではマグネットの最大磁場を 2kG としワイヤーピッチを 3mm とした。このようにすれば表 2 の主要パラメーターに示すように最大ドリフト距離を 4 cm に縮めることが可能なのでソースプレートの間隔を 5 cm にすることができる。つまり磁場空間が同じ体積であるなら DCBA-T2 と比較してソースプレートの枚数を約 2 倍にすることができる。

表 2 DCBA-T3 の主要パラメーター

• Drift chamber	Multi-track capability
Source	Nd ₂ O ₃ (40 mg/cm ² × 13,760 cm ² = 550 g) (¹⁵⁰ Nd = 0.18 mol)
Sensitive vol.	4(X) × 48(Y) × 48(Z) cm ³ /chamber: 8 chamber 4(X) × 28(Y) × 48(Z) cm ³ /chamber: 4 chamber
Anode wire pitch	3 mm
Pickup wire pitch	3 mm
Signal readout	Flash ADC
X-position	Drift velocity × Drift time ($\sigma_x \approx 0.5$ mm)
Y-position	Anode wire position ($\sigma_y \approx 0.2$ mm)
Z-position	Pickup wire position ($\sigma_z \approx 0.2$ mm)
• Magnet	Superconducting Solenoid + Flux return yoke
Magnetic field	2.0 kG (Max.)
Uniform Vol.	80 dia. × 80 cm ³ ($\delta B/B_0 < 1\%$)
• Veto-counters	Scintillation counters

DCBA-T3 のエネルギー分解能はどこまで向上が期待できるか、実際の製作に先立ち Geant4 を使用してシミュレーションを行ったのでその結果を紹介する。図 13 は運動エネルギーが 976 keV と 1500 keV の電子について DCBA-T3 で飛跡測定を行い三次元再構成後に求めた運動エネルギーがどのように分布するか Geant4 を用いてシミュレーションを行ったものである。

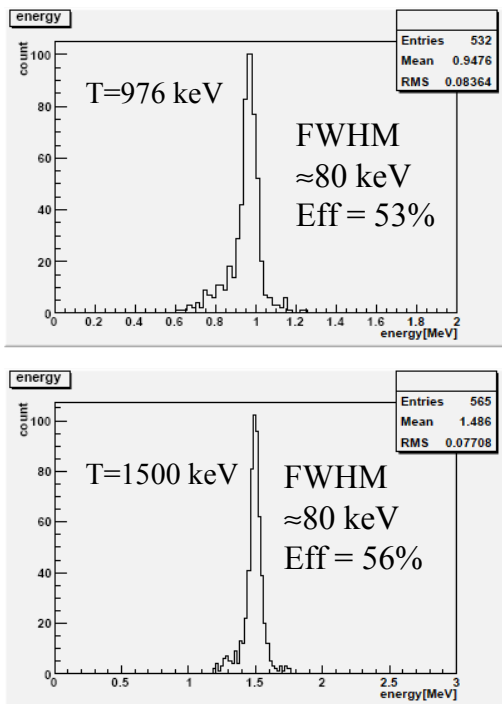


図 13 シミュレーションによる DCBA-T3 のエネルギー分解能と検出効率

上図が運動エネルギー 976 keV で下図が 1500 keV のときである。磁束密度は共に 1.8 kG である。エネルギー分解能はどちらも約 80 keV (FWHM) が得られた。検出効率は共に約 50% であるが 1500 keV の方が少しよい。これは磁場が強いと空間のアクセプタンスという点でエネルギーが高いほど有利であることを反映している。シミュレーション通りだと ¹⁵⁰Nd の Q 値では FWHM で約 3% のエネルギー分解能が得られることになる。これは計画されている熱量計型の CANDLES や EXO に匹敵する値である。

データ収集系の改善も DCBA-T3 で解決すべき大きな問題点である。DCBA-T2 のように測定器側プリアンプからアナログ出力を長いケーブルで FADC まで引いてくると途中の浮遊容量の変化によって電気的ノイズが入りやすく、ときには発振状態さえ引き起こすことがある。大量のケーブルとコネクタを使うのでコスト面でも問題がある。そこで図 14 に示すように 32 チャンネル分のプリアンプ、FADC およびメモリを内蔵した Field Programmable Gate Array (FPGA) を用いて 1 本のシグナル読み出しケーブルを用いて行うことを計画している。測定器から送られてくるデジタルシグナルは cPCI 規格のデータ処理ボードおよびクレーンにセットされたコンピューターからの指令によってデータ保存機器に保存される。データ収集回路系に関する技術進歩は著しいので、出来るだけ新しくかつ信頼性があるものを取り入れていかなければならない。

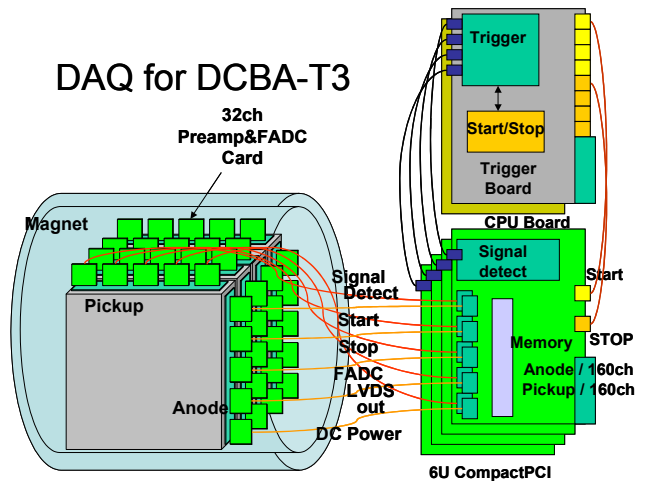


図 14 DCBA-T3 用データ収集システムの概要

DCBA-T2 ではマグネットに常伝導コイルを用いたために冷却水と電力上の制限があった。同じ空間容積であれば、磁束密度を 2 倍にしようとする 4 倍の電力が必要となり、それに見合った冷却水も用意しなければならない。したがって将来後述するような直径約 2m、長さ 3m という大空間容積を持ったマグネットを運転するには常伝導コイルの限界を越えているために超伝導マグネットを製作しなければ

ばならない。DCBA-T3 用超伝導マグネットを図 15 に示す。有効磁場空間は直径 80 cm、長さ 80 cm である。手前のフランジ部に冷凍機が設置され、2007 年末までには試運転が行われる予定である。

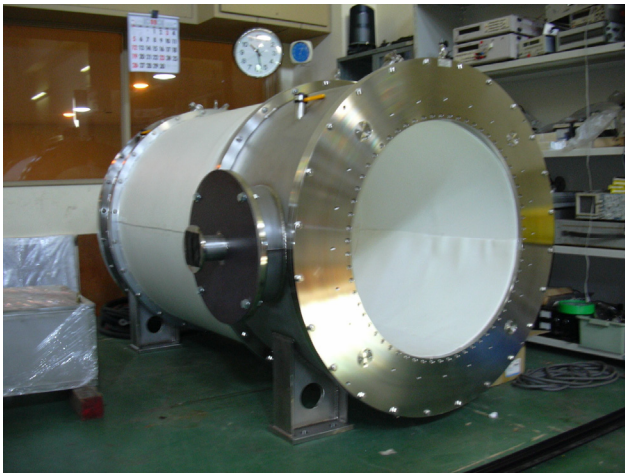


図 15 無冷媒超伝導マグネット

最近の冷凍技術の進歩により、無冷媒冷凍システムが可能となった。これは液化ヘリウムの供給をしなくても、冷凍機のスイッチを ON するだけで超伝導状態まで冷却できるというものである。このことは測定器を地下実験室で運転する上で大変好都合である。

これまで述べてきたように DCBA は $0\nu\beta\beta$ 探索を目的に R&D を続けているが DCBA-T3 をもって一応の区切りをつける。それは R&D プロジェクトとして所期の目的であった (イ) 背景事象を除去するために必要な粒子選別が可能であることを確認する、(ロ) 測定器のエネルギー分解能としては ^{150}Nd の Q 値の 5% 以下という目標達成を確認する、(ハ) 大型標準モジュールを製作するための技術的問題をクリアする、という三点について見通しを得たからである。

7. 将来

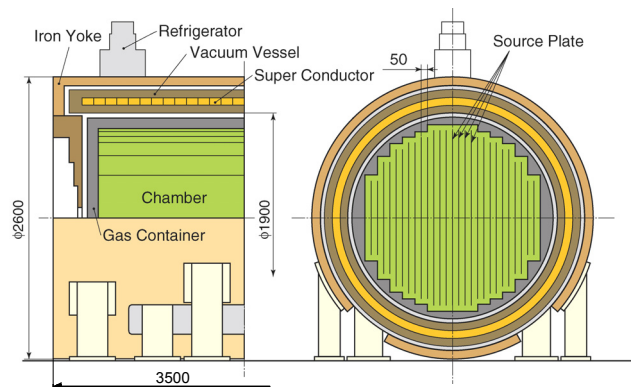
本番では技術的には DCBA の延長でまったく問題ないと思うが、新しい実験チームは国際協力で結成される点や資金調達点では新たな問題が出てくると思われる。そのとき R&D プロジェクトの印象が残る DCBA を名乗るよりも新しいグループとして新しい名前を出発する方が新鮮でよいだろうし、新たに加わる方々にとっても参加しやすいのではないと思われる。

ここでは DCBA を踏み台にして本番の標準モジュールを設計するとどうなるかを考えてみるが、名前がないと不便なので、単純に Magnetic Tracking Detector (MTD) という仮の名前で話を進めることにする。

MTD の標準モジュールの基本的考え方は次のようなことである。

- (A) 製作と大きな修理作業は KEK 富士実験室で行う。
- (B) 実験は地下実験室(海外も含む)で行うので KEK から地下実験室までの運搬は簡単にできること。
- (C) 環境に配慮して電力や冷却水といった付帯設備は出来るだけ少量ですむこと。

このような基準に基づいて仮設計した標準モジュールの検討図と検討用パラメーターを図 16 に示した。図中ソースの厚さが $15(40)\text{mg}/\text{cm}^2$ となっているのは、ソースの厚みとエネルギー分解能を考慮した結果である。即ち $15\text{mg}/\text{cm}^2$ まで薄くすると量が少ないので 1 モジュールを 1 年間運転して到達する質量感度は、天然ネオジムの場合は 0.8eV 、60% ^{150}Nd の場合は 0.2eV にしかならないが、厚みがエネルギー分解能に影響を与えないのでモジュール台数を増やせばニュートリノ有効質量を 20meV 程度まで探索できる。一方、 $40\text{mg}/\text{cm}^2$ の場合は 1 モジュール当たりの量が増えるので、1 年間の運転で 0.5eV (天然ネオジム使用時) と 0.1eV (60% ^{150}Nd 使用時) まで到達する。しかし、台数を増やしてもエネルギー分解能がソースの厚みによって劣化しているため 50meV 程度までしか到達しない。



Source plate: $80\text{ m}^2/\text{module}$

Thickness: $15(40)\text{ mg}/\text{cm}^2$ Source weight: $12(32)\text{ kg}/\text{module}$

$\langle m_\nu \rangle_{\text{sns}} \approx 0.8(0.5)\text{ eV}$ for normal Nd/mod.yr

$\langle m_\nu \rangle_{\text{sns}} \approx 0.2(0.1)\text{ eV}$ for 60% $^{150}\text{Nd}/\text{mod.yr}$

図 16 MTD (仮称) 標準モジュールの検討用図面とパラメーター

このようにソースの純度と厚さが将来の製作費にも大きく影響してくる。入手可能と思われるソースは Q 値が 3MeV 以上では表 3 に示すようなものである。表では 50 モジュール運転したときの半減期の到達感度 $T_{1/2}^{0\nu\text{sns}}$ とニュートリノ有効質量の到達感度 $\langle m_\nu \rangle_{\text{sns}}$ を示す。このときの核行列要素の値は A. Staudt *et al.* の計算結果[8]を使用した。

表3 ソースの種類と到達ニュートリノ有効質量感度

	Natural Nd (5.6% ¹⁵⁰ Nd)	¹⁵⁰ Nd (80% enr.)	¹⁰⁰ Mo (90% enr.)	⁸² Se (90% enr.)
MTD Amount (mol) (600 kg : 50 modules of 15 mg/cm ²)	190	2700	5400	6600
$T_{1/2}^{0\nu}$ (yr)	9×10^{24}	1×10^{26}	2×10^{26}	3×10^{26}
$\langle m_\nu \rangle_{sns}$ (eV)	0.06	0.02	0.07	0.04

¹⁵⁰Nd(80% enrich)については現在次のような状況にある。フランスでウラン濃縮に使われていたMENPHISと呼ばれる装置は Atomic Vapor Laser Isotope Separation (AVLIS) という原理に基づく濃縮装置であるが、これを¹⁵⁰Nd濃縮に転用する計画が進んでいる。MENPHISでは既に¹⁵⁰Ndを60%濃縮した実績があるので80%も期待できる。生産能力としては2週間で100kg程度が期待できそうである。最近ではSuperNEMOグループも¹⁵⁰Ndに興味を持っているので、日仏共同でMENPHISを稼働する計画が進んでいる。余談だが、これにはSNO+を念頭にカナダからも参加することになっている。

$0\nu\beta\beta$ が見つかりニュートリノはマヨラナであることが確定したとして、その先MTDで出来る物理を概観してみる。これまではニュートリノ質量項が大きいという仮定で話を進めてきたが実は右巻き弱い相互作用があっても $0\nu\beta\beta$ は生ずる。質量項と右巻き相互作用項の混合割合を定量的に調べる方法としては $0\nu\beta\beta$ の個々のベータ線のエネルギー分布測定、また二つのベータ線間の角分布測定がある[9]。

また最近では超対称性粒子 (SUSY) の媒介による可能性も指摘されている。これを調べるには 0^+ (基底状態) → 0^+ (基底状態) の半減期と 0^+ (基底状態) → 0^+ (励起状態) の半減期の比を測定すればよいとの指摘がある。基底状態から励起状態への遷移を検出するには励起状態からのガンマ線を捕らえる必要があるのでMTDと熱量計を組み合わせた測定器が考えられる。このような測定器は標準MTDモジュールにおける二重コンプトン散乱やコンプトン散乱の反跳電子によるメラース散乱の影響を調べるのにも大いに役立つので、背景事象を理解するために少なくとも1台は製作すべきである。熱量計についてわれわれは経験が乏しいので他の方々の援助を求めたい。熱量計に限らず、MTDを進めるには大勢の協力が必要となるのは明らかである。

最後に熱量計実験との優劣を比較してみる。必要条件のうち背景事象の除去については崩壊点検出と粒子選別が明瞭に出来る分MTDが断然有利である。エネルギー分解能についてはGeやポロメーターには及ばないが、シンチレーター (CANDLES, SuperNEMO, MOON, EXO など) には肩を並べることができる。ソースの量についてはMTD

ではどうしてもソースの厚みを薄くしなければならないことと、検出効率が精々30%程度なので不利である。このようにMTDと他の熱量計実験とは互いに相補うものなので、共に進める必要がある。

8. おわりに

二重ベータ崩壊実験は半減期が長いので大変難しいものとされてきたが、M. Moeによって $2\nu\beta\beta$ の半減期が測定されて以来次々と新しい測定器が提案されている。これはニュートリノのマヨラナ性や質量の問題を解く上で、 $0\nu\beta\beta$ 探索実験とその半減期の測定は避けて通れないと強く認識されているからである。そして $0\nu\beta\beta$ の半減期を 10^{25-26} 年のオーダーで確実に測定できる実験装置のR&Dがいくつかの実験グループによって長期間行われてきたが、ほとんどすべての計画はエネルギー測定に熱量計を用いるものであった。そのような状況下において、一様磁場中で特徴的な飛跡を描くベータ線を捕らえ、運動量測定からエネルギーを求めるDCBAは特異な存在であり説得力のある実験として注目されてきた。しかしながら長い飛跡を必要としたM. Moe *et al.* によるTPC実験の影響からか、飛跡検出器はエネルギー分解能が悪いという誤解が定着していたようである。その誤解を解くべく、これまで約10年にわたってR&Dを行い、DCBA-T2で手掛かりを得たのでDCBA-T3で駄目を押そうとしているところである。二重ベータ崩壊実験のR&DはDCBA-T3で終止符を打ち、本番実験装置MTDの建設にとりかかりたい。そして世界各地の地下実験室でMTDモジュールが運転されることを望んでいる。この記事を読まれた方々には、物理的意義の高い二重ベータ崩壊実験が身近で可能であることを知っていただき、出来ればDCBA-T3やMTDに参加していただくことを切にお願いしたい。

謝辞

この稿を執筆するにあたりデータを提供して頂き、また相談に乗ってくださったDCBAグループ(下記)の皆さんに感謝します。その他にも大勢の皆様にお世話になりましたが、特に²⁰⁷Biポイントソースを作ってくくださった佐々木慎一氏、DCBA-T2マグネットとチェンバー製作に尽力くださった小林芳治氏、坂本信博氏、高富俊和氏、岩井正明氏、マグネット設計に協力していただいた土屋清澄氏、チェンバーのワイヤー張りを指導してくださった高力孝氏、富士実験室での作業を常に助けてくださっている林浩平氏、若い力を注入して論文を仕上げ社会に巣立った10人の修士諸氏に、この場を借りて心よりお礼申し上げます。また、

鈴木厚人高エネルギー加速器研究機構長，高崎史彦素粒子原子核研究所長，山内正則物理第一研究系主幹には研究遂行にあたり支援をいただき感謝しております。本研究は文部科学省科学研究費補助金（基盤研究），財団法人山田科学振興財団からの助成金を受けて行われています。

DCBA メンバー

石原信弘，石川達也，伊藤倫太郎，稲垣隆雄，岩井剛，小濱太郎，加藤義昭，川井正徳，喜多村章一，坂本泰伸，住吉孝行，竹田繁，田中耕一，田村詔生，寺本吉輝，長坂康史，中野逸夫，春山富義，榎田康博，山田善一

参考文献

- [1] N. Ishihara, T. Ohama, Y. Yamada, Nucl. Instr. Meth., A **373** (1996) 325.
 - [2] 岸本忠史, 高エネルギーニュース, 24 巻 3 号 182 ページ, 2005 年
 - [3] W. Buchmuller, R. D. Peccei and T. Yanagida, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., **55** (2005) 311.
 - [4] H. Ejiri *et al.*, Nucl. Instr. Meth., A **302** (1991) 304.
 - [5] R. Arnold *et al.*, Nucl. Instr. Meth., A **536** (2005) 79.
 - [6] Y. Yamada *et al.*, Nucl. Instr. Meth., A **330** (1993) 64.
 - [7] Y. Kato *et al.*, Nucl. Instr. Meth., A **498** (2003) 430.
 - [8] A. Staudt *et al.* Europhys. Lett., **13** (1) (1990) 31.
 - [9] H. Ejiri, J. Phys. Soc. Japan, **74** (2005) 2101.
-