第 10 章　二重ベータ崩壊

原子核の二重ベータ崩壊は，ニュートリノの基本的性質を解明し，電弱相互作用の標準模型のわくを超えた新しい物理への道を開く重要な過程の１つとして注目されている．二重ベータ崩壊には２つの崩壊モードがあるが，ニュートリノの放出を伴わない 0ν 崩壊モードが特に興味深い．この過程は，ニュートリノが有限な質量をもち，反ニュートリノがニュートリノ自身に等しい粒子（Majorana 粒子）でなければ起こらない過程で，電弱相互作用の標準模型のもとでは禁止される．

原子核の二重ベータ崩壊は，ニュートリノが Majorana 粒子であるか，Dirac 粒子であるかを判定できる，現在のところ，現実的には唯一の過程であると言ってもよい．これは，原子核を極微の実験室として巧に利用して始めて可能になる．0ν 崩壊モードは，原子核中の１つの中性子が放出したニュートリノが，同じ原子核中の別の中性子に吸収されて起こる．原子核は我々が実験室で扱える中では最も密度が高いものであり，複数の中性子が高い密度で存在することによって，ニュートリノの放出と吸収が高い確率で起こり得る．

ニュートリノが質量をもつことは，太陽ニュートリノや大気ニュートリノ，また，ニュートリノ振動の実験データから間違いのない事実と考えられる．しかし，ニュートリノ振動から求められのは，異種ニュートリノの質量の２乗の差 Δm^2 である．一方，二重ベータ崩壊から得られる情報は，ニュートリノの混合振幅を含んだ有効質量 $\langle m_\nu \rangle$ である．ニュートリノ振動と二重ベータ崩壊は相補的な役割があり，ニュートリノの質量に関しては，宇宙論的制限も含めて，総合的に議論する必要がある．

二重ベータ崩壊の実験において，未だに 0ν 崩壊モードは検証されていないものの，ニュートリノの質量の上限として 0.5 eV/c^2 程度にまで迫っている．新しい世代の大規模な実験が提案されており，近い将来に，ニュートリノの有限な質量が測定される状況にきている．一方，二重ベータ崩壊が原子核を利用した過程であるため，ニュートリノの質量を崩壊率から求める際には，原子核の遷移行列要素が不可欠である．他の実験から核行列要素を導き出すことは難しく，信頼性の高い核行列要素を理論的に予言する必要がある．そのために，原子核構造模型の改良，さらに，新しい構造模型の開発が望まれている．

10.1　原子核の最も希な崩壊過程

10.1.1　安定同位体

質量数の最も小さい幾種類かの核種を除くと，原子核は質量の大きい恒星の進化の過程，特にその最終段階である超新星爆発の短時間のうちに生成されたと考えられる．太陽系が構成された以降の約５０億年の間に，不安定な原子核のほとんどは，より安定な原子核に変わってしまっている．原子核は陽子と中性子の適度な組み合わせで束縛系を成している．強い相互作用は，平均してみると，同種粒子間の力は僅かに斥力であり，陽子と中性子の間にはたらく力は引力である．また，陽子同士には Coulomb 斥力がはたらく．質量数の小さい領域では陽子数と中性子数がほぼ等しい原子核が安定であり，核子の数が増えていくに従い，中性子数が陽子数より多い原子核が安定になる．陽子数と中性子数のバランスが大きく崩れていると，過剰な粒子を放出してエネルギー的により安定な状態へと遷移する．陽子が中性子に比べて多すぎると直ちに陽子を放出し，中性子が多すぎると中性子を放出する．また，質量数がおよそ 200 以上の原子核のほとんどは，アルファ粒子（陽子２個と中性子２個からなる ^{4}He 原子核）を放出してしまう．これらは，強い相互作用による過程である．さらに，強い相互作用に対して安定であっても，弱い相互作用によって，より安定な原子核へとベータ崩壊する．

理科年表 [1] には自然界に存在する「安定同位体」として 287 の核種があげられている．そのうちの 207 種は，同じ質量数を持つ原子核の中で，最も質量が小さい原子核であり，強い相互作用はもちろん，弱い相互作用に対しても安定である．質量数が $A = 5$ と 8 を除いて，$A = 1$ から $A = 209$ までこのような安定同位体が存在する．残りの 80 種類の原子核は何らかの崩壊が可能であるが，その寿命が長いため今日でも自然界に存在している．次の表に半減期が 10^7 年以上の放射性核種をあげる．^{129}I を除く核種と ^{234}U は「安定同位体」に分類されている．

核種	半減期	崩壊形式	核種	半減期	崩壊形式
^{40}K	1.28×10^9 年	β^-,EC	^{152}Gd	1.1×10^{14} 年	α
^{87}Rb	4.8×10^{10} 年	β^-	^{176}Lu	3.6×10^{10} 年	β^-
^{113}Cd	9×10^{15} 年	β^-	^{174}Hf	2.0×10^{15} 年	α
^{115}In	4.4×10^{14} 年	β^-	^{187}Re	5×10^{10} 年	β^-
^{123}Te	1.3×10^{13} 年	EC	^{186}Os	2×10^{15} 年	α
^{129}I	1.57×10^7 年	β^-	^{190}Pt	6.0×10^{11} 年	α
^{138}La	1.3×10^{11} 年	EC,β^-	^{232}Th	1.41×10^{10} 年	α
^{144}Nd	2.4×10^{15} 年	α	^{235}U	7.038×10^8 年	α
^{147}Sm	1.06×10^{11} 年	α	^{238}U	4.468×10^9 年	α
^{148}Sm	7×10^{15} 年	α			

10.1.2　二重ベータ崩壊する原子核

二重ベータ崩壊は弱い相互作用の二次の過程であるので，その半減期は極めて長い．最も短い半減期でも 10^{19} 年程度であり，現在までに観測された，自然界で最も希な崩壊過程である.「安定同位体」のうち 66 種類の原子核は，二重ベータ崩壊によってごく僅かずつ最も安定な原子核へと崩壊していく．同じ質量数を持つ原子核の中では，同種粒子間の対相互作用が強い引力であるので，陽子数と中性数がともに偶数である偶々核が，奇々核よりも相対的に安定である．66 の核種はすべてこのような原子核である．例として 図 10.1 に質量数

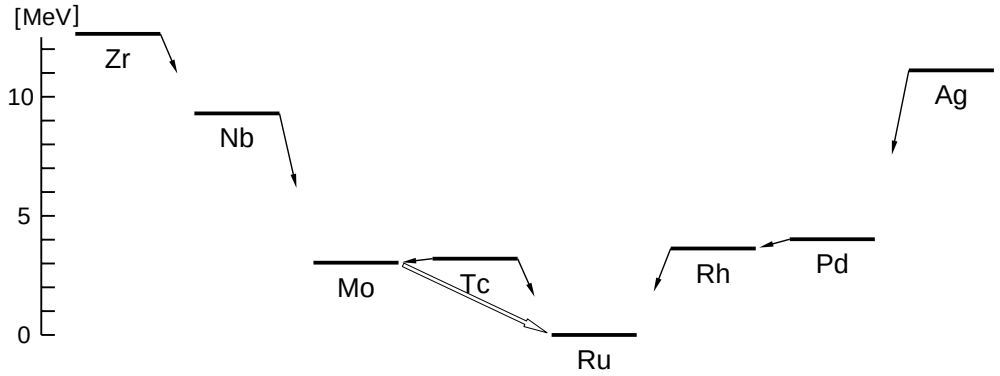

図 10.1: 質量数 $A = 100$ の原子核と崩壊モード

$A = 100$ の原子核の基底状態のエネルギー（質量）と崩壊モードを示す．^{100}Ru と ^{100}Mo を除いてベータ崩壊に対して不安定である．偶々核である ^{100}Mo は隣り合う二つの奇々核 ^{100}Nb, ^{100}Tc より質量が小さいのでベータ崩壊はできない．しかし，^{100}Ru より質量が大きいので，二重ベータ崩壊によって ^{100}Ru へと壊変していく．^{100}Ru は，上で述べたような，質量数が等しい原子核の中でもっと安定な核種である．

^{100}Mo のように二重ベータ崩壊する原子核の Q 値を 図 10.2 に示す．横軸には質量数を，縦軸には二重ベータ崩壊の Q-値をとる．二重ベータ崩壊の崩壊確率（下で述べる 2ν モード）は，およそ Q-値の 11 乗に比例するので，Q-値の大きい二重ベータ崩壊は実験による測定が有利である．崩壊寿命が測定されている１０種の原子核は，黒丸で表し区別している．最も Q-値が大きいのは ^{48}Ca である．

二重ベータ崩壊がどのくらい希な現象であるか，簡単な見積もりをしてみる．ある時刻に N_0 個の崩壊核があるとする．時間 t の間に崩壊する原子核の数は

$$N_{\rm decay}(t) \,=\, N_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t\,\ln 2}{T_{1/2}}\right)\right] \,\approx\, N_0\,\frac{t\,\ln 2}{T_{1/2}} \tag{10.1}$$

で与えられる．$T_{1/2}$ は半減期であり，また，ここで半減期が十分長い（$t \ll T_{1/2}$）として展開の第１項で近似した．$N_0 = 6.02 \times 10^{23}$（Avogadro 数），半減期を 10^{19} 年とすると，１時間に約５個の原子核の崩壊があることになる．この数は，1 kg の天然のモリブデンの

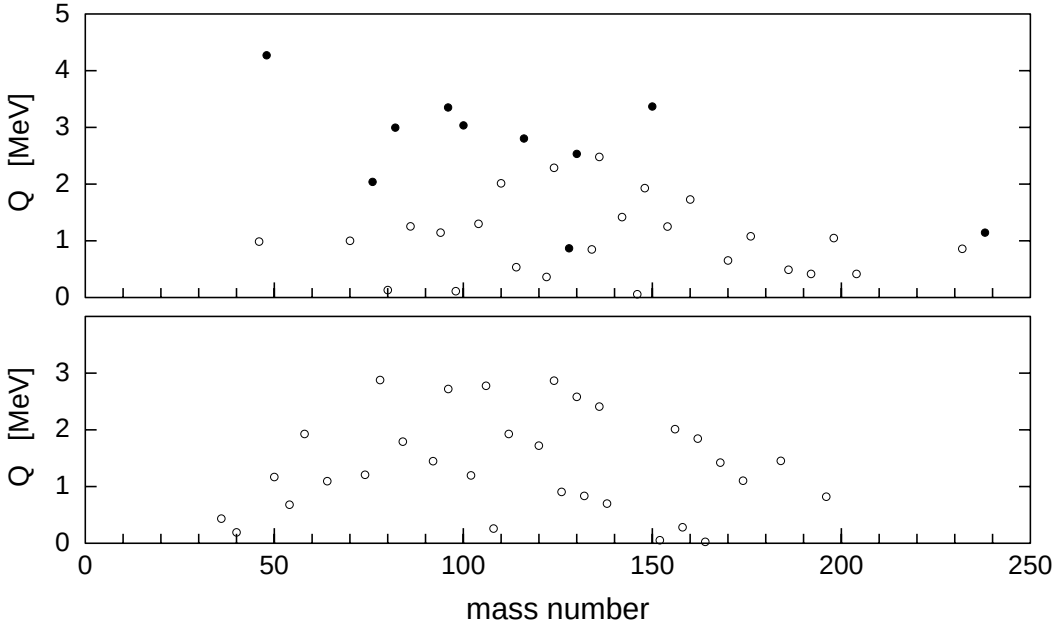

図 10.2: 二重ベータ崩壊核の Q 値．上：$\beta^-\beta^-$ 崩壊核，下：$\beta^+\beta^+$ 崩壊核．

中にある ^{100}Mo の二重ベータ崩壊とほとんど同じである．しかし，実験で測定する場合には，検出効率も考慮に入れなければならないので，実際にはもっと少ない崩壊しか観測できない．今日までに測定されている最も長寿命の ^{128}Te では，検出効率を除いても，1 kg 当たり 100 年にわずか 5 個程度の崩壊があるだけである．

前の表にあげた放射性同位体では，最も寿命の長いものでも，^{100}Mo の二重ベータ崩壊に比べると，3 ケタぐらい崩壊確率が大きい．また，原子炉の中でつくられるプルトニウムの半減期は約 2.4×10^4 年で，人間の肺に対する許容量は 2.5×10^{-8} g と言われる．この極微量のプルトニウムでも 1 秒間に約 60 個の原子核がアルファ粒子を放出している．なお，安定な原子核も，陽子が崩壊するならば安定ではなくなる．10^3 m^3 水の中には約 3.3×10^{32} 個の陽子がある．陽子崩壊の寿命を 10^{32} 年とすると，1 年間に 3-4 個の陽子崩壊が期待できる．

10.2　２つの二重ベータ崩壊モード

10.2.1　弱い相互作用の２次の過程

二重ベータ崩壊 [2-5] は弱い相互作用の２次の過程であり，原子核の電荷（原子番号）が２単位変化する．弱い相互作用により，原子核中の中性子は陽子に変わり，電子と反ニュートリノが放出される．二重ベータ崩壊は，これが原子核の中で２度起こる過程である（図 10.3）．このとき，２個のニュートリノが原子核の外に放出される二重ベータ崩壊を 2ν モードという．一方，１つの中性子から放出されたニュートリノが，別の中性子に吸収される二重ベータ崩壊も考えられる．これを 0ν モードという．この場合，原子核から外へ放出されるのは２個の電子だけで，ニュートリノは放出されない．このように，二重ベータ崩壊には２つの

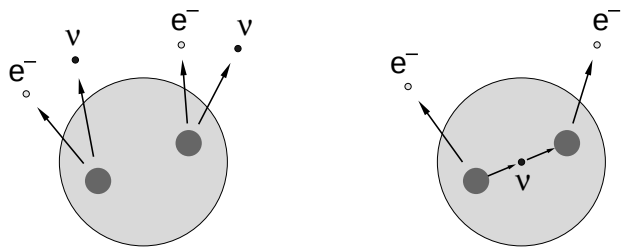

図 10.3: ２つの崩壊モードの模式図．左：2ν 崩壊，右：0ν 崩壊.

崩壊モードがある：

$$2\nu \text{ 崩壊モード} \qquad (Z, A) \rightarrow (Z+2, A) + 2\,e^- + 2\,\nu \tag{10.2}$$

$$0\nu \text{ 崩壊モード} \qquad (Z, A) \rightarrow (Z+2, A) + 2\,e^- \tag{10.3}$$

電弱相互作用の標準模型によると，原子核の電荷が変化するベータ崩壊は，常に弱い相互作用を媒介する荷電 W ボソンを経由して起こる．すなわち，中性子を構成する d クォークが u クォークになり（中性子は陽子になる），この荷電クォークカレントが W^- ボソンと結合する．W^- ボソンは荷電レプトンカレントと結合し，電子と反ニュートリノが放出される．従って，上に模式的に示した２つの崩壊モードは 図 10.4 のダイアグラムで表される．

２つの崩壊モードのあいだには，放出されるニュートリノの個数だけでなく，ニュートリノの基本的性質と深く関わった根本的な違いがある．2ν 崩壊は，１つの原子核の中で２つの中性子がベータ崩壊するのであり，通常のベータ崩壊と同様に，ニュートリノの性質に依らずに起こり得る．他方，0ν 崩壊モードは，標準模型の枠内では禁止されるレプトン数非保存の過程である．標準模型に従うと，第１に，中性子から放出されるのは反ニュートリノ（ $\bar{\nu}$，ニュートリノの反粒子）であるのに対して，中性子に吸収されるのはニュートリノ（ ν ）でなければならず，両者は別の粒子であるとされている．

$$\begin{aligned} n \rightarrow p + e^- + \ \ & \bar{\nu} \\ & \nu \ \ + n \rightarrow p + e^- \end{aligned} \tag{10.4}$$

第２に，荷電レプトンカレントは完全に左巻きであり，右巻き成分は存在しない．その結果，ベータ崩壊で放出される電子は左巻き，反ニュートリノは右巻き粒子になる．一方，２番目の中性子に吸収されるニュートリノは左巻き粒子でなければならない．つまり，中性子から放出された右巻きのニュートリノは常に右巻きであり，左巻きのニュートリノとして別の中性子に吸収されることはない．このように，二重ベータ崩壊の 0ν モードは，標準模型の枠内では二重の意味で厳しく禁止されている．

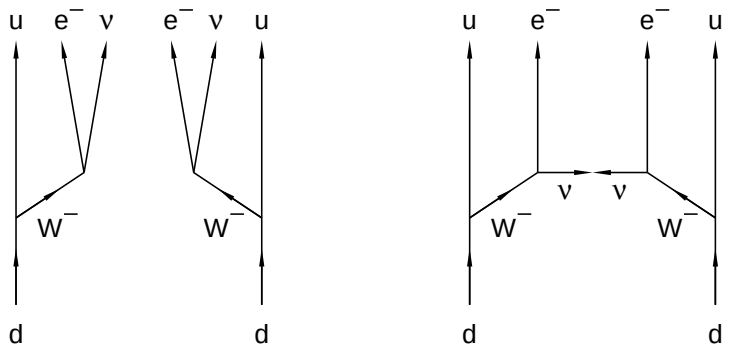

図 10.4: ２つの崩壊モード

10.2.2　0ν モード崩壊の条件

0ν モード崩壊が起こるためには，標準模型の枠を超えて２つの条件が必要になる．第１に，ニュートリノの反粒子がニュートリノと同じでなければならない．

$$\text{条件１：}\quad \overline{\nu} = \nu \tag{10.5}$$

ニュートリノ以外の素粒子では，このようなことは起こり得ない．たとえば，電子は負の電荷を持ち，その反粒子である陽電子は正の電荷を持つ．また，負と正の電荷に応じて，磁気モーメントも電子と陽電子では逆符号である．電子と陽電子は明瞭に区別することができる．このような粒子は，Dirac 方程式に従うことが知られており，Dirac 粒子と呼ばれる．一方，ニュートリノは電気的に中性な素粒子である．標準模型では，中性子のベータ崩壊で放出される方を反ニュートリノ，中性子に吸収される方をニュートリノとしているが，電荷も含めて，ニュートリノと反ニュートリノを区別する方法がない．反粒子が自分自身と同じ粒子を Majorana 粒子と呼ぶ．ニュートリノは，唯一，Majorana 粒子であるかも知れない素粒子である．もし Dirac 粒子であれば，0ν モードの二重ベータ崩壊は起こり得ない．

第２の条件は，ニュートリノがゼロでない有限な質量を持つことである．

$$\text{条件２：}\quad m_\nu \neq 0 \tag{10.6}$$

もし，質量がゼロでなければ，ニュートリノが運動する速さは常に光の速さより遅い．ニュートリノは，中性子から右巻き粒子として放出されるが，必ず左巻き成分を持つことになる

（図 10.5 左）．その左巻き成分が大きいほど，従ってニュートリノの質量が大きいほど，0ν モードの二重ベータ崩壊は起こり易くなる．標準模型ではニュートリノの質量がゼロであるとしているが，その必然性はない．実際，標準模型を拡張して，電弱相互作用に加えて強い相互作用も同時に統一しようと試みられている大統一理論では，ニュートリノも有限な質量を持つのがむしろ自然である．実験ではニュートリノの質量は，その上限が測定されているだけである．ベータ崩壊の際に電子と対になって放出されるニュートリノ（電子ニュートリノ）の質量の上限は 3 eV/c^2 程度である．ニュートリノを除いて最も軽い電子の質量が 5×10^5 eV/c^2 であるから，ニュートリノの質量は，他の素粒子の質量に比べて異常なほど小さい．0ν モードの二重ベータ崩壊が確認されたら，それは直ちに，ニュートリノが

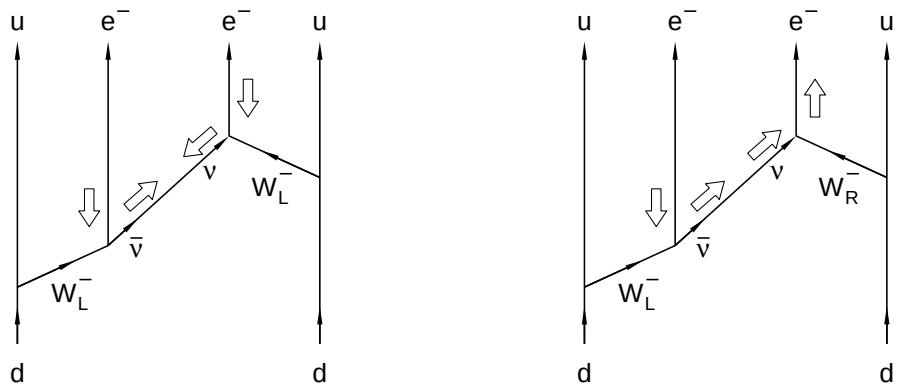

図 10.5: ニュートリノの質量と弱い相互作用の右巻き成分．白抜きの矢印はヘリシティの主要成分を表す．

Majorana 粒子であり，有限な質量を持つことを意味する．このように，原子核の二重ベータ崩壊は，ニュートリノという奇妙な粒子の基本的な性質を解明する上で極めて有効な手段である．特に，ニュートリノが Dirac 粒子であるか Majorana 粒子であるかを区別する，現在では唯一の現実的方法であると言っても良い．

電弱相互作用の標準模型では，荷電カレントは左巻き成分しか持たない．荷電弱相互作用を媒介するゲージボソン $W_L^{\pm}$ は左巻きカレントとしか結合しない．しかし，もし，右巻きカレントと結合するゲージボソン $W_R^{\pm}$ が存在し，荷電カレントが右巻き成分を持つならば，右巻き成分も二重ベータ崩壊の 0ν モードに寄与し得る．仮想的ゲージボソン $W_R^{\pm}$ は，ニュートリノと電子の右巻き成分が作る荷電カレントと結合するので，0ν 崩壊モードにおけるニュートリノのヘリシティ（主要成分）が一致する（図 10.5 右）．

10.2.3　Majorana ニュートリノ

反粒子がその粒子自身と等しいという概念は Majorana によって導入された [6]．それ故，そのような粒子を Majorana 粒子と呼ぶ．Majorana ニュートリノと Dirac ニュートリ

ノの違いは次の議論から明らかになるだろう [7]（図 10.6）．今，有限な質量を持った左

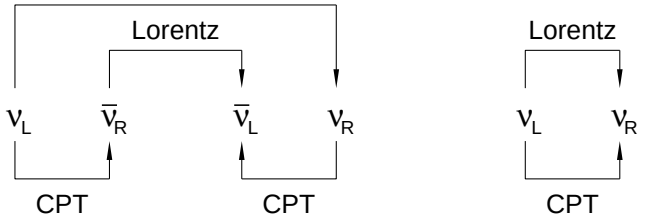

図 10.6: Dirac ニュートリノと Majorana ニュートリノ

巻き（ヘリシティが負）のニュートリノ ν_L があるとする．CPT 不変性から，ν_L の存在は，その CPT 鏡像である右巻き（ヘリシティが正）の反ニュートリノ $\overline{\nu}_R$ の存在を意味する．有限な質量を持った ν_L は光速より遅く運動するので，それより速く動く座標系から見ると，このニュートリノは逆向きに運動している．しかし，ニュートリノのスピンの向きは変わらない．すなわち，ニュートリノより速く動く座標系への Lorentz 変換は，左巻きの ν_L を右巻きの ν_R に変える．ところで，この ν_R は ν_L の CPT 鏡像である $\overline{\nu}_R$ と同じだろうか．もし，違うのであれば，ν_R の CPT 鏡像である $\overline{\nu}_L$ が存在する．従って，合わせて４つの状態があることになる．このようなニュートリノを Dirac ニュートリノという．ニュートリノは反ニュートリノと明確に区別され，磁気双極子モーメントを持つかも知れないし，また，もし，CP 不変性が破れていれば電気双極子モーメントも持ち得る．他方，Lorentz 変換によって得られた ν_R が，ν_L の CPT 鏡像である $\overline{\nu}_R$ と同じであるならば，2 つの状態しかないことになる．このようなニュートリノを Majorana ニュートリノという．Majorana ニュートリノは有限な磁気双極子モーメントや電気双極子モーメントを持つことはできない．実際，スピン $\boldsymbol{s}$ を持つニュートリノを静電磁場の中に置いたとき，ニュートリノは電磁相互作用によるエネルギー $-\mu\langle\boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{B}\rangle - d\langle\boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{E}\rangle$ を持つはずである．ここで，μ と d は磁気双極子モーメントと電気双極子モーメントを表す．CPT 変換によって，電場 $\boldsymbol{E}$ と磁場 $\boldsymbol{B}$ は変わらないが，Majorana ニュートリノのスピンの向きは逆になる．すなわち，相互作用エネルギーは符号を変える．従って，CPT 不変性が成り立つなら，Majorana ニュートリノの双極子モーメントは 0 でなければならない．なお，上の議論からも明らかなように，Dirac ニュートリノと Majorana ニュートリノの区別には，ニュートリノが有限な質量を持つことが本質的である．

ニュートリノの質量は，ニュートリノを表す Lagrangian 密度の質量項によって決まる．質量項は Lorentz 不変であり Hermite でなければならない．この要請から，質量項に許される組み合わせは，$\overline{\psi}\psi, \overline{\psi}^c\psi^c$ と $\overline{\psi}\psi^c, \overline{\psi}^c\psi$ である．ここで ψ^c は ψ の荷電共役を表す．Dirac 場の質量項は次のように表される．

$$\mathcal{L}_D = -\frac{1}{4}\left(\overline{\psi}m^D\psi + \overline{\psi}^c m^D\psi^c\right) \tag{10.7}$$

ここに現れた2つの組み合わせは大域的なゲージ変換

$$\psi \to \mathrm{e}^{i\alpha}\psi, \quad \psi^c \to \mathrm{e}^{-i\alpha}\psi^c \tag{10.8}$$

に対して不変である．従って，Dirac 質量項には保存量が伴っており,「レプトン数」と呼ばれる．他の2つの組み合わせ $\overline{\psi}\psi^c$, $\overline{\psi}^c\psi$ は上の変換に対して不変ではなく，レプトン数を保存しない．

一般的な質量項は，4つの場 ψ_L, $(\psi_R)^c$, ψ_R, $(\psi_L)^c$ によって次のように書ける.（ψ_L と $(\psi_R)^c$，ψ_R と $(\psi_L)^c$ は Lorentz 変換に対して同じように変換される.）

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_M &= -\frac{1}{4}\overline{(\psi_L)^c}m_L^M\psi_L - \frac{1}{4}\overline{\psi_R}m_R^M(\psi_R)^c - \frac{1}{2}\overline{\psi_R}m^D\psi_L + \text{h.c.} \\ &= -\frac{1}{4}\begin{pmatrix} \overline{(\psi_L)^c} & \overline{\psi_R} \end{pmatrix} M \begin{pmatrix} \psi_L \\ (\psi_R)^c \end{pmatrix} + \text{h.c.}\end{aligned} \tag{10.9}$$

$$M = \begin{pmatrix} m_L^M & m^D \\ m^D & m_R^M \end{pmatrix} \tag{10.10}$$

Dirac 質量 m^D が独立な左巻きと右巻きの場を結合させるのに対して，Majorana 質量 m^M は荷電共役な場と結合させる．電子などの Dirac 粒子は，電荷の保存から，Majorana 質量を持つことができない．

質量の固有状態は質量行列 M を対角化して求められる．ここでは簡単のため，CP 対称性が成り立っているとする．このとき，質量行列は実対称であり，直交行列 R によって対角化される．

$$R\,M\,R^{-1} = \begin{pmatrix} s_1 m_1 & 0 \\ 0 & s_2 m_2 \end{pmatrix}, \quad R\begin{pmatrix} \psi_L \\ (\psi_R)^c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N'_{1L} \\ N'_{2L} \end{pmatrix} \tag{10.11}$$

ここで，質量固有値 m_j は正数であり，s_j は符号を表し $+1, -1$ をとる．この符号は，新たな位相因子を導入して，行列 R と場に吸収させることができる．

$$\begin{pmatrix} N_{1L} \\ N_{2L} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} N'_{1L} \\ N'_{2L} \end{pmatrix} \tag{10.12}$$

$$U_\nu = R^{-1}\begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U \\ V^* \end{pmatrix} \tag{10.13}$$

$$\begin{pmatrix} \psi_L \\ (\psi_R)^c \end{pmatrix} = U_\nu \begin{pmatrix} N_{1L} \\ N_{2L} \end{pmatrix} \tag{10.14}$$

ここで，

$$N_j = N_{jL} + (N_{jL})^c \tag{10.15}$$

と定義すると，Lagrangian 密度の質量項は次のように表される．

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2}\sum_j m_j \overline{N}_j N_j \tag{10.16}$$

このように定義された質量固有状態 N_j は，質量 m_j を持つ Majorana 粒子である．複数個のニュートリノがある場合（たとえば，３世代のニュートリノ）にも，上の議論は容易に拡張できる．

10.2.4　0ν 崩壊モードの遷移機構

0ν モード二重ベータ崩壊は，ニュートリノが質量を持った Majorana 粒子であるときに起こり，また，そのとき，弱い相互作用に右巻き成分が存在すれば同時に寄与し得る．そこで，次のカレント-カレント型の有効 Hamiltonian 密度を仮定する．

$$H_W = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left(j_L^\mu J_{L\mu}^\dagger + \lambda j_L^\mu J_{R\mu}^\dagger + \eta j_R^\mu J_{L\mu}^\dagger + \kappa j_R^\mu J_{R\mu}^\dagger\right) \tag{10.17}$$

３つのパラメータ λ, η, κ は相互作用の強さ（左巻き成分 $j_L^\mu J_{L\mu}^\dagger$ の強さを１としたときの相対的強さ）である．しかし，κ は常に $1 \pm \kappa$ の形で現れ，しかも，$|\kappa| \ll 1$ と思われるので，実質的には右巻きカレントの強さとして２つのパラメータが導入された．レプトンカレントの左巻き成分と右巻き成分は

$$j_L^\mu = \overline{e}\gamma^\mu(1-\gamma_5)\nu_{eL}, \quad j_R^\mu = \overline{e}\gamma^\mu(1+\gamma_5)\nu'_{eR} \tag{10.18}$$

と表され，電子ニュートリノは質量固有状態の Majorana ニュートリノの線形結合で定義される．

$$\nu_{eL} = \sum_j U_{ej} N_{jL}, \quad \nu'_{eR} = \sum_j V_{ej} N_{jR} \tag{10.19}$$

一方，ハドロンカレントは，非相対論的インパルス近似のもとで，核子のカレントで表される．

$$J_{L/R}^{0\dagger}(\boldsymbol{x}) = \sum_n t_{-n}(g_V \mp g_A C_n)\,\delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{r}_n) \tag{10.20}$$

$$J_{L/R}^{k\dagger}(\boldsymbol{x}) = \sum_n t_{-n}(\pm g_V \sigma_n^k - g_A D_n^k)\,\delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{r}_n) \tag{10.21}$$

それぞれ，第１項は，ベクトルカレントと軸性ベクトルカレントの主要項であり，第２項は，非相対論的展開の１次の項で，次のように表される．

$$C_n = \frac{1}{2M}\left[(\boldsymbol{P}_n + \boldsymbol{P}'_n)\cdot\boldsymbol{\sigma}_n - \frac{g_P}{g_V}(E_n - E'_n)(\boldsymbol{P}_n - \boldsymbol{P}'_n)\cdot\boldsymbol{\sigma}_n\right] \tag{10.22}$$

$$\boldsymbol{D}_{\mathsf{n}} = \frac{1}{2M}\left[(\boldsymbol{P}_n + \boldsymbol{P}'_n) - (1 - 2M\frac{g_W}{g_V})\,i\boldsymbol{\sigma}_n \times (\boldsymbol{P}_n - \boldsymbol{P}'_n)\right] \tag{10.23}$$

$(E_n, \boldsymbol{P}_n), (E'_n, \boldsymbol{P}'_n)$ は n 番目の核子の，始状態と終状態でのエネルギーと運動量である．また，g_V, g_A は核子のベクトルカレントと軸性ベクトルカレントの主要項の結合定数，g_W は弱磁気項の結合定数，g_P は誘導擬スカラー項の結合定数である．

二重ベータ崩壊の遷移振幅は，弱い相互作用の２次の摂動として記述される．0ν モードの遷移振幅の導出は，かなり複雑であるので省き，重要な点だけにとどめる．遷移演算子のレプトン部分は，２つの核子の間で交換される virtual なニュートリノの propagator と運動量積分を考慮して，次のように書かれる．

$$T_{lep} \sim \frac{d\boldsymbol{q}}{\omega} \exp\Big(-\boldsymbol{q}\cdot(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{y})\Big)\overline{e}(\boldsymbol{x})\gamma^\rho \frac{1\pm\gamma_5}{2}(q^\mu\gamma_\mu + m_\nu)\frac{1\pm\gamma_5}{2}\gamma_\rho e^c(\boldsymbol{y}) \tag{10.24}$$

m_ν は Majorana ニュートリノ N_j の質量を表し，$\omega = \sqrt{\boldsymbol{q}^2 + {m_\nu}^2}$ はニュートリノのエネルギーである．ニュートリノの運動量積分は，２つの核子間の距離に依存するポテンシャルとなり，核子の波動関数に作用する．その際，分母にはニュートリノのエネルギーだけでなく，摂動のエネルギー分母も掛け合わされる．

式 (10.24) で，γ_μ と γ_5 の交換関係から，

$$\frac{1-\gamma_5}{2}(q^\mu\gamma_\mu + m_\nu)\frac{1-\gamma_5}{2} = m_\nu\frac{1-\gamma_5}{2} \tag{10.25}$$

$$\frac{1-\gamma_5}{2}(q^\mu\gamma_\mu + m_\nu)\frac{1+\gamma_5}{2} = q^\mu\gamma_\mu\frac{1+\gamma_5}{2} \tag{10.26}$$

が導かれる．すなわち，純粋な左巻きカレントの場合には，ニュートリノの質量だけが生き残り，右巻きカレントと左巻きカレントの干渉項でニュートリノの４次元運動量が寄与する．

核子カレントに関しては，ベクトルカレントと軸性ベクトルカレントの主要項から，それぞれ，演算子１と $\boldsymbol{\sigma}_n\cdot\boldsymbol{\sigma}_m$ が現れる．この事情は，ニュートリノの質量，エネルギー，及び（３次元）運動量が寄与する場合すべてについて同じである．ただし，ニュートリノの運動量積分から生じるポテンシャルはそれぞれの場合で異なる（核行列要素の個数 $2\times 3 = 6$）．また，ニュートリノの運動量はベクトルであり負のパリティを持つ．従って，0^+ 基底状態から 0^+ 基底状態への二重ベータ崩壊を考えたとき，この負のパリティを，負のパリティを持つ別の量で打ち消さなければならない．１つは，電子を P 波で放出することである．二重ベータ崩壊では２つの電子が放出されるが，一方を P 波で他方を S 波で放出場合が，最も大きな寄与を生み出す（ P 波が１単位多い運動量を持ち出すので，核子カレントから新たに２つの核行列要素が寄与する）．ニュートリノの質量とエネルギーは正のパリティを持つので，これらの項が関与する場合には，２つの電子は共に S 波で放出される．高次の部分波で放出される確率は一般に無視できるほど小さい．負のパリティを打ち消すもう１つの可能性は，核子カレントの非相対論近似の１次の補正項（核子の反跳項）を採用することである（１つの核行列要素）．以上の考察から，0ν モードの二重ベータ崩壊（$0^+ \to 0^+$）には，９個の核行列要素が大きな寄与を与えると考えられる．

10.3　二重ベータ崩壊寿命の測定

10.3.1　地球化学的方法

二重ベータ崩壊測定の試みは 1940 年代までさかのぼる．理論的研究はそれに先立って 1930 年代から始まっており，とくに，0ν モード崩壊の寿命が 10^{15} 年程度であろうと見積もられていた．この寿命は最も長いベータ崩壊寿命と同じくらいであり，実験的観測の可能性が十分にあるように考えられた．しかし，弱い相互作用の研究の進展により，0ν モード崩壊が厳しく禁止された過程であることが判明し，二重ベータ崩壊の実験的検証は細々と続けられるだけになった．近年になって，電弱相互作用の標準模型を超えて，ニュートリノの基本的性質を調べる興味が高まってきた．二重ベータ崩壊はその目的に適した過程であり，再び多くの研究者の注目を集めるようになり，実験的検証も数多く試みられるようになった．

2ν モード崩壊の半減期は，現在までに１０核種に対して測定されている．それらを下の表に示す．一方，0ν モードの崩壊は未だに確認されていない．半減期の下限値が測定されているだけである．二重ベータ崩壊の半減期は 10^{19} 年以上と長く，崩壊する個数が少ないため，その測定は容易ではない．二重ベータ崩壊で放出される１対の電子を捕まえれば良いのだが，長寿命のウランやトリウムなどの崩壊で生じる放射性元素や，宇宙線に起源を持つ放射線が雑音（バックグラウンド）となり，極めて数少ない二重ベータ崩壊の測定を困難にしている．40 年ものあいだ直接測定に成功しなかったといっても驚くに当たらない．

2ν モード二重ベータ崩壊の半減期

核種	半減期（年）	測定方法
^{48}Ca	$(4.2 \pm 1.2) \times 10^{19}$	直接測定
^{76}Ge	$(1.77^{+0.13}_{-0.11}) \times 10^{21}$	直接測定
^{82}Se	$(1.3 \pm 0.05) \times 10^{20}$	地球化学的測定
^{82}Se	$(1.08^{+0.26}_{-0.06}) \times 10^{20}$	直接測定
^{96}Zr	$(3.9 \pm 0.9) \times 10^{19}$	地球化学的測定
^{100}Mo	$(1.15^{+0.30}_{-0.20}) \times 10^{19}$	直接測定
^{116}Cd	$(2.6^{+0.9}_{-0.5}) \times 10^{19}$	直接測定
^{128}Te	$(7.7 \pm 0.4) \times 10^{24}$	地球化学的測定
^{130}Te	$(2.7 \pm 0.1) \times 10^{21}$	地球化学的測定
^{150}Nd	$(1.7^{+1.0}_{-0.9} \pm 0.35) \times 10^{19}$	直接測定
^{238}U	$(2.0 \pm 0.6) \times 10^{21}$	放射化学的測定

二重ベータ崩壊の確証は，地球化学的方法（ Geochemical Method ）によって最初に得られた．この方法は，二重ベータ崩壊を起こす元素を豊富に含む古い（たとえば十億年ぐらい）鉱石を化学的に処理し，その中に含まれる，二重ベータ崩壊によってできた微量元素の量を，質量分析によって精密に測定する．すなわち，個々の原子核の崩壊を検出するのではなく，崩壊の結果にできる同位体が長年の間に蓄積する利点を生かすのである．地球化学的

方法は，二重ベータ崩壊したあとにできる元素が稀ガスであるときに適している．稀ガスは，鉱石が結晶化するときに鉱石の中に取り込まれにくく，また，質量分析機で測定するときに検出効率が高い．

Kirsten らは ^{82}Se, ^{128,130}Te の半減期の測定に成功した [8].

$$^{82}\mathrm{Se} \rightarrow {}^{82}\mathrm{Kr} + 2\,e^- \,(+2\,\nu_e) \tag{10.27}$$

$$^{128}\mathrm{Te} \rightarrow {}^{128}\mathrm{Xe} + 2\,e^- \,(+2\,\nu_e) \tag{10.28}$$

$$^{130}\mathrm{Te} \rightarrow {}^{130}\mathrm{Xe} + 2\,e^- \,(+2\,\nu_e) \tag{10.29}$$

天然のテルルの鉱石 4.5 g を真空槽の中で融点以上まで温める．鉱石の中から出てきたキセノンは，^{128}Xe, ^{130}Xe がテルル 1 g あたり，それぞれ，$(0.20 \pm 0.22) \times 10^{-14}$ cm^3, $(2.11 \pm 0.08) \times 10^{-11}$ cm^3 であった．これを原子の個数に換算すると，1.2×10^6 個と 1.27×10^{10} 個になる．鉱石の年令 $(1.31 \pm 0.14) \times 10^9$ 年に基づいて，半減期は，

$$T_{1/2}(^{128}\mathrm{Te}) > 8 \times 10^{24} \ \ \mathrm{y}, \qquad T_{1/2}(^{130}\mathrm{Te}) = (2.6 \pm 0.3) \times 10^{21} \ \ \mathrm{y} \tag{10.30}$$

と求められた．このような微量分析では，数々の補正や考え得る誤差の源について注意深く検証していかなければならない．試料の分析から得られたキセノンの存在比は常に自然界での存在比と比較され，種類ものキセノン同位体の中で，^{130}Xe だけは，空気中の存在比の 27 倍も多い量が検出された．^{128}Xe に関しては，空気中の存在比からの有意な超過は見られなかった．

^{128}Te のように半減期が特に長い場合，地球化学的方法以外では測定は不可能であろう．しかし，その反面，崩壊に伴う電子を捕らえるのでないので，2ν モードと 0ν モードとを区別することはできない．

10.3.2　直接測定

２つの崩壊モードは，二重ベータ崩壊で放出される１対の電子のエネルギーを測定すれば実験的に区別できる．二重ベータ崩壊で解放されるエネルギーは，放出される粒子が原子核の外へ持ち出す．0ν モードでは，放出されるのは２個の電子だけであるから，それぞれは異なるエネルギーを持つとしても，エネルギーの和は常に一定になる．一方，2ν モードでは，２個の電子と２個のニュートリノがエネルギーを分けて持つことになる．ニュートリノを測定することは極めて困難であり，実際には電子だけが測定できる．従って，２個の電子のエネルギーの和は一定にならず，連続スペクトルになる．両者の違いは図 5.4.1 に示すように明瞭である．さらに，単位時間当たりに何対の電子が放出されるか数えれば，それぞれの崩壊モードの寿命を決定することができる．

地球化学的方法で半減期が測定されていない原子核（^{100}Mo）に対して，直接測定法を最初に成功させたのは，ELEGANTS V（高感度素粒子核分光器）を開発して利用した大阪大学のグループであった [9]．装置の中央に，散乱やエネルギー損失を少なくするように薄膜

状にした試料（モリブデン）を置き，それを挟むようにドリフトチェンバ，プラスチックシンチレータ，ヨウ化ナトリウムシンチレータを巧みに配してある．これらの検出器により，電子のエネルギーだけでなく，電子が放出された時間，位置，運動方向などが測定でき，また，雑音を可能な限り除去することができる．濃縮した ^{100}Mo 試料での測定と天然 Mo 試料での測定との差から，^{100}Mo の 2ν モード二重ベータ崩壊の有限な半減期が求められた．

California 大学のグループは，電子の軌跡を観測する測定装置を用い，^{100}Mo に対し大阪大学グループの結果を支持するデータを示した．また，^{82}Se に対する半減期を直接測定により求めたが，その結果は，崩壊モードを区別できない地球化学的方法による半減期と誤差の範囲で一致した．

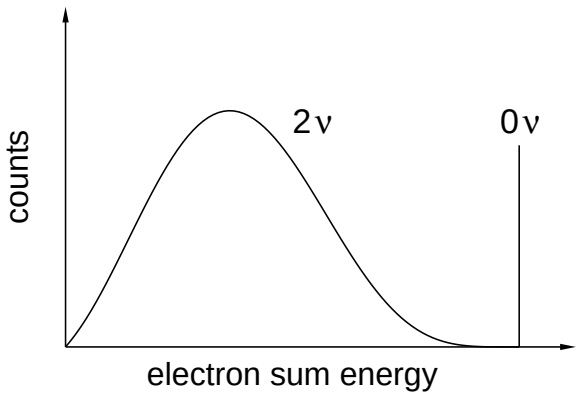

図 10.7: 二重ベータ崩壊によって放出される 2 つの電子のエネルギーの和

Heidelberg-Moscow 共同グループは，濃縮したゲルマニウム（^{76}Ge）の大きな結晶を用いて実験を行っている．Ge は二重ベータ崩壊のソースであると同時に感度の良い検出器になる．また，多量の Ge を用いる優位性があり，比較的短期間の測定で高い水準の結果を出すことができる．実際，2ν モード崩壊測定において，他の実験グループがおおざっぱに 10^3 くらいのイベントを検出しているのに対して，Heidelberg-Moscow グループは，^{76}Ge の Q-値が小さいにもかかわらず，10^4 以上の崩壊イベントを観測している．二重ベータ崩壊のソースが検出器としても使える優位性の反面，この方法では，電子が放出される方向などの情報を得ることができない．また，検出器としても使える核種は限られている．

2ν モード崩壊から放出される電子はエネルギーの低い部分でピークを持ち，雑音の多くもエネルギーの小さい領域で連続したエネルギースペクトルとして現れる．従って，2ν 崩壊モードの測定によって，0ν 崩壊モードの測定のために，検出器の感度試験や雑音を識別して除去する助けとなる．しかし，現在までのところ，0ν モードの二重ベータ崩壊が起こったという確証は得られていない．放出される 1 対の電子のエネルギーの和は一定値になるはずであるが，期待されるエネルギー領域のイベント数は少なく，予想される雑音より明らかに多いとは言えない．このような測定データから，0ν モード崩壊の半減期の下限値が求められている．

10.4　核行列要素

10.4.1　2ν 崩壊モード

二重ベータ崩壊の 2ν モードは，中間状態が virtual である点を除けば，通常のベータ崩壊が引き続いて 2 度起こるのと同じである（図 10.8）．従って，2ν 崩壊モードの遷移振幅は，始状態（0^+）から中間状態（1^+）への Gamow-Teller 遷移振幅と，中間状態から終状態（0^+）への Gamow-Teller 遷移振幅の積を，中間状態に関して和を取ることによって求められる．核行列要素は，通常，次の式で定義される．

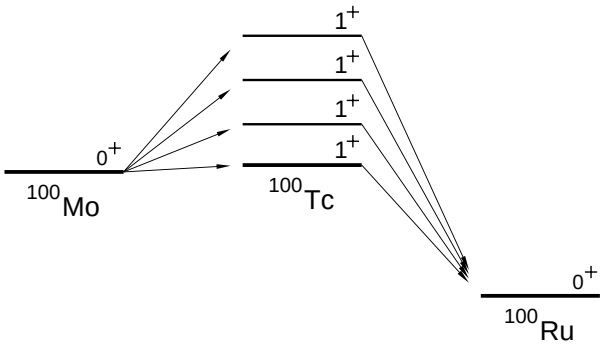

図 10.8: 2ν モードにおける原子核の遷移（摸式図）

$$M_{GT}^{2\nu} = \sum_m \frac{\langle\, 0_f^+ \,\|\, \boldsymbol{Y}_- \,\|\, 1_m^+ \,\rangle \langle\, 1_m^+ \,\|\, \boldsymbol{Y}_- \,\|\, 0_i^+ \,\rangle}{E_m - (M_i + M_f)/2} \tag{10.31}$$

ここで，M_i , M_f は始状態と終状態の質量である．本来は，摂動のエネルギー分母に，中間状態にある電子とニュートリノのエネルギーがあるが，両者の和を Q-値の半分で近似している．2ν 崩壊では，２対の電子とニュートリノが放出されるので，この近似は極めて良い近似になっている．この置き換えによって，原子核部分の行列要素とレプトンの位相積分が分離され，核構造部分の議論が明確になる．なお，ここで定義した核行列要素は，エネルギーの逆数の次元を持っている．電子の静止質量をかけて無次元の量として定義している場合もある．

図 10.9 に，典型的な二重ベータ崩壊核である ^{76}Ge の核行列要素の計算例を示す．^{76}Ge の 2ν 崩壊寿命は測定されており，寿命から求めた核行列要素の値を水平な線で示してある．核構造模型には，quasi-boson 近似を仮定した準粒子 RPA 模型 [10,5] と，その改良版の renormalized QRPA [11-14]，及び extended QRPA [15] を用いている．Quasi-boson 近似は基底状態相関の大きさが無視できるほど小さいときには良い近似である．しかし，スピン・アイソスピンモード（$J^\pi = 1^+$）では，強い引力を示す粒子-粒子相互作用が基底状態相関を増大させるので，この近似が妥当ではなくなる．改良した QRPA 模型は，基底状態相関を RPA 方程式に反映させ，quasi-boson 近似の最大の欠点を取り除いている．2ν モー

ドの二重ベータ崩壊核行列要素は基底状態のスピン・アイソスピン相関に極めて敏感であるので，基底状態相関を支配する陽子-中性子相互作用（粒子-粒子相互作用）の強さを，パラメータ g_{pp} を導入して人為的に変化させている．すなわち，RPA 方程式に現れる粒子-粒子相互作用のすべての行列要素 $V^{pp}_{pn,p'n'}$ に，共通の因子 g_{pp} を一様にかける．改良した核構造

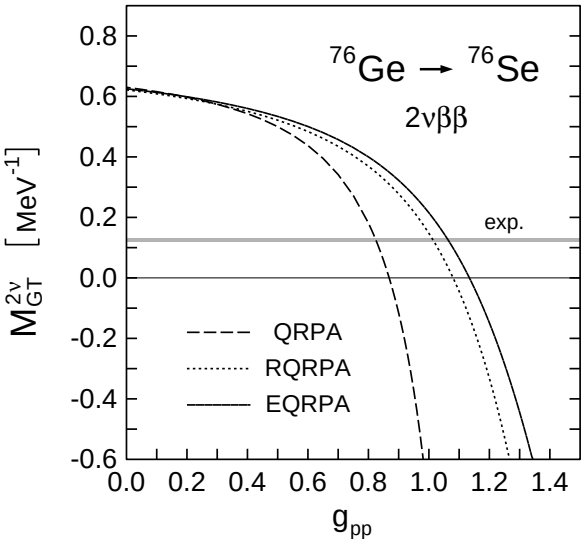

図 10.9: 2ν 崩壊の核行列要素（QRPA 計算）

模型は，$g_{pp} = 1$ の近傍で実験値を再現するが，理論値は粒子-粒子相互作用の強さに応じて大きく変化する．原子核の電荷が 2 単位増加する二重ベータ崩壊は β^- 型の Gamow-Teller 遷移であるが，中間状態から終状態への遷移は，終状態から中間状態への β^+ 遷移と等価であり，この Gamow-Teller 遷移が基底状態相関（特に終状態の）に強く依存している．基底状態相関効果に加えて，Gamow-Teller 巨大共鳴あたりの比較的励起エネルギーが大きい 1^+ 中間状態を経由する成分と，基底状態に近い 1^+ 状態を経由する成分が逆符合で寄与し，2ν モード崩壊をさらに強く抑制している．

粒子-粒子相互作用は，中性子過剰核の β^+ に大きな効果を及ぼす．従って，その強さ（g_{pp}）は，β^+ 強度の実験データを利用して決めることができるが，数 % の不確定さは残ってしまう．しかし，図 10.9 を見てもわかるように，相互作用を 数 % 強くするだけで，核行列要素の値は大きく変化する．崩壊寿命は核行列要素の 2 乗に反比例するので，この変化は，崩壊寿命を 1 ケタ以上長くする．このように，現在のところ，核構造計算は 2ν モードの核行列要素に対して，ほとんど予言能力を持っていない．

中性子過剰核の β^- 遷移強度は，そのほとんどが，高いエネルギー領域にある巨大共鳴に集中する．β^- Gamow-Teller 遷移が 2 度起こる二重ベータ遷移では，強度がさらに集中する．その様子を模式的に図 10.10 に示す．実験によっては未だ確かめられていないが，二重 Gamow-Teller 巨大共鳴は，$E_{\rm x} \sim 20$ MeV にあると予想される．二重 Gamow-Teller 遷

移強度に対しても，模型にほとんど依存しない和則があるが [16]，0^+ 基底状態への遷移強度は，全体の高々 10^{-3} 程度であり，原子核の質量数が大きくなるに従って割合は 10^{-7} 以下にまで減少する．

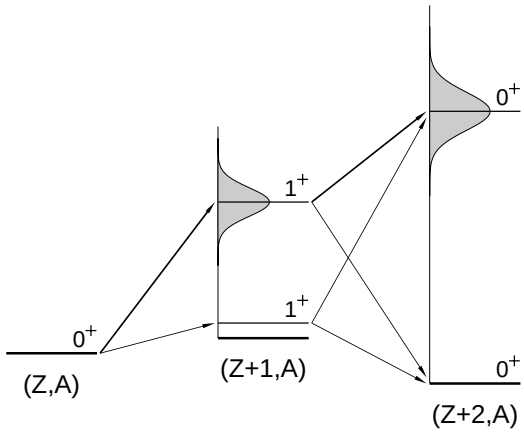

図 10.10: 二重 Gamow-Teller 励起

10.4.2　0ν 崩壊モード

0ν 崩壊には９個の核行列要素があるが，最も興味があるのは，ニュートリノの有限な質量から生じる２つの核行列要素 $M^{0\nu}_{\rm GT} - M^{0\nu}_{\rm F}$ である．ニュートリノの質量（の上限値）は，実験で測定される寿命（の下限値）から，この核行列要素を用いて求められる．2ν 崩壊の核行列要素と同じ核構造模型で計算した 0ν 崩壊の核行列要素を図 10.11 に示す．核行列要素の値は g_{pp} の増加に伴い減少するが，拡張した QRPA 模型による計算では，最も確からしい $g_{pp} = 1$ の近傍で急激な変化はない．粒子-粒子相互作用の強さを 10% 増減させても，核行列要素の変化は 20% 以内である．0ν 崩壊モードの核行列要素は，基底状態の波動関数の細部にはあまり依存せず，核構造計算は比較的高い予言能力を持っている．さらに，2ν 崩壊の寿命が実験で測定されているときには，そのデータを用いて粒子-粒子相互作用の強さを決めることができ，0ν 崩壊の核行列要素をより高い精度で予言することができる．

原子核の遷移の視点から 0ν 崩壊を見たとき，2ν 崩壊との最も大きな違いは，virtual なニュートリノの運動量積分から生じるポテンシャルが原子核の波動関数に作用する点である．軸性ベクトルカレント（核子カレント）の主要項からはスピン演算子 $\boldsymbol{\sigma}_{\rm n} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\rm m}$ だけが現れるが，ポテンシャルが作用するために，中間状態には（0^+ を除いて）すべての J^π が許される．図 10.12 は 図 10.11 に示した核行列要素の成分を表している．パラメータ g_{pp} としては 2ν 崩壊寿命の実験値を再現する値を採用している．横軸は中間状態のスピン・パリティを表している．どの成分も同じ符号であり，異なる J^π 成分の間で打ち消し合いが起こっていない．比較的角運動量の小さい中間状態が大きな寄与を持つが，いろいろなスピン・パリ

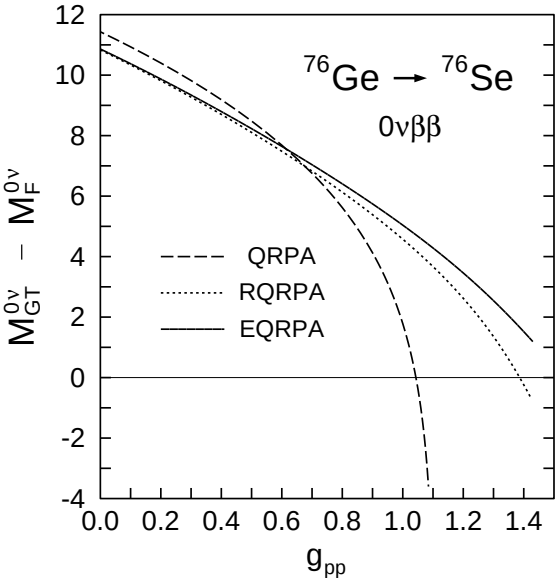

図 10.11: 0ν 崩壊のニュートリノの質量に起因する核行列要素（QRPA 計算）

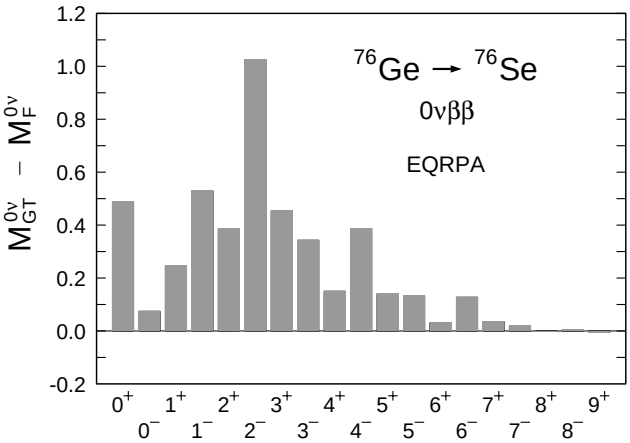

図 10.12: 核行列要素の中間状態分解（EQRPA 計算）

ティに分散しており，核行列要素の 20% 以上を占める J^π はない．

2ν 崩壊では，中間状態として $J^\pi = 1^+$ だけが許されるが，0ν 崩壊の核行列要素では全体の 数 % 程度に過ぎない．しかし，$J^\pi = 1^+$ 成分が重要ではないとは，簡単には言えない．図 10.13 に，1^+ 中間状態を経由する成分と，それを除いた核行列要素を合わせて示す．この図から明らかなように，g_{pp} に伴う核行列要素の変化は，1^+ 成分がその多くを担っており，2ν 崩壊寿命を再現する g_{pp} のあたりで，1^+ 成分が小さくなっているのである．言葉

を換えるならば，0ν モードの核行列要素も $J^\pi = 1^+$ 成分に最も大きな不確実さがある．

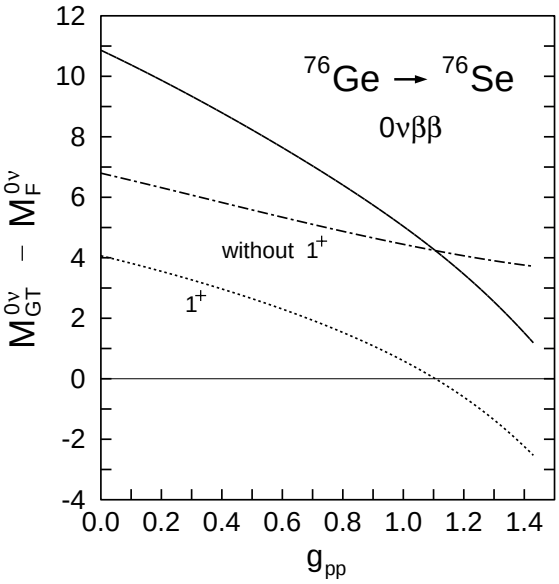

図 10.13: ニュートリノの質量に起因する核行列要素（EQRPA 計算）

ニュートリノの質量が左巻きカレントを通して 0ν モード二重ベータ崩壊を起こすのに対して，ニュートリノのエネルギーと運動量は，左巻きカレントと右巻きカレントの干渉項に現れる．レプトンカレントの右巻き成分とハドロンカレントの左巻き成分の干渉項の強さ η は，実質的に１つの核行列要素 M_R（反跳行列要素）によって決められる．この核行列要素は，核子カレントの弱磁気項に由来し，レプトンカレントでは，ニュートリノの運動量が寄与し，電子は１つが S 波でもう１つが P 波で放出される．EQRPA 計算の結果を 図 10.14，図 10.15 に示す．反跳行列要素に伴うニュートリノポテンシャル（交換される Majorana ニュートリノの運動量積分によって生じる）は短距離成分が強く，その結果，多くの J^π 成分が同じように寄与する．また，図 10.14 に点線で示したように，1^+ 中間状態を経由する成分は g_{pp} の値に依らず小さく，核行列要素は基底状態相関にほとんど依存しない．

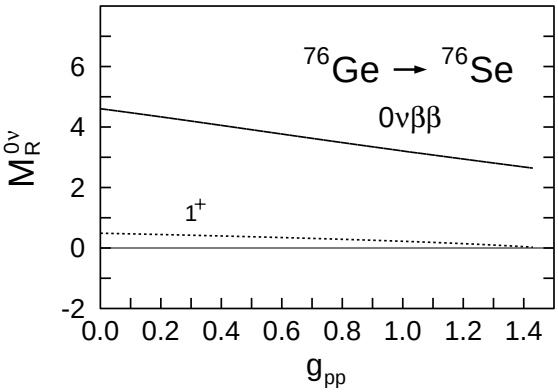

図 10.14: レプトンカレントの右巻き成分の強さを決める核行列要素．基底状態相関依存性（EQRPA 計算）.

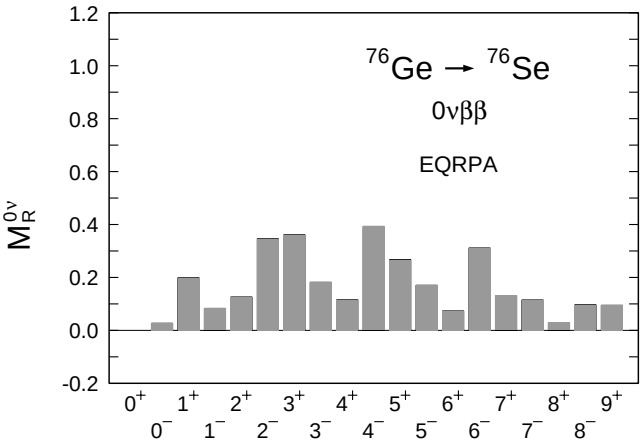

図 10.15: レプトンカレントの右巻き成分の強さを決める核行列要素．中間状態成分への分解（EQRPA 計算）.

10.5　ニュートリノの質量

10.5.1　ニュートリノの質量の上限値

0ν モードの二重ベータ崩壊は，ニュートリノが有限な質量を持つ Majorana 粒子であるときに起こる．このとき，弱い相互作用の右巻きカレントがあるならば，それも同時に寄与し得る．二重ベータ崩壊の遷移振幅は，３つのパラメータ，すなわち，ニュートリノの質量 $\langle m_\nu \rangle$，核子カレントの右巻き成分の強さ $\langle \lambda \rangle$，レプトンカレントの右巻き成分の強さ $\langle \eta \rangle$ の１次式で表されるので，遷移確率は３つのパラメータの２次形式になる．

$$\begin{aligned}\left[T_{1/2}^{0\nu}\right]^{-1} &= C_{mm}\left(\frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e}\right)^2 + C_{m\eta}\frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e}\langle \eta \rangle + C_{\eta\eta}\langle \eta \rangle^2 \\ &\quad + C_{m\lambda}\frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e}\langle \lambda \rangle + C_{\eta\lambda}\langle \eta \rangle\langle \lambda \rangle + C_{\lambda\lambda}\langle \lambda \rangle^2 \end{aligned} \tag{10.32}$$

ここで，C_{ij} はレプトンに関する位相空間積分と核行列要素で表される．核行列要素と位相空間積分を計算し，半減期を実験で測定すると，上の式から未知のパラメータの値が求められる．

0ν 崩壊の半減期の下限値が測定されたとき，３つのパラメータが許される範囲は，$\langle m_\nu \rangle$, $\langle \lambda \rangle$, $\langle \eta \rangle$ を３つの座標軸とした空間内の閉じた領域になる．それは，座標原点を中心とした，ラグビーボールのような形をしている．３つのうちの１つのパラメータがゼロである断面は 図 10.16 のようになる．もし，0ν モードの有限な半減期が測定されたら，３つのパラメータに許される領域は，ラグビーボールの皮の部分であり，図 10.16 の断面では楕円になる．核行列要素の値は，二重ベータ崩壊核にあまり大きく依存しないので，楕円の形（大きさは別にして）もあまり大きくは変わらない．

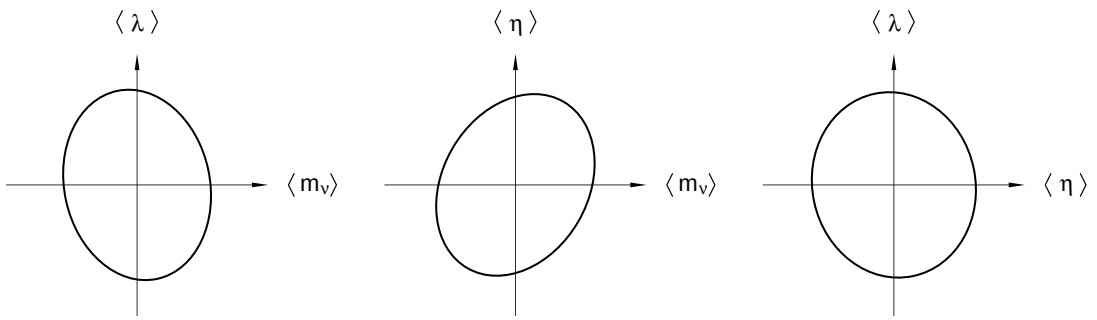

図 10.16: 二重ベータ崩壊寿命が測定されたときの，３つのパラメータがとり得る範囲．１つのパラメータが 0 のときの断面を示す．

実験で測定された 0ν モードの半減期の下限値を下の表に示す．核構造計算によって核行列要素を求め，それを用いて計算したニュートリノの質量の上限値も示す．

0ν モード二重ベータ崩壊の半減期とニュートリノの質量

核種	半減期（年）	ニュートリノの質量 (eV)
^{48}Ca	$> 9.5 \times 10^{21}$	< 8.3
^{76}Ge	$> 1.9 \times 10^{25}$	< 0.35
^{82}Se	$> 2.7 \times 10^{22}$	< 6.9
^{100}Mo	$> 5.5 \times 10^{22}$	< 2.1
^{116}Cd	$> 5.4 \times 10^{22}$	< 5.1
^{128}Te	$> 7.7 \times 10^{24}$	< 1.6
^{130}Te	$> 1.4 \times 10^{22}$	< 7.0
^{136}Xe	$> 3.4 \times 10^{23}$	< 2.5
^{150}Nd	$> 2.1 \times 10^{21}$	< 4.9

^{48}Ca と ^{136}Xe 以外は，2ν モード崩壊の半減期を再現するように有効相互作用の強さを微調整し，0ν モードの核行列要素を計算した．^{48}Ca には殻模型，その他の核種には QRPA 模型を用いた．

現在のところ，^{76}Ge の直接測定による 0ν モード崩壊の半減期 [17]

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{76}\mathrm{Ge}) > 1.9 \times 10^{25} \quad y \quad (90\%\ \mathrm{C.L.}) \tag{10.33}$$

が，ニュートリノの質量に対する最も小さな上限値

$$|\langle m_\nu \rangle| < 0.35 \quad \mathrm{eV} \tag{10.34}$$

を与えている．同様に，右巻きカレントの強さに対する制限

$$|\langle \eta \rangle| \quad < \quad 4.8 \times 10^{-9} \tag{10.35}$$

$$|\langle \lambda \rangle| \quad < \quad 5.9 \times 10^{-7} \tag{10.36}$$

が得られる．上に示した３つのパラメータに対する制限は，二重ベータ崩壊以外の方法も含めて，最も厳しい制限となっている．Heidelberg-Moscow 共同グループの実験は，今後数年のうちに，ニュートリノの質量にして 0.1 eV の領域に迫ることが期待されている．

10.5.2 二重ベータ崩壊から求められるニュートリノの質量

二重ベータ崩壊から得られるニュートリノの質量には注意を要する．それは，$\langle m_\nu \rangle$ と表しているように，ニュートリノの質量そのものではなく，ある有効値である．すなわち，二重ベータ崩壊から求められる３つのパラメータはニュートリノの混合振幅によって次の式で定義される．

$$\langle m_\nu \rangle \quad = \quad \sum_j m_j {U_{ej}}^2 \tag{10.37}$$

$$\langle \eta \rangle = \eta \sum_j U_{ej} V_{ej} \tag{10.38}$$

$$\langle \lambda \rangle = \lambda \sum_j U_{ej} V_{ej} \tag{10.39}$$

ここで，和は質量が小さいニュートリノ（$m_j < 10$ MeV）についてとる．たとえば，ベータ崩壊で電子とともに放出される電子ニュートリノが，2つの Majorana ニュートリノの混合であるとき，有効値は

$$\langle m_\nu \rangle = m_1 {U_{e1}}^2 + m_2 {U_{e2}}^2 \tag{10.40}$$

と表される．混合振幅 U_{ej} は一般に実数ではなく，右辺の2つの項は必ずしも同じ符号を持つとは限らない．特に，$m_1 \approx m_2$，${U_{e1}}^2 \approx -{U_{e2}}^2$ であるとき，電子ニュートリノは擬ディラック粒子であると言われ，二重ベータ崩壊から得られる有効値は，個々のニュートリノの質量 m_1，m_2 よりかなり小さな値になる．

二重ベータ崩壊から得られるニュートリノの質量や混合に関する情報は，トリチウムのベータ崩壊，太陽ニュートリノ，ニュートリノ振動など，他の過程から得られる情報と相補的な意味がある．たとえば，トリチウムのベータ崩壊では，ニュートリノの混合振幅が ${U_{ej}}^2$ の形ではなく，絶対値の2乗 $|U_{ej}|^2$ で現れるので，ニュートリノの質量を直接測定することになる．

10.6 第 10 章の参考文献

1. 理科年表,（丸善，2001）
2. W.C. Haxton and G.J. Stephenson, Jr., Prog. Part. Nucl. Phys. **12** (1984) 409
3. M. Doi, T. Kotani and E. Takasugi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **83** (1985) 1
4. J.D. Vergados, Phys. Rep. **133** (1986) 1
5. K. Muto and H.V. Klapdor, in *Neutrinos*, ed. H.V. Klapdor (Berlin, Heidelberg, Springer, 1988) p.183
6. E. Majorana, Nuovo Cimento **14** (1937) 171
7. B. Kayser, Comments Nucl. Part. Phys. **14** (1985) 69
8. T. Kirsten, et al., Proc. Int. Symp. on Nuclear Beta Decays and Neutrino, edited by T. Kotani, H. Ejiri and E. Takasugi, (World Scientific, 1986), p.81
9. H. Ejiri, K. Fushimi, T. Kamada, H. Kinoshita, H. Kobiki, H. Ohsumi, K. Okada, H. Sano, T. Shibata, T. Shima, N. Tanabe, J. Tanaka, T. Taniguchi, T. Watanabe and N. Yamamoto, Phys. Lett. **258B** (1991) 17; 江尻宏泰, 岡田憲志, 日本物理学会誌 **42** (1987) 453; 江尻宏泰, 田中純一, 日本物理学会誌 **47** (1992) 41
10. K. Muto and H.V. Klapdor, Phys. Lett. B **201** (1988) 420; K. Muto, E. Bender and H.V. Klapdor, Z. Phys. A **334** (1989) 177, 187
11. D.J. Rowe, Rev. Mod. Phys. **40** (1968) 153, Nucl. Phys. A **107** (1968) 99, Phys. Rev. **175** (1968) 1283
12. F. Catara, N.D. Dang and M. Sambataro, Nucl. Phys. A **579** (1994) 1
13. J. Toivanen and J. Suhonen, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 410
14. G. Pantis, F. Šimkovic, J. D. Vergados and A. Faessler, Phys. Rev. C **53** (1996) 695.
15. K. Muto, Phys. Lett. **391B** (1997) 243
16. K. Muto, Phys. Lett. **277B** (1992) 13
17. H.V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Dietz, L. Baudis, G. Heusser, I.V. Krivosheina, B. Majorovits, H. Paes, H. Strecker, V. Alexeev, A. Balysh, A. Bakalyarov, S.T. Belyaev, V.I. Lebedev and S. Zhukov, Eur. Phys. J. A12 (2001) 147