

新元素の探索に向けた波形解析による
短寿命崩壊のエネルギー・寿命測定方法の研究

2017年3月

埼玉大学大学院理工学研究科 (博士後期課程)

理工学専攻 (主指導教員 山口 貴之)

山木 さやか

概要

原子核がどれほど多くの陽子を束縛しうるのかという核物理の基本的な問いに答えようとする試みは、世界中でなされている。現在のところ原子番号 $Z = 118$ までの原子核が発見、命名されている。 $Z = 119, 120$ の原子核を合成・観測するための研究開発がこの数年間、理化学研究所において進められてきた。我々が今後生成を試みようとする原子核については、その崩壊時間が現測定装置の測定限界以下となる可能性が示唆されており、このような短寿命崩壊特性の観測を可能とするシステムの構築が著者の研究である。超重元素領域では、原子核は主として α 崩壊や自発核分裂によって崩壊する。我々が今後合成しようとする $Z = 1194$ や $Z = 120$ の原子核も α 崩壊によって崩壊すると予想されている。質量模型の一つ、A. Sobizewski の微視的・巨視的模型では、 $Z = 120, N = 178$ の原子核は Q_α が 13.06 MeV と大きく、そのため半減期 $T_{1/2} = 11.4 \mu\text{s}$ となる可能性が示唆されている。これは、その原子核が標的中で生成され GARIS-II の中を約 $1\mu\text{s}$ 間飛行した後検出器に到達し、その後 $100 \mu\text{s}$ もしないうちに崩壊してしまうということを意味する。もしも、崩壊が ER の検出器到達後 $5\mu\text{s}$ 以内に起こった場合、ふたつの事象がひとつの信号として整形されたり連なった信号として整形されるため、現測定装置では崩壊時間および崩壊エネルギーを正しく測定できない。このような状況に備え、本研究では短寿命崩壊のエネルギーおよび崩壊時間の測定を可能とするシステムの構築を行った。本研究では、まず前置増幅器の直後に Flash-ADC を導入し、前置増幅器の出力電圧の波形を特定のサンプリング周波数で取得することを可能とした。

この回路を GARIS-II の計測システムに導入し、 $^{197}\text{Au} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{220}\text{Th}$, $^{208}\text{Pb} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{231}\text{Np}$, $^{206}\text{Pb} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{229}\text{Np}$ の反応による波形データを得た。データとして得られたシングルパルスからランダムに 2 イベント選択し足し合わせることによって 1st パルスと 2nd パルスのエネルギーおよびそれらの時間差が既知であるパイルアップイベントのシミュレーションを行った。このデータを用いてパイルアップイベントを識別する効率、フィッティングによってエネルギーと崩壊時間情報を導出する効率、エネルギー分解能および時間分解能を評価した。

また、同反応系のデータに対して波形解析を適用し、従来回路では測定することのできなかった ^{216}Fr , ^{217}Ra , ^{218}Ac , ^{217}Ac , ^{215}Fr , ^{214}Ra などの短寿命 α 崩壊事象についてエネルギーおよび崩壊時間を導出した。また、これらの崩壊曲線のふるまいから、先に行った波形解析アルゴリズムの性能評価の妥当性を示した。

最終的に、本研究で構築したシステムを用いる場合、超重核の入射イベントと α 崩壊のエネルギーおよび時間差を得るためには、それらの時間差が前置増幅器出力波形の立ち上がり時間の場合以上離れていれば波形解析効率は 100 % であると分かった。ただし、 α 粒子が検出器をエスケープした場合には入射イベントとそのエスケープイベントのエネルギーが大きく異なるため、エネルギー比によっては波形解析効率が落ちる可能性がある。この状況を改善するためには、前置増幅器出力波形の立ち上がり時間を早めること、さらにその立ち上がり時間に対して十分なサンプリングレートで波形取得すること、また小さい

パルスを逃さないようできるだけ閾値を下げることで有効であるとの結論を得た。

目次

概要	i
第 1 章 背景	1
1.1 超重元素合成の歴史	1
1.2 研究の背景	3
第 2 章 理論	11
2.1 核融合反応	11
2.2 超重元素の崩壊	17
第 3 章 波形解析アルゴリズム	21
3.1 導入	21
3.2 波形解析の原理と流れ	22
第 4 章 実験概要・装置	39
4.1 装置	39
4.2 回路	43
4.3 波形データの取得	46
4.4 実験条件	47
第 5 章 波形解析の性能評価	49
5.1 検証 1：波形解析の”効率”	49
5.2 検証 2：サンプリングレートと立ち上がり時間との関係	65
5.3 検証 3：ノイズの影響	75
第 6 章 解析	86
6.1 解析準備	86
6.2 解析手順	94
第 7 章 結論	111
謝辞	137
参考文献	138

目次

1.1	2016 年末時点での周期表。2016 年に 113, 115, 117, 118 番元素が Nh(ニホニウム), Mc(モスコビウム), Ts(テネシン), Og(オガネソン) と命名され、周期表は第 7 周期まですべて埋められた。	2
1.2	核図表の末端の超重元素領域。左側の領域はコールドフュージョンによって、また右側の領域はホットフュージョンによって開拓されてきた。	3
1.3	いくつかの主要な質量模型から計算された $^{298}120$ と $^{299}120$ の Q_α と半減期 T との関係。	4
1.4	J. Borggreen �らが提案した delayed coincidence の手法。親パルスと娘パルスのエネルギーの和、およびそれらの間の時間差を求めることができる。	6
1.5	V. T. Jordanov らが提案した trapezoidal filter の手法。	6
1.6	野村氏らの提案したパルスビームの手法。	6
1.7	従来の回路 (preamplifier→shaping amplifier→ PH-ADC) と、短寿命崩壊測定用に追加された回路 (preamplifier→flash-ADC)。ER が入射する際の信号 (時刻 T_1) と、それが α 崩壊による信号 (T_2) の間隔が短く、信号同士が接近していた場合、従来回路では波形整形アンプで整形することで重なったガウシアンとなる。個々の事象のエネルギー (個々のガウシアンの波高) と ER の崩壊時間 (ふたつの事象の時間間隔) とがわからなくなる。前置増幅器後の信号を Flash-ADC によってサンプリングし、その信号の波形を解析することによってエネルギーと崩壊時間の情報を引き出すのが本研究である。	8
1.8	DSSD にエネルギーが与えられるときの状況 (左図) とそれにより得られる波形 (右図) の例。ER- α は、ER の入射イベント (親パルス) とその後の α 崩壊 (娘パルス) との連鎖。ER-escape は特に α 粒子が DSSD から飛び出した場合 (エスケープ) を指す。 α - α , escape- α , α -escape は、親パルスも α 崩壊である場合の連鎖。	10
2.1	核融合反応の過程。捕獲過程・複合核形成過程・蒸発過程からなる。	11
2.2	Bass の模型での核力の取り扱い。half density radius R_1, R_2 の二核が、密度の薄い部分で重なっており、この重なりによる表面積の減少分に表面張力計数を乗じたものとしてあらわす。	12
2.3	核融合反応のポテンシャルの様子。 $Z_p Z_t > 1800$ となるような重い系では、複合核形成過程で現れるもう一つのポテンシャルが本質的に融合障壁となり複合核の形成が大幅に抑制される。	14
3.1	DSSD micron W1 と前置増幅器 kaizworks kpa-16 で得られる典型的な単一崩壊事象の波形	22
3.2	テンプレートと微分テンプレート	23

3.3	5 - 6 MeV の決まった数の波形を適当に抽出して作成したテンプレートでシングルパルスをフィッティングして得られた χ^2/ndf の分布	24
3.4	(a)Flash-ADC で取得した波形を微分したもの。(b) (a) に対して平滑化を行ったもの。(c) 微分していない波形 (黒線) に対してフィッティング (薄紫) をしたもの	25
3.5	波形解析アルゴリズムのフロー	27
3.6	8 μs 間サンプリングした波形データと、それを微分・平滑化した例	29
3.7	微分波高と MTOT との相関。対数分布をしている部分がシングルパルスを表し、それより上側に分布しているイベントがパイルアップイベントである。曲線はシングルパルスとパイルアップパルスとを分離するために設けた閾値 $\text{MTOT}_{\text{thr.}} = f(v) = a' + b \cdot \ln(v)$ である。	31
3.8	$\text{MTOT} - \text{MTOT}_{\text{thr.}}$ および $\text{TOT} - \text{TOT}_{\text{thr.}}$ をヒストグラム。ガウシアンピークがシングルパルス、右側のテール部分がパイルアップイベントに相当する。	31
3.9	微分波形に対する閾値に関して、親パルスに関する値が一度閾値 (y_{thr}) 以下となり、娘パルスによって再び閾値を跨ぐ場合、跨いだ点から 5 clock 分さかのぼったところを娘パルスの起点とする。矢印は娘パルスの起点を示す。	32
3.10	親パルスが大きく娘パルスが小さい例での二階微分である。 $t=65$ 以降のデータで最小値を取る点から 5 点さかのぼった点を、娘パルスの起点とする。オーバーシュートが存在するため補正を行う。黒線は二階微分をしたもの、青線は補正を加えたものである。矢印は娘パルスの起点を示す。	32
3.11	左の補正を行った場合のフィッティング結果 (黒線) と行わなかった場合のフィッティング結果 (青線)	33
3.12	上段左: EXP47 で得られた生データの時刻 $t = 0 - 60$ clock、右: 左の波形に対しプログラム上で ± 20 ch 分のホワイトノイズを付加したもの。パルスは $t = 55$ clock 付近から立ち上がっている。下段: 時刻 $t = 0$ から順に電圧の前後の値の差 ΔV 、すなわち $V_1 - V_0, V_2 - V_1, V_3 - V_4, \dots$ を計算したものを、多数のイベントについてヒストグラムにしたもの。左側の例ではベースライン部分の ΔV は、立ち上がり部分の ΔV に比べて小さいため、 $\Delta V > 10$ となった時刻を親パルスの起点と決めることができる。一方、右側の例では SN 比が悪いためこの関係が成り立たない。	34
3.13	(b)(c) はそれぞれ図 3.2 に対応している。色の薄い矢印は sub-program2 で決定した娘パルスの起点を示す。この起点より左側の最小値を親パルスの波高、右側の最小値を娘パルス自身の波高とする。微分波高ともとの波高との間には比例関係が成り立つため、微分波高 $\times 26$ が微分以前の波高となる。	35
3.14	微分波高ともとの波高との間には、比例関係が成り立つ。サンプリングレート 100 MHz、立ち上がり時間 400 ns の条件では比例係数は 26 である。	36
3.15	$E_{\text{proj}} = 126$ MeV で得られたコリレーションプロット (Flash-ADC の波形取得時間は 16 μs)。	38
3.16	フィッティングの結果得られた $A[0]$ の値を、タイムスタンプで同期した PH-ADC の対応するイベントと突き合わせることでエネルギーを較正できる。	38
4.1	気体充填型反跳核分離装置 GARIS-II の見取り図。Q1-D1-Q2-Q3-D2 の配置で構成される。	40

4.2	薄膜標的の装着されたターゲットホイール。通常数 100 μm 程度の標的が用いられる。	42
4.3	TOF 検出器と DSSD(ダブルサイドシリコン検出器)	42
4.4	TOF 検出器	43
4.5	TOF 検出器の見取り図	43
4.6	DSSD-SSD box を上流側から見たもの	44
4.7	DSSD-SSD box を下流側から見たもの	44
4.8	本実験の DSSD-SSD box の配置を上流から見たもの。なお、DSSD1 は W1 1500 μm 、DSSD2 は 1000 μm を示す。本実験では DSSD2 の HG の信号の波形を取得した。	44
4.9	データ収集のブロック図	45
4.10	KPA-16	46
4.11	本実験のゲート構造。PH-ADC 回路では 1st gate の受付の 3 μs 後に 2nd gate のイベントが受付開始となる。flash-ADC では 8 μs の間波形を取得し、その後 1.53 ms 間は不感時間となる。	46
5.1	シミュレーションのために作成した $E_{1\text{st}}, 2\text{nd}}$ の分布。 $^{197}\text{Au}+^{23}\text{Na}\rightarrow^{223}\text{Th}$ の反応系で得られたエネルギースペクトルが上と右に示されている。親パルスと娘パルスの波形をランダムに 1 イベントずつ抽出し、任意の時間で足し合わせることでパイルアップイベントを作成した。	50
5.2	黒：実験データのうち 1-20 MeV のシングルイベントのつくる $\text{MTOT}-\text{MTOT}_{thr.}$ の分布。赤：テンプレートをランダムに拡大、縮小することによって 1-20 MeV の波形を作り、そこにホワイトノイズ (± 3 ch) を付加したときの $\text{MTOT}-\text{MTOT}_{thr.}$ の分布。青：テンプレートを拡大、縮小することによって実験データを再現するエネルギー分布を作り、そこにホワイトノイズ (± 3 ch) を付加したときの $\text{MTOT}-\text{MTOT}_{thr.}$ の分布。下段のエネルギースペクトルはテンプレートの拡大・縮小で再現されたエネルギースペクトル。	51
5.3	任意の ΔT に設定したパイルアップイベントが実際にパイルアップイベントであると判定される効率 ϵ_{MTOT} (検証 1)。下に示した帯は ER を 20-30 MeV、 α 崩壊のエネルギーを約 12 MeV、エスケープイベントのエネルギーを約 1-6 MeV と仮定した場合に予想される $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ の領域を示す。	52
5.4	パイルアップイベントの波形の比較。 $\Delta T = 200$ ns、波高の比は左： $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}} < 1$ 、中央： $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}} \sim 1$ 、右： $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}} > 1$ 。左側や中央の波形では娘パルスの起点がよくわかるが、右側の波形では娘パルスの起点が見て取れない。すなわち、パイルアップ判定の難しい $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ の部分では、パイルアップイベントの波形はシングルイベントのような波形になっている。	53
5.5	$E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}} \sim 37$ までの ϵ_{MTOT} 。黒線は ϵ_{MTOT} 、青線は ϵ_{TOT} 。また、最も $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ の大きい部分は $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}} : 32 - 37$ 、次に大きい部分は $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}} : 16 - 32$ である。	54
5.6	$E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}} = 20$ と $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}} = 27$ の状況における波形の見え方	55

5.7 上段: $\Delta T = 400$ ns のフィッティング結果。縦軸：シングルフィットで得られた娘パルスのエネルギー E_{2nd} とパイルアップフィットで得られた値 E_{2nd}^{fit} との差 $\delta E_{2nd} = E_{2nd}^{fit} - E_{2nd}$ 、横軸：あらかじめ設定した ΔT とフィッティングで得られた値 ΔT^{fit} との差 $\delta(\Delta T) = \Delta T^{fit} - \Delta T$ 。A : $\Delta T^{fit} < \Delta T, E_{2nd}^{fit} > E_{2nd}$ 。B : $\Delta T^{fit} > \Delta T, E_{2nd}^{fit} < E_{2nd}$ 。C : $\Delta T^{fit} \gg \Delta T, E_{2nd}^{fit} \sim 0$ 。下: A-C のイベントを構成するパイルアップイベントの E_{1st}/E_{2nd} の分布。いずれも $E_{1st}/E_{2nd} > 1$ の領域で起こりやすいことがわかるが、B のパターンは $E_{1st}/E_{2nd} \sim 1$ の時にも起こり得る。 57

5.8 誤ってフィットされたイベントの、コリレーションプロット上での現れ方。黒 : E_{1st}, E_{2nd} 、青 : $E_{1st}^{fit}, E_{2nd}^{fit}$ 。 $E_{1st}^{fit} + E_{2nd}^{fit} = E_{1st} + E_{2nd}$ の関係を保ったまま $E_{1st}^{fit}, E_{2nd}^{fit}$ がスライドしたことがわかる。 57

5.9 $\Delta T = 200-800$ ns のフィッティング結果。縦軸：シングルフィットで得られた娘パルスのエネルギーとパイルアップフィットで得られた値との差 $\delta E_{2nd} = E_{2nd}^{fit} - E_{2nd}$ 、横軸：あらかじめ設定した時間差とフィッティングで得られた値との差 $\delta(\Delta T) = \Delta T^{fit} - \Delta T$ 。右側はフィッティングの成功した部分の拡大。 58

5.10 フィッティング効率 ϵ_{fit} (検証 1) 59

5.11 波形解析効率 ϵ_{PSA} (検証 1) 60

5.12 escape-full ($E_{1st}/E_{2nd} : 0.06-0.25$) と full-full, escape-escape (0.5-2), full-escape (4-16) イベントに対する波形解析の時間依存性。 61

5.13 任意の半減期 $T_{1/2}$ を持つ崩壊に対して、データ取得した全崩壊イベントのうち波形解析で正しく結果が得られる割合 ϵ_{total} 62

5.14 フィッティングで得られた娘パルスのエネルギー E_{2nd}^{fit} スペクトルの例。 7.0 MeV のピークにフィットして分解能を導出した。また、中央の $\Delta T : 200$ ns, $E_{ratio}(E_{1st}/E_{2nd}) : 2-4$ の例から見て取れるように、エネルギー分布全体もシフトしているので、7.0 MeV のピークのシフトをエネルギーの確度とした。 63

5.15 同時フィットモードでのエネルギー分解能の $\Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd}$ 依存性。 63

5.16 同時フィットモードでの時間分解能の $\Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd}$ 依存性。 63

5.17 同時フィットモードでのエネルギー確度の $\Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd}$ 依存性。 64

5.18 同時フィットモードでの時間確度の $\Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd}$ 依存性。 64

5.19 個別フィットモードでのエネルギー分解能の $\Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd}$ 依存性。 64

5.20 個別フィットモードでの時間分解能の $\Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd}$ 依存性。 64

5.21 個別フィットモードでのエネルギー確度の $\Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd}$ 依存性。 65

5.22 個別フィットモードでの時間確度の $\Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd}$ 依存性。 65

5.23 $\Delta T = 200, 800$ ns における個別フィットモードでのエネルギー分解能・確度 65

5.24 100, 50, 25, 12.5 MHz のサンプリングレートに対応する MTOT と微分波高 (derivative pulse height) の分布。 66

5.25 それぞれのサンプリングレートについて、微分波高と、もとの波高との関係を表したものの。どのサンプリングレートにおいても比例関係を保っているが、サンプリングレートの小さい側の方がより広がってしまう。 67

5.26 $E_{1st}/E_{2nd} : 1.0-2.0$ に対応する $MTOT - MTOT_{thr}$ の分布。紫は $\Delta T = 200$ ns, 桃色は 400 ns, 水色は 800 ns に対応。 69

5.27 E_{1st}/E_{2nd} : 8-16 に対応する MTOT-MTOT_{thr.} の分布。紫は $\Delta T = 200$ ns, 桃色は 400 ns, 水色は 800 ns に対応。 69

5.28 $\Delta T = 100, 200, 400, 800$ ns でのパイルアップイベント判定効率 ϵ_{fit} 69

5.29 100 MHz と 12.5 MHz においてパイルアップ判定が出来ていないイベントの ΔT と E_{2nd} . $\Delta T = 0$ 付近のイベントは、 ΔT が小さすぎるために波形自体がシングルパルスと見分けがつかないようなイベント。 $\Delta T > 0.7 \mu s$, $E_{2nd} \sim 1$ MeV のイベントは、娘パルスが小さいために閾値を超えている点数がもともと少なく、サンプリングレートが荒い場合にはそのわずかに閾値を超えている部分を取り逃してしまうようなイベント。 70

5.30 パイルアップフィッティングに対して得られた娘パルスのエネルギースペクトル。サンプリングレートが小さくなるほど分解能が悪くなっていることがわかる。 71

5.31 $\Delta T = 200, 800, 1400$ ns でのフィッティング効率 ϵ_{fit} (検証 2) 73

5.32 E_{1st}/E_{2nd} : 0.06-0.25, 0.5-2, 4-16 での波形解析効率 ϵ_{PSA} (検証 2) 73

5.33 任意の半減期 $T_{1/2}$ を持つ崩壊に対して、データ取得した全崩壊イベントのうち波形解析で正しく結果が得られる割合 ϵ_{total} (検証 2) 73

5.34 パルスの立ち上がり部分と立下り部分に対して光速フーリエ変換を適用したパワースペクトル。黒線はイベント (シングルパルス) がある場合、青線はイベントがない場合 (ベースラインのノイズに相当)。 75

5.35 各ノイズ条件でのベースラインの揺らぎ。ベースラインの値が最も小さくなったところをゼロとし、多数のデータに対してのヒストグラムを作成した。表中の数字はそれぞれの分布の半値幅である。 76

5.36 左はもとの波形、中央は微分波形、右は微分波形に平滑化 (幅を 20 とした) を適用した波形である。 76

5.37 生データのシングルパルス合成 + ランダムノイズ ± 20 ch で生成したパイルアップイベントを微分し、 $w=20$ で平滑化を行った波形。青線は/edge_wrap を定義していない場合、黒線は/edge_wrap を定義した場合。下段の図は上段の図の $t = 7.5 - 8 \mu s$ 部分の拡大である。 77

5.38 $\Delta T = 100, 200, 400, 800$ ns でのパイルアップイベント判定効率 ϵ_{MTOT} 78

5.39 $\Delta T = 100, 200, 400, 800$ ns でのフィッティング効率 ϵ_{fit} 79

5.40 E_{1st}/E_{2nd} : 0.06-0.125, 0.5-2, 4-16 での波形解析効率 ϵ_{PSA} 80

5.41 任意の半減期 $T_{1/2}$ を持つ崩壊に対して、データ取得した全崩壊イベントのうち波形解析で正しく結果が得られる割合 ϵ_{total} 80

5.42 ベースラインの揺らぎが 164(左), 413(中央), 692(右) keV でのエネルギー分解能。 82

5.43 親パルスをテンプレート、娘パルスを生データのシングルパルスとして同様にエネルギー分解能の時間依存 83

5.44 ベースラインの揺らぎが 164(左), 413(中央), 692(右) keV でのエネルギー分解能の時間依存性。 E_{1st}/E_{2nd} : 1-2 である。 83

5.45 ノイズ条件 78, 164, 413 keV での波形に光速フーリエ変換を適用して得られたパワースペクトル 84

5.46	移動平均 (boxcar)、ガウシアンフィルタ、メディアンフィルタによる微分波形の平滑化の効果の比較。 w は平滑化の際に考慮するデータ点数である。本解析では移動平均の方法を用い、 $w=3$ としている。ガウシアンフィルタを用いることでより良い SN 比を達成できる。	85
6.1	パイルアップイベントと判定されたイベントに対するフィッティング結果の例。	87
6.2	フィッティング結果に対し何もセクションをかけていない段階でのコリレーションプロット。右図は左図の拡大である。	88
6.3	は $^{23}\text{Na}+^{206}\text{Pb}$ の反応の波形解析で得られたパイルアップイベントの $E_{2\text{nd}}$ のエネルギーを、 ΔT に対してプロットしたもの。 $T \sim 150$ ns 以下のイベントはフィッティングで導出されるエネルギーが実際のエネルギーを大きく外しているため、使用しないこととした。	89
6.4	図 6.2 に示したフィッティング結果に対し、 ΔT が 150 - 700 ns であるイベントにゲートを適用したコリレーションプロット。	89
6.5	シングルイベントのフィッティングの χ^2/ndf	90
6.6	パイルアップイベントに対する χ^2 分布	92
6.7	左 : $150\text{ns} < \Delta T < 7\mu\text{s}$, $\chi^2 < 3$ のゲートを適用したコリレーションプロット。右 : $150\text{ns} < \Delta T < 7\mu\text{s}$, $\chi^2 < 2$ のゲートを適用したコリレーションプロット	93
6.8	従来の PH-ADC の方法で得られた $\Delta T < 7\mu$ のコリレーションプロット	93
6.9	$^{197}\text{Au} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{220}\text{Th}^*$ の反応で得られたエネルギースペクトル。ピークは左から、 $^{213}, ^{214}\text{Th}, ^{209}, ^{210}\text{Ra}, ^{205}, ^{206}\text{Rn}$ である。	95
6.10	$^{206}\text{Pb} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{229}\text{Np}$, $E_{\text{proj}}=173$ MeV で得られたエネルギースペクトル。1 段目: DSSD1 と DSSD2 両方をまとめてプロットしたもの。2 段目: DSSD1 のみのスペクトル。3 段目: DSSD2 のみのスペクトル。	96
6.11	6.11 は $^{208}\text{Pb} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{231}\text{Np}^*$ の反応系でスペクトルであり、ガウスフィットしているピーク部分は左から $^{211}\text{Po}, ^{212}\text{At}, ^{212}\text{At}^*, ^{213}\text{Rn}$ である。	97
6.12	6.12 は $^{208}\text{Pb} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{231}\text{Np}^*$ の反応系でのスペクトルである。ピーク部分は左から、 $^{213}\text{Rn}, ^{214}\text{Fr}, ^{214}\text{Fr}^*, ^{215}\text{Ra}$ である。	97
6.13	焦点面で観測された核種	98
6.14	$E_{\text{proj}} = 126$ MeV で得られたコリレーションプロット (FADC の波形取得時間は $8 \mu\text{s}$)。	99
6.15	$E_{\text{proj}} = 126$ MeV で得られたコリレーションプロット (FADC の波形取得時間は $16 \mu\text{s}$)。	99
6.16	$E_{\text{proj}} = 134$ MeV で得られたコリレーションプロット (FADC の波形取得時間は $8 \mu\text{s}$)。	100
6.17	$E_{\text{proj}} = 138$ MeV で得られたコリレーションプロット (FADC の波形取得時間は $8 \mu\text{s}$)。	100
6.18	$E_{2\text{nd}}$ のエネルギーが 8.2 - 8.8 MeV である、 $E_{1\text{st}}$ のスペクトル	101
6.19	$E_{2\text{nd}}$ が 8.8 - 9.1 MeV である、 $E_{1\text{st}}$ のスペクトル	102
6.20	$\text{ER} \rightarrow ^{221}\text{Th} \rightarrow ^{217}\text{Ra} \rightarrow ^{213}\text{Rn}$ という完全な崩壊連鎖が得られるイベントに限定した場合の ^{217}Ra の崩壊時間分布。崩壊曲線によるフィッティングには 800 ns 以上のデータを使用している。	102
6.21	$\text{ER} \rightarrow ^{220}\text{Ac} \rightarrow ^{216}\text{Ra} \rightarrow ^{212}\text{At}$ という完全な崩壊連鎖が得られるイベントに限定した場合の ^{216}Fr の崩壊時間分布。崩壊曲線によるフィッティングには 800 ns 以上のデータを使用している。	102

6.22	E_{2nd} が 9.1 - 9.44 MeV である、 E_{1st} のスペクトル	103
6.23	ER → ^{222}Pa → ^{218}Ac → ^{214}Fr という完全な崩壊連鎖が得られるイベントに限定した場合の ^{218}Ac の崩壊時間分布。崩壊曲線によるフィッティングには 800 ns 以上のデータを使用している。	103
6.24	$N = 130 \rightarrow 128$ となる α 崩壊のコリレーションプロット。フィッティング結果は $y = -x + (E_{2nd} + E_{3rd})$ となる線上に分布している。	104
6.25	3つのエネルギーおよび FADC の設定において、3パルスのパイルアップに分けられていないイベントの E_{2nd} と、分けることができたイベントの $E_{2nd} + E_{3rd}$ のスペクトル	106
6.26	ER → ^{221}Pa → ^{217}Ac の崩壊連鎖中の ^{217}Ac の崩壊時間分布	107
6.27	ER → ^{219}Ac → ^{215}Fr の崩壊連鎖中の ^{215}Fr の崩壊時間分布	107
6.28	$^{222}\text{Th} \rightarrow ^{218}\text{Ra} \rightarrow ^{214}\text{Rn}$ の崩壊連鎖中の ^{214}Rn の崩壊時間分布	107
6.29	ER → ^{222}Pa → ^{218}Ac の崩壊連鎖に対して得られた、 ^{218}Ac の崩壊時間分布 (紫)。 ^{222}Pa と ^{218}Ac がともにフルデポジットの場合。フィッティングには 900 ns - 6 μs までのデータを使用した。この崩壊曲線から、波形解析効率を考慮した 150-450 ns および 450-750 ns に対する統計数の予想をプロットした (水色)	108
6.30	図 6.29 と同様。 ^{222}Pa がフルデポジット、 ^{218}Ac がエスケープの場合。フィッティングには 900 ns - 2.5 μs までのデータを使用した。	108
6.31	図 6.29 と同様。 ^{222}Pa がエスケープ、 ^{218}Ac がフルデポジットの場合。フィッティングには 900 ns - 3.5 μs までのデータを使用した。	108
6.32	ER → ^{220}Ac → ^{216}Fr の崩壊連鎖に対して得られた、 ^{216}Fr の崩壊時間分布 (紫)。 ^{220}Ac と ^{216}Fr がともにフルデポジットの場合。フィッティングは 900 ns μ 3.3 μs までのデータを使用した。この崩壊曲線から、波形解析効率を考慮した 150-450 ns および 450-750 ns に対する統計数の予想をプロットした (水色)	109
6.33	図 6.32 と同様。 ^{220}Ac がフルデポジット、 ^{216}Fr がエスケープの場合。フィッティングには 900 ns - 2.3 μs までのデータを使用した。	109
6.34	図 6.29 と同様。 ^{220}Ac がエスケープ、 ^{216}Fr がフルデポジットの場合。フィッティングは 900 ns - 3.3 μs までのデータを使用した。	109
6.35	図 5.21 と図 5.19 で得られたエネルギー分解能および精度で α 崩壊に対するエネルギーがシフト・広がる様子	110
1	本実験の際に使用した MTOT に対する閾値	114

表目次

4.1	GARIS-II のイオン光学特性	40
4.2	DSSD, SSD, elastic monitor の読み出し回路の設定	47
4.3	FADC のダイナミックレンジ	47
4.4	実験条件	48
4.5	本実験における FADC の設定	48
5.1	シミュレーションの条件 (検証 1)	50
5.2	フィッティング成功の判定基準 (検証 1)	59
5.3	崩壊連鎖の E_{1st}/E_{2nd} に対する波形解析効率 ε_{PSA} . ※ $t < 500$ ns では以下の式を使用し、 $t \geq 500$ ns では $\varepsilon_{PSA} = 1$ とする。	61
5.4	シミュレーションの条件 (検証 2)	66
5.5	サンプリングレートに伴って変更するパラメータ	67
5.6	フィッティング成功の判定基準 (検証 2)	71
5.7	崩壊連鎖の E_{1st}/E_{2nd} に対する波形解析効率 (検証 2)	74
5.8	データの生成方法とノイズ条件	75
5.9	シミュレーションの条件 (検証 3)	76
5.10	ノイズ条件に伴って変更するパラメータ	77
5.11	フィッティング成功の判定基準 (検証 3)	79
5.12	崩壊連鎖の E_{1st}/E_{2nd} に対する波形解析効率	81
6.1	3 パルスのパイルアップに分けられていないイベントの E_{2nd} と、分けることができたイベントの $E_{2nd}+E_{3rd}$ のピーク中心	105
6.2	波形解析効率 ε_{PSA} から $t < 750$ ns 以下で得られる統計量を予測する際に仮定した E_{1st}/E_{2nd} の領域	108

第 1 章

背景

1.1 超重元素合成の歴史

人工的に新しい元素を生成しようとする試みは中世の錬金術までさかのぼる。そこから現代の化学の基礎が築かれた。1925 年までには、すでに原子番号 92 のウランまでのほぼすべての元素が天然中に発見されていた。その後原子核の反応によって新元素は生成され、発見されてきた [1, 2]。

日本における新元素の最初の発見は、小川正孝氏によるニッポニウム（Nipponium）の発見である。同氏はこの元素を 43 番元素であると同定し、1900 年ごろの周期表にはニッポニウムが存在した。しかし、他の研究機関が小川氏の方法でこの合成を再現することが出来ず信頼性が揺らいでいった。1937 年、C. Perrier と E. Segrè は、E. O. Lawrence により発明されたサイクロトロンを使い、43 番元素を作り出した。これは 1947 年にテクネシウム (Tc) と命名された。小川氏の死後、同士の発見した元素は後に周期表でその真下に位置する原子番号 75 番のレニウム (Re) であることが判明した。レニウムは、1925 年に I. E. Noddack-Tacke らによって発見されたものが新元素と認定されていたため、周期表にニッポニウムの名前が残ることはなかった。

1939 年頃、仁科博士率いるグループは、 ^{238}U に速中性子を照射し、 $(n, 2n)$ 反応でできた ^{237}U の β を観測するという方法で、93 番元素の観測を試みた。しかしながら、 ^{237}U の娘核である ^{237}Np の化学分離に成功しなかった。同じ頃、E. McMillan らは Berkeley の 60 インチサイクロトロンで中性子を加速し、 ^{238}U に照射する実験を行った。同氏らは観測された β 崩壊が ^{239}U であることを確認することに成功し、ネプツニウム (Np) と命名した。

小川氏の「発見」から約 100 年経過した 2003 年に、理化学研究所において 113 番元素の探索実験が開始された。 $^{209}\text{Bi}(^{70}\text{Zn}, n)$ 反応によって、 $^{278}113$ の α 崩壊連鎖が 3 イベント観測された [3, 4, 5, 6]。一方、Yu. Ts. Oganessian 率いるグループが ^{243}Am に ^{48}Ca を照射することで $^{288}115$ を合成しその α 崩壊から $^{284}113$ を観測した。2015 年末、IUPAC と IUPAP は理研に対し 113 番元素発見の優先権を認めた [7]。

2016 年には、113, 115, 117, 118 番元素がニホニウム (Nh), モスコビウム (Mc), テネシン (Ts), オガネソン (Og) と命名され、周期表は第 7 周期までがすべて埋められる結果となった [7, 8]。図 1.1 に 2016 年末時点での周期表を示す。

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
1	1 H Hydrogen																	2 He Helium
2	3 Li Lithium	4 Be Beryllium											5 B Boron	6 C Carbon	7 N Nitrogen	8 O Oxygen	9 F Fluorine	10 Ne Neon
3	11 Na Sodium	12 Mg Magnesium											13 Al Aluminium	14 Si Silicon	15 P Phosphorus	16 S Sulphur	17 Cl Chlorine	18 Ar Argon
4	19 K Potassium	20 Ca Calcium	21 Sc Scandium	22 Ti Titanium	23 V Vanadium	24 Cr Chromium	25 Mn Manganese	26 Fe Iron	27 Co Cobalt	28 Ni Nickel	29 Cu Copper	30 Zn Zinc	31 Ga Gallium	32 Ge Germanium	33 As Arsenic	34 Se Selenium	35 Br Bromine	36 Kr Krypton
5	37 Rb Rubidium	38 Sr Strontium	39 Y Yttrium	40 Zr Zirconium	41 Nb Niobium	42 Mo Molybdenum	43 Tc Technetium	44 Ru Ruthenium	45 Rh Rhodium	46 Pd Palladium	47 Ag Silver	48 Cd Cadmium	49 In Indium	50 Sn Tin	51 Sb Antimony	52 Te Tellurium	53 I Iodine	54 Xe Xenon
6	55 Cs Caesium	56 Ba Barium	57-71 Lanthanoid	72 Hf Hafnium	73 Ta Tantalum	74 W Tungsten	75 Re Rhenium	76 Os Osmium	77 Ir Iridium	78 Pt Platinum	79 Au Gold	80 Hg Mercury	81 Tl Thallium	82 Pb Lead	83 Bi Bismuth	84 Po Polonium	85 At Astatine	86 Rn Radon
7	87 Fr Francium	88 Ra Radium	89-103 Actinoid	104 Rf Rutherfordium	105 Db Dubnium	106 Sg Seaborgium	107 Bh Bohrium	108 Hs Hassium	109 Mt Meitnerium	110 Ds Darmstadtium	111 Rg Roentgenium	112 Cn Copernicium	113 Nh Nihonium	114 Fl Flerovium	115 Mc Moscovium	116 Lv Livermorium	117 Ts Tennessine	118 Og Oganesson
	57 La Lanthanum	58 Ce Cerium	59 Pr Praseodymium	60 Nd Neodymium	61 Pm Promethium	62 Sm Samarium	63 Eu Europium	64 Gd Gadolinium	65 Tb Terbium	66 Dy Dysprosium	67 Ho Holmium	68 Er Erbium	69 Tm Thulium	70 Yb Ytterbium	71 Lu Lutetium			
	89 Ac Actinium	90 Th Thorium	91 Pa Protactinium	92 U Uranium	93 Np Neptunium	94 Pu Plutonium	95 Am Americium	96 Cm Curium	97 Bk Berkelium	98 Cf Californium	99 Es Einsteinium	100 Fm Fermium	101 Md Mendelevium	102 No Nobelium	103 Lr Lawrencium			

図 1.1 2016 年末時点での周期表。2016 年に 113, 115, 117, 118 番元素が Nh(ニホニウム), Mc(モスコビウム), Ts(テネシン), Og(オガネソン) と命名され、周期表は第 7 周期まですべて埋められた。

図 1.2 に、2016 年時点の核図表を示す。理研の超重元素合成は、IUPAC の定める新元素の認定基準のひとつである「崩壊連鎖の既知への到達」を念頭に置き、これまでコールドフュージョン(冷たい融合反応)によって新元素探索を行ってきた。しかしながら、理研で合成された $A = 278$, $Z = 113$ の生成断面積は 10 fb のオーダーに達しており、実験的に既知核へ崩壊する領域をさらに拡大することは困難となっている。そこで $Z = 119$ 以降の新元素探索は、入射核と標的核の Z が比較的離れているために融合確率の高いとされるホットフュージョン(熱い融合反応)によって行うこととなった。図 1.2 において、二重閉殻やその付近の核を標的としてコールドフュージョンで生成された領域は左側に位置しており、一方で ^{48}Ca をビームとして使用したホットフュージョンで生成された領域は右側に位置している。また、図中にいくつかの質量模型で提唱されている球形閉殻および変形閉殻の位置を示した。 N については変形閉殻として 152, 162 また球形閉殻として 184 が予言されている。また Z に対しては変形閉殻として 108(Hs), 球形閉殻として 114(Fl), 120, 126 が予言されている。

超重元素領域が開拓された背景には、安定の島の存在がある。1965 年頃、二重閉殻核 $Z = 114$, $N = 184$ を中心とした領域の超重核が非常に長寿命となると予言された [9, 10]。この予言によって、超重元素が中性子捕獲によっても (r プロセス)、重イオン反応によっても生成されると信じられた。しかしながら当時は実験的にこれを証明することはできなかった。以降加速器技術の進展により研究は続けられているが、これまでに開拓された超重核の領域は予言されている安定の島の中心よりもはるかに中性子が少ない。安定または準安定核を用いた重イオン衝突では $N = 184$ に到達することはできず、安定の島に位置する超重核の生成方法は現在も模索し続けられている。

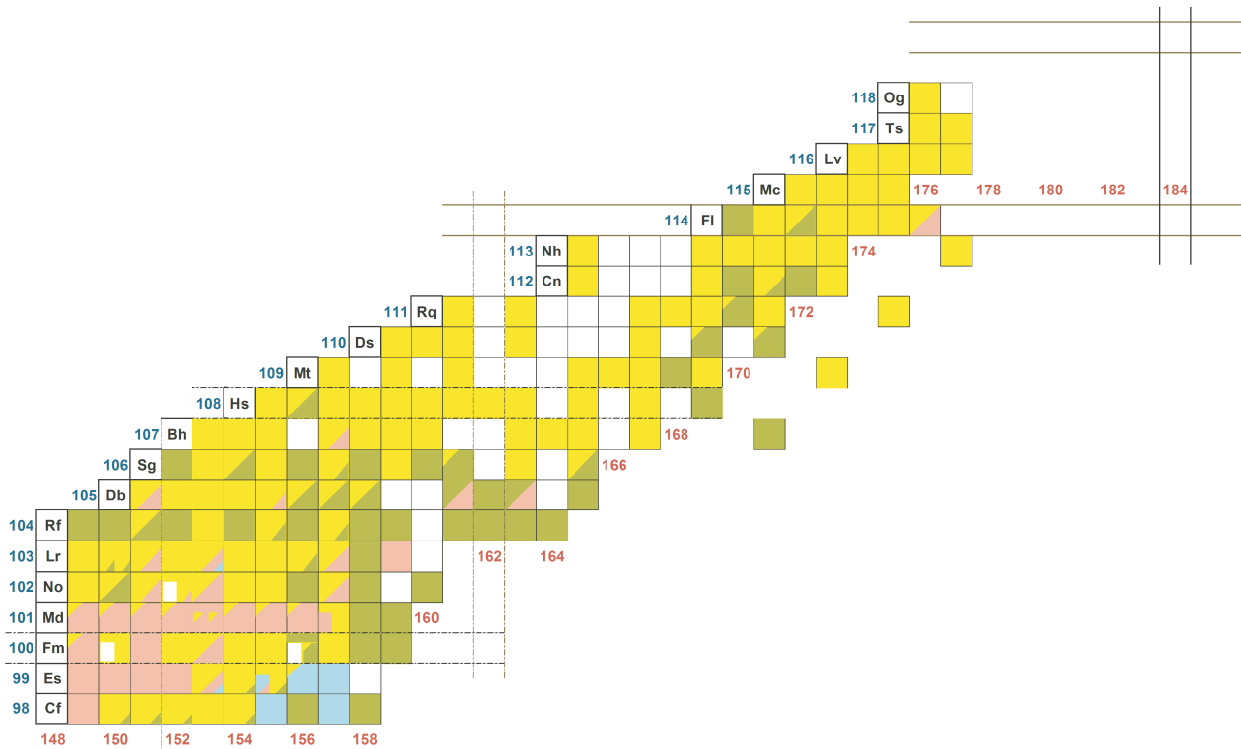


図 1.2 核図表の末端の超重元素領域。左側の領域はコールドフュージョンによって、また右側の領域はホットフュージョンによって開拓されてきた。

1.2 研究の背景

1.2.1 超重核の α 崩壊

超重核は多くの陽子を内包しているため、陽子間クーロン斥力が原子核の表面エネルギーに勝っている。このため、軽い原子核においてその安定性をよく説明することのできる電荷をもった液滴模型は、超重核が存在可能であることを説明できない。しかし原子核は殻構造を持つため、この効果によって束縛することができる。超重核はポテンシャルエネルギーを減らすため変形しているが、変形度に応じてポテンシャルエネルギーが変化し、そこに障壁の形をした構造が表れるとき、これを核分裂障壁とよぶ [11]。この核分裂障壁が存在しない場合、超重核はすぐに核分裂を起こしてしまい存在することができない。ポテンシャルエネルギーに殻構造が寄与しているために核分裂障壁が現れ、超重核が存在可能となっているのである。

超重核の崩壊モードは自発核分裂または α 崩壊が優勢である。我々が次に到達しようとする原子核の崩壊モードは、殻効果を取り入れた質量模型により α 崩壊が優勢であると想定されている。 α 崩壊に対する安定性を決める Q 値、 Q_α は崩壊以前の親核と娘核の束縛エネルギーの差あるいは質量差から直接的に計算される。

$$Q_\alpha = [B(A - 4, Z - 2) + B(4, 2)] - B(A, Z) = M(A, Z) - [M(A - 4, Z - 2) + M(4, 2)] \quad (1.1)$$

また、 Q_α と T_α とを現象論的に関係づける公式としては、Geiger-Nuttal 則 [12] が有名である。

$$\log T_{1/2} = a \frac{Z}{\sqrt{Q_\alpha}} + b \quad (1.2)$$

式 (1.2) は、井戸型+クーロンという単純化したポテンシャル中での α 粒子の透過係数を計算することで導出できる。詳細は第2章に示した。

Q_α の値が Z, N に関して系統的に変化する様子は、核分裂障壁の変化を反映している。例えば、質量模型のひとつである微視的巨視的模型では、核図表中の $Z = 114$ の上側の領域で Q_α が急激に増大する (T_α が急激に減少する) 傾向があるが、これは殻補正エネルギーが減少し核分裂障壁が下がるためである。反対に、 Q_α が減少 (T_α が増大) するという傾向は、殻補正エネルギーが増大し核分裂障壁が高くなることを意味する。このように、超重核領域の α 崩壊の半減期は殻効果が大きく寄与しており、閉殻の位置によって大幅に変わってくる。また実験で得られた Q_α は質量模型を評価する基準となる。 α 崩壊の半減期は現在予想されている閉殻の位置 $Z = 114, N = 184$ が、実際とは異なっていた場合 100 倍程度変わると考えられている。軽い原子核領域における殻効果が魔法数の核の周りに局在しているのに対し、超重核領域の殻効果は一般に、かなり広い領域にわたって現れると考えられている [13]。もしも $Z = 82, N = 126$ の ^{208}Pb 次の閉殻が ^{208}Pb に匹敵するくらい強ければ閉殻の上側では顕著に半減期が短くなり、反対に閉殻の下側では顕著に長くなる [14]。

半減期予想の例として、A. Sobiczewski の微視的巨視的模型によれば $^{298}120$ は、 Q_α が 13.06 MeV の場合、 $T_{1/2} = 11.4 \mu\text{s}$ である [15]。また、S. Hofman は $Z = 120$ 合成実験に関する論文の中で $Z = 120$ と同定するには完全ではないが、その可能性が高いものとして崩壊連鎖を示している [16]。 ^{291}Lv を通る α 崩壊連鎖で得られた Q_α の実験値と理論値との比較を行っており、 $^{299}120$ では $Q_\alpha = 13.14 \text{ MeV}$ となっている。

図 1.3 にいくつかの主要な質量模型から計算された $^{298}120$ と $^{299}120$ の Q_α と半減期 T との関係を示した。図中のシンボルマークはそれぞれ異なる模型から計算された Q_α と T_α である [17, 15, 25, 24, 22, 23, 21, 18, 20, 19]。MM は微視的巨視的模型 (microscopic-macroscopic model), HFB はハートリーフック模型 (Hartree-Fock-Bogoliubov model) を示す。 T_α の予想は長いもので 40 ms, 短いものでは $0.5 \mu\text{s}$ と多岐にわたっている。 Q_α が 13 MeV 程度の場合、数 $\mu\text{s} \sim 10 \mu\text{s}$ 程度の半減期となることが予想される。

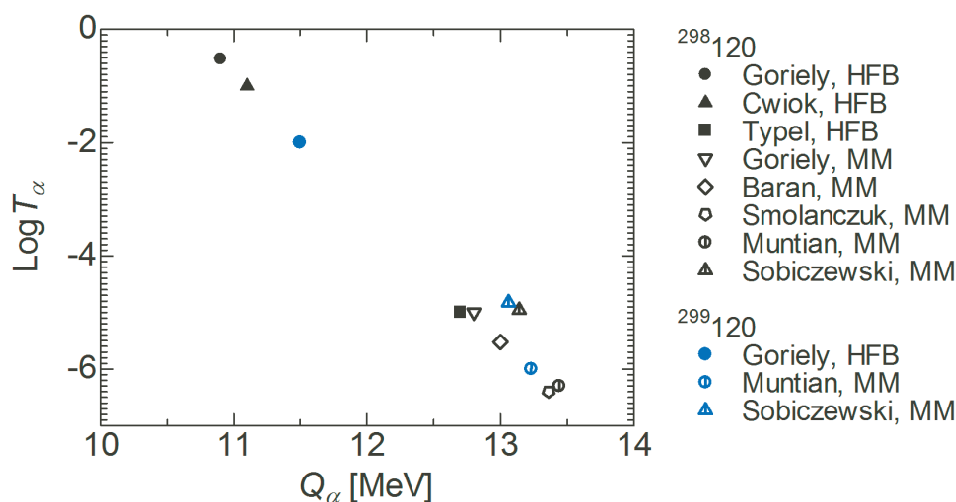


図 1.3 いくつかの主要な質量模型から計算された $^{298}120$ と $^{299}120$ の Q_α と半減期 T との関係。

1.2.2 短寿命核の崩壊特性の測定

生成された超重核の半減期が $10 \mu\text{s}$ 程度かそれ以下であった場合には、それが検出器に入射するイベントとそれに続く崩壊イベントの観測に関して装置的な制約が生じてくる。この理由は次節に述べるとし、ここではこれまで短寿命の α 崩壊がいかにして観測されてきたかを紹介する。超重元素領域に関しては $10 \mu\text{s}$ オーダーの短寿命 α 崩壊は報告されていないが、アクチナイド領域に位置する $Z = 82$, $N = 126$ の ^{208}Pb の右上の領域では二重閉殻構造に起因して短寿命の α 崩壊が観測されている。とくに、 $N = 128$ の原子核については、 ns オーダーの α 崩壊が見られる。このような短寿命の α 崩壊の半減期は主に 1970 年代 [26, 27] に測定されており、そのために様々な工夫がなされた。

- delayed coincidence

J. Borggreen �らは delayed coincidence の手法により μs オーダーの崩壊の観測を可能とした [28, 29]。論文中では、 $3 \mu\text{s}$ 以上の時間差の二つのイベントに対して個々のエネルギーと時間差を測定できる回路、およびそれよりも短い時間差のイベントに対してエネルギーの和と時間差が測定できる回路が紹介されている。図 1.4 に後者の方法の回路を示す。TAC(time-to-amplitude converter) の受付時間以内の時間差の崩壊時間の観測が可能である。J. Borggreen �らはこの後者の手法によって $^{220}\text{Ac} + ^{216}\text{Fr}$, $^{217}\text{Fr} + ^{213}\text{At}$, $^{219}\text{Ac} + ^{215}\text{Fr}$ のエネルギー測定と、娘核 ^{216}Fr , ^{213}At , ^{215}Fr の半減期測定を行った。宮武らは同様の手法を用いて 218 , ^{219}Ac , ^{221}Pa の α 崩壊の半減期の測定を行った [30]。

- パルスビーム

野村らは光速で ON/OFF の切り替わるパルスビームを使用して、 $N = 128$ の核 ^{216}Ra , ^{217}Ac , ^{218}Th の半減期を測定した [31, 32, 33, 34]。図 1.6 にこの方法の模式図を示した。ビーム ON の間に沢山の核を標的中に埋め込み停止させて核融合反応を起こさせ、ビーム OFF の時間に標的から特定の方向に飛び出した α 粒子を観測するというものである。このときビーム ON となっている時間は 2 ns 以下、OFF となっている時間は $80 - 150 \text{ ns}$ であり、サイクロトロンからビームが供給される瞬間の時間を TAC の start に、Si 検出器に α 粒子が入射する時間を stop に入力して崩壊時間を測定した。図中で magnet および slit は標的からくる電子を除去するために設置されている。この方法の特長は、核融合反応で生成した蒸発残留核を輸送する必要がないため、従来の He ガスジェット法などでは輸送時間の制限のために測定できなかった短寿命の α 崩壊まで観測することを可能とした点にある。

- trapezoidal filter (台形フィルタ)

前置増幅器の出力信号をデジタル化し、フィルタを適用して台形整形を行う手法がある。取得された波形にオフラインで台形整形を行う方法だけでなく、波形をデジタル化する段階でリアルタイムに整形し解析も行う方法などが開発されている [35, 36, 37]。台形整形の方法としては様々な方法が提唱されているが、ここでは V. T. Jordanov らによる方法を紹介する [35]。図 1.5 a は前置増幅器出力の立下り部分に相当し、 τ は台形整形の整形時間に相当する (τ は波形の立下りの時定数と一致させる必要はない)。b はインパルス応答、c は a と b の合成積である。出力信号の Δt の部分は一般にフラットトップと呼ばれる部分であり、フラットトップの高さ τ^2 がエネルギーに相当する。近接した二つのイベントの時間差を測定する場合、 τ および Δt の長さによって、測定可能な最低時間差が決まる。例えばエネルギー情報を引き出すには分解能を保証するために τ と ΔT

を大きく取り、時間情報を引き出すには τ と ΔT を小さく取るということができる。台形フィルタの手法自体は、波形整形アンプでアナログ波形を成形する作業のデジタル版に相当するものであるが、デジタル化することにより詳細に波形を解析することが可能となる。

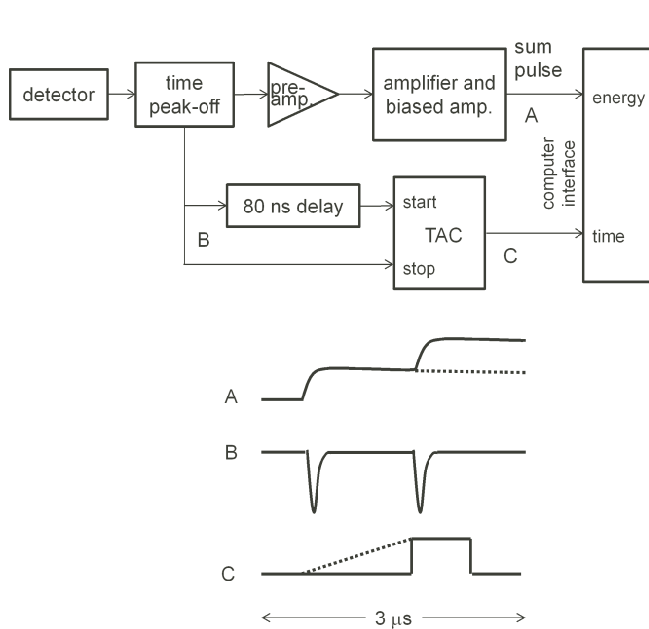


図 1.4 J. Borggreen �らが提案した delayed coincidence の手法。親パルスと娘パルスのエネルギーの和、およびそれらの間の時間差を求めることができる。

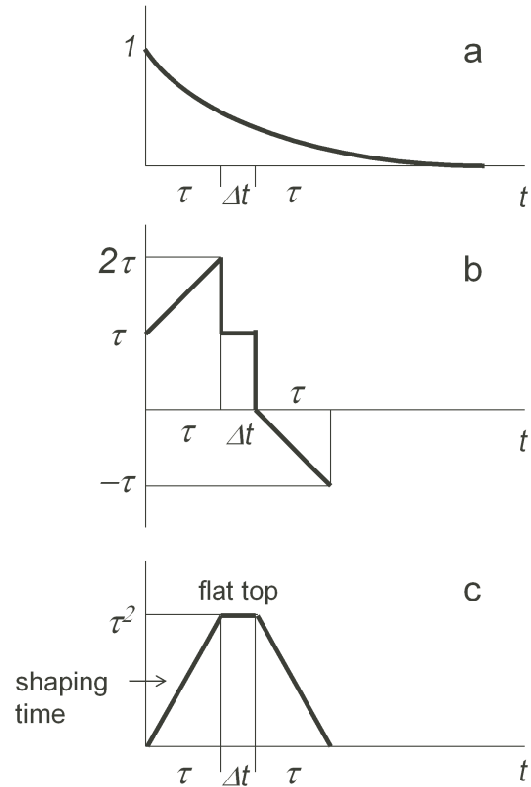


図 1.5 V. T. Jordanov らが提案した trapezoidal filter の手法。

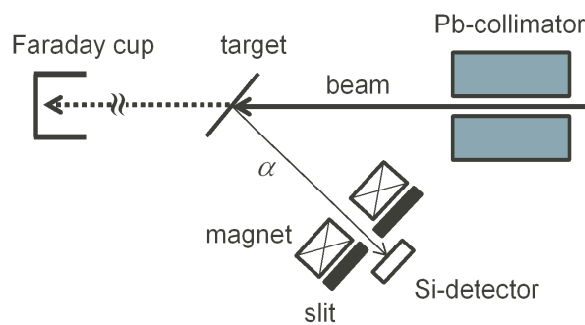


図 1.6 野村氏らの提案したパルスビームの手法。

1.2.3 波形解析の要求性能

短寿命な超重核の崩壊事象を捉える際の状況から本研究で構築するシステムの要件を確認する。まず、標的中で生成され蒸発残留核 (evaporation residue. 以後、ER と書く) が分離器を通過し、焦点面検出器に運ばれる。標的から焦点面検出器に到達するまでの時間は $1 \mu\text{s}$ 程度であり、それよりも短い寿命で崩壊した原子核は散乱されて焦点面に到達できないか、もしくは焦点面検出器に到達しても娘核に変わっている。このような場合には初めから目的の原子番号を持った ER を観測することが出来ないが、本研究では ER のまま検出器に到達できたものとして話を進めていく。

$Z = 119, 120$ の超重核生成の際に ^{248}Cm 標的を使用し、それぞれ $^{51}\text{V}, ^{54}\text{Cr}$ ビームを $E_{\text{proj.}} \sim 6 \text{ MeV/u}$ で入射させたとする。このとき、 $Z = 119$ の場合反応直後の複合核のエネルギーは $\frac{A_{\text{proj.}}}{A_{\text{proj.}} + A_{\text{targ.}}} E_{\text{proj.}} = 51/(51 + 248) \times 6 \times 51 = 52 \text{ MeV}$ であり、標的から焦点面検出器の DSSD 到達までのエネルギーロスが 7 MeV 程度であるとする、DSSD 入射時には約 45 MeV となっている。この入射イベントと後続の α 崩壊とのエネルギーおよびそれらの時間差とを求めることが目標となる。

ここで、 α の崩壊の際の α 粒子の運動エネルギー E_α と Q_α との関係を示しておく。 Q_α は α 粒子と、ER の娘核の運動エネルギーとして分配される。このとき、運動量保存則より、

$$M_\alpha v_\alpha = M_d v_d \Leftrightarrow v_d = \frac{M_\alpha}{M_d} v_\alpha \quad (1.3)$$

であり、

$$Q_\alpha = \frac{1}{2} M_\alpha v_\alpha^2 + \frac{1}{2} M_d v_d^2 = \frac{1}{2} M_\alpha v_\alpha^2 + \frac{1}{2} M_d \left(\frac{M_\alpha}{M_d} v_\alpha \right)^2 = \frac{M_\alpha + M_d}{M_d} \frac{1}{2} M_\alpha v_\alpha^2 \quad (1.4)$$

超重核の場合 $(M_\alpha + M_d)/M_d \sim 1$ であるので、 Q_α のほとんどを α 粒子が持ち出すことがわかる。

図 1.7 に従来の読み出し回路と新しく導入した回路を示した。従来の回路では、初めに ER が DSSD に入射する際の信号 (時刻 T_1) と、それが α 崩壊による信号 (T_2) が前置増幅器で増幅され、同時に電荷すなわちエネルギーの情報が電圧に変換される。前置増幅器後の信号は立ち上がりが速く、立下り部分はフィードバック容量 C_f とフィードバック抵抗 R_f の積で定義される時定数で減衰する長いテールになっている。この時点では、二つの事象のエネルギーとそれらの時間差の情報は保持されている。次に、これを波形整形アンプによってピークホールド ADC (以後、PH-ADC と書く) で波高 (これがエネルギーに相当する) の読み取りが可能なガウス波形に整形する。実際の信号にはノイズが乗っているが、波形整形アンプ (shaping amplifier) は多段の微分-積分回路 ($\text{CR}^n - \text{RC}^n$) で構成されるため、高周波と低周波のノイズ成分はフィルタリングされる。ただしこのとき、フィルタリングによってある程度良いエネルギー分解能を得るためには長い整形時間が必要となる。(波形整形アンプの成形時間は、整形後のガウス波形の標準偏差で定義される。) この成形時間は、PH-ADC を使用して最も良いエネルギー分解能を得ることができた $1 \mu\text{s}$ に最適化している。このため、あるパルスのすぐ後ろにパルスがあると、ふたつのパルスがつながったガウシアンとなったり、はじめのパルスのテールが後のパルスに影響を及ぼしたりしてしまう。このような理由から従来の PH-ADC を使用する回路ではふたつのパルスが約 $5 \mu\text{s}$ 以上離れていなければそれぞれのエネルギーを正しく導出することが出来ず、それらの時間差情報も失われるという状況になっている。

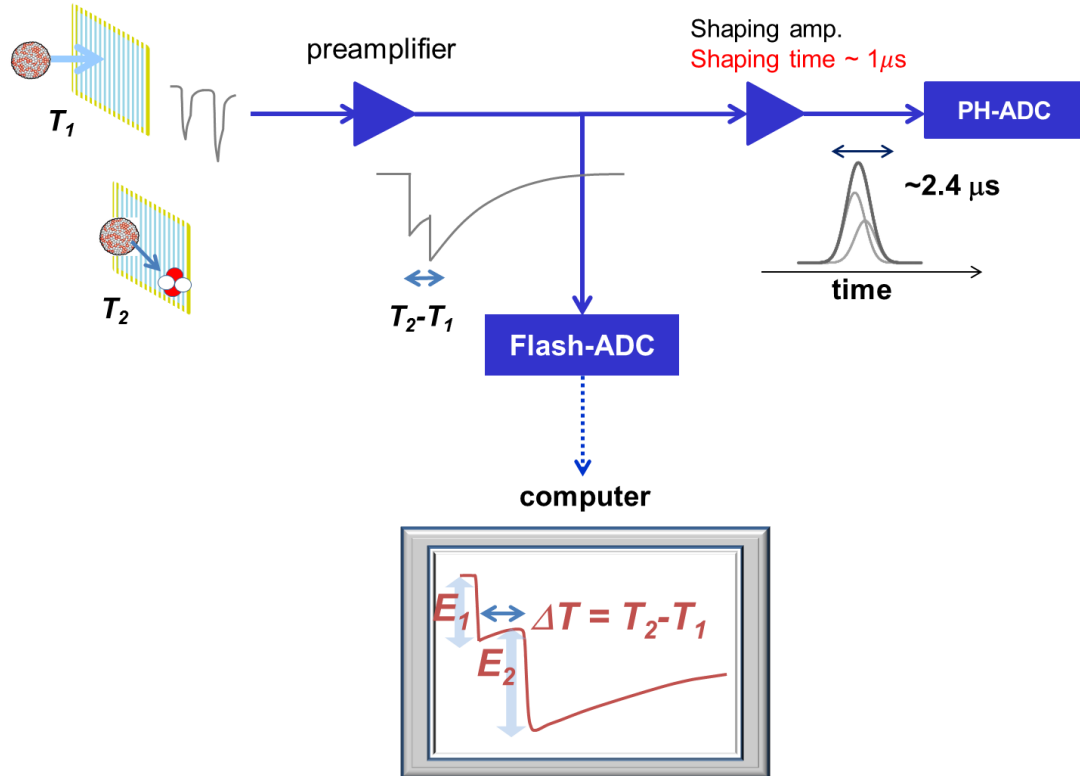


図 1.7 従来の回路 (preamplifier→shaping amplifier→ PH-ADC) と、短寿命崩壊測定用に追加された回路 (preamplifier→flash-ADC)。ER が入射する際の信号 (時刻 T_1) と、それが α 崩壊による信号 (T_2) の間隔が短く、信号同士が接近していた場合、従来回路では波形整形アンプで整形することで重なったガウシアンとなる。個々の事象のエネルギー (個々のガウシアンの高さ) と ER の崩壊時間 (ふたつの事象の時間間隔) とがわからなくなる。前置増幅器後の信号を Flash-ADC によってサンプリングし、その信号の波形を解析することによってエネルギーと崩壊時間の情報を引き出すのが本研究である。

ここで、前節で紹介した 3 つの方法の適用可能性を検討する。まず delayed coincidence の手法は B の信号の立ち上がり・立ち下り時間と時間分解能によってはかなり短い時間差のイベントまで観測可能で、なおかつパイルアップイベントの判定をすることができる。ただし、親パルスと娘パルスのエネルギーは和としてしか得られないため、両者のエネルギーがある程度既知である場合には有効であるが、入射イベント \rightarrow α 崩壊の場合には親パルスのエネルギーの不定性が大きく、かつ α 崩壊のエネルギーも未知のため目的のイベントかどうかの判断が難しいといえる。パルスビームの方法は、断面積がそれなりに大きく崩壊曲線を描くことで半減期を決定する実験では有効な方法であるが、超重元素探索のように統計数が得られない実験には効率が悪く適さない。(また、LIRAC では 100 ns オーダーの間隔のバンチビームを供給することが出来ない。) ただし、それらしい入射エネルギーのイベントが入射した際、崩壊連鎖を観測する際のバックグラウンドを減らすため一時的にビーム OFF にするという方法は従来から行っている。また、GARIS の場合にはビーム強度が著しく大きいことや ER は輸送する必要があること、この方法では ER の入射エネルギーが測定できないこと、 α 粒子が標的から飛び出さなければたとえ全方位に検出器を設置したとしてもその観測が出来ないことなどの理由もあり適用は難しい。台形フィルタの方法は整形時間および Δt の取り方によって測定可能な時間差の最小値が決まるが、この方法では PH-ADC と同じくパイルアップイベントを判別できない。ただし、前置増幅器の波形をデジタル化することは有効であ

るといえる。波形には ER の入射エネルギーとそれに続く α 崩壊のエネルギーおよびそれらのイベント間の時間差の情報が含まれているため、解析によりこれらの情報を抽出することが可能である。

そこで本研究では従来の読み出し回路の前置増幅器の後に、PH-ADC 回路と並列して Flash-ADC による読み出しを行う方法を取ることにした。また、取得した波形は、オフラインで解析を行う。

ここで、Flash-ADC で取得される実際の波形の様子を示しておく。図 1.8 に、DSSD にエネルギーが与えられるときの状況 (左図) とそれにより得られる波形 (右図) の例を示した。ER- α は、ER の入射イベント (親パルス) とその後の α 崩壊 (娘パルス) との連鎖を表す。また、ER-escape も ER の入射イベントとその後の α 崩壊との連鎖を表すが、特に α 粒子が DSSD から飛び出した場合 (エスケープ) を指す。 α - α , escape- α , α -escape は (新元素探索のときの状況とは異なるが)、親パルスも α 崩壊である場合の連鎖である。先ほど $Z = 119$ の ER の DSSD への入射イベントのエネルギーが 52 MeV 程度であることを述べたが、取得される波形は波高欠損により約 1.73 倍小さくなる [38] ので約 26 MeV である。また $Z = 120$ の ER は同様の計算により約 30 MeV の波高が観測されることが予想される。その後の α 崩壊のエネルギーを約 12 MeV と想定すると、親パルスと娘パルスとのエネルギーの比 (E_{1st}/E_{2nd}) は 2-3 倍となる。また、 α 粒子が DSSD から飛び出した場合には最低で 1 MeV 弱のエネルギーとなることが予想され、この場合にはエネルギーの比は約 30 倍となる。後ほど示すように、パイルアップイベントや波高の導出の性能はこのエネルギー比に大きく依存していることをここで強調しておく。

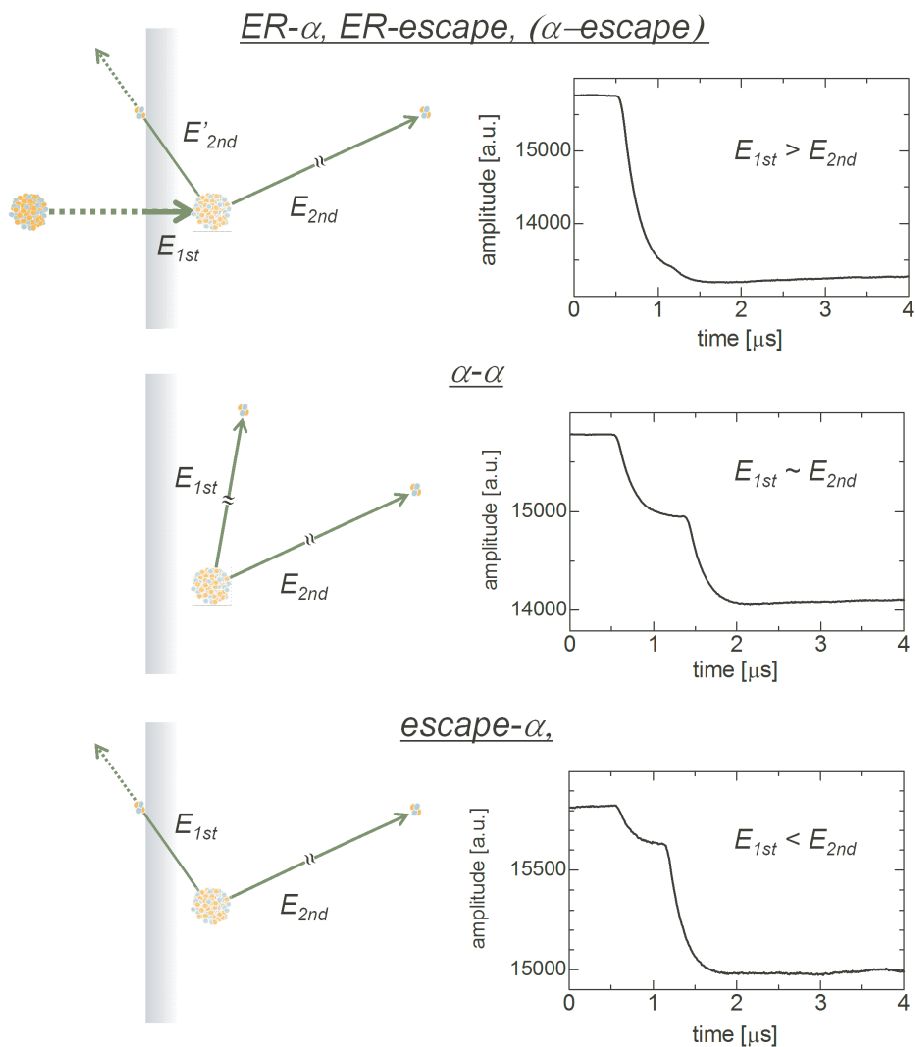


図 1.8 DSSD にエネルギーが与えられるときの状況 (左図) とそれにより得られる波形 (右図) の例。ER- α は、ER の入射イベント (親パルス) とその後の α 崩壊 (娘パルス) との連鎖。ER-escape は特に α 粒子が DSSD から飛び出した場合 (エスケープ) を指す。 α - α , escape- α , α -escape は、親パルスも α 崩壊である場合の連鎖。

第 2 章

理論

2.1 核融合反応

2.1.1 核融合反応の記述

核融合反応は理論的に、捕獲過程・複合核形成過程・蒸発過程の 3 段階の反応として捉えられる。図 2.1 に、核融合反応の段階を示した。最終的な蒸発残留核の生成断面積 σ_{ER} は次の式であらわされる。

$$\sigma_{ER} = \sigma_{fus} P_{surv} = \sigma_{stick} P_{form} P_{surv} \quad (2.1)$$

中間の式において、 σ_{fus} は融合断面積を、 P_{surv} は生き残り確率を表す。また、右の式において、 σ_{stick} は捕獲断面積を、 P_{form} は複合核形成確率を表す。以下では特に超重元素領域で使われる核反応に関する式をまとめる [39, 40]。

捕獲過程と Bass Barrier

現在最も使われている融合障壁は R. Bass により提案された。角運動量 l を持つ入射核と標的核の間のポテンシャルは次のように書ける；

$$V_l = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} + V_n(r) \quad (2.2)$$

第 3 項は核力ポテンシャルであり、Bass のモデルでは half density radius R_1, R_2 の二核が、密度の薄い部分で重なっており、この重なりによる表面積の減少分に表面張力計数を乗じたものとしてあらわす。

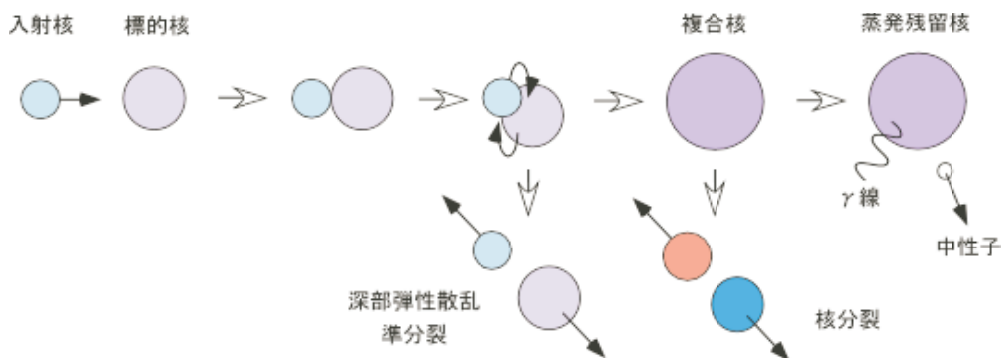


図 2.1 核融合反応の過程。捕獲過程・複合核形成過程・蒸発過程からなる。

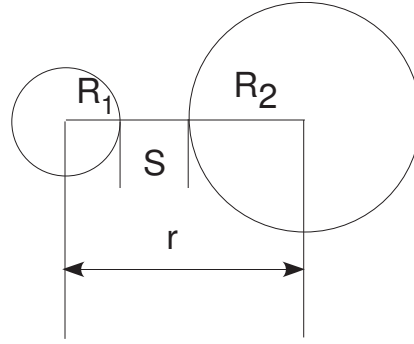


図 2.2 Bass の模型での核力の取り扱い。half density radius R_1, R_2 の二核が、密度の薄い部分で重なっており、この重なりによる表面積の減少分に表面張力計数を乗じたものとしてあらわす。

二核間の距離が $R_1 + R_2 + s'$ の時に働く核力は

$$V_n(s) = -4\pi\gamma \frac{R_1 R_2}{R_{12}} \int_s^\infty e(s') ds' = -4\pi\gamma \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} f(s) = -\frac{R_1 R_2}{R_{12}} g(s) \quad (2.3)$$

ここで、 $R_{12} = R_1 + R_2$ 、 γ は飽和密度における表面張力計数である。また、 $f(s) = \int_s^\infty e(s') ds'$; $g(s) = 4\pi\gamma f(s)$ と置いた。 $s' \rightarrow \infty$ の時 $e(s) \rightarrow 0$ 、 $s' \rightarrow 0$ の時 $e(s) \rightarrow 1$ より、

$$e(s) = \exp(-s/d), \quad f(s) = d \exp(-s/d) \quad (2.4)$$

と仮定できる。ただし、 d は核力のレンジ程度の大きさ $d = 1.35$ fm である。また、 $R_i = r_0 A_i^{1/3}$ ($i = 1, 2$) ; $4\pi R_i^2 \gamma = a_s A_i^{2/3}$ と書くと、

$$V_n(s) = -4\pi\gamma \frac{R_1 R_2}{R_{12}} \exp\left(-\frac{s}{d}\right) \quad (2.5)$$

$$= -a_s A_1^{1/3} A_2^{1/3} \frac{d}{R_{12}} \exp\left(-\frac{r - R_{12}}{d}\right) \quad (2.6)$$

この核力は Bass の "exponential potential" と呼ばれる。ここで、 $a_s = 17$ MeV である。

$l = 0$ のとき、全体のポテンシャルは

$$V_0(r) = V_c(r) + V_n(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} - a_s A_1^{1/3} A_2^{1/3} \frac{d}{R_{12}} \exp\left(-\frac{r - R_{12}}{d}\right) \quad (2.7)$$

式 (2.7) の極大値は s 波に対する融合障壁と呼ばれる。極大値は $dV_0(r)/dr = 0$ を計算すればよい。ここで、融合障壁の座標 $r_{fus} = R_{12} + d_{fu}$ とし、 $r = R_{12}$ における核力とクーロン力の絶対値の比 x を

$$x = \frac{e^2}{r_0 a_s} \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} A_2^{1/3} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \approx \frac{1}{12.6} \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} A_2^{1/3} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \quad (2.8)$$

と書くと、

$$d_{fu}/d \approx -\ln x / (1 - 2d/R_{12}) \quad (2.9)$$

を得る。これより、障壁の高さ B_{fu} は

$$B_{fu} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_{12}} \left[\frac{R_{12}}{R_{12} + d_{fu}} - \frac{1}{x} \frac{d}{R_{12}} \exp\left(-\frac{d_{int}}{d}\right) \right] \quad (2.10)$$

ここで、 $e^2 = 1.44 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$ である。

超重元素の合成ではこの融合障壁の近傍に入射エネルギーを設定する。上の計算では分布のない融合障壁を扱っており、その極大値を求めることができた。一方、融合障壁の分布または形を具体的に求める計算も行われている。クーロン障壁の近傍で反応を起こさせる場合、一次元の透過問題を解いた場合よりも実際には捕獲断面積は大きくなる。これは入射核と標的核が接近したとき、それらが励起されたり核子移行などが起こったりするためである。入射核と標的核が接近した際にそれらが励起することなどを考慮したチャンネル結合計算のコードがある [41]。変形した重い原子核では、チャンネル結合方程式の解は

$$P_l(E) = \int_0^1 d(\cos\theta) P_l(E; \theta) \quad (2.11)$$

と近似できる。ここで、 θ は入射ビームに対する変形した標的核の角度、 $P_l(E; \theta)$ は角度 θ を固定した時の相対角運動量 l に対する障壁の透過率を表す。

これより、捕獲断面積 σ_{cap} (または σ_{stick}) は次の式であらわされる。

$$\sigma_{cap}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(E) \quad (2.12)$$

複合核形成過程

捕獲過程ののちに、洋ナンシ型の複合系が形成される。この時間の間に、核子のやり取りが行われる。この複合系の進化によって、準分裂が起こるのか複合核が形成されるのかが決定される。

軽い系または $Z_p Z_t$ の小さい系、またはクーロンパラメーター $z = Z_p Z_t / (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ の小さい系では、捕獲過程のクーロンバリアのみ融合障壁となり、このポテンシャルを透過すれば複合核は形成される。従って、式 (2.1) において $P_{form} = 1$ としてよく、複合核形成過程を改めて問題にする必要はない。

一方 $Z_p Z_t > 1800$ となるような重い系では、複合核形成過程で現れるもう一つのポテンシャルが本質的に融合障壁となり複合核の形成が大幅に抑制される。これを条件付き鞍点などと呼ぶ。このとき、鞍点の高さに相当するエネルギーを与えておけばこの障壁を超えられるわけではない。なぜなら、入射エネルギーによって与えられた融合方向に向かう相対運動のエネルギーは、核力により直ちに核子の運動エネルギー、すなわち内部エネルギーに変換されてしまうからである。軽い系の場合にはクーロン障壁と同程度の入射エネルギーの時に融合確率が 0.5 程度であるが、重い系ではその条件では融合確率がかなり小さく、“エクストラ・プッシュ・エネルギー”が必要となる。

融合確率 P_{fus} は、先に求めた障壁透過の確率に、接触後準核分裂が起きず複合核を形成する確率としてあらわされる。ある入射エネルギー、相対角運動量 l に対する融合確率の表式は

$$P_{fus}(E, l) = \int_0^1 d(\cos\theta) P_l(E; l) P_{form}(E, l, \theta) \quad (2.13)$$

P_{form} に関しては、二粒子の間の相対運動、質量非対称度、原子核の変形などの集団自由度をブラウン粒子に見立て、それらに結合する核子の内部運動を熱浴として取り扱うアプローチがなされている [41]。

一次元座標 q に対するランジュバン方程式は

$$m \frac{d^2 q}{dt^2} = -\frac{\partial V}{\partial q} - \gamma \frac{dq}{dt} + R(t) \quad (2.14)$$

のように表される。ここで、 m は座標 q に対する慣性質量、 γ は摩擦係数、 $R(t)$ はガウス型白色乱雑力、 V はポテンシャルである。実際にはこれを多次元に拡張したものをを用いて計算を行う。

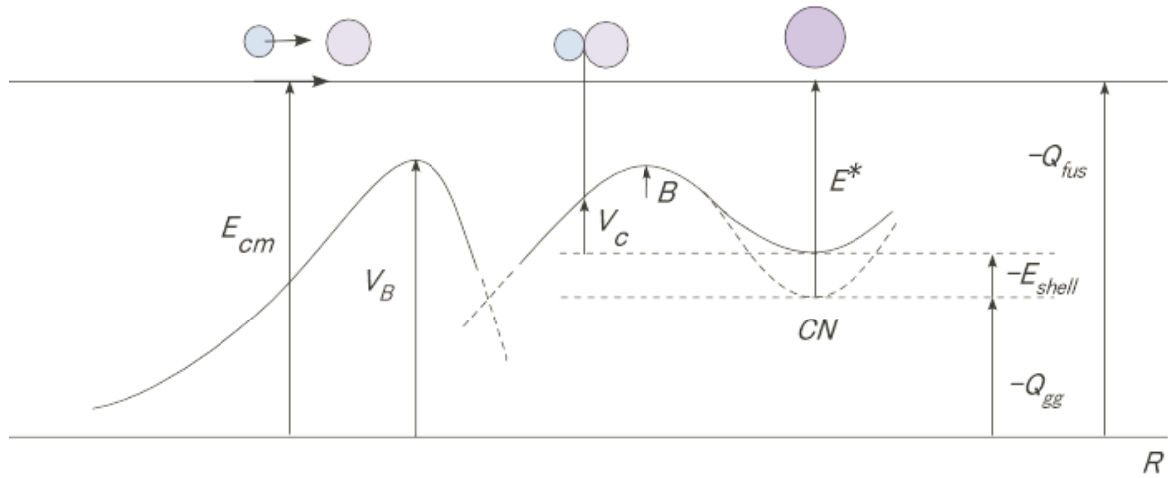


図 2.3 核融合反応のポテンシャルの様子。 $Z_p Z_t > 1800$ となるような重い系では、複合核形成過程で現れるもう一つのポテンシャルが本質的に融合障壁となり複合核の形成が大幅に抑制される。

複合核形成確率 P_{form} は、ランジュバン方程式を多数回解いて、全経路の何パーセントが複合核に到達するのかを計算することによって見積もることができる。

$$P_{\text{form}} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{B}{T}} \quad (2.15)$$

ここで、 erfc は誤差関数の補関数である。 P_{form} は接触点から見た条件付き鞍点の高さ B と、熱浴の温度 T とから求められるとわかる。さらに、 $\beta \equiv B/T > 1$ が成り立つ場合には、式 (2.15) は近似出来て、

$$P_{\text{form}} \approx \frac{\exp(-\beta)}{\sqrt{4\pi\beta}} \left(1 - \frac{1}{2\beta} + \frac{3}{4\beta^2} - \dots\right) \approx \frac{\exp(-\beta)}{\sqrt{4\pi\beta}} \quad (2.16)$$

これより、あるエネルギーに対する全融合確率 P_{fus} は以下の式で与えられる。

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_{\text{fus}}(E, l) \quad (2.17)$$

超重元素合成のようなクーロンパラメータの大きい系では複合核を形成せずに再び分裂する (準分裂) する確率が圧倒的に大きく $P_{\text{form}} \ll 1$ である。

蒸発過程と核分裂障壁

さて、複合核が運よく形成されたとしてもその複合核は数十 MeV 程度励起されているため、中間核への脱励起を起こす。脱励起の様式として何が選ばれるかはその遷移確率 $p = \Gamma/\hbar$ により決定される。遷移状態では中性子 (今は中性子が脱励起で放出されると仮定する) が残留核の表面にあり、その遷移状態での放出確率 $P = \Gamma/\hbar$ を求める。 P は同じ状態の出現頻度、中性子の透過確率、中間核の状態数の積であらわされる。

$$\Gamma_n = \frac{D}{2\pi} g_n \int_0^{U^* - B_n} \sum_l (2l+1) T_l(\epsilon) \rho(U^* - B_n - \epsilon) d\epsilon \quad (2.18)$$

$$\sum_l (2l+1)T_l(\epsilon) \approx \int_0^{l_{max}} 2l dl = l_{max}^2 = (Rp/\hbar)^2 = 2m\epsilon R^2/\hbar^2 \quad (2.19)$$

$$\Gamma_n \approx (D/2\pi)(2mR^2 g_n/\hbar^2) \int_0^{U^*-B_n} \epsilon \rho(U^* - B_n - \epsilon) d\epsilon \quad (2.20)$$

$$= (D/2\pi)(2mR^2 g_n/\hbar^2) T^2 \rho(U^* - B_n) \quad (2.21)$$

$$= (D/2\pi)(g_n A^{2/3}/K) T^2 \rho(U^* - B_n) \quad (2.22)$$

ここで、 $T_l(\epsilon)$ は中性子の遠心力ポテンシャルに対する透過係数、 D は遷移後の中間核の平均エネルギー間隔、 U^* は励起エネルギー (= 励起エネルギー U - 対エネルギー δ)、 B_n は中性子の結合エネルギー、 $U^* - B_n - \epsilon$ が中間核の実行励起エネルギー、 $\rho(U^* - B_n - \epsilon)$ は中間核の状態密度である。

$$\int_0^{U^*} \epsilon \rho(U^* - \epsilon) d\epsilon \approx \rho(U^*) \int_0^{U^*} \epsilon \exp(-\epsilon/T) d\epsilon \approx \rho(U^*) \cdot T^2 \quad (2.23)$$

を用いた。

式 (2.20), (2.21), (2.22) を (荷電) 粒子 x 放出に対して一般化すると、

$$\Gamma_x \approx (D/2\pi)(2m_x R_x^2 g_x/\hbar^2) \int_0^{U^*-B_x-V_c^x} \epsilon' \rho_x(U^* - B_x - V_c^x - \epsilon') d\epsilon' \quad (2.24)$$

$$= (D/2\pi)(2m_x R_x^2 g_x/\hbar^2) T_x^2 \rho_x(U^* - B_x - V_c^x) \quad (2.25)$$

自発核分裂に対しては、

$$\Gamma_f \approx (D/2\pi) \int_0^{U^*-B_f} \epsilon' \rho_x(U^* - B_f - K) dK \quad (2.26)$$

脱励起の様式を推定するには個々の Γ よりもそれらの比が重要である。

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{(g_n A^{2/3}/K) T_n^2 \rho_n(U^* - B_n)}{T_f \rho_f(U^* - B_f)} \quad (2.27)$$

$T_n \approx T_f = T$ と近似し、一定温度の状態密度

$$\rho(U^*) \approx \text{const} \cdot \exp(U^*/T) \quad (2.28)$$

から

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = (g_n A^{2/3}/K) T \exp\left[\frac{(B_f - B_n) + (\delta_f - \delta_n) + \Delta E_{shell}^n}{T}\right] \quad (2.29)$$

$Z > 108$ の超重核では、核分裂の確率が圧倒的に大きく、しばしば $\Gamma_n/\Gamma_f < 0.01$ である。

Γ_p/Γ_n については、 $g_p = g_n, m_p \approx m_n, R_p \approx R_n$ なので、

$$\frac{\Gamma_p}{\Gamma_n} \approx \frac{T_p^2 \rho(U^* - b_p - V_c^p)}{T_n^2 \rho_n(U^* - B_n)} \quad (2.30)$$

$$\approx \frac{\rho_p(U^* - B_p - V_c^p)}{\rho_n(U^* - B_n)} \quad (2.31)$$

$$\approx \exp\left[\frac{B_n - B_p - V_c^p + (\delta_n - \delta_p) - (\Delta E_{shell}^n - \Delta^p E_{shell})}{T}\right] \quad (2.32)$$

$$\approx \exp\left[\frac{B_n - B_p - V_c^p + (\delta_n - \delta_p)}{T}\right] \approx \exp\left(\frac{B_n - B_p - V_c^p}{T}\right) \quad (2.33)$$

α 粒子に対しても同様に

$$\frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_n} \approx \frac{T_\alpha^2 \rho(U^* - b_\alpha - V_c^\alpha)}{T_n^2 \rho_n(U^* - B_n)} \quad (2.34)$$

$$\approx \dots \approx \exp\left(\frac{B_n - B_\alpha - V_c^\alpha}{T}\right) \quad (2.35)$$

これより、崩壊幅の比を使って、中性子を x 個放出するような脱励起のチャンネルに対する生き残り確率および蒸発残留核の断面積は以下のように表される。

$$P_{\text{surv}} = (\Gamma_n/\Gamma_f)_1 (\Gamma_n/\Gamma_f)_2 \dots (\Gamma_n/\Gamma_f)_x \quad (2.36)$$

$$\approx (\Gamma_n/\Gamma_f)_{\text{ave.}}^x \quad (2.37)$$

$$= \{(\Gamma_n/\Gamma_f)_{\text{ave.}}/[1 + (\Gamma_n/\Gamma_f)_{\text{ave.}}]\}^\lambda \quad (2.38)$$

$$\sigma_{xn} = \sigma_{\text{fus}} \{(\Gamma_n/\Gamma_f)_{\text{ave.}}/[1 + (\Gamma_n/\Gamma_f)_{\text{ave.}}]\}^\lambda \quad (2.39)$$

脱励起で粒子を放出するたびに核分裂との競争が起こるため、励起エネルギーの増大によって生き残り確率はほぼ指数関数的に減少する。同じ Z の複合核なら、中性子が多い方が Γ_n/Γ_f が大きいことが知られている。すなわち、複合核の N は大きくするために、入射核および標的核は中性子数が大きいものがよいといえる。この理由は、一般に N が小さいと B_n は大きくなって Γ_n が減少し、一方で巨視的な分裂障壁 B_f は小さくなり Γ_f が増大するためである。

コールドフュージョンとホットフュージョン

第1章でふれたように、 $Z = 107$ 以降の原子核は、コールドフュージョンとホットフュージョンのふたつの様式によって合成されてきた。

前者は標的として二重閉殻核およびその周辺の ^{208}Pb や ^{209}Bi を使用する反応である。二重閉殻核では束縛エネルギーが大きいため、融合可能な最低エネルギーでビームを入射させて同じ複合核を生成しようとしたときに、 ^{208}Pb や ^{209}Bi を使用しない他の標的とビームの組み合わせに比べて、複合核の励起エネルギーが小さく抑えられるという特徴を持つ。冷たい融合反応の場合の複合核の励起エネルギーは 15 - 25 MeV 程度のもが多く、中性子1個程度の放出で脱励起の過程が終了する。従って前節の話から生き残り確率の点において有利な反応である。この反応によって、 $Z=107 - 113$ の元素が発見された。

後者は、アクチナイド領域の原子核を標的として使用する反応である。前者に比べてビームと標的の質量または原子番号の差が大きいため、捕獲過程と複合核形成過程において有利である。 $Z=114 - 118$ の原子核は、すべて ^{48}Ca をビームとして使用した熱い融合反応により発見された。

荷電粒子の放出とアクチナイド原子核

第6章において、 $^{23}\text{Na} + ^{206}\text{Pb} \rightarrow ^{229}\text{Np}^*$ の反応により生成したアクチナイド原子核の解析を行っている。アクチナイド領域の中性子欠損核では、複合核が蒸発残留核へ脱励起する際に中性子だけでなく、 α 粒子を放出する様式が顕著である。

$$\frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_n} \approx 2 \exp\left[\frac{S_n - (V_\alpha^c - Q_\alpha)}{T}\right] \quad (2.40)$$

ここで、 V_α^c は α 粒子の蒸発後働くクーロンポテンシャル、 T は粒子放出後の中間核の温度である。

先に超重核では核分裂障壁は殻効果で主に決まっていることを述べたが、アクチノイド領域では、障壁は依然として液滴模型のクーロンエネルギーと表面エネルギーで決まっている。複合核が脱励起で α 粒子を放出する場合、放出後の中間核でクーロンエネルギーがかなり下がるため、中間核の障壁は高くなって分裂幅が減少する。これは中性子放出のみで脱励起する場合と比べて中間核の生き残り確率が格段に増すという効果をもたらすため、 αxn チャンネルが多く観測される。一方、超重元素領域では αxn チャンネルは観測されていない。 α 粒子と中間核とのクーロンポテンシャルが大きいため、励起核の α 粒子崩壊幅は中性子崩壊幅と比べて非常に小さくなっている。

ここで、 α 粒子が励起した複合核から放出される時のポテンシャル V_c^α は次式であらわられる。

$$V_c^\alpha = \alpha \hbar c \frac{Z_1 Z_2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \quad (2.41)$$

この表式は、逆反応、すなわち α 粒子が娘核に入っていくこうとすときに感じるポテンシャルと同じである。しかし、実際には α 粒子が出ていくこうとすときに感じるポテンシャルは逆反応のポテンシャルよりもかなり低いことが知られている。W.E. Parker 氏らは、様々な質量の反応系において、 α 粒子や陽子放出の際のエネルギーと角度分布を測定し、ポテンシャル V_c^α を次のようにあらわした。

α 粒子放出；

$$V_c^\alpha = \frac{2.88(Z-2)}{1.470(A-4)^{1/3} + 4.642} \quad (2.42)$$

陽子放出；

$$V_c^\alpha = 0.106Z - 0.90 \quad (2.43)$$

2.2 超重元素の崩壊

2.2.1 超重核の安定性

原子核の大局的な性質は電荷をもった液滴の模型で説明される。液滴模型のうち最も有名なものは Weizsäcker の質量公式であり、この公式を使って原子核の束縛エネルギー B は次のように記述される。

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{4A} - \frac{\delta}{A^{1/2}} \quad (2.44)$$

$$a_v = 15.67 \quad (2.45)$$

$$a_s = 17.23 \quad (2.46)$$

$$a_c = 0.714 \quad (2.47)$$

$$a_a = 93.15 \quad (2.48)$$

$$\delta = \begin{cases} -11.2 & (\text{even-even}) \\ 0 & (\text{odd-even, even-odd}) \\ 11.2 & (\text{odd-odd}) \end{cases} \quad (2.49a)$$

$$\delta = \begin{cases} -11.2 & (\text{even-even}) \\ 0 & (\text{odd-even, even-odd}) \\ 11.2 & (\text{odd-odd}) \end{cases} \quad (2.49b)$$

$$\delta = \begin{cases} -11.2 & (\text{even-even}) \\ 0 & (\text{odd-even, even-odd}) \\ 11.2 & (\text{odd-odd}) \end{cases} \quad (2.49c)$$

ここで、 $a_v, a_s, a_c, a_a, \delta$ の単位はすべて $[\text{MeV}/c^2]$ である。 $a_v, a_s, a_c, a_a, \delta$ に比例する項はそれぞれ、体積項、表面項、クーロン項、非対称項、偶奇項と呼ばれる。

変形と自発核分裂

上では球形の液滴模型を取り扱ったが、 $Z \lesssim 90$ の原子核は変形し表面エネルギーを増加させることによってクーロンエネルギーとの釣り合いをとっている。

球形核に対する表面エネルギーとクーロンエネルギー E_s^0, E_c^0 は

$$E_s^0 = 4\pi R_0^2 \gamma = a_s A^{2/3}, E_c^0 = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{r_0} = a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (2.50)$$

であり、 γ は表面張力係数である。

変形した場合のエネルギーの変化分を求める。変形核の半径を θ の関数で

$$R(\theta) = (R_0/\lambda) \left[1 + \sum_{n=2} \alpha_n P_n(\cos \theta) \right] \quad (2.51)$$

と書いたとき、表面エネルギー $E_s(\alpha_n)$ は

$$E_s(\alpha_2, \alpha_3, \dots) = E_s^0 \left(1 + \frac{2}{5} \alpha_2^2 + \frac{5}{7} \alpha_3^2 + \dots \right) \quad (2.52)$$

クーロンエネルギーは

$$E_c(\alpha_2, \alpha_3, \dots) = E_c^0 \left(1 - \frac{1}{5} \alpha_2^2 - \frac{10}{49} \alpha_3^2 - \dots \right) \quad (2.53)$$

と書ける。

これより、四重極変形のみ考慮した場合には

$$\Delta E(\alpha_2) \equiv E_s + E_c \approx \frac{2}{5} a_s^2 E_s^0 \left(1 - \frac{E_c^0}{2E_s^0} \right) \quad (2.54)$$

球形核に対する表面エネルギー (の2倍) とクーロンエネルギーの比は自発核分裂のしやすさの指標であり、fissility(x) と呼ばれる。

$$x \equiv \frac{E_c^0}{2E_s^0} = \frac{a_c}{2a_s} \frac{Z^2}{A} \approx \frac{1}{50.15} Z^2 A \quad (2.55)$$

最後の近似は式 (2.44) を使った場合である。 x が1よりも大きい場合、分裂障壁は存在せず、すぐに分裂する。超重核領域はではクーロンエネルギーが大きすぎるために変形のみでは束縛を保つことが出来ない。

Q_α と半減期

原子核の崩壊様式は各崩壊モードの部分半減期により決定される。ここでは、準古典近似 (WKB 近似) を用いて Q_α と半減期 $T_{1/2}$ との関係を導出する。

$$\lambda(E) = \lambda_0(E) \exp \left[- \frac{W(E)}{\hbar} \right] = \lambda_0(E) P(E) \quad (2.56)$$

$$P \equiv \exp \left[- \frac{W(E)}{\hbar} \right] \quad (2.57)$$

$P(E)$ は透過係数である。 $W(E)$ は古典的な作用積分であり、

$$W(E) = \int_{x_i(E)}^{x_f(E)} \tilde{p}(x, E) dx, \quad \tilde{p}(x, E) = \sqrt{2m(V(x) - E)} \quad (2.58)$$

ここで、 $x_f(x), x_i(x)$ はポテンシャル $V(x) = E$ を満たす運動の転回点である。これより、

$$P = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{r_i}^{r_0} \sqrt{2\mu(V(r) - E)^{1/2}} dr \right] \quad (2.59)$$

ただし、 $V(r)$ は V_n を核力ポテンシャルとして、

$$V(r) = \frac{Z_\alpha Z_d e^2}{r} + \frac{\hbar^2}{2mr^2} l(l+1) + V_n(r) \quad (2.60)$$

である。ここでは井戸型ポテンシャルを仮定して

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & (r < R_0) \\ \frac{VR}{r} & (r \geq R_0) \end{cases} \quad (2.61a)$$

$$(2.61b)$$

とする。 α 粒子 $l=0$ の場合、透過係数 P は

$$P = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{r_i}^{r_0} \sqrt{2\mu \left(\frac{Z_\alpha Z_d e^2}{r} - E \right)^{1/2}} dr \right] \quad (2.62)$$

$$- \exp \left[-2Z_\alpha Z_d e^2 \sqrt{\frac{2\mu}{Q_\alpha \hbar^2}} (\cos^{-1} \sqrt{X} + \sqrt{X(1-X)}) \right] \quad (2.63)$$

となる。ここで、 $X = \sqrt{\frac{R_t}{R_c}}$, ($R_t = R_\alpha + R_d, R_c = Z_\alpha Z_d e^2 / E_\alpha$)、 R_α と R_d はそれぞれの核半径である。

さらに、

$$\cos^{-1}(x) - x\sqrt{1-x^2} = 2/\pi - 2x + x^3/3 \quad (2.64)$$

より、

$$P = \exp \left[-2Z_\alpha Z_d e^2 \sqrt{\frac{2m}{Q_\alpha \hbar^2}} \left(\frac{\pi}{2} - 2X + \frac{1}{3}X^3 \right) \right] \quad (2.65)$$

$$= \exp \left[-2\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \left(\frac{\pi Z_\alpha Z_d e^2}{2\sqrt{Q_\alpha}} - 2\sqrt{Z_\alpha Z_d e^2 R_t} + \frac{Q_\alpha R_t^{3/2}}{3\sqrt{Z_\alpha Z_d e^2}} \right) \right] \quad (2.66)$$

式 (2.66) の第1項から、

$$\lambda = \lambda_0 P \propto \exp\left(\frac{1}{\sqrt{Q_\alpha}}\right) \quad (2.67)$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \propto \frac{1}{\exp\left(\frac{1}{\sqrt{Q_\alpha}}\right)}, \quad \log(T_{1/2}) \propto \frac{1}{\sqrt{Q_\alpha}} \quad (2.68)$$

が導かれる。質量数の大きな原子核では高いところまでエネルギー準位が満たされているため、原子核内で α 粒子が形成された場合、それがトンネル効果によって出てくる確率は高くなっている。

2.2.2 質量模型

式 (2.44) は原子核の質量の大局的な部分についての説明を与えるが、微視的な効果は取り入れられていない。微視的効果とは、閉殻構造に起因する殻エネルギーおよび変形である。上で示したように変形のみでは超重核は存在できず、殻効果を取り入れることによって初めて束縛することが可能となっている。微視的巨視的模型は、液滴模型により束縛エネルギーのスムーズなふるまいを、一粒子モデルから計算した殻補正とペアリング補正で局所的な揺らぎを表現する。この模型は、V.M. Strutinsky により提唱され、現在最も広く使われている質量模型である。この模型により、既知の原子核の質量は非常によく再現できるようになり、同時に未知の原子核の質量の予言に対する信頼性も高まった。また、基底状態における変形・超変形の予言が可能となり、さらに核分裂経路に沿ってポテンシャルエネルギー表面を殻効果を含めて計算することで核分裂に対する寿命が評価できるようになった [40]。最近の研究では、 $Z = 114$, $N = 184$ が魔法数になると考えられている。

微視的巨視的模型が原子核の大局的な性質を液滴模型で扱うのに対し、非相対論的ハートレー・フォック計算や相対論的平均場模型ではより基本的な立場に立って計算を行う [44]。相対論的平均場模型は、有効な核子-核子相互作用により核力をモデル化するというに基づいており、ここからエネルギー密度関数 (EDF) または、相対論的なラグランジアンが導かれる。これより、束縛エネルギーとそれに矛盾しない基底状態の変形を決定される。一方、非相対論的な模型の中で、最も幅広く使用されるのは skyrme-Hartree-Fock (SHF) 模型である [45]。RMF や SHF では、基底状態のエネルギー、半径、変形、核分裂などの特性を表現することに成功しており、また $Z = 120$ や 126 が魔法数となる可能性が指摘されている。

第 3 章

波形解析アルゴリズム

3.1 導入

信号の波形から物理的な情報を抽出する波形解析 (Pulse Shape Analysis, Pulse shape discrimination) はエネルギー・時間情報の抽出、位置検出、粒子識別など近年様々な目的で行われている。デジタイザの登場でアナログ回路を使用するよりも詳細な解析が可能となったため、Si 検出器 +(電荷感応型) 前置増幅器 [48, 49, 50, 51, 52, 53], Ge 検出器 [54, 55], シンチレーション検出器 + 光電子増倍管 [56, 57, 58, 59], カロリメータ [60] などあらゆる信号の波形解析が行われるようになった。Flash-ADC(以下、FADC と書く) は、逐次近似型、パイプライン型、 $\Sigma\Delta$ 型といった方法に比べて、精度の面では劣るものの、速度の面で優れているという特徴を持つ。分解能の向上させる場合は回路規模が膨大になるため、生産された直後はスペクロスコーピーの用途には不向きであった。しかし近年の微細化技術の発展によって精度の問題を克服することが可能となったため、多方面で活用されるようになった。現在では、エネルギー分解能 16 bit、サンプリングレート 1 GHz の FADC などが登場している。

3.1.1 先行研究

本研究は S. N. Liddick 氏の波形解析法 [48] を参考にした。フィッティングの際にテンプレートを使うという点では共通しているが、Liddick 氏の方法ではパイルアップ判定の際に、"time over threshold (TOT)", "single fit", "derivative fit" の方法を試験している。本研究では、パイルアップの際に mean in time over threshold(MTOT) という方法を導入した。

著者これまでの研究において、波形解析アルゴリズムの原型を作成した [61, 62, 63]。DSSD micron W1 [64] と前置増幅器 Clear Pulse 579 [65] を使用した波形解析では、 ^{241}Am の α 線 5486 keV のシングルパルスに対し、エネルギー分解能 25.0 keV を達成している。 α 線源を検出器に近づけてパイルアップを起こしやすい状態にして取得した波形に関しては、時間間隔 $\delta T = 349$ ns までのパイルアップイベントを識別し、ふたつのパルスとしてフィッティングすることができた。さらに、Flash-ADC 読み出し回路を GARIS-II に導入し、 ^{205}Tl ($^{22}\text{Ne,xn}$) $^{227-x}\text{Pa}$ 、 ^{208}Pb ($^{22}\text{Ne,xn}$) $^{230-x}\text{U}$ 、 ^{209}Bi ($^{22}\text{Ne,xn}$) $^{231-x}\text{Np}$ 反応に対する波形データを取得した。この結果、 $^{220}\text{Ac} \rightarrow ^{216}\text{Fr}$ ($T_{1/2} = 0.7 \mu\text{s}$), $^{219}\text{Ra} \rightarrow ^{215}\text{Rn}$ ($T_{1/2} = 2.3 \mu\text{s}$), $^{221}\text{Ac} \rightarrow ^{217}\text{Fr}$ ($T_{1/2} = 16 \mu\text{s}$), などの崩壊事象に関するパイルアップイベントの識別およびフィッティングに成功した。そこで本研究では、より短寿命の崩壊に対して波形解析アルゴリズムが適用可能であることを確認するため、パイルアップシミュレーションおよび、より短寿命の α 崩壊が得られる反応系での解析を行っている。これらについては第 5 では実験データを使用したパ

イルアップシミュレーションによって性能評価を行った結果について解説している。本章では初めに波形解析アルゴリズムの流れを解説する。

3.2 波形解析の原理と流れ

図 3.2 に DSSD micron W1 と前置増幅器 kaizworks kpa-16 で得られる典型的な単一崩壊事象の波形を示した。波形取得時間は $8 \mu\text{s}$ 、サンプリングレートは 100 MHz (10 ns/clock) である。パルス自体は $t = 55 \text{ clock}$ (550 ns) 付近から立ち上がっている。立ち上がり時間は入力容量が大きいため 400 ns 程度となっている。このような崩壊事象が短時間に連続して起こったパイルアップイベントに対し、波形解析を施すことでそれらのエネルギーおよび時間差を求めていく。解析には、プログラミング言語 IDL (interactive data language) を使用する。

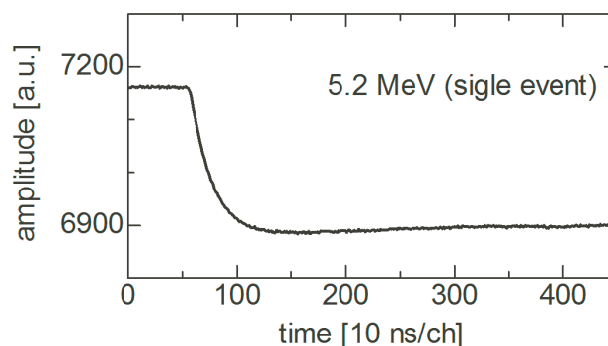


図 3.1 DSSD micron W1 と前置増幅器 kaizworks kpa-16 で得られる典型的な単一崩壊事象の波形

波形解析アルゴリズムには主に 1. シングルパルス／パイルアップ判定、2. エネルギー（と時間差）をフィッティングにより決定する、という二つの機能がある。3.2.1-3.2.7 節では、このアルゴリズムをメインプログラム、サブプログラム単位に分割して原理と詳細を解説した。

1. シングルイベント／パイルアップイベントの判定：この機能は MTOT の方法 (sub-program1) に集約される。
2. エネルギーと (パイルアップイベントについては) 崩壊時間を決定：この機能は sub-program2 -sub-program6 に分散している。最終的に、エネルギーおよび時間は波形に対して非線形最小二乗フィッティングを行うことで求める。

以後、“波形”、“イベント”、“パルス”という言葉を繰り返し使用する。それぞれの言葉は波形・・・波形取得時間内に得られたデータの全体、特に、その形。

イベント・・・崩壊事象、特に、シングルイベントといった場合には、取得した波形の中にパルスが 1 つの場合、パイルアップイベントといった場合には 2 つ以上の場合を指す。

パルス・・・取得した波形の中の個々の階段、または微分波形の中のピークひとつひとつを指す。

準備：テンプレートの作成

初めに波形テンプレートを作成する必要がある。テンプレートとは、多数の波形の平均をとることによって作成したテーブル関数のことである。オンライン実験データの解析では、PH-ADC で得られたイ

イベントのうち 5-6 MeV のものをチャンネルごとに選別し、あらかじめタイムスタンプによって同期した FADC のデータから対応するものを抽出する。そして抽出したイベントの波形を、1 clock ごとに平均を取ることでテンプレートを作成することができる。第 6 章の解析の際には、このように作成したテンプレートを使用してシングルイベントを多く含む run のイベントすべてにフィッティングを施し、 χ^2/ndf の 100 以下となったようなイベントについてさらに平均を取ることでテンプレートとした。図 3.2 テンプレートの例を示す。

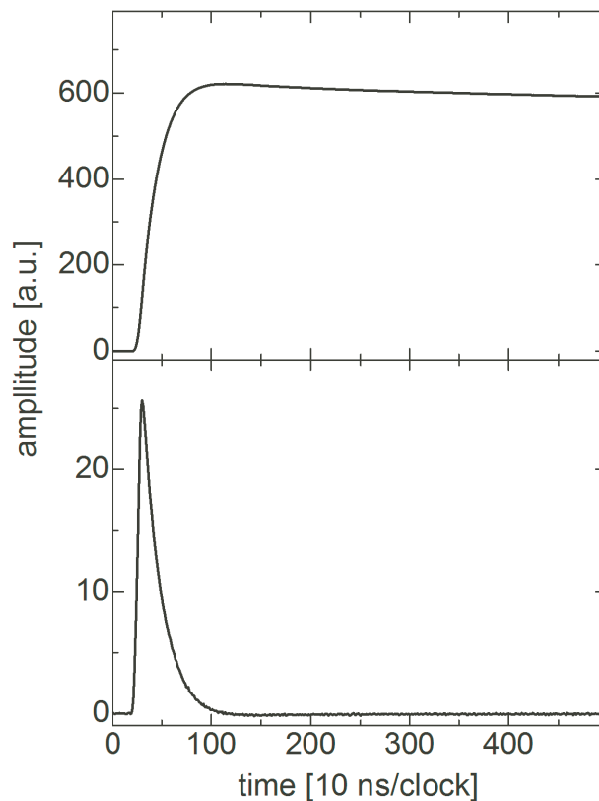


図 3.2 テンプレートと微分テンプレート

また、図 3.2 には決まった数の波形を適当に抽出して作成したテンプレートでシングルパルスをフィッティングした場合、 χ^2/ndf がどのような分布になるかを示した。テンプレートに使用するデータ数 N が 1-3 で徐々に収束してゆき、 $N = 5$ では $N = 200$ とほとんど相違ないことがわかる。従ってこのときの条件ではテンプレートの作成のために必要な波形の数は、最低で 5 イベントであったといえる。ただし、何イベント必要かはノイズ条件によっても変わると考えられるため、実験ごとに χ^2/ndf の収束は確認すべきである。

テンプレートの波高 (tmpl_ph)、テンプレートのパルスの起点 (tmpl_eg) の求め方

sub-program6 でフィッティングの際の波高の初期値を決定するため、テンプレートの波高をパラメータとして与えておく必要がある。図 3.2 は 5 - 6 MeV のエネルギーの波形を平均化したものであり、ch に換算すると High gain 側の波高 tmpl_ph ~ 600 ch、low gain 側では tmpl_ph ~ 280 ch であった。このとき、チャンネルごとに波形 (立ち上がり特性) が少しずつ異なる可能性もあるため、個別にテンプレートを用意し波高 (ch) を導出した。

テンプレートのパルスの立ち上がる時刻 (起点) も時間に関するフィッティングの初期値を与えるために必要である。図 3.2 より、テンプレートのベースラインとして 22 clock 分 (220 ns) を設けたので、tmpl_eg = 22 である。ただし、フィッティングの際にはベースラインを上下させるような自由度はないため、テンプレートはベースラインのデータを含まずパルス部分のみでもよい可能性がある。テンプレートにベースライン部分を含める場合、(特に娘パルスの) 時間軸方向のフィッティングの初期値 (sub-program2 で解説する) を正しく与えるために、その立ち上がる点が何点目かという情報を明示する必要がある (ベースラインをテンプレートに含まないなら tmpl_eg = 0)。

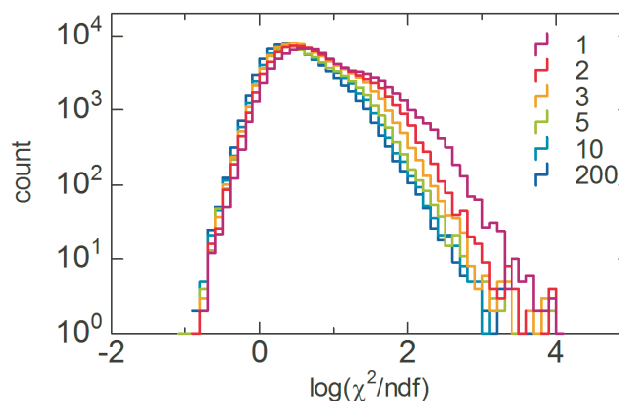


図 3.3 5 - 6 MeV の決まった数の波形を適当に抽出して作成したテンプレートでシングルパルスをフィッティングして得られた χ^2/ndf の分布

波形の微分

アルゴリズム中では微分波形をたびたび使用するため、ここで解説する。図 3.2 に、パイルアップ波形の例を示した。横軸は時間 (10 ns/clock)、縦軸は電圧である。また図 3.2(b),(c) は、(a) の微分波形およびそれを平滑化したものである。IDL では、等間隔で取得されたデータ配列 $Y[0, \dots, N-1]$ に対する微分は次式で与えられる [66]。

$$Y'[0] = (-3 * Y[0] + 4 * Y[1] - Y[2])/2$$

$$Y'[i] = (Y[i+1] - Y[i-1])/2 \quad ; i = 1 \dots N-2$$

$$Y'[N-1] = (3 * Y[N-1] - 4 * Y[N-2] + Y[N-3])/2$$

図 3.2(b),(c) から見て取れるように、微分した波形では、波形の立ち上がり部分が「パルス」としてあらわれており、時定数の長い立下り部分は 0 ch 付近に落ちている。もとの波形の立ち上がり特性のみが

顕著になっているため、パイルアップイベントに対してはイベント間の時間差の情報を引き出すことが微分以前に比べて容易となる。また、微分パルスの波高は微分以前の波高と比例関係にあるため、(分解能は微分以前に比べて劣るが) エネルギーを知ることも可能である。このように、解析アルゴリズムでは微分波形(ないし二階微分波形)を様々な部分で活用している。(ただし、前置増幅器の帰還容量 C_f と帰還抵抗 R_f で時定数を短くすることは好ましくない。立下り時間は検出器からの電荷の収集時間と等価であるため、一般に早く減衰させるとエネルギー分解能が悪化する。立下り時間は立ち上がり時間に対して少なくとも10倍以上長く取るべきである。)

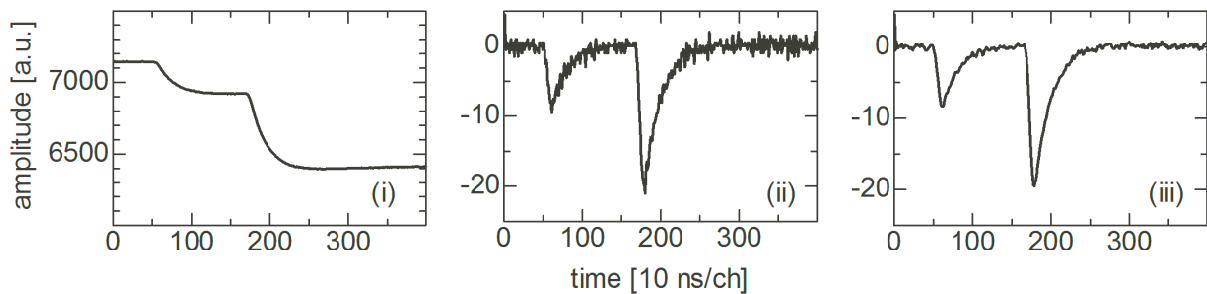


図 3.4 (a)Flash-ADC で取得した波形を微分したもの。(b) (a) に対して平滑化を行ったもの。(c) 微分していない波形 (黒線) に対してフィッティング (薄紫) をしたもの

パラメータファイルの準備

プログラムを動作させるために事前に与えておくべきパラメータがある。枠で囲った部分が波形解析アルゴリズム中で必要なパラメータ (括弧はパラメータの名前: `tmpl_ph`, `tmpl_eg`, `thr_1MeV`, `y_thr`, `paraa_thr`, `parab_thr`, `hosei_a`, `hosei_b`) である。第 6 章の解析に使用した値は付録 2 の `param_EXP47.txt` に記載している。

3.2.1 メインプログラム main_program

以下、波形解析の原理および必要なパラメータなどを詳細に解説する。注目する波形に対する処理に応じて、メインプログラムがサブプログラムを呼び出す形式になっており、サブプログラムは `mtot.pro` → `edge_2nd.pro` → `edge_1st.pro` → `baseline.pro` → `pulse_height.pro` → `fit_tmpl_1st.pro` → `fit_tmpl_2nd.pro` → (または `fit_all.pro`) という順に使用するため、この順番に従って解説する。図 3.5 にプログラムのフローチャートを示した。

メインプログラムは初めに、波形データ、サブプログラムで必要となるパラメータのファイル、テンプレートのロードを行う。ループのはじめに、そのイベント番号の全ストリップ (0-15 ch) のデータからイベントのあるストリップを検索する。このとき、あるストリップにイベントが入っているかは波高に対する閾値によって判断した。ただし、マルチヒットに対しては、最もエネルギーの高いストリップが選ばれる。イベントの存在するストリップを決定し、そのストリップに対して定義されたパラメータをサブプログラムに与える。

エネルギーの閾値 (thr_1MeV)

EXP47では、イベントの入っていないストリップを含めたすべてのチャンネルについての波形を取得していたため、イベントの入っているストリップを選別する意味で閾値を設けた。このとき閾値はEXP47の条件で1.2 -1.3 MeV 相当の125 ch(HG)と50 ch(LG)に設定した。ただし、パイルアップイベント探す場合には二つのパルスのエネルギーの和が1 MeVを超えていれば閾値にかかる(前置増幅器波形の立下りは $8 \mu\text{s}$ の幅で見たときにはほぼ水平である)ため、例えば親パルスと娘パルスの両方がエスケープしたとしてもDSSDに落とすエネルギーの和が $500 \text{ keV} + 500 \text{ keV}$ などであれば閾値にかかる。パルスが入っているストリップのみ波形取得する場合にはこの閾値を設ける必要はない。

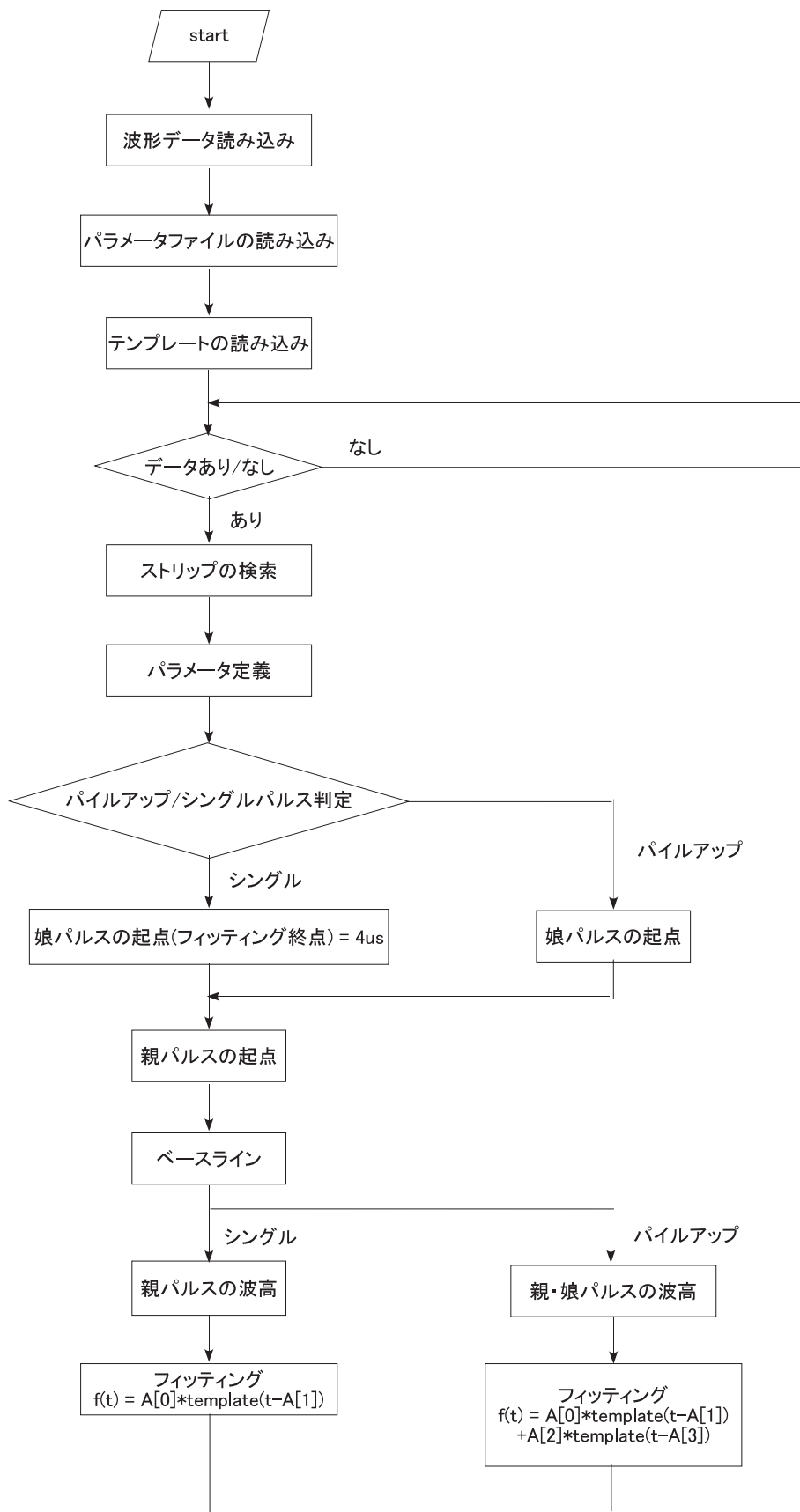


図 3.5 波形解析アルゴリズムのフロー

3.2.2 シングルパルスとパイルアップパルスの判定 sub-program1

注目する波形がパイルアップであるかシングルパルスであるかの判定を行う。8 μs 間サンプリングした波形データを微分し、平滑化した例を図 3.6 に示した。(以後、微分波形とは平滑化を行ったものを指す) (a) はシングルパルスでエネルギーは 5.2 MeV、(b) はパイルアップパルスで 7.1 \rightarrow 2.6 MeV (時間差 $\Delta T = 398$ ns)、(c) はパイルアップパルスで 8.5 \rightarrow 1.3 MeV、(d) はパイルアップパルスで 2.6 \rightarrow 6.0 MeV である。図中で (a)-1 などには前置増幅器後の生波形、(a)-2 などにはその微分に平滑化を行ったものである。

シングルパルスとパイルアップイベントの識別を可能とするため、はじめに MTOT(mean in time over threshold) という量を計算する。MTOT は以下のように定義した。

$$\text{MTOT} = \frac{\sum_{t=0}^{t_m} tw_t}{\sum_{t=0}^{t_m} w_t} - T, \quad w_t = \begin{cases} 1 & (v_t < v_{th.}) \\ 0 & (v_t \geq v_{th.}) \end{cases}, \quad (3.1)$$

ここで、 t は時間 (clock または ch) [10 ns/clock]、 t_m は波形取得時間 (EXP47 ではサンプリングレート 100 MHz のとき 800 clock、50 MHz のとき 1600 clock) [10 ns/clock]、 v_t は微分波高 [ch] である。図中で amplitude = -5 ch および -2 ch は MTOT を求める際の閾値を示す。 $V_{th.}$ は微分波高に対する閾値、 T は微分パルスが初めて閾値を超える時刻である。

MTOT の定義は一般化された重心の定義に等しい。従って、パイルアップパルスについては後発のパルスが先発のパルスと比較して大きいほど、大きな値をとることができる。(以後、先行するパルスを親パルス、後発のパルスを娘パルスと呼ぶ。) また、MTOT はパイルアップパルスについては両パルスの時間差が計算に取り入れられるため、両パルスの時間差がひらくほど大きな値をとることができる。図 3.6 の例では娘パルスが親パルスより大きく、時間差もひらいている (d)-2 の例が最も MTOT が大きい。一方、(a)(b) のようなシングルイベントおよびパイルアップパルスで閾値において分離していないイベントについて、MTOT は閾値を超えている時間の 1/2 の値となる。このとき、MTOT はよく知られた TOT(time over threshold) と等価な量となる。

TOT は次式で定義される。

$$\text{TOT} = \sum_{t=0}^{t_m} w_t, \quad w_t = \begin{cases} 1 & (v_t < v_{th.}) \\ 0 & (v_t \geq v_{th.}) \end{cases}, \quad (3.2)$$

(a) および (b) の例では、MTOT と TOT は

$$\text{TOT} = 2 \times \text{MTOT} + 1 \quad (3.3)$$

の関係にあるが、(c) および (d) では

$$\text{TOT} < 2 \times \text{MTOT} + 1 \quad (3.4)$$

となっている。

以下で示すように、MTOT および TOT の値が大きな値をとることがシングルパルスとパイルアップパルスとの分離の良さを決める。ふたつの方法の比較は第 5 章でも行っている。

MTOTの値は閾値にも依存しており、この値の決定の仕方については枠内で解説した。

MTOT(およびTOT)を計算するための閾値(y_{thr})の求め方

この閾値は微分波形に対して適応する。微分した波形に平滑化を施し、ノイズ成分が閾値を超えない程度に低めに設定した。本実験では微分波形は high gain(0-7 ch) では $\pm 3 \sim 4$ ch 程度、 low gain(8-15 ch) では $\pm 1 \sim 2$ ch 程度のノイズを持っていた。これに平滑化(移動平均の方法で、注目する点を含めてその周り5点のデータを使用する)を施したことにより high gain(0-7 ch) では ± 2 ch 弱、 low gain(8-15 ch) では ± 1 ch 弱となった。low gainの閾値は -2.5 ch, high gainの閾値は (gainが low gainのちょうど倍程度なので、条件を合わせる意味で) -5 ch に設定した。

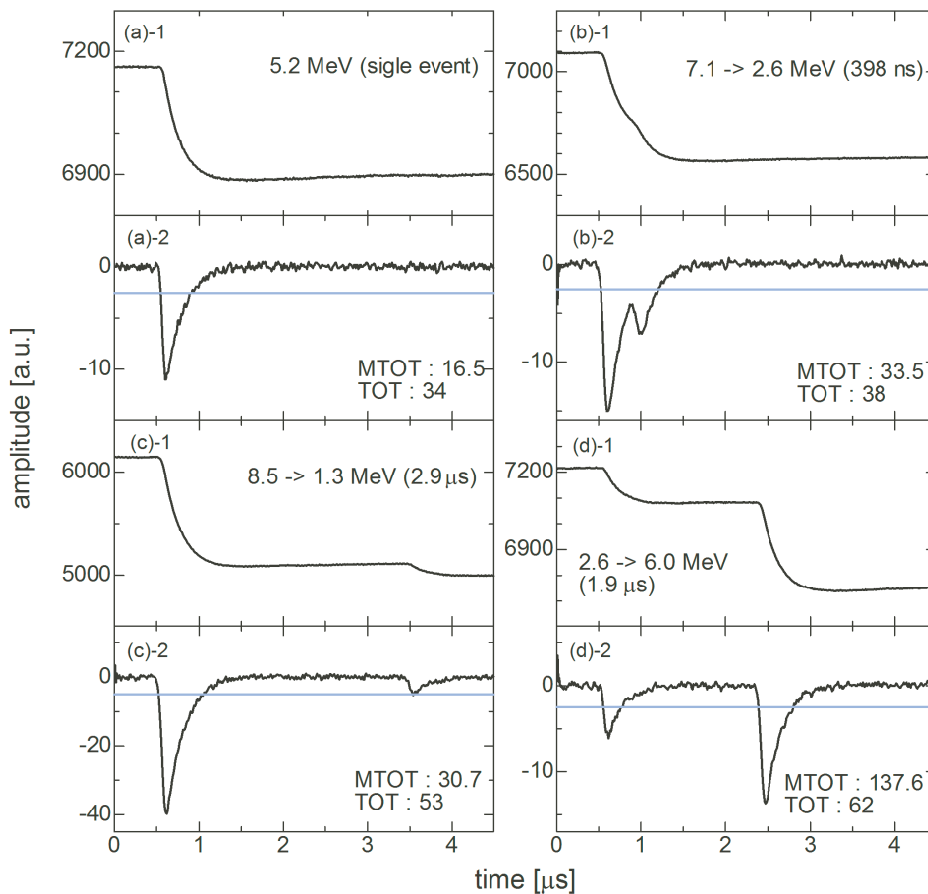


図 3.6 8 μs 間サンプリングした波形データと、それを微分・平滑化した例

前述のように計算した MTOT を使ってシングルパルスとパイルアップパルスを判別する方法を示す。時間 $t=0 - 65$ clock (0 - 650 ns) の中で微分パルスの最小値、すなわち微分パルスの波高を求める。 $t = 65$ clock は微分をしていないもとのパルスの立ち上がり部分の変曲点に対応している。パルスの立ち上がり時間は波高に依らず約 400 ns なので、変曲点の位置も共通である。この設定がフィッティング可能な時間差の最小値を規定する。このようにして求める微分波高は、シングルパルスについてはそれ自身の微分波高であるが、パイルアップパルスについては特に親パルスの微分波高である。図 3.6 の例では、微分波高はそれぞれ、(a) 11.0 ch, (b) 15.0 ch, (c) 39.8 ch, (d) 6.1 ch である。MTOT と微分パルスの波高をプロットすると図 3.7 のような図が得られる。図 3.7 の中で対数分布をなしている部分がシングルパルスを表し、それより上側に分布しているイベントがパイルアップイベントである。この対数分布の”幅”

は、微分波高がある精度 (サンプリングレートで主に決まる) で求められており、その精度で波高値=一定の条件において、閾値を超えている時間がどのくらいばらつきを持つかという量である。図 3.8 上段の図より、このばらつきは 100 ns 弱であるとわかる。また、このばらつきの程度は波高値にはほとんど依存していない。曲線は対数フィッティングにオフセットを加えたものであり、この曲線をシングルパルスとパイルアップパルスとを分離する閾値とする；

$$\text{MTOT}_{\text{thr.}} = f(v) = a' + b \cdot \ln(v) = 2\sigma + a + b \cdot \ln(v) = 2\sigma + f_0(v) \quad (3.5)$$

ここで、 v は微分波高 (derivative pulse height) を意味する。図より、対数フィッティングは微分波高にして 100 ch 付近まで成立していることがわかる。微分波高はエネルギーに比例しており 100 ch は今の条件では約 20 MeV に相当する。また、図 3.8 は $\text{MTOT} - \text{MTOT}_{\text{thr.}}$ および $\text{TOT} - \text{TOT}_{\text{thr.}}$ をヒストグラムにしたものである。(ただし、 $\text{TOT}_{\text{thr.}} = 2 \cdot \text{MTOT}_{\text{thr.}} + 1$ である。) ガウシアンピークがシングルパルス、右側のテール部分がパイルアップイベントに相当する。(TOT のガウシアン幅は MTOT のガウシアン幅の 2 倍である。) オフセットは、ガウシアン分布の 2σ とした。図中では横軸の $\text{MTOT} - \text{MTOT}_{\text{thr.}} = 0$ と $\text{TOT} - \text{TOT}_{\text{thr.}} = 0$ が 2σ に相当する。図 3.7 と 3.8 を使用してストリップごとに a, a' および b の値を求め、シングルイベントとパイルアップとを分離する閾値を決める。

また、20 MeV 以上の高エネルギー側まで分離を可能にするためには、

$$\text{MTOT}_{\text{thr.}} = g(v) = A' + B \cdot [\ln(v)]^{0.1} = A + 2\sigma + B \cdot [\ln(v)]^{0.1} \quad (3.6)$$

のようにフィッティング関数を変更するとよいフィッティングが得られる。図 3.8 中で、(a) -(d) は図 3.6 に対応している。前述のとおり、(a) と (b) では MTOT と TOT は等価となるため、上下の図で”同じ位置”にある。一方 (c) と (d) は MTOT の方が右側に位置しており、シングルイベントのピークとの分離がよいことがわかる。とくに (c) の例では、TOT は 2σ の外側にこそあるが、ガウシアンピーク中に位置している。MTOT はガウシアンピークとの分離が出来ている。

対数曲線のパラメータ (paraa_thr, parab_thr) の求め方

初めにチャンネルごとに MTOT と微分波高の相関の図を描き、対数フィッティングを施す。フィッティング関数 $f_0 = a + b \cdot \ln(v)$ と書いたとき、parab_thr = b である。また、MTOT-対数曲線のヒストグラムでシングルパルスの形成するガウシアンピークの 2σ を求め、paraa_thr = $a' = a + 2\sigma$ とする。

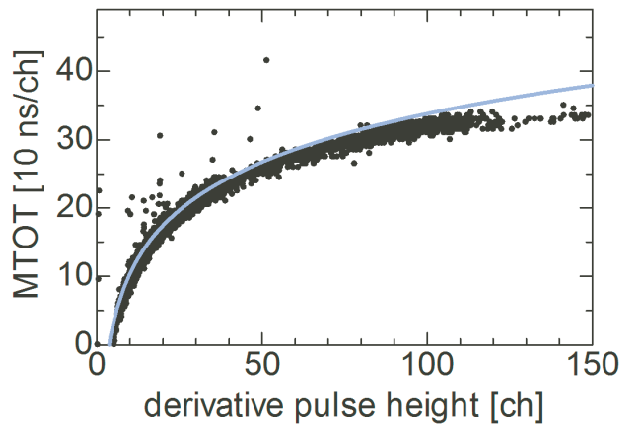


図 3.7 微分波高と MTOT との相関。対数分布をしている部分がシングルパルスを表し、それより上側に分布しているイベントがパイルアップイベントである。曲線はシングルパルスとパイルアップパルスとを分離するために設けた閾値 $MTOT_{thr.} = a' + b \cdot \ln(v)$ である。

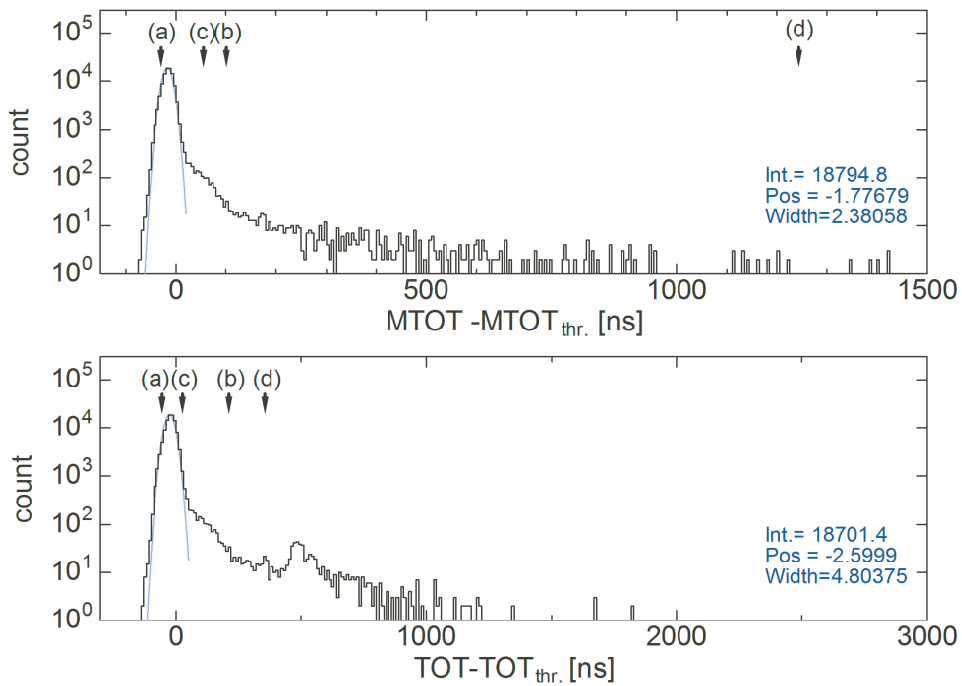


図 3.8 $MTOT - MTOT_{thr.}$ および $TOT - TOT_{thr.}$ をヒストグラム。ガウシアンピークがシングルパルス、右側のテール部分がパイルアップイベントに相当する。

3.2.3 娘パルスの起点 sub-program2

親パルスと娘パルスの時間差 ΔT は、

$$\Delta T = \text{娘パルス起点} - \text{親パルスの起点}$$

で計算できる。以後、“起点”はパルスが立ち上がり始める時刻を指す。このアルゴリズムでは計算から求めた値を直接 ΔT とするのではなく、最終的にはフィッティングによって ΔT を決定するが、フィッ

ティングの初期値を与えるためにあらかじめ親パルスと娘パルスの起点を概算する。

図 3.9 と 3.10 に、娘パルスの起点の求め方を示した。初めに、図 3.9 では ((c)(d) は図 3.6 に対応)、微分波形に対する閾値に関して、親パルスに関する値が一度閾値 (y_{thr}) 以下となり、娘パルスによって再び閾値を跨ぐ場合には、跨いだ点から 5 clock 分さかのぼったところを娘パルスの起点とする。図中で矢印は娘パルスの起点を示す。

一方、図 3.6 の (b) のように親パルスと娘パルスが近接しており、ふたつのパルスの間に閾値以下の点がない場合には、二階微分を適用する。図 3.10 は図 3.6(b)-1 および、より親パルスが大きく娘パルスが小さい例での二階微分である。このようなデータについては、 $t=65$ 以降のデータで最小値を取る点から 5 点さかのぼった点を、娘パルスの起点とする。ただし、二階微分のパルスに対しては、オーバーシュートが存在するため補正を行う。(e) の例では娘パルスが親パルスのアンダーシュートに埋もれているため、補正を行わなければピークを見つけない。オーバーシュートは以下の計算で補正することができる。

$$\text{補正パルス} = \text{二階微分したパルス} + 0.05 \times \text{一階微分したパルス} \quad (3.7)$$

図 3.10 で黒線は二階微分をしたもの、青線は補正を加えたものである。矢印は娘パルスの起点を示す。

また、図 3.11 は、5 で解説する方法でパイルアップイベントを生成 (親パルスと娘パルスのエネルギーはあらかじめわかっている) し、波形解析アルゴリズムを適用して得られた娘パルスのエネルギーを実際のエネルギーと比較したものである。補正を行った場合のフィッティング結果 (黒線) では実際のエネルギーの周りに収束しているが、補正を行わなかった場合のフィッティング結果 (青線) では実際のエネルギーとかけ離れたエネルギーに分布があることがわかる。

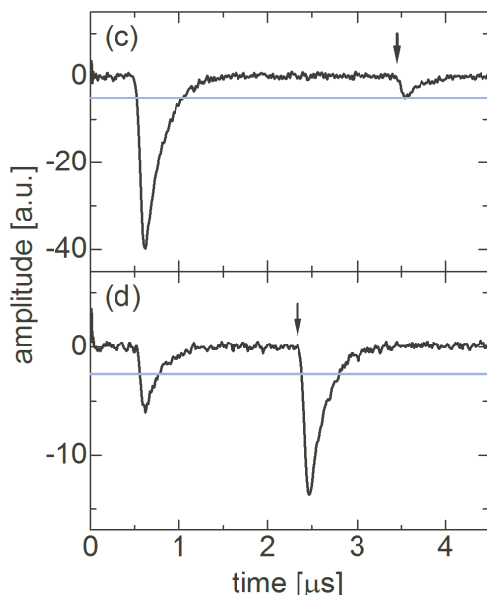


図 3.9 微分波形に対する閾値に関して、親パルスに関する値が一度閾値 (y_{thr}) 以下となり、娘パルスによって再び閾値を跨ぐ場合、跨いだ点から 5 clock 分さかのぼったところを娘パルスの起点とする。矢印は娘パルスの起点を示す。

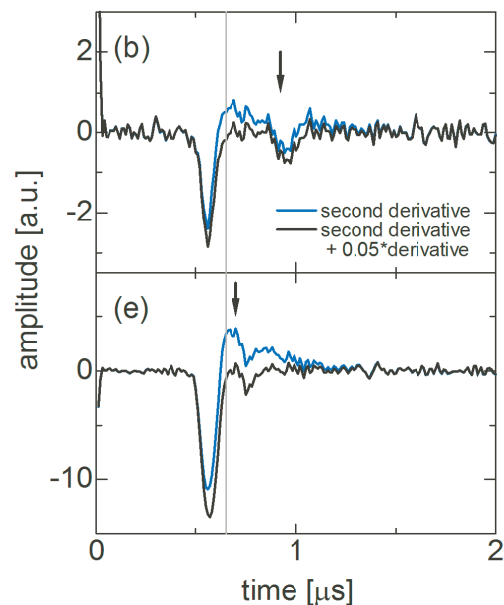


図 3.10 親パルスが大きく娘パルスが小さい例での二階微分である。 $t=65$ 以降のデータで最小値を取る点から 5 点さかのぼった点を、娘パルスの起点とする。オーバーシュートが存在するため補正を行う。黒線は二階微分をしたもの、青線は補正を加えたものである。矢印は娘パルスの起点を示す。

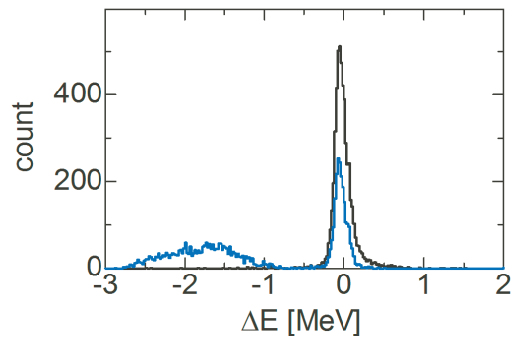


図 3.11 左の補正を行った場合のフィッティング結果 (黒線) と行わなかった場合のフィッティング結果 (青線)

現在のデータでは二階微分を行うと SN 比が悪化するので、パルスが閾値において分離していないときのみこのデータを使用して、そうでなければ一階微分から起点を求めている。しかし、二階微分でも SN 比がよい場合には、こちらの方法のみを使用したほうが娘パルスの起点が精度よく求められる可能性がある。

3.2.4 親パルスの起点 sub-program3

親パルスの起点は、娘パルスの起点と同様に求めることも、ある時刻に固定してしまうことも可能である。ここでは、注目する波形の生データに対し、時刻 $t = 0$ から順に電圧の前後の値の差 ΔV 、すなわち $V_1 - V_0, V_2 - V_1, V_3 - V_2, \dots$ を計算してゆき、その値が初めて閾値を超えた時刻を親パルスの起点と決めた。

親パルスの立ち上がりを決める閾値の求め方

図 3.12 に親パルスの立ち上がりの求め方を示す。上段の左側は EXP47 で得られた生データの時刻 $t = 0 - 60$ clock、右側はそれに対しプログラム上で ± 20 ch 分のホワイトノイズを付加したものである。パルスは $t = 55$ clock 付近から立ち上がっている。時刻 $t = 0$ から順に電圧の前後の値の差 ΔV 、すなわち $V_1 - V_0, V_2 - V_1, V_3 - V_4, \dots$ を計算したものを、多数のイベントについてヒストグラムにすると下段のようになる。左側の例ではベースライン部分の ΔV は、立ち上がり部分の ΔV に比べて小さいため、 $\Delta V > 10$ となった時刻を親パルスの起点と決めることができる。一方、右側の例では SN 比が悪いためこの関係が成り立たない。このような場合には ΔV によって起点を判定することはできず、娘パルスの起点の求め方と同様に微分波形に対して閾値を適用するのがよいと考えられる。

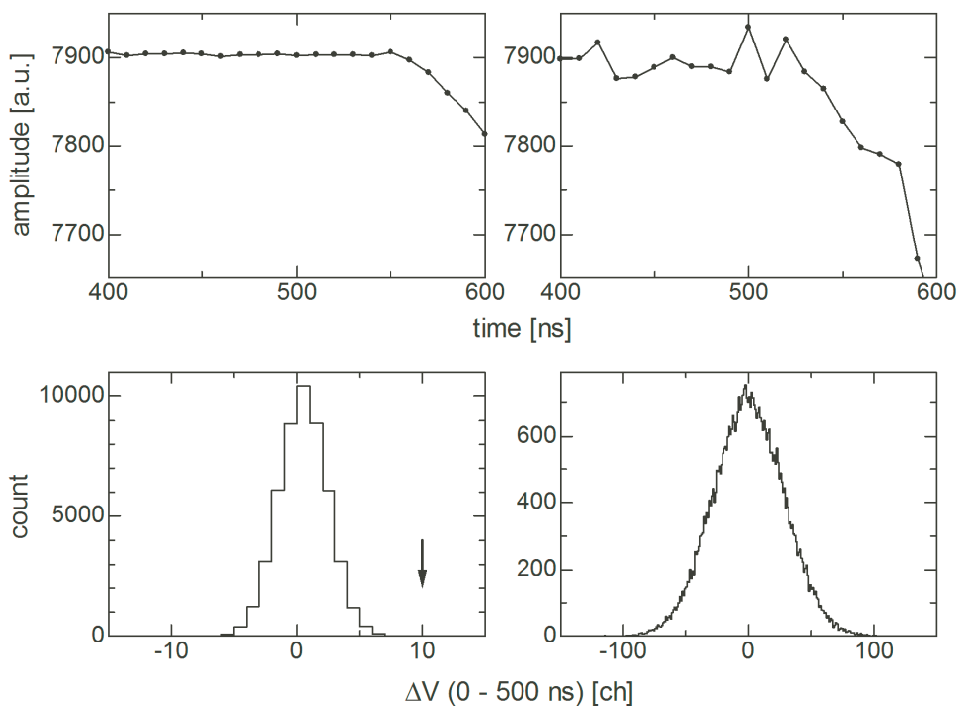


図 3.12 上段左：EXP47 で得られた生データの時刻 $t = 0 - 60$ clock、右：左の波形に対しプログラム上で ± 20 ch 分のホワイトノイズを付加したもの。パルスは $t = 55$ clock 付近から立ち上がっている。下段：時刻 $t = 0$ から順に電圧の前後の値の差 ΔV 、すなわち $V_1 - V_0, V_2 - V_1, V_3 - V_4, \dots$ を計算したものを、多数のイベントについてヒストグラムにしたもの。左側の例ではベースライン部分の ΔV は、立ち上がり部分の ΔV に比べて小さいため、 $\Delta V > 10$ となった時刻を親パルスの起点と決めることができる。一方、右側の例では SN 比が悪いためこの関係が成り立たない。

3.2.5 ベースライン sub-program4

フィッティングの際に、取り扱いを簡単にするため、

$$\text{フィッティングすべき波形} = -\text{波形の生データ} + \text{ベースライン}$$

とした。波形の生データの極性はマイナスのため、反転させている。ベースラインはそれぞれのイベントに対し、sub-program3 で得られた親パルスの起点以前のデータの平均をとることによって導出する。イ

べントごとに計算することで長期的なベースラインシフトの影響を相殺することができる。

3.2.6 元データの波高 sub-program5

フィッティングの際に波高の初期値を与える必要がある。図 3.14 に示すように、微分波高ともとの波高との間に比例関係が成り立つことを利用する。図 3.13 に親パルスと娘パルスの波高の求め方を示した。(b)(c) はそれぞれ図 3.2 に対応している。色の薄い矢印は sub-program2 で決定した娘パルスの起点を示す。この起点より左側の最小値を親パルスの波高、右側の最小値を娘パルス自身の波高とする。サンプリングレート 100 MHz、立ち上がり時間 400 ns の条件では

$$\text{生データの波高} = 26 \times \text{微分パルスの波高}$$

となる。また、微分波形を用いず、生データの波形から直接波高を求めても良い。

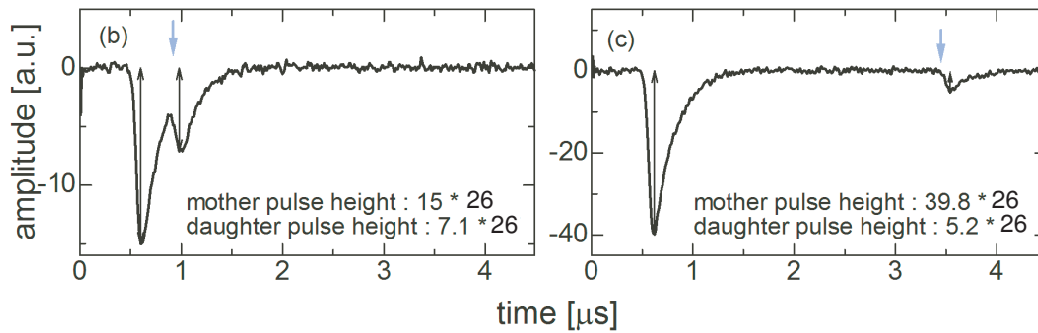


図 3.13 (b)(c) はそれぞれ図 3.2 に対応している。色の薄い矢印は sub-program2 で決定した娘パルスの起点を示す。この起点より左側の最小値を親パルスの波高、右側の最小値を娘パルス自身の波高とする。微分波高ともとの波高との間には比例関係が成り立つため、微分波高 $\times 26$ が微分以前の波高となる。

波高と微分波高との比例関係

図 3.14 に、ほとんどのイベントがシングルパルスである run のデータに波形解析を施して得られた、微分以前の波高と微分波高との相関をプロットしたものを示す。比例係数は 26 となっている。ただし、サンプリングレートを変更したり立ち上がり時間が変更された場合はこの比例係数は変わる。

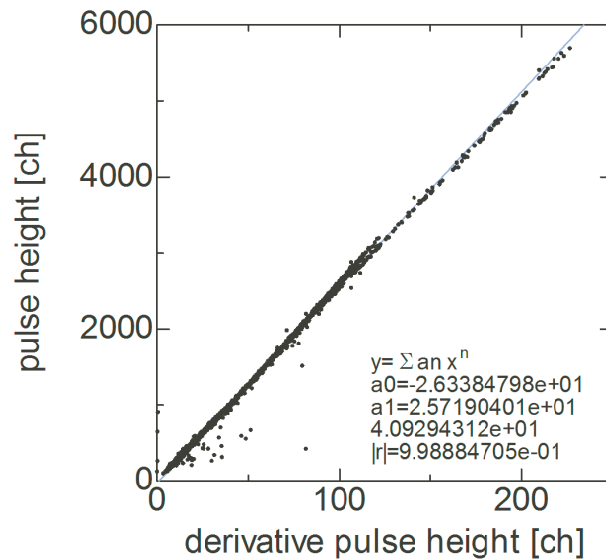


図 3.14 微分波高ともとの波高との間には、比例関係が成り立つ。サンプリングレート 100 MHz、立ち上がり時間 400 ns の条件では比例係数は 26 である。

3.2.7 フィッティング sub-program6

フィッティングの際には、パルスの波高と時間方向のオフセットがフリーパラメータとなる。フィッティング範囲と初期値を指定するファイルから、別のファイルで定義した関数を呼び出す形式になっている。非線形最小二乗フィッティングのアルゴリズムとしてはレーヴェンバーグ・マーカート法を使用した。本研究ではパイルアップイベントに対して個別フィットモードと同時フィットモードの2種類の方法を試しているが、前者の方法では親パルスを

$$f(t) = A[0] \cdot \text{template}(t - A[1]) \quad (3.8)$$

でフィッティングし、全体のパルスからその分を差し引いたのち、娘パルスに同様にフィッティングを行っている。また、同時フィットモードでは

$$f(t) = A[0] \cdot \text{tempate}(t - A[1]) + P \cdot A[2] \cdot \text{template}(t - A[3]) \quad (3.9)$$

によって親パルスと娘パルスを同時にフィットした。ここで、 P はシングルイベントの時 0、パイルアップイベントの時 1 である。

フィッティングパラメータの初期値は、

$A[0], A[2] \dots$ sub-program5 より、微分波高 * 27 / テンプレートの波高 (tmpl_ph)、または、生データの波高 / テンプレートの波高 (tmpl_ph)

A[1], A[3] … sub-program2,3 よりそれぞれ、親パルスの起点 - テンプレートのパルスの起点 (tmpl_eg)、娘パルスの起点 - テンプレートのパルスの起点 (tmpl_eg)

である。また、次項にフィッティング範囲を示した。個別フィットモードと同時フィットモードでフィッティング範囲が異なる。

フィッティング範囲

個別フィットモードと同時フィットモードのフィッティング範囲を示す。基本的に、フィッティングの開始はパルスの起点の 100 ns 前としている。(すなわち、フィットされる波形のベースライン点数は 10 clock である。) 一方テンプレートのベースラインは 22 clock 設けている。このようにフィットされる波形のベースラインの点数はテンプレートのベースラインの点数より少なくなっていなければならない。

- 個別フィットモード

シングルパルスの場合

開始点：親パルスの起点 -100 ns

終端点： $t = 4 \mu\text{s}$ パイルアップイベントの場合

親パルス

娘パルスの起点 $< 4 \mu\text{s}$ の場合

開始点：親パルスの起点 -100 ns

終端点：娘パルスの起点

娘パルスの起点 $> 4 \mu\text{s}$ の場合

開始点：親パルスの起点 -100 ns

終端点： $t = 4 \mu\text{s}$

娘パルス

娘パルスの起点 $< 4 \mu\text{s}$ の場合

開始点：娘パルスの起点 -100 ns

終端点：娘パルスの起点 $+ 4 \mu\text{s}$

娘パルスの起点 $> 4 \mu\text{s}$ の場合

開始点：娘パルスの起点 -100 ns

終端点：取得データの終端点

- 同時フィットモード

シングルパルスの場合

開始点：親パルスの起点 -100 ns

終端点： $t = 4 \mu\text{s}$

パイルアップイベントの場合

開始点：親パルスの起点 -100 ns

終端点：取得データの終端点

キャリブレーション補正 (hosei_a, hosei_b)

フィッティングによって波高を導出し、エネルギー単位に直す。

テンプレートのエネルギーがわかっている場合は $E = A[0] * E_{template}$ とすればよい。補正の必要に応じて

$$E = A[0] * E_{template} * hosei_a + hosei_b$$

とする。

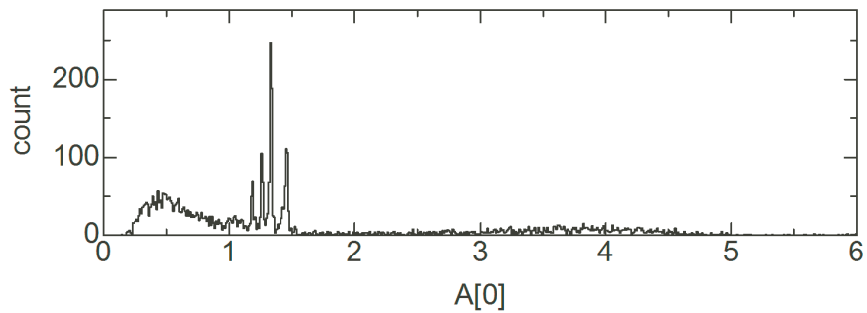


図 3.15 $E_{proj} = 126$ MeV で得られたコリレーションプロット (Flash-ADC の波形取得時間は $16\mu\text{s}$)。

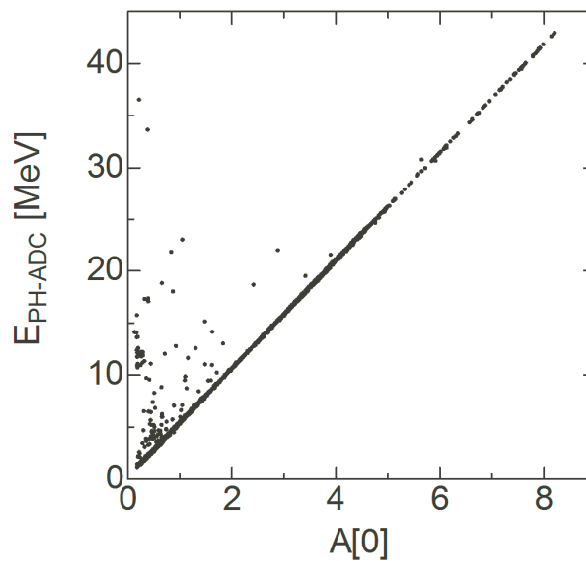


図 3.16 フィッティングの結果得られた $A[0]$ の値を、タイムスタンプで同期した PH-ADC の対応するイベントと突き合わせることでエネルギーを較正できる。

第 4 章

実験概要・装置

4.1 装置

4.1.1 RILAC

RILAC は、上流から 18 GHz-ECR イオン源、周波数可変型 RFQ リニアック、6 台の周波数可変型 RILAC キャビティ、6 台のエネルギーブースターキャビティ (CSM) で構成される。

ECR イオン源 (電子衝撃型イオン源、ECRIS) は、電子を加熱し高エネルギーにし、原子の外から衝突させて原子に含まれる電子をはじき出す方式のイオン源である。電子はプラズマ閉じ込め磁場によって、トラップ・加熱されている。ここに、ビームの原子のガスを通すと、それらは効率的にイオン化される。ECR イオン源は、イオンの価数が高い、大電流、長寿命などの特徴を持つ。

ビームエネルギーは RILAC 直後の 90 度偏向双極電磁石で測定される磁気剛性とその後の直線部分に設置された飛行時間検出器により測定することができる。このビームエネルギーの決定精度は $\pm 0.15\%$ である。

真空ダクトを通過してきたビームは差動排気システムを通過し GARIS へ入る。GARIS では蒸発残留核を高い効率で収集するためにガスを充填しており、また標的も冷却の目的からガス中にある。真空領域とガス重点領域を薄膜で仕切った場合、それが高強度ビームに耐えられず破れてしまうため、差動排気システムが採用されている。

4.1.2 GARIS-II

気体充填型反跳核分離装置 GARIS-II は双極電磁石を D、四重極電磁石を Q として、Q1-D1-Q2-Q3-D2 の配置で構成される。この装置は非対称な系での融合反応のために設計された [38]。GARIS に比べて立体角 $\Delta\Omega$ が大きく、また標的から焦点面検出器までの距離が短くなっている。図 4.1 に、GARIS-II の平面図を示した。また表 4.1 には、GARIS-II のイオン光学特性を示した。

蒸発残留核は 0 度方向にピークを持った分布をするため、ビームが強いバックグラウンドになりうる。また、高強度のビームが検出器に入射するとそれを壊してしまう。従って、標的において反応しなかったビームを残留核から分離しなければならない。

気体充填型の反跳核分離装置は 1950 年代に Fulmer と Cohen によって実用化された [67]。現在では、JINR の DGFRS (Dubna Gas-Filled Recoil Separator)、LBNL の BGS (Berkeley Gas-filled Separator)、GSI の TASCA (Trans Actinoide Separator for Chemistry Apparatus) など超重核合成実験の分離装置として広く使用されている。

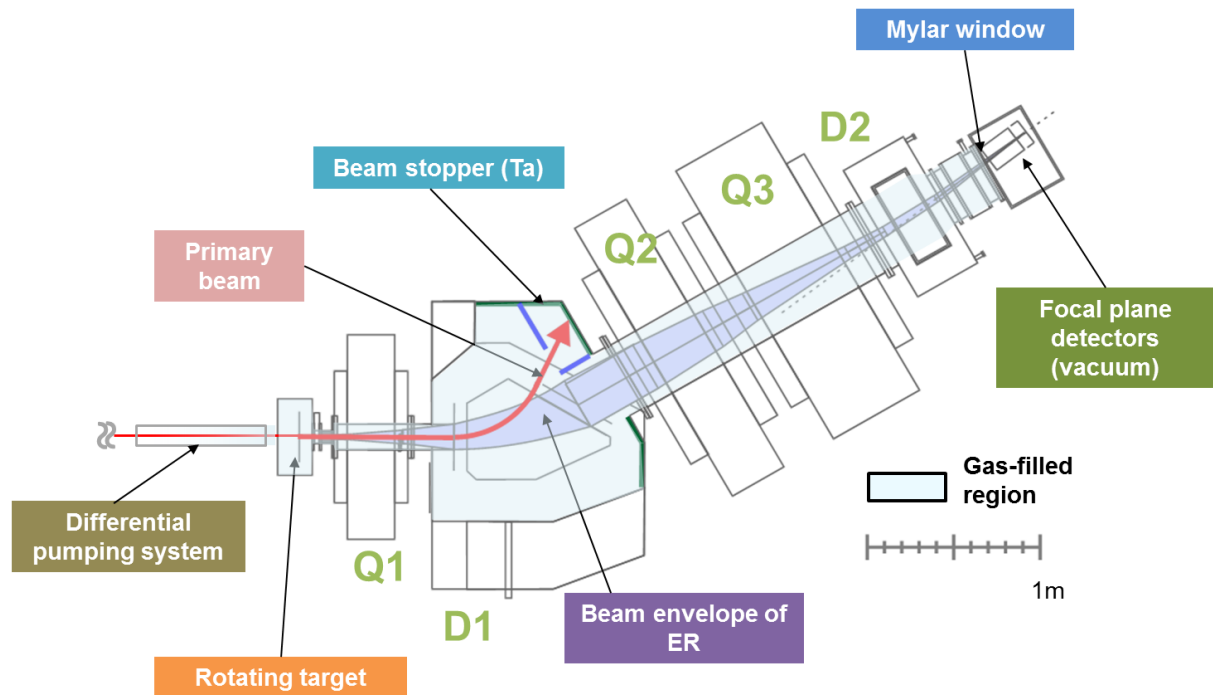


図 4.1 気体充填型反跳核分離装置 GARIS-II の見取り図。Q1-D1-Q2-Q3-D2 の配置で構成される。

表 4.1 GARIS-II のイオン光学特性

Dispersion	1.697 cm/%
Acceptance $\Delta\theta$	± 134 mrad
Acceptance $\Delta\phi$	± 52 mrad
Acceptance $\Delta\Omega$	20 msr
Total length	470 cm

核融合反応実験では入射ビームは核子当たり 5 - 6 MeV に加速される。完全核融合反応のため、複合核のエネルギー E_{CN} は反応以前の系の重心エネルギー E_{CM} に等しい。

$$E_{CN} = \frac{A_p}{A_t + A_p} E_{proj} = E_{CM} \quad (4.1)$$

充填ガスの役割は、蒸発残留核の価数をおよそある平均的な価数に収束させることにある。

ガスがある場合の、磁場中でのイオンの運動について考える。Bohr は原子の構造として Thoma-Fermi 模型を用いて、イオンの速度 v と平均価数 $q_{ave.}$ の間に次の関係があることを導いた。

$$q_{ave.} \approx \frac{v}{v_0} Z^{1/3} \quad (4.2)$$

ここで、 v_0 は水素原子の基底状態の電子の速度、 $v_0 = c/137$ である。今、ガス中でのイオンの平均自由行程が電磁石の中心軌道長に比べて十分に小さいとすれば、イオンの価数は早い段階で平衡電荷に落ち着き、ローレンツ力の式 $B\rho = m/q \cdot v$ において $q = q_{ave.}$ とすることが出来て、

$$B\rho \approx 0.0227AZ^{-1/3} \text{ [T} \cdot \text{m]} \quad (4.3)$$

の関係を得ることができる。ここで、 $m = Au_0, u_0 = 1.6605 \text{ kg}$ を使った。ガスを充填することにより、イオンの軌道は初期の電荷状態、速度に依存せず質量数と原子番号のみで決定される。GARIS を使用した実際の測定により、ヘリウムガス中を運動する $Z \geq 82, 9.0 \leq v/v_0 \times Z^{-1/3} \leq 19$ の反応生成物に対して

$$\bar{q} = 0.625 \frac{v}{v_0} Z^{1/3} \quad (4.4)$$

の関係が得られた。この \bar{q} をローレンツ力の式に代入した場合には、

$$B\rho \approx 0.0437A \cdot Z^{-1/3} \text{ [T} \cdot \text{m]} \quad (4.5)$$

の関係を得る。GARI-II では、充填ガス圧は 0.1 ~ 1.0Torr で動作させている。焦点面における像の広がりは、 $\delta B = 1\%$ に対し $\delta x = 1.697\text{cm}$ である。

4.1.3 ビーム強度モニター

ビーム強度はビーム粒子と標的核との弾性散乱を観測することによってモニターしている。

標的から、実験室系で 45 度の方向に Si PIN フォトダイオードを配置する。融合反応では、ビームエネルギーはクーロン障壁近傍に設定するため、45 度の方向に散乱される粒子はラザフォード散乱によるものとみなせる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Rutherford}} = \frac{(zZe^2)^2}{(4\pi\epsilon_0)^2(4K)^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (4.6)$$

標的の厚み、PIN ダイオードの標的に対する立体角 $\Delta\Omega$ がわかっているので、あるビーム強度 I を仮定したときの PIN ダイオードの立体角に散乱されるビーム粒子の取量を計算できる。実験では $1\text{p}\mu\text{A}$ を仮定したときの取量と実際の取量との比から、ビーム強度を見積もっている。

$$\Delta y_{1\text{p}\mu\text{A}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ruth.}} \Big|_{\theta=\theta_{\text{mon.}}^{\text{CM}}} \cdot \Delta\Omega \cdot 1\text{p}\mu\text{A} \cdot t \quad (4.7)$$

$$I = \frac{y}{y_{1\text{p}\mu\text{A}}} \text{ [p}\mu\text{A]} \quad (4.8)$$

ここで、 $\Delta\Omega$ の範囲内で $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{一定}$ と近似した。

4.1.4 回転式標的

図 4.2 に、回転式標的の写真を示した。入射核が標的核と融合し複合核を形成すると、運動量の保存から複合核および蒸発残留核の速度は入射核の速度の一割程度まで落ちるため、標的は数 $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ と薄くなくては蒸発残留核は標的から出て焦点面に達することはできない。そこで、標的をアーチ形のフレームにカーボンなどのバックングを施したものに蒸着したものを使用する。このフレームが円盤に 16 枚取り付けられ、毎分 3000 - 4000 回転している。回転の間に放射や充填ガスとの相互作用などによって個々の標的は冷却され、大強度ビームに耐えることができる。

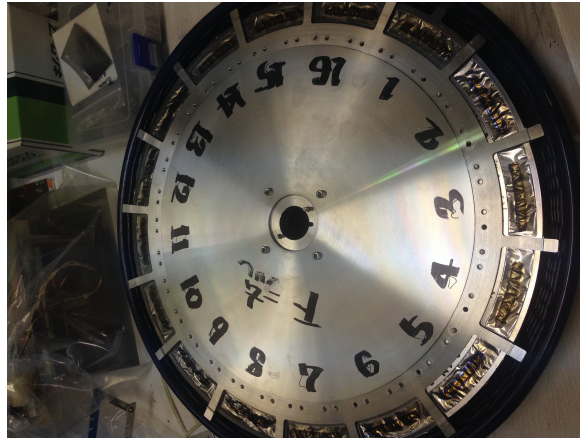


図 4.2 薄膜標的の装着されたターゲットホイール。通常数 $100 \mu\text{m}$ 程度の標的が用いられる。

4.1.5 焦点面検出器

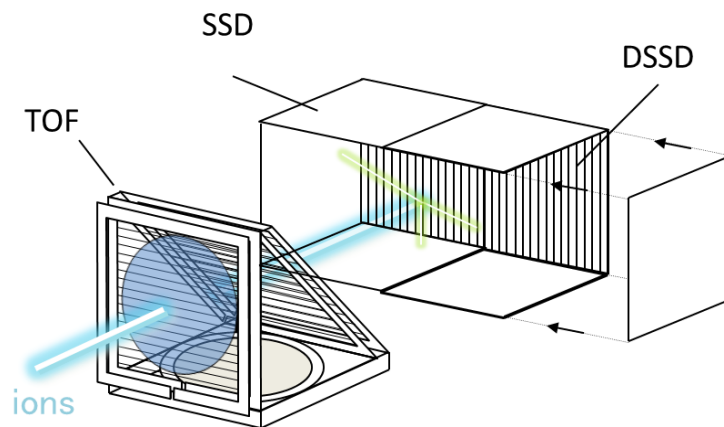


図 4.3 TOF 検出器と DSSD(ダブルサイドシリコン検出器)

TOF 検出器

図 4.3 に GARIS-II の焦点面検出器のセットアップを示す。GARIS を通過したイオンは、Mylar 膜を通過し再び真空中に設置された焦点面検出器に入射する。その前段は TOF 検出器であり、DSSD からのトリガ信号を TDC スタート、MCP で得られた信号を TDC ストップとして、その間の飛行時間を測定する。この飛行時間と、DSSD で測定された打ち込みの全エネルギーとから、入射したイオンの大体の質量を知ることが出来る。また、イオンが入射した場合には TOF 検出器で信号が得られるが、DSSD 内部での崩壊事象では TOF 信号は出ないため、入射イベントか崩壊事象かを区別することができる。図 4.4 と図 4.5 には、TOF 検出器の写真と横からの見取り図を示した。

図 4.4 と図 4.5 には、TOF 検出器の写真と横からの見取り図を示した。

DSSD-SSD box

TOF 検出器の後段に DSSD-SSD box が設置されている。

DSSD は micron W1 を使用する [64]。DSSD は上流から見て右側に $1500 \mu\text{m}$ (以後、DSSD1 と書く),

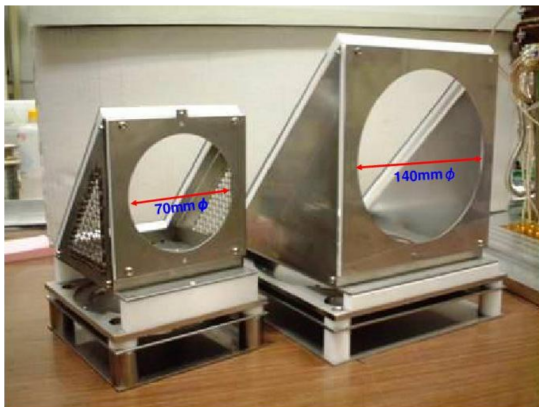


図 4.4 左：GARIS 用 TOF 検出器 右：GARIS-II 用大口径 TOF 検出器。GARIS-II 用の TOF は熱い融合反応で用いるため大口径になっている。

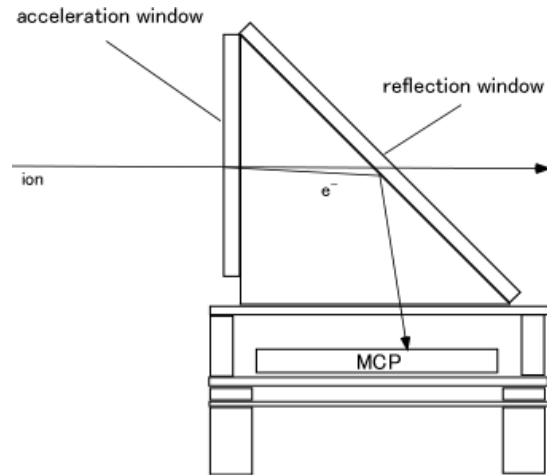


図 4.5 TOF 検出器の見取り図：加速窓は Maylar に Au,CsI を蒸着したものであり、この膜にイオンが入射すると二次電子が放出される。二次電子は反射窓の電場により反射され、MCP で収集される。

左側に $1000 \mu\text{m}$ (以後、DSSD2 と書く) の厚さのものを設置した。このうち DSSD1 は薄窓仕様で、dead layer が薄く作られている。(dead layer を通過する際に受ける energy straggling の寄与を抑え、分解能を保持するため。) 図 4.6, 4.7 に、DSSD-SSD box の写真を示す。図 4.6 は上流から見たもの、図 4.7 は下流から見たものである。DSSD はどちらも $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ の表裏 16 strip ($3.125 \text{ mm}/\text{strip}$) で、イオンの打ち込まれる表側が p 側、裏側が n 側に対応する。表は鉛直方向のストリップになっているので、 x 方向の位置決め、裏は水平方向のストリップとなっているので y 方向の位置決めを使用する。

GARIS では TOF 検出器の窓は $75 \text{ mm}\phi$ 、PSD は 1 台であるのに対し、GARIS-II では TOF 検出器の窓は $140 \text{ mm}\phi$ 、DSSD も 2 台設置している。この理由は、ホットフュージョンの次のような特性による。

- 複合核が崩壊する際に中性子が複数個放出されるが、放出されるたびにその反跳を受けるため、中性子がひとつしか放出されない冷たい融合反応に比べて蒸発残留核の軌道がぼやけやすい。
- 入射核と標的核の質量差が大きい (非対称な反応) ため、複合核の運動量が冷たい融合反応の場合に比べて小さく、ガスにより散乱されやすい。

また、SSD には Si フォトダイオード Hamamatsu S3204 $18 \text{ mm} \times 18 \text{ mm}$ を使用した。図 4.8 に DSSD-SSD box の見取り図を示したが、SSD1, SSD2, ..., SSD6 のそれぞれの面について 4 枚並べて使用した (図 4.6 参照)。SSD はストリップ構造になっておらず、またひとつの面を構成する 4 枚分の信号をひとつにまとめている。

4.2 回路

次に、読み出し回路について説明する。初めに、図 4.9 にデータ収集のブロック図を示した。ここでは見やすさのため、DSSD2 枚と SSD6 面分のうち、DSSD1 のみについてブロック図を描いている。DSSD1, DSSD2, SSD にそれぞれについて、High Gain (以後、HG と書く) と Low Gain (以後、LG と書く) の系統があり、これらは前置増幅器の段階で分岐させている。ここで、DSSD では表・裏両面の信

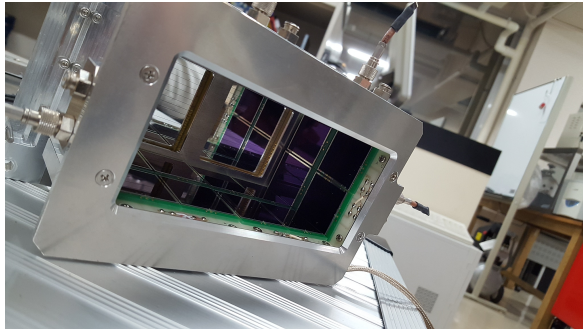


図 4.6 DSSD-SSD box を上流側から見たもの

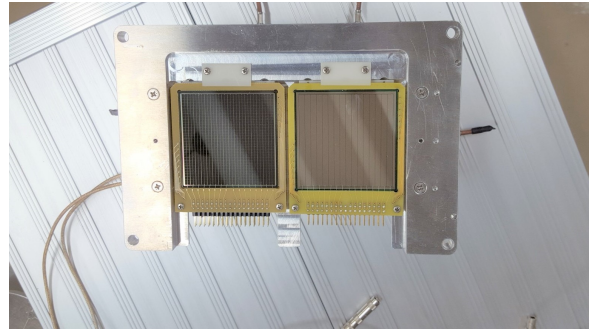


図 4.7 DSSD-SSD box を下流側から見たもの

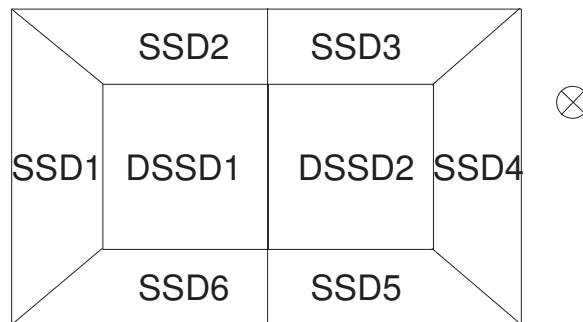


図 4.8 本実験の DSSD-SSD box の配置を上流から見たもの。なお、DSSD1 は $W1$ $1500\mu\text{m}$ 、DSSD2 は $1000\mu\text{m}$ を示す。本実験では DSSD2 の HG の信号の波形を取得した。

号を使用できるため、分解能の良い p 側 (x -strip) は α 崩壊のパイルアップイベントのエネルギーに対応する HG 仕様とした。一方、n 側は ER の入射エネルギーが大きい場合や、自発核分裂に備えて LG 仕様とした。また、SSD については表面のみのため、この信号を分け HG/LG 系統を用意した。図 4.9 で DSSD1 x は HG の読み出し、DSSD2 y は LG の読み出し回路に相当する。

前置増幅器に、kaizworks KPA-16CH CS-Preamplifier (KB7127) を使用した。図 4.10 に KPA-16 の写真を示す。写真では DSSD1- x , DSSD1- y , DSSD2- x , DSSD2- y の信号読み出しについてそれぞれ 1 台ずつ使用しているため 4 段重ねてあるが、実験時はさらに SSD HG/LG 用にもう一台使用した (16 ch あるので 6 ch ずつ $C_f = 0.5, 2$ として使用)。

KPA-16 の後段には波形整形アンプ mesytec MSCF-16 を設置した [69]。波形整形時間はすべて $1\mu\text{s}$ に設定した。また、DSSD1- x , DSSD2- x , SSD(-HG) の信号の処理を行う MSCF-16 でプレトリガを生成し、またそれらの OR をトリガとした。

MSCF-16 の後段に、mesytec MADC 32 を用意した [70]。分解能は 13 bit, 入力レンジは 10V とした。また、時間差の短いイベントをデッドタイムにより取り逃さないようにするため、DSSD1- x, y , DSSD2- x, y , SSD(-HG/LG) すべてについて 1st イベント、2nd イベント用の MADC-32 を設置した。図 4.9 において PH-ADC 同士が灰色の太い線につながっている部分はフラットケーブルを示しており、MSCF-16 の出力信号を 1st, 2nd 用の MADC-32 の両方に入力している。通常、DAQ busy となっていない状態でイベントが来た場合には 1st gate が開き、MADC でその信号の波高が取得される。先行するイベントによって DAQ busy になっている場合には、“G. G. delay” と “AND ゲート” によって 2nd gate が開く仕組みとなっている。この仕組みにより 1st イベントと 2nd イベントとがそれぞれの MADC で取得される。図 4.11 にゲートの構造 (1st gate, 2nd gate) を示した。1st gate の開いている時間は約 1.5

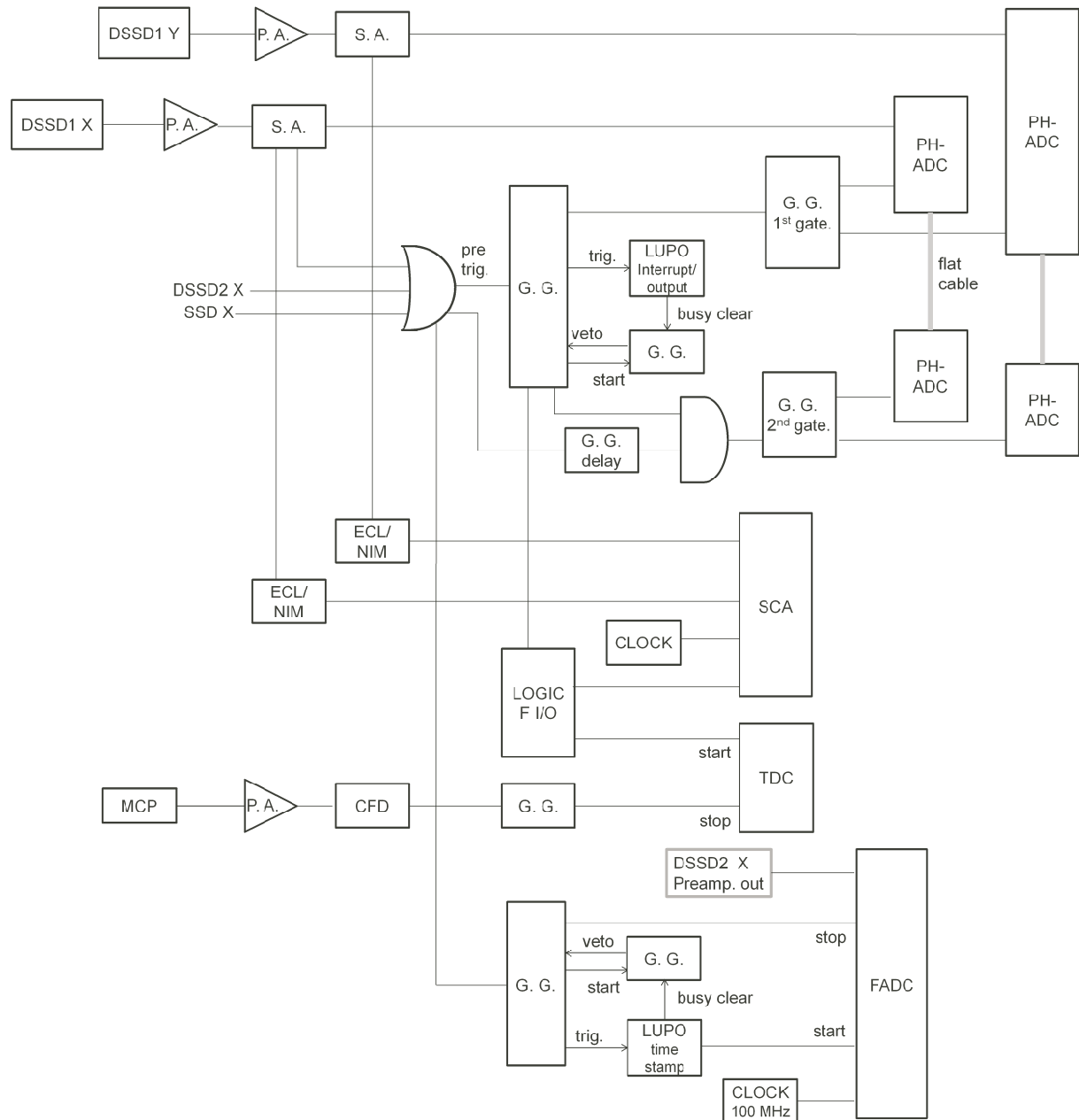


図 4.9 データ収集のブロック図

μs である。1st gate が開いてから $3 \mu\text{s}$ 後に 2nd gate が開く仕様となっており、その受付時間は $190 \mu\text{s}$ である。2nd gate には信号が入った瞬間にデータ処理が開始されるため、1st・2nd ともに DAQ busy の場合にはデータは取得できない。

表 4.2 に、それぞれの系統の KPA-16 と ADC の設定などをまとめた。 C_f は KPA-16 の帰還容量、dynamic range (preamp.) は C_f で決定されるダイナミックレンジ、また dynamic range (ADC) は MADC 32 および後述の FADC のゲインから決定される最終的なダイナミックレンジを表す。また、elastic は前述のビーム強度モニタの読み出し回路の設定である。

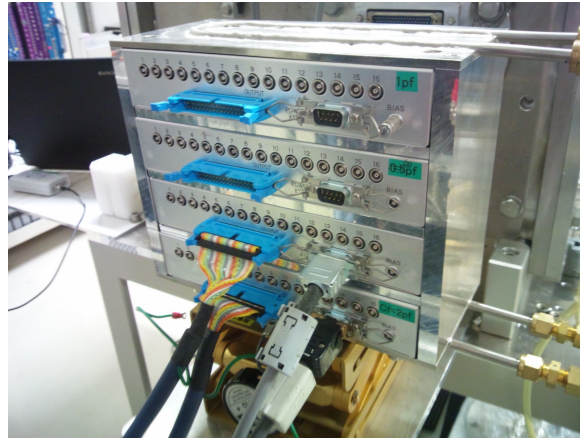


図 4.10 KPA-16

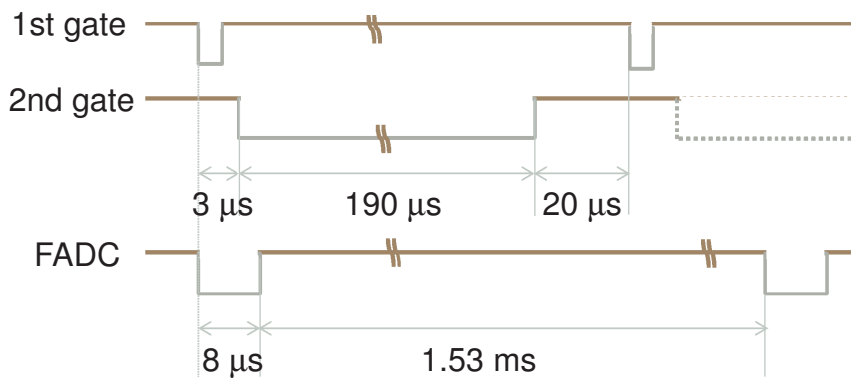


図 4.11 本実験のゲート構造。PH-ADC 回路では 1st gate の受付の $3 \mu\text{s}$ 後に 2nd gate のイベントが受付開始となる。flash-ADC では $8 \mu\text{s}$ の間波形を取得し、その後 1.53 ms 間は不感時間となる。

4.3 波形データの取得

一方、波形取得のため、DSSD1- x の 16 strip 分の信号を KPA-16 から lemo ケーブルで読み出した。図 4.10 から見て取れるように、KPA-16 の出力は lemo ケーブルとフラットケーブル用の二系統あり、このうち後者は PH-ADC を使う従来の読み出し回路に使用する。FADC は struck SIS3301 を使用した [71]。表 4.5 に FADC の設定を示す。FADC の入力には 1 台につき 8 ch なので、DSSD2- x の 16ch からのデータ読み出しには 2 台必要であった。このうち、1 - 8 ch までは high gain 仕様になっており、表 4.3 に示すようにダイナミックレンジが 1V である。また、9 - 16 ch は low gain 仕様でダイナミックレンジは 5 V である。(従って、HG 仕様の DSSD- x の信号をさらに high gain, low gain に分割している) また、分解能はどちらも 14 bit である。このとき、デフォルトではベースラインは 8000 ch 付近に位置しており、 $\pm 1 \text{ MeV}$ 程度しか動かすことができない。従って前置増幅器の波形の極性に応じて上下 8000 ch を使用することとなる。14 bit を最大限に活用するためにはベースラインを 0 ch または 16000 ch に移動させることが必要であるが、そのためには改良を施す必要がある。

また SIS3301 は、サンプリングレートは内部クロックモードで 25, 50, 100 MHz を選択することが可能である。SIS3301 に外部クロックを入力する場合には、15 -105 MHz までの任意のサンプリングレート

表 4.2 DSSD, SSD, elastic monitor の読み出し回路の設定

detector-axis	C_f [pF]	dynamic range (preamp.) [MeV]	dynamic range (ADC) [MeV]
DSSD1- x	0.5	90	40
DSSD1- y	2	280	250
DSSD2- x	0.5	90	40 (PH-ADC) /
DSSD2- y	2	280	250
SSD1-6	0.5	90	40
SSD1-6	2	280	250
elastic	3	340	300

表 4.3 FADC のダイナミックレンジ

FADC type	dynamic range
HG	± 0.5 V (7.8 keV/ch)
LG	± 2.5 V (17 keV/ch)

に対応できる。サンプリング時間は、PH-ADC では時間差 $5 \mu\text{s}$ 以内のデータは正しくエネルギーを得ることができないので、波形部分に最低 $5 \mu\text{s}$ 必要であるが、PH-ADC とエネルギーが同じであることを確認するためにオーバーラップを設けるのがよいと考えられる。従って波形部分に最低 $6 \mu\text{s}$ 取得することにする。また、ベースラインは 50 点もあれば十分と考えられるので、サンプリングレート 100 MHz では 500 ns となる。従って必要なサンプリング数はベースライン $500 \text{ ns} +$ 波形部分 $6 \mu\text{s} = 6.5 \mu\text{s}$ である。

図 4.11 下段に、FADC のゲート構造を示した。FADC DAQ のデッドタイムは PH-ADC に比べて著しく長く、本実験では 1.53 ms 要している。AD 変換の時間は PH-ADC に比べて小さく抑えられていると考えられるが、1 イベントごとに取得するデータ量が膨大な場合にはそれだけ読み出しに時間を要している。現段階ではイベントごとにすべてのストリップの波形を取得しているが、イベントの入ったストリップのみの波形取得に限定することでデッドタイムが短くなると期待される。

4.3.1 データの同期

既存の PHADC 回路と、新たに導入した FADC 回路は別々の DAQ システムによってデータ取得し (イベントトリガは共有)、タイムスタンプの情報によってデータを同期した。LUPO は全部で 3 台 (LUPO time stamp module 1.1×2 台 [72]、LUPO interrupt /output module 3.0×1 台) 使用しており、1 台の LUPO のタイムスタンプを他の LUPO に外部クロックとして分配した。

4.4 実験条件

表 4.4 に本実験の条件を示す。 E_{proj} は入射エネルギー、 E_{proj}/u は核子当たりの入射エネルギー、 U^* は励起エネルギー、target t は標的の厚さ、backing t はカーボンバックキングの厚さを示す。また、表 4.5

に FADC の波形取得条件を示す。ほぼすべてのデータはサンプリングレート (sampling rate) 100 MHz, 1 イベントの波形取得点数 (sampling width) 800 点という条件で取得したが、 $^{206}\text{Pb} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{229}\text{Np}^*$ の $E_{proj} = 126$ MeV の時のみ 100 MHz, 50 MHz 両方の条件で波形取得した。

表 4.4 実験条件

reaction	E_{proj} [MeV]	E_{proj}/u [MeV/u]	U^* [MeV]	target t [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]	backing t [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]
$^{197}\text{Au} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{220}\text{Th}^*$	126	5.5		380	60
$^{208}\text{Pb} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{227}\text{Np}^*$	126	5.5		361	60
$^{206}\text{Pb} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{229}\text{Np}^*$	125, 134, 138	5.5, 5.8, 6.0	45, 52, 57	363	60

ここで標的の厚さはホイールに装着した枚数の平均である。

表 4.5 本実験における FADC の設定

E_{proj}	126, 134, 138 MeV	126 MeV
sampling rate	100 MHz (external clock mode)	50 MHz
sampling points	800 clock	1600 clock
stop delay	750 clock (50 clock for baseline)	1550 clock (50 clock for baseline)

第 5 章

波形解析の性能評価

5.1 検証 1 : 波形解析の"効率"

5.1.1 シミュレーションの条件と評価方法

様々な波形を持つ短寿命崩壊イベントに対する波形解析アルゴリズムの適用可能性を評価するため、パイルアップイベントのシミュレーションを行った。図 5.1 に上段に、 $^{197}\text{Au}+^{23}\text{Na}\rightarrow^{223}\text{Th}^*$ の反応で得られたエネルギースペクトルを示す。エネルギー $E_{1\text{st}, 2\text{nd}}$ は波形解析アルゴリズムでシングルパルス (シングルパルスと判定され $\chi^2/\text{ndf} < 100$ であったイベント) のものについてプロットしている。このスペクトルにエントリーしたイベントの波形データを、ランダムに 2 イベント足し合わせることによってパイルイベントを作成した。使用する波形はあらかじめシングルパルスとしてフィッティングできているため、親パルスと娘パルスのエネルギー $E_{1\text{st}, 2\text{nd}}$ が既知である (以後、シングルフィットで得られた既知のエネルギーを $E_{1\text{st}, 2\text{nd}}$ と書く)。

表 5.1 に、パイルアップシミュレーションの条件を示した。一行目は親パルスと娘パルスのエネルギーの比 $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ (以後、 $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ と書く) である。約 1-20 MeV のイベントを使用しており、 $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ は 0.06-16 の幅を持つ。図 5.1 の中央の図において放射状になっている線は、 $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ に対応する領域を分けている。(後ほど、波形解析の効率が $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ に依存することを示す。) 二行目は ΔT の設定値である。三行目はサンプリングレートで、100 MHz である。四行目は前置増幅器の立ち上がり時間で、400 ns である。ひとつの ΔT の条件につき ($E_{1\text{st}, 2\text{nd}}$ はランダムに選ばれる)、パイルアップイベントは 100000 イベント生成した。作成したパイルアップイベントに波形解析プログラムを適用し、あらかじめわかっている $E_{1\text{st}, 2\text{nd}}$ および ΔT と比較することで性能評価を行った。このとき、ふたつのパルスを足し合わせることでノイズが増加しているため、第 4 章の実験の波形解析条件に適用するためにはノイズの評価が必要となる。このノイズの評価については後ほど行う。

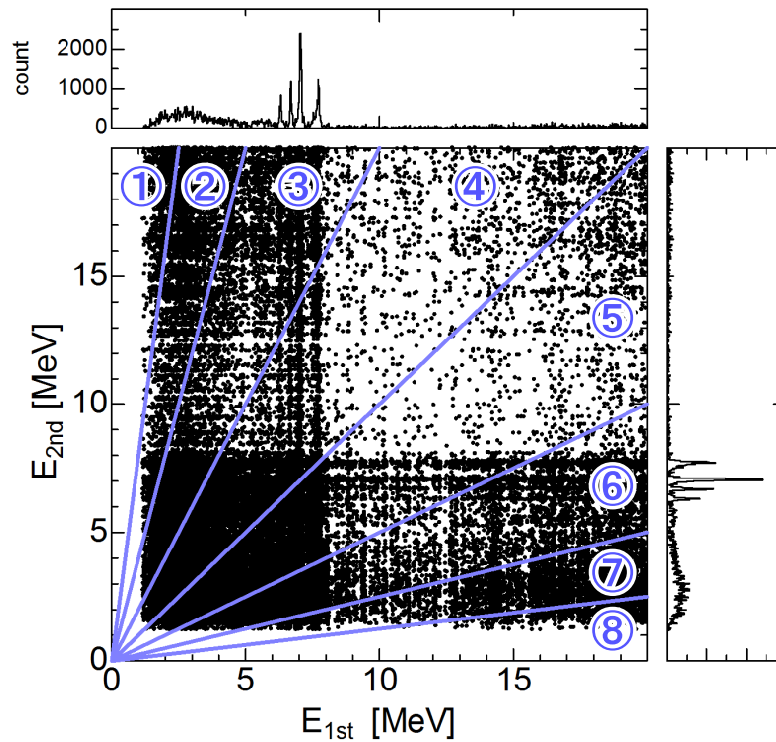


図 5.1 シミュレーションのために作成した $E_{1st, 2nd}$ の分布。 $^{197}\text{Au}+^{23}\text{Na}\rightarrow^{223}\text{Th}$ の反応系で得られたエネルギースペクトルが上と右に示されている。親パルスと娘パルスの波形をランダムに 1 イベントずつ抽出し、任意の時間で足し合わせることによってパイルアップイベントを作成した。

表 5.1 シミュレーションの条件 (検証 1)

energy ratio (E_{1st}/E_{2nd})	0.063-0.13 ①, 0.13-0.25 ②, 0.25-0.50 ③, 0.50-1.0 ④ 1.0-2.0 ⑤, 2.0-4.0 ⑥, 4.0-8.0 ⑦, 8.0-16.0 ⑧
time difference [ns]	50, 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800
sampling rate [MHz]	100
waveform rise-time [ns]	400

波形解析アルゴリズムを評価項目は以下のように設定した。

- 作成したパイルアップイベントのうち、アルゴリズムでパイルアップと判定される割合：パイルアップ判定効率 ϵ_{MTOT}
- パイルアップと判断されたのち、個々のパルスに対するフィッティングが成功する割合：フィッティング効率 ϵ_{fit}
- パイルアップ判定効率とフィッティング効率の積から得られる、任意の半減期の崩壊イベントに対する検出効率 ϵ_{total}
- フィッティングが成功したものに対するエネルギー分解能・時間分解能

実験データでシミュレーションを行う意義

パイルアップイベントのシミュレーションを行うにあたり、波形のデータをどのように作成するかについては、1. 波形を関数の和に分解して任意のエネルギーに対応する波形を再現できるようにし、それらを足し合わせる方法。2. テンプレートの波形の振幅を調節することにより様々な $E_{1st, 2nd}$ に対応する波形を作成し、それらを足し合わせる方法。3. シングルイベントの波形を 2 イベント足し合わせる方法。など考えられるが、本研究ではシングルイベントの波形を 2 イベント足し合わせる方法をとった。

2 番目のテンプレートの方法が可能であるか考察するため、図 5.2 に黒：実験データのうち 1-20 MeV のシングルイベントのつくる $MTOT - MTOT_{thr.}$ の分布、赤：テンプレートをランダムに拡大・縮小することによって 1-20 MeV の波形を作りホワイトノイズ (± 3 ch) を付加したときの $MTOT - MTOT_{thr.}$ の分布、青：テンプレートを拡大・縮小することによって実験でえられたエネルギースペクトルを再現するエネルギー分布を作りホワイトノイズ (± 3 ch) を付加したときの $MTOT - MTOT_{thr.}$ の分布を示した。ここで、図 5.2 の下段のエネルギースペクトルはテンプレートの拡大・縮小で再現されたエネルギースペクトルである。図 5.2 の分布は赤の分布、青の分布ともに、黒の分布とは形が異なっている。しかし、シングルパルスの $MTOT$ の分布は、それらの足し合わせで作られたパイルアップイベントの $MTOT$ の分布に反映されるため、 $MTOT$ の方法の評価の際にはこの分布の再現性が重要となる。そこで本研究ではシングルイベントの波形の足し合わせでパイルアップイベントを作成する方法を採用した。

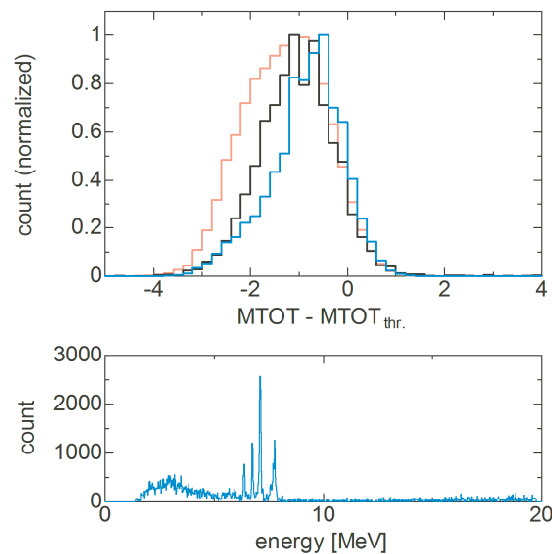


図 5.2 黒：実験データのうち 1-20 MeV のシングルイベントのつくる $MTOT - MTOT_{thr.}$ の分布。赤：テンプレートをランダムに拡大、縮小することによって 1-20 MeV の波形を作り、そこにホワイトノイズ (± 3 ch) を付加したときの $MTOT - MTOT_{thr.}$ の分布。青：テンプレートを拡大、縮小することによって実験データを再現するエネルギー分布を作り、そこにホワイトノイズ (± 3 ch) を付加したときの $MTOT - MTOT_{thr.}$ の分布。下段のエネルギースペクトルはテンプレートの拡大・縮小で再現されたエネルギースペクトル。

5.1.2 パイルアップ判定の効率

初めに、任意の ΔT に設定したパイルアップイベントが実際にパイルアップイベントであると判定される効率を調べた。この効率を決めているのは第 3 章の sub-program1 で説明した MTOT の方法である。第 3 章の図 3.8 で、 $MTOT - MTOT_{thr.}$ の例を示した。このとき、横軸の 0 ns はシングルパルスに対応するガウス分布の 2σ に対応しており、これより右側をパイルアップイベント、左側をシングルイベントと判定した。パイルアップイベントであっても ΔT が短い場合やエネルギー比が大きい場合 $MTOT - MTOT_{thr.} < 0$ となる。そこで、ある E_{1st}/E_{2nd} の領域および ΔT に対して、パイルアップと判定される効率 ϵ_{MTOT} を以下のように定義した。すなわち、 ϵ_{MTOT} はパイルアップイベントがつくる $MTOT - MTOT_{thr.}$ のすべての分布のうち、シングルパルスのガウス分布の 2σ より外側にあるイベントの割合である。

$$\epsilon_{MTOT} = \frac{\text{MTOT} - \text{MTOT}_{thr.} > 0 \text{ のイベント数}}{\text{注目する } \Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd} \text{ の領域に入っているすべてのイベント数}} \quad (5.1)$$

この結果を図 5.3 に示した。 ϵ_{MTOT} は E_{1st}/E_{2nd} が小さい側では 1 に近く、大きい側では悪化する傾向がある。この理由は、微分波形で重心が右にある ($E_{1st} < E_{2nd}$) ほどシングルパルスとの分離がよくなるためである。また、 $\Delta T < 100$ ns では、 E_{1st}/E_{2nd} に関係なく効率が悪化した。

図 5.3 の下に、ER を 20-30 MeV、 α 崩壊のエネルギーを約 12 MeV、エスケープイベントのエネルギーを約 1-6 MeV と仮定した場合に予想される E_{1st}/E_{2nd} の領域を示した。ER-escape や α -escape (full-escape ともいう)、ER- α (ER-full ともいう) など、 $E_{1st} > E_{2nd}$ の条件では立ち上がり時間以下の ΔT で ϵ_{MTOT} が悪くなるのがわかる。

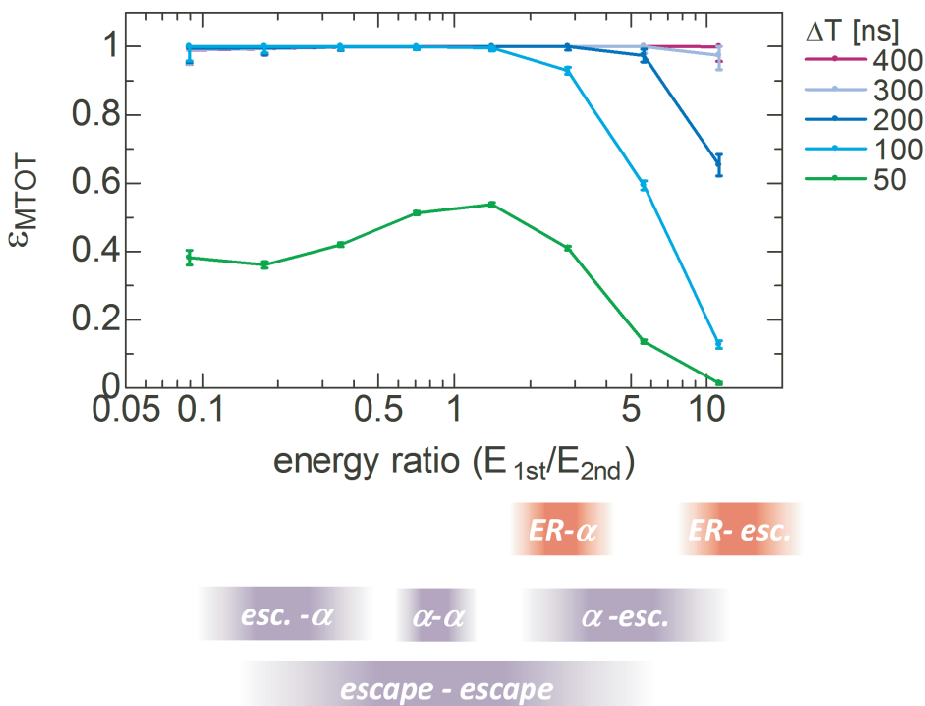


図 5.3 任意の ΔT に設定したパイルアップイベントが実際にパイルアップイベントであると判定される効率 ϵ_{MTOT} (検証 1)。下に示した帯は ER を 20-30 MeV、 α 崩壊のエネルギーを約 12 MeV、エスケープイベントのエネルギーを約 1-6 MeV と仮定した場合に予想される E_{1st}/E_{2nd} の領域を示す。

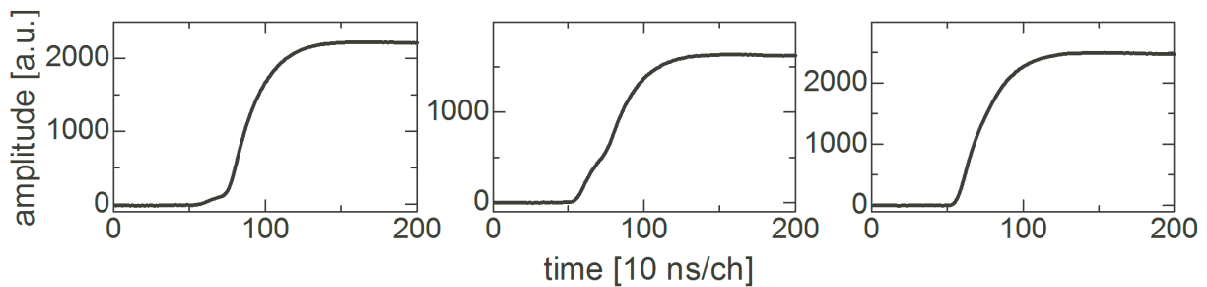


図 5.4 パイルアップイベントの波形の比較。 $\Delta T = 200$ ns、波高の比は左： $E_{1st}/E_{2nd} < 1$ 、中央： $E_{1st}/E_{2nd} \sim 1$ 、右： $E_{1st}/E_{2nd} > 1$ 。左側や中央の波形では娘パルスの起点がよくわかるが、右側の波形では娘パルスの起点が見て取れない。すなわち、パイルアップ判定の難しい E_{1st}/E_{2nd} の部分では、パイルアップイベントの波形はシングルイベントのような波形になっている。

結果が $E_{1st} > E_{2nd}$ の側で悪くなる傾向は、微分以前の波形からも理解できる。図 5.4 に波形の例を示した。3 つの波形は ΔT はすべて共通で 200 ns であるが、 E_{1st}/E_{2nd} はそれぞれ異なり、左は $E_{1st}/E_{2nd} < 1$ 、中央は $E_{1st}/E_{2nd} \sim 1$ 、右は $E_{1st}/E_{2nd} > 1$ となっている。これらを比較すると、左側や中央の波形では娘パルスの立ち上がる部分がよくわかるが、右側の波形では娘パルスがどこから立ち上がるのが見て取れない。すなわち、 $E_{1st}/E_{2nd} \gg 1$ の条件では娘パルスが親パルスの立ち上がり部分の傾きが一致してしまい、ひとつのシングルパルスのような格好になってしまうとわかる。

E_{1st}/E_{2nd} の大きい部分/time over threshold との比較

図 5.3 に示した ER-escape のケースでは、 $E_{1st}/E_{2nd} > 16$ となる場合もある。そこで、より E_{1st}/E_{2nd} の大きい領域での ε_{MTOT} のふるまいを調べる。図 5.5 に、 $E_{1st}/E_{2nd} \sim 37$ までの ε_{MTOT} を示した。図中の数字は ΔT を表す。最も E_{1st}/E_{2nd} の大きい部分は $E_{1st}/E_{2nd} : 32-37$ 、次に大きい部分は $E_{1st}/E_{2nd} : 16-32$ に対応する。また比較のため、TOT の方法を使った場合のパイルアップ判定効率 ε_{TOT} も示した。 $\Delta T = 400$ ns のとき、微分パルスはほとんどがつながってしまうため、式 (3.3) に示した通り MTOT と TOT は同値である。従って E_{1st}/E_{2nd} に関わらず ε_{MTOT} と ε_{TOT} は同じ結果となる。 $\Delta T \geq 800$ ns では、微分パルスは分離しているため ε_{MTOT} と ε_{TOT} とは異なる。 $E_{1st}/E_{2nd} : 32 - 37$ の領域で効率は両者とも急激に悪化しているが、 $\varepsilon_{MTOT} > \varepsilon_{TOT}$ となっていることがわかる。また ε_{MTOT} は ΔT が大きくなると改善され、 $\Delta T = 4 \mu s$ で 100 % となった。この理由は式 (3.1) の MTOT の定義の通り、 ΔT の大きくなる程 MTOT の値が大きくなるためである。一方、 ε_{TOT} は $\Delta T > 800$ では E_{1st}/E_{2nd} に関して一定の値となった。 $E_{1st}/E_{2nd} : 32 - 37$ では 2 割程度に収束し、これ以上の効率を得ることはできない。

参考のため、図 5.6 に、 $E_{1st}/E_{2nd} = 20$ と $E_{1st}/E_{2nd} = 27$ の状況における波形の見え方を示した。 $\Delta T = 400$ ns では、どちらも生データから娘パルスの起点を確認することが難しいが、微分することによりその起点を確認することができる。一方、 $\Delta T = 800$ ns では微分せずとも娘パルスの起点を確認することができる。MTOT の方法を使用する場合、 $E_{1st}/E_{2nd} > 16$ における ε_{MTOT} を、より短い ΔT で 1 に収束させるためには、立ち上がり時間を早め、それに対して十分大きなサンプリングレートを適用することが必要といえる。立ち上がり時間とサンプリングレートとの関係については検証 2 で考察する。

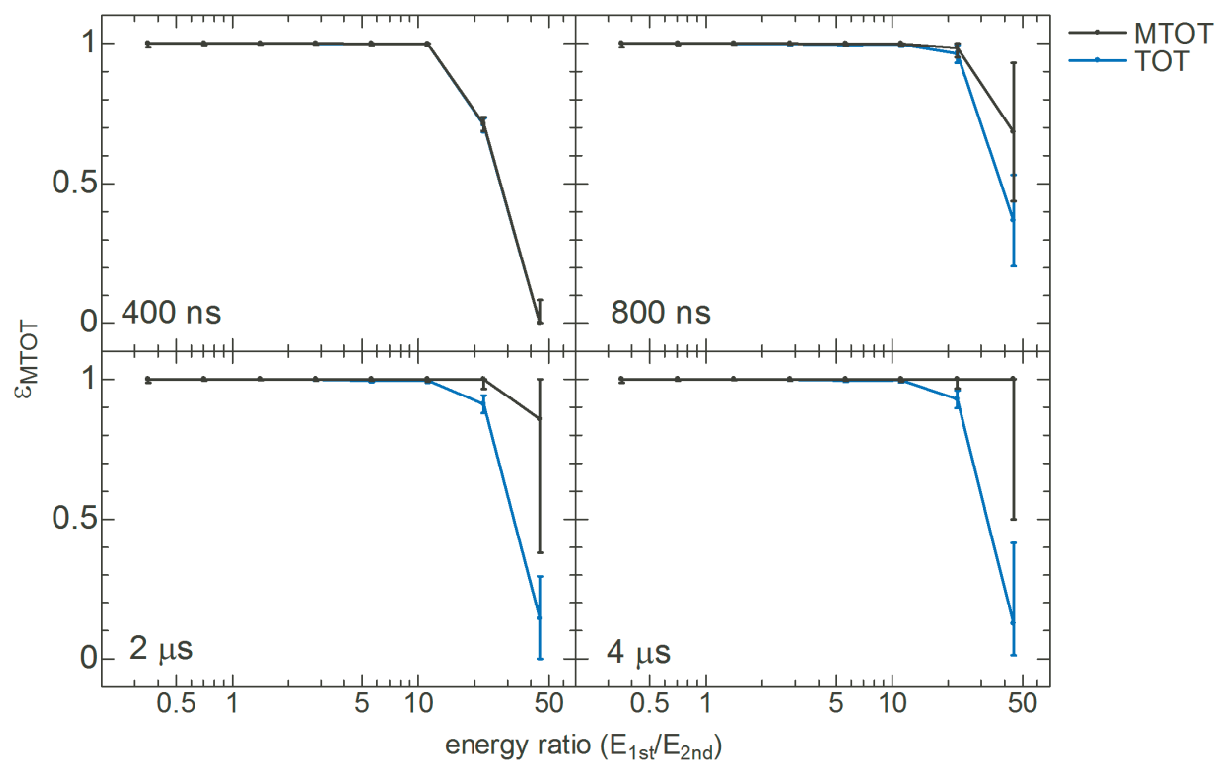


図 5.5 $E_{1st}/E_{2nd} \sim 37$ までの ϵ_{MTOT} 。黒線は ϵ_{MTOT} , 青線は ϵ_{TOT} 。また、最も E_{1st}/E_{2nd} の大きい部分は $E_{1st}/E_{2nd} : 32 - 37$ 、次に大きい部分は $E_{1st}/E_{2nd} : 16 - 32$ である。

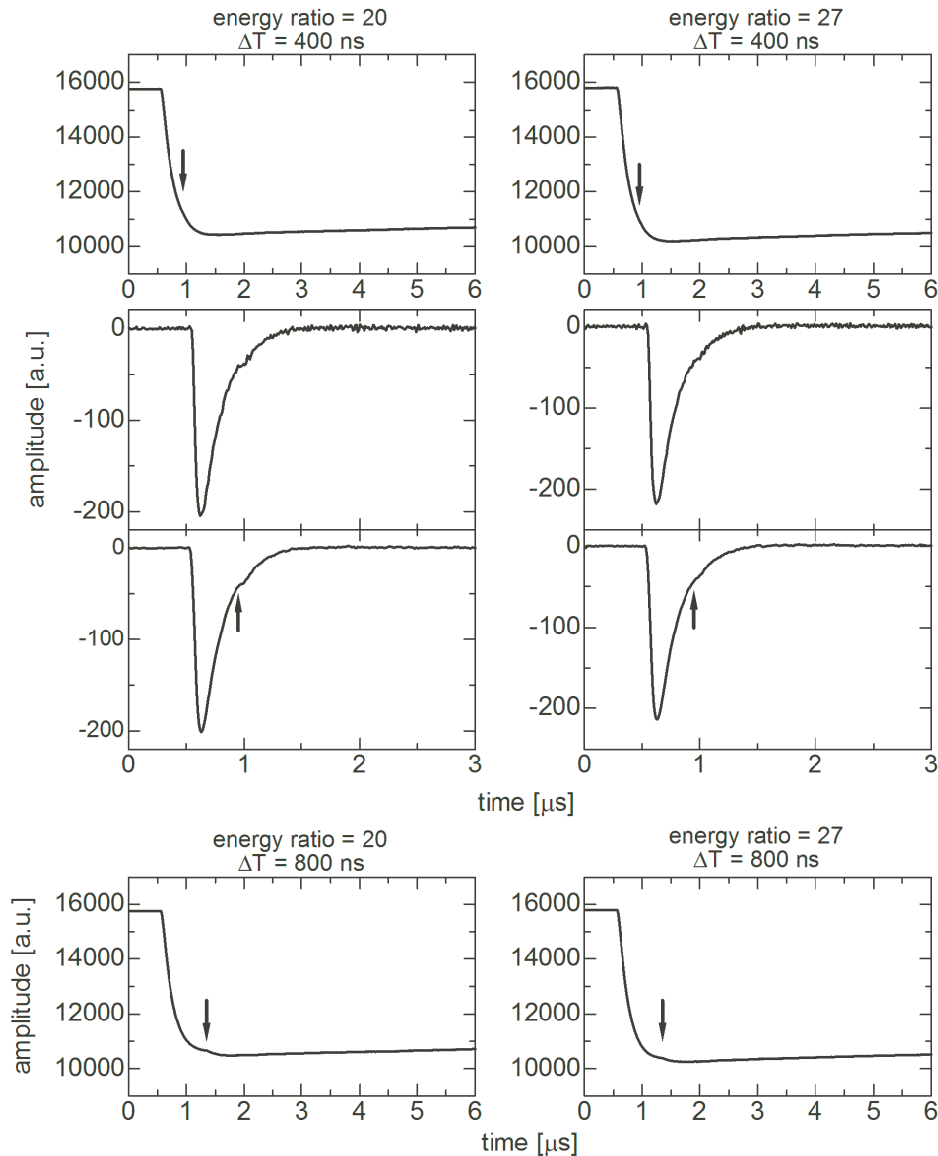


図 5.6 $E_{1st}/E_{2nd} = 20$ と $E_{1st}/E_{2nd} = 27$ の状況における波形の見え方

5.1.3 フィッティングの効率

フィッティングの傾向

次に、フィッティングの効率について考察する。図 5.7 上段に $\Delta T = 200$ ns でのフィッティング結果の傾向を示す。縦軸はシングルフィットで得られた娘パルスのエネルギー E_{2nd} とパイルアップフィットで得られた値 E_{2nd}^{fit} との差 $\delta E_{2nd} = E_{2nd}^{fit} - E_{2nd}$ 、横軸はあらかじめ設定した ΔT とフィッティングで得られた値 ΔT^{fit} との差 $\delta(\Delta T) = \Delta T^{fit} - \Delta T$ である。(本章の中でのみ、フィッティングの結果得られた値であることを明示するために E^{fit} , ΔT^{fit} というように表現する。 $E, \Delta T$ は既知の値という意味で使用する。) $\delta E_{2nd} = 0, \delta(\Delta T) = 0$ 付近のイベントがフィッティング成功を意味する。その周りの分布はフィッティング結果が目標とする値から大きくずれているイベントである。図 5.7 でこのずれ方の傾向を A - C のように分ける。

A : $\Delta T^{fit} < \Delta T, E_{2nd}^{fit} > E_{2nd}$. (このパターンが一番多い)

B : $\Delta T^{\text{fit}} > \Delta T, E_{2\text{nd}}^{\text{fit}} < E_{2\text{nd}}$.

C : $\Delta T^{\text{fit}} \gg \Delta T, E_{2\text{nd}}^{\text{fit}} \sim 0$.

これは ΔT が小さく、ほとんどシングルイベントに見えるようなパイルアップイベントに対するフィッティングに特有な傾向と考えられる。(シングルイベントをパイルアップイベントと判定した場合にもこのようにフィットされるだろう。) A-C のパターンでは、ほとんどのイベントはふたつのパルスのエネルギーの和が維持されたまま ($E_{1\text{st}}^{\text{fit}} + E_{2\text{nd}}^{\text{fit}} = E_{1\text{st}} + E_{2\text{nd}}$) で個々のエネルギー $E_{1\text{st}, 2\text{nd}}^{\text{fit}}$ がスライドしている。また、 ΔT^{fit} もこれに連動してスライドしている。このことは逆に、フィッティングが成功しているかを確認するためには大まかには $E_{1\text{st}, 2\text{nd}}^{\text{fit}}$ のどちらか一方が $E_{1\text{st}, 2\text{nd}}$ を再現していることを確認すればよいということを示している。(ただし、厳密に評価するため後の性能評価では ΔT の再現性も確認した。)

図 5.7 の下段に、A-C に属するイベントがどのような $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ に由来しているかを示した。ここで count (normalized) とは、それぞれのビン ($E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$) にエンターした全イベントのうち、A-C のようなフィッティング傾向に陥る割合を表す。A や C のパターンは $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ の大きい領域ほど顕著である。図 5.4 に示した通り、 $E_{1\text{st}} > E_{2\text{nd}}$ の時には娘パルスの起点が見えにくい状況となり、 $E_{1\text{st}, 2\text{nd}}^{\text{fit}}$ が $E_{1\text{st}, 2\text{nd}}$ に対してスライドしやすくなると考えられる。一方、B のパターンは $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ に関係なく起こりうる。なお、図 5.7 は個別フィットモードによるものであるが、同時フィットモードでは B のパターンになる数がかなり抑えられることが分かった。

C のパターンでは ΔT の値がかなり大きい値で導出されるため紛らわしい。この点については第 section:analysis 章の部分で触れる。

また図 5.8 に、図 5.7 で A および B のパターンとなったイベントがコリレーションプロット上でどのように分布するかを示した。黒の分布は $E_{1\text{st}, 2\text{nd}}$ 、青の分布は $E_{1\text{st}, 2\text{nd}}^{\text{fit}}$ を示す。 $E_{1\text{st}}^{\text{fit}} + E_{2\text{nd}}^{\text{fit}} = E_{1\text{st}} + E_{2\text{nd}}$ の関係を保ったまま $E_{1\text{st}, 2\text{nd}}^{\text{fit}}$ がスライドした傾向が見て取れる。このように間違っただけが返されたイベントを本物の α 崩壊イベントと間違っただけでなく、短寿命の部分の崩壊連鎖だけでなく寿命が長い部分との連鎖を探し、総合的に判断することが必要である。

図 5.7 と同様、 $\Delta T : 200\text{-}800$ ns のフィッティング結果を図 5.9 に示した。 $\Delta T = 800$ ns では A-C のようなイベントは消え、すべてのパイルアップイベントのフィッティング結果が $E_{2\text{nd}}, \Delta T$ の周りに収束することが見て取れる。

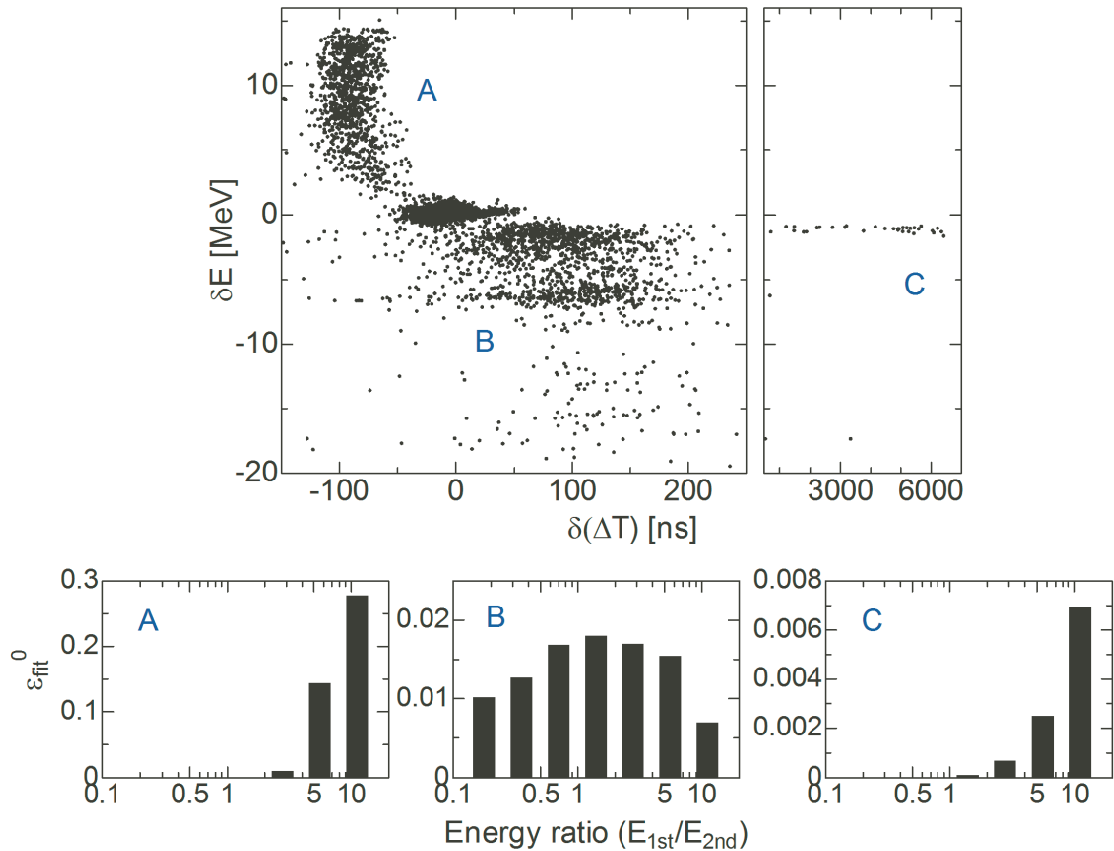


図 5.7 上段: $\Delta T = 400$ ns のフィッティング結果。縦軸: シングルフィットで得られた娘パルスのエネルギー E_{2nd} とパイルアップフィットで得られた値 E_{2nd}^{fit} との差 $\delta E_{2nd} = E_{2nd}^{fit} - E_{2nd}$ 、横軸: あらかじめ設定した ΔT とフィッティングで得られた値 ΔT^{fit} との差 $\delta(\Delta T) = \Delta T^{fit} - \Delta T$ 。A: $\Delta T^{fit} < \Delta T, E_{2nd}^{fit} > E_{2nd}$ 。B: $\Delta T^{fit} > \Delta T, E_{2nd}^{fit} < E_{2nd}$ 。C: $\Delta T^{fit} \gg \Delta T, E_{2nd}^{fit} \sim 0$ 。下: A-C のイベントを構成するパイルアップイベントの E_{1st}/E_{2nd} の分布。いずれも $E_{1st}/E_{2nd} > 1$ の領域で起こりやすいことがわかるが、B のパターンは $E_{1st}/E_{2nd} \sim 1$ の時にも起こり得る。

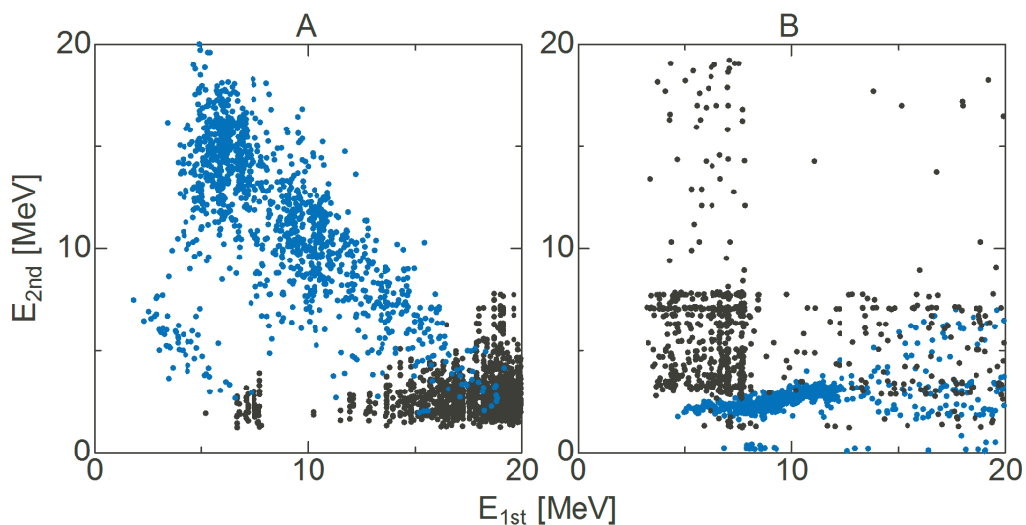


図 5.8 誤ってフィットされたイベントの、コリレーションプロット上での現れ方。黒: $E_{1st, 2nd}$, 青: $E_{1st}^{fit}, E_{2nd}^{fit}$. $E_{1st}^{fit} + E_{2nd}^{fit} = E_{1st} + E_{2nd}$ の関係を保ったまま $E_{1st}^{fit}, E_{2nd}^{fit}$ がスライドしたことがわかる。

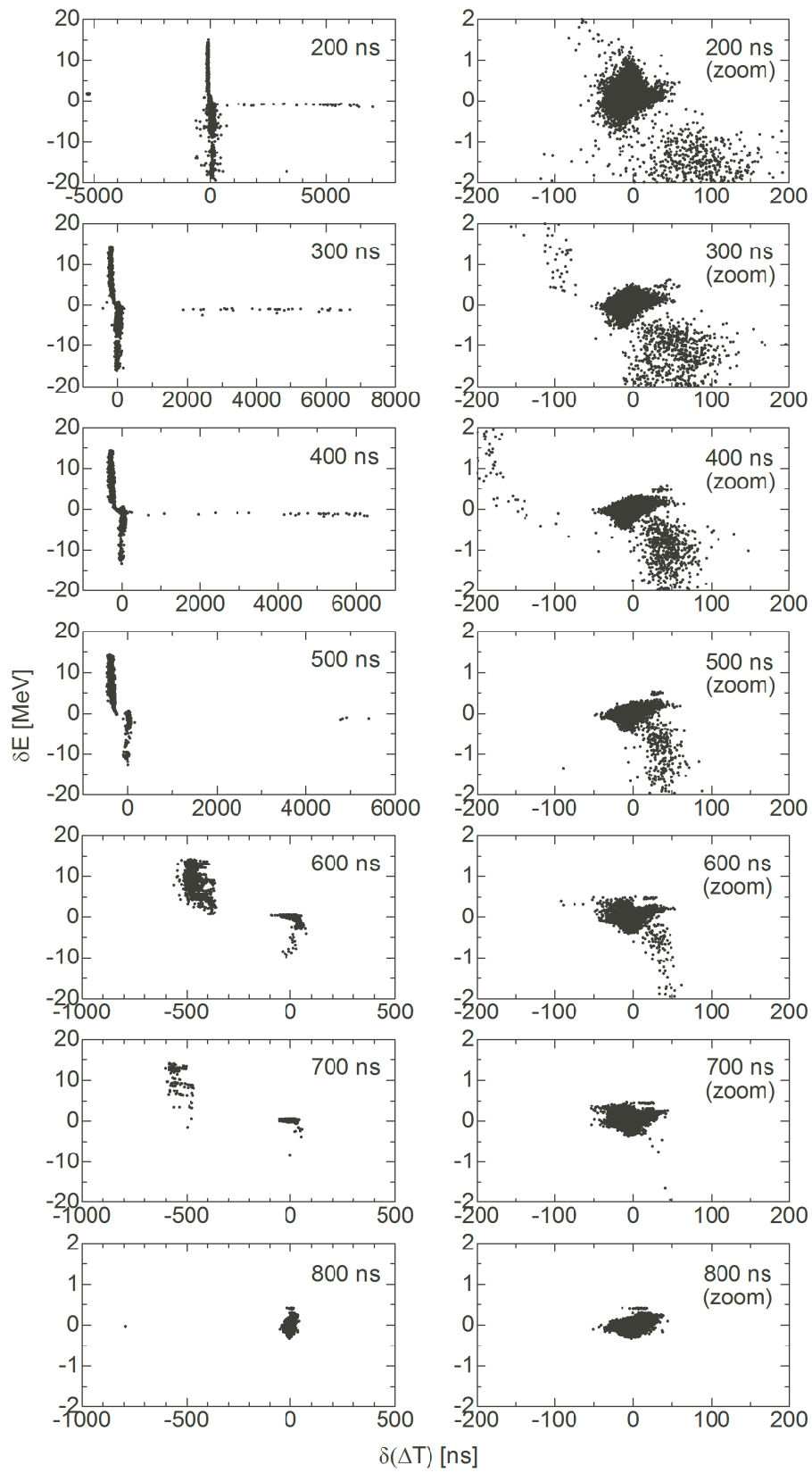


図 5.9 $\Delta T = 200\text{-}800$ ns のフィッティング結果。縦軸：シングルフィットで得られた娘パルスのエネルギーとパイルアップフィットで得られた値との差 $\delta E_{2\text{nd}} = E_{2\text{nd}}^{\text{fit}} - E_{2\text{nd}}$ 、横軸：あらかじめ設定した時間差とフィッティングで得られた値との差 $\delta(\Delta T) = \Delta T^{\text{fit}} - \Delta T$ 。右側はフィッティングの成功した部分の拡大。

表 5.2 フィッティング成功の判定基準 (検証 1)

条件	100 MHz/ 個別フィットモード
E_{2nd}^{fit}	$E_{2nd} \pm 380 \text{ keV}$
ΔT^{fit}	$\Delta T \pm 30 \text{ ns}$

図 5.10 に、表 5.2 に示した条件でのパイルアップ判定効率 ϵ_{fit} を示す。図 5.9 で $\Delta T = 800 \text{ ns}$ のとき、 E_{2nd}^{fit} は E_{2nd} の周りに $\pm 380 \text{ keV}$ 、 ΔT^{fit} は ΔT の周りに $\pm 30 \text{ ns}$ の広がりを持っている。そこで、 $E_{2nd}^{fit} = E_{2nd} \pm 380 \text{ keV}$ かつ、 $\Delta T^{fit} = \Delta T \pm 30 \text{ ns}$ にエントリーしたイベントをフィッティング成功とし、もとのイベント数との比をとったものをフィッティング効率 ϵ_{fit} と定義した。表 5.2 にこの条件を示した。ここで、 ΔT の広がりにはサンプリングレートに依存するため、 $\Delta T \pm 30 \text{ ns}$ のゲートを適用できるのは 100 MHz に限る。 ϵ_{MTOT} の場合、 E_{1st}/E_{2nd} が大きい領域のみで効率が下がっていたが、 ϵ_{fit} の場合は E_{1st}/E_{2nd} が小さい領域でも効率が下がることがわかる。A および C のイベントが $E_{1st} > E_{2nd}$ での効率低下を招き、B のイベントが E_{1st}/E_{2nd} の全体にわたる効率低下を招いているといえる。図下の帯は図 5.3 と同様 ER を 20-30 MeV、 α 崩壊のエネルギーを約 12 MeV、エスケープイベントのエネルギーを約 1-6 MeV と仮定した場合に予想される E_{1st}/E_{2nd} の領域を示している。ER- α (ER-full), α -escape (full-escape), ER-escape のイベントに対してはやはり不利な状況といえる。

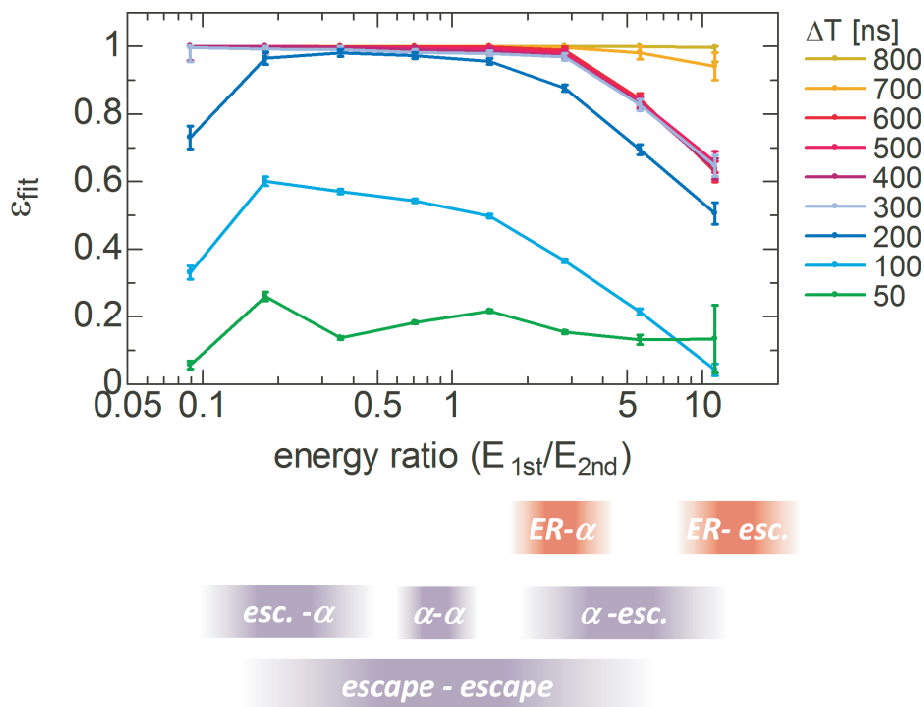


図 5.10 フィッティング効率 ϵ_{fit} (検証 1)

5.1.4 半減期と効率の関係

ここまででパイルアップ判定効率 ϵ_{MTOT} とフィッティング効率 ϵ_{fit} の E_{1st}/E_{2nd} と ΔT に対する依存性を見たが、それらの積を波形解析効率 ϵ_{PSA} と定義する。

$$\epsilon_{PSA} = \epsilon_{MTOT} \times \epsilon_{fit}$$

図 5.11 に、 ϵ_{PSA} の ΔT および E_{1st}/E_{2nd} に対する依存性を示す。これより、サンプリングレート 100 MHz, 立ち上がり時間 400 ns, E_{1st}/E_{2nd} : 0.05 - 16 の範囲内においては、 $\Delta T = 800$ ns で波形解析効率 ϵ_{PSA} が 1 に収束するということができる。また、全領域で $\epsilon_{PSA} \sim 0$ となるのは、 $\Delta T \sim 50$ ns であるとわかる。

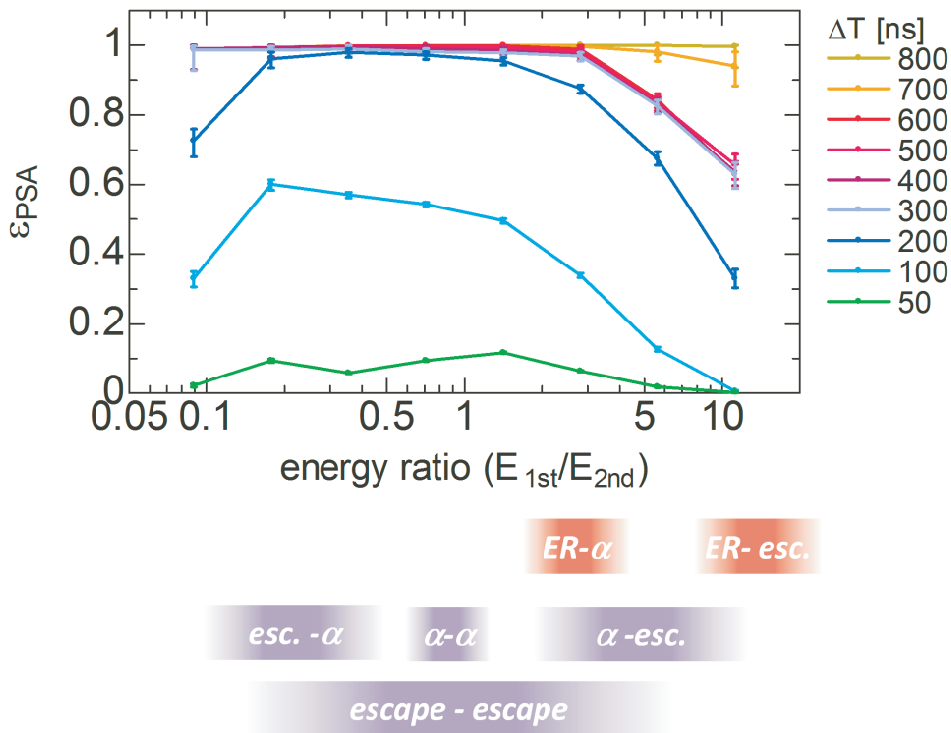


図 5.11 波形解析効率 ϵ_{PSA} (検証 1)

さらに波形解析効率 ϵ_{PSA} から、任意の半減期 $T_{1/2}$ を持つ崩壊に対し、その崩壊イベントに先行する親パルスとのパイルアップ波形を取得した場合に、解析で正しく結果が得られる割合 ϵ_{total} を求めた。ここで、幾何学的に DSSD から α 粒子が外に飛び出す場合と DSSD のより深い方向に進む場合とで確率はほぼ等しく 1/2 と考えられる。従って崩壊連鎖には full-full, escape-full, full-escape, escape-escape のイベントがほぼ 1/4 ずつとなるため、 ϵ_{total} の計算でもそれぞれの様式を 1/4 ずつ取り入れることにする。(親パルスが ER の場合には ER-full と ER-escape が 1/2 ずつである。) escape-full, full-full (escape-escape), full-escape に対応する E_{1st}/E_{2nd} : の領域をそれぞれ 0.06-0.25, 0.5-2, 4-16 とする。

図 5.11 から $E_{1st}/E_{2nd} : 0.06-0.25, 0.5-2, 4-16$ の領域での ϵ_{PSA} の値を計算し、横軸を ΔT にとったものを図 5.12 に示す。また、 ϵ_{PSA} を 2 次関数または 4 次関数でフィットしたものを表 5.3 にまとめる。

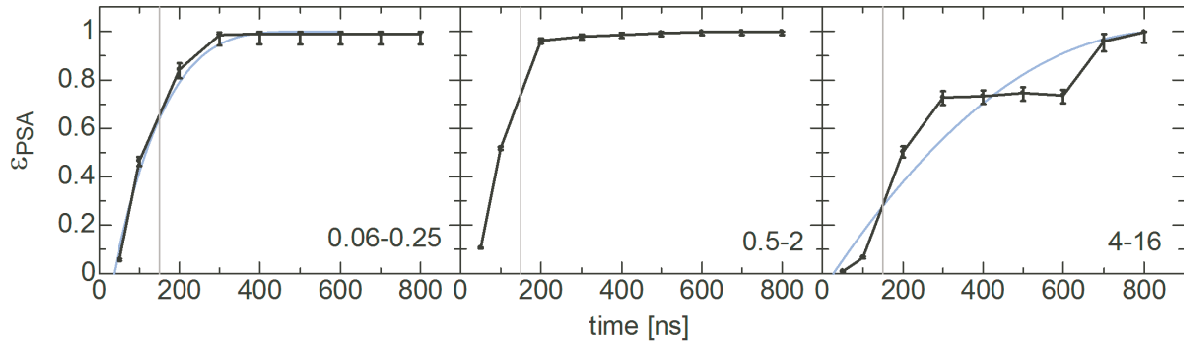


図 5.12 escape-full ($E_{1st}/E_{2nd} : 0.06-0.25$) と full-full, escape-escape (0.5-2), full-escape (4-16) イベントに対する波形解析の時間依存性。

表 5.3 崩壊連鎖の E_{1st}/E_{2nd} に対する波形解析効率 ϵ_{PSA} . ※ $t < 500$ ns では以下の式を使用し、 $t \geq 500$ ns では $\epsilon_{PSA} = 1$ とする。

decay chain	full-full, esc.-esc.	full-esc.	esc.-full
energy ratio	0.5-2	4-16	0.06-0.125
$\epsilon_{PSA}(150-500$ ns)	1	$-1.49 \cdot 10^{-6}(t - 845)^2 + 1$	$-1.51 \cdot 10^{-7}(t - 543)^4 + 1$ ※

ϵ_{PSA} を使って、任意の崩壊時間 $t = \Delta T$ のイベントの崩壊特性を導出できる効率 $\epsilon(t, R)$ を次のように書く。

$$\epsilon(t, R) = \begin{cases} 0 & (t < 150 \text{ ns}) & (5.2a) \\ \epsilon_{PSA}(t, R) & (150 < t < 800 \text{ ns}) & (5.2b) \\ 1 & (800 \text{ ns} < t < 6.8 \mu\text{s}) & (5.2c) \\ 0 & (t > 6.8 \mu\text{s}) & (5.2d) \end{cases}$$

ここで、 $t > 6.8 \mu\text{s}$ の部分では、PH-ADC の 2nd gate によってイベントを観測することができるため、 $\epsilon(t, R) = 1$ とした。PH-ADC に入力する信号がパイルアップによる影響を逃れて $E_{1st, 2nd}$ を正しく導出できるようになるのは $t > 5 \mu\text{s}$ であるので、FADC は PH-ADC での $E_{1st, 2nd}$ の導出が難しい $5 \mu\text{s}$ 以下の解析での波形取得に特化させるのがよいと考えられる。また $t < 150$ ns のイベントに対しては ϵ_{PSA} の値が急激に下がってくるため、この領域では $\epsilon_{PSA} = 0$ とする。(full-full と escape-escape では $\Delta T > 150$ ns ではほとんど $\epsilon_{PSA} \sim 1$ のため、 $\epsilon_{PSA} \sim 1$ として計算する)

これより、ある崩壊定数 λ の全崩壊イベントのうち、崩壊特性を正しく導出できる割合 $\epsilon_{total}(\lambda)$ は、

$$\epsilon_{total}(\lambda) = \int_0^{\infty} \lambda e^{-\lambda t} \times \epsilon(t, R) dt = \int_{0ns}^{150ns} \lambda e^{-\lambda t} \times 0 dt \quad (5.3)$$

$$+ \int_{150ns}^{800ns} \lambda e^{-\lambda t} \times \epsilon_{PSA}(t, R) dt \quad (5.4)$$

$$+ \int_{800\text{ns}}^{6.8\mu\text{s}} \lambda e^{-\lambda t} \times 1 dt \tag{5.5}$$

$$+ \int_{6.8\mu\text{s}}^{\infty} \lambda e^{-\lambda t} \times 0 dt \tag{5.6}$$

ここで、(5.4) の部分は表 5.3 の ϵ_{PSA} を使用して次のように計算した。 $\epsilon_{\text{PSA}}^{\text{ef}}, \epsilon_{\text{PSA}}^{\text{fe}}$ 中の”ef”と”fe”はそれぞれ escape-full, full-escape の意である。

$$\int_{150\text{ns}}^{800\text{ns}} \lambda e^{-\lambda t} \times \epsilon_{\text{PSA}}(t, R) dt \tag{5.7}$$

$$= \frac{1}{4} \left(2 \times \int_{150\text{ns}}^{800\text{ns}} \lambda e^{-\lambda t} \times 1 dt + \int_{150\text{ns}}^{800\text{ns}} \lambda e^{-\lambda t} \times \epsilon_{\text{PSA}}^{\text{ef}} dt + \int_{150\text{ns}}^{800\text{ns}} \lambda e^{-\lambda t} \times \epsilon_{\text{PSA}}^{\text{fe}} dt \right) \tag{5.8}$$

図 5.13 に ϵ_{total} の計算結果を示した。ここで、横軸は半減期 $T_{1/2} = \ln(2)/\lambda$ に変換している。右図は $T_{1/2} < 2 \mu\text{s}$ の部分の拡大である。 ϵ_{total} の値は $T_{1/2} = 400 \text{ ns}$ 付近で急激に下がった。ただし、 ϵ_{total} は特に escape-full や full-escape に対応する $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ の領域の選び方で変わってくるため、個々の実験条件に合わせて決定するのがよいと考えられる。

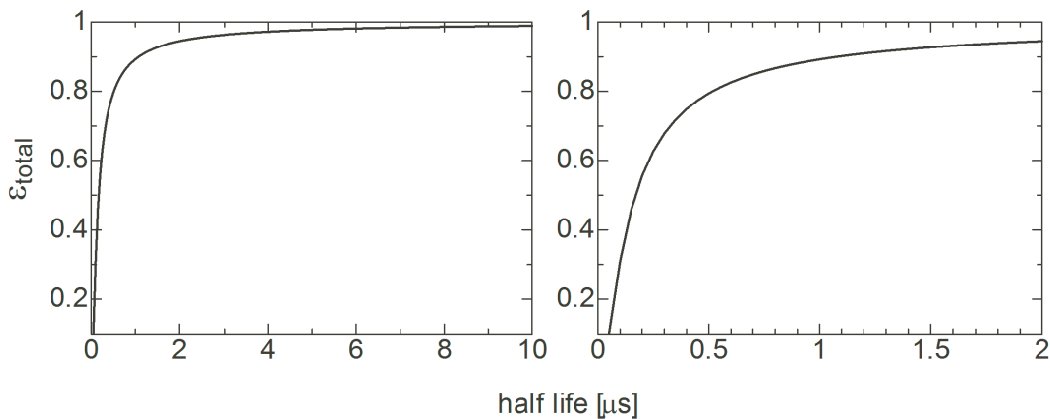


図 5.13 任意の半減期 $T_{1/2}$ を持つ崩壊に対して、データ取得した全崩壊イベントのうち波形解析で正しく結果が得られる割合 ϵ_{total}

5.1.5 分解能と確度

フィッティングに成功したイベントについて、エネルギー・時間分解能および確度を評価する。エネルギー分解能は、図 5.14 に示すように各 ΔT および $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ の条件において $E_{2\text{nd}}$ のスペクトルの 7.0 MeV のピークにフィットすることで導出した。エネルギーの確度は、各条件においてピークが 7 MeV からシフトした分に相当する。また、時間分解能は、あらかじめ設定した ΔT とフィッティングで得られた ΔT^{fit} との差 $\delta(\Delta T)$ の分布に対してフィットすることで導出した。時間の確度は、 $\delta(\Delta T)$ の分布の中心が 0 ns からシフトした分である。

図 5.15-5.20 に $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ と ΔT に対する エネルギー分解能、エネルギーの確度、時間分解能、時間の確度を三次元にプロットしたものを示す。参考のため、ふたつのパルスを同時にフィットした場合(同時フィットモード)と個別にパルスをフィットした場合(個別フィットモード)とを掲載する。ふたつのパ

ルスと同時にフィッティングすることで (同時フィットモード) E_{1st}/E_{2nd} が大きい部分において分解能が多少向上した。

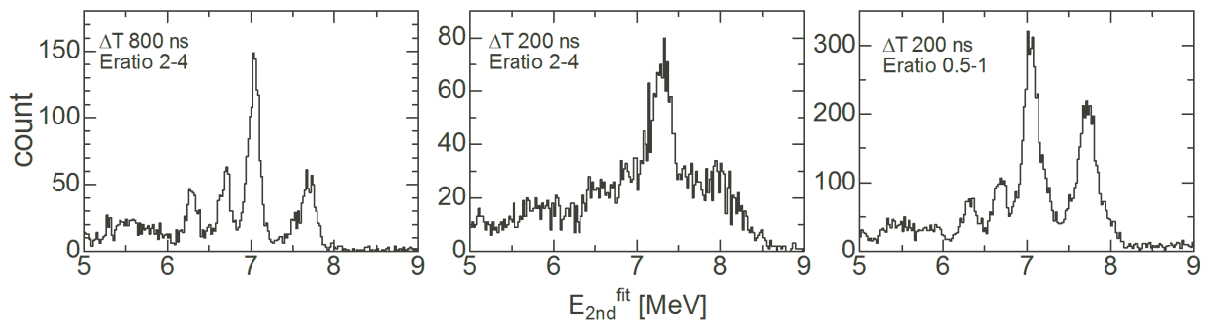


図 5.14 フィッティングで得られた娘パルスのエネルギー E_{2nd}^{fit} スペクトルの例。7.0 MeV のピークにフィットして分解能を導出した。また、中央の $\Delta T : 200$ ns, $Eratio(E_{1st}/E_{2nd}) : 2-4$ の例から見て取れるように、エネルギー分布全体もシフトしているの、7.0 MeV のピークのシフトをエネルギーの確度とした。

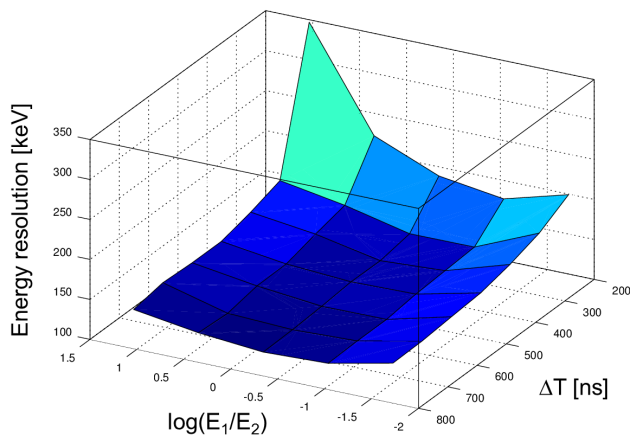


図 5.15 同時フィットモードでのエネルギー分解能の $\Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd}$ 依存性。

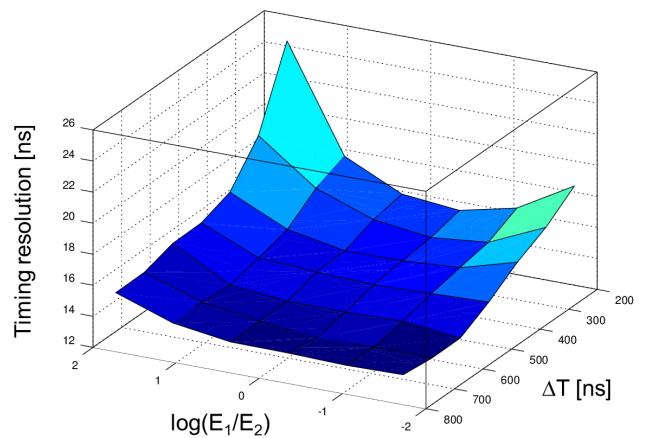


図 5.16 同時フィットモードでの時間分解能の $\Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd}$ 依存性。

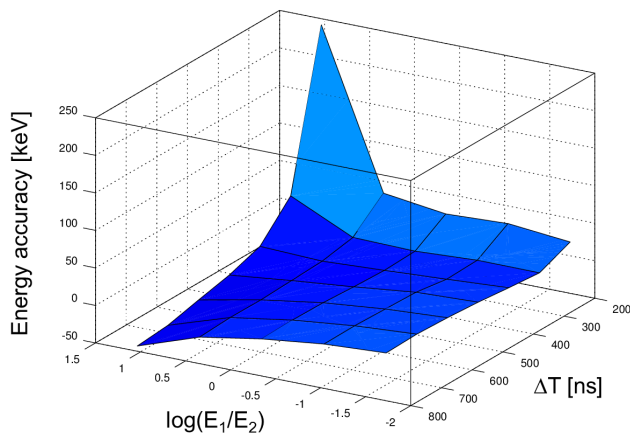


図 5.17 同時フィットモードでのエネルギー精度の $\Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd}$ 依存性。

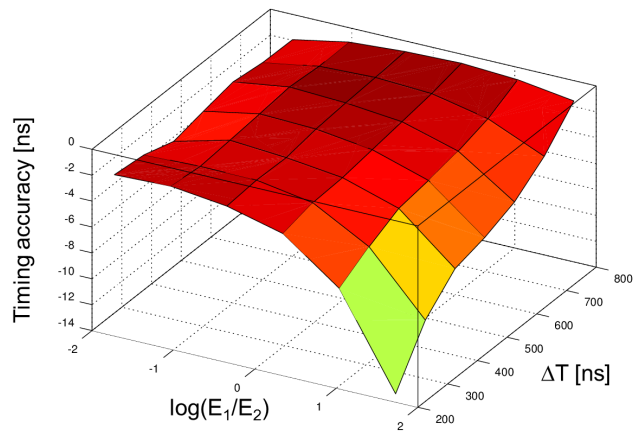


図 5.18 同時フィットモードでの時間精度の $\Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd}$ 依存性。

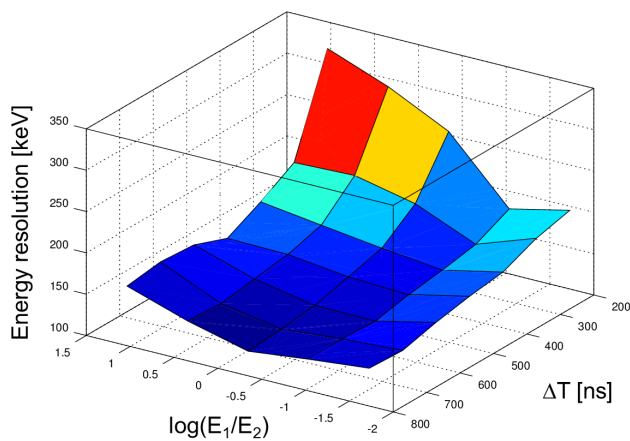


図 5.19 個別フィットモードでのエネルギー分解能の $\Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd}$ 依存性。

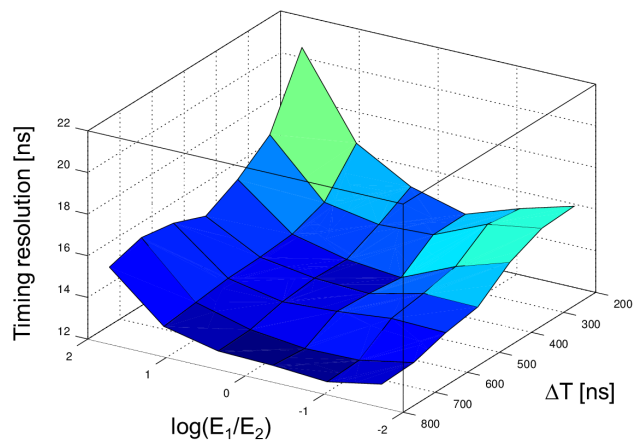


図 5.20 個別フィットモードでの時間分解能の $\Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd}$ 依存性。

図 5.15-5.20 から、 $\Delta T \pm 30$ ns, $E \pm 380$ keV という条件の中でフィッティングが成功しているが(すなわち、 ΔT^{fit} と $E_{1st, 2nd}^{fit}$ が ΔT と $E_{1st, 2nd}$ の周りに収束しているが)、その範囲内でも $E_{1st, 2nd}^{fit}$ および ΔT^{fit} は $E_{1st, 2nd}$, ΔT から多少シフトする傾向があるとわかる。特に、立ち上がり時間よりも短い ΔT で急激にシフトする。

また、図 5.23 には、 $\Delta T = 200, 800$ ns における個別フィットモードでのエネルギー分解能・精度を示した。 $\Delta T = 200$ ns において、エネルギー分解能は $\Delta T = 800$ ns の値の 2.4 倍程度になっており、実際の値から 230 keV 程度ずれている。(エネルギーの精度が必要な実験ではこの領域のデータを使用することができない) さらに、 $\Delta T = 800$ ns のデータも E_{1st}/E_{2nd} によって多少値が異なることに注意が必要である。

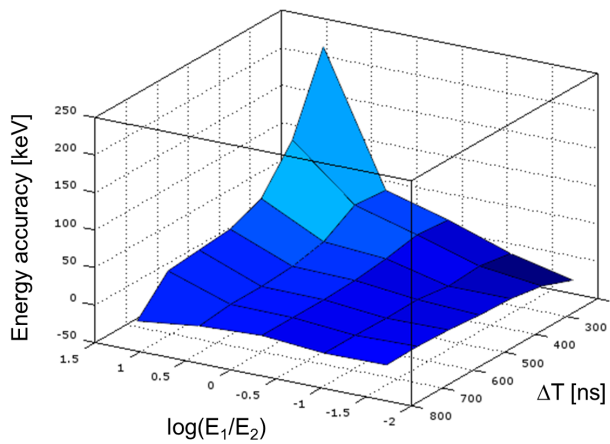


図 5.21 個別フィットモードでのエネルギー確度の $\Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd}$ 依存性。

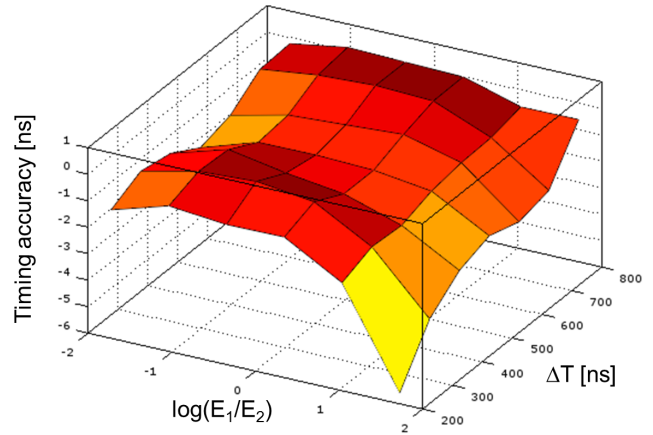


図 5.22 個別フィットモードでの時間確度の $\Delta T \cdot E_{1st}/E_{2nd}$ 依存性。

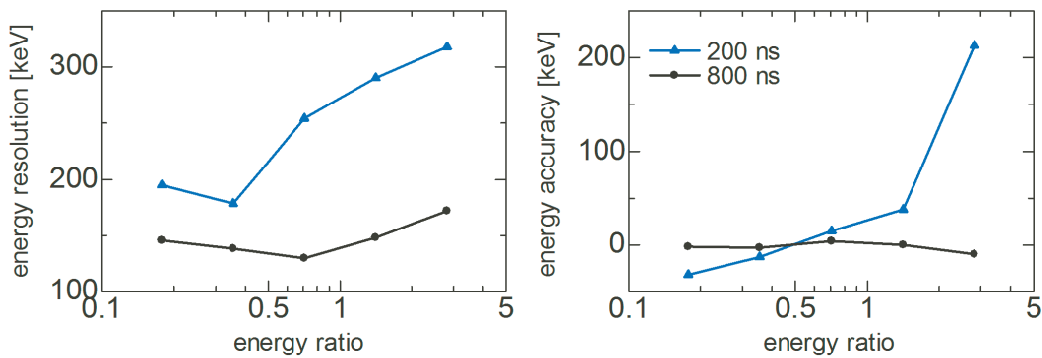


図 5.23 $\Delta T = 200, 800$ ns における個別フィットモードでのエネルギー分解能・確度

5.2 検証 2 : サンプルレートと立ち上がり時間との関係

次に、検証 2 として波形解析アルゴリズムを他の前置増幅器や FADC の条件に対して適用する際のような性能が得られるか検証する。ここでは特に、サンプルレートと立ち上がり時間の関係性について考察する。例えば、パルスの立ち上がり時間が速くなったがサンプルレートを変更しない場合、または立ち上がり時間は変わらないがサンプルレートが小さくなった場合には、波形解析効率は悪化することが予想される。そこで、以下の条件でシミュレーションおよび性能評価を行った。

- データを間引くことにより、サンプルレート 50 MHz (20 ns/clock), 25 MHz (40 ns/clock), 12.5 MHz (80 ns/clock) のデータを再現する (FADC の内部 clock モードでは、105, 50, 25 MHz から選択可能)。この中のシングルパルスを使用して、検証 1 と同様にパイルアップイベントのシミュレーションを行う。
- パイルアップ判定の効率、フィッティング効率をそれぞれ求める。

表 5.4 シミュレーションの条件 (検証 2)

energy ratio (E_{1st}/E_{2nd})	0.032-0.063, 0.063-0.13, 0.13-0.25, 0.25-0.50, 0.50-1.0 1.0-2.0, 2.0-4.0, 4.0-8.0, 8.0-16.0, 16-30
time difference [ns]	100, 200, 400, 800, 1400
sampling rate [MHz]	100, 50, 25, 12.5
waveform rise-time [ns]	400
フィッティングの方法	同時フィットモード

今回は 36 MeV までのシングルパルスをシミュレーションに使用したため、 E_{1st}/E_{2nd} は 0.03-30 までに拡張されている。また、同時フィットモードを採用した。

5.2.1 サンプリングレートに伴うパラメータの変更

サンプリングレートの変更に伴い波形解析プログラムのパラメータを変更しなければならない。シングルイベント、パイルアップイベント判別のための閾値を変更する。図 5.24 に、それぞれのサンプリングレートに関する MTOT と微分波高のプロットを示す。曲線は対数フィッティングである。このとき、サンプリングレートが小さくなるにつれて MTOT は荒く導出されることになる。第 3 章で述べたとおり、それぞれの条件に付いて $MTOT - MTOT_{thr}$ のヒストグラムをつくり、シングルパルスのピークの 2σ でシングルパルスとパイルアップとを分離するようにした。

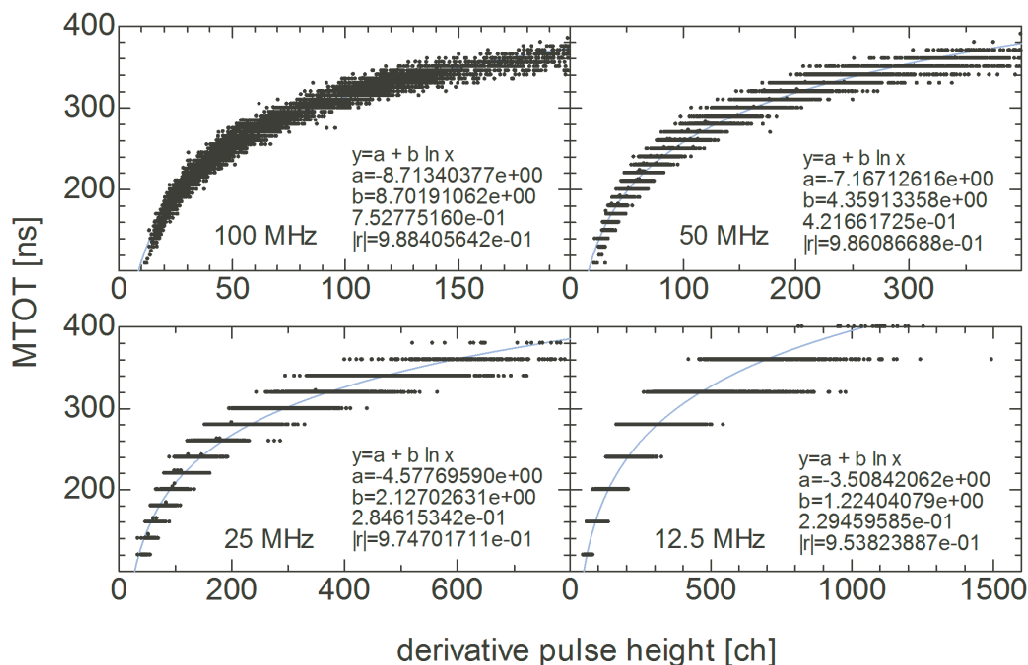


図 5.24 100, 50, 25, 12.5 MHz のサンプリングレートに対応する MTOT と微分波高 (derivative pulse height) の分布。

また、サンプリングレートに伴い、微分波高ともとの波高との比例係数を変更しなくてはならない。図 5.25 はそれぞれのサンプリングレートについて、微分波高と、もとの波高との関係を表したものを示し

た。どのサンプリングレートにおいても比例関係を保っているが、サンプリングレートの小さい側では広がりを持っていることがわかる。この理由は、波形を取得する際の 1 clock ごとの間隔が大きくなる (= サンプリングレートが小さくなる) と、微分パルスのように”細い”ピークの最大値を捉える可能性が低くなるからである。またこれに付随して、サンプリングレートが小さい場合、もとの波高と微分波高との比例係数を図の値から求めて与えても、必ずしもフィッティングがうまくいくとは限らないということがあ
る。この状況を改善するためには比例係数を適当に変えてみるのがよく、例えば 12.5 MHz の時には比例係数を 67 とするよりも 67×0.9 とした場合の方がフィッティングが成功するイベントが多かった。(ただし、のちに示すように 12.5 MHz では $E_{1st, 2nd}$ のようにしてもフィッティング成功するイベントが極端に少なく、アルゴリズムの改良が必要と考えられる。)

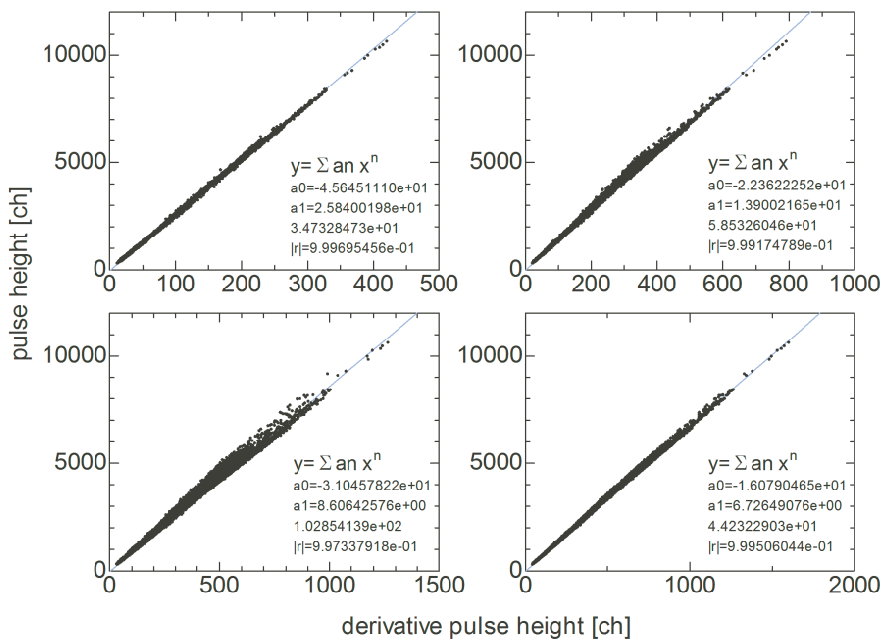


図 5.25 それぞれのサンプリングレートについて、微分波高と、もとの波高との関係を表したもの。どのサンプリングレートにおいても比例関係を保っているが、サンプリングレートの小さい側の方がより広がってしまう。

表 5.5 に、サンプリングレートに伴い変更すべきパラメータをまとめた。

表 5.5 サンプリングレートに伴って変更するパラメータ

sampling rate [MHz]	100	50	25	12.5
微分波形の平滑化の幅	5	2	平滑化なし	
微分パルスに対する閾値	-5	-10	-20	-40
パイルアップの判定の閾値 (図 5.24)	$\Delta T = 0$ のパイルアップイベントの 2σ			
微分波高ともとの波高との間の比例係数 (図 5.25)	26	14	8.6	6.7×0.9
時間を表すパラメータ T ※	T	$T/2$	$T/4$	$T/8$

※に関して、プログラム内で clock 表示にしたパラメータは、時間表示に変換したときにサンプリングレートに関わらず一定となるようにした。例えば、100 MHz ではフィッティング範囲は起点の 10 clock

前から 400 clock までとしていたが、時間単位ではパルスの起点の 100 ns 前から $4\mu\text{s}$ までとなる。同じ時間設定とするために 12.5 MHz では起点の 1 clock 前から 50 clock までとする必要がある。このため clock 表示していたパラメータ T を表のように変更した。

5.2.2 シミュレーション結果

初めにパイルアップイベント判定の効率を調べた。図 5.26, 5.27 はそれぞれ、パイルアップイベントの $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$: 1-2, 8-16 に対応する MTOT-MTOT_{thr.} の分布であり、紫は $\Delta T = 200$ ns, 桃色は 400 ns, 水色は 800 ns に対応している。また、 $T = 0$ の直線はシングルイベントの中心値、その右の直線が 2σ に対応している。($T = 0$ が 2σ ではないことに注意。) 図からわかる通り、サンプリングレートが小さいほどシングルパルスとの分離が悪くなっている。微分パルスのピークが閾値を超えている時間(点数)が、サンプリングレートが小さいほど少なくカウントされるため、シングルパルスとの差が付きにくくなっているといえる。(例えば、100 MHz で閾値以下の点数が 40 clock の波形は、12.5 MHz の場合には 5 clock である。) また、サンプリングレートが小さいくなるとその分 MTOT も荒く計算されるため、100 MHz でひとつのピークを形成していた分布は 2, 3 個のピークに分離している。

図 5.28 に、MTOT 効率 $\varepsilon_{\text{MTOT}}$ を示した。(エネルギーの範囲を広げたため、図 5.3 に対して $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ のデータ点数が左右 1 点ずつ増えていることに注意) 黒が 100 MHz, 赤が 50 MHz, 青が 25 MHz, 緑が 12.5 MHz に対応している。図中の数字は ΔT である。 $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ の大きい側では、サンプリングレートに伴い効率が悪くなっているが、 $\Delta T = 800$ ns でサンプリングレートに関わらず $\varepsilon_{\text{MTOT}} \sim 1$ となった。検証 1 の図 5.3 において、 $\Delta T = 400$ ns となれば $\varepsilon_{\text{MTOT}} = 1$ に収束するという結果を得たが、何 ns で収束するかはサンプリングレートに依存しているといえる。ここで、図 5.29 に 100 MHz と 12.5 MHz においてパイルアップ判定が出来ていないイベントについて、 ΔT と $E_{2\text{nd}}$ とをプロットした。 $\Delta T = 0$ 付近には 100 MHz, 12.5 MHz 共にイベントが分布しており、 ΔT が小さすぎるために波形自体がシングルパルスと見分けがつかないようなイベントであるとわかる。一方、 ΔT のより大きい部分で、 $E_{2\text{nd}} \sim 1$ MeV に分布しているイベントは、娘パルスが小さいために閾値を超えている点数がもともと少なく、サンプリングレートが荒い場合にはそのわずかに閾値を超えている部分を取り逃してしまうようなイベントである。このとき、閾値を超えた部分は親パルスの分のみがカウントされるため、シングルイベントと判定されてしまう。また、このようなイベントが $\Delta T = 300 - 700$ ns 付近にみられないのは、親パルスのテール部分に娘パルスが乗り上げるために、波高が底上げされ閾値を超えやすくなるからである。

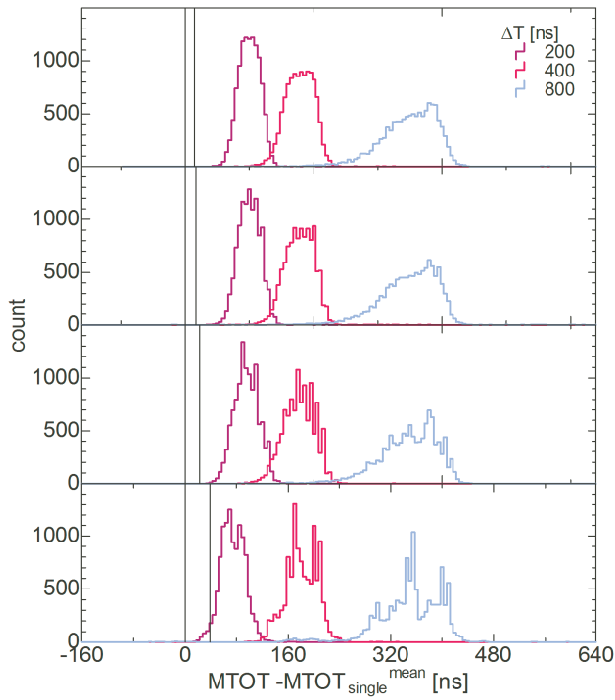


図 5.26 E_{1st}/E_{2nd} : 1.0-2.0 に対応する $MTOT - MTOT_{thr}$ の分布。紫は $\Delta T = 200$ ns, 桃色は 400 ns, 水色は 800 ns に対応。

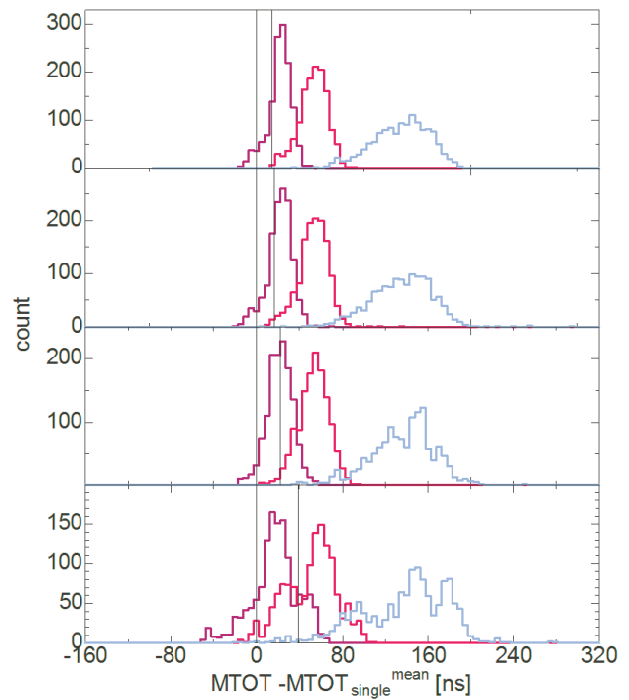


図 5.27 E_{1st}/E_{2nd} : 8-16 に対応する $MTOT - MTOT_{thr}$ の分布。紫は $\Delta T = 200$ ns, 桃色は 400 ns, 水色は 800 ns に対応。

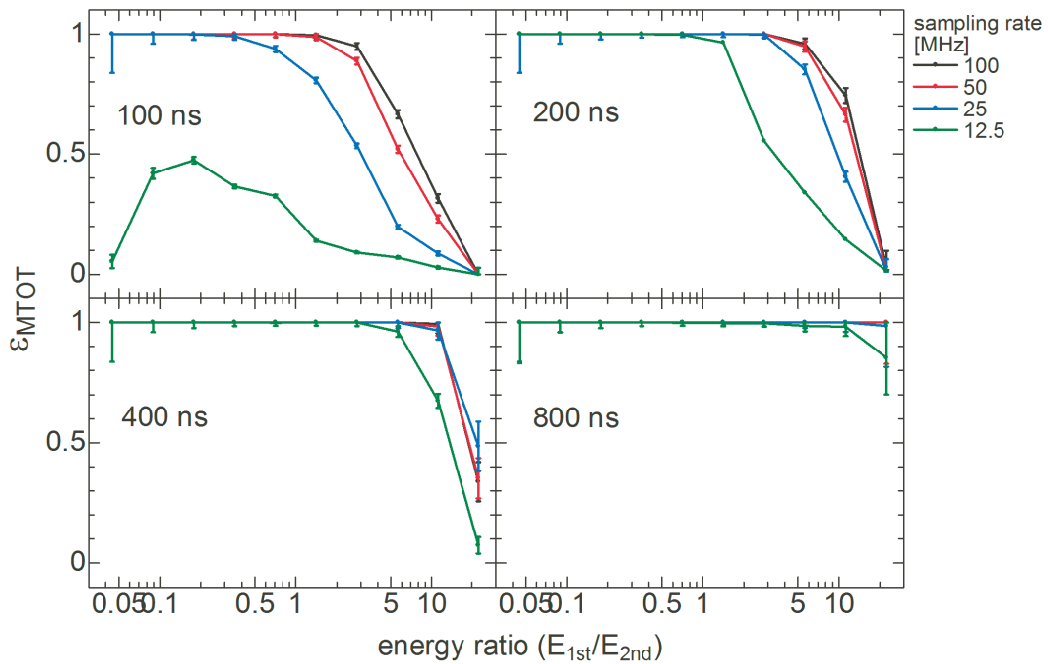


図 5.28 $\Delta T = 100, 200, 400, 800$ ns でのパイルアップイベント判定効率 ϵ_{fit}

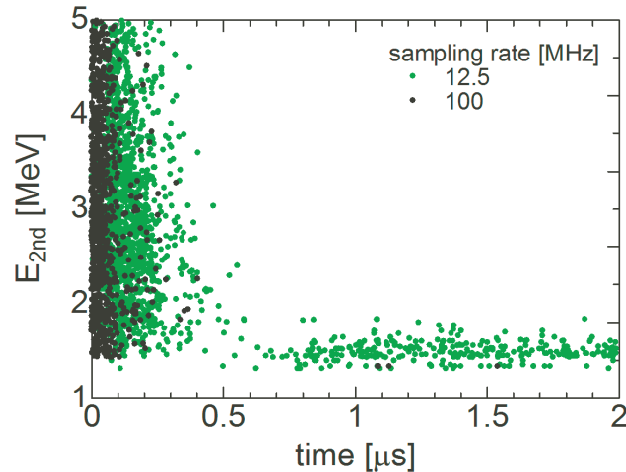


図 5.29 100 MHz と 12.5 MHz においてパイルアップ判定が出来ていないイベントの ΔT と E_{2nd} . $\Delta T = 0$ 付近のイベントは、 ΔT が小さすぎるために波形自体がシングルパルスと見分けがつかないようなイベント。 $\Delta T > 0.7 \mu\text{s}$, $E_{2nd} \sim 1 \text{ MeV}$ のイベントは、娘パルスが小さいために閾値を超えている点数がもともと少なく、サンプリングレートが荒い場合にはそのわずかに閾値を超えている部分を取り逃してしまうようなイベント。

次に、フィッティング効率を考察する。図 5.30 は、パイルアップフィッティングに対して得られた娘パルスのエネルギースペクトルである。図中の数字は ΔT を表す。またスペクトルは E_{1st}/E_{2nd} のすべての領域のイベントをまとめている。同じ ΔT で比較したとき、サンプリングレートが小さくなるほど分解能が悪くなっている。理由として考えられるのは、サンプリングレートが小さくなるほどフィッティングのフリーパラメータの初期値が実際の値から遠ざかるという状況である。また、100, 50, 25 MHz の条件ではフィッティング結果は実際の値の周りにすべて収束したが、12.5 MHz では $2 \mu\text{s}$ 離れていても収束していないことがわかる。図 5.31 に、 $\Delta T = 200, 800, 1400 \text{ ns}$ でのフィッティング効率 ε_{fit} をまとめたものを示す。 $\Delta T = 200 \text{ ns}$ を除いて、 $E_{1st, 2nd}$ が対称な条件でフィッティング効率が最も良いという傾向は共通しており、サンプリングレートが大きいほど、より非対称な E_{1st}/E_{2nd} まで効率が保たれるといえる。ただし、12.5 MHz に関しては E_{1st}/E_{2nd} の小さい部分 (親パルス \ll 娘パルスの部分) での ε_{fit} は急激に悪化している。このとき、理想的には $\Delta T > 800 \text{ ns}$ では、本来どのサンプリングレートにおいても $\varepsilon_{fit} \sim 1$ に収束しているべきと考えられる。 $\Delta T = 800 \text{ ns}$ は、そのパイルアップイベントを見たときに、微分せずとも親パルスと娘パルスの起点がはっきりとわかるような状態である。このような状況でフィッティングが失敗するというのは考えにくく、今後改善が期待される。

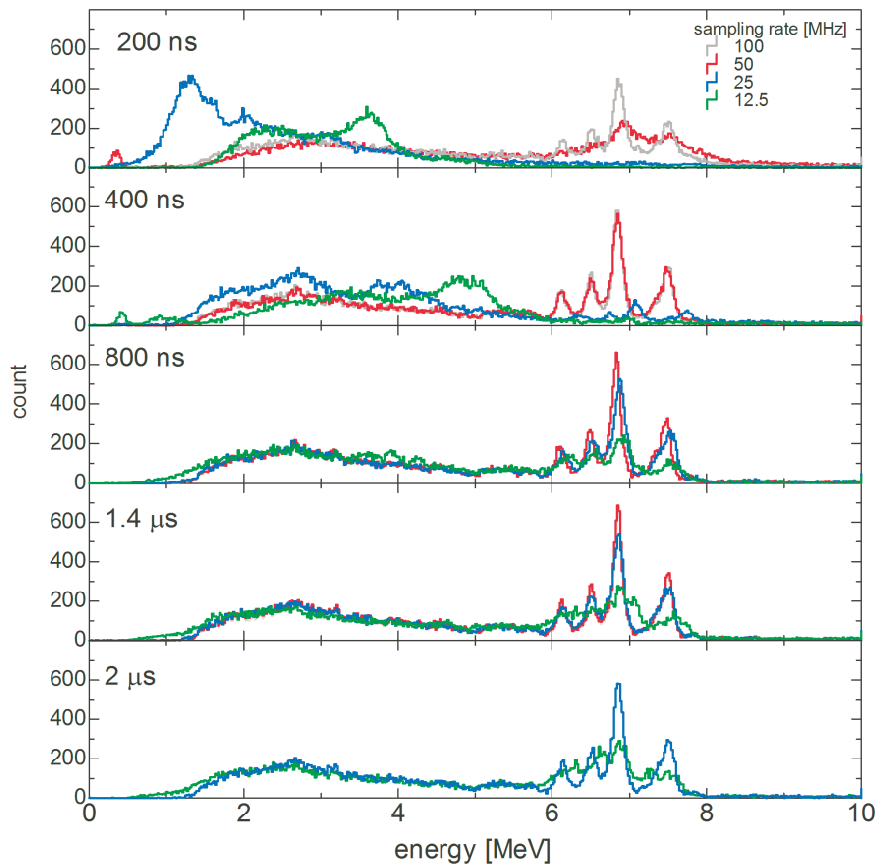


図 5.30 パイルアップフィッティングに対して得られた娘パルスのエネルギースペクトル。サンプリングレートが小さくなるほど分解能が悪くなっていることがわかる。

表 5.6 フィッティング成功の判定基準 (検証 2)

sampling rate [MHz]	100	50	25	12.5
E_{2nd}^{fit} [keV]	±380			
ΔT^{fit} [ns]	$\Delta T \pm 30$	± 56	± 106	± 156

図 5.31 に、 $\epsilon_{PSA} = \epsilon_{MTOT} \times \epsilon_{fit}$ から計算した波形解析効率 ϵ_{PSA} を示した。表中の数字は E_{1st}/E_{2nd} を表す。 $E_{1st}/E_{2nd} : 0.06-0.25$ の 12.5 MHz の部分を除き、どのサンプリングレートにおいても $\Delta T = 800$ ns で $\epsilon_{PSA} \sim 1$ となる。また、 $\Delta T < 800$ ns ではサンプリングレートが大きい方が効率が良い。サンプリングレートが大きい場合、パルスの立ち上がり部分をより細かく表現することができるため、シングルパルスとパイルアップの MTOT に差が出やすいといえる。今の場合、立ち上がり時間 400 ns であるので、一方、12.5 MHz の時には $\Delta T < 800$ ns で急激に効率が落ちている。すなわち、荒いサンプリングレートでは立ち上がり時間の 2 倍以下のデータはほぼ使用できない。

ϵ_{PSA} を、任意の半減期 $T_{1/2}$ を持つ崩壊に対して、データ取得した全崩壊イベントのうち波形解析で正しく結果が得られる割合 ϵ_{total} に拡張する。そのために、 ϵ_{PSA} に対して 2 次関数または 4 次関数でのフィッティングを施し、検証 1 の式 (5.3-5.8) と同様の計算を行った。フィッティング結果は表 5.7 にまとめている。図 5.33 に、 ϵ_{total} を示した。ここで、線の色分けは 100, 50, 25, 12.5 MHz ではなく、rise

time * sampling rate としている。すなわち、波形の立ち上がりをいくつかのデータ点で表現するかという量になっている。例えばサンプリングレートが 100 MHz で立ち上がり時間が 400 ns の場合には、 $400 \text{ ns} * 1/10 \text{ ns} = 40$ であるが、サンプリングレートが 1 GHz で立ち上がり時間が 40 ns の場合も $40 \text{ ns} * 1/1 \text{ ns} = 40$ である。一方で、立ち上がり時間が速くなった場合にはそれに伴って ϵ_{MTOT} および ϵ_{fit} が向上するはずである。立ち上がり時間 400 ns では ϵ_{PSA} は $\Delta T = 800 \text{ ns}$ で 1 に収束しているが、立ち上がり時間 40 ns では $\Delta T = 80 \text{ ns}$ で 1 に収束するはずである。このため、横軸は half life * (rise time/0.4) とした。ここで rise time の単位は μs である。ただしこのような一般化が可能なのは波形の立ち上がり時間の変更に伴う波形の変化を、時間軸の値の変換に置き換えられる場合である。

図 5.33 から考えられることとして、例えば

- サンプリングレート 50 MHz、立ち上がり時間 400 ns のシステムでは $T_{1/2} = 2 \mu\text{s}$ の崩壊に対し ϵ_{total} が 90 % であるが、サンプリングレート 100 MHz、立ち上がり時間 400 ns のシステムでは $T_{1/2} = 2 \mu\text{s}$ の崩壊に対し ϵ_{total} が 92 % である。
- サンプリングレート 100 MHz、立ち上がり時間 400 ns のシステムでは $T_{1/2} = 500 \text{ ns}$ の崩壊に対し ϵ_{total} が 75 % であるが、サンプリングレート 100 MHz、立ち上がり時間 100 ns のシステムでは ϵ_{total} 約 82 % である。(同じサンプリングレートでの比較 1)
- サンプリングレート 100 MHz、立ち上がり時間 400 ns のシステムでは $T_{1/2} = 125 \text{ ns}$ の崩壊に対し ϵ_{total} が 30 % であるが、サンプリングレート 100 MHz、立ち上がり時間 100 ns のシステムでは ϵ_{total} 約 52 % である。しかし、サンプリングレート 400 MHz とすれば ϵ_{total} 約 75 % である(同じサンプリングレートでの比較 2)
- サンプリングレート 100 MHz、立ち上がり時間 400 ns のシステムでは $T_{1/2} = 2 \mu\text{s}$ の崩壊に対し ϵ_{total} が 94 % であるが、サンプリングレート 1 GHz、立ち上がり時間 40 ns のシステムでは $T_{1/2} = 200 \text{ ns}$ の崩壊に対し ϵ_{total} が 94 % ($T_{1/2} = 2 \mu\text{s}$ の崩壊に対してはほぼ 100 %) となるはずである。(同じ rise time * sampling rate での比較)

上記の「同じサンプリングレートでの比較」より、立ち上がり時間と目的の崩壊の $T_{1/2}$ とが同等か後者の方が小さい場合、立ち上がり時間を早めることは ϵ_{total} の改善につながるということが出来る。立ち上がり時間を早めさらにサンプリングレートを向上させると、 ϵ_{total} は大幅に改善される。一方、立ち上がり時間と目的の崩壊の $T_{1/2}$ とを比較して前者の方が小さい場合には、はじめから ϵ_{total} が悪くないのでそれほど大幅には変わらないが、それでもやはり立ち上がり時間を早めさらにサンプリングレートを向上させることは有効である。

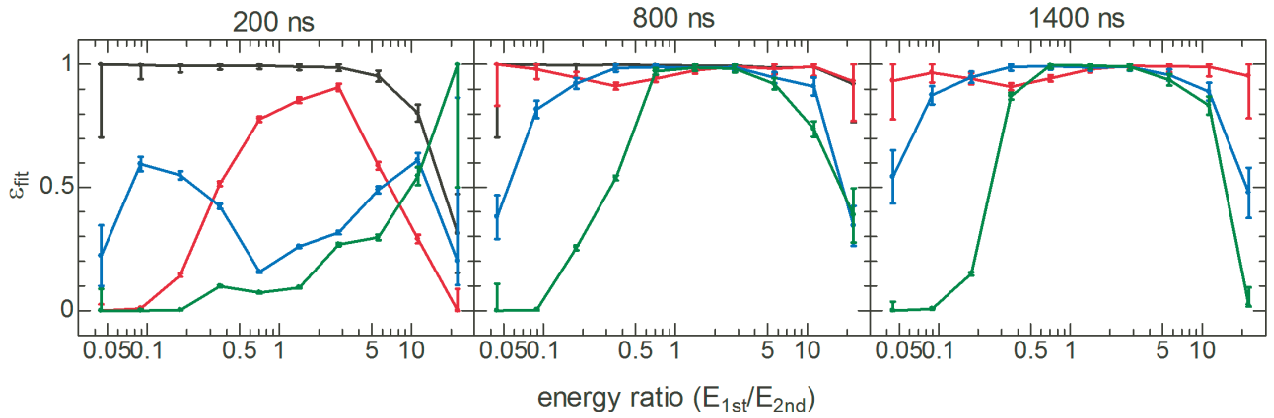


図 5.31 $\Delta T = 200, 800, 1400$ ns でのフィッティング効率 ϵ_{fit} (検証 2)

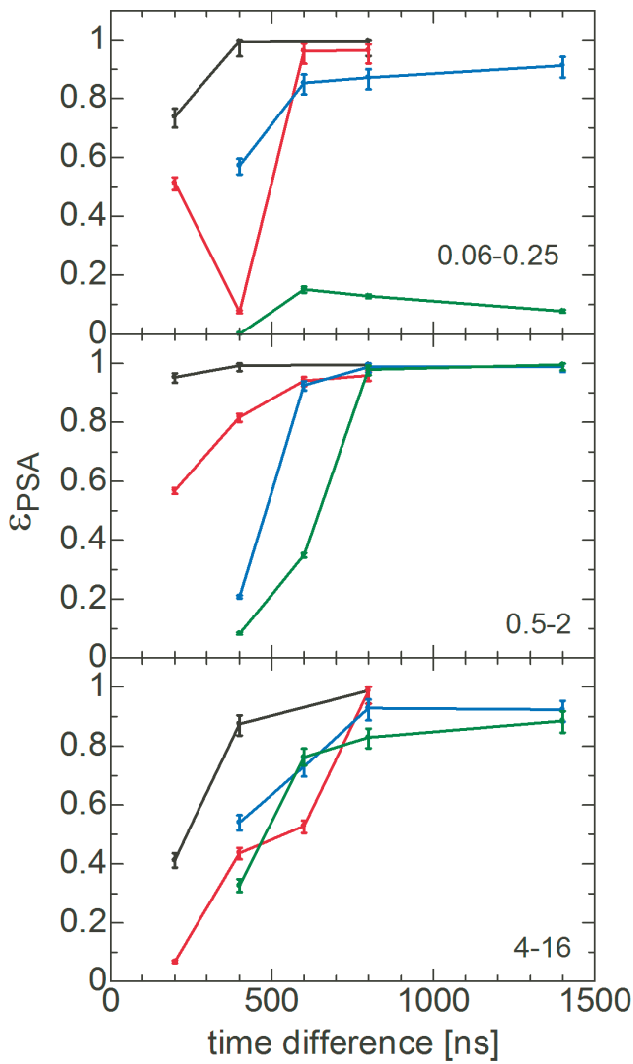


図 5.32 $E_{1st}/E_{2nd} : 0.06-0.25, 0.5-2, 4-16$ での波形解析効率 ϵ_{PSA} (検証 2)

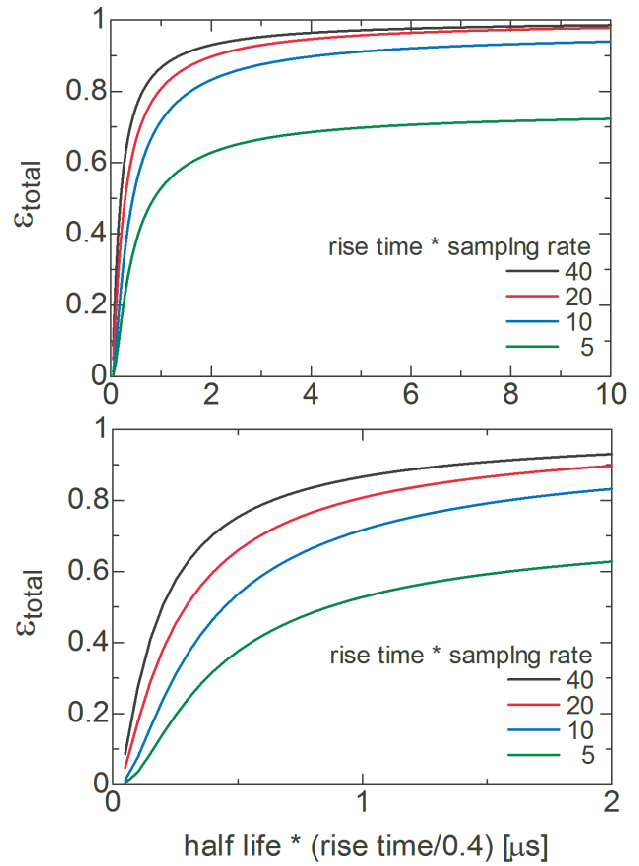


図 5.33 任意の半減期 $T_{1/2}$ を持つ崩壊に対して、データ取得した全崩壊イベントのうち波形解析で正しく結果が得られる割合 ϵ_{total} (検証 2)

表 5.7 崩壊連鎖の E_{1st}/E_{2nd} に対する波形解析効率率 (検証 2)

decay chain	full-full / esc.-esc.	full-esc.	esc.-full
energy ratio	0.5-2	4-16	0.06-0.125
$\epsilon_{PSA}(150-800 \text{ ns})$	$-1.81 \cdot 10^{-12}(t-800)^4 + 1$	$-4.17 \cdot 10^{-12}(t-800)^4 + 1$	$-2.51 \cdot 10^{-12}(t-800)^4 + 1$
50 MHz	$-1.19 \cdot 10^{-6}(t-800)^2 + 1$	$-2.84 \cdot 10^{-6}(t-800)^2 + 1$	$-2.06 \cdot 10^{-12}(t-800)^2 + 1$
25 MHz	$-4.77 \cdot 10^{-6}(t-800)^2 + 1$	$-4.46 \cdot 10^{-13}(t-1400)^4 + 0.943$	$-3.37 \cdot 10^{-13}(t-1400)^4 + 0.932$
12.5 MHz	$-6.35 \cdot 10^{-6}(t-800)^2 + 1$	$-5.61 \cdot 10^{-13}(t-1400)^4 + 0.918$	0

5.3 検証 3 : ノイズの影響

最後に、波形解析に対するノイズの影響について考察する。図 5.34 に、パルスの立ち上がり部分と立下り部分に対して光速フーリエ変換を適用したパワースペクトルを示す。黒線はイベント (シングルパルス) がある場合、青線はイベントがない場合 (ベースラインのノイズに相当) である。frequency = 0 MHz は DC 成分に対応する。先ほどから述べているように、パイルアップ判定効率 ϵ_{MTOT} およびフィッティング効率 ϵ_{PSA} はパルスの立ち上がり特性に依存している。左図でイベントがあるときのパワースペクトルがイベントがない場合に比べてずっと振幅が大きいため、今の場合ノイズは $\epsilon_{\text{MTOT}}, \epsilon_{\text{PSA}}$ にはほとんど影響を与えていないと考えられる。一方、エネルギー分解能はベースラインの揺らぎに大きく左右される。右図において、パルスの立下りの時定数は波形取得時間に比べて十分に長いため、ノイズ成分とパルスの立下り成分はパワースペクトルにした場合にほとんど差がない。つまり、ノイズ成分は $\epsilon_{\text{MTOT}}, \epsilon_{\text{PSA}}$ には影響を与えず、エネルギー分解能には大きく影響するということが予想される。ノイズによる影響を検証するため、検証 1 の方法でパイルアップイベントを生成し、さらにランダムノイズを付加した。表 5.8 にその条件を示す。表中で、”ノイズ”は波形データを取得した 8 μs 間のベースラインの上下を示している。図 5.36 に、生データのシングルパルス 合成 + ランダムノイズ ± 20 ch によって作成したイベントの一例を示した。左はもとの波形、中央は微分波形、右は微分波形に平滑化 (幅を 20 とした) を適用した波形である。また、表 5.9 にシミュレーションおよび性能評価の条件を示した。

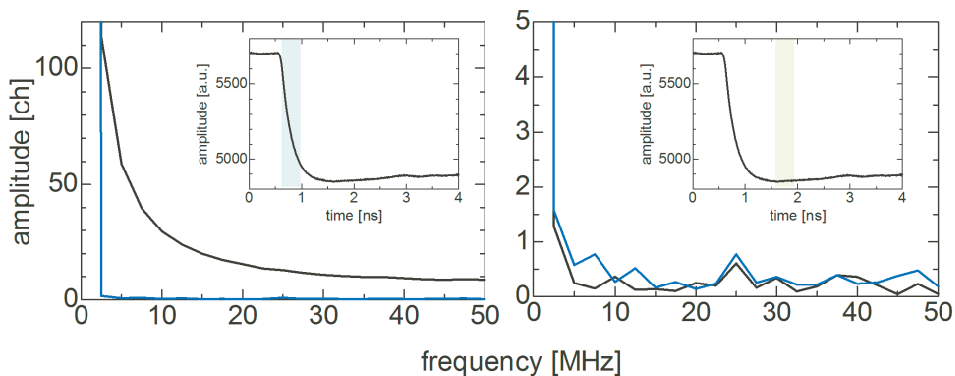


図 5.34 パルスの立ち上がり部分と立下り部分に対して光速フーリエ変換を適用したパワースペクトル。黒線はイベント (シングルパルス) がある場合、青線はイベントがない場合 (ベースラインのノイズに相当)。

表 5.8 データの生成方法とノイズ条件

条件	ノイズ [keV]
生データ	78
生データのシングルパルス 合成	164
生データのシングルパルス 合成 + ランダムノイズ ± 20 ch	413
生データのシングルパルス 合成 + ランダムノイズ ± 30 ch	592

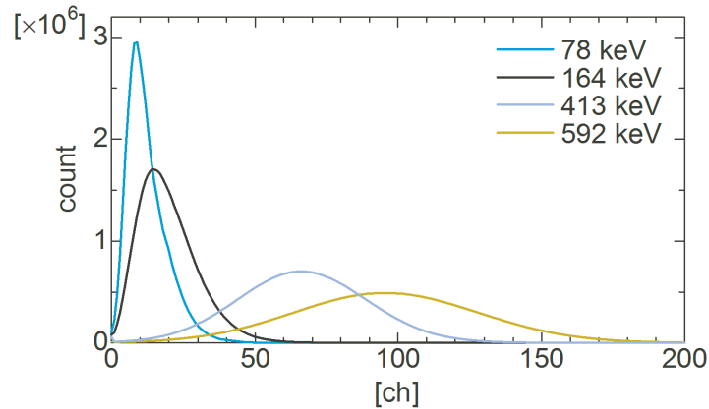


図 5.35 各ノイズ条件でのベースラインの揺らぎ。ベースラインの値が最も小さくなったところをゼロとし、多数のデータに対してのヒストグラムを作成した。表中の数字はそれぞれの分布の半値幅である。

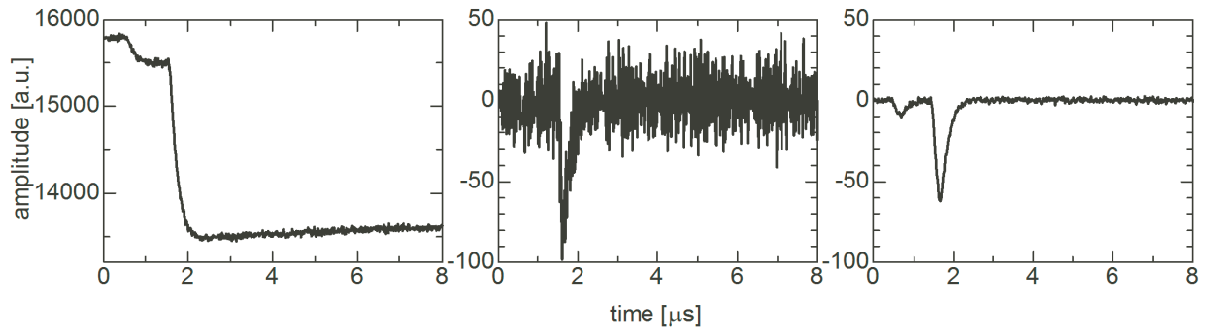


図 5.36 左はもとの波形、中央は微分波形、右は微分波形に平滑化 (幅を 20 とした) を適用した波形である。

表 5.9 シミュレーションの条件 (検証 3)

energy ratio (E_{1st}/E_{2nd})	0.032-0.063, 0.063-0.13, 0.13-0.25, 0.25-0.50, 0.50-1.0 1.0-2.0, 2.0-4.0, 4.0-8.0, 8.0-16.0, 16-30
time difference [ns]	100, 200, 400, 800, 1400
sampling rate [MHz]	100
waveform rise-time [ns]	400
フィッティングの方法	同時フィットモード

5.3.1 ノイズ条件に伴うパラメータの変更

図 5.10 に、それぞれのノイズ条件に対するパラメータの変更点をまとめた。移動平均を取る際の幅は、ここではランダムノイズとして付加した値と等しい値を使用した。それぞれのノイズ条件において図 3.7、と同様の図を作成し 3.7 パイルアップ判定の閾値を決定した。また、親パルスの起点は、ノイズが大きいため第 3 章の sub-program3 の方法は使用できなかったため、 $T = 55$ clock に固定した。(実際にはノイ

ズの大きいデータを取得する際は起点は既知ではないので微分パルスに閾値を適用しなければならない)

表 5.10 ノイズ条件に伴って変更するパラメータ

ノイズ条件 [keV]	164	413	592
微分波形の平滑化の幅	5	20	30
パイルアップの判定の閾値	$\Delta T = 0$ のパイルアップイベントの 2σ		
親パルスの起点	個別に導出	55 に固定	

エッジ処理

ノイズの大きいデータに対して、大きな幅で平滑化を適用したために、データの始点・終点に激しいリングングが生じた。これを補正するため、IDL の平滑化関数のオプションで `/edge_wrap` を定義した。[73] `edge_wrap` により、 n 個の要素を持つ配列に平滑化を適用した時の値 R_i は、例えば平滑化の幅を $w = 3$ としたときには $R_0 = (R_{n-1} + R_0 + R_1)/3$, $R_{n-1} = (R_{n-2} + R_{n-1} + R_1)/3$ と計算される。図 5.37 に、生データのシングルパルス合成 + ランダムノイズ ± 20 ch で生成したパイルアップイベントを微分し、 $w=20$ で平滑化を行った波形を示す。青線は `/edge_wrap` を定義していない場合、黒線は `/edge_wrap` を定義した場合である。また、下段の図は上段の図の $t = 7.5 - 8 \mu\text{s}$ 部分の拡大である。

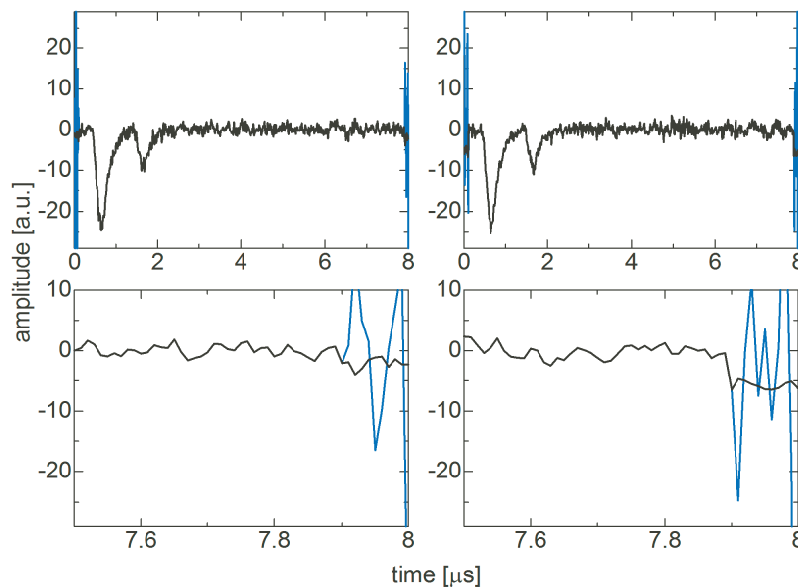


図 5.37 生データのシングルパルス合成 + ランダムノイズ ± 20 ch で生成したパイルアップイベントを微分し、 $w=20$ で平滑化を行った波形。青線は `/edge_wrap` を定義していない場合、黒線は `/edge_wrap` を定義した場合。下段の図は上段の図の $t = 7.5 - 8 \mu\text{s}$ 部分の拡大である。

左の例では、データの端点のリングングが `edge_wrap` によってよく補正されていることがわかる。一方、右の例では `edge_wrap` された部分がそれ以前のデータ点から一段下がってしまっていることがわかる。このように、`edge_wrap` による補正が必ずしもうまくいかない場合があった。この端点以外の部分は、平滑化によって微分パルスに対する閾値 (-5) 以下まで十分にノイズが抑えられていた。従って、ノイズが大きい条件で”強い”平滑化を適用する際には、平滑化の幅の約半分だけ、両端点のデータをパイル

アップイベントの検索対称から除くべきであるということが言える。今の例のように $w = 20$ とするのであれば、データのはじめ 10 clock と終わりの 10 clock をパイルアップ検索の対象から外すべきである。また、ノイズの大きい場合に、ベースラインのデータ取得分が少ないと、平滑化を適用した際にパルスのはじめの部分の波形がゆがめられてしまう恐れがある。

5.3.2 シミュレーション結果

図 5.38 に、 $\Delta T = 100, 200, 400, 800$ ns におけるパイルアップ判定効率 ϵ_{MTOT} を示す。 $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ の大きい部分で ϵ_{MTOT} が 1 に収束しづらい理由は、平滑化が強く波高が小さくなるためである。娘パルスがもともと閾値付近のエネルギーの場合、平滑化によって閾値を超えることが出来なくなってしまうため、シングルパルスと判定される。逆に、目的とするイベントの $E_{2\text{nd}}$ の中で最も小さいものが平滑化を行った際に十分に閾値を超えていれば、このような状況は回避できるといえる。また表 5.8 に示した中で平滑化の幅が小さい 78 keV と 164 keV のノイズ条件では、 ϵ_{MTOT} が同程度であると予想される。

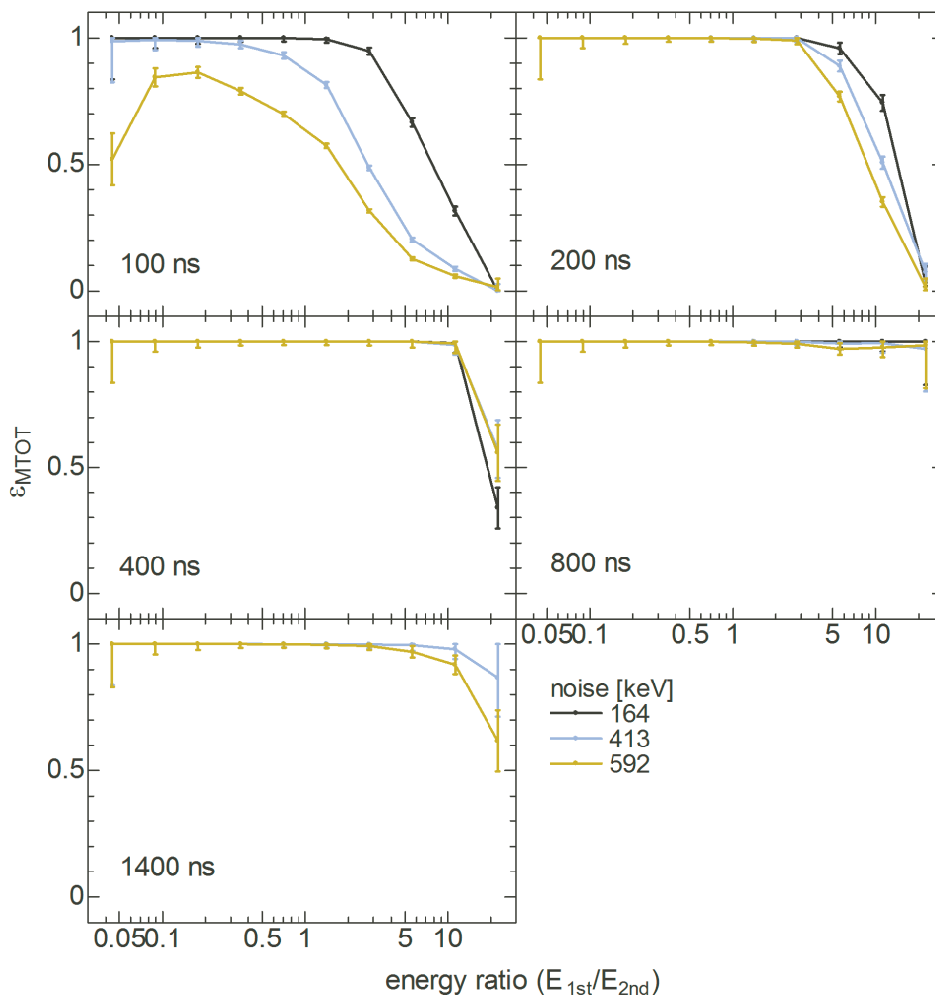


図 5.38 $\Delta T = 100, 200, 400, 800$ ns でのパイルアップイベント判定効率 ϵ_{MTOT}

次に、フィッティング効率について考察する。フィッティング成功の条件は検証 1 の時と同じである。図 5.40 に、図 5.38 のパイルアップ判定効率 ϵ_{MTOT} と図 5.39 のフィッティング効率 ϵ_{fit} から得られた、波形解析効率 ϵ_{PSA} を示す。

また、図 5.41 には、検証 1 の式 (5.3-5.8) と同様の計算から得られた、任意の半減期 $T_{1/2}$ を持つ崩壊に対して、波形取得した全イベントのうち波形解析で正しく結果が得られる割合 ϵ_{total} を示す。このとき、 ϵ_{PSA} は 2 次関数または 4 次関数によってフィッティングを行い、その結果は表 5.12 に示した。

表 5.11 フィッティング成功の判定基準 (検証 3)

条件	100 MHz/ 同時フィットモード
$E_{2\text{nd}}^{\text{fit}}$	$E_{2\text{nd}} \pm 380 \text{ keV}$
ΔT^{fit}	$\Delta T \pm 30 \text{ ns}$

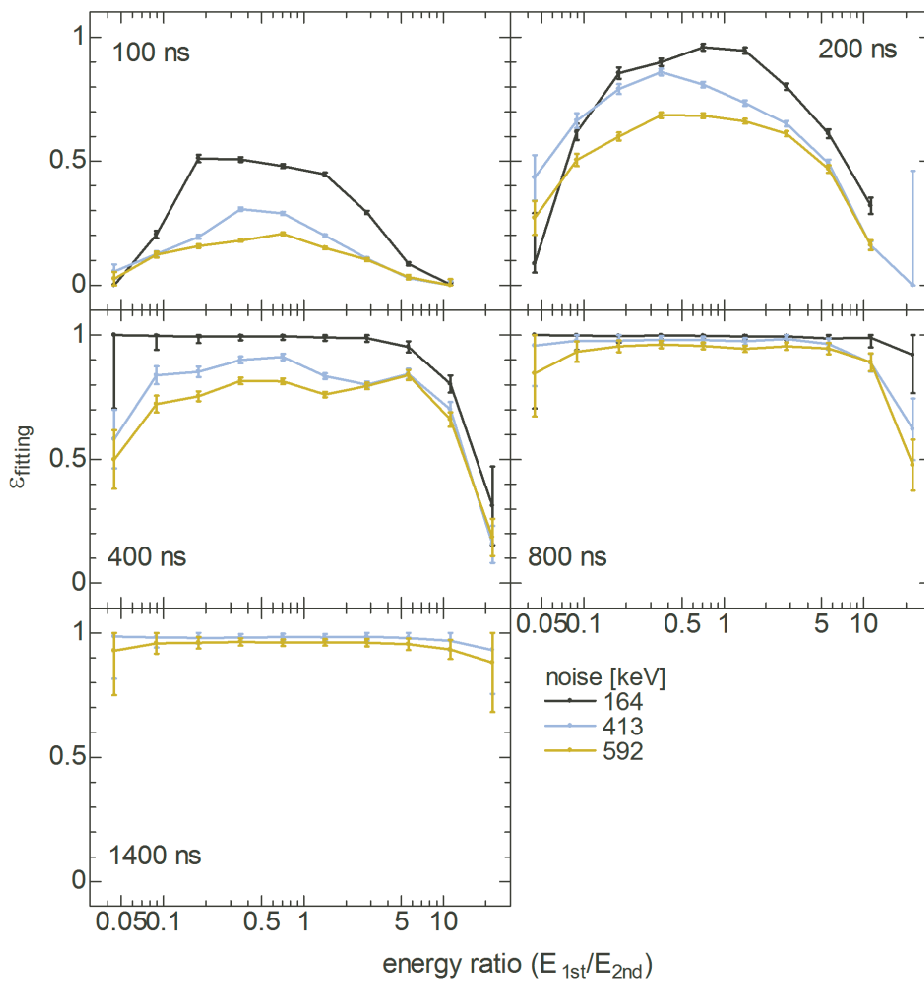


図 5.39 $\Delta T = 100, 200, 400, 800 \text{ ns}$ でのフィッティング効率 ϵ_{fit}

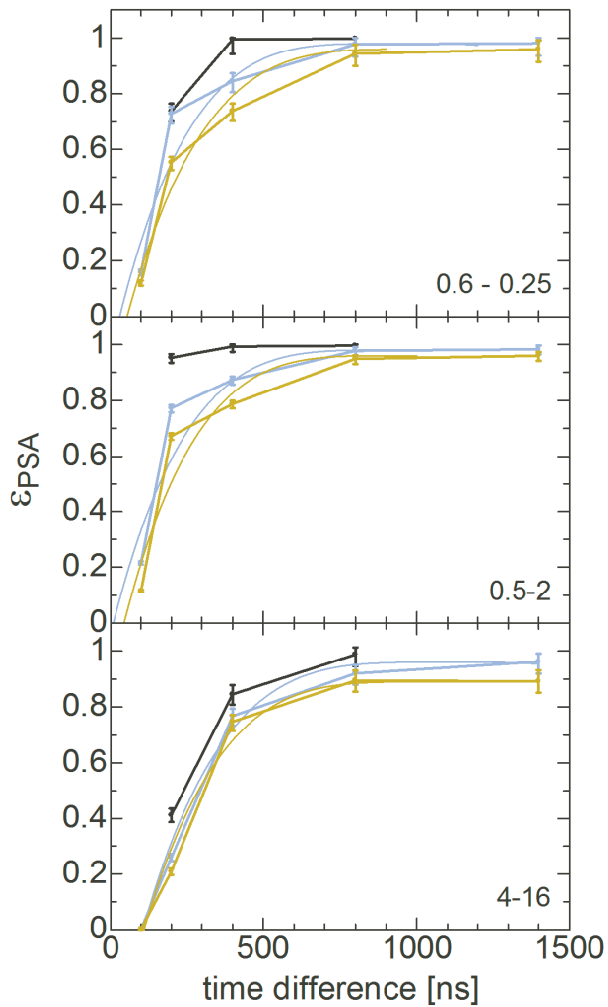


図 5.40 E_{1st}/E_{2nd} : 0.06-0.125, 0.5-2, 4-16 での
波形解析効率 ϵ_{PSA}

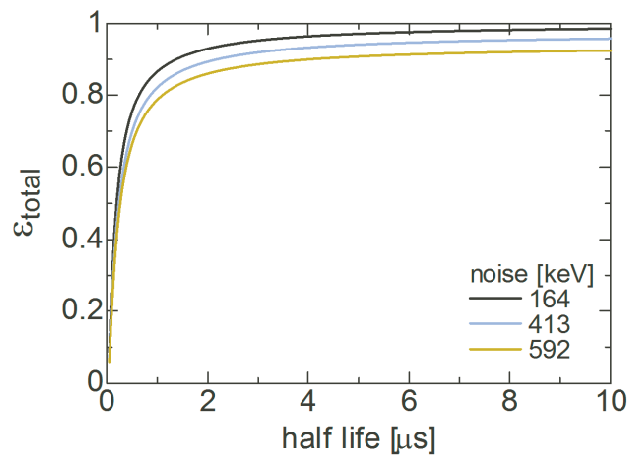


図 5.41 任意の半減期 $T_{1/2}$ を持つ崩壊に対して、
データ取得した全崩壊イベントのうち波形解析で
正しく結果が得られる割合 ϵ_{total}

表 5.12 崩壊連鎖の E_{1st}/E_{2nd} に対する波形解析効率

decay chain	full-full, esc.-esc.	full-esc.	esc.-full
energy ratio	0.5-2	4-16	0.06-0.125
$\epsilon_{PSA}(150-800 \text{ ns})$	$-1.81 \cdot 10^{-12}(t - 800)^4 + 1$	$-4.17 \cdot 10^{-12}(t - 800)^4 + 1$	$-2.51 \cdot 10^{-12}(t - 800)^4 + 1$
164 keV	$-1.30 \cdot 10^{-12}(t - 940)^4 + 0.98$	$-9.46 \cdot 10^{-13}(t - 1109)^4 + 0.96$	$-1.40 \cdot 10^{-12}(t - 945)^4 + 0.98$
413 keV	$-1.36 \cdot 10^{-12}(t - 960)^4 + 0.96$	$-1.06 \cdot 10^{-12}(t - 1067)^4 + 0.89$	$-1.05 \cdot 10^{-12}(t - 1032)^4 + 0.96$
592 keV			

さらに、エネルギー分解能について考察する。図 5.42 に、ベースラインの揺らぎが 164(左), 413(中央), 692(右) keV でのエネルギー分解能を示した。それぞれの条件において、 ΔT が小さく分解能が悪化している部分と、 ΔT が大きく分解能が収束している部分とを比較している。中央の図と右図では、エネルギー分解能が最も悪い値は、最も良い値の約 1.75 倍 (中央) と 1.88 倍 (右) である。これらの条件において $\Delta T = 200$ ns ではさらに分解能が悪く、フィッティングをすることが出来ていない。

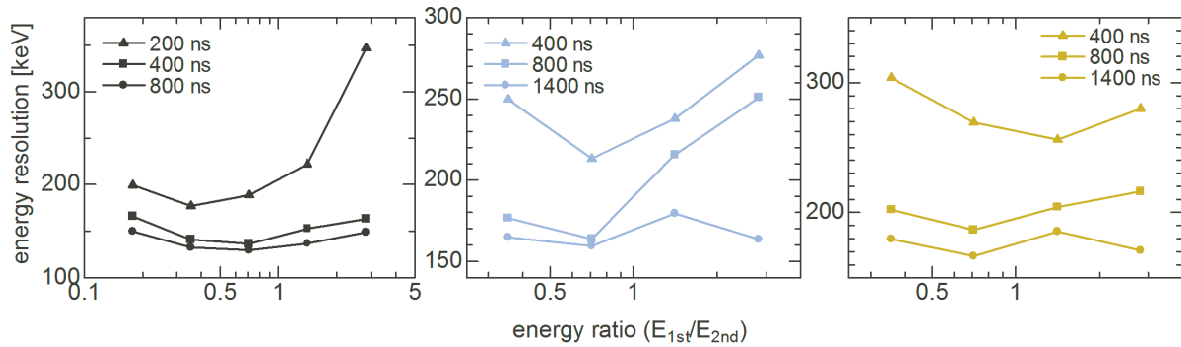


図 5.42 ベースラインの揺らぎが 164(左), 413(中央), 692(右) keV でのエネルギー分解能。

第 5 章において、 E_{1st}/E_{2nd} と ΔT に対してエネルギー分解能の依存性を示したが、このときのシミュレーションでは実験で得られたシングルパルスを合成したため、実際のシングルパルスひとつ分よりもノイズが大きくなっていた。ノイズが加算されないようにするため親パルスをテンプレート、娘パルスを生データのシングルパルスとして同様にエネルギー分解能の時間依存をプロットしたものが図 5.43 である。ここで、エネルギー分解能は 7 MeV のピークに対しての値であり、またテンプレートのエネルギーは 5.4 MeV 相当なので、 $E_{1st}/E_{2nd} \sim 1.3$ である。また図 5.44 に 3 つのノイズ条件で、 $E_{1st}/E_{2nd} : 1-2$ の部分の分解能を時間に対してプロットしたものを示す。図 5.43 では、分解能がかなり上下しているが、これはひとつめのパルスを単一のテンプレートに固定したことによって、その波形に対する分解能の応答特性が表れているものと考えられる。このような現象は、図 5.44 のように様々な波形を用いたシミュレーションでは打ち消されているといえる。図 5.21 と 5.44 において、エネルギー分解能は収束しているときの値と 200 ns 付近の値とで系統的に 1.6-1.8 倍程度異なることがわかる。ここで、ノイズが 413, 692 keV の部分では $\Delta T = 200$ ns における分解能は求められていないが、図 5.43 や図 5.44 の 164 keV と同様に 4 次関数によるフィッティングで外挿した。ガウスフィットができない程分解能が悪い状況とは、逆に分解能が 400 keV 付近かそれ以上になっているということを示しているため、4 次関数でのフィットは妥当な結果を与えていると考えられる。また、図 5.21 と図 5.44 に示したものは $E_{1st, 2nd}$ が 1-2 と比較対称であるが、 $E_{1st, 2nd}$ が非対称な部分ではさらに分解能が悪化していると考えられる。

ここまでの結果より、ノイズがかなり深刻な状況であっても、サンプリングレートを小さくしたときのように ϵ_{MTOT} や ϵ_{fit} が急激に悪化することはないとわかった。ただし、ノイズ増加に伴い微分波形に対し”強い”平滑化を適用すると、波高が小さくなる。このとき、目的のエネルギーに相当するパルスが閾値を下回らないようにすることが必要である。

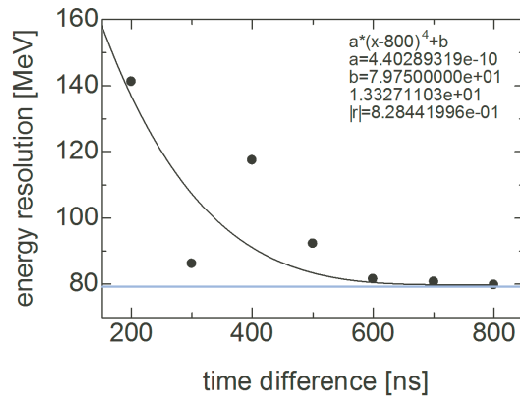


図 5.43 親パルスをテンプレート、娘パルスを生データのシングルパルスとして同様にエネルギー分解能の時間依存

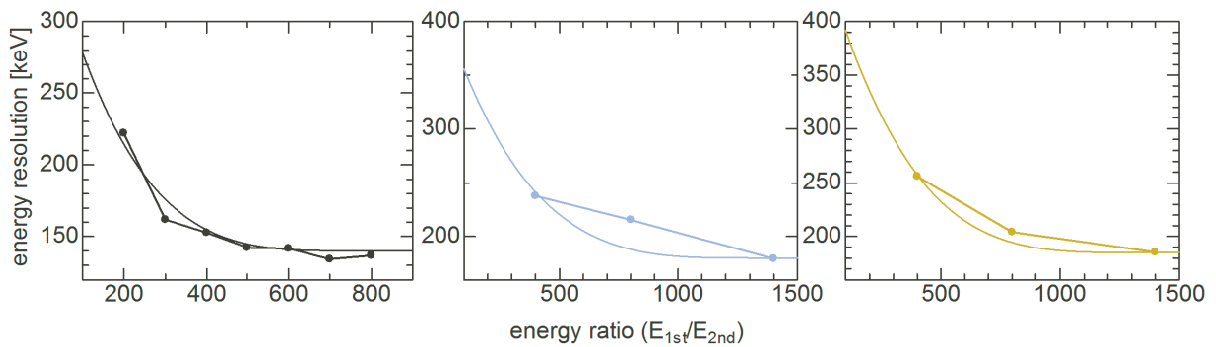


図 5.44 ベースラインの揺らぎが 164(左), 413(中央), 692(右) keV でのエネルギー分解能の時間依存性。E_{1st}/E_{2nd} : 1-2 である。

ノイズ条件の再考

ここまでの検証ではランダムノイズを付加したデータを使用したが、それらの光速フーリエ変換したで得られたパワースペクトルを図 5.45 に示す。生データを 2 つ重ねた際のノイズ (164 keV) は、生データひとつ分のノイズ (78 keV) に比べて矢印の部分が増加しているが、そこにさらにランダムノイズを付加したデータ (413 keV) ではノイズがさほど増えていないことがわかる。すなわち、ここまでのシミュレーションはあくまで高周波ノイズが増加した場合のものであり、低周波側のノイズが大きくなった場合、すなわち、波形が激しくゆがめられた場合に、どのような結果が得られるかは今後検証する必要がある。

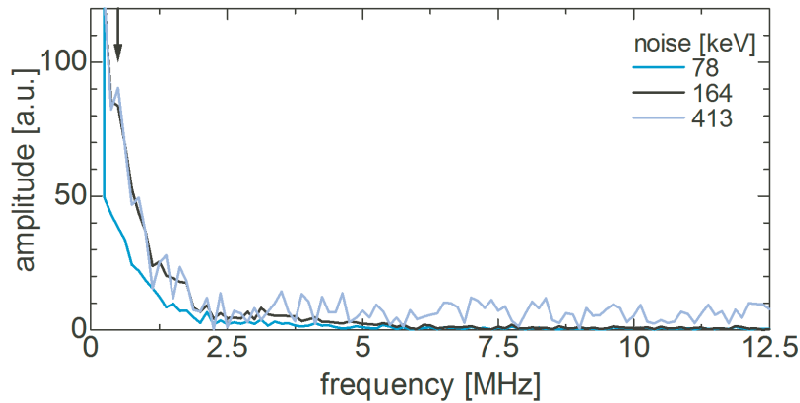


図 5.45 ノイズ条件 78, 164, 413 keV での波形に光速フーリエ変換を適用して得られたパワースペクトル

5.3.3 微分と平滑化

波形解析プログラム中では波形を微分し、それに対して平滑化を行っている。ここまでの検証においては移動平均による平滑化を使用していたが、波形解析効率を高めるためにどのような平滑化手法が有効か考察する。

それぞれの平滑化の方法は以下の通りである。

- SMOOTH (boxcar)

移動平均は以下の式で定義される。

$$R_i = \begin{cases} \frac{1}{w} \sum_{j=0}^{w-1} A_{i+j-w/2} & (\frac{w-1}{2} \leq i \leq N - \frac{w+1}{2}) \\ A_i & (otherwise) \end{cases} \quad (5.9a)$$

$$(5.9b)$$

- GAUSS SMOOTH

smooth filter では移動平均の重みづけはフラットであるが、gaussian filter では注目している座標の値に最も重みを付けており、その周辺は gaussian の幅に従って重みづけされる。

- MEDIAN

smooth と似ているが、周辺値の大きさを順に並べ、その中央値を注目する座標の値に置き換えるという処理を行う。これによって、エッジのぼやけを防ぐことができる。

w は平滑化を行う際に計算に取り入れる点数である。図 5.46 に移動平均、重み付き移動平均 (GAUSS)、メディアンフィルタ (MEDIAN) の 3 つの平滑化による SN 比を示す。ここで、SN 比は平滑化を行った後の微分波形のベースライン部分のヒストグラムにガウスフィットを行い、それとパルスの波高との比を取ることで導出した。図 5.46 より、gauss smooth filter で $w = 3$ とした場合が最も SN 比がよいことがわかる。従って、現在適用している移動平均の方法の代わりに gauss smooth を適用することにより、パイラップ判定効率がさらに改善されることが期待される。微分波形に対して平滑化を行う場合と行わないの場合とでは、前者の方がよりフィッティングの初期値を実際の値に近づけられるが、検証 3 の結果から推察されるように平滑化が強すぎる場合には SN 比を悪化させ、またフィッティングの初期値を実際の値から遠ざけてしまう可能性がある。

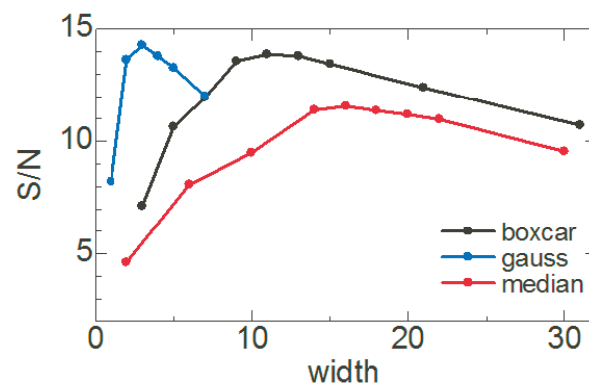


図 5.46 移動平均 (boxcar)、ガウシアンフィルタ、メディアンフィルタによる微分波形の平滑化の効果の比較。 w は平滑化の際に考慮するデータ点数である。本解析では移動平均の方法を用い、 $w=3$ としている。ガウシアンフィルタを用いることでより良い SN 比を達成できる。

第 6 章

解析

本章では、第 4 章で取得した波形を使用して、解析の方法を具体的に示す。 $^{23}\text{Na} + ^{206}\text{Pb} \rightarrow ^{229}\text{Np}^*$ の反応系で得られたデータを使用する。

6.1 解析準備

第 3 に示した波形解析アルゴリズムを、実験データに適用した。フィッティングは個別フィットモードを使用した。フィッティングまで終了した段階では、イベントごとにエネルギー $E_{1\text{st}} = A[0, 2] * E_{\text{template}} \cdot \text{hosei_a} + \text{hosei_b}$ および時間差 $\Delta T = A[1, 3] \times 10$ が得られている。

図 6.1 に、パイルアップイベントと判定されたイベントについてのフィッティング結果の例を示す。前章の性能評価で見たように、この中には実際のエネルギー・崩壊時間と異なる結果が導出されているものが含まれている。

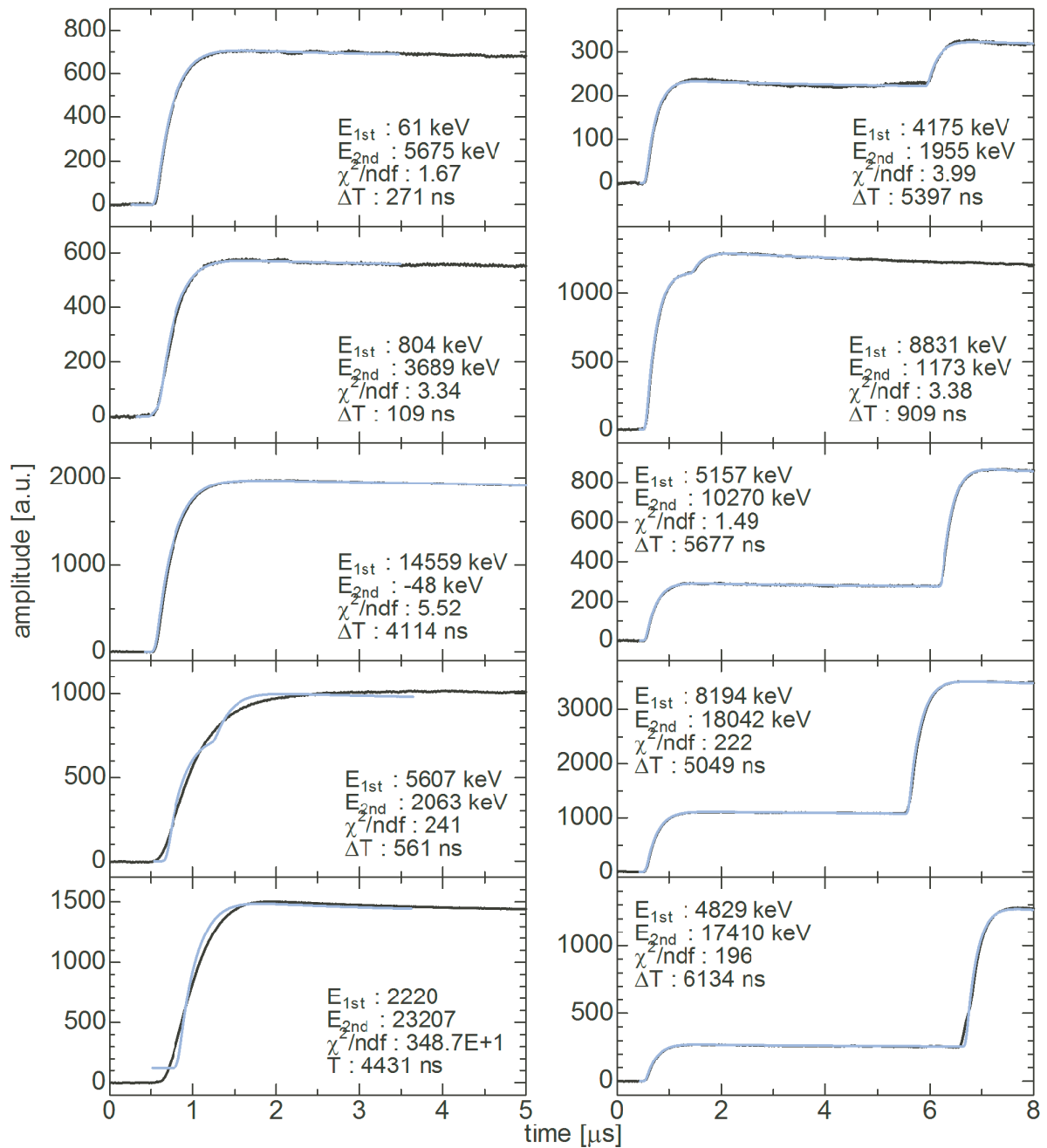


図 6.1 パイルアップイベントと判定されたイベントに対するフィッティング結果の例。

6.1.1 step1 : パイルアップイベントに対する最低時間差の検討

シングルイベントについては、波形解析後の生データを直接使用して解析を進めることができる。(シングルイベントは PH-ADC のデータと同じエネルギーが得られるため、そちらを解析すると変わらない。ただし、FADC-DAQ の方が PH-ADC-DAQ よりもデッドタイムが長い場合にはむしろ PH-ADC のデータを解析の方が統計数を稼ぐことができる。) 一方、パイルアップイベントのデータ解析のためには準備が必要となる。初めに、パイルアップと判定されフィッティングによりエネルギーが得られている生データの相関プロットを図 6.2 に示す。左図では、 E_{1st} が負となっているような領域が顕

著である。これは、オーバーフローイベントである。(例：図 6.6 の A) 同じ条件でエネルギーが E_{1st} ・ E_{2nd} とともに 0-20 MeV となった領域を拡大したものが右図である。 E_{2nd} のエネルギーが 9 MeV 程度である部分に崩壊事象由来のイベントが表れているが、親パルスと娘パルスが無相関なバックグラウンドイベントがあることがわかる。このバックグラウンドイベントを、実際の崩壊連鎖はできるだけ削らずに少なくすることを試みる。

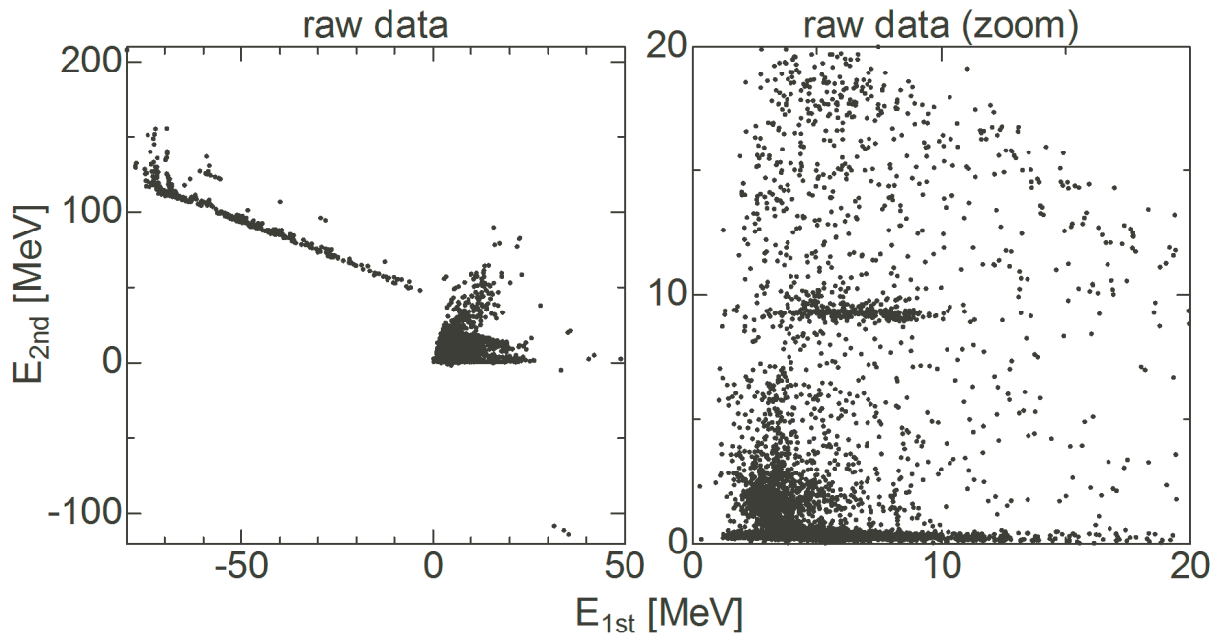


図 6.2 フィッティング結果に対し何もセレクションをかけていない段階でのコリレーションプロット。右図は左図の拡大である。

まず、第 3 章において、波形解析の効率が 100 - 150 ns の間で急激に下がることを示したが、この状況を再度確認する。図 6.3 は $^{23}\text{Na}+^{206}\text{Pb}$ の反応の波形解析で得られたパイルアップイベントの E_{2nd} のエネルギーを、 ΔT (すなわち、 E_{2nd} の崩壊時間) に対してプロットしたものである。9.2 MeV 付近に ^{218}Ac の α 崩壊が多くみられている。 $T \sim 150$ ns 以下では、全体的に点が散乱している。この ΔT 以下ではフィッティングで導出されているエネルギーが実際のエネルギーを大きく外している。従って、本解析では $\Delta T < 150$ ns のイベントは使用しないこととした。

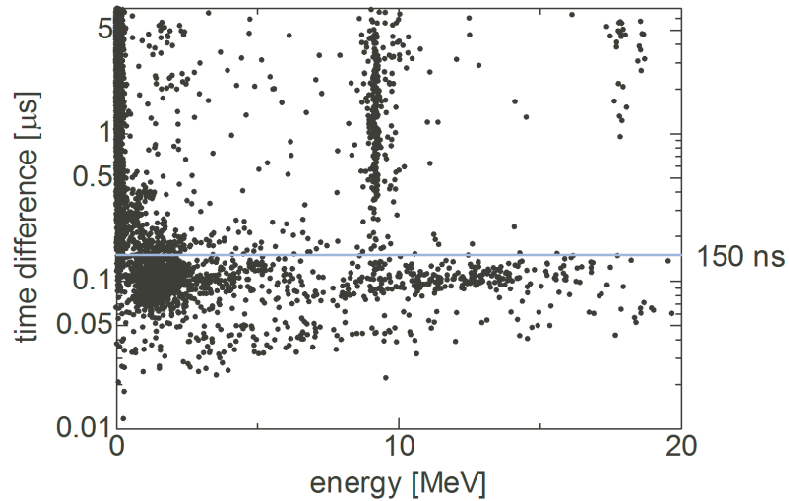


図 6.3 は $^{23}\text{Na}+^{206}\text{Pb}$ の反応の波形解析で得られたパイルアップイベントの $E_{2\text{nd}}$ のエネルギーを、 ΔT に対してプロットしたものである。 $T \sim 150 \text{ ns}$ 以下のイベントはフィッティングで導出されるエネルギーが実際のエネルギーを大きく外しているため、使用しないこととした。

これに加え、フィッティングが可能であったのは ΔT が約 $7 \mu\text{s}$ 以内のイベントであるので、これよりも大きな ΔT の値を返しているデータは明らかにおかしい。そこで、図 6.2 に対し、 ΔT が $150 - 700 \text{ ns}$ であるイベントにゲートを適用すると図 6.4 が得られる。これにより、バックグラウンドイベントが少し減少した。

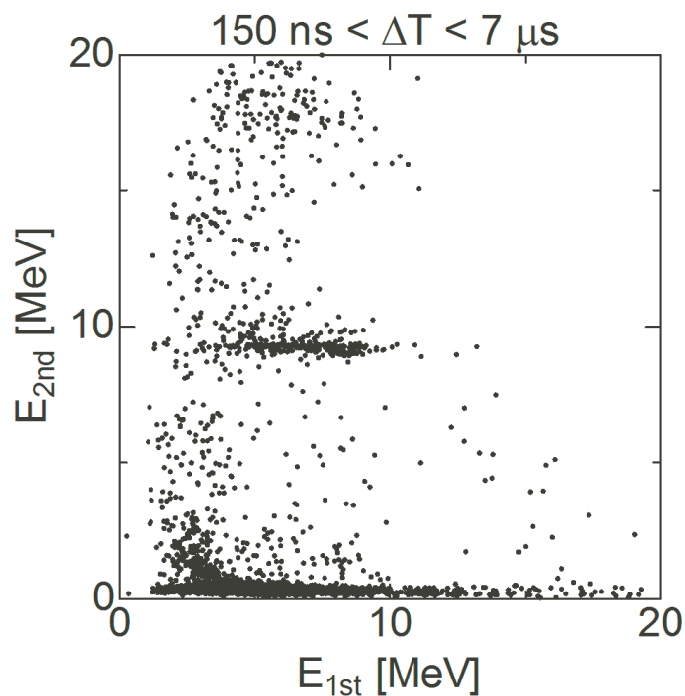


図 6.4 図 6.2 に示したフィッティング結果に対し、 ΔT が $150 - 700 \text{ ns}$ であるイベントにゲートを適用した相関プロット。

6.1.2 step2 : 使用できるデータの検討

次にフィッティングの χ^2/ndf の観点からデータを吟味する。図 6.5 に、シングルイベントのフィッティングの χ^2/ndf を示した (左上)。横軸は $\log(\chi^2/\text{ndf})$ である。a - b はそれぞれ、左上図中の $\log(\chi^2/\text{ndf})$ に対応する波形の一例である。図中で特に χ^2 の悪い部分のほとんどは a に示すようなオーバーフローイベントである (以後、簡単のため $\log(\chi^2/\text{ndf})$ を χ^2 と書く)。次に、 $\chi^2 \sim 4$ 程度の領域には、b に示すようなオーバーフロー寸前のエネルギーの高いイベントが多い。FADC のダイナミックレンジの中で 1000 ch 程度になると急に波形がゆがむことも見て取れる。 χ^2 が 1-3 程度の領域が典型的なシングルパルスであった。このようにシングルパルスの場合には、波形が χ^2 の値から予想できることがわかる。

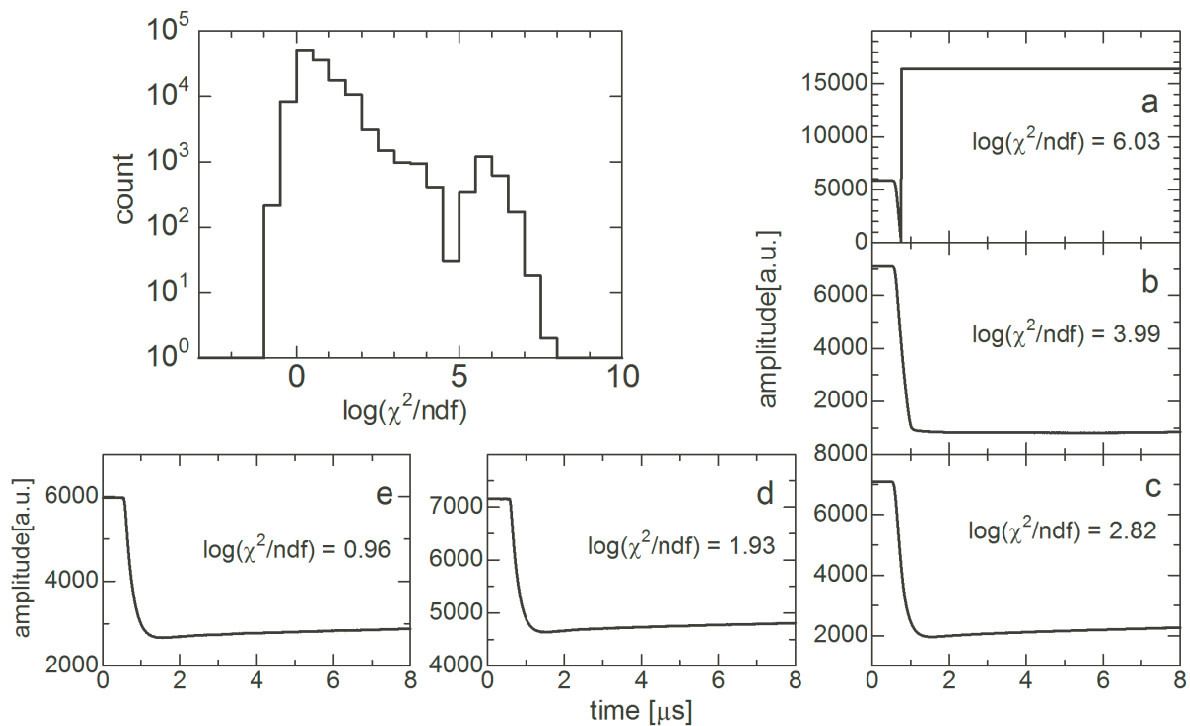


図 6.5 シングルイベントのフィッティングの χ^2/ndf

図 6.6 に、パイルアップイベントに対する χ^2 分布を示した。この解析では個別フィットモードを採用したため、親パルスと娘パルスそれぞれについての χ^2 が得られている。そのため、図 6.6 の上図では横軸に親パルスに対する χ^2 、縦軸に娘パルスに対する χ^2 をプロットした。また、A-F はシングルパルスと同様、上図中の χ^2 に対応する波形の一例である。 χ^2 が親パルス、娘パルス共に際立って悪い部分は A のようなオーバーフローイベントである。オーバーフローイベントはシングルパルス側にも存在したが、A の例では一度オーバーフローとなった後回復しており、5 μs 付近から再び通常の波形が記録されている。このためパイルアップと判定された。次に、上図で親パルスと娘パルスの χ^2 が対称ではなく、 $E_{2\text{nd}}$ の χ^2 のみ悪い領域 ($E_{2\text{nd}} : \chi^2 = 0-3$, $E_{2\text{nd}} : \chi^2 = 2-5$) の領域に注目する。このような部分に最も多いイベントは D に示すような立ち上がりの遅いパルスである。D の例は $\chi^2 = (3.71, 1.86)$ であり、今注目している部分には入っていないが、このようなイベントはあらゆる領域に存在する。一方、注目する領域には B, C のような 3 パルスのパイルアップも存在する。この理由は、今解析している領域では、中性子数 N が $132 \rightarrow 130 \rightarrow 128 \rightarrow 126$ と変わっていく α 崩壊が顕著であり、特に $128 \rightarrow 126$ の部分の崩壊

時間が極めて短いためである。従って、132 → 130 の崩壊が親パルス、130 → 128 → 126 が E_{2nd} としてフィットされる。親パルスと認識された部分のフィットは実際に 1 パルスしか含まないために χ^2 がよいが、 E_{2nd} と認識された部分には実際には 2 パルス存在している。このため、 E_{2nd} の部分の χ^2 のみが大きくなる。最後に、親パルス・娘パルス共に $\chi^2 < 3$ となるような領域に注目する。この領域に最も多いのは、E のようなシングルパルスないしは極端に時間間隔の短いパイルアップパルスである。E のような波形のフィッティングは、 E_{1st} または E_{2nd} のどちらか一方のエネルギーが 1 MeV 以下程度の小さい値として得られる場合がほとんどである。同じく $\chi^2 < 3$ の領域に、通常の 2 パルスのパイルアップイベントが存在する。

図 6.7 に、 $150ns < \Delta T < 7\mu s$, $\chi^2 < 3$ のゲートを適用したコリレーションプロットと、 $150ns < \Delta T < 7\mu s$, $\chi^2 < 2$ のゲートを適用したコリレーションプロットを示した。後者の例では、バックグラウンドがかなり減少している。これは、図 6.6 の D のようなイベントが取り除かれたためである。(ただし、3 パルスのパイルアップイベントも少なくなってしまう。) E_{2nd} のエネルギーが 0 付近であるバックグラウンドは図 6.6 の E のようなイベントであり、 χ^2 のゲートで取り除くことはできない。

また図 6.8 に、従来の PH-ADC の方法で得られた $\Delta T < 7\mu$ のコリレーションプロットを比較のために示す。FADC と波形解析の導入により、短寿命崩壊を捉えられる数が格段に増えたことがわかる。

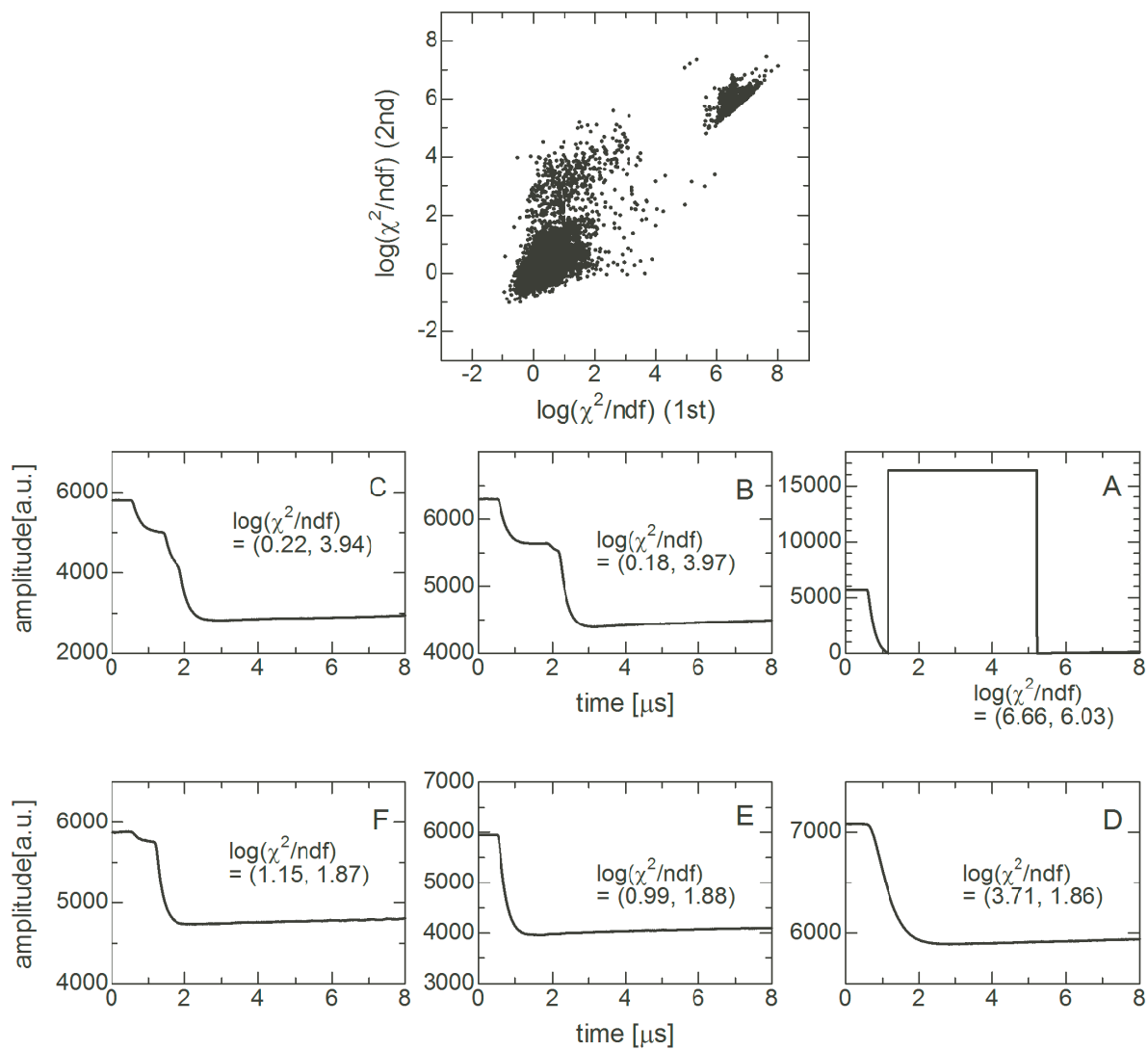


図 6.6 パイルアップイベントに対する χ^2 分布

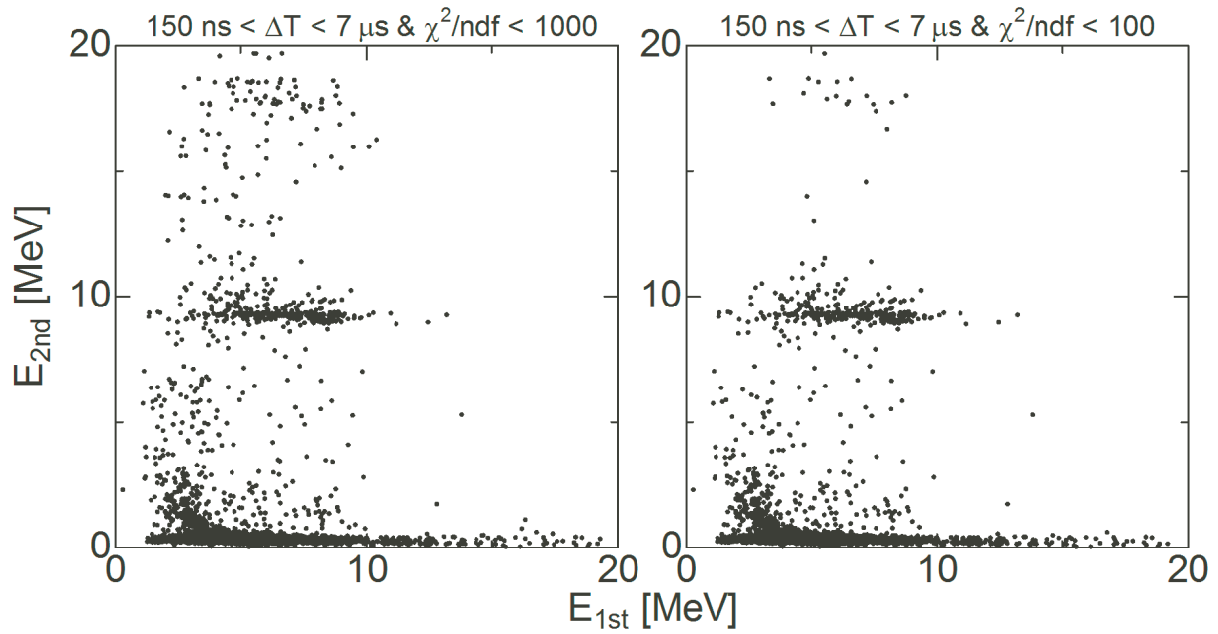


図 6.7 左 : $150\text{ns} < \Delta T < 7\mu\text{s}$, $\chi^2 < 3$ のゲートを適用したコリレーションプロット。右 : $150\text{ns} < \Delta T < 7\mu\text{s}$, $\chi^2 < 2$ のゲートを適用したコリレーションプロット

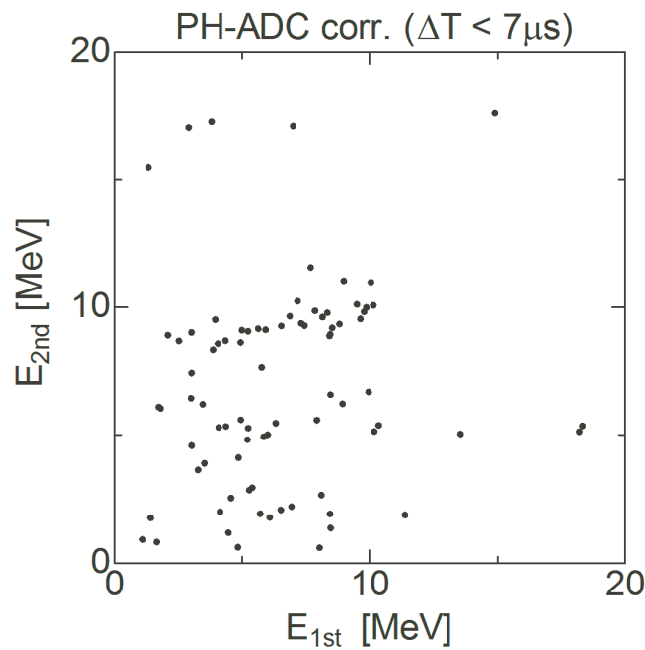


図 6.8 従来の PH-ADC の方法で得られた $\Delta T < 7\mu$ のコリレーションプロット

6.1.3 step3 : 3つのパイルアップイベントの探索と再フィット

図 6.6 に示したように、3 パルスのパイルアップが存在する可能性のある、親パルスのフィッティングについて $\chi^2 = 1-3$, 娘パルスのフィッティングについて $\chi^2 = 2 - 5$ の領域のイベントをひとつひとつ確認した。見つかった 3 パルスのパイルアップについては、次の関数で再度フィッティングを行った。

$$h(t) = A[0] \cdot \text{template}(t - A[1]) + A[2] \cdot \text{template}(t - A[3]) + A[4] \cdot \text{template}(t - A[5])$$

このとき、 $A[5]$ の初期値は自動的に計算させるのではなく、プログラム実行中に波形を出力させ、孫パルスの起点にカーソルを合わせその位置を読み取らせ初期値とするようにした。

6.2 解析手順

6.2.1 シングルイベント

ここまでの段階で波形解析で得られた生データを解析可能な状態にした。このデータを使用して崩壊連鎖の探索を行った。初めにシングルイベントに対するエネルギー分解能を確認する。

図 6.9 に、 $^{197}\text{Au} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{220}\text{Th}^*$ の反応で得られたエネルギースペクトルを示す。ただし、フルデポジットのイベントに限定している。

図中のピークは $^{213, 214}\text{Th} \rightarrow ^{209, 210}\text{Ra}$, $^{209, 210}\text{Ra} \rightarrow ^{205, 206}\text{Rn}$, $^{205, 206}\text{Rn} \rightarrow ^{201, 202}\text{Po}$ に相当する。

それぞれのピークの幅は PH-ADC と FADC でほとんど違いが表れていない。また、FADC の HG, LG でも幅に差がないとわかる。このとき分解能は半値幅にして 78 keV であり、シングルイベントのフィッティングでは PH-ADC と同じ性能が得られるとわかった。そこで、シングルイベントについては FADC で得られた波形解析データではなく、統計数の多い PH-ADC 側のデータを使用することとした。

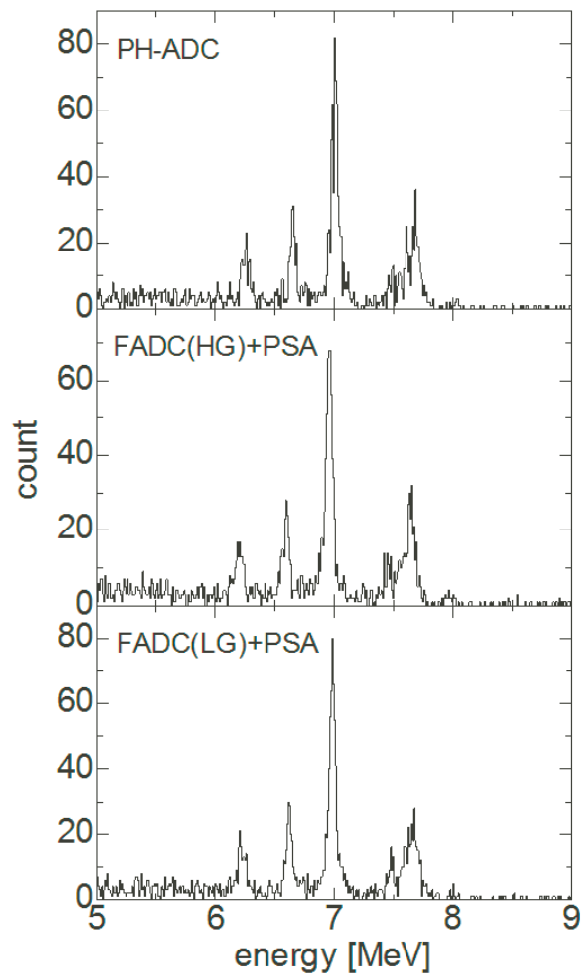


図 6.9 $^{197}\text{Au} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{220}\text{Th}^*$ の反応で得られたエネルギースペクトル。ピークは左から、 $^{213}, ^{214}\text{Th}, ^{209}, ^{210}\text{Ra}, ^{205}, ^{206}\text{Rn}$ である。

次に、崩壊連鎖の探索を行う $^{206}\text{Pb} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{229}\text{Np}^*$ の反応系でのスペクトルを確認する。図 6.10 は、 $E_{proj}=138$ MeV で得られたエネルギースペクトルである。1 段目は、DSSD1 と DSSD2 両方で得られたイベントをまとめてプロットしたもの、2 段目は DSSD1 のみ、3 段目は DSSD2 のみである。図より、 $^{211}\text{At}, ^{212}\text{Rn}, ^{212}\text{Fr}, ^{213}\text{Fr}, ^{214}\text{Ra}, ^{211}\text{Po}, ^{212}\text{At}, ^{212}\text{At}^*, ^{213}\text{Rn}, ^{214}\text{Fr}, ^{214}\text{Fr}^*, ^{215}\text{Ra}$ といった様々な核種が生成されていることがわかる。実際に後述のパイルアップイベントの解析でも様々な崩壊連鎖が得られた。またスペクトル中に、DSSD1 では 8-10MeV 付近、5-7MeV 付近に軽粒子突き抜けイベントと思われるブロードなピークが現れている。DSSD1 の厚みは $1500 \mu\text{m}$ 、DSSD2 は $1000 \mu\text{m}$ で軽粒子のエネルギーロスが異なるために双方のピークの位置が異なっている。FADC の解析で得られている崩壊連鎖の娘核・孫核となる $^{212}\text{At}, ^{213}\text{Rn}, ^{214}\text{Fr}$ に関して、DSSD2(FADC のデータを取得している側) のイベントの解析ではこの軽粒子の存在は問題とならないが、DSSD1 の側ではかなり深刻なバックグラウンドとなる。ただしこのような軽粒子突き抜けイベントは VETO 検出器を DSSD の後段に設置することにより分離することができる。

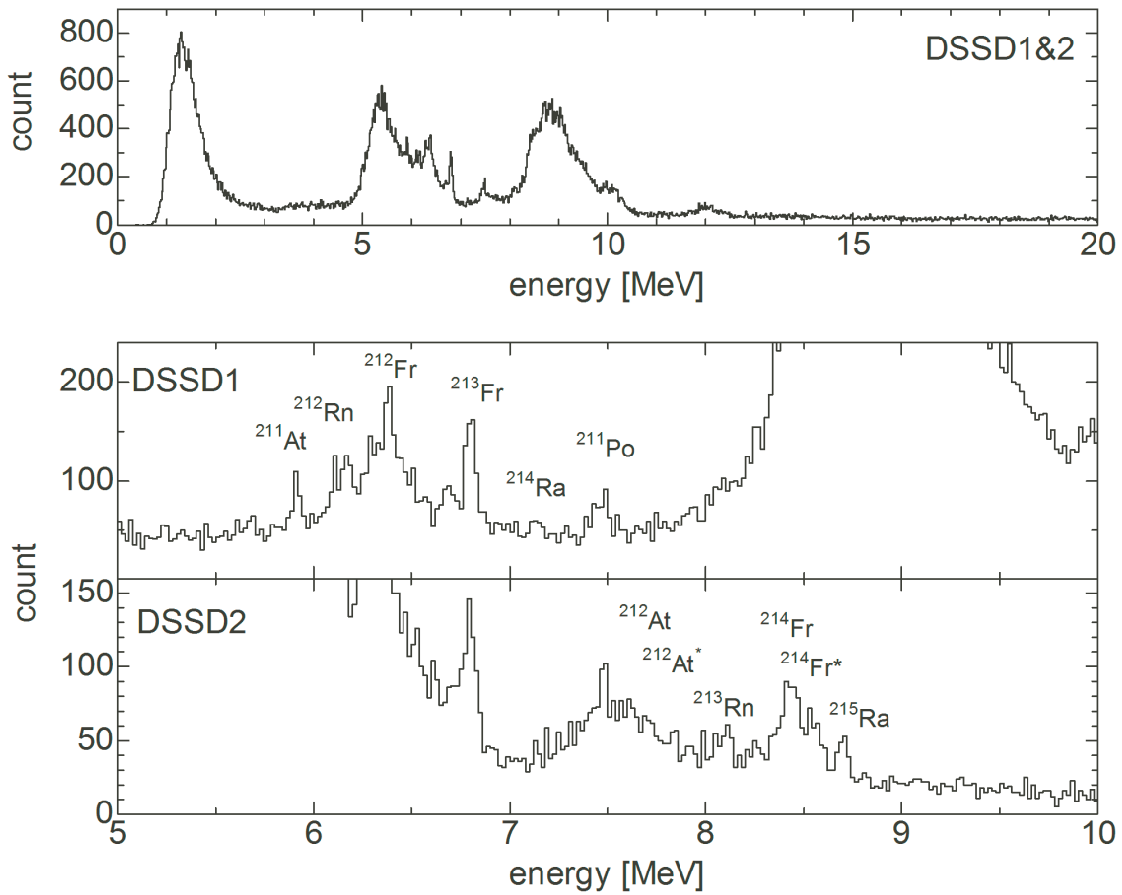


図 6.10 $^{206}\text{Pb} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{229}\text{Np}^*$, $E_{proj}=173$ MeV で得られたエネルギースペクトル。1 段目: DSSD1 と DSSD2 両方をまとめてプロットしたもの。2 段目: DSSD1 のみのスペクトル。3 段目: DSSD2 のみのスペクトル。

図 6.11 と図 6.12 に、 $^{208}\text{Pb} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{231}\text{Np}^*$ と $^{206}\text{Pb} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{229}\text{Np}^*$ の反応で約 100 ms 以内の崩壊連鎖から得られた、左：娘イベントエネルギー（横軸）と娘イベントの崩壊時間（縦軸）、右：娘イベントのエネルギースペクトルを示した。上段は、親イベントが MCP ON(すなわち、核種が焦点面に入射することで TOF 検出器を反応させた) イベント、下段は MCP OFF(TOF 検出器が反応していないので、入射イベントではなく崩壊イベントである) のゲートを適用している。図 6.11 右でガウスフィットしているピーク部分は左から ^{211}Po , ^{212}At , $^{212}\text{At}^*$, ^{213}Rn である。図 6.12 右のピーク部分は左から、 ^{213}Rn , ^{214}Fr , $^{214}\text{Fr}^*$, ^{215}Ra である。すなわち、 $N = 217$ の核種である。その半減期はミリ秒から長くても数秒であるので、データ取得を行っている時間 (約 30 分) 以内に確実に崩壊する。これらの核種が核反応の結果直接できており、それらの α 崩壊の親核が反応で生成されていないと仮定すると、TOF 検出器の効率が 90 % の場合、MCP ON と MCP OFF のそれぞれの統計量の比 (MCP ON/MCP OFF) は 9 となる。図 6.11 では、 ^{211}Po , $^{212}\text{At}^*$, ^{213}Ra に対する比はそれぞれ 9.1, 7.9, 6.7 であり、それらが核反応で直接できたものであるとわかる。(図中の "Int" の値の比からおおよそ計算できる。) 一方、 ^{212}At に対する比は 3.3 であり、MCP OFF の成分に、 ^{216}Fr からの崩壊で生成された成分が多く含まれていることがわかる。また、図 6.12 では ^{213}Rn , ^{214}Fr , $^{214}\text{Fr}^*$, ^{215}Ra に対する比はそれぞれ 2, 3.9, 4.7, 3.9 となっており、 ^{217}Ra , ^{218}Ac , ^{219}Th からの崩壊によって生成されていることがわかる。

この結果より、 $^{206}\text{Pb} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{229}\text{Np}^*$ の反応系において ^{217}Ra , ^{218}Ac , ^{219}Th を経由するような短

寿命崩壊イベントが得られている可能性が高いことが分かった。

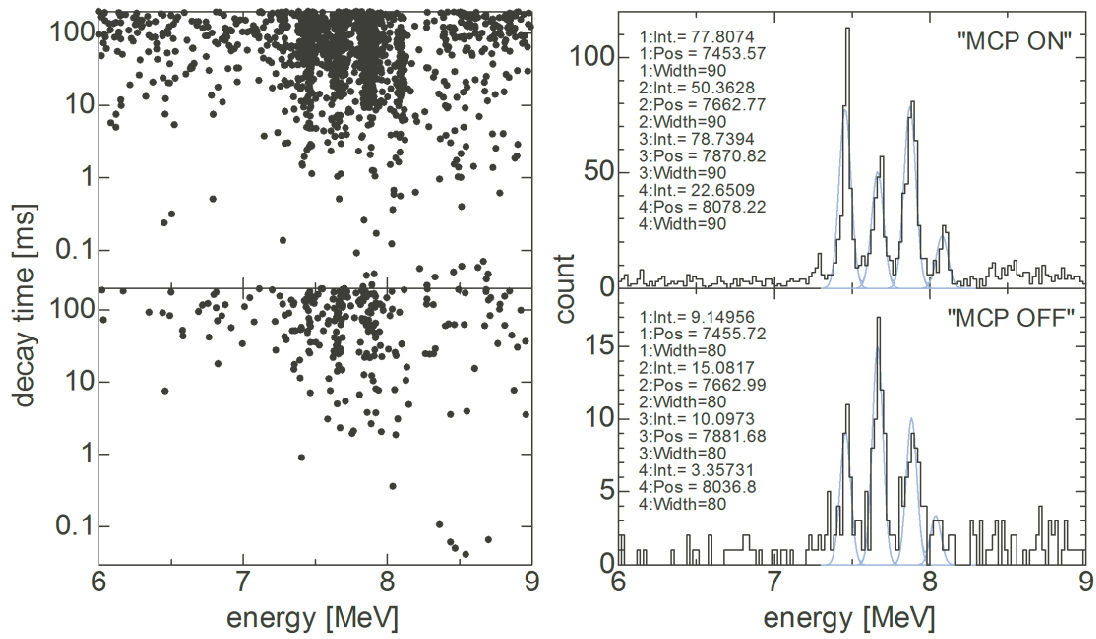


図 6.11 6.11 は $^{208}\text{Pb} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{231}\text{Np}^*$ の反応系でスペクトルであり、ガウスフィットしているピーク部分は左から ^{211}Po , ^{212}At , $^{212}\text{At}^*$, ^{213}Rn である。

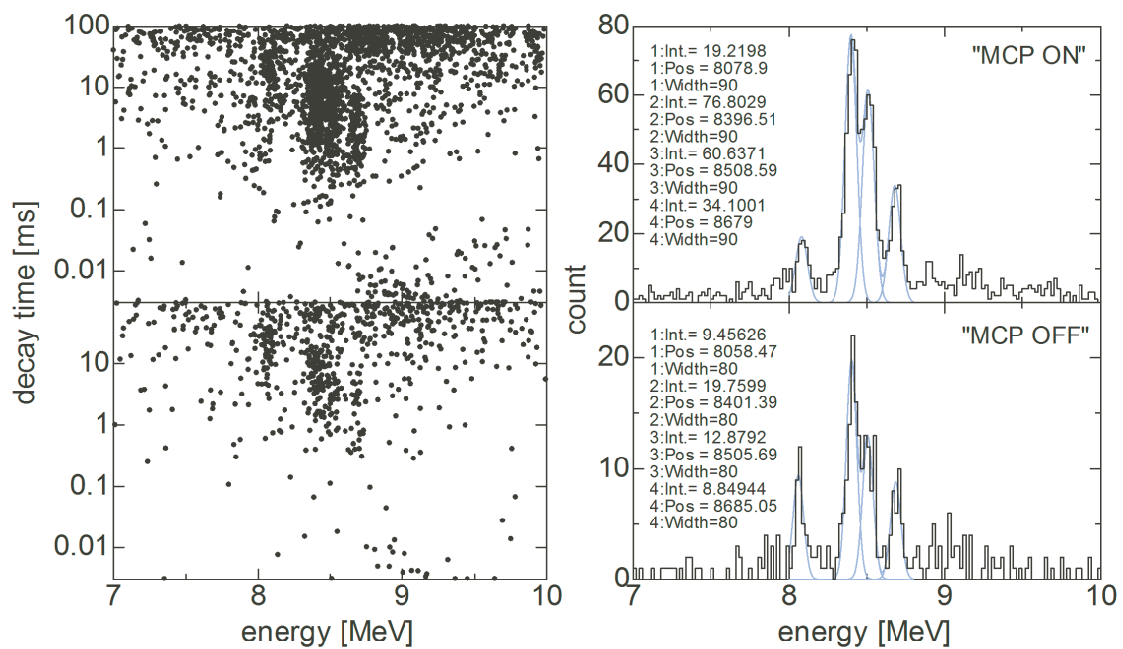


図 6.12 6.12 は $^{208}\text{Pb} + ^{23}\text{Na} \rightarrow ^{231}\text{Np}^*$ の反応系でのスペクトルである。ピーク部分は左から、 ^{213}Rn , ^{214}Fr , $^{214}\text{Fr}^*$, ^{215}Ra である。

6.2.2 パイルアップイベント

焦点面で観測された核種

図 6.13 に、焦点面で観測された核種を示した。10 μs 以上の長い寿命を持つ核種 (水色) については、PH-ADC 側でエネルギーを確認した。(PH-ADC 側ではデッドタイムが短く、イベントの取りこぼしが少ない。) 黄色の部分 FADC によって捉えられた ER または崩壊連鎖中の α 崩壊である。紫の部分は、FADC 取得されたイベントのうち、娘パルスとしてのみ観測された核種である。すなわち、黄色の核種は複合核からの粒子蒸発によって直接できた核種、紫はそうでない核種である。

94	²¹⁸ Pu	²¹⁹ Pu	²²⁰ Pu	²²¹ Pu	²²² Pu	²²² Pu	²²² Pu	²²³ Pu	²²⁶ Pu	²²² Pu	²²² Pu	²²⁹ Pu	²³⁰ Pu	²³¹ Pu
93	²¹⁷ Nd	²¹⁸ Nd	²¹⁹ Nd	²²⁰ Nd	²²¹ Nd	²²¹ Nd	²²¹ Nd	²²⁵ Nd	²²⁶ Nd	²²⁷ Nd	²²⁶ Nd	²²⁹ Nd	²³⁰ Nd	
92	²¹⁸ U	²¹⁷ U	²¹⁸ U	²¹⁹ U	²²⁰ U	²²¹ U	²²² U 1 μs	²²³ U 18 μs	²²⁴ U 0.9 ms	²²⁵ U 59 ms	²²⁶ U	²²⁷ U	²²⁸ U	²²⁸ U
91	²¹⁵ Pa	²¹⁶ Pa	²¹⁷ Pa	²¹⁸ Pa 113 μs	²¹⁹ Pa 0.1 μs	²²⁰ Pa 0.78 μs	²²¹ Pa 5.9 μs	²²² Pa 4.3 ms	²²³ Pa 6.5 ms	²²⁴ Pa 0.79 s	²²⁵ Pa	²²⁶ Pa	²²⁷ Pa	²²⁸ Pa
90	²¹⁴ Th	²¹⁵ Th	²¹⁶ Th 135 μs 26.0 ms	²¹⁷ Th 237 μs	²¹⁸ Th 0.1 μs	²¹⁹ Th 1.05 μs	²²⁰ Th 9.7 μs	²²¹ Th 1.68 ms	²²² Th 2.24 ms	²²³ Th 0.66 s	²²⁴ Th	²²⁵ Th	²²⁶ Th	²²⁷ Th
89	²¹³ Ac	²¹⁴ Ac	²¹⁵ Ac 0.17 s	²¹⁶ Ac 0.44 ms	²¹⁷ Ac 0.74 μs	²¹⁸ Ac 1.1 μs	²¹⁹ Ac 11.8 μs	²²⁰ Ac 26.4 ms	²²¹ Ac	²²² Ac	²²³ Ac	²²⁴ Ac	²²⁵ Ac	²²⁶ Ac
88	²¹² Ra	²¹³ Ra	²¹⁴ Ra 2.46 s	²¹⁵ Ra 1.67 ms	²¹⁶ Ra 0.18 μs	²¹⁷ Ra 1.6 μs	²¹⁸ Ra 25.6 μs	²¹⁹ Ra 10 ms	²²⁰ Ra	²²¹ Ra	²²² Ra	²²³ Ra	²²⁴ Ra	²²⁵ Ra
87	²¹¹ Fr	²¹² Fr 20.0 m	²¹³ Fr 34.6 s	²¹⁴ Fr 3.35 ms 5.0 ms	²¹⁵ Fr 0.09 μs	²¹⁶ Fr 850 ns 0.7 μs	²¹⁷ Fr 16 μs	²¹⁸ Fr	²¹⁹ Fr	²²⁰ Fr	²²¹ Fr	²²² Fr	²²³ Fr	²²⁴ Fr
86	²¹⁰ Rn	²¹¹ Rn	²¹² Rn 24 m	²¹³ Rn 19.5 ms	²¹⁴ Rn 6.5, 0.7 ns 0.27 μs	²¹⁵ Rn 2.3 μs	²¹⁶ Rn 45 μs	²¹⁷ Rn	²¹⁸ Rn	²¹⁹ Rn	²²⁰ Rn	²²¹ Rn	²²² Rn	²²³ Rn
85	²⁰⁹ At	²¹⁰ At	²¹¹ At 7.22 h	²¹² At 119 ms 314 ms	²¹³ At 0.11 μs	²¹⁴ At 0.76 μs 0.56	²¹⁵ At	²¹⁶ At	²¹⁷ At	²¹⁸ At	²¹⁹ At	²²⁰ At	²²¹ At	²²² At
84	²⁰⁸ Po	²⁰⁹ Po	²¹⁰ Po	²¹¹ Po 25.2 s 516 ms	²¹² Po	²¹³ Po	<div style="display: flex; align-items: center;"> <div style="width: 15px; height: 15px; background-color: #f08080; margin-right: 5px;"></div> CN </div> <div style="display: flex; align-items: center; margin-top: 5px;"> <div style="width: 15px; height: 15px; background-color: #ffff00; margin-right: 5px;"></div> α 崩壊または埋め込みの波形が取得できている ER </div> <div style="display: flex; align-items: center; margin-top: 5px;"> <div style="width: 15px; height: 15px; background-color: #8080ff; margin-right: 5px;"></div> α 崩壊の波形が取得できている娘核 </div> <div style="display: flex; align-items: center; margin-top: 5px;"> <div style="width: 15px; height: 15px; background-color: #add8e6; margin-right: 5px;"></div> 長い寿命の ER または娘核 </div>							
83	²⁰⁷ Bi	²⁰⁸ Bi	²⁰⁹ Bi	²¹⁰ Bi	²¹¹ Bi	²¹² E								
82	²⁰⁶ Pb	²⁰⁷ Pb	²⁰⁸ Pb	²¹⁰ Pb	²¹⁰ Pb	²¹¹ F								
	124	125	126	127	128	129	130	131	132	133	134	135	136	137

図 6.13 焦点面で観測された核種

以下、パイルアップイベントに対するデータ解析の過程を示す。

コリレーションプロット

前述のように $150\text{ns} < \Delta T < 7\mu\text{s}$ のゲートを適用して得られたデータと、シングルイベントに対する PH-ADC のデータを使用して崩壊連鎖の探索を行う。まず、図 6.14~6.17 にそれぞれの測定条件で得られたコリレーションプロットを示す。これは、入射エネルギーと FADC の測定条件ごとにすべての run についてまとめている。解析時には χ^2/ndf によるゲートは適用していないが、図では見やすくするために親パルスと娘パルス共に $\chi^2/\text{ndf} < 100$ であるもののみプロットした。また、図 6.17 中には、分布に対して核種を同定したものを示した。FADC の波形取得時間以内で親パルスになり得るのは $N = 128 -$

132の核種、 E_{2nd} になり得るのは $N = 128 - 130$ の核種である。

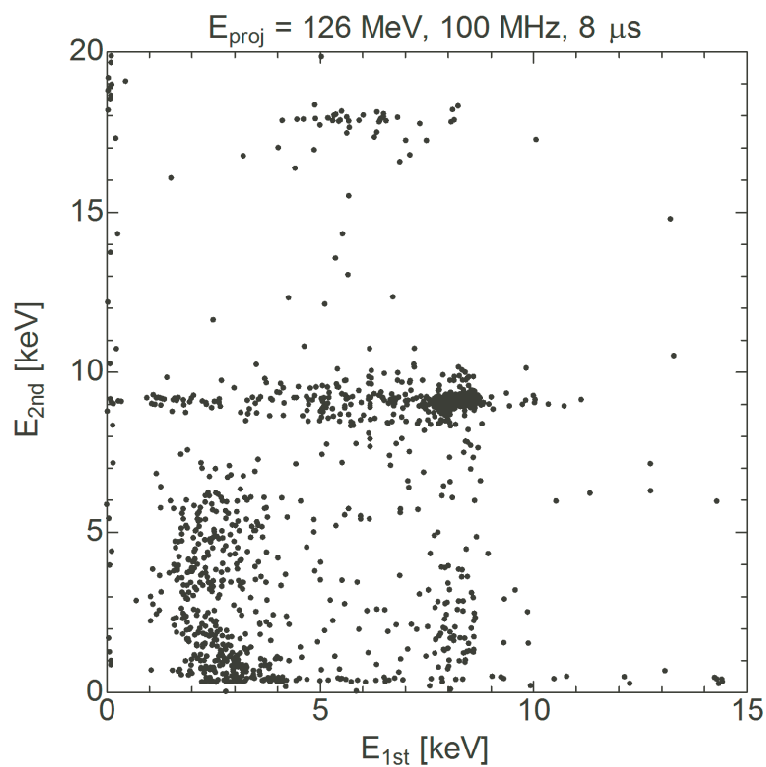


図 6.14 $E_{proj} = 126 \text{ MeV}$ で得られたコリレーションプロット (FADC の波形取得時間は $8 \mu\text{s}$)。

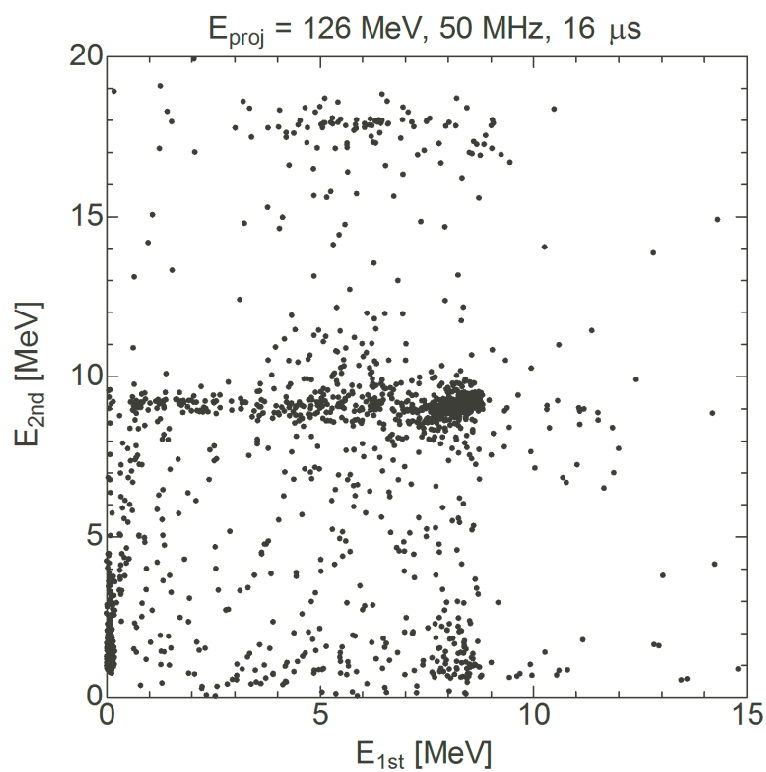


図 6.15 $E_{proj} = 126 \text{ MeV}$ で得られたコリレーションプロット (FADC の波形取得時間は $16 \mu\text{s}$)。

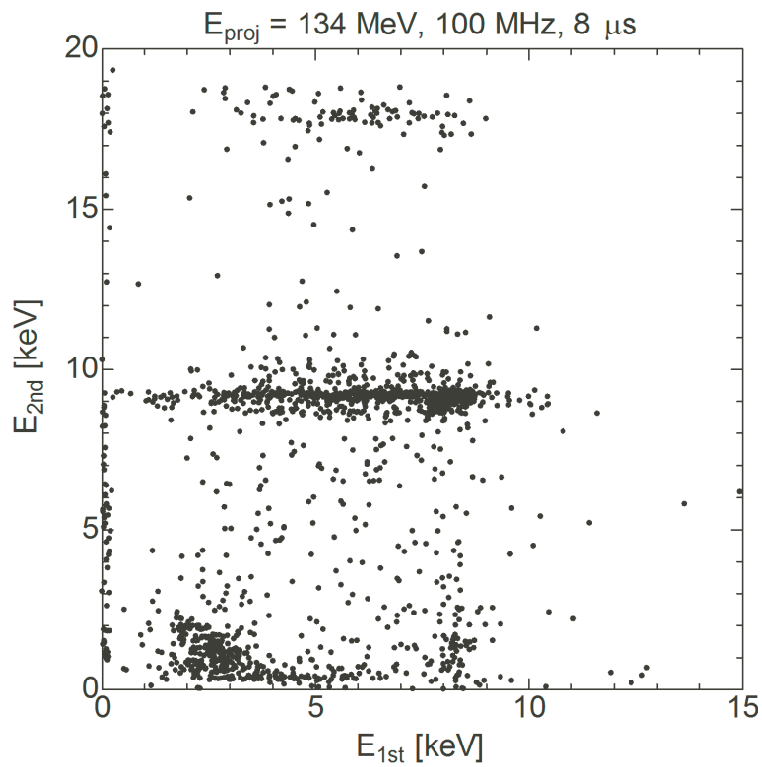


図 6.16 $E_{proj} = 134 \text{ MeV}$ で得られたコリレーションプロット (FADC の波形取得時間は $8 \mu\text{s}$)。

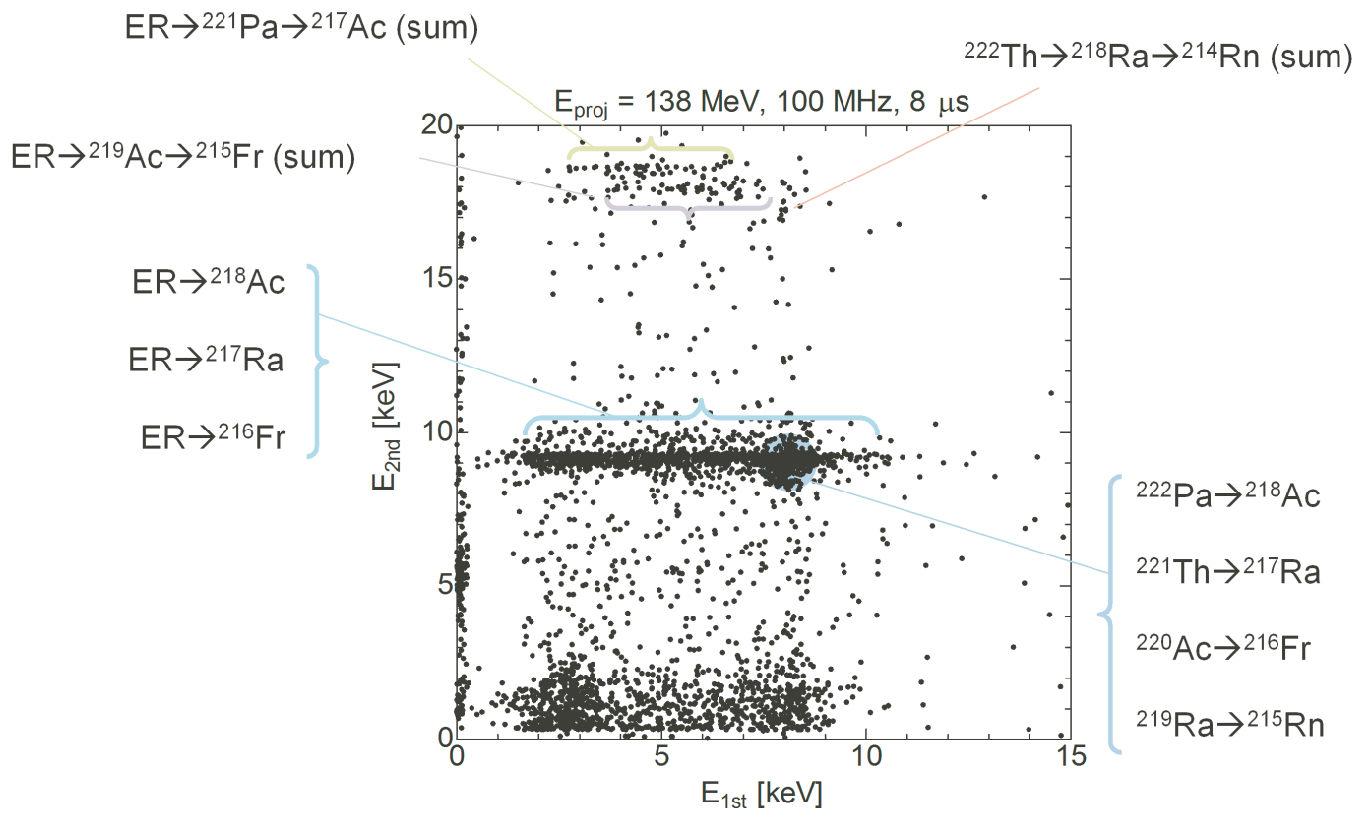


図 6.17 $E_{proj} = 138 \text{ MeV}$ で得られたコリレーションプロット (FADC の波形取得時間は $8 \mu\text{s}$)。

図 6.14~6.17 に示すように、様々な崩壊連鎖が得られており統計量も多いが、崩壊のエネルギーがかなり近接しているために今の分解能では”島”として分離していない部分がある。特に、 $^{222}\text{Pa} \rightarrow ^{218}\text{Ac}$, $^{221}\text{Th} \rightarrow ^{217}\text{Ra}$, $^{220}\text{Ac} \rightarrow ^{216}\text{Fr}$ の部分などは分離が出来ていない。そこで、以下の方式でエネルギーに対してゲートを適用することで崩壊連鎖の同定を行った。

初めに、 $E_{2\text{nd}}$ のスペクトルを図 6.18 に示す。上段が $E_{\text{proj}} = 138 \text{ MeV}$ 、下段が $E_{\text{proj}} = 126 \text{ MeV}$ (sampling rate 100 MHz, time width $8 \mu\text{s}$) のすべての run で得られたイベントを合計している。 $E_{2\text{nd}}$ のエネルギーを五つの領域 (1) : 8.2 - 8.8 MeV, (2) 8.8 - 9.1 MeV, (3) 9.1 - 9.44 MeV, (4) 9.5 - 9.8 MeV, (5) 15 - 20 MeV に分割した。(1)-(4) エネルギー領域に対応する $E_{1\text{st}}$ のスペクトルを、図??-?? に示す。

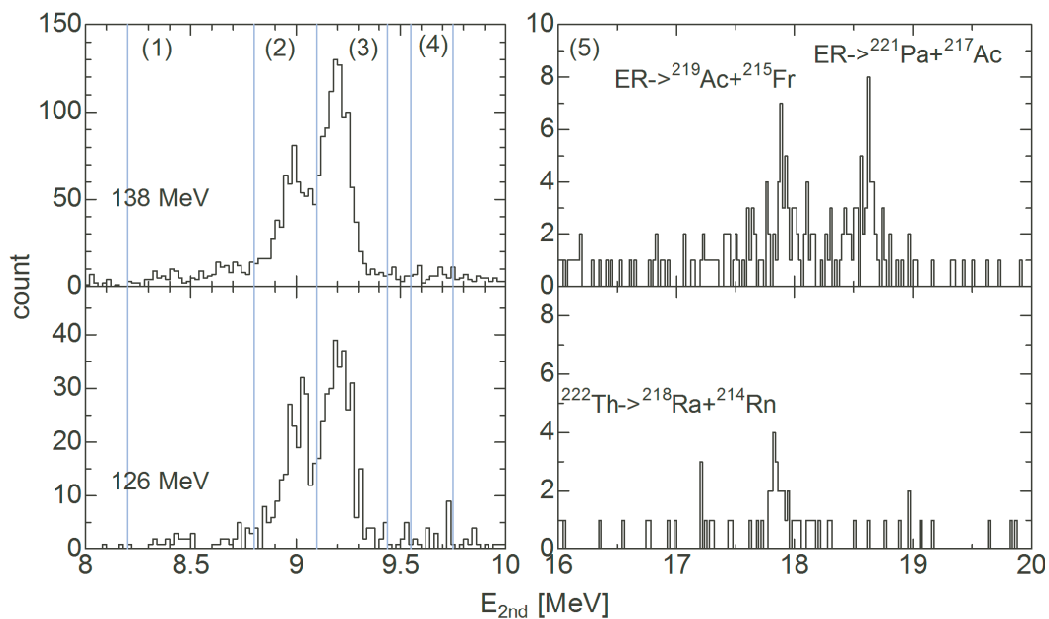


図 6.18 $E_{2\text{nd}}$ のエネルギーが 8.2 - 8.8 MeV である、 $E_{1\text{st}}$ のスペクトル

以下では、(2), (3), (5) の領域で多く得られた崩壊に関して崩壊時間分布を考察していく。

図 6.19 に、 $E_{2\text{nd}}$ が (2) の領域にある $E_{1\text{st}}$ のスペクトルを示した。(2) の領域では、 $^{221}\text{Th} \rightarrow ^{217}\text{Ra}$ および $^{220}\text{Ac} \rightarrow ^{216}\text{Fr}$ の崩壊連鎖が得られた。このゲート中にエントリーしたイベントを起点として 5 半減期以内の ^{221}Th と ^{220}Ac の入射イベントおよび、 ^{213}Rn , ^{212}At との連鎖を探した。ゲートにエントリーしたイベントのうち、 $\text{ER} \rightarrow ^{221}\text{Th} \rightarrow ^{217}\text{Ra} \rightarrow ^{213}\text{Rn}$ と $\text{ER} \rightarrow ^{220}\text{Ac} \rightarrow ^{216}\text{Ra} \rightarrow ^{212}\text{At}$ という完全な崩壊連鎖が得られたものについて、横軸を対数表示した崩壊曲線を図 6.20 と図 6.21 に示す。図中の崩壊曲線は、波形解析の効率が 100 % である 800 ns 以上の範囲でフィッティングを行ったものである。それ以下の領域では、波形解析の効率が徐々に悪化するため、統計数が少なくなっている。

崩壊時間 $t > 800 \text{ ns}$ の範囲で、gnuplot による重み付き最小二乗フィッティングから得られた半減期を求めた。また文献 [76] の方法により、 ^{216}Fr の半減期の誤差を求め、 $795 \text{ }^{+117}_{-90} \text{ ns}$ となった。通常、[76] の方法では寿命は得られたデータの平均値で与えられるが、波形解析で $t < 800 \text{ ns}$ のデータをロスしているため平均値で与えることができない。

^{216}Fr には α 崩壊の分岐比 $b_\alpha = 100 \%$ で半減期 $0.7 (2) \mu\text{s}$ のものと、 $b_\alpha > 50 \%$ で半減期 $71 (5) \text{ ns}$ の状態とが報告されているが [77]、後者に関しては $t > 800 \text{ ns}$ には統計が得られないと考えられる。今回得られた値は誤差を考慮しても文献値より若干大きい値となっている。ただし、フィッティングに使用

るデータが $t > 800$ ns 以上と半減期と拮抗しておりフィッティング精度が悪いため、[76] の計算のみで誤差を与えられるかについては今後検討が必要である。

同様に、 ^{217}Ra の半減期は $1.25^{+0.20}_{-0.15}$ μs となった。この値は文献 [78] に与えられている半減期 1.6 (2) μs ($b_\alpha \approx 100\%$) と誤差の範囲内で一致した。しかし、前述のとおり誤差の与え方については今後検討が必要である。

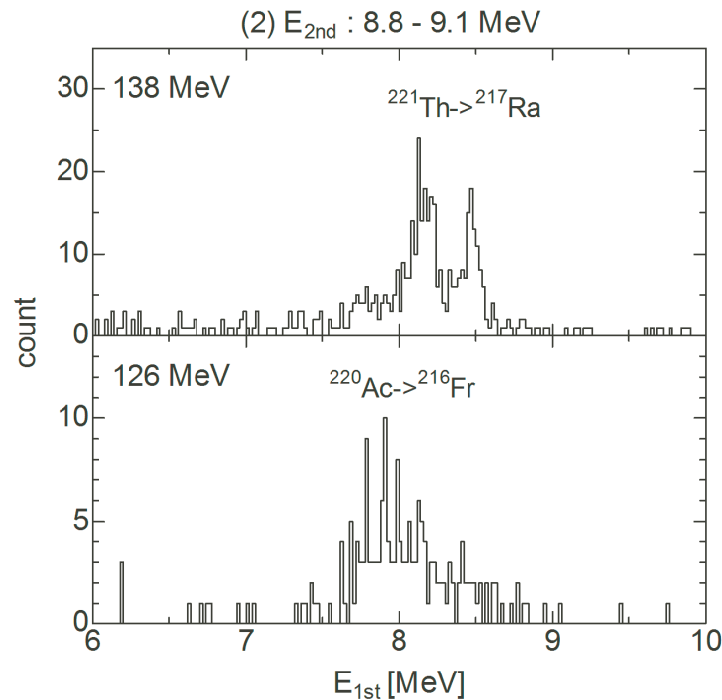


図 6.19 $E_{2\text{nd}}$ が 8.8 - 9.1 MeV である、 $E_{1\text{st}}$ のスペクトル

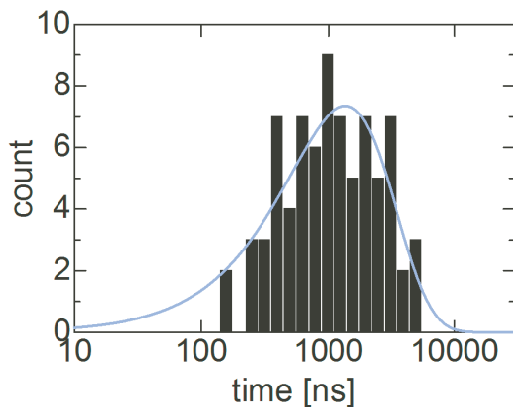


図 6.20 $\text{ER} \rightarrow ^{221}\text{Th} \rightarrow ^{217}\text{Ra} \rightarrow ^{213}\text{Rn}$ という完全な崩壊連鎖が得られるイベントに限定した場合の ^{217}Ra の崩壊時間分布。崩壊曲線によるフィッティングには 800 ns 以上のデータを使用している。

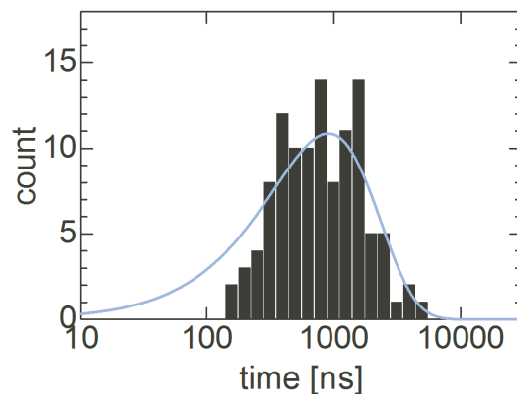


図 6.21 $\text{ER} \rightarrow ^{220}\text{Ac} \rightarrow ^{216}\text{Ra} \rightarrow ^{212}\text{At}$ という完全な崩壊連鎖が得られるイベントに限定した場合の ^{216}Fr の崩壊時間分布。崩壊曲線によるフィッティングには 800 ns 以上のデータを使用している。

また、(3) の領域では、 $^{222}\text{Pa} \rightarrow ^{218}\text{Ac}$ および $\text{ER} \rightarrow ^{218}\text{Ac}$ の崩壊連鎖が得られた。図 6.19 に、 $E_{2\text{nd}}$ が (2) の領域にある $E_{1\text{st}}$ のスペクトルを示した。このゲート中にエントリーしたイベントのうち、 $E_{1\text{st}}$

が 7.6 - 8.8 MeV であったものは、 ^{218}Ac の ER ではなく ^{222}Pa の可能性があるものとした。そしてこれらの入射イベントおよび、 ^{214}Fr との連鎖を探した。ER $\rightarrow^{222}\text{Pa} \rightarrow^{218}\text{Ac} \rightarrow^{214}\text{Fr}$ という完全な崩壊連鎖が得られたものについて、横軸を対数表示した崩壊曲線を図 6.23 に示す。図中の崩壊曲線は 800 ns 以上の範囲でフィッティングを行ったものである。

gnuplot による重み付き最小二乗フィッティングから得られた半減期を求め、 894_{-64}^{+75} ns となった。この値は、誤差を考慮しても [79] で与えられている半減期 $1.08(9) \mu\text{s}$ ($b_\alpha = 100\%$) よりも小さい。この結果についても、前述のとおり誤差の与え方には今後検討が必要であると考えられる。

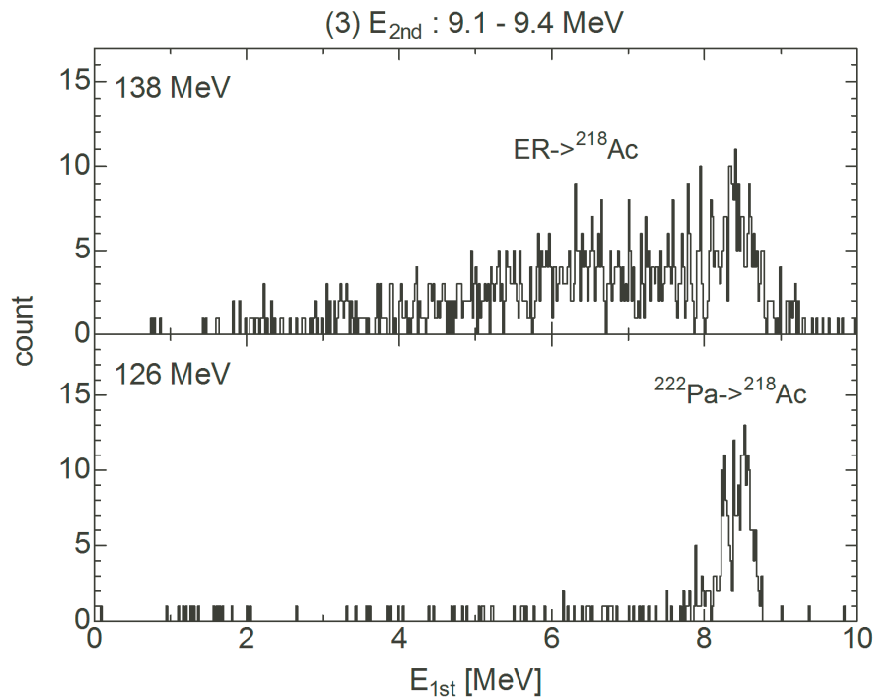


図 6.22 $E_{2\text{nd}}$ が 9.1 - 9.44 MeV である、 $E_{1\text{st}}$ のスペクトル

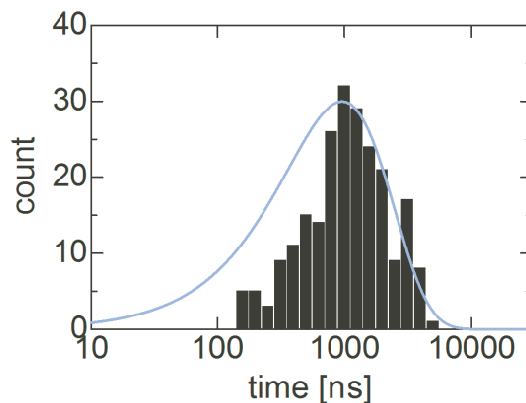


図 6.23 ER $\rightarrow^{222}\text{Pa} \rightarrow^{218}\text{Ac} \rightarrow^{214}\text{Fr}$ という完全な崩壊連鎖が得られるイベントに限定した場合の ^{218}Ac の崩壊時間分布。崩壊曲線によるフィッティングには 800 ns 以上のデータを使用している。

(5) の領域は、3 パルスのパイルアップイベントに対応する。図 6.24 に、前述の step3 のようにフィッティングをすることで得られた $E_{2\text{nd}}$ と $E_{3\text{rd}}$ を示す。図中で 3 本の直線は $E_{2\text{nd}} + E_{3\text{rd}}$ が一定となる線を

表しており、低い方からそれぞれ 17.43, 18.02, 18.73 MeV を示す。これらは、 N が $130 \rightarrow 128 \rightarrow 126$ と変わる崩壊のエネルギーの和、 ^{218}Ra (8.39 MeV) + ^{214}Rn (9.04 MeV, $0.27 \mu\text{s}$), ^{219}Ac (8.66 MeV) + ^{215}Fr (9.36 MeV, $0.09 \mu\text{s}$), ^{221}Pa (9.08 MeV) + ^{217}Ac (9.65 MeV, 69 ns) に相当する。個々のエネルギーが正しく得られた場合には直線の一点にイベントが集中するが、図中の直線上にかなり分散している。この結果は5章のフィッティング傾向に見られたように、 ΔT の小さい部分ではそれらのエネルギーの和を一定に保ちながら個々のエネルギーがスライドする傾向を反映している。そのためここでは $E_{2\text{nd}} + E_{3\text{rd}}$ から同定することとした。また、図中で3本の直線よりも下側の部分にあるものはエスケープイベントである。特に水色の帯で示した部分、すなわち $y = -x + 9 \text{ MeV}$ の線上とその周りの部分にイベントが分布しており、エスケープイベントでもエネルギーがスライドする傾向がみられていることがわかる。エスケープイベントで SSD でもエネルギーが得られているものに関してはそれらすべてのエネルギーの和が実際のエネルギーと等しい場合にそのものと判定した。なお、エスケープイベントで SSD のエネルギーが入っていないものに関しては同定が出来ていない。

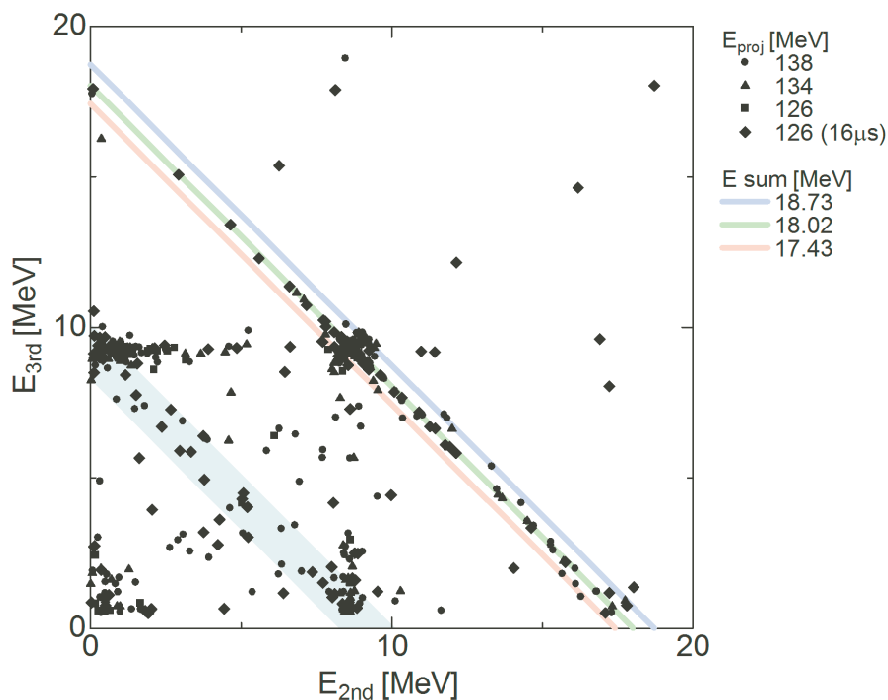


図 6.24 $N = 130 \rightarrow 128$ となる α 崩壊のコリレーションプロット。フィッティング結果は $y = -x + (E_{2\text{nd}} + E_{3\text{rd}})$ となる線上に分布している。

一方、フィッティングの $\log(\chi^2/\text{ndf})$ が親パルス・娘パルス共に 2 以下であったために、3 パルスに分けられていないイベントがある。図 6.25 に、3 つのエネルギーおよび FADC の設定において、3 パルスのパイルアップに分けられていないイベントの $E_{2\text{nd}}$ と、上述のように分けることができたイベントの $E_{2\text{nd}} + E_{3\text{rd}}$ のスペクトルをしめす。“not separate”は 3 パルスに分けられていないもの、“separated”は分けられたものである。3 つのピークは下から $^{218}\text{Ra} + ^{214}\text{Rn}$, $^{219}\text{Ac} + ^{215}\text{Fr}$, $^{221}\text{Pa} + ^{217}\text{Ac}$ である。これらのピーク位置は“separated”に比べ“not separated”の方が多少小さく導出された。表 6.1 にこのピークを中心値をまとめた。この結果は 2 つのパルスを実際に 2 つのパルスとしてフィッティングした場合と、ひとつのパルスとしてフィッティングした場合にそれらのエネルギー (の和) が異なって得られることを示している。“separated”のピーク位置は $E_{2\text{nd}} + E_{3\text{rd}}$ とし、“not separated”のピーク位置は、138 MeV

のスペクトルに対し、3 ガウシアン幅のみを固定してフィッティングを行い導出した。

表 6.1 3 パルスのパイルアップに分けられていないイベントの E_{2nd} と、分けることができたイベントの $E_{2nd}+E_{3rd}$ のピーク中心

decay	energy sum (separated)	energy sum (not separated)
$^{221}\text{Ra}+^{217}\text{Ac}$	18.73	18.57
$^{219}\text{Ac}+^{215}\text{Fr}$	18.02	17.90
$^{218}\text{Ra}+^{214}\text{Rn}$	17.42	17.38

次に、そのピーク位置に固定し、幅と高さをフリーパラメータとして再度フィッティングを行った。このようにして決定したガウシアン幅とピーク位置を固定し、134, 126 MeV のスペクトルに対してもフィッティングを実行した。

ER $\rightarrow^{221}\text{Pa} \rightarrow^{217}\text{Ac}$, ER $\rightarrow^{219}\text{Ac} \rightarrow^{215}\text{Fr}$, $^{222}\text{Th} \rightarrow^{218}\text{Ra} \rightarrow^{214}\text{Rn}$ の崩壊連鎖中で孫パルス、すなわち ^{217}Ac , ^{215}Fr , ^{214}Rn の崩壊時間分布を図 6.26 - 6.28 に示す。このとき、 ^{217}Ac , ^{215}Fr , ^{214}Rn のエネルギーは [78, 80, 81] および [82] を参照し、それぞれ 9.65, 9.36, 9.04 ± 0.1 MeV のイベントのみを使用した。 $(E_{2nd} + E_{3rd})$ が文献値と一致していても、個々のエネルギーがスライドしていると崩壊時間も実際の時間からスライドしていることになる。このようなイベントをつかってしまうと、ゆがんだ崩壊時間分布になってしまうと考えられる。) 図 6.20, 6.21, 6.23 の崩壊時間分布では、800 ns 以上の部分にもイベントが多数存在したが、 ^{217}Ac , ^{215}Fr , ^{214}Rn は半減期がより短いためほとんどのイベントが 800 ns 以下に分布している。また波形解析の効率は時間が短くなるほど悪くなるため、分布の左側になるほど実際の統計数に比べて減少している。特に、図中で青で示したものは ^{221}Pa と ^{217}Ac , ^{219}Ac と ^{215}Fr , ^{218}Ra と ^{214}Rn のそれぞれがフルデポジットイベントとなっているもので、エスケープイベント (DSSD + SSD でエネルギーを導出しているもの) も含めた全体の分布 (黒) に対してほとんどを占めている。これは、図 5.11 に示したように、フルデポジットの連鎖の方がエスケープを含むものよりも効率がよいという効果と、エスケープイベントでは分解能が悪いという効果とを反映したものである。

統計数を波形解析の性能から逆に見積もることも考えられるが、もとの統計数が少ないために不定性が大きいと考えられる。だが、少なくともそれぞれの分布は ^{215}Fr , ^{218}Ra と ^{214}Rn の 5 半減期程度で収束していることは見て取れる。また、波形解析の性能が 0 % となるのは、フルデポジットの連鎖に対して $\Delta T = 50$ ns 程度であるのに対し、フィッティングが出来た ΔT の最低の値が ^{218}Ra の 74 ns と近い値が得られている。

このように、半減期が立ち上がり時間よりも短いかその付近となるような核種に対しては、波形解析効率から統計量が減少しており、またその減少の仕方も ΔT に依存する。そのようなデータから半減期を見積もることができるかどうかについては今後さらに検討が必要である。

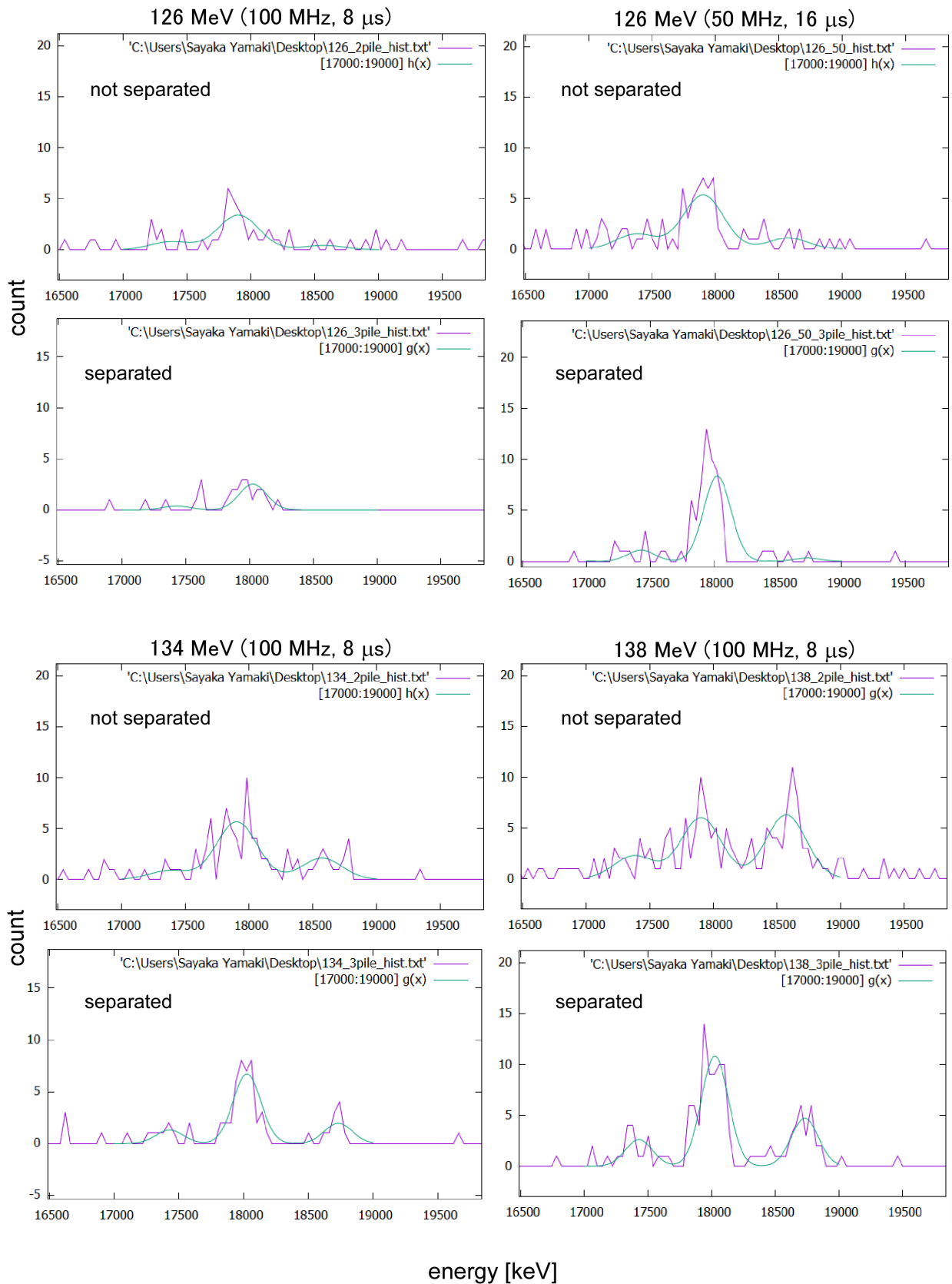


図 6.25 3つのエネルギーおよびFADCの設定において、3パルスのパイルアップに分けられていないイベントの E_{2nd} と、分けることができたイベントの $E_{2nd}+E_{3rd}$ のスペクトル

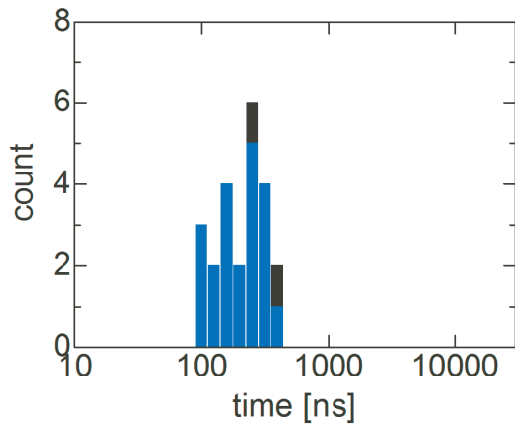


図 6.26 ER →²²¹Pa →²¹⁷Ac の崩壊連鎖中の²¹⁷Ac の崩壊時間分布

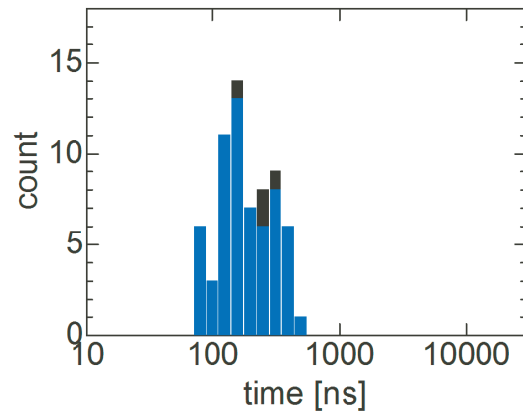


図 6.27 ER →²¹⁹Ac →²¹⁵Fr の崩壊連鎖中の²¹⁵Fr の崩壊時間分布

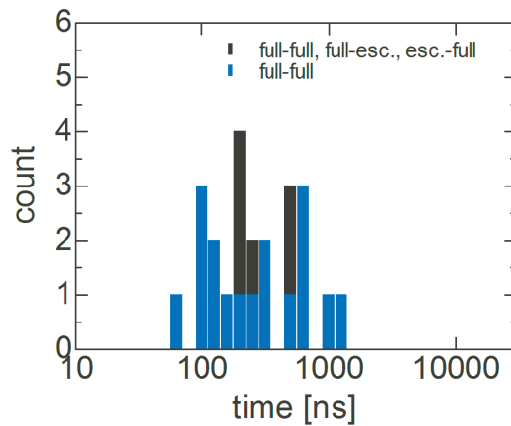


図 6.28 ²²²Th →²¹⁸Ra →²¹⁴Rn の崩壊連鎖中の²¹⁴Rn の崩壊時間分布

6.2.3 波形解析の性能評価の妥当性

図 6.29-6.31 に、ER →²²²Pa →²¹⁸Ac の崩壊連鎖から得られた²¹⁸Ac の崩壊曲線を示す。また図 6.32-6.34 に、ER →²²⁰Ac →²¹⁶Fr の崩壊連鎖から得られた²¹⁶Fr の崩壊曲線を示す。横軸はリニアスケールである。ふたつの崩壊連鎖をはそれぞれ、²²²Pa と ²¹⁸Ac のパルスに対し full-full, full-escape, escape-full に場合分けしている。(escape-escape についてはより統計が少ないため掲載していない) full-full のイベントと比較して、escape-full, full-escape が全体的に少なくなっているが、その理由としては、エスケープイベントの落とす典型的なエネルギー (600 keV) が、微分波形に対する閾値よりも下側にあったため、パイルアップと判断されたイベントが減っていたこと、SSD に不具合があり DSSD+SSD でエネルギーを導出できるはずのイベントが正しいエネルギーになっておらず、同定できていないことなどが考えられる。

このような理由から、統計を増やすために ER →²²²Pa →²¹⁸Ac については ²¹⁴Fr との連鎖がないものもプロットしている。ER →²²⁰Ac →²¹⁶Fr についても同様に ²¹²At との連鎖がないものもプロットして

いる。ただし、それぞれの α 崩壊エネルギーに対し ± 100 keV のゲートを適用した。

水色の点は図 5.11 に示した波形解析効率 ε_{PSA} から予想される、 $t = 150\text{-}450$ ns および $450\text{-}750$ ns で
の統計量である。このとき full-full, escape-full, full-escape それぞれについて、エネルギー比 $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$
および波形解析の効率は図 5.11 の値を使用した。表 6.2 にその条件を示す。

表 6.2 波形解析効率 ε_{PSA} から $t < 750$ ns 以下で得られる統計量を予測する際に仮定した $E_{1\text{st}}/E_{2\text{nd}}$ の領域

decay	energy ratio	ε_{PSA} 150-450 ns	ε_{PSA} 450-750 ns
full-full	0.5-4	0.98	1
escape-full	0.06-0.125	0.99	0.99
full-escape	8-16	0.63	0.63

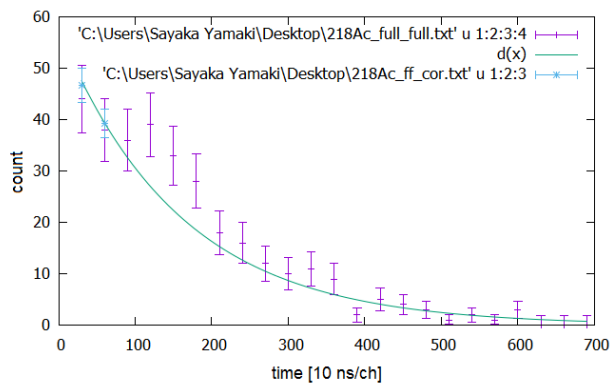


図 6.29 ER \rightarrow ^{222}Pa \rightarrow ^{218}Ac の崩壊連鎖に対して得られた、 ^{218}Ac の崩壊時間分布 (紫)。 ^{222}Pa と ^{218}Ac がともにフルデポジットの場合。フィッティングには 900 ns - 6 μs までのデータを使用した。この崩壊曲線から、波形解析効率を考慮した $150\text{-}450$ ns および $450\text{-}750$ ns に対する統計数の予想をプロットした (水色)

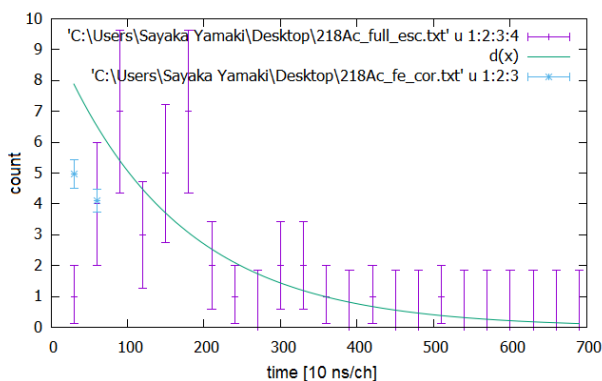


図 6.30 図 6.29 と同様。 ^{222}Pa がフルデポジット、 ^{218}Ac がエスケープの場合。フィッティングには 900 ns - 2.5 μs までのデータを使用した。

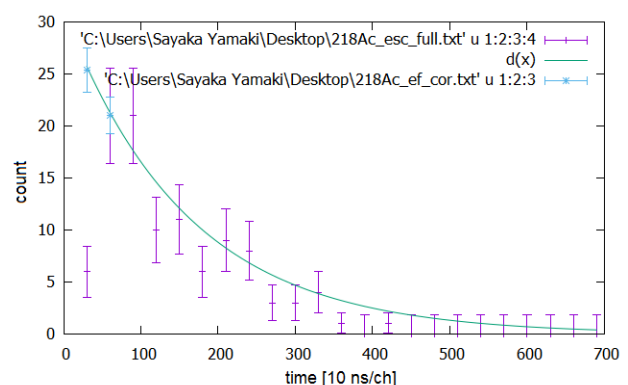


図 6.31 図 6.29 と同様。 ^{222}Pa がエスケープ、 ^{218}Ac がフルデポジットの場合。フィッティングには 900 ns - 3.5 μs までのデータを使用した。

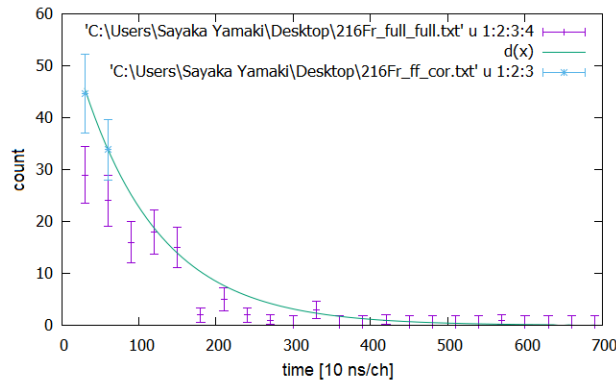


図 6.32 ER → ²²⁰Ac → ²¹⁶Fr の崩壊連鎖に対して得られた、²¹⁶Fr の崩壊時間分布 (紫)。²²⁰Ac と ²¹⁶Fr がともにフルデポジットの場合。フィッティングは 900 ns μ3.3 μs までのデータを使用した。この崩壊曲線から、波形解析効率を考慮した 150-450 ns および 450-750 ns に対する統計数の予想をプロットした (水色)

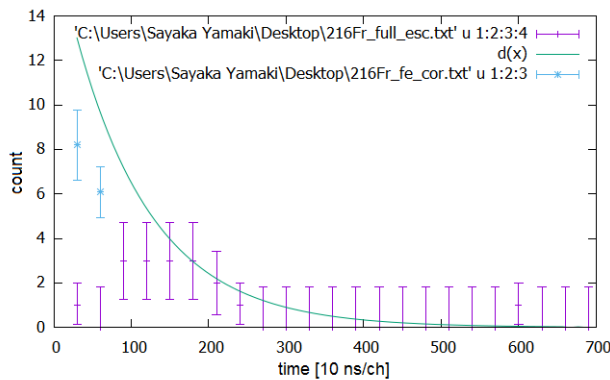


図 6.33 図 6.32 と同様。²²⁰Ac がフルデポジット、²¹⁶Fr がエスケープの場合。フィッティングには 900 ns - 2.3 μs までのデータを使用した。

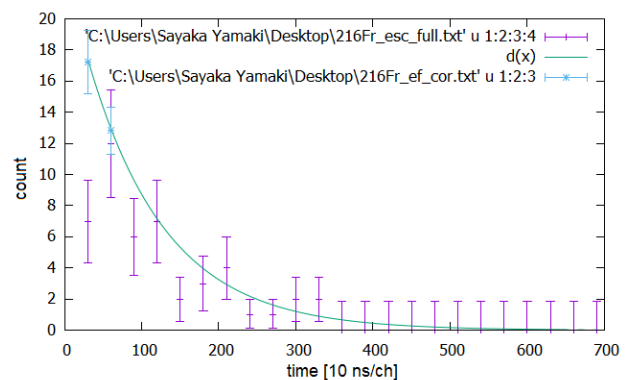


図 6.34 図 6.29 と同様。²²⁰Ac がエスケープ、²¹⁶Fr がフルデポジットの場合。フィッティングは 900 ns - 3.3μs までのデータを使用した。

図 6.29-6.34 の結果は、図 6.33 を除き、450-750 ns では波形解析の効率を考慮することでよく再現されている。一方、150-450 ns においては波形解析の効率を考慮した場合よりも少ない統計数が得られている。図 6.35 に、図 5.21 と図 5.19 で得られたエネルギー分解能および精度で α 崩壊に対するエネルギーがシフト・広がる様子を示した。ΔT = 800 ns, E_{1st}/E_{2nd} = 1-2 におけるエネルギー分布 (黒) を中心としている。ΔT = 200 ns, E_{1st}/E_{2nd} = 0.125-0.25 では分布は左にシフトしており、直線で表した ±100 keV のゲートからはみ出していることがわかる。esc-full は energy ratio = 0.06-0.125 としているため、分布はこれよりさらに左側にあることが予想される。波形解析の性能評価では、フィッティングの成功の条件として、実際のエネルギー ±380 keV を条件としていたため、このエネルギー比に対しては 100 % 近い効率が得られていた。しかし、今の解析条件では ±100 keV のゲートを課しているため、効率がこれよりも悪くなったと考えられる。また、ΔT = 200 ns, energy ratio = 2-4 の時の分布はエネルギーゲートの右側からほとんど出てしまっている。full-escape に対してのエネルギー比は 8-16 と見積もっているため条件はさらに厳しく、実際には分布はすべてゲートから出てしまっていることが予想される。厳密にエネルギーを決定しなければならない状況においては、波形解析効率は見直さなければならないといえる。

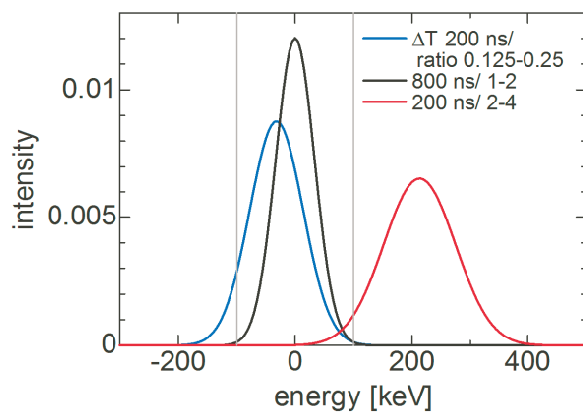


図 6.35 図 5.21 と図 5.19 で得られたエネルギー分解能および精度で α 崩壊に対するエネルギーがソフト・広がる様子

第7章

結論

119, 120 番元素の探索に向けて、短寿命崩壊の崩壊特性を導出するシステムの開発を行った。Flash-ADC によって前置増幅器波形を読み出し、その波形解析を行う手法を導入した。

本研究では、まず前置増幅器の直後に Flash-ADC を導入し、前置増幅器の出力電圧の波形を取得することを可能とした。このとき前置増幅器後の波形は立ち上がり時間約 400 ns、立下り時間 1ms 程度となっている。オフライン・オンライン実験でデータ取得を行い、そのデータ中の短寿命崩壊特性の導出を可能とする波形解析アルゴリズムを作成した。とくに、短寿命崩壊によってつくられる積み重なった波形（パイルアップパルス）を識別するために、mean in time over threshold (MTOT) という量を導入した。また、多数のシングルパルスを平均化することによって作成したテンプレート（テーブル関数）によってフィッティングを行うことによってエネルギー・時間差を導出する方式をとった。

実験データとして得られたシングルパルスからランダムに 2 イベント選択し足し合わせることによって 1st パルスと 2nd パルスのエネルギーおよびそれらの時間差が既知であるパイルアップイベントのシミュレーションを行った。このデータを用いてパイルアップイベントを識別する効率、フィッティングによってエネルギーと崩壊時間情報を導出する効率、エネルギー分解能および時間分解能を評価した。これらの性能は 1st パルスと 2nd パルスの時間差およびエネルギー比 (1st パルス / 2nd パルス) に依存する。著者の提案した MTOT を計算する方法によって、ふたつのパルスが立ち上がり時間と同程度 (400 ns) 離れている場合はエネルギー比約 16 倍まで、立ち上がり時間の 2 倍程度離れていればエネルギー比約 30 倍まで、パイルアップ識別がほぼ 100 % 可能であるとわかった。この結果は、よく知られた time over threshold (TOT) という量によってパイルアップ識別を行うよりも良い識別効率を与えた。

また、フィッティングによってエネルギーと崩壊時間を導出する効率は、エネルギー比 0.03 - 30 倍の範囲では、立ち上がり時間の二倍程度離れることで、90% 以上という結果を得た。ここで、目的とする蒸発残留核の DSSD への入射イベントとそれに続く α 崩壊のエネルギー比は約 3 倍程度、 α 粒子が DSSD からエスケープした場合には最大で 30 倍程度となることを考慮すると、仮に目的の蒸発残留核の半減期が 10 μ s である場合には、その約 10 分の 1 の崩壊時間の事象までを確実に同定できるといえる。

さらに、100 MHz でサンプリングしたイベントを間引いたものに波形解析を適用することでサンプリング周波数を変えた場合のシミュレーションを行った。サンプリング周波数が波形の立ち上がり時間に対して小さい場合には特にエネルギーが非対称な部分で波形解析効率が悪化した。理想的には波形の立ち上がり時間の 2 倍以上離れていればサンプリングレートに関わらず効率は 100 % となると考えられるが、現プログラムではそれを達成できていないため、今後改良が必要であると考えられる。

さらに、パイルアップイベントにホワイトノイズを付加することによりノイズ条件が悪化した場合のシミュレーションを行った。ノイズが著しく乗っている状態でも、波形解析効率はノイズのない状態に比べ

て大きく悪化することはなかった。このときに効率を悪化させているのはむしろ微分パルスに対する平滑化であり、平滑化によって波高が減少したためエネルギーの小さいパルスの場合パイルアップと判定されにくい状況が作られていた。

最後に、オンライン実験で得られたパイルアップデータを波形解析アルゴリズムにより解析した。 ^{218}Ac と ^{216}Fr に関して得られた崩壊曲線は 800 ns 以下の崩壊時間のものについては統計数が減少しており、この減少の仕方は先に行った波形解析の性能評価の傾向から説明可能であることが確認された。

より短寿命、例として 1μ の半減期の α 崩壊に関して 10 分の 1 半減期まで効率 100% を求めるのであれば、立ち上がり時間 40-50 ns 程度を達成できる検出器および前置増幅器のセットが必要であると考えられる。このとき、1 GHz のサンプリングレートの Flash-ADC が使用できることが望ましいが、100 MHz のサンプリングレートを使用するのであれば、波形解析アルゴリズムに改良を加える必要があるといえる。また、サンプリングレートやノイズに関する考察から、小さいパルスに感度を持たせるためには閾値を十分に下げる必要もあるといえる。

付録

本研究および解析で使⽤したプログラムを掲載する。

pram_EXP47.txt
mtot.pro
edge_2nd.pro
edge_1st.pro
baseline.pro
(pulse_height.pro)
fit_tmpl_1st.pro
fit_tmpl_2nd.pro
(または fit_all.pro)

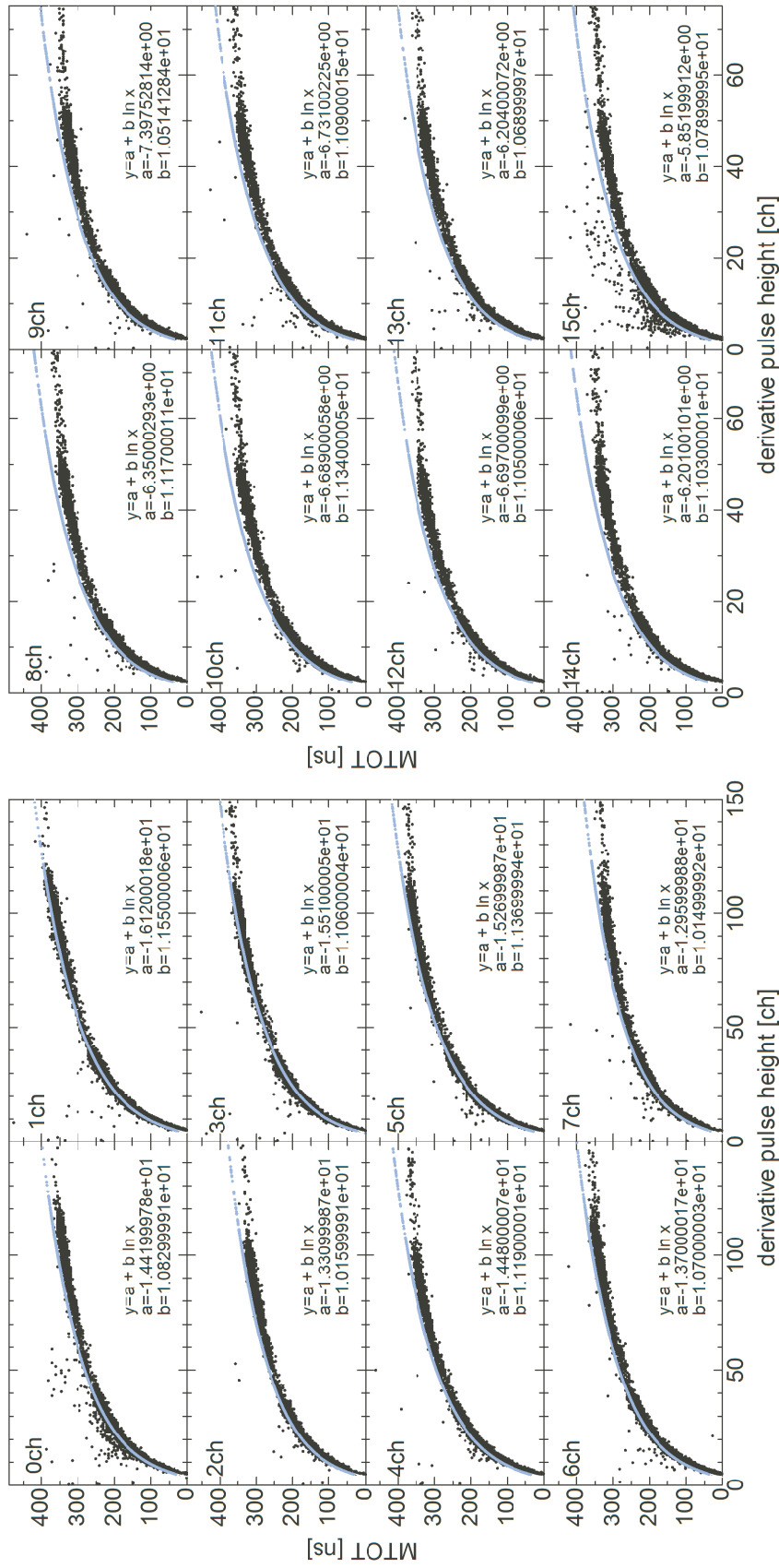


図1 本実験の際に使用した MTOT に対する閾値

```
y_thr = [-5, -5, -5, -5, -5, -5, -5, -5, -2.5, -2.5, -2.5, -2.5, -2.5, -2.5, -2.5, -2.5]
paraa_thr = [-15.42, -17.12, -14.31, -16.51, -15.48, -16.27, -14.70, -13.96,
-7.350, -7.239, -7.689, -7.731, -7.697, -7.204, -7.201, -6.852]
parab_thr = [ 10.83, 11.55, 10.16, 11.06, 11.19, 11.37, 10.70, 10.15, 11.17,
10.74, 11.34, 11.09, 11.05, 10.69, 11.03, 10.79]
thr_1MeV = [125, 125, 125, 125, 125, 125, 125, 125, 50, 50, 50, 50, 50, 50, 50, 50]
edge_thr = [10, 10, 10, 10, 10, 10, 10, 10, 10, 5, 5, 5, 5, 5, 5, 5]
tmpl_eg = [22, 22, 22, 22, 22, 22, 22, 22, 22, 22, 22, 22, 22, 22, 22, 22]
tmpl_ph =
[687.84, 701.838, 587.615, 645.135, 614.039, 684.069, 675.845, 621.023, 297.292, 291
.126, 289.6, 299.012, 278.396, 291.62, 288.882, 283.207]
hosei_a =
[0.9119, 0.9339, 0.9237, 0.9190, 0.9285, 0.9198, 0.9300, 0.9340, 0.9255, 0.9115, 0.92
18, 0.9308, 0.9200, 0.9159, 0.8979, 0.9083]
hosei_b = [413.6, 294.2, 320.4, 342.1, 329.6, 357.2, 263.3, 242.4, 359.6, 371.1,
341.9, 264.9, 388.5, 344.8, 507.3, 314.0]
```

```
FUNCTION mtot, FADC_cand, datap, y_thr, paraa_thr, parab_thr,  
log_thr
```

```
    DRV = smooth(deriv(FADC_cand), 5)  
; DRV = deriv(FADC_cand)  
; plot, DRV  
; time = where(DRV(5:datap-30) lt y_thr) + 5  
    t = 0  
    time = uintarr(datap)
```

```
for d = 5, datap -30 do begin  
    if DRV(d) lt y_thr then begin  
        time(t) = d  
        t = t + 1  
    endif  
endfor
```

```
avetime = total(time)/t - time(0)  
; avetime = total(time)/n_elements(time) - min(time)
```

```
min_check = where(FADC_cand eq min(FADC_cand))  
slope_check = min(min_check)
```

```
; print, 'thr is changed!!!!'  
; raw_ph = total(DRV(5:20))/16 - min(DRV(20:40))  
; thr = parab_thr * alog(raw_ph) + paraa_thr + 1  
    thr = parab_thr * alog(total(DRV(5:40))/36 - min(DRV(50:65))) +  
paraa_thr + 1  
print, avetime, thr
```



```
if (avetime gt thr) $
:   and (raw_ph gt log_thr) $
   and ((total(DRV(5:40))/36 - min(DRV(50:70))) gt log_thr)
$
   and (slope_check lt datap- 1) then begin

pulse_type = 1

print, 'pile-up event'

endif else begin
pulse_type = 0

print, 'single event'

endelse

RETURN, [pulse_type, t, time, avetime, thr]

END
```

```

FUNCTION edge_1st, cnd, cal_edge, edge_thr, fadcsize, stopdl
on_error, 3

    edge_thr = fix(edge_thr)

    vmin = min(cnd(0:cal_edge))

    for s = 0, cal_edge do begin
        if cnd(s) eq vmin then begin
            minx = s
        endif
    endfor

; minx      = where(cnd(0:cal_edge) eq min(cnd(0:cal_edge)))
; minx      = 60

    print, 'minx=', minx
    min_minx = min(minx)    ; for test!!
    diff = intarr(min_minx + 1)
    diff(*) = 0
    e_ctr = 0
    smo_cnd = smooth(cnd, 5)

    for i = 0, min_minx - 1 do begin
;         diff(min_minx - i) = cnd(min_minx - i - 1) - cnd(min_minx - i)
            diff(min_minx - i) = smo_cnd(min_minx - i - 1) -
smo_cnd(min_minx - i)
            if (diff(min_minx - i) ge edge_thr) then begin
;         print, 'edger found'
                edger = min_minx - i
            endif
        endfor
    endfunction

```

```
        e_ctr = e_ctr + 1
    endif
endfor

print, 'e_ctr = ', e_ctr

if (e_ctr eq 0) then begin

;edger = diff(5:min_minx) eq max(diff(5:min_minx))
dsmo_cnd = deriv(smo_cnd(0:cal_edge))
dcmin = min(dsmo_cnd(10:cal_edge))

for t = 10, cal_edge do begin
    if (dsmo_cnd(t) eq dcmin) then begin
        edger = t
    endif
endfor

    if (edger eq cal_edge) then begin
        edger = fadcsz - stopdl
        print, 'not pileup?'
    endif

;edger      =      where(deriv(smo_cnd(10:cal_edge))      eq
min(deriv(smo_cnd(10:cal_edge)))) + 10

endif

; diffx = indgen(n_elements(diff))
; print, where(diff gt edge_thr)
```

```
; print, diff
; edge = where(diff ge edge_thr)
; print, edge
; edger = min(edge) + 1
```

```
print, edger
```

```
RETURN, edger
```

```
END
```

```
FUNCTION edge_2nd, cand, datap, pulse_type, time=time, avetime, thr

WDRV = deriv(smooth(deriv(cand), 5))
WD_hosei = WDRV + smooth(deriv(cand), 5)*0.05
;WD_hosei = WDRV
;eg_test = where(WDRV(65:datap-10) eq min(WDRV(65:datap-10))) + 55
eg_test      =      where(WD_hosei(65:datap-10)      eq
min(WD_hosei(65:datap-10))) + 60
;eg_test      =      where(WD_hosei(65:datap-10)      eq
min(WD_hosei(65:datap-10))) + 65 -2
eg_test = min(eg_test)

if (pulse_type eq 1 ) then begin
    timedif = intarr(n_elements(time))
    timedif(0) = 0

    for n = 1, n_elements(time)-1 do begin
        timedif(n) = time(n) - time(n-1)

        if (timedif(n) ge 4) and $
            (timedif(n) ge max(timedif(0:n-1))) then begin
            tdmx = n
        endif
    endfor

    if (max(timedif(*)) lt 4) then begin
;        cal_edge = (thr/2 + avetime)/2 + time(0)
        cal_edge = eg_test
        edge_type = 1
        print, 'cal_edge', cal_edge
    end
end
```

```
endif else begin
;   cal_edge = max(time(where(timedif eq max(timedif)) + 1))
   cal_edge = time(tdmax) - 5
;   cal_edge = time(tdmax) - 2
       print, 'edge (2nd) found', cal_edge
   edge_type = 2
endelse

endif else begin

       cal_edge = 400
       edge_type = 0

endelse

RETURN, cal_edge
:RETURN, [cal_edge, edge_type]

END
```

```
FUNCTION baseline, FADC_cand = cnd, edger = stp
on_error, 3

mer = TOTAL(cnd(0:stp-1))/stp
print, mer

hist0 = HISTOGRAM(cnd(0:stp-1), min = 0, max = 16833)
; plot, hist0(mer -50 :mer +50)

hx = indgen(n_elements(hist0))
gau = gaussfit(hx(mer - 20: mer + 20) $
, hist0(mer -20: mer + 20) $
, baseinfo, nterms=3)
print, baseinfo

RETURN, [mer, baseinfo]

END
```

```
FUNCTION fitting_function, PILEX, A
```

```
COMMON fitpara ;, wave, dft
```

```
    y = A[0] * wave(PILEX - A[1])
```

```
    RETURN, [[A[0] * wave(PILEX - A[1])], [wave(PILEX - A[1])], [-A[0]  
* dft(PILEX - A[1])]]
```

```
END
```



```
pro psa_EXP47_all_mod_long, datac, num_ev, FADC, CLOCK $
    , energy, energy_pile, TDC, SSD, SSD_large, PH2 $
    , mom, expfit, sir, expfit_pile, edger, zansa $
    , SSD_2nd, SSD_2nd_large, PH_dT
```

```
;***** ON ERROR *****
```

```
on_error, 3
```

```
;*****
```

```
:DEVICE, RETAIN=2, DECOMPOSED=0
```

```
LoadCT, 10
```

```
print, "num_ev=", num_ev
```

```
:read, "datapoints = ", datap
```

```
:read, "datap = ", datap
```

```
datap = 800
```

```
DEN = intarr(16)
```

```
DRV = intarr(num_ev, datap)
```

```
:timedif = intarr(datap)
```

```
:minx = intarr(num_ev)
```

```
:min_minx = intarr(num_ev)
```

```
err = fltarr(datap)
```

```
pilex = findgen(datap)
```

```
mom = fltarr(num_ev, datap)
```

```
sir = fltarr(num_ev, datap)
```

```
energy = fltarr(num_ev)
```

```
max_energy_raw = fltarr(num_ev)
expfit = fltarr(num_ev, datap)
redCHI = fltarr(num_ev)
expfit_pile = fltarr(num_ev, datap)
energy_pile = fltarr(num_ev)
redCHI_pile = fltarr(num_ev)
dT = fltarr(num_ev)

zansa = fltarr(num_ev, 200)

templateset = fltarr(16000)

wmtot = fltarr(num_ev)
mom_ph = fltarr(num_ev)

;***** read parameters *****

fname = 'param_EXP47.txt'
;;;fname = 'param_EXP47_april10.txt'
openr, 3, fname

param_num = 9
param = fltarr(param_num, 16)
pname = strarr(param_num)

for i = 0, param_num - 1 do begin
param_char = ''
readf, 3, param_char
param_raw = strsplit(param_char, '=', ' ', ESCAPE = '[]', /EXTRACT)
```

```
param(i,0:15) = float(param_raw(1:16))
pname(i) = string(param_raw(0))
endfor
close,3

;%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% CALL TEMPLATE %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

;      COMMON fitpara, wave, dft
      COMMON fitpara, wave, wave_2nd, wave_3rd, dft, dft_2nd, dft_3rd

      tmp_l_hg = fltarr(8000)
; openr, 3, '~/EXP47/IDL/yamaki_PSA/templateset/templateset_Oct8_hg.txt'
openr, 3, '~/EXP47/IDL/yamaki_PSA/psa_module/template_crct_original.txt'
      readf, 3, tmp_l_hg
      close, 3

      tmp_l_lg = fltarr(8000)
; openr, 3, '~/EXP47/IDL/yamaki_PSA/templateset/templateset_Oct14_lg.txt'
openr, 3, '~/EXP47/IDL/yamaki_PSA/psa_module/template_crct_LG_original.txt'
      readf, 3, tmp_l_lg
      close, 3

      templateset(0:7999) = tmp_l_hg
      templateset(8000:15999) = tmp_l_lg

;***** OUTPUT FILE *****

openw, 1, 'psa_EXP47_all.txt'
```

```

:printf,1,'psa ','ev ','ch ','f/s ','chi/ndf ','E ','clk/dT ','check ','x ','re
','fit ','E1 ','dT1 ','E2 ','dT2 ','E3 '

set_plot,'PS'
device,filename ='psa_EXP47_all.ps', xoffset=0.7, yoffset=0.5, xsize=18,
ysize=28

!p.multi = [0,2,5]

:%%%%%%%%%% DATA SEARCH %%%%%%%%%%%

read,'start event No.=',sta

for k = sta,num_ev-1 do begin
max_energy_raw=0

DEN(0:15) = 0
for i = 0,15 do begin
DEN(i) = TOTAL(FADC(k,i,0:19))/20 - min(FADC(k,i,0:datap-1))
; print,DEN(i)
endfor

ch = max(where(DEN eq max(DEN)))

y_thr = param(where(pname eq string('y_thr')),ch)
paraa_thr = param(where(pname eq string('paraa_thr')),ch)
parab_thr = param(where(pname eq string('parab_thr')),ch)
;log_thr = param(where(name(0:param_num-1) eq 'log_thr'),ch)
log_thr = -(y_thr)
thr_1MeV = param(where(pname eq string('thr_1MeV')),ch)

```

```
edge_thr = param(where(pname eq string(' edge_thr')), ch)
templ_eg = param(where(pname eq string(' templ_eg')), ch)
templ_ph = param(where(pname eq string(' templ_ph')), ch)
hosei_a = param(where(pname eq string(' hosei_a')), ch)
hosei_b = param(where(pname eq string(' hosei_b')), ch)

;***** STARTING *****
bibun = smooth(deriv(FADC(k, ch, 0:datap-1)), 5)

  if (max(FADC(k, ch, 0:datap-1)) - min(FADC(k, ch, 0:datap-1))) gt thr_1MeV then
begin ;and $
;   (max(bibun(5:datap-1)) lt 5) then begin

  print, '----- event No.=', k, ' /ch=', ch

;*****data construction*****

;k = cand

wave = templateset(ch * 1000 : ch * 1000 + 499)
dft = templateset(ch * 1000 + 500 : ch * 1000 + 999)

FADC_cand = FADC(k, ch, 0:datap-1)

mtot_rslt = mtot(FADC_cand, datap, y_thr, paraa_thr, parab_thr, log_thr)
pulse_type = mtot_rslt(0)
t          = mtot_rslt(1)
time       = mtot_rslt(2:n_elements(mtot_rslt)-3)
;time      = mtot_rslt(1:n_elements(mtot_rslt)-3)
avetime    = mtot_rslt(n_elements(mtot_rslt)-2)
```

```

thr      = mtot_rslt(n_elements(mtot_rslt)-1)

DR = smooth(deriv(FADC_cand), 5)
FADC_cand_gauss = reform(FADC_cand, 1, 800)
DRG = GAUSS_SMOOTH(deriv(FADC_cand_gauss), 3)

printf, 1, 'at ' + strtrim(string(k), 2) + ' ' + $
          strtrim(string(ch), 2) + ' ' + $
          strtrim(string(pulse_type), 2) + ' ' + $
          strtrim(string(avetime), 2) + ' ' + $
          strtrim(string(thr), 2) + ' ' + $
          strtrim(string(total(DR(5:40))/36-min(DR(50:65))), 2) + ' ' +
$
          strtrim(string(total(DRG(5:40))/36-min(DRG(50:65))), 2) + '
' + $
          strtrim(string(t), 2)
;      , max(FADC_cand(5:40)) - min(FADC_cand(50:70))
;WDRV = deriv(smooth(deriv(FADC_cand), 5))
;eg_test = where(WDRV(65:datap-10) eq min(WDRV(65:datap-10))) + 63
;eg_test = min(eg_test)

edge_2nd_rslt = edge_2nd(FADC_cand, datap, pulse_type, time=time, avetime, thr)
cal_edge = edge_2nd_rslt(0)

edge_1st_rslt = edge_1st(FADC_cand, cal_edge, edge_thr)
edger = edge_1st_rslt(0)

```

```
baseline_rslt = baseline(FADC_cand=FADC_cand, edger=edger)
max_energy_raw = baseline_rslt(0)
base_sd        = baseline_rslt(3)
err(0:datap-1) = base_sd

;***** FITTING *****

:fet(k,0:datap-1) = -(FADC_cand - max_energy_raw)
fet = -(FADC_cand - max_energy_raw)
mom(k,0:datap-1) = fet

:fit_1st_rslt = tmp_fit_1st(FADC_cand, datap, pilex, err, fet(k,0:datap-1),
$
fit_1st_rslt = tmp_fit_1st(FADC_cand, datap, pilex, err, fet, $
                    cal_edge, edger, max_energy_raw, $
                    tmp_ph, tmp_eg, hosei_a, hosei_b)
energy(k) = fit_1st_rslt(0)
redCHI(k) = fit_1st_rslt(1)
a         = fit_1st_rslt(2:3)
low       = fit_1st_rslt(4)
high      = fit_1st_rslt(5)
expfit(k, low:high) = fit_1st_rslt(6:n_elements(fit_1st_rslt)-1)

;      plot, fet(low:high), CharSize=1.5, thick=2 $
;      , title = 'First Pulse', Xtitle= 'Time [10 ns/ch]'
;      oplot, expfit(k, low:high), color=200

printf, 1, 'f ' + strtrim(string(k), 2) + ' ' + $
        strtrim(string(ch), 2) + ' ' + $
```

```

        strtrim(string(energy(k)),2) + ' ' + $
        strtrim(string(redCHI(k)),2) + ' ' + $
        strtrim(string(edger),2) + ' ' + $
        strtrim(string(cal_edge),2) + ' ' + $
        strtrim(string(pulse_type),2) ;+ ' ' + $
;       strtrim(string(a),2) + ' ' + $
;       strtrim(string(TDC(k)),2) + ' ' + $
;       strtrim(string(SSD(k)),2) + ' ' + $
;       strtrim(string(SSD_large(k)),2) + ' ' + $
;       strtrim(string(PH2(k)),2) + ' ' + $
;       strtrim(string(clock(k)),2)

; if ((pulse_type eq 0) and (ch eq 7)) then begin
;   zansa(k,0:200) = expfit(k, low:low+200) - mom(k, low:low+200)
; endif

;       if ((pulse_type eq 0) and ((TDC(k) gt 3600) or (TDC(k) eq 0)) and
(SSD(k) gt 1000)) then begin
;       if ((pulse_type eq 0) $
;       and ((TDC(k) gt 3600) or (TDC(k) eq 0)) $
;;      and ((SSD(k) gt 1000) or $
; and ((SSD_2nd(k) gt 1000) and ((PH_dT(k) gt 300) and (PH_dT(k) lt 800)))) $
;       then begin

;
plot, FADC_cand, yrange=[min(FADC_cand)-100, max(FADC_cand)+100] $
;       , CharSize=1.5, thick=2 $
;       , title = string(k) + ' ch' + string(ch) , Xtitle= 'Time [10 ns/ch]'

;       endif

```



```

if (pulse_type eq 1) then begin

;fet_pile(k,0:datap-1) = -(FADC_cand - max_energy_raw) - a[0] * wave(pilex -
a[1])
fet_pile = -(FADC_cand - max_energy_raw) - a[0] * wave(pilex - a[1])
sir(k,0:datap-1) = fet_pile
;fit_2nd_rslt = tmp_fit_2nd(FADC_cand, datap, wave, pilex, err,
fet_pile(k,0:datap-1), $
fit_2nd_rslt = tmp_fit_2nd(FADC_cand, datap, wave, pilex, err, fet_pile, $
pulse_type, cal_edge, max_energy_raw, a,$
tmp_ph, tmp_eg, hosei_a, hosei_b)

energy_pile(k) = fit_2nd_rslt(0)
redCHI_pile(k) = fit_2nd_rslt(1)
dT(k) = fit_2nd_rslt(2)
b = fit_2nd_rslt(3:4)
low_pile = fit_2nd_rslt(5)
high_pile = fit_2nd_rslt(6)
expfit_pile(k, low_pile:high_pile) =
fit_2nd_rslt(7:n_elements(fit_2nd_rslt)-1)

; plot, pilex(0:datap-1), fet(0:datap-1), CharSize=1.5, thick=2, $
; title=string(k) + ' ch' + string(ch) ,Xtitle='Time [10 ns/ch]'

```

```

;          oplot, pilex(low:high), expfit(k, low:high), psym =4, symsize=0.5
;          oplot, pilex(low_pile:high_pile), fet_pile(low_pile:high_pile)
;
oplot, pilex(low_pile:high_pile), expfit_pile(k, low_pile:high_pile) $
;          , psym=5, symsize=0.5

printf, 1, 's ' + strtrim(string(k), 2) + ' ' + $
          strtrim(string(ch), 2) + ' ' + $
          strtrim(string(energy_pile(k)), 2) + ' ' + $
          strtrim(string(redCHI_pile(k)), 2) + ' ' + $
          strtrim(string(b(1)-a(1)), 2) ;+ ' ' + $ $
;          strtrim(string(SSD_2nd(k)), 2) + ' ' + $
;          strtrim(string(SSD_2nd_large(k)), 2) + ' ' + $
;          strtrim(string(PH_dT(k)), 2)
endif

Catch, Error_status

IF Error_status ne 0 then begin

    print, 'Cannot Fit!'
    print, 'Error index', Error_status
    print, 'Error message', !ERROR_STATE.MSG
        printf, 1, 'ee', k, ch, ' Error Error' $
            , edger, cal_edge, pulse_type , max_energy_raw ;, clock(
k), TDC(k), SSD(k)
;          if (pulse_type eq 1) then begin
;
plot, FADC_cand, yrange=[min(FADC_cand)-100, max(FADC_cand)+100] $

```

```
;           , CharSize=1.5, thick=2 $
;           , title = string(k) +' ch'+ string(ch) , Xtitle= ' Time [10 ns/ch]'
;           endif

;   if ((pulse_type eq 1) $
;       and ((TDC(k) gt 3600) or (TDC(k) eq 0)) $
;       and ((SSD(k) gt 1000) or $
;       ((SSD_2nd(k) gt 1000) and ((PH_dT(k) gt 300) and (PH_dT(k) lt 800)))) $
;       then begin

;
plot, FADC_cand, yrange=[min(FADC_cand)-100, max(FADC_cand)+100] $
;           , CharSize=1.5, thick=2 $
;           , title = string(k) +' ch'+ string(ch) , Xtitle= ' Time [10 ns/ch]'
;           endif

        GOTO, jump_error
    endif

    jump_error:

endif else begin
    printf, 1, k, ' noev '
endif

endfor
```

```
close, 1
device, /close
set_plot, 'X'

!p.multi=[0, 1, 1]

END
```

謝辞

本研究を進めるにあたり、ご指導・ご鞭撻を頂きました方々にこの場をお借りして御礼申し上げます。

理化学研究所および九州大学の森田浩介チームリーダーには、超重元素について研究する機会を与えていただいたことに大変感謝しております。理化学研究所の森本幸司チームリーダーには、実験と装置開発に関わるあらゆることについてのご指導をいただきました。加治大哉仁科センター研究員には、実験の進め方についてご指導いただくとともに、研究の進め方についても様々なアドバイスをいただきました。工藤祐生協力研究員には、研究生活に関するアドバイスをいただきました。東京理科大学の住田貴之氏には、実験に関する様々なことをご指導いただきました。若林泰生 基礎特別研究員は、日ごろからたくさんの研究の相談を聞いてくださいました。山形大学の武山美麗氏には、常に温かい励ましの言葉をいただきました。東京理科大学の田中謙伍氏には、実験の際に沢山の協力をしていただきました。九州大学の田中泰貴氏には、実験と日々の研究を支えていただきました。羽場宏光チームリーダー、小森有希子特別研究員、矢納慎也テクニカルスタッフ、佐藤望氏、新潟大学の村上昌史氏、鷺山公平基礎特別研究員、米田晃仁科氏には、実験的または理論的な面で大変お世話になりました。加速器オペレータの皆様には、昼夜問わず実験を支えていただきました。尾台新子氏、納谷祐氏、磯貝恵美子氏、大西由香里氏には、研究生活を様々な形でサポートしていただき、励ましの言葉を頂きました。

埼玉大学の鈴木健教授、山口貴之准教授には、長い間原子核の研究と実験についてご指導いただくとともに、研究生活を支えていただきました。洲崎ふみ氏、大甕舜一郎氏、加藤郁磨氏、只野奈津生氏、若山清志氏、荒川裕樹氏、伊五澤涼氏、猪股玖美氏、須藤直也氏、西室国光氏、藤居朋也氏、三ッ井俊哉氏には、鈴木山口研究室の仲間として精神面でとても支えられました。

最後に、私の大学・大学院での生活を支え続けてくれた家族に心から感謝いたします。

参考文献

- [1] S. Hofman, "ON BEYOND URANIUM"
- [2] 森田浩介 「超重元素合成の現状と展望」 核データニュース, No.87 (2007) pp.56- 64
- [3] K. Morita *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 73 (2004) 2593.
- [4] K. Morita *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 76 (2007) 045001.
- [5] K. Morita *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 78 (2009) 064201.
- [6] K. Morita *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn 81 (2012) 103201.
- [7] P.J. Karol *et al.*, Pure Appl. Chem. 88 (2016)139.
- [8] P.J. Karol *et al.*, Pure Appl. Chem. 88 (2016)155.
- [9] W.D.Myers *nucl. phys* 81 (1966) 1.
- [10] H. Meldner, nupublished, (1965).
- [11] P. Möller *et al.*, Phys. Rev. C 91 (2015) 024310.
- [12] H. Geiger, J.M. Nuttall, Philo. Mag. 22 (1911) 613.
- [13] M. Bender, W. Nazarewicz, P.-G. Reinhard, Phys. Lett. B 515 (2001) 42.
- [14] 小浦寛之、橘孝博 「超重元素はどこまで存在するか」 日本物理学会誌 60 (2005) 717.
- [15] A. Sobiczewski Acta Phys. Pol. B 42 (2011) 1871.
- [16] S. Hofmann *et.al* Eur. Phys. J. A 52 (2016) 180.
- [17] Yu. Ts. Oganessian *et al.*, Phys. Rev. C 79 (2009) 024603.
- [18] J. Berger, D. Hirata, and M. Girod, Acta Phys. Pol. B 34 (2003) 1909.
- [19] S. Ówiok, P.-H. Heenen, and W. Nazarewicz, Nature (London) 433 (2005) 705.
- [20] S. Typel and B. A. Brown, Phys. Rev. C 67 (2003) 034313.
- [21] S. Goriely, M. Samyn, P.-H. Heenen, J. M. Pearson, and F. Tondeur, Phys. Rev. C 66 (2002) 024326.
- [22] A. Baran, Z. Łojewski, K. Sieja, and M. Kowal, Phys. Rev. C 72 (2005) 044310.
- [23] A. Baran, A. Staszczak, Acta Phys. Pol. B 44 (2013) 283.
- [24] R. Smolánczuk, Phys. Rev. C 56 (1997) 812.
- [25] I. Muntian, Z. Patyk, and A. Sobiczewski, Phys. At. Nucl. 66 (2003) 1015.
- [26] C. Fry, M. Thoennessen, Atomic Data and Nuclear Data Tables 99 (2013) 497.
- [27] C. Fry, M. Thoennessen, Atomic Data and Nuclear Data Tables 99 (2013) 345.
- [28] J. Borggreen, Kalevi Valli, and Earl K. Hyde, Phys. Rev. C 2 (1970) 1841.
- [29] K. Valli, E. K. Hyde, and J. Borggreen, Phys. Rev. C 1 (1970) 2115.
- [30] H. Miyatake, T. Nomura, S. Kubono *et al.*, Nucl. Phys. A 501 (1989) 557.
- [31] T. Nomura and K. Hiruta, Nucl. Instr. 108 (1973) 61.

- [32] T. Nomura, K. Hiruta, T. Inamura and M. Odera, Nucl. Phys. A 217 (1973) 253.
- [33] T. Nomura, K. Hiruta, T. Inamura and M. Odera, Phys. Lett. 40B 217 (1972) 543.
- [34] K. Hiruta, T. Nomura, T. Inamura and M. Odera, Phys. Lett. 45B (1973) 244.
- [35] V. T. Jordanov, G. F. Knoll, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 345 (1994) 337.
- [36] R. Grzywacz, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 204 (2003) 649.
- [37] http://www.caen.it/documents/News/20/WP2081_DigitalPulseProcessing_Rev_2.1.pdf
- [38] D. Kaji, Dr, Thesis, Graduate School of Science and technology, Niigata University (2003).
- [39] 野村亨 「重イオン融合反応と複合核の崩壊-(超) 重元素領域を中心に-
- [40] 和田隆宏、阿部恭久 「超重元素探索の物理」 日本物理学会誌 57 (2002) 383.
- [41] 萩野浩一、有友嘉浩 「重イオン核融合反応と超重元素」 日本物理学会誌 57 (2002) 588
- [42] W.E. Parker *et al.*, Phys. Rev. C44 (1991) 774.
- [43] E.O. Fiset, J. R. Nix, Nucl. Phys. A193 (1972) 647
- [44] P.-H. Heenen *et al.*, Nucl. Phys. A 944 (2015) 415.
- [45] P.-G. Reinhard, H. Flocard Nucl. Phys. A 584 (1995) 467.
- [46] M. Bender, Phys. Rev. C 61 (2000) 031302(R).
- [47] 秋山隆宏 博士論文 埼玉大学大学院理工学研究科 (2008).
- [48] S.N. Liddick *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 669 (2012) 70.
- [49] U. Forsberg, *et al.*, GSI SCIENTIFIC REPORT 2010, pp. 205.
- [50] M. Pützner, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 493 (2002) 155.
- [51] J.A. dueñas, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 676 (2012) 70.
- [52] H. Hamrita, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 531 (2004) 607.
- [53] L. Bardelli, G. Poggi, M. Bini, G. Pasquali, N. Taccetti, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 521 (2004) 480.
- [54] R.J. Cooper, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 629 (2011) 303.
- [55] T. Kihm, V.F. Bobrakov, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 498 (2003) 334.
- [56] F.C.L. Crespi, F. Camera, N. Blasi, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 602 (2009) 520.
- [57] S.V. Paulauskas, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 737 (2014) 22.
- [58] S. Marrone, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 568 (2006) 904.
- [59] S. Yousefi, L. Lucchese, M.D. Aspinall, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 598 (2009) 551.
- [60] E. Mendoza, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 768 (2014) 55.
- [61] 山木さやか 修士論文 埼玉大学大学院理工学研究科 (2014).
- [62] S. Yamaki, *et al.*, JPS Conf. Proc. 6 (2015) 030105.
- [63] S. Yamaki, *et al.*, Phys. Sci. Technol. 3 (2016) 11.
- [64] <http://www.micronsemiconductor.co.uk/pdf/w1.pdf>
- [65] <http://www.clearpulse.co.jp/catalogue/jpn/579.pdf>
- [66] <http://www.harrisgeospatial.com/docs/DERIV.html>
- [67] B.L. Cohen *et al.*, Nucl. Phys. 6 (1958) 547.
- [68] <http://www.hamamatsu.com/jp/en/product/category/3100/4001/4103/S3204-08/index.html>
- [69] http://www.mesytec.com/products/nuclear-physics/MSCF-16_F_V.html
- [70] <http://www.mesytec.com/products/nuclear-physics/MADC-32.html>

- [71] http://orca.physics.unc.edu/markhowe/VME/SIS3300_1_files/SIS3300.pdf
- [72] http://rarfaxp.riken.go.jp/baba/acquisition/module/lupo/lupo_timestamp_rev1.1.pdf
- [73] <http://www.harrisgeospatial.com/docs/SMOOTH.html>
- [74] http://www.harrisgeospatial.com/docs/GAUSS_SMOOTH.html
- [75] <http://www.harrisgeospatial.com/docs/MEDIAN.html>
- [76] K.-H. Schmidt, C.-C. Sahm, K. Pielenz, and H.-G. Clerc, *Z Phys A* 316 (1984) 19.
- [77] S.-C. Wu, *Nuclear Data Sheets* 108 (2007) 1057.
- [78] V.A. Akovali, *Nuclear Data Sheets* 100 (2003) 141.
- [79] A.K. Jain, B. Singh, *Nuclear Data Sheets* 107 (2006) 1027.
- [80] B. Singh, *et al.*, *Nuclear Data Sheets* 114 (2013) 2023.
- [81] S.-C. Wu, *Nuclear Data Sheets* 110 (2009) 681.
- [82] J. Magill, G. Pfennig, R. Dreher, Z. Sóti, *KARLSRUHER NUKLIDKARTE* 9 (2015).