

СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ
„СВ. КЛИМЕНТ ОХРИДСКИ“



ДИПЛОМНА РАБОТА
ЗА ПРИДОБИВАНЕ НА ОБРАЗОВАТЕЛНО-КВАЛИФИКАЦИОННА
СТЕПЕН
БАКАЛАВЪР

**Изследване на пластмасови
сцинтилатори за измерване на ^{222}Rn**

ВЛАДИСЛАВ ТОДОРОВ ТОДОРОВ

Научен ръководител
доц. д-р КРАСИМИР МИТЕВ

ФИЗИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ

София

2021

Благодарности

Благодаря на моя научен ръководител, доц. д-р Красимир Митев, за предоставената възможност да работя върху интересни и актуални научни проблеми. Благодяря му за наученото, за полезните съвети и мотивацията да се развива като специалист, но и като личност. Неговият неуморен ентузиазъм за изследователска работа и постигане на високо поставени цели се отразиха изключително ползотворно на съвместната ни работа.

Благодаря на Чавдар Дуцов за помощта и вдъхновението да се захвана с изучаването на програмни езици и операционни системи, които бяха от незаменима полза за изработването на тази дипломна работа. Благодаря му за съветите, които ми спестиха много часове работа. Благодаря му за всичко научено.

Благодаря на Стражил Георгиев и Ивелина Димитрова за всички съвети, които са ми давали, както и за помощта свързана с тази работа и извън нея.

Благодаря на майка ми, Теодора Петрова, за предоставената възможност да се занимавам с това, което обичам. Благодаря ѝ за неотменната подкрепа по време на следването ми.

Не на последно място, благодаря на моите колеги и приятели, с които съм споделял трудните моменти от следването, радостта от взетите изпити и с които съм имал възможност да разговарям на интересни и значими за мен теми.

Съдържание

1 Увод	4
2 Органични сцинтилатори, сцинтилационен механизъм и приложения за регистриране на йонизиращи лъчения	6
2.1 Органични сцинтилатори	6
2.1.1 Принцип на действие	6
2.1.2 Видове луминесценция	8
2.1.3 Пластмасови сцинтилатори	10
2.1.4 Йонизационно гасене	12
2.1.5 Разделяне по формата на импулса (Pulse Shape Discrimination — PSD)	13
2.2 Описание и анализ на α спекtri получени от пластмасов сцинтилатор	16
2.3 Статистически критерии за оценка на качеството на апроксимацията	23
2.4 Оценка на разделителната способност	25
3 Експериментална част	28
3.1 Обльчване на изследвания сцинтилатор	28
3.2 Спектрометър PERALS	29
3.3 Система PolypheMus 1	31
3.4 Система VerypheMus 1	34
4 Резултати	37
4.1 Апроксимиране на моноенергиен α -спектър	37
4.2 Изследване на PSD и апроксимиране на α -спектъра на ^{222}Rn	41
4.2.1 Анализ на измерванията направени с PERALS спектрометъра	41
4.2.2 Анализ на измерванията направени със системата PolypheMus 1	49
4.2.3 Анализ на измерване направено със системата PolypheMus 1 при оптимизирано събиране на светлина	56

4.3 Стабилност на разделянето по енергии във времето	58
5 Заключение	61
A Апроксимиране на α-спектри на ^{222}Rn, абсорбиран в пластмасов сцинтилатор mhaF200A, получени със спектрометъра PERALS	66
B Апроксимиране на α-спектри на ^{222}Rn, абсорбиран в пластмасов сцинтилатор mhaF200A, получени със системата PolypheMus 1	77

ГЛАВА 1

Увод

Радон-222 (^{222}Rn) е радиоактивен благороден газ с пореден номер 86 и период на полуразпадане $T_{1/2} = 3.8232(8)$ дни [1]. Радонът принадлежи към радиоактивното семейство на ^{238}U и се получава при разпадането на дългоживущия ^{226}Ra ($T_{1/2} = 1600$ години). Намирацият се в земната кора ^{226}Ra е манира радион, който лесно прониква през прегради и се натрупва в жилищни помещения. Това е причината за относително големия му принос в облъчването на населението от естествени радиоактивни източници. Радон-222 е вторият по значимост причинител на рак на белите дробове след тютюнопушенето и първи при непушачите [2].

Способността на някои пластмасови сцинтилатори да абсорбираят радиоактивни благородни газове [3, 4] се използва в разработването на методи за приложение на пластмасовите сцинтилатори за измерване на радон и други благородни газове за целите на радиационния контрол в атомни електроцентрали и на радиационна защита. Наред с това, пластмасовите сцинтилатори се използват широко за детектиране на α , β , смесено β - γ лъчение и бързи неутрони [5]. Пластмасовите сцинтилатори намират приложение при: неутринни изследвания [6], портални детектори за приложения в сигурността [7], детектиране на бързи неутрони [8], детектори за време на прелитане (time of flight – TOF) [9] в експерименти във физиката на високите енергии.

Вследствие на органичната природа на пластмасовите сцинтилатори, формата на светлинните импулси зависи от линейното предаване на енергия (linear energy transfer – LET) на частицата в сцинтилатора. Тази зависимост позволява разделянето на импулсите, дължащи се на различни видове частици, по формата на импулса. Това свойство се нарича разделяне по формата на импулса (pulse shape discrimination – PSD). В случая на ^{222}Rn абсорбиран в пластмасов

сцинтилатор могат да бъдат разделени импулсите от α частиците излъчвани от ^{222}Rn , ^{218}Po и ^{214}Po и β частиците от ^{214}Pb и ^{214}Bi .

По настоящем, в лабораторията по Метрология на йонизиращите лъчения (МЙЛ) към Физическия факултет на Софийски университет се провеждат изследвания върху свойствата на пластмасови сцинтилатори и тяхното приложение за изследване на ^{222}Rn . Съвместно с френската Лаборатория за детектори и електронна архитектура (Laboratoire Capteurs & Architectures Electroniques — LCEA) се разработват и тестват нови видове пластмасови сцинтилатори, които да имат оптимално PSD. Изследваните пластмасови сцинтилатори се разработват в LCAE, а тяхното тестване се провежда в лабораторията по Метрология на йонизиращите лъчения към Физически факултет на Софийски университет.

Целта на настоящата дипломна работа е изследване на α спектъра, получен с пластмасов сцинтилатор mhaF200A с абсорбиран в него ^{222}Rn . Изследването включва анализ на възможността за разделяне по формата на импулса, но се фокусира основно върху описание на α -спектъра и физичните процеси влияещи върху формата на α -пиковете, както и анализ на времевата стабилност на сцинтилатора. Резултатите от настоящата дипломна работа могат да послужат за по-доброто разбиране на процесите, протичащи в пластмасовите сцинтилатори, както и за отправна точка при разработване на нови алгоритми за описание на α -спектри, получени с пластмасови сцинтилатори.

ГЛАВА 2

Органични сцинтилатори, сцинтилационен механизъм и приложения за регистриране на йонизиращи лъчения

2.1 Органични сцинтилатори

2.1.1 Принцип на действие

Сцинтилациите представляват процес на луминесценция, т.е. излъчване на светлина с характерен спектър след поглъщане на лъчение с енергия по-голяма от тази на излъченото. В органичните сцинтилатори свойството луминесценция произлиза от наличието на ароматни молекули и се обуславя от електронната структура на тези молекули. Атомите в молекулите на органичните сцинтилатори са слабо свързани с Ван дер Ваалсови сили и запазват електронната си структура и способността си за луминесценция независимо от агрегатното състояние на молекулите [10].

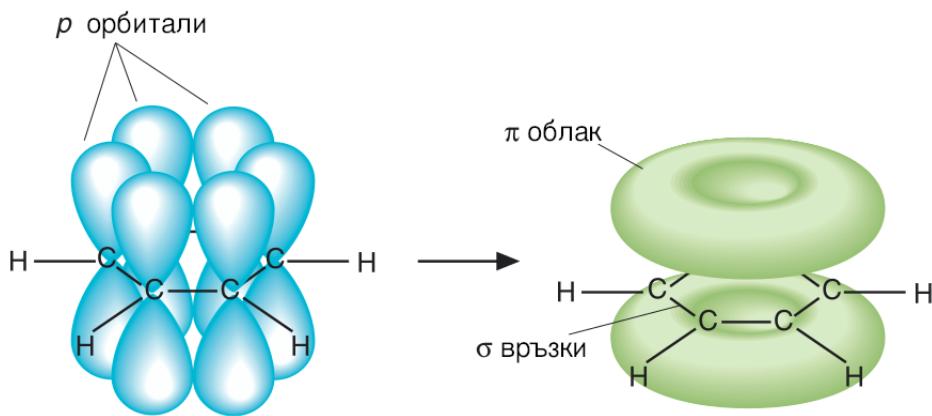
Структурата на органичните сцинтилатори до голяма степен се определя от електронната конфигурация на въглеродния атом. В основно състояние тя може да се запише като $1s^2 2s^2 2p^2$. В основно състояние, въглеродният атом се характеризира с наличие на незаета от електрони 2p атомна орбитала (АО). Преминаването на въглеродния атом от основно до възбудено състояние води до промяна в електронната конфигурация. Тази промяната представлява разкъсване на $2s^2$ двойката на валентния електронен слой и възбуждане на свободен 2s електрон до по-високоенергетичната 2p орбитала.

Взаимното влияние на валентните 2s и 2p електрони на възбуден въглероден атом води до образуване на нова хибридна атомна орбитала. Хиbridните орбитали се характеризират с изменени, но изравнени форма, електронна плътност и енергия. Възбуденият въглероден атом може да образува три четириива-

лентни състояния, които се формират чрез хибридизация.

Първата конфигурация е sp^3 . При нея четирите еквивалентни хибриди-ни орбитали са насочени към върховете на правилен тетраедър. Въглеродните атоми се свързват чрез препокриване на техните sp^3 орбитали. Връзките между въглеродния атом и водородните атоми става чрез препокриване на хибридизираните орбитали на въглеродния атом и s орбиталата на водородните атоми. Тази конфигурация се реализира при метан (CH_4) и други наситени съединения, но при тях не е наблюдавана луминесценция.

Вторият вид конфигурация — sp^2 се образува при свързване на два въглеродни атома с двойна връзка. Всеки от атомите има три хибридни орбитали, които се разполагат в една равнина и сключват ъгъл 120° помежду си. Тази конфигурация се образува при бензена и други ароматни въглеводороди, които са планарни молекули. При препокриването на хибридните орбитали, разположени в равнината на молекулата, се формират т. нар. σ връзки. Шестте нехибридизирани p атомни орбитали на бензена са успоредни една на друга и се препокриват под и над равнината на пръстена. Образува се шестелектронна π връзка (Фиг. 2.1). π атомни орбитали се формират в молекулите и на други ароматни съединения, а техните възбудени състояния са причината за наблюдаване на луминесценция при тези молекули.



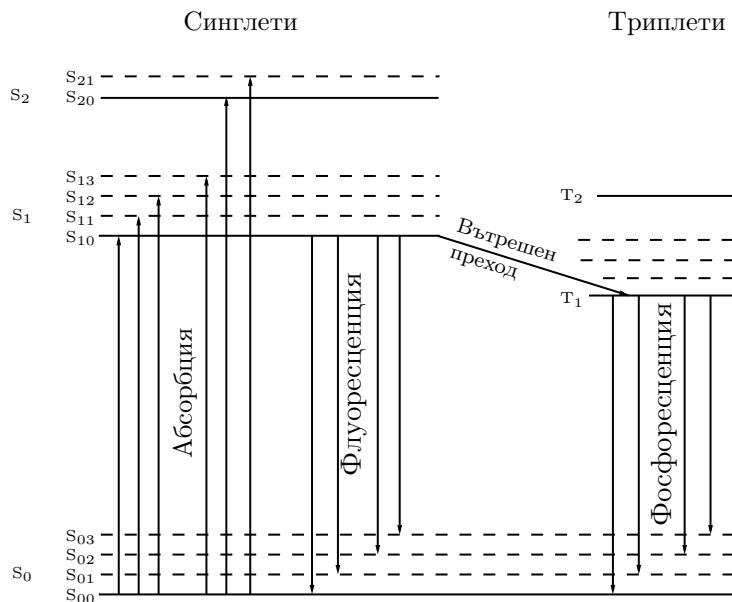
Фигура 2.1: Вляво е представена молекулата на бензена с нехибридизираните p-орбитали, а вдясно е представена делокализираната π -орбитала (π -облак) след препокриване на p-орбиталите, както и σ -връзките между атомите C—C и C—H [11].

Третият вид конфигурация е sp — тя се наблюдава при въглеродни атоми свързани с тройна връзка. При всеки въглероден атом има по две sp -

хиbridни орбитали и по две нехибридизирани 2p атомни орбитали. Нехибридизираните 2p атомни орбитали са перпендикулярни помежду си и се препокриват странично, при което образуват две π молекулни орбитали, т.е. две π връзки. Органични съединения с въглеродни атоми с тройни връзки помеждуди си също проявяват свойството луминесценция.

2.1.2 Видове луминесценция

Електронните нива в органична молекула, съдържаща π електронна система (напр. бензен) са представени схематично на Фиг. 2.2 и са пряко свързани с типа луминесцентна светлина, която сцинтилаторът може да изльчва.



Фигура 2.2: π -електронни нива в органичните молекули. S_0 – основно състояние, S_1 , S_2 , S_3 – възбудени синглетни състояния, T_1 , T_2 – възбудени триплетни състояния, S_{00} , S_{01} … – вибрационни поднива. С „вътрешен преход“ (inter-system crossing) е отбелоязано преминаване от синглетно S_1 в триплетно T_1 състояние. (Фигурата е преработка от [10]).

В основното (най-нискоенергетично) състояние електроните в π -орбиталата на бензеновата молекула образуват три електронни двойки, всяка от които се състои от 2 електрона с противоположен спин. Възбудждането на π електрон до по-високоенергетично синглетно състояние се съпровожда със запазване на неговия спин, докато при възбудждане на триплетни състояния посоката на спина

му се променя, при което посоките на спина на електроните от всяка двойка стават еднакви. Схематично, тези състояния са представени на Фигура 2.3.



Фигура 2.3: Посока на спина на π електроните в основно, възбудено синглетно и възбудено триплетно състояние.

Възбуждането на π електрони до синглетни и триплетни състояния (S_n и T_n , $n > 0$) се осъществява при предаване на енергия от ионизиращите лъчения към π електроните на ароматната молекула при директен сблъсък на заредената частица или вторични заредени частици, образувани при взаимодействието на непряко ионизиращите лъчения, с π електроните.

В органичните сцинтилатори се различават три типа луминесценция:

1. флуоресценция;
2. фосфоресценция;
3. забавена флуоресценция.

Флуоресценцията е процес на излъчване на светлинен квант при преход между възбуденото синглетно състояние S_1 и основното състояние S_0 . Не се наблюдава излъчване от синглетни състояния с по-висока енергия, тъй като периодът на молекулните вибрации ($\sim 10^{-12}$ секунди) е много по-малък от средното време на живот на състоянието S_1 ($\sim 10^{-8}$ до 10^{-9} секунди). Поради това молекулата достига термодинамично равновесие (безрадиационна релаксация) преди да се излъчи фотон от състоянието S_{10} . Интензитетът на излъчената флуоресцентна светлина намалява експоненциално с времето съгласно закона [10]:

$$I = I_0 e^{-t/\tau}, \quad (2.1)$$

където I и I_0 са интензитетите в момента $t = 0$ и t , съответно, а τ е средното време на живот на състоянията, от които се излъчва флуоресцентната светлина. Флуоресцентният спектър произлиза от преходите между състоянието S_{10} и вибрационните състояния на основното електронно състояние: $S_{01}, S_{02}, S_{03}, \dots$. При

тези преходи светлината няма достатъчно енергия, за да предизвика възбуждане на състояния в S_1 , докато при прехода $S_{10} \rightarrow S_{00}$ е вероятно самопоглъщане в сцинтилатора на флуоресцентните фотони.

Фосфоресценцията представлява излъчване на фотони при преход от метастабилно триплетно състояние T_1 към основното синглетно състояние S_0 . Заселването на триплетното състояние T_1 става при безрадиационни преходи от състоянието S_1 или безрадиационна релаксация от по-високоенергетични триплетни състояния. T_1 се характеризира с дълго време на живот, обикновено от 10^{-4} до 1 секунда, тъй като преходът $T_1 \rightarrow S_0$ е малко вероятен поради промяната в ориентацията на спина на електрона. Въпреки това, при релаксация на състоянието T_1 до някое от вибрационните поднива на S_0 могат да се излъчат фотони с характерно спектрално разпределение определено от енергетичната разлика на състоянията между които се извършва прехода.

Възможен е и процес наречен **забавена флуоресценция**. Процесът представлява преминаване на молекула от състояние T_1 отново в състояние S_1 след придобиване на достатъчна енергия или при взаимодействие между две T_1 състояния. Последвалото излъчване на светлина при прехода $S_1 \rightarrow S_0$ има същия спектър като този на обикновената флуоресценция, но времето за изсветване е значително по-дълго ($\sim 10^{-6}$ секунди) и зависи от енергетичната разлика между T_1 и S_1 , времето на живот на T_1 , от температурата и честотата на $T_1 - T_1$ взаимодействията.

2.1.3 Пластмасови сцинтилатори

В настоящата дипломна работа е изследван пластмасовият сцинтилатор mhaF200A разработен във френската лаборатория Laboratoire Capteurs & Architectures Electroniques, но неговият състав не ни е известен.

Пластмасовите сцинтилатори представляват бинарни или тетраграни системи състоящи се от, например, основен разтворител — *полистирен*, първично разтворимо вещество POP (*p-terphenyl*) и вторично разтворимо вещество POPOP (*1,4-bis(5-phenyloxazol-2-yl) benzene*). Първичното и вторичното разтворимо вещество се наричат флуорофори и обикновено съответстват на 1% и 0.1% масови части от разтвора.

При преминаване на ионизираща частица през пластмасов сцинтилатор, основните процеси на предаване на енергия са: 1. възбуждане на π -електрони в синглетни състояния (S_n), 2. ионизация на π -електрони, 3. възбуждане и ионизация на електрони, които не са част от π -облака. Последният процес води до

разсейване на предадената енергия (около 96% от началната енергия на частичната) под формата на топлина. Образуваните в първия процес възбудените S_n състояния бързо и безрадиационно релаксират до S_1 състояние. Образуваните във втория процес йонизирани молекули рекомбинират (за около 10^{-11} секунди) и формират високоенергетични синглетни (S_n) и триплетни (T_n) възбудени състояния. След йонната рекомбинация вероятността за образуване на S_n и T_n състояния е статистически еднаква, но тъй като съществуват три възможни T_n състояния се образуват три пъти повече молекули в T_n състояние, отколкото в S_n . Последва бърза безизлъчвателна релаксация на високоенергетичните възбудени състояния до S_1 и T_1 като отношението между тези състояния зависи от природата на разтворителя и линейното предаване на енергия на йонизиращите лъчения [12].

След формирането на S_1 и T_1 състоянията, за време от порядъка на няколко наносекунди, основните процеси на предаване на енергията в сцинтилатора могат да бъдат описани съгласно изложеното в [12] и [13]:

1. $S_1 \rightarrow S_0$ или $S_1 + S_0 \rightarrow S_0 + S_0$ релаксация на синглети;
2. $S_1 + S_0 \rightarrow S_0 + S_1$ предаване на енергията в между молекулите на разтворителя (радиационно или безрадиационно);
3. $S_1 + Q \rightarrow S_0 + Q$ химично гасене на синглети;
4. $T_1 \rightarrow S_0$ релаксация на триплетни състояния;
5. $T_1 + Q \rightarrow S_0 + Q$ химично гасене на триплети;
6. $T_1 + T_1 \rightarrow S_1 + S_0$ анихилация на триплети и образуване на синглет;
7. $T_1 + T_1 \rightarrow T_1 + S_0$ анихилация на триплети и образуване на триплет;
8. $S_1 + F_0 \rightarrow F_1 + S_0$ предаване на енергията на молекула на първично разтворимо чрез процеса на Förster;
9. $F_1 \rightarrow F_0 + h\nu$ релаксация на молекула на флуорофора и излъчване на фотон.

Представените в [13] процеси са повече, но, следвайки [12], в горното изброяване са пропуснати тези с малка вероятност и процесите с излъчване на фотон при релаксация на синглетни и триплетни състояния в основния разтворител, при които вероятността за самопоглъщане е голяма [12]. Следователно, преносът на енергия от основния разтворител към първичното разтворимо е безрадиационен, а възбудждането на молекулата на вторичното разтворимо се

извършва радиационно с поглъщане на фотоните излъчени от първичното разтворимо.

След релаксация до S_1 и T_1 състоянията, последователността от процесите 8 и 9 води до излъчване на флуоресцентна светлина от сцинтилатора, а последователността от процесите 6, 8 и 9 води до излъчване на забавената флуоресцентна светлина. Фосфоресцентната светлина има малък интензитет разпределен в широк времеви интервал, поради което има пренебрежим принос към излъчената сцинтилационна светлина.

2.1.4 Йонизационно гасене

Наблюдавано е, че при преминаване на частици с голямо линейно предаване на енергия, интензитетът на излъчената светлина, за единица път изминат от частицата в сцинтилатора, намалява спрямо частици с малко LET. Ефектът на йонизационното гасене е сходен във всички органични сцинтилатори и е съществен за тежките заредени частици, които създават голяма плътност на йонизацията и възбудените състояния в сцинтилатора. Вследствие на този ефект, интензитетът на сцинтилационното светене в някои органични сцинтилатори при преминаване на електрони, протони и α -частици, всички ускорени до кинетична енергия 5 MeV, се отнася както 10:5:1. Полу-емпирично описание на зависимостта на интензитета на излъчената светлина I от спирачната способност на частиците dE/dx е предложена от Бъркс [10]:

$$\frac{dI}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (2.2)$$

където S е абсолютната ефективност на сцинтилатора, kB е параметър характеризиращ йонизационното гасене и се определя експериментално за всеки сцинтилатор, а x е дължината на пътя изминат от частицата в сцинтилатора. За ниски стойности на dE/dx , какъвто е случаят на бързи електрони (β -частици), формула (2.2) се свежда до

$$I = S E. \quad (2.3)$$

За частици с голяма спирачна способност (например α -частици с $E < 6$ MeV) уравнение (2.2) може да се запише като [10]:

$$\frac{dI}{dx} = \frac{S}{kB} = const \quad (2.4)$$

Следователно, за тежки заредени частици, интензитетът на сцинтилационната светлина зависи линейно от пробега на частицата.

2.1.5 Разделяне по формата на импулса (Pulse Shape Discrimination — PSD)

Излъчената от органичните сцинтилатори светлина може да бъде разделена на две компоненти — бърза и бавна компонента на намаляване на интензитета на сцинтилацията.

Времеконстантата на бързата компонента, дължаща се на флуоресценцията, е от порядъка на $2 - 30 \text{ ns}$ като при дву- и трикомпонентни системи се наблюдава удължаване на предния фронт на нарастване на сигнала, дължащо се на крайното време за междумолекулни взаимодействия (трансфер на енергия между основния разтворител и първичното разтворимо).

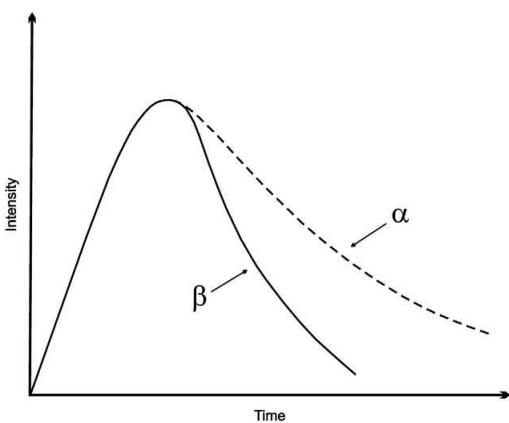
Бавната компонента на намаляване на сцинтилационната светлина, дължаща се на забавената флуоресценция, произхожда от ударни взаимодействия между двойки молекули на основния разтворител, всяка от които намираща се в най-ниското възбудено π -триплетно състояние T_1 . При взаимодействието между две такива молекули, се получава молекула в първо възбудено синглетно състояние S_1 и молекула в основно състояние S_0 . Продължителността на бавната компонента се определя от средното време на живот на състоянието T_1 , както и от честотата на $T_1 - T_1$ взаимодействията. Интензитетът на сцинтилацията дължащ се на бавната компонента (I_s) е пропорционален на квадрата на концентрацията на молекулите в състояние T_1 [10].

Известни са два процеса, които водят до възбудждане на T_1 състояния в основния разтворител:

1. вътрешен преход от състояние S_1 , което се образува основно чрез директно възбудждане на π -електрон и в по-малка степен при йонна рекомбинация до по-високи π -синглетни състояния и последвала безрадиационна релаксация. Вероятността за този процес намалява с увеличаване на линейното предаване на енергия dE/dx на частица поради ефекта на йонизационно гасене на S_1 състоянията;
2. йонна рекомбинация, при която се заселват по-високи триплетни състояния и релаксацията им до състояние T_1 . Вероятността за този процес намалява с понижаване на dE/dx , поради намалена вероятност за йонна рекомбинация.

Резултат от суперпозицията на гореописаните процеси е привидна независимост на интензитета на бавната сцинтилационна компонента от линейното

предаване на енергия. Йонизационното гасене влияе по-силно върху интензитета на бързата компонента на намаляване на сцинтилационния сигнал и в много по-малка степен на интензитета на бавната компонента. Времеконстантите на двете компоненти са различни, следователно при намаляване в по-голяма степен на интензитета на бързата компонента и същевременно непроменена бавна компонента, се променя цялостно формата на сигнала. Наблюдавано е [10], че интензитетът на бавната компонента зависи в по-малка степен от dE/dx за разлика от интензитета на бързата компонента, но не е независим от вида на частиците преминаващи през сцинтилатора. Това позволява определянето на вида на преминалата през сцинтилатора частица на основа на получения светлинен сигнал.



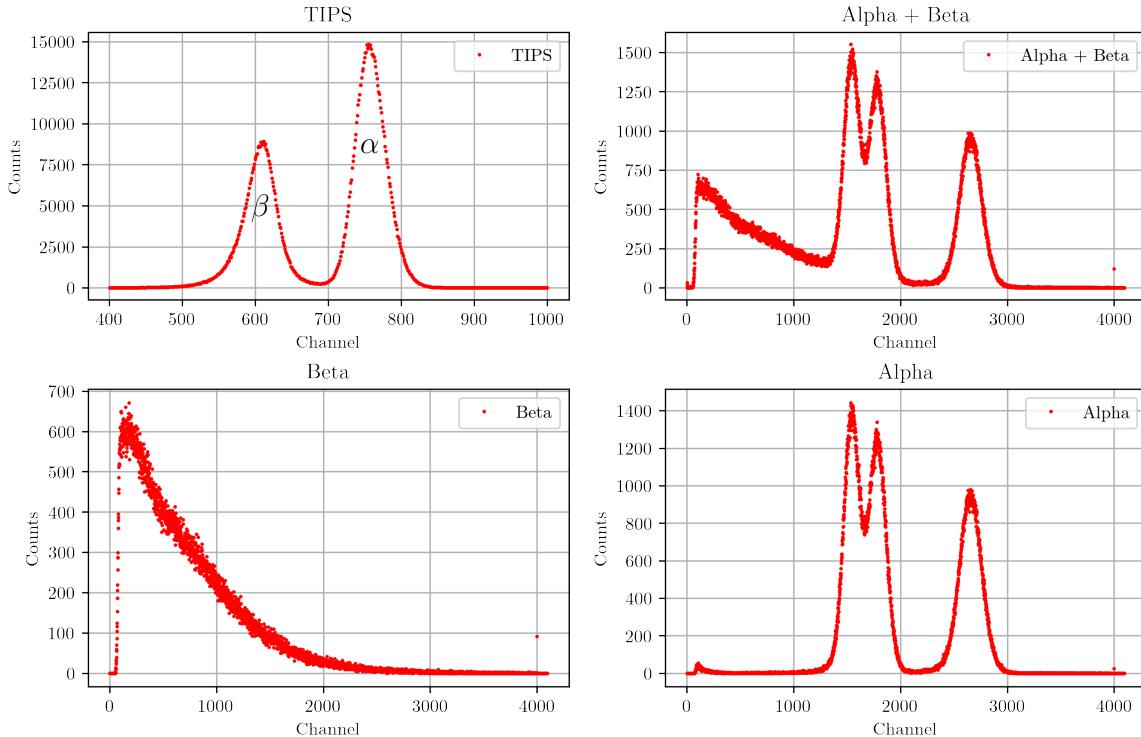
Фигура 2.4: Форма и продължителност на светлинните импулси получени при преминаване на α - и β -частици през обема на органичен сцинтилатор [5].

Това свойство на органичните сцинтилатори е в основата на техниката наречена разделяне по формата на импулса (Pulse Shape Discrimination — PSD) използвана основно при разделяне на сигналите породени от α - и β -частици, както и за разделяне на сигналите от неутрони и γ -кванти.

За постигане на добро разделяне по формата на импулса се използват сцинтилатори с ясно изразена бавна компонента, която зависи от концентрацията на T_1 състоянията образувани в основния разтворител. Оптимизират се и концентрациите на първичното и вторичното разтворимо с цел подобряване на светлинния добив, но същевременно се следи и за подобряване на времевата стабилност на характеристиките на сцинтилатора [14].

За илюстрация на ефекта от прилагане на PSD техниката на Фигура 2.5 е показан спектър на ^{222}Rn получен с изследвания в тази дипломна работа сцин-

тилатор mhaF200A.



Фигура 2.5: TIPS, общ $\alpha + \beta$ и разделени β и α спектри на ^{222}Rn абсорбиран в сцинтилатор mhaF200A, получени със спектрометъра nanoPSD.

Прилагането на PSD техниката при сцинтилатора mhaF200A осигурява пълно разделяне на сигналите дължащи се на α - и β -частиците излъчвани от ^{222}Rn ($E_\alpha = 5.489$ MeV) и краткоживущите му продукти ^{218}Po ($E_\alpha = 6.002$ MeV), ^{214}Pb ($E_{\beta,\max} = 1.019$ MeV), ^{214}Bi ($E_{\beta,\max} = 3.270$ MeV) и ^{214}Po ($E_\alpha = 7.686$ MeV). Това се вижда на Time Invariant Pulse Signature (TIPS) спектъра (виж раздел 3.3) — пиковете дължащи се на α - и β -частиците са ясно разделени. Също така непрекъснатият спектър дължащ се на β - частиците, който се вижда на общия Alpha+Beta спектър след прилагане на PSD техниката може да бъде отделен и да се получи спектър дължащ се единствено на α -частиците. Това дава възможност да бъдат приложени апроксимиращи функции за описание на α -спектъра, което е обект на разглеждане в следващия раздел.

2.2 Описание и анализ на α спектри получени от пластмасов сцинтилатор

Излъчваните при α разпадне α -частици имат дискретна енергия, тъй като тя се определя от преход между начално и крайно енергетично състояния в ядрото, които са с точно определени енергии. Въпреки това, α -пиковете в спектрите имат характерна ширина, която се дължи на множество статистически флуктуации, а основните фактори, които ги пораждат са:

- доплерово разширение на α -пика, което се дължи на скоростта на атомите, от които става излъчването, и което е температурно зависимо;
- отклонения в работните характеристики на детекторите по време на измерване;
- статистически флуктуации в броя на образувалите се токови или светлинни носители;
- симетрично разширяване породено от електрични шумове в детекторната система.

Тези фактори внасят статистически флуктуации в сигналите от детекторната система и в крайна сметка до определена ширина на α -пиковете в експерименталния спектър. Наличието на множество малки, независими и симетрични източници на флуктуации предполага описание на получените α -пикове с гаусово разпределение, дори когато процесите пораждащи тези флуктуации не произхождат от това разпределение [15]:

$$G(x; \mu, \sigma) = \frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (2.5)$$

Във формула (2.5), A е площта, μ е центроидът, а σ е стандартното отклонение на гаусовото разпределение.

Наред с описаните досега фактори, които водят до симетрично разширение на α -пиковете, са известни и фактори, които водят до допълнително, несиметрично разширяване на спектралните пикове. Някои от тях са:

- съществен фактор за тежките заредени частици е загубата на енергия в източника, което зависи от елементния състав, плътността, дебелината и разпределението на активността в източника;

- геометрията на детекторната система, както и енергетични загуби преди частицата да достигне активния обем на детектора;
- мъртъв слой (златно покритие на силициев полупроводников детектор), както и мъртъв слой от няколко десетки микрометра, който потенциално може да се образува при синтезирането на пластмасови сцинтилатори;
- нехомогенности в сцинтилатора;
- самопоглъщане на сцинтилационната светлина в сцинтилатора;
- непълно отдаване на енергията на заредени частици в обема на сцинтилатора;
- многократно разсейване водещо до загуба на част от сцинтилационната светлина преди да достигне катода на използвания фотоелектронен умножител (ФЕУ);
- нехомогенност на ефективността на катода на ФЕУ.

Поради наличието на тези фактори, използването на функцията (2.5) не описва адекватно експериментално получените α -спектри. Затова в [16] е предложено експоненциално модифицирано гаусово разпределение (EMG) като апроксимираща функция за α -пиковете получени със силициев детектор, която представлява конволюция на експоненциална функция $f(x)$ и гаусова функция $G(x)$:

$$(f * G)(x) = \int_{-\infty}^{\mu} \frac{A}{\tau} e^{\tau(u-\mu)} e^{-\frac{(x-u)^2}{2\sigma^2}} du \quad (2.6)$$

В уравнение (2.6) A , μ и σ имат същите дефиниции, както по-горе, а τ е параметър характеризиращ скоростта на намаляване на експоненциалното разпределение.

Експоненциалната зависимост се въвежда с цел по-добро описание на нискоенергийната част на даден α -пик като в този случай казваме, че използваме „леви експоненти (опашки“. „Десни експоненти“ се въвеждат за описание на асиметрията във високоенергийната част на α -пика. След интегриране на уравнение (2.6), то приема следния вид:

$$F(x - \mu; A, \sigma, \tau) = \frac{A\tau}{2} \exp \left[\tau \left(x - \mu + \frac{\tau\sigma^2}{2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{x + \tau\sigma^2 - \mu}{\sqrt{2}\sigma} \right), \quad (2.7)$$

Функцията на грешките (error function) са дефинира с интеграла

$$\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt, \quad (2.8)$$

а комплементарната функция на грешките — erfc (complementary error function) се задава от равенството:

$$\operatorname{erfc} x = 1 - \operatorname{erf} x \quad (2.9)$$

Функцията (2.7) съдържа само ляв експоненциален коефициент. С добавяне и на десен експоненциален коефициент, (2.7) придобива вида:

$$F(x) = \eta_1 \frac{A\tau_1}{2} \exp \left[\tau_1 \left(x - \mu + \frac{\tau_1 \sigma^2}{2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{x + \tau_1 \sigma^2 - \mu}{\sqrt{2}\sigma} \right) + \eta_2 \frac{A\tau_2}{2} \exp \left[\tau_2 \left(\mu - x + \frac{\tau_2 \sigma^2}{2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{\mu + \tau_2 \sigma^2 - x}{\sqrt{2}\sigma} \right) \quad (2.10)$$

В (2.10) коефициентите η са нормироночни и трява да изпълняват условието $\sum_i \eta_i = 1$. Вариации на този модел с използване на комбинация от различен брой леви и десни експоненциални коефициенти са залегнали в повечето алгоритми за параметризация на α -пикове.

В [17] е представен модел за описание на спектри получени с йонно-имплантран силициев детектор. Използваните в работата спекtri са предварително обработени, така че да се намали влиянието на дългите опашки в спектъра след което α -пиковете са фитирани с експоненциално модифицирано гаусово разпределение с два леви експоненциални коефициента. По-късно, в [18], предварителната обработка на α -спектрите е изоставена, като вместо това се добавя допълнителен експоненциален коефициент, т.е. апроксимиращата функция е конволюция на гаусово разпределение и 3 нормирани „леви“ експоненциални функции. По-нататък, за подобряване на фитирането на α -пиковете, е предложен модел използващ до 10 леви и 4 десни експоненциални коефициента [19]:

$$F^*(x) = \sum_{i=1}^{10} \eta_i F(x - \mu; \sigma, \tau_i) + \sum_{i=-3}^0 \eta_i F(\mu - x; \sigma, \tau_i) \quad (2.11)$$

В уравнение (2.11) τ_i , μ , σ и η_i са параметри на фита като параметрите η_i се нормират [19]:

$$\sum_{i=-3}^{10} \eta_i = 1 \quad (2.12)$$

На практика, условието за нормировка (2.12) се въвежда с уравнението [19]:

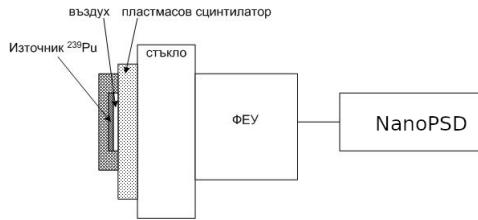
$$\eta_1 = 1 - \sum_{\substack{i=-3 \\ i \neq 1}}^{10} \eta_i \quad (2.13)$$

При наличие на n на брой α -пика в α -спектъра, апроксимиращата функция $F^*(x)$ може да се запише във вида [19]:

$$F^{**}(x) = \sum_{k=1}^n A_k \left(\sum_{i=1}^{10} \eta_i \frac{\tau_i}{2} \exp \left[\tau_i \left(x - \mu_k + \frac{\tau_i \sigma_k^2}{2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{x + \tau_i \sigma_k^2 - \mu_k}{\sqrt{2} \sigma_k} \right) + \sum_{i=-3}^0 \eta_i \frac{\tau_i}{2} \exp \left[\tau_i \left(\mu_k - x + \frac{\tau_i \sigma_k^2}{2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{\mu_k + \tau_i \sigma_k^2 - x}{\sqrt{2} \sigma_k} \right) \right), \quad (2.14)$$

където A_k , μ_k и σ_k са площта, центроидът и стандартното отклонение съответстващи на k -тия пик в спектъра.

Конкретно, апроксимирането на α -спектри получени с пластмасов сцинтилатор е изследвано в [20]. Използваната в [20] детекторна система е представена схематично на Фигура 2.6.



Фигура 2.6: Схема на използваната детекторна система за изследване на отклика на пластмасов сцинтилатор при външен α -източник [20].

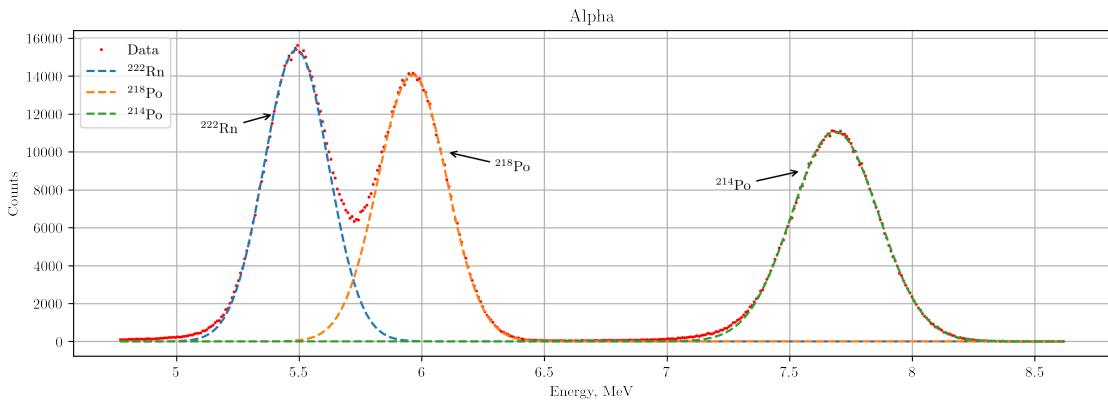
Получените спекtri са фитирани с функция от вида $F^*(x)$ (експоненциално модифицирано гаусово разпределение с леви и десни експоненциални коефициенти) като за апроксимиране на спектрите е използван алгоритъмът на Levenberg-Marquardt. Използваният подход се основава на функцията предложена в [19] (уравнение (2.11)), но концепцията е да се започне с чисто гаусово разпределение и постепенно да се добавят леви и десни експоненти във функцията $F^*(x)$, докато тестът за качество на апроксимацията χ^2 е издържан за предварително избрано ниво на значимост. За ниво на значимост $\alpha = 0.95$ е установено, че χ^2 приема по-ниска от критичната стойност за това ниво, когато

функцията $F^*(x)$ е експоненциално модифицирано гаусово разпределение с две леви и две десни експоненциални функции [20].

В настоящата дипломна работа е предложена апроксимираща функция, която също издържа на χ^2 критерия за качество на фита. Тази функция ($\tilde{F}(x)$) е конволюция на гаусово разпределение с 3 леви и 1 дясна експоненциална зависимост:

$$\begin{aligned} \tilde{F}(x) = A & \left(\eta_0 \frac{\tau_0}{2} \exp \left[\tau_0 \left(\mu - x + \frac{\tau_0 \sigma^2}{2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{\mu + \tau_0 \sigma^2 - x}{\sqrt{2}\sigma} \right) + \right. \\ & \left. \sum_{i=1}^3 \eta_i \frac{\tau_i}{2} \exp \left[\tau_i \left(x - \mu + \frac{\tau_i \sigma^2}{2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{x + \tau_i \sigma^2 - \mu}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Пример за спектър получен с експерименталната постановка представена на Фигура 2.6 и фитиран с функцията (2.15) е представен в глава 4. В настоящата работа са изследвани спекtri на ^{222}Rn абсорбиран в пластмасов сцинтилатор mhaF200A. Типичен α -спектър получен при оптимално разделяне по формата на импулса е представено на Фигура 2.7. В този случай радионът абсорбиран в сцинтилатора е във веково равновесие с кратко живеещите си продукти и в α -спектъра могат да се наблюдават α -пиковете на ^{222}Rn , ^{218}Po и ^{214}Po .



Фигура 2.7: Амплитуден спектър на ^{222}Rn и кратко живеещите му продукти, получен със спектрометъра PERALS.

От Фигура 2.7 се вижда, че поради значителните леви опашки, спектърът не може да се опише с чисто гаусово разпределение. Към момента наличието на тези опашки се приписва на вероятно поглъщане на сцинтилационната светлина в обема на пластмасовия сцинтилатор, на непълно отдаване на енергията на излъчените α -частици в сцинтилатора, непълно събиране на излъчените сцин-

тилационни фотони, както и на нехомогенност на ефективността на катода на фотоелектронните умножители.

В настоящата дипломна работа за подобряване на апроксимацията на α -спектъра на радон и краткоживущите му разпадни продукти получени с пластмасов сцинтилатор е предложена сума от три експоненциално модифициирани гаусови разпределения от вида:

$$\begin{aligned}
 \tilde{F}_{222\text{Rn}}(x) + \tilde{F}_{218\text{Po}}(x) + \tilde{F}_{214\text{Po}}(x) = \\
 A_{222\text{Rn}} \left(\eta_0 \frac{\tau_0}{2} \exp \left[\tau_0 \left(\mu_{222\text{Rn}} - x + \frac{\tau_0 \sigma_{222\text{Rn}}^2}{2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{\mu_{222\text{Rn}} + \tau_0 \sigma_{222\text{Rn}}^2 - x}{\sqrt{2} \sigma_{222\text{Rn}}} \right) + \right. \\
 \left. \sum_{i=1}^3 \eta_i \frac{\tau_i}{2} \exp \left[\tau_i \left(x - \mu_{222\text{Rn}} + \frac{\tau_i \sigma_{222\text{Rn}}^2}{2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{x + \tau_i \sigma_{222\text{Rn}}^2 - \mu_{222\text{Rn}}}{\sqrt{2} \sigma_{222\text{Rn}}} \right) \right) + \\
 A_{218\text{Po}} \left(\eta_4 \frac{\tau_4}{2} \exp \left[\tau_4 \left(\mu_{218\text{Po}} - x + \frac{\tau_4 \sigma_{218\text{Po}}^2}{2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{\mu_{218\text{Po}} + \tau_4 \sigma_{218\text{Po}}^2 - x}{\sqrt{2} \sigma_{218\text{Po}}} \right) + \right. \\
 \left. \sum_{i=5}^7 \eta_i \frac{\tau_i}{2} \exp \left[\tau_i \left(x - \mu_{218\text{Po}} + \frac{\tau_i \sigma_{218\text{Po}}^2}{2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{x + \tau_i \sigma_{218\text{Po}}^2 - \mu_{218\text{Po}}}{\sqrt{2} \sigma_{218\text{Po}}} \right) \right) + \\
 A_{214\text{Po}} \left(\eta_8 \frac{\tau_8}{2} \exp \left[\tau_8 \left(\mu_{214\text{Po}} - x + \frac{\tau_8 \sigma_{214\text{Po}}^2}{2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{\mu_{214\text{Po}} + \tau_8 \sigma_{214\text{Po}}^2 - x}{\sqrt{2} \sigma_{214\text{Po}}} \right) + \right. \\
 \left. \sum_{i=9}^{11} \eta_i \frac{\tau_i}{2} \exp \left[\tau_i \left(x - \mu_{214\text{Po}} + \frac{\tau_i \sigma_{214\text{Po}}^2}{2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{x + \tau_i \sigma_{214\text{Po}}^2 - \mu_{214\text{Po}}}{\sqrt{2} \sigma_{214\text{Po}}} \right) \right)
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

В използвания модел освен нормировката на η_i (уравнение (2.12)) параметрите η_i са ограничени, така че да заемат само положителни стойности, запазвайки физическия смисъл на модела, както и на функциите, с които се описва всеки един пик. В [19] се посочва, че такова ограничение не е необходимо стига да е спазена нормировката. В тази дипломна работа, отрицателният принос на коя да е от експонентите се разглежда като нефизичен, доколкото импулсите в даден канал могат да заемат само положителни стойности.

Площта на всеки отделен α -пик може да бъде представена като произведение на пълната площ на конкретния радионуклид умножена по относителния интензитет на всяка α -линия:

$$A_k = A_{tot} I_k, \tag{2.17}$$

където индекс k се отнася за отделните пикове (радионуклиди) в спектъра. В разглеждания от нас случай, при добре известни относителни интензитети на

α -преходите и оставяйки A_{tot} като свободен параметър при апроксимацията, получените резултати са незадоволителни ($\chi^2_{red} >> 1$). Затова уравнение (2.14) е приложено само за площите на ^{222}Rn и ^{218}Po , а площта на пика на ^{214}Po е отделен параметър на модела. По този начин се постига намаляване на броя на параметрите при апроксимиране. В случая на радон, отношението на сумата от площите на α -пиковете на ^{222}Rn и ^{218}Po към площта на ^{214}Po е 2:1. Възпроизвеждането на това отношение при апроксимация на спектрите показва добро разделяне по формата на импулса, т.е. няма β -частици, които да се класифицират като α -частици и обратно. За използвания сцинтилатор това е показано на Фигура 2.5, Фигури 4.2 и 4.6.

В настоящата дипломна работа е предложен модел, който има за цел описание на спектрите да се съгласува в най-голяма степен с физичните процеси развиващи се в сцинтилатора, както и тяхното въздействие върху формата на α -пиковете. По тази причина е предположено, че всички експоненциални коефициенти ($\tau_i, i = [0, 3]$) са еднакви за всички α -пикове в спектъра. Обосновката за това предположение е, че процесите водещи до асиметрия на дадена α -линия в спектъра въздействат по сходен начин върху всички α -пикове. Следователно, броят на експоненциалните коефициенти, които в уравнение (2.16) са 12 на брой, е намален до 4 експоненциални коефициента. Компактно, уравненията съответстващи на 12 и 4 експоненциални коефициента могат да бъдат записани като:

$$\begin{aligned} F_{12exp}^+ = & \tilde{F}_{^{222}\text{Rn}}(x; A_1 I_{^{222}\text{Rn}}, \mu_1, \sigma_1, \eta_i, \tau_i) + \\ & \tilde{F}_{^{218}\text{Po}}(x; A_1 I_{^{218}\text{Po}}, \mu_2, \sigma_2, \eta_i, \tau_i) + \\ & \tilde{F}_{^{214}\text{Po}}(x; A_2, \mu_3, \sigma_3, \eta_i, \tau_i), \quad i = [0, 11] \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} F_{4exp}^+ = & \tilde{F}_{^{222}\text{Rn}}(x; A_1 I_{^{222}\text{Rn}}, \mu_1, \sigma_1, \eta_i, \tau_j) + \\ & \tilde{F}_{^{218}\text{Po}}(x; A_1 I_{^{218}\text{Po}}, \mu_2, \sigma_2, \eta_i, \tau_j) + \\ & \tilde{F}_{^{214}\text{Po}}(x; A_2, \mu_3, \sigma_3, \eta_i, \tau_j), \quad i = [0, 11], j = [0, 3] \end{aligned} \quad (2.19)$$

В горните две равенства, индексите на η_i и τ_i в модела с 12 експоненциални коефициента заемат стойности в интервала $i = [0, 11]$. В модела с 4 експоненциални коефициента индексите на η_i са в същия интервал, но индексите на τ_j са в интервала $j = [0, 3]$, т.е. моделът има 8 параметъра по-малко. Една от целите на дипломната работа е да се сравнят посочените два модела за апроксимиране на α -спектри получени с пластмасови сцинтилатори като сравнението между моделите се базира на статистическите критерии представени в следващия раздел.

2.3 Статистически критерии за оценка на качеството на апроксимацията

Тук ще бъде направено кратко описание на статистическите критерии използвани за оценка на качеството на апроксимацията. Формулата, по която се задава χ^2 е [21]:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{y_i - y(x_i; a_1 \dots a_M)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (2.20)$$

където N е броят на експерименталните точки, а K — броят на оценяваните параметри. Позававайки се на факта, че вероятността за регистриране на импулс при радиоактивното разпадане се подчинява на разпределението на Пасон, можем да използваме връзката между вариацията на разпределението и броя събития в i -тия канал:

$$\sigma_i^2 = y_i \quad (2.21)$$

Използвайки горното равенство и (2.20), в настоящата дипломна работа χ^2 се пресмята по формулата (2.22):

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - y(x_i; a_1 \dots a_M))^2}{y_i} \quad (2.22)$$

Редуцираният χ^2_{red} може да се изчисли по формулата:

$$\chi^2_{red} = \frac{\chi^2}{N - K} = \frac{\chi^2}{dof}, \quad (2.23)$$

където с dof (degrees of freedom) са отбелязани степените на свобода, които се дефинират с равенството $dof = N - K$.

При фитиране на α -спектри за избор на най-добър модел за апроксимация трябва да се вземат в предвид следните случаи:

1. недостъпично фитиране — при него използваният модел не възпроизвежда достатъчно добре експерименталните данни и в такъв случай $\chi^2_{red} \gg 1$;
2. добро фитиране — използваният модел възпроизвежда добре експерименталните данни и стойността на $\chi^2_{red} \approx 1$ при фитиране на повече от един спектър;
3. свръхфитиране — използваният модел възпроизвежда експерименталните данни твърде добре, при което $\chi^2_{red} \ll 1$. Свръхфитиране обикновено се

наблюдава при използване на по-голям от оптималния брой параметри или моделът минава през точки, които имат завишени оценки на неопределеността. Използването на такива модели би довело до силно различаващи се резултати поради случаини отмествания на експерименталните данни, които варират в различните спектри и не са свързани с изследваните процеси.

Следователно е необходимо да се намери модел, който да фитира данните добре и да изполва оптимален брой параметри. За решаване на този проблем, в настоящата дипломната работа са приложени статистическите критерии — AIC (Akaike Information Criterion) и BIC (Bayesian Information Criterion). Те се дефинират като [22]:

$$AIC = -2 \ln (\mathcal{L}) + 2K \quad (2.24)$$

$$BIC = -2 \ln (\mathcal{L}) + K \ln (N) \quad (2.25)$$

където \mathcal{L} е функцията на правдоподобие на модела, а K и N имат същите дефиниции, както по-горе. Така дефинирани, тези критерии са трудни за реализация на практика. За да се преодолеят проблемите при изчисляване на функцията на правдоподобие, се допуска, че отклоненията на модела и експерименталните данни са разпределени по гаусово разпределение. В такъв случай (2.24) и (2.25) могат да бъдат записани като [23]:

$$AIC = N \ln (\chi^2/N) + 2K \quad (2.26)$$

$$BIC = N \ln (\chi^2/N) + K \ln (N) \quad (2.27)$$

В случая, когато $N/K < 40$ се въвежда корекция във формула (2.26) и тя има вида [22]:

$$AIC_c = -2 \ln \chi^2/N + 2K + \frac{2K(K+1)}{N-K-1} \quad (2.28)$$

От формулировката на AIC и BIC се вижда, че при въвеждането на повече параметри в модела, обикновено първият член в дясната страна ще намалява, докато останалите членове ще нарастват, т.e. „наказват“ се модели с голям брой параметри.

Следва да отбележим, че интерес представляват единствено разликите в стойностите на AIC и BIC между разглежданите модели и стойността на най-добрият кандидат, т.e. моделът с най-ниска стойност на AIC или BIC :

$$\Delta_i(AIC) = AIC_i - \min (AIC) \quad (2.29)$$

$$\Delta_i(BIC) = BIC_i - \min(BIC) \quad (2.30)$$

По този начин може да се определи най-правдоподобният модел от дадена група, но критериите не дават информация за абсолютната правдоподобност на този модел, т.e. може да съществува по-добър извън разглежданата група.

По-нататък за сравнение между моделите ще бъде използвано и теглото на Akaike, което се определя от [22]:

$$w_i(AIC) = \frac{\exp(-\frac{1}{2}\Delta_i)}{\sum_{r=1}^R \exp(-\frac{1}{2}\Delta_r)} \quad (2.31)$$

където с r са индексирани всички изследвани модели. Дадено тегло $w_i(AIC)$ се приема като доказателство в полза на даден модел и може да се интерпретира като вероятността моделът i да е най-правдоподобният модел. Всички тегла се нормират на 1. По аналогичен начин се дефинират и теглата $w_i(BIC)$. Очевидно, най-правдоподобният модел е този, за който стойността на $w_i(AIC)$ и/или $w_i(BIC)$ е най-близка до 1.

Дефинира се и т.н. „доказателствено отношение“ (evidence ratio), което представлява отношението между теглата $w_i(AIC)$ или $w_i(BIC)$ на два модела. Ако разгледаме отношението между най-правдоподобния модел и някой от кандидат-моделите, то доказателственото отношение показва колко пъти вероятността за реализация на най-добрания модел е по-голяма от тази на кандидата:

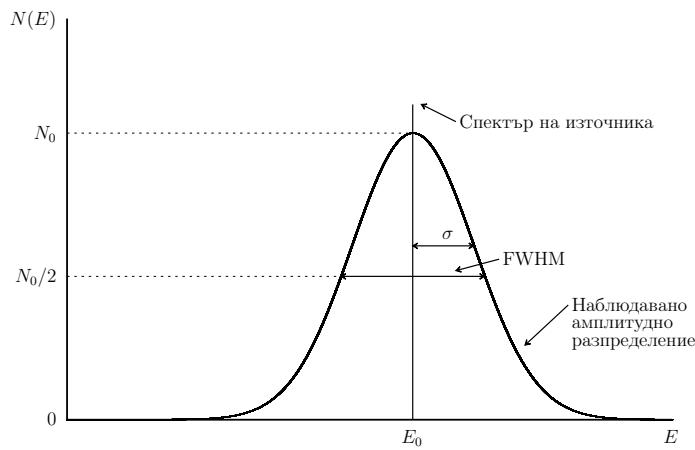
$$\begin{aligned} \text{доказателствено отношение} &= \frac{w_{\text{най-правдоподобен}}(AIC/BIC)}{w_{\text{кандидат}}(AIC/BIC)} \\ &= \exp\left(\frac{1}{2}\Delta_{\text{кандидат}}\right) \end{aligned} \quad (2.32)$$

2.4 Оценка на разделителната способност

Параметър, който се въвежда за характеризиране на качествата на една детекторна система е разделителната способност (разрешение) по енергии. Тя се задава от отношението [15]:

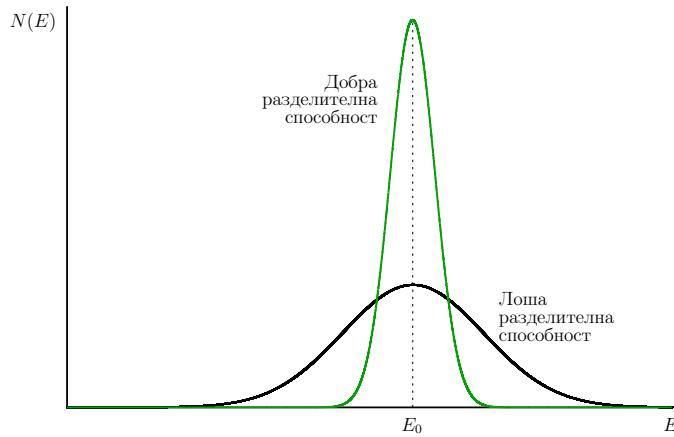
$$R = \frac{\text{FWHM}}{E_0}, \quad (2.33)$$

където с FWHM е означена пълната ширина на половината височина на функцията на отклик на детектор, в който попада моноенергетично лъчение с енергия E_0 . На Фигура 2.8 е пояснена дефиницията на разделителната способност и FWHM.



Фигура 2.8: Към дефиницията на разделителна способност и FWHM. За функция на отклика с Гаусова форма, $FWHM = 2.35\sigma$.

Така определена, разделителната способност е безразмерна величина. Стойностите ѝ могат да варират от части от процента за детектори с много добра разделителна способност до десетки проценти за такива с лоша разделителна способност. Това е илюстрирано на Фигура 2.9.



Фигура 2.9: Амплитуден спектър на пикове с еднакви площи и центрирани около една и съща средна стойност E_0 , но с различни разделителни способности.

Добрата разделителна способност на детектора позволява разделяне на моноенергийни лъчения с близки енергии като отделни пикове в експерименталния спектър.

Всеки от факторите допринасящи за ушираването на дадена спектрална

линия дава своя принос към FWHM, а общата полуширина може да се оцени като квадратична сума от полуширините на всеки от тези фактори [15]:

$$\text{FWHM}_{\text{общо}}^2 = \sum_i \text{FWHM}_i \quad (2.34)$$

Следователно, ако се знае полуширината FWHM_i на всеки един ефект, може да се изчисли полуширината на даден пик. За намиране на FWHM, не може да използва връзката между стандартното отклонение на гаусовото разпределение и полуширината: $\text{FWHM} = 2.35\sigma$, тъй като предложената функция, с която се апроксимира пика не е гаусова. За намиране на FWHM е използван числен алгоритъм, чието кратко описание е:

- след минимизация на параметрите на модела, те се заместват във функцията за апроксимация на даден пик (уравнение (2.15));
- намира се максималната стойност на функцията (пълната височина на пика) и номерът на канала, в който е максимумът на функцията;
- намира се номерът на канала, за който стойността на апроксимиращата функция е най-близо до половината на пълната височина;
- от всяка страна на този канал се намират двата най-близкостоящи, т.e. избрани са четири канала около този отговарящ на половината на пълната височина;
- построява се линейна зависимост между тези канали и съответните стойности на апроксимиращата функция, замества се полувисочината в уравнението на получената прива, от което се намира номерът на канала отговарящ на полувисочината;
- процедурата се извършва за двете страни на пика;
- FWHM е разликата между канала, отговарящ на половината височина вдясно от максимума на пика и канала отляво на максимума.

В следващата глава са изложени експериментите и използваната апаратура за изследване на PSD възможностите и времевата стабилност на разделителната способност на пластмасовия сцинтилатор mhaF200A.

ГЛАВА 3

Експериментална част

Експериментите, проведени в рамките на настоящата дипломна работа, имат за цел изследване на PSD възможностите и стабилността на разделителната способност във времето на сцинтилатора mhaF200A, синтезиран във френската лаборатория LCAE. За да изследваме възможностите за разделяне по формата на импулса на сцинтилатора, той е поставен в съд с висока обемна концентрация на радон, който с времето се абсорбира в сцинтилатора. По веригата на разпадане на ^{222}Rn се излъчват както α , така и β -частици. По този начин, при добро разделяне, бихме могли да разделим сигналите дължащи се на α и β -частиците излъчвани от ^{222}Rn и краткоживущите му продукти. Също така, наличието на добро PSD би ни позволило да приложим алгоритми за параметризация на α -спектъра, дължащ се на α -частиците излъчени от ^{222}Rn , ^{218}Po и ^{214}Po .

Времевата стабилност на разделителната способност е изследвана на база на измервания проведени в рамките на няколко години. Последните измервания са проведени в рамките на настоящата дипломна работа, предходните са проведени от екипа на лабораторията по Метрология на йонизиращите лъчения през 2017 година.

3.1 Облъчване на изследвания сцинтилатор

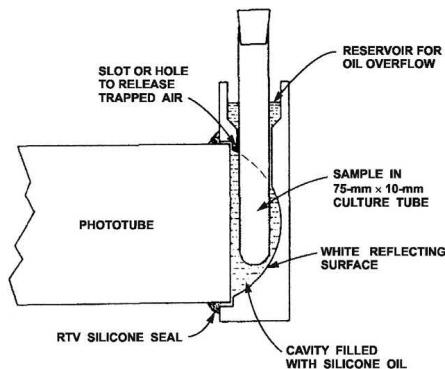
Използваните в настоящата дипломна работа образци от пластмасовия сцинтилатор mhaF200A, след изрязване от по-голямо парче, са полирани с цел по-добро събиране на сцинтилационните фотони в използваните детектори. Подготвените образци са разпределени в плиетиленов плик и фиксирани, така че при поставянето на плика в барботьор (стъклен съд с два извода и обем 200 мл),

остават разделени помежду си. Използването на полиетиленовия плик, също така намалява отлагането на дъщерните продукти на ^{222}Rn върху сцинтилатора. За кратко време в барботьора се прехвърля активността от източник на ^{222}Rn . Поставянето на образците в полиетиленов плик не оказва влияние върху облъчването, тъй като ^{222}Rn дифундира през стените на плика. След затваряне на изводите на барботьора, ^{222}Rn е оставен да се абсорбира в сцинтилатора за период от 5 дни при постоянна температура 20 °C.

След изваждането на образците от барботьора, те са разпределени между детекторните системи описани по-долу в дипломната работа. Направени са серия измервания след установяване на праговете на дискриминация по продължителност на импулса и настъпване на равновесие между ^{222}Rn и краткоживущите му дъщерни продукти. Времетраенето на измерванията е варирано с цел да се получат спектри с достатъчен брой импулси, необходим за по-точно определяне на параметрите на приложените апроксимационни модели.

3.2 Спектрометър PERALS

PERALS (Photon Electron-Rejecting Alpha Liquid Scintillation) е спектрометър с възможност за разделяне на импулсите по тяхната форма. Напречно сечение на оптичната част на такъв тип детектори за течносцинтилационно броене е показано на Фигура 3.1.

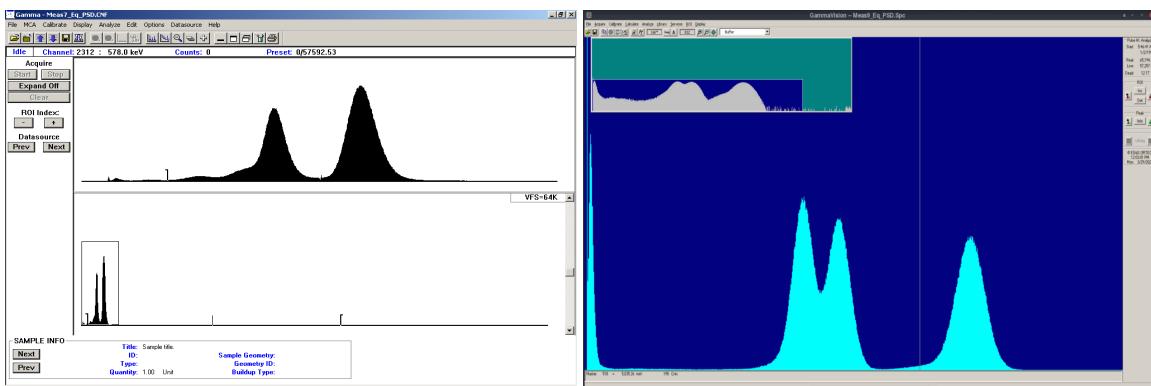


Фигура 3.1: Схематично представяне на проба, отражател и ФЕУ в установка за алфа течносцинтилационно броене [5].

За измерванията направени в рамките на тази дипломна работа, вместо течносцинтилационен коктейл, в епруветката е поставено полирано парче от сцинтилатора mhaF200A с абсорбиран в него ^{222}Rn . Този тип детектори осъществяват разделянето по форма на импулса на база на различната продължител-

ност на импулсите породени от α и β -частиците. Вследствие на сцинтилация в детектора се генерират два сигнала съответно на изводите „Pulse Shape“ и „Pulse Height“. Тези изводи са свързани към два отделни многоканални анализатора, което позволява едновременно набиране на два спектъра.

„Pulse shape“ сигналът е пропорционален на продължителността на светлинния импулс създаден от ионизиращата частица и служи за построяване на т. нар. TAC (Time to Amplitude Conversion) спектър, чрез който се анализира продължителността на импулсите. Този спектър е показан на Фигура 3.2 и също така служи за настройка на прага на дискриминация. „Pulse height“ сигналът служи за построяване на амплитудния спектър на α -частиците след прилагане на дискриминация по продължителността на импулсите. При добре подбран праг на дискриминация, може да се построи амплитудният спектър на α -частиците при разпадането на ^{222}Rn и неговите краткоживущи продукти на разпадане, който е показан на Фигура 3.2.



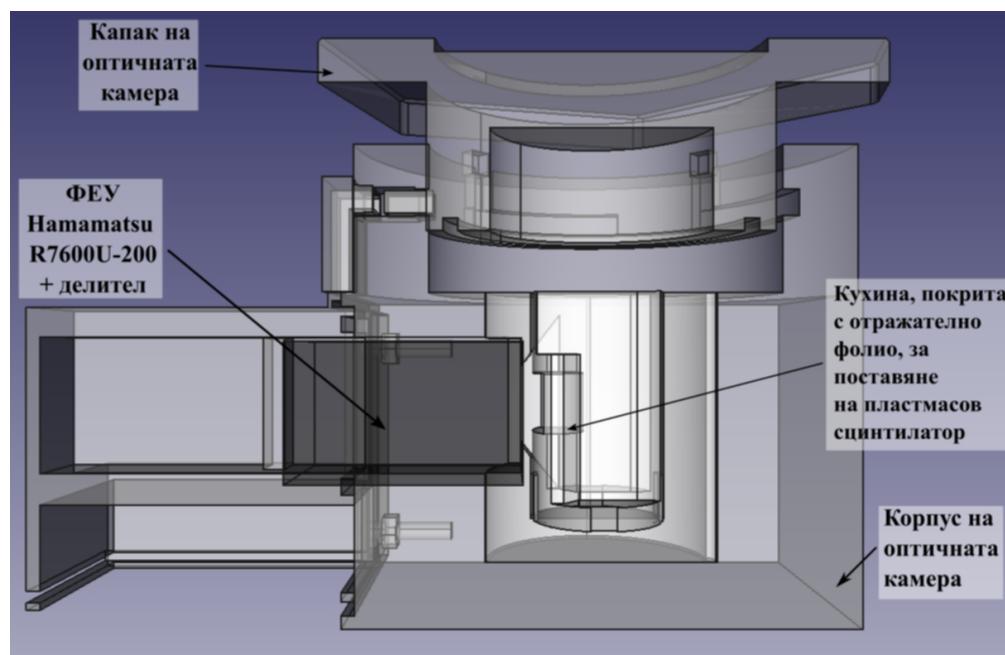
Фигура 3.2: Графична среда на софтуера на PERALS спектрометъра при измерване със сцинтилатор $m\text{haF}200\text{A}$ с абсорбиран в него ^{222}Rn . Вляво е показан полученият TAC спектър, а вдясно – амплитудният спектър при зададен праг за дискриминация на β -частици.

След разделяне на сигналите, информацията за β -частиците не се запазва, а амплитудният спектър носи информация единствено за α -частиците.

Направена е серия от измервания със спектрометъра PERALS. Анализът е извършен на измерванията, които са направени след подбиране на подходящ праг на дискриминация и които имат статистически значим брой импулси. В тази дипломна работа това са спекtri, които по-нататък са означени като „Измерване 10 – 16“ (Meas 10 – 16).

3.3 Система Polyphemus 1

В рамките на настоящата дипломна работа е разработена спектрометрична система наречена Polyphemus 1, която се състои от оптична камера с ФЕУ и nanoPSD спектрометър. Камерата има подходяща геометрия както за изследване на PSD възможностите, така и за изследване на дължината на дифузия и разтворимостта на ^{222}Rn в пластмасови сцинтилатори. Схема на тази камера и разположението на фотоелектронния умножител (Hamamatsu R7600U-200) са показани на Фигура 3.3.



Фигура 3.3: Схема на оптичната камера и ФЕУ използвани за провеждане на измерванията в рамките на настоящата дипломна работа.

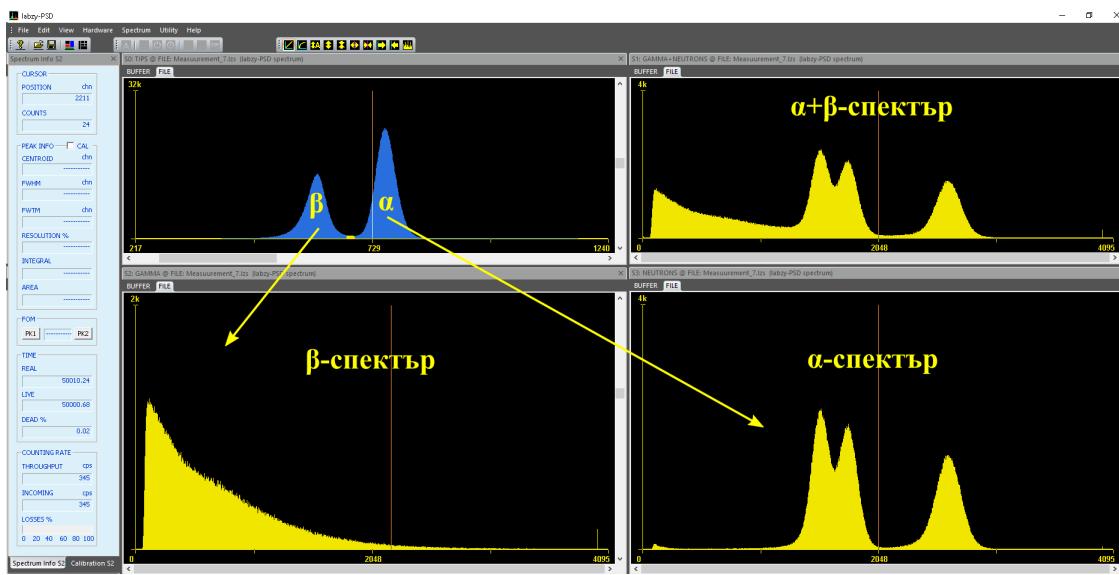
След проектирането им, отделните компоненти на оптичната камера са принтираны с помощта на 3D-принтер, а използваният материал е полилактична киселина (PLA). Снимки на сглобената камера, източникът на високо напрежение и nanoPSD спектрометъра са представени на Фигура 3.4.



Фигура 3.4: Вляво са показани сглобени оптичната камера и външният корпус, източникът на високо напрежение и спектрометъра nanoPSD. Вдясно е показана отворената камера и държачът, в чиято кухина, покрита с отражателно фолио, се поставят образците от пластмасови сцинтилатори.

Държачът, в чиято кухина се поставя образец от изследвания пластмасов сцинтилатор е покрита с отражателно фолио 3M Vikuiti™ Enhanced Specular Reflector (3M ESR) с цел по-добро събиране на светлината и намаляване на многократното разсейване. Размерите на сцинтилатора са $12\text{ mm} \times 13\text{ mm} \times 1\text{ mm}$.

Разделянето на импулсите по тяхната форма при nanoPSD спектрометъра се основава на различната продължителност на сигнала на бавната сцинтилационна компонента. Това се реализира като първо се интегрира полученият сигнал, след което по наклона, т.е. скоростта на намаляване на бавната компонента, може да се разграничи дали сигналът е предизвикан от α или β -частица. При този спектрометър, разделянето по формата на импулса се представя на т. нар. Time Invariant Pulse Signature спектър [24].



Фигура 3.5: Графична среда към спектрометъра nanoPSD. На първия ред вляво е показан TIPS спектрът, а вдясно — спектрът преди разделянето му на отделни компоненти. На втория ред, както е означено, са представени разделените спектри на β и α -частиците.

Представеният горе спектър е получен с ^{222}Rn абсорбиран в пластмасовия сцинтилатор mhaF200A. Благодарение на това, че се запазва цялата информация както за α , така и за β -частиците, е възможен по-прецизен анализ на резултатите, включващ изследване на грешно класифицирани α -частици като β -частици и обратно.

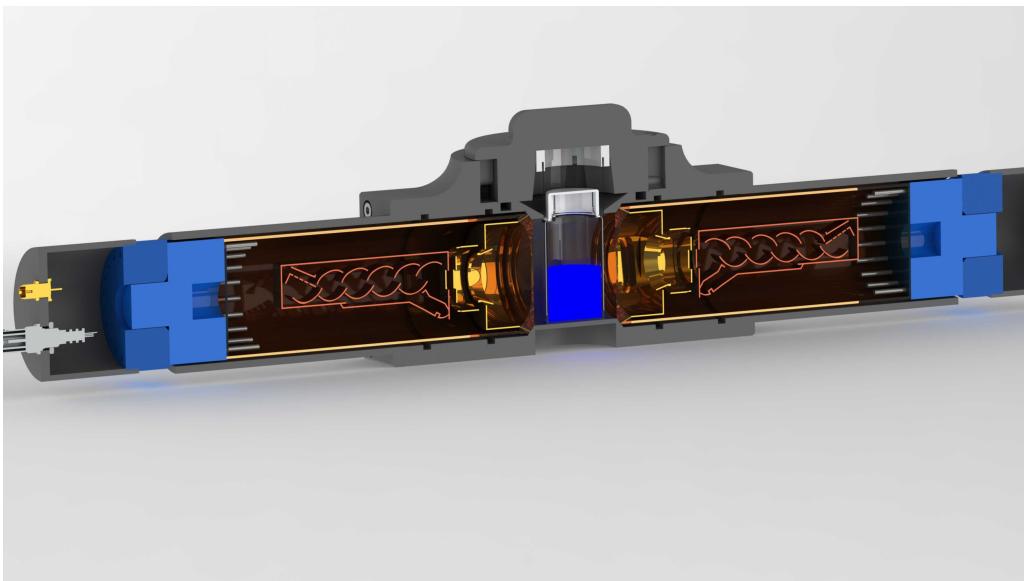
С тази система е направена серия от измервания и подобно на PERALS спектрометъра, са анализирани спектри с голям брой импулси. Анализираните спектри по-нататък спектри са означени като „Измерване 6 — 10“ (Meas 6 — 10).

За да се изследва разделителната способност по енергии присъща само на изследвания сцинтилатор mhaF200A и за да се елиминират нежелани ефекти при събирането и детектирането на сцинтилационната светлина, парче от сцинтилатор с дължина и ширина $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$, е залепено с оптична смазка в центъра на челото на ФЕУ. Размерите на сцинтилатора са значително по-малки от тези на активна площ на катода на ФЕУ, която е с размери $18\text{ mm} \times 18\text{ mm}$, като по този начин се избягва нехомогенността на ефективността в краищата на активната площ. Парчето сцинтилатор е покрито с отражателното фолио 3M ESR с цел максимална част от излъчените фотони да бъдат насочени към катода на фотоелектронния умножител и за намаляване на многократното разсейване

на светлината. Следва да отбележим, че този случай се разглежда като частен, тъй като в общия случай на продължителни измервания в радиационната защищата размерите на използваните пластмасови сцинтилатори биха били значително по-големи от размерите на образеца използван в това измерване.

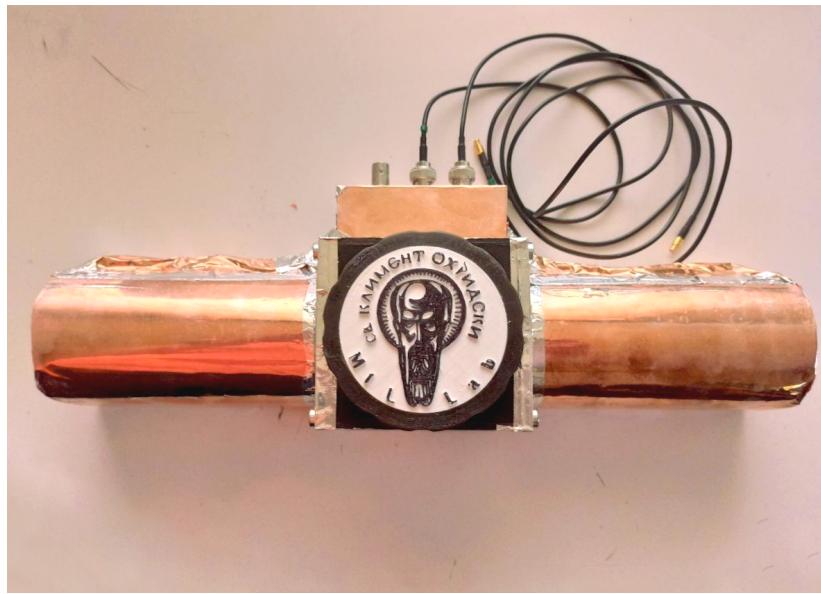
3.4 Система Veryphemus 1

Системата Veryphemus 1 е създадена като продължение на изследванията с органични сцинтилатори като основните ѝ функции са провеждане на взаимно-корелационни измервания на течносцинтилационни преби. Въпреки това, системата позволява измервания на пластмасови сцинтилатор при условията описани по-долу. Схематично тази система е представена на Фигура 3.6.



Фигура 3.6: Схематично представяне на системата Veryphemus 1 (изображението е любезно предоставено от Benoit Sabot, LNHB, Франция).

Системата включва принтирана на 3D принтер оптична камера, която след това е покрита с отражателно фолио 3M ESR, два fotoумножителя Hamamatsu R9779 расположени един срещу друг заедно с делителите на високо напрежение и външен корпус на системата. Сглобената система е показана на Фигура 3.7.



Фигура 3.7: Сглобената система Veryphemus 1 покрита с медно фолио за намаляване на външните електромагнитни шумове.

Сигналите получени от фотоелектронните умножители се подават на четириканален бърз усилвател CAEN Mod. 978, а след това на цифровизатор на импулсите CAEN DT5751.

Изследваният пластмасов сцинтилатор е залепен с оптична смазка в центъра на челото на един от фотоелектронните умножители и покрит с отражателно фолио. Спектрите получени с тази система не са анализирани по-нататък поради следните причини:

- усилването на ФЕУ-тата използвани в системата Veryphemus 1 (Hamamatsu R9779) е около 4 пъти по-малко в сравнение с усилването на ФЕУ-то на системата Polyphemus 1 (Hamamatsu R7600U-200). Това води до формиране на импулси с ниска амплитуда, което затруднява прилагането на PSD техниката. Поради ниските амплитуди на сигналите от ФЕУ-тата, директното свързване към цифровизатора не дава добри резултати.
- с използване на усилвателя CAEN Mod. 978, импулсите са значително по-големи, но често стават по-големи от обхвата на усилвателя, което генерира вторични импулси. По този начин възможността за разделянето на импулсите по тяхната форма е твърде ограничена. Намаляване на усилването на усилвателя не води до подобреие, тъй като амплитудата на импулсите става прекалено малка и резултатите са идентични на горния случай.

За допълнителен анализ на причините и за отстраняване на изложениите проблеми са планирани допълнителни експерименти, както и създаване на нова система, в която ще бъдат използвани ФЕУ-та със значително по-голямо усилване.

За провеждане на измерванията в рамките на настоящата дипломна работа са използвани главно PERALS спектрометъра и системата Polyphemus 1. В крайна сметка с оптимизираната оптична камера на Polyphemus 1 и усилването на ФЕУ-то Hamamatsu R7600U-200 се получават достатъчно добри спектри, с които може да се изследват свойствата на пластмасовия сцинтилатор. Иначе казано, функцията на отклик на Polyphemus 1 е достатъчно добра, така че да не маскира свойствата на изследвания сцинтилатор. Спектрите получени със спектрометъра PERALS и системата Polyphemus 1 са анализирани в следващата глава от дипломната работа.

ГЛАВА 4

Резултати

Преди да бъдат изложени резултатите от изследванията на пластмасовия сцинтилатор mhaF200A с абсорбиран в него ^{222}Rn е представено апроксимиране на моноенергиен алфа спектър. То има за цел да покаже, че използваната в настоящата дипломна работа апроксимираща функция, а именно експоненциално модифицирано гаусово разпределение с 3 леви и 1 десен експоненциален коефициент, описва задоволително прост спектър с един α -пик.

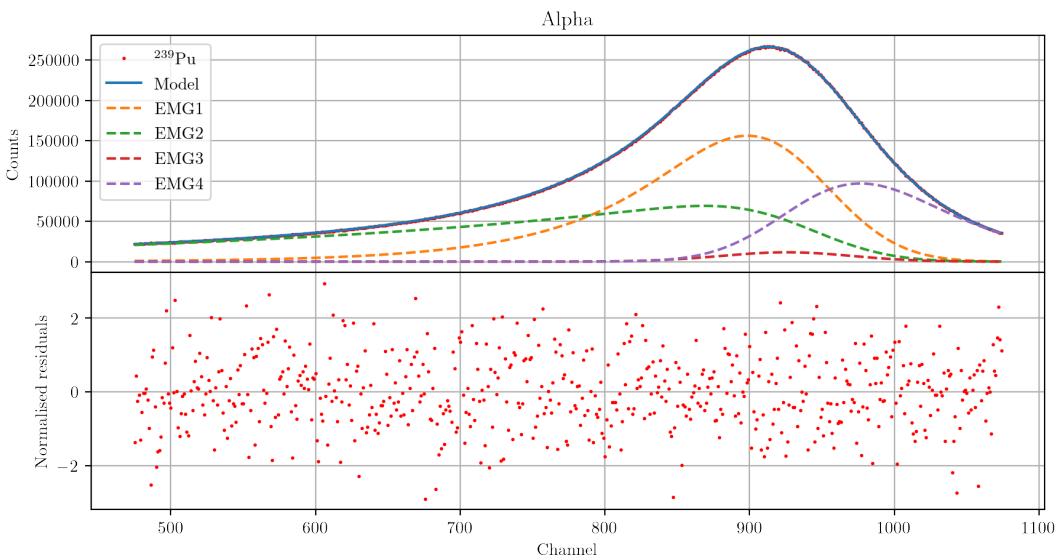
След това са представени резултатите от изследването на възможността за разделяне на импулсите от сцинтилатора mhaF200A по тяхната форма. Възможностите за PSD позволяват отделяне на частта от спектъра дължаща се на α -частиците на ^{222}Rn и краткоживущите му разпадни продукти. Полученият α -спектър е апроксимиран с предложените в дипломната работа модели. Представен е и спектър, който в частния случай на предприети допълнителни мерки за елиминиране на факторите водещи до асиметрия в α -пиковете, може да бъде апроксимиран със suma от гаусови разпределения.

Накрая са показани резултатите от изследването на стабилността на разделителната способност на сцинтилатора във времето, която е важен фактор при проектиране на детектори за продължителни измервания, както и непрекъснати радонови монитори използващи пластмасови сцинтилатори.

4.1 Апроксимиране на моноенергиен α -спектър

В тази част накратко ще бъде представена апроксимация на спектър получен с експерименталната установка показана на Фигура 2.6. Тя включва спектрометъра nanoPSD, ФЕУ Hamamatsu R7600U-200, комерсиален пластмасов сцинтилатор EJ-212 и източник ^{239}Pu , разположен извън сцинтилатора. Послед-

ното обстоятелство и наличието на въздушна пролука между сцинтилатора и източника са причина за енергетични загуби на α -частиците преди навлизането им в обема на сцинтилатора, а оттам и значително дългата лява опашка в спектъра (Фигура 4.1). Фитирането е извършено с използване на алгоритъма *Levenberg-Marquardt*, а практическото приложение на алгоритъма се извършва посредством програмната библиотека *lmfit* [25]. Анализираният спектър е представен на Фигура 4.1.



Фигура 4.1: Спектр на α -източник ^{239}Pu получен с пластмасов сцинтилатор EJ-212. Пунктирните линии показват приноса на всеки от експоненциалните коефициенти към апроксимиращата функция (2.15). На долната графика са показани нормираните остатъци.

Този спектър е изследван в [26] като за неговата апроксимация е използвано експоненциално модифицирано гаусово разпределение с два леви и два десни експоненциални коефициента, а получената оценка на редуцирания χ^2_{red} е 1.016. В настоящата работа, при начални условия на фита еднакви с тези в [26], с използване на уравнение (2.15) за апроксимация на спектъра е получена оценка на редуцирания χ^2_{red} 1.008. Следователно, може да се твърди, че предложената функция (2.15) описва добре данните. От Фигура 4.1 също така се вижда, че претеглените остатъци са в интервала между -3 и 3 , а също така не се забелязва систематика в отклоненията. Корелационната матрица 4.1 показва значителна зависимост между някои от параметрите на фита.

Парам.	A	μ	σ	τ_1	τ_2	τ_3	τ_0	η_1	η_2	η_3
A	1	0.63	-0.46	-0.92	-0.98	-0.68	0.20	0.77	-0.96	-0.23
μ	0.63	1	-0.93	-0.84	-0.72	-0.99	0.61	0.97	-0.51	-0.84
σ	-0.46	-0.93	1	0.69	0.58	0.93	-0.84	-0.90	0.34	0.96
τ_1	-0.92	-0.84	0.69	1	0.97	0.88	-0.41	-0.92	0.89	0.47
τ_2	-0.98	-0.72	0.58	0.97	1	0.77	-0.34	-0.85	0.95	0.34
τ_3	-0.68	-0.99	0.93	0.88	0.77	1	-0.64	-0.99	0.58	0.81
τ_0	0.20	0.61	-0.84	-0.41	-0.34	-0.64	1	0.60	-0.15	-0.82
η_1	0.77	0.97	-0.90	-0.92	-0.85	-0.99	0.60	1	-0.67	-0.76
η_2	-0.96	-0.51	0.34	0.89	0.95	0.58	-0.15	-0.67	1	0.07
η_3	-0.23	-0.84	0.96	0.47	0.34	0.81	-0.82	-0.76	0.07	1

Таблица 4.1: Корелационна матрица на параметрите на апроксимация с експоненциално модифицирано гаусово разпределение с три леви и един десен експоненциален коефициент.

В таблица 4.1 отсъства параметъра η_0 , тъй като в условието за нормировка (2.13), този параметър се представя като линейна комбинация на други три ($\eta_0 = 1 - (\eta_1 + \eta_2 + \eta_3)$). Оценка на стойността на параметрите на фита и техните неопределености са дадени в следващата таблица.

Парам.	Стойност	SD	SD/стойност, %
A	$7.17E + 07$	$3.18E + 05$	0.44
μ	939.743	4.14	0.44
σ	43.355	1.29	2.98
τ_1	0.013	0.00	4.81
τ_2	0.003	0.00	5.23
τ_3	0.066	0.10	155.92
τ_0	0.016	0.00	1.39
η_1	0.372	0.03	7.21
η_2	0.398	0.01	2.62
η_3	0.018	0.01	65.23
η_0	0.211	0.01	5.27
χ^2	594.472	—	—
χ^2_{red}	1.008	—	—

Таблица 4.2: Оценка на стойностите на параметрите на фитирането на спектъра показан на Фигура 4.1, съответните им неопределености (SD) и относителната неопределеност на всеки параметър.

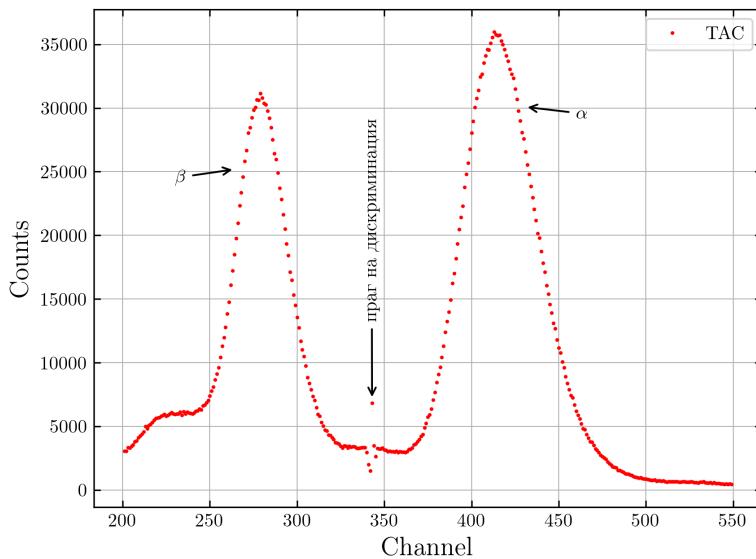
Високите стойности на относителната неопределеност на някои от параметрите се обяснява с наличие на зависимости между параметрите, което беше показано с корелационната матрица 4.1. Въпреки това, оценките на относителните неопределености на параметрите A , μ и σ , които имат съществено значение при анализа на α -спектри, са сравнително малки. По-точен метод е да се състави бюджет на неопределеностите на всеки пик (за спектри с няколко α -пика) и да се направи анализ въз основа на разпространението на неопределеностите.

4.2 Изследване на PSD и апроксимиране на α -спектъра на ^{222}Rn

В тази част от дипломната работа са представени резултатите от изследването на възможността за разделяне по формата на импулса на пластмасовия сцинтилатор *mhaF200A*. Приложени са предложените в настоящата дипломна работа модели за апроксимиране на експерименталните спектри получени от пластмасовия сцинтилатор с абсорбиран в него ^{222}Rn . Спектрите са получени със спектрометъра PERALS и спектрометричната система Polyphemus 1 включваща оптична камера, разработена в рамките на дипломната работа, и спектрометъра nanoPSD.

4.2.1 Анализ на измерванията направени с PERALS спектрометъра

Разделянето по формата на импулсите получени с PERALS спектрометъра е представено на Фигура 4.2. На ТАС спектъра се виждат два ясно изразени пика съответстващи на α - и β -частиците излъчени при разпадането на ^{222}Rn и краткоживущите му продукти, т.е. наблюдава се добро разделяне по форма на импулса. Между двата пика се виждат импулси, които се генерират при задаване на прага на дискриминация. Всички импулси отляво на прага на дискриминация се подават на многоканален анализатор за построяване на амплитудния α -спектър.

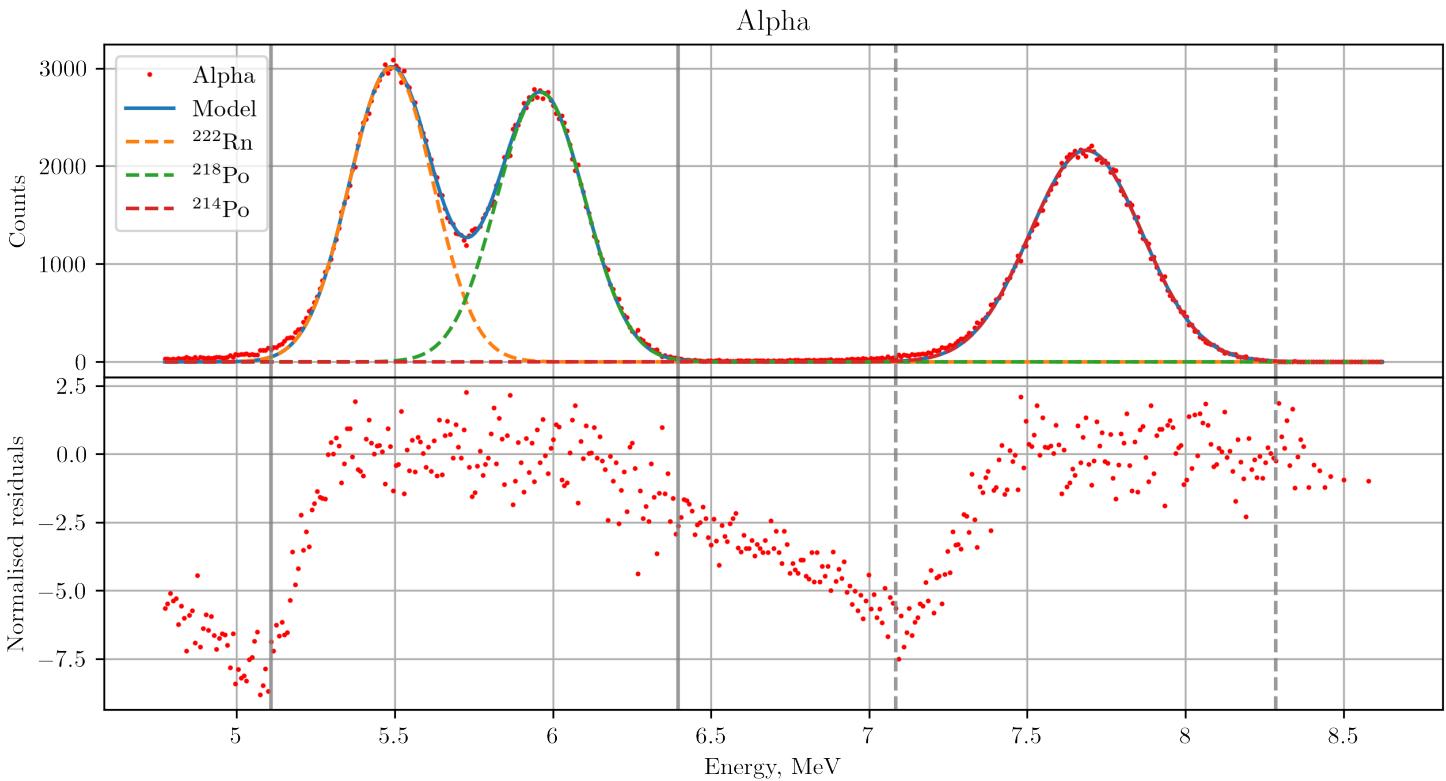


Фигура 4.2: TAC спектър получен със сцинтилатор *mhaF200A* и PERALS спектрометър.

Благодарение на отличната способност за разделяне по формата на импулса на изследвания сцинтилатор, можем да разделим импулсите дължащи се на α - и на β -частиците получени при разпадане на ^{222}Rn и неговите краткоживущи продукти. Възможността за PSD на сцинтилатора ни позволява да отделим чистия α -спектър, на който се отличават три пика съответстващи на α -частиците на ^{222}Rn ($E_\alpha = 5.489 \text{ MeV}$), ^{218}Po ($E_\alpha = 6.002 \text{ MeV}$) и ^{214}Po ($E_\alpha = 7.686 \text{ MeV}$). В разгледаните по-нататък спектри, област A (region A) ще наричаме интервала от спектъра включващ α -пиковете на ^{222}Rn и ^{218}Po , а област B (region B) — интервала включващ пика на ^{214}Po . Началото и краят на съответните две области са едни и същи за всички спектри от даден спектрометър, с което се осигурува възможност за сравняване на спектрите помежду им.

На Фигура 4.3 е представена апроксимация със сума от 3 гаусови разпределения на спектър получен с PERALS спектрометър. Както беше посочено в раздел 2.2, апроксимацията на α -спектри с гаусова функция обикновено не е достатъчно за добро описание на спектъра и това може да се види от Фигура 4.3, както и от оценката на редуцирания χ^2 в таблица 4.3.

Измерване 13 фитирано със сума от 3 гаусови
разпределения



Фигура 4.3: Алфа-спектр фитиран със сума от 3 гаусови разпределения.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.962	7.686
σ [MeV]	0.133	0.139	0.178
$FWHM$ [MeV]	0.313	0.328	0.419
R [%]	5.7	5.502	5.455
A	116569	111922	112333

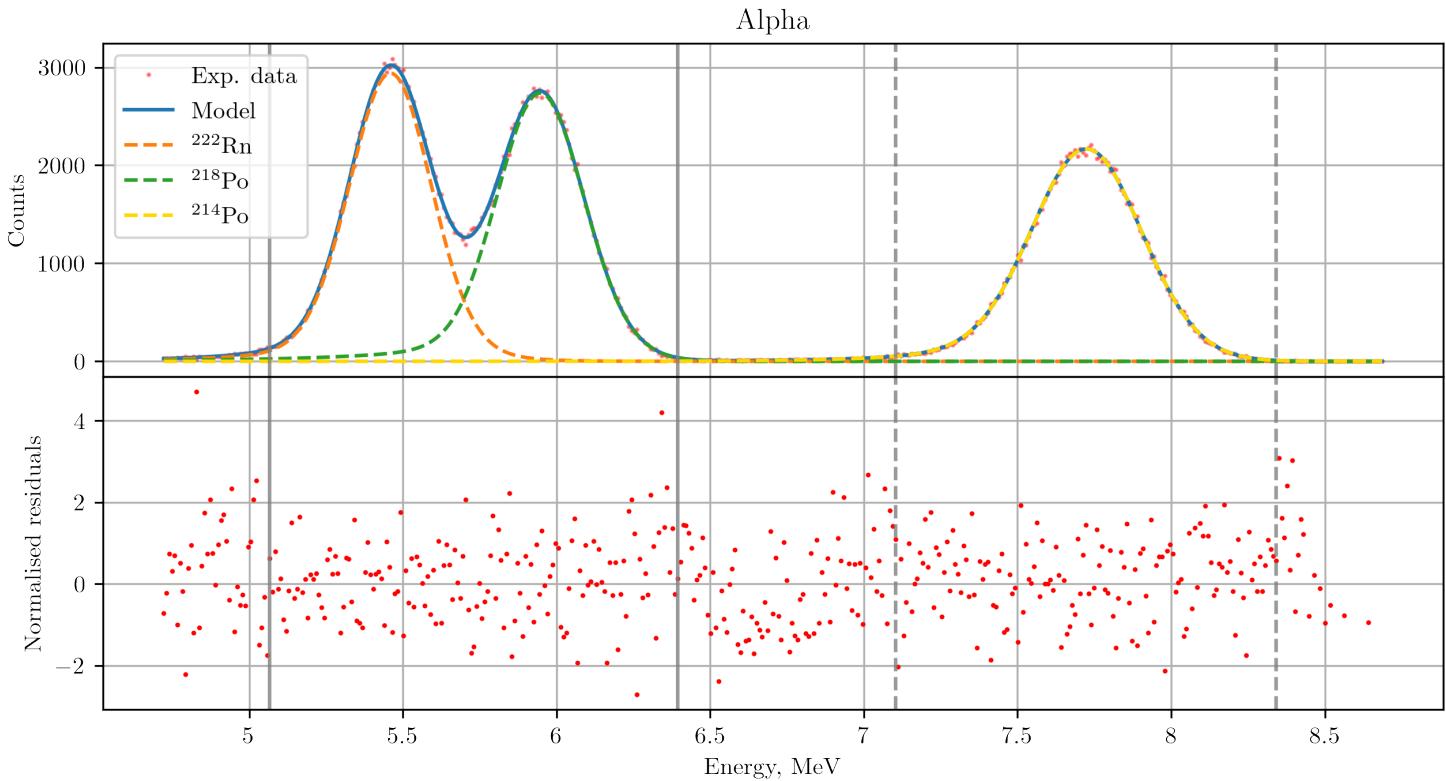
Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	571.998	801.137	4599.09
редуциран χ^2	3.99	5.89	11.003
AIC	213.025	249.644	1040.188
BIC	230.457	258.27	1076.378

Таблица 4.3: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 гаусови разпределения.

Горното твърдение се подкрепя от показаните на Фигура 4.3 претеглени остатъци (normalized residuals). На Фигурата се виждат значителни отклонения на апроксимацията със suma от гаусови разпределения от експерименталните данни, особено в нискоенергетичната част на α -пиковете, а стойностите на остатъците са в интервала от -9 до 3 . Стойностите на редуцирания χ^2 за двете области, както и общо за всички точки от Фигура 4.3 са представена в таблица 4.3. От нея се вижда, че за област А $\chi^2_{red} = 4$, а за област В $\chi^2_{red} = 5.9$, поради което този модел не се разглежда по-нататък. Интересен факт, който се наблюдава е, че в сравнение със спектъра 4.1, при който източникът е „външен“ за сцинтилатора, за ^{222}Rn и разпадните му продукти, които са абсорбирани в сцинтилатора, α -пиковете в спектъра са по-тесни и по-симетрични. Това може да се обясни с липсата на загуба на енергия в пространството между източника на α -частици и обема на сцинтилатора. Следва да отбележим, че в [3] апроксимация на α -спектъра на ^{222}Rn абсорбиран в комерсиални пластмасови сцинтилатори тип EJ-212 и BC-400 със suma от гаусови разпределения дава задоволителни резултати.

Първата стъпка за преодоляване на проблема с апроксимацията на получените α -спектри е да се приложи предложената в настоящата дипломна работа апроксимираща функция (2.18) — suma от експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 12 експоненциални коефициента. За всеки α пик в спектъра на ^{222}Rn и краткоживущите му продукти отговарят 3 леви и 1 десен експоненциални коефициента. С прилагането на тази функция се цели по-добро апроксимиране на нискоенергетичните леви и високоенергетичните десни опашки на α -пиковете. Спектърът представен по-горе, но фитиран с предложения в дипломната работа модел е показан на Фигура 4.4.

Измерване 13 фитирано със сума от 3 EMG с 12 експоненциални коефициента



Фигура 4.4: Алфа-спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения, всяко от тях с 4 експоненциални коефициента или общо 12 коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.912	7.686
σ [MeV]	0.126	0.132	0.17
$FWHM$ [MeV]	0.318	0.338	0.43
R [%]	5.796	5.717	5.59
A	233402	115354	

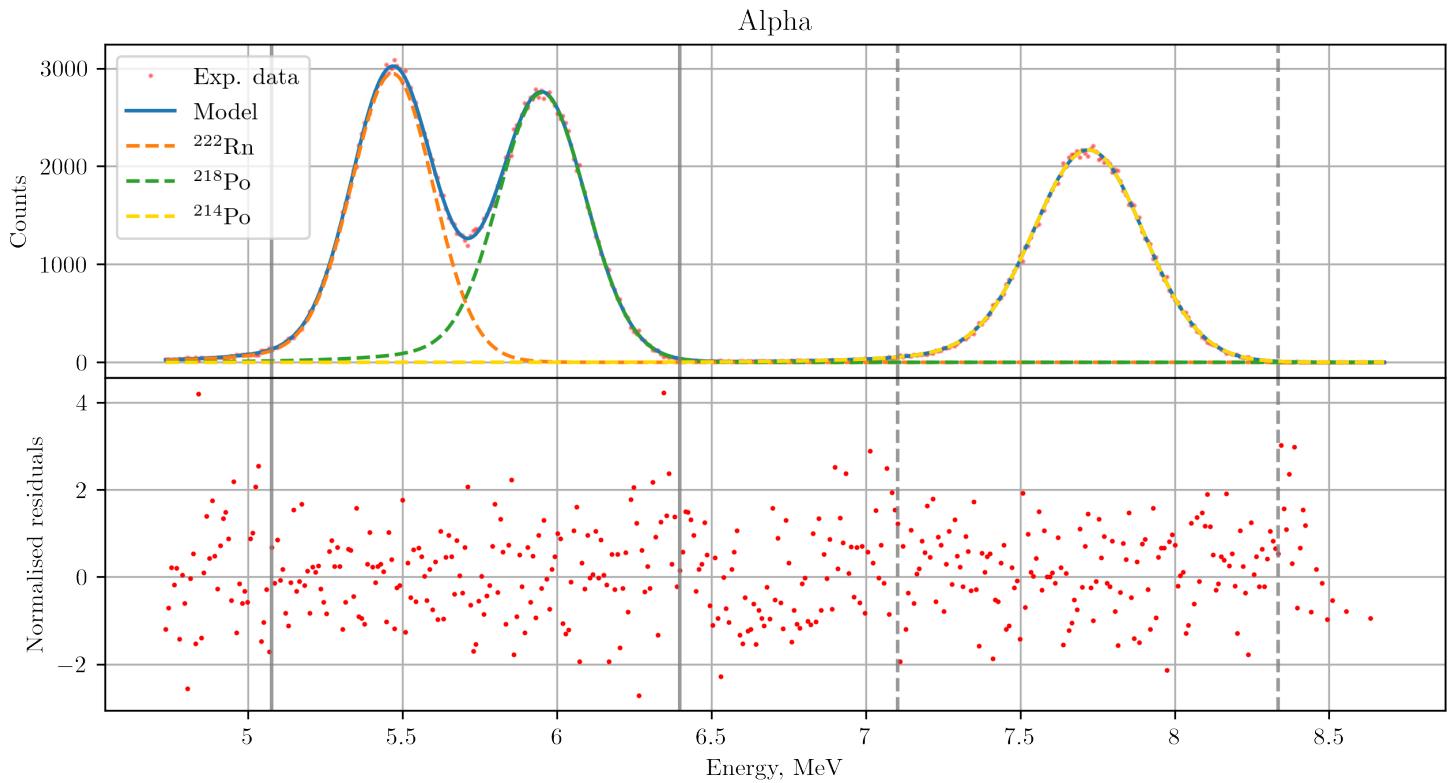
Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	150.107	117.174	478.172
редуциран χ^2	1.155	0.908	1.201
AIC	44.994	-2.024	106.195
BIC	96.178	25.602	219.851

Таблица 4.4: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 12 експоненциални коефициента.

От показаното на Фигура 4.4 се вижда, че претеглените остатъци се разполагат в интервал $[-3, 5]$ и не се наблюдават систематично повтарящи се отклонения. Представените в таблица 4.4 оценки на редуцирания χ^2 показват значително подобрение на апроксимацията спрямо тази на Фигура 4.3, а фактът, че стойността му е близка до 1 свидетелства за това, че предложената апроксимираща функция описва експерименталния спектър много добре.

Добрите резултати дадоха основа за предположението изказано в раздел 2.2, а именно че физичните процеси, на които се дължи асиметрията на α -пиковете в пластмасовите сцинтилатори, въздействат по сходен начин върху отделните α -пикове. Следователно, параметрите в модела, отразяващи влиянието на тези процеси — експоненциалните коефициенти приписвани на всеки пик следва да са еднакви по стойност. От това предположение произлиза и нова апроксимираща функция — уравнение (2.19), т.е. сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента. Отново, спектърът показан на Фигура 4.3, е фитиран, но този път с функцията (2.19) използваща осем параметъра по-малко. Резултатите от фитирането са представени на Фигура 4.5 и таблица 4.5.

Измерване 13 фитирано със сума от 3 EMG с 4
експоненциални коефициента



Фигура 4.5: Алфа спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.925	7.686
σ [MeV]	0.125	0.131	0.169
$FWHM$ [MeV]	0.316	0.338	0.428
R [%]	5.76	5.701	5.563
A	233156	115425	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	150.504	116.691	471.831
редуциран χ^2	1.115	0.884	1.162
AIC	32.631	-9.463	82.354
BIC	71.552	10.224	165.537

Таблица 4.5: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Сравнението между Фигурите 4.4 и 4.5 не показва видими различия в разпределението на претеглените остатъци. От таблица 4.5 се вижда, че стойностите на редуцирания χ^2_{red} са съизмерими или по-добри (по-близки до 1) спрямо тези съответстващи на модела с 12 експоненциални коефициента (таблица 4.4), което можем да интерпретираме като добър аргумент в полза на апроксимацията използваща 4 експоненциални коефициента. В следващата таблица са обобщени резултатите от оценките на статистическите критерии за модела използваш съответно 12 (уравнение (2.18)) и 4 (уравнение (2.19)) експоненциални коефициента за област А на анализираните спектри.

Област А (PERALS)									
		χ^2	χ^2_{red}	AIC	$\Delta_i(AIC)$	$w_i(AIC)$	BIC	$\Delta_i(BIC)$	$w_i(BIC)$
Meas 10	12 exp	183.6	1.41	75.0	0	0.7	126.2	10.5	$5E - 03$
	4 exp	202.3	1.5	76.7	1.7	0.3	115.6	0	0.99
Meas 13	12 exp	150.1	1.16	45.0	12.4	0.002	96.2	24.6	$4E - 06$
	4 exp	150.5	1.12	32.6	0	0.998	71.6	0	1
Meas 14	12 exp	110.1	0.85	-1.2	9.2	0.01	50	21.5	$2E - 05$
	4 exp	112.7	0.84	-10.4	0	0.99	28.5	0	1
Meas 15	12 exp	195.4	1.5	84.3	3.8	0.1	135.5	16.0	$3E - 04$
	4 exp	207.6	1.54	80.5	0	0.9	119.5	0	1
Meas 16	12 exp	174.2	1.34	67.2	0	0.977	118.4	4.7	0.09
	4 exp	199.6	1.48	74.7	7.5	0.023	113.6	0	0.91

Таблица 4.6: Оценки на статистическите критерии на апроксимацията с 12 и 4 експоненциални параметъра за област А на спектрите получени с PERALS спектрометъра.

От горната таблица се вижда, че оценените стойности на редуцирания χ^2_{red} за сравняваните модели са близки като в три от анализираните пет спектъра, те са по-добри за модела с 12 експоненциални коефициента. Статистическият критерий AIC, който наказва модели базирани на голям набор от параметри дава преимущество за модела с 4 експоненциални коефициента, а теглата $w_i(AIC)$ показват, че в три от случаите моделът с по-малкия брой параметри е по-правдоподобният. Критерият BIC, който въвежда дори по-голямо наказване за модели използващи повече параметри показва пълно преимущество на модела с 4 експоненциални коефициента, т.е. стойностите на теглата $w_i(BIC)$

са по-близки до 1 за този модел. Оценките на статистическите критерии на сравняваните два модела в област В от изследваните спектри са представени в таблица 4.7.

Област В (PERALS)									
		χ^2	χ^2_{red}	AIC	$\Delta_i(AIC)$	$w_i(AIC)$	BIC	$\Delta_i(BIC)$	$w_i(BIC)$
Meas 10	12 exp	127.9	0.99	10.1	0	1.0	37.8	0	0.996
	4 exp	154.0	1.17	29.1	19.0	$8E - 05$	48.8	11	0.004
Meas 13	12 exp	117.2	0.91	-2.0	7.4	0.024	25.6	15.4	$5E - 04$
	4 exp	116.7	0.88	-9.5	0	0.976	10.2	0	1
Meas 14	12 exp	181.6	1.41	58.9	4.6	0.1	86.5	12.6	$2E - 03$
	4 exp	184.5	1.40	54.2	0	0.9	73.9	0	0.998
Meas 15	12 exp	229.4	1.87	91.3	19.3	$6E - 05$	119	27.2	$1E - 06$
	4 exp	209.7	1.59	72.0	0	1.0	91.7	0	1
Meas 16	12 exp	276.5	2.16	117.3	21.1	$3E - 05$	145	29	$5E - 07$
	4 exp	249.5	1.91	96.2	0	1.0	116	0	1

Таблица 4.7: Сравнение между оценките на статистическите критерии на апроксимацията с 12 и 4 експоненциални параметъра за област В на спектрите получени с PERALS спектрометъра.

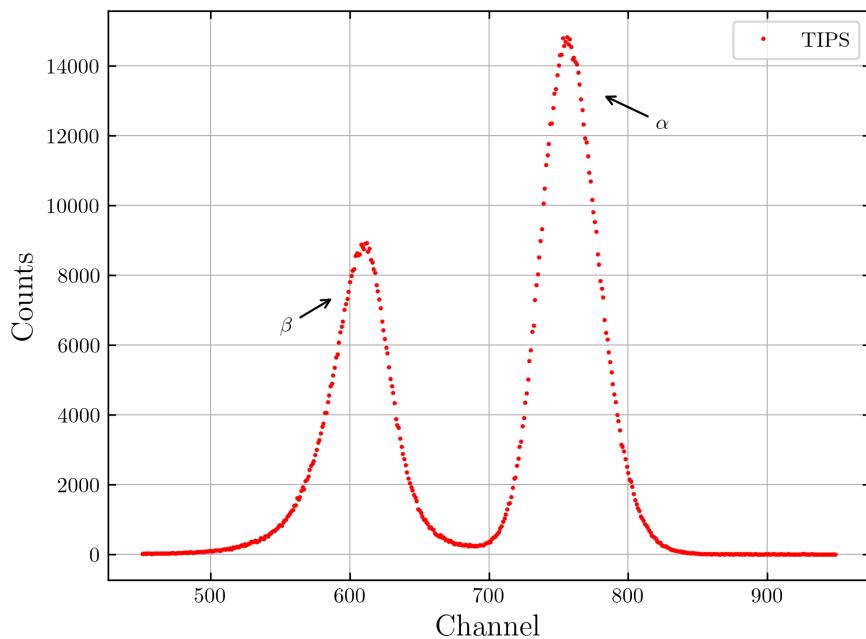
От таблица 4.7 също се вижда, че стойностите на редуцирания χ^2 за модела с 4 експоненти са сравними или по-добри от тези за модела с 12 експоненти. Теглата $w_i(AIC)$ и $w_i(BIC)$ за областта, в която попада пикът на ^{214}Po , показват значително преимущество за модела с 4 експоненциални коефициента (уравнение (2.19)). Доказателственото отношение дефинирано в уравнение (2.32) за AIC критерия е съответно 500 за област А и 41 за област В на Meas 13. Следователно, моделът използващ 4 експоненти е 500 пъти по-вероятен да бъде най-правдободният модел в област А спрямо този с 12 експоненти и 41 пъти в област В.

4.2.2 Анализ на измерванията направени със системата PolypheMus 1

По-нататък е представена апроксимация на спектър на ^{222}Rn в пластмасовия сцинтилатор mhaF200A получен със системата PolypheMus 1. След това

в таблици са обобщени оценките на статистическите критерии от фитирането с предложените в настоящата дипломна работа модели: сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределение с 12 експоненциални коефициента (2.18) и 4 експоненциални коефициента (2.19), съответно, на няколко α -спектъра.

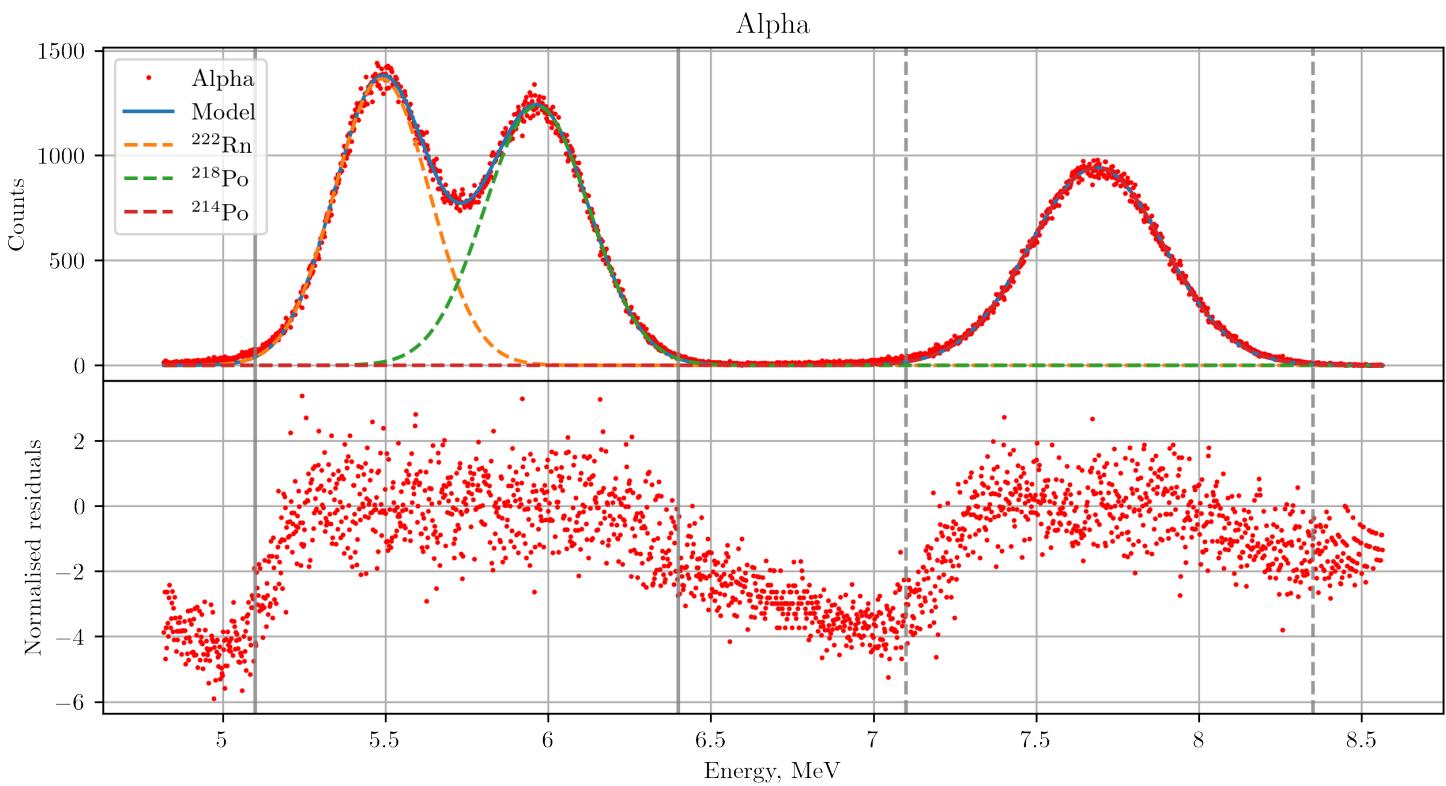
Разделянето по формата на импулса при системата Polypheus 1 също е добро, което може да се види от Фигура 4.6, т.е. налице са два ясно разграничени пика дължащи се на α - и β -частици.



Фигура 4.6: TIPS спектър на импулсите на α - и β -частиците излъчвани при разпадане на ^{222}Rn и краткоживущите му продукти в пластмасов сцинтилатор *thaF200A*.

Нататък е представена апроксимация на α -спектър получен със системата Polypheus 1 и фитиран съответно със сума от 3 гаусови разпределения, както и предложените в настоящата дипломна работа функции с 12 (2.18) и 4 (2.19) експоненциални коефициента, съответно. Апроксимацията с гаусови функции не е анализирана подробно, тъй като, както беше показано и по-горе, в множество случаи тя е недостатъчна за добро описание на експерименталния спектър.

Измерване 10 фитирано със сума от 3 гаусови
разпределения



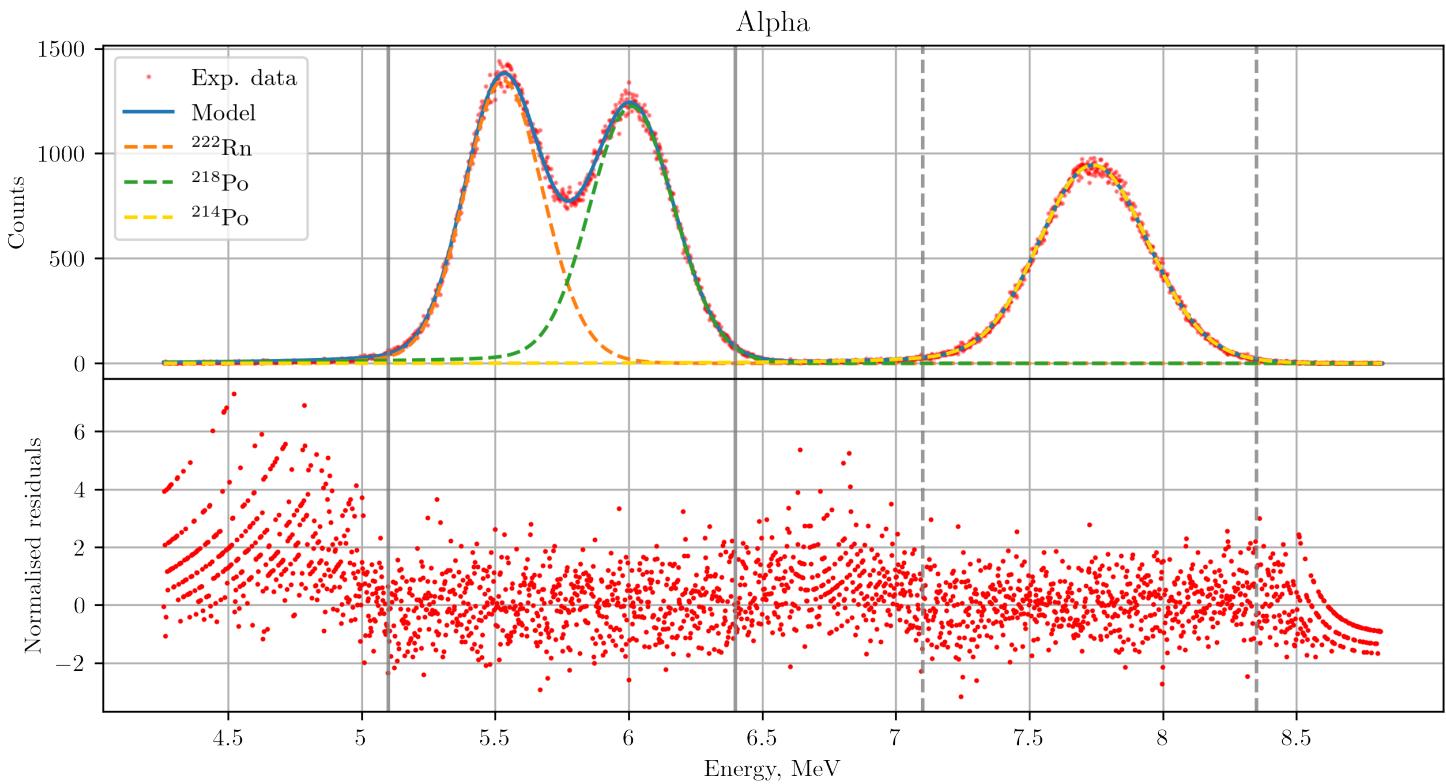
Фигура 4.7: Алфа-спектр фитиран със сума от 3 гаусови разпределения.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.965	7.686
σ [MeV]	0.146	0.161	0.206
$FWHM$ [MeV]	0.344	0.378	0.486
R [%]	6.271	6.342	6.319
A	253554	252108	246813

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	984.359	1082.629	9833.258
редуциран χ^2	1.507	1.718	4.366
AIC	276.564	345.755	2743.177
BIC	303.38	359.068	2792.994

Таблица 4.8: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 гаусови разпределения.

Измерване 10 фитирано със сума от 3 EMG с 12
експоненциални коефициента



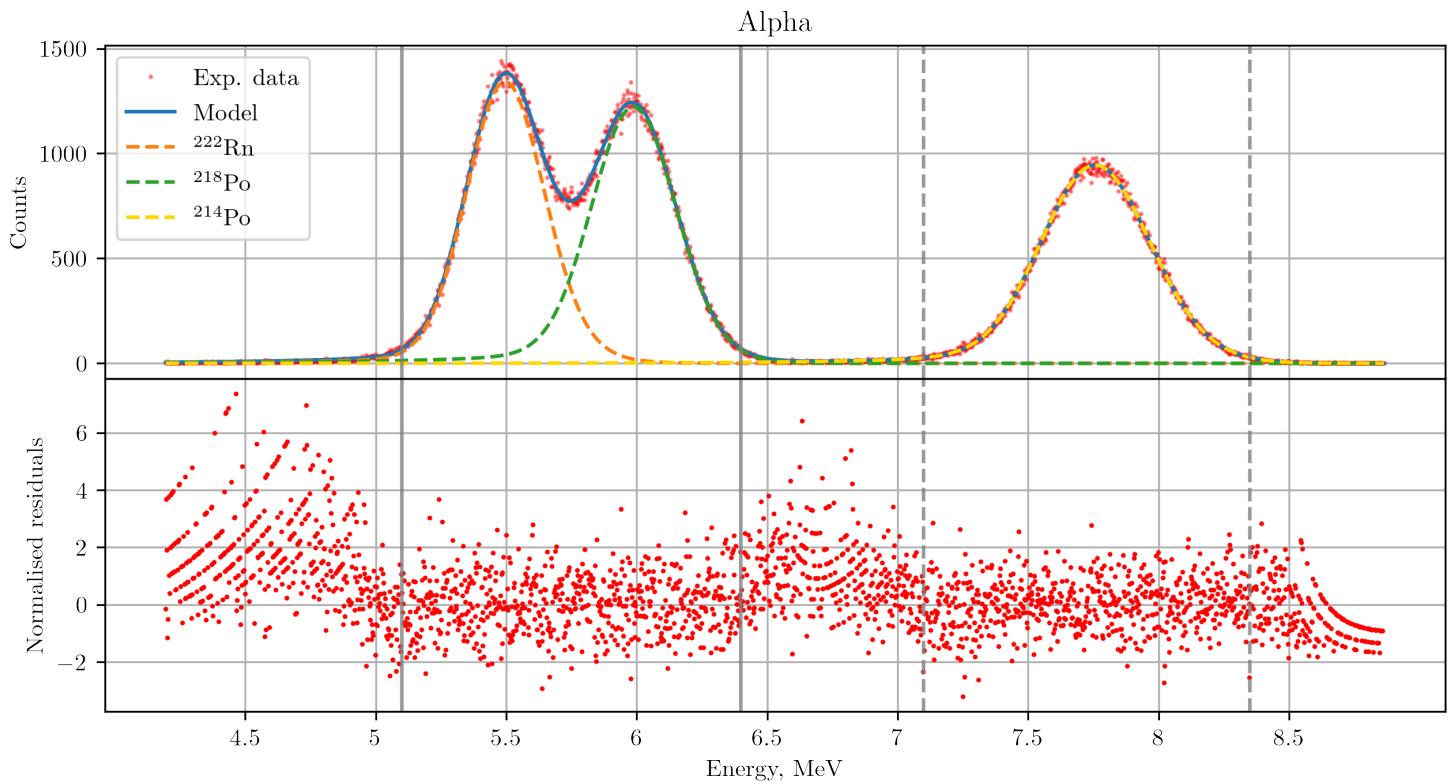
Фигура 4.8: Алфа-спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения, всяко от тях с 4 експоненциални коефициента или общо 12 коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.977	7.686
σ [MeV]	0.135	0.148	0.189
$FWHM$ [MeV]	0.348	0.374	0.486
R [%]	6.339	6.265	6.322
A	514689	255182	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	684.711	518.773	4272.931
редуциран χ^2	1.077	0.838	1.914
AIC	67.056	-101.186	1496.018
BIC	152.265	-56.745	1662.04

Таблица 4.9: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 12 експоненциални коефициента.

Измерване 10 фитирано със сума от 3 EMG с 4
експоненциални коефициента



Фигура 4.9: Алфа спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.989	7.686
σ [MeV]	0.143	0.157	0.194
$FWHM$ [MeV]	0.355	0.385	0.497
R [%]	6.462	6.428	6.472
A	514427	255092	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	668.293	491.821	4482.265
редуциран χ^2	1.069	0.809	2.001
AIC	56.642	-123.457	1588.301
BIC	119.081	-92.506	1708.524

Таблица 4.10: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

От Фигурите 4.8 и 4.9 се вижда, че предложените в тази дипломна работа модели за фитиране на α -спектрите — сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с 12 (2.18) и 4 (2.19) експоненциални коефициента, съответно, апроксимират добре спектрите от Polypheus 1 без видими разлики в графиките на претеглените остатъци. За да сравним правдоподобността на двета модела, в таблици 4.11 и 4.12 са представени оценки на статистическите критерии, по които сравняваме моделите, съответно за област А и В на анализираните спектри.

Област А (Polypheus 1)									
		χ^2	χ^2_{red}	AIC	$\Delta_i(AIC)$	$w_i(AIC)$	BIC	$\Delta_i(BIC)$	$w_i(BIC)$
Meas 6	12 exp	638.2	1.015	28.1	15	0.001	113.2	36.8	$1E - 08$
	4 exp	647.6	0.999	13.4	0.0	0.999	76.4	0	1
Meas 7	12 exp	688.3	1.079	68.6	5.7	0.054	153.8	28.3	$7E - 07$
	4 exp	682.8	1.079	62.9	0	0.946	125.5	0	1
Meas 8	12 exp	608.9	0.992	13.4	11.1	0.004	98.0	33.3	$6E - 08$
	4 exp	608.8	0.982	2.3	0	0.996	64.6	0	1
Meas 9	12 exp	606.3	0.988	10.8	10.7	$5E - 03$	95.3	33.1	$6E - 08$
	4 exp	598.6	0.978	0.033	0	0.995	62.2	0	1
Meas 10	12 exp	684.7	1.077	67.1	10	0.005	152.3	33.2	$6E - 08$
	4 exp	668.3	1.069	56.6	0.0	0.995	119.1	0	1

Таблица 4.11: Сравнение между оценките на статистическите критерии на апроксимацията с 12 и 4 експоненциални параметра за област А на спектрите получени със системата Polypheus 1.

Област B (Polyphemus 1)									
		χ^2	χ^2_{red}	AIC	$\Delta_i(AIC)$	$w_i(AIC)$	BIC	$\Delta_i(BIC)$	$w_i(BIC)$
Meas 6	12 exp	636.3	1.036	32.2	0	1.0	76.5	0	0.98
	4 exp	677.4	1.075	53.1	20.9	3E - 05	84.3	8	0.02
Meas 7	12 exp	600.8	0.966	-12.0	15.1	0.001	33.5	29.5	4E - 07
	4 exp	582.2	0.947	-27.1	0	0.999	3.9	0	1
Meas 8	12 exp	656.7	1.096	65.9	6.1	0.045	110.1	19.3	6E - 05
	4 exp	656.6	1.091	59.8	0	0.955	90.7	0	1
Meas 9	12 exp	731.6	1.221	131.7	21.3	2E-05	175.8	34.6	3E - 08
	4 exp	706.6	1.187	110.4	0	1.0	141.2	0	1
Meas 10	12 exp	518.8	0.838	-101.2	22.3	1E - 05	-56.7	35.8	2E - 08
	4 exp	491.8	0.809	-123.5	0	1.0	-92.5	0	1

Таблица 4.12: Сравнение между оценките на статистическите критерии на апроксимацията с 12 и 4 експоненциални параметъра за област B на спектрите получени със системата Polyphemus 1.

От представените в горните таблици резултати, може да се твърди, че моделът с 4 експоненциални коефициента (уравнение (2.19)) дава по-добри или сравними стойности на редуцирания χ^2_{red} от този с 12 експоненти. Оценките на теглата $w_i(AIC)$ и $w_i(BIC)$ отново потвърждават предимството на модела използващ по-малкия набор от 4 експоненти (2.19).

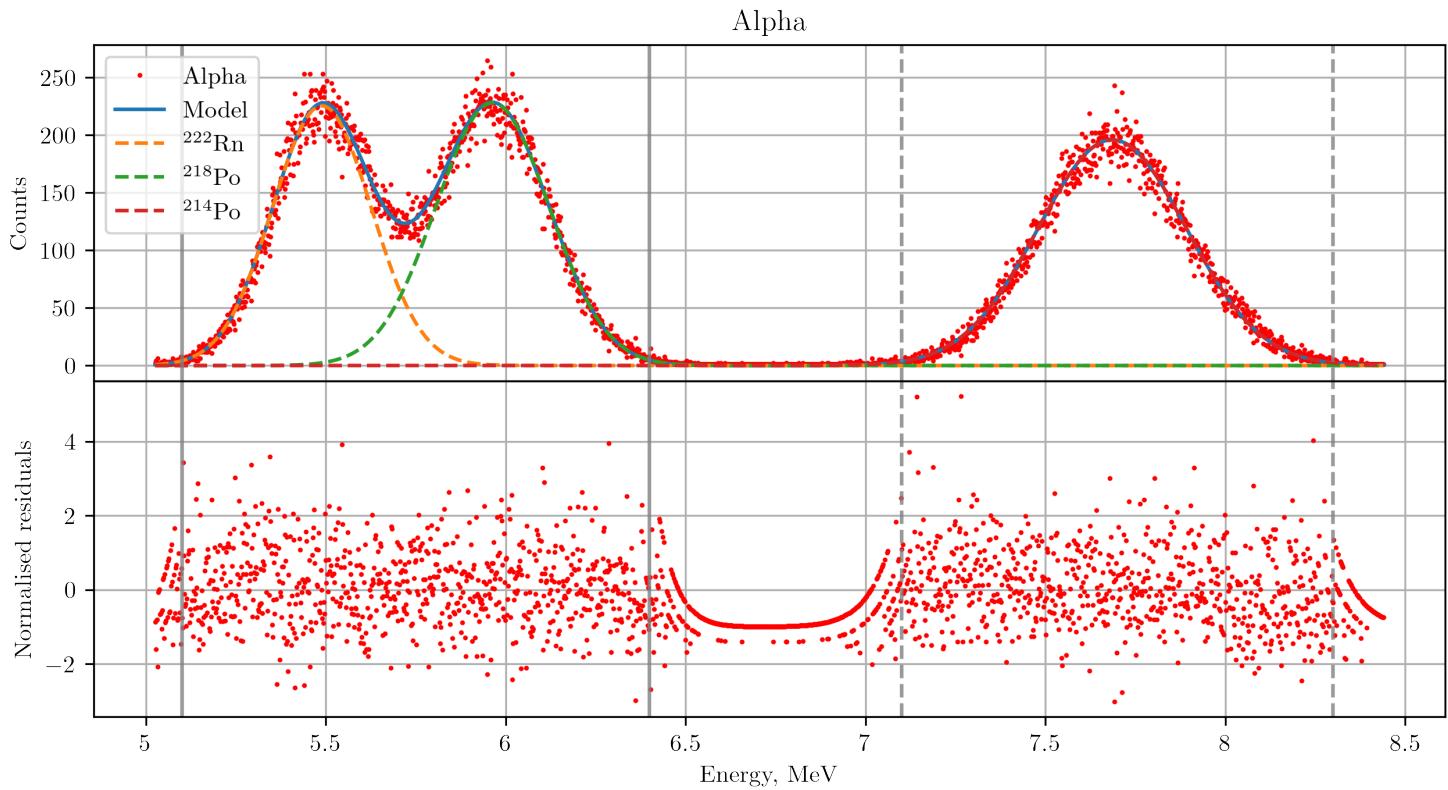
Следователно, предложената в настоящата работа апроксимираща функция — сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента (2.19) не само дава добри резултати при описание на α -спектрите, но се оказва по-сполучлива от функцията използваваща по-голям брой параметри — 12 експоненциални коефициента (уравнение (2.18)).

4.2.3 Анализ на измерване направено със системата Polyphe^mus 1 при оптимизирано събиране на светлина

Измерването направено със системата Polyphe^mus 1 и малко парче сцинтилатор mhaF200A залепено с оптична смазка върху челото на ФЕУ-то има за цел да елиминира до възможно най-голяма степен асиметрията на α -пиковете дължаща се на апаратурни ефекти (за подробности виж раздел 3.3). Получените резултати показват, че наблюдаваните леви и десни опашки на пиковете в α -спектъра могат да се елиминират, ако сцинтилаторът е разположен в малка област около центъра на активната площ на катода на фотоелектронния умножител, където ефективността на катода е приблизително еднаква. Оптичната смазка и отражателното фолио спомагат за максимално ефективно събиране на сцинтилационната светлина, което води до намаляване на асиметрията на измерените α -пикове.

В този случай на оптимално събиране на светлината и избегната нехомогенност на ефективността на катода на ФЕУ, пиковете в α -спектъра на ^{222}Rn и неговите краткоживущи разпадни продукти може да се опише със сума от три гаусови разпределения, което е показано на Фигура 4.10.

Фитиране със сума от 3 гаусови разпределения при
оптимално събиране на фотоните излъчени от
сцинтилатора



Фигура 4.10: Альфа-спектр при оптимално събиране на светлината фитиран със сума от 3 гаусови разпределения.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.963	7.686
σ [MeV]	0.137	0.157	0.207
$FWHM$ [MeV]	0.324	0.37	0.486
R [%]	5.895	6.2	6.329
A	47719	55126	62348

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	889.398	823.755	2158.835
редуциран χ^2	1.122	1.122	1.033
AIC	97.746	88.05	77.084
BIC	125.74	101.825	127.841

Таблица 4.13: Стойност на параметрите на фита и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 гаусови разпределения.

От графиката на претеглените остатъци показани на Фигура 4.10 не се забелязват пропадания в ниско- и/или високоенергийната части на α -пиковете, както и систематични повторения. В този случай функцията сума от три гаусови разпределения е достатъчна, за да се апроксимира задоволително спектъра. Стойностите на χ^2_{red} представени в таблица 4.13 са близки до 1, което също показва, че апроксимиращата функция е достатъчна за добро описание на спектъра.

Следва да отбележим, че при използване на парче сцинтилатор с размери съизмерими или по-големи от активната площ на катода на фотоумножителя, който също е залепен с оптична смазка към челото на ФЕУ и покрит с отражателно фолио, е неизбежна появата на асиметрия в α -пиковете. Следователно можем да твърдим, че нехомогенността на ефективността на катода на ФЕУ е значителен апаратурен фактор водещ до разширяване на пиковете и появя на леви опашки, при което апроксимацията на α -спектър получен с пластмасов сцинтилатор може да бъде направена с предложените в настоящата дипломна работа модели.

4.3 Стабилност на разделянето по енергии във времето

Известно е, че характеристиките на пластмасовите сцинтилатори могат да се влошат при стареене на сцинтиратора [14]. Разделителната способност по енергии за детекторни системи използващи пластмасови сцинтилатори зависи от светлинния добив на сцинтилаторите — броя излъчени фотони на единица енергия отдадена от ионизиращото лъчение в обема на сцинтилатора. Често, при стареене на сцинтилатора неговият светлинен добив намалява и чрез изследване на промените в разделителната способност можем да съдим за стабилността на сцинтилатора. За изследвания в настоящата дипломна работа сцинтилатор mhaF200A е направено сравнение на FWHM и разделителната способност получени при измервания с две системи с промеждътък около 3.5 и 2 години. Началото на времевите интервали се задава от измервания направени от екипа на лабораторията по Метрология на ионизиращите лъчения. Използвани са спектрометрите PERALS, както и спектрометричната система показана на Фигура 2.6, но вместо външен α източник е използван сцинтилатор с абсорбиран в него ^{222}Rn . Крайт на интервалите са измервания направени с PERALS спектрометъра и системата Polyphemus 1 в рамките на настоящата дипломна работа.

В следващатите таблици са представени стойности на сравняваните параметри от тези измервания.

Сцинтилатор	Измерване	^{222}Rn		^{218}Po		^{214}Po	
		FWHM, MeV	R, %	FWHM, MeV	R, %	FWHM, MeV	R, %
mhaF200A	декември 2017	0.352	6.409	0.395	6.616	0.51	6.637
	май 2021	0.33	5.92	0.369	6.19	0.483	6.28

Таблица 4.14: FWHM и разделителната способност от измервания направени със системата показана на фигура 2.6 и Polyphemus 1 с промеждуток от около 3.5 години.

Сцинтилатор	Измерване	^{222}Rn		^{218}Po		^{214}Po	
		FWHM, MeV	R, %	FWHM, MeV	R, %	FWHM, MeV	R, %
mhaF200A	януари 2019	0.318	5.788	0.346	5.809	0.443	5.757
	ноември 2020	0.313	5.963	0.336	5.65	0.424	5.516

Таблица 4.15: Уреднени стойности на FWHM и разделителната способност от измерванията направени с PERALS спектрометъра с промеждуток от около 2 години.

От таблиците се вижда, че FWHM на отделните α -пикове, а оттам и на енергийната разделителна способност (уравнение (2.33)) на по-скорошните измервания е по-добра, което от гледна точка на стареенето на сцинтилатора е невъзможно. Оценката на разделителната способност получена с PERALS спектрометъра е по-добра от тази на системата Polyphemus 1. Можем да твърдим, че разделителната способност присъща само на изследвания пластмасов сцинтилатор отговаря на тази получена със спектрометъра PERALS или е по-добра. Отклоненията между измерванията задаващи времевите интервали както и тези между оценките на разделителната способност получена с двете спектрометрични системи могат да се обяснят със статистически отклонения, които не са оценени. Получените разултати показват, че при конкретните условия, в които е съхраняван сцинтилатора — в добре затворена непрозрачна кутия, характеристиките на сцинтилатора остават непроменени. Следователно, пластмасовият сцинтилатор mhaF200A е надежден и особено подходящ при прилагане на PSD техниката в системи за продължителни измервания или непрекъснати радонови монитори.

Нещо повече, въпреки че е синтезиран през 2013 година, сцинтилаторът е запазил и механичната си здравина, което позволява изработване на тънки образци. Не се наблюдава помътняване на сцинтилатора, което предполага и времева стабилност на светлинния добив на сцинтилатора.

ГЛАВА 5

Заключение

В настоящата дипломна работа е представено изследване на възможността за разделяне по формата на импулса на пластмасов сцинтилатор mhaF200A и стабилността на разделителната способност по енергии във времето. Сцинтилаторът е разработен и синтезиран в лабораторията Laboratoire Captures & Architectures Electroniques (Франция) с цел приложение в детекторни системи използващи разделяне на сигнала по формата на импулса.

В рамките на дипломната работа, също така, са разработени две спектрометрични системи: Polyphemus 1 и Veryphemus 2. Тези системи, както и спектрометърът PERALS са използвани за извършване на измерванията, чиято цел е изследването свойствата на пластмасовия сцинтилатор mhaF200A. Предложени са нови модели за апроксимиране на α -спектрите получени от пластмасовия сцинтилатор. Направена е оценка на времевата стабилност на разделителната способност на изследвания сцинтилатор.

Изследването на PSD възможностите на сцинтилатора е направено посредством абсорбиране на ^{222}Rn в обема на сцинтилатора. Отличното разделяне по форма на импулса позволява разделяне на импулсите дължащи се на α - и β -частиците излъчвани по веригата на разпадане на ^{222}Rn и краткоживущите му продукти. Това, от своя страна, позволява отделянето на чистия α -спектър и параметризиране на α -пиковете.

За описането на алфа спектрите е предложен модел — експоненциално модифицирано гаусово разпределение с три леви и един десен експоненциален коефициент. Моделът дава задоволителни резултати при описание на моноенергиен α -спектър получен с комерсиален сцинтилатор EJ-212 и източник извън пластмасовия сцинтилатор.

В общия случай на ^{222}Rn , абсорбиран в сцинтилатора mhaF200A,

α -спектърът получен след прилагане на PSD техниката, може да се апроксимира със сума от три експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 12 експоненциални коефициента. От получените резултати и използвайки знанията за процесите протичащи в сцинтилатора е предложена и апроксимираща функция с 4 експоненциални коефициента еднакви за всички α -пикове в спектъра. Използваните статистически критерии за сръвняване между двета модела показват значително преимущество за модела с по-малко параметри и основаващ се на физиката на процесите. Считаме, че този резултат ще допринесе за по-добро описание на α -спектри, при което основна тежест ще има използването на оптимален брой експоненциални коефициенти на базата на познание за физичните процеси, протичащи в конкретния детектор.

В частния случай, когато са предприети специални мерки за подобряване на събирането на светлина чрез потискане на апаратурните ефекти водещи до асиметрия на α -пиковете и намаляване на ефекта на многократното разсейване е възможно получаване на α -спектри на ^{222}Rn , които да се описват задоволително със сума от три гаусови разпределения. Предимството на този подход е възможността да се изследва разделителната способност по енергии присъща единствено на изследвания пластмасов сцинтилатор.

Изследването на стабилността на сцинтилатора mhaF200A показва непроменена разделителна способност в рамките на интервал от около 3.5 години. Наред с това, отличното разделяне по формата на импулса и добрата разделителна способност показват, че сцинтилаторът е подходящ за измерване на ^{222}Rn и може да бъде вложен в детектори за непрекъснато измерване на ^{222}Rn , които да се използват в радиационния контрол и радиационната защита.

Библиография

- [1] *Rn-222 tables*. [Online]. Available: http://www.lnhb.fr/nuclides/Rn-222_tables.pdf.
- [2] *WHO handbook on indoor radon: a public health perspective*. World Health Organization, Geneva, Switzerland, 2009, ISBN: 9789241547673.
- [3] K. Mitev, C. Dutsov, S. Georgiev, L. Tsankov, and T. Boshkova, “Study of ^{222}Rn absorption and detection properties of EJ-212 and BC-400 plastic scintillators”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, pp. 1592–1598, 2017.
- [4] K. Mitev, “Thoron ^{220}Rn detection with plastic scintillators”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, pp. 300–308, 2016.
- [5] M. Annunziata, Ed., *Handbook of radioactivity analysis*, 4th ed. Academic Press, 2020, vol. 1, ISBN: 9780128143971.
- [6] A. Blondel, M. Bogomilov, and S. B. et al., “The SuperFGD prototype charged particle beam tests”, *Journal of Instrumentation*, P12003–P12003, 2020.
- [7] G. Corre, K. Boudergui, G. Sannie, and V. Kondrasovs, “Neutron detection with large plastic scintillators for rpm applications”, in *2015 4th International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA)*, 2015, pp. 1–4.
- [8] N. Zaitseva, A. Glenn, A. Mabe, L. Carman, and S. Payne, “New solid-state organic scintillators for fast and thermal neutron detection”, *International Journal of Modern Physics: Conference Series*, vol. 50, 2020.
- [9] K. Wang et al., “Plastic scintillation detectors for time-of-flight mass measurements”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 974, 2020.
- [10] J. B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Oxford: Pergamon Press, 1964.
- [11] K. J. Denniston, J. J. Topping, and R. L. Caret, *General, Organic, and Biochemistry*, 4th ed. McGraw-Hill Higher Education, 2003, ISBN: 9780072469059.

- [12] C. Dutsov, P. Cassette, K. Mitev, and B. Sabot, “In quest of the optimal coincidence resolving time in TDCR LSC”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 987, p. 164 846, Jan. 2021.
- [13] R. Voltz and G. Laustriat, “Radioluminescence des milieux organiques i. étude cinétique”, *Journal de Physique*, vol. 29, no. 2-3, pp. 159–166, 1968.
- [14] G. H. Bertrand, M. Hamel, S. Normand, and F. Sguerra, “Pulse shape discrimination between (fast or thermal) neutrons and gamma rays with plastic scintillators: State of the art”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 776, pp. 114–128, 2015, ISSN: 0168-9002.
- [15] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 4th ed. Wiley, 2010, ISBN: 9780470131480.
- [16] A. L’Hoir, “Study of the asymmetrical response of silicon surface barrier detectors to MeV light ions. Application to the precise analysis of light ions energy spectra I. Helium ions”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 223, no. 2, pp. 336–345, 1984, ISSN: 0167-5087.
- [17] G. Bortels and P. Collaers, “Analytical function for fitting peaks in alpha-particle spectra from si detectors”, *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part A. Applied Radiation and Isotopes*, vol. 38, no. 10, pp. 831–837, 1987.
- [18] S. Pommé and G. Sibbens, “Alpha-particle counting and Spectrometry in a primary Standartisation laboratory”, *Acta Chim. Slov*, vol. 52, pp. 111–119, 2008.
- [19] S. Pommé and B. Caro Marroyo, “Improved peak shape fitting in alpha spectra”, *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 96, pp. 148–153, 2015, ISSN: 0969-8043.
- [20] С. Колев, “Приложение на експоненциално модифицирано гаусово разпределение за моделиране на формата на алфа-пикове в алфа-спектри”, в *Годишник на Софийски университет “Св. Климент Охридски”, Физически факултет*, т. 110, 2017.
- [21] W. H. Press, S. A. Teukolsky, B. P. Flannery, and W. T. Vetterling, *Numerical Recipes in FORTRAN 77: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, 1992, vol. 1, ISBN: 052143064X.

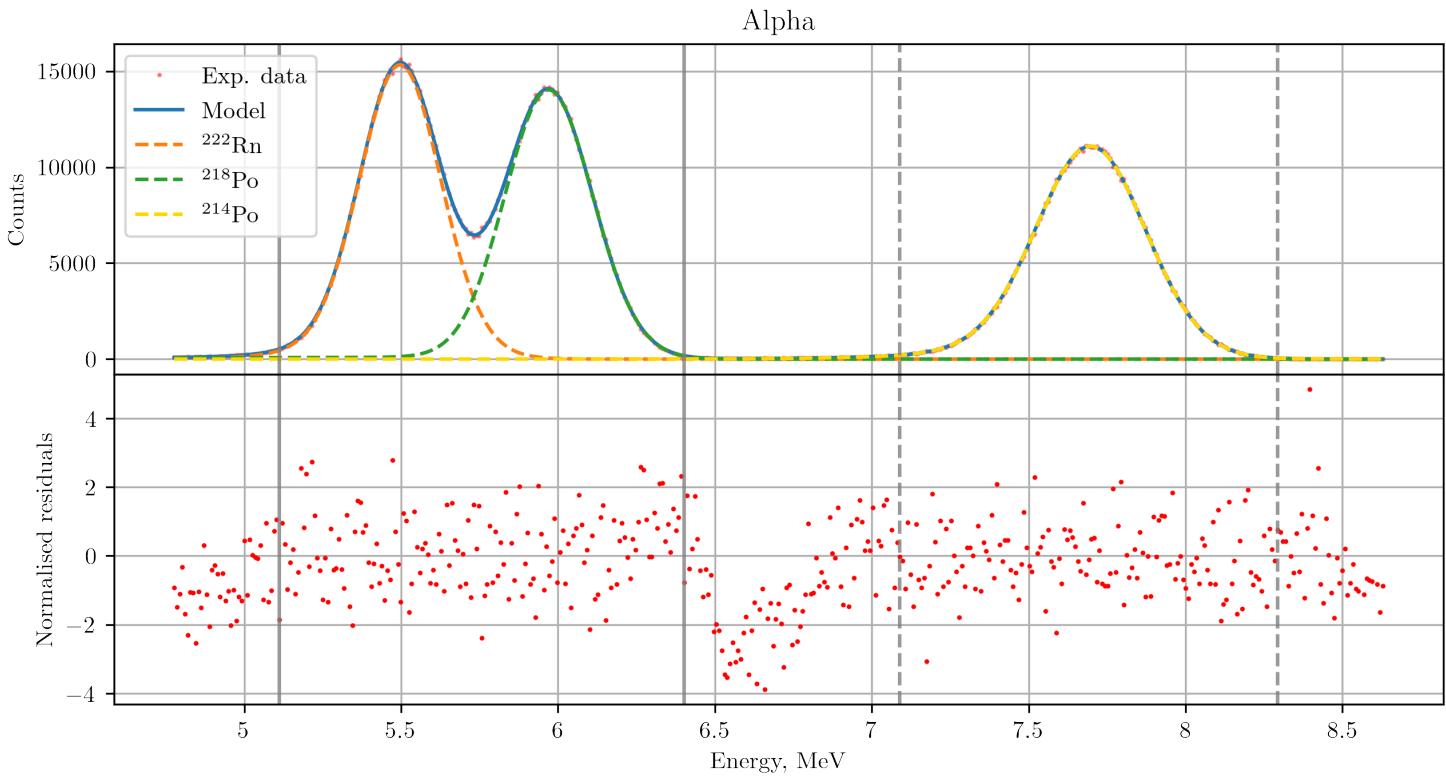
- [22] K. P. Burnham and D. R. Anderson, *Model Selection and Multimodel Inference: A Practical Information-Theoretic Approach*, 2nd ed. Springer, 2007, ISBN: 0387953647.
- [23] R. Rossi, A. Murari, P. Gaudio, and M. Gelfusa, “Upgrading model selection criteria with goodness of fit tests for practical applications”, *Entropy*, vol. 22, no. 4, 2020.
- [24] *Nanopsd labzy*. [Online]. Available: <https://www.labzy.com/products/nanopsd>.
- [25] M. Newville, T. Stensitzki, D. Allen, and A. Ingargiola, *Lmfit: Non-linear least-square minimization and curve-fitting for python*, 2014. [Online]. Available: <https://lmfit.github.io/lmfit-py/intro.html>.
- [26] М. Ениманев, *Изследване на α/β разделяне по формата на импулса в пластмасови сцинтилатори. Приложения за измерване на ^{222}Rn* , Дипломна работа за придобиване на образователно-квалификационна степен „Магистър“, Софийски университет „Св. Климент Охридски“, 2019.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Апроксимиране на α -спектри на ^{222}Rn , абсорбиран в пластмасов сцинтилатор mhaF200A, получени със спектрометъра PERALS

В това приложение са представени апроксимираните α -спектри и нормирани остатъци на апроксимацията, получени при изследване на ^{222}Rn , абсорбиран в пластмасов сцинтилатор mhaF200A. Последователно са представени апроксимациите с експоненциално модифицирано гаусово разпределение с 12 и 4 експоненциални коефициента. Подробен анализ е представен в глава 4 .

Измерване 10 фитирано със сума от 3 EMG с 12
експоненциални коефициента



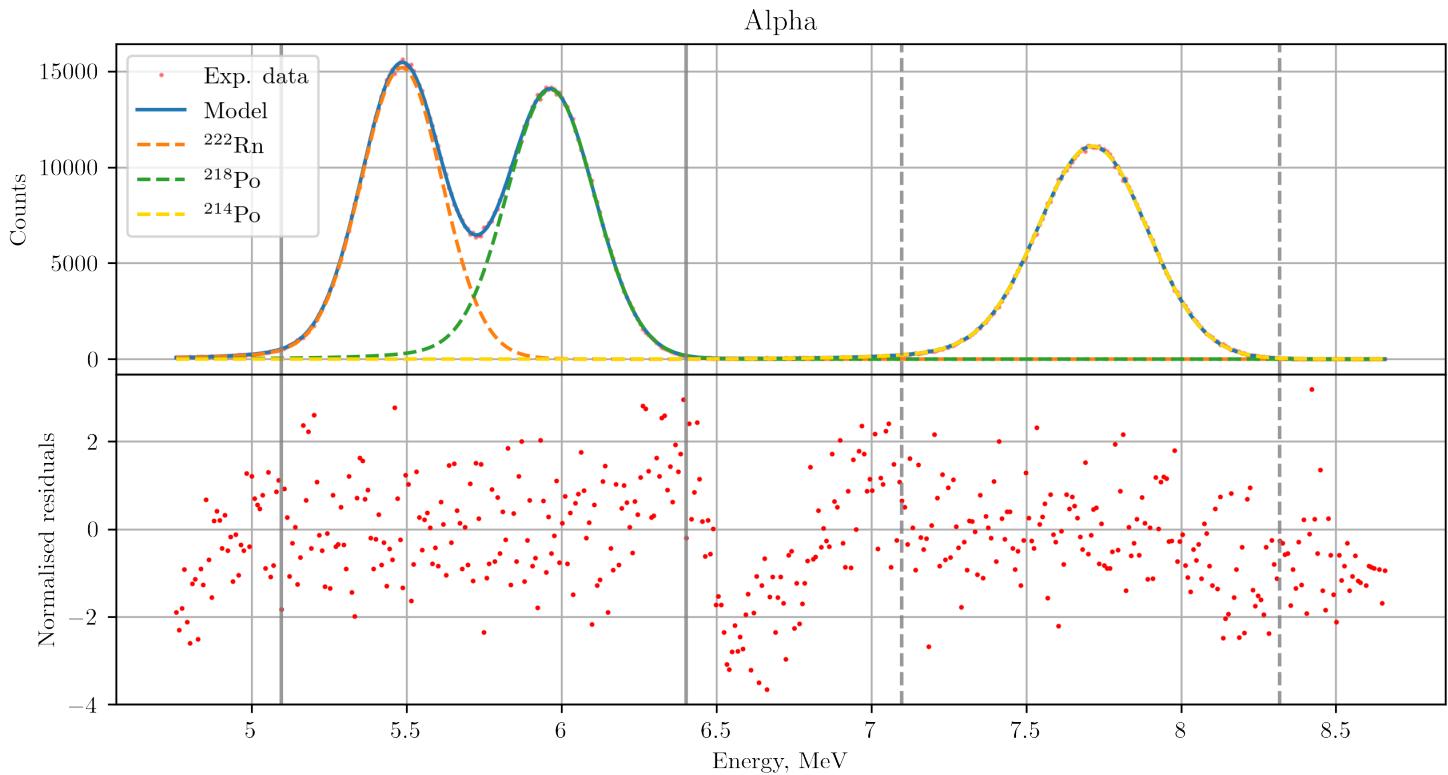
Фигура А.1: Алфа-спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения, всяко от тях с 4 експоненциални коефициента или общо 12 коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.931	7.686
σ [MeV]	0.119	0.134	0.161
$FWHM$ [MeV]	0.309	0.331	0.416
R [%]	5.638	5.574	5.416
A	1198203	585517	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	183.586	127.888	675.092
редуциран χ^2	1.412	0.991	1.615
AIC	74.993	10.138	246.466
BIC	126.176	37.764	361.268

Таблица А.1: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 12 експоненциални коефициента.

Измерване 10 фитирано със сума от 3 EMG с 4
експоненциални коефициента



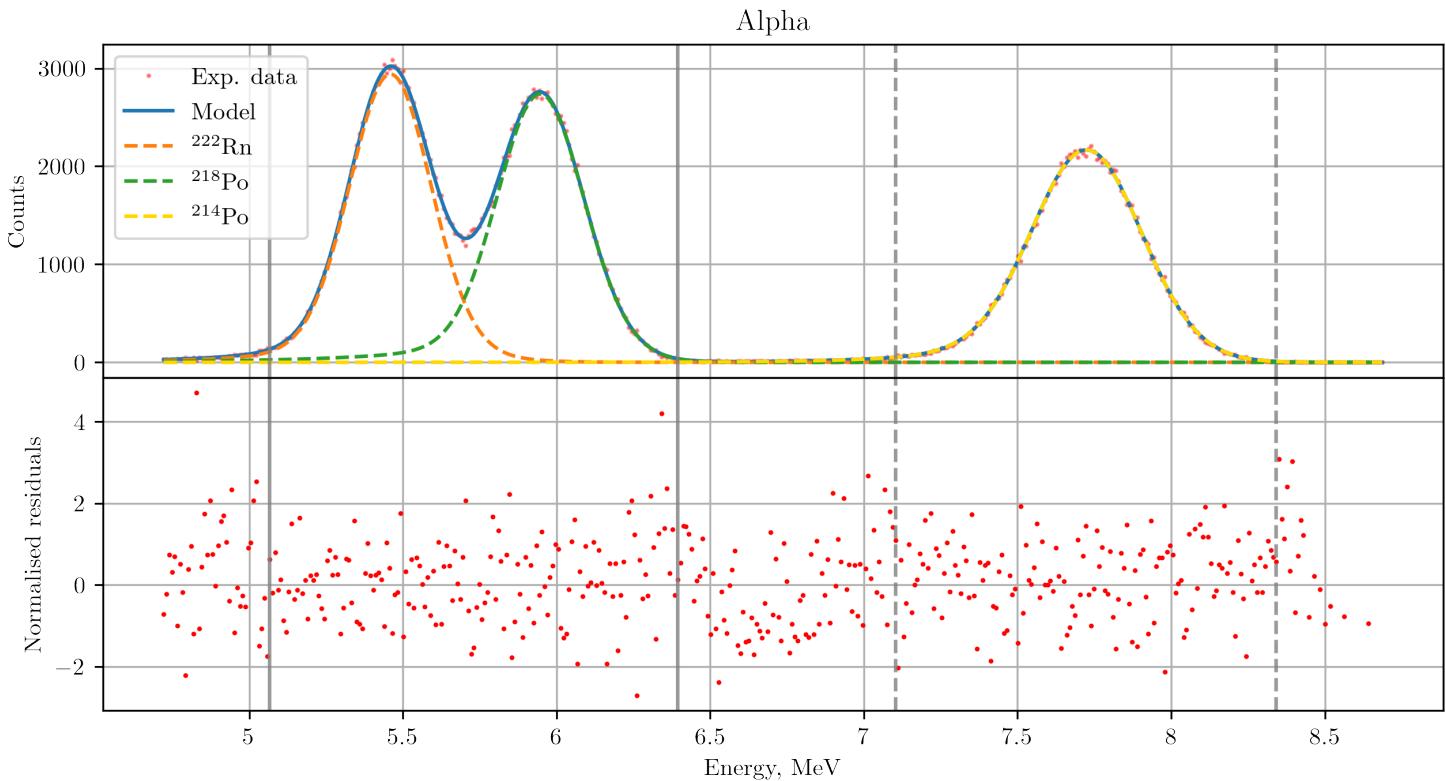
Фигура А.2: Алфа спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.936	7.686
σ [MeV]	0.123	0.134	0.169
$FWHM$ [MeV]	0.311	0.337	0.422
R [%]	5.673	5.674	5.488
A	1184595	585391	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	202.331	153.997	693.862
редуциран χ^2	1.499	1.167	1.629
AIC	76.722	29.097	240.726
BIC	115.643	48.783	324.706

Таблица А.2: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Измерване 13 фитирано със сума от 3 EMG с 12
експоненциални коефициента



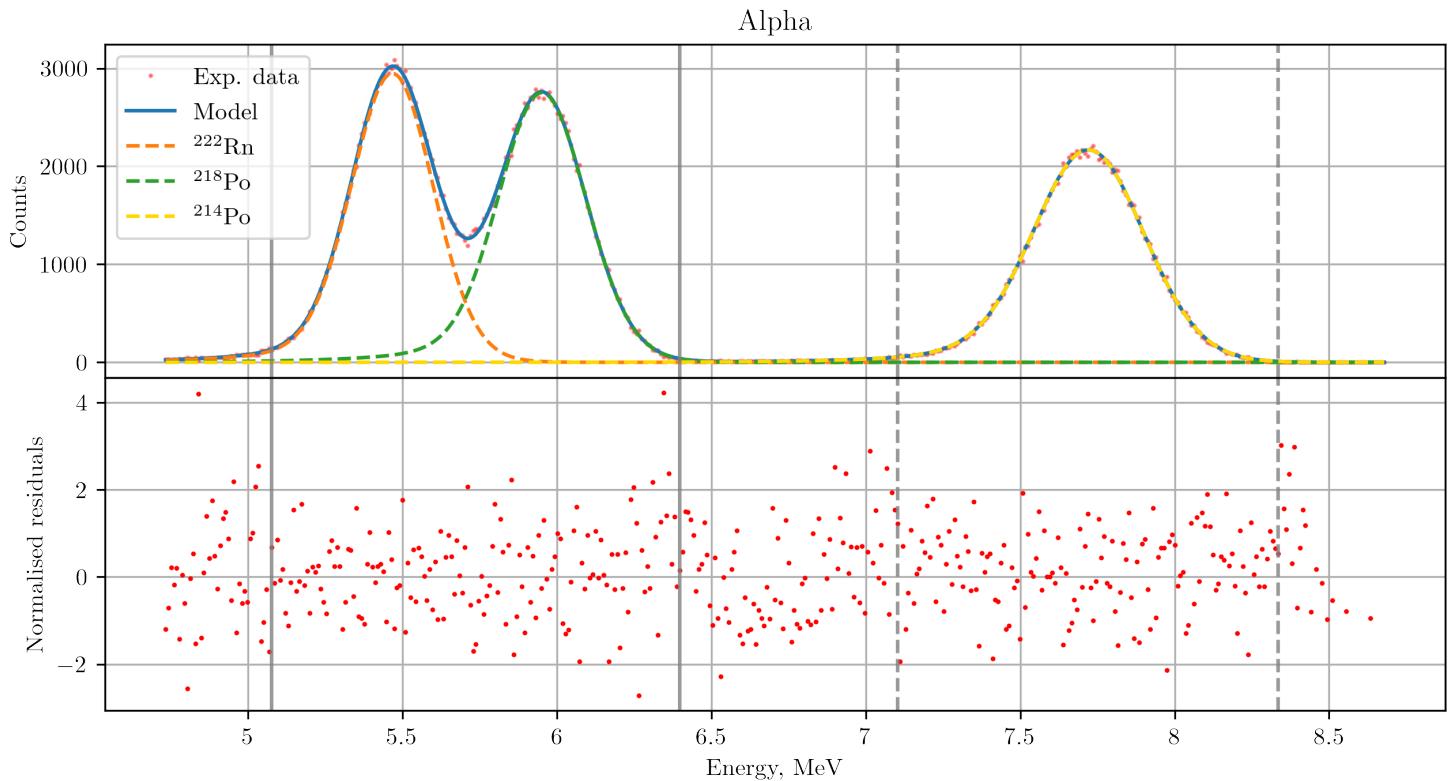
Фигура А.3: Алфа-спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения, всяко от тях с 4 експоненциални коефициента или общо 12 коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.912	7.686
σ [MeV]	0.126	0.132	0.17
$FWHM$ [MeV]	0.318	0.338	0.43
R [%]	5.796	5.717	5.59
A	233402	115354	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	150.107	117.174	478.172
редуциран χ^2	1.155	0.908	1.201
AIC	44.994	-2.024	106.195
BIC	96.178	25.602	219.851

Таблица А.3: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 12 експоненциални коефициента.

Измерване 13 фитирано със сума от 3 EMG с 4
експоненциални коефициента



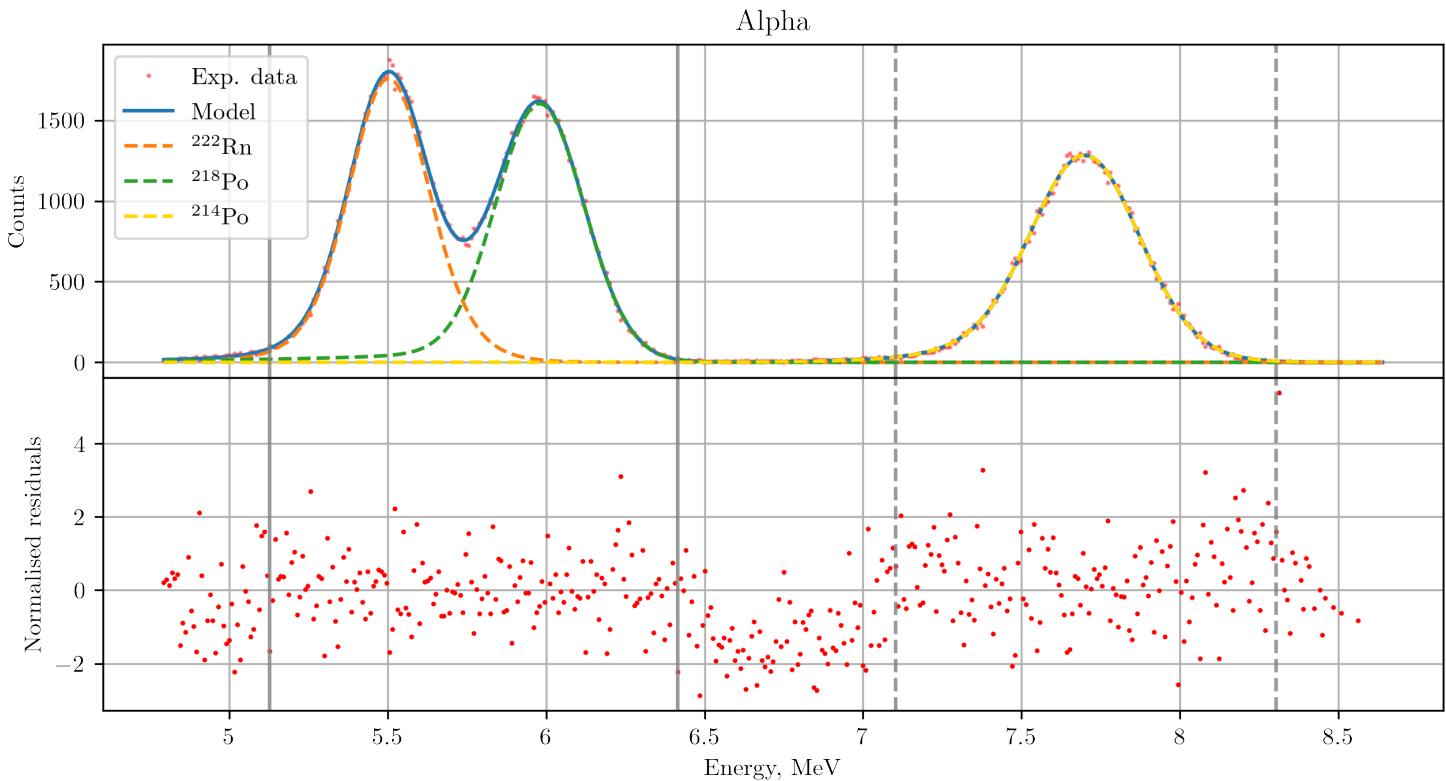
Фигура А.4: Алфа спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.925	7.686
σ [MeV]	0.125	0.131	0.169
$FWHM$ [MeV]	0.316	0.338	0.428
R [%]	5.76	5.701	5.563
A	233156	115425	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	150.504	116.691	471.831
редуциран χ^2	1.115	0.884	1.162
AIC	32.631	-9.463	82.354
BIC	71.552	10.224	165.537

Таблица А.4: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Измерване 14 фитирано със сума от 3 EMG с 12
експоненциални коефициента



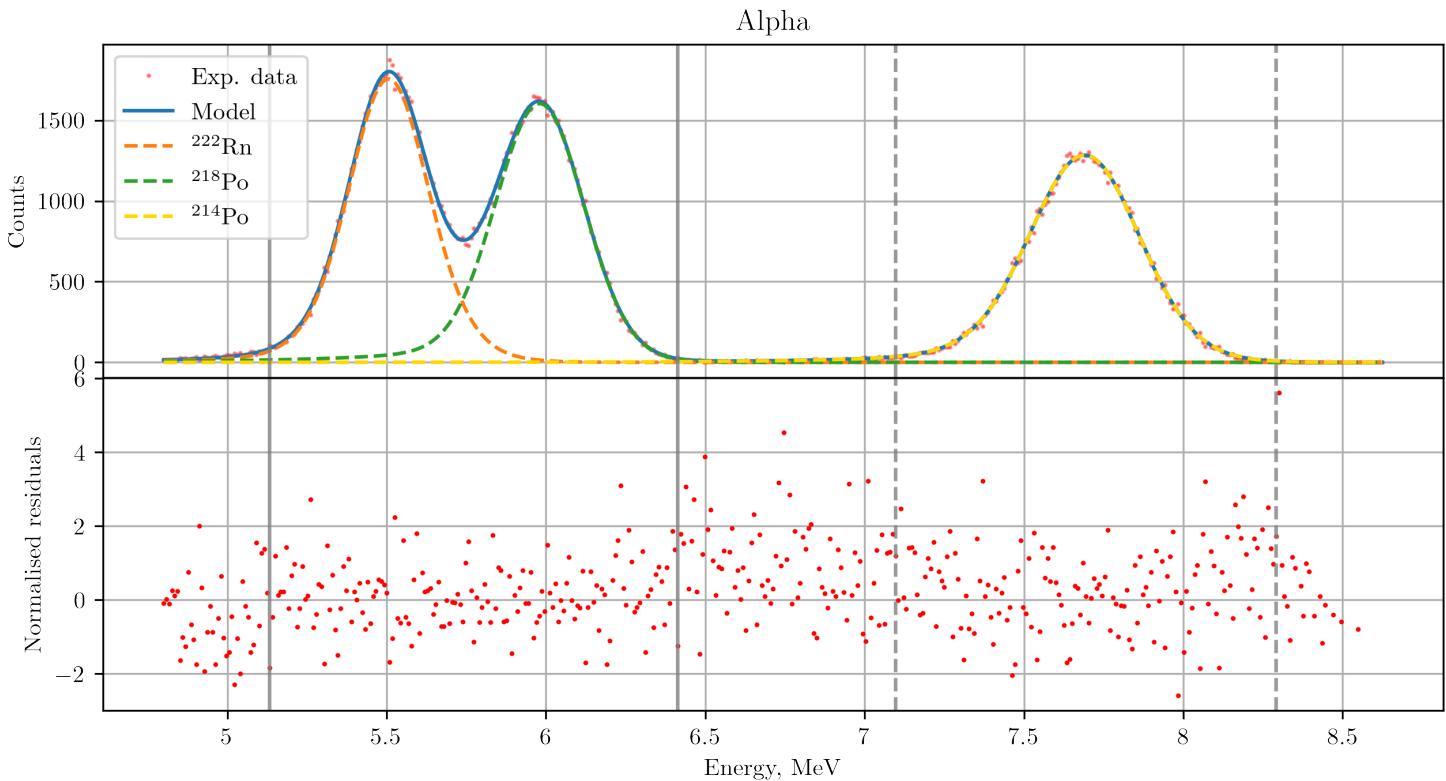
Фигура А.5: Алфа-спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения, всяко от тях с 4 експоненциални коефициента или общо 12 коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.97	7.686
σ [MeV]	0.107	0.132	0.156
$FWHM$ [MeV]	0.303	0.332	0.414
R [%]	5.52	5.553	5.391
A	138675	68185	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	110.109	181.571	564.542
редуциран χ^2	0.847	1.408	1.415
AIC	-1.177	58.855	174.183
BIC	50.006	86.481	288.226

Таблица А.5: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 12 експоненциални коефициента.

Измерване 14 фитирано със сума от 3 EMG с 12 експоненциални коефициента



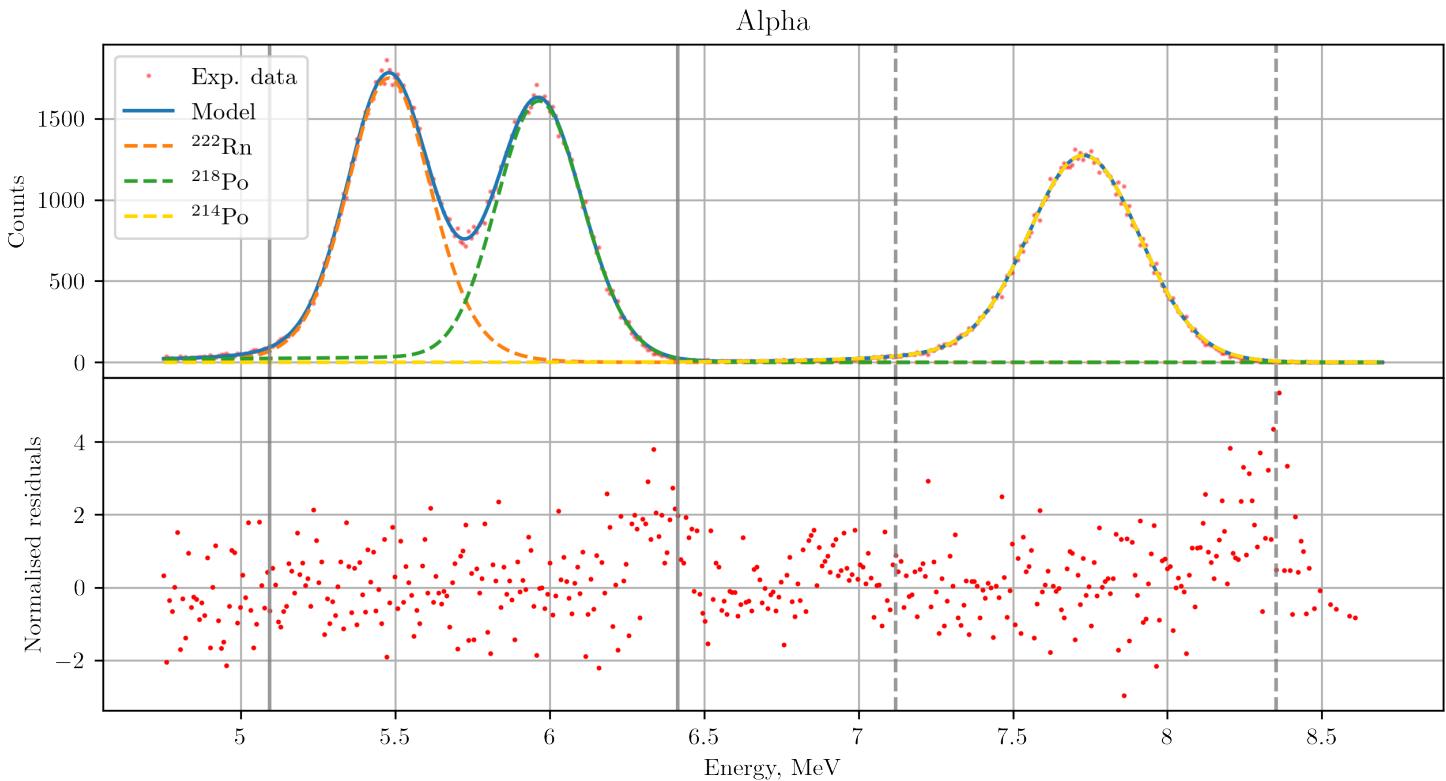
Фигура А.6: Алфа спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.984	7.686
σ [MeV]	0.103	0.135	0.15
$FWHM$ [MeV]	0.3	0.33	0.412
R [%]	5.474	5.522	5.362
A	138113	68797	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	112.746	184.508	580.36
редуциран χ^2	0.835	1.398	1.426
AIC	-10.408	54.222	168.21
BIC	28.513	73.909	251.662

Таблица А.6: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Измерване 15 фитирано със сума от 3 EMG с 12
експоненциални коефициента



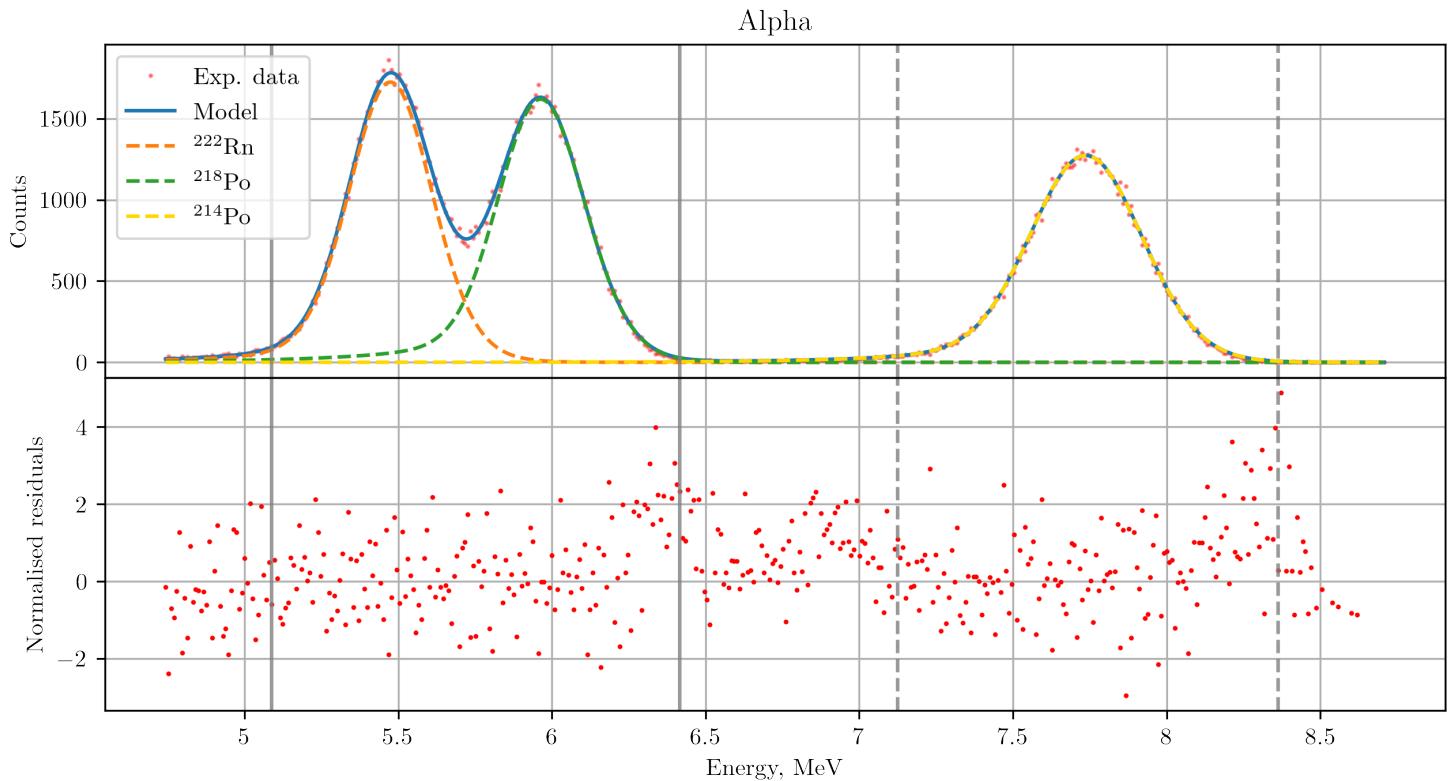
Фигура А.7: Алфа-спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения, всяко от тях с 4 експоненциални коефициента или общо 12 коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.923	7.686
σ [MeV]	0.119	0.129	0.168
$FWHM$ [MeV]	0.324	0.332	0.432
R [%]	5.901	5.607	5.617
A	141875	68985	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	195.433	229.381	580.653
редуциран χ^2	1.503	1.778	1.459
AIC	84.311	91.345	186.48
BIC	135.494	118.971	300.522

Таблица А.7: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 12 експоненциални коефициента.

Измерване 15 фитирано със сума от 3 EMG с 4
експоненциални коефициента



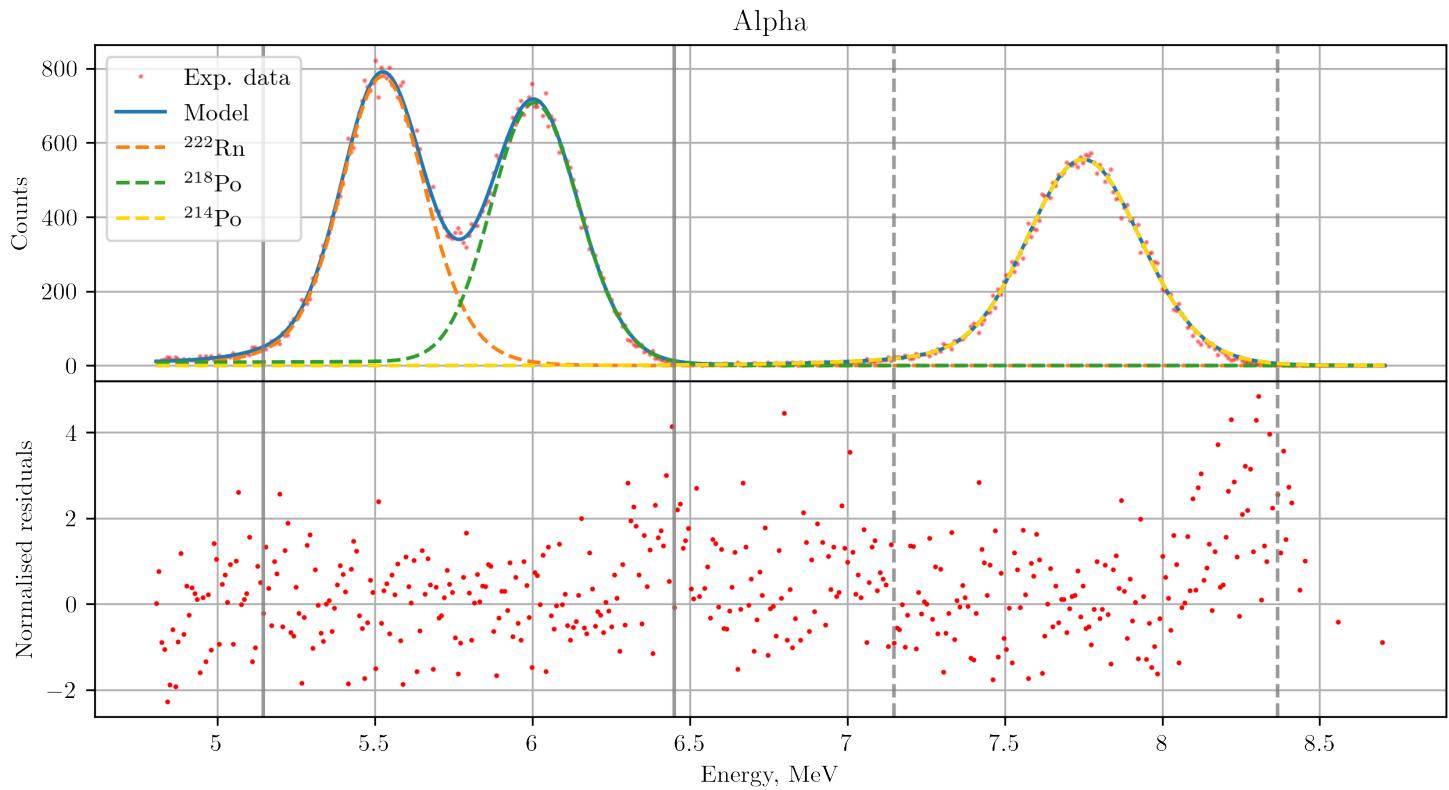
Фигура А.8: Алфа спектър фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.924	7.686
σ [MeV]	0.117	0.128	0.17
$FWHM$ [MeV]	0.322	0.338	0.434
R [%]	5.86	5.699	5.646
A	139296	69141	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	207.569	209.742	616.854
редуциран χ^2	1.538	1.589	1.519
AIC	80.53	72.04	194.86
BIC	119.451	91.726	278.312

Таблица А.8: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Измерване 16 фитирано със сума от 3 EMG с 12
експоненциални коефициента



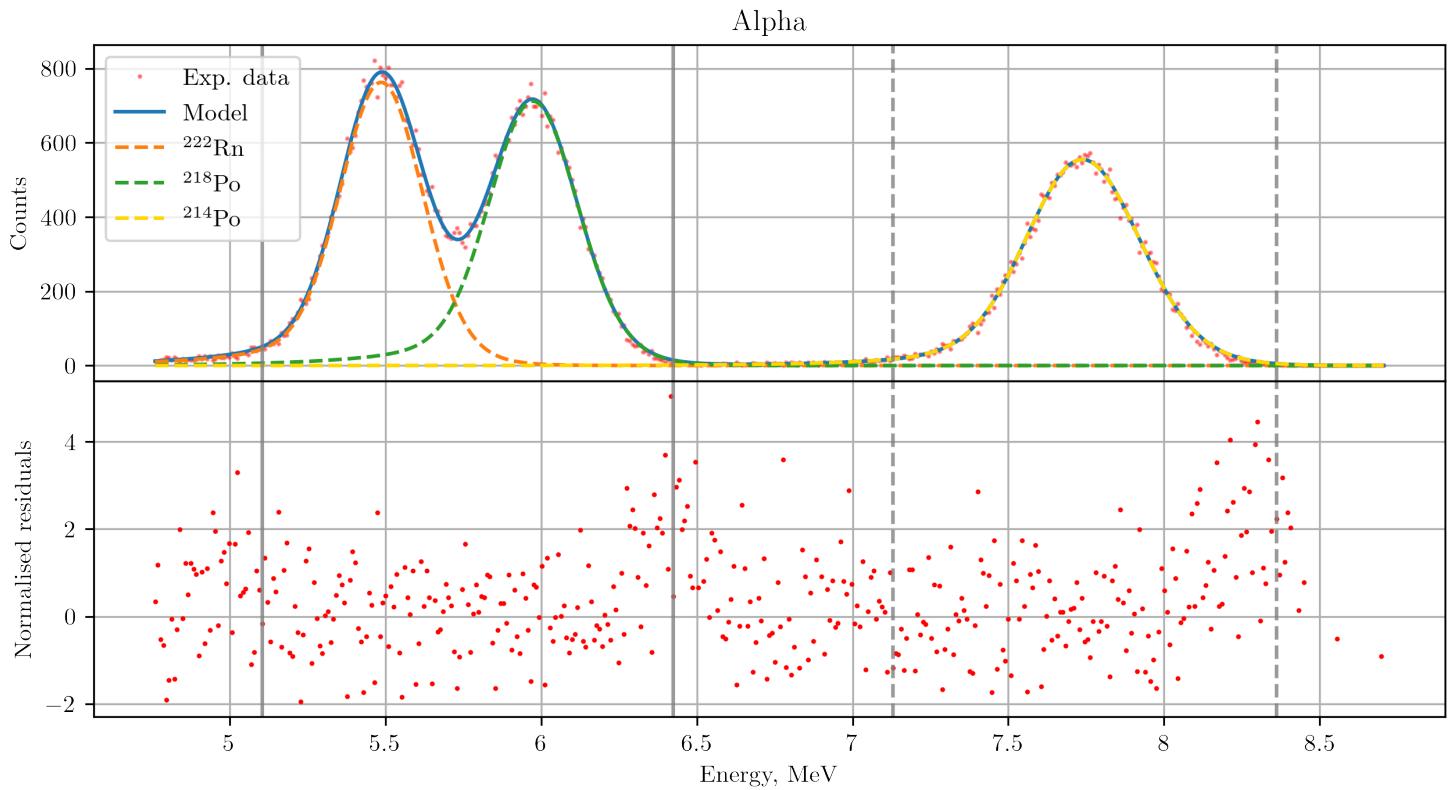
Фигура А.9: Алфа-спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения, всяко от тях с 4 експоненциални коефициента или общо 12 коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.964	7.686
σ [MeV]	0.114	0.128	0.163
$FWHM$ [MeV]	0.321	0.331	0.432
R [%]	5.841	5.541	5.626
<i>Area</i>	64036	30736	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	174.234	276.495	663.499
редуциран χ^2	1.34	2.16	1.719
<i>AIC</i>	67.203	117.312	256.714
<i>BIC</i>	118.39	144.957	369.188

Таблица А.9: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 12 експоненциални коефициента.

Измерване 16 фитирано със сума от 3 EMG с 4
експоненциални коефициента



Фигура А.10: Алфа спектър фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.971	7.686
σ [MeV]	0.126	0.133	0.166
$FWHM$ [MeV]	0.318	0.341	0.437
R [%]	5.799	5.709	5.692
A	62312	30582	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	199.638	249.512	668.781
редуциран χ^2	1.479	1.905	1.697
AIC	74.726	96.175	241.85
BIC	113.647	115.861	324.149

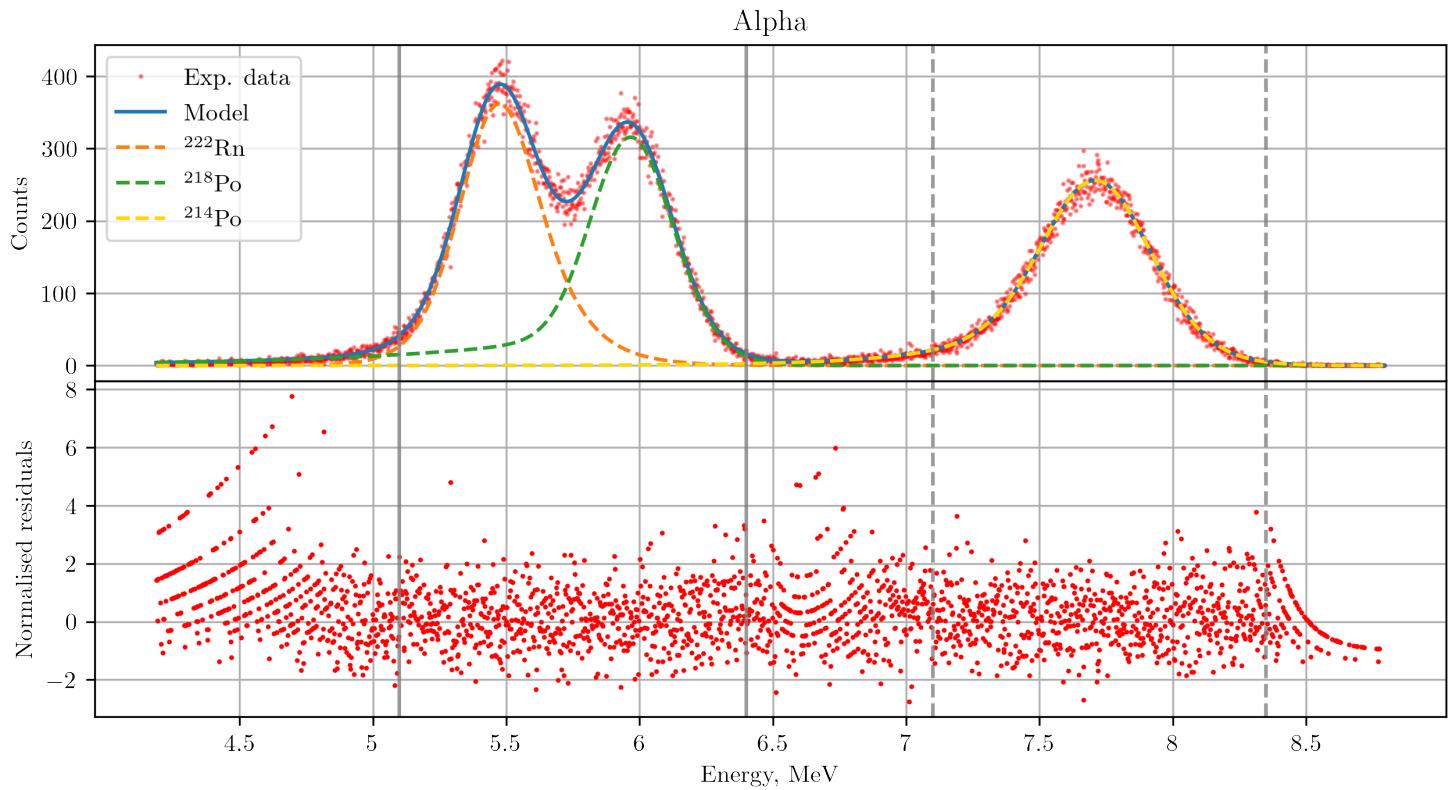
Таблица А.10: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Апроксимиране на α -спектри на ^{222}Rn , абсорбиран в пластмасов сцинтилатор mhaF200A, получени със системата PolypheMUS 1

В това приложение са представени апроксимираните α -спектри и нормирани остатъци на апроксимацията, получени при изследване на ^{222}Rn , абсорбиран в пластмасов сцинтилатор mhaF200A. Последователно са представени апроксимациите с експоненциално модифицирано гаусово разпределение с 12 и 4 експоненциални коефициента. Подробен анализ е представен в глава 4.

Измерване 6 фитирано със сума от 3 EMG с 12
експоненциални коефициента



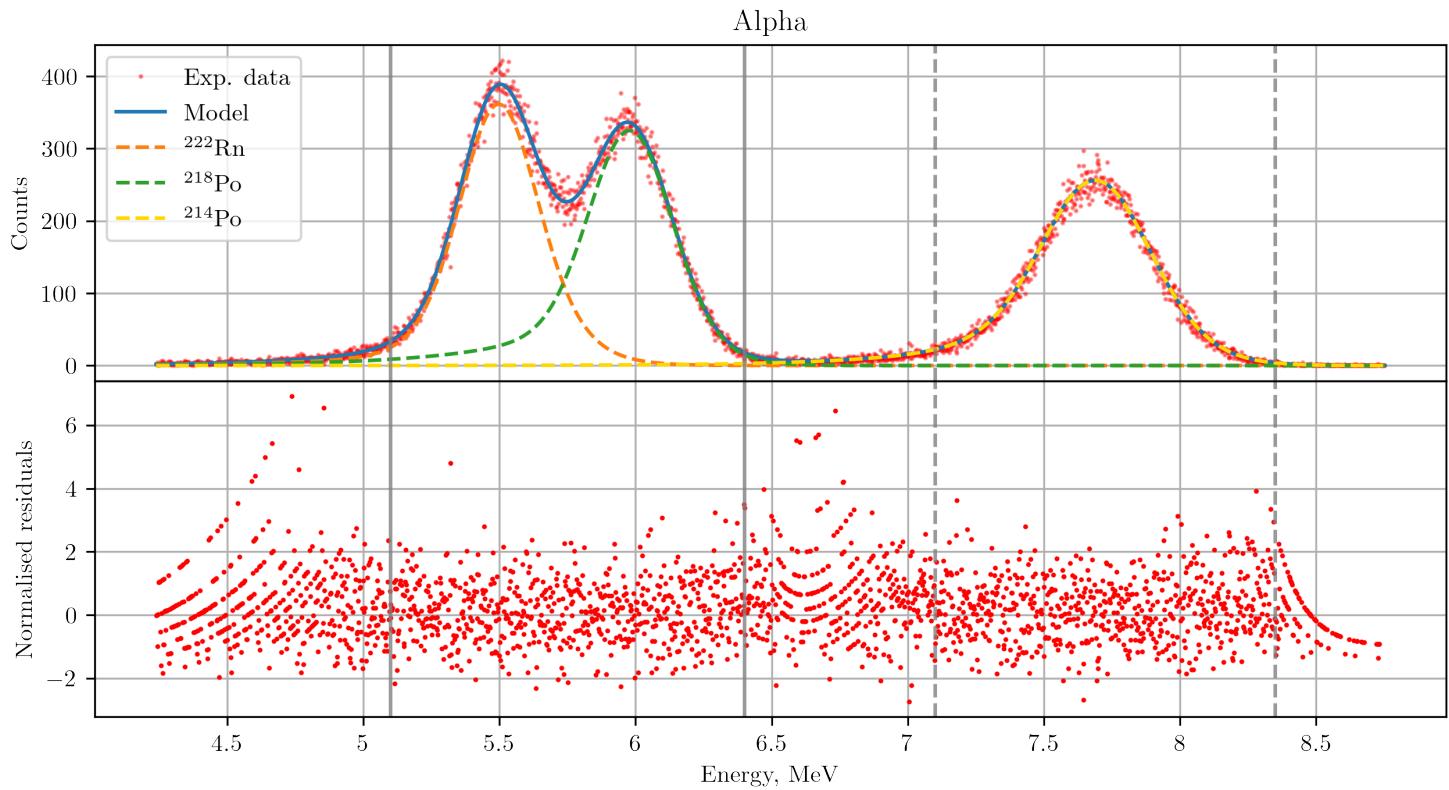
Фигура Б.1: Алфа-спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения, всяко от тях с 4 експоненциални коефициента или общо 12 коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.912	7.686
σ [MeV]	0.112	0.141	0.178
$FWHM$ [MeV]	0.367	0.38	0.509
R [%]	6.686	6.425	6.625
A	150592	74710	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	638.205	636.305	3133.034
reduced χ^2	1.015	1.036	1.459
AIC	28.13	32.185	844.804
BIC	113.193	76.539	1012.809

Таблица Б.1: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 12 експоненциални коефициента.

Измерване 6 фитирано със сума от 3 EMG с 4
експоненциални коефициента



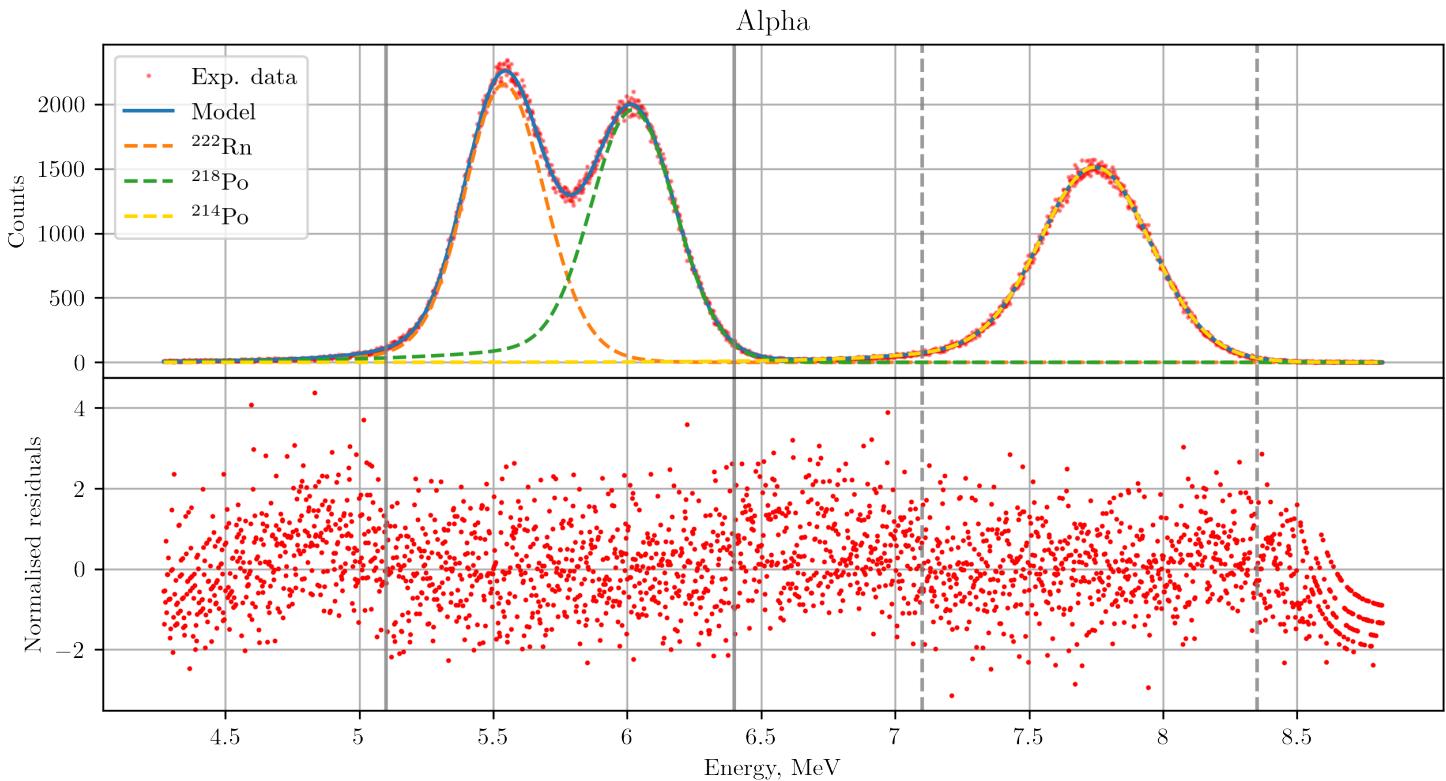
Фигура Б.2: Алфа спектър фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.983	7.686
σ [MeV]	0.113	0.147	0.172
$FWHM$ [MeV]	0.354	0.382	0.499
R [%]	6.443	6.378	6.487
A	149154	74912	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	647.603	677.356	2739.557
reduced χ^2	0.999	1.075	1.271
AIC	13.445	53.129	535.43
BIC	76.378	84.326	654.916

Таблица Б.2: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Измерване 7 фитирано със сума от 3 EMG с 12
експоненциални коефициента



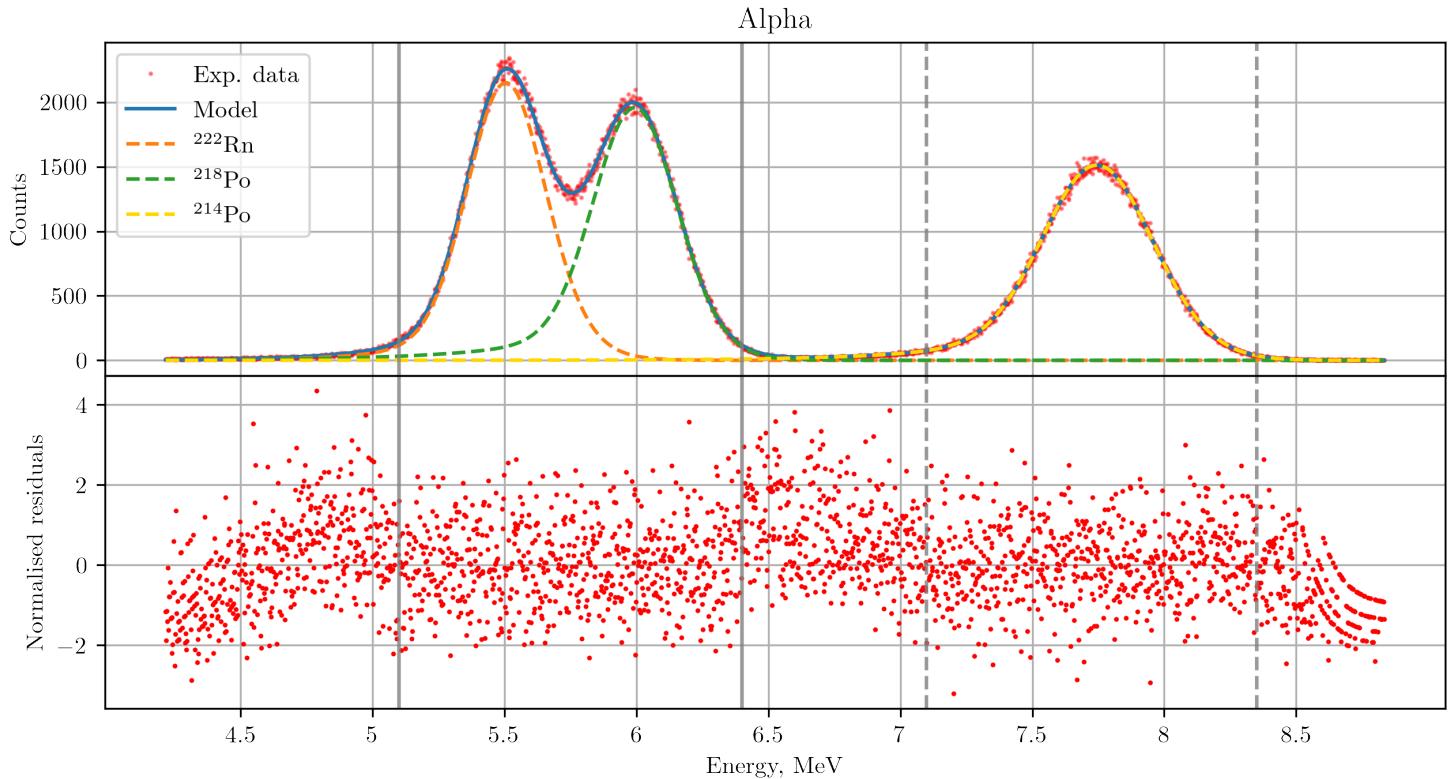
Фигура Б.3: Алфа-спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения, всяко от тях с 4 експоненциални коефициента или общо 12 коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.97	7.686
σ [MeV]	0.133	0.146	0.192
$FWHM$ [MeV]	0.355	0.377	0.499
R [%]	6.463	6.316	6.49
A	853187	426927	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	688.305	600.784	2588.495
reduced χ^2	1.079	0.966	1.149
AIC	68.582	-12.014	345.587
BIC	153.792	33.464	511.839

Таблица Б.3: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 12 експоненциални коефициента.

Измерване 7 фитирано със сума от 3 EMG с 4
експоненциални коефициента



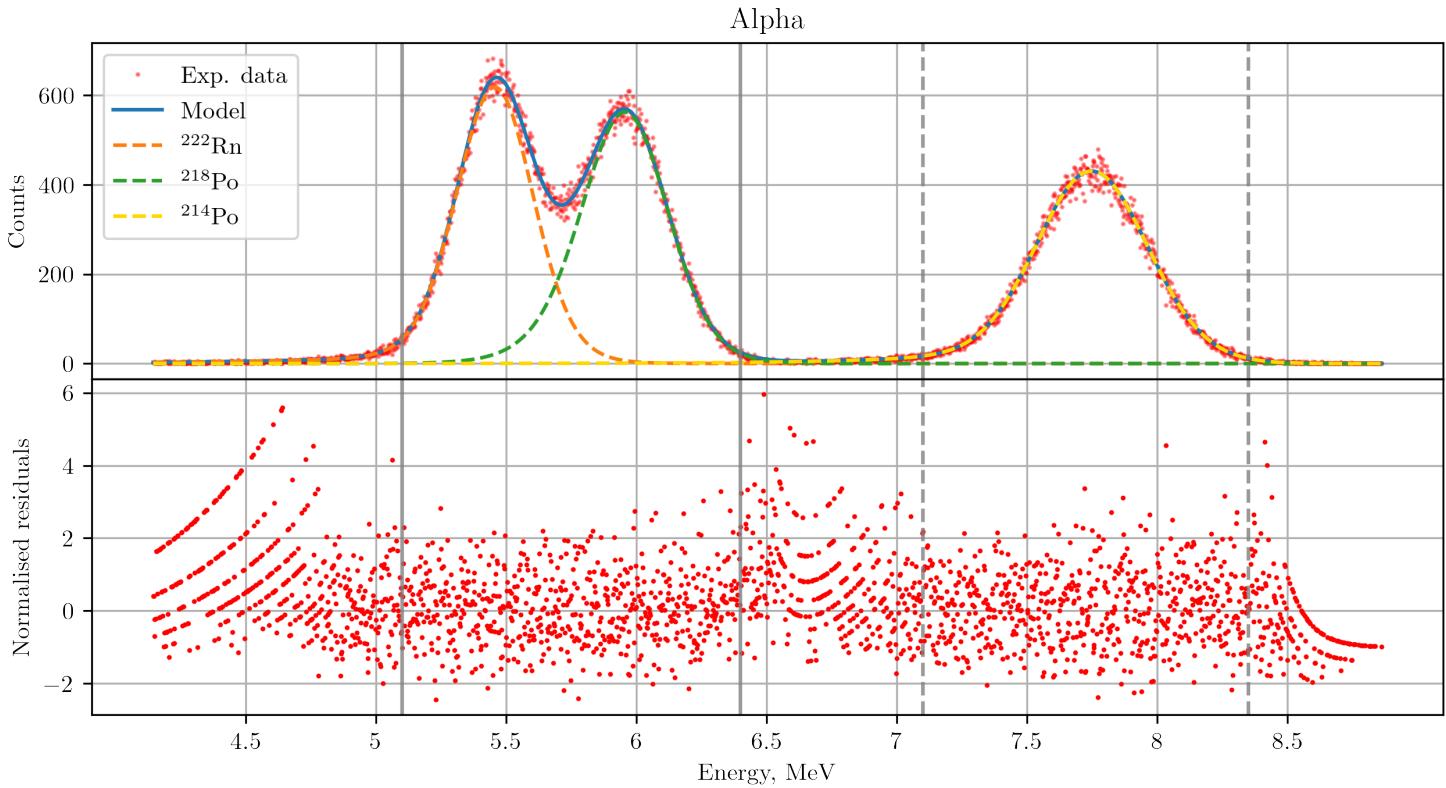
Фигура Б.4: Алфа спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.989	7.686
σ [MeV]	0.139	0.152	0.196
$FWHM$ [MeV]	0.359	0.384	0.506
R [%]	6.539	6.42	6.59
A	852553	426724	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	682.82	582.218	2795.255
reduced χ^2	1.079	0.947	1.236
AIC	62.863	-27.112	504.952
BIC	125.476	3.919	625.34

Таблица Б.4: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Измерване 8 фитирано със сума от 3 EMG с 12
експоненциални коефициента



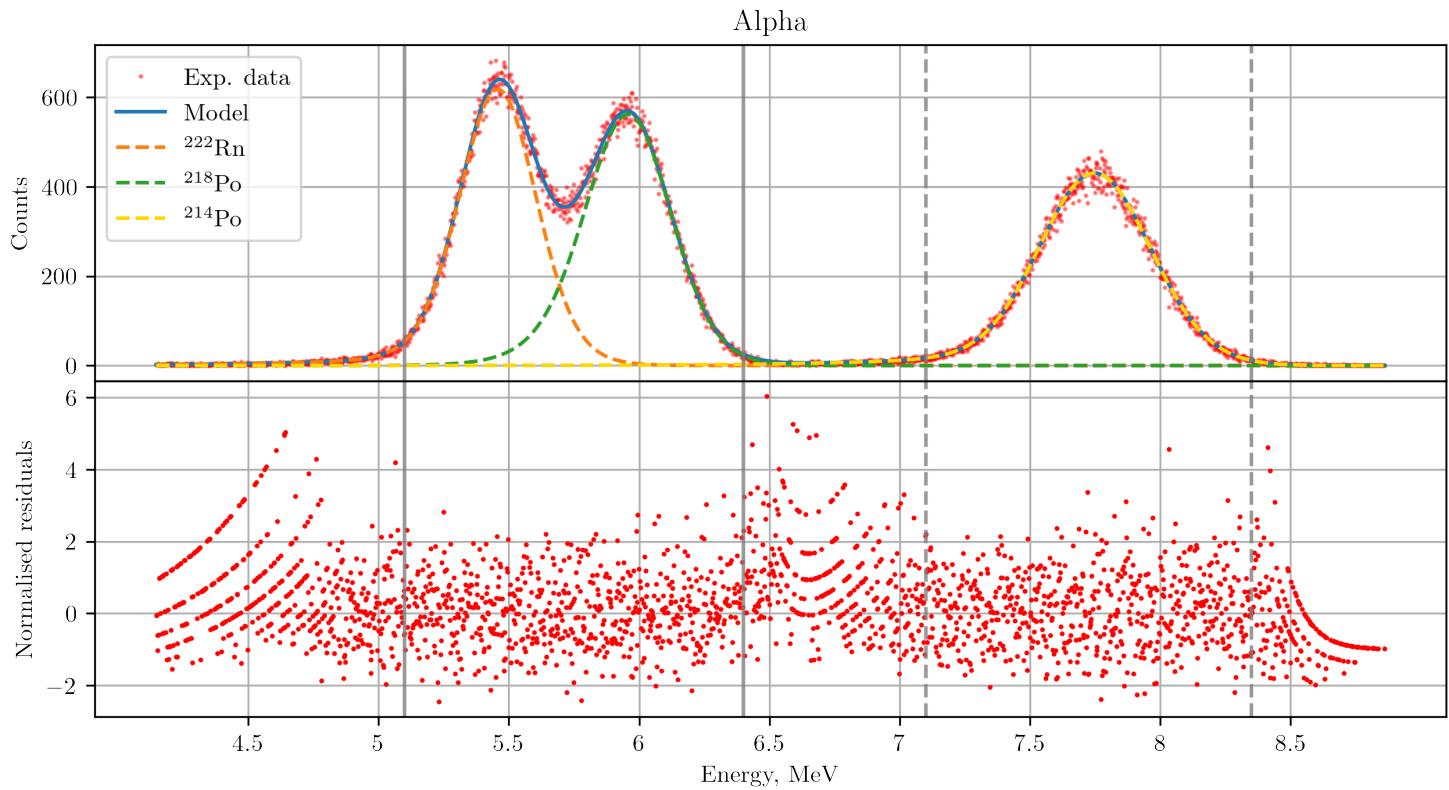
Фигура Б.5: Алфа-спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения, всяко от тях с 4 експоненциални коефициента или общо 12 коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.973	7.686
σ [MeV]	0.128	0.134	0.201
$FWHM$ [MeV]	0.352	0.396	0.511
R [%]	6.407	6.634	6.642
A	238017	118606	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	608.879	656.718	3212.094
reduced χ^2	0.992	1.096	1.482
AIC	13.407	65.941	892.487
BIC	97.966	110.059	1057.637

Таблица Б.5: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 12 експоненциални коефициента.

Измерване 8 фитирано със сума от 3 EMG с 4
експоненциални коефициента



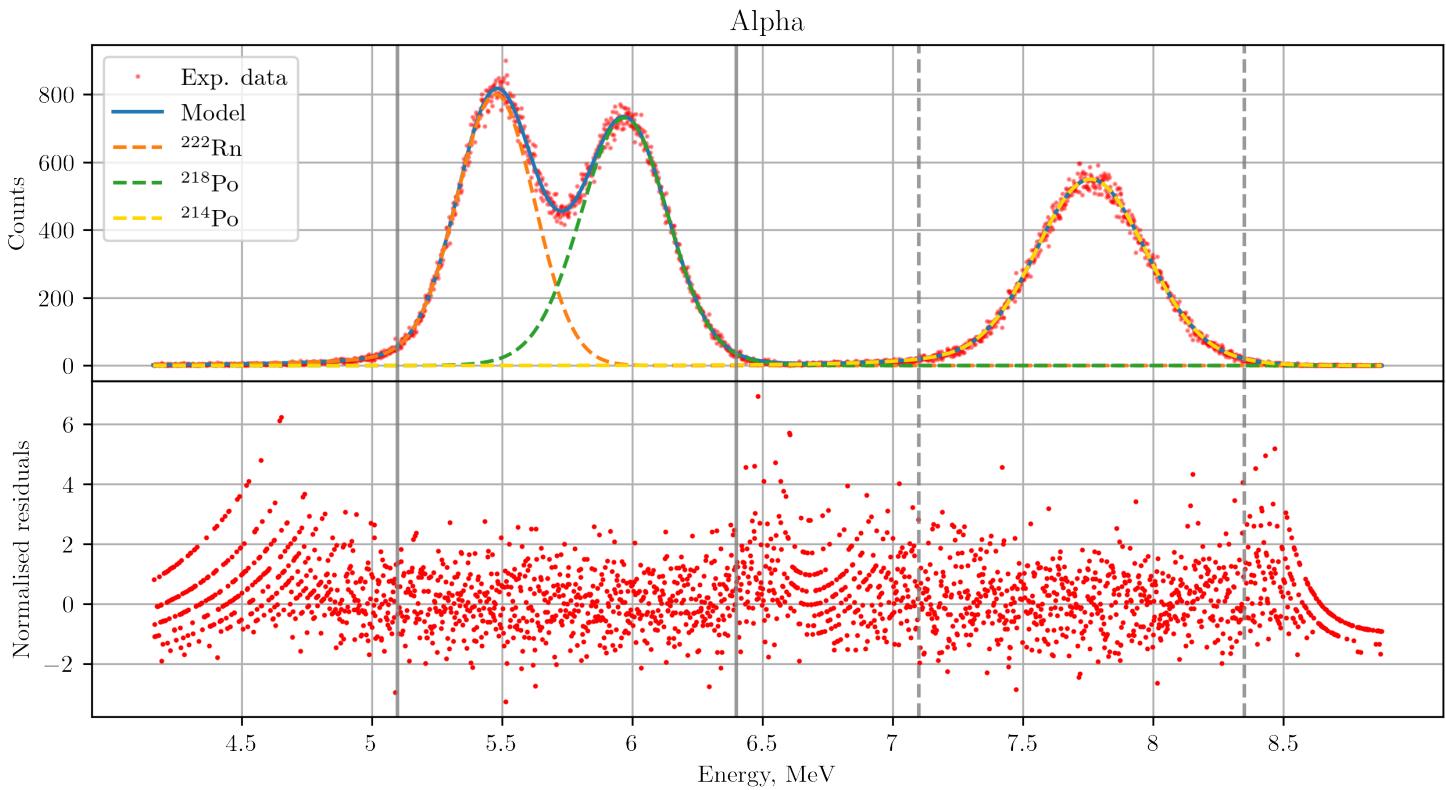
Фигура Б.6: Алфа спектър фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.973	7.686
σ [MeV]	0.128	0.135	0.201
$FWHM$ [MeV]	0.352	0.395	0.51
R [%]	6.409	6.616	6.637
A	237461	118781	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	608.803	656.606	3016.007
reduced χ^2	0.982	1.091	1.386
AIC	2.288	59.837	738.1
BIC	64.617	90.72	857.691

Таблица Б.6: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Измерване 9 фитирано със сума от 3 EMG с 12
експоненциални коефициента



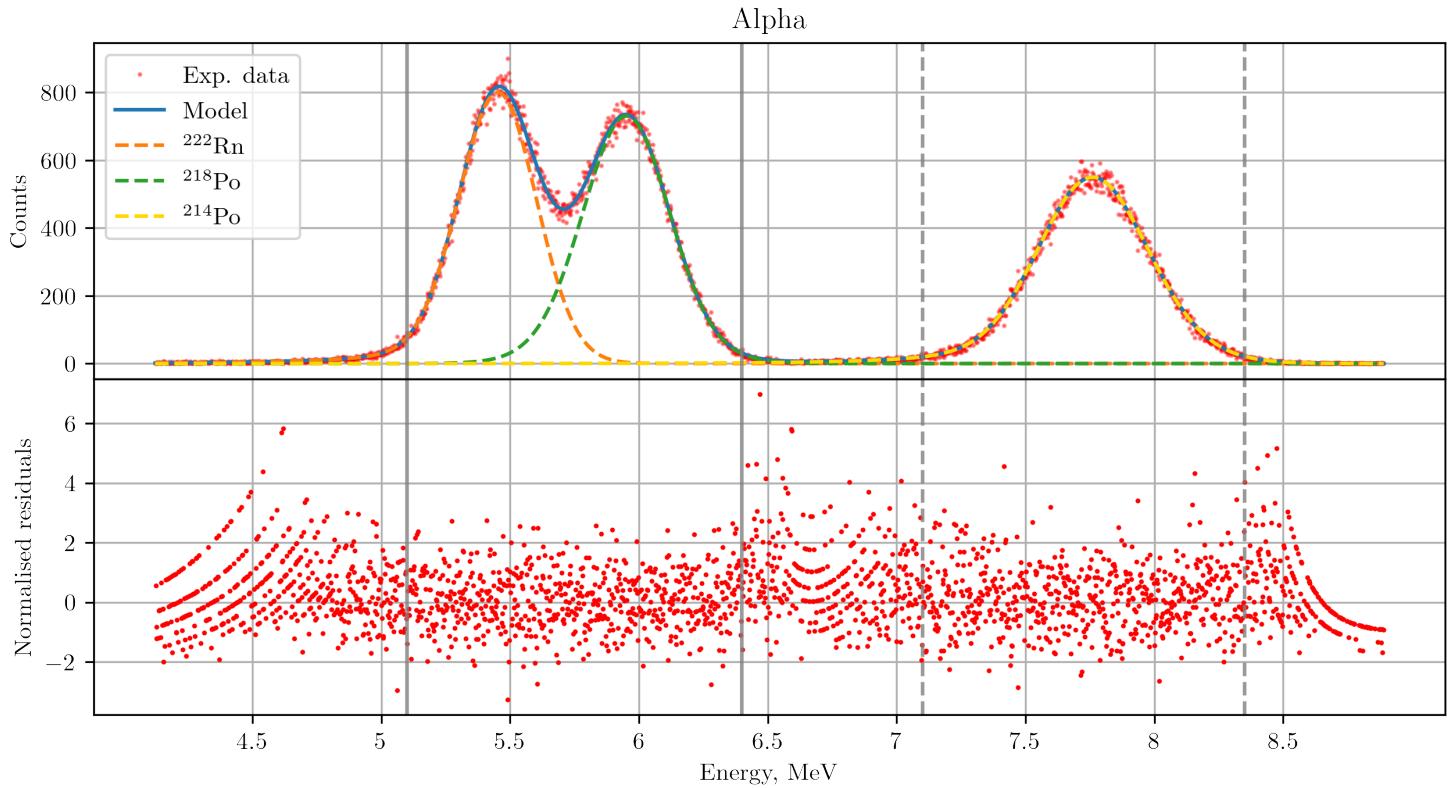
Фигура Б.7: Алфа-спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения, всяко от тях с 4 експоненциални коефициента или общо 12 коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	6.021	7.686
σ [MeV]	0.143	0.151	0.193
$FWHM$ [MeV]	0.355	0.396	0.507
R [%]	6.467	6.577	6.59
A	305013	150218	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	606.332	731.598	3178.284
reduced χ^2	0.988	1.221	1.45
AIC	10.754	131.699	853.971
BIC	95.313	175.817	1019.436

Таблица Б.7: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 12 експоненциални коефициента.

Измерване 9 фитирано със сума от 3 EMG с 4
експоненциални коефициента



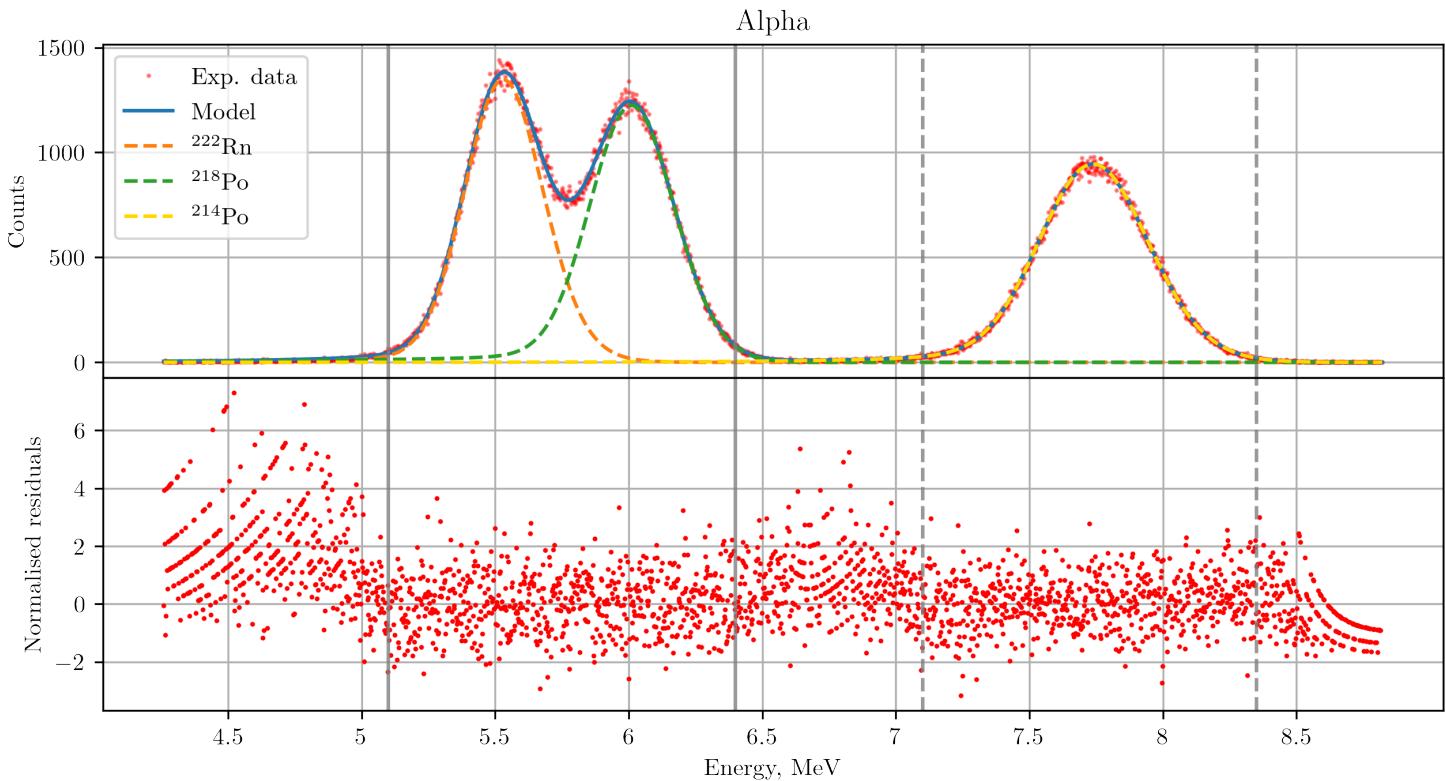
Фигура Б.8: Алфа спектър фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	6.002	7.686
σ [MeV]	0.145	0.153	0.196
$FWHM$ [MeV]	0.359	0.4	0.512
R [%]	6.539	6.669	6.663
A	304804	150273	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	598.649	706.557	3099.991
reduced χ^2	0.978	1.187	1.409
AIC	0.033	110.408	782.574
BIC	62.184	141.21	902.394

Таблица Б.8: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Измерване 10 фитирано със сума от 3 EMG с 12
експоненциални коефициента



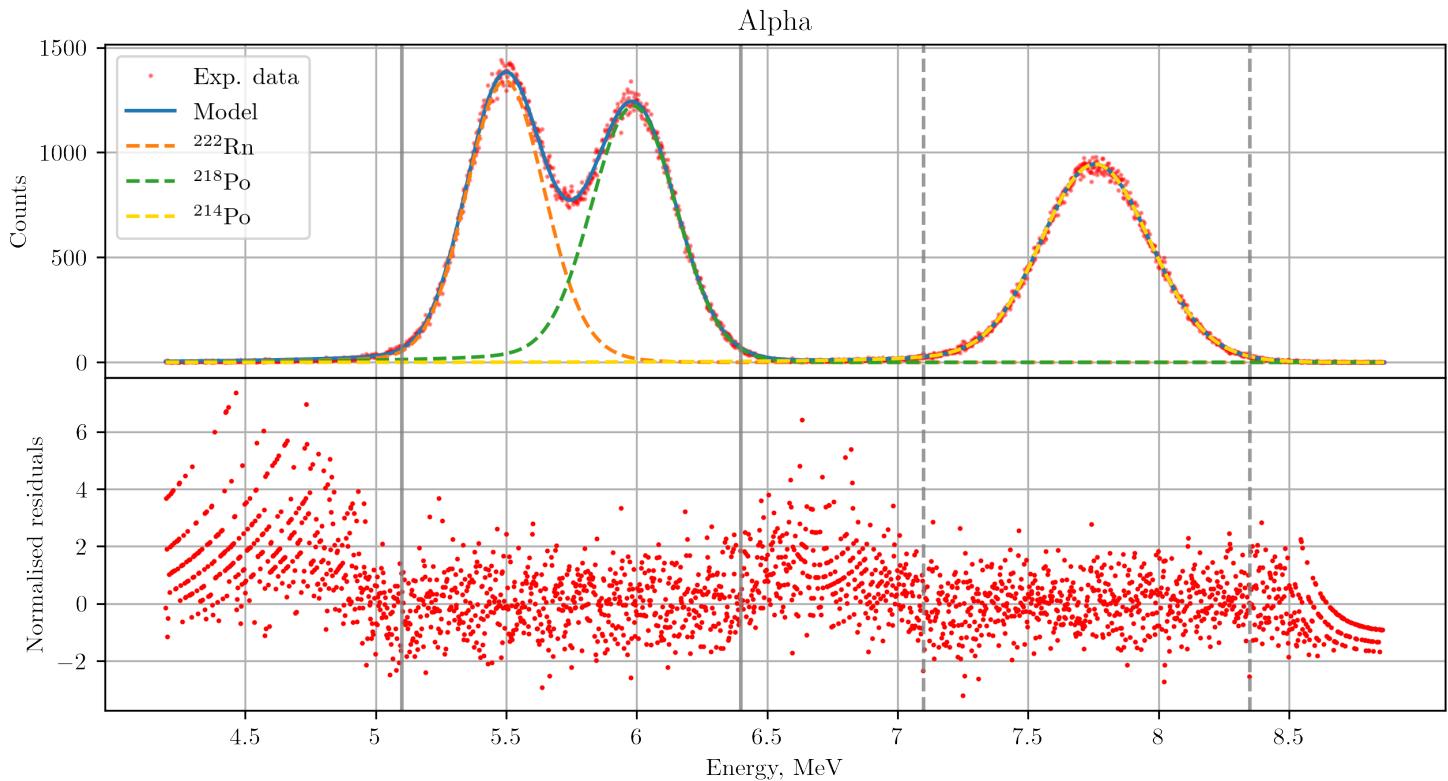
Фигура Б.9: Алфа-спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения, всяко от тях с 4 експоненциални коефициента или общо 12 коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.977	7.686
σ [MeV]	0.135	0.148	0.189
$FWHM$ [MeV]	0.348	0.374	0.486
R [%]	6.339	6.265	6.322
A	514689	255182	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	684.711	518.773	4272.931
reduced χ^2	1.077	0.838	1.914
AIC	67.056	-101.186	1496.018
BIC	152.265	-56.745	1662.04

Таблица Б.9: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 12 експоненциални коефициента.

Измерване 10 фитирано със сума от 3 EMG с 4
експоненциални коефициента



Фигура Б.10: Алфа спектр фитиран със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.

Параметър	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
μ [MeV]	5.489	5.989	7.686
σ [MeV]	0.143	0.157	0.194
$FWHM$ [MeV]	0.355	0.385	0.497
R [%]	6.462	6.428	6.472
A	514427	255092	

Параметър	Област А	Област В	показан спектър
χ^2	668.293	491.821	4482.265
reduced χ^2	1.069	0.809	2.001
AIC	56.642	-123.457	1588.301
BIC	119.081	-92.506	1708.524

Таблица Б.10: Стойности на параметрите и статистически оценки за качеството на фита със сума от 3 експоненциално модифицирани гаусови разпределения с общо 4 експоненциални коефициента.