

СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ „СВ. КЛИМЕНТ ОХРИДСКИ“
ФИЗИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ
КАТЕДРА АТОМНА ФИЗИКА



Търсене на нови леки частици при анихилация на ускорени позитрони

Калина Красиминова Димитрова

АВТОРЕФЕРАТ

на дисертация за присъждане на ОНС „доктор“

Научни ръководители:

доц. д-р Венелин Кожухаров, доц. д-р Пейчо Петков

София, 2026 г.

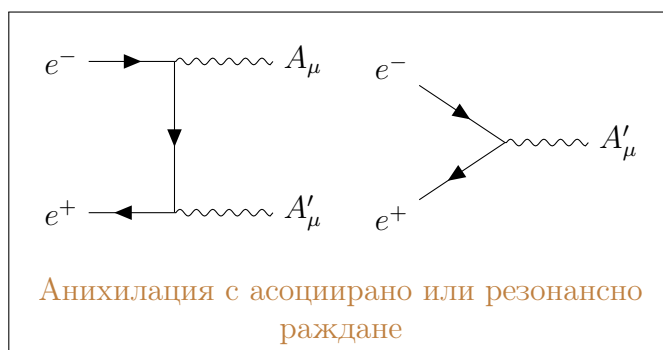
Съдържание

Въведение	3
1 Реконструкция на данните от мишената при ниска интензивност на снопа	5
1.1 Активна мишена	5
1.2 Реконструкция на параметрите на снопа при ниска интензивност	5
2 Изследване на отклика на електромагнитния калориметър на PADME	10
2.1 Конволюционни невронни мрежи за реконструкция на сигнали	10
2.2 Калибровка и изследване на алгоритъма чрез събития на двуфотонна аниhilация	15
2.3 Прилагане на алгоритми за обяснение (xAI)	15
2.4 Подобряване разделителната способност на MAC чрез upscaling	17
3 Търсене на нови леки частици при процеси на аниhilация	21
3.1 Метод на липсващата маса	21
3.2 Основни фонови процеси	22
3.3 Изследване формата на сигнала	24
3.4 Търсене на резонансно раждане на X17	26
4 Изследване на фонови процеси при търсене на асоциирано раждане на Тъмен фотон	27
4.1 Аниhilация до два или три фотона	27
4.1.1 Селекция на двуфотонни събития	28
4.2 Спирачно лъчение	30
4.2.1 Събития в PVeto и SAC	31
4.2.2 Събития в NEPVeto и SAC	31
4.2.3 Събития в PVeto и ECal	32
4.2.4 Събития в NEPVeto и ECal	33
4.2.5 Спирачно лъчение в пасивния материал на експеримента	34
5 Очаквани горни граници	36
5.1 Определяне ефективността за регистриране на сигнал	36
5.2 Изследване нивото на фона и очакваните граници	38
5.3 Определяне на очакваната горна граница за константата на смесване	39
Научни приноси	42
Библиография	44
Използвани съкращения	46

Въведение

Настоящият дисертационен труд е посветен на обработката и анализа на данни в рамките на експеримента PADME и е базиран на изследванията, публикувани в [1], [2], [3], [4], [5], [6] и [7]. Той се състои от 7 глави.

Повечето модели за обяснение на Тъмната материя се обединяват около съществуването на т.нар. „скрит“ или „тъмен“ сектор от частици. Различните модели предполагат съществуването на допълнителни взаимодействия, идващи със съответните преносители, често наричани „портали“. В случай, че се разглежда хипотезата за векторен портал, взаимодействието се представя като кинетично смесване на две Абелеви $U(1)$ групи. Едната е стандартната калибровъчна група на електромагнетизма, представена чрез „видимия“ фотон от Стандартния модел, а другата чрез Тъмния фотон. Масивният Тъмен фотон се свързва директно с електромагнитния ток на Стандартния модел и експерименталното търсене може изцяло да се опише в термини на масата му $m_{A'}$ и параметъра на смесване ϵ , задаващ силата на това взаимодействие спрямо електромагнитното. Тъмни фотони могат да се раждат в същите процеси, като видимите. Основен фокус в настоящата дисертация е аниhilацията на електрон и позитрон, при която Тъмен фотон се ражда заедно с видим (асоциирано раждане) или резонансно. Тези процеси показани на Фигура 1. Формирането на хипотезата за Тъмната материя, различните модели за обяснението ѝ и в частност възможните нови леки частици са описани в **Глава 1** на дисертационния труд.



Фигура 1: Процеси на раждане на масивен Тъмен фотон.

PADME (Positron Annihilation into Dark Matter Experiment) е експеримент за търсене на нови леки частици при аниhilация на ускорени позитрони във фиксирана мишена. Предложен е през 2014 г. [8], като от конструирането му до момента са осъществени 4 кампании за набор на данни, наричани съответно Run I, II, III и IV. Run I и Run II са осъществени чрез оригиналната експериментална установка, като те са посветени на търсенето на масивен Тъмен фотон с маса между 2 и 20 MeV

посредством метода на липсващата маса. След това експериментът е преустроен за търсене на резонансно раждане на X_{17} - хипотетична частица, предложена в следствие наблюдавана аномалия в ъгъла между електрон и позитрон, родени чрез вътрешна конверсия при преминаване на ${}^8\text{Be}$ от възбудено в основно състояние [9]. В тази конфигурация са осъществени Run III и Run IV. В **Глава 2** на дисертацията е направено описание на ускорителния комплекс и позитронния сноп, които **PADME** използва, както и пълно описание на експерименталната установка. В същата глава е описана и разработената от автора реконструкция на данните от мишената при ниски интензивности на снопа.

При големи интензивности на снопа в **ECal** попадат голям брой частици за кратки интервали от време, поради което е необходимо за реконструкцията на данните да се използват алгоритми с добра разделителна способност по време. За обработка на сигналите от отделните кристали на **ECal** са разработени поредица от машинно обучени алгоритми - невронни мрежи, съставени от различни слоеве. Те са изложени в **Глава 3** на дисертационния труд. Ефективността от прилагането на разработения модел за реконструкция на сигнали се изследва не само чрез разглеждане на резултатите от използването му върху симулирани и истински данни, но и чрез тестването на различни методи за обяснение на изкуствения интелект (**xAI**).

За търсене на асоциирано раждане на Тъмен фотон, експериментът **PADME** разчита на събития, при които видимият фотон, роден едновременно с Тъмния, е регистриран от електромагнитния калориметър **ECal**. В случай, че в експеримента се наблюдава асоциирано раждане на Тъмен фотон, то в разпределението на липсващата маса за еднофотонни събития ще се наблюдава пик, центриран на масата на A' . В **Глава 4** е описана методологията по търсене на нови леки частици с **PADME**, като освен асоциираното раждане на Тъмен фотон е разгледана и техниката за търсене на X_{17} чрез резонансно раждане.

Постигането на максимално добра чувствителност към сигнал от ненаблюдавани до момента процеси изисква добро познаване на фоновите процеси от Стандартния модел, които се наблюдават в експеримента. Процедурата по потискане на фона, описана в **Глава 5** търси съвпадения между отделните детектори, които могат да се припишат на такива познати процеси. Успешното ѝ разработване и прилагане изисква максимално филтриране на фоновите събития в комбинация с минимално потискане на възможния полезен сигнал.

В **Глава 6** на дисертацията е описано прилагането на CL_s метода за статистическо третиране на данните. Очакваната горна граница при отсъствие на наблюдаван сигнал е определена чрез прилагането му върху симулиран набор от събития.

Глава 1

Реконструкция на данните от мишената при ниска интензивност на снопа

1.1 Активна мишена

Мишената [10], използвана от PADME, представлява поликристален диамант ($Z = 6$) с дебелина $100 \mu\text{m}$ и лице с размери $2 \times 2 \text{ cm}$. Подбран е материалът, който предоставя най-добро отношение между полезен сигнал и фонові събития. В случая сечението за анихилация, която представлява полезния сигнал в експеримента, зависи линейно от атомния номер Z , а сечението за спирано лъчение, което е основният фон процес, е пропорционално на Z^2 . Мишената е монтирана по начин, който позволява лесното ѝ движение по x -направлението, като така тя може да бъде изтеглена от пътя на снопа в случай на набор на данни без мишена. Мишената представлява не само средата за осъществяване на взаимодействието в експеримента, а и първият детектор на пътя на снопа. Това е осъществено чрез гравирането със 193 nm UV ArF лазер [11] на 2×16 електрода от графит с ширина 1 mm на предната и задната ѝ страна, съответно в x и y направлениата. Изчитането им позволява пресмятане на броя позитрони в бънча, както и определяне на XY -профила му.

1.2 Реконструкция на параметрите на снопа при ниска интензивност

По време на кампаниите за набор на данни с цел търсене на частицата $X17$ (Run III и Run IV) интензивността на снопа е намалена 10 пъти и данните са набирани при типични стойности от около 3000 позитрона в бънч. Това води до депозирането на по-малък сумарен заряд в мишената и съответно вълновите форми в отделните канали са с по-ниски амплитуди и отношението сигнал/шум е по-малко.

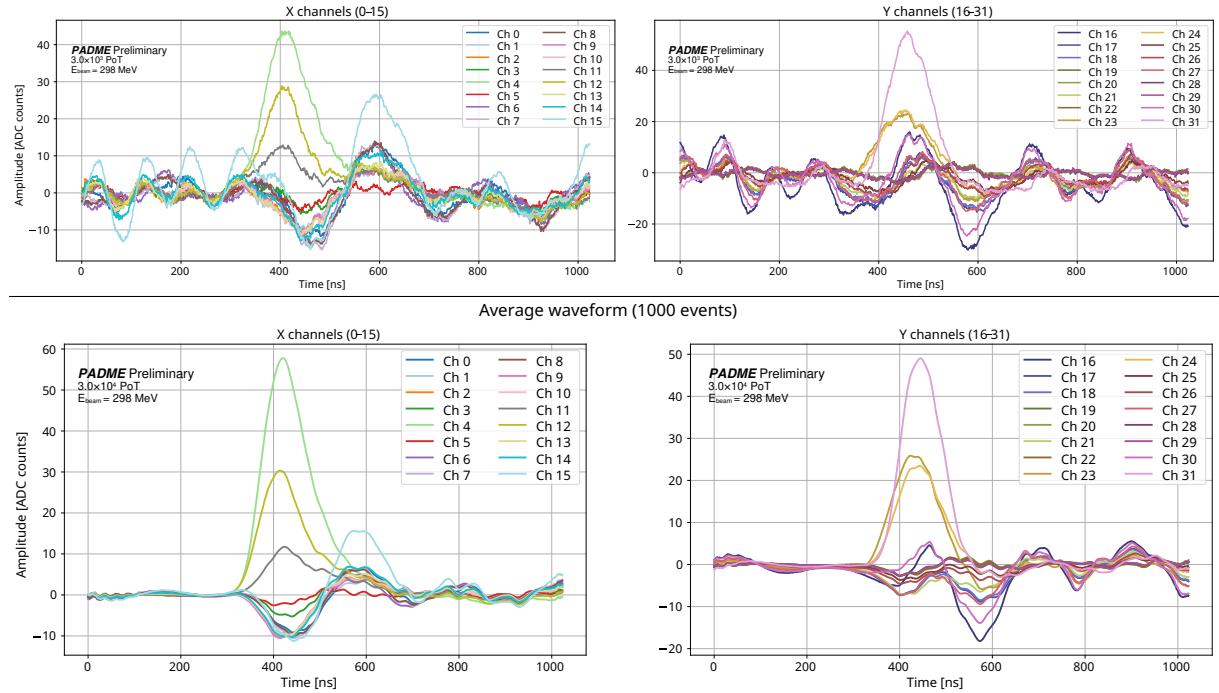
В началото на четвъртата кампания за набор на данни са проведени различни тестове за изследване поведението и намиране на оптималните работни параметри на мишената. Вълнови форми, записани от мишената по време на тестовете са показани на Фигура 1.1 горе, съответно за каналите по x и y направлението (след първична обработка). Освен по-ниските амплитуди, се забелязва и променящо се ниво на шума,

като той се засилва след преминаването на бънча. Поведението на този допълнителен индуциран от снопа шум не е общоустановено, а е различно за всяко събитие.

Разработен е усъвършенстван метод за реконструкция, при който вълновите форми се усредняват в рамките на N събития, като при първоначалните изследвания $N \sim 1000$:

$$\bar{w}[n] = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N w[n] \quad (1.1)$$

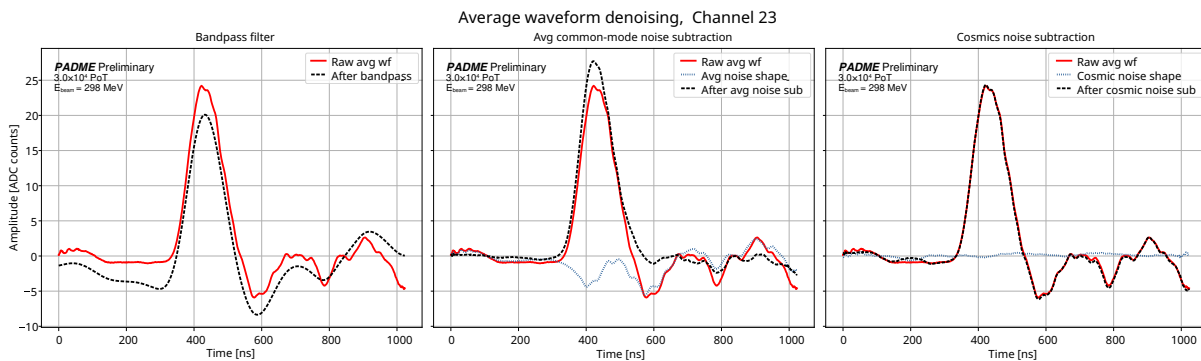
Получените усреднени вълнови форми съдържат както усреднения сигнал, така и формата на шума, като разликите между отделните събития са изчистени и остава единствено характеристикното за всеки канал ниво и поведение на шума. На Фигура 1.1 долу са показани усреднените вълнови форми от един файл с данни, набрани в началото на Run IV, поотделно за каналите по x и y направлението. Формата на сигнала е изгладена и може да се премине към изследване на различните варианти за потискане на шума.



Фигура 1.1: **Горе:** Вълнови форми, записани в каналите в x (вляво) и y (вдясно) направленията на мишената в началото на четвъртата кампания за набор на данни. Каналите с най-голяма амплитуда са тези, в които е центриран снопът. Данните са набрани при интензивности от около 3000 позитрона в бънч, което води до ниски амплитуди на сигнала. Формата на шума е различна за всяко събитие. **Долу:** Усреднени вълнови форми за всички тригирани от снопа събития от един файл, записан по време на тестовете преди Run IV на PADME. Сигналът е изгладен и се откроява добре над шума.

Изследвани са три различни подхода за потискане на шума след усредняване на вълновите форми. При първия върху усреднената вълнова форма се прилага

лентово-пропускащ филтър в областта $[0.6, 8]$ MHz. Вторият тестван метод е чрез усредняване на шума в каналите далеч от точката, в която снопа пресича мишената и изваждането на получената вълнова форма от вълновите форми на каналите с присъствие на сноп. При третия тестван метод се използват усреднените вълнови форми от всички събития, тригерирани от космични лъчи, активирали космичния тригер на ECal, или от случайни тригери, за съответния канал, след което се изваждат от вълновите форми за тригерираният от снопа събития. На Фигура 1.2 са показани резултатите от прилагането на трите метода върху усреднената вълнова форма в канал 23, един от каналите по y -направлението, през които преминава снопът. Лентово-пропускащият филтър изглажда сигнала, но не успява да се справи с по-едромащабната структура на шума. Изваждането на шума, установен при разглеждането на космични и случайни тригери не води до съществена промяна. Най-добро потискане се наблюдава при изваждането на шума чрез усреднената вълнова форма на страничните от снопа канали. Това показва и че става въпрос за шумове, индуцирани от снопа, а не поради спецификите на електрониката.



Фигура 1.2: Потискане на шума върху усреднени вълнови форми по три метода. В червено са представени първичните вълнови форми, със сини точки формата на шума (където е приложимо), а с черен пунктир - резултатът след потискането на шума. **Вляво:** прилагане на лентово-пропускащ филтър. Вълновите форми се изглаждат, но големите флуктуации остават. **В средата:** изваждане на средната вълнова форма на каналите далеч от снопа. Тя описва шума добре и след изваждането остава сигнал и малки флуктуации след него, центрирани на 0. **Вдясно:** изваждане на средната вълнова форма от космични и случайни тригери за съответния канал. Не се наблюдава съществена промяна, тъй като по-съществената компонента на шума е свързана с присъствието на снопа.

Тестовите сетове от данни при различни стойности на напрежението върху мишената са анализирани с цел определяне оптималното работно напрежение. Разгледано е отношението сигнал към шум (S/N) в каналите, през които преминава снопът за всички тествани стойности на напрежението. Поради специфичните характеристики на шума, са изследвани различни варианти: за ниво на шума се взема интервалът от 200 стойности преди ($RMS_{ped}^{(ch)}$) или след ($RMS_{tail}^{(ch)}$) сигнала, а за ниво на сигнала

се взима или амплитудата му $A^{(ch)}$, или интеграла $Q^{(ch)}$:

$$\begin{aligned} S/N(HV)_1 &= \frac{A^{(ch)}}{RMS_{ped}^{(ch)}} & S/N(HV)_2 &= \frac{A^{(ch)}}{RMS_{tail}^{(ch)}} \\ S/N(HV)_3 &= \frac{Q^{(ch)}}{RMS_{ped}^{(ch)}} & S/N(HV)_4 &= \frac{Q^{(ch)}}{RMS_{tail}^{(ch)}}. \end{aligned} \quad (1.2)$$

За да се изгладят вариациите в сигнала в следствие на моментни промени в интензивността на снопа, преди пресмятането на отношението S/N е осъществена нормировка спрямо пълния депозиран заряд в калориметъра от оловно стъкло, поставен в далечния край на експеримента. Всички пресмятания са извършени за четирите начина на третиране на вълновите форми: без потискане на шума, прилагане на лентово-пропускащ филтър, изваждане на средната вълнова форма от каналите с отсъствие на сноп и изваждане на средната вълнова форма от космични и случайни тригери. Разгледани са всички канали, през които преминава снопът. Във всички случаи най-висока стойност на S/N се получава при потискане на шума чрез изваждане на средната вълнова форма от каналите без сноп. При стойности $HV \geq 110$ V се установява високо ниво на отношението сигнал-шум.

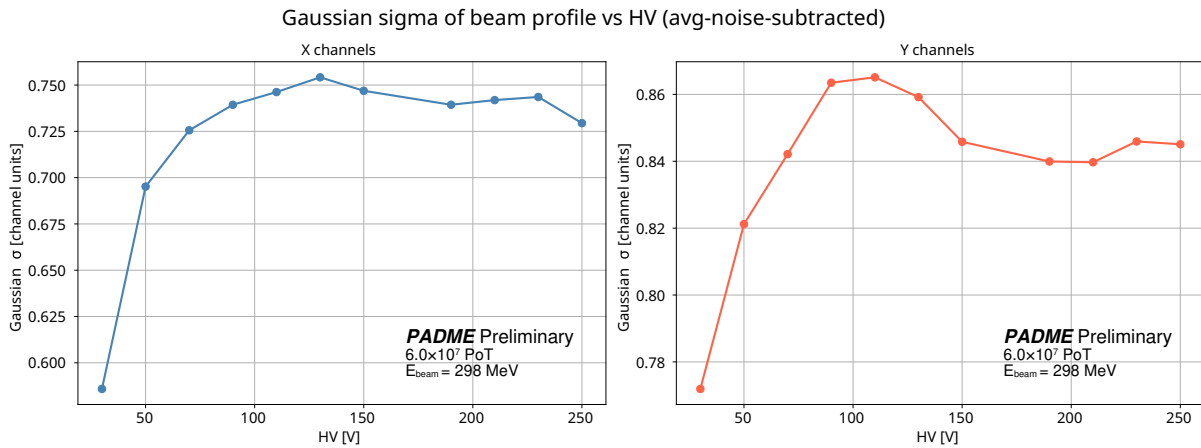
Набраните данни при различни стойности на напрежението са използвани и за изследване на профила на снопа в зависимост от приложеното върху мишената напрежение. За целта, за всяка изследвана стойност на HV е пресметнат интегралът на усреднените вълнови форми във всеки канал в интервала $t \in [200, 600)$ ns и е разделен на пълния депозиран заряд в оловното стъкло. Чрез получените стойности за всеки канал, подредени според физическата подредба на каналите, са построени разпределения на заряда, които показват профила на снопа.

На Фигура 1.3 е показана зависимостта на ширината на получените Гаусови разпределения от приложеното напрежение, изразена чрез стандартното им отклонение σ . Тестовите данни са набирани без промяна на геометрията на снопа, следователно промените в профила се дължат на промяната на подаденото напрежение. Стойността на σ е малка при ниските стойности на напрежението, но при тях отношението S/N също е много малко, което ги прави неподходящи за работа. Затова се разглеждат стойностите $HV \geq 110$ V, при които отношението сигнал-шум е близко до оптимално. По x -направлението като цяло се наблюдават по-тесни разпределения, като минимум се достига при $HV = 190 \div 210$ V. По y -направлението снопът принципно е по-широк, като минимум се достига отново при $HV = 190 \div 210$ V.

На базата на тези изследвания е определено работното напрежение на мишената $HV = 210$ V.

Изследвани са и данните от тестов набор на данни с промяна на позицията на снопа спрямо мишената. При центрирането на снопа в канали 6, 7 и 8 в тях не е отчетен почти никакъв заряд. Докато за канал 8 това е известно от изследвания по време на предходни кампании за набор на данни, дефектите в канали 6 и 7 са новопоявили се. Потвърдено е, че централните канали, в които снопът се позиционира по време на същинския набор на данни функционират добре. Установени са калибровърните коефициенти за изравняване чувствителността в отделните канали. Канали 6 и 7, заедно с канал 8 се отхвърлят при реконструкцията поради дефектите в тях.

Сканиране с цел изследване на каналите във вертикално направление е осъществено чрез последователно преместване на снопа, което се осъществява чрез промяна



Фигура 1.3: Стандартно отклонение σ на Гаусовото разпределение, описващо профила на снопа, измерен от мишената по x -направлението (вляво) и по y -направлението (вдясно) в зависимост от приложеното върху детектора напрежение. В рамките на подходящите откъм отношение сигнал-шум стойности, и в двете направления минимум се достига при $HV = 190 \div 210$ V.

на стойността на тока във вертикалния коректор на ВТФ. Това изследване е много по-грубо, тъй като няма възможност за прецизно центриране на снопа в точно определен канал, но въпреки това може да даде информация за наличие на дефекти. Всички наблюдавани профили са добри, с изключение на канал 21, където натрупаният заряд е много голям. В първата половина от същинския набор на данни снопът е позициониран в канали 24, 30 и 25. Във втората половина от кампанията снопът е изместен от другата страна, в канали 16, 22 и 27.

Реконструкцията на информация от мишената посредством усреднените вълнови форми от 1000 събития е въведена в софтуерната рамка на PADME преди началото на същинския набор на данни в рамките на Run IV. Пресметнатите параметри на снопа са изведени в онлайн наблюдението на експеримента по време на набора. В сравнение с конвенционалната реконструкция, която дава информация за интензивността и позицията събитие по събитие, усреднените вълнови форми дават стойности за всеки 1000 събития, или на около 1 ms. Това влошаване на времевата разделителна способност се компенсира от много по-точните резултати.

След приключване на набора на данни реконструкцията е допълнително усъвършенствана, като броят събития за усредняване е намален на 100 и изваждането на шума е допълнително изгладено.

Глава 2

Изследване на отклика на електромагнитния калориметър на PADME

За обработка на сигналите от отделните кристали на ECal са разработени поредица от машинно обучени алгоритми - невронни мрежи, съставени от различни слоеве. Изучен е откликът на калориметъра, благодарение на което са разработени достоверни симулации на вълновите форми, използвани за обучението на мрежите.

За тренирането на невронните мрежи е необходимо да бъде симулиран голям набор от данни, за които желаните стойности са предварително известни. За форма на сигналите е използвана функцията

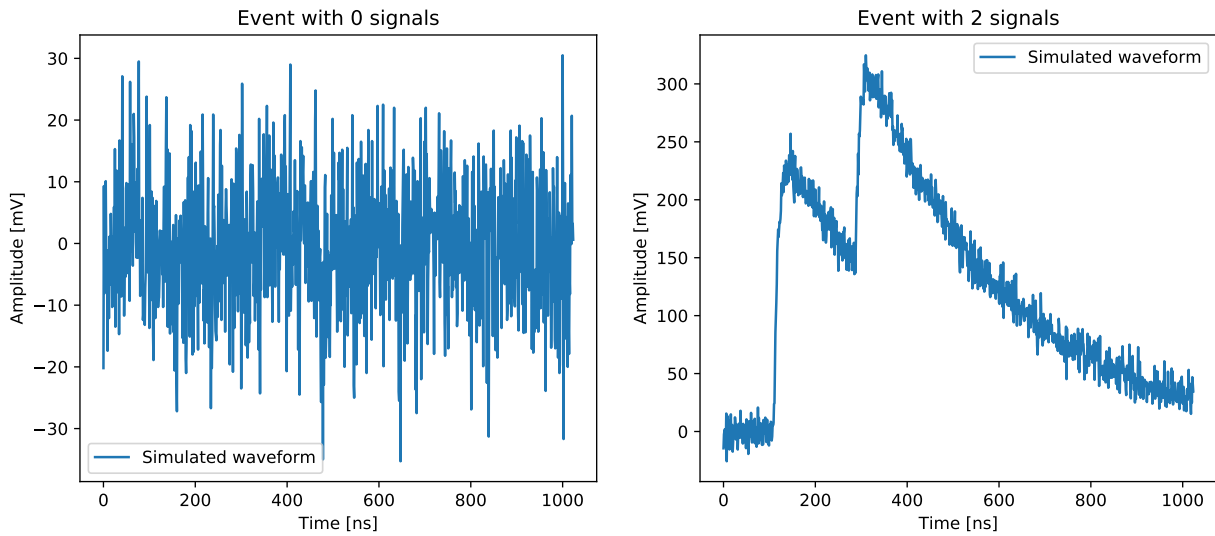
$$A(t) = A_0 \left(e^{-\frac{-(t-t_0)}{\tau_1}} - e^{-\frac{-(t-t_0)}{\tau_2}} \right) = A_0 e^{-\frac{-(t-t_0)}{\tau_1}} \left(1 - e^{-(t-t_0)\left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_1}\right)} \right), \quad t \geq t_0, \quad (2.1)$$

където t_0 е времето на настъпване на сигнала, $\tau_1 = 300$ ns е времето на намаляване на сигнала, $\tau_2 = 10$ ns е времето на нарастване, а A_0 е амплитудата му [2]. За обучение на алгоритмите са използвани набори от по 100 000 събития с продължителност 1024 ns. Всяко събитие съдържа случаен брой сигнали, всеки от които със случайно зададени параметри, като t_0 следва равномерно разпределение в интервала [100, 400] ns, а A_0 следва Гаусово разпределение със средна стойност и стандартно отклонение 200 mV. Добавен е Гаусов шум със средна стойност 10 mV. Максималният брой възможни сигнали е 4, като са възможни и събития с 0 сигнала, които съдържат само шум. Примерни събития са показани на Фигура 2.1.

2.1 Конволюционни невронни мрежи за реконструкция на сигнали

Първата невронна мрежа, разработена за целите на PADME, е класификатор, който разделя събитията по категории в зависимост от броя сигнали в тях. Тренирана е невронна мрежа, използваща комбинация от един конволюционен и три напълно свързани слоеве [2].

Мрежата е тренирана на 100 000 събития, като за всяко събитие е записан етикет



Фигура 2.1: Симулирани събития от ECal. **Вляво:** Събитие без сигнали от заредени частици. **Вдясно:** Събитие с два сигнала [2].

с информация за броя сигнали n в него във вида

$$L = \{a_0 \ a_1 \ a_2 \ a_3 \ a_4\}, \quad a_i = \begin{cases} 1 & i = n \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (2.2)$$

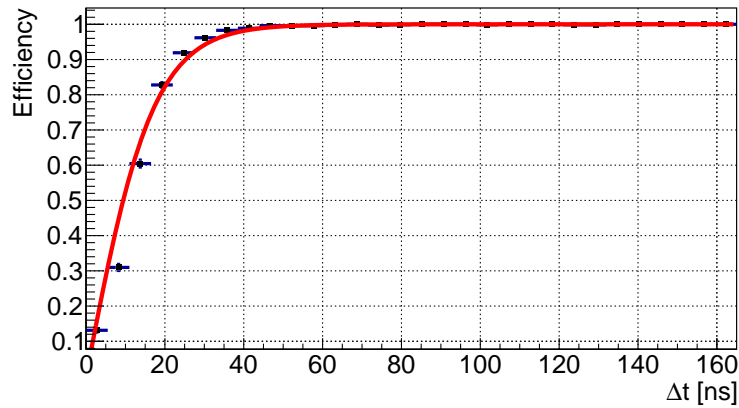
Изходът, получен след прилагане на модела, има същата размерност, като стойността $a_i \in [0, 1]$ може да се интерпретира като вероятност събитието да има съответния брой сигнали i . Тренирането е осъществено в рамките на 100 епохи, като функцията на загубата, отговаряща за настройката на теглата между отделните епохи е крос-ентропия. Оценка за представянето на алгоритъма е направена чрез прилагане на модела върху статистически независима извадка от 100 000 симулирани събития. Получените резултати са сравнени с генерираните при симулацията етикети, съдържащи реалния брой сигнали в събитията. Направено е изследване за способностите на алгоритъма да разпознава близко разположени сигнали като отделни [1]. На Фигура 2.2 е показана ефективността за броене на сигнали като функция на разликата във времената $\Delta t = |t_2 - t_1|$, където t_2 и t_1 са времената на пристигане на два отделни сигнала. Ефективността е 50% за $\Delta t = 10$ ns и 100% за $\Delta t > 50$ ns.

Успешното разпознаване на броя сигнали от машинно обучен алгоритъм мотивира разработването на мрежи с по-сложни архитектури в опит да се определят параметрите на отделните сигнали. Разработени са мрежи с архитектура на автоенкодер [12] с три конволюционни и три деконволюционни слоя. Схема на архитектурата е показана на Фигура 2.3.

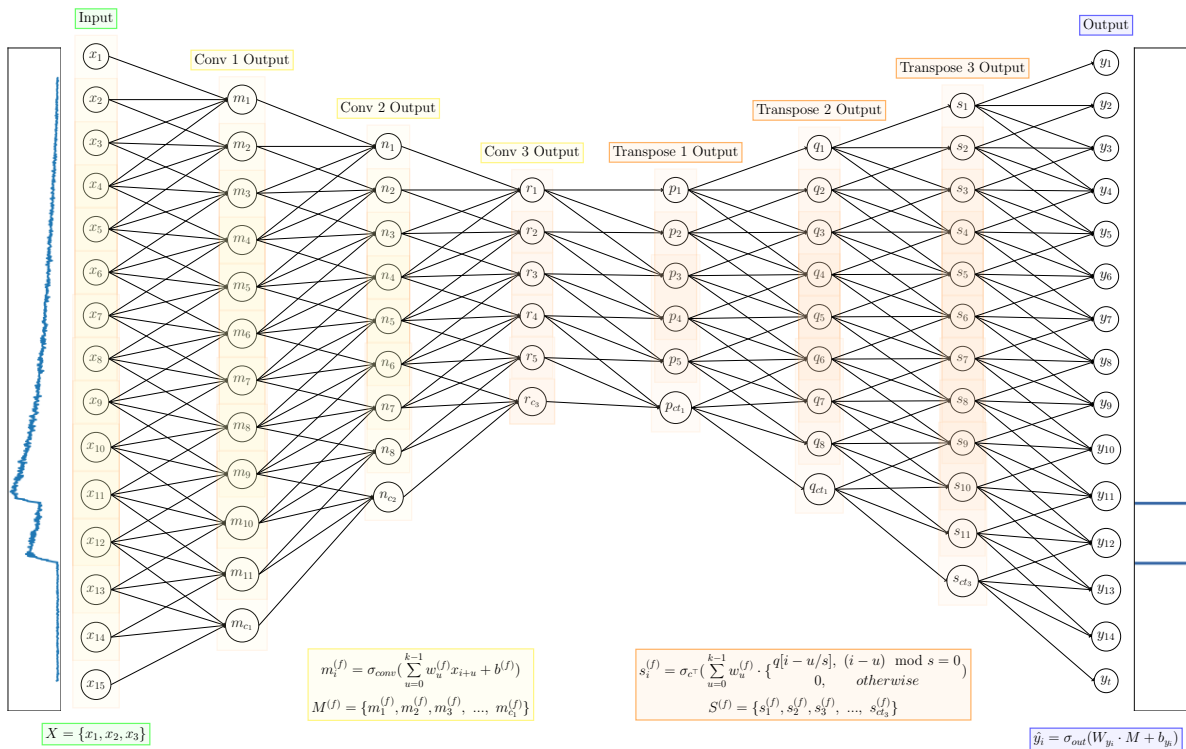
Автоенкодерът е трениран върху извадка от 100 000 събития, съдържащи между 0 и 4 сигнала. За пресмятане на загубата е използвана средноквадратична функция

$$\text{MSE} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M (y_j - \hat{y}_j)_i^2, \quad (2.3)$$

$N = 100\,000$ е броят събития, върху които е трениран моделът, $M = 1024$ е дължината на изхода, y_j е истинската стойност j -тата позиция от изхода, \hat{y}_j е предсказаната



Фигура 2.2: Ефективност на конволюционна невронна мрежа за броеве на сигнали като функция на разликата във времената на настъпване Δt на два последователни сигнала. Крива с форма на сигмоид $\text{Eff} = 2 \cdot \left(\frac{1}{1 + \exp(-\Delta t/70)} - 0.5 \right)$ е прекарана през точките (в червено). За сигнали с $\Delta t = 10$ ns, ефективността е 50%. Ефективността достига 100% за $\Delta t > 50$ ns.



Фигура 2.3: Схема на архитектурата на конволюционния автоенкодер, разработен за определяне параметрите на сигналите от електромагнитния калориметър на PADME. Мрежата е съставена от енкодер и декодер с огледална структура, използващи съответно операции на конволюция и транспонирана конволюция. В лявата част се вижда и реалният вид на едно входно събитие. Вдясно е показан съответният изход при използване на автоенкодера в модифицирания му вариант.

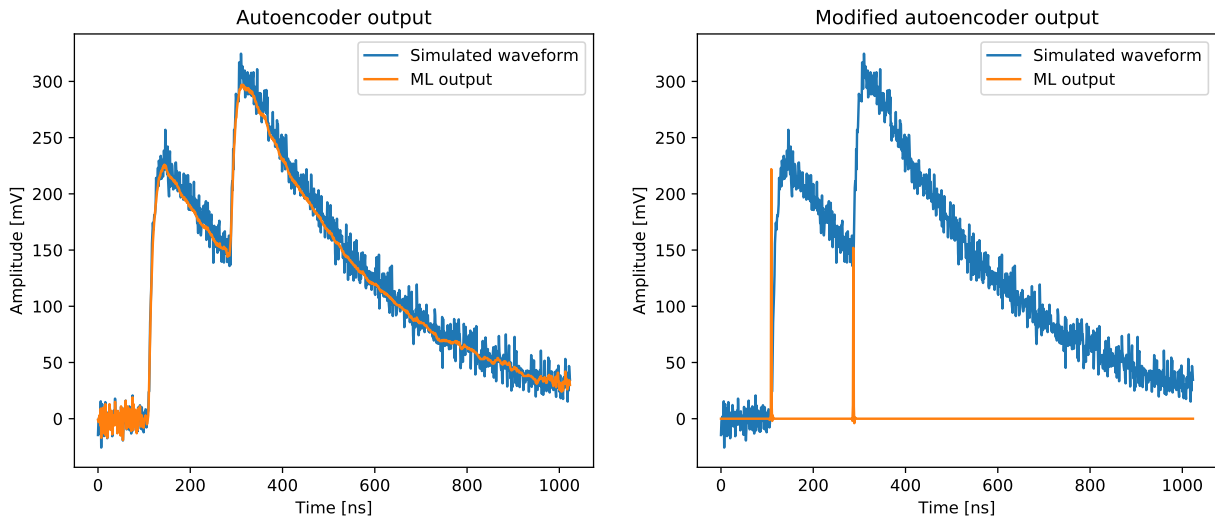
стойност на j -тата позиция, а i е поредният индекс на събитието.

Резултатът от прилагането на модела е показан на Фигура 2.4 вляво: изходната

вълнова форма представлява повторение на входната, като в регионите с присъствие на сигнал шумът е потиснат и сигналът е изгладен. Успешното идентифициране на сигнала от мрежата и потискането на шума в него дават основание моделът да се използва за установяване на конкретни параметри на сигналите. За целта алгоритъмът е модифициран във вариант, отгук насетне известен като модифициран автоенкодер МАС. МАС запазва архитектурата, използвана от класическия автоенкодер (Фигура 2.3), но на изхода на модела се подава търсената информация за събитието. Тя се генерира заедно със симулацията като етикет Y с дължина, равна на дължината на самото събитие, като в случая на събитията в калориметъра на PADME $n = 1024$. Стойностите на y_i ; $i \in [1, n]$ са равни на 0, освен на позициите на настъпване на сигнал t_{sig} , където е записана амплитудата на съответния сигнал A_{sig} :

$$y_i = \begin{cases} A_{\text{sig}} & \text{if } i = t_{\text{sig}} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.4)$$

Така в етикетите на събитията се записва цялата информация за сигналите в тях: броят ненулеви стойности показва броя възникнали сигнали, позициите им показват времената на сигналите, а самите стойности указват амплитудите. МАС също е трениран на извадка от 100 000 събития. Резултатът от прилагането на модела може да се види на Фигура 2.4 вдясно. Мрежата връща предимно нулеви стойности, освен двата пика, съвпадащи с началото на сигналите. Височината на тези пикове наподобява височината на самите сигнали.



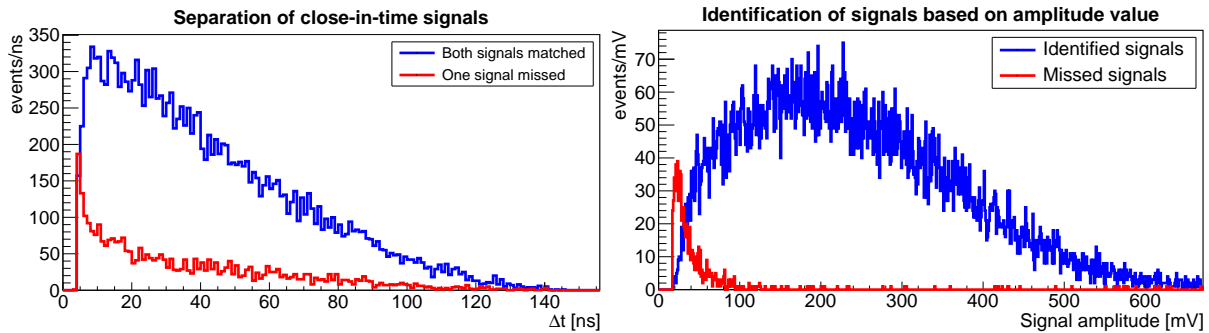
Фигура 2.4: Резултати от прилагането на конволюционен автоенкодер върху събитието, показано на Фигура 2.1 вдясно. В синьо е първичният вид на вълновата форма, подаден на входа на мрежата, а в оранжево е изходът след прилагане на алгоритъма. **Вляво:** Класически автоенкодер. Резултатът възпроизвежда оригиналната вълнова форма с потискане на шума в регионите с присъствие на сигнал. **Вдясно:** Модифициран автоенкодер МАС. Резултатът е две ненулеви стойности, съответстващи на амплитудата на сигнала, на позиции, съответстващи на времето на настъпване [2].

По-детайлно изследване на региона около настъпването на сигнала показва, че прилагането на МАС не дава единствена стойност на точната позиция, определена за

начало, а се активират и съседните няколко позиции. За да се потисне този ефект е разработена процедура за пост-обработка на изхода от МАС, при която се откриват локалните максимуми и към тях се добавят всички останали стойности в прозорец с определена ширина, центриран на съответния максимум.

След тренирането на модела и разработването на процедурата за пост-обработка, ефективността на алгоритъма е изучена при прилагането му върху независима извадка от симуирани данни, съдържаща 100 000 събития с максимално 4 сигнала [1]. Разпределението на разликите във времената на откритите и истинските сигнали е симетрично и ако се приеме за Гаусово, получените параметри са $\sigma \sim 520$ ps и $RMS \sim 3.2$ ns, като следва да се отчете наличието на не-Гаусови опашки. На базата на този резултат може да се дефинира праг за обявяване на сигнал като успешно разпознат, като е избрана стойността $\Delta t_{match} = |t_{true} - t_{found}| \leq 2$ ns.

Разпознаването на сигналите може да бъде възпрепятствано по различни причини: малка разлика във времената на настъпване може да доведе до сливането на два или повече сигнала; сигнали с малки амплитуди може да не бъдат различени от шума. Различните причини сигнал да не бъде разпознат са разгледани на Фигура 2.5. За да се оцени способността за разделяне на двойки близки сигнали са разгледани тези събития в извадката, при които са генерирани по два сигнала и съответно е изследван броят разпознати. При разлики във времената между два последователни сигнала, по-малки от 10 ns, сигналите са слети в един. За оценка на разпознатите сигнали в зависимост от амплитудата е използвана частта от извадката с генериран един сигнал. При амплитуди под 50 mV сигналите не могат да бъдат идентифицирани над шума.



Фигура 2.5: **Вляво:** Разпределение на събитията с два генерирани сигнала в зависимост от разликата във времената им на настъпване Δt . В синьо са събитията, при които и двата сигнала са разпознати, а в червено са тези, при които е намерен един или нито един сигнал. Пропускането на събития при големи Δt вероятно се дължи на малка амплитуда на някой от сигналите. **Вдясно:** Разпределение на събитията с един симуиран сигнал в зависимост от амплитудата. В синьо са събитията, при които сигналът е разпознат, а в червено са тези, при които не е открит [1].

2.2 Калибровка и изследване на алгоритъма чрез събития на двуфотонна анихилация

След осъществяването на тестовите върху симулирани данни, MAC е интегриран в софтуера за реконструкция на данните от PADME чрез C интерфейса на TensorFlow [13]. Кодът е структуриран така, че реконструкцията, използваща MAC, да върви паралелно с класическия метод PadmeReco [14]. Това позволява резултатите от класическата реконструкция да се използват за калибровка на енергията на сигналите в [MeV], тъй като MAC дава информация за амплитудата в [mV]. За да се подобри допълнително калибровката по енергии, се добавя допълнителна корекция, получена чрез данни за събития, предизвикани от космични лъчи. Финална абсолютна калибровка се прави чрез съвпадане на сумата от енергиите на фотони, принадлежащи на $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ събития с енергията на снопа.

За тестване на MAC върху експериментални данни е използвана извадка от данните, набрани по време на Run II на PADME, известна нататък с идентификатора Run30369. Тя съдържа 3.4×10^6 събития със средно 3×10^4 позитрона в бънч с енергия 430 MeV, или общо около 1.1×10^{10} позитрона.

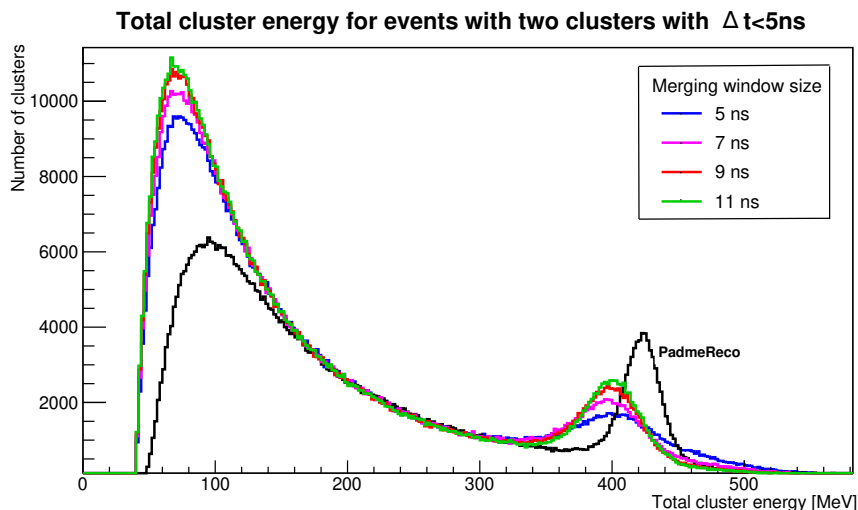
Разпознатите клъстери са анализирани по двойки, като е пресметната разликата в определените по двата метода времена на настъпване. Сравнението на разликата във времената, определена по двата метода показва, че използването на MAC резултира в по-голям брой реконструирани събития и по-добра разделителна способност по време: $\sigma = 1.45$ ns за PadmeReco и $\sigma = 1.29$ ns за MAC.

За принадлежащи към едно и също събитие на анихилация са приети клъстери, отстоящи на $|\Delta t| < 5$ ns един от друг. На Фигура 2.6 е показана сумата от енергиите на такива двойки клъстери. Реконструкцията с MAC е повторена няколко пъти с различна ширина на прозореца на сливане \mathcal{W} , дефиниран в процедурата за пост-обработка. Тези резултати са показани на фигурата с различни цветове, а резултатът от PadmeReco е показан в черно. Реконструираните с MAC данни показват ясно изразен максимум, отговарящ на $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, което е потвърждение за успешното прилагане на метода. Този пик е отместен към по-ниска енергия в сравнение с резултата от PadmeReco, което сочи към необходимост от допълнителна калибровка.

2.3 Прилагане на алгоритми за обяснение (xAI)

Ефективността от прилагането на разработения модел за реконструкция на сигнали е изследвана не само чрез разглеждане на резултатите от използването му върху симулирани и истински данни, но и чрез тестването на различни методи за обяснение на изкуствения интелект (xAI). Те разчитат на наблюдение на резултата от прилагането на модела при въвеждане на различни промени във входните данни, които се подават. Те са приложени върху три различни вариации на MAC с малки вариации в хиперпараметрите на архитектурата.

Методът на изчисляване на чувствителността към маскирани данни (Occlusion Sensitivity) използва замаскиране на части от входните данни с маска от базови стойности (в случая на сигналите от частици в калориметъра на PADME е дефинирана

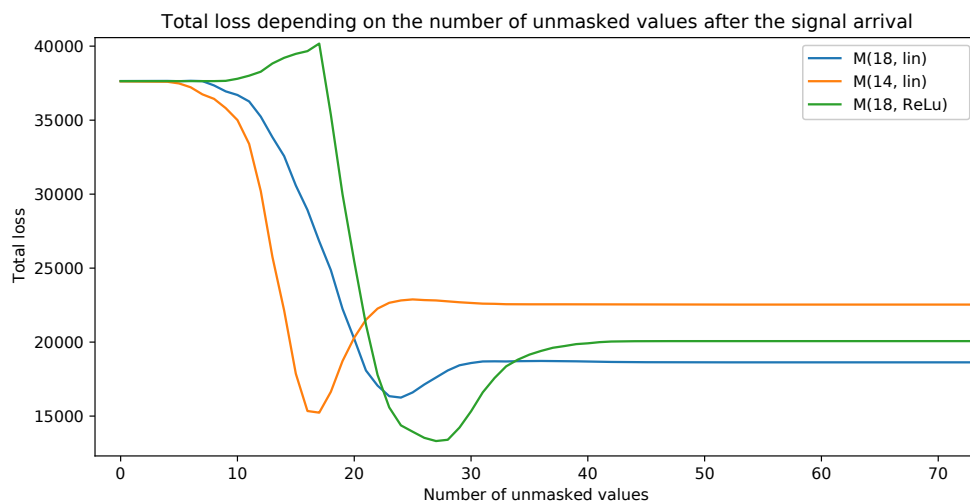


Фигура 2.6: Разпределение на сумарната енергия на двойки клъстери, отделени на не повече от 5 ns, реконструирани с PadmeReco (в черно) и с MAC (цветно). Различните цветове отговарят на различна ширина на прозореца на сливане. Позицията на максимума не се променя, но реконструкцията на енергията е по-точна при по-голям прозорец [3].

маска с дължина 18 ns с базова стойност 0) и прилагане на модела върху тях. Резултатите се представят като цялостната стойност на загубата за конкретното събитие в зависимост от позицията на маската.

За да бъде осъществен анализ на това колко съществени за разпознаването са отделните части на сигнала, изследването на чувствителността е съсредоточено върху събития с един симулиран сигнал. Чувствителността, изразена чрез стойността на загубата, прави рязък скок при закриването на предния фронт на сигнала и остава висока при закриването на максимума. Такова поведение е очаквано, тъй като началото на сигнала е мястото, където се намират ненулеви стойности в етикета.

При по-задълбочено изследване на резултатите от този метод е разработена модификация, насочена конкретно върху събития с един сигнал. При нея първоначално цялото събитие се замаскира и на всяка стъпка се открива по една нова стойност, след което се пресмята загубата. Стойността ѝ се поставя в крайния резултат на позицията, която е открита при съответната итерация. Заключение е, че за пълна реконструкция на сигнала, освен предният му фронт, е необходим и регионът около максимума му. Сумарната загуба в зависимост от броя открити стойности след началото на сигнала за три тестови варианта на MAC е показана на Фигура 2.7. И при трите загубата първоначално е висока, достига минимум и после се връща до константна стойност, която се поддържа докрай. Първият модел, който достига минимум е $M(14, \text{lin})$, докато $M(18, \text{lin})$ и $M(18, \text{ReLU})$ достигат минимум по-късно. Това вероятно е пряко следствие от по-малкия размер на конволюционния прозорец в първия модел. Друго заключение от този резултат е, че първите ~ 30 ns от сигнала са най-съществени за определянето на параметрите му. Това обяснява и получената на Фигура 2.2 необходима разлика във времената на пристигане на последователните сигнали, за да могат да бъдат отделени един от друг.

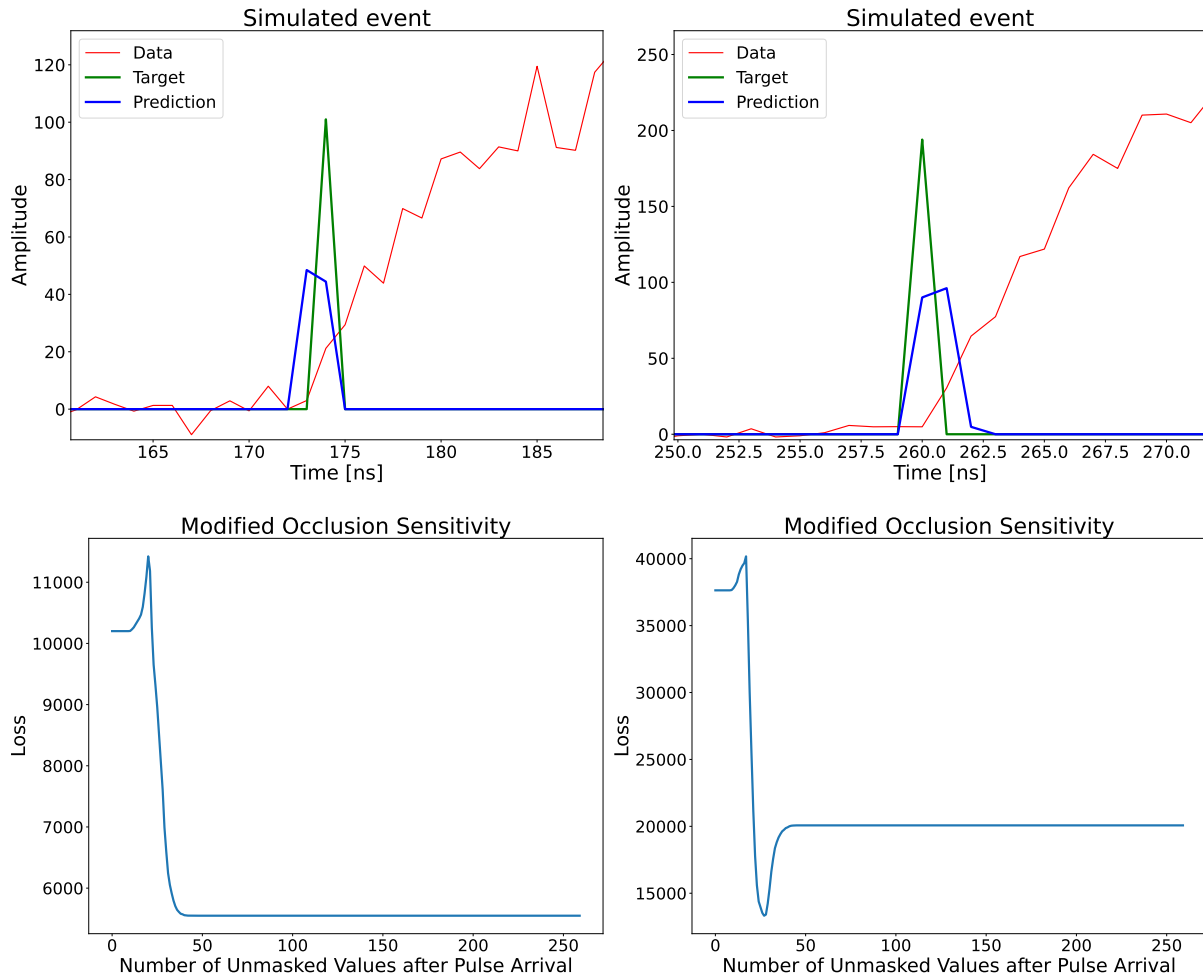


Фигура 2.7: Резултат от прилагането на модифицирания метод на чувствителността към маскирани сигнали върху събитие с един сигнал, предсказано от трите варианта на MAC. И при трите модела загубата достига минимум след откриване на по-малко от 30 ns след настъпването на сигнала [5].

2.4 Подобряване разделителната способност на MAC чрез upscaling

Прилагането на модифицирания метод на чувствителността към маскирани сигнали към различни случаи на събития с един сигнал разкрива два характерни варианта на поведение на резултата. Те са свързани с позицията на предсказанието на модела спрямо истинското положение на началото на сигнала в етикета. Самият етикет в действителност представлява закръглена до 1 ns стойност за началото, тъй като при симулацията времето на настъпване се генерира с точност 10^{-6} ns, но записът от дигитайзера е в дискретни бинове с ширина 1 ns. Двата възможни варианта са показани на Фигура 2.8. В горната ѝ част са показани детайли от две събития с по един сигнал. На лявото максимумът в предсказанието се пада преди поставената в етикета истинска стойност, докато при дясното този максимум е след истинската стойност в етикета. Тази разлика се отразява върху чувствителността при маскиране. В първия случай на по-ранно предсказание загубата достига минимум и тази минимална стойност остава константна. В случая на по-късно предсказание, загубата претърпява известно покачване след минимума, след което остава константна.

Тази получена разлика поражда идеята, че, въпреки че при обучението моделът разчита на закръглените стойности на времето на настъпване в етикетите, той става чувствителен към действителното време на настъпване. Ако истинското време се пада преди закръглената стойност, предсказанието също е преди етикета. Ако истинското време е по-голямо от закръглената стойност, предсказанието на модела също се поставя след етикета. Въз основа на този резултат е въведена промяна в алгоритъма за пост-обработка. Вместо за време на настъпване да се декларира позицията с максимална стойност на предсказанието, се взема претеглено средно за всички позиции



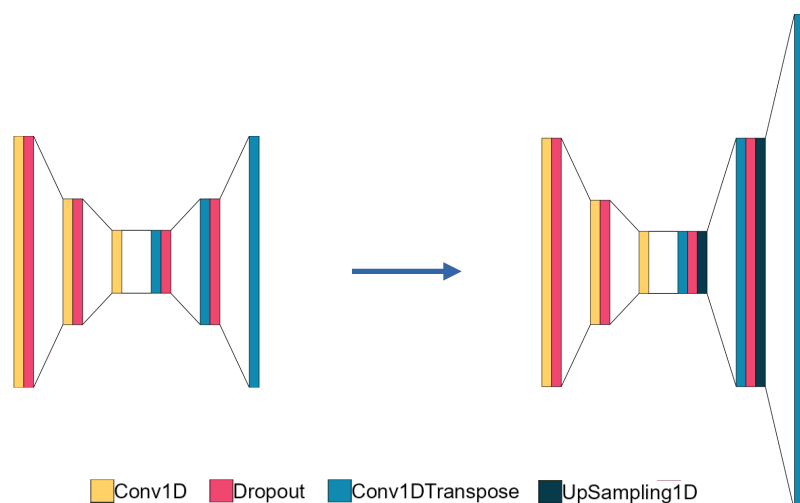
Фигура 2.8: Два възможни сценария за поведение на загубата при маскирани данни за събития с един сигнал, предсказани с $M(18, \text{ReLU})$. **Вляво:** Събитие, при което максимумът в предсказанието е преди етикета със закръглена стойност на истинското време на настъпване. При него загубата достига минимална стойност и тя се запазва като константа. **Вдясно:** Събитие, при което максимумът в предсказанието е след закръглената в етикета истинска стойност. След достигане на минимум в загубата, тя се връща обратно до по-висока стойност и остава константна [4].

в прозореца на сливане:

$$t_{arrival} = \frac{\sum A_i t_i}{\sum A_i}, \quad (2.5)$$

В опит да се увеличи времевата разделителна способност на **MAC**, е разработена версия **UMAC**, при която размерността на изхода се увеличава чрез добавяне на *upsampling* слоеве в декодера. Схема на промяната в топологията на мрежата е показана на Фигура 2.9.

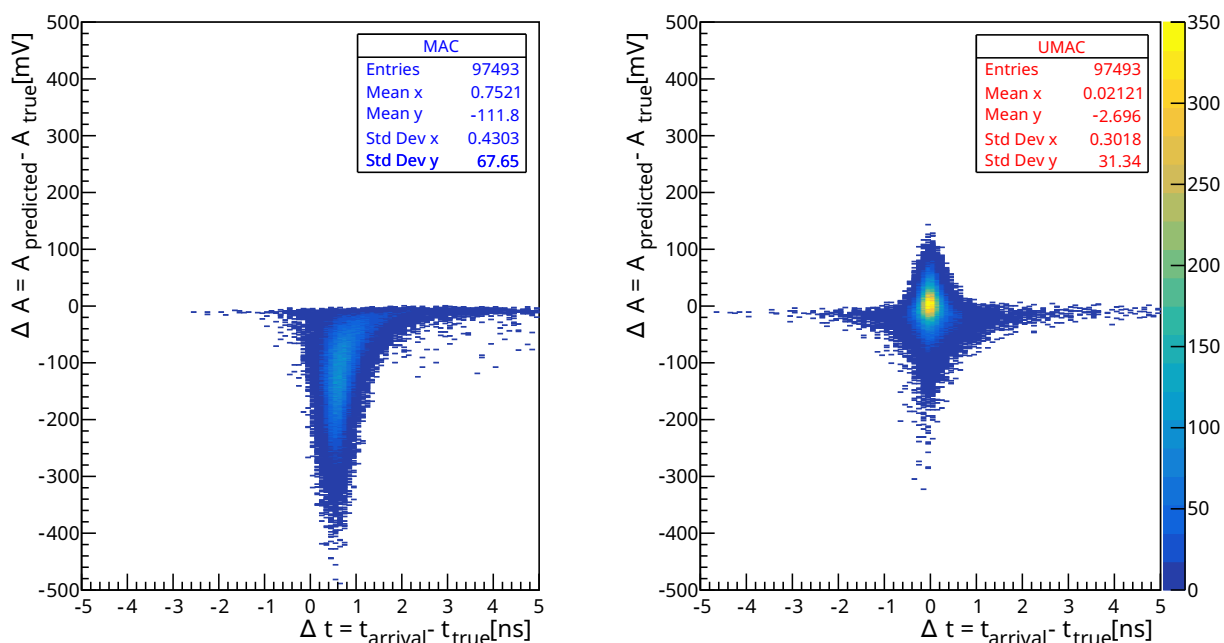
Резултатът от приложението на **MAC** и **UMAC** е сравнен чрез прилагането им върху същия статистически независим набор от данни, използван за изследването на чувствителността към маскирани данни. Забелязва се, че по всички критерии **UMAC** показва по-добро представяне в сравнение с **MAC**. Средноквадратичната грешка при определяне времето на пристигане е над 5 пъти по-малка, а определянето на ампли-



Фигура 2.9: Схема на еволюцията от MAC към UMAC. Въведеното подобрение при UMAC се състои от два размножаващи слоя в декодера, означени в тъмносиньо, които правят изхода два пъти по-дълъг, като до всяка стойност от входа поставят нейно копие [4].

тудата е още по-добро, със 17 пъти по-малка средноквадратична грешка.

Двумерни разпределения на разликите между истински и предсказани времена и амплитуди са показани на Фигура 2.10. При MAC се наблюдава отклонение към отрицателните стойности при амплитудата, което е видно и при приложението върху реални данни и води до нуждата от допълнителна калибровка. UMAC моделът демонстрира много по-добро представяне при реконструкцията на амплитудата.



Фигура 2.10: Разлика между истинската и предсказаната амплитуда, отнесена към разликата между истинското и предсказаното време на настъпване на сигнала. **Вляво:** MAC моделът дава отклонения от истинските стойности и за времето, и за амплитудата. **Вдясно:** При UMAC разпределенията на двете разлики са центрирани на 0, което дава индикация за по-точна реконструкция и на времето, и на амплитудата [4].

Глава 3

Търсене на нови леки частици при процеси на аниhilация

3.1 Метод на липсващата маса

Установката на PADME дава възможност за търсене на нови леки частици с маси до ~ 20 MeV при аниhilацията на позитроните от снопа в мишената. При механизма на асоциирано раждане на Тъмен фотон, той се ражда заедно с видим фотон от Стандартния модел:

$$e^+e^- \rightarrow A'\gamma. \quad (3.1)$$

Тъй като съществуват модели и за видим, и за невидим разпад, методът на липсващата маса има предимството да е приложим независимо какъв модел се разглежда.

За търсене на асоциирано раждане на Тъмен фотон, експериментът PADME разчита на събития, при които видимият фотон, роден едновременно с Тъмния, е регистриран от електромагнитния калориметър. Схема на такова събитие е показана на Фигура 3.1. Липсващата маса за всеки процес, при който е регистриран единствен фотон е

$$M_{miss}^2 = (P_{e^+} + P_{e^-} - P_\gamma)^2, \quad (3.2)$$

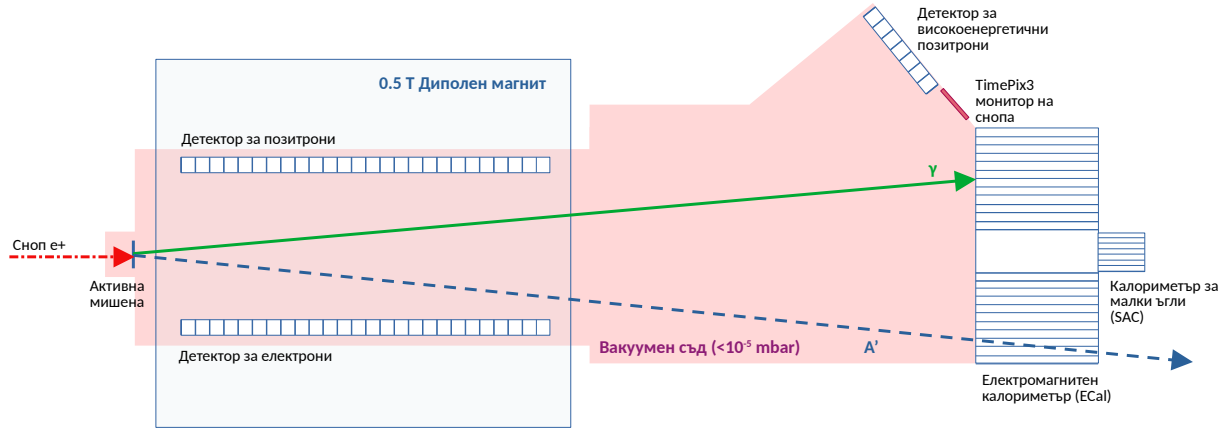
където P_{e^+} , P_{e^-} и P_γ са четириимпулсите съответно на позитроните от снопа, електроните в мишената и регистрирания в калориметъра фотон.

В случай, че в експеримента се наблюдава асоциирано раждане на Тъмен фотон, то в разпределението на липсващата маса за еднофотонни събития ще се наблюдава пик, центриран на масата на A' . Чрез броя събития $N_{A'}$, формиращи този пик, може да се определи сечението за изследвания процес:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A') = \frac{N_{A'}}{N_{TOT} Acc_{(A'\gamma)} N_{e/S}}, \quad (3.3)$$

При получаване на експериментален резултат за сечението, това позволява да се пресметне константата на смесване ε на Тъмния и видимия фотон, използвайки информация за сечението за двуфотонна аниhilация $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)$:

$$\varepsilon^2 = \frac{1}{\delta} \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A')}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)}, \quad (3.4)$$



Фигура 3.1: Асоциирано раждане на Тъмнен и видим фотон в експеримента PADME. Видимият фотон γ (в зелено) е регистриран в ECal, като позицията и енергията му позволяват да се определи неговия четириимпулс. При познаване на параметрите на снопа, по този начин може да се определи липсващата маса, която да се припише на Тъмния фотон (в синьо).

където δ е кинематичен фактор, зависещ от $M_{A'}$.

В случай на отсъствие на сигнал, чрез статистическата неопределеност на фоните събития може да се пресметне горна граница за константата на смесване ϵ в зависимост от масата на Тъмния фотон $M_{A'}$. Големият брой натрупани събития позволява приемането на Гаусов подход за данните, следователно за да се получи стойност на горната граница с 68% ниво на сигурност е необходимо броят наблюдавани събития N_{obs} в избран интервал, отговарящ на дадена стойност на M_{miss}^2 да е такъв, че $N_{sig}/\sqrt{N_{bkg}} > 1$, където $N_{sig} = N_{obs} - N_{bkg}$, като N_{bkg} е очакваното ниво на фоните събития, получено чрез Монте Карло симулации. От своя страна, следвайки уравнения 3.3 и 3.4,

$$N_{sig} = \epsilon^2 \delta \sigma(e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma) N_{POT} Acc_{sig} N_{e/S} \quad (3.5)$$

Следователно при отсъствие на индикации на сигнал, с 68% ниво на сигурност могат да се изключат ϵ , за които

$$\epsilon^2 > \frac{\sqrt{N_{bkg}}}{\delta \sigma(e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma) N_{POT} Acc_{sig} N_{e/S}}. \quad (3.6)$$

Стратегията за анализ на данните от PADME [7] чрез използване техниката на липсващата маса е насочена към определяне на ефективността за регистриране на Тъмни фотони Acc_{sig} и броя очаквани фонове събития N_{bkg} , след което хипотезата да се провери чрез броя реално наблюдавани в данните събития N_{obs} .

3.2 Основни фонове процеси

Основният физичен процес, създаващ фонове събития в рамките на Run II на PADME е спиращото лъчение

$$e^+ N \rightarrow e^+ N \gamma \quad (3.7)$$

То има същата топология като предполагаемия сигнал от Тъмен фотон, тъй като и при него резултатът е регистрирането на единствен фотон в ECal. Позитронът, излъчил фотона, продължава с намалена енергия и се закривява в магнитното поле. В следствие на това той може да попадне в PVeto или NEPVeto. Тъй като мишената е достатъчно тънка, с добро приближение може да се приеме, че сумата от енергиите на излъчения фотон и позитрона, който го е излъчил, е равна на енергията на снопа. Закривяването на позитрона в полето на диполния магнит и съответно в кой канал на PVeto (изразен чрез позицията по оста z) ще попадне той се определя чрез импулса му $p(z)$. Получава се квадратична зависимост на енергията на спиращо излъчения фотон от позицията във ветото на излъчилият го позитрон:

$$E_{\gamma}^{Brem} = f(z_{e^+}^2) \quad (3.8)$$

За симулация на спиращото лъчение се използва моделът на Зелцер-Бергер [15]. В него ъгловото разпределение на излъчените фотони се пресмята чрез обобщената формула на Цай [16]

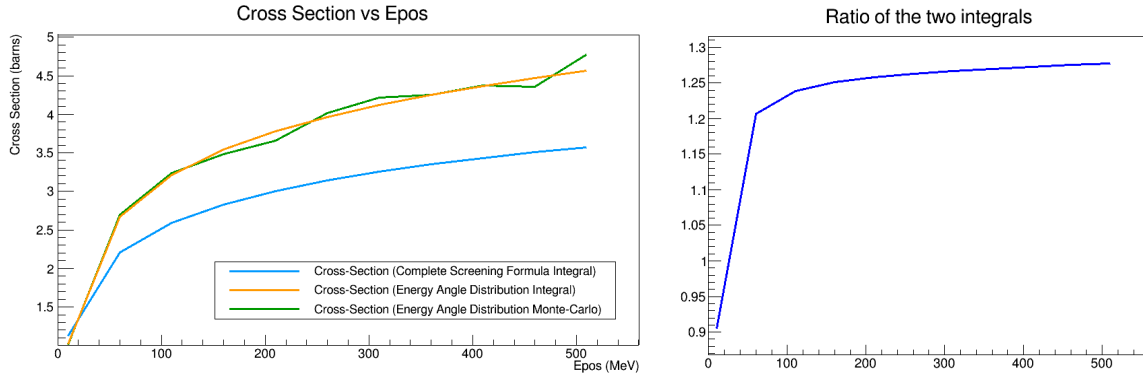
$$\frac{d\sigma_b}{dk} = 4\alpha r_0^2 k^{-1} \left[\left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 \right) [Z^2(L_{rad} - f) + ZL'_{rad}] + \frac{1}{9}(1 - y)(Z^2 + Z) \right], \quad (3.9)$$

която е получена чрез интегриране по енергията на формулата за диференциално сечение [16]. Тъй като формула 3.9 е получена при интегриране на енергията в интервал от стойности, много по-високи от енергиите при взаимодействията в PADME, валидността на метода е проверена, като и двете сечения - диференциалното и апроксимацията на пълното, са интегрирани в интервала от енергии между 0 и 500 MeV. Тъй като уравнение 3.9 е получено при интегриране по ъгъла в интервала $[0, \pi]$, то същите граници са използвани при интегрирането на диференциалното сечение. За проверка на полученото аналитично решение за интеграла на диференциалното сечение е направено второ пресмятане по Монте Карло метода. Резултатите от решенията на интегралите са представени на Фигура 3.2 вляво. Монте Карло проверката на интеграла на диференциалното сечение потвърждава получената от аналитичното решение стойност. При енергии над 100 MeV, тя е с $\sim 25\%$ по-висока от стойността, дадена от обобщената формула, използвана от GEANT4 [17], както се вижда от отношението на двата интеграла, показано на Фигура 3.2 вдясно.

Друг основен процес от Стандартния модел, формиращ фона в експеримента PADME, е аниhilацията на електроните и позитроните с раждане на два или три фотона. В случай на аниhilация до два фотона

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma, \quad (3.10)$$

ако и двата са регистрирани от ECal, то времето им на настъпване съвпада. Следователно те се потискат чрез въвеждане на изискване за изолация на регистриран фотон във времето от други клъстери, за да може събитието да се счита за еднофотонно. Подсигуряването на изолация на клъстерите във времето не гарантира пълно потискане на тези събития, тъй като при част от тях един от фотоните не е регистриран. Това резултира в пик в разпределението на M_{miss}^2 , с максимум при $M_{miss}^2 = 0$, който е част от неподлежащия на потискане фон.



Фигура 3.2: **Вляво:** сечение за спиращо лъчение в зависимост от енергията на позитроните в интервала от енергии, приложим за експеримента PADME. В синьо са стойностите, получени чрез интегриране на обобщената формула 3.9, използвана от физическия генератор на GEANT4. В оранжево са стойностите, получени след аналитично интегриране на диференциалното сечение, а в зелено е Монте Карло проверката на същия интеграл, която съвпада с аналитичния резултат. **Вдясно:** отношение на получените по двата начина сечения в зависимост от енергията. Разликата достига $\sim 25\%$ за енергии над 100 MeV.

В случай на аниhilация с три фотона в крайно състояние

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma, \quad (3.11)$$

съществуват няколко възможности: и трите фотона да попаднат в ECal, или някой от тях да е регистриран от SAC. Потискането на първия вариант се осигурява чрез споменатия вече критерий за изолация във времето, а за втория вариант се разчита и на съвпадения между ECal и SAC. Случай, който не може да бъде потиснат, е трифотонна аниhilация, при която е регистриран само един от родените фотони.

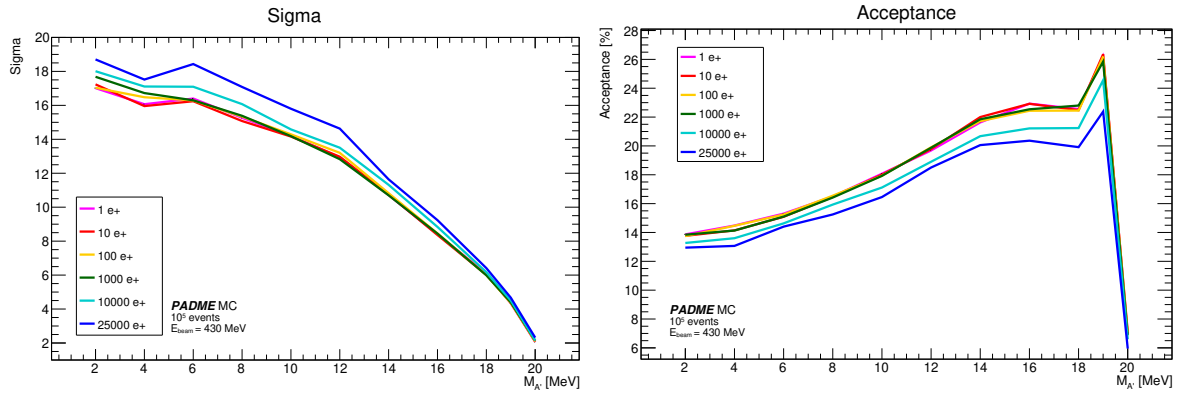
3.3 Изследване формата на сигнала

При наличие на Тъмен фотон с маса $M_{A'}$, и достатъчно голямо сечение $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A')$, попадащо в рамките на чувствителността на PADME, на разпределението на липсващата маса M_{miss}^2 ще се наблюдава пик, центриран на $M_{A'}$. Ширината на този пик зависи от масата на частицата и задава интервала на интегриране на сигнала, съответстващ на всяка стойност на масата. За да се изследва сигнала от $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$ събития са разработени поредица от симулации чрез PadmeMC [18]. Изследвани са 11 стойности на $M_{A'}$: 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 19 и 20 MeV. За всяка от тях са генерирани 6 различни набора от по 100 000 събития. Във всеки от тях броят родени Тъмни фотони е фиксиран на 1 за събитие, като е вариран броят позитрон в бънча. Генерирани са данни с 1, 10, 100, 1000, 10 000 и 25 000 позитрона в бънч.

За фитирането на разпределението на липсващата маса при присъствие на голям брой фонове събития се използва комбинация от Гаусово разпределение за сигнала и оценка на подложката от фона с експоненциално разпределение. Второто след това се изважда, за да може да бъде интегриран единствено сигналът.

Освен за формата на сигнала чрез стойността на стандартното отклонение σ на Гаусовата функция, която го описва, тези разпределения дават информация и за друг важен параметър - ефективността за регистриране $Acc_{\gamma A'}^{MC}$. Тя може да се оцени като се сравни броят събития, отчетени в полученото разпределение на сигнала, с броя оригинално генерирани събития. Водещи фактори за стойността на Acc са геометричното покритие и ефективността за регистрация на фотони на ECal. При прилагането на процедура за потискане на фона неизбежно се премахват и полезни събития, което води до допълнително намаляване на Acc . Подбирането на интервала на интегриране на сигнала също променя стойността на Acc .

Получената информация за тези два основни параметъра в зависимост от нивото на фона и преди предприемане на стъпки за неговото потискане, е показана на Фигура 3.3. Използването на 25000 позитрона в бънч резултира в 20% по-висока стойност на σ за най-ниските маси, където сигналът по начало е най-широк. Разликата намалява с увеличаване на разглежданата маса на Тъмния фотон. Аналогично, наличието на по-високо ниво на фоните събития води до намаляване на способността за регистриране на полезните събития.



Фигура 3.3: **Вляво:** стандартно отклонение σ на гаусовата функция, описваща сигнала, в зависимост от $M_{A'}$, за различен брой позитрони в бънча без потискане на фона. Броят родени Тъмни фотони е фиксиран на един за всеки бънч. При всички варианти σ намалява с увеличаване на масата. По-големият брой частици в бънча и съответно по-високото ниво на фона влошава формата на сигнала. **Вдясно:** ефективност за регистрация на събития при същите условия, при интегриране в рамките на 1 стандартно отклонение σ . Поради по-тясната форма на сигнала, тя се увеличава с нарастване на $M_{A'}$, но високото ниво на фона при най-големите липсващи маси води до значително намаляване на ефективността.

Информацията за стандартното отклонение σ за 11-те разгледани маси на A' е използвана, за да се установи непрекъснатата зависимост на σ от масата на Тъмния фотон, която да се използва за дефиниране на областите на интегриране в по-нататъшните пресмятания. Направена е апроксимация с полином от втора степен на разпределението на σ за симулации с 25 000 позитрона в бънча и е получена зависимостта

$$\sigma(m_{A'}) = (16.238 \pm 0.453) + (0.229 \pm 0.093) m_{A'} - (0.047 \pm 0.004) m_{A'}^2. \quad (3.12)$$

3.4 Търсене на резонансно раждане на X17

Освен търсене на Тъмен фотон по метода на липсващата маса, PADME осъществява и търсене на резонансно раждане на частицата X17. Проведените досега експерименти разглеждат ядрени процеси и тъй като X17 попада в диапазона от чувствителност по маса на PADME, това дава възможност хипотезата да се провери и чрез експеримент с елементарни частици. Третата кампания по набор на данни е посветена на търсенето на резонансно раждане на X17 при аниhilацията на ускорените позитрони от снопа с електроните в мишената и последващия му разпад до двойка електрон-позитрон [6]:

$$e^+e^- \rightarrow X_{17} \rightarrow e^+e^-. \quad (3.13)$$

Ако енергията на позитронния сноп се настрои така, че инвариантната маса на системата e^+e^- да съвпада с масата на търсената частица X17, сечението за раждането ѝ се увеличава многократно [19]. Ако се приеме, че електроните в мишената са в покой, условието за тази енергия при $m_X \approx 17$ MeV е

$$E_{\text{res}} = \frac{m_X^2}{2m_e} \approx 282 \text{ MeV}. \quad (3.14)$$

Тази стойност попада в диапазона от възможности на BTF и PADME. Предложената експериментална техника изследва региона около тази резонансна енергия чрез сканиране при различни енергии на снопа в диапазона 263 - 299 MeV с подходящо избрана стъпка. При наличие на сигнал от X17, резултатът от разпада му ще се наблюдава под формата на излишък от събития с две частици в крайно състояние при резонансната енергия, отговаряща на масата му. Основните фонове процеси са двуфотонната аниhilация $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, както и s и t канала на разсейването на Баба $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Очакваната стойност е определена чрез Монте Карло симулации и проверена чрез Tag-and-probe метод върху данните.

Експерименталната установка е преустроена, като е премахнато магнитното поле и e^+e^- двойките се регистрират от ECal. Интензивността на снопа е намалена, за да се намали спирачното лъчение, а енергията на снопа е варирана чрез 47 различни стойности около $\sqrt{s} = M_{X_{17}}$.

Проведеният анализ на експерименталните данни показва, че в голяма част от изследвания диапазон на енергията не се наблюдава излишък. Слабо несъответствие между очакваната горна граница на константата на взаимодействие g_{V_e} в случай на отсъствие на сигнал и реално получената стойност се наблюдава при $M_X = 16.9$ MeV, където $g_{V_e} = 5.6 \times 10^{-4}$, като значимостта му е $\sim 2.5\sigma$ [20].

За проверка на получения резултат е осъществена нова кампания за набор на данни през 2025 г., с подобрена експериментална установка и увеличена статистика.

Глава 4

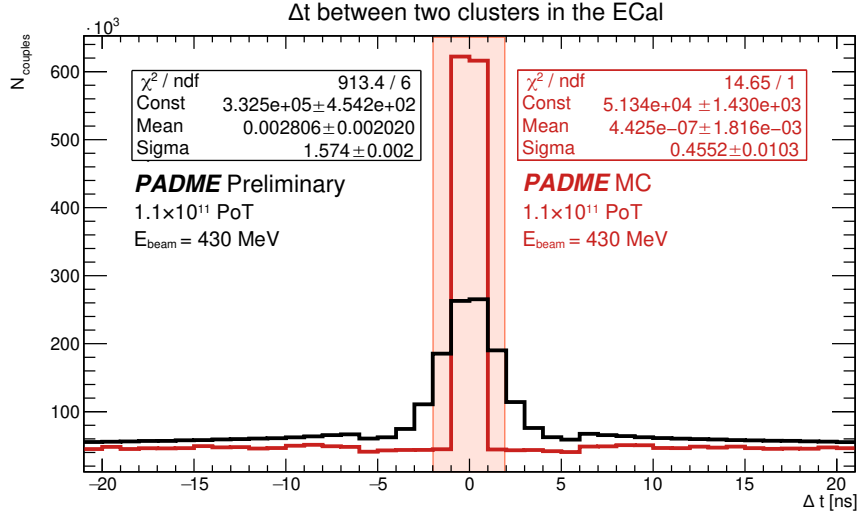
Изследване на фонови процеси при търсене на асоциирано раждане на Тъмен фотон

Постигането на максимално добра чувствителност към сигнал от ненаблюдавани до момента процеси изисква добро познаване на фоновите процеси от Стандартния модел, които се наблюдават в експеримента. Процедурата по потискане на фона търси съвпадения между отделните детектори, които могат да се припишат на такива познати процеси. Успешното ѝ разработване и прилагане изисква максимално филтриране на фоновите събития в комбинация с минимално потискане на възможния полезен сигнал. Представено е изследването на фоновите процеси върху симулиран с набор от данни, съдържащ 10^5 събития с 2.5×10^4 позитрона в бънч и без събития с раждане на Тъмен фотон, както и върху избрания за осъществяване на тестове период Run30369 от Run II. Осъществен е предварителен подбор на клъстерите в електромагнитния калориметър по енергия и позиция. През него преминават само клъстери, чиято енергия е $E_\gamma > 30 \text{ MeV}$. В геометрично отношение се приемат само клъстери с радиуси $90 \text{ mm} \leq R_\gamma \leq 270 \text{ mm}$ от центъра на ECal. Допълнително геометрично ограничение се налага чрез отхвърляне на клъстери в най-горните и най-долните три реда от кристали. Тази част от ECal е неефективна поради „сянката“ на пасивния материал на експеримента, в частност диполния магнит.

4.1 Аниhilация до два или три фотона

При процеси на аниhilация $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$, ако два или повече от фотоните са регистрирани от калориметъра, времената на клъстерите, създадени от тях, са много близки. За да се установи ширината на прозореца за изолация във времето на събития с един фотон е построено разпределението на разликите във времето на настъпване на всички комбинации от два клъстера в едно събитие. Това разпределение е показано на Фигура 4.1 както за симулациите, така и за реалните данни, като е показан тесен участък, центриран около $\Delta t = 0 \text{ ns}$, където се наблюдава пик, който отговаря на двойки фотони, принадлежащи към едно и също събитие. При симулираните данни този пик е центриран на $\Delta t = 0$ и е много тесен, със стандар-

тно отклонение $\sigma_{MC} = 0.4552 \pm 0.0103$ ns при фитиране с Гаусово разпределение. В данните от експеримента се наблюдава по-широк пик, също центриран на $\Delta t = 0$, със $\sigma_{Data} = 1.574 \pm 0.002$ ns.



Фигура 4.1: Разлика във времената между всички комбинации от двойки клъстери, регистрирани в електромагнитния калориметър. В черно е полученото разпределение за данни от Run II на PADME, а в червено - разпределението за симулиран набор от данни при сходни условия. И в двата случая се наблюдава подложка от случайни комбинации, както и разпределение около $\Delta t = 0$ ns, двойките в което принадлежат на едно и също събитие. За симулирания набор от данни това разпределение е със $\sigma_{MC} = 0.4552 \pm 0.0103$ ns, а за реалните данни $\sigma_{Data} = 1.574 \pm 0.002$ ns. Означен е интервалът $\Delta t \leq \pm 2$ ns за потискане на събития, използван при анализа.

4.1.1 Селекция на двуфотонни събития

$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ събитията могат да се използват за получаване на резултати за стойността на величини, необходими за точното изчисление на търсените горни граници.

Разработена е процедура за селекция на $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ в няколко стъпки:

1. Съвпадане на клъстерите по време: успешно преминават клъстери с $\Delta t \leq 2$ ns.
2. Сума от енергиите на двата клъстера: тя трябва да съвпада с енергията на снопа

$$E_1^\gamma + E_2^\gamma = E^{beam} \quad (4.1)$$

На Фигура 4.2 вляво е представено разпределение на сумата от енергиите на двойки клъстери за Run 30369, преминали успешно условие 1. Наблюдава се пик, съвпадащ с енергията на снопа. В селекцията остават само събития, принадлежащи на пика.

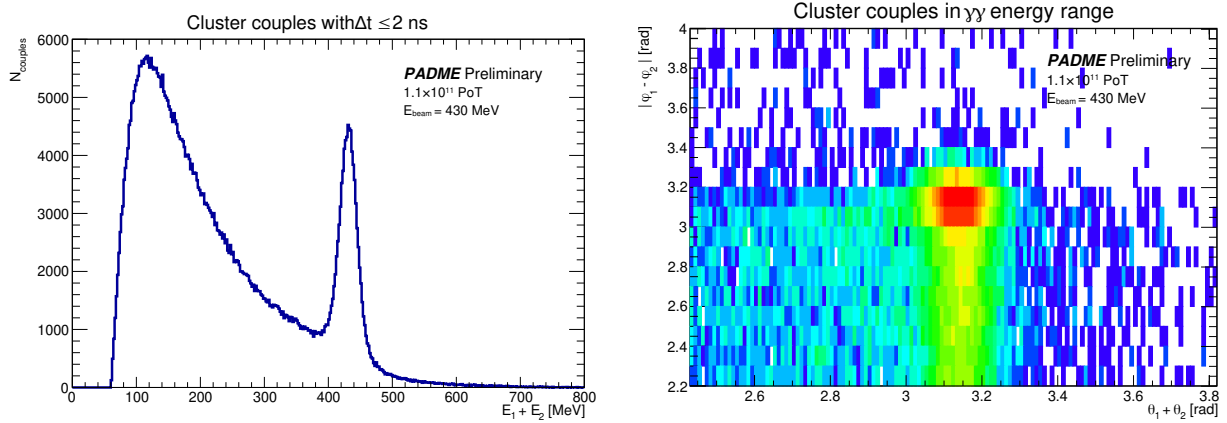
3. Геометрична селекция: клъстерите трябва да са симетрично разположени спрямо оста на снопа, съответно разликата в азимуталните им ъгли трябва да бъде

$$\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2| = \pi \quad (4.2)$$

В система център на масите (СЦМ), сумата от полярните ъгли на двата фотона също трябва да е равна на π :

$$\Sigma \theta^{CM} = \theta_1^{CM} + \theta_2^{CM} = \pi, \quad (4.3)$$

Двумерното разпределение на $\Sigma \theta^{CM}$ и $\Delta\phi$ за клъстерите, преминали условие 2, е показано на Фигура 4.2 вдясно. Наблюдава се област с голяма концентрация на събития, за която и двете величини са разпределени около π . Събитията в тази област се обявяват за подбрани като $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ събития.



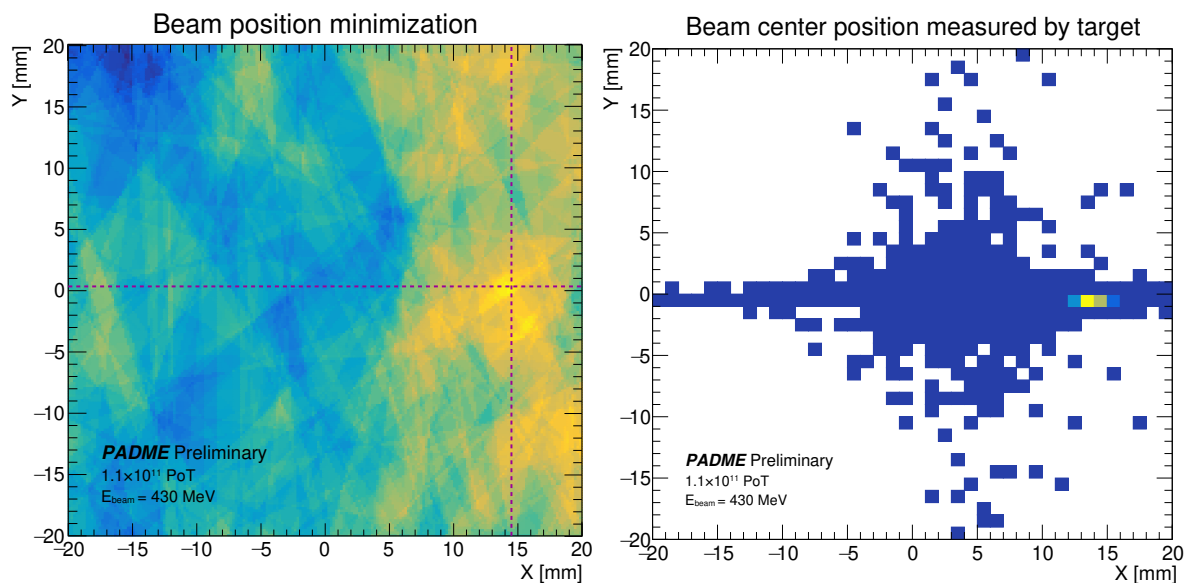
Фигура 4.2: Селекция на $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ събития в Run 30369. **Вляво:** сума от енергиите за двойки клъстери на $\Delta t \leq 2$ ns един от друг. Наблюдава се пик около очакваната сума от енергии, равна на енергията на снопа $E_{beam} = 430$ MeV. **Вдясно:** разпределение на двойките по сумата от полярните ъгли в система център на масите за двата фотона $\Sigma \theta^{CM}$ и разликата в азимуталните им ъгли $\Delta\phi$. За двойките фотони, произхождащи от едно и също събитие на аниhilация, и двете разпределения трябва да са центрирани около π .

Координатите на снопа в мишената на PADME се получават благодарение на заряда, регистриран от електродите от двете ѝ страни. За да се потвърди получената по този начин информация е разработен алтернативен метод, основан на броя събития, успешно преминали селекцията за двуфотонна аниhilация. При селекцията на двуфотонни събития последната стъпка е отделянето на събитията по сумата от техните полярни и разликата в техните азимутални ъгли. При работата с данните, чрез позицията на клъстерите в калориметъра могат да се определят полярните ъгли θ в лабораторна отправна система. При селекцията се разглеждат полярните ъгли в СЦМ. Разработената процедура на минимизация цели изследване броя на двойките фотони, преминали успешно селекцията за $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ събития при различни стойности на координатите на снопа в мишената x_t и y_t . Координатите (x_t, y_t) , при които е отчетено най-тясно разпределение на $\Sigma \theta_i$ и $\delta\phi_i$, центрирано на желаната стойност π , се обявяват за координати на снопа. Първият етап на процедурата е „ръчна“ минимизация. Вторият етап на процедурата е определяне на максимално подобие чрез статистически подход към данните. Тя се осъществява чрез Minuit2 минимизатора, вграден в ROOT [21], който е основан на метода Migrad [22]. Пространството на параметрите, което се обхожда, е

$$(x_t, y_t) \in [-20, 20] \text{ mm} \times [-20, 20] \text{ mm}, \quad (4.4)$$

а стъпката е $\Delta = 0.001$ mm. Резултатът от минимизацията позволява да се идентифицира минимумът, отговарящ на най-вероятната стойност на (x_t, y_t) .

Резултатите от прилагането на двата етапа върху Run 30369 са показани на Фигура 4.3. Върху получената карта от втория етап е нанесена и стойността, определена от ръчната минимизация в първия етап. Тези резултати са сравнени с определените чрез данните от мишената координати на снопа. Наблюдава се много добро съгласие между резултатите от двата варианта на минимизация, както и съгласие с определените от мишената координати.



Фигура 4.3: **Вляво:** резултати от минимизационната процедура за определяне координатите в мишената, приложена върху данни от Run30369. Използвани са 91422 двойки клъстери. На получената карта най-дълбоките стойности на минимума са в жълто, а в синьо са най-плитките. Наблюдава се добре открояващ се регион с най-дълбок минимум и по-малък, вторичен минимум близо до него. Получените координати при ръчната минимизация (в лилаво, пунктир) съвпадат с най-дълбокия минимум. **Вдясно:** резултати от мишената за позицията на снопа. Сравнението с резултатите от минимизационната процедура показва добро съгласие в двата метода за определяне на координатите.

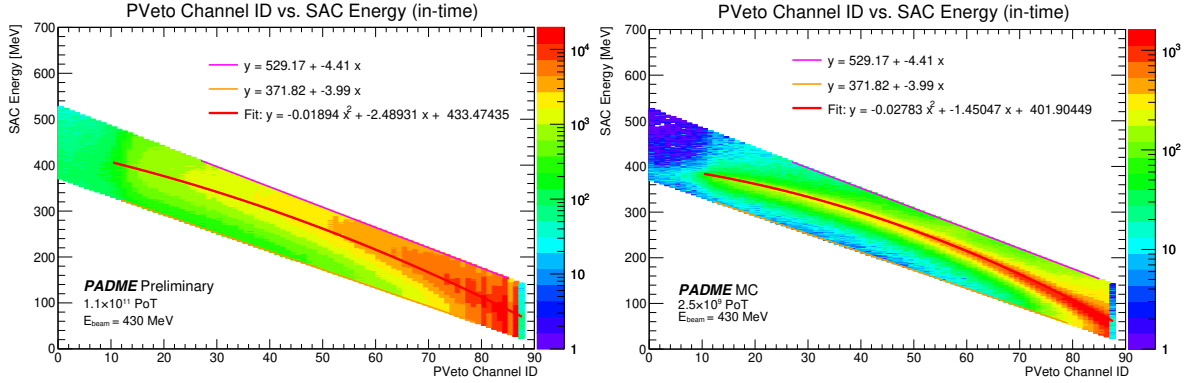
Методът е тестван и върху симулирания набор от данни. Получената карта е по-неточна, тъй като наборът от симулирани събития е по-малък и резултатите от минимизацията са много сходни. Въпреки това в получената карта минимумът е в централния регион, където са определени и координатите на снопа при ръчната минимизация. Това съвпада с резултатите от мишената, които еднозначно дават координати на снопа $(0, 0)$, както и са указани като параметър при симулацията.

4.2 Спирачно лъчение

За да се изучи и потисне спирачното лъчение се търсят съвпадения между фотони, регистрирани в калориметрите ECal и SAC и позитрони, регистрирани от детекторите за позитрони PVeto и NEPVeto.

4.2.1 Събития в PVeto и SAC

За изследване на спирачното лъчение в експеримента е направена селекция на събития, като първата стъпка е търсенето на съвпадения по време. Селектирани са само събитията, за които $\Delta t = |t_{PVeto} - t_{SAC}| \leq 1$ ns. За тях е построено разпределение според енергията на регистрирания в SAC фотон и позицията на асоциирания с него клъстер в PVeto, показано на Фигура 4.4. Наблюдава се закривена ивица, съответстваща на събитията на спирачно лъчение и за да се определи точната зависимост, следваща 3.8, ивиците са отделени от фоновите събития. Събитията, останали меж-



Фигура 4.4: Разпределение на съвпадащите по време клъстери с SAC и PVeto според енергията на клъстера в SAC и позицията на съответния му клъстер в PVeto за реални данни от PADME (вляво) и Монте Карло симулация (вдясно). Показани са ограничените разпределения, които са описани с квадратични функции (в червено).

ду двете линии, са описани с квадратична функция, като в случая на Монте Карло разпределението, полученото уравнение е

$$E_{SAC}^{MC} = (-0.02783 \pm 0.0006) ChID^2 + (-1.4505 \pm 0.0733) ChID + (401.904 \pm 1.940), \quad (4.5)$$

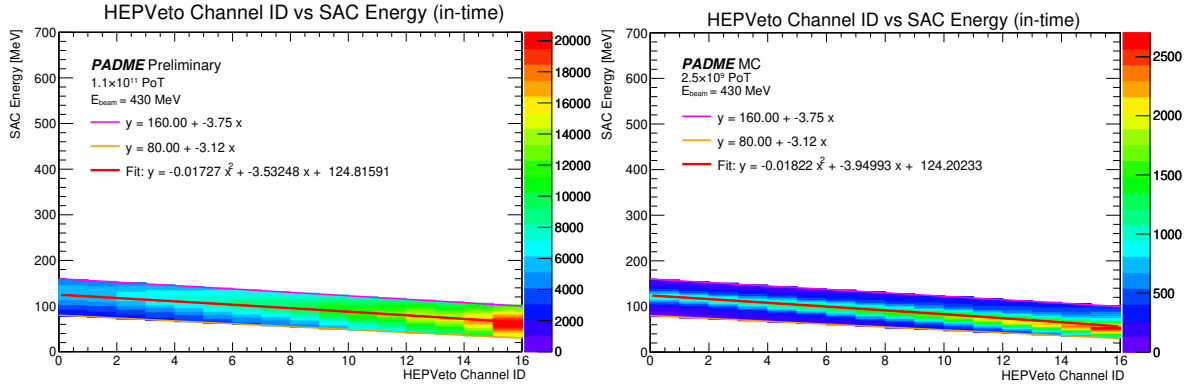
а за реалните данни от PADME при прилагане на същата процедура е получено уравнението

$$E_{SAC} = (-0.01894 \pm 0.00088) ChID^2 + (-2.4893 \pm 0.1007) ChID + (433.474 \pm 2.686). \quad (4.6)$$

4.2.2 Събития в HEPVeto и SAC

Аналогична процедура е осъществена за позитроните, които след спирачно излъчване на фотон попадат в детектора за високоенергетични позитрони HEPVeto, а фотонът попада в SAC. Селектирани са събития, за които $\Delta t = |t_{HEPVeto} - t_{SAC}| \leq 1$ ns. Разпределението им според енергията на фотона в SAC и канала, в който е попаднал съответният позитрон в HEPVeto е показано на Фигура 4.5. Монте Карло данните са описани с функцията

$$E_{SAC}^{MC} = (-0.01822 \pm 0.02450) ChID^2 + (-3.9499 \pm 0.43116) ChID + (124.202 \pm 1.651), \quad (4.7)$$



Фигура 4.5: Разпределение на съвпадащите по време клъстери с SAC и HEPVeto според енергията на фотона в SAC и позицията на съответния му клъстер в HEPVeto за данни от PADME (вляво) и Монте Карло симулация (вдясно). Показани са ограничените варианти на разпределенията, използвани за построяване на квадратичните зависимости (начертани в червено).

а за реалните данни от PADME при прилагане на същата процедура е получено уравнението

$$E_{SAC} = (-0.01727 \pm 0.03064) ChID^2 + (-3.5325 \pm 0.5456) ChID + (124.816 \pm 2.125). \quad (4.8)$$

4.2.3 Събития в PVeto и ECal

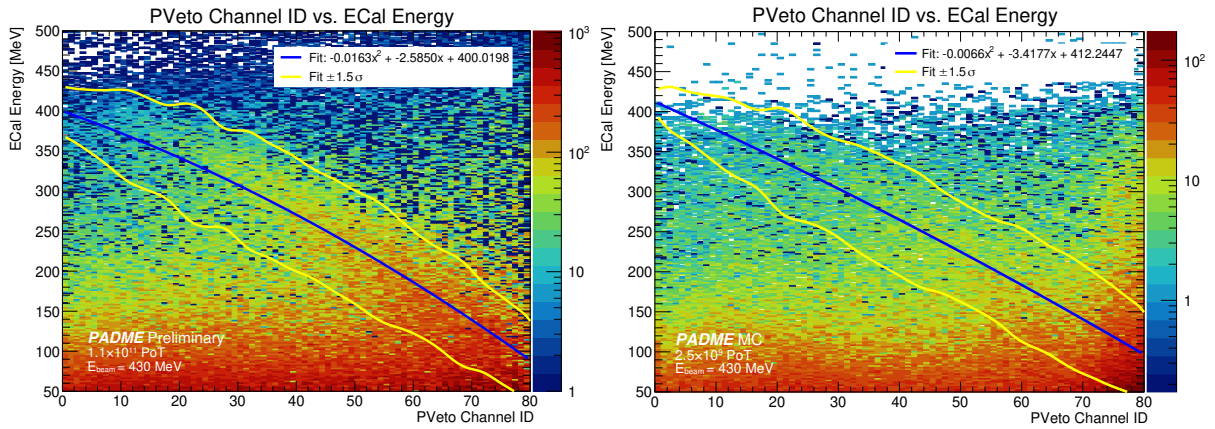
Аналогично на търсенето на съвпадения в предишните случаи, първият критерий е съвпадането по време на фотон, регистриран в ECal с позитрон, попаднал в PVeto. За целта е построено разпределение на разликата във времената на всички клъстери в ECal и всички клъстери в PVeto $\Delta t = t_{ECal} - t_{PVeto}$. Съвпаденията са ясно изразени в симулирания набор от данни, като разпределението на централния регион около $\Delta t = 0$ може да се опише с Гаусова функция със $\sigma = 0.7035$ ns. При експерименталните данни също се наблюдава излишък в централната област, но той е с доста по-широко разпределение и се описва с Гаусова функция със $\sigma = 1.432$ ns. Към последващ анализ преминават събития, за които $\Delta t = |t_{ECal} - t_{PVeto}| \leq 1$ ns. За тях се построява двумерно разпределение според енергията на фотона в ECal и позицията на попадане на позитрона в PVeto с цел установяване на зависимостта, следваща 3.8. Наблюдава се много високо ниво на фона от случайни съвпадения и бегло открояваща се ивица, асоциирана със спирачното лъчение. За да се потисне високото ниво на фона, е построено ново разпределение по същите критерии, включващо в себе си единствено случайни съвпадения с $-20 \text{ ns} \leq \Delta t \leq -18 \text{ ns}$. Този случаен фон след това е изваден от първоначалните разпределения, ивиците, в които попадат събитията на спирачно лъчение са ограничени и описани с квадратични функции. Полученият резултат за експерименталните данни е

$$E_{ECal} = (-0.01629 \pm 0.00129) ChID^2 + (-2.5850 \pm 0.1106) ChID + (400.02 \pm 2.07), \quad (4.9)$$

а резултатът при симулираните данни е

$$E_{ECal}^{MC} = (-0.000656 \pm 0.00098) ChID^2 + (-3.4177 \pm 0.0694) ChID + (412.245 \pm 0.603). \quad (4.10)$$

За да се оцени ширината на ивицата се използва на проекцията по оста на енергията на ограничените разпределения. Получените проекции се описват с Гаусово разпределение и се определя стандартното отклонение σ . Резултатите за ширината на Гаусовото разпределение се използват за дефиниране на област за изолиране на спирачното лъчение, която да се включи в процедурата за потискане на фона. На Фигура 4.6 са показани пълните разпределения след изваждане на фона. Върху тях са наложени получените квадратични функции. С жълти линии е очертан регионът, съответстващ на $f(ChID) \pm 1.5\sigma(ChID)$. При потискане на фона, с цел да се избегне отхвърлянето на случайни съвпадения, след които и полезен сигнал, като спирачно лъчение могат да се отхвърлят само тези фотони в ECal, които заедно със съвпадащия им по време позитрон в PVeto принадлежат на този регион.



Фигура 4.6: Регион за дефиниране на събитията на спирачно лъчение за експериментални (вляво) и симулирани (вдясно) данни за съвпадения по време на клъстери в ECal и PVeto. Избраният интервал е $\pm 1.5\sigma$ около прекараната параболола.

4.2.4 Събития в HEPVeto и ECal

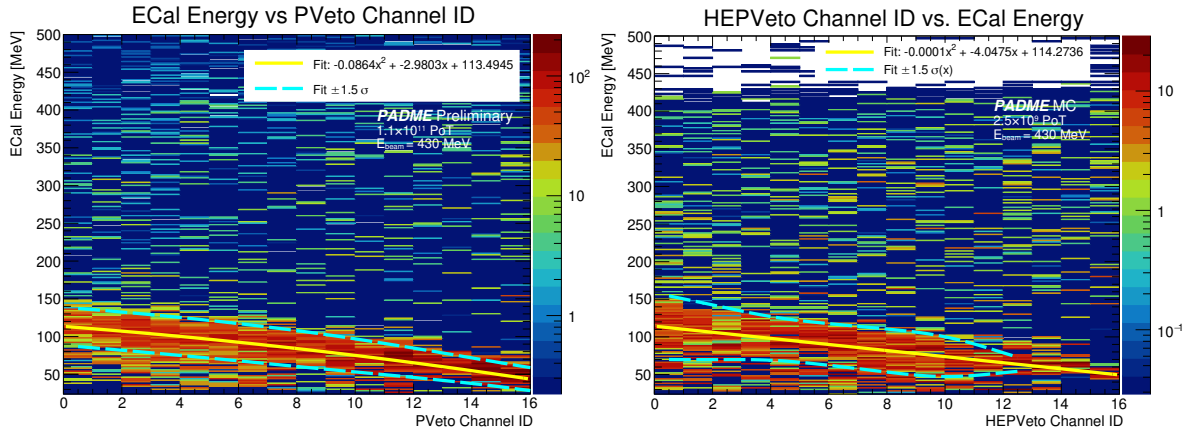
Аналогична процедура за изолиране и изследване на спирачното лъчение е разработена за съвпадения между фотони в ECal и позитрони, регистрирани от HEPVeto. Към анализ преминават събития, за които $\Delta t = |t_{ECal} - t_{HEPVeto}| \leq 1$ ns. За тях е построено двумерно разпределение според енергията на фотона в ECal и позицията на позитрона в HEPVeto. Приет е същият подход като при събитията в ECal и PVeto и е построено разпределение за случайни съвпадения, което е извадено от разпределението за всички съвпадащи по време събития. След изваждането и в двата случая - на симулирани и реални данни - остава ясно открояваща се ивица на съвпаденията, дължащи се на спирачно лъчение. Тя е изолирана от останалите случайни съвпадения и е използвана за установяване на квадратичната зависимост 3.8. Резултатите от фитирането са съответно

$$E_{ECal} = (-0.08641 \pm 0.05413) ChID^2 + (-2.9803 \pm 0.6103) ChID + (113.495 \pm 2.307) \quad (4.11)$$

за експерименталните данни и

$$E_{ECal}^{MC} = (-0.00010 \pm 0.06188) ChID^2 + (-4.0475 \pm 0.2821) ChID + (114.274 \pm 1.909) \quad (4.12)$$

за симулирания набор от данни. Изследвана е ширината на ивицата чрез описване на проекцията по оста на енергията с Гаусово разпределение. При експерименталните данни $\sigma \leq 20$ MeV, докато при симулираните достига по-високи стойности за първите канали. Поради по-малката статистика, върху която се правят Монте Карло изследванията, за последните няколко канала не може да се построи добро разпределение, тъй като в тях са концентрирани най-голям брой случайни съвпадения. Получените стойности за σ са комбинирани с прекараните квадратични функции за определяне на областите, съдържащи съвпадения поради спирано лъчение. На Фигура 4.7 са показани пълните разпределения на съвпадащите по време клъстери според енергията на фотона в ECal и позицията на позитрона в HEPVeto. Върху тях са наложени получените квадратични зависимости около които съответно са очертани с пунктир регионите, дефиниращи $f(ChID) \pm 1.5\sigma(ChID)$. В тях и при експерименталните и при симулираните данни визуално попадат голяма част от събитията от ивиците. Допълнително разширяване на тази област, особено към по-ниски енергии от долната страна на параболата, би довело до включване на голям брой случайни съвпадения в процедурата за изключване. При симулираните данни регионът се затваря при канал номер 13 поради вече коментирания голям брой събития в последните три канала, което дава отражение при изваждането на фона и не позволява изчисляване на σ .



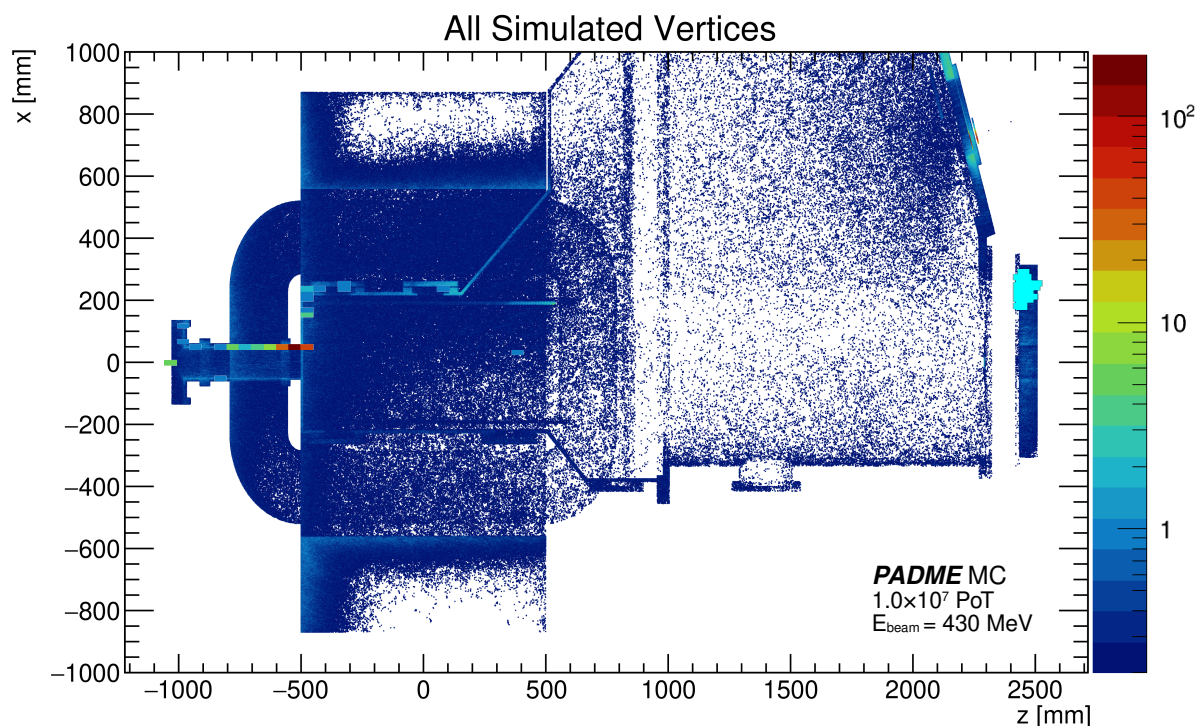
Фигура 4.7: Регион за дефиниране на събитията на спирано лъчение за съвпадения по време на клъстери в ECal и HEPVeto при експериментални (вляво) и симулирани (вдясно) данни. Избраният интервал е $\pm 1.5\sigma$ около прекараната параболола.

4.2.5 Спирано лъчение в пасивния материал на експеримента

При анализ на депозираната в електромагнитния калориметър енергия разпределението ѝ спрямо позицията се ръководи от геометрията на снопа. Наблюдава се и област във външната част на калориметъра, в която се натрупва голямо количество енергия. За да се определи произходът на попадналите в тази област фотони е направена целенасочена Монте Карло симулация. Симулирани са 10^7 събития, всяко

съдържащо единствен позитрон в бънча. Това позволява еднозначно определяне на произхода на регистриран в калориметъра фотон.

Основното местоположение на вертексите, произвели такива фотони, попадащи в тази особена област, е стената на вакуумната камера в тънката част, непосредствено след мишената. Проверката на вида на процесите показва, че това са почти изцяло вертекси на спирачно лъчение. Вероятната причина е периферното магнитно поле преди навлизането на снопа в същинската вътрешност на магнита, в което позитроните се закривяват. При това закривяване част от тях навлизат в материала на вакуумния съд и раждат спирачно излъчени фотони. В случаите, когато това се случва на самия ръб преди разширяването на вакуумния съд, фотоните се регистрират от калориметъра, а излъчилите ги позитрони могат да бъдат регистрирани от PVeto. Така този вторичен фонов процес да бъде потиснат при отстраняването на съвпадения по време между фотони в ECal и позитрони в PVeto.



Фигура 4.8: Местоположение на симулираните вертекси в XZ -равнината на PADME при симулация с един позитрон в бънча. Със сини точки са обозначени всички вертекси, като те трасират голяма част от пасивния материал на експеримента. Със светлосиньо в дясната част са указани фотоните в калориметъра, които са част от особената област с по-висока средна енергия. С шарени правоъгълници са означени вертексите на събитията, при които са се родили фотони с направление, сочещо към тази област.

Глава 5

Очаквани горни граници

5.1 Определяне ефективността за регистриране на сигнал

Формата на сигнала и A_{ss} са изследвани както при добавяне на повече фонові събития чрез увеличаване броя позитрони в бънча (вж. Глава 3), така и след това чрез прилагане на критерии за селекция и изолация на клъстерите, с цел да се намали влиянието на познатите събития от Стандартния модел. Тези събития са изследвани в глава 4, което позволява определянето на параметрите на селекцията. Наборът от симулирани данни с 25 000 позитрона в бънч без раждане на Тъмен фотон, както и този с 25 000 позитрона в бънч с раждане на един Тъмен фотон е подложен на примерна селекция, осъществена в следните стъпки:

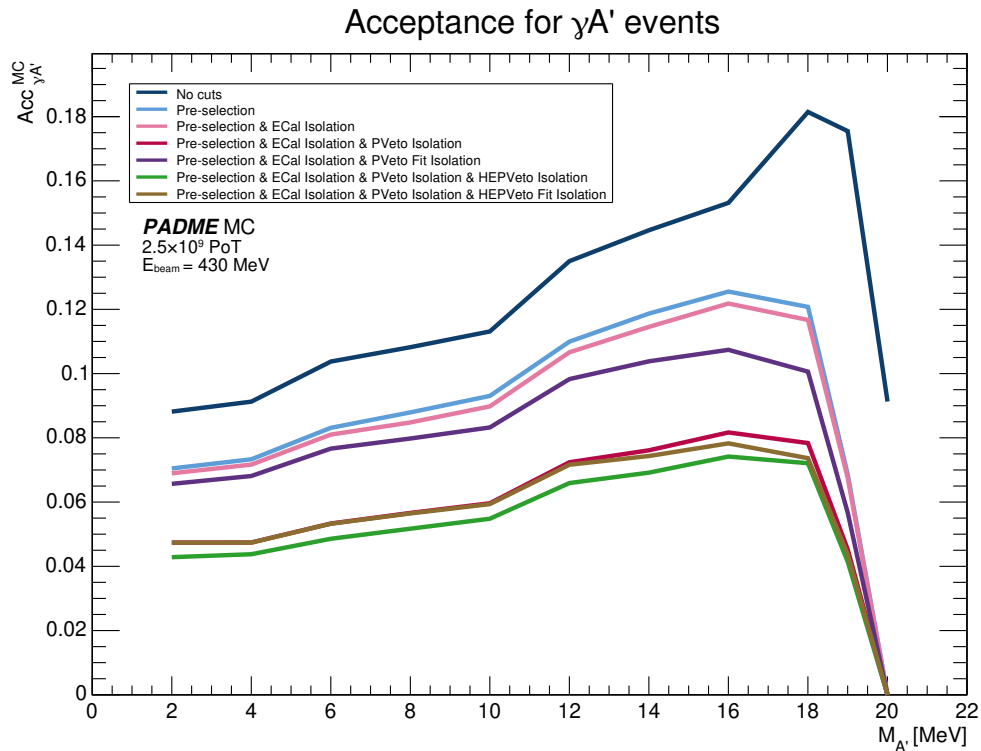
- предварителен подбор на клъстерите по енергия и позиция (Pre-selection);
- изолация от други регистрирани клъстери в електромагнитния калориметър в рамките на 2 ns (Pre-selection & ECal Isolation);
- изолация от други регистрирани клъстери в PVeto в рамките на 1 ns (Pre-selection & ECal Isolation & PVeto Isolation);
- изолация от други регистрирани клъстери в PVeto в рамките на 1 ns, при положение, че двата клъстера попадат в разпределението за спирано лъчение, показано на фигура 4.6 (Pre-selection & ECal Isolation & PVeto Fit Isolation).

Междинна проверка показва, че по-добри резултати се постигат при строга изолация от други регистрирани клъстери в PVeto, независимо от принадлежността на двойката към ивицата от фигура 4.6, поради което към последваща стъпка преминават именно тези събития.

- изолация от други регистрирани клъстери в HEPVeto в рамките на 1 ns (Pre-selection & ECal Isolation & PVeto Isolation & HEPVeto Isolation);
- изолация от други регистрирани клъстери в HEPVeto в рамките на 1 ns, при положение, че двата клъстера попадат в разпределението за спирано лъчение, показано на фигура 4.7 (Pre-selection & ECal Isolation & PVeto Isolation & HEPVeto Fit Isolation).

Тази селекция има за цел да открие евентуален сигнал над фона, но носи със себе си и известно потискане на полезните събития.

На Фигура 5.1 е показано как се променя ефективността за регистриране на сигнала след селекция на клъстерите и прилагане на различни критерии за изолация върху набора от данни с раждане на един Тъмен фотон във всеки бънч с 25 000 позитрона. Показаните стойности са за ширина на прозороца на на интегриране 1.5σ около максимума на сигнала за съответната маса, като σ е определена чрез уравнение 3.12. Използването на по-широк прозорец включва по-голям брой полезни събития, но води и до нарастване броя на фоновите събития. Очаквано, най-голям брой

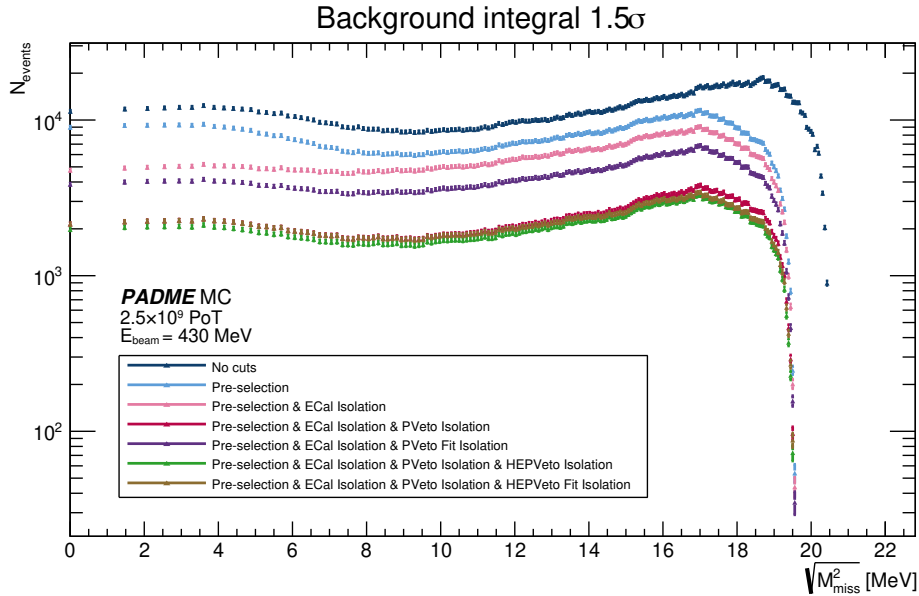


Фигура 5.1: Промяна в ефективността за регистриране на сигнал при прилагане на селекция на клъстери и критерии за изолация, за прозорец за интегриране 1.5σ от Гаусовото разпределение, с което е описана формата на сигнала. С различни цветове са означени различните етапи от селекцията. Селекцията по енергия и позиция намалява с около 2% ефективността за $M_{A'} = 16$ MeV при интегриране. Осигуряването на 2 ns изолация от други фотони в калориметъра носи минимално понижение. Най-голямо потискане на полезните събития заради случайни съвпадения носи осигуряването на 2 ns изолация от попадения на позитрони в детектора за позитрони, последвано от допълнително потискане на събитията чрез отхвърляне на съвпадения с HEPVeto което води до спадане на ефективността с още 5% за $M_{A'} = 16$ MeV.

полезни събития се отчитат без прилагането на ограничения. Постепенното потискане на събитията чрез осигуряване на изолацията им от други клъстери води до неизбежно случайно потискане и на полезни събития. То е най-осезаемо при изолиране на фотоните в електромагнитния калориметър от позитрони, преминали през двата детектора за позитрони.

5.2 Изследване нивото на фона и очакваните граници

Количеството фонови събития, попадащи в интервала за интегриране за съответната маса $M_{A'}$ и промяната им при налагането на процедурата за потискане са изследвани чрез симулиран набор от 100 000 събития с 25 000 позитрона в бънч, без присъствие на $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$ събития. На Фигура 5.2 е показан броят на фоните събития при интегриране в 1.5σ интервал около максимума на сигнала. Кривите са получени чрез интегриране разпределението на липсващата маса за 200 стойности на M_{miss}^2 между 0 и 430 MeV, като за всяка от тях стойността на σ е взета от зависимостта 3.12. Налагането на условия за изолация води до 10 пъти по-ниско ниво на фоните събития.



Фигура 5.2: Брой фонови събития при интегриране на разпределението на липсващата маса за симулация на очаквания фон в PADME Прозорецът на интегриране е 1.5σ , като интегралът е пресметнат за 200 стойности на M_{miss}^2 между 0 и 430 MeV. Стойността на σ за всяка от тях е пресметната по уравнение 3.12. Пълното ограничаване на съвпадения на даден клъстер с частици в електромагнитния калориметър и двата детектора за позитрони води до 10 пъти по-ниско ниво на фона.

Горната граница на сечението за дадена стойност на $M_{A'}$ с 68% ниво на сигурност е

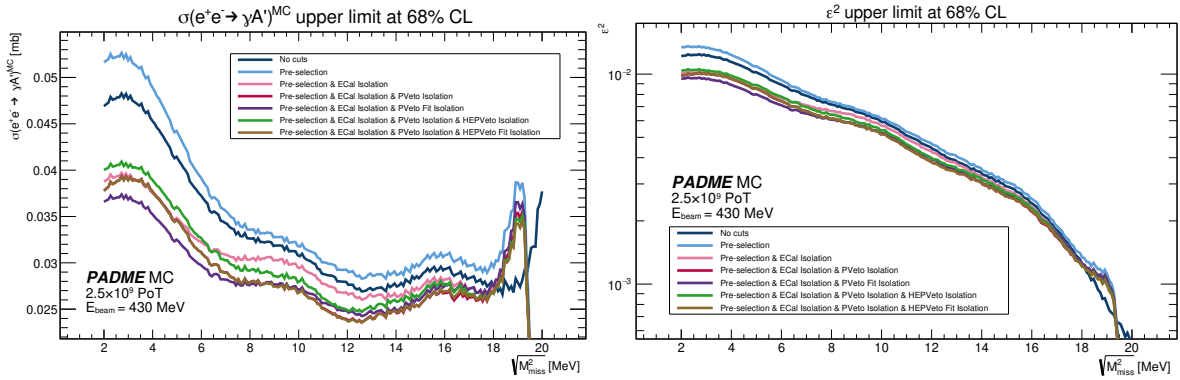
$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A')^{MC} = \frac{\sqrt{\int_{\mu(M_{A'}^2) - n\sigma(M_{A'}^2)}^{\mu(M_{A'}^2) + n\sigma(M_{A'}^2)} \frac{dN}{dM^2} dM^2}}{N_{\text{ПОТ}} \cdot \text{Acc}_{\gamma A'}^{MC}(M_{A'}^2, n\sigma) \cdot N_{e^-/s}}, \quad (5.1)$$

където $n\sigma$ е даден брой стандартни отклонения, а $\mu(M_{A'})$ е центърът на разпределението на сигнала от A' в случай на присъствието му, получен чрез сплайн интерполация на централите на Гаусовите разпределения за 11-те симулирани маси:

$$\mu(m_{A'}) = \mathcal{S}[\{(m_i, \hat{\mu}_i)\}_{i=1}^{11}] (m_{A'}). \quad (5.2)$$

Стойността на ефективността за регистриране $Acc_{\gamma A'}^{MC}(M_{A'}, n\sigma)$ също е получена чрез интерполация на съответстващото на $n\sigma$ разпределение.

Сравнение след различните стъпки на селекция на полученото сечение при интегриране на фона в интервал 1.5σ е показано на Фигура 5.3 вляво. Забелязва се, че няма универсална селекция, която да даде най-ниска горна граница по целия спектър от изследвани маси. При по-малки маси, до 8 MeV, най-добрата селекция е предварителен подбор, изолация в ECal и изолация в PVeto при положение, че двата клъстера попадат в разпределението за спиращо лъчение. За маси над 8 MeV най-добри резултати дава пълната изолация на клъстерите в PVeto. Включването на HEPVeto на този етап не води до съществено по-ниска горна граница. Получената горна граница за ϵ^2 е представена на Фигура 5.3 вдясно, като отново тя е най-ниска за клъстери, селектирани по енергия и позиция и изолирани от други клъстери в калориметъра и PVeto.



Фигура 5.3: **Вляво:** Очаквана горна граница за сечението $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A')$, получена чрез симулация на фонові събития в PADME. Резултат при интегриране на фона в 1.5σ интервал около масата на Тъмния фотон. С различни цветове са означени различните стъпки от примерната процедура за потискане на фона, като най-ниска стойност на границата се получава при селекция на събитията по енергия и позиция и осигуряване изолацията им от други клъстери в ECal и PVeto. **Вдясно:** Очаквана горна граница за константата на смесване ϵ на Тъмния фотон с видимия фотон от Стандартния модел.

5.3 Определяне на очакваната горна граница за константата на смесване

Симулираните фонові събития с приложени критерии за селекция и изолация от други клъстери в калориметъра и PVeto са използвани за пресмятане на очакваната горна граница с различно ниво на сигурност. За целта е приложен CLs методът за статистическо третиране на данните [23]. За всяка тествана маса $M_{A'}$ се дефинира хипотеза с присъствие на сигнал с ниво s и фон b и хипотеза само с присъствие на фон. Прави се статистически тест на подобие

$$q_\mu(n, s, b) = -2 \ln \left(\frac{\mathcal{L}(n | s + b)}{\mathcal{L}(n | \hat{\mu} + b)} \right); \quad \hat{\mu} = \max(0, n - b), \quad (5.3)$$

който осигурява отношението между функциите на подобие \mathcal{L} , изразяващи възможността n на брой събития да се наблюдават при дадена хипотеза $s + b$. $\hat{\mu} = \max(0, n - b)$ изразява максималното подобие за дадената хипотеза, като то осигурява това, че ако $n > b$ присъства сигнал, а ако $n \leq b$ се наблюдава само фон. Така $q_\mu(n, s, b)$ показва доколко тестваната $s + b$ хипотеза се приближава до най-добре описващия данните модел. Генерират се голям брой Монте Карло симулации на псевдо-експерименти и по получените разпределения на броя събития за съответната маса се смята вероятността да е валидна хипотезата за наличие на сигнал над фона p_{s+b} и тази само за фон p_b .

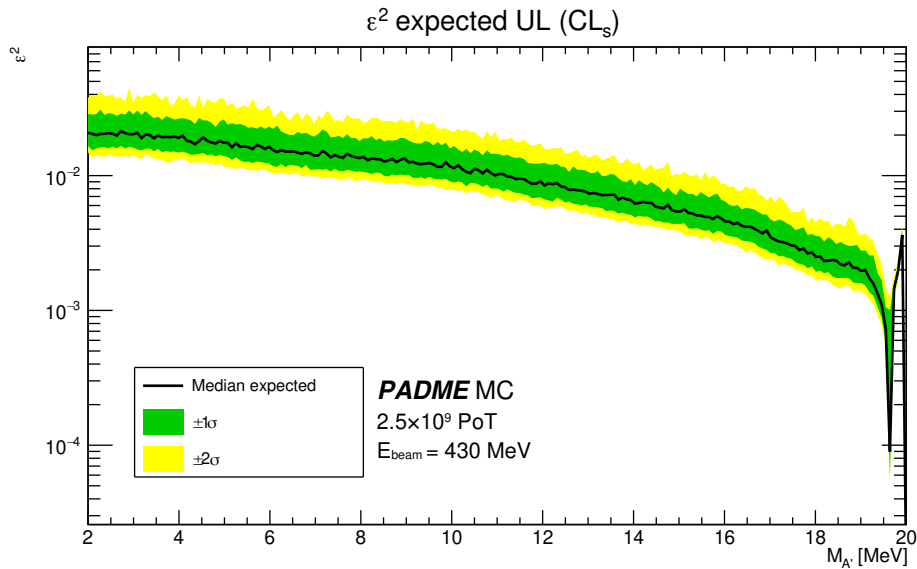
$$p_{s+b} = P(q_\mu \geq q_\mu^{\text{obs}} | s + b), \quad p_b = P(q_\mu \geq q_\mu^{\text{obs}} | b) \quad (5.4)$$

Тези вероятности отразяват колко често се генерира брой събития, който е поне толкова голям, колкото наблюдавания. Отношението на двете дава стойността на CLs:

$$\text{CL}_s = \frac{p_{s+b}}{p_b} \quad (5.5)$$

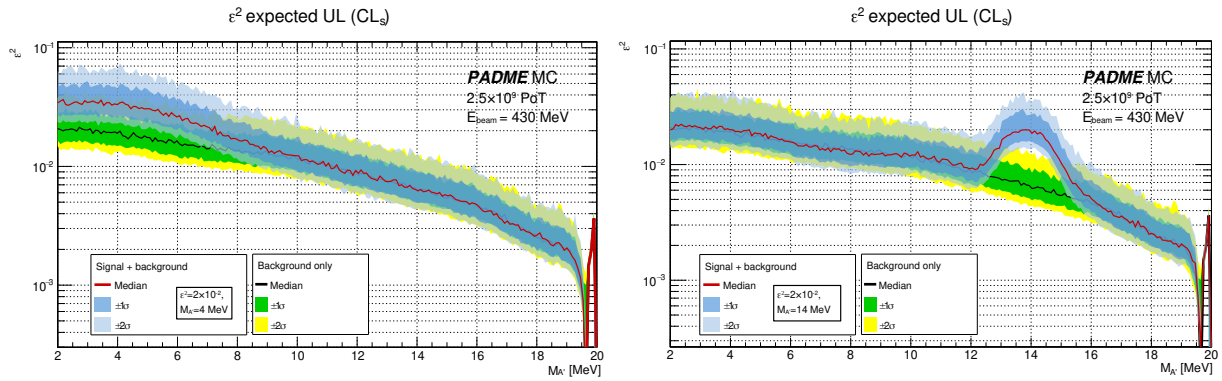
Границата с 90% ниво на сигурност се определя от броя събития s_{up} , за който $\text{CL}_s(s_{\text{up}}) = 0.10$, който на свой ред се използва в уравнения 3.3 и 3.4 за определяне на σ_{up} и $\varepsilon_{\text{up}}^2$.

Резултатът е показан на Фигура 5.4. Очакваната горна граница за ε^2 варира от 10^{-2} за най-ниските маси $M_{A'}$ и достига 10^{-3} при $M_{A'} \sim 18$ MeV.



Фигура 5.4: Очаквана горна граница на константата на смесване ε^2 , пресметната по CL_s метода за Монте Карло симулация на фоновите събития в PADME. Симулираните данни са подложени на примерна процедура за потискане на фона, състояща се от селекция на клъстерите по енергия и позиция и осигуряване изолацията им от други клъстери в ECal и PVeto.

Прилагането на метода е подложено на тест, като са създадени два нови набора от данни, в които са „инжектирани“ събития с раждане на Тъмен фотон съответно с маси $M_{A'} = 4$ MeV и $M_{A'} = 14$ MeV. Броят добавени събития е пресметнат така,



Фигура 5.5: Тест на разработената CL_s методология върху набор от симуирани данни с добавени събития с раждане на Тъмен фотон с маса $M_{A'} = 4$ MeV (вляво) и $M_{A'} = 14$ MeV (вдясно) при $\varepsilon = 2 \times 10^{-2}$. Новата горна граница при приемане на хипотеза за наличие единствено на фонови събития следва получената по-рано стойност почти в целия диапазон от маси. Изключение прави областта около съответната маса на Тъмния фотон, където границата се отмества нагоре и тестваната стойност на ε остава под нея, съответно не може да бъде изключена.

че да съответства на $\varepsilon = 2 \times 10^{-2}$. Описаната процедура е повторена за тези два нови набора от данни, като резултатите са показани на Фигура 5.5 и са сравнени с получената горна граница при оригиналното прилагане на процедурата върху набор, съдържащ само фонови събития.

Резултатът, който CL_s методът ни дава, ни показва каква горна граница за ε^2 можем да установим, при положение, че в данните ни има само фонови събития. При прилагането му върху симулация с инжектиран сигнал, новата граница се вдига по-нагоре в малък регион от разпределението, така че избраната при инжектирането стойност на ε^2 за избраната маса остава под нея.

Освен, че тества валидността на пресмятанията, повторението върху симулация с добавяне на сигнал показва и поведението на горната граница, кето следва да се очаква за различните маси на A' . При една и съща стойност на ε , $M_{A'} = 14$ MeV дава отклонение с по-голяма статистическа значимост отколкото $M_{A'} = 4$ MeV, тъй като чувствителността на експеримента в термини на ε расте с увеличаване на масата на A' .

Научни приноси

Научните и научно-приложните приноси на настоящия дисертационен труд са както следва:

- Разработени са машинно обучени методи за реконструкция на сигнали чрез въвеждане на модификация в класическите конволюционни автоенкодери. Те са въведени в реконструкцията на PADME и използвани за реконструкция на двойки фотони в електромагнитния калориметър. Разработени са xAI методи за обяснението им, на базата на които са въведени допълнителни подобрения, като е постигната по-добра разделителна способност по време спрямо конвенционалната реконструкция.
- Разработен е нов метод за реконструкция на данните от мишената на PADME при ниски интензивности на снопа. Той е въведен в експлоатация и са определени оптималните работни параметри на детектора за Run IV.
- Изследвана е формата на очаквания сигнал от Тъмен фотон в Run II чрез симулации на данни с различна маса на A' и при различни интензивности на снопа.
- Изследвани са фоновите събития с основен принос в Run II на PADME - двуфотонна аниhilация и спирачно лъчение, върху симулирани и експериментални данни. Разработен е метод за определяне на позицията на снопа в мишената чрез селекция на двойки фотони и са дефинирани праметрите за селекция на събития.
- Направена е предварителна оценка на чувствителността на PADME в рамките на втората кампания за набор на данни с цел търсене на асоциирано раждане на Тъмен фотон. Разработена е методология чрез CL_s метода и е определена очакваната горна граница за константата на смесване на Тъмния с видимия фотон за симулиран набор с 1000 пъти по-малък размер от реално набраните данни.

Публикации в списания с основен принос

1. Dimitrova, K. et al. [PADME Collaboration]
Using Artificial Intelligence in the Reconstruction of Signals from the PADME Electromagnetic Calorimeter

- Published in: *Instruments* **6** (2022) 4, 46
DOI: [10.3390/instruments6040046](https://doi.org/10.3390/instruments6040046)
2. Dimitrova, K. et al. [PADME Collaboration]
Machine learning assisted reconstruction of positron-on-target annihilation events in the PADME experiment
Published in: *Journal of Physics: Conference Series* **2794** (2024) 1, 012001
DOI: [10.1088/1742-6596/2794/1/012001](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2794/1/012001)
 3. Dimitrova, K., Buchakchiev, V., Georgiev, G., Georgieva, G., Kozhuharov, V.
Pattern recognition and signal parameters extraction using machine learning methods
Published in: *Journal of Physics: Conference Series* **2668** (2023) 1, 012001
DOI: [10.1088/1742-6596/2668/1/012001](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2668/1/012001)
 4. Dimitrova, K., Kozhuharov, V., Petkov, P.
Development and explainability of models for machine-learning-based reconstruction of signals in particle detectors
Published in: *Particles* **8** (2025) 2, 48
DOI: [10.3390/particles8020048](https://doi.org/10.3390/particles8020048)
 5. Dimitrova, K., Kozhuharov, V., Petkov, P.
Applicability evaluation of selected xAI methods for machine learning algorithms for signal parameters extraction
Published in: *Journal of Physics: Conference Series* **3002** (2024) 1, 012005
DOI: [10.1088/1742-6596/3002/1/012005](https://doi.org/10.1088/1742-6596/3002/1/012005)
 6. Dimitrova, K. et al. [PADME Collaboration]
New Light Particles Searches with PADME
Published in: *Acta Physica Polonica B Proceedings Supplement* **18** (2025) 4, 4-A3
DOI: [10.5506/APhysPolBSupp.18.4-A3](https://doi.org/10.5506/APhysPolBSupp.18.4-A3)
 7. Dimitrova, K. et al. [PADME Collaboration]
Searching for the Dark Photon with PADME
Published in: *PoS COSMICWISPers2025* (2026) 063
e-Print: [2603.28685 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/2603.28685)
DOI: [10.22323/1.507.0063](https://doi.org/10.22323/1.507.0063)

Библиография

- [1] Dimitrova, K. et al. [PADME Collaboration]. “Using Artificial Intelligence in the Reconstruction of Signals from the PADME Electromagnetic Calorimeter”. *Instruments* **6.4** (2022), 46. DOI: [10.3390/instruments6040046](https://doi.org/10.3390/instruments6040046).
- [2] Dimitrova, K. et al. “Pattern recognition and signal parameters extraction using machine learning methods”. *Journal of Physics: Conference Series* **2668.1** (2023), 012001. DOI: [10.1088/1742-6596/2668/1/012001](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2668/1/012001).
- [3] Dimitrova, K. et al. [PADME Collaboration]. “Machine learning assisted reconstruction of positron-on-target annihilation events in the PADME experiment”. *Journal of Physics: Conference Series* **2794.1** (2024), 012001. DOI: [10.1088/1742-6596/2794/1/012001](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2794/1/012001).
- [4] Dimitrova, K., Kozhuharov, V. and Petkov, P. “Development and explainability of models for machine-learning-based reconstruction of signals in particle detectors”. *Particles* **8.2** (2025), 48. DOI: [10.3390/particles8020048](https://doi.org/10.3390/particles8020048).
- [5] Dimitrova, K., Kozhuharov, V. and Petkov, P. “Applicability evaluation of selected xAI methods for machine learning algorithms for signal parameters extraction”. *Journal of Physics: Conference Series* **3002.1** (2024), 012005. DOI: [10.1088/1742-6596/3002/1/012005](https://doi.org/10.1088/1742-6596/3002/1/012005).
- [6] Dimitrova, K. et al. [PADME Collaboration]. “New Light Particles Searches with PADME”. *Acta Physica Polonica B Proceedings Supplement* **18.4** (2025), 4–A3. DOI: [10.5506/APhysPolBSupp.18.4-A3](https://doi.org/10.5506/APhysPolBSupp.18.4-A3).
- [7] Dimitrova, K. et al. [PADME Collaboration]. “Searching for the Dark Photon with PADME”. *PoS COSMICWISPers2025* (2026), 063. DOI: [10.22323/1.507.0063](https://doi.org/10.22323/1.507.0063). arXiv: [2603.28685](https://arxiv.org/abs/2603.28685) [[hep-ex](#)].
- [8] Raggi, M. and Kozhuharov, V. “Proposal to Search for a Dark Photon in e^+ on Target Collisions at DAΦNE Linac”. *Advances in High Energy Physics* **2014** (2014), 959802. DOI: [10.1155/2014/959802](https://doi.org/10.1155/2014/959802). arXiv: [1403.3041](https://arxiv.org/abs/1403.3041) [[hep-ex](#)].
- [9] Krasznahorkay, A. J. et al. “Observation of Anomalous Internal Pair Creation in ^8Be : A Possible Signature of a Light, Neutral Boson”. *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016), 042501. DOI: [10.1103/PhysRevLett.116.042501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.042501). arXiv: [1504.01527](https://arxiv.org/abs/1504.01527) [[nucl-ex](#)].
- [10] Oceano, I. et al. “The Performance of the Diamond Active Target of the PADME Experiment”. *Journal of Instrumentation* **15** (2020), C04045. DOI: [10.1088/1748-0221/15/04/C04045](https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/04/C04045).

- [11] De Feudis, M. et al. “Diamond Graphitization by Laser-Writing for All-Carbon Detector Applications”. *Diamond and Related Materials* **75** (2017), 25–33. DOI: [10.1016/j.diamond.2016.12.019](https://doi.org/10.1016/j.diamond.2016.12.019).
- [12] Zhang, Y. “A Better Autoencoder for Image: Convolutional Autoencoder”. *Proceedings of the ICONIP17-DCEC*. Guangzhou, China, окт. 2017. URL: http://users.cecs.anu.edu.au/~Tom.Gedeon/conf/ABCs2018/paper/ABCs2018_paper_58.pdf.
- [13] Google LLC. *TensorFlow C API Documentation*. https://www.tensorflow.org/api_docs/cc. Accessed: 2026-04-11. 2024.
- [14] PADME Collaboration. *padme-fw: PADME Reconstruction Software (PadmeReco)*. <https://github.com/PADME-Experiment/padme-fw/tree/develop/PadmeReco>.
- [15] Seltzer, S. M. and Berger, M. J. “Bremsstrahlung Spectra from Electron Interactions with Screened Atomic Nuclei and Orbital Electrons”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* **12.1** (1985), 95–134. DOI: [10.1016/0168-583X\(85\)90707-4](https://doi.org/10.1016/0168-583X(85)90707-4).
- [16] Tsai, Y.-S. “Pair Production and Bremsstrahlung of Charged Leptons”. *Reviews of Modern Physics* **46.4** (1974), 815–851. DOI: [10.1103/RevModPhys.46.815](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.46.815).
- [17] Agostinelli, S. et al. [GEANT4 Collaboration]. “Geant4: A Simulation Toolkit”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **506.3** (2003), 250–303. DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [18] PADME Collaboration. *padme-fw: PADME Detector Simulation (PadmeMC)*. <https://github.com/PADME-Experiment/padme-fw/tree/develop/PadmeMC>.
- [19] Darmé, L. et al. “Resonant Search for the X17 Boson at PADME”. *Physical Review D* **106.11** (2022), 115036. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.115036](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.115036). arXiv: [2209.09261](https://arxiv.org/abs/2209.09261) [hep-ph].
- [20] Bossi, F. et al. “Search for a New 17 MeV Resonance via e^+e^- Annihilation with the PADME Experiment”. *Journal of High Energy Physics* **2025** (2025), 7. DOI: [10.1007/JHEP11\(2025\)007](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2025)007). arXiv: [2505.24797](https://arxiv.org/abs/2505.24797) [hep-ex].
- [21] Brun, R. and Rademakers, F. “ROOT: An Object Oriented Data Analysis Framework”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **389.1–2** (1997). Proceedings of the AIHENP’96 Workshop, Lausanne, 81–86. DOI: [10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X).
- [22] James, F. and Roos, M. “Minuit: A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations”. *Computer Physics Communications* **10.6** (1975), 343–367. DOI: [10.1016/0010-4655\(75\)90039-9](https://doi.org/10.1016/0010-4655(75)90039-9).
- [23] ATLAS Collaboration, CMS Collaboration and LHC Higgs Combination Group. *Procedure for the LHC Higgs Boson Search Combination in Summer 2011*. CERN Technical Note CMS-NOTE-2011-005, ATL-PHYS-PUB-2011-011. CERN, 2011. URL: <https://cds.cern.ch/record/1379837>.

Използвани съкращения

BTf Beam Test Facility. 9, 26

ECal Electromagnetic calorimeter (PADME). 4, 7, 10, 11, 22–27, 30, 32–36, 39, 40

HEPVeto High-energy positron veto (PADME). 23, 30–34, 36, 37, 39

MAC Modified Autoencoder. 13–19

MSE Mean Square Error. 11

PADME Positron Annihilation into Dark Matter Experiment. 3–6, 9, 10, 12, 13, 15, 21–24, 26, 28, 29, 31, 32, 35, 38–40, 42

PVeto Positron veto (PADME). 23, 30–33, 35, 36, 39, 40

ReLU Rectified Linear Unit. 16, 18

RMS Root Mean Square. 7, 8, 14

SAC Small-Angle Calorimeter (PADME). 24, 30–32

UMAC Upscaled Modified Autoencoder. 18–20

xAI Explainable Artificial Intelligence. 4, 15, 42

СЦМ Система център на масите. 29