

Софийски университет
„Св. Климент Охридски“
Физически факултет



Дипломна работа
за придобиване на образователно-квалификационна степен „магистър“

**Детектиране на антидеутрони, родени в
процеси на анихилация на тъмна материя,
с надстроения детектор AMS**

Изработил:
Георги Василев, ф № 3100011
Магистърска програма „Физика на ядрото и елементарните частици“

Научен ръководител:
гл. ас. д-р. Галина Ванкова-Кирилова

София, 03.2023 г.

СЪДЪРЖАНИЕ

I. ТЕОРЕТИЧНА ЧАСТ	3
1. Въведение.....	3
2. Космични лъчи.....	3
2.1. Галактични космични лъчи	4
2.1.1. <i>Първично космично лъчение</i>	5
2.1.2. <i>Вторично космично лъчение</i>	7
2.2. Разпространение на космични лъчи през междузвездната среда.....	7
2.2.1. <i>Междузвездна среда</i>	8
2.2.2. <i>Уравнение на разпространението</i>	8
2.2.3. <i>Взаимодействие на космичните лъчи с магнитни полета</i>	10
3. Минимално суперсиметрично разширение на Стандартния модел. Неутралино	12
II. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ЧАСТ	14
1. Експеримент AMS	14
1.1. Структура и основни компоненти на детектора.....	15
1.2. Системи за мониторинг, комуникация и обмен на данни	16
1.3. Експериментални данни от AMS.....	17
1.3.1. <i>Позитронен спектър</i>	17
1.3.2. <i>Антипротонен спектър</i>	19
1.3.3. <i>Детектиране на антидеутрони. Надграждане на AMS за повишаване на чувствителността</i>	20
1.4. Софтуер на колаборацията AMS	21
1.4.1. <i>Предварителна селекция</i>	22
1.4.2. <i>Реконструкция</i>	22
1.4.3. <i>Симулация</i>	23
1.5. Тригерна логика на AMS.....	23
2. Експериментална задача	24
2.1. Симулация на процеса на детектиране на антидеутрони.....	24

2.2. Резултати от симулацията	25
2.3. Изводи и заключение.....	29
БИБЛИОГРАФИЯ	30

I. ТЕОРЕТИЧНА ЧАСТ

1. Въведение

Според съвременните теоретични модели се предполага, че около 27% от Вселената се състои от тъмна материя [1]. Счита се, че това не е барионна материя, защото в противен случай се влиза в противоречие с моделите, предсказващи количеството образувани се ядра в процесите на ядрен синтез след Големия взрив [2], както и с резултатите от анализа на флукуациите в космичния микровълнов фон (СМВ). Тези, както и други астрофизични и космологични съображения, показват, че тъмната материя се състои от някакъв нов вид частица, която взаимодейства само гравитационно с познатата ни материя.

В Стандартния модел на елементарните частици няма частица с такива характеристики. Този факт води до разработването на редица нови теоретични разширения. Някои от тях, включващи тъмна материя, са:

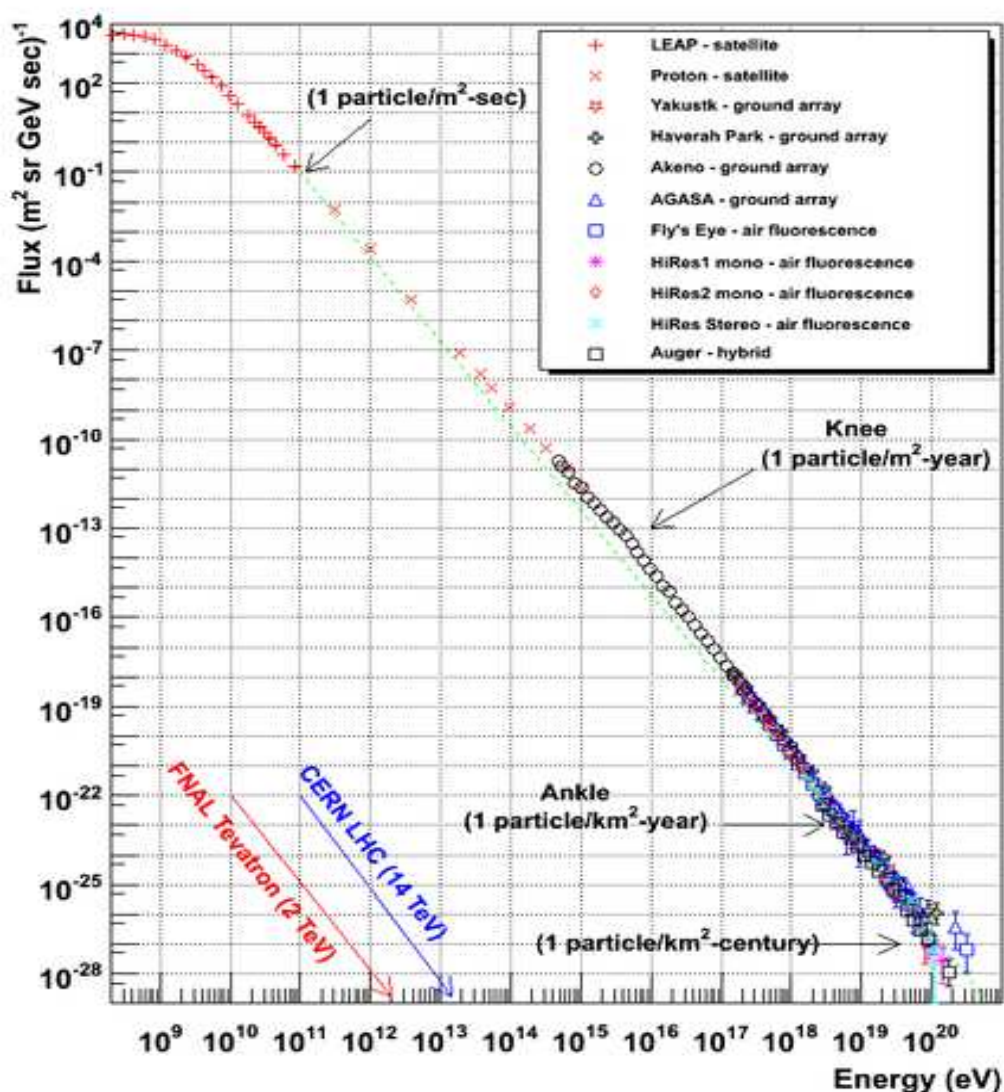
- **Суперсиметричен модел** – в него кандидат за тъмна материя представляват най-леките суперсиметрични частици с маса в диапазона GeV-TeV. Такива са така наречените слабо взаимодействащи масивни частици (WIMP – weakly interacting massive particles), пример за които са частиците неутрино, стерилно неутрино, гравитино и др.;
- **Модел на Калуца-Клайн** – с тези модели се правят описания на материята в повече измерения. И тук кандидат за тъмна материя са най-леките WIMP;
- **Разширение, разглеждащо аксиони/аксионоподобни частици (ALP – axion-like particles)** - това разширение включва частици с изключително малки маси, възникващи като следствие от температурното понижение в ранните фази от еволюцията на Вселената.

Тъмната материя е обект на множество от директни и индиректни изследвания. Проведени са редица подземни експерименти, фокусирани върху изучаването на процесите на разсейване от атомни ядра на частиците-кандидати за тъмна материя. В редица други експерименти се изследват възможностите за смесване на фотони с леки скаларни или псевдоскаларни частици – процес, който също би могъл да доведе до формиране на тъмна материя. Освен това, процесите на аниhilация и разпадане на тъмната материя са възможни източници както на заредени космични лъчи, така и на космични фотони и неутрино. Много от съществуващите днес и планирани в бъдеще наземни и сателитни експерименти са чувствителни към такива сигнали.

В тази дипломна работа е направена първоначална оценка на възможността за регистриране на антидеутрони, родени в суперсиметрични процеси на аниhilация на тъмна материя, с нова конфигурация на детектора AMS (Alpha Magnetic Spectrometer), намиращ се на борда на Международната космическа станция (ISS), която се планира да бъде реализирана през 2025 г.

2. Космични лъчи

Терминът „космични лъчи“ описва потоците от заредени частици, разпространяващите се в Космоса. Техните енергии се намират в изключително широк диапазон – на практика могат да се детектират космични лъчи с енергии от под 10^{-3} до над 10^{11} GeV. Диференциалният енергетичен спектър на космичните лъчи има вид на степенен закон без почти никакви особености (Фигура I.2.1).



Фиг. 1.2.1. Спектър на космичните лъчи като функция на кинетичната им енергия E , компилиран с данни, получени от експериментите LEAP, Proton, Akeno, HiRes и др. (посочени в легендата). В диапазона от енергии под 1 GeV попада лъчението, възникващо в резултат на влиянието на Слънцето. Точковата линия представлява степенния закон $1/E^{2.7}$

Космичните лъчи са предмет на интензивни изследвания още от откриването им през 1912 г., но въпреки огромния напредък в развитието на технологиите и на експерименталната техника, разбирането на научната общност на натрупаните данни посредством наличните физични модели е все още непълно. Съществува набор от нови данни, показващи нови спектрални свойства, различни от известните, поради което са нужни повече данни и допълнителни анализи.

В зависимост от произхода си, космичните лъчи се делят на два вида – галактични (или извънгалактични, когато техният източник се намира извън галактиката), и слънчеви – когато източникът е Слънцето. Предмет на настоящата дипломна работа са галактичните космични лъчи.

2.1. Галактични космични лъчи

Галактичното космично лъчение е съставено от високоенергетични частици, разпространяващи се в междузвездната среда [3]. Известно е, че тези частици се създават в

процесите на еволюция на звездите, и се ускоряват при избухването в свръхнови на особено масивните звезди. Извън хелиосферата потокът на лъчението се счита за изотропен, а в обхвата и се появява анизотропност от около 1%.

В зависимост от произхода си, галактичното космично лъчение се класифицира като първично и вторично космично лъчение.

2.1.1. Първично космично лъчение

Анализите на първичното космично лъчение, наблюдавано от детектори в орбита около Земята, получават за състава му 83% протони, 13% алфа-частици, 3% електрони, и 1% ядра на елементи с атомно число $Z > 2$. Тази композиция се наблюдава в широк енергетичен диапазон 10^{-3} - 10^{11} GeV (100 EeV). При по-ниски енергии започва да се усеща влиянието на Слънцето – диференциалният енергетичен спектър на високоенергетичните лъчи има вид на степенен закон при енергии над 1 GeV, но поради слънчевите ефекти тази зависимост се нарушава при по-ниски енергии (Фигура I.2.2). Тогава интензивността на космичните лъчи, наблюдавани при земната орбита, зависи от слънчевия цикъл и се модулира от него по специална зависимост.

При анализ на химичния състав на първичното космично лъчение може да се забележи, че ядрата на елементи, по-тежки от хелий, допринасят за само около 1% от пълното количество първично космично лъчение, и имат пълен интегрален интензитет от около 25 частици $m^{-2}s^{-1}sr^{-1}$.

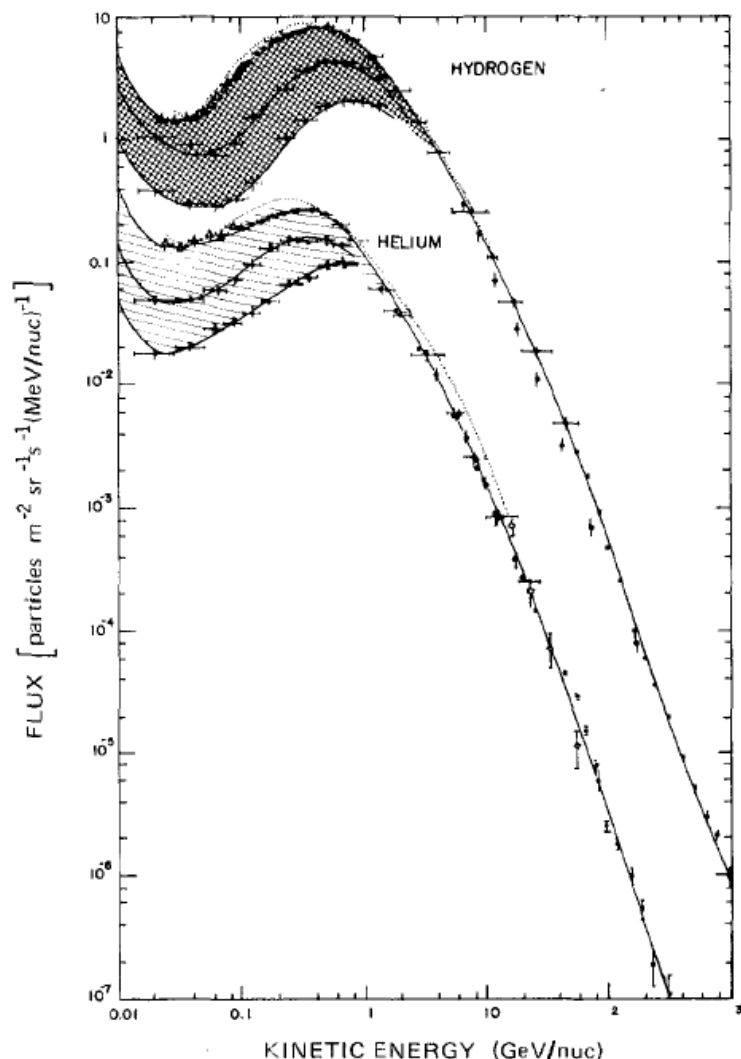
Космичните лъчи с атомно число $Z > 2$ се делят на няколко различни зарядови групи:

- Леки (Light, L): $Z = 3 \div 5$
- Средни (Medium, M): $Z = 6 \div 8$
- Леко-тежки (Light-heavy, LH): $Z = 9 \div 14$
- Тежки (Heavy, H): $Z = 15 \div 19$
- Много тежки (Very heavy, VH): $Z = 20 \div 28$
 - от които „Желязна“ група: $Z = 25 \div 28$

По пътя си към детектора тези ядра може да взаимодействат с междузвездната среда, т. е. с облаци от прах и газ, и други частици, намиращи се в пространството, при което е възможно по-тежките ядра да се фрагментират. Относителните количества на различните ядра, получени от наблюдения при земната орбита за енергии на лъчите, по-високи от 450 MeV, са дадени в Таблица I.2.1.

При сравнение с наблюдаваните количества на елементите, получени от изследвания на Слънцето, на други звезди, и на паднали на Земята метеорити, (Фигура I.2.3), може да се забележи, че получените при земната орбита данни за някои елементи се различават съществено. Това е така поради споменатата фрагментация на ядрата, и се изразява в завишени концентрации на N, Na, Al, S, Ar, Ca, Cr, Mn. Допълнително, изобилностите на Li, Be, B, F, Cl, K, Si, Ti, V почти изцяло се дължат на фрагментации на тежки ядра.

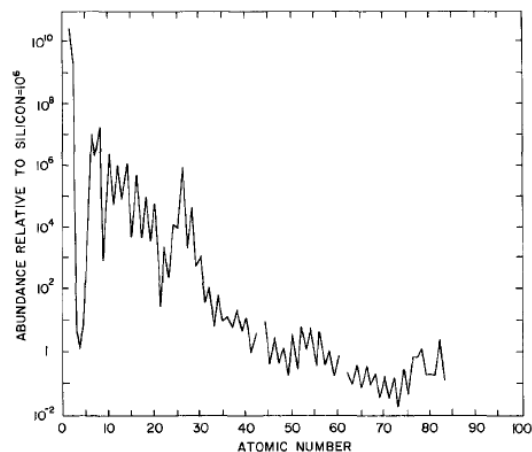
При изследването на първично космично лъчение, навлизащо в земната атмосфера, трябва да се има предвид, че интензивността и химичния състав зависят от количеството абсорбиращ материал, през който то преминава на път към детектора. Атмосферните условия (най-вече атмосферното налягане) имат съществен ефект върху измерения интензитет. Поради това интензитетите обикновено се отчитат в зависимост от атмосферната дълбочина (маса въздух за единица площ над точката на наблюдаване), или според атмосферното налягане, вместо да се ползва надморската височина.



Фиг. I.2.2. Диференциален енергетичен спектър на първичното космично лъчение (водород и хелий). Горната обвивна крива дава спектъра при минимум, а долния – при максимум на слънчевата активност. Заширикованата област показва обхвата на модулацията от слънчевата активност в течение на слънчевия цикъл. Допълнително, за да се избегне сливане на модулирания участък с горната граница на хелиевия спектър, водородният спектър е умножен по 5 [3]

Таблица I.2.1. Състав на космичните лъчи на 1 AU ($Z > 2, E > 450 \text{ MeV}/p$)

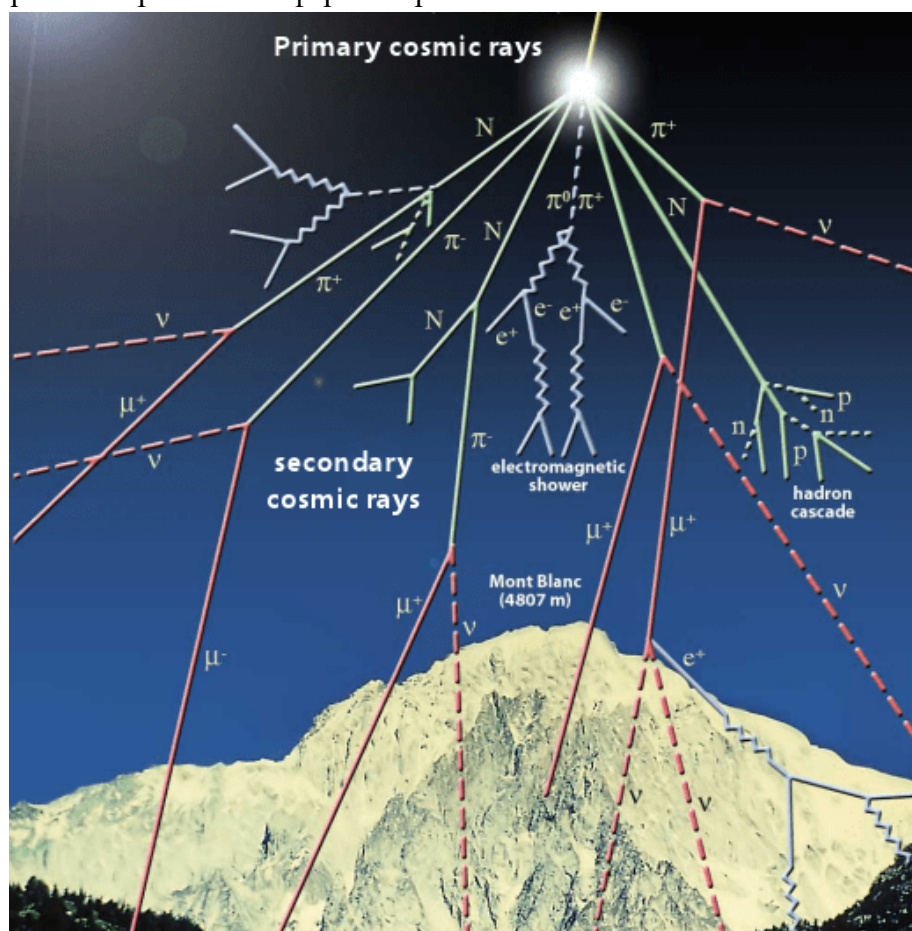
Ядро	Частници	Ядро	Частници
He	44700 ± 500	P	7.5 ± 0.6
Li	192 ± 4	S	34 ± 1.5
			44700 ± 500
Be	94 ± 2.5	Cl	9.0 ± 0.6
B	329 ± 5	Ar	14.2 ± 0.9
C	1130 ± 12	K	10.1 ± 0.7
N	278 ± 5	Ca	26 ± 1.3
O	1000	Sc	6.3 ± 0.6
F	24 ± 1.5	Ti	14.4 ± 0.9
Ne	158 ± 3	V	.5 ± 0.7
Na	29 ± 1.5	Cr	15.1 ± 0.9
Mg	203 ± 3	Mn	11.6 ± 1.0
Al	36 ± 1.5	Fe	103 ± 2.5
Si	141 ± 3	Ni	5.6 ± 0.6



Фиг. I.2.3. Пример за наблюдавани (публикувани през 1981 г.) количества на елементите в сравнение със $\text{Si} = 10^6$ [3]

2.1.2. Вторично космично лъчение

Вторичното космично лъчение се поражда, когато първични космични лъчи навлязат в атмосферата и взаимодействат с ядрата на въздушните атоми и молекули. Тези частици на свой ред взаимодействат с други ядра и пораждат още вторични частици, и процесът може да се повтори многократно (Фигура 1.2.4). Такова явление се нарича образуване на атмосферен порой. В случая, при който в атмосферата навлизат първични лъчи с много висока енергия, пороите се наричат широки атмосферни порои.



Фиг. 1.2.4. Диаграма на породен от космични лъчи атмосферен порой

Вторичните космични лъчи често се разглеждат като класифицирани на три компоненти [3]:

- **Твърда компонента**, състояща се предимно от релативистични мюони;
- **Нуклеонна компонента**, състояща се от локално породени протони и неутрони;
- **Мека компонента**, съставена от електрони и гама-лъчи.

Потоъкът и състава на вторичното космично лъчение са резултат от случайни взаимодействия, имащи вероятностен характер. Йонизираща компонента на вторичното космично лъчение най-често са мюоните. Неутронната компонента на вторичното космично лъчение се поражда в атмосферата, тъй като в първичното лъчение не се наблюдават неутрони. Неутроните взаимодействат с атмосферните частици и създават радиоактивни изотопи, като например използвания се за датиране на биологични материали ^{14}C .

2.2. Разпространение на космични лъчи през междузвездната среда

Разпространението на космичните лъчи в междузвездното пространство е свързано с множество взаимодействия както с намиращи се на пътя му частици (междузвезден прах и газ), така и с магнитни полета от различни галактични източници. Още при откриването на

космичните лъчи и взаимодействията, в които те могат да участват, става ясно, че от техния химичен състав може да се извлече информация за начина на тяхното разпространение. Историческо събитие е получаването през 70-те години на данни от сателитни измервания на изотопи на Li, Be, B. Оттогава физиката на космичните лъчи силно се развива, което води до възникването на набор от модели с нарастваща сложност.

2.2.1. Междувездна среда

Междувездната среда има важна роля в процесите на разпространение на космични лъчи. Тя представлява облаци от междувезден газ, който може да се разглежда в три категории – атомен, молекулярен или йонизиран [4]. Плътноста на тези облаци е от порядъка на 10^{10} атома за m^3 , в зависимост от това какъв е газа и къде се намира – най-плътни се оказват мъглявините, раждащи нови звезди, и облаци около останките от стари звезди.

- **Атомен газ** – съставен е основно от водород (около 90%), хелий (около 9%), и 1% атоми на по-тежки елементи. Плътноста на тези облаци е много ниска, и поради това с него рядко се наблюдава взаимодействие.
- **Молекулярен газ** – тези газове се състоят най-вече от H_2 и малки количества CH, CN, CO. Възможни са и по-сложни съединения, но техните концентрации са много по-ниски и най-често се считат за незначителни.
- **Йонизиран газ** – разглежда се като разделен на два вида: топъл йонизиран и горещ йонизиран газ. Тази разлика е в следствие на процеса на йонизация – при топлия йонизиран газ масивна централна звезда излъчва ултравиолетово лъчение, откъсващо електрони от атомите на газа, а при горещия йонизиран газ йонизацията се поражда от високата температура на самия газ – най-често това са останки от свръхнови или от други събития, които пораждат условия за достигане на температурата на йонизация на газа. Важно е да се отбележи също, че йонизирания газ поражда магнитни полета, които допълнително влияят на разпространението на космичните лъчи.

Облаци от междувезден газ се изследват със същите детектори, използващи се за детектиране на космични лъчи, поради факта, че газовете и лъчението имат много сходен състав. Взаимодействията между частиците от газа и космичните лъчи водят до създаването на по-тежки елементи – Li, Be, B, както и на и протони, деутрони, антипротони и антидеутрони. Отношението на елементите (например B:C) позволява да се определят параметрите на моделите на разпространение, а частиците и античастиците могат да бъдат вторични, третични и т.н, в зависимост от това от какви взаимодействия се пораждат. Но тъй като всяко следващо взаимодействие за една частица е все по-слабо вероятно, приносът на третичните и т. н. частици и античастици става все по-малък, поради което често се пренебрегва.

2.2.2. Уравнение на разпространението

Счита се, че разпространението на космични лъчи през галактиката при енергии под 10^{11} GeV най-адекватно се описва посредством дифузионен модел, към който се включва и член, отчитащ процесите на конвекция [5].

Разпространението на космични лъчи в галактиката се описва чрез т. нар уравнение на разпространението. То може да се запише по множество начини, като например следният

запис във вид на уравнение на дифузия в цилиндрични координати, за който се приема, че нашата галактика има цилиндрична симетрия [5,6]:

$$\left[\frac{\partial n(\vec{r}, p, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (-K\vec{\nabla}n + \vec{V}_c n) + \frac{\partial}{\partial p} \left[\dot{p}n + \frac{p}{3} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_c) n \right] - \frac{\partial}{\partial p} p^2 K_{pp} \frac{\partial}{\partial p} \frac{1}{p^2} n \right] = Source(\vec{r}, p, t) - Sink(\vec{r}, p, t). \quad (I.2.1)$$

където:

- $n(\vec{r}, p, t)$ е плътността на космичните лъчи за единица импулс на частица в точка с координати \vec{r} ;
- K е пространствения коефициент на дифузия;
- \vec{V}_c е скоростта на конвекцията;
- $\dot{p} \equiv \partial p / \partial t$ е загубата на импулс на космичните лъчи;
- K_{pp} е коефициента на дифузия за реускорение в импулсното пространство.

От лявата страна стоят уравнението за непрекъснатост (първи ред), към което е прибавен тока на енергията (втори ред):

- $\frac{\partial n(\vec{r}, p, t)}{\partial t}$ описва еволюцията във времето на дадения вид космични лъчи посредством плътността $n(\vec{r}, p, t)$;
- $\vec{\nabla} \cdot (-K\vec{\nabla}n + \vec{V}_c n)$ описва дифузията и конвекцията. Дифузията може да се моделира по много начини, в зависимост от направените опростяващи предположения;
- $\frac{\partial}{\partial p} \left[\dot{p}n + \frac{p}{3} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_c) n \right]$ описва изменението на импулса на частиците. Първата част е свързана с изменението на импулса с времето при разпространение, а втората представя адиабатичните загуби на енергия;
- $\frac{\partial}{\partial p} p^2 K_{pp} \frac{\partial}{\partial p} \frac{1}{p^2} n$ описва дифузионното реускорение на частиците.

Двата члена отдясно отчитат наличните източници (source terms), със съответните им специфични механизми за ускорение, и загубите (sink terms), появяващи се в следствие на различните процеси на взаимодействие с МС, в които космичните лъчи участват.

- **Source член** – включва следните източници:
 - **Първичен произход (primary origin)** – това са галактични източници на дифузионно шоково ускорение, например в резултат на свръхнова. Шоковото ускорение е преобладаващият механизъм, по който се ускоряват космичните частици. Пример за такива са 1H , ^{16}O , ^{30}Si и др.;
 - **Вторичен произход (secondary origin)** – взаимодействието на първичните космични лъчи с междузвездната среда поражда вторични частици (e^- , e^+ , γ , ν), антиядра, и вторични ядра, получени в резултат на фрагментацията на по-тежките ядра;
 - **Третичен произход (tertiary origin)** – не-аниhilационни, нееластични взаимодействия – това са такива взаимодействия, при които частиците оцеляват

след взаимодействието, но губят част от енергията си (например при резонанси). Такива процеси водят до загуба на частици при нива на енергията, равни на енергията на взаимодействие, и до нарастване на броя на частиците при по-ниски енергии. Тези енергетично преразпределени космични лъчи понякога се наричат третични, тъй като са продукт на взаимодействия на вторични космични лъчи;

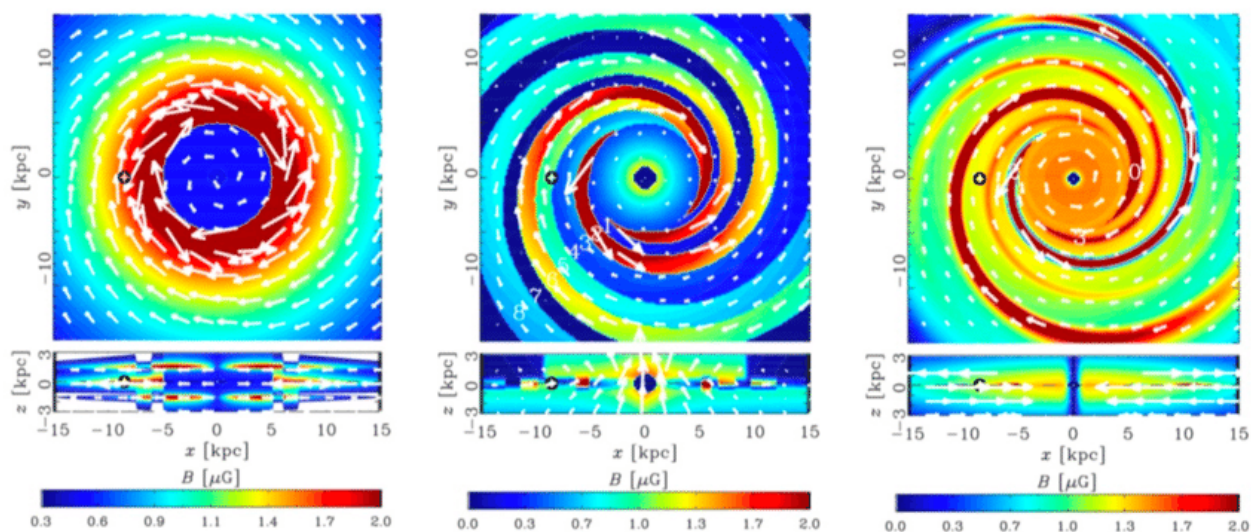
- **Радиоактивен произход** – това е частта, описваща приноса на нестабилните космични лъчи. Те представляват ядра, които могат да претърпят спонтанен разпад или електронен захват.
- **Sink член** – отчита процесите на:
 - **Унищожение** – нееластичните взаимодействия с междузвездната среда унищожават голяма част от космичните лъчи. За тежките ядра това се случва много по-често, в съответствие с установената пропорционалност на сеченията за реакции $\sigma \sim A^{2/3}$;
 - **Преразпределяне** – част от антиядрата, които търпят не-аниhilационни взаимодействия, изчезват. Това е точно тази част, която води до възникването на третичния член, описан в предната подточка;
 - **Разпад** – разпадането на нестабилните ядра води до възникването на радиоактивния член, също описан в предната подточка.

2.2.3. Взаимодействие на космичните лъчи с магнитни полета

Съществуването на магнитни полета, и конкретно на галактични магнитни полета, е причината галактиките да имат наблюдавания си вид. Те са също така и една от основните причини да могат да се детектират космични лъчи.

- **Галактично магнитно поле**

Въпреки че не съществува пълна яснота относно реалния вид на галактичното магнитно поле, нагледна представа за него все пак може да се добие от Фигура I.2.5, на която са показани някои от възможните му конфигурации.



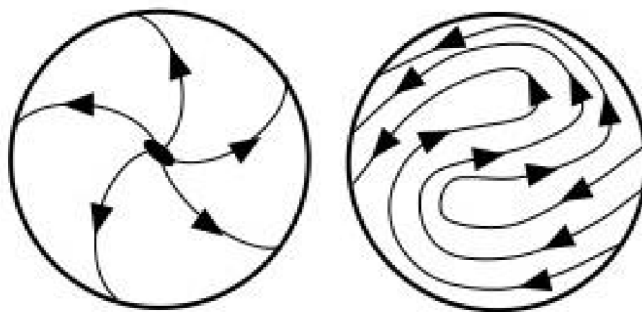
Фиг. I.2.5. Симулации на някои от възможните конфигурации на галактичното магнитно поле [7]

Ако не съществува галактично магнитно поле, разпространението на космичните лъчи би било сферично-симетрично спрямо източника. Такава симетрия би довела до многократно отслабване на потока от частици, достигащи до детектора, в сравнение с експериментално получените данни. Тъй като обаче става въпрос за заредени частици, е налице значително

отклонение от сферичната симетрия и драстично усилване на потока на частиците в определени направления.

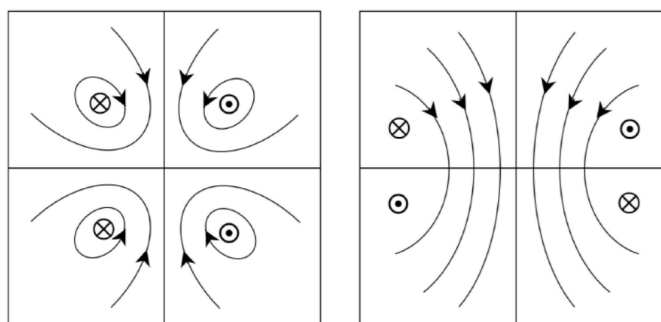
Средната плътност на магнитното поле в междузвездната среда е в обхват от 0.1 до 1 nT. Това е многократно (десетки хиляди пъти) по-слабо от средната плътност на магнитното поле на Земята, което е около 30 μ T. Въпреки това силата му е достатъчна, за да може то да насочва частиците по такъв начин, че да достигнат до Слънчевата система по начина, показан на Фигура I.2.6 – под формата на тесни потоци, почти успоредни на галактичната равнина. Освен това е известно, че нашата галактика е спирална, и че Слънчевата система се намира в един от нейните ръкави. Това допълнително усилва потока в посоката на Земята и допринася за детектирането на частици със действащите сателитни детектори.

Пълното магнитно поле обикновено се разглежда на две части – около центъра на галактиката, и в галактичния диск [8]. В областта на диска, поради спиралния характер на галактиката, се предполага съществуването на някакъв вид ротационна симетрия. Два най-прости модела (Фигура I.2.6) са осесиметричният модел, при който силовите линии са насочени навън от центъра и се закривяват по посока, обратна на часовниковата стрелка, и бисиметричният модел, при който магнитното поле има вид, подобен на криволичетца река.



Фиг. I.2.6 Осесиметричен и бисиметричен модел на магнитното поле в галактичните ръкави (изглед по направление, ортогонално на галактиката) [8]

За областта на галактичния център също съществуват два прости модела на магнитното поле – на симетрично, четно поле, и на асиметрично, нечетно поле (Фигура I.2.7).



Фиг. I.2.7 Симетрична и асиметрична конфигурация на магнитното поле около галактичния център (изглед по направление от ръба към центъра на галактиката) [8]

- **Локални магнитни полета**

Значение имат и локалните магнитни полета, които могат да бъдат много по-силни и много по-рязко да се променят. Такива полета най-често се създават в следствие на процесите на раждане или смърт на звезди [9]. При взаимодействие с такива полета космичните лъчи може силно да променят направлението си, или да бъдат изцяло прихванати от магнитното поле.

Както беше споменато по-рано, магнитното поле закривява траекториите на космичните лъчи, и по този начин многократно се увеличава вероятността те да бъдат детектирани. Наличието на магнитни полета обаче води и до един сериозен проблем – става невъзможно идентифицирането и локализирането на източниците на космичните лъчи, тъй като изглежда, че цялото лъчение идва от и съща посока. Това води до загуба на информация за процесите, довели до пораждането на космичните лъчи.

3. Минимално суперсиметрично разширение на Стандартния модел. Неутралино

При минималното суперсиметрично разширение на Стандартния модел (MSSM) [10,11] за всяка частица/поле се добавя суперсиметричен партньор със същите квантови числа – за всеки фермион се добавя съответстващ бозон, и за всеки бозон – съответстващ фермион. На калибровъчните бозони съответстват четири вида суперсиметрични частици, общо наричани гейджино (gaugino):

- Глуино \tilde{g} – суперпартньор на глюона;
- Гравитино \tilde{G} – суперпартньор на гравитона;
- Три частици уино: \tilde{W}^+ , \tilde{W}^- , \tilde{W}^0 – суперпартньори на \tilde{W} бозоните на калибровъчните полета $SU(2)_L$;
- Бино \tilde{B}^0 – суперпартньор на калибровъчното поле $U(1)$, съответстващо на слабия хиперзаряд;
- Четири частици хигсино \tilde{H}_u^0 , \tilde{H}_d^0 , \tilde{H}_u^+ , \tilde{H}_d^- – суперпартньори на полето на Хигс.

Поради електрослабото нарушаване на симетрията, тези частици се смесват, образувайки нови масови състояние, които се класифицират като чарджино (chargino), когато участват суперпартньорите с ненулев заряд \tilde{W}^+ , \tilde{W}^- , \tilde{H}_u^+ , \tilde{H}_d^- :

$$\chi^\pm = a_1 \tilde{W}^+ + a_2 \tilde{W}^- + a_3 \tilde{H}_u^+ + a_4 \tilde{H}_d^-, \quad (I.3.1)$$

и неутралино (neutralino) – когато участват неутралните \tilde{W}^0 , \tilde{B}^0 , \tilde{H}_u^0 , \tilde{H}_d^0 :

$$\chi^0 = b_1 \tilde{W}^0 + b_2 \tilde{B}^0 + b_3 \tilde{H}_u^0 + b_4 \tilde{H}_d^0. \quad (I.3.2)$$

Най-ниското масово състояние за неутралното играе ролята на най-леката частица в минималното суперсиметрично разширение. Предполага се, че неутралино частиците се отделят от горещата плазма в ранната Вселена, когато температурата е такава, че те са нерелативистични, поради което са подходящ кандидат за тъмна материя в това разширение. Количеството на тези реликтови частици се дава с формулата

$$\Omega_\chi h^2 = C \frac{g_*^{1/2}(T_f)}{g_{*S}(T_f)} \frac{1}{\langle \sigma_{ann} v_r \rangle_{int}}, \quad (I.3.3)$$

където с C и g се означават ефективния брой степени на свобода съответно за плътността на енергията и за ентропията, определени при температурата на замръзване (freeze-out) [12] за ранната вселена T_f , а $\langle \sigma_{ann} v_r \rangle_{int}$ е сечението за аниhilация на двойка неутралино, умножено по относителната скорост, осреднена по разпределението на плътността на неутралино в галактичното хало и интегрирано в граници от T_f до днешната температура на Вселената. Ако има неутралино в нашата галактика, тогава членът, който отчита

източника на суперсиметричните антидеутрони, представляващи интерес, ще има вида (I.3.4), където m_χ и ρ_χ са съответно масата и плътността на тъмната материя в галактичното хало, и $dN_{\bar{d}}/dE_{\bar{d}}$ са потока антидеутрони, родени в тези реакции:

$$q_{\bar{d}}^{SUSY}(\chi + \chi \rightarrow \bar{d} + \dots) = \langle \sigma_{ann} v_r \rangle \frac{dN_{\bar{d}}}{dE_{\bar{d}}} \left\{ \frac{\rho_\chi}{m_\chi} \right\}^2, \quad (I.3.3)$$

Аниhilационните канали на неутрино, които в крайно състояние водят до раждане на антипротони и антидеутрони са: $\chi\chi \rightarrow q\bar{q}$ (u, s, d), $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$, $\chi\chi \rightarrow c\bar{c}$, $\chi\chi \rightarrow W^+W^-$, $\chi\chi \rightarrow Z^+Z^-$. Съгласно теоретичния модел [13] антидеутрона се формира в реакцията $\bar{p}\bar{n} \rightarrow \bar{d}\gamma$, която има голямо сечение поради малката енергия на свързване на антидеутрона.

II. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ЧАСТ

1. Експеримент AMS

AMS-02 (Alpha Magnetic Spectrometer)[14,15] е детектор на високоенергетични частици, намиращ се на Международната космическа станция. Инсталиран е на ISS на 19 май 2011 г., и има уникална и дългосрочна мисия за фундаментални изследвания в Космоса. Проектът се оглавява от Нобеловия лауреат Самюъл Тинг от Масачузетския технологичен институт. Научни цели на мисията са детектиране и прецизно изследване на тъмна материя, антиматерия и космични лъчи, а също и търсенето на нови феномени.



Фиг. II.1.1 Детекторът AMS по време на тестове на основната конфигурация (Женева) [14]

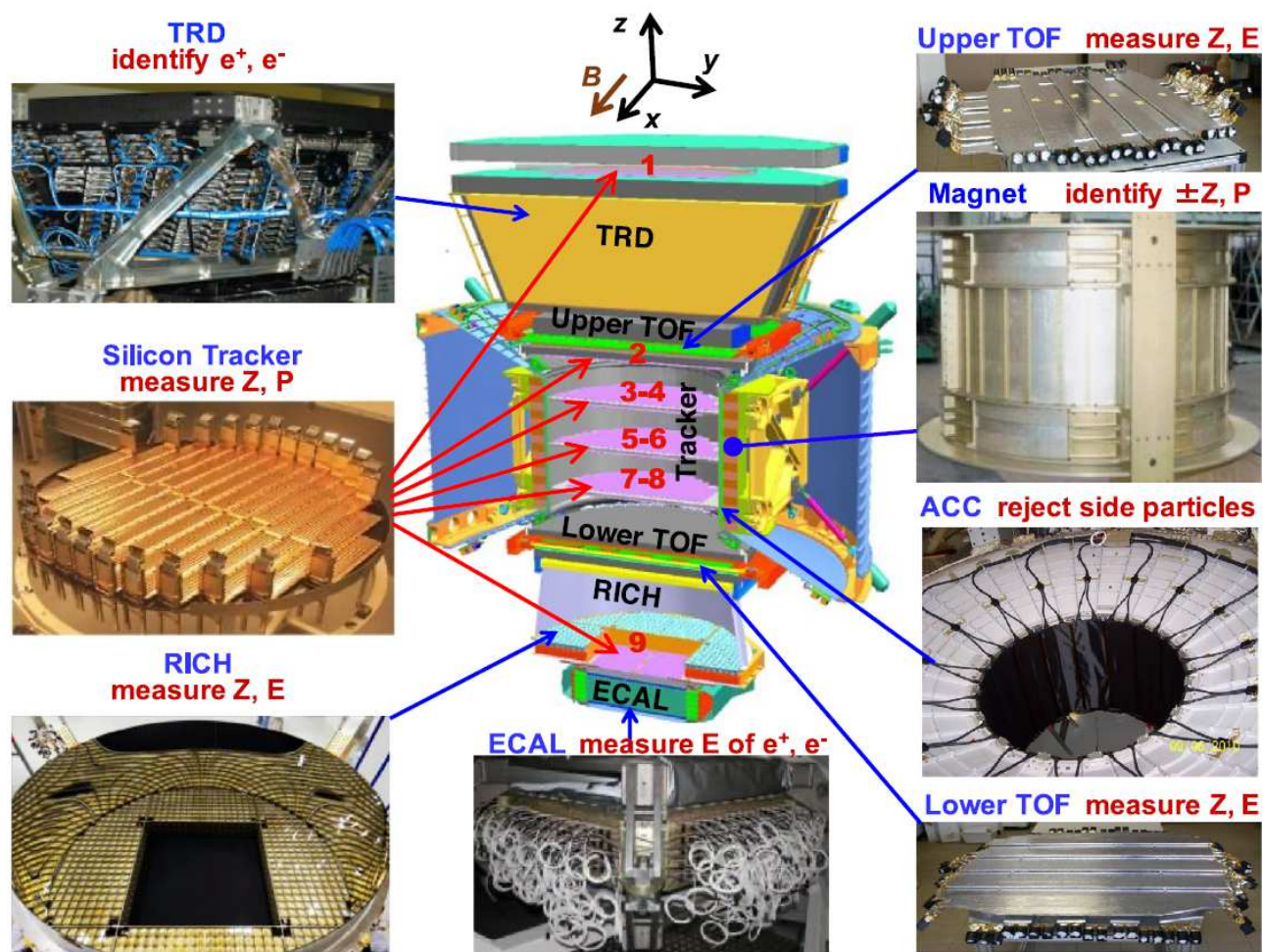


Фиг. II.1.2 Детекторът AMS в орбита на борда на ISS [14]

1.1. Структура и основни компоненти на детектора

Основните елементи на детекторната система (Фигура II.1.3) са както следва:

- Цилиндричен криогенен свръхпроводящ магнит;
- Силициев тракер (Silicon Tracker) – измерва координатите на заредените частици в магнитното поле;
- Броячи на антисъвпадение ACC (Anti-Coincidence Counters) – 16 броя сцинтилационни детектори, заобикалящи тракери от 2 до 8. Препятстват детектирането на частици, влизащи напречно в обема на тракера;
- Детектор за преходно лъчение TRD (Transition Radiation Detector) – идентифицира позитрони и електрони посредством преходното излъчване, което поражда в детектора. Детектора дава информация за енергетичните загуби dE/dx на частиците, попаднали в него;
- Детектори за време на прелитане TOF (Time of Flight) – два броя детектори (горен и долен), измерващи заряда и скоростта на преминаващите частици, разположени непосредствено над и под магнита;
- Пръстеновиден Черенковски детектор RICH (Ring Image Cherenkov Counter) – измерва скоростта и заряда на частиците;
- Електромагнитен калориметър ECAL (Electromagnetic Calorimeter) – измерва енергията и координатите на детектираните електрони, позитрони и гама-лъчи.



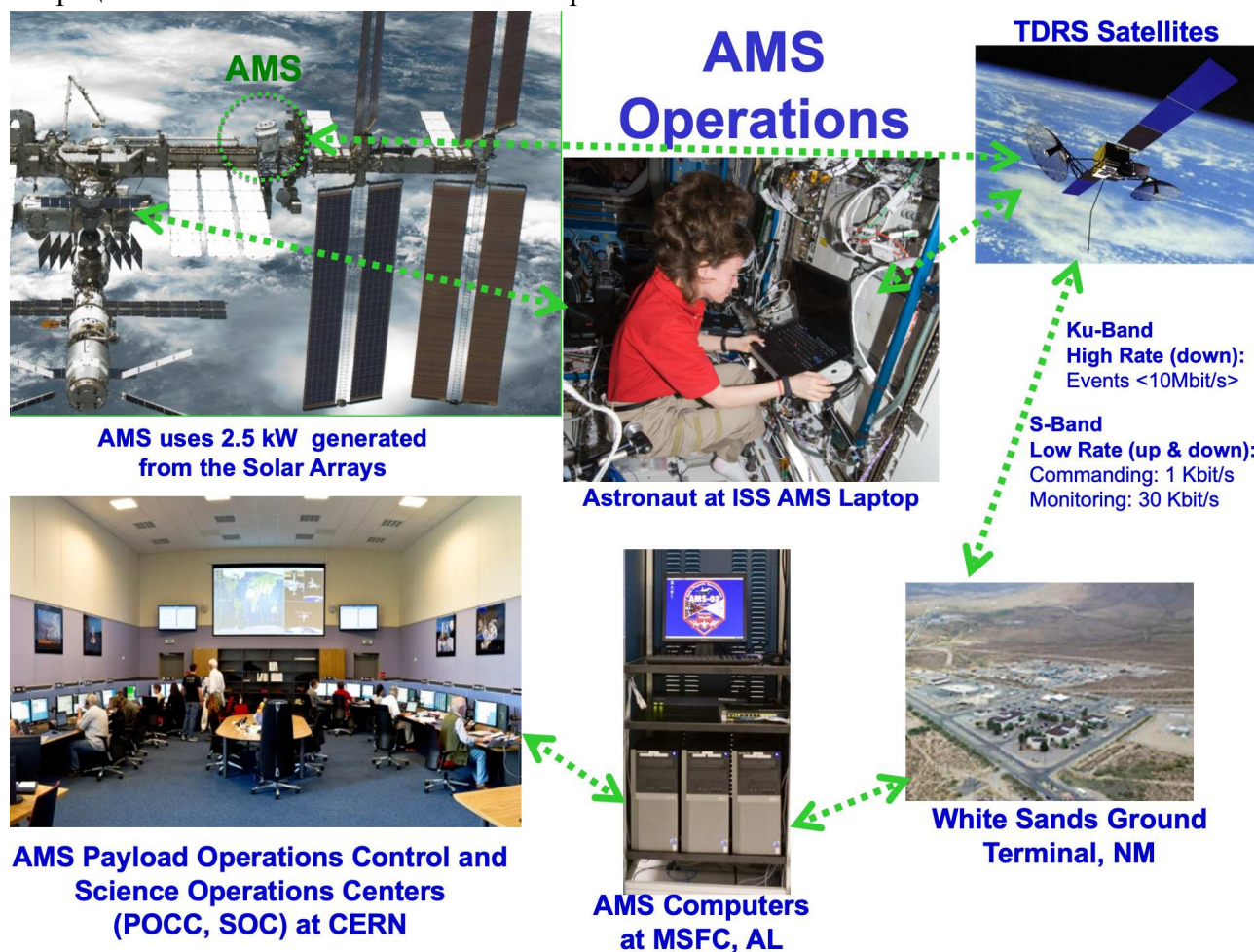
Фиг. II.1.3 Структура и основни елементи на детектора AMS [16]

Главен компонент на спектрометричната система е голям, цилиндричен свръхпроводящ магнит, охлаждаан от течен хелий с температура около 1.8K, който създава силно магнитно поле от приблизително 0.8T в обем от около 1 m³. Магнитното поле се използва за закривяване на траекторията на заредените космични частици, докато те преминават през пет различни типа детектори.

1.2. Системи за мониторинг, комуникация и обмен на данни

ISS се движи по наклонена под ъгъл 52° орбита, на височина около 410 km. Поради това детекторът и компонентите му постоянно са изложени на космическа радиация и слънчев вятър, екстремни вариации в температурата, и промени в ориентацията. Наблюдението и поддръжката на спектрометъра са част от многото задачи на астронавтите, намиращи се на борда на ISS.

Състоянието на детектора се наблюдава непрекъснато посредством специално създадена система за мониторинг през установените връзки между центровете за наземен контрол на ISS към NASA, контролния център на AMS Payload Operations Control Centre (POCC), намиращ се в CERN, Женева, Швейцария, и самата ISS. Фигура II.1.4 обобщава операциите за наземен и космически контрол.



Фиг. II.1.4. Комуникационна система на AMS [15]

Данните от детектора се изпращат към Земята, и се получават първо от NASA в центъра White Sands Ground Terminal (WSGT) в Ню Мексико. Оттам те се изпращат на компютрите на AMS, намиращи се в центъра на NASA Marshall Space Flight Center (MSFC) в Алабама, и до AMS POCC, CERN [15].

За да се гарантира успешното достигане на информацията до центровете на Земята, а също и за да се постигне получаване в реално време на някои от по-важните за мониторинга данни, информационният поток се разделя на две части – в реално време, и буферирана. Първата част съдържа предимно данни от различните сензори на AMS. Втората е забавена във времето и е по-обемна, като освен хардуерни данни съдържа и набраната от спектрометъра статистика. Допълнително, всички данни временно се пазят на лаптопа на AMS на борда на ISS, за да може да се възстановят в случай на загуба.

След като бъдат получени, информацията се съхранява на сървърите на AMS в РОСС като бинарни файлове, съдържащи сурови данни (raw data), в подредени по време файлови структури, категоризиращи се по различни характеристики на детекторите и съпътстващата ги електроника.

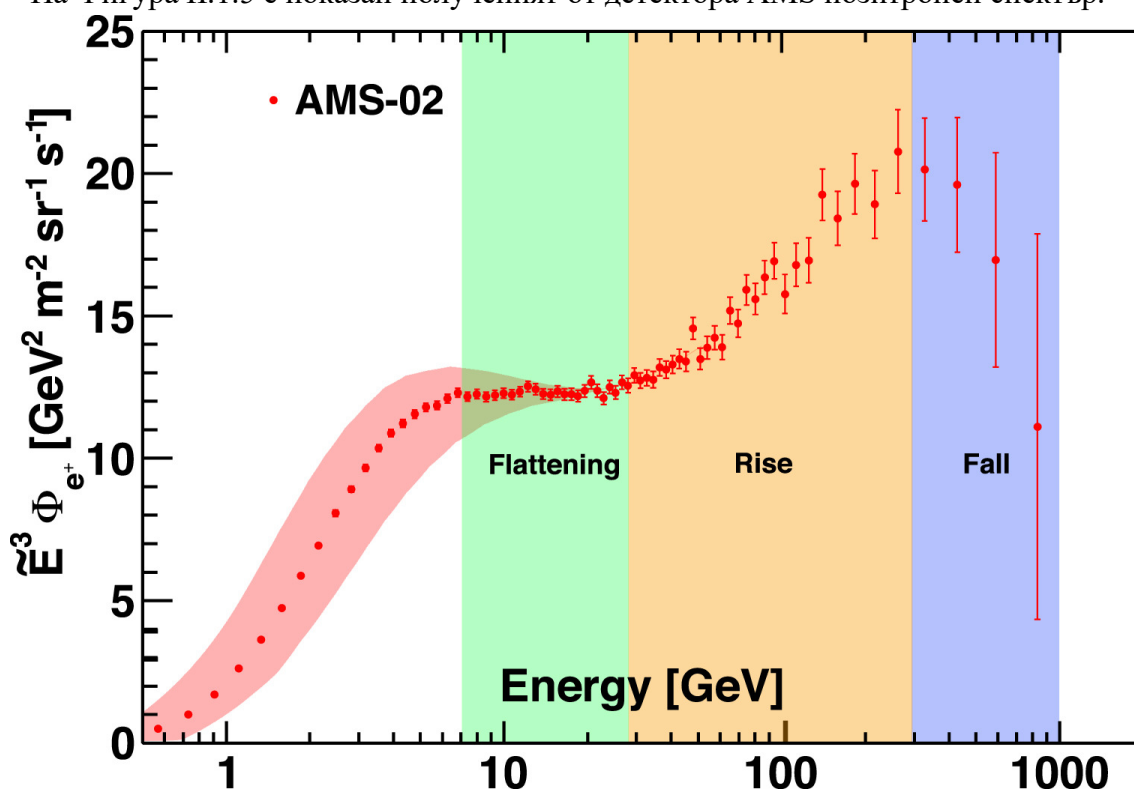
1.3. Експериментални данни от AMS

AMS е единственият детектор, който е способен да регистрира космични лъчи с прецизност до 1%, и не се очаква в близките 20 години да се появи друг такъв.

Регистрирането на античастици с AMS е една от основните цели на колаборацията, тъй като прецизното измерване и изследване на техните потоци е пряко свързано с фундаментални въпроси, като например каква е причината за наблюдаваната барион-антибарионна асиметрия, и съществува ли действително тъмна материя. Особен интерес за научното съсловие имат детектираните от него потоци позитрони и антипротони, тъй като тяхното поведение при енергии от около 8 GeV до около 1 TeV е различно от това, което показват експерименталните измервания преди AMS. От 2011 г. насам (към февруари 2022 г.) спектрометърът е регистрирал над 220 милиарда събития заредени космични лъчи.

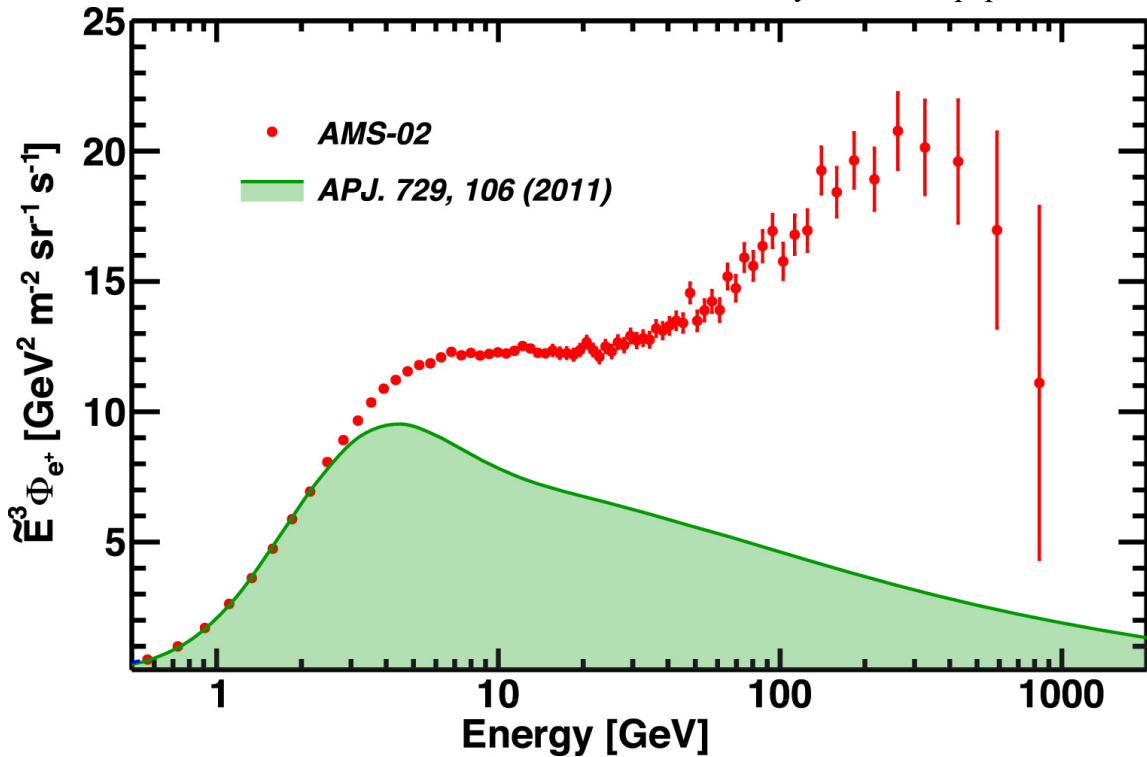
1.3.1. Позитронен спектър

На Фигура II.1.5 е показан полученият от детектора AMS позитронен спектър.



Фиг. II.1.5. Позитронен спектър $\tilde{E}^3 \Phi_{e^+}$, получен от детектора AMS. [15]

При сравнение с експерименталните резултати, получени от изследвания, направени от детектори, базирани на сателити преди AMS (Фигура. II.1.6), се стига до неочакван резултат – експериментално се наблюдава значителен излишък от позитрони в диапазона над няколко GeV. Съществуващите в момента на детектирането теоретични модели не предсказват такова поведение, което води до извода, че те се нуждаят от преразглеждане.



Фиг. II.1.6. Сравнение на експерименталните резултати от AMS за вторичния позитронен спектър с GALPROP модел [15]

Моделите, описващи позитронния спектър, могат да се разглеждат като разделени на три категории, в зависимост от интерпретацията на поведението на спектъра, която предлагат:

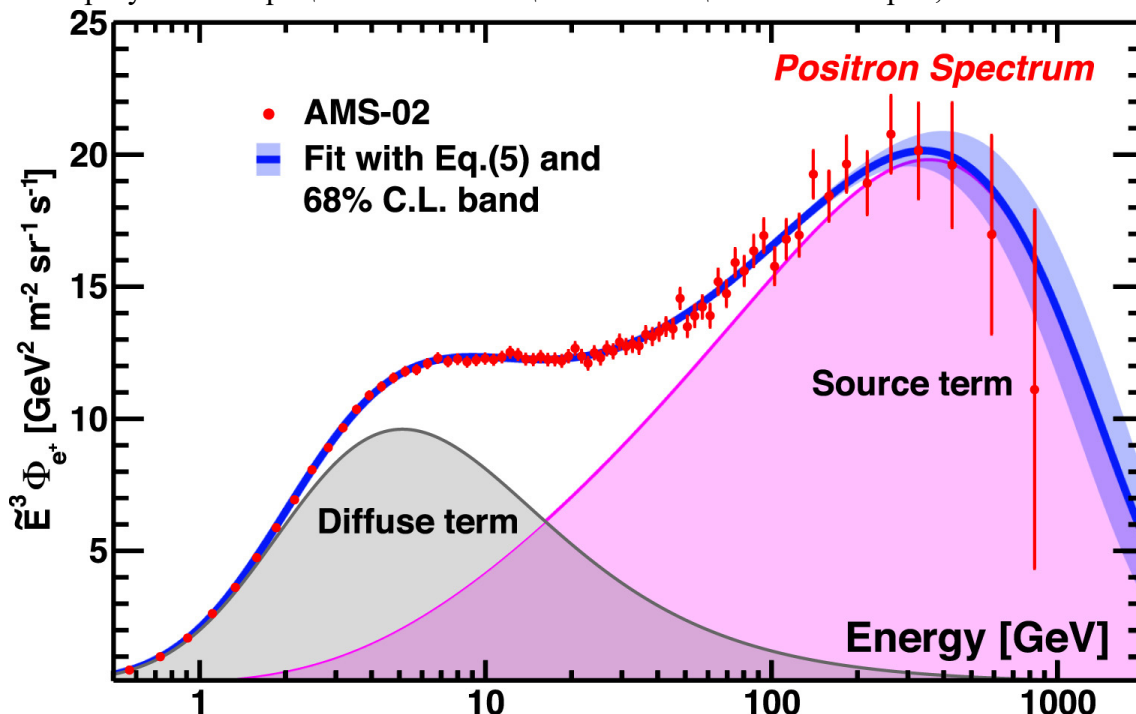
- Раждане на високоенергетични позитрони при взаимодействие на космични лъчи с междузвездната среда [16];
- Ускоряване на позитрони от астрофизични обекти (пулсари и др.) [17-23];
- Процеси на аниhilация на тъмна материя [24-28].

Различните модели правят различни предвиждания за вида на позитронния поток при високи енергии. AMS колаборацията обяснява излишъка, използвайки сравнително прост модел, в който позитронния поток представлява сума от два члена – дифузен член, описващ получените при взаимодействие на космичните лъчи с междузвездната среда вторични позитрони, и Source член, описващ първични позитрони, т. е. родени от източник [15,29]. Съгласно този модел потокът на позитроните има вида:

$$\Phi_{e^+}(E) = \frac{E^2}{\hat{E}^2} \left[C_d \left(\frac{\hat{E}}{E_1} \right)^{\gamma_d} + C_s \left(\frac{\hat{E}}{E_2} \right)^{\gamma_s} e^{-\frac{\hat{E}}{E_s}} \right]. \quad (\text{II.1.1})$$

Дифузният член (индексиран с d) описва нискоенергетичната част на позитронния спектър. Преобладава при енергии от няколко до няколко десетки GeV, но става нищожен при енергии от няколкостотин GeV. Source члена (индексиран с s) описва високоенергетичната част на спектъра.

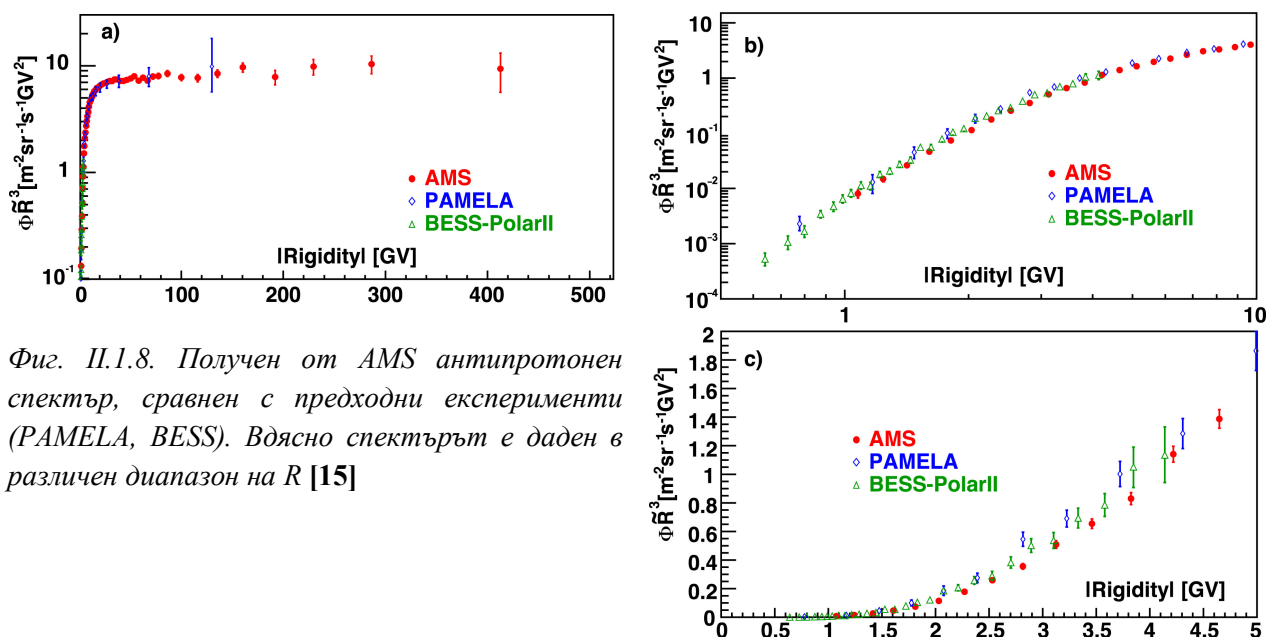
Оказва се, че този модел добре описва експерименталните данни, което свежда възможностите за получаване на излишъка в спектъра за споменатия по-рано енергетичен диапазон до две: позитроните се пораждат или от неизвестен астрофизичен източник, или се създават в резултат на процеси на аниhilация на частици тъмна материя, с маса около 1 TeV.



Фиг. 11.1.7. Fit на уравнение (11.1.1) с наблюденията от AMS позитронен спектър [15]

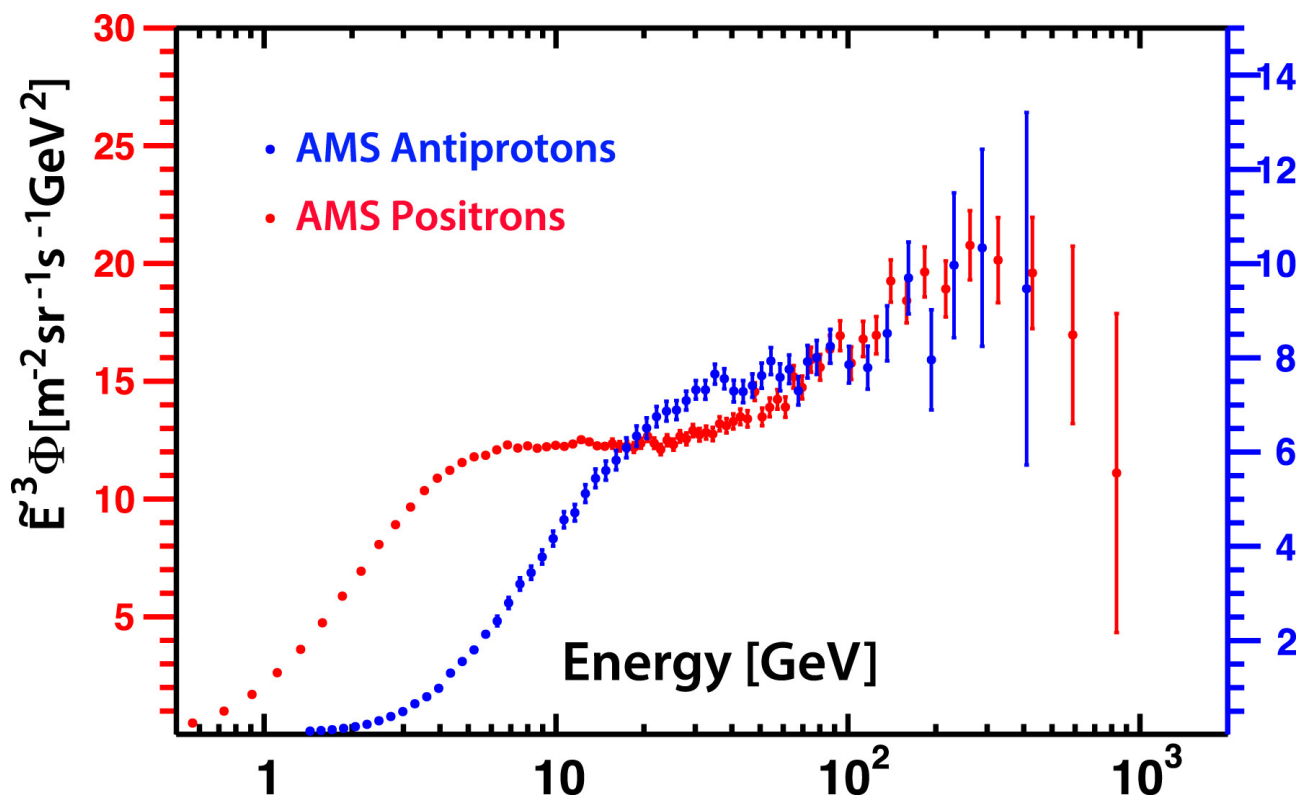
1.3.2. Антипротонен спектър

Освен изучаването на позитроните, друга важна задача е подробното изучаване на спектъра на антипротоните. Поради по-ниската вероятност за раждане, детектираните от спектрометъра антипротони са много по-малко на брой в сравнение с протоните (за един детектиран антипротон се детектират около 10^4 протона). AMS колаборацията публикува антипротонен спектър, получен след подробен анализ на около 1 милион събития.



Фиг. 11.1.8. Получен от AMS антипротонен спектър, сравнен с предходни експерименти (PAMELA, BESS). Вдясно спектърът е даден в различен диапазон на R [15]

От тези публикации става ясно, че поведението на потока антипротони е подобно на поведението на потока протони [15,30], а сравнението между спектрите на позитроните и антипротоните (Фигура. II.1.9) показва същото подобие и при високи енергии.



Фиг. II.1.9. Поток на антипротоните, получен от AMS, сравнен с потока от позитрони [15]

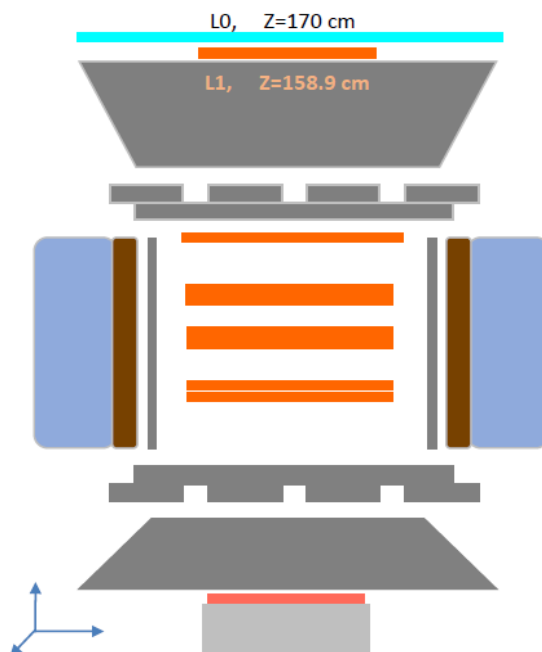
Известно е, че източници на първични позитрони могат да бъдат пулсарите, но също така се знае, че в пулсарите не се раждат антипротони. Следователно те не са търсеният от нас източник, и на въпроса какъв е източника на леката антиматерия е нужен друг отговор.

Към днешна дата съществуват множество модели [31-34], които предвиждат поведението на антипротонния спектър, разглеждайки процесите на аниhilация на тъмна материя и взаимодействието на космични лъчи с междузвездната среда. Преди обаче да може да се направи добра интерпретация на произхода на антипротоните, тези модели трябва значително да понижат неопределеностите, които възникват в тях. За подобряване на моделите и потвърждаване на резултатите са необходими повече експериментални данни, които AMS ще осигури, набирайки данни в по-широк енергетичен диапазон, до 2030 г.

1.3.3. Детектиране на антидеутрони. Надграждане на AMS за повишаване на чувствителността

AMS може да детектира антиядра, възникнали в ранните етапи от развитието на Вселената, като антихелий, антивъглерод, антикислород. Освен тях той може да детектира и антидеутрони, които биха могли да бъдат както първични (например родени при аниhilация на тъмна материя), така и вторични (родени при взаимодействията на първичните космични лъчи с междузвездната среда). Досега, обаче, няма публикувани данни за детектирани леки и по-тежки ядра, с изключение на съобщените на конференции и форуми няколко (само 7 на брой) събития антихелий и 1 антидеутрон (регистриран в Черенковския детектор през май 2022 г). Тези резултати са обект на щателно изследване, поради което все още не са публикувани.

Фактът, че може да се наблюдава такава разлика в броя детектирани антихелиеви и антидеутронни ядра, повдига въпроса как може да бъде подобрена чувствителността на AMS към такива редки събития. Предвижда се спектрометърът да работи до 2030 г. Това налага задължителна замяна на амортизирани в процеса на работа през изминалите 10 години части от апаратурата. Тази замяна е одобрена от НАСА и се предвижда за 2025 г. Паралелно на нея, колаборацията ще надгради детектора с цел повишаване на неговата чувствителност. Надграждането се състои в добавяне на още един ред силициеви позиционночувствителни детектори към тракера, както схематично е показано на Фигура II.1.10. На фигурата новият ред L0, намиращ се непосредствено над L1, е маркиран в синьо. Предвижда се новия слой да има площ около 4 кв. м., и значително да подобри геометричната ефективност и разделителната способност на детектора при определяне на величината rigidity ($R = p/Z$ – отношение импулс към заряд; характеризира податливостта на частицата на отклонение, възникващо поради влиянието на магнитно поле).



Фиг. II.1.10. Схема на предвижданото надграждане на силициевия тракер

1.4. Софтуер на колаборацията AMS

Софтуера на AMS [35] се използва за набиране и реконструкция на данни, Монте Карло симулации и анализ. Програмните кодове, библиотеките и изпълнимите (.exe) файлове се съдържат на информационната система AFS на CERN. На това място се пазят също и данните за калибровката и ориентацията на детектора (и на ISS), и техническите параметри на детектора.

Данните от експеримента се записват във формат, подходящ за четене с пакета CERN ROOT. Всяко реконструирано събитие се пази в походящи структури, каквато например е ROOT tree, съдържаща заглавие (header), обща информация за събитието, и свързани масиви от данни за реконструирани обекти като частици, следи, клъстери и други параметри. Допълнително е налична и информацията относно позицията на ISS, скоростта и други технически параметри.

Софтуерът работи със сурови (raw) данни, логически групирани в последователности, наричани gun-ове, всеки от които има уникален идентификатор. Събитията в един gun са

последователно номерирани. Един run обикновено включва всички събития, детектирани във времето, през което се извършва една четвърт от обиколката на ISS по орбитата си около Земята (т.е. около 23 минути) – средно около 700 000 събития, като за орбити, близки до магнитните полюси на Земята, техният брой може да надмине 2 милиона. Допълнително се съдържа и информация относно калибровката на детектора, параметри на електрониката, отчети на температурата, налягането и др.

Работата на софтуера включва следните етапи:

1.4.1. Предварителна селекция

Предварителната селекция проверява за нередности, индексира raw събитията, и ги събира в AMS raw файлове – по един за всеки run. Получените като резултат файлове се преместват за постоянно съхранение в базата данни EOS Open Storage на CERN, архивират се, и се регистрират в Oracle базата данни на AMS.

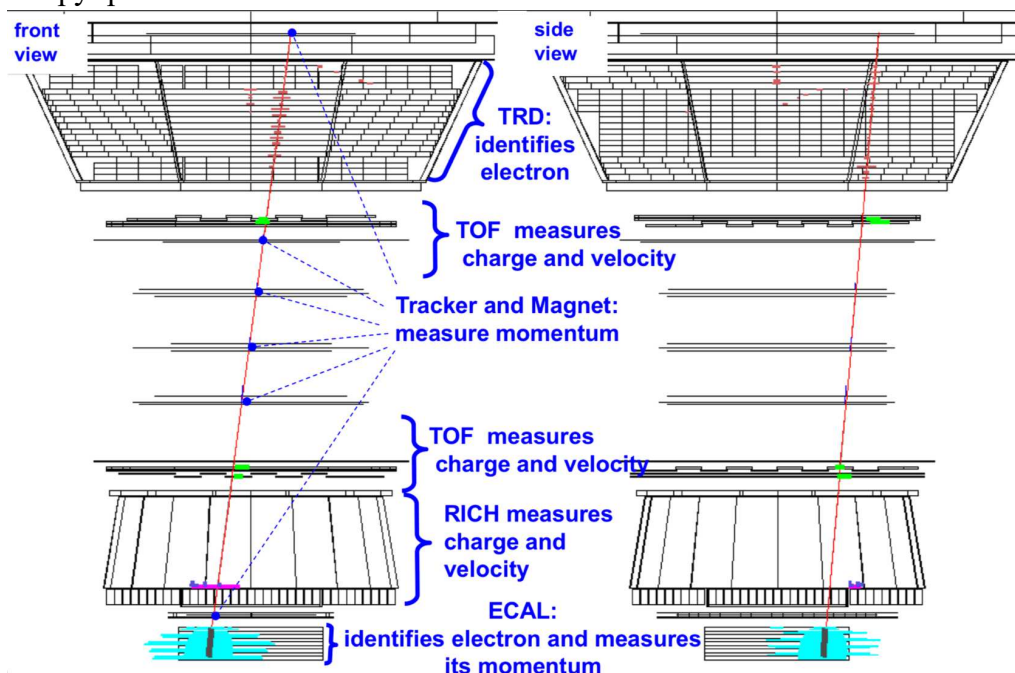
1.4.2. Реконструкция

Реконструкцията конвертира raw събитията в реконструирани събития, съдържащи всички нужни параметри на частиците, преминаващи през детектора. Тя се извършва в две фази:

- Първа фаза (first production) – тече постоянно, и представлява наблюдение в реално време на състоянието и работата на спектрометъра;
- Втора фаза (second production) – извършва се веднъж на всеки 6 месеца, като се използват същите raw файлове, но при отчитане на всички калибровъчни параметри и настройки на детектора. Отчитат се и данните от мониторинга (захранващо напрежение, температура, налягане на детектора и др.).

Като резултат от реконструкцията се получава наборът от файлове, които се използват в последващите научни анализи.

На Фигура I.1.11 е представено като пример едно визуализирано чрез софтуера на AMS реконструирано събитие.

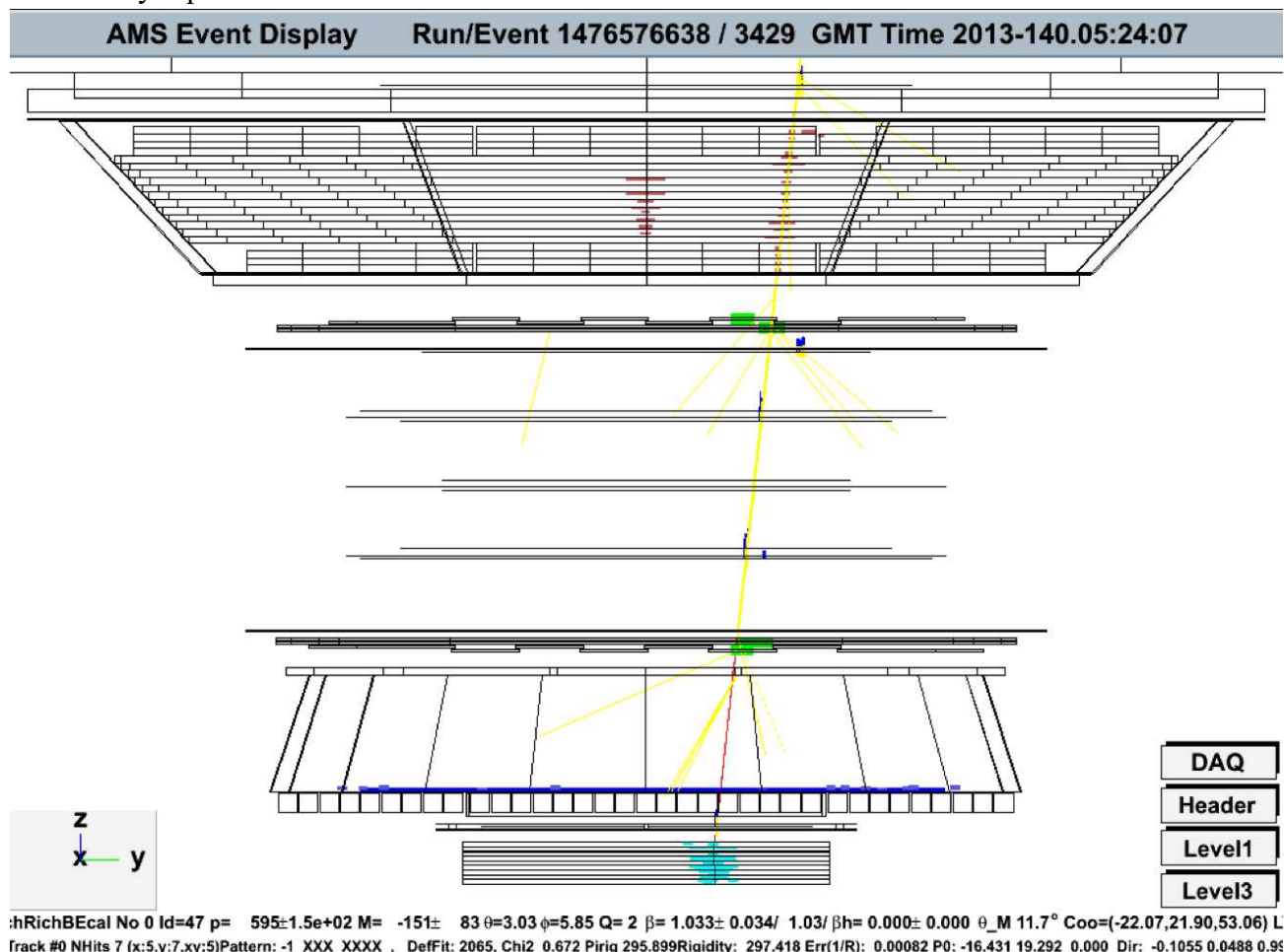


Фиг. II.1.11. Визуализация (изгледи от страни и отпред) на реконструирано от експериментални данни събитие [35]

1.4.3. Симулация

Със софтуера може да се извършват различни симулации по Монте-Карло метода, чрез специални файлове, наречени *datacards*, съдържащи избраните за процеса на симулация параметри и инструкции. Целта е да се оцени работата на детектора посредством симулирани събития, като се вземат предвид характеристиките на потоците от космични лъчи, геометрията на детектора и всички участващи физични процеси. Симулацията използва модифицирана GEANT4 библиотека, за да генерира аналогични на описаните по-рано raw събития, като дигитализацията на получените сигнали се симулира прецизно с оглед на измерените характеристики на електрониката и тригерната логика. Накрая получените от симулацията данни могат да се подлагат на същата обработка, като при реконструкцията на експериментални данни.

На Фигура I.1.12 е представено като пример едно визуализирано чрез софтуера на AMS симулирано събитие.



Фиг. II.1.12. Визуализация на симулиран по Монте Карло методи протон [35]

1.5. Тригерна логика на AMS

В експериментите, изучаващи елементарни частици, понятието тригер означава набор от подходящо подбрани условия на работа на прилежащата към детектора електроника. Целта на тази специална настройка е записването само на тези събития, които представляват интерес за експеримента – т. нар. сигнал.

Тригерната логика на AMS [36] се реализира на няколко нива. Когато една частица навлезе в спектрометъра AMS, първо сработват детекторите за време на прелитане (TOF) и

електромагнитния калориметър (ECAL), осигурявайки бърз тригерен сигнал. Това означава, че ще бъдат записани само тези събития, които предизвикват сигнали, съответстващи на частица със заряд $Z \geq 1$, в поне три от четирите TOF детекторни равнини, и които същевременно депозират значителна енергия в калориметъра.

2. Експериментална задача

Авторът на настоящата дипломна работа е включен към работата на групата по неутринна физика и високоенергетични космични лъчи, която е член на колаборацията AMS. Поради взетото от колаборацията решение за надграждане на детектора, една от задачите на групата е да анализира отклика на надградения спектрометър на сигнали от процеси на аниhilация на неутрино, и ефективността за детектиране на такива събития. За целта, като първа стъпка е предприето извършване на симулация на целия процес, обхващащ всички етапи от попадането на антидеутрони в детектора до отделяне на сигнала от фона.

На автора на представената магистърска дипломна работа е зададена следната задача:

Провеждане на симулация на процеса на детектиране на попаднали върху спектрометъра антидеутрони с енергии в диапазон, обхващащ тези на сигнала и фона.

Задачата включва:

- Проверка на работата на софтуера, който е допълнен с част, описваща надградения детектор AMS;
- Симулиране на статистика при първо тригерно ниво $LVL1$;
- Построяване и анализ на разпределенията по скоростта β на първичните и вторичните антидеутрони, измерена в детекторите TOF и RICH.

2.1. Симулация на процеса на детектиране на антидеутрони

Симулацията е извършена със софтуера на колаборацията AMS. Първата стъпка е подготвянето на специален .job файл, съдържащ споменатите по-рано datacards, които съдържат набор от променливи, дефинирани в софтуера на AMS. В него се задава вида на падащата върху детектора частица, броя събития, периода, за който се извършва симулацията (и свързаните с него орбитални, ориентационни и други технически параметри), версията на софтуера (.exe файлове и .c кодове) и др.

Резултатът от симулацията представлява .root файл, структуриран на базата на ROOT класа TNtuple, и е аналогичен на .root файловете, съдържащи реални експериментални данни. Този .root файл съдържа всички параметри на частиците преди и след реконструкцията, които са необходими за извършването на предвидения анализ.

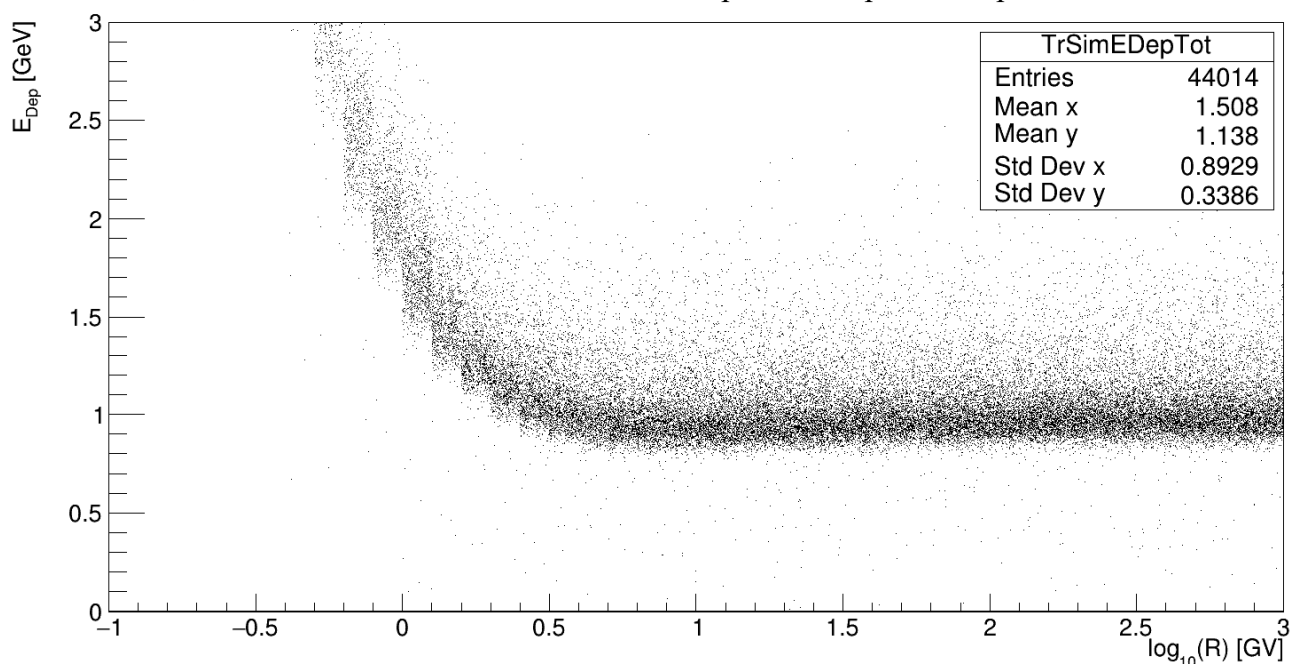
На следващ етап върху симулираната статистика се налага предварителна селекция, дефинираща понятието „стандартна (нормална) AMS частица“, която отговаря на следните критерии:

- Поне една реконструирана следа в силициевия тракер – ако това условие е изпълнено, то тогава за частицата може да се определи rigidity $R = p/Z$;
- Поне една реконструирана следа в TRD;
- Измерена скорост на частицата $\beta > 0$;
- Реконструиран заряд $|Z| = 1$.

2.2. Резултати от симулацията

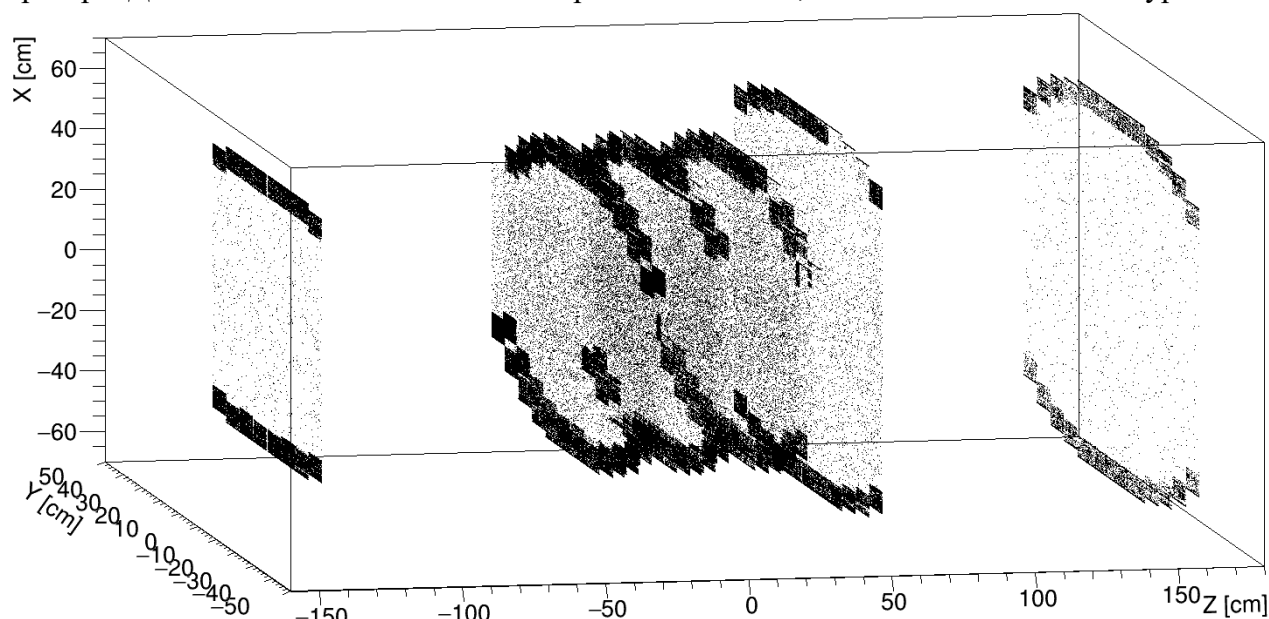
Извършена е симулация на 280 000 падащи върху детектора антидеутрони, в импулсен диапазон от 0.2 до 1000 GeV/c.

Пълната енергия, която антидеутроните депозират в слоевете на силициевия тракер, като функция на R, е дадена на Фигура П.2.1. Резултатът съвпада с този от симулациите на енергетичните загуби на антидеутрони в силиций, проведени от групата с друг софтуер, което показва, че допълненият AMS код е написан прецизно и работи вярно.



Фиг. П.2.2. Пълна депозирана в слоевете на тракера енергия (дадена в GeV) като функция на величината rigidity R (дадена в GV)

На Фигура П.2.2 е показано тримерното разпределение по координати на регистрираните от силициевия тракер събития. Ясно се различават отделните слоеве на тракера. Добавеният нов слой L0 се намира на $Z = 170$ cm, както е показано на Фигура П.1.10.

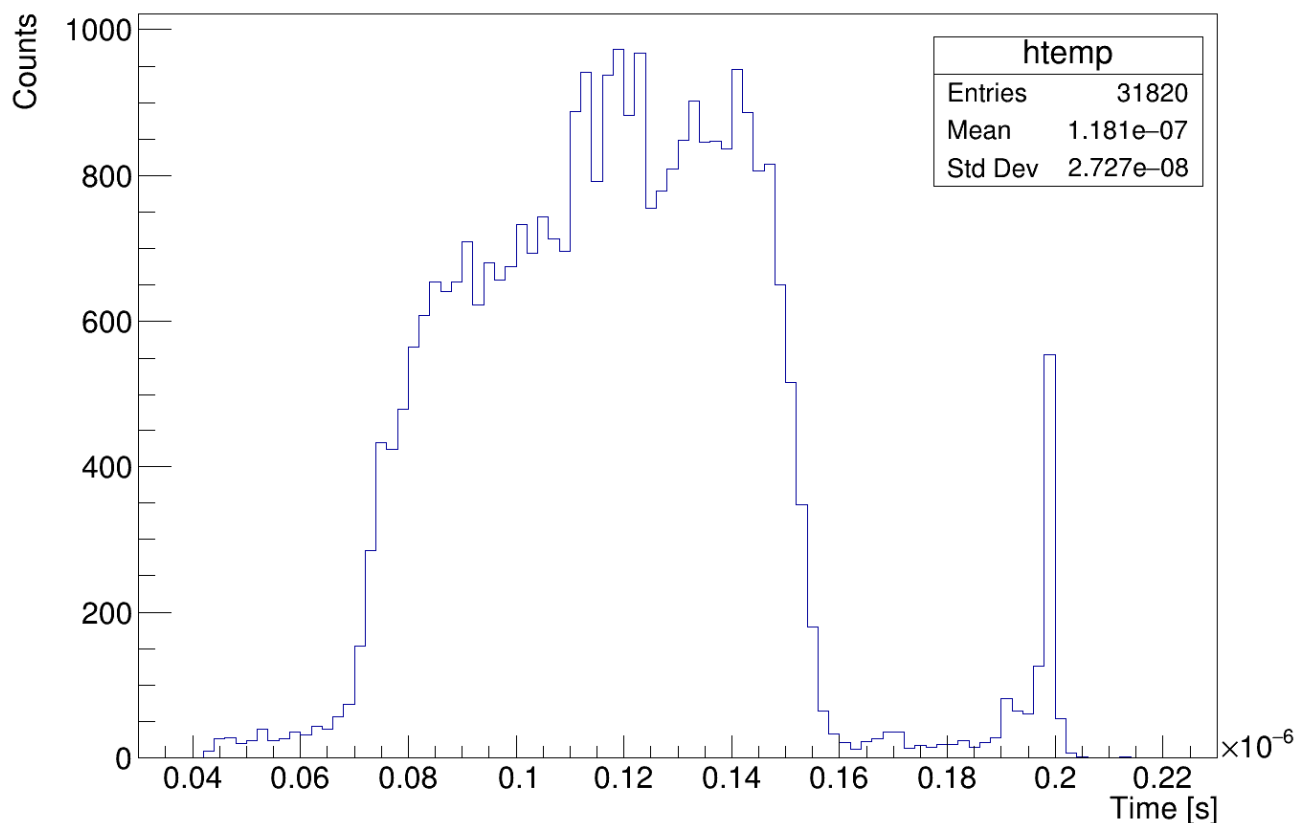


Фиг. П.2.2. Тримерно разпределение по координати на детектираните събития от преминаващи през слоевете на тракера антидеутрони

През тракера преминават както частици, които се движат „нагоре“ (по положителна посока на оста Z), така и такива, които се движат „надолу“. Различният брой събития в различните слоеве се дължи на факта, че не всички преминаващи през детектора частици преминават през всички слоеве на тракера. Събитията са най-много към средата на детектора, в слоевете, намиращи се във вътрешността на магнита (L2-L8). Тъй като не всички частици влизат в детектора под ъгли, позволяващи те да бъдат насочени от магнитното поле по траектории, които минават през цялата дължина на детектора, по-малък брой от детектираните събития се фитират успешно и се асоцират с пълна реконструирана следа на частицата.

Съгласно редица публикации и собствени симулации с пакета USINE, представени в бакалавърската дипломна работа на автора, антидеутронният сигнал от първичен произход се очаква да бъде детектируем при енергии под 1-1.5 GeV/n. В AMS-02 спектрометъра измерването на скоростта β на частицата се осигурява от детектора за време на прелитане TOF и пръстеновидния черенковски детектор RICH, в два допълващи се енергетични диапазона. Нискоенергетичният диапазон се покрива от TOF детектора, а RICH започва да работи за частици със скорост $\beta > 0.75$, каквито са скоростите на вторичните антидеутрони.

TOF детекторната система се състои от четири детекторни равнини, две от които се намират над магнита, и две под него, както е показано на Фигура II.1.3. Всяка равнина се състои от осем или десет сцинтилационни детектора, всеки от които е оборудван с две или три фотомножителя от всяка страна. С TOF може да се направи реконструкция на скоростта на частицата чрез измерване на времето t , за което тя изминава пътя между горната и долната детекторна равнина. Реконструираното време на антидеутроните, попаднали в TOF детектора, е показано на Фигура II.2.3.

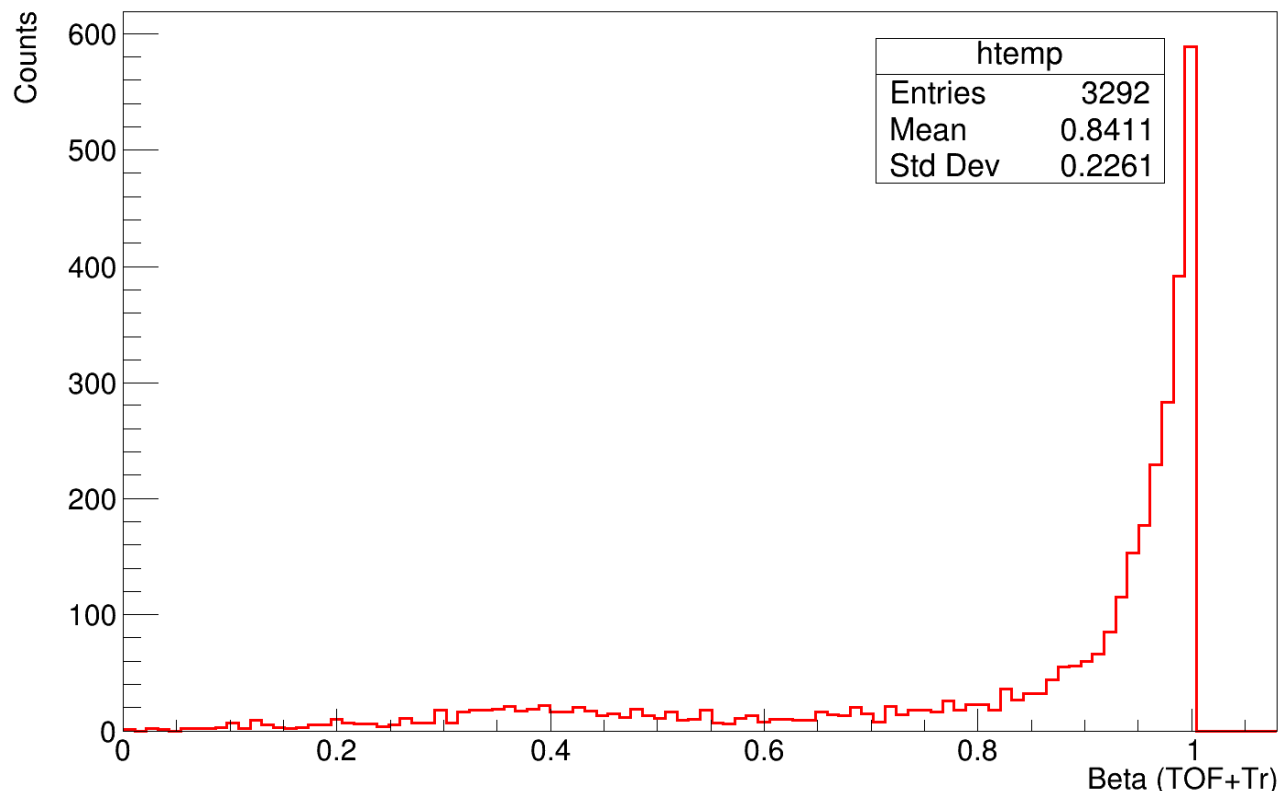


Фиг. II.2.3. Разпределение по време на прелитане през TOF (в секунди)

Скоростта β се определя по зависимостта

$$\beta = \Delta s / ct, \quad (\text{II.2.1})$$

където $\Delta s = L / \cos \theta$ е дължината на пътя, който частицата изминава, L е разстоянието между горната и долната детекторна равнина, а θ е ъгъла на закривяване на траекторията на частицата. Разпределението по реконструираната скорост на антидеутроните, получена чрез данни от TOF и тракера, е показано на Фигура II.2.4.



Фиг. II.2.4. Разпределение на частиците по скорост β

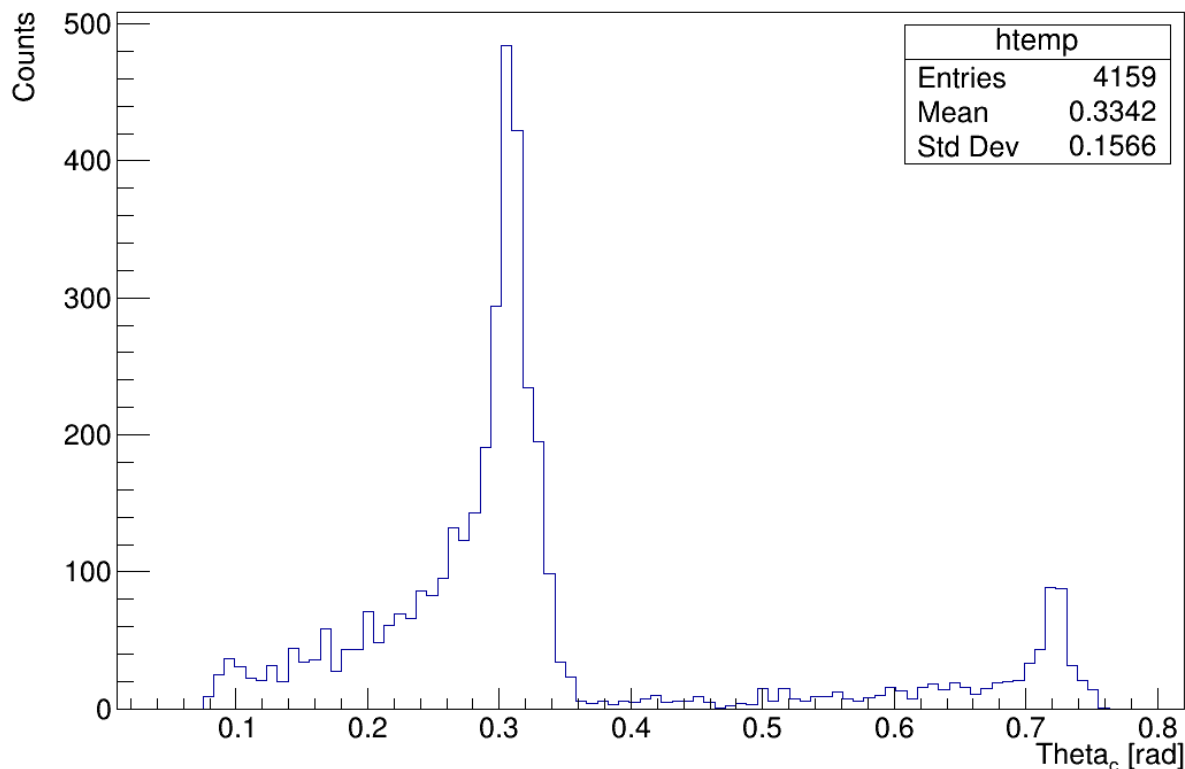
Пръстеновидният черенковски детектор RICH се намира под двете долни детекторни равнини на TOF. Състои се от два диелектрични радиатора, коничен рефлектор, и фотодетекторна равнина, както е показано на Фигура II.1.3. Централният радиатор се състои от 16 плочки NaF с показател на пречупване $n = 1.33$. Те са обградени от втория радиатор – 92 плочки от аерогел с показател на пречупване $n = 1.05$. Това позволява да се детектират частици със скорост $\beta > 0.75$, преминаващи през NaF радиатора, и $\beta > 0.953$ през аерогеловия радиатор. Обемът за разпространение е обграден от високоотражателно огледало и продължава 470 mm надолу до фотодетекторната равнина, която се състои от 10 880 фотоумножители.

В радиаторите се индуцира Черенковско лъчение, предизвикано от преминаването на заредена частица със скорост, по-висока от скоростта на светлината в тях. Фотоните се разпространяват през обема на детектора и попадат върху фотодетекторната равнина. Детектирът измерва Черенковския ъгъл θ_c а чрез него, посредством връзката

$$\begin{aligned} \theta_c &= \arccos(1/\beta n) \\ \beta &= 1/n \cos \theta_c, \end{aligned} \quad (\text{II.2.2})$$

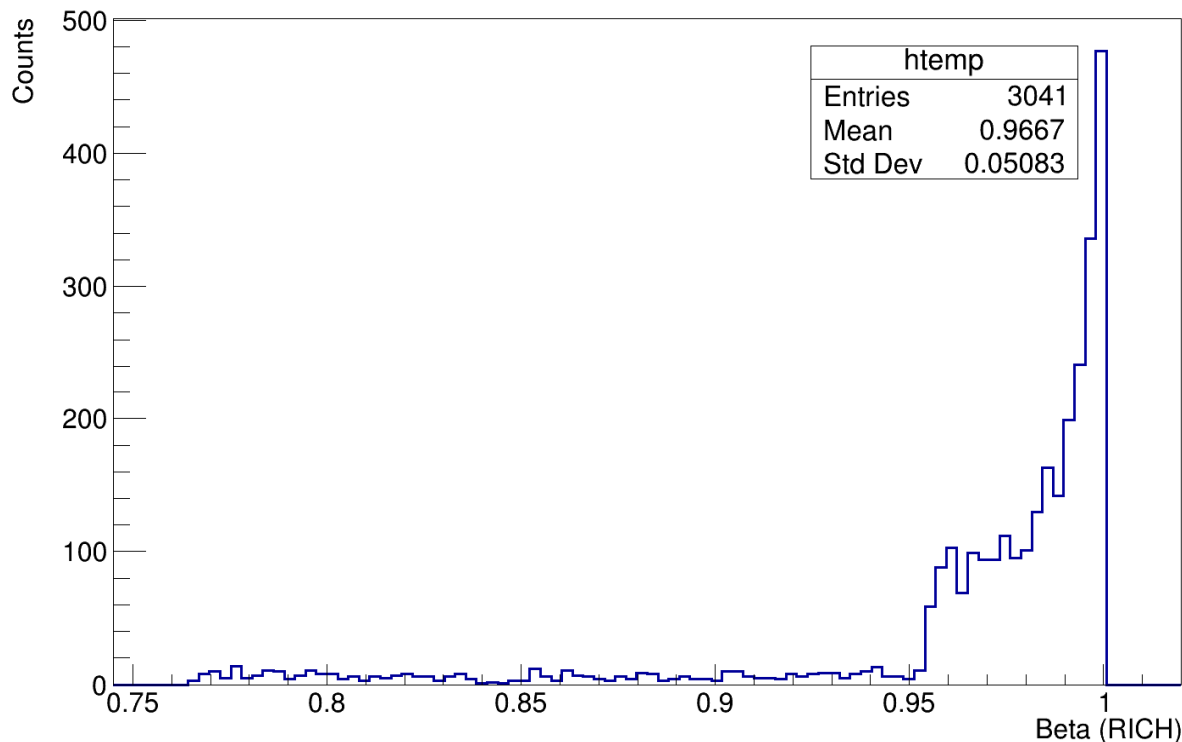
където n е показателя на пречупване на радиатора, се определя скоростта на попадналата частица.

Разпределението по реконструирания Черенковски ъгъл е показано на Фигура II.2.5,



Фиг. II.2.5. Разпределение по реконструиран Черенковски ъгъл θ_c

а разпределението по реконструираната скорост β от RICH е показано на Фигура II.2.6.



Фиг. II.2.6. Разпределение на частиците по реконструирана скорост β

Както се вижда от разпределенията по реконструиранияте скорости в TOF и RICH, двата детектора, макар и с различна разделителна способност, перфектно покриват енергетичния диапазон на потоците първични и вторични антидеутрони.

2.3. Изводи и заключение

В настоящата дипломна работа са представени резултатите от проведена симулация на 280 000 събития антидеутрони, падащи върху спектрометъра AMS, с импулси от 0.2 до 1000 GeV/c, при първо (основно) тригерно ниво LVL1. Построени са различни разпределения и е направен предварителен анализ на реконструираната скорост β на първичните и вторичните антидеутрони, измерена в детекторите TOF и RICH.

Анализът показва, че симулацията е проведена коректно. Вижда се, че след наложената предварителна селекция остава немалък брой антидеутрони. Селектираната статистика обаче трябва да бъде подложена на допълнителни условия за отбор, като например: критерии за отстраняване на фона, след симулиране и на други фонове частици (каквито са протоните, деутроните и електроните); критерии за отстраняване на събитията, пораждащи вторични частици (частици, породени в следствие на различни взаимодействия в детектора); и други критерии, за да може прецизно да се определи геометричната ефективност на надградения AMS детектор. Изброените и други задачи са предвидени за изпълнение в следващите месеци, а резултатите от тях са важни за оптимизиране на работата на спектрометъра през следващите десет години. Основният извод, който може да се направи от този първоначален анализ е, че детектирането на суперсиметричното неутралино (ако такова съществува) с новата конфигурация на AMS-02 е напълно постижимо.

БИБЛИОГРАФИЯ

1. **Dark Matter**, <https://home.cern/science/physics/dark-matter>, 2021 г.
2. C. Copi, D. Schramm, M. Turner, **Big-Bang Nucleosynthesis and the Baryon Density of the Universe**, Science 267, p.192–199, 1995 г.
3. D. Smart, M. Shea, **Galactic Cosmic Radiation and Solar Energetic Particles**, Handbook on Geophysics, 1985 г.
4. K. Ferriere, **The Interstellar Environment of our Galaxy**, arXiv:astro-ph/0106359v1, 2001 г.
5. A. Strong, I. Moskalenko, V. Ptuskin, **Cosmic-Ray Propagation and Interactions in the Galaxy**, Annual Review of Nuclear and Particle Science 57, p285–327, 2007 г.
6. D. Maurin, **USINE Documentation (Release version 3.5)**, Universit'e Grenoble-Alpes, 2019 г.
7. F. Boulanger, [...], J. Wang, **IMAGINE: A comprehensive view of the interstellar medium, Galactic magnetic fields and cosmic rays**, 2018 г.
8. M. Haverkorn, **Magnetic Fields in the Milky Way**, arXiv:1406.0283v1, 2014 г.
9. J. Han, **New knowledge of the Galactic magnetic fields**, arXiv:0901.0040v1, 2008 г.
10. M. Drees, **An Introduction to Supersymmetry**, arXiv:hep-ph/9611409v1, 1996 г.
11. S. Martin, **A Supersymmetry Primer**, arXiv:hep-ph/9709356v5, 2008 г.
12. M. Cannoni, **Exact theory of freeze-out**, The European Physical Journal c75, p106, 2015 г.
13. G. Bertone, D. Hooper, J. Silk, **Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints**, arXiv:hep-ph/0404175v2, 2004 г.
14. **The Alpha Magnetic Spectrometer – AMS-02**, <https://ams.nasa.gov/>, 2021 г.
15. M. Aguilar, [...], P. Zuccon, **The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the international space station: Part II – Results from the first seven years**, Physics Reports Volume 894, p.1-116, 2021 г.
16. M. Aguilar et al. (AMS Collaboration), **Properties of Cosmic Helium Isotopes Measured by the Alpha Magnetic Spectrometer**, Phys. Rev. Lett. 122, 181102, 2019 г.
17. P. Lipari, **Interpretation of the cosmic ray positron and antiproton fluxes**, Phys.Rev. D 95, 063009, 2017 г.
18. R. Cowsik, B. Burch, T. Madziwa-Nussinov, **The Origin of the Spectral Intensities of Cosmic-ray Positrons**, Astrophys. J. 786, p.124, 2014 г.
19. K. Blum, B. Katz, E. Waxman, **AMS02 results support the secondary origin of cosmic ray positrons**, Phys. Rev. Lett. 111 211101, 2013 г.
20. P. D. Serpico, **Astrophysical models for the origin of the positron "excess"**, Astropart. Phys. 39-40, p.2, 2012 г.

21. T. Linden, S. Profumo, **Probing the Pulsar Origin of the Anomalous Positron Fraction with AMS-02 and Atmospheric Cherenkov Telescopes**, arXiv:1304.1791v2, 2013 г.
22. M. Kachelriess, A. Neronov, D. V. Semikoz, **Cosmic ray signatures of a 2-3 Myr old local supernova**, arXiv:1710.02321v2, 2018 г.
23. D. Hooper, P. Blasi, P. D. Serpico, **Pulsars as the Sources of High Energy Cosmic Ray Positrons**, arXiv:0810.1527v2, 2009 г.
24. M. S. Turner, F. Wilczek, **Positron line radiation as a signature of particle dark matter in the halo**, Phys. Rev. D 42, p.1001, 1990 г.
25. H. Cheng, J. Feng, K. Matchev, **Kaluza-Klein Dark Matter**, Phys. Rev. Lett 89, 211301, 2002 г.
26. G. Kane, R. Lu, S. Watson, **PAMELA satellite data as a signal of non-thermal wino LSP dark matter**, Physics Letters B, Volume 681, Issue 2, 26, Pages 151-160, 2009 г.
27. C. Chen, C. Chiang, T. Nomura, **Dark matter for excess of AMS-02 positrons and antiprotons**, arXiv:1504.07848v2, 2015 г.
28. Y. Bay, I Berger, S. Lu, **Supersymmetric resonant dark matter: A thermal model for the AMS-02 positron excess**, Phys. Rev. D 97, 115012, 2018 г.
29. J. Kopp, **Constraints on dark matter annihilation from AMS-02 results**, Phys. Rev.D 88, 076013, 2013 г.
30. M. Aguillar et al. (AMS Collaboration), **Antiproton Flux, Antiproton-to-Proton Flux Ratio, and Properties of Elementary Particle Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station**, Phys. Rev. Lett. 117, 091103, 2016 г.
31. K. Hamaguchi, T. Moroi, K. Nakayama, **AMS-02 antiprotons from annihilating or decaying dark matter**, Physics Letters B, Volume 747, 30 July 2015, Pages 523-528, 2015
32. Y.-H. Chen, K. Cheung, P.-Y. Tseng, **Dark Matter with multi-annihilation channels and AMS-02 positron excess and antiproton**, arXiv:1505.00134v2, 2016 г.
33. P. Lipari, Phys.Rev. D 95, **Interpretation of the cosmic ray positron and antiproton fluxes**, 063009, 2017 г.
34. F. Donato, N. Fornengo and P. Salati, **Antideuterons as a signature of supersymmetric dark matter**, Phys. ReV. D 62 043003, 2000 г.
35. V. Choutko, A. Egorov, A. Eline, B. Shan, **Offline Software Management of the AMS experiment**, EPJ Web of Conferences 245, 05033, 2020 г.
36. A. Basili, V. Bindi, D. Casadei, G. Castellini, A. Contin, A. Kounine, M. Lolli, F. Palmonari, L. Quadrani, **The TOF-ACC flight electronics for the fast trigger and time of flight of the AMS-02 Cosmic Ray Spectrometer**, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A - Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment, 2013 г.