

**Instytut Fizyki Jądrowej
im. Henryka Niewodniczańskiego
Polskiej Akademii Nauk
ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków**

www.ifj.edu.pl/badania/publikacje

Kraków 2019

Nowoczesne techniki detekcji promieni kosmicznych ultra-wysokich energii

Jarosław Stasielak
rozprawa habilitacyjna

Wydano nakładem Instytutu Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego
Polskiej Akademii Nauk
Kraków 2019

Recenzent: prof. dr hab. Henryk Wilczyński

ISBN 978-83-63542-03-0

Rodzicom

Streszczenie

Badania nad promieniami kosmicznymi ultra-wysokich energii, powyżej 10^{18} eV, prowadzone są przy użyciu olbrzymich detektorów naziemnych rejestrujących wielkie pęki atmosferyczne (kaskady cząstek wtórnych) indukowane przez cząstki promieniowania kosmicznego w atmosferze. W ciągu ostatnich lat badania te doprowadziły do znacznego postępu w zrozumieniu promieni kosmicznych. Pomimo tego uzyskane wyniki wciąż nie pozwalają na wyznaczenie źródeł tych najbardziej energetycznych cząstek jakie znamy we Wszechświecie, czy na wyjaśnienie natury obserwowanego stłumienia widma promieni kosmicznych przy energiach większych niż 4×10^{19} eV. Wyjaśnienie tych zagadnień jest jednym z najważniejszych celów współczesnej astrofizyki. Jednocześnie te same wyniki wskazują, że dalsze postępy w badaniach nad promieniami kosmicznymi ultra-wysokich energii wymagają zwiększenia możliwości pomiarowych detektorów. Wynika stąd szczególnie potrzeba poszukiwania nowych rozwiązań eksperymentalnych umożliwiających poprawienie dokładności pomiarów wielkich pęków, przy jednoczesnej redukcji kosztów budowy i obsługi detektorów. Praca ta poświęcona jest tym zagadnieniom. Przedstawiono w niej nowoczesne techniki detekcji promieni kosmicznych ultra-wysokich energii, zarówno klasyczne dobrze sprawdzone metody, jak również i nową, radiową metodę detekcji, intensywnie rozwijaną w ciągu ostatniej dekady, z którą obecnie wiąże się duże nadzieje. Omówione zostały również poszukiwania alternatywnych metod na przykładzie prac związanych z technikami mikrofalowej i radarowej detekcji wielkich pęków. Przedstawiono również główne cele i plany rozbudowy największego detektora promieni kosmicznych ultra-wysokich energii jakim jest Obserwatorium Pierre Auger.

Abstract

Studies on ultra-high energy cosmic rays, those exceeding energy 10^{18} eV, are conducted with giant ground-based detectors recording extensive air showers (cascades of secondary particles) induced by cosmic ray particles in the atmosphere. Over recent years, these studies have dramatically advanced our understanding of ultra-high energy cosmic rays. Nevertheless, the results obtained so far neither allow us to determine the sources of these most energetic particles we know in the Universe nor to explain the origin of the observed cosmic ray flux suppression above 4×10^{19} eV. The explanation of these puzzles is one of the most important goals of modern astrophysics. At the same time, the results obtained indicate that further advances in research on ultra-high energy cosmic rays require improving measuring capabilities of detectors. Therefore, there is a special need to search for new experimental solutions to improve the accuracy of measurements of extensive air showers, while reducing the costs of construction and operation of detectors. This work is dedicated to these issues. It presents modern techniques for the detection of ultra-high energy cosmic rays, both classic well-proven methods as well as the new radio detection method, intensively developed over the last decade, which is currently considered the most promising technique. As examples of works on alternative methods of extensive air shower detection, the microwave and radar detection techniques are discussed. Also presented are the main goals and plans for the upgrade of the Pierre Auger Observatory – the largest detector of ultra-high energy rays.

Spis treści

1	Wstęp	3
2	Promienie kosmiczne ultra-wysokich energii	5
2.1	Źródła	5
2.2	Wielkie pęki atmosferyczne	8
2.2.1	Fizyka wielkich pęków	8
2.2.2	Detekcja	14
2.3	Propagacja promieni kosmicznych – efekt GZK	16
2.4	Własności promieni kosmicznych ultra-wysokich energii	21
2.4.1	Widmo energii	21
2.4.2	Skład masowy	25
2.4.3	Górne ograniczenia na strumienie fotonów i neutrin	32
2.4.4	Rozkład kierunków przylotu promieni kosmicznych – korelacje z potencjalnymi źródłami, anizotropia dipolowa	34
2.5	Wielkie pęki atmosferyczne a fizyka oddziaływań hadronowych	38
2.6	Astrofizyczna interpretacja wyników obserwacji promieni kosmicznych ultra-wysokich energii	41
3	Metody detekcji wielkich pęków atmosferycznych	48
3.1	Uwagi ogólne	48
3.2	Metody klasyczne	49
3.2.1	Sieci detektorów powierzchniowych	49
3.2.2	Detektory fluorescencyjne	55
3.2.3	Detekcja hybrydowa	64
3.3	Detektory radiowe	69
3.3.1	Przegląd eksperymentów radiowych	69
3.3.2	Mechanizmy emisji radiowej	72
3.3.3	Efekty propagacji	78
3.3.4	Modelowanie sygnału radiowego	79
3.3.5	Analiza danych i rekonstrukcja pęków	88
3.4	Detekcja mikrofalowa	99
3.4.1	Wprowadzenie	99
3.4.2	Eksperyment CROME	100
3.4.3	Inne eksperymenty mikrofalowe – podsumowanie wyników	109
3.5	Detekcja radarowa	110
3.5.1	Wprowadzenie	110
3.5.2	Plazma wytwarzana przez wielkie pęki atmosferyczne	112

3.5.3	Analiza odbić radarowych	120
3.5.4	Wnioski	128
4	Zastosowanie nowoczesnych metod detekcji promieni kosmicznych – Obserwatorium Pierre Auger	130
4.1	Obserwatorium Pierre Auger	130
4.2	Rozbudowa Obserwatorium Pierre Auger – projekt AugerPrime	135
4.3	Wydłużenie czasu pracy detektora fluorescencyjnego w ramach projektu AugerPrime	138
5	Podsumowanie	150
	Literatura	159

1 Wstęp

Terminem „promienie kosmiczne” (lub zamiennie „promieniowanie kosmiczne”) określa się cząstki przybywające do Ziemi z otaczającej ją przestrzeni kosmicznej. W ich skład wchodzi głównie jądra atomowe. Zakres energii tych cząstek rozciąga się na wiele rzędów wielkości, od energii około 10^7 eV, aż do najwyższych dotychczas zaobserwowanych energii przekraczających 10^{20} eV. Szczególnie interesujące są promienie kosmiczne ultra-wysokich energii (powyżej $1 \text{ EeV} = 10^{18}$ eV), które są cząstkami o najwyższych energiach, jakie znamy we Wszechświecie. Ich obserwacja daje nam możliwość badania zjawisk zachodzących przy energiach znacznie większych niż energie osiągnane w największych ziemskich akceleratorach.

Promienie kosmiczne ultra-wysokich energii są zjawiskiem niezwykle rzadkim. O ile przy energiach rzędu 1 EeV na Ziemię pada około dziesięciu cząstek na km^2 na rok, to strumień cząstek o energiach większych niż 100 EeV maleje już do mniej niż jednej cząstki na km^2 na tysiąclecie. Czyni to ich bezpośrednią obserwację niepraktyczną: ponieważ taka obserwacja wymagałaby wyniesienia detektora powyżej atmosfery ziemskiej, jego rozmiary byłyby zbyt małe aby rejestrować statystycznie znaczącą liczbę tych cząstek. Detekcja promieni kosmicznych ultra-wysokich energii możliwa jest tylko w sposób pośredni poprzez obserwacje kaskad cząstek wtórnych, czyli tak zwanych wielkich pęków, wytworzonych w atmosferze przez pierwotne cząstki promieniowania kosmicznego. Wielki pęk atmosferyczny przybiera formę zbliżoną do cienkiego dysku poruszającego się w kierunku powierzchni ziemi z prędkością bliską prędkości światła. Największe pęki (inicjowane przez cząstki pierwotne o energiach rzędu 100 EeV) w maksimum swojego rozwoju zawierają ponad 10^{11} cząstek pokrywających obszar przekraczający 10 km^2 . Do detekcji wielkich pęków atmosferycznych niezbędna jest sieć detektorów rozmieszczonych na ogromnym obszarze. Obecnie największymi tego typu sieciami są Obserwatorium Pierre Auger (Auger) [1, 2], ulokowane na argentyńskiej pampie, rozciągające się na powierzchni ponad 3000 km^2 oraz Telescope Array (TA) [3] w USA zajmujące około 700 km^2 .

Badania nad promieniami kosmicznymi ultra-wysokich energii, prowadzone za pomocą wielkich detektorów naziemnych, doprowadziły w ciągu ostatnich lat do dużego postępu w ich zrozumieniu. Jednakże uzyskane wyniki wciąż nie pozwalają na wyznaczenie źródeł tych cząstek, czy wyjaśnienie natury obserwowanego stłumienia widma promieni kosmicznych przy energiach większych niż 40 EeV . Ponadto modele oddziaływań hadronowych stosowane do opisu rozwoju wielkich pęków mają duże trudności z odtworzeniem mierzonej liczby mionów w pękach. Po prawie stu latach od odkrycia promieni kosmicznych ultra-wysokich energii, nadal stanowią one jedną z największych zagadek współczesnej astrofizyki. Wskazuje to na potrzebę kontynuowania badań nad nimi. Jednocześnie dalszy postęp nie jest możliwy przez zwykłe zwiększenie statystyki mierzo-

nych pęków poprzez kontynuację obserwacji za pomocą obecnie działających detektorów. Wynika stąd szczególna potrzeba poszukiwania nowych rozwiązań eksperymentalnych umożliwiających poprawienie dokładności pomiarów pęków, przy jednoczesnej redukcji kosztów budowy i obsługi detektora. Kluczowe jest tutaj zwiększenie dokładności pomiarów składu masowego, energii oraz składowej mionowej (μ^\pm) pęków. Można tego dokonać między innymi przez polepszenie zdolności separacji sygnałów pochodzących od mionów i składowej elektromagnetycznej (e^\pm , γ) wielkich pęków. W tym celu konieczna jest rozbudowa istniejących detektorów. Taka modernizacja, w której autor bierze udział, została już rozpoczęta w Obserwatorium Pierre Auger.

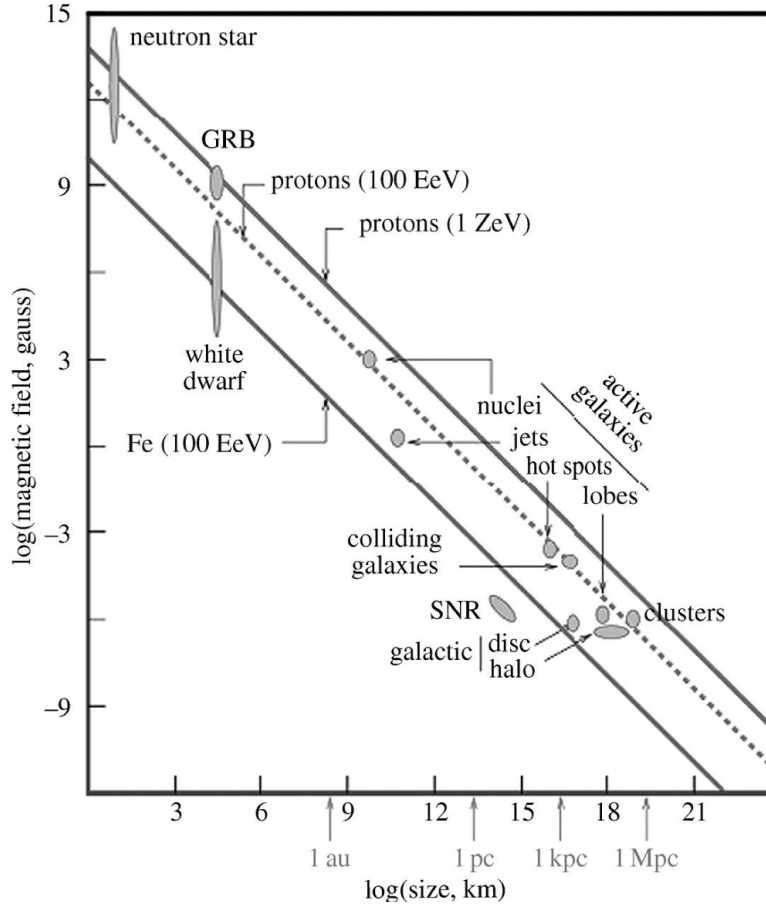
Praca ta poświęcona jest nowoczesnym technikom detekcji promieni kosmicznych ultra-wysokich energii. Jest to temat szczególnie istotny w kontekście wyzwań stojących obecnie przed badaniami tych cząstek i związanej z tym potrzeby coraz dokładniejszych pomiarów wielkich pęków, przy jednoczesnym ograniczaniu kosztów olbrzymich detektorów służących do ich obserwacji. W rozdziale 2 przedstawione są najnowsze rezultaty badań nad promieniowaniem kosmicznym ultra-wysokich energii, w szczególności nad ich składem masowym, widmem, obciążeniem tego widma przy najwyższych energiach i jego możliwych interpretacjach, jak również poszukiwaniem źródeł promieni kosmicznych. Omówione są również zagadnienia związane z propagacją tych cząstek przez przestrzeń kosmiczną (utrata energii w wyniku efektu GZK), rozwojem wielkich pęków w atmosferze, trudnościami w modelowaniu oddziaływań hadronowych, przy energiach charakterystycznych dla cząstek wchodzących w skład pęków oraz związanym z tym deficytem mionów (obserwuje się więcej mionów niż przewidują symulacje). Rozdział 3 poświęcony jest nowoczesnym technikom detekcji promieni kosmicznych ultra-wysokich energii, zarówno klasycznym dobrze sprawdzonym metodom stosowanym z powodzeniem od wielu lat (technika fluorescencyjna, sieci detektorów powierzchniowych, technika hybrydowa, łącząca obie te metody), jak również gwałtownie rozwijanej w ostatniej dekadzie technice radiowej, z którą wiąże się obecnie dużo nadziei. Omówione zostały również poszukiwania alternatywnych metod detekcji pęków na przykładzie prac związanych z technikami mikrofalowej i radarowej detekcji. Z kolei rozdział 4 poświęcony jest rozbudowie Obserwatorium Pierre Auger (projektowi AugerPrime), a w szczególności planom wydłużenia czasu pracy detektora fluorescencyjnego. Rozprawa zakończona jest krótkim podsumowaniem (rozdział 5).

2 Promienie kosmiczne ultra-wysokich energii

2.1 Źródła

Pochodzenie promieni kosmicznych ultra-wysokich energii jest jedną z największych zagadek współczesnej astrofizyki. To właśnie wykrycie ich źródeł jest jednym z głównych celów badań poświęconych tym cząstkom. Powszechnie uznawany mechanizm, teoretycznie pozwalający na przyspieszanie cząstek do tak gigantycznych energii, został zaproponowany przez Fermiego [6]. Polega on na wykorzystaniu energii związanej z makroskopowym ruchem obiektów do przyspieszania cząstek poprzez ich oddziaływania z niejednorodnościami pola magnetycznego. Jeżeli w pewnym obszarze przestrzeni kosmicznej obecne są poruszające się obłoki plazmy posiadające własne niejednorodne pola magnetyczne (tzw. zwierciadła magnetyczne), to cząstki naładowane trafiając na te obłoki w sposób przypadkowy, będą się od nich odbijać. Prawdopodobieństwo zderzenia czołowego, kiedy to cząstki zyskują energię, jest przy tym większe niż odbicia od tyłu (następuje wtedy utrata energii). W wyniku takich stochastycznych, wielokrotnych odbić, cząstki będą zyskiwać energię. Warunkiem koniecznym jest przy tym mała gęstość ośrodka, ponieważ częste kolizje z otaczającymi cząstkami prowadziłyby do znacznych strat energii przyspieszanej cząstki. Średnia zmiana energii przy każdym odbiciu jest proporcjonalna do energii cząstki E oraz do kwadratu prędkości zwierciadeł magnetycznych β^2 , gdzie β jest mierzona w jednostkach prędkości światła. Taki proces nazywamy procesem Fermiego drugiego rzędu. Z bardziej efektywnym przyspieszaniem mamy do czynienia w falach uderzeniowych (tzw. szokach) rozchodzących się w turbulentnym ośrodku [7], kiedy to cząstki zyskują energię przy każdym przejściu przez obszar szoku, a średni zysk energii jest proporcjonalny do prędkości fali uderzeniowej β [9]. Jest to tzw. proces Fermiego pierwszego rzędu. Kluczowym elementem w obu wymienionych procesach jest uwięzienie cząstek w obszarze przyspieszania przez pole magnetyczne, które ugina trajektorię cząstek. Prawdopodobieństwo ucieczki rośnie w miarę osiągania coraz wyższych energii przez cząstki. Prowadzi to do potężowego widma energii cząstek u źródeł, tj. $J(E) \propto E^{-\gamma}$. W przypadku procesu Fermiego pierwszego rzędu indeks spektralny γ ma wartość $\gamma \geq 2$.

Każdy akcelerator kosmiczny, działający w oparciu o mechanizm Fermiego, ma naturalną granicę energii, do której cząstki mogą być przyspieszane, związaną z jego rozciągłością przestrzenną L i polem magnetycznym B . Cząstka o ładunku Z jest przyspieszana w takim obiekcie tak długo jak długo pozostaje uwięziona przez pole magnetyczne. Jednakże wraz ze wzrostem jej energii rośnie również promień Larmora, który przy pewnej energii E_{\max} staje się większy od rozmiarów rozpatrywanego obiektu L i cząstka ucieka. Energia E_{\max} jest maksymalną energią, do której dane źródło jest w stanie przyspieszać cząstki. Czasami do opisu wydajności źródeł zamiast energii E_{\max} stosuje się



Rysunek 1: Typowe rozmiary i wartości pól magnetycznych potencjalnych źródeł promieni kosmicznych. Ukośne linie przedstawiają, zgodnie ze wzorem (1), dolne granice parametrów źródeł wystarczających do przyspieszenia jąder żelaza i protonów do energii 100 EeV = 10²⁰ eV oraz protonów do 1 ZeV = 10²¹ eV [10].

tw. maksymalną sztywność magnetyczną $R_{\text{cut}} = E_{\text{max}}/Z$, która jest niezależna od ładunku cząstki Z . W przybliżeniu jest ona równa

$$R_{\text{cut}} \approx \beta \left(\frac{L}{\text{kpc}} \right) \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right) [\text{EeV}]. \quad (1)$$

W rzeczywistości maksymalna energia E_{max} może być dodatkowo ograniczona przez zbyt krótki czas przyspieszania cząstek lub straty energii związane z emisją synchrotronową w silnych polach magnetycznych oraz produkcją cząstek wtórnych.

Rysunek 1 przedstawia rozmiary i pola magnetyczne charakterystyczne dla obiektów astrofizycznych, które są potencjalnymi kandydatami na źródła promieni kosmicznych. Przy pomocy tych danych i wzoru (1) możemy oszacować do jakich maksymalnych energii zdolne są one przyspieszać cząstki. Jak widać z rysunku 1, teoretyczna wydajność

tych obiektów R_{cut} kończy się na energiach rzędu 10^{20} eV. Potencjalnymi źródłami promieni kosmicznych ultra-wysokich energii są aktywne jądra galaktyk (AGN, ang. Active Galactic Nuclei) [11–15], zderzające się galaktyki [16], gromady galaktyk [17], gwiazdy neutronowe [18, 19], czy też źródła błysków gamma [20, 21]. Przyspieszanie cząstek w takich obiektach związane jest z obecnością relatywistycznych (i ultra-relatywistycznych) fal uderzeniowych, wyrzutów materii (dżetów), czy też silnych pól magnetycznych stowarzyszonych z dyskami akrecyjnymi lub wirującymi zwartymi obiektami. Szczególnie interesujące są aktywne jądra galaktyk, których jednym z przedstawicieli jest blazar TXS 0506+056. To właśnie z tego obiektu dosyć niedawno wykryto równoczesną emisję wysokoenergetycznego neutrina (o energii 290 TeV) i promieniowania gamma wysokich energii (\sim kilkaset GeV) [22]. Daje to dodatkową nadzieję, że AGN-y zdolne są również do przyspieszania cząstek do ultra-wysokich energii. Scenariusze, w których pochodzenie promieni kosmicznych ultra-wysokich energii tłumaczy się poprzez przyspieszanie cząstek, o niższych energiach początkowych, w akceleratorach kosmicznych, nazywane są modelami „bottom-up” [23].

Wszystkie wymienione powyżej obiekty mają niewielkie rozmiary kątowe na niebie. Jeżeli pola magnetyczne obecne w przestrzeni kosmicznej odchyłałyby trajektorię emitowanych przez nie cząstek w niewielkim tylko stopniu, to kierunki przylotów promieni kosmicznych powinny się grupować na niebie, wskazując na ich źródła. Jak dotąd, pomimo wielu prób, nie udało się znaleźć zadowalającej korelacji między różnymi klasami obiektów astrofizycznych a kierunkami przylotu promieni kosmicznych o najwyższych obserwowanych energiach. Ich źródła pozostają wciąż tajemnicą.

Pochodzenie promieni kosmicznych ultra-wysokich energii próbowano również wyjaśnić za pomocą egzotycznych procesów takich jak rozpady superciężkich cząstek ciemnej materii [24], czy defektów topologicznych [25]. Modele kosmologiczne przewidują, że ponad 80% materii we Wszechświecie stanowi ciemna materia. Jeżeli składałaby się z superciężkich cząstek o masach powyżej 10^{21} eV i czasem życia znacznie dłuższym niż wiek Wszechświata, to ich rozpad mógłby być źródłem promieni kosmicznych o energiach przekraczających 10^{20} eV. Z kolei rozpad defektów topologicznych powstałych we wczesnej fazie ewolucji Wszechświata (kosmicznych strun, ścian domenowych, wortexów, magnetycznych monopoli, i wielu innych), prowadziłby do produkcji cząstek, z widmem sięgającym nawet energii wielkiej unifikacji ($\sim 10^{24}$ eV). Tę klasę modeli określa się wspólną nazwą modeli „top-down”. Ich charakterystyczną cechą jest produkcja znacznych ilości fotonów i neutrin, które powinny być obserwowane w widmie promieni kosmicznych ultra-wysokich energii. Jak dotąd nie zaobserwowano tych cząstek. Ponadto otrzymane eksperymentalnie górne ograniczenia na strumienie fotonów i neutrin, w tym zakresie energii, wydają się być sprzeczne z przewidywaniami modeli „top-down” (zobacz rozdział 2.4.3).

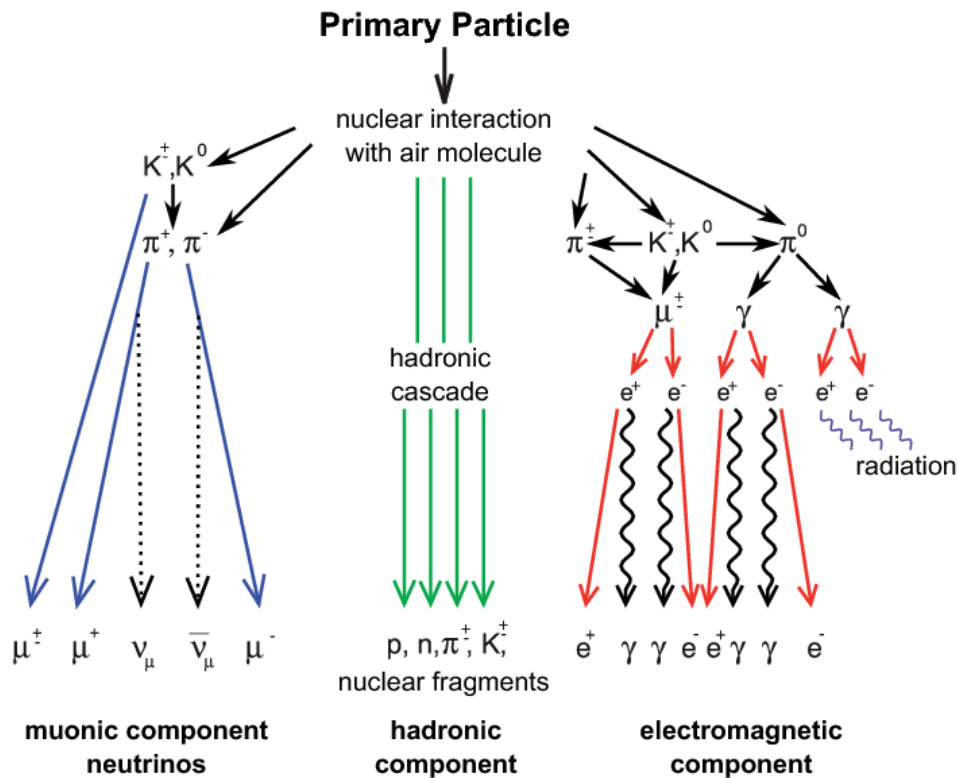
2.2 Wielkie pęki atmosferyczne

2.2.1 Fizyka wielkich pęków

Atmosfera ziemska ma grubość wielokrotnie przekraczającą zarówno drogę radiacyjną, charakteryzującą oddziaływanie wysokoenergetycznych elektronów i fotonów z powietrzem, jak również średnią drogę swobodną na oddziaływanie jądrowe protonu. Chroni to powierzchnię naszej planety przed ciągłym bombardowaniem wysokoenergetycznymi cząstkami promieniowania kosmicznego. Co więcej, oznacza to, że bezpośrednia obserwacja promieni kosmicznych wymaga wyniesienia detektora ponad gęste warstwy atmosfery. Ze względu na bardzo mały strumień cząstek promieniowania kosmicznego ultra-wysokich energii, ich bezpośrednia obserwacja staje się niepraktyczna, a wręcz niemożliwa do zrealizowania. Liczba cząstek zarejestrowanych przez detektor o rozmiarze, który umożliwiłby jego umieszczenie w balonie lub na statku kosmicznym byłaby po prostu zbyt mała.

Promienie kosmiczne wysokich energii, wpadając do atmosfery ziemskiej, wywołują w niej duże kaskady cząstek wtórnych, nazywane wielkimi pękami atmosferycznymi. Zjawisko to wykorzystuje się do pośredniej obserwacji promieni kosmicznych ultra-wysokich energii. Wielki pęk atmosferyczny inicjowany jest przez oddziaływanie jądrowe pierwotnej cząstki promieniowania kosmicznego (protonu lub ciężkiego jądra) z jednym z jąder atomów powietrza. W tym oddziaływaniu, zachodzącym najczęściej w górnych partiach atmosfery (na wysokości $\sim 15 - 35$ km n.p.m.), produkowane są głównie piony (π^\pm, π^0), kaony (K^\pm, K^0) oraz bariony. Unosząc energie cząstki pierwotnej, produkują one w kolejnych oddziaływaniach następne, coraz liczniejsze pokolenia cząstek wtórnych. Można je opisać za pomocą trzech głównych składowych: hadronowej, mionowej oraz elektromagnetycznej. Schematyczne przedstawienie rozwoju wielkiego pęku pokazane jest na rysunku 2. Składowa (kaskada) hadronowa to protony, neutrony, piony, kaony, cząstki α i cięższe jądra powstałe w wyniku rozpadu cząstki pierwotnej oraz dalszych oddziaływań jądrowych jej fragmentów. Spośród tych cząstek naładowane piony (π^\pm) i kaony (K^\pm) ulegają rozpadowi na miony (μ^\pm), tworząc składową mionową, oraz neutrino. Ponieważ miony i neutrino słabo oddziałują z atmosferą i mają dużą szansę na osiągnięcie gruntu nie oddziałując po drodze, praktycznie nie wnoszą żadnego wkładu do rozwoju wielkiego pęku. Z kolei składowa elektromagnetyczna złożona jest z fotonów, elektronów i pozytonów.

Produkcja neutralnego pionu (π^0), bardzo szybko rozpadającego się na dwa fotony, stanowi wydajny mechanizm transferu energii do składowej elektromagnetycznej wielkiego pęku. Składowa ta bardzo szybko zaczyna dominować. Wysokoenergetyczne fotony, z jakimi mamy do czynienia w początkowej fazie rozwoju pęku, konwertują na pary. Powstałe w ten sposób elektrony i pozytony, hamując w polu elektrycznym jąder



Rysunek 2: Schemat przedstawiający rozwój wielkiego pęku [26]. Pierwotna cząstka promieniowania kosmicznego oddziałuje z atmosferą wywołując kaskadę hadronową. Cząstki wtórne rozpadają się, inicjując kaskadę elektromagnetyczną (γ, e^\pm), która jest następnie podtrzymywana przez kolejne rozpad, jak również przez bremsstrahlung i produkcję par. Część rozpadów prowadzi do powstania składowej mionowej (μ^\pm) i neutrin (ν).

powietrza, stają się źródłem kolejnych fotonów. Fotony i elektrony generowane w wyniku powyższych procesów mają energie wystarczające do produkcji kolejnych cząstek, co powoduje lawinowy rozwój kaskady. Rozwój ten trwa do momentu, w którym szybkość utraty energii naładowanych cząstek przez promieniowanie hamowania stanie się mniejsza niż w wyniku jonizacji atmosfery. W tym momencie, więcej cząstek zaczyna być absorbowanych przez atmosferę niż jest wytwarzanych a pęk osiąga swoje maksimum. Stopniowo energia elektronów spada, następuje ich wychwyty przez atmosferę i przestają być częścią wielkiego pęku. Kaskada elektromagnetyczna powoli wygasa. W późnej fazie rozwoju pęku, o ile stadium to zostanie osiągnięte przed dotarciem pęku do powierzchni Ziemi, zaczyna dominować składowa mionowa. Efekt ten można obserwować przy nachylonych pękach, przychodzących z kierunków znajdujących się nisko nad horyzontem, które zanim dotrą do powierzchni Ziemi, pokonują znacznie dłuższą drogę w atmosferze niż pozostałe pęki.

Warto w tym miejscu wspomnieć, że mechanizm powstawania wielkich pęków atmosferycznych inicjowanych przez fotony i neutrina jest nieco odmienny od schematu przedstawionego powyżej, który jest właściwy dla pęków wywołanych przez jądra atomowe. W szczególności, pęki powstałe na skutek oddziaływania fotonu z atmosferą składają się wyłącznie z komponenty (kaskady) elektromagnetycznej. W przypadku neutrina, wielki pęk inicjowany jest przez lepton na który konwertuje neutrino w wyniku oddziaływania (poprzez prądy naładowane) z atmosferą lub skorupą ziemską. W tym samym oddziaływaniu powstają również produkty hadronowe, które unoszą 10-30% pierwotnej energii neutrina. Są one źródłem dodatkowej kaskady cząstek wtórnych. Charakterystyczną cechą pęków wywołanych przez neutrina jest ich kierunek: jesteśmy w stanie zidentyfikować tylko te przychodzące z kierunków znajdujących się nisko nad horyzontem (w przypadku oddziaływania neutrino z atmosferą) lub lecące ku górze (oddziaływanie ν_τ w skorupie ziemskiej [27, 28]). Ponadto maksimum ich rozwoju znajduje się zazwyczaj głęboko w atmosferze (blisko powierzchni Ziemi). Obie powyższe charakterystyki wynikają z bardzo słabego oddziaływania neutrino z materią. Niezależnie od pierwotnego składu promieni kosmicznych, przewiduje się istnienie niewielkiego strumienia tzw. kosmogenicznych fotonów i neutrino ultra-wysokich energii. Powstają one podczas propagacji promieni kosmicznych w ośrodku międzygalaktycznym, a konkretniej w wyniku ich oddziaływania z promieniowaniem reliktywnym (zobacz rozdział 2.3). W promieniowaniu kosmicznym ultra-wysokich energii nie zidentyfikowano, jak dotąd, żadnego fotonu czy neutrino (aczkolwiek neutrino są obserwowane w promieniowaniu kosmicznym przy dużo niższych energiach, a mianowicie w zakresie 300 TeV - 2 PeV [29]). Na tej podstawie można wyliczyć górne ograniczenia na ich strumienie, tym samym testując różne modele ich produkcji (zobacz rozdział 2.4.3).

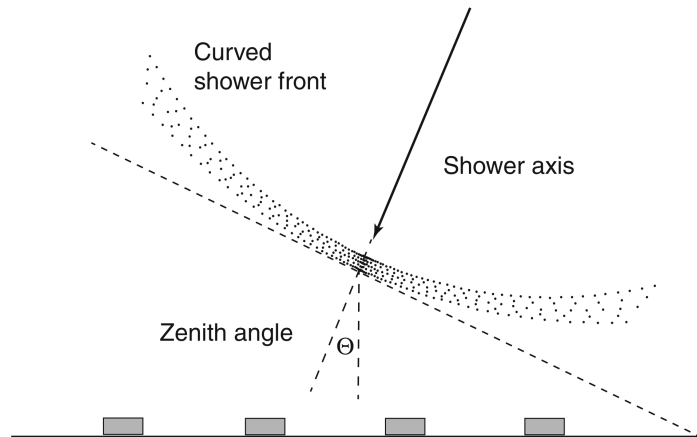
Liczbę cząstek naładowanych wchodzących w skład wielkiego pęku N_e (są to głównie e^\pm), w funkcji drogi przebytej w atmosferze opisuje jego profil podłużny. Miarą przebytej drogi jest tutaj, podawana w g/cm^2 , ilość materii (głębokość atmosferyczna) X przez jaką przeszedł pęk. Zdefiniowana jest ona następująco:

$$X(h) = \int_h^\infty \frac{\rho(h')}{\cos \theta} dh', \quad (2)$$

gdzie $\rho(h)$ jest gęstością atmosfery na wysokości h a kąt zenitalny θ określa kierunek pęku. Kształt zarówno indywidualnych jak i uśrednionych profili podłużnych wielkich pęków jest dosyć dobrze odtwarzany za pomocą parametryzacji Gaissera-Hillasa [30]:

$$N_e(X) = N_e^{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{(X_{\max} - X_0)}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right), \quad (3)$$

gdzie N_e^{\max} jest liczbą cząstek naładowanych w maksimum rozwoju wielkiego pęku, a



Rysunek 3: Schemat wielkiego pęku atmosferycznego [31]. Cząstki wtórne poruszające się z prędkościami bliskimi prędkości światła formują cienki, lekko wypukły dysk (front pęku). Grubość dysku zwiększa się wraz z odległością od jego centrum. Z kolei gęstość cząstek w dysku maleje w miarę oddalania się od osi pęku. Wielki pęk przemieszcza się w kierunku powierzchni ziemi, gdzie umieszczone są detektory. Kierunek propagacji pęku, określony przez oś pęku, wyznaczony jest przez kąt zenitalny θ .

X_{\max} jest głębokością tego maksimum w atmosferze. Głębokość ta, X_{\max} , jest jednym z kluczowych parametrów używanych do określania własności pęku. Pozostałe parametry X_0 i λ , pomimo tego iż często są mylnie utożsamiane z głębokością atmosferyczną pierwszego oddziaływania oraz średnią drogą na oddziaływanie, nie posiadają fizycznej interpretacji i powinny być traktowane tylko i wyłącznie jako parametry dopasowania krzywej. Parametryzacja Gaissera-Hillasa stosowana jest również do profili podłużnych określających ilość energii zdeponowanej przez pęk w atmosferze na danej głębokości atmosferycznej X (tj. $dE/dX(X)$), co wykorzystuje się we fluorescencyjnej technice detekcji wielkich pęków.

Ze względu na wysokie wartości czynnika Lorentza pierwszych pokoleń cząstek wtórnych, składowa hadronowa będąca załączkiem wielkiego pęku formuje się wzdłuż kierunku pierwotnej cząstki promieniowania kosmicznego. Oś wielkiego pęku, wyznaczona przez ten kierunek, jest jednocześnie kierunkiem propagacji pęku w atmosferze. Wskutek przekazu pędu poprzecznego podczas oddziaływań cząstek wtórnych jak również ich rozprożeń kulombowskich, nie wszystkie cząstki wchodzące w skład pęku lecą wzdłuż jego osi, lecz mają pewien rozkład poprzeczny. Cząstki te, poruszając się z prędkościami bliskimi prędkości światła, formują stosunkowo cienki, lekko wypukły dysk, przypominający coś na kształt talerza. Dysk ten rozszerza się stopniowo w miarę rozwoju pęku, osiągając średnice nawet kilku kilometrów. Gęstość cząstek jest największa blisko osi pęku (w centralnej części dysku) i szybko spada w miarę oddalania się od niej. Z kolei grubość dysku zwiększa się wraz z odległością od osi pęku, z kilku metrów w centrum

dysku do nawet kilkuset metrów na jego obrzeżach. Schemat wielkiego pęku przedstawiony jest na rysunek 3.

W eksperymentach promieni kosmicznych, do opisu rozkładu poprzecznego cząstek (LDF, ang. Lateral Distribution Function), powszechnie stosuje się funkcję zaproponowaną przez Greisena [32], która parametryzuje rozwiązania równań kaskady otrzymane przez Nishimurę i Kamatę [33]. Jest to tzw. funkcja Nishimury-Kamaty-Greisena (NKG):

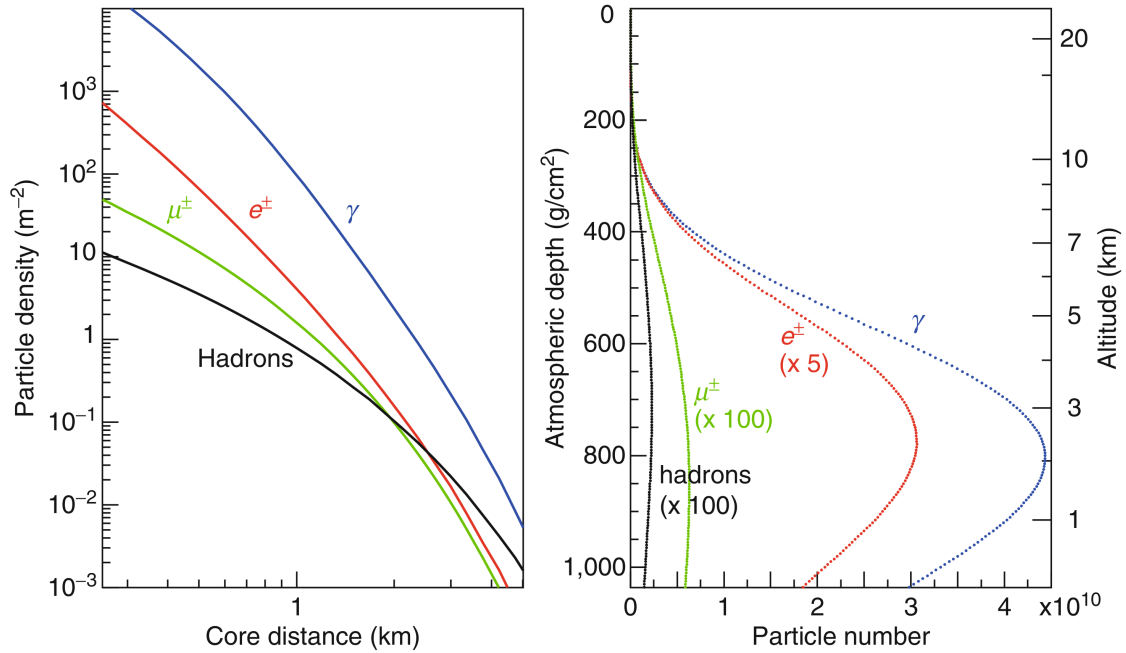
$$\rho_{NKG}(r) = \frac{N_e(X)}{2\pi r_M^2} \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{s-4.5}, \quad (4)$$

gdzie ρ_{NKG} jest gęstością powierzchniową cząstek naładowanych w odległości r od osi pęku a N_e to całkowita liczba cząstek, opisana rozkładem Gaissera-Hillasa (równanie (3)). Parametr $r_M = 9.6\text{gcm}^2/\rho(\text{h})$ jest promieniem Molière'a w powietrzu charakteryzującym rozmiary poprzeczne kaskady elektromagnetycznej, natomiast $s = 3X/(X + 2X_{\max})$, będąc funkcją przebytej głębokości atmosferycznej X , jest parametrem wieku wielkiego pęku określającym stadium jego rozwoju.

Pomimo tego, że funkcję NKG można stosować wyłącznie do pęków o czysto elektromagnetycznej składowej (np. pęków inicjowanych przez γ lub e^\pm), jej odpowiednia modyfikacja pozwala na szersze zastosowania. W praktyce stosuje się różnorodne funkcje rozkładu poprzecznego (LDF). Często, będąc swoistymi modyfikacjami funkcji NKG, mają na celu zapewnienie optymalnego opisu rozkładu elektronów, mionów, lub obu tych składowych jednocześnie. Mogą też być po prostu zwykłymi funkcjami potęgowymi zoptymalizowanymi do opisywania gęstości cząstek mierzonych przez detektory. Listę najczęściej używanych parametryzacji LDF można znaleźć w [34].

Przykładowy rozkład poprzeczny i profil podłużny wielkiego pęku, symulowany przez program CORSIKA [35], dla składowej hadronowej, mionowej i elektromagnetycznej (osobno e^\pm i γ) pokazany jest na rysunek 4. Maksimum pęku znajduje się na wysokości około 1.5 km nad ziemią, a jego średnica osiąga kilka kilometrów. Profil podłużny kaskady elektromagnetycznej charakteryzuje się szybkim wzrostem, a po osiągnięciu maksimum szybkim spadkiem w miarę rozpraszania energii pęku. W przeciwieństwie do komponenty elektromagnetycznej, składowa mionowa rośnie i osiąga maksimum, ale jej rozpad jest powolny, co jest konsekwencją względnej stabilności mionów i ich małych strat energii w powietrzu.

Rozwój kaskady cząstek wtórnych można w przybliżeniu opisać za pomocą modelu Heitlera–Matthewsa [37, 38]. Model ten, wykorzystując między innymi teorię superpozycji, dostarcza nam zależności analitycznych pomiędzy takimi parametrami cząstki pierwotnej jak jej energia E czy liczba masowa A , a podstawowymi własnościami pęku (np. X_{\max} , N_e^{\max} , liczba mionów N_μ). Teoria superpozycji zakłada, że pęk wywołany



Rysunek 4: (Z lewej) symulowane średnie rozkłady poprzeczne (gęstość powierzchniowa cząstek w funkcji odległości od osi pęku) i (z prawej) profile podłużne (liczba cząstek vs. wysokość lub głębokość atmosferyczna) różnych rodzajów cząstek w pęku pionowym (kierunek propagacji określony przez kąt zenitalny $\theta = 0^\circ$) zainicjowanym przez proton o energii 10^{19} eV [36]. Rozkłady poprzeczne cząstek przedstawione są dla głębokości atmosferycznej $X = 880 \text{ g/cm}^2$ (około 1400 m n.p.m.), co odpowiada wysokości na której znajduje się Obserwatorium Pierre Auger. Symulacje zostały wykonane za pomocą programu CORSIKA [35].

przez cząstkę pierwotną, która jest jądrem o masie A i energii E jest złożeniem A pęków protonowych (pęków wywołanych przez protony) o energii E/A . Model ten wynika bezpośrednio z faktu, że energia wiązania nukleonów w jądrze jest znacznie mniejsza niż typowa energia oddziaływań jądrowych, przez co z dobrym przybliżeniem można traktować jądro jako złożone z niezależnych nukleonów.

Z modelu Heitlera–Matthewsa wynikają następujące przybliżone relacje

$$N_e^{\text{max}} \propto E, \quad (5)$$

$$N_\mu \propto A^{1-\beta} E^\beta, \quad (6)$$

$$X_{\text{max}} \propto \ln(E/A), \quad (7)$$

gdzie parametr $\beta \approx 0.9 - 0.95$ [39]. Wynika z nich, że podczas gdy liczba naładowanych cząstek w maksimum pęku (N_e^{max}) jest prawie niezależna od liczby masowej cząstki pierwotnej, to już liczba mionów (N_μ) i głębokość maksimum (X_{max}) wykazuje taką za-

leżność. Im cząstka pierwotna jest cięższa, tym więcej mionów jest produkowanych przy tej samej energii cząstki pierwotnej i tym wyżej w atmosferze znajduje się maksimum pędu. Przykładowo, pęki inicjowane przez jądra żelaza (Fe) zawierają około 40% więcej mionów i osiągają maksimum przy głębokości atmosferycznej o około 80-100 g/cm² mniejszej niż pęki wywoływane przez protony (p) o tej samej energii.

Model Heitlera-Matthewsa jest bardzo przydatny w zrozumieniu podstawowych własności wielkiego pędu, jednakże proces jego rozwoju jest znacznie bardziej złożony i nie da się go w pełni opisać za pomocą prostego modelu analitycznego. Pełna symulacja Monte Carlo oddziaływania i transportu każdej pojedynczej cząstki jest niezbędna do precyzyjnego modelowania rozwoju pędu. Obecnie istnieje kilka pakietów służących do symulacji Monte Carlo wielkich pędów: CORSIKA [35], AIRES [40, 41], CONEX [42], COSMOS [43], and SENECA [44, 45]. Dwa pierwsze programy zapewniają w pełni czterowymiarowe symulacje pędów a propagacja cząstek uwzględnia krzywiznę powierzchni Ziemi oraz pole geomagnetyczne. Pozostałe trzy, w celu zwiększenia szybkości symulacji, łączą w sobie numeryczne rozwiązania równań kaskady z metodą Monte Carlo. Symulacje Monte Carlo są bardzo skutecznym narzędziem w radzeniu sobie z dużą liczbą cząstek wtórnych, pozwalają również na poprawne uwzględnienie fluktuacji pędu. Dodatkowe informacje na temat fizyki wielkich pędów atmosferycznych można znaleźć w [46–50].

2.2.2 Detekcja

Jak już wcześniej wspominałem, bezpośrednia detekcja cząstek promieniowania kosmicznego ultra-wysokich energii, a więc ich detekcja jeszcze zanim zaczną oddziaływać z atmosferą, jest niepraktyczna z powodu ich bardzo małego strumienia. Strumień ten przy energii 10¹⁸ eV wynosi około 10 cząstek na km² na rok i szybko maleje wraz ze wzrostem energii. Liczba cząstek możliwych do zarejestrowania przez pojedynczy detektor o rozmiarze, który pozwoliłby na jego wyniesienie ponad gęste warstwy atmosfery, a przez to umożliwił bezpośrednią obserwację promieni kosmicznych ultra-wysokich energii byłaby zbyt mała. Oznacza to, że do detekcji promieni kosmicznych ultra-wysokich energii zmuszeni jesteśmy stosować metody pośrednie oparte na obserwacji wywoływanych przez nie w atmosferze kaskad cząstek wtórnych, czyli tak zwanych wielkich pędów. Co więcej, celem zwiększenia szans na zaobserwowanie wielkich pędów wywoływanych przez najradsze cząstki promieniowania kosmicznego (czyli cząstki o najwyższych energiach) niezbędny jest system detektorów rozmieszczonych na dużym obszarze, tj. o powierzchni rzędu setek a nawet tysięcy kilometrów kwadratowych. Alternatywnie można też wykorzystać system detektorów umożliwiający obserwację atmosfery nad obszarem o porównywalnych rozmiarach.

Wielki pęk atmosferyczny jest zjawiskiem niemal równoczesnego nadejścia wielu

cząstek (głównie e^\pm , μ^\pm oraz γ) na znacznym obszarze powierzchni ziemi. Przy najwyższych obserwowanych energiach ($\sim 10^{20}$ eV) obszar ten obejmuje powierzchnię ponad 10 km². Czas w jakim przybywają cząstki związany jest bezpośrednio z grubością frontu pęku i wynosi od kilkudziesięciu nanosekund w centralnej części dysku (blisko osi pęku) do maksymalnie kilku mikrosekund daleko od centrum. Cząstki wielkiego pęku docierające do powierzchni ziemi mogą być rejestrowane za pomocą detektora powierzchniowego (SD, ang. surface detector). Jest to system detektorów naziemnych, zazwyczaj tworzących regularną sieć o odległościach między poszczególnymi detektorami rzędu 1 km, próbujących gęstość cząstek w pęku oraz czas ich nadejścia w wielu punktach. Na podstawie tych pomiarów można zrekonstruować kierunek i położenie osi pęku, a także wyznaczyć energię cząstki pierwotnej inicjującej wielki pęk. Dużą zaletą sieci detektorów powierzchniowych jest ich dokładność wyznaczania geometrii wielkiego pęku. W typowych detektorach kierunek wielkiego pęku określa się z dokładnością lepszą niż jeden stopień, a położenie osi pęku na gruncie z dokładnością kilkudziesięciu metrów. Inną zaletą jest możliwość pracy w sposób ciągły, niezależnie od pory dnia i warunków atmosferycznych (100% czasu), co pozwala zarejestrować dużą liczbę pęków w krótkim czasie, tym samym znacząco zwiększając statystykę zebranych danych.

Rozkład gęstości cząstek na powierzchni ziemi, który jest bezpośrednio mierzony przez detektor powierzchniowy zależy nie tylko od energii pęku, ale też od jego nachylenia, czy wieku. Zależy również od głębokości w atmosferze na której prowadzony jest pomiar. Dlatego do kalibracji sieci detektorów powierzchniowych niezbędne są szczegółowe symulacje Monte Carlo. Jednakże, przekroje czynne na oddziaływanie cząstek z materią przy najwyższych energiach, użyte w tych symulacjach, nie są znane z wystarczającą dokładnością, ponieważ są zazwyczaj ekstrapolowane z danych akceleratorowych uzyskanych przy znacznie niższych energiach. Jest to źródłem dużych niepewności systematycznych przy wyznaczaniu energii wielkiego pęku. Dodatkowym źródłem niepewności są, związane z naturą wielkich pęków, stochastyczne fluktuacje ich charakterystycznych wielkości takich jak liczba cząstek, czy głębokość maksimum. Prowadzi to do typowej dokładności wyznaczania energii pęków rzędu 20 – 30%. Dokładność tę można poprawić kalibrując detektor powierzchniowy za pomocą detektora fluorescencyjnego (FD, ang. fluorescence detector).

Cząstki wielkiego pęku podczas propagacji przez atmosferę tracą część swojej energii na wzbudzenia molekuł azotu, które w wyniku de-ekscytacji emitują światło fluorescencji w zakresie bliskiego ultrafioletu. Sumarycznie około 10^{-5} energii pęku jest wyświetlone w ten sposób. Fluorescencyjna metoda detekcji pęków oparta jest na pomiarze tego światła, które w sprzyjających warunkach może być rejestrowane za pomocą detektorów optycznych z odległości wielu kilometrów. Obserwacje te mogą być przeprowadzane tylko podczas ciemnych, bezksiężycowych nocy, co skutecznie ogranicza czas pracy de-

tektora do około 15%. Stanowi to istotną wadę tej techniki detekcji. Detektor fluorescencyjny umożliwia obserwację podłużnych profili pęków, co pozwala na bezpośrednie wyznaczanie głębokości ich maksimum X_{\max} , jak również na kalorymetryczny pomiar energii (ilość światła fluorescencji jest proporcjonalna do energii zdeponowanej przez pęk w atmosferze).

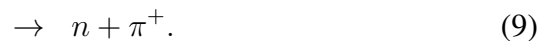
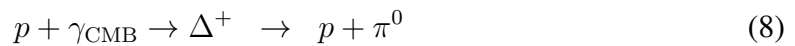
Stosuje się również detektory hybrydowe, które łączą pomiary wykonane za pomocą detektora powierzchniowego z pomiarami optycznymi. W tym celu co najmniej jeden detektor fluorescencyjny umieszczany jest w okolicy detektora powierzchniowego umożliwiając tym samym obserwację nieba nad tym detektorem. Pozwala to na jednoczesną rejestrację wielkich pęków za pomocą obu tych technik, co znacznie poprawia precyzję pomiarów. Systemy złożone z kilku detektorów fluorescencyjnych można wykorzystywać do jednoczesnej obserwacji pęków przez więcej niż jedną ich stację, co zwiększa dokładność pomiarów fluorescencyjnych, niezależnie od dostępności dodatkowych informacji z detektora powierzchniowego.

Oprócz opisanych powyżej klasycznych, dobrze sprawdzonych, technik detekcji możliwa jest również, intensywnie rozwijana w ostatnich latach, detekcja radiowa. W swojej koncepcji jest ona bardzo podobna do metody fluorescencyjnej, jednakże w przeciwieństwie do niej, pozwala na niemal 100% czas pracy. Technika ta opiera się na obserwacji emisji radiowej pędu związanej głównie z efektem geomagnetycznym [51–53], czyli emisją fal radiowych przez zmienny w czasie prąd poprzeczny indukowany w pęku przez pole magnetyczne Ziemi. Drugorzędym efektem, odpowiedzialnym za około 10% emisji jest efekt Askariana [54, 55], gdzie emisja spowodowana jest zmienną w czasie nadwyżką ładunku ujemnego. Detektor radiowy pozwala na kalorymetryczny pomiar energii wielkiego pędu, jak również bezpośrednie wyznaczanie maksimum X_{\max} .

Innymi technikami, z którymi do niedawna wiązano duże nadzieje, są detekcja radarowa i mikrofalowa. Jednakże przeprowadzone eksperymenty i symulacje pokazują, że techniki te mogą być stosowane tylko w sposób ograniczony w interesującym nas zakresie ultra-wysokich energii.

2.3 Propagacja promieni kosmicznych – efekt GZK

Mikrofalowe promieniowanie tła (CMB, ang. cosmic microwave background), które wypełnia cały Wszechświat, stanowi przeszkodę w propagacji promieni kosmicznych. Na skutek oddziaływań z fotonami tego promieniowania (γ_{CMB}) protony o energiach powyżej około 5×10^{19} eV powinny tracić energię na fotoprodukcję pionów poprzez rezonans Δ , tj.



Jest to tzw. efekt Greisena-Zatsepina-Kuzmina (GZK) [56, 57]. Powstałe w ten sposób piony i neutrony rozpadają się w wyniku następujących reakcji:

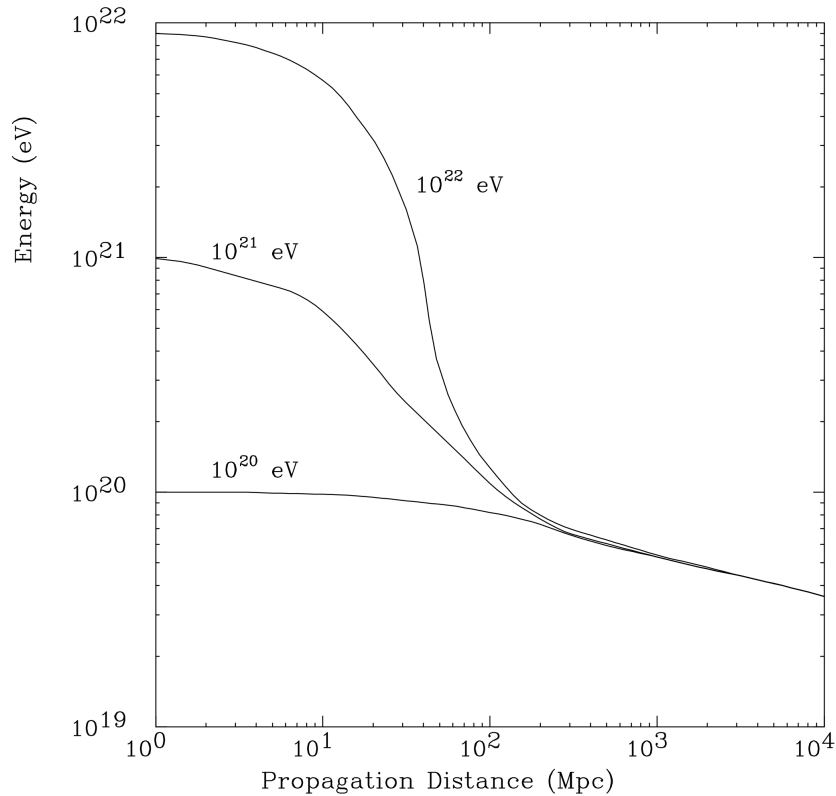
$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (10)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \quad (11)$$

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (12)$$

Powyższe procesy efektywnie prowadzą do utraty części energii protonu na produkcję wysokoenergetycznych pozytonów, elektronów oraz tzw. kosmogenicznych fotonów i neutrin. Wielokrotne oddziaływania protonów z tłem mikrofalowym, podczas propagacji tych cząstek od ich źródeł do Ziemi, w sposób nieunikniony prowadzi będą do szybkiej degradacji ich energii aż do momentu, gdy spadnie ona poniżej progu na fotoprodukcję pionów. Nawet jeżeli we Wszechświecie istniałyby źródła emitujące protony o energiach znacznie przekraczających 10^{20} eV, to po przebyciu przez nie około 100 megaparseków, energia tych cząstek spadłaby poniżej 10^{20} eV (zobacz rysunek 5). Powinno to doprowadzić do stłumienia strumienia cząstek o energiach powyżej progu na produkcję pionów, tj. $\sim 5 \times 10^{19}$ eV. To stłumienie, jeżeli powstało w wyniku efektu GZK, nazywamy obcięciem Greisena-Zatsepina-Kuzmina (GZK). Obcięcie widma promieni kosmicznych jest faktycznie obserwowane w danych eksperymentalnych, jednakże w chwili obecnej nie jest jasne, czy wynika ono bezpośrednio z samego efektu GZK, czy też spowodowane jest raczej kresem wydajności źródeł promieni kosmicznych. Nie bez znaczenia jest też skład masowy przy najwyższych obserwowanych energiach, ponieważ szybkość degradacji energii jak również i energia przy której następowałoby obcięcie widma zależy od masy cząstek wchodzących w skład promieniowania kosmicznego. Obecność silnej składowej protonowej jest niezbędna, aby dominującym procesem prowadzącym do stłumienia widma był efekt GZK. Ze względu na duże niepewności związane z modelowaniem oddziaływań hadronowych skład masowy nie jest znany z wystarczającą dokładnością, aby jednoznacznie wyjaśnić pochodzenie obserwowanego stłumienia widma promieni kosmicznych. Odkrycie kosmogenicznych fotonów i neutrin, pochodzących z rozpadu pionów, pozwoliłoby na jednoznaczne potwierdzenie istnienia efektu GZK. Oznaczałoby to jednocześnie, że w promieniowaniu kosmicznym przy najwyższych obserwowanych energiach jest obecna znacząca składowa protonowa.

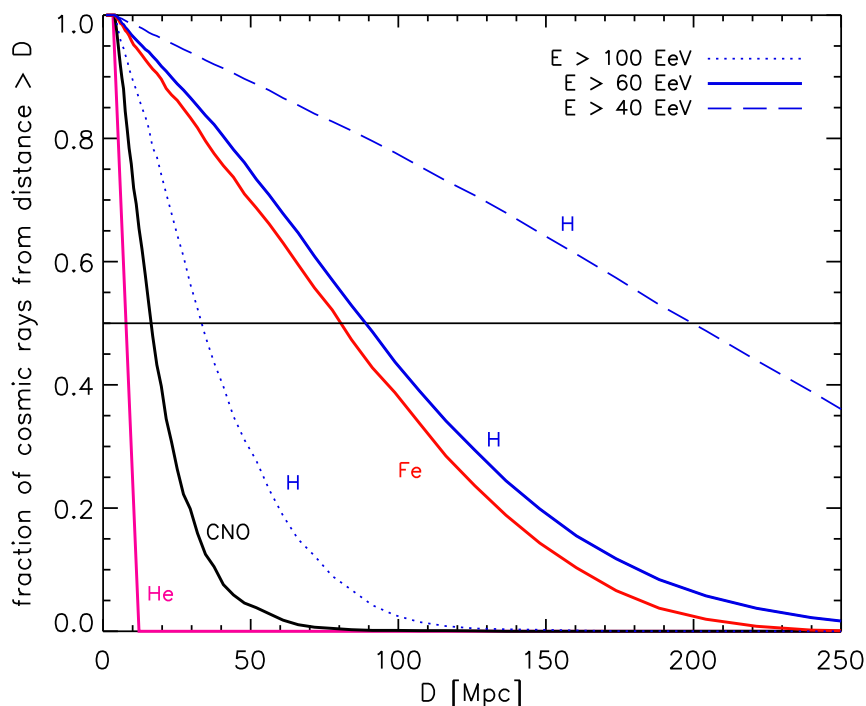
W przypadku gdy cząstkami promieniowania kosmicznego są jądra cięższe niż wodór (proton), fotoprodukcja pionów będzie miała miejsce przy znacznie wyższych energiach (tj. przy $\sim 5A \times 10^{19}$ eV, gdzie A to liczba masowa cząstki), ponieważ próg energetyczny na tę reakcję zależy od średniej energii na nukleon, a nie od całkowitej energii cząstki. Zamiast tego dominującym procesem prowadzącym do utraty energii jest foto-dezintegracja jąder [59], w której pierwotne jądra są dzielone na części (a wraz z nimi energia), oraz



Rysunek 5: Zależność energii protonu od odległości przebytej od źródła, dla różnych wartości energii początkowej (10^{20} , 10^{21} i 10^{22} eV) [58]. Przy dużych energiach protonu dominującym procesem utraty energii jest efekt GZK, czyli fotoprodukcja pionów w wyniku oddziaływania z promieniowaniem reliktowym. Natomiast przy mniejszych energiach dominuje produkcja par e^+e^- , a proces utraty energii spowalnia.

produkcja par e^+e^- . Pierwszy z tych procesów prowadzi do produkcji neutrin w wyniku rozpadu neutronów, jednakże ich strumień w zakresie energii EeV jest dużo mniejszy niż w przypadku efektu GZK. Również fotony będą tracić energię podczas propagacji w przestrzeni kosmicznej. Głównym mechanizmem jest tutaj kreacja par e^+e^- w oddziaływaniu z fotonami promieniowania relikowego oraz z tłem radiowym produkowanym przez różne obiekty astrofizyczne [60, 61].

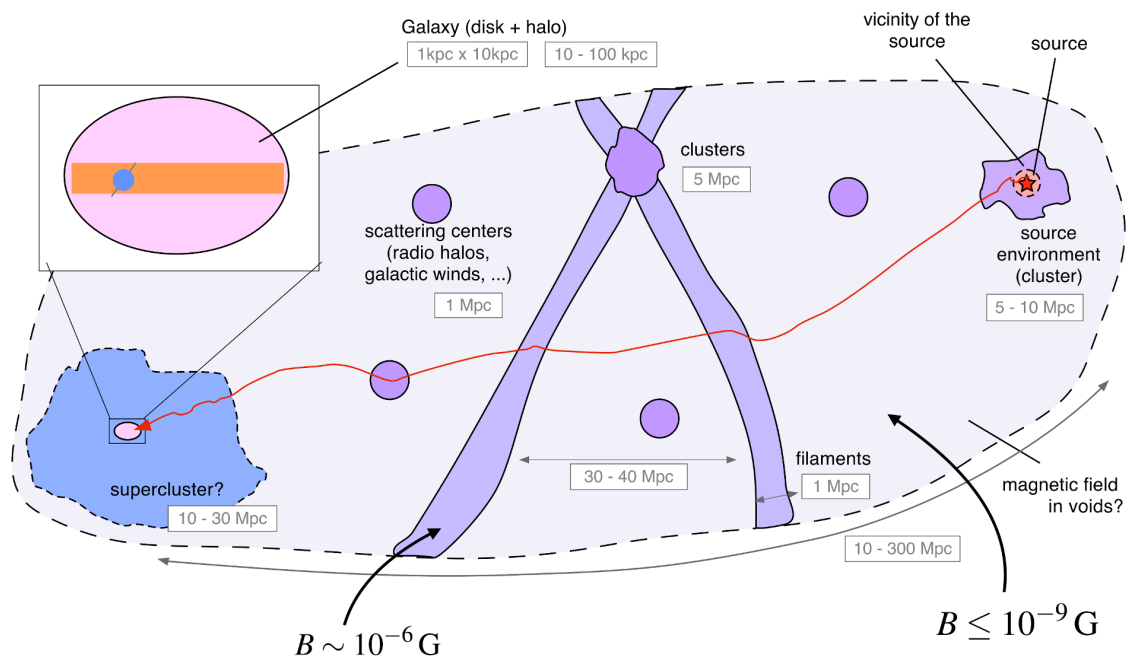
Wszystkie opisane powyżej procesy prowadzące do strat energii (lub rozpadów) cząstek promieniowania kosmicznego prowadzą do silnego tłumienia (obcięcia) ich strumienia powyżej energii $\sim 5 \times 10^{19}$ eV. Oznacza to, że nie powinniśmy obserwować cząstek o energiach znacznie przekraczających tę wartość, chyba że cząstki te pochodzą z pobliskich źródeł (w skali kosmologicznej). Wszystkie źródła odległe bardziej niż kilkadziesiąt megaparseków będą niewidoczne w zakresie energii 10^{20} eV i wyższych. Efekt ten jest dobrze widoczny na rysunku 6, gdzie przedstawiono prawdopodobieństwo dotarcia do



Rysunek 6: Prawdopodobieństwo dotarcia promieni kosmicznych do Ziemi z odległości większej niż D [62, 63]. Przedstawione są zależności dla protonów (jąder H) o energiach powyżej 40 EeV (niebieska przerywana linia), 60 EeV (niebieska ciągła linia), i 100 EeV (niebieska kropkowana linia) oraz jąder He (różowa ciągła linia), Fe (czerwona ciągła linia) i grupy CNO (czarna ciągła linia) o energiach powyżej 60 EeV. Czarna pozioma linia wskazuje prawdopodobieństwo 50%. Przy energiach $E > 60$ EeV tylko protony i jądra żelaza przeżywają propagację na dystansie większym niż 50 Mpc.

Ziemi różnych jąder w funkcji odległości od źródła. Przy energiach $E > 60$ EeV lekkie jądra (He, C, N, O) bardzo szybko ulegają foto-dezintegracji, w przeciwieństwie do protonów i jąder żelaza, które mogą do nas docierać ze źródeł położonych w odległościach nawet do około 100 Mpc. Warto w tym miejscu zaznaczyć, że zarówno procesy związane z foto-destrukcją jąder, jak również i efekt GZK będą prowadzić do bardzo podobnego widma.

Innym problemem związanym z propagacją promieni kosmicznych jest odchylenie ich torów przez pole magnetyczne, co ma szczególne znaczenie przy wyznaczaniu kierunków do źródeł. Znalezienie rozkładu źródeł na niebie jest kluczowe przy poszukiwaniu konkretnych klas obiektów astrofizycznych zdolnych do przyspieszania cząstek do tak gigantycznych energii, które obserwujemy. Cząstka promieniowania kosmicznego na swej drodze przez przestrzeń kosmiczną w kierunku Ziemi, napotyka różne struktury materii, takie jak włókna, gromady galaktyk, czy galaktyki, przechodzi też przez olbrzy-



Rysunek 7: Schematyczne przedstawienie propagacji promieni kosmicznych w przestrzeni kosmicznej. Cząstki te, w drodze od ich źródeł do Ziemi, przechodzą przez różne struktury materii (włókna, gromady galaktyk, galaktyki) oraz przez olbrzymie obszary pustki kosmicznej [62]. Na rysunku podane są charakterystyczne rozmiary poszczególnych struktur. Pole magnetyczne zmienia się od około 1 - 40 μG w centrum gromad galaktyk do wartości poniżej $10^{-3} \mu\text{G}$ (prawdopodobnie znacznie poniżej tej wartości) w obszarach pustki kosmicznej.

mie obszary pustki kosmicznej (zobacz rysunek 7). Stopień odchylenia jej trajektorii zależy od natężenia pola magnetycznego stowarzyszonego z tymi strukturami. Zarówno galaktyczne jak i międzygalaktyczne pole magnetyczne jest wciąż słabo znane [64–66]. Szacuje się, że typowa wartość indukcji pola magnetycznego w centrum gromady galaktyk wynosi 1 – 40 μG , podczas gdy wielkoskalowe pole w naszej Galaktyce jest rzędu kilku μG . Poza włóknami, w obszarach pustki kosmicznej, wartość indukcji pola magnetycznego jest dużo słabiej zbadana. Górne ograniczenie wynosi około $10^{-3} \mu\text{G}$ [67], chociaż obserwacje sugerują raczej wartości bliższe $10^{-10} \mu\text{G}$ [68–70]. Ze względu na dużą objętość obszarów pustki kosmicznej (rozmiary rzędu kilkudziesięciu Mpc) wartości pola magnetycznego bliższe górnej granicy w sposób istotny zwiększałyby odchylenia trajektorii cząstek. Szacuje się, że pole magnetyczne o indukcji B , na drodze L , będzie odchyłać tor cząstki o energii E i ładunku Z o kąt

$$\delta \approx 3^\circ \frac{B}{3 \mu\text{G}} \frac{L}{\text{kpc}} \frac{6 \times 10^{19}}{E/Z}. \quad (13)$$

Jak widać, stopień odchylenia toru skorelowany jest z energią E , im większa energia

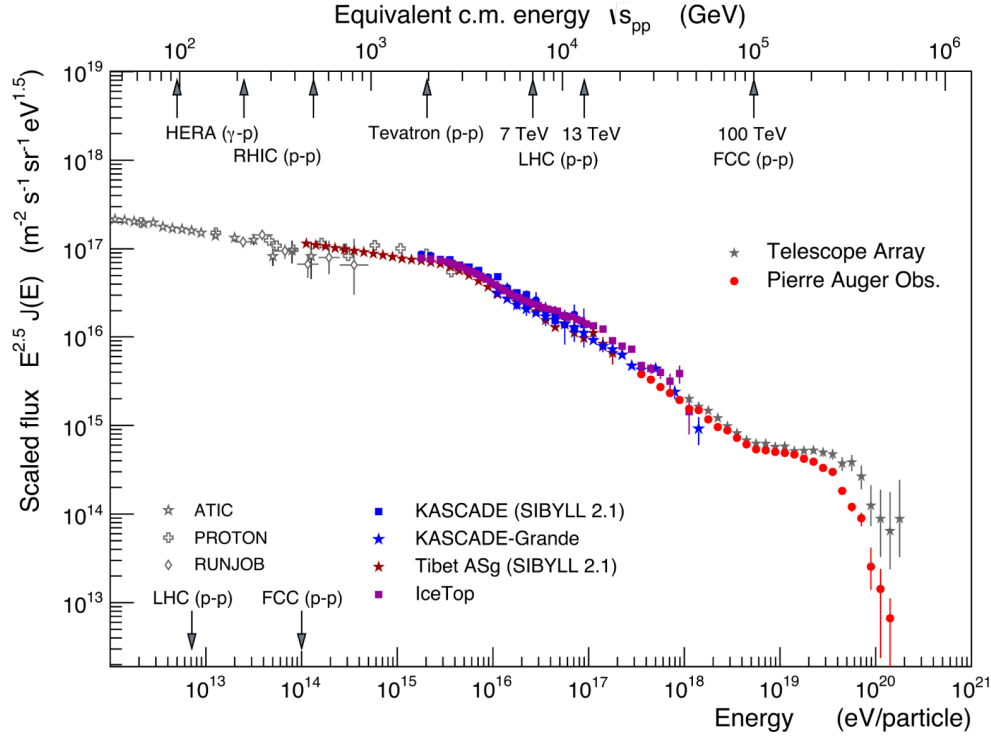
cząstki tym trudniej odkształcić jej trajektorię. Proton o energii kilkudziesięciu EeV będzie odchylany w polu magnetycznym Galaktyki o około 3° . Ponieważ pole to nie jest jednorodne, to odchylenie kątowe będzie również zależeć od kierunku na niebie, z którego ten proton przyleciał. Pola magnetyczne obecne w przestrzeni kosmicznej będą zniekształcać „obrazy” źródeł promieni kosmicznych [71, 72]. Mianowicie, jeżeli odchylenia torów cząstek w wyniku ich propagacji, od źródeł do Ziemi, są stosunkowo niewielkie, to powinniśmy obserwować grupowanie się kierunków przylotu tychże cząstek wokół położenia ich źródeł na niebie. Przeprowadzone symulacje sugerują [71–76], że jeżeli źródła promieni kosmicznych znajdują się w odległościach mniejszych niż 100 Mpc, to odchylenie emitowanych przez nie protonów o najwyższych obserwowanych energiach powinno być nie większe niż kilka stopni. W przypadku cięższych jąder (np. żelaza) może ono wynosić nawet kilkadziesiąt stopni. Oznacza to, że przy energiach powyżej kilkudziesięciu EeV kierunek przylotu cząstki powinien z dokładnością do kilku stopni wskazywać na jej źródło. Warunkiem koniecznym jest przy tym, aby skład masowy promieni kosmicznych w tym zakresie energii zdominowany był przez protony. W zebranych danych eksperymentalnych nie widać wyraźnej korelacji pomiędzy kierunkami przylotu cząstek na niebie, a różnymi klasami obiektów, będących potencjalnymi kandydatami na źródła promieni kosmicznych ultra-wysokich energii.

2.4 Własności promieni kosmicznych ultra-wysokich energii

2.4.1 Widmo energii

Wyznaczenie widma promieni kosmicznych jest jednym z głównych celów każdego eksperymentu dedykowanego badaniom tych cząstek. Zakres energii tego widma rozciąga się na wiele rzędów wielkości, od około 10^7 eV, aż do najwyższych dotychczas obserwowanych energii rzędu 10^{20} eV, znacznie przekraczających (o 7 rzędów wielkości) energie osiągnęte w największych ziemskich akceleratorach (zobacz rysunek 8). Strumień cząstek promieniowania kosmicznego bardzo szybko maleje wraz ze wzrostem energii. Oznacza to, że wyznaczenie widma w zakresie ultra-wysokich energii wymaga długich obserwacji przy użyciu detektorów pokrywających olbrzymie obszary lub alternatywnie obserwujących dużą objętość atmosfery. Obecnie największymi obserwatoriami promieni kosmicznych ultra-wysokich energii, umożliwiającymi dokładny pomiar widma, są Obserwatorium Pierre Auger (Auger) i Telescope Array (TA).

Widmo promieni kosmicznych zmierzone przez eksperyment Pierre Auger, obserwujący południowe niebo, przedstawione jest na rysunku 9. Uzyskano je na podstawie danych zebranych w ciągu 13 lat obserwacji, osiągając przy tym całkowitą ekspozycję przekraczającą $67000 \text{ km}^2 \text{ sr}$ rok. Wykorzystano zarówno dane zebrane przez, obejmującą obszar około 3000 km^2 , sieć detektorów powierzchniowych o stacjach rozstawionych co



Rysunek 8: Widmo promieni kosmicznych zmierzone przez różne eksperymenty [77]. Przeskalowanie widma przez czynnik $E^{2.5}$ pozwala na lepsze uwidocznienie jego struktury. Górna skala pokazuje energię dostępną w układzie środka masy podczas pierwszego oddziaływania cząstki promieniowania kosmicznego z atmosferą Ziemi. Dla porównania zaznaczone są maksymalne energie osiągane w różnych eksperymentach akceleratorowych. Różnice w widmach uzyskanych przez Obserwatorium Pierre Auger (Auger) i Telescope Array (TA) wynikają głównie z dużych systematycznych niepewności skali energii obu tych eksperymentów, które wynoszą odpowiednio 14% i 21%. Należy przy tym pamiętać, że skoro widmo pomnożone jest przez czynnik $E^{2.5}$, to niedokładność pomiaru energii przekłada się również na niepewność położenia punktów w osi pionowej.

1500 m (SD-1500), dużo mniejszą sieć składającą się ze stacji oddalonych od siebie o 750 m (SD-750), jak również dane hybrydowe (jednoczesny pomiar przez detektor powierzchniowy i fluorescencyjny). Zaobserwowano przy tym cztery zdarzenia o energii powyżej 100 EeV. Systematyczna niepewność skali energii widma wynosi 14% [78]. Szczegółowy opis Obserwatorium Pierre Auger przedstawiony jest w rozdziale 4.1.

Zmierzony strumień cząstek jest dobrze opisywany za pomocą funkcji:

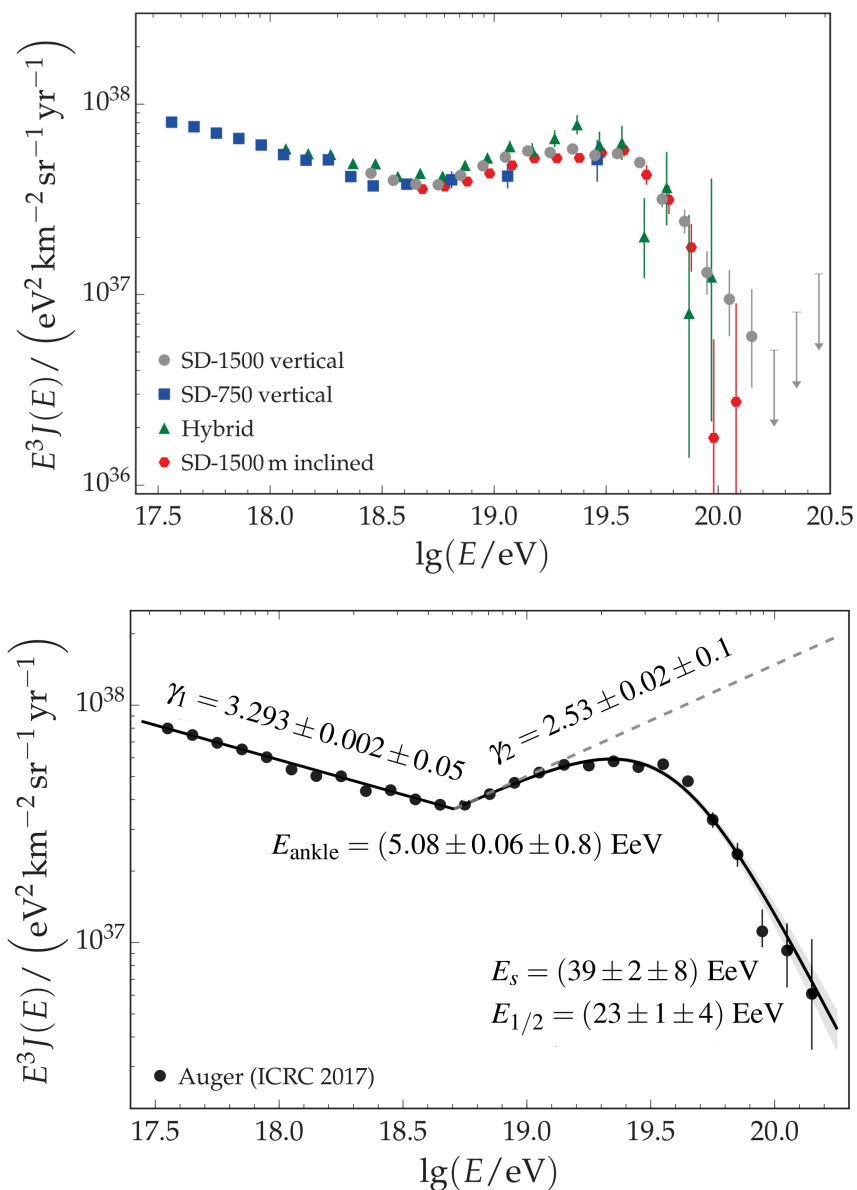
$$J(E) \propto \begin{cases} \left(\frac{E}{E_{\text{ankle}}}\right)^{-\gamma_1} & \text{dla } E \leq E_{\text{ankle}} \\ \left(\frac{E}{E_{\text{ankle}}}\right)^{-\gamma_2} \frac{1+(E_{\text{ankle}}/E_s)^{\Delta\gamma}}{1+(E/E_s)^{\Delta\gamma}} & \text{dla } E > E_{\text{ankle}}, \end{cases} \quad (14)$$

gdzie wartości parametrów γ_1 , γ_2 , $\Delta\gamma$, E_s i E_{ankle} wyznaczone są z najlepszego dopasowania tej funkcji do danych eksperymentalnych. Wynoszą one

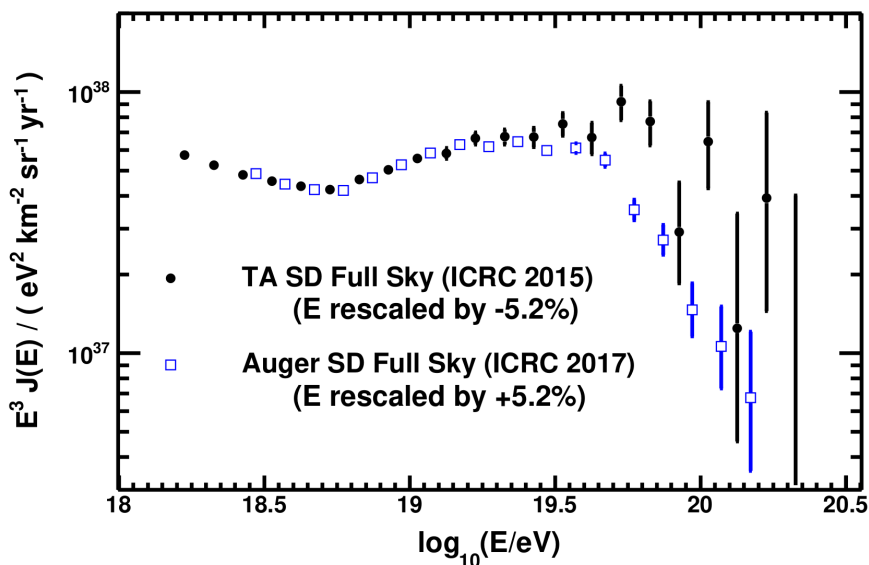
$$\begin{aligned}
\gamma_1 &= 3.293 \pm 0.002(\text{stat.}) \pm 0.05(\text{syst.}) \\
\gamma_2 &= 2.53 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.1(\text{syst.}) \\
\Delta\gamma &= 2.5 \pm 0.1(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.}) \\
E_s &= 39 \pm 2(\text{stat.}) \pm 8(\text{syst.}) \text{ EeV} \\
E_{\text{ankle}} &= 5.08 \pm 0.06(\text{stat.}) \pm 0.8(\text{syst.}) \text{ EeV.}
\end{aligned} \tag{15}$$

Duże nachylenie widma ($J(E) \propto E^{-3.29}$) przy niższych energiach, w okolicy tzw. kostki (ang. ankle) ustępuje twardszemu widmu ($J(E) \propto E^{-2.53}$). To załamanie (zmiana nachylenia widma) ma miejsce przy energii $E_{\text{ankle}} = 5.08 \text{ EeV}$. Powszechnie interpretuje się je jako przejście pomiędzy składową galaktyczną i pozagalaktyczną promieniowania kosmicznego. Takie wyjaśnienie wydaje się być naturalne, ponieważ pole magnetyczne w galaktykach jest zbyt słabe (rzędu $3\mu\text{G}$) aby uwięzić protony o energiach powyżej 3 EeV . Tłumienie strumienia $J(E)$ przy skrajnych energiach potwierdzone jest ponad wszelką wątpliwość. Można je opisać za pomocą dwóch parametrów: indeksu spektralnego $\Delta\gamma = 2.5$ i energii stłumienia $E_s = 39 \text{ EeV}$. Energia $E_{1/2}$ przy której scałkowany strumień cząstek ($\int_{E_{\text{ankle}}}^{E_{1/2}} J(E)dE$) spada do połowy wartości, której można by się spodziewać pod nieobecność tłumienia (a więc w porównaniu z potęgową ekstrapolacją widma $J(E) \sim E^{-\gamma_2}$), wynosi $E_{1/2} = 22.6 \pm 0.8(\text{stat.}) \pm 4(\text{syst.}) \text{ EeV}$. Energia ta jest znacznie poniżej wartości $E_{1/2} = 53 \text{ EeV}$ przewidywanej przez klasyczny scenariusz [80, 81] prowadzący do powstania tzw. obciążenia GZK, czyli stłumienia widma w wyniku efektu GZK (tj. foto-produkcji pionów). Dodatkowym problemem tego scenariusza są wyniki pomiaru składu masowego promieni kosmicznych, które sugerują obecność co najwyżej niewielkiej domieszki protonów przy energiach powyżej 10^{19} eV . Bardziej prawdopodobnym wyjaśnieniem obserwowanego stłumienia widma jest kres wydajności źródeł lub mieszany skład masowy promieni kosmicznych u źródeł i związany z tym proces foto-dezintegracji jąder [82–84] (zobacz rozdział 2.6).

Drugim pod względem wielkości detektorem promieni kosmicznych ultra-wysokich energii jest Telescope Array, który obserwuje północne niebo. Porównanie widma uzyskanego przez ten detektor, przy całkowitej ekspozycji $8100 \text{ km}^2 \text{ sr rok}$ i systematycznej niepewności skali energii 21%, z widmem wyznaczonym przez Obserwatorium Pierre Auger przedstawione jest na rysunku 10. Oba widma są zgodne ze sobą w granicach niepewności systematycznych przy energiach poniżej $\sim 10^{19.4} \text{ eV}$. Różnice widoczne powyżej tej energii, czyli w obszarze tłumienia widma, mogą wynikać z faktu, że oba eksperymenty obserwują różne obszary nieba, które tylko częściowo się pokrywają. Wspólny obszar nieba to pas o deklinacji w zakresie kątów $-15.7^\circ < \delta < 24.8^\circ$. Widma uzyskane



Rysunek 9: Widmo promieni kosmicznych zmierzone przez Obserwatorium Pierre Auger [78]. (U góry) widma uzyskane dla 4 różnych próbek danych: pęków zarejestrowanych przez detektor powierzchniowy SD-1500 (o kątach zenitalnych θ mniejszych niż 60°) i SD-750 ($\theta < 55^\circ$), oznaczonych jako „vertical”, danych hybrydowych, czyli pęków zaobserwowanych jednocześnie przez detektor powierzchniowy i fluorescencyjny oraz próbki danych składającej się z nachylonych pęków ($60^\circ < \theta < 80^\circ$) zarejestrowanych przez detektor SD-1500 (oznaczonych jako „inclined”). (Na dole) zbiorcze widmo uzyskane po uwzględnieniu wszystkich wymienionych wyżej próbek danych. Widmo uzyskane z danych hybrydowych łączone jest z widmem wyznaczonym przez detektor powierzchniowy (SD-1500 i SD-750) z wykorzystaniem metody największego prawdopodobieństwa [79]. Systematyczna niepewność skali energii wynosi 14%.

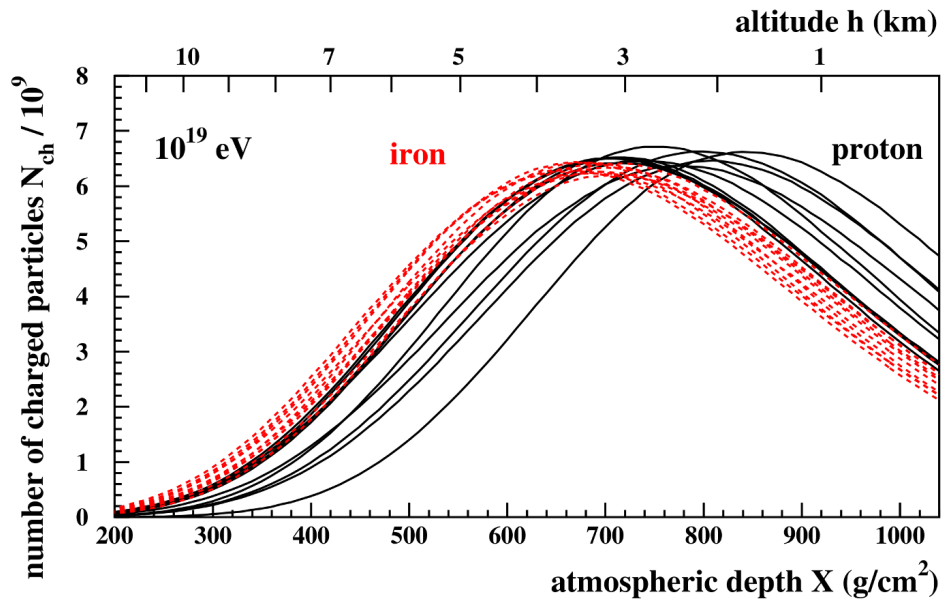


Rysunek 10: Widma promieniowania kosmicznego uzyskane przez Telescope Array i Obserwatorium Pierre Auger [85]. W celu porównania obu widm zmieniono ich skalę energii odpowiednio o -5.2% (w przypadku eksperymentu Telescope Array) i $+5.2\%$ (Obserwatorium Pierre Auger). Wartość przeskalowania jest znacznie mniejsza niż systematyczne niepewności pomiaru energii, które wynoszą 21% dla eksperymentu Telescope Array i 14% dla Obserwatorium Pierre Auger. Przy energiach poniżej $\sim 10^{19.4}$ eV oba widma są zgodne.

z obserwacji wyłącznie tego obszaru są w dużo lepszej zgodności ze sobą, nawet przy energiach powyżej $\sim 10^{19.4}$ eV, niż widma wyznaczone na podstawie wszystkich danych zebranych z całego nieba [85]. Sugerowałoby to, że rozbieżność widm przy najwyższych energiach związana jest z niejednorodnym rozkładem źródeł na niebie.

2.4.2 Skład masowy

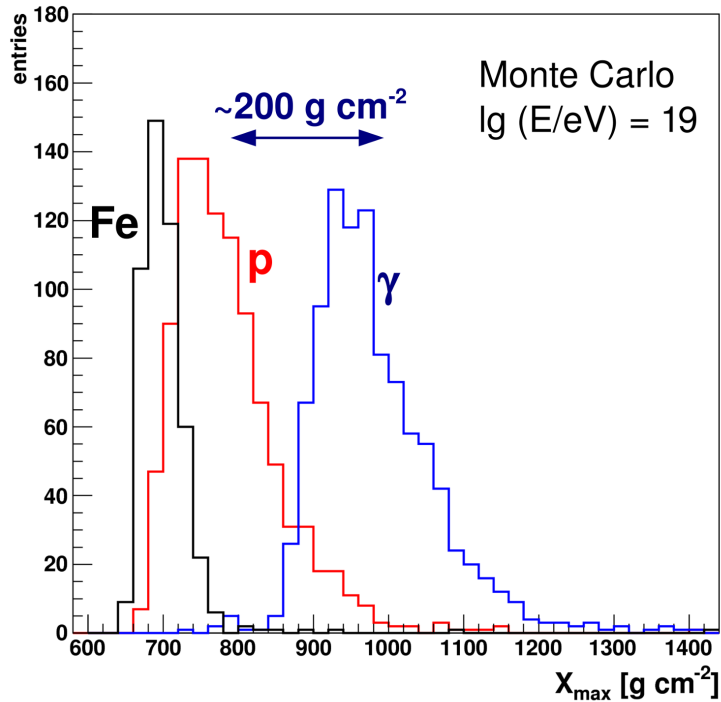
Identyfikacja cząstek pierwotnych promieniowania kosmicznego na podstawie własności poszczególnych pęków jest zadaniem niezwykle trudnym. Wynika to ze stochastycznego charakteru oddziaływań cząstek i związanych z tym fluktuacji liczby cząstek wtórnych, ich rozkładu jak również i położenia maksimum pęku, które w głównej mierze wynika z wysokości w atmosferze pierwszego oddziaływania. Niemniej jednak, ze względu na różnice w przekrojach czynnych, pęki inicjowane przez różne cząstki pierwotne mogą być, przynajmniej statystycznie, rozróżnialne. Przy wyznaczaniu składu masowego promieni kosmicznych szczególnie istotny jest pomiar dwóch pierwszych momentów rozkładu X_{\max} , czyli średniej $\langle X_{\max} \rangle$ oraz dyspersji $\sigma(X_{\max})$. Dobrze obrazują to rysunki 11 i 12, które przedstawiają wyniki symulacji wielu pęków o ustalonej energii, inicjo-



Rysunek 11: Podłużne profile pęków inicjowanych przez protony (czarne ciągłe linie) i jądra żelaza (czerwone kropkowane linie) o energii 10^{19} eV [86]. Pęki inicjowane przez cięższe cząstki mają z reguły mniejsze wartości X_{\max} , a ich rozkład jest mniej rozrzucony niż w przypadku lżejszych cząstek.

wanych przez jądra żelaza i protony. W przypadku tych pierwszych, wyraźnie widać zarówno mniejszy rozrzut wartości głębokości atmosferycznej maksimum (co jest skorelowane z mniejszą wartością $\sigma(X_{\max})$), jak również mniejszą średnią wartość X_{\max} , niż w przypadku pęków protonowych. Generalnie rozkłady X_{\max} dla ciężkich pierwotnych są węższe, a maksimum pęku znajduje się na większych wysokościach (mniejsze $\langle X_{\max} \rangle$). Z kolei lekkie pierwotne dają szeroki rozkład X_{\max} z charakterystycznym ogonem ciągnącym się do dużych wartości głębokości atmosferycznej.

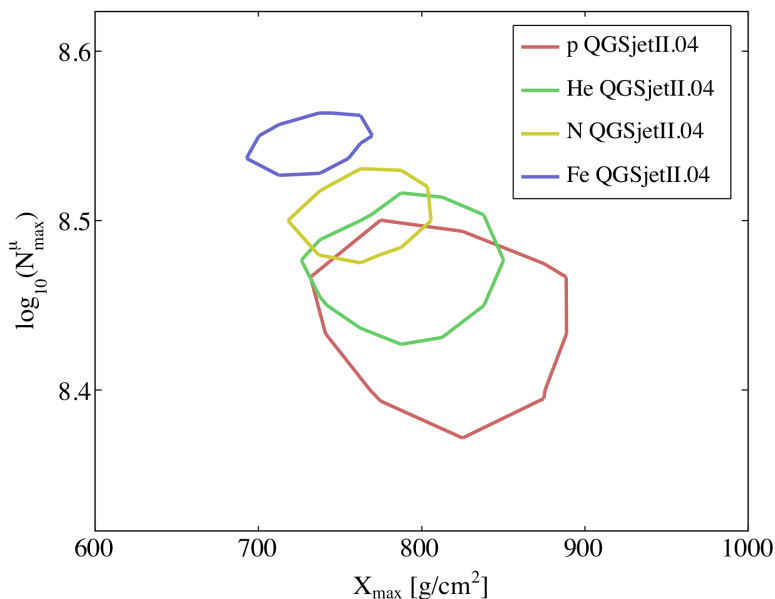
Można to w prosty sposób wyjaśnić na gruncie teorii Heitlera–Matthewsa [37, 38]. Pęki inicjowane przez jądra żelaza można uważać za superpozycję wielu pęków protonowych. Oznacza to, że głębokość atmosferyczna maksimum takiego pęku będzie niejako uśrednieniem wartości X_{\max} poszczególnych pęków protonowych, co prowadzi do znacznie mniejszej dyspersji. Dodatkowo pierwsze oddziaływanie z atmosferą będzie miało miejsce na większej wysokości. Z kolei element losowy związany z wysokością pierwszego oddziaływania z atmosferą będzie bardziej znaczący w przypadku pęków protonowych. Można więc oczekiwać większych fluktuacji rozwoju pęku, a przez to większego rozrzutu wartości X_{\max} . Stochastyczne fluktuacje dają pewne prawdopodobieństwo na to, że ta sama wartość X_{\max} może być spowodowana przez różne cząstki pierwotne, a więc rozkłady X_{\max} dla pęków inicjowanych przez cząstki o różnych masach będą się czę-



Rysunek 12: Rozkłady X_{\max} dla pęków o energii 10^{19} eV inicjowanych przez protony (czerwona linia), jądra żelaza (czarna linia) i fotony (niebieska linia). Rozkład dla fotonów przesunięty jest o około 200 g cm^{-2} względem pozostałych rozkładów, co czyni pęki fotonowe statystycznie łatwymi do odróżnienia.

ściowo przykrywać (zobacz rysunek 12). Oznacza to, że nawet najdokładniejszy pomiar X_{\max} nie jest wystarczający do określenia rodzaju cząstki pierwotnej w przypadku pojedynczego pęku. Umożliwia on tylko statystyczne badanie składu masowego wielu zarejestrowanych pęków. W związku z tym niezbędna jest znajomość dodatkowych parametrów pęku, które pozwoliłyby lepiej określić rodzaj cząstki pierwotnej. W tym kontekście niezwykle pomocny byłby pomiar składowej mionowej, a w szczególności wyznaczanie stosunku sygnału mionowego do elektromagnetycznego. Stąd równoczesne zastosowanie komplementarnych detektorów, jakimi są detektory mionów i detektory radiowe (które mierzą wyłącznie składową elektromagnetyczną) powinno być idealne do określania rodzaju pierwotnej cząstki inicjującej poszczególne pęki. Alternatywnie można ulepszyć istniejące detektory powierzchniowe, tak aby umożliwić lepszą separację składowej mionowej i elektromagnetycznej mierzonego sygnału.

Oprócz pomiaru stosunku liczby mionów do elektronów na powierzchni ziemi, do wyznaczania składu masowego można wykorzystać inne obserwable. Pomiar mionów na gruncie pozwala wyznaczyć głębokość atmosferyczną maksimum rozkładu produkcji mionów (X_{\max}^{μ}) lub odpowiadającą temu maksimum liczbę mionów (N_{\max}^{μ}). Wielkości

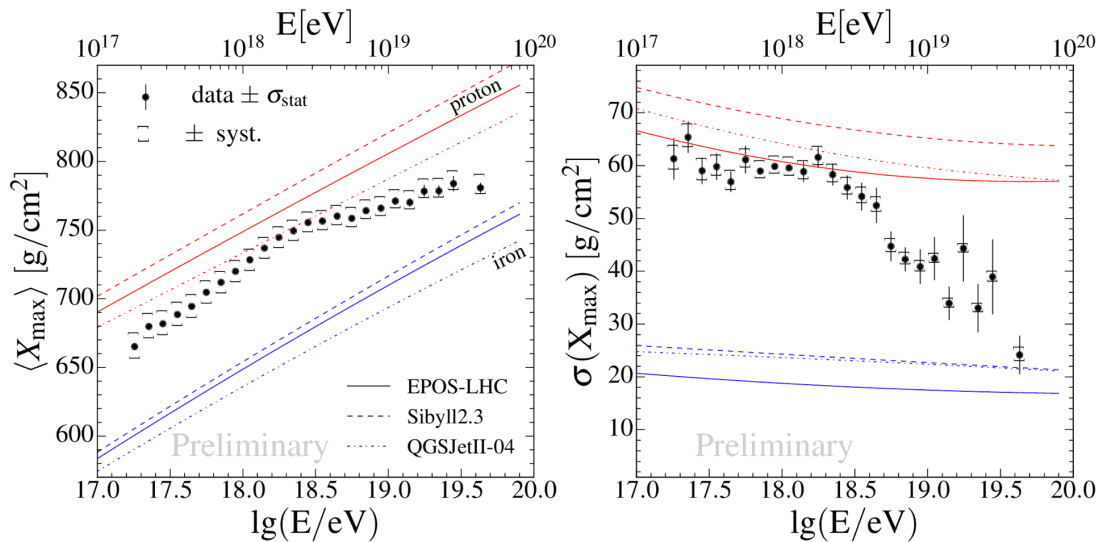


Rysunek 13: Korelacja między logarytmem liczby mionów w maksimum ich rozkładu produkcji ($\log_{10} N_{\max}^{\mu}$) i X_{\max} dla pęków o energii $E = 10^{19.5}$ eV, kącie zenitalnym $\theta = 38^{\circ}$ i różnych masach cząstki pierwotnej (p, He, N i Fe) [91]. Kolorowe kontury odpowiadają niepewnościom modelu hadrowego QGSJetII-04 [92] na poziomie 1σ .

te są skorelowane z masą cząstek pierwotnych, a więc i z X_{\max} . Można to wykorzystać do pomiaru składu masowego promieni kosmicznych (zobacz rysunek 13). Intensywnie rozwijane są również inne metody wyznaczania składu masowego w oparciu o pomiar składowej mionowej wielkich pęków atmosferycznych.

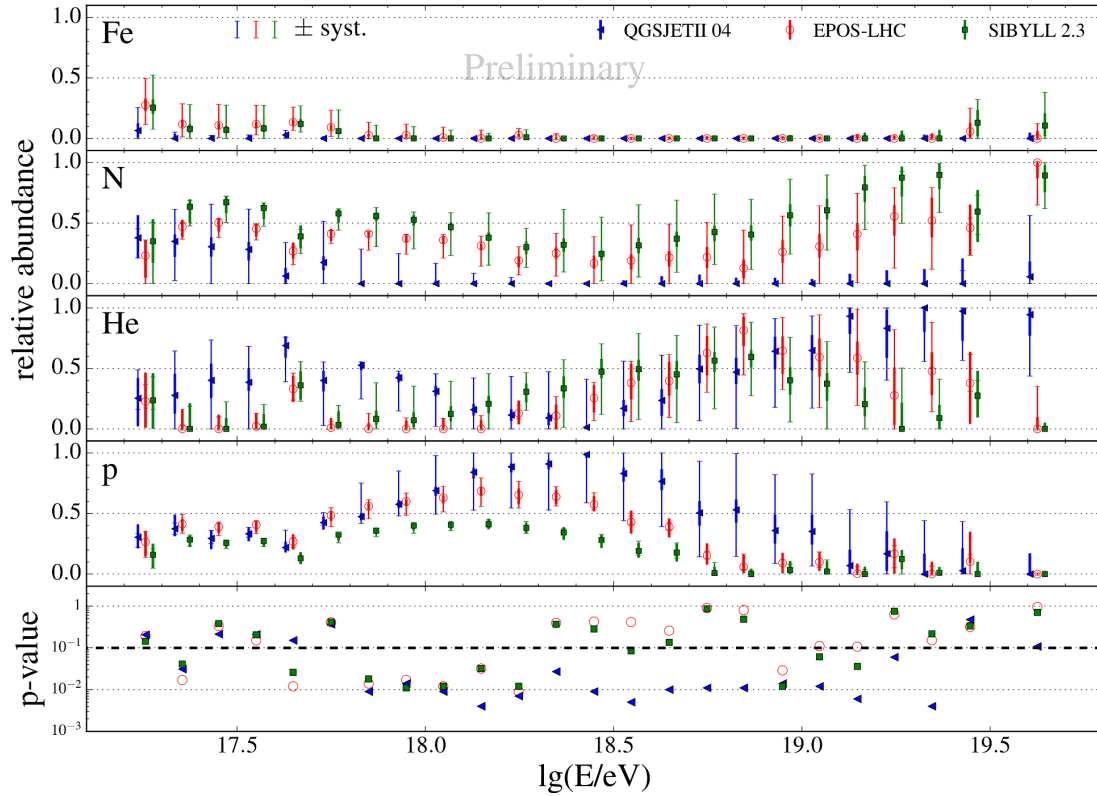
Pomiar głębokości maksimum pęku za pomocą teleskopów fluorescencyjnych jest obecnie najlepszą metodą wyznaczania składu masowego promieni kosmicznych [87–89]. Średnie i dyspersje rozkładu X_{\max} , tj. $\langle X_{\max} \rangle$ i $\sigma(X_{\max})$, zmierzone w różnych przedziałach energii przez Obserwatorium Pierre Auger, przedstawione są na rysunku 14. Zaznaczone są tam również oczekiwane wartości tych parametrów, w przypadku gdy promienie kosmiczne składają się tylko z protonów (górne czerwone linie) lub jąder żelaza (dolne niebieskie linie). Obliczono je na podstawie symulacji wielkich pęków dla trzech aktualnych wersji modeli oddziaływań hadronowych, tj. dla EPOS-LHC [93], Sibyll2.3 [94] i QGSJetII-04 [92]. Średnia oczekiwana wartość X_{\max} skaluje się w przybliżeniu jak $\langle X_{\max} \rangle \propto \ln(E/A)$, gdzie E jest energią pęku, a A jest liczbą masową cząstki pierwotnej. Wyniki obserwacji sugerują, że przy niższych energiach skład masowy zdominowany jest przez lekkie jądra. Natomiast przy wyższych energiach, powyżej około 2 EeV, lekkie jądra ustępują stopniowo jądrom cięższym.

Bardziej szczegółowa analiza oparta na pełnym rozkładzie X_{\max} , a nie tylko na jej pierwszym i drugim momencie, pozwala uzyskać więcej informacji na temat składu ma-



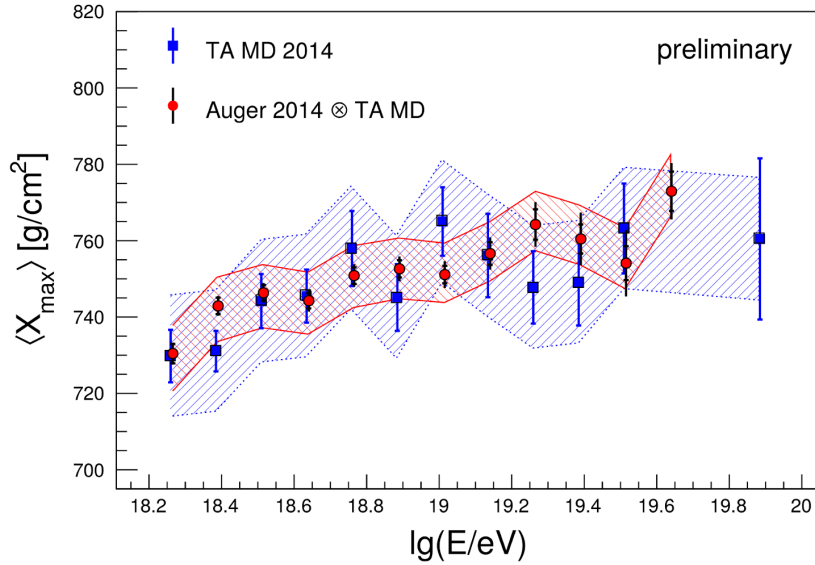
Rysunek 14: Średnie wartości X_{\max} i dyspersje ich rozkładów w funkcji energii pęków, zmierzone przez detektor fluorescencyjny Obserwatorium Pierre Auger [90]. Zaznaczone są przewidywania różnych modeli hadronowych (EPOS-LHC [93], Sibyll2.3 [94] i QGSJetII-04 [92]) dla pęków inicjowanych przez protony (czerwone linie) i jądra żelaza (niebieskie linie).

sowego. Przy pomocy symulacji pęków, dla dowolnej cząstki pierwotnej, można obliczyć oczekiwany rozkład X_{\max} w funkcji energii. Do pokrycia najbardziej prawdopodobnego zakresu mas promieni kosmicznych można wybrać protony oraz jądra ${}^4\text{He}$, ${}^{14}\text{N}$ i ${}^{56}\text{Fe}$. Następnie poprzez odpowiedni dobór cząstkowego udziału poszczególnych jąder w składzie masowym, dokonany dla każdego zakresu energii z osobna, można dopasować symulowane rozkłady X_{\max} do rozkładów faktycznie zmierzonych. Uzyskany w ten sposób skład masowy przedstawiony jest na rysunku 15. Wynika z niego, że jądra ${}^{56}\text{Fe}$ są prawie nieobecne w całym zakresie energii z wyjątkiem możliwego małego udziału (25 – 38% w zależności od modelu) przy najniższej i najwyższej energii. Przy energiach poniżej 10^{19} eV obserwuje się duży wkład od protonów, który maleje do około zera powyżej tej energii. Składowa protonowa wydaje się być zastępowana przez jądra ${}^4\text{He}$, a następnie przez ${}^{14}\text{N}$, w miarę wzrostu energii. Ta ewolucja składu masowego zachodzi przy względnie małym mieszaniu się cząstek o różnych masach, co wynika z małych wartości dyspersji rozkładu X_{\max} (zobacz rysunek 14). Byłoby to zgodne ze scenariuszem, w którym obcięcie widma promieni kosmicznych wynika z kresu wydajności źródeł, kiedy to cząstki mogą być przyspieszane do energii o wartości maksymalnej proporcjonalnej do ich ładunku. W takim scenariuszu wraz ze wzrostem energii następuje stopniowy zanik lekkiej składowej, przesuwając skład promieni kosmicznych ku większym masom. Należy przy tym zauważyć, że interpretacja zmierzonych rozkładów X_{\max} silnie zależy od poprawności modeli oddziaływań hadronowych. Modele te wykorzystują przekroje



Rysunek 15: Skład masowy promieni kosmicznych uzyskany na podstawie najlepszego dopasowania wyników symulacji pęków, dla różnych modeli oddziaływań hadronowych, do obserwowanych rozkładów X_{\max} [90]. Zakres mas pokryty jest przez protony oraz jądra ${}^4\text{He}$, ${}^{14}\text{N}$ i ${}^{56}\text{Fe}$. Otrzymany skład masowy silnie zależy od modelu oddziaływań hadronowych i jest obarczony dużymi niepewnościami systematycznymi, które są znacznie większe od niepewności statystycznych. Na dolnym panelu przedstawione są p-wartości (ang. p-value), które przy dobrym dopasowaniu modelu powinny być równomiernie rozłożone pomiędzy wartościami 0 i 1, jak również nie powinny być zbyt małe. Na podstawie tych wartości wnioskujemy, że wszystkie modele oddziaływań hadronowych mają trudności z odtworzeniem danych obserwacyjnych, przy czym największe trudności ma model QGSJetII-04. Wskazuje na to duża liczba p-wartości znajdujących się poniżej przerywanej linii.

czynne ekstrapolowane z danych uzyskanych w akceleratorach przy energiach (w środku masy) o ponad dwa rzędy wielkości niższych, co jest źródłem dużych niepewności systematycznych. Oznacza to, że innym równie prawdopodobnym wyjaśnieniem obserwowanych rozkładów X_{\max} jest większy, niż się zakłada, przekrój czynny na oddziaływanie protonu z powietrzem przy najwyższych energiach. Wtedy rozwój pęków protonowych następowałby znacznie szybciej, tak jak ma to miejsce w przypadku pęków inicjowanych przez ciężkie jądra [90]. W takim scenariuszu skład masowy, niezależnie od energii, zdominowany byłby przez protony. Dokładna interpretacja zmierzonych rozkładów X_{\max} ,



Rysunek 16: Porównanie średnich wartości X_{\max} zmierzonych przez eksperyment Telescope Array (niebieskie kwadraty) z wartościami, które by zmierzył, gdyby skład promieni kosmicznych był zgodny ze składem masowym uzyskanym przez Obserwatorium Pierre Auger (czerwone kółka) [95]. Kolorowe pasy pokazują systematyczne niepewności skali głębokości atmosferycznej każdego z eksperymentów.

ich średnich $\langle X_{\max} \rangle$ oraz dyspersji $\sigma(X_{\max})$ jest nadal kwestią otwartą.

Ograniczony czas pracy detektora fluorescencyjnego, który wynosi tylko $\sim 15\%$, w sposób istotny zmniejsza statystykę pęków zarejestrowanych przy najwyższych energiach. Zawęża to dostępne pomiary X_{\max} , a więc i pomiary składu masowego, do energii poniżej $\sim 4 \times 10^{19}$ eV. W zakresie energii tłumienia widma brak jest wiarygodnych danych na temat składu masowego, co jest niezbędne przy interpretacji obserwowanego widma i w poszukiwaniach źródeł promieni kosmicznych. Obecnie prowadzony projekt AugerPrime [91, 97–101], mający na celu rozbudowę Obserwatorium Pierre Auger, zakłada ponad dwukrotne zwiększenie czasu pracy teleskopów fluorescencyjnych. Symulacje wykonane przez autora pokazują, że jest to fizycznie możliwe (zobacz rozdział 4.3).

Porównanie składów masowych promieni kosmicznych uzyskanych na podstawie pomiarów głębokości maksimum pęków przez eksperyment Telescope Array i Obserwatorium Pierre Auger nie jest rzeczą łatwą ze względu na inną specyfikę obu detektorów i różne procedury rekonstrukcji pęków. Dokładniejsza analiza pokazuje jednak, że wyniki uzyskane przez Telescope Array są tak samo kompatybilne z czystym składem protonowym jak ze składem masowym wyznaczonym przez eksperyment Auger [95, 96]. Porównanie wyników uzyskanych przez oba eksperymenty przedstawione jest na rysunku

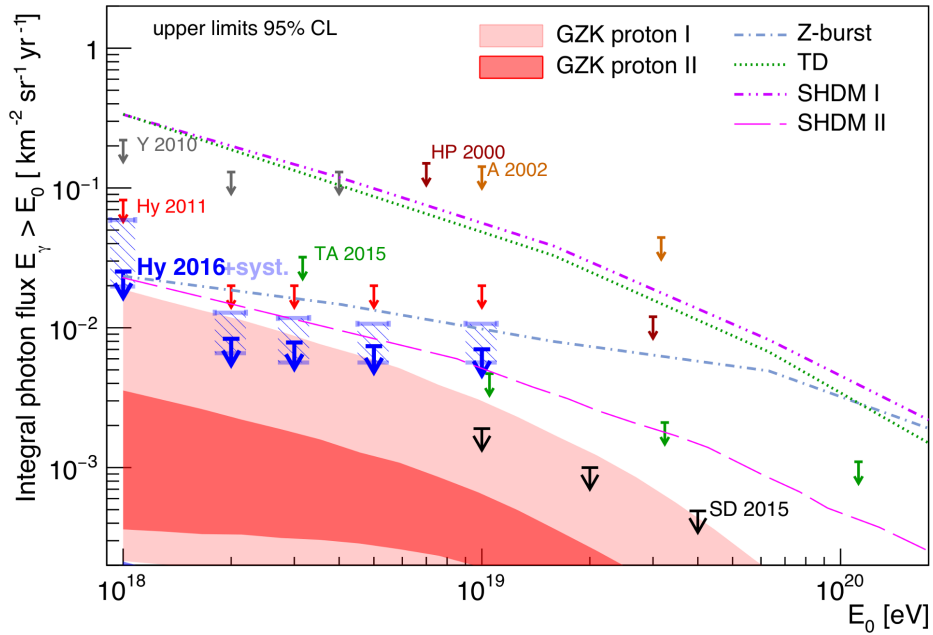
16. Obie próbki danych są ze sobą zgodne w granicach niepewności systematycznych. Oznacza to, że zależność $\langle X_{\max} \rangle$ od energii zmierzona przez Telescope Array jest kompatybilna ze składem masowym wyznaczonym przez Obserwatorium Pierre Auger.

2.4.3 Górne ograniczenia na strumienie fotonów i neutrin

W składzie promieni kosmicznych ultra-wysokich energii nie zidentyfikowano jak dotąd żadnego fotonu czy neutrina, pomimo tego, że wszystkie modele opisujące produkcję promieniowania kosmicznego przewidują istnienie takich cząstek. W szczególności w tzw. modelach „top-down”, które przewidują powstawanie promieni kosmicznych na skutek rozpadów defektów topologicznych lub egzotycznych cząstek (np. super ciężkich cząstek ciemnej materii), obecność fotonów i neutrin jest naturalnym efektem tych rozpadów. Modele te przewidują znaczny, bo aż kilkudziesięcioprocentowy udział tych cząstek w całkowitym strumieniu promieni kosmicznych ultra-wysokich energii. Znacznie mniejszy, bo tylko około jednoprocenowy, wkład do tego strumienia przewidywany jest w klasycznym scenariuszu powstawania promieni kosmicznych, w którym cząstki są przyspieszane do ultra-wysokich energii przez pola magnetyczne obecne w ich źródłach. W klasycznym modelu wtórne fotony i neutrina powstają na skutek oddziaływań z materią w źródłach lub efektu GZK związanego z oddziaływaniem promieniowania relikтового, wypełniającego Wszechświat, z promieniami kosmicznymi, podczas ich propagacji od źródeł do Ziemi. Wykrycie fotonów i neutrin w zakresie ultra-wysokich energii lub określenie górnej granicy na ich strumienie jest szczególnie istotne w kontekście badań nad różnymi mechanizmami powstawania promieni kosmicznych.

Nie jest możliwa bezpośrednia identyfikacja cząstek wchodzących w skład promieniowania kosmicznego docierającego do Ziemi. Dlatego konieczna jest staranna analiza rozwoju wielkich pęków w atmosferze ziemskiej, która umożliwi znalezienie sygnatur charakterystycznych dla różnych rodzajów cząstek pierwotnych. Ze względu na losowe fluktuacje rozwoju pęków, pozwala to jedynie na statystyczne badanie udziału fotonów i neutrin w całkowitym strumieniu cząstek promieniowania kosmicznego ultra-wysokich energii. Przykładową charakterystyką wykorzystywaną do identyfikacji fotonów jest głębokość atmosferyczna maksimum, która w przypadku pęków wytwarzanych przez fotony jest dużo większa niż ma to miejsce dla pęków inicjowanych przez jądra atomowe (zobacz rysunek 12 w rozdziale 2.4.2). Sprawia to, że rozdzielenie obu tych składów jest stosunkowo łatwe. Oczywiście położenie X_{\max} nie jest jedyną możliwą charakterystyką pęków braną pod uwagę. Analiza wielu zmiennych pozwala na zwiększenie dokładności z jaką określa się udział różnych cząstek pierwotnych w całkowitym strumieniu promieni kosmicznych.

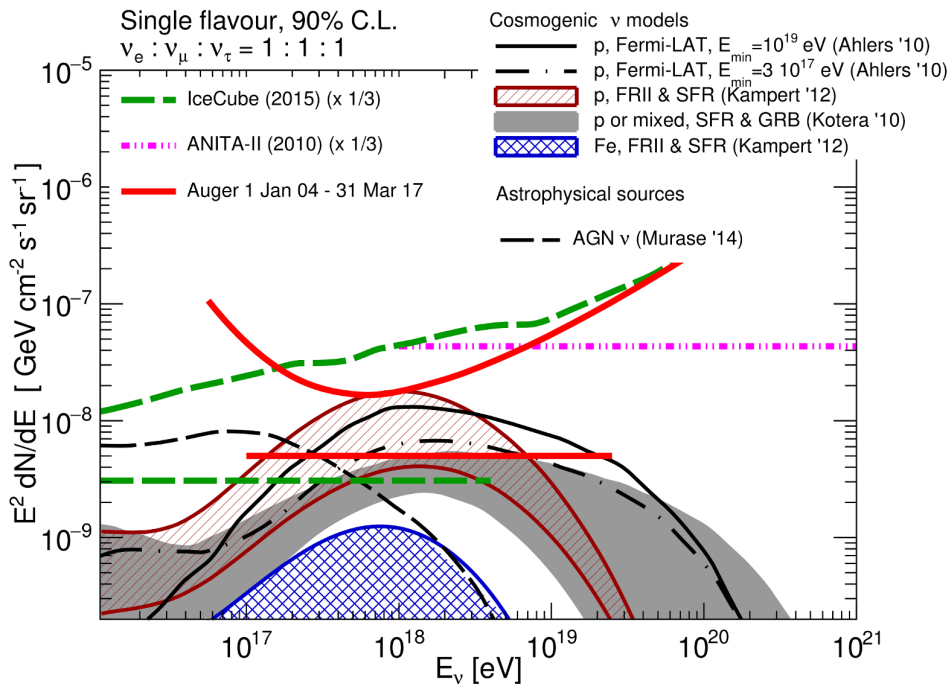
Długi czas obserwacji detektora Pierre Auger (~ 10 lat) pozwala na wyznaczenie górnych ograniczeń na strumienie fotonów i neutrin, co przedstawione jest na rysunkach



Rysunek 17: Górne ograniczenia na strumień fotonów ultra-wysokich energii uzyskane na podstawie danych z detektorów AGASA (A) [102], Haverah Park (HP) [103], Yakutsk (Y) [104], Telescope Array (TA) [105] oraz z Obserwatorium Pierre Auger (na podstawie danych hybrydowych (Hy) [106, 107] i danych zebranych wyłącznie przez detektor powierzchniowy (SD) [108]). Linie pokazują przewidywania wybranych modeli „top-down” (Z-burst, TD, SHDM I [109] i SHDM II [110]), natomiast kolorowe pola – przewidywania wynikające z efektu GZK [111–113]. Wykres pochodzi z pracy [107].

17 i 18. Uzyskane wyniki porównane są z danymi dostarczonymi przez inne eksperymenty, jak również z teoretycznymi przewidywaniami. Scenariusze, w których znaczna część obserwowanych cząstek promieniowania kosmicznego ultra-wysokich energii powstaje w wyniku rozpadu egzotycznych cząstek lub defektów topologicznych (modele „top-down”), prowadzące do dużych strumieni fotonów i neutrin [25] są praktycznie wyeliminowane. Dodatkowo uzyskane górne ograniczenia na te strumienie zaczynają testować klasyczne modele, w których zakłada się, że tłumienie strumienia promieniowania kosmicznego związane jest wyłącznie z procesem utraty energii w wyniku efektu GZK, gdzie strumień promieni kosmicznych zdominowany jest przez protony [111, 113, 117, 118]. Górne ograniczenia już w chwili obecnej obejmują obszary przewidywane przez te scenariusze.

Ograniczenie na strumień fotonów ma również inną daleko sięgającą konsekwencję, ponieważ dostarcza ważnych ograniczeń na teorie kwantowej grawitacji z łamaniem niezmienniczości Lorentza (LIV, ang. Lorentz invariance violation) [120–123]. Co więcej, zidentyfikowanie pojedynczego fotonu w zakresie ultra-wysokich energii dostarczyłoby



Rysunek 18: Górne ograniczenia na strumień neutrin obliczone na podstawie danych z Obserwatorium Pierre Auger [114], IceCube [115] i ANITA [116]. Wyniki uzyskane przez te eksperymenty porównane są z przewidywaniami różnych reprezentatywnych modeli [113, 117–119]. Wykres pochodzi z [114].

bardzo silnych ograniczeń na różne parametry teorii LIV [124–126]. Podobnie zaobserwowanie kosmogenicznych neutrin (wytworzonych w wyniku efektu GZK) umożliwiłoby nałożenie dodatkowych ograniczeń na tę teorię w sektorze neutrin [127].

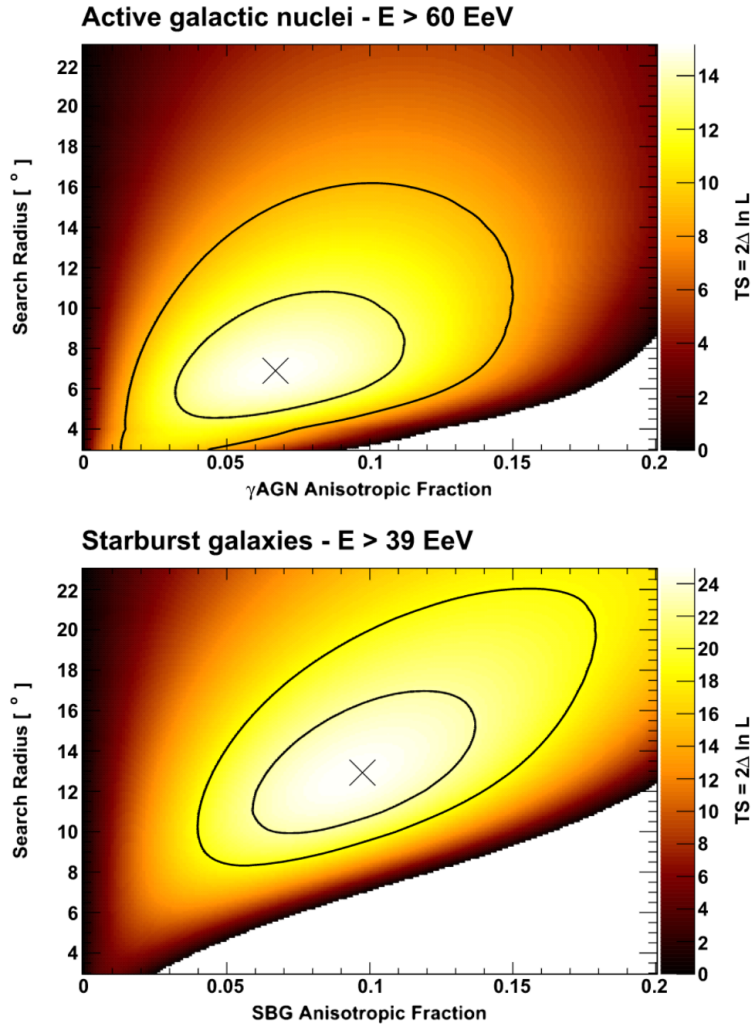
2.4.4 Rozkład kierunków przylotu promieni kosmicznych – korelacje z potencjalnymi źródłami, anizotropia dipolowa

Rozkład kierunków nadejścia promieni kosmicznych ultra-wysokich energii badany jest w celu uzyskania informacji na temat położenia i charakteru ich źródeł. Ponieważ promienie kosmiczne są w przeważającej mierze naładowanymi cząstkami (jak dotąd nie zaobserwowano żadnego fotonu czy neutrina przy ultra-wysokich energiach), oddziałują zarówno z galaktycznym, jak i międzygalaktycznym polem magnetycznym. Oznacza to, że ich trajektorie są odchylane od pierwotnych kierunków, wskazujących na ich źródła, przy czym kąt odchylenia wzrasta z ładunkiem i jednocześnie maleje wraz ze wzrostem energii tych cząstek. Nie dziwi więc fakt, że w zakresie energii poniżej energii kostki (tj. $E \lesssim 5 \times 10^{18}$ eV) nie znaleziono znaczących anizotropii w kierunkach nadejścia promieni kosmicznych. Przy większych energiach odchylenia cząstek stają się dużo mniejsze co

potencjalnie powinno pozwolić na celowanie do ich źródeł. W takim przypadku promienie kosmiczne będą się gromadzić w pewnych małych obszarach nieba wokół tych źródeł. Ponieważ efekt GZK związany z propagacją cząstek promieniowania kosmicznego ogranicza ich zasięg przy najwyższych energiach do kilkudziesięciu parseków, spodziewamy się, że źródła promieni kosmicznych znajdują się również w takich odległościach od Ziemi. Wyznaczanie tych źródeł polega na szukaniu korelacji między położeniami różnych obiektów astrofizycznych na niebie (w oparciu o różne katalogi), a kierunkami nadejścia promieni kosmicznych. Alternatywnie można szukać anizotropii przy dużych skalach kątowych, np. związanych z rozkładem materii we Wszechświecie (do odległości ~ 100 Mpc od nas).

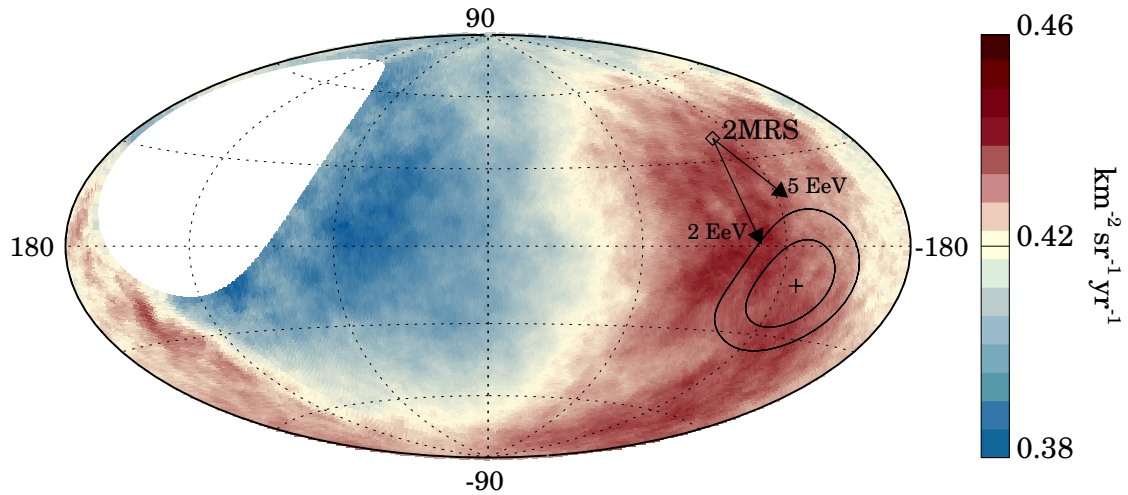
Przeprowadzone badania nie wykazały istotnych korelacji pomiędzy kierunkami nadejścia promieni kosmicznych, a położeniami obiektów astrofizycznych, będących potencjalnymi kandydatami na ich źródła [128, 129]. Spośród ciekawszych analiz przeprowadzonych w ostatnim czasie warto wspomnieć o jednej, opartej na pomysśle, że strumień promieni kosmicznych ultra-wysokich energii jest proporcjonalny do obserwowanego strumienia promieniowania gamma docierającego do nas z różnych obiektów [130]. W analizie tej uwzględniono dwa typy źródeł: aktywne jądra galaktyk (AGN) i galaktyki, w których następuje intensywne formowanie się gwiazd (SBG, ang. starburst galaxies). Wolnym parametrem w tym modelu jest energia progowa promieni kosmicznych, powyżej której obserwuje się maksymalną korelację pomiędzy kierunkami nadejścia tych promieni, a kierunkami do domniemych źródeł, czyli energia powyżej której obserwuje się maksymalną anizotropię. Dodatkowymi parametrami są procentowa zawartość cząstek promieniowania kosmicznego stowarzyszonego z tą anizotropią (pozostała część promieni kosmicznych ma rozkład izotropowy) oraz kąt rozmycia, określający charakterystyczne odchylenie kierunku cząstek promieniowania kosmicznego od ich źródeł. Na rysunku 19 przedstawiony jest skan po dwóch ostatnich parametrach dla przedziałów energii, przy których uzyskano maksymalną anizotropię, czyli dla $E \geq 60$ EeV w przypadku AGN-ów i $E \geq 39$ EeV dla obiektów typu SBG. Najlepiej dopasowane parametry korelacji to kąt rozmycia 13° i zawartość anizotropowej komponenty 10% dla SBG oraz odpowiednio 7° i 7% dla AGN-ów. Poziom ufności zmierzonych korelacji wynosi odpowiednio 4σ i 2.7σ . Godne uwagi jest to, że o ile poziom ufności uzyskany dla korelacji kierunków promieni kosmicznych z aktywnymi jądrami galaktyk jest zbliżony do wartości uzyskanych w poprzednich analizach, to w przypadku galaktyk typu SBG uzyskana korelacja, ze statystycznego punktu widzenia, jest bardziej znacząca.

W świetle najnowszych badań nad wielkoskalowymi anizotropiami, najbardziej ekscytujące jest niedawne odkrycie, że znaczącym poziomem ufności wynoszącym aż 5.2σ , anizotropii dipolowej w rozkładzie kierunków nadejścia cząstek promieniowania kosmicznego o energiach powyżej 8 EeV [131] (zobacz rysunek 20). Wykorzystane zostały przy



Rysunek 19: Skan po dwóch parametrach dopasowania korelacji między kierunkami przyścia promieni kosmicznych, a kierunkami do aktywnych jąder galaktyk (*u góry*) i kierunkami do galaktyk, w których odbywa się intensywny proces formowania gwiazd (*na dole*). Rozpatrywane parametry dopasowania związane są z wielkością frakcji anizotropowej oraz kątem rozmycia pierwotnych kierunków promieni kosmicznych. Zaprezentowane skany przedstawione są dla zakresów energii promieni kosmicznych, dla których uzyskuje się największą korelację pomiędzy kierunkami nadejścia promieni kosmicznych, a położeniami rozpatrywanych obiektów astrofizycznych, będących kandydatami na ich źródła. Rysunek pochodzi z pracy [129].

tym dane zebrane w czasie ponad dziesięcioletniej działalności Obserwatorium Pierre Auger, przy łącznej ekspozycji 76800 km² sr rok. Dane te obejmują ponad 32000 pęków. Zrekonstruowany dipol, obecny w rozkładzie strumienia promieni kosmicznych na niebie, ma amplitudę $6.5_{-0.9}^{+1.3}\%$ i kierunek określony przez współrzędne galaktyczne $(l,b) = (233^\circ, -13^\circ)$, a więc jest oddalony od centrum Galaktyki o około 125°. Wskazuje



Rysunek 20: Mapa nieba we współrzędnych galaktycznych przedstawiająca strumień promieniowania kosmicznego dla energii $E \geq 8$ EeV [131]. Kierunek wyznaczonej anizotropii dipolowej (tego strumienia cząstek) zaznaczony jest krzyżykiem, natomiast czarne kontury wokół niego oznaczają poziomy ufności (wyznaczenia tego kierunku) wynoszące odpowiednio 68% i 95%. Pokazany jest również kierunek dipola związanego z wielkoskalowym rozkładem galaktyk, wyznaczonym na podstawie przeglądu nieba 2MRS [132]. Strzałki pokazują oczekiwane ugięcia promieni kosmicznych, o sztywności magnetycznej $E/Z = 5$ i 2 EeV, przez galaktyczne i międzygalaktyczne pola magnetyczne [133]. Uwzględnienie tych pól sprawia, że położenia kierunków dipoli związanych z anizotropią strumienia promieni kosmicznych oraz z wielkoskalową strukturą materii stają się bardziej zgodne ze sobą.

to na pozagalaktyczne pochodzenie promieniowania kosmicznego ultra-wysokich energii.

Pewien stopień anizotropii na dużych skalach kątowych oczekiwany jest nawet w przypadku, gdy istnieje układ odniesienia, w którym rozkład kierunków promieni kosmicznych jest izotropowy. Powstawałby on na skutek ruchu Ziemi względem tego układu. Ze względu na ten ruch będziemy obserwować więcej cząstek nadchodzących z kierunku, w którym Ziemia porusza się względem promieniowania kosmicznego niż z przeciwnego kierunku. Prowadzi to do dipolowej modulacji strumienia cząstek, w której wartość tego strumienia zmienia się wraz z kątem pomiędzy kierunkiem ruchu Ziemi w przestrzeni kosmicznej a kierunkiem obserwacji [134]. Efekt ten należy uwzględniać w każdej analizie rozkładu kierunków przylotu cząstek promieniowania kosmicznego, a w szczególności przy poszukiwaniu anizotropii oraz szukaniu korelacji tych kierunków ze źródłami. Jednocześnie oczekuje się, że związana z tym amplituda anizotropii dipolowej będzie mniejsza niż 1% [135], a więc znacznie poniżej zaobserwowanego efektu.

Większa anizotropia może powstać w wyniku niejednorodnego rozkładu źródeł promieni kosmicznych, przy czym będzie ona zależeć od składu promieni kosmicznych oraz ich energii. Gdyby źródła były rozmieszczone zgodnie z rozkładem galaktyk, można by

oczekiwać, że kierunki dipolowej anizotropii związanej z tym rozkładem oraz rozkładem strumienia promieni kosmicznych będą zbliżone. Przykładowo można rozpatrzeć galaktyki obserwowane w podczerwieni, zawarte w katalogu 2MRS (ang. Two Micron All Sky Redshift Survey) [132]. Kierunek dipola związanego z tym rozkładem materii zaznaczony jest na rysunku 20. Znajduje się on w odległości około 55° od kierunku dipola związanego z anizotropią strumienia promieni kosmicznych. Jednakże po uwzględnieniu ugięcia trajektorii cząstek promieniowania kosmicznego przez pole magnetyczne, zgodność obu tych kierunków znacznie się poprawia. Oznacza to, że wytwarzanie promieni kosmicznych skorelowane jest z wielkoskalowym rozkładem materii, co jest kolejnym argumentem za pozagalaktyczną naturą pochodzenia tych cząstek.

Pewną pomoc w wyjaśnieniu zagadki pochodzenia promieni kosmicznych może również przynieść jednoczesna obserwacja (z udziałem wielu eksperymentów) kilku typów cząstek w różnych zakresach energii lub też obserwacja wysokoenergetycznych zjawisk zachodzących we Wszechświecie oraz badanie czasowych i przestrzennych korelacji zachodzących między nimi. Przykładowo, niedawno przeprowadzono badania w kooperacji Obserwatorium Pierre Auger i eksperymentów Telescope Array oraz IceCube, szukając korelacji między kierunkami promieni kosmicznych ultra-wysokich energii, a wysokoenergetycznymi neutronami (o energiach poniżej kilku PeV) [136]. Jednakże wyniki poszukiwań dały negatywny rezultat. Podobny wynik (brak korelacji) uzyskano przy poszukiwaniu koincydencji neutron z odkrytymi niedawno falami grawitacyjnymi (z którymi stowarzyszone były błyski gamma) [137–139]. Być może w przyszłości, wraz z poprawą czułości różnych typów detektorów i zwiększeniem statystyki dobrych jakościowo danych, uda się znaleźć jakieś korelacje wskazujące na konkretną klasę obiektów astrofizycznych zdolną do przyspieszania cząstek do ultra-wysokich energii.

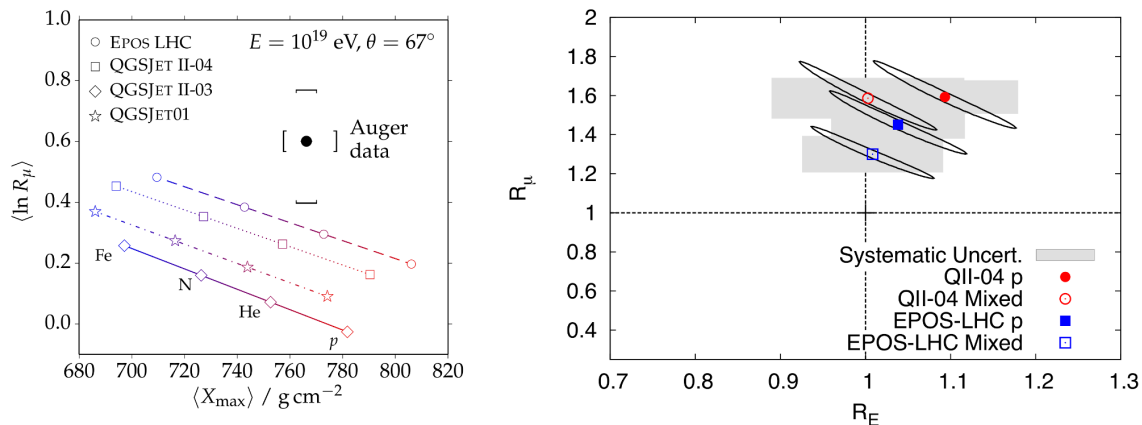
2.5 Wielkie pęki atmosferyczne a fizyka oddziaływań hadronowych

Składowa mionowa pęków jest wrażliwa na hadronowe oddziaływania cząstek na wszystkich etapach rozwoju kaskady. Obecnie liczba mionów wchodzących w skład pędu może być mierzona tylko pośrednio [140], z wyjątkiem pomiarów przy bardzo dużych odległościach od osi pędu [141, 142] lub dla bardzo nachylonych pęków [143, 144], gdzie składowa mionowa dominuje w sygnale. Oczywiście możliwy jest również bezpośredni pomiar przez detektory mionów umieszczone pod ziemią, jednakże jest ich zbyt mało, aby mogły dostarczyć znaczącą próbkę danych. Ponieważ składowa elektromagnetyczna jest silniej tłumiona przez atmosferę niż mionowa, skutecznym sposobem pomiaru mionów przy użyciu detektora powierzchniowego jest odseparowanie składowej elektromagnetycznej przy użyciu atmosfery jako tarczy. Powyżej pewnej głębokości atmosferycznej ($\sim 2000 \text{ g/cm}^2$) składowa elektromagnetyczna praktycznie zanika, podczas gdy większość mionów przeżywa. Tak dużą głębokość w atmosferze osiągną tylko bardzo nachy-

lone pęki.

Posługując się tą metodą wyznaczono całkowitą liczbę mionów na powierzchni ziemi N_μ , zawartych w nachylonych pękach (o kątach zenitalnych $62^\circ < \theta < 80^\circ$), zarejestrowanych równocześnie przez detektor powierzchniowy i fluorescencyjny Obserwatorium Pierre Auger (hybrydowa próbka danych) [143]. Liczba mionów N_μ określona jest przez estymator R_μ , który reprezentuje obserwowaną liczbę mionów, mierzona w stosunku do referencyjnych pęków protonowych o energii 10^{19} eV. Na podstawie zawartości mionów R_μ , dla każdego pędu o zadanym kącie zenitalnym θ , można wyliczyć odpowiadającą mu wartość N_μ . Przykładowo, przy kącie zenitalnym pędu wynoszącym 60° , wartość $R_\mu = 1$ odpowiada 2.1×10^7 mionom o energiach powyżej 0.3 GeV (próg na detekcję w czerenkowskich stacjach detektora powierzchniowego). Dla innych kątów zenitalnych, np. dla 70° i 80° , będzie to odpowiednio 1.2×10^7 i 5.2×10^6 mionów. Rysunek 21 (z lewej strony) przedstawia porównanie zależności $\langle \ln R_\mu \rangle$ od $\langle X_{\max} \rangle$, uzyskanej na podstawie wyżej wymienionej próbki danych z wynikami symulacji dla pęków inicjowanych przez cząstki pierwotne o różnych masach. Łatwo zauważyć, że obserwowana zawartość mionów R_μ jest znacznie wyższa niż przewidywana przez wszystkie obecnie stosowane modele oddziaływań hadronowych i to niezależnie od rozważanego składu masowego promieni kosmicznych.

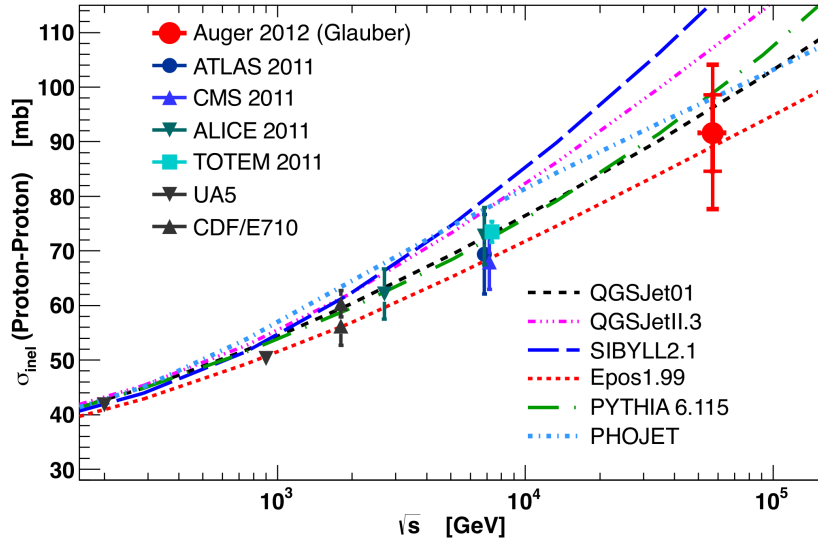
Podobne wyniki uzyskano również w innej, niezależnej analizie, tym razem przeprowadzonej dla pęków o mniejszych kątach zenitalnych, tj. $\theta < 60^\circ$, w przypadku których, przy obecnej konstrukcji detektora powierzchniowego w Obserwatorium Pierre Auger, możliwy jest tylko pośredni pomiar liczby mionów. W tym celu wybrano próbkę danych hybrydowych, w której do każdego zmierzonego profilu podłużnego pędu dopasowano symulowany profil o tej samej energii. Sygnał mionowy został uzyskany przez porównanie sygnałów wytworzonych w detektorze powierzchniowym przez zmierzony i symulowany pęk [145]. Ten typ analizy danych, w której do rekonstrukcji różnych parametrów pędu używa się najlepiej dopasowanych symulowanych profili podłużnych nazywamy metodą top-down. Celem lepszego dopasowania symulacji do danych, przeskalowano energię i składową mionową (liczbę mionów) symulowanych pęków odpowiednio o czynniki R_E i R_μ . Na rysunku 21 (po prawej stronie) przedstawiono najlepsze dopasowanie tych współczynników dla pęków o energii 10^{19} eV. Aby uczynić symulowany sygnał detektora powierzchniowego zgodnym z pomiarami, wymagany jest wzrost liczby mionów otrzymywanych z symulacji o 30% – 70%, biorąc pod uwagę wszystkie możliwe kombinacje modeli hadronowych i założeń dotyczących składu masowego (protony lub skład mieszany). Z drugiej strony analogiczny wymagany wzrost energii pęków wynosi nie więcej niż 10%, co w zupełności zawiera się w systematycznej niepewności pomiaru energii. W przypadku modeli z mieszanym składem masowym korekta energii symulowanych pęków nie jest konieczna. Obecne modele oddziaływań hadronowych nie



Rysunek 21: (Z lewej) średnia logarymiczna zawartość mionów R_μ , mierzona w stosunku do referencyjnych pęków protonowych o energii 10^{19} eV, w funkcji średniej głębokości maksimum X_{\max} [143]. Czarny punkt przedstawia hybrydowe dane, uzyskane przez eksperyment Auger, zawierające nachylone pęki o energii 10^{19} eV. Klamrami zaznaczone są ich systematyczne niepewności. Dane te porównane są do przewidywań dla cząstek pierwotnych o różnych masach, uzyskanych na podstawie kilku modeli oddziaływań hadronowych. (Z prawej) najlepsze dopasowanie współczynników skalowania liczby mionów i energii symulowanych pęków (R_μ i R_E) do danych hybrydowych eksperymentu Auger zawierających pęki o kącie zenitalnym $\theta < 60^\circ$ i energii 10^{19} eV. Symulacje wykonano dla dwóch modeli oddziaływań hadronowych (oznaczonych różnymi kolorami) [145]. Niezakolorowane symbole oznaczają symulacje dla mieszanego składu masowego, natomiast zakolorowane dla czystego składu protonowego. Z kolei elipsy i szare prostokąty oznaczają statystyczną i systematyczną niepewność na poziomie 1σ . Wyraźnie widać deficyt mionów w symulowanym sygnale (lub równoważnie nadmiar mionów w zmierzonym sygnale). Jednocześnie wartości symulowanych energii dosyć dobrze zgadzają się z danymi (zwłaszcza dla mieszanego składu masowego).

odtworzą w zadowalający sposób procesu produkcji mionów w wielkich pękach atmosferycznych. Najbardziej oczywistą manifestacją tego faktu jest opisany powyżej deficyt mionów, gdzie liczba mionów otrzymywanych z symulacji jest znacznie mniejsza niż wynika to z pomiarów. Efekt ten potwierdzają również inne eksperymenty [147–150].

Głębokość maksimum pędu jest bezpośrednio związana z głębokością pierwszego oddziaływania cząstki pierwotnej w atmosferze [151]. Na podstawie tej korelacji zmierzono przekrój czynny na oddziaływanie proton-powietrze, przy energii w układzie środka masy wynoszącej 57 TeV. Wykorzystano przy tym dane hybrydowe zebrane przez Obserwatorium Pierre Auger [146]. Wyznaczony przekrój czynny można przekształcić w równoważny mu przekrój czynny na nieelastyczne oddziaływanie proton-proton [152]. Okazuje się, że jest on spójny z różnymi modelami ekstrapolującymi dane uzyskane przez Wielki Zderzacz Hadronów (LHC) (zobacz rysunek 22). Wyniki te nie wskazują na gwałtowny wzrost przekroju czynnego proton-proton przy energiach znacznie przekraczających energie dostępne w LHC, co byłoby najprostszym wyjaśnieniem deficytu mionów obecnego



Rysunek 22: Przekrój czynny na oddziaływanie proton-proton w funkcji energii dostępnej w środku masy [146]. Wartość przekroju czynnego uzyskana z danych Obserwatorium Pierre Auger oznaczona jest przez czerwony punkt. Przedstawione są również wartości uzyskane na podstawie pomiarów akceleratorowych przy znacznie niższych energiach oraz przewidywania różnych modeli oddziaływań hadronowych (różne linie).

w symulacjach. Deficyt mionów i związany z tym problem modeli oddziaływań hadronowych nie jest dobrze zrozumiany. Wynika stąd potrzeba obserwacji składowej mionowej, poprzez pomiar liczby mionów na powierzchni ziemi N_μ , a także innych obserwabli czułych na tę składową. Powinno pozwolić to na znalezienie dodatkowych ograniczeń na modele oddziaływań hadronowych oraz doprecyzowanie ich właściwości.

2.6 Astrofizyczna interpretacja wyników obserwacji promieni kosmicznych ultra-wysokich energii

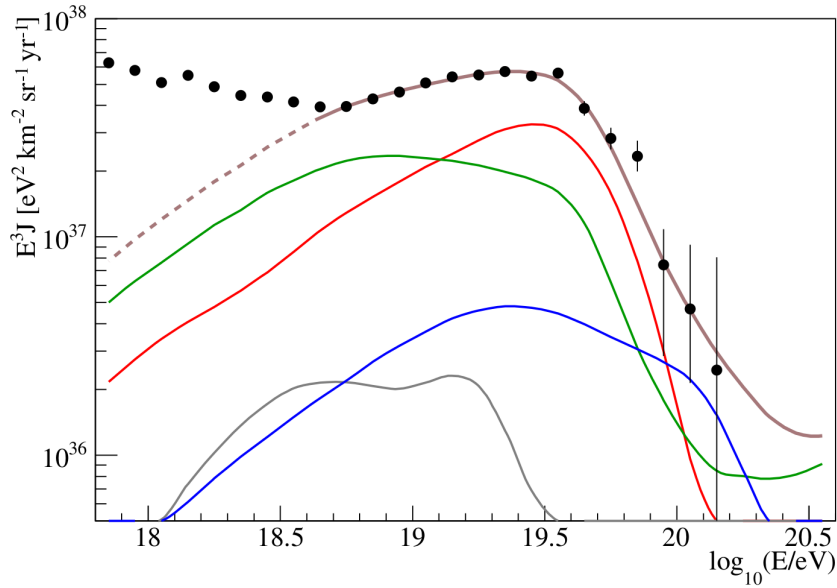
Wyniki przedstawione w poprzednich rozdziałach pokazują obecny stan wiedzy na temat promieni kosmicznych ultra-wysokich energii. Pomimo dokładnego pomiaru widma, jego interpretacja jest nadal niejednoznaczna, co wynika ze zbyt małej dokładności pomiaru składu masowego promieni kosmicznych.

Energia, przy której scałkowany strumień cząstek $\int_{E_{\text{ankle}}}^{E_{1/2}} J(E)dE$, tj. liczony od energii kostki, spada do połowy wartości oczekiwanej w przypadku kontynuacji potęgowego charakteru widma, wynosi $E_{1/2} \sim 23 \text{ EeV}$. Energia ta jest znacznie niższa od wartości $E_{1/2} = 53 \text{ EeV}$ przewidywanej przez klasyczny scenariusz GZK [80, 81] prowadzący do powstania tzw. obcięcia GZK. W scenariuszu tym obcięcie widma wynika ze strat energii cząstek promieniowania kosmicznego na foto-produkcję pionów w oddziaływaniach

z fotonami mikrofalowego tła (efekt GZK). Dodatkowo scenariusz ten zawiera założenie, że strumień cząstek promieniowania kosmicznego jest zdominowany przez protony pozagalaktycznego pochodzenia, w całym zakresie energii powyżej 10^{18} eV, a tłumienie widma wynika z propagacji tych protonów, od ich źródeł, rozłożonych jednorodnie we Wszechświecie, do Ziemi. Być może ta niezgodność oznacza, że założenie jednorodnego rozkładu źródeł jest niepoprawne. Jeżeli źródła promieni kosmicznych o najwyższych obserwowanych energiach są rzadkie, to ich niejednorodny rozkład w naszym sąsiedztwie może istotnie wpływać na widmo obserwowane na Ziemi [153]. Dodatkowym problemem jest, sugerowany przez dane, mały udział protonów w składzie promieni kosmicznych przy najwyższych energiach oraz brak obserwacji kosmogenicznych fotonów i neutrin.

Innym wyjaśnieniem uzyskanej wartości $E_{1/2}$ może być mieszany skład masowy promieni kosmicznych, który przesuwalby energię tłumienia widma. Jeżeli założymy, że źródła promieni kosmicznych przyspieszają jądra atomowe do energii powyżej progu na ich foto-dezintegrację przez fotony promieniowania relikтового, to lekkie pierwiastki, obecne w promieniowaniu kosmicznym, mogłyby być fragmentami cięższych jąder, które rozpadły się podczas propagacji. W tym scenariuszu [154, 155] tłumienie strumienia cząstek wynikałoby głównie z foto-dezintegracji jąder, a nie z efektu GZK. Aby odtworzyć dane uzyskane przez detektor Auger, niezbędne jest aby w skład promieni kosmicznych wchodziły jądra atomowe w zakresie mas pomiędzy ^{14}N i ^{28}Si [82–84] (zobacz rysunek 23). Ponadto źródła powinny prawie nie emitować lekkich jąder, wobec czego składowa protonowa byłaby wyłącznie produktem rozpadów cięższych jąder.

Tłumienie widma może być również związane z górną granicą energii do jakiej źródła są zdolne przyspieszać cząstki [156], która w naturalny sposób powinna zależeć od ich rozmiarów i pól magnetycznych. Jeżeli, w przypadku nawet najpotężniejszych źródeł, granica ta byłaby zbliżona do energii rzędu 10^{20} eV, to zaobserwowalibyśmy obcięcie widma nawet pod nieobecność efektu GZK. Innymi słowy obcięcie widma byłoby bezpośrednią konsekwencją kresu wydajności źródeł, a nie procesów utraty energii podczas propagacji cząstek (foto-dezintegracji i foto-produkcji pionów). Można przyjąć, że źródła przyspieszają cząstki do maksymalnych energii E_{max} proporcjonalnie do ich ładunku Z , czyli do tej samej maksymalnej sztywności magnetycznej (ang. rigidity) $R_{\text{cut}} = E_{\text{max}}/Z$. Widmo przy najwyższych obserwowanych energiach byłoby wówczas zdominowane przez ciężkie pierwiastki. W ten sposób uzyskuje się model, w którym składowa protonowa o energii około $10^{18.5}$ eV, obecna w promieniowaniu kosmicznym (zobacz rysunek 15), jest w naturalny sposób powiązana z cięższymi składowymi o energiach przeskalowanych odpowiednio do ich ładunków. Oznaczałoby to, że protony w zakresie energii kostki pochodzą od tych samych pozagalaktycznych źródeł, które są odpowiedzialne za produkcję cząstek o najwyższych obserwowanych energiach, a nie jak w



Rysunek 23: Przewidywane wkłady cząstek o różnych masach do całkowitego strumienia promieni kosmicznych, zmierzonego przez Obserwatorium Pierre Auger (czarne punkty), w scenariuszu w którym obcięcie widma spowodowane jest głównie przez foto-dezintegrację jąder atomowych, a nie przez foto-produkcję pionów w wyniku efektu GZK. Wkłady do całkowitego widma (brązowa linia) pogrupowane są według liczby masowej A w następujący sposób: $A = 1$ (czerwona linia), $2 \leq A \leq 4$ (szara linia), $5 \leq A \leq 26$ (zielona linia) i $A \geq 27$ (niebieska linia) [82]. W skład widma mierzonego na Ziemi wchodzi jądra atomowe pochodzące z fragmentacji ${}^4\text{He}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{28}\text{Si}$ i ${}^{56}\text{Fe}$. Część widma poniżej energii kostki $E_{\text{ankle}} \approx 5 \text{ EeV}$ nie została uwzględniona w symulacjach składu masowego, ze względu na spodziewany duży udział składowej galaktycznej w tej części widma. Skład masowy został określony na podstawie najlepszego dopasowania modelu do danych eksperymentalnych, a konkretniej do widma promieni kosmicznych oraz do zmierzonych zależności $\langle X_{\text{max}} \rangle$ (średnie wartości X_{max}) i $\sigma(X_{\text{max}})$ (dyspersja rozkładu X_{max}) od energii (zobacz rysunek 14). Momenty rozkładu X_{max} są obserwabłami służącymi do wyznaczenia składu masowego. Wykres pochodzi z pracy [82].

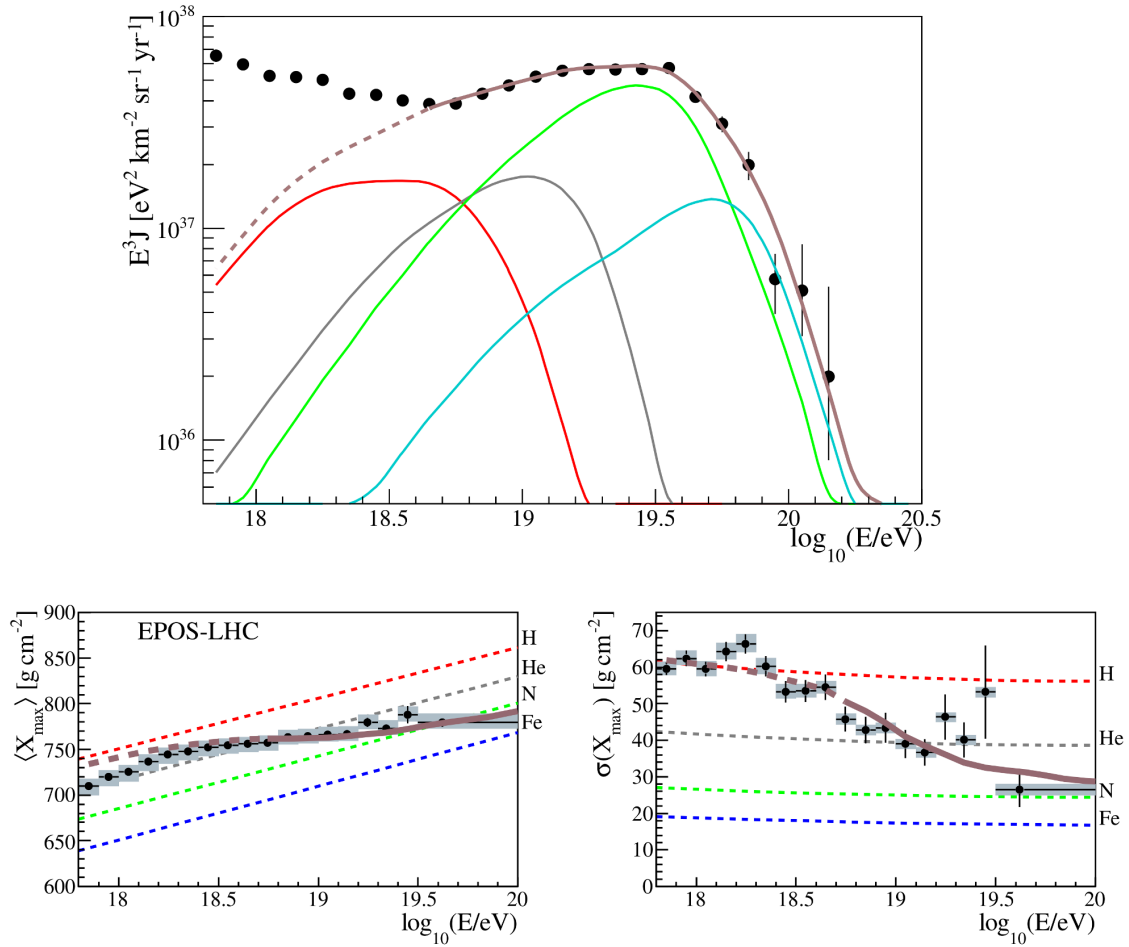
poprzednim modelu, gdzie były wynikiem rozpadów cięższych jąder.

Podobnie jak miało to miejsce w przypadku scenariusza GZK, w którym obcięcie widma wynikało z foto-dezintegracji jąder atomowych, również i w tym modelu możemy spróbować wyznaczyć skład masowy promieni kosmicznych, który najlepiej odtwarza dane eksperymentalne. W tym celu przeprowadzono złożone czterowymiarowe symulacje Monte Carlo propagacji promieni kosmicznych ultra-wysokich energii od ich źródeł do Ziemi [83]. Symulacje te uwzględniały między innymi ewolucję źródeł w czasie, międzygalaktyczne pole magnetyczne [157] odchylające trajektorię cząstek, jak również położenie dyskretnych źródeł promieni kosmicznych zgodne z lokalnym rozkładem masy we Wszechświecie [73]. Ponadto założono, że wszystkie źródła są jednakowe i izotropowe.

powo emitują promienie kosmiczne z (pierwotnym) widmem potęgowym o indeksie spektralnym γ , tj. $J(E) \propto E^{-\gamma}$, które jest wykładniczo tłumione powyżej sztywności magnetycznej $E/Z \geq R_{\text{cut}}$, gdzie Z jest liczbą atomową przyspieszanego jądra. W procesach prowadzących do utraty energii przez cząstki, podczas ich propagacji przez przestrzeń kosmiczną, uwzględniono tło radiowe pochodzące od galaktyk.

Na podstawie tych symulacji można sprawdzić dla jakiego widma i składu masowego promieni kosmicznych w źródłach, wynikające z nich (symulowane) widmo i skład masowy na Ziemi będą w najlepszej zgodności z obserwacjami. Na rysunku 24 przedstawione jest najlepsze dopasowanie omawianego modelu do danych uzyskanych przez Obserwatorium Pierre Auger. Osiąga się je przy indeksie spektralnym pierwotnego widma $\gamma \approx 1.6$ i maksymalnej sztywności magnetycznej $R_{\text{cut}} \approx 7.6$ EeV (maksymalnej energii do jakiej przyspieszane są protony). Ponadto udział jąder ^1H , ^4He , ^{14}N i ^{28}Si w składzie promieni kosmicznych w źródłach wynosi odpowiednio 3%, 2%, 74% i 21%. Jednocześnie zawartość jąder ^{56}Fe jest praktycznie zerowa. Uzyskane parametry najlepszego dopasowania (parametry źródeł) zależą od poczynionych założeń, a w szczególności od sposobu modelowania pól magnetycznych, ewolucji źródeł, tła radiowego w ośrodku międzygalaktycznym, oddziaływań hadronowych i przekrojów czynnych na foto-dezintegracje jąder. Na ogół preferowane są jednak niskie wartości indeksu spektralnego γ i sztywności magnetycznej R_{cut} , jak również skład masowy (w źródłach) zdominowany przez jądra o pośredniej masie (^{14}N i ^{28}Si). Czasami pojawia się również znacząca, maksymalnie do około 30%, składowa protonowa.

W scenariuszach ewolucji źródeł w czasie, w których więcej aktywnych źródeł istniało w przeszłości, można uzyskać indeks spektralny $\gamma \approx 2$ zbliżony do tego, który jest przewidywany w przypadku przyspieszania cząstek w wyniku procesu Fermiego pierwszego rzędu [7]. Co ciekawe, taka ewolucja źródeł charakterystyczna jest dla pewnego typu blazarów [8], będącego podgrupą aktywnych jąder galaktyk (AGN). Warto w tym miejscu wspomnieć, że pod nieobecność międzygalaktycznego pola magnetycznego indeks spektralny staje się dużo twardszy ($\gamma \approx 1$), co pokazuje jak ważne, przy interpretacji danych obserwacyjnych, jest uwzględnienie obecności tego pola w przestrzeni kosmicznej. Ta zmiana indeksu spektralnego miałaby związek z dyfuzją promieni kosmicznych, o sztywności magnetycznej poniżej pewnej granicznej wartości, w turbulentnym pozagalaktycznym polu magnetycznym. Takie przypadkowe błędzenie cząstek w przestrzeni kosmicznej spowodowane uginaniem ich trajektorii przez pole magnetyczne powoduje dużą dyspersję w czasach ich dotarcia do Ziemi, efektywnie prowadząc do obniżenia obserwowanego strumienia cząstek o mniejszych energiach, a więc do bardziej twardego widma (mniejsze γ). Innymi słowy, uwzględniając pola magnetyczne jesteśmy w stanie odtworzyć obserwowane widmo promieni kosmicznych za pomocą widma pierwotnego o większym indeksie spektralnym.



Rysunek 24: Porównanie danych uzyskanych przez Obserwatorium Pierre Auger (czarne punkty) z najlepiej dopasowanym do nich modelem (brązowe linie), w którym obcięcie widma promieni kosmicznych wynika z kresu wydajności ich źródeł [84]. Przedstawione jest widmo promieniowania kosmicznego (*u góry*), jak również zmieniające się z energią średnie wartości i dyspersje rozkładu X_{\max} , czyli obserwabla $\langle X_{\max} \rangle$ i $\sigma(X_{\max})$ służące do wyznaczenia składu masowego promieni kosmicznych (*na dole*). Wkłady do całkowitego widma (linia brązowa), podobnie jak na rysunku 23, pogrupowane są według liczby masowej A w następujący sposób: $A = 1$ (czerwona linia), $2 \leq A \leq 4$ (szara linia), $5 \leq A \leq 26$ (zielona linia) i $A \geq 27$ (niebieska linia). Kropkowanymi liniami (na rysunkach na dole) zaznaczone są przewidywania modelu oddziaływań hadronowych EPOS-LHC dla pęków inicjowanych przez ^1H (czerwone linie), ^4He (szare linie), ^{14}N (zielone linie) i ^{56}Fe (niebieskie linie). Dane poniżej energii kostki (oznaczone przerywaną brązową linią) nie zostały uwzględnione w procedurze fitowania, ponieważ mogą zawierać znaczący wkład od składowej galaktycznej. Jednoczesne dopasowanie symulowanego widma i składu masowego (czyli pierwszego i drugiego momentu rozkładu X_{\max}) zapewnia dosyć dobrą zgodność z danymi uzyskanymi eksperymentalnie.

Należy zauważyć, że oba przedstawione powyżej scenariusze, w których obcięcie widma wynika z foto-dezintegracji jąder lub kresu wydajności źródeł, wymagają aby skład masowy cząstek emitowanych przez źródła był cięższy niż w przypadku promieni kosmicznych pochodzenia galaktycznego. Oznacza to, że dane uzyskane przez eksperyment Auger wymagają bardzo nietypowej metaliczności źródeł lub zmiany właściwości oddziaływań hadronowych przy najwyższych energiach [158].

Obcięcie widma można również wyjaśnić stosując kombinację wyżej opisanych modeli. Przykładowo zwiększając wartość R_{cut} , sprawiamy że tłumienie widma coraz silniej zależy od strat energii podczas propagacji cząstek. Z kolei, przy mniejszych energiach do jakich mogą być przyspieszane protony ważniejszy staje się kres wydajności źródeł. Alternatywnie oba te efekty mogą być równie istotne w kształtowaniu widma, składu masowego i rozkładu kierunków przylotu promieni kosmicznych obserwowanych na Ziemi. Istnieją również inne, alternatywne, scenariusze. Przykładowo, należą do nich modele, które umieszczają źródła w naszej Galaktyce [159], jak również scenariusze, w których źródłami są galaktyczne i pozagalaktyczne gwiazdy neutronowe [160, 161] lub też najbliższa radiogalaktyka Cen-A [124, 162].

Jak widać z przedstawionych modeli, dokładna znajomość składu masowego promieni kosmicznych ultra-wysokich energii jest kluczowa do rozstrzygnięcia natury stłumienia widma promieni kosmicznych oraz poznania ich źródeł. W chwili obecnej nie można jednoznacznie stwierdzić, który z modeli najlepiej odtwarza rzeczywistość, a pochodzenie stłumienia widma nie jest do końca zrozumiane. Dodatkowo obecność słabych korelacji pomiędzy kierunkami przylotu promieni kosmicznych a ich potencjalnymi źródłami może wskazywać na obecność protonów przy energiach powyżej 40 EeV. Cięższe jądra byłyby znacznie bardziej odchylane przez pola magnetyczne, co mogłoby uniemożliwić otrzymanie takich korelacji. Jednakże z powodu braku danych dotyczących składu masowego w tym zakresie energii nie można wyciągnąć konkluzji.

Nie należy przy tym zapominać, że interpretacja zebranych danych pod kątem składu masowego związana jest z dokładnością modelowania pęków, a w szczególności z modelowaniem oddziaływań hadronowych. Dlatego wszystkie możliwe interpretacje astrofizyczne należy rozpatrywać w kontekście naszego obecnego zrozumienia tych oddziaływań. Nie jest wykluczone, że zmiana hadronowych modeli oddziaływań w obrębie ograniczeń wynikających z danych akceleratorowych może prowadzić do innej interpretacji danych wrażliwych na skład masowy [163–165]. Ponadto możliwe jest, że te oddziaływania, przy energiach niedostępnych dla obecnych ziemskich akceleratorów, znacząco różnią się od przewidywań. Taka zmiana mogłaby być związana z nową fizyką cząstek elementarnych lub po prostu z niepoprawną ekstrapolacją istniejących danych.

Pomimo postępów w naszym zrozumieniu promieni kosmicznych ultra-wysokich energii wciąż trudno jest zbudować spójny obraz ich pochodzenia. Aby dokonać dalszych po-

stępów w tym kierunku, potrzebna jest zarówno dokładniejsza, jak i dostępna w szerszym zakresie energii informacja o charakterze cząstek pierwotnych promieniowania kosmicznego docierających do Ziemi. Skład masowy jest obecnie niedostępny powyżej energii 40 EeV ze względu na ograniczony czas pracy detektorów fluorescencyjnych ($\sim 15\%$), co znacznie redukuje liczbę możliwych do zarejestrowania pęków przy najwyższych energiach. Ponadto wyznaczanie składu masowego za pomocą innych metod opartych na obecnie działających detektorach powierzchniowych obarczone jest dużą niepewnością systematyczną. Wskazuje to na potrzebę znacznego zwiększenia próbki danych eksperymentalnych w zakresie najwyższych energii, powyżej 40 EeV. Poza tym, niezbędne jest znaczne polepszenie dokładności pomiaru składu promieni kosmicznych przy tych energiach, a także obserwacja całego nieba. Ze względu na bardzo mały strumień cząstek promieniowania kosmicznego o skrajnie wysokich energiach, do ich detekcji niezbędna jest sieć detektorów rozmieszczona na powierzchni wielu tysięcy kilometrów kwadratowych lub alternatywnie obserwujących niebo nad tak dużym obszarem. Wynika stąd szczególnie potrzeba poszukiwania nowych rozwiązań eksperymentalnych umożliwiających poprawienie dokładności danych, przy jednoczesnej redukcji kosztów budowy i obsługi detektora.

Jednym z możliwych kierunków jest poszukiwanie tanich metod, podobnych do techniki fluorescencyjnej, umożliwiających bezpośredni pomiar X_{\max} , ale pracujących nieprzerwanie. Technika spełniająca te wymagania, w której pokłada się obecnie duże nadzieje, jest technika radiowa. Kilka lat temu rozważano również technikę mikrofalową [166] i radarową [167]. Jednakże dokładne badania, w których autor brał udział, wykazały że zastosowanie tych technik do pomiarów promieni kosmicznych o najwyższych energiach jest bardzo ograniczone. Alternatywnie rozważa się rozbudowę obecnie działających detektorów powierzchniowych w taki sposób, aby były w stanie odseparować składową elektromagnetyczną i mionową wielkich pęków atmosferycznych [91, 97–101]. Dokładna informacja na temat mionów pozwoli na lepszy pomiar składu masowego promieni kosmicznych, być może pozwoli również na wyznaczanie cząstki pierwotnej każdego pęku z osobna.

3 Metody detekcji wielkich pęków atmosferycznych

3.1 Uwagi ogólne

W eksperymentach poświęconych promieniom kosmicznym ultra-wysokich energii stosuje się wiele różnych technik detekcji. Podczas gdy kilkadziesiąt lat temu stosowano zwykle tylko jedną metodę na eksperyment, obecnie powszechne stało się łączenie kilku technik detekcji w ramach jednego eksperymentu, tworząc tzw. detektory hybrydowe. Pozwala to na równoczesną obserwację kilku charakterystyk wielkiego pęku oraz wzajemną kalibrację detektorów, co znacznie poprawia precyzję pomiarów.

Ze względu na bardzo mały strumień promieni kosmicznych ultra-wysokich energii niemożliwa jest ich bezpośrednia obserwacja z przestrzeni kosmicznej lub z wyższych partii atmosfery. Wszystkie metody detekcji oparte są na metodach pośrednich, tj. na obserwacji wielkich pęków inicjowanych przez cząstki promieniowania kosmicznego w atmosferze. Od czasu odkrycia promieni kosmicznych ultra-wysokich energii opracowano wiele metod ich detekcji, które nadal znajdują zastosowanie. Można je podzielić na dwie główne kategorie: próbkowanie rozkładu poprzecznego cząstek pęku na gruncie lub pod powierzchnią ziemi oraz pomiar promieniowania elektromagnetycznego generowanego bezpośrednio lub pośrednio przez naładowane cząstki pęku.

Do pierwszej kategorii należą zarówno różnego rodzaju sieci detektorów powierzchniowych składające się z naziemnych stacji rejestrujących obie składowe pęku (elektromagnetyczną i mionową), jak również i zakopane kilka metrów pod ziemią detektory mionów. Zaletami tej techniki jest duża dokładność wyznaczania kierunku cząstki pierwotnej i prawie 100% czas pracy, niezależnie od pory dnia czy warunków pogodowych. Natomiast rekonstrukcja energii obarczona jest dużą niepewnością systematyczną, ponieważ wymaga złożonych symulacji Monte Carlo. Wyniki tych symulacji silnie zależą od przyjętych założeń, między innymi od modeli oddziaływań hadronowych, które oparte są na ekstrapolacji danych akceleratorowych do energii większych o 5 – 7 rzędów wielkości niż te, przy których były mierzone.

Do drugiej kategorii należą detektory fluorescencyjne oraz radiowe, w których rejestrowane jest odpowiednio światło ultrafioletowe, wyświecane przez wzbudzone przez pęk cząsteczki atmosferycznego azotu lub promieniowanie radiowe, emitowane bezpośrednio przez cząstki samego pęku. Dużą zaletą jest przy tym precyzyjny kalorymetryczny pomiar energii oraz obserwacja całego (lub części) profilu podłużnego pęku umożliwiająca bezpośrednie wyznaczenie X_{\max} . W przeciwieństwie do detektora radiowego z czasem pracy bliskim 100%, detektor fluorescencyjny może zbierać dane tylko podczas ciemnych i bezchmurnych nocy. Daje to czas pracy na poziomie $\sim 15\%$, co łącznie z dużym kosztem detektorów stanowi ich dużą wadę.

Dwie pierwsze z wymienionych tutaj technik, tj. sieci detektorów powierzchniowych i

detektory fluorescencyjne, należą do klasycznych, dobrze ugruntowanych metod, z powodzeniem stosowanych od wielu lat. Większość obecnie pracujących detektorów promieni kosmicznych pracuje właśnie w oparciu o te dwie techniki. Były one już wielokrotnie opisywane, także w literaturze polskiej, dlatego w dalszej części pracy skupię się przede wszystkim na gwałtownie rozwijającej się w ostatnich latach technice radiowej, z którą wiąże się obecnie wiele nadziei oraz na powiązanych z nią metodach mikrofalowej [166] i radarowej detekcji [167]. Przy pomiarach za pomocą tych trzech metod obserwuje się efekty podobne do tych, które występują przy emisji promieniowania Czerenkowa, tj. kompresję sygnału w czasie i związane z tym jego wzmocnienie, jak również przesunięcie częstotliwości sygnału ku większym wartościom. Zainteresowanie mikrofalową i radarową techniką detekcji związane było z poszukiwaniem tanich i wydajnych alternatyw dla obecnie stosowanych metod detekcji promieni kosmicznych ultra-wysokich energii.

3.2 Metody klasyczne

3.2.1 Sieci detektorów powierzchniowych

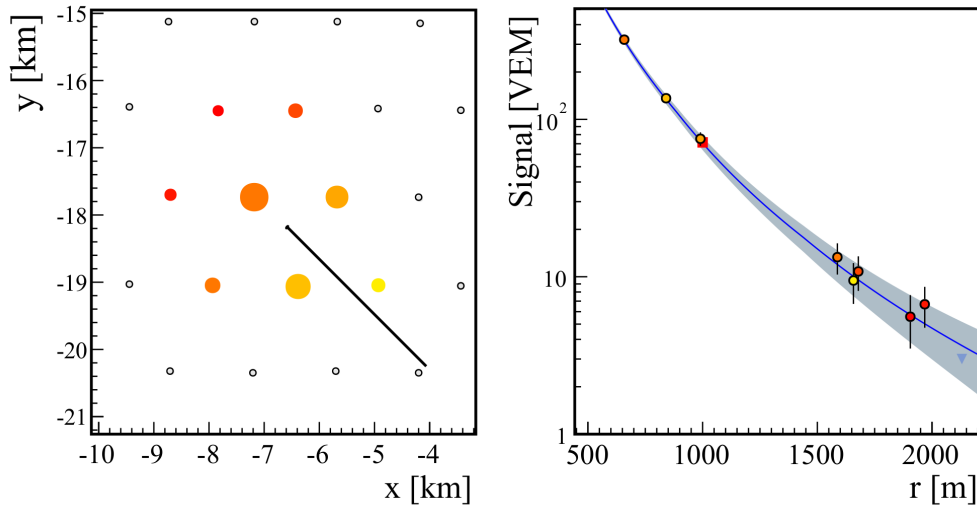
Technika detekcji promieni kosmicznych ultra-wysokich energii za pomocą sieci detektorów powierzchniowych (SD, ang. surface detector) jest dobrze ugruntowaną metodą z powodzeniem stosowaną od ponad pół wieku, począwszy od pionierskiego eksperymentu Volcano Ranch [168, 169], poprzez kolejne generacje detektorów takich jak eksperymenty Haverah Park [170], Sydney University Giant Air Shower Recorder (SUGAR) [171, 172], Yakutsk [173], czy Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) [174, 175]. Obecnie największymi tego typu sieciami są, znajdujące się w Argentynie Obserwatorium Pierre Auger (Auger) [1, 2], o powierzchni ponad 3000 km² oraz Telescope Array (TA) [3, 176] w USA zajmujące około 700 km². Obserwatoria te są komplementarne względem siebie obserwując różne części nieba.

Detektory powierzchniowe działają na zasadzie detekcji cząstek należących do wielkiego pędu, które docierają do powierzchni ziemi. Za pomocą sieci detektorów próbuje się gęstość cząstek oraz czas ich nadejścia w wielu punktach, mierząc tym samym przekrój poprzeczny pędu na gruncie. Na podstawie tych pomiarów rekonstruuje się geometrie wielkiego pędu (kierunek i położenie osi pędu na gruncie), a także wyznacza energię cząstki pierwotnej inicjującej wielki pęd. Współczesne detektory pozwalają również, aczkolwiek z dużą niepewnością, na statystyczne rozróżnianie rodzaju cząstki pierwotnej.

Detektor powierzchniowy wykrywa wielki pęd na zasadzie wyszukiwania koincydencji sygnałów w sąsiednich detektorach, jednocześnie kierunek pędu określa się na podstawie opóźnień w czasach nadejścia jego frontu do poszczególnych detektorów. Dla pędów pionowych sygnał pojawi się we wszystkich stacjach niemal jednocześnie, przy pędach nachylonych detektory będą wyzwalane stopniowo, w kolejności zdefiniowanej przez

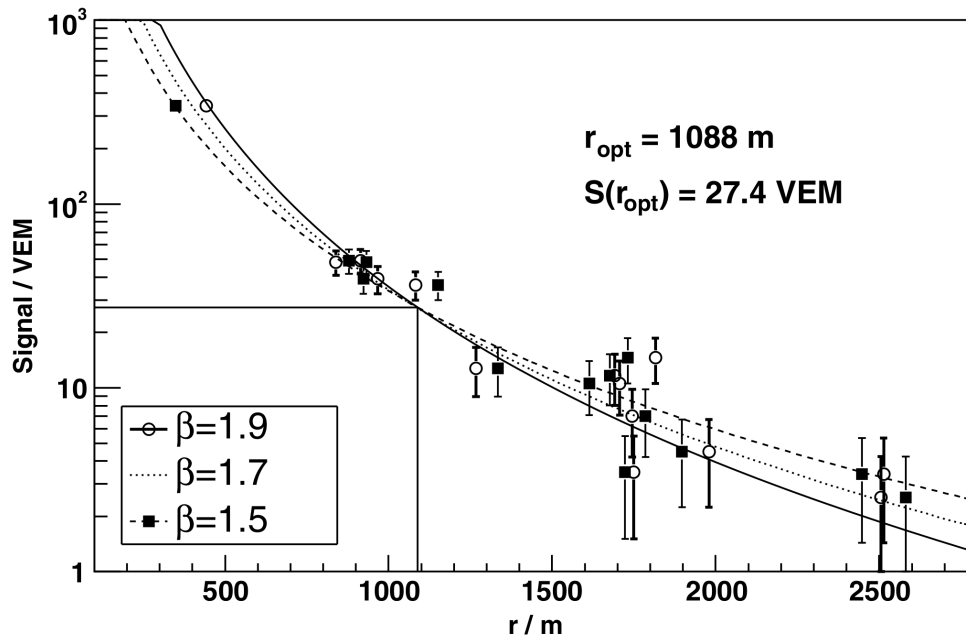
azymut kierunku cząstki pierwotnej. Przy wyznaczaniu kierunku przylotu wielkiego pęku należy uwzględnić kształt jego powierzchni czołowej (frontu), która na skutek wielokrotnych oddziaływań cząstek pęku z atmosferą przybiera formę wypukłego dysku. Przy małych odległościach od osi pęku kształt ten można przybliżyć wycinkiem sfery o promieniu ~ 10 km. Wykorzystując to przybliżenie dopasowuje się kierunek przylotu (kąąt zenitalny i azymut), tak aby uzyskać najlepszą zgodność ze zmierzonymi czasami wyzwolenia detektorów. Położenie osi wielkiego pęku na gruncie wyznacza się w oparciu o siłę sygnału w poszczególnych detektorach wykorzystując fakt, że liczba zarejestrowanych cząstek spada wraz z odległością od osi pęku. W tym celu dopasowuje się (metodą największej wiarygodności) odpowiednio dobraną funkcję rozkładu poprzecznego (LDF) do zmierzonego sygnału $S(r_i)$, gdzie r_i to położenia poszczególnych stacji. Uwzględnia się przy tym niewyzwolone stacje, jak również bierze poprawkę na wysycenie sygnału w niektórych stacjach, które znajdują się zbyt blisko osi pęku. Tym sposobem wyznacza się położenie osi pęku na gruncie, a tym samym rozkład siły sygnału $S(r)$ w funkcji odległości od osi pęku. Przykładowy ślad wywołany przez wielki pęk w detektorze powierzchniowym wraz z rozkładem zmierzonego sygnału $S(r)$ przedstawiony jest na rysunku 25. Sygnał wyrażony jest w jednostkach równoważnych pionowym mionom (VEM, ang. vertical equivalent muon), która określa oczekiwany sygnał od pojedynczego pionowego mionu. Stacje rejestrujące większy sygnał przedstawione są jako większe koła, a ich kolor określa czas nadejścia powierzchni czołowej pęku. Czas wcześniejszy oznaczony jest przez kolor żółty, natomiast późniejszy przez czerwony. Przecięcie osi pęku z gruntem znajduje się w centrum przedstawionego wycinka detektora powierzchniowego, natomiast kierunek pęku oznaczony jest przez czarną linię. Dokładność z jaką rekonstruuje się kierunek przylotu wielkiego pęku zależy od odległości i dokładności synchronizacji czasu pomiędzy stacjami detektorów. Zależy również od liczby zarejestrowanych cząstek, co ma wpływ na dokładność wyznaczania czasu przylotu frontu pęku. Między kierunkiem przylotu, położeniem osi pęku na gruncie, jak również krzywizną frontu pęku istnieje silna korelacja. W typowych detektorach powierzchniowych kierunek wielkiego pęku określa się z dokładnością lepszą niż jeden stopień. Z kolei dokładność wyznaczenia położenia osi pęku na gruncie to kilkadziesiąt metrów.

Za pomocą detektora powierzchniowego mierzony jest rozkład poprzeczny cząstek na powierzchni ziemi. Zależy on nie tylko od różnych charakterystyk pęku takich jak energia, nachylenie, czy wiek, ale również od głębokości w atmosferze na której prowadzony jest pomiar, czy też konkretnej realizacji rozwoju pęku (stochastyczne fluktuacje). Oznacza to, że do kalibracji detektora (wyznaczania energii cząstki pierwotnej) niezbędne są szczegółowe symulacje Monte Carlo rozwoju pęku. Aby zrekonstruować energię wielkiego pęku oblicza się całkowitą liczbę cząstek (na powierzchni ziemi) należących do niego poprzez całkowanie rozkładu poprzecznego. Można też użyć innego,



Rysunek 25: Obserwacja przykładowego pęku atmosferycznego w detektorze powierzchniowym Obserwatorium Pierre Auger. (Z lewej) ślad wielkiego pęku w detektorze powierzchniowym. Rozmiar poszczególnych stacji jest proporcjonalny do logarytmu mierzonego sygnału a ich kolor odpowiada czasom nadejścia cząstek (przejścia frontu wielkiego pęku), od wcześniejszego czasu (żółty) do późniejszego (czerwony). Kierunek przylotu pęku oznaczony jest czarną linią, gdzie jej koniec znajdujący się w centrum wyznacza położenie osi pęku na gruncie. (Z prawej) sygnał zmierzony przez detektory w funkcji odległości od osi pęku wraz z dopasowaną funkcją rozkładu poprzecznego (LDF). Sygnał wyrażony jest w jednostkach równoważnych pionowym mionom (VEM, ang. vertical equivalent muon). Jednostka ta określa oczekiwany sygnał od pojedynczego pionowego mionu. Energia obserwowanego pęku wynosi około 3×10^{19} eV [2].

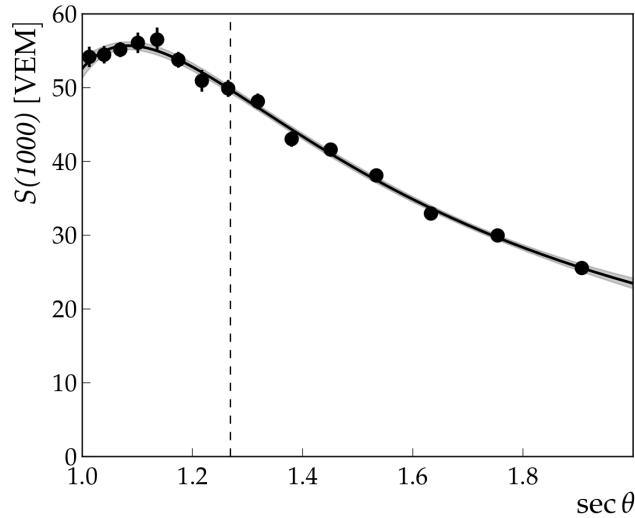
bardziej popularnego estymatora energii, którym jest wartość sygnału $S(r_{\text{opt}})$ mierzonego przez detektor w określonej odległości od osi pęku. Odległość tę (r_{opt}) dobiera się w taki sposób aby wartość estymatora energii $S(r_{\text{opt}})$ podlegała jak najmniejszym zmianom w wyniku losowych fluktuacji indywidualnych pęków o takich samych energiach. Ponadto wartość $S(r_{\text{opt}})$ powinna być możliwie niezależna od rodzaju funkcji LDF zastosowanej przy rekonstrukcji pęku, tak aby zminimalizować wpływ wyboru tejże funkcji na rekonstrukcję energii. Jako ilustracja może tu posłużyć rysunek 26, przedstawiający przykład wyznaczania optymalnej odległości r_{opt} dla pojedynczego zdarzenia (pojedynczego pęku zmierzonego przez detektor). Zdarzenie to zrekonstruowane jest za pomocą funkcji LDF o różnych parametrach nachylenia β (zobacz opis rysunku). Okazuje się, że sygnał mierzony w odległości $r_{\text{opt}} = 1088$ m ma zawsze tę samą wartość niezależnie od wartości parametru β . Oznacza to, że jest on niezależny od wyboru funkcji LDF użytej do rekonstrukcji, a zatem jest dobrym estymatorem do określania energii pęku poprzez porównanie z wynikami symulacji Monte Carlo. Może być również użyty do kalibracji energii w detektorze powierzchniowym za pomocą detektora fluorescencyjnego wykorzystują-



Rysunek 26: Wyznaczanie optymalnej odległości r_{opt} do pomiaru estymatora energii $S(r_{\text{opt}})$ dla pojedynczego pęku zarejestrowanego w Obserwatorium Pierre Auger [177]. Zaobserwowany pęk został zrekonstruowany za pomocą funkcji LDF o postaci $S(r) \sim \left(\frac{r}{700 \text{ m}}\right)^{-\beta} \left(1 + \frac{r}{700 \text{ m}}\right)^{-\beta}$, stosując różne wartości parametru nachylenia: $\beta = 1.5$ (linia przerywana, kwadraty), $\beta = 1.7$ (linia kropkowana) i $\beta = 1.9$ (linia ciągła, kółka). Każda z rekonstrukcji daje inne położenie osi pęku na gruncie. Różnica między skrajnymi położeniami (przypadek $\beta = 1.5$ i $\beta = 1.9$) wynosi około 100 m. Stąd inne wartości r przypisywane tym samym stacjom w różnych rekonstrukcjach i związane z tym przesunięcia w położeniach stacji oznaczonych kwadratami ($\beta = 1.5$) i kółkami ($\beta = 1.9$). Sygnał mierzony w odległości r_{opt} , równy 27.4 VEM, jest niezależny od parametru β użytego w rekonstrukcji. Oznacza to, że estymator energii $S(r_{\text{opt}})$ minimalizuje niepewności związane z brakiem wiedzy o rzeczywistym parametrze nachylenia (kształtem LDF).

cego inną (kalorymetryczną) metodę pomiaru energii. W praktyce wyznacza się jedną (najbardziej uniwersalną) odległość r_{opt} dla wielu pęków o różnych kątach zenitalnych, jednocześnie stosując różne rodziny funkcji LDF [177].

Odległość r_{opt} zależy głównie od odległości pomiędzy stacjami detektorów i nie jest bezpośrednio związana z fluktuacjami samych pęków [177–179]. W przypadku największego obserwatorium promieni kosmicznych ultra-wysokich energii, tj. Obserwatorium Pierre Auger, gdzie detektory rozmieszczone są w regularnej sieci trójkątnej co 1.5 km, optymalna odległość wynosi około 1000 m. W tym przypadku przyjętym estymatorem energii jest $S(1000)$ [2]. Drugi pod względem wielkości eksperyment, czyli Telescope Array ze stacjami oddalonymi od siebie o 1.2 km, stosuje estymator $S(800)$ [176]. Z kolei w dawno już zakończonym eksperymencie AGASA, o rozstawie detektorów wyno-



Rysunek 27: Krzywa tłumienia $f_{\text{CIC}}(\theta)$ z dopasowanym wielomianem trzeciego stopnia zmiennej $x = \cos^2 \theta - \cos^2 \bar{\theta}$, gdzie $\bar{\theta}$ jest kątem referencyjnym. W tym przypadku (dla Obserwatorium Pierre Auger) kąt $\bar{\theta}$, oznaczony przez pionową przerywaną linię, jest równy 38° [2].

szącym 1 km, używano $S(600)$ [174, 175].

Dla pęków o tej samej energii gęstość powierzchniowa cząstek na powierzchni ziemi, a zatem również i wartość estymatora energii, maleje wraz ze wzrostem kąta zenitalnego θ ze względu na pochłanianie cząstek w atmosferze oraz efekty geometryczne. Oznacza to, że wartość $S(r_{\text{opt}})$ musi zostać skorygowana na ten efekt. W tym celu zarejestrowane pęki grupuje się ze względu na kąt zenitalny, dzieląc obszar nieba na fragmenty o tej samej wielkości kąta bryłowego. Jeżeli założymy izotropowość strumienia promieni kosmicznych, to widma cząstek z różnych części nieba powinny być takie same. Porównując je między sobą można wyznaczyć krzywą tłumienia (ang. attenuation curve), czyli zależność $S(r_{\text{opt}})$ od kąta zenitalnego. Wyżej opisana metoda wyznaczania tej krzywej to tzw. metoda stałego natężenia (CIC, ang. constant intensity cut) [180]. Krzywą tłumienia $f_{\text{CIC}}(\theta)$ (zobacz rysunek 27) można opisać wielomianem trzeciego stopnia, tj. $f_{\text{CIC}}(\theta) = 1 + ax + bx^2 + cx^3$, gdzie $x = \cos^2 \theta - \cos^2 \bar{\theta}$, a $\bar{\theta}$ jest kątem referencyjnym ($f_{\text{CIC}}(\bar{\theta}) = 1$). Aby uniezależnić wartość estymatora energii od kąta zenitalnego, przelicza się wszystkie wartości $S(r_{\text{opt}})$ na $S_{\bar{\theta}}(r_{\text{opt}}) = S(r_{\text{opt}})/f_{\text{CIC}}(\theta)$, czyli na takie wartości które zostałyby zmierzone, jeżeli wielki pęk byłby obserwowany pod referencyjnym kątem $\bar{\theta}$. W przypadku Obserwatorium Pierre Auger jako kąt referencyjny przyjęto średni kąt zenitalny obserwacji wielkich pęków, który wynosi 38° . Uzyskano w ten sposób estymator $S_{38}(1000)$, do którego przeliczane są wartości $S(1000)$. Z kolei w eksperymencie AGASA estymator energii przeliczany był do wartości odpowiadającej pękem pionowym, czyli do $S_0(600)$. Energia cząstki pierwotnej jest tylko w przybliżeniu pro-

porcjonalna do tak wyznaczonych estymatorów energii. Dokładna analiza pokazuje, że ta zależność przybiera formę $E = AS_{\theta_{ref}}(r_{opt})^B$, gdzie parametry A i B ($B \sim 1$) wyznacza się z symulacji Monte Carlo. Przykładowo w eksperymencie AGASA było to $E = 0.22S_0(600)^{1.03}$ EeV [175].

Wyznaczanie energii wielkiego pęku w detektorze powierzchniowym obarczone jest dużym błędem systematycznym sięgającym 20 – 30%. Związane jest to z potrzebą kalibracji detektora powierzchniowego za pomocą szczegółowych symulacji Monte Carlo. Główną trudnością jest tutaj fakt, że nachylenie LDF zależy zarówno od nieznannej cząstki pierwotnej, jak również od szukanej energii. Ponadto dla najwyższych energii przekroje czynne na oddziaływanie z materią nie są znane i muszą być ekstrapolowane z pomiarów akceleratorowych przy dużo niższych energiach. Zmniejsza to w sposób istotny dokładność symulacji Monte Carlo. Dodatkowym źródłem niepewności są stochastyczne fluktuacje wielkości fizycznych opisujących wielki pęk [181], co związane jest z samą naturą tego zjawiska. Dokładność wyznaczania energii można poprawić, jeżeli możliwa jest równoczesna obserwacja przynajmniej części pęków za pomocą detektora optycznego. Z taką sytuacją mamy do czynienia w przypadku Obserwatorium Pierre Auger i eksperymentu Telescope Array, gdzie detektory fluorescencyjne obserwują niebo nad całą siecią detektorów powierzchniowych. Obserwacja światła fluorescencji wielkiego pęku pozwala na znacznie lepszy pomiar jego energii, który wykorzystuje się do kalibracji detektora powierzchniowego. Pozwala to w sposób istotny (prawie dwukrotnie) poprawić dokładność wyników uzyskiwanych w tych eksperymentach. Istotną zaletą sieci detektorów powierzchniowych jest ich czas pracy, który sięga niemalże 100%. Oznacza to, że dane mogą być zbierane w sposób ciągły niezależnie od pory dnia czy warunków pogodowych, w przeciwieństwie do detektorów fluorescencyjnych, które działają tylko podczas pogodnych bezksiężycowych nocy (czas pracy rzędu 15%). Inną zaletą jest możliwość wyznaczania akceptancji detektora, powyżej progu detekcji, tylko na podstawie geometrii sieci detektorów.

W detektorach powierzchniowych stosowane są różne typy detektorów: liczniki scyntylacyjne (Volcano Ranch, Yakutsk, AGASA, TA), liczniki czerenkowskie rejestrujące promieniowanie Czerenkowa towarzyszące przelotowi cząstek pęku przez licznik (Haverah Park, Yakutsk, Auger), czy też umieszczone pod ziemią detektory mionów (Volcano Ranch, SUGAR, Yakutsk, AGASA, AMIGA) [2, 176, 182, 183]. Czasami łączy się informacje z różnych typów detektorów, co pozwala na dokładniejsze wyznaczanie składowej mionowej i elektromagnetycznej. Jest to szczególnie istotne przy badaniu składu masowego promieni kosmicznych. Oprócz energii zdeponowanej przez cząstki wielkiego pęku w poszczególnych detektorach bada się również czas narastania sygnału oraz asymetrię w rozkładzie poprzecznym siły sygnału (odstępstwa od symetrii osiowej w płaszczyźnie prostopadłej do osi pęku). Przy odległościach pomiędzy stacjami detektorów ~ 1 km

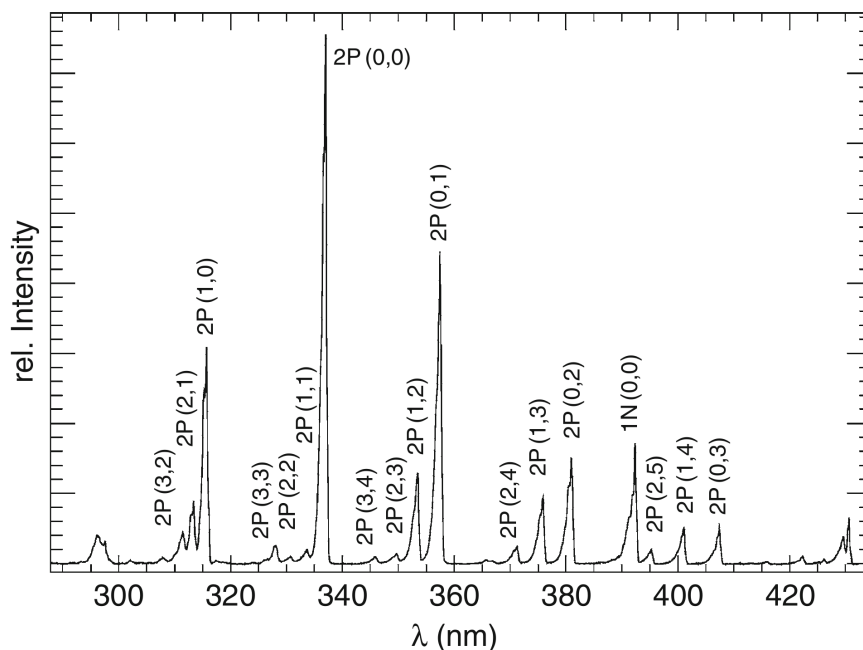
i dla dość dużych kątów zenitalnych pochłanianie cząstek pęku przez atmosferę powoduje, że gęstości cząstek mierzone przez detektory rejestrujące sygnał pęku jako pierwsze są większe niż gęstości w detektorach wyzwolonych później. Zakłada się przy tym, że pomiary zostały przeprowadzone w tej samej odległości od osi pęku. Oznacza to, że rozkład poprzeczny mierzonego sygnału przestaje być osiowo symetryczny. Największych asymetrii oczekuje się dla pęków o kątach zenitalnych większych niż 80° [184], co potwierdzają obserwacje [185]. Dodatkowym czynnikiem wpływającym na rozkład siły sygnału w detektorze powierzchniowym jest uginanie toru cząstek przez pole geomagnetyczne. Uwzględnienie tych efektów pozwala na dodatkowe uściślenie własności zarejestrowanych pęków, w tym na dokładniejsze wyznaczanie geometrii nachylonych pęków.

3.2.2 Detektory fluorescencyjne

Drugą najczęściej stosowaną techniką detekcji wielkich pęków jest metoda fluorescencyjna oparta na pomiarze światła fluorescencji emitowanego przez molekuly azotu w powietrzu, wzbudzone przez przelatujące cząstki wielkiego pęku i związana z tym obserwacja podłużnych profili pęków. Jest to klasyczna, dobrze sprawdzona metoda, z powodzeniem stosowana w takich eksperymentach jak Fly's Eye [186], HiRes [187], Obserwatorium Pierre Auger [1, 2], czy też Telescope Array [188]. Obecnie planowany eksperyment JEM-EUSO (ang. Extreme Universe Space Observatory on-board Japanese Experiment Module) [189], przewidujący umieszczenie teleskopu optycznego na międzynarodowej stacji kosmicznej, również będzie korzystał z metody fluorescencyjnej. Projekt JEM-EUSO, jeżeli zostanie zrealizowany, umożliwi bezprecedensową obserwację wielkich pęków atmosferycznych z przestrzeni kosmicznej, otwierając tym samym nową erę w eksperymentach fluorescencyjnych.

Naładowane cząstki wielkiego pęku podczas propagacji przez atmosferę tracą część swojej energii na wzbudzenia molekuł azotu, które w wyniku de-ekscytacji następującej po upływie około 10 ns, emitują światło fluorescencji w zakresie bliskiego ultrafioletu. De-ekscytacja przebiega różnymi kanałami. Dwa przejścia pomiędzy różnymi stanami elektronowymi, zwane żargonowo 2P i 1N, w połączeniu ze zmianą stanów rotacyjno-wibracyjnych cząsteczek azotu, prowadzą do kilkunastu pasm emisji światła fluorescencji w zakresie długości fal 290 – 430 nm (zobacz rysunek 28). Możliwa jest również nieradiacyjna de-ekscytacja w wyniku zderzeń z cząsteczkami powietrza (głównie z tlenem, parą wodną i azotem), która prowadzi do osłabienia sygnału fluorescencji. Proces ten staje się bardziej znaczący wraz ze wzrostem ciśnienia. Wprowadza on również zależność emisji światła fluorescencji od temperatury i wilgotności powietrza. Prowadzi to do słabej zależności tej emisji od wysokości nad poziomem morza.

Fotony fluorescencji emitowane są izotropowo, a ich liczba jest proporcjonalna do

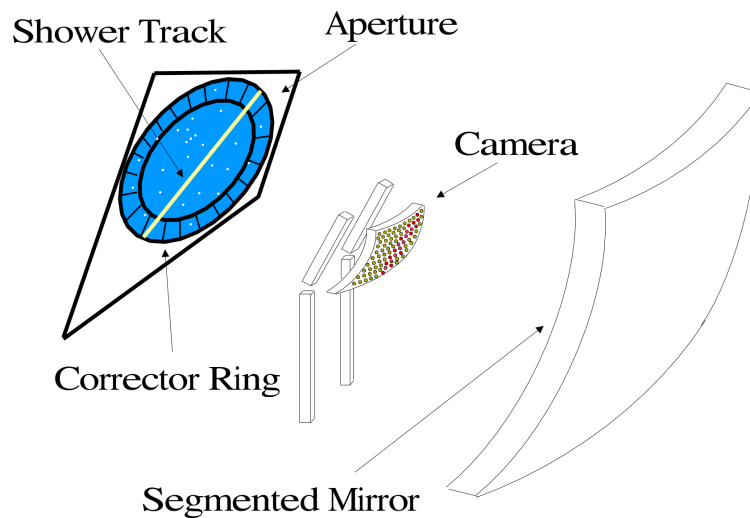


Rysunek 28: Widmo światła fluorescencji powietrza w temperaturze 20 °C i przy ciśnieniu 800 hPa [190].

energii zdeponowanej w danej chwili przez wielki pęk w atmosferze. Zdeponowana energia jest z kolei proporcjonalna do liczby cząstek wchodzących w skład pędu. Dzięki tym właściwościom, światło fluorescencji dostarcza nam informacji o wielkości pędu w różnych stadiach jego rozwoju. Średnio emitowanych jest około 5 fotonów fluorescencji na 1 MeV zdeponowanej energii [191, 192], a więc zaledwie $\sim 10^{-5}$ całkowitej energii pędu jest wyświecana w postaci światła fluorescencji. Oznacza to, że jest ono stosunkowo słabe. Pomimo tego, w sprzyjających warunkach można je obserwować nawet z odległości kilkudziesięciu kilometrów. Jest to możliwe tylko podczas bezchmurnych i ciemnych nocy, z niskim poziomem rozproszonego światła Księżyca. Jednocześnie wymagana jest duża przejrzystość powietrza, tj. mała zawartość aerozoli w powietrzu, oraz brak zanieczyszczeń świetlnych atmosfery związanej z ludzką działalnością. Wymóg akwizycji danych tylko przy spełnieniu wyżej wymienionych warunków znacząco zmniejsza czas pracy detektorów fluorescencyjnych, ograniczając go do około 15%. Stanowi to największą wadę tego typu detektorów. Celem zebrania jak największej ilości światła fluorescencji stosuje się specjalne zwierciadła ogniskujące światło na kamerach zawierających fotopowielacze, które są światłoczułymi elementami detektora fluorescencyjnego. Dodatkowo dla zmniejszenia poziomu tła używa się filtrów przepuszczających tylko światło w zakresie bliskiego ultrafioletu, czyli w zakresie emisji fluorescencyjnej. Bez nich, sygnał związany z tą emisją zginąłby w szumie fotonów światła widzialnego.

W przypadku detektorów fluorescencyjnych atmosfera służy jako kalorymetr, a całkowita ilość emitowanego światła fluorescencji stanowi miarę energii cząstki pierwotnej inicjującej pęk. Pozwala to na znacznie dokładniejszy pomiar energii pędu niż ma to miejsce w przypadku detektorów powierzchniowych, gdzie do rekonstrukcji energii i innych parametrów pędu wymagane są złożone symulacje Monte Carlo. Mierząc ilość światła emitowanego na każdym etapie rozwoju pędu można wyznaczyć w sposób bezpośredni jego profil podłużny, określający ilość energii zdeponowanej w atmosferze na różnych głębokościach atmosferycznych X , tj. $dE/dX(X)$. W przypadku promieni kosmicznych ultra-wysokich energii około 90% całkowitej energii pędu jest pochłaniane przez atmosferę, przy czym pochłaniana jest głównie energia związana ze składową elektromagnetyczną. Pozostałe 10% energii unoszone jest przez słabo oddziałujące miony i neutrina. Jest to tzw. brakująca energia, którą należy uwzględnić w całkowitym bilansie energetycznym. Wielkość poprawki na tę energię zależy od rodzaju cząstki pierwotnej, jej energii, a także od szczegółów modelowania oddziaływań hadronowych. Można ją wyznaczyć z dokładnością do kilku procent całkowitej energii pędu. W świetle powyższych faktów, można uznać całkę z profilu podłużnego, tj. $E_{\text{cal}} = \int_0^{\infty} dE/dX(X)dX$, za dobry estymator energii. Obserwacja profilu podłużnego pozwala również na, niedostępny dla detektorów powierzchniowych, bezpośredni pomiar maksimum rozwoju pędu X_{max} . Wymagana jest przy tym znajomość profilu gęstości atmosfery.

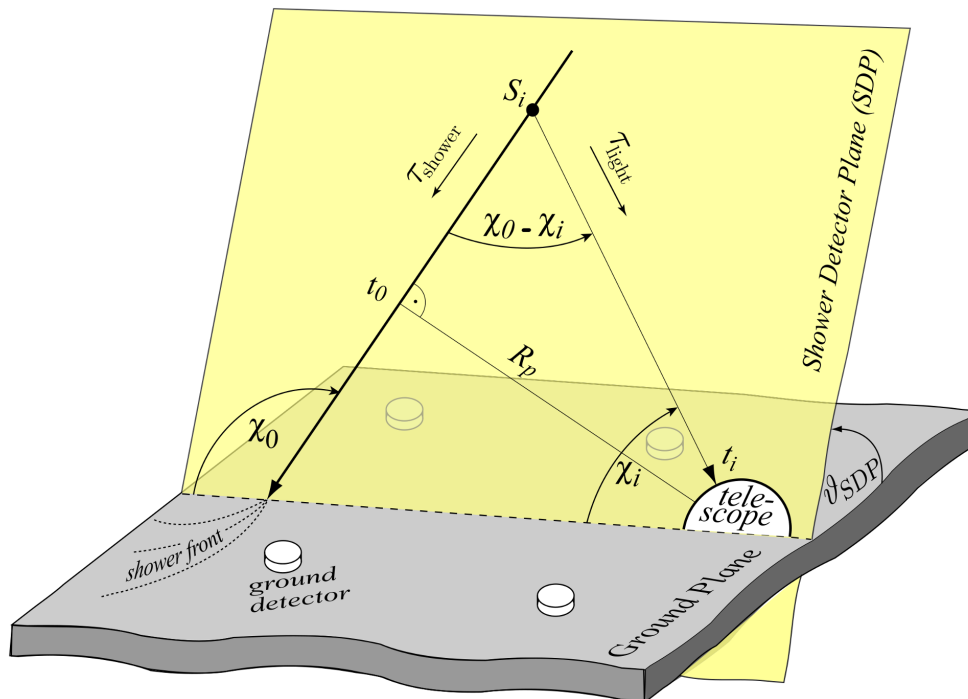
Do poprawnej interpretacji wyników pomiarów wielkich pęków za pomocą techniki fluorescencyjnej niezbędna jest znajomość warunków atmosferycznych panujących podczas obserwacji. Emisja światła fluorescencji, jak również jego pochłanianie i rozpraszanie przez atmosferę podczas propagacji od miejsca emisji do detektora, zależy od takich parametrów atmosfery jak ciśnienie, temperatura, wilgotność powietrza, koncentracja aerozoli, czy też stopień pokrycia nieba przez chmury. Dlatego nieodzowną częścią detektora fluorescencyjnego są stacje monitorujące stan atmosfery w jej obserwowanym obszarze. W tym celu wykorzystuje się między innymi technikę laserową [193, 194], za pomocą której jesteśmy w stanie badać stężenie aerozoli w atmosferze, wysokość chmur oraz stopień pokrycia nimi nieba. Natomiast zmienne z wysokością profile temperatury, ciśnienia i wilgotności powietrza można wyznaczać za pomocą dedykowanych misji balonowych lub na podstawie pomiarów satelitarnych, gdzie jako przykład może posłużyć wykorzystanie satelitarnego systemu GDAS (ang. Global Data Assimilation System) [195]. Inną istotną kwestią związaną z interpretacją danych fluorescencyjnych jest sama kalibracja detektora, która powinna umożliwiać wyznaczanie absolutnej liczby fotonów padających w danej chwili na aperturę detektora. Poszczególne fotopowielacze (piksele) kamery detektora fluorescencyjnego rejestrują impulsy elektryczne będące zliczeniami przetworzonymi analogowo-cyfrowymi. Są to tzw. zliczenia ADC (ang. analog-digital converter), które za pomocą stałych kalibracyjnych wyznaczonych dla każdego teleskopu z osobna



Rysunek 29: Schemat teleskopu fluorescencyjnego [196]. Światło fluorescencji wytworzone w atmosferze przez przelatujący pęk pada na aperturę teleskopu, a następnie, za pomocą zwierciadła, skupiane jest na kamerze złożonej z fotopowielaczy. Do układu optycznego należy również filtr przepuszczający światło w zakresie bliskiego ultrafioletu oraz pierścień korygujący aberracje zwierciadła.

są konwertowane na liczbę fotonów rejestrowanego światła. Pozwala to na dokładną rekonstrukcję podłużnych profili pęków.

Ponieważ gęstość cząstek jest największa w okolicy osi pęku i szybko spada w miarę oddalania się od niej, to z odległości rzędu kilku kilometrów, wielki pęk będzie widziany przez detektor fluorescencyjny jako świecący punkt poruszający się z prędkością światła. Ze względu na dużą prędkość przejdzie on przez pole widzenia teleskopu w bardzo krótkim czasie, co oznacza, że potrzebna jest bardzo dobra rozdzielczość czasowa detektora, rzędu 100 ns. Dodatkowo, w celu uzyskania jak największej ekspozycji oraz obserwacji jak najdłuższych odcinków podłużnych profili pęków, pole widzenia detektorów powinno być możliwie duże. Współczesne zwierciadła umożliwiają obserwację obszarów nieba o rozmiarach kątowych do 30° w obrębie jednego teleskopu fluorescencyjnego. Kamera umieszczona w płaszczyźnie ogniskowej zwierciadła, składająca się z wielu fotopowielaczy (pikseli) rejestruje światło z poszczególnych punktów w polu widzenia (zobacz rysunek 29), przy czym, w obecnie działających detektorach, każdemu pikselowi odpowiada fragment nieba o rozmiarach od 1° do 5° . Taka rozdzielczość kątowa jest wystarczająca do, w miarę dokładnej, rekonstrukcji geometrii pęków. Dodatkowo zbieranie światła ze stosunkowo dużych obszarów nieba, co umożliwiają piksele o takich kątach widzenia, znacznie poprawia czułość detektora. Przejście wielkiego pęku przez pole widzenia de-



Rysunek 30: Geometria wielkiego pęku i wielkości stosowane przy jej rekonstrukcji [197]. Płaszczyzna pęk-detektor (płaszczyzna SDP), w której znajduje się zarówno oś pęku jak i detektor oznaczona jest kolorem żółtym. Pęk, który z dobrym przybliżeniem można traktować jako punktowy, znajdując się w położeniu S_i emituje światło. Światło to dociera w czasie t_i do piksela i . Kąt w płaszczyźnie SDP pomiędzy kierunkiem obserwacji pęku przez ten piksel a powierzchnią ziemi wynosi χ_i . Natomiast czas wymagany na propagację sygnału z punktu S_i do fotopowielacza jest równy τ_{light} . Z kolei punktowy pęk przemieszczający się wzdłuż kierunku wyznaczonego przez swoją oś dociera w czasie t_0 do punktu znajdującego się najbliżej detektora, tj. w odległości R_p od niego. Czas, który upłynął od momentu emisji światła fluorescencji w punkcie S_i do momentu t_0 jest równy τ_{shower} . Nachylenie osi pęku względem powierzchni ziemi, mierzone w płaszczyźnie SDP, wynosi χ_0 . Położenie osi pęku określone jest przez trzy parametry: χ_0 , R_p i t_0 . Do ich wyznaczenia używane są informacje o kątach χ_i , pod jakimi poszczególne fotopowielacze (piksele) obserwują pęk, jak również czasy zarejestrowania przez nie sygnałów t_i .

tektora powoduje wyzwalaanie kolejnych pikseli w zależności od kierunków na niebie, w które są wycelowane. Pęk wykrywany jest na zasadzie obserwacji tej sekwencji wyzwalaania pikseli w kamerze teleskopu fluorescencyjnego.

Pierwszym krokiem w rekonstrukcji geometrii zaobserwowanego pęku jest wyznaczenie płaszczyzny zawierającej jednocześnie oś wielkiego pęku, jak i detektor. Jest to tzw. płaszczyzna pęk-detektor lub w skrócie płaszczyzna SDP (ang. Shower Detector Plane). Znajdujemy ją wykorzystując znajomość kierunków patrzenia wszystkich wyzwolonych pikseli wchodzących w skład kamer teleskopów fluorescencyjnych, przy czym kierunki

poszczególnych pikseli uwzględniane są z pewnymi wagami, które są proporcjonalne do wielkości mierzonych sygnałów. Z reguły płaszczyzna SDP jest wyznaczana z dokładnością znacznie lepszą niż 1° .

Następnym krokiem jest określenie położenia osi wielkiego pęku w obrębie płaszczyzny SDP na podstawie korelacji między czasami przybycia sygnałów do poszczególnych pikseli a ich kierunkami obserwacji. Zmierzona korelacja porównywana jest z oczekiwaną dla różnych geometrii pęku i w ten sposób wybierane jest najlepsze dopasowanie położenia osi pęku.

Rozważmy geometrię obserwowanego pęku przedstawioną na rysunku 30. Załóżmy przy tym, że światło fluorescencji emitowane jest przez punktowy obiekt (pęk) poruszający się z prędkością światła w próżni (c) wzdłuż osi pęku. Czas propagacji τ_{shower} tego obiektu od pewnego punktu S_i , w którym emituje on światło, do punktu na osi pęku leżącego najbliżej detektora (w odległości R_p od niego) jest określony przez

$$\tau_{\text{shower}} = \frac{R_p}{c \tan(\chi_0 - \chi_i)}, \quad (16)$$

gdzie χ_0 i χ_i są odpowiednio kątem nachylenia pęku i kątem obserwacji przez piksel o numerze i . Oba kąty mierzone są w płaszczyźnie SDP względem powierzchni ziemi. Czas w jakim pęk dociera do punktu, znajdującego się najbliżej detektora wynosi t_0 . Z kolei czas propagacji światła τ_{light} od punktu emisji przez pęk (S_i) do teleskopu równy jest

$$\tau_{\text{light}} = \frac{R_p}{c \sin(\chi_0 - \chi_i)}. \quad (17)$$

W oczywisty sposób zachodzi również relacja

$$t_i - \tau_{\text{light}} = t_0 - \tau_{\text{shower}}, \quad (18)$$

skąd dostajemy korelację między spodziewanym czasem przyjścia sygnału t_i do pikselu obserwującego pęk pod kątem χ_i :

$$t_i = t_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\chi_0 - \chi_i}{2}\right). \quad (19)$$

Położenie osi wielkiego pęku w płaszczyźnie pęk-detektor wyznacza się za pomocą minimalizacji funkcji [186]

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{t_i - t_i^{\text{meas}}}{\sigma(t_i^{\text{meas}})} \right)^2, \quad (20)$$

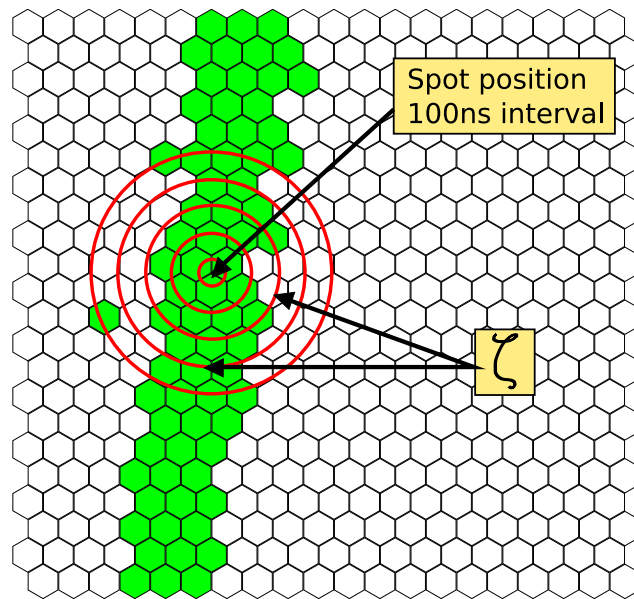
gdzie t_i (dane wzorem (19)) i t_i^{meas} są odpowiednio przewidywanym i obserwowanym

czasem nadejścia sygnału do piksela i , natomiast $\sigma(t_i^{\text{meas}})$ jest niepewnością pomiarową wyznaczenia czasu t_i^{meas} . W ten sposób zostają określone parametry opisujące położenie osi pędu, takie jak najmniejsza odległość pędu od detektora R_p , czas t_0 w którym pęk znajduje się w tym położeniu oraz kąt nachylenia osi pędu χ_0 względem powierzchni ziemi w płaszczyźnie SDP. Jeżeli pęk jest bardzo odległy, lub zaobserwowano tylko jego krótki fragment, wyznaczone parametry osi pędu obarczone będą dużymi niepewnościami. W takiej sytuacji pomocna jest dodatkowa informacja o czasie przyjścia pędu do powierzchni Ziemi, zmierzona w sposób niezależny za pomocą detektora powierzchniowego. Pozwala to na poprawę dopasowania czasowego i znaczące zmniejszenie niepewności pomiarowych.

Po ustaleniu geometrii pędu, możliwe staje się precyzyjne określenie jego pozycji na niebie w poszczególnych przedziałach czasowych oraz obliczenie wynikającego stąd sygnału rejestrowanego przez detektor. Sygnał obserwowany przez różne piksele sumowany jest w obrębie koła o promieniu ζ wokół pozycji zajmowanej przez pęk w danej chwili na niebie (zobacz rysunek 31). Zsumowany sygnał zawiera zarówno fotony fluorescencji pochodzące od wielkiego pędu, jak również i fotony tła. Wartość parametru ζ określa się w taki sposób, aby stosunek sygnału do szumu był maksymalny. Na podstawie niezależnych analiz możliwe jest określenie rozkładu poprzecznego cząstek w wielkim pędzie, a przez to korekcja mierzonego sygnału pozwalająca uwzględnić część obciętego sygnału [199].

Celem przeliczenia zmierzonego sygnału na intensywność emisji światła fluorescencji we wszystkich obserwowanych punktach konieczna jest znajomość różnych właściwości detektora, takich jak wydajność fotopowielaczy, powierzchnia i współczynnik odbicia zwierciadła teleskopu, czy też przepuszczalność filtra UV. Dzięki tym informacjom, wielkość mierzonego sygnału może zostać przeliczona na liczbę fotonów padających na aperturę detektora fluorescencyjnego. Następnie, przy ustalonej odległości od pędu, oblicza się liczbę fotonów emitowanych w danej chwili przez pęk. Należy przy tym uwzględnić rozpraszanie światła w atmosferze, związane z jego propagacją od punktu emisji do detektora [198, 200, 201].

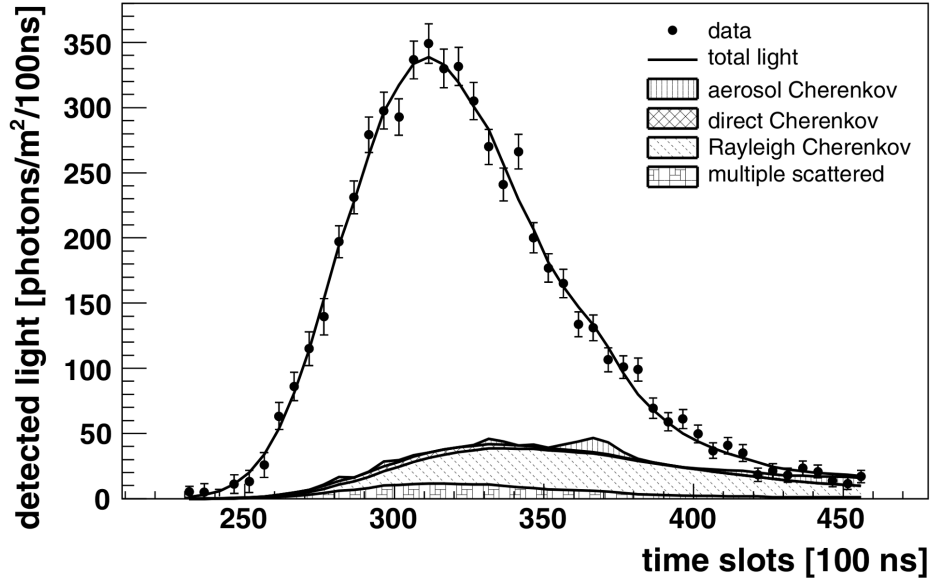
Ponieważ cząstki wchodzące w skład wielkiego pędu poruszają się szybciej niż światło w powietrzu, będą one emitować również promieniowanie Czerenkowa, które skupione jest w wąskim stożku położonym na osi pędu i skierowanym do przodu. Oznacza to, że w przypadku gdy pęk przelatuje blisko detektora, wkład od tego promieniowania może być większy niż wkład pochodzący od światła fluorescencji, co może utrudnić, a nawet uniemożliwić rekonstrukcję pędu. Niezależnie od rozpatrywanej geometrii, istotna część rejestrowanego światła pochodzi z rozproszeń na molekułach i aerozolu. Fotony czerenkowskie na swej drodze w kierunku detektora ulegają rozproszeniom. W ten sposób, z bliskiego otoczenia osi pędu, do detektora docierać będzie dodatkowe światło. Ilość światła czerenkowskiego stowarzyszonego z pędem, ze względu na kompresję tego sygnału



Rysunek 31: Schemat ilustrujący obserwację pędu w detektorze fluorescencyjnym [198]. Pole widzenia detektora podzielone jest na heksagonalne piksele, z których każdy obserwowany jest przez osobny fotopowielacz. Światło emitowane przez wzbudzone cząsteczki azotu wywołuje kolejne piksele w miarę propagacji pędu przez atmosferę, pozostawiając charakterystyczną wstęgę wyzwolonych pikseli (zaznaczoną na zielono). Całkowity sygnał pochodzący od pędu, obserwowany przez detektor w danym przedziale czasowym, obliczany jest sumując wkłady rejestrowane przez poszczególne piksele znajdujące się w promieniu ζ od pozycji pędu. Promień ζ dobierany jest w taki sposób, aby minimalizować stosunek szumu do sygnału.

w czasie, rośnie wraz z rozwojem pędu. Sygnał ten zależy więc od wszystkich wcześniejszych faz rozwoju pędu, a nie tylko od aktualnej liczby cząstek pędu. Aby poprawnie wyznaczyć liczbę cząstek wielkiego pędu w danej chwili, konieczne jest uwzględnienie wkładów od bezpośredniego i rozproszonego światła Czerenkowa do sygnału rejestrowanego przez detektor (zobacz rysunek 32). Dodatkowo należy wziąć pod uwagę wpływ pojedynczych i wielokrotnych rozprośnień zarówno światła fluorescencji jak i Czerenkowa, gdzie fotony w wyniku tych rozprośnień, niezależnie od ich początkowego kierunku, trafiają do detektora. Poszczególne wkłady do mierzzonego sygnału określa się na podstawie specjalnych analiz i symulacji [203].

Dedykowane eksperymenty dostarczają nam informacji na temat wydajności produkcji światła fluorescencji przez wielkie pęki. Na tej podstawie można przeliczyć liczbę fotonów fluorescencji wyemitowanych z danego obszaru atmosfery tuż po przejściu wielkiego pędu, uzyskaną na podstawie analizy sygnału zarejestrowanego przez detektor, na energię pędu zdeponowaną w tym samym miejscu atmosfery. Powtarzając tę procedurę dla każdego obszaru nieba z którego zarejestrowano sygnał, można wyznaczyć profil podłużny zdeponowanej energii pędu w zakresie pola widzenia detektora fluorescencyjnego.



Rysunek 32: Przykładowy sygnał rejestrowany na aperturze teleskopu optycznego [202]. Cienione pola reprezentują wkłady od bezpośredniego i rozproszonego światła Czerenkowa oraz wielokrotnych rozprożeń.

Aby przedłużyć ten profil na cały zakres drogi przebytej przez pęk w atmosferze dopasowuje się profil Gaissera-Hillasa $f_{GH}(X)$ (zobacz równanie 3 w rozdziale 2.2.1). Przykładowy profil podłużny zmierzony przez detektor fluorescencyjny Obserwatorium Pierre Auger wraz z dopasowaną funkcją Gaissera-Hillasa przedstawiony jest na rysunku 33.

Znając profil podłużny pęku określony funkcją $f_{GH}(X)$ można obliczyć całkowitą energię pozostawioną przez pęk w atmosferze, która wynosi

$$E_{cal} = \int_0^{\infty} f_{GH}(X) dX. \quad (21)$$

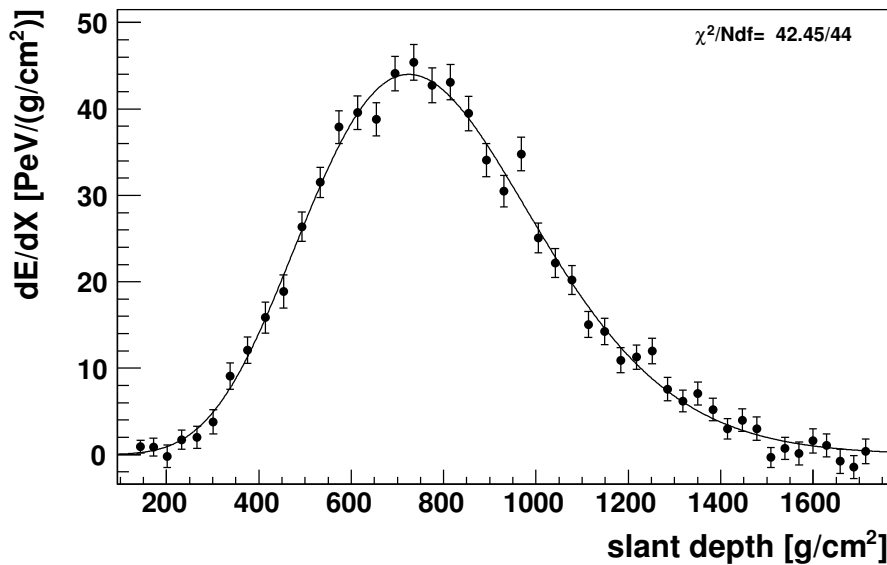
Rozwiązując powyższą całkę przez następujące podstawienia:

$$t = \frac{X - X_0}{\lambda} \quad \text{i} \quad w = \frac{X_{max} - X_0}{\lambda} \quad (22)$$

oraz korzystając z definicji funkcji gamma Eulera (Γ), otrzymujemy

$$E_{cal} = dE/dX_{max} \lambda \left(\frac{e}{w} \right)^w \Gamma(w + 1), \quad (23)$$

gdzie $dE/dX_{max} = f_{GH}(X_{max})$. Do obliczenia całkowitej energii pęku E_{FD} konieczne jest poprawienie uzyskanej w ten sposób energii kalorymetrycznej E_{cal} na niewidoczną



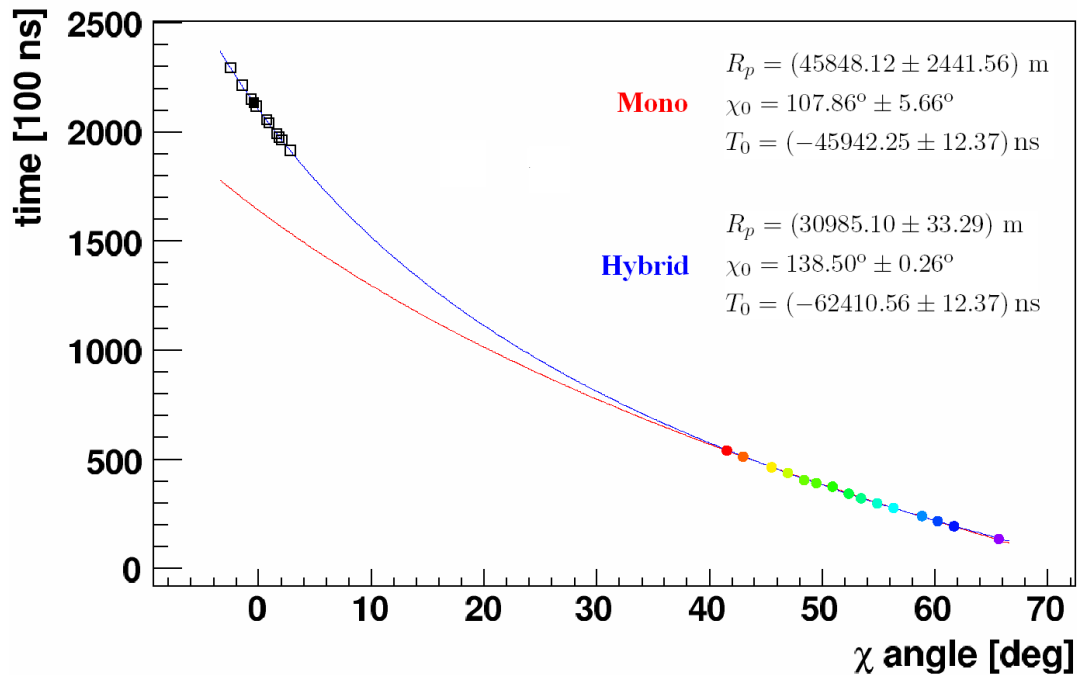
Rysunek 33: Przykład zmierzonego profilu energii zdeponowanej w atmosferze przez wielki pęk w funkcji głębokości atmosferycznej X , liczonej wzdłuż trajektorii pędu [202]. Ciąłą linią zaznaczone jest dopasowanie profilu Gaissera-Hillasa. Zrekonstruowana energia obserwowanego pędu wynosi około 30 EeV.

energię unoszoną przez neutrino i wysokoenergetyczne miony. Współczynnik korekcyjny f_{inv} otrzymuje się z symulacji Monte Carlo [204]. Ostatecznie, całkowita energia pędu (energia cząstki pierwotnej inicjującej pęk) jest równa $E_{FD} = f_{inv} E_{cal}$.

W ogólności możliwa jest też obserwacja wielkich pęków za pomocą systemu złożonego z kilku detektorów fluorescencyjnych, z których każdy jest tzw. „okiem”. Metoda ta stosowana jest w Obserwatorium Pierre Auger i Telescope Array. Jednoczesna detekcja za pomocą dwóch (tzw. detekcja stereo) lub większej liczby detektorów, umiejscowionych w pewnej odległości od siebie, pozwala na bardziej precyzyjne pomiary wszystkich parametrów pędu.

3.2.3 Detekcja hybrydowa

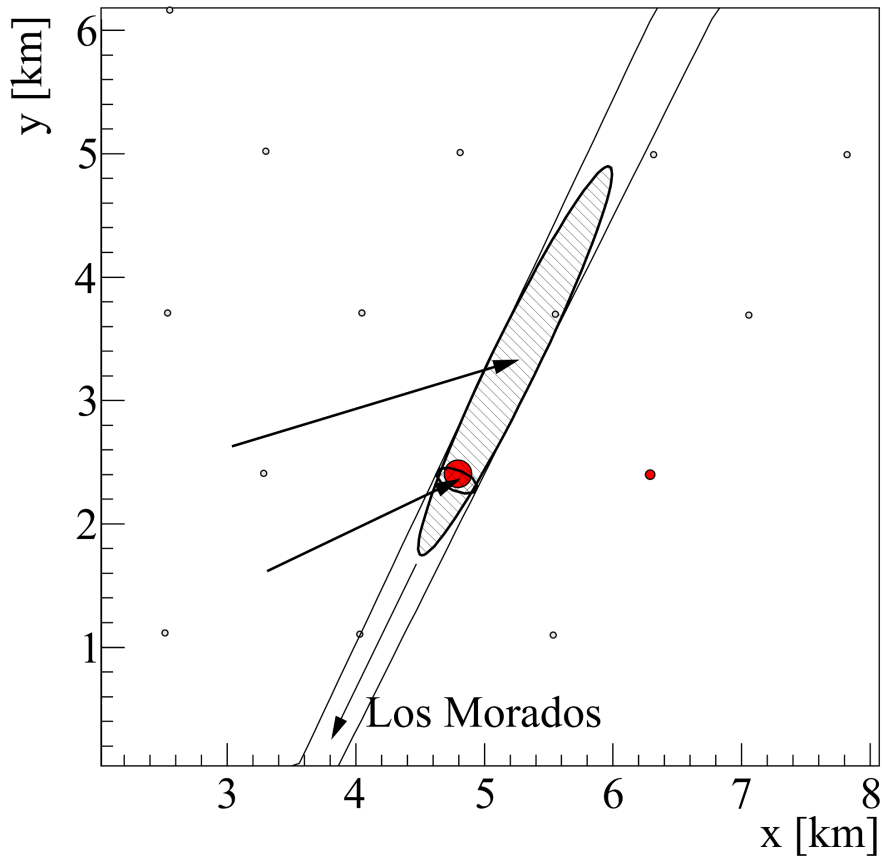
Każda z metod detekcji promieni kosmicznych ultra-wysokich energii ma swoje zalety i wady. Detektor fluorescencyjny obserwuje podłużne profile pęków, zapewniając bardzo dokładny, kalorymetryczny pomiar ich energii. Jednocześnie umożliwia on bezpośrednią obserwację położenia maksimum pęków X_{max} , tym samym dostarczając cennych informacji o składzie masowym promieni kosmicznych. Niestety jego czas pracy jest silnie ograniczony przez warunki atmosferyczne, w przeciwieństwie do detektora powierzchniowego, który działa nieprzerwanie, w każdych warunkach pogodowych, mierząc rozkłady poprzeczne pęków na gruncie. W oczywisty sposób taki pomiar ograniczony jest



Rysunek 34: Zależność między obserwowanym położeniem pęku na niebie, danym przez jego wysokość kątową χ , mierzoną w płaszczyźnie SDP, a czasem obserwacji t [202]. Kolorowymi punktami zaznaczone są dane uzyskane przez detektor fluorescencyjny, natomiast czarnymi kwadratami dane z detektora powierzchniowego. Dopasowania czasowe, pozwalające określić położenie osi pęku, przedstawione są za pomocą kolorowych linii: czerwona krzywa odpowiada rekonstrukcji przy wykorzystaniu tylko detektora fluorescencyjnego (Mono), a niebieska rekonstrukcję hybrydową z uwzględnieniem informacji zebranych również przez detektor powierzchniowy (Hybrid). Parametry określające położenie osi pęku, tj. R_p , χ_0 i t_0 , są znacznie lepiej wyznaczone w przypadku rekonstrukcji hybrydowej.

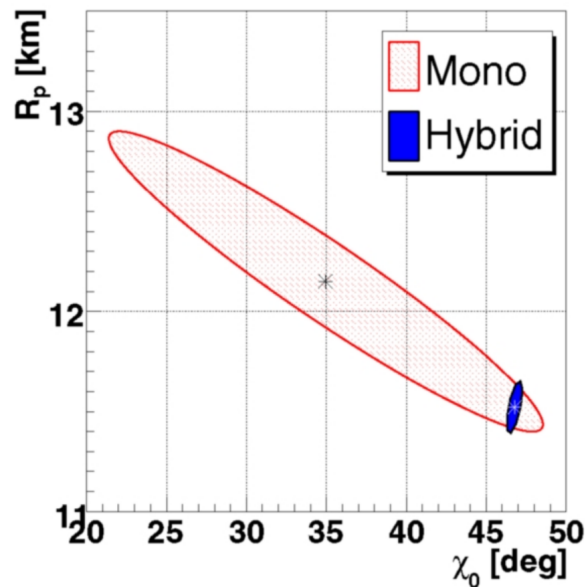
tylko do jednego przekroju poprzecznego, przez co analiza danych jest silnie zależna od stosowanych modeli i symulacji rozwoju wielkich pęków. Powoduje to stosunkowo małą dokładność pomiaru energii. Jednocześnie ten typ detektorów charakteryzuje się dużą precyzją wyznaczania geometrii pęków. Obecnie działające detektory powierzchniowe mają duże problemy w samodzielnym określaniu składu masowego promieni kosmicznych. W przyszłości może ulec to zmianie poprzez połączenie pomiarów z różnych typów detektorów powierzchniowych, umożliwiając tym samym separację składowej mionowej i elektromagnetycznej wielkich pęków atmosferycznych.

Główną zaletą detekcji hybrydowej, wykorzystywanej między innymi w Obserwatorium Pierre Auger, która łączy pomiary detektora powierzchniowego z pomiarami optycznymi za pomocą detektora fluorescencyjnego, jest znaczne zwiększenie dokładności w stosunku do pomiarów dokonywanych przez oba te detektory z osobna. Łączenie komplementarnych technik detekcji dostarcza większej ilości danych, pozwalając uzyskać



Rysunek 35: Porównanie położenia rdzenia przykładowego pęku wyznaczonego na podstawie danych z pojedynczego budynku („oka”) detektora fluorescencyjnego Obserwatorium Pierre Auger i przy użyciu rekonstrukcji hybrydowej [205]. Przedstawiony pęk został zarejestrowany przez detektor fluorescencyjny w Los Morados. Strzałka skierowana w dół wskazuje kierunek do tego detektora, jednocześnie dwie równoległe linie pokazują niepewność wyznaczenia płaszczyzny SDP na poziomie gruntu. Mała i duża elipsa reprezentują odpowiednio niepewność położenia rdzenia pęku na powierzchni ziemi związaną z rekonstrukcją hybrydową i rekonstrukcją opartą na danych z tylko jednego „oka”. Strzałki wskazują zrekonstruowane położenia rdzenia pęku w obu przypadkach, ich długość jest proporcjonalna do sinusa zrekonstruowanego kąta zenitalnego. Stacje detektora powierzchniowego oznaczone są małymi okręgami, natomiast (dwie) stacje z zarejestrowanym sygnałem zaznaczone są jako czerwone koła o promieniu proporcjonalnym do logarytmu odbieranego sygnału. Stacje te wykorzystywane były w rekonstrukcji hybrydowej. Detektor hybrydowy Obserwatorium Pierre Auger umożliwia wyznaczenie kierunku i położenia osi pęku na gruncie z dokładnością lepszą niż 0.6° i 50 m.

pełniejszy obraz zjawiska wielkich pęków. Umożliwia to bardziej precyzyjne określenie różnych właściwości cząstek pierwotnych promieniowania kosmicznego. Obserwacja tych samych pęków za pomocą różnych technik detekcji pozwala również na wzajemne testowanie tych metod i udoskonalanie sposobów analizy danych. Przykładowo, moż-

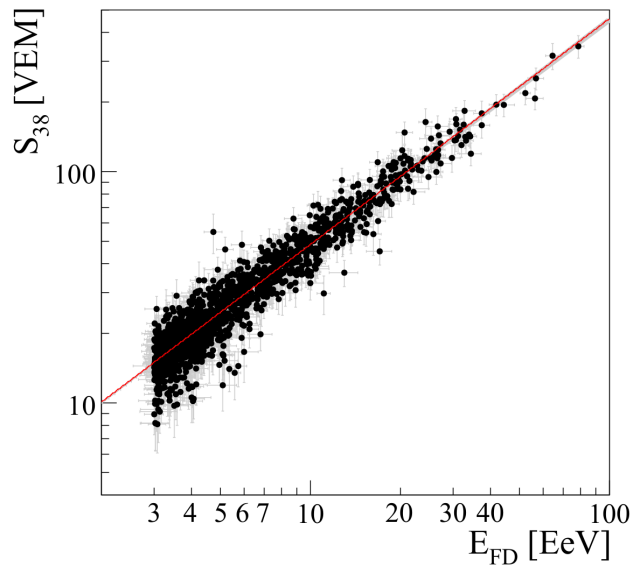


Rysunek 36: Porównanie wyników rekonstrukcji hybrydowej (Hybrid) i rekonstrukcji opartej na danych z pojedynczego „oka” (Mono) uzyskanych przez Obserwatorium Pierre Auger dla przykładowego pędu [206]. Najlepiej dopasowane wartości parametrów R_p i χ_0 oznaczone są gwiazdkami, natomiast elipsy reprezentują ich niepewności pomiarowe.

liwia to kalibrację skali energii detektora powierzchniowego przy wykorzystaniu pędów hybrydowych (obserwowanych jednocześnie przez detektor FD i SD).

Do niedawna pod pojęciem detekcji hybrydowej rozumiano jednoczesne pomiary przez detektor powierzchniowy i fluorescencyjny. Jednakże powoli nabiera ono nowego znaczenia. Stosowanie różnych typów detektorów w obrębie Obserwatorium Pierre Auger już w chwili obecnej umożliwia łączenie wielu technik detekcji równocześnie (techniki radiowej, fluorescencyjnej, detektorów mionowych i standardowych czerenkowskich detektorów cząstek). Obecnie prowadzona rozbudowa Obserwatorium, obejmująca uzupełnienie stacji detektora powierzchniowego o liczniki scyntylacyjne, jak również rozszerzenie detektora radiowego na całą powierzchnię detektora Auger, w połączeniu z rozwojem nowatorskich technik analizy danych, już wkrótce powinno zaowocować rozwojem techniki hybrydowej na niespotykaną dotąd skalę. Pod tym pojęciem będziemy łączyć nie dwóch lecz wielu technik detekcji wielkich pędów jednocześnie.

W detektorze fluorescencyjnym wielkie pęki obserwowane są jako sekwencja czasowa wyzwalanych pikseli w kamerze złożonej z fotopowielaczy. Sekwencja ta ma kluczowe znaczenie przy wyznaczaniu położenia osi pędu w obrębie płaszczyzny pęk-detektor (płaszczyzny SDP). W rekonstrukcji opartej na pojedynczym detektorze fluorescencyjnym (pojedynczym „oku”), czyli tzw. rekonstrukcji mono, dokładność wyznaczania osi pędu ulega znacznemu pogorszeniu w sytuacji, gdy mierzona prędkość katowa pędu nie zmie-



Rysunek 37: Kalibracja energii detektora powierzchniowego za pomocą detektora fluorescencyjnego w Obserwatorium Pierre Auger [2]. Przedstawiona jest korelacja między energią E_{FD} wyznaczoną przez detektor fluorescencyjny, a estymatorem energii S_{38} detektora powierzchniowego.

nia się w sposób znaczący w stosunku do obserwowanej długości toru. W takim przypadku położenie osi pęku będzie słabo określone, co jest równoważne dużej niepewności w rekonstrukcji kierunku nadejścia pęku oraz punktu przecięcia jego osi z powierzchnią ziemi. Niepewności te propagują się na inne parametry pęku, w szczególności zmniejszają dokładność wyznaczania energii. Do poprawy precyzji pomiarów bardzo pomocna jest informacja o czasie nadejścia pęku do detektora naziemnego. Uwzględnienie tej informacji, nawet w przypadku gdy pęk wyzwała tylko jedną stację, powoduje, że precyzja wyznaczania geometrii wielkiego pęku, a przez to i innych jego parametrów, znacząco wzrasta. Zaprezentowane jest to na rysunkach 34 - 36, gdzie porównane są wyniki rekonstrukcji hybrydowej (w oparciu o informację czasową z kilku stacji detektora powierzchniowego) z rekonstrukcją wykorzystującą tylko jedno „oko” fluorescencyjnego systemu detekcji (rekonstrukcja mono). Wynika z nich, że zastosowanie hybrydowej metody detekcji poprawia dokładność wyznaczania położenia osi pęku na gruncie z kilku kilometrów do kilkudziesięciu metrów, natomiast kierunku pęku z kilkudziesięciu stopni do poniżej jednego stopnia.

Hybrydowa detekcja ma istotne znaczenie również w kontekście poprawy dokładności pomiarów energii pęków w detektorach powierzchniowych. Wyznaczanie energii za pomocą tych detektorów opiera się na symulacjach rozwoju wielkich pęków, z czym nieodłącznie związana jest konieczność stosowania modeli oddziaływań hadronowych. Modele te obciążone są dużymi niepewnościami. Detektory fluorescencyjne pozbawione

są tych wad, pozwalając na kalorymetryczny, znacznie dokładniejszy pomiar energii. Zebranie odpowiednio dużej próbki pęków obserwowanych jednocześnie przez oba typy detektorów umożliwia kalibrację detektora powierzchniowego, co przedstawione jest na rysunku 37. Przeprowadzenie takiej kalibracji pozwala na bardziej dokładne pomiary energii przez detektor powierzchniowy.

3.3 Detektory radiowe

3.3.1 Przegląd eksperymentów radiowych

Technika radiowej detekcji wielkich pęków atmosferycznych narodziła się ponad pół wieku temu wraz z publikacją pierwszych prac przewidujących emisję fal radiowych przez kaskady cząstek wtórnych [51, 54]. To właśnie w oparciu o tę metodę, w latach 60-tych i 70-tych XX wieku, prowadzone były liczne eksperymenty w różnych lokalizacjach na całym świecie [207]. Na szczególną uwagę zasługują tutaj badania przeprowadzone w Jodrell Bank [208] i Haverah Park [209] w Anglii, w miejscowości Medicina we Włoszech [210], w Penticton w Kanadzie [211], w Moskwie [212], czy też na górze Chacaltaya w Boliwii [213]. Te pierwsze eksperymenty, prowadzone w oparciu o analogową technikę detekcji fal radiowych, polegały głównie na robieniu zdjęć oscyloskopom wyzwolonym przez proste detektory wielkich pęków, takich jak sieci liczników Geigera-Müllera. Podczas tej pionierskiej fazy zbadano szeroki zakres pasm częstotliwości: emisja radiowa przez wielkie pęki została zaobserwowana nie tylko w zakresie 30 – 80 MHz (zakres najczęściej używany w chwili obecnej), ale również przy wyższych częstotliwości dochodzących do kilkuset MHz [214–217]. Ponadto została ogłoszona obserwacja sygnału radiowego przy częstotliwości kilku MHz, a nawet blisko 100 kHz [216, 218–223].

Po początkowych sukcesach odnoszonych przez technikę radiową nastąpiło niemal całkowite zaprzestanie badań nad tą metodą detekcji promieni kosmicznych. Wynikało to między innymi z faktu, że dokładność rekonstrukcji parametrów wielkiego pęku osiągnięta przy pomiarach radiowych nie dorównywała dokładności uzyskiwanej przy wykorzystaniu innych technik. Dopiero początkiem XXI wieku nastąpił ponowny wzrost zainteresowania tą metodą [224]. Związane to było głównie z rozwojem cyfrowej techniki detekcji fal radiowych, jak również z ilościowym zrozumieniem emisji fal radiowych przez wielkie pęki. Pozwoliło to na budowę i pomyślną eksploatację sieci anten radiowych nowej generacji, takich jak LOFAR Prototype Station (LOPES) [225], Cosmic Ray Detection Array with Logarithmic Electromagnetic Antennas (CODALEMA) [226], Low Frequency Array (LOFAR) [227], Auger Engineering Radio Array (AERA) [228, 229], Tunka-Rex [230], i wielu innych. W chwili obecnej eksperymenty radiowe osiągnęły fazę dojrzałości, dorównując dokładnością klasycznym metodom detekcji promieni kosmicznych (detektorom powierzchniowym i fluorescencyjnym). Potencjał naukowy tech-

niki radiowej wydaje się być największy w połączeniu z naziemnymi detektorami cząstek (detektorami powierzchniowymi), ponieważ taka kombinacja komplementarnych detektorów może znacząco zwiększyć dokładność wyznaczania parametrów wielkich pęków. Ten wzrost dokładności jest kluczowy dla lepszej separacji różnych typów cząstek pierwotnych, takich jak fotony, neutrino, czy jądra atomowe o różnej liczbie masowej. Pęki inicjowane przez te cząstki różnią się średnią głębokością maksimum X_{\max} , stosunkiem amplitudy sygnału radiowego do liczby mionów, czy też wartościami innych mierzonych parametrów pędu. Często różnice te są stosunkowo niewielkie, stąd wymagana jest duża precyzja pomiarów. Z powyższych względów wydaje się, że eksperyment AERA składający się z ponad stu anten radiowych rozmieszczonych na terenie Obserwatorium Pierre Auger stwarza obecnie najlepsze warunki do doskonalenia radiowej techniki detekcji wielkich pęków atmosferycznych. Planowane jest rozszerzenie tego eksperymentu w ciągu kilku lat na całą powierzchnię Obserwatorium. Po rozbudowie będzie to największa sieć anten radiowych (dedykowanych badaniom promieni kosmicznych) na świecie zajmująca powierzchnię około 3000 km², która pozwoli na równoczesną obserwację pęków atmosferycznych za pomocą trzech technik detekcji, tj. detektora powierzchniowego, fluorescencyjnego i radiowego. Środki na rozbudowę detektora AERA zostały już przyznane.

Oprócz detekcji wielkich pęków w powietrzu technikę radiową można wykorzystać do obserwacji kaskad cząstek wtórnych inicjowanych przez promienie kosmiczne w gęstych ośrodkach, takich jak lód czy skały, co jest obiecującą metodą wykrywania neutrino o ultra-wysokich energiach. Kilka prowadzonych na Antarktydzie pionierskich eksperymentów, takich jak Askaryan Radio Array (ARA) [231, 232], Antarctic Ross Ice Shelf Antenna Neutrino Array (ARIANNA) [233] i Antarctic Impulsive Transient Antenna (ANITA) [234, 235] poszukuje obecnie sygnału radiowego z kaskad cząstek wtórnych indukowanych w lodzie przez neutrino. Ostatni z tych eksperymentów polega na przeprowadzaniu lotów balonowych z systemem anten radiowych na pokładzie. Co ciekawe, w zależności od kąta obserwacji, anteny te zdolne są również do rejestracji sygnału radiowego wytworzonego w powietrzu przez wielkie pęki w sposób bezpośredni lub po jego wcześniejszym odbiciu od powierzchni lodu [235].

Z obecnie planowanych (przyszłych) eksperymentów radiowych do najciekawszych należą Synoptic Wideband Orbiting Radio Detector (SWORD) [236], Giant Radio Array for Neutrino Detection (GRAND) [237] i Square Kilometre Array (SKA) [238]. Pierwszy z nich to misja satelitarna, w której sposób detekcji promieni kosmicznych oparty jest na technice przetestowanej w balonowym eksperymencie ANITA. SWORD będzie wykrywał promieniowanie geomagnetyczne [51, 52] emitowane przez wielkie pęki w powietrzu, które przy najwyższych energiach pędu może być obserwowane z dużych odległości. Sygnał radiowy będzie rejestrowany po odbiciu od powierzchni ziemi. Mi-

sje satelitarne mają znaczny potencjał poprawienia statystyki obserwacji wielkich pęków, ponieważ nawet małe anteny umieszczone w przestrzeni kosmicznej mogą mieć ekspozycje znacznie większe niż w przypadku Obserwatorium Pierre Auger. Wysokość orbity satelity SWORD, która ma wynosić 600 – 800 km, zapewni obserwacje olbrzymiego obszaru Ziemi, umożliwiając tym samym detekcję ponad stu pęków o energiach większych niż 10^{20} eV na rok. Dużym wyzwaniem w tym eksperymencie będzie uwzględnienie zniekształceń sygnału radiowego w wyniku jego przejścia przez jonosferę. Z kolei detektor GRAND, jeżeli zostanie zbudowany, będzie detektorem o gigantycznej aperturze, składającym się z $\sim 10^5$ anten rozmieszczonych na ogromnym obszarze $\sim 2 \times 10^5$ km² położonym w górach Tienszan w Chinach. Jego głównym celem będzie wykrywanie neutronów ultra-wysokich energii, które oddziałując w okolicznych górach inicjują wielkie pęki w atmosferze. Ostatni z eksperymentów, czyli SKA, będzie składał się z około 60000 anten gęsto upakowanych na powierzchni 1 km². Umożliwi to pomiar X_{\max} pęków o maksymalnej energii kilku 10^{18} eV z niespotykaną dotąd dokładnością wynoszącą około 10 g/cm², znacznie lepszą niż uzyskiwana w dotychczasowych eksperymentach. Dodatkowo będzie on poszukiwać sygnału radiowego emitowanego przez kaskady cząstek wtórnych inicjowane przez promienie kosmiczne w księżycowym regolicie (w warstwie luźnej, zwietrzalej skały pokrywającej powierzchnię Księżyca).

Metoda radiowej detekcji wielkich pęków atmosferycznych jest w swej koncepcji bardzo podobna do techniki opartej na sieciach detektorów powierzchniowych, w której korzysta się z wielu stacji rozmieszczonych na dużym obszarze. Jednak w przeciwieństwie do detektora powierzchniowego, zamiast samych cząstek, rejestruje się tutaj fale radiowe emitowane przez pęk. Emisja radiowa pochodzi głównie z obszaru leżącego w pobliżu maksimum pędu, tj. z odcinka toru wielkiego pędu, wzdłuż którego liczba jego cząstek utrzymuje się na poziomie wystarczającym do zapewnienia znaczącej emisji radiowej. Odcinek toru, z którego następuje emisja zawiera maksimum pędu, jednocześnie rozciąga się on na odległość kilku kilometrów w atmosferze. Anteny radiowe są tanie. Pozwala to na pokrycie nimi dużych obszarów stosunkowo małym kosztem, umożliwiając tym samym obserwację promieni kosmicznych ultra-wysokich energii. W detektorach radiowych używa się różnych typów anten, z których każdy ma swoje zalety i wady. Różnią się one czułością, kierunkowością, dokładnością pomiarów i ceną. Sama cena jest przy tym mało istotna, ponieważ ogólne koszty związane z budową i utrzymaniem detektora radiowego zdominowane są często przez zasoby wymagane do samego montażu anten i rozmieszczenia detektorów. W zależności od infrastruktury dostępnej w danym miejscu, dostępności finansowania, czy też konkretnych celów eksperymentu, najlepszym wyborem będą różne typy anten. Warto w tym miejscu zaznaczyć, że przynajmniej w przypadku szeroko stosowanego pasma częstotliwości poniżej 100 MHz, rodzaj anteny nie jest szczególnie istotny dla ogólnej dokładności eksperymentu, ponieważ galaktyczne tło

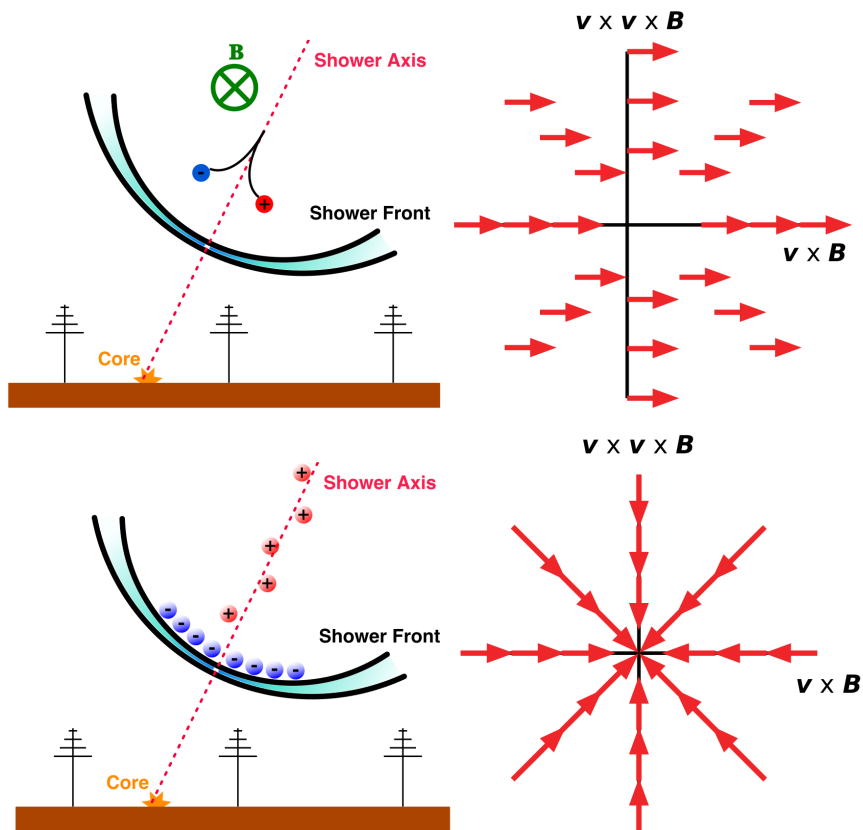


Rysunek 38: Anteny używane przez różne sieci detektorów radiowych: (u góry z lewej) antena dipolowa w kształcie odwróconego v (ang. inverted v-shape dipole) w eksperymencie LOPES [239], (u góry z prawej) antena motylkowa (ang. butterfly) w eksperymencie CODALEMA [240], (na dole z lewej) logarytmiczno-periodyczna antena dipolowa (LPDA, ang. logarithmic periodic dipole antenna) w eksperymencie AERA [241], i (na dole z prawej) mała aperiodyczna antena pętlowa z obciążeniem (SALLA, ang. short / small aperiodic loaded loop antenna) w Tunka-Rex [242].

radiowe z reguły przewyższa szумы związane z samą anteną i zastosowaną elektroniką. Na rysunku 38 przedstawionych jest kilka typów anten wykorzystywanych w eksperymentach radiowych.

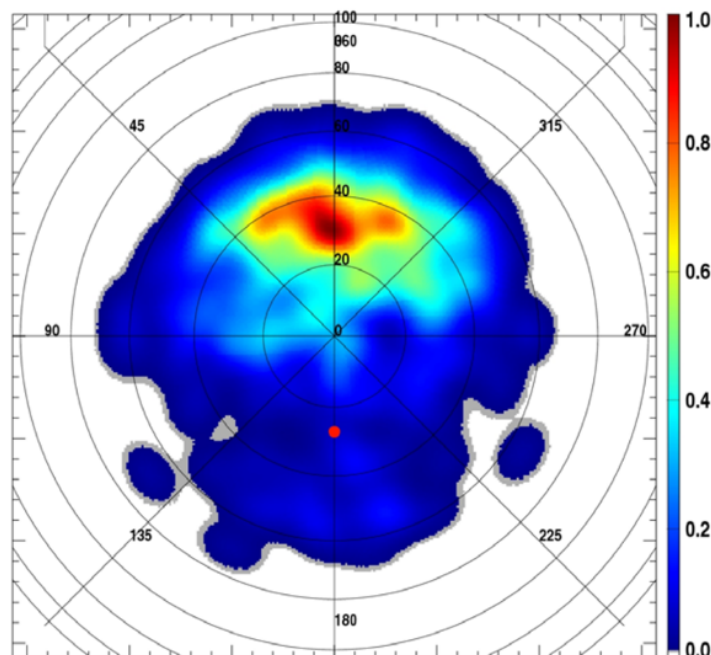
3.3.2 Mechanizmy emisji radiowej

Źródłem emisji radiowej wielkiego pędu są, należące do jego składowej elektromagnetycznej, relatywistyczne elektrony i pozytony, przy znikomym wkładzie innych cząstek (ze względu na zbyt mały stosunek ich ładunku do masy). W przypadku typowych częstotliwości używanych do obserwacji (od kilku MHz do kilku GHz) najważniejszymi



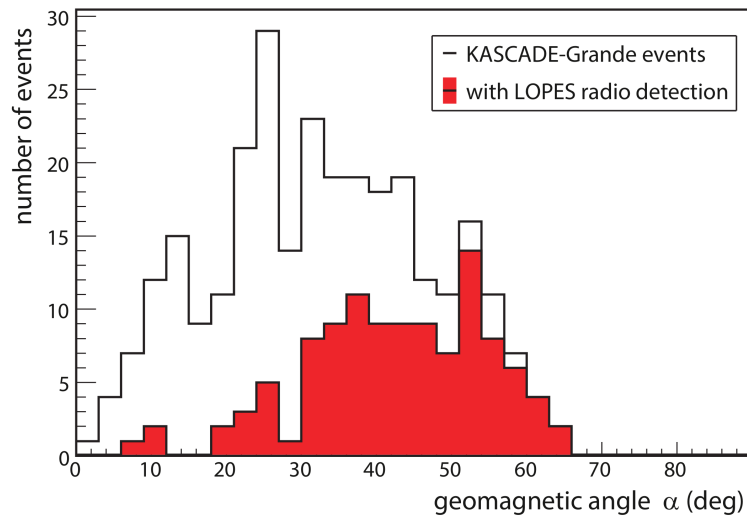
Rysunek 39: Ilustracja mechanizmów emisji radiowej wielkich pęków atmosferycznych. Strzałki oznaczają kierunek polaryzacji liniowej emitowanej fali radiowej w płaszczyźnie prostopadłej do osi pęku. (*U góry*) przedstawiony jest efekt geomagnetyczny [243, 244]. Elektrony i pozytony pęku są odchylane w przeciwnych kierunkach przez pole magnetyczne Ziemi \vec{B} . Prowadzi to do powstania zmiennego w czasie prądu o kierunku poprzecznym zarówno do osi pęku jak i do pola magnetycznego, tj. o kierunku zgodnym z siłą Lorentza $\vec{v} \times \vec{B}$, gdzie \vec{v} to prędkość typowej cząstki. Prąd ten jest źródłem emisji radiowej, która jest spolaryzowana liniowo wzdłuż jego kierunku. W szczególnym przypadku pęków pionowych emisja ta jest spolaryzowana wzdłuż kierunku wschód-zachód. (*Na dole*) efekt Askaria [244, 245]. W trakcie rozwoju kaskady niektóre pozytony anihilują z elektronami atomów powietrza. Powstałe w ten sposób fotony jonizują kolejne atomy dzięki czemu dodatkowe elektrony stają się częścią kaskady, podczas gdy znacznie cięższe jony dodatkowo pozostają w tyle. W ten sposób powstaje zmienna w czasie nadwyżka ładunku (elektronów), która jest źródłem emisji radiowej. Ładunek ten można traktować jako punktowy, stąd emisja Askaria jest spolaryzowana radialnie.

mechanizmami emisji są efekt geomagnetyczny [51–53], czyli emisja związana z prądem poprzecznym indukowanym w pęku przez pole magnetyczne Ziemi, oraz efekt Askaria [54, 55], w którym emisja spowodowana jest zmienną w czasie nadwyżką ładunku ujemnego. Efekt geomagnetyczny związany jest z siłą Lorentza pola magnetycznego Ziemi, która odchyła elektrony i pozytony w przeciwnych kierunkach (zobacz rysunek



Rysunek 40: Wyglądzona mapa nieba przedstawiająca rozkład kierunków nadejścia sygnałów radiowych we współrzędnych lokalnych (kącie zenitalny, azymut). Zenit znajduje się w samym centrum mapy. Kierunkom świata odpowiadają różne azymuty: północ (0° , góra), zachód (lewo, 90°), południe (dół, 180°) i wschód (prawo, 270°). Kierunek pola geomagnetycznego zaznaczony jest czerwoną kropką. Mapa obejmuje zdarzenia zarejestrowane przez eksperyment CODALEMA [246]. Uderzającą cechą jest kształt rozkładu azymutalnego, a dokładniej duża asymetria pomiędzy kierunkiem północnym (górna połowa mapy) i południowym (dolna połowa) w liczbie zaobserwowanych zdarzeń (sygnałów radiowych wielkich pęków). Niedobór sygnałów pochodzących z południowej części (lokalnej) półkuli jest oczekiwany tylko wtedy, gdy pęki przychodzące z północy i południa generują różne sygnały radiowe.

39). Cząstki te nie poruszają się jednak bez przeszkód, co chwilę zderzając się z cząsteczkami powietrza. Przyspieszenie związane z polem magnetycznym i opóźnienie spowodowane oddziaływaniem z cząsteczkami powietrza wzajemnie się równoważą, co efektywnie prowadzi do powstania dryfu elektronów i pozytonów wzdłuż kierunku wyznaczonego przez siłę Lorentza, tj. $\vec{v} \times \vec{B}$, gdzie \vec{v} jest prędkością cząstek pęku a \vec{B} jest wektorem indukcji pola geomagnetycznego. Sytuacja jest tutaj podobna do ruchu elektronów w przewodniku, do którego przyłożono napięcie. Ponieważ wszystkie cząstki pęku poruszają się w przybliżeniu wzdłuż osi pęku, powstały prąd jest do tej osi prostopadły (będąc jednocześnie prostopadłym do kierunku pola magnetycznego Ziemi), stąd nazywamy go prądem poprzecznym. Jego natężenie zmienia się wraz ze zmianą liczby cząstek w pęku, która najpierw rośnie, potem osiąga maksimum, a na końcu spada w miarę wygaszania pęku. To właśnie zmienny w czasie prąd poprzeczny jest źródłem promieniowania elek-



Rysunek 41: Całkowita liczba pęków zarejestrowanych przez naziemną sieć detektorów cząstek KASCADE-Grande [247] (biały histogram) oraz liczba pęków zarejestrowanych w tym samym czasie w koincydencji z detektorem radiowym LOPES [225] (czerwony histogram) w funkcji kąta geomagnetycznego α [248, 249]. Stosunek liczby pęków zarejestrowanych w koincydencji z detektorem radiowym do całkowitej liczby pęków zarejestrowanych przez detektor powierzchniowy jest miarą efektywności detekcji wielkich pęków metodą radiową. Łatwo zauważyć, że efektywność ta spada w miarę przesuwania się ku mniejszym wartościom kątów α . Związane jest to ze słabszą emisją geomagnetyczną pęków, których kierunki propagacji są zbliżone do kierunku lokalnego pola magnetycznego. Innymi słowy wielkość emisji radiowej części z tych pęków (zwłaszcza inicjowanych przez cząstki pierwotne o mniejszej energii) spada poniżej progu detekcji.

tromagnetycznego pęku. Amplituda sygnału geomagnetycznego jest proporcjonalna do siły Lorentza, zależy więc od natężenia lokalnego pola magnetycznego Ziemi, jak również od kąta pomiędzy kierunkiem tego pola a osią pęku, tj. od kąta geomagnetycznego α . Oznacza to, że pęki nadchodzące z kierunków zbliżonych do kierunku lokalnego pola magnetycznego Ziemi będą emitować słabszy sygnał radiowy. Prowadzi to do powstania charakterystycznej asymetrii północ-południe w efektywności detekcji wielkich pęków atmosferycznych. Asymetria ta przedstawiona jest na rysunku 40, który zawiera mapę nieba z rozkładem liczby pęków zarejestrowanych przez typowy detektor radiowy. Wyraźnie widoczny jest niedobór sygnałów radiowych nadchodzących z kierunku południowego (zgodnego z kierunkiem pola magnetycznego). Podobny efekt można zaobserwować w przypadku zależności liczby zarejestrowanych pęków od kąta geomagnetycznego α (zobacz rysunek 41), gdzie ewidentny jest spadek efektywności detekcji przy małych kątach α .

Energia wypromieniowana przez pęk w wyniku efektu geomagnetycznego wzrasta z czasem trwania tej emisji. W związku z tym jest ona nieco silniejsza w przypadku

nachylonych pęków mających maksimum wysoko w atmosferze, gdzie ze względu na małą gęstość powietrza ewolucja pęków (zmiana liczby cząstek) w okolicach maksimum ich rozwoju przebiega wolniej. Oznacza to, że odcinek toru nachylonego pęku odpowiedzialny za emisję radiową jest dłuższy niż w przypadku pęków o mniejszych kątach zenitalnych. Wynika stąd dłuższy czas emisji i silniejszy sygnał radiowy. Z odwrotną sytuacją mamy do czynienia w przypadku pionowych pęków, których maksima znajdują się bliżej powierzchni ziemi, a więc i długość odcinka toru, z którego następuje emisja jest mniejsza, co oznacza jej krótszy czas i słabszy sygnał radiowy.

Niezależnie od kąta zenitalnego, długość toru wielkiego pęku, z którego pochodzi główna część emisji jest znacznie większa w przypadku kaskad inicjowanych w powietrzu (kilka kilometrów) niż w ośrodkach gęstych (kilka metrów), co jest głównym powodem, dla którego geomagnetyczna emisja jest znikoma w gęstych ośrodkach (zbyt krótki czas emisji). Z powodu relatywistycznych prędkości cząstek emitujących sygnał radiowy następuje kompresja tego sygnału w czasie, przez co zwiększa się jego częstotliwość jak również ulega on wzmocnieniu. Sygnał geomagnetyczny emitowany jest w krótkich impulsach (od kilku do kilkuset nanosekund), skupionych wokół osi pęku, w kierunku do przodu (w kierunku zgodnym z kierunkiem propagacji pęku). Z krótkim czasem trwania sygnału stowarzyszone jest jego szerokie spektrum częstotliwości. Ze względu na efekty geometryczne impulsy stają się dłuższe, a ich częstotliwości przesuwają się ku mniejszym wartościom wraz z oddalaniem się obserwatora od osi pęku. Niezależnie od pozycji obserwatora, promieniowanie geomagnetyczne jest liniowo spolaryzowane w kierunku wyznaczonym przez siłę Lorentza, tj. w kierunku $\vec{v} \times \vec{B}$ (zobacz rysunek 39). W szczególnym przypadku pęków pionowych emisja ta jest spolaryzowana wzdłuż kierunku wschód-zachód.

Drugim mechanizmem emisji radiowej jest efekt Askariana [54,55], w którym emisja spowodowana jest zmienną w czasie nadwyżką ładunku ujemnego w wielkim pęku. W trakcie rozwoju kaskady elektromagnetycznej niektóre pozytony, wchodzące w jej skład, anihilują z elektronami atomów powietrza produkując fotony. Z kolei fotony mogą jonizować atomy powietrza dzięki czemu kolejne elektrony stają się częścią kaskady i zaczynają poruszać się razem z nią, podczas gdy znacznie cięższe jony dodatnie pozostają w tyle (rysunek 39). W ten sposób powstaje asymetria pomiędzy liczbą pozytonów i elektronów. Asymetria ta, czyli nadwyżka ładunku ujemnego, dochodzi do 20 - 30% ogólnej liczby elektronów i pozytonów pęku. Liczba nadmiarowych elektronów zmienia się w czasie: rośnie w miarę rozwoju pęku, osiąga maksimum, a następnie maleje wraz z wygaszaniem pęku. Prowadzi to do emisji impulsów promieniowania elektromagnetycznego. Ze względu na wysoką gęstość cząstek blisko osi pęku nadwyżka ładunku (elektronów) jest tam największa. Wynika stąd, że pęk można traktować w uproszczeniu jako ładunek

punktowy, którego wielkość zmienia się w czasie. Ponieważ linie sił pola elektrycznego takiego ładunku mają kierunek radialny to emisja Askariana jest również spolaryzowana radialnie (zobacz rysunek 39). Oznacza to, że polaryzacja mierzona przez obserwatora zależy od jego pozycji. Dodatkowo rozkład sygnału radiowego jest symetryczny względem osi pędu, przy czym jego amplituda w centrum znika (jest równa zero) [250]. Podobnie jak miało to miejsce w przypadku emisji geomagnetycznej, następuje kompresja sygnału w czasie, przez co emisja Askariana jest silnie skupiona wokół kierunku propagacji pędu. Wynika stąd kształt rozkładu sygnału radiowego, który przybiera formę pierścienia o promieniu odpowiadającym kątowemu Czerenkowa w ośrodku, w którym ta emisja ma miejsce (powietrze, lód, skały, itp.). W powietrzu kąt ten wynosi około 1° , co w przypadku pionowych pędów odpowiada promieniowi pierścienia na gruncie około 100 m. Dla porównania kąt Czerenkowa w lodzie wynosi 56° .

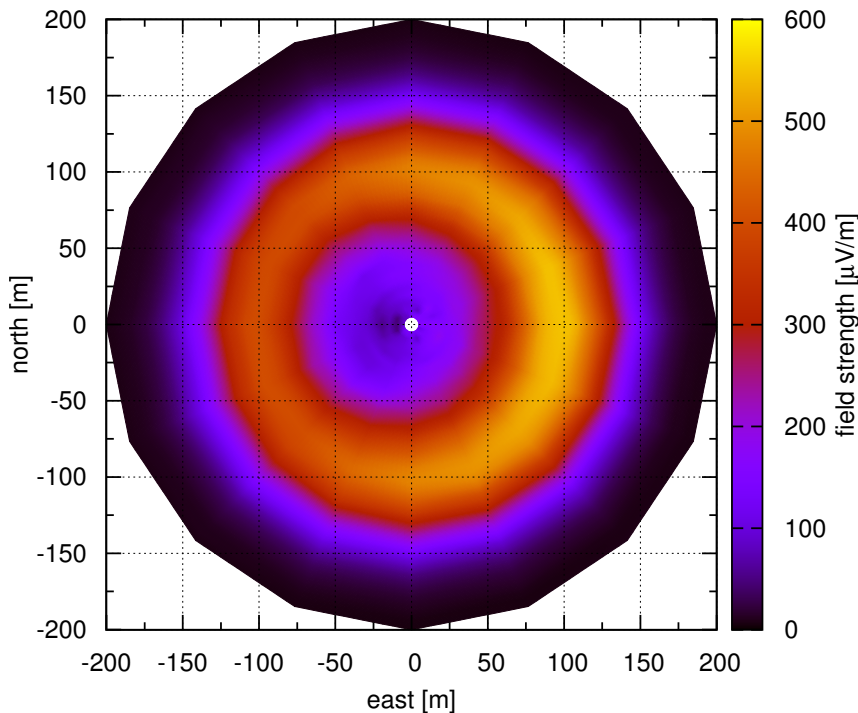
W przypadku kaskad cząstek wtórnych inicjowanych w powietrzu emisja Askariana jest zwykle słabsza niż emisja geomagnetyczna. Względny wkład tych dwóch efektów zależy głównie od siły Lorentza działającej na cząstki konkretnego pędu, a w szczególności od kierunku pędu i natężenia pola geomagnetycznego w miejscu przeprowadzania obserwacji. Typowy wkład efektu Askariana do całkowitej emisji radiowej wielkiego pędu jest na poziomie 10% [250–252]. Z zupełnie inną sytuacją mamy do czynienia w przypadku ośrodków gęstych, w których efekt geomagnetyczny zanika, przez co emisja Askariana staje się dominującym, w zasadzie jedynym, mechanizmem emisji radiowej. Badanie sygnału radiowego z kaskad inicjowanych w gęstych ośrodkach jest szczególnie istotne w kontekście detekcji neutrin ultra-wysokich energii. Sposób detekcji takiego sygnału nie różni się zasadniczo od detekcji sygnału radiowego wielkiego pędu atmosferycznego. Podstawową różnicą są tutaj rozmiary samej kaskady, które w przypadku gęstych ośrodków są znacznie mniejsze. Rozmiary poprzeczne (rozmiary dysku tworzącego kaskadę) i podłużne (droga na której odbywa się rozwój i zanik kaskady) są rzędu metrów, gdzie centrum o największej gęstości cząstek skupione wokół osi kaskady ma rozmiary poprzeczne zaledwie 10 cm.

Niezależnie od mechanizmu emisji, większa część promieniowania radiowego powstaje tam, gdzie gęstość elektronów jest najwyższa. Ponieważ gęstość ta szybko maleje wraz ze wzrostem odległości od osi pędu [253], rejon emisji znajduje się w obrębie pierwszego metra od niej, a jego grubość, będąc grubością frontu pędu w jego centralnej części, wynosi tylko kilka metrów. Radiowa emisja może być koherentna, jeśli długość fali radiowej jest większa niż obszar emisji, co w naszym przypadku (pędów atmosferycznych) oznacza kilka metrów. Odpowiada to częstotliwościom poniżej 100 MHz (kilkaset MHz do kilku GHz w przypadku kaskad inicjowanych w gęstych ośrodkach). Przy obserwacji pod większymi kątami (w większej odległości od osi pędu) należy uwzględnić efektywną grubość pędu która z powodów geometrycznych będzie rosła wraz ze zwiększającym się

kątem obserwacji. Ogólnie rzecz biorąc przy większych odległościach od osi pęku pełną koherentność sygnału można uzyskać jedynie dla większych długości fal, co oznacza, że pomiary przy niższych częstotliwościach pozwalają na obserwacje pod większymi kątami. Pozwala to również na rozmieszczenie anten radiowych w większych odległościach od siebie, co ma istotne znaczenie w przypadku obserwacji promieni kosmicznych ultra-wysokich energii, gdzie wymagana jest duża apertura detektora. W wyniku koherencji amplituda fali radiowej jest proporcjonalna do liczby cząstek pęku N_e . W związku z tym moc wypromieniowana przez pęk skaluje się kwadratowo z N_e , a ze względu na zależność $E \propto N_e$, również kwadratowo z energią pęku E [254]. Ta ostatnia zależność jest szczególnie przydatna przy wyznaczaniu energii wielkich pęków atmosferycznych.

3.3.3 Efekty propagacji

Prędkość propagacji fali radiowej c/n związana jest ze współczynnikiem załamania światła n , który zależy od gęstości i wilgotności powietrza. Tuż przy gruncie przyjmuje on wartość $n \approx 1.0003$ [255]. Z kolei promieniujące cząstki wielkiego pęku poruszają się praktycznie z prędkością światła w próżni c . Oznacza to, że front pęku będący źródłem emisji porusza się szybciej niż emitowana przez niego fala radiowa. W emisji radiowej pęku zaobserwujemy więc te same efekty, które towarzyszą emisji promieniowania Czerenkowa, tj. kompresję sygnału w czasie (przez co zwiększa się jego częstotliwość i amplituda), jak również silne skupienie emisji w wiązce skierowanej do przodu. Są to tzw. efekty Czerenkowa. Impulsy radiowe emitowane (w różnych chwilach) pod kątem Czerenkowa $\theta_c = \arccos(1/n) \approx 1^\circ$ przez przemieszczający się front pęku docierają do obserwatora niemal równocześnie. Prowadzi to do koherentnej emisji radiowej na stożku Czerenkowa aż do częstotliwości kilku GHz [256, 257]. Dlatego pierścień Czerenkowa pojawia się przy dużych częstotliwościach w rozkładzie sygnału radiowego wielkiego pęku na powierzchni ziemi (zobacz rysunek 42) [258]. Średnica tego pierścienia zależy od odległości maksimum pęku od detektora. Oznacza to, że w przypadku pęków nachylonych, gdzie maksimum emisji jest bardziej oddalone od detektora niż ma to miejsce dla pęków pionowych, średnica pierścienia jest większa. Ponadto przyjmuje on formę elipsy. Wewnątrz pierścienia Czerenkowa kompresja sygnału radiowego jest słabsza, przez co częstotliwość graniczna, powyżej której emisja przestaje być koherentna, maleje. Dodatkowo sekwencja czasowa sygnału jest odwrócona, tzn. sygnały emitowane we wczesnych fazach rozwoju pęku przybywają później niż te emitowane w czasie późniejszym. Powyższe cechy, znane z emisji Czerenkowa, są niezależne od konkretnego mechanizmu emisji. W szczególności pierścień Czerenkowa oraz przesunięcie sygnału ku wyższym częstotliwościom oczekiwane jest nie tylko w przypadku promieniowania Czerenkowa, ale również w przypadku dowolnej emisji elektromagnetycznej przez źródło poruszające się szybciej niż światło w danym ośrodku. Warto w tym miejscu podkreślić, że emisja



Rysunek 42: Rozkład (śląd) emisji radiowej na gruncie, w zakresie częstotliwości 300 – 1200 MHz, pionowego pęku o energii 10^{17} eV zainicjowanego przez jądro żelaza. Kolorami zaznaczone są różne wartości całkowitej amplitudy pola elektrycznego mierzonego w zależności od położenia względem osi pęku (znajdującej się w centrum). Symulacje wykonano za pomocą programu CoREAS [259] uwzględniając kierunek i natężenie pola geomagnetycznego dla lokalizacji detektora LOPES. Dobrze widoczny jest pierścień Czerenkowa o średnicy około 200 m. Rozkład sygnału nie jest osiowo symetryczny, co związane jest z asymetrią wschód-zachód spowodowaną superpozycją sygnału geomagnetycznego o stałej polaryzacji i emisji Askariana o polaryzacji zależnej od położenia.

radiowa pęku nie jest emisją Czerenkowską o częstotliwościach przesuniętych ku falom mega- i gigahercowym, ale związana jest z innymi, wcześniej omawianymi, mechanizmami emisji.

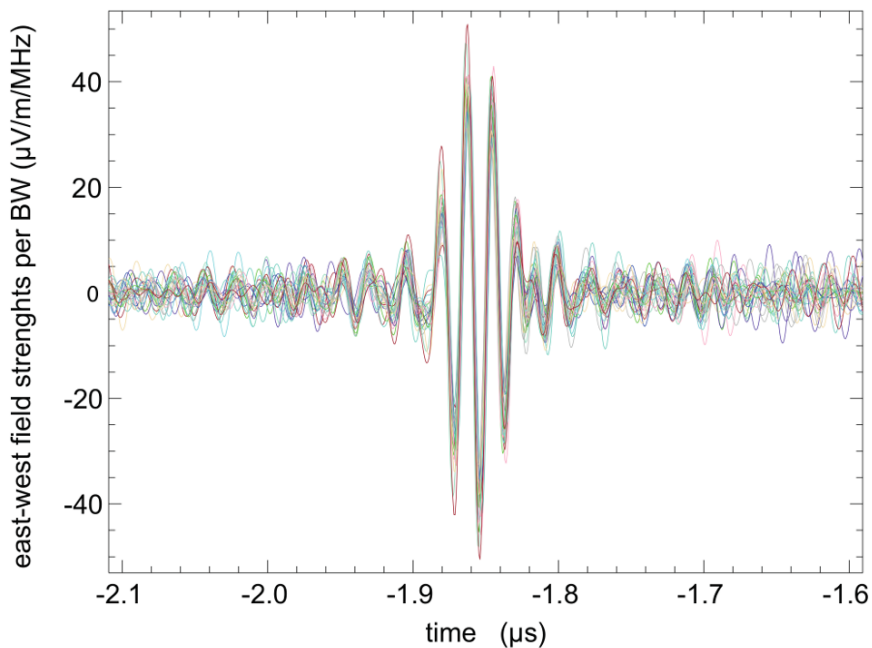
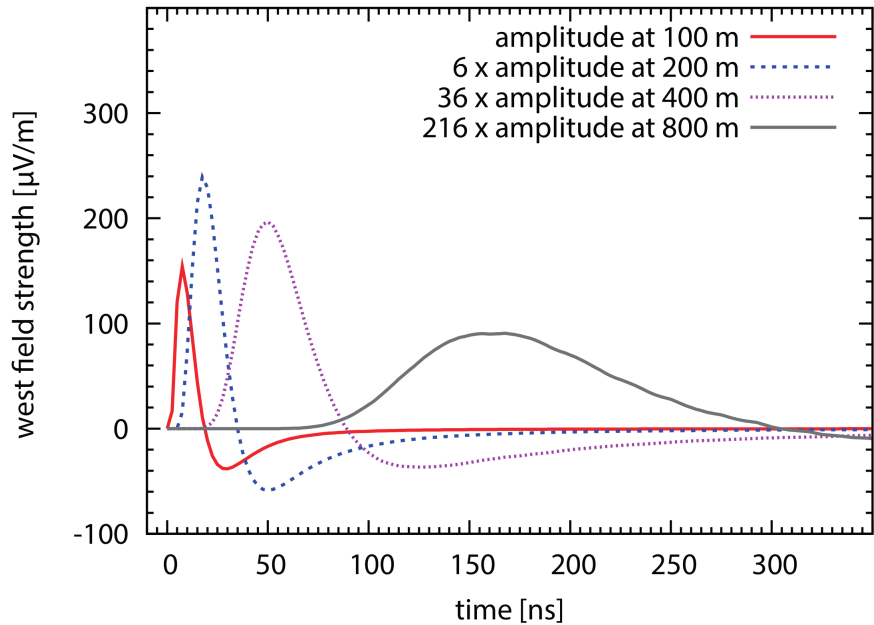
3.3.4 Modelowanie sygnału radiowego

Odpowiadające szerokiemu spektrum częstotliwości impulsy radiowe pęku są krótkie z typowym czasem trwania od kilku nanosekund (wewnątrz pierścienia Czerenkowa) do kilkuset nanosekund (daleko od osi pęku). Oznacza to, że dla każdej częstotliwości impuls radiowy zawiera tylko kilka oscylacji. A zatem kształt mierzonego sygnału będzie silnie zależał od szerokości pasma częstotliwości wykorzystywanego przez urządzenie pomiarowe. Dodatkowo będzie on zniekształcony przez efekty aparaturowe. Na rysunku 43 porównano symulowany kształt sygnału radiowego o nieograniczonym zakresie czę-

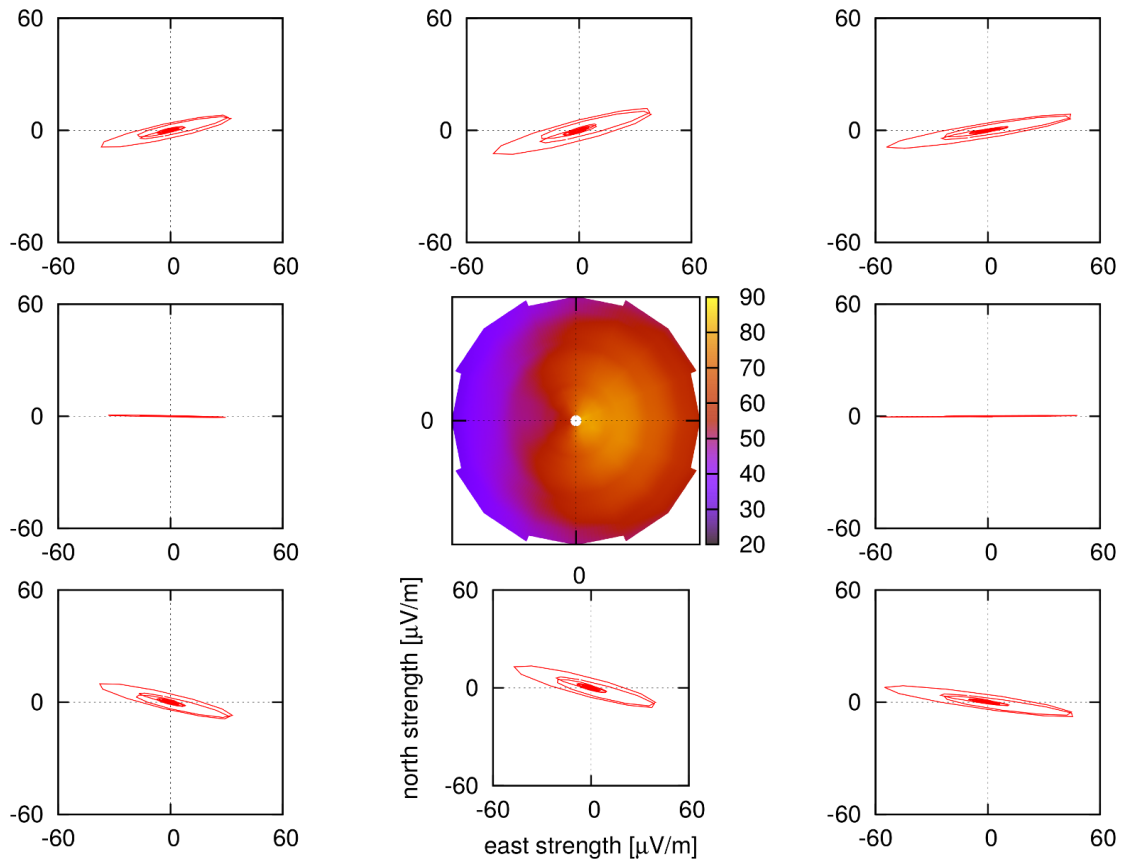
stotliwości z sygnałem mierzonym w paśmie 40 – 80 MHz. Okazuje się, że zmierzone impulsy radiowe mają całkowicie inną strukturę niż symulowany sygnał. Oznacza to, że informacje przydatne do rekonstrukcji pęku można wydobyć jedynie z amplitudy i czasu przybycia sygnału. Bardziej szczegółowe informacje co do dokładnego kształtu impulsu radiowego kryją się za skomplikowaną odpowiedzią detektora i są trudne do odwikłania.

Równoległe z pracami nad budową i rozwojem nowoczesnych detektorów radiowych podjęto wzmoczony wysiłek w celu komputerowego modelowania emisji radiowej kaskad cząstek wtórnych w powietrzu i w gęstych ośrodkach. Wykonano szereg obliczeń i na ich podstawie opracowano kilka programów służących do symulacji tej emisji [262]. W celu poprawnego opisu sygnału radiowego niezbędne jest nie tylko uwzględnienie efektu geomagnetycznego i Askariana, ale również występujących efektów Czerenkowa, czyli kompresji sygnału w czasie i jego silnego skupienia w wiązce skierowanej do przodu. Efekty te są obecnie uwzględnione we wszystkich programach służących do symulacji, takich jak EVA [263], ZHAireS [264], SELFAS [265] i CoREAS [259]. Poszczególne programy różnią się między sobą poziomem złożoności, szczegółowością i wymaganą mocą obliczeniową. Przykładowo ZHAireS i CoREAS stosują metodę Monte Carlo symulując emisję radiową poszczególnych elektronów i pozytonów wchodzących w skład wielkiego pęku. Czyni je to dokładnymi, ale znacznie wydłuża czas symulacji. Porównanie poszczególnych programów i wyników uzyskiwanych za ich pomocą można znaleźć w [266].

Polaryzacja sygnału radiowego emitowanego przez wielki pęk atmosferyczny nie jest jednorodna, ale zależy od położenia obserwatora względem osi pęku [259]. Jest ona wynikiem interferencji wektorów pola elektrycznego stowarzyszonych z różnymi mechanizmami emisji pęku. Wektor pola elektrycznego sygnału geomagnetycznego jest zawsze zgodny z kierunkiem siły Lorentza związanej z polem magnetycznym Ziemi (kierunkiem zgodnym z $\vec{v} \times \vec{B}$), natomiast wektor pola elektrycznego emisji Askariana skierowany jest radialnie w kierunku osi pęku. Wypadkowa polaryzacja zależy od względnej intensywności obu tych emisji i kąta azymutalnego mierzonego wokół osi pęku. Zobrazowane jest to na rysunku 44, gdzie pokazano krzywe jakie zakreśla wektor pola elektrycznego na gruncie (tj. jego ewolucje czasową) w zależności od położenia obserwatora względem osi pęku. Symulacje przeprowadzono dla pęku pionowego. W przypadku obserwatora znajdującego się na wschód od osi pęku składowa geomagnetyczna i Askariana mają ten sam zwrot, dodają się więc konstruktywnie. Stąd polaryzacja jest liniowa, zgodna z kierunkiem wschód-zachód, a całkowita amplituda sygnału radiowego rośnie. Z kolei dla obserwatora znajdującego się po zachodniej stronie, obie komponenty pola elektrycznego mają przeciwne zwroty, przez co sumują się one destruktywnie. Całkowita amplituda sygnału maleje przy zachowaniu polaryzacji liniowej. To właśnie ten efekt (konstruktywnej i destruktywnej interferencji) odpowiedzialny jest za występowanie asymetrii w śladzie



Rysunek 43: (*U góry*) symulowane kształty impulsów radiowych emitowanych przez pionowy pęk, obserwowane w różnych odległościach od jego osi [260]. Symulowany sygnał odpowiada sygnałowi o nieograniczonym zakresie częstotliwości. (*Na dole*) kształty sygnałów zmierzonych w paśmie częstotliwości 40 – 80 MHz przez anteny detektora LOPES [261]. Czasy przybycia sygnałów poprawiono ze względu na ich geometryczne opóźnienia. Oscylacyjna struktura sygnałów związana jest z efektami aparaturowymi. Oba wykresy przedstawiają składową pola elektrycznego w kierunku wschód-zachód.



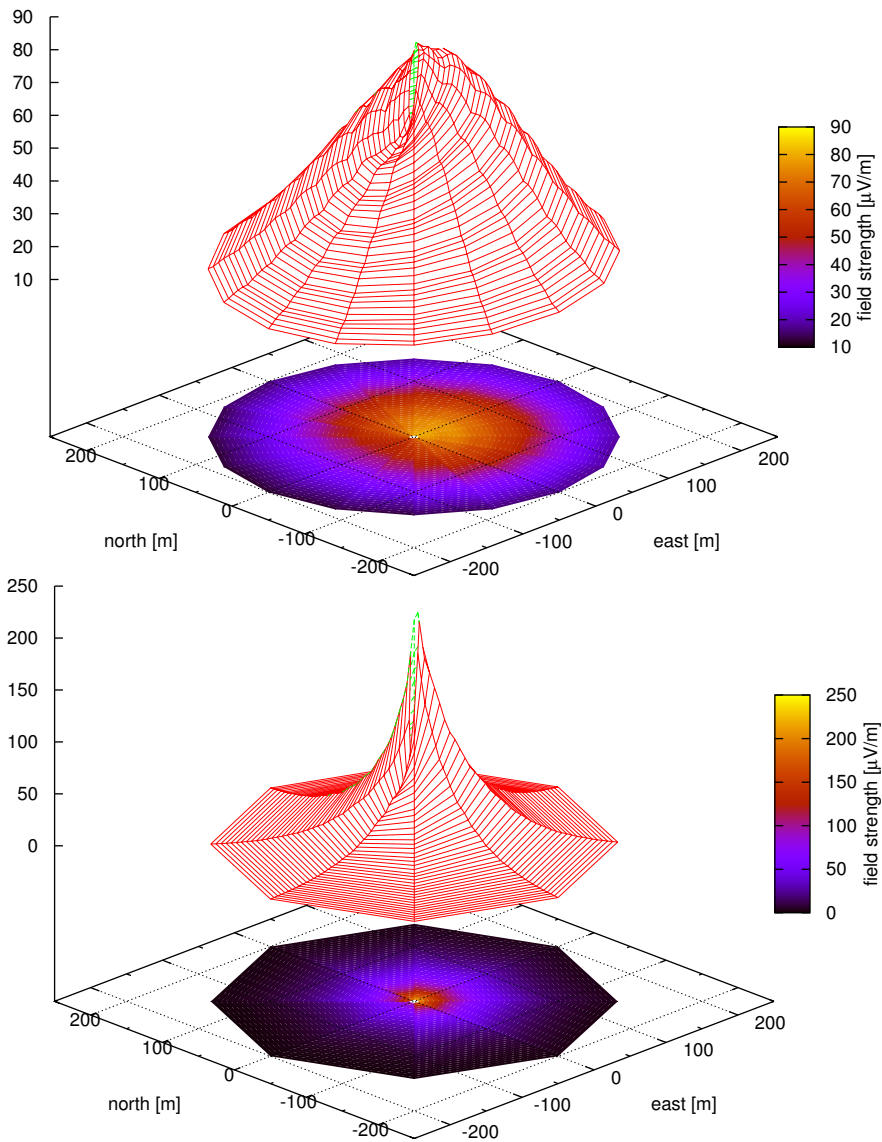
Rysunek 44: (Na zewnątrz) zależność czasowa wektora pola elektrycznego, w zakresie częstotliwości 40-80 MHz, mierzonego na gruncie przez obserwatorów znajdujących się w odległości 100 m od osi pionowego pęku (o energii 10^{17} eV, indukowanego przez jądro żelaza) w kierunku na północ, północny-wschód, wschód, południowy-wschód, południe, południowy-zachód, zachód, i północny-zachód (licząc od góry zgodnie z ruchem wskazówek zegara) [259]. W symulacjach uwzględniono pole geomagnetyczne \vec{B} dla lokalizacji detektora LOPES. Kierunki wschód-zachód i północ-południe są zgodne odpowiednio z kierunkami $\vec{v} \times \vec{B}$ i $\vec{v} \times \vec{v} \times \vec{B}$. Wykresy ilustrują charakterystykę polaryzacji sygnału radiowego pęku. (W środku) wewnętrzna część śladu emisji radiowej o promieniu 100 m przedstawiająca całkowitą amplitudę pola elektrycznego na gruncie [259]. Wyraźnie widać asymetrię sygnału w kierunku wschód-zachód, będącą wynikiem superpozycji pola elektrycznego stowarzyszonego z emisją geomagnetyczną i Askariana.

radiowym pęku, gdzie całkowita amplituda pola elektrycznego po stronie wschodniej od osi pęku jest większa niż po zachodniej (zobacz środek rysunku 44). Przy innych położeniach obserwatora względem osi pęku sytuacja jest bardziej złożona. Składowa geomagnetyczna jest nadal spolaryzowana w kierunku wschód-zachód, ale składowa Askariana ma polaryzację radialną z wektorem pola elektrycznego skierowanym w kierunku osi pęku. Można by się spodziewać, że również w tym przypadku uzyskamy polaryzację liniową. Dokładne symulacje pokazują jednak, że oba rodzaje emisji nie są w pełni zsyn-

chronizowane. Oznacza to, że muszą pochodzić z różnych części pędu lub przynajmniej ich względna intensywność nie jest stała, lecz zmienia się wraz z rozwojem pędu, na co wskazują rezultaty symulacji [257, 267]. Prowadzi to do powstania słabej polaryzacji eliptycznej. Ogólnie rzecz biorąc polaryzacja sygnału radiowego pędu jest w przybliżeniu liniowa, z dominującym kierunkiem wschód-zachód. Obecna jest również niewielka domieszka polaryzacji kołowej.

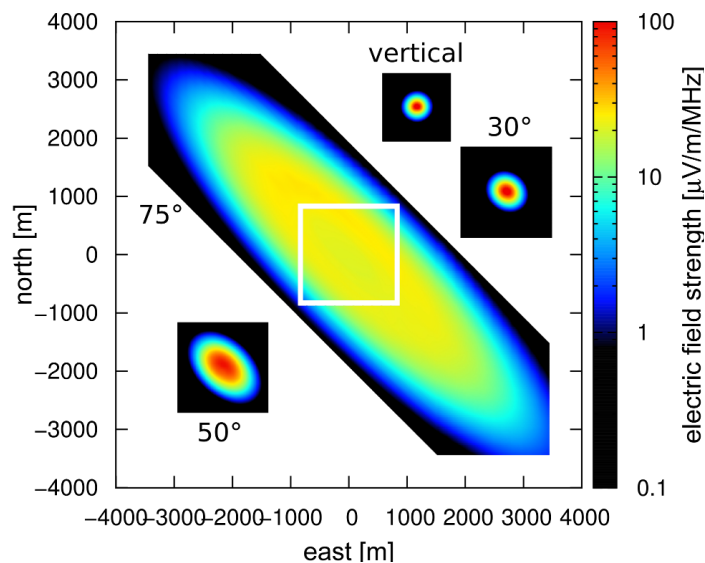
Przykładowe rozkłady (ślady) emisji radiowej pędów na powierzchni ziemi przedstawione są na rysunku 45. Kolorami zaznaczone są różne wartości maksymalnej amplitudy pola elektrycznego mierzonej w typowym paśmie częstotliwości 40 – 80 MHz w różnych miejscach na gruncie. Ślady emisji radiowej odpowiadają pionowym pędom o energii 10^{17} eV zainicjowanym w atmosferze przez jądro żelaza i proton. Wyraźnie widoczna jest asymetria wschód-zachód będąca wynikiem omawianej już wcześniej superpozycji dominującego sygnału geomagnetycznego i emisji Askarian. Ponadto pierścień Czerenkowa obecny w sygnale o znacznie wyższych częstotliwościach (zobacz rysunek 42) uległ tutaj zatarciu. Kształt śladu radiowego, w tym szybkość opadania amplitudy pola elektrycznego ze wzrostem odległości od osi pędu, związana jest głównie z położeniem głębokości maksimum pędu X_{\max} , a w konsekwencji z geometryczną odległością obszaru emisji od obserwatora. Ponieważ wartość X_{\max} statystycznie maleje wraz ze wzrostem masy cząstki pierwotnej inicjującej pęk, kształt sygnału radiowego jest statystycznie skorelowany z masą tej cząstki. Wynika stąd również silniejszy sygnał w przypadku pędu protonowego (zauważ różne skale opisujące amplitudę pola elektrycznego na rysunku 45), którego maksimum (obszar emisji) znajduje się bliżej powierzchni ziemi. Różnice w śladach radiowych można wykorzystać w praktyce do wyznaczania składu masowego promieni kosmicznych.

Ponieważ emisja radiowa jest silnie skupiona w stożku skierowanym do przodu (o małym kącie rozwarcia), odległość obszaru emisji od obserwatora ma duży wpływ na rozmiar śladu radiowego na ziemi. Należy zauważyć, że w przeciwieństwie do ewolucji pędu, w której ważna jest głębokość atmosferyczna (ilość materii przebytej przez pęk w atmosferze), w przypadku emisji radiowej istotna jest geometryczna skala odległości. Szczególnie ważnym aspektem jest tutaj zależność wysokości, na której zachodzi emisja radiowa od kąta zenitalnego pędu. Pęk osiąga swoje maksimum przy danej głębokości atmosferycznej, a więc dla bardziej nachylonych pędów jego maksimum znajduje się znacząco wyżej niż w przypadku pędów pionowych. Oznacza to, że dla nachylonych pędów obszar emisji radiowej jest bardziej oddalony od obserwatora. Dodatkowo powierzchnia na gruncie (w miejscu obserwacji) wyznaczona przez przecięcie powierzchni ziemi ze stożkiem emisji rośnie wraz z kątem zenitalnym pędu. W związku z powyższym, stożek emisji radiowej oświetli znacznie większy obszar, co ilustruje rysunek 46. Przy kącie zenitalnym większym niż 70° ślad radiowy rozciąga się na obszarze nawet kilku kilometrów.



Rysunek 45: Ślady emisji radiowej na powierzchni ziemi, w zakresie częstotliwości 40 – 80 MHz, pionowego pęku o energii 10^{17} eV indukowanego w atmosferze przez jądro żelaza (*u góry*) i proton (*na dole*). Oś pęku znajduje się w centrum. Symulacje wykonano za pomocą programu CoREAS [259] uwzględniając pole magnetyczne Ziemi dla lokalizacji detektora LOPES. Skale opisujące maksymalną amplitudę pola elektrycznego mierzonego na gruncie na obu wykresach różnią się od siebie. Sygnał od pęku protonowego jest dużo silniejszy, ponadto spada on szybciej w miarę oddalania się od osi pęku niż w przypadku pęku inicjowanego przez jądro żelaza. Charakterystyki te wynikają z mniejszej odległości obszaru emisji od obserwatora.

Średnia amplituda pola elektrycznego w takim śladzie jest mniejsza niż w przypadku pęków pionowych, ponieważ wypromieniowana moc jest rozłożona na większym obszarze. Dodatkowo rozkład poprzeczny jest mniej stromy. Taka charakterystyka sygnału spr-



Rysunek 46: Symulowane ślady emisji radiowej na powierzchni ziemi, w zakresie częstotliwości 30–80 MHz, pęków o energii 5×10^{18} eV dla różnych kątów zenitalnych (0° , 30° , 50° i 75°) [268]. Próg na detekcję związany z obecnością galaktycznego tła radiowego wynosi $1 - 2 \mu\text{V/m/MHz}$. Pęki o kątach zenitalnych do około 60° zostawiają stosunkowo niewielkie ślady emisji radiowej na gruncie. Jednak ślad ten znacznie się powiększa dla pęków o kątach zenitalnych większych niż 70° , osiągając rozmiary kilku kilometrów. Biały prostokąt odpowiada rozmiarowi okienka dla pęku o kącie zenitalnym 50° .

wia, że nachylone pęki z powodzeniem można rejestrować za pomocą rzadkiej sieci anten radiowych, gdzie poszczególne stacje rozmieszczone są w dużych odległościach od siebie [269].

Tradycyjnie pod pojęciem funkcji rozkładu poprzecznego (LDF) rozumie się jednowymiarową funkcję opisującą zależność siły rejestrowanego sygnału od odległości do osi pęku. Odległość tę mierzymy w płaszczyźnie pęku, tj. w płaszczyźnie prostopadłej do jego osi. W gęstych ośrodkach opis sygnału radiowego za pomocą takiej funkcji jest w pełni uzasadniony, ponieważ jest on osiowo symetryczny. Jednak w przypadku pęków atmosferycznych sygnał radiowy, który jest koherentną sumą dominującej emisji geomagnetycznej i emisji Askariana, posiada asymetrię z powodu interferencji tych dwóch sygnałów (zobacz rysunek 45). Wobec tego ślad radiowy musi być opisywany za pomocą dwuwymiarowej funkcji LDF, zależnej zarówno od odległości od osi pęku, jak i od kąta azymutalnego mierzonego wokół tej osi. Kształt śladu radiowego zależy w dużej mierze od odległości do maksimum pęku i od zakresu częstotliwości używanej przy detekcji. Zazwyczaj przyjmuje kształt podobny do fasoni, ponieważ sygnał jest wzmocniony na stożku Czerenkowa, a jednocześnie wykazuje asymetrię w kierunku geomagnetycznej siły Lorentza. Wielkość tej asymetrii zależy od względnego wkładu efektu Askariana do

całkowitej emisji. Pierścień Czerenkowa często zanika przy niskich częstotliwościach, ale jest bardzo dobrze widoczny przy wysokich częstotliwościach rzędu kilkuset MHz i większych.

Naturalnym wyborem do opisu dwuwymiarowej funkcji rozkładu poprzecznego (LDF) jest układ współrzędnych w płaszczyźnie pęku, gdzie oś X jest tożsama z kierunkiem geomagnetycznej siły Lorentza ($\vec{v} \times \vec{B}$), natomiast oś Y z kierunkiem $\vec{v} \times \vec{v} \times \vec{B}$. Zaproponowano kilka parametryzacji tej funkcji, w szczególności pragmatyczne podejście używane obecnie przez eksperymenty LOFAR i AERA, które jest stosowane do opisu rozkładu poprzecznego gęstości energii sygnału radiowego (a nie natężenia pola elektrycznego!). Parametryzacja ta opiera się na dwuwymiarowej funkcji Gaussa o amplitudzie A_+ , szerokości σ_+ , i środku położonym w miejscu o współrzędnych (X_c, Y_c) różniącym się od położenia osi pęku, od której odejmuje się funkcję Gaussa o mniejszej amplitudzie A_- , przesuniętą o x_- w kierunku geomagnetycznej siły Lorentza. Odejmowanie funkcji Gaussa z mniejszą amplitudą opisuje wzmocnienie pierścienia Czerenkowa (tj. sygnał na osi pęku może być słabszy niż na pierścieniu Czerenkowa), a przemieszczenie x_- opisuje asymetrię wschód-zachód. Parametryzacja ta przyjmuje formę [270]:

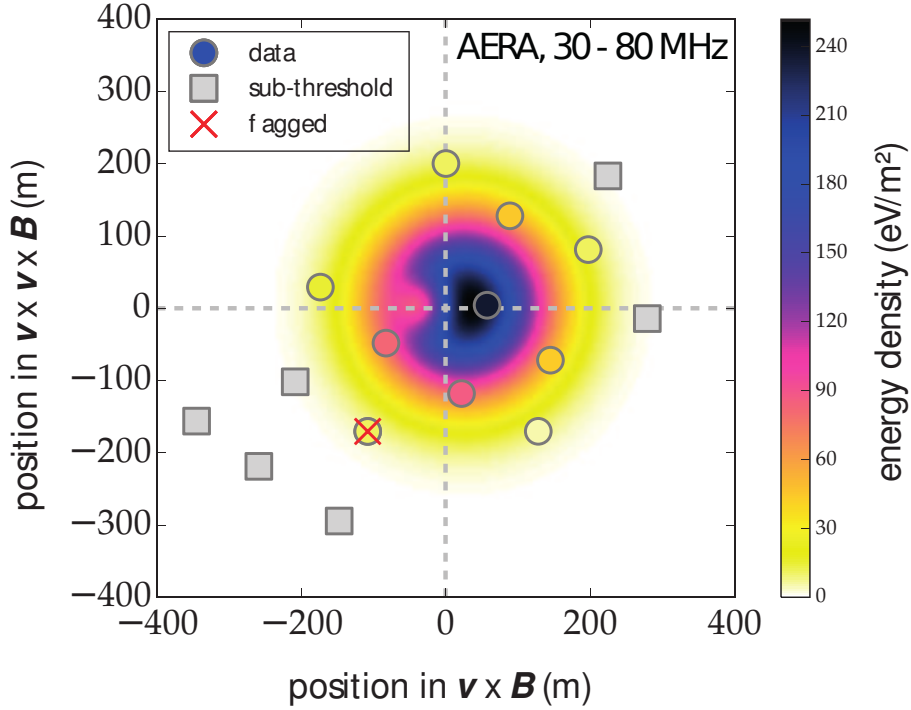
$$P(x, y) = A_+ \exp\left(-\frac{(x - X_c)^2 + (y - Y_c)^2}{\sigma_+^2}\right) - A_- \exp\left(-\frac{(x - (X_c + x_-))^2 + (y - Y_c)^2}{(C_1 e^{C_2 \sigma_+})^2}\right), \quad (24)$$

gdzie $P(x, y)$ (mierzone w eV/m^2) jest całką po czasie z (gęstości powierzchniowej) mocy sygnału rejestrowanego w położeniu (x, y) (na płaszczyźnie pęku), a C_1 i C_2 są stałymi. Przykład zastosowania tej parametryzacji przedstawiony jest na rysunku 47. Jej dokładność oceniana jest na kilka procent.

W wielu praktycznych zastosowaniach używa się jednowymiarowej funkcji LDF. Z taką sytuacją mamy między innymi do czynienia gdy niepewności pomiarowe przewyższają poziom asymetrii śladu radiowego lub gdy uśrednimy sygnały zmierzone przy różnych kątach azymutalnych. Czasami sygnały zarejestrowane przez poszczególne anteny są poprawiane na asymetrię uzyskując osiowo symetryczny ślad radiowy. Zależność sygnału od odległości do osi pęku r przyjmuje wtedy postać [251, 272]

$$\epsilon(r) = \epsilon_0 \exp(-\eta_1 r + \eta_2 r^2), \quad (25)$$

gdzie ϵ_0 jest wielkością sygnału (np. natężeniem pola elektrycznego) na osi pęku, a η_1 i η_2 są parametrami opisującymi odpowiednio nachylenie wykładniczego ogona LDF oraz spłaszczenie rozkładu poprzecznego blisko osi pęku. Często zamiast ϵ_0 używa się sygnału w odległości około 100 m od osi pęku, który podlega najmniejszym fluktuacjom i jest do-



Rysunek 47: Porównanie gęstości energii sygnałów radiowych zmierzonych przez poszczególne stacje detektora AERA (koła i kwadraty) z dopasowaną dwuwymiarową funkcją rozkładu poprzecznego (kolorowa mapa) [249, 271]. Przy fitowaniu wykorzystane zostały zarówno stacje rejestrujące sygnał pęku (koła), jak również i te z sygnałem poniżej progu na detekcję (kwadraty). Stacja rejestrująca polaryzację znacznie odbiegającą od przewidywanej została oflagowana i wykluczona z fitu celem zmniejszenia wpływu chwilowych zakłóceń sygnału radiowego. Kolor koła (reprezentującego stację) jest taki sam jak otaczający go kolor, gdy zmierzony sygnał jest równy sygnałowi wynikającemu z parametryzacji.

brze skorelowany z energią cząstki pierwotnej. Z kolei nachylenie rozkładu poprzecznego (związane z parametrem η_1) jest bezpośrednio związane z odległością pomiędzy detektorem a maksimum pęku, co wykorzystuje się do pomiaru składu masowego promieni kosmicznych [273].

Warto w tym miejscu wspomnieć o formule Allana [207], która jest historycznie pierwszą próbą opisu rozkładu poprzecznego sygnału radiowego pęku na podstawie danych zebranych przez pierwsze eksperymenty radiowe. Zgodnie z tą formułą rozkład natężenia pola elektrycznego na gruncie dany jest wzorem

$$\epsilon_\nu(R) = 20 \sin \alpha \cos \theta \left(\frac{E}{10^{18} \text{eV}} \right) \exp \left(-\frac{R}{R_0(\nu, \theta)} \right) \left[\frac{\mu\text{V}}{\text{m MHz}} \right], \quad (26)$$

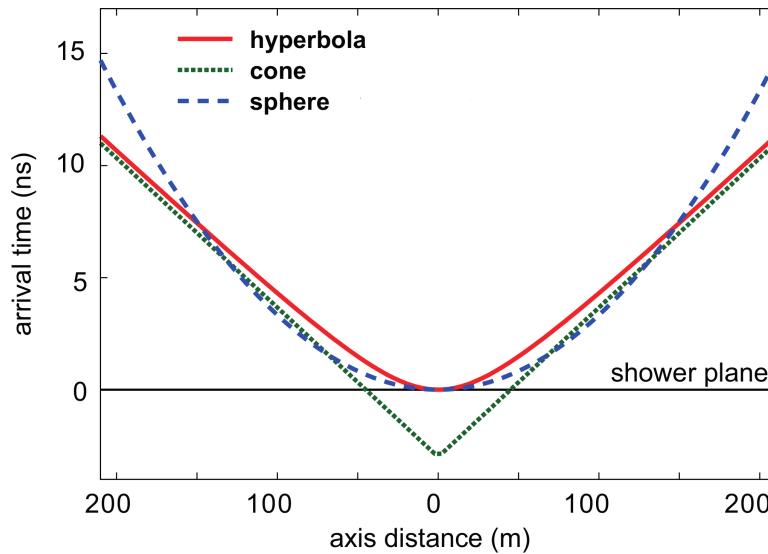
gdzie ϵ_ν jest maksymalną (szczytową) amplitudą pola elektrycznego podzieloną przez efektywną szerokość pomiarowego pasma częstotliwości, a E to energia cząstki pierwot-

nej inicjującej pęk. Pozostałe parametry to kąt geomagnetyczny α (kąt pomiędzy osią pęku, a kierunkiem pola magnetycznego Ziemi), kąt zenitalny θ , i odległość od osi pęku R (mierzona w płaszczyźnie do niej prostopadłej). Współczynnik skali R_0 jest zależny od zakresu częstotliwości detektora i od kąta zenitalnego. W większości przypadków przyjmuje on wartości w zakresie 125 – 200 m [248]. Formuła Allana odpowiada tylko w przybliżeniu prawdziwemu rozkładowi sygnału. Przykładowo według niej emisja radiowa znika jeżeli $\alpha = 0^\circ$, co jest spełnione tylko dla emisji geomagnetycznej.

3.3.5 Analiza danych i rekonstrukcja pęków

Mierząc czas przybycia sygnałów radiowych do poszczególnych stacji można zrekonstruować front (powierzchnię czołową) sygnału radiowego. W ogólności jego kształt będzie zależał od sposobu pomiaru i analizy sygnałów, a więc między innymi od pasma radiowego użytego w pomiarach i metody określania czasu przyjścia impulsu radiowego [274]. Podczas gdy pewne ogólne cechy frontu radiowego, w szczególności jego hiperboloidalny kształt, nie zależą od metody pomiarowej, to już nachylenie zboczy tej hiperboloidy jest od niej zależne. Dla każdej metody pomiarowej z osobna nachylenie będzie się dodatkowo zmieniać w zależności od kąta zenitalnego i głębokości atmosferycznej maksimum (X_{\max}), przy czym im bardziej odległe X_{\max} , tym bardziej płaski front [275]. W centrum hiperboloida jest w przybliżeniu sferyczna, jednak wraz ze wzrostem odległości od osi pęku przyjmuje asymptotycznie kształt stożka (zobacz rysunek 48). W związku z tym kula będzie dobrym przybliżeniem frontu radiowego dla sieci detektorów rozłożonych gęsto, stożek dla rzadkich sieci, a płaszczyzna gdy nie zależy nam na dokładnym wyznaczeniu kierunku pęku lub po prostu gdy liczba anten jest niewystarczająca aby precyzyjnie określić kształt frontu. Symulacje przeprowadzone za pomocą programu CoREAS wskazują, że podobnie do rozkładu sygnału radiowego na powierzchni ziemi, choć w dużo mniejszej skali, front radiowy jest nieco asymetryczny w kierunku wschód-zachód. Prowadzi to do różnic, mniejszych niż 2 ns, w czasie nadejścia sygnałów do anten znajdujących się w tej samej odległości od osi pęku ale po jego przeciwnych stronach. Efekt ten jak dotąd nie został potwierdzony obserwacyjnie. Przykładowy front sygnału radiowego zmierzony przez detektor LOFAR przedstawiony jest na rysunku 49.

Naturę hiperboloidalnego kształtu frontu radiowego da się wyjaśnić w dość prosty sposób. Emisję radiową pęku można traktować jako emisję punktowego źródła fal radiowych poruszającego się wzdłuż osi pęku z prędkością bliską prędkości światła w próżni. To źródło promieniuje tylko przez pewien czas gdy znajduje się blisko maksimum pęku, przebędzie więc skończoną drogę w atmosferze. Długość tej drogi nie jest zaniedbywalna w stosunku do rozmiarów sieci detektorów radiowych, a zatem pęku nie da się sprowadzić do statycznego punktu emitującego fale radiowe, które dawałoby sferyczny front emisji radiowej. Nieskończona długość drogi przebytej przez źródło punktowe będzie prowa-

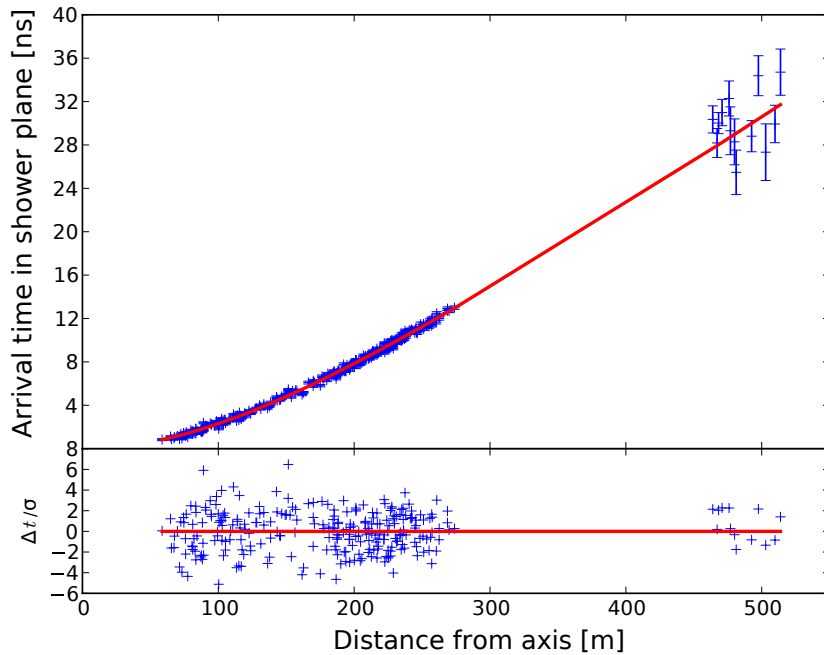


Rysunek 48: Porównanie różnych kształtów frontu radiowego (kuli, hiperboloidy oraz stożka) [275]. Przedstawione są przekroje frontów radiowych wzdłuż płaszczyzny zawierającej oś pędu. Hiperboloida jest w przybliżeniu sferyczna blisko osi pędu, jednocześnie zbliża się asymptotycznie do stożka przy większych odległościach od osi pędu.

dzić do stożkowego kształtu frontu radiowego, natomiast skończona długość prowadzi do hiperboloidy, która ma stożkowy kształt daleko od osi pędu, a kulisty blisko osi. Dokładny kształt frontu zależy od odległości detektora do końca ścieżki punktowego źródła fal radiowych, a przez to od odległości do X_{\max} .

Podobnie jak w przypadku pola geomagnetycznego, również atmosferyczne pole elektryczne przyspiesza elektrony i pozytony indukując zmienne w czasie prądy poprzeczne. Przy dobrej pogodzie, a nawet w czasie deszczu pole to jest zbyt słabe aby wpływać na sygnał radiowy pędu [277]. Sytuacja zmienia się jednak diametralnie podczas burzy z piorunami, kiedy to wartość pola elektrycznego w atmosferze znacznie rośnie, dając istotny wkład do emisji radiowej pędu i zniekształcając jego sygnał (zobacz rysunek 50) [279–282]. Zebrane dane muszą być wtedy wykluczone z dalszej analizy, co przy typowej częstotliwości występowania burz (w dotychczasowych lokalizacjach eksperymentów radiowych) prowadzi do obniżenia czasu pracy detektorów radiowych do poziomu 90 – 95%.

Oprócz pola elektrycznego atmosfery istnieją również inne źródła zakłóceń radiowych, które będą zależeć od zakresu częstotliwości używanej do detekcji pędów atmosferycznych, lokalizacji eksperymentu i używanej elektroniki. Tło radiowe może być naturalnego lub antropogenicznego pochodzenia, przy czym w regionach cichych radiowo (daleko od dużych miast i skupisk ludzkich) dominuje tło galaktyczne (zobacz rysunek

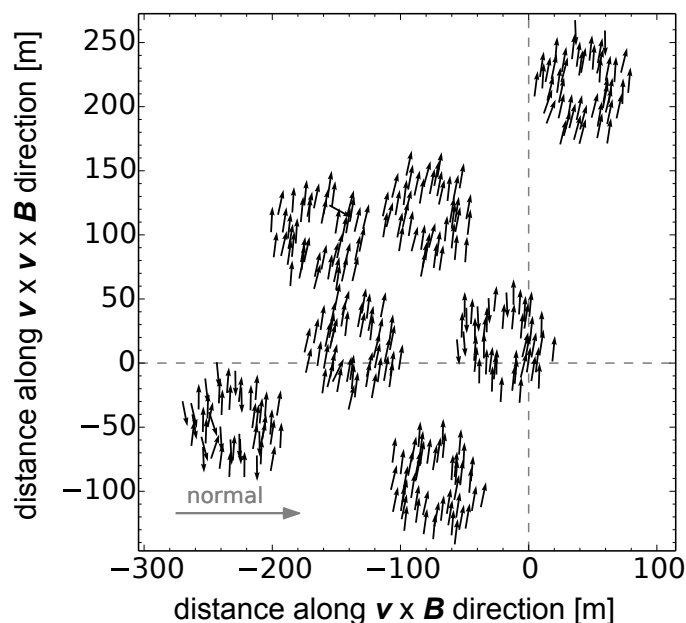


Rysunek 49: Przykładowy front sygnału radiowego zmierzony przez detektor LOFAR [276]. Wykres przedstawia czasy przybycia sygnałów do różnych anten (niebieskie punkty z zaznaczonymi niepewnościami pomiarowymi) w funkcji ich odległości od osi pęku. Zakłada się przy tym, że wszystkie anteny znajdują się w płaszczyźnie pęku, czyli płaszczyźnie prostopadłej do jego osi, tzn. rzutuje się położenia wszystkich anten na płaszczyznę pęku i uwzględnia poprawkę na czas propagacji sygnału od ich nowego położenia na tej płaszczyźnie do faktycznego położenia anten na gruncie. Front radiowy o kształcie hiperboli (czerwona krzywa) najlepiej pasuje do danych. Jego pełną trójwymiarową wersję (hiperboloidę) otrzymuje się przez obrót uzyskanej krzywej wokół osi pęku. Dolny panel przedstawia wykres reszt dopasowania podzielonych przez odchylenie standardowe.

51). Dodatkowym problemem jest szum samej elektroniki, który przy częstotliwościach od kilkuset MHz do kilku GHz przewyższa zewnętrzne tło radiowe, które jest małe. Ze względu na fakt, że pomiary radiowe są zwykle wykonywane przy częstotliwościach poniżej 100 MHz, główne tło stanowić będzie szum galaktyczny. Poziom tła radiowego określa się często przez temperaturę szumu T_n , którą definiuje się na podstawie następującego wzoru

$$P = k_b T_n \Delta\nu, \quad (27)$$

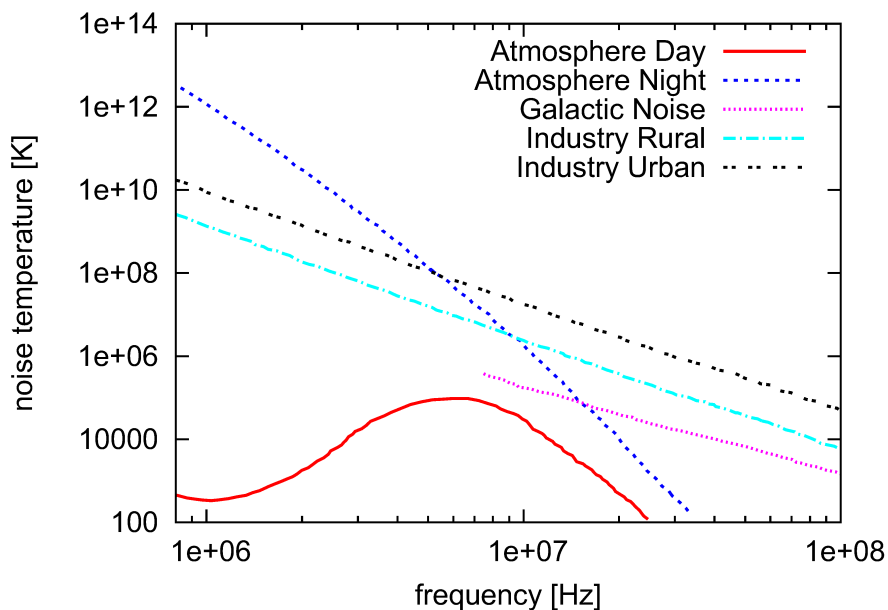
gdzie P to moc wypromieniowana przez źródło szumu w rozważanym zakresie częstotliwości $\Delta\nu$, natomiast k_b jest stałą Boltzmanna. Ponieważ wiele źródeł tła radiowego ma nietermiczne rozkłady spektralne, ich temperatura T_n będzie się zmieniać wraz z częstotliwością.



Rysunek 50: Polaryzacja sygnału radiowego pęku podczas burzy z piorunami zmierzona przez detektor LOFAR [278]. Każda ze strzałek reprezentuje polaryzację w płaszczyźnie pęku (tj. płaszczyźnie prostopadłej do osi pęku) wyznaczoną przez pojedynczą antenę tego detektora. Rdzeń pęku znajduje się w miejscu przecięcia przerywanych linii. Kierunki polaryzacji różnią się znacząco od kierunków oczekiwanych w przypadku dominującego wkładu emisji geomagnetycznej. Polaryzacja powinna być w przybliżeniu zgodna z kierunkiem $\vec{v} \times \vec{B}$ (oznaczonym przez strzałkę). Pole elektryczne atmosfery podczas burzy z piorunami daje istotny wkład do emisji radiowej pęku wyraźnie zakłócając jego polaryzację.

Średni poziom tła nie daje nam pełnej informacji na temat struktury zakłóceń radiowych. Wkład różnego rodzaju źródeł do całkowitego szumu jest zależny od czasu, lokalizacji i charakterystyki anteny odbiorczej, np. jej kierunkowości, ponieważ wiele antropogenicznych źródeł szumu radiowego znajduje się blisko horyzontu. Ponadto wiele źródeł, np. błyskawice i generowane przez człowieka zakłócenia fal radiowych (RFI, ang. radio frequency interferences) mogą drastycznie przekraczać średni poziom szumu przez pewien okres czasu. Oznacza to, że nie tylko średni poziom tła, ale także krótkotrwałe impulsy radiowe o dużej amplitudzie muszą być brane pod uwagę.

W przeszłości tło radiowe związane z burzami było poważnym problemem. Jednakże od niedawna jest on praktycznie rozwiązany, ponieważ większość z obecnie funkcjonujących detektorów radiowych działa w koincydencji z innymi (klasycznymi) detektorami, które dostarczają informacji o czasie i kierunku nadejścia pęku. Informacje te są używane do odróżnienia impulsów zainicjowanych przez promieniowanie kosmiczne od impulsów generowanych przez burze. Dodatkowo, te dwa rodzaje sygnałów radiowych mają różną strukturę, a więc można je odróżnić podczas późniejszej analizy danych [280]. Bardziej



Rysunek 51: Minimalne tło radiowe według raportu Międzynarodowego Doradczego Komitetu Radiokomunikacyjnego (CCIR, fr. Comité Consultatif International des Radiocommunication) [283]. Wykres przedstawia zależność temperatury tła od częstotliwości dla tła radiowego związanego z atmosferą w dzień (czerwona ciągła linia) i w nocy (niebieska kropkowana linia), emisją galaktyczną (magentowa kropkowana linia), emisją antropogeniczną w obszarach wiejskich (cyjanowa kropka-kreska linia) i miejskich (czarna kropka-kreska linia z przerwami).

problematiczne jest antropogeniczne tło radiowe generowane przez różnego rodzaju maszyny, np. samochody czy transformatory podłączone do linii energetycznych, ponieważ często generują krótkie impulsy, które są bardzo podobne do impulsów radiowych emitowanych przez pęk.

Aby zmniejszyć wpływ tła na rejestrowany sygnał stosuje się różnorodne techniki. W szczególności antropogeniczne zakłócenia radiowe związane z radiokomunikacją mogą być łatwo odfiltrowane, ponieważ zwykle znajdują się w wąskich pasmach częstotliwości, w przeciwieństwie do krótkich impulsów radiowych pęku odpowiadających szerokiemu spektrum. W celu odseparowania innych rodzajów tła można stosować różnego rodzaju szablony, specjalne filtry lub dowolną inną technikę wykorzystującą oczekiwany kształt sygnału radiowego pęku [284]. Techniki te są szczególnie przydatne w przypadku detektorów wyzwalanych samodzielnie (bez udziału zewnętrznego detektora), pozwalają bowiem na rozróżnienie prawdziwego sygnału radiowego pęku od sygnału związanego z tłem.

W celu obniżenia progu na detekcję pęków atmosferycznych stosuje się czasami interferometrię radiową (np. w eksperymentach LOPES i ANITA), a w szczególności technikę formowania wiązki wzajemnie skorelowanej (ang. cross-correlation beamforming). Jest

to metoda redukująca wpływ tła radiowego poprzez połączenie sygnałów ze wszystkich anten radiowych w jeden pojedynczy sygnał. Wykorzystuje się przy tym fakt, że szum radiowy jest losowy i nieskorelowany ze sobą, podczas gdy sygnały radiowe rejestrowane przez różne anteny, a pochodzące z tego samego pęku są skorelowane. Profile sygnałów zmierzone przez poszczególne anteny są przesuwane w czasie w taki sposób, żeby impulsy radiowe pochodzące od pęku nakładały się na siebie. Uzyskujemy w ten sposób zestaw profili $s_i(t)$, które następnie są sumowane i jeżeli czasy przesunięć były odpowiednio dobrane, tzn. odpowiadały prawdziwym opóźnieniom czasowym frontu radiowego pęku, to otrzymany sygnał (pole elektryczne) będzie dużo silniejszy niż w przypadku pojedynczej anteny. Dodatkowo poziom tła radiowego się uśredni, efektywnie prowadząc do jego redukcji. Wyraźnie zwiększy to stosunek sygnału do szumu (SNR, ang. signal-to-noise ratio). W przypadku pęku zarejestrowanego przez N anten radiowych moc zsumowanego sygnału P będzie skalować się koherentnie, tj. $P \sim N^2$, podczas gdy szum radiowy jest niekoherentny i jego moc skaluje się liniowo $P_n \sim N$. W praktyce, aby uzyskać najlepsze wyniki, zamiast sumowania śladów sygnałów oblicza się wiązkę ich wzajemnych korelacji, tzw. wiązkę CC (CC-beam, ang. cross-correlation beam). Jest ona zdefiniowana w sposób następujący:

$$cc(t) = \text{sgn}(S(t)) \times \sqrt{\frac{1}{(N-1)N/2} |S(t)|} \quad z \quad S(t) = \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j>i}^N s_i(t)s_j(t), \quad (28)$$

gdzie $\text{sgn}(x)$ jest funkcją signum, zwracającą znak zmiennej x . Maksimum $cc(t)$ wynikające z sumowania skorelowanych sygnałów ma zawsze znak dodatni, podczas gdy sygnały nieskorelowane mogą dawać wartości ujemne.

Proces formowania wiązki CC de facto wprowadza filtrowanie przestrzenne, tj. sprawia, że uzyskana wiązka $cc(t)$ jest bardziej czuła na sygnały przychodzące z kierunku wyznaczonego przez oś pęku. Związane jest to z dostrojeniem opóźnień czasowych we wszystkich antenach do kierunku i kształtu frontu radiowego zaobserwowanego pęku. Oznacza to, że pole elektryczne, stowarzyszone z sygnałem o zbliżonych właściwościach, mierzone przez różne anteny będzie dodawane koherentnie. Sygnały (nawet koherentne) o innych kierunkach lub kształtach frontu radiowego będą wygaszane, co będzie zwiększać stosunek sygnału do szumu.

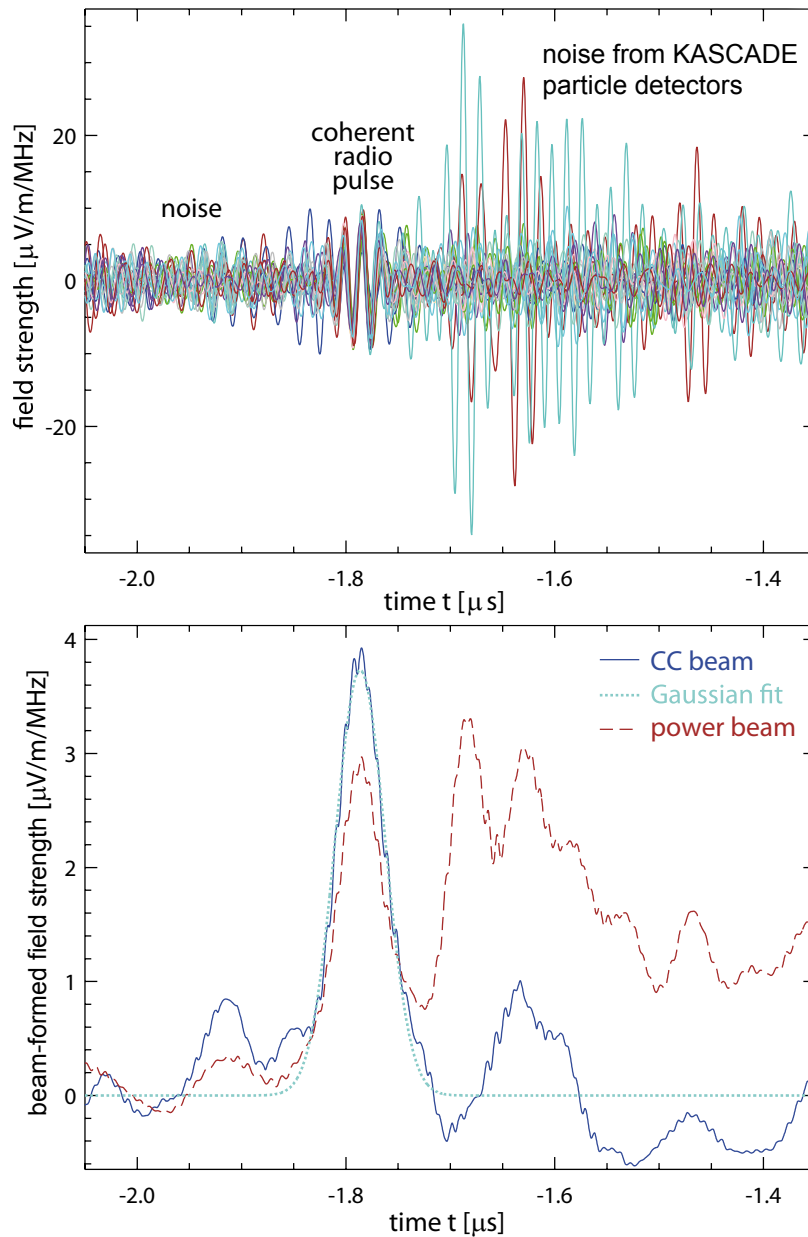
W praktyce opisana tutaj metoda wymaga dużej mocy obliczeniowej w celu wyszukania optymalnej kombinacji wartości przesunięć czasowych dla sygnałów $s_i(t)$ z poszczególnych anten, które będą maksymalizować sygnał $cc(t)$. Ponadto wymagana jest synchronizacja czasu na poziomie około 1 ns [261], co jest dużym wyzwaniem zwłaszcza dla większych sieci detektorów. Technika interferencyjna oparta na wiązce CC umożliwia detekcję pęku w głośnym otoczeniu radiowym, pozwalając na identyfikację sygnałów o amplitudzie mniejszej niż poziom szumu. Metoda ta działa tym lepiej im więcej śladów

radiowych uwzględniono w obliczeniach. Z drugiej strony, jeżeli ślad nie zawiera sygnału związanego z pękiem, a więc zawiera tylko szum, to prowadzić to będzie do obniżenia wysokości maksimum $cc(t)$. Oznacza to zmniejszenie czułości pomiaru, a w skrajnych przypadkach uniemożliwienie rekonstrukcji pędu.

Zastosowanie metody formowania wiązki CC w eksperymencie LOPES (wyzwalanym przez detektor KASCADE) przedstawione jest na rysunku 52. Sygnał radiowy pędu, który przy zastosowaniu zwykłej techniki radiowej byłby bardzo trudny do wykrycia, ponieważ jego amplituda jest zbliżona do poziomu radiowego tła, jest bardzo dobrze widoczny przy zastosowaniu interferometrii radiowej. Wynika to z silnej korelacji sygnałów pędu zmierzonych przez poszczególne anteny. Co więcej jesteśmy w stanie odróżnić go od znacznie silniejszych niekoherentnych impulsów tła generowanych przez detektor cząstek KASCADE.

Technika interferencji radiowej oparta jest na klasycznym przybliżeniu dalekiego pola, w którym źródło emisji radiowej znajduje się daleko od detektora. Oznacza to, że sygnały obserwowane we wszystkich antenach są identyczne (z wyjątkiem opóźnień czasowych poszczególnych sygnałów wynikających z kształtu frontu radiowego). Wiemy jednak, że kształt sygnału radiowego emitowanego przez pęk zmienia się z odległością od jego osi. W przypadku sieci detektorów radiowych rozłożonych na małym obszarze, takich jak detektor LOPES, efekt ten jest dość mały i przybliżenie dalekiego pola jest w pełni uzasadnione. Jednakże dla dużych sieci (o większych odstępach między antenami) odgrywa on ważną rolę, co prowadzi do zmniejszenia się stopnia korelacji sygnałów rejestrowanych przez różne anteny (zwłaszcza tych znajdujących się w dużych odległościach od siebie). Z drugiej jednak strony zwiększenie czułości detektora zależy od liczby anten obserwujących sygnał. Można więc oczekiwać, że pomimo częściowej de-koherencji sygnałów, nastąpi pewna poprawa czułości detektora. W chwili obecnej trwają prace nad zastosowaniem techniki interferencji radiowej w dużej sieci detektorów radiowych jakim jest eksperyment AERA.

Właściwości sygnału radiowego emitowanego przez pęk zależą od różnych jego parametrów, takich jak kierunek, położenie osi pędu na gruncie, energia, czy też odległość do maksimum. Zależności te wykorzystuje się w celu rekonstrukcji głównych charakterystyk cząstki pierwotnej. Przykładowo kierunek cząstki pierwotnej (pędu) rekonstruuje się na podstawie czasu przybycia sygnału radiowego do poszczególnych stacji detektora poprzez dopasowanie odpowiedniego modelu frontu radiowego. Przybliżenie płaskiego frontu pozwala na wyznaczenie tego kierunku z dokładnością do 2° [230, 286], co może być wystarczające do wielu zastosowań w fizyce promieni kosmicznych. Z kolei dopasowanie właściwego, hiperboloidalnego kształtu, pozwala na rekonstrukcję z dokładnością lepszą niż 1° . Wszystkie modele frontu radiowego są osiowo symetryczne, wobec czego sama rekonstrukcja kierunku cząstki pierwotnej dostarcza nam bezpośrednio in-



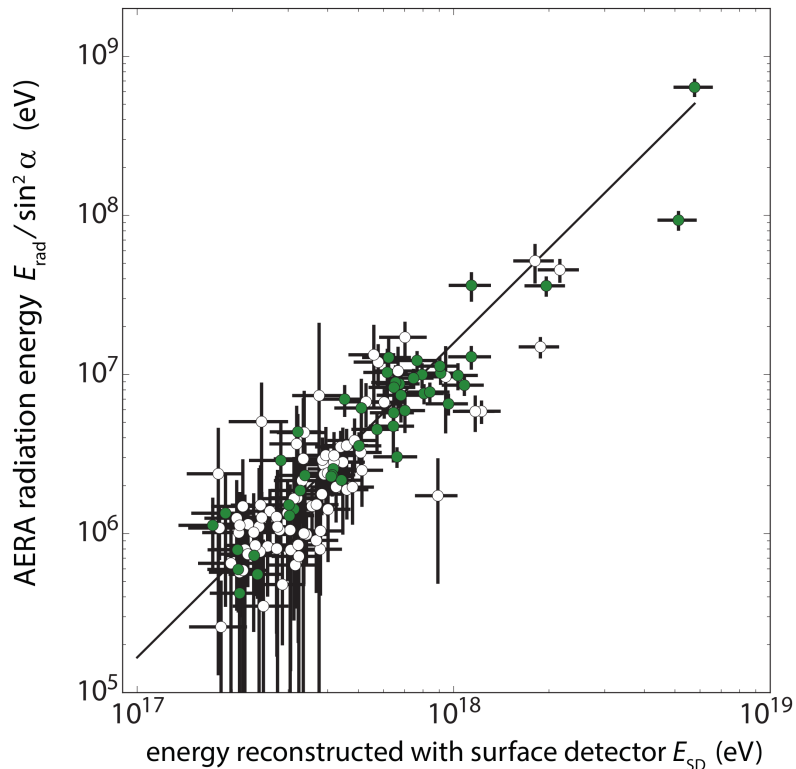
Rysunek 52: (U góry) sygnały radiowe zmierzone w różnych antenach detektora LOPES podczas nadejścia wielkiego pęku [285]. Największe impulsy radiowe pochodzą z zakłóceń emitowanych przez detektor cząstek KASCADE (służący do wyzwalania detektora LOPES) tuż po zarejestrowaniu wielkiego pęku. Impuls radiowy pęku jest w porównaniu z nimi dużo mniejszy. Można go odróżnić od szumu tylko dlatego, że ma taką samą strukturę we wszystkich antenach (jest koherentny). (Na dole) wiązka CC i wiązka mocy (suma mocy sygnałów z różnych anten) utworzona na podstawie sygnałów z detektora LOPES [285]. Maksimum sygnału $cc(t)$ z dopasowaną funkcją Gaussa, które odpowiada sygnałowi radiowemu pęku jest wyraźnie wyższe niż otaczające je tło. Pokazuje to skuteczność metody formowania wiązki CC.

formacji na temat miejsca przecięcia osi pęku z powierzchnią ziemi. Przy dostatecznie dobrej synchronizacji czasu w detektorze można wyznaczyć to miejsce z dokładnością do kilku metrów. Położenie osi pęku na gruncie można znaleźć również przy wykorzystaniu śladu radiowego [258, 270, 287, 288], polaryzacji, czy też spektrum częstotliwości [289]. W pierwszej metodzie położenie to określone jest przez współrzędne środka pierścienia Czerenkowa widocznego w śladzie radiowym, które uzyskuje się z dopasowania dwuwymiarowej funkcji LDF [258, 270]. Procedura ta obecnie stosowana jest w eksperymencie AERA [287]. Z kolei metodę opartą na polaryzacji można wykorzystać w przypadku pęków o dużym stosunku sygnału do szumu (SNR), dla których odchylenie pomiędzy zmierzoną polaryzacją a polaryzacją związaną z efektem geomagnetycznym wynika w całości z (drugorzędnego) efektu Askariana, a nie jest spowodowane tłem radiowym. Kierunek polaryzacji wyodrębnionej w ten sposób składowej Askariana będzie wskazywać na oś pęku. Ostatnia metoda związana jest z zależnością nachylenia spektrum częstotliwości mierzonego w różnych antenach od ich odległości do osi pęku [289].

Dużą zaletą techniki radiowej jest fakt, że źródłem mierzonego sygnału jest wyłączanie kaskada elektromagnetyczna, która zawiera większą część ($\sim 90\%$) całkowitej energii pęku [290]. Jest to składowa najprostsza w opisie, a przez to najlepiej zrozumiana. Oznacza to, że pomiar energii jest niezależny od sposobu modelowania oddziaływań hadronowych (modelowania kaskady hadronowej), które ze względu na potrzebę ekstrapolacji wyników pomiarów akceleratorowych do ultra-wysokich energii jest źródłem dużych niepewności systematycznych. Dodatkowo atmosfera nie pochłania ani nie rozprasza promieniowania w zakresie interesujących nas fal radiowych, wobec czego technika radiowa zapewnia nam kalorymetryczny pomiar energii składowej elektromagnetycznej pęku. Całkowitą energię pęku E można wyznaczyć na podstawie śladu radiowego poprzez scałkowanie (gęstości powierzchniowej) mocy rejestrowanej na gruncie po powierzchni śladu i po czasie trwania impulsu radiowego. W ten sposób uzyskuje się energię wypromieniowaną przez pęk E_{rad} w zakresie częstotliwości rejestrowanych przez konkretny detektor. Energia E_{rad} skaluje się kwadratowo z energią pęku E . W praktyce aby wyznaczyć energię wypromieniowaną na falach radiowych całkuje się w płaszczyźnie pęku dwuwymiarowy rozkład LDF, który został wcześniej dofitowany do danych pomiarowych, tj. $E_{\text{rad}} = \int P(x, y) dx dy$ (zobacz wzór (24)). Technikę tę z powodzeniem zastosowano w eksperymencie AERA uzyskując następującą relację (zobacz rysunek 53)

$$E_{\text{rad}} \approx 15.8 \left(\sin \alpha \frac{E}{1 \text{ EeV}} \frac{B}{24 \mu\text{T}} \right)^2 [\text{MeV}], \quad (29)$$

gdzie α jest kątem geomagnetycznym, a B polem magnetycznym Ziemi. Formuła ta pomija efekt Askariana, jednakże dla szerokiego zakresu kątów geomagnetycznych α błąd z tym związany jest stosunkowo niewielki w porównaniu do niepewności pomiarowych.



Rysunek 53: Korelacja między energią wypromieniowaną przez wielki pęk w zakresie fal radiowych o częstotliwościach 30 – 80 MHz (znormalizowaną do kąta geomagnetycznego $\alpha = 90^\circ$, tj. $E_{\text{rad}}/\sin^2 \alpha$), a całkowitą energią pęku (E_{SD}) wyznaczoną przez detektor powierzchniowy Obserwatorium Pierre Auger (detektor SD) [249, 287]. Energia $E_{\text{rad}}/\sin^2 \alpha$ jest równoważna energii sygnału radiowego emitowanego przez dany pęk, gdyby jego kierunek był prostopadły do pola geomagnetycznego. Białe koła reprezentują pęki zarejestrowane równocześnie przez trzy lub cztery anteny detektora AERA (w tym przypadku położenie osi pęku na gruncie wyznaczone jest za pomocą detektora SD), natomiast zielone koła odpowiadają pękom widocznym w pięciu lub więcej antenach (większa liczba anten zmniejsza niepewności pomiarowe). Znormalizowana energia sygnału radiowego $E_{\text{rad}}/\sin^2 \alpha$ skaluje się kwadratowo z energią cząstki pierwotnej E_{SD} wyznaczoną przez detektor SD.

Pęk o energii 1 EeV emituje średnio 16 MeV w paśmie częstotliwości detektora AERA, tj. 30 – 80 MHz, pod warunkiem że jest skierowany prostopadle do kierunku pola geomagnetycznego (o wartości $B = 24 \mu\text{T}$).

Energię pęku wyznacza się również w oparciu o inne estymatory energii. W tym celu można wybrać maksymalną wartość amplitudy pola elektrycznego rejestrowanego na ziemi w referencyjnej odległości od osi pęku (mierzonej w płaszczyźnie pęku). Podobnie jak w przypadku detektorów powierzchniowych, odległość tę dobiera się w taki sposób, aby uzyskać maksymalną precyzję przy rekonstrukcji energii. W szczególności nasz estymator powinien mieć minimalną zależność od odległości do maksimum pęku.

Warunek ten jest spełniony w pobliżu pierścienia Czerenkowa, a więc w typowej odległości około 100 m od osi pędu. Alternatywnie można wykorzystać inny estymator energii, jakim jest parametr A_+ dwuwymiarowej funkcji LDF (zobacz wzór (24)), a dokładniej jego znormalizowaną postać, tj. $A_+/\sin^2\alpha$ [291]. W chwili obecnej niepewność pomiarowa z jaką wyznacza się energię pędu metodą radiową wynosi około 30%. Głównym czynnikiem ograniczającym precyzję pomiaru jest niedostateczna dokładność kalibracji anten radiowych, która w przyszłości powinna ulec znaczącej poprawie.

Oprócz energii cząstki pierwotnej również głębokość atmosferyczna maksimum pędu (X_{\max}) jest jedną z kluczowych wielkości opisujących wielki pęk. To właśnie ten parametr w głównej mierze służy do wyznaczania masy cząstki pierwotnej. W chwili obecnej, ze względu na fluktuacje i duże niepewności pomiarowe, nie jest możliwe określenie rodzaju cząstki pierwotnej na podstawie pomiaru indywidualnego pędu. Jest to ogólny problem wszystkich typów detektorów, nie tylko detektorów radiowych. Skład masowy promieni kosmicznych można określić tylko statystycznie na podstawie pomiarów dużej liczby pędów. Podczas gdy rozwój pędu zależy od przebytej głębokości atmosferycznej (mierzonej w g/cm^2), sygnał radiowy na powierzchni ziemi zależy głównie od geometrycznej odległości do maksimum pędu (mierzonej w km). Jak dotąd opracowano kilka metod wyznaczania tej odległości na podstawie różnych mierzalnych cech sygnału radiowego. Aby znaleźć X_{\max} należy uzyskaną w ten sposób odległość przeliczyć na głębokość atmosferyczną, wykorzystując w tym celu model opisujący zależność gęstości powietrza od wysokości. Model ten oparty jest na ciągłym monitoringu atmosfery nad detektorem radiowym [292] lub na danych satelitarnych, takich jak GDAS (ang. Global Data Assimilation System) [195]. Położenie maksimum pędu można wyznaczyć na podstawie kształtu śladu radiowego, w szczególności z rozmiarów średnicy pierścienia Czerenkowa [291] (która bezpośrednio zależy od odległości do maksimum pędu), jak również z nachylenia wykładniczego ogona LDF [272, 293–295] (im bardziej odległe jest miejsce emisji, czyli X_{\max} , tym bardziej płaski rozkład). Dużo lepsze rezultaty uzyskuje się za pomocą metody top-down, gdzie dla każdego zarejestrowanego pędu wykonuje się wiele symulacji dla różnych cząstek pierwotnych. Następnie symulowane pęki rekonstruuje się i sprawdza (za pomocą wartości χ^2) czy dobrze odtwarzają zrekonstruowane parametry obserwowanego pędu (w szczególności energię i położenie osi pędu na gruncie). Wybiera się najlepiej dopasowany pęk (najmniejsze χ^2) i na tej podstawie wyznacza X_{\max} , jako prawdziwą wartość głębokości maksimum użytą w tej konkretnej symulacji. Za pomocą tej metody w eksperymencie LOFAR wyznaczono X_{\max} z dokładnością lepszą niż $20 \text{ g}/\text{cm}^2$, co jest wynikiem prawie tak dobrym jak w przypadku wiodącej pod tym względem techniki fluorescencyjnej. Głębokość maksimum można również wyznaczyć na podstawie kąta rozwarcia hiperboloidalnego frontu pędu [275] (większy kąt rozwarcia oznacza większe X_{\max}), nachylenia spektrum częstotliwości mierzonego w pojedyn-

czej antenie [296–299] (maksimum pęku znajdujące się bliżej prowadzi do bardziej strome go widma częstotliwości), jak również z polaryzacji sygnału (relatywna intensywność emisji Askariana względem emisji geomagnetycznej zależy od odległości do maksimum pęku [252]).

Wyniki eksperymentów radiowych pokazały w praktyce, że technika radiowa może być z powodzeniem stosowana do pomiaru najważniejszych parametrów wielkich pęków atmosferycznych. Obecnie osiągnięta dokładność jest dużo gorsza niż ograniczenia wynikające z teoretycznych rozważań. Dalsze ulepszenie metod rekonstrukcji pęków prawdopodobnie pozwoli na jej znaczące poprawienie. Oznacza to, że technika radiowa może stać się najbardziej precyzyjną ze wszystkich metod detekcji promieni kosmicznych ultra-wysokich energii. W chwili obecnej jej dokładność jest zbliżona do precyzji innych metod, a więc obserwatoria promieni kosmicznych składające się z wielu systemów detektorów mogą już w tym momencie zyskać na uwzględnieniu pomiarów radiowych w hybrydowej rekonstrukcji pęków. Więcej informacji na temat radiowej techniki detekcji można znaleźć w przeglądowych pracach [244, 249, 300].

3.4 Detekcja mikrofalowa

3.4.1 Wprowadzenie

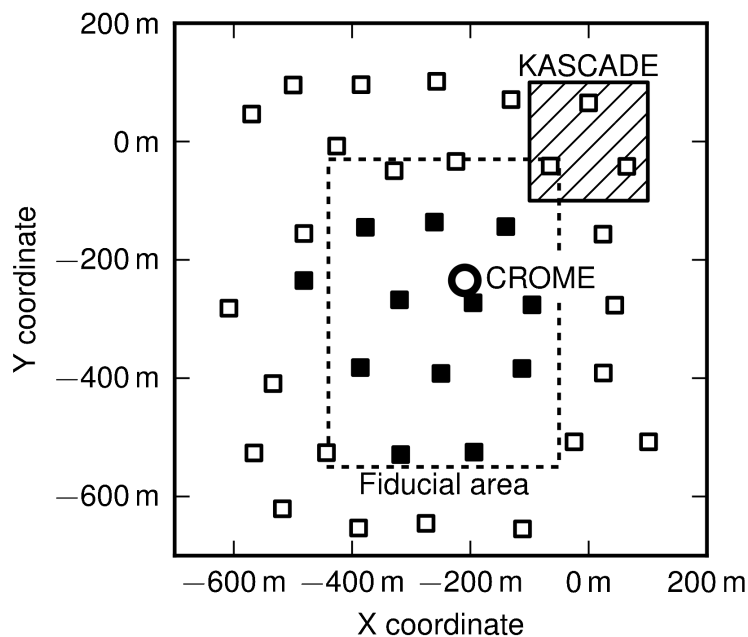
Chociaż głównym zakresem radiowej detekcji promieniowania kosmicznego były częstotliwości poniżej 100 MHz, przy których spójność emisji jest największa, przeprowadzono również kilka eksperymentów: EASIER, AMBER, MIDAS i CROME [166, 301–306] w celu sprawdzenia obecności emisji radiowej na wyższych częstotliwościach, do kilku GHz. Główną motywacją do pomiarów na tych częstotliwościach była obserwacja promieniowania mikrofalowego wzbudzanego przez kaskadę cząstek w komorze wypełnionej powietrzem [307]. Prawdopodobnym źródłem mierzonego sygnału było promieniowanie hamowania elektronów niskiej energii na molekułach powietrza (ang. molecular bremsstrahlung radiation). Stwarzało to perspektywę nowej metody detekcji promieni kosmicznych ultra-wysokich energii. Z przeprowadzonego eksperymentu wynikało, że promieniowanie mikrofalowe takiej kaskady powinno być emitowane izotropowo, podobnie jak światło fluorescencji. Oznaczałoby to, że powinna być możliwa mikrofalowa rejestracja wielkich pęków, analogiczna do metody fluorescencyjnej, w której obserwuje się podłużne profile pęków. Co więcej, w przeciwieństwie do metody fluorescencyjnej, techniki mikrofalowej można by używać w sposób ciągły, niezależnie od pory dnia i warunków atmosferycznych, znacznie zwiększając szybkość akumulacji danych. Nie bez znaczenia był też fakt, że istniejące na rynku tanie odbiorniki telewizji satelitarnej pracują właśnie w zakresie częstotliwości, w którym zaobserwowano promieniowanie kaskady cząstek w powietrzu. Częstotliwości te charakteryzują się skrajnie niskim poziomem na-

turalnego i antropogenicznego tła. Stwarzało to duże nadzieje na zbudowanie taniego, wydajnego detektora wielkich pęków, który mógłby choćby częściowo zastąpić drogie detektory fluorescencyjne. Poszukiwanie alternatywnej metody detekcji promieniowania kosmicznego ultrawysokich energii jest szczególnie istotne w świetle dotychczasowych wyników badań nad tymi cząstkami. Wskazują one na potrzebę znacznego zwiększenia próbki danych eksperymentalnych w zakresie najwyższych energii, powyżej 40 EeV. Szczególnie pomocny byłby tutaj możliwie dokładny pomiar składu masowego za pomocą technik o zbliżonych możliwościach co metoda fluorescencyjna.

3.4.2 Eksperyment CROME

Jednym z pierwszych eksperymentów mających na celu sprawdzenie, czy możliwa jest mikrofalowa detekcja wielkich pęków atmosferycznych był eksperyment CROME (ang. Cosmic Ray Observation via Microwave Emission) [166, 308–316], w którym autor brał czynny udział. Eksperyment ten był prowadzony w kooperacji Instytutu Fizyki Jądrowej PAN z instytucjami uczestniczącymi w eksperymencie KASCADE-Grande, w szczególności z Karlsruhe Institute of Technology w Niemczech. Detektory eksperymentu CROME zostały umieszczone na obszarze sieci detektorów wielkich pęków atmosferycznych KASCADE-Grande [317] (zobacz rysunek 54). Aparatura KASCADE-Grande pozwalała na wybór, rejestrację i rekonstrukcję wielkich pęków przelatujących przez pole widzenia anten eksperymentu CROME. Takie połączenie detektorów ogromnie ułatwiało identyfikację, dotąd nieznanego, sygnału mikrofalowego wielkiego pęku: detekcja odbywała się na zasadzie koincydencji z detekcją wielkiego pęku przez detektor KASCADE-Grande.

Detektory mikrofalowe eksperymentu CROME pracowały w paśmie L (1.2-1.7 GHz), C (3.4-4.2 GHz) oraz Ku (10.7-12.7 GHz). Używane były też detektory w zakresie niższych częstotliwości: VHF (40-80 MHz) i VLF (20 kHz-20 MHz). Wiodącymi były detektory w paśmie C (ze względu na najmniejsze zakłócenia). Były to trzy anteny paraboliczne o średnicy 335 cm, ogniskowej 119 cm i wzmacnieniu 41 dBi, skierowane w trzech różnych kierunkach: pionowo w górę oraz odchylonych o 15° od zenitu w kierunku magnetycznej północy i południa (zobacz rysunek 55). Takie ułożenie anten pozwala zminimalizować odległość do maksimum pęku, jak również wykorzystać efekt kompresji w czasie, sygnału emitowanego wzdłuż osi pęku, co znacznie zwiększa czułość kompletnego systemu detekcji. W ognisku każdej z trzech anten znajdowała się kamera składająca się z układu 9 liniowo spolaryzowanych odbiorników, z koncentratorami i konwerterami LNBs (ang. low-noise blocks), filtrami częstości i szybkimi układami akwizycji danych (zobacz rysunek 56). Sygnały rejestrowane przez każdy z tych odbiorników były zapisywane osobno, tj. stanowiły osobne kanały pomiarowe. Ponieważ wskutek występowania efektu Dopplera spodziewano się krótkich impulsów o długości ~ 10 ns pochodzących



Rysunek 54: Lokalizacja anten detektora CROME w obrębie sieci detektorów powierzchniowych KASCADE-Grande. Poszczególne stacje detektora powierzchniowego oznaczone są kwadratami. Dwanaście stacji umieszczonych w centrum tej sieci (czarne kwadraty) służyło do wyzwalania detektora CROME. Mniejsza, ale znacznie gęstsza sieć detektorów KASCADE [318] oznaczona jest przez zakreskowany kwadrat. Tylko pęki, których zrekonstruowane osie przecinają obszar oznaczony przerywanymi liniami (o powierzchni $2 \times 10^5 \text{ m}^2$) były wykorzystywane w analizie danych. Rysunek pochodzi z pracy [316].

od wielkich pęków, niezbędna była szybka elektronika odczytu i akwizycji danych. Stała czasowa układu wynosiła 3 ns.

Sygnaly z każdego kanału (odbiornika) były próbkowane przez szybkie 4-kanałowe analizatory PicoScope z czasem próbkowania 0.8 ns i z 8-bitowym zakresem dynamicznym. Sygnaly ze wszystkich kanałów były odczytywane w oknie czasowym długości $10 \mu\text{s}$ przed i $10 \mu\text{s}$ po sygnale wyzwalania z detektora KASCADE-Grande. Zegar GPS umożliwił późniejsze połączenie danych CROME z danymi KASCADE-Grande. Sygnał rejestrowany w detektorze CROME był szczegółowo analizowany aby zidentyfikować sygnał mikrofalowy pochodzący od wielkiego pęku rejestrowanego przez KASCADE-Grande.

Detektory w ognisku anteny były liniowo spolaryzowane. Polaryzacja odbiornika była określona przez orientację anteny rozkowej w kamerze i orientację kamery względem pola geomagnetycznego. W każdej kamerze 5 odbiorników było spolaryzowanych w kierunku północ-południe, a cztery w kierunku wschód-zachód. Ulepszono oryginalny układ detekcyjny przez zastosowanie podwójnych detektorów (o skrzyżowanych



Rysunek 55: Trzy anteny odbiorcze pracujące w paśmie C, tj. w zakresie częstotliwości 3.4 - 4.2 GHz (fot. R. Smida). Oś jednej z nich jest pionowa, natomiast pozostałe dwie są odchylone, w przeciwnych kierunkach, o 15° od zenitu.



Rysunek 56: Kamera składająca się z układu 9 liniowo spolaryzowanych odbiorników, umieszczona w ognisku jednej z anten pracujących w wiodącym paśmie C (3.4-4.2 GHz).

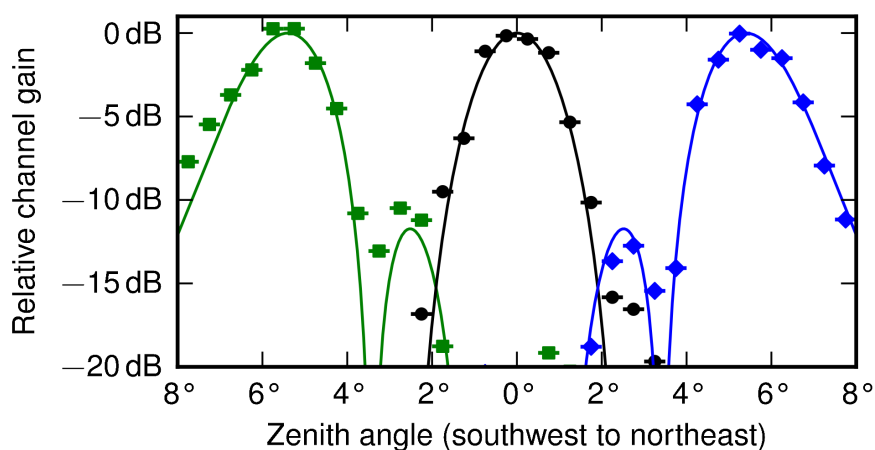
płaszczyznach polaryzacji) w narożach kamer. Taka optymalizacja układu detekcyjnego umożliwia wyznaczenie płaszczyzny polaryzacji promieniowania mikrofalowego wielkich pęków. Ponieważ mechanizm emisji mikrofalowej nie był do końca jasny, analiza polaryzacji tego promieniowania była kluczowa dla rozstrzygnięcia jego natury. Jeżeli sygnał mikrofalowy pęków byłby promieniowaniem hamowania elektronów niskiej energii na molekułach powietrza, to powinien być on niekoherentny i niespolaryzowany. W ogólności możliwe były również inne scenariusze. Emisja mikrofalowa mogła być koherentnym promieniowaniem będącym rezultatem zmiennej w czasie nadwyżki ładunku w wielkim pęku (efektu Askariana) lub emisją związaną z prądem poprzecznym indukowanym w pęku przez pole geomagnetyczne (zobacz rysunek 39 w rozdziale 3.3). W takim przypadku sygnał byłby spolaryzowany, a jego polaryzacja zależałaby od wkładu cząstkowego obu rodzajów promieniowania (Askariana i geomagnetycznego) do całkowitej emisji mikrofalowej pęku. Rozważano również sytuację, w której źródłem sygnału mikrofalowego jest skompresowany w czasie (a więc przesunięty ku większym częstotliwościom) sygnał radarowy. Powstawałby on na skutek odbicia fal radiowych generowanych przez człowieka (np. przez stacje radiowe, telewizyjne, itp.) od plazmy wytworzonej w atmosferze w wyniku przejścia wielkiego pęku. Szczegółowa analiza tych odbić, przeprowadzona przez autora w związku z badaniami nad radarową techniką detekcji wielkich pęków [167], wykluczyła taką możliwość. Odbity sygnał byłby po prostu zbyt słaby (zobacz rozdział 3.5).

Ponieważ anteny pracujące w paśmie C były zamocowane na stałe i nie można było zmieniać ich kierunków, do kalibracji użyto nadajnika radiowego umieszczonego w polu widzenia poszczególnych anten przez latający automatyczny śmigłowiec (zobacz rysunek 57), którego położenie było precyzyjnie sterowane za pomocą sygnału GPS. Uzyskano charakterystykę detektora, która dobrze zgadzała się z symulacjami (zobacz rysunek 58). Wyznaczone pole widzenia każdego z pojedynczych odbiorników było mniejsze niż 2° . Efektywna powierzchnia całej anteny wynosiła $A_{\text{eff}} = 6.4 \text{ m}^2$, a jej efektywny zakres częstotliwości był równy $\Delta\nu_{\text{eff}} = 600 \text{ MHz}$. Ponadto temperatura szumu całego układu T_{sys} była mniejsza niż $\sim 90 \text{ K}$.

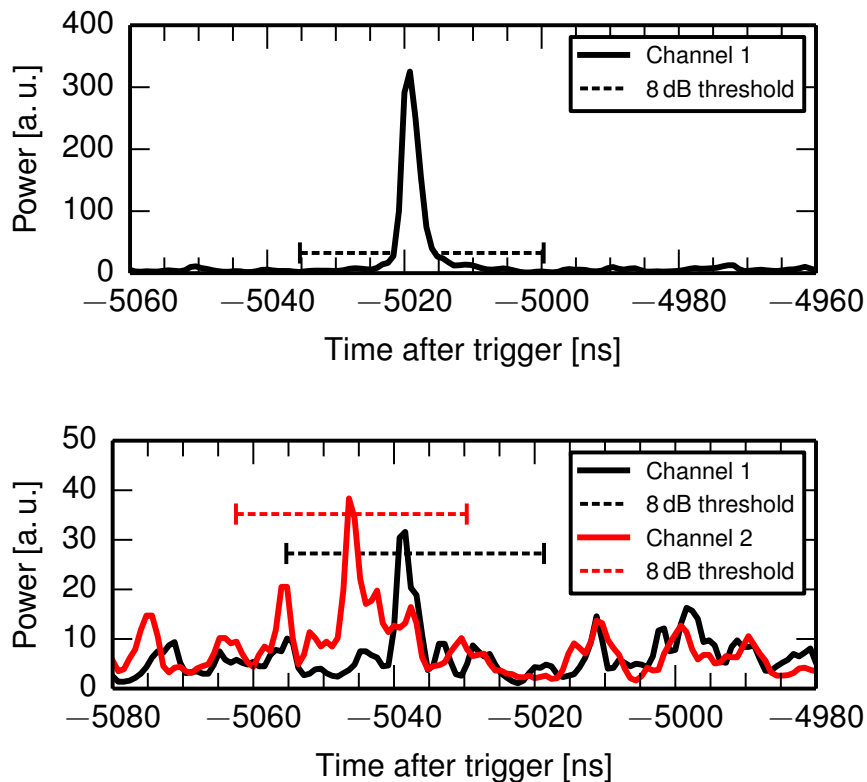
W ciągu całego okresu akwizycji danych, przy ustalonym progu detekcji na poziomie 8 dB powyżej poziomu szumu, detektor CROME zaobserwował 37 koincydencji sygnału mikrofalowego z pękami zarejestrowanymi przez detektor KASCADE-Grande. Energia wszystkich tych pęków była większa niż $3 \times 10^{16} \text{ eV}$. Na podstawie zebranych danych oszacowano, że w tym samym czasie spodziewana liczba fałszywych koincydencji powinna wynosić 9.4 ± 0.2 . Typowy pęk przecinał pole widzenia pięciu odbiorników radiowych CROME, przy czym tylko te odbiorniki, które widziały pęk w momencie gdy był wysoko w atmosferze, zarejestrowały sygnał mikrofalowy. Sugeruje to, że emisja pochodzi głównie z regionów położonych blisko maksimum pęku, co dla pionowego pęku o



Rysunek 57: Oktokopter o średnicy 80 cm używany do kalibracji detektora CROME (fot. F. Werner).



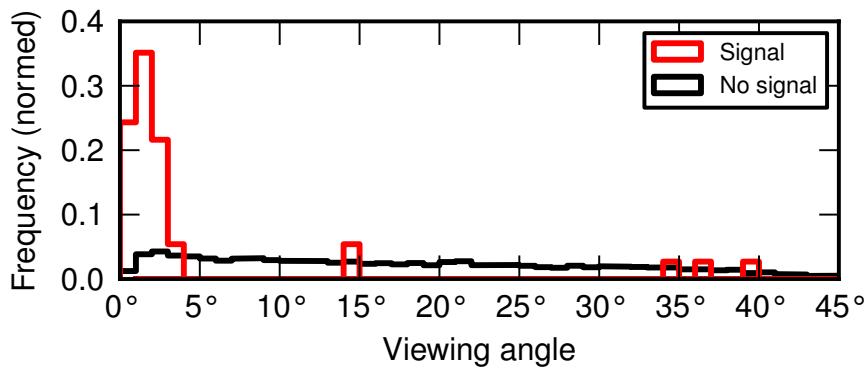
Rysunek 58: Charakterystyka kierunkowa anteny pracującej w paśmie C [316], wyznaczona w płaszczyźnie przebiegającej przez środki trzech odbiorników umieszczonych w ognisku anteny oraz przez środek samej anteny. Punkty odpowiadają zmierzonym wartościom sygnału emitowanego przez unoszące się w powietrzu źródło mikrofal, a krzywe pokazują wyniki symulacji uzyskane w przybliżeniu dalekiego pola, tj. przy założeniu, że obserwowane źródło mikrofal znajduje się daleko od detektora. Charakterystyka wzmocnienia została znormalizowana osobno dla każdego kanału (odbiornika w kamerze). Główne listki charakterystyki kierunkowej anteny, odpowiadające trzem odbiornikom, są wyraźnie widoczne, a ich szerokość w miejscu, w którym czułość spada o połowę względem maksymalnej, co odpowiada wartości -3 dB, jest mniejsza niż 2° dla wszystkich kanałów. Jest to tzw. kąt połowy mocy, który określa pole widzenia poszczególnych odbiorników.



Rysunek 59: Ślady wybranych sygnałów mikrofalowych zarejestrowanych przez detektor CROME: (*u góry*) najsilniejszy obserwowany sygnał, (*na dole*) detekcja stereo, w której sygnał mikrofalowy jest równocześnie rejestrowany przez dwa odbiorniki tej samej anteny [166]. Czas mierzony jest względem momentu wyzwolenia detektora przez sieć detektorów powierzchniowych KASCADE-Grande. Moc sygnałów przedstawiona jest w skali liniowej, a wartości progów na detekcję w poszczególnych kanałach oznaczone są przerywanymi liniami. Długość tych linii wskazuje na okno czasowe, w którym spodziewalibyśmy się zobaczyć sygnał mikrofalowy, jeżeli pochodziłby on od pęku zarejestrowanego w koincydencji ze zmierzonym sygnałem. Czasy przyjścia sygnałów bardzo dobrze zgadzają się z przewidywaniami. Wydaje się to potwierdzać przypuszczenie, że ich źródłem były wielkie pęki.

energii 10^{17} eV oznacza wysokość około 4 km. Dla przypadków o najwyższych energiach zarejestrowano równocześnie sygnał geomagnetyczny wielkiego pęku w zakresie VHF (kilkadziesiąt MHz). Świadczy o tym wyraźna różnica pomiędzy sygnałami w kanałach spolaryzowanych w kierunku wschód-zachód i północ-południe, charakterystyczna dla tego typu promieniowania.

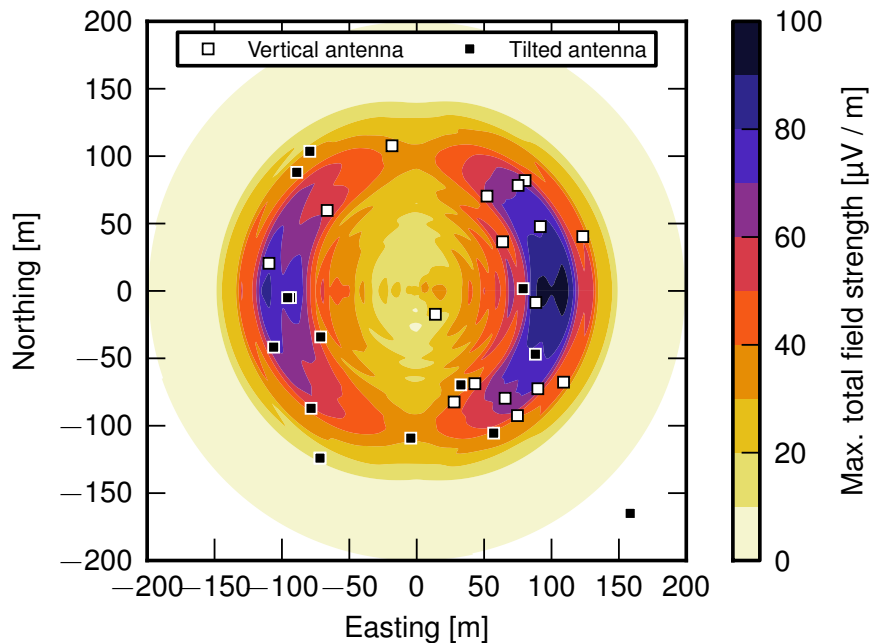
Ślady wybranych sygnałów mikrofalowych przedstawione są na rysunku 59. Są nimi najsilniejszy zarejestrowany sygnał (17.7 dB powyżej poziomu szumu) oraz jeden spośród dwóch zarejestrowanych sygnałów stereo (jednoczesna obserwacja na dwóch kana-



Rysunek 60: Rozkład kątów pod jakimi anteny detektora CROME, działające w paśmie C, obserwowały pęki będące w ich polu widzenia [166]. Kąt obserwacji zdefiniowany jest jako kąt pomiędzy osią pędu a osią anteny. Przedstawione są dwie próbki danych zebranych w tym samym czasie: 37 pęków zarejestrowanych przez detektor KASCADE-Grande w koincydencji z sygnałem mikrofalowym zmierzonym przez detektor CROME (czerwone linie) oraz 15000 pęków bez takiej koincydencji (czarne linie). Obie próbki danych spełniały wszystkie kryteria (cięcia) wymagane przez oba eksperymenty. W przypadku zdarzeń z sygnałem mikrofalowym, rozkład kątów jest silnie skupiony przy wartościach poniżej 4°, co w sposób istotny różni się od rozkładu dla wszystkich pęków. Sugeruje to nieizotropową emisję sygnału mikrofalowego.

łach). Sygnały te zaobserwowano w koincydencji z pękami odpowiednio o energiach 2.5×10^{17} eV i 3.7×10^{16} eV oraz o kątach zenitalnych 5.6° i 3.7° . W obu przypadkach położenie rdzeni pęków (przecięć osi pędu z powierzchnią ziemi) znajdowało się w odległości około 100 m od anteny rejestrującej sygnał. Czasy nadejścia impulsów mikrofalowych bardzo dobrze zgadzają się z czasami oczekiwanymi od sygnałów wyemitowanych przez pęki zaobserwowane w koincydencji z mierzonymi sygnałami. Również względne opóźnienia między impulsami, w przypadku sygnału stereo, są zgodne z tymi przewidywaniami.

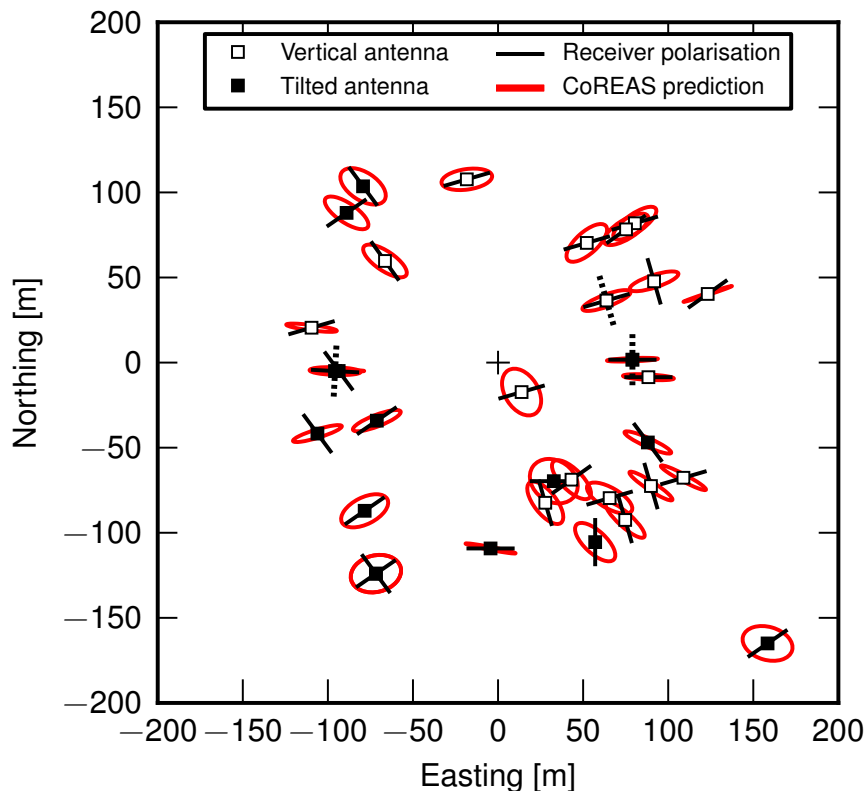
Rozkład kątów pod jakimi obserwuje się sygnały mikrofalowe, czyli kątów pomiędzy osią pędu a kierunkiem obserwacji, przedstawiony jest na rysunku 60. Jest on silnie skupiony przy wartościach mniejszych niż 4° . Oznacza to, że większość zarejestrowanych sygnałów została wyemitowana w kierunku do przodu. Biorąc pod uwagę pole widzenia odbiorników mikrofalowych (około 2°), niepewność rekonstrukcji kierunków pęków (około 1°) oraz wysokość z jakiej pochodzi sygnał, dochodzimy do wniosku, że kąty emisji są kompatybilne z kątem Czerenkowa w powietrzu, który na wysokości 4 km wynosi około 1° . Dodatkowo wszystkie sygnały zarejestrowane przez detektor CROME były bardzo krótkie (~ 10 ns), a odległości od anten mierzących sygnał do osi pęków rzędu 100 m. Takie cechy sygnałów zgodne są z charakterystyką promieniowania czerenkowskiego wielkich pęków, przy czym zaobserwowane promieniowanie może być promieniowaniem



Rysunek 61: Porównanie danych eksperymentalnych uzyskanych przez detektor CROME, w zakresie częstotliwości 3.2 – 4.2 GHz, z oczekiwaną charakterystyką promieniowania radiowego wielkiego pęku [166]. Symulacje wykonano za pomocą programu CoREAS [259] dla pionowego pęku o energii 10^{17} eV i typowej dla tej energii głębokości maksimum $X_{\max} = 658$ g/cm². Kwadratami zaznaczone są położenia anten, w których zaobserwowano sygnał mikrofalowy, mierzone względem położenia rdzeni pęków (przecięć osi pęku z powierzchnią ziemi) zrekonstruowanych przez detektor KASCADE-Grande. Białe kwadraty reprezentują antenę o pionowej osi, obserwującą zenit, natomiast czarne kwadraty anteny o osiach odchylonych od tego kierunku o 15° . Rdzenie pęków przeniesione są do początku układu współrzędnych. Symulowany rozkład natężenia pola elektrycznego na powierzchni ziemi związany z promieniowaniem radiowym wielkiego pęku (promieniowaniem geomagnetycznym i Askarianą) oznaczony jest kolorami.

o zupełnie innej naturze, które wskutek efektów Czerenkowa zostało skompresowane w czasie i silnie skupione w wiązce skierowanej do przodu.

Porównanie danych eksperymentalnych z oczekiwaną charakterystyką promieniowania radiowego wielkiego pęku przedstawione jest na rysunkach 61 i 62. Kwadratami zaznaczone są położenia anten, w których zaobserwowano sygnał mikrofalowy w zakresie częstotliwości 3.4 – 4.2 GHz, mierzone względem położenia rdzeni pęków (przecięć osi pęku z powierzchnią ziemi) przesuniętych do początku układu współrzędnych. Symulowany rozkład natężenia pola elektrycznego na powierzchni ziemi oznaczony jest kolorami (zobacz rysunek 61), natomiast przewidywane polaryzacje czerwonymi liniami (zobacz rysunek 62). Wyraźnie widać, że miejsca detekcji sygnału mikrofalowego tworzą kształt podobny do pierścienia Czerenkowa, który pokrywa się z charakterystyką promieniowa-



Rysunek 62: Kierunki polaryzacji odbiorników, w których wykryto sygnał mikrofalowy (czarne linie) oraz przewidywane polaryzacje promieniowania radiowego wielkich pęków (czerwone linie) [166]. Symulacje wykonano za pomocą programu CoREAS [259] dla pęków inicjowanych przez jądra żelaza o energiach i geometrii odpowiadającej pękom, zaobserwowanym w koincydencji z poszczególnymi sygnałami mikrofalowymi. Wybór jąder żelaza podyktowany był wynikami pomiaru składu masowego przez detektor KASKADE-Grande [319]. Białe kwadraty reprezentują antenę celującą w zenit, natomiast czarne kwadraty anteny odchylone od tego kierunku o 15° . W przypadku odbiorników mierzących polaryzację w dwóch kierunkach, kierunek w którym nie wykryto sygnału, zaznaczony jest linią przerywaną. Rdzenie pęków umieszczone są w środku układu współrzędnych. Symulowane polaryzacje dobrze odtwarzają dane.

nia radiowego pęku otrzymaną z symulacji. Podobnie asymetria wschód-zachód symulowanego sygnału jest dobrze odtwarzana przez dane – zaobserwowano więcej zdarzeń po stronie wschodniej. Sugerowałoby to, że odbierany sygnał mikrofalowy jest skompresowanym w czasie, a więc przesuniętym ku wyższym częstotliwościom (do kilku GHz), promieniowaniem radiowym pęku o pierwotnej częstotliwości kilkudziesięciu MHz, a nie promieniowaniem hamowania elektronów na molekułach powietrza. Promieniowanie radiowe pęku (promieniowanie geomagnetyczne i Askariana), emitowane w kierunku do przodu, byłoby przy tym silnie wzmacniane na stożku Czerenkowa. Powyższe przypusz-

czenia potwierdza również analiza polaryzacji sygnału mikrofalowego przedstawiona na rysunku 62, z której wynika, że symulacje dobrze odtwarzają zebrane dane. Hipoteza, że obserwowana emisja jest niespolaryzowana została odrzucona z poziomem ufności 4.7σ . Dodatkowym argumentem jest fakt, że promieniowanie radiowe pęku powstaje wysoko w atmosferze (w okolicach maksimum pęku), podobnie jak ma to miejsce w przypadku zarejestrowanych sygnałów. Eksperyment CROME jako pierwszy zbadał fundamentalną naturę promieniowania mikrofalowego wielkich pęków atmosferycznych, wykluczając przy tym znaczny w nim udział promieniowania hamowania.

3.4.3 Inne eksperymenty mikrofalowe – podsumowanie wyników

Sygnał mikrofalowy wielkich pęków został również zaobserwowany przez eksperyment EASIER [301, 302] (ang. Extensive Air-Shower Identification using Electron Radiometer), działający w paśmie C (3.2 – 4.2 GHz). Składał się on z około 60 anten umieszczonych na stacjach detektora powierzchniowego Obserwatorium Pierre Auger. Dwa inne eksperymenty, tj. AMBER (ang. Airshower Microwave Bremsstrahlung Experimental Radiometer) i MIDAS (ang. Microwave Detection of Air Showers) [303–306], próbowały zaobserwować emisję mikrofalową z boku pęku, dokładnie w taki sam sposób, w jaki robią to teleskopy fluorescencyjne. Jednak w przeciwieństwie do eksperymentów CROME i EASIER, nie wykryły żadnego sygnału [302]. Brak obserwacji sygnału mikrofalowego przez detektory AMBER i MIDAS wynika z faktu, że emisja pęków na falach GHz jest silnie skupiona w kierunku do przodu, a więc nie jest izotropowa. Jako pierwszy wykazał to eksperyment CROME, odkrywając naturę promieniowania mikrofalowego wielkich pęków atmosferycznych. Obserwowany sygnał mikrofalowy jest skupionym w stożku Czerenkowa, a przez to skompresowanym w czasie i przesuniętym ku większym częstotliwościom, promieniowaniem radiowym pęku (promieniowaniem geomagnetycznym i Askariana) o pierwotnych częstotliwościach rzędu kilkudziesięciu MHz. Wyniki otrzymane przez wszystkie eksperymenty mikrofalowe są ze sobą zgodne i jednoznacznie potwierdzają rezultaty CROME.

Ze względu na mały strumień promieni kosmicznych ultra-wysokich energii oraz silne skupienie emisji mikrofalowej w kierunku do przodu, liczba możliwych do zarejestrowania pęków za pomocą techniki mikrofalowej, przy najwyższych energiach, jest silnie ograniczona. Jednakże technika ta może być z powodzeniem stosowana w przypadku pęków o mniejszych energiach (powyżej kilkuset TeV), a w szczególności, do pomiarów nachylonych pęków, w których ślad sygnału mikrofalowego na powierzchni ziemi rozciąga się na setki metrów. W takim przypadku technika mikrofalowa może konkurować z czerenkowskimi teleskopami optycznymi. Główną zaletą obserwacji w zakresie częstotliwości GHz jest niski poziom tła, prawie idealna przezroczystość atmosfery, oraz dostępność dobrze rozwiniętej techniki wykrywania sygnałów mikrofalowych. Dodatkowo,

w przeciwieństwie do detektorów optycznych, istotna jest możliwość pomiaru przy prawie 100% czasie pracy, z wykorzystaniem tanich anten radiowych. Skuteczność metody mikrofalowej została wykazana przez eksperyment CROME.

Emisji mikrofalowej kaskad cząstek poszukiwano także w eksperymentach z wykorzystaniem wiązek cząstek z akceleratorów. Pomimo tego, że eksperymenty akceleratorowe są przeprowadzane w kontrolowanych warunkach, ich interpretacja jest niezwykle trudna. Związane jest to między innymi z obecnością dodatkowych, nie do końca zrozumianych źródeł promieniowania, które są nieobecne w przypadku naturalnych kaskad cząstek wtórnych inicjowanych przez promieniowanie kosmiczne w atmosferze. W tym kontekście nie dziwi więc fakt zbyt optymistycznej interpretacji wyników pierwszego eksperymentu akceleratorowego poświęconego mikrofalowej emisji pęków [307]. Wyniki kolejnych eksperymentów, tj. AMY [320] (ang. Air Microwave Yield), MAYBE [321] (ang. Microwave Air Yield Beam Experiment), Telescope Array Electron Light Source [322] i innych [323], są zgodne – izotropowa emisja związana z molekularnym promieniowaniem hamowania na falach GHz jest znacznie słabsza niż pierwotnie przewidywano. Jej intensywność skaluje się liniowo z energią pęku, tak jak ma to miejsce w przypadku niekoherentnej emisji, a nie w sposób kwadratowy, charakterystyczny dla emisji koherentnej. Słabszy sygnał mikrofalowy jest konsystentny z brakiem detekcji tego promieniowania przez eksperymenty obserwujące pęki z boku (MIDAS i AMBER), jak również z wynikami eksperymentu CROME. Jest on również zgodny z wynikami najnowszych symulacji tego sygnału [324].

3.5 Detekcja radarowa

3.5.1 Wprowadzenie

Możliwość wykrywania wielkich pęków poprzez odbicie wiązki radarowej od plazmy wytworzonej w powietrzu przez przechodzący front pęku, po raz pierwszy została zaproponowana w 1941 roku [325]. Wstępne obliczenia wykazały, że gęstość elektronów w wytworzonej plazmie jest wystarczająca do tego, aby sygnał radiowy od niej odbity był możliwy do wykrycia przez anteny odbiorcze umieszczone na ziemi. Okazało się jednak, że elektrony rekombinują znacznie szybciej niż założono, przez co odbity sygnał jest dużo słabszy, a zaobserwowane echa radarowe są de facto odbiciami od meteorów, czyli śladów jonizacji wytworzonych w atmosferze przez przelatujące meteoroidy. Kolejna próba podjęta ponad 20 lat później również zakończyła się niepowodzeniem [326, 327]. Poziom tła radiowego okazał się zbyt wysoki i nie zarejestrowano żadnego pęku. Ze względu na brak eksperymentalnego potwierdzenia skuteczności metody radarowej, prace nad nią zostały przerwane na wiele dekad. Ponowne zainteresowanie tym tematem nastąpiło dopiero w

ostatnich latach [328–338], co doprowadziło do kolejnych prób [325–327, 339–348] wykrycia wielkich pęków za pomocą techniki radarowej, przeprowadzonych równocześnie przez kilka grup [339–348].

Jeżeli obserwacja echa radarowego wielkich pęków okazałaby się możliwa, otworzyłoby to drogę do budowy tanich obserwatoriów promieniowania kosmicznego ultrawysokich energii o bardzo dużych aperturach. Dodatkowo, technika radarowa mogłaby mieć ten sam potencjał co metoda fluorescencyjna, pozwalając na bezpośrednią obserwację maksimum pęków, przy znacznie większym, bo prawie 100% czasie pracy. Było to główną motywacją do podjęcia pracy nad tym tematem przez autora. Jednocześnie, przy odpowiednio dobranej częstotliwości emitowanej fali radiowej, byłibyśmy w stanie dostroić częstotliwość odbitej fali do zakresu częstotliwości, na których działał detektor CROME [166]. W ogólności, uzupełniając ten detektor o antenę nadawczą można było próbować, przy jej pomocy, rejestrować echa radarowe wielkich pęków.

Technika radarowa z powodzeniem stosowana jest od kilkudziesięciu lat do obserwacji meteorów i błyskawic [349]. Jej zasada działania opiera się na odbiciach fal radiowych od śladów jonizacji wytworzonych w atmosferze przez przelatujące meteoroidy lub wyładowania elektryczne stowarzyszone z błyskawicami (pioruny). Gęstość swobodnych elektronów w plazmie tworzącej ślad jonizacji maleje z czasem z powodu dyfuzji, turbulencji atmosferycznych, rekombinacji oraz reakcji z jonami. Wśród tych efektów najważniejszym dla meteorów jest dyfuzja, która zmniejsza gęstość (objętościową) elektronów, ale zasadniczo pozostawia ich gęstość liniową (mierzoną wzdłuż śladu) na niezmiennym poziomie, co jest bezpośrednią konsekwencją długich śladów jonizacji meteoroidów.

Meteoroidy obserwuje się na wysokościach 80 – 120 km, a ich typowe prędkości mieszczą się w przedziale 10 – 70 km/s. Wytwarzane przez nie ślady jonizacji mają długi czas życia, dlatego mogą rozciągać się na wiele kilometrów, natomiast ich początkowa grubość jest rzędu 2 – 20 m. Rozkład gęstości elektronów jest w przybliżeniu stały, a gęstość liniowa wynosi $10^{11} - 10^{14} \text{ cm}^{-1}$ [350]. Można uznać, że elektrony plazmy znajdują się w równowadze termodynamicznej z otoczeniem, z wyjątkiem bardzo wczesnych etapów formowania się tych śladów. Gęstości elektronów w śladach jonizacji wytwarzanych przez błyskawice są o wiele rzędów wielkości większe, ponadto ich grubość jest znacznie mniejsza.

Ślady jonizacji meteoroidów lub piorunów tradycyjnie dzieli się na obszary gęste i rzadkie, w zależności od gęstości plazmy, za pomocą tzw. częstości plazmowej

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \approx 5.64 \times 10^4 \sqrt{n_e} \text{ [Hz]}, \quad (30)$$

gdzie e , m_e i ϵ_0 są odpowiednio elementarnym ładunkiem elektrycznym, masą elektronu i przenikalnością elektryczną próżni. Gęstość elektronów plazmy n_e mierzona jest w

cm^{-3} . Częstość plazmowa odpowiada charakterystycznej częstości oscylacji elektronów w plazmie, w odpowiedzi na niewielkie przesunięcia ładunków. Wartość $\omega_p = 2\pi\nu_p$, gdzie ν_p jest częstotliwością plazmy, ma duże znaczenie w określaniu rozpraszających właściwości tego ośrodka.

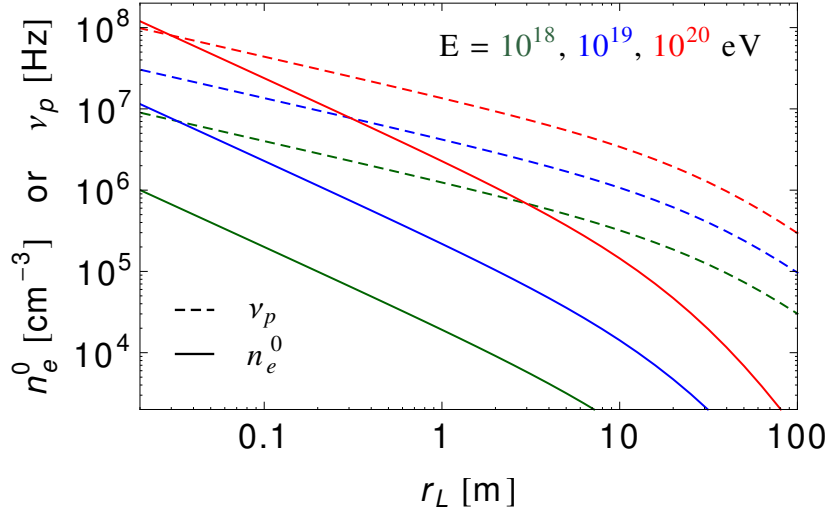
Jeżeli gęstość elektronów jest na tyle duża, że częstość plazmowa ω_p jest większa od częstości radaru $\omega = 2\pi\nu$, gdzie ν jest częstotliwością emitowanej fali radiowej, wówczas sygnał radiowy będzie odbijany od powierzchni tego obszaru plazmy. Taki obszar nazywamy gęstym. W przeciwnym przypadku, jeżeli gęstość plazmy jest niższa, tj. $\omega_p < \omega$, wówczas plazma jest rzadka, a fala radiowa może swobodnie penetrować zjonizowany obszar. Należy rozpatrywać wtedy odbicia fal radiowych od poszczególnych elektronów plazmy. Dla częstotliwości radarowych stosowanych przy detekcji meteoroidów, obserwacji ich śladów jonizacji z boku oraz warunków panujących na wysokościach ~ 100 km, na których obserwuje się meteory, graniczna gęstość liniowa elektronów (mierzona wzdłuż śladów jonizacji) oddzielająca oba te reżimy wynosi około 10^{12} cm^{-1} .

3.5.2 Plazma wytwarzana przez wielkie pęki atmosferyczne

Ślad jonizacji wielkiego pędu wytworzony w atmosferze w wyniku przejścia wysokoenergetycznych cząstek pędu (frontu pędu) składa się z elektronów, które zasadniczo pozostają w spoczynku w stosunku do otaczającej je atmosfery. Inaczej niż w przypadku meteorów, gdzie plazma jest jednorodna, gęstość plazmy wytworzonej przez wielki pęk zmienia się wraz z odległością od jego osi, a jej wartość jest ściśle powiązana z rozkładem poprzecznym pędu.

Ślad jonizacji, podobnie jak front pędu, przyjmuje kształt dysku, przy czym jego grubość wynosi kilkanaście metrów, a średnica dochodzi do kilkuset metrów. Gęstość elektronów jest największa na osi pędu (w centrum dysku), maksymalnie osiągając około 10^8 cm^{-3} (dla pionowych pęków o energii 10^{20} eV w ich maksimum rozwoju), i szybko maleje w miarę oddalania się od centrum (zobacz rysunek 63). W odległości wynoszącej zaledwie $r_L = 10$ cm od osi pędu gęstość elektronów maleje do około jednej dziesiątej wartości w centrum dysku, a przy odległości $r_L = 1$ m spada już poniżej jednej setnej tej wartości. Czas życia plazmy zależy od gęstości powietrza i dla wysokości na których zachodzi najintensywniejszy rozwój pęków wynosi kilkadziesiąt ns [351, 352].

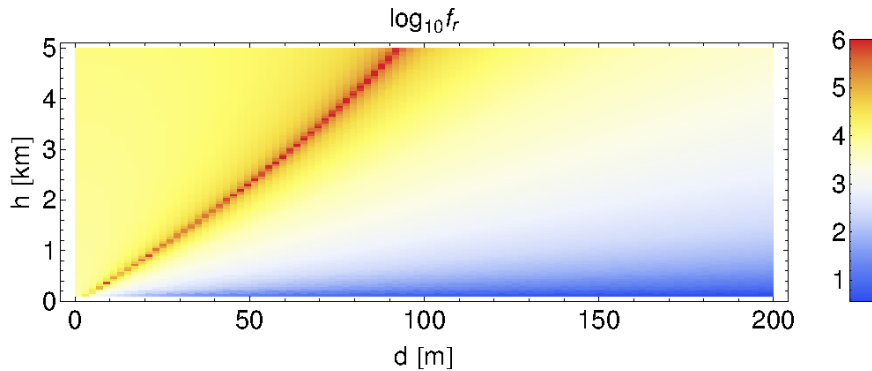
Front pędu porusza się w przybliżeniu z prędkością światła w próżni, co w połączeniu z krótkim czasem życia wytworzonej przez niego plazmy (kilkadziesiąt ns), efektywnie prowadzi do tego, że obszar (w kształcie dysku) wypełniony plazmą znajdujący się tuż za frontem pędu porusza się również z prędkością światła, pomimo tego że elektrony plazmy pozostają średnio w spoczynku względem otoczenia, tzn. podlegają ruchom termicznym, ale nie uczestniczą w uporządkowanym ruchu elektronów z frontem jonizacji. Efekt Dopplera będzie więc obserwowany w echu radarowym, chyba że pęk obserwo-



Rysunek 63: Początkowa gęstość elektronów n_e^0 produkowanych w powietrzu przez pionowe pęki w maksimum ich rozwoju (ciągłe linie), jak również odpowiadające tym gęstościom częstotliwości plazmy $\nu_p = \omega_p/2\pi$ (przerwane linie) w funkcji odległości od osi pędu r_L [167, 329]. Przedstawione pęki mają energię 10^{18} , 10^{19} i 10^{20} eV (linie o kolorze zielonym, niebieskim i czerwonym). Wykres obcięto przy odległości od osi pędu wynoszącej $r_L = 2$ cm, poniżej której zakłada się, że gęstość elektronów jest stała. Pozwala to uniknąć niefizycznego wzrostu wartości n_e^0 i ν_p , związanego z zastosowaną parametryzacją rozkładu poprzecznego pęków. Jednocześnie założenie to nie wpływa na wyniki przeprowadzonej analizy odbić radarowych, ponieważ liczba elektronów zawartych w tym obszarze wynosi mniej niż 0.1% całkowitej ich liczby. Otrzymane wartości n_e^0 i ν_p reprezentują maksymalne gęstości i częstotliwości plazmy możliwe do uzyskania przez pęki o wyżej wymienionych energiach.

wany jest z boku. Oczekuje się również wzmocnienia sygnału rozproszonego (odbitego) do tyłu z powodu jego kompresji w czasie.

Rozważmy prosty system radarowej detekcji pęków składający się z dwóch anten: nadajnika emitującego sygnał radiowy o częstotliwości ν , który odbija się od śladu jonizacji oraz odbiornika rejestrującego odbity sygnał o zmienionej częstotliwości ν_r . W takim wypadku efekt Dopplera można scharakteryzować za pomocą parametru $f_r = \nu_r/\nu$ opisującego zmianę częstotliwości fali odbitej. Rozkład wartości przesunięć częstotliwości odbitego sygnału radiowego f_r , dla rozprożeń na różnych częściach plazmy wytworzonej na osi pionowego pędu lecącego w kierunku nadajnika radarowego ($d = 0$) przedstawiony jest na rysunku 64. Wysokość nad poziomem morza rozpatrywanego elementu plazmy dana jest przez h , natomiast parametr d będący odległością między nadajnikiem i odbiornikiem, charakteryzuje różne konfiguracje detektora. Przesunięcie częstotliwości odbitego sygnału zależy od kierunku fali radiowej i współczynnika załamania światła w

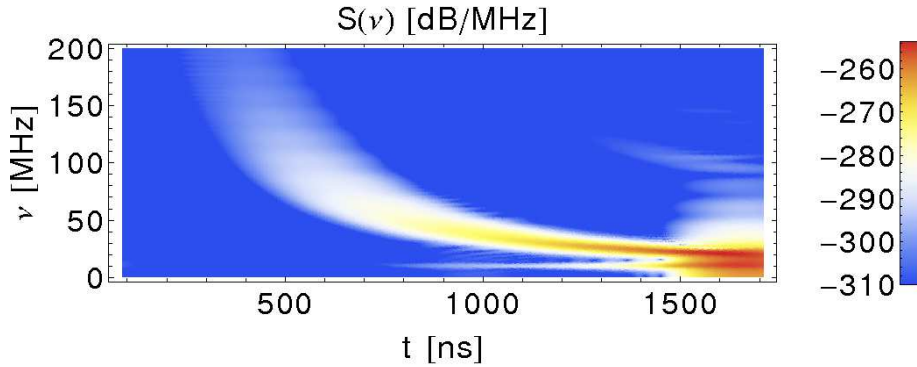


Rysunek 64: Rozkład częstotliwości sygnałów odbitych (ν_r) od różnych obszarów plazmy wytworzonej przez pęk w atmosferze, mierzonych w stosunku do częstotliwości sygnału radiowego (ν) emitowanego przez nadajnik, tj. $f_r = \nu_r/\nu$ [167]. Rozpatrywany jest pionowy pęk zmierzający w kierunku nadajnika ($d = 0$) oraz odbicia od plazmy wytworzonej na jego osi. Wysokość nad poziomem morza, na której znajduje się rozważany element plazmy wynosi h , natomiast odległość między nadajnikiem i odbiornikiem, znajdującymi się na powierzchni ziemi ($h = 0$), jest równa d . Odległość ta charakteryzuje różne konfiguracje detektora.

powietrzu, osiągając największe wartości w sytuacji, gdy kąt obserwacji pokrywa się z kątem Czerenkowa. Współczynnik f_r może wtedy osiągać bardzo duże wartości, umożliwiając przesunięcie sygnału radiowego z pierwotnego zakresu fal MHz do zakresu GHz, a nawet ku większym częstotliwościom. Jednakże wartości f_r , związane z odbiciami fal radiowych od typowych pęków są znacznie niższe. Przesunięcie częstotliwości odbitej fali ku wyższym wartościom związane jest z kompresją sygnału w czasie, co prowadzi również do wzmocnienia sygnału radiowego odbitego w kierunku do tyłu.

Przykładowy spektrogram echa radarowego przedstawiony jest na rysunku 65. Częstotliwość rejestrowanego sygnału maleje z czasem. Typowy sygnał składa się z dwóch części: krótkiego sygnału o częstotliwościach przesuniętych ku wyższym wartościom i małych amplitudach oraz długiego sygnału o częstotliwościach zmienionych tylko nieznacznie i większych amplitudach. Dodatkowa komponenta o niskiej częstotliwości widoczna pod koniec echa radarowego, spowodowana jest modulacją natężenia pola elektrycznego odbieranego sygnału przez współczynnik $e^{i\omega t}$ (zobacz równanie (46)).

Ze względu na małą liczbę elektronów w plazmie wytworzonej przez pęki, w stosunku do gęstości cząsteczek powietrza, to nie rekombinacja, a reakcja przyłączenia elektronu do molekuly O_2 jest głównym mechanizmem usuwania swobodnych elektronów z plazmy. W wyniku tej reakcji tworzy się niestabilny jon O_2^-* , który następnie może ponownie wyemitować elektron [353]. Jednakże kolizja z trzecim ciałem, prowadząca do utraty części energii przez ten jon, może spowodować jego przejście do niższego stanu, który nie podlega auto-jonizacji. Przy warunku $n_e < 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, który jest zawsze spełniony w przypadku plazmy wytwarzanej przez pęki (zobacz rysunek 63), proces dejonizacji jest



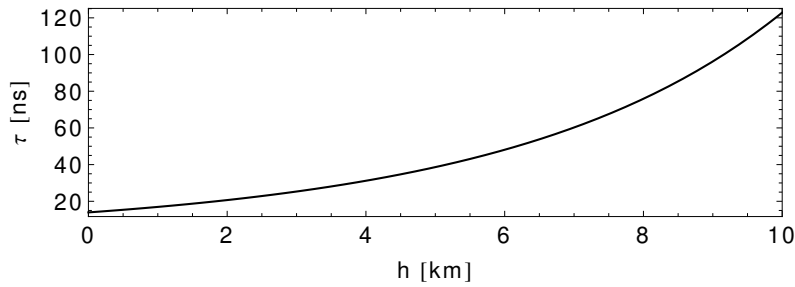
Rysunek 65: Spektrogram echa radarowego pionowego pęku o energii 10^{18} eV lecącego w kierunku nadajnika [167]. Częstotliwość radaru i odległość odbiornik–nadajnik wynoszą odpowiednio 10 MHz i 500 m. Przedstawiony spektrogram reprezentuje typowe echo radarowe wielkiego pęku składające się z dwóch części: krótkiego sygnału o dużych częstotliwościach i małych amplitudach oraz długiego sygnału o częstotliwościach zbliżonych do częstotliwości radaru i o znacznie większych amplitudach.

zdominowany przez następujące reakcje [351]:



Prowadzi to do eksponencjalnego zaniku plazmy. Czas życia plazmy, w zależności od wysokości w atmosferze, przedstawiony jest na rysunku 66. Zmienia się on z około 15 ns na poziomie morza do 40 ns na wysokości 5 km i 120 ns na 10 km.

W większości prac poświęconych technice radarowej opierano się na analogii pomiędzy śladami jonizacji meteoroidów i wielkich pęków, uwzględniając przy tym tylko gęstość elektronów w plazmie i dochodząc do błędnego wniosku, że obszar plazmy w obrębie kilku centymetrów od osi pęku jest gęsty dla fal radiowych o częstotliwości nawet do kilkunastu MHz (spełniony jest warunek $\nu_p > \nu$, zobacz rysunek 63). Pozwalałoby to na odbicie fali radiowej od rdzenia pęku jako całości (koherentna emisja), a nie od poszczególnych elektronów (niekoherentna emisja), przez co odbity sygnał byłby znacznie silniejszy. Byłaby to sytuacja analogiczna do odbicia fali radiowej od cienkiego drutu, w której przekrój czynny na takie rozpraszanie jest bardzo dobrze znany. Okazuje się jednak, że nie bez znaczenia jest też gęstość powietrza, która na wysokościach poniżej 10 km (na których obserwuje się wielkie pęki) jest dużo większa, przez co częstotliwość zderzeń swobodnych elektronów z cząsteczkami powietrza ν_c staje się znacząca. Z jednej strony większa wartość ν_c prowadzi do zmniejszenia czasu życia plazmy wytwarzanej przez wielkie pęki w atmosferze, a z drugiej strony, co jest bardziej istotne, wpływa na rozpra-



Rysunek 66: Czas życia plazmy wytworzonej przez wielki pęk w powietrzu w zależności od wysokości w atmosferze [167, 351].

szanie fal radiowych. Aby dany obszar plazmy można było uznać za gęsty, wymagane jest spełnienie dodatkowego warunku $\omega \gg \nu_c$. Kolejnym, często zapomnianym aspektem był fakt, że front pęku porusza się szybciej niż światło w powietrzu, co ma istotny wpływ na charakterystykę odbić fal radiowych od czoła pęku. Te rozważania pokazują, że problem detekcji radarowej jest zagadnieniem dosyć trudnym i wymaga dokładnego zrozumienia wielu zjawisk fizycznych.

Częstotliwość zderzeń elektronów jest ważną wielkością, która decyduje o absorpcji fal radiowych i tłumieniu ich odbić od plazmy wytworzonej w atmosferze. Jest ona zdefiniowana jako liczba zderzeń swobodnego elektronu z ciężkimi cząsteczkami powietrza, jonami i innymi elektronami, które zachodzą w ciągu 1 s. Przy rozpatrywanych gęstościach plazmy można w zasadzie pominąć zderzenia z elektronami i jonami, biorąc pod uwagę tylko zderzenia elektronów z cząsteczkami neutralnymi, czyli z molekułami N_2 i O_2 . Ponieważ plazma w śladach jonizacji tworzonych przez meteoroidy wysoko w atmosferze osiąga równowagę termodynamiczną w czasie znacznie krótszym niż jej czas życia, możemy przyjąć, że temperatura elektronów plazmy jest równa temperaturze otoczenia i wynosi $T_e \approx 200$ K. W ten sposób, przy gęstościach molekuł N_2 i O_2 charakterystycznych dla wysokości ~ 100 km [354], uzyskujemy częstotliwość zderzeń $\nu_c \sim 1$ MHz [167]. W przypadku śladów jonizacji wytwarzanych w powietrzu przez wielkie pęki, czas życia plazmy jest na tyle krótki, że uniemożliwia on osiągnięcie równowagi termodynamicznej z otoczeniem przed jej zanikiem. Taka plazma jest silnie nietermiczna [312, 355]. W ciągu 1 ns od jej wytworzenia, energia wszystkich elektronów spada poniżej energii 1.7 eV [324], co przy gęstościach powietrza typowych dla wysokości mniejszych niż 10 km, prowadzi do częstotliwości zderzeń $\nu_c \sim$ THz. Otrzymana wartość ν_c jest znacząco większa niż dla meteoroidów, co prowadzi do silnego tłumienia odbić fal radiowych.

W przypadku bezkolizyjnej plazmy ($\nu_c = 0$) całkowite odbicie sygnału radiowego od nieruchomej granicy pomiędzy powietrzem a jednorodną plazmą występuje, gdy $\omega < \omega_p$. Jednakże kiedy częstość zderzeń nie jest zerowa ($\nu_c > 0$), fala radiowa nie będzie się już całkowicie odbijać od powierzchni plazmy, nawet przy spełnieniu powyższego warunku.

Dodatkowo moc odbitego sygnału zmniejsza się wraz ze wzrostem częstotliwości zderzeń ν_c [356]. Aby nastąpiło całkowite odbicie sygnału padającego pod kątem prostym do powierzchni plazmy, konieczne jest nie tylko, aby częstość fali radiowej ω była niższa niż częstość plazmowa ω_p ($\omega < \omega_p$), ale także by była znacznie wyższa niż częstość zderzeń ν_c ($\omega \gg \nu_c$). W przypadku plazmy wytworzonej przez wielkie pęki w powietrzu, pierwszy z tych warunków może być spełniony tylko przez plazmę znajdującą się w okolicach osi pędu, dla częstotliwości radaru ν mniejszych niż kilkanaście MHz, jednakże drugi z tych warunków nigdy nie jest spełniony, ponieważ $\nu_c \sim \text{THz}$.

Współczynnik odbicia od powierzchni nieporuszającej się jednorodnej plazmy, dany jest formułą Fresnela

$$R_p = \left| \frac{n - n_p}{n + n_p} \right|^2, \quad (34)$$

gdzie n i n_p są odpowiednio współczynnikami załamania powietrza i plazmy. Współczynnik n_p dany jest wzorem [356]

$$n_p = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_c^2} - i \frac{\nu_c}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_c^2} \right)^{1/2}. \quad (35)$$

Zakładając, że średnica śladu jonizacji meteoroidów wynosi około 20 m [350] i przyjmując częstość radaru wynoszącą $\nu = 10$ MHz, możemy obliczyć współczynniki odbicia, które wynoszą $R_p \approx 4 \times 10^{-5}$ dla liniowej gęstości elektronów wynoszącej 10^{11} cm^{-3} (co stanowi przypadek rzadkiej plazmy) i $R_p \approx 0.97$ dla gęstości liniowej 10^{13} cm^{-3} (gęsta plazma). Liczby te zgadzają się bardzo dobrze z tradycyjnym podziałem śladów jonizacji meteoroidów ze względu na charakter odbić sygnałów radiowych.

Detekcja w zakresie częstotliwości fal radiowych mniejszych niż 1 MHz jest bardzo utrudniona, ze względu na duże tło radiowe, którego źródłem jest atmosfera [283] (zobacz rysunek 51 w rozdziale 3.3.5). Wydaje się więc, że graniczną częstością, przy której możliwa jest jeszcze detekcja słabych odbić radarowych jest $\nu = 1$ MHz. Ze względu na warunek $\nu < \nu_p$ na całkowite odbicie sygnału radiowego, spodziewamy się najsilniejszego echa radarowego przy minimalnej możliwej częstości ν , a więc przy $\nu = 1$ MHz. Z kolei częstość $\nu_p \approx 100$ MHz odpowiada maksymalnej gęstości plazmy możliwej do uzyskania w atmosferze przez wielki pęk, tj. plazmie wytworzonej w maksimum rozwoju pędu o energii 10^{20} eV blisko jego osi (zobacz rysunek 63). Oznacza to, że najsilniejszego odbicia sygnału radiowego od śladu jonizacji wielkiego pędu powinniśmy się spodziewać dla $\nu \approx 1$ MHz i $\nu_p \approx 100$ MHz. Przy wyższych parametrach otrzymujemy współczynnik odbicia równy $R_p \sim 10^{-4}$, który już w odległości jednego metra od osi pędu spada do $R_p \sim 10^{-11}$. Podobny rezultat uzyskamy przy większej częstości radaru. Przykładowo dla $\nu \approx 100$ MHz i $\nu_p \approx 100$ MHz współczynnik odbicia wynosi $R_p \sim 10^{-7}$. Oznacza to, że plazma wytwarzana przez pęki w atmosferze musi być zawsze

traktowana jako rzadka. Jest to spowodowane dużą gęstością powietrza na wysokościach, na których obserwowane są pęki, tj. poniżej 10 km, oraz wynikającą stąd dużą wartością częstotliwości zderzeń ν_c .

Rozważmy teraz odbicie sygnału radiowego, zachodzące pod małym kątem względem osi pędu, od śladu jonizacji (w kształcie dysku) wytworzonego przez pęk w atmosferze. Wymaga to przeanalizowania odbicia fali radiowej od przemieszczającego się frontu jonizacji (granicy pomiędzy powietrzem a plazmą), przy założeniu, że elektrony plazmy są statyczne, tzn. nie przemieszczają się wraz z tym frontem. Dla uproszczenia możemy ograniczyć się do plazmy bezkolizyjnej ($\nu_c = 0$). Sytuacja, w której granica ośrodków porusza się, zmienia warunek na całkowite odbicie sygnału od powierzchni plazmy z $\omega < \omega_p$ na $\omega' < \omega_p$ [324, 357, 358], gdzie

$$\omega' = \omega \frac{n\beta + \cos \theta_0}{\sqrt{1 - n^2\beta^2}} \quad (36)$$

jest częstotliwością padającej fali radiowej w układzie odniesienia, w którym granica plazmy jest nieruchoma. Parametr β to stosunek prędkości frontu jonizacji do prędkości światła w próżni, którą w naszym przypadku można przyjąć za równą jedności ($\beta = 1$), natomiast θ_0 to kąt, pod którym fala radiowa pada na granicę ośrodków. Częstotliwość ω' wzrasta do nieskończoności gdy $n\beta \rightarrow 1$ i wtedy plazma staje się przezroczysta dla fali radiowej o dowolnie niskiej częstotliwości. Taką plazmę należy traktować jako rzadką, a więc rozpatrywać odbicia fal radiowych od poszczególnych elektronów plazmy. Z kolei w sytuacji, gdy $n\beta \geq 1$, fala odbita w kierunku zgodnym z kierunkiem pędu nie może istnieć, ponieważ natychmiast zostałaby przechwycona przez front pędu. W takim przypadku powstaje inna, dużo słabsza fala radiowa (ang. transmitted-back-scattered wave) [357], która pozostaje w tyle za frontem pędu, jednocześnie poruszając się zgodnie z jego kierunkiem. Częstotliwość tej fali, podobnie do fali odbitej (jeżeli istnieje), jest mocno przesunięta ku wyższym częstotliwościom [357], a przez to wzmocniona, co wynika z kompresji sygnału radiowego w czasie. Oczywiście, w dalszym ciągu, wynikający stąd sygnał będzie dużo słabszy niż w przypadku odbić od nieruchomej granicy ośrodków.

Front pędu porusza się z prędkością przekraczającą prędkość światła w powietrzu ($n\beta > 1$), dlatego w przypadku rozprożeń fal radiowych padających pod małym kątem do osi pędu, w żadnym wypadku nie można traktować plazmy wytworzonej przez pęk jako gęstej. Wynika stąd, że nie możemy stosować analogii do charakterystyki odbić radiowych od śladów jonizacji wytwarzanych przez meteoroidy wysoko w atmosferze i stosować jej do plazmy wytwarzanej przez pęki na znacznie niższych wysokościach. W przypadku gęstej plazmy, wytworzonej przez meteoroidy, współczynnik jej załamania staje się liczbą urojoną, co powoduje całkowite odbicie fal radiowych. W przeciwieństwie

do tego, plazma wytwarzana przez pęki musi być zawsze traktowana jako rzadka. Fale radiowe mogą przenikać do zjonizowanego ośrodka, a ich odbicia są spowodowane rozpraszaniem na poszczególnych elektronach. Wypadkowy odbity sygnał jest sumą przyczynków pochodzących od tych rozproszeń. Powyższy wniosek nie zmieni się nawet jeśli rozważymy rozproszenia na gradientie gęstości plazmy wytwarzanej przez pęki w powietrzu, zamiast na ostrej granicy pomiędzy ośrodkami.

W przypadku rzadkiej plazmy, w której fale radiowe rozpraszane są przez poszczególne elektrony, istotne znaczenie ma tłumienie re-emisji tych fal przez swobodne elektrony w wyniku ich zderzeń z neutralnymi molekułami. Jest to tzw. tłumienie na molekułach (ang. molecular quenching). Aby obliczyć rozproszony sygnał fali elektromagnetycznej, należy wziąć pod uwagę silne hamowanie elektronów w zderzeniach z cząsteczkami powietrza. Elektrony poddawane są działaniu siły $eE_0 \cos(\omega t - kx)$ wywołanej przez przechodzącą (i jednocześnie absorbowaną) falę radiową oraz tarcia $-m_e \nu_c \dot{z}$ związanemu ze zderzeniami elektronów z molekułami powietrza, a zatem równanie ruchu elektronów przyjmuje postać:

$$\ddot{z} + \nu_c \dot{z} = \frac{eE_0}{m_e} \cos(\omega t - kx), \quad (37)$$

gdzie E_0 jest amplitudą pola elektrycznego przechodzącej fali radiowej o częstości ω i liczbie falowej $k = 2\pi/\lambda$. Masa elektronu dana jest przez m_e , natomiast x i z są współrzędnymi kartezjańskiego układu odniesienia. Rozwiązaniem powyższego równania jest

$$z(t) = \frac{eE_0}{m_e \omega \sqrt{\omega^2 + \nu_c^2}} \sin(\omega t - kx), \quad (38)$$

a więc przyspieszenie elektronu w chwili t jest równe

$$\ddot{z}(t) = -\frac{eE_0 \omega}{m_e \sqrt{\omega^2 + \nu_c^2}} \sin(\omega t - kx). \quad (39)$$

Przekrój czynny σ na rozpraszanie fal radiowych na swobodnym elektronie jest proporcjonalny do średniej mocy wypromieniowywanej przez ten elektron pod wpływem przechodzącej fali. Zgodnie ze wzorem Larmora, moc emitowana przez punktowy ładunek elektryczny, w momencie gdy przyspiesza bądź zwalnia, jest proporcjonalna do kwadratu jego przyspieszenia, czyli do $\ddot{z}(t)^2$. Dostajemy stąd

$$\sigma \sim \langle \ddot{z}(t)^2 \rangle, \quad (40)$$

gdzie klamry oznaczają uśrednianie po czasie.

Rozważmy teraz dwie sytuacje: rozpraszanie fali radiowej na elektronie rzadkiej

plazmy wytworzonej przez wielki pęk w atmosferze (przekrój czynny na to rozpraszanie oznaczymy przez σ_{sc}) oraz na swobodnym elektronie w próżni (które opisywane jest przekrojem czynnym Thomsona σ_T). W pierwszym przypadku spełniony jest warunek $\nu_c \gg \omega$, a więc na podstawie równania (39) dostajemy $\ddot{z}(t) \approx -\frac{eE_0\omega}{m_e\nu_c} \sin(\omega t - kx)$. Z kolei rozpraszanie fali radiowej na elektronie w próżni, zachodzi pod nieobecność zderzeń z innymi cząsteczkami, a więc zachodzi w sytuacji gdy tarcie zanika ($\nu_c = 0$), co prowadzi do $\ddot{z}(t) = -\frac{eE_0}{m_e} \sin(\omega t - kx)$. Na podstawie równania (40) dostajemy więc $\sigma_{sc} \sim (eE_0\omega/m_e\nu_c)^2$ i $\sigma_T \sim (eE_0/m_e)^2$. Ponieważ stałe proporcjonalności w obu tych relacjach są takie same, otrzymujemy następujące równanie

$$\sigma_{sc} = \left(\frac{\omega}{\nu_c}\right)^2 \sigma_T \quad (41)$$

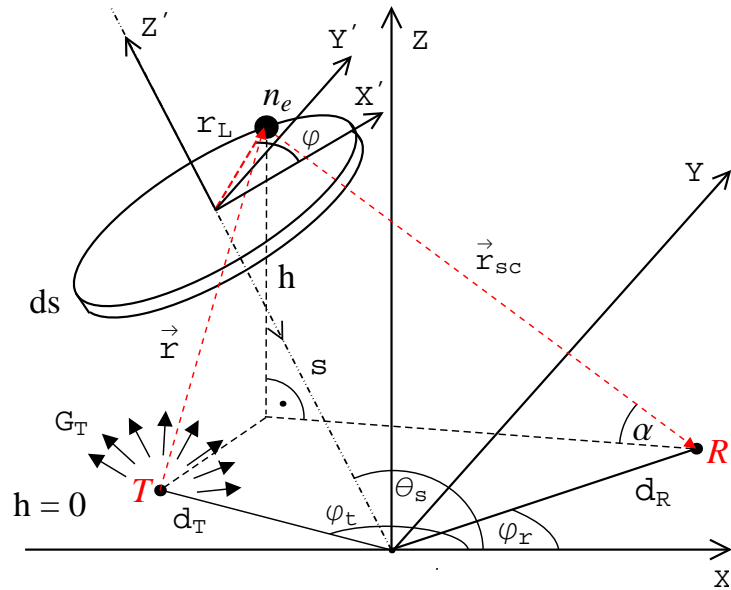
opisujące przekrój czynny na rozpraszanie fal radiowych na elektronach rzadkiej plazmy wytworzonej przez wielki pęk w atmosferze.

Zderzenia elektronów z cząsteczkami powietrza redukują przyspieszenie elektronów w polu fali radiowej, a tym samym powodują zmniejszenie mocy fali re-emitowanej przez elektron. W oczywisty sposób prowadzi to do zmniejszenia mocy rejestrowanej przez antenę odbiorczą systemu radarowego. Za efekt ten, czyli tłumienie na molekułach (ang. molecular quenching), odpowiada czynnik $(\omega/\nu_c)^2$ we wzorze (41). Przy częstotliwości zderzeń $\nu_c \sim 1$ THz typowej dla wysokości w atmosferze, na której powstają wielkie pęki oraz częstotliwości radaru z zakresu $\nu = \omega/2\pi = 1 - 100$ MHz, prowadzi to do spadku mocy o 7 – 11 rzędów wielkości względem mocy jaka byłaby odbierana pod nieobecność zderzeń elektronów z molekułami. Spadek mocy odbieranego sygnału jest znacznie większy przy niższych częstotliwościach. Przedstawiony efekt jest istotny tylko w przypadku rzadkiej plazmy.

3.5.3 Analiza odbić radarowych

Aby zbadać możliwość detekcji wielkich pęków za pomocą techniki radarowej przyjąłem, że plazma wytwarzana przez pęki jest rzadka, a przekrój czynny na rozpraszanie fal radiowych jest przekrojem czynnym Thomsona, uwzględniając przy tym poprawkę na tłumienie odbić radarowych związaną ze zderzeniami elektronów z cząsteczkami powietrza. Odbicie fali radiowej następuje od krótkożyciowej, statycznej plazmy, a wypadkowy sygnał echa radarowego jest sumą rozprożeń na poszczególnych elektronach wchodzących w skład śladu jonizacji.

Schemat systemu detekcji radarowej przedstawiony jest na rysunku 67. Nadajnik radiowy (T), znajdujący się na powierzchni ziemi, emituje falę radiową padającą na statyczną plazmę, zawartą w obszarze w kształcie dysku, wytworzoną tuż za frontem pędu. Sygnał radiowy jest rozpraszany przez swobodne elektrony śladu jonizacji, a następnie



Rysunek 67: Schemat przedstawia system anten rejestrujących odbicia radarowe od plazmy w kształcie dysku, wytworzonej w atmosferze przez przechodzący pęk [334]. Nadajnik umieszczony na ziemi (T) emituje sygnał radiowy, który odbija się od elementu plazmy, a następnie jest rejestrowany przez antenę odbiorczą (R). Geometria systemu radarowego określona jest przez odległości położenia osi pęku na powierzchni ziemi do nadajnika (d_T) i odbiornika radiowego (d_R), jak również przez kąty azymutalne (φ_T i φ_R). Nachylenie pęku dane jest przez kąt θ_s , przy czym kąt zenitalny jest równy $|\theta_s - \pi/2|$.

rejestrowany przez naziemną antenę odbiorczą (R). Odległości nadajnika i odbiornika radiowego od rdzenia pęku wynoszą odpowiednio d_T i d_R . Układ współrzędnych XYZ wybrany jest w taki sposób, aby płaszczyzna skonstruowana przez oś X i oś pęku była prostopadła do powierzchni ziemi. Ponadto, osie X i Y leżą na poziomie gruntu, a środek układu współrzędnych umieszczony jest w miejscu przecięcia osi pęku z powierzchnią ziemi.

Dysk o grubości ds widoczny na rysunku 67, który jest prostopadły do osi pęku, reprezentuje część objętości statycznej plazmy. Jego odległość od przecięcia osi pęku z gruntem jest równa s . Rozważmy element tego dysku o objętości dV i współrzędnych biegunowych r_L (odległość od osi pęku) i φ (azymut). Pole elektryczne fali radiowej emitowanej w sposób ciągły przez nadajnik (T), padającej na ten element w czasie t_r , można zapisać jako

$$U_{\text{inc}} = U_T \sqrt{G_T} e^{i(\omega t_r + \phi_0)} \frac{e^{-i \int_{\mathbf{r}} n \cdot \mathbf{k} \cdot d\mathbf{r}}}{|\mathbf{r}|}, \quad (42)$$

gdzie \mathbf{k} ($|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$), λ , ω i U_T są odpowiednio wektorem falowym, długością, częstotliwością i amplitudą emitowanej fali. Ponadto G_T jest wzmocnieniem nadajnika radiowego

($G_T = 1$ w przypadku emisji izotropowej w pełny kąt bryłowy), ϕ_0 początkową fazą emitowanego sygnału, a n zależnym od wysokości współczynnikiem załamania powietrza.

Z kolei pole elektryczne fali radiowej odbitej od rozważanego elementu plazmy o gęstości n_e , która dociera do anteny odbiorczej, dane jest wzorem

$$dU_{\text{rcv}} = U_{\text{inc}} e^{i\omega(t-t_r)} e^{-i \int_{\mathbf{r}_{\text{sc}}} n \mathbf{k}_{\text{sc}} \cdot d\mathbf{r}_{\text{sc}}} \sqrt{\left(\frac{\omega}{\nu_c}\right)^2 \frac{d\sigma_T}{d\Omega} \Delta\Omega_{\text{sc}} n_e} dV, \quad (43)$$

gdzie \mathbf{k}_{sc} jest wektorem falowym odbitej fali, $\Delta\Omega_{\text{sc}}$ efektywnym kątem bryłowym pod jakim widziana jest antena odbiorcza z punktu rozproszenia fali radiowej, natomiast t czasem nadejścia sygnału do tej anteny. Współczynnik $(\omega/\nu_c)^2$ jest poprawką na tłumienie rozprożeń fal radiowych ze względu na zderzenia elektronów z molekułami powietrza (zobacz równanie 41). Ponadto różniczkowy przekrój czynny Thomsona, zależny od kąta rozpraszania θ , jest równy

$$d\sigma_T/d\Omega = \frac{3}{16\pi} \sigma_T (1 + \cos^2 \theta), \quad (44)$$

gdzie σ_T jest całkowitym przekrojem czynnym Thomsona.

Całkowity sygnał rejestrowany przez antenę odbiorczą w danym czasie t jest sumą sygnałów pochodzących z rozprożeń na różnych częściach śladu jonizacji pęku, znajdujących się na różnych wysokościach i zachodzących w różnych chwilach. Te indywidualne sygnały interferują ze sobą i tylko ich suma po całej objętości $V(t)$, z której przybywają jednocześnie, dostarcza nam prawidłową wartość odbieranego sygnału. Objętość $V(t)$ jest na ogół zależna od czasu i może obejmować szeroki zakres wysokości (nawet kilka kilometrów ze względu na kompresję odbieranego sygnału w czasie), a jej rozmiary poprzeczne, w zależności od częstotliwości ω rozpraszanej fali radiowej, mogą wynosić nawet kilkaset metrów.

Łącząc równania (42) i (43) oraz całkując dU_{rcv}/dV po objętości $V(t)$, otrzymujemy następujące wyrażenie na całkowitą wartość pola elektrycznego fali radiowej rejestrowanej przez odbiornik w czasie t

$$U_{\text{rcv}}(t) = \iiint_{V(t)} \frac{dU_{\text{rcv}}(t, s, r_L, \varphi)}{dV} dV, \quad (45)$$

gdzie

$$\begin{aligned} \frac{dU_{\text{rcv}}(t, s, r_L, \varphi)}{dV} &= U_T \sqrt{\left(\frac{\omega}{\nu_c}\right)^2 \frac{3\sigma_T(1 + \cos^2 \theta)}{16\pi} \frac{\sqrt{G_T \Delta\Omega_{\text{sc}}}}{|\mathbf{r}|} n_e} \\ &\times e^{i(\omega t + \phi_0)} e^{-i \int_{\mathbf{r}} n \mathbf{k} \cdot d\mathbf{r}} e^{-i \int_{\mathbf{r}_{\text{sc}}} n \mathbf{k}_{\text{sc}} \cdot d\mathbf{r}_{\text{sc}}} \end{aligned} \quad (46)$$

jest wkładem do echa radarowego z elementu objętości plazmy $dV = r_L dr_L d\varphi ds$ o współrzędnych (s, r_L, φ) .

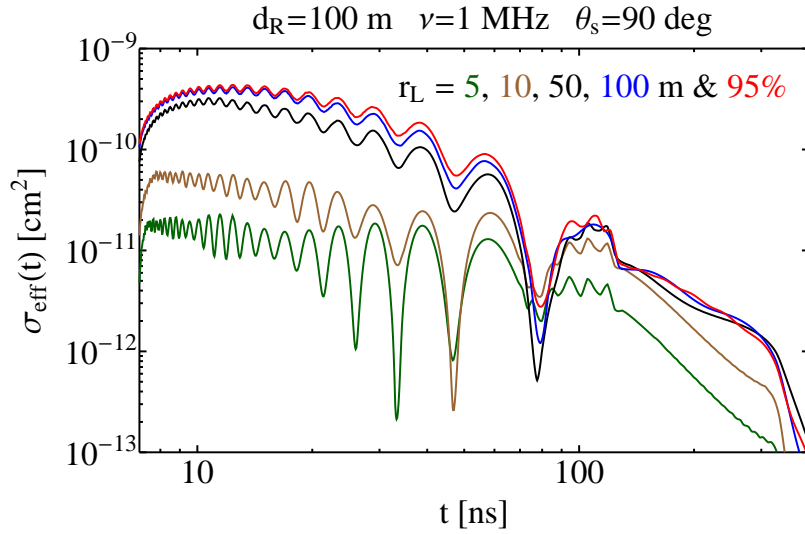
Równanie (46) przedstawia oczekiwaną zależność natężenia pola elektrycznego od odległości $r = |\mathbf{r}|$ i $r_{sc} = |\mathbf{r}_{sc}|$, związaną z drogą optyczną nadajnik-plazma-odbiornik przebytą przez falę radiową. Dla dużych wysokości spełnione są zależności $r \approx r_{sc}$ i $\sqrt{\Delta\Omega_{sc}} \approx \sqrt{A_R \sin \alpha} / r_{sc}$, gdzie A_R jest efektywną powierzchnią anteny odbiorczej. Oznacza to, że natężenie rejestrowanego pola elektrycznego zachowuje się jak r^{-2} , co jest równoważne zależności r^{-4} w odbieranej mocy. Geometryczny współczynnik tłumienia r^{-4} sprawia, że najsilniejszy sygnał dochodzi zwykle z małych wysokości (bliskich poziomemu gruntu), a nie z okolic maksimum pęku.

Alternatywnie, odbicie fali radiowej można opisać w kategoriach efektywnego radarowego przekroju czynnego, który jest równoważny rozmiarom idealnej powierzchni rozpraszającej. Można go zdefiniować w następujący sposób [329]:

$$\sigma_{\text{eff}}(t) = \left| \int_{V(t)} e^{-i \int_{\mathbf{r}} \mathbf{n} \cdot \mathbf{k} \cdot d\mathbf{r}} e^{-i \int_{\mathbf{r}_{sc}} \mathbf{n} \cdot \mathbf{k}_{sc} \cdot d\mathbf{r}_{sc}} n_e \sqrt{\left(\frac{\omega}{\nu_c}\right)^2 \frac{d\sigma_T}{d\Omega}} dV \right|^2. \quad (47)$$

Czynnik $\sigma_{\text{eff}}(t)$, zdefiniowany przez powyższe równanie, ma znaczenie przekroju czynnego tylko wtedy, gdy nadajnik i odbiornik radiowy są wystarczająco daleko od plazmy rozpraszającej sygnał radiowy lub gdy objętość plazmy jest bardzo mała. Warunki te nie zawsze są spełnione. W rzeczywistości objętość, z której rozproszone fale radiowe docierają jednocześnie do detektora, może mieć znaczny rozmiar w przypadku obserwacji pod małym kątem względem osi pęku, co jest spowodowane kompresją w czasie odbitego sygnału.

Zależność radarowego przekroju czynnego od czasu, dla przykładowego pęku i częstotliwości radaru $\nu = 1$ MHz, przedstawiona jest na rysunku 68. Zaprezentowane krzywe odpowiadają przekrojom czynnym obliczonym przy uwzględnieniu objętości plazmy $V(t)$ o różnych rozmiarach poprzecznych ($2r_L$), tj. z uwzględnieniem plazmy znajdującej się do odległości r_L od osi pęku. Zastosowana logarytmiczna skala czasu ma na celu uwidocznienie wczesnych faz ewolucji przekroju czynnego. Łatwo zauważyć, że na początku jego wartości są znacznie większe niż w czasie późniejszym. Wynika to ze wzrostu objętości $V(t)$, z której rozproszone fale radiowe docierają równocześnie do detektora, co związane jest z kompresją odbitego sygnału. Jednocześnie obszar, z którego otrzymujemy koherentny sygnał, powiększa się. Jednak wzrost wartości radarowego przekroju czynnego nie przekłada się w sposób bezpośredni na zwiększenie mocy rejestrowanego sygnału. Jest tak dlatego, że część echa radarowego o największych częstotliwościach pochodzi z dużych wysokości, przez co sygnał jest silnie tłumiony przez geometryczny czynnik r^{-4} . Pomimo wzmocnienia odbitego sygnału jego moc nadal po-



Rysunek 68: Zależność radarowego przekroju czynnego od czasu dla pionowego pęku o energii 10^{18} eV zmierzającego w kierunku nadajnika [167]. Odległość między rdzeniem pęku a odbiornikiem wynosi 100 m, a częstotliwość fali radarowej jest równa $\nu = 1$ MHz. Krzywe o różnych kolorach przedstawiają przekroje czynne obliczone przy uwzględnieniu plazmy znajdującej się w odległości do $r_L = 5, 10, 50$ i 100 m od osi pęku, tj. obliczone dla różnych objętości plazmy $V(t)$. Czerwona krzywa o największych wartościach przekroju czynnego uwzględnia 95% wszystkich elektronów plazmy wytworzonych przez pęk.

zostaje mniejsza niż moc sygnału, o dużo słabszym wzmocnieniu, pochodzącego z mniejszych wysokości.

Wkład do przekroju czynnego pochodzący od najgęstszej części śladu jonizacji, tj. obszaru znajdującego się blisko osi pęku, okazuje się nie być wkładem dominującym. W rzeczywistości przy niskich częstotliwościach radaru, takich jak $\nu = 1$ MHz ($\lambda \approx 300$ m), wkłady do echa radarowego sumują się koherentnie do odległości $r_L \geq 100$ m od osi pęku, co oznacza, że również obszary leżące daleko od tej osi dają istotny wkład do sygnału. Obszar o promieniu 100 m znajdujący się wokół osi pęku zawiera około 80% wszystkich elektronów plazmy. W przypadku większych częstotliwości radiowych długość koherencji jest mniejsza, dlatego bardzo ważne staje się uwzględnienie destrukcyjnej interferencji i sumowanie poszczególnych wkładów generowanych przy większych odległościach, aż do kilkuset metrów od osi pęku. Odległość od osi pęku, do której należy sumować sygnał jest mniejsza dla pionowych pęków i rośnie wraz z ich nachyleniem.

Stosunek mocy chwilowej $P_R(t) = \text{Re}(U_{\text{rcv}}(t))^2/Z_0$ rejestrowanej przez odbiornik do mocy emitowanej przez nadajnik $P_T = 4\pi U_T^2/G_T Z_0$ wynosi

$$P_R(t)/P_T = R^2(t), \quad (48)$$

gdzie $Z_0 \approx 120\pi \Omega$ jest impedancją próżni, a $R(t)$ jest równe

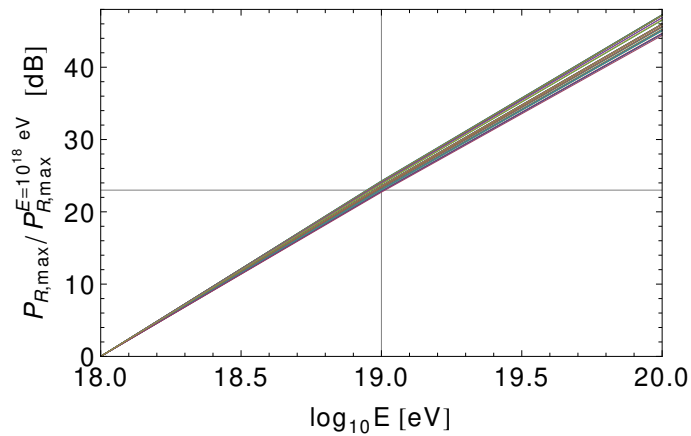
$$R(t) = \operatorname{Re} \left(\sqrt{\frac{G_T}{4\pi}} \frac{U_{\text{rcv}}(t)}{U_T} \right). \quad (49)$$

Warto w tym miejscu wspomnieć, że dla dużych odległości centrów rozpraszania od detektora radarowego, P_R/P_T jest proporcjonalne do efektywnej powierzchni anteny odbiorczej i do jej wzmocnienia, tj. $P_R/P_T \sim G_T A_R$ [167].

W celu sprawdzenia możliwości detekcji wielkich pęków za pomocą detektora radarowego przeprowadziłem symulacje odbić fal radiowych przy założeniu, że efektywny obszar anteny odbiorczej wynosi $A_R = 1 \text{ m}^2$, a naziemny nadajnik systemu radarowego emituje sygnał izotropowo w górną półkulę nieba ($G_T = 2$). Założyłem również, że odbiornik skierowany jest pionowo w górę. Analizowałem sygnały docierające do anteny odbiorczej, zaniehbując przy tym wszelkie efekty aparaturowe związane z detekcją tych sygnałów, tzn. rozważałem idealny detektor. Kształt rejestrowanej fali radiowej $R(t)$, a tym samym odbieranej mocy $P_R(t)$, zależy poprzez wartość pola elektrycznego $U_{\text{rcv}}(t)$, od początkowej fazy ϕ_0 sygnału emitowanego przez nadajnik. W związku z tym różny wybór wartości ϕ_0 zmieni zarówno moment, w którym detektor zarejestruje maksymalną moc, jak również i jej wartość $P_{R,m}$. Dla każdego symulowanego pędu wartości ϕ_0 dobierane były w taki sposób, aby zmaksymalizować wartość $P_{R,m}$. Uzyskana w ten sposób maksymalna moc $P_{R,\max}$ reprezentuje maksymalną, możliwą do uzyskania, przy danej geometrii pędu i konfiguracji detektora, chwilową moc echa radarowego.

Wykonane symulacje detekcji odbitej fali radiowej (echa radarowego) od statycznej plazmy wytworzonej przez wielki pęk w atmosferze pokazują, że sygnał rejestrowany przez antenę odbiorczą jest silnie zależny od geometrii układu detekcji oraz od geometrii obserwowanego pędu. Zarówno długość impulsu radiowego, jak również częstota oraz moc odbieranej fali radiowej zależą od kierunku wielkiego pędu i jego odległości od anteny odbiorczej. W przypadku anteny odbiorczej znajdującej się poza stożkiem Czerenkowa pędu, co jest sytuacją najczęstszą w detekcji pęków, częstotliwość odbieranej fali maleje z czasem, a jej amplituda rośnie. Poza tym okazuje się, że moc odbieranego sygnału zależy też od częstota fali emitowanej, co jest rezultatem interferencji fal odbitych od różnych części frontu wielkiego pędu. Ponieważ zmiana częstota fali radiowej przy odbiciu od frontu pędu zależy od geometrii układu, na podstawie symulacji można określić optymalną częstota fali emitowanej i wymaganą czułość detektora. Poniżej przedstawione są najważniejsze wyniki uzyskane na podstawie przeprowadzonych symulacji.

Rysunek 69 przedstawia zależność maksymalnej mocy odbieranej przez detektor radarowy od energii pędu. Poszczególne linie reprezentują różne geometrie pęków i konfigurację detektora. Rejestrowana moc przeskalowana jest względem mocy, którą uzyskali-

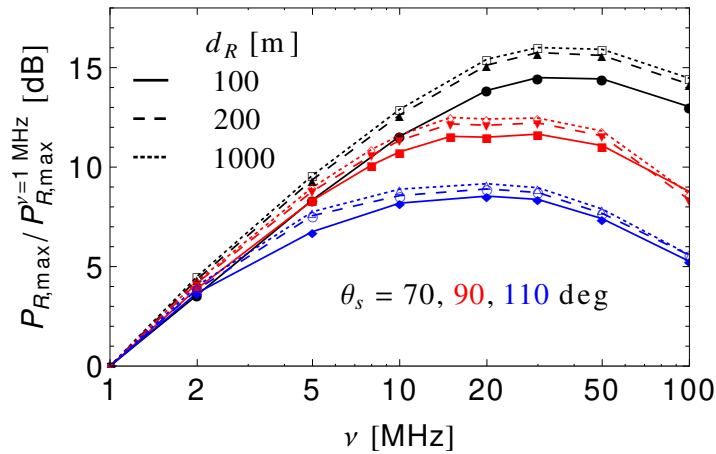


Rysunek 69: Zależność maksymalnej mocy rejestrowanej przez detektor radarowy od energii pęku [167]. Każda krzywa reprezentuje inną geometrię pęku oraz konfigurację detektora. Maksymalna moc przeskalowana jest względem mocy odbieranej w przypadku detekcji pęku o energii 10^{18} eV.

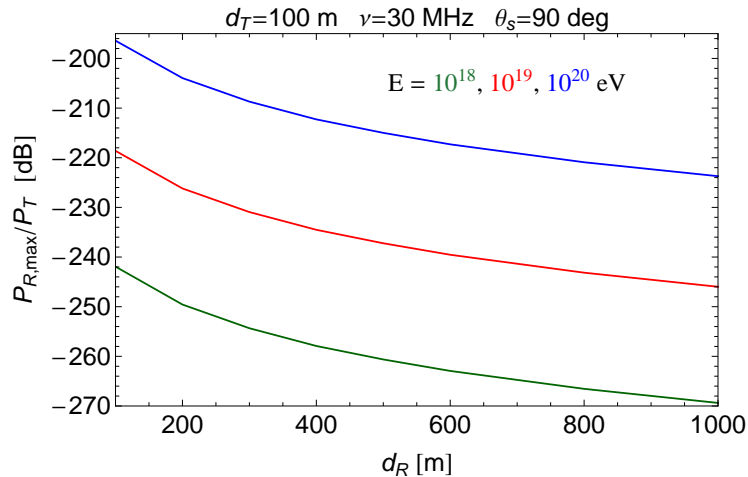
byśmy w przypadku detekcji pęków o energii 10^{18} eV. Zależność maksymalnej odbieranej mocy $P_{R,\max}$ od energii pęku E wykazuje uniwersalne skalowanie. Przy danej geometrii pęku i konfiguracji detektora spełniona jest zależność $P_{R,\max} \sim E^\delta$, gdzie $\delta \approx 2.3$. Skalowanie to jest podobne do koherentnego rozpraszania, w którym odbita moc fali radiowej zależy kwadratowo od liczby cząstek rozpraszających. Uzyskana wartość indeksu δ (różna od 2) jest wynikiem zarówno wzrostu dyssypacji energii w pęku, jak i zmiany jego rozkładu poprzecznego wraz ze wzrostem energii E .

Moc odbieranego sygnału zależy zarówno od geometrii pęku, geometrii układu detekcji, jak i od częstotliwości emitowanej fali radiowej. Na podstawie symulacji można określić optymalną częstotliwość radaru, przy której uzyskuje się maksymalny sygnał. Rysunek 70 przedstawia zależność maksymalnej odbieranej mocy od częstotliwości radaru ν i kąta nachylenia pęku θ_s , przeskalowanej do odpowiedniej wartości maksymalnej mocy, która byłaby odbierana w przypadku użycia radaru o częstotliwości 1 MHz. Rozmiar obszaru, z którego otrzymujemy koherentny sygnał maleje wraz ze zmniejszającą się długością fali radiowej, co związane jest z destrukcyjną interferencją powodującą wygaszanie sygnałów pochodzących z obszarów plazmy oddalonych od osi pęku. Przy większych częstotliwościach radaru ν prowadzi to do redukcji odbieranej mocy $P_{R,\max}$. Z drugiej strony moc $P_{R,\max}$ skaluje się jak $(\omega/\nu_c)^2$, co wynika z tłumienia rozprożeń fal radiowych w wyniku zderzeń elektronów plazmy z cząsteczkami powietrza. Efekt ten jest silniejszy w przypadku niższych częstotliwości radaru. Efektywnie prowadzi to do najsilniejszego sygnału przy częstotliwościach około 30 MHz, niezależnie od rozpatrywanej geometrii (zarówno detektora jak i pęku).

Z kolei rysunek 71 przedstawia zależność odbieranej mocy sygnału radarowego od



Rysunek 70: Zależność maksymalnej odbieranej mocy od częstotliwości radaru ν i kąta nachylenia pędu θ_s , przeskalowana do mocy odbieranej przy częstotliwości radaru wynoszącej 1 MHz [167]. Wyniki przedstawione są dla pędów zmierzających w kierunku nadajnika. Płaszczyzna utworzona przez antenę odbiorczą i oś pędu jest prostopadła do powierzchni ziemi ($\varphi_R = 0$). Odległość między nadajnikiem a odbiornikiem systemu radarowego dana jest przez d_R .



Rysunek 71: Stosunek maksymalnej odbieranej mocy do mocy emitowanej przez nadajnik radiowy w funkcji odległości rdzenia pędu od odbiornika d_R [167]. Przedstawione są zależności dla pionowych pędów, o różnych energiach, padających w odległości 100 m od nadajnika. Częstotliwość radaru wynosi 30 MHz.

odległości d_R pomiędzy położeniem osi pędu na gruncie (rdzeniem pędu), a odbiornikiem. Rozpatrywane są pionowe pęki o różnych energiach E . Odległość nadajnika od osi pędu wynosi $d_T = 100$ m, natomiast częstotliwość radaru jest równa 30 MHz. Jednocześnie anteny nadajnika i odbiornika znajdują się po przeciwnych stronach rdzenia

pęku ($\varphi_T = 180^\circ$, $\varphi_R = 0^\circ$). Wartości maksymalnej odbieranej mocy, przedstawione na rysunku 71, reprezentują najsilniejszy sygnał możliwy do uzyskania w przypadku typowych odległości pęków od anten radiowych detektora radarowego. Największą moc odbieranego sygnału $P_{R,\max}/P_T = -196$ dB uzyskujemy dla energii pęku $E = 10^{20}$ eV.

Stosunek częstotliwości echa radarowego ν_R , w jego maksimum, do częstotliwości radaru ν wynosi z reguły $f_r = 2 - 3$. Oznacza to, że echo radarowe najlepiej jest obserwować na częstotliwościach $\nu_R = 60 - 90$ MHz. W tym zakresie fal, z dala od antropogenicznych źródeł zakłóceń sygnału radiowego, tło radiowe zdominowane jest przez emisję synchrononową Galaktyki (zobacz rysunek 51 w rozdziale 3.3). Można je scharakteryzować za pomocą tzw. temperatury tła, która w rozpatrywanym zakresie częstotliwości ν_R zawiera się w przedziale $T_n = 2000 - 4400$ K. Moc szumu radiowego związana z tym tłem jest równa $P_n = k_b T_n \Delta\nu_R$, gdzie k_b jest stałą Boltzmanna, a $\Delta\nu_R$ efektywną szerokością pasma odbiornika radiowego. W przypadku sieci składającej się z N anten odbiorczych, moc echa radarowego zsumowana po wszystkich antenach będzie się skalować w sposób koherentny $P_{R,\max} \sim N^2$, podczas gdy szum jest niespójny i skaluje się liniowo, tj. $P_n \sim N$. Załóżmy, że nasz detektor składa się z $N = 10$ anten odbiorczych o powierzchni efektywnej wynoszącej $A_R = 10$ m², efektywnym pasmie częstotliwości $\Delta\nu_R = 10$ MHz oraz mocy nadajnika radarowego $P_T = 10^5$ W. Można pokazać, że przy takich (dość wygórowanych) parametrach detektora radarowego stosunek sygnału do szumu, w przypadku gdy anteny odbiorcze znajdują się w odległości $d_R = 100$ m od rdzenia pęku, wynosi $\text{SNR} \approx 8$ dB. Wartość ta spada poniżej 5 dB, którą można by uznać za próg detekcji, już przy $d_R = 200$ m. Pokazuje to, że detekcja echa radarowego pęku o energii 10^{20} eV jest generalnie możliwa, jednak pod warunkiem użycia dużej liczby nadajników radarowych o dużej mocy i małych odstępach między nimi. Sprawia to, że technika radarowa staje się niepraktyczna przy detekcji wielkich pęków.

3.5.4 Wnioski

Zaprezentowana tu analiza odbić radarowych jest najbardziej kompletnym podejściem do tego zagadnienia przeprowadzonym do tej pory. Wykazane zostało, że w przeciwieństwie do śladów jonizacji wytwarzanych przez meteoroidy w atmosferze, plazma generowana przez pęki musi być zawsze traktowana jako rzadka, wobec czego odbicia sygnału radarowego są silnie tłumione przez zderzenia swobodnych elektronów plazmy z molekułami powietrza. Częstotliwość tych zderzeń ν_c , otrzymana na podstawie szczegółowych symulacji rozkładu energii elektronów w plazmie wytwarzanej przez wielkie pęki w atmosferze, jest co najmniej o jeden rząd wielkości większa niż powszechnie stosowane wartości. Prowadzi to do redukcji mocy odbitego sygnału o czynnik 10^{-2} . Echa radarowe zostały obliczone sumując przyczynki od odbić fal radiowych od poszczególnych elektronów wchodzących w skład śladów jonizacji, przy czym sumowanie to zostało przeprowadzone

po możliwie dużej objętości plazmy. Uwzględniono przy tym ruch obszaru rozpraszającego fale radiowe, związany z jednoczesną kreacją plazmy tuż za frontem pęku, który porusza się z prędkością światła, oraz następującym wkrótce po tym jej zanikiem. Symulacje zostały przeprowadzone dla szerokiego zakresu geometrii pęków, ich energii oraz częstotliwości fal radarowych.

Otrzymane wyniki pokazują, że detekcja wielkich pęków za pomocą techniki radarowej możliwa jest tylko w przypadku pęków o małych kątach zenitalnych i energiach $E \geq 10^{20}$ eV oraz sytuacji, w której położenie osi pęku na gruncie znajduje się bardzo blisko anten radarowego systemu detekcji. Technika radarowa okazuje się być niepraktyczną ze względu na konieczność stosowania nadajników o bardzo dużej mocy i bardzo małych odstępów między nimi. W związku z tym rozwój dużych, wydajnych i niedrogich sieci detektorów wielkich pęków w oparciu o technikę radarową nie jest realistyczny. Uzyskane wyniki są konsystentne z brakiem detekcji wielkich pęków przez dotychczasowe eksperymenty radarowe [325–327, 339–348]. Na szczególną uwagę zasługuje tu ostatnia z prób zarejestrowania odbicia radarowego od plazmy wytworzonej przez wielki pęk w atmosferze, czyli eksperyment TARA (ang. Telescope Array Radar), w którym detekcja echa radarowego odbywała się na zasadzie koincydencji z detekcją wielkich pęków atmosferycznych przez eksperyment Telescope Array. Współdziałanie obu detektorów znacznie ułatwiłoby identyfikację dotąd nieznanego sygnału. System radarowy TARA składał się z nadajnika i odbiornika radiowego umieszczonych w odległości około 40 km od siebie. Nadajnik radiowy, składający się z dwóch od dawna nieużywanych analogowych nadajników telewizyjnych, o łącznej mocy 40 kW i antenie o wzmacnieniu 23 dB emitował w kierunku anteny odbiorczej sygnał radiowy o częstotliwości 54.1 MHz i mocy 10 MW (która wynika z wartości wzmacnienia anteny emitującej sygnał radiowy). Z analizy przeprowadzonej przez autora wynika, że system radarowy TARA nie mógł zarejestrować żadnego echa radarowego wielkiego pęku i taki jest też wynik tego eksperymentu [348]. Na podstawie braku detekcji sygnału radarowego w okresie trwania eksperymentu TARA uzyskano, z poziomem ufności 90%, górne ograniczenie na radarowy przekrój czynny $\sigma_{sc} < 7.7 \times 10^{-4} \sigma_{TW}$ [348], gdzie σ_{TW} jest przekrojem czynnym na odbicie radarowe od osi pęku przy założeniu że znajdująca się tam plazma jest gęsta. Wartość σ_{TW} uzyskuje się stosując tzw. przybliżenie cienkiego drutu [359].

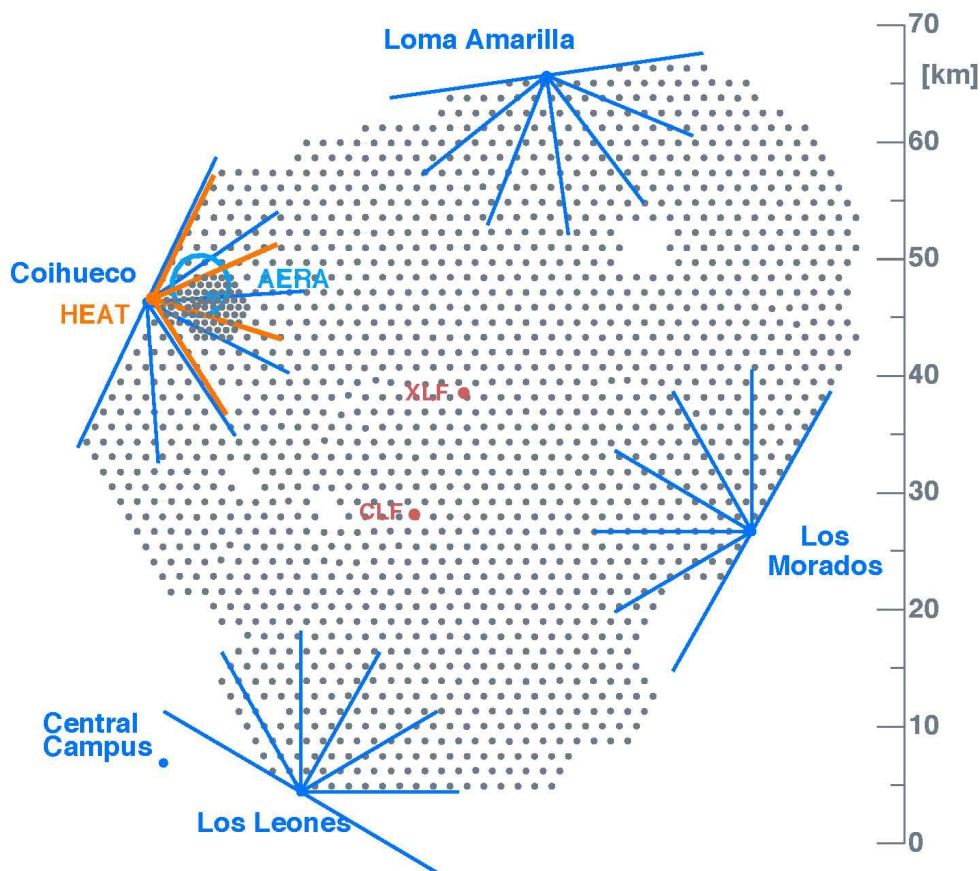
Być może technika radarowa znajdzie zastosowanie w detekcji kaskad cząstek wtórnych wytwarzanych przez wysokoenergetyczne neutrino w lodzie, nad czym obecnie trwają intensywne prace [360]. Skala odległości, rozpatrywana przy tego typu detekcji, jest znacznie mniejsza niż w przypadku obserwacji wielkich pęków w powietrzu. Kluczowym aspektem wpływającym na moc odbieranego sygnału są właściwości plazmy wytwarzanej w lodzie, w szczególności jej czas życia oraz częstotliwość zderzeń ν_c , które nie są obecnie znane.

4 Zastosowanie nowoczesnych metod detekcji promieni kosmicznych – Obserwatorium Pierre Auger

4.1 Obserwatorium Pierre Auger

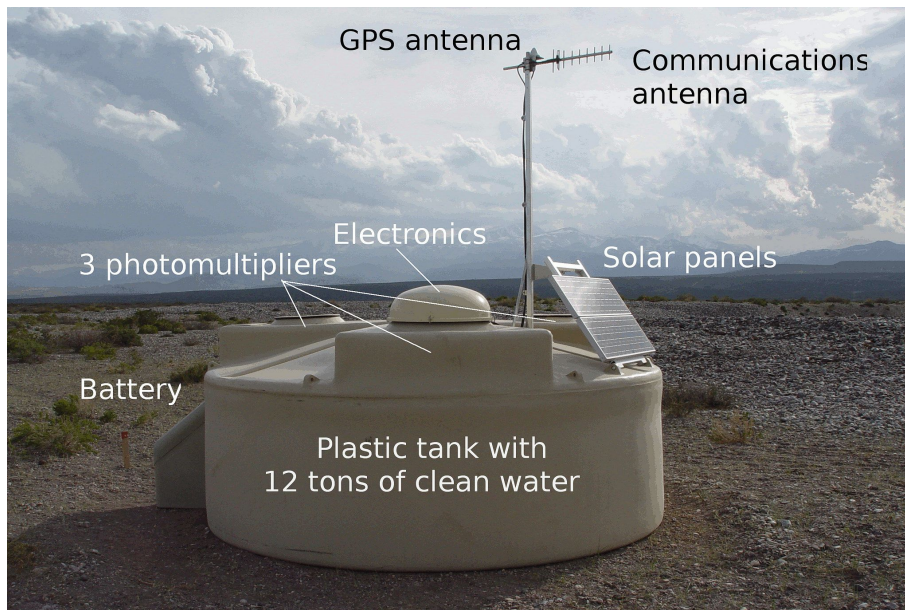
Obserwatorium Pierre Auger [1, 2] jest największym na świecie obserwatorium promieni kosmicznych ultra-wysokich energii. Jest to międzynarodowy eksperyment, w którym uczestniczy również zespół z Instytutu Fizyki Jądrowej PAN, którego autor jest członkiem. Obserwatorium zlokalizowane jest u podnóża Andów (w argentyńskiej prowincji Mendoza) w okolicach miejscowości Malargüe. Znajduje się na wysokości około 1400 m.n.p.m, co jest równoważne głębokości atmosferycznej około $X = 880 \text{ g/cm}^2$ (mierzonej w kierunku pionowym). Jednym z powodów wyboru tego miejsca jest dostępność dużych terenów na których można rozmieścić sieć detektorów powierzchniowych. Nie bez znaczenia jest też duża odległość od większych skupisk ludzkich, a więc brak zanieczyszczeń świetlnych atmosfery, oraz czyste (o małej zawartości aerozoli) powietrze. Umożliwia to pomiary pęków za pomocą detektora fluorescencyjnego z odległości nawet kilkudziesięciu kilometrów. Obserwatorium Pierre Auger wykorzystuje technikę hybrydową, która łączy ze sobą pomiary wykonywane za pomocą detektora powierzchniowego (SD, ang. surface detector) i detektora fluorescencyjnego (FD, ang. fluorescence detector), umożliwiając precyzyjne pomiary o niespotykanej dotąd statystyce.

Detektor SD działa bez przerwy (niezależnie od pory dnia czy warunków pogodowych) próbując rozkład poprzeczny naładowanych cząstek pędu na gruncie. Składa się z ponad 1600 stacji rozmieszczonych w odległości 1.5 km od siebie, tworzących trójkątną sieć pokrywającą obszar około 3000 km^2 (zobacz rysunek 72). Jest to tzw. sieć SD-1500. Każda ze stacji to wypełniony czystą wodą pojemnik przypominający kształtem walec o polu podstawy ok. 10 m^2 i wysokości 1.2 m. Naładowane cząstki przelatujące przez wypełniony wodą zbiornik emitują światło Czerenkowa, które jest rejestrowane przez 3 fotopowielacze (PMT, ang. photo multiplier tubes) znajdujące się wewnątrz tego zbiornika. Sygnały z fotopowielaczy są próbkowane przez konwerter analogowo-cyfrowy typu flash (FADC, ang. flash analog-to-digital converter) z częstotliwością 40 MHz i przetwarzane na sygnały cyfrowe podawane w jednostkach kalibracyjnych VEM (ang. vertical equivalent muon) [361], które są równoważne sygnałowi od pojedynczego pionowego mionu przelatującego przez środek detektora. Każda z czerenkowskich stacji (WCT, ang. water-Cherenkov tank) zasilana jest przez osobno dołączoną baterię słoneczną. Precyzyjne pomiary czasu wykonywane są za pomocą satelitarnego systemu GPS, a komunikacja między stacjami i centralnym budynkiem Obserwatorium (w którym znajduje się systemem akwizycji danych) odbywa się drogą radiową. Zdjęcie stacji SD pokazane jest na rysunku 73. Detektor powierzchniowy jest w pełni wydajny (rejestruje 100% zdarzeń)



Rysunek 72: Schemat Obserwatorium Pierre Auger. Stacje SD (reprezentowane przez czarne punkty) rozmieszczone są na powierzchni około 3000 km². Cztery budynki detektorów fluorescencyjnych (Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla, Coihueco) oznaczono większymi niebieskimi kropkami wraz z liniami obrazującymi pole widzenia sześciu teleskopów umieszczonych w każdym z nich. Detektor fluorescencyjny HEAT (ang. High Elevation Auger Telescopes) [363] z jego trzema teleskopami oznaczony jest kolorem pomarańczowym. Zagęszczenie stacji SD w okolicach fluorescencyjnego detektora Coihueco to sieć detektorów powierzchniowych SD-750 będąca częścią detektora AMIGA (ang. Auger Muons and Infill for the Ground Array) [183], w którego skład wchodzi również kilka podziemnych detektorów mionowych. W tej samej okolicy umieszczona jest sieć detektorów radiowych AERA (ang. Auger Engineering Radio Array) [228, 229]. Urządzenia CLF (ang. Central Laser Facility) i XLF (ang. the eXtreme Laser Facility), widoczne w centrum, służą do pomiaru przejrzystości powietrza.

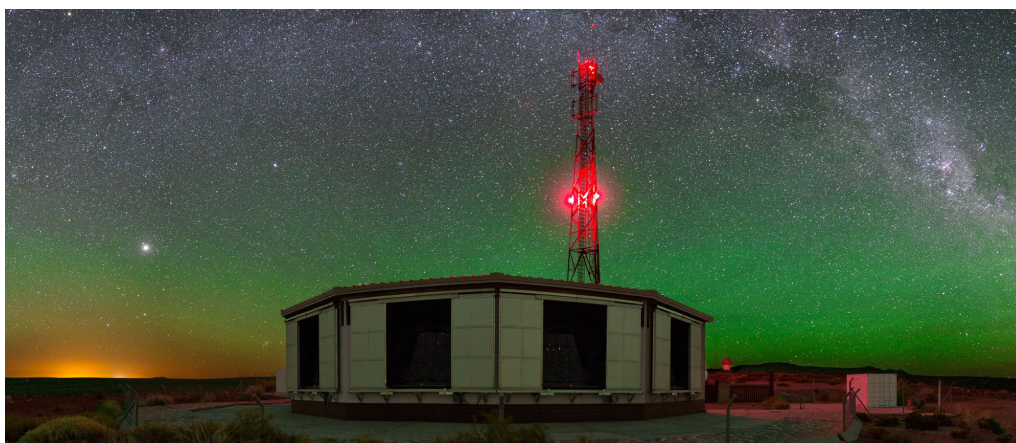
przy obserwacjach promieni kosmicznych o energiach powyżej 3×10^{18} eV. Jego główną zaletą jest 100% czas pracy oraz zdolność do precyzyjnego wyznaczenia kierunku i położenia osi pęku na gruncie. Zasięg energii SD został obniżony do 3×10^{17} eV przez



Rysunek 73: Zdjęcie stacji czerenkowskiej (WCT, ang. water-Cherenkov tank) Obserwatorium Pierre Auger z opisem jej poszczególnych elementów. Stacja SD jest systemem autonomicznym z osobno zamontowaną baterią i panelem słonecznym. Wypełniona jest 12 tonami czystej wody. Promieniowanie Czerenkowa wytwarzane w wodzie przez przelatujące cząstki rejestrowane jest przez trzy fotopowielacze. Sygnał pochodzący od tych cząstek jest następnie zamieniany na sygnał cyfrowy, co umożliwia jego przesyłanie drogą radiową do centralnego budynku Obserwatorium. Synchronizacja całej sieci detektorów odbywa się za pomocą systemu GPS [362].

umieszczenie dodatkowych 61 stacji tworzących trójkątną siatkę o boku 750 m. Dodatkowa sieć detektorów, tzw. SD-750 (lub ang. Infill array), zajmuje powierzchnię 23.5 km². Jest ona częścią detektora AMIGA (ang. Auger Muons and Infill for the Ground Array) [183], w którego skład wchodzi również 9 detektorów scyntylacyjnych zakopanych 2.3 m metra pod ziemią (UMD, ang. Underground Muon Detector). Gruba warstwa ziemi pochłania składową elektromagnetyczną, co pozwala na odseparowanie składowej mionowej. Pojedynczy detektor UMD składa się z kilku modułów zawierających plastikowe scyntylatory o łącznej powierzchni 30 m². Światło produkowane w scyntylatorze na skutek przejścia mionu jest przesyłane za pomocą światłowodów do fotopowielacza, a następnie zamieniane na sygnał cyfrowy.

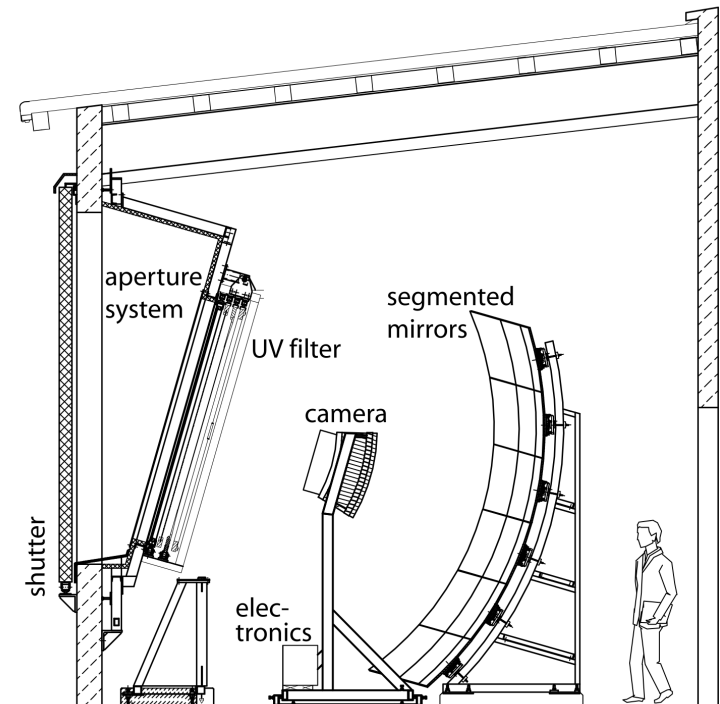
Detektor fluorescencyjny służy do obserwacji podłużnego rozkładu pęku poprzez pomiar emisji światła ultrafioletowego z atmosferycznego azotu, wzbudzonego do świecenia przez przelatujące cząstki wielkiego pęku. Pomiaru mogą odbywać się tylko podczas bezchmurnych i bezksiężycowych nocy, co ogranicza średni czas pracy detektora do około 15%. Technika fluorescencyjna zapewnia kalorymetryczny pomiar energii pęku, a także bezpośredni pomiar głębokości maksimum (X_{max}). Detektor FD składa się z 24 telesko-



Rysunek 74: Jeden z budynków detektora fluorescencyjnego, zawierający zespół 6 teleskopów optycznych, podczas akwizycji danych. Zdjęcie wykonano przy długiej ekspozycji (fot. S. Saffi).

pów Schmidta o polu widzenia $30^\circ \times 30^\circ$ pogrupowanych w czterech zespołach (budynkach) (zobacz rysunek 74), po 6 teleskopów w każdym, rozmieszczonych na obwodzie obszaru pokrytego przez detektor powierzchniowy (zobacz rysunek 72). Pozwala to na obserwację atmosfery ponad detektorem SD, co umożliwia hybrydową detekcję pęków, znacznie poprawiającą precyzję ich pomiarów. Dodatkowo system czterech zespołów teleskopów (z których każdy jest tzw. „okiem”), oddalonych od siebie o wiele kilometrów, sprawia, że możliwa staje się równoczesna detekcja pęków (przy odpowiedniej ich geometrii i dostatecznie dużej energii) przez teleskopy fluorescencyjne umieszczone w różnych „okach”. W przypadku takich obserwacji dokładność pomiarów ulega znacznej poprawie w stosunku do obserwacji wykonanych przez pojedyncze „oko”.

Światło fluorescencji wzbudzone przez pęk w atmosferze przechodzi najpierw przez otwór wejściowy teleskopu fluorescencyjnego (aperturę), potem przez filtr UV (przepuszczający tylko promieniowanie ultrafioletowe w zakresie $\sim 300 - 410$ nm) by następnie ulec zogniskowaniu przez sferyczne zwierciadło o powierzchni około 13m^2 na kamerze zawierającej 440 pikseli (22 rzędy w 20 kolumnach) z czujnikami światła w postaci fotopowielaczy (zobacz rysunek 75). Każdy z fotopowielaczy obserwuje sygnał z sześciokątnego fragmentu nieba o rozmiarach 1.5° . Rejestrowany sygnał przetwarzany jest przez konwerter analogowo-cyfrowy z częstotliwością 10 MHz (rozdzielczość czasowa detektora fluorescencyjnego wynosi 100 ns). Informacje o czasie przybycia i natężeniu obserwowanego światła UV dostępne są dla każdego fotopowielacza z osobna. Detektor FD przeznaczony jest do obserwacji pęków o energiach większych niż 10^{18} eV. Jego nisko-energetycznym przedłużeniem jest detektor HEAT (ang. High Elevation Auger Telescopes) [363] składający się z trzech teleskopów (zobacz rysunek 76) umieszczonych w okolicy budynku detektora fluorescencyjnego Coihueco (zobacz rysunek 72). Obserwują



Rysunek 75: Schemat teleskopu fluorescencyjnego Obserwatorium Pierre Auger [202]. Teleskop umieszczony jest w klimatyzowanym budynku, wolnym od zanieczyszczeń powietrza (o zmniejszonej zawartości aerozoli). Światło fluorescencji przechodzi przez duży otwór (aperturę) z umieszczonym w nim filtrem przepuszczającym tylko światło w zakresie ultrafioletu. Następnie światło to jest ogniskowane na kamerze złożonej z 440 fotopowielaczy przez sferyczne, segmentowane zwierciadło o powierzchni 13 m^2 . Sygnał szczytowany jest co 100 ns. Zewnętrzna kurtyna chroni detektor przed nadmiarem światła w ciągu dnia, jak również przed niekorzystnymi warunkami pogodowymi. Sylwetka człowieka umieszczona jest dla uwidocznienia rozmiarów teleskopu.

one niebo pod większym kątem względem horyzontu niż standardowe teleskopy FD, tj. w zakresie kątów $30^\circ - 60^\circ$. Pozwala to na obserwację maksimum pęków, o energiach $\sim 10^{17} \text{ eV}$, które osiągają je wyżej w atmosferze niż bardziej energetyczne pęki obserwowane przez standardowe teleskopy detektora fluorescencyjnego.

Oprócz klasycznych detektorów powierzchniowych i fluorescencyjnych na terenie Obserwatorium znajduje się radiowy detektor AERA (ang. Auger Engineering Radio Array) [228, 229], składający się z ponad 150 autonomicznych stacji antenowych, rozmieszczonych na powierzchni 17 km^2 . Detektor ten używany jest do pomiaru emisji radiowej pęków o energiach powyżej 10^{17} eV w zakresie częstotliwości $30 - 80 \text{ MHz}$. AERA działa w koincydencji z innymi detektorami Obserwatorium, co daje unikalną możliwość wzajemnej kalibracji (pomiędzy różnymi typami detektorów) i komplementarnej analizy



Rysunek 76: Detektor HEAT (ang. High Elevation Auger Telescopes) będący nisko-energetycznym rozszerzeniem detektora fluorescencyjnego (FD). Trzy teleskopy umożliwiają obserwację atmosfery pod większym kątem względem horyzontu niż w przypadku standardowych teleskopów FD. Pozwala to na rejestrację pęków o mniejszej energii, które osiągają maksimum swojego rozwoju wyżej w atmosferze.

różnych parametrów pęków. Pomiar radiowy umożliwia rekonstrukcję właściwości promieni kosmicznych, takich jak energia i kierunek przylotu oraz dostarcza estymatorów składu masowego, w szczególności głębokości atmosferycznej X_{\max} . Ponieważ pomiary radiowe oparte są wyłącznie na składowej elektromagnetycznej pęków, możliwy jest równoczesny pomiar, w połączeniu z detektorem mionowym, stosunku składowej elektromagnetycznej do składowej mionowej, co dostarcza dodatkowego estymatora masy. Detektor AERA jest częścią nisko-energetycznego rozszerzenia Obserwatorium Pierre Auger wspólnie z SD-750, UMD i HEAT. Wszystkie cztery typy detektorów znajdują się w tym samym obszarze Obserwatorium i mierzą promieniowanie kosmiczne przy energiach rzędu 10^{17} eV.

4.2 Rozbudowa Obserwatorium Pierre Auger – projekt AugerPrime

Pomimo dużych postępów w naszym rozumieniu promieni kosmicznych ultra-wysokich energii, dokonanych w głównej mierze dzięki danym zebranych przez Obserwatorium Pierre Auger, wciąż trudno jest zbudować spójny obraz ich pochodzenia oraz natury stłumienia ich widma energii. Dostępna statystyka zarejestrowanych hybrydowo pęków sprawia, że stosunkowo dokładne dane na temat składu promieni kosmicznych, uzyskane

poprzez bezpośrednią obserwację głębokości maksimum rozwoju pęków przez detektor fluorescencyjny dostępne są tylko do energii około 40 EeV, a więc poniżej energii stłumienia widma. Związane jest to z ograniczonym czasem pracy detektora fluorescencyjnego ($\sim 15\%$). Z kolei statystyka pęków obserwowanych przez detektor powierzchniowy jest znacznie większa, ze względu na jego ciągłą pracę, niezależnie od pory dnia i warunków atmosferycznych ($\sim 100\%$). Jednakże pośrednie metody wyznaczania składu masowego tylko w oparciu o ten detektor są o wiele mniej dokładne. Na razie nie ma więc łatwej możliwości rozstrzygnięcia natury stłumienia widma, do czego wymagana jest dokładna znajomość składu masowego powyżej energii 40 EeV. Wymaga to znacznego zwiększenia możliwości pomiarowych Obserwatorium, w szczególności poprawienie dokładności wyznaczania składu masowego przez detektor powierzchniowy. Można to uzyskać przez polepszenie zdolności oddzielania składowej mionowej i elektromagnetycznej wielkich pęków atmosferycznych.

Aby sprostać tym wyzwaniom, Współpraca Pierre Auger podjęła decyzję o rozbudowie detektorów Obserwatorium w ramach projektu AugerPrime [91, 97–101]. Jest to naturalna ewolucja i duży krok naprzód w stosunku do pierwotnego celu Obserwatorium Pierre Auger, jakim było wyjaśnienie kwestii istnienia stłumienia widma przypominającego obcięcie GZK. Zrozumienie natury tłumienia strumienia cząstek promieni kosmicznych powinno dostarczyć ograniczeń na ich źródła, jak również pozwolić na znacznie bardziej wiarygodne oszacowanie strumienia fotonów i neutron przy ultra-wysokich energiach. Planowane jest osiągnięcie czułości rzędu 10% na udział protonów w składzie masowym promieni kosmicznych w obszarze najwyższych energii, tj. w obszarze stłumienia widma.

Określenie składu masowego promieni kosmicznych o ultra-wysokich energiach jest ściśle powiązane ze zrozumieniem oddziaływań hadronowych. Pomiar liczby mionów w pękach zmierzonych przez Obserwatorium wskazują na rozbieżności pomiędzy ich obserwowaną i oczekiwaną liczbą. Dlatego kolejnym celem projektu AugerPrime jest badanie pęków pod kątem oddziaływań hadronowych, przy energiach znacznie większych niż uzyskiwane w ziemskich akceleratorach. Powinno to również pozwolić na wyznaczenie dodatkowych ograniczeń na egzotyczne modele fizyczne, takie jak łamanie niezmienniczości Lorentza lub obecność dodatkowych wymiarów [124, 364, 365].

Do osiągnięcia wyżej wymienionych celów, kluczowe znaczenie ma poprawa czułości pomiaru składu masowego oraz rozszerzenie tych pomiarów do energii stłumienia widma. Dostępność dodatkowych i/lub dokładniejszych metod wyznaczania składu masowego promieni kosmicznych pomoże nie tylko lepiej odtwarzać właściwości cząstek pierwotnych przy najwyższych energiach, ale również przy znacznie mniejszych energiach, bliskich energii kostki. Ponadto oczekuje się, że dodatkowe metody wyznaczania składu masowego pozwolą zmniejszyć systematyczną niepewność związaną z modelowa-



Rysunek 77: Zdjęcie stacji czerenkowskiej z zamontowanym plastikowym scyntylatorem (SSD, ang. Surface Scintillator Detector).

niem oddziaływań hadronowych pęków oraz ograniczeniami algorytmów rekonstrukcji pęków.

Aby wykorzystać pełną statystykę danych z detektora powierzchniowego do analizy składu promieni kosmicznych, planuje się uzupełnienie stacji czerenkowskich o detektory scyntylacyjne (SSD, ang. Surface Scintillator Detector). Część z tych detektorów jest obecnie montowana i testowana w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN, w których to pracach autor bierze czynny udział. Ponieważ detektory scyntylacyjne i czerenkowskie charakteryzują się różnymi czułościami na mionową i elektromagnetyczną składową wielkich pęków, jednoczesny pomiar pęku przez oba te detektory pozwoli na ustalenie wkładu tych składowych do całkowitego rejestrowanego sygnału, a co za tym idzie – precyzyjny pomiar składowej mionowej pęku. Taki pomiar jest obecnie najlepszą dostępną metodą pomiaru masy cząstki pierwotnej inicjującej pęk, w sytuacji gdy niedostępny jest pomiar głębokości maksimum pęku za pomocą detektora fluorescencyjnego. Modernizacja Obserwatorium umożliwi więc nieosiągalne do tej pory pomiary składu promieni kosmicznych przy energiach powyżej 40 EeV, co powinno pozwolić na rozstrzygnięcie natury promieni kosmicznych ultra-wysokich energii, a w dalszej perspektywie – wyjaśnienie ich pochodzenia. Planuje się zainstalowanie nowej elektroniki, umożliwiającej szybsze i dokładniejsze próbkowanie sygnału. Dodatkowo małe fotopowielacze, które zostaną zainstalowane w każdym detektorze czerenkowskim, rozszerzą dynamiczny zakres rejestrowanych sygnałów ponad 32-krotnie. Sieć detektorów powierzchniowych zostanie

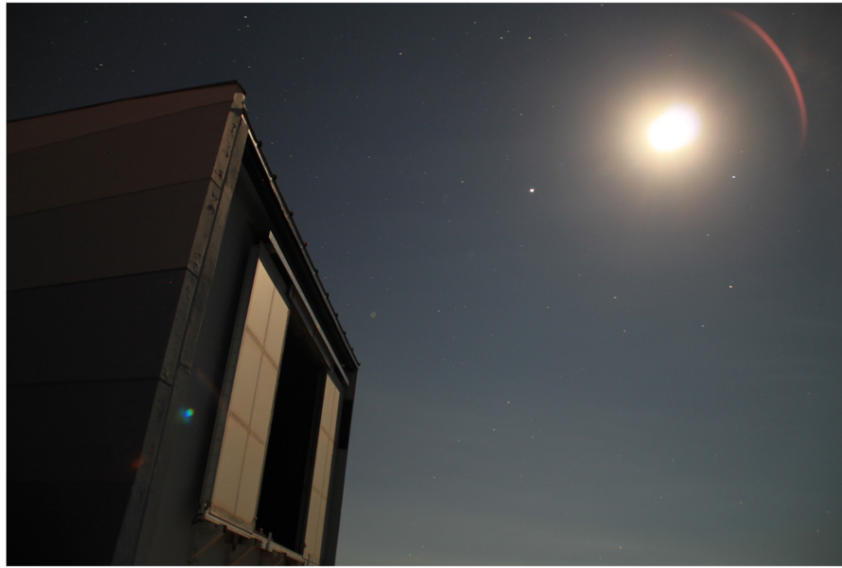
również uzupełniona o podziemne detektory mionów AMIGA [183], w obrębie detektora SD-750. Dodatkowo planuje się zwiększenie cyklu pracy detektora fluorescencyjnego o 100%, pozwalając na akwizycje danych podczas nocy o zwiększonym poziomie tła. Bardzo ważnym ulepszeniem będzie również rozszerzenie detektora radiowego AERA na cały obszar Obserwatorium, poprzez uzupełnienie każdej ze stacji detektora powierzchniowego o antenę radiową. Otrzymana w ten sposób sieć detektorów radiowych będzie największą tego typu siecią na świecie. Po modernizacji, w Obserwatorium Pierre Auger możliwa będzie jednoczesna obserwacja wielkich pęków atmosferycznych za pomocą wielu technik detekcji, co przyczyni się do znacznego zwiększenia dokładności pomiarów.

Rozbudowa Obserwatorium już trwa. W chwili obecnej akwizycję danych prowadzi mała inżynierska sieć składająca się z 12 detektorów SSD zainstalowanych na stacjach detektora powierzchniowego [97, 101] (zobacz rysunek 77). Pozwala to na sprawdzenie funkcjonalności konstrukcji detektorów scyntylacyjnych, liniowości sygnału rejestrowanego przez te detektory, stabilności ich pracy oraz poprawności procedury kalibracji. Sygnały rejestrowane przez detektory SSD są zgodne z oczekiwanymi.

4.3 Wydłużenie czasu pracy detektora fluorescencyjnego w ramach projektu AugerPrime

Głównym ograniczeniem detektora fluorescencyjnego jest jego czas pracy. W standardowym trybie akwizycji danych pracuje on tylko podczas bezchmurnych, bezksiężycowych nocy, co nawet w warunkach sprzyjającego klimatu stanowi mniej niż 15% czasu. Ponieważ strumień promieni kosmicznych szybko spada z energią, statystycznie znaczącą próbkę danych hybrydowych, ze stosunkowo dobrze wyznaczonym składem masowym można uzyskać tylko do energii około 40 EeV, czyli poniżej energii stłumienia widma promieni kosmicznych. Stąd pomysł, aby w ramach projektu AugerPrime zwiększyć ekspozycję detektora fluorescencyjnego na promieniowanie kosmiczne o energiach wyższych niż 10^{19} eV, poprzez wydłużenie czasu pracy do nocy z wysokim poziomem tła (NSB, ang. night sky background).

Główne ograniczenie cyklu pracy istniejących teleskopów fluorescencyjnych wynika z potrzeby ochrony fotopowielaczy (PMT), rejestrujących światło fluorescencji, przed nadmiernym światłem powodującym ich starzenie. Z czasem prowadzi to do zmniejszenia czułości fotopowielaczy. Aby ograniczyć ilość światła docierającego do fotokatody, detektor fluorescencyjny zbiera dane tylko w czasie ciemnych nocy, kiedy poziom tła nocnego nieba związany z rozproszonym światłem Księżyca jest niski. Standardowo akwizycja danych zaplanowana jest na noc, kiedy Księżyc znajduje się poniżej horyzontu przez co najmniej 3 godziny podczas astronomicznej nocy (tj. kiedy Słońce znajduje się



Rysunek 78: Zdjęcie przedstawiające jeden z teleskopów detektora fluorescencyjnego zbierający dane podczas pełni Księżyca.

przynajmniej 18° poniżej horyzontu), a oświetlona część tarczy Księżyca jest mniejsza niż 70%. Co więcej, odległość pomiędzy krawędzią pola widzenia teleskopu a pozycją Księżyca musi być zawsze większa niż 5° . W takich warunkach średni poziom tła (NSB), określony przez wariancję (var) rejestrowaną w poszczególnych fotopowielaczach, jest dużo niższy niż wartość $\text{var} = 100 \text{ ADC}^2$ (gdzie ADC jest liczbą zliczeń przetwornika analogowo-cyfrowego). Po przekroczeniu tej wartości teleskop jest zamykany automatycznie, aby chronić go przed światłem zewnętrznym, a wraz z tym jest wyłączany z akwizycji danych. Dodatkowo, aby chronić fotopowielacze przed światłem planet, gwiazd, lub samego Księżyca, przechodzących przez pole widzenia teleskopów, poziom tła w żadnym pojedynczym pikselu (fotopowielaczu) nie może przekroczyć wartości 2000 ADC^2 . Te ograniczenia wraz z okresami złej pogody, przerw w dostawie energii elektrycznej, czy też zdarzające się usterki nieuchronnie ograniczają czas pracy detektora do około 15%. Można go zwiększyć, jeśli złagodzimy powyższe kryteria, pozwalając na pomiary również podczas nocy o znacznie większym poziomie tła nocnego nieba. W tym celu wzmocnienie fotopowielaczy musi zostać zredukowane poprzez zmniejszenie dostarczanego napięcia, by uniknąć nadmiernie wysokiego prądu anodowego prowadzącego do nieodwracalnego pogorszenia ich czułości. Obecna konfiguracja detektora umożliwia przeprowadzenie takiej operacji. Zasilacze wysokiego napięcia zainstalowane w budynkach detektorów fluorescencyjnych umożliwiają przełączanie pomiędzy różnymi poziomami napięcia, co pozwala fotopowielaczom działać zarówno przy nominalnym, jak i zmniejszonym wzmocnieniu. Celem większej stabilności pomiarów rekomendowane jest przy

tym przełączanie tylko pomiędzy dwoma poziomami napięcia podczas jednej sesji akwizycji danych.

Oczywiście pomiary przy zwiększonym poziomie tła nocnego nieba, ograniczą lub wręcz uniemożliwią rejestrację pęków o niższych energiach, ale nie stanowi to problemu, ponieważ dostępna statystyka danych w tym zakresie energii jest już zadowalająca. Wstępne analizy, z moim udziałem, wykazały, że w zakresie najwyższych energii, efektywność rekonstrukcji pęków, w stosunku do rekonstrukcji przy standardowym tle nocnego nieba, będzie znacząca nawet przy zwiększeniu poziomu tła o czynnik ~ 10 . Wykonany został również test eksperymentalny: w jednym z teleskopów zmniejszono wzmocnienie fotopowielaczy z nominalnej wartości $G = 50000$ do $G = 5000$ i zarejestrowano wielkie pęki nawet przy świetle Księżyca bliskiego pełni (zobacz rysunek 78). Ponadto dedykowane pomiary przeprowadzone w specjalnie zbudowanej w tym celu komorze wykazały, że fotopowielacze zachowują liniową zależność sygnału od wzmocnienia (napięcia) w szerokim zakresie ich wartości [366].

W celu sprawdzenia efektywności detekcji wielkich pęków przez detektor fluorescencyjny w warunkach zwiększonego poziomu tła nocnego nieba, przeprowadziłem symulacje Monte Carlo hybrydowej detekcji i rekonstrukcji pęków w oparciu o zmodyfikowane oprogramowanie Offline stosowane w Obserwatorium Pierre Auger. Symulacje wykonałem dla różnych kombinacji poziomów tła nocnego nieba (NSB) i wzmocnień fotopowielaczy (G). Uwzględniłem przy tym osiem poziomów tła, odpowiadających strumieniom fotonów na aperturze teleskopu wynoszącym 121, 271, 971, 1971, 4021, 4721, 6121 i 8021 $\text{m}^{-2}\text{deg}^{-2}\mu\text{s}^{-1}$. Strumienie te, przy nominalnym wzmocnieniu $G = 50000$, są w przybliżeniu równoważne rejestrowanym wariacjom o wartościach $\text{var} = 31, 70, 250, 510, 1034, 1214, 1563$ i 2016 ADC^2 , gdzie pierwsza z nich jest typową wartością obserwowaną przy standardowym poziomie tła. Jak widać, strumieniowi na aperturze wynoszącemu 4 fotony/ $\text{m}^2\text{deg}^2\mu\text{s}$ odpowiada wariancja równa około 1 ADC^2 . Oczywiście jej wartość będzie się zmieniać wraz ze zmniejszaniem wzmocnienia. Zachodzi przy tym zależność $\text{var} \sim (G/G_0)^2$, gdzie G_0 jest nominalnym wzmocnieniem. Rozsądnym wydaje się więc przyjąć konwencję, w której wariancja podawana jest standardowo przy nominalnym wzmocnieniu (chyba że zaznaczono inaczej). Z obecnością Księżyca nad horyzontem, w różnych jego fazach, związane są różne poziomy tła nocnego nieba określone na podstawie pomiarów wariacji. Przykładowo podczas pełni poziom tła wynosi około $\text{var} \approx 2500 \text{ ADC}^2$.

Symulacje efektywności detekcji zostały wykonane w oparciu o 20000 pęków, wygenerowanych przez program CONEX, dla każdej z kilku rozpatrywanych energii z osobna. Cząstkami pierwotnymi były po połowie protony i jądra żelaza. Kąty zenitalne θ i azymutalne ϕ , określające kierunki pęków, losowane były odpowiednio w zakresie $0^\circ - 60^\circ$ z rozkładem prawdopodobieństwa proporcjonalnym do $\cos \theta \sin \theta$ (tzn. proporcjonalnym

do kąta bryłowego) i w pełnym zakresie kątów $0^\circ - 360^\circ$ z rozkładem jednorodnym. Wszystkie pęki zostały rozmieszczone równomiernie na powierzchni Obserwatorium. Dodatkowo rozważane były dwie atmosfery: „czysta” ('clean'), pozbawiona aerozoli rozpraszających światło fluorescencji (w tym przypadku światło rozpraszane jest tylko przez molekuły powietrza) i „brudna” ('dirty'), w której średnia droga rozpraszania na aerozolach na poziomie gruntu wynosi 12.5 km, co znacznie ogranicza widoczność teleskopów optycznych. Dane zebrane przy większej zawartości aerozoli w powietrzu niż ma to miejsce w przypadku „brudnej” atmosfery są odrzucane ze względu na duże niepewności pomiarowe. Innymi słowy „brudna” atmosfera reprezentuje najgorszą z możliwych pod względem rozpraszania światła, przy której akwizycja danych ma jeszcze sens.

Aby zarejestrowane pęki były użyteczne w różnego rodzaju analizach (wyznaczanie widma energii, składu masowego, itp.) muszą spełniać pewne kryteria jakości (odpowiednią precyzję pomiaru) i wyboru danych (np. ograniczenia na różne parametry pęków pozwalające na zrównanie czułości detektora na różne masy cząstek pierwotnych). W przeprowadzonych symulacjach przyjęto następujące minimalne wymagania:

- wartość χ^2 dopasowania funkcji Gaussa-Hillasa do zmierzonego profilu podłużnego wielkiego pędu przypadająca na jeden stopień swobody (NdF) jest mniejsza niż 2.25, tj. $\chi^2/\text{NdF} < 2.25$. Warunek ten wynika z faktu, że energię pędu wyznacza się na podstawie całki z dopasowanej funkcji Gaussa-Hillasa, stąd wymagane jest aby dopasowanie to było możliwie dobre;
- maksimum pędu (X_{max}) znajduje się w polu widzenia teleskopów, które obserwują niebo w zakresie kątów $1.5^\circ - 30^\circ$ względem horyzontu. Warunek ten jest niezbędny, aby wiarygodnie wyznaczać energię i X_{max} . Pęki, w których obserwuje się tylko wznoszącą lub opadającą część profilu podłużnego, są odrzucane;
- profil podłużny pędu obserwowany jest na dostatecznie długim odcinku atmosfery, tzn. odcinek ten wynosi co najmniej 300 g/cm^2 ;
- X_{max} i energia wyznaczone są z dokładnością lepszą niż odpowiednio 40 g/cm^2 i 20%.

Dodatkowo wymagane jest aby efektywność detekcji wielkich pęków była niezależna od masy cząstki pierwotnej. Ograniczone pole widzenia teleskopów fluorescencyjnych i wymaganie aby X_{max} było bezpośrednio obserwowane przez detektor powoduje, że maksima pęków protonowych, które są statystycznie głębsze niż pęków inicjowanych przez cięższe pierwotne, znacznie częściej wypadają poniżej pola obserwacji. Powoduje to mniejszą efektywność detekcji pęków protonowych. Aby temu zaradzić wybiera się tylko te pęki, których X_{max} , w zależności od geometrii pędu, znajduje się w pewnym

ograniczonym przedziale pola widzenia teleskopów fluorescencyjnych. Przedział ten dodatkowo zależy od energii pęków.

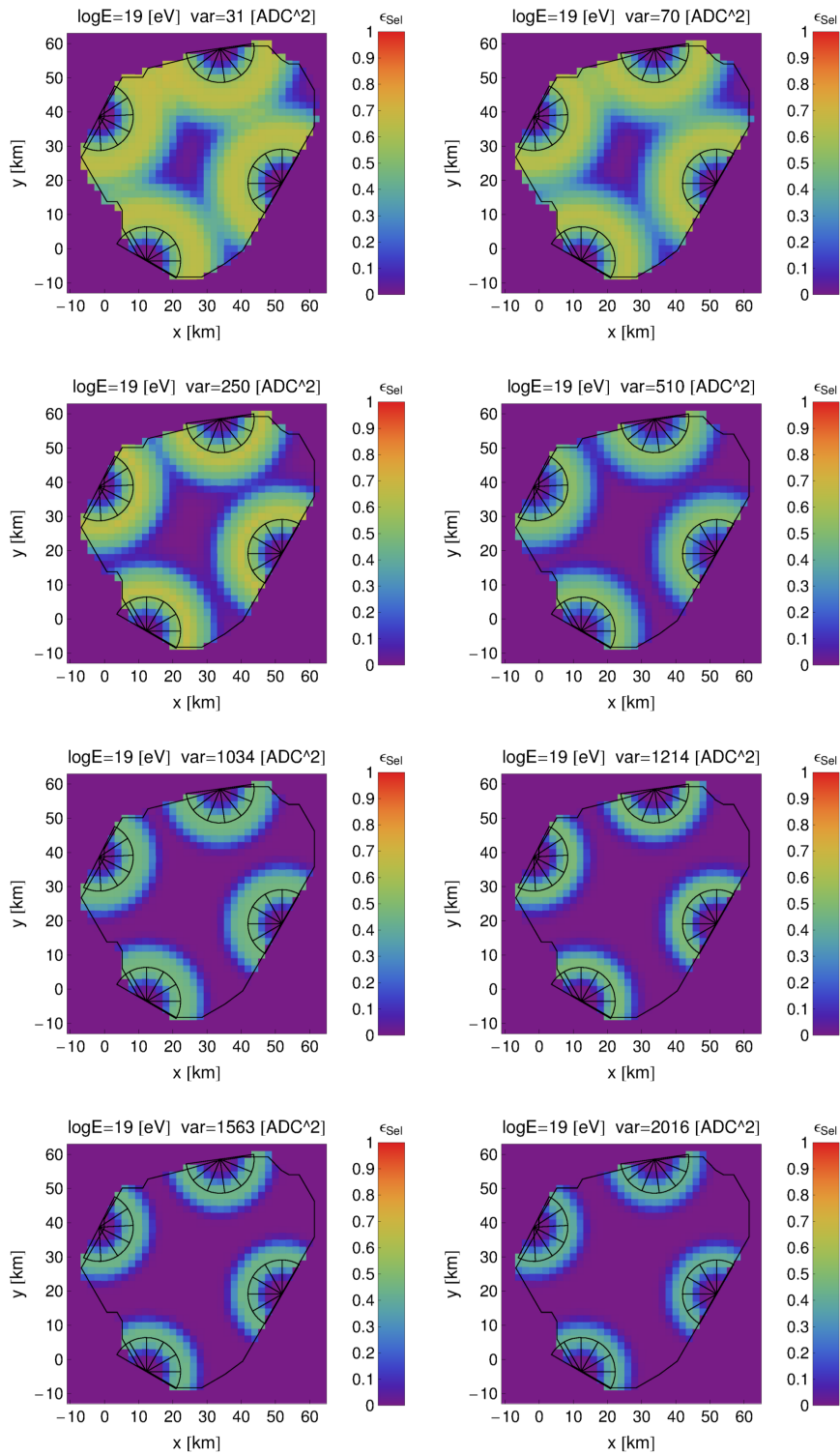
Efektywność detekcji hybrydowej $\epsilon(R)$ dla pojedynczego „oka” (pojedynczego budynku detektora fluorescencyjnego) zdefiniowana jest jako, uśredniona po kątach zenitalnych pęków θ (średniując przy tym z rozkładem $\cos \theta \sin \theta$), wartość lokalnego prawdopodobieństwa na to, że pęk który pada w pewnej odległości R od detektora jest zarówno rejestrowany, jak i rekonstruowany. Musi on dodatkowo spełniać minimalne kryteria, które zostały opisane powyżej. Efektywność detekcji przez pojedyncze „oko” dana jest wzorem

$$\epsilon(R) = \frac{n}{N}, \quad (50)$$

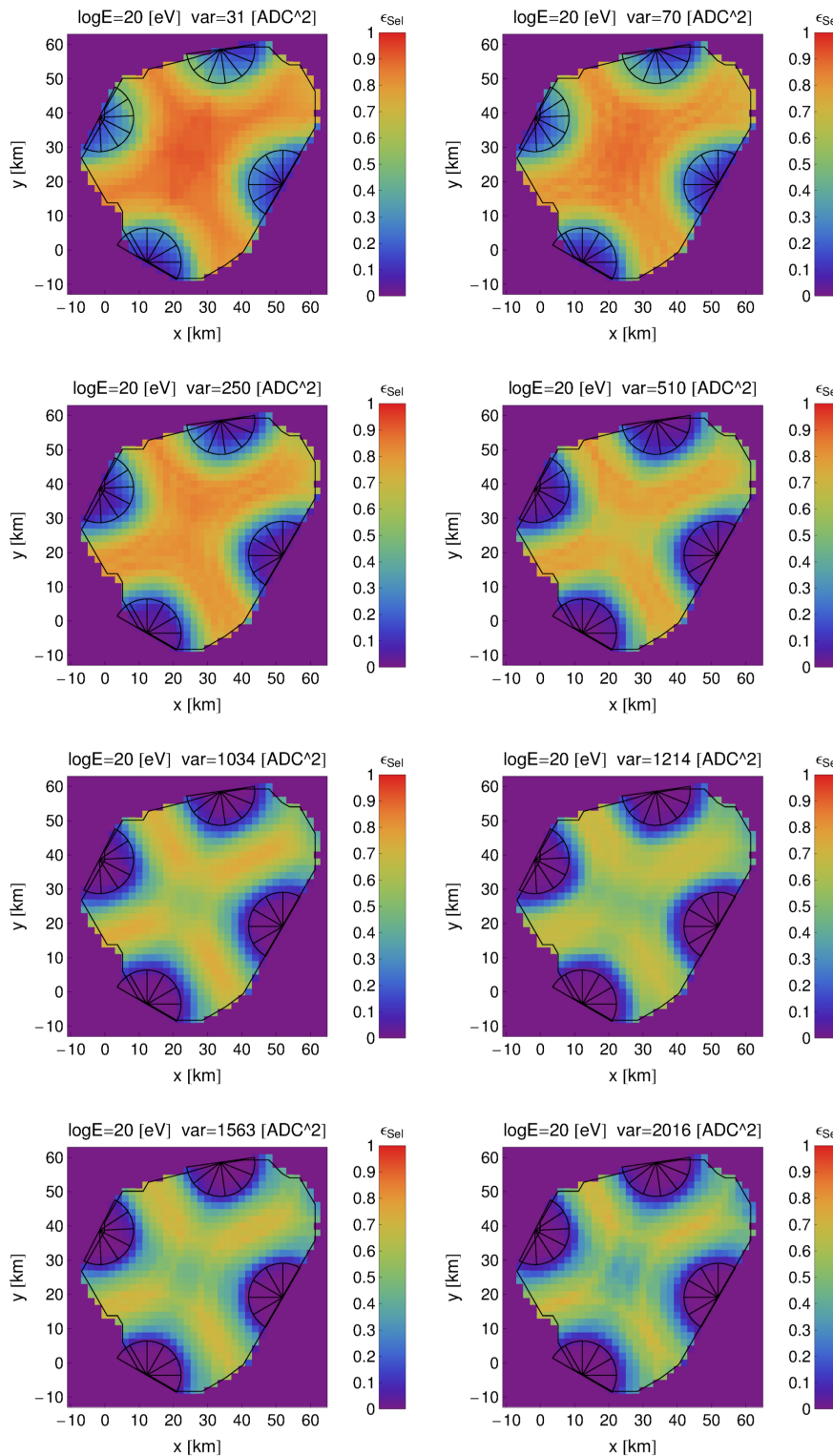
gdzie n jest liczbą zrekonstruowanych zdarzeń, spełniających minimalne kryteria jakości i wyboru danych, spośród N symulowanych pęków padających na powierzchnię ziemi w odległości R od detektora. Ze względu na fakt, że pojedyncze „oko” składa się z 6 teleskopów optycznych, efektywność detekcji na styku pola widzenia poszczególnych teleskopów będzie nieco mniejsza. Oznacza to, że wykazuje ona słabą zależność od kąta azymutalnego ϕ , którą to zależność zaniedbujemy.

Wyniki symulacji wskazują, że efektywność detekcji maleje wraz z redukcją wzmocnienia, co jest szczególnie istotne przy mniejszych poziomach tła nocnego nieba. W takiej sytuacji faktycznie mierzona wariancja (związana z tłem) i sygnał pęku zmniejszają się. Wariancja staje się porównywalna z szumem elektroniki wynoszącym około 3.5 ADC^2 (który nie skaluje się ze wzmocnieniem fotopowielaczy). Efektywnie obniża to stosunek sygnału do szumu, co nieuchronnie zmniejsza czułość detektora. Szum elektroniki staje się mniej istotny przy większym tle, kiedy to wydajność detekcji staje się mniej zależna od wzmocnienia. Wyniki te pokazują, że optymalna wartość wzmocnienia fotopowielacza, w przypadku rozszerzonego trybu detekcji pęków przez teleskopy fluorescencyjne, to maksymalne możliwe wzmocnienie, które wciąż umożliwia ochronę fotopowielaczy przed starzeniem w warunkach zwiększonego tła nocnego nieba. Oznacza to, że optymalne wzmocnienie jest bliskie wartości $G = 10000$, ponieważ pozwala na obserwacje podczas pełni Księżyca, kiedy wariancja przy nominalnym wzmocnieniu wynosi około 2500 ADC^2 . Odpowiada to bezpiecznej wartości 100 ADC^2 rejestrowanej przez fotopowielacze przy zredukowanym wzmocnieniu $G = 10000$.

Na podstawie uzyskanych wartości $\epsilon(R)$ można sporządzić mapy efektywności detekcji wielkich pęków na obszarze całego Obserwatorium Pierre Auger. Takie mapy, sporządzone dla różnych poziomów tła nocnego nieba (var), wzmocnienia fotopowielaczy $G = 10000$, „czystej” atmosfery oraz pęków protonowych o przykładowych energiach wynoszących $E = 10^{19} \text{ eV}$ i 10^{20} eV przedstawione są odpowiednio na rysunkach 79 i 80. Granice detektora powierzchniowego oraz położenia detektorów fluorescencyjnych, wraz z polami widzenia poszczególnych teleskopów, pokazane są w tle jako czarne li-



Rysunek 79: Mapy efektywności detekcji przy różnych poziomach tła nocnego nieba (var) dla pęków protonowych o energii $E = 10^{19}$ eV, pełny opis w tekście.



Rysunek 80: Mapy efektywności detekcji przy różnych poziomach tła nocnego nieba (var) dla pęków protonowych o energii $E = 10^{20}$ eV, pełny opis w tekście.

nie. Łatwo zauważyć, że odległość, do której można obserwować pęki, maleje wraz ze wzrostem poziomu tła. W przypadku pęków o niższej energii efekt ten jest o wiele silniejszy, co przy zwiększonym poziomie tła nocnego nieba (w rozszerzonym trybie detekcji) znacznie ogranicza możliwość detekcji pęków o energiach poniżej 10^{19} eV. Efektywność detekcji równa zero przy małych odległościach od detektorów fluorescencyjnych wynika z przyjętego kryterium wyboru danych, które zapewnia jednakową czułość tych detektorów na różne masy cząstek pierwotnych. Generalnie przy energiach poniżej 10^{19} eV możliwa jest detekcja pęków, ale minimalne wymagania dotyczące dokładności pomiarów oraz kryteria wyboru powodują, że tylko niewielka część zarejestrowanych pęków je spełnia. Jednocześnie zgodnie z oczekiwaniami, rozszerzony tryb obserwacji detektora fluorescencyjnego może być efektywnie stosowany w przypadku pęków o energiach większych niż 10^{19} eV.

Znając efektywność detekcji w różnych częściach sieci detektorów powierzchniowych można wyznaczyć aperturę detektora hybrydowego (mierzoną w jednostkach km^2sr). Dana jest ona całką po kącie bryłowym Ω , w którym prowadzone są obserwacje, tj.

$$A = \int_{\Omega} A_{eff} \cos \theta d\Omega, \quad (51)$$

gdzie $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$, natomiast A_{eff} jest zależną od kąta obserwacji efektywną powierzchnią detektora. W standardowej analizie danych uwzględniane są tylko pęki o kącie zenitalnym θ mniejszym niż $\theta_{max} = 60^\circ$, przy jednoczesnym zachowaniu pełnego zakresu kątów azymutalnych ϕ . Oznacza to, że równanie 51 można przepisać w następującej formie:

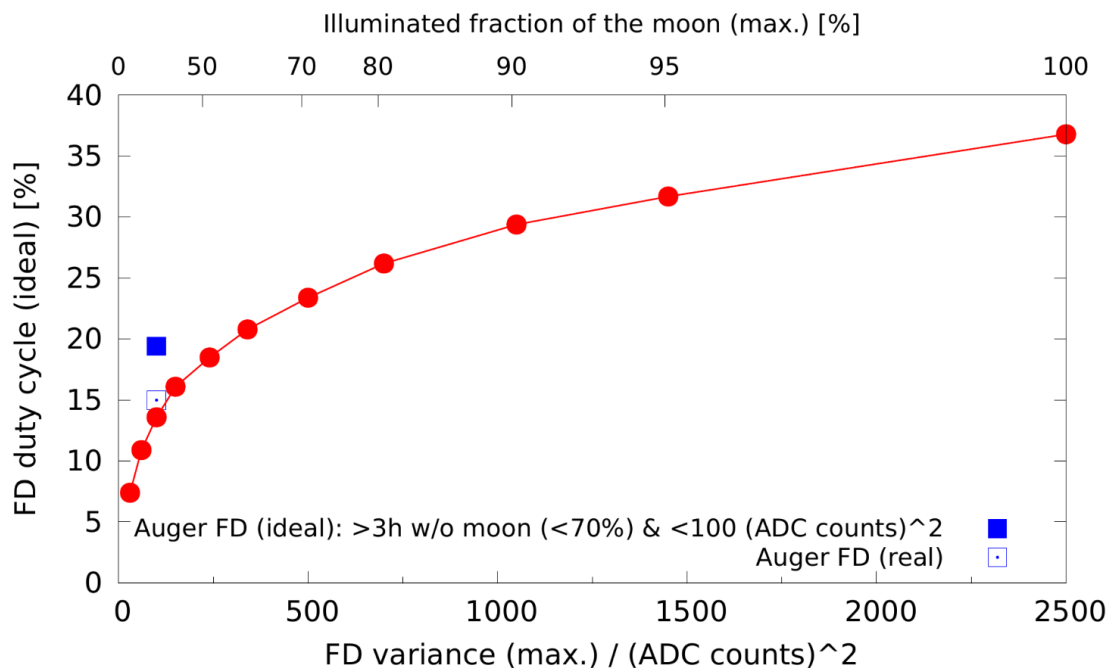
$$A = \bar{A}_{eff} \int_{\Omega} \cos \theta d\Omega = \bar{A}_{eff} \pi (1 - \cos^2 \theta_{max}) = 2.36 \bar{A}_{eff}, \quad (52)$$

gdzie \bar{A}_{eff} jest efektywną powierzchnią detektora, uśrednioną z zastosowaniem rozkładu $\cos \theta \sin \theta$ po kącie bryłowym Ω ($\bar{A}_{eff} = \int_{\Omega} A_{eff} \cos \theta d\Omega / \int_{\Omega} \cos \theta d\Omega$). W praktyce, stosując naszą definicję efektywności detekcji ϵ , wartość \bar{A}_{eff} oblicza się na podstawie wzoru

$$\bar{A}_{eff} = \int_{A_{gen}} \epsilon dS, \quad (53)$$

gdzie dS jest elementem różniczkowym całkowitej powierzchni A_{gen} zajmowanej przez detektor powierzchniowy.

Znajomość apertury jest niezbędna, aby wyznaczyć akceptancję detektora hybrydowego $\text{Acc}_{tot}(\text{var})$, która określa jego całkowitą zdolność do obserwacji pęków, w czasie $F_{up}(\text{var})$ (zobacz rysunek 81), czyli od chwili rozpoczęcia akwizycji danych przy standardowym poziomie tła wynoszącym $\text{var}_{min} \approx 31 \text{ ADC}^2$, aż do momentu ich zakończenia,



Rysunek 81: Czas pracy detektora fluorescencyjnego $F_{up}(var')$ w funkcji wariancji var' , związanej z poziomem tła nocnego nieba, po osiągnięciu której akwizycja danych jest przerywana. Czas pracy obliczony został dla okresu 31.12.2017 – 01.01.2025 (całkowita liczba godzin to 61368), uwzględniając przy tym tylko noce, gdy Słońce znajduje się co najmniej 18° poniżej horyzontu. Dodatkowo wymagane jest, aby Księżyc znajdował się co najmniej 5° od krawędzi pola widzenia detektora fluorescencyjnego. Poziom tła nocnego nieba obliczono za pomocą pakietu libnova [?], a uzyskane wyniki porównano z rzeczywistymi pomiarami. Czerwone punkty przedstawiają wyniki uzyskane dla różnych poziomów tła nocnego nieba. Niebieski kwadrat pokazuje teoretyczny czas pracy z uwzględnieniem standardowych ograniczeń, natomiast kwadrat z kropką rzeczywisty czas pracy detektora fluorescencyjnego. Różnica między nimi wynika głównie z warunków pogodowych i zdarzających się awarii aparatury badawczej. Górna skala przedstawia fazy Księżyca odpowiadające poziomom tła nocnego nieba z dolnej skali. Największy wkład do czasu pracy dają okresy o niskim poziomie tła.

kiedy to wariancja osiąga maksymalną dopuszczalną wartość var . Szukana akceptancja (mierzona w jednostkach $km^2sr h$) wyrażona jest wzorem

$$Acc_{tot}(var) = A(var_{min})F_{up}(var_{min}) + \int_{var_{min}}^{var} A(var') \frac{dF_{up}(var')}{dvar'} dvar', \quad (54)$$

gdzie $A(var')$ jest aperturą dla poziomu tła var' , natomiast $A(var_{min})F_{up}(var_{min})$ akceptancją dla obserwacji przy standardowym poziomie tła.

Założmy, że akwizycja danych odbywa się dwuetapowo. Początkowo stosuje się nominalne wzmocnienie $G = 50000$, aż do momentu, w którym wariancja związana z po-

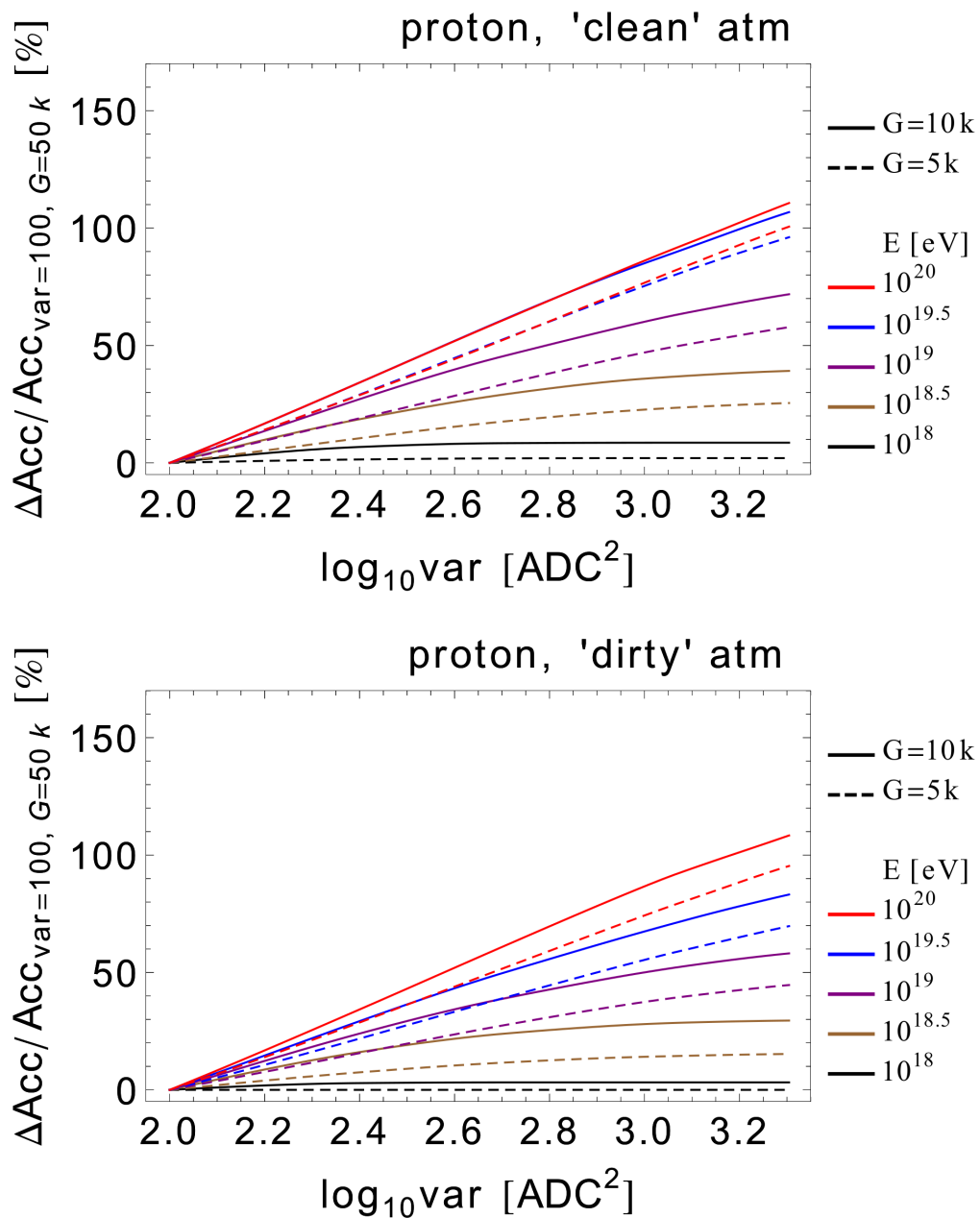
ziomem tła nocnego nieba osiąga wartość równą 100 ADC^2 (przy której detektory są standardowo wyłączane). Następnie wzmocnienie fotopowielaczy zostaje zredukowane do mniejszej wartości ($G = 10000$ lub $G = 5000$), a akwizycja danych jest kontynuowana do momentu, gdy wariancja wzrośnie do maksymalnej dopuszczalnej przez nas wartości var , przy której przerywamy zbieranie danych. Całkowita akceptancja $\text{Acc}_{\text{tot}}(\text{var})$ może zostać podzielona na dwie części, tj.

$$\text{Acc}_{\text{tot}}(\text{var}) = \text{Acc}_{\text{var}=100, G=50k} + \Delta\text{Acc}_{\text{var}}, \quad (55)$$

gdzie $\text{Acc}_{\text{var}=100, G=50k}$ i $\Delta\text{Acc}_{\text{var}}$ są akceptancjami detektora dla pierwszego i drugiego etapu obserwacji, przy zastosowaniu odpowiednio nominalnego (standardowy tryb pracy) i zmniejszonego wzmocnienia fotopowielaczy (rozszerzony tryb).

Względna akceptancja $\Delta\text{Acc}_{\text{var}}/\text{Acc}_{\text{var}=100, G=50k}$ określa o ile procent wzrośnie liczba rejestrowanych pęków (spełniających nasze kryteria), przy zastosowaniu rozszerzonego trybu detekcji, w stosunku do liczby pęków obserwowanych w trybie standardowym. Innymi słowy, wielkość ta dostarcza nam informacji o efektywności pomiarów przy obniżonym wzmocnieniu fotopowielaczy podczas nocy o zwiększonym poziomie tła. Względna akceptancja w funkcji wariancji var , określającej maksymalny poziom tła, do którego prowadzone są obserwacje, przedstawiona jest na rysunku 82. Wyniki pokazane są dla pęków protonowych, uzyskanych przy dwóch atmosferach („czystej” i „brudnej”) oraz dla dwóch poziomów wzmocnień, $G = 10000$ (ciągłe linie) i $G = 5000$ (przerywane linie). Są one bardzo podobne do wyników uzyskanych dla pęków inicjowanych przez jądra żelaza (które nie zostały tutaj przedstawione), co wynika z przyjętego kryterium wyboru danych, zapewniającego jednakową czułość detektora na pęki inicjowane przez cząstki o różnych masach. Wzrost akceptancji jest znikomy w przypadku pęków o najniższych energiach ($\sim 10^{18}$ eV). Jednocześnie przy najwyższych energiach ($\sim 10^{20}$ eV) i dużych wariancjach przyrost akceptancji osiąga wartości bliskie 100%, co pozwala na podwojenie liczby rejestrowanych pęków. We wszystkich przypadkach akceptancja przy wzmocnieniu $G = 10000$ jest wyższa niż przy $G = 5000$. Różnice między nimi są z reguły na poziomie 10% – 15% (według skali rysunku 82). Wynika to głównie z różnic w aperturach przy wariancjach tła mniejszych niż 1000 ADC^2 . Zauważmy równocześnie, że to właśnie obserwacje przy niższych poziomach tła trwają najdłużej, przez co ich wkład do całkowitej akceptancji jest dominujący. Łatwo to wywnioskować z rysunku 81, na którym nachylenie krzywej opisującej czas pracy detektora fluorescencyjnego maleje wraz ze wzrostem wariancji var' . Oznacza to, że czas pracy detektora rośnie najszybciej przy małych jej wartościach. Ponadto przy wariancji $\text{var}' = 1000 \text{ ADC}^2$ czas pracy detektora osiąga aż 29% całkowitego czasu.

Wyniki uzyskane na podstawie przeprowadzonych symulacji pokazują, że zastosowanie rozszerzonego trybu pracy detektora fluorescencyjnego jest skuteczną metodą znaczą-



Rysunek 82: Względna akceptancja $\Delta Acc_{var} / Acc_{var=100, G=50k}$ w funkcji wariancji, określającej maksymalny poziom tła, do którego prowadzona jest akwizycja danych. Wykresy przedstawiają wyniki symulacji dla pęków inicjowanych przez protony, uzyskane dla dwóch atmosfer („czystej” ('clean') i „brudnej” ('dirty')), dwóch poziomów wzmocnień ($G = 10000$ (ciągłe linie) i $G = 5000$ (przerywane linie)) oraz dla różnych energii pęków (linie o różnych kolorach). Względna akceptancja określa wzrost liczby zarejestrowanych pęków (przy zachowaniu kryteriów jakości i wyboru danych), w rozszerzonym trybie detekcji, w stosunku do standardowego cyklu pracy.

cego zwiększenia próbki danych hybrydowych, zwłaszcza przy najwyższych energiach. Najbardziej efektywne jest przy tym obniżenie wzmocnienia fotopowielaczy do wartości bliskich $G = 10000$ i zbieranie danych do momentu, w którym wariancja wzrośnie do około 2000 ADC^2 (lub większej). W zależności od warunków atmosferycznych, liczba zarejestrowanych pęków o dobrze zrekonstruowanych parametrach, które jednocześnie przechodzą minimalne kryteria wyboru, w porównaniu do liczby pęków rejestrowanych obecnie, wzrasta o około 30% – 40%, 60% – 70% i 110% odpowiednio przy energiach pęków $E = 10^{18.5} \text{ eV}$, $E = 10^{19} \text{ eV}$ i $E = 10^{20} \text{ eV}$. Dla $E \geq 10^{19.5} \text{ eV}$ możemy więc podwoić szybkość zbierania danych.

Wydłużenie czasu pracy detektora fluorescencyjnego do około 30% całkowitego czasu (czyli o czynnik 2 w stosunku do dotychczasowego trybu pracy) będzie się wiązało ze zwiększeniem liczby potrzebnych dyżurów akwizycji danych. Do niedawna dyżury te mogły odbywać się wyłącznie w Obserwatorium. W celu zmniejszenia kosztów związanych z niezbędnymi podróżami do Argentyny opracowana została technika dyżurów zdalnych, w której wykorzystuje się "pokój kontrolny" w odległej instytucji, łączący się zdalnie z Obserwatorium. Obecnie istnieje 13 takich pokoi kontrolnych, między innymi niedawno urządzony pokój znajdujący się w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie. System zdalnych dyżurów został gruntownie przetestowany i z powodzeniem stosowany jest już od kilku lat. Obecnie prawie połowa uczestników dyżurów akwizycji danych łączy się z Obserwatorium zdalnie.

5 Podsumowanie

Od ponad stu lat promienie kosmiczne, czyli cząstki przybywające do Ziemi z głębi Kosmosu, są obiektem nieustannych badań za pomocą coraz to bardziej zaawansowanej aparatury. Obserwacje ujawniły, że ich widmo energetyczne rozciąga się na wiele rzędów wielkości, przy czym najwyższe zaobserwowane energie przekraczają 10^{20} eV. Źródła promieni kosmicznych ultra-wysokich energii, czyli cząstek o energiach powyżej 10^{18} eV, pozostają jak dotąd nieznanymi. Stanowi to jedną z największych zagadek współczesnej astrofizyki. Promienie kosmiczne ultra-wysokich energii, będąc cząstkami o najwyższych energiach jakie znamy we Wszechświecie, umożliwiają badanie zjawisk zachodzących przy energiach znacznie przekraczających energie uzyskiwane w największych ziemskich akceleratorach. W skład tych cząstek wchodzi jądra atomowe o różnych masach. Teoretyczne modele przewidują również istnienie fotonów i neutrin o tak dużych energiach, jednak jak dotąd nie zostały one zaobserwowane.

Strumień promieni kosmicznych gwałtownie maleje wraz ze wzrostem energii tych cząstek. O ile przy energii 10^{18} eV wynosi on około dziesięciu cząstek na km^2 na rok, to już przy energiach $\sim 10^{20}$ eV strumień maleje do mniej niż jednej cząstki na km^2 na tysiąclecie. Oznacza to, że możliwa jest tylko pośrednia detekcja promieni kosmicznych ultra-wysokich energii poprzez obserwacje kaskad cząstek wtórnych, czyli tak zwanych wielkich pęków, wywołanych w atmosferze przez pierwotne cząstki promieniowania kosmicznego. Wymagane jest przy tym korzystanie z detektorów o bardzo dużych aperturach. Największe obecnie działające detektory promieni kosmicznych ultra-wysokich energii to Obserwatorium Pierre Auger znajdujące się na półkuli południowej, które rozciąga się na powierzchni ponad 3000 km^2 oraz obserwujący północną półkulę nieba Telescope Array o powierzchni około 700 km^2 . Umieszczenie tych detektorów na przeciwnych półkulach umożliwia obserwację całego nieba.

Dane zgromadzone podczas wielu lat obserwacji przez oba te detektory, a zwłaszcza przez Obserwatorium Pierre Auger, doprowadziły do wielu przełomowych odkryć w dziedzinie promieni kosmicznych ultra-wysokich energii. Istnienie stłumienia widma promieni kosmicznych przy energiach powyżej 4×10^{19} eV zostało potwierdzone ponad wszelką wątpliwość. Jednocześnie ze względu na brak obserwacji neutrin i fotonów w strumieniu cząstek o ultra-wysokich energiach, jest teraz jasne, że egzotyczne procesy „top-down”, takie jak rozpady super-ciężkich cząstek czy defektów topologicznych, nie mogą być źródłem znacznej części obserwowanego strumienia promieniowania kosmicznego. Ponadto, przy energiach większych niż 8 EeV , zaobserwowano anizotropię dipolową w rozkładzie kierunków przyjscia promieni kosmicznych. Jest ona dobrze skorelowana z wielkoskalowym rozkładem materii we Wszechświecie, co wskazuje na pozagalaktyczne pochodzenie tych cząstek. Wynik ten bardzo dobrze wpisuje się w klasyczny model produkcji promieni kosmicznych, w którym cząstki przyspieszane są

do ultra-wysokich energii w (dotąd nieznanach) wydajnych akceleratorach kosmicznych. Istotna jest przy tym obecność dostatecznie silnych pól magnetycznych stowarzyszonych z tymi obiektami, które są zdolne do uwięzienia cząstek w obszarze przyspieszania.

Kolejnym bardzo ważnym odkryciem jest nieoczekiwana ewolucja składu masowego promieni kosmicznych w zakresie energii od 10^{18} do $10^{19.5}$ eV. Wykorzystując wyniki symulacji, opartych na różnych modelach oddziaływań hadronowych, do interpretacji obserwowanych podłużnych profili pęków, możemy wnioskować, że skład promieni kosmicznych przy energiach $\sim 10^{18}$ eV jest zdominowany przez protony. Jednocześnie wraz ze wzrostem energii protony ustępują stopniowo jądom cięższym. Dane wskazują, że przy energii $10^{19.5}$ eV przeważają pierwiastki z grupy CNO, przy jednoczesnym całkowitym braku lub co najwyżej małym udziale protonów. Dodatkowo obecność słabych korelacji pomiędzy kierunkami przylotu promieni kosmicznych, a ich potencjalnymi źródłami może wskazywać na obecność protonów powyżej tej energii, co wydaje się być w sprzeczności ze zmierzonym składem masowym. Sprawia to problemy interpretacyjne obserwowanego stłumienia widma przy najwyższych energiach, które może być zarówno wynikiem efektu GZK, w którym cząstki tracą swoją energię na skutek oddziaływań z promieniowaniem reliktowym wypełniającym Wszechświat, jak i ograniczeń w możliwościach przyspieszania cząstek w źródłach. W pierwszym przypadku wymagane jest, aby strumień promieni kosmicznych powyżej energii stłumienia miał znaczącą składową protonową. Jednakże w chwili obecnej brak jest wysokiej jakości danych dotyczących składu masowego w tym zakresie energii, nie można więc wyciągnąć jednoznacznych wniosków.

Dodatkowym problemem są niepewności modeli oddziaływań hadronowych, które bezpośrednio wpływają na dokładność pomiaru składu masowego. Niepewności tych modeli związane są z ekstrapolacją danych akceleratorowych uzyskanych przy energiach znacznie niższych niż rozpatrywane w kontekście rozwoju wielkich pęków. Przejawem tych niepewności jest znaczny deficyt mionów w symulowanych sygnałach wielkich pęków w stosunku do obserwacji. Rejestruje się nawet o 60 – 80% więcej mionów, niż wynika to z symulacji. Co ciekawe przekrój czynny na oddziaływanie proton-proton, wyznaczony na podstawie danych Obserwatorium Pierre Auger dla energii w centrum masy wynoszącej 57 TeV, jest spójny z przewidywaniami różnych modeli ekstrapolacji danych akceleratorowych do tej energii. Wynik ten nie wskazuje na gwałtowny wzrost przekroju czynnego proton-proton przy energiach znacznie przekraczających energie dostępne w ziemskich akceleratorach cząstek, co byłoby najprostszym wyjaśnieniem deficytu mionów obecnych w symulacjach. Oznacza to, że niedokładności modeli oddziaływań hadronowych nie są dobrze zrozumiane.

Pomiar głębokości maksimum pęku X_{\max} za pomocą teleskopów fluorescencyjnych jest obecnie najlepszą metodą wyznaczania składu masowego promieni kosmicznych.

Jednakże krótki czas pracy detektora fluorescencyjnego wynoszący zaledwie 15% oraz bardzo mały strumień promieni kosmicznych, malejący wraz ze wzrostem energii, znacznie ogranicza ilość danych zbieranych przy najwyższych energiach (powyżej energii stłumienia widma). Z kolei pomiary mionów za pomocą detektora powierzchniowego dają możliwość wyznaczania składu masowego niezależnego od X_{\max} . Długi czas pracy detektora powierzchniowego, wynoszący prawie 100% całkowitego czasu, pozwala na wyznaczenie składu masowego przy znacznie większych energiach niż ma to miejsce w przypadku detektora fluorescencyjnego. Do pomiaru składu masowego powyżej energii stłumienia można również wykorzystać głębokość atmosferyczną maksimum rozkładu produkcji mionów X_{\max}^{μ} (uzyskaną na podstawie pomiaru mionów), która jest dobrze skorelowana z X_{\max} . Pozwala to na kalibrację X_{\max}^{μ} w sposób analogiczny do kalibracji energii w detektorze powierzchniowym za pomocą energii zmierzonej przez detektor fluorescencyjny. Intensywnie rozwijane są również inne metody wyznaczania składu masowego na podstawie pomiaru składowej mionowej.

Z obu przedstawionych tu problemów (deficytu mionów oraz wyznaczania składu masowego powyżej energii stłumienia) wynika potrzeba badania składowej mionowej wielkich pęków, nie tylko poprzez pomiar liczby mionów na powierzchni ziemi, ale również i na podstawie innych obserwabli czułych na tę składową. Powinno to w przyszłości pozwolić na poprawienie modeli oddziaływań hadronowych i rozwiązać zarówno zagadkę deficytu mionów, jak również naturę stłumienia widma promieni kosmicznych.

W eksperymentach poświęconych promieniom kosmicznym ultra-wysokich energii stosuje się obecnie wiele różnych technik detekcji. Powszechne stało się łączenie kilku technik w ramach jednego eksperymentu, tworząc tzw. detektory hybrydowe. Pozwala to na równoczesną obserwację kilku charakterystyk wielkiego pęku oraz wzajemną kalibrację detektorów, co znacznie poprawia precyzję pomiarów.

Obecnie stosowane tzw. klasyczne metody detekcji wielkich pęków opierają się na próbkowaniu rozkładu poprzecznego cząstek pęku na gruncie lub tuż pod jego powierzchnią (detektory powierzchniowe) oraz na obserwacji profilu podłużnego pęku, opartego na pomiarze światła fluorescencji emitowanego przez molekuly azotu powietrza, wzbudzone przez przelatujące cząstki wielkiego pęku (detektory fluorescencyjne). Podstawową zaletą pierwszej z tych metod jest prawie 100% czas pracy, niezależnie od pory dnia czy warunków pogodowych. Natomiast rekonstrukcja energii obarczona jest dużą niepewnością systematyczną, ponieważ nachylenie rozkładu poprzecznego pęku, na podstawie którego się ją wyznacza, zależy od dwóch niewiadomych: energii pęku i rodzaju cząstki pierwotnej. Oznacza to, że nie jesteśmy w stanie wyznaczyć energii pęku bez dodatkowych założeń. Z kolei detektory fluorescencyjne pozwalają na kalorymetryczny, znacznie dokładniejszy, pomiar energii. Drugą, równie ważną ich zaletą, jest zdolność do bezpośredniego wyznaczania położenia głębokości maksimum rozwoju pęków X_{\max} , co ma

istotne znaczenie przy wyznaczaniu składu masowego. Jednakże ze względu na ograniczony czas pracy detektora fluorescencyjnego (pracuje on tylko podczas bezchmurnych i bezksiężycowych nocy, co łącznie daje tylko $\sim 15\%$ całkowitego czasu) statystycznie znacząca próbka danych dostępna jest tylko do energii około 40 EeV, a więc poniżej energii stłumienia widma.

Strumień cząstek promieniowania kosmicznego o ultra-wysokich energiach jest bardzo mały, a więc do ich detekcji niezbędna jest sieć detektorów rozmieszczona na powierzchni wielu tysięcy kilometrów kwadratowych lub alternatywnie obserwujących niebo nad tak dużym obszarem. Wynika stąd szczególna potrzeba poszukiwania nowych rozwiązań eksperymentalnych umożliwiających poprawienie dokładności pomiarów pęków, przy jednoczesnej redukcji kosztów budowy i obsługi detektora. Jedną z technik, która wydaje się spełniać te warunki, jest intensywnie rozwijana w ostatnich latach metoda radiowa, z którą wiąże się obecnie duże nadzieje. W swojej koncepcji jest ona bardzo podobna do techniki fluorescencyjnej, jednakże w przeciwieństwie do niej ma tę zaletę, że pozwala na niemal 100% czas pracy. Technika ta opiera się na obserwacji emisji radiowej pęków (fal radiowych o częstotliwości kilkudziesięciu MHz), związanej z efektem geomagnetycznym, czyli emisją fal radiowych przez zmienny w czasie prąd poprzeczny indukowany w pęku przez pole magnetyczne Ziemi. Drugorzędym efektem, odpowiedzialnym za około 10% emisji, jest efekt Askariana, w którym emisja spowodowana jest zmienną w czasie nadwyżką ładunku ujemnego. Detektor radiowy pozwala na kalorymetryczny pomiar energii pęku, jak również na wyznaczanie jego maksimum X_{\max} .

Technika radiowa powiązana jest z metodami mikrofalowej i radarowej detekcji wielkich pęków, którymi autor się zajmował. Przy pomiarach pęków za pomocą tych trzech technik obserwuje się efekty podobne do tych, które występują przy emisji promieniowania Czerenkowa, tj. kompresję sygnału w czasie i związane z tym jego wzmocnienie (niekoniecznie prowadzące do dużych wartości sygnału), jak również przesunięcie częstotliwości ku większym wartościom. Zainteresowanie technikami mikrofalowej i radarowej detekcji związane było z poszukiwaniem tanich i wydajnych alternatyw dla obecnie stosowanej metody fluorescencyjnej.

Detekcja mikrofalowa oparta jest na rejestracji sygnału radiowego o częstotliwości kilku GHz. Początkowo sądzono, że taki sygnał stowarzyszony z pękiem jest niespolaryzowanym promieniowaniem hamowania elektronów niskiej energii na molekułach powietrza, które emitowane jest izotropowo, podobnie jak światło fluorescencji. Oznaczałoby to, że powinna być możliwa mikrofalowa rejestracja wielkich pęków, analogiczna do metody fluorescencyjnej, w której obserwuje się podłużne profile pęków. Okazało się jednak, że izotropowa emisja związana z molekularnym promieniowaniem hamowania, obecna na falach GHz, jest znacznie słabsza niż pierwotnie przewidywano. Wyniki najnowszych eksperymentów akceleratorowych wskazują, że jej intensywność skaluje

się liniowo z energią pęku, tak jak ma to miejsce w przypadku niekoherentnej emisji, a nie w sposób kwadratowy, charakterystyczny dla emisji koherentnej. Eksperyment CROME, poświęcony detekcji mikrofalowej, jako pierwszy zbadał naturę promieniowania mikrofalowego wielkich pęków atmosferycznych, wykluczając przy tym znaczny w nim udział molekularnego promieniowania hamowania. Szczegółowa analiza polaryzacji zarejestrowanych sygnałów mikrofalowych oraz kierunków ich nadejścia wykazała, że są one skompresowanym w czasie, a więc przesuniętym ku wyższym częstotliwościom (do kilku GHz), promieniowaniem radiowym pęków o pierwotnej częstotliwości kilkudziesięciu MHz. Dodatkowo sygnały te skupione są w stożkach Czerenkowa skierowanych wzdłuż osi pęków. Zmierzone polaryzacje sygnałów zgadzają się z charakterystyką emisji geomagnetycznej. Jednocześnie odtwarzana jest typowa dla tej emisji asymetria wschód-zachód w natężeniu sygnału, co manifestuje się obserwacją większej liczby pęków po stronie wschodniej od detektora. Emisja sygnału mikrofalowego w stożek Czerenkowa znacznie ogranicza kąty, pod którymi pęki mogą być obserwowane. W połączeniu z małym strumieniem promieni kosmicznych ultra-wysokich energii sprawia to, że liczba możliwych do zarejestrowania pęków za pomocą techniki mikrofalowej, przy najwyższych energiach, jest silnie ograniczona. Jednocześnie technika ta z powodzeniem może być stosowana w przypadku pęków o mniejszych energiach (powyżej kilkuset TeV), a w szczególności, do pomiarów nachylonych pęków, w których ślad sygnału mikrofalowego na powierzchni ziemi rozciąga się na setki metrów. W takim przypadku technika mikrofalowa może konkurować z czerenkowskimi teleskopami optycznymi. Główną zaletą obserwacji w zakresie częstotliwości GHz jest niski poziom tła, prawie idealna przezroczystość atmosfery, oraz dostępność dobrze rozwiniętej, taniej techniki wykrywania sygnałów mikrofalowych.

Z kolei technika radarowa związana jest z detekcją sygnałów radiowych odbitych od plazmy wytworzonej w atmosferze przez przechodzący pęk. Front pęku porusza się w przybliżeniu z prędkością światła w próżni, co w połączeniu z krótkim czasem życia wytworzonej przez niego plazmy efektywnie prowadzi do tego, że obszar (w kształcie dysku) wypełniony plazmą znajdujący się tuż za frontem pęku porusza się również z prędkością światła, pomimo tego że elektrony plazmy nie poruszają się z tym dyskiem. Efekt Dopplera będzie więc obserwowany w echu radarowym, chyba że pęk obserwowany jest z boku. Oczekuje się również wzmocnienia rozproszonego (odbitego) sygnału z powodu jego kompresji w czasie. Jeżeli obserwacja echa radarowego wielkich pęków okazałaby się możliwa, otworzyłoby to drogę do budowy tanich obserwatoriów promieniowania kosmicznego ultra-wysokich energii o bardzo dużych aperturach. Dodatkowo, technika radarowa mogłaby mieć te same możliwości co metoda fluorescencyjna, pozwalając na bezpośrednią obserwację maksimum pęków, przy znacznie większym, bo prawie 100% czasie pracy.

Technika radarowa z powodzeniem stosowana jest od kilkudziesięciu lat do obserwacji meteorów i błyskawic. W większości prac poświęconych detekcji wielkich pęków za pomocą techniki radarowej opierano się na analogii pomiędzy śladami jonizacji meteoroidów i wielkich pęków, uwzględniając przy tym tylko gęstość elektronów w plazmie i dochodząc do błędnego wniosku, że obszar plazmy w obrębie kilku centymetrów od osi pędu jest „gęsty” dla fal radiowych o częstotliwości nawet do kilkunastu MHz. Pozwalałoby to na odbicie fali radiowej od rdzenia pędu jako całości (koherentna emisja), a nie od poszczególnych elektronów (niekoherentna emisja), przez co odbity sygnał byłby znacznie silniejszy. Okazuje się jednak, że ze względu na odmienne warunki panujące wysoko w atmosferze, na wysokościach ~ 100 km, charakterystycznych dla obserwacji meteorów, w porównaniu z warunkami w niższych partiach atmosfery, na wysokościach ~ 10 km, gdzie tworzą się wielkie pęki, analogia ta okazuje się błędna. Związane jest to głównie z dużo większą częstotliwością zderzeń elektronów plazmy z molekułami powietrza na mniejszych wysokościach, która jest rzędu THz.

Częstotliwość zderzeń elektronów jest ważną wielkością, która decyduje o tłumieniu odbić fal radiowych od plazmy wytworzonej w atmosferze. Aby nastąpiło całkowite odbicie sygnału od powierzchni plazmy, konieczne jest nie tylko, aby częstotliwość fali radiowej była niższa od częstotliwości plazmy, ale także by była znacznie wyższa niż częstotliwość zderzeń. W przypadku plazmy wytwarzanej przez wielki pęk w powietrzu, tylko pierwszy z tych warunków może być spełniony (przez najgęstszą plazmę znajdującą się w okolicach osi pędu). Również sam fakt, że objętość plazmy porusza się z prędkością światła, pomimo tego, że sama plazma pozostaje w spoczynku względem otoczenia będzie modyfikował charakter odbić radiowych od granicy ośrodków.

Z rozważań tych wynika, że krótkożyłową, statyczną plazmę wytworzoną przez pęk w atmosferze zawsze należy traktować jako rzadką. Oznacza to, że sygnał echa radarowego jest sumą rozprożeń na poszczególnych elektronach wchodzących w skład tej plazmy. Całkowity sygnał rejestrowany przez detektor radarowy w danym czasie będzie sumą sygnałów pochodzących od rozprożeń na różnych częściach śladu jonizacji pędu, znajdujących się na różnych wysokościach i zachodzących w różnych chwilach. Te indywidualne sygnały interferują ze sobą i tylko ich suma po całej objętości, z której przybywają jednocześnie, dostarcza nam prawidłową wartość odbieranego sygnału. Objętość ta ze względu na kompresję odbitego sygnału w czasie, może obejmować szeroki zakres wysokości (nawet kilka kilometrów), a jej rozmiary poprzeczne, w zależności od częstotliwości rozpraszanej fali radiowej, mogą dochodzić do kilkuset metrów. Dodatkowo należy uwzględnić tłumienie odbić radiowych na skutek zderzeń swobodnych elektronów plazmy z neutralnymi molekułami powietrza. Efekt ten prowadzi do redukcji mocy rejestrowanego sygnału o około 10 rzędów wielkości.

Ze względu na słaby sygnał echa radarowego, detektory radarowe okazują się mieć

ograniczone zastosowanie w detekcji promieni kosmicznych ultra-wysokich energii. Generalnie możliwa jest detekcja pęków o energii 10^{20} eV i wyższych, jednakże wymagana do tego duża moc nadajników radiowych oraz duża liczba anten sprawiają, że rozwój wydajnych i niedrogich sieci detektorów wielkich pęków w oparciu o technikę radarową nie jest realistyczny.

Pomimo dużych postępów w naszym rozumieniu promieni kosmicznych ultra-wysokich energii wciąż trudno jest zbudować spójny obraz ich pochodzenia oraz natury stłumienia ich widma energii. Jednak samo zwiększenie statystyki mierzonych pęków nie jest wystarczające do tego, aby rozwiązać te problemy. W tym celu niezbędne jest zwiększenie dokładności pomiarów wielkich pęków. Szczególnie duże nadzieje na postęp w tej dziedzinie daje studiowanie składowej mionowej pęków oraz wyznaczanie na jej podstawie składu masowego przy najwyższych energiach. Można to uzyskać między innymi przez polepszenie zdolności oddzielania składowej mionowej i elektromagnetycznej wielkich pęków atmosferycznych za pomocą detektora powierzchniowego. W tym celu detektor ten można uzupełnić o komplementarny system detektorów powierzchniowych o innej niż oryginalny detektor czułości na rozpatrywane składowe pęku. Wskazuje to na pilną potrzebę rozbudowy obserwatoriów promieni kosmicznych, która zwiększy ich możliwości pomiarowe.

W przypadku Obserwatorium Pierre Auger, taka rozbudowa została już rozpoczęta. Poświęcony jej projekt AugerPrime zakłada uzupełnienie detektora powierzchniowego o detektory scyntylacyjne (SSD) i radiowe oraz powiększenie obszaru zajmowanego przez sieć podziemnych liczników mionowych. Dodatkowo planowane jest zwiększenie ekspozycji detektora fluorescencyjnego na promieniowanie kosmiczne o energiach wyższych niż 10^{19} eV, poprzez rozszerzenie akwizycji danych na noc ze zwiększonym poziomem tła, związanym z rozproszonym światłem Księżyca. Wymaga to zmniejszenia wzmocnienia fotopowielaczy w okresie, w którym tło nocnego nieba jest podwyższone, co pozwala chronić fotopowielacze przed zbyt szybkim starzeniem. Jednocześnie będzie to prowadzi do nieuchronnej degradacji jakości zbieranych danych. Pomimo tego, zastosowanie rozszerzonego trybu detekcji przy najwyższych energiach, umożliwi podwojenie szybkości zbierania dobrej jakości danych hybrydowych z bezpośrednio wyznaczonym maksimum pęku, na co wskazują wykonane przez autora symulacje. Pozwoli to na w miarę dokładne wyznaczanie składu masowego powyżej energii stłumienia widma, co ma fundamentalne znaczenie dla zrozumienia natury stłumienia widma promieni kosmicznych. Czas pracy detektora fluorescencyjnego zwiększy się do około 30%. Wyniki symulacji pokazują, że najbardziej efektywne jest pięciokrotne obniżenie wzmocnienia fotopowielaczy do wartości bliskich $G = 10000$ (a nie jak do tej pory sądzono do wartości $G = 5000$).

Zwiększenie czasu pracy detektora fluorescencyjnego będzie się wiązało ze zwięks-



Rysunek 83: Pokój kontrolny Obserwatorium Pierre Auger w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie.

szeniem liczby potrzebnych dyżurów akwizycji danych. Do niedawna dyżury te mogły odbywać się wyłącznie w Obserwatorium. W celu zmniejszenia kosztów związanych z niezbędnymi podróżami do Argentyny opracowana została technika dyżurów zdalnych, w której wykorzystuje się "pokój kontrolny" w odległej instytucji, łączący się zdalnie z Obserwatorium. Obecnie istnieje kilka takich pokoi kontrolnych, między innymi w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie (zobacz rysunek 83), który został niedawno urządzony.

Podziękowania

Dziękuję wszystkim moim kolegom ze Współpracy Pierre Auger, dzięki którym możliwe było wykonanie przedstawionych w tej pracy badań. Szczególnie gorąco pragnę podziękować grupie Auger z Karlsruhe Institute of Technology, w szczególności dr. R. Engelowi, dr. R. Šmídzie, dr. F. Wernerowi i dr. P. Neunteufelowi. Dziękuję również wszystkim moim współpracownikom z Zakładu Promieni Kosmicznych Instytutu Fizyki Jądrowej za wieloletnia współpracę. Szczególne podziękowania należą się prof. dr. hab. H. Wilczyńskiemu, dr hab. D. Górze i dr hab. J. Pękali za merytoryczne wsparcie przy pisaniu niniejszej pracy. Na koniec dziękuję również dr hab. Ł. Bratkowi za owocne dyskusje naukowe.

Prace przedstawione w tej monografii były częściowo wspierane przez Narodowe Centrum Nauki w ramach grantu 2016/23/B/ST9/01635 oraz przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego w ramach grantu DIR/WK/2018/11.

Literatura

- [1] J. Abraham et al., Nucl. Instr. Meth. A **523**, 50 (2004).
- [2] A. Aab et al. (J. Stasielak), Nucl. Instr. Meth. A **798**, 172 (2015).
- [3] H. Kawai et al., Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **175**, 221 (2008).
- [4] J. F. Ormes, AIP Conf. Proc. **1516**, 1 (2013).
- [5] K. H. Kampert, A. A. Watson, Eur. Phys. J. H **37**, 359 (2012).
- [6] E. Fermi, Phys. Rev. **75**, 1169 (1949).
- [7] A. R. Bell, Mon. Not. R. Astron. Soc. **182**, 147 (1978).
- [8] M. Ajello et al., ApJ **780**, 73 (2014).
- [9] W. I. Axford, E. Leer, G. Skadron, Proc. 15 ICRC, Płowdiw 1977, **11**, 132 (1977)^a.
- [10] F. Fraschetti, Phil. Trans. R. Soc. A **366** (2008).
- [11] P. L. Biermann, P. A. Strittmatter, Astrophys. J. **322**, 643 (1987).
- [12] M. Ostrowski, Astron. Astrophys. **335**, 134 (1998)
- [13] M. Ostrowski, Mon. Not. R. Astron. Soc. **312**, 579 (2000).
- [14] M. Lyutikov, R. Ouyed, Astropart. Phys. **27**, 473 (2007).
- [15] E. Boldt, P. Ghosh, Mon. Not. R. Astron. Soc. **307**, 491 (1999).
- [16] C. J. Cesarsky, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **28**, 51 (1992).
- [17] H. Kang et al., Astrophys. J. **456**, 422 (1996).
- [18] P. Blasi, R. I. Epstein, A. V. Olinto, Astrophys. J. **533**, 123 (2000).
- [19] Y. A. Gallant, A. Achterberg, Mon. Not. R. Astron. Soc. **305**, L6 (1999).
- [20] E. Waxman, Phys. Rev. Lett. **75**, 386 (1995).
- [21] M. Vietri, Astrophys. J. **453**, 883 (1995).
- [22] M. G. Aartsen et al., Science **361**, 147 (2018).
- [23] D. F. Torres, L. A. Anchordoqui, Rep. Prog. Phys. **67**, 1663 (2004).

- [24] S. Berezhinsky et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 4302 (1997).
- [25] P. Bhattacharjee, G. Sigl, Phys. Rep. **327**, 109 (2000).
- [26] A. Haungs et al., J. Phys. Conf. Ser. **632**, 012011 (2015).
- [27] D. Fargion, Astrophys. J. **570**, 909 (2002).
- [28] X. Bertou et al., Astropart. Phys. **17**, 183 (2002).
- [29] M. G. Aartsen et al., Science **342**, 1242856 (2013).
- [30] T. K. Gaisser, A. M. Hillas, Proc. 15 ICRC, Płowdiw 1977, **8**, 353 (1977)^a.
- [31] C. Grupen, I Buvat (Eds.), Handbook of Particle Detection and Imaging vol. 2, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012, s. 626 (2012).
- [32] K. Greisen, Prog. in Cosmic Ray Phys. **3**, 1 (1956).
- [33] K. Kamata, J. Nishimura, Prog. Theoret. Phys. Suppl. **6**, 93 (1958).
- [34] A. Haungs, H. Rebel, M. Roth, Rep. Prog. Phys. **66**, 1145 (2003).
- [35] D. Heck et al., CORSIKA: a Monte Carlo code to simulate extensive air showers, Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA **6019** (1998), <https://www.ikp.kit.edu/corsika/>.
- [36] R. Engel, D. Heck, T. Pierog, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **61**, 467 (2011).
- [37] W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Oxford University Press, Oxford (1954).
- [38] J. Matthews, Astropart. Phys. **22**, 387 (2005).
- [39] J. Alvarez-Muniz et al., Phys. Rev. D **66**, 033011 (2002).
- [40] S. J. Sciutto, arXiv:astro-ph/9911331 (1999).
- [41] S. J. Sciutto, Proc. 27 ICRC, Hamburg 2001, arXiv:astro-ph/0106044 (2001).
- [42] T. Bergmann et al., Astropart. Phys. **26**, 420 (2007).
- [43] K. Kasahara et al., COSMOS, <http://cosmos.icrr.u-tokyo.ac.jp/cosmosHome>.
- [44] H. J. Drescher, G. R. Farrar, Phys. Rev. D **67**, 116001 (2003).
- [45] H. J. Drescher, G. R. Farrar, Astropart. Phys. **19**, 235 (2003).

- [46] T. K. Gaisser, Cosmic rays and particle physics, Cambridge University Press, Cambridge (1990).
- [47] T. Stanev, High energy cosmic rays, Springer, Berlin (2003).
- [48] P. K. F. Grieder, Extensive air showers: high energy phenomena and astrophysical aspects – a tutorial, reference manual and data book, Springer, Berlin (2010).
- [49] L. Anchordoqui et al., Ann. Phys. **314**, 145 (2004).
- [50] R. Engel et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **61**, 467 (2011).
- [51] F.D. Kahn, I. Lerche, Proc. of the Royal Soc. of London. Ser. A, Math. and Phys. Sciences **289**, 206 (1966).
- [52] H. Falcke, P. Gorham, Astropart. Phys. **19**, 477 (2003).
- [53] D. A. Suprun et al., Astropart. Phys. **20**, 157 (2003).
- [54] G.A. Askaryan, J. Exp. Theor. Phys. **14**, 441 (1962).
- [55] G. A. Askaryan, J. Exp. Theor. Phys. **48**, 658 (1965).
- [56] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 748 (1966).
- [57] G. T. Zatsepin, V. A. Kuzmin, J. Exp. Theor. Phys. Lett. **4**, 78 (1966).
- [58] J. W. Cronin, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **28**, 213 (1992).
- [59] J. Puget, F. Stecker, J. Bredekamp, Astroph. J. **205**, 638 (1976).
- [60] T. M. Kneiske et al., Astron. Astroph. **413**, 807 (2004).
- [61] F. W. Stecker, M. A. Malkan, S. T. Scully, ApJ **648**, 774 (2006).
- [62] K. Kotera, A. V. Olinto, Ann. Rev. Astron. Astroph. **49**, 1 (2010).
- [63] D. Allard, E. Parizot, A. V. Olinto, Astropart. Phys. **27**, 61 (2007).
- [64] R. Beck, AIP Conf. Proc. **1085**, 83 (2008).
- [65] R. M. Kulsrud, E. G. Zweibel, Rep. Prog. Phys. **71**, 046901 (2008).
- [66] J. P. Vallée, New Astron. Rev. **48**, 763 (2004).
- [67] P. Blasi, S. Burles, A. V. Olinto, Astrophys. J. Lett., **514**, 79 (1999).

- [68] A. Neronov, I. Vovk, *Science* **328**, 73 (2010).
- [69] A. Neronov et al., *Astron. Astroph.* **526**, A90 (2011).
- [70] S. Ando, A. Kusenko, *Astrophys. J. Lett.* **722**, 39 (2010).
- [71] D. Harari, S. Mollerach, E. Roulet, *J. High Energy Phys.* **8**, 22 (1999).
- [72] G. Giacinti, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **8**, 36 (2010).
- [73] K. Dolag et al., *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **1**, 9 (2005).
- [74] D. Ryu, H. Kang, P. L. Biermann, *Astron. Astroph.* **335**, 19 (1998).
- [75] P. G. Tinyakov, I. I. Tkachev, *Astropart. Phys.* **18**, 165 (2002).
- [76] P. G. Tinyakov, I. I. Tkachev, *Astropart. Phys.* **24**, 32 (2005).
- [77] R. Engel, prezentacja na konferencji TeV Particle Astrophysics, Columbus 2017, USA, <https://tevpa2017.osu.edu/talks/engel.pdf>
- [78] F. Fenu et al. (J. Stasielak), *Proc. 35 ICRC, Busan 2017, PoS(ICRC2017)486*.
- [79] Aab, A. et al. (J. Stasielak), *Phys. Lett. B* **685**, 239 (2010).
- [80] V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov, S. I. Grigorieva, *Phys. Lett. B* **612**, 147 (2005).
- [81] V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov, S. I. Grigorieva, *Phys. Rev. D* **74**, 043005 (2006).
- [82] A. di Matteo et al. (J. Stasielak), *Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS(ICRC2015)249*.
- [83] D. Wittkowski et al. (J. Stasielak), *Proc. 35 ICRC, Busan 2017, PoS(ICRC2017)563*.
- [84] A. Aab et al. (J. Stasielak), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **04**, 038 (2017).
- [85] T. AbuZayyad et al., *JPS Conf. Proc.* **19**, 011003 (2018).
- [86] M. Risse, *Acta Phys. Polon. B* **35**, 1787 (2004).
- [87] J. Abraham et al. (J. Stasielak), *Phys. Rev. Lett.* **104**, 091101 (2010).
- [88] R. Engel, D. Heck, T. Pierog, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **61**, 467 (2011).
- [89] P. Abreu et al. (J. Stasielak), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **1302**, 026 (2013).
- [90] J. Bellido et al. (J. Stasielak), *Proc. 35 ICRC, Busan 2017, PoS(ICRC2017)506*.

- [91] Współpraca Pierre Auger (J. Stasielak), The Pierre Auger Observatory Upgrade AugerPrime: Preliminary Design Report, arXiv:1604.03637 (2016).
- [92] S. Ostapchenko, Phys. Rev. D **83**, 014018 (2011).
- [93] T. Pierog et al., Phys. Rev. C **92**, 034906 (2015).
- [94] F. Riehn et al., Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS(ICRC2015)558.
- [95] M. Unger et al. (J. Stasielak), Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS(ICRC2015)307.
- [96] W. Hanlon et al., JPS Conf. Proc. **19**, 011013 (2018).
- [97] D. Martello et al. (J. Stasielak), Proc. 35 ICRC, Busan 2017, PoS(ICRC2017)383.
- [98] T. Suomijarvi et al. (J. Stasielak), Proc. 35 ICRC, Busan 2017, PoS(ICRC2017)450.
- [99] A. Castellina et al. (J. Stasielak), Proc. 35 ICRC, Busan 2017, PoS(ICRC2017)397.
- [100] R. Šmída et al. (J. Stasielak), Proc. 35 ICRC, Busan 2017, PoS(ICRC2017)390.
- [101] Z. Zong et al. (J. Stasielak), Proc. 35 ICRC, Busan 2017, PoS(ICRC2017)449.
- [102] K. Shinozaki et al., Astrophys. J. Lett. **571**, 117 (2002).
- [103] M. Ave et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 2244 (2000).
- [104] A. V. Glushkov et al., Phys. Rev. D **82**, 041101 (2010).
- [105] T. Abu-Zayyad et al., Phys. Rev. D **88**, 112005 (2013).
- [106] M. Settimo et al. (J. Stasielak), Proc. 32 ICRC, Pekin 2011, **2**, 55 (2011)^b.
- [107] A. Aab et al. (J. Stasielak), J. Cosmol. Astropart. Phys. **04**, 009 (2017).
- [108] C. Bleve et al. (J. Stasielak), Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS(ICRC2015)1103.
- [109] J. R. Ellis, V. E. Mayes, D. V. Nanopoulos, Phys. Rev. D **74**, 115003 (2006).
- [110] R. Aloisio, S. Matarrese, A. V. Olinto, J. Cosmol. Astropart. Phys. **08**, 24 (2015).
- [111] G. Gelmini, O. Kalashev, D. V. Semikoz, J. Exp. Theor. Phys. **106**, 1061 (2008).
- [112] B. Sarkar et al., Proc. 32 ICRC, Pekin 2011, **2**, 198 (2011)^b.
- [113] K. H. Kampert, M. Unger, Astropart. Phys. **35**, 660 (2012).
- [114] E. Zas et al. (J. Stasielak), Proc. 35 ICRC, Busan 2017, PoS(ICRC2017)449.

- [115] M. G. Aartsen et al., Phys. Rev. Lett. **117**, 241101 (2016).
- [116] P. W. Gorham et al., Phys. Rev. D **85**, 049901 (2012).
- [117] M. Ahlers et al., Astropart. Phys. **34**, 106 (2010).
- [118] K. Kotera, D. Allard, A. V. Olinto, J. Cosmol. Astropart. Phys. **1010**, 013 (2010).
- [119] K. Murase, Y. Inoue, C.D. Dermer, Phys. Rev. D **90**, 023007 (2014).
- [120] M. Galaverni, G. Sigl, Phys. Rev. D **78**, 063003 (2008).
- [121] M. Galaverni, G. Sigl, Phys. Rev. Lett. **100**, 021102 (2008).
- [122] S. Liberati, L. Maccione, J. Phys. Conf. Ser. **314**, 012007 (2011).
- [123] R. Horvat, D. Kekez, J. Trampetic, Phys. Rev. D **83**, 065013 (2011).
- [124] F. Klinkhamer, Phys. Rev. D **82**, 105024 (2010).
- [125] F. Girelli, F. Hinterleitner, S. Major, SIGMA **8**, 098 (2012).
- [126] G. Rubtsov, P. Satunin, S. Sibiryakov, Phys. Rev. D **89**, 123011 (2014).
- [127] D. M. Mattingly et al., J. Cosmol. Astropart. Phys. **1002**, 007 (2010).
- [128] A. Aab et al. (J. Stasielak), Astrophys. J. **804**, 15 (2015).
- [129] G. U. Giaccari et al. (J. Stasielak), Proc. 35 ICRC, Busan 2017, PoS(ICRC2017)483.
- [130] A. Aab et al. (J. Stasielak), Astrophys. J. Lett. **853**, 29 (2018).
- [131] A. Aab et al. (J. Stasielak), Science **357**, 1266 (2017).
- [132] P. Erdogdu et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. **368**, 1515 (2006).
- [133] R. Jansson, G. R. Farrar, Astrophys. J. **757**, 14 (2012).
- [134] I. Valino et al. (J. Stasielak), Proc. 34 ICRC, Haha 2015, PoS(ICRC2015)271.
- [135] M. Kachelriess, P. D. Serpico, Phys. Lett. B **640**, 225 (2006).
- [136] M. G. Aartsen et al. (J. Stasielak), J. Cosmol. Astropart. Phys. **01**, 037 (2016).
- [137] A. Aab et al. (J. Stasielak), Phys. Rev. D **94**, 122007 (2016).
- [138] A. Albert et al. (J. Stasielak), arXiv:1710.05839 (2017).

- [139] B. P. Abbott et al. (J. Stasielak), *Astrophys. J. Lett.* **848**, 12 (2017).
- [140] B. Kegl et al. (J. Stasielak), *Proc. 33 ICRC, Rio de Janeiro 2013*, **1**, 415 (2013)^c.
- [141] A. Aab et al. (J. Stasielak), *Phys. Rev. D* **90**, 012012 (2014).
- [142] L. Cazon, R. A. Vazquez, E. Zas, *Astropart. Phys.* **23**, 393 (2005).
- [143] A. Aab et al. (J. Stasielak), *Phys. Rev. D* **91**, 032003 (2015).
- [144] M. Ave, R. Vazquez, E. Zas, *Astropart. Phys.* **14**, 91 (2000).
- [145] A. Aab et al. (J. Stasielak), *Phys. Rev. Lett.* **117**, 192001 (2016).
- [146] P. Abreu et al. (J. Stasielak), *Phys. Rev. Lett.* **109**, 062002 (2012).
- [147] T. Abu-Zayyad et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4276 (2000).
- [148] H. Dembinski, *EPJ Web Conf.* **145**, 01003 (2017).
- [149] R. U. Abbasi et al., *Phys. Rev. D* **98**, 022002 (2018).
- [150] J. A. Bellido et al., *Phys. Rev. D* **98**, 023014 (2018)
- [151] R. Ulrich et al., *New J. Phys.* **11**, 065018 (2009).
- [152] R. J. Glauber, G. Matthiae, *Nucl. Phys. B* **21**, 135 (1970).
- [153] M. Ahlers, L. A. Anchordoqui, A. M. Taylor, *Phys. Rev. D* **87**, 023004 (2013).
- [154] D. Hooper, A. M. Taylor, *Astropart. Phys.* **33**, 151 (2010).
- [155] A. M. Taylor, M. Ahlers, F. A. Aharonian, *Phys. Rev. D* **84**, 105007 (2011).
- [156] D. Allard et al., *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **10**, 033 (2008).
- [157] R. Alves Batista et al., *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **05**, 038 (2016).
- [158] N. Shaham, T. Piran, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 021101 (2013).
- [159] A. Calvez, A. Kusenko, S. Nagataki, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 091101 (2010).
- [160] K. Fang, K. Kotera, A. V. Olinto, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **03**, 010 (2013)
- [161] K. Kotera, *Phys. Rev. D* **84**, 023002 (2011).
- [162] P. L. Biermann, V. de Souza, *Astrophys. J.* **746**, 72 (2012).

- [163] J. Allen, G. Farrar, Proc. 33 ICRC, Rio de Janeiro 2013, **2 827** (2013)^c.
- [164] R. Ulrich, R. Engel, M. Unger, Phys. Rev. D **83**, 054026 (2011).
- [165] G. R. Farrar, J. D. Allen, EPJ Web of Conferences **53**, 07007 (2013).
- [166] R. Šmída et al. (J. Stasielak), Phys. Rev. Lett. **113**, 221101 (2014).
- [167] J. Stasielak et al., Astropart. Phys. **73**, 14 (2016).
- [168] J. Linsley, L. Scarsi, B. Rossi, Phys. Rev. Lett. **6**, 485 (1961).
- [169] J. Linsley, Phys. Rev. Lett. **10**, 146 (1963).
- [170] D. M. Edge et al., J. Phys. A: Math. Nucl. Gen. **6**, 1612 (1973).
- [171] C. J. Bell, et al., J. Phys. A: Math. Nucl. Gen. **7**, 990 (1974).
- [172] C. B. A. McCusker, M. M. Winn, Il Nuovo Cimento **28**, 175 (1963).
- [173] B. N. Afanasiev et al., Proc. 24 ICRC, Rzym 1995, **2**, 756 (1995)^a.
- [174] N. Chiba et al., Nucl. Instr. Meth. A **311**, 338 (1992).
- [175] M. Takeda et al., Astropart. Phys. **19**, 447 (2003).
- [176] T. Abu-Zayyad et al., Nucl. Instr. Meth. A **689**, 87 (2012).
- [177] D. Newton, J. Knapp, A. A. Watson, Astropart. Phys. **26**, 414 (2007).
- [178] A. M. Hillas, Acta Phys. Acad. Sci. Hung. **29**, Suppl. 3, 355 (1970).
- [179] A. M. Hillas, Proc. 12 ICRC, Hobart 1971, **3**, 1001 (1971)^a.
- [180] J. Hersil et al., Phys. Rev. Lett. **6**, 22 (1961).
- [181] R. Engel, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **151**, 437 (2006).
- [182] M. Nagano, A. A. Watson, Rev. Mod. Phys. **72**, 689 (2000).
- [183] A. Aab et al., J. Instr. **11**, P02012 (2016).
- [184] A. M. Hillas et al., Acta Phys. Acad. Sci. Hung. **29**, Suppl. 3, 533 (1970).
- [185] D. Andrews et al., Acta Phys. Acad. Sci. Hung. **29**, Suppl. 3, 337 (1970).
- [186] R. M. Baltrusaitis et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **240**, 410 (1985).

- [187] J.H. Boyer et al., Nucl. Instr. Meth. A **482**, 457 (2002).
- [188] H. Tokuno et al., Nucl. Instr. Meth. A **676**, 54 (2012).
- [189] Y. Takahashi et al., New J. Phys. **11**, 065009 (2009).
- [190] F. Arciprete et al., Nucl. Phys. Proc. Suppl. **150**, 186 (2006).
- [191] M. Nagano et al., Astropart. Phys. **22**, 235 (2004).
- [192] M. Ave et al., Astropart. Phys. **28**, 41 (2007).
- [193] B. Fick et al., J. Instr. **1**, P11003 (2006).
- [194] S. Y. BenZvi et al., Nucl. Instr. Meth. A **574**, 171 (2007).
- [195] P. Abreu et al. (J. Stasielak), Astropart. Phys. **35**, 591 (2012).
- [196] S. Argiro et al., Proc. 28 ICRC, Tsukuba 2003, **1**, 457 (2003)^a.
- [197] D. Kuempel, K.-H. Kampert, M. Risse, Astropart. Phys. **30**, 167 (2008).
- [198] J. Peřkala et al., Nucl. Instr. Meth. A **605**, 388 (2009).
- [199] D. Góra et al., Astropart. Phys. **24**, 484 (2006).
- [200] Roberts, M., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **31**, 1291 (2005).
- [201] M. Giller, A. Śmiałkowski, Astropart. Phys. **36**, 166 (2012).
- [202] J. Abraham et al., Nucl. Instr. Meth. A **620**, 227 (2010).
- [203] M. Unger et al., Nucl. Instr. Meth. A **588**, 433 (2008).
- [204] H. M. J. Barbosa et al., Astropart. Phys. **22**, 159 (2004).
- [205] P. Abreu et al. (J. Stasielak), Astropart. Phys. **34**, 368 (2011).
- [206] M. Mostafa et al. (J. Stasielak), Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **165** (2007) 50.
- [207] H. R. Allan, Prog. Element. Part. Cos. Ray Phys. **10**, 171 (1971).
- [208] J. V. Jelley et al., Nature **205**, 327 (1965).
- [209] H. R. Allan, J. K. Jones, Nature **212**, 129 (1964).
- [210] R. Baggio et al., Il Nuovo Cimento B **40**, 289 (1977).

- [211] J. H. Hough, J. R. Prescott, *Nature* **227**, 590 (1970).
- [212] S. N. Vernov et al., *J. Exp. Theor. Phys. Lett.* **5**, 157 (1967).
- [213] W. E. Hazen et al., *Phys. Rev. Lett.* **22**, 35 (1969).
- [214] D. J. Fegan, P. J. Slevin, *Nature* **217**, 440 (1968).
- [215] R. E. Spencer, *Nature* **222**, 460 (1969).
- [216] H. R. Allan, R. W. Clay, J. K. Jones, *Nature* **225**, 253 (1970).
- [217] W. N. Charman, *Lettere al Nuovo Cimento* **26**, 845 (1970).
- [218] T. J. Stubbs, *Nature Phys. Sci.* **241**, 172 (1971).
- [219] R. W. Clay et al., *Proc. 13 ICRC, Denver 1973*, **4**, 2420 (1973)^a.
- [220] R. W. Clay et al., *Proc. 15 ICRC, Monachium 1975*, **8** 3093 (1975)^a.
- [221] K. Suga et al., *Proc. 19 ICRC, La Jolla 1985*, **7**, 268 (1985)^a.
- [222] K. Kadota et al., *Proc. 23 ICRC, Calgary 1993*, **4**, 262 (1993)^a.
- [223] A. V. Aleksandrov et al., *Proc. 20 ICRC, Moskwa 1987*, **6**, 132 (1987)^a.
- [224] H. Falcke, P. Gorham, R. J. Protheroe, *New Astron. Rev.* **48**, 1487 (2004).
- [225] H. Falcke et al., *Nature* **435**, 313 (2005).
- [226] D. Ardouin et al., *Astropart. Phys.* **26**, 341 (2006).
- [227] P. Schellart et al., *Astron. Astrophys.* **560**, A98 (2013).
- [228] P. Abreu et al., *J. Instr.* **7**, P11023 (2012).
- [229] E. M. Holt, *Proc. 35 ICRC, Busan 2017, PoS(ICRC2017)105*.
- [230] P. A. Bezyazeekov et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **802**, 89 (2015).
- [231] P. Allison et al., *Astropart. Phys.* **35**, 457 (2012).
- [232] P. Allison et al., *Astropart. Phys.* **70**, 62 (2015).
- [233] S. W. Barwick et al., *Astropart. Phys.* **70**, 12 (2015).
- [234] P. W. Gorham et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 051103 (2009).

- [235] S. Hoover et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 151101 (2010).
- [236] A. Romero-Wolf et al., arXiv:1302.1263 (2013).
- [237] O. Martineau-Huynh et al., Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS(ICRC2015)1143.
- [238] T. Huege et al., Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS(ICRC2015)309.
- [239] F. G. Schröder et al., Nucl. Instr. Meth. A **617**, 515 (2010).
- [240] P. Abreu et al. (J. Stasielak), J. Instr. **7**, P10011 (2012).
- [241] F. G. Schröder et al. (J. Stasielak), Nucl. Instr. Meth. A **824** (2016) 648
- [242] D. Kostunin et al., Nucl. Instr. Meth. A **742**, 89 (2014).
- [243] K. D. de Vries, O. Scholten, K. Werner, Nucl. Instr. Meth. A **662**, S175 (2012).
- [244] T. Huege, Phys. Rep. **620**, 1 (2016).
- [245] H. Schoorlemmer, Tuning in on cosmic rays, praca doktorska, Radboud Universiteit Nijmegen, 2012.
- [246] D. Ardouin et al., Astropart. Phys. **31**, 192 (2009).
- [247] H. Falcke et al., Nature **435**, 313 (2005).
- [248] W. D. Apel et al., Astropart. Phys. **32**, 294 (2010).
- [249] F. G. Schröder, Prog. Part. Nucl. Phys. **93**, 1 (2017).
- [250] A. Aab et al. (J. Stasielak), Phys. Rev. D **89**, 052002 (2014).
- [251] D. Kostunin et al., Astropart. Phys. **74**, 79 (2015).
- [252] P. Schellart et al., J. Cosmol. Astropart. Phys. **10**, 014 (2014).
- [253] S. Lafebre et al., Astropart. Phys. **31**, 243 (2009).
- [254] A. Aab et al., Phys. Rev. Lett. **116**, 241101 (2016).
- [255] International Telecommunication Union, Recommendation ITU-R P.453-11 (2015/07), https://www.itu.int/dms_pubrec/itu-r/rec/p/R-REC-P.453-11-201507-S!PDF-E.pdf.
- [256] J. Alvarez-Muniz et al., Phys. Rev. D **86**, 123007 (2012).

- [257] K. D. de Vries, O. Scholten, K. Werner, *Astropart. Phys.* **45**, 23 (2013).
- [258] A. Nelles et al., *Astropart. Phys.* **65**, 11 (2015).
- [259] T. Huege, M. Ludwig, C. W. James, *AIP Conf. Proc.* **1535**, 128 (2013).
- [260] M. Ludwig, T. Huege, O. Scholten, K. D. de Vries, arXiv:1202.3352 (2012).
- [261] F. G. Schröder et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **615**, 277 (2010).
- [262] K. Belov, *AIP Conf. Proc.* **1535**, 157 (2013).
- [263] K. Werner, K. D. de Vries, O. Scholten, *Astropart. Phys.* **37**, 5 (2012).
- [264] J. Alvarez-Muniz, W. R. Carvalho Jr., E. Zas, *Astropart. Phys.* **35**, 325 (2012).
- [265] V. Marin, *AIP Conf. Proc.* **1535**, 148 (2013).
- [266] T. Huege, *AIP Conf. Proc.* **1535**, 121 (2013).
- [267] C. Glaser et. al, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **09**, 024 (2016).
- [268] T. Huege, A. Haungs, *JPS Conf. Proc.* **9**, 010018 (2016).
- [269] A. Aab, et al. (J. Stasielak), *Astrophys. J.* **802**, 111 (2015).
- [270] A. Nelles et al., *Astropart. Phys.* **60**, 13 (2014).
- [271] C. Glaser et al. (J. Stasielak), *Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS(ICRC2015)364*.
- [272] W. D. Apel et al., *Phys. Rev. D* **90**, 062001 (2014).
- [273] W. D. Apel et al., *Phys. Rev. D* **85**, 071101 (2012).
- [274] F.G. Schröder et al., *Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS(ICRC2015)317*.
- [275] W. D. Apel et al., *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **09**, 025 (2014).
- [276] A. Corstanje et al., *Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS(ICRC2015)396*.
- [277] S. Buitink et al., *Astropart. Phys.* **33**, 296 (2010).
- [278] T. N. G. Trinh et al., *Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS(ICRC2015)284*.
- [279] S. Buitink et al., *Astron. Astroph.* **467**, 385 (2007).
- [280] W. D. Apel et al., *Adv. Space Res.* **48**, 1295 (2011).

- [281] P. Schellart et al., *Phys. Rev. Lett.* **114**, 165001 (2015).
- [282] J. Neuser, praca doktorska, Bergische Universität Wuppertal, URN:468-20160205-112223-7 (2015).
- [283] ITU, Recommendations and reports of the CCIR (1982) - Rep 670: Worldwide minimum external noise levels, 0.1 Hz to 100 GHz, vol. I (Spectrum utilization and monitoring), s.224, <http://search.itu.int/history/HistoryDigitalCollectionDocLibrary/4.281.43.en.1001.pdf>.
- [284] J. Maller et al. (J. Stasielak), *Nucl. Instr. and Meth. A* **742**, 232 (2014).
- [285] W. D. Apel et al., *Astropart. Phys.* **50-52** (2013) 76.
- [286] Q. D. Hasankiadeh et al. (J. Stasielak), *J. Phys.: Conf. Ser.* **632**, 012005 (2015).
- [287] A. Aab et al. (J. Stasielak), *Phys. Rev. D* **93**, 122005 (2016).
- [288] S. Buitink et al., *Phys. Rev. D* **90**, 082003 (2014).
- [289] S. Grebe et al. (J. Stasielak), *AIP Conf. Proc.* **1535**, 73 (2013).
- [290] M. Tueros, Proc. 33 ICRC, Rio de Janeiro 2013, **3**, 1713 (2013)^c.
- [291] A. Nelles et al., *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **05**, 018 (2015).
- [292] P. Abreu et al. (J. Stasielak), *J. Instr.* **7**, P09001 (2012).
- [293] T. Huege, R. Ulrich, R. Engel, *Astropart. Phys.* **30**, 96 (2008).
- [294] K. D. de Vries et al., *Astropart. Phys.* **34**, 267 (2010).
- [295] N. N. Kalmykov, A. A. Konstantinov, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **12**, 029 (2012).
- [296] S. Grebe, praca doktorska, University of Nijmegen (2013), ISBN 9789461917836.
- [297] S. Jansen, praca doktorska, University of Nijmegen (2016), ISBN 9789402800739.
- [298] S. Grebe et al. (J. Stasielak), *AIP Conf. Proc.* **1535**, 73 (2013).
- [299] A. Nigl et al., *Astron. Astrophys.* **488**, 807 (2008).
- [300] A. D. Filonenko, *Physics-Uspekhi* **58**, 633 (2015).
- [301] P. Facal San Luis et al. (J. Stasielak), *EPJ Web of Conferences* **53**, 08009 (2013).

- [302] S. Mathys, 2015 IEEE 15 Mediterranean Microwave Symposium (MMS), s. 203 (2015), <https://ieeexplore.ieee.org/Xplore/home.jsp> archive 15701393.
- [303] C. Williams et al. (J. Stasielak), *Physics Procedia* **37**, 1341 (2012).
- [304] J. Alvarez-Muñiz et al., *Phys. Rev. D* **86**, 051104 (2012).
- [305] J. Alvarez-Muñiz et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. A* **719**, 70 (2013).
- [306] R. Gaior et al. (J. Stasielak), *Proc. 35 ICRC, Busan 2017, PoS(ICRC2017)372*.
- [307] P. W. Gorham et al., *Phys. Rev. D* **78**, 032007 (2008).
- [308] R. Šmída et al. (J. Stasielak), *EPJ Web of Conferences* **53**, 08010 (2013).
- [309] R. Šmída et al. (J. Stasielak), arXiv:1306.6738 (2013).
- [310] S. Mathys et al. (J. Stasielak), *AIP Conf. Proc.* **1535**, 219 (2013).
- [311] R. Šmída et al. (J. Stasielak), *AIP Conf. Proc.* **1535**, 214 (2013).
- [312] P. Neunteufel et al. (J. Stasielak), *Proc. 33 ICRC, Rio de Janeiro 2013*, **2**, 767 (2013)^c.
- [313] R. Šmída et al. (J. Stasielak), *Proc. 33 ICRC, Rio de Janeiro 2013*, **1**, 352 (2013)^c.
- [314] F. Werner et al. (J. Stasielak), *Proc. 33 ICRC, Rio de Janeiro 2013*, **3**, 1808 (2013)^c.
- [315] A. Haungs et al. (J. Stasielak), *EPJ Web of Conferences* **53**, 08019 (2013).
- [316] R. Šmída et al. (J. Stasielak), *Proc. 32 ICRC, Pekin 2011*, **3**, 17 (2011), arXiv:1108.0588.
- [317] W. Apel et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. A* **620**, 202 (2010).
- [318] T. Antoni et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **513**, 490 (2003).
- [319] W. D. Apel et al., *Phys. Rev. Lett.* **107**, 171104 (2011).
- [320] J. Alvarez-Muñiz et al., *EPJ Web of Conferences*, **121**, 03010 (2016).
- [321] C. Williams et al., *EPJ Web of Conferences*, **53**, 08008 (2013).
- [322] T. Yamamoto et al., *Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS(ICRC2015)579*.
- [323] E. Conti, G. Collazuol, G. Sartori, *Phys. Rev. D* **90**, 071102 (2014).

- [324] I. Al Samarai et al., *Phys. Rev. D* **93**, 052004 (2016).
- [325] P. M. S. Blackett, A. C. B. Lovell, *Proc. R. Soc. A* **177**, 183 (1941).
- [326] K. Suga, *Proc. 5th Interamerican Seminar on Cosmic Rays, La Paz 1962, Bolivia*, (I. Escobar et al., Laboratorio de Fisica Cosmica de la Universidad Mayor de San Andres) vol. **2**, s. 49 (1962).
- [327] T. Matano et al., *Can. J. Phys.* **46**, S255 (1968).
- [328] J. E. F. Baruch, R. I. Davis, N. J. McEwan, *Exper. Astron.* **4**, 21 (1993).
- [329] P. W. Gorham, *Astropart. Phys.* **15**, 177 (2001).
- [330] P. W. Gorham, *AIP Conf. Proc.* **579**, 253 (2001).
- [331] M. I. Bakunov et al., *Astropart. Phys.* **33**, 335 (2010).
- [332] M. I. Bakunov et al., *New J. Phys.* **15**, 113027 (2013).
- [333] H. Takai et al., *Proc. 32 ICRC, Pekin 2011*, **3**, 344 (2011)^b.
- [334] J. Stasielak et al., *EPJ Web of Conferences* **53**, 08013 (2013).
- [335] J. Stasielak et al., *Proc. 33 ICRC, Rio de Janeiro 2013*, **2**, 775 (2013), arXiv:1310.0743.
- [336] A. D. Filonenko, *J. Exp. Theor. Phys.* **117**, 641 (2013).
- [337] K. D. de Vries, K. Hanson, T. Meures, *Astropart. Phys.* **60**, 25 (2015).
- [338] J. Stasielak et al., *Proc. 34 ICRC, Haga 2015*, PoS(ICRC2015)316, arXiv:1310.0743.
- [339] T. Vinogradova et al., *AIP Conf. Proc.* **579**, 271 (2001).
- [340] D. Wahl, J. Chau, J. Bellido, *Proc. 30 ICRC, Merida 2007*, **5**, 957 (2007)^a.
- [341] T. Terasawa et al., *Proc. 31 ICRC, Lodz 2009*, **2**, 932, Curran Associates Inc. (2015), ISBN: 978-1-5108-0473-9.
- [342] M. F. Bugallo et al., *Proc. IEEE ICASSP*, **2661** (2008), <http://ieeexplore.ieee.org>, archive 4518196.
- [343] M. Abou Bakr Othman et al., *AIP Conf. Proc.* **1367**, 143 (2011).
- [344] J. Belz et al., *EPJ Web of Conferences* **53**, 08012 (2013).

- [345] M. Abou Bakr Othman et al., Proc. 33 ICRC, Rio de Janeiro 2013, **2**, 611 (2013)^c.
- [346] D. Ikeda et al., Proc. 33 ICRC, Rio de Janeiro 2013, **3**, 1658 (2013)^c.
- [347] R. Abbasi et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. A **767**, 322 (2014).
- [348] R. Abbasi et al., Astropart. Phys. **87**, 1 (2017).
- [349] D. McKinley, Meteor Science and Engineering, McGraw-Hill, 1961.
- [350] Z. Ceplecha et al., Space Sci. Rev. **84**, 327 (1998).
- [351] R. J. Vidmar, IEEE Trans. Plasma Sci. **18**, 733 (1990).
- [352] S. Nijdam et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 455201 (2011).
- [353] L. M. Chanin, A. V. Phelps, M. A. Biondi, Phys. Rev. **128**, 219 (1962).
- [354] COESA: NOAA, NASA, U.S. Air Force, U.S. Standard Atmosphere (1976) (dokument NASA TM-X-74335), U.S. Government Printing Office, Washington D.C., <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19770009539.pdf>.
- [355] P. Neunteufel, Microwave Emission of Air Shower Induced Plasmas Due to Molecular Bremsstrahlung, praca dyplomowa, Karlsruhe Institute of Technology, 2012.
- [356] J. Santoru, D. J. Gregoire, J. Appl. Phys. **74**, 3736 (1993).
- [357] N. S. Stepanov, Zh. Tekh. Fiz. **65**, 125 (1995).
- [358] M. I. Bakunov, V. Maslov, IEEE Trans. Plasma Sci. **27**, 655 (1999).
- [359] J. Crispin, A. Maffett, Proc. IEEE **53**, 833 (1965).
- [360] K. D. de Vries et al., wysłane do Astropart. Phys, arXiv:1802.05543 (2018).
- [361] J. Abraham et al. (J. Stasielak), Nucl. Instr. Meth. A **613**, 29 (2010).
- [362] G. Matthiae, New J. Phys. **12**, 075009 (2010).
- [363] H. J. Mathes, Proc. 32 ICRC, Pekin 2011, **3**, 153 (2011)^b.
- [364] F. R. Klinkhamer, M. Schreck, Phys. Rev. D **78**, 085026 (2008).
- [365] F. R. Klinkhamer, M. Risse, Phys. Rev. D **77**, 016002 (2008).
- [366] J. Zorn, Preparation of an Extended Measurement Cycle of the Fluorescence Telescopes of the Pierre Auger Observatory, praca dyplomowa, Karlsruhe Institute of Technology, (2015).

- ^a http://cdsads.u-strasbg.fr/preprint_service.html
- ^b <https://galprop.stanford.edu/elibrary/icrc/2011/>
- ^c <https://galprop.stanford.edu/elibrary/icrc/2013/>