



WYDZIAŁ FIZYKI I INFORMATYKI STOSOWANEJ

OPTYMALIZACJA METOD ANALIZY DANYCH Z TELESKOPÓW CZERENKOWSKICH CTA

Katarzyna Adamczyk

Praca doktorska

napisana pod kierunkiem

dr hab. Doroty Sobczyńskiej

w Katedrze Astrofizyki

WFİS UŁ

Łódź 2020

Spis treści

Streszczenie	7
Abstract	9
Wstęp	11
1 Promieniowanie Czerenkowa	13
1.1 Emisja promieniowanie Czerenkowa przez pojedynczą cząstkę	13
1.2 Promieniowanie Czerenkowa w wielkich pękach atmosferycznych	16
1.2.1 Wielkie pęki atmosferyczne	16
1.2.2 Emisja promieniowania Czerenkowa w atmosferze	17
1.2.3 Rozkład poprzeczny gęstości fotonów	19
1.2.4 Rozkłady czasowe	21
1.2.5 Rozkład długości fal światła czerenkowskiego w pękach	23
1.3 Zastosowanie promieniowania Czerenkowa w obserwacjach WPA	24
1.3.1 Estymacja energii	24
1.3.2 Technika obrazów	24
1.3.3 Parametry obrazów	25
1.3.4 Separacja gamm i hadronów	27
2 Pochłanianie i rozpraszanie światła	29
2.1 Rozpraszanie Rayleigha	29
2.2 Rozpraszanie Miego	31
2.2.1 Przekroje czynne	34
2.3 Ekstynkcja	36
2.4 Chmury	37
2.4.1 Model chmury wodnej	37
2.4.2 Model chmury lodowej	40
3 Teleskopy czerenkowskie	41
3.1 SST	42

3.1.1	Teleskop z jednym lustrem	43
3.1.2	Teleskopy z dwoma lustrami	45
3.2	MST	46
3.3	LST	47
4	Opis symulacji Monte Carlo	51
4.1	CORSIKA	51
4.2	Sim_telarray	54
4.3	Chimp/MARS	56
4.3.1	Czyszczenie	56
4.3.2	Rekonstrukcja stereo	57
4.3.3	Separacja gamm i hadronów	57
4.3.4	Rekonstrukcja kierunku (metoda <i>disp</i>)	58
4.3.5	Estymacja energii	59
4.4	Parametry użyte w symulacjach	59
5	Wpływ chmur na gęstość fotonów czerenkowskich	61
5.1	Parametry chmury	61
5.2	Parametry symulacji do wyznaczania gęstości światła Czerenkowa	63
5.3	Chmury wodne	64
5.4	Chmury lodowe	65
6	Chmura całkowicie nieprzezroczysta	67
6.1	Rejestracja pęków	67
6.1.1	Próg energetyczny	67
6.1.2	Efektywna powierzchnia	68
6.2	Rekonstrukcja pęków	69
6.2.1	Bias i rozdzielczość energetyczna	69
6.2.2	Rozdzielczość kątowna	71
6.3	Separacja gamm i hadronów	72
6.3.1	Parametry <i>width</i> i <i>length</i>	72
6.3.2	Głębokość maksimum pęku (X_{max})	74
6.3.3	Parametr θ^2	75
6.4	Podsumowanie	75
7	Chmury o różnej przezroczystości - układ 5 teleskopów	77
7.1	Parametry symulacji	77
7.2	Wpływ chmur na rejestrowane pęki	78
7.2.1	Próg energetyczny	78
7.2.2	Parametry Hillasa: <i>width</i> , <i>length</i>	79
7.2.3	Bias energetyczny	82

7.3	Stosowane metody analizy danych zebranych w warunkach zachmurzenia	83
7.4	Analiza danych z teleskopów SST-1M zebranych w warunkach zachmurzenia	85
7.4.1	Aproksymacja biasu	85
7.4.2	Wyniki aproksymacji biasu	87
7.4.3	Rozdzielczość energetyczna po korekcji	88
7.4.4	Rozdzielczość kątowna	89
7.4.5	Aproksymacja efektywnej powierzchni	90
7.4.6	Separacja gamm i hadronów	91
7.5	Rekonstrukcja widma	92
7.5.1	Metoda analizy danych zebranych w obecności chmury	92
7.5.2	Sprawdzenie poprawności metody	93
7.6	Podsumowanie	95
8	Chmury o różnej przezroczystości - układ 2 teleskopów	97
8.1	Próg energetyczny	97
8.2	Korekcja wyników z chmurą	98
8.2.1	Wyniki aproksymacji biasu	98
8.2.2	Rozdzielczość energetyczna po korekcji	99
8.2.3	Rozdzielczość kątowna	100
8.2.4	Aproksymacja efektywnej powierzchni	102
8.2.5	Separacja gamm i hadronów	103
8.3	Rekonstrukcja widma	104
8.4	Podsumowanie	105
9	Wnioski	107
	Bibliografia	109

Streszczenie

Teleskopy czerenkowskie są od lat wykorzystywane w astrofizyce naziemnej. Kilka grup badawczych (H.E.S.S., MAGIC, VERITAS) zbudowało układy teleskopów, by szukać źródeł promieniowania kosmicznego w naszej Galaktyce i poza nią. Inna grupa – CTA (Cherenkov Telescope Array) – planuje budowę dwóch kolejnych układów teleskopów czerenkowskich na północnej i południowej półkuli Ziemi.

W naziemnych eksperymentach duże znaczenie mają warunki atmosferyczne. W standardowej analizie danych wykorzystuje się symulacje pęków z uwzględnieniem odpowiedniego profilu atmosfery. Wykonanie takich symulacji dla różnych warunków pogodowych byłoby kłopotliwe i czasochłonne, jednak prosta poprawka metod analizy danych pozwala odtworzyć poprawne widmo źródeł promieniowania kosmicznego pomimo obserwacji przeprowadzonych w warunkach zachmurzenia.

W mojej pracy doktorskiej pokazuję najpierw wpływ chmur na gęstość światła Czerenkowa z wielkich pęków i na detekcję pęków gammowych przez teleskopy czerenkowskie. W moich symulacjach wprowadziłam chmury o przezroczystości od 0 do 0.8 na wysokości 5 km i 7 km. W obecności chmur pogarsza się rozdzielczość kątowna i energetyczna, znacząco rośnie próg energetyczny, jednakże detekcja wysokoenergetycznych pęków (kilka TeV) jest możliwa nawet w przypadku całkowicie nieprzezroczystej chmury.

W dalszych rozdziałach prezentuję metodę poprawy rekonstrukcji energii i efektywnej powierzchni dla obserwacji w obecności chmur. Moja metoda wymaga jedynie znajomości wysokości i przezroczystości chmury (można je mierzyć np. za pomocą LIDAR-u) oraz wiedzy jak część światła Czerenkowa produkowana powyżej chmury zależy od energii fotonu inicjującego pęk.

Do symulacji wielkich pęków atmosferycznych użyłam programu CORSIKA, a do symulacji odpowiedzi układu detektorów programu `sim_telarray`. Symulacje wykonałam dla małych układów małych teleskopów CTA (SST-1M) umieszczonych w pobliżu planowanego południowego obserwatorium CTA (pustynia Atacama w Chile).

Pokazuję, że moja metoda pozwala poprawnie oszacować bias energetyczny dla obserwacji w obecności chmur o przezroczystości większej lub równej 0.6. Rozdzielczość energetyczna i efektywna powierzchnia rejestracji mogą być przybliżone przez skalowanie energii dla chmur o wystarczająco dużej przezroczystości (odpowiednio co najmniej 0.6 i 0.4). Zarówno dla układu dwóch jak i pięciu teleskopów metoda ta działa dla pę-

ków o energii 2-30 TeV. Może też być łatwo rozszerzona na przypadek wielowarstwowych chmur.

Moja metoda umożliwia rekonstrukcję widma źródeł promieniowania gamma o energii 2-30 TeV z dokładnością 20%. Odpowiada to dokładności rekonstruowanego widma przy założeniu dokładności rekonstruowanej energii na poziomie 12.5%.

Większość wyników przedstawionych w tej pracy została opublikowana w *Astroparticle Physics* 120, 102450 (rok 2020).

Abstract

Optimization of data analysis methods for CTA telescopes

The Imaging Atmospheric Cherenkov Technique is currently used and developed in ground based astrophysics. A few collaborations (H.E.S.S., MAGIC, VERITAS) have built telescope arrays to search sources of gamma rays in our Galactic and beyond. Another group – CTA Consortium (Cherenkov Telescope Array)– is planning to building two arrays of telescopes in the northern and southern Earth's hemisphere.

Atmospheric conditions play important role in ground based experiments. The standard data analysis is based on the Monte Carlo simulations where atmospheric profile is taken into account. Making simulations for different atmospheric conditions would be inconvenient and time-consuming, however a simple correction method of data analysis allows for the reconstruction of the spectrum of gamma-ray sources observed with cloudy conditions.

In my PhD thesis I show the influence of different clouds on both the density of Cherenkov light and detection of gamma shower by Cherenkov telescopes. I have simulated clouds with transparencies from 0 to 0.8 located at altitude 5 km and 7 km. In the presence of clouds angular and energy resolutions are attenuated, the energy threshold significantly increase, but detection of high energy showers (several TeV) is possible even for a fully opaque cloud.

Subsequently I present a simple correction method for the energy reconstruction and the effective collection area for observation with cloudy conditions. My method requires only the hight, the total transparency of the cloud (it can be measured with LIDAR) and an information how the fraction of Cherenkov light produced above the cloud depends on energy of photon initiating shower.

I have made simulation of extensive air showers with the standard CORSIKA code and simulations of IACT (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope) with the `sim_telarray` code for small arrays of small-size CTA telescopes (SST-1M) situated near to the southern location of CTA (the Atacama Desert in Chile).

I demonstrate that my method allows proper estimation of the energy bias for clouds with the transparency greater than or equal to 0.6. The energy resolution and the effective collection area can be estimated by scaling energy for data taken under the presence of a cloud with transparency greater than or equal to 0.6 and 0.4, respectively.

For both arrays of five or of two telescopes this method work for energy 2-30 TeV. It can be easily extended to the case of multilayer cloud.

My method of data analysis allows reconstruction of the spectrum of a gamma-rays source with energy 2-30 TeV with a systematic uncertainty of 20%. It corresponds to the accuracy of the reconstructed spectrum when energy is reconstructed with the uncertainty of 12.5%.

Most of results presented in this thesis are published in Astroparticle Physics 120, 102450 (year 2020).

Wstęp

Wykorzystanie teleskopów czerenkowskich umożliwia badanie źródeł promieniowania kosmicznego w eksperymentach naziemnych. Pierwsze sukcesy tej techniki pojawiły się już w 1989 roku w obserwatorium im. F. Whipple’a w USA [1]. Od tamtej pory naziemna astronomia jest ciągle rozwijana. Kilka międzynarodowych grup badawczych (H.E.S.S. [2], MAGIC [3], VERITAS [4]) zbudowało i wykorzystuje układy teleskopów czerenkowskich, które poszukują źródeł promieniowania gamma w naszej Galaktyce i poza nią. Kolejna grupa, jaką jest CTA, planuje budowę dwóch nowych obserwatoriów na północnej i południowej półkuli Ziemi.

Promieniowania gamma docierające do atmosfery ze źródeł kosmicznych nie może w stanie niezmiennym dotrzeć do poziomu obserwacji i dlatego zastosowana technika pomiaru jest dość skomplikowana (omawiam ją w rozdziale 4). Jednym z zasadniczych problemów występujących przy obserwacjach teleskopami czerenkowskimi jest uzyskanie jak najlepszej efektywności selekcionowania promieniowania gamma od tła, czyli głównie hadronów promieniowania kosmicznego [5], [6], [2]. Niestety tych ostatnich jest zwykle kilka rzędów wielkości więcej niż przypadków ze znanych lub potencjalnych źródeł kosmicznych. Ponadto, jak pokazaliśmy w pracach [7], [8], [9], [10], w przypadku niskich energii część tła jest bardzo trudno redukowalna, w szczególności wtedy gdy większość rejestrowanego światła pochodzi z pojedynczych podkaskad pęków hadronowych.

W eksperymentach naziemnych bardzo ważne są warunki atmosferyczne. Ilość produkowanego światła Czerenkowa jest zależna od profilu atmosfery choćby z powodu zmiany współczynnika załamania światła wraz z wysokością. Ponadto atmosfera absorbuje i rozprasza światło czerenkowskie. Pogoda może więc znacząco wpływać na efektywny czas obserwacji, gdyż obecność chmur zmniejsza ilość promieniowania Czerenkowa docierającą do ziemi, co osłabia częstość rejestracji i utrudnia lub nawet uniemożliwia analizę zebranych danych. Dlatego warunki atmosferyczne są monitorowane w czasie eksperymentów w obserwatoriach H.E.S.S. ([2], [11]), MAGIC ([12]) i VERITAS ([4], [13]).

W standardowej analizie danych wykorzystuje się wyniki symulacji komputerowych uwzględniających ekstynkcję atmosfery w rejonie, w którym mają być prowadzone obserwacje. Profil atmosfery uzyskuje się przez uśrednienie pomiarów przeprowadzonych w różnym czasie. Przeprowadzanie osobnych symulacji dla różnych warunków atmosferycznych w danej lokalizacji byłoby kłopotliwe, ponieważ symulacje te są czasochłonne,

a ich wyniki zajmują ogromne pojemności pamięci dyskowej. Jednak wprowadzenie odpowiedniej analizy danych umożliwia odtworzenie widma źródeł kosmicznych obserwowanych w warunkach zachmurzenia bez takich dodatkowych symulacji. Takie metody były już rozwijane i implementowane do programów analizujących dane w obecnie pracujących eksperymentach (H.E.S.S. [11], [14]; MAGIC [15], [16], [17], [18]). Dokładniej opisuję je w rozdziale 7.

W mojej rozprawie przedstawię nową metodę analizy danych zebranych w warunkach zachmurzenia, która wymaga jedynie znajomości całkowitej przezroczystości chmury i wysokości, na której się ona znajduje, oraz wiedzy, jak dla danego poziomu obserwacji średnia część światła czerenkowskiego z pęku produkowana powyżej chmury zależy od energii fotonu gamma wchodzącego w atmosferę. Symulacje przeprowadziłam dla małych sieci małych teleskopów CTA (SST1-M) umieszczonych w pobliżu jego południowej lokalizacji. Wprawdzie planowane południowe obserwatorium CTA zostanie wybudowane w Paranal na pustyni Atacama w Chile, gdzie zachmurzenie pojawia się rzadko – około 96% nocy jest bezchmurna [19], jednak wyniki mojej pracy można wykorzystać także w innych eksperymentach.

Trzy pierwsze rozdziały pracy stanowią wprowadzenie do tematu – opisują promieniowanie Czerenkowa, wielkie pęki atmosferyczne, teorie rozpraszania światła w atmosferze oraz teleskopy, które mają być wykorzystywane w obserwatorium CTA.

Następny rozdział poświęcony jest opisowi przeprowadzonych przeze mnie symulacji oraz standardowej analizy danych stosowanej przy obserwacjach teleskopami czerenkowskimi.

W kolejnych rozdziałach (5-8) prezentuję wyniki moich symulacji. W rozdziale 5. pokazuję wpływ chmur na gęstość fotonów czerenkowskich obserwowaną na ziemi, a w rozdziale 6. wpływ całkowicie nieprzezroczystej chmury na wyniki obserwacji małą siecią małych teleskopów CTA. W rozdziale 7. rozważam obserwacje przy użyciu sieci pięciu teleskopów w obecności różnych chmur i prezentuję opracowaną przeze mnie metodę analizy danych dla takich obserwacji. Natomiast w rozdziale 8. przedstawiam wyniki symulacji dla układu dwóch teleskopów oraz stosuję do nich moją metodę analizy danych.

Rozdział 9. zawiera wnioski z przeprowadzonych badań. Większość wyników prezentowanych w tej pracy została już opublikowana w *Astroparticle Physics* [20].

Rozdział 1

Promieniowanie Czerenkowa

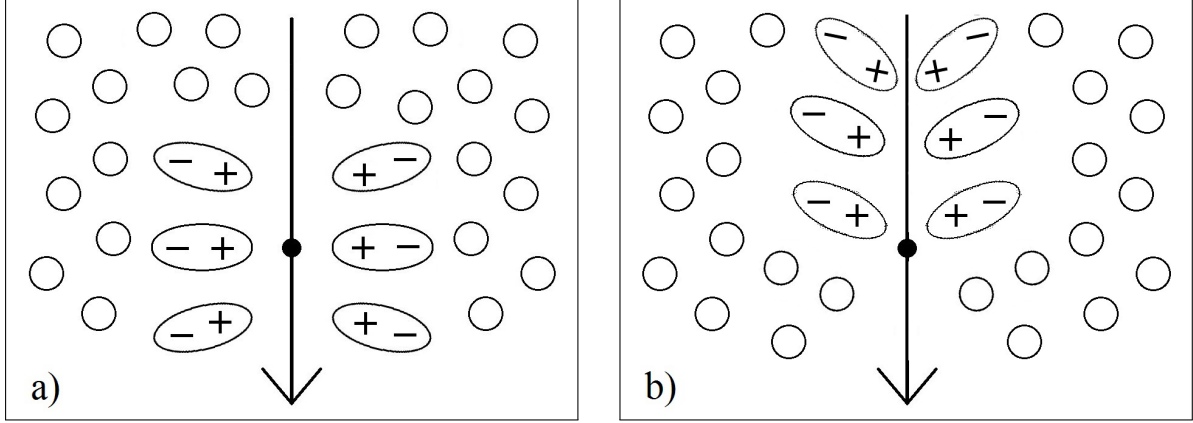
Promieniowanie Czerenkowa jest zjawiskiem powszechnie wykorzystywanym dziś w badaniach promieniowania kosmicznego. Zostało odkryte i opisane w 1934 r. przez rosyjskiego fizyka P. A. Czerenkowa, który zaobserwował je w wodzie bombardowanej wysokoenergetycznymi elektronami [21]. Teorię Czerenkowa rozwinęli następnie I. Frank i I. Tamm opisując przejście elektronów także w innych ośrodkach. Jeszcze wcześniej, bo już w 1904 r., emisję promieniowania przez cząstkę poruszającą się szybciej niż światło przewidział Sommerfeld. Rozwahał on jednak cząstkę w próżni, więc po ogłoszeniu teorii względności jego badania zostały zapomniane. Przypomniano je dopiero podczas badań promieniowania Czerenkowa w latach trzydziestych [22].

1.1 Emisja promieniowanie Czerenkowa przez pojedynczą cząstkę

Promieniowanie Czerenkowa emitowane jest podczas przechodzenia cząstki naładowanej przez ośrodek, w którym porusza się ona szybciej niż światło. Przejście takie powoduje polaryzację atomów ośrodka i emisję promieniowania elektromagnetycznego. Gdy cząstka porusza się z prędkością mniejszą niż światło, spolaryzowane atomy układają się symetrycznie względem niej i emisja promieniowania nie następuje. Natomiast gdy prędkość cząstki jest większa niż prędkość światła w danym ośrodku, układ spolaryzowanych atomów nie jest symetryczny – wytwarza się zmienne pole elektryczne i następuje emisja promieniowania (rys. 1.1).

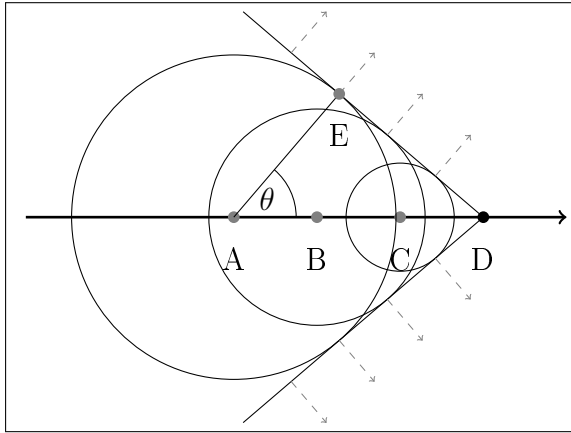
Zatem, żeby zjawisko to zaszło, prędkość cząstki musi wynosić co najmniej c/n , gdzie n jest współczynnikiem załamania światła w danym ośrodku. Jest to równoważne warunkowi, że energia kinetyczna cząstki musi przekroczyć wartość progową równą:

$$E_{pr} = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} - 1 \right), \quad (1.1)$$



Rysunek 1.1. Cząstka naładowana ujemnie poruszająca się w danym ośrodku a) z prędkością podświetlną, b) z prędkością nadświetlną. Na pierwszym obrazku widać symetryczne rozmieszczenie atomów ośrodka, natomiast w drugim przypadku ładunki dodatnie atomów skierowane są na poruszającą się cząstkę, która już zdążyła wyprzedzić te atomy. Symetria wzdłuż toru cząstki zostaje więc zaburzona.

gdzie m_0 oznacza masę spoczynkową cząstki.



Rysunek 1.2. Emisja promieniowania Czerenkowa przez cząstkę naładowaną przechodzącą po linii prostej kolejno przez punkty A, B, C i D. Okręgami oznaczono zasięg promieniowania elektromagnetycznego wyemitowanego z każdego z tych punktów, gdy cząstka znajduje się w punkcie D. Promieniowanie Czerenkowa jest emitowane prostopadle do stycznych do tych okręgów (strzałki rysowane przerywaną linią).

Rozważmy cząstkę naładowaną poruszającą się ze stałą prędkością $v > c/n$. Na rysunku 1.2 przedstawiono tor takiej cząstki i emitowane przez ośrodek promieniowanie w różnych punktach toru. Cząstka pokona odcinek AD w czasie Δt . W tym samym czasie światło wyemitowane w punkcie A przebędzie odcinek $AE = c/n\Delta t$.

Kąt θ widoczny na rysunku 1.2 można wyznaczyć ze wzoru:

$$\cos \theta = \frac{AE}{AD} = \frac{c/n\Delta t}{v\Delta t} = \frac{1}{\beta n}, \quad (1.2)$$

gdzie $\beta = v/c$. Zatem promieniowanie Czerenkowa emitowane jest w stożku o kącie rozwarcia $2 \arccos(1/(\beta n))$ [21].

Całkowita energia wypromieniowana przez elektron na drodze l wyraża się wzorem [23]:

$$\frac{dE}{dl} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{c^2} \mu \int_{\beta n > 1} \omega d\omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right), \quad (1.3)$$

gdzie ω jest częstotliwością emitowanego promieniowania, μ – względną przenikalność magnetyczną ośrodka, a ε_0 – przenikalność elektryczną próżni. Ponieważ dla powietrza $\mu = 1,00000037$, można przyjąć, że jest w przybliżeniu jedynką, i pominąć ją w dalszych obliczeniach.

Wartość współczynnika załamania światła jest zależna od częstotliwości. Relację tę można przybliżyć wzorami [23]:

$$n^2(\omega) = 1 + \left(\frac{A}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \quad (1.4)$$

$$n^2(0) = \varepsilon = 1 + \left(\frac{A}{\omega_0^2} \right), \quad (1.5)$$

gdzie ε oznacza względną przenikalność elektryczną ośrodka, a ω_0 – średnią częstotliwość drgań cząsteczek ośrodka, natomiast A jest stałą związaną z przenikalnością elektryczną ośrodka. Podstawiając (1.4) i (1.5) do wzoru (1.3) otrzymujemy dla $\beta \approx 1$:

$$\frac{dE}{dl} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2\omega_0^2}{2c^2} (\varepsilon - 1) \ln \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \right) \quad (1.6)$$

Wzór ten można wykorzystać do obliczenia rzędu wielkości energii traconej na emisję promieniowania Czerenkowa przez elektron na drodze l . Na przykład dla wody wynosi ona kilka keV/cm, natomiast dla powietrza kilka eV/cm. Straty te są zatem znikome w porównaniu ze stratą energii na jonizację.

Z równania 1.3 wynika, że liczba fotonów czerenkowskich o długości fali w przedziale (λ_1, λ_2) emitowanych przez elektron na drodze l wynosi [23]:

$$N_{ph} = 2\pi\alpha \left(\frac{l}{\lambda_1} - \frac{l}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right), \quad (1.7)$$

gdzie α oznacza stałą struktury subtelnej i wyraża się wzorem $\alpha = e^2/(2hc\varepsilon_0)$. Uwzględniając (1.2) otrzymujemy:

$$N_{ph} = 2\pi\alpha \left(\frac{l}{\lambda_1} - \frac{l}{\lambda_2} \right) \sin^2\theta \quad (1.8)$$

Na przykład w powietrzu na poziomie morza $n = 1,00029$ [24], energia progowa elektronu konieczna do emisji promieniowania Czerenkowa wynosi $E_{pr} = 21$ MeV, a maksymalny kąt emisji $\theta_{max} = \arccos(1/n) = 1,38^\circ$. Zatem elektron poruszający się z prędkością relatywistyczną produkuje w tym ośrodku w zakresie światła widzialnego (200-700 nm) blisko 100 ph/m.

Podsumowując opisane wyżej równania otrzymujemy następujące zależności:

$$\frac{d^2E}{dl d\omega} \propto \omega \qquad \frac{d^2E}{dl d\lambda} \propto \lambda^{-3} \quad (1.9)$$

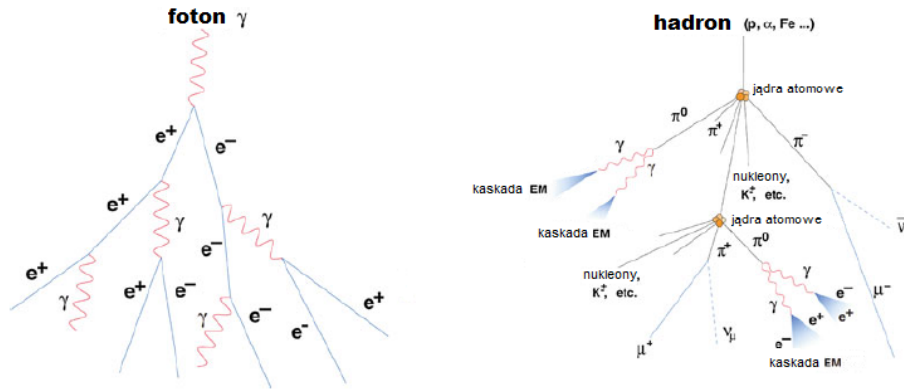
$$\frac{d^2 N_{ph}}{d\lambda d\omega} = \text{const.} \qquad \frac{d^2 N_{ph}}{d\lambda d\lambda} \propto \lambda^{-2} \quad (1.10)$$

1.2 Promieniowanie Czerenkowa w wielkich pękach atmosferycznych

Gdy wysokoenergetyczna cząstka przechodzi przez atmosferę, produkowane są liczne cząstki naładowane, głównie elektrony i pozytony, o energiach dostatecznie dużych, by emisja promieniowania Czerenkowa była możliwa. Dlatego promieniowanie to jest od lat wykorzystywane w badaniach wielkich pęków atmosferycznych.

1.2.1 Wielkie pęki atmosferyczne

Wielkie pęki atmosferyczne są to kaskady cząstek powstających na skutek wejścia cząstki promieniowania kosmicznego w atmosferę. Rodzaj oddziaływań i powstających w kaskadzie cząstek zależy od cząstki inicjującej pęk.



Rysunek 1.3. Schematy pęków atmosferycznych: po lewej zapoczątkowanego przez foton, po prawej zapoczątkowanego przez hadron. Rysunek według [25].

Jeżeli jest to foton, którego energia przekracza minimalną wymaganą do kreacji par (1,022 MeV), w polu jąder powietrza tworzy on parę elektron-pozyton. Każda z powstałych cząstek może emitować promieniowanie hamowania, na skutek którego powstają kolejne fotony. Jeśli energia cząstki przekracza energię krytyczną (86 MeV), straty energii na promieniowanie hamowania są większe niż straty na jonizację. Powstające fotony mogą wytwarzać pary elektron-pozyton, które emitują fotony itd. W ten sposób tworzy się kaskada elektromagnetyczna. Strata energii elektronu na promieniowanie hamowania

na drodze dx wynosi:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0}, \quad (1.11)$$

gdzie X_0 oznacza długość radiacyjną dla elektronu. Natomiast średnia droga, którą przebywa foton zanim wytworzy parę elektron-pozyton, wynosi $9/7X_0$. Kaskada rozwija się dopóki energia powstających fotonów, elektronów i pozytonów jest dostatecznie duża. Gdy energia powstających par $e^\pm$ jest równa energii krytycznej, ilość cząstek w pęku osiąga maksimum. Wysokość n.p.m., na której to następuje, nazywana jest wysokością maksimum pęku i jest zależna od energii pierwotnego fotonu.

Jeżeli pęk zostaje zainicjowany przez hadron, wówczas w wyniku oddziaływań z jądrami powietrza powstają nowe cząstki. Są to głównie piony (ok. 90%), ale mogą powstawać również kaony (ok. 10%) i lekkie bariony (p , $\bar{p}$, n , $\bar{n}$)[25]. Piony i kaony są nietrwałe. Z rozpadu pionów powstają elektrony i pozytony, generujące kaskady elektromagnetyczne, oraz miony. Natomiast kaony tworzą na skutek rozpadu piony oraz miony. Możliwe są następujące rozpady[26]:

$$\begin{array}{llll} \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma & \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu & K^\pm \rightarrow \mu^{+/-} + \nu_\mu & K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \\ \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma & \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu & K^\pm \rightarrow \pi^{+/-} + \pi^0 & K_S^0 \rightarrow 2\pi^0 \\ \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu & & K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^\pm + \pi^\mp & K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu_e \\ \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & & K^\pm \rightarrow \pi^0 + e^\pm + \nu_e & K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \nu_\mu \\ & & K^\pm \rightarrow \pi^0 + \mu^\pm + \nu_\mu & K_L^0 \rightarrow 3\pi^0 \\ & & K^\pm \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^\pm & K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \end{array}$$

Powstające cząstki mają większy pęd poprzeczny niż cząstki w kaskadzie elektromagnetycznej. Ponadto w jednym pęku hadronowym powstaje wiele podkaskad elektromagnetycznych. Dlatego taki pęk jest szerszy niż pęk zainicjowany przez foton. Pęki fotonowe i hadronowe różnią się także czasem trwania. Pęk zapoczątkowany przez foton rozwija się kilka razy szybciej niż pęk zainicjowany przez hadron.

Powstające w wielkich pękach atmosferycznych cząstki mają wystarczająco wysokie energie, aby emitować promieniowanie Czerenkowa. Fotony czerenkowskie produkowane są na każdej wysokości pęku, jeśli tylko cząstki naładowane mają odpowiednio wysokie energie. W związku z tym niosą informacje o rozwoju pęku zarówno przestrzennym jak i czasowym, a dzięki temu także o rodzaju i energii cząstki, która przechodząc przez atmosferę zainicjowała kaskadę cząstek wtórnych.

1.2.2 Emisja promieniowania Czerenkowa w atmosferze

Zgodnie z informacjami z poprzedniego podrozdziału, zarówno kąt emisji promieniowania Czerenkowa, jak i energia progowa zależą od współczynnika załamania światła. W atmosferze ziemskiej wartość tego współczynnika zmienia się wraz z wysokością n.p.m., zatem także energia progowa i kąt emisji światła czerenkowskiego będzie zależny od wysokości.

Współczynnik załamania światła w atmosferze na poziomie morza można przedstawić w postaci [24]:

$$n = 1 + \eta_0, \quad (1.12)$$

gdzie $\eta_0 = 2,9 \cdot 10^{-4}$. Natomiast zmianę współczynnika załamania można przedstawić przez [24]:

$$\eta_h = \eta_0 e^{-h/h_s}, \quad (1.13)$$

gdzie h_s oznacza wysokość w atmosferze, na której ciśnienie spada e-krotnie.

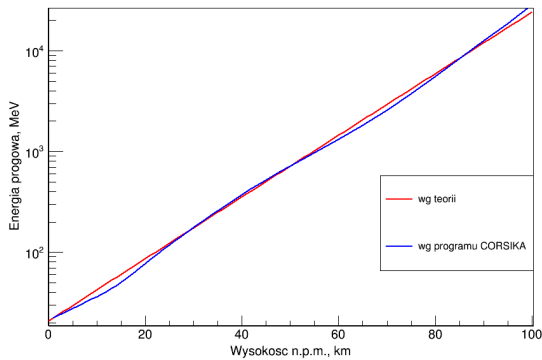
Korzystając ze wzoru 1.1, dla $\eta_h \ll 1$ otrzymujemy przybliżoną wartość progowej energii kinetycznej na wysokości h : [24]

$$E_{pr} = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{2\eta_h}} - 1 \right) \quad (1.14)$$

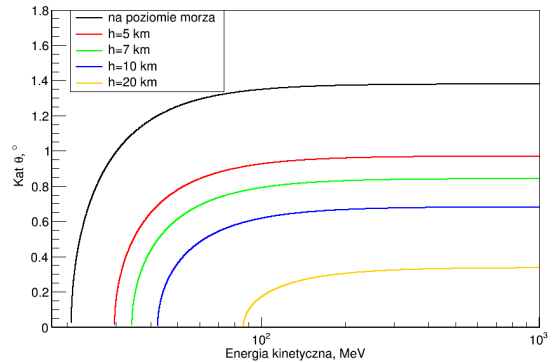
Natomiast kąt emisji można przybliżyć przez:

$$1 - \frac{\theta^2}{2} \approx \cos \theta = \frac{1}{\beta n} = \frac{1}{\beta(1 + \eta_h)} \approx \frac{1}{\beta}(1 - \eta_h) \quad (1.15)$$

Rysunek 1.4 przedstawia zależność energii progowej elektronu w atmosferze od wysokości n.p.m. obliczoną według wzorów 1.13 i 1.14 oraz obliczoną według danych z programu CORSIKA dla atmosfery w Armazones. Natomiast rysunek 1.5 przedstawia zależność kąta emisji promieniowania Czerenkowa od energii elektronu przelatującego przez atmosferę obliczone według wzoru 1.15. Na tym wykresie można odczytać maksymalny kąt emisji promieniowania Czerenkowa oraz energię progową na pięciu różnych wysokościach w atmosferze.



Rysunek 1.4. Zależność energii progowej promieniowania Czerenkowa dla elektronu w atmosferze od wysokości n.p.m. obliczona według wzorów 1.13 i 1.14, oraz według danych o współczynniku załamania światła w atmosferze w programie CORSIKA.

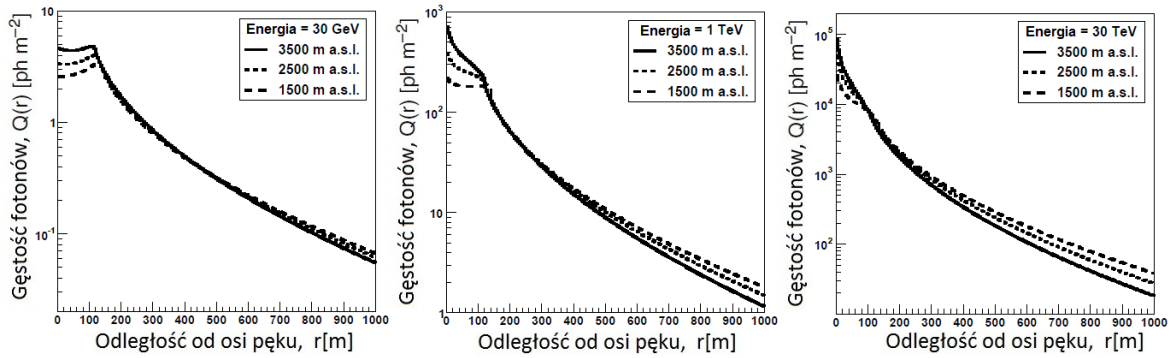


Rysunek 1.5. Zależność kąta czerenkowskiego od energii kinetycznej cząstki przechodzącej przez atmosferę na różnych wysokościach n.p.m. wyznaczona ze wzoru 1.15.

1.2.3 Rozkład poprzeczny gęstości fotonów

Poprzeczny rozkład natężenia światła Czerenkowa pęku atmosferycznego silnie zależy od: typu i energii cząstki promieniowania kosmicznego, kąta, pod którym pada, oraz wysokości, na której znajduje się obserwator. Dlatego może posłużyć do wyznaczania wysokości maksimum pęku oraz do badania jego rozwoju podłużnego.

Rysunek 1.6 przedstawia rozkłady poprzeczne gęstości fotonów z pionowych pęków gammowych dla trzech różnych energii pierwotnego fotonu oraz dla różnych wysokości obserwatorium. Dla różnych energii otrzymujemy wyraźnie odmienny kształt krzywej w małych odległościach od osi pęku (poniżej 120-130 m). Natomiast w większych odległościach od osi różnice gęstości fotonów dla różnych wysokości obserwacji są tym większe im wyższa energia pierwotnej cząstki.



Rysunek 1.6. Rozkłady poprzeczne gęstości fotonów dla pionowych pęków fotonowych o różnych energiach dla trzech wysokości obserwatorium. Wykresy pochodzą z pracy [27].

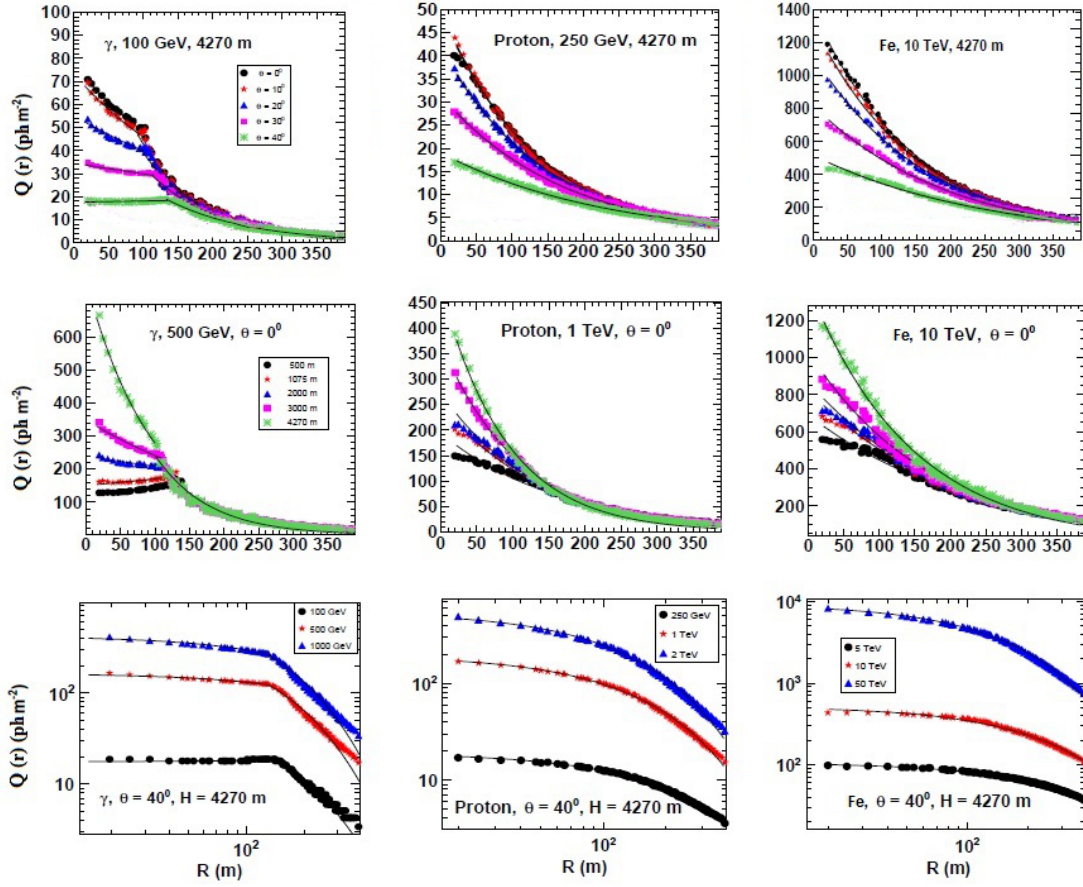
Dla pęków zainicjowanych przez cząstkę o energii 100 GeV-10 TeV rozkład poprzeczny gęstości fotonów ($Q(r)$) można opisać przez funkcję [28]:

$$Q(r) = C \cdot e^{-b \cdot r} \quad [\text{ph/m}^2] \quad (1.16)$$

Parametr b zależy od rozwoju pęku, natomiast C jest miarą strumienia fotonów czerenkowskich i zależy od wielkości pęku tzn. liczby elektronów i pozytonów na danym poziomie obserwacji.

Dla tych energii gęstość fotonów w pobliżu osi pęku jest znacznie mniejsza niż dla wyższych energii. Krzywa $Q(r)$ musi więc mieć inne nachylenie w małych odległościach od osi niż w większych (rys.1.7). Dlatego parametry wzoru 1.16 są wyznaczane osobno dla małych, osobno dla dużych odległości od osi pęku. Różnica w nachyleniu krzywej zależy od energii pęku, kąta zenitalnego oraz wysokości n.p.m. Dla pęków o kącie zenitalnym bliskim 0° rejestrowanych na dużej wysokości n.p.m. różnica ta jest znikoma [28].

Natomiast dla wyższych energii poprzeczny rozkład gęstości fotonów w pękach można stosunkowo dobrze opisać przy użyciu funkcji wykładniczej. Dla światła widzialnego



Rysunek 1.7. Rozkłady poprzeczne gęstości fotonów (z zakresu 200-650 nm) dla pęków zainicjowanych przez cząstki o energiach poniżej 10 TeV. Na górze porównanie rozkładów dla różnych wartości kąta zenitalnego przy stałej energii i wysokości. Na środku porównanie gęstości fotonów dla różnych wysokości n.p.m. przy stałej energii i zerowym kącie zenitalnym. Na dole rozkłady gęstości dla różnych energii inicjującej cząstki przy stałym kącie zenitalnym i wysokości n.p.m. Linie ciągłe pokazują wyniki dopasowania krzywej ze wzoru 1.16. Wykresy zaczerpnięte z pracy [28].

produkowanego w wysokoenergetycznych pękach spełniona jest zależność:

$$Q(r) = C \cdot r^{-\gamma} \quad [\text{ph}/\text{m}^2] \quad (1.17)$$

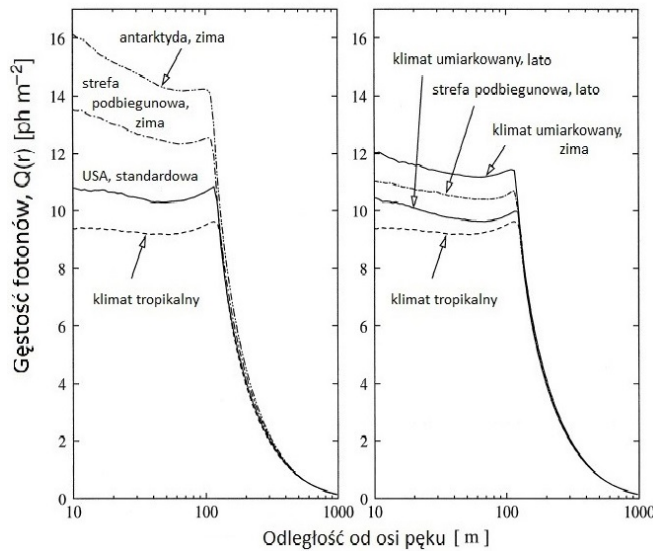
Wzór ten jest spełniony w odległości $100 \text{ m} < r < 500 \text{ m}$. C i γ są różne dla różnych cząstek inicjujących pęk i dla różnych energii inicjującej cząstki i dla różnych głębokości w atmosferze. Zależą ponadto od kąta zenitalnego pęku θ . [29]

Dla pęku zainicjowanego przez naładowane pierwotne cząstki promieniowania kosmicznego o energii 10^{15} - 10^{18} eV można znaleźć lepsze dopasowanie wartości gęstości światła Czerenkowa do symulacji, używając funkcji [30]:

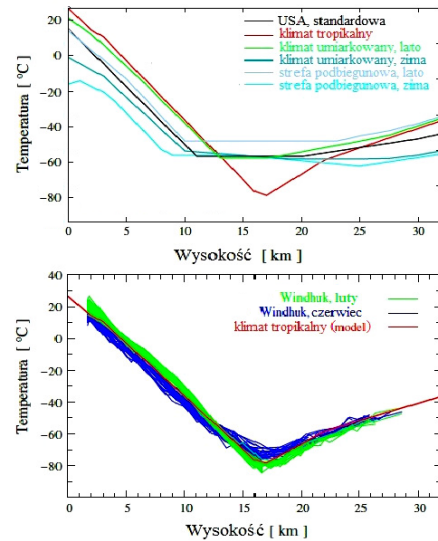
$$Q(r) = A(r + r_0)^{-\eta}, \quad (1.18)$$

r_0 jest stałe i wynosi 50 m. Zależność ta może być użyta dla $100 \text{ m} \leq r \leq 350 \text{ m}$. Parametry A i η zależą od typu i energii cząstki pierwotnej oraz kąta θ [30].

Mierzona gęstość fotonów zależy jednak nie tylko od parametrów pędu, lecz także od tego jak światło jest pochłaniane w atmosferze, czyli od właściwości atmosfery, takich jak temperatura, wilgotność, skład, zachmurzenie. Zatem wynik pomiarów światła Czerenkowa z pęków atmosferycznych jest zależny od miejsca i czasu, w których prowadzimy obserwacje (klimat i pora roku). Skalę różnic pokazuje rys. 1.8, przedstawiający wyniki symulacji dla różnych modeli atmosfery [31]. Należy zwrócić uwagę, że dla klimatu tropikalnego różnica pory roku przestaje mieć znaczenie ze względu na małą zmienność parametrów atmosfery [32]. Pokazuje to rys. 1.9. Wpływ zachmurzenia na gęstość fotonów zostanie omówiony w dalszej części pracy.



Rysunek 1.8. Rozkłady poprzeczne gęstości fotonów czerenkowskich (w zakresie 300-600 nm) dla pęków zainicjowanych przez cząstkę γ o energii 10^{11} eV. dla różnych modeli atmosfery. Pęki były symulowane w programie CORSIKA 5.71 (2000 pęków na każdy model atmosfery), wysokość obserwacji – 2200 m n.p.m. Wykres według pracy [31].



Rysunek 1.9. Zmiana temperatury wraz z wysokością dla różnych atmosfer. Na górze porównanie różnych modeli atmosfery wykonanych w programie MODTRAN, na dole porównanie profili atmosfery stworzonych na podstawie pomiarów radiosondy w okolicach Windhuk w Namibii latem i zimą do tropikalnego modelu atmosfery. Wykres według [32].

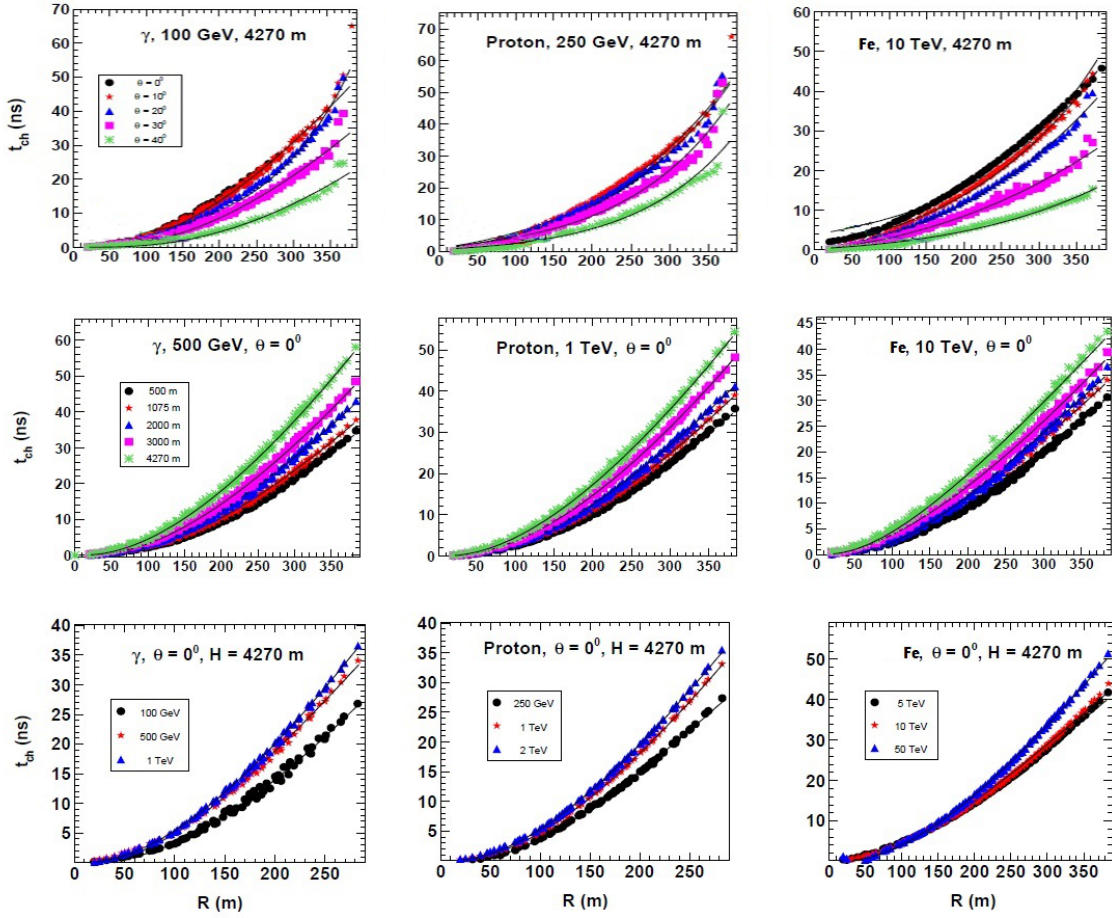
1.2.4 Rozkłady czasowe

Czas propagacji fotonu, który został wyemitowany z pionowego pędu w okolicach jego osi na wysokości h i dotarł do ziemi w odległości r od osi pędu, można wyrazić

wzorem [29]:

$$t(h, r) = \frac{\sqrt{h^2 + r^2}}{c} \left\{ 1 + \frac{h_s}{h} (n_0 - 1) (1 - e^{-h/h_s}) \right\}, \quad (1.19)$$

gdzie h_s to stała określająca wysokość n.p.m., dla której ciśnienie jest e-krotnie mniejsze niż na poziomie morza, n_0 – współczynnik załamania światła na poziomie morza. Równanie uwzględnia zmienność współczynnika załamania światła.



Rysunek 1.10. Średni czas opóźnienia fotonów czerenkowskich w zależności od odległości od osi pęku dla pęków zainicjowanych przez cząstki o energii poniżej 10 TeV. Na górze porównanie czasu opóźnienia fotonów dla różnych wartości kąta zenitalnego przy stałej energii i wysokości. Na środku porównanie czasu opóźnienia fotonów dla różnych wysokości n.p.m. przy stałej energii i zerowym kącie zenitalnym. Na dole czas opóźnienia fotonów dla różnych energii inicjującej cząstki przy stałym kącie zenitalnym i wysokości n.p.m. Linie ciągłe pokazują wyniki dopasowania krzywej ze wzoru 1.20. Wykresy wg pracy [28].

Czas przybycia fotonów czerenkowskich bez uwzględniania wysokości, z której pochodzą, można wyrazić następującym wzorem [28]:

$$t(r) = l_0 e^{n/r^p}, \quad (1.20)$$

gdzie l_0 , n i p są parametrami odmiennymi dla różnych cząstek inicjujących, różnych energii pędu itp. Rysunek 1.10 przedstawia przewidywane rozkłady czasowe dla różnych pędów. Wykresy prezentują czas opóźnienia fotonów czerenkowskich (względem pierwszego fotonu z pędu docierającego do poziomu obserwacji) dla różnych energii cząstki inicjującej pęd, różnych kątów zenitalnych oraz różnych wysokości n.p.m. Punkty to wyniki symulacji Monte Carlo średnich czasów opóźnienia światła, a linie pokazują wyniki dopasowania przy pomocy wzoru 1.20. Jak widać, funkcja o podanym wyżej wzorze dobrze pasuje do wyników symulacji.

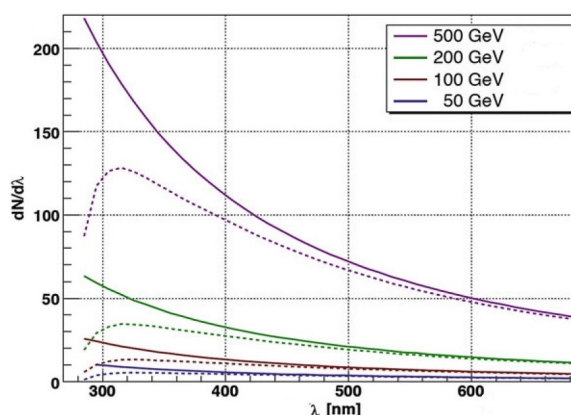
1.2.5 Rozkład długości fal światła czerenkowskiego w pędach

Światło Czerenkowa w wielkich pędach atmosferycznych jest emitowane w zakresie widzialnym i bliskiego ultrafioletu ($250 \leq \lambda \leq 700$ nm). Według równania 1.10 liczba emitowanych fotonów jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu długości fali. Zatem najwięcej fotonów będzie produkowanych w zakresie ultrafioletu. Rozkład długości fali obserwowanego światła nieco się jednak różni [25]. Różnice te są spowodowane przez:

- rozpraszanie Rayleigha na cząsteczkach o wielkości porównywalnej z długością fali
- rozpraszanie Miego na aerozolu, chmurach i pyłach
- absorpcji promieniowania ultrafioletowego przez ozon
- absorpcji promieniowania podczerwonego przez H_2O i CO_2 .

Na rysunku 1.11 widać porównanie widma światła Czerenkowa wyprodukowanego na wysokości 10 km

do światła, które zostało zarejestrowane na wysokości 2200 m n.p.m. (przy uwzględnieniu wymienionych wyżej efektów). Pojawia się maksimum w okolicach 330 nm niezależnie od energii cząstki inicjującej pęd. Dla fotonów wyprodukowanych na innej wysokości maksimum emisji promieniowania czerenkowa przesuwają się. Jest więc zależne od wysokości maksimum pędu.

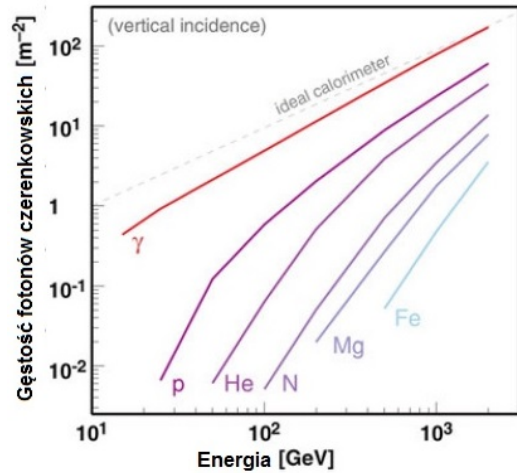


Rysunek 1.11. Widmo fotonów czerenkowskich dla pędów zainicjowanych przez cząstki γ o różnej energii. Linia ciągła oznacza fotony wyemitowane na wysokości 10 km, natomiast linia przerywana fotony zarejestrowane na wysokości 2200 m n.p.m. Wykres pochodzi z [25].

1.3 Zastosowanie promieniowania Czerenkowa w obserwacjach wielkich pęków atmosferycznych

1.3.1 Estymacja energii

Istnieje korelacja między rozkładem poprzecznym gęstości fotonów czerenkowskich a rozkładem poprzecznym gęstości cząstek w pęku. Ponadto gęstość fotonów w odległości



Rysunek 1.12. Zależność gęstości fotonów czerenkowskich (w zakresie 300-550 nm, na wysokości 1705 m n.p.m.) od energii cząstki inicjującej pęk dla różnych cząstek pierwotnych w odległości 125 m od osi pęku. Wykres pochodzi z [25].

Gęstość fotonów nadaje się więc do estymacji energii pierwotnego kwantu gamma. Wynika to z faktu, że próg energetyczny promieniowania czerenkowskiego jest wyższy dla nukleonów niż dla elektronu, a ponadto kaskada elektromagnetyczna rozwija się szybciej niż pęk hadronowy o tej samej energii, zatem w pękach fotonowych produkowanych jest więcej cząstek. Różnica w ilości produkowanego światła jest tym większa im mniejsza jest energia pierwotnej cząstki [34]. Przedstawia to rysunek 1.12.

1.3.2 Technika obrazów

Ponieważ pęki zainicjowane przez hadron rozwijają się inaczej niż pęki zapoczątkowane przez wysokoenergetyczny kwant γ , rozkład kątowy światła Czerenkowa również będzie odmienny dla różnych rodzajów pęków. Rysunek 1.13 przedstawia tory cząstek w pęku protonowym oraz w pęku gammowym w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku pęku. Jak widać, pęk zainicjowany przez foton jest bardziej regularny („okrągły”) od pęku protonowego. Cząstki w pękach hadronowych mogą poruszać się pod większymi

200 m od osi w pęku zainicjowanym przez wysokoenergetyczny foton γ daje się sparametryzować liniową funkcją jego energii [33]. W innych odległościach od osi zależność ta nieznacznie odbiega od liniowej, ale można ją łatwo wykorzystać do wyznaczania energii pierwotnych. Tak np. dla $Q(400)$ i $Q(175)$ wynosi [33]:

$$E_0 = (1,29 \pm 0,37) 10^{18} \left(\frac{Q(400)}{10^7} \right)^{1,03} [\text{eV}] \quad (1.21)$$

$$E_0 = 400 \cdot Q(175)^{0,95} [\text{TeV}] \quad (1.22)$$

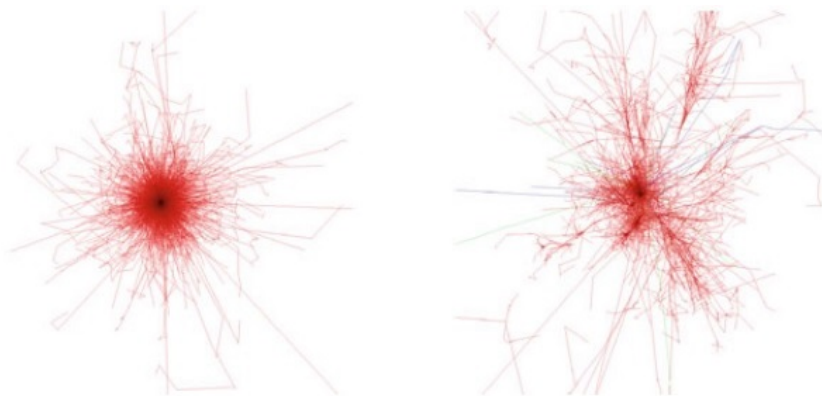
Gęstość fotonów nadaje się więc do estymacji energii pierwotnego kwantu gamma.

W przypadku pęków hadronowych o energiach poniżej 10^{15} eV energia cząstki pierwotnej nie zależy liniowo od gęstości fotonów czerenkowskich [25]. W kaskadzie zapoczątkowanej przez hadron produkowane jest mniej światła

Czerenkowa niż w kaskadzie elektromagnetycznej zapoczątkowanej przez foton o tej samej energii.

Wynika to z faktu, że próg energetyczny promieniowania czerenkowskiego jest wyższy dla nukleonów niż dla elektronu, a ponadto kaskada elektromagnetyczna rozwija się szybciej niż pęk hadronowy o tej samej energii, zatem w pękach fotonowych produkowanych jest więcej cząstek. Różnica w ilości produkowanego światła jest tym większa im mniejsza jest energia pierwotnej cząstki [34]. Przedstawia to rysunek 1.12.

kątami od osi pędu niż w przypadkach zapoczątkowanych przez pierwotne gammy i dlatego rozkłady kątowe światła czerenkowskiego w pierwszym przypadku są szersze. Różnice te są wykorzystywane w tak zwanej technice obrazów, która polega na pomiarze rozkładu kąтового światła Czerenkowa przy pomocy teleskopów czerenkowskich (Imaging Air Cherenkov Telescope – IACT). Urządzenia te składają się ze zwierciadła (bądź zwierciadeł) oraz umieszczonej w płaszczyźnie ogniskowej teleskopu kamery (matryca fotopowielaczy rejestrująca odbite od reflektora fotony czerenkowskie). Przy pomocy IACT mierzymy dwuwymiarowy rozkład kątowy światła czerenkowskiego, które pada na ograniczoną powierzchnię teleskopu. Takie rozkłady nazywamy obrazami pędu, a ich parametry zależą od typu i energii cząstki pierwotnej oraz odległości teleskopu od osi pędu. Obrazy pędów zainicjowanych przez fotony gamma mają zwykle kształt eliptyczny – tylko w przypadku, kiedy oś pędu uderza w teleskop oczekujemy obrazu o kształcie koła.

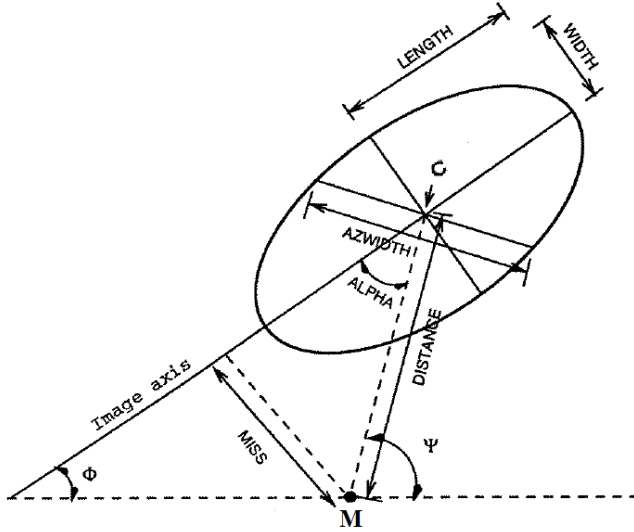


Rysunek 1.13. Tory cząstek w pękach atmosferycznych o energiach 100 GeV widoczne w płaszczyźnie prostopadłej do osi pędu. Z lewej pęk zainicjowany przez cząstkę γ , z prawej pęk zainicjowany przez proton. Rysunek wzięty z [25].

1.3.3 Parametry obrazów

Zarejestrowane obrazy pędów opisuje się przy pomocy odpowiednich parametrów (tzw. parametrów Hillasa), które wylicza się na podstawie sygnału z pikseli, które przetrzymały tzw. czyszczenie. Poza światłem generowanym przejściem pędu w atmosferze na teleskop padają również fotony tła nocnego nieba i one generują sygnał we wszystkich pikselach. Czyszczenie polega na eliminacji do dalszej analizy tych pikseli, na których sygnał jest zbyt mały i z dużym prawdopodobieństwem generowany przez tło nocnego nieba lub szumy elektroniki.

Parametry Hillasa dla przykładowego obrazu zostały przedstawione na rysunku 1.14. Porównanie ich wartości daje możliwość wskazania pędów, które z dużym prawdopodobieństwem są zainicjowane przez cząstkę gamma. Parametrami używanymi do opisu obrazu pędu są:



Rysunek 1.14. Podstawowe parametry obrazu pęku na teleskopie czerenkowskim. Parametry *width* i *length* opisują kształt obrazu pęku, natomiast parametry α , *miss* i *azwidth* jego orientację i położenie na kamerze. Rysunek pochodzi z [35].

elipsy, a kierunkiem obserwacji (w przypadku obserwacji typu ON to środek kamery – punkt M na rysunku); jest miarą kierunku przychodzenia pęku.

distance to odległość między środkiem ciężkości obrazu (C) a kierunkiem obserwacji (w przypadku obserwacji typu ON to środek kamery – punkt M na rysunku); reprezentuje odległość osi pęku od teleskopu.

alpha jest kątem między linią, na której leży oś wielka elipsy, a linią łączącą punkty C i M.

azwidth – azymutalna szerokość obrazu – to szerokość mierzona wzdłuż linii prostopadłej do linii łączącej środek pola widzenia (M) ze środkiem ciężkości obrazu (C).

Φ stanowi kąt pomiędzy linią, na której leży oś wielka elipsy, a osią X kamery.

size (nie oznaczony na rysunku) jest to suma sygnałów z pikseli, które pozostały po czyszczeniu; nazywa się ją czasem wielkością obrazu.

Otrzymane parametry wykorzystuje się do rekonstrukcji pęku – jego energii, wysokości maksimum rozwoju oraz kierunku z jakiego przybyła cząstka. Wyznaczenia kierunku oraz odległości pęku od teleskopu na podstawie danych z jednego teleskopu daje mało dokładne wyniki, zatem także rekonstrukcja wysokości maksimum pęku oraz jego energii będzie niezbyt dokładna w takim przypadku. Używając danych z co najmniej dwóch teleskopów można zdecydowanie dokładniej wyznaczyć kierunek pęku i jego odległość od teleskopów (rysunek 1.15 pokazuje metodę wyznaczania tych parametrów). Dlatego

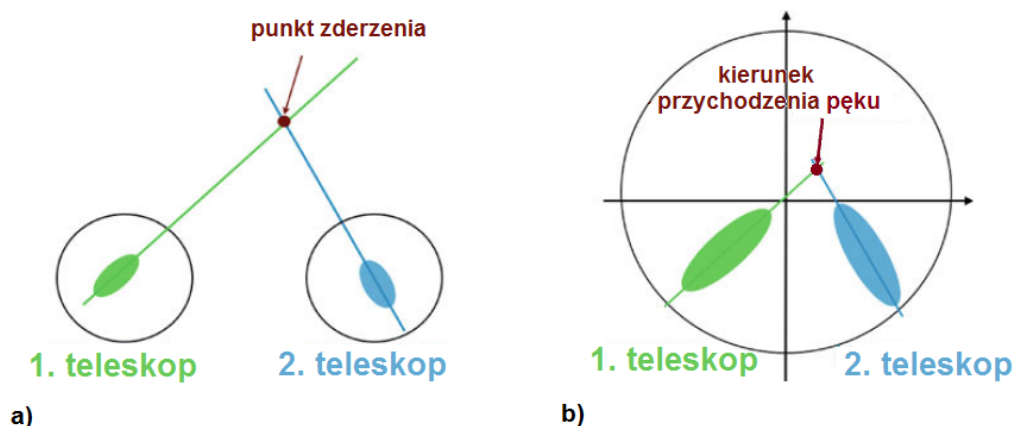
środek ciężkości obrazu – oznaczony na rysunku literą C – jest wyznaczany na podstawie wielkości sygnału z pikseli, które przetrwały czyszczenie.

length jest to połowa długość osi wielkiej elipsy, którą obliczamy jako odchylenie standardowe rozkładu sygnałów rzutowanych na tę oś.

width jest to połowa długość osi małej elipsy, którą obliczamy jako odchylenie standardowe rozkładu sygnałów rzutowanych na tę oś.

miss stanowi odległość między prostą, na której leży oś wielka

też w badaniach promieniowania gamm bierze się pod uwagę jedynie te zdarzenia, które zostały zarejestrowane przez przynajmniej dwa teleskopy – w takim przypadku również energia i położenie maksimum pęku są lepiej zrekonstruowane.



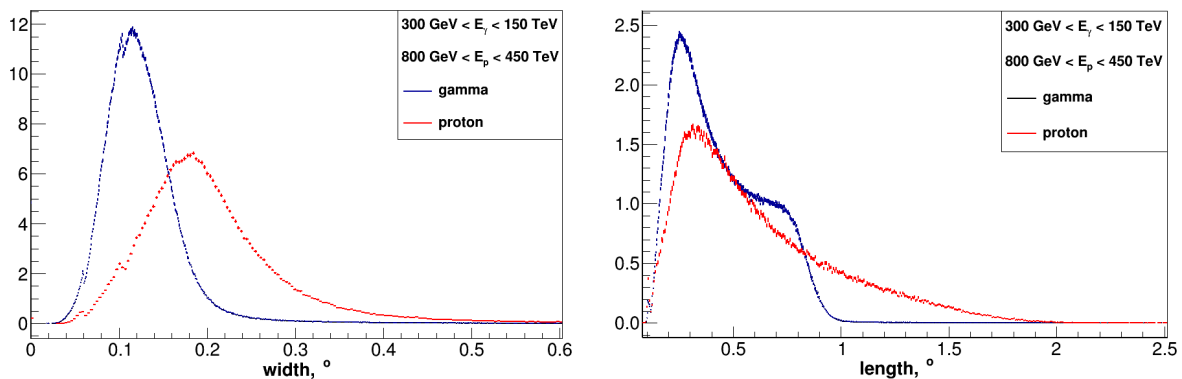
Rysunek 1.15. Metoda wyznaczania miejsca, w którym oś pęku uderza w ziemię (a) oraz kierunku, z którego nadlatuje pęk (b). W pierwszym przypadku poszukuje się punktu przecięcia osi wielkich obrazów pęków z uwzględnieniem położenia teleskopów. W drugim przypadku szuka się przecięcia osi wielkich nałożonych obrazów pęków w płaszczyźnie kamery (metoda punktu przecięcia). Dokładniejsza metoda wyznaczania kierunku, wykorzystująca parametr *disp* zostanie opisana w dalszej części pracy. Oba rysunki według [25].

1.3.4 Separacja gamm i hadronów

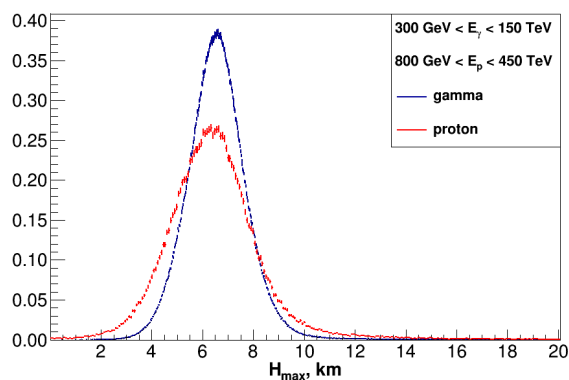
Parametry Hillasa mogą posłużyć do rozróżniania pęków zainicjowanych przez fotony od tych zainicjowanych przez hadrony. Ponieważ rozkłady kątowe cząstek naładowanych z takich pęków są różne, zatem rozkłady parametrów *width* i *length* dla pęków gammowych i hadronowych również będą odmienne.

Zgodnie z informacjami z podrozdziału 1.2, pęki hadronowe zawierają wiele podskad elektromagnetycznych, a ponadto jeszcze wiele innych cząstek, które nie występują w pękach fotonowych. Dlatego takie pęki są szersze od pęków zainicjowanych przez cząstki gamma, a kształt ich obrazów jest bardziej nieregularny. Można się spodziewać, że rozkład parametru *width* będzie miał maksimum przy wyższych wartościach dla pęków hadronowych niż dla gammowych. Ponadto rozkłady *width* i *length* będą dla pęków zainicjowanych przez hadron szersze od tych rozkładów dla pęków fotonowych.

Rysunek 1.16 przedstawia znormalizowane rozkłady tych parametrów dla pęków zainicjowanych przez cząstkę gamma i przez proton. Jak widać dla pęków zainicjowanych przez hadron rozkłady są szersze. Ponadto rozkład parametru *length* ma inny kształt dla pęków gammowych.



Rysunek 1.16. Rozkłady parametrów $width$ (po lewej) i $length$ (po prawej) dla pęków zainicjowanych przez fotony o energii z przedziału od 300 GeV do 150 TeV i dla pęków zainicjowanych przez protony o energii z przedziału od 800 GeV do 450 TeV.



Rysunek 1.17. Rozkłady wysokości maksimum dla pęków zainicjowanych przez fotony o energii z przedziału od 300 GeV do 150 TeV i dla pęków zainicjowanych przez protony o energii z przedziału od 800 GeV do 450 TeV.

Rysunek 1.17 pokazuje uzyskane z moich symulacji znormalizowane rozkłady wysokości maksimum dla pęków zainicjowanych przez fotony o energii między 300 GeV a 150 TeV i przez protony o energii między 800 GeV a 450 TeV. Widać, że rozkład wysokości maksimum pęków protonowych jest szerszy.

Inną wielkością, która może posłużyć do odróżnienia pęków gammowych od hadronowego tła jest wysokość maksimum pęku. Określa się ją przy użyciu wyznaczonego położenia osi pęku oraz kąta, pod którym mierzony jest środek ciężkości obrazu (C) na każdym z teleskopów[25]. Kierunek przychodzenia pęków hadronowych, które są ponadto bardziej zfluktuowane, jest mniej precyzyjnie określony niż tych zapoczątkowanych przez wysokoenergetyczne fotony. Zatem rozkłady wysokości maksimum dla pęków zainicjowanych przez hadron będą szersze niż dla pęków zapoczątkowanych przez foton.

Rozdział 2

Pochłanianie i rozpraszanie światła

Światło przechodząc przez atmosferę ulega rozproszeniu, którego wielkość i kierunek zależy od długości fali oraz wielkości cząstek ośrodka, przez który przechodzi. Rozpraszanie na cząstkach małych – mniejszych od długości fali padającej – opisał w latach 1871-1899 John William Strutt lord Rayleigh. W taki sposób światło widzialne jest rozpraszane na molekułach atmosfery. Teorię rozpraszania na cząstkach o dowolnych rozmiarach przedstawił Gustav Mie w 1908 roku. Przy jej pomocy można opisać rozpraszanie światła na zawartych w powietrzu aerozoluach oraz kroplach wody, a więc także chmurach.

2.1 Rozpraszanie Rayleigha

W teorii Rayleigha przyjmuje się, że cząsteczki ośrodka są sferycznie symetryczne, ich średnice są znacznie mniejsze (co najmniej 10-20 razy) od długości fali padającego światła, cząstki nie absorbują światła. Fala świetlna padając na cząsteczki ośrodka wprawia w drgania zawarte w nich elektrony, powodując powstawanie dipoli elektrycznych. Dipole te stają się emiterami promieniowania.

Rozważmy pojedynczy elektron, na który pada fala elektromagnetyczna poruszająca się wzdłuż osi X (rysunek 2.1). Pod wpływem pola elektrycznego wiązki, wynoszącego $E = E_0 \cos(\omega t)$, elektron drga w kierunku osi Z z częstotliwością fali elektromagnetycznej. Pole fali rozproszonej w układzie współrzędnych sferycznych wyraża się wzorem:

$$E_\varphi = E_0(m^2 - 1) \frac{\pi V_{cz}}{\lambda^2 r} \sin \varphi \cos(\omega t - kr), \quad (2.1)$$

gdzie m oznacza względny współczynnik załamania światła tzn. stosunek współczynnika załamania światła dla materiału cząstki (traktowanego jako ośrodek ciągły) do współczynnika załamania światła w ośrodku $m = n_{cz}/n_{os}$; V_{cz} oznacza objętość cząstki rozpraszającej, r – odległość, w której obserwujemy rozproszenie, φ – kąt rozpraszania, a k

jest wektorem falowym padającego światła. Natężenie światła rozproszonego (I) będzie wynosiło [36], [37]:

$$I = I_0(m^2 - 1)^2 \frac{\pi^2 \sin^2 \varphi V_{cz}^2}{\lambda^4 r^2} \quad (2.2)$$

Powyższe wzory są prawdziwe w przypadku, gdy $m^2 - 1$ jest bardzo małe. W innym przypadku rozproszenie zależy nie tylko od wielkości cząstki rozpraszającej ale także od jej kształtu. Dla cząstek sferycznych otrzymujemy [37]:

$$I = I_0 \left(\frac{3(m^2 - 1)}{m^2 + 2} \right)^2 \frac{\pi^2 \sin^2 \varphi V_{cz}^2}{\lambda^4 r^2} = I_0 \frac{(m^2 - 1)^2 \pi^4 \sin^2 \varphi d^6}{(m^2 + 2)^2 4\lambda^4 r^2}, \quad (2.3)$$

gdzie I_0 oznacza natężenie światła padającego, a d jest średnicą cząstki rozpraszającej.

Po scałkowaniu po wszystkich kierunkach otrzymamy wartości całkowitego strumienia energii (Φ) światła rozproszonego na pojedynczej cząstce [37]:

$$\Phi = \int_0^\pi I_0 \left(\frac{3(m^2 - 1)}{m^2 + 2} \right)^2 \frac{\pi^2 V_{cz}^2}{\lambda^4} 2\pi r^2 \frac{\sin^2 \varphi}{r^2} \sin \varphi d\varphi = \frac{24\pi^3}{\lambda^4} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 I_0 V_{cz}^2 \quad (2.4)$$

Światło rozproszone napotyka następnie kolejne cząstki ośrodka, które również je rozpraszają. Strumień ulega więc osłabieniu. Jeśli przez N oznaczmy liczbę cząstek

w jednostce objętości, osłabienie strumienia energii promieniowania przechodzącego przez jednostkę powierzchni po przejściu przez pewną ciekłą warstwę o grubości dx wynosi:

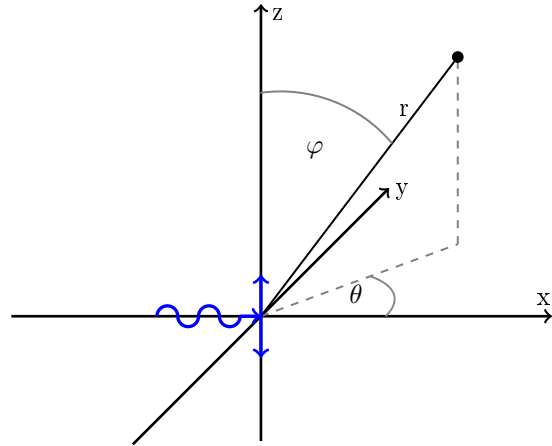
$$d\Phi = -\gamma \Phi dx \quad (2.5)$$

$$\Phi(x) = \Phi(0)e^{-\gamma x}, \quad (2.6)$$

gdzie współczynnik tłumienia γ można wyrazić przez:

$$\gamma = \frac{24\pi^3 N V_{cz}^2}{\lambda^4} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 \quad (2.7)$$

Dla światła niespolaryzowanego rozkład kątowy natężenia światła dla rozpraszania Rayleigha uzyskuje się rozkładając



Rysunek 2.1. Zastosowany układ współrzędnych. Niebieska falista linia oznacza kierunek padania światła, a niebieskie pionowe strzałki – kierunek drgania elektronu.

wiązkę na dwie składowe o prostopadłej polaryzacji. Rozłożmy wiązkę na składową o polaryzacji w kierunku osi Z (I_{01}) i składową o polaryzacji w kierunku osi Y (I_{02}). Ze wzoru 2.3 otrzymujemy natężenie światła w płaszczyźnie XY:

$$I(\theta) = \frac{9\pi^2 V_{cz}^2}{r^2 \lambda^4} \left[\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right]^2 (I_{01} \sin^2(\pi/2) + I_{02} \cos^2(\theta)) \quad (2.8)$$

Zatem natężenie światła rozproszonego na kulistej cząstce o średnicy d w kierunku tworzącym kąt θ z kierunkiem padania światła wynosi [37]:

$$I(\theta) = I_0 \frac{9\pi^2 V_{cz}^2}{2r^2 \lambda^4} \left[\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right]^2 (1 + \cos^2(\theta)) = I_0 \frac{(m-1)^2}{(m+2)^2} \frac{\pi^4 d^6}{8\lambda^4 r^2} (1 + \cos^2(\theta)) \quad (2.9)$$

Natężenie światła rozproszonego jest odwrotnie proporcjonalne do czwartej potęgi długości fali padającego światła. Rozkład kątowy światła rozproszonego jest symetryczny względem emitującej cząstki. Emisja w przód i w tył jest równie prawdopodobna.

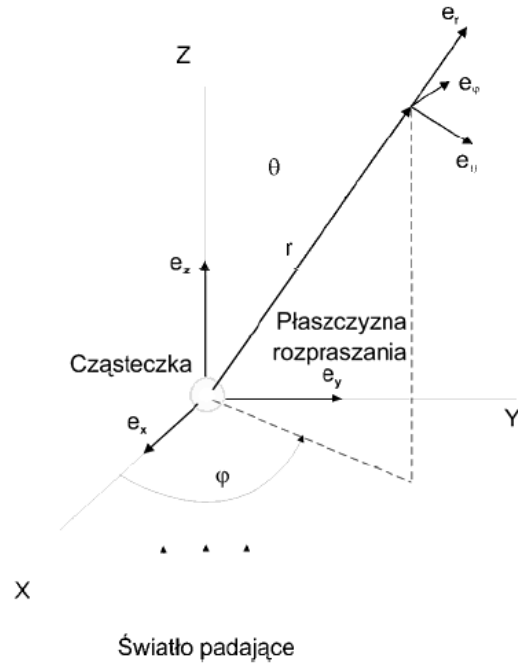
2.2 Rozpraszanie Miego

Teoria Miego dotyczy rozpraszania światła na cząstkach o dowolnych rozmiarach. Stosuje się ją do cząstek większych niż $0,2$ długości fali światła padającego, gdyż dla mniejszych można zastosować opisaną wyżej teorię Rayleigha. W teorii Miego zakłada się, że cząstki są kuliste i mogą absorbować światło. Każda cząstka traktowana jest jak multipol wzbudzony światłem padającym. Należy uwzględnić różnicę w fazie emitowanego promieniowania. Rozmiar cząstki uwzględnia się wprowadzając parametr $x = 2\pi a n_{os}/\lambda$, gdzie a oznacza średnicę cząstki, a n_{os} – współczynnik załamania światła w ośrodku ją otaczającym.

Pole elektromagnetyczne wokół cząstki rozpraszającej jest sumą wektorową pól fali padającej i fali rozproszonej: $E_{zew} = E_p + E_r$ i $H_{zew} = H_p + H_r$. Natomiast wewnątrz kulistej cząstki mamy pole fali załamanej.

Poszukiwane są pola harmoniczne $E_{wew}(r, \omega) = E_{wew}(r)e^{-i\omega t}$ wewnątrz i $E_{zew}(r, \omega) = E_{zew}(r)e^{-i\omega t}$ na zewnątrz kulki, które spełniają równania Maxwella z odpowiednimi warunkami brzegowymi.

Przyjmijmy, że cząstka znajduje się w początku układu współrzędnych, fala padająca ma kierunek zgodny z osią Z , natomiast oś X jest zgodna z kierunkiem polaryzacji fali padającej (rysunek 2.2). Po odpowiednich obliczeniach można otrzymać wartości natężenia pól rozproszonych we współrzędnych sferycznych [39]:



Rysunek 2.2. Wykorzystany układ współrzędnych. Rysunek pochodzi z [38].

$$E_\theta(\theta, \varphi, r) = \frac{\cos \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (ia_n x(h_n^{(1)})'(kr) \tau_n(\theta) - b_n x h_n^{(1)}(kr) \pi_n(\theta)), \quad (2.10)$$

$$E_\varphi(\theta, \varphi, r) = \frac{\sin \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (b_n x h_n^{(1)}(kr) \tau_n(\theta) - ia_n x(h_n^{(1)})'(kr) \pi_n(\theta)), \quad (2.11)$$

$$E_r(\theta, \varphi, r) = \frac{\cos \varphi}{k^2 r^2} \sum_{n=1}^{\infty} E_n n(n+1) ia_n x h_n^{(1)}(kr) \pi_n(\theta) \sin \theta, \quad (2.12)$$

$$H_\theta(\theta, \varphi, r) = \frac{\sin \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (ib_n x(h_n^{(1)})'(kr) \tau_n(\theta) - a_n x h_n^{(1)}(kr) \pi_n(\theta)), \quad (2.13)$$

$$H_\varphi(\theta, \varphi, r) = \frac{\cos \varphi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (ib_n x(h_n^{(1)})'(kr) \pi_n(\theta) - a_n x h_n^{(1)}(kr) \tau_n(\theta)), \quad (2.14)$$

$$H_r(\theta, \varphi, r) = \frac{k}{\omega \mu} \frac{\sin \varphi}{k^2 r^2} \sum_{n=1}^{\infty} E_n n(n+1) b_n x h_n^{(1)}(kr) \pi_n(\theta) \sin \theta, \quad (2.15)$$

gdzie współczynniki a_n i b_n są wyrażone wzorami [40]:

$$a_n = \frac{\mu m^2 j_n(mx) [x j_n(x)]' - \mu_1 j_n(x) [m x j_n(mx)]'}{\mu m^2 h_n^{(1)}(mx) [x j_n(x)]' - \mu_1 h_n^{(1)}(x) [m x j_n(mx)]'} \quad (2.16)$$

$$b_n = \frac{\mu_1 m^2 j_n(mx) [x j_n(x)]' - \mu j_n(x) [m x j_n(mx)]'}{\mu_1 m^2 h_n^{(1)}(mx) [x j_n(x)]' - \mu h_n^{(1)}(x) [m x j_n(mx)]'}, \quad (2.17)$$

w których j_n oznacza sferyczne funkcje Bessela pierwszego rodzaju, a $h_n^{(1)}$ – sferyczne funkcje Hankela (rysunek 2.3), μ_1 i μ oznaczają przenikalność magnetyczną próżni i przenikalność magnetyczną ośrodka, a m – względny współczynnik załamania światła równy stosunkowi współczynnika załamania światła wewnątrz kulki do tegoż współczynnika na zewnątrz kulki, k oznacza liczbę falową fali świetlnej padającej w ośrodku otaczającym kulkę, a znak ' oznacza różniczkowanie funkcji po jej zmiennej.

Natomiast E_n wynosi:

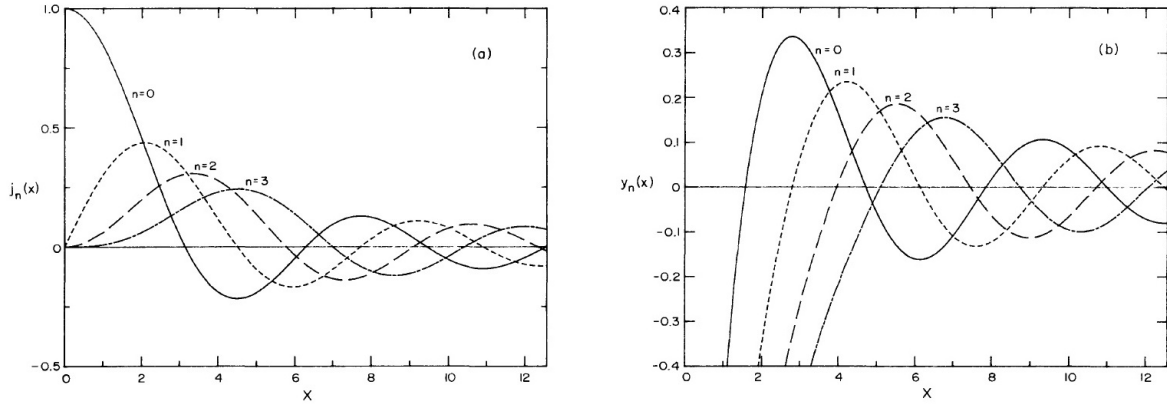
$$E_n = i^n E_0 \frac{2n+1}{n(n+1)}, \quad (2.18)$$

gdzie E_0 oznacza amplitudę fali padającej.

Funkcje π_n i τ_n definiowane są przez wielomiany Legendre'a w następujący sposób [40]:

$$\pi_n = -\frac{1}{\sin \theta} \frac{dP_n}{d\theta} \quad \tau_n = -\frac{d^2 P_n}{d\theta^2}, \quad (2.19)$$

W przybliżeniu dalekiego pola, czyli gdy rozważamy pole rozproszone w dużej odległości od rozpraszającej kulki ($kr \gg 1$), E_θ i E_φ stają się składowymi równoległą i prostopadłą do płaszczyzny rozpraszania $E_\theta = E_\parallel$ i $E_\varphi = E_\perp$. Można wówczas obliczyć rozkłady natężenia światła rozproszonego dla polaryzacji równoległej i prostopadłej do płaszczyzny obserwacji [38]:

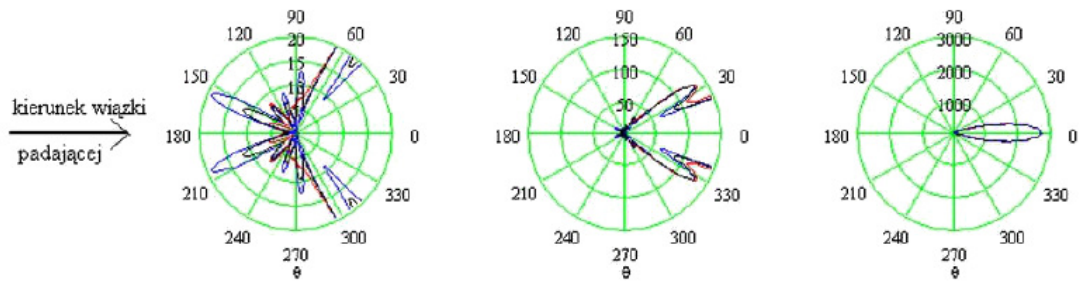


Rysunek 2.3. Sferyczne funkcje Bessela pierwszego (po lewej) i drugiego rodzaju (po prawej). Sferyczne funkcje Hankela stanowią ich kombinację w postaci $h_n^{(1)} = j_n + iy_n$. Rysunek wzięty z [40].

$$I_{\parallel}(\lambda, \theta, \varphi = 0) = I_0 \frac{\lambda/n_{os}}{(2\pi r)^2} \sum_{n=1}^{\infty} i \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n(\theta) \sin \theta - b_n \pi_n(\theta)) \quad (2.20)$$

$$I_{\perp}(\lambda, \theta, \varphi = \pi/2) = I_0 \frac{\lambda/n_{os}}{(2\pi r)^2} \sum_{n=1}^{\infty} i \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n(\theta) - b_n \tau_n(\theta) \sin \theta) \quad (2.21)$$

Na rysunku 2.4 przedstawione są przykładowe rozkłady natężeń światła rozproszonego na cząstce większej od długości fali światła padającego. Jak widać, niezależnie od polaryzacji światła, rozproszenie w przód jest znacznie bardziej prawdopodobne niż rozproszenie w tył.



Rysunek 2.4. Rozkład kątowy natężenia światła o długości fali $\lambda = 488$ nm na cząstce kulistej o średnicy $a = 600$ nm. Linia czerwona oznacza światło o polaryzacji równoległej ($I_{\parallel}(\theta)$), linia niebieska – światło o polaryzacji prostopadłej ($I_{\perp}(\theta)$), a linia czarna światło niespolaryzowane. Rysunki różnią się tylko zakresem skali radialnej. Wykres pochodzi z [38].

Teorię Miego można stosować zarówno dla dowolnie dużych, jak i dowolnie małych cząstek rozpraszających. Rozważmy cząstkę o średnicy $d \ll \lambda$. Jeżeli współczynniki a_n i b_n przybliżymy biorąc we wzorach 2.16 i 2.17 tylko pierwsze wyrazy rozwinięcia funkcji Bessela i Hankela w szereg potęgowy, otrzymujemy:

$$a_n = -\frac{i2x^3}{3} \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \quad (2.22)$$

Ponieważ $|m|x \ll 1$, możemy przyjąć $a_n \gg b_n$. Stąd i ze wzorów 2.20 i 2.21, mamy

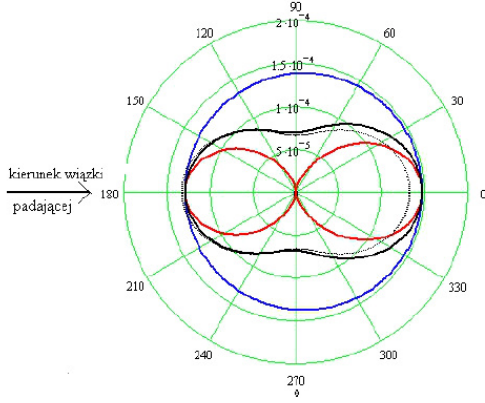
$$I_{\parallel} = |a_n|^2 \lambda^2 \cos^2 \theta \quad (2.23)$$

$$I_{\perp} = |a_n|^2 \lambda^2 \quad (2.24)$$

Dla światła niespolaryzowanego otrzymujemy:

$$I = \frac{\pi^4 d^6}{8\lambda^4 r^2} I_0 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 (1 + \cos^2 \theta) \quad (2.25)$$

Jest to wzór pochodzący z teorii Rayleigha. Na rysunku 2.5 pokazany jest rozkład natężenia światła rozproszonego na cząstce mniejszej od długości fali światła padającego obliczony według teorii



Rysunek 2.5. Rozkład kątowy natężenia światła o długości fali $\lambda = 488$ nm na cząstce o średnicy $a = 30$ nm obliczony według teorii Miego (bez przybliżeń). Linia czerwona oznacza rozkład natężenia dla światła spolaryzowanego równoległe, linia niebieska – dla światła spolaryzowanego prostopadłe, a linia czarna – dla światła niespolaryzowanego. Linia przerywaną oznaczono rozkład uzyskany przez teorię Rayleigha. Wykres pochodzi z [38].

Miego oraz według teorii Rayleigha. Widać, że dla światła niespolaryzowanego teoria Rayleigha jest dobrym przybliżeniem teorii Miego dla małych cząstek rozpraszających.

2.2.1 Przekroje czynne

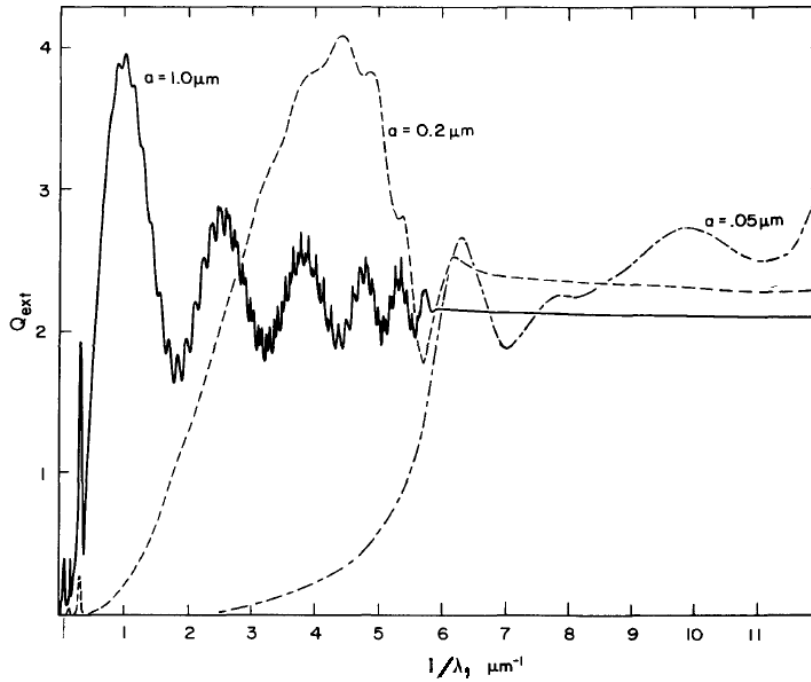
Całkowite przekroje czynne na rozpraszanie, na absorpcję i na ekstynkcję według teorii Miego wyrażają się wzorami [40]:

$$C_{roz} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (2.26)$$

$$C_{abs} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(\text{Re}\{|a_n| + |b_n|\}) - C_{roz} \quad (2.27)$$

$$C_{ext} = C_{roz} + C_{abs} \quad (2.28)$$

gdzie $k = 2\pi n_{os}/\lambda$, a n_{os} – współczynnik załamania światła w ośrodku.



Rysunek 2.6. Efektywność ekstynkcji jako funkcja odwrotności długości fali światła dla różnych wielkości kropli wody rozpraszających światło. Wykres pochodzi z [40].

Zdefiniujmy efektywność ekstynkcji jako stosunek przekroju czynnego na ekstynkcję do geometrycznego przekroju cząstki rozpraszającej: $Q_{ext} = C_{ext}/(\pi a^2)$. Rysunek 2.6 przedstawia efektywność ekstynkcji jako funkcję odwrotności długości fali światła dla różnych wielkości kropli wody rozpraszających światło widzialne w powietrzu. Gdy cząstka rozpraszająca jest znacznie mniejsza niż długość padającego światła, efektywność ekstynkcji jest znacznie mniejsza niż 1. Jednakże dla cząstek większych zachowuje się inaczej.

W przedziale długości fali, w którym woda słabo absorbuje światło ($0,5\text{--}5\ \mu\text{m}^{-1}$), efektywność ekstynkcji dla kropli o $a = 1\ \mu\text{m}$ oscyluje wokół dwójki. Pojawiają się regularne minima i maksima zwane strukturą interferencyjną. Według teorii Miego rozproszenie światła do przodu jest znacznie bardziej prawdopodobne niż rozproszenie światła w tył. Większość światła rozproszonego porusza się więc w kierunku zgodnym z kierunkiem fali padającej. Interferencja tak rozproszonego światła z falą padającą powoduje powstawanie minimów i maksimów w efektywności ekstynkcji.[40]

Dla mniejszych długości fali przekrój czynny na ekstynkcję dąży do dwukrotności przekroju cząstki rozpraszającej. Z tego wynika, że kropla wpływa na światło przechodzące poza jej fizycznym brzegiem. Jest to niezgodne z obserwacjami i nosi nazwę „paradoksu ekstynkcji” (ang. extinction paradox). Należy zauważyć, że całkowity przekrój czynny nie uwzględnia asymetrii rozpraszania. Światło liczy się jako usunięte z wiązki

padającej, nie zależnie od tego, jak mały był kąt rozproszenia. Tymczasem im większa jest cząstka rozpraszająca, tym intensywniej światło rozpraszane jest do przodu. Ponadto może się zdarzyć, że fala rozproszona powróci do wiązki padającej na skutek wielokrotnego rozproszenia. Zatem światło rozproszone nie koniecznie jest utracone z wiązki padającej.[38][40]

2.3 Ekstynkcja

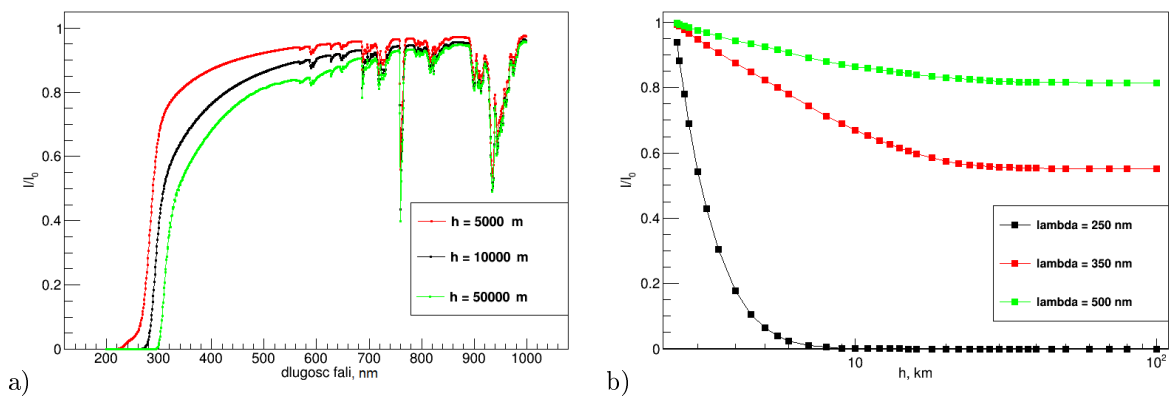
Ekstynkcja opisuje osłabienie natężenia fali świetlnej przechodzącej przez ośrodek na skutek absorpcji i rozpraszania. Można wyrazić je wzorem:

$$I = I_0 e^{-\varepsilon} \quad (2.29)$$

gdzie I_0 oznacza natężenie fali padającej, a I – natężenie światła po przejściu przez ośrodek, natomiast ε jest współczynnikiem ekstynkcji. Zatem

$$\varepsilon = \ln \left(\frac{I_0}{I} \right) \quad (2.30)$$

W atmosferze ziemskiej wartość współczynnika ekstynkcji zależy od wysokości n.p.m., gdyż światło powstające w wyższych warstwach atmosfery przebywa dłuższą drogę wewnątrz niej niż światło powstające niżej. Jak wynika z poprzednich podrozdziałów, rozpraszanie światła w atmosferze silnie zależy od jego częstotliwości. Dlatego współczynnik ekstynkcji (uwzględniający zarówno rozpraszanie jak i absorpcję światła) jest różny dla różnych częstotliwości światła. Zmienia się też pod wpływem zmian właściwości atmosfery w danym miejscu i czasie, takich jak temperatura, gęstość, ilość zanieczyszczeń.



Rysunek 2.7. Tłumienie światła przechodzącego przez atmosferę ziemską w klimacie tropikalnym: a) zależność od długości fali padającego światła dla różnych wysokości n.p.m. b) zależność od wysokości, na której powstaje światło (a zatem od jego drogi w atmosferze) dla różnych długości fali padającego światła. Wykresy wykonałam na podstawie danych o atmosferach z programu `sim_telarray`.

Wykresy na rysunku 2.7 przedstawiają zależność osłabienia natężenia światła w atmosferze od długości fali oraz wysokości n.p.m., na której światło rozpoczyna drogę przez atmosferę. W zakresie widzialnym (300-700 nm) przezroczystość atmosfery jest większa dla większych długości fali światła oraz silnie zależy od drogi przebytej w atmosferze. Dla podczerwieni zależność od długości fali staje się ostro zmienna, gdyż jest to obszar linii absorpcyjnych cząstek tlenu O_2 , natomiast maleje znaczenie drogi przebytej w atmosferze. Światło w zakresie dalekiego ultrafioletu powstające na wysokościach większych niż 6-7 km n.p.m. jest prawie całkowicie tłumione.

2.4 Chmury

Chmury są skupiskami unoszących się w powietrzu kropelek wody lub kryształków lodu. Powstają na skutek kondensacji pary wodnej w atmosferze, gdy temperatura spada poniżej temperatury punktu rosy – punktu, w którym para wodna osiąga stan nasycenia w atmosferze. Gdy temperatura spada poniżej $0^\circ C$, powstają chmury gradowe złożone z kryształków lodu. Chmury tworzą się głównie w troposferze na wysokości od kilkuset metrów do ok. 10 km. Istnieją też chmury powstające w wyższych warstwach atmosfery – w stratosferze (na wysokości 20-50 km), a nawet w mezosferze (na wysokości 70-80 km), nie są one jednak rozważane w tej pracy ze względu na znikomy wpływ jaki mogłyby wywierać na światło czerenkowskie tworzone w wielkich pękach atmosferycznych. Średnia wysokość pierwszego oddziaływania w pęku hadronowym wynosi około 16-18 km, a w pęku gammowym około 22-23 km. Zatem nawet jeśli pęk zacznie się rozwijać powyżej 20 km, to liczba jego cząstek jest mała, a i atmosfera nie sprzyja tworzeniu światła Czerenkowa (mały współczynnik załamania światła).

Znajdujące się w atmosferze ziemskiej chmury osłabiają natężenie światła docierającego do powierzchni Ziemi. W chmurach wodnych zachodzą inne zjawiska niż w chmurach złożonych z kryształków lodu. Należy je więc opisać różnymi modelami. Oba modele przedstawiam według [41].

2.4.1 Model chmury wodnej

Chmura wodna złożona jest z niewielkich kropelek o zwykle kulistym kształcie. Odstępstwo od tego kształtu zdarza się np. w chmurach deszczowych, gdy zbyt duże krople zostają zdeformowane przez grawitację. W niedeszczowej chmurze mamy wiele kulistych kropelek o promieniu od kilku do kilkudziesięciu μm . Rozkład długości promieni tych

kropel można przedstawić jako funkcję $f(a)$, która spełnia warunki:

$$\int_0^\infty f(a)da = 1 \quad (2.31)$$

$$F(a_1, a_2) = \int_{a_1}^{a_2} f(a)da \quad (2.32)$$

$$(2.33)$$

gdzie $F(a_1, a_2)$ określa, jaką część ilości kropel w jednostce objętości stanowią te o promieniu z przedziału (a_1, a_2) . W większości przypadków funkcję $f(a)$ można zdefiniować następująco:

$$f(a) = \mathbb{N} a^\mu e^{-\mu \frac{a}{a_0}}, \quad (2.34)$$

gdzie $\mathbb{N}$ jest stałą normalizacyjną określoną przez funkcję Gamma:

$$\mathbb{N} = \frac{a_0^{\mu+1}}{\Gamma(\mu+1)}, \quad (2.35)$$

$$\Gamma(\mu) = \int_0^\infty x^{\mu-1} e^{-x} dx, \quad (2.36)$$

W ten sposób można opisać rozkład wielkości kropel wody w chmurze przy użyciu dwóch parametrów: a_0 – określającego położenie maksimum, oraz μ – określającego szerokość rozkładu. Na podstawie powyższych wzorów można obliczyć moment zwykły n -tego rzędu dla rozkładu f :

$$\langle a^n \rangle = \int_0^\infty a^n f(a) da = \left(\frac{a_0}{\mu} \right) \frac{\Gamma(\mu+n+1)}{\Gamma(\mu+1)} \quad (2.37)$$

Odpowiednie momenty zwykłe posłużą do obliczenia średniej objętości kropli ($\langle V \rangle$), średniego pola powierzchni ($\langle \Sigma \rangle$) oraz średniej masy kropli ($\langle W \rangle$).

$$\langle V \rangle = \frac{4\pi}{3} \langle a^3 \rangle = \frac{\Gamma(\mu+4)}{\mu^3 \Gamma(\mu+1)} v_0 \quad (2.38)$$

$$\langle \Sigma \rangle = 4\pi \langle a^2 \rangle = \frac{\Gamma(\mu+3)}{\mu^2 \Gamma(\mu+1)} s_0 \quad (2.39)$$

$$\langle W \rangle = \rho \langle V \rangle = \frac{\Gamma(\mu+4)}{\mu^3 \Gamma(\mu+1)} w_0 \quad (2.40)$$

gdzie ρ oznacza gęstość wody, a v_0 , s_0 i w_0 wyrażają się wzorami:

$$v_0 = \frac{4\pi a_0^3}{3} \quad s_0 = 4\pi a_0^2 \quad w_0 = \rho v_0 \quad (2.41)$$

Kolejnym ważnym parametrem jest efektywny promień kropli definiowany przez:

$$a_{ef} = \frac{\langle a^3 \rangle}{\langle a^2 \rangle} = \frac{3 \langle V \rangle}{\langle \Sigma \rangle} \quad (2.42)$$

Jest on proporcjonalny do stosunku średniej objętości kropli do średniego pola jej powierzchni. Powyższe parametry posłużą do wyznaczenia współczynnika ekstynkcji w chmurze. Dla ustalonej wysokości można go określić wzorem:

$$\sigma_{ext} = N \int_0^\infty f(a) C_{ext} da, \quad (2.43)$$

gdzie N oznacza liczbową gęstość kropli w chmurze, a C_{ext} – przekrój czynny na ekstynkcję wyliczony według teorii Miego. Dla kropli wody i światła widzialnego można go przybliżyć przez (punkt 2.2.1):

$$C_{ext} = \frac{\Sigma}{2} \quad (2.44)$$

Wykorzystując związek między gęstościami liczbową i objętościową (C_v , która mówi, jaka jest objętość kropeł wody w jednostce objętości chmury):

$$N = \frac{C_v}{\langle V \rangle} \quad (2.45)$$

oraz wzory 2.42, 2.43 i 2.44 otrzymujemy:

$$\sigma_{ext} = \frac{N \langle \Sigma \rangle}{2} = \frac{C_v \langle \Sigma \rangle}{2 \langle V \rangle} = \frac{3C_v}{2a_{ef}} \quad (2.46)$$

Wartość C_v można wyrazić poprzez “wodność” chmury C_w – gęstość wody w stanie ciekłym zawartej w chmurze – wzorem: $C_v = C_w / \rho$. Wielkość C_w jest zwykle bardzo mała ok. 0,1 g/m³ lub nawet jeszcze mniejsza. Ostatecznie otrzymujemy wzór na ekstynkcję w chmurze:

$$\sigma_{ext} = \frac{3C_w}{2\rho a_{ef}}, \quad (2.47)$$

który jest poprawny tylko dla światła widzialnego i stosunkowo dużych rozmiarów kropli. Aby rozszerzyć jego stosowność do zakresu bliskiej podczerwieni należy wprowadzić pewną poprawkę. Ostatecznie współczynnik ekstynkcji w chmurze wodnej wyraża się wzorem:

$$\sigma_{ext} = \frac{3C_w}{2\rho a_{ef}} \left\{ 1 + \frac{\nu}{(ka_{ef})^{2/3}} \right\} \quad (2.48)$$

gdzie $k = 2\pi/\lambda$, a ν jest parametrem nieznacznie zależnym od szerokości rozkładu wielkości cząstek w chmurze.

Oslabienie natężenia światła po przejściu przez chmurę o grubości h wynosi:

$$I = I_0 \exp(-h\sigma_{ext}) \quad (2.49)$$

Grubość chmur tworzonych w atmosferze ziemskiej wynoszą zazwyczaj od kilkudziesięciu metrów do kilku kilometrów.

2.4.2 Model chmury lodowej

Chmura lodowa składa się z kryształków przyjmujących różne wielkości i kształty. Opisanie właściwości optycznych takiej chmury staje się przez to znacznie trudniejsze. Ze względu na różnorodność kształtów i wewnętrzną strukturę kryształków lodu, nie można zastosować tu teorii Miego. Kryształki lodu są zazwyczaj znacznie większe niż długość padającego na nie światła. Dlatego można przyjąć, że przekrój czynny na ekstynkcję nie jest zależny ani do długości fali padającego światła, ani od współczynnika załamania światła wewnątrz kryształka.

$$C_{ext} = 2s \quad (2.50)$$

gdzie s oznacza powierzchnię przekroju kryształu w kierunku prostopadłym do padającego światła. Dla wielu identycznych kryształków o liczbowej gęstości N otrzymujemy wartość współczynnika ekstynkcji:

$$\sigma_{ext} = 2Ns \quad (2.51)$$

Zazwyczaj jednak chmura składa się z różnych kryształków, zarówno co do wielkości jak i kształtu i ułożenia w przestrzeni. Dlatego mają one różne przekroje w kierunku padającego światła. W powyższym wzorze wartość s należy zamienić na jej średnią dla wszystkich kryształków w chmurze:

$$\sigma_{ext} = 2N \langle s \rangle = 2C_v \frac{\langle s \rangle}{\langle V \rangle} \quad (2.52)$$

gdzie $\langle V \rangle$ oznacza średnią objętość kryształka lodu, a C_v – objętościową gęstość takich kryształków. Zdefiniujmy efektywny promień kryształka lodu jako

$$a_{ef} = \frac{3 \langle V \rangle}{\langle \Sigma \rangle} \quad (2.53)$$

gdzie $\langle \Sigma \rangle$ oznacza średnie pole powierzchni kryształku. Po wstawieniu powyższego wzoru do równania 2.52 współczynnik ekstynkcji przyjmuje wartość:

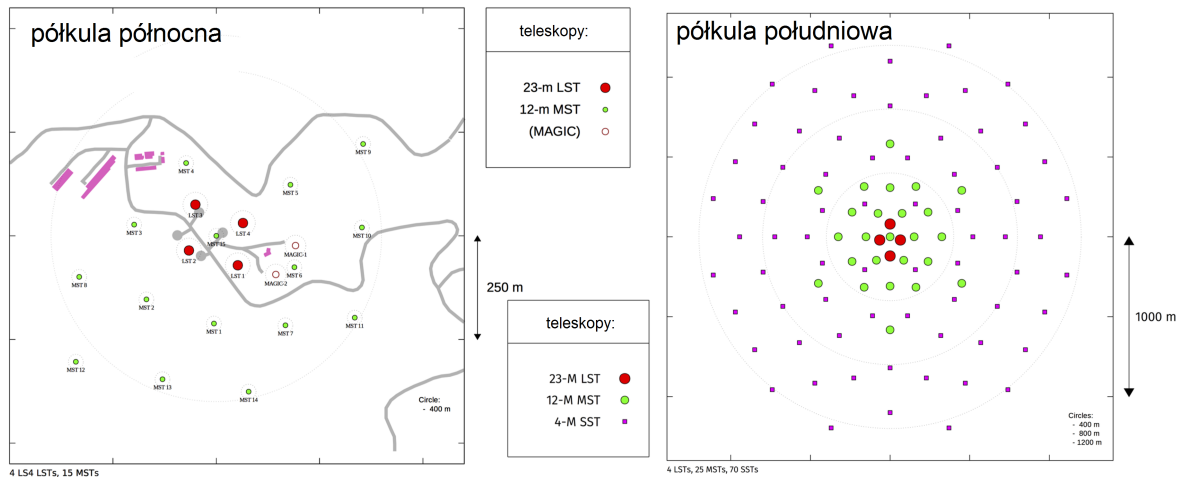
$$\sigma_{ext} = \frac{3C_v}{2a_{ef}} \quad (2.54)$$

gdzie C_v oznacza objętościową gęstość kryształków lodu w chmurze. Otrzymany wzór wydaje się mniej skomplikowany niż ten dla chmury wodnej. Należy jednak pamiętać, że dla prawdziwej chmury jest on tylko pierwszym przybliżeniem.

Rozdział 3

Teleskopy czerenkowskie

Powstanie teleskopów czerenkowskich umożliwiło pomiary wysokoenergetycznego promieniowania gamma ze źródeł kosmicznych przy pomocy eksperymentów naziemnych. Istniejące dziś układy teleskopów (H.E.S.S [2] [11], MAGIC [12], VERITAS [13] [4]) odkryły w ostatnich latach wiele źródeł takiego promieniowania zarówno w naszej Galaktyce (centrum Galaktyki, pozostałości po supernowych, mgławice pulsarowe, czy też układy podwójne) jak i poza nią (aktywne jądra galaktyk, galaktyki gwiazdotwórcze, rozbłyski gamma) [42]. Do dziś odkryto przy pomocy techniki obrazów ponad 220 obiektów emitujących promieniowanie gamma o energiach powyżej 50 GeV [43]. Dotychczasowe sukcesy zachęcają do rozwijania tej techniki badawczej.



Rysunek 3.1. Planowane układy teleskopów CTA. Z lewej na półkuli północnej, z prawej na półkuli południowej. Rysunek według strony CTA [44].

CTA (Cherenkov Telescope Array) to międzynarodowy projekt budowy dwóch obserwatoriów składających się z teleskopów czerenkowskich najnowszej generacji umożliwiających pomiary promieniowania gamma w szerszym zakresie energii (20 GeV - 300 TeV)

[44] i z kilkakrotnie lepszą czułością niż obecnie pracujące układy teleskopów [45]. Każde z obserwatoriów CTA będzie zlokalizowane na innej półkuli ziemskiej i dlatego możliwe będzie obserwowanie obiektów na całym niebie. Obserwatorium na półkuli południowej będzie służyć głównie do obserwacji źródeł wysokoenergetycznego promieniowania gamma z płaszczyzny (w tym również z centrum) naszej galaktyki. Obserwatorium na półkuli północnej będzie przeznaczone do badań aktywnych jąder galaktyk (AGN) oraz procesu formowania się gwiazd i ich ewolucji [46].

W celu przeprowadzenia efektywnych obserwacji w wymaganym zakresie energii pierwotnych zostaną użyte teleskopy o różnych rozmiarach:

LST (Large-Sized Telescope) – największe teleskopy – mające średnice 23 m – będą służyć do pomiarów najniższych energii (od 20 GeV). W każdym z układów znajdą się cztery takie teleskopy [47].

MST (Medium-Sized Telescope) – średnie teleskopy dwóch rodzajów: jedne o średnicy 11,5 m (DC-MST), drugie o średnicy 9,7 m (SC-MST). Pokryją średni zakres energii (0,1-10 TeV). Będzie ich 25 na półkuli południowej i 15 na półkuli północnej [47], [44].

SST (Small-Sized Telescope) – małe teleskopy o średnicy 4,3 m umożliwią detekcję najwyższych energii promieniowania gamma (do 300 TeV). Zostanie zbudowanych i rozmieszczonych aż 70 takich teleskopów na półkuli południowej. [44]

3.1 SST

W pękach wytworzonych przez wysokoenergetyczne fotony gamma ($E > 1$ TeV) produkowane jest dużo światła Czerenkowa, które na dużej powierzchni ma wysoką gęstość.



Rysunek 3.2. Prototypy małych teleskopów CTA. Od lewej: SST-1M znajdujący się w Krakowie, SST-2M ASTRI umieszczony w Serra la Nave we Włoszech oraz SST-2M GCT ustawiony w Meudon we Francji. Dwa pierwsze zdjęcia pochodzą ze strony CTA [44], natomiast trzecie z [48].

Dlatego do jego detekcji zostaną użyte teleskopy o małej powierzchni luster rozmieszczone na powierzchni kilku kilometrów kwadratowych.

Stworzono trzy różne prototypy małego teleskopu: SST-1M (posiadający jedno lustro) oraz ASTRI i GCT (posiadające dwa lustra). Ich parametry techniczne przedstawione są w tabeli 3.1. W maju 2018 roku zapadła decyzja, że w CTA zostanie wykorzystany tylko jeden rodzaj małego teleskopu. W tym samym roku rozpoczęto opracowanie jego projektu przy współpracy wszystkich zespołów zajmujących się prototypami. W czerwcu 2019 roku zdecydowano, że CTA-SST będzie bazował na projekcie ASTRI z uwzględnieniem doświadczeń uzyskanych z pozostałych projektów.[44]

Tabela 3.1. Najważniejsze parametry SST. Dane według strony CTA [44].

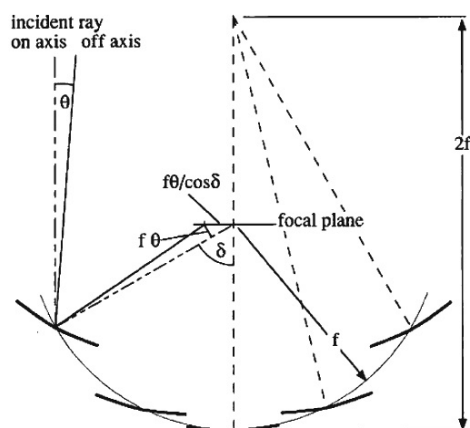
	SST		
	ASTRI	GCT	SST-1M
pełny zakres energii	1-300 TeV		
zakres energii (dla max. czułości)	5-300 TeV		
konstrukcja optyczna	Schwarzschild-Couder		Davies-Cotton
średnica pierwszego reflektora	4,3 m	4 m	4 m
średnica drugiego reflektora	1,8 m	2 m	—
efektywna powierzchnia luster	8 m ²	8,9 m ²	7,5 m ²
ogniskowa	2,15 m	2,28 m	5,6 m
całkowita masa	19 t	11 t	8,6 t
pole widzenia	10,5°	8,3°	8,8°
ilość pikseli na kamerze	2368	2048	1296
wielkość piksela	0,19°	0,17°	0,24°
typ fotodetektora	SiPM	SiPM	SiPM
szybkość odczytu zdarzeń (przed rejestracją przez układ)	>0,3 kHz	>0,4 kHz	>0,6 kHz
szybkość przesyłania danych (przed rejestracją)	2 Gb/s		3,2 Gb/s
czas zmiany ustawienia	60 s		
precyzja ustawienia	<7''		

3.1.1 Teleskop z jednym lustrem

SST-1M został zaproponowany przez naukowców z Polski i Szwajcarii. Wyposażony w cyfrową kamerę spełnia wszystkie wymagania projektu CTA. Ponadto jest lekki (najlżejszy z wszystkich proponowanych), łatwy w transporcie i obsłudze.

Konstrukcja teleskopu składa się z kilku elementów: masztu podtrzymującego kamerę, czaszy, w której znajdują się lustra, wieży podpierającej całą konstrukcję oraz

przeciwwagi przymocowanej do czaszy. Każdy element wykonany jest głównie ze stalowych rur. Maszt został dodatkowo wzmocniony cienkimi naprężonymi prętami wykonanymi również ze stali. Całość tworzy zwartą i stosunkowo lekką konstrukcję – przy wysokości 9,3 m teleskop waży niecałe 9 ton. Bardziej szczegółowy opis budowy takiego teleskopu można znaleźć w [49].



Rysunek 3.3. Lustra w SST-1M, na górze układ według konstrukcji Daviesa-Cottona (schemat pochodzi z [46]), na dole szklane lustro wykorzystywane w prototypie SST-1M. Zdjęcie zaczerpnięte z [50].

Reflektor SST1-M ma średnicę 4 m i składa się z 18 sześciokątnych luster. Całkowita powierzchnia luster wynosi $9,42 \text{ m}^2$, jednak ze względu na cień rzucany przez kamerę i podtrzymujący ją maszt efektywna powierzchnia luster wynosi¹ $7,5 \text{ m}^2$. Teleskop zbudowany jest według konstrukcji Davisa-Cottona [51], tzn. lustra są rozmieszczone na sferze o promieniu dwukrotnie mniejszym niż promień ich krzywizny [46]. Każde lustro ma profil sfery o promieniu 11,2 m. Zbudowane jest ze szkła pokrytego warstwą aluminium i dwutlenku krzemu. Umożliwia to osiągnięcie współczynnika odbicia światła 90% [51].

Alternatywą dla szklanych luster są lustra kompozytowe wytwarzane z materiału SMC (sheet moulding compound). W tym wypadku warstwy lustra utworzone są z wzmacnianego włóknami materiału termoutwardzalnego, uformowanego w wysokiej temperaturze i pod wysokim ciśnieniem w stalowej matrycy [52]. Dla osiągnięcia wymaganych właściwości optycznych, środkową warstwę lustra wytwarza się z polimeru. Różne typy polimerów są obecnie poddawane badaniom. Wstępne testy wykazały, że najlepszy będzie poliwęglan lub PSS-1000 [50]. Ten typ lustra nie jest obecnie wykorzystywany w prototypie teleskopu, być może jednak zostanie ostatecznie użyty w małych teleskopach CTA.

Ponieważ światło Czerenkowa z pędu atmosferycznego docierające do ziemi ma maksimum w okolicy 330 nm, a jego błysk trwa od kilku do kilkunastu nanosekund, do zarejestrowania pędu potrzeba odpowiednio szybkiego fotodetektora czułego na fotony o małej długości fali oraz odpowiednio szybkiej elektroniki do przetwarzania powstającego sygnału.

¹Tak wg strony CTA [44], natomiast wg [51] $6,47 \text{ m}^2$.

Kamera teleskopu SST-1M składa się z płaszczyzny fotodetekcji (photon detector plane – PDP) wyposażonej w detektory półprzewodnikowe SiPM (Silicon Photomultipliers) oraz systemu rejestracji i odczytu danych (DigiCam).

Płaszczyzna fotodetekcji składa się z 1296 pikseli zgrupowanych w 108 modułów. Każdy piksel został utworzony z fotodetektora SiPM i tulei doprowadzającej do niego światło. Każdy moduł połączony jest z przedwzmacniaczem oraz z płytą kontroli (slow control board – SCB) monitorującą parametry każdego detektora i stabilizującą jego pracę.

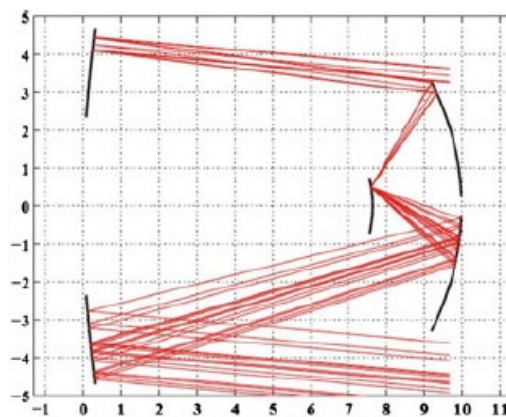
System DigiCam przetwarza sygnał analogowy z PDP w sygnał cyfrowy, na podstawie którego podejmowana jest decyzja o tym, czy dany przypadek ma być zarejestrowany. Przetwarzanie sygnału wykonane jest przez dwunastobitowy konwerter (Flash Analogue-to-Digital Converter – FADC) o częstotliwości 250 MHz. Decyzja o zapisywaniu mierzonego przypadku (czyli warunek przekroczenia progu) jest podejmowana na podstawie wielkości sumy sygnałów z pewnych grup pikseli (zwanymi klastrami) w kopii obrazu o niższej rozdzielczości. Jeśli zdarzenie zostanie zakwalifikowane do rejestracji, jest zapisywane i przesyłane do centralnego systemu danego teleskopu z prędkością 10 Gb/s [53].

3.1.2 Teleskopy z dwoma lustrami

Alternatywą dla SST-1M są dwa rodzaje teleskopów z parą luster: ASTRI (Astrofisica con Specchi a Tecnologia replicante Italiana) i GCT (Gamma-ray Cherenkov Telescope). W porównaniu do SST-1M, w którym kamera musi być umieszczona w ogniskowej reflektora, są one bardziej zwarte. Poza tym produkcja kamer do takich teleskopów jest prostsza i tańsza, a kamery te mają duże pole widzenia i mniejsze aberracje niż kamera dla SST-1M [54]. Z drugiej strony konstrukcja teleskopu wymaga niesferycznych kształtów luster, a takie trudniej wyprodukować. Ponadto drugie lustro rzuca cień na pierwsze, a to zmniejsza jego efektywną powierzchnię [46].

W obu wymienionych tu typach teleskopów reflektory ułożone są według konstrukcji Schwarzschilda-Coudera (rysunek 3.4). Kamery obu teleskopów bazują na detektorach SiPM.

ASTRI ma większą średnicę pierwszego reflektora – 4,3 m. Jest on zbudowany z 18 sześciokątnych luster, natomiast drugi reflektor jest jednocześnie. Kamera używa do tworzenia sygnału niestandardowych specjalizowanych układów scalonych (ASICs). [44]



Rysunek 3.4. Schemat przedstawiający ułożenie luster według konstrukcji Swarzschilda-Coudera. Obrazek pochodzi z [46].

W GCT oba reflektory składają się z sześciu luster o kształcie płatków (na obecnie dostępnych zdjęciach mają one jednak kształt koła). Kamera używa niestandardowych specjalizowanych układów scalonych (ASICs) o nazwie TARGET (TeV array readout with GSa/s sampling and event trigger) [55] umożliwiających zapis sygnału z częstotliwością próbkowania $10^9/\text{s}$. [44]

3.2 MST

MST wykorzystuje zmodyfikowaną konstrukcję Davisa-Cottona. Reflektor tego teleskopu ma średnicę 12 m i ogniskową 16 m. Składa się z 90 sześciokątnych luster sterowanych systemem aktywnej kontroli luster. Parametry techniczne tego teleskopu

Tabela 3.2. Najważniejsze parametry MST. Dane według strony CTA [44].

	MST	
	FlashCam	Nectar-Cam
pełny zakres energii	0,08-50 TeV	
zakres energii (dla max. czułości)	0,15-5 TeV	
konstrukcja optyczna	zmodyfikowany Davies-Cotton	
średnica reflektora	11,5 m	
efektywna powierzchnia luster	88 m ²	
ogniskowa	16 m	
całkowita masa	82 t	
pole widzenia	7,5°	7,7°
ilość pikseli na kamerze	1764	1855
wielkość piksela	0,17°	0,17°
typ fotodetektora	PMT	PMT
szybkość odczytu zdarzeń (przed rejestracją)	>6 kHz	>7 kHz
szybkość przesyłania danych (przed rejestracją)	12 Gb/s	
czas zmiany ustawienia	90 s	
precyzja ustawienia	<7"	

mikrokontroler monitorujący jego funkcje. Sygnał analogowy jest w sposób ciągły przetwarzany na cyfrowy za pomocą dwunastobitowego konwertera FADC o częstotliwości 250 MHz i przesyłany do elektroniki odczytującej (ROS), a następnie do systemu gromadzącego dane (DAQ).[44]

umieszczone są w tabeli 3.2. Prototyp znajduje się od 2012 roku w Berlinie.

Kamera MST będzie miała duże pole widzenia – prawie 8°. Obecnie rozwijane są dwa typy kamery dla tego teleskopu:

NectarCam – Kamera ta używa analogowego ASIC o nazwie Nectar. Ponadto składa się z tych samych elementów co kamera teleskopu LST opisana w następnym podrozdziale.

FlashCam – Płaszczyzna fotodetekcji (PDP) tej kamery składa się z fotopowielaczy PMT (photomultiplier tubes) pogrupowanych w moduły po 12 sztuk. Każdy moduł wyposażony jest w przedwzmacniacz oraz



Rysunek 3.5. Większe teleskopy CTA. Z lewej prototyp LST na La Palmie (zdjęcie pobrane ze strony CTA [44]). Z prawej model MST wg strony CTA [44].

3.3 LST

Ponieważ pęki atmosferyczne o niższych energiach produkują mniejsze ilości światła Czerenkowa, do ich detekcji potrzebny jest teleskop o dużej powierzchni zwierciadła. W takim przypadku nie można zastosować konstrukcji Davisa-Cottona, przy której wystąpiłyby zbyt duże różnice w czasie docierania fotonów odbitych od środka i najbardziej zewnętrznych części reflektora. Z tego powodu główna struktura, na której rozmieszczone są lustra w tym teleskopie, ma kształt paraboliczny.

LST to największy z planowanych w CTA teleskopów, których układ będzie mierzyć promieniowanie gamma w zakresie 20-150 GeV z bardzo wysoką czułością. Ponadto teleskop ten osiągnie dobrą czułość pomiarów w zakresie energii kilku TeV, który pokrywa się częściowo z zakre-

Tabela 3.3. Najważniejsze parametry LST. Dane według strony CTA [44].

	LST
pełny zakres energii	20-3000 GeV
zakres energii (dla max. czułości)	20-150 GeV
konstrukcja optyczna	paraboliczna
średnica reflektora	23 m
efektywna powierzchnia luster	370 m ²
ogniskowa	28 m
całkowita masa	103 t
pole widzenia	4,3°
ilość pikseli na kamerze	1855
wielkość piksela	0,1°
typ fotodetektora	PMT
szybkość odczytu zdarzeń (po rejestracji przez układ)	>7 kHz
szybkość przesyłania danych (przed rejestracją)	24 Gb/s
czas zmiany ustawienia	30 s
precyzja ustawienia	<14"

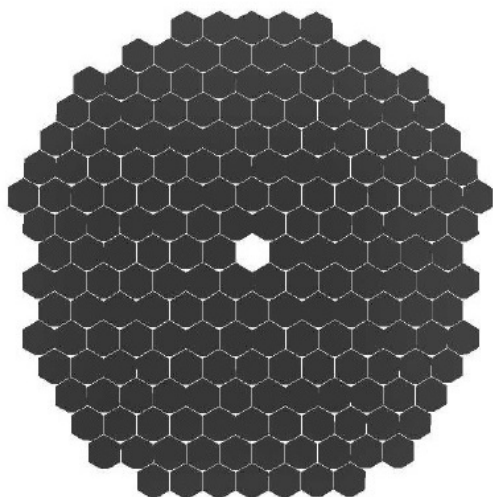
sem średnich teleskopów (MST)[44]. Prototyp LST znajduje się od 2018 roku na La Pal-
mie, jego pełną specyfikację techniczną zawiera tabela 3.3. [44]

Konstrukcja teleskopu

Ponieważ całość teleskopu waży ponad 100 ton, jego konstrukcja musi być dostatecz-
nie wytrzymała. Podstawa teleskopu LST zbudowana jest ze stalowych rur, natomiast
jego czasza utworzona jest z włókien węglowych wzmacnianych plastikiem (CFRP) oraz
ze stalowych i aluminiowych rur. Podstawa stoi na sześciu równoodległych wózkach po-
ruszających się po okrągłej szynie [56]. Konstrukcja trzymająca kamerę składa się z pra-
wie parabolicznego łuku, wzmocnionego przez dwa zestawy stabilizujących go prętów.
Całość wykonana jest z tego samego materiału co czasza teleskopu (CFRP).

System optyczny

Reflektor LST składa się ze 198 sześciokątnych luster, każde o powierzchni 2 m^2 . Lu-
stra zbudowane są z dwóch warstw szklanych, między którymi umieszczona jest warstwa
aluminiowa [56]. W warstwie aluminiowej znajduje się kilka szczelin umożliwiających
swobodny przepływ powietrza i wody. Również w dolnej warstwie lustra umieszczono
dwie dziury w celu uniknięcia osadzania się wody wewnątrz i niszczenia struktury lu-



Rysunek 3.6. Lustra w LST. Z lewej ułożenie 198 luster w teleskopie, środek pozostaje pusty ze względu na cień rzucany przez kamerę. Z prawej – lustro używane w prototypie LST, w dolnym rogu widać otwór na kamerę CMOS. Obrazek zaczerpnięty z [57].

ster. Powierzchnia odbijająca pokryta jest pięcioma warstwami ochronnymi: chromu, aluminium, dwutlenku krzemu, dwutlenku hafnu i ponownie dwutlenku krzemu.

Każde lustro ma sferyczny profil o krzywiznie zależnej od miejsca zajmowanego przez dane lustro w teleskopie – tak by zachować jego paraboliczną strukturę [57].

Ustawieniem luster steruje system Aktywnej Kontroli Luster (Active Mirror Control – AMC) umożliwiający zmianę ich ułożenia w dowolnym czasie, a także ich precyzyjne ukierunkowanie na kamerę. Każde z luster wyposażone jest w małą kamerę CMOS znajdującą się w jednym z rogów lustra w specjalnie przygotowanym do tego otworze (rys. 3.6 – dolny róg lustra). Kamera ta skierowana jest na odpowiedni punkt na kamerze teleskopu (generowany przez laser). Dzięki temu można kontrolować ułożenie luster [56].

Kamera

Kamera teleskopu składa się z 265 modułów klasycznych fotopowielaczy PMT. Każdy taki moduł wyposażony jest w siedem kanałów, zatem kamera posiada ich 1855 – tyle ile ma pikseli. Każdy kanał (PMT) służy jako fotodetektor konwertując sygnał świetlny na impuls elektryczny. Dla poprawienia wydajności każdy taki fotodetektor wyposażony jest w dodatkowe urządzenie skupiające światło (concentrator), co optymalizuje pole widzenia i geometrię fotodetektora. Całkowite pole widzenia kamery wynosi $4,3^\circ$ [44].

Każdy piksel zawiera odpowiednią elektronikę do odczytu sygnału. Elektronika bazuje na tych samych rozwiązaniach, które były wcześniej zastosowane w teleskopach MAGIC (DRS4). Jej dokładniejszy opis można znaleźć w [3]. Sygnał analogowy otrzymywany z fotodetektora jest przetwarzany przez odpowiedni algorytm w celu znalezienia bardzo krótkich ale zwartych błysków świetlnych [44] (trwających nie dłużej niż 30 ns) [58].

Rozdział 4

Opis symulacji Monte Carlo

Tematyka mojej pracy wymagała przeprowadzenia licznych symulacji wielkich pęków atmosferycznych (WPA) o wysokich energiach oraz symulacji odpowiedzi detektorów, czyli teleskopów rejestrujących obrazy tych pęków. Następnie musiałam przeprowadzić standardową analizę otrzymanych danych. Do każdego z tych celów posłużył inny program.

4.1 CORSIKA

Do symulacji wysokoenergetycznych pęków atmosferycznych użyłam programu CORSIKA w wersji 7.4005 [59], [26]. Program ten umożliwia symulowanie pęków zainicjowanych przez różne cząstki: fotony, protony, jądra i wiele innych. Do mojej pracy potrzebne były symulacje pęków fotonowych i protonowych.

CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade) to powszechnie używany program, w którym uwzględnione są procesy fizyczne zachodzące podczas rozwoju pędu. W szczególności generowana jest długość toru lotu każdej powstałej w pęku cząstki aż do jej zderzenia z jądrami atomowymi w atmosferze lub do jej rozpadu w przypadku cząstki nietrwałej [26]. Do symulacji można użyć siedmiu różnych fenomenologicznych modeli oddziaływań hadronów o wysokich energiach oraz trzech różnych modeli oddziaływań hadronów niskoenergetycznych [59]. Przy symulacji rozpadów program uwzględnia wszystkie kanały aż do poziomu prawdopodobieństwa rozpadu przez ten kanał wynoszącego 1% [26]. Dokładny opis programu CORSIKA można znaleźć w [26] i [59].

Przy wykonywaniu symulacji programem CORSIKA użyłam następujących opcji:

1. Model oddziaływań wysokoenergetycznych hadronów – QGSJET-II (Quark Gluon String model with JETs) - opisuje oddziaływanie hadronów w oparciu o regge'owską teorię pola (RTF) uwzględniając efekty nieliniowe w pojedynczych zderzeniach. Wersja QGSJET-II-04 użyta w symulacjach zawiera przekroje czynne wg danych z LHC. Więcej na temat tego modelu można znaleźć w [60], [61], [62], [63].

2. Model oddziaływań niskoenergetycznych hadronów – URQMD (Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics) – opisuje elastyczne i nieelastyczne oddziaływania między hadronami o pędach mniejszych niż 80 GeV/c. Informacje na jego temat znajdują się w [64], [65].
3. Promieniowanie Czerenkowa – Program symuluje nie tylko cząstki pędu, ale także promieniowanie Czerenkowa powstające w atmosferze podczas przelotu tych cząstek. Dodatkowa opcja IACT (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes), udostępnia możliwość wprowadzenia teleskopów czerenkowskich do symulacji. Użycie opcji IACT sprowadza się do tego, iż w pliku wyjściowym zapisywane są wyłącznie fotony, które trafią w zdefiniowane teleskopy (w karcie wejściowej należy podać ich położenie i promień).
4. Zakrzywiona atmosfera – uwzględnia krzywiznę atmosfery, co jest istotne zwłaszcza przy dużych kątach zenitalnych pęków atmosferycznych.
5. Kąt widzenia – opcja umożliwiająca symulowanie kierunku przychodzenia cząstek pierwotnych z pewnego kąta bryłowego (w przedziale między kątem wewnętrznym a zewnętrznym). Z reguły kąt widzenia wybiera się w symulacjach tła hadronowego, gdyż jego cząstki mogą nadlatywać z dowolnego kierunku. Używany w symulacjach kąt widzenia określa się najczęściej wokół kierunku ustawienia teleskopu.
6. Zewnętrzne pliki atmosfer (atmoprof.dat) – parametry używanej atmosfery zapisane są w zewnętrznym pliku i czytane przez odpowiednie makra napisane w języku C.

W karcie wejściowej programu należy podać parametry pęków potrzebne do ich symulacji, takie jak:

- **rodzaj cząstek inicjujących symulowane pęki** – w moim przypadku były to gammy i protony
- **zakres energii cząstek** – należy podać największą i najmniejszą wartość energii przyjmowaną przez symulowane cząstki pierwotne
- **nachylenie ich widma** – wykładnik potęgi widma, według którego będzie symulowana energia cząstki inicjującej pęk
- **kąt zenitalny** – można podać największą i najmniejszą wartość kąta zenitalnego symulowanych pęków. Program będzie wybierał wartość z rozkładu równomiernego cosinusów kątów z podanego przedziału. Podanie tej samej wartości jako największej i najmniejszej spowoduje symulacje pęków wyłącznie o podanej wartości kąta zenitalnego.
- **azymut** – podobnie jak przy kącie zenitalnym podaje się wartość najmniejszą i największą, program losuje wartość z rozkładu równomiernego kąta w zadanym przedziale. Dla azymutu $\phi = 0^\circ$ oś pędu wskazuje północ, dla $\phi = 90^\circ$ – zachód

- **rodzaj atmosfery** – należy podać nazwę pliku z parametrami atmosfery
- **pole magnetyczne Ziemi** – w programie należy podać dwie składowe pola magnetycznego dla wybranej lokalizacji geograficznej: B_X – składową poziomą w kierunku północnym oraz B_Z – składową pionową skierowaną ku dołowi.
- **wysokość poziomu gruntu** – należy podać, na jakiej wysokości n.p.m. znajduje się obserwatorium. Program będzie symulował rozwój pęku tylko do podanej wysokości.

RUNNR	200103				numer pliku
PRMPAR	1				rodzaj cząstki inicjującej pęk
ERANGE	300.	150000.			zakres energii cząstki
EVTNR	1				nr pierwszego pęku w pliku
NSHOW	10000				liczba symulowanych pęków
DATBAS	yes				zapis użytych parametrów do pliku (format .dbase)
ESLOPE	-2.0				nachylenie widma energetycznego
THETAP	20.	20.			zakres kąta zenitalnego
PHIP	0	0			zakres azymutu
SEED	1104	12	0		inicjalizator generatora liczb losowych dla hadronowej części pęku
SEED	1105	22	0		inicjalizator generatora liczb losowych dla EM części pęku
SEED	1106	32	0		inicjalizator generatora liczb losowych dla fotonów czerenkowskich
SEED	1107	42	0		ta sama liczba dla losowego przesunięcia układu teleskopów
OBSLEV	2500.E2				wysokość obserwatorium (w cm n.p.m.)
MAGNET	21.371	-8.924			pole magnetyczne dla Armazones [H,Z] (w μT)
ECUTS	0.3	0.3	0.02	0.02	niskoeenergetyczne obcięcie energii kinetycznej dla had, μ , e i γ
LONGI	T	10.	F	F	próbkowanie rozkładu podłużnego ilości cząstek naładowanych (tzn. krok próbkowania w jednostkach grubości ośrodka, czyli $g \cdot m^{-2}$)
CWAVLG	250.	700.			zakres długości fali światła Czerenkowa w nm
CSCAT	20	1100.E2	0.		krotność pęków i zasięg
CERSIZ	8.				maksymalna liczba fotonów Czerenkowa w jednej wiązce
CERFIL	N				zapis fotonów czerenkowskich w osobnym pliku
VIEWCONE	0.				kąt widzenia
DIRECT	wyniki/				katalog, do którego zapisywane będą dane wyjściowe
TELESCOPE	141.1E2	0.0E2	5.00E2	2.80E2	położenie 1. teleskopu (współrzędne x, y, z) i jego promień
TELESCOPE	-0.0E2	128.3E2	5.00E2	2.80E2	położenie 2. teleskopu (współrzędne x, y, z) i jego promień
TELESCOPE	257.0E2	143.1E2	5.00E2	2.80E2	położenie 3. teleskopu (współrzędne x, y, z) i jego promień
TELESCOPE	0.0E2	-128.3E2	5.00E2	2.80E2	położenie 4. teleskopu (współrzędne x, y, z) i jego promień
TELESCOPE	257.0E2	-143.1E2	5.00E2	2.80E2	położenie 5. teleskopu (współrzędne x, y, z) i jego promień
TELESCOPE	-257.0E2	-143.1E2	5.00E2	2.80E2	położenie 6. teleskopu (współrzędne x, y, z) i jego promień
TELESCOPE	-0.0E2	-424.6E2	5.00E2	2.80E2	położenie 7. teleskopu (współrzędne x, y, z) i jego promień
TELFIL	eventlescope200103.gz:100:100:1				plik wyjściowy danych z teleskopów (w formacie .eventio)
ATMOSPHERE	26	n			rodzaj atmosfery

Rysunek 4.1. Przykładowa karta wejściowa programu CORSIKA. Z prawej strony podałam krótki opis poszczególnych parametrów.

- **położenia i rozmiary teleskopów czerenkowskich** – należy podać współrzędne (x,y,z) położenia oraz zgrubny promień każdego teleskopu w centymetrach.
- **zakres światła Czerenkowa** – dolny i górny limit wartości długości fali światła Czerenkowa. Program przyjmuje wartości od 100 nm do 700 nm.
- **maksymalna liczebność wiązki fotonów** – program symuluje kilka fotonów czerenkowskich w wiązce poruszającej się wzdłuż jednej prostej określonej przez kąt emisji θ_C w stosunku do kierunku cząstki naładowanej oraz losowy kąt w płaszczyźnie prostopadłej do θ_C . Parametr określa maksymalną ilość fotonów w takiej wiązce. Ze względu na dużą ilość powstających w pęku fotonów takie grupowanie przyspiesza symulacje oraz zmniejsza rozmiar plików wyjściowych programu.

Ponadto należy podać liczby ważne dla samych symulacji nieopisujące pęków (np. numer pierwszego pęku w pliku, liczby inicjujące generator liczb losowych itp.). Przykładową kartę wejściową do programu CORSIKA przedstawia rysunek 4.1. Powyższy opis parametrów podałam na podstawie [59]. Wartości wykorzystanych w moich badaniach parametrów poszczególnych symulacji zostaną podane w następnych rozdziałach.

4.2 Sim_telarray

Do symulacji odpowiedzi teleskopów wykorzystałam program `sim_telarray`. Program ten, na podstawie informacji o powstałych fotonach czerenkowskich (ich kierunku, miejscu i czasie uderzenia w ziemię oraz wysokości ich powstania),

Tabela 4.1. Parametry teleskopu i jego kamery zastosowane w symulacjach.

	prod-3	prod-2
rodzaj teleskopu	SST-1M	
konstrukcja optyczna	Davies-Cotton	
długość ogniskowej	5,6 m	
całkowita rzutowana powierzchnia luster	9,4 m ²	
pole widzenia kamery	9,9°	8,99°
wielkość piksela	0,237°	0,238°
liczba pikseli	1296	1285
typ fotopowielacza	SiPM	
sposób rejestracji	DigitalSum	
próg rejestracji	357 ADC 127 ADC w 21 pikselach	

symuluje zarówno ich pochłanianie w atmosferze jak i procesy zachodzące w teleskopie od momentu odbicia od zwierciadła poprzez rejestrację przez fotodetektor aż do zapisu uzyskanego sygnału z uwzględnieniem szumów elektroniki i symulacji odpowiedzi układu wyzwiania (trigger) teleskopu.

W programie `sim_telarray` każdy rodzaj teleskopu można skonfigurować osobno, podając zarówno właściwości optyczne sa-

mych teleskopów jak i ich kamer oraz warunki rejestracji i zapisu sygnału. [66]

Do symulacji chmury całkowicie nieprzezroczystej użyłam modelu teleskopu według tzw. produkcji 2-giej (opcja CTA-prod2), natomiast do symulacji chmur o różnych prze-

zroczystościach – modelu według produkcji 3-ciej (opcja CTA-prod3). Określają one właściwości teleskopów CTA użytych w symulacjach, wykorzystując konfigurację teleskopów z plików odpowiednio „ULTRA-5” i „ULTRA-6”. Konfiguracje te różnią się właściwościami kamery i warunkiem rejestracji sygnału (wielkością progu) dla pojedynczego teleskopu. Użyte w symulacjach właściwości teleskopów i kamer pokazuje tabela 4.1.

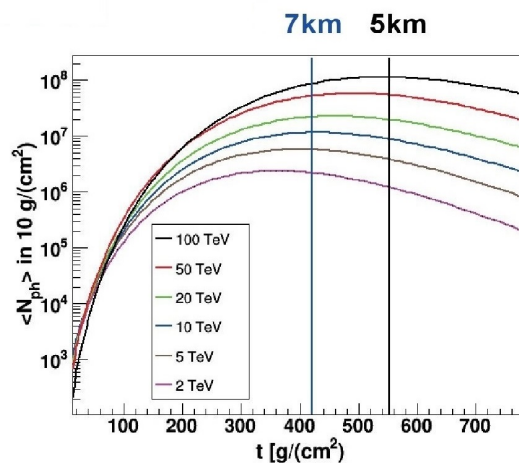
Do decyzji o tym, czy dany pęk będzie zarejestrowany, użyłam opcji *DigitalSumTrigger*. W tym przypadku do rejestracji nie jest używany sygnał wejściowy dyskryminatora (analogowy), a jedynie sygnał cyfrowy. Rejestracja odbywa się dwupoziomowo:

1. poziom pierwszy (L0) – po przetworzeniu sygnału z analogowego na cyfrowy wartość amplitudy jest sumowana w grupach po trzy piksele (tzw. tryplety).
2. poziom drugi (L1) – sygnał jest sumowany w klastrach złożonych z 7 trypletów, a otrzymana wartość porównywana do ustalonego progu. Próg wynosił 127 ADC (są to jednostki uzyskane z przetwornika cyfrowo-analogowego, czyli z ang. analog to digital converter; 127 ADC oznacza 25,4 średniej amplitudy sygnału pojedynczego fotoelektronu) dla produkcji 2-giej i 357 ADC dla produkcji 3-ciej.

Podobnie jak CORSIKA (przy odpowiedniej opcji) `sim_telarray` czerpie informacje o atmosferze z zewnętrznych plików. Znajdują się w nich tabele wartości ekstynkcji w zależności od wysokości n.p.m. i od długości fali świetlnej. Użyłam tych plików w celu wprowadzenia chmury do symulowanej atmosfery.

Każda taka tabela zawiera około 40 różnych wysokości powyżej poziomu gruntu. W celu dodania chmury wstawiałam w tabelę trzy lub cztery dodatkowe kolumny powyżej dolnej krawędzi chmury (jej wysokość określa wysokość chmury) i w obrębie jej szerokości (ostatnia kolumna na górnej krawędzi chmury). Wartość ekstynkcji dla chmury była obliczona według wzoru 2.48 i dodawana do ekstynkcji atmosfery (bez chmury) we wszystkich kolumnach od dolnej krawędzi chmury włącznie. Ponieważ `sim_telarray` wartości ekstynkcji dla wysokości pomiędzy podanymi w tabeli uzyskuje przez interpolację liniową z dwóch sąsiadujących wartości, wartości ekstynkcji atmosfery bez chmury w dodatkowych kolumnach wyliczyłam tą właśnie metodą.

W moich badaniach skupiałam się na możliwości rejestracji pęków fotonowych przez SST-1M. Teleskopy te są przeznaczone do pomiarów w zakresie energii powyżej 1 TeV. Rysunek 4.2 prezentuje rozkłady podłużne pęków fotonowych sporządzone w celu



Rysunek 4.2. Rozkłady podłużne wertykalnych pęków zapoczątkowanych przez fotony gamma o różnych energiach. Zaznaczono wysokości 5 km n.p.m. i 7 km n.p.m., na których zostały umieszczone chmury.

wyboru wysokości symulowanych chmur. Pokazane są na nich wyznaczone na podstawie dodatkowych symulacji średnie liczby fotonów czerenkowskich produkowanych na każde 10 g/cm^2 w zależności od głębokości w atmosferze.

Jeśli chmura znajduje się znacznie ponad wysokością maksimum rozwoju pędu, wówczas większość fotonów czerenkowskich powstaje poniżej chmury. Zatem ma ona niewielki wpływ na rejestrację pędu. Jeżeli chmura znajduje się znacznie poniżej maksimum rozwoju pędu, wówczas większość fotonów czerenkowskich powstaje powyżej chmury i całe docierające do powierzchni ziemi światło jest równo stłumione. Najciekawszą jest więc sytuacja, gdy chmura znajduje się mniej więcej na wysokości maksimum rozwoju pędu. Wysokości 5 km i 7 km odpowiadają średniej wysokości maksimum pędu o energii odpowiednio około 100 TeV i 10 TeV, jak widać na wykresie na rysunku 4.2. Dlatego te właśnie wysokości zostały użyte w moich badaniach.

4.3 Chimp/MARS

Dane otrzymane w programie `sim_telarray` zostały przekonwertowane programem `chimp` do formatu obsługiwanego przez MARS-a (MAGIC Analysis and Reconstruction Software). Program ten został stworzony przez grupę MAGIC (Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov telescopes) do rekonstrukcji pędów na podstawie danych z teleskopów oraz niezbędnych symulacji Monte Carlo. [67], [68], [7]

4.3.1 Czyszczenie

Większość pikseli na kamerze teleskopu nie zarejestruje światła z pędu atmosferycznego, a jedynie tło nocnego nieba i szumy elektroniki. Dlatego przed analizą należy wybrać piksele, w których sygnał pochodzi głównie od fotonów czerenkowskich. Zastosowałam czyszczenie dwupasmowe. W pierwszym kroku program określa piksele rdzeniowe, szukając zwartych grup po 2, 3 lub 4 sąsiadujące ze sobą piksele, na których sygnał przekracza wartość progową. Sygnał z tych pikseli powinien mieścić się w wyznaczonym przedziale czasowym. [67]

Następnie program poszukuje brzeżnych pikseli należących do obrazu. W tym celu sprawdza, które z pikseli sąsiadujących z rdzeniowymi (lub oddzielonych od rdzenia co najwyżej jednym pikselem) zarejestrowały odpowiednio duży sygnał (próg jest niższy niż przy określaniu rdzenia).

Na podstawie tak uzyskanego obrazu liczony jest gradient czasowy wzdłuż jego głównej osi. W drugim kroku obraz jest ponownie czyszczony przez wybór sygnału w ograniczonym oknie czasowym z mniejszym progiem niż w pierwszym kroku.

4.3.2 Rekonstrukcja stereo

Każde zdarzenie, które przeżyło czyszczenie, poddawane jest dalszej analizie w celu odtworzenia rzeczywistych parametrów pęku atmosferycznego. W pierwszej kolejności obliczane są parametry Hillasa dla każdego teleskopu [5]. Wstępną rekonstrukcję kierunku pęku oblicza się na podstawie punktu przecięcia głównych osi elips Hillasa, na każdym z rejestrujących dane zdarzenie teleskopów. Tak uzyskany kierunek służy do obliczenia innych parametrów pęku takich jak wysokość maksimum rozwoju pęku i parametr zderzenia (odległość między osią pęku a teleskopem). [67]

4.3.3 Separacja gamm i hadronów

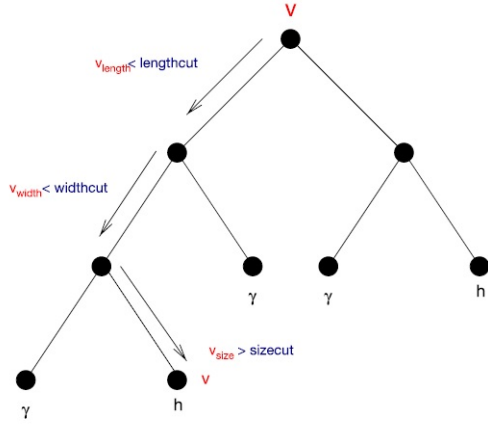
Większość pęków rejestrowanych przez naziemne teleskopy nie jest inicjowanych przez foton tylko przez hadron (najczęściej proton, bo tych jest najwięcej w promieniowaniu kosmicznym). Takie pęki stanowią tło, które należy oddzielić od pęków fotonowych. Do tego celu służy algorytm o nazwie las losowy (Random Forest). Pozwala on połączyć parametry kształtu obrazu, czas przybycia pęku i parametry stereo w jeden parametr, na podstawie którego podejmujemy decyzję, czy przypadek jest zainicjowany przez wysokoenergetyczny foton, czy też hadron. Losowy las składa się z wielu drzew decyzyjnych skonstruowanych dla próbki danych zwanej treningową (złożonej z gamm i hadronów). Drzewo buduje się w następujący sposób [6]:

1. Wybieramy zbiór parametrów P , które posłużą do wyróżnienia pierwotnych gamm.
2. Losujemy jeden (lub kilka) z parametrów z tego zbioru i dzielimy próbkę danych na dwie części zależnie od tego, czy wartość wylosowanego parametru jest większa czy mniejsza od pewnej wybranej wartości (w przypadku kilku wylosowanych parametrów wybieramy ten, który daje najlepszą wartość cięcia), określonej na podstawie indeksu Giniego. Indeks ten pochodzi z ekonomii i jest miarą nierówności dwóch rozkładów. W przypadku separacji gamm i hadronów można wyrazić go wzorem:

$$Q_{Gini} = 4 \frac{N_\gamma}{N} \frac{N_h}{N}, \quad (4.1)$$

gdzie N oznacza ilość wszystkich zdarzeń w danej części próbki, N_γ – ilość gamm, a N_h – ilość hadronów. Przyjmuje on wartość 0 w przypadku, gdy w próbce znajdują się tylko gammy lub tylko hadrony ($N_h = 0$ lub $N_\gamma = 0$). Indeks Giniego dla cięcia próbki liczymy dodając Q_{Gini} dla obu podpróbek i dzieląc przez 2. Najlepszą wartość cięcia wybieramy przez minimalizację tak obliczonego indeksu Giniego.

3. Dla każdej z uzyskanych części próbki losujemy parametr ze zbioru P i określamy jego wartość poprzez minimalizację indeksu Giniego. W oparciu o tę wartość dzielimy każdą z części na kolejne dwie części. Czynności te powtarzamy, aż do uzyskania podpróbki złożonej z samych gamm lub samych hadronów.



Rysunek 4.3. Przykładowe drzewo służące do klasyfikacji zdarzenia v o parametrach: v_{length} , v_{width} i v_{size} . Gałąź wyznaczona przez te parametry prowadzi do hadronów. Zatem zdarzenie v otrzyma wartość 1. Schemat pochodzi z [6].

gdzie n oznacza liczbę drzew. Parametr h nazywa się *hadronness* (dosłownie: hadronowość) i określa jak bardzo podobne do pęku hadronowego jest dane zdarzenie. [6]

Odpowiednie cięcie w *hadronness* pozwala wyeliminować z danych większość protonowego tła.

4.3.4 Rekonstrukcja kierunku (metoda *disp*)

Do rekonstrukcji kierunku przy użyciu danych z jednego teleskopu służy parametr *disp*. Wykorzystanie go może także poprawić rekonstrukcję z dwóch teleskopów, dlatego jest wykorzystywany także w przypadku rejestracji pęku przez kilka teleskopów. [25]

Parametr *disp* oznacza odległość między środkiem ciężkości obrazu a oszacowaną (z danych) lub znaną (z symulacji) pozycją źródła na kamerze. Oblicza się go przy użyciu następującego wzoru [69]:

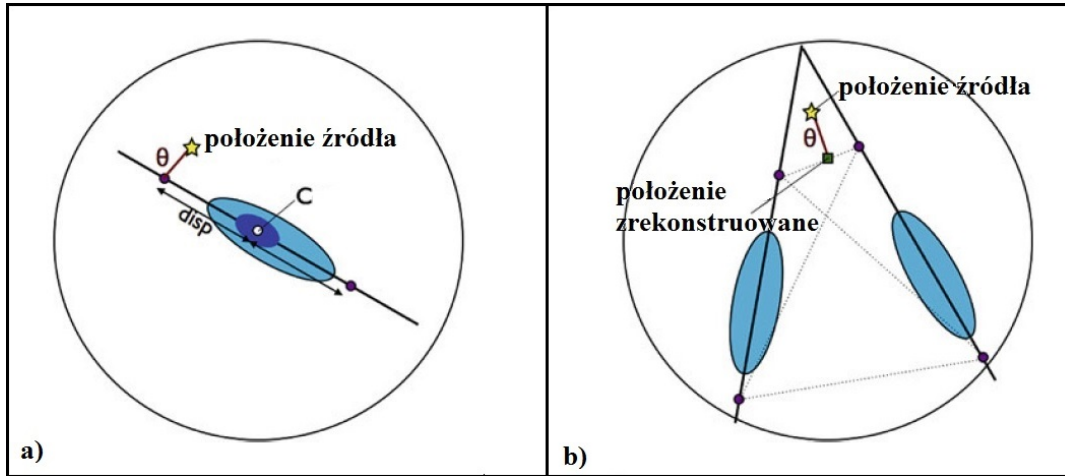
$$disp = 1 - \frac{width}{length}, \quad (4.3)$$

gdzie *width* i *length* są parametrami obrazu zdefiniowanymi w podpunkcie 1.3.3.

Wartość *disp* dla jednego obrazu daje dwa możliwe położenia źródła (z dwóch stron elipsy – rysunek 4.4a). Gdy mamy obrazy z dwóch teleskopów, najpierw obliczamy *disp* dla każdego z nich, następnie odległości między możliwymi położeniami źródła obliczonymi dla różnych obrazów (linie przerywane na rysunku 4.4b) i wybieramy najmniejszą z tych odległości. Ostateczny kierunek źródła to średnia z wybranej pary położen ważona liczbą fotoelektronów w każdym z obrazów.

Po stworzeniu wielu takich drzew, możemy wykorzystać je do oceniania, czy pęk atmosferyczny opisany pewnym zestawem parametrów ze zbioru P jest zainicjowany przez foton czy przez hadron. W tym celu znajdujemy na drzewie gałąź odpowiadającą wartościom parametrów tego pęku (schemat takiego działania przedstawiony jest na rysunku 4.3) i sprawdzamy czy prowadzi ona do gamm czy hadronów. W pierwszym przypadku pęk otrzymuje wartość $h_i = 0$, w drugim wartość $h_i = 1$. Dla różnych drzew wartość ta może być różna, dlatego ostateczny wynik określamy przez obliczenie średniej z wartości dla wszystkich drzew:

$$h = \sum_{i=1}^n \frac{h_i}{n}, \quad (4.2)$$



Rysunek 4.4. Rekonstrukcja kierunku z wykorzystaniem parametru *disp*: a) dla jednego teleskopu, b) dla dwóch teleskopów. Rysunek na podstawie [25].

4.3.5 Estymacja energii

Estymacja energii odbywa się dwuetapowo. Najpierw tworzone są tablice LUT (z ang. look-up tables) określające zależności między energią pęku, jego odległością od teleskopu oraz gęstością fotonów mierzoną przez ten teleskop. Tablice tworzy się dla próbki danych (symulowanych wysokoenergetycznych fotonów), a następnie wykorzystuje przy rekonstrukcji energii pozostałych pęków. Rekonstruowana energia obliczana jest najpierw osobno dla każdego teleskopu, następnie wyliczana jest średnia z wartości uzyskanych dla wszystkich teleskopów ważona odwrotnością niepewności każdej z nich. [67]

Do rekonstruowania energii pęków rozwijających się w obecności chmury zastosowałam tablice LUT obliczone dla bezchmurnego nieba. Korekta tak otrzymanych wyników zostaje wprowadzona w dalszej analizie danych. Dzięki temu nie trzeba tworzyć tablic osobno dla każdej chmury. Aby stworzyć LUT dla danych w obecności chmury o znanej wysokości i przezroczystości należałoby wykonać czasochłonne symulacje. W przypadku innych parametrów chmury symulacje należałoby powtórzyć.

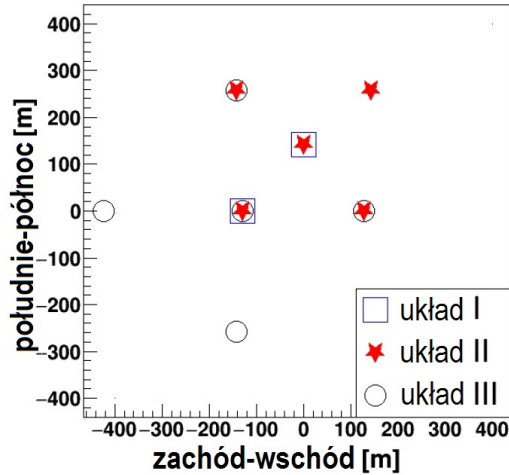
4.4 Parametry użyte w symulacjach

Opisane poniżej symulacje wielkich pęków atmosferycznych zostały wykorzystane zarówno do badania wpływu chmury nieprzezroczystej, jak i wpływu chmur o znanych przezroczystościach, który zostanie przedstawiony w następnych rozdziałach.

Symulacje programem CORSIKA przeprowadziłam w 2015 roku. Wówczas nie zapadła jeszcze decyzja, gdzie zostaną umiejscowione teleskopy CTA. Dlatego moje symulacje zostały wykonane dla rozważanej w tamtym czasie lokalizacji – Armazones

Tabela 4.2. Najważniejsze parametry symulacji pęków atmosferycznych w programie CORSIKA.

rodzaj cząstki	γ	proton
zakres energii	0,3-150 TeV	0,8-450 TeV
nachylenie widma	-2.0	
kąt zenitalny	20°	
kąt azymutalny	0°	
pole magnetyczne	$B_X = 21,371 \mu\text{T}$; $B_Z = -8,924 \mu\text{T}$	
zakres promieniowania Czerenkowa	250-700 nm	
zasięg	1100 m	1600 m
krotność pęków	20	30
kąt widzenia	0°	12°
liczba pęków (uwzględniając krotność)	10^8	$2,3 \cdot 10^8$



Rysunek 4.5. Wykorzystany w symulacjach układ teleskopów. Na wykresie zaznaczono podukłady wykorzystane w badaniach innych chmur.

Symulowany układ teleskopów składał się z siedmiu SST-1M. Sposób ich rozmieszczenia przedstawia rysunek 4.5. Odległości między sąsiednimi teleskopami wynoszą od ok. 190 m do ok. 360 m, są więc podobne do planowanych w południowym CTA (190-300 m [70]). W badaniach wpływu nieprzezroczystej chmury wykorzystałam wszystkie z symulowanych siedmiu teleskopów. Przy badaniu innych chmur, opisanym w następnych rozdziałach, uwzględnione zostały tylko wybrane teleskopy – zaznaczono je na rysunku (jako osobne układy).

w Chile położonego na wysokości 2500 m n.p.m. Jednakże pole magnetyczne i właściwości atmosfery w tym miejscu są podobne do tych w wybranej lokalizacji południowego CTA, czyli Paranal leżącego na Pustyni Atacama także w Chile (wysokość 2100 m n.p.m.).

Podstawowe parametry symulacji zostały pokazane w tabeli 4.2. Ponieważ symulacje pęków atmosferycznych o tak wysokich energiach są bardzo czasochłonne, te same pęki były wykorzystywane wielokrotnie – położenie osi jednego pęku względem układu teleskopów było w programie generowane wielokrotnie. Parametr określający, ile razy został użyty ten sam pęk, nosi nazwę krotność pęku. Zasięg oznacza maksymalną możliwą odległość pęku od punktu o współrzędnych (0, 0).

Rozdział 5

Wpływ chmur na gęstość fotonów czerenkowskich

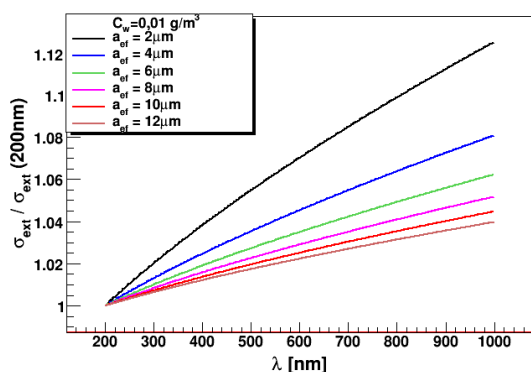
Obserwacje przy użyciu teleskopów czerenkowskich wykonuje się najczęściej przy bezchmurnym niebie. Obecność chmur zmniejsza liczbę fotonów czerenkowskich docierających do detektora przez ich absorpcję i rozproszenie na cząsteczkach chmury. Powoduje to nie tylko zmniejszenie częstości rejestracji pęków atmosferycznych, lecz także zniekształcenie obrazów zarejestrowanych pęków.

W obecnym rozdziale omówię wpływ chmur na obserwowaną na ziemi gęstość promieniowania Czerenkowa z wielkich pęków atmosferycznych. Większość wyników przedstawionych w tym rozdziale zaprezentowałam na konferencji Gamma2016 w Heidelbergu. Została także opublikowana w materiałach pokonferencyjnych [71]. Rozważane będą zarówno chmury wodne jak i lodowe o dwóch wartościach przezroczystości 0,4 i 0,7 oraz chmura całkowicie nie przepuszczająca światła. Przezroczystość chmur obliczyłam według modeli przedstawionych w punkcie 2.4. Ze wzorów 2.48 i 2.54 wynika, że zarówno dla chmur wodnych jak i lodowych zależy ona od efektywnego promienia (a_{ef}) cząstek tworzących chmurę (kropel wody lub kryształków lodu) oraz od zawartości wody w chmurze i grubości chmury. Ponadto przezroczystość chmury wodnej zależy także nieznacznie od długości fali padającego światła. W moich badaniach przyjąłam stałą wartość a_{ef} oraz grubości chmury, natomiast C_w i C_v były dobierane tak, by otrzymać wybraną do symulacji całkowitą przezroczystość chmury. Pojawiające się we wzorze 2.48 parametry ν oraz gęstość wody przyjąłam jako stałe, $\nu = 1, 1$; $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$. Przed symulacjami należało dobrać odpowiednie wartości parametrów a_{ef} i h .

5.1 Parametry chmury

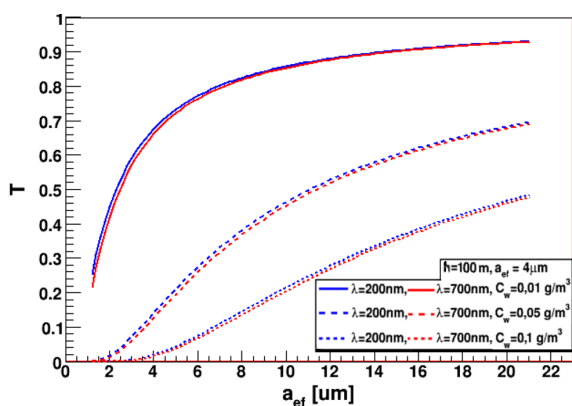
Współczynnik ekstynkcji dla chmur wodnych rośnie ze wzrostem długości fali światła. Zależność tę pokazuje rysunek 5.1 dla różnych wielkości efektywnego promienia kropel

wody. Ponieważ zmiany wartości są niewielkie, na wykresie została przedstawiona ekstynkcja dla różnych długości fali w stosunku do ekstynkcji dla $\lambda = 200$ nm. Wzrost wartości współczynnika ekstynkcji jest tym silniejszy im mniejsze są krople wody w chmurze. Znaczący wzrost otrzymujemy tylko dla najmniejszej badanej wartości efektywnego promienia kropeł wody $a_{ef} = 2 \mu\text{m}$ – wynosi on około 12% dla $\lambda = 1000$ nm. Dla $a_{ef} = 4 \mu\text{m}$



Rysunek 5.1. Względny współczynnik ekstynkcji jako funkcja długości fali światła. Zależność pokazana dla różnych wielkości kropeł wody w chmurze przy stałej wodności chmury.

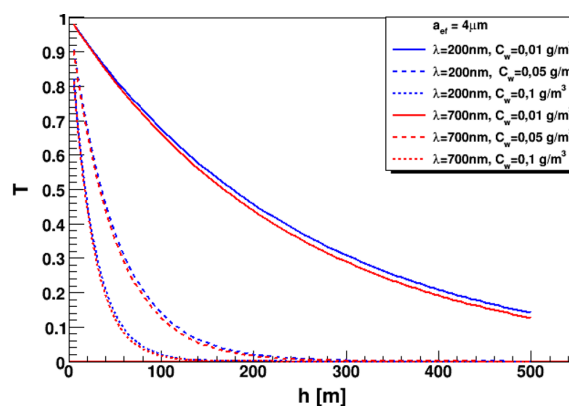
są minimalne. Przezroczystość chmury silnie zależy od efektywnego promienia kropeł wody, zwłaszcza przy małej wodności chmury (C_w). Dla ustalonej wartości a_{ef} chmura o większej zawartości wody będzie mniej przezroczysta. Wszystkie linie na wykresie zostały obliczone dla chmury o grubości 100 m.



Rysunek 5.2. Zależność całkowitej przezroczystości chmury od efektywnego promienia kropeł wody dla różnej wodności chmury i różnych długości fali światła. Wszystkie linie zostały obliczone dla chmury o grubości 100 m.

wzrost wartości ekstynkcji nie przekracza 8%, a dla $a_{ef} \geq 6$ nie przekracza 6% w zakresie długości fali światła do 1000 nm. Z czego wynika, że także przezroczystość chmury nie będzie odbiegać od badanych wartości T dla 200 nm o więcej niż kilka procent.

Zależność całkowitej przezroczystości chmury od wielkości kropeł wody w niej zawartych dla różnej zawartości wody w chmurze przedstawia rysunek 5.2. Niebieskie linie pokazują zależności obliczone dla $\lambda = 200$ nm, a czerwone linie dla $\lambda = 700$ nm. Jak widać, różnice wartości przezroczystości dla tych długości fali światła



Rysunek 5.3. Zależność całkowitej przezroczystości chmury od jej grubości dla różnej wodności chmury i różnych długości fali przy stałym $a_{ef} = 4 \mu\text{m}$.

Rysunek 5.3 prezentuje zależność przezroczystości chmury od jej grubości. Przedstawiono zależności dla różnych długości fali światła i dla różnej wodności chmury. Jak można się było spodziewać, przezroczystość chmury maleje ze wzrostem grubości, a przy ustalonej grubości chmura o mniejszej zawartości wody jest bardziej przezroczysta. Zależność od długości fali światła jest niewielka.

Z powyższych rozważań wynika, że do symulacji najlepiej było wybrać chmurę o niewielkiej grubości, gdyż taka może uzyskać dużą przezroczystość. Daje to możliwość zbadania wpływu na gęstość fotonów zarówno chmur o dużej jak i małej przezroczystości. Natomiast do porównania z chmurą lodową najlepiej wybrać chmurę o niewielkim promieniu efektywnym kropel wody, gdyż wówczas różnica między chmurą wodną a lodową jest większa. W moich badaniach nad gęstością światła przyjąłem następujące wartości: $a_{ef} = 4 \mu\text{m}$ i $h = 100 \text{ m}$.

5.2 Parametry symulacji do wyznaczania gęstości światła Czerenkowa

Symulacje, których wyniki przedstawiam w tym rozdziale, zostały wykonane programem CORSIKA z odpowiednią modyfikacją w celu uwzględnienia wpływu rozpraszania światła w atmosferze i na chmurach oraz zapisu gęstości fotonów w zewnętrznych plikach. W symulacjach do badań gęstości fotonów nie używałam innych programów niż CORSIKA. Poprawka kodu opiera się na modelu chmury przedstawionym w punkcie 2.4. Wartość ekstynkcji dla chmury wodnej została podana dla długości fali światła 200 nm, jednak różnice w przezroczystości chmury wynikające z zależności od długości fali świetlnej są mniejsze niż 2% dla $T = 0,7$ oraz mniejsze niż 5% dla $T = 0,4$ w przedziale 200-700 nm.

Tabela 5.1. Najważniejsze parametry symulacji pęków atmosferycznych. Pole magnetyczne opisane jest przez składową horyzontalną w kierunku północnym (B_X) i składową wertykalną (B_Z).

rodzaj cząstki	γ
energia	10 TeV
nachylenie widma	-2,7
kąt zenitalny	0°
azymut	0°
pole magnetyczne	$B_X = 10,9 \mu\text{T}$; $B_Z = -24,9 \mu\text{T}$
zakres promieniowania Czerenkowa	250-700 nm
kąt widzenia	0°
liczba pęków	500

Gęstość światła czerenkowskiego w zależności od odległości od osi pęku wyznaczyłam z liczby fotonów padających na idealne detektory ustawione w jednej linii, każdy

w odległości 5 metrów od poprzedniego. Pojedynczy detektor miał powierzchnię 25 m².

Ponieważ symulacje zaczęłam wykonywać w 2015 roku, kiedy nie było jeszcze wiadomo, gdzie zostanie postawiona sieć teleskopów CTA, użyłam atmosfery dla Aar położonego na wysokości 1640 m n.p.m., gdyż było to wówczas jedno z miejsc rozważanych jako lokalizacja teleskopów CTA. Obecnie przyjęta przez CTA lokalizacja to Paranal leżące na wysokości 2100 m n.p.m. Przy tak wysokiej energii pędu światło jest produkowane nawet na wysokości poniżej 2000 m n.p.m. Zatem można się spodziewać, że przy tej energii pędów na większej wysokości niż badane 1640 m obserwowano by mniejszą gęstość fotonów czerenkowskich w pobliżu osi pędu. Najważniejsze parametry symulacji zostały przedstawione w tabeli 5.1.

Tabela 5.2. Zestawienie grup symulacji. T_w oznacza przezroczystość chmury wodnej, T_l – przezroczystość chmury lodowej, a RM – rozpraszanie Rayleigha i Miego.

numer grupy	1	2	3a	3b	3c	3d	3e
RM	–	+	+	+	+	+	+
T_w	–	–	–	0,7	0,4	–	–
T_l	–	–	0	–	–	0,7	0,4

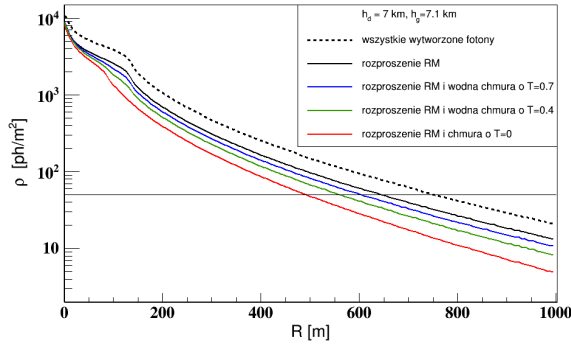
Symulacje przeprowadzone były w trzech grupach: a) bez uwzględniania pochłaniania w atmosferze, b) z uwzględnieniem rozpraszania Rayleigha i Miego (RM), c) z uwzględnieniem rozpraszania RM oraz rozpraszania na chmurze. Przedstawia to tabela 5.2. W każdej grupie zostało wysymulowanych 500 pędów o energii 10 TeV.

5.3 Chmury wodne

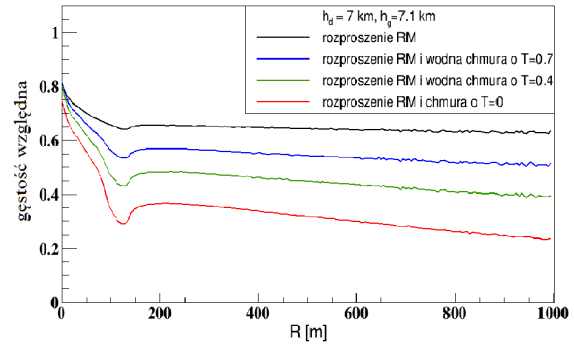
Rysunek 5.4 przedstawia zależność gęstości fotonów od odległości od osi pędu dla różnych chmur oraz bezchmurnego nieba. Z wykresu widać, że w odległościach rzędu kilkuset metrów strata fotonów wynikająca z samego rozpraszania Rayleigha i Miego jest porównywalna do straty wynikającej z obecności chmury o $T = 0,4$ na wysokości 7 km n.p.m. (okolicie maksimum rozwoju pędu w omawianym przypadku). Jednak może to być zależne od badanego zakresu długości fali światła, gdyż zarówno rozpraszanie Rayleigha, jak i przezroczystość chmury zależą od długości fali padającego światła.

Linia pozioma na rysunku odpowiada gęstości 50 fotonów na metr kwadratowy. W obecności chmur powierzchnia, na której gęstość fotonów jest większa od tej liczby, wynosi 85%, 75% i 60% tej otrzymanej dla bezchmurnego nieba, odpowiednio dla chmury o $T = 0,7$; $T = 0,4$ i $T = 0$. Zatem nawet w przypadku całkowicie nieprzezroczystej chmury (która praktycznie nie jest możliwa) dałoby się zarejestrować światło Czerenkowa z pędów atmosferycznych o energii 10 TeV.

Stosunek średnich gęstości fotonów z uwzględnieniem pochłaniania w atmosferze do średnich gęstości wszystkich wyprodukowanych w pędu fotonów (gęstość względna) przedstawiony jest na rysunku 5.5.



Rysunek 5.4. Rozkład poprzeczny gęstości fotonów w warunkach bezchmurnego nieba oraz w obecności różnych chmur.



Rysunek 5.5. Względna gęstość fotonów czerenkowskich po uwzględnieniu rozpraszania RM i chmur.

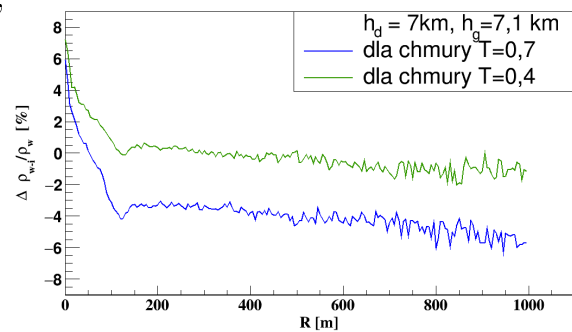
Jak widać, nawet w przypadku bezchmurnego nieba zaledwie ok. 65% światła z pęku dociera do detektora w odległości większej niż ok. 150 m od osi pęku, reszta jest tracona z powodu rozproszenia Rayleigha i Miego. Wpływ tego rozpraszania na gęstość fotonów czerenkowskich jest większy niż wpływ chmury o przezroczystości 0,7.

W odległości ok. 100-150 m od osi pęku (czyli odległościach, w których większość fotonów pochodzi z maksimum pęku) następuje minimum lokalne gęstości względnej we wszystkich omawianych przypadkach. Jest ono wyraźniejsze dla bardziej nieprzezroczystej chmury. W większej odległości od osi pęku względna gęstość fotonów już tylko nieznacznie maleje wraz z odległością.

5.4 Chmury lodowe

Model chmury lodowej zastosowany w moich symulacjach różni się od modelu chmury wodnej przede wszystkim tym, że współczynnik ekstynkcji nie zależy od długości fali. Ponadto nie wykorzystuje wodności chmury, a jedynie objętościową gęstość kryształków. Parametry chmury zostały dobrane tak, aby uzyskać tę samą przezroczystość co dla chmur wodnych: 0,4 i 0,7.

Wyniki obliczeń gęstości fotonów z kaskad elektromagnetycznych w obecności chmur lodowych przedstawiam przez porównanie ich do wyników otrzymanych dla chmur wodnych. Względne różnice przedstawia rysunek 5.6. W przypadku chmury wodnej ekstynkcja rośnie z długością fali światła, a zatem chmura silniej



Rysunek 5.6. Względne różnice w gęstości fotonów czerenkowskich w przypadku tłumienia światła przez chmurę wodną i przez chmurę lodową.

tłumi światło o wyższej długości fali. Natomiast chmura lodowa wszystkie długości fali świetlnej tłumi tak samo. Ponieważ przezroczystość chmur wodnych określiłam dla długości fali 200 nm, a badałam zakres fali 250-700 nm, więc chmura wodna wszystkie badane długości fali tłumi silniej niż lodowa. Zatem można się spodziewać, że gęstości fotonów przy chmurze wodnej będą mniejsze niż przy chmurze lodowej.

Wykres na rysunku 5.6 potwierdza te przewidywania, przynajmniej dla odległości większych niż 200 m. Różnice gęstości nie są jednak duże – między 2% a 6%.

Względne różnice posiadają minimum lokalne w mniej więcej tym samym miejscu co minimum stosunku gęstości fotonów w obecności chmur do gęstości fotonów przy bezchmurnym niebie, czyli w odległościach, dla których większość fotonów pochodzi z maksimum pęku.

Rozdział 6

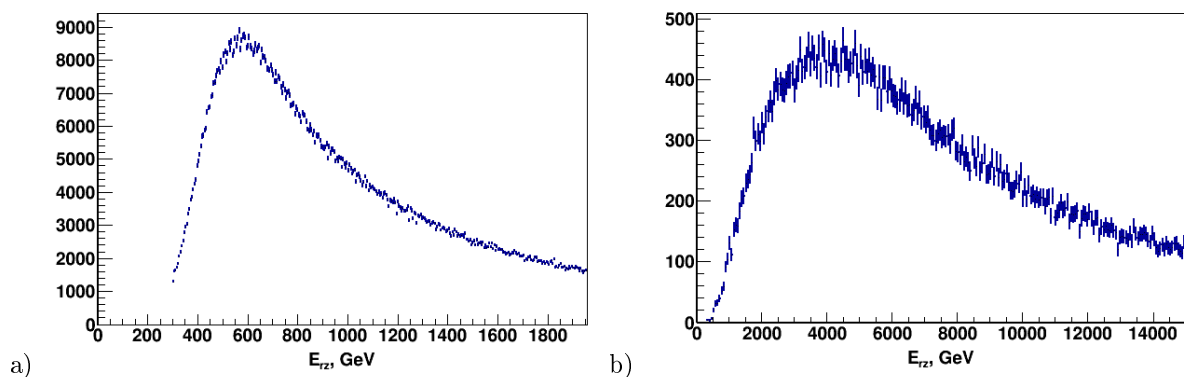
Chmura całkowicie nieprzezroczysta

Rozważana w tym rozdziale chmura umieszczona została na wysokości 7 km n.p.m. Jest to średnia wysokość maksimum rozwoju pionowego pędu o energii 10 TeV.

6.1 Rejestracja pędów

6.1.1 Próg energetyczny

Pęki atmosferyczne są symulowane tak, by ich widmo było proporcjonalne do E^{-2} . Oznacza to, że najwięcej symulowanych pędów jest w najniższym przedziale energii. Jednakże niskoenergetyczne pęki mogą wyprodukować zbyt mało fotonów, by zostały zarejestrowane przez teleskopy. Dlatego otrzymany rozkład energii zarejestrowanych pędów ma inny kształt niż E^{-2} – w pobliżu najniższych energii liczba rejestrowanych pędów jest znacznie mniejsza. W rozkładzie tworzy się maksimum, a wartość energii, dla której ono występuje, nazywana jest progiem energetycznym, jeśli wykładnik symulowanego widma ma wartość mierzoną dla mgławicy Kraba. Dalsze obliczenia są prowadzone po przewa-



Rysunek 6.1. Histogramy pokazujące rozkłady energii zarejestrowanych pędów: a) obserwowanych przy bezchmurnym niebie, b) obserwowanych w obecności całkowicie nieprzezroczystej chmury.

zeniu symulowanych przypadków do widma Kraba zaprezentowanego w pracy [72].

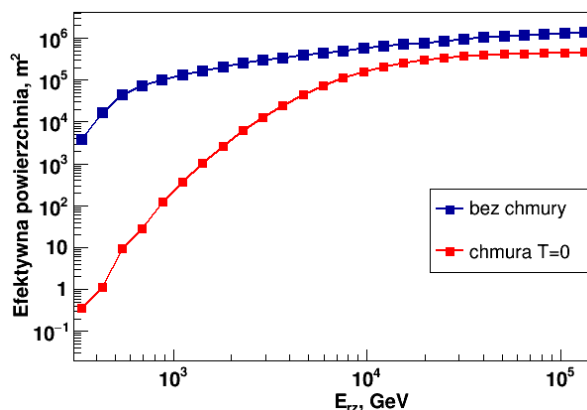
Gdy nad teleskopami znajduje się chmura, liczba fotonów czerenkowskich docierających do detektorów jest znacznie zmniejszona. Światło z pęków o energii bliskiej progowej dla warunków bezchmurnego nieba zostaje stłumione przez chmurę tak, że pęki takie są znacznie rzadziej rejestrowane – próg energetyczny przesuwają się w kierunku wyższych energii. Przesunięcie maksimum rozkładu energii przedstawia rysunek 6.1, na którym pokazane są rozkłady energii rejestrowanych pęków w przypadku bezchmurnego nieba i w obecności chmury o $T = 0$.

Dla tak silnie tłumiącej chmury energia progowa detekcji przesuwają się z około 600 GeV do około 4 TeV. Jednakże nawet całkowicie nieprzezroczysta chmura nie uniemożliwia zarejestrowania wysokoenergetycznych pęków atmosferycznych przy użyciu małej sieci (7) małych teleskopów.

6.1.2 Efektywna powierzchnia

Efektywna powierzchnia rejestracji oznacza stosunek liczby zarejestrowanych pęków (w danym przedziale energetycznym) do liczby wysymulowanych pęków (w tym samym przedziale) pomnożony przez całkowitą symulowaną powierzchnię padania osi pęków.

Można zapisać to wzorem:



Rysunek 6.2. Efektywna powierzchnia rejestracji przy bezchmurnym niebie i w obecności całkowicie nieprzezroczystej chmury.

$$A_{ef} = \frac{N_{rej}(E)}{N_{sym}(E)} \cdot \pi R^2, \quad (6.1)$$

gdzie R oznacza parametr nazwany zasięgiem (podrozdział 4.4).

Rysunek 6.2 przedstawia porównanie efektywnej powierzchni rejestracji w przypadku bezchmurnego nieba do tejże powierzchni w przypadku chmury nieprzezroczystej dla układu siedmiu teleskopów przy warunku, że liczone były tylko pęki zarejestrowane przez co najmniej dwa z nich.

Jak widać, efektywna powierzchnia rejestracji w przypadku obecności chmury jest znacznie mniejsza głównie dla energii poniżej progowej (ok. 4 TeV) np. dla energii 1 TeV jest aż 500 razy mniejsza w obecności chmury niż przy bezchmurnym niebie. Dla energii wyższych efekt nie jest już tak silny – dla energii 10 TeV, A_{ef} jest już tylko czterokrotnie mniejsza w obecności chmury niż przy bezchmurnym niebie, a dla energii 100 TeV już tylko trzykrotnie mniejsza.

6.2 Rekonstrukcja pęków

Po zarejestrowaniu pęku przez co najmniej dwa teleskopy wykonywana jest rekonstrukcja jego parametrów. Można się spodziewać, że obecność chmury i wynikające z niej znaczne zmniejszenie docierającego do detektora światła Czerenkowa istotnie wpłynie na jakość rekonstrukcji.

6.2.1 Bias i rozdzielczość energetyczna

Najważniejszym parametrem pęku jest jego energia. Względna różnica między rzeczywistą a rekonstruowaną energią pęku nazywana jest biasem energetycznym. Jego wartość jest obliczana dla każdego zrekonstruowanego przypadku, ale zwykle prezentowany i wykorzystywany do analizy danych jest średni bias wyznaczony dla poszczególnych przedziałów energetycznych w następujący sposób:

1. Rysujemy rozkład wartości

$$\frac{E_{rz} - E_{rek}}{E_{rz}} \quad (6.2)$$

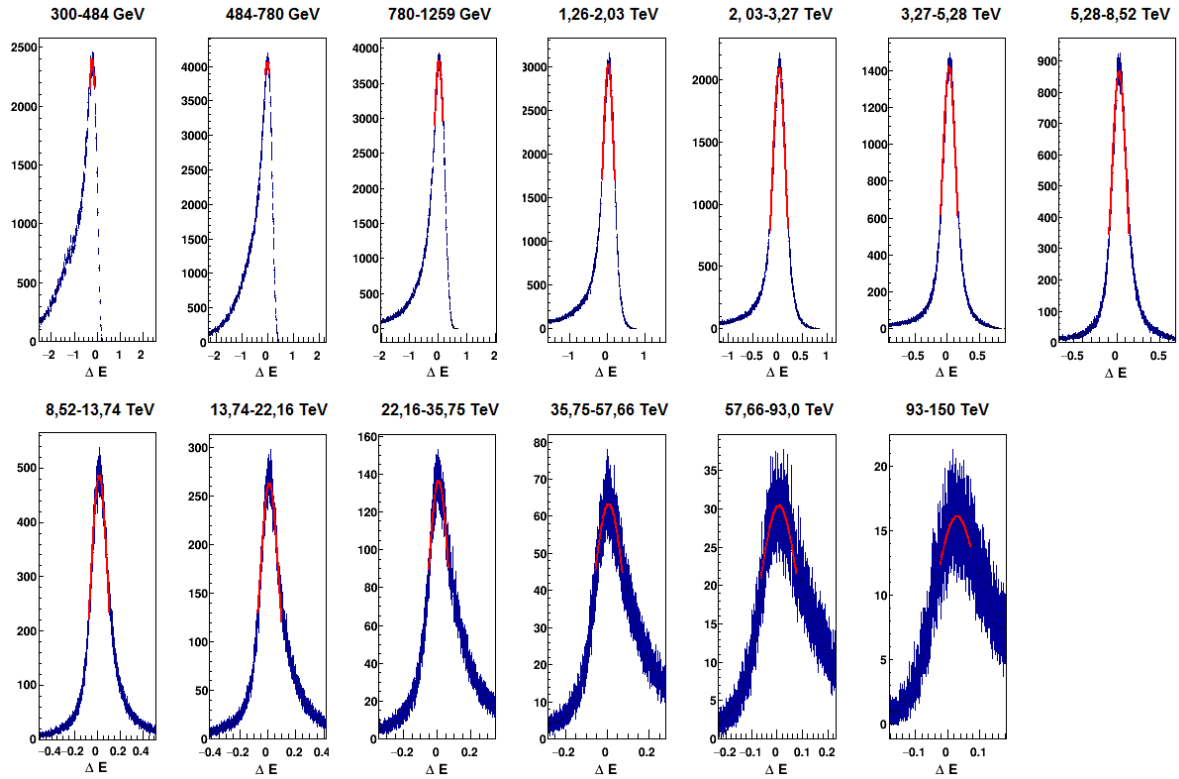
dla różnych przedziałów energetycznych (E_{rz}). E_{rz} oznacza energię rzeczywistą (taką jaka była symulowana), a E_{rek} – energię rekonstruowaną. Wybrałam 5 przedziałów energetycznych na każdą dekadę rozmieszczonych równomiernie w logarytmicznej skali energii.

2. Do każdego histogramu dopasowujemy funkcję Gaussa na przedziale, w którym rozkład jest symetryczny.
3. Średnia otrzymanej funkcji Gaussa jest biasem energetycznym, a odchylenie standardowe tej funkcji – rozdzielczością energetyczną.

Rysunek 6.3 przedstawia opisane wyżej rozkłady dla przypadku bezchmurnego nieba. Czerwonymi liniami oznaczyłam funkcje Gaussa dopasowane do otrzymanych histogramów.

Porównanie biasów w warunkach pełnego zachmurzenia do tych przy bezchmurnym niebie pokazuje rysunek 6.4. Dla najniższych energii liczba rejestrowanych przypadków w obecności chmury jest tak mała, że uniemożliwia wyznaczenie wartości biasu. Dlatego wykres zaczyna się dopiero od energii bliskiej 1 TeV.

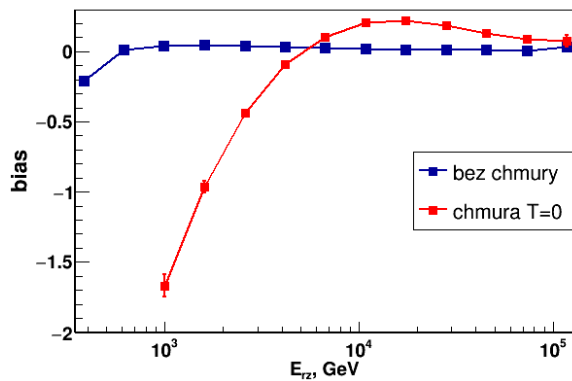
Dla całkowicie nieprzezroczystej chmury bias przyjmuje ogromne wartości, dla energii poniżej 2 TeV przekraczają one 100%. Jednakże dla wyższych energii bias znacznie maleje – dla 4 TeV wynosi już niewiele ponad 20%, a dla 100 TeV spada poniżej 10%. Są to jednak wciąż duże wartości w porównaniu do warunków bezchmurnego nieba. Przedstawione wartości biasu nie mogą być w prosty sposób porównywane w wynikami, które prezentuję w rozdziale 7, ponieważ dotyczą innego układu teleskopów (inna liczba



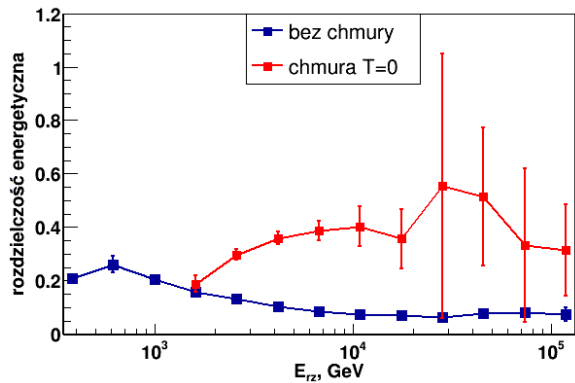
Rysunek 6.3. Przykładowe histogramy służące do wyznaczania rozdzielczości energetycznej i biasu. Czerwonymi liniami narysowałam funkcję Gaussa dopasowaną do rozkładów zmiennej $\Delta E = (E_{rz} - E_{rek})/E_{rz}$ otrzymanych z symulacji.

i własności teleskopów) oraz innego progu rejestracji dla pojedynczego teleskopu.

Dla $T = 1$ jedynie dla najniższej energii bias jest znaczny – sięga -20% . Wysoka wartość biasu dla niskich energii wynika z efektów progowych. Dla pozostałych rozpatry-



Rysunek 6.4. Bias energetyczny dla układu 7-miu teleskopów przy bezchmurnym niebie i w obecności całkowicie nieprzezroczystej chmury na wysokości 7 km.



Rysunek 6.5. Rozdzielczość energetyczna dla układu 7-miu teleskopów przy bezchmurnym niebie i w obecności całkowicie nieprzezroczystej chmury na wysokości 7 km.

wanych przedziałów energetycznych bias nie przekracza 5%, co świadczy o poprawności metody rekonstrukcji energii.

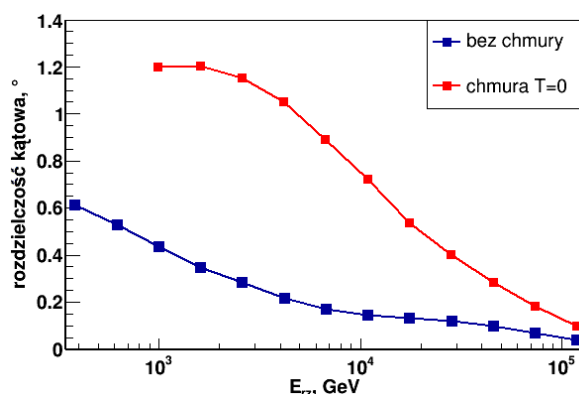
Można się spodziewać, że rozdzielczość energetyczna także znacznie się pogorszy w obecności chmury. Przedstawia to rysunek 6.5. W przypadku chmury nieprzezroczystej rozdzielczość energetyczna dla dwóch najniższych energii nie dało się wyznaczyć ze względu na zbyt małą statystykę, a dla trzeciej wartości (ok. 1 TeV) błąd był tak duży, że kilkakrotnie przewyższał samą wartość. Dlatego na wykresie 6.5 wartości dla chmury zaczynają się od energii powyżej 1,5 TeV.

Jak widać, rozdzielczość energetyczna w warunkach zachmurzenia pogorszyła się kilkakrotnie, dla wszystkich przedziałów energii powyżej 2 TeV. Jedynie dla energii około 1,5 TeV wartość rozdzielczości energetycznej dla chmury jest bliska wartości dla bezchmurnego nieba. Ponadto dla wyższych energii błąd wyznaczonej wartości jest porównywalny z samą wartością.

6.2.2 Rozdzielczość kątowna

Rozdzielczość kątowna określana jest na podstawie rozkładu θ . Parametr ten określa odległość kątowną pomiędzy rekonstruowanym a rzeczywistym (w tym przypadku symulowanym) kierunkiem fotonu gamma. W celu wyznaczenia rozdzielczości kątowej należy wykonać następujące czynności:

1. Sporządzić rozkład parametru θ .
2. Utworzyć nowy, tzw. kumulatywny histogram zawierający sumy kolejnych przedziałów histogramu z poprzedniego punktu. Zatem pierwszy przedział nowego histogramu jest taki sam jak starego, drugi przedział zawiera sumę pierwszego i drugiego przedziału poprzedniego histogramu, trzeci sumę pierwszych trzech przedziałów itd.



Rysunek 6.6. Rozdzielczość kątowna układu 7-miu teleskopów przy bezchmurnym niebie i w obecności całkowicie nieprzezroczystej chmury.

3. Znormalizować nowy histogram do jedynki. Rozdzielczość kątowna to takie θ , dla którego zawartość klasy wynosi 0,68 w tak stworzonym histogramie, tzn. 68% wszystkich badanych pęków przyjmuje θ o wartości mniejszej lub równej rozdzielczości kątowej.

Rysunek 6.6 przedstawia rozdzielczość kątową przy bezchmurnym niebie i w obecności nieprzezroczystej chmury. W tym drugim przypadku otrzymałam za małą statystykę, by wyznaczyć wartości dla najniższych energii, dlatego wykres zaczyna się od energii bliskiej 1 TeV. Jak widać, rozdzielczość kątowa w obecności chmury znacznie się pogorszyła – dla niższych energii wartość jest dwukrotnie większa i szybciej maleje z energią niż w przypadku bezchmurnego nieba.

Wartości rozdzielczości kątowej dla bezchmurnego nieba są znacznie większe niż te prezentowane w rozdziale 7, jednakże tam analizuję inny układ teleskopów o innych właściwościach (produkcja 3.) i innym progu rejestracji sygnału.

6.3 Separacja gamm i hadronów

Przez porównanie odpowiednich parametrów pęków można oddzielić pęki gammowe od hadronowego tła. W tym punkcie przeanalizuję, jak zmieniają się te parametry pod wpływem nieprzezroczystej chmury i czy separacja gamm i hadronów jest w takim przypadku możliwa.

6.3.1 Parametry *width* i *length*

Tytułowe parametry należą do tzw. parametrów Hillasa [5] opisanych w punkcie 1.3.3. Oznaczają odpowiednio długość małej i wielkiej półosi elipsy dopasowanej analitycznie do obrazu pędu. Dla każdego obrazu pędu zarejestrowanego przez indywidualne teleskopy są one wyznaczane osobno. Dlatego do analizy posłużyły wartości średnich skalowanych długości półosi elips Hillasa. Wylicza się je korzystając ze skalowanych długości półosi małych (SW) i skalowanych długości półosi wielkich (SL). W celu ich wyznaczenia wylicza się dla każdego teleskopu średnie wartości parametru *width* ($\langle width \rangle$) i parametru *length* ($\langle length \rangle$) oraz ich odchylenia standardowe (σ_w i σ_l) w różnych przedziałach parametru *size*. Wartości te wyznacza się z symulacji pęków zainicjowanych przez pierwotne fotony gamma, ale stosuje do wszystkich analizowanych obrazów. Następnie dla każdego przypadku obliczamy SW i SL ze wzorów [2], [73], [74]:

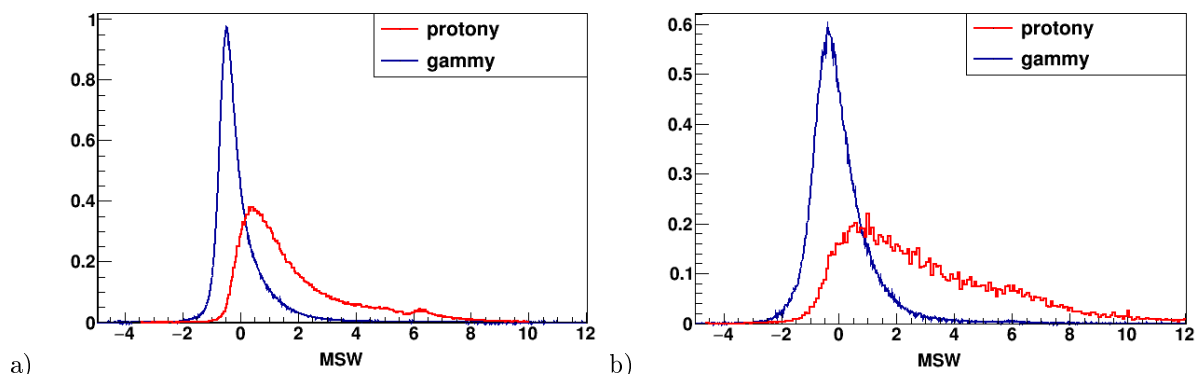
$$SW = \frac{width - \langle width \rangle}{\sigma_w} \quad SL = \frac{length - \langle length \rangle}{\sigma_l}, \quad (6.3)$$

używając średnich i odchylen standardowych dla właściwego przedziału parametru *size*. Rozkład wartości skalowanych półosi z jednego teleskopu dla pęków gammowych jest zbliżony do rozkładu normalnego (o średniej 0 i odchyleniu standardowym 1), natomiast dla protonów już nie. Dlatego parametry te nadają się do rozróżniania gamm od hadronów. Wartości średnie dla każdego zrekonstruowanego przypadku wylicza się ze wzoru:

$$MSW = \frac{\sum_{tel} SW}{n_{tel}} \quad MSL = \frac{\sum_{tel} SL}{n_{tel}}, \quad (6.4)$$

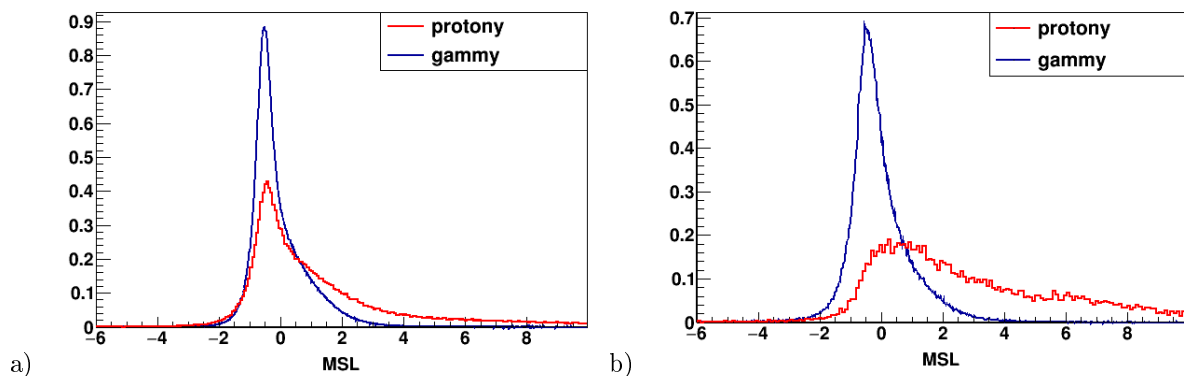
gdzie n_{tel} oznacza liczbę teleskopów, na których są wyczyszczone obrazy pęków.

Do wyznaczenia MSW i MSL dla chmury użyłam średnich wartości parametrów $width$ i $length$ ($\langle width \rangle$, $\langle length \rangle$) oraz ich odchyłeń standardowych (σ_w , σ_l) wyznaczonych dla bezchmurnego nieba.



Rysunek 6.7. Rozkład skalowanych długości małych pól elips Hillasa (MSW): a) przy bezchmurnym niebie, b) w obecności całkowicie nieprzezroczystej chmury. Oba histogramy są znormalizowane do 1.

Na rysunku 6.7 pokazuję rozkład MSW w całym przedziale energii: z lewej strony przy bezchmurnym niebie, a z prawej strony przy całkowicie nieprzezroczystej chmurze. Jak widać, zarówno rozkład dla protonów jak i dla gamm ulega poszerzeniu pod wpływem chmury, a wartość maksimum nieznacznie przesuwają się w kierunku wyższych wartości. Żeby określić możliwość separacji gamm i hadronów obliczam współczynnik jakości (ang. Q-factor) według wzoru: $Q = f_g / \sqrt{f_p}$, gdzie f_g oznacza jaką część pęków gammo-



Rysunek 6.8. Rozkład skalowanych długości wielkich pól elips Hillasa uśrednionych po wszystkich teleskopach (MSL): a) przy bezchmurnym niebie, b) w obecności całkowicie nieprzezroczystej chmury. Oba wykresy są znormalizowane do 1.

wych przeżyła cięcia w MSW , a f_p – jaka część pęków protonowych przeżyła te cięcia. Wartość najlepszego współczynnika Q (tabela 6.1) dla danych z chmurą maleje niemal

dwukrotnie w porównaniu do danych dla bezchmurnego nieba, jednakże separacja gamm i hadronów powinna być możliwa.

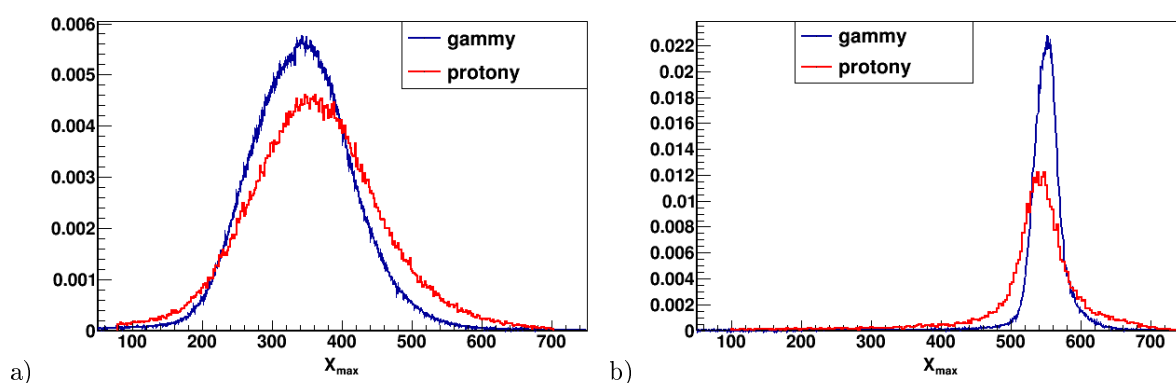
Rozkład MSL (rys. 6.8) zachowuje się podobnie do rozkładu MSW . W przypadku obserwacji w obecności chmury rozkłady poszerzają się, a wartość maksimum przesuwają się w kierunku wyższych wartości. Ten drugi efekt jest wyraźniejszy niż w przypadku parametru $width$, przez co wartość najlepszego współczynnika Q jest nawet większa dla danych z chmurą niż dla bezchmurnego nieba. Separacja gamm i hadronów jest więc możliwa.

Tabela 6.1. Porównanie wartości najlepszego współczynnika Q oraz cięcia, przy którym jest uzyskiwany, dla obserwacji z chmurą i bez chmury.

	$width$		$length$	
	Q	cięcie	Q	cięcie
bez chmur	3,33	-0,45	1,14	1,25
$T = 0$	1,93	-0,2	1,71	0,2

6.3.2 Głębokość maksimum pęku (X_{max})

Parametr X_{max} oznacza głębokość w atmosferze, na której występuje maksimum rozwoju pęku. Jest ona zależna od energii pęku i w przypadku kaskad elektromagnetycznych zmienia się proporcjonalnie do logarytmu z energii. Ponieważ chmura znacznie wpływa na rekonstrukcję energii, należy się spodziewać, że głębokość rekonstruowanego maksimum pęku również ulegnie zmianie przy obserwacjach w czasie zachmurzenia.



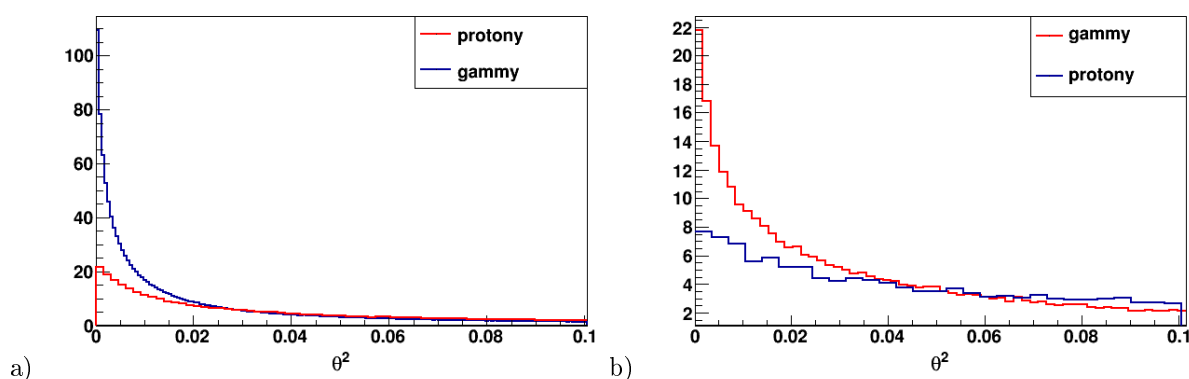
Rysunek 6.9. Rozkład głębokości w atmosferze, na której znajduje się zrekonstruowane maksimum rozwoju obserwowanych pęków: a) przy bezchmurnym niebie, b) w obecności całkowicie nieprzezroczystej chmury na wysokości 7 km (ok. $420 \text{ g} \cdot \text{m}^{-2}$). Oba wykresy są znormalizowane do 1.

Dodatni bias energetyczny oznacza, że rekonstruowana energia jest zaniżona. Zatem rekonstruowane maksimum rozwoju pęku będzie również niżej w atmosferze. Ponadto chmura wycina wszystkie fotony powyżej wysokości 7 km (głębokości około $420 \text{ g} \cdot \text{m}^{-2}$),

więc zrekonstruowane maksimum będzie poniżej tej wysokości. Jak widać, na wykresie na rysunku 6.9, zgodnie z przewidywaniami maksimum rozwoju pędu przesunęło się w kierunku większych głębokości. Efekt ten jest silniejszy dla gamm niż dla protonów. Być może jest to spowodowane większą głębokością pierwszego oddziaływania w pękach protonowych lub obecnością w nich mionów, które głębiej wchodzi w atmosferę.

6.3.3 Parametr θ^2

Ponieważ pęki gammowe docierają z jednego kierunku, a pęki protonowe stanowią równomiernie rozłożone tło, rozkład zrekonstruowanego parametru θ^2 dla protonów jest bardziej płaski niż dla gamm. Rozkłady te przedstawia rysunek 6.10.



Rysunek 6.10. Rozkład parametru θ^2 : a) przy bezchmurnym niebie, b) w obecności całkowicie nieprzezroczystej chmury. Histogramy zostały znormalizowane do jedynki, a następnie histogramy dla protonów przeskalowane tak, aby uzyskać zbliżone liczebności klas histogramów dla gamm i protonów w okolicy $\theta^2=0,05$.

Na prezentowanych wykresach przeskalowałam liczbę przypadków protonowych tak, aby łatwiej dało się porównać kształty obu wykresów. Jak widać, różnica w kształcie rozkładu pęków protonowych i gammowych jest widoczna również przy obserwacjach przy zachmurzonym niebie i dlatego ten parametr może być używany podczas selekcji przypadków wysokoenergetycznych gamm z obserwowanych źródeł.

6.4 Podsumowanie

Obecność hipotetycznej całkowicie nieprzezroczystej chmury na wysokości 7 km n.p.m. podczas obserwacji pęków atmosferycznych znacząco wpływa na zdolność detekcji pęków oraz parametry zarejestrowanych obrazów.

Dla energii poniżej kilku TeV efektywne obserwacje małą siecią (w moich badaniach siedmiu) małych teleskopów nie są możliwe. Zbyt mało pęków daje się zrekonstruować,

drastycznie spada efektywna powierzchnia, nie można wyznaczyć biasu ani rozdzielczości kątowej.

Detekcja pęków o energii powyżej 4 TeV jest możliwa nawet przy całkowicie nieprzezroczystej chmurze, jednakże parametry eksploatacyjne sieci teleskopów ulegają znacznemu pogorszeniu (rozdzielczość energetyczna i kątowa). Dlatego obserwacje w obecności chmur wymagają przeprowadzenia dodatkowych czasochłonnych symulacji, które uwzględniają warunki atmosferyczne, albo zastosowania specjalnej metody analizy danych, która pozwoli na odtworzenie poprawnych widm źródeł kosmicznych obserwowanych w czasie zachmurzenia. W kolejnym rozdziale przedstawię taką metodę.

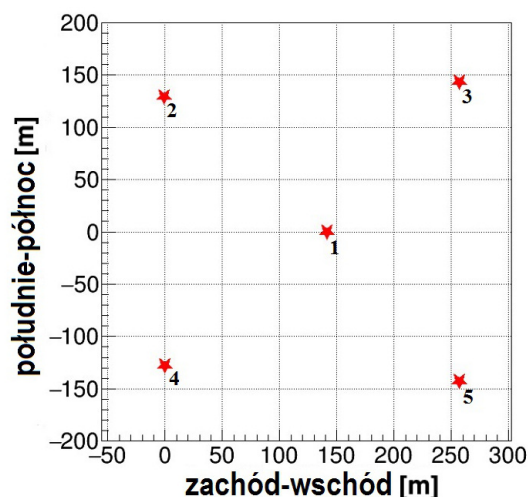
Rozdział 7

Chmury o różnej przezroczystości - układ 5 teleskopów

7.1 Parametry symulacji

Do badania chmur o częściowej przezroczystości użyłam tych samych wyników symulacji programem CORSIKA co do badania chmury całkowicie nieprzezroczystej. Ich parametry znajdują się w podrozdziale 4.4. W tej części pracy uwzględniam tylko dane z wybranych pięciu teleskopów. Ich układ przedstawia rysunek 7.1, a ustawienie względem pozostałych teleskopów było pokazane na rysunku 4.5 (układ II).

Badalam chmury o całkowitych przezroczystościach: 0,8; 0,6; 0,4 oraz 0,2 znajdujące się na różnych wysokościach: 5 km n.p.m. oraz 7 km n.p.m. Wysokości zostały tak dobrane, by odpowiadały maksimum rozwoju pęku o energii odpowiednio 100 TeV i 10 TeV. Nie symulowałam wyższych chmur, ponieważ dla energii powyżej 5 TeV nawet całkowicie nieprzezroczysta chmura na wysokości 10 km ma znikomy wpływ (rzędu 10%) na gęstość fotonów czerenkowskich [75], [76]. W celu sprawdzenia poprawności metody analizy danych zebranych w warunkach zachmurzenia, przeprowadziłam też symulacje chmury o przezroczystości 0,7 na wysokości 6 km. Zarówno wysokość tej chmury jak i jej przezroczystość znajduje się dokładnie pośrodku wartości dla chmur użytych do opracowania metody analizy danych w warunkach za-



Rysunek 7.1. Rozmieszczenie detektorów na ziemi dla układu 5 teleskopów SST1-M.

chmurzenia. Dlatego najlepiej nadaje się do sprawdzenia poprawności tej metody. Badane przeze mnie chmury miały grubość 500 m, a do oryginalnych tablic ekstynkcji, które są używane w symulacjach CTA, wstawiałam dodatkowe kolumny wewnątrz chmury rozmieszczone co 125 m wysokości n.p.m. – trzy dla chmury na wysokości 5 km, gdyż wartości dla 5,5 km znajdują się w plikach atmosfery, oraz cztery dla chmur na wysokości 6 km i 7 km, gdyż należało dodać także kolumny dla wysokości 6,5 km i 7,5 km. Ekstynkcje atmosfery odpowiadające czystemu niebu w dodatkowych kolumnach uzyskałam poprzez interpolację liniową z dwóch sąsiednich wartości, a ekstynkcje dla każdej chmury obliczyłam według modelu chmury wodnej opisanego w podrozdziale 2.4 i dodałam do wszystkich wartości powyżej wysokości chmury (tzn. jej dolnej krawędzi).

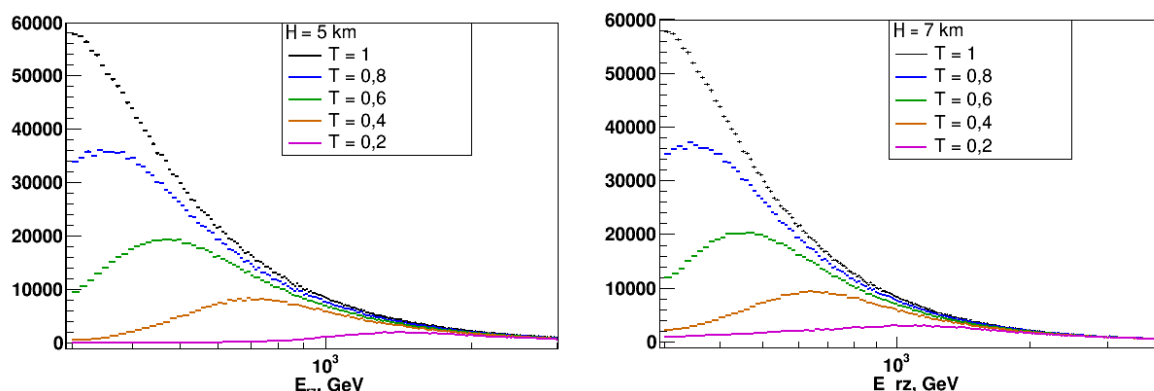
Do analizy otrzymanych wyników użyłam programów MARS i chimp, których opis zamieściłam w rozdziale 4. Zastosowałam dwupasmowe czyszczenie obrazu (opis w podrozdziale 4.3.1) o poziomach 8-4 fotoelektrony i 5-2,5 fotoelektronu.

Większość wyników opisanych w tym rozdziale została opublikowana w „Astroparticle Physics” [20].

7.2 Wpływ chmur na rejestrowane pęki

Można się spodziewać, że obecność chmur znacząco wpłynie na liczbę rejestrowanych pęków oraz na kształt ich obrazów. W tym podrozdziale przeanalizuję zarówno wpływ chmur na rejestrację pęków oraz parametry ich obrazów jak i na rekonstrukcję energii.

7.2.1 Próg energetyczny



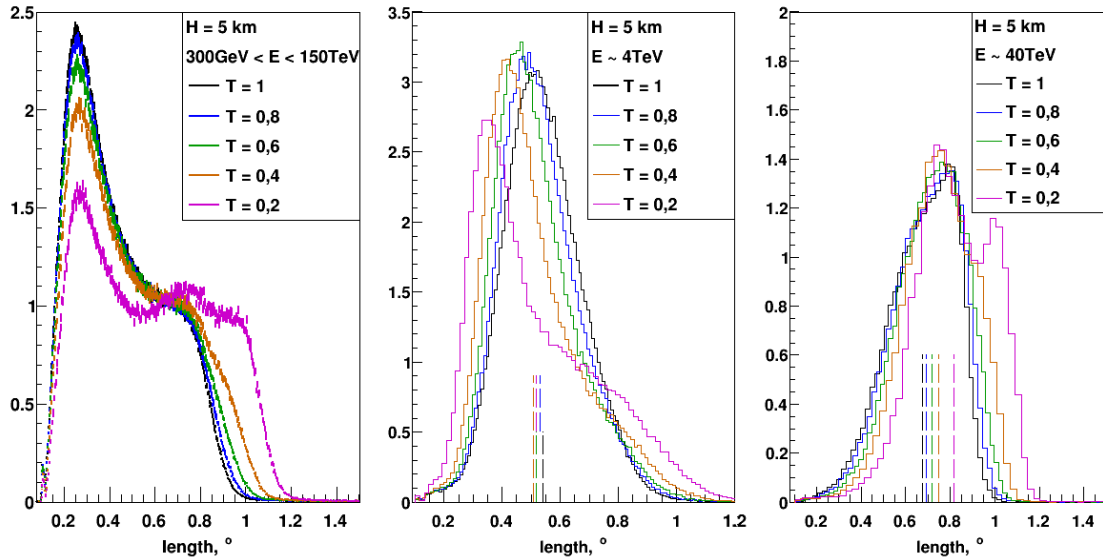
Rysunek 7.2. Oczekiwane rozkłady energii fotonów gamma z mgławicy Kraba rejestrowane w warunkach bezchmurnego nieba oraz w obecności chmur o różnej przezroczystości. Po lewej dla chmur na wysokości 5 km, po prawej dla chmur na wysokości 7 km.

Rysunek 7.2 przedstawia rozkłady energii dla symulacji z chmurami i bez chmury otrzymane dla danych przeważonych do widma z mgławicy Kraba dla energii powyżej

300 GeV (widmo Kraba dla gamm według [72]). W obecności chmur rejestrowanych jest mniej pęków o niższych energiach. Próg energetyczny przesuwa się w kierunku wyższych wartości wraz ze zmniejszaniem się przezroczystości chmury. Dla bezchmurnego nieba wynosi on około 300 GeV, natomiast w obecności chmur o przezroczystościach 0,8; 0,6; 0,4; 0,2 wzrasta odpowiednio do około 350 GeV, 460 GeV, 700 GeV i 1500 GeV dla chmury na wysokości 5 km oraz odpowiednio do około 350 GeV, 450 GeV, 660 GeV i 1100 GeV dla chmur na wysokości 7 km. Zatem pęki o energiach wyższych niż 2 TeV są przypadkami powyżej energii progowej nawet w obecności bardzo nieprzezroczystych chmur.

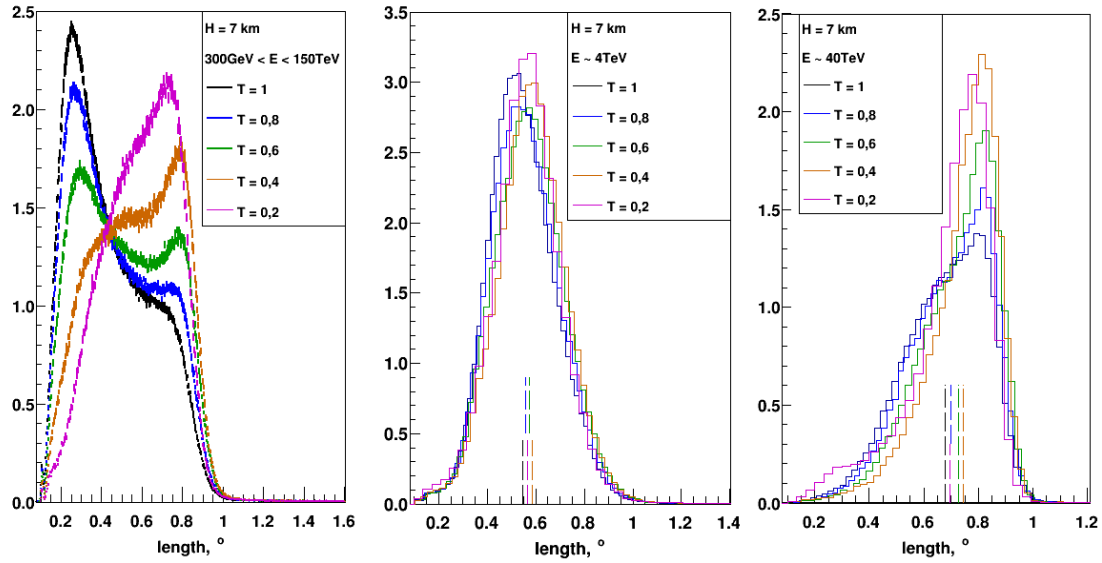
7.2.2 Parametry Hillasa: *width*, *length*

Obecność chmur wpływa także na kształt obrazu pędu. Chmura pochłania i rozprasa tylko te fotony, które powstały powyżej niej. Rozkład kątowy cząstek naładowanych w pęku staje się węższy wraz ze wzrostem wysokości. Podobnie kąt emisji światła czerenkowskiego maleje z wysokością. Te dwa efekty tłumaczą dlaczego w obrazie pędu obserwowanego w obecności chmur będą rejestrowane mniejsze sygnały głównie na pikselach bliższych kierunkowi pierwotnego fotonu gamma. W przypadku, kiedy kierunek osi teleskopu odpowiada kierunkowi na źródło (obserwacje typu ON), są to piksele bliższe środkowi kamery.



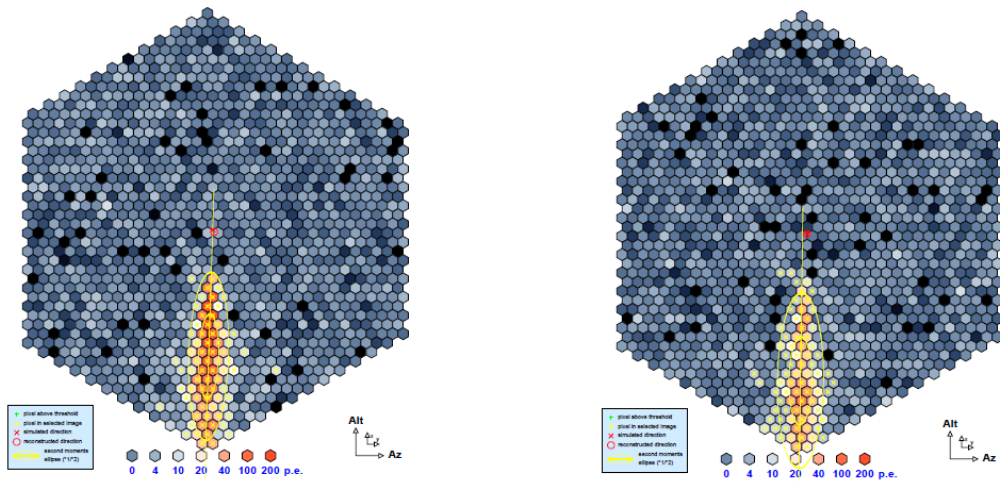
Rysunek 7.3. Rozkład parametru *length* dla symulacji fotonów gamma z chmurą na wysokości 5 km i bez chmur. Rysunek z lewej pokazuje wartości tego parametru dla pęków w całym badanym przedziale energetycznym, rysunek środkowy – jedynie dla pęków o energii około 4 TeV, a rysunek po prawej – jedynie dla pęków o energii około 40 TeV. Pionowe przerywane linie oznaczają wartość średnią z rozkładu. Wszystkie histogramy zostały znormalizowane do 1.

Można by się spodziewać, że w przypadku, kiedy żaden sygnał na tych pikselach nie



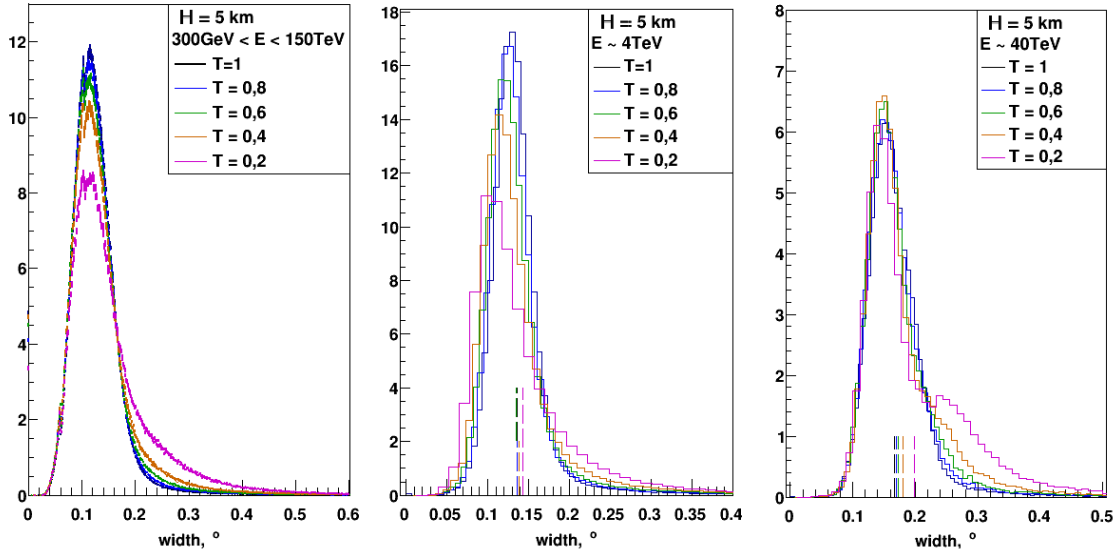
Rysunek 7.4. Rozkład parametru *length* dla symulacji fotonów gamma z chmurą na wysokości 7 km i bez chmur. Rysunek z lewej pokazuje wartości tego parametru dla pęków w całym badanym przedziale energetycznym, rysunek środkowy – jedynie dla pęków o energii około 4 TeV, a rysunek po prawej – jedynie dla pęków o energii około 40 TeV. Pionowe przerywane linie oznaczają wartość średnią z rozkładu. Wszystkie histogramy zostały znormalizowane do 1.

jest rejestrowany, długości półosi wielkich elips Hillasa ulegną zmniejszeniu. Rysunki 7.3 i 7.4 pokazują, jak zmienia się parametr *length* w obecności chmur na jednym z teleskopów (teleskop 4.). Jak widać na wykresie przedstawiającym cały symulowany zakres energetyczny, znacznie zmniejsza się ilość pęków o małym *length*, pojawia się też lekka nadwyżka najwyższych wartości tego parametru, tym większa im bardziej pochłaniająca



Rysunek 7.5. Obraz pęku o energii 50 TeV widziany na trzecim teleskopie w warunkach bezchmurnego nieba (lewa strona) oraz w obecności chmury o $T = 0,2$ znajdującej się na wysokości 5 km (prawa strona). Elipsa na prawym obrazku ma większą pół wielką niż elipsa na lewym rysunku.

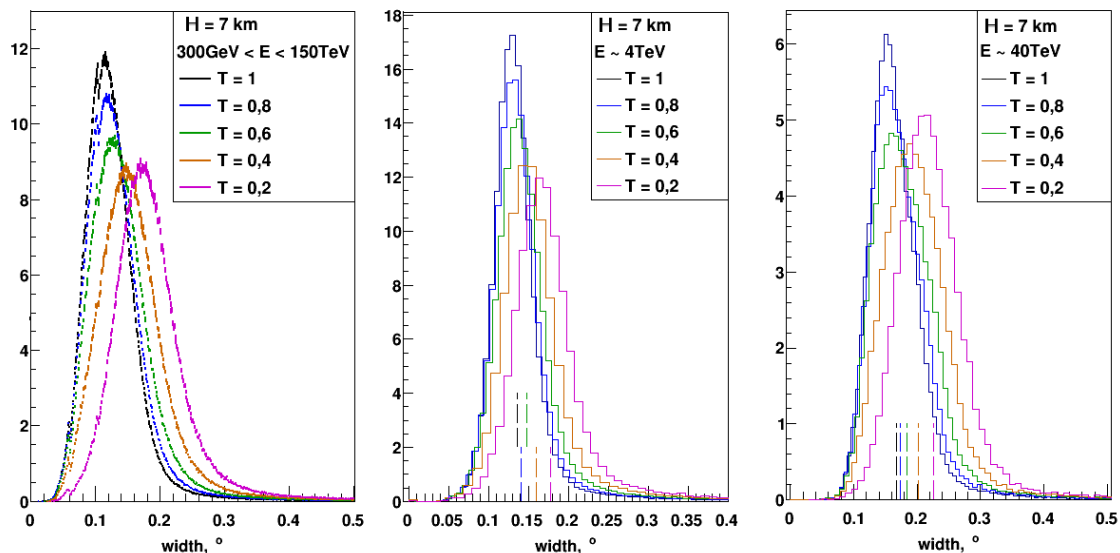
jest chmura. W obecności chmur rejestrowanych jest znacznie mniej pęków o niskiej energii, a te mają zwykle małe wartości parametru *length*, ponadto wartość tego samego parametru może być większa dla danych z chmurą niż dla danych otrzymanych przy bezchmurnym niebie. Chmura powoduje większe osłabienie sygnału rejestrowanego przez kamerę teleskopu w pobliżu jej środka niż w dalszej części. Rozkład sygnałów wzdłuż wielkiej osi elipsy Hillasa będzie więc bardziej płaski. Dlatego w takim przypadku elipsa dopasowana do danych uzyskanych w obecności chmury będzie miała większą długość półosi wielkiej niż elipsa dla danych uzyskanych bez chmury. Przykład pęku, dla którego tak się dzieje, przedstawia rysunek 7.5.



Rysunek 7.6. Rozkład parametru *width* dla symulacji fotonów gamma z chmurą na wysokości 5 km i bez chmur. Rysunek z lewej pokazuje wartości tego parametru dla pęków w całym badanym przedziale energetycznym, rysunek środkowy – jedynie dla pęków o energii około 4 TeV, a rysunek po prawej – jedynie dla pęków o energii około 40 TeV. Pionowe przerywane linie oznaczają wartość średnią z rozkładu. Wszystkie histogramy zostały znormalizowane do 1.

W wybranych przedziałach energetycznych: około 4 TeV (3,27-5,28 TeV) i około 40 TeV (35,75-57,66) różnice w rozkładach dla czystego nieba i dla zachmurzenia są niewielkie. Jedynie dla chmury o $T = 0,2$ na wysokości 5 km rozkład parametru *length* odbiega wyraźnie od rozkładu dla bezchmurnego nieba w obu przedziałach energetycznych. Dla niższego z tych przedziałów maksimum rozkładu w obecności chmur na wysokości 5 km zmniejsza się wraz z przezroczystością chmury. Natomiast dla wyższego przedziału znacznie zwiększają się wartości średnie z rozkładu wraz ze zmniejszaniem przezroczystości chmury. Dla chmury na wysokości 7 km zarówno różnice maksimum

jak i średniej z rozkładu są nieznaczne nawet dla najniższej przezroczystości.



Rysunek 7.7. Rozkład parametru *width* dla symulacji fotonów gamma z chmurą na wysokości 7 km i bez chmur. Rysunek z lewej pokazuje wartości tego parametru dla pęków w całym badanym przedziale energetycznym, rysunek środkowy – jedynie dla pęków o energii około 4 TeV, a rysunek po prawej – jedynie dla pęków o energii około 40 TeV. Pionowe przerywane linie oznaczają wartość średnią z rozkładu. Wszystkie histogramy zostały znormalizowane do 1.

Zmiany długości małych półosi elips Hillasa dla chmur na wysokości 5 km są jeszcze mniejsze. Rozkłady poszerzają się, ale ich maksimum przesuwają się tylko nieznacznie. Podobnie jak w przypadku parametru *length*, dla pęków o energiach około 4 TeV położenie maksimum rozkładu parametru *width* przesuwają się w kierunku mniejszych wartości wraz ze zmniejszaniem się przezroczystości chmury, choć wartość średnia zmienia się nieznacznie. Natomiast dla chmury na wysokości 7 km położenie maksimum tego rozkładu jest wyraźnie większe dla bardziej tłumiącej światło chmury zarówno dla niższych jak i wyższych energii pęków. Tak samo przesuwają się wartości średnie rozkładu. Efekt zwiększania się parametru *width* w związku z występowaniem chmur wynika z faktu, iż rejestrowane obrazy zawierają mniejszy sygnał, ale również są one mniej skoncentrowane. Rozkłady są przedstawione na rysunkach 7.6 i 7.7.

7.2.3 Bias energetyczny

Bias energetyczny (definicja w punkcie 6.2.1) obliczony dla symulacji bez chmur i z chmurami został przedstawiony w postaci punktów na wykresie na rysunku 7.10 umieszczonym w punkcie 7.4.2. W przypadku bezchmurnego nieba (czarne punkty na wykresie) bias jest ujemny dla pęków o energii mniejszej niż 1 TeV. Oznacza to, że energia

zrekonstruowana jest większa niż energia rzeczywista pędu. Można to wytłumaczyć efektami progowymi oraz brakiem symulacji poniżej energii 300 GeV, co może skutkować w zakresie najniższych energii nieprawidłowymi wartościami elementów macierzy migracji energii używanej przy rekonstrukcji.

Ponieważ do rekonstrukcji energii dla danych z chmurami (kolorowe punkty na rysunku 7.10) używam tablic LUT (Look Up Table) uzyskanych dla bezchmurnego nieba, należy się spodziewać dużego biasu, zwłaszcza dla mniej przezroczystych chmur, w zakresie energii wyższych od progowych. Rzeczywiście, dla chmury o przezroczystości $T = 0,8$ umieszczonej na wysokości 5 km bias wynosi około 20%, a dla chmury o $T = 0,2$ jego wartość sięga 80%.

Pęki o energiach mniejszych niż 100 TeV osiągają maksimum rozwoju powyżej 5 km n.p.m. Zatem, gdy chmura znajduje się na wysokości 5 km, większość fotonów z takich pęków wyprodukowana jest powyżej chmury i zdecydowana większość światła z pędu jest równomiernie tłumiona. Dlatego bias dla chmur na tej wysokości nie jest zależny od energii dla wartości powyżej progów. Dla niskich energii nie dało się wyznaczyć biasu dla danych z chmurami z powodu zbyt małej statystyki.

Gdy chmura znajduje się na wysokości 7 km, pęki o energii powyżej 10 TeV mają maksimum poniżej chmury. Zatem stosunek liczby fotonów pochłanianych przez chmurę do ilości wyprodukowanego światła będzie zależał od wysokości, na której znajduje się maksimum pędu, a ta maleje z energią. Dlatego wielkość biasu energetycznego w tym przypadku zależy od energii. Dla wszystkich badanych przezroczystości chmur bias maleje z energią powyżej wartości progowej charakterystycznej dla całkowitej przezroczystości chmury. Natomiast poniżej wartości progowej bias rośnie wraz z energią, gdyż w tym przypadku efekty progowe dominują.

7.3 Stosowane metody analizy danych zebranych w warunkach zachmurzenia

Obecność chmur może wpływać na pomiary światła Czerenkowa z pęków atmosferycznych na dwa sposoby. Po pierwsze osłabia ilość światła docierającego do teleskopów, przez co sygnał może być zbyt słaby do zarejestrowania lub zrekonstruowania pędu, z którego pochodzi. Efekt ten powoduje zmniejszenie efektywnej powierzchni oraz częstości rejestracji pęków, a w konsekwencji zwiększenie progu energetycznego [77]. Po drugie zachmurzenie może powodować deformację obrazów, gdy światło z pędu nie jest tłumione równomiernie. Utrudnia to oddzielenie pęków gammowych od protonowego tła [76] i może również wpływać na rozdzielczość kątową i energetyczną.

Metody korekcji zrekonstruowanej energii pędu oraz strumienia pierwotnych cząstek z danych zabranych w obecności niskich chmur były już opracowywane dla wcześniejszych projektów. Do pomiarów warunków atmosferycznych wykorzystywany był LIDAR

(Light Detection and Ranging). Urządzenie to składa się z lasera, lustra skupiającego i detektora. Wysyła ono pulsacyjne sygnały laserowe i mierzy światło rozproszone w tył (skupione przez lustro na detektorze) [17]. Dzięki temu można uzyskać informacje na temat przezroczystości atmosfery w zależności od wysokości, które umożliwiają poprawę rekonstrukcji danych zebranych w warunkach zachmurzenia. Warunki atmosferyczne były mierzone we wcześniejszych eksperymentach: MAGIC ([12]), VERITAS ([13], [4]) i H.E.S.S. ([2], [11]). LIDAR zbudowany dla projektu MAGIC może mierzyć chmury o grubości 100-200 m w skali czasowej rzędu minut [17]. Budowa podobnego urządzenia (Raman LIDAR) jest również przewidywana w planowanym południowym obserwatorium CTA [78], [79], [80], [81], [82], [83]. Jego parametry mają być porównywalne z parametrami wspomnianego wyżej LIDAR-u dla MAGIC-a lub nawet lepsze [82]. Raman LIDAR oprócz rozproszenia Rayleigha będzie mierzyć również zjawisko Ramana – rozproszenie nieelastyczne na cząsteczkach atmosfery.

W pracach dotyczących obserwacji w obecności chmur w obserwatorium H.E.S.S. ([11], [14]) wykazano, że przy obserwacjach w obecności niskich chmur można spodziewać się biasu energetycznego oraz mniejszej efektywnej powierzchni rejestracji, jeżeli rekonstrukcja opiera się na wynikach symulacji dla bezchmurnego nieba. Jednakże uwzględnienie obecności chmury w atmosferze (pomiarы przezroczystości przy użyciu LIDAR-u) w symulacjach Monte Carlo daje możliwość poprawnego zrekonstruowania energii dla pęków o $E < 10$ TeV [11]. Natomiast dla pomiarów dużymi teleskopami w obecności niskiej chmury, można oszacować rzeczywiste parametry pęku na podstawie samych danych bez pomiarów warunków atmosferycznych. Skuteczność tej metody zależy jednak w dużej mierze od współczynnika przezroczystości chmury [84]. D. Hildebrand przedstawiła podobną metodę z wykorzystaniem pomiarów przezroczystości atmosfery przy użyciu samego teleskopu czerenkowskiego (FACT) [85], [86].

W MAGIC-u również wprowadzono metody analizy danych zebranych w warunkach zachmurzenia [15], [16], [17], [18]. Jeżeli zanieczyszczenie w atmosferze położone jest niżej niż 5,5 km, wówczas maksimum pęków o energii poniżej 1 TeV wypada ponad tą wysokością. Dlatego w przypadku obserwacji teleskopem MAGIC-1 (średnica 17 m) w obecności niskiej chmury o przezroczystości mniejszej niż 40%, uwzględniano wyłącznie korektę ilości docierającego do teleskopu światła, gdyż deformacja obrazów pęków była w takim przypadku znikoma [15]. Inną metodę analizy dla MAGIC-a opracowali C. Fruck i M. Gaug. Metoda wykorzystuje pomiary przezroczystości chmury przy użyciu LIDAR-u. Polega ona na skalowaniu rekonstruowanej energii przez przezroczystość chmury; ponadto przewidywana efektywna powierzchnia rejestracji jest szacowana przed przeskalowaniem energii. Dla energii pęków poniżej ~ 10 TeV i nisko położonej chmury (< 7 km) maksimum rozwoju pęku leży powyżej chmury, zatem większość pęku rozwinie się powyżej niej [17], [18].

Jednakże dla wysokoenergetycznych pęków maksimum rozwoju może znajdować się poniżej chmury lub na jej wysokości. Skutkuje to deformacją obrazów pęków. Jest ona mniejsza dla pęków, których obrazy zarejestrowano w pobliżu ich osi, gdyż w takim

przypadku większość zaobserwowanego światła Czerenkowa pochodzi z wysokości bliskiej poziomowi obserwacji. Siła tego efektu zależy od wysokości i przezroczystości chmury [87]. Możliwość separacji gamm od hadronów w przypadku wysokoenergetycznych pęków obserwowanych w obecności chmur była już badana [76]. Pokazano, że separacja gamm przy użyciu parametrów SL i SW (definicje w punkcie 6.3.1) jest bardziej efektywna jeśli współczynniki skalowania ($\langle width \rangle, \langle length \rangle, \sigma_w, \sigma_l$) zastosowane do ich wyznaczenia zostaną uzyskane z symulacji uwzględniających obecność chmur niż gdy uzyskuje się je z symulacji bezchmurnego nieba.

Stosowane dotychczas metody analizy danych dotyczyły innych rodzajów teleskopów o większych średnicach niż używane w moich symulacjach (MAGIC – 17 m średnicy, VERITAS – 12 m, HESS – 13 m oraz LST – 23 m w CTA). Takie teleskopy są bardziej czułe na pęki o energii w zakresie od kilkudziesięciu GeV do około 30 TeV, natomiast w mojej pracy rozważam pęki do energii ponad 100 TeV.

7.4 Analiza danych z teleskopów SST-1M zebranych w warunkach zachmurzenia

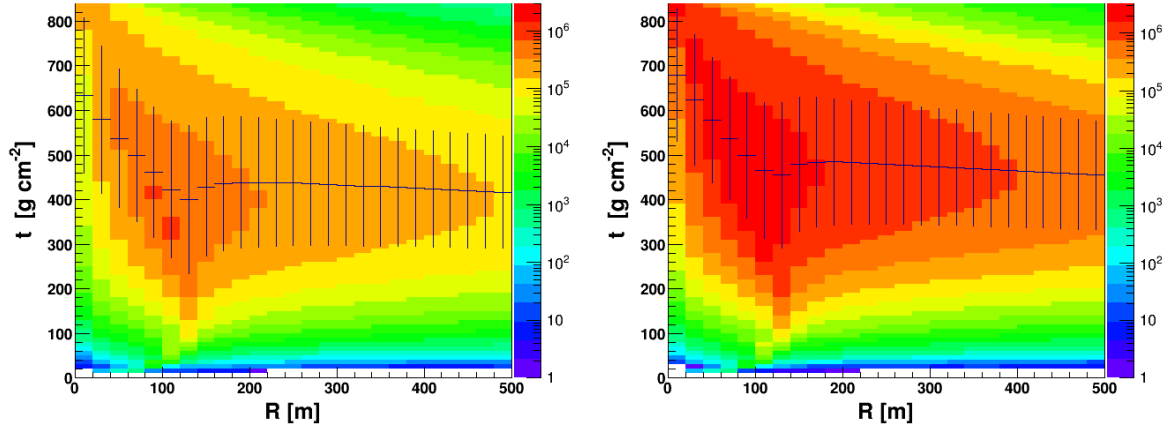
Bez dobrej rekonstrukcji energii pęków nie jest możliwe poprawne odtworzenie obserwowanego widma. Energię zrekonstruowaną przy pomocy tablic dla bezchmurnego nieba należy więc poprawić tak, by dobrze opisywała wartości rzeczywiste. W tym celu wprowadzam korektę opartą na definicji biasu, który wyznaczyłam z symulacji dla bezchmurnego nieba. Metodę obliczania takiej poprawki opiszę w następnym punkcie.

7.4.1 Aproksymacja biasu

Chmura o przezroczystości T tłumi wiązkę przechodzących przez nią fotonów o czynnik $1 - T$. Jednakże wpływa tylko na te fotony, które powstały powyżej niej. Dlatego do wyznaczenia przewidywanego biasu potrzebna jest informacja, ile fotonów tworzonych jest powyżej wysokości chmury.

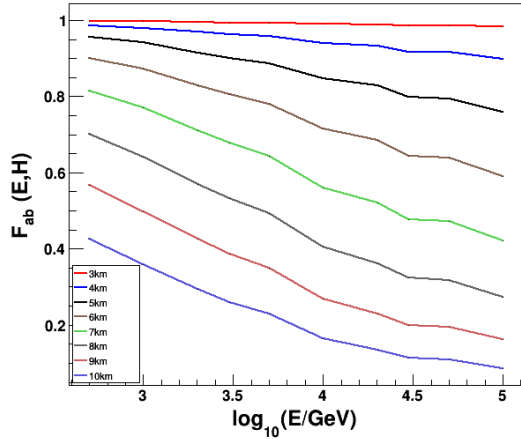
Aby zdobyć tę informację, należało sporządzić rozkłady dwuwymiarowe liczby fotonów w pęku w zależności od głębokości w atmosferze, na której foton jest produkowany (t), i odległości od osi pęku, w której dociera do powierzchni gruntu (R). Rozkłady zostały wykonane na podstawie dodatkowych symulacji pęków o ustalonych energiach pierwotnej cząstki: 0,5 TeV, 1 TeV, 2 TeV, 3 TeV, 5 TeV, 10 TeV, 20 TeV, 50 TeV i 100 TeV. Przykładowe rozkłady dla dwóch wybranych energii przedstawiam na rysunku 7.8.

Po scałkowaniu tych rozkładów otrzymujemy średnie całkowite liczby fotonów wyprodukowanych powyżej wysokości H . Uwzględniane były tylko fotony dla $R > 80$ m, ponieważ w takiej sytuacji profile opisanych wyżej rozkładów dwuwymiarowych są podobne dla wszystkich symulowanych energii, a dla badanego tu układu zawsze co naj-



Rysunek 7.8. Średnia liczba produkowanych w pęku fotonów w zależności od głębokości w atmosferze i odległości od osi pęku, w której foton trafia w ziemię, wyznaczona dla wysokości obserwatorium 2500 m n.p.m. Po lewej dla energii 5 TeV, a po prawej dla energii 20 TeV.

mniej jeden z rejestrujących pęk detektorów (zarejestrować pęk muszą co najmniej dwa teleskopy) jest w odległości większej niż 80 m od osi pęku.



Rysunek 7.9. Zależność F_{ab} od energii wyznaczona na podstawie symulacji MC dla kilku wysokości n.p.m.

$F_{ab}(E, H)$ oznacza stosunek liczby fotonów wyprodukowanych powyżej wysokości H w pęku o energii cząstki inicjującej równej E do wszystkich wyprodukowanych w pęku fotonów, które dotarły do ziemi w odległości większej niż 80 m od osi pęku. Wartości tej funkcji obliczone dla ośmiu wysokości od 3 km do 10 km n.p.m. przedstawiam na rysunku 7.9. Posłużyły one do wyznaczenia przybliżonej wartości biasu.

Prostym przybliżeniem będzie przyjęcie, że fotony wyprodukowane powyżej chmury biorą udział w rekonstrukcji energii z wagą T , a fotony wyprodukowane poniżej chmury z wagą 1.

$$\begin{aligned}
 b(E_{rz}, T, H) &= \frac{E_{rz} - E_{rek}}{E_{rz}} = \\
 &= 1 - [T \cdot F_{ab}(E_{rz}, H) + 1 \cdot (1 - F_{ab}(E_{rz}, H))]
 \end{aligned} \tag{7.1}$$

Taki wzór nie uwzględnia efektów progowych, dlatego należy do niego dodać bias w warunkach bezchmurnego nieba obliczony dla niższych energii $E_{rz} \cdot \tau(E_{rz}, T, H)$, gdzie

τ oznacza całkowitą przezroczystość atmosfery zdefiniowaną w następujący sposób:

$$\tau(E_{rz}, T, H) = 1 - (1 - T)F_{ab}(E_{rz}, H) \quad (7.2)$$

Ponieważ energia progowa zależy od parametrów chmury, przy uwzględnianiu efektów progowych mnożę energię rzeczywistą przez całkowitą przezroczystość chmury. W celu poprawy zgodności aproksymacji przedstawionej wzorem 7.1 z wynikami symulacji chmur należy do podanego wzoru wprowadzić stałą A . Może ona być rozumiana jako współczynnik uwzględniający właściwości wybranego układu teleskopów. Zatem ostateczny wzór na bias ma postać:

$$b(E_{rz}, T, H) = A \cdot (1 - T)F_{ab}(E_{rz}, H) + b(E_{rz} \cdot \tau(E_{rz}, T, H), 1, 0) = \quad (7.3)$$

$$= 1 - \tau_A(E_{rz}, T, H) + b(E_{rz} \cdot \tau(E_{rz}, T, H), 1, 0), \quad (7.4)$$

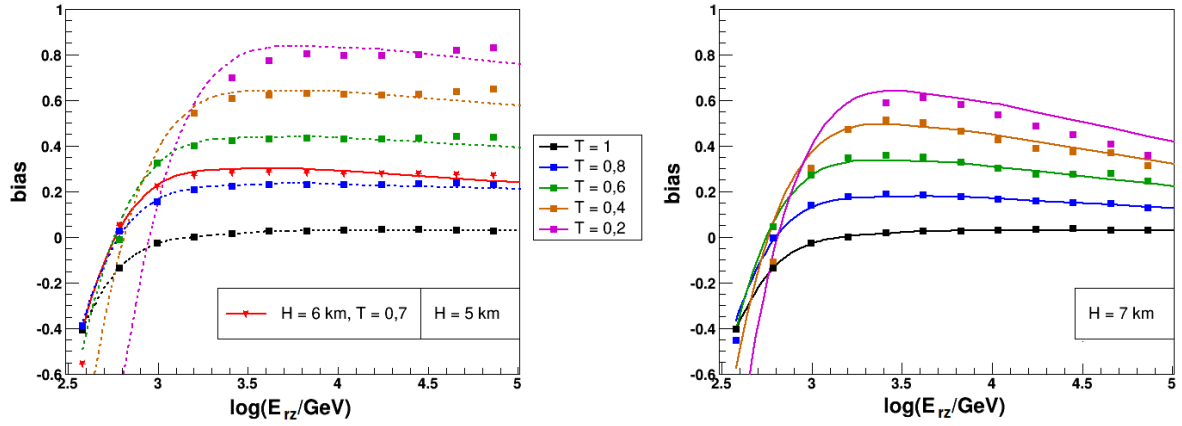
gdzie τ_A oznacza skorygowaną całkowitą przezroczystość atmosfery, która różni się od τ jedynie wprowadzeniem czynnika A , przez który mnożymy wartość $(1 - T)$ w przekształconym wzorze na bias 7.1. Dla badanego tu układu pięciu teleskopów $A = 1,2$ pozwala najlepiej opisać biasy zarówno dla chmur na wysokości 5 km n.p.m. jak i 7 km n.p.m. Wzór 7.4 pozwala na wyznaczenie przewidywanego (w warunkach zachmurzenia) biasu energetycznego wyłącznie na podstawie symulacji czystego nieba oraz znajomości parametrów chmury takich jak jej całkowita przezroczystość i wysokość, na której się znajduje.

7.4.2 Wyniki aproksymacji biasu

Wartości biasu obliczonego tą metodą zostały pokazane na rysunku 7.10 w postaci kolorowych linii (przerywanych dla chmury na wysokości 5 km i ciągłych dla chmury na wysokości 7 km). Dodatkowo sprawdziłam, czy opisana aproksymacja biasu zapewnia poprawne wyniki dla innych chmur, i dlatego na jednym z tych wykresów umieściłam punkty uzyskane z symulacji chmury o $T = 0,7$ na wysokości 6 km oraz krzywą oznaczającą wartości biasu obliczone ze wzoru 7.4 dla takiej chmury.

Do obliczenia biasu dla chmur potrzebna jest wartość biasu dla bezchmurnego nieba w przeskalowanej energii. Dla wyższych energii wartość tego biasu jest w przybliżeniu stała, jednak dla niższych energii już nie. Dlatego w tym przypadku wartości biasu dla $T = 1$ w przeskalowanej energii zostały wyznaczone przez dopasowanie do obliczonego biasu w warunkach bezchmurnego nieba wielomianu czwartego stopnia od logarytmu z energii. Czarne linie na wykresach oznaczają krzywe przybliżające wartość biasu dla $T = 1$.

Jak widać na wykresach, uzyskujemy dobrą zgodność aproksymacji biasu z wynikami symulacji dla chmur o $T \geq 0,4$ położonych na wysokości 5 km i 7 km. Również dla chmury, dla której sprawdzałam poprawność metody, dla $T \geq 0,7$ na wysokości 6 km obliczony tą metodą bias jest zgodny z wynikami symulacji.



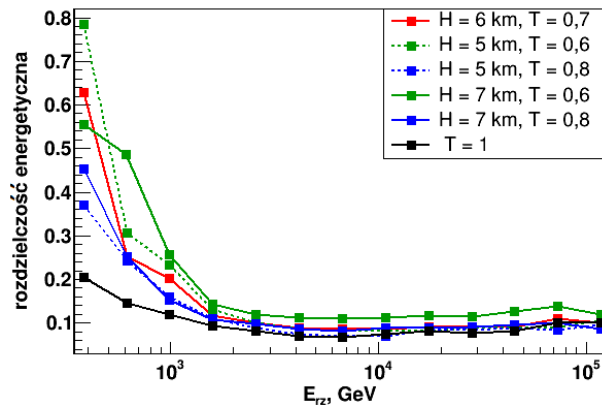
Rysunek 7.10. Bias energetyczny dla obserwacji w warunkach zachmurzenia i przy bezchmurnym niebie (kolor czarny). Po lewej dla chmur na wysokości 5 km o różnych przeźroczystościach. Dodatkowo na tym wykresie umieściłam także wyniki dla chmury na wysokości 6 km i przeźroczystości $T = 0,7$. Po prawej dla chmur o różnych przeźroczystościach na wysokości 7 km. Punktami oznaczałam wyniki symulacji, natomiast liniami – wartości obliczone według wzoru 7.4.

7.4.3 Rozdzielczość energetyczna po korekcji

Znając wartość biasu, można wyznaczyć energię skorygowaną korzystając z zależności:

$$E_{kor} = \frac{E_{rek}}{1 - b(E_{kor}, T, H)} \quad (7.5)$$

Jednakże wartość biasu należałoby obliczyć dla energii skorygowanej, przez co proste obliczenie energii z tego wzoru staje się niemożliwe. Można natomiast obliczyć



Rysunek 7.11. Rozdzielczość energetyczna obliczona po korekcji energii rekonstruowanej dla chmur o $T \geq 0,6$.

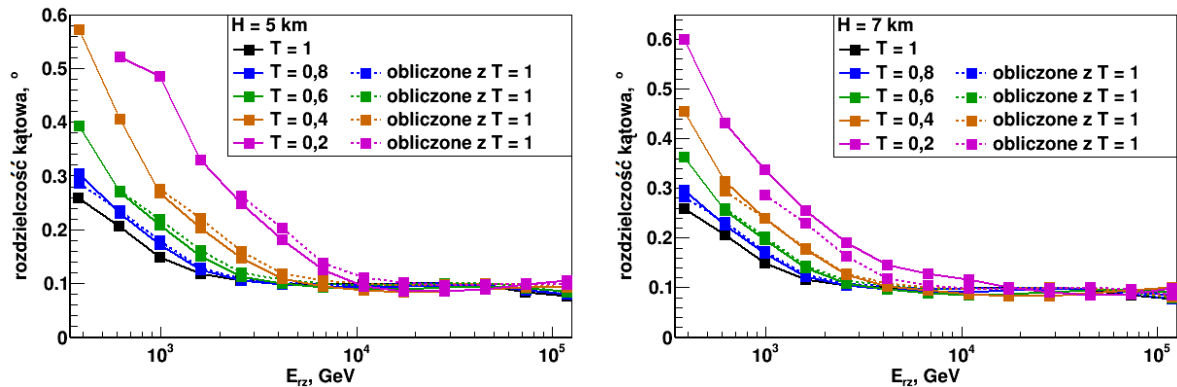
E_{rek} dla wybranych wartości E_{kor} . Dla energii powyżej wartości progowej zależność $\log(E_{kor})$ od $\log(E_{rek})$ będzie w przybliżeniu liniowa, zatem można ją wyznaczyć przez dopasowanie odpowiedniej linii trendu do obliczonych wartości. Dla niskich energii konieczne jest dopasowanie krzywej wyższego rzędu. Ponieważ do wartości biasu dopasowywana była krzywa czwartego stopnia, także zależność $\log(E_{kor})$ od $\log(E_{rek})$ przybliżałam taką krzywą.

Po obliczeniu skorygowanej energii można wyznaczyć rozdzielczość ener-

getyczną (standardowo zdefiniowana rozdzielczość energetyczna przed korekcją nie byłaby tu użyteczna ze względu na duży bias energetyczny). Obliczyłam ją jako odchylenie standardowe funkcji Gaussa dopasowanej do rozkładów wartości $(E_{rz} - E_{kor})/E_{rz}$ w każdym przedziale energii rzeczywistej. Wyniki pokazuje rysunek 7.11. Wartości tak obliczonej rozdzielczości energetycznej dla obserwacji z chmurą są zbliżone do wartości uzyskanych dla obserwacji przy bezchmurnym niebie dla energii powyżej 2 TeV. Nieznacznie odbiegają od nich jedynie wartości dla chmury o $T = 0,6$ położonej na wysokości 7 km. Warto zauważyć, że dla niskich energii rozdzielczość energetyczna silnie zależy od energii, ponieważ względne fluktuacje gęstości fotonów czerenkowskich również zależą od energii [88], [89].

7.4.4 Rozdzielczość kąтова

Rysunek 7.12 przedstawia wpływ chmur na rozdzielczość kątową (definicja w punkcie 6.2.2). Wartości rozdzielczości kątowej uzyskanej dla danych z chmurą (kolorowe ciągłe linie na wykresie) układają się wzdłuż podobnej krzywej, co rozdzielczości kątowej obliczone dla obserwacji przy bezchmurnym niebie (czarna linia). Dla niższych energii rozdzielczość kątowa maleje z energią, a dla wyższych stabilizuje się w okolicach wartości $0,1^\circ$. Krzywe dla chmur są jednak przesunięte w kierunku wyższych energii. Zatem można opisać wartość rozdzielczości kątowej dla chmury przez wartość dla bezchmurnego nieba obliczoną dla niższej energii. Prosty sposób przybliżenia może być przeskalowanie



Rysunek 7.12. Rozdzielczość kątowa w obecności chmur i przy bezchmurnym niebie (czarne punkty i linie ciągłe). Po lewej wartości dla chmur na wysokości 5 km, po prawej – na wysokości 7 km. Przerywanymi liniami oznaczyłam przybliżenie rozdzielczości kątowej dla chmur przez rozdzielczość kątową przy bezchmurnym niebie w energii skalowanej przez całkowitą przezroczystość atmosfery τ_A .

wanie energii przez współczynnik τ_A zdefiniowany w poprzednim punkcie. Otrzymujemy zatem wzór:

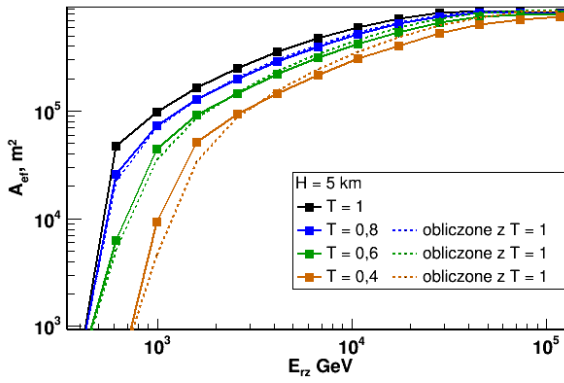
$$\sigma_\theta(E, T, H) \equiv \sigma_\theta(E \cdot \tau_A(E, T, H), 1, 0), \quad (7.6)$$

gdzie $\sigma_\theta(E, T, H)$ oznacza rozdzielczość kątową dla energii E uzyskaną w obecności chmury o przezroczystości T na wysokości H .

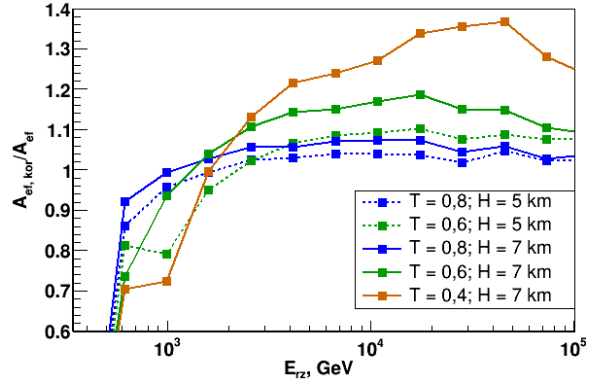
Otrzymane tą metodą wartości oznaczyłam na rysunku 7.12 liniami przerywanymi. Jak widać, dla chmur o $T \geq 0,4$ są one dobrym przybliżeniem rozdzielczości kątowej uzyskanej z pełnych symulacji chmur. Jedynie dla chmury o $T = 0,2$ tak obliczone krzywe odbiegają od danych z symulacji.

7.4.5 Aproksymacja efektywnej powierzchni

Efektywną powierzchnię rejestracji (zdefiniowaną w punkcie 6.1.2) wyznaczoną dla wszystkich pęków, które zostały zrekonstruowane, przedstawia rysunek 7.13 (linie ciągłe) jako funkcję energii rzeczywistej. Na wykresie umieściłam linie dla $T = 1$ (czarna linia) oraz dla chmur na wysokości 5 km. Zmniejszenie efektywnej powierzchni w obecności chmur wynika głównie ze spadku częstości rejestracji pęków, który jest spo-



Rysunek 7.13. Efektywna powierzchnia rejestracji przy bezchmurnym niebie i dla chmur na wysokości 5 km uzyskana w symulacjach (punkty i linie ciągłe) oraz przybliżona przez skalowanie energii (linie przerywane).



Rysunek 7.14. Stosunek efektywnej powierzchni rejestracji obliczonej według wzoru 7.7 do tej uzyskanej z symulacji.

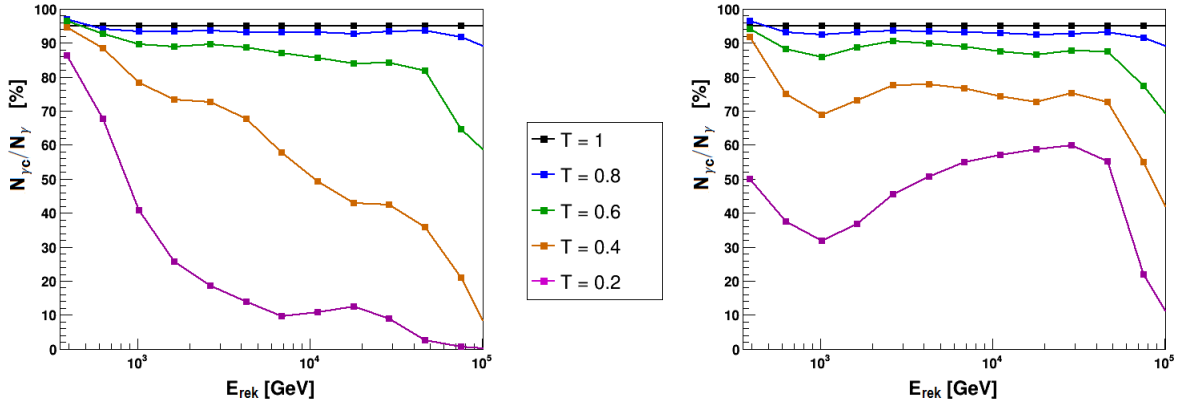
wodowany zmniejszeniem gęstości fotonów czerenkowskich docierających do poziomu obserwacji. Pęki obserwowane w obecności chmury imitują pęki o niższej energii, zatem efektywną powierzchnię dla obserwacji z chmurami można przybliżyć przez wartość tejże dla bezchmurnego nieba w skalowanej energii:

$$A_{ef,kor}(E, T, H) \equiv A_{ef}(E \cdot \tau_A(E, T, H), 1, 0) \quad (7.7)$$

Wyniki takiego przeskalowania zostały pokazane na rysunku 7.13 w postaci linii przerywanych. Rysunek 7.14 przedstawia stosunek tak obliczonych efektywnych powierzchni do tych uzyskanych bezpośrednio z symulacji. Dla energii większej niż 2 TeV i niemal wszystkich chmur o $T \geq 0,4$ (niebieskie i zielone krzywe) przybliżone wartości odbiegają od uzyskanych w symulacjach o mniej niż 20%. Dla chmury na wysokości 5 km i $T = 0,4$ względne różnice są większe.

7.4.6 Separacja gamm i hadronów

W celu identyfikacji obrazów pierwotnych fotonów gamma posłużyłam się parametrem *hadronness* opisanym w punkcie 4.3.3. Przyjmuje on wyższą wartość dla pęków, których parametry obrazów wskazują na zainicjowanie pęku przez hadron, a mniejszą dla pęków, których parametry wskazują na zainicjowanie pęku przez cząstkę gamma. Dlatego cięcie w *hadronness* powoduje oczyszczenie próbki danych z pęków, które nie przypominają pęków zapoczątkowanych przez foton. W dalszej analizie użyłam takich cięć w *hadronness*, po których przeżywa 95% zrekonstruowanych pęków gammowych z symulacji dla bezchmurnego nieba (G95). Te same wartości cięć zostały użyte w przypadku symulacji z chmurami. W związku z tym dla symulacji z chmurami spadła ich efektywność.



Rysunek 7.15. Stosunek pęków przeżywających cięcia G95 do wszystkich zrekonstruowanych pęków. Po lewej dla chmur na wysokości 5 km, po prawej dla chmur na wysokości 7 km.

Rysunek 7.15 przedstawia stosunek liczby pęków gammowych przeżywających cięcia do wszystkich zrekonstruowanych pęków gammowych dla różnych chmur w zależności od energii zrekonstruowanej. Dla chmur na wysokości 5 km efektywność cięcia drastycznie maleje dla $T \leq 0,4$. Spada poniżej 80% przy energii niewiele większej niż 1 TeV, a poniżej 50% dla energii około 10 TeV. Dla chmur na wysokości 7 km spadek efektywności cięcia G95 nie jest aż tak duży, jednak dla chmury o $T = 0,4$ sięga ona około 70% dla energii od 1 TeV do 50 TeV.

Ze względu na efektywność cięć w *hadronness* dalszą analizę ograniczam do chmur o $T \geq 0,6$.

Dodatkowym parametrem, który jest wykorzystywany przy decydowaniu czy pierwotną cząstką jest wysokoenergetyczny foton z kierunku obserwowanego źródła, jest θ^2 . Bazując na otrzymanych wartościach rozdzielczości kątowej (rys. 7.12) wybrałam wartość cięcia $\theta^2 = 0,025 \text{ deg}^2$. Takie samo cięcie stosuję dla wszystkich chmur i dla każdej energii.

7.5 Rekonstrukcja widma

Po skorygowaniu energii i odtworzeniu efektywnej powierzchni można odtworzyć widmo obserwowanego źródła.

7.5.1 Metoda analizy danych zebranych w obecności chmury

Do odtworzenia widma użyłam efektywnej powierzchni rejestracji po wszystkich cięciach wyznaczonej z symulacji jako funkcja energii rekonstruowanej. Jest ona zdefiniowana następująco:

$$A_{ef, rek}(E_{rek}, T, H) = A_0 \frac{dN_{rek,c}(E_{rek}, T, H)}{dN_{sym}(E_{rek})}, \quad (7.8)$$

gdzie A_0 oznacza całkowitą powierzchnię, na którą symulowane były pęki, $dN_{rek,c}((E_{rek}, T, H))$ – liczbę zrekonstruowanych pęków o energii rekonstruowanej w przedziale $(E_{rek}, E_{rek} + dE_{rek})$, które przeżyły wszystkie cięcia, a $dN_{sym}(E_{rek})$ – liczbę wysymulowanych pęków o energii rzeczywistej w przedziale $(E_{rek}, E_{rek} + dE_{rek})$. Liczby symulowanych przypadków zostały przeważone do widma Kraba. Algorytm odtwarzania widma wygląda następująco:

1. Dla każdego gammowego pędu, który przeżył cięcia w *hadronness* i θ^2 , obliczam energię skorygowaną na podstawie energii rekonstruowanej metodą opisaną w punkcie 7.4.3 (bazując na aproksymacji biasu dla konkretnej wysokości i przezroczystości chmury).
2. Na podstawie symulacji czystego nieba obliczam efektywną powierzchnię dla przeskalowanej energii: $A_{ef, rek}(E_{kor} \cdot \tau_A(E_{kor}, T, H), 1, 0)$.
3. Korzystając z energii rzeczywistej przeważam każde zdarzenie do widma Kraba (symulowane było widmo o innym nachyleniu).
4. Na podstawie symulacji w warunkach czystego nieba obliczam różniczkowy strumień ($F_{(T, H)}$) w każdym przedziale energii korygowanej równy:

$$F_{(T, H)} = C \cdot \sum n_i / A_{ef, rek}(E_{kor} \cdot \tau_A(E_{kor}, T, H), 1, 0), \quad (7.9)$$

gdzie C jest stałą normalizacyjną określoną przez parametry symulacji, a n_i oznacza wagę danego pędu wynikającą z faktu, że symulowane widmo było inne niż widmo Kraba. Sumowanie odbywa się po wszystkich przypadkach, które przeżyły zastosowane cięcia.

Zmienne E_{kor} i $\tau_A(E_{kor}, T, H)$ zostały wyznaczone przy użyciu tej samej funkcji – $F_{ab}(E, H)$, zatem metodę można łatwo rozszerzyć na chmury o innej wysokości i przezroczystości niż symulowane.

Rozważałam jedynie proste, jednowarstwowe chmury, których przezroczystość nie zmienia się z czasem. Jednak opisana metoda analizy danych może być łatwo rozszerzona na przypadki bardziej skomplikowanych chmur.

W przypadku chmury o zmiennej przezroczystości, czas obserwacji można podzielić na części, w których chmura może być traktowana jako niezmienna. Następnie należy obliczyć skorygowaną energię i efektywną powierzchnię rejestracji osobno dla każdego przedziału czasowego. Ostatecznie widmo można wyznaczyć używając średniej efektywnej powierzchni ważonej efektywnym czasem obserwacji dla każdego przedziału czasowego.

W przypadku chmury wielowarstwowej, całkowitą przezroczystość atmosferyczną można wyznaczyć używając funkcji F_{ab} , biorąc pod uwagę jej zmienność z wysokością. Można podzielić atmosferę na M warstw na różnych wysokościach H_i oraz obliczyć całkowitą przezroczystość atmosfery dla pęku o energii E według wzoru:

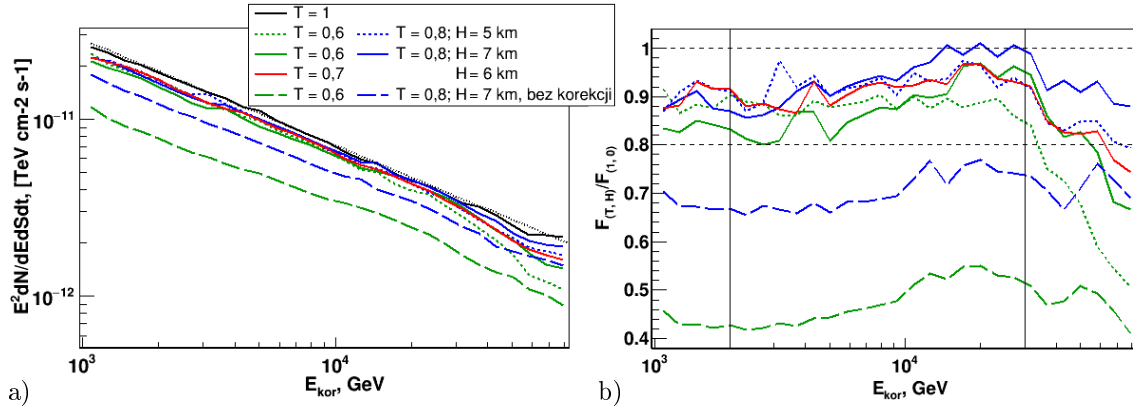
$$\tau(E) = \sum_{i=1}^M (T_b((H_{i+1} + H_i)/2)(F_{ab}(E, H_i) - F_{ab}(E, H_{i+1}))), \quad (7.10)$$

gdzie $T_b(H_i)$ oznacza całkowitą przezroczystość każdej z niezależnych chmur poniżej wysokości H_i . Wpływ wielowarstwowej chmury na efektywność separacji gamm i hadronów powinien być mniejszy niż chmury jednowarstwowej, jeżeli całkowita suma $T_b(H_i)$ jest większa lub równa niż całkowita przezroczystość chmury jednowarstwowej. Zatem opisana tu metoda odtworzenia widma obserwowanego źródła powinna poprawnie działać także dla wielowarstwowych chmur.

7.5.2 Sprawdzenie poprawności metody

Rysunek 7.16a przedstawia widmo obliczone według opisanej wyżej metody dla obserwacji w obecności chmur (kolorowe linie ciągłe i kropkowane). Ciągła czarna linia oznacza wyniki uzyskane dla bezchmurnego nieba. W obliczeniach użyłam efektywnej powierzchni wyznaczonej po rekonstrukcji pęków i separacji gamm i hadronów ($A_{ef, rek}$) wyznaczonej dla czystego nieba, a dla chmur zastosowałam opisaną wyżej aproksymację ($A_{ef, rek}(E_{kor} \cdot \tau_A(E_{kor}, T, H), 1, 0)$). Jak widać na wykresie, w przedziale energii od około 1 TeV do około 80 TeV wyznaczone widmo przy bezchmurnym niebie odpowiada założonemu.

Omawiane wcześniej zmienne: rozdzielczość kątowna, rozdzielczość energetyczna, efektywna powierzchnia rejestracji i efektywność cięć w *hadronness*, mają wpływ na wyznaczone widmo. Jednak rozdzielczość kątowna jest decydująca przy wyborze cięć w θ^2 . Cięcia te wpływają zarówno na liczbę zdarzeń wybranych jako gammowe, jak i na efektywną powierzchnię rejestracji po separacji gamm i hadronów. Dodatkowo rozdzielczość



Rysunek 7.16. a) Widmo Kraba dla obserwacji w obecności chmur obliczone według opisanej tu metody (linie kolorowe) oraz dla bezchmurnego nieba (czarna ciągła linia). Czarna kropkowana linia oznacza widmo użyte do normalizacji. Krzywe przerywane zostały otrzymane bez uwzględnienia żadnych poprawek na obecność chmur. b) Stosunek strumienia obliczonego według zaprezentowanej metody do strumienia uzyskanego dla symulacji MC przy bezchmurnym niebie.

kątowa jest dobrze przybliżona zaprezentowaną tu metodą dla chmur o $T \geq 0,6$; a ponadto dla energii większych od 2 TeV prawie nie zależy od energii. Zatem cięcia w θ^2 nie powinny mieć wpływu na rekonstrukcję widma.

Rysunek 7.16b pokazuje stosunek widma obliczonego zaprezentowaną tu metodą do widma uzyskanego z symulacji dla bezchmurnego nieba. Dla energii poniżej 2 TeV, gdzie dominują efekty progowe, odtworzone widmo dla chmur jest zaniżone o mniej niż 20%.

Dla energii w przedziale od około 2 TeV do około 30 TeV widmo dla chmur jest w przybliżeniu proporcjonalne do widma dla bezchmurnego nieba. Jedynie dla chmur na wysokości 7 km niedoszacowanie widma lekko maleje z energią. Silniej zaniżone jest widmo dla mniej przezroczystych chmur (zielone linie na wykresie), jednak wciąż o nie więcej niż 20%. Jest to znacząca poprawa w porównaniu do analizy przy braku korekcji, kiedy widmo dla chmur na wysokości 7 km jest zaniżone o około 30%-50% (kolorowe przerywane linie na wykresie). Przy standardowej analizie danych niedoszacowanie widma również lekko maleje ze wzrostem energii.

Dla energii powyżej 30 TeV niedoszacowanie widma dla chmur rośnie z energią. Jest to spowodowane głównie przez spadek efektywności cięć w *hadronness* w tym przedziale energii. Jedynie dla chmury o dużej przezroczystości ($T = 0,8$), znajdującej się na dużej wysokości (7 km) zastosowanie opisanej metody analizy prowadzi do niedoszacowania widma na poziomie mniejszym niż 20% nawet w przypadku energii powyżej 30 TeV. W przypadku chmur na niższej wysokości lub o mniejszej przezroczystości, metoda ta pracuje tylko dla energii poniżej 30 TeV.

Należy podkreślić, że również dla chmury o $T = 0,7$ i $H = 6$ km (czerwona linia na wykresie) dokładność wyznaczonego widma jest w granicach 20%. Potwierdza to po-

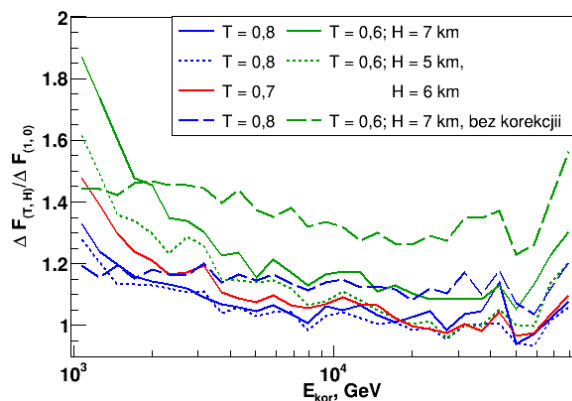
prawność zarówno proponowanej metody analizy danych jak i stosowanych aproksymacji na bias oraz efektywną powierzchnię rejestracji po cięciach.

Rysunek 7.17 przedstawia stosunek względnych niepewności statystycznych uzyskanego widma dla obserwacji z chmurami do tych uzyskanych dla obserwacji przy bezchmurnym niebie. Do ich wyznaczenia wykorzystałam symulacje pęków protonowych. W każdym przedziale energii skorygowanej obliczyłam wielkość:

$$\Delta F_{(T, H)} = \frac{N_\gamma}{\sqrt{N_{prot}}}, \quad (7.11)$$

gdzie N_γ oznacza ilość pęków gammaowych, które przeżyły cięcia w *hadronness* i θ^2 , a N_{prot} oznacza ilość pęków protonowych po tych samych cięciach. Obliczenie stosunku tej wartości do wartości dla bezchmurnego nieba pozwala wyeliminować zależność niepewności od czasu obserwacji.

Porównanie linii ciągłych do przerywanych pokazuje, że stosując opisaną w tej pracy metodę analizy danych otrzymujemy mniejsze niepewności statystyczne uzyskanego widma. Jedynie dla najniższych energii jest odwrotnie. Wynika to z biasu energetycznego. Energia fotonów i protonów po korekcji jest wyższa niż bez niej. Fotony i protony w najniższych przedziałach energii skorygowanej mają w rzeczywistości wyższe energie, a dla tych separacja gamm od hadronów jest lepsza.



Rysunek 7.17. Stosunek względnych niepewności statystycznych strumienia fotonów z Kraba dla obserwacji w obecności chmur do względnych niepewności statystycznych dla obserwacji przy bezchmurnym niebie.

7.6 Podsumowanie

Opisana przeze mnie metoda analizy danych nie wymaga specjalnych symulacji Monte Carlo dla obserwacji z różnymi chmurami. Potrzebna jest jedynie znajomość wysokości i całkowitej przezroczystości chmury (można je uzyskać np. z danych z LIDAR-u) oraz zależności od energii pędu stosunku średniej liczby fotonów produkowanych powyżej wysokości chmury do wszystkich wyprodukowanych w pęku fotonów (trafiających w ziemię dalej niż 80 m od osi pędu) dla wybranej lokalizacji obserwatorium. Te zależności można łatwo wyznaczyć z symulacji przy znajomości profilu atmosfery oraz wysokości, na której znajduje się obserwatorium.

Zakres energii, w którym metoda pracuje, ograniczony jest przez dwa efekty. Pierwszym jest efekt progowy, powodujący, że metody nie można stosować dla energii mniejszej niż około 2-3 TeV. W tym zakresie energii spadek częstości rejestracji i rekonstrukcji

pęków nie jest dostatecznie dobrze opisany przez skalowanie energii. Ponadto rozdzielczości energetyczna i kątowa ulegają znacznemu pogorszeniu w pobliżu progu. Drugim efektem ograniczającym zakres stosowania metody jest zniekształcenie obrazów pęków dla bardzo wysokich energii, gdy chmura znajduje się na wysokości 7 km, co skutkuje znacznym zmniejszeniem efektywności cięć w *hadronness* w tym zakresie energii, gdy używamy wartości optymalizowanych dla czystego nieba.

W obecności chmur bias energetyczny jest bardzo dobrze opisany przy użyciu funkcji $F_{ab}(E, H)$ dla chmur o przezroczystości większej niż 0,5. Podobnie rozdzielczość kątowa może być przybliżona przez skalowanie energii całkowitą przezroczystością atmosfery jedynie dla chmur o przezroczystości $T \geq 0,4$. Po użyciu takiego samego skalowania energii dla efektywnej powierzchni rejestracji uzyskujemy przeszacowanie jej wartości o mniej niż 20% (w porównaniu do wartości uzyskanej z symulacji MC dla bezchmurnego nieba) dla energii powyżej 2 TeV i chmur o przezroczystości $T \geq 0,4$ i wysokości 7 km oraz chmury o $T \geq 0,6$ i wysokości 5 km.

W przedziale od 2 TeV do 30 TeV odtworzone tą metodą widmo odbiega od uzyskanego z danych dla bezchmurnego nieba o mniej niż 20%. Metoda dobrze działa dla chmur o przezroczystości większej lub równej 0,6. Skuteczność metody została przetestowana także dla chmury na wysokości pomiędzy 5 km a 7 km. Dla wyżej położonej chmury poprawka jest mniejsza, gdyż bazuje na części światła wyprodukowanej powyżej chmury. Jest to zgodne z przewidywaniami w pracy [76] – wyżej położone chmury mają mniejszy wpływ na obserwacje pęków atmosferycznych przy wysokich energiach. W przypadku niżej położonych chmur większość powstających w pęku fotonów czerenkowskich tłumiona jest w podobny sposób, co skutkuje mniejszą deformacją obrazów pęku, zatem korekcja wyników jest prostsza.

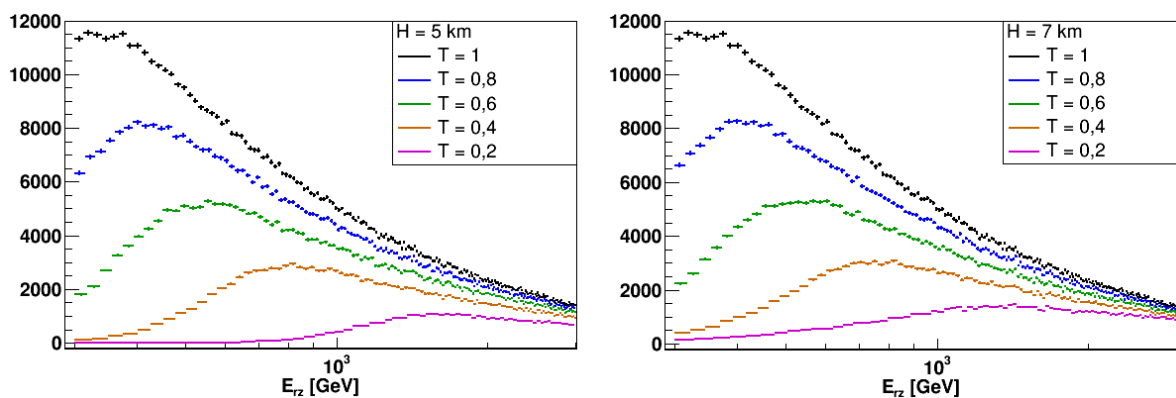
Rozdział 8

Chmury o różnej przezroczystości - układ 2 teleskopów

W tym rozdziale sprawdzę, jak opracowana metoda działa dla innego układu teleskopów. Będę rozważać podukład złożony z dwóch teleskopów – pierwszego i czwartego z poprzednio rozważanego układu (rysunek 7.1 w poprzednim rozdziale). Odległość między wybranymi teleskopami wynosi 190 m. Do opisywanych tu badań użyłam tych samych symulacji i tych samych parametrów chmur co w rozważaniach układu pięciu teleskopów.

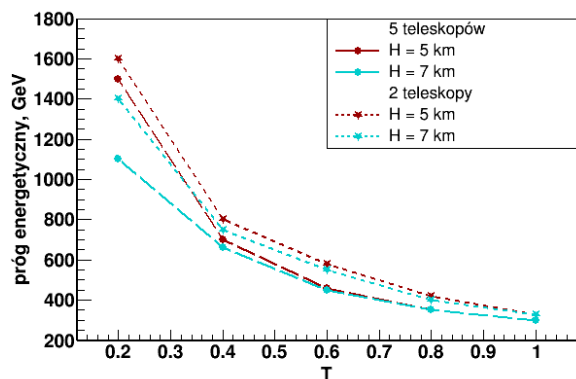
8.1 Próg energetyczny

Rysunek 8.1 pokazuje rozkłady energii dla symulacji układu dwóch teleskopów otrzymane po przeważeniu danych do widma z mgławicy Kraba (dla energii powyżej 300 GeV,



Rysunek 8.1. Oczekiwane rozkłady energii fotonów gamma z mgławicy Kraba rejestrowane w warunkach bezchmurnego nieba oraz w obecności chmur o różnej przezroczystości. Po lewej dla chmur na wysokości 5 km, po prawej dla chmur na wysokości 7 km.

wg [72]). Porównując je do wykresów na rysunku 7.2 można zauważyć, że układ dwóch teleskopów rejestruje znacznie mniej pęków, a wartości progu energetycznego (na poziomie rejestracji) dla tego układu są wyższe niż dla układu pięciu teleskopów. Dla bezchmurnego nieba próg wynosi 330 GeV, natomiast dla chmur na wysokości 5 km: 420 GeV, 580 GeV, 800 GeV i 1600 GeV, a dla chmur na wysokości 7 km: 400 GeV, 550 GeV, 750 GeV i 1400 GeV odpowiednio dla przezroczystości 0,8; 0,6; 0,4 i 0,2.



Rysunek 8.2. Porównanie wartości progów energetycznych dla obu układów teleskopów.

dla chmury na wysokości 5 km a tym dla chmury na wysokości 7 km jest mniejsza dla układu dwóch teleskopów niż dla pięciu. W pozostałych przypadkach różnica ta jest większa dla mniejszego układu.

Wysokość chmury w zakresie 5-7 km ma niewielki wpływ na wielkość progu, jedynie dla chmury o przezroczystości 0,2 jest on znaczniejszy. Porównanie do wartości dla 5 teleskopów pokazuje rysunek 8.2. Jedynie dla najmniej przezroczystej chmury różnica między progiem

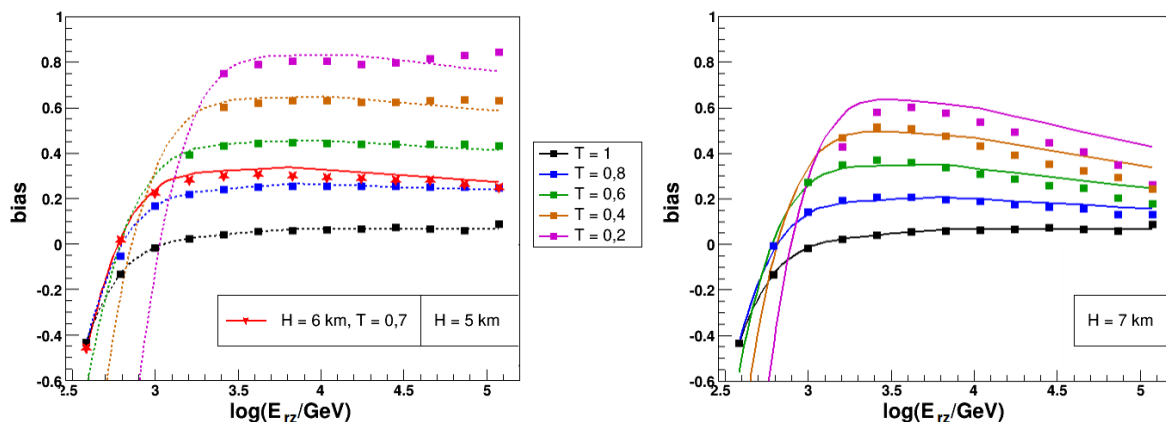
dla chmury na wysokości 5 km a tym dla chmury na wysokości 7 km jest mniejsza dla układu dwóch teleskopów niż dla pięciu. W pozostałych przypadkach różnica ta jest większa dla mniejszego układu.

8.2 Korekcja wyników z chmurą

Do otrzymanych danych zastosowałam tę samą metodę korekcji wyników, którą prezentowałam w poprzednim rozdziale. Stała pojawiająca się we wzorze na skorygowaną całkowitą przezroczystość atmosfery dla układu dwóch teleskopów przyjmuje wartość $A = 1,15$, nieco mniejsza niż dla układu 5 teleskopów (1.2).

8.2.1 Wyniki aproksymacji biasu

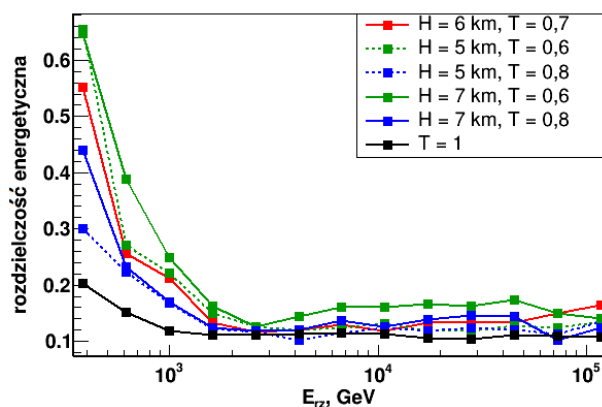
Na rysunku 8.3 przedstawiam bias energetyczny uzyskany dla obserwacji dwoma teleskopami (punkty na wykresie) oraz wyniki obliczeń prezentowaną w tej pracy metodą korekcji (linie na wykresie), czyli według wzoru 7.4. W celu sprawdzenia poprawności stosowanej aproksymacji, umieściłam na jednym z wykresów także dane i wyniki aproksymacji biasu dla chmury na wysokości 6 km i przezroczystości $T = 0,7$. Wartości biasu różnią się nieznacznie od tych uzyskanych dla układu pięciu teleskopów. Bias osiąga duże wartości dla wyników z chmurami – od 20% dla chmur o $T = 0,8$ do ok. 80% dla $T = 0,2$. Metoda aproksymacji biasu działa dla chmur o $T \geq 0,6$ oraz dla chmury o $T = 0,4$ na wysokości 5 km. Dla $T = 0,4$ i $H = 7$ km wyniki uzyskane prezentowaną tu metodą wyraźnie odbiegają od wyników symulacji, zatem taka korekcja gorzej działa dla mniejszego układu teleskopów.



Rysunek 8.3. Bias energetyczny dla obserwacji w warunkach zachmurzenia i przy bezchmurnym niebie (kolor czarny). Po lewej dla chmur na wysokości 5 km o różnych przezroczystościach. Dodatkowo na tym wykresie umieściłam także wyniki dla chmury na wysokości 6 km i przezroczystości $T = 0,7$. Po prawej dla chmur o różnych przezroczystościach na wysokości 7 km. Punktami oznaczałam wyniki symulacji, natomiast liniami – wartości obliczone według wzoru 7.4.

8.2.2 Rozdzielczość energetyczna po korekcji

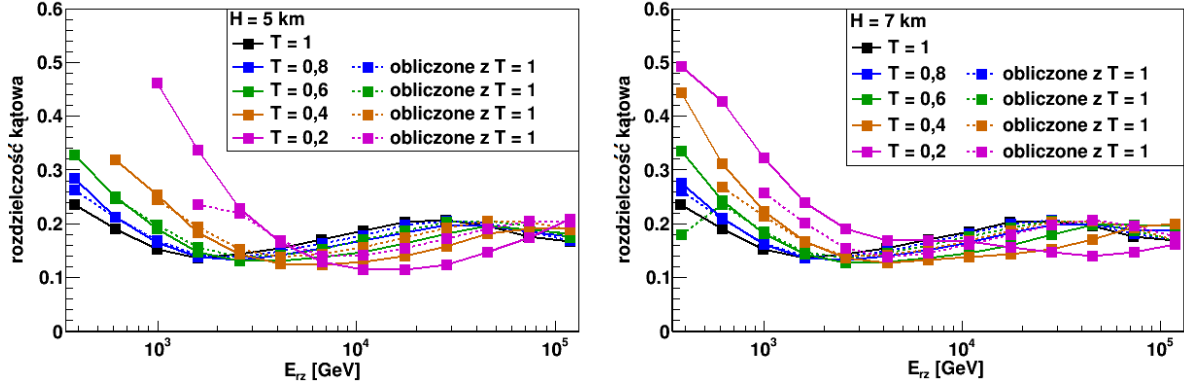
Rysunek 8.4 przedstawia rozdzielczość energetyczną obliczoną dla skorygowanych wartości energii rekonstruowanej. Podobnie jak dla układu 5 teleskopów, od energii 2 TeV rozdzielczość energetyczna dla obserwacji z chmurami jest zbliżona do rozdzielczości energetycznej dla bezchmurnego nieba, jednak różnice są większe niż dla większego układu teleskopów. Zwłaszcza dla chmury o $T = 0,6$ na wysokości 7 km rozdzielczość energetyczna znacznie odbiega od rozdzielczości uzyskanych dla obserwacji bez chmur. Rozdzielczość energetyczna dla obserwacji przy bezchmurnym niebie jest również wyższa niż w przypadku poprzednio rozważanego układu.



Rysunek 8.4. Rozdzielczość energetyczna obliczona po korekcji energii rekonstruowanej dla chmur o $T \geq 0,6$.

8.2.3 Rozdzielczość kątowna

Dla układu dwóch teleskopów wartości rozdzielczości kątowej, które przedstawiłam w postaci punktów i linii ciągłych na rysunku 8.5, układają się wzdłuż krzywej o fałstym kształcie. W przypadku bezchmurnego nieba rozdzielczość kątowa tego układu maleje ze wzrostem energii w przedziale od 300 GeV do ok. 1 TeV, następnie wzrasta

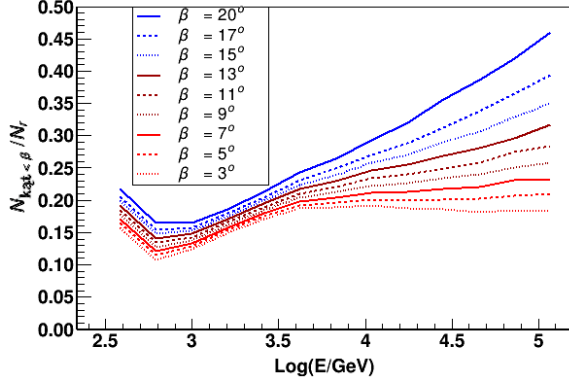


Rysunek 8.5. Rozdzielczość kątowa w obecności chmur (kolorowe punkty i linie ciągłe) i przy bezchmurnym niebie (czarne punkty i linie ciągłe). Po lewej wartości dla chmur na wysokości 5 km, po prawej – na wysokości 7 km. Przerywanymi liniami oznaczałam przybliżenie rozdzielczości kątowej dla chmur przez rozdzielczość kątową przy bezchmurnym niebie w energii skalowanej przez całkowitą przezroczystość atmosfery τ_A .

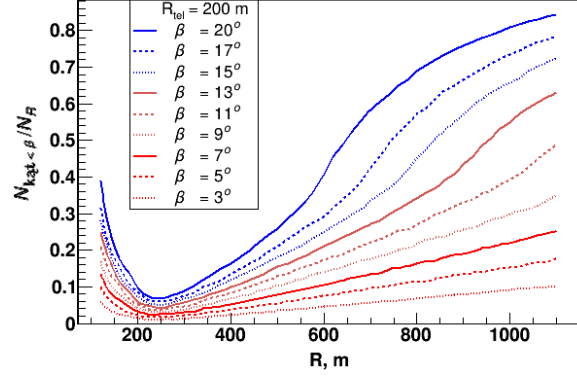
w przedziale energii od ok. 1 TeV do ok. 20 TeV, a dla wyższych energii ponownie maleje. Są to wyniki podobne do prezentowanych w artykule [90] dla układu czterech małych teleskopów w odległościach ok. 200 m jeden od drugiego.

W celu wyjaśnienia takiego kształtu otrzymanej krzywej, w oparciu o wyniki symulacji sporządziłam wykres pokazujący, jaka część rejestrowanych pęków o danej energii daje obrazy o niewielkim kącie między ich głównymi osiami. Jest on przedstawiony na rysunku 8.6 dla kilku wartości badanego kąta. Wartości maleją dla małych energii, a szybko rosną dla energii od 1 TeV do 10 TeV.

Aby sprawdzić, czy wzrost rozdzielczości kątowej od energii nie jest wynikiem efektu geometrycznego, wykonałam proste symulacje. Zakładam, że znam odległość pomiędzy teleskopami oraz że kierunek głównej osi oczekiwanego obrazu pokrywa się z kierunkiem wyznaczonym przez odcinek łączący położenie osi pęku i środka detektora. Symuluję położenie osi pęku i sprawdzam, ile pęków trafia w układ w odległości mniejszej niż R (N_R). Dodatkowo liczę pęki, których kąt pomiędzy osiami głównymi jest mały ($N_{\text{kąt} < \beta}$). Zależność $N_{\text{kąt} < \beta} / N_R$ od R przedstawiam na rysunku 8.7. Jest ona podobna do prezentowanej na rysunku 8.6, chociaż w jednym przypadku dotyczy zależności od energii, a w drugim od odległości. R można rozumieć jako odległość, poniżej której każdy pęk wywoła odpowiedź układu wyzwania pojedynczego teleskopu i dlatego w rzeczywistości R jest skorelowana z energią. Wartości przedstawione na rysunku 8.6 maleją dla małych odległości

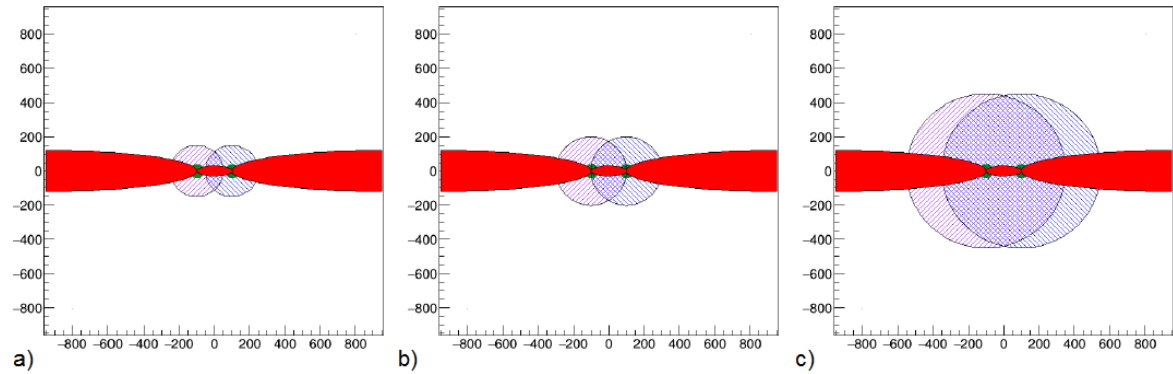


Rysunek 8.6. Zależność od energii stosunku liczby pęków o kącie między głównymi osiami obrazów mniejszym od wybranego kąta β do wszystkich zarejestrowanych pęków w danym przedziale energetycznym.



Rysunek 8.7. Zależność od odległości R stosunku liczby pęków o kącie między głównymi osiami obrazów mniejszym od wybranego kąta β , trafiających w układ teleskopów w odległości mniejszej niż R , do wszystkich pęków uderzających w układ w odległości mniejszej niż R od obu teleskopów.

od teleskopów i wzrastają od odległości ok. 220 m, czyli niewiele większej niż odległość między teleskopami (200 m). Taki rezultat jest zrozumiały. Dla $R \leq 200$ m bierzemy pod uwagę tylko pęki trafiające między teleskopy, tym bliżej środka układu im mniejsze bierzemy R . W takim przypadku osie pęków spełniających warunek małego kąta między osiami teleskopu muszą mieć stosunkowo małe wartości położenia na osi Y . Pokazuje to rysunek 8.8. Kolorem czerwonym oznaczono pole, w które mogą trafiać pęki spełniające warunek małego kąta między osiami obrazów (tzn. między liniami łączącymi oś pęku z każdym z teleskopów), natomiast na niebiesko i fioletowo zakreślono obszar znajdujący się w odległości mniejszej niż R od poszczególnych teleskopów (dla trzech wartości R).



Rysunek 8.8. Pole, w które trafiają pęki o małych kątach między osiami obrazów (kolor czerwony), oraz pole w odległości mniejszej niż R od poszczególnych teleskopów (kolory niebieski i fioletowy): a) dla $R < 200$ m b) dla $R = 200$ m c) dla $R > 200$ m.

Zielone kółka oznaczają teleskopy. Jak widać, dla małego R obszar, w którym odległość od obu teleskopów jest mniejsza niż R , jest niewielki (rys. 8.8a). Czerwone pole stanowi większą jego część niż dla $R = 200$ m (rys. 8.8b). Gdy $R > 200$ m uwzględniamy także pęki trafiające poza obszar między teleskopami, a tam powierzchnia czerwonego pola rośnie wraz z oddalaniem się od teleskopu (rys. 8.8c).

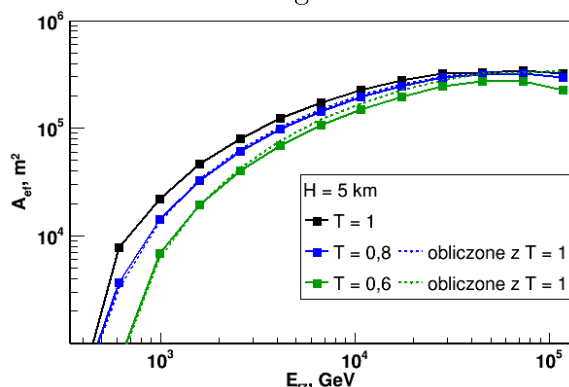
Efekty geometryczne mogą powodować wzrost rozdzielczości kątowej w przedziale 2-20 TeV.

Dla obserwacji z chmurami wartości rozdzielczości kątowej dla niższych energii są większe, a dopiero dla wyższych energii układają się wzdłuż podobnej falistej krzywej jak dla bezchmurnego nieba, co wynika z faktu, że rejestrowane w warunkach zachmurzenia pęki o energiach wyższych przypominają te o niższych energiach mierzone w doskonałych warunkach atmosferycznych.

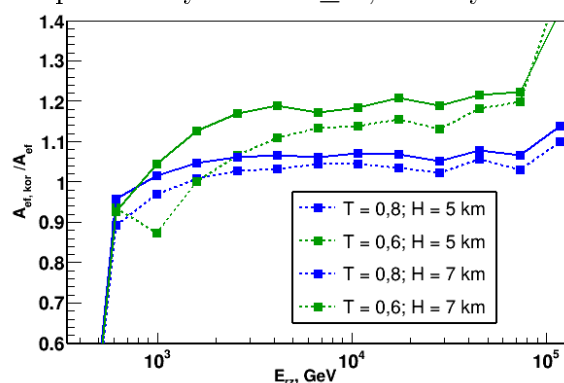
W celu aproksymacji rozdzielczości kątowej dla obserwacji w warunkach zachmurzenia zastosowałam tę samą metodę co w poprzednim rozdziale. Wyniki przedstawiłam w postaci linii kropkowanych na rysunku 8.5. Jak widać, metoda dobrze działa dla chmur o przezroczystości $T > 0,4$. Dla przezroczystości 0,4 wartości rozdzielczości kątowej są zawyżone w przedziale, w którym ona rośnie, natomiast dla przezroczystości $T = 0,2$ wartości obliczone jeszcze mocniej odbiegają od wyników symulacji, w szczególności dla chmury na wysokości 7 km, gdyż w tym przypadku nawet kształt krzywej dla chmur jest odmienny niż tej dla bezchmurnego nieba.

8.2.4 Aproksymacja efektywnej powierzchni

Na rysunku 8.9 prezentuję efektywną powierzchnię rejestracji dla układu 2 teleskopów wyznaczoną dla pęków, które zostały zrekonstruowane (linie ciągłe). Pokazałam linie dla bezchmurnego nieba oraz dla chmur o przezroczystości $T \geq 0,6$ na wysokości



Rysunek 8.9. Efektywna powierzchnia rejestracji przy bezchmurnym niebie i dla chmur na wysokości 5 km uzyskana w symulacjach (punkty i linie ciągłe) oraz przybliżona przez skalowanie energii (linie przerywane).

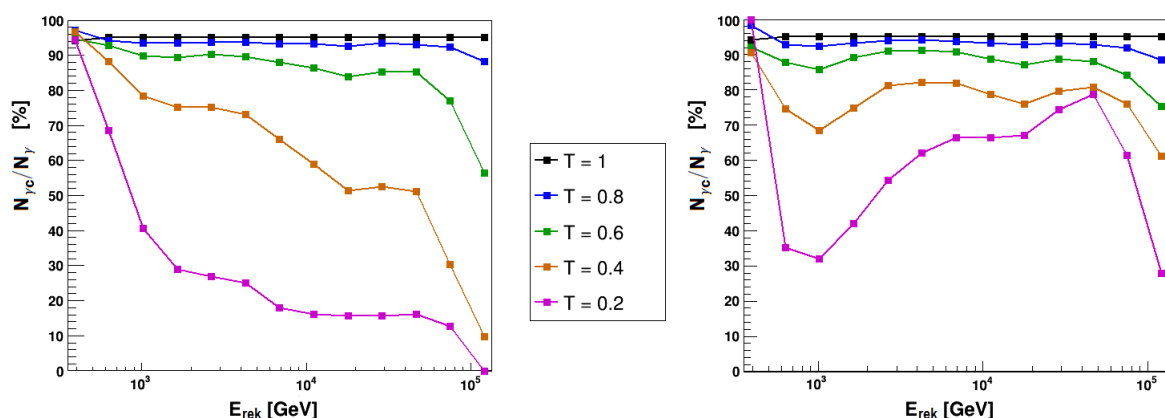


Rysunek 8.10. Stosunek efektywnej powierzchni rejestracji obliczonej według wzoru 7.7 do tej uzyskanej z symulacji.

5 km. Liniami przerywanymi oznaczałam wyniki aproksymacji efektywnej powierzchni przez skalowanie energii. Rysunek 8.10 przedstawia stosunek tak uzyskanych efektywnych powierzchni rejestracji do tych otrzymanych z symulacji. Jak widać, dla energii między 1 TeV a 100 TeV przybliżone wartości nie odbiegają od symulowanych o więcej niż 23% dla chmur o $T \geq 0,6$.

8.2.5 Separacja gamm i hadronów

Podobnie jak w poprzednim rozdziale do oddzielenia obrazów pęków fotonowych posłużyłam się takimi cięciami w *hadronness*, które przeżywa 95% pęków gammowych z symulacji dla bezchmurnego nieba. Efektywność takich cięć maleje w przypadku obserwacji z chmurami.



Rysunek 8.11. Stosunek pęków przeżywających cięcia G95 do wszystkich zrekonstruowanych pęków. Po lewej dla chmur na wysokości 5 km, po prawej dla chmur na wysokości 7 km.

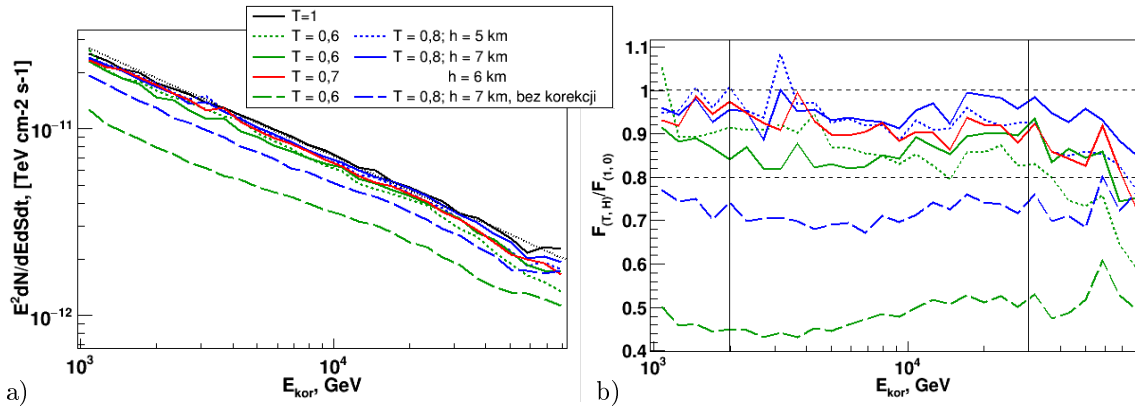
Rysunek 8.11 przedstawia stosunek liczby pęków przeżywających cięcia G95 do wszystkich zrekonstruowanych pęków. Dla chmur na wysokości 5 km efektywność cięć maleje z energią, tym szybciej im bardziej nieprzezroczysta jest chmura. Dla chmury o $T = 0,8$ efektywność spada nieznacznie – do 90%, dla $T = 0,6$ do 85% dla energii kilkudziesięciu TeV, dla $T = 0,4$ do 50% już dla energii 20 TeV, a dla $T = 0,2$ poniżej 30% już dla energii 2 TeV. Dla chmur na wysokości 7 km zmniejszenie efektywności cięć w *hadronness* nie jest tak duże, jedynie dla $T = 0,2$ efektywność zbliża się niekiedy do 30%, a dla $T = 0,4$ przyjmuje poziom około 70% dla energii 1-50 TeV.

Ze względu na efektywność cięć w *hadronness* dalszą analizę przeprowadzam jedynie dla chmur o $T \geq 0,6$.

Bazując na otrzymanych wartościach rozdzielczości kątowej, wybrałam wartość cięcia $\theta^2 = 0,04 \text{ deg}^2$. Takie samo cięcie stosuję dla wszystkich chmur i dla każdej energii.

8.3 Rekonstrukcja widma

Wyniki rekonstrukcji widma dla układu dwóch teleskopów przedstawiam na rysunku 8.12a. Kolorowe linie ciągłe i kropkowane oznaczają zrekonstruowane widmo dla obserwacji w warunkach zachmurzenia, a czarna ciągła linia – widmo dla obserwacji przy bezchmurnym niebie. Czarna kropkowana linia oznacza widmo o nachyleniu widma Kraba użyte do normalizacji, natomiast linie przerywane oznaczają widmo dla chmur



Rysunek 8.12. a) Widmo Kraba obliczone dla bezchmurnego nieba (czarna linia) i dla chmur (linie kolorowe). W przypadku $T < 1$ widmo zostało wyznaczone przy użyciu skorygowanej energii i efektywnej powierzchni według metody opisanej w punkcie 7.5. Czarna kropkowana linia oznacza widmo użyte do normalizacji. Krzywe przerywane zostały otrzymane bez uwzględniania żadnych poprawek na obecność chmur. b) Stosunek strumienia obliczonego według zaprezentowanej metody korekcji do strumienia uzyskanego dla symulacji MC przy bezchmurnym niebie.

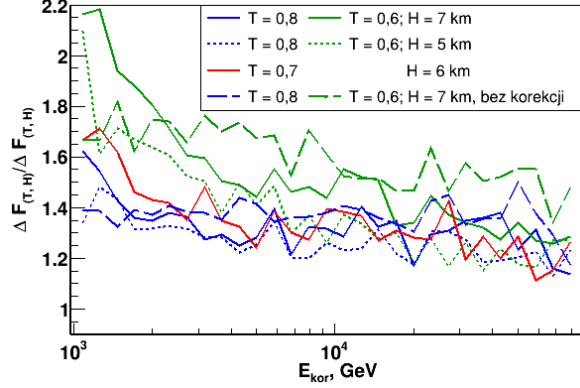
uzyskane standardową metodą analizy danych. Jak widać, w przedziale energii 1-80 TeV uzyskałam dobrą rekonstrukcję widma dla obserwacji przy bezchmurnym niebie. Wyniki dla chmur są zbliżone do wartości dla bezchmurnego nieba.

Na rysunku 8.12b pokazany jest stosunek strumienia uzyskanego opisaną w tej pracy metodą do strumienia otrzymanego dla symulowanych obserwacji przy bezchmurnym niebie. Uzyskane wyniki są podobne to tych dla układu 5 teleskopów. Zrekonstruowane widmo w przedziale energii 1-30 TeV odbiega od uzyskanego dla bezchmurnego nieba o nie więcej niż 20% dla chmur o $T \geq 0,6$.

W przedziale 1-30 TeV zrekonstruowane widmo dla chmur jest w przybliżeniu proporcjonalne do widma dla bezchmurnego nieba, silniej zaniżone dla mniej przezroczystych chmur. Nawet dla chmur na wysokości 7 km nie widać zmniejszania niedoszacowania widma ze wzrostem energii jak w przypadku większego układu teleskopów. Dla wyższych energii niedoszacowanie widma rośnie z energią, tak samo jak dla układu 5 teleskopów.

Również dla chmury o $T = 0,7$ na wysokości 6 km otrzymane widmo nie różni się o więcej niż 20% od widma dla bezchmurnego nieba.

Na rysunku 8.13 przedstawiony jest stosunek względnych niepewności statystycznych dla obserwacji w obecności chmur do względnych niepewności statystycznych dla obserwacji przy bezchmurnym niebie. Z porównania linii ciągłych i przerywanych widać, że przy użyciu opisywanej tu metody analizy danych otrzymujemy mniejsze względne niepewności statystyczne niż przy standardowej analizie. Różnice są jednak znacznie mniejsze niż dla większego układu teleskopów. Zgodnie z przewidywaniem dla układu 2 teleskopów niepewności statystyczne są większe niż dla układu 5 teleskopów.



Rysunek 8.13. Stosunek względnych niepewności statystycznych dla obserwacji w obecności chmur do względnych niepewności statystycznych dla obserwacji przy bezchmurnym niebie.

8.4 Podsumowanie

Przetestowanie prezentowanej tu metody na układzie 2 teleskopów potwierdza wnioski wyciągnięte dla układu 5 teleskopów. Metoda dobrze pracuje w przedziale energii od około 2 TeV do około 30 TeV. Dla niższych energii rozdzielczość kątowna i energetyczna znacząco się pogarsza, spada częstość rejestracji i rekonstrukcji pęków. Dla energii wyższych drastycznie spada efektywność cięć w *hadronness*, gdy używamy wartości cięć optymalizowanych dla czystego nieba.

Przy użyciu funkcji F_{ab} można dobrze opisać bias dla chmur o przezroczystości większej niż 0,5. Rozdzielczość kątowną i efektywną powierzchnię rejestracji można przybliżyć przez skalowanie energii dla chmury o przezroczystości $T \geq 0,6$.

W przedziale energii 1-30 TeV odtworzone tą metodą widmo nie odbiega od wartości dla bezchmurnego nieba o więcej niż 20%. Także w przypadku układu 2 teleskopów metodę przetestowałam dla chmury na wysokości pomiędzy 5 km a 7 km oraz przezroczystości między 0,6 a 0,8. Również w tym przypadku otrzymałam dobre oszacowanie widma dla podanego wyżej przedziału energii.

Rozdział 9

Wnioski

W mojej pracy doktorskiej wykazałam, że metody analizy danych z teleskopów czerenkowskich da się usprawnić tak, by umożliwiały otrzymanie prawidłowych widm źródeł promieniowania kosmicznego obserwowanych podczas zachmurzenia. Jest to niezwykle ważne w przypadku obserwacji słabych źródeł, dla których czas obserwacji potrzebny do znalezienia sygnału ze źródła może być bardzo długi.

Nawet całkowicie nieprzezroczysta chmura nie uniemożliwia obserwacji wysokoenergetycznych wielkich pęków atmosferycznych przy użyciu małej sieci małych teleskopów. Obecność takiej chmury powoduje znaczące osłabienie parametrów eksploatacyjnych sieci teleskopów (rozdzielczość energetyczna i kątowna). Próg energetyczny znacząco rośnie – dochodzi do 4 TeV dla układu siedmiu teleskopów. Dla energii poniżej progowej drastycznie spada efektywna powierzchnia rejestracji i rośnie wielkość biasu energetycznego. Dla energii powyżej 10 TeV różnice wyżej opisanych parametrów nie są już tak wielkie. Poza tym wykorzystanie parametrów Hillasa umożliwia separację gamm i hadronów, jak to zostało pokazane w podrozdziale 6.3.

W przypadku chmur o większych przezroczystościach próg energetyczny zależy od przezroczystości i wysokości chmury. W obecności takiej chmury znacząco zmniejsza się gęstość fotonów docierających do ziemi z wielkich pęków atmosferycznych, pozostaje jednak wystarczająco duża, by detekcja pęków atmosferycznych o energii 10 TeV była możliwa (rozdział 5).

Aby odtworzyć widmo źródła obserwowanego w warunkach zachmurzenia wystarczy wprowadzenie przebadanej przeze mnie metody analizy danych, nie potrzeba przeprowadzać czasochłonnych symulacji uwzględniających chmury.

Przedstawiona przeze mnie metoda wymaga jedynie wyznaczenia funkcji F_{ab} (zależności od energii stosunku liczby fotonów powstających powyżej chmury do wszystkich wyprodukowanych w pęku fotonów), wysokości i przezroczystości chmury (danej np. z LIDAR-u) oraz symulacji pęków dla bezchmurnego nieba. Funkcję F_{ab} wyznacza się na podstawie dodatkowych symulacji dla zadanego poziomu obserwacji przy ustalonych energiach pierwotnych fotonów gamma. Dodatkowo należy ustalić jedynie wartość pa-

rametru A dla danego układu teleskopów oraz najlepszych cięć w θ^2 i *hadronness*.

Metoda jest podobna do tej przedstawionej przez M. Gauga i C. Frucka ([17], [18]), która również opiera się na skalowaniu energii. Jednak oni wykorzystują średni profil emisji światła oszacowany w okolicy maksimum pęku i skalują energię przez profil przezroczystości chmury – ja skaluję przez całkowitą przezroczystość atmosfery zależną od energii i wykorzystuję funkcję F_{ab} do aproksymacji biasu. Ponadto moje badania dotyczą mniejszych teleskopów i wyższych energii, co determinuje możliwe względne położenia poziomów chmur i maksimum pęków. Dla dużych teleskopów (czyli mniejszych energii), rzeczywiste chmury leżą zwykle poniżej maksimum pęku, co skutkuje mniejszymi zmianami rejestrowanych obrazów pęków. W przypadku analizowanych przeze mnie małych teleskopów, energie rejestrowanych fotonów gamma są na tyle duże, że pęki mają maksima w okolicach wysokości występowania rzeczywistych chmur. W efekcie rejestrowane obrazy mogą być zniekształcone, co skutkuje zmniejszoną efektywności selekcji przypadków pierwotnych fotonów z tła hadronowego.

Przy użyciu funkcji F_{ab} można poprawnie opisać bias energetyczny dla chmur o przezroczystości $T \geq 0,6$. Przez skalowanie energii można przybliżyć rozdzielczość energetyczną dla chmur o $T \geq 0,4$ oraz efektywną powierzchnię rejestracji dla chmur o $T \geq 0,6$ (lub nawet 0,4 w przypadku większego układu teleskopów).

Metodę można stosować do odtwarzania widma badanego źródła dla chmur o przezroczystości $T \geq 0,6$. Zarówno dla sieci 5 teleskopów jak i 2 teleskopów moja metoda działa poprawnie w przedziale energii 2-30 TeV. Można ją też łatwo rozszerzyć na chmury wielowarstwowe lub o zmiennej przezroczystości. Takie badania chciałabym przeprowadzić w przyszłości.

Przetestowałam tę metodę także na chmurze znajdującej się na wysokości pomiędzy 5 km a 7 km (wykorzystywanymi do opracowania metody) i w tym przypadku prezentowana analiza również umożliwia odtworzenie widma badanego źródła z dokładnością do 20% w przedziale energii 2-30 TeV. Jest to wartość porównywalna z dokładnością wyznaczania widma przy założeniu dokładności wyznaczenia energii na poziomie 12,5%.

Bibliografia

- [1] T.C. Weekes et al. „Observation of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula Using the Atmospheric Cerenkov Imaging Technique”. *Astrophysical Journal*, 342:379–395, 1989. doi:10.1086/167599.
- [2] F. Aharonian et al. (HESS collaboration). „Observations of the Crab Nebula with H.E.S.S”. *Astronomy and Astrophysics*, 457:899–915, 2006. arXiv:astro-ph/0607333.
- [3] MAGIC Collaboration: J. Aleksić et al. „The major upgrade of the MAGIC telescopes, Part I: The hardware improvements and the commissioning of the system”. *Astroparticle Physics*, 72:61–75, 2016.
- [4] T.C. Weekes et al. „VERITAS: the Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System”. *Astroparticle Physics*, 17:221–243, 2002. arXiv:astro-ph/0108478.
- [5] A. M. Hillas. „Cerenkov Light Images of EAS Produced by Primary Gamma Rays and by Nuclei”. In *Proc. of the 19th Int. Cosmic Ray Conf. (La Jolla)*, volume 3, pages 445–448, 1985. <http://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1985ICRC....3..445H>.
- [6] J. Albert et al. „Implementation of the Random Forest method for the Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope MAGIC”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 588:424–432, 2008.
- [7] J. Sitarek et al. „Nature of the low-energy, γ -like background for the Cherenkov Telescope Array”. *Astroparticle Physics*, 97:1–9, 2018.
- [8] J. Sitarek, D. Sobczyńska, K. Adamczyk, M. Szanecki and K. Bernlöhr. „Estimation of the height of the first interaction in gamma-ray showers observed by Cherenkov telescopes”. *Astroparticle Physics*, 103:108–114, 2018. <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2018.07.008>.
- [9] D. Sobczyńska and K. Adamczyk. „The background from single π^0 events in the IACT observations”. *PoS(ICRC2015)972*, 2015. <http://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid=236>.

- [10] D. Sobczyńska and K. Adamczyk. „Influence of the proton initiated at most two electromagnetic sub-cascades events on IACT observations”. *XXV ECRS 2016 Proceedings – eConf C16-09-04.3*, 2016. arXiv:1612.09129.
- [11] J. Devin et al. „Performance of the MAGIC stereo system obtained with Crab Nebula data”. *EPJ Web of Conferences*, 197, 01001, 2019. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201919701001>.
- [12] J. Aleksić et al. „Performance of the MAGIC stereo system obtained with Crab Nebula data”. *Astroparticle Physics*, 35:435–448, 2012. arXiv:1108.1477.
- [13] J. Holder et al. VERITAS: Status and Highlights. In *ICRC2011*, volume c, pages 137–148, 2011. arXiv:1111.1225.
- [14] S. J. Nolan et al. „Detailed studies of atmospheric calibration in imaging Cherenkov astronomy”. *Astroparticle Physics*, 34:304–313, 2010.
- [15] D. Dorner, K. Nilsson and T. Bretz. „A method to correct IACT data for atmospheric absorption due to the Saharan Air Layer”. *Astronomy and Astrophysics*, 493:721–725, 2009. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:200809618>.
- [16] D. Garrido et al. Influence of atmospheric aerosols on the performance of the MAGIC telescopes. In *ICRC2013 proc. #0465*, 2013. arXiv:1308.0473.
- [17] C. Fruck et al. „A novel LIDAR-based Atmospheric Calibration Method for Improving the Data Analysis of MAGIC”. In *ICRC2013 proc. #1054*, 2013. arXiv:1403.3591.
- [18] C. Fruck and M. Gaug. „Atmospheric monitoring in MAGIC and data corrections”. *EPJ Web of Conferences*, 89, 02003, 2015. <https://doi.org/10.1051/epjconf/20158902003>.
- [19] H. Kurlandczyk and M. Sarazin. „Remote sensing of precipitable water vapour and cloud cover for site selection of the European Extremely Large Telescope (E-ELT) using MERIS”. In *Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere XII*, volume 6745, pages 50–59, 2007.
- [20] D. Sobczyńska, K. Adamczyk, J. Sitarek and M. Szanecki. „An analysis method for data taken by Imaging Air Cherenkov Telescopes at very high energies under the presence of clouds”. *Astroparticle Physics*, 120:102450, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2020.102450>.
- [21] P. Czerenkow. „Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light”. *Phys. Rev.*, 52:378–390, 1937.

- [22] I. Tamm. „General characteristics of radiation Emitted by systems moving with superlight Velocities with some applications to plasma Physics.”. *Nobel Lecture*, pages 122–133, December II 1958.
- [23] I. Frank and I. Tamm. „Coherent Visible Radiation of Fast Electrons Passing Through Matter”. *Comptes Rendus (Dokl.) Acad. Sci. URSS*, 14:109–114, 1937.
- [24] J.V. Jelley. „*Cerenkov Radiation and its Application*”. Pergamon press, 1958. <https://archive.org/details/cerenkovradiatio030980mbp/page/n1>.
- [25] R. L. Coto. „*Very-high-energy Gamma-ray Observations of Pulsar Wind Nebulae and Cataclysmic Variable Stars with MAGIC and Development of Trigger Systems for IACT*”. Doctoral thesis, Autonomous University of Barcelona, Spain, Springer International Publishing, Switzerland, 2017. ISBN 978-3-319-44750-6, e-ISBN 978-3-319-44751-3.
- [26] Heck D. et al. „FZKA 6019”. Technical report, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998.
- [27] T. Hassan et al. „Monte Carlo Performance Studies for the Site Selection of the Cherenkov Telescope Array”. *Astroparticle Physics*, 93:76–85, 2017. arXiv:1705.01790v1.
- [28] P. Hazarika, G.S. Das and U. D. Goswami. „Parameterisation of lateral density and arrival time distributions of Cherenkov photons in EASs as functions of independent shower parameters for different primarie”. arXiv:1807.09471, 2018.
- [29] Hammond et al. „Cerenkov Radiation in Large Cosmic-Ray Air Showers.”. *Il Nuovo Cimento*, 1C:315–334, 1978. <https://link.springer.com/content/pdf/10.1007/BF02525044.pdf>.
- [30] T. J. L. McComb and K. E. Turver. „The Elongation Rate Theorem and its Application”. In *Proc. of the 17th Int. Cosmic Ray Conf. (Paris)*, volume 6, 1981. <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1981ICRC....6..234M>.
- [31] K. Bernlöhner. „Impact of atmospheric parameters on the atmospheric Cherenkov technique”. *Astroparticle Physics*, 12:255–268, 2000.
- [32] K. Bernlöhner. „Simulations of detector arrays and the impact of atmospheric parameters”. In *Proc. of the 1st AtmoHEAD workshop*, 2013. arXiv:1402.5081.
- [33] P.K.F. Grieder. „*Extensive Air Showers*”. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2010. ISBN 978-3-319-44750-6, e-ISBN 978-3-540-76941-5.

- [34] S. Oser et al. „High-energy gamma-ray observations of the Crab nebula and pulsar with the solar tower atmospheric Cerenkov effect experiment”. *Astrophysical Journal*, 547:949–958, 2001.
- [35] D. J. Fegan. „Gamma/hadron separation at TeV energies”. *Journal of Physics G: Nucl. and Part. Phys.*, 23:1013–1060, 1997.
- [36] J. W. Strutt. „On the Light from the Sky. Its Polarization and colors.”. *The London, Edinburgh and Dublin philosophical magazine and journal of science*, 41:107–117, 1871. "<https://www.biodiversitylibrary.org/item/121918#page/143/mode/1up>".
- [37] J. W. Strutt lord Rayleigh. „On the Transmission of Light through an Atmosphere containin Small Particles in Suspension, and on the Origin on the Blue Sky.”. *The London, Edinburgh and Dublin philosophical magazine and journal of science*, 47:375–384, 1899. "<https://www.biodiversitylibrary.org/item/122384#page/393/mode/1up>".
- [38] K. Kolwas. „*Badania aerozolu miejskiego*”, rozdział 3. Rozpraszanie światła na pojedynczej cząstce, strony 28–46. WUW, Warszawa, 2007.
- [39] W. Bazhan and K. Kolwas. „Near-field flat-plane images of spherical nanoparticles”. *Computer Physics Communications*, 165:191–198, 2005.
- [40] C. F. Bohren and D. R. Huffman. „*Absorption and scattering of light by small particles*”. Wiley-VCH, New York, 1998.
- [41] A. Kokhanowsky. „Optical properties of terrestrial clouds”. *Earth-Science Reviews*, 64:189–241, 2004.
- [42] <https://magic.mpp.mpg.de/newcomers/physics-goals/>.
- [43] <https://tevcat.uchicago.edu>.
- [44] www.cta-observatory.org.
- [45] A. Acharaya et al. „Introducing the CTA concept”. *Astroparticle Physics*, 43:3–18, 2013. <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2013.01.007>.
- [46] M. Actis, G. Agnetta et al. for CTA Consortium. „Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy”. *Experimental Astronomy*, 32:193–316, 2011. doi:10.1007/s10686-011-9247-0.
- [47] W. Hofmann. „The Cherenkov Telescope Array: Exploring the Very-high-energy Sky from ESO’s Paranal Site”. *The Messenger*, 168:21–26, 2017. doi:10.18727/0722-6691/5021.

- [48] J.L. Dournaux, A. De Franco, P. Laporte, R. White, T. Greenshaw et al. „Operating performance of the gamma-ray Cherenkov telescope: An end-to-end Schwarzschild-Couder telescope prototype for the Cherenkov Telescope Array”. *Nucl. Instrum. Methods A*, 845:355–358, 2017.
- [49] J. Niemiec et al. „Single-Mirror Small-Size Telescope Structure for the Cherenkov Telescope Array”. In *ICRC2013 proc. #0224.*, 2013. arXiv:1307.4189.
- [50] D. della Volpe et al. „Small Size Telescope SST-1M Technical Design Report”. Technical report, CTA Consortium, 2017.
- [51] K. Seweryn et al. „Development of the optical system for the SST-1M telescope of the Cherenkov Telescope Array observatory”. In *PoS(ICRC2015)998*, 2015.
- [52] R. Moderski et al. for CTA Consortium. „4m Davies-Cotton telescope for the Cherenkov Telescope Array”. In *ICRC2013 proc. #0840*, 2013. arXiv:1307.2232.
- [53] I. Al Samarai et al. „Performance of a small size telescope (SST-1M) camera for gamma-ray astronomy with the Cherenkov Telescope Array”. In *PoS(ICRC2017)758*, 2017. arXiv:1709.03914.
- [54] C. Rulten, A. Zech, A. Okumura, P. Laporte, J. Schmoll. „Simulating the optical performance of a small-sized telescope with secondary optics for the Cherenkov Telescope Array”. *Astroparticle Physics*, 82:36–48, 2016.
- [55] J. Zorn, R. White, J.J. Watson et al. „Characterisation and Testing of CHEC-M – a camera prototype for the Small-Sized Telescopes of the Cherenkov Telescope Array”. *Nucl. Instrum. Methods A*, 904:44–63, 2018.
- [56] D. Mazin, J. Cortina and M. Teshima for the CTA Consortium. „Large Size Telescope Report”. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1792, 080001, 2017. arXiv:1610.04403.
- [57] M. Hayashida et al. for the CTA Consortium. „The Optical System for the Large Size Telescope of the Cherenkov Telescope Array”. In *PoS(ICRC2015)927*, 2015. arXiv:1508.07626.
- [58] J. Cortina and M. Teshima for the CTA Consortium. „Status of the Cherenkov Telescope Array’s Large Size Telescopes”. In *PoS(ICRC2015)943*, 2015.
- [59] D. Heck and T. Pierog. „*EAS Simulation with CORSIKA: A Users Manual*”, 2013.
- [60] S. Ostapczenko. „Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model”. *Physical Review D*, 83:014018, 2011.

- [61] S. Ostapczeneko. „QGSJET-II: results for extensive air showers”. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 151:147–150, 2006.
- [62] S. Ostapczeneko. „On the re-summation of enhanced pomeron diagrams”. *Physics Letters B*, 636:40–45, 2006.
- [63] S. Ostapczeneko. „Status of QGSJET”. In *Colliders to Cosmic Rays, AIP Conference Proceedings*, volume 928, pages 118–125, 2007.
- [64] A. S. Bass et al. „Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions”, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 41:255–369, 1998.
- [65] M. Bleicher et al. „Relativistic hadron-hadron collisions in the ultrarelativistic quantum molecular dynamics model”. *Journal of Physics G: Nucl. and Part. Phys.*, 25:1859–1896, 1999.
- [66] K. Bernlöhr. „Simulation of Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes with CORSIKA and sim_telarray”. *Astroparticle Physics*, 30:149–158, 2008. arXiv:0808.2253.
- [67] J. Aleksić et al. „The major upgrade of the MAGIC telescopes, Part II: A performance study using observations of the Crab Nebula”. *Astroparticle Physics*, 72:76–94, 2016. arXiv:1409.5594v3.
- [68] R. Zanin et al. „MARS, the MAGIC analysis and reconstruction software”. In *ICRC2013 proc. #0773*, 2013.
<http://inspirehep.net/record/1412925/files/icrc2013-0773.pdf>.
- [69] K. Bernlöhr. „*Sim_telarray Reference Manual*”, 2018. Generated by doxygen.
- [70] A. Acharyya et al. „Monte Carlo studies for the optimisation of the Cherenkov Telescope Array layout”. *Astroparticle Physics*, 111:35–53, 2019.
<https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2019.04.001>.
- [71] K. Adamczyk and D. Sobczyńska. „Cloud transmission and its impact on the Cherenkov light density at high energies”. *AIP Conference Proceedings*, 1792(1):080013, 2017. doi: 10.1063/1.4969034.
- [72] F. Aharonian et al. (HEGRA collaboration). „The Crab Nebula and Pulsar between 500 GeV and 80 TeV: Observations with the HEGRA stereoscopic air Cherenkov telescopes”. *Astrophysical Journal*, 614:897–913, 2004.
- [73] H. Krawczynski et al. „Gamma-Hadron Separation Methods for the VERITAS Array of Four Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes”. *Astroparticle Physics*, 25:380–390, 2006. arXiv:astro-ph/0604508.

- [74] M. Daniel. „The VERITAS standard data analysis”. In *ICRC2007 proceedings*, volume 3, pages 1325–1328, 2007.
- [75] D. Sobczyńska and W. Bednarek. „Images of gamma-ray showers in Cherenkov Telescopes in the presence of clouds”. *ICRC2013 proc. #00335*, 2013. <http://inspirehep.net/record/1412921/files/icrc2013-0335.pdf>.
- [76] D. Sobczyńska and W. Bednarek. „Influence of clouds on the parameters of images measured by IACT at very high energies”. *Journal of Physics G: Nucl. and Part. Phys.*, 41 125201, 2014. doi:10.1088/0954-3899/41/12/125201.
- [77] C. Rulten and S. Nolan for CTA Consortium. „Early attempts at atmospheric simulations for the Cherenkov Telescope Array”. *Proc. of the 1st AtmoHEAD workshop(2013)*, 2014. arXiv:1403.2218.
- [78] D. Doro et al. „Status and motivation of Raman LIDARs development for the CTA Observatory”. In *Proc. of the 1st AtmoHEAD workshop (2013)*, 2014. arXiv:1402.0638.
- [79] A. López Oramas et al. „The IFAE/UAB and LUPM Raman LIDARs for Cherenkov Telescope Array Observatory”. In *ICRC2013 #0210*, 2013. arXiv:1307.5092.
- [80] M. Iarlori et al. „Raman LIDAR for UHECR experiments: an overview of the L’Aquila (Italy) lidar station experience for the retrieval of quality-assured data”. In *Proc. of AtmoHEAD 2016, EPJ Web of Conferences*, volume 144, id.01008, 2017. doi: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201714401008>.
- [81] M. Gaug. „CTA Atmospheric Calibration”. *EPJ Web of Conferences*, 144, 01003, 2017. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201714401003>.
- [82] M. Gaug et al. „The IFAE/UAB Raman LIDAR for the CTA-North”. *EPJ Web of Conferences*, 197, 02005, 2019. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201919702005>.
- [83] L. Valore et al. „The ARCADE Raman Lidar and atmospheric simulations for the Cherenkov Telescope Array”. In *PoS(ICRC2017)763*, 2017. <https://pos.sissa.it/301/763/pdf>.
- [84] J. Hahn et al. „Impact of aerosols and adverse atmospheric conditions on the data quality for spectral analysis of the H.E.S.S. telescopes”. *Astroparticle Physics*, 54:25–32, 2014. <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2013.10.003>.
- [85] D. Hildebrand. „FACT: Measuring atmospheric conditions with Imaging Air Cherenkov Telescopes”. In *ICRC2013 proc. #0709*, 2013.

- [86] D. Hildebrand. „Using Charged Cosmic Ray Particles to Monitor the Data Quality of FACT”. In *PoS(ICRC2017)*779, 2017.
- [87] D. Sobczyńska and W. Bednarek. „The impact of clouds on image parameters in IACT at very high energies”. *Proc. of AtmoHEAD (2014) EPJWeb of Conferences*, 89, id.03009, 2015. doi:10.1051/epjconf/20158903009.
- [88] V. R. Chitnis and P. N. Bhat. „Cerenkov Photon Density Fluctuations in Extensive Air Showers”. *Astroparticle Physics*, 9:45–63, 1998. arXiv:astro-ph/9802201.
- [89] D. Sobczyńska. „Limits to the Energy Resolution of a Single Air Cherenkov Telescope at Low Energies”. *Journal of Physics G: Nucl. and Part. Phys.*, 36(4):045201, 2009.
- [90] A. Barnacka et al. „Performance of the Cherenkov Telescope Array at energies above 10 TeV”. In *ICRC2013 proc. #0388*, 2013. arXiv:1307.3409v1.