

Matematicko-fyzikálny časopis

Juraj Dubinský; J. M. Massalski; P. Mokry; A. Oleš; J. Porebski
Fotónova zložka rozsiahlych spršok

Matematicko-fyzikálny časopis, Vol. 7 (1957), No. 4, 235--254

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/126681>

Terms of use:

© Mathematical Institute of the Slovak Academy of Sciences, 1957

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

FOTÓNOVA ZLOŽKA ROZSIAHLÝCH SPRŠOK

J. DUBINSKÝ, J. M. MASSALSKI, P. MOKRY, A. OLEŠ, J. POREBSKI

Laboratórium fyziky SAV, Ústav pre jadrový výskum, oddelenie kozmického žiarenia PAN v Krakove, Fyzikálny ústav ČSAV v Prahe, Ústav všeobecnej fyziky Akadémie banícko-hutníckej v Krakove

I. Úvod

Experimentálny materiál získaný v posledných rokoch umožňuje si utvoriť dosť dobrú predstavu o jadrovo-elektrónovej kaskáde, v ktorej vznikajú všetky sekundárne zložky kozmického žiarenia. Podľa tejto predstavy primárne častice o veľkej energii, ktoré narážajú na jadrá atómov vzduchu, vyvolávajú jadrové reakcie, pri ktorých vznikajú ďalšie častice, ako hyperóny, nukleóny, ťažké mezóny, mezóny π^\pm , π^0 schopné vyvolať ďalšie jadrové reakcie. Primárna častica stráca pri jednej takejto zrážke okolo 30% svojej energie, so zvyškom energie pohybuje sa ďalej, a takto určuje jadro kaskády. Súčasne sekundárne častice vyvolávajú na svojej dráhe ďalšie jadrové reakcie, ktoré spôsobujú priestorový rozvoj (do hĺbky aj do šírky) jadrovo-elektrónovej kaskády. Každý mezón π^0 , rozpadajúc sa na 2γ , tvorí začiatok elektrónovo-fotónovej kaskády. Elektrónovo-fotónová zložka jadrovo-elektrónovej kaskády vzniká navrstvovaním veľkého počtu elektrónovo-fotónových kaskád. Kaskáda jadrovo-elektrónová je javom veľmi zložitým a experimentálne práce prinášajú stále nové poznatky o týchto javoch. Nateraz neexistuje teória, ktorá by úplne opisovala celý proces rozvoja jadrovo-elektrónovej kaskády a hodila sa v celom rozsahu na porovnanie s experimentálnymi výsledkami. Proti tomu bola dôkladne prepracovaná teória kaskád elektrónovo-fotónových. Pretože elektrónová zložka pre menšie vzdialenosti od jadra spršky predstavuje hlavnú časť ionizačnej zložky veľkých spršok, možno experimentálne výsledky o ionizujúcej zložke v prvom priblížení konfrontovať s teoretickými výsledkami o elektrónoch v elektrónovo-fotónových kaskádach.

Starostlivo vykonané pokusy priestorového rozloženia častíc vo veľkých vzdialenostiach od jadra a pokusy závislosti spektra hustoty od výšky ukázali nezhodu experimentov s teóriou elektrónovo-fotónových kaskád [1].

Rozriešenie uvedených problémov pre fotóny bolo by cenným experimentálnym prínosom, dopĺňujúcim celkový obraz jadrovo-elektrónovej kaskády, a dovolilo by porovnanie experimentálnych výsledkov s teóriou elektrónovo-

fotónových kaskád. Štúdiom fotónovej zložky stretá sa s veľkými ťažkosťami spojenými

1. s malou efektívnosťou registrácie fotónov GM počítačmi.

2. s nemožnosťou použiť pri pokusoch korelované hodoskopy, ktoré z jedného pozorovania umožňujú odhad jadra spŕšky a priestorové rozloženie ionizujúcich častíc.

3. s ťažkosťou separácie fotónov od elektrónov.

Toto všetko vysvetľuje malý počet experimentálnych prác týkajúcich sa fotónovej zložky veľkých spŕšok. V prácach, ktoré boli vykonané [3–7], autori sa obmedzujú na nájdenie pomeru fotónov k elektrónom f/e na úrovni mora, a to vždy iba pre určitú vzdialenosť od jadra spŕšky, čo sa v prácach explicitne neuvádza. Výsledky prác pri použití tých istých metód výpočtu sú identické, vyjmúc práce Bassiho. Dávajú pre pomer f/e hodnotu 0.7. Z jednorozmernej teórie elektrónovo-fotónových kaskád vychádza, že fotónova zložka má početnú prevahu nad elektrónovou. Pre celkový pomer počtu fotónov k elektrónom vo veľkej spŕške v maxime rozvoja kaskády pre prahovú energiu aparatury rádovo 5 MeV dostaneme podľa článku K. Greisena [2] hodnotu okolo 3. Podobne pre prahovú energiu rovnajúcu sa energii kritickej vo vzduchu (84,2 MeV) hodnotu 1,8. Z teoretickej práce Jánossy-Messela [8] vychádza na úrovni mora (pre energiu primárnej častice rovnajúcej sa strednej energii nami registrovaných spŕšok 10^{14} eV) pre pomer f/e hodnota 1.4 (pre prahovú energiu aparatury rovnajúcej sa kritickej energii vo vzduchu).

Z nezhody experimentálnych výsledkov s teóriou vyplýva potreba ďalších experimentálnych prác o priestorovom rozložení fotónovej zložky v rozličných hĺbkach rozvoja spŕšky. Úlohou tejto práce je zmerať prieťahovú krivku elektrónovo-fotónovej zložky, stanoviť pomer f/e , potvrdiť existenciu mäkkých fotónov, pre ktoré dosahuje absorpčný koeficient minimum (Comptonovo okno), a ich vplyv na prieťahovú krivku. Meranie sa vykonalo v hĺbke 20,2 kaskádových jednotiek od vrchu atmosféry, t. j. vo výške 2636 m nad morom a bolo porovnané s výsledkami [7], ktoré sa získali pre nadmorskú výšku Krakova (229 m) zodpovedajúcu 26,6 kaskádovým jednotkám.

2. Metódy merania pomeru f/e

Metódy merania f/e pomocou prechodovej krivky pre olovo sú opísané v práci Miloneho [5/1954], Massalského [6], Babeckého [7]. Uvádzame ich princípy, pokiaľ sú v ďalšom potrebné, pričom sa pridružujeme pôvodného označenia.

a) V metóde a sú všetky sady detektora prikruté oloveným absorbátorom. Ak hustotu elektrónov dopadajúcu vo veľkej spŕške na absorbátor označíme x .

bude pod absorbátorom o hrúbke t , tzv. redukovaná hustota elektrónov daná výrazom $R(t)x$, kde

$$R(t) = P_e(t) + f/eP_j(t). \quad (1)$$

príčom $P_e(t)$ a $P_j(t)$ značia pravdepodobnosti, že pod absorbátorom bude najmenej jeden elektrón, ak na absorbátor dopadne jeden elektrón alebo jeden fotón z energetického spektra, pre ktoré P_e aj P_j boli vyrátané z teórie. Počty trojnásobných koincidencií dáva vzorec

$$T(t) = \int_0^{\infty} (1 - e^{-SR(t)x})^3 \cdot Kx^{-(\gamma+1)} dx = H(\gamma)S^3R^3(t). \quad (2)$$

kde S je plocha sady, K je konštanta diferenciálneho spektra hustoty, γ je exponent spektra hustoty, $H(\gamma)$ je polynóm.

Zo vzorca (2) vyrátame $R(t)$ a odtiaľ ďalej, poznajúc P_e a P_j , dostaneme f/e . Nevýhody tejto metódy sú v ťažkostiach vylúčiť barometrický efekt.

b) V druhej metóde b nie sú prikryté sady detektora, ale olovený absorbátor sa kladie na štvrtú sadu. Počet trojnásobných koincidencií je daný vzorcom

$$T = \int_0^{\infty} (1 - e^{-Sx})^3 Kx^{-(\gamma+1)} dx = \int_0^{\infty} [\alpha] dx. \quad (3)$$

Počet štvornásobných koincidencií je daný vzorcom

$$A(t) = \int_0^{\infty} [\alpha] (1 - e^{-rSR(t)x}) dx, \quad (4)$$

kde rS je plocha štvrtej sady.

Súčasným meraním štvornásobných koincidencií A a trojnásobných koincidencií T získame pomer A/T , ktorý nezávisí od atmosferického tlaku. Z pomeru A/T vyrátame R podobne ako pri metóde a.

c) V tretej metóde c miesto jedinej štvrtej sady použije sa teleskop. Absorbátor kladie sa medzi sady teleskopu. Počty koincidencií troch sád detektora a *dolnej sady teleskopu* sú dané vzorcom

$$A(t) = \int_0^{\infty} [\alpha] [1 - e^{-rr'SR(t)x}] dx, \quad (4')$$

kde rS značí geometrickú plochu, kým $rr'S$ efektívnu plochu sady alebo teleskopu.

Počty antikoincidencií, t. j. keď je zapálená dolná sada, a nie je zapálená horná sada teleskopu, dáva vzorec

$$C(t) = \int_0^{\infty} [\alpha] [1 - e^{-I/e} P_j(t) rr'Sx] e^{-rSx} dx \quad (5)$$

Z počtu koincidencií A dostaneme prechodovú krivku R a z počtu antikoincidencií C dostaneme $f/e \cdot P_f$, a ďalej z rozdielu $R - f/e \cdot P_f = P_e$ získame P_e . Použijúc teoretické hodnoty pre P_f , dostaneme z počtu antikoincidencií pomer f/e . Táto metóda má pred predehádzajúcou tú výhodu, že pri výpočte f/e nemusíme použiť teoretické hodnoty pre P_e , ale iba pre P_f . Pokus ukazuje, že už pre nulovú hrúbku absorbátora dostaneme určitý počet antikoincidencií, vyvolaný podružnými efektmi (prechodový efekt v stenách GM počítačov, šikmo dopadajúce častice a fotóny s malou energiou), ktoré nie sú zahrnuté vo vzorech (4) a (5). Preto je potrebné normalizovať výsledky meraní tak, aby $C(0) = 0$ pre nulovú hrúbku absorbátora. Pre túto normalizáciu presnosť metódy c je do určitej miery obmedzená.

d) V práci Massalského [6] a Babeckého [7] bola metóda c zlepšená. V metóde d , ktorú sme použili, kladie sa olovený absorbátor raz nad sadami teleskopu (poloha I), druhý raz medzi sady teleskopu (poloha II). Pretože pod absorbátorom vystupujú fotóny s malou energiou 2–7 MeV z Comptonového okna (ktoré sú jednou sadou registrované v omnoho väčšom počte ako teleskopom), bola do teleskopu vložená tretia sada, pričom absorbátor v polohe II je medzi hornými sadami. Ak je absorbátor položený nad sadami, počet koincidencií A dáva nám vzorec (4'), ak však absorbátor je medzi hornými sadami, počet koincidencií B dáva vzorec

$$B = \int_0^x [y](1 - e^{-P_e t' t S x}) dx + \int_0^x [y][1 - e^{-t' P_e t' t S x}][1 - e^{-t' P_f t' t S x}] dx + \int_0^x [y][1 - e^{-t' P_e t' t S x}][1 - e^{-\frac{f}{e} P_f t' t S x}][1 - e^{-P_e t' t S x}] dx, \quad (6)$$

Rozdiel $A - B = C$, kde A je dané formulou (4'), B formulou (6) a C formulou (5).

Pre absorbátor o nulovej hrúbke je $C(0) = 0$, takže v metóde d odpadá normalizácia.

Počty koincidencií B formálne možno vyjadriť podobne ako vo vzorci (4'),

$$B = \int_0^x [y][1 - e^{-t' P_e t' t S x}] dx, \quad (7)$$

kde

$$P_e + f/e P_f = R, \quad \text{a} \quad f < e.$$

Vyjadrenie B vzorcom (7) je pre ďalšie úvahy výhodné a budeme ho používať.

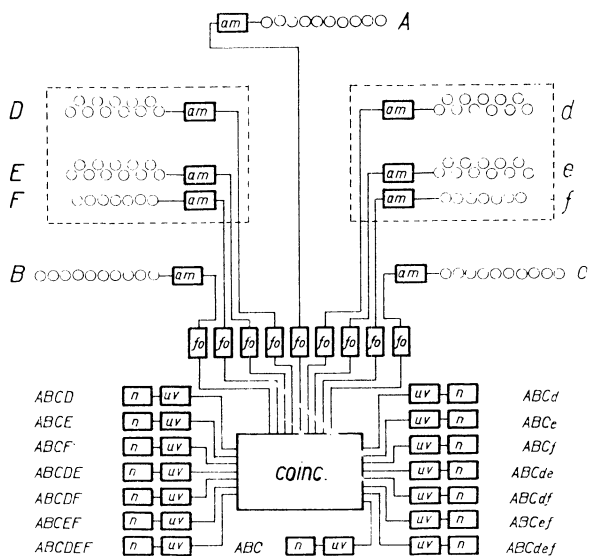
3. Usporiadanie aparátúry pri meraní

Popis meracej aparátúry

Obraz 1 predstavuje blokovú schému aparátúry.

Detektor veľkých spršok bol zložený z troch sád počítačov s plochou

$S = 0,45 \text{ m}^2$. Každá z týchto sád mala po 10 mosadzných GM počítačov o rozmeroch $90 \times 5 \text{ cm}^2$ s hrúbkou steny 1 mm plnených zmesou metylal-argónovou. Sady A B C boli rozmiestnené vo vrcholoch rovnostranného trojuholníka o strane 5 m. V strede trojuholníka boli umiestnené dva teleskopy, mosadzný a alumíniový, a každý mal tri sady: D , E , F , resp. d , e , f . Použitie mosadzných počítačov núti nás brať do úvahy prechodový efekt



Obr. 1. Bloková schéma aparátury.

v stenách počítačov. Aby sme sa vyhli opravám na prechodový efekt v stenách počítačov, lebo opravy môžu byť zdrojom chýb pri výpočte f/e , popri mosadznom teleskope sa súčasne použil teleskop alumíniový, pre ktorý prechodový efekt je takmer bezvýznamný.

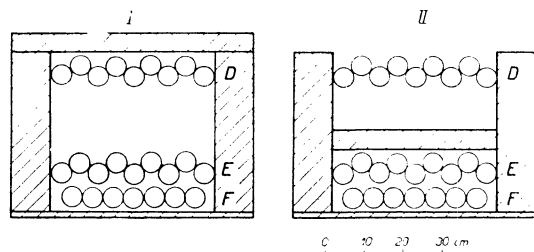
Pretože sa v práci [7] dokázalo, že koincidencie boli vynechávané hornými sadami, t. j. že v použitej aparátúre bola zapálená iba dolná sada, boli v sade D a E a tiež d , e uložené počítače tak, aby medzi nimi nevznikali medzery (obr. 2). Sady D , E a d , e obsahovali po deväť počítačov, každá o ploche r , $S = 0,287 \text{ m}^2$. Sady F a f obsahovali po sedem počítačov popri sebe.

Sada E sa nachádzala bezprostredne nad sadou F , kdežto medzi D a E bola vzdialenosť umožňujúca uloženie absorbátora až do hrúbky 15 cm Pb.

Alumíniový teleskop bol postavený podobne, iba s tým rozdielom, že vzdialenosť medzi sadami d a e dovoľovala umiestnenie oloveného absorbátora do hrúbky 5 cm.

Oba teleskopy boli clonené zo strán vrstvou olova o hrúbke 10 cm a zdola

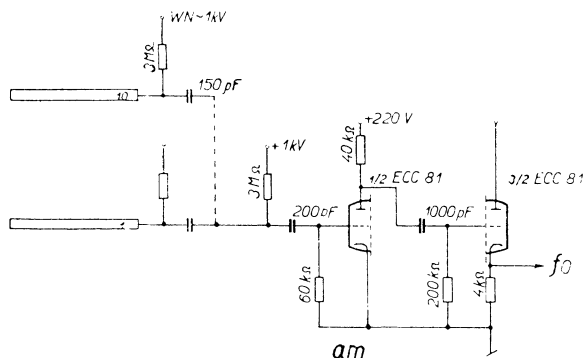
vrstvou olova o hrúbke 1,5 cm. Meranie bolo vykonané v júni až septembri 1956 na Lomnickom štíte. Aparatúra s počítačmi bola umiestnená na terase strechy budovy visutej lanovky. Sady *A B C*, ako aj oba teleskopy boli v prímeraných skriniaoch (drevených, obitých plechom) o hrúbke stien 1,2 g/cm². Vnútri boli skrine vyhrievané pomocou žiaroviek, aby sa v nich udržiaval suchý vzduch.



Obr. 2. Teleskop s absorbátorom v polohe I a v polohe II.

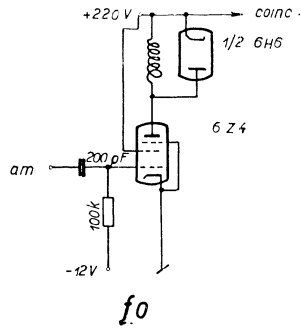
Obrazy 3, 4, 5 a 6 predstavujú jednotlivé elementy aparatúry: 3 zosilňovač spolu s katódovým sledovačom, 4 formujúci systém, 5 koincidenčný systém, 6 jeden element registrujúceho systému.

Impulzy z jednotlivých sád boli po zosilnení vedené asi na vzdialenosť 15 m do ústrednej aparatúry, nachádzajúcej sa v miestnosti hneď pod strechou budovy. Impulzy boli formované pomocou samoindukcie v anódových obvo-

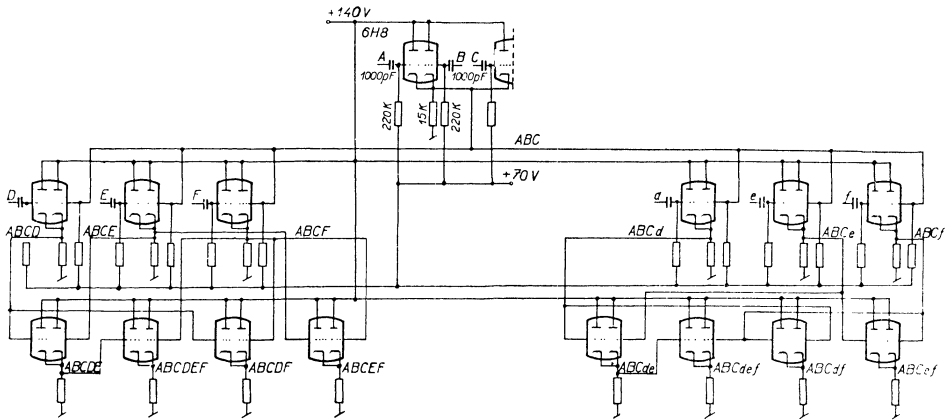


Obr. 3. Zosilňovač s katódovým sledovačom nachádzajúci sa pri každej sade počítačov.

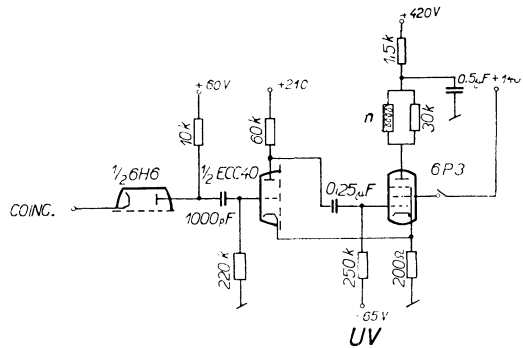
doch formujúcich elektrónok. Sieťové napätie pre koincidenčný systém bolo stabilizované elektrónkovým stabilizátorom. Koincidenčný systém nového typu Rossiho (obr. 5) pre každú z dvoch pozícií absorbátora dovoľoval súčasnú registráciu 15 druhov nasledujúcich koincencií:



Obr. 4. Formujúci systém.



Obr. 5. Koincidencijný systém.



Obr. 6. Jednotka registrujúceho systému.

I. pri polohe absorbátora v pozícii I (obr. 2) koincidencie T a koincidencie skupiny A

- a) v mosadznom teleskope, v ktorom bol absorbátor menený od 0 do 200 mm Pb b) v alumíniovom teleskope, v ktorom bol absorbátor menený od 0 do 50 mm Pb,

TD	TDE		Td	Tde	
TE	TDF	$TDEF$	Te	Tdf	$Tdej$
TF	TEF		Tf	Tej	

II. Pri polohe absorbátora v pozícii II (obr. 2) koincidencie T , TD :

- a) v mosadznom teleskope, v ktorom bol absorbátor menený od 0 do 150 mm Pb
koincidencie skupiny A .
 $TE, TF, TEF, TDE, TDF, TDEF$
- b) v alumíniovom teleskope, v ktorom bol absorbátor menený od 0 do 50 mm Pb
Tie isté koincidencie ako v mosadznom teleskope

V ďalšom texte sa vynecháva písmeno T v označeniach koincidencií, ktoré toto písmeno obsahovali.

4. Výsledky merania

4.1. pomer f/e , podľa doterajších metód

Tabuľky 1 a 2 udávajú počty koincidencií merané mosadzným teleskopom a pomer počtu koincidencií všetkých možných kombinácií sád teleskopu s detektorom k počtu trojnásobných koincidencií, pričom absorbátor bol položený alebo nad sadami DEF (tab. 1), alebo medzi sadami DE (tab. 2).

Z pomocných meraní bol vyrátaný exponent spektra hustoty a bola nájdená hodnota $\gamma = 1.35$. Táto hodnota bola použitá pri ďalších výpočtoch. Z meraní alumíniovým teleskopom bol metódou b vyrátaný pomer f/e a získaná stredná hodnota 0.6. Potom bolo vyrátané R z meraní mosadzným teleskopom, pričom sa vzala do úvahy hrúbka stien počítačov. Pri výpočte bola použitá prv vyrátaná hodnota pomeru f/e . Tabuľka 3 podáva hodnoty f/e vyrátané zo spomínaných hodnôt R stredná hodnota $f/e = 0.67 \pm 0.1$. Ďalej bol pomer f/e vyrátaný metódou d z meraní mosadzného a alumíniového teleskopu. Tabuľka 4 podáva hodnoty f/e vyrátané metódou d z meraní mosadzným teleskopom. Najväčšiu váhu pripisujeme hodnote $f/e = 1.01 \pm 0.15$ vyrátanej zo šesťnásobných koincidencií (tab. 4, stĺpec DEF), pretože prenikavé fotóny z Comptonovho okna majú v tomto prípade na meranie najmenší vplyv. Z meraní metódou d alumíniovým teleskopom dostávame pre pomer f/e strednú hodnotu 0.90.

Tabuľka I

Počty koincidencií namerané mosadzným teleskopom a ich pomery k počtu trojnásobných koincidencií detektora.
Absorbátor v polohe I

l mm	T	TD	TE	TF	TDE	TDF	TEF	TDE/TF	TDF/TF	TE/TF	TDE/T	TDF/T	TE/T	TDE/T	TE/T	TDE/T	TE/T	h	m
0	11 321	6508	6009	5209	5214	4626	4865	4417	0,578	0,532	0,462	0,462	0,410	0,430	0,392			9	
2	13 881	8250	7695	6615	6958	6095	6287	5824	0,594	0,555	0,477	0,502	0,439	0,453	0,420			10	31
4	15 289	9130	8396	7222	7640	6771	6897	6472	0,597	0,548	0,472	0,500	0,438	0,451	0,423			11	40
7	7 258	4270	3850	3326	3481	3097	3129	2952	0,588	0,532	0,459	0,481	0,426	0,433	0,407			6	
10	9 764	5585	5028	4358	4520	3983	4027	3820	0,573	0,516	0,440	0,463	0,408	0,413	0,391			8	
15	9 806	5056	4678	4074	4188	3620	3653	3379	0,515	0,480	0,416	0,427	0,370	0,373	0,344			7	22
20	11 022	5442	4981	4318	4309	3648	3748	3376	0,495	0,452	0,393	0,391	0,331	0,340	0,306			9	02
30	13 056	5692	4984	4144	4157	3514	3564	3240	0,439	0,382	0,318	0,320	0,269	0,273	0,248			10	
40	18 093	6796	5996	4958	4772	4000	4078	3598	0,375	0,330	0,274	0,264	0,222	0,225	0,199			13	30
50	13 510	4165	3761	2918	2800	2330	2450	2185	0,308	0,278	0,216	0,208	0,173	0,182	0,162			10	52
75	20 372	3282	3598	2865	2082	1721	2169	1516	0,162	0,177	0,142	0,122	0,0845	0,1066	0,0744			16	53
100	33 556	2721	3090	2342	1567	1275	1667	1078	0,081	0,0922	0,06980	0,0467	0,0380	0,0497	0,0321			26	20
150	75 460	3337	4087	3564	2125	1819	2692	1651	0,0442	0,0543	0,0473	0,0282	0,0241	0,0357	0,0219			54	49
200	70 555	2739	3513	3165	1952	1675	2380	1552	0,0388	0,050	0,0448	0,028	0,0241	0,0337	0,022			38	36

Tabuľka 2

Počty koincidencií namerané mosadzným teleskopom a ich pomery k počtu trojnásobných koincidencií detektora.
Absorbátor v polohe II

l mm	T	TD	TE	TF	TDE	TDF	TEF	$TDEF$	TD/T	TE/T	TF/T	TDE/T	TDF/T	TEF/T	$TDEF/T$	h	m
0	11 321	6508	6009	5209	5214	4626	4865	4417	0,578	0,532	0,462	0,462	0,410	0,430	0,392	9	
2	10 165	5919	5460	4882	4561	4131	4436	3897	0,583	0,538	0,480	0,449	0,406	0,437	0,383	8	
4	9 489	5562	5137	4545	4232	3800	4168	3593	0,586	0,542	0,480	0,446	0,400	0,440	0,379	7	49
7	8 348	4539	4354	3807	3610	3206	3550	2979	0,540	0,522	0,456	0,432	0,384	0,425	0,357	6	35
10	10 006	5897	5107	4463	4162	3683	4069	3398	0,589	0,511	0,446	0,416	0,368	0,407	0,340	7	28
20	9 006	5344	4043	3429	3360	2919	3032	2627	0,593	0,449	0,381	0,373	0,324	0,337	0,292	7	
30	12 748	7406	4805	4146	4102	3593	3529	3097	0,582	0,377	0,325	0,322	0,282	0,277	0,242	9	23
40	15 547	4950	4950	4051	4340	3590	3402	3021	0,564	0,318	0,261	0,279	0,231	0,219	0,194	12	21
75	248 971	3718	3582	2808	3097	2481	-	1756	0,552	0,144	0,112	0,122	0,098	-	0,071	21	45
100	752 224	1122	6908	5505	6139	4925	-	3452	0,546	0,0918	0,0732	0,0816	0,0655	-	0,0452	65	18
150	567 933	1617	2823	2678	2654	2431	-	1682	0,558	0,0496	0,0472	0,0467	0,0428	-	0,0296	46	44

Tabuľka 3

Pomer f/e vyrátaný metódou b z meraní mosadzným teleskopom

D	Séria I						Séria II		
	E	F	DE	DF	EF	DEF	E	F	EF
0,58	0,71	0,82	0,70	0,64	0,70	0,59	0,60	0,78	0,61

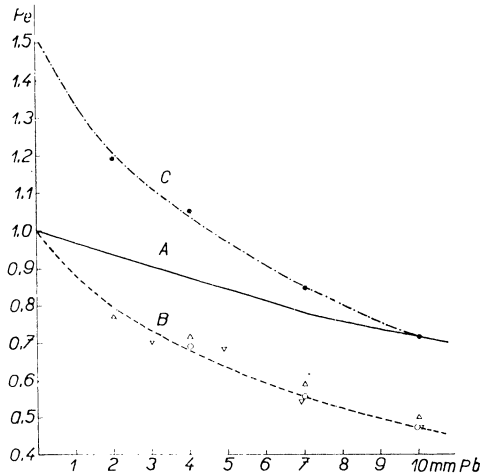
Tabuľka 4

Pomer f/e vyrátaný metódou d z meraní mosadzným teleskopom

mm Pb	f/e		
	z DEF	z DE	z DF
2	1,03	1,38	1,07
4	1,02	0,97	0,80
7	1,01	0,84	0,95
10	0,99	0,81	0,91

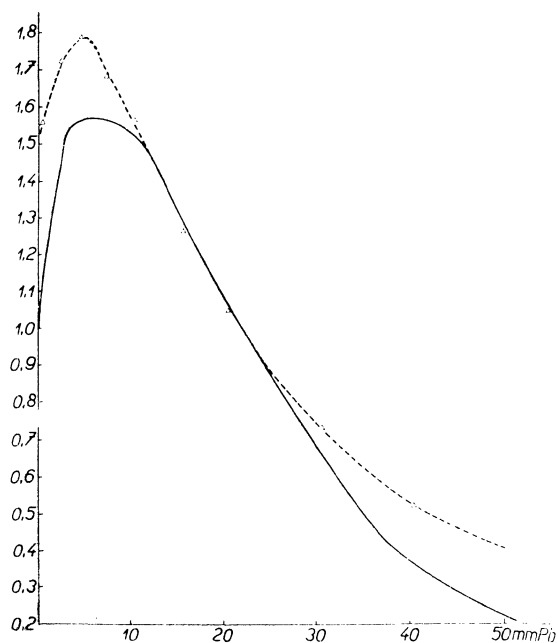
4.2. Fotóny s malou energiou vo vzduchu

a) **Priebeh krivky P_e .** Uvedené výsledky ukazujú, že sa metódou d získavajú väčšie hodnoty než metódou b. Okrem toho metódou d dostávame hodnoty $P_e = R - f/eP_f$. Priebeh krivky P_e získanej z merania je oveľa strmší než priebeh krivky teoreticky vyrátanej Arleyom [9] (obr. 7). Rozdiel v priebehu krivky P_e získanej experimentálne v porovnaní s teoretickou krivkou môže



Obr. 7. Krivka A podáva hodnoty P_e vyrátané teoreticky podľa Arleyho. Krivka B podáva hodnoty P_e získané experimentálne. Krivka C vznikne stotožnením krivky B s krivkou A v bode odpovedajúcom 10 mm Pb.

byť zapríčinený tým, že energetické spektrum fotónov a elektrónov vo veľkých sprškách je značne rozdielne od spektra predpokladaného Arleyom. Priebeh experimentálnej krivky P_e môžeme vyložiť napr. prítomnosťou veľkého počtu mäkkých elektrónov alebo prítomnosťou veľkého počtu mäkkých fotónov. Z práce Richardsa a Nordheima [10] vyplýva, že spektrum fotónov diverguje v oblasti nízkych energií. To, že sada alumíniových počítačov neregistruje viacej než sada s mosaznými počítačmi, svedčí skôr o prítomnosti fotónov malej energie. Dá sa očakávať, že pre fotóny v sprške s menšou energiou ako kritickou nastáva ďalšie znižovanie energie, a to čiastočne procesom kaskádovým a čiastočne Comptonovým efektom, pričom tento efekt nezmenšuje počet fotónov v sprške. Tieto fotóny strácajú svoju energiu, prechádzajú do oblasti energie okolo sto KeV a až potom sa fotóny o tejto energii strácajú zo spršky fotoelektrickým efektom. Skutočnosť, že meraním metódou d pri použití hodnôt z trojsadového teleskopu dostávame pre f/e pre rôzne hrúbky absorbátora od 0 do 10 mm Pb tú istú hodnotu, svedčí, že sa krivka P_e vy-



Obr. 8. Čiarkovane je vyznačená krivka získaná experimentálne. Plne vyznačená je Arleyho krivka vyrátaná pre $f/e = 1,5$.

rátaná Arleyom zhoduje s krivkou experimentálnou pre malé hrúbky absorbátora. Preto môžeme prijať, že pre malé hrúbky absorbátora bude tak isto správna aj Arleyho krivka P_e a rozdiel experimentálnej a teoretickej krivky pre hrúbky menšie ako 10 mm Pb má svoj pôvod inde. Ak stotožníme experi-

mentálnu krivku P_e s Arleyho krivkou pre 10 mm Pb a ak rozdiel medzi krivkou takto získanou — označenou na obr. 7(C) — a Arleyho krivkou — označenou na obr. 7(A) — uznáme za vyvolaný fotónmi o malej energii, dostávame koeficient absorpcie pre tieto fotóny. Týmto spôsobom získaný koeficient absorpcie odpovedá fotónom o energii niekoľko sto KeV. Existenciu veľkého počtu fotónov o tejto energii v celkovom kozmickom žiarení potvrdili Agenove pokusy [11]. Predpokladajúc, že uvedená interpretácia priebehu krivky P_e je správna, dostávame pre f/e miesto hodnoty 1 (získanej meraním trojsadovým teleskopom) hodnotu zhodnú s predpoveďou teórie Richardsa a Nordheima. Obr. 8 predstavuje: a) z našich meraní získanú krivku hodnôt R pre koincidencie (DEF) vynásobených číslom 1,5, pričom sa začiatok tejto krivky kryje so začiatkom krivky C (z obr. 7). b) krivku Arleyho vyrátanú pre $f/e = 1,5$.

Rozdiel medzi týmito krivkami dáva prírastok fotónov o malej energii, registrovaných pri malých hrúbkach absorbátora. Z obrazu vidíme, že pre hrúbku od 10 do 30 mm Pb sa Arleyho krivka dosť dobre kryje s krivkou experimentálnou. Naproti tomu pre hrúbky absorbátora väčšie ako 30 mm Pb je veľká nezhoda medzi oboma krivkami. Uvedené fakty týkajúce sa nezahody experimentálne nájdenej hodnoty P_e (obr. 7) a hodnoty podľa Arleyho teórie môžu vysvetľovať nezhodu výsledkov f/e získaných metódou b a d.

b) Vynechávanie sady E

Výrazy $\frac{F - EF}{EF} 100\%$, ako i $\frac{DF - DEF}{DEF} 100\%$ dávajú vynechávanie sady E v percentách, prípadne koincidencie, ktoré zaregistrovala sada F alebo teleskop DF . Tabuľka 5 podáva týmto spôsobom vyrátané vynechávanie sady E , koincidencie zaregistrované sadou F alebo teleskopom DF . Podobné výsledky sa ukázali v práci vykonanej predtým v Krakove [7]. Vynechávanie pri nulovej hrúbke absorbátora potvrdili doplnujúce merania hodoskopom vykonané v Krakove. Z týchto meraní vychádza, že uvedené vynechávanie nemôže byť zapríčinené čiastočkami dopadajúcimi šikmo na sadu D tak, že by obchádzali sadu E , ani rozptylom v stene oloveného absorbátora, zapalujúc sadu F . Vynechávanie sady E , keď koincidencie sú registrované sadou F , môže byť vyvolané čiastočne kaskádovými efektmi v stenách počítačov oddeľujúcich činný objem počítačov v sade E a F . Merania s počítačmi alumíniovými vykazujú analogické vynechávanie, hoci prechodový efekt v stenách počítačov možno v tomto prípade zanedbať. Podľa toho možno prijať, že nemožno vynechávanie sady E vyložiť kaskádovými efektmi v stenách počítačov. Vynechávanie sady E možno vysvetliť prítomnosťou veľkého počtu fotónov s malou energiou. Elektróny sú registrované počítačmi, iba ak ich energia je väčšia ako určitá energia, tzv. prahová. Táto je rádu 3 MeV pre jednu sadu mosadzných počítačov. Pre fotóny je prahová energia blízko nuly a pre-

Tabuľka 5

Vynechávanie sady E , keď koincidencie sú registrované sadou F , alebo sadami D a F v percentách

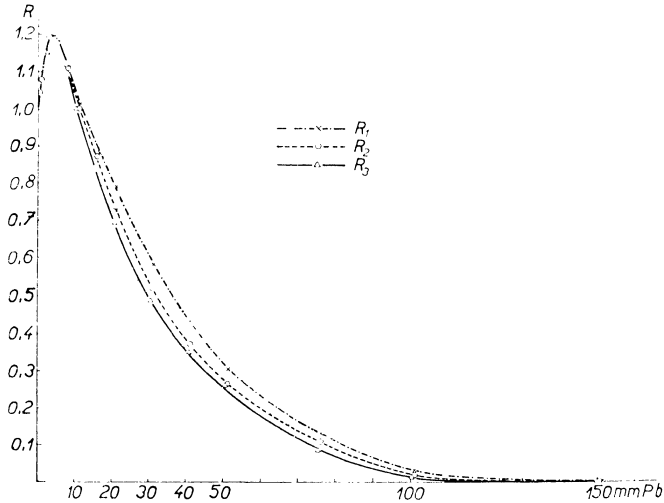
mm Pb	$\frac{F - EF}{EF}$	$\frac{DF - DEF}{DEF}$
0	7,4	4,5
2	5,3	4,5
4	4,6	3,5
7	4,6	4,6
10	7,7	4,3
15	11,5	7,5
20	15,5	8,2
30	16,5	8,4
40	21,7	11,5
50	18,6	6,7
75	32,7	9,1
100	40	18
150	32	10

krýva sa s prahovou energiou spektra. Tento rozdiel v prahových energiách registrácie elektrónov a fotónov, ako aj teoretické výsledky, podľa ktorých spektrum fotónov diverguje pri malých energiách, môže potvrdzovať vyššie uvedený efekt vynechávania. Hodoskopom boli vykonané merania vynechávania koincidií sadou E v štvorsadovom teleskope, a teda registrovaných jednou, dvoma alebo troma ostávajúcimi sadami teleskopu a bolo nájdené vynechávanie v percentách odpovedajúce 6.3 %, 4.6 %, 2.6 %. Skutočnosť, že sada E vynecháva koincidencie registrované ostávajúcimi dvoma alebo troma sadami teleskopu, dá sa vyložiť iba za predpokladu veľkého počtu fotónov dopadajúcich na sady.

4.3. Fotóny malej energie vznikajúce v olove

Vynechávanie sady E , keď sú koincidencie registrované iba sadou F alebo teleskopom DF , rastie s rastúcou hrúbkou absorbátora. Zhodne s domnienkou autorov L. Jurkiewicza [12], J. Babeckého [7] je to zapríčinené prítomnosťou fotónov o energii 2–7 MeV, pre ktoré koeficient absorpcie v olove vykazuje minimum. Tieto fotóny vznikajú v olove pri priechode elektrónovo-fotónovej zložky veľkých spríšok cez olovo. Vplyv týchto fotónov na priechodovú krivku môžeme odhadnúť pomocou veličín, ktoré boli zavedené v práci J. Babeckého [7], a to R_1 , R_2 , R_3 a \bar{R}_2 , \bar{R}_3 . R_1 značí priemer z R vyrátaných, berúc do úvahy hrúbku stien počítačov, z meraní jednou sadou, a to z meraní I. série: TD , TE a TF a z meraní II. série TE , TF . R_2 označuje priemer z R vyrátaných vzhľadom na hrúbku stien počítačov z meraní I. série TDE , TDF , TEF a z meraní II. série TEF . \bar{R}_2 označuje priemer z \bar{R} z meraní II. série DE , DF , pričom R bolo vyrátané pomocou vzorca (7). \bar{R}_3 označuje \bar{R} vyrátané

pomocou vzorca (7) z meraní II. série *TDEF*. Obr. 9 predstavuje priebeh R_1 , R_2 , R_3 . Pri veľkých hrúbkach: $R_1 \gg R_2 > R_3$ rozdiel $R_1 - R_2$ je zapríčinený prenikavými fotónmi, vznikajúcimi v olovenom absorbátore pri prechode elektrónovo-fotónovej zložky. Pre malú účinnosť registrácie ε sú fotóny registrované predovšetkým v jednotlivých sadách. Skutočnosť, že sada E vynecháva koincidencie registrované ostatnými dvoma sadami teleskopu, ukazuje,



Obr. 9. Priebeh hodnôt R_1 , R_2 a R_3 .

že fotóny z Comptonovho okna sú registrované niekedy v dvojnásobných koincenciách. To je možné iba vtedy, keď v čase koincencií T prechádza sadami teleskopu pod absorbátorom väčší počet fotónov.

Zhodne so vzorcami (4') a (7)

$$R_2 > \bar{R}_2 \quad \text{a} \quad R_3 > \bar{R}_3. \quad (8)$$

Pre väčšie hrúbky malo by mať R nasledujúci priebeh:

$$\bar{R}_2 \rightarrow R_2, \quad \bar{R}_3 \rightarrow R_3.$$

Z pokusu však vychádza, že uvedené vzťahy sú splnené iba pre malé hrúbky absorbátora od 0–20 mm Pb.

Pre hrúbky väčšie nastávajú miesto toho vzťahy

$$\bar{R}_2 > R_2, \quad \bar{R}_3 > R_3.$$

takže

$$\bar{R}_2 \rightarrow R_1, \quad \bar{R}_3 \rightarrow R_2.$$

To značí, že pre veľké hrúbky sa kryjú R získané z oboch sérií meraní, odpovedajúcich príslušnému počtu sád pod teleskopom (jednej \bar{R}_2 , R_1 a dvom \bar{R}_3 , R_2).

Výrazy

$$\frac{R_1 - R_2}{\varepsilon} \quad \text{a} \quad \frac{R_2 - R_3}{\varepsilon} \quad (9)$$

dávajú počty mäkkých fotónov pripadajúcich na jeden elektrón nad absorbátorom.

Ďalej,

$$\frac{R_1 - R_2}{\varepsilon R_2} \quad \text{a} \quad \frac{R_2 - R_3}{\varepsilon R_3} \quad (10)$$

Tabuľka 6

mm Pb	DE_{II}	DEF_{II}	DF_{II}	DEF_{II}
		DEF_{II}		DEF_{II}
20		4,8		4,3
30		8,1		8,5
40		13,3		7,6
50		12,3		9,7
75		29		17,2
100		44		21

(pozri tab. 6) dávajú počty fotónov o malej energii pripadajúcich na jeden elektrón pod absorbátorom. Kde ε značí účinnosť GM počítača pre registráciu fotónu. Vzorec (9) a (10) dávajú znížený počet fotónov generovaných v olove, pretože aj vo výrazoch R_2 a R_3 je istý prírastok týchto fotónov.

5. Zhodnotenie výsledkov merania

5.1. f/e , jeho priestorové rozloženie a závislosť od výšky

Vynechávanie koincidiencií jednotlivými sadami teleskopu a priebeh experimentálnej krivky P_c svedčia o prítomnosti veľkého počtu fotónov s malou energiou vo veľkých sprškach, ktoré sú registrované jednotlivými sadami, ako aj koincidienciami v meraniach teleskopom. Prítomnosť týchto fotónov môže byť príčinou malých hodnôt f/e , nájdených jednotlivými autormi v prechádzajúcich prácach. Problém fotónov malej energie je dôležitý pri meraniach pomeru f/e a priestorového rozloženia fotónov a elektrónov v sprške. Potrebné sú preto ďalšie experimentálne práce, ktoré by tento problém definitívne rozriešili. Prítomnosť fotónov malej energie vo vzduchu môže vysvetľovať nezhodu výsledkov f/e získaných metódou b a d. Zhodne s názorom J. Babeckého [7] sa zdá metóda d spoľahlivejšia než ostatné metódy na určovanie f/e . Preto tiež považujeme hodnotu $f/e = 1$ získanú z meraní $(TDEF)_I$ a $(TDEF)_{II}$ za hodnotu minimálnu. Berúc do úvahy fotóny malej energie vystupujúce vo veľkých sprškach, o ktorých sme uvažovali, dostávame pre pomer f/e hod-

notu 1.5. Použitá aparátúra registrovala veľké spŕšky v určitej strednej vzdialenosti od jadra, t. j. vo vzdialenosti asi $\frac{1}{3}$ radiačnej jednotky [14]. Výsledok získaný pre f/e odpovedá tejto vzdialenosti. Pre porovnanie tohto výsledku s teóriou treba vziať do úvahy:

1. Celkový pomer f/e (pre všetky vzdialenosti od jadra) z jednorozmernej kaskádovej teórie:

2. priestorové rozloženie elektrónov a fotónov podľa trojrozmernej kaskádovej teórie.

Vykonalí sme približný výpočet strednej energie primárnych častíc vytvárajúcich elektrónovo-fotónové kaskády. Ďalej uvádzame hodnoty charakterizujúce kaskády pre nadmorskú výšku Krakova a Lomnického štítu.

Nadmorská výška v m	Vzdialenosť od vrehu atmosféry v kaskád. jednot.	Parameter rozvoja kaskády s	Energia primárnej častice
Krakov 229	26,6	1,4	10^{14} eV
Lom. štít 2636	20,2	1,3	10^{13} eV

Z práce Jánossy—Messela [8] pre uvedené hodnoty dostaneme celkový pomer f/e (pre prahovú energiu aparátúry rovnú kritickej energii vo vzduchu): pre nadmorskú výšku Krakova 1,43 a pre Lomnický štít 1,38. Z obrazu spektra elektrónov a fotónov uvedeného v práci K. Greisena [2], odvolávajúceho sa na prácu Richardsa a Nordheima, v maxime rozvoja spŕšky vychádza pre pomer celkového počtu fotónov a elektrónov (pri prahovej energii rovné energii kritickej vo vzduchu) hodnota značne väčšia: 1,8.

Pri prahovej energii aparátúry rádu 5 MeV dostávame z obrazu uvedeného Greisenom pre pomer celkového počtu fotónov a elektrónov f/e hodnotu rádovo 3. Naše merania týkajú sa energií:

1. väčších než prahová energia aparátúry, ktorá je pre jednu mosadnú sadu okolo 3 MeV a pre teleskop s tromi sadami okolo 15 MeV,

2. väčších než kritická energia pre olovo 7.8 MeV, t. j. takých, aby fotóny dávali prechodové efekty v olove.

Z týchto úvah vychádza, že sa naše merania dajú porovnať s teoretickými hodnotami pre prahovú energiu 5—15 MeV, čo znamená hodnotu $f/e \approx 3$ (K. Greisen). Z maximálnej hodnoty $f/e = 1,5$, ktorú sme získali, vzhľadom na priestorové rozloženie elektrónov a fotónov (obr. 7) z práce K. Greisena dostávame pre celkový pomer f/e hodnotu v dobrej zhode s teóriou Richardsa a Nordheima.

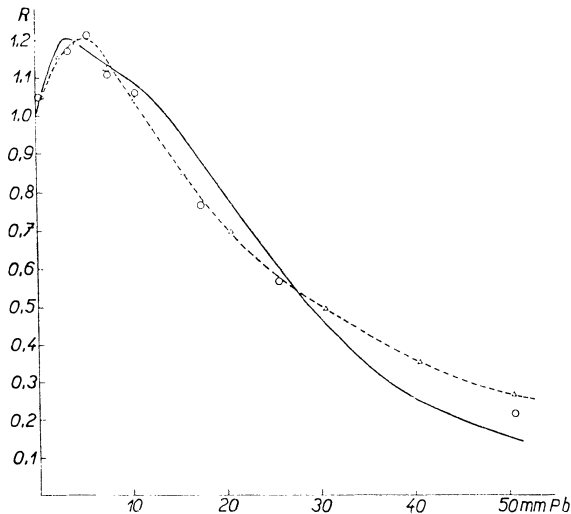
Ak chceme porovnať experimentálne výsledky pre nadmorskú výšku Lomnického štítu a Krakova s teóriou, musíme prihliadať jednak na zmenu celkového pomeru f/e (1,38 a 1,43) podľa teórie Jánossy—Messela, ako aj na zmenu priestorového rozloženia. Pre väčšie hĺbky v atmosfére predpovedá teória

ďalšie presunutie fotónov na perifériu spŕšky (obr. 8) podľa K. Greisena (pozri [2], obr. 8). Tieto zmeny pre malý rozdiel výšok (20.2 k. j. a 26.6 k. j.) nespôsobujú väčšie zmeny pomeru f/e .

5.2. Priechodová krivka

Obraz 10 predstavuje priechodové krivky a R_3 získané z meraní na Lomnickom štíte a z meraní skupiny pracovníkov v Krakove [7]. $R_{,1}$ bola vyrátaná podľa Arleyho teórie pre $f/e = 0.7$. Z obrazu vidieť, že sa body z meraní v Krakove a na Lomnickom štíte dobre kryjú. Z toho vyplýva, že pomer f/e je rovnaký pri použití tej istej metódy.

Z obr. 10 vidieť, že pre veľké hrúbky je $R_{,1} < R_3$ ($R_{,1}$ podľa Arleyho), čo svedčí o tom, že Arleyho krivka sa nekryje s krivkami získanými experimentálne pre veľké hrúbky absorbátora. Túto nezhodu nevysvetľuje prítomnosť prenikavých fotónov z Comptonovho okna (ktoré Arley nebral do úvahy pri svojich výpočtoch), pretože tieto fotóny nemajú vplyv na priebeh R_3 . Ak prihliadneme k ostatným úvahám v tejto práci (metóda d), k tým, z ktorých vychádza, že počiatky kriviek R_1 , R_2 a R_3 nedávajú $P_e = 1$, ale $R_1 = P_e +$



Obr. 10. Priechodová krivka z krakovských meraní \circ . Priechodová krivka z meraní na Lomnickom štíte \triangle . Plno vyznačená krivka bola vyrátaná podľa Arleyho teórie.

+ prírastok fotónov malej energie, nachádzajúcich sa vo veľkých spŕškach, stane sa nezhoda $R_{,1}$ a R_3 pri veľkých hrúbkach ešte väčšia, ak uznáme za existujúce oné fotóny malej energie.

Nedávno boli publikované výsledky práce, Jánossyho, Sándora a Somogyiho [13], v ktorej sa potvrdzuje, že výška maxim priechodových kriviek

je tým väčšia, čím je menšia plocha sád prikrývaných absorbátorom Pb. Podobný výsledok možno vyčítať z výsledkov Miloneho práce [5/1954], kde sa pre menšiu plochu sád získava väčšia hodnota pomeru f/e . Jánossy, Sándor a Somogyi vysvetľujú získaný výsledok zmenou hustotného spektra čiastočiek pod oloveným absorbátorom. Problém spektra hustoty a problém fotónov malej energie vyskytujúcich sa vo veľkých spráškach vo vzduchu sú témou ďalších prác krakovskej skupiny, pracujúcej s počítačovým hodoskopom.

Našu štúdiu končíme milým podakovaním prof. dr. M. Mięsowiczovi za starostlivosť o výskum a za jeho cenné pripomienky, ďalej prof. dr. V. Petržílkovi, členovi korešpondentov ČSAV za podobnú starostlivosť, PAV. ČSAV a SAV za financovanie práce, vedecko-technickým pracovníkom IBJ v Krakove za technickú pomoc.

LITERATÚRA

1. Dobrotin N. A., Zacepin G. T., Nikolskij S. I., Hristiansen G. B., Nuovo Cim. (1956) 635.
2. Greisen K., Progress in Cosmic Ray Physics, Edited by J. G. Wilson Amsterdam 1956.
3. Bassi P., Biancki A. M., Manduchi C., Nuovo Cim. 9 (1952) 358.
4. Millar C., Nuovo Cim. 8 (1951) 279.
5. Milone C., Phys. Rev. 87 (1952) 680. Nuovo Cim. 9 (1952) 549; Nuovo Cim. 10 (1953) 340; Nuovo Cim. 10 (1953) 1126; Nuovo Cim. 11 (1954) 241.
6. Massalski J. M., Bull. Acad. Pol. Sci. Cl. III. 2 (1954) 235.
7. Babecki J., Jurkiewicz L., Massalski J., Miesowicz M., Acta Phys. Pol. Vol. XVI (1957) 119.
8. Jánossy L., Messel M., Proc. Roy. Ir. Ac. 54 (A) (1951) 217.
9. Arley N., On the theory of the stochastic processes, Copenhagen 1943.
10. Richards J. A., Nordheim L. W., Phys. Rev. 74 (1948) 1106.
11. Ageno M., Cortelessa G., Querzolini R., Nuovo Cim. 12 (1955) 453.
12. Jurkiewicz L., Bull. Acad. Pol. Sci. Cl. III 2 (1954) 329.
13. Jánossy L., Sándor T., Somogyi A., Acta Phys. Acad. Sci. Hungaricae Vol. VI (1957) 455.
14. Zacepin G. T., Dissertacija, Moskva 1950.

ФОТОНОВЫЙ КОМПОНЕНТ ВЕЛИКИХ ЛИВНЕЙ

И. М. ДУБНИНСКИ, И. М. МАСАЛСКИ, Ш. МОКРЫ, А. ОЛЕШ,
И. ПОРЕМБСКИ

Выводы

Измерение переходной кривой было сделано при помощи установки, состоящей из нормального детектора ливней и двух телескопов, причем детектор ливней состоит из трех групп, параллельно соединенных счетчиков. Также и у каждого телескопа по три группы параллельно соединенных счетчиков, при чем у одного телескопа счетчики из латуни, у второго из алюминия. Предельная энергия латунного телескопа (с латунными счетчиками) представляла собой примерно 15 MeV а у алюминиевого телескопа (с алюминиевыми счетчиками) меньше 5 MeV. У каждого телескопа была возможность регистрировать восемь разных видов совпадений. Толщина абсорбера в алюминиевом телескопе колебалась от 0 до 50 мм Pb, а в телескопе из латуни от 0 до 200 мм Pb. Из

мерение проходило на высоте 2636 м над уровнем моря, т. е. на глубине 20,2 каскадных единиц от поверхности атмосферы.

Найденные переходные кривые совпадают с кривыми, полученными измерением в Кркове практически на уровне моря. Отношения фотонов и электронов на переходной кривой нечислится методом, изложенным в труде Milone Phys. Rev. 89, 1952, 680 и в труде Массальского Bull. Acad. Pol. Sci. III, 2, 1954, 335.

Из шестикратных совпадений, т. е. трех групп телескопа и трех групп детектора, для телескопа из латуни мы получили данные: $\Gamma_e = 1$ и для алюминиевого телескопа $\Gamma_e = 0,9$.

В ливнях было найдено большое количество мягких фотонов с энергией меньше 2 MeV. О наличии этих фотонов, подобно как и о наличии проникающих фотонов генерированных в свинце с энергией 2–7 MeV, мы судили по их влиянию на переходную кривую. Кроме того, наличие большого количества мягких фотонов в значительных ливнях подтверждает отсутствие совпадений в верхней или средней группе счетчиков телескопа и при нулевом абсорбере.

Учитывая наличие упоминаемых фотонов малой энергии в значительных ливнях, мы получаем для отношения Γ_e данные больше 1, которые полностью в согласии с теорией электрофотонных каскад.

THE PHOTON-COMPONENT OF EXTENSIVE AIR SHOWERS

J. DUBINSKY, J. M. MASSALSKI, P. MOKRY, A. OLEŚ,
J. PORĘBSKI

Summary

The measurement of the transition curve was done with an apparatus consisting of a detector of extensive air showers and two telescopes. Each telescope had three sets of GM counters, one telescope had brass counters, the other aluminium ones. The threshold energy of the brass telescope was about 15 MeV, that of aluminium telescope was less than 5 MeV. Eight individual types of coincidences were registered in each telescope. The thickness of the lead absorber in the aluminium telescope was changed between 0–50 mm, in the brass telescope between 0–200 mm. The measurements were performed in the height 2636 m above sea level, what is equal to the depth of 20,2 cascade units from the top of the atmosphere. The ratio of photons to electrons p/e was rated from the transition curves with methods which are described in the articles of Milone Phys. Rev. 87 (1952) 680 and Massalski Bull. Acad. Pol. Sci III, 2 (1954) 335. The curves we have found corresponding with curves measured in Cracow which is lying practically on the sea level.

From sixfold coincidences that means the coincidences of three sets of telescope we have found the ratio $p/e = 1$, for the brass telescope and the ratio $p/e = 0,9$ for the aluminium one.

We have found a great number of low energy photons with the energy smaller than 2 MeV. We conclude on such photons so as on penetrating photons generated in lead from their influence upon the transition curve. Besides this the mission of coincidences by the upper or middle set of telescope even under zero thickness of absorber proves the existence of a great number of low energy photons in extensive air showers.