

FOTONOVÁ ZLOZKA ROZSIAHLÝCH SPRŠOK

J. DUBINSKÝ, J. M. MASSALSKI, P. MORRIS, A. OLEŠ, J. PORĘBSKI
 Laboratórium fyziky SAV, Ústav pre jadrový výskum, oddelenie kozmického žiarenia
 PAN v Krakove, Fyzikálny ústav ČSAV v Prahe, Ústav všeobecnej fyziky Akadémie
 bantcko-hutníckej v Krakove

1. 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 rozpadajú 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. Štandardným fotónovej zložky stretá sa s veľkými ťažkosťami spojenými

1. s malou efektívnosťou registrácie fotónov GM počítačmi,
2. s nemožnosťou použiť pri pokusoch korelované hodnoskopy, 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 práce pri použití tých istých metód výpočtu sú identické, vyjmúc prácu Bassiho. Dávajú pre pomer f/e hodnotu 0,7. Z jednorozmernej teórie elektrónovo-fotónových kaskád vychádza, že fotónova zložka má početnú prevahu nad elektrónov. 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 hodnotu 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 prechodovú krivku elektrónovo-fotónovej zložky, stanoviť pomer f/e , potvrdiť existenciu málkych fotónov, pre ktoré dosahuje absorpčný koeficient minimum (Comptonovo okno), a ich vplyv na prechodovú 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 Milioneho [5/1954], Massalského [6], Babeckého [7]. Uvádzaime ich princípy, pokiaľ sú v ďalšom potrebné, pričom sa pridružujeme pôvodného označenia.

a) V metóde a sú všetky sady detektora prikrýté oloveným absorptorom. Ak hustotu elektrónov dopadajúcu vo veľkej spŕške na absorptor označíme x ,

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

$$R(t) = P_e(t) + f/e P_f(t), \quad (1)$$

prícom $P_e(t)$ a $P_f(t)$ značia pravdepodobnosti, že pod absorptorom bude najmenej jeden elektrón, ak na absorptor dopadne jeden elektrón alebo jeden fotón z energetického spektra, pre ktoré P_e aj P_f boli vyvrátené z teórie. Počty trojnásobných koincidiencií dáva vzorec

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

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 odiaľ ďalej, poznačiac P_e a P_f , dostaneme f/e . Nevýhody tejto metódy sú v ťažkostiach vylúčiť barometrický efekt.

b) V druhej metóde b nie sú prikrýté sady detektora, ale olovený absorptor sa kladie na štvrtú sadu. Počet trojnásobných koincidiencií je daný vzorcom

$$T = \int_0^{\infty} (1 - e^{-sx})^2 Kx^{-\gamma+1} dx = \int_0^{\infty} [\alpha] dx. \quad (3)$$

Počet štvornásobných koincidiencií je daný vzorcom

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

kde rS je plocha štvrtej sady.

Súasnym meraním štvornásobných koincidiencií A a trojnásobných koincidiencií 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 koincidiencií troch sád detektora a *druhej sady teleskopu* sú dané vzorcom

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

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

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

$$C(t) = \int_0^{\infty} [\alpha] [1 - e^{-l/x} P_f(t) r'Sx] e^{-r'Sx} dx \quad (5)$$

Z počtu koincidencei A dostaneme prechodovú krivku R a z počtu antikoincidencei C dostaneme $f/e \cdot P_j$, a ďalej z rozdielu $R - f/e \cdot P_j = P$, získame P_j . Používajúc teoretické hodnoty pre P_j , dostaneme z počtu antikoincidencei pomer f/e . Táto metóda má pred predchádzajúcou tú výhodu, že pri výpočte f/e nemusíme použiť teoretické hodnoty pre P_{e1} ale iba pre P_j . Pokus ukazuje, že už pre nulovú hrúbku absorptóra dostaneme určitý počet antikoincidencei, vyvolaný podružnými efektmi (prechodový efekt v stenách GM počítačov, šikmo dopadajúce častice a fotóny s malou energiou), ktoré nie sú zahrnuté vo vzorcoch (4) a (5). Preto je potrebné normalizovať výsledky meraní tak, aby $C(0) = 0$ pre nulovú hrúbku absorptóra. Pre túto normalizáciu presnosť metódy e je do určitej miery obmedzená.

d) V práci Massalského [6] a Babcockého [7] bola metóda e zlepšená. V metóde d , ktorú sme použili, kladie sa olovený absorptor raz nad sadami teleskopu (poloha I), druhý raz medzi sady teleskopu (poloha II). Pretože pod absorptorom 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 absorptor v polohe II je medzi hornými sadami. Ak je absorptor položený nad sadami, počet koincidencei A dáva nám vzorec (4'), ak však absorptor je medzi hornými sadami, počet koincidencei B dáva vzorec

$$B = \int_0^{\infty} [\lambda] (1 - e^{-P_1 r' r' S x}) dx + \int_0^{\infty} [\lambda] [1 - e^{-P_1 r' r' S x}] [1 - e^{-f/e P_1 r' r' S x}] dx - \int_0^{\infty} [\lambda] [1 - e^{-P_1 r' r' S x}] [1 - e^{-f/e P_1 r' r' S x}] [1 - e^{-P_2 r' r' S x}] dx. \quad (6)$$

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

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

Počty koincidencei B formálne možno vyjadriť podobne ako vo vzorci (4').

$$B = \int_0^{\infty} [\lambda] [1 - e^{-P_1 r' r' S x} - e^{-P_2 r' r' S x}] dx, \quad (7)$$

$$P_2 + f/e P_1 = R, \text{ a } f < f.$$

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

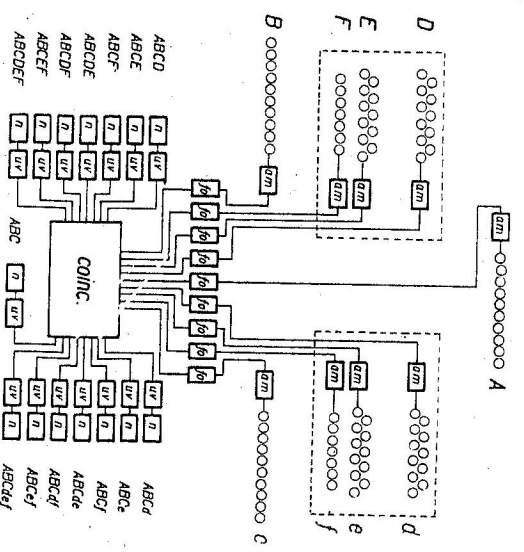
3. Usporiadanie aparatúry pri meraní

Popis meracej aparatúry

Obráz 1 predstavuje blokovú schému aparatúry.

Detektor veľkých spíšok bol zložený z troch sád počítačov s plochou

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



Obr. 1. Blokovaná schéma aparatúry.

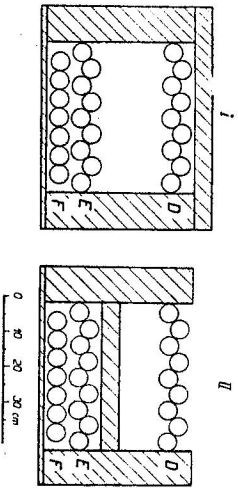
v stenách počítačov. Aby sme sa vyhli opravám na prechodový efekt v stenách počítačov, lebo opravy môžu byť zriedkavé chýb pri výpočte f/e , popri mosadznom teleskope sa súčasne použil teleskop aluminiový, pre ktorý prechodový efekt je takmer bezvýznamný.

Pretože sa v práci [7] dokázalo, že koincidence boli vynechávané hornými sadami, t. j. že v použitej aparatúre bola zapálená iba dolná sada, boli v sade D a E tiež d , e uložené počítače tak, aby medzi nimi nevznikali medzery (obr. 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 absorptóra až do hrúbky 15 cm Pb. Aluminiový teleskop bol postavený podobne, iba s tým rozdielom, že vzdialenosť medzi sadami d a e dovoľovala umiestnenie oloveného absorptóra do hrúbky 5 cm.

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

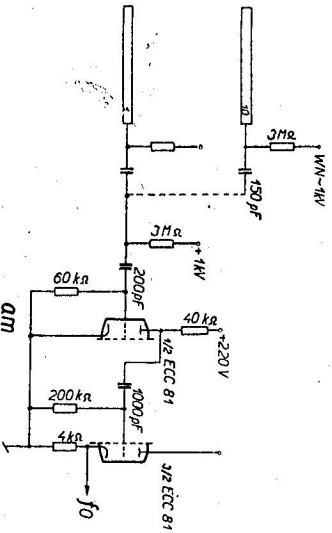
vrstvou olova o hrúbke 1,5 cm. Meranie bolo vykonané v júní až septembri 1956 na Lomnickom štíte. Aparatúra s počítačmi bola umiestnená na terase strechy budovy visitej lanovky. Sady A B C, ako aj oba teleskopy boli v primeraných skrinách (drevených, obitých plechom) o hrúbke stien 1,2 g/cm². Vnútri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



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

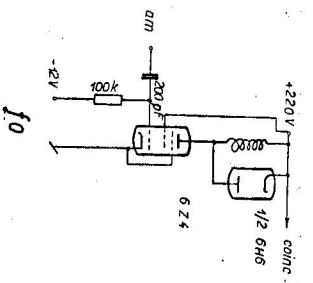
Obrázky 3, 4, 5 a 6 predstavujú jednotlivé elementy aparatúry: 3 zosilňovač spolu s katódovým sledovačom, 4 formujúci systém, 5 koincidenčný systém, 6 jeden element registrujúceho systému.

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-

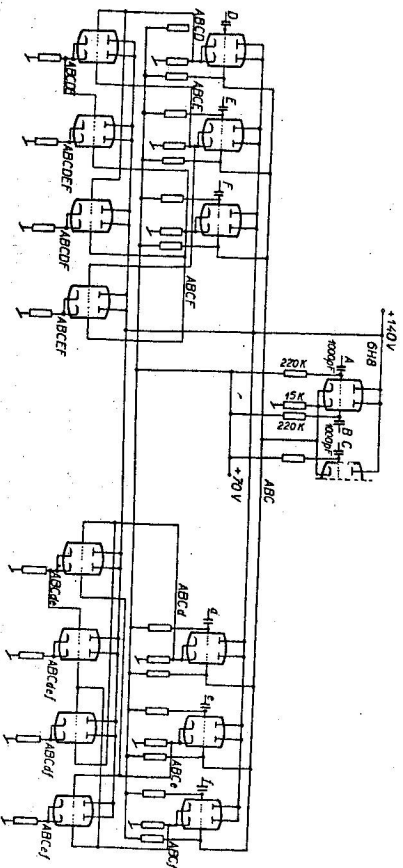


Obr. 3. Zosilňovač s katódovým sledovačom nachádzajúci sa pri každej sade počítačov.

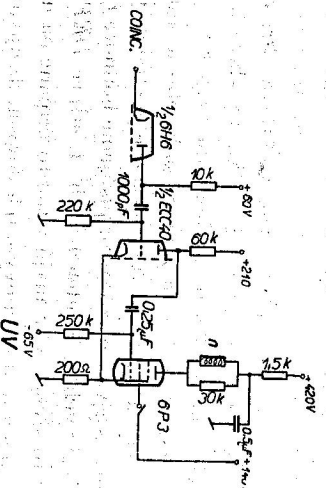
doch formujúcich elektrónok. Sieťové napätie pre koincidenčný systém bolo stabilizované elektrónkovým stabilizátorom. Koincidenčný systém nového typu Rossioho (obr. 5) pre každú z dvoch pozícií absorptóra dovoľoval súčasnú registráciu 15 druhov nasledujúcich koincencií:



Obr. 4. Formujúci systém.



Obr. 5. Koincidenčný systém.



Obr. 6. Jednotka registrujúceho systému.

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

a) v mosadznom teleskope, v ktorom bol absorbtór menený od 0 do 200 mm Pb

TD	TDE	TDd	TDe
TE	TDE	TEd	TEe
TF	TFE	TFd	TFe

b) v alumíniovom teleskope, v ktorom bol absorbtór menený od 0 do 50 mm Pb.

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

a) v mosadznom teleskope, v ktorom bol absorbtór menený od 0 do 150 mm Pb

TDE	TDE	TDE
TDF	TDF	TDF
TEF	TEF	TEF

b) v alumíniovom teleskope, v ktorom bol absorbtór menený od 0 do 50 mm Pb

4. Výsledky merania

4.1. pomer I/e , podľa dolerajších 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 absorbtór 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 I/e a získaná stredná hodnota 0,6. Potom bolo vyrátané b vyrátaný pomer I/e a získaná pom, pričom sa vzala do úvahy hrúbka stien počítačov. Pri výpočte bola použitá prv vyrátaná hodnota pomernu I/e . Tabuľka 3 podáva hodnoty I/e vyrátané zo spomínaných hodnôt R stredná hodnota $I/e = 0,67 \pm 0,1$. Ďalej bol pomer I/e vyrátaný metódou d z meraní mosadzného a alumíniového teleskopu. Tabuľka 4 podáva hodnoty I/e vyrátané metódou d z meraní mosadzným teleskopom. Najväčšiu váhu pripisujeme hodnote $I/e = 1,01 \pm 0,15$ vyrátanej zo šesťnásobných koincidencií (tab. 4, sápec DEF), pretože prenikavé fotóny z Comptonovho okna majú v tomto prípade na meranie najmenší vplyv. Z meraní metódou d alumíniovým teleskopom dostávame pre pomer I/e strednú hodnotu 0,90.

Tabuľka 1

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

t 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	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	0,446	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	3543	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

t 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

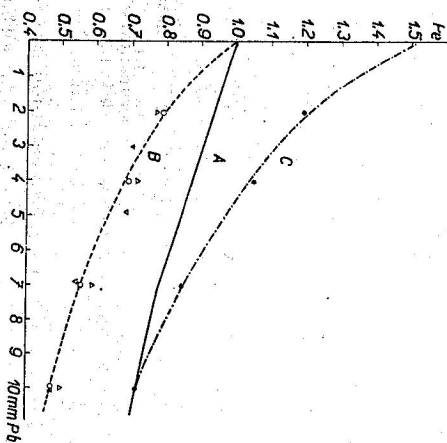
Tabuľka 4

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

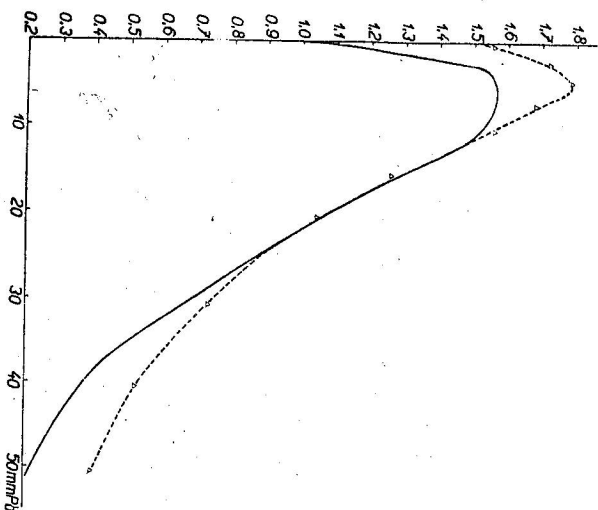
4.2. Fotóny s malou energiou vo vzduchu

a) Pribeh krivky P_e . Uvedené výsledky ukazujú, že sa metódou d získavajú väčšie hodnoty než metódou b. Okrem toho metódou d dostávame hodnoty $P_e = R - f/eP_f$. Pribeh krivky P_e získanej z merania je oveľa strmší než pribeh 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 sčítaním krivky B s krivkou A v bode odpovedajúcom 10 mm Pb.

byť zapríčinený tým, že energetické spektrum fotónov a elektrónov vo veľkých spríškach je značne rozdielne od spektra predpokladaného Arleyom. Priebel experimentálnej krivky P_e môžeme vyladiť 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 aluminiových počítáčov neregistruje viacej než sada s mosadznými počítacími, svedčí skôr o prítomnosti fotónov malej energie. Dá sa očakávať, že pre fotóny v spríske s menšou energiou ako kritickou nastáva ďalšie zmenšovanie energie, a to čiastočne procesom kaskádovým a čiastočne Comptonovým efektom, pričom tento efekt nezmenšuje počet fotónov v spríske. Tieto fotóny strácajú svoju energiu, prechádzajú do oblasti energie okolo sto KeV a až potom sa fotóny o tejto energii strácajú zo spríske 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. Čiarokovane je vyznačená krivka získaná experimentálne. Prie vyznačená je Arleyho krivka vytášaná 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 priebelu 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 H_e pre koincidencie (DEF) vynásobených číslom 1,5, pričom sa začiatok tejto krivky kryje so začiatkom krivky C (z obr. 7); b) krivku Arleyho vytášanú 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 dost 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 nezhody experimentálnej 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 $\frac{F - EF}{EF} \cdot 100\%$, ako i $\frac{DF - DEF}{DEF} \cdot 100\%$ dávajú vynechávanie

sady E v percentách, prípadne koincidencie, ktoré zaregistrovala sada F alebo teleskop DF . Tabuľka 5 podáva týmto spôsobom vytášané vynechávacie 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 síkmo na sadu D tak, že by obchádzali sadu E , ani rozptylom v stene oloveného absorbátora, zapalujúce sadu F . Vynechávanie sady E , keď koincidencie sú registrované sadou F , môže byť vyvolané čiastočne kaskádovými efektmi v stenách počítáčov oddelujúcich činný objem počítáčov v sade E a F . Merania s počítacími aluminiovými vykazujú analogické vynechávanie, hoci prechodový efekt v stenách počítáčov možno v tomto prípade zanedbať. Podľa toho možno prijať, že nemožno vynechávanie sady E vyladiť kaskádovými efektmi v stenách počítáčov. Vynechávanie sady E možno vysvetliť prítomnosťou veľkého počtu fotónov s malou energiou. Elektróny sú registrované počítacími, iba ak ich energia je väčšia ako určitá energia, tzv. prahová. Táto je rádu 3 MeV pre jednu sadu mosadzných počítáčov. Pre fotóny je prahová energia blízko nuly a pre-

Tabulka 5

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

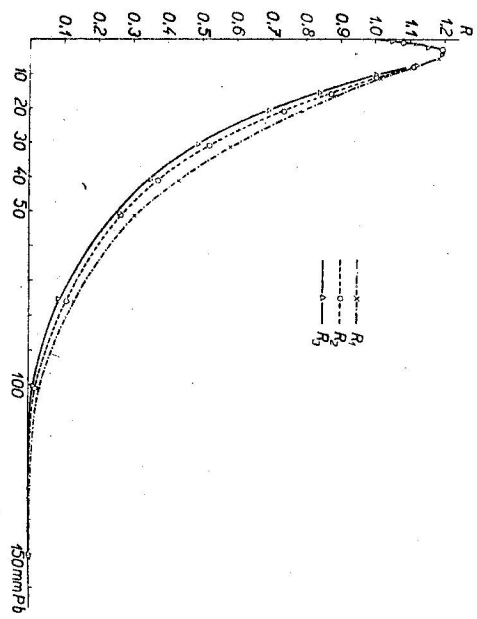
mm Pb	$\frac{E - EF}{EF}$	$\frac{DE - DEF}{DEF}$
0	7,4	4,5
2	5,3	4,5
4	4,6	3,5
7	4,6	3,5
10	7,7	4,3
15	11,5	7,5
20	15,5	8,2
30	16,5	8,4
40	21,7	11,5
50	18,6	6,7
75	32,7	9,1
100	40	18
150	32	10

kryvá 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 koincidencií sadou E v štvorsadovom teleskope, a teda registrovaných jednou, dvoma alebo tromi 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 tromi sadami teleskopu, dá sa vyložiť iba za predpokladu veľkého počtu fotónov dopadajúcich na sadu.

4.3. Fotóny malej energie vznikajúce v olove

Vynechávanie sady E , keď sú koincidencie registrované iba sadou F alebo teleskopom DE , rastie s rastúcou hrúbkou absorptora. 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 prechode elektrónovo-fotónovej zložky veľkých sprísk cez olovo. Vplyv týchto fotónov na priebeh krivky môžeme odhadnúť pomocou veličín, ktoré boli zavedené v práci J. Babeckého [7], a to R_1 , R_2 , R_3 a \bar{R}_1 , \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 absorptore pri prechode elektrónovo-fotónovej zložky. Pre malú účinnosť registrácie e sú fotóny registrované predovšetkým v jednotlivých sadách. Skutočnosť, že sada E vynecháva koincidencie registrované ostávajúcimi 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 koincidenciách. To je možné iba vtedy, keď v čase koincidencií T prechádza sadami teleskopu pod absorptorom väčší počet fotónov.

Zhodne so vzorcami (4') a (7)

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

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 absorptora od 0—20 mm Pb.

Pre hrúbky väčšie nastávajú miesto toho vzťahy

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

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

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

$$\frac{R_1 - R_2}{\varepsilon} \approx \frac{\bar{R}_2 - R_3}{\varepsilon} \quad (9)$$

dávajú počty mäkkých fotónov pripadajúcich na jeden elektrón nad absorbátorom. Dalej;

$$\frac{R_1 - R_2}{\varepsilon R_2} \approx \frac{\bar{R}_2 - R_3}{\varepsilon R_3} \quad (10)$$

Tabuľka 6

mm Pb	$DEF_{II} - DEF_{II}$	$DEF_{II} - DEF_{II}$
	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. Vzorce (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

Vynechávame koincidencii jednotlivými sadami teleskopu a priebeh experimentálnej krivky P , svedčia o prítomnosti veľkého počtu fotónov s malou energiou vo veľkých sprškách, ktoré sú registrované jednotlivými sadami, ako aj koincidenciami v meraniach teleskopom. Prítomnosť týchto fotónov môže byť príčinou malých hodnôt f/e , nájdených jednotlivými autormi v predchádzajúcich prácach. Problém fotónov malej energie je dôležitý pri meraniach pomeru f/e a priestorového rozloženia fotónov a elektrónov v sprške. Potrebne 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 sprškách, o ktorých sme uvažovali, dostávame pre pomer f/e hod-

notu 1,5. Použitá aparátúra registrovala veľké spršky v určitej strednej vzdialenosti od jadra, t. j. vo vzdialenosti asi $1/3$ radiálnej 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 jednotrozmernej kaskádovej teórie;

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

Vykonal sme približný výpočet strednej energie primárnych častíc vytvárajúcich elektrónovo-fotónové kaskády. Dalej určíme hodnoty charakterizujúce kaskády pre nadmorskú výšku Krakova a Lomnického štítu.

Nadmorská výška v m	Vzdialenosť od vrchu atmosféry v kaskád. jednot.	Parameter rozvoja kaskády s	Energia primárnej častice
Krákov 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 kritičkej 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 spršky vychádza pre pomer celkového počtu fotónov a elektrónov (pri prahovej energii rovnjej kritičkej 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 mosadznú 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 $f/e = 3$ (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.

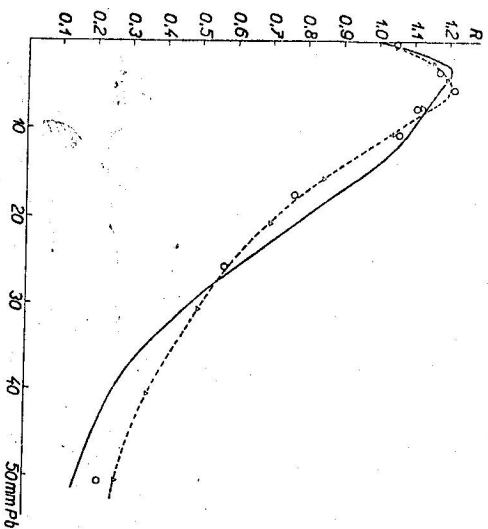
Ak chceme porovnať experimentálne výsledky pre nadmorskú výšku Krakova a Lomnického štítu s teóriou, musíme priradiť jednak na zmenu celkového pomeru f/e (1,38 a 1,43) podľa teórie Jánossy—Messela, ako aj naznamenu priestorového rozloženia. Pre väčšie hĺbky v atmosfére predpovedá teória

ďalšie presunutie fotónov na perifériu spršky (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

Obráz 10 predstavuje priechodové krivky R_1 a R_2 získané z meraní na Lomnickom štíte a z meraní skupiny pracovníkov v Krakove [7]. R_4 bola vyčítaná podľa Arleyho teórie pre $f/e = 0,7$. Z obrázu 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 $R_1 < R_2$ (R_4 podľa Arleyho), čo svedčí o tom, že Arleyho krivka sa nekryje s krivkami získanými experimentálne pre veľké hrúbky absorptóra. Túto nezhodu nevysvetľuje prítomnosť prenikavých fotónov z Comptonovho okna (ktoré Arley nebral do úvahy pri svojich výpočtoch), pretože tieto fotóny nemajú vplyv na prebeh R_2 . Ak priblížime k ostatným úvahám v tejto práci (metóda d), k tým, z ktorých vychádza, že počítanky 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 Δ . Rho vyznačená krivka bola vyčítaná podľa Arleyho teórie.

+ prírastok fotónov malej energie, nachádzajúcich sa vo veľkých sprškách, stane sa nezhoda R_1 a R_2 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 absorptórom 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 častíc pod oloveným absorptórom. Problém spektra hustoty a problém fotónov malej energie vyskytujúci sa vo veľkých sprškách vo vzduchu sú témou ďalších prác krakovskej skupiny, pracujúcej s počítačovým hodnoskopom.

Našu štúdiu končíme milým poďakovaním prof. dr. M. Miesowiczovi za starostlivosť o výskum a za jeho cenné pripomienky. Ďalej prof. dr. V. Petrzilkovi, členovi korešpondantov ČSAV za podobnú starostlivosť, PAU, ČSAV a SAV za financovanie práce, vedecko-technickým pracovníkom PBJ v Krakove za technickú pomoc.

LITERATÚRA

1. Dobrotin N. A., Zaerpin G. T., Nikolskij S. I., Hristansen G. B., Nuovo Cim. (1956) 635.
2. Greisen K., Progress in Cosmic Ray Physics, Edited by J. G. Wilson Amsterdam 1956, 3. Bassi P., Bianchi A. M., Manduchi C., Nuovo Cim. 9 (1952) 358.
4. Millar C., Nuovo Cim. 8 (1951) 278.
5. Milone C., Phys. Rev. 87 (1952) 680.
6. Nuovo Cim. 10 (1953) 1126; Nuovo Cim. 11 (1954) 241.
6. Massalski J. M., Bull. Acad. Pol. Sci. Cl. III. 2 (1954) 235.
7. Barbecki 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., Cortellessa G., Querzoli 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. Zaerpin G. T., Dissertacija, Moskva 1950.

ФОТОНОВЫЙ КОМПОНЕНТ ВЕЛИКИХ ЛИВНЕЙ

Я. Н. ДУБИНСКИ, И. М. МАСАЛСКИ, П. МОКРЫ, А. ОЛЕШ,
И. ПОРЕМБСКИ

ВЫВОДЫ

Измерение переходной кривой было сделано при помощи установок, 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. Предельная энергия ливневых телескопа (с лагунами) у второго из альюминия. Предельная энергия ливневых телескопа (с лагунами) с четчиками) представляла собой примерно 15 MeV у каждого телескопа была возможность регистрировать восемь равных видов солнечных. Плотная абсорбера в альюминиевом телескопе колебалась от 0 до 50 мм Pb, а в телескопе из лагуны от 0 до 200 мм Pb. Из-

морские проходили 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 Гродноке притягивости на уровне моря. Отмечены фотоны и электроны на переходной кривой нечисленно методом, изложенным в труде *Milone Phys. Rev.* 89, 1952, 680 и в труде *Massalski 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 значения: $p/e = 1$ и для алюминниевового телескопа — $p/e = 0,9$.

В данных было найдено большое количество мелких фотонов с энергией меньше 2 MeV. О наличии этих фотонов, подобно как и о наличии проникающих фотонов геле-кривую. Кроме того, наличие большого количества мелких фотонов в значительную часть подтверждается отсутствием совпадающих в верхней или средней группе счетчиков телескопа и при нулевом поглощении.

Учитывая наличие Улохнинских фотонов малой энергии в значительных количествах, мы получили для отношения p/e данные больше 1, которые полностью в согласии с теорией элементарных частиц.

THE PHOTON-COMPONENT OF EXTENSIVE AIR SHOWERS

J. DUBINSKY, J. M. MASSALSKI, P. MOKRY, A. OLES,
J. PORZYBSKI

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 aluminum ones. The threshold energy of the brass telescope was about 15 MeV, that of aluminum telescope was less than 5 MeV. Eight individual types of coincidences were registered in each telescope. The thickness of the lead absorber in the aluminum telescope was 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 aluminum 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 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.