MERANIE ZENITÁLNEJ ZÁVISLOSTI ROZSIAHLYCH SPŔŠOK KOZMICKÉHO ŽIARENIA METÓDOU POČÍTAČOVÝCH TELESKOPOV

PAVEL CHALOUPKA, Praha

1. Úvod

Zenitálna závislosť rozsiahlych spŕšok KŽ nám poskytuje cenné informácie jednak o priebehu absorpcie spŕšok v atmosfére, jednak o celom kaskádnom rozvoji spŕšok. Až dodnes bola táto závislosť meraná výlučne Wilsonovými hmlovými komorami [1], [2], a to tak, že sa priamo meral smer častíc spŕšky vo Wilsonovej komore. Avšak preto, že účinná plocha Wilsonovej komory je pomerne malá (rádu stoviek cm^2), možno týmto spôsobom premerať len najhustejšie partie rozsiahlej spŕšky (hustoty $\sim$ 100 častíc na m^2), teda len okolie jadra spŕšky.

Z doterajších prác vyplýva [2], že v týchto častiach je závislosť počtu spŕškových častíc N od zenitového uhla ϑ daná vzorcom

$$N = k \, . \cos^n \vartheta, \tag{1}$$

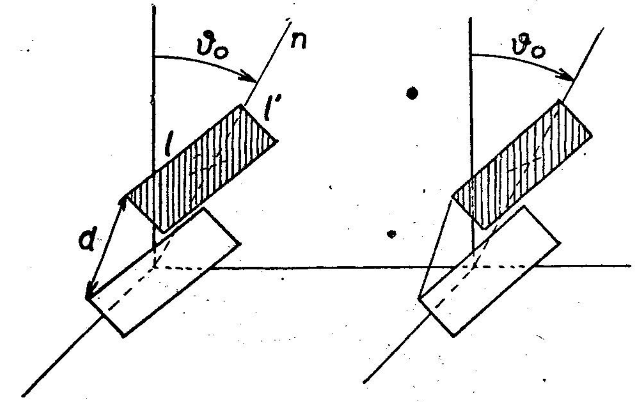
kde n má hodnotu $\sim$ 8. Hodnota tohto exponentu však klesá so zmenšovaním hustoty. n závisí jednak od celkovej energie spŕšky (t. j. od celkového počtu častíc v spŕške), jednak od vzdialenosti od jadra spŕšky.

2. Experimentálne usporiadanie

Účelom nášho merania bolo zistiť smerové rozloženie častíc v okrajových častiach spŕšky. Pretože tu je hustota častíc už značne malá, nemožno použiť Wilsonovu komoru, a preto sme indikovali spŕšky koincidenciou dvoch počítačových teleskopov, vzdialených od seba 7 m. Každý z teleskopov sa skladal z dvoch rovnobežných radov Geiger—Müllerových počítačov. V každom rade boli tri počítače o rozmeroch Φ 45 mm, dĺžka 600 mm a jeden Φ 40 mm, dĺžka 600 mm. Vzdialenosť medzi radmi bola $d = 540$ mm. Merali sme štvornásobné koincidencie všetkých radov oboch teleskopov. Teleskopy boli orientované do rovnakého smeru a merali sme pod zenitovým uhlom 0°; 22,5°; 45°; 67,5°; 90° v severojužnej a východozápadnej rovine. Aby sme vylúčili vplyv asymetrie rozsiahlych spŕšok, spôsobenej zemským magnetickým poľom [3], brali sme stred z hodnôt nameraných pri všetkých štyroch orientáciách vzhľadom na magnetický meridián. Meranie sme vykonali na vrchole Lomnického štítu (48° N geomagnetickej šírky, 2634 m n. m.) v lete r. 1954. Vzhľadom na intenzitu KŽ na tomto mieste počet náhodných koincidencií je zanedbateľne malý (pod 1 %).

3. Teória počítačových teleskopov

Majme dva teleskopy, slúžiace na indikáciu rozsiahlych spŕšok, každý z nich nech sa skladá z dvoch radov počítačov o účinnej ploche ll' (obr. 1). Plochy nech sú od seba oddelené medzerou d. Normála k rovine teleskopov nech



Obr. 1.

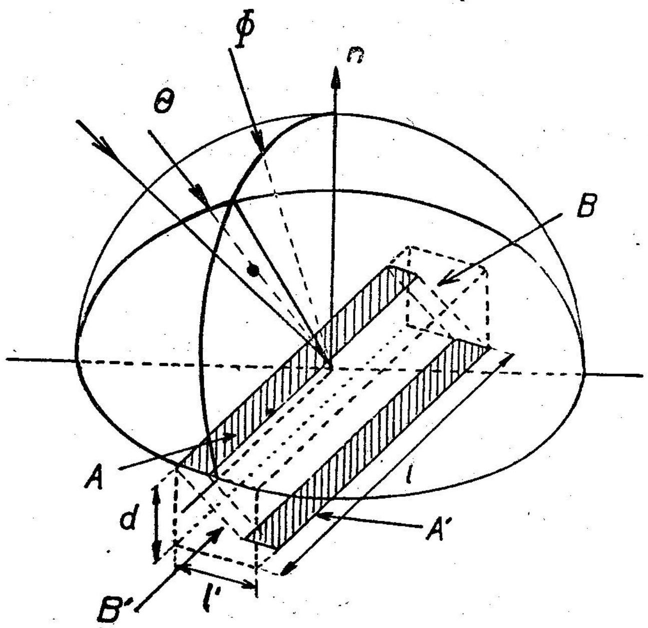
zviera so zenitom uhol ϑ_0. Dvojnásobná koincidencia oboch radov jedného teleskopu môže byť spôsobená buď prechodom jednej častice, prichádzajúcej zo smeru, nachádzajúceho sa v priestorovom uhle, vymedzenom teleskopom, alebo aspoň dvoma časticami, prichádzajúcimi z ľubovoľného iného smeru. Koincidencie spôsobené časticami prichádzajúcimi zo smeru, ktorý leží v priestorovom uhle, voláme v ďalšom pravé, ostatné koincidencie voláme nepravé. Aby sme mohli vykonať odhad pravých koincidencií, urobme túto úvahu: nech prichádza na oba teleskopy spŕška zo smeru, definovaného uhlami Φ a Θ (pozri obr. 2). Ak má prejsť jediná častica z tohto smeru oboma sadami, musí prejsť v hornej sade plochou A. Ak teda prichádza spŕška zo smeru (Φ, Θ), môže nastať (pravá) koincidencia len v týchto prípadoch:

1. V oboch teleskopoch prejde aspoň jedna častica plochou A. Minimálny počet častíc, potrebný pre indikáciu spŕšky, je dve.

2. Jeden z teleskopov je zasiahnutý do plochy A aspoň jednou časticou. Druhý teleskop je zasiahnutý do plochy B a B', ale nie do A. Minimálny počet častíc sa rovná trom.

3. V každej sade každého teleskopu je zasiahnutá plocha B a B' aspoň jednou časticou, ale ani plocha A, ani plocha A' nie je zasiahnutá. Minimálny počet častíc je rovný štyrom.

Projekciu plochy A do smeru, (Φ, Θ) si označíme $f_A(\Phi, \Theta)$, projekciu plochy B symbolom $f_B(\Phi, \Theta)$. Potom pravdepodobnosť pre to, že spŕška, ktorá má



Obr. 2.

v miestach teleskopov hustotu ϱ, spôsobí pravú koincidenciu, je daná vzorcom

$$P = (1 - e^{-\varrho f_A})^2 + (1 - e^{-\varrho f_B})^4 e^{-2\varrho f_A} + 2(1 - e^{-\varrho f_A})(1 - e^{-\varrho f_B})^2 e^{-\varrho f_A}. \quad (2)$$

Pri odvodení tohto výrazu sme použili bežné vzorce pre pravdepodobnosť zásahu plochy časticou [4].

Vzhľadom na to, že do miesta teleskopov prichádzajú spŕšky o rôznych hustotách, musíme výraz (2) integrovať cez všetky možné hustoty. Hustotné spektrum spŕšok je dané vzorcom [5]:

$$N(\varrho) = B\varrho^{-\gamma} \quad (3)$$

kde $N(\varrho)$ je počet spŕšok, ktoré jednotkovou plochou prejdú s hustotou $> \varrho$. B je konštanta, ktorá pri hladine mora má hodnotu 620 m^{-2} hod^{-1}, ϱ je hustota

a γ je konštanta, ktorej hodnota $\in \langle 1;2 \rangle$ závisí od nadmorskej výšky. Z určitého smeru dostaneme teda $N(\Phi, \Theta)$ pravých koincidencií:

$$N(\Phi, \Theta) = K \int_0^\infty \frac{(1 - e^{-\varrho f_A})^2}{\varrho^{\gamma+1}} d\varrho + 2K \int_0^\infty \frac{(1 - e^{-\varrho f_B})^2 (1 - e^{-\varrho f_A}) e^{-\varrho f_A}}{\varrho^{\gamma+1}} d\varrho +$$
$$+ K \int_0^\infty \frac{(1 - e^{-\varrho f_B})^4 e^{-2\varrho f_A}}{\varrho^{\gamma+1}} d\varrho. \quad (4)$$

Konštantu K si určíme takto: zenitová závislosť je daná vzorcom (1). Teda platí:

$$B = 2\pi k \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^n \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = \frac{2\pi k}{n+1}. \quad (5)$$

Rovnicou (5) je určené k. Platí však [6]

$$K = k\gamma = \gamma \frac{B(n+1)}{2\pi}. \quad (6)$$

Všetky tri integrály v rovnici (4) existujú a postupne sa rovnajú:

$$\int_0^\infty \frac{(1 - e^{-\varrho f_A})^2}{\varrho^{\gamma+1}} d\varrho = f_A^\gamma . \frac{2\Gamma(\gamma - 1)}{\gamma(\gamma - 1)} (2^{\gamma-1} - 1), \quad (7a)$$

$$\int_0^\infty \frac{(1 - e^{-\varrho f_B})^2 (1 - e^{-\varrho f_A}) e^{-\varrho f_A}}{\varrho^{\gamma+1}} d\varrho = \frac{\Gamma(\gamma - 1)}{\gamma(\gamma - 1)} \{f_A^\gamma - 2(f_A + f_B)^\gamma +$$
$$+ (f_A + 2f_B)^\gamma - (2f_A)^\gamma + 2(2f_A + f_B)^\gamma - (2f_A + 2f_B)^\gamma\}, \quad (7b)$$

$$\int_0^\infty \frac{(1 - e^{-\varrho f_B})^4 e^{-2\varrho f_A}}{\varrho^{\gamma+1}} d\varrho = \frac{\Gamma(\gamma - 1)}{\gamma(\gamma - 1)} \{(2f_A)^\gamma - 4(2f_A + f_B)^\gamma -$$
$$- 6(2f_A + 2f_B)^\gamma - 4(2f_A + 3f_B)^\gamma + (2f_A + 4f_B)^\gamma\} \quad (7c)$$

Teda je:

$$N(\Phi, \Theta) = \frac{B(n + 1)\Gamma(\gamma - 1)}{\pi(\gamma - 1)} \{2f^\gamma(2^\gamma - 1) - 2(2f + f_B)^\gamma + (f + f_B)^\gamma (2^{\gamma-1} - 1)\}, \quad (8)$$

kde $f = f_A + f_B$.

Nepravé koincidencie môžu byť spôsobené najmenej štyrmi časticami. Ak označíme projekciu plochy ll' do smeru, z ktorého tieto častice prichádzajú f', počet nepravých koincidencií z tohto smeru je daný výrazom

$$N'(\Phi, \Theta) = \frac{B(n + 1)\Gamma(\gamma - 1)}{\pi(\gamma - 1)} \left\{3 . 2^\gamma + \frac{4^\gamma}{2} - 2 - 2 . 3^\gamma\right\} . f'^\gamma, \quad (9)$$

Podľa obr. 2 máme:

$$\left.\begin{aligned} f' &= ll' \cos\Theta \cos\Phi, \\ f &= ll' \cos\Theta \cos\Phi, \\ f_B &= ll' \cos\Phi(K \operatorname{tg}\Phi + K' \sin\Theta - KK' \operatorname{tg}\Theta \operatorname{tg}\Phi), \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

kde $K = \frac{d}{e}$ a $K' = \frac{d}{l'}$.

Tieto integrály boli vypočítané numericky za predpokladu, že $\gamma = 1{,}5$ a že $n = 6$ (ako vyplýva z práce [2]), alebo $n = 1{,}5$ (závislosť celkovej intenzity). Pri výpočte nepravých koincidencií bola braná korekcia na hrúbku počítačov. Pred numerickou integráciou bolo treba transformovať systém zenitových súradníc na nové súradnice (Φ, Θ) pomocou vzorca

$$\cos\vartheta = \cos\Phi \cos(\vartheta_0 - \Theta), \quad (11)$$

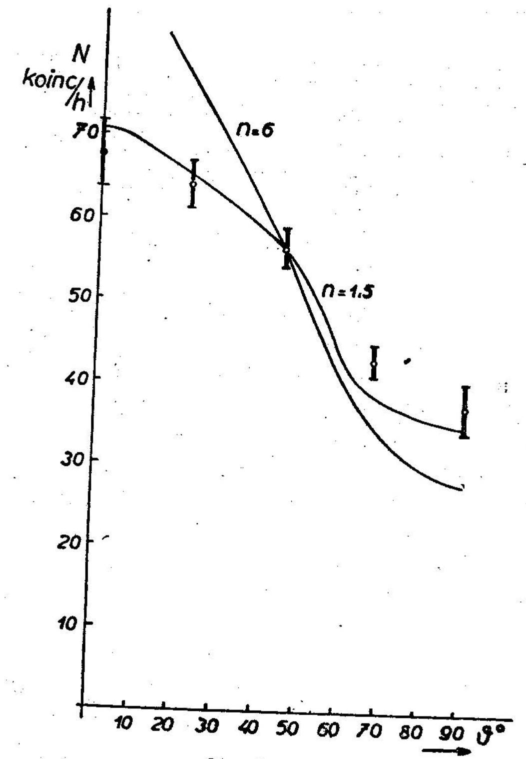
ktorý bezprostredne vyplýva zo vzorcov sférickej trigonometrie.

4. Diskusia výsledkov a záver

V grafe (obr. 3) sú vynesené jednak vypočítané hodnoty pre počet koincidencií v závislosti od zenitového uhla ϑ (pri $n = 6$ a $n = 1{,}5$), jednak namerané hodnoty. Všetky údaje sú normalizované pre $\vartheta_0 = 45°$. Konštantu B, ktorá bola určená pre hladinu mora, bolo treba zvýšiť na šesťnásobok, aby sa pri $\vartheta_0 = 45°$ dosiahla zhoda výpočtu s experimentom. Počet spŕšok je na Lomnickom štíte asi 6-krát väčší ako pri hladine mora, čo je v dobrom súhlase s doterajšími výsledkami merania výškovej závislosti rozsiahlych spŕšok KŽ [6]. Z grafu vidieť, že v porovnaní s krivkou, zodpovedajúcou $n = 6$ je zenitová závislosť rozsiahlych spŕšok pri malých hustotách (~ 10 častíc/m^2) značne menej strmá. Zrejme sa už blíži uhlovému rozloženiu celkovej intenzity kozmického žiarenia ($n = 2$), aj keď štatistické chyby nedovoľujú stanoviť hodnotu n presnejšie. Je pochopiteľné, že pri malých hustotách (partie na okraji spŕšky) dôjde k zníženiu exponentu n, pretože tam už je energia meraných častíc nižšia ako v blízkosti jadra spŕšky. Napriek tomu však je hodnota 1, 5 asi príliš nízka a nie je vylúčené, že pri meraní s väčšou štatistickou presnosťou by sme získali hodnotu oniečo väčšiu. Z tohto dôvodu budeme hodnotu n tohto roku merať ešte raz. Pretože je zaujímavé zistiť, ako rýchle n rastie s rastúcou hustotou ϱ, premeriame v tomto roku aj túto závislosť.

Záverom by som chcel poďakovať predovšetkým dr. L. Tomáškovej z Fyzikálneho ústavu ČSAV v Prahe, ktorá mi obetave pomáhala pri meraní. Ďalej som zaviazaný vďakou Štátnemu hydrometeorologickému ústavu za

to, že mi tieto merania umožnil. Moja vďaka patrí aj všetkým pracovníkom z Lomnického štítu, najmä A. Mrkosovi a pracovníkom hvezdárne na Skalnatom plese.



Obr. 3.

Za zhotovenie konštrukcie prístroja ďakujem konštrukčnej skupine Fyzikálneho ústavu ČSAV, vedenej inž. Brojom a zamestnancom mechanickej dielne, najmä S. Krumlovi.

Došlo 20. V. 1955.

Fyzikálny ústav
Československej akadémie vied, Praha

LITERATÚRA

1. Heisenberg W., Vorträge über Kosmische Strahlung, Springer — Berlin, 1953, str. 430. 2. Hazen W. E., Williams R. W., Randall C. A., Phys. Rev. 93 (1954), 578. 3. Chaloupka P., Čs. čas. fys. 4 (1954), 612. 4. Dobrotin N. A. et al., UFN 49 (1953); 185. 5. Hodson A. L., Proc. Phys. Soc. A. 66 (1953), 49. 6. Heisenberg W., pozri [1], str. 429.