

Rivelazione della luce di Čerenkov
da Sciami Estesi della Radiazione Cosmica.*

G. G. C. Palumbo.

* Note da seminari tenuti presso il T.E.S.R.F. LAB.
nel 1969 - 1970.

Sommario

Scopo della presente nota è di riassumere i principi fisici delle formule empiriche e i dati sperimentali più significativi sulla emissione di luce Čerenkov coerente, nella zona del visibile, dalle particelle del disco di una Sciuma Estesa Atmosferica (EAS) della Radiazione Cosmica. Dopo un breve riassunto del fenomeno di emissione della luce per effetto Čerenkov si calcola la quantità di energia perduta per radiazione Čerenkov da una part. in vari mezzi e da un EAS nell'atmosfera. Vengono poi analizzati i montaggi e gli smontaggi della rivelazione di un EAS in luce Čerenkov.

Si presenta una teoria elementare di emissione e si stima il raggio del "pool" di radiazione. Analizzando i vari sistemi di rivelazione della luce si paragona l'emissione Čerenkov con altri possibili processi; si analizzano sistemi composti di contatori singoli o in coincidenze multiple. Vengono stimati i conteggi e le efficienze relative. Si analizzano poi vari dati sperimentali e si paragonano con le previsioni teoriche per la distribuzione laterale della luce e sul punto di origine dell'emissione nell'atmosfera. Si conclude con alcune considerazioni di carattere pratico e climatiche.

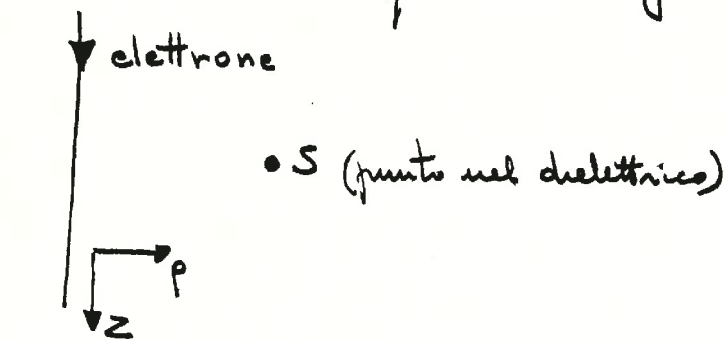
Nota:

In questo lavoro non si considerano altri fenomeni di "tipo Čerenkov" come la radio-emissione da EAS, la luce di fluorescenza o la scintillazione nell'atmosfera. Neppure vengono considerate tecniche particolari quali: gli intensificatori di immagini, i ruidi di fotomoltiplicatori etc. Né vengono analizzate le caratteristiche delle emissioni Čerenkov nell'infrarosso e nell'ultravioletto. Per alcuni di questi argomenti, per cui val la pena di considerarli in dettaglio, ci si propone di analizzare le proprietà altral

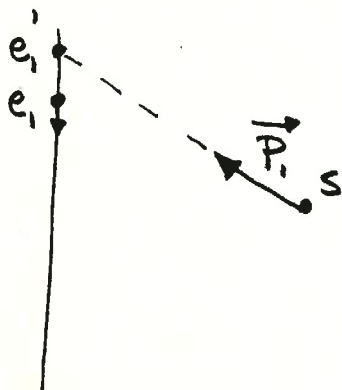
1. Radiazione di Čerenkov.

1.1. Principi fisici:

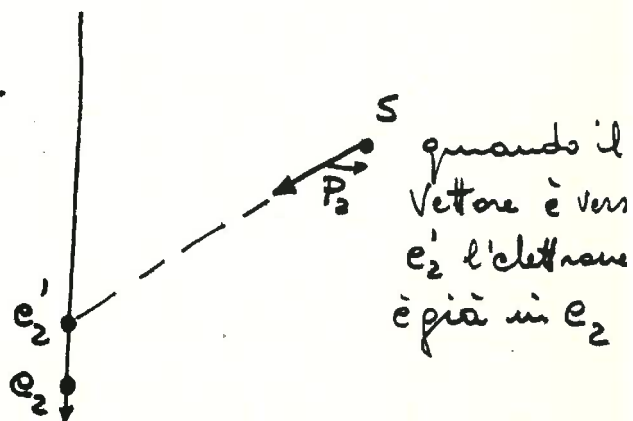
Quando una particella carica attraversa un dielettrico ad una velocità maggiore della velocità di fase della luce nel dielettrico la particella impone una polarizzazione transiente nel mezzo che risulta nella emissione di radiazione coerente da regioni intorno alla traccia della particella (onda d'urto ottica). Tale radiazione prende il nome di radiazione di Čerenkov (C^V). Scoperto sperimentalmente da Čerenkov [1934] e studiato teoricamente da Frank e Tamm [1937] l'effetto è sommarig) brevemente in quanto segue.



Quando l'elettrone si muove lungo la sua traiettoria nel punto S avrà luogo quanto segue

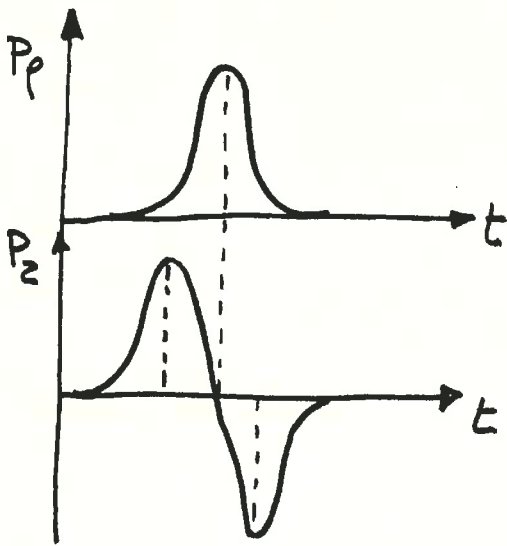


il vettore polarizzazione è orientato verso e_1 quando l'elettrone è in e_1 a causa del potenziale ritardato



quando il vettore è verso e_2 l'elettrone è già in e_2

Risolviendo \vec{P} in P_p e P_z e plottando in funzione del tempo t si ottiene la variazione temporale di \vec{P} .



Radialmente: nessun contributo nei punti lontani della traccia. Assolutamente simmetrico il campo distante $\equiv 0$

Contributo positivo. Longitudinalmente ha la derivata prima di una funzione

★

Conseguenze della dissimmetria $P_z - t$:

1) Si ha un campo di dipolo costante. Ci si aspetta un fattore $\sin^2 \theta$ (dove θ è l'angolo fra orientazione e traiettoria)

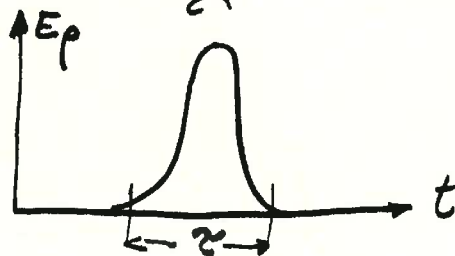
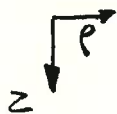


2) L'analisi di Fourier di una doppia funzione δ dà uno spettro continuo del tipo $\omega d\omega$

[richiamo $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu = \text{frequenza radiale}; \lambda\nu = c$]

Ci si aspetta più radiazione per ω maggiori.

★ Nel caso della bremsstrahlung si avrebbe



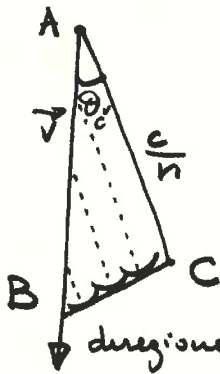
Con una costruzione di Huygens si ottiene il fronte d'onda per sviluppo dei contributi dei vari punti.

Se n = indice di rifrazione del dielettrico

v = velocità della particella

$\frac{c}{n}$ = velocità di fase della luce emessa

$\beta = \frac{v}{c}$; c = velocità della luce nel vuoto



Se $\beta n > 1$ si è emissione di luce (fronte d'onda lungo BC) Effetto C^v.

Perché si sia coerente dovrà essere

$$\cos \theta_c = \frac{c/n}{v} = \frac{c/n}{\beta c} = \frac{1}{\beta n}$$

Se $\beta = 1$ (caso relativistico)

$$\cos \theta_{c \max} = \frac{1}{n} \quad \text{i.e.} \quad \theta_{c \max} = \cos^{-1} \frac{1}{n}$$

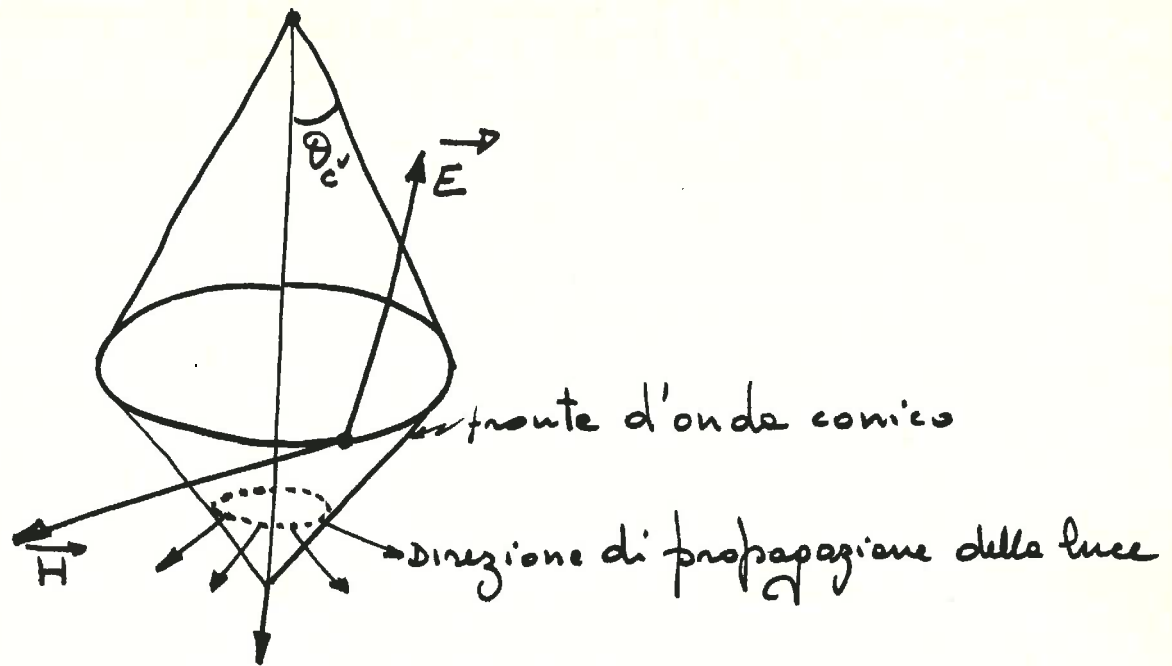
e.g. In aria per elettroni con $\beta = 1$

$$\theta_{c \max} = 1.3^\circ$$

In plastica ($n = 1.4$ per il rosso)

$$\theta_{c \max} \approx 45^\circ$$

Nello spazio si ha un cono di luce con asse la traiettoria della particella. La figura schematizza l'emissione. Sono mostrati anche i vettori del campo.



1.2 Energia perduta per effetto C^v.

L'energia prodotta da una particella per effetto C^v è sempre \ll di quella che la stessa particella può perdere per ionizzazione o bremsstrahlung.

Ad esempio in acqua

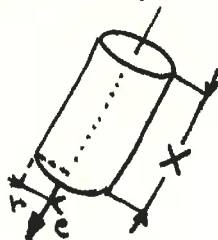
$$dE_{C^v} \approx 0.1\% dE_i$$

Se il raggio di interazione C^v con la materia che attraversa una particella e⁻:

$$r \approx 0.2 \lambda \quad [\text{Ginzburg + Frank 1947}]$$

con $\lambda =$ lunghezza d'onda della radiazione

per un tratto x di materiale attraversato si avrà:



per N = numero di atomi attraversati lungo x

$$N = \pi r^2 \rho \cdot x = \pi (0.2 \lambda)^2 \rho \cdot x = \frac{\pi \lambda^2 \rho \cdot x}{25}$$

~ ρ = densità del mezzo (dielettrico)

Se W = energia perduta/cm di percorso

$W \cdot x$ es. = energia perduta lungo x

L'energia trasferita per atomo sarà

$$\Delta E = \frac{W \cdot x}{N} = \frac{W \cdot x \cdot 25}{\lambda^2 \pi \cdot x \cdot \rho} = \frac{25 W}{\pi \lambda^2 \rho}$$

Se $W = 200$ fotoni/cm ≈ 100 eV/cm [v. dopo]

$$\rho = 10^{23} \text{ gr/cm}^3$$

$$\lambda = 4 \times 10^{-5} \text{ cm.}$$

$$\Delta E = \frac{25 \cdot 100}{3.14 \cdot 16 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{23}} \approx \frac{25 \cdot 10^2}{48 \cdot 10^{13}} \approx 5 \cdot 10^{-12} \text{ eV. !}$$

Paragonando con la bremsstrahlung per elettroni
con $E_e \approx 100$ MeV in 1 cm di acqua.

$$\left. \frac{W_{(\text{Brem})}}{W_{c\nu}} \right]_{\text{Tot.}} \approx 700$$

però nella sola zona del Simib.ile

$$\left. \frac{W_{(\text{Brem})}}{W_{c^v}} \right]_{4000-5000 \text{ \AA}} \approx 4.5 \cdot 10^{-5}$$

L'espressione di Frank e Tamm per l'energia prodotta da una particella di carica e , velocità β per effetto c^v fra le lunghezze d'onda λ e $\lambda + d\lambda$ per unità di percorso è:

$$\frac{dW}{d\ell} = \frac{e^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \omega d\omega \quad \left[\begin{array}{l} W = \text{erg} \\ \ell = \text{cm.} \\ e = \text{E.S.U.} \\ \omega = \text{c.p.s.} \end{array} \right.$$

$$\omega = 2\pi\nu \quad \lambda = \frac{c}{\nu}$$

$$\omega = 2\pi \frac{c}{\lambda}$$

$$d\omega = 2\pi c \left(-\frac{1}{\lambda^2}\right) d\lambda$$

$$\frac{dW}{d\ell} = 4\pi^2 e^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^3}$$

In acqua: $n = 1.33$ per $\lambda \div 4000 - 5000 \text{ \AA}$
 per $\beta = 1$

$$\left[\begin{array}{l} 1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ cm.} \\ l_{\text{exp}} = 6.2 \times 10^{11} \text{ eV} \\ h = 6.6 \times 10^{-27} \end{array} \right.$$

$$\frac{dW}{d\ell} = 4(3.14)^2 (4.8)^2 \cdot 10^{-20} \left[1 - \frac{1}{(1.33)^2} \right] \left[\frac{1}{15} - \frac{1}{36} \right] \cdot 10^{10} \approx 1.3 \times 10^{-9} \text{ erg/cm}$$

$$\frac{dW}{d\ell} \approx 1.3 \times 6.2 \times 10^2 \approx 800 \text{ eV/cm.}$$

$E = h\nu$ per fotoni del visibile $\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \times 10^{10}}{5 \cdot 10^3 \cdot 10^{-8}} \approx 6 \times 10^{14}$$

$$E = 6.6 \times 10^{-27} \cdot 6 \cdot 10^{14} \text{ erg} \approx 4 \cdot 10^{-12} \text{ erg}; E = 4 \cdot 10^{-12} \cdot 6.2 \cdot 10^{11} \approx$$

quindi

$$\frac{dN}{d\ell} = \frac{dW/d\ell}{E} \approx \frac{800}{3} \approx 250 \text{ fotoni/cm}$$

In aria $n = 1.00029$
 $n = 1 + \eta$ (una variazione del 2.5% da 4000 a 7000 \AA)

Se si assume $n = \text{cost.}$

$$\frac{dW}{d\ell} \approx 0.7 \text{ eV/cm} \quad ; \quad \frac{dN}{d\ell} \approx 0.3 \text{ fotoni/cm}$$

Se $X_0 =$ una unità di radiazione
(lunghezza)

una particella relativistica emette

$$\frac{dN}{d\ell} \approx 0.3 \text{ fotoni/cm} \approx 8.2 \times 10^3 \text{ fotoni}/X_0$$

poiché lo spessore di aria in gr. cm^2 corrisponde a
 $37.2 X_0$ si avrà

$$8.2 \times 37.2 \times 10^3 \approx 3 \times 10^5 \text{ fotoni/primario di sparis}$$

Tutta l'atmosfera è circa $100 X_0$ dal top
al livello del mare.

Pertanto un elettrone produce

$$\sim 8.2 \times 10^5 \text{ fotoni}$$

o, più realisticamente (tenendo conto della variazione
atmosferica)

$$\sim \underline{4.1 \times 10^5} \text{ fotoni per effetto } C^V$$

Nell'atmosfera.

Consideriamo le variazioni di θ_{max} , E_{min} , $\frac{dW}{dE}$ quando il mezzo è l'atmosfera, in funzione di p = pressione e h = altezza nell'atmosfera.

n varia, nell'atmosfera. e sia $n = (1 + \eta)$

$$\eta = 0.00029 \ll 1$$

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}; \beta = 1$$

$$\sin^2 \theta = (1 - \cos^2 \theta) = 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} = \frac{1 + \eta^2 + 2\eta - 1}{1 + \eta^2 + 2\eta} = \frac{2\eta}{1 + 2\eta}$$

$$\sin \theta = \sqrt{\frac{2\eta}{1 + 2\eta}} = \sqrt{\frac{2\eta(1 - 2\eta)}{(1 + 2\eta)(1 - 2\eta)}} = \sqrt{\frac{2\eta - 4\eta^2}{1 - 4\eta^2}} \approx \sqrt{2\eta}$$

$$\sin \theta \approx \theta_{\text{max}} = \sqrt{2\eta} \text{ radianti}$$

$$\left. \begin{array}{l} \sqrt{2} = 1.41 \\ 1 \text{ rad} = 57.3 \end{array} \right\}$$

$$\theta_{\text{max}} \approx \sqrt{2\eta} \text{ rad} \approx 81 \sqrt{\eta} \text{ gradi}$$

η è densità di pressione

$$\theta_{p_h} \approx \theta_{p_0} \sqrt{\frac{p_h}{p_0}}$$

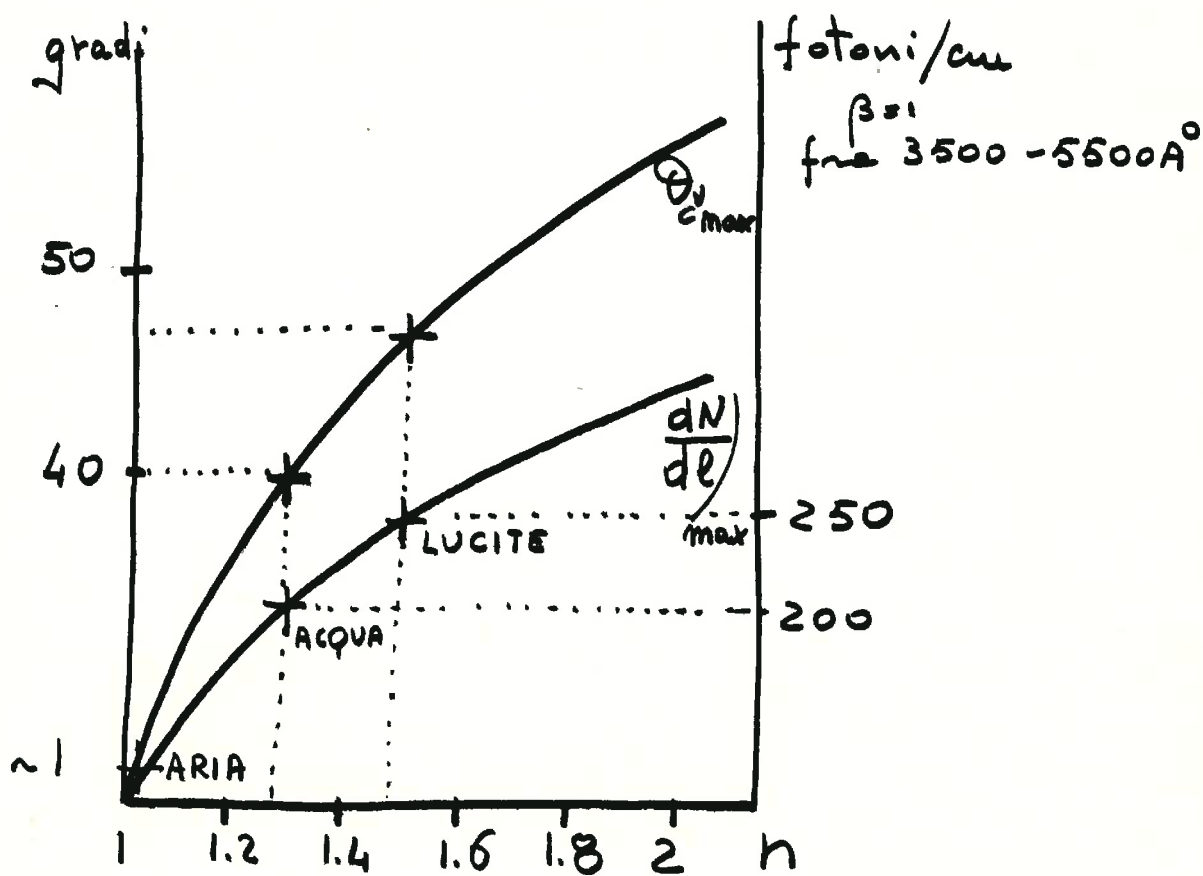
Da $\beta n > 1$ si ricava l'energia di soglia (E_s) per le diverse particelle

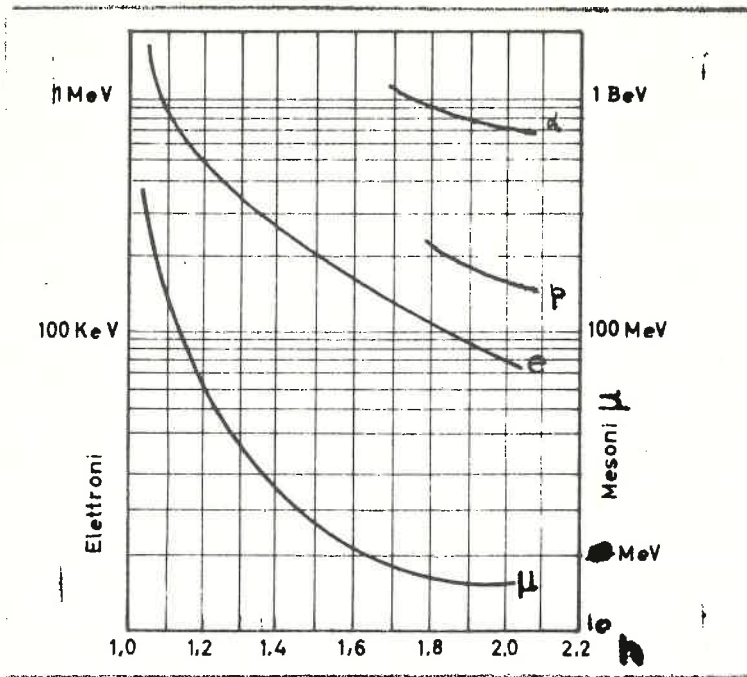
In aria l'effetto è diverso che in liquidi o plastiche
 $E_s \gg -$; $\theta_{c,max} \ll$; il "rate" di produzione di energia ($\frac{dN}{dE}$) è $<$ in aria.

Si ha, nell'aria

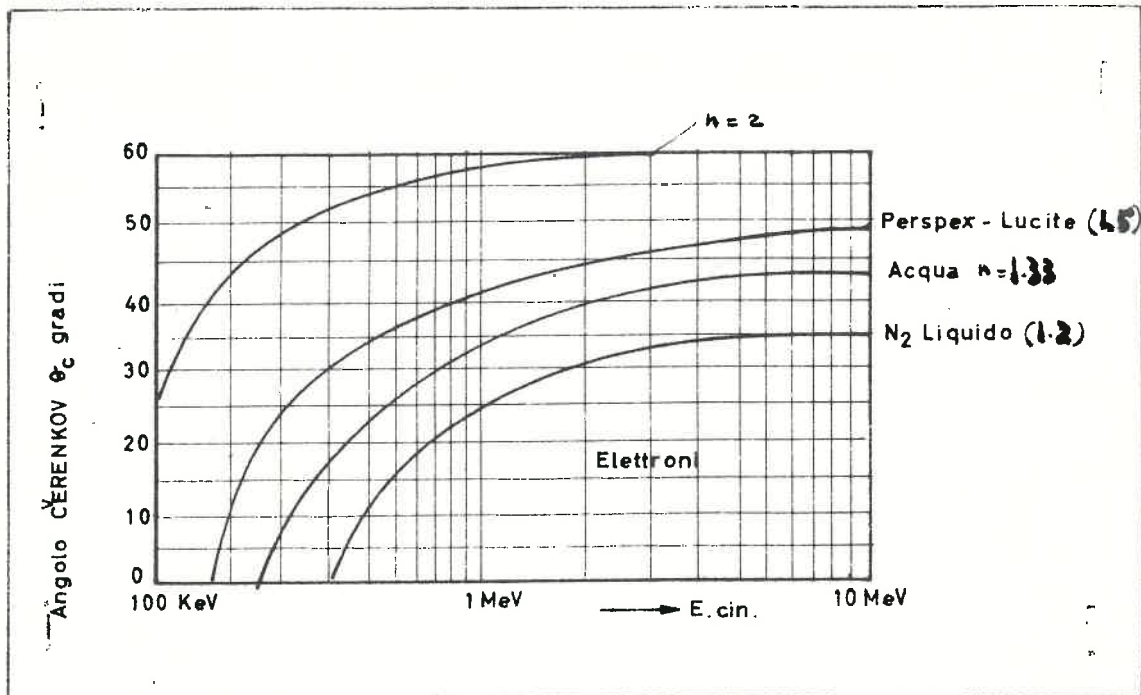
Particella	E_s
e	21 MeV
μ	4.4 GeV
ϕ	39 GeV

Il contributo maggiore alla luce C^V nell'atmosfera dai R.C. è dagli elettroni (massime negli EAS)





Energie cinetiche di soglia



Variazione di θ_c in funzione di E_s

L'energia cinetica di soglia si può esprimere come

$$E_s = m_0 c^2 \left[(2\eta)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right]$$

e varia, al variare dell'altezza nell'atmosfera come

$$E_{s_{p_h}} \approx E_{s_{p_0}} \sqrt{\frac{p_0}{p_h}}$$

$\frac{dW}{de}$ varia con θ ma ciò che interessa è la variazione del numero di fotoni/cm.

dalla
$$\frac{dW}{de} = \frac{e^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \omega d\omega$$

osservando che $\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$ si passa* al numero di fotoni/cm.

$$\frac{dN}{de} = 2\pi d \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \sin^2 \theta$$

$$d = \frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137}$$

*
$$\frac{dW}{de} = \frac{e^2}{c^2} \sin^2 \theta \int \omega d\omega = \frac{e^2}{c^2} \sin^2 \theta \int \nu d\nu \quad (\omega = 2\pi\nu)$$

ma $\frac{dN}{de} = \frac{dW}{de} / E$; $E = h\nu$ quindi:

$$\frac{dN}{de} = \frac{e^2}{c^2} 4\pi^2 \sin^2 \theta \int \frac{\nu d\nu}{h\nu} = \frac{4\pi^2 e^2}{hc^2} \sin^2 \theta \int d\nu =$$

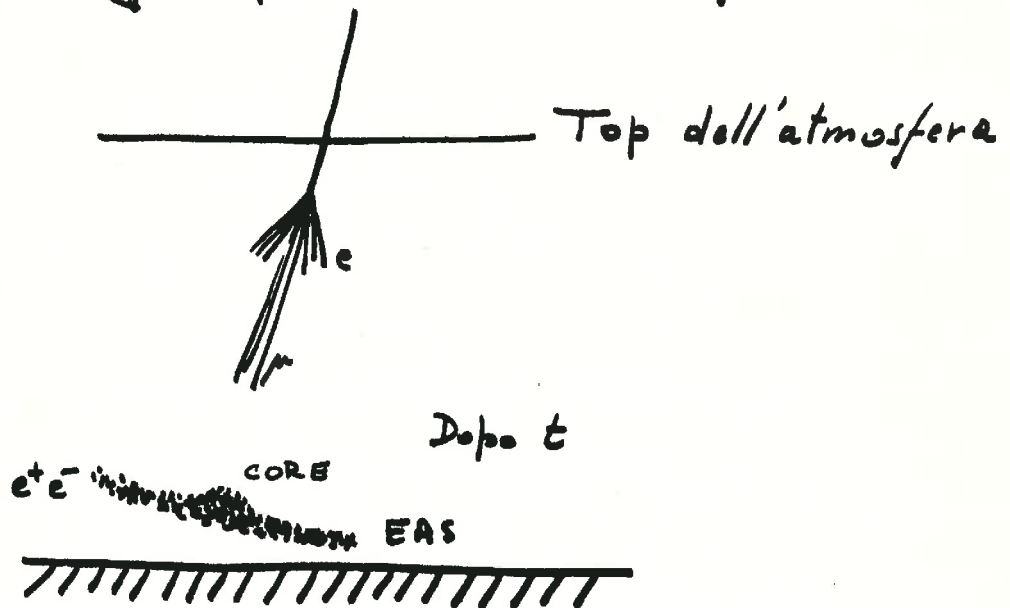
$$= \frac{4\pi^2 e^2}{hc^2} \sin^2 \theta \nu \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} = \frac{4\pi^2 e^2}{hc^2} \sin^2 \theta \left[\frac{c}{\lambda} \right]_{\lambda_1}^{\lambda_2} =$$

$$= \frac{4\pi^2 e^2}{hc^2} \sin^2 \theta \left[\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right] = 2\pi d \left[\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right] \sin^2 \theta.$$

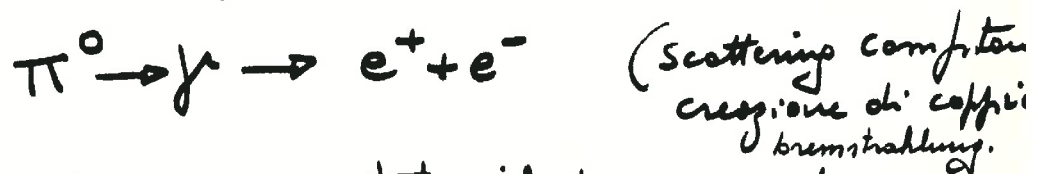
2. Radiazione di C^V da EAS cosmici

Lo spettro di energia dei R.C. Va da
 10^9 eV a $> 10^{19} \text{ eV}$

per $E > 10^{12} \text{ eV}$ l'interazione avviene nei primi strati dell'atmosfera (tra primario e atmosfera)



Processo base per produzione di elettroni:



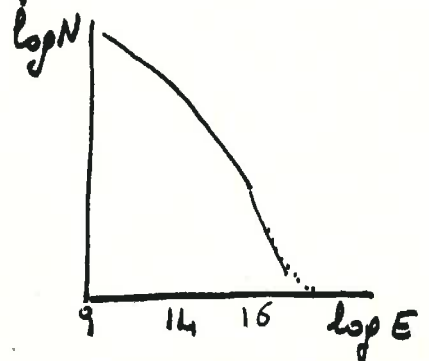
In generale la ionizzazione è stata il processo base per rivelare R.C. e EAS in particolare. (scintillatori, G.M, cont visualizzanti etc.)

Lo spettro integrale dei R.C. si può scrivere

$$N(>E) = K E^{-\gamma}$$

Valori di γ indicati:

E	γ
10^{10} eV	1.1
$10^{14} - 10^{15} \text{ eV}$	1.5
$\sim 10^{18} \text{ eV}$	2.2



Il primo a pensare alla rivelazione dei R.C. in luce C^V fu
Blackett [1948]

I primi a rivelare R.C. con luce C^V furono
Ascoli - Balzanelli [1953]

I primi a vedere impulsi C^V da EAS furono
Galbraith - Jelley [1953]

2.1 Vantaggi della rivelazione di EAS in luce C^V

1) La luce che arriva, in linea di principio, porta informazione sulla storia degli e^+ ed e^- .
La luce emessa da un EAS non è una misura della densità locale.

La luce che si osserva a terra è stata prodotta in alto e arriva prima delle particelle che, per effetto di scattering coulombiano, sono ritardate rispetto ai fotoni C^V . La differenza temporale dei fotoni ha qualche corrispondenza con lo sviluppo longitudinale dello sciame.

Se la diminuzione, col quadrato della distanza della intensità della luce con l'altezza è compensata dall'aumento dell'area dello sciame la luce totale è \sim un integrale lungo il cammino delle particelle dello sciame.

2) I fotoni sono generati, dagli e^+ ed e^- , a tutti i livelli. Gli e^+ ed e^- si allargano per scattering coulombiano pertanto l'area di rivelazione C^V (il "pool di radiazioni") è \gg dell'area coperta dalle particelle.

NB: si stima 1 elettrone produce $\approx 4.1 \times 10^5$ fotoni C^V
 anche se l'efficienza di rivelazione diminuisce il numero
 di fotoni C^V si ha sempre un rapporto 10:1 fra fotoni
 e particelle.

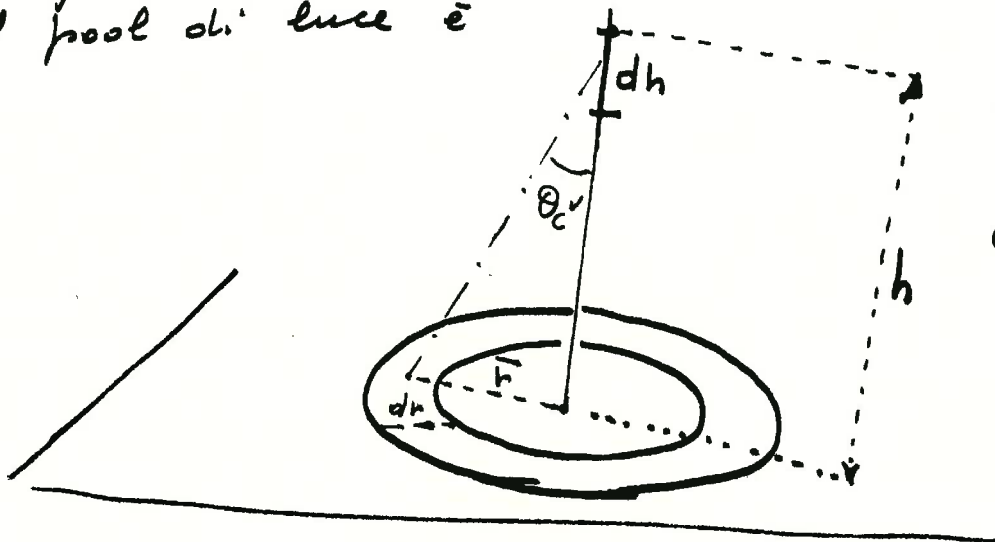
3) Localizzazione del "core" dell'EAS per Sia ottica.

2.2. Svantaggi della rivelazione di EAS in luce C^V

- 1) Annullamento della luce C^V per addizione a causa
 delle altre componenti (dura, nucleo-attiva..) dell'EAS
 che rende l'analisi dei dati complessa.
- 2) Limitazione del tempo di osservazione a notti chiuse
 senza nubi, senza luna e in luoghi lontani da
 centri abitati.

2.3 "Pool" di radiazione e fenomeni di disturbo per luce C^V da EAS.

Per una particella emessa da un π ad altezza h nell'
 atmosfera e che emette, a sua volta fotoni C^V per il tratto
 il pool di luce è



$$\bar{r} = h \theta_{C^V}$$

$$dr = \theta_{C^V} dh$$

In un EAS al v. d. m.

85% degli elettroni hanno $E_e > 21 \text{ MeV}$.

36% " " " " $E_e > 50 \text{ MeV}$.

La maggioranza degli e^+ ed e^- hanno, comunque

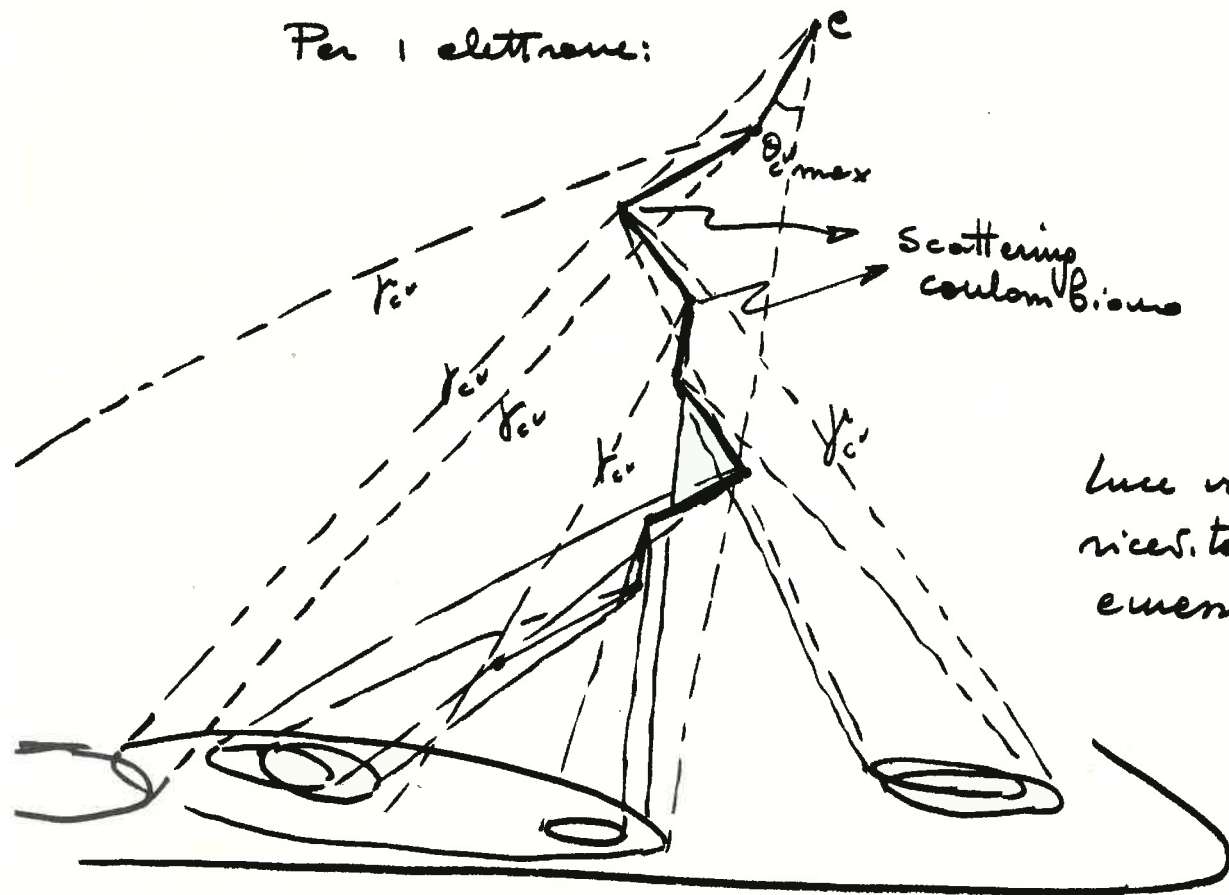
$$20 < E_e < 300 \text{ MeV}$$

Si è visto che $E_S = 21 \text{ MeV} \gg E_{0e} = 0.5 \text{ MeV}$.

E_{0e} = energia a riposo dell'e.

pertanto quasi tutti gli elettroni de EAS hanno $\beta = 1$ i:
emettono luce C' con $\theta_{C'} = \theta_{C'}^{\text{max}}$.

Per i elettroni:



Luce radiata al
ricevitore = \int luci prod.
emere a $\theta_{C'}^{\text{max}}$.

In seguito, quando ci si riferisce a particelle di un EAS
che emettono luce C' si intenderà elettroni,

Le caratteristiche più salienti della luce c^v sono però in qualche modo modificate dai vari effetti che possono aver luogo nell'atmosfera. Esaminiamo i principali.

Assorbimento: per la luce di una stella l'assorbimento nell'atmosfera varia come $\sec Z$ (Z = distanza zenitale)

Per la luce c^v l'effetto è meno ripido.

La trasmissione assoluta, a $Z=0$ è data in tabella.

	63%	73%	80%
$\lambda(\text{Å})$	4000	4500	5000

Per $\lambda = 4500 \text{ Å}$ e $Z=0$ (per luce c^v) l'assorbimento $\bar{\epsilon} \leq 30\%$. (Jelley)

Dispersione:

$n = n-1$ varia, per l'aria solo del 2.5% attraverso tutto lo spettro del visibile. L'effetto è pertanto trascurabile.

Diffrazione: (senza scattering)

$$\Delta \theta \sim \frac{\lambda}{L \sin \theta}$$

L = lunghezza del cammino effettivo.

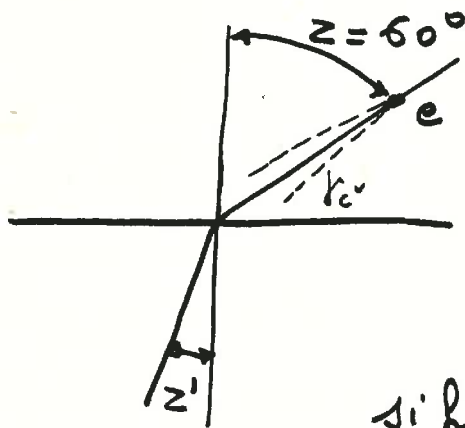
in aria $\Delta \theta \ll \theta$ ($\theta = \theta_{c^v}$ piccolo) anche per $L = 1 \text{ cm}$

L'effetto è trascurabile.

Tenendo conto degli scattering coulombiani divisi ancora inferiore.

Rifrazione:

Esaminiamo un caso estremo.



$\phi = 0$ (top atmosphere)

$$n = 1.000293 = 1 + \eta$$

si ha $\frac{\sin z}{\sin z'} = n$ $\Delta z \approx \eta z$

$$\Delta z \ll \theta \quad (\theta = \theta_{c'}) \text{ Trascuro}$$

Scattering coulombiano:

Sia data una particella di momento ϕ ; seguendo Rossi e Greisen

$$\langle \theta_s^2 \rangle = \frac{E_s^2}{\phi^2 \beta^2} t$$

θ_s = angolo di scattering.

E_s = energia di soglia

t : lunghezza di cammino percorso in X_0 ($X_0 = 37.7 \text{ g cm}^{-2}$)

Se $E_s = 21 \text{ MeV}$ $\phi \approx E$ $\beta = 1$

$$\langle \theta_s^2 \rangle \sim \frac{E_s^2}{E^2} \cdot 1$$

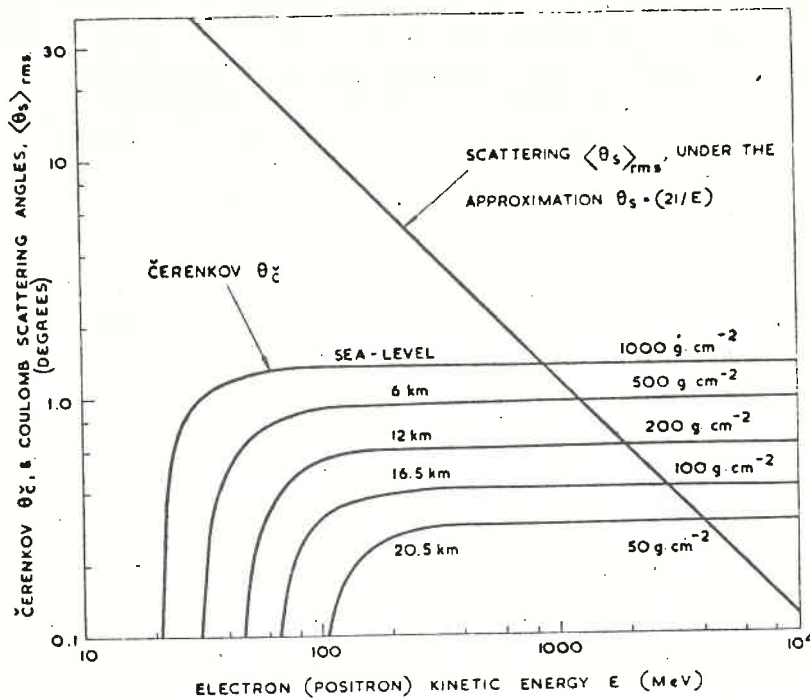
$$\langle \theta_s \rangle_{\text{r.m.s}} \sim \frac{E_s}{E} \sim \frac{21}{E} \text{ radianti}$$

In un EAS $E = 100 \text{ MeV}$

$$\langle \theta_s \rangle_{\text{r.m.s}} \approx 12^\circ \approx 5 \theta_{c'}$$

$\langle \theta_s^2 \rangle$ è uguale per μ ed e di egual momento.

Il problema dello scattering è il più importante nel fenomeno C^V .



Čerenkov angle θ_c , and r.m.s. Coulomb scattering angle θ_s , as a function of the kinetic energy E , for electrons in air.

2.3. Luce C^V del cielo notturno.

Blackett [1948] riportava i seguenti dati:

$$\phi_{RC} = 1.5 \times 10^{-3} \text{ erg. cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (\text{from R.C.})$$

Se $\frac{1}{2} E$ di ogni particella va prodotta prima che $E = E_{c^V}$
 e $E_{c^V} \sim 0.2\% E_{ioni}$: egli deduce

$$\phi_{c^V} = 1.5 \times 10^{-5} \text{ erg. cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

Considerando invece l'intensità del cielo notturno
 (totale)

$$\Phi_{L_{tot}} = 2.5 \times 10^{-8} \text{ candele cm}^{-2}$$

o

$$1 \text{ candela} = 5 \times 10^5 \text{ erg}$$

$$\Phi_{L_{tot}} = 1.3 \times 10^{-2} \text{ erg. cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

si ottiene che il contributo alla luce totale del cielo notturno da effetto C^V sui R.C. è

$$\sim 10^{-4}$$

Più recentemente con i seguenti dati si stima:

$$\Phi_{L_{tot}} \approx 6.4 \times 10^7 \text{ fotoni cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ ster}^{-1}$$

(fra 4300-5500 Å)

viz.

$$\Phi_{C^V} \approx 6 \times 10^3 \text{ fotoni cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ ster}^{-1} \text{ [Jelley 1958]}$$

$$\Phi_{C^V} \approx 5 \times 10^4 \text{ " " " " [Goldanskyy et al. 1955]}$$

$$\Phi_{C^V} \approx 1.5 \times 10^3 \text{ " " " " [Polikarov 195]}$$

Tutte le precedenti stime si riferiscono all' \int della luce di tutti i singoli R.C. Non è possibile rivelare tale luce e darne con una misura sperimentale perché:

- a) Usando lenti fotografiche la stessa lente registra e la luce del cielo e la luce C^V .
- b) Non si può sottrarre il fondo (spegnere le stelle

2.4. Luce di fondo del cielo notturno.

Si è visto prima che il flusso totale è dato da

$$\Phi_{L, Tot} = 5.4 \times 10^7 \text{ fotoni cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ ster}^{-1}$$

fra 4300-5500 Å che è la risposta di un fotomoltiplicatore con fotocatodo Cs-Sb.

Tale luce dipende però anche:

- dal luogo
- dalla latitudine geomagnetica (varia di un fattore ~ 2 fra 20° e 70°)
- dal numero di macchie solari
- dal fondo dato dalle stelle deboli (cioè V)
- dalla distanza zenitale.

La radiazione cresce di un fattore 5 fra 3500 e 6500 Å ciò ci favorisce perché la luce C^v ha un picco nel Violetto e varia come $\lambda^{-3} d\lambda$.

2.5 Teoria elementare di emissione.

raggio del "pool" di radiazione

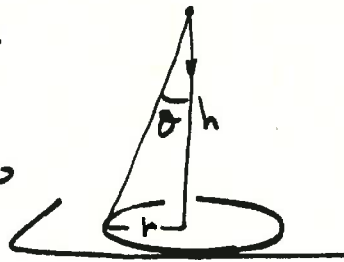
Trascurando lo scattering coulombiano e assumendo che un EAS consista di una pura cascata elettro-fotonica senza allargamento laterale e, inoltre, che ogni elettrone abbia $\beta = 1$ (cioè sia al minimo di efficienza di produzione per luce C^v) Galbraith e Jelley [1955] hanno mostrato che il cono di luce, al l.d.m., ha un raggio

$$r = (5.8 \times 10^{-4})^{1/2} h e^{-\frac{h}{2\lambda}} \text{ m.}$$

Sommariamo il ragionamento di Galbraith & Jelly.

A terna l'angolo $\vartheta = 1.3^\circ$, considerando una altezza h dal suo la distanza r dall'asse della particella dove il cono di luce incontra il terreno sarà

$$r = h \vartheta$$



Al top dell'atmosfera però $\vartheta = 0$ e quindi $r = 0$. Vi deve pertanto essere un punto in cui $r = r_{\max}$.

Considerando un elemento di percorso dh , se $\beta = 1$ e $n = \eta + 1$ da $\cos \vartheta = \frac{1}{\beta n}$ poiché $\cos \vartheta = 1 - \frac{\vartheta^2}{2!} + \dots$ si ha

$$1 - \frac{\vartheta^2}{2} = \frac{1}{\beta n} = \frac{1}{1 + \eta} \quad \text{e cioè}$$

$$\vartheta^2 = \frac{2\eta}{1 + \eta} \quad \text{ma } \eta \ll 1 \text{ quindi}$$

$$\vartheta \approx \sqrt{2\eta} \text{ radianti} \quad (\text{come si è visto prima})$$

Poiché $\eta = 2.9 \times 10^{-4} e^{-\frac{h}{H}}$ $H = 7.1 \text{ km.}$

$$\vartheta = (2 \times 2.9 \times 10^{-4} e^{-\frac{h}{H}})^{1/2} = (5.8 \times 10^{-4})^{1/2} e^{-\frac{h}{2H}}$$

e dalle $r = \vartheta h$ si ha $r = (5.8 \times 10^{-4})^{1/2} h e^{-\frac{h}{2H}}$

r sarà $r = r_{\max}$ se $2H = h_{\max} = h$ per cui

$$h_{\max} \approx 14 \text{ km.}$$

A questa altezza $\rho = 140 \text{ gr. cm}^{-3}$; $\eta = 4 \times 10^{-5}$; $\vartheta \approx 9 \times 10^{-3} \text{ rad}$

perciò $r_{\max} = 14 \times 10^3 \times 9 \times 10^{-3} = 126 \text{ m.}$

2.6. Conteggi e soglie.

In gran parte degli esperimenti l'area efficace A e l'angolo solido di accettazione Ω del rivelatore sono stati tenuti sufficientemente ampi cosicché il rumore di fondo degli strumenti non era dovuto alle correnti buie dei P.M. ma, piuttosto, a fluttuazioni nella emissione di fotoelettroni dovute alle luci di fondo del cielo notturno. Data la piccola banda dei P.M. il rumore si esprime, di solito, sotto forma di "somma di fotoelettroni". Il numero di fotoelettroni emessi per unità di tempo risolutivo τ è dato da:

$$\bar{N}_e = \Phi_B A \Omega \epsilon \tau$$

dove:

$$\tau = \frac{2}{f_c} \quad ; \quad f_c = \text{frequenza di risposta a 3 db. del F. + amplificatore.}$$

ϵ = efficienza quantica media del P.M.

$$\Phi_B = \text{flusso di luce del cielo notturno} = \phi_{L_{Tot}} = 6.4 \times 10^7 \text{ fotoni cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Il livello del rumore sarà perciò

$$\Delta N_e = \pm \sqrt{\frac{\mu}{\mu-1}} \cdot \sqrt{2 \phi_B \frac{A \Omega \epsilon}{f_c}}$$

μ = rapporto di emissione secondaria per il primo dinodo del P.M.
[Shakley + Pierce 1938]

In un rivelatore tipico

$$\mu = 4 ; f_c = 5 \text{ MHz.} ; \varepsilon = 0.1 ; A = 3 \times 10^3 \text{ cm}^2 ; \Omega = 0.2 \text{ sr}$$

per cui

$$\overline{\Delta N_c} \approx \pm \sqrt{\frac{4}{3}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot 6.4 \cdot 10^7 \cdot 3 \cdot 10^3 \cdot 10^{-1} \cdot 2 \cdot 10^{-1}}{5 \cdot 10^6}} \approx \pm \sqrt{\frac{4}{3}} \sqrt{18 \times 64}$$
$$= \pm 42 \text{ fotoelettroni.}$$

Per ottenere un rapporto segnale/rumore diciamo di 10:1 è pertanto necessario un flusso (per un impulso c^v) pari a

$$\Phi_{c^v} = \frac{10 \overline{\Delta N_c}}{\varepsilon A} \text{ fotoni cm}^{-2}.$$

Nelle nostre ipotesi

$$\Phi_{c^v} = \frac{10 \times 42}{10^{-1} \cdot 3 \cdot 10^3} \approx 1.5 \text{ fotoni cm}^{-2}.$$

sempre che la durata dell'impulso stesso sia $\Delta t \leq \tau$.

Paragoniamo ora meccanismi alternativi possibili con la radiazione c^v considerata per poter meglio presedere quanto si potrà osservare.

I parametri salienti sono:

a) l'aumento di luce nel fondo $\frac{dW}{dE} =$ energia perduta dalle particelle.

b) l'angolo di emissione θ

Nella tabella seguente paragoniamo i parametri a) e b) per la radiazione C^V e rispettivamente per la ionizzazione ricombinazione ionica nell'atmosfera, la radiazione di sincrotrone (bremsstrahlung magnetica) generata da EAS nel campo geomagnetico e la bremsstrahlung generata nel campo coulombiano considerando solo la banda ottica.

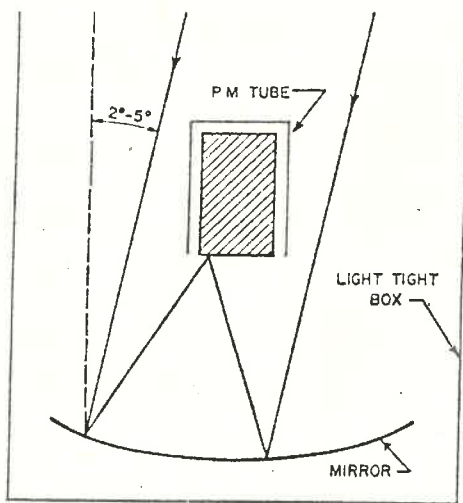
PROCESSO	IPOTESI	DISTRIBUZIONE ANGOLARE, θ	ENERGIA PERDUTA dw/de e.v. cm^{-1} .
C^V	$E_e \sim 100$ MeV.	$\sim 1.3^\circ$	~ 0.8
IONIZZAZIONE RICOMBINAZ. *	Vita in stato eccitato $< 5 \times 10^{-8}$ sec	ISOTROPA	$< 8 \times 10^{-3}$
SINCROTRONE	$E_e = 3 \cdot 10^{10}$ eV. $E_e \sim 10^9$ eV	NEL VUOTO $\frac{mc^2}{E}$ INARIA $\sim 1.3^\circ$	$1.3 \cdot 10^{-7}$ $\sim e^{-50}$ del valore preced
BREMSSTRAHLUNG	$Z = 7$ per N $E_e \sim 100$ MeV.	come per il Sincrotrone	$< 4 \times 10^{-5}$

* [galli, mercuri, Polumbo (1968)]

Dalla tabella appare chiaro che solo l'impulso C^V possiede, nella direzione soluta l'intensità sufficiente per essere rivelato efficientemente.

2.7. Sistemi di coincidenze.

Nella seconda parte di queste note veniamo descrivere alcuni metodi sperimentali usati per rivelare impulsi di luce C^V da EAS. In generale uno spin P.M. ha un fotocatodo posto nel fuoco di uno specchio rivolto verso il cielo.



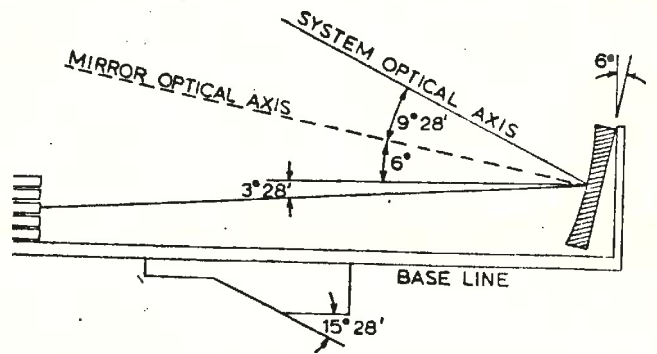
Detector used for the observation of Čerenkov light associated with EAS. The parabolic mirror might be from 25 cm to 100 cm in diameter with a focal ratio of the order of 0.5. The half-angle of the acceptance solid angle is commonly a few degrees.

La figura mostra un tipico esempio di montaggio. Lo specchio permette la collezione di un maggior numero di fotoni di quanto ne potrebbe raccogliere un P.M. semplice rivolto verso l'alto. (Un P.M. di 25 cm di diametro permette di raccogliere alcuni fotoni per ogni lampo C^V .)

Il fotocatodo limita l'angolo solido (*)

Una modifica del sistema descritto è mostrata in figura

Una matrice di P.M. è posta sulla superficie focale di uno specchio parabolico. Con tale telescopio si possono avere informazioni sulla direzione di arrivo dei fotoni.



Un altro sistema è mostrato nella figura della pagina seguente. La lampadina serve a mantenere costante il rumore di fondo. Il rivelatore era parte di un sistema di 3 in coincidenza.

(*) L'angolo solido è definito da:

$$\Omega = 2\pi \int_0^\alpha \sin \vartheta d\vartheta = 2\pi(1 - \cos \alpha)$$

dove α = apertura angolare (angolo max di incidenza rispetto all'asse ottico) ed è definito da

$$\tan \alpha = \frac{d/2}{l_{foc}}$$

d = diametro specchio
 l_{foc} = distanza focale dell'obiettivo

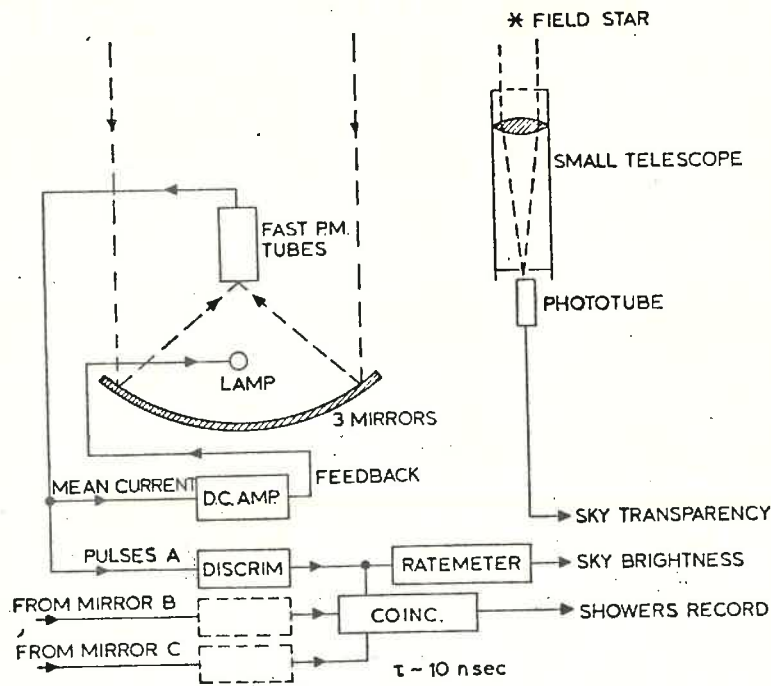
$\alpha = \tan^{-1} \frac{d}{2l_{foc}}$; la superficie utile è definita

$$S_u = S - S_0$$

S = superficie Specchi
 S_0 = area d'ombra

Il fattore geometrico approssimato è definito come

$$T = S_u \Omega$$



Essential features of the electronic system used with three-fold coincidence receivers developed by the Harwell-Dublin group, showing the servo-arrangement for stabilising the background light; JELLEY and PORTER [1963].

Dal momento che impulsi di luce rivelati da rivelatori relativamente vicini fra loro saranno coincidenti in tempo, mentre impulsi di fondo saranno incorrelati è possibile usare la famiglia tecnica delle coincidenze per aumentare la sensibilità del sistema di rivelazione. Vi sono però alcune severe limitazioni alla tecnica.

1) la durata di un impulso di luce c' è di 10 n.s. [Boley et al.] e ciò limita il tempo di risoluzione τ delle coincidenze se si vuol conservare l'intensità del segnale.

2) τ inoltre è ulteriormente limitato dalla spaziosità dei rivelatori.

3) L'emissione fotoelettrica media \bar{n}_c dovuta al fondo del cielo è troppo elevata, in generale, per una completa risoluzione degli impulsi; si avrà cioè "somma (pile up) di fotoelettrici".

4) Anche se per un dato sistema di rivelatori $\bar{n}_e \leq \frac{1}{\tau}$ il conteggio (rate) delle coincidenze è limitato da fluttuazioni nella fotoemissione. Il rate, pertanto, cadrà con la molteplicità dei rivelatori.

Per un rivelatore, se

$A = \text{area}$; $\Omega = \text{angolo solido d'accettazione}$.

$$\bar{n}_e = A \Omega \int \phi_B(\lambda) T(\lambda) \varepsilon(\lambda) d\lambda$$

dove:

$\phi_B(\lambda) = \text{distribuzione spettrale della luce notturna}$.

$\varepsilon(\lambda) = \text{efficienza quantica del P.M.}$

$T(\lambda) = \text{fattore che comprende la trasmissione della luce nell'atmosfera e l'efficienza ottica del rivelatore}$.

Assumendo valori medi i.e.

$$\phi_B(\lambda) \approx \phi_B \quad ; \quad \varepsilon(\lambda) \approx \bar{\varepsilon} \quad ; \quad T(\lambda) \approx 1$$

si ha l'espressione approssimata

$$\bar{n}_e \approx A \Omega \phi_B \bar{\varepsilon} \quad \text{fotoelettroni sec}^{-1}$$

Jelley e Porter [1963] con un sistema di coincidenze (v. figura e pagina precedente) in cui

$$A = 6.6 \times 10^3 \text{ cm}^2$$

$$\Omega = 2.3 \times 10^{-3} \text{ ster} \quad (\alpha = 1.5^\circ)$$

$$\bar{\varepsilon} \approx 0.1$$

$$\text{hanno ottenuto } \bar{n}_e = 6.6 \times 10^3 \times 2.3 \times 10^{-3} \times 6.4 \times 10^7 \times 0.1 = 9.7 \times 10^7 \approx 10^8 \text{ fotoelettroni sec}^{-1}$$

Nel loro caso il tempo risolutivo delle coincidenze era

$$\tau = 15 \text{ ns.}$$

per cui $\bar{n}_e > \frac{1}{\tau}$ il che dimostra che non è possibile usare un tale sistema a completo vantaggio con un campo visivo così ristretto.

Tale difficoltà può essere superata, a spese della sensibilità imponendo un livello di discriminazione tale per cui sempre accettati solo impulsi di altezza $h > h_0$ (soglia)

Se \bar{n}_{e0} è il valore di \bar{n}_e con taglio alla soglia h_0 si ha, come distribuzione di altezze di impulsi osservata nel P.M.

$$\bar{n}_h = \bar{n}_{e0} e^{-\frac{h}{h_0}}$$

Le coincidenze casuali N_{CA} in un sistema di coincidenze doppie o triple sono quindi date rispettivamente da

$$N_{CA}^{(2)} = 2\tau \bar{n}_h^2 = 2\tau \bar{n}_{e0}^2 e^{-\frac{2h}{h_0}}$$

$$N_{CA}^{(3)} = 3\tau^2 \bar{n}_h^3 = 3\tau^2 \bar{n}_{e0}^3 e^{-\frac{3h}{h_0}}$$

Sempre che $\bar{n}_{eh} \ll \frac{1}{\tau}$

Nei sistemi sperimentali costruiti si trova che per un ragionevole valore di h ($\approx 10 h_0$) le distribuzioni di N_{CA} sono molto più ripide delle distribuzioni integrali per gli impulsi veri da EAS che decrescono con legge di potenza e cioè:

$$N_{S(\text{impulso})} = K h^{-\gamma} \approx K h^{-1.5}$$

Quindi, purché si scelga opportunamente il livello di discriminazione la tecnica è proficua.

Nel caso di estrema accumulazione (pile up) la distribuzione di altezze di impulso è essenzialmente gaussiana. La curva di taglio è molto ripida e perciò non pratica per usare il metodo delle coincidenze. La probabilità $p(h)$ che un impulso di rumore di altezza h capiti nel sistema è data da

$$p(h) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} (\overline{\Delta N_e})^{-1} e^{-\frac{h^2}{2\overline{\Delta N_e}}}$$

dove $\overline{\Delta N_e}$ è stato dato precedentemente.

Questa è l'espressione da usarsi per stimare il taglio per un rivelatore di luce semplice, pone una discriminazione tale per cui non si abbiano impulsi spuri dovuti al rumore.

Durante le misure si è notato (Jelley) che $\overline{n_{e0}}$ varia molto a seconda delle condizioni climatiche e in particolare se si eseguono misure in una direzione fissa (come avviene per la ricerca di sorgenti celesti di R.C.)

Il problema può essere parzialmente evitato mantenendo costante il fondo con una piccola lampada a incandescenza nel rivelatore (v. fig. pag. 29)

3. Rivelazione di EAS con ricevitori di luce e con "array" di contatori.

3.1 Efficienze relative.

L'energia critica per un elettrone in aria è $\approx 80 \text{ MeV}$
 $\gg 21 \text{ MeV}$ (soglia c'v di T.e.p. normali). Si è detto che la maggior parte degli elettroni che arrivano al livello del mare emettono luce c'v al massimo di emissione i.e. ≈ 200 fotoni $\text{gr}^{-1} \text{cm}^2$ o ≈ 7500 fotoni per unità di radiazione (=zione (X_0))

Si è visto come (pag. 9) ogni elettrone dell'EAS in tutta l'atmosfera emette $\approx 8 \times 10^5$ fotoni c'v.

Per un EAS di $E_0 = 10^{15} \text{ eV}$ si hanno $\approx 10^5$ elettroni al l.d.m. e questi dovrebbero dare un impulso di luce pari a

$$\frac{8 \times 10^5 \times 10^5}{2} = 4 \cdot 10^{10} \text{ fotoni}$$

In termini quantitativi si ha un aumento di 4×10^5 nel l'impulso di luce rispetto al numero di elettroni.

Assumendo

$R \approx 100 \text{ m}$ = raggio del "pool" di luce c'v

$r \approx 10 \text{ m}$ = raggio coperto dagli elettroni

ad una densità elettronica

$$\phi_e = \frac{N_e}{\pi r^2} = \frac{10^5}{3.14 \times 10^2} \approx 300 \text{ elettroni/m}^2$$

la densità fotonica invece sarà:

$$\phi_{(c')} = \frac{3 \times 10^{10}}{\pi \times 10^4} \approx 10^6 \text{ fotoni/m}^2$$

per tanto avremo una efficienza c' pari a

$$\xi_{ff.} \approx \frac{\phi_{(c')}}{\phi_{(c)}} \approx \frac{10^6}{3 \cdot 10^2} \approx 3 \cdot 10^3$$

Diversamente dai contatori di particelle (G.M., scintillato) un rivelatore di luce ha una soglia di flusso impostata dall'efficienza quantica ξ e dalle fluttuazioni del numero del ciclo ϕ_B

Con un P.M. di $A = 100 \text{ cm}^2$

$\Omega = \pi \text{ ster.}$; $\tau = 10^{-7} \text{ sec.}$ (tempo risolutivo); $\xi = 10\%$
da pag. 24 ricaviamo

$$\Delta N_e \approx \sqrt{\phi_B A \Omega \xi \tau}$$

con ϕ_B tipico e i valori precedenti si ottiene

$$\Delta N_e \approx \sqrt{6 \times 10^7 \times 3 \times 10^2 \times 10^{-1} \times 10^{-7}} \approx \pm 14 \text{ fotoelettroni}$$

Tenendo presente che per ottenere una discriminazione adeguata è necessario tagliare almeno quattro volte più in alto del minimo calcolato, il flusso minimo sarà

$$\phi_{\min} = \frac{14 \times 4}{A \xi} \cdot \pi R^2 \approx \frac{60}{10^2 \times 10^{-1}} 10^4 \approx 6 \times 10^4 \text{ fotoni/m}^2$$

Si era calcolato prima $\phi(c^{\nu}) = 10^6$ fotoni m^{-2} , e pertanto

$$\phi_{\text{min}} \approx \frac{\phi(c^{\nu})}{17}$$

Operare tale rivelatore a livello di soglia implica che si possono rivelare EAS con densità di particelle, al l.d.m., pari a

$$\phi_0 \approx \frac{\phi_{\text{min}}}{\sum_{\text{eff}} \epsilon} = \frac{6 \times 10^4}{3 \times 10^3} = 20 \text{ particelle } \text{m}^{-2}$$

cioè siamo di $E_0 \approx 10^{14}$ eV.

Mentre è ormai più facile rivelare EAS con contatori di particelle se si è prossimi al "core" dell'EAS a distanze > 30 m. la tecnica c^{ν} è ormai più sensibile (i fotoni c^{ν} sono ormai numerosi e la distribuzione è "piatta", v. dopo). Si vedrà più oltre (distribuzioni laterale di Chudakov) che ad $r = 200$ m per EAS con un numero di particelle $N \approx 7 \times 10^5$ si ha

$$\phi(c^{\nu}) \approx 2 \times 10^6 \phi(e^{\pm})$$

4. Risultati sperimentali.

4.1 Spettri di altezza d'impulso.

Un esperimento preliminare di Jelley & Golbraith [1953] dava uno spettro di altezza di impulso C' de EAS che sembrava seguire una legge esponenziale. Lavori successivi degli stessi autori hanno però dato spettri di potenza del tutto analoghi allo spettro dei R.C. primitivi originanti l'EAS. Il numero N di impulsi di intensità relativa h segue una legge del tipo

$$N(>h) = \text{cost } h^{-d}$$

Per Jelley & Golbraith [1955]	$d = 1.6 \pm 0.1$	e $\gamma = 1.5$ p.d.m
Per Nesterov & Chudakov [1955]	$d \approx 1.5$	
Per Kashe, Oren & Sitte [1962]	$d \approx 1$	C' in coincidenza con energy di contatori. 3800. r.l.n

4.2 Stime del flusso di luce.

Stime di intensità di luce assoluta sono, in generale, estremamente difficili. La durata dell'impulso, l'ampiezza "range" di valori dei vari parametri per diversi esperimenti e diversi EAS e le diverse condizioni del cielo approssimano la situazione. Ciò nonostante le misure di flusso di luce si accordano entro un ordine di grandezza.

Galbraith + Jelley [1953] hanno paragonato l'intensità degli impulsi di luce da EAS con l'intensità degli impulsi di un cristallo di antracene bombardato da particelle α (5.15 MeV) di una sorgente di ^{239}Pu .

Altri autori, in modi diversi hanno effettuato la stessa misura. I risultati si possono così riassumere.

Autore	E_0 eV.	$\Delta A A^\circ$	Φ fotoni cm^{-2}
Jelley + Galbraith [1953]	10^{14}	4000-5500	3
Kashe, Onn e Sitte [1952]	10^{15}		0.3
Malos et al. [1962]	10^{15}		0.1
Chudlakot et al [1963]	3×10^{12}	3000-6000	350 fotoni m^{-2}

4.3 Distribuzione intorno all'angolo di zenith.

Distribuzioni intorno all'angolo di zenith sembrano mostrare un appiattimento molto maggiore per la luce c.v. che per le particelle.

Per le particelle ricordiamo che la dipendenza zenitale va come $\cos^8 z$ al l. d. m. e $\cos^5 z$ a quote $> 3000 \text{ m.}$

Per luce c.v. Galbraith + Jelley [1955] trovano

$$N(z) = \cos^{\frac{2.5 \pm 0.5}{z}}$$

dove z = angolo di zenith.

Va ricordato però che la forma della distribuzione dipende molto dalla sensibilità del campo di vista

del sistema ricadente. White et al [1951] infatti trovano una distribuzione della luce molto simile a quella delle particelle. Nel loro articolo si trova la discussione di alcuni dei fattori che hanno peso nella distribuzione zenitale della luce C^v da EAS per rivelatori ad angolo largo o stretto.

4.4. Distribuzione direzionale della luce.

Al proposito si sono due tipi di esperimento da considerare:

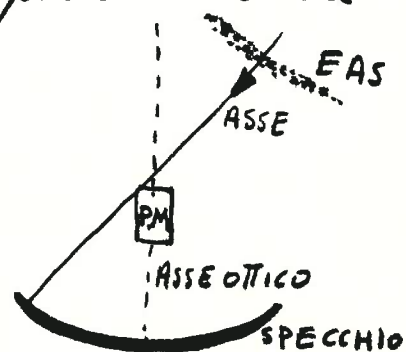
- 1) Un rivelatore di luce a grande angolo in coincidenza con un array EAS che tocca il core.
- 2) Due rivelatori identici ad angolo stretto il cui angolo φ fra i loro assi viene variato per ottenere una curva di decoerenza angolare.

Esperimenti del tipo 1 [Brunman et al. 1958; Malos et al. 1962] hanno mostrato l'importanza dello scattering coulombiano.

Con uno specchio puntato allo zenith, si possono rivelare EAS fino a 40° di inclinazione.

La sensibilità aumenta, per EAS obliqui quando l'ore dell'EAS interseca, in qualche punto, l'asse ottico dello specchio nell'atmosfera. \rightarrow

Ciò indica che un ampio contributo alla luce deriva da particelle scatterate.



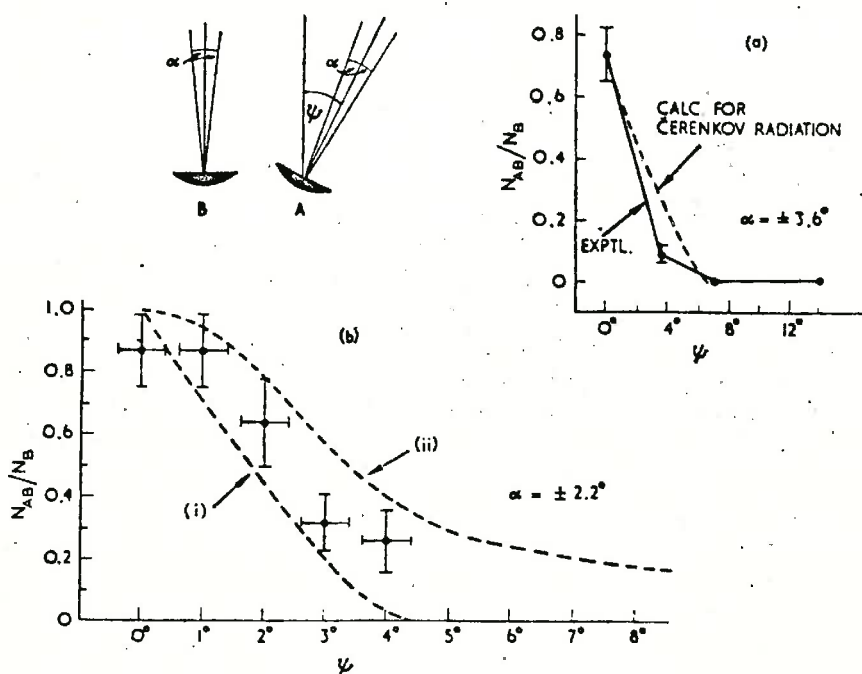
Bisogna però tener presente che l'efficienza del rivelatore ottico e dell'array, per un dato E_0 , possono essere diverse

e inoltre l'impulso può derivare da una piccola parte delle particelle, quelle relativamente vicine al rivelatore, cosicché fattori geometrici e la legge dell'inverso del quadrato dominano nel determinare le quantità di luce ricevute.

Purtuttavia l'effetto coulombiano è importante e l'opposta direzione di emissione della luce è determinata più della distribuzione angolare delle particelle che dell'angolo.

Nei esperimenti di tipo 2 si hanno due ricevitori di luce affiancati, ciascuno a campo ristretto con assi ottici paralleli.

Galbraith + Jelley [1955] con un cono di accettazione di semiangolo $\alpha = 2.2^\circ$ hanno ottenuto la distribuzione di mostrato in figura



Fractional coincidence rate N_{AB}/N_B obtained by GALBRAITH and JELLEY [1955] between two identical light receivers, as a function of the angular separation ψ between their optic axes.

Dalla figura si deduce:

a) la luce è direzionale

b) la curva di decoerenza C^V (senza scattering) è più ripida di quella calcolata. [assumendo che la luce fosse emessa isotropicamente lungo l'asse dell'EAS]

Gli esperimenti in coincidenza (fra rivelatori ad angolo stretto, sono importanti per far stime sulla possibilità di usare la tecnica C^V per la μ -astronomia.

Hill et al. [1963] con due specchi da 150 cm. separati fra loro di 3 m. hanno ottenuto le curve di decoerenza riportate in figura. \rightarrow

Altri dati dell'esperimento di Hill et al.: $\psi = \pm 0.25^\circ$

$N_{\text{coinc}} = 0.5 N_{\text{coin}}$ al picco

Raggio di curvatura del fronte d'onda della luce

$$\rho = 11.3^{+6.8}_{-1.3} \text{ km.}$$

Assumendo $\rho = 11.3 \text{ km.}$

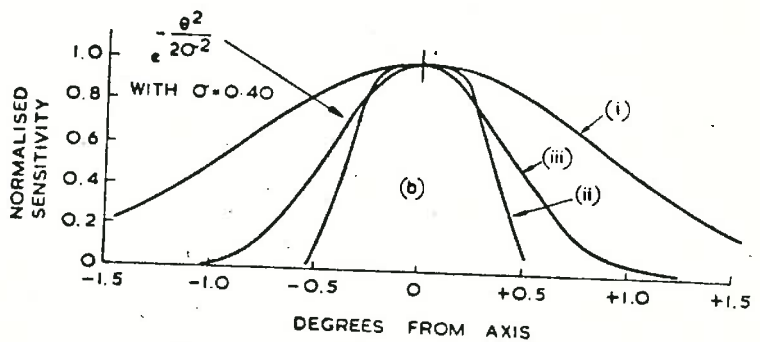
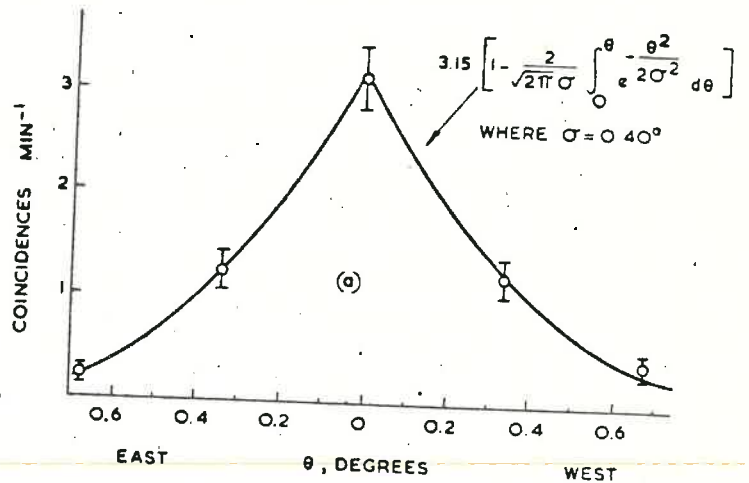
e $\sigma = 146 \text{ m.}$ gli

autori deducono

che lo spostamento medio dei centri delle immagini C^V della

direzione vera dell'EAS

è 0.74° .

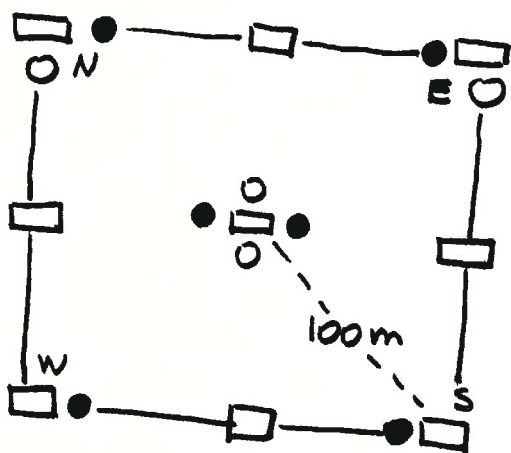


Results similar to those shown in fig. 3.3 obtained by Hill et al. [1963] with two 150 cm diameter searchlight units. (a) Decoherence curve determined experimentally, and (b) angular distribution of light derived theoretically, allowing for the response function of the system.

4.5. Distribuzione laterale della luce.

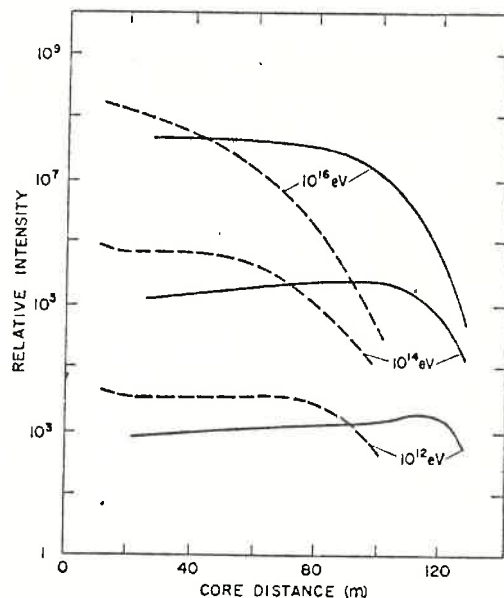
Fin dai primi esperimenti: sull'emissione \checkmark apparse chiaro che la distribuzione laterale della luce era piú piatta di quella delle parti = celle dell'EAS. Una stima teorica è stata d'apprima tentata da Jelley + Galbraith [1955]. I loro risultati sono mostrati in figura. ↓

I dati sperimentali riportati ora in riferimento a Nixon e Lohr di Chudakov + Nesterova [1958; 1960]. L'onay usato è ~~il solito~~ qui: schematicizzato



- G.M. □ odoscopizzati
- ● specchi \checkmark
- ● \checkmark senza specchi

Totale G.M. 1104 contatori, 6 \checkmark senza specchio, 4 con specchio



Relative Čerenkov-light intensity calculated by Jelley and Galbraith to be emitted by EAS as a function of distance from the shower axis. The energies given pertain to that of the initiating primary for detector located at sea level (solid curves) and at 2860 m (dashed curves).

Le misure sono state fatte a 3860 m .s.l.m.

Dati sull'ency di Chudakov:

Area c.^v senza specchio = 40 cm^2 ; angolo $\alpha = 50^\circ$

" " con " = 500 cm^2 ; " = 10°

Range di energia degli EAS rivelati

$N = 2 \times 10^4 - 2 \times 10^7$ particelle

Range di distanze dal core al rivelatore $R = 10 - 250 \text{ m}$

In figura \rightarrow

sono mostrati i

risultati per EAS

quasi verticali

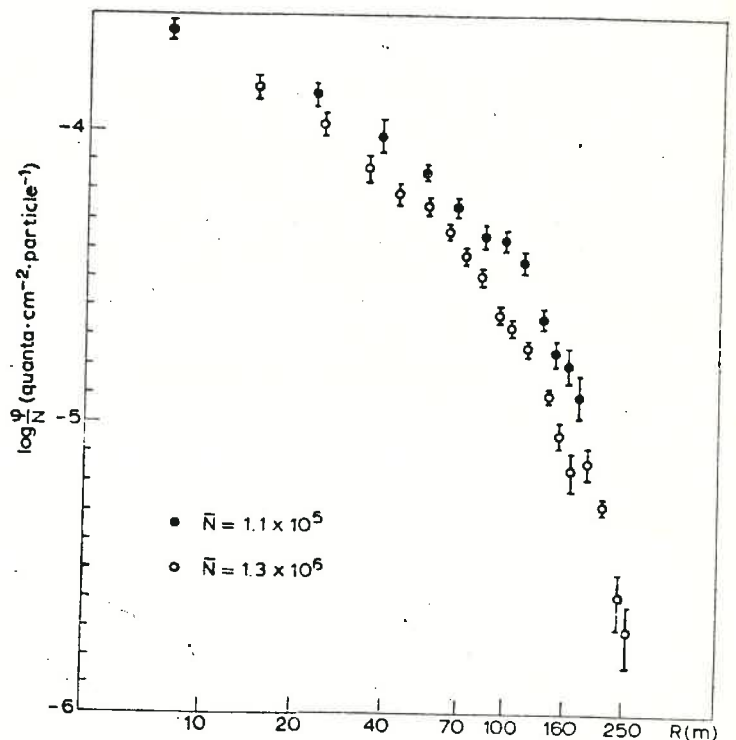
con $\bar{N} = 1.1 \times 10^5$

$c\bar{N} = 1.3 \times 10^5$

Il flusso assoluto di luce, ϕ per particella, risulta essere

7-10 volte maggiore al livello del mare

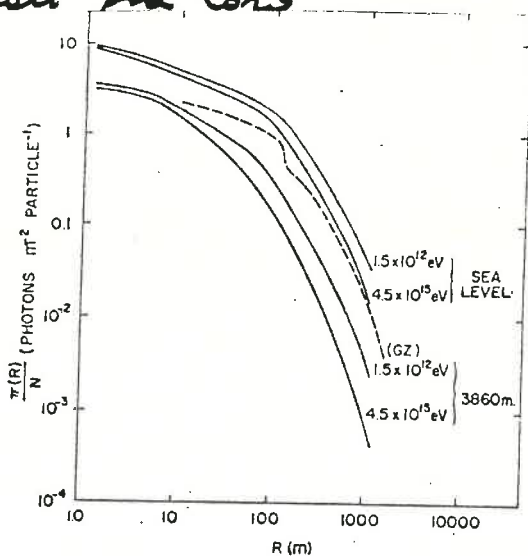
come si nota dalle figure della pagina seguente.



The lateral distribution of light from near-vertical showers, obtained by CHUDAKOV and NESTEROVA [1958].

Fra i molti lavori teorici sulla distribuzione laterale della luce c.v. ricordiamo che Goldanski & Zhdanov [1954] hanno calcolato le variazioni laterali della intensità della radiazione e così Zatsepin + Chudakov [1961 & 1962] tenendo conto però dello scattering coulombiano.

La figura
 →
 mostra i risultati di entrambi gli autori paragonati fra loro



Lateral variation of the Čerenkov radiation intensity per shower electron from EAS as calculated by Zatsepin and Chudakov. Results are shown for showers of initiating proton energy $E_0 = 1.5 \times 10^{12}$ eV and 4.5×10^{15} eV at sea level and at 3860 m. Results due to Goldanskii and Zhdanov (GZ) are also shown for comparison.

4.6. Distribuzione Temporale e curvatura del fronte dell' EAS.

Si è detto che ci sono valide ragioni per credere che la componente elettroni-positroni dell' EAS sia la responsabile per l'emissione c.v. (v. pag. 17)

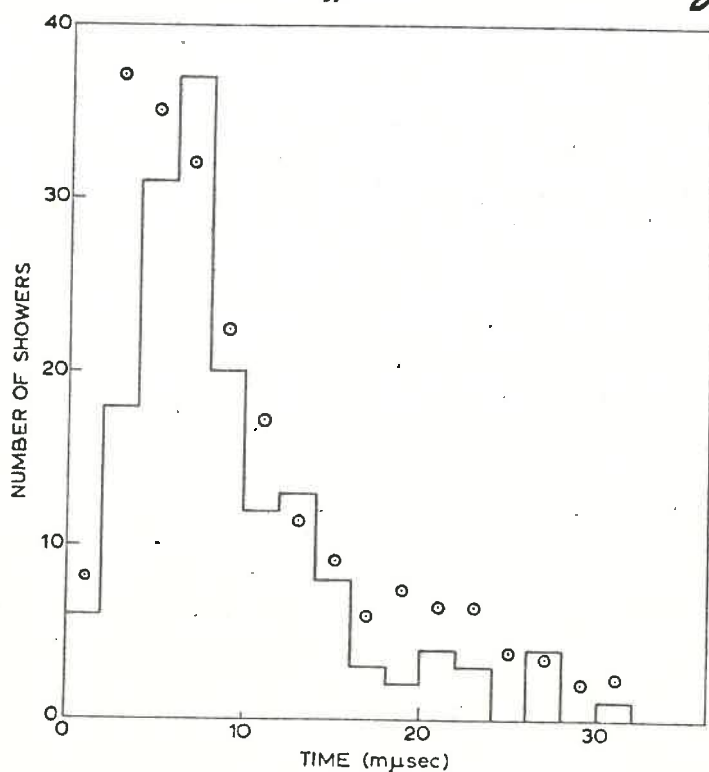
Ne segue che i fotoni c.v. dovrebbero avere una distribuzione simile a quella degli elettroni.

Boley ^{et al.} [1961] ad una altezza $H = 2070$ m. s.l.m. (Kitt Peak)

e uno specchio di diametro $D=40$ cm.; $f/0.75$ ha misurato la distribuzione longitudinale di EAS con $E_0 \geq 10^{15}$ eV. Il ricevitore, di apertura 0.03 ster., era posto al centro di un array di quattro altri ricevitori a grande campo di accettazione. Venivano selezionati solo EAS entro 5° dallo zenith. L'effetto osservato era, pertanto, veramente lo spread laterale senza effetti geomagnetici introdotti su EAS inclinati. Dopo aver corretto per:

- 1) allargamento del tempo di passaggio sul P.M.
- 2) tempo di salite dell'oscillografo.
- 3) dispersioni in frequenza nell'elettronica
- 4) non linearità del sistema di registrazione.

Boley ha ottenuto la seguente distribuzione.



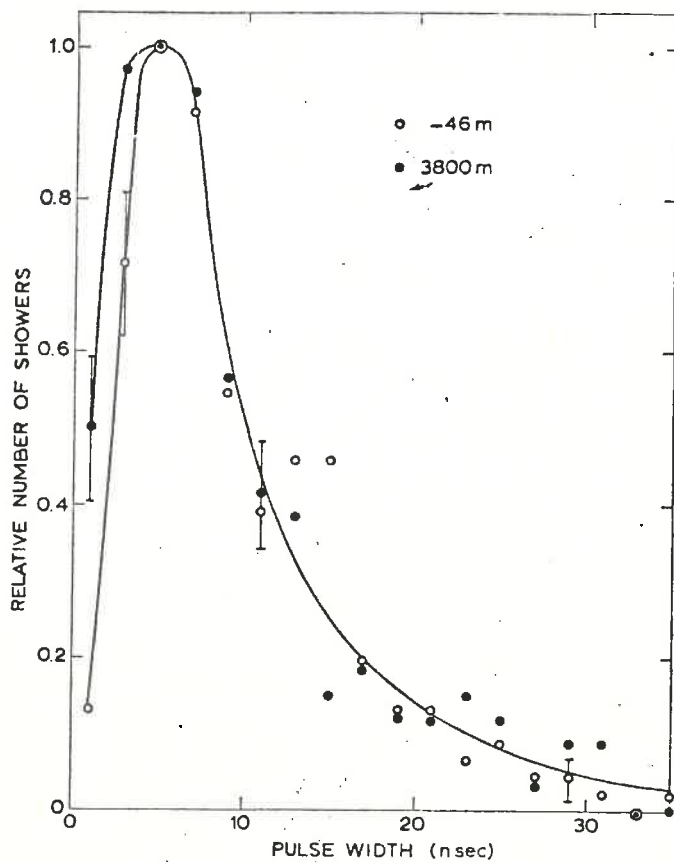
Distribution of pulse widths Δt , in nanoseconds, obtained by BOLEY *et al.* [1961] for the light from showers of $E_0 > 10^{15}$ eV, observed with receivers sited at an altitude of 2070 m above sea-level.

Dalla figura si nota che $\sim \frac{1}{2}$ degli EAS hanno un Time spread tra 10 e 40 ns. il che corrisponde ad uno spessore del fronte $\Delta z = 1.2 \text{ m. e } 3 \text{ m.}$

$$\overline{\Delta t} \simeq 7 \text{ ns.} \quad \text{i.e.} \quad \overline{\Delta z} \simeq 2.1 \text{ m.}$$

Il valore 2.1 m. è il più probabile e si accorda bene con le misure su particelle cariche fatte da Bossi et al [1953].

Boley et al [1962] hanno rifatto la misura precedente e misurato lo spread nel tempo a due diverse altezze : -46 m. (Death Valley, California) e +3800 m. s.l.m. (White Mountain Research Station California). I risultati sono riportati in figura



Relative occurrence of showers of primary energy $E_0 > 2 \times 10^{15} \text{ eV}$, yielding pulse widths between 2 and 35 ns, at two altitudes of observation, namely -46m and +3800m, from BOLEY et al. [1962].

Misure sui ritardi, da parte degli stessi autori mostrano che pochissimi EAS hanno raggio di curvatura $R < 1$ km. e la maggioranza hanno un raggio di curvatura $R > 2$ km.

Usando tecniche diverse e c. a riflessione interna Totale Bradley & Porter [1960] trovarono, dopo aver corretto per lo scattering coulombiano:

$$R = 2.44^{+0.75}_{-0.43} \text{ km.}$$

in buon accordo con Beley; le misure però non sembrano accordarsi troppo sulla stima di Hill. (pag. 40)

4.7. Livelli ed altezze a cui la luce c. ha origine.

Sull'argomento c'è un conflitto di opinioni.

È bene tener presente che misure di questo tipo dipendono ampiamente dalla sensibilità dello strumento. Chudakov & Nesterova e Galbraith & Jelley riportano contributi di luce da grandi altezze mentre le misure originarie di Jelley suggeriscono che buona parte della luce rivelata proviene da quote inferiori ai 2000 m.

White et al. [1961] trovano che più dell'80% della luce proviene da meno di 800 m.

Sembra comunque che per EAS di $E_0 = 10^{14} - 10^{15}$ eV ($N \approx 10^4 - 10^5$ particelle) buona parte della luce provenga da zone inferiori ai 3 km.

Anche se non sono state fatte misure su EAS di minor energia è presumibile che buona parte della luce emessa provenga da altezze ancora

maggiori, tantopiù che, ad esempio, un EAS di $E_0 = 10^{12}$ e¹, raggiunge il massimo dello sviluppo più in alto di uno di energia maggiore.

5. Applicazione della tecnica.

5.1. Tecnica C^v come mezzo per lo studio di EAS.

L'informazione fornita dalla componente C^v di un EAS è una informazione integrale, ed è una misura dell'energia spesa dalle particelle nell'atmosfera sovrastante il livello di osservazione. Se tutta la luce emessa fosse raccolta, per un EAS, oltre il suo massimo, tale misura ci fornirebbe immediatamente E_0 . Anche se non è possibile raccogliere che parte della luce, il numero di fotoni emessi è tale che bastano pochi rivelatori spaziali fra loro per avere misure locali di intensità luminosa. L'energia totale E_{C^v} della componente C^v si ottiene dunque integrando la distribuzione laterale della luce. In prima approssimazione

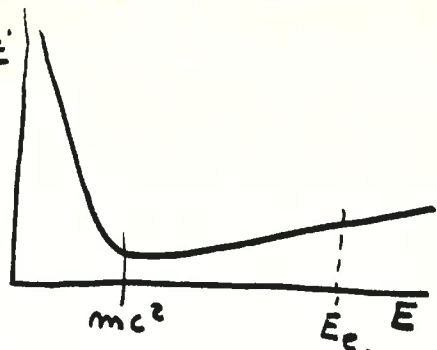
$$E_{C^v} = k_i E_i$$

E_i = energia spesa in ionizzazione; $k_i = \text{cost.}$

da cui si può dedurre E_0 .

Inoltre, tenendo conto che E_{C^v} ed E_i variano con l'energia degli elettroni E_e si può migliorare ancora la stima.

Per $E_e > mc^2$ $\frac{dE_i}{dx} \approx \text{cost.}$ $\frac{dE_i}{dx}$



però l'aumento non è trascurabile per gli elettroni dell'EAS se

$E_e \sim 10^8 - 10^9$ eV. Si può inoltre

conoscere per elettroni con $E_e < 21 \text{ MeV}$ che non producono luce (sotto la soglia C^V).

L'informazione fornita dai C^V è però limitata e può essere conveniente operare in congiunzione con un array di contatori. È, inoltre, più difficile interpretare impulsi da rivelatori di luce a piccolo angolo che da rivelatori a grande angolo. D'altra parte operare in congiunzione C^V e contatori può essere inefficiente e improduttivo per i seguenti motivi:

1) La sensibilità di un rivelatore di luce è \gg di qualsiasi array di contatori di particelle per una data E_0 ; ne segue che il conteggio C^V sarà sempre \gg del conteggio dell'array.

2) La distribuzione laterale degli elettroni è molto più ripida di quella dei fotoni perciò con C^V si osservano EAS a distanze dal core \gg che non con un array. e.g. per $N = 10^5$ particelle

Per contatori il numero cade da 500 part/m^2 a 50 part/m^2 in 5.
 Per C^V " " " " $2 \times 10^{-4} \text{ quanta/cm}^2 N$ a $2 \times 10^{-5} \text{ quanta/cm}^2 N$ in 10

il rapporto di efficienza è $\frac{A_{C^V}}{A_{\text{part}}} \sim (20)^2 = 400$

La tecnica C^V permette di studiare l'EAS in "profondità", ed è l'unica tecnica che, per ora, ne sia in grado di farlo. Offre, inoltre, possibilità per lo studio di EAS a core multiplo e le fluttuazioni dell'EAS stesso. Le applicazioni allo studio dei vari parametri dell'EAS sono limitate mentre le applicazioni alla γ -astronomia e alla ricerca di sorgenti di R.C. sembrano, per ora, molto promettenti.

5.2. Determinazione dell'energia del primario.

Misure assolute dei flussi di luce, assieme alle misure della distribuzione laterale, ci permettono, assumendo un certo schema di sviluppo dell'EAS, di stimare E_p .

Ad esempio [Greisen 1950] a 3850 m. s.l.m.

Chudakov et al. [1950] deduce dalle sue misure che N_p erano 1.2×10^5 quante per elettrone per EAS di $N = 1.4 \times 10^6$ particelle.

Per avere tale flusso la lunghezza di traccia doveva essere ~ 45 lunghezze di radiazione e la dissipazione di energia ~ 3.8 GeV/d.

L'energia locale è di ~ 0.4 GeV. per elettroni e componente nucleo-attiva e μ e ν (all'altezza dette)

quindi l'energia del primario si può stimare di ~ 4.5 GeV./elettrone cioè

$$4.5 \times 10^9 \times 1.4 \times 10^6 \approx 6.5 \times 10^{15} \text{ eV.}$$

5.3. Considerazioni operative e climatiche.

L'uso della tecnica C.V. e il suo successo sono così legate al clima e alle condizioni operative dei rivelatori che val la pena di fare alcune considerazioni al proposito.

A. scolta del luogo.

Quando si vuole operare dei C.V. in congiunzione con enay per EAS avviene, di norma, che bisogna operare dove già l'enay esiste.

Solitamente il luogo non è nelle condizioni ideali richieste e l'efficienza dei rivelatori C.V. è inferiore alle loro possibilità.

Se i rivelatori di luce devono essere usati da soli è essenziale scegliere accuratamente la posizione, e per una massima sensibilità e per la massima efficienza in termini di conteggio.

La scelta del luogo è legata a:

il clima (in generale e localmente)

la latitudine

al tipo di indagine che si vuol fare.

a varie condizioni pratiche come:

{ la fornitura
di elettricità
in prossimità del
luogo scelto.
Abitazione, scuola,
etc.

L'ideale "luogo C" può definirsi un deserto al livello del mare che offre la combinazione di oscurità e limpidezza del cielo.

Anche un monte, ~~ma~~ al di sopra di una zona anche umida può essere altrettanto buono.

Stazioni montane di R.C. sono state ampiamente sfruttate da numerosi gruppi in stagioni in cui le nubi erano dense ad altezze inferiori, e.g. Pic du Midi (2850 m. s.l.m. F.), Testa Grigia (3500 m. s.l.m.) I, Kitt Peak (2070 m. s.l.m.) U.S.A. etc. Ad altezze ancora

maggiori si può guadagnare in chiarezza e trasparenza del cielo e in assenza di nebbie,

e.g. Jungfrauoch (4000 m. s.l.m.) CH. o

Mt. Chacaltaya (~5000 m. s.l.m.) Bolivia. però si peggiorano le condizioni di lavoro a causa dei forti venti, delle basse temperature notturne, e del disagio generale per gli osservatori. Al disagio,

in linea di principio, si può ovviare con sistemi completamente automatizzati e comandati a distanza.

L'esperienza, comunque, insegna che l'osservatore, in ogni caso, trascorre buona parte delle ore di osservazione all'aperto:

Le latitudini terrene deve inoltre essere presa in considerazione. A causa della dipendenza del conteggio dall'angolo di zenith, per la

γ -astronomia c'è una latitudine ottima
dettata dalle coordinate celesti e dal periodo
dell'anno in cui il passaggio sul meridiano
della sorgente sospetta avviene nelle ore notturne.
La latitudine ha un effetto, inoltre, sulla durata
del "crepuscolo" astronomico. *

B. Montaggio.

I P.M. e i sistemi di P.M. che devono essere
puntati in varie direzioni del cielo in tempi
successivi (γ -astronomia) possono essere montati
equatorialmente o con sistemi a moto azimutale.

I montaggi equatoriali sono eccellenti per
seguire oggetti celesti (drift-scans) e facili da
puntare ma svantaggiati per le alte declinazioni
per le quali i puntamenti possono diventare troppo
lunghi.

I montaggi azimutali sono più semplici da
erigere e operare ma richiedono l'uso continuo

* crepuscolo astronomico = tempo fra il tramonto e
quando il sole è a 18° sotto l'orizzonte; questo è
l'angolo di depressione del sole oltre il quale la
luminosità del cielo rimane, in seguito, costante per
il resto della notte. Si noti che il crepuscolo, così definito
varia:

	fra 1.20 ore	a 2.56 ore	fra 0° e 60° di lat.
ed è:	1.36 ore	a 30°	
	e 1.90 ore	a 42°	

di tavole o di un calcolatore per convertire le coordinate da un sistema all'altro.

Per ambedue i tipi di montaggio gruppi inglesi e irlandesi hanno usato recuperi militari di sostegno per mitragliere. Questi oggetti sono solidi, resistono bene alle intemperie ed hanno una precisione più che sufficiente ($\sim 5'$ d'arco se usati senza modifiche; $\sim 2'$ d'arco se modificati con scale migliori).

C. Costi

In termini di area di collezione o conteggio (per una data E_0) i rivelatori di luce costano molto meno di area di scintillatori. Se si usano rivelatori a grande campo e non direzionali poi, i rivelatori di luce sono forse i rivelatori di EAS più a buon prezzo finora esistenti. Nell'uso che si può fare dei C.V. per la γ -astronomia (range di energie da $\sim 10^{12}$ a più di 10^{15} ev.) se si paragonano i costi a quelli di satelliti o palloni che svolgono un range al massimo di 10 in energia allora i C.V. hanno un prezzo irrisorio più tutti i vantaggi di una misura a terra (repetibilità, modificabilità etc.)

6. DISCUSSIONE.

È da tenerci presente che la complessità di un EAS combinata alla complessità delle generazioni di luce C^V nell'EAS stesso e alle geometrie di rivelazione dell'impulso luminoso rendono il problema difficile sia teoricamente che sperimentalmente. Però molti aspetti del fenomeno sono già stati analizzati e compresi.

È chiara la identificazione degli impulsi di luce da EAS con l'emissione C^V . A parte dettagli sembra chiara la distribuzione laterale e longitudinale della luce. Il piccolo sparpogliamento laterale rende il fenomeno molto interessante come informatore di direzione. Teoricamente è chiaro il ruolo cruciale dello scattering coulombiano. Alcuni punti peraltro richiedono ulteriori studi per essere chiariti. È necessario pervenire ad un dettagliato modello di sviluppo dell'EAS. Risultati ottenuti sembrano indicare che il modello di Nishimura e Kamata non è adeguato per descrivere l'emissione C^V dagli elettroni dell'EAS. Sembra accertato che l'emissione C^V non è sempre anzi forse non è mai una approssimazione allo integrale sul cammino percorso dalle particelle nell'atmosfera. Una più accurata analisi degli effetti dell'allungamento angolare della luce

come questi: sono correlati alle distribuzioni laterali, nel piano di osservazione, e alla luce come queste appaiono in un telescopio di apertura finita è importante sia teoricamente che sperimentalmente. In particolare la osservazione simultanea della distribuzione laterale della luce e dell'immagine telescopica della luce dovrebbe fornire informazioni di estremo valore.

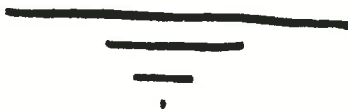
Questi effetti devono essere compresi in dettaglio prima che si possano usare con confidenza telescopi per la ricerca di sorgenti di R.C.

Bisogna prestare, ~~particolare~~, grande attenzione nel confrontare risultati ottenuti con diversi rivelatori di diverse geometrie e osservanti diversi. Entrambi questi parametri devono essere misurati con estrema cura in quasi ogni tipo di ~~esperimento~~ esperimento. Sono necessarie inoltre ulteriori misure sulle fluttuazioni nell'EAS e sulla luce prodotta; esistono infatti opinioni e dati contrastanti al riguardo.

Più esperimenti sulla distribuzione longitudinale della luce con una analisi teorica accurata dei contributi che le particelle dell'EAS a varie altezze danno alla dipendenza temporale della

luce ricevuta complementerebbero le informazioni ottenute dalle distribuzioni laterali dello scintillio dell' EAS.

Infine un paragone diretto delle distribuzioni in tempo e ampiezza della luce rivelata da rivelatori di diverso angolo solido potrebbe fornire informazione ulteriore sullo scintillio longitudinale dell' EAS.



BIBLIOGRAFIA.

- ASCOLI BALZANELLI, A. e ASCOLI, R. 1953, Nuovo Cimento 10, 1345
- BASSI, P. CLARK, G. ROSSI, B. 1953, Phys. Rev. 92, 441.
- BLACKETT, P. M. S. 1948, Emission spectra of the night sky and aurorae, Rep. Gassiot Comm. of the Roy. Soc. p. 34.
- BOLEY, F. I. BAUM, J. H. PALSEDGE, J. A. PEREVE, J. H. 1961
1962 Phys. Rev. 125, 734. Phys. Rev. 102, 1205.
- BRADLEY, E. F. PORTER, N. A. 1960 Phil. Mag. 5, 305.
- BRENNAN, M. H. MALOS, J. MILLAR, D. D. WALLACE, C. S. 1958
NATURE. 182, 973.
NUOVO CIMENTO SUPP. 8, 652.
- ČERENKOV, P. A. 1934 DOKL. Akad. Nauk 2, 451.
- CHUDAKOV, A. E. 1963 Private communication (V. Jelley.)
- CHUDAKOV, A. E. NESTEROVA, N. M. 1958 Nuovo Cimento Suppl. 8, 606.
- CHUDAKOV, A. E. NESTEROVA, N. M. ZATSEPIN, V. I. TURISH, E. I. 1960
Proc. Moscow C.R. conference V. II pag. 50.
- FRANK, I. M. TAMM, I. G. 1937 DOKL. Akad. Nauk 14, 109.
- GALBRAITH, W. JELLEY, J. V. 1953 NATURE 171, 349.
- GALBRAITH, W. JELLEY, J. V. 1955 J. ATMOS. + TERR. PHYS. 6, 250, 304.
- GALLI, M. MERCER, J. B. PALUMBO, G. G. C. ATTI ASS. GEOFISICA ITAL. MAR. 1958 RO.
- GINZBURG, V. L. FRANK, I. M. 1947 DOKL. Akad. Nauk. 55, 599.
- GOLDANSKII, V. I. ZHDANOV, G. B. 1954 Zh. ~~Exp~~ EKsp. TEOR. Fiz. 25, 405
- GREISEN, K. 1960 ANN. REV. Nuc. Sci. 10, 63.
- HILL, D. A. LINSKY, J. L. OVERBECK, J. W. 1963 M.I.T. rep. No NYO-10063 p
- JELLEY, J. V. 1958 Č. radiation and its applications (Pergamon Press)
- JELLEY, J. V. 1958 Nuovo Cimento suppl. 8, 578.
- JELLEY, J. V. PORTER, N. A. 1963 Quarterly J. of the R.A.S. 4, 275.

- KASHA, H. OREN, Y. SITTE, K. 1962 J. Phys. Soc. Japan Supp. A-III, 108
 1964 Nuovo Cimento Supp. 2, 178
- MALOS, J. MILLAR, D.D., WALLACE, C.S. 1962 J. Phys. Soc. Japan
 Suppl. A III, 114
- NESTEROVA, N.M. CHUDAKOV, A.E. 1955 Zh. Eksp. Teor. Fiz. 28, 3.
- OVERBECK, J.W. 1963 private communication (v. Jelley)
- POLIKAROV, A. 1954 Comptes Rendus Bulgarien Akad. Sci. 7, 29
- SHOCKLEY, W. PIERCE, J.R. 1938 Proc. I.R.E. 26, 321.
- WHITE, J. PORTER, N.A. LONG, C.D. 1961 J. Atmosf. Terrest. Phys.
20, 40
- ZATSEPIN, G.T. CHUDAKOV, A.E. 1961 Zh. Eksp. Teor. Fiz. 41, 655
- ZATSEPIN, V.I., CHUDAKOV, A.E. 1962 Zh. Eksp. Teor. Fiz. 42, 1622.

Londoni di reviews, dai quali ~~è~~ è stata tratta buona parte delle figure per questo lavoro:

- Jelley, J.V. Progress in Elementary Particles and
 Cosmic Ray Physics. Vol IX pag. 40 eng.
- Boley, F.I. Rev. of Modern Physics (1954) 30, 792

INDICE

Sommaris	pag.	0
1. Radiazione di C^V		20
1.1 Principi fisici		20
1.2 Energia prodotta per effetto C^V		21
2. Radiazione di C^V da EAS cosmici	14	
2.1 Vantaggi della rivelazione di EAS in luce C^V .	15	
2.2 Svantaggi della rivelazione di EAS in luce C^V .	16	
2.3 Luce C^V dal cielo notturno	20	
2.4 Luce di fondo dal cielo notturno	22	
2.5 Teoria elementare di emissione, raggio del "pool" di radiazione	22	
2.6 Conteggi e sovrapposizioni	24	
2.7 Sistemi di coincidenze	27.	
3. Rivelazione di EAS con rivelatori di luce e con "array" di contatori	33	
3.1 Efficienze relative	33	
4. Risultati sperimentali	36	
4.1 Spettri di altezza di impulso	36	
4.2 Stime del flusso di luce	36	
4.3 Distribuzione intorno all'angolo di zenith	37	
4.4 Distribuzione direzionale della luce	38	
4.5 Distribuzione laterale della luce	41	

4.6	Distribuzione temporale e curvatura del fronte dell'EAS.	4
4.7	Livelli ed altezze a cui la luce C^V ha origine	4
5.	Applicazione della tecnica	48
5.1	Tecnica C^V come mezzo per lo studio di EAS	48
5.2	Determinazione dell'energia del primario	50
5.3	Considerazioni funzionali e dinamiche	51
6.	Discussione	55
-	Bibliografia	58
-	INDICE	60
