

Matheus Zaghi de Oliveira  
Stela Adduci Faria

# RADIAÇÃO CHERENKOV COM APLICAÇÃO NO CHERENKOV TELESCOPE ARRAY (CTA)

Monografia apresentada para a conclusão do  
curso de 4300304 - Eletromagnetismo II

Prof. Dr. Luis Raul Weber Abramo

Universidade de São Paulo - USP  
São Paulo

2017



## Resumo

A radiação Cherenkov é produzida quando uma partícula carregada energeticamente (produzida, por exemplo, pelo cascadeamento de um fóton de raio- $\gamma$ ) passa por um meio com velocidade maior que a da luz nesse meio –  $c/n$ , onde  $n$  é o índice de refração do meio.

Essa radiação pode ser ocasionada pelo chuveiro de partículas carregadas produzido quando um fóton de raio-gama incide na atmosfera da Terra. Essa radiação é de fato empregada nos chamados telescópios Cherenkov, utilizados em observatórios construídos para captar a radiação gama do Universo. Há, atualmente, observatórios como o HESS, o VERITAS e o MAGIC. Está também em construção o que virá a ser o maior observatório de raios gama já feito, o Cherenkov Telescope Array (CTA), que terá cerca de 100 telescópios que cobrirão todo o céu e o CTA conta com a participação do Brasil.

**Palavras-Chave:** Radiação, Cherenkov, Telescópio, CTA

# Sumário

1	Introdução . . . . .	7
2	Radiação Cherenkov . . . . .	8
3	Cherenkov Telescope Array . . . . .	14
4	Considerações Finais . . . . .	18
	Referências . . . . .	19

## Lista de ilustrações

- Figura 1 – Em (a) uma partícula está viajando abaixo da velocidade da luz e uma onda eletromagnética se espalha de cada ponto da trajetória dessa partícula. A radiação de tempos anteriores está sempre à frente daquela emitida em um tempo posterior, não sendo possível ter interferência. Em (b), uma partícula viaja mais rápido que a velocidade da luz em um determinado meio ( $c/n$ ), ultrapassando a onda eletromagnética. Ao longo de certo ângulo (linha pontilhada vermelha), as ondas aumentam de forma coerente. Isso corresponde à radiação Cherenkov, viajando na direção mostrada pelas setas vermelhas (Mirzoyan, 2017a). . . . . 8
- Figura 2 – (a) Representação de uma partícula se movendo com velocidade constante. (b) Duas frentes de onda (*information-collecting shell*) indo em direção ao ponto de observação, marcado como uma estrela, dentro do Cone de Mach (Zangwill, 2012). . . . . 9
- Figura 3 – Posição da carga no instante  $t$  (indicada pelo círculo preto) e sua posição no tempo retardado  $t_{ret}$  (indicada pelo círculo branco).  $R$  e  $R_{ret}$  apontam para o ponto de observação. (Zangwill, 2012) . . . . . 9
- Figura 4 – As coordenadas polares de um observador mundam conforme o tempo passa (pontos brancos). A origem está localizada na partícula que se move a velocidade constante. (Zangwill, 2012) . . . . . 12
- Figura 5 – Representação de um fóton de raio- $\gamma$  entrando na atmosfera e produzindo um chuveiro eletromagnético, resultando no cone de luz azul de radiação Cherenkov (Maier, 2017). . . . . 14
- Figura 6 – Gráfico que mostra a sensibilidade do CTA em comparação com os seus predecessores, na detecção do fluxo do fóton em função da sua energia. Nota-se que os gráficos para o CTA são os que possuem uma maior sensibilidade instrumental e abrangem uma gama maior de energia (Maier, 2017). . . . . 15
- Figura 7 – Representação dos três tipos de telescópio: Telescópio de Grande Porte, Telescópio de Médio Porte e Telescópio de Pequeno Porte (Maier, 2017). 16

Figura 8 – Representação de um raio-gama entrando na atmosfera, produzindo um chuvaire de partículas que, por sua vez, produz um *flash* de radiação Cherenkov com duração de 5 – 20 ns na faixa de  $300 < \lambda < 500$  nm e produzindo no solo uma superfície brilhante ("*light pool*") com um raio de 130 m. Na figura da parte superior direita analisa a imagem recebida, podendo obter informações como: energia do chuvaire e sua direção. Enquanto na figura da parte inferior a visão estereoscópica melhora, ou seja, obtem-se: Maior Resolução Angular; resolução de energia; rejeição do ruído de fundo (Vercellone, 2017). . . . . 17

# 1 Introdução

A primeira evidência da radiação proveniente do espaço ocorreu em 1912, quando Victor Hess descobriu uma emissão em altas energias (e.g. raios-X ou gama) oriunda do cosmo, em um balão a 5000 metros de altitude. Porém, ainda no século XIX, quando se acreditava que o espaço era preenchido por éter, Oliver Heaviside já publicara artigos nos quais calculava e previa as principais características de uma emissão produzida quando uma partícula ultrapassa a velocidade da luz em um meio translúcido. Por conta do pensamento vigente na época, o trabalho não foi bem recebido, tendo sido aceito somente anos depois por Pavel Cherenkov, que descobriu o efeito que leva o seu nome por vias experimentais apresentado em seu trabalho "*Theory paper by Sergej Vavilov about the possible bremsstrahlung nature of the bluish emission*" publicado em 1934 (Mirzoyan, 2017b).

As pesquisas de Heaviside tiveram início em 1888, no entanto a obtenção da distribuição da radiação e do ângulo de emissão ocorreu somente em 1912. Neste meio tempo, em 1904, Arnold Sommerfeld estudou o problema de uma carga movendo-se com velocidade  $v > c$  – o que não é permitido pelos princípios relativísticos – e descobriu que isso só é possível em um meio apresentando certo índice de refração  $n$  (Mirzoyan, 2017b).

A primeira observação da radiação Cherenkov foi feita por Marie Curie em 1910, que notou o brilho difuso e azulado de garrafas que continham sais de rádio dissolvidos em água destilada. Primeiramente, acreditou-se que se tratasse de um tipo de fluorescência, porém o cientista francês M.L. Mallet (1926-1929) reconheceu o espectro contínuo de emissão que contradizia esta teoria. Ele, todavia, não chegou a qualquer outra conclusão além desta. Foi Cherenkov que, tendo observado a emissão em solventes puros e até mesmo em água, notou que esta não é caótica, mas está relacionada à trajetória de partículas em movimento. Ele conseguiu medir a anisotropia da emissão e supôs ser possível medir a carga do elétron ( $e^-$ ) (Mirzoyan, 2017b).

Foi somente com Pierre Auger (1938) que se descobriu os chuviscos de partículas subatômicas secundárias causados pela colisão de partículas primárias de alta energia com moléculas de ar. Em 1948, Patrick Blackett foi o primeiro a mencionar que deve haver um componente da luz Cherenkov proveniente de partículas relativísticas presentes nos chuviscos de partículas, principalmente elétrons ( $e^-$ ), pósitrons ( $e^+$ ), múons ( $\mu^-$ ) e múons-positivos ( $\mu^+$ ). Galbraith e Jelly (1953) descobriram os pulsos de luz Cherenkov dos extensos chuviscos de ar (Mirzoyan, 2017b).

Desde então, a detecção dessa radiação vem sendo realizada na superfície terrestre, por meio dos detectores Cherenkov, e no espaço através de satélites. Em adição a esses métodos, nos últimos anos vem sendo desenvolvido um telescópio que também ficará na superfície, porém irá captar essa radiação enquanto ela ainda está na atmosfera, o

Cherenkov Telescope Array (CTA). Esse telescópio tem como propósito obter observações indiretas dos raios- $\gamma$ , que, ao interagirem com a atmosfera, geram partículas que atingem uma velocidade acima da velocidade da luz nesse meio, produzindo a já mencionada cascata de partículas cuja radiação Cherenkov resultante será captada pelo CTA.

Deste modo, este trabalho tem como objetivo mostrar uma aplicação recente da radiação Cherenkov, e optou-se pelo CTA, uma vez que ele utilizará a radiação Cherenkov como método indireto de detecção dos fótons de raios gama emitidos por fontes astrofísicas.

## 2 Radiação Cherenkov

Uma partícula carregada se movendo com velocidade constante  $v > \frac{c}{n}$  num meio com índice de refração  $n$  emite uma luz característica chamada Radiação Cherenkov (Zangwill, 2012).

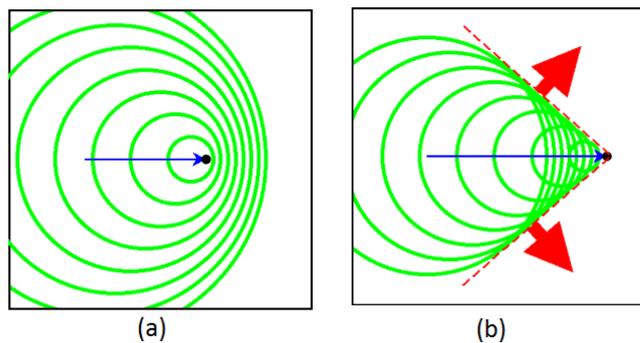


Figura 1 – Em (a) uma partícula está viajando abaixo da velocidade da luz e uma onda eletromagnética se espalha de cada ponto da trajetória dessa partícula. A radiação de tempos anteriores está sempre à frente daquela emitida em um tempo posterior, não sendo possível ter interferência. Em (b), uma partícula viaja mais rápido que a velocidade da luz em um determinado meio ( $c/n$ ), ultrapassando a onda eletromagnética. Ao longo de certo ângulo (linha pontilhada vermelha), as ondas aumentam de forma coerente. Isso corresponde à radiação Cherenkov, viajando na direção mostrada pelas setas vermelhas (Mirzoyan, 2017a).

A Fig.1 mostra uma partícula pontual se movendo com velocidade  $v > \frac{c}{n}$  por um meio dielétrico. O círculo maior indica o limite externo das frentes de ondas emitidas pela partícula em seu movimento. A geometria da frente de radiação em expansão é a superfície de um cone tangente a todas as frentes esféricas e que tem seu cume na posição da carga, ou seja, a frente de onda Cherenkov é análoga à frente de onda formada atrás

de um avião quando ele voa a uma velocidade supersônica. Esse cone é conhecido como Cone de Mach.

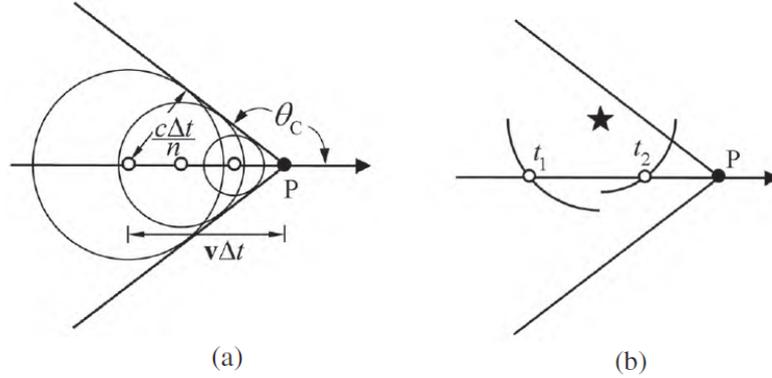


Figura 2 – (a) Representação de uma partícula se movendo com velocidade constante. (b) Duas frentes de onda (*information-collecting shell*) indo em direção ao ponto de observação, marcado como uma estrela, dentro do Cone de Mach (Zangwill, 2012).

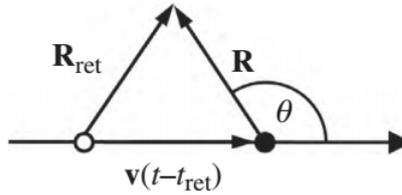


Figura 3 – Posição da carga no instante  $t$  (indicada pelo círculo preto) e sua posição no tempo retardado  $t_{ret}$  (indicada pelo círculo branco).  $R$  e  $R_{ret}$  apontam para o ponto de observação. (Zangwill, 2012)

A geometria da Fig.2(a) mostra que

$$\sin\theta_C = \frac{c/n}{v} \quad (1)$$

onde  $\theta_C$  é o ângulo crítico do vetor de onda gerado pelo movimento da partícula. Essa equação é usada para medir a velocidade das partículas passando por um detector. Com a equação da energia total ( $\varepsilon$ ) de uma partícula relativística (eq.(2)) em função de sua massa  $m$  e do momento  $\mathbf{p}$ , juntamente com a velocidade da partícula (eq.(3)), é possível determinar sua massa e carga.

$$\varepsilon = \sqrt{c^2 p^2 + m^2 c^4} \quad (2)$$

$$\mathbf{u} = \frac{c^2 \mathbf{p}}{\varepsilon} \quad (3)$$

Com a finalidade de calcular os campos elétrico ( $\mathbf{E}$ ) e magnético ( $\mathbf{B}$ ), usa-se como ponto de partida a definição de potenciais eletromagnéticos retardados (eqs.(4) e (5)). Para uma densidade de carga  $\rho$  e uma densidade de corrente  $\mathbf{j}$ , no gauge de Lorenz

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}', t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (4)$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}', t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (5)$$

Aqui, o observador se situa em  $r$  e, em um certo instante  $t$ , a carga está em  $\mathbf{r}'$ . As eq.(4) e (5) podem ser escritas na aproximação Cherenkov, ou seja, para uma carga em movimento em um meio material, se substituirmos a constante dielétrica no vácuo ( $\epsilon_0$ ), a permeabilidade magnética no vácuo ( $\mu_0$ ), velocidade da luz no vácuo ( $c$ ) e a razão das velocidades  $\beta = v/c$  por  $\epsilon$ ,  $\mu$ ,  $c_n = c/n$  e  $\beta_n = v/c_n$ , respectivamente. Desta forma, os potenciais retardados são:

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \left[ \frac{q}{R - \beta_n \cdot \mathbf{R}} \right]_{ret} \quad e \quad \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu}{4\pi} \left[ \frac{q\mathbf{v}}{R - \beta_n \cdot \mathbf{R}} \right]_{ret} \quad (6)$$

onde  $q$  é a carga da partícula e  $\mathbf{R} = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ . Dessas equações, nota-se que a equação que determina o tempo retardado

$$t_{ret} - t = \frac{R(t_{ret})}{c_n} \quad (7)$$

possui duas soluções quando o ponto de observação está dentro do Cone de Mach e nenhuma solução fora dele.

A Fig.2(b) mostra um ponto de observação, indicado por uma estrela, dentro do cone de Mach formado por uma carga se movendo com velocidade constante. Também são mostradas *information-collecting shells* que colapsam à velocidade  $c_n$  e chegam à estrela no tempo  $t$ . A carga móvel entra no volume incluído pela frente de onda no tempo  $t_1 < t$  e sai desse volume no instante  $t_2$  onde  $t > t_2 > t_1$ . Assim, ambos são "tempos retardados" quando  $v > c_n$  e, por contraste, a trajetória  $r_0(t)$  da partícula nunca entra ou sai do volume da caixa quando o ponto de observação está fora do cone de Mach – não há tempo retardado e o campo é nulo nestes pontos. De acordo com a Fig.3, o quadrado de  $R_{ret} = [\mathbf{R} + \mathbf{v}(t - t_{ret})]$  é uma equação quadrática para  $t - t_{ret}$  com as soluções:

$$t - t_{ret} = \frac{-\mathbf{v} \cdot \mathbf{R} \pm \sqrt{(\mathbf{v} \cdot \mathbf{R})^2 - (v^2 - c_n^2)R^2}}{v^2 - c_n^2} \geq 0 \quad (8)$$

Se  $v > c_n$ , a condição de ser sempre  $\geq 0$  impõe duas novas condições

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{R} < 0 \quad e \quad (\mathbf{v} \cdot \mathbf{R})^2 > (v^2 - C_n^2) \mathbf{R}^2 \quad (9)$$

Com a condição  $\theta_C$  (1) e pelo que foi mostrado acima (eq.9), tem-se que:

$$\theta > \frac{\pi}{2} \quad e \quad \sin\theta \leq \sin\theta_C = \frac{1}{\beta_n} \quad (10)$$

Nesse caso, temos o que segue nas eqs.(11) e (12)

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi\epsilon} \frac{q}{R(1 - \beta_n^2 \sin^2\theta)^{1/2}} \Theta(\cos\theta_C - \cos\theta) \quad (11)$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu}{2\pi\epsilon} \frac{q\mathbf{v}}{R(1 - \beta_n^2 \sin^2\theta)^{1/2}} \Theta(\cos\theta_C - \cos\theta) \quad (12)$$

onde  $\Theta$  é a função degrau. Usando as relações (13) e (14)

$$\nabla\Theta(\cos\theta_C - \cos\theta) = \frac{\sin\theta}{R} \delta(\cos\theta_C - \cos\theta) \hat{\theta} \quad (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \Theta(\cos\theta_C - \cos\theta) = \frac{v \sin^2\theta}{R} \delta(\cos\theta_C - \cos\theta) \quad (14)$$

onde  $\delta$  é a função Delta de Dirac e sabendo também que  $\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \partial\mathbf{A}/\partial t$  e  $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ , obtêm-se os campos elétrico e magnético indicados nas eqs.(15) e (16):

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = & - \frac{q}{2\pi\epsilon} \frac{(\beta_n^2 - 1)\hat{R}}{R^2(1 - \beta_n^2 \sin^2\theta)^{3/2}} \Theta(\cos\theta_C - \cos\theta) + \\ & + \frac{q}{2\pi\epsilon} \frac{\sqrt{\beta_n^2 - 1}}{R^2 \beta_n (1 - \beta_n^2 \sin^2\theta)^{1/2}} \delta(\cos\theta_C - \cos\theta) \end{aligned} \quad (15)$$

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{v}}{c_n^2} \sin\theta (-\hat{\theta} \times \mathbf{E}) \quad (16)$$

O campo elétrico em um ponto de observação dentro do cone de Mach aponta diretamente para a partícula que está se movendo em vez de apontar para a direção oposta da carga, o que poderia contradizer a forma integral da Lei de Gauss para uma partícula pontual. Todavia, uma vez que o campo elétrico (singular) que se situa no próprio cone aponta para o lado oposto da carga, a lei de Gauss é totalmente satisfeita quando considera-se ambas as contribuições para o campo elétrico.

O simples fato de que os campos são singulares em  $\theta = \theta_C$  poderia ser um problema até descobrirmos que a radiação Cherenkov é contínua. Combinando isso com o fato que o

índice de refração para um meio real depende da frequência angular  $\omega$  nos diz que deve-se adotar  $n = n(\omega)$  desde o começo. Em outras palavras, diferentes frequências implicam em diferentes  $\theta_C$ . Esse "borrão" presente na ponta do cone é suficiente para suavizar a singularidade da função delta em um grande e estreito máximo, o qual constitui o "sinal" Cherenkov.

Um observador estacionário situado fora do cone de Mach não vê nenhum campo eletromagnético até o movimento da partícula fazer com que a superfície do cone passe sobre a posição do observador, e essa aparição abrupta do "sinal" de Cherenkov implica (através da relação recíproca entre  $\Delta t$  e  $\Delta\omega$  na Transformada de Fourier) que a largura espectral da radiação observada deve ser bastante larga.

Para calcular  $E(t)$ , é conveniente fixar a origem de um sistema de coordenadas polares na posição da partícula carregada  $q$ . A origem move conforme a carga se move, então as coordenadas polares de um observador estacionário mudam como uma função do tempo. Assumindo que a superfície do cone de Mach passa sobre o observador em  $t = 0$ , tem-se que na Fig.4 as coordenadas polares do observador são  $(R(0), \theta_C)$ . Após um pequeno tempo, as coordenadas do observador são indicadas por  $R(t), \theta(t)$ , onde  $\theta(t) = \theta_C + \Delta\theta$ . Assumindo  $R(0) \approx R(t) \gg vt$  e  $\Delta\theta \ll 1$ , pode-se escrever o campo elétrico de Cherenkov como uma função explícita do tempo.

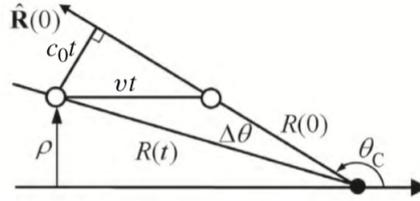


Figura 4 – As coordenadas polares de um observador mudam conforme o tempo passa (pontos brancos). A origem está localizada na partícula que se move a velocidade constante. (Zangwill, 2012)

Usando a eq.(1) e  $\beta_n = \frac{v}{c_n} = \frac{nv}{c}$ , tem-se que

$$\Delta\theta \approx vt \frac{\sin\theta_C}{R(0)} \quad (17)$$

e

$$\cos\theta_C - \cos\theta(t) = \cos\theta_C - \cos(\theta_C + \Delta\theta) \approx \sin\theta_C \Delta\theta = \frac{c_n t}{\beta_n R(0)} \quad (18)$$

Mas  $\beta_n \sin^2\theta_C = 1$ , ou seja,

$$1 - \beta_n^2 \sin^2\theta(t) \approx -2\beta_n^2 \cos\theta_C \sin\theta_C \Delta\theta = \frac{2c_n t \sqrt{1 - \beta_n^2}}{R(0)} \quad (19)$$

Substituindo na eq.(15), temos

$$\mathbf{E}(t) \approx \frac{q(\beta_n^2 - 1)^{1/4}}{(2c_n)^{3/2}\pi\epsilon\sqrt{R(0)}} \left[ \frac{\delta(t)}{\sqrt{t}} - \frac{\Delta(t)}{2t^{3/2}} \right] \hat{R}(0) \quad (20)$$

A transformada de Fourier  $E(\omega)$  é obtida substituindo (20) na integral

$$\mathbf{E}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \hat{E}(\omega) e^{-i\omega t} \quad \hat{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \mathbf{E}(t) e^{i\omega t} \quad (21)$$

Integrando a função delta por partes, tem-se que:

$$\hat{E}(\omega) = -\frac{i\omega q(\beta_n^2 - 1)^{1/4}}{(2c_n)^{3/2}\pi\epsilon\sqrt{R(0)}} \hat{R}(0) \int_0^{\infty} dt t^{-1/2} e^{i\omega t} = \frac{q(\beta_n^2 - 1)^{1/4}\omega^{1/2}}{4\sqrt{\pi}\epsilon c_n^{3/2}\sqrt{R(0)}} (1 - i)\hat{R}(0) \quad (22)$$

O fato de  $E(\omega)$  e  $E(t)$  variarem como  $1/\sqrt{R(0)}$  indica uma onda cilíndrica bidimensional ao invés de uma onda esférica tridimensional. A energia irradiada por área por frequência é definida como

$$\frac{d^2 U_{rad}}{d\omega dA} = \frac{\epsilon c_n}{\pi} [\hat{E}(\omega)]^2 \quad (23)$$

Tipicamente, transforma-se a radiação Cherenkov da eq.(23) em uma distribuição espectral por unidade de comprimento de tamanho  $l$ . Essa é a energia por unidade de frequência que passa por uma unidade de comprimento de um cilindro de raio  $\rho$  centrada na trajetória da carga em movimento. Pela Fig.4, tem-se que essa quantidade é:

$$\frac{d^2 U_{rad}}{d\omega dl} = 2\pi\rho[\hat{\rho} \cdot (-\hat{\theta})] \frac{d^2 U_{rad}}{d\omega dA} \quad (24)$$

Usando as eqs.(22), (23) e (24) verifica-se que:

$$\frac{d^2 U_{rad}}{d\omega dl} = -2\pi R(0) \sin\theta_C \cos\theta_C \frac{d^2 U_{rad}}{d\omega dA} = \frac{\mu q^2}{4\pi} \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2}\right) \omega \quad (25)$$

De uma maneira generalizada, para um meio onde o índice de refração depende da frequência  $n(\omega)$ :

$$\frac{d^2 U_{rad}}{d\omega dl} = \frac{\mu(\omega)q^2}{4\pi} \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2(\omega)}\right) \omega \quad (26)$$

Em concordância com a eq.(26), nota-se que a emissividade é proporcional ao  $\omega$ . No entanto,  $\omega = \frac{1}{\lambda}$ , de forma que as radiações de maiores energias ocorrem para valores de  $\lambda$  pequenos. Deste modo, as radiações de maior energia são predominantemente visualizadas

nos comprimentos de onda mais azulados, pois é onde se concentra a maior parte da energia no espectro visível.

### 3 Cherenkov Telescope Array

Mais recentemente, conjuntos de imagens de telescópios Cherenkov foram usados para transformar a atmosfera do planeta em um detector de raios-gama altamente energéticos. Os raios-gama, ao interagirem com a atmosfera, decaem em um par elétron-pósitron que, por sua vez, produzem um chuva com raios-gama secundários e novos pares. Os telescópios detectam a radiação Cherenkov produzida por esse chuva eletromagnético, conforme pode ser visto na Fig.5 (Zangwill, 2012).

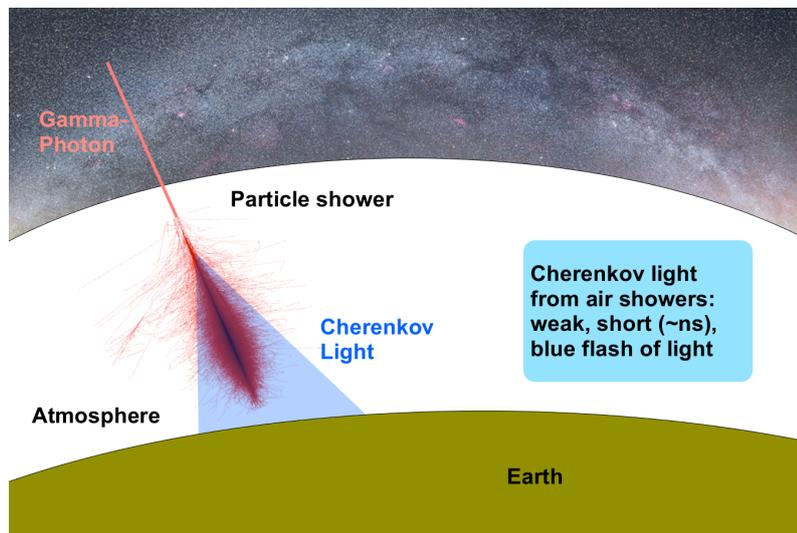


Figura 5 – Representação de um fóton de raio- $\gamma$  entrando na atmosfera e produzindo um chuveiro eletromagnético, resultando no cone de luz azul de radiação Cherenkov (Maier, 2017).

O Cherenkov Telescope Array (CTA) faz parte da próxima geração de telescópios terrestres na astronomia de raios-gama. Com mais de 100 telescópios, que estarão localizados nos hemisférios norte e sul, o CTA será o maior e mais sensível observatório de altas energias do mundo. O projeto está previsto para entrar em operação em 2021, e propõe investigar as condições físicas de pulsares, supernovas, buracos negros e surtos de raios-gama, além da composição e da origem da matéria escura, pois ele examinará o céu em uma resolução de energia mais alta do que já foi vista até então (CTA, 2017a).

Os telescópios do Observatório do CTA (CTAO) se situarão no Chile (hemisfério sul) e em Las Palmas (hemisfério norte). Para efetivar as observações propostas, o *array* terá uma grande área de coleta (mais de 1 milhão de  $m^2$ ) e uma taxa de detecção de

raios-gama 10 vezes maior do que a dos detectores terrestres atuais (e.g. HESS, VERITAS e MAGIC), como nota-se na Fig.6.

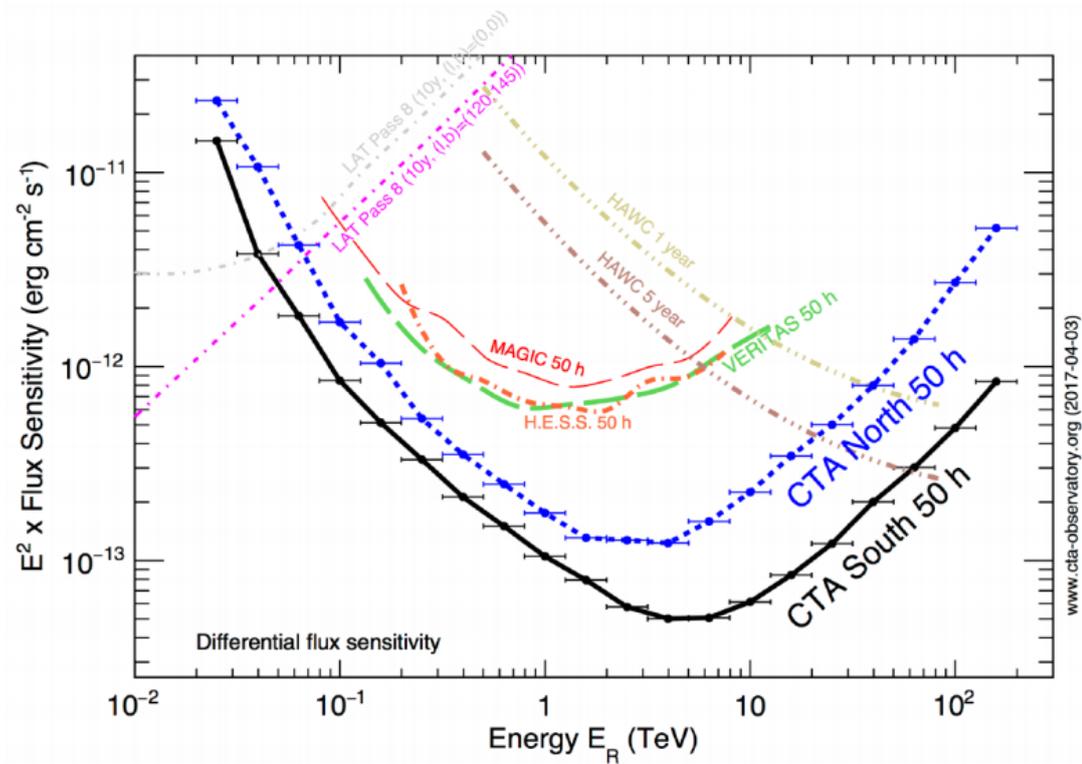


Figura 6 – Gráfico que mostra a sensibilidade do CTA em comparação com os seus predecessores, na detecção do fluxo do fóton em função da sua energia. Nota-se que os gráficos para o CTA são os que possuem uma maior sensibilidade instrumental e abrangem uma gama maior de energia (Maier, 2017).

Nada pode viajar acima da velocidade da luz no vácuo; contudo, a luz viaja 0,03% mais devagar no ar. Desta forma, essas partículas ultra-energéticas poderão ser mais rápidas que a luz na atmosfera, criando um *flash* azul de "luz Cherenkov", tal como discutido na seção 2. Embora a luz se espalhe por uma grande área (250 m de diâmetro), essas cascatas são raras (um fóton de raio-gama por  $m^2$  por ano de uma fonte brilhante ou um por  $m^2$  por século a partir de uma fonte fraca), duram apenas alguns bilionésimos de segundo e são muito fracas para serem detectadas pelo olho humano. Assim, os grandes espelhos do CTA e as câmeras de alta velocidade detectarão o *flash* e criarão imagens da cascata gerada pelos raios gama para um estudo mais aprofundado das suas fontes cósmicas (CTA (2017b) e Wood et al. (2013)).

São necessários três tipos de telescópios, que podem ser vistos na Fig.7, para cobrir a faixa completa de energia do CTA (20 GeV a 300 TeV). Por isso, planeja-se implantar 40 Telescópios de Médio Porte (MST), 8 Telescópios de Grande Porte (LST) e 70 Telescópios de Pequeno Porte (SST). Como os SSTs são sintonizados para serem os mais sensíveis na detecção de raios-gama de alta energia, eles são ideais para operar no hemisfério sul, pois

é sensível aos raios gama de energia mais altos, que vêm desta Galáxia – melhor vista do hemisfério sul –, enquanto os MSTs e LSTs serão instalados em ambos os hemisférios (Wood et al., 2013).

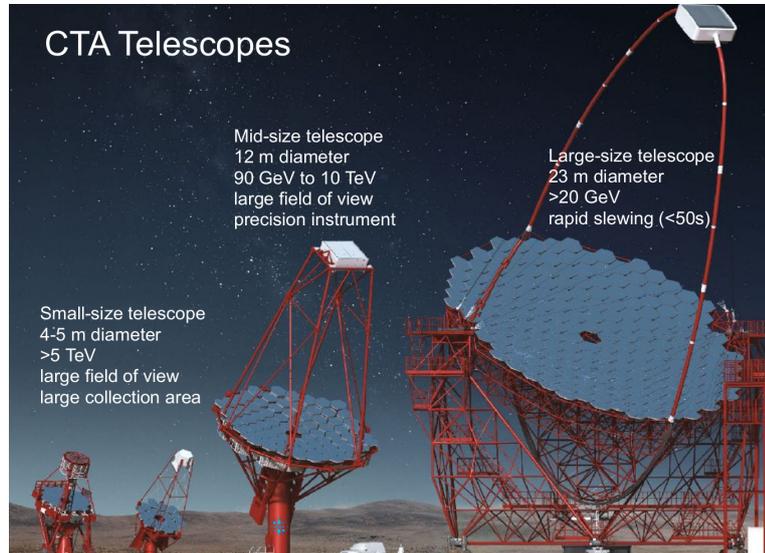


Figura 7 – Representação dos três tipos de telescópio: Telescópio de Grande Porte, Telescópio de Médio Porte e Telescópio de Pequeno Porte (Maier, 2017).

Enquanto os telescópios individuais podem variar em tamanho e design, os telescópios do CTA serão construídos e funcionarão de forma semelhante. Cada um terá uma montagem que lhe permitirá apontar rapidamente para os alvos e será composta por um grande espelho segmentado para refletir a luz Cherenkov em uma câmera de alta velocidade, que pode digitalizar e gravar a imagem do chuveiro, conforme pode ser visto na Fig.8 CTA (2017b).

O CTA usará mais de 7000 faces de espelho altamente reflexivos (de 90 cm a 2 m de diâmetro) para focar a luz nas câmeras dos telescópios. Uma vez que os espelhos refletem a luz, as câmeras CTA capturam e convertem-nas em dados. Cada telescópio tem sua própria variação de câmera, mas os projetos são todos conduzidos pelo brilho e curta duração do *flash* de luz Cherenkov CTA (2017b).

Um *flash* Cherenkov dura apenas alguns bilionésimos de segundo e é extremamente fraco. As câmeras são sensíveis a esses *flashes* e usam exposições extremamente rápidas para capturar a luz. O CTA usará ambos os tubos fotomultiplicadores (PMTs) e fotomultiplicadores de silício (SiPMs) para converter a luz em um sinal elétrico digitalizado (Wood et al., 2013).

Até a ativação do CTA, porém, a ciência em radiação gama evoluirá tendo como projeto precursor o *ASTRI mini-array*, projeto resultado da parceria entre o *Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas* (IAG/USP), o *Italian National Institute for Astrophysics* (INAF) e a *North-West University of South Africa*. O *ASTRI* possuirá 9

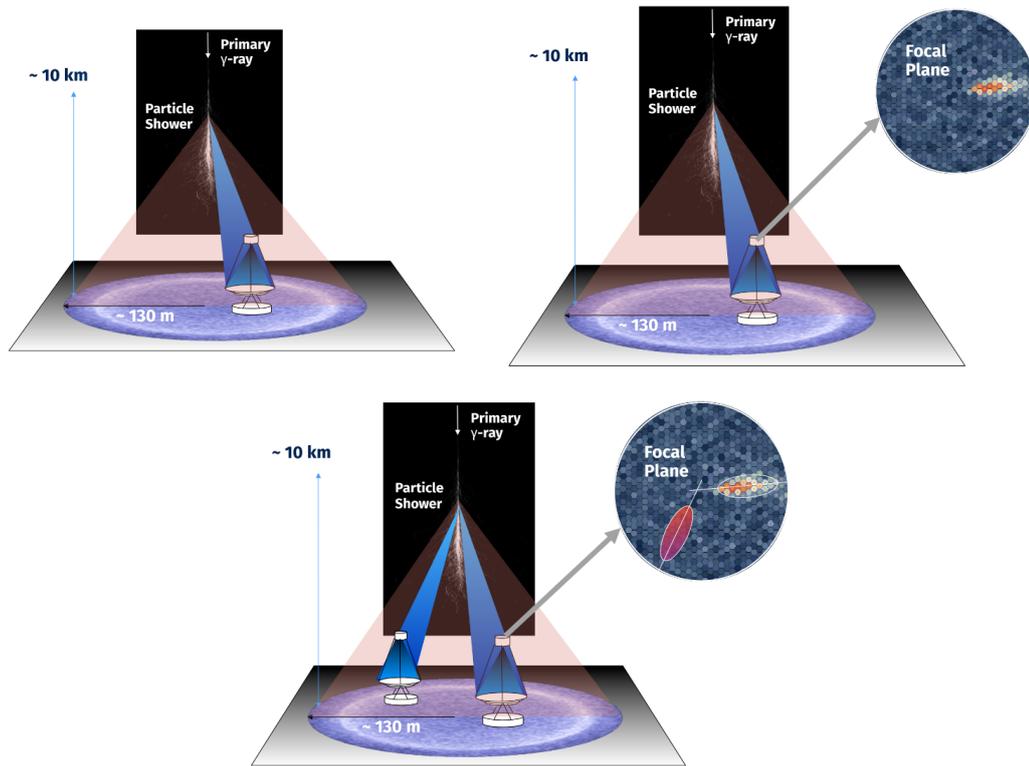


Figura 8 – Representação de um raio-gama entrando na atmosfera, produzindo um chuveiro de partículas que, por sua vez, produz um *flash* de radiação Cherenkov com duração de 5 – 20 ns na faixa de  $300 < \lambda < 500$  nm e produzindo no solo uma superfície brilhante ("*light pool*") com um raio de 130 m. Na figura da parte superior direita analisa a imagem recebida, podendo obter informações como: energia do chuveiro e sua direção. Enquanto na figura da parte inferior a visão estereoscópica melhora, ou seja, obtém-se: Maior Resolução Angular; resolução de energia; rejeição do ruído de fundo (Vercellone, 2017).

telescópios Cherenkov do tipo *dual-mirrors* de 4,3m de diâmetro e será instalado na sítio Sul do CTA (na Namíbia ou no Chile) em futuro próximo (Vercellone, 2016).

O ASTRI mini-array irá estender e ampliar a sensibilidade para cerca de 100 TeV. Ele permitirá, já no estágio inicial, estudos de avaliação técnica para o futuro CTA e uma performance passível de realizar ciência competitiva nas Altas Energias bem antes da implementação do CTA. Em particular, permitirá a investigação do regime pouco conhecido de *cut-off* dos aceleradores de raios cósmicos e, combinando sua boa sensibilidade com uma resolução angular de alguns minutos de arco, e uma resolução em energia de cerca de 10-15%, será apropriado para estudos de fontes brilhantes a altíssimas energias ( $>10$  TeV) (Vercellone, 2016).

Um diferencial do ASTRI mini-array é seu amplo campo de visão (9.6 graus de diâmetro) o qual, combinado com sua boa sensibilidade de até alguns graus *off-axis*, possibilitará a investigação de fontes extensas (como remanescentes de supernova e rádio-

galáxias) e ao mesmo tempo, detectar diversos objetos durante um mesmo apontamento, maximizando assim o retorno científico durante os primeiros meses de operação (Vercellone, 2016).

## 4 Considerações Finais

O que *a priori* era visto como apenas um brilho difuso azulado quando primeiro observado por Curie em 1910 acabou por tornar-se um dos tipos de radiação estudadas na vanguarda da ciência nas últimas décadas.

O estudo de como a radiação Cherenkov é originada e de como se propaga no meio possibilitou uma nova maneira de se estudar fótons altamente energéticos e partículas se movendo em alta velocidade. A análise da geometria da emissão, a exemplo disto, possibilita a recepção do chamado sinal Cherenkov que, por sua vez, é objeto de estudo da detecção e do aparato correspondente. Como resultado, a radiação descoberta por Pavel Cherenkov vem tendo importância crescente, até tornar-se, nos últimos anos, foco de estudos mais aprofundados na área.

A exemplo de projeto que tem como enfoque esta radiação, tem-se o *Cherenkov Telescope Array* (CTA). Esta geração de telescópios terrestres na astronomia de raios-gama terá mais de 100 telescópios, localizados nos dois hemisférios, e previsão de início de operações está para o ano de 2021. Com um *array* de mais de 1 milhão de  $m^2$  de área de coleta, apresenta uma taxa de detecção de raios-gama 10 vezes maior do que os detectores terrestres atuais. Até lá, será inicializado, em 2018, no hemisfério sul, o *ASTRI mini-array*, também possibilitando uma análise até a ativação do CTA.

É com este avanço na instrumentação destinada a esse fim que será possível obter um maior volume de dados do que já foi alcançado até então, sendo possível realizar um estudo mais profundo da natureza dessa radiação e das origens astrofísicas desta.

O estudo da radiação  $\gamma$  originária de fontes cósmicas por meio do CTA. Seu estudo e uma melhor compreensão dos raios- $\gamma$  fornecerá informações cruciais na ampliação do conhecimento acerca de objetos astrofísicos nessa região do espectro eletromagnético.

## Referências

- CTA (2017a). About: A multinational initiative founded on its exceptional scientific potential. *Site:*  
*https : //www.cta – observatory.org/about/.*
- CTA (2017b). How cta works: How cta will detect cherenkov light. *Site:*  
*https : //www.cta – observatory.org/about/how – cta – works/.*
- Maier, G. (2017). Gamma-ray data analysis with cherenkov telescopes. *SÃO PAULO SCHOOL OF ADVANCED SCIENCE ON HIGH ENERGY AND PLASMA ASTROPHYSICS IN THE CTA ERA (SPSAS-HighAstro).*
- Mirzoyan, R. (2017a). Air showers, exponential atmosphere, iact measurements. *SÃO PAULO SCHOOL OF ADVANCED SCIENCE ON HIGH ENERGY AND PLASMA ASTROPHYSICS IN THE CTA ERA (SPSAS-HighAstro).*
- Mirzoyan, R. (2017b). Early days of cherenkov emission and milestone. *SÃO PAULO SCHOOL OF ADVANCED SCIENCE ON HIGH ENERGY AND PLASMA ASTROPHYSICS IN THE CTA ERA (SPSAS-HighAstro).*
- Vercellone, S. (2016). The astri mini-array within the future cherenkov telescope array. In *EPJ Web of Conferences*, volume 121, (pp. 04006). EDP Sciences.
- Vercellone, S. (2017). Unveiling the gamma-ray universe with the cta: the key science projects. *SÃO PAULO SCHOOL OF ADVANCED SCIENCE ON HIGH ENERGY AND PLASMA ASTROPHYSICS IN THE CTA ERA (SPSAS-HighAstro).*
- Wood, M., Buckley, J., Digel, S., Funk, S., Nieto, D., & Sanchez-Conde, M. A. (2013). Prospects for indirect detection of dark matter with cta. *arXiv preprint arXiv:1305.0302.*
- Zangwill, A. (2012). *Modern Electrodynamics*, volume 1. United States of America by Cambridge University Press, New York.