



FACULTAD DE FÍSICA
GRADO EN FÍSICA
Curso 2021-22
TRABAJO DE FIN DE MÁSTER

CARACTERIZACIÓN DE LA EMISIÓN EN RADIO EN
CASCADAS ATMOSFÉRICAS INICIADAS POR NEUTRINOS
TAU DE MUY ALTAS ENERGÍAS EN DETECTORES A
GRAN ALTITUD

Especialidad en Física Nuclear y de Partículas

Autor:
Sergio Cabana Freire

Tutor:
Jaime Álvarez Muñiz
Departamento de Física de Partículas & IGFAE

Junio 2022

Facultad de Física
Grado en Física
Curso 2021-22
TRABAJO DE FIN DE MÁSTER

CARACTERIZACIÓN DE LA EMISIÓN EN RADIO EN CAS- CADAS ATMOSFÉRICAS INICIADAS POR NEUTRINOS TAU DE MUY ALTAS ENERGÍAS EN DETECTORES A GRAN AL- TITUD

Especialidad en Física Nuclear y de Partículas

Autor: Sergio Cabana Freire

Tutor: Jaime Álvarez Muñoz, Departamento de Física de Partículas (USC) & Instituto Galego de Física de Altas Enerxías (IGFAE)

Data de presentación: Junio 2022

Declaración firmada por el autor de la originalidad del trabajo

El autor del trabajo declara que e presente es un trabajo original. Autoriza asimismo al control por personal de la Universidade de Santiago de Compostela de la mencionada originalidad, eventualmente mediante el empleo de bases de datos y la inclusión en ellas.

En Santiago de Compostela, a X de junio de 2022. Firmado,

Autorización del autor a la difusión del trabajo

El autor autoriza a la difusión del trabajo a los efectos considerados en los vigentes reglamentos de TFG y TFM de la Universidade de Santiago de Compostela (Artículo 11.3) y de TFM del Máster en Física (Artículo 33), entendiendo que esta autorización no inflúye en la propiedad intelectual del trabajo ni a la posibilidad de publicar el mismo total o parcialmente por otros medios. Autoriza asimismo a que la Facultad de Física de esa Universidad disponga de copia electrónica del trabajo para su archivo, consulta y empleo para usos académicos y de investigación con la mención específica al autor.

En Santiago de Compostela, a X de junio de 2022. Firmado,

• **Resumen:** Aquí va el resumen en castellano. El orden de los idiomas puede cambiarse a voluntad. También (y aunque la hoja de resúmenes no contabiliza para el número límite de páginas, ver sección ?? de este documento) puede reducirse, si se desea, el tamaño de letra de los resúmenes en los dos idiomas que no sean el usado en el texto principal de la memoria (por ejemplo, anteponiendo `footnotesize{}` al texto). % anteponiendo `footnotesize` al texto, por ejemplo

• **Resumo:** Aquí vai o resumo en galego. Debe coincidir co introducido na secretaría virtual no momento do depósito da memoria final e solicitude de defensa. Dado que a aplicación informática de secretaría virtual non admite calqueira carácter, o regulamento permite introducir nela representacións alternativas dos caracteres problemáticos (por exemplo introducir gamma en vez de γ , introducir $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ en vez de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, etc.). Non ten por qué coincidir co resumo do proxecto de TFG/TFM que foi feito no momento da asignación de traballo e titor (entendendo que o titor da o visto bo no seu informe final). Ten que haber resumos en (como mínimo) galego, castelán e inglés, cada un de 300 palabras máximo.

• **Abstract:** The abstract goes here.

Índice

1. Introducción	2
2. Cascadas atmosféricas	3
2.1. Desarrollo de cascadas en la atmósfera	3
2.2. Caracterización de las cascadas hacia arriba	3
3. Emisión en radio: Principio físico y caracterización	4
3.1. Formalismo de la emisión	4
3.2. Caracterización de la emisión en simulaciones Monte Carlo	7
4. Emisión en radio en cascadas hacia arriba	8
5. Conclusiones	9
Referencias	10

1. Introducción

2. Cascadas atmosféricas

2.1. Desarrollo de cascadas en la atmósfera

2.2. Caracterización de las cascadas hacia arriba

3. Emisión en radio: Principio físico y caracterización

El objetivo fundamental de este trabajo, como hemos comentado en el apartado introductorio, es la caracterización de las radiofrecuencias emitidas en cascadas atmosféricas y el estudio de su posible aprovechamiento para la detección de neutrinos tau de origen astrofísico. Para poder avanzar en esta cuestión, primero presentaremos los mecanismos físicos que originan dicha emisión, ya que una buena comprensión de los mismos es, como poco, importante para poder interpretar los resultados posteriores.

3.1. Formalismo de la emisión

Como es bien sabido, la presencia de cargas en movimiento en un determinado medio implica, casi de manera inevitable, la emisión de radiación. Resulta entonces evidente que, en una cascada atmosférica iniciada, por ejemplo, por un protón o un neutrino de origen astrofísico en la que aparecerán un número gigantesco de partículas cargadas propagándose con una velocidad $v \sim c$, podemos esperar la aparición de radiación electromagnética.

Ahora bien, uno podría pensar a priori que, en las escalas de energía y número de partículas que involucra una cascada atmosférica, el balance *macroscópico* de cargas positivas y negativas debería ser nulo, y por lo tanto las respectivas contribuciones a la radiación electromagnética emitida deberían cancelarse. Sin embargo, existen dos aspectos acerca del desarrollo de una cascada en la atmósfera que inmediatamente nos obligan a abandonar esta perspectiva ingenua:

- En primer lugar, la cascada se desarrolla en presencia del campo magnético terrestre, y por lo tanto las cargas sufren una deflexión en un sentido u otro según el signo de su carga. En una perspectiva *macroscópica*, podemos interpretar que este efecto origina una corriente neta perpendicular tanto al desarrollo de la cascada como al campo magnético terrestre, generando entonces un campo eléctrico.
- En segundo lugar, la cascada no se desarrolla en el vacío sino en presencia de materia. Aunque en la cascada se produzca globalmente el mismo número de partículas con carga positiva que negativa, las interacciones con el medio darán lugar a un exceso de carga. Por ejemplo, los positrones generados en la cascada sufrirán procesos de aniquilación con los electrones del medio. Por otra parte, estos mismos electrones del medio podrán ser extraídos por diversos procesos (scattering e^-e^- , difusión Compton, ...) y contribuirán también a la aparición de una corriente neta.

Estos dos mecanismos, a los que a partir de ahora nos referiremos como *deflexión geomagnética* y *efecto Askaryan*¹ a partir de ahora, serán los procesos que darán lugar fundamentalmente a la emisión coherente de radiación electromagnética en cascadas atmosféricas.

Para ahondar en los mecanismos de emisión, recordaremos brevemente algunos conceptos de la electrodinámica clásica que nos permitirán explicar, al menos de manera cualitativa, los campos eléctricos

¹Este mecanismo de emisión fue propuesto por Gurgen A. Askaryan en la década de los 60.

que esperamos a partir de cada mecanismo. Partiremos de las ecuaciones de Maxwell en términos de los potenciales:

$$\nabla^2 \phi + \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \mathbf{A}) = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (3.1)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \nabla \left(\nabla \cdot \mathbf{A} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \right) = -\mu \mathbf{J} \quad (3.2)$$

Por la libertad gauge, escogemos $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ (gauge de Coulomb). En ese caso, los potenciales electromagnéticos toman la forma² ($\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$):

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \int_{\text{fuente}} \frac{\rho(\mathbf{r}', t)}{|\mathbf{R}|} d^3r' \quad (3.3)$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu}{4\pi} \int_{\text{fuente}} \frac{[\mathbf{J}(\mathbf{r}', t_{\text{ret}}) - (\mathbf{J}(\mathbf{r}', t_{\text{ret}}) \cdot \hat{\mathbf{R}}) \hat{\mathbf{R}}]}{|\mathbf{R}|} d^3r' + \mathcal{O}(|\mathbf{R}|^{-3}) \quad (3.4)$$

donde³ $t_{\text{ret}} = t - nR/c$, y en (3.4) se desprecian términos que no contribuyen en la región de radiación. Las expresiones anteriores, aunque no sean especialmente simples de manejar, nos permitirán caracterizar los dos mecanismos de emisión que hemos comentado, sin más que tener en cuenta que:

- El potencial escalar ϕ viene dado por una solución *instantánea*, en el sentido de que no hay ninguna dependencia con t_{ret} . La consecuencia inmediata es que ϕ sólo describe efectos de campo cercano, y podremos escribir sencillamente:

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi - \dot{\mathbf{A}} \implies \mathbf{E}_{\text{rad}} = -\dot{\mathbf{A}} \quad (3.5)$$

- La solución para el potencial vector depende exclusivamente de la componente *perpendicular* a \mathbf{R} de la corriente:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{\parallel} + \mathbf{J}_{\perp} = (\mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{R}}) \hat{\mathbf{R}} - \hat{\mathbf{R}} \times (\hat{\mathbf{R}} \times \mathbf{J}) \quad (3.6)$$

Por lo tanto, el breve desarrollo anterior nos permite establecer que el campo eléctrico radiado tendrá la dirección de la componente perpendicular \mathbf{J}_{\perp} de la corriente generada por cada mecanismo:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{rad}} &= -\dot{\mathbf{A}} \\ \mathbf{A} \sim \mathbf{J}_{\perp} &= -\hat{\mathbf{R}} \times (\hat{\mathbf{R}} \times \mathbf{J}) \end{aligned} \right\} \mathbf{E}_{\text{rad}} \parallel \hat{\mathbf{R}} \times (\hat{\mathbf{R}} \times \mathbf{J}) \quad (3.7)$$

Este último resultado es suficiente para estudiar la polarización del campo eléctrico generado por una cascada atmosférica, bien por deflexión geomagnética o por efecto Askaryan. Por simplicidad, consideremos una cascada que se desarrolla en la dirección vertical (i.e. con un ángulo cenital $\theta = 0$). El efecto de la deflexión geomagnética está determinado por la acción de la fuerza de Lorentz sobre las cargas generadas:

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \implies \mathbf{J} \sim \hat{\mathbf{n}}_{\text{shower}} \times \mathbf{B} \quad (3.8)$$

donde $\hat{\mathbf{n}}_{\text{shower}}$ representa la dirección del desarrollo de la cascada. El efecto puede verse más claramente en la Fig. 3.1, en donde también representamos la polarización del campo radiado mediante este mecanismo.

²Véase por ejemplo [7].

³ n es el índice de refracción del medio.

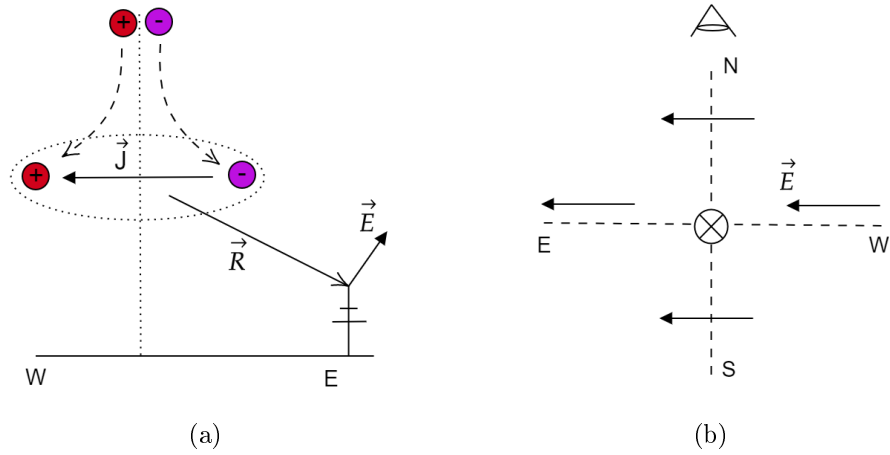


Figura 3.1: Campo eléctrico radiado por efecto de la deflexión geomagnética. (a) Dirección del campo $\mathbf{E}_{rad} \parallel \hat{\mathbf{R}} \times (\hat{\mathbf{R}} \times \mathbf{J})$ en una antena prueba al este de una cascada vertical. (b) Dirección esperada para el campo eléctrico radiado en una cascada vertical (se indica la posición del observador de la fig. a). Las direcciones N, S, E, W hacen referencia al polo norte magnético.

Si queremos hacer el mismo análisis para el efecto Askaryan, la polarización del campo radiado ahora estará determinada por el exceso de carga que aparece a lo largo del desarrollo. Naturalmente, las partículas más abundantes en una cascada atmosférica serán electrones y positrones, tanto por ser las especies de menor masa como por existir numerosos mecanismos que los originan ($\gamma \rightarrow e^+e^-$; $\mu \rightarrow e + 2\nu$; ...). Como ya mencionamos, los positrones desaparecerán en procesos de aniquilación, mientras que otros electrones del medio serán extraídos y contribuirán a la carga neta generada. Por ello, el efecto Askaryan se traduce en la aparición de un exceso de carga negativa a lo largo del desarrollo y por tanto:

$$\mathbf{J} \sim -\hat{\mathbf{n}}_{\text{shower}} \quad (3.9)$$

La polarización del campo generado por este mecanismo se representa en la Fig. 3.2 para una cascada vertical. Como vemos, expresiones sencillas como (3.7), (3.8) y (3.9) son suficientes para describir cualitativamente el campo eléctrico radiado por una cascada de dirección arbitraria.

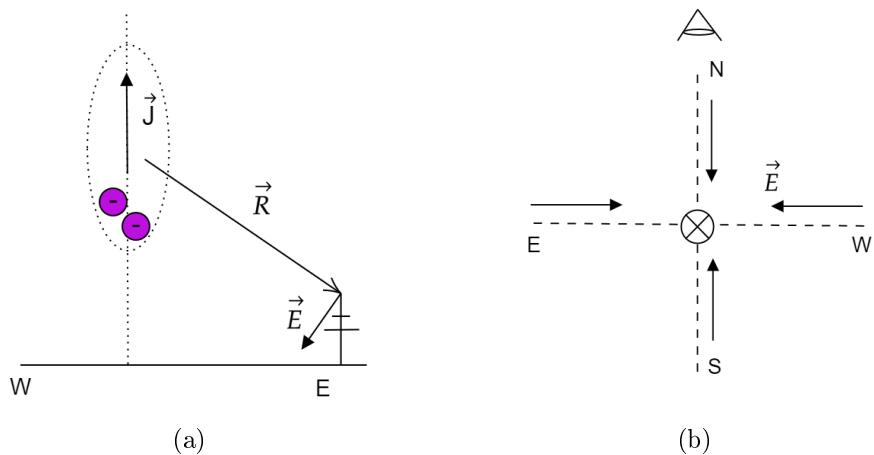


Figura 3.2: Campo eléctrico radiado por efecto Askaryan. Mismos gráficos que en la Fig 3.1.

Hasta ahora, hemos hecho una descripción *macroscópica* de la emisión de radiación electromagnética, en el sentido de que hemos considerado la aparición de corrientes netas como un efecto global sobre la cascada. Aunque este enfoque es muy intuitivo y permite explorar las características de la emisión, un análisis detallado de la misma deberá realizarse desde una perspectiva *microscópica*, i.e. considerando la radiación emitida por partículas cargadas de manera *individual*. Dado que este es el marco en el que se desarrollan nuestras simulaciones, y también porque nos permitirá extraer alguna conclusión extra acerca de la emisión, estudiaremos algo más esta perspectiva. Para empezar, reescribamos el potencial vector (3.4):

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J}_\perp(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{R}|} \delta(\sqrt{\mu\varepsilon} |\mathbf{R}| - (t - t')) d^3r' dt' \quad (3.10)$$

donde sólo hemos introducido una función- δ que evalúa la corriente en t_{ret} , y hemos usado que la velocidad de la luz en el medio es $1/\mu\varepsilon$. Supongamos ahora una carga q puntual que se mueve a velocidad constante \mathbf{v} , entre $t = t_1$ y $t = t_2$. La corriente \mathbf{J} asociada puede escribirse fácilmente:

$$\mathbf{J}_\perp(\mathbf{r}', t') = q\mathbf{v}_\perp \delta^{(3)}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0 - \mathbf{v}t') [\Theta(t' - t_1) - \Theta(t' - t_2)] \quad (3.11)$$

donde $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}'(t = 0)$, y el último término son funciones de Heaviside que garantizan que $\mathbf{J}_\perp = 0$ para $t < t_1$ o $t > t_2$. Sustituyendo esta última expresión en (3.10) e integrando en d^3r' (aplicando la función- $\delta^{(3)}$), tenemos que:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu q}{4\pi} \mathbf{v}_\perp \int \frac{\delta(\sqrt{\mu\varepsilon} |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0 - \mathbf{v}t'| - (t - t'))}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0 - \mathbf{v}t'|} [\Theta(t' - t_1) - \Theta(t' - t_2)] dt' \quad (3.12)$$

A grandes distancias, en el régimen de Fraunhofer, podemos escribir:

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0 - \mathbf{v}t'| \approx R - t'\mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{R}} ; \quad \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0 - \mathbf{v}t'|} \approx \frac{1}{R} \quad (3.13)$$

Sustituyendo estas aproximaciones en (3.12) y aplicando propiedades de las funciones δ y Θ , es fácil obtener:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \approx \frac{\mu q}{4\pi R} \mathbf{v}_\perp \frac{\Theta[t - nR/c - (1 - n\beta \cos \theta) t_1] - \Theta[t - nR/c - (1 - n\beta \cos \theta) t_2]}{1 - n\beta \cos \theta} \quad (3.14)$$

donde hemos usado que $\sqrt{\mu\varepsilon} = n/c$ y $|\mathbf{v}| = \beta c$, además de definir el ángulo de observación como $\cos \theta = \hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{R}}$. Aunque esta expresión parece aún menos intuitiva que las obtenidas con la perspectiva macroscópica, tenemos que darnos cuenta de dos aspectos:

- En primer lugar, el potencial vector presenta una divergencia cuando el ángulo de observación coincide con el ángulo Čerenkov del medio, $\cos \theta_C = 1/n\beta$. Aunque esta divergencia es fruto de las aproximaciones del cálculo, describe correctamente el hecho de que el *pico* de las emisiones se localiza en $\theta = \theta_C$. El resultado es natural, en una cascada se producirán partículas viajando a $v \sim c$, más rápido que la luz en la atmósfera ($n \geq 1$) y por lo tanto el valor máximo del campo eléctrico radiado aparecerá asociado al cono Čerenkov.
- En segundo lugar, y desde un punto de vista más técnico, la expresión (3.14) puede incorporarse fácilmente a cálculos numéricos y simulaciones del desarrollo de cascadas.

3.2. Caracterización de la emisión en simulaciones Monte Carlo

4. Emisión en radio en cascadas hacia arriba

5. Conclusiones

Referencias

- [1] Alvarez-Muñiz, J., Carvalho, W. R., Romero-Wolf, A., Tueros, M., and Zas, E. (2012a). Coherent radiation from extensive air showers in the ultrahigh frequency band. *Physical Review D*, 86(12):123007.
- [2] Alvarez-Muñiz, J., Carvalho, W. R., and Zas, E. (2012b). Monte carlo simulations of radio pulses in atmospheric showers using ZHAireS. *Astroparticle Physics*, 35(6):325–341.
- [3] Alvarez-Muñiz, J., Romero-Wolf, A., and Zas, E. (2010). Čerenkov radio pulses from electromagnetic showers in the time domain. *Physical Review D*, 81(12):123009.
- [4] Alvarez-Muñiz, J., Romero-Wolf, A., and Zas, E. (2011). Practical and accurate calculations of askaryan radiation. *Physical Review D*, 84(10):103003.
- [5] Griffiths, D. (2013). *Introduction to electrodynamics*. Pearson, Boston.
- [6] Jackson, J. D. (1998). *Classical Electrodynamics*. WILEY.
- [7] Jackson, J. D. (2002). From lorenz to coulomb and other explicit gauge transformations. *American Journal of Physics*, 70(9):917–928.
- [8] Zas, E., Halzen, F., and Stanev, T. (1992). Electromagnetic pulses from high-energy showers: Implications for neutrino detection. *Physical Review D*, 45(1):362–376.