POLARIZACIÓN DE RADIOGALAXIAS Y QUASARS, Y CUERDAS CON CONTENIDO AXIÓNICO

L. Masperi,

Centro Atómico Bariloche e Instituto Balseiro, Comision Nacional de Energía Atómica y Universidad de Cuyo, (8400) S. C. de Bariloche.

S. Savaglio

Dipartimento di Fisica, Università della Calabria, 87036 Arcavacata di Rende, Cosenza, Italia.

Se muestra que cuerdas electrodébiles estabilizadas por el axión pueden producir una rotación del ángulo de polarización de radiogalaxias mayor que la de un campo de fondo, y que las paredes axiónicas unidas a cuerdas globales tienen un efecto que depende de la frecuencia. Comparamos el tratamiento clásico con el cuántico y se indica que este último produce conversión de polarización lineal en circular. Se describen posibles anomalías en las observaciones que podrían sugerir influencia del axión, tales como en pares de fuentes, lentes gravitacionales, estadística de ángulos de polarización y proporción de polarización circular.

It is shown that electroweak strings stabilized by the axion can produce a rotation of the polarization angle of radiogalxies larger than that of a background field, and the axionic walls attached to global strings have an effect which depend on the frequency. We compare the classical with the quantum treatment and indicate that the latter produces conversion of linear into circular polarization. We describe possible anomalies in the observations which might suggest influence of the axion, such as pair of sources, gravitational lenses, statistics on polarization angles and degree of circular polarization.

I. INTERACCIÓN CLÁSICA DE RADIACIÓN CON CUERDAS

La interacción de un campo pseudoescalar σ del tipo del axión con el campo electromagnético es:

$$\mathcal{L}_{int} = -g\sigma\ \boldsymbol{E}.\boldsymbol{B} \qquad (1)$$

Para σ independiente del tiempo, g pequeño y $\nabla\sigma$ perpendicular a $\boldsymbol{E}$ y $\boldsymbol{B}$ (1) da lugar a ecuaciones de Maxwell modificadas

$$\begin{aligned} \Box\boldsymbol{E} &= -g\nabla_i\sigma\nabla_i\boldsymbol{B} \\ \Box\boldsymbol{B} &= g\nabla_i\sigma\nabla_i\boldsymbol{B} \end{aligned} \qquad (2)$$

que, definiendo $\boldsymbol{F}_{\pm} = \boldsymbol{E} \pm i\boldsymbol{B}$, equivalen a

$$\Box\boldsymbol{F}_{\pm} = \pm ig\nabla_i\sigma\nabla_i\boldsymbol{F}_{\pm} \qquad (3)$$

Si la variación de σ es más lenta que la del campo electromagnético de modo que $\nabla\sigma$ se pueda tomar cono constante, las dos ondas polarizadas circularmente $\boldsymbol{F}_{\pm}$ viajan con velocidad distinta[1], por lo que una onda polarizada linealmente que atraviese un espesor L del medio en el que el campo del axión cambie en $\Delta\sigma$ emergerá con ángulo de polarización rotado en

$$\Delta\theta = \frac{1}{2}g\Delta\sigma$$

Considerando que σ sea un campo de fondo[2] y estimando $\Delta\sigma/f_{PQ} \cong \pi$ por tratarse de una fase, de la incertidumbre experimental de θ se puede determinar una cota para la constante de acoplamiento $g \cong N\alpha / \pi f_{PQ}$ donde $\alpha \cong 1/137$ y f_{PQ} es la escala a la que se rompe la simetría de la que σ es un cuasi bosón de Goldstone.

La aplicación de (4) parece más apropiada para configuraciones estáticas coherentes de tipo solitónico. La más sencilla es la cuerda global en la que $\psi = \exp\left(i\sigma / f_{PQ}\right)$ se comporta a grandes distancias de un eje como un vórtice. Si dos rayos electromagnéticos linealmente polarizados inciden perpendicularmente al eje pasando a ambos lados del núcleo del vórtice, de acuerdo a (4) la variación del ángulo de polarización será de distinto signo. Si la cuerda actuara como lente gravitacional, las dos imágenes tendrían una diferencia de ángulo de polarización $\Delta\theta \cong g\pi f_{PQ}$ que es nuevamente de pocos grados para N pequeño. Por otra parte cuando se considera la masa del axión la configuración requiere paredes unidas a la cuerda separando regiones donde σ corresponde a diferentes mínimos de potencial[3]. La variación de σ se producirá sólo en el espesor de la pared $\varepsilon \cong 1/m_a \cong 1 cm$ para $m_a \cong 10^{-5} eV$. Por lo tanto, para radiofrecuencias la aproximación que condujo a (4) no es válida y se requiere otro tratamiento.

Para ello utilizaremos un método perturbativo partiendo de (3). La aproximación de orden cero es

$$\Box F_{\pm}^{(0)} = 0 \quad , \quad F_{\pm}^{(0)} = f_{\pm}^{(0)} \exp[i(k_0 z - \omega t)] \, ,$$

$$\omega = |k_0| \tag{5}$$

tal que si $f_{+}^{(0)} = f_{-}^{(0)}$ se tiene polarización lineal.

Si nos ponemos en el caso en el que la variación de σ es pequeña en una longitud de onda, la ecuación de primer orden es

$$\Box F_{\pm}^{(1)} = \mp g l k_0 f_{pm}^{(0)} \quad , \quad l = \frac{\partial \sigma}{\partial z} \tag{6}$$

cuya transformada de Fourier da

$$f_{\pm}^{(1)}(k) = \mp g l k_0 \frac{\delta(k-k_0)}{k^2 - \omega^2} f_{\pm}^{(0)} \tag{7}$$

La diferencia de velocidades de las ondas polarizadas a derecha y a izquierda promediada con la componente de Fourier es

$$\frac{1}{2}\left[\frac{\int dk(\omega - k) f_{+}^{(1)}(k)}{f_{+}^{(0)}} - \frac{\int dk(\omega - k) f_{-}^{(1)}(k)}{f_{-}^{(0)}} \right] = \frac{1}{2} g l \tag{8}$$

que multiplicada por el camino L reproduce (4).

Si pasamos al caso opuesto de pared delgada en el que la longitud de onda es grande frente al espesor a través del cual el cambio es $\Delta\sigma$, la ecuación de primer orden es

$$\Box F_{\pm}^{(1)} = \mp g k_0 \Delta\sigma \delta(z) F_{\pm}^{(0)} \tag{9}$$

cuya transformada de Fourier da

$$f_{\pm}^{(1)}(k) = \mp \frac{g}{2\pi} k_0 \frac{\Delta\sigma}{\left(k^2 - \omega^2\right)} f_{\pm}^{(0)} \tag{10}$$

Haciendo el promedio como antes, se produce una divergencia ultravioleta regularizada por el *cut-off* natural de k, $\Lambda = 2\pi / \varepsilon$. En consecuencia el ángulo de rotación de la polarización lineal a través de la pared será

$$\Delta\theta = \frac{g}{m_a \lambda_0} \Delta\sigma \ln\left(1 + m_a \lambda_0\right), \qquad \lambda_0 = 2\pi / k_0 \tag{11}$$

que muestra una dependencia de la longitud de onda a diferencia del caso de σ lentamente variable.

Una manera de lograr efectos mayores en la polarización es incluir el axión en una cuerda electro-débil. Estas[4] corresponden a vórtices del campo de Higgs ϕ compensados por el campo Z_μ del bosón vectorial neutro y son generalmente inestables. Pero pueden estabilizarse introduciendo el campo σ en un potencial con dos mínimos: el absoluto correspondiente a la fase con simetría rota donde $|\phi| = \upsilon\sigma = 0$ para evitar la violación de *CP* fuerte, y uno relativo para la fase simétrica existente en el interior de la cuerda donde $\phi = 0$ y $\sigma \neq 0$ debido a que falta una de las contribuciones que deben ser compensadas por el axión, esto es *arg det M* con *M* matriz de masa[5]. El hecho que $\frac{\sigma}{f_{PQ}}$ sea una fase permite prever excitaciones en las que varíe $n2\pi$ a lo largo de una cuerda cerrada estabilizada así por razones topológicas. Esto es semejante a la estabilización de la cuerda electrodébil mediante una simetría $U(1)$ global adicional[6].

La energía por unidad de longitud de la cuerda

$$E = \int d^2x \left[(D\phi)^* . D\phi + \frac{1}{2} \nabla\sigma . \nabla\sigma + V(\phi, \sigma) + \frac{1}{2} (\nabla \wedge Z)^2 \right] \tag{12}$$

donde $D = \Delta - ig'Z$ y con un posible potencial [7]

$$V = h\left(\phi^2 - \upsilon^2\right)^2 + \left[m_a^2 f_{PQ}^2 + K\left(\phi^2 - \upsilon^2\right)\right] \left(1 - \cos\sigma / f_{PQ}\right), \tag{13}$$

puede ser estimada en aproximación de pared delgada

$$E = aR^2 + bR + \frac{c}{R^2} \quad (14)$$

con a determinado por la diferencia de potencial, b por los cambios en la interfase y c por el flujo magnético. La minimización (14) respecto del radio del núcleo R, tomando posibles valores físicos de los parámetros, da anchos de la cuerda de hasta 0.1 pc con densidad lineal de energía de 10^{31} $g\ pc^{-1}$.

Una onda e.m. que recorra una buena parte de la longitud de la cuerda, aparte de los cambios de ángulos de polarización en la interfase dados por (11), sufriría una rotación de su polarización según (4) que podría ser sensiblemente mayor que la causada por un campo de fondo, debido al aumento coherente de σ.

II. INTERACCIÓN CUÁNTICA

Cuando se considera la interacción (1) como fuente de cambios cuánticos, se debe distinguir entre la aproximación adiabática en la que el fotón se va adaptando a los cambios espaciales lentos en el medio axiónico y la transición brusca a un estado diferente.

Para el primer caso, tomando

$$H_{\rm int} \approx g \int dr \sigma \boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{B} \quad (15)$$

ya que la modificación en el momento conjugado es de orden g, esta interacción irá cambiando en su recorrido el estado cuántico del fotón localizado en un volumen λ^3, inicialmente polarizado según e_1 y que encontraba $\sigma = 0$. Después de un tiempo $t = \lambda$ en el que el fotón encuentra un valor σ constante poco diferente del inicial, H_{int} produce una contribución de la polarización e_2 con amplitud

$$\mathcal{A} = \frac{g}{2} e_1 \cdot (k \wedge e_2) t \quad (16)$$

El ángulo de rotación se puede definir como el promedio de un operador $e_1 \wedge e_2$ que recibirá contribución sólo del término cruzado en el producto de vectores de estado dando como resultado precisamente (4). Cuando el cambio de σ se produce sólo en un espesor $\varepsilon < \lambda$ la amplitud para la aparición de la polarización diferente de la inicial recibe contribución únicamente de $t \sim \varepsilon$ con lo que (16) dará una rotación inversamente proporcional a λ en acuerdo cualitativo con (11).

Para el caso de dispersión de fotones por una distribución localizada de σ estático, la sección eficaz de producción de fotones con polarización $e(k')$, usando (1), resulta

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{g^2}{16\pi^2} \left[e(k') \cdot (k \wedge e(k)) \right]^2 \left[\sigma(q) \right]^2 k^2 \quad (17)$$

donde $\sigma(q) = \int dr\, \sigma(r) \exp(iq \cdot r)$, $q = k - k'$.

Si $\sigma \approx \sigma_0$ constante en el volumen de interacción $\mathcal{V}$ la máxima contribución se tendrá para $k=k'$ y producirá una conversión de fotón lineal a circular

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{q=0} = \frac{g^2}{16\pi^2} \sigma_0^2 \mathcal{V}^2 k^4 \quad (18)$$

Hay que notar que si el campo σ fuera dinámico la sección eficaz de dispersión de fotones resultaría de orden g^4.

III. POSIBLE RELACIÓN CON LAS OBSERVACIONES

Normalmente el ángulo de polarización de radiación de fuentes extragalácticas es de 0 o 90 grados respecto del eje de simetría de la fuente y es rotado por efecto Faraday dando una dependencia cuadrática de la longitud de onda en el ángulo observado[8-9]. Sin embargo el análisis estadístico de radiogalaxias con corrimiento al rojo $z > 0.4$ indica[8] un posible exceso en la distribución alrededor de $-40°$ que, si es real, podría atribuirse a condensaciones de campo axiónico que afecten algunas líneas de vista.

Otras observaciones que deberían ser analizadas son las que corresponden a imágenes próximas cuyas fuentes se consideren conocidas y cuyas líneas de vista sean por lo tanto afectadas de manera parecida por efecto Faraday. Esto sucede con fuentes bilobulares que en algunos casos muestran diferencias inexplicadas de polarización[10]. Sería análogamente interesante estudiar el caso de pares de fuentes suficientemente próximas. En cuanto a las imágenes de lente gravitacionales, la diferencia de ángulo de polarización es normalmente explicado por efecto Faraday[11], pudiéndose especularse la existencia de ejemplos donde una cuerda global actúe como lente.

En la emisión de radiogalaxias hay una pequeña proporción de polarización circular[10] que en algunos casos anormales crece con la frecuencia y podría ser atribuida a conversión lineal-circular por efecto de condensación de materia axiónica.

También hay casos inexplicados de variación de la polarización con el tiempo para intensidad total constante[10] que podría eventualmente deberse a la oscilación de cuerdas electrodébiles.

Finalmente en la región óptica la dependencia de la frecuencia no es clara y el efecto Faraday está excluido[10] lo que daría margen para la contribución de efectos axiónicos independientes de la frecuencia o proporcionales a la misma según se ha visto.

REFERENCIAS

1. J. A. Harvey, S. G. Naculich: Phys. Lett. **B217**, 231 (1989).
2. D. Harari, P. Sikivie: Phys. Lett. **B289**, 67 (1992).
3. P. Sikivie: Phys. Rev. Lett. **48**, 1156 (1982).
4. T. Vachaspati: Nucl. Phys. **B397**, 648 (1993).
5. G. Raffelt: Phys. Rep. **198**, 1 (1990).
6. G. Dvali, G. Senjanovic: *Topologically stable electroweak flux tubes*, IC/93/63.
7. R. Fiore, D. Galeazzi, L. Masperi, A. Megevand: Strings and non-topological solitons, CNEA-CAB IT 3079 (1993).
8. S. M. Carroll, G. B. Field, R. Jackiw: Phys. Rev. **D41**, 1231 (1990).
9. A. Cimatti, S. de Serego Alighieri, G. B. Field, R. A. Fosbury: *Stellar and scatered light in a radio galaxy at z=2.63*, ESO (1993).
10. D. J. Saikia, C. J. Salter: Annu. Rev. Astron. Astrophys. **26**, 93 (1988).
11. A. R. Patnakik, I. W. Browne, L. J. King, T. W. Muxlow, D. Walsh, P. N. Wilkinson: Mon. Not. R. Astron. Soc. **261**, 435 (1993).