La covariancia generalizada del Teorema Cíclico B.

por

M.W.Evans

Civil List

Doctor in Scientia

Universidad de Gales.

(www.webarchive.org.uk, www.aias.us, www.atomicprecision.com, www.et3m.net.

www.upitec.org).

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se demuestra en forma directa y detallada la covariancia generalizada del Teorema Cíclico B. La covariancia del Lorentz del Teorema Cíclico B constituye un caso especial de la covariancia generalizada. La demostración procede mediante la reducción del Teorema Cíclico B al marco de referencia, el cual es covariante generalizado por definición. El Teorema Cíclico B demuestra que la existencia de modos espaciales transversos de radiación electromagnética implica también la existencia del modo espacial longitudinal. Esto constituye un resultado obvio, el cual es rechazado mediante argumentos oscuros en el ahora obsoleto modelo establecido de la física.

Palabras clave: Teoría ECE, teorema cíclico B, marco de referencia, covariancia generalizada.

1. Introducción.

El Teorema Cíclico B [1-10] constituye una demostración directa de la existencia de la densidad de flujo magnético longitudinal, siempre asociada con la radiación polarizada en forma circular, el campo $\underline{B}^{(3)}$. El teorema demuestra que existe una relación cíclica entre la densidad de flujo magnético transversa, $\underline{B}^{(1)}$, su complejo conjugado, el transverso $\underline{B}^{(2)}$, y el longitudinal $\underline{B}^{(3)}$. La existencia de los modos transversos implica la existencia del modo longitudinal, lo cual constituye un resultado completamente sencillo. Sin embargo, el ahora obsoleto dogma del modelo establecido [11, 12] de la física afirma que $\underline{B}^{(3)}$ no existe, a pesar del hecho de que constituye un observable rutinario en el efecto Faraday inverso. El documento previo en esta serie, el UFT 184 (www.aias.us) recopila los tortuosos argumentos de la vieja física. El Teorema Cíclico B es covariante generalizado debido a que se reduce a la relación cíclica entre los vectores unitarios del grupo circular complejo. Los vectores base son covariantes generalizados por definición [12]. En la Sección 2, el Teorema Cíclico B se reduce a la relación cíclica entre los vectores unitario sde la base circular compleja: $\underline{e}^{(1)}$, $\underline{e}^{(2)}$ y $\underline{e}^{(3)}$. Cada rector unitario es covariante generalizado, y la razón de ello es que el campo vectorial completo es invariante bajo la transformación general de coordenadas. La transformación de Lorentz constituye un caso especial, de manera que cada rector unitario es covariante según Lorentz. Se presenta en detalle la covariancia según Lorentz.

2. Detalles de la demostración.

El Teorema Cíclico B [1-10] es:

$$\underline{B}^{(1)} \times \underline{B}^{(2)} = i B^{(0)} \underline{B}^{(3)*} \tag{1}$$

et ciclicum

donde

$$\underline{B}^{(1)} = \underline{B}^{(2)*} = \frac{B^{(0)}}{\sqrt{2}} \left(\underline{i} - i\underline{j} \right) e^{i\phi} \tag{2}$$

y donde

$$\underline{B}^{(3)} = \underline{B}^{(3)*} = B^{(0)} \underline{k} \,. \tag{3}$$

Aquí, B denota la densidad de flujo magnético en un campo electromagnético radiado, y ϕ es la fase. Definimos los vectores unitarios de la base circular compleja como:

$$\underline{e}^{(1)} = \underline{e}^{(2)*} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\underline{i} - i\underline{j}), \tag{4}$$

$$\underline{e}^{(3)} = \underline{k}, \tag{5}$$

donde $\underline{i}$, $\underline{j}$ y $\underline{k}$ son los vectores unitarios cartesianos. Mediante un álgebra sencilla la Ec. (1) se reduce a:

$$\underline{e}^{(1)} \times \underline{e}^{(2)} = i\,\underline{e}^{(3)*} \tag{6}$$

$$\text{et ciclicum}$$

que es la propiedad cíclica del marco de referencia, una relación entre los vectores unitarios o elementos base. La Ec. (6) posee la misma simetría cíclica que aquella entre los vectores unitarios cartesianos:

$$\underline{i} \times \underline{j} = \underline{k} \tag{7}$$

$$\text{et ciclicum}$$

El campo vectorial completo [12] resulta invariante bajo la transformación general de coordenadas, como sigue:

$$V = V^{\mu} e_{\mu} = V^{\mu'} e'_{\mu} \tag{8}$$

donde V^{μ} denota los componentes y e_{μ} denota elementos base. Los componentes del vector unitario se describen como e^{μ}, y para vectores unitarios:

$$V = e^{\mu} e_{\mu} = e^{\mu'} e'_{\mu} \tag{9}$$

y el campo vectorial completo es el producto contravariante covariante (9) de vectores unitarios.

Consideremos la transformación de Lorentz, un caso especial [12] de la transformación general de coordenadas. Bajo la transformación de Lorentz el vector unitario contravariante deviene:

$$e^{\mu'} = \Lambda^{\mu'}{}_{\mu}\, e^{\mu} \tag{10}$$

donde $\Lambda^{\mu'}{}_{\mu}$ es la matriz de Lorentz[12] . De manera que el vector unitario es covariante según Lorentz por definición, Q.E.D. Una ecuación covariante según Lorentz contiene elementos cada uno de los cuales es covariante según Lorentz, de manera que las Ecs. (1), (6) y (7) son covariantes según Lorentz por definición, Q.E.D. Esto significa que $\underline{B}(3)$ siempre existe en radiación con polarización circular. El modelo establecido de la física, por otro lado, no es covariante según Lorentz debido a que viola las definiciones (6) y (7) del marco de referencia, en cuanto a que $\underline{e}^{(1)}$ y su complejo conjugado $\underline{e}^{(2)}$ existen, pero $\underline{e}^{(3)}$ no existe si $\underline{B}^{(3)}$ no existe. De manera que en el viejo dogma tradicional, $\underline{k}$ no existe. Esto constituye la demostración más clara de lo absurdo del dogma establecido, conocido como invariancia de gauge $U^{(1)}$.

Consideremos la matriz del boost de Lorentz [12]:

$$\Lambda^{\mu'}_{\ \mu} = \begin{bmatrix} \cosh\phi & -\operatorname{senh}\phi & 0 & 0 \\ -\operatorname{senh}\phi & \cosh\phi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} . \qquad (11)$$

La matriz inversa del boost de Lorentz es:

$$\Lambda^{\mu'}_{\ \mu} = \begin{bmatrix} \cosh\phi & \operatorname{senh}\phi & 0 & 0 \\ \operatorname{senh}\phi & \cosh\phi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \qquad (12)$$

y el vector unitario covariante se transforma según:

$$e_{\mu'} = \Lambda^{\mu}_{\ \mu'} e_{\mu} . \qquad (13)$$

Esto produce los resultados:

$$\begin{aligned} e^{0'} &= e^{0}\cosh\phi - e^{1}\operatorname{senh}\phi , \quad & e^{2'} &= e^{2} , \\ e^{1'} &= -e^{0}\operatorname{senh}\phi + e^{1}\cosh\phi , \quad & e^{3'} &= e^{3} , \end{aligned} \qquad (14)$$

y

$$e_0' = e_0 \cosh\phi + e_1 \operatorname{senh}\phi\,, \qquad e_2' = e_2\,,$$
$$e_1' = e_0 \operatorname{senh}\phi + e_1 \cosh\phi\,, \qquad e_3' = e_3\,. \tag{15}$$

Puede verse que:

$$e^{0\prime} = \left(\cosh\phi - \operatorname{senh}\phi\right) e^0 \tag{16}$$

y

$$e^{1\prime} = \left(\cosh\phi - \operatorname{senh}\phi\right) e^1. \tag{17}$$

En notación vectorial:

$$\underline{i}' = \left(\cosh\phi - \operatorname{senh}\phi\right) \underline{i} \tag{18}$$

con

$$\cosh\phi = \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}, \quad \operatorname{senh}\phi = \frac{v}{c}\gamma\,. \tag{19}$$

Por lo tanto, bajo el boost de Lorentz definido más arriba:

$$\underline{i}' = \left(\frac{1 - v/c}{1 + v/c}\right)^{1/2} \underline{i} \tag{20}$$

Esto constituye un resultado covariante según Lorentz debido a que la estructura tensorial se mantiene intacta, lo cual significa que $\underline{i}'$ es un escalar multiplicado por $\underline{i}$. Los otros dos vectores unitarios $\underline{j}$ y $\underline{k}$ no sufren cambios en esta clase de boost de Lorentz. Por lo tanto:

$$\underline{j}' \times \underline{k}' = \underline{j} \times \underline{k} \tag{21}$$

y

$$\underline{i}' = \left(\frac{1 - v/c}{1 + v/c}\right)^{1/2} \underline{j}' \times \underline{k}' \tag{22}$$

que significa que la estructura cíclica de la Ec. (7) deviene la Ec. (22). Se mantiene la estructura cíclica, y resulta tanto covariante según Lorentz como en forma generalizada, Q.E.D. Cuando v es igual a cero, las dos ecuaciones (7) y (22) se vuelven una y la misma. El Teorema Cíclico B siempre aplica para radiación electromagnética que se propaga a la velocidad de la luz c. Por lo tanto, no tiene sentido alguno aplicar un boost de Lorentz al Teorema Cíclico B, a menos de que v sea igual a cero, ya que c es la máxima velocidad permitida en relatividad. Para que c fuese hipotéticamente excedida, v debiera de ser mayor que c en la Ec. (22), de manera que $\underline{i}'$ tendría un valor imaginario, lo cual constituye una reducción al absurdo. Nótese cuidadosamente que la existencia de $\underline{B}^{(3)}$ implica una masa de fotón rigurosamente distinta de cero, lo cual significa que c ya no es más la velocidad del fotón, sino que la constante c constituye un límite superior de la teoría. Se cree que la masa del fotón es muy pequeña, de manera que el fotón viajaría a una velocidad que sería infinitesimalmente menor que c, pero no exactamente igual a c.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por la publicación voluntaria en la red, a Alex Hill por las traducciones y grabaciones, y a Robert Cheshire y Simon Clifford por las grabaciones.

Referencias.

[1] M.W.Evans, H. Eckardt y D.W, Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory", (Abramis, 2005 en adelante) en siete volúmenes.

[2] Los portales de la teoría ECE : (www.webarchive.org.uk, www.aias.us, www.atomicprecision.com, www.et3m.net., www.upitec.org).

[3] M.W.Evans, S.Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticism of the Einstein Field Equation", (Cambridge International Science Publishing, 2011).

[4] Kerry Pendergast, "The Life of Myron Evans" (Cambridge International Science Publishers, 2011).

[5] M.W.Evans et al., "Journal of Foundations of Physics and Chemistry" (Cambridge International Science Publishing, junio 2011 en adelante).

[6] L.Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis, 2007). Existe traducción al castellano en la Sección Español del portal www.aias.us.

[7] M.W.Evans, ed., "Modern Nonlinear Optics", (Wiley, 2001, segunda edición) en tres volúmenes; M.W.Evans y S. Kielich (eds) primera edición, (Wiley, 1992, 1993, 1997) en tres volúmenes.

[8] M.W.Evans y L.B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B Field" (World Scientific, 2001).

[9] M.W.Evans y J.P. Vigier, "The Enigmatic Photon", (Kluwer, 1994 al 2002) en diez volúmenes, con ecuadernación dura o blanda.

[10] M.W.Evans y A.A. Hasanein, "The Photomagnetos in Quantum Field Theory". (World Scientific, 1994).

[11] L.H.Ryder, "Quantum Field Theory" , (Cambridge University Press, 1996).

[12] P.W.Atkins, "Molecular Quantum Mechanics", (Oxford University Press, 2a edición, 1983 y subsiguientes ediciones).