# Nueva Teoría ECE y Aplicaciones a la Masa del Fotón.

por

M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom,
Civil List y AIAS

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net )

## Resumen.

Se desarrolla un Nuevo tipo de teoría ECE en la que estructuras de tipo Proca pueden deducirse directamente a partir del postulado de la tétrada de la geometría de Cartan. Estas estructuras tienen aplicaciones en el electromagnetismo y la gravitación, así como en su interacción. También tienen aplicaciones para una nueva clase de teoría de partículas a desarrollarse. La estructura de Proca se aplica a la teoría de la masa del fotón y se deducen estructuras de Euler Bernoulli para la amplificación por resonancia de la energía extraída del espacio-tiempo interpretada en términos de masa del fotón. Se deduce un novedoso teorema de Poynting.

*Palabras clave*: Nueva teoría ECE, ecuaciones de Proca, masa del fotón.

# 1. Introducción.

Las ecuaciones de Proca [1 – 10] se introdujeron a mediados de la década de 1990 en el postulado de la masa del fotón, desarrollada principalmente por De Broglie y su conocida escuela de pensamiento. Esta escuela difiere considerablemente de aquello conocido como la física "establecida". En especial, la escuela de De Broglie adhiere a la masa finita del fotón, en tanto que la física "establecida" afirma de un modo sumamente oscuro que existe una partícula sin masa. Claramente, el concepto de la masa del fotón utilizada por ambas escuelas resulta un tanto ingenua. Hay mucho más acerca de la masa del fotón que aquello que surge a simple vista. En este documento se analiza nuevamente el problema en términos de un nuevo tipo de teoría ECE, cuya principal ventaja es su capacidad de deducir las estructuras de Proca directamente a partir del teorema más fundamental de la geometría, el postulado de la tétrada de Cartan y su escuela de pensamiento en el campo de las matemáticas. Se demuestra, en la Sección 2, que el postulado de la tétrada conduce, directa y elegantemente, tanto a la ecuación de onda como a la ecuación de campo de Proca. Este resultado se cumple tanto en electromagnetismo como en gravitación, y también en teoría de partículas, para la cual se aplica principalmente la ecuación de Proca. En la física "establecida" se ignora la ecuación de Proca, porque no es U(1) invariante gauge y porque repudia efectivamente la totalidad de la teoría de Higgs. Esta última es considerada como pseudociencia por la escuela de De Broglie / AIAS: la "ciencia de culto" según Feynman o "ciencia patológica" según Langmuir. En la Sección 2, se demuestra que la nueva teoría ECE es una parte bien definida de la teoría ECE original del año 2003, desarrollada en esta serie de doscientos cuarenta y cinco documentos a la fecha. Se deduce un novedoso teorema de Poynting y se deducen estructuras de resonancia de Euler Bernoulli. La masa del fotón se define de una manera novedosa, y se descarta el potencial de Yukawa por su falta de sentido físico. La masa del fotón significa diferentes cosas cuando se deduce a partir de diferentes experimentos y diferentes suposiciones.

En la Sección 3 se desarrollan las novedosas estructuras de Proca en términos de la teoría del vacío de Eckardt y Lindstrom.

# 2. Nueva teoría ECE y estructuras de Proca.

En la teoría ECE original, desarrollada en el año 2003 [1 – 10] el tensor de campo electromagnético es una dos-forma de valor vectorial de la geometría de Cartan:

$$F^a_{\mu\nu} = \partial^a_{\mu\nu} - \partial^a_{\nu\mu} + \omega^a_{\mu b} A^b_\nu - \omega^a_{\nu b} A^b_\mu \tag{1}$$

donde $A^a_\mu$ es el potencial electromagnético, una uno-forma de valor vectorial, y donde $\omega^a_{\mu b}$ es la conexión de espín de Cartan. La Ec. (1) se basa directamente en la ecuación de la primera estructura de Cartan con la hipótesis:

$$A^a_\mu = A^{(0)} q^a_\mu \,, \quad F^a_{\mu\nu} = A^{(0)} T^a_{\mu\nu} \tag{2}$$

La nueva teoría ECE de este documento define el campo electromagnético subsidiario:

$$f^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu \,. \tag{3}$$

Consideremos el postulado de la tétrada de la geometría de Cartan [1 – 11]:

$$D_\mu q^a_\nu = \partial_\mu q^a_\nu + \omega^a_{\mu b} q^b_\nu - \Gamma^\lambda_{\mu\nu} q^a_\lambda = 0 \tag{4}$$

donde $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$ es la conexión gamma y $q^a_\mu$ es la tétrada de Cartan. Definimos:

$$\omega^a_{\mu\nu} = \omega^a_{\mu b} q^b_\nu \,, \qquad \Gamma^a_{\mu\nu} = \Gamma^\lambda_{\mu\nu} q^a_\lambda \tag{5}$$

y resulta que el postulado de la tétrada es:

$$\partial_\mu q^a_\nu = \Gamma^a_{\mu\nu} - \omega^a_{\mu\nu} := \Omega^a_{\mu\nu} \,. \tag{6}$$

La Ec. (3) se obtiene directamente a partir del postulado subsidiario:

$$f^a_{\mu\nu} = A^{(0)} \Omega^a_{\mu\nu} \,. \tag{7}$$

Diferenciamos ambos lados de la Ec. (7) para obtener:

$$\partial^\mu \partial_\mu q^a_\nu = \Box q^a_\nu = \partial^\mu \Omega^a_{\mu\nu} \tag{8}$$

y definimos $R$ como sigue:

$$\partial^\mu \Omega^a_{\mu\nu} := -R\, q^a_\nu \,. \tag{9}$$

Con los postulados (2) y (7), la Ec. (9) da origen a la ecuación de campo de Proca:

$$\partial^\mu f^a_{\mu\nu} + R A^a_\nu = 0 \tag{10}$$

Resulta a partir de la definición (8) que:

$$(\square + R)\, q^a_\mu = 0. \tag{11}$$

Esta es la ecuación de onda ECE del año 2003. Con la Ec. (2), la Ec. (11) deviene la generalización ECE de la ecuación de onda de Proca:

$$(\square + R)\, A^a_\mu = 0 \tag{12}$$

deducida por primera vez en el año 2003.

Se observa que las ecuaciones de campo y de onda de Proca constituyen estructuras subsidiarias de la estructura no lineal más general (1) de la primera ecuación estructural de la geometría de Cartan. El Campo $B^{(3)}$, que conforma la base de la teoría de campo unificado ECE, se define mediante:

$$B^a_{\mu\nu} = -ig\left(A^c_\mu A^b_\nu - A^c_\nu A^b_\mu\right) = \omega^a_{\mu b} A^b_\nu - \omega^a_{\nu b} A^b_\mu \tag{13}$$

y se deduce de la parte no lineal del tensor de campo completo (1). En la teoría $B^{(3)}$:

$$\omega^a_{\mu b} = -ig A^c_\mu \epsilon^a_{bc}. \tag{14}$$

Definimos ahora, para cada índice de polarización *a*:

$$g^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu. \tag{15}$$

Resulta entonces [1 – 10] que:

$$\partial^\rho g^{\mu\nu} + \partial^\nu g^{\rho\mu} + \partial^\mu g^{\nu\rho} = 0. \tag{16}$$

Esta ecuación es la misma que:

$$\partial^\mu \tilde{g}_{\mu\nu} = 0 \tag{17}$$

donde el tilde indica la dual de Hodge. Se deduce entonces que:

$$\gamma^{\mu}\tilde{f}_{\mu\nu} = 0 \tag{18}$$

que es la ecuación de campo homogénea de la estructura de Proca. Nótese que la Ec. (6) permite la posibilidad de explicar los efectos Aharonov Bohm con la suposición:

$$\Gamma^{a}_{\mu\nu} = \omega^{a}_{\mu\nu} \,. \tag{19}$$

Con esta suposición, el potencial es distinto de cero cuando el campo es igual a cero.

En el documento UFT157 del portal www.aias.us se dedujo la siguiente relación para cada índice de polarización *a*:

$$j^{\mu} = -\frac{R}{\mu_0} A^{\mu} \tag{20}$$

donde la densidad de corriente de carga en Unidades S.I. es:

$$j^{\mu} = \left( c\rho, \underline{J} \right) \tag{21}$$

y donde el cuatro-potencial en Unidades S.I. es:

$$A^{\mu} = \left( \frac{\phi}{c}, \underline{A} \right) . \tag{22}$$

Aquí, $\mu_0$ es la permeabilidad del vacío y $\varepsilon_0$ es la permitividad del vacío. De manera que:

$$\rho = -\epsilon_0 R \phi \tag{23}$$

y

$$\underline{J} = -\frac{R}{\mu_0} \underline{A} \tag{24}$$

donde $\rho$ es la densidad de carga, $\phi$ es el potencial escalar, $\underline{J}$ es la densidad de corriente y $\underline{A}$ es el potencial vectorial. La siguiente es una lista de Unidades S.I.:

$$\mu_0 = \mathrm{J\,s^2\,C^{-2}\,m^{-1}}$$

$$\varepsilon_0 = \mathrm{J^{-1}\,C^2\,m^{-1}}$$

$$E = \mathrm{J\,C^{-1}\,m^{-1}}$$

$$B = \mathrm{J\,s\,C^{-1}m^{-2}} \tag{25}$$

$$A = \mathrm{J\,s\,C^{-1}m^{-1}}$$

$$\rho = \mathrm{Cm^{-3}} \quad , \quad \phi = \mathrm{JC^{-1}} = \text{voltio} \quad , \quad \mathrm{J} = \mathrm{Cm^{-2}s^{-1}}$$

donde $\underline{E}$ es la fuerza del campo eléctrico en voltios por metro y $\underline{B}$ es la densidad de flujo magnético en unidades de tesla. El conjunto completo de ecuaciones de la estructura de Proca es, por lo tanto:

$$f^a_{\mu\nu} = A^{(0)}\left(\Gamma^a_{\mu\nu} - \omega^a_{\mu\nu}\right) \tag{26}$$

$$\partial^\mu f^a_{\mu\nu} + R A^a_\nu = 0 \tag{27}$$

$$(\Box + R)\, q^a_\mu = 0 \tag{28}$$

$$\partial^\mu F^a_{\mu\nu} = \Box A^a_\nu = -R A^a_\nu = \mu_0 j^a_\nu \tag{29}$$

$$\partial^\mu \tilde{f}^a_{\mu\nu} = 0 \tag{30}$$

$$j^\mu = -\frac{R}{\mu_0} A^\mu \tag{31}$$

Definimos ahora el tensor de campo ($f_{\mu\nu}$) y su dual de Hodge como:

$$f_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 0 & E_x/c & E_y/c & E_z/c \\ -E_x/c & 0 & -B_z & B_y \\ -E_y/c & B_z & 0 & -B_x \\ -E_z/c & -B_y & B_x & 0 \end{bmatrix}; \quad \tilde{f}_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 0 & B_x & B_y & B_z \\ -B_x & 0 & E_z/c & -E_y/c \\ -B_y & -E_z/c & 0 & E_x/c \\ -B_z & E_y/c & -E_x/c & 0 \end{bmatrix} \tag{32}$$

Estas definiciones dan origen a las ecuaciones de campo de Proca inhomogéneas bajo todas las condiciones, incluyendo el vacío:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E} = \rho / \epsilon_0 = - R \phi \tag{33}$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = \mu_0 \underline{J} = - R \underline{A} \tag{34}$$

y las ecuaciones de campo homogéneas:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{B} = 0 \tag{35}$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{E} + \partial \underline{B} / \partial t = \underline{0} \tag{36}$$

bajo todas las condiciones.

La solución de la Ec. (33) es:

$$\phi = \frac{1}{\epsilon_0} \int \frac{\rho}{|\underline{x} - \underline{x}'|} d^3 \underline{x}' \tag{37}$$

y a partir de las Ecs. (33) y (37):

$$\phi = - \frac{\rho}{\epsilon_0 R} = \frac{1}{\epsilon_0} \int \frac{\rho}{|\underline{x} - \underline{x}'|} d^3 \underline{x}' \tag{38}$$

de manera que:

$$\int \frac{\rho}{|\underline{x} - \underline{x}'|} d^3 x' = - \frac{\rho}{R} \tag{39}$$

donde:

$$R = - q_a^{\nu} \partial^{\mu} \left( \Gamma^a_{\mu\nu} - \omega^a_{\mu\nu} \right). \tag{40}$$

Por lo tanto:

$$\int \frac{\rho(\underline{x}')}{|\underline{x} - \underline{x}'|} d^3 x' = \frac{\rho}{q_a^{\nu} \partial^{\mu} \left( \omega^a_{\mu\nu} - \Gamma^a_{\mu\nu} \right)}. \tag{41}$$

Las ecuaciones originales de Proca de mediados de la década de 1930 suponían que:

$$q_a^{\nu}\,\partial^{\mu}\left(\omega^{a}_{\mu\nu}-\Gamma^{a}_{\mu\nu}\right)=\left(\frac{m_0 c}{\hbar}\right)^2 \tag{42}$$

donde $m_0$ es una masa en reposo. Para campos electromagnéticos en el vacío se suponía que esto era la masa del fotón en reposo, de manera que se suponía entonces que las ecuaciones de Proca eran ecuaciones de un bosón con masa finita. De una manera más general, en física de partículas, esto podría ser cualquier bosón. Por lo tanto, en la teoría de Proca el campo electromagnético se asocia con un fotón masivo (es decir, un fotón que posee masa). Tal como se demuestra en este documento, el fotón masivo constituye una consecuencia directa del postulado de la tétrada de la geometría. Por lo tanto, las ecuaciones originales de Proca de la década de 1930 suponían:

$$\phi=\frac{1}{\epsilon_0}\left(\frac{\hbar}{m_0 c}\right)^2\rho \tag{43}$$

Se deduce entonces que:

$$\int\frac{\rho\, d^3\underline{x}'}{|\underline{x}-\underline{x}'|}=\left(\frac{\hbar}{m_0 c}\right)^2\rho\,. \tag{44}$$

A partir de las Ecs. (38) y (44):

$$\phi(vac)=\frac{1}{\epsilon_0}\left(\frac{\hbar}{m_0 c}\right)^2\rho(vac) \tag{45}$$

dando la masa en reposo del fotón como:

$$m_0^2=\left(\frac{\hbar}{c}\right)^2\frac{1}{\epsilon_0}\,\frac{\rho(vac)}{\phi(vac)}=1.4\times10^{-74}\,\frac{\rho(vac)}{\phi(vac)} \tag{46}$$

Si se supone que la densidad de carga en el vacío es aproximadamente del mismo orden de magnitud que el potencial escalar en el vacío, el orden de magnitud de la masa en reposo del fotón es:

$$m_0 \sim 10^{-37}\ \text{kgm} \tag{47}$$

En la referencia (12) se incluye una lista de experimentos utilizados para detectar la masa del fotón, y el resultado (46) concuerda con la masa del fotón medida experimentalmente. De manera que se concluye que existe una densidad de corriente de carga que es aproximadamente del mismo orden de magnitud que el cuatro-potencial en el vacío.

La conservación de la densidad de corriente de carga para cada índice de polarización *a* significa:

$$\partial_\mu j^\mu = 0 \tag{48}$$

A partir de las Ecs. (48) y (31):

$$\partial_\mu A^\mu = 0 \tag{49}$$

En la física "establecida", se conoce a la Ec. (49) como la condición de Lorenz, una suposición arbitraria. En la teoría de Proca la condición de Lorenz es un resultado directo de la conservación de la densidad de corriente de carga, uno de los teoremas fundamentales de conservación. En la teoría de Proca, el cuatro-potencial posee significado físico, de manera que la invariancia gauge U(1) de la física "establecida" deja de ser cierta. En consecuencia, se desmorona la teoría de Higgs.

A partir de las conocidas correcciones radiativas [1 – 10} se sabe, a nivel experimental, que el vacío contiene densidad de corriente de carga. De manera que se deduce en forma directa, a partir de la Ec. (31), que debe de contener un cuatro-potencial, el cuatro-potencial del vacío asociado con la masa del fotón. Por lo tanto, hay campos en el vacío que en la teoría ECE no lineal de la Ec. (11) incluyen el campo longitudinal $B^{(3)}$ [1 – 10]. Por lo tanto, éste último existe en el vacío y se vincula con la teoría de la masa del fotón y la teoría de Proca. En la física "establecida" la suposición de una masa del fotón igual a cero significa que los campos en el vacío son puramente transversales. Esto constituye un sinsentido geométrico, y conduce al pequeño grupo $E^{(2)}$ que no tiene sentido físico, como es bien sabido [1 – 10]. De manera que la física "establecida" no tiene sentido físico. En consecuencia, no existe un bosón de Higgs. El cuatro-potencial en el vacío es:

$$A^\mu(\text{vac}) = \left( \frac{\phi(\text{vac})}{c}, \underline{A}(\text{vac}) \right) \tag{50}$$

Se deduce así que un circuito puede captar el cuatro-potencial del vacío a través de las ecuaciones inhomogéneas de Proca:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E} = -R\, \phi(\text{vac}) \tag{51}$$

y

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = -R\, \underline{A}(\text{vac}) \tag{52}$$

En este proceso se conserva la energía total a través del teorema de Poynting relevante, que se deduce como sigue. Multiplicamos la Ec. (52) por $\underline{E}$ :

$$\underline{E}\cdot\left(\underline{\nabla}\times\underline{B}\right)-\frac{1}{c^2}\underline{E}\cdot\frac{\partial\underline{E}}{\partial t}=-R\,\underline{E}\cdot\underline{A}(vac) \tag{53}$$

Utilizamos:

$$\underline{E}\cdot\left(\underline{\nabla}\times\underline{B}\right)=-\underline{\nabla}\cdot\left(\underline{E}\times\underline{B}\right)+\underline{B}\cdot\underline{\nabla}\times\underline{E} \tag{54}$$

y la Ec. (36) para hallar el teorema de Poynting de conservación de la densidad de energía total:

$$\frac{\partial W}{\partial t}+\underline{\nabla}\cdot\underline{S}=\frac{R}{\mu_0}\underline{E}\cdot\underline{A}(vac) \tag{55}$$

La densidad de energía electromagnética en joules por metro cúbico es:

$$W=\frac{1}{2}\left(\epsilon_0 E^2+\frac{1}{\mu_0}B^2\right) \tag{56}$$

y el vector de Poynting es:

$$\underline{S}=\frac{1}{\mu_0}\underline{E}\times\underline{B}\,. \tag{57}$$

La Ec.(56) define la densidad de energía electromagnética disponible del vacío, más precisamente del espacio-tiempo. Este proceso está gobernado por el teorema de Poynting (55) y, por lo tanto, existe conservación de la energía total. Existe densidad de energía electromagnética en el vacío.

El tensor de campo electromagnético relevante es:

$$g^a_{\mu\nu}=\partial_\mu A^a_\nu \tag{58}$$

de manera que ya sea:

$$\underline{E}=-\underline{\nabla}\phi \tag{59}$$

ó:

$$\underline{E} = -\frac{\partial \underline{A}}{\partial t} \tag{60}$$

La antisimetría de la torsión de Cartan [1 – 10] significa que la totalidad del campo no lineal de la Ec. (1) es antisimétrica:

$$F^a_{\mu\nu} = -F^a_{\nu\mu} = f^a_{\mu\nu} - f^a_{\nu\mu} + \omega^a_{\mu\nu} - \omega^a_{\nu\mu} \tag{61}$$

La torsión de Cartan se define mediante:

$$T^a_{\mu\nu} = q^a_\lambda T^\lambda_{\mu\nu} \tag{62}$$

donde el tensor de torsión antisimétrico $T^\lambda_{\mu\nu}$ se define mediante el conmutador de derivadas covariantes:

$$[D_\mu, D_\nu] V^\rho = -T^\lambda_{\mu\nu} D_\lambda V^\rho + R^\rho_{\sigma\mu\nu} V^\sigma. \tag{63}$$

El tensor de torsión se define por la diferencia entre las conexiones antisimétricas:

$$[D_\mu, D_\nu] V^\rho = -\left(\Gamma^\lambda_{\mu\nu} - \Gamma^\lambda_{\nu\mu}\right) D_\lambda V^\rho + R^\rho_{\sigma\mu\nu} V^\sigma \tag{64}$$

y el postulado de la tétrada significa que:

$$\Gamma^a_{\mu\nu} = -\Gamma^a_{\nu\mu} = \partial_\mu q^a_\nu + \omega^a_{\mu\nu}. \tag{65}$$

Sigue entonces que la antisimetría en la Ec. (1) se define mediante:

$$f^a_{\mu\nu} + \omega^a_{\mu b} A^b_\nu = -\left(f^a_{\nu\mu} + \omega^a_{\nu b} A^b_\mu\right). \tag{66}$$

Si se utiliza la Ec. (60) por motivos de argumentación, entonces el teorema de Poynting deviene:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot \underline{S} = -\frac{1}{2}\frac{R}{\mu_0}\frac{\partial}{\partial t}\left(A^2(\mathrm{vac})\right) \tag{67}$$

A partir de la Ec. (24):

$$\underline{A}(vac) = -\frac{\mu_0}{R}\underline{J}(vac) \tag{68}$$

de manera que llegamos a:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot \underline{S} = -\frac{1}{2}\mu_0 R \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{J^2(vac)}{R}\right) \tag{69}$$

que demuestra que la densidad de energía del vacío y el vector de Poynting del vacío se obtienen a partir de la derivada temporal del cuadrado de la densidad del vacío dividida entre *R*.

En aplicaciones prácticas nos interesa transferir la densidad de energía electromagnética del vacío a un circuito que pueda utilizar la densidad de energía. En un circuito aislado consideremos la ecuación:

$$\square A^a_\mu = \mu_0 j^a_\mu . \tag{70}$$

Cuando el circuito interactúa con el vacío:

$$j^a_\mu \longrightarrow j^a_\mu + j^a_\mu(vac) \tag{71}$$

de manera que las ecuaciones de Proca devienen:

$$\square A^a_\mu = \mu_0\left(j^a_\mu + j^a_\mu(vac)\right) \tag{72}$$

y

$$\partial^\mu F^a_{\mu\nu} = \mu_0\left(j^a_\mu + j^a_\mu(vac)\right). \tag{73}$$

La ley de Coulomb se modifica a:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E} = \frac{1}{\epsilon_0}\left(\rho(circuito) + \rho(vacío)\right) \tag{74}$$

y la ecuación que gobierna el potencial escalar es:

$$(\Box + R)\phi = \frac{\rho(\text{vac})}{\epsilon_0} \tag{75}$$

El operador de d'Alembert se define mediante:

$$\Box = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 . \tag{76}$$

La parte dependiente del tiempo de $\phi$ del circuito, por lo tanto, se define mediante:

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + R\phi = \frac{\rho(\text{vacío})}{\epsilon_0} . \tag{77}$$

La unidad de masa más fundamental del circuito es la masa del electrón $m_e$ , cuya frecuencia angular en reposo se define a través del dualismo onda-partícula de De Broglie:

$$R_e = \left(\frac{m_e c}{\hbar}\right)^2 = \frac{\omega_e^2}{c^2} = q_a^{\nu}\,\partial^{\mu}\left(\omega^a_{\mu\nu} - \Gamma^a_{\mu\nu}\right) \tag{78}$$

De manera que la Ec.(77) deviene:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + \omega_e^2 \phi = \frac{c^2 \rho(\text{vacío})}{\epsilon_0} \tag{79}$$

que es una ecuación de resonancia de Euler Bernoulli siempre que:

$$\frac{c^2 \rho(\text{vacío})}{\epsilon_0} = A\cos\omega t \tag{80}$$

La solución de la ecuación de Euler Bernoulli:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + \omega_e^2 \phi = A\cos\omega t \tag{81}$$

es bien conocida como

$$\phi(t) = \frac{A \cos \omega t}{(\omega_e^2 - \omega^2)^{1/2}} \tag{82}$$

En resonancia:

$$\omega_e = \omega \tag{83}$$

y el potencial escalar del circuito se vuelve infinito para todo valor de $A$, no importa cuán pequeño haya sido en magnitud. Esto permite el diseño de un circuito en un dispositivo que extraiga cantidades prácticas de densidad de energía electromagnética a partir del vacío mediante amplificación por resonancia. Las placas de condensador utilizadas para observar el conocido efecto Casimir pueden incorporarse al diseño del circuito, tal como en trabajos previos de Eckardt, Lindstrom y otros.

A partir de las Ecs. (20) y (23):

$$\frac{c^2 \rho(\text{vacío})}{\epsilon_0} = -c^2 R \phi(\text{vacío}) \tag{84}$$

Si consideramos la parte especial del potencial escalar $\phi$ entonces:

$$\square \longrightarrow -\nabla^2 \tag{85}$$

y para cada índice de polarización $a$, la ecuación de onda de Proca se reduce a:

$$\nabla^2 \phi = \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \phi . \tag{86}$$

El laplaciano en coordenadas polares se define como:

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial \phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} \tag{87}$$

De manera que existe una solución a la Ec. (86) conocida como el potencial de Yukawa:

$$\phi = \frac{B}{r} \exp\left(-\left(\frac{mc}{\hbar}\right) r\right) \tag{88}$$

Esta solución se utilizó inicialmente en física de partículas, pero fue descartada por carecer de sentido físico. Los primeros experimentos para detectar la masa del fotón [12] todos suponen la validez del potencial de Yukawa. Sin embargo, la ecuación básica:

$$\Box A_\mu = \mu_0 j_\mu \tag{89}$$

también posee las soluciones:

$$\phi = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left( \left(1 - \underline{n} \cdot \frac{\underline{v}}{c}\right) \left|\underline{r} - \underline{r}'\right| \right)^{-1}_{t_r} \tag{90}$$

y

$$\underline{A} = \frac{\mu_0 e \underline{v}}{4\pi} \left( \left(1 - \underline{n} \cdot \frac{\underline{v}}{c}\right) \left|\underline{r} - \underline{r}'\right| \right)^{-1}_{t_r} \tag{91}$$

que son las conocidas soluciones de Liénard Wiechert. Aquí, $t_r$ es el tiempo retardado definido por:

$$t_r = t - \frac{1}{c}\left|\underline{r} - \underline{r}'\right|, \quad c = \frac{\left|\underline{r} - \underline{r}'\right|}{t - t_r} . \tag{92}$$

Por lo tanto, el potencial estático de la ecuación de Proca viene dado por la Ec. (90) con:

$$\underline{v} = \underline{0} \tag{93}$$

y la densidad de carga estática en el vacío, en unidades de culombios por metro cúbico, viene dada por:

$$\rho(\text{vac}) = -\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \frac{1}{4\pi} \left( \frac{e}{\left|\underline{r} - \underline{r}'\right|} \right)_{t_r} \tag{94}$$

que es la ley de Coulomb para cualquier masa del fotón.

Esto significa que la masa del fotón no afecta la ley de Coulomb, conocida como una de las leyes más precisas en el campo de la física. Análogamente, la masa del fotón no afecta la ley de Ampere Maxwell, o ley de Ampere. Esto se observa experimentalmente [12] dentro de la elevada precisión experimental contemporánea, de manera que se concluye que la habitual solución de Lienard Wiechert constituye la solución física, en tanto de la solución de Yukawa resulta matemáticamente correcta pero sin sentido físico. Por otra parte, la física "establecida" ignora la solución de Lienard Wiechert , y otras soluciones, y afirma de una manera arbitraria que debe de utilizarse la solución de Yukawa en teoría de masa del fotón. El empleo del potencial de Yukawa significa que existen desviaciones de las leyes de Coulomb y Ampere. Estas reflexiones nunca se han observado, de manera que la física "establecida" concluye la masa del fotón es, para todo propósito práctico, igual a cero. Esto constituye una conclusión completamente arbitraria, basada en la afirmación antropomórfica de una masa del fotón igual a cero, un argumento inválido y circular. La teoría incluida en estos documentos demuestra que las leyes de Coulomb y Ampere se cumplen para cualquier masa del fotón, de manera que este último no puede determinarse a partir de estas leyes. En otras palabras, estas leyes no se ven afectadas por la masa del fotón en el sentido de que su forma permanece igual. Por ejemplo, la dependencia del cuadrado de la inversa de la ley de Coulomb es la misma para cualquier valor de masa del fotón. El concepto de la masa del fotón no es tan directo como pareciera; por ejemplo, el documento UFT244 muestra que la dispersión de Compton, cuando desarrollaba correctamente, produce una masa del fotón muy diferente de aquella obtenida en la Ec.(47). Al preguntarse sin respuesta en la física de partículas, porque el documento UFT244 ha demostrado la violación de la conservación de la energía en la teoría básica de dispersión de partículas.

## 3. Teoría del Vacío de Eckardt y Lindstrom.

Una versión anterior del vacío electromagnético de la teoría ECE [13] se definía por la ausencia de campos eléctricos y magnéticos a través de todo el espacio en un momento en particular. Esto requiere que

$$F^{a\,(vac)}_{\mu\nu} = 0. \tag{95}$$

La Ec.(1) deviene entonces

$$f^{a(vac)}_{\mu\nu} - f^{a(vac)}_{\nu\mu} + \omega^a_{\mu b} A^{b(vac)}_{\nu} - \omega^a_{\nu b} A^{b\,(vac)}_{\mu} = 0. \tag{96}$$

Las ecuaciones de antisimetría de la teoría ECE, las cuales resultan a partir de un $\Gamma^a{}_{\mu\nu}$ antisimétrico, son

$$f^{a(vac)}_{\mu\nu} + f^{a(vac)}_{\nu\mu} + \omega^a_{\mu b} A^{b(vac)}_{\nu} + \omega^a_{\nu b} A^{b(vac)}_{\mu} = 0. \tag{97}$$

Sumando las Ecs.(96) y (97) da

$$f^{a(vac)}_{\mu\nu} + \omega^a_{\mu b} A^{b(vac)}_{\nu} = 0. \tag{98}$$

Comparando esto con la Ec. (4) requiere

$$\Gamma^{a(vac)}_{\mu\nu} = 0 \tag{99}$$

A partir de la Ec. (29) se vuelve aparente que, para un vacío definido por la Ec. (95)

$$R = 0, \tag{100}$$

lo cual indica la ausencia de acumulaciones de carga y flujo de corriente. La Ec. (29) da entonces las ecuaciones de onda en el vacío como

$$\Box A^{a\,(vac)}_{\mu} = 0. \tag{101}$$

La Ec.(27) proporciona una estructura más interesante utilizando la restricción de la Ec.(98)

$$\partial^{\mu}\left(\omega^{a}_{\mu b}\, A^{b(vac)}_{\nu}\right) = 0. \tag{102}$$

En notación vectorial, esta ecuación da

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\left(\omega^{a}_{0b}\,\phi^{b(vac)}\right) - \underline{\nabla}\cdot\left(\omega^{a}_{b}\,\phi^{b(vac)}\right) = 0. \tag{103}$$

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\left(\omega^{a}_{0b}\, A^{b(vac)}\right) - \left(\underline{\nabla}\cdot\omega^{a}_{b}\right)A^{b(vac)} - \omega^{a}_{b}\cdot\underline{\nabla}A^{b(vac)} = 0 \tag{104}$$

Las Ecs.(103) y (104) utilizan las tétradas

$$\partial^{\mu} \longrightarrow \left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}, -\underline{\nabla}\right). \tag{105}$$

$$\omega^{a}_{\mu b} \longrightarrow \left(\frac{\omega^{a}_{0b}}{c}, -\omega^{a}_{b}\right), \tag{106}$$

$$A^{a}_{\mu} \longrightarrow \left(\frac{\phi^{a}}{c}, -A^{a}\right). \tag{107}$$

Para $\nu = 0$, la Ec.(102) deviene

$$\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\omega^{a}_{0b}}{c}\,\frac{\phi^{b(vac)}}{c}\right) - \underline{\nabla}\cdot\left(\frac{\omega^{a}_{b}\,\phi^{b(vac)}}{c}\right) = 0 \tag{108}$$

que es la Ec.(103).

Para $\nu = 1,2,3$, la Ec.(102) deviene

$$\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\omega^a_{0b}}{c} A^{b(vac)}\right) - \frac{\partial}{\partial x^i}\left(\omega^a_{ib} A^b\right) = 0. \tag{109}$$

Nótese que

$$\frac{\partial}{\partial x^i}\left(\omega^a_{ib} A^b\right) = \frac{\partial \omega^a_{ib}}{\partial x^i} A^b + \omega^a_{ib}\frac{\partial A^b}{\partial x^i} = \left(\underline{\nabla}\cdot\omega^a_b\right) A^{b(vac)} \mp \omega^a_b \cdot \underline{\nabla} A^{b(vac)}. \tag{110}$$

Sustituyendo esto en la Ec. (109) da origen a la Ec. (104). Observamos a partir de la referencia [13] que el vacío soporta una densidad de carga topológica dada por

$$\frac{\rho_{top}}{\epsilon_0} = -\underline{\nabla}\cdot\left(\omega\phi\right) \tag{111}$$

para un único índice de polarización con

$$\nabla^2\phi = -\frac{\rho_{top}}{\epsilon_0}. \tag{112}$$

Sustituyendo esto en la Ec.(103) para un único índice de polarización se obtiene, para el potencial escalar,

$$\nabla^2\phi + \frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\left(\omega_0\phi\right) = 0. \tag{113}$$

Si suponemos que, siguiendo los desarrollos en la referencia [13],

$$\omega_0 = \frac{\partial}{\partial t}\log\left(\frac{1}{\phi}\right), \tag{114}$$

entonces la Ec.(113) constituye una ecuación de onda habitual para el espacio libre:

$$\nabla^2\phi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\phi = 0, \tag{115}$$

indicando que esto sin duda constituye una solución válida para el vacío en ausencia del flujo de corriente o densidad de carga.

Finalmente, las Ecs.(103,104) pueden compararse con las expresiones de la densidad de energía del campo del vacío electromagnético obtenido en la referencia [13]:

$$u_{\phi, ECE} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \left( \frac{1}{c^2} (\omega_0 \phi)^2 + \sum_i |\omega_i \phi|^2 \right), \tag{116}$$

$$u_{A, ECE} = \frac{1}{2\mu_0} \sum_i \left( \frac{1}{c^2} (\omega_0 A_i)^2 + |\omega_i A_i|^2 \right). \tag{117}$$

Puede observarse que las densidades de energía son muy similares a los valores al cuadrado de las Ecs.(103,104), con excepción de los términos de los productos mixtos y las derivadas faltantes. Las Ecs.(103,104) representan el teorema de Pointing

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left( u_{\phi, ECE} + u_{A, ECE} \right) = - \underline{\nabla} \cdot \underline{S} \tag{118}$$

para el flujo de energía, con el vector $\underline{\mathbf{S}}$ de Pointing en el vacío, el cual también se había definido en la referencia [13]. Recordemos que la densidad de energía en el vacío no puede definirse mediante campos eléctricos y magnéticos debido a que éstos desaparecen en este tipo de teoría del vacío macroscópico. Sin embargo, los campos de potencial inducen una densidad de energía.

## Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por una Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por sus publicaciones en la red, a Alex Hill por la traducción y a Robert Cheshire y Alex Hill por las grabaciones.

## Referencias.

[1] M. W. Evans Ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (Cambridge International Science Publishing, CISP, www.cisp-publishing.com, 2012), número especial seis de la ref. (2).

[2] M. W. Evans, Ed., Journal of Foundations of Physics and Chemistry, (CISP 2011).

[3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (CISP 2011).

[4] M .W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis 2005 a 2011), en siete volúmens.

[5] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis 2007, Traducción al castellano por Alex Hill en el portal www.aias.us)

[6] M .W. Evans y S. Kielich, Eds., "Modern Nonlinear Optics" (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997, 2001) en seis volúmenes y dos ediciones.

[7] M .W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific, 2001).

[8] M. W. Evans y J.- P. Vigier, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2001) em diez volúmens con encuadernación dura y blanda.

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

[10] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, documentos y plenaria acerca de la teoría ECE en publicaciones periódicas de la Academia de Ciencias de Serbia, Found. Phys. Lett. Y otras publicaciones.

[11] S. M. Carroll, "Spacetime and Geometry: an Introduction to General Relativity" (Addison Wesley, Nueva York, 2004).

[12] L. C. Tu, J. Luo y G. T. Gillies, Rep. Prog. Phys., 68, 77 - 130 (2005).

[13] H. Eckardt, D. W. Lindstrom, "Solution of the ECE Vacuum Equations", sección de publicaciones del portal www.aias.us .