

Campos de fuerza centrales descritos mediante la teoría m , Parte II.

Horst Eckardt¹,

A.I.A.S. y UPITEC

(www.aias.us, www.upitec.org)

Documento 450, Copyright © por AIAS

Junio 8, 2022

Traducción: Alex Hill

Resumen

Completando el documento UFT 449, investigamos los campos de fuerza que se generan por la geometría con simetría esférica misma. Los campos son de naturaleza eléctrica y magnética o, expresado en términos de dinámica, representan una aceleración y un campo gravitomagnético. El rotacional y la divergencia de estos campos revelan fuentes topológicas, en particular monopolos magnéticos combinados en forma de un dipolo. Los resultados se comparan bien con las estructuras observadas en las galaxias. Soporta el enfoque de un universo de plasma.

Palabras clave: Teoría Unificada de Campo; teoría m ; simetría central; gravitación; electromagnetismo.

1 Introducción

En el documento precedente [1], se explicó que los espacios con simetría central presentan campos de fuerza que son resultado de la geometría misma. La teoría m , que se desarrolló como parte de la teoría ECE [2, 3], conduce a un vacío central o fuerza del éter, para la cual no existen fuentes físicas. Además, hay un campo de tipo magnético, que posee una estructura rotacional. Analizaremos en particular este campo magnético.

La existencia tanto del vacío eléctrico como magnético se revela en las estructuras galácticas. Según el enfoque tradicional de la astrofísica, estas estructuras describen distribuciones de masa en forma de condensados de materia y gases, que se intentan comprender mediante fuerzas gravitacionales. Dado que ni la teoría newtoniana ni la einsteiniana lograron explicar estas estructuras, por ejemplo galaxias en espiral, se introdujo el concepto de materia oscura en busca de un mecanismo capaz de mantener unidas estas estructuras de gran escala, ya que el alcance de la gravitación resulta insuficiente. Mientras tanto, los brazos en espiral de las galaxias y sus curvas de velocidad han logrado explicarse en forma elegante a través de la teoría ECE [3]. Ambas asumen sus formas debido a la conservación del momento angular.

Además del enfoque convencional, muchas estructuras en el universo pueden explicarse en forma alternativa mediante el electromagnetismo. En particular, esto se vuelve plausible en regiones que presentan grandes nubes de plasma. Las corrientes eléctricas en un plasma se ven impactadas

¹email: mail@horst-eckardt.de

por campos magnéticos externos, de manera que las corrientes cambian su estructura y generan nuevos campos magnéticos los que nuevamente conducen a una modificación de las corrientes. Este es un proceso dinámico de alta complejidad. Investigadores como Don Reed [4] y Hannes Alfvén [5] han investigado estos procesos. Reed introdujo los campos de Beltrami en este contexto. El enfoque electromagnético del universo suele denominarse generalmente como *universo de plasma* o *universo eléctrico*.

Los campos de fuerza que se han hallado para simetría central mediante la teoría ECE, en particular la teoría m , son campos unificados. Ello significa que pueden ser considerados como campos gravitacionales a la vez que electromagnéticos. Esto nos permite interpretar descubrimientos astronómicos en diferentes maneras. Dos ejemplos se incluyen en las Figs. 1 y 2. En la Fig. 1 se muestra una vista del centro de la galaxia elíptica Messier 87 (M87). Para la imagen, se analizó la polarización de la luz, que mostró la presencia de campos magnéticos. Esta imagen posee una gran similitud con la estructura en la Fig. 2 del documento precedente [1] (que se muestra nuevamente en la Fig. 3 de este documento), donde se ha representado gráficamente el campo magnético con simetría central.

La Fig. 2 es una imagen de la galaxia Centaurus A. Esta es una galaxia ya sea de tipo elíptica o de tipo lenticular; no resulta posible una atribución precisa del tipo porque vemos la galaxia desde un costado. Sin embargo, hay un fuerte chorro de material gaseoso de ambos lados que dan soporte a nuestros descubrimientos teóricos. La estructura de chorros será explicada en más detalle en este documento.

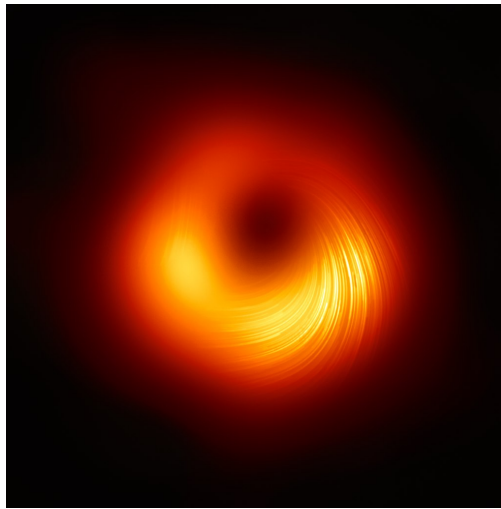


Figura 1: Imagen con luz polarizada del centro de la galaxia M87 [7].



Figura 2: Estructura del chorro de la galaxia Centaurus A [8].

2 Rotacional de campos en espacio-tiempo con simetría esférica.

Tal como se describió en el documento precedente [1], los resultados para los campos de fuerza unificados en un espacio-tiempo con simetría central son

$$\mathbf{E} = \frac{A_0 c}{2} \begin{bmatrix} -\frac{dm(r)}{dr} \\ \sqrt{m(r)} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} -C_0 r \cos \theta \\ B_0 \sin \theta \\ -B_0 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Los campos se han demostrado gráficamente, utilizando la función m

$$m(r) = 2 - \exp\left(\log(2) \exp\left(-\frac{r}{R}\right)\right). \quad (3)$$

Computamos el rotacional y la divergencia para ambos campos, usando las fórmulas respectivas para coordenadas esféricas. El rotacional de \mathbf{E} desaparece, como era de esperarse:

$$\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0}, \quad (4)$$

mientras que el rotacional del campo \mathbf{B} es

$$\nabla \times \mathbf{B} = \begin{bmatrix} -\frac{B_0 \cos \theta}{r \sin \theta} \\ B_0/r \\ (C_0 - B_0/r) \sin \theta \end{bmatrix}. \quad (5)$$

Los campos vectoriales \mathbf{B} y $\nabla \times \mathbf{B}$ se han representado en las Figs. 3 y 4. Como en [1], hemos distribuido los vectores en dos semiesferas. Comparando la esfera interna (roja), de ambas figuras, vemos que el rotacional de \mathbf{B} es aproximadamente perpendicular al campo \mathbf{B} mismo, mientras que es casi paralelo a éste en la esfera externa (azul).

Esto se clarifica en la Fig. 5, donde ambos campos vectoriales se representan en el plano XY ($\theta = \pi/2$) como proyecciones en este plano. En la región exterior, ambos son paralelos entre sí, mientras que son antiparalelos en la región interior.

Si el rotacional de un campo vectorial es paralelo al campo mismo, el campo es un campo de Beltrami [3], el cual cumple con la condición

$$\nabla \times \mathbf{B} = \kappa \mathbf{B} \quad (6)$$

con un escalar κ . En el caso más general, se permite que κ sea una función. Multiplicando la ecuación anterior por \mathbf{B} se obtiene

$$\mathbf{B} \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) = \kappa \mathbf{B}^2 \quad (7)$$

ó

$$\kappa = \frac{\mathbf{B} \cdot (\nabla \times \mathbf{B})}{B^2}. \quad (8)$$

El álgebra computacional nos da los resultados

$$\mathbf{B} \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) = \frac{B_0 C_0}{\sin \theta} \quad (9)$$

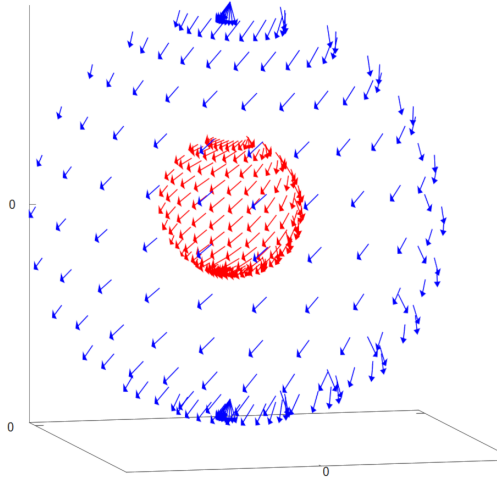


Figura 3: Representación en 3D de $\mathbf{B}(\mathbf{r})$.

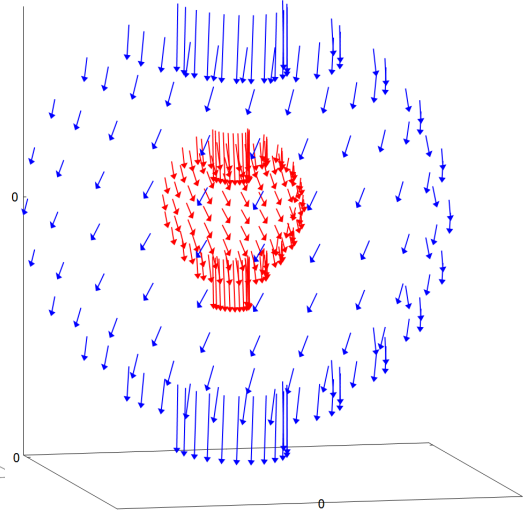


Figura 4: Representación en 3D de $\text{rot}(\mathbf{B}(\mathbf{r}))$.

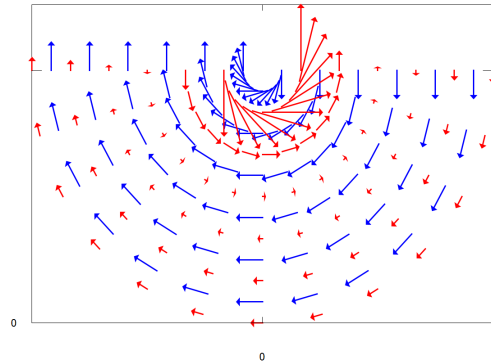


Figura 5: Proyección de $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ (azul) y $\text{rot}(\mathbf{B})$ (rojo) sobre el plano ecuatorial.

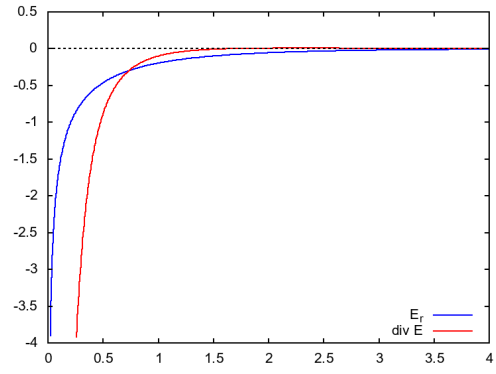


Figura 6: Componente radial de $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ y $\text{div}(\mathbf{E}(\mathbf{r}))$.

$$B^2 = B_0^2(1 + \sin^2 \theta) + C_0^2 r^2 \cos^2 \theta. \quad (10)$$

Para comprobar si \mathbf{B} es un campo de Beltrami, la forma más sencilla es computando κ a partir de las tres ecuaciones componentes de (6). Esto da los tres resultados

$$\kappa_1 = \frac{B_0}{C_0 r^2 \sin \theta}, \quad (11)$$

$$\kappa_2 = \frac{1}{r \sin \theta}, \quad (12)$$

$$\kappa_3 = \left(\frac{C_0}{B_0} - \frac{1}{r} \right) \sin \theta. \quad (13)$$

Los tres valores de κ son diferentes, por lo tanto \mathbf{B} no es un campo de Beltrami. Sin embargo se aproxima a Beltrami en la parte externa, donde \mathbf{B} y $\text{rot } \mathbf{B}$ son paralelos.

3 Divergencia de campos en un espacio-tiempo con simetría esférica.

El hecho de que \mathbf{B} no es un campo rotacional puro lleva a la conjetura de que \mathbf{B} no está libre de convergencia. Antes de demostrar esto, computamos la divergencia del campo \mathbf{E} . Este es un campo central, y a partir de la Ec. (1) obtenemos

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = A_0 c \left(-\frac{\frac{d^2}{dr^2} m(r)}{2\sqrt{m(r)}} + \frac{(\frac{d}{dr} m(r))^2}{4m(r)^{\frac{3}{2}}} - \frac{\frac{d}{dr} m(r)}{r\sqrt{m(r)}} \right). \quad (14)$$

Esta función se ha representado en la Fig. 6 junto con el campo original $E_r(r)$. Cuando r se aproxima a cero, la divergencia de \mathbf{E} comienza a diverger hacia valores negativos infinitos antes que lo haga el campo mismo. Según la ley de Coulomb, la divergencia de \mathbf{E} corresponde a una densidad de carga ρ bajo la forma

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (15)$$

donde ρ es aquí una especie de densidad de carga "topológica", porque allí no hay cargas reales. Ya se encontró un caso similar para el vacío, donde semejante densidad de carga surgió a partir de la conexión de espín.

Ahora investigamos el caso correspondiente para el campo magnético. A partir de la Ec.(2) obtenemos

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \left(3C_0 - \frac{2B_0}{r} \right) \cos \theta. \quad (16)$$

En electrodinámica clásica, sin embargo, la ley de Gauss es

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (17)$$

porque no hay monopolos magnéticos. Resulta sorprendente que el espaciotiempo con simetría esférica produce una especie de semejantes monopolos topológicos, de la misma manera en que produce una densidad de carga topológica. La divergencia magnética se representa en la Fig. 7 para en plano θ . Dado que la divergencia no depende de ϕ , esta es la forma general. Deberá notarse que el plano θ es el plano XZ en coordenadas cartesianas. Por lo tanto, la imagen deberá rotarse 90 grados a fin de relacionarla con una posición correcta en el sistema de coordenadas esféricas.

Obviamente, hay un polo en la divergencia para $r \rightarrow 0$, porque $\cos \theta$ cambia de signo en $\theta = \pi/2$, y el factor $1/r$ diverge para pequeños radios. Esto corresponde a una fuente dipolar. Los dipolos magnéticos son bien conocidos, pero la divergencia del campo magnético desaparece afuera al igual que adentro del dipolo debido a la ley de Gauss. La situación es diferente aquí. Según las ecuaciones de campo ECE, la divergencia de \mathbf{B} aparece en la ley de Gauss generalizada

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = -\mu_0 \rho_{eh}, \quad (18)$$

donde ρ_{eh} es la densidad "homogénea" de los monopolos magnéticos. La situación no es por completo exótica aquí, porque tenemos un dipolo pero esto pareciera ser el primer caso en que

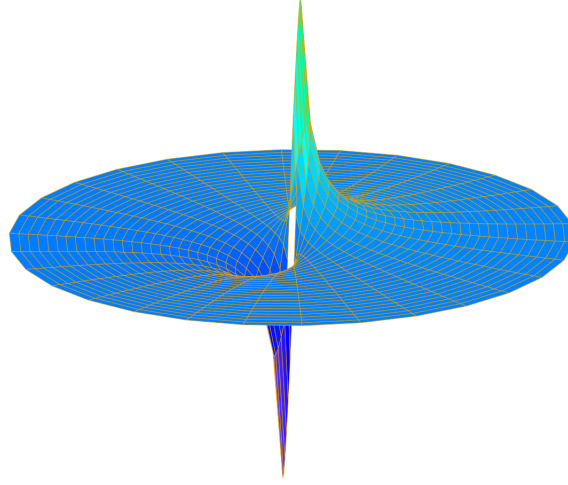


Figura 7: $\text{div}(\mathbf{B}(\mathbf{r}))$ en el plano θ (correspondiente al plano XZ).

la existencia de monopolos ha sido predicha mediante la teoría ECE.

A partir de la ley de Ampere-Maxwell, resulta que existe una densidad de corriente de cargas \mathbf{J} con

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}, \quad (19)$$

Esta es una densidad de corriente "eléctrica", representando nuevamente una estructura topológica, que puede considerarse como la fuente del campo magnético topológico.

Si aplicamos esta situación a galaxias, el resultado describiría una característica del universo eléctrico o de plasma. Podemos aplicar los mismos resultados a la mecánica, y hallar a partir de las correspondientes ecuaciones de campo ECE de la dinámica:

$$\nabla \cdot \mathbf{g} = -4\pi G \rho_m, \quad (20)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{\Omega} = 4\pi G \rho_{mh}, \quad (21)$$

$$\nabla \times \mathbf{\Omega} = -\frac{4\pi G}{c^2} \mathbf{J}_m, \quad (22)$$

donde \mathbf{g} es el campo de aceleración gravitacional, $\mathbf{\Omega}$ es el campo gravitomagnético, ρ_m es una densidad de carga mecánica topológica, ρ_{mh} es una densidad monopolar topológica, \mathbf{J}_m es una densidad de corriente másica topológica, y G representa aquí la constante gravitacional de Newton.

El rotacional de $\mathbf{\Omega}$, al igual que el rotacional de \mathbf{B} en el caso del universo eléctrico, representa una corriente que se observa como chorros en la Fig. 2. Esto se torna visible a través de la teoría en la Fig. 4, donde la corriente posee por mucho su máxima densidad en el eje vertical. La corriente entra por el extremo superior y abandona la estructura por el extremo inferior. De manera que debe fluir de regreso por encima de las regiones externas. De acuerdo con la ecuación de continuidad,

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_m = 0, \quad (23)$$

debiera de haber variaciones temporales en la densidad si \mathbf{J}_m no se viera libre de convergencia pero tenemos

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_m = \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) = 0, \quad (24)$$

que se cumple en general.

Respecto de la interpretación de los chorros observados, la cuestión se refiere a si abandonan el centro galáctico en ambas direcciones o si salen por un lado y entran por el otro lado. Si se trata de corrientes de materia, no pueden abandonar la región central por ambos lados. Sin embargo, si se trata de corrientes de partículas cargadas, cada clase de partícula (con carga diferente) puede abandonar la región central por un extremo diferente sin que por ello se deba sacrificar el modelo. Así, si los astrónomos están seguros de que los chorros salen por ambos lados, esto sería una fuerte sugerencia respecto de que el universo es esencialmente eléctrico y no mecánico en la gran escala galáctica. Podríamos afirmar entonces que habitamos un universo eléctrico o de plasma.

Referencias

- [1] Documento 449, Sección en Español del portal www.aias.us.
- [2] M. W. Evans, “Generally Covariant Unified Field Theory: The Geometrization of Physics”, Vols. 1 to 7, Abramis Academic, Bury St Edmunds, 2005 ff.
- [3] H. Eckardt, “ECE UFT - The Geometrical Basis of Physics, Vol. I - Classical Physics”, textbook, epubli, Berlin, 2022, freely available as UFT Paper 438, Unified Field Theory (UFT) section of www.aias.us.
- [4] D. Reed, “Beltrami-Trkalian Vector Fields in Electrodynamics: Hidden Riches for Revealing New Physics and for Questioning the Structural Foundations of Classical Field Physics”, <https://rxiv.org/pdf/1207.0080v1.pdf>, <https://rxiv.org/abs/1207.0080>, 2012-07-21.
- [5] see references to H. Alfven in https://www.plasma-universe.com/hannes-alfven/#cite_note-2.
- [6] Documento 292, Sección en Español del portal www.aias.us.
- [7] <https://www.eso.org/public/images/eso2105a>
- [8] https://de.wikipedia.org/wiki/Centaurus_A#/media/Datei:Black_Hole_Outflows_From_Centaurus_A.jpg