Polarización debido a modelos de electrodinámica no lineal entre dos placas paralelas cargadas

Natalia Moreira [1*], Simón Fonseca[1], Leonardo Balart[1]
[1]Universidad de La Frontera
*n.moreira01@ufromail.cl

Introducción

El modelo de electrodinámica no-lineal de Born-Infeld [1], permite obtener un valor finito para el campo eléctrico y para la auto-energía de una carga puntual [6], a diferencia del modelo clásico de Maxwell donde estos valores tienden al infinito. En el electromagnetismo clásico se define una densidad que rige como se comportarán los campos, siendo el lagrangiano de Maxwell:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}\mathcal{F}^{\mu\nu}\mathcal{F}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\vec{E}^2 - \vec{B}^2)$$

En este trabajo se consideró $\vec{B}$=0 (caso electrostático) y se estudió la polarización del vacío producida entre dos placas paralelas cargadas. El modelo de Born-Infeld y los modelos de las Refs. [3-4] fueron comparados con el modelo de Euler-Heinsenberg.

Desarrollo

Las densidades lagrangianas consideradas se muestran en el Tabla 1, donde F representa el producto interno del tensor electromagnético. La polarización $\vec{P}$ en el vacío, fue calculada mediante la expresión $\vec{P} = \varepsilon_0(\vec{E}_m - \vec{E})$, donde ε_0 es la permitividad del vacío, $\vec{E}_m$ el campo de Maxwell y $\vec{E}$ el campo eléctrico obtenido de la Ref. [2], además se expandió $\vec{P}$ para $b \to \infty$ y $\beta \to 0$, con el fin de comparar los términos y estudiar el comportamiento de las polarizaciones, donde b y β representan parámetros de no-linealidad para cada modelo y con β dado por $\frac{1}{b^2}$. Los resultados de la expansión de $\vec{P}$ fueron tabulados en la tabla 2.

Modelo	Densidad lagrangiana
Born-Infeld	$\mathcal{L} = b^2 - b^2\sqrt{1 + \frac{2F^2}{b^2}}$
Euler-Heinsenberg	$\mathcal{L} = -F + \beta F^2$
Doble Logaritmo	$\mathcal{L} = \frac{b}{2}((1-\gamma)ln(1-\gamma) + (1-\gamma)ln(1-\gamma)))$
Soleng	$\mathcal{L} = \frac{-F}{\left(1-\sqrt{-F/b^2}\right)}$

Tabla 1: Densidades lagrangianas de los modelos.

Modelo	Polarización $\vec{P}$
Born-Infeld	$\vec{P} = \frac{\vec{E}^3}{2b^2}\epsilon_0 + \frac{3\vec{E}^5}{8b^4}\epsilon_0 + \frac{5\vec{E}^7}{16b^6}\epsilon_0 + \dots$
Euler-Heinsenberg	$\vec{P} = \frac{\vec{E}^3}{b}\epsilon_0$
Doble Logaritmo	$\vec{P} = \frac{\vec{E}^3}{3b}\epsilon_0 + \frac{\vec{E}^5}{5b}\epsilon_0 + \frac{\vec{E}^7}{7b}\epsilon_0 + \dots$
Soleng	$\vec{P} = \frac{3\vec{E}^2}{2\sqrt{2}b}\epsilon_0 + \frac{\vec{E}^3}{b^2}\epsilon_0 + \frac{5\vec{E}^4}{4\sqrt{2}b^3}\epsilon_0 + \frac{3\vec{E}^5}{4b^4}\epsilon_0 + \dots$

Tabla 2: Polarizaciones de los modelos.

Referencias

[1] M. Born and L. Infeld, "Foundations of the new field theory," Proc. Roy. Soc. Lond.A 144, no. 852, 425 (1934).
[2] S. K. Moayedi and M. Shafabakhsh, "Parallel-plate and spherical capacitors in Born-Infeld electrostatics: An analytical study," Eur. Phys. J. Plus 131, 55 (2016).
[3] H. H. Soleng, "Charged black points in general relativity coupled to the logarithmicU(1) gauge theory," Phys. Rev. D 52, 6178 (1995).
[4] I. Gullu and S. H. Mazharimousavi, "Double-logarithmic nonlinear electrodynamics,"Phys. Scripta 96, no.4, 045217 (2021).
[5] W. Heisenberg and H. Euler, "Consequences of Dirac's theory of positrons," Z. Phys.98, no.11-12, 714-732 (1936).
[6] A. Dehghani, M. R. Setare and S. Zarepour, Eur. Phys. J. Plus 137, no.7, 859 (2022).