

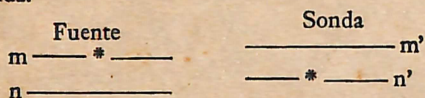
Acerca de la polarización del vacío

Por GUIDO BECK

(Observatorio Astronómico - Córdoba)

Es sabido que el hecho experimental de la producción de pares y la teoría de Dirac conducen a la conclusión de que el vacío es un medio polarizable en el cual pueden aparecer densidades de cargas y de corrientes. La teoría no conduce, sin embargo, a expresiones sencillas para estos fenómenos, sino a divergencias cuya interpretación física requiere hipótesis adicionales y una técnica de cálculo especial (1).

Mostraremos, en lo que sigue, que en ciertos casos la cuantificación de las ecuaciones del campo electromagnético conduce a expresiones finitas que deben ser atribuidas al mismo fenómeno, y que estas expresiones permiten, además, encontrar una situación nueva relativa a la posibilidad de medir la polarización del vacío por observaciones del campo mediante una sonda.



Es suficiente, para nuestro fin, considerar dos sistemas separados por una distancia R, de los cuales uno (llamado fuente) se encuentra inicialmente en un estado excitado m, mientras que el otro (llamado sonda) ocupa el estado fundamental n', como lo hemos indicado en la figura. Estudiaremos el pasaje del sistema al estado n, m' por intermedio del campo electromagnético, proceso que podemos considerar como emisión de un fotón por la fuente y absorción del mismo por la sonda.

Según la electrodinámica clásica, el fenómeno se describe por una onda esférica emitida por la fuente que, luego, actúa sobre la sonda. La parte transversal de la onda de Hertz, la que nos interesa, está dada por el potencial vector.

$$A = A^- + A^+ \tag{1}$$

con

$$A^- = \sum_k \frac{4\pi e}{2k} \frac{a(a\alpha)}{k - k_0} e^{i(kr - k_0 t)} \tag{2}$$

$$A^+ = \sum_k \frac{4\pi e}{2k} \frac{a(a\alpha)}{k + k_0} e^{i(kr - k_0 t)}$$

siendo a el vector de polarización de una onda plana y α un elemento de matriz característico para la transición $m \rightarrow n$ de la fuente.

Según la electrodinámica cuántica tenemos que considerar las amplitudes de probabilidad

$$\begin{array}{ccc}
 c_{mn'} & \begin{array}{l} \longrightarrow \\ \longrightarrow \end{array} & \begin{array}{l} c_{mm'k} \\ c_{nn'k} \end{array} & \begin{array}{l} \longrightarrow \\ \longrightarrow \end{array} & c_{nm'}
 \end{array} \tag{3}$$

des de las configuraciones inicial, intermedia y final del proceso, dadas por el esquema. (3) y determinadas por las ecuaciones

$$\begin{aligned}
 \frac{h}{2\pi i} \frac{dc_{nn'k}}{dt} &= H_{nn'k}^{mn'} \cdot c_{mn'} \\
 \exp \left\{ \frac{2\pi i}{h} (E_n - E_m + hv_k)t \right\} & \\
 \frac{h}{2\pi i} \frac{dc_{mm'k}}{dt} &= H_{mm'k}^{mn'} \cdot c_{mn'} \\
 \exp \left\{ \frac{2\pi i}{h} (E_{m'} - E_n + hv_k)t \right\} &
 \end{aligned} \tag{4}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{h}{2\pi i} \frac{dc_{nm'}}{dt} &= H_{nm'}^{mn'} \cdot c_{mn'} \\
 \exp \left\{ \frac{2\pi i}{h} (E_{m'} - E_{n'} - E_m + E_n)t \right\} & \\
 + \sum_k H_{nm'k}^{mm'k} \cdot c_{mm'k} & \\
 \exp \left\{ \frac{2\pi i}{h} (E_n - E_m - hv_k)t \right\} & \\
 + \sum_k H_{nm'k}^{nn'k} \cdot c_{nn'k} &
 \end{aligned} \tag{5}$$

$$\exp \left\{ \frac{2\pi i}{h} (E_{m'} - E_{n'} - hv_k)t \right\}$$

con $c_{mn'}(0) = 1$.

Se verifica fácilmente que los términos del segundo miembro de (5) corresponden a la

(1) Ver, p. ej.: PAULI, W., VILLIARS, F., *Rev. Mod. Phys.*, 1949, 21, 434.

interacción estática, a $e \cdot \alpha' \cdot A+$ y a $e \cdot \alpha' \cdot A-$ respectivamente, si α' representa el elemento de matriz correspondiente a la transición $n' \rightarrow m'$ de la sonda. La interacción entre fuente y sonda que resulta de la electrodinámica cuántica coincide, para $E_m - E_n = E_{m'} - E_{n'}$, completamente con la dada por la teoría clásica.

No obstante, existe una diferencia esencial entre las dos teorías: mientras que la teoría clásica atribuye la excitación del campo íntegramente a la fuente, sin intervención de la sonda, la teoría cuántica hace intervenir en la excitación del campo la fuente y la sonda, atribuyendo a la primera la excitación $A-$, a la segunda la excitación $A+$. Efectivamente, en (3) $C_{nn'k}$ representa una configuración del sistema en la cual la fuente ha pasado al estado fundamental n con emisión de un fotón k , fotón que después es absorbido por la sonda. En cambio, $C_{mm'k}$ representa una configuración virtual, en la cual la sonda pasó al estado excitado m' con emisión de un fotón k , que después se absorbe por la fuente induciendo su transición al estado fundamental n . El primer estado intermedio corresponde, luego, a una *transición espontánea* de la fuente, el segundo a una *transición inducida* motivada por la pre-

sencia de la sonda en el campo. En ausencia de la sonda, el campo emitido por nuestra fuente corresponde exclusivamente a la parte espontánea del campo longitudinal y transversal $A-$ y no satisface más a las ecuaciones de Maxwell en el vacío.

Llegamos, luego, a la conclusión que

$$4\pi s_p = - \square A+ \quad (6)$$

representa una tetracorriente de polarización producida por la fuente en el vacío. Esta corriente (6) se anula prácticamente a gran distancia de la fuente, $k_0 R \gg 1$, pero tiene valores finitos en la vecindad de la misma. Aprendemos, además, que la corriente (6) no puede ser observada por medio de la sonda considerada, ya que tal sonda introduce en el campo precisamente una corriente de polarización $-s_p$, la que anula la corriente provocada por la fuente y reestablece la expresión clásica para la interacción.

Para poder llegar a una teoría satisfactoria del electrón tenemos que postular, que el valor (6) obtenido por nuestras consideraciones sea compatible con el valor que resulta de la teoría de Dirac del electrón.

(Recibido el 9 de Octubre de 1950.)