

Notas Teoria cuantica de campos

Daniel Vazquez Lago

15 de septiembre de 2024

Índice general

1. El campo de Klein-Gordon	5
1.1. La ecuación de Klein-Gordo	5
1.1.1. Ondas planas como solución	5
1.1.2. Interpretación probabilística: ¿Problemas?	6

1

El campo de Klein-Gordon

1.1. La ecuación de Klein-Gordo

Una manera de tratar de combinar la mecánica cuántica y la relatividad especial es trabajar con las ecuaciones de orden pero abandonar la ecuación de Schödinger y tratar de construir una compatible con las simetrías relativistas. En la mecánica cuántica asociamos los operadores diferenciales con la energía y el momento:

$$\text{Energía: } E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \quad \text{Momento: } \mathbf{p} \rightarrow -i\hbar \nabla \quad (1.1.1)$$

En una teoría no relativista la relación de dispersión es $E = \frac{\mathbf{p}^2}{2m}$. Substituir los operadores momento y energia en esta relación de dispersión nos lleva a la ecuación de Schödinger $i\hbar \partial_t \psi = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi$, donde $\nabla^2 = \delta^{ij} \partial_i \partial_j$. Veremos ver que pasa al usar la relación dispersión relativista:

$$E^2 = c^4 m^2 + c^2 \mathbf{p}^2 \quad (1.1.2)$$

que pasa a ser

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c^4 m^2 \phi - \hbar^2 c^2 \nabla^2 \phi \quad (1.1.3)$$

donde ϕ es la *función de ondas*. Podemos expresar esta ecuación en términos relativistas si usamos $x^\mu = (ct, x^i)$ y el operador D'Alembert operador $\square = \partial_\mu \partial^\mu$ de tal modo que se convierte en:

$$\left(\square + \frac{c^2 m^2}{\hbar^2} \right) \phi = 0 \quad (1.1.4)$$

esta es la **ecuación de Klein-Gordon**.

1.1.1. Ondas planas como solución

Vamos a ver ahora las soluciones mas simples de las ecuaciones de Klein-Gordon, que no son otras que las ondas planas. Podemos ver que:

$$\phi(x) = N e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x})} \quad (1.1.5)$$

donde N es el factor normalizador. Si sustituimos esta ecuación en ?? tendremos que:

$$\frac{-E^2 + c^2 \mathbf{p}^2 + c^4 m^2}{c^2 \hbar^2} \phi = 0 \quad (1.1.6)$$

y por lo tanto que E está relacionada con p mediante la ecuación de dispersión relativista. El punto ahora es que tenemos dos tipos de soluciones para la energía:

$$E = \pm w_{\mathbf{p}} \quad w_{\mathbf{p}} = \sqrt{c^4 m^2 + c^2 \mathbf{p}^2} \quad (1.1.7)$$

El hecho de que la relación de dispersión sea cuadrática procede de que la ecuación Klein-Gordon es una ecuación de segundo orden en la derivada temporal. Cuando construimos el espacio de soluciones tenemos que incluir aquellas que corresponden a energías negativas.

1.1.2. Interpretación probabilística: ¿Problemas?

La presencia de soluciones para la ecuación de ondas que nos llevan a la existencia de una energía negativa debería chirriarnos bastante, sobretodo porque no parece que tenga un límite inferior, por lo que podríamos llegar a soluciones con menor energía *ad infinitum*.

La presencia de energía negativa también nos lleva a problemas cuando tratamos de realizar la interpretación probabilística. Normalmente, en la mecánica cuántica, la densidad de probabilidad viene dada por el módulo al cuadrado de la ecuación de ondas:

$$\rho = |\psi|^2 \quad (1.1.8)$$

Y la *corriente de probabilidad* dada por

$$\mathbf{J} = \frac{\hbar}{2mi} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) \quad (1.1.9)$$

de tal modo que la conservación de la probabilidad queda como

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1.1.10)$$

¿Podemos construir algún tipo de cantidad conservada para el campo de Klein-Gordon? La respuesta es que si siempre que cojamos un ϕ complejo. De este modo de la ecuación Klein-Gordon deducimos que

$$\phi^* \left(\square + \frac{c^2 m^2}{\hbar^2} \right) \phi = 0 \Leftrightarrow \phi \left(\square + \frac{c^2 m^2}{\hbar^2} \right) \phi^* = 0 \quad (1.1.11)$$

lo que implica que

$$\phi^* \square \phi - \phi \square \phi^* = 0 \quad (1.1.12)$$

Si expresamos esto con índices relativistas tenemos que

$$\phi^* \square \phi = \phi^* \partial_\mu \partial^\mu \phi = \partial_\mu (\phi^* \partial^\mu \phi) - \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi \quad (1.1.13)$$

y de manera similiar el otro término (mismo procedimiento). Dado esto, podemos ver que la expresión 1.1.12, de tal modo que podemos escribir la ecuación

$$\partial_\mu (\phi^* \partial^\mu \phi - \phi \partial^\mu \phi^*) = 0 \quad (1.1.14)$$