La doble rendija en la Cosmología del Quarkbase

Desarrollo matemático y físico

Contents

1 Introducción

La Cosmología del Quarkbase reproduce y explica el experimento de la doble rendija. Combino la física intuitiva con las ecuaciones mínimas (campo del éter, relación con la función de onda, superposición y mecanismo de localización/detección). Al final incluyo un breve apartado divulgativo que resume la idea para lectores no especialistas.

2 Planteamiento general (resumen de hipótesis relevantes)

1. El vacío es un **plasma-etérico** descrito por un campo escalar clásico relativista $\Psi(\mathbf{x}, t)$ (potencial de presión) que satisface, en régimen de bajas energías y linealizado, la ecuación (Klein–Gordon tipo con apantallamiento):

$$\beta \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 + \lambda^{-2} \right) \Psi(\mathbf{x}, t) = -J(\mathbf{x}, t), \tag{1}$$

donde J son las fuentes (acoplamientos a quarkbases/excitaciones). En el régimen monocromático $\Psi(\mathbf{x}, t) = \mathrm{Re}\{\psi(\mathbf{x}) e^{-i\omega t}\}$ se obtiene la ecuación Helmholtz apantallada:

$$\left(\nabla^2 + k^2 - \lambda^{-2} \right) \psi(\mathbf{x}) = -\frac{1}{\beta} J_\omega(\mathbf{x}), \qquad k = \omega / c. \tag{2}$$

2. La **partícula** (lo que medimos como "electrón", "fotón" en detección puntual) es una **excitación local** asociada a una configuración estable/metaestable de quarkbases acopladas al campo Ψ. La función de onda cuántica $\Phi(\mathbf{x}, t)$ emerge como descripción estadística/hidrodinámica de esa energía de perturbación del plasma (Madelung / segundo cuantizado), con identificación práctica

$$\Phi(\mathbf{x}, t) \propto \Psi(\mathbf{x}, t) \quad \text{o} \quad \Phi \sim \langle \hat{\Psi} \rangle. \tag{3}$$

3. La detección corresponde a una transferencia irreversible de energía del campo Ψ y de sus modos hacia grados de libertad macroscópicos (detector), ejercida cuando la **densidad local de energía** del campo excede un umbral. Esa transferencia es un proceso dinámico (no un postulado de colapso) y puede modelarse introduciendo un acoplamiento no lineal y/o amortiguamiento local.

3 Interferencia (solución lineal, resultante estándar)

Consideremos el experimento: una fuente puntual emite excitaciones que atraviesan una pantalla con dos rendijas A y B. En régimen lineal y coherente, cada rendija actúa como un **fuente secundaria** de ondas en el campo $\psi(\mathbf{x})$. En la región de observación (pantalla a distancia grande, zona de Fraunhofer) la solución lineal es la superposición:

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi_A(\mathbf{r}) + \psi_B(\mathbf{r}). \tag{4}$$

En primera aproximación de onda esférica/planar para puntos P a distancia r_A, r_B desde cada rendija,

$$\psi_A(\mathbf{r}) \approx \frac{A}{r_A} e^{i(k r_A + \phi_A)}, \qquad \psi_B(\mathbf{r}) \approx \frac{B}{r_B} e^{i(k r_B + \phi_B)}. \tag{5}$$

La **intensidad** del campo (o densidad de energía relacionada, que dictará probabilidad de detección) es proporcional a $|\psi|^2$:

$$I(\mathbf{r}) \equiv |\psi(\mathbf{r})|^2 = |\psi_A|^2 + |\psi_B|^2 + 2\,\mathrm{Re}\{\psi_A\psi_B^*\}. \tag{6}$$

Sustituyendo (5) y en el límite $r_A \approx r_B \approx r$ (pequeña diferencia de distancia) se obtiene la fórmula de interferencia habitual:

$$I(\mathbf{r}) \propto \frac{|A|^2}{r^2} + \frac{|B|^2}{r^2} + \frac{2|A||B|}{r^2}\cos\bigl(k(r_A - r_B) + \Delta\phi\bigr), \tag{7}$$

donde $\Delta\phi = \phi_A - \phi_B$. La oscilación espacial de la cosenoidal es la **franja de interferencia**.

Comentario: esta derivación es puramente clásica/lineal: la superposición de modos en Ψ produce la figura de interferencia en la densidad de energía. En la Cosmología del Quarkbase el mismo cálculo se aplica: las rendijas modifican las condiciones de contorno del campo Ψ y generan dos fuentes coherentes que se suman.

4 De las ondas a los "impactos": mecanismo de localización (no colapso)

La cuestión clave que la interpretación estándar plantea es: ¿por qué, si la densidad de energía es continua, los detectores registran impactos discretos puntuales, incluso cuando las partículas se emiten una a una? En el marco del Quarkbase proponemos el siguiente mecanismo físico dinámico (no un postulado ad hoc):

4.1 Densidad de energía local y umbral

La densidad energética local asociada al campo Ψ es (para campo clásico escalar):

$$u(\mathbf{x},t) = \beta\left(\tfrac{1}{2}(\partial_t\Psi)^2 + \tfrac{1}{2}|\nabla\Psi|^2 + \tfrac{1}{2}\lambda^{-2}\Psi^2\right). \tag{8}$$

La probabilidad de que un detector en $\mathbf{r}$ registre un evento en un intervalo Δt está relacionada con la **energía disponible** en su volumen sensible V_{det}:

$$E_{\mathrm{local}}(t) = \int_{V_{\mathrm{det}}} u(\mathbf{x},t)\,d^3x. \tag{9}$$

Si E_{local} supera un umbral E_{th}, (propio del detector, acoplamientos, etc.), se desencadena una transición irreversible: la energía se canaliza hacia grados de libertad macroscópicos (electrónicos, caloríficos), produciendo un **clic**. En notación probabilística::

$$\mathbb{P}(\text{detector dispara en } [t, t+\Delta t]) \approx f\left(\frac{E_{\mathrm{local}}(t)}{E_{\mathrm{th}}}\right), \tag{10}$$

con $f(x)$ creciente y $f(x) \to 1$ para $x \gg 1$, $f(0) = 0$. Nota: la densidad energética u oscila con el campo; la presencia de interferencia (ecuación (7)) hace que u presente máximos y mínimos espaciales donde la probabilidad de superar el umbral cambia.

4.2 Auto-focalización por no linealidad (efecto solitónico / colapso aparente)

Para que la detección sea puntual y reproducible incluso con excitaciones de baja energía, la dinámica local del éter puede incluir un término no lineal de autoacoplamiento (derivado de régimen no lineal cuando el campo y la densidad de quarkbases se acoplan fuertemente). Un modelo mínimo es añadir un término cubicizante (tipo Kerr / NLS) al lagrangiano:

$$\mathcal{L}_\Psi = -\frac{\beta}{2}\big((\partial_t\Psi)^2 - c^2|\nabla\Psi|^2 - m^2\Psi^2\big) - \frac{\kappa}{4}\Psi^4, \tag{11}$$

con $\kappa > 0$, indicando que regiones de mayor $|\Psi|$ experimentan una energía interna que favorece la concentración (auto-focalización). La ecuación de movimiento no lineal queda:

$$\beta\Big(\frac{1}{c^2}\ddot{\Psi} - \nabla^2\Psi + m^2\Psi\Big) + \kappa\Psi^3 = -J. \tag{12}$$

En régimen de pulsos localizados, la no linealidad puede inducir un **efecto de auto-focusing**: pequeñas fluctuaciones en un máximo de interferencia crecen y concentran energía, formando una estructura localizada (solitón o "paquete" robusto) que se acopla eficientemente al detector. Este proceso es determinista (dinámica clásica no lineal) pero sensible a condiciones iniciales y ruido, y por tanto **aparenta aleatoriedad** cuando repetimos experimentos con control limitado (coherente con el carácter probabilista experimental).

4.3 Descripción efectiva del "colapso" como fenómeno dinámico

Combinando la probabilidad de umbral (**??**) y la auto-focalización (**??**), el fenómeno observacional es:

La amplitud $\psi(\mathbf{r})$ produce una distribución de energía $u(\mathbf{r})$ con franjas de interferencia. En los máximos de u, la no linealidad concentra localmente la energía (crecimiento exponencial de una pequeña perturbación) hasta formar una excitación localizada estable o metaestable.

El detector, acoplado localmente, absorbe la energía concentrada y produce un clic irreversible.

El proceso es causal y no requiere introducir un postulado externo de "colapso": el "colapso" es emergente de la dinámica del campo + acoplamiento detector.

Matemáticamente, se puede modelar la probabilidad de detección en un punto $\mathbf{x}$ por la tasa:

$$\Gamma(\mathbf{r}) \propto \langle u(\mathbf{r},t)\rangle_t + \chi\langle u(\mathbf{r},t)^2\rangle_t + \dots, \tag{1}$$

donde los términos superiores provienen de la no linealidad y describen la eficacia de auto-focalización. Para campos débiles la tasa es proporcional a $|\psi|^2$, recuperando la regla de Born; para campos cercanos al umbral la dependencia puede ser más complicada pero sigue aumentando con la densidad de energía.

5 Conexión formal con la regla de Born y la función de onda

Partimos de la identificación $\Phi \propto \Psi$ en el régimen semiclásico. La regla empírica de probabilidades en QM dice $p(\mathbf{r}) \propto |\Phi(\mathbf{r})|^2$. En nuestro marco:

En régimen lineal (sin auto-focalización significativa), la densidad energética media en el detector es proporcional a $|\psi(\mathbf{r})|^2$ y, por (??), la probabilidad de clic sigue $p(\mathbf{r}) \propto |\psi(\mathbf{r})|^2$. Así la regla de Born se recupera como límite estadístico de la física del éter y del detector.

Si hay no linealidades locales, la probabilidad puede presentar correcciones (dependencia supra-lineal). No obstante, en la mayoría de los experimentos de doble rendija bien controlados la proporcionalidad lineal se verifica con excepcional precisión; esto implica que el régimen experimental corresponde a la zona donde la tasa de conversión detector–campo es lineal en u.

Formalmente, integrando la energía del campo en el volumen sensible y normalizando:

$$p(\mathbf{r}) = \frac{\displaystyle\int_{V_{\mathrm{det}}} u(\mathbf{r},t)\, d^3x}{\displaystyle\int_{\mathrm{pantalla}} \left(\int_{V_{\mathrm{det}}} u(\mathbf{r},t)\, d^3x \right) dS} \approx \frac{|\psi(\mathbf{r})|^2}{\int |\psi|^2 dS}. \tag{2}$$

6 Modelo sencillo de detección: toy model dinámico

Para hacerlo aún más explícito, propongo un toy-model temporal simplificado en un punto detector $\mathbf{x}_0$:

$$\ddot{q} + \gamma \dot{q} + \omega_0^2 q = g \int_{V_{\mathrm{det}}} \Psi(\mathbf{x},t)\, d^3x, \tag{3}$$

donde $q(t)$ es un grado macroscópico del detector (p. ej. desplazamiento de un microresorte eléctrico), γ amortiguamiento, ω_0 frecuencia característica y g acoplamiento. Si la entrada del lado derecho excede cierto valor, la dinámica de q atraviesa una bifurcación hacia una respuesta grande y estable (clic). La entrada es proporcional a $\int \Psi \sim \psi(\mathbf{r}_0)$ y por tanto la probabilidad de pasar el umbral sigue la estructura de interferencia.

Este tipo de acoplamiento convierte la distribución continua de energía en una respuesta discreta y robusta, compatibilizando individualidad de impactos con distribución de probabilidad dada por $|\psi|^2$.

7 Decoherencia y ausencia de "referencia privilegiada" (relación con Michelson–Morley)

La Cosmología del Quarkbase define un éter en equilibrio isotrópico: en ausencia de perturbaciones macroscópicas no existe viento de éter detectable (consistencia con Michelson–Morley). Cuando se introduce un detector (muchos grados de libertad), la interacción local con el campo Ψ genera entropía y disipación (acoplamiento a baths), lo que favorece la decoherencia de la superposición a nivel práctico —es decir, la pérdida de coherencia cuántica del sistema reducido al acoplamiento detector–entorno. En nuestro enfoque la decoherencia es una consecuencia natural de la transferencia irreversible de energía a modos térmicos del detector; no invoca misterio adicional.

8 Resumen matemático de la cadena lógica

8.1 Ecuación de campo lineal (interferencia)

La ecuación de campo lineal es:

$$\left(\nabla^2 + k^2 - \lambda^{-2}\right)\psi = -J \quad \Rightarrow \quad \psi = \psi_A + \psi_B. \tag{4}$$

8.2 Intensidad / energía

La densidad de energía asociada al campo se puede escribir como:

$$u \propto |\psi|^2 = |\psi_A|^2 + |\psi_B|^2 + 2\,\mathrm{Re}\{\psi_A \psi_B^*\}. \tag{5}$$

8.3 Detector acoplado

La tasa de detección del detector se modela como:

$$\Gamma(\mathbf{r}) \sim F(u), \tag{6}$$

donde F es, en primer orden, proporcional a u (regla de Born), con posibles correcciones no lineales si la dinámica local así lo requiere.

No hay necesidad de postular un colapso externo: la localización es el resultado de la dinámica no lineal combinada con el umbral irreversible del detector.

9 Explicación

El vacío es un medio vibratorio. Cuando lanzamos una "partícula" a través de las rendijas, lo que realmente enviamos son modos de vibración en esa red. Esos modos se superponen y forman franjas de mayor y menor intensidad —exactamente como las olas en un estanque—.

El detector sólo "fija" (registra) un impacto cuando una de esas franjas concentra suficiente energía local como para activar el mecanismo irreversible del detector. La concentración puede ocurrir directamente (si la intensidad es suficiente) o amplificarse por mecanismos no lineales locales que hacen que pequeñas diferencias crezcan y produzcan un impulso puntual.

Así, el patrón de muchos impactos se distribuye exactamente como la intensidad de interferencia ($|\psi|^2$), pero cada impacto es un evento localizado: el fenómeno del "colapso" es emergente, no una regla fundamental añadida.

10 Implicaciones y predicciones contrastables

Si el proceso de detección depende de no linealidad local (auto-focalización), entonces en detectores con umbral distinto o en experimentos con diferente acoplamiento detector–campo podrían aparecer desviaciones observables respecto a la regla de Born en el régimen de energías muy bajas —esto es una predicción falsable.

Experimentos que manipulen la interacción detector–campo (por ejemplo, variando la temperatura del detector, tiempos de integración o acoplamientos) deberían alterar la estadística de impactos de formas predecibles por el toy-model (**??**).

La presencia de un gap de plasma,

$$\Omega = \frac{c}{\lambda}, \tag{7}$$

en la teoría implica frecuencias/longitudes de onda donde la propagación cambia: diseñar rendijas que filtren por frecuencia podría mostrar cambios en el patrón de interferencia consistentes con la dispersión del éter.

11 Conclusiones

El experimento de la doble rendija, lejos de ser un misterio irreductible, se presenta en la Cosmología del Quarkbase como una manifestación natural de la estructura vibratoria del espacio–tiempo. La dualidad onda–corpúsculo no refleja un comportamiento paradójico, sino una propiedad emergente de la red oscilatoria, donde la coexistencia de modos distribuidos y excitaciones localizadas es intrínseca al formalismo.

References

[1] Feynman, R. P., Leighton, R. B., Sands, M. (1965). *The Feynman Lectures on Physics*. Addison–Wesley.

[2] Zeilinger, A. (1999). Experiment and the foundations of quantum physics. *Rev. Mod. Phys.*, 71, S288.

[3] Bohr, N. (1935). Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Phys. Rev.*, 48, 696.

[4] Everett, H. (1957). "Relative state" formulation of quantum mechanics. *Rev. Mod. Phys.*, 29, 454.

[5] Bell, J. S. (1987). *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*. Cambridge University Press.