Contents

Quantum Entanglement in the Unified Framework of the Cosmology of the Quarkbase

Carlos Omeñaca Prado

September 2025

0.1 Introduction

En la Cosmología del Quarkbase, las partículas cuánticas y los fotones son excitaciones del **plasma-éter** (campo escalar/vectorial Ψ). Un experimento que en la física estándar crea un par entrelazado, en Quarkbase crea una **excitacion de campo no local** —una combinación de modos del campo Ψ— que está correlacionada por conservación de cantidades (momento, espín, polarización) y por la estructura de acoplamiento entre fuentes (quarkbases). La medición local proyecta esa excitación global, produciendo las correlaciones fuertes observadas en laboratorio, sin transmitir señal utilizable entre los detectores.

Chapter 1

El entrelazamiento como onda de presión cuántica en dos regiones

1.1 Modelo simple: campo del éter + dos "sitios" emisores

Tomemos un campo (escalar por simplicidad) $\Psi(x)$ con lagrangiano y un acoplamiento local a objetos "emisor/medidor" (átomos, quarkbases):

$$\mathcal{L}_\Psi \;=\; -\frac{\beta}{2}\big(\partial_\mu\Psi\,\partial^\mu\Psi + m_\Psi^2\Psi^2\big)$$

y acoplamiento a dos sistemas localizados (índices A, B):

$$\mathcal{L}_{\text{int}} \;=\; -g\big(\hat{O}_A\Psi(\mathbf{x}_A,t) + \hat{O}_B\Psi(\mathbf{x}_B,t)\big),$$

donde $\hat{O}_{A,B}$ son operadores internos (por ejemplo, dipolos o transiciones del emisor) y $m_\Psi = 1/\lambda$ fija la longitud de apantallamiento λ del plasma. El Hamiltoniano del campo (en notación funcional) es

$$\hat{H}_\Psi = \int d^3x\,\left(\frac{\hat{\pi}^2}{2\beta} + \frac{\beta}{2}|\nabla\hat{\Psi}|^2 + \frac{\beta m_\Psi^2}{2}\hat{\Psi}^2\right).$$

Este es el **campo que transporta ondas de presión** (los "fotones" en Quarkbase) y admite modos cuánticos $a_{\mathbf{k},\varepsilon}$, $a^\dagger_{\mathbf{k},\varepsilon}$.

1.2 Producción de pares entrelazados (modelado)

Cuando un emisor (un átomo, o una transición en un cristal no lineal) decae o convierte energía en el campo, la interacción lineal puede generar pares de excitaciones del campo. En términos de operadores de modo, el estado producido (a primer orden) puede escribirse como un **estado de dos modos**:

$$|\Psi\rangle \;\propto\; \int d^3k\; f(\mathbf{k})\; a^\dagger_{\mathbf{k},\varepsilon}\, a^\dagger_{-\mathbf{k},\varepsilon'}\, |0\rangle,$$

donde $f(\mathbf{k})$ codifica la amplitud espectral (conservación de momento implica pares $\mathbf{k}, -\mathbf{k}$). En Quarkbase $a^\dagger$ crea **paquetes de presión** o deformaciones del plasma con polarización (orientación de la deformación) ε. Este es análogo formal a lo que ocurre en SPDC (parametric down-conversion) o en cascadas atómicas (experimentos de Aspect).

Ese estado, si se construye con las combinaciones apropiadas de polarización, es el **estado singlete** (polarización anti-correlada), por ejemplo

$$|\Psi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\big(|H\rangle_A|V\rangle_B - |V\rangle_A|H\rangle_B\big),$$

traducido a lenguaje de campos: superposición coherente de pares de modos con polarizaciones ortogonales.

1.3 ¿Por qué hay correlación fuerte sin señal? (explicación física)

- En Quarkbase la pareja no son dos "partículas puntuales" aisladas: son **una única excitación cuántica del campo** Ψ que tiene soporte (amplitud) en dos regiones $\mathbf{x}_A$ y $\mathbf{x}_B$. La **no separabilidad** viene de la construcción del estado (dos-modo).

- Medir polarización en A corresponde a aplicar un operador local $\hat{M}_A(\alpha)$ que proyecta la componente del campo en cierto modo (orientación α). La probabilidad conjunta de resultados viene de los correladores de campo:

$$P(a,b) = \langle\Psi|\, \hat{M}_A(a)\, \hat{M}_B(b)\, |\Psi\rangle.$$

Eso puede producir correlaciones que violan desigualdades de Bell sin que exista señal causal entre A y B: la correlación proviene de la **estructura del estado global** (el campo) y de la conservación en el proceso de creación.

1.4 Integración del campo: acoplamiento efectivo y origen de correlaciones espaciales

Si integramos (a nivel clásico/cuántico) el campo Ψ para ver cómo quedan acoplados los *sitios* A, B, aparece un acoplamiento efectivo mediado por la Green función $G(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ del operador $(-\nabla^2 + m_\Psi^2)$:

$$(-\nabla^2 + m_\Psi^2) G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}), \qquad G(r) = \frac{e^{-m_\Psi r}}{4\pi r}.$$

El acoplamiento efectivo (para bajas energías) es

$$\hat{H}_{\text{eff}} \approx -\frac{g^2}{2\beta} \sum_{i \neq j} \hat{O}_i \, \hat{O}_j \, G(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j).$$

— esto muestra explícitamente que dos emisores separados se "ven" a través del mismo campo y que esa interacción es **no-local** en el sentido de extenderse con la función G. Cuando un proceso crea excitaciones simultáneas en modos correlados, el estado resultante es no separable.

Crucial: si $m_\Psi \to 0$ (campo sin apantallamiento) $G(r) \sim 1/r$ y la correlación se extiende a largas distancias; si m_Ψ es pequeño pero finito, las correlaciones decaen como $e^{-m_\Psi r}$.

1.5 Predicción de correlaciones medibles y relación con tests tipo Aspect/CHSH

Para el caso de polarizaciones (o de dos observables binarios $A(\alpha), B(\beta)$) la mecánica cuántica estándar da, para el estado singlete,

$$E(\alpha, \beta) \equiv \langle A(\alpha) B(\beta) \rangle = -\cos\big(2(\alpha - \beta)\big).$$

En la Teoría del Quarkbase esto aparece si la excitación del campo tiene la misma estructura modal. Sin embargo, **la presencia de apantallamiento**

y de carácter material del plasma introduce un factor de modulación que la teoría predice:

$$E(\alpha, \beta; r) \;=\; -C(r)\,\cos\bigl(2(\alpha-\beta)\bigr), \qquad C(r) \simeq e^{-m_\Psi r} = e^{-r/\lambda}.$$

Consecuencia experimental clara: si la longitud de apantallamiento λ del plasma-éter es finita, la visibilidad de las correlaciones cae con la separación espacial. Para $\lambda \gg r$ recuperas la predicción estándar; para $\lambda \lesssim r$ la violación de Bell (CHSH) se atenúa. Es una **predicción falsable**: medir la dependencia de la violación de Bell con la separación física y buscar un decaimiento exponencial sería evidencia a favor de un campo masivo (apantallado) en el vacío.

Recordatorio (CHSH): la combinación

$$S = |E(a,b) - E(a,b') + E(a',b) + E(a',b')|$$

tiene máximo cuántico $S_{\max} = 2\sqrt{2}$. Con el factor $C(r)$ el máximo efectivo queda $S_{\text{eff}} = C(r)\,2\sqrt{2}$. Cuando $C(r) < 1/\sqrt{2}$ ya no hay violación de Bell.

1.6 Relación con experimentos reales (Aspect, Weihs, etc.) — interpretación Quarkbase

- En experimentos como Aspect y los subsiguientes, se crean pares de fotones (en cascadas atómicas o en SPDC). En la Teoría del Quarkbase esos "fotones" son **paquetes de presión** del campo Ψ con polarización = patrón de deformación.
- La creación de pares corresponde a un proceso que excita **dos modos correlados** del campo (por conservación de momento, de espín). El estado es global, extendido por el plasma.
- La detección local selecciona/modula partes del campo; las correlaciones vienen de la **coherencia modal** creada en la fuente, no de una señal viajando de un detector a otro.
- Experimentadores han observado violaciones de Bell robustas; La teoría del Quarkbase debe reproducir esas correlaciones para separaciones donde $r \ll \lambda$. Si el vacío tuviera un apantallamiento corto (λ pequeño), la visibilidad experimental debería caer con la distancia — por tanto

esos experimentos ponen **cotas inferiores** a λ o a la intensidad efectiva del acoplamiento g.

1.7 Decoherencia, temperatura y duración de entrelazamiento (fórmula heurística)

En esta teoría del funcionamiento del universo que presento, Teoría o Cosmología del Qquarkbase, la pérdida de coherencia (descoherencia) proviene de acoplamientos residuales entre los modos útiles y el "ruido" del plasma (fluctuaciones térmicas, acoplamientos con otros modos). A nivel dimensional, una ley típica para la tasa de decoherencia Γ podría escribirse como

$$\Gamma \sim \frac{g^2}{\hbar^2} S_\Psi(\omega) \, \Delta^2,$$

donde $S_\Psi(\omega)$ es la densidad espectral de las fluctuaciones del campo a la frecuencia relevante ω, y Δ la "distancia" (operacional) entre los estados que se superponen. En cristiano: a mayor temperatura o mayor acoplamiento g, menor tiempo de mantenimiento del entrelazamiento. En Quarkbase eso se traduce en que la **tenacidad** del entrelazamiento depende de propiedades del plasma: densidad ρ_p, módulo de compresibilidad K, y m_Ψ.

1.8 ¿Qué añade la Cosmología del Quarkbase?

1. **Física del medio**: el vacío no es un trasfondo inerte sino un plasma con parámetros (ρ_p, K, m_Ψ). Eso introduce escalas físicas (longitud de apantallamiento λ, velocidades propias, disipación) que afectan la dinámica cuántica real y la durabilidad del entrelazamiento.

2. **Origen geométrico de correlaciones**: en lugar de hablar de "fotones puntuales" separados, el Quarkbase enfatiza la **naturaleza de modo del campo** (deformaciones de presión del éter) como el objeto primario. El entrelazamiento es la propiedad de esos modos.

3. **Predicciones extra**: dependencia de la visibilidad de Bell con la separación y con condiciones del vacío (temperatura, presión etérica), pequeñas modificaciones de las funciones de correlación por apantallamiento (factor $e^{-r/\lambda}$), posibles retardos de fase por índice efectivo del plasma.

1.9 Ejemplo esquemático — de la fuente a la medición

1. Fuente: una transición atómica (o cristal no lineal) excitada por una quarkbase local crea, mediante $\mathcal{L}_{\text{int}}$, el estado

$$|\Psi\rangle \approx \int d^3k\, f(\mathbf{k})\, a^\dagger_{\mathbf{k},H} a^\dagger_{-\mathbf{k},V}\, |0\rangle.$$

2. Evolución: los modos viajan acoplados al plasma; su amplitud sufre atenuación $e^{-m_\Psi r}$ y cambio de fase $\phi(r)$ por el índice efectivo.

3. Medición en A, B: proyectores locales $\hat{\Pi}_A(\alpha), \hat{\Pi}_B(\beta)$ actúan sobre el estado global y dan probabilidades conjuntas $P(a, b)$ con correlador $E(\alpha, \beta; r)$.

4. Resultado: para $r \ll \lambda$ recuperas la correlación estándar; para $r \gtrsim \lambda$ el contraste disminuye sistemáticamente según $C(r)$.

1.10 Pruebas experimentales propuestas

- Medir la **visibilidad** $V(r)$ de las correlaciones de Bell (o la magnitud de violación CHSH) como función de la separación r entre detectores, manteniendo todos los demás factores iguales. Buscar un decaimiento exponencial $V(r) \propto e^{-r/\lambda}$.

- Medir la dependencia de V con la **temperatura ambiental** o con condiciones que cambien la densidad efectiva del vacío (por ejemplo cavidades especialmente diseñadas con campos intensos): Quarkbase predice sensibilidad a la “condición del plasma-éter”.

- Experimentos con distintos materiales de fuente (cambios en acoplamiento g) deberían mostrar variaciones en la vida media del entrelazamiento.

1.11 Comentario

En esta teoría del funcionamiento del universo que presento, que la llamo Teoría o Cosmología del Quarkbase, el entrelazamiento no es un misterio mágico que salta instantáneamente por el vacío: es la **huella de una excitación del propio vacío**, una onda de presión cuántica que quedó creada de forma coherente en dos regiones. La no-localidad que vemos en las pruebas de Bell refleja la naturaleza *de modo* del campo: una sola excitación distribuida. Al mismo tiempo, la teoría añade escala física y medios al discurso —longitud de apantallamiento, rigidez del plasma, disipación— que permiten hacer predicciones nuevas y falsables sobre cómo varían las correlaciones cuánticas con la distancia y las condiciones del "éter". Si esos efectos se midieran, sería una evidencia directa de que el vacío tiene estructura física —tal como propone el Quarkbase— y a la vez reconciliaría la intuición clásica (campo/medio) con la extrañeza cuántica (entrelazamiento).

Chapter 2

Correlaciones de detectores tipo Unruh–DeWitt en la Cosmología del Quarkbase

2.1 Objetivo

Queremos modelar dos detectores localizados (A y B) acoplados al campo escalar $\Psi(x)$ que representa las **excitaciónes de presión** del plasma-éter. Calcularemos, en perturbación en el acoplamiento g, la matriz reducida (estado efectivo) de los detectores después de la interacción y extraeremos las correlaciones medibles. Veremos que la función de correlación importante está dada por la función de Wightman $G^+(x, y)$ del campo, que para un campo masivo se apantalla como $G^+ \sim e^{-m_\Psi r}/r$. Esto lleva a una atenuación de la visibilidad del entrelazamiento con la separación.

2.2 Modelo: lagrangiano y detectores tipo Unruh–DeWitt

Tomamos un campo escalar relativista $\Psi(x)$ con lagrangiano (ya usado en tu teoría):

$$\mathcal{L}_\Psi = -\frac{\beta}{2}\big(\partial_\mu\Psi\,\partial^\mu\Psi + m_\Psi^2\Psi^2\big), \qquad m_\Psi = 1/\lambda.$$

Dos detectores puntuales localizados en trayectorias fijas (aquí los tomamos estáticos en posiciones $\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B$) interactúan con el campo mediante acoplamiento monopolar (Unruh–DeWitt):

$$H_{\rm int}(t) = g\big(\hat{\mu}_A(t)\,\Psi(t,\mathbf{x}_A) + \hat{\mu}_B(t)\,\Psi(t,\mathbf{x}_B)\big),$$

donde $\hat{\mu}_{A,B}(t)$ son los operadores monopolo de cada detector (en el cuadro de interacción). Para concreción tomamos detectores de dos niveles con operadores de subida/bajada $\sigma^{\pm}$:

$$\hat{\mu}_A(t) = e^{i\Omega_A t}\sigma_A^+ + e^{-i\Omega_A t}\sigma_A^-,$$

y análogo para B, con energías de transición $\Omega_{A,B}$.

Supondremos acoplamientos localizados en tiempo con ventana $\chi(t)$ (switching) que activa la interacción durante un intervalo. Para simplificar la derivación, tomamos ventanas suaves pero que permitan usar transformadas en frecuencia; al final consideraremos límites.

2.3 Desarrollo en la imagen de interacción y expansión perturbativa

Partimos del estado inicial factorado

$$|\Psi(0)\rangle = |0\rangle_\Psi \otimes |g\rangle_A \otimes |g\rangle_B,$$

campo en vacío del éter + detectores en su estado base. La evolución en interacción es

$$U = \mathcal{T}\exp\Big(-\tfrac{i}{\hbar}\int_{-\infty}^{\infty} dt\, H_{\rm int}(t)\Big).$$

Expandimos hasta segundo orden en g (orden requerido para generar correlaciones entre detectores):

$$U \approx 1 - \frac{i}{\hbar}\int dt\, H_{\rm int}(t) - \frac{1}{\hbar^2}\int dt \int dt'\,\mathcal{T}\big[H_{\rm int}(t)H_{\rm int}(t')\big] + \mathcal{O}(g^3).$$

La matriz reducida de los detectores ρ_{AB} tras trazar el campo es

$$\rho_{AB} = \mathrm{Tr}_\Psi\big(U\,\rho_{\rm init}\,U^\dagger\big).$$

Al ordenar en potencias de g, los términos de segundo orden contienen las piezas que correlacionan A y B a través de proyecciones del producto de dos operadores del campo evaluados en $\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B$. Esas correlaciones dependen de los correladores del vacío del campo: las funciones de Wightman.

2.4 Wightman functions y propagador espacial (campo masivo)

La función de Wightman del campo libre es

$$G^+(x,y) = \langle 0|\Psi(x)\Psi(y)|0\rangle.$$

Para un campo escalar masivo en estado de vacío (en espacio plano), considerando tiempos simultáneos o separaciones espaciales grandes comparadas a la escala de tiempo del detector, la dependencia espacial efectiva es (en régimen no-relativista/estacionario):

$$G^+(t,\mathbf{x};t',\mathbf{y}) \;\sim\; \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3 2\omega_k}\, e^{-i\omega_k(t-t')} e^{i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{x}-\mathbf{y})}, \quad \omega_k = \sqrt{|\mathbf{k}|^2 + m_\Psi^2}.$$

En particular, para separación espacial $r = |\mathbf{x}-\mathbf{y}|$ y tiempos coincidentes (o integrados en una ventana), la función de Green espacial estacionaria asociada al operador $(-\nabla^2 + m_\Psi^2)$ escala como la función de Yukawa:

$$G(r) \equiv \frac{e^{-m_\Psi r}}{4\pi r} \qquad \text{(estructura espacial de propagación / apantallamiento).}$$

En términos de Wightman integrada en frecuencias relevantes la dependencia en r queda modulada por factores oscilatorios y atenuantes; para nuestras estimaciones usaremos la envolvente $\propto e^{-m_\Psi r}/r$.

4. Cálculo de la matriz reducida hasta segundo orden (esquema)

Trabajando hasta $O(g^2)$, los términos que generan correlación entre detectores son del tipo

$$\rho_{AB}^{(2)} \ni \frac{g^2}{\hbar^2}\int dt \int dt'\; \chi(t)\chi(t')\; \hat{\mu}_A(t)\, \hat{\rho}_{AB}^{(0)}\, \hat{\mu}_B(t')\, G^+(t,\mathbf{x}_A;t',\mathbf{x}_B) + \text{h.c.}$$

Más explícitamente (resumiendo la derivación estándar para dos detectores — ver derivaciones tipo Pozas-Kerstjens / Reznik / Martín-Martínez), los elementos no diagonales responsables de coherencia / entrelazamiento contienen integrales temporales del Wightman:

$$\mathcal{M}_{AB} \equiv \frac{g^2}{\hbar^2} \iint dt\, dt'\, \chi_A(t)\chi_B(t') e^{i(\Omega_A t+\Omega_B t')}\, G^+(t, \mathbf{x}_A; t', \mathbf{x}_B).$$

Análogas combinaciones $\mathcal{L}_A, \mathcal{L}_B$ (autocorrelaciones) dan las probabilidades de excitación local. La matriz efectiva 2-qubit (base $\{|gg\rangle, |ge\rangle, |eg\rangle, |ee\rangle\}$) tiene entradas (a segundo orden) proporcionales a $\mathcal{L}$ y $\mathcal{M}$. En particular, la coherencia entre $|ge\rangle$ y $|eg\rangle$ (elemento $\rho_{ge,eg}$) es proporcional a $\mathcal{M}_{AB}$.

Interpretación física: $\mathcal{M}_{AB}$ es la amplitud de proceso donde el campo crea/excita correladamente ambos detectores; está gobernada por G^+ entre los puntos.

2.5 Estimación espacial: decadimiento exponencial del término correlador

Asumiendo ventanas temporales largas comparadas a la escala $1/\Omega$ y detector estático, la integral temporal esencialmente filtra las frecuencias cercanas a las transiciones; para modos resonantes la dependencia espacial dominante queda como:

$$\mathcal{M}_{AB} \propto g^2\, \tilde{f}(\Omega)\, G_{\text{eff}}(r),$$

con $G_{\text{eff}}(r)$ que en el límite de interés se aproxima por la envolvente Yukawa:

$$G_{\text{eff}}(r) \sim \frac{e^{-m_\Psi r}}{r}.$$

Por lo tanto la magnitud de la coherencia (y por tanto de la visibilidad del entrelazamiento) decae aproximadamente con $e^{-m_\Psi r}$. Definiendo $C(r)$ como factor de atenuación, escribimos

$$C(r) \approx A\, \frac{e^{-r/\lambda}}{r}, \qquad \lambda = 1/m_\Psi,$$

con A que depende de detalles (ventanas, frecuencias, constantes físicas β, g).

2.6 De la coherencia a la visibilidad / CHSH

Para relacionar con una prueba de Bell tipo CHSH, supongamos que la matriz reducida efectiva (en el subespacio de una excitación) puede aproximarse por un estado mixto con componente singlete ponderada por $C(r)$. Simplificando (modelo toy):

$$\rho_{AB} \approx p_{\mathrm{vac}}|gg\rangle\langle gg| + p\,\rho_{\mathrm{ent}}(C(r)) + \cdots ,$$

con

$$\rho_{\mathrm{ent}}(C) = \frac{1+C}{2}|\Psi^-\rangle\langle\Psi^-| + \frac{1-C}{2}|\Psi^+\rangle\langle\Psi^+|$$

(un modelo que mezcla singlete/triplete; solo ilustrativo). En ese tipo de mezcla, la correlación promedio entre mediciones de polarización en ángulos α, β queda

$$E(\alpha, \beta; r) = -C(r)\cos 2(\alpha - \beta).$$

La combinación CHSH escala linealmente con $C(r)$, así que el máximo cuántico $S_{\max} = 2\sqrt{2}$ queda reducido a

$$S_{\mathrm{eff}}(r) = C(r)\,2\sqrt{2}.$$

Por tanto la condición de violación ($S_{\mathrm{eff}} > 2$) exige

$$C(r) > \frac{1}{\sqrt{2}} \quad \Longrightarrow \quad \frac{e^{-r/\lambda}}{r} \gtrsim \text{const.}$$

Esto da una distancia máxima práctica para observar violación en función de λ y de los parámetros experimentales.

2.7 Decoherencia y escala temporal (breve derivación heurística)

El ruido del plasma-éter, sus fluctuaciones termales y el acoplamiento a modos no recogidos convierten las integrales temporales en funciones con decaimiento temporal. Un tratamiento de tipo Fermi golden rule / correlador espectral $S_\Psi(\omega)$ da para la tasa de decoherencia Γ:

$$\Gamma \sim \frac{g^2}{\hbar^2}\,S_\Psi(\Omega)\,\Delta^2,$$

donde $S_\Psi(\omega) = \int d\tau\, e^{i\omega\tau}\langle\Psi(\tau)\Psi(0)\rangle$ y Δ es una medida de la separación entre estados. En la Cosmología del Quarkbase, $S_\Psi(\omega)$ será una función que mezcla modos propios del plasma (dependiente de ρ_p, K, m_Ψ), de manera que a más “caliente” o más denso esté el plasma, mayor Γ y menor la duración del entrelazamiento.

2.8 Comparación con SPDC / experimentos reales (Aspect, Weihs. . .)

- En SPDC (parametric down-conversion) la no separabilidad proviene del acoplamiento no lineal del cristal que crea pares de modo (simétricos por conservación de momento y energía). En Quarkbase, la fuente es un proceso local que excita modos del campo Ψ con estructura modal que satisface conservación de momento — formalmente análogo.
- Los experimentos con violaciones de Bell a grandes separaciones (Weihs, 1998; experimentos recientes con años-luz de separación en fotones entrelazados) muestran alta visibilidad incluso a distancias grandes. En el marco Quarkbase, eso implica que la longitud de apantallamiento λ debe ser $\gg$ esas distancias (o que el acoplamiento efectivo y las ventanas temporales hacen $C(r) \approx 1$ en práctica). Es decir, tales experimentos ponen cotas inferiores a λ.
- Medidas de decoherencia e impacto ambiental (temperatura, cavidades) sirven para restringir $S_\Psi(\omega)$ y las constantes de acoplamiento.

2.9 Predicciones y falsabilidad (resumen operativo)

1. **Decaimiento espacial de la visibilidad**: la visibilidad $V(r)$ de correlaciones o el valor máximo CHSH deberían mostrar una dependencia $V(r) \propto e^{-r/\lambda}$ (o, más precisamente, $\propto e^{-r/\lambda}/r$ según condiciones). Medir $V(r)$ manteniendo todo lo demás constante es prueba directa.
2. **Sensibilidad a condiciones del "éter"**: variando temperatura, presión de la cavidad o condiciones electromagnéticas macroscópicas que modifiquen la densidad/dinámica del plasma-etérico se espera que cambie la vida media del entrelazamiento (tasa Γ).
3. **Modificación de la fase**: el índice efectivo del plasma puede introducir retardos de fase dependientes de ω que desplacen correlaciones en frecuencia; experimentos de interferometría en coincidencias deberían detectar fases anómalas consistentes con un índice distinto de 1.
4. **Escala de acoplamiento**: distintos materiales/fuentes con distinto g darán distintos rendimientos relativos de generación de pares y distintas tasas de decoherencia.

2.10 Aproximaciones y limitaciones

- Derivación perturbativa en g: válida para fuentes/detectores débiles; en regímenes fuertemente acoplados habría que resolver la dinámica no perturbativa.
- Detector tipo Unruh–DeWitt es un modelo simplificado (monopolo) — para fotones reales se debería usar acoplamiento dipolar vectorial; sin embargo la estructura matemática (dependencia en Wightman) es análoga.
- He usado la envolvente Yukawa para expresar la dependencia espacial; la forma exacta de $G^+(x, y)$ incluye dependencia temporal y de frecuencia que puede matizar las predicciones en experimentos reales.
- Interpretación física: la correlación viene de que la excitación es *modal y global* en el campo Ψ, no de una señal transmitida superlumínicamente; la teoría conserva causalidad.

2.11 Comentario

Integrando el campo Ψ en el contexto de detectores locales se obtiene que las correlaciones entre detectores están gobernadas por las funciones de Wightman $G^+(x_A, x_B)$. En la Cosmología del Quarkbase esas funciones incluyen apantallamiento característico $\sim e^{-m_\Psi r}/r$, de modo que la amplitud de coherencia (y por ende la visibilidad de pruebas de Bell) debe decaer con la separación física según la longitud de apantallamiento λ. Por tanto:

- El entrelazamiento observado experimentalmente es consistente con Quarkbase siempre que λ sea suficientemente grande (o que el acoplamiento / ventanas temporales preserven coherencia).
- La teoría ofrece predicciones concretas y falsables: dependencia espacial y ambiental de la visibilidad, cambios de fase por índice efectivo, y cotas en m_Ψ, g, ρ_p derivables de datos.

Chapter 3

Derivación explícita completa del estado reducido de dos detectores Unruh–DeWitt acoplados al campo escalar Ψ de la Cosmología del Quarkbase, hasta segundo orden en el acoplamiento g

Incluyo todos los pasos: expansión perturbativa, trazado sobre el campo usando funciones de Wightman, identificación de las cantidades $\mathcal{L}$ y $\mathcal{M}$, expresión en el dominio de frecuencias con ventanas de encendido (switching), y la condición práctica para que aparezca entrelazamiento. Mantengo $\hbar$ explícito mientras hace falta, y explico físicamente cada bloque. Incluyo todos los pasos: expansión perturbativa, trazado sobre el campo usando funciones de Wightman, identificación de las cantidades $\mathcal{L}$ y $\mathcal{M}$, expresión en el dominio de frecuencias con ventanas de encendido (switching), y la condición práctica para que aparezca entrelazamiento. Mantengo $\hbar$ explícito mientras hace falta, y explico físicamente cada bloque.

3.1 Planteamiento y notación

Campo escalar (lagrangiano ya usado):

$$\mathcal{L}_\Psi = -\frac{\beta}{2}\big(\partial_\mu\Psi\,\partial^\mu\Psi + m_\Psi^2\Psi^2\big), \qquad m_\Psi = 1/\lambda.$$

Dos detectores puntuales A, B (dos niveles) localizados en posiciones espaciales fijas $\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B$. Hamiltoniano de interacción (cuadro de interacción, acoplamiento monopolar tipo Unruh–DeWitt):

$$H_{\rm int}(t) = g\big(\chi_A(t)\hat{\mu}_A(t)\Psi(t,\mathbf{x}_A) + \chi_B(t)\hat{\mu}_B(t)\Psi(t,\mathbf{x}_B)\big),$$

donde

- g es una constante pequeña (misma para A y B por simplicidad; puede generalizarse a g_A, g_B).
- $\chi_{A,B}(t)$ son las ventanas temporales (switching) que controlan cuándo se acoplan los detectores al campo.
- Detectores como dos niveles con frecuencia de transición $\Omega_{A,B}$:

  $$\hat{\mu}_A(t) = e^{i\Omega_A t}\sigma_A^+ + e^{-i\Omega_A t}\sigma_A^-,$$

  (análoga para B) y $\sigma^\pm$ son los operadores subida/bajada.

Estado inicial (factorizado):

$$\rho_{\rm init} = |0\rangle\langle 0|_\Psi \otimes |g\rangle\langle g|_A \otimes |g\rangle\langle g|_B.$$

Objetivo: cálculo de la matriz reducida

$$\rho_{AB} = \mathrm{Tr}_\Psi\big(U\,\rho_{\rm init}\,U^\dagger\big)$$

hasta $O(g^2)$.

3.2 Expansión perturbativa de la evolución

Evolución en interacción:

$$U = \mathcal{T}\exp\Big(-\frac{i}{\hbar}\int_{-\infty}^{\infty} dt\, H_{\rm int}(t)\Big).$$

Expansión hasta segundo orden:

$$U \approx \not{1} - \frac{i}{\hbar}\int dt\, H_{\rm int}(t) - \frac{1}{\hbar^2}\int dt \int dt'\,\mathcal{T}\big[H_{\rm int}(t)H_{\rm int}(t')\big] + O(g^3).$$

Entonces

$$\rho_{AB} \approx \rho_{AB}^{(0)} + \rho_{AB}^{(1)} + \rho_{AB}^{(2)} + O(g^3),$$

donde $\rho_{AB}^{(0)} = |gg\rangle\langle gg|$ y $\rho_{AB}^{(1)}$ se anula al trazar sobre el vacío del campo (porque contiene un único operador Ψ con expectativa nula). Por tanto el primer orden no contribuye y el orden relevante es el segundo.

3.3 Trazado sobre el campo y aparición de funciones de correlación

Al desarrollar $\rho_{AB}^{(2)}$ obtenemos términos de dos tipos cuando se traza sobre el campo:

- términos locales (autocorrelaciones) que afectan las probabilidades de excitación individuales de A o B,
- términos no locales (cruzados) que correlacionan A y B.

Usando la notación $\mathcal{T}$ (orden temporal) y $\bar{\mathcal{T}}$ (antiorden temporal), y aplicando Wick (campo libre) y la linealidad del trazado, los elementos relevantes dependen de la función de Wightman:

$$G^+(x, y) \equiv \langle 0|\Psi(x)\Psi(y)|0\rangle.$$

Los términos que aparecen son integrales dobles del tipo

$$\iint dt\, dt'\; \chi_\alpha(t)\chi_\beta(t')\, e^{\pm i(\Omega_\alpha t \pm \Omega_\beta t')}\, G^+(t, \mathbf{x}_\alpha; t', \mathbf{x}_\beta),$$

con $\alpha, \beta \in \{A, B\}$. Estas integrales definen cantidades que vamos a nombrar.

3.4 Definiciones clave: $\mathcal{L}$ y $\mathcal{M}$

Definimos (con $\hbar$ explícito):

Probabilidades de excitación local (términos diagonales):

$$\mathcal{L}_\alpha \equiv \frac{g^2}{\hbar^2} \iint_{-\infty}^{\infty} dt\, dt'\; \chi_\alpha(t)\chi_\alpha(t')\, e^{-i\Omega_\alpha(t-t')}\, G^+(t, \mathbf{x}_\alpha; t', \mathbf{x}_\alpha).$$

Amplitud cruzada (coherencia entre un excitado y el otro):

$$\mathcal{M}_{AB} \equiv \frac{g^2}{\hbar^2} \iint dt\, dt'\ \chi_A(t)\chi_B(t')\, e^{i(\Omega_A t - \Omega_B t')}\, G^+(t, \mathbf{x}_A; t', \mathbf{x}_B).$$

Análogamente aparece $\mathcal{M}_{BA} = \mathcal{M}_{AB}^*$ si el campo y ventanas son reales.

Con estas cantidades la matriz reducida ρ_{AB} en la base $\{|gg\rangle, |ge\rangle, |eg\rangle, |ee\rangle\}$ (hasta $O(g^2)$ y normalizando apropiadamente) tiene la forma (mostramos sólo los elementos no nulos hasta segundo orden):

$$\rho_{AB} \approx \begin{pmatrix} 1 - \mathcal{L}_A - \mathcal{L}_B & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mathcal{L}_B & \mathcal{M}_{AB}^* & 0 \\ 0 & \mathcal{M}_{AB} & \mathcal{L}_A & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + O(g^4).$$

Explicación rápida: las entradas $\rho_{ge,ge} \approx \mathcal{L}_B$ (probabilidad B excitado), $\rho_{eg,eg} \approx \mathcal{L}_A$; la coherencia $\rho_{eg,ge} = \mathcal{M}_{AB}$ nace del proceso no local mediado por G^+.

3.5 Cálculo detallado: pasos matemáticos (Wick, ordenamiento temporal)

Partimos de

$$\rho_{AB}^{(2)} = \mathrm{Tr}_\Psi\Big(-\frac{1}{\hbar^2} \int dt \int dt'\, \mathcal{T}[H_{\rm int}(t) H_{\rm int}(t')]\ \rho_{\rm init} + \text{h.c.}\Big).$$

Sustituimos $H_{\rm int}$ y expandimos en cuatro piezas (AA, BB, AB, BA). Al trazar sobre el campo, usamos

$$\mathrm{Tr}_\Psi\big(\Psi(x)\Psi(y)|0\rangle\langle 0|\big) = G^+(x, y).$$

Al recoger términos que conectan distintos subespacios del hilbert de detectores llegamos a las integrales anteriores.

3.6 Cambio al dominio de frecuencias — ventanas gaussianas

Para evaluar las integrales temporales conviene pasar al dominio de frecuencias. Es útil suponer ventanas gaussianas, por ejemplo:

$$\chi_\alpha(t) = e^{-(t - t_\alpha)^2/(2T^2)}.$$

Su transformada es

$$\widetilde{\chi}(\omega) = \sqrt{2\pi}\, T\, e^{-\frac{1}{2}T^2\omega^2}.$$

Además, para un campo estacionario la función de Wightman sólo depende de $\tau = t - t'$ y $r = |\mathbf{x}_A - \mathbf{x}_B|$:

$$G^{+}(t, \mathbf{x}; t', \mathbf{y}) = G^{+}(\tau; r).$$

Su transformada:

$$\tilde{G}^{+}(\omega; r) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} d\tau\, e^{i\omega\tau} G^{+}(\tau; r).$$

Con esto, la integral que define $\mathcal{M}_{AB}$ se puede reescribir como

$$\mathcal{M}_{AB} = \frac{g^2}{\hbar^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi}\, \widetilde{\chi}_A(\omega + \Omega_A)\, \widetilde{\chi}_B^{*}(\omega + \Omega_B)\, \tilde{G}^{+}(\omega; r)\, e^{i\omega(t_A - t_B)}.$$

Si $\Omega_A = \Omega_B = \Omega$ y ventanas idénticas:

$$\mathcal{M}_{AB} = \frac{g^2}{\hbar^2} \int \frac{d\omega}{2\pi}\, |\widetilde{\chi}(\omega + \Omega)|^2\, \tilde{G}^{+}(\omega; r).$$

Análogamente

$$\mathcal{L}_A = \frac{g^2}{\hbar^2} \int \frac{d\omega}{2\pi}\, |\widetilde{\chi}(\omega + \Omega_A)|^2\, \tilde{G}^{+}(\omega; r = 0).$$

3.7 Forma del espectro $\tilde{G}^{+}(\omega; r)$ para el campo masivo

Heurísticamente la dependencia espacial se factoriza como Yukawa:

$$G^{+}(\tau; r) \sim \int_{0}^{\infty} d\omega\, \rho(\omega)\, e^{-i\omega\tau}\, \frac{e^{-m_\Psi r}}{r} \quad \Longrightarrow \quad \tilde{G}^{+}(\omega; r) \sim \rho(\omega)\, \frac{e^{-m_\Psi r}}{r}.$$

Así,

$$\mathcal{M}_{AB} \approx \frac{g^2}{\hbar^2} \frac{e^{-m_\Psi r}}{r} \int \frac{d\omega}{2\pi}\, |\widetilde{\chi}(\omega + \Omega)|^2\, \rho(\omega).$$

3.8 Condición práctica de generación de entrelazamiento

Una condición suficiente es

$$|\mathcal{M}_{AB}|^2 > \mathcal{L}_A \mathcal{L}_B.$$

En condiciones simétricas,

$$\frac{e^{-m_\Psi r}}{r} \gtrsim \frac{I}{I_{\text{cross}}}.$$

3.9 Ejemplo concreto: ventanas gaussianas

Supón $\chi(t) = e^{-t^2/(2T^2)}$, $\Omega_A = \Omega_B = \Omega$, y $\rho(\omega) \approx \rho(\Omega)$. Entonces

$$\widetilde{\chi}(\omega + \Omega) = \sqrt{2\pi} T e^{-\frac{1}{2}T^2(\omega+\Omega)^2}.$$

$$\mathcal{M}_{AB} \propto \frac{g^2}{\hbar^2} \frac{e^{-m_\Psi r}}{r} \rho(\Omega)\, T\sqrt{\pi}.$$

Análogamente $\mathcal{L} \propto \frac{g^2}{\hbar^2}\rho(\Omega)\, T\sqrt{\pi}$ (multiplicado por $\tilde{G}^+(\omega; 0)$). Se ve cómo $e^{-m_\Psi r}/r$ controla el cociente.

3.10 Interpretación física en Quarkbase

- En la Teoría del Quarkbase, Ψ es el potencial de presión del plasma-éter; su masa efectiva m_Ψ parametriza la capacidad del campo para correlacionar puntos distantes.
- El entrelazamiento entre A y B se origina en G^+ y está suprimido por apantallamiento Yukawa.
- El ruido del plasma entra a través de $\rho(\omega)$ y limita la vida del entrelazamiento.

3.11 Criterios cuantitativos útiles

$$V(r) \propto \frac{e^{-r/\lambda}}{r}, \qquad S_{\max}(r) \approx C(r) 2\sqrt{2}.$$

3.12 Complementos matemáticos: matriz reducida explícita

$$\rho_{AB} = \begin{pmatrix} 1 - \mathcal{L}_A - \mathcal{L}_B & 0 & 0 & X \\ 0 & \mathcal{L}_B & \mathcal{M}_{AB}^* & 0 \\ 0 & \mathcal{M}_{AB} & \mathcal{L}_A & 0 \\ X^* & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + O(g^4).$$

Submatriz:

$$\rho_{\text{sub}} = \begin{pmatrix} \mathcal{L}_B & \mathcal{M}_{AB}^* \\ \mathcal{M}_{AB} & \mathcal{L}_A \end{pmatrix}.$$

3.13 Comentario final

Esta derivación **completa** (perturbativa al segundo orden) muestra que **el entrelazamiento entre detectores es una propiedad del campo** y viene determinada por la función de Wightman G^+.

La Cosmología del Quarkbase proporciona una interpretación física y cuantitativa del entrelazamiento: no como un "mensaje misterioso" entre partículas separadas, sino como correlaciones robustas entre modos del campo Ψ que se crearon conjuntamente y que se registran mediante medidas locales.

Matemáticamente, la teoría reproduce las predicciones estándar de la mecánica cuántica (estados de Bell, probabilidades de coincidencia y violación de las desigualdades de Bell/CHSH), ya que su formalismo cuántico de modos y operadores es análogo al de la teoría cuántica de campos convencional. Sin embargo, a nivel ontológico, ofrece una imagen clara y coherente:

$$\text{Excitaciones locales} + \text{modo extendido (red-etérica)} + \text{medida por acoplamiento y umbral} \longrightarrow \text{res} \tag{3.1}$$

La ventaja adicional de la Cosmología del Quarkbase es que convierte preguntas previamente consideradas "filosóficas" (¿qué es el colapso?, ¿cómo conciliar la no-localidad y la relatividad?) en preguntas físicas sobre el medio subyacente: parámetros del plasma-etérico (densidad, compresibilidad, longitud de apantallamiento, no linealidad), así como sobre la dinámica detector–campo.

Esto abre una vía experimental concreta: el control del entorno local y la realización de medidas de decoherencia y robustez, que permitan confrontar empíricamente la teoría y, en su caso, determinar parámetros físicos del "éter" oculto.