

FUNDAMENTOS CONCEPTUALES DE UNA TEORÍA DE INTERFERENCIA UNIFICADA PARA ONDAS Y PARTÍCULAS^a

FUNDAMENTALS FOR A UNIFIED THEORY OF WAVE AND PARTICLE INTERFERENCE

ROMÁN CASTAÑEDA^b

Recibido 23-02-2016, aceptado 25-05-2016, versión final 01-06-2016.

Artículo Investigación

RESUMEN: La interferencia de la luz y de la materia se aborda de manera muy distinta, a pesar de que sea producida por arreglos experimentales con la misma configuración a escala diferente, que entregan resultados de morfología similar, llamados patrones de interferencia. El aparato matemático empleado para la predicción de los patrones de interferencia es similar y se basa en la superposición de funciones de onda. No obstante, mientras que en el caso de la luz la superposición de ondas es un principio fenomenológico que conduce a explicaciones físicas, en el caso de la materia, las funciones de onda no tienen significado físico, por lo que su superposición no conduce a explicaciones fenomenológicas. Así, fenómenos físicos análogos no se explican con base en causas naturales comunes y necesarias, como lo establecen las dos reglas de filosofía natural de Newton vigentes para el análisis de resultados experimentales. En este trabajo se proponen fundamentos conceptuales para una teoría basada en un nuevo principio físico de interferencia, tanto para luz como para la materia, que supera tales limitaciones y se ajusta a las reglas filosóficas de Newton.

PALABRAS CLAVE: Interferencia, ondas, partículas, coherencia.

ABSTRACT: Interference of light and matter is quite differently dealt, although in both cases it is produced by experimental arrangements with the same settings on a different scale, that deliver results of similar morphology, called interference patterns. The mathematical apparatus used for the prediction of the interference patterns is similar and based on the superposition of wave functions. However, while in the case of light the wave superposition is a phenomenological principle leading to physical explanations, in the case of matter, the wave functions do not have physical meaning, so that their superposition does not lead to phenomenological explanations. So, analogous physical phenomena are not explained on the basis of common and necessary natural causes, as established by two Newton's rules of natural philosophy still valid for the analysis of experimental results. In this paper, conceptual foundations for a unified theory based on a new

^aCastañeda, R. (2016). Fundamentos conceptuales de una teoría de interferencia unificada para ondas y partículas. *Revista de la Facultad de Ciencias*, 5 (1), 76–97. DOI: <https://doi.org/10.15446/rev.fac.cienc.v5n1.55861>

^bEscuela de Física, Universidad Nacional de Colombia Sede Medellín, A.A. 3840, Medellín, Colombia. rcastane@unal.edu.co.

physical interference principle are introduced. They overcome the limitations of the conventional theories and follow the Newton's philosophical rules.

KEYWORDS: Interference, waves, particles, coherence

1. INTRODUCCIÓN

La interferencia se considera prueba irrefutable de la naturaleza ondulatoria tanto de la luz como de la materia (Born & Wolf, 1993; Feynman *et al.*, 1965). En ambos casos, los arreglos experimentales, llamados interferómetros, tienen la misma configuración, siendo la escala de su diseño su principal diferencia. Los resultados son patrones de franjas de intensidad luminosa o de densidad de partículas, cuya forma y distribución depende de parámetros homólogos en los interferómetros respectivos (Born & Wolf, 1993; De Martini *et al.*, 1994). Por lo tanto, es razonable concluir que la interferencia de la luz es el mismo tipo de fenómeno que la interferencia de la materia.

No obstante, sus descripciones teóricas son muy diferentes. Mientras que para la interferencia de la luz se ha desarrollado una teoría explicativa y predictiva, para la de la materia, la teoría es sólo predictiva (Born & Wolf, 1993; Feynman *et al.*, 1965; De Martini *et al.*, 1994). La primera se basa en el principio de superposición de ondas, del que se deduce matemáticamente la ley general de interferencia (Born & Wolf, 1993). Su aplicación a las ondas electromagnéticas que se propagan en el interferómetro conduce tanto a una descripción “pictórica” del fenómeno como a una predicción precisa de los resultados. En contraste, las funciones de onda de la segunda teoría son consideradas objetos matemáticos puros (amplitudes complejas de probabilidad), carentes de significado físico (Feynman *et al.*, 1965; De Martini *et al.*, 1994). El punto de partida para su aplicación son los postulados de Max Born, de los que se deduce la densidad de probabilidad para la detección de una partícula en una posición y un instante específicos (Feynman *et al.*, 1965). Tales densidades de probabilidad predicen de manera muy precisa los patrones de interferencia de partículas, que la ausencia de principio físico impide explicar fenomenológicamente. Ese vacío ha generado un halo de misterio, acrecentado por el hecho de que los patrones de interferencia de partículas pueden construirse con secuencias de partículas singulares, emitidas y detectadas una a una en el interferómetro. Se ha intentado disiparlo apelando a hipótesis externas de naturaleza no-causal, tales como: dualismo onda-partícula, auto-interferencia y colapso de la función de onda (Feynman *et al.*, 1965; De Martini *et al.*, 1994). Así, fenómenos físicos análogos, como lo son la interferencia de la luz y la de la materia, no son explicados a partir de causas necesarias comunes, como lo prescriben las dos reglas de filosofía natural de Isaac Newton, vigentes aún para el análisis de comportamientos experimentales (Newton, 2011):

“REGLA PRIMERA: No deben admitirse más causas de las cosas naturales que aquellas que sean verdaderas y suficientes para explicar los fenómenos.”

“REGLA II: Por ello, en tanto que sea posible, hay que asignar las mismas causas a los efectos naturales del mismo género”

El principio de superposición de ondas fue establecido por Thomas Young a inicios del siglo 19, para dar cuenta del resultado de su celebrado experimento de la doble rendija, una versión mejorada del ideado por Francesco Maria Grimaldi (Grimaldi, 1665) alrededor de siglo y medio antes (Young, 1804):

“... we may be allowed to infer that a homogeneous pencil of light is possessed of opposite qualities, capable of neutralizing or destroying each other, and of extinguishing light where they happen to be united”

Con base en él, Augustin–Jean Fresnel formalizó por primera vez los fenómenos de interferencia y difracción de la luz (Iizuka, 1985; Born & Wolf, 1993; Sepúlveda, 2003), iniciando la edad de oro de la concepción ondulatoria de la luz que ocuparía todo el siglo 19, y cuya cima fue el descubrimiento de su naturaleza electromagnética por James Clerk Maxwell, hace siglo y medio (Iizuka, 1985; Born & Wolf, 1993; Sepúlveda, 2003).

El origen experimental de la concepción ondulatoria de la luz contrasta con el teórico de la concepción ondulatoria de la materia. Basado en una hipótesis de simetría de la naturaleza, Louis de Broglie intuyó el comportamiento ondulatorio de la materia (De Broglie, 1930). Las evidencias experimentales de difracción de electrones fueron aportadas independientemente por Clinton Davisson y Lester Germer (Davisson & Germer, 1927) y por George Thomson (Thomson, 1928), poco tiempo después. Desafortunadamente, a causa de sus limitaciones conceptuales, la hipótesis de Louis de Broglie fue sustituida por la interpretación de la mecánica cuántica establecida por la Escuela de Copenhague (Sepúlveda, 2003). En el marco de esta interpretación, la densidad de probabilidad obtenida al aplicar los postulados de Born a la superposición de amplitudes complejas de probabilidad, no tiene como objetivo determinar la causa necesaria que explique la interferencia de la materia, sino sólo predecir el patrón de interferencia de partículas que debe formarse a la salida del interferómetro. En la segunda mitad del siglo 20, Richard Feynman extendió el análisis conceptual del experimento de Young, incluyendo el comportamiento de balas y gotas de agua conjuntamente con el de electrones individuales (Feynman *et al.*, 1965). Refiriéndose a este último experimento, afirmó:

“A phenomenon which is impossible to explain in any classical way and which has in it the heart of Quantum Mechanics. In reality, it contains the only mystery of Quantum Mechanics”

La diferencia de fundamentos de las teorías de interferencia no ha impedido los avances teórico y tecnológico de la óptica, tanto clásica (ondas electromagnéticas) como cuántica (fotones y ondas de

materia) (Born & Wolf, 1993; Feynman *et al.*, 1965; De Martini *et al.*, 1994; Mandel & Wolf, 1995). Sin embargo, logros recientes tanto a nivel básico como tecnológico han resaltado la pertinencia de este viejo problema. A inicios de 2015 se reportó por primera vez la observación simultánea del comportamiento corpuscular y ondulatorio de las ondas electromagnéticas (Piazza *et al.*, 2015), lo que señala la necesidad de revisar los apartes de la física que excluyen la observación simultánea de dichos comportamientos. Adicionalmente, el control del comportamiento ondulatorio de grandes moléculas ha sido subrayado por la nano-tecnología de dispositivos orgánicos fabricados por procedimientos interferométricos (Capelli *et al.*, 2010; Sugimoto *et al.*, 2004; Capozzi *et al.*, 2015). En efecto, dicho comportamiento tiene una influencia definitiva sobre la calidad de los dispositivos producidos. No se trata entonces de sólo estimar probabilidades de detección sino también y principalmente, de controlar parámetros experimentales determinísticos. Así, un nuevo modelo físico parece ser requerido actualmente para desarrollar de manera competitiva la miniaturización de chips integrados, que reemplacen la tecnología de silicio por tecnología orgánica (Forrest, 2004; Gelinck *et al.*, 2010; Xu *et al.*, 2005).

En resumen, es claro que la superposición de funciones de onda no constituye un principio fenomenológico general para explicar la interferencia tanto de la luz como de la materia. Además, a pesar de ser requerida, una teoría realista unificada no ha sido concebida hasta ahora. Así, la formulación de un nuevo principio de interferencia, que sustituya a la superposición de funciones de onda y explique de igual manera el comportamiento de la luz y de la materia en un interferómetro sin apelar a premisas fenomenológicas “misteriosas”, es un desafío intelectual abierto y pertinente. Abordarlo requiere introducir nuevos conceptos, terminología e interpretaciones físicas en los modelos matemáticos bien establecidos, lo cual constituye el objeto principal del presente trabajo. En esta entrega se presentará en detalle la reflexión sobre los fundamentos conceptuales de la teoría y, en la siguiente, se reportarán las evidencias numéricas y experimentales que la respaldan.

Es importante tener en cuenta, no obstante, que esta reflexión no es de carácter epistemológico sino teórico, no se realiza en el contexto de la mecánica cuántica sino en el de la teoría de coherencia y no atañe prioritariamente a la capacidad predictiva de la mecánica cuántica en relación con la interferencia y la difracción de partículas, sino a las limitaciones de su capacidad explicativa, derivada de su necesidad de recurrir a la hipótesis ampliamente difundida de que los objetos cuánticos se propagan como ondas pero interactúan como partículas. Esta reflexión es un primer paso para mostrar, desde la teoría de coherencia, que en el caso específico de la interferencia (extensible a la difracción) esa hipótesis no es necesaria y por lo tanto, las imágenes que de ella se derivan (colapso del frente de onda, auto-interferencia y deslocalización de las partículas) son, así mismo, hipótesis superfluas. Las evidencias con las que se prepara la segunda entrega muestran que, en los experimentos de interferencia (incluyendo modulaciones de difracción), las partículas y las ondas mantienen sus atributos físicos exclusivos y excluyentes.

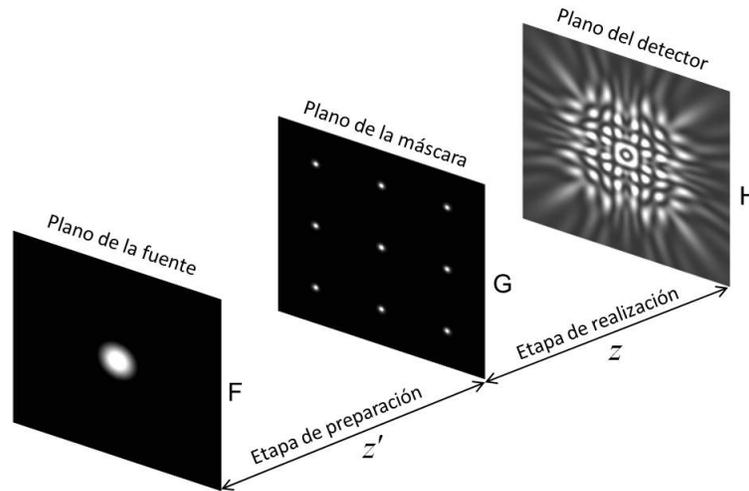


Figura 1: Descripción conceptual de la configuración de un interferómetro. Fuente: Elaboración propia.

Es sensato así mismo aclarar que el alcance de esta reflexión no sobrepasa los límites del tema, es decir, no se pretende en ningún momento imponer la generalización del resultado en ámbitos diferentes a la interferencia y la difracción. No obstante, a pesar de lo específico del tema, su trascendencia al abordar “el único misterio de la mecánica cuántica” justifica su pertinencia.

2. INTERACCIÓN VS. SUPERPOSICIÓN

El nuevo principio debe responder la pregunta fundamental sobre las causas necesarias y suficientes para la interferencia, tanto de la luz como de la materia. Con tal fin, abordaremos una reformulación novedosa del aparato matemático común de ambas teorías, para acuñar los nuevos elementos teóricos requeridos, teniendo presente que los interferómetros para la luz y para la materia tienen usualmente las mismas configuraciones a escala diferente, y los patrones de interferencia son distribuciones de energía en franjas registrados por detectores de módulo cuadrado, proporcionales a la irradiancia de la luz y a la densidad de partículas respectivamente (Born & Wolf, 1993; De Martini *et al.*, 1994).

Un modelo matemático común para la interferencia de la luz y de la materia se apoya en las correlaciones de funciones complejas en parejas de puntos en el espacio. Este modelo es especialmente útil porque las funciones complejas involucradas son las soluciones a las ecuaciones de Helmholtz en espacio libre, que representan las partes temporalmente independientes, tanto de la ecuación de ondas para la propagación de la luz como de la ecuación de Schrödinger para el movimiento de partículas de materia en los interferómetros (Born & Wolf, 1993; Feynman *et*

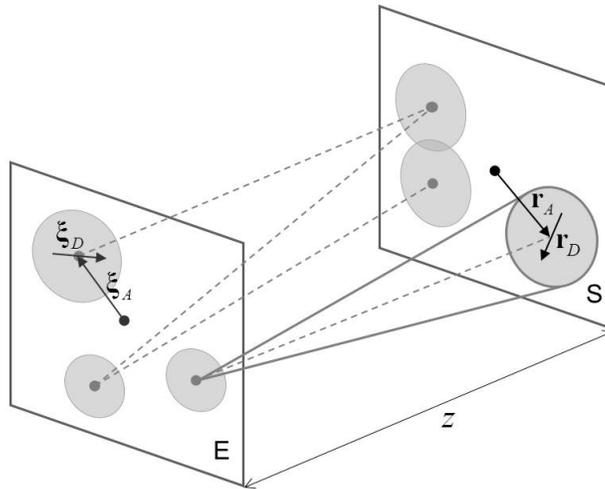


Figura 2: Descripción conceptual de la configuración de una de las etapas del interferómetro en la Figura 1. Se indican las coordenadas reducidas en los planos de entrada E y de salida S. Los círculos sombreados representan los soportes estructurados de coherencia espacial. Detalles en el texto. Fuente: Elaboración propia.

al., 1965; De Martini *et al.*, 1994; Mandel & Wolf, 1995). En efecto, las funciones de correlación de dos puntos se obtienen resolviendo dos ecuaciones de Helmholtz con igual valor propio, cada una asociada a uno de los puntos de la correlación, por el método de funciones de Green y bajo las condiciones de frontera impuestas por la configuración del interferómetro (Mandel & Wolf, 1995; De Martini *et al.*, 1994).

Es importante tener en cuenta que un interferómetro es un arreglo de dos etapas en cascada, delimitadas por tres planos (Figura 1). La etapa FG, denominada etapa de preparación del experimento, es el volumen delimitado por el plano de entrada F, donde se ubica la fuente de luz o de partículas, y el plano de salida G donde se ubica la máscara de interferencia. La etapa GH, denominada etapa de realización del experimento, es el volumen delimitado por el plano de entrada G y el de salida H, siendo éste el sitio de ubicación del detector de módulo cuadrado para el registro de los patrones de interferencia. Así, el plano G es, al mismo tiempo, el plano de salida de la etapa de preparación y de entrada a la etapa de realización. La operación del interferómetro se formaliza entonces determinando la correlación de dos puntos en los planos de salida de cada etapa, en función de las correlaciones de dos puntos en sus respectivos planos de entrada. Como dicha formalización es idéntica para ambas etapas, se discutirá en detalle para la configuración genérica de la Figura 2, de modo que su aplicación a cada etapa sólo deberá ajustar las coordenadas y los parámetros correspondientes.

Las parejas de puntos, tanto en el plano de entrada E como en el de salida S, se identifican unívocamente mediante las coordenadas reducidas $\xi_{\pm} = \xi_A \pm \xi_D/2$ y $\mathbf{r}_{\pm} = \mathbf{r}_A \pm \mathbf{r}_D/2$ respectivamente,

donde los vectores con subíndice A denotan las posiciones del punto medio entre la pareja considerada, y los de subíndice D denotan la separación de la pareja. La solución de las ecuaciones de Helmholtz por el método de funciones de Green bajo las condiciones de frontera en la Figura 2 expresa la correlación de dos puntos realizada en el plano de salida S , $W_S(\mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-)$, en términos de la expansión modal

$$W_S(\mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-) = \int_E d^2\xi_A \int_E d^2\xi_D W_E(\xi_+, \xi_-) \Phi_{ES}(\xi_+, \xi_-; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-; \mathbf{z}, k), \quad (1)$$

donde $W_E(\xi_+, \xi_-)$ es la correlación de dos puntos preparada sobre el plano de entrada E, la cual incluye los aspectos físicos y estadísticos relacionados con el fenómeno físico (ondas o partículas) en dicho plano; y $\Phi_{ES}(\xi_+, \xi_-; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-; \mathbf{z}, k)$ representa los modos no paraxiales definidos en el volumen delimitado por los planos E y S. El procedimiento para obtener la expansión modal (1) es convencional y se describe de manera detallada en Mandel & Wolf (1995) y Castañeda (2014).

Los modos no paraxiales son funciones escalares complejas y adimensionales, propias del operador Laplaciano, que determinan la geometría del espacio en dicho volumen sin restricciones de apertura numérica, distancia de propagación ni tamaños de las áreas afectadas en los planos E y S, y con independencia del fenómeno físico que se propague en él (Castañeda, 2014). $k = 2\pi/\lambda'$, con λ' una longitud característica del arreglo, a lo largo de la cual el argumento de fase de los modos no paraxiales evoluciona en 2π . Este parámetro asegura la idoneidad del interferómetro para la interferencia de luz o de materia de longitud de onda $\lambda = \lambda'$ esto es: ondas electromagnéticas de frecuencia ν y velocidad de propagación en el vacío $c = \lambda\nu$, fotones de energía E , de modo que $\lambda E = hc$, con h la constante de Planck, y partículas de materia de momentum p , de modo que $\lambda p = h$, una vez que el experimento se ponga en marcha. Así, λ' es una característica del interferómetro denominada *métrica de escala espacial* (Castañeda, 2014) Si $\lambda' \neq \lambda$, entonces el fenómeno físico de longitud de onda λ no podrá ser transportado a través de la geometría definida por el modo con métrica de escala espacial λ' . Se debe a la condición de acople $\lambda' = \lambda$, entre el fenómeno físico y el interferómetro, que la escala de diseño de la máscara de interferencia para partículas sea nanométrica, mientras que para ondas electromagnéticas en el visible sea micrométrica y para microondas sea de centímetros.

La forma matemática de los modos no paraxiales está dada por Castañeda & Muñoz (2013)

$$\begin{aligned} \Phi_{ES}(\xi_+, \xi_-; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-; k, z) &= \left(\frac{k}{4\pi}\right)^2 t_E(\xi_+) t_E^*(\xi_-) \left(\frac{z + |z + \mathbf{r}_A - \xi_A + (\mathbf{r}_D - \xi_D)/2|}{|z + \mathbf{r}_A - \xi_A + (\mathbf{r}_D - \xi_D)/2|^2}\right) \\ &\times \left(\frac{z + |z + \mathbf{r}_A - \xi_A - (\mathbf{r}_D - \xi_D)/2|}{|z + \mathbf{r}_A - \xi_A - (\mathbf{r}_D - \xi_D)/2|^2}\right) \\ &\times \exp(ik|z + \mathbf{r}_A - \xi_A + (\mathbf{r}_D - \xi_D)/2| - ik|z + \mathbf{r}_A - \xi_A - (\mathbf{r}_D - \xi_D)/2|) \end{aligned} \quad (2)$$

con $t_E(\xi_{\pm}) = |t_E(\xi_{\pm})| \exp[i\varphi_E(\xi_{\pm})]$ la transmisión compleja en los puntos ξ_{\pm} del plano E. Las ecuaciones

ciones (1) y (2) separan los aspectos geométrico y físico, atribuyendo el primero a la configuración interferométrica y el segundo al tipo de fuente empleada.

A pesar de tener unidades de energía, las correlaciones de dos puntos no son en general observables físicos, por lo que no pueden ser registradas directamente por detectores de módulo cuadrado. Sin embargo, contienen el observable físico registrable por dichos detectores, denominado espectro de potencia (Mandel & Wolf, 1995), el cual se determina simplemente evaluándolas para separación nula, esto es, $S_E(\xi_A) = W_E(\xi_A, \xi_A)$ en el plano E y $S_s(\mathbf{r}_A) = W_S(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_A)$ en el plano S. Así,

$$S_S(\mathbf{r}_A) = \int_E d^2\xi_A \int_E d^2\xi_D W_E(\xi_+, \xi_-) \Phi_{ES}(\xi_+, \xi_-; \mathbf{r}_A; \mathbf{z}, k), \quad (3)$$

describe la realización del espectro de potencia en el plano S, el cual corresponde a distribuciones de irradiancia de ondas o de densidad de partículas. Las ecuaciones (1) y (3) son la base de nuestro modelo. Su aplicación es necesaria en la etapa FG del interferómetro, para la preparación de la correlación de dos puntos y del espectro de potencia sobre el plano de la máscara de interferencia. En la etapa GH sólo es necesaria la ecuación (3) para la realización del patrón de interferencia en el plano del detector. Aunque estas ecuaciones son válidas en el marco de las teorías de interferencia convencionales, su forma actual conduce a un primer acercamiento interpretativo, novedoso y unificado, al fenómeno de interferencia, con las siguientes características:

- i) El número máximo de modos en cada etapa del interferómetro es definido por la configuración de la etapa bajo la suposición de que todas las parejas de puntos posibles en su plano de entrada están correlacionadas.
- ii) De estos conjuntos modales, la preparación del espectro de potencia en la etapa FG y su realización en la etapa GH emplea el mínimo subconjunto, mientras que la preparación de la correlación de dos puntos en la etapa FG debe emplear un subconjunto mayor al asociado al espectro de potencia en dicha etapa, pero menor o igual al conjunto máximo.
- iii) Las correlaciones de dos puntos en los planos F y G operan como filtros modales, ya que determinan la extensión del conjunto de modos no paraxiales para la etapa de la que son entrada, y asignan pesos relativos a los modos seleccionados.
- iv) Se emplean los términos preparación y realización del experimento, en lugar de la noción de frentes de onda o amplitudes complejas de probabilidad propagándose en cada etapa del interferómetro.

Se considera ahora la integral interna de la ecuación (1), esto es,

$$\mathbf{W}_{ES}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-) = \int_E d^2\xi_D W_E(\xi_+, \xi_-) \Phi_{ES}(\xi_+, \xi_-; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-; \mathbf{z}, k), \quad (4)$$

cuyas unidades de energía son conferidas por la correlación de dos puntos en su integrando. $\mathbf{W}_{ES}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-)$ está definida en el volumen de la configuración en la Figura 2, y relaciona un

punto en una posición específica del plano E con una pareja arbitraria de puntos sobre el plano S. Su evaluación para separación nula en el plano S, $\mathbf{W}_{ES}(\xi_A; \mathbf{r}_A)$, es la integral interna de la ecuación (3), que relaciona el punto en el plano E con el punto medio entre la pareja de puntos del plano S. Si consideramos todas las parejas de puntos en el plano S con el mismo punto medio, para las cuales la ecuación (4) toma valores no nulos, la geometría asociada a $\mathbf{W}_{ES}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-)$ es un cono con vértice en la posición ξ_A y base cubriendo las parejas de puntos correlacionados en el plano S, con punto medio \mathbf{r}_A (Figura 2). La directriz de este cono será la geometría asociada a $\mathbf{W}_{ES}(\xi_A; \mathbf{r}_A)$. Tales geometrías se deben a la superposición de los modos no paraxiales en el integrando de la ecuación (4), y a través de ellas se transporta al plano S la energía aportada desde cada punto en el plano E, parte de la cual contribuye a la correlación de dos puntos mientras que el resto se destina al espectro de potencia.

El dominio de integración de la ecuación (4) es la región de pares de puntos con separaciones ξ_D e igual punto medio ξ_A , para los cuales la correlación de dos puntos en el plano E toma valores no nulos (Figura 2). Dicha región, centrada en ξ_A se denomina *soporte estructurado de coherencia espacial* (Castañeda *et al.*, 2011). Alrededor de cada posición ξ_A del plano E puede determinarse un soporte estructurado, excepto si la correlación es nula para todas las parejas de puntos. Así, el valor de $W_{ES}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-)$ en el vértice del cono no tiene un significado local sino extendido, excepto en el caso en que la correlación de dos puntos alrededor de él sea nula. Ese valor de energía será transportado a través del cono correspondiente hasta el plano S, de modo que la correlación de dos puntos y el espectro de potencia en ese plano resultan de sumar apropiadamente las energías transportadas a través de todos los conos.

Es razonable entonces suponer emisores puntuales en los vértices de los conos (o equivalentemente, en los centros de los soportes estructurados del plano E, Figura 2), que emiten la energía transportada a través del volumen del cono respectivo. Teniendo en cuenta que el espectro de potencia es un observable físico pero la correlación de dos puntos no lo es, es útil suponer dos tipos diferentes de emisores puntuales, a saber:

- (I) *Emisores puntuales reales*: que emiten el valor del espectro de potencia en cada posición ξ_A
- (II) *Emisores puntuales virtuales*: que emiten la energía aportada por la correlación de dos puntos en el soporte estructurado centrado en cada posición ξ_A

Para especificar las emisiones de estos emisores puntuales, introduzcamos la función adimensional $1 \equiv \delta(\xi_D) + [1 - \delta(\xi_D)]$, con $\delta(\xi_D)$ la función delta de Dirac (Mandel & Wolf, 1995) en el integrando de la ecuación (4) (para asegurar el carácter adimensional de esta función, suponemos que los deltas de Dirac están multiplicados por una constante de magnitud uno, con unidades inversas a las de ellos). Esto conduce a $\mathbf{W}_{ES}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-) = \mathbf{W}_{ES}^{(R)}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-) + \mathbf{W}_{ES}^{(V)}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-)$, con

$$\mathbf{W}_{ES}^{(R)}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-) = S_E(\xi_A)\Phi_{ES}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-, \mathbf{z}, k) \quad (5)$$

determinada por el primer término de la función adimensional, y que describe el transporte de espectro de potencia emitido por el emisor puntual real en el vértice del cono, a través del volumen del mismo, y

$$\mathbf{W}_{ES}^V(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-) = \int_{\xi_D \neq 0}^E d^2\xi_D W_E(\xi_+, \xi_-)\Phi_{ES}(\xi_+, \xi_-; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-, \mathbf{z}, k) \quad (6)$$

determinada por el término en corchetes de la función adimensional, que describe el transporte de la energía de la correlación de dos puntos emitida por el emisor puntual virtual en dicho vértice. Ambos tipos de emisores puntuales, distribuidos en el plano E, contribuyen tanto a la correlación de dos puntos como al espectro de potencia en el plano S. No obstante, cada tipo emplea un subconjunto diferente de modos para el transporte de la energía que emiten. En efecto, los emisores puntuales reales sólo emplean el subconjunto mínimo de modos (cada emisor, un modo de ese subconjunto) todos ellos con la misma geometría; mientras que los emisores puntuales virtuales emplean un subconjunto de modos adicionales, que puede llegar al conjunto máximo, dependiendo de la correlación de dos puntos en el plano E. Así, los conos empleados por los emisores puntuales virtuales pueden tener diferente geometría, dependiendo de la correlación de dos puntos en el soporte estructurado correspondiente.

La discretización del conjunto de emisores reales ha sido demostrada como una propiedad física (Castañeda *et al.*, 20132), de modo que habrá posiciones reservadas sólo para emisores puntuales virtuales, donde $\mathbf{W}_{ES}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-) = \mathbf{W}_{ES}^{(V)}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-)$. Además, en las posiciones alrededor de las cuales la correlación de dos puntos se anula se cumple $\mathbf{W}_{ES}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-) = \mathbf{W}_{ES}^{(R)}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-)$. Pero, para las posiciones compartidas por emisores puntuales reales y virtuales se cumple $\mathbf{W}_{ES}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-) = \mathbf{W}_{ES}^{(R)}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-) + \mathbf{W}_{ES}^{(V)}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-)$, Figura 2. Esta propiedad física de las distribuciones de emisores puntuales reales y virtuales tiene un impacto algorítmico crucial: los experimentos de interferencia son caracterizados con plena exactitud mediante conjuntos finitos y contables de emisores puntuales y modos no paraxiales, de modo que las integrales en todas las expresiones anteriores pueden reemplazarse por sumatorias entre límites apropiados (Castañeda & Muñoz, 2013; Castañeda *et al.*, 20132; Castañeda, 20142). Por simplicidad mantendremos la notación de integrales en lo que resta del artículo.

Se arriba así a un segundo acercamiento interpretativo al fenómeno de interferencia, que mantiene el timbre novedoso y unificado. El término preparación del experimento significa determinar los soportes estructurados y el espectro de potencia sobre el plano de la máscara de interferencia, aportados por la distribución específica de emisores puntuales reales y virtuales que caracteriza a la fuente de ondas o de partículas en la etapa FG del interferómetro. Esta interpretación implica que el

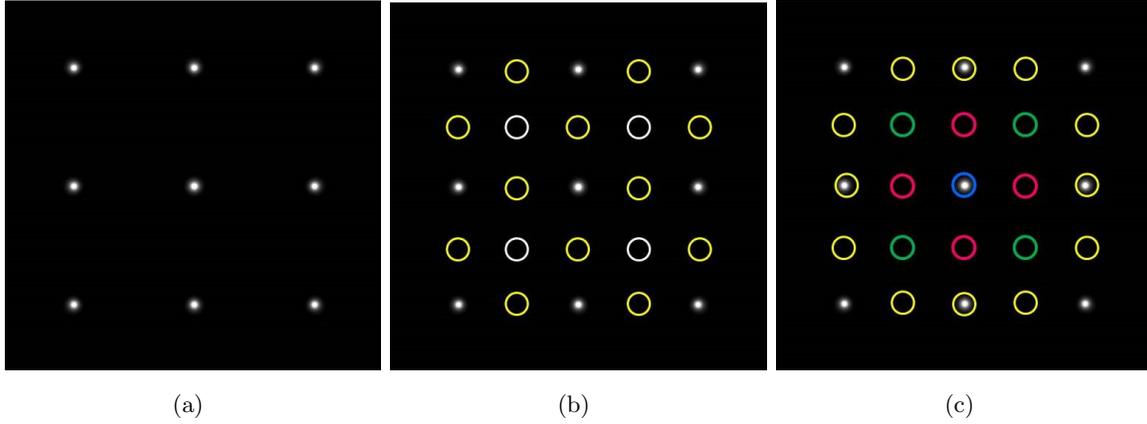


Figura 3: Distribución de emisores puntuales reales (nueve puntos blancos) y emisores puntuales virtuales (círculos) en la máscara de interferencia de la Figura 1, cuyas aberturas puntuales sólo contienen un emisor real y son (a) no correlacionadas, (b) parcialmente correlacionadas (los soportes estructurados sólo contienen parejas consecutivas, pero la correlación sobre las diagonales es menor) y (c) completamente correlacionadas (los colores denotan la diferencia de número de parejas contenidas en cada soporte estructurado). Fuente: Elaboración propia.

término correlación no denota exclusivamente un atributo físico de la fuente de ondas o partículas, sino un atributo geométrico del interferómetro, moldeado por los atributos físicos de la fuente. Por su parte, el término realización del experimento significa determinar el espectro de potencia en el plano del detector, aportado por la distribución específica de emisores puntuales reales y virtuales seleccionada por la máscara de interferencia en la etapa GH del interferómetro.

Para comprender el papel de los emisores puntuales y sus conos en cada etapa del interferómetro, consideremos la ley de conservación de la energía total en el arreglo de la Figura 2.

$$\int_E d^2\xi_A S_E(\xi_A) = \int_S d^2r_A S_S(\mathbf{r}_A), \quad (7)$$

donde

$$S_S(\mathbf{r}_A) = S_S^{(R)}(\mathbf{r}_A) + S_S^{(V)}(\mathbf{r}_A), \quad (8)$$

con

$$S_S^{(R)}(\mathbf{r}_A) = \int_E d^2\xi_A \mathbf{W}_{ES}(\xi_A; \mathbf{r}_A; \mathbf{z}, k) \quad y \quad S_S^{(V)}(\mathbf{r}_A) = \int_E \int_{\xi_D \neq 0} d^2\xi_A d^2\xi_D \mathbf{W}_{ES}(\xi_+, \xi_-; \mathbf{r}_A; \mathbf{z}, k) \quad (9)$$

De estas expresiones se deduce, de manera inmediata y sin dificultad matemática, que

$$\int_S d^2r_A \Phi_{ES}(\xi_A; \mathbf{r}_A; \mathbf{z}, k) = 1, \quad \int_S d^2r_A \Phi_{ES}(\xi_+, \xi_-; \mathbf{r}_A; \mathbf{z}, k) = 0 \quad y \quad \int_S d^2r_A S_S(\mathbf{r}_A) = \int_E d^2\xi_A S_E^{(R)}(\xi_A) \quad (10)$$

Este resultado tiene las siguientes implicaciones:

- (I) Sólo la energía emitida por los emisores puntuales reales determina la energía total.
- (II) La geometría de los conos empleados por los emisores virtuales oscila entre valores positivos y negativos de suma nula. Al distribuirse sobre esos conos, $S_S^{(V)}(\mathbf{r}_A)$ toma valores positivos y negativos que hacen que no sea un observable físico. En contraste, $S_S^{(R)}(\mathbf{r}_A) \geq 0$ es un observable físico, puesto que $S_S(\mathbf{r}_A) \geq 0$ también lo es. Es de esperar entonces que la geometría de los conos empleados por los emisores reales esté determinada por funciones reales y positivo–definidas, que aseguran la condición de normalización anterior.
- (III) La condición $S_S^{(R)}(\mathbf{r}_A) \geq |S_S^{(V)}(\mathbf{r}_A)|$ para $S_S^{(V)}(\mathbf{r}_A) < 0$ es de obligatorio cumplimiento. Esta condición asegura el carácter de observable físico del espectro de potencia y acota las emisiones de los emisores virtuales para dar cumplimiento a ley de conservación de la energía total.
- (IV) Si la correlación es la máxima para toda pareja de puntos en el plano E, entonces, variando continuamente la distancia entre los planos E y S, se identifican lugares geométricos de puntos donde $S_S(\mathbf{r}_A) = 0$, y por lo tanto $S_S^{(V)}(\mathbf{r}_A) < 0$ y $S_S^{(R)}(\mathbf{r}_A) = |S_S^{(V)}(\mathbf{r}_A)|$. Dichos lugares geométricos constituyen direcciones prohibidas para el transporte de energía en el volumen del arreglo. Teniendo en cuenta la ley de conservación de la energía total, estas direcciones prohibidas delimitan zonas preferenciales para el transporte. Al disminuir la correlación de dos puntos en el plano E, las direcciones prohibidas desaparecen aunque las zonas preferenciales permanecen, mientras los valores de la correlación no sean despreciables. De hecho, no habrá regiones preferenciales para el transporte si la correlación se anula para todo par de puntos en el plano E.

La implicación (II) puede corroborarse a partir de la ecuación (2), la cual conduce sin dificultad a los siguientes resultados: $\Phi_{GH}(\xi_+, \xi_-; \mathbf{r}_A; k, z) = \Phi_{GH}^*(\xi_-, \xi_+; \mathbf{r}_A; k, z)$ y

$$\Phi_{ES}(\xi_A; \mathbf{r}_A; \mathbf{z}, k) = \left(\frac{k}{4\pi}\right)^2 |t_E(\xi_A)|^2 \left(\frac{z + |\mathbf{z} + \mathbf{r}_A - \xi_A|}{|\mathbf{z} + \mathbf{r}_A - \xi_A|^2}\right)^2 \quad (11)$$

El segundo resultado corrobora la expectativa sobre los conos de los emisores reales, mientras que el primero, conduce a

$$S_S^{(V)}(\mathbf{r}_A) = 2 \int_G \int_{G, \xi_D \neq 0} d^2\xi_A d^2\xi_D |W_E(\xi_+, \xi_-)| \text{Re}[\Phi_{ES}(\xi_+, \xi_-; \mathbf{r}_A; \mathbf{z}, k) \exp[i\alpha_E(\xi_+, \xi_-)]], \quad (12)$$

donde $W_E(\xi_+, \xi_-) = |W_E(\xi_+, \xi_-)| \exp[i\alpha_E(\xi_+, \xi_-)]$, $W_E(\xi_+, \xi_-) = W_E^*(\xi_+, \xi_-)$ y Re denota la parte real (Castañeda, 2014). Esta expresión es obtenida asociando los valores del integrando para los dos grados de libertad en orientación de los vectores de separación. Se corrobora así que $S_S^{(V)}(\mathbf{r}_A)$ es una función real que, en general, oscila entre valores positivos y negativos, por lo que no se trata

de un observable físico.

Las implicaciones anteriores conducen al siguiente paso en el nuevo acercamiento interpretativo de la interferencia: los conos de los emisores virtuales modulan la geometría de los conos de los emisores reales, de tal manera que la geometría definitiva en el volumen del arreglo presentará zonas preferenciales para el transporte de la energía del plano E al plano S. Una vez puesto el experimento de interferencia en operación, la energía emitida por los emisores radiantes será modulada por la emitida por los emisores virtuales, de modo que el espectro de potencia tenderá a concentrarse en las zonas preferenciales. Esta tendencia es la que causa la formación de patrones de franjas en el plano S. Por tal motivo es razonable denominar a los conos de los emisores puntuales virtuales y a la energía que emiten, conos moduladores y energía moduladora respectivamente. Tanto los *conos moduladores como la energía moduladora* pueden manipularse a través de la configuración del arreglo y de la correlación de dos puntos en el plano E.

Para aplicar esta interpretación a un experimento de interferencia con luz o con materia, es necesario tener en cuenta que la emisión de un emisor puntual real representa tanto la irradiancia de la onda en la posición del emisor como la energía de la partícula que cruza por la posición del emisor. Esto significa que los emisores puntuales reales son plenamente compatibles con los procesos de emisión de luz y de materia en las fuentes, su transmisión en la máscara de interferencia y su absorción en los detectores, los cuales son fundamentalmente procesos locales (Feynman *et al.*, 1965).

Considerando en particular la etapa GH del interferómetro en la Figura 1, los resultados anteriores indican que la luz o las partículas asociadas a las emisiones singulares de los emisores puntuales reales en la máscara del interferómetro podrán seguir cualquier trayectoria contenida en los conos de estos emisores hasta el detector, sólo en el caso en que no haya emisores puntuales virtuales en el plano de la máscara. Luego de un número significativo de emisiones, la energía correspondiente llenará todo el volumen de los conos, produciendo un registro sin modulación en el detector, esto es $S_H(\mathbf{r}_A) = S_H^{(R)}(\mathbf{r}_A)$ no presenta franjas de interferencia puesto que $S_H^{(V)}(\mathbf{r}_A) = 0$ sobre todo el plano H. Pero en el caso en que haya emisores puntuales virtuales asociados a máxima correlación entre todas las parejas de puntos en el plano de la máscara, habrá direcciones prohibidas para las trayectorias de las emisiones singulares. Así, dichas trayectorias se concentrarán en las zonas preferenciales, de modo que un número significativo de emisiones las llenará, revelando de paso las direcciones prohibidas. El resultado registrado por el detector será entonces un patrón de franjas de alto contraste descrito por la ecuación (6). El contraste disminuirá en la medida en que la energía moduladora disminuya a causa de una pérdida de correlación entre las parejas de puntos en el plano de la máscara, indicando la desaparición de las direcciones prohibidas. En resumen, los emisores puntuales virtuales son los responsables directos de la producción de franjas de interferencia.

El análisis completo expuesto en esta sección constituye el marco teórico para la formulación del nuevo principio de interferencia, tanto de la luz como de la materia, cuyo enunciado es el siguiente:

La causa necesaria y suficiente para la interferencia tanto de la luz como de la materia es la interacción entre cada emisor puntual real y los emisores puntuales virtuales, distribuidos en el plano de entrada de la etapa de realización del experimento en el interferómetro.

La ecuación (6) es la ley que lo formaliza. Es importante observar que el hecho de que no haya franjas de interferencia en ausencia de emisores puntuales virtuales significa que las interacciones entre emisores puntuales reales están prohibidas, y por lo tanto, que los emisores puntuales virtuales son parte indispensable de la causa necesaria y suficiente de la interferencia. Esta conclusión marca la distancia definitiva del nuevo principio de interferencia con la superposición de funciones de onda, usada como principio para la interferencia de la luz y como procedimiento de predicción para la interferencia de la materia, puesto que dicha superposición sólo es compatible con la interacción entre emisores puntuales reales.

Igualmente, las interacciones entre emisores puntuales reales y virtuales que comparten la misma posición están prohibidas. Esto se concluye al considerar la correlación de dos puntos en el plano E del arreglo en la Figura 2. Aplicando un argumento matemático estándar basado en la desigualdad de Schwartz, que se detalla en (Castañeda, 2014), dicha correlación se expresa como

$$W_E(\xi_+, \xi_-) = \mu_E(\xi_+, \xi_-) \sqrt{S_E(\xi_+)} \sqrt{S_E(\xi_-)} \quad (13)$$

donde $\mu_E(\xi_+, \xi_-)$ es una cantidad adimensional, denominada grado complejo de coherencia espacial, bien establecida en la teoría de coherencia espacial de la luz (Mandel & Wolf, 1995) y que aquí extendemos para la interferencia de la materia. Esta cantidad presenta las siguientes características: $0 \leq |\mu_E(\xi_+, \xi_-)| \leq 1$, $\mu_E(\xi_A, \xi_A) = |\mu_E(\xi_A, \xi_A)| = 1$ y $\mu_E(\xi_+, \xi_-) = \mu_E^*(\xi_-, \xi_+)$. Además, el soporte estructurado de coherencia espacial centrado en cada ξ_A es la región dentro de la cual el grado complejo de coherencia toma valores no nulos.

De acuerdo con la ecuación (7), la ecuación (8) determina $S_E^{(V)}(\mathbf{r}_A)$ para separaciones no nulas, pero no contribuye para separaciones nulas. Esto significa que la energía moduladora emitida por el emisor virtual en la posición ξ_A sólo actúa sobre las energías emitidas por los emisores puntuales reales en las posiciones $\xi_A \pm \xi_D/2$, dentro de su soporte estructurado de coherencia espacial, y no tiene efecto sobre la energía emitida por el emisor puntual real ubicado justo en el centro del soporte. En otras palabras, el nuevo principio establece una interacción no local como causa necesaria y suficiente de la interferencia, con una característica adicional: no es mandatorio que las interacciones entre el emisor virtual en la posición ξ_A y los reales en $\xi_A \pm \xi_D/2$ sean simultáneas.

De hecho, su ocurrencia individual permite comprender causalmente la formación de patrones de interferencia con partículas singulares, en la que la interacción con el emisor real en una posición dada ocurre mucho antes o mucho después que la interacción con el emisor real en la posición simétrica. Por último, cada emisor puntual real interactúa con todos los emisores puntuales virtuales de los soportes estructurados a los que él pertenece.

Si bien esta característica de las interacciones resuelve de manera causal y realista la formación de patrones de interferencia en experimentos con partículas singulares, eliminando el halo de misterio que la rodea, también implica consecuencias novedosas. La primera es que, a pesar de la ecuación (8), no puede afirmarse que la correlación de dos puntos es un atributo de las emisiones de emisores reales, de modo que su significado debe ser revisado. La segunda es que no sólo las emisiones de los emisores puntuales reales y virtuales son de naturaleza física diferente, sino también que la causa misma que activa tales emisores es distinta. Es claro que el fenómeno físico (onda o partícula) activa los emisores puntuales reales, sin embargo, para identificar la causa que activa a los emisores virtuales retomemos las ecuaciones (1), (5) y (6), las cuales conducen a

$$W_S(\mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-) = W_S^{(R)}(\mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-) + W_S^{(V)}(\mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-), \quad (14)$$

que representa la correlación de dos puntos en el plano de la máscara, siendo éste el plano de salida de la etapa de preparación del experimento, FG del interferómetro, con

$$W_S^{(R)}(\mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-) = \int_E d^2\xi_A S_E(\xi_A) \Phi_{ES}(\xi_A; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-; \mathbf{z}, k) \quad (15)$$

la contribución debida a los emisores puntuales reales en el plano E, y

$$W_S^{(V)}(\mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-) = \int_E \int_{\xi_D \neq 0} d^2\xi_A d^2\xi_D \mu_E(\xi_+, \xi_-) \sqrt{S_E(\xi_+)} \sqrt{S_E(\xi_-)} \Phi_{ES}(\xi_+, \xi_-; \mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-; \mathbf{z}, k) \quad (16)$$

la contribución debida a los emisores puntuales virtuales en el mismo plano. Como se estableció antes, el conjunto completo de modos no paraxiales en las expansiones 15 y 16 es determinado por las condiciones de frontera impuestas por la configuración del arreglo. Sin embargo, un subconjunto de esos modos es finalmente seleccionado por la distribución de emisores puntuales reales y virtuales en el plano E, que en este caso es homólogo del plano F del interferómetro. Es decir, esa distribución de emisores puntuales caracteriza a la fuente de ondas o partículas. Si esta es incoherente, como ocurre con las fuentes térmicas, sólo el subconjunto mínimo, empleado por los emisores reales determina la correlación de dos puntos en el plano S, que es homólogo al plano de la máscara del interferómetro, es decir, $W_S(\mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-) = W_S^{(R)}(\mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-)$ pues $W_S^{(V)}(\mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-) = 0$ para toda pareja de puntos en el plano S. Pero si la fuente tiene algún grado de coherencia espacial, el número de modos seleccionados será mayor, hasta llegar al conjunto máximo establecido por la configuración del arreglo, cuando la fuente es completamente coherente. Los modos seleccionados determinan la geometría en el volumen del arreglo que especifica los soportes estructurados en el plano S, definiendo así la distribución

de emisores puntuales virtuales en dicho plano. En conclusión, dicha distribución es esencialmente una consecuencia de la geometría determinada por el subconjunto de modos seleccionados para el volumen del arreglo, los cuales a su vez son determinados por su configuración. El arreglo, en este caso, representa a la etapa FG de preparación del experimento en el interferómetro.

Por lo tanto, a diferencia de la naturaleza física de los emisores puntuales reales, la naturaleza de los emisores puntuales virtuales es geométrica o espacial. Más aún, mientras los emisores puntuales reales representan al fenómeno físico (onda o partícula) en el interferómetro, los emisores puntuales virtuales caracterizan al interferómetro mismo, de modo que el nuevo principio de interferencia realiza plenamente el acople entre el fenómeno físico y el interferómetro. Este aspecto refuerza su distancia con las teorías de interferencia convencionales, que se basan primordialmente en propiedades atribuidas al fenómeno físico. La interacción entre emisores reales individuales y los emisores virtuales de los soportes estructurados a los que los emisores reales pertenecen formaliza el acople entre fenómeno físico y arreglo experimental de una manera novedosa: el arreglo no interroga al fenómeno sino que establece su comportamiento.

3. EVIDENCIA DE RESPALDO

Como se expresó en la introducción, se está preparando un segundo artículo para reportar evidencias que dan un soporte firme al principio propuesto. No obstante, dado que el tema desarrollado se refiere a un nuevo principio físico, es importante señalar, por lo menos, la existencia de evidencias de respaldo. Se hara referencia entonces a la reciente publicación de Castañeda *et al.* (2016), en la que se describe la interferencia de partículas sin recurrir a la dualidad onda-partícula, y en ese contexto se analizan experimentos de interferencia con electrones y moléculas pesadas, además de reseñar la predicción de *alfombras de Talbot* (Talbot Carpets) especialmente útiles para la fabricación de nano-dispositivos fotoelectrónicos. El análisis de dichas evidencias se realizó aplicando el modelo presentado en este artículo, pero sin referirse al principio sintetizado en la sección anterior, pues la atención se concentró en mostrar que la hipótesis de dualidad onda-partícula, que señala que los objetos cuánticos se propagan como ondas pero interactúan como partículas, es innecesaria en el contexto de la interferencia de partículas. Resulta entonces original indicar ahora cómo los resultados reseñados en la publicación citada (la cual puede consultarse fácilmente pues es de acceso libre) respaldan el nuevo principio.

Los experimentos tratados fueron: interferencia de Young y de rejilla con electrones singulares, y de rejilla con moléculas pesadas. Específicamente, la ecuación (7) de (Castañeda *et al.*, 2016) describe la energía de la interacción del emisor puntual real en cada abertura (pinhole) de la máscara de Young y el emisor puntual virtual, situado en el punto medio entre las aberturas, para el caso de

interferencia con electrones singulares. Al igual que en cualquier sistema físico, la energía total de las interacciones registrada por el detector resulta de la adición de las energías de las interacciones individuales. Con base en ello se construyeron los videos disponibles en

<https://youtu.be/gcKUWLjXvBQ>

<https://youtu.be/R4zBLL1Wv10>

<https://youtu.be/wgCb7O9eUqE>

que recrean fielmente dichos experimentos (Frabboni *et al.*, 2012; Matteucci *et al.*, 2013; Bach *et al.*, 2013). Así, desde la perspectiva que proponemos, un electrón singular es emitido en un punto dado de la fuente electrónica, atraviesa una de las aberturas de la máscara, interactúa con el emisor puntual virtual y, a causa de ello, su viaje hacia el detector es orientado hacia alguna de las zonas permitidas en esa etapa del experimento. Después de su detección, el siguiente electrón es emitido y realiza los mismos pasos a través del montaje experimental. No hay por lo tanto posibilidad de interacción entre electrones consecutivos, y la interacción de cada uno de ellos con el emisor puntual virtual no representa un proceso de auto-interferencia, ya que los emisores puntuales real y virtual son de naturaleza independiente.

La correlación sobre la máscara de Young puede cambiarse variando tamaño de la fuente emisora de electrones, lo que causa una variación del contraste de las franjas de interferencia. Los videos ilustran la formación de patrones de alto contraste, menor contraste y contraste nulo de las franjas de interferencia. En el primer caso, el tamaño de la fuente de electrones es suficientemente pequeño para asegurar una alta correlación entre las aberturas de la máscara de Young, lo cual se traduce en un emisor puntual virtual que interactúa fuertemente con los emisores puntuales reales; en el segundo caso, el tamaño de la fuente se aumenta, lo cual disminuye la correlación en la máscara y, en consecuencia, debilita al emisor puntual virtual; y en el tercero, el tamaño de la fuente de electrones es tan grande que las aberturas de la máscara de Young se descorrelacionan completamente, de modo que el emisor puntual virtual desaparece.

La interferencia con rejillas puede describirse como un ensamble apropiado de experimentos de Young, realizados mediante las interacciones que se acaban de describir, entre conjuntos de emisores puntuales reales y virtuales distribuidos apropiadamente en el plano de la rejilla. La adición de las energías de esas interacciones está dada por la ecuación (8) de la referencia citada, la cual entrega el perfil en la Figura 4 para un experimento con electrones singulares, cuyas especificaciones se dan en dicha referencia. Se subraya la precisión del ajuste entre el perfil teórico y el resultado del experimento.

Igualmente, se analizaron los resultados experimentales reportados en Juffman *et al.* (2012) de interferencia con moléculas singulares PcH_2 y su derivada $F_{24}PcH_2$. El análisis se ilustra en la Figura 6 de (Castañeda *et al.*, 2016), la cual respalda afirmaciones de importancia resumidas así: (i)

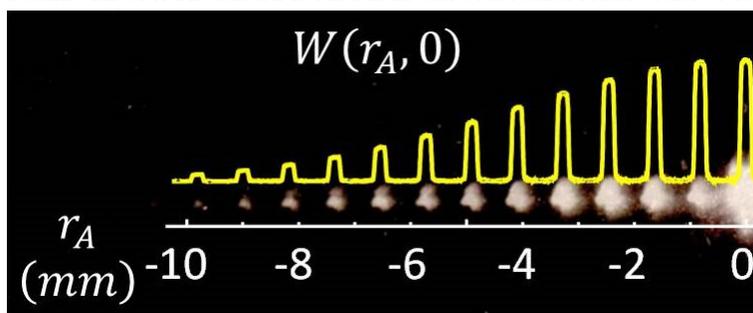


Figura 4: Porción izquierda del patrón de interferencia de campo lejano de electrones singulares, producido por una rejilla de período 463nm, y el correspondiente perfil teórico (cortesía del Prof. G. Matteucci).

la suposición de una función de onda plana cuántica para caracterizar la interferencia de moléculas individuales no conduce a una predicción correcta del patrón de interferencia por desaciertos en su modulación de difracción, y (ii) el control cuidadoso de las condiciones de coherencia espacial del experimento es suficiente para la predicción precisa de los patrones de interferencia, de modo que hipótesis adicionales como rompimiento de enlaces moleculares por colisión con el sustrato de salida y difusión de las moléculas sobre dicho sustrato (Juffman *et al.*, 2012) son superfluas.

La alfombra de Talbot es el sistema de patrones de interferencia formados en la región cercana a la rejilla, cuyos máximos principales son altamente contrastados y de dimensiones menores a las de las aberturas de la rejilla (Chapman *et al.*, 1995; Case *et al.*, 2009). Por este motivo, el registro de dichos patrones es de mucho interés para la fabricación de dispositivos fotoelectrónicos basados en nano-filamentos (nano-wires), una tecnología orgánica que intenta superar a la de silicio (Iannotta & Toccoli, 2003). La Figura 5 ilustra la alfombra de Talbot predicha para un experimento de nanolitografía para electrónica orgánica, propuesto en (Castañeda *et al.*, 2016), el cual se ha diseñado con base en parámetros realistas, suponiendo el uso de moléculas singulares de tetraceno y aplicando el principio de interacción entre emisores puntuales reales y virtuales.

Cabe destacar un aspecto particular de esta predicción, en nuestro conocimiento no referenciado en la literatura previa: el aumento en el período de los patrones con la distancia rejilla-sustrato, así como su distribución no-periódica a lo largo de esta distancia, ambos consecuencia del fenómeno spatial frequency chirping (Castañeda, 2014), debido a la no-linealidad del argumento exponencial en la ecuación (2). También son evidentes las estrictas condiciones de posicionamiento del sustrato para lograr la deposición deseada de las moléculas, lo que refuerza la importancia del método discutido en este artículo.

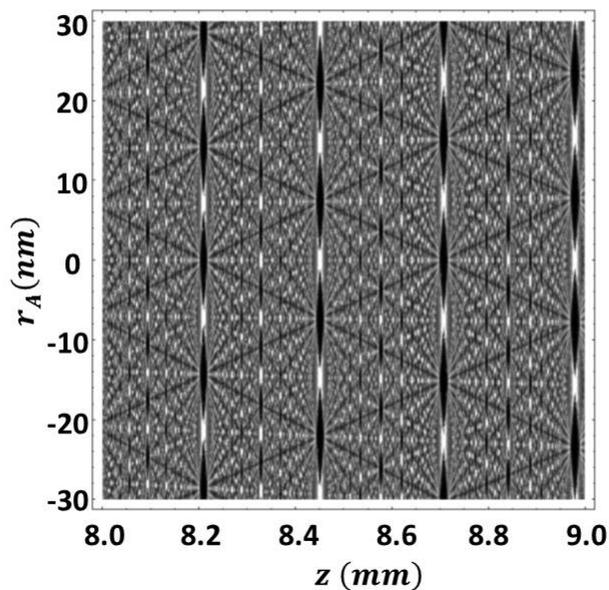


Figura 5: Carpeta de Talbot predicha para interferencia cercana con moléculas singulares de tetraceno. z es la distancia rejilla–substrato y es la coordenada paralela al plano de la rejilla.

4. CONCLUSIONES

Hace más de dos siglos se introdujo el principio de superposición de ondas para explicar el fenómeno de interferencia de la luz. Posteriormente se dedujo la ley general de interferencia que permite predecir los patrones a la salida de un interferómetro. Hace algo menos de un siglo que se postuló el procedimiento para obtener, de la superposición de funciones de onda cuánticas, la densidad de probabilidad que predice los patrones de interferencia generados por partículas singulares. Los postulados no constituyen un principio físico, por lo que no pueden explicar fenomenológicamente la interferencia de la materia.

La búsqueda de un principio que explique fenomenológicamente y de igual manera la interferencia tanto de la luz como de la materia, condujo a la interacción de emisores puntuales reales, que representan al fenómeno físico (ondas o partículas), con emisores puntuales virtuales, que caracterizan al interferómetro, como la causa necesaria y suficiente de la interferencia. De esta manera, se resuelve el halo de misterio que envolvía la interferencia de partículas singulares, manteniendo la exactitud de las predicciones de los patrones.

Se enuncian algunas evidencias experimentales que respaldan este principio, las cuales serán desarrolladas en mayor detalle en la próxima entrega sobre el tema.

5. AGRADECIMIENTOS

Agradezco sincera y profundamente al profesor Giorgio Matteucci (Universit  degli Studi di Bologna, Italia) y a la Dra. Raffaella Capelli (Consiglio Nazionale della Ricerca, Trieste, Italia) por sus inspiradoras discusiones sobre este tema. También a Hernán Muñoz (Universidad Nacional de Colombia Sede Medellín) por la realización de c culos y simulaciones.

Referencias

- Bach, R., Pope, D., Liou S. H. & Batelaan, H. (2013). Controlled double-slit electron diffraction. *New Journal of Physics.*, 15.
- Born, M., Wolf, E. (1993). Principles of Optics. Oxford.
- Capelli, R., Toffanin, S., Generali, G., Usta, H., Facchetti, A. & Muccini, M. (2010). Organic light-emitting transistors with an efficiency that outperforms the equivalent light-emitting diodes. *Nature Mater.*, 9, 496–503.
- Capozzi, B., Xia, J., Adak, O., Dell, E. J., Liu, Z. F., Taylor, J. C., Neaton, J. B., Campos L. M. & Venkataraman, L. (2015). Single-molecule diode with high rectification ratios through environmental control. *Nature NanoTech.*, 10, 522–527.
- Case, W. B., Tomandl, M., Deachapunya, S. & Arndt, M. (2009). Realization of optical carpets in the Talbot and Talbot–Lau configurations. *Optics Express*, 17, 20966–20974.
- Castañeda, R., Muñoz–Ossa, H. & Ca as–Cardona, G. (2011). The structured spatial coherence support. *J. Mod. Opt.*, 58, 962–972.
- Castañeda, R. & Muñoz, H. (2013). Phase–space non–paraxial propagation modes of optical fields in any state of spatial coherence. *Opt. Express*, 21, 11276–11293.
- Castañeda, R., Franco, E. & Vargas, D. (2013). Spatial coherence of light and a fundamental discontinuity of classical second–order wave-fronts. *Phys. Scripta*, 88.
- Castañeda, R. (2014), Electromagnetic wave fields in the microdiffraction domain. *Physical Review A*, 89.
- Castañeda, R. (2014). Three-dimensional micro-diffraction modelling. *Appl. Opt.*, 53, 1782–1793.
- Castañeda, R., Matteucci, G. & Capelli, R. (2016). Quantum interference without wave–particle duality. *J. Mod. Phys.*, 7, 375–389.

- Chapman, M. S., Ekstrom, C. R., Hammond, T. D., Schmiedmayer, J., Tannian, B. E., Wehinger, S. & Pritchard, D. E. (1995). Near-field imaging of atom diffraction gratings: The atomic Talbot effect. *Physical Review A*, 51, R14–R17.
- Davisson, C. J. & Germer, L.H. (1927). The scattering of electrons by a single crystal of nickel. *Nature*, 119, 558–560.
- De Broglie, L. (1930). An introduction to the study of wave mechanics. Methuen & Co.
- Martini De, F., Denardo, G. & Zeilinger, A. (1994). Quantum Interferometry. World Scientific.
- Feynman, R., Leighton, R. & Sands, M. (1965). The Feynman Lectures on Physics, Volumen 3. Addison–Wesley.
- Forrest, S. R. (2004). The path to ubiquitous and low-cost organic electronic appliances on plastic. *Nature*, 428, 911–918.
- Frabboni, S., Gabrielli, A., Gazzadi, G. C., Giorgi, F., Matteucci, G., Pozzi, G., Cesari, N. S., Villa, M. & Zoccoli, A. (2012). The Young-Feynman two-slit experiment with single electrons: build-up of the interference pattern and arrival-time distribution using a fast-readout pixel detector. *Ultramicroscopy*, 116, 73–76.
- Gelinck, G., Heremans, P., Nomoto, K. & Anthopoulos, T.D. (2010). Organic transistors in optical displays and microelectronic applications. *Adv. Mater.*, 22, 3778–3798.
- Grimaldi, F.M. (1665). Physico–Mathesis de Lumine Coloribus et Iride. Bononiae: Ex Typographia Haeredi Victorij Benatij.
- Juffmann, T., Milic, A., Muellneritsch, M., Asenbaum, P., Tsukernik, A., Tuexen, J., Mayor, M., Cheshnovsky O. & Arndt, M. (2012). Real-time single-molecule imaging of quantum interference. *Nature Nanotechnology*, 7, 297–300.
- Iannotta, S.; Toccoli, T. (2003), Supersonic molecular beam growth of thin films of organic materials: a novel approach to controlling the structure, morphology, and functional properties. *J. Polym. Sci.: Part B: Polym. Phys.*, 41, 2501–2521.
- Iizuka, K. (1985). Engineering optics. Springer Verlag.
- Mandel, L. & Wolf, E. (1995). Optical Coherence and Quantum Optics. Cambridge University Press.
- Matteucci, G., Pezzi, M., Pozzi, G., Alberghi, G., Giorgi, F., Gabrielli, A., Semprini, N., Villa, M., Zoccoli, A., Frabboni, S. & Gazzadi, G. (2013). Build-up of interference patterns with single electrons. *European Journal of Physics*, 34, 511–517.

- Newton, I. (2011). Principios matemáticos de filosofía natural. Trad.: Eloy Rada García. Alianza Editorial.
- Piazza, L., Lummen, T.T.A., Quiñonez, E., Murooka, Y., Reed, B.W., Barwick B., Carbone, F. (2015). Simultaneous observation of the quantization and the interference pattern of a plasmonic near-field. *Nature Comm*, 6, doi: 10.1038/ncomms7407.
- Sepúlveda, A. (2003). Los conceptos de la física. Evolución histórica. Editorial Universidad de Antioquia.
- Sugimoto, A., Ochi, H., Fujimura, S., Yoshida, A., Miyadera, T., Tsuchida, M. (2004). Flexible OLED displays using plastic substrates. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 10, 107–114.
- Thomson, G.P. (1928). Experiments on the diffraction of cathode rays. *Proc. Roy. Soc.*, 117, 600–609.
- Young, T. (1804). The Bakerian lectures. Experiments and calculations relative to physical optics. *Phil. Trans. Royal Society of London*, 94, 1–16.
- Xu, B., Xiao, X., Yang, X., Zang, L., Tao, N. (2005). Large gate modulation in the current of a room temperature single molecule transistor. *J. Am. Chem. Soc.*, 127, 2386–2387.