



FACULTAD DE FÍSICA
GRADO EN FÍSICA
curso 2024-25
TRABAJO DE FIN DE GRADO

ESTUDIO DE LA DECOHERENCIA Y DETERMINISMO CON BLANCOS ACTIVOS

Autor:
Pablo Pardiñas Busto

Tutora:
Beatriz Fernández Domínguez
Física Atómica, Molecular y Nuclear, Departamento de Física de Partículas

Julio 2025

Facultad de Física
Grado en Física
curso 2024-25
TRABAJO DE FIN DE GRADO

ESTUDIO DE LA DECOHERENCIA Y DETERMINISMO CON BLANCOS ACTIVOS

Autor: **Pablo Pardiñas Busto**

Tutora: **Beatriz Fernández Domínguez**, *Física Atómica, Molecular y Nuclear, Departamento de Física de Partículas, Instituto Gallego de Física de Altas Energías (IGFAE),*
beatriz.fernandez.dominguez@usc.es

Agradecimientos

A mis padres y a mi familia, que me proporcionaron el apoyo emocional y económico necesario para superar esta etapa formativa, y que tuvieron que aguantarme en los momentos difíciles.

A todos mis amigos, tanto a los que me han acompañado desde siempre como a los que fueron llegando para quedarse, por sacarme una sonrisa en los peores momentos y por confiar en mí incluso cuando yo dudaba.

A todos mis profesores, que me han guiado a lo largo de mi vida académica, especialmente a mi tutora, por confiar en mí para este trabajo.

Y, finalmente, a mí mismo, por seguir adelante cuando no se veía salida, por no rendirme y por demostrarme que siempre se puede hacer un poco más para mejorar.

Fecha de presentación: Julio 2025

Resumen

Este trabajo presenta un estudio de la decoherencia cuántica, centrado en su manifestación en interferometría de onda-materia y su papel en la transición entre los regímenes cuántico y clásico. En particular, se analiza la decoherencia inducida por colisiones, a partir del desarrollo teórico de Hornberger et al., basado en interferometría con moléculas de fullereno en presencia de un gas de fondo.

A partir del análisis de la visibilidad del patrón de interferencia en un interferómetro Talbot-Lau, se reproducen los cálculos del artículo mencionado para obtener la presión característica de decoherencia en distintos gases. El objetivo principal es extrapolar estos resultados a haces de electrones y estudiar las condiciones de aplicabilidad de dicha aproximación. Además, se estudia la viabilidad de implementar un sistema interferométrico para haces de electrones dentro de una cámara de proyección temporal con blancos activos, con el fin de posibilitar estudios experimentales de decoherencia en condiciones controladas.

Finalmente, se exponen brevemente algunas aplicaciones tecnológicas relevantes del estudio de la decoherencia, tanto con electrones como con moléculas, así como posibles líneas de investigación abiertas en este ámbito.

Resumo

Este traballo presenta un estudo da decoherencia cuántica, centrado na súa manifestación en interferometría de onda-materia e no seu papel na transición entre os réximes cuántico e clásico. En particular, analízase a decoherencia inducida por colisións, a partir do desenvolvemento teórico de Hornberger et al., baseado en interferometría con moléculas de fullereno en presenza dun gas de fondo.

A partir da análise da visibilidade do patrón de interferencia nun interferómetro Talbot-Lau, reproducense os cálculos do artigo mencionado para obter a presión característica de decoherencia en distintos gases. O obxectivo principal é extrapolar estes resultados a feixes de electróns e estudar as condicións de aplicabilidade desta aproximación. Ademais, estúdase a viabilidade de implementar un sistema interferométrico para feixes de electróns no interior dunha cámara de proxección temporal con albos activos, co fin de posibilitar estudos experimentais de decoherencia en condicións controladas.

Finalmente, expóñense brevemente algunhas aplicacións tecnolóxicas relevantes do estudo da decoherencia, tanto con electróns como con moléculas, así como posibles liñas de investigación abertas neste ámbito.

Abstract

This work presents a study of quantum decoherence, focusing on its manifestation in matter-wave interferometry and its role in the transition between quantum and classical regimes. In particular, it analyzes collision-induced decoherence, based on the theoretical framework developed by Hornberger et al., which involves interferometry with fullerene molecules in the presence of a background gas.

From the analysis of the visibility of the interference pattern in a Talbot-Lau interferometer, the calculations from the mentioned article are reproduced to determine the characteristic decoherence pressure for different gases. The main objective is to extrapolate these results to electron beams and to assess the conditions under which the approximation remains valid. Furthermore, the feasibility of implementing an interferometric setup for electron beams within a time projection chamber with active targets is investigated, with the aim of enabling experimental studies of decoherence under controlled conditions.

Finally, some relevant technological applications of decoherence studies, both with electrons and with molecules, are briefly discussed, along with several open research directions in this field.

Índice

1. Introducción	2
1.1. La decoherencia colisional	3
2. Interferometría de onda-materia	3
2.1. Decoherencia colisional en interferometría de onda-materia	4
2.1.1. El interferómetro de Talbot-Lau	5
2.1.2. Modulación de la decoherencia inducida por colisiones	6
2.1.3. Resultados experimentales y comparación con cálculos propios	7
2.2. Extrapolación y aplicabilidad a experimentos con electrones	10
3. Propuesta experimental con blancos activos	12
3.1. ACTAR TPC	13
3.2. Integración del dispositivo interferométrico en ACTAR TPC	15
4. Implicaciones tecnológicas y perspectivas de futuro	17
4.1. Interferometría con diferentes moléculas	17
4.2. Holografía electrónica	18
4.3. Líneas de investigación abiertas	20
5. Conclusiones	20
Referencias	24
Anexo	25

1 Introducción

A comienzos del siglo XX, Lord Kelvin aseguró que la física era un conjunto perfectamente armonioso y en lo esencial acabado, en el que solo existían dos “pequeñas nubes oscuras”: el resultado negativo del experimento de Michelson y Morley, y la catástrofe ultravioleta en la explicación de la radiación del cuerpo negro. Estas dos pequeñas nubes serían el desencadenante de la gran revolución de la física de comienzos del siglo XX. En particular, la explicación de la radiación del cuerpo negro por parte de Max Planck, seguida por la interpretación cuántica del efecto fotoeléctrico propuesta por Albert Einstein, introdujeron la idea de que la energía está cuantizada. A lo largo de las décadas siguientes, otras contribuciones fundamentales de científicos como Niels Bohr, Werner Heisenberg, Erwin Schrödinger o Paul Dirac, entre otros, asentaron las bases de una teoría tremendamente precisa a la hora de describir el comportamiento de partículas subatómicas, átomos, moléculas y otros sistemas microscópicos, que a día de hoy conocemos como mecánica cuántica.

Sin embargo, esta teoría convive de forma paradójica con una experiencia cotidiana, en la que los objetos parecen poseer propiedades bien definidas e independientes de la observación, es decir, se comportan de acuerdo con las leyes clásicas. Esta dicotomía plantea dos preguntas fundamentales: ¿cómo emerge el mundo clásico a partir de una descripción cuántica subyacente? y ¿dónde debe establecerse el límite entre lo cuántico y lo clásico en nuestras descripciones físicas?

Con el objetivo de dar respuesta a estas cuestiones, surge el concepto de decoherencia cuántica. Propuesto inicialmente por H. Dieter Zeh a finales de los años sesenta y desarrollado posteriormente por investigadores como Wojciech Zurek, esta teoría ha permitido entender cómo la interacción inevitable entre un sistema con su entorno provoca la supresión de fenómenos de interferencia cuántica [1, 2]. Así, surgen los comportamientos clásicos sin la necesidad de recurrir al colapso del estado cuántico, como postula la interpretación de Copenhague, sino que se mantiene una evolución unitaria y continua, como en la interpretación de Everett [1].

La decoherencia puede entenderse como un proceso de monitorización continua del sistema por parte del entorno. La interacción de este con el sistema está definida, en general, por un gran número de grados de libertad no controlados (átomos, fotones, oscilaciones térmicas, etc.), que actúan como un “observador” desde la perspectiva del sistema [1]. A través de esta interacción, el entorno recibe información sobre ciertas propiedades del sistema, como su posición o momento, dando lugar a un entrelazamiento cuántico entre ambos.

El resultado de este entrelazamiento es la pérdida progresiva de la coherencia cuántica en el sistema cuando se considera aislado. En términos de la matriz densidad del sistema, esto se traduce en la desaparición de los elementos fuera de la diagonal en ciertas bases privilegiadas o *pointer states*. Estas bases son aquellas que permanecen estables frente a la interacción con el entorno. Es decir, el entorno actúa como un filtro dinámico, seleccionando las configuraciones del sistema más robustas frente a la decoherencia [1]. A menudo, estos estados se corresponden con posiciones bien definidas en el espacio, lo que permite explicar por qué los objetos macroscópicos presentan trayectorias bien definidas y no estados en superposición.

1.1 La decoherencia colisional

Uno de los ejemplos más básicos de decoherencia, que permite ilustrar el papel del entorno como seleccionador de *pointer states* es la inducida por colisiones. En un entorno constituido por las moléculas de un gas, las colisiones elásticas del sistema cuántico con las moléculas de dicho gas implican una transferencia de momento entre el sistema y su entorno. De esta forma, las distintas componentes espaciales de la superposición del sistema producirán perturbaciones diferenciadas en el entorno, es decir, el entorno evolucionará conforme a la trayectoria que siga el sistema. Con esta transferencia de información del sistema al entorno, se produce la supresión, en mayor o menor medida, de la interferencia cuántica, un fenómeno que conocemos como decoherencia colisional.

La decoherencia en general y, en particular, la causada por colisiones, afecta directamente al correcto funcionamiento de los sistemas tecnológicos basados en fenómenos cuánticos. En campos como la computación cuántica, donde la información se codifica en estados cuánticos entrelazados y en superposición, incluso la más mínima interacción con el entorno puede producir errores que desemboquen en el colapso total del sistema. Por lo tanto, el análisis detallado de la decoherencia, por colisiones y de otras formas, es crucial no solo para entender mejor la transición cuántico-clásica, sino también para establecer las condiciones ideales que garanticen la operatividad de dispositivos cuánticos reales.

Un trabajo especialmente relevante en el estudio de la decoherencia colisional es el realizado por K. Hornberger et al. [3]. En él, se estudia la interferencia de un haz de moléculas de fullereno C_{70} en un interferómetro de materia. En presencia de un gas de fondo, las colisiones de las moléculas de fullereno con este gas conducen a una pérdida de la coherencia cuántica, que se puede medir a través de la visibilidad del patrón de interferencia. La importancia de este experimento reside en que, como veremos en la sección 2.1, constituye una validación empírica y cuantitativa de las predicciones teóricas que proporciona la decoherencia colisional. Además, proporciona información clave para el establecimiento de las condiciones de trabajo necesarias para la conservación de la coherencia en dispositivos cuánticos que mencionamos anteriormente.

2 Interferometría de onda-materia

La interferometría de onda-materia basa su funcionamiento en la dualidad onda-partícula que predice la mecánica cuántica. Cuando la función onda de de Broglie asociada a una partícula se dividen en sus múltiples trayectorias posibles, en cada uno de los caminos se acumula un desfase distinto, propiciando que, cuando la función de onda se vuelva a recombinar, se puedan observar fenómenos de interferencia, inexplicables con la interpretación corpuscular clásica [4].

El experimento de la doble rendija, que Feynman describió como el corazón de la mecánica cuántica [5] es uno de los ejemplos paradigmáticos de este comportamiento de la materia. Cuando se dispara un electrón hacia una barrera con dos rendijas, se observa un patrón de interferencia que puede ser explicado con un comportamiento ondulatorio: la función de onda se dividió en las dos trayectorias posibles. Sin embargo, si se introduce cualquier mecanismo que permita extraer información sobre el camino seguido por el electrón (por ejemplo, colocando

un detector en una de las rendijas), la interferencia se destruye y se observa el comportamiento clásico esperado para una partícula localizada. La clave está en que la interferencia no surge de la suma de probabilidades, sino de amplitudes de probabilidad, que pueden reforzarse pero también cancelarse mutuamente.

Una demostración de este fenómeno fue la realizada en los experimentos de Tonomura et al. en 1989 [6]. En ellos, se empleó un emisor de electrones que permitía controlar la emisión individual de partículas, junto con un sistema de detección altamente sensible, que permitió observar cómo se iba construyendo paulatinamente el patrón de interferencia.

A pesar de que los electrones llegaban a la pantalla uno a uno, imposibilitando cualquier interacción entre ellos, la acumulación estadística de los impactos revelaba un patrón típico de interferencia. Lo que sucede es que la función de onda del electrón se divide al llegar a las rendijas, pasando así a estar en un estado de superposición coherente de las trayectorias asociadas a cada rendija. Cada trayectoria contribuye con una cierta amplitud de probabilidad, que interfiere con el resto de trayectorias posibles de forma constructiva o destructiva. Como ya se ha explicado, si no se obtiene información sobre la trayectoria seguida, la coherencia cuántica se preservará, de forma que, aún con impactos individuales de electrones, se observará un patrón de interferencia.

2.1 Decoherencia colisional en interferometría de onda-materia

En línea con el experimento de Tonomura explicado anteriormente, el trabajo realizado por Hornberger et al. [3] va un paso más allá y no se limita a demostrar la existencia de interferencia cuántica en sistemas que podríamos considerar mesoscópicos, sino que estudia cómo la coherencia cuántica se degrada debido a la interacción con el entorno.

El objetivo principal de este trabajo es estudiar la pérdida de coherencia espacial en la función de onda de moléculas de fullereno C_{70} , debida a las colisiones con un gas de fondo. Los fullerenos son compuestos constituidos únicamente por átomos de carbono y que pueden adoptar diversas formas geométricas. En particular, el fullereno C_{70} se caracteriza por presentar una estructura similar a un balón de rugby o a una esfera achatada, tal y como se puede observar en la Figura 1. Además, su peso molecular es de aproximadamente $7,831 \cdot 10^5 \text{ MeV}/c^2$, un valor elevado, especialmente en comparación con la masa del electrón, cuya decoherencia se analizará más adelante en el apartado 2.2.

Mediante la observación de la pérdida del patrón de interferencia al aumentar la presión del gas, este experimento permite comparar cuantitativamente las predicciones de la teoría de la decoherencia y da una explicación al mecanismo físico responsable de este proceso. En el momento de su publicación, este trabajo representó el primer estudio de la decoherencia debida a colisiones con varios gases y permitió verificar de forma empírica el comportamiento cuántico de los fullerenos C_{70} . Además, se consiguieron estimar los límites prácticos y las condiciones experimentales necesarias para extender este estudio y conservar la coherencia cuántica en otros sistemas, incluso de mayor tamaño y masa.

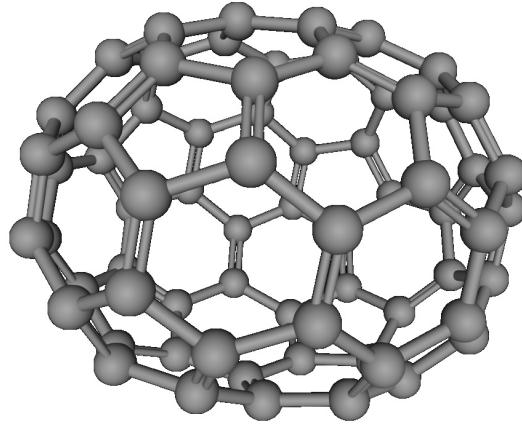


Figura 1: Representación esquemática de la estructura del fullereno C_{70} . Se puede observar la forma de esfera achatada propia de esta molécula. Su masa es de aproximadamente $7,831 \cdot 10^5 \text{ MeV}/c^2$, más de 1,5 millones de veces la masa del electrón. Fuente: elaboración propia a partir de la aplicación web *MolView* [7].

2.1.1. El interferómetro de Talbot-Lau

El interferómetro de Talbot-Lau es un dispositivo de interferometría onda-materia que permite generar interferencia cuántica incluso con haces de partículas poco colimadas. Su funcionamiento se basa en un fenómeno de interferencia de campo cercano conocido como efecto Talbot. Cuando una onda coherente atraviesa una rejilla periódica, se genera un patrón de difracción que, a una cierta distancia característica, reproduce el mismo patrón de la rejilla. Esta distancia se conoce como longitud de Talbot (L_T) y depende tanto del período de la rejilla (d) como de la longitud de onda de de Broglie (λ) asociada a las partículas, según $L_T = d^2/\lambda$.

El interferómetro está constituido por tres rejillas del mismo período y equiespaciadas a la longitud de Talbot, tal y como se indica en la Figura 2. La primera rejilla actúa como una matriz de fuentes coherentes secundarias, puesto que solo permite el paso por las rendijas situadas en posiciones periódicas, que funcionan como emisores independientes pero localizados. La primera rejilla no genera la interferencia directamente pero establece las condiciones necesarias de coherencia transversal para que la interferencia se pueda producir en la siguiente rejilla.

La segunda rejilla es la que produce la interferencia cuántica. Las fuentes parcialmente coherentes generadas en la primera rejilla se difractan a través de la segunda, situada a la distancia de Talbot. De esta forma, el patrón de difracción generado se reproduce en un plano situado, nuevamente, a la distancia de Talbot, donde se ubica la tercera rejilla.

La tercera y última rejilla no produce interferencia, sino que constituye el analizador del patrón de difracción. Dado que está situada a una distancia L_T , al desplazarla lateralmente se mide cómo varía la transmisión del haz a través de sus rendijas. Así, cuando el patrón interferente está perfectamente alineado con las rendijas, la transmisión es máxima, mientras que, si está desfasado, la transmisión disminuye. Cuando la coherencia cuántica es elevada, se observarán diferencias notorias en la transmisión al variar la posición lateral de la tercera rendija, mientras que, a medida que aumenta la decoherencia, la señal se hará más constante e independiente de la posición de la tercera rendija.

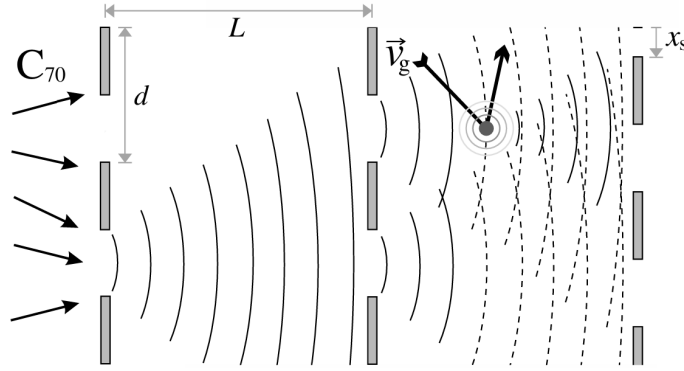


Figura 2: Esquema del interferómetro de Talbot-Lau con haces de fullereno. El sistema consta de tres rejillas equiespaciadas una distancia L . La primera rejilla genera coherencia transversal, la segunda produce la difracción y la tercera analiza el patrón de interferencia al desplazarse lateralmente una distancia x_s . Las líneas curvas representan frentes de onda de de Broglie, y se ilustra el efecto de una colisión con una molécula del gas de fondo (con velocidad \vec{v}_g), que puede inducir decoherencia y degradar el patrón de interferencia. Fuente: [3].

Podemos describir matemáticamente el patrón de interferencia formado en el interferómetro de Talbot-Lau mediante una serie de Fourier:

$$T(x_s) = \sum_{\ell \in \mathbb{Z}} T_\ell \exp\left(2\pi i \ell \frac{x_s}{d}\right), \quad (1)$$

donde x_s representa el desplazamiento lateral de la tercera rejilla y d su período. Los coeficientes de Fourier T_ℓ son los que codifican realmente el patrón de interferencia, ya que marcan la contribución de cada armónico. Dependen fuertemente de la longitud de onda de las partículas (para $\ell \neq 0$), así como de parámetros específicos del interferómetro, como la separación de las rendijas y su geometría. Además, incluyen el efecto Casimir-Polder, debido a la interacción entre las partículas y las superficies de las rendijas. Los efectos gravitatorios se omiten, puesto que únicamente modifican la componente vertical del movimiento, por lo que no influyen en la distribución transversal del patrón de interferencia.

2.1.2. Modulaci3n de la decoherencia inducida por colisiones

Desde un punto de vista analítico, el efecto de la decoherencia inducida por las colisiones con el gas de fondo puede modularse simplemente a trav3s de la modificaci3n de los coeficientes de Fourier [3, 8]:

$$T_\ell \rightarrow T_\ell \exp\left(-2n\sigma_{\text{eff}} \int_0^L \left[1 - \eta\left(\frac{\ell z}{d}\right)\right] dz\right), \quad (2)$$

donde n es la densidad del gas, σ_{eff} la secci3n eficaz entre las mol3culas de fullereno y las del gas, y L la distancia entre las rejillas. La funci3n de decoherencia $\eta(\Delta r)$ representa el grado de coherencia tras una colisi3n. Es un factor que modifica la matriz densidad del centro de masas de la mol3cula $\rho_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, reduciendo los elementos fuera de la diagonal tras una colisi3n,

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \rho_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\eta(|\mathbf{r}, \mathbf{r}'|). \quad (3)$$

Esta función de decoherencia se define como:

$$\eta(\Delta r) = \int_0^\infty dv_g \frac{g(v_g)}{\sigma(v_g)} \int d\Omega |f(\cos \theta)|^2 \text{senc} \left[\text{sen} \left(\frac{\theta}{2} \right) \frac{2m_g v_g \Delta r}{\hbar} \right], \quad (4)$$

y tiene en cuenta la distribución de velocidades del gas, ponderada con la sección eficaz de colisión a una velocidad dada. Además, en la segunda integral se modula la pérdida de coherencia en función de la transferencia de momento en una colisión. Si $\Delta r \rightarrow 0$ o $\theta \rightarrow 0$, la transferencia de momento será pequeña y la función de decoherencia será $\eta \approx 1$, indicando que la coherencia se conserva. Sin embargo, en el caso de este estudio, la separación entre las trayectorias relevantes para la interferencia es tan grande que hasta la mínima transferencia de momento es suficiente para obtener información sobre el camino recorrido, por lo que se destruye la coherencia de las trayectorias. Por lo tanto, se asume que $\eta \approx 0$ para cualquier $\ell \neq 0$, con lo que la integral de la expresión (2) se simplifica y la decoherencia pasa a estar modulada únicamente por la densidad del gas y la sección eficaz de colisión del haz de fullereno con las moléculas de dicho gas.

La decoherencia se traduce directamente en una pérdida de visibilidad del patrón de interferencia y, dado que dicho patrón está determinado esencialmente por el primer coeficiente armónico T_1 , podemos esperar que la visibilidad venga dada por la siguiente expresión:

$$V(p) = 2 \frac{|T_1|}{T_0} \exp \left(-\frac{2L\sigma_{\text{eff}}}{k_B T} p \right) = V_0 e^{-p/p_0}, \quad (5)$$

donde V_0 es la visibilidad del patrón en el vacío ($p \rightarrow 0$) y p_0 , la presión de decoherencia, que se define como:

$$p_0 = \frac{k_B T}{2L\sigma_{\text{eff}}}. \quad (6)$$

De esta forma, la presión de decoherencia para un gas determinado depende únicamente de la sección eficaz de colisión de las moléculas de fullereno con las del gas.

Para el cálculo de esta sección eficaz efectiva, se deben considerar las distribuciones de velocidad del gas y el haz. Dado que las colisiones están dominadas por la interacción de dispersión de London (una fuerza de van der Waals de largo alcance), esta interacción se puede caracterizar mediante un único parámetro de van der Waals (C_6), específico para cada par de partículas: fullereno y el gas de fondo correspondiente. En el límite donde la velocidad típica de las moléculas del haz (v_m) es mucho menor que la velocidad más probable del gas (\tilde{v}_g), dada por la distribución de Maxwell-Boltzmann ($\tilde{v}_g = (2k_B T N_A / M)^{1/2}$), se obtiene una expresión analítica para σ_{eff} :

$$\sigma_{\text{eff}}(v_m) = \frac{C_6^{\frac{2}{5}}}{\hbar^{\frac{2}{5}}} \cdot \frac{\tilde{v}_g^{\frac{3}{5}}}{v_m} \left(8,4946 + 1,6989 \frac{v_m^2}{\tilde{v}_g^2} \right) \quad (7)$$

2.1.3. Resultados experimentales y comparación con cálculos propios

A partir de los conceptos y expresiones expuestas anteriormente, se realizaron los cálculos de la visibilidad del patrón de interferencia en función de la presión del gas de fondo. Con los parámetros C_6 , la velocidad más probable del gas y la velocidad media de las partículas del haz

de fullerenos, la presión de decoherencia, y por tanto la visibilidad del patrón de interferencia, quedan perfectamente determinados, sin necesidad de ningún parámetro libre.

Sin embargo, para que las predicciones teóricas se ajusten mejor a los resultados experimentales, se tienen en cuenta una serie de factores derivados de las condiciones experimentales. En primer lugar, existe una selección de velocidades preferencial, debido al efecto de la gravedad, es decir, la probabilidad de detección de una molécula depende de su velocidad. Además, esta velocidad sigue una distribución que varía según la presión del gas de fondo.

En segundo lugar, el hecho de que el detector tenga un tamaño finito añade un sesgo adicional, ya que no se registran todas las moléculas, sino que, aquellas que han sufrido menos interacciones, tienen mayor probabilidad de llegar al detector. Estos factores se tratan de controlar mediante una simulación de Monte Carlo, de forma que la presión de decoherencia teórica calculada está ponderada sobre la distribución real de velocidades que alcanzan el detector.

En esta sección reproduciremos los cálculos realizados en este artículo, que fundamentalmente consisten en la obtención de p_0 para diferentes gases, y que extrapolaremos, en la sección 2.2, a experimentos con electrones. Sin embargo, por los motivos que se acaban de exponer, el valor de p_0 calculado directamente con la expresión empírica (6) no es exactamente el que se obtiene en el trabajo original [3].

Dado que no disponemos de la información suficiente para realizar las mismas simulaciones de Monte Carlo, y tampoco es el objetivo del trabajo, hemos extraído, con el software *WebPlotDigitizer* [9], los resultados teóricos del cálculo de p_0 para los diferentes gases medidos. Al comparar estos resultados con los calculados directamente a partir de (6), hemos observado que la corrección con la simulación de Monte Carlo modifica en un factor $f \approx 0,835$ la presión de decoherencia predicha por la teoría. Además, este factor de corrección se mantiene relativamente constante (con una desviación típica $s \approx 0,017$), independientemente del gas utilizado.

Por lo tanto, hemos decidido aplicar este factor en el cálculo de p_0 con el objetivo de obtener unos resultados más similares a los predichos por el trabajo original. Además, hemos considerado el mismo dispositivo experimental. Para obtener la distancia entre las rejillas hemos supuesto que tienen un período $d = 991$ nm y que la longitud de onda de de Broglie asociada a las moléculas de fullereno es $\lambda \approx 4,46$ pm, lo que nos da una distancia $L \approx 0,22$ m. Para el cálculo de la sección eficaz, se asume una velocidad típica de las moléculas de fullereno $v_m = 117$ m/s, correspondiente con la visibilidad máxima observada del 38,9%. Los parámetros de van der Waals C_6 y las masas molares, así como la velocidad más probable y la sección eficaz calculada para cada gas se recogen en la Tabla 1 del Anexo. Para todos los cálculos se asumirá una temperatura ambiente constante de $T = 293$ K.

Los resultados para el CH_4 , con y sin el factor de corrección, se recogen en la Figura 3b, donde vemos que la correlación entre los datos experimentales y la curva de visibilidad teórica calculada con el factor de corrección es muy elevada. Además, si comparamos con los resultados originales (Figura 3a), vemos que ambas predicciones son muy similares, aunque con pequeñas diferencias, debido a la mayor simplicidad de nuestro modelo y a posibles desviaciones entre los puntos experimentales tomados con *WebPlotDigitizer* y los reales.

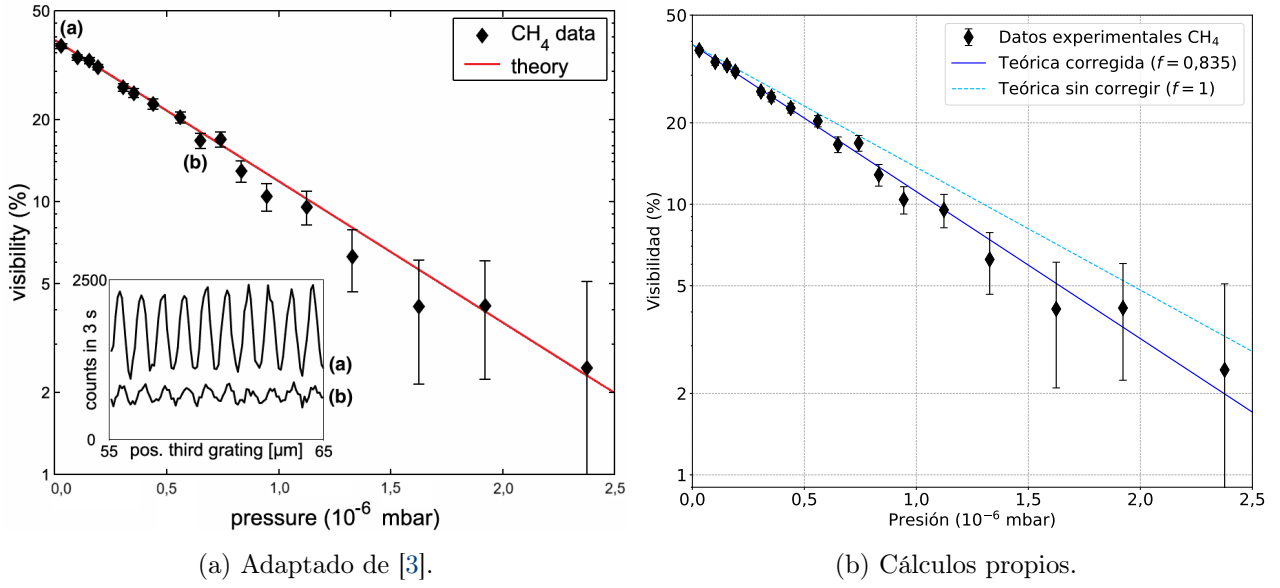


Figura 3: Visibilidad del patrón de interferencia en función de la presión de CH_4 . Se muestran tanto los resultados obtenidos en [3] (a), como los cálculos propios (b). Para tomar los datos experimentales y poder comparar los cálculos realizados con los del artículo original se ha usado el software de extracción de datos a partir de gráficos *WebPlotDigitizer* [9]. Se observa una clara correlación entre la visibilidad predicha por la teoría y los datos experimentales.

Utilizando los datos expuestos anteriormente, realizamos los cálculos para los diferentes gases estudiados en [3], que recogemos en la Figura 4 y la Figura 5.

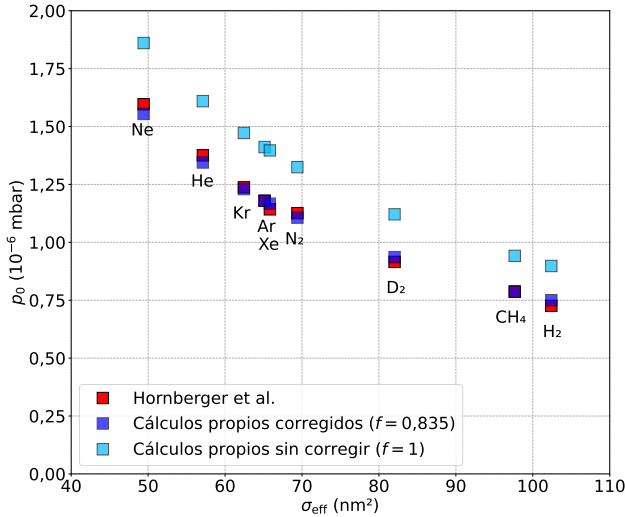


Figura 4: Representación de p_0 frente a σ_{eff} para diferentes gases. Los valores teóricos extraídos de [3] se muestran en color rojo. Se observa que los resultados calculados aplicando el factor de corrección $f = 0.835$ reproducen con mayor fidelidad los del trabajo original.

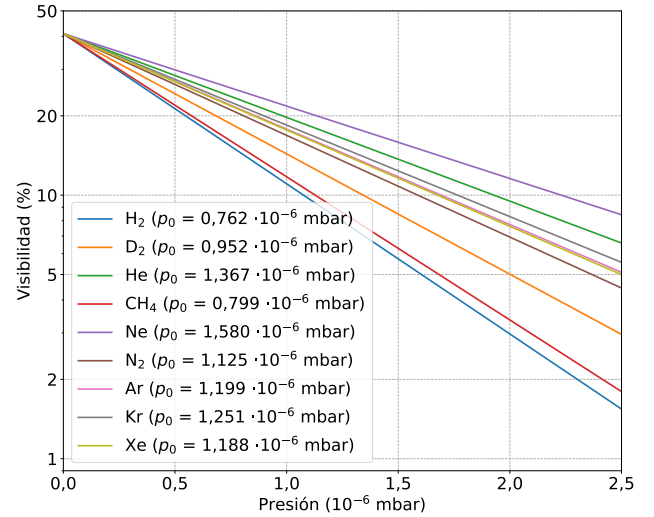


Figura 5: Visibilidad del patrón de interferencia en función de la presión, para diferentes gases. Se muestran los valores de la presión de decoherencia calculados para cada gas, aplicando el factor de corrección. La dependencia de p_0 con el tipo de gas es débil.

En la Figura 4 podemos ver una comparación entre los resultados obtenidos por Hornberger et al. y los realizados en este trabajo, tanto corregidos como los obtenidos directamente a partir de (6). Observamos que, tras aplicar el factor corrector $f = 0,835$, los resultados son muy similares a los predichos por [3]. En la Figura 5 se representa la dependencia de la visibilidad con la presión, en el rango estudiado $p \leq 2,5 \cdot 10^{-6}$ mbar para los diferentes gases, junto con el valor de p_0 obtenido en cada caso. Cabe destacar la débil dependencia observada en la presión de decoherencia con la naturaleza del gas de fondo, aunque es ligeramente mayor para los gases nobles que para los moleculares. Este hecho se debe a que la polarizabilidad, y, por tanto, el parámetro C_6 , es proporcional a la masa de las partículas dispersadas (m_g). Así, a partir de la expresión (7), vemos que $\sigma_{\text{eff}} \propto m_g^{1/10}$, es decir, la dependencia con la masa se hace prácticamente nula [3]. Las diferencias en la configuración electrónica entre diferentes gases tienen mayor peso que la masa del gas y los valores de p_0 van desde un mínimo de $0,762 \cdot 10^{-6}$ mbar, para el H_2 , hasta un máximo de $1,580 \cdot 10^{-6}$ mbar, para el Ne.

2.2 Extrapolación y aplicabilidad a experimentos con electrones

Una vez hemos estudiado el modelo de decoherencia colisional aplicado a interferometría con moléculas de fullereno, nuestro siguiente objetivo será extenderlo a sistemas cuánticos considerablemente diferentes: los electrones. Si bien las características físicas e interacción con el entorno de estas partículas son radicalmente distintas a las del fullereno, los principios fundamentales del modelo, como la pérdida de coherencia asociada a interacciones con un entorno no observado, siguen siendo aplicables en términos generales.

En el cálculo de la distancia entre las rejillas del interferómetro, el fundamento físico sigue siendo el mismo. La longitud de onda de de Broglie asociada a los electrones, para una energía E , viene dada por la expresión relativista:

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{E^2 + 2Em_e c^2}}. \quad (8)$$

Por otra parte, también necesitamos la sección eficaz total de dispersión electrónica (σ_T) en el gas de fondo. Para ello, utilizaremos el trabajo de García et al. [10], donde se mide esta sección eficaz en N_2 y CO . Si bien en este trabajo únicamente cubre un rango de energías de 1 a 10 keV, en nuestro caso extrapolaremos los cálculos empíricos a energías mayores, en particular hacia los 50 keV correspondientes a los experimentos de Tonomura [6], e incluso a energías superiores. Si bien esta extrapolación se aleja hasta en un orden de magnitud del dominio experimental original, resulta razonable considerar válida esta estimación, puesto que la sección eficaz total tiende a presentar una dependencia suave y asintótica con la energía, salvo en regiones con resonancias o variaciones abruptas asociadas a otros fenómenos de excitación.

En primer lugar, se utiliza la aproximación de Born-Bethe¹ para describir la sección eficaz total en función de la energía del electrón incidente. Así, se deriva una expresión analítica para

¹La aproximación de Born-Bethe combina la primera aproximación de Born, que trata la dispersión como una perturbación débil, con la fórmula de Bethe para colisiones inelásticas a alta energía, donde la sección eficaz total muestra una dependencia logarítmica con la energía incidente [11].

el N_2 y el CO:

$$\sigma_{BB}^{N_2} \approx a_0^2 \frac{R}{E} \left[441 + 72,9 \ln \left(\frac{E}{R} \right) - 289 \frac{R}{E} \right], \quad (9)$$

$$\sigma_{BB}^{CO} \approx a_0^2 \frac{R}{E} \left[459 + 75,1 \ln \left(\frac{E}{R} \right) - 295 \frac{R}{E} \right], \quad (10)$$

donde R es la constante de Rydberg y a_0 el radio de Bohr. Estas expresiones se compararon con los datos experimentales entre 1 y 5 keV y se observó una sobreestimación sistemática de la sección eficaz total, que disminuía con la energía. Para corregir esta discrepancia, se define un factor de corrección empírico, dependiente de la energía. De esta forma, se obtienen dos expresiones semiempíricas, para el N_2 y el CO, de la sección eficaz total:

$$\sigma_T^{N_2} \approx \left[1 - 0,32 \exp \left(-\frac{E}{400R} \right) \right] \sigma_{BB}^{N_2} \quad (11)$$

$$\sigma_T^{CO} \approx \left[1 - 0,37 \exp \left(-\frac{E}{240R} \right) \right] \sigma_{BB}^{CO} \quad (12)$$

Teniendo en cuenta la expresión (8) para el cálculo de la longitud de onda y las expresiones (11) y (12), que acabamos de mostrar para la sección eficaz total en N_2 y CO, respectivamente, podemos obtener, a partir de (6), la presión de decoherencia para electrones:

$$p_0 = \frac{k_B T h c}{2 d^2 \sigma_T \sqrt{E^2 + 2 E m_e c^2}}, \quad (13)$$

que depende únicamente de la energía del electrón incidente y del gas de fondo utilizado.

Con el objetivo de comparar con mayor facilidad los resultados obtenidos en este caso, con los que se calcularon para las moléculas de fullereno, supondremos las mismas condiciones que en el experimento de Hornberger et al. [3]. Esto es: rejillas con período $d = 991$ nm y temperatura ambiente constante $T = 293$ K, lo que nos daría una distancia de Talbot comprendida entre los 25 mm y los 265 mm, para electrones de 1 a 100 keV (ver Tabla 2 del Anexo).

Además, dado que no tenemos datos experimentales para contrastar, supondremos una visibilidad en el vacío del 100 %, y tampoco aplicaremos ningún factor de corrección geométrico ni de otro tipo, como sí hicimos para las moléculas de fullereno. Los resultados obtenidos para diferentes energías, tanto para el N_2 como para el CO, se muestran en la Figura 6. Observamos que la presión de decoherencia a medida que se eleva la energía de los electrones. A baja energía el patrón de interferencia es más difícil de observar, pero se pierde la coherencia con mayor facilidad, debido al aumento de la sección eficaz total. Por otro lado, podemos ver que la presión de decoherencia es sistemáticamente mayor para el N_2 que para el CO, lo que indica que, a igual presión, el N_2 preserva mejor la coherencia cuántica que el CO. Este hecho indica una mayor viabilidad del uso de N_2 en experimentos de interferometría electrónica en condiciones de bajo y medio vacío.

Resulta de especial interés comentar el caso de electrones de 50 keV por comparación con los experimentos de Tonomura [6]. Como comentamos en la sección 2, en dichos experimentos se demuestra la interferencia de un único electrón consigo mismo, debido a la división y posterior recombinación de su función de onda. Para evitar cualquier interacción con el entorno, el

experimento se realizó en condiciones de ultra alto vacío, con el fin de aislar lo máximo posible a los electrones individuales del entorno.

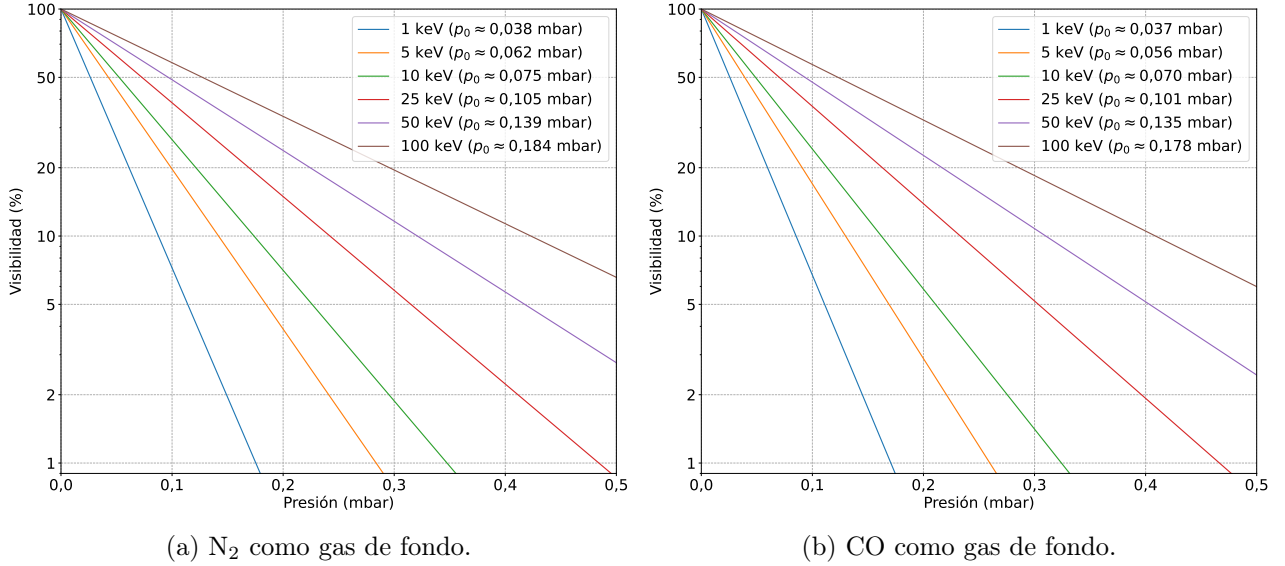


Figura 6: Visibilidad del patrón de interferencia en N_2 (a) y CO (b), para diferentes energías de los electrones (ver Tabla 2). Se observa un aumento de la presión de decoherencia a mayores energías. Las diferencias entre la p_0 para el N_2 y para el CO no son demasiado significativas, aunque en todos los casos es entre un 2 % y un 9 % mayor para el N_2 que para el CO. Esto indica que, a igual presión, el N_2 preserva mejor la coherencia cuántica que el CO, lo que lo convierte en una opción más favorable para experimentos de interferometría con electrones en condiciones de bajo vacío.

En contraste con este trabajo, nuestros resultados se han obtenido con haces de múltiples electrones, que no solo interfieren consigo mismos, sino también con los demás. El patrón de interferencia se genera a partir de la superposición de los múltiples caminos posibles de los electrones del haz. En este contexto no se necesitan condiciones de ultra alto o alto vacío para poder observar el patrón de interferencia de los electrones. De hecho, como acabamos de comprobar, hemos obtenido una $p_0 \approx 0,139$ mbar para el N_2 (ligeramente inferior para el CO), por lo que con presiones de alrededor 0,01 mbar ya obtendríamos una visibilidad superior al 90 % de la máxima posible. Estas condiciones son fácilmente alcanzables con la tecnología disponible, lo que indica la viabilidad en la realización de este tipo de experimentos con interferometría electrónica.

3 Propuesta experimental con blancos activos

En los último años se están desarrollando un tipo de detector gaseoso de nueva generación que combina dos funcionalidades: la de cámara de proyección temporal y la de blanco nuclear activo. En este sistema, el gas del entorno sirve tanto de blanco donde se producen las diferentes reacciones como de medio detector para registrar las partículas cargadas resultantes de la reacción [12, 13]. Bajo la influencia de un campo eléctrico uniforme dentro de la cámara, cuando

una partícula cargada atraviesa el volumen del gas, se produce una ionización a lo largo de su trayectoria. Los electrones de ionización derivan hacia un plano de detección pixelizado donde se proyecta la señal. Cada píxel registra la llegada de carga en función del tiempo, con lo que es posible reconstruir la trayectoria completa en tres dimensiones [14, 15].

Este diseño otorga una alta precisión en la medición de las trayectorias y permite distinguir eventos complejos con múltiples trazas que se superponen en espacio y tiempo [16]. A diferencia de los sistemas experimentales y detectores tradicionales, donde el blanco es sólido y está separado del detector, el concepto de blanco activo ofrece una serie de ventajas, como una mejor capacidad de detección de procesos poco comunes, dado que todo el volumen es sensible, y la posibilidad de adaptar el “grosor efectivo” del blanco, modificando la presión del gas [17].

Si bien existen varios ejemplos de este tipo de detectores por todo el mundo, como el AT-TPC, desarrollado y puesto en marcha en el NSCL (*National Superconducting Cyclotron Laboratory*) de la Universidad Estatal de Michigan (Estados Unidos) [13], en esta sección trataremos el caso particular del ACTAR TPC (siglas en inglés de *ACtive TARget & Time Projection Chamber*), el detector europeo. Comentaremos sus principales características técnicas y logros experimentales, con el objetivo final de proponer la posibilidad de adaptar este dispositivo para realizar experimentos de interferometría electrónica como los estudiados de forma teórica en la sección 2.2. Con esta propuesta, trataremos de evaluar la viabilidad de implementar, en un entorno controlado y sensible tridimensionalmente, configuraciones que nos permitan conservar la coherencia cuántica con electrones y su progresiva supresión bajo diferentes mecanismos de interacción ambiental.

3.1 ACTAR TPC

El detector ACTAR TPC, representado en la Figura 7, es un ejemplo paradigmático del uso de estos detectores de blanco activo para el estudio de la estructura y desintegraciones de núcleos exóticos [17]. ACTAR TPC consta de un volumen activo lleno de gas encerrado en una cámara altamente hermética, con dimensiones relativamente reducidas de unas decenas de centímetros.

El plano de detección tiene una matriz de 128×128 *pads* (píxeles) cuadrados de 2 mm de lado, cubriendo un área efectiva de unos 25×25 cm² [17]. Tras este plano se encuentra la electrónica de lectura digital GET (*General Electronics for TPCs*), diseñada específicamente para este sistema y que digitaliza de forma simultánea las señales de cada uno de los *pads*. En total, el detector dispone de 16384 canales electrónicos, proporcionando una densidad de unos 25 canales por cm², que en el momento de su construcción representaban el número más alto de canales logrado en cualquier detector de física nuclear [17, 18]. Con esta elevada densidad de elementos de detección se logró una adquisición de unos 8 millones de vóxeles (elementos de volumen), con una frecuencia de hasta 100 Hz [12].

Por otra parte, ACTAR TPC también permite elegir el gas de relleno de acuerdo con la reacción que se busque. Además, su tamaño compacto permite montarlo y desmontarlo con relativa facilidad, con la idea de poder transportarlo a otros laboratorios con haces de iones que no estén disponibles en el centro de investigación europeo [19].

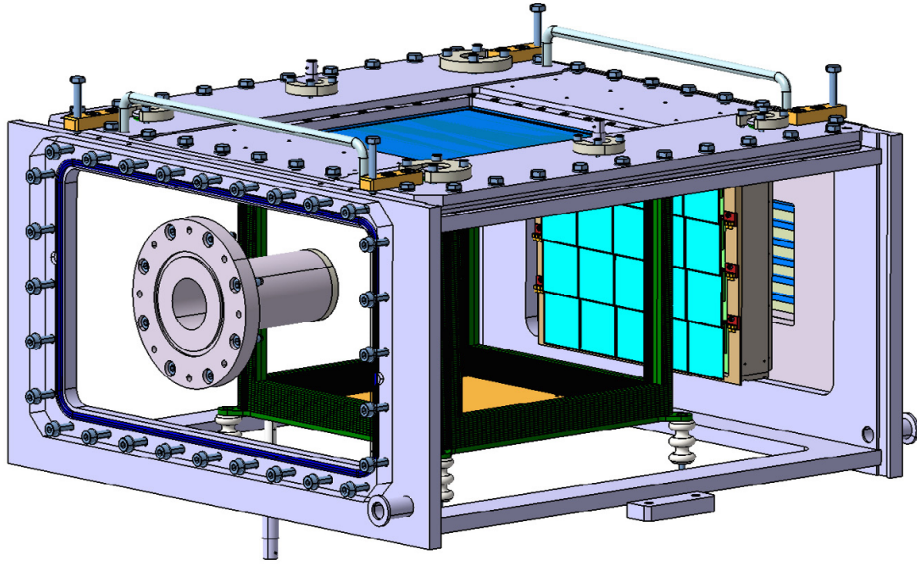


Figura 7: Esquema de ACTAR TPC. En el centro se encuentra el volumen activo bajo la influencia del campo eléctrico ($295 \times 295 \times 255 \text{ mm}^3$). A la izquierda se encuentra la ventana de entrada del haz de $6 \mu\text{m}$, ubicada a 60 mm del volumen activo. En la parte superior se encuentra la región pixelizada con los *pads* de detección ($128 \times 128 \text{ pads}$ de $2 \times 2 \text{ mm}^2$), hacia la que derivan los electrones de ionización. Esta configuración cuenta también con 20 detectores de silicio (a la derecha, en color turquesa) de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ y $700 \mu\text{m}$ de grosor, para medir la energía de las partículas dispersadas fuera del volumen activo. Fuente: [20].

Desde su puesta en marcha en noviembre de 2017, ACTAR TPC ha demostrado su potencial en el estudio de fenómenos nucleares exóticos. Como prueba de comisionamiento, se bombardearon núcleos de ^{18}O sobre un blanco de isobutano para estudiar las reacciones $^1\text{H}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O})^1\text{H}$ (dispersión elástica) y $^1\text{H}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})^4\text{He}$ (transferencia). Estos procesos, bien conocidos previamente con técnicas convencionales, permitieron validar el funcionamiento del sistema, al registrar con éxito trazas de retroceso de los protones y partículas α , ángulos de dispersión y funciones de excitación [20].

Uno de los resultados más destacados que se han conseguido con la ayuda de ACTAR TPC ha sido la observación directa y en 4D (tres dimensiones espaciales y una temporal) de la radiactividad por emisión de protones desde un estado isomérico, con $J^\pi = 10^+$, del ^{54}Ni [14, 21]. Hasta ese momento, esta radiactividad no había podido observarse debido a que, cuando el núcleo de ^{54}Ni se implanta en un detector de silicio, libera una gran cantidad de energía. El estado metaestable que se estudió tiene una vida media de unos 150 ns después de la implantación, tras la cual emite el protón mencionado. Sin embargo, su señal es muy débil en comparación con la de implantación del núcleo y ocurre en un espacio y tiempo muy similares, por lo que queda enmascarada. Además los detectores de silicio tienen una geometría específica que solo permite detectar partículas en ciertas direcciones. Con ACTAR TPC se consiguieron superar estas dificultades técnicas ya que permite observar las trazas del núcleo y del protón de forma independiente. Además, con la distancia entre ambas se puede obtener el tiempo exacto de emisión y, con ello, la vida media del estado isomérico, como se muestra en la Figura 8.

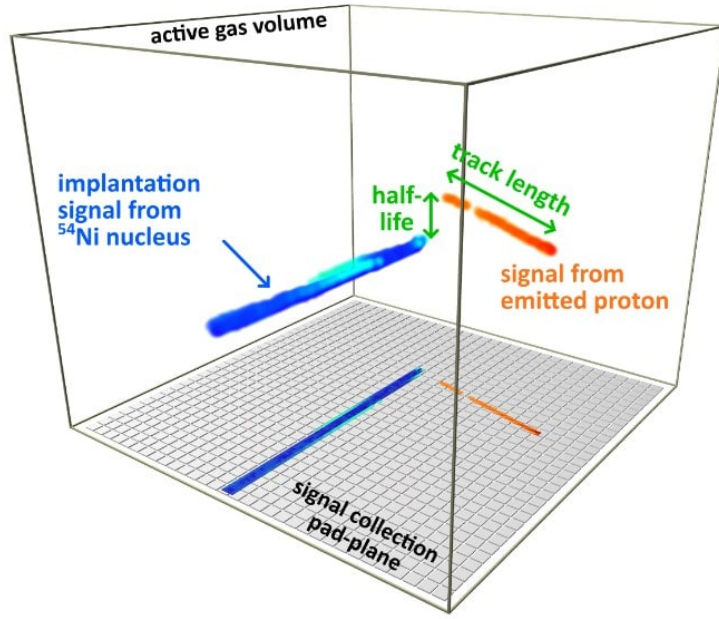


Figura 8: Esquema simplificado del principio de detección de ACTAR TPC. El núcleo de ^{54}Ni (traza azul) se implanta en el gas, ionizándolo en su trayectoria y emitiendo poco después un protón (traza naranja). Los electrones de ionización derivan al plano de detección (*pad-plane*) debido al campo eléctrico uniforme aplicado. A partir de la distribución de señal en la matriz de *pads* (plano horizontal) y el tiempo de deriva (eje vertical), se reconstruyen en 3D las trayectorias de las partículas. La separación en la dirección de deriva entre el punto de parada del ion y el inicio de la traza del protón permite medir la semivida del estado isomérico del ^{54}Ni , mientras que la longitud de la traza del protón se relaciona con su energía. Fuente: [14].

Este y otros trabajos demuestran la validez de ACTAR TPC como un detector de alta precisión y versatilidad. Si bien su diseño fue pensado para la experimentación con núcleos pesados, sus características nos llevan pensar que podría ser una herramienta útil en experimentos de interferometría electrónica. No solo proporcionaría un medio apto para la interferencia, sino que la posibilidad de modificar la presión y el campo eléctrico, nos permitiría estudiar de forma cuantitativa el papel de estas variables en la decoherencia.

3.2 Integración del dispositivo interferométrico en ACTAR TPC

Como ya habíamos comentado en la sección 2.2, en los experimentos de Tonomura [6] se había comprobado que un único electrón es capaz de interferir consigo mismo, siendo esto una evidencia directa de la dualidad onda-partícula. Sin embargo, en nuestro trabajo tenemos un haz de electrones con múltiples trayectorias posibles que, además de interferir entre sí, interfieren con las del resto de electrones. En ese mismo apartado, comprobamos también que, bajo estas condiciones, bastaría con lograr presiones del orden de las centésimas de milibar para conservar la coherencia cuántica. Es decir, al menos sin un campo eléctrico aplicado, bastaría con lograr reducir la presión aproximadamente hasta los 0,010 mbar, para observar el patrón de interferencia en un rango de energía entre 1 y 100 keV.

Un factor a tener en cuenta es el reducido tamaño de ACTAR TPC. En los experimentos con fullerenos [3] habíamos necesitado de un sistema de tres rejillas equiespaciadas a una distancia L (ver Figura 2), dependiente de la longitud de onda de de Broglie asociada a las moléculas. De esta forma, necesitaríamos un espacio necesariamente mayor a $2L$ para poder introducir nuestro interferómetro. Recordando que la primera rejilla no generaba interferencia, sino que nos permitía obtener una matriz de fuentes coherentes secundarias, si utilizamos un haz de electrones monoenergéticos colimado ya tendríamos de una fuente coherente, con lo que podríamos ahorrar la mitad del espacio, al prescindir de la primera rejilla y quedarnos únicamente con la que genera la interferencia cuántica y la que nos permite analizar el patrón de interferencia, tal y como se muestra en la Figura 9.

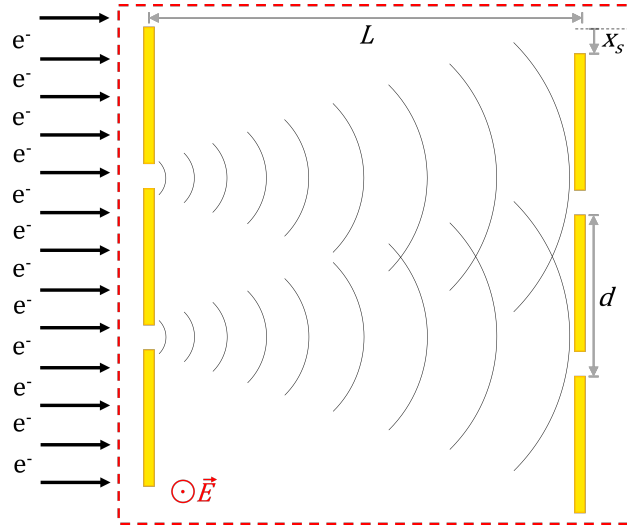


Figura 9: Esquema de la configuración experimental para la interferencia electrónica en ACTAR TPC. Al hacer pasar un haz colimado de electrones monoenergéticos por la primera rejilla, se consigue generar el patrón de interferencia, que se analizará con la segunda. La zona delimitada por la línea discontinua roja indica la región de detección activa y bajo influencia del campo eléctrico de ACTAR TPC, es decir, la superficie de $25 \times 25 \text{ cm}^2$ que cubre la matriz de *pads*. Si bien el volumen activo tiene un tamaño ligeramente mayor (lo que permite un poco de margen para ajustar las distancias entre rejillas), este factor limita el estudio a energías inferiores a 100 keV, ya que L no debe exceder los límites de esta región activa. Para estudiar la interferencia a energías aún mayores se precisarían rejillas de menor período. Fuente: elaboración propia.

Para una rejilla como la utilizada en [3], de período $d = 991 \text{ nm}$, la longitud de Talbot va desde los 25 mm para electrones de 1 keV, hasta los 265 mm, para electrones de 100 keV (ver Tabla 2 del Anexo). A esta energía ya estaríamos llegando al límite de la región activa de ACTAR TPC, por lo que si quisiéramos realizar el estudio con electrones de mayor energía deberíamos utilizar rejillas con menor período. Con todo, para electrones de 50 keV, como los de [6], las dimensiones de ACTAR TPC son suficientes para estudiar la interferencia electrónica con las rejillas de $d = 991 \text{ nm}$.

Otro factor que debemos comentar es el método de detección de los electrones. En los experimentos de Tonomura se utilizó un sistema de conteo de electrones individuales, con una lámina fluorescente, sensible a la posición en dos dimensiones, de forma que el patrón de interferen-

cia se generaba por acumulación de estos electrones individuales. En nuestro caso, podríamos utilizar un rejilla analizadora, de forma similar a como se había hecho con las moléculas de fullereno. Si colocamos una rejilla idéntica a la primera a la distancia de Talbot, mediante su desplazamiento lateral podemos medir la transmisión de electrones en cada punto y así mapear el patrón de interferencia.

Estos factores, si bien son muy importantes para el estudio de la decoherencia, no son diferentes a las consideraciones que se deben tener en cuenta en cualquier experimento de interferometría. Sin embargo, en ACTAR TPC, la existencia de un campo eléctrico facilita todavía más la degradación de la coherencia cuántica. Cuando una partícula cargada atraviesa el medio activo, ioniza los átomos cercanos, de forma que estos derivan hacia el plano de detección y se puede reconstruir la traza de la partícula cargada original. Es decir, ahora ya no es únicamente el gas de fondo el que actúa como observador, sino que podemos ver la traza de la partícula, lo que destruye la coherencia cuántica. Con todo, se debe tener en cuenta que a presiones tan bajas la difusión transversal de la nube electrónica en el plano de píxeles no será suficiente para reconstruir la traza. La nube derivará únicamente en una fila de píxeles y se necesitan alrededor de tres para determinar la traza con buena precisión.

Por otra parte, el campo eléctrico también afecta a los propios electrones del haz, que ven cómo se curva su trayectoria, llegando incluso a ser incapaces de alcanzar el plano de detección si no tienen energía suficiente. Pese a todo, puede resultar interesante estudiar el grado en el que el campo eléctrico degrada la coherencia cuántica en un sistema como ACTAR TPC. En este sentido, se propone el estudio de la decoherencia a una presión baja fija, en función del campo eléctrico aplicado, para poder determinar los límites de aplicabilidad y conservación de la coherencia cuántica bajo esta nueva variable. Además, como ya hemos comentado, con un campo eléctrico nulo, se puede realizar un estudio cuantitativo de la pérdida de coherencia cuántica de los electrones en función de la presión del gas, que complementaría el análisis teórico realizado en el apartado 2.2.

4 Implicaciones tecnológicas y perspectivas de futuro

Si bien en apartados anteriores hemos estudiado la interferometría onda-materia (tanto con electrones como con moléculas de fullereno) desde una perspectiva fundamentalmente teórica, existe un gran número de ejemplos en los que estas técnicas tienen una aplicación tecnológica directa. En campos como la computación y la información cuánticas o la metrología, la comprensión de los fenómenos de interferencia cuántica y el control de la decoherencia son fundamentales. En esta sección repasaremos algunos de los ejemplos más relevantes, así como problemas abiertos en los que la interferometría cuántica puede jugar un papel relevante.

4.1 Interferometría con diferentes moléculas

En el apartado 2.1, se observó interferencia cuántica con moléculas de fullereno en un interferómetro de materia Talbot-Lau. Este trabajo fue pionero en el estudio de la interferometría

de materia y los efectos de la decoherencia debida a colisiones diversos gases. Si bien estas moléculas ya tienen un tamaño considerable, por lo que se necesitaron presiones bastante bajas (del orden de 10^{-7} mbar), a día de hoy este campo de estudio se ha expandido a moléculas más complejas y de mayor tamaño, con el objetivo de comprender mejor el límite cuántico-clásico.

Un ejemplo de esto lo podemos ver en [22], donde se demuestra la interferencia cuántica de gramicidina A1, un antibiótico natural polipeptídico, formado por 15 aminoácidos que dan como resultado una masa total de aproximadamente $1,753 \cdot 10^6$ MeV/ c^2 , alrededor del doble de las moléculas de fullereno C₇₀. Se lograron observar patrones de interferencia con visibilidades del 20 % en una cámara de ultra alto vacío, con presiones del orden de 10^{-9} mbar. Los autores proponen que, si bien este tipo de experimentos no tienen una correlación directa con la función biológica de este tipo de moléculas (la cual está más relacionada con su plegamiento e interacción con el entorno), los resultados demuestran que los fenómenos de interferencia cuántica pueden observarse los bloques fundamentales de la vida, bajo las condiciones adecuadas. Además, proponen extender el estudio a otras moléculas como la insulina o fragmentos de ADN, y aprovechar estas propiedades para desenvolver la metrología asistida por cuántica, para estudiar, por ejemplo, sistemas biomoleculares neutros, inaccesibles hasta el momento por métodos clásicos.

Otro ejemplo del estudio de la interferencia cuántica con moléculas de gran tamaño se recoge en [23], donde se utilizaron oligoporfirinas funcionalizadas, unas macromoléculas con una masa aproximada de $2,329 \cdot 10^7$ MeV/ c^2 , unas treinta veces superior a las moléculas de fullereno C₇₀. Se consiguieron obtener visibilidades del patrón de interferencia hasta del 30 %, y se realizaron controles para confirmar la naturaleza cuántica del patrón. Para realizar este experimento se necesitaron presiones del orden de 10^{-8} mbar, con temperaturas moleculares inferiores a 1000 K. Además, se compensó el efecto de fuerzas externas: la fuerza de Coriolis y la de la gravedad, inclinando las rejillas, y se aisló de vibraciones externas.

Así, se demostró la persistencia en el comportamiento cuántico del centro de masas, a pesar de todas las vibraciones internas y grados de libertad que presentan estas moléculas, siempre que no existan mecanismos que revelen información sobre el camino seguido por las mismas. Este trabajo representa, aún a día de hoy, el estudio experimental de interferometría de onda-materia con moléculas de mayor masa, con una longitud de onda de de Broglie inferior a 53 fm, cinco órdenes de magnitud más pequeña que el diámetro de las moléculas.

Estos trabajos, así como los realizados por Hornberger et al. [3], revelan la manifestación del comportamiento cuántico de la materia, más allá de átomos y moléculas simples. Además, la necesidad de instrumental de alta precisión para este tipo de estudios fomenta el desarrollo tecnológico en interferometría, óptica o sistemas de detección, entre otros muchos ámbitos.

4.2 Holografía electrónica

La holografía es una técnica de imagen que permite recrear en tres dimensiones la geometría de un objeto mediante técnicas de interferencia. De forma cualitativa, su funcionamiento se basa en iluminar el objeto que se pretende analizar con una fuente coherente. La onda incidente interfiere con el objeto de estudio y, al recombinarse con una de referencia, se obtiene un patrón

característico, que reúne toda la información de amplitud y fase. Así, se puede reconstruir la imagen tridimensional del objeto, con una gran precisión [24]. En particular, la holografía electrónica se caracteriza por utilizar haces de electrones en lugar de luz, tal y como se indica en la Figura 10. Esta técnica presenta ciertas ventajas sobre la interferometría óptica, ya que los electrones tienen (en general) longitudes de onda más cortas, lo que permite una mayor resolución en el escaneo, además de que son sensibles a campos eléctricos y magnéticos.

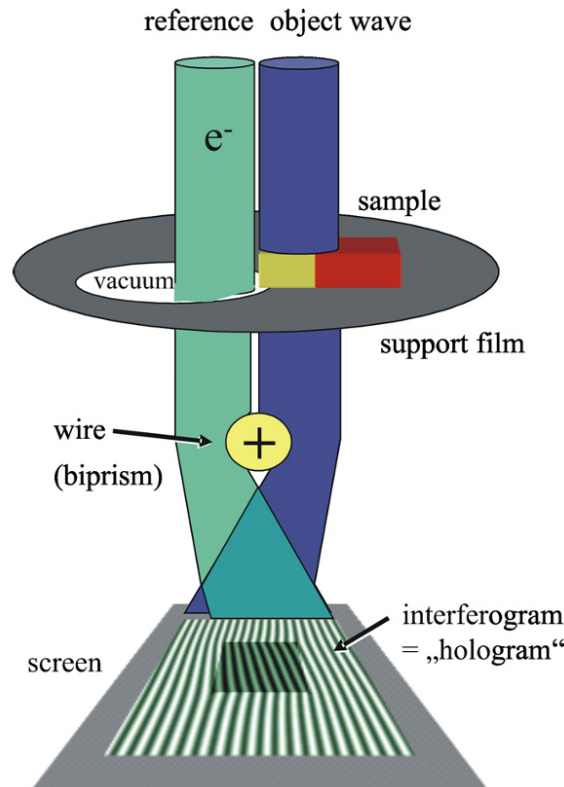


Figura 10: Esquema del funcionamiento de la holografía electrónica fuera de eje. La onda de electrones interfiere con el objeto, a la vez que una onda de referencia se propaga sin interactuar con la muestra. Un cable cargado positivamente curva los dos haces de electrones, permitiendo que ambas ondas se recombinen y se genere el patrón de interferencia. Fuente: [25].

Por citar algunos ejemplos, en [24] se recogen algunas aplicaciones prácticas en las que la holografía electrónica puede ayudar a resolver problemas tecnológicos reales, como medir distribuciones microscópicas de potenciales electrostáticos. Por ejemplo, en [26] se utilizó esta técnica para medir el campo eléctrico de una unión PN polarizada en inversa, donde se pudieron observar incluso las líneas equipotenciales. Además, en [27] se muestra que esta técnica permite obtener información detallada sobre fenómenos magnéticos a escala nanométrica. Se presentan estudios sobre bacterias magnetotácticas, cadenas de nanopartículas magnéticas y procesos químicos que involucran el magnetismo.

La holografía electrónica también se ha aprovechado para medir espesores y caracterizar estructuras microscópicas y nanopartículas. En [25] se caracterizan muestras biológicas con esta técnica, siendo este uno de los primeros trabajos en extrapolar la holografía electrónica, mayoritariamente utilizada en física de materiales, a la biología.

Para poder desarrollar estas aplicaciones, hay un factor común a todos los casos: se necesitan haces de electrones coherentes. Es aquí donde trabajos como este, a priori puramente teóricos cobran importancia, ya que nos permiten establecer las condiciones operativas necesarias para el correcto funcionamiento de los dispositivos de medida. Por ejemplo, si queremos utilizar un haz de electrones de 50 keV, que se correspondería con una longitud de onda de unos 5,355 pm, podemos estimar que necesitaríamos reducir la presión del gas ambiental al menos a 0,01 mbar, para mantener la coherencia por encima del 90 %.

4.3 Líneas de investigación abiertas

En los dos apartados anteriores se han repasado algunas de las aplicaciones prácticas a las que puede contribuir beneficiosamente el estudio de la interferencia cuántica y la decoherencia en presencia de blancos activos. Asimismo, estos estudios abren las puertas a nuevas líneas de investigación y experimentación. Por ejemplo, en [3] se realiza una estimación sobre la presión de aire a temperatura ambiente que se necesitaría para poder observar la superposición de virus con una masa superior a $4,657 \cdot 10^{10} \text{ MeV}/c^2$ (unas sesenta mil veces superior al fullereno C_{70}), llegando a la conclusión de que se podría observar un patrón de interferencia con presiones del orden de 10^{-10} mbar, algo técnicamente factible a día de hoy. Esta estimación nos sirve para ejemplificar que la interferencia cuántica sería posible con sistemas de tamaño mucho mayor. En [23] también se propone que con mejoras en las fuentes de haces, la creación de rejillas y la formación de imágenes se podrían escalar los experimentos a masas aún mayores.

En cuanto a la holografía electrónica, en [25] se esperan conseguir resoluciones del orden de 1 nm o menores, en muestras biológicas sin necesidad de teñirlas. Con ello, se espera estudiar con mayor precisión los orgánulos celulares y aprovechar su potencial de medida de campos eléctricos y magnéticos para caracterizar mejor el funcionamiento de estas y otras estructuras. Por otra parte, el continuo avance tecnológico, con chips electrónicos cada vez más pequeños y eficientes, demanda técnicas de medida y caracterización de los dispositivos cada vez más completas y precisas. En los artículos [26, 27] se mencionan algunas de las posibles mejoras y objetivos que se esperan conseguir con esta técnica. Algunos ejemplos son el desarrollo de la holografía electrónica en tiempo real, el estudio de la estructura de materiales magnéticos y cómo esta puede influir en su magnetismo, o la integración con otras técnicas para conseguir reconstrucciones tridimensionales de los campos magnético y eléctrico.

En definitiva, el estudio de la decoherencia y la interferometría de materia y electrónica va más allá de la ciencia fundamental, con aplicaciones tecnológicas directas en multitud de disciplinas. Una mejor comprensión de los fenómenos cuánticos y sus límites contribuyen al desarrollo y avance en nuestra realidad clásica.

5 Conclusiones

A lo largo de este trabajo hemos estudiado la decoherencia cuántica, entendida como un proceso mediante el que un sistema pierde la coherencia cuántica y, por tanto, sus propiedades

de onda deslocalizada, a partir de la interacción con su entorno. En particular nos hemos centrado en el estudio de la decoherencia colisional, basándonos en el trabajo realizado por Hornberger et al. [3].

En primer lugar, hemos reproducido los cálculos realizados en el artículo mencionado anteriormente, aunque con ciertas diferencias y simplificaciones. Como ya hemos comentado en la sección 2.1.3, si bien el cálculo de la sección eficaz es puramente teórico, la presión de decoherencia obtenida para cada gas en [3] fue corregida mediante simulaciones de Monte Carlo, que tenían en cuenta factores como las distribuciones de velocidades (tanto de las moléculas de fullereno como de las partículas), las características del detector (geometría, eficiencia, etc.) o la probabilidad de que una molécula de una cierta velocidad alcance el detector. Debido a la complejidad de las simulaciones y a la necesidad de conocer características experimentales inaccesibles a través del artículo original, en nuestro trabajo obviamos esta corrección.

No obstante, con el objetivo de conseguir resultados más acorde a los obtenidos en [3], los comparamos con nuestros cálculos empíricos de la presión de decoherencia, donde observamos que estaba sistemáticamente sobrestimada para todos los gases. Además, esta sobreestimación era prácticamente independiente del gas de fondo utilizado, con lo que decidimos introducir un factor de corrección constante, $f = 0,835$, en el cálculo de la presión de decoherencia. Como ya vimos, en la Figura 4 podemos ver la sobreestimación sistemática de la presión de decoherencia para todos los gases, y cómo el factor de corrección introducido mejora notablemente los resultados obtenidos.

La razón principal de por qué se observa esa independencia con el gas de fondo en el factor de corrección por Monte Carlo es que su naturaleza es fundamentalmente geométrica. Tanto la gravedad como el tamaño finito del detector hacen que exista una selección privilegiada de velocidades, además de que las partículas que no han sufrido colisiones tienen más posibilidades de llegar al detector, sesgando la medida y sobrestimando la presión de decoherencia. Como decimos, en estos factores el tipo de gas de fondo utilizado prácticamente no tiene influencia alguna, de ahí que nuestra aproximación nos permita obtener unos resultados muy similares a los obtenidos en [3].

Una vez realizados estos cálculos, pasamos a la parte de extrapolarlos a interferometría electrónica. Para el cálculo de la sección eficaz utilizamos las fórmulas semiempíricas deducidas en [10] y que se recogen en las expresiones (11) y (12), que nos permiten obtener la sección eficaz total para electrones en N_2 y CO , respectivamente. De este forma, obtuvimos la expresión (13) para la presión de decoherencia en función de la energía del haz de electrones incidente. En esta ocasión no aplicamos ningún factor de corrección, ya que este es un cálculo puramente teórico y no disponemos de datos con los que comparar. Con todo, cabría esperar que en esta ocasión el factor de corrección fuese menos significativo, dada la mayor velocidad (en general) de los electrones y su menor sección eficaz.

De esta forma, obtuvimos la presión de decoherencia, tanto para el N_2 (Figura 6a), como para el CO (Figura 6b), para energías entre 1 y 100 keV. Observamos una dependencia directa de p_0 con la energía, debida a que la sección eficaz se reduce conforme aumenta la energía de los electrones. Además, comentamos el caso particular de electrones de 50 keV, por analogía con los experimentos de Tonomura [6], en el que concluimos que se necesitarían presiones inferiores a los 0,01 mbar para poder observar el patrón de interferencia con una visibilidad superior al

90 % de la máxima posible, unas condiciones fácilmente alcanzables con la tecnología actual y que refuerzan la validez de dichos experimentos, realizados en condiciones de ultra alto vacío.

Por otra parte, hemos propuesto la integración del dispositivo interferométrico necesario para contrastar experimentalmente los cálculos con electrones en ACTAR TPC. Para ello, además de las condiciones de presión calculadas, hemos tenido en cuenta las dimensiones de la cámara y del dispositivo interferométrico, para establecer el posible rango de estudio. En esta línea, hemos propuesto utilizar haces de electrones coherentes, con el objetivo de reducir a la mitad el tamaño del dispositivo, al no necesitar una de las rejillas. Así, dentro de la zona activa de ACTAR TPC se puede estudiar fácilmente la decoherencia con haces de electrones de entre 1 y 100 keV, utilizando las mismas rejillas que en los experimentos con moléculas de fullereno. Además, hemos propuesto conservar la tercera rejilla como analizador, en lugar de otros métodos de medida, por simple analogía con [3], y por que de esta forma sería más sencillo adaptar la configuración para otros experimentos.

Adicionalmente, también hemos propuesto el estudio de la decoherencia en función del campo eléctrico aplicado, para aprovechar al máximo las funcionalidades de la cámara y ampliar el análisis. Con la observación completa de la traza de los electrones es evidente que la coherencia cuántica se vería suprimida por completo. Sin embargo, a bajas presiones y aplicando campos eléctricos pequeños no resulta tan evidente cuál sería el efecto en la decoherencia, por lo que se abre una nueva puerta experimental, en cámaras de proyección temporal y blanco activo.

Finalmente, hemos expuesto algunas de las aplicaciones tecnológicas en las que el estudio de la decoherencia puede resultar de utilidad. Como ya comentamos anteriormente, existen multitud de dispositivos en los que la conservación de la coherencia cuántica es fundamental para su correcto funcionamiento, por lo que el estudio de cómo afectan las diferentes variables a la pérdida de coherencia es crucial para el óptimo diseño de estos dispositivos. Hemos visto ejemplos de interferometría con moléculas de mayor tamaño que los ya mencionados fullerenos, donde se han observado visibilidades considerablemente altas en condiciones de alto vacío. También hemos comentado el caso paradigmático de la holografía electrónica, en la que es fundamental mantener la coherencia de los haces de electrones, con varios ejemplos que ilustran el potencial de esta técnica en metrología y análisis de campos electromagnéticos. Para terminar, comentamos también las líneas de investigación abiertas en este ámbito, en el que se pretende aprovechar tanto la interferometría de electrones para mejorar la caracterización de dispositivos electrónicos o estructuras biológicas, o la interferometría de materia, en el estudio de moléculas neutras, virus u otros sistemas de relativa complejidad.

En definitiva, este trabajo no solo nos ha permitido profundizar más en la comprensión teórica de la decoherencia cuántica, sino que también ha demostrado la aplicabilidad de estos conceptos a sistemas experimentales concretos, con haces de fullerenos o electrones, y su posible estudio en cámaras como ACTAR TPC. En esta propuesta ofrecemos una ruta realista y tecnológicamente viable de explorar, con un cierto control, la transición cuántico-clásica, así como de evaluar el impacto de variables ambientales, como la mera presencia de un gas de fondo, en la pérdida de la coherencia cuántica. De esta forma, abrimos las puertas a nuevos estudios, tanto en el ámbito fundamental como en el desarrollo de tecnologías cuánticas, en el que la gestión de la decoherencia será un factor clave para garantizar su operatividad y precisión.

Referencias

- [1] Maximilian Schlosshauer. “Quantum decoherence”. En: *Physics Reports* 831 (2019), págs. 1-57. DOI: 10.1016/j.physrep.2019.10.001.
- [2] Kristian Camilleri. “H. Dieter Zeh and the History of the Foundations of Quantum Mechanics”. En: *From Quantum to Classical: Essays in Honour of H.-Dieter Zeh*. Ed. por Claus Kiefer. Vol. 204. Fundamental Theories of Physics. Springer, 2022, págs. 1-22. DOI: 10.1007/978-3-030-88781-0_1.
- [3] Klaus Hornberger et al. “Collisional Decoherence Observed in Matter Wave Interferometry”. En: *Physical Review Letters* 90.16 (2003), pág. 160401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.160401.
- [4] Markus Arndt y Klaus Hornberger. “Testing the limits of quantum mechanical superpositions”. En: *Nature Physics* 10.4 (2014), págs. 271-277. DOI: 10.1038/nphys2863.
- [5] Richard P. Feynman, Robert B. Leighton y Matthew Sands. *The Feynman Lectures on Physics, Volume III: Quantum Mechanics*. Secciones 1-1 a 1-6. Addison-Wesley, 1965. Cap. 1. URL: https://www.feynmanlectures.caltech.edu/III_01.html#Ch1-S1.
- [6] A. Tonomura et al. “Demonstration of single-electron buildup of an interference pattern”. En: *American Journal of Physics* 57.2 (feb. de 1989), págs. 117-120. ISSN: 0002-9505. DOI: 10.1119/1.16104.
- [7] MolView: Aplicación web de código abierto para dibujar y visualizar de forma interactiva estructuras moleculares. <https://app.molview.com/>. Accedido el 1 de julio de 2025.
- [8] B. Vacchini. “Quantum and classical features in the explanation of collisional decoherence”. En: *Journal of Modern Optics* 51.6-7 (2004), págs. 1025-1029. DOI: 10.1080/09500340410001664322.
- [9] Automeris. *WebPlotDigitizer*. <https://automeris.io/wpd/>. Accedido el 9 de junio de 2025. n.d.
- [10] G. Garcia, M. Roteta y F. Manero. “Electron scattering by N₂ and CO at intermediate energies: 1–10 keV”. En: *Chemical Physics Letters* 264.5-6 (1997), págs. 589-595. DOI: 10.1016/S0009-2614(96)01384-X.
- [11] Mitsuo Inokuti. “Inelastic Collisions of Fast Charged Particles with Atoms and Molecules”. En: *Reviews of Modern Physics* 43.3 (1971). Ver Sección 4.1, págs. 323–328, págs. 297-347. DOI: 10.1103/RevModPhys.43.297.
- [12] CEA/IRFU. *Photograph nuclear reactions in 3D to better understand them*. https://irfu.cea.fr/en/Phoce/Vie_des_labos/Ast/ast.php?t=fait_marquant&id_ast=4521. IRFU - CEA Saclay, News Article. 2021.
- [13] Y Ayyad et al. “Next-generation experiments with the active target time projection chamber (AT-TPC)”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 954 (2020), pág. 161341. DOI: 10.1016/j.nima.2018.10.019.
- [14] GANIL. *4D visualisation of a proton radioactivity with ACTAR TPC*. <https://www.ganil-spiral2.eu/2021/09/24/4d-visualisation-of-a-proton-radioactivity-with-actar-tpc/>. GANIL – Grand Accélérateur National d’Ions Lourds, News Article. 2021.
- [15] Y Ayyad et al. “Physics and technology of time projection chambers as active targets”. En: *The European Physical Journal A* 54 (2018), págs. 1-45. DOI: 10.1140/epja/i2018-12557-7.

- [16] T. Roger et al. *First in-beam tests of the ACTAR TPC at GANIL*. <https://indico.in2p3.fr/event/16443/contributions/58970/>. Presented at: MPGD 2018 — 5th International Conference on Micro-Pattern Gas Detectors, Paris, France. 2018.
- [17] IGFAE – Universidade de Santiago de Compostela. *ACTAR TPC en GANIL: Cámara de proyección temporal y blanco activo para física nuclear*. <https://igfae.usc.es/igfae/es/experimento/ganil-actar-tpc/>. Instituto Galego de Física de Altas Enerxías, sección de experimentos. 2021.
- [18] European Commission. *ACTAR TPC — Active Target and Time Projection Chamber for Nuclear Physics Experiments with Exotic Beams*. <https://cordis.europa.eu/project/id/335593>. CORDIS – Community Research and Development Information Service. 2019.
- [19] GANIL. *ACTAR TPC – Active Target and Time Projection Chamber*. <https://www.ganil-spiral2.eu/scientists/ganil-spiral-2-facilities/instrumentation/actar/>. GANIL – Grand Accélérateur National d’Ions Lourds, Instrumentation Section. 2023.
- [20] B. Mauss et al. “Commissioning of the ACtive TARget and Time Projection Chamber (ACTAR TPC)”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 940 (2019), págs. 498-504. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/j.nima.2019.06.067.
- [21] J Giovanazzo et al. “4D-imaging of drip-line radioactivity by detecting proton emission from 54mNi pictured with ACTAR TPC”. En: *nature communications* 12.1 (2021), pág. 4805. DOI: 10.1038/s41467-021-24920-0.
- [22] Armin Shayeghi et al. “Matter-wave interference of a native polypeptide”. En: *Nature Communications* 11.1 (2020), pág. 1447. DOI: 10.1038/s41467-020-15280-2.
- [23] Yaakov Y Fein et al. “Quantum superposition of molecules beyond 25 kDa”. En: *Nature Physics* 15.12 (2019), págs. 1242-1245. DOI: 10.1038/s41567-019-0663-9.
- [24] Akira Tonomura. “Applications of electron holography”. En: *Rev. Mod. Phys.* 59 (3 jul. de 1987), págs. 639-669. DOI: 10.1103/RevModPhys.59.639.
- [25] P. Simon et al. “Electron holography of biological samples”. En: *Micron* 39.3 (2008), págs. 229-256. ISSN: 0968-4328. DOI: 10.1016/j.micron.2006.11.012.
- [26] Stefano Frabboni et al. “Electron holographic observations of the electrostatic field associated with thin reverse-biased p- n junctions”. En: *Physical review letters* 55.20 (1985), pág. 2196. DOI: 10.1103/PhysRevLett.55.2196.
- [27] John Meurig Thomas et al. “Electron holography for the study of magnetic nanomaterials”. En: *Accounts of chemical research* 41.5 (2008), págs. 665-674. DOI: 10.1021/ar700225v.

Anexo

Gas	C_6 (meV·nm ⁶)	M (g/mol)	\tilde{v}_g (m/s)	σ_{eff} (nm ²)
H ₂	0,80	2,016	1554,6	102,403
D ₂	0,77	4,028	1099,8	82,032
He	0,31	4,003	1103,2	57,113
Ne	0,71	20,180	491,4	49,415
CH ₄	3,30	16,040	551,1	97,650
N ₂	2,10	28,013	417,0	69,405
Ar	2,30	39,948	349,2	65,135
Kr	3,40	83,798	241,1	62,450
Xe	5,10	131,293	192,6	65,826

Tabla 1: Valores de los parámetros de van der Waals C_6 [3], masas molares, velocidad más probable y sección eficaz de colisión con fullereno C₇₀ para diferentes gases.

Energía (keV)	λ (pm)	L_T (mm)	σ_T (10 ⁻⁴ nm ²)	p_0 (mbar)
1	38,764	25,335	209,612	0,038
5	17,302	56,761	57,844	0,061
10	12,205	80,467	33,306	0,075
25	7,664	128,149	15,010	0,105
50	5,355	183,379	7,914	0,139
100	3,702	265,308	4,150	0,184

(a) N₂ como gas de fondo.

Energía (keV)	λ (pm)	L_T (mm)	σ_T (10 ⁻⁴ nm ²)	p_0 (mbar)
1	38,764	25,335	215,449	0,037
5	17,302	56,761	63,175	0,056
10	12,205	80,467	35,704	0,070
25	7,664	128,149	15,582	0,101
50	5,355	183,379	8,189	0,135
100	3,702	265,308	4,293	0,178

(b) CO como gas de fondo.

Tabla 2: Cálculos de longitud de onda, longitud de Talbot, sección eficaz total y presión de decoherencia para electrones en N₂ (a) y CO (b), a diferentes energías.