

ENREDAMIENTO DE UN PAR DE ELECTRONES INDUCIDO POR UN CAMPO ESTOCÁSTICO DE FONDO COMÚN



Luis E. Camacho Castillejos, J. Avendaño

Instituto Politécnico Nacional, Departamento de Física, ESFM, CDMX, México
Teléfono (55) 5729-6000 Ext. 55254 E-mail: luise.camachocast@gmail.com, javendanol@ipn.mx

Resumen — En este artículo se pretende entender y difundir los principios teóricos de la Electrodinámica Estocástica Lineal y, a partir de ello, analizar una propuesta de la compresión del mecanismo físico bajo el cual emerge el enredamiento de un sistema bipartita de electrones. Para el presente caso, bajo condiciones no relativistas, estacionarias, no radiativas y ergódicas, el enredamiento emergerá entre un par de electrones clásicos, no interactuantes y cercanos, como una consecuencia de que éstos resuenan a una frecuencia común del campo estocástico de fondo en el cual están inmersos.

1 INTRODUCCIÓN

En un sistema físico formado por dos o más subsistemas suele ocurrir que existe al menos una propiedad de alguno de ellos que no es independiente del resto, de esta manera los subsistemas quedan correlacionados al estar vinculadas sus propiedades. Tal correlación podría esperarse del hecho de que los subsistemas interactúan entre sí, por ejemplo, un sistema cuántico bipartita de partículas indistinguibles que interactúan directamente vía un potencial, sin embargo, la correlación entre estos subsistemas puede ocurrir incluso cuando (aparentemente) los subsistemas no interactúan.

El *enredamiento*; afecta de forma notoria y sorprendente el comportamiento de la materia a todas las escalas. Sin embargo, pese al control, evolución y distribución de éste, el origen y entendimiento del mecanismo físico que enreda a las partículas aún sigue sin ser explicado a profundidad.

Para poder abordar este problema bajo el marco de la Electrodinámica Estocástica Lineal (EDEL se debe analizar cómo la presencia del campo estocástico de fondo en la vecindad de los electrones modifica sus variables dinámicas conservando el *principio de localidad*.

Dadas cualesquiera dos variables dinámicas reales arbitrarias asociadas al par de partículas inmersas en un campo estocástico común $K(x_1, \dot{x}_1)$ y $\Lambda(x_2, \dot{x}_2)$ en el estado estacionario A , por construcción, la descomposición de Fourier de la variable producto $(K\Lambda)_A(t)$ en el estado estacionario A para el caso con degeneración en la energía de orden dos, hay dos amplitudes que oscilan con la misma frecuencia no nula

$$(K\Lambda)_A(t) = [\bar{K}\Lambda_{AD} + \Gamma_{DG}\bar{K}\Lambda_{AG}]b_{AD}e^{i\omega_{AD}t} + \sum_{B \neq D, G} \bar{K}\Lambda_{AB}b_{AB}e^{i\omega_{AB}t}, \quad (3)$$

donde $\Gamma_{AB} = b_{AB}$ es independiente de la realización del campo cuando $\omega_{AB} = 0$, consecuencia de la condición ergódica. Para encausar los resultados de la EDEL hacia la Mecánica Cuántica se deben eliminar todas aquellas variables aleatorias heredadas por el campo.

4 CAMPO ENREDADOR

REFERENCIAS

- [1] K. Volke y et. al. *Analogías y conexiones en la Física*. Primera ed. México, 2020. DOI: 10.7910/DVN/D0QEJ3.
- [2] P. Ball. «Why Everything You Thought You Knew About Quantum Physics is Different». En: The Royal Institution. 2018. URL: <https://youtu.be/q7v5NtV8v6I>.
- [3] K. Blum. *Density Matrix Theory and Applications*. Tercera ed. Springer New York, NY. DOI: 10.1007/978-3-642-20561-3.
- [4] E. Schrödinger. *Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik*. *Naturwissenschaften* 23, págs. 807–812 (1935). DOI: 10.1007/BF01491891.
- [5] A. Einstein, B. Podolsky y N. Rosen. *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?* *Phys. Rev.* 47, 777 (1935). DOI: 10.1103/PhysRev.47.777.
- [6] L. E. Ballentine. *Quantum Mechanics. A Modern Development*. World Scientific Publishing, 1998.
- [7] L. de la Peña, A. M. Cetto y A. Valdés-Hernández. *The Emerging Quantum. The Physics Behind Quantum Mechanics*. Berlín: Springer, Cham, 2015. DOI: 10.1007/978-3-319-07893-9.
- [8] A. Valdés-Hernández. «Camino hacia la ortogonalidad (con escalas en el enredamiento)». En: Seminario Saldoval Vallarta. 2022.
- [9] A. Valdés-Hernández. «Investigación del origen del enredamiento cuántico desde la perspectiva de la Electrodinámica Estocástica». Tesis doct. Universidad Nacional Autónoma de México, 2010.
- [10] T. H. Boyer. «Random electrodynamics: The theory of classical electrodynamics with classical electromagnetic zero-point radiation». En: *Phys. Rev. D* 11.4 (1975), págs. 790–808. DOI: 10.1103/PhysRevD.11.790.
- [11] L. E. Camacho y J. Avendaño. «El campo estocástico de fondo de la electrodinámica estocástica». En: *Memorias de la XXVI RNAFM (2021)*, págs. 32–37. URL: <https://www.esfm.ipn.mx/memorias.html>.

2 CAMPO COMÚN

Suponga el siguiente sistema bipartita unidimensional: un par de electrones puntuales, sin espín, no relativistas, lo suficientemente cercanos y además que no interactúan entre ellos, inmersos en un campo estocástico de fondo *común*.

En la aproximación de onda larga y después de promediar angularmente la fuente de estocasticidad del campo, la ecuación de movimiento para cada una de las partículas está dada por:

$$m\ddot{x}_n(t) = F_n(x_n) + m\tau\ddot{x}_n(t) + eE_n^{ef}(t). \quad (1)$$

Pese a que no existe un potencial de interacción entre los electrones, sus ecuaciones de movimiento (1) quedan acopladas. De esta manera, las variables que describen el comportamiento de los electrones por individual deberían verse afectadas al estar ambos inmersos en el mismo campo, pues la presencia de un electrón modifica el campo efectivo que actúa sobre el otro y viceversa.

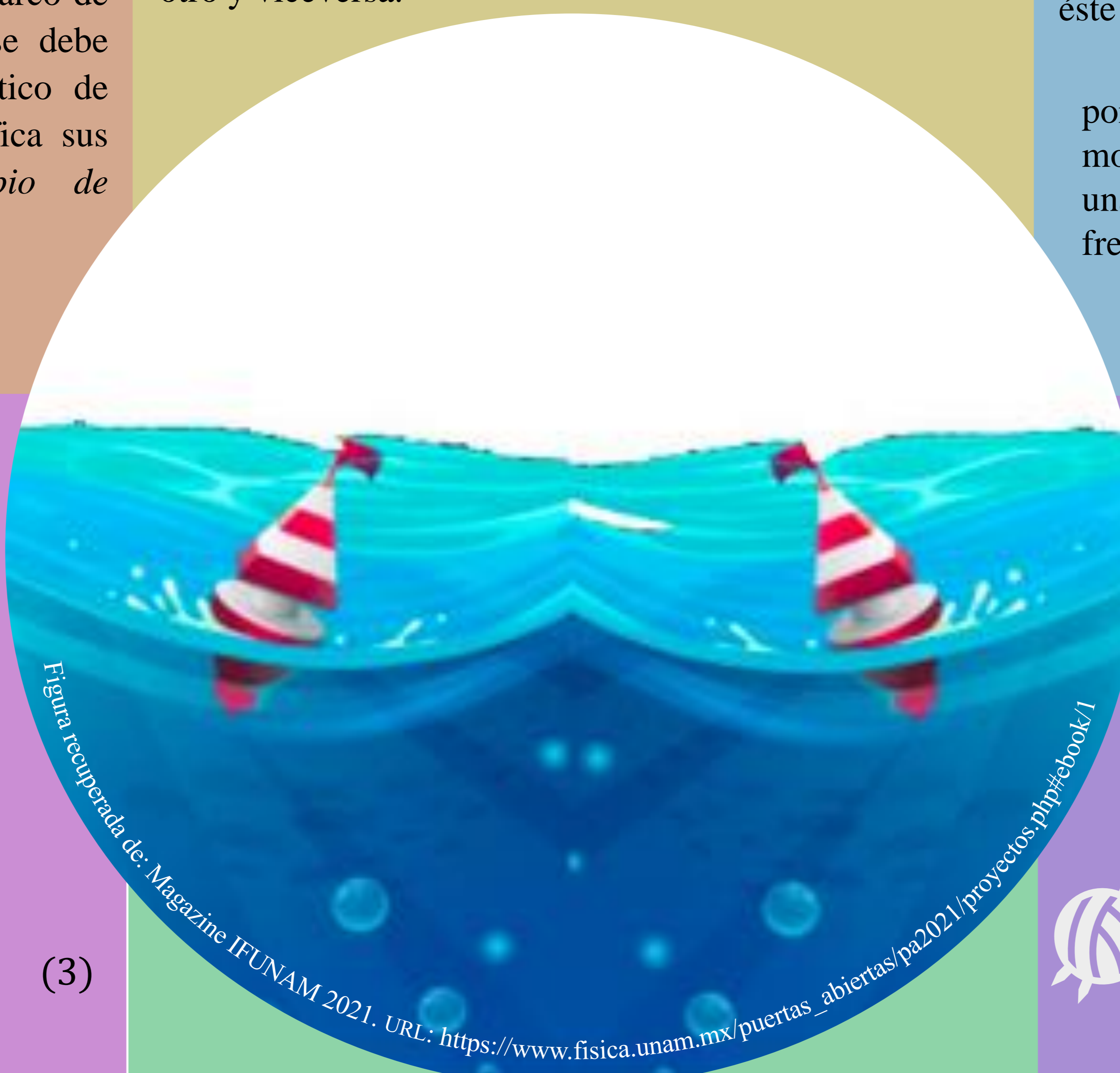


Figura recuperada de: Magazine IFUNAM 2021. URL: https://www.fisica.unam.mx/puertas_abiertas/pa2021/proyectos-phd#book/1

Si existe una degeneración en la energía de orden dos $B = D, G$ con $D \neq G$, a partir de la estructura de los elementos de matriz asociados a esta degeneración surge de manera natural una nueva clase de vector de estado siempre que dos partículas compartan una frecuencia relevante

$$|\psi_{DG}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\mu\rangle|\mu'\rangle + \Gamma_{DG}|\nu\rangle|\nu'\rangle). \quad (4)$$

Siempre que exista una frecuencia de resonancia común a ambas partículas, el campo induce una correlación entre ellas. La correlación entre las variables dinámicas de las partículas, cuando existe una degeneración en el sistema, está dada por la covarianza

$$\Upsilon_{(K\Lambda)_{\varepsilon_D=\varepsilon_G}} = \frac{1}{4}(K_{\mu\mu} + K_{\nu\nu})(\Lambda_{\mu\mu'} + \Lambda_{\nu\nu'}) + \Re e(\Gamma_{DG}K_{\mu\nu}\Lambda_{\mu\nu'}); \quad (5)$$

nótese que a pesar de no haber ningún vestigio aparentemente explícito de las variables estocásticas heredadas por el campo, tanto la estructura del vector de estado como la correlación entre algunas de sus variables dinámicas dada se deben al factor Γ_{DG} .

5 CORRELACIONES

3 ESPECIFICIDADES DE LAS SOLUCIONES

Una vez que el sistema completo se aproxima al *régimen estacionario* y al *régimen no radiativo*, entonces la forma funcional de las cantidades complejas asociadas a las variables dinámicas que describen a cada uno de los componentes (materia y campo) pueden expresarse en general como una expansión en Fourier:

$$x_{nA}(t) = \sum_B \tilde{x}_{nAB}b_{AB}e^{i\omega_{AB}t}, \quad (2.1)$$

$$F_{nA}(t) = \sum_B \tilde{F}_{nAB}b_{AB}e^{i\omega_{AB}t}, \quad (2.2)$$

$$E_{nA}^{ef}(t) = \sum_B \tilde{E}_{nAB}b_{AB}e^{i\omega_{AB}t}. \quad (3.3)$$

donde se ha considerado que el comportamiento de cada uno de los electrones se ve afectado por la partícula vecina. Asimismo, $b_{AB} = \alpha_{\alpha\beta}\alpha_{\alpha'\beta'}$ es la variable estocástica común heredada por el campo estocástico, constituida por las variables aleatorias de éste en la vecindad de los electrones.

Más aún, el campo estocástico dado por (3.3) es expresado en términos de sus modos normales de oscilación a través de una descomposición espectral de frecuencias que contiene solo los modos de frecuencias que son relevantes para el sistema.

- Desde la perspectiva de la EDEL, y con las condiciones necesarias, surge el enredamiento entre las variables dinámicas que describen el comportamiento de los electrones como una propiedad emergente cuando los dos electrones tiene una respuesta resonante a los modos normales del campo estocástico común.
- El enredamiento se excluye para aquellas partículas que están arbitrariamente separadas.
- Debido a las propiedades que debe poseer el campo estocástico de fondo, su observación experimental no es un asunto simple pues todo detector material estará sujeto a su acción.
- El valor de esta teoría, por el momento, radica en su capacidad de ofrecer una alternativa concreta de la interpretación realista, objetiva y local del fenómeno cuántico.

6 CONCLUSIONES

- [12] L. de la Peña y A. M. Cetto. «Quantum Theory and Linear Stochastic Electrodynamics». En: *Found. Phys.* 31.12 (2001), págs. 1703–1731. DOI: 10.1023/A:1012670800317.
- [13] A. M. Cetto, L. de la Peña y A. Valdés-Hernández. «Quantum Emergence and Role of the Zero-Point Field». En: *Symposium by the Fetzer Franklin Fund*. Vienna University of Technology 2015. URL: https://www.fetzer-franklin-fund.org/media/emqm15-two-electron-system-correlated-zero-point-field-physical-explanation-spin-statistics-connection_L.
- [14] A. M. Cetto. «Quantum Emergence and Role of the Zero-Point Field». En: *Symposium by the Fetzer Franklin Fund*. 2013. URL: <https://www.emqm13.org/abstracts/presentation-videos/video-ana-maria-cetto/>.
- [15] L. de la Peña, A. Valdés-Hernández y A. M. Cetto. «Quantum Mechanics as an Emergent Property of Ergodic Systems Embedded in the Zero-point Radiation Field». En: *Found. Phys.* 39 (2009), págs. 1240–1272. DOI: 10.1007/s10701-009-9348-z.
- [16] L. de la Peña, A. Valdés-Hernández y A. M. Cetto. «Entanglement of particles as a result of their coupling through the common background zero-point radiation field». En: *Physica E* 42 (2010), pág. 308. DOI: 10.1016/j.physe.2009.06.049.
- [17] A. Valdés-Hernández, L. de la Peña y A. M. Cetto. «Bipartite entanglement induced by a common background (zero-point) radiation field». En: *Found. Phys.* 41 (2011), págs. 843–862. DOI: 10.1007/s10701-010-9527-y.
- [18] A. M. Cetto. «Origen físico del conmutador $[x,p]$ ». En: Seminario Saldoval Vallarta. 2021.
- [19] J. Avendaño y L. de la Peña. «Reordering of the ridge patterns of a stochastic electromagnetic field by diffraction due to an ideal slit». En: *Phys. Rev. E* 72 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevE.72.066605.
- [20] R. Puente Mancilla. «Difracción de materia desde el enfoque de la electrodinámica estocástica». Tesis lic. Universidad Nacional Autónoma de México, 2021.

Para ver el artículo completo:

