

## Relaciones de fluctuación-disipación fuera del equilibrio en vidrios de espín

A. Cruz<sup>1,4</sup>, L. A. Fernández<sup>2,4</sup>, S. Jimenez<sup>1,4</sup>, J. J. Ruiz-Lorenzo<sup>3,4</sup> y A. Tarancón<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>Depto Física Teórica, Universidad de Zaragoza, 50009 Zaragoza.

cruz@sol.unizar.es sergio@rtn.unizar.es tarancon@unizar.es http://rtmn.unizar.es

<sup>2</sup>Depto Física Teórica I. Universidad Complutense de Madrid, 28040 Madrid.

laf@lattice.fis.ucm.es

<sup>3</sup>Depto. Física, Universidad de Extremadura, 06071 Badajoz.

ruiz@unex.es http://www.unex.es/fisteor

<sup>4</sup>Instituto de Biocomputación y Física de Sistemas Complejos. Universidad de Zaragoza. 50009 Zaragoza.

http://bifi.unizar.es

El estudio de las relaciones de fluctuación-disipación fuera del equilibrio se ha convertido en un importante instrumento (analítico, numérico y experimental) para estudiar el comportamiento de sistemas con dinámica muy lenta, tales como vidrios y vidrios de espín. Nos centraremos en la presente comunicación en los vidrios de espín aunque el desarrollo teórico es aplicable a cualquier sistema.

El teorema de fluctuación-disipación (TFD) relaciona la función de respuesta ( $R(t_1, t_2)$ ) con la función de autocorrelación ( $C(t_1, t_2)$ ) en un sistema mecánico-estadístico. Cugliandolo y Kurchan<sup>1</sup> generalizaron el TFD fuera del equilibrio en vidrios de espín en dimensión infinita, obteniendo

$$R(t_1, t_2) = \beta X(C(t_1, t_2)) \theta(t_1 - t_2) \partial_{t_2} C(t_1, t_2). \quad (1)$$

$\beta$  es la inversa de la temperatura. Cuando  $X = 1$  se recupera el TFD. Esta relación fue comprobada numéricamente en vidrios de espín en dimensión finita en la referencia<sup>3</sup> (véase también la referencia<sup>2</sup>). Es importante reseñar que experimentalmente se pueden realizar estudios análogos<sup>5</sup>.

En vidrios de espín uno puede realizar el siguiente Ansatz dinámica-estática. Consiste en asumir que como  $C(t_1, t_2)$  tiende para tiempos largos ( $t_1 > t_2 \rightarrow \infty$ ) al solapamiento  $q$ , que es el parámetro de orden en un vidrio de espín, entonces  $X(C(t_1, t_2)) \rightarrow x(q)$ , donde  $x(q)$  es la doble integral de la distribución de probabilidad del parámetro de orden  $P(q)$  en el equilibrio (función de distribución de Parisi). El citado Ansatz dinámica-estática ha sido demostrado en la referencia<sup>4</sup> en sistemas que presentan estabilidad estocástica. Actualmente no se conoce si el vidrio de espín finito-dimensional es estocásticamente estable, aunque diversas consecuencias de la estabilidad estocástica han sido comprobadas numéricamente. En la referencia<sup>3</sup> ha sido comprobada la relación dinámica-estática: la curva asintótica  $X(C)$  coincide con la obtenida en el equilibrio  $x(q)$ . Este relación estática-dinámica permite realizando experimentos o simulaciones *fuera del equilibrio* tener información sobre las propiedades en el *equilibrio* de un sistema.

Esta técnica, en los vidrios de espín, permite diferenciar entre las diferentes teorías que intentan describir la fase de baja temperatura: droplets o Parisi. Los experimentos<sup>5</sup> no son concluyentes ya que los puntos de la curva  $X(C)$  no son

asintóticos y es necesario realizar una extrapolación, sin embargo numéricamente es posible obtener curvas asintóticas (obviamente en la precisión numérica) que soportan la teoría de Parisi y descartan el modelo de los droplets. En ausencia de campo magnético se puede consultar la referencia<sup>3</sup>. En la figura 1 representamos fluctuación-disipación para un vidrio de espín en presencia de un campo magnético. La predicción de los droplets consiste en la parte de pseudoequilibrio (parte lineal con pendiente -1) ya que este modelo predice que no hay transición de fase en presencia de campo magnético. La teoría de Parisi predice una parte de pseudoequilibrio mas una parte curva para el régimen fuera del equilibrio.

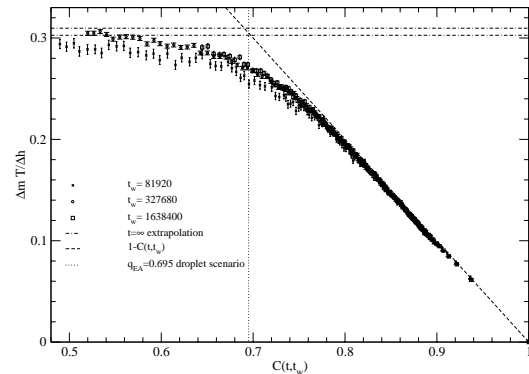


Figura 1. Relación de fluctuación-disipación fuera del equilibrio en un vidrio de espín tridimensional en presencia de un campo magnético constante. Se han simulado diversos tiempos de espera  $t_w$  para comprobar que la curva final es asintótica.

<sup>1</sup> L. F. Cugliandolo and J. Kurchan, Phys. Rev. Lett. **71**, 173 (1993).

<sup>2</sup> S. Franz and H. Rieger, J. Stat. Phys. **79**, 749 (1995).

<sup>3</sup> E. Marinari, G. Parisi, F. Ricci-Tersenghi and J. J. Ruiz-Lorenzo, J. Phys. A **31**, 2611 (1998).

<sup>4</sup> S. Franz, M. Mézard, G. Parisi, L. Peliti, Phys. Rev. Lett. **81**, 1758 (1998); J. Stat. Phys. **97**, 459 (1999).

<sup>5</sup> D. Hérisson and M. Ocio, Phys. Rev. Lett. **88**, 257202 (2002).

<sup>6</sup> A. Cruz, L. A. Fernández, S. Jimenez, J. J. Ruiz-Lorenzo y A. Tarancón. cond-mat/0209350. Phys. Rev. B, en prensa.