

# Dinámica de una pared de dominio bajo campo alterno en un medio bidimensional con desorden

Ezequiel E. Ferrero<sup>1,3</sup>, Orlando V. Billoni<sup>1</sup>, Alejandro Kolton<sup>2</sup>, Francisco A. Tamarit<sup>1</sup>, Sergio A. Cannas<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba,

<sup>2</sup>Centro Atómico Bariloche,

<sup>3</sup>[ferrero@famaf.unc.edu.ar](mailto:ferrero@famaf.unc.edu.ar)

## RESUMEN

Mediante simulaciones numéricas de Monte Carlo, estudiamos la dinámica de una pared de dominio en una red cuadrada de espines tipo Heisenberg con anisotropía local aleatoria dentro de un cono perpendicular a la red e interacciones de intercambio a primeros vecinos. Este sistema resulta útil para modelar el anclaje intrínseco debido al desorden en la anisotropía en una lámina magnética delgada. Encontramos un comportamiento de la velocidad de la pared en función de un campo estático similar al observado en películas ultradelgadas Pt/Co/Pt que muestran anisotropía perpendicular y desorden congelado. Aplicando un campo alterno obtuvimos medidas de la susceptibilidad AC en función de la frecuencia para distintos valores de la anisotropía local y amplitudes de campo aplicado. Utilizando representaciones Cole-Cole de la susceptibilidad analizamos la presencia de distintos régimen dinámicos.

## Introducción

En los últimos años a crecido considerablemente el conocimiento a cerca del movimiento inducido de interfaces.

De interés particular es el estudio del movimiento de paredes de dominio en un medio con desorden congelado, ya que exhiben una transición de fase conocida como transición de *desancilaje* y distintos modos en el movimiento de las paredes de dominio (DW) [1]. La inversión de la magnetización en ferromagnetos ocurre por rotación y movimiento de paredes o por rotación.

Dependiendo de la intensidad del campo aplicado se observan diferentes tipos de movimiento, por debajo o por encima de un campo típico de desancilaje  $h_c$ . Por debajo de  $h_c$  solo se observa movimiento a través del creep que es un proceso térmicamente activado. Por encima de  $h_c$  se espera la reversión completa de la magnetización primero por *depinning* y luego por *sliding* (SL) o deslizamiento viscoso a medida que aumentamos el campo.

Bajo campos AC podemos identificar distintos regímenes en función de la frecuencia. Si el campo es menor a  $h_c$  tiene lugar el *creep* a frecuencias altas  $f < f_c$ . Para campos  $h > h_c$  existen 2 regímenes más: tenemos a frecuencias altas el llamado régimen de *sliding* si  $f < f_p$  y finalmente a frecuencias menores  $f < f_p$  la inversión completa de la magnetización o régimen de *switching* (SW).

## El Modelo

Estudiamos un modelo de espines Heisenberg en una red bidimensional cuadrada con geometría rectangular  $L_x \times L_y$ , con anisotropía local sorteada dentro de una cónica -con un ángulo de apertura de 30° respecto a la normal al plano- para cada spin y un campo magnético perpendicular aplicado.

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \tilde{h}(t) \sum_i \vec{S}_i - D \sum_i (\hat{n}_i \cdot \vec{S}_i)^2$$

donde tomamos  $J=1$ ,  $D=0.2$ ,  $\hat{n}_i$  son versores de orientaciones aleatorias dentro del cono, pero fijas.

$\tilde{h}(t) = h_0 \sin(wt) \hat{z}$  en el caso AC y

$\tilde{h}(t) = h \hat{z}$ ,  $\forall t$  en el caso DC

Imponemos condiciones de contorno fijas en  $L_x$  y periódicas en  $L_y$ .

## Susceptibilidad AC

Medimos la susceptibilidad AC

$$\chi = \chi' - i\chi'' \text{ a partir de:}$$

$$\chi' = \frac{2}{N_{\text{mc}} h_0} \sum_{i=1}^{N_{\text{mc}}} m(t) \sin(wt)$$

$$\chi'' = -\frac{2}{N_{\text{mc}} h_0} \sum_{i=1}^{N_{\text{mc}}} m(t) \cos(wt)$$

donde promediamos durante un tiempo  $N_{\text{mc}}$  y luego sobre varias muestras.

## Movimiento de pared con campo DC

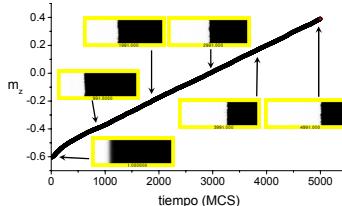


Figura 1: Realización típica de la componente z de la magnetización por spin con el tiempo para  $D=0.2$ ,  $h=0.9$ ,  $T=10^4$  a partir de una condición inicial con una pared de dominio impuesta.

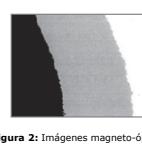


Figura 2: Imágenes magneto-ópticas de efecto Kerr ( $90 \times 72 \mu\text{m}$ ) de una pared de dominio en una muestra de Si/Si<sub>x</sub>N<sub>y</sub>/Pt(6.5nm)/Co(0.5nm)/Pt(3.4nm) con anisotropía perpendicular, antes (negro) y después (gris) de ser movida por un campo magnético de  $46\text{mT}$  durante  $111\mu\text{s}$  (Reproduced from [2]).

Notamos un crecimiento lineal de  $m_z$ , asociamos la pendiente a la velocidad ( $v$ ) de avance de la pared. Las imágenes muestran configuraciones instantáneas del sistema visto desde "arriba". Con pixeles en una escala de grises se representan los valores  $s_z$  de cada spin (blanco  $s_z = 1$ , negro  $s_z = -1$ )

## Velocidad de pared en función del campo DC

En simulaciones previas con una anisotropía local  $n_z = \pm 1$ , campo aleatorio (RF), obtuvimos un buen acuerdo con los datos experimentales obtenidos en películas Pt/Co/Pt [3].

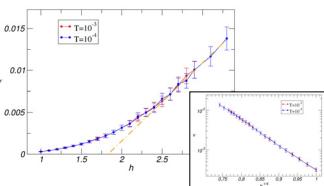


Figura 3: Velocidad de la pared de dominio en un sistema de  $200 \times 60$  espines, anisotropía RF con  $D_{xy}=2$ .

Repetimos el procedimiento para el caso de la anisotropía sorteada en el cono. La fenomenología resulta similar.

Figura 5: Velocidad de la pared de dominio en un sistema de  $200 \times 60$  espines, anisotropía en el cono con  $D=0.1$  y  $T=10^3$ .

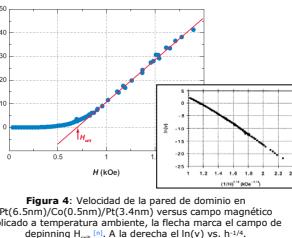


Figura 4: Velocidad de la pared de dominio en Pt(6.5nm)/Co(0.5nm)/Pt(3.4nm) versus campo magnético aplicado a temperatura ambiente, la flecha marca el campo de depinning  $H_{\text{pinning}}$ . A la derecha el  $\ln(v)$  vs.  $h$ .

Figura 6: Velocidad de la pared de dominio en un sistema con anisotropía en el cono,  $D=1$  y distintas temperaturas. Notamos el efecto de la temperatura en el depinning.

## Ciclos de histéresis

Figura 7: Ciclos de histéresis de  $m_z$  vs.  $h$  en el régimen de switching (SW) para  $D=5$ ,  $h_0=10$  y  $w=5 \cdot 10^{-5} \text{ MCS}^{-1}$  (negro) y  $w=1 \cdot 10^{-4} \text{ MCS}^{-1}$  (violeta),  $T=10^4$ .

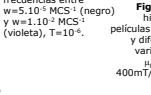
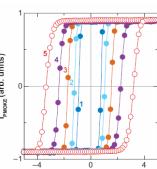


Figura 8: Ciclos de histéresis para películas Co/Pt/Co de [1] y variación del campo  $\mu_0 dH/dt$  de 0.04 a  $400\text{mT}$  a temperatura ambiente.



Variando la amplitud del campo para valores de  $D$  y  $w$  fijos, pasamos de ciclos de bowing a lazos histéricos completos. El fenómeno de creep se manifiesta a través de ciclos menores bajo un campo AC.

Figura 9: Ciclos de histéresis de para  $D=5$ ,  $w=5 \cdot 10^{-5} \text{ MCS}^{-1}$ ,  $T=10^4$  y distintas amplitudes de campo:  $h_0=1$  (negro),  $h_0=2$  (rojo),  $h_0=5$  (azul).

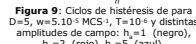


Figura 7: Ciclos de histéresis de  $m_z$  con  $h$  para  $D=5$ ,  $h_0=1$  y frecuencias entre  $w=5 \cdot 10^{-5} \text{ MCS}^{-1}$  (negro) hasta  $w=0.7 \text{ MCS}^{-1}$  (violeta),  $T=10^4$ .

## Susceptibilidad AC y representaciones Cole-Cole

Las medidas de susceptibilidad AC, nos brindan información a cerca del proceso dinámico que ocurre en el sistema.

Observamos espectros con escalones en la dispersión de  $\chi_z$  y picos en  $\chi''_z$ . Estos se mueven hacia frecuencias menores al bajar la amplitud o la temperatura.

Estos escalones y picos marcan eventualmente la transición entre el régimen de switching al régimen de creep [1]. Esperamos que esto sucede para amplitudes y frecuencias bajas.

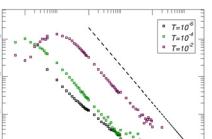


Figura 10: Espectros de la susceptibilidad AC para  $D=5$  y  $D=10^4$  y para películas Co/Pt/Co de [1].

Figura 11: De arriba hacia abajo partes real e imaginaria de la susceptibilidad AC en función de la frecuencia y representación Cole-Cole: para nuestro sistema a  $T=10^4$  y  $D=5$  (columna izquierda) y para películas Pt/Co/Pt a  $T=350\text{K}$  y distintas amplitudes de campo (columna derecha).

Figura 11: De arriba hacia abajo partes real e imaginaria de la susceptibilidad AC en función de la frecuencia y representación Cole-Cole: para nuestro sistema a  $T=10^4$  y  $D=5$  (columna izquierda) y para películas Pt/Co/Pt a  $T=350\text{K}$  y distintas amplitudes de campo (columna derecha).

A temperaturas y amplitudes bajas el comportamiento es compatible con el de creep. Al aumentar la temperatura el máximo de  $\chi_z$  se corre hacia la derecha y se recupera la pendiente -1 a frecuencias altas, típica del régimen de deslizamiento viscoso atómico o sliding (SL).

## Conclusiones

-En el modelo RF reproducimos la ley de la dependencia de la velocidad de pared con el campo aplicado observada en películas magnéticas. En el caso de anisotropía aleatoria en el cono esperamos encontrar este comportamiento en un rango de parámetros adecuados.

-Obtenemos ciclos de histéresis similares a los observados en los experimentos en láminas delgadas.

-Observamos lazos menores cuyas áreas decrecen con la frecuencia. Éstos son compatibles con los regímenes de sliding (atómico) o creep (térmicamente activado).

-En las curvas de susceptibilidad AC observamos la transición entre el régimen de switching y el de sliding. La dependencia de esta transición con la amplitud y la temperatura sigue el comportamiento esperado.

-Con los datos obtenidos hasta el momento resulta difícil identificar la transición entre el régimen de sliding y el de creep.

## Referencias:

[1] W. Kleeman, Annu. Rev. Mater. Res. **37**, 415 (2007).

[2] S. Lemerie, J. Ferré, C. Chappert, V. Mathet, T. Giamarchi and P. Le Doussal, Phys. Rev. Lett., **80**, 849 (1998).