

Dinámica de vórtices III

Repaso

Ecuacion de movimiento de un vortice por unidad de longitud:

$$\eta \bar{v}_i = \sum_j \bar{f}^{vv}(\bar{r}_i - \bar{r}_j) + \sum_k \bar{f}^{vp}(\bar{r}_i - \bar{r}_k) + \bar{J}_{ext} \times \bar{\phi}_0 + \mathcal{F}^T$$

En campo medio, por unidad de longitud de un vortice:

$$\eta \bar{v}_i = \bar{f}^p(\bar{r}_i) + \bar{J}(\bar{r}_i) \times \bar{\phi}_0 + \mathcal{F}^T$$

Determinada por la interaccion con los defectos y los segmentos de vortices vecinos

Densidad de corriente macroscopica neta

En campo medio, por unidad de volumen:

$$\eta \bar{v}(\bar{r}) = \bar{F}^p(\bar{r}) + \bar{J}(\bar{r}) \times \bar{B} + \mathcal{F}^T$$

REGIMEN DE FLUX FLOW:

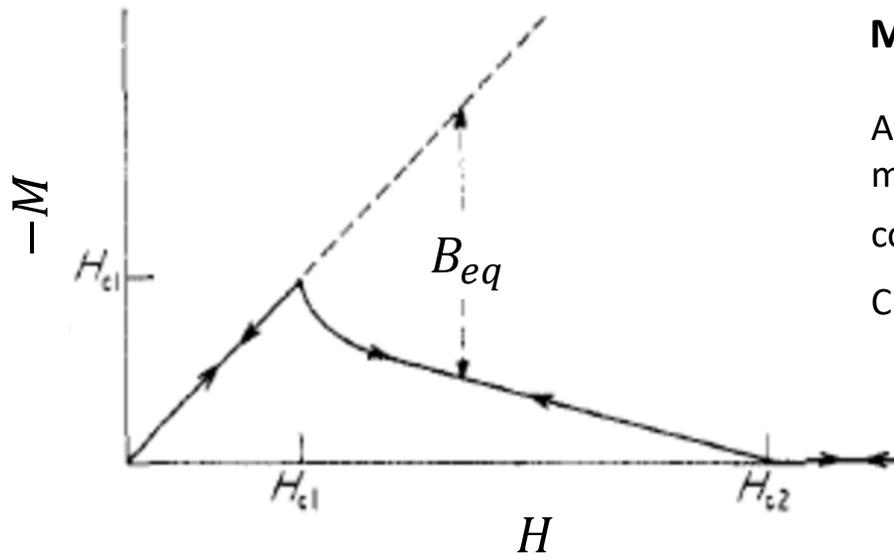
$$\bar{f}^p \ll \bar{J} \times \bar{\phi}_0 \Rightarrow j \gg j_c \Rightarrow \text{Los vortices se van a mover (en regimen de FF).}$$

$$\eta \bar{v}_i = \bar{J}(\bar{r}_i) \times \bar{\phi}_0 \quad \text{Se van a mover con } v = \frac{1}{\eta} J \phi_0 \text{ perpendicular a la corriente, con } \eta = \frac{\mu_0 \phi_0 H_{c2}}{\rho}$$

Esto implica una disipacion con $E = \rho_{FF} J$ **Regimen Lineal Ohmico** $\rho_{FF} = \frac{B}{\mu_0 H_{c2}} \rho$

Repaso

Caso 1) El pinning es despreciable Caso particular: $j_c \sim 0$ muestra MUY limpia



Magnetización de equilibrio

A medida que aumenta (disminuye) el campo H los vortices se mueven en régimen de FF hasta alcanzar la nueva configuración de equilibrio: RV triangular con $a_0^2 \sim \frac{\phi_0}{B_{eq}}$.
 Cuando alcanzan esa configuración $\bar{j}(\bar{r}_i) = 0$ y $\bar{v}_i = 0$.

En una geometría **sin barreras geométricas** La curva $M_{eq}(H)$ de equilibrio es **reversible**.

REGIMEN DE FLUX FLOW: $\bar{f}^p \ll \bar{j} \times \bar{\phi}_0 \Rightarrow j \gg j_c$

Se van a mover con $v = \frac{1}{\eta} J \phi_0$ perpendicular a la corriente, con $\eta = \frac{\mu_0 \phi_0 H_{c2}}{\rho}$

$$E = \rho_{FF} J$$

Regimen Lineal Ohmico

Repaso

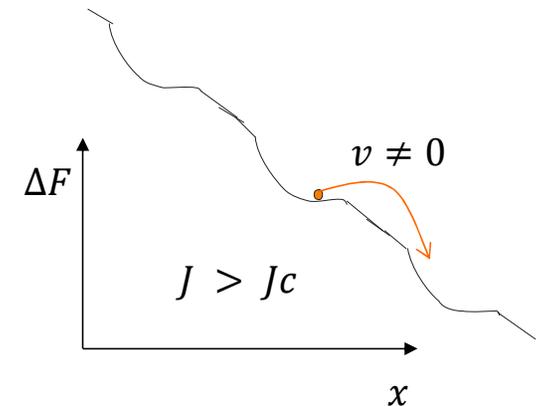
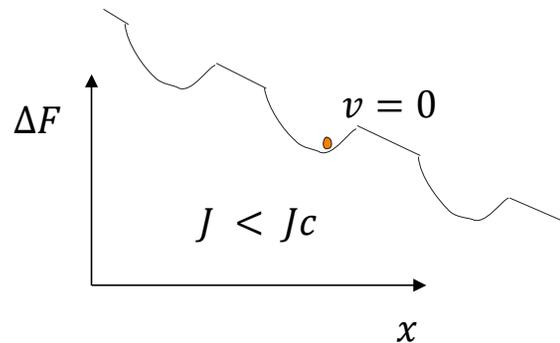
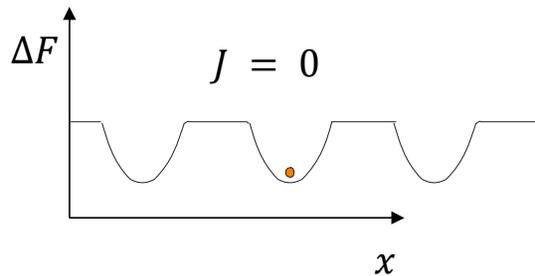
Caso 2) Domina la fuerza de anclaje: $\bar{f}^p > \bar{j} \times \bar{\phi}_0 \Rightarrow j < j_c \Rightarrow v = 0$ Los vortices no se mueven

la RV se va a quedar en configuraciones metaestables. $B \sim \phi_0 a_0^2 \neq B_{eq}$ y $M \neq M_{eq}$.

La magnetización M y el campo interno B van a depender de la historia. Curva $M(H)$ irreversible, con histeresis

Regimen de estado critico:

Al mover los vortices, el sistema se reorganiza en configuraciones metaestables tales que la fuerza de anclaje alcanza “justo” para sostener a la fuerza ejercida por corriente



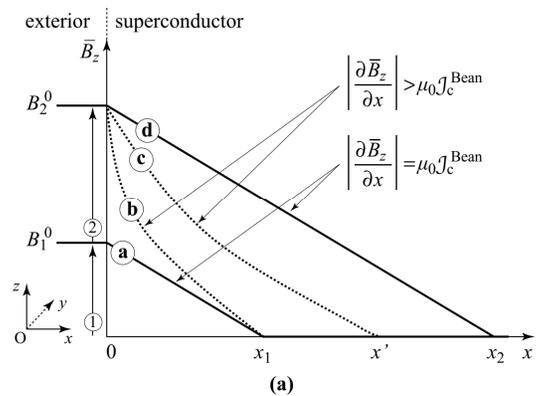
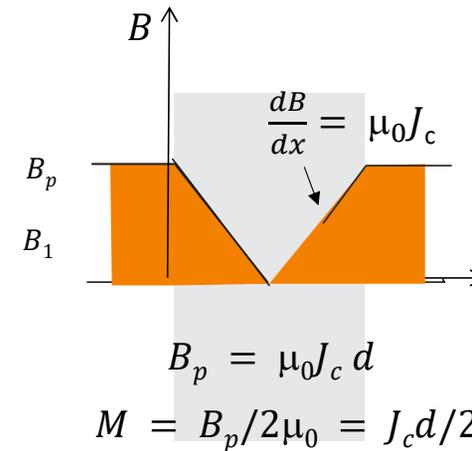
La fuerza de Lorentz genera un potencial que “inclina” el paisaje de energía local

Repaso

Regimen de estado critico. Modelo de Bean

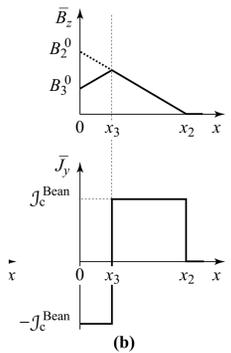
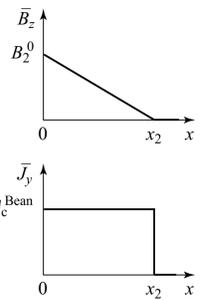
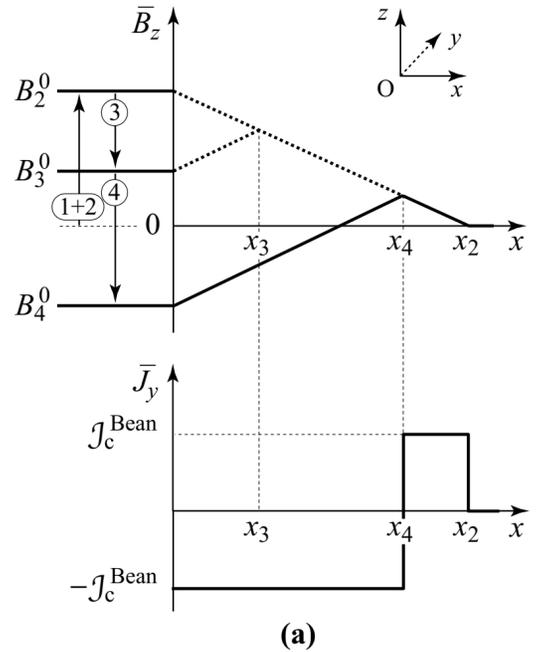
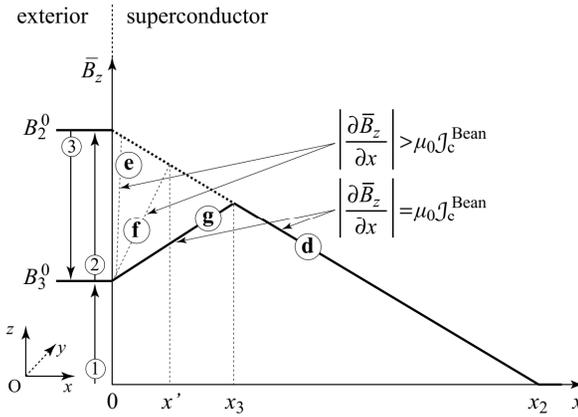
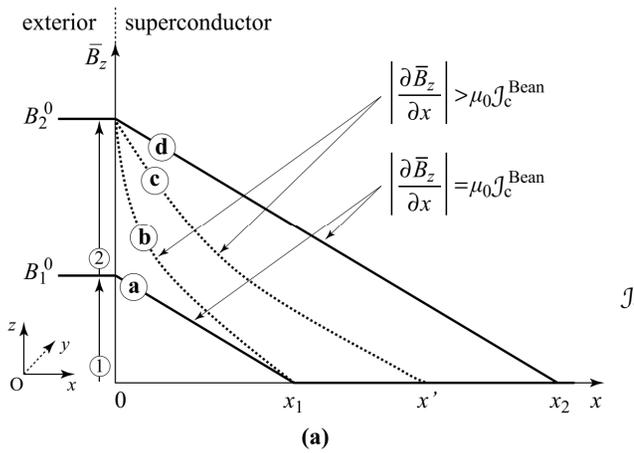
$$E(J) = \begin{cases} 0 & \text{si } J < J_c \text{ (los vórtices están anclados)} \\ \infty & \text{si } J > J_c \text{ (los vórtices se mueven)} \\ \text{El tiempo (b) (c) es despreciable} & \end{cases}$$

j_c no depende de B en el rango de campos involucrados.



Regimen de estado critico. Ciclo de histeresis en el modelo de Bean

j_c no depende de B en el rango de campos involucrados.

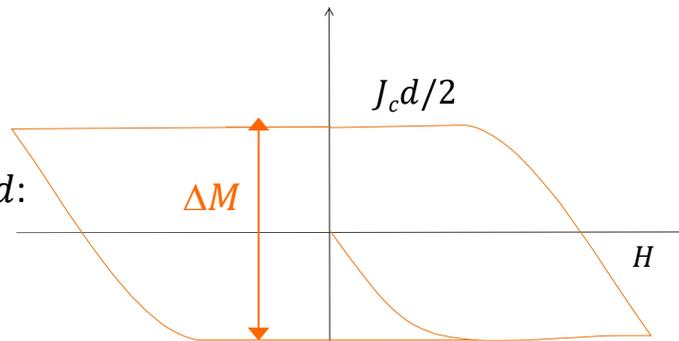


$$M = \frac{1}{2d\mu_0} \int_{-d}^d B(x) dx - H$$

Repaso

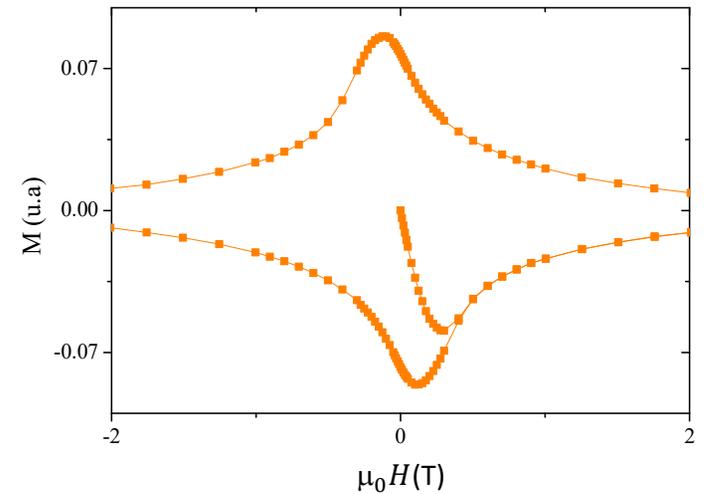
Plano infinito de ancho $2d$:

$$J_c = \frac{\Delta M}{d}$$



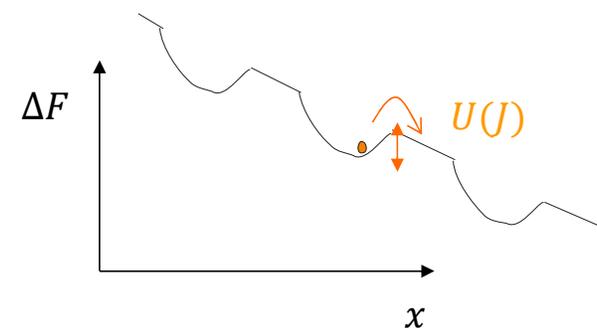
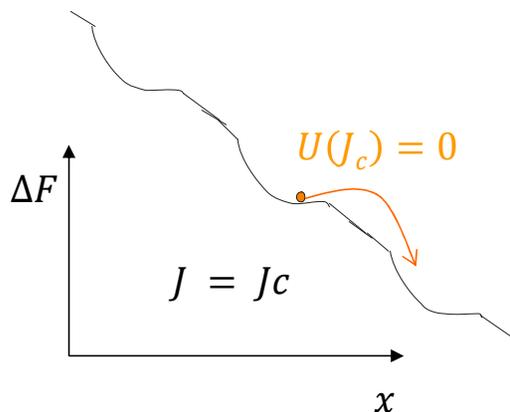
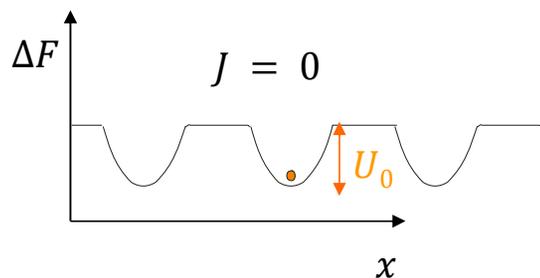
En general: $J_c = \frac{\Delta M}{C}$ con C un factor geometrico

En general $J_c(B)$, pero puede usarse: $J_c(B) = \frac{\Delta M(B)}{C}$



Repaso

En presencia de fluctuaciones térmicas: flux creep



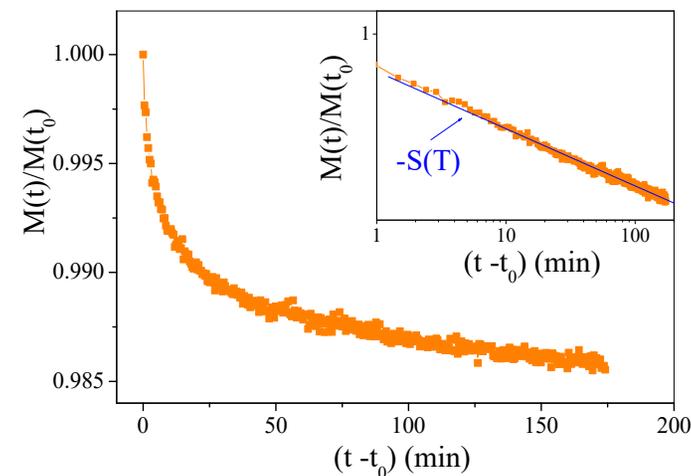
Probabilidad de un vortice de saltar la barrera de potencial: $P \propto e^{-\frac{U(J)}{kT}}$

Anderson Kim: $U(J) \sim \frac{U_0}{J_c} (J - J_c)$

$$E = \omega_0 B e^{-\frac{U(J)}{kT}}$$

$$J(t) \sim J_c \left[1 - \frac{kT}{U_0} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right) \right]$$

El perfil de campo relaja cada vez mas lento.



Dinámica oscilatoria (campos y corrientes AC)

Problema general: Muestra superconductora en un campo externo \bar{H}_0 al que se le agrega un campo oscilatorio

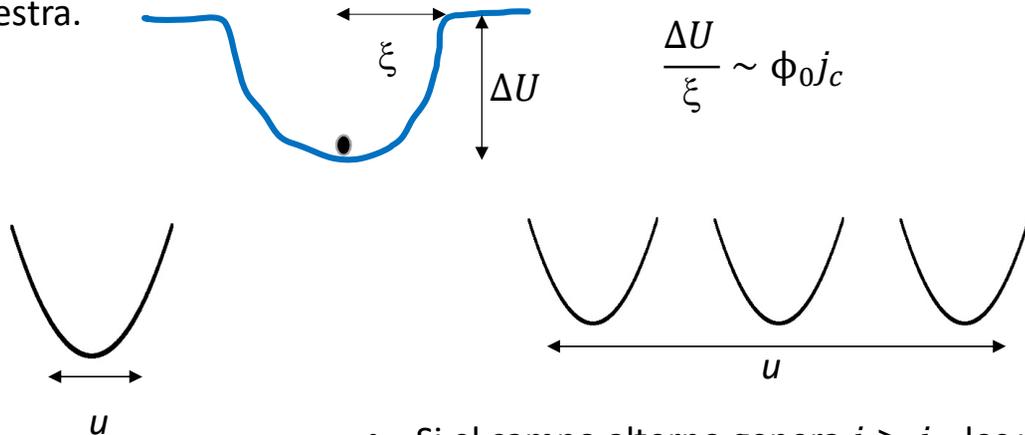
$$\bar{H}(t) = \bar{H}_0 + \bar{H}_a \cos \omega t \quad H_a \ll H_0$$

La densidad media de vortices va a estar mayormente definida por $B_0 \sim \mu_0 H_0$.

Suponemos $\bar{H}_a \parallel \bar{H}_0$.

El campo alterno va entonces a tratar de comprimir y descomprimir los vortices (muy poco) para hacer oscilar la densidad de vortices en el interior de la muestra.

- Si el campo alterno no logra generar $j > j_c$, los vortices se van a quedar en los centros de anclaje (a lo sumo van a oscilar alrededor de cada centro de anclaje).



- Si el campo alterno genera $j > j_c$, los vortices se van a mover.

Dinámica oscilatoria (campos y corrientes AC)

Problema general: Muestra superconductora en un campo externo \bar{H}_0 al que se le agrega un campo oscilatorio

$$\bar{H}(t) = \bar{H}_0 + \bar{H}_a \cos \omega t \quad H_a \ll H_0 \quad \bar{H}_a \parallel \bar{H}_0.$$

Vamos a poner algunos **numeros** para entender mejor el problema, pensando en la situación mas sencilla:

Supongamos que $j_c \sim 0$ (muy chica), de manera que el campo interno acompaña al campo externo: $B(t) \sim \mu_0 H(t)$

En esa situación, el campo va a variar en un ciclo en: $\Delta B = 2\mu_0 H_a$

El parametro de red $a_0 \sim \left(\frac{\phi_0}{\mu_0 H_0} \right)^{\frac{1}{2}}$ va a cambiar a lo largo de un ciclo en: $\Delta a_0 \sim \frac{a_0 H_a}{2 H_0}$

Pongamos numeros tipicos: $\mu_0 H_0 = 0.5 \text{ T}$; $\mu_0 H_a = 5 \text{ G} \Rightarrow \frac{H_a}{H_0} = 10^{-3}$; $a_0 \sim 67 \text{ nm}$; $\Delta a_0 \sim 0.03 \text{ nm} \ll \xi$

Ahora bien: supongamos que mi muestra es un slab con $d = 2 \text{ mm}$ de ancho: cuanto tienen que desplazarse los vortices para que en toda la muestra $\Delta a_0 \sim 0.03 \text{ nm}$? Un vortice a distancia r del centro de la muestra se va a tener que desplazar en:

$$u(r) \sim \frac{r}{a_0} \Delta a_0 \quad u(r = 1 \text{ mm}) \sim 500 \text{ nm} \gg \xi, a_0$$

Por otro lado, si H_a es MUY chico (por ej. $\mu_0 H_a = 50 \text{ mG}$) $u(r = 1 \text{ mm}) \sim 5 \text{ nm} < \xi, a_0$

Si el anclaje es fuerte los vortices se moveran mucho menos!

Dinámica oscilatoria (campos y corrientes AC)

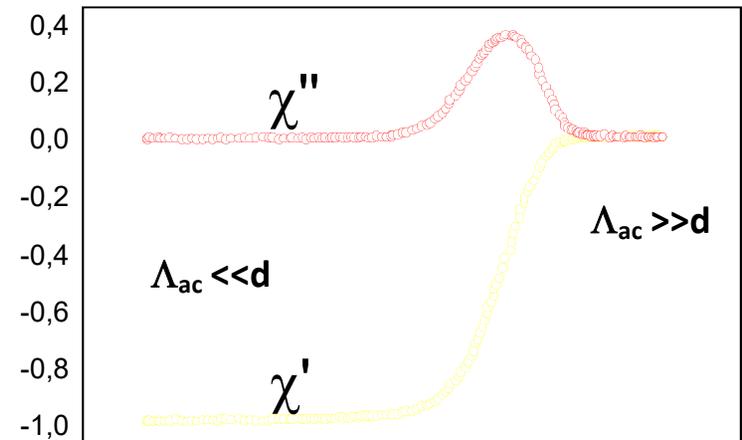
$$\bar{H}(t) = \bar{H}_0 + \bar{H}_a \cos \omega t \quad H_a \ll H_0 \quad \bar{H}_a \parallel \bar{H}_0.$$

- Si el pinning es muy debil el campo alterno “penetra” la muestra. $B(t) \sim \mu_0 H(t)$
- Si el pinning es muy fuerte los vortices no se mueven y el campo alterno es “apantallado”. $B(t) \sim \mu_0 H_0$
- Si el pinning es “intermedio” el campo alterno penetra hasta una cierta distancia Λ_{ac}

La penetracion del campo alterno Λ_{ac} es otra manera de medir el pinning.

Con la **susceptibilidad alterna** se puede medir la penetracion del campo alterno, siempre que $\Lambda_{ac} \sim d$.

Es mas sensible que la magnetizacion, y sirve especialmente para medir corrientes criticas mas chicas (ΔM chicos).

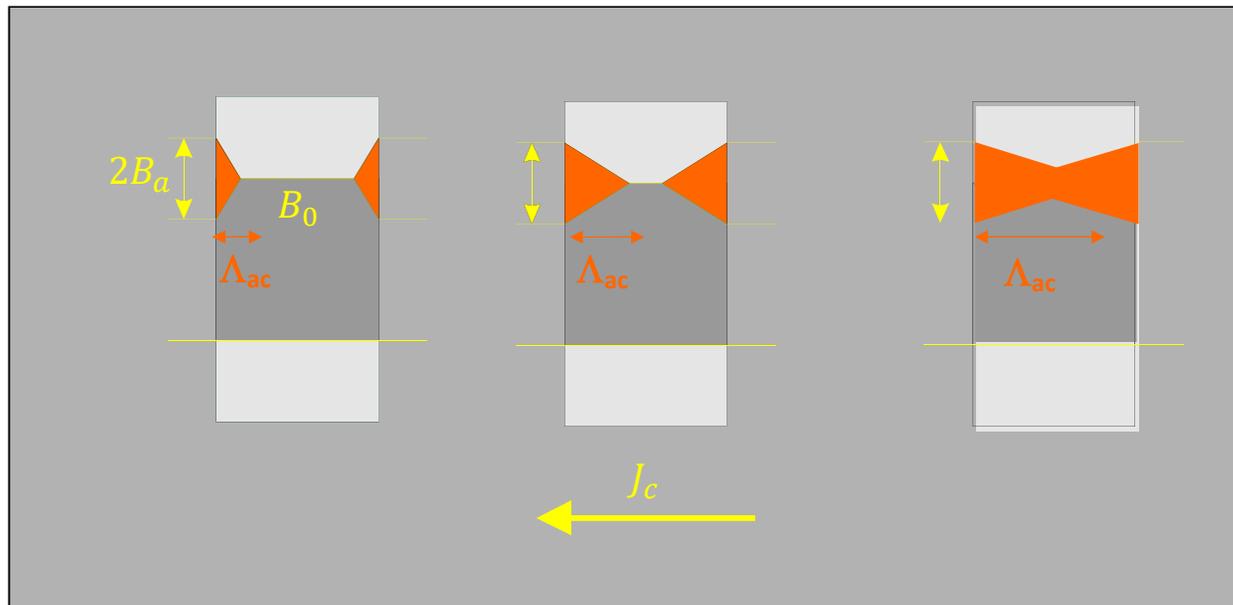


OJO: $\chi' = -1$ **NO ES MEISSNER**. HAY VORTICES EN LA MUESTRA, PERO ESTOS VORTICES NO SE MUEVEN

Susceptibilidad alterna en Régimen de Estado Crítico.

$$\bar{H}(t) = \bar{H}_0 + \bar{H}_a \cos \omega t \quad H_a \ll H_0 \quad \bar{H}_a \parallel \bar{H}_0.$$

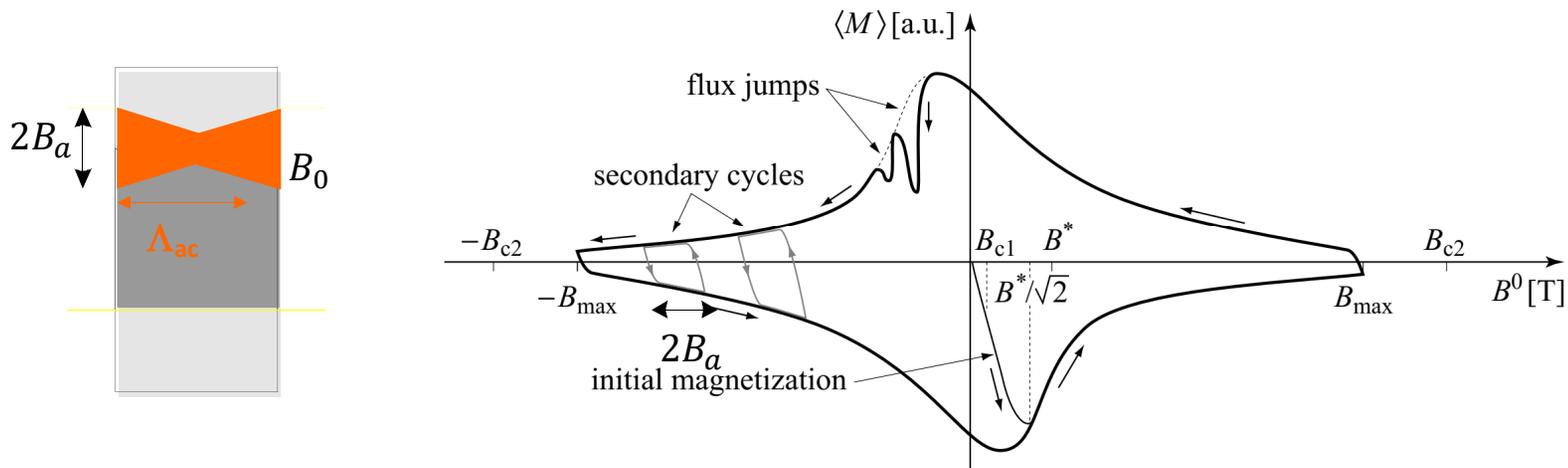
- Frecuencias bajas. $\omega \ll \frac{J_c \Phi_0}{\eta \xi}$ Puedo considerar infinita la v_{FF}
- H_a es suficientemente grande como para forzar a los vortices a querer salir de los centros de anclaje.
- En esas condiciones se forman perfiles crítico para cada t .
- La penetración máxima de esos perfiles depende de la corriente crítica



Susceptibilidad alterna en Régimen de Estado Crítico.

$$\bar{H}(t) = \bar{H}_0 + \bar{H}_a \cos \omega t \quad H_a \ll H_0 \quad \bar{H}_a \parallel \bar{H}_0.$$

- Frecuencias bajas. $\omega \ll \frac{J_c \Phi_0}{\eta \xi}$ Puedo considerar infinita la v_{FF}
- H_a es suficientemente grande como para forzar a los vortices a querer salir de los centros de anclaje.



Si el campo alterno penetra la muestra completamente realiza pequeños ciclos de Bean en cada periodo

El campo continuo B_0 define la densidad de vortices y la $J_c(B)$.

Susceptibilidad alterna en Régimen de Estado Crítico.

$$\bar{H}(t) = \bar{H}_0 + \bar{H}_a \cos \omega t \quad H_a \ll H_0 \quad \bar{H}_a \parallel \bar{H}_0.$$

El campo continuo B_0 define la densidad de vortices y la $J_c(B)$.

El campo alterno realiza un ciclo de Bean, de manera que:

$$M(t) = \frac{1}{2d\mu_0} \int_{-d}^d B(x, t) dx - H(t)$$

$$M(t) = \frac{1}{2d\mu_0} \int_{-d}^d \mu_0 H_0 + B_a(x, t) dx - (H_0 + H_a \cos \omega t)$$

Ciclo de alterna:

$$M(t) = \frac{1}{2d\mu_0} \int_{-d}^d B_a(x, t) dx - H_a \cos \omega t$$

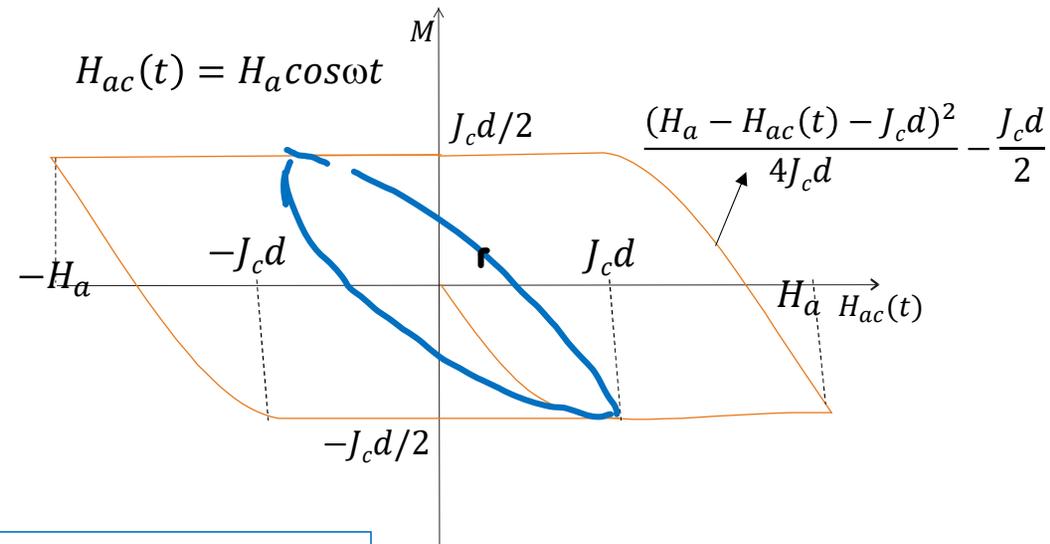
OJO: $\int_{-d}^d B_a(x, t) dx$ NO es lineal con H_a !

$$\chi_{ac} = \sum_n \chi'_n - i\chi''_n = \frac{1}{2\pi H_0} \sum_n \int_0^{2\pi} M(t) e^{in\omega t} d(\omega t)$$

Va a tener componentes superiores $\chi_n \neq 0$

χ' y χ'' dependen de H_a , pero no dependen de ω .

$$\chi'' \sim 0.21 \text{ maxima para } H_a = J_c d$$



Dinámica oscilatoria: Régimen lineal

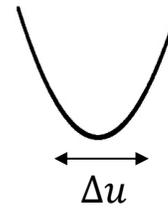
$$\bar{H}(t) = \bar{H}_0 + \bar{H}_a \cos \omega t \quad H_a \ll H_0 \quad \bar{H}_a \parallel \bar{H}_0.$$

- H_a es muy chico: el campo alterno genera $j > j_c$, y los desplazamientos $u < R_p \sim \xi$. Los vortices se van a quedar en los centros de anclaje y van a oscilar ahí.

$$\eta \bar{v}(\bar{r}) = \bar{f}^p(\bar{r}) + \bar{j}(\bar{r}) \times \bar{\phi}_0 + \mathcal{F}^T$$

Si el vortice se aparta en \bar{u} de la posición \bar{r} (mínimo en F):

$$\eta \frac{d\bar{u}}{dt}(\bar{r}) = -\alpha_L \bar{u} + \bar{j}(\bar{r}) \times \bar{\phi}_0 + \cancel{\mathcal{F}^T} \begin{array}{l} \text{Por ahora no consideremos} \\ \text{la fuerza térmica} \end{array}$$



$$\Delta F = \frac{1}{2} \alpha_L u^2 \quad \bar{f}_p = -\alpha_L \bar{u}$$

$$0 = -\alpha_L \bar{u} + \bar{j} \times \bar{\phi}_0 - \eta \frac{d\bar{u}}{dt}$$

Ecuación lineal en $\bar{u} \Rightarrow$ RESPUESTA LINEAL

Eso implica que el campo en la muestra solo tendrá componentes de 1ra armónica en ω .

Si $\bar{B}_0 \sim \mu_0 \bar{H}_0$ homogéneo: $\bar{B}(\bar{r}, t) = \bar{B}_0 + \bar{B}_a(\bar{r}) e^{i\omega t} = \bar{B}_0 + \bar{B}_{ac}(\bar{r}, t)$ $\bar{A}(\bar{r}, t) = \bar{A}_0 + \bar{A}_a(\bar{r}) e^{i(\omega t - \phi)} = \bar{A}_0 + \bar{A}_{ac}(\bar{r}, t)$

$$\bar{\nabla} \times \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}_{ac}(\bar{r}, t)}{\partial t} = -i\omega \bar{B}_{ac}(\bar{r}, t) \quad \bar{E}(\bar{r}, t) = \rho \bar{J}_{ac}(\bar{r}, t), \text{ puede estar desfazado de } \bar{J} \text{ (}\rho \text{ compleja)}$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{E} = \rho \bar{\nabla} \times \bar{J}_{ac} = -i\omega \bar{B}_{ac} = -i\omega \bar{\nabla} \times \bar{A}_{ac} \Rightarrow \bar{\nabla} \times \bar{J}_{ac} = -\frac{i\omega}{\rho} \bar{\nabla} \times \bar{A}_{ac} \quad \text{Gauge: } \bar{J}_{ac} = -\frac{i\omega}{\rho} \bar{A}_{ac}$$

Dinámica oscilatoria: Régimen lineal

$$\bar{B}(\bar{r}, t) = \bar{B}_0 + \bar{B}_a(\bar{r})e^{i\omega t} = \bar{B}_0 + \bar{B}_{ac}(\bar{r}, t)$$

$$\bar{A}(\bar{r}, t) = \bar{A}_0 + \bar{A}_a(\bar{r})e^{i(\omega t - \varphi)} = \bar{A}_0 + \bar{A}_{ac}(\bar{r}, t)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{B} = \mu_0 \bar{J}$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{B}_{ac} = \mu_0 \bar{\nabla} \times \bar{J}_{ac} = -\frac{i\omega\mu_0}{\rho} \bar{\nabla} \times \bar{A}_{ac} = -\frac{i\omega\mu_0}{\rho} \bar{B}_{ac} \Rightarrow \boxed{\bar{\nabla}^2 \bar{B}_{ac} = \frac{i\omega\mu_0}{\rho} \bar{B}_{ac} = \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial \bar{B}_{ac}}{\partial t}}$$

Respuesta lineal:

$$\bar{E}(\bar{r}, t) = \rho \bar{J}_{ac}(\bar{r}, t), \rho \text{ compleja}$$

$$\bar{J}_{ac} = -\frac{i\omega}{\rho} \bar{A}_{ac}$$

Identica a skin depth pero con ρ compleja

Va a resultar un decaimiento exponencial para \bar{B}_{ac} y \bar{J}_{ac} con una longitud de penetración característica

$$\boxed{\lambda_{ac} = \sqrt{\frac{\rho}{i\mu_0\omega}}}$$

Si ρ es real (Ohmico) \Rightarrow skin depth. λ_{ac} compleja hay un desfazaje

$$\boxed{\lambda_{ac} = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu_0\omega}} (1 \pm i)}$$

Si $\rho = i\rho_0$ es imaginaria \Rightarrow

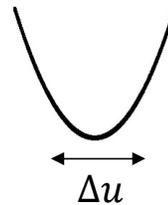
$$\boxed{\lambda_{ac} = \sqrt{\frac{\rho_0}{\mu_0\omega}}}$$

λ_{ac} real

Los campos están en fase con el aplicado, no disipan

Dinámica oscilatoria: Régimen lineal

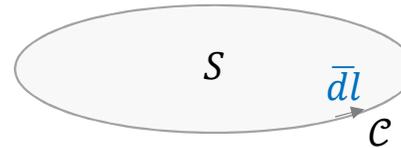
$$0 = -\alpha_L \bar{u} + \bar{j} \times \bar{\phi}_0 - \eta \frac{d\bar{u}}{dt}$$



Cómo relacionamos las variaciones de los campos con el desplazamiento local de los vortices $\bar{u}(\bar{r}, t)$?

Imaginemos una superficie macroscópica en la muestra:

Cuando los vortices están en sus posiciones de equilibrio hay un flujo total ϕ_S

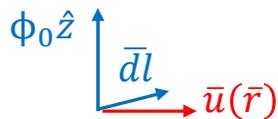


Ahora aplicamos una pequeña corriente y movemos a los vortices en $\bar{u}(\bar{r})$.

$$\delta\phi_S = \delta \oint \bar{A} \cdot \bar{dl} = \oint \delta\bar{A} \cdot \bar{dl}$$

Por otro lado: $\delta\phi_S = \phi_0 \delta N$

Donde δN es la diferencia entre los vortices que entran y salen de S .

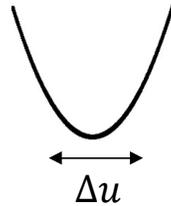


$$\delta\phi_S = \phi_0 \oint n(\bar{r}) [\bar{u}(\bar{r}) \times \hat{z}] \cdot \bar{dl} = \oint [\bar{u}(\bar{r}) \times \bar{B}(\bar{r})] \cdot \bar{dl} \Rightarrow \boxed{\delta\bar{A} = \bar{u}(\bar{r}) \times \bar{B}(\bar{r})}$$

Dinámica oscilatoria: Régimen lineal

$$0 = -\alpha_L \bar{u} + \bar{J} \times \bar{\phi}_0 - \eta \frac{d\bar{u}}{dt}$$

$$\delta \bar{A} = \bar{u}(\bar{r}) \times \bar{B}(\bar{r})$$



$$\bar{B}(\bar{r}, t) = \bar{B}_0 + \bar{B}_a(\bar{r})e^{i\omega t} = \bar{B}_0 + \bar{B}_{ac}(\bar{r}, t)$$

$$\bar{A}(\bar{r}, t) = \bar{A}_0 + \bar{A}_a(\bar{r})e^{i(\omega t - \phi)} = \bar{A}_0 + \bar{A}_{ac}(\bar{r}, t)$$

$$\bar{E}(\bar{r}, t) = \rho \bar{J}_{ac}(\bar{r}, t), \rho \text{ compleja}$$

$$\bar{J}_{ac} = -\frac{i\omega}{\rho} \bar{A}_{ac} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_{ac}^2} \bar{A}_{ac}$$

$$\lambda_{ac} = \sqrt{\frac{\rho}{i\mu_0 \omega}}$$

Si aplicamos un campo alterno de frecuencia muy alta, λ_{ac} se hace muy chica, hasta alcanzar λ_L . En ese limite, la respuesta es la de una muestra macroscopica en equilibrio, con corrientes de apantallamiento superficiales, que decaen en λ_L y no llegan a mover los vortices. $\bar{A} = \bar{A}_0 + \bar{A}_{ac} = -\mu_0 \lambda_L^2 \bar{J} = -\mu_0 \lambda_L^2 (\bar{J}_0 + \bar{J}_{ac})$

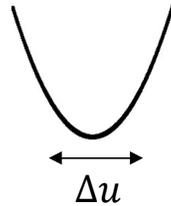
Al disminuir la frecuencia λ_{ac} crece, entonces: $\bar{A}_{ac} = -\mu_0 \lambda_L^2 \bar{J}_{ac} + \bar{u} \times \bar{B} = -\mu_0 \lambda_{ac}^2 \bar{J}_{ac}$

$$\bar{u} \times \bar{B} = \mu_0 \bar{J}_{ac} (\lambda_L^2 - \lambda_{ac}^2)$$

Dinámica oscilatoria: Régimen lineal

$$0 = -\alpha_L \bar{u} + \bar{j} \times \bar{\phi}_0 - \eta \frac{d\bar{u}}{dt}$$

$$\bar{u} \times \bar{B} = \mu_0 \bar{J}_{ac} (\lambda_L^2 - \lambda_{ac}^2)$$



$$\bar{B}(\bar{r}, t) = \bar{B}_0 + \bar{B}_a(\bar{r})e^{i\omega t} = \bar{B}_0 + \bar{B}_{ac}(\bar{r}, t)$$

$$\bar{A}(\bar{r}, t) = \bar{A}_0 + \bar{A}_a(\bar{r})e^{i(\omega t - \phi)} = \bar{A}_0 + \bar{A}_{ac}(\bar{r}, t)$$

$$\bar{E}(\bar{r}, t) = \rho \bar{J}_{ac}(\bar{r}, t), \rho \text{ compleja}$$

$$\bar{J}_{ac} = -\frac{i\omega}{\rho} \bar{A}_{ac} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_{ac}^2} \bar{A}_{ac}$$

$$\lambda_{ac} = \sqrt{\frac{C}{i\mu_0 \omega}}$$

Caso 1) **Regimen de Campbell**: La frecuencia ω es baja ($\omega \ll \alpha_L/\eta$) y podemos despreciar el termino viscoso $\eta \frac{d\bar{u}}{dt}$

$$\alpha_L \bar{u} = \bar{J}_{ac} \times \bar{\phi}_0 \Rightarrow \bar{u} = \frac{1}{\alpha_L} (\bar{J}_{ac} \times \bar{\phi}_0)$$

Los vortices oscilan en forma armonica dentro del pozo de potencial.

$$\bar{u} \times \bar{B} = \frac{1}{\alpha_L} (\bar{J}_{ac} \times \bar{\phi}_0) \times \bar{B} = \frac{B\phi_0}{\alpha_L} \bar{J}_{ac} = \mu_0 \bar{J}_{ac} (\lambda_L^2 - \lambda_{ac}^2) \Rightarrow \lambda_{ac}^2 = \lambda_L^2 + \frac{B\phi_0}{\mu_0 \alpha_L}$$

Longitud de penetracion de Campbell

Real $\Rightarrow \rho$ imaginaria (ρ real nula)

El campo y las corrientes decaen exponencialmente con $\lambda_{ac}(B)$. Midiendo λ_{ac} conocemos α_L .

Las corrientes estan en fase con el campo. El movimiento es no disipativo

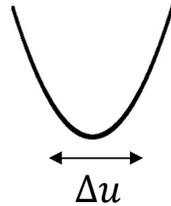
$$\chi'' \sim 0$$

$$\chi'(\lambda_{ac})$$

Dinámica oscilatoria: Régimen lineal

$$0 = -\alpha_L \bar{u} + \bar{j} \times \bar{\phi}_0 - \eta \frac{d\bar{u}}{dt}$$

$$\bar{u} \times \bar{B} = \mu_0 \bar{J}_{ac} (\lambda_L^2 - \lambda_{ac}^2)$$



$$\bar{B}(\bar{r}, t) = \bar{B}_0 + \bar{B}_a(\bar{r})e^{i\omega t} = \bar{B}_0 + \bar{B}_{ac}(\bar{r}, t)$$

$$\bar{A}(\bar{r}, t) = \bar{A}_0 + \bar{A}_a(\bar{r})e^{i(\omega t - \phi)} = \bar{A}_0 + \bar{A}_{ac}(\bar{r}, t)$$

$$\bar{E}(\bar{r}, t) = \rho \bar{J}_{ac}(\bar{r}, t), \rho \text{ compleja}$$

$$\bar{J}_{ac} = -\frac{i\omega}{\rho} \bar{A}_{ac} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_{ac}^2} \bar{A}_{ac}$$

$$\lambda_{ac} = \sqrt{\frac{C}{i\mu_0 \omega}}$$

Caso 2) **Regimen de FF:** Frecuencias altas ($\omega \gg \alpha_L/\eta$) domina la fuerza viscosa

Ecuacion de Flux Flow para las corrientes alternas:

$$\bar{J}_{ac} \times \bar{\phi}_0 = \eta \frac{d\bar{u}}{dt} = -i\omega\eta\bar{u} \quad \Rightarrow \quad \bar{u} = \frac{1}{-i\omega\eta} (\bar{J}_{ac} \times \bar{\phi}_0)$$

$$\bar{u} \times \bar{B} = i \frac{B\phi_0}{\omega\eta} \bar{J}_{ac} = \mu_0 \bar{J}_{ac} (\lambda_L^2 - \lambda_{ac}^2) \Rightarrow \quad \lambda_{ac}^2 = \lambda_{FF}^2 = \lambda_L^2 - i \frac{B\phi_0}{\mu_0 \omega\eta} \sim -i \frac{B\phi_0}{\mu_0 \omega\eta} \quad \frac{\phi_0 B}{\eta} = \rho_{FF}$$

$$\lambda_{FF}^2 = -i \frac{\rho_{FF}}{\mu_0 \omega}$$

Skin depth Ohmico con ρ_{FF}