Defensa de Tesis de Doctorado en Física

LaNAIS
de
RMS

Dinámica coherente de excitaciones de carga y espín en sistemas unidimensionales.

Elena Rufeil Fiori

Dr. Horacio M. Pastawski, Dra. Patricia R. Levstein

Motivaciones

El **control y diseño de la dinámica cuántica** constituye el núcleo del procesamiento de información cuántica.
En sistemas de espines acoplados, esto se ve dificultado por

- la alta conectividad de las interacciones,
- la complejidad de los estados accesibles a temperatura ambiente.

En esta tesis mostramos alternativas para obtener una dinámica **coherente controlada** que puede obtenerse en sistemas de espines interactuantes en experimentos de RMN

Para obtener el grado de simplicidad deseado utilizaremos un adecuado **diseño de las interacciones efectivas** y una conveniente elección de la topología de los acoplamientos…

elección de interacciones efectivas…

muchos cuerpos …

RMN en el estado sólido

$$\mathcal{H}_{DQ} = d_{i,i+1} \sum_{i=1}^{N} \left(S_i^+ S_{i+1}^+ + S_i^- S_{i+1}^- \right)$$

$$\left\langle S^z \right\rangle (t) = \sum_M J_M(t) \exp\left(-iM\phi\right)$$

RMN en el estado líquido

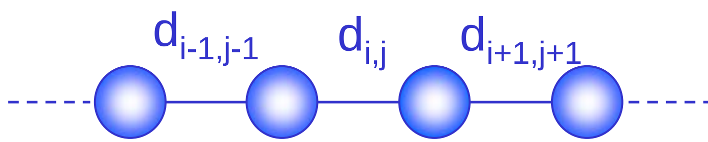
$$\mathcal{H}_{XY} = d_{i,i+1} \sum_{i=1}^{N} \left(S_i^+ S_{i+1}^- + S_i^- S_{i+1}^+ \right)$$

$$P_{i,i}(t) = \left\langle S_i^z(t) S_i^z(0) \right\rangle$$

Feld´man et al.

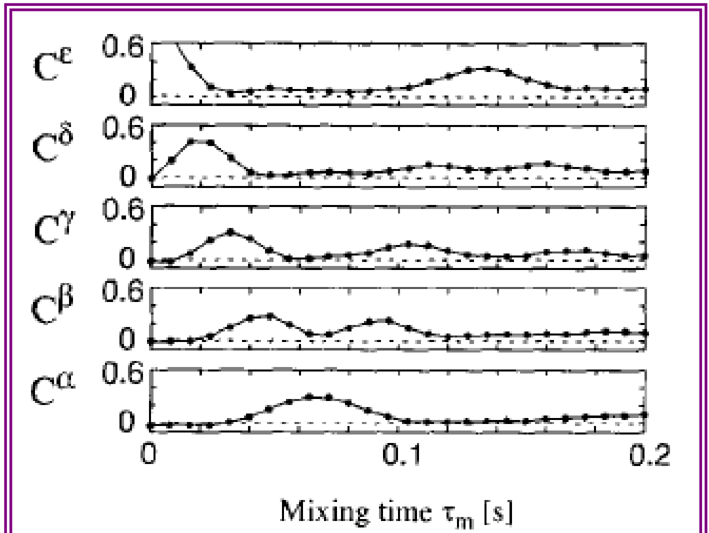
Jordan-Wigner

un cuerpo …



fermiones no interactuantes

$$\mathcal{H}_{TB} = d_{i,i+1} \sum_{i=1}^{N} \left(c_i^+ c_{i+1} + c_{i+1}^+ c_i \right)$$



Función correlacion de pares en una cadena de 5 espines est. líq. en RMN

Z.L. Mádi et al. / Chemical Physics Letters 268 (1997) 300–305

Organización

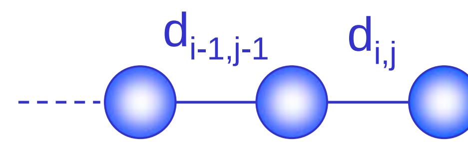
Primer parte:

• Estudiamos **cómo obtener una dinámica simple** aprovechando las interacciones (DQ) que mezclan subespacios de distinta proyección de espín total.
• Implementamos experimentos en RMN en el estado sólido utilizando un sistema unidimensional de espines.
• Utilizamos Coherencias Cuánticas Múltiples, una "observable" en RMN, como **testigo de dinámica efectiva de un cuerpo** subyacente en una dinámica de muchos cuerpos interactuantes.

Segunda parte:

• Estudiamos un **modelo** que describe el **decaimiento de la polarización** cuando un espín excitado interactúa débilmente con una cadena de espines que actúa como un ambiente.
• Estudiamos los **efectos coherentes que el ambiente produce sobre el sistema** de interés.
• Obtenemos una **descripción completa del decaimiento** de la polarización local, comportamiento **exponencial y no-exponencial**.

Primera parte… Panorama



muchos cuerpos …

RMN en el estado sólido

$$\mathcal{H}_{DQ} = d_{i,i+1} \sum_{i=1}^{N} \left(S_i^+ S_{i+1}^+ + S_i^- S_{i+1}^- \right)$$

no conmuta con el estado inicial de equilibrio térmico*

$$\rho(0) = \frac{1}{Z} \left(\mathbf{1} - \alpha \sum_i S_i^z \right)$$

mezcla subespacios de diferente proyección de espín (momento magnético total) creando estados de superposición de muchos cuerpos: Coherencias Cuánticas Múltiples

un cuerpo …

$$\begin{tikzcd}
\rho(0) \arrow[r, dashed, "\exp\left(-\mathrm{i}\, H_{DQ}\, t\right)"] \arrow[d, "U"'] & \rho(t) \\
\overline{\rho}(0) \arrow[r, "\exp\left(-\mathrm{i}\, H_{XY}\, t\right)"] & \overline{\rho}(t) \arrow[u, "U^{+}"']
\end{tikzcd}$$

fermiones no interactuantes

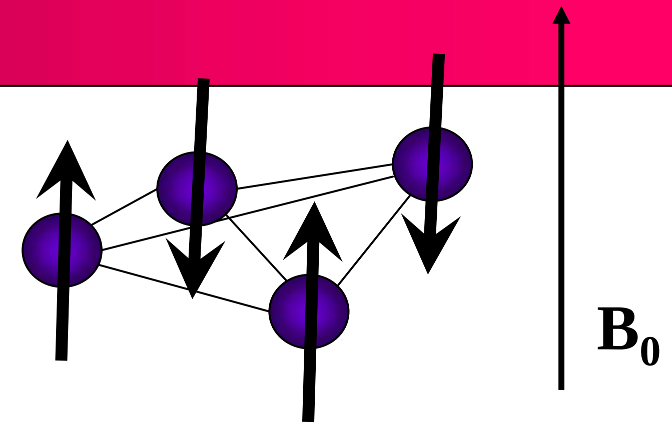
$$\mathcal{H}_{TB} = d_{i,i+1} \sum_{i=1}^{N} \left(c_i^+ c_{i+1} + c_{i+1}^+ c_i \right)$$

dinámica cuántica efectiva de un cuerpo, manifestada en los órdenes de MQC

$$\left\langle S^z \right\rangle(t) = \sum J_M(t) \exp(-iM\phi)$$

Espines nucleares en el estado sólido

Sistema de espines nucleares en el **estado sólido** en presencia de un campo magnético externo B_0



<u>Interacciones principales:</u>

1) interacción con el campo externo, *Zeeman*,

$$\mathcal{H}_{Zee} = -\sum_i \hbar\gamma B_0 S_i^z$$

2) interacción dipolar,

$$\mathcal{H}_{dip} = \sum_{i,j} \frac{\hbar^2\gamma^2}{2}\left(\frac{\mathbf{S}_i\cdot\mathbf{S}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\mathbf{S}_i\cdot\mathbf{r}_{ij})(\mathbf{S}_j\cdot\mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^5}\right)$$

$\mathcal{H}_{dip}$ perturbación de $\mathcal{H}_{Zee}$ (5 órdenes menor), se desprecian los términos del $\mathcal{H}_{dip}$ que producen transiciones entre los autoestados de $\mathcal{H}_{Zee}$. Descripción desde terna rotante → dinámica queda descrita por Hamiltoniano dipolar truncado:

$$\boxed{\mathcal{H}_{dip}^{(0)} = \sum_{i,j} \frac{d_{ij}}{2}\left(2S_i^zS_j^z - S_i^xS_j^x - S_i^yS_j^y\right)} \quad d_{ij} = \frac{\hbar^2\gamma^2}{2r_{ij}^3}\left(3\cos(\theta_{ij})-1\right);$$

γ razón giromagnética, S_i^z componente del op. de espín definido por la dirección de B_0, r_{ij} vector posición que une a los núcleos i y j, $\mathbf{S}_i$ es el vector de momento angular, θ_{ij} ángulo entre el vector internuclear r_{ij} y B_0.

Coherencias Cuánticas Múltiples

$[\mathcal{H}_{\mathrm{dip}}^{(0)}, S^z] = 0$ → autoestados |u> de $\mathcal{H}_{dip}^{(0)}$ y del operador de espín total S^z:

$$\underbrace{S^z = \sum_i S_i^z \qquad\qquad S^z|u\rangle = m_u|u\rangle}$$

el momento magnético total es un buen número cuántico

$$m_u = \sum_i m_{u,i}$$

Luego, los elementos no diagonales de la matriz densidad, i.e., las coherencias,

$$\boxed{\rho_{uv} = \langle u|\rho(t)|v\rangle}$$

pueden ser nominadas utilizando la diferencia de los momentos magnéticos. Un elemento ρ_{uv} es llamado

coherencia cuántica de orden M

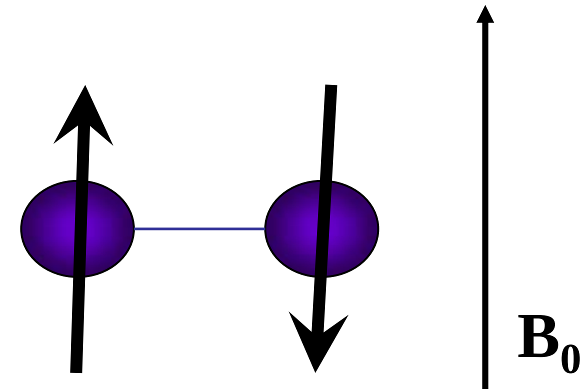
si los dos estados |u> y |v> involucrados en la transición que conecta son tq

$$\boxed{M = m_u - m_v}$$

Coherencias Cuánticas Múltiples: 2 espines

$$\boxed{M = m_u - m_v}$$

2 espines



$$\rho(t) = \begin{array}{c} \\ \langle ++| \\ \langle +-| \\ \langle -+| \\ \langle --| \end{array} \begin{array}{c} \begin{array}{cccc} |++\rangle & |+-\rangle & |-+\rangle & |--\rangle \end{array} \\ \begin{bmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} & \rho_{14} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} & \rho_{24} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} & \rho_{34} \\ \rho_{41} & \rho_{42} & \rho_{43} & \rho_{44} \end{bmatrix} \end{array}$$

***M* = *0* incluye las poblaciones ρ_{ii}**

***M* = *+/- 1* magnetización transversal**

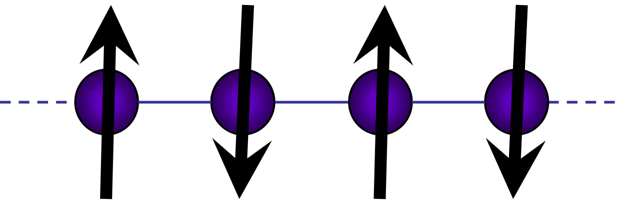
M* = *+/- 2

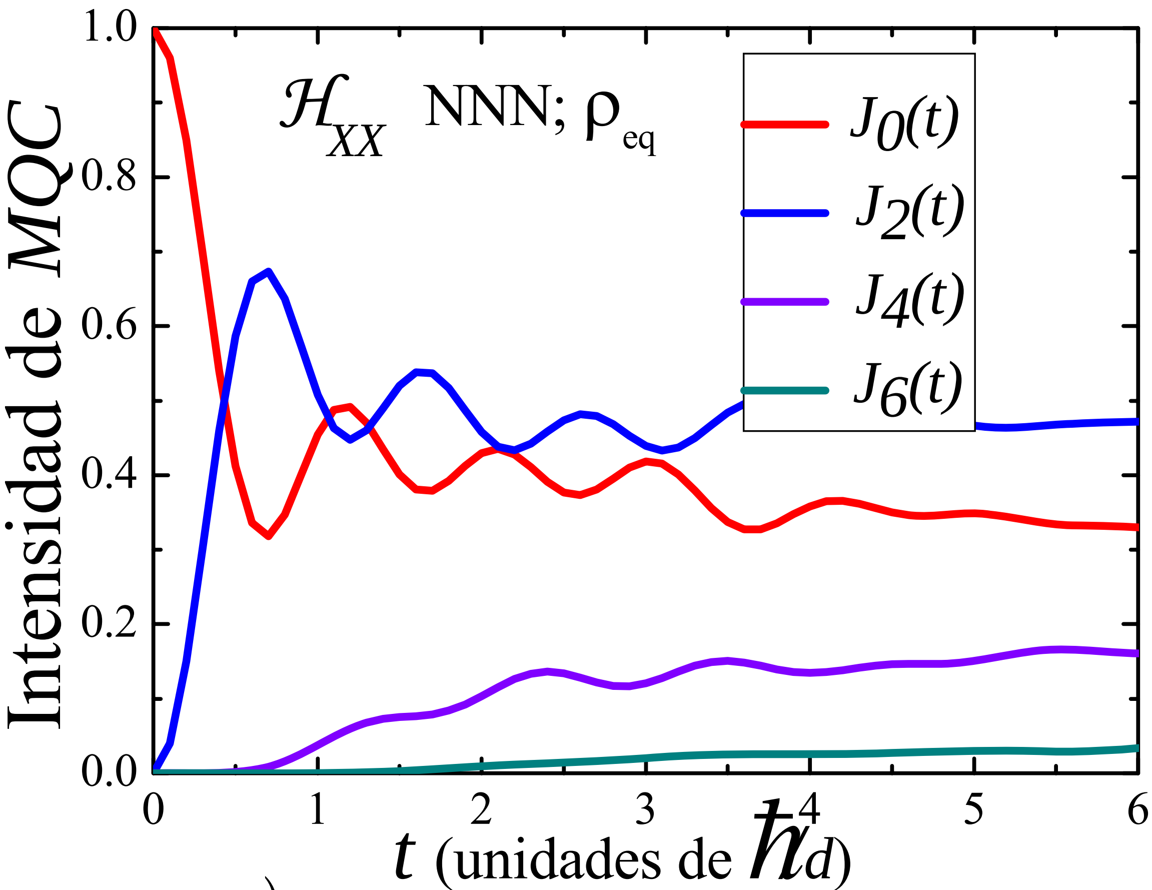
Intensidad de coherencia de orden M (*):

$$\boxed{J_M(t) = \sum\nolimits_{u,v}' \left|\rho_{uv}(t)\right|^2}$$

Coherencias Cuánticas Múltiples: cadena de 10 espines

10 espines





Interacción*:
primer vecino d_{ij}=d
segundo vecino d_{ij}=d/8

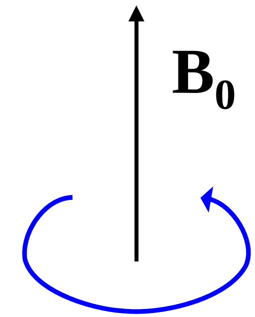
$$\mathcal{H}_{XX} = \sum_{i,j} \frac{d_{ij}}{2} \left(2S_i^x S_j^x - S_i^y S_j^y - S_i^z S_j^z \right)$$

y condición inicial de equilibrio térmico en la aprox. de altas temperaturas:

$$\rho(0) = \frac{1}{2^{10}} \left(1 + \frac{\hbar \gamma B_0}{kT} S^z \right)$$

Cómo se detectan las MQC

Pueden ser caracterizadas basándose en su respuesta a una rotación alrededor del eje de cuantificación z.



Un estado de coherencia de orden *M* luego de una rotación de ángulo ϕ alrededor del eje z adquiere una fase proporcional a M dada por:

$$\boxed{\langle u|\exp\left(-\mathrm{i}\,\phi S^z\right)\rho\exp\left(\mathrm{i}\,\phi S^z\right)|v\rangle = \exp\left(\mathrm{i}\,\phi M\right)\langle u|\rho|v\rangle}$$

esta rotación sobre el estado la incluimos en el Hamiltoniano:

$$\boxed{\mathcal{H}_\phi = \exp\left(-\mathrm{i}\,\phi S^z\right)\mathcal{H}\exp\left(\mathrm{i}\,\phi S^z\right)}$$

Magnetización total → *transformada de Fourier* con coeficientes J_M

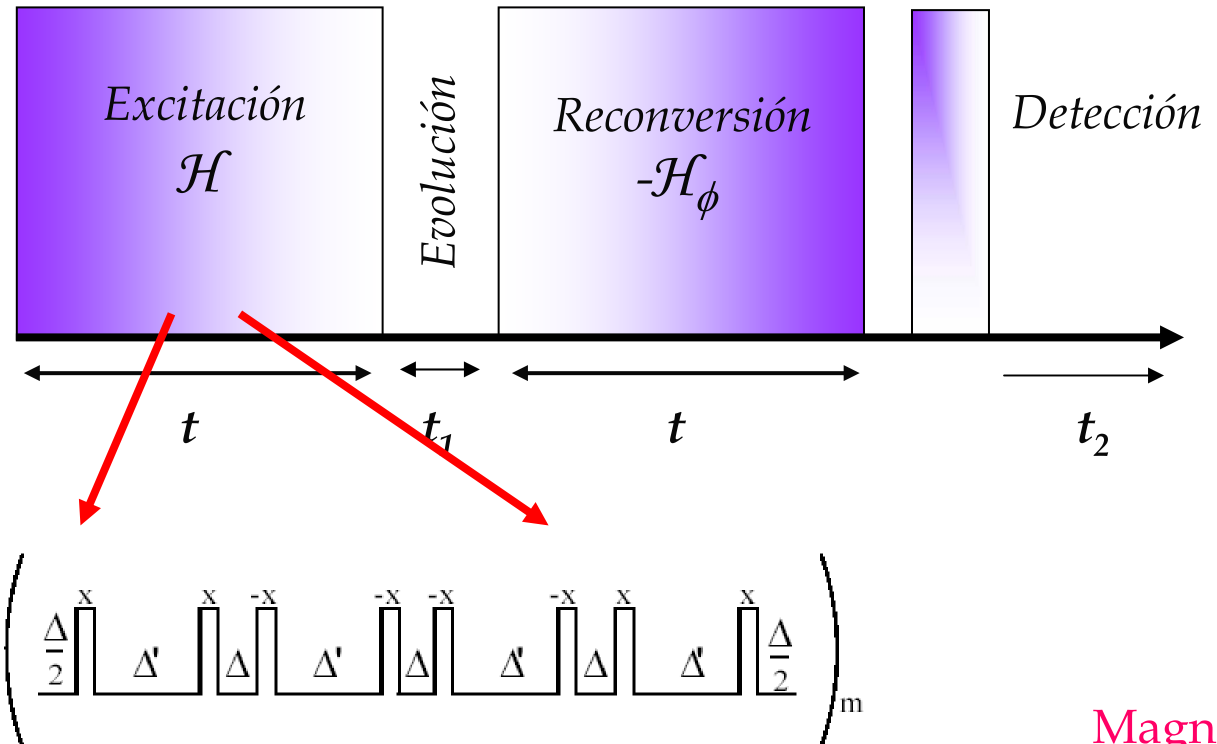
$$\boxed{\rho(0)\rightarrow\mathcal{H}\rightarrow\rho(t)\rightarrow-\mathcal{H}_\phi\rightarrow\rho(2t)}$$

$$\boxed{\left\langle S^z\right\rangle(t) = \sum_M \exp\left(\mathrm{i}\,\phi M\right)J_M(t)}$$

$$\boxed{\phi\longleftrightarrow M}$$

Cómo se detectan las MQC

Esquema de secuencias de pulsos formado por 4 partes, detección por marcado de fase:



1. **Periodo de excitación**: exc. de las MQC generando Hamilt. efectivo $\mathcal{H}$.
2. **(Periodo de evolución)** evol. libre de las MQC.
3. **Periodo de reconversión**: "marcado" de las MQC con la fase ϕ, generando $-\mathcal{H}_\phi$.
4. **Periodo de detección**: pulso de lectura

Hamiltoniano efectivo para t = m tc

$$\boxed{\mathcal{H}_{DQ} = \sum_{i,j} d_{ij}\left(S_i^+ S_j^+ + S_i^- S_j^-\right)}$$

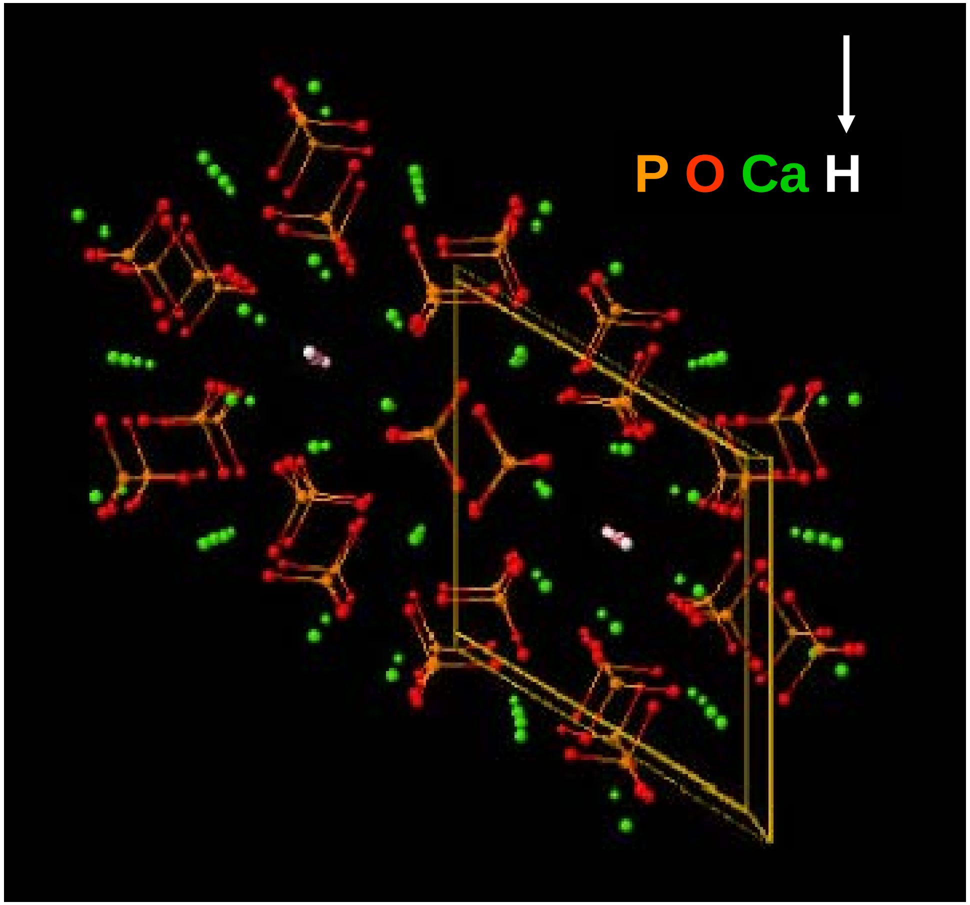
Magnetización total → *transformada de Fourier* con coeficientes J_M

$$\boxed{\left\langle S^z \right\rangle(t) = \sum_M \exp(i\,\phi M)\,J_M(t)}$$

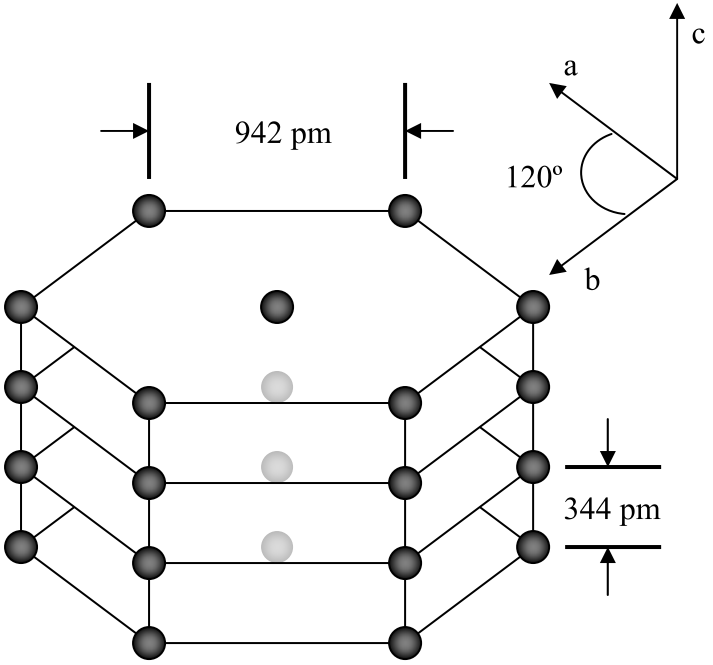
$$\boxed{\phi \longleftrightarrow M}$$

Cuál es el sistema

Hidroxiapatita



Hidroxiapatita Hexagonal
$Ca_{10}(PO_4)_6(OH)_2$



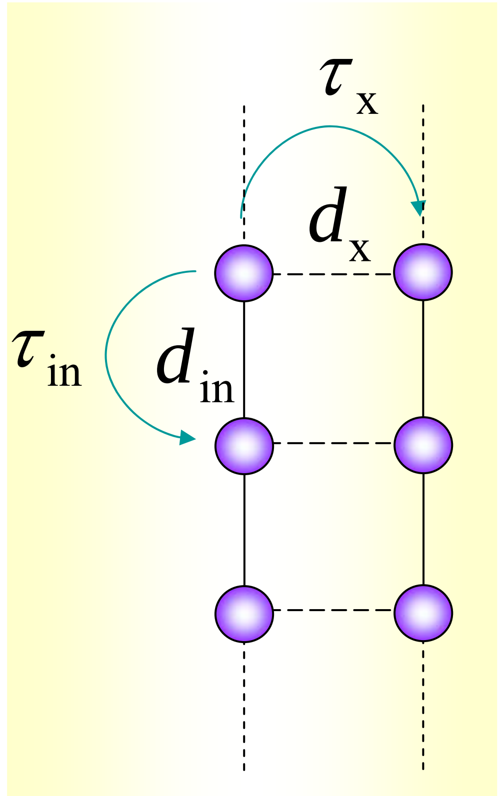
$Ca_5(OH)(PO_4)_3$
Arreglo en columnas de lo núcleos de hidrógenos en la hidroxiapatita

Unidimensionalidad favorecida por el efecto Zenón

RMN en el estado sólido → interacción dipolar → $1/r^3$
Razón entre la constante de interacción dentro de la cadena y la interacción entre cadeas:

$$\frac{d_{\mathrm{in}}}{d_{\mathrm{x}}} = f(\theta_{\max})\ \mathrm{x} \left(\frac{r_{\mathrm{x}}}{r_{\mathrm{in}}}\right)^3 \approx 2\ \mathrm{x}\ 20$$

Monocristal
(orientación que maximiza el acoplamiento dentro de la cadena)



Razón entre los segundos momentos de un espín en una cadena y un espín central rodeado por 6 vecinos:

$$\sqrt{\left\langle \frac{M_{\mathrm{in}}}{M_{\mathrm{x}}} \right\rangle} = \langle f(\theta,\phi) \rangle\ \mathrm{x} \left(\frac{r_{\mathrm{x}}}{r_{\mathrm{in}}}\right)^3 \approx 1.5\ \mathrm{x}\ 20$$

Policristal
(promedio sobre ángulo sólido)

Efecto dinámico → Efecto Zenón Cuántico

Razón entre el tiempo característico dentro de la cadena y el tiempo característico entre cadenas (dinámica FGR):

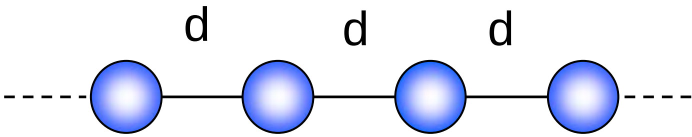
$$\tau_{\mathrm{in}} \approx \frac{\hbar}{d_{\mathrm{in}}}, \quad \frac{1}{\tau_{\mathrm{x}}} \approx \frac{1}{\hbar} d_{\mathrm{x}}^{\,2} \frac{1}{d_{\mathrm{in}}},$$

$$\boxed{\Rightarrow \frac{\tau_{\mathrm{in}}}{\tau_{\mathrm{x}}} \approx \left(\frac{d_{\mathrm{x}}}{d_{\mathrm{in}}}\right)^2 \approx \left(\frac{r_{\mathrm{in}}}{r_{\mathrm{x}}}\right)^6 \approx \frac{1}{400}}$$

Transformación a fermiones no interactuantes

muchos cuerpos ...

$$\boxed{\mathcal{H}_{DQ} \propto S_i^+ S_j^+ + S_i^- S_j^-}$$



$$\mathcal{H}_{DQ}, \rho_{eq}(0) \rightarrow J_0(t), J_2(t), J_4(t), J_6(t), \ldots$$

$$\mathcal{H}_{DQ}, \rho_{eq}(0), nn:$$

$$\begin{tikzcd}
\rho(0) \arrow[rr, dashed, "\exp(-\mathrm{i}\, H_{DQ}\, t)"] \arrow[d, "U"'] & & \rho(t) \\
\overline{\rho}(0) \arrow[rr, "\exp(-\mathrm{i}\, H_{XY}\, t)"] & & \overline{\rho}(t) \arrow[u, "U^+"']
\end{tikzcd}$$

sólo coherencias de orden 0 y 2

$\updownarrow$

dinámica cuántica efectiva de un cuerpo, manifestada en los órdenes de MQC

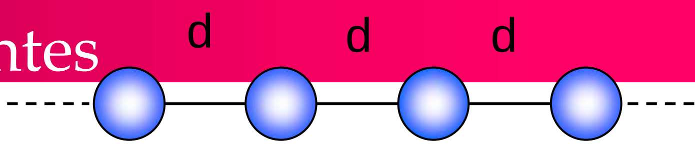
$\updownarrow$

$\updownarrow$

fermiones no interactuantes $\leftrightarrow$ $\boxed{\mathcal{H}_{TB} \propto c_i^+ c_{i+1} + c_{i+1}^+ c_i}$

... "un cuerpo"

Transformación a fermiones no interactuantes



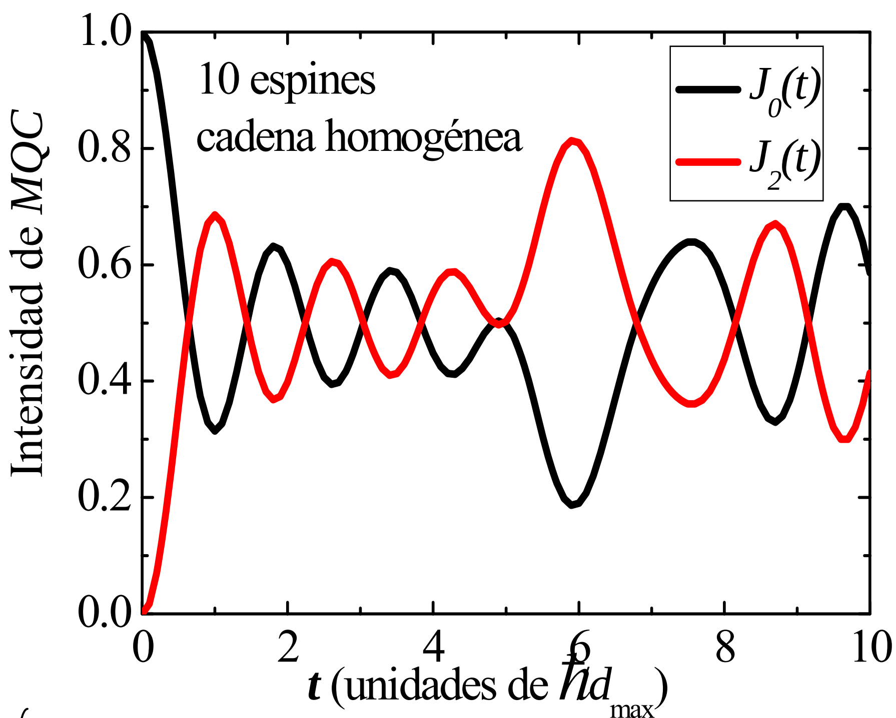
muchos cuerpos ...

$$\boxed{\mathcal{H}_{DQ} \propto S_i^+ S_j^+ + S_i^- S_j^-}$$

$$\boxed{\mathcal{H}_{DQ}, \rho_{eq}(0) \rightarrow J_M(t)\ \forall M\ \ par}$$

$$\boxed{\mathcal{H}_{DQ}, \rho_{eq}(0), nn \rightarrow J_M(t) = 0\ \forall M > 2}$$

dinámica de fermiones no interactuantes
manifestada en los órdenes de MQC



... "un cuerpo"

cadena homogénea,

$$d_{ij} = d\ \forall i, j$$

solución analítica

$$\boxed{J_0(t) = \frac{1}{N} \sum_n \cos^2\left(4d\,t\cos\left(\frac{\pi n}{N+1}\right)\right)}$$

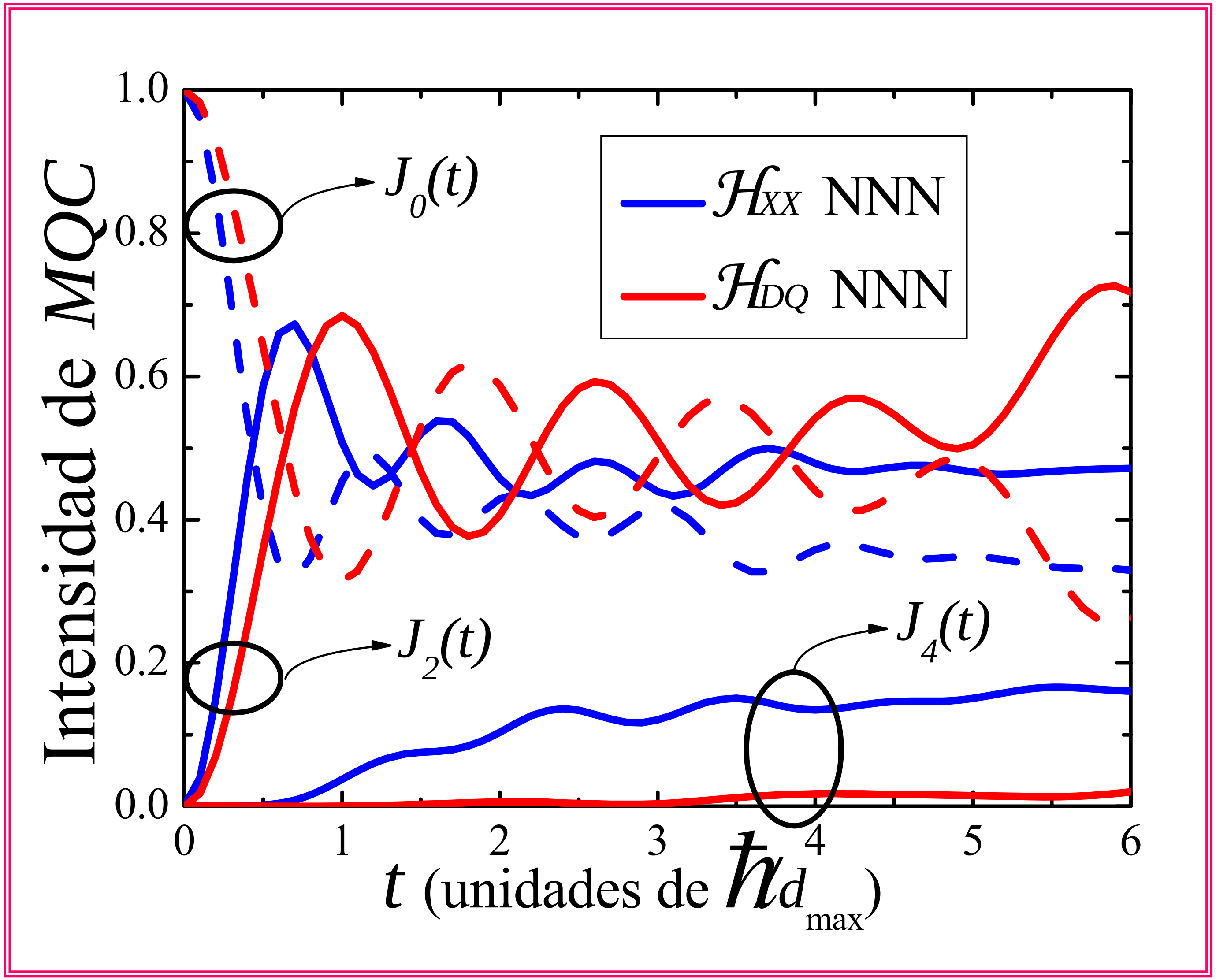
$$\boxed{J_2(t) = \frac{1}{2N} \sum_n \cos^2\left(4d\,t\sin\left(\frac{\pi n}{N+1}\right)\right)}$$

Resultados numéricos: dinámica de MQC

cadena de 10 espines

$$\mathcal{H}_{DQ} \propto S_i^x S_j^x - S_i^y S_j^y,$$

$$\mathcal{H}_{XX} \propto 3S_i^x S_j^x - S_i^y S_j^y - S_i^z S_j^z,$$



Hamiltoniano dipolar rotado: mezcla muchos subespacios de proyección de espín

NNN
Interacción:
primer vecino
dij=d
segundo vecino
dij=d/8

Interacción 2do vecino (NNN): "rompe" la transformación a "un cuerpo"

Resultados Numéricos

cadena de 10 espines

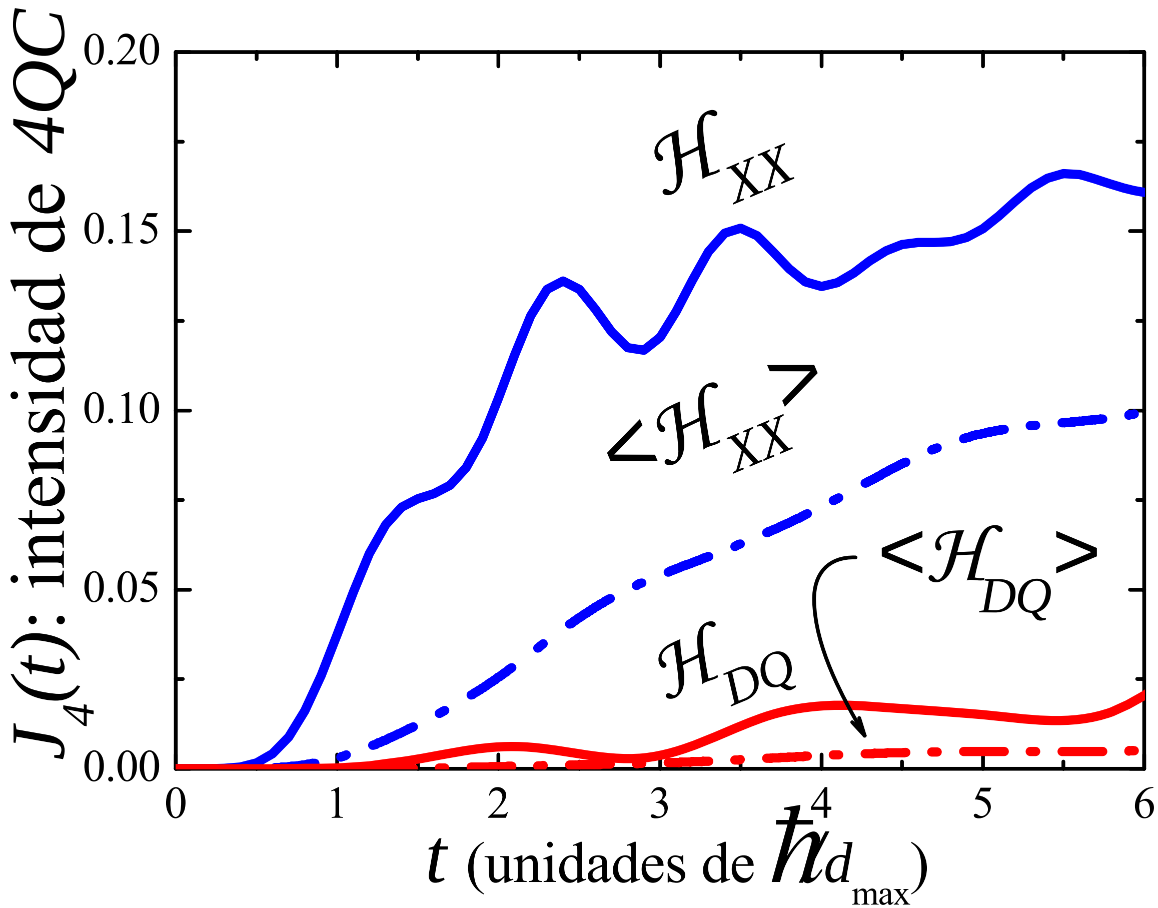
$$\mathcal{H}_{DQ} \propto S_i^x S_j^x - S_i^y S_j^y,$$

$$\mathcal{H}_{XX} \propto 3S_i^x S_j^x - S_i^y S_j^y - S_i^z S_j^z,$$

NNN
Interacción:
1er vecino dij=d
2do vecino dij=d/8

$\mathcal{H}_{XX}$, $\mathcal{H}_{DQ}$, monocristal: una orientación de la cadena respecto al campo magnético externo

$\langle\mathcal{H}_{XX}\rangle$, $\langle\mathcal{H}_{DQ}\rangle$, policristal: promedio sobre ángulo sólido $\langle\rangle$

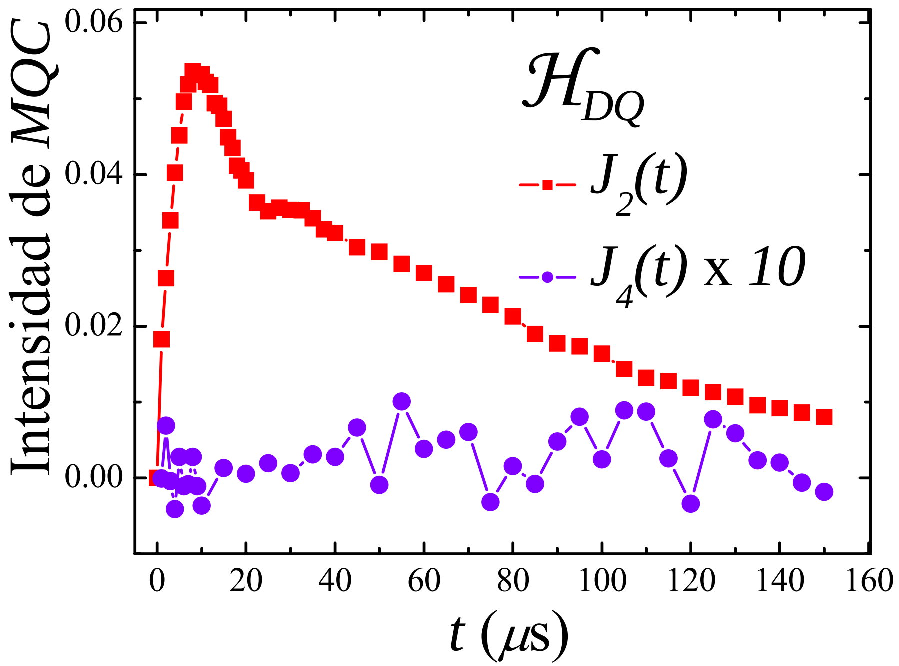


Si bien, bajo $\mathcal{H}_{QD}$ NNN

$$J_4(t) \neq 0$$

su intensidad es pequeña frente a interacciones que mezclan más fuertemente los subespacios. Así, $\mathcal{H}_{DQ}$ mantiene la dinámica principal entre J_0 y J_2.

Resultados Experimentales

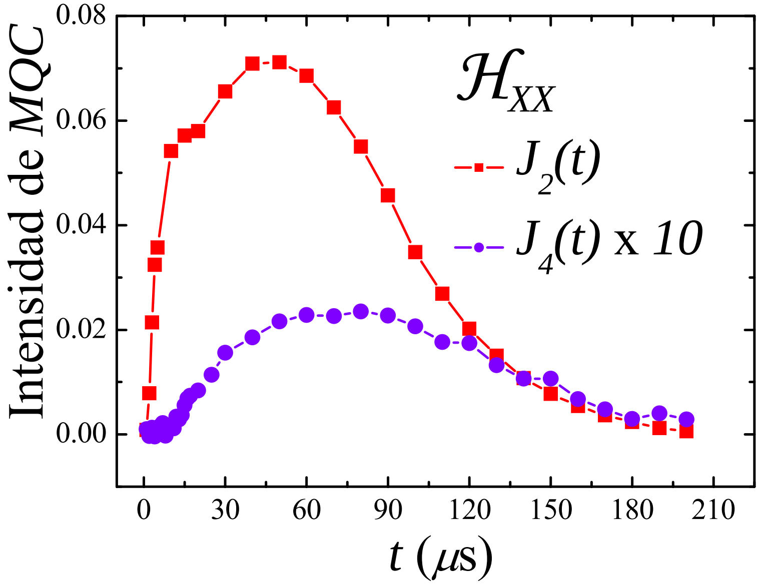


dinámica $\mathcal{H}_{DQ}$
2do orden de coherencia,
4to orden de coherencia x 10.

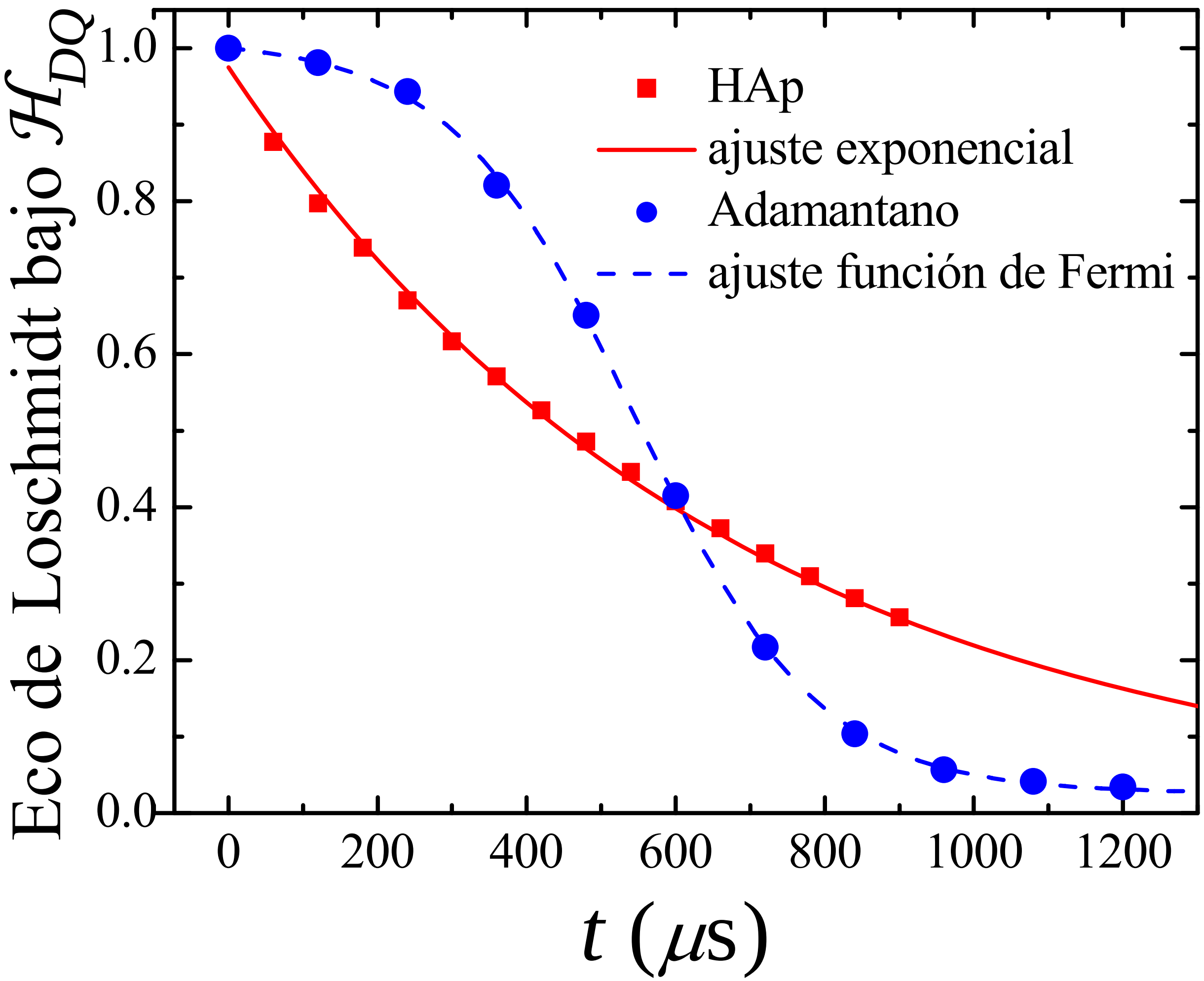
$$\boxed{J_4(t) = 0}$$

dinámica $\mathcal{H}_{XX}$
2do orden de coherencia,
4to orden de coherencia x 10.

no hay una limitación señal-ruido



Resultados experimentales: Eco de Loschmidt bajo $\mathcal{H}_{DQ}$



HAp
→ sistema 1d
→ decaimiento expon.

Adamantano
→ sistema 3d
→ curva tipo Fermi:

$$\frac{1}{1+\exp\left(\left(t-t_c\right)/\tau_\phi\right)}$$

$$HAp \rightarrow \tau_\phi = \left(770 \pm 50\right)\mu s$$

$$adam \rightarrow \begin{cases} t_c = \left(545 \pm 2\right)\mu s \\ \tau_\phi = \left(123 \pm 2\right)\mu s \end{cases}$$

Conclusiones (de la primer parte…)

- Utilizando RMN en el estado sólido en una red de espines 1d (favorecida por el QZE), construimos una dinámica cuántica efectiva de un cuerpo, $\mathcal{H}_{\mathrm{DQ}}$.

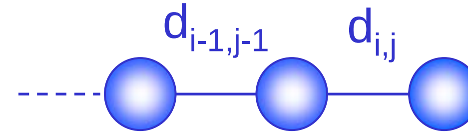
- Utilizamos como testigo de la dinámica efectiva de un cuerpo subyacente en una dinámica de muchos cuerpos interactuantes la intensidad de coherencia de orden 4, $J_4(t)$.

- Estos resultados fueron contrastados con la dinámica de muchos cuerpos inducida por la acción de un Hamiltoniano dipolar rotado, $\mathcal{H}_{\mathrm{XX}}$.

- Evaluamos la decoherencia a través de un experimento de eco de Loschmidt basado en la dinámica de cuantos-dobles. La dinámica 1d conduce una monótona decoherencia exponencial, mientras que la dinámica de un espacio altamente conectado muestra un decaimiento abrupto de la coherencia.

- Estos resultados indican que, a pesar de la inevitable interacción a segundos vecinos, la HAp puede ser usada como un "simulador cuántico" para la dinámica de fermiones no-interactuantes.

Segunda parte…



muchos cuerpos … | *un cuerpo …*

RMN en estado líquido

$$\mathcal{H}_{XY} = d_{i,i+1} \sum_{i=1}^{N} \left(S_i^+ S_{i+1}^- + S_i^- S_{i+1}^+ \right)$$

Jordan-Wigner

fermiones no interactuantes

$$\mathcal{H}_{TB} = d_{i,i+1} \sum_{i=1}^{N} \left(c_i^+ c_{i+1} + c_{i+1}^+ c_i \right)$$

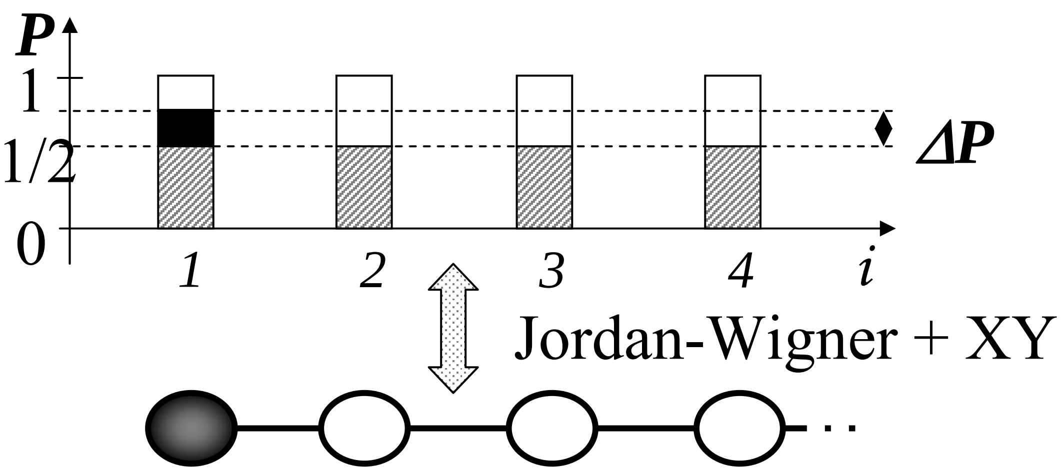
Polarización Local, función de autocorrelación

$$P_{i,i}(t) = \left\langle S_i^z(t) S_i^z(0) \right\rangle_{ens}$$

Probabilidad de Supervivencia

$$P_{i,i}(t) = \left| \left\langle i \right| \exp\left(-iHt\right) \left| i \right\rangle \right|^2$$

$T = \infty$ a)



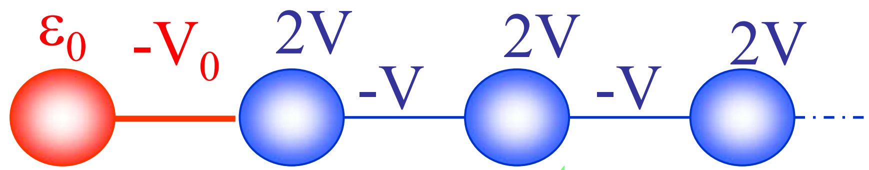
$T = 0$ b)

$|i\rangle$ estado de una partícula localizado en el sitio i

E.P. Danieli et al. / Chemical Physics Letters 402 (2005) 88–95

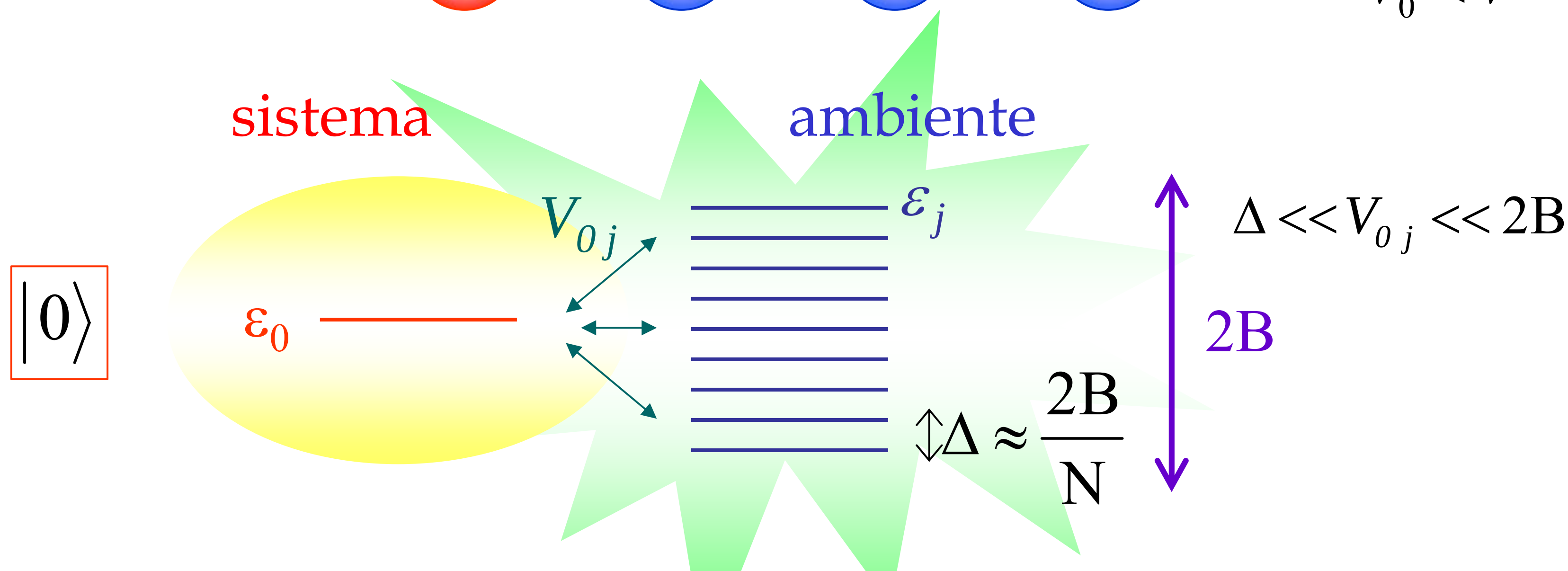
Sistema-ambiente; Probabilidad de Supervivencia

$$\boxed{P_{00}(t) = \left| \langle 0 | \exp(-iHt) | 0 \rangle \right|^2}$$



resonancia
bien definida

$V_0 < V$



aproximación de banda ancha, aproximación Markoviana

↓

Decaimiento exponencial con velocidad de decaimiento dada por la aproximación de la Regla de Oro de Fermi (FGR)

FGR → aprox de 1º orden en teoría de perturbaciones, no hay retornos del ambiente, no hay efectos de memoria…

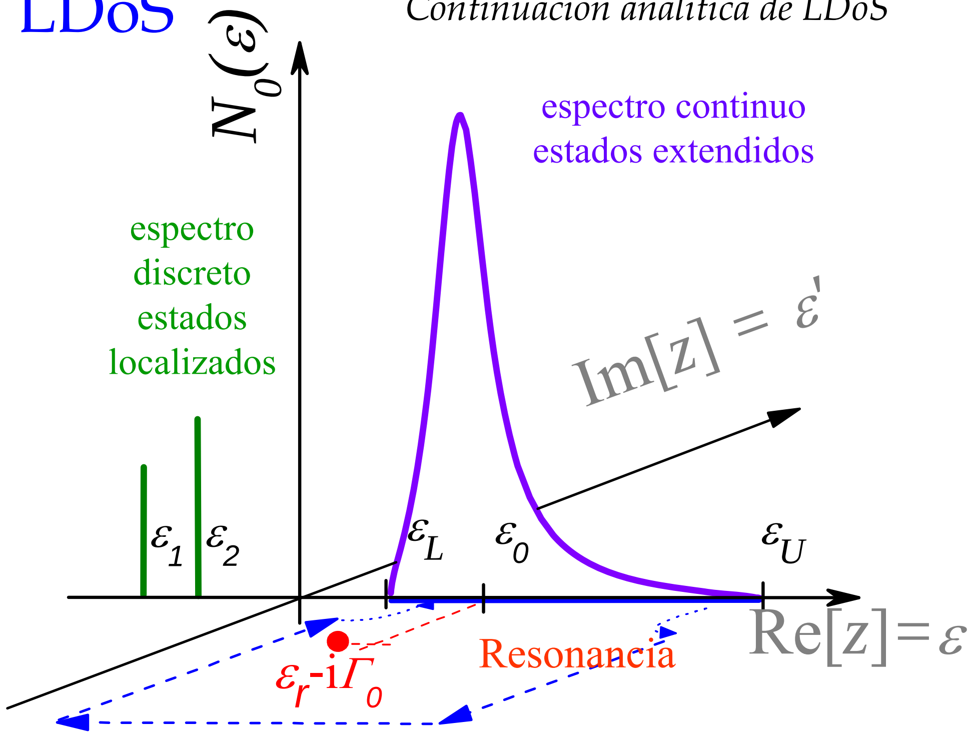
En cambio, si se considera un ambiente no-Markoviano…

Probabilidad de Supervivencia y LDoS

Continuación analítica de LDoS

$$P_{00}(t) = \left| \langle 0 | e^{-\frac{i}{\hbar} H\, t} | 0 \rangle \; \theta(t) \right|^2$$

$$P_{00}(t) = \left| \int_0^B d\varepsilon \, N_0(\varepsilon) \; e^{-\frac{i}{\hbar}\varepsilon\, t} \right|^2$$



teorema de los residuos

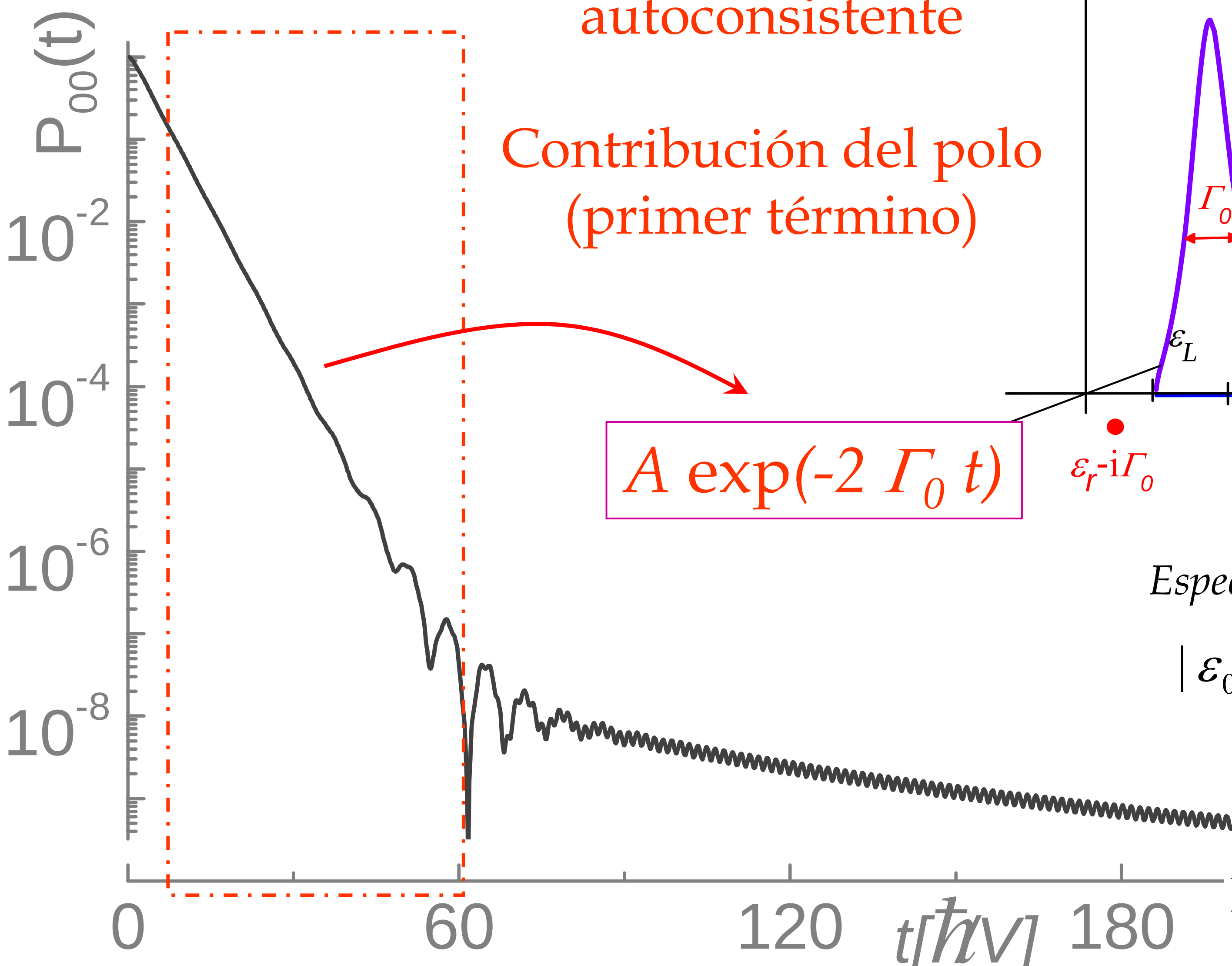
sistema sin estados localizados

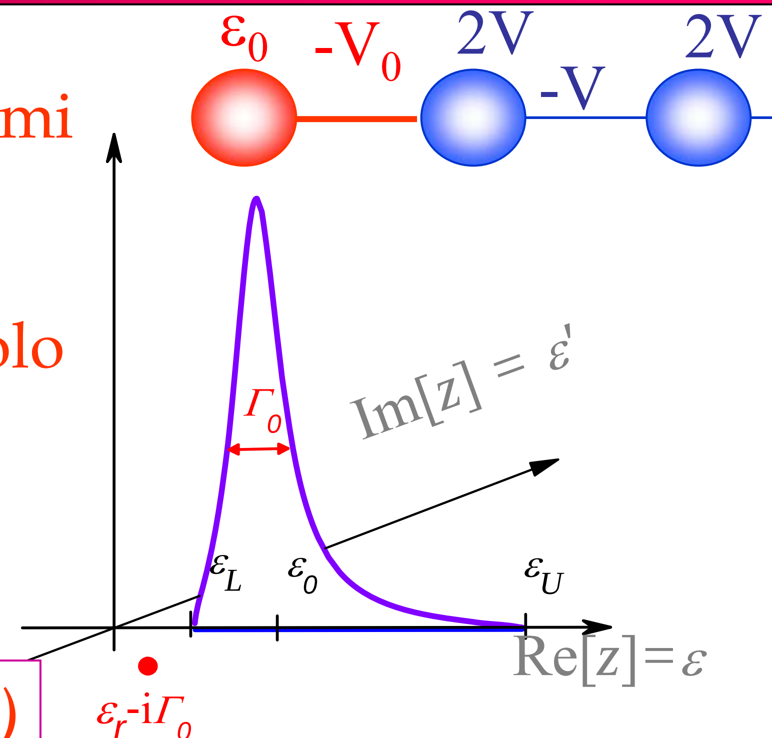
$$P_{00}(t) = \left| \underbrace{a\, e^{-(\Gamma_0 - i\varepsilon_r)t/\hbar}}_{\text{SC-FGR}} + \underbrace{\int_0^\infty d\varepsilon' e^{-\varepsilon' t/\hbar} \left[e^{-i\varepsilon_L t/\hbar} N_0(\varepsilon_L - i\varepsilon') - e^{-i\varepsilon_U t/\hbar} N_0(\varepsilon_U - i\varepsilon') \right]}_{\text{corrección de los retornos del ambiente}} \right|^2$$

Probabilidad de Supervivencia; Decaimiento exponencial

Regla de Oro de Fermi autoconsistente

Contribución del polo (primer término)





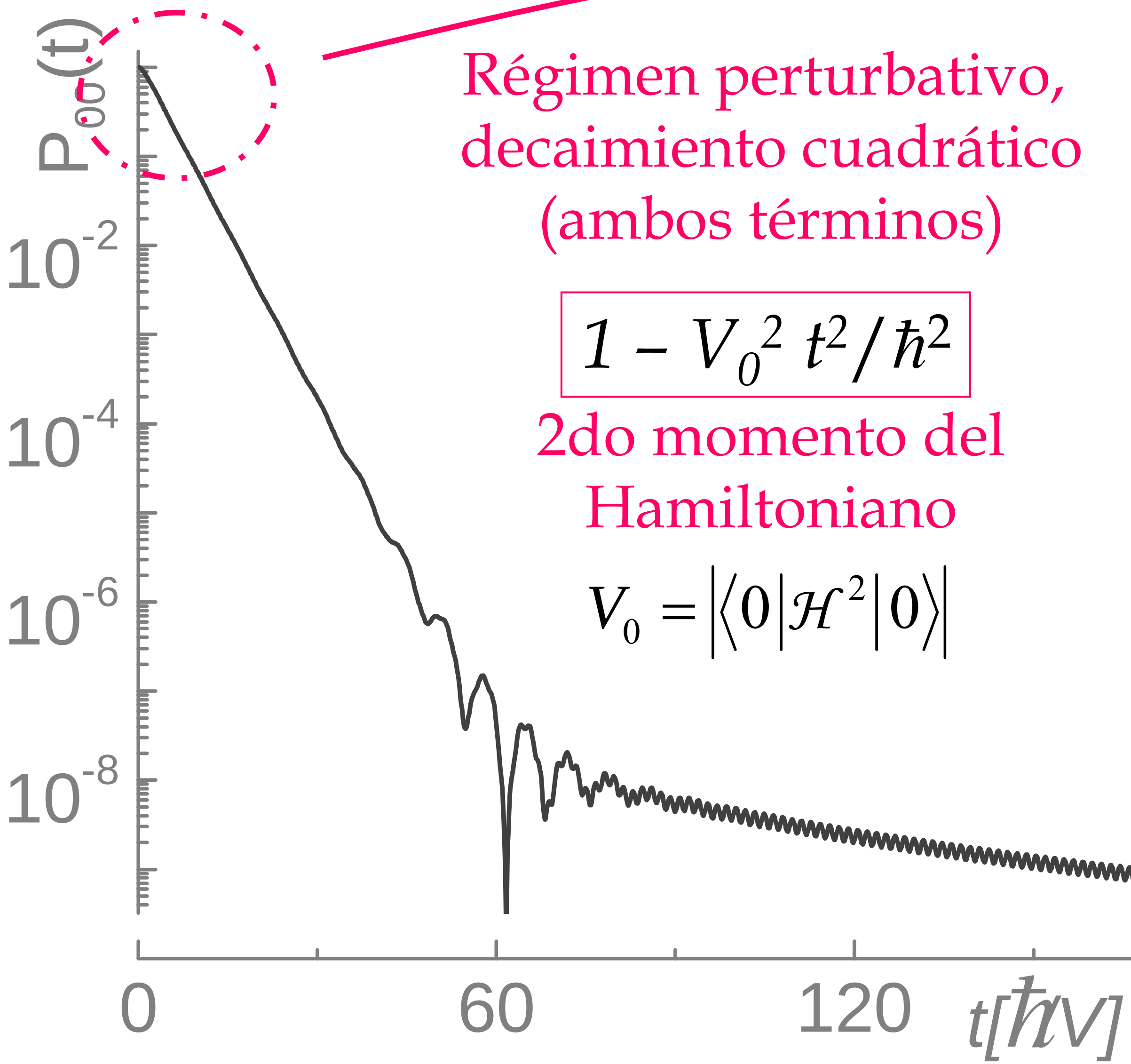
Espectro puramente continuo:

$$|\,\varepsilon_0 - 2V\,| < 2V - V_0^{\,2}/V$$

Resonancia bien definida en $\varepsilon r - \mathrm{i}\,\Gamma_0$:

$$\Gamma_0 << \varepsilon_r < B \equiv 4V$$

Probabilidad de Supervivencia; tiempos cortos

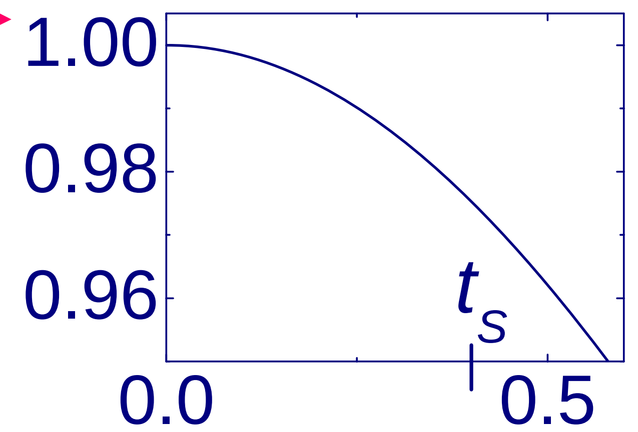


Régimen perturbativo, decaimiento cuadrático (ambos términos)

$$\boxed{1 - V_0^2\, t^2/\hbar^2}$$

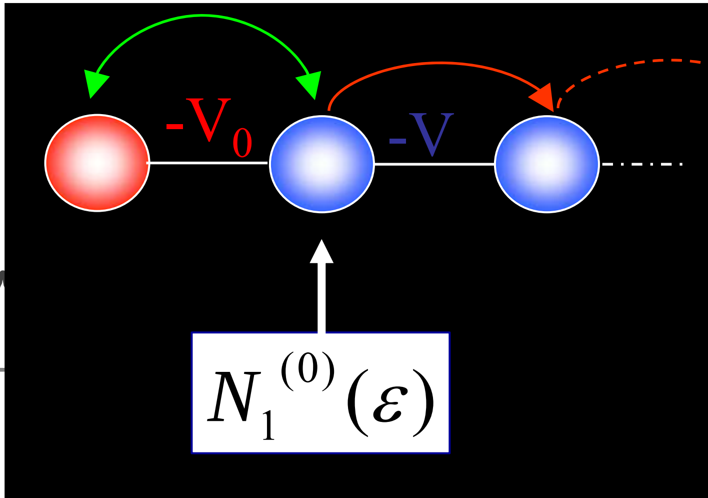
2do momento del Hamiltoniano

$$V_0 = \left|\langle 0|\mathcal{H}^2|0\rangle\right|$$

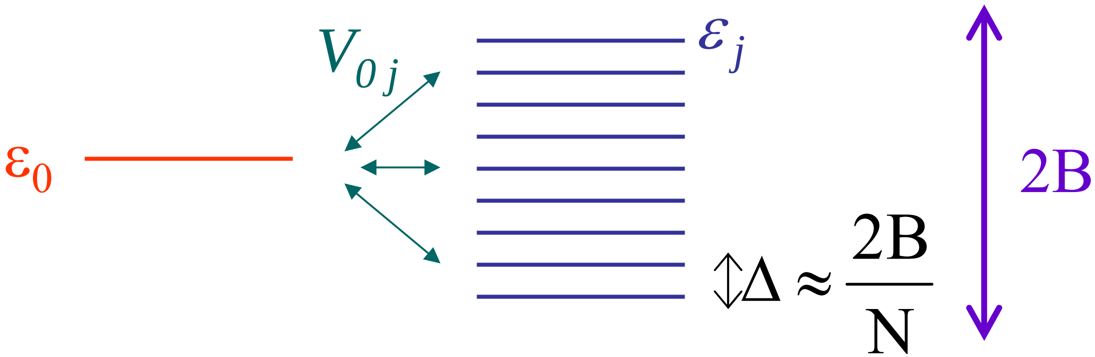


Válido hasta un tiempo:

$$t_S \approx \hbar \pi N_1^{(0)}(\varepsilon_r)$$

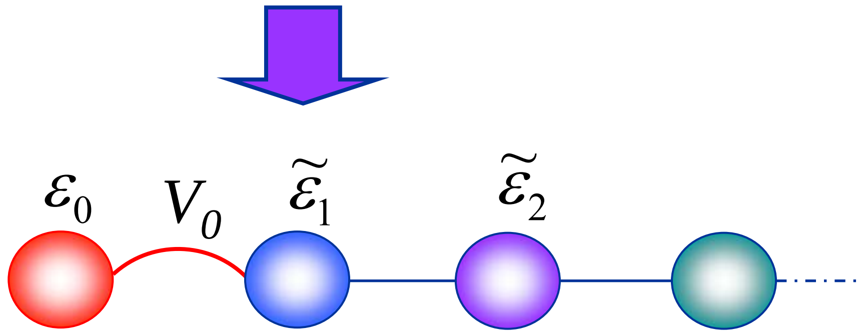


Tiempo de transición y QZE



$$P_{00}(t) = 1 - V_0^2 (t/\hbar)^2 + \ldots$$

$$t_S \approx \hbar\Gamma_0 / V_0^{\,2},$$



$$G_{00}(\varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_0 - V_{01} G^{(0)}_{\tilde{1}\tilde{1}}(\varepsilon) V_{10}},$$

$$\left|\tilde{1}\right\rangle = \frac{1}{V_0} \sum_{j=1}^{N} V_{0\,j} \left| j \right\rangle; \quad V_0 = \sqrt{\sum_{j=1}^{N} \left| V_{0\,j} \right|^2}.$$

$$\boxed{t_S \approx \hbar \pi N_{\tilde{1}}^{(0)}\left(\varepsilon_0\right)}$$

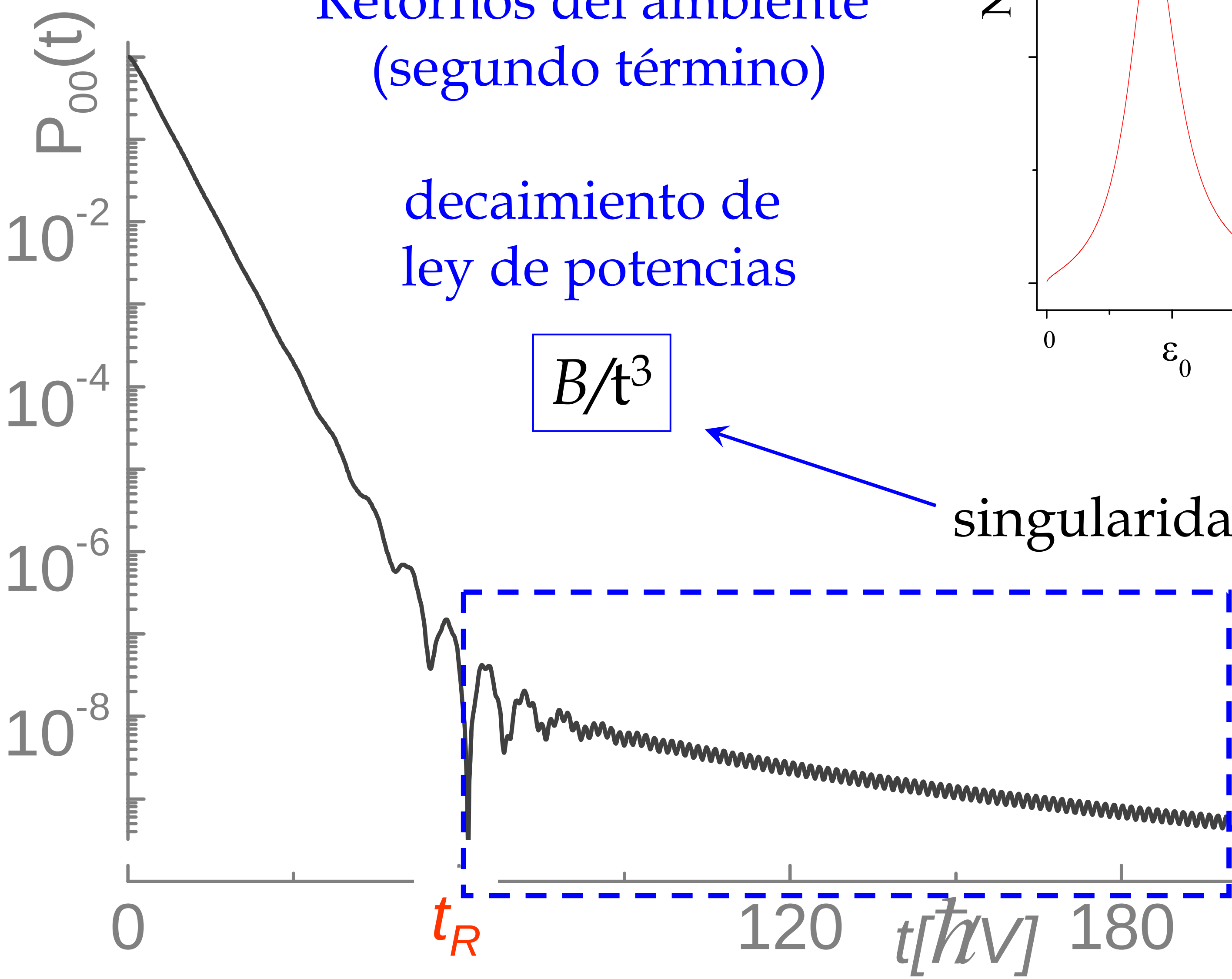
En el rango de decaimiento cuadrático, mediciones recursivas y proyectivas del estado |0> a intervalos de tiempo $\tau\varphi$ podrían producir desasceleración del decaimiento: **efecto Zenón Cuántico**. Luego, una cota superior para ésta escala de tiempo es $\tau\varphi < tS$.

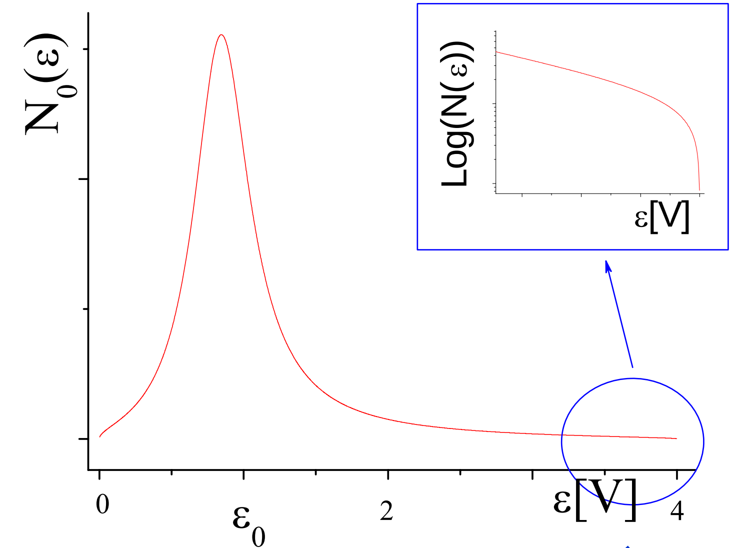
Probabilidad de Supervivencia; tiempos largos

Retornos del ambiente
(segundo término)

decaimiento de
ley de potencias

$\boxed{B/t^3}$





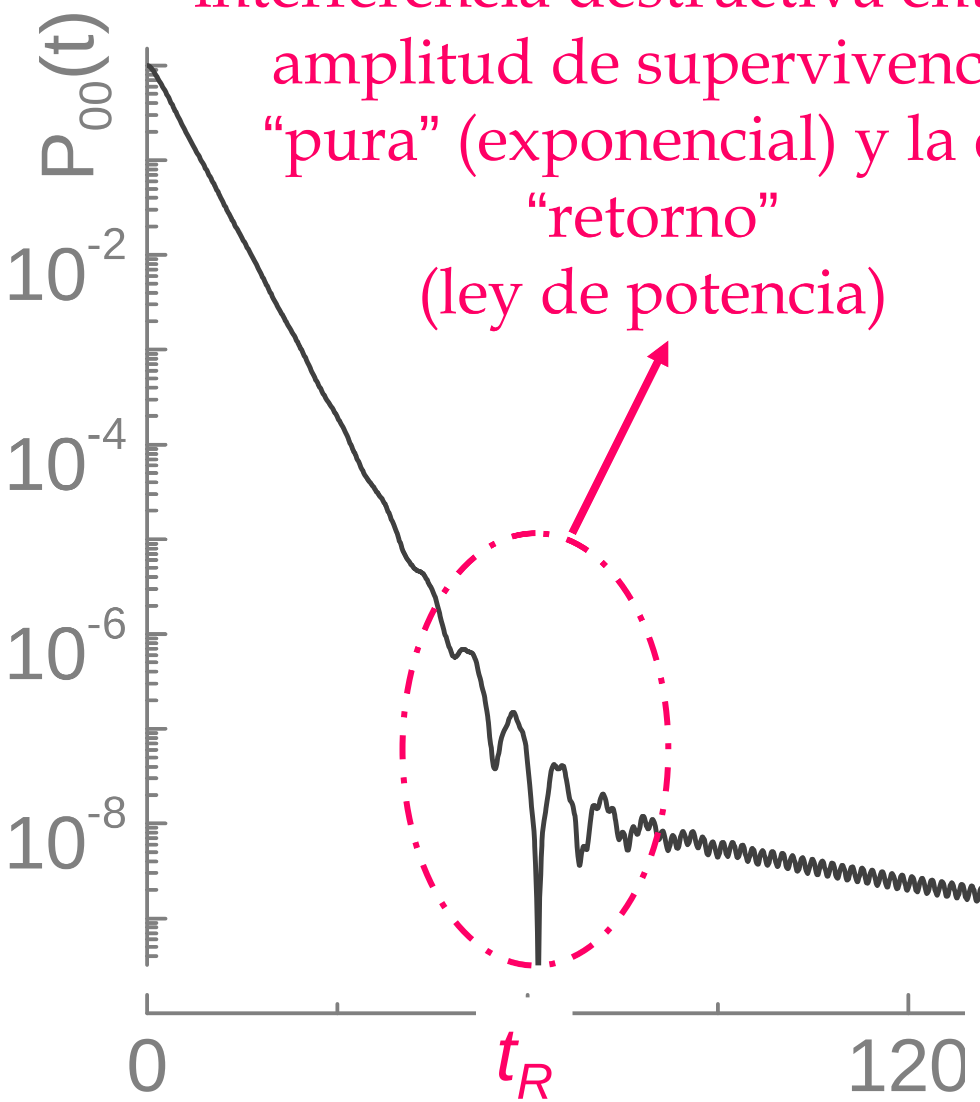
singularidad de Van-Hove:

$$\sqrt{\varepsilon}$$

Oscilación dada por
el ancho de banda B:
$\cos(Bt/\hbar)$

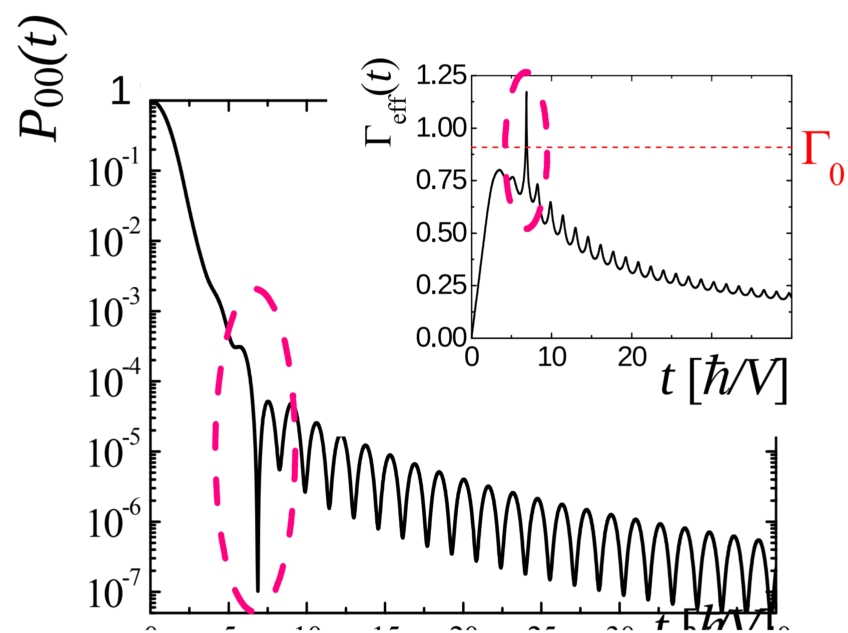
Tiempo de transición a ley de potencia y AZE

Colapso de la supervivencia: interferencia destructiva entre la amplitud de supervivencia "pura" (exponencial) y la de "retorno" (ley de potencia)



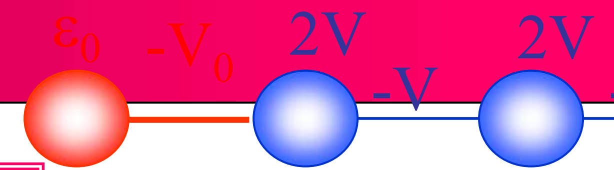
$$t_R \approx \alpha \frac{\hbar}{\Gamma_0} \ln\left(\beta \frac{B}{4\Gamma_0} \right)$$

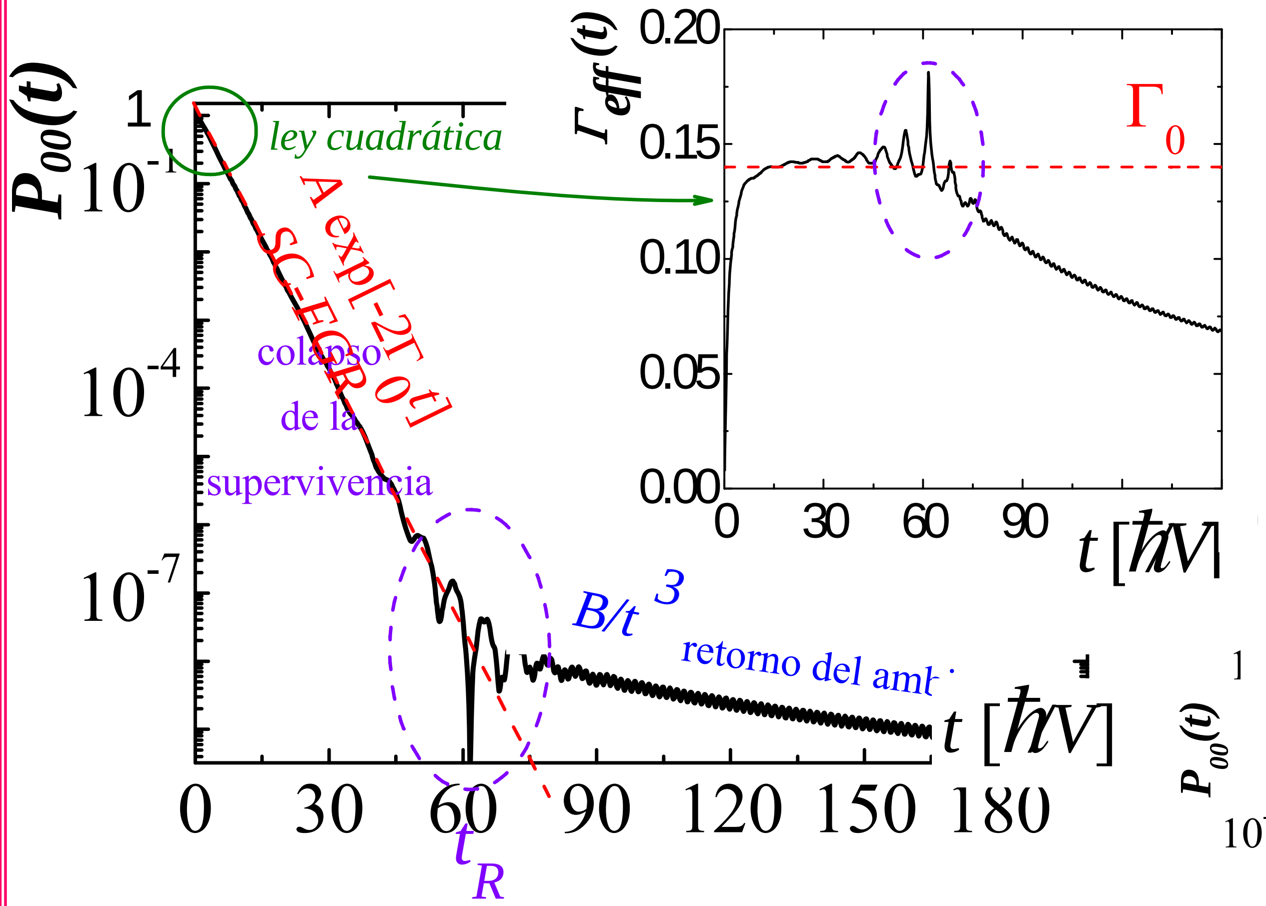
Régimen de acoplamiento fuerte → efecto Anti-Zenón



mediciones recursivas proyectivas a intervalos de tiempo $\tau\varphi \approx tR$ pueden producir aceleración del decaimiento

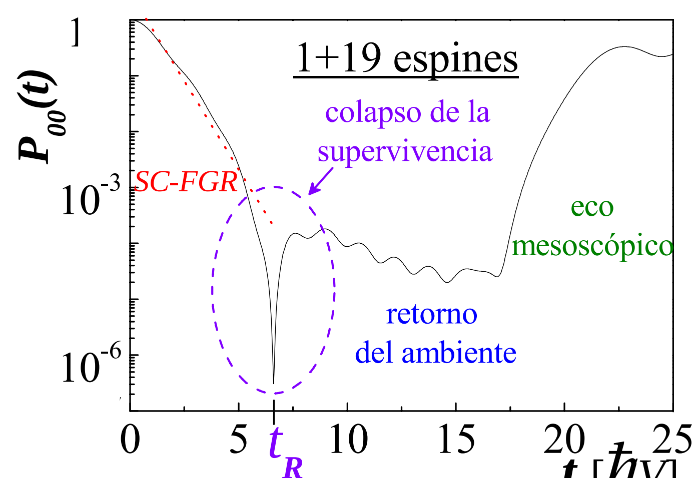
Conclusiones (de la segunda parte...)





$P_{00}(t)$ comportamiento exacto; Régimen:

- perturbativo
- FGR
- tiempos largos



Tiempos característicos:

- t_S: transición entre dec. cuadrático y exp
- t_R : transición entre dec. exp y ley de pot.

Conclusiones generales

Dentro del estudio de la dinámica multi-espín de las coherencias cuánticas múltiples,

- Construimos una dinámica cuántica efectiva de un cuerpo, $\mathcal{H}_{DQ}$, utilizando RMN en el estado sólido a temperatura ambiente, en una red de espines quasi 1d.
- Utilizamos como testigo de la dinámica efectiva de un cuerpo la intensidad de coherencia de orden 4, $J_4(t)$.
- Mostramos la posibilidad de utilizar la RMN a temperatura ambiente como un simulador de la dinámica de una partícula fermiónica.

Dentro del estudio del modelo de interacción coherente sistema-ambiente,

Encontramos el comportamiento exacto de la probabilidad de supervivencia para todo tiempo, y con ella obtuvimos:

- el régimen SC-FGR;
- las cotas temporales que nos brindan en régimen de validez de la aproximación Markoviana;
- la explicación del efecto de colapso de la supervivencia;
- la utilización de espines nucleares con interacción XY, que es posible de construir efectivamente en RMN, para el estudio del decaimiento temporal.

…gracias por su atención!