

Capítulo 5

Ecos Estimulados

Ya en su trabajo *Spin Echoes* [10] Hahn se refirió a lo que él llamó ecos secundarios de espín y a lo que nosotros nos referimos como ecos estimulados [6].

5.1. El eco estimulado genuino

Como ya hemos dicho en capítulos anteriores la secuencia original utilizada por Hahn constaba de dos pulsos de $\frac{\pi}{2}$ separados un tiempo τ . Ahora, si se aplica un tercer pulso idéntico a los anteriores luego de un tiempo T , desde el primer pulso como se muestra en la figura 5.1, se observan ecos adicionales.

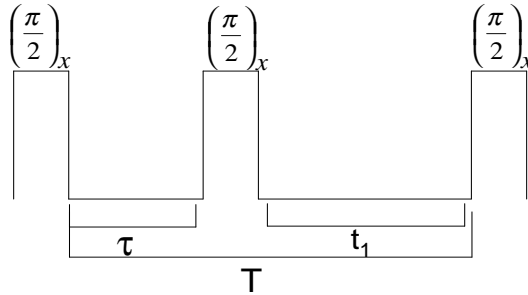


Figura 5.1: Secuencia tal como la describe Hahn para buscar ecos estimulados

Estos ecos estimulados se observan en los siguientes tiempos (todos medidos desde $t=0$): $T + \tau$; $2T - 2\tau$; $2T - \tau$; $2T$ (para el caso $2\tau < T < 2\tau$). Para el caso $\tau < T < 2\tau$ no se observa la señal en $2T - 2\tau$ pero si se observan las demás.

La figura (5.2) puede resultar una buena forma de entender gráficamente por qué se forman estos ecos secundarios.

El eco estimulado que se forma en $t = 2T - 2\tau$ (representado con color verde en la figura) es consecuencia de que el tercer pulso en $t = T$ causa un *eco imagen* del eco que se forma en 2τ .

El eco en $2T$ es producido por el primer y el tercer pulso, como si el segundo (en $t = \tau$) no estuviera. (Color azul)

El eco en $2T - \tau$ es el eco de la magnetización volteada al plano luego del segundo pulso y revertida por el tercer pulso. (De color rojo en la figura)

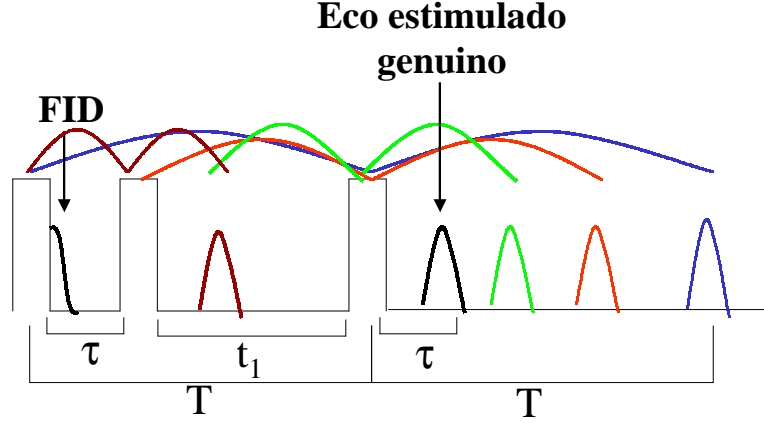


Figura 5.2: Se muestra con distintos colores qué se está refocalizando y donde se forma el eco causado por dicha refocalización. Todos los pulsos de la secuencia son pulsos de $(\frac{\pi}{2})_x$.

Llamamos eco estimulado genuino al que se forma en $T + \tau$. Una magnetización z de no equilibrio es creada al aplicar los primeros dos pulsos de $(\frac{\pi}{2})_x$ separados entre ellos un tiempo τ . El tercer pulso va a lograr, luego de que el sistema evolucione en el plano un tiempo τ , la refocalización de esta magnetización z del no equilibrio produciéndose el eco estimulado [14].

Para que el tercer pulso pueda efectivamente crear el eco estimulado al tiempo τ , la magnetización z en este tiempo debe ser la misma que se creó luego de los dos primeros pulsos. Si la magnetización z cambia durante el tiempo t_1 , el eco estimulado va a decaer. Pensamos $\tau \ll t_1$ y por lo tanto depreciamos los cambios de la magnetización z durante el tiempo τ . Una razón obvia por la cual la magnetización z va a cambiar en el tiempo t_1 es la relajación espín-red, produciendo un decaimiento en la señal del eco estimulado. Sin embargo, cambios lentos en los campos locales durante el tiempo t_1 van a producir también que el eco estimulado decaiga, pues la evolución de la magnetización en el plano $x - y$ luego del primer pulso va a ser distinta a la que se va a producir luego del tercer pulso.

Una forma de estudiar la formación de este eco es utilizando la representación vectorial de los espines [10]. De nuevo, utilizando la secuencia de tres pulsos de $(\frac{\pi}{2})_x$, como se muestra en la figura (5.1)

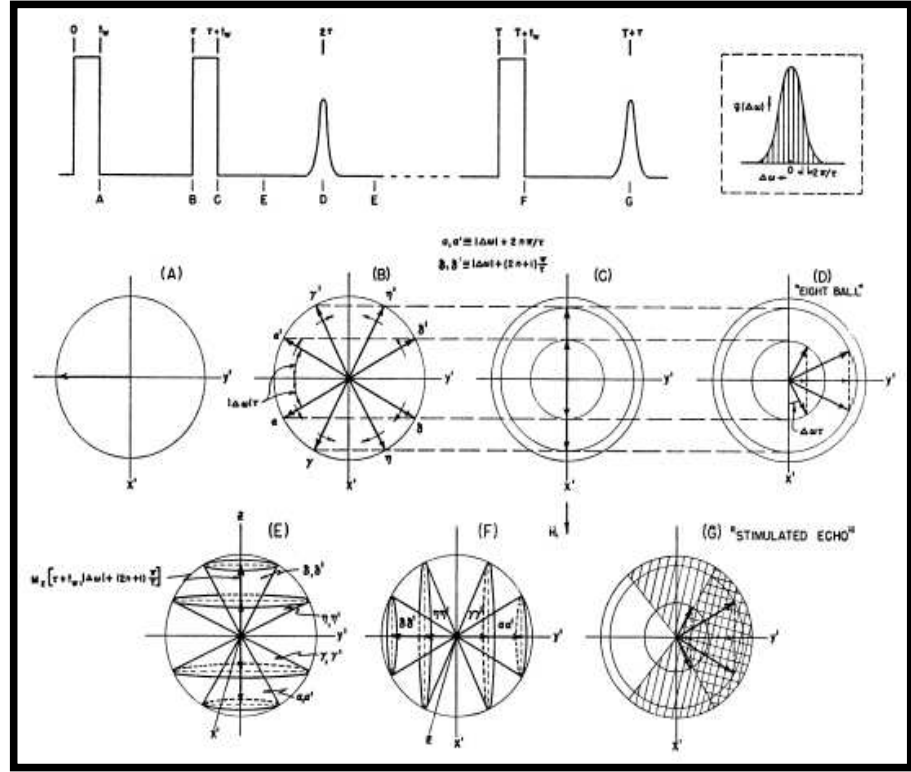


Figura 5.3: Representación vectorial para la formación del eco estimulado genuino. En (D) se produce la refocalización en el eje y que da lugar al eco de Hahn normal que estudiamos en el capítulo (3), utilizando esta secuencia la refocalización no es total como en el caso en el que el segundo pulso sea de π . En (G) se produce el eco estimulado, el área sombreada en la figura indica la densidad de vectores.

Nuestro interés va a ser obtener una expresión analítica de los ecos estimulados genuinos para poder comprenderlos y utilizarlos para interpretar nuestros experimentos.

Pero, en los experimentos realizados no usamos las secuencias tal cual Hahn las describió, si no que aplicamos un pulso inicial de $(\frac{\pi}{2})_x$ y luego los demás pulsos son de π con alguna fase, que vamos cambiando entre experimentos.

Es por esto que vamos a tratar de obtener una solución analítica general, a partir de la cual podamos calcular la amplitud del eco estimulado en función de la secuencia utilizada.

5.1.1. Cálculo de la función respuesta

Para buscar una expresión analítica del eco estimulado vamos a valernos del formalismo presentado en el apéndice (A.2.2), trabajando en el espacio de Liouville.

Como ya dijimos vamos a estudiar la señal que se obtiene luego de aplicarle a la muestra una secuencia como la que se muestra en la figura (5.4).

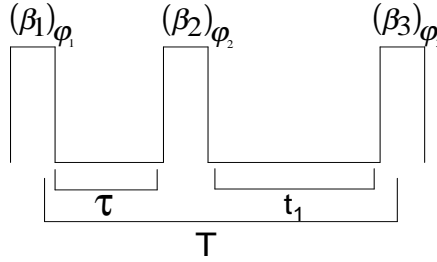


Figura 5.4: Secuencia general para ecos estimulados. Se aplican pulsos con ángulos de volteo y fases arbitrarias.

El ángulo φ_i es el que se forma entre el campo \mathbf{H}_1 y el eje \mathbf{y} en la terna rotante (aquí \mathbf{H}_1 es estático), es a lo que llamamos la fase de rf. Las cantidades β_i representan los ángulos de volteo. Así, $(\frac{\pi}{2})_x$ corresponde a $\beta = \frac{\pi}{2}$ y $\varphi = -\frac{\pi}{2}$.

Vamos a tratar un caso sencillo en el que asumimos que el Hamiltoniano es lineal en operadores de espín, y que no hay interacciones entre distintos espines I_j . A esto lo pensamos así como consecuencia de una aproximación para el caso en que las diferencias entre energías de sitio son grandes, haciendo despreciables las interacciones entre espines.

$$\mathcal{H} = \hbar \sum_{j=1}^N \delta\omega_j I_j^z \quad (5.1)$$

Escribimos la evolución de la matriz densidad que se obtiene como consecuencia de aplicar la secuencia (5.4).

$$|\rho(t)\rangle = \hat{\mathcal{L}} |\rho_0\rangle \quad (5.2)$$

Donde,

$$\hat{\mathcal{L}}(t, t_1, \tau) = \hat{L}_{int}(t - t_1 - \tau) \hat{P}(\varphi_3, \beta_3) \hat{L}_{int}(t_1) \hat{P}(\varphi_2, \beta_2) \hat{L}_{int}(\tau) \hat{P}(\varphi_1, \beta_1) \quad (5.3)$$

Donde los superoperadores de pulsos y de evolución libre de \mathbf{H}_1 pueden ser expresados, tal como se definió en el apéndice (A.2.2), como:

$$\widehat{\widehat{P}}(\varphi, \beta) = \exp\left(-i\varphi\widehat{\widehat{I}}_z\right)\exp\left(-i\beta\widehat{\widehat{I}}_y\right)\exp\left(i\varphi\widehat{\widehat{I}}_z\right) \quad (5.4)$$

$$\widehat{\widehat{L}}_{int} = \exp\left(-it\frac{\widehat{\widehat{\mathcal{H}}}_{int}}{\hbar}\right) \quad (5.5)$$

Partiendo de la condición inicial $|\rho_0\rangle \propto |I^z\rangle$ (utilizando la aproximación de alta temperatura) la función respuesta para el eco estimulado puede ser expresada de la siguiente manera (A.2.2):

$$G(t > t_1 + \tau) = \frac{\left(I^- \left| \widehat{\widehat{\mathcal{L}}}(t, t_1, \tau) \right| I^z\right)}{(I^z I^z)} \quad (5.6)$$

Para evaluar la expresión (5.6) debemos proceder como sigue: El Hamiltoniano (5.1) que gobierna la evolución temporal del sistema de espines es lineal en operadores de espín, por lo tanto el espacio de Liouville que debemos considerar es expandido por el conjunto de operadores $\{|I^+\rangle, |I^-\rangle, |I^z\rangle, |\mathbb{I}\rangle\}$.

El proyector identidad no es relevante y podemos no considerarlo, debido a que todos los operadores de espín tienen traza nula, con lo cual el superoperador identidad del espacio de Liouville puede escribirse como

$$\widehat{\widehat{I}} = \sum_{k=1}^3 \frac{|Q^k\rangle\langle Q^k|}{(Q^k | Q^k)} = \frac{|I^+\rangle\langle I^+|}{(I^+ | I^+)} + \frac{|I^-\rangle\langle I^-|}{(I^- | I^-)} + \frac{|I^z\rangle\langle I^z|}{(I^z | I^z)} \quad (5.7)$$

Insertando el operador identidad 5.7 antes y después de cada uno de los elementos del superoperador de la secuencia de pulsos en la función respuesta (5.6), obtenemos la expresión matricial

$$G(t > t_1 + \tau) = \mathbf{D}\mathbb{L}(t - t_1 - \tau)\mathbb{P}(\varphi_3, \beta_3)\mathbb{L}(t_1)\mathbb{P}(\varphi_2, \beta_2)\mathbb{L}(\tau)\mathbb{P}(\varphi_1, \beta_1)\mathbf{B} \quad (5.8)$$

En la ecuación anterior $\mathbb{P}(\varphi, \beta)$ es la matriz que representa los pulsos cuyos elementos de matriz son de la forma

$$P_{k,l}(\varphi, \beta) = \frac{\left(Q^k \left| \widehat{\widehat{P}}(\varphi, \beta) \right| Q^l\right)}{(Q^k | Q^k)} \quad (5.9)$$

y la matriz que representa el superpropagador de evolución libre queda determinado por sus elementos de matriz

$$L_{j,k}(t) = \frac{\left(Q^j \left| \widehat{\widehat{L}}_{int}(t) \right| Q^k\right)}{(Q^j | Q^j)} \quad (5.10)$$

\mathbf{D} y \mathbf{B} pueden pensarse como un vector fila y un vector columna, respectivamente.

El vector fila \mathbf{D} lo asociamos con un vector de detección, y sus componentes estarán dadas por:

$$D_j = \frac{(I^- | Q^j)}{(I^z | I^z)} \quad (5.11)$$

Y al vector columna \mathbf{B} , lo llamamos vector de Boltzmann pues está asociado con la condición inicial, sus componentes quedan descriptas por

$$B_q = \frac{(Q^q | I^z)}{(Q^q | Q^q)} \quad (5.12)$$

Calculando exactamente todas las matrices que definimos (este cálculo se realizó en MAPLE) obtenemos la expresión final para la función respuesta.

$$\begin{aligned} G(t > \tau + t_1) = & e^{i\varphi_1} f_1 G(t) + e^{i(2\varphi_3 - 2\varphi_2 + \varphi_1)} f_2 G(t - 2t_1) \\ & + e^{i(2\varphi_2 - \varphi_1)} f_3 G(t - 2\tau) + e^{i(2\varphi_3 - \varphi_1)} f_4 G(t - 2t_1 - 2\tau) \\ & + e^{i(\varphi_3 - \varphi_2 + \varphi_1)} f_5 G(t - t_1) + e^{i(\varphi_3 + \varphi_2 - \varphi_1)} f_6 G(t - t_1 - 2\tau) \\ & + e^{i(2\varphi_3 - \varphi_2)} f_7 G(t - 2t_1 - \tau). \end{aligned} \quad (5.13)$$

Aquí,

$$G(t) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \exp(it\delta\omega_j) \quad (5.14)$$

representa la forma de línea de la FID, que es lo que se observa cada vez que tenemos la formación de un eco.

Las funciones $f_j \equiv f_j(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ dependen solamente de los ángulos de volteo de cada uno de los pulsos en la secuencia (5.4) y quedan también definidas del cálculo exacto:

$$f_1 = \sin \beta_1 \cos^2 \frac{\beta_2}{2} \cos^2 \frac{\beta_3}{2} \quad (5.15)$$

$$\begin{aligned} f_2 = & \sin \beta_1 \left(-\cos^2 \frac{\beta_2}{2} - \cos^2 \frac{\beta_3}{2} + \cos^2 \frac{\beta_2}{2} \cos^2 \frac{\beta_3}{2} \right) \\ & + \sin \beta_1 \end{aligned} \quad (5.16)$$

$$f_3 = \sin \beta_1 \cos^2 \frac{\beta_3}{2} \left(-1 + \cos^2 \frac{\beta_2}{2} \right) \quad (5.17)$$

$$f_4 = \sin \beta_1 \cos^2 \frac{\beta_2}{2} \left(-1 + \cos^2 \frac{\beta_3}{2} \right) \quad (5.18)$$

$$f_5 = -\frac{1}{2} \sin \beta_1 \sin \beta_2 \sin \beta_3 \quad (5.19)$$

$$f_6 = -\frac{1}{2} \sin \beta_1 \sin \beta_2 \sin \beta_3 \quad (5.20)$$

$$f_7 = \cos \beta_1 \sin \beta_2 \left(-1 + \cos^2 \frac{\beta_3}{2} \right) \quad (5.21)$$

En su trabajo Hahn no habla del séptimo eco, que estaría en $t = 2t_1 + \tau$, distinta como se puede ver de la ecuación (5.21) este eco se anula para cualquier secuencia en la que el primer pulso sea de $\frac{\pi}{2}$.

Tenemos entonces las expresiones para las amplitudes de los ecos secundarios y como éstas varían de acuerdo a las secuencias utilizadas.

Dijimos que estamos particularmente interesados en el eco genuino que es el que se forma en $t = t_1 + 2\tau \equiv T + \tau$, la amplitud de este eco viene dada por el sexto término en la expresión (5.13). Hasta aquí estamos trabajando sobre la secuencia (5.4) en su forma general.

Vimos que Hahn en su trabajo aplica tres pulsos de $(\frac{\pi}{2})$, los tres alrededor del mismo eje. Como las secuencias que utilizamos en los experimentos sólo coinciden con la de Hahn en el primer pulso, vamos a tomar $\beta_1 = \frac{\pi}{2}$ fijo y vamos a variar los otros dos pulsos, siempre tomando $\beta_3 = \beta_2$, para ver como le afecta la secuencia elegida a la función f_6 ec.(5.20). En la figura (5.5) graficamos $f_6(\frac{\pi}{2}, \beta_2, \beta_2)$ en función de β_2 .

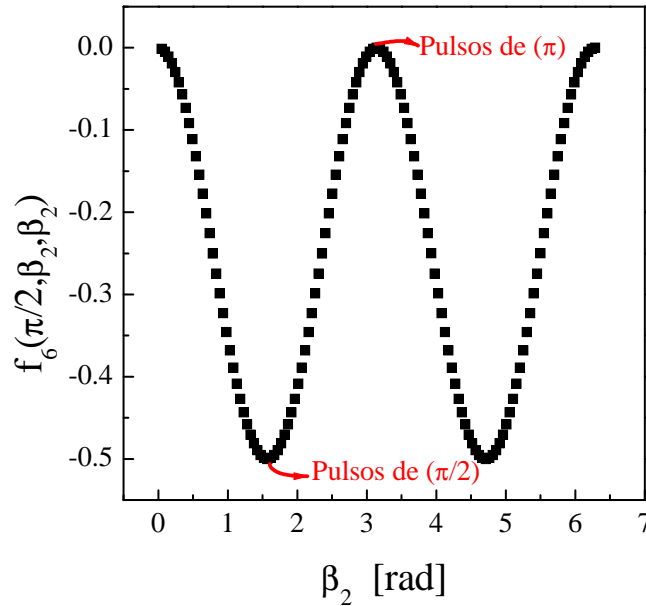


Figura 5.5: Variación de $f_6 = -\frac{1}{2} \sin \beta_1 \sin \beta_2 \sin \beta_3$ en función de β_2 (en el caso $\beta_1 = \frac{\pi}{2}, \beta_2 = \beta_3$)

Del gráfico podemos ver que la amplitud del eco genuino va a ser máxima cuando el segundo y el tercer pulso son de $\frac{\pi}{2}$ y en cambio es nula cuando éstos pulsos son de π . De esto se deduce que en el caso de nuestros experimentos, en los cuales todas las secuencias utilizadas constan de un pulso de $\frac{\pi}{2}$ seguido de pulsos de π , no deberíamos observar este eco estimulado.

Queremos señalar que en la expresión 5.13 se ve que la amplitud del eco estimulado va acompañada con una fase, de acuerdo a como se elijan las fases de los pulsos en la secuencia.

Si ahora dejamos fija la fase del primer pulso alrededor del eje \mathbf{x} , tal como se hizo en los experimentos, esto es $\varphi_1 = -\frac{\pi}{2}$ y variamos las fases de los otros pulsos vemos que:

- Para el caso en que los dos pulsos que siguen se den alrededor del eje \mathbf{y} ,

ó el segundo pulso se aplique alrededor del eje \mathbf{x} y el siguiente alrededor de $-\mathbf{x}$; tendremos $\exp(i(\varphi_3 + \varphi_2 - \varphi_1)) = i$

- En el caso en el que se den alternadamente los dos últimos pulsos alrededor del eje \mathbf{y} y luego otro alrededor de $-\mathbf{y}$, ó alternativamente, el caso en que ambos sean aplicados alrededor del eje \mathbf{x} ; tendremos $\exp(i(\varphi_3 + \varphi_2 - \varphi_1)) = -i$

Luego de haber hecho todo el análisis correspondiente a ecos estimulados, sus fases, sus amplitudes, en qué casos debemos esperarlos y en qué casos no; volvimos al laboratorio.

5.2. Nuevos Experimentos

En las mediciones que se habían hecho en la muestra de Silicio [1] se hace referencia a la aparición de ecos estimulados, pero no se correlaciona este hecho con las colas largas ó con el comportamiento par-impar. Decidimos hacer nuestros propios experimentos, en C_{60} , cambiando sistemáticamente las fases y ángulos de volteo para intentar ver una posible correlación.

Utilizamos para realizar las mediciones secuencias como la que ya mostramos en la figura (5.4), tomando $\beta_1 = \frac{\pi}{2}$; $\varphi_1 = -\frac{\pi}{2}$; $\beta_2 = \beta_3 = \pi$ y variamos las fases en las que aplicamos los pulsos. Es decir, seguimos trabajando con el mismo tipo de secuencias con las que hicimos las mediciones de T_2 .

En la figura (5.6) se muestra uno de los experimentos realizados. En esa medición los pulsos de π se dieron alrededor del eje \mathbf{y} y se tomó $\tau = 1ms$ y $t_1 = 15ms$. Nos referiremos como *eco normal* al que se forma por la refocalización de los desfases causados por inhomogeneidades luego de aplicar un pulso de π . Se puede ver que este eco va a formarse al tiempo $t = t_1 - \tau$ (este tiempo está medido desde que empezamos a adquirir, es decir después del tercer pulso).

Vemos en la figura (5.6) que tenemos dos ecos uno en $t = t_1 - \tau = 14ms$, que como ya dijimos es el eco normal, el que esperamos que se forme al aplicar esta secuencia. Pero hay otro eco en el tiempo $t = \tau = 1ms$ (debemos recordar que estos tiempos ahora se toman desde el tercer pulso) que es el tiempo predicho para el cual se forman los ecos estimulados genuinos.

Como dijimos en la sección anterior cuando calculamos la amplitud correspondiente al eco estimulado genuino (figura 5.5), utilizando esta secuencia no deberíamos observar ninguna señal refocalizada al tiempo total $t = t_1 + 2\tau$. Sin embargo observamos en nuestros experimentos un eco para estos tiempos.

Esta misma medición la hicimos cambiando las fases de los pulsos de π .

1. Aplicamos, como ya se mostró en la fig (5.6), ambos pulsos alrededor del eje \mathbf{y} . ($+\mathbf{Y} + \mathbf{Y}$)
2. Aplicamos alternadamente un pulso alrededor del eje \mathbf{y} y el otro alrededor del eje $-\mathbf{y}$. ($+\mathbf{Y} - \mathbf{Y}$)
3. Dimos ambos pulsos de π alrededor del eje \mathbf{x} . ($+\mathbf{X} + \mathbf{X}$)

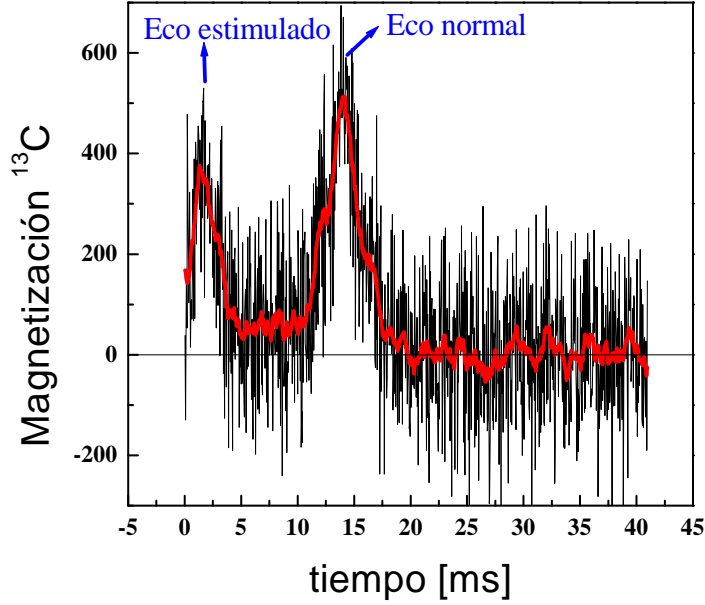


Figura 5.6: En esta medición ambos pulsos de π son aplicados alrededor del eje y . Se utilizó $t_1 = 15ms$ y $\tau = 1ms$. Los datos experimentales son los que se muestran en color negro. La línea roja es un suavizamiento (promediando cada veinte puntos), sólo para guiar la vista.

4. Aplicamos alternadamente un pulso alrededor del eje x , y luego otro alrededor del eje $-x$. ($+X - X$)

Para todas estas secuencias observamos la formación del eco normal y del eco estimulado. La diferencia es que utilizando las secuencias $(+Y + Y)$ y $(+X - X)$ la señal del eco estimulado y la del eco normal tienen el mismo signo, ambos representan cantidades positivas. Mientras que, en el caso en que utilizamos las secuencias $(+Y - Y)$ y $(+X + X)$ la señal correspondiente al eco normal es positiva y la correspondiente al eco estimulado es negativa.

Una comparación de las señales que se obtienen si usamos las secuencias $(+Y + Y)$, $(+Y - Y)$ se muestra en el gráfico (5.7)

Este cambio de signo en la amplitud de la señal ya lo habíamos predicho a partir de la expresión (5.13), donde habíamos destacado la fase que acompaña al término del eco estimulado. El cambio de signo coincide perfectamente entonces con el predicho teóricamente, aunque la teoría predice que no habrá ecos estimulados si $\beta_2 = \beta_3 = \pi$!!

5.2.1. Interferencias entre el eco normal y el estimulado

Un aspecto interesante para investigar experimentalmente es dejar fijo en la secuencia el tiempo t_1 e ir variando el tiempo τ . Como dijimos, medidos desde el comienzo de la adquisición justo luego del tercer pulso, el eco estimulado se forma en $t = \tau$ y el eco normal en $t = t_1 - \tau$. Por lo tanto lo que se observa al

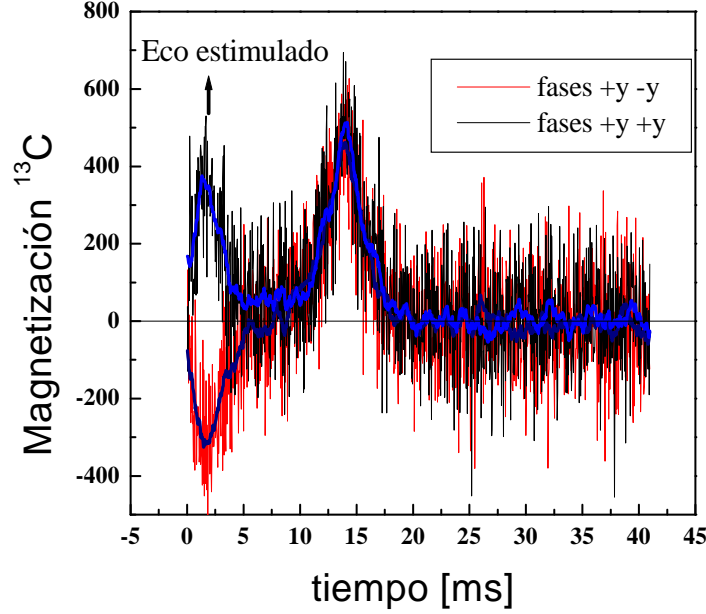


Figura 5.7: Comparación de las señales obtenidas utilizando las secuencias $(+Y + Y)$, $(+Y - Y)$. Se fijaron en este experimento los valores $\tau = 1\text{ms}$ y $t_1 = 15\text{ms}$. Las líneas de color azul son sólo para guiar la vista

hacer este experimento es como el eco estimulado se va montando sobre el eco normal para valores $2\tau < t_1$, luego aparecen superpuestos en $2\tau = t_1$ y a partir de valores $2\tau > t_1$ observamos primero al eco normal y luego al eco estimulado.

El efecto interesante está para $2\tau = t_1$, pues acá va ocurrir una interferencia constructiva o destructiva de ambas señales de acuerdo a como se eligieron las fases de los pulsos. Ver figura (5.8)

Si observamos la secuencia que estamos utilizando (5.4), vemos que si se cumple la condición $t_1 = 2\tau$, estamos en el caso en el que damos sólo los tres primeros pulsos en las secuencias de Carr-Purcell o de Carr-Purcell-Meiboom-Gill (de acuerdo a como tomemos las fases de los pulsos de π) presentadas en el capítulo 3.

Esto nos empieza a dar una idea de por qué se observan las colas en la magnetización si usamos secuencias *MGSF* ó *CPAF2* y no si usamos las secuencias *MGAF2* ó *CPSAF*. Las secuencias en las que se observa que la magnetización perdura en el tiempo son las mismas en las que el eco estimulado interfiere constructivamente con el eco normal. Hemos correlacionado dos observaciones y esto ya es novedad. Sin embargo, aún no estamos explicando por qué aparecen los ecos estimulados no predichos por la teoría.

5.2.2. Decaimiento del eco estimulado

La misma medición que utilizamos para ver como interfieren el eco estimulado y el eco normal, la podemos usar para calcular el tiempo de decaimiento

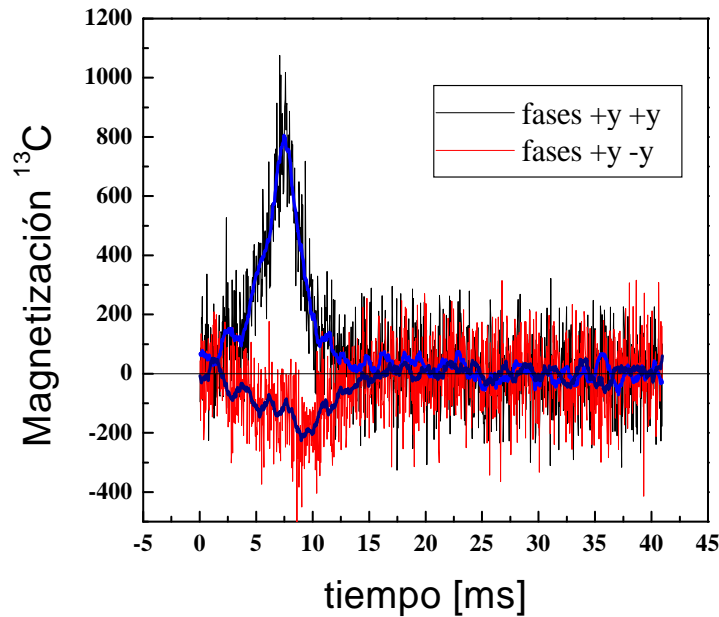


Figura 5.8: En la figura se muestra la medición realizada tomando $t_1 = 15ms$ y $\tau = 7,5ms$. Se puede observar como interfieren el eco normal y el eco estimulado en cada caso.

del eco estimulado.

Aprovechamos el hecho de que de acuerdo a como se elijan las fases de los pulsos vamos a tener el eco estimulado positivo o negativo, pero con la misma amplitud.

Hicimos la medición que se explicó en la sección anterior para la secuencia con las fases de los pulsos todas alrededor del \mathbf{y} , luego para la secuencia con fases alternadas una alrededor de \mathbf{y} la próxima alrededor de $-\mathbf{y}$, fuimos variando el tiempo τ entre el pulso de $\frac{\pi}{2}$ y el de π .

Luego si restamos los dos espectros obtenidos nos quedamos sólo con la señal del eco estimulado, pues los ecos normales son para ambos casos positivos e iguales. De la misma forma, si sumamos los espectros nos quedamos con la señal del eco normal.

Hicimos esto, restamos los espectros obtenidos para cada tiempo y obtuvimos el decaimiento en función de τ de los ecos estimulados luego de aplicar la secuencia de dos pulsos de π .

Obtuvimos (figura (5.9)) que luego de aplicar una secuencia de tres pulsos en total (uno de $\frac{\pi}{2}$ y dos de π) el eco estimulado decae en el mismo tiempo que lo hace el eco normal si utilizamos la secuencia del eco de Hahn.

Esto no nos daría en principio los comportamientos con colas largas que observábamos en el capítulo 3. En realidad el error de este ajuste puede ser bastante mayor que el 30 % ya que estamos observando una región pequeña donde la señal decae al 70 % de su valor inicial. Nada indica que el decaimiento debe ser monoexponencial.

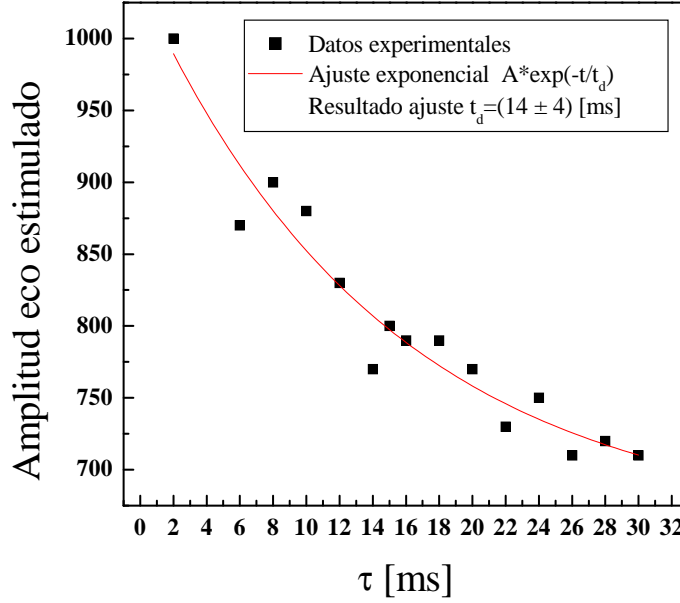


Figura 5.9: Decaimiento de la señal del eco estimulado en función de la separación τ entre el pulso de $\frac{\pi}{2}$ y el primer pulso de π . Un ajuste exponencial resultó en un tiempo de decaimiento, $t_d = (14 \pm 4)ms$

Es notable que en las secuencias que obteníamos estas magnetizaciones que perduran en el tiempo se utilizaban trenes de 1024 pulsos de π . Podemos ver de las figuras (5.11) de la próxima sección, que se midieron utilizando tres y cuatro pulsos de π , que ya en esos casos el eco estimulado tiene una amplitud notablemente mayor que el eco normal. Esto es porque a medida que vamos aplicando mas pulsos el eco estimulado va siendo reforzado.

5.2.3. ¿Comportamiento par-impar?

El siguiente experimento que hicimos fue ver si se forman ecos estimulados cuando aplicamos más de dos pulsos de π .

Repetimos este experimento para las secuencias $(+Y + Y)$ (secuencia tipo Carr-Purcell-Meiboom-Gill) y $(+X - X)$ (secuencia tipo Carr Purcell). Para cada una de ellas construimos una secuencia con un pulso inicial de $\frac{\pi}{2}$ y luego tres pulsos de π , y otra con cuatro pulsos de π . De la misma forma en que lo veníamos haciendo, la separación entre el pulso de $\frac{\pi}{2}$ y el primer pulso de π es τ ; y entre los pulsos de π la separación es t_1 .

Los resultados se muestran en la figura (5.11) para valores $\tau = 3ms$ y $t_1 = 10ms$. En la misma figura mostramos los resultados obtenidos utilizando una secuencia tipo Carr Purcell, y una tipo Meiboom Gill.

Se puede ver en las figuras (5.11) que luego de aplicar tres pulsos de π el eco normal (que se encuentra en $t = \tau$) todavía es apreciable, y es positivo para el caso de la secuencia MG y negativo para la secuencia CP, esto es tal

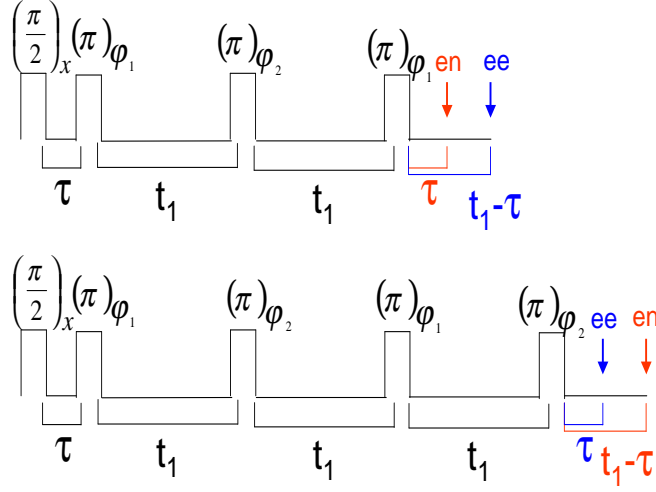


Figura 5.10: Secuencias dando tres y cuatro pulsos de π , se esquematiza donde debemos esperar la formación del eco normal (en) y del estimulado (ee) en cada uno de los casos.

como se espera. Se observa en ambos casos el eco estimulado como una cantidad positiva.

Luego de aplicar cuatro pulsos de π en la secuencia, el eco normal (que se ubicaría en $t = t_1 - \tau$) ya no es una cantidad apreciable en ninguno de los dos casos, y la poca señal que hay se encuentra montada sobre la señal que predomina, la del eco estimulado. La del eco estimulado es una cantidad bien apreciable que en ambos casos es una cantidad positiva.

Una cosa que llama nuestra atención y que queremos destacar es que para ambos casos, es decir para ambas secuencias, el eco estimulado luego del cuarto pulso tiene mayor amplitud que el eco estimulado que se forma después del tercer pulso. Esto nos lleva a pensar en el comportamiento par-impar que habíamos encontrado para tiempos largos, cuando medíamos T_2 .

5.2.4. Amplitud del eco estimulado

En la sección anterior llegamos a la forma explícita del eco estimulado. Obtuvimos la amplitud y como varía ésta en función del ángulo de volteo de los pulsos.

Hicimos también un gráfico (5.5) en el cual veíamos esta relación dejando fijo el pulso inicial con $\beta_1 = \frac{\pi}{2}$ y $\varphi_1 = -\frac{\pi}{2}$ y tomando los otros dos pulsos con iguales ángulos de volteo $\beta_2 = \beta_3$.

Exactamente lo mismo hicimos en el experimento, fuimos variando el ángulo de volteo del segundo y del tercer pulso. Ambos pulsos los dimos alrededor del eje y . Y obtuvimos los resultados que se muestran en la figura (5.12).

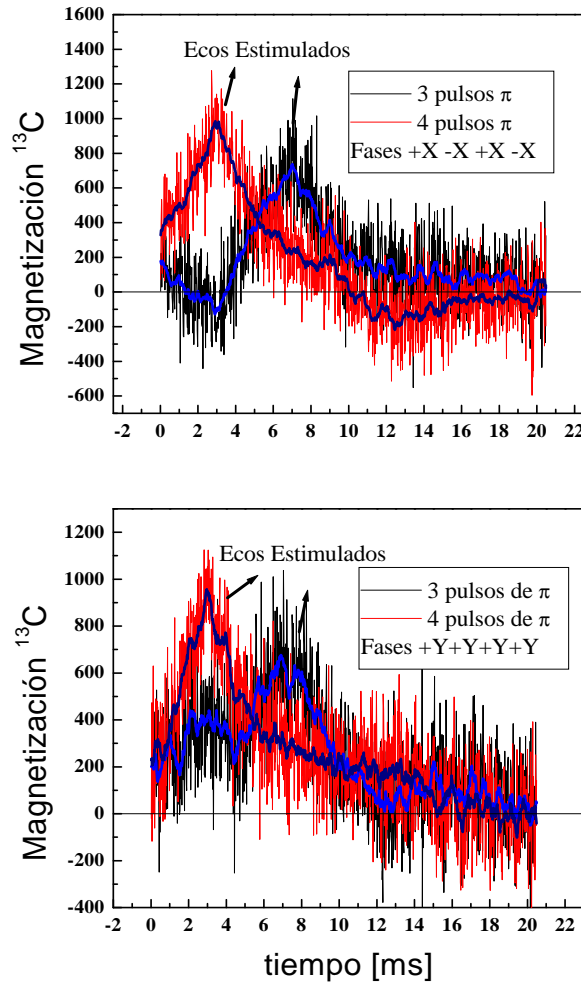


Figura 5.11: En el gráfico de arriba se utilizó una secuencia tipo CP, con fases alternadas alrededor del eje x . En la figura de abajo la secuencia es tipo CPMG, con las fases de todos los pulsos de π alrededor del eje y .

Los resultados experimentales coinciden con la forma obtenida teóricamente, sobre todo en el hecho de que si aplicamos pulsos de $\frac{\pi}{2}$ tenemos la máxima amplitud del eco estimulado, mientras que si aplicamos pulsos de π tenemos la mínima amplitud.

Sin embargo, en los resultados teóricos, la amplitud que se obtenía para pulsos de π era cero, en este caso no debería observarse el eco estimulado. Esto no coincide con lo que se observa experimentalmente, en nuestras mediciones si aplicamos lo que (del experimento de nutación (fig. 2.1)) sabemos que es un pulso de π , vemos que el eco estimulado tiene cierta amplitud no nula.

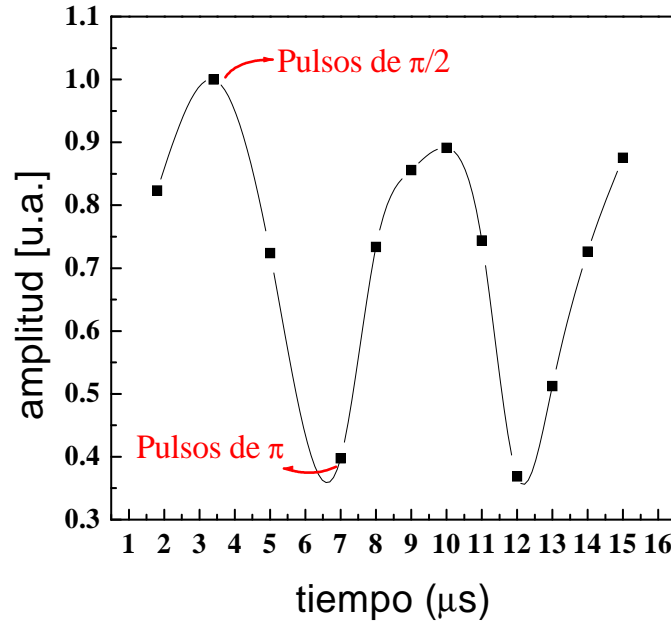


Figura 5.12: Amplitud experimental del eco estimulado en función del ángulo de volteo de los pulsos $\beta_2 = \beta_3 = \gamma H_1 \tau_p$, se expresa directamente en función de τ_p ($\tau_p = 3,4ms$ corresponde a $\beta_2 = \frac{\pi}{2}$). La línea sólida es sólo para guiar la vista.

5.2.5. Secuencias con pulsos distintos de π

Los resultados experimentales analizados nos llevaron a pensar que lo que está ocurriendo es que el sistema como un todo no está siendo influenciado por un pulso de π

Evidentemente, cuando aplicamos pulsos de π en los experimentos no era esto lo que actuaba sobre el sistema. El ejemplo más claro de que esto es así lo tenemos con la aparición de los ecos estimulados en secuencias para las cuales sabíamos teóricamente que no debían formarse.

Luego de haber visto estos comportamientos anómalos que realiza el sistema frente a algunas secuencias (colas largas en la señal de la magnetización, comportamiento par impar, ecos estimulados) realizamos otro tipo de experimento.

Repetimos algunos de los experimentos realizados en el capítulo 3, pero cambiando los ángulos de volteo del tren de pulsos (el único pulso que dejamos fijo es el primer pulso en $(\frac{\pi}{2})_x$).

Vamos a volver a utilizar la notación para las secuencias que introdujimos en el capítulo 3. Vamos a repasar brevemente cuales eran las secuencias, recordemos que el primer pulso queda fijo en todas ellas:

- MGSAF. Aplicamos todos los pulsos a partir del segundo alrededor del eje y .
- MGAF2. Aplicamos alternadamente un pulso alrededor del eje y y el siguiente alrededor del eje $-y$.

- CPSAF Todos los pulsos producen rotaciones alrededor del eje \mathbf{x} .
- CPAF2 Alternamos las fases de los pulsos de \mathbf{x} a $-\mathbf{x}$

Los resultados obtenidos son, independientemente de cuales sean los ángulos de volteo, los esperados si utilizamos la secuencia CPSAF, o la secuencia MGAF2 y obtenemos nuevamente las colas en la magnetización para las secuencias MGSF ó CPAF2.

Con los resultados esperados para ángulos de 2π y 4π nos referimos a que la magnetización decae en tiempos del orden del tiempo de decaimiento de la FID, T_2^* pues no hay ninguna refocalización de las inhomogeneidades.

Estos comportamientos se muestran en la figura (5.13) donde se aplicaron todas las secuencias recién mencionadas. En la figura se muestran los experimentos realizados tomando el ángulo de volteo de 2π . El mismo experimento lo hicimos para pulsos de 4π y para un pulso arbitrario de duración $10\mu s$.

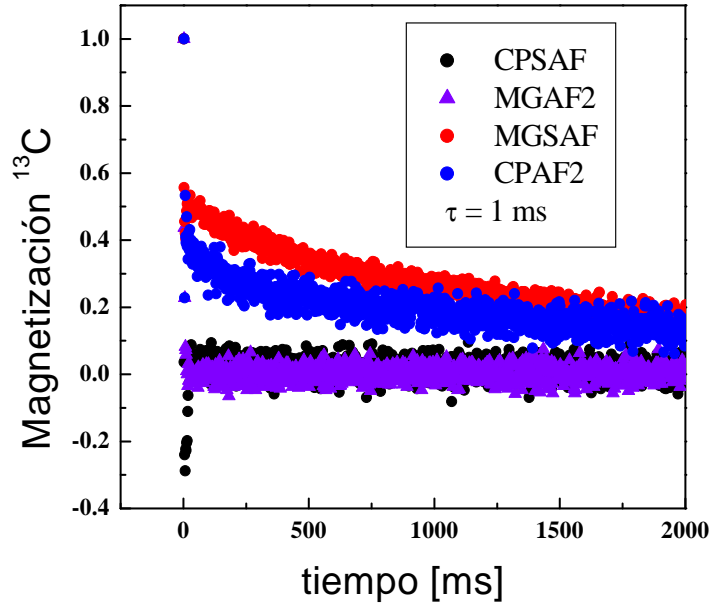


Figura 5.13: Resultado que se obtiene de aplicarle a la magnetización un pulso $(\frac{\pi}{2})_x$, seguido de un tren de pulsos de 2π , utilizando las distintas secuencias que estudiamos en todos los casos.

5.3. Comentarios Finales

En este capítulo repasamos la teoría de ecos estimulados. Se estudiaron los conceptos introducidos por Hahn. Luego hicimos los cálculos necesarios para entender a qué se deben estos ecos estimulados y en qué casos se producen. Destacamos el resultado teórico de que en el caso en que se apliquen secuencias con pulsos de π los ecos no deben aparecer.

Realizamos en nuestro laboratorio nuevos experimentos en los que encontramos que sorpresivamente aparecen los ecos estimulados aún cuando la secuencia aplicada es de pulsos de π .

Dedujimos entonces que la muestra no está siendo afectada en su totalidad por pulsos π . Asociamos esto con la dilución magnética y la inhomogeneidad de \mathbf{H}_1 . Comprobamos aún mas nuestra teoría cuando le aplicamos pulsos de 2π a la muestra y volvimos a obtener las colas largas en la magnetización.