

УДК 539.143.43

©1993

ОБ ИНВЕРСИИ ФАЗЫ СИГНАЛА СВОБОДНОЙ ПРЕЦЕССИИ В МАГНЕТИКАХ ПРИ УМЕНЬШЕНИИ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО ИМПУЛЬСА

И.Г.Килиптари, В.И.Цифринович

Теоретически исследуется отклик ядерной магнитной системы ферромагнетика на воздействие одиночного резонансного импульса. Показано, что эффект инверсии фазы сигнала свободной прецессии, наблюдающийся при изменении длительности импульса, может быть описан лишь при учете фазовых искажений вблизи фронтов импульса, которые приводят к формированию одноимпульсного эха.

В работах [1-4] исследовался отклик системы ядерных спинов на воздействие длинного резонансного импульса с фазовыми искажениями вблизи фронтов. (Искажения такого рода возникают даже в когерентных спектрометрах ЯМР [5]). Известно, что фазовые искажения приводят к формированию одноимпульсного эха (ОЭ) в области $t \approx \tau$, где τ — длительность импульса, а t — время, отсчитываемое от момента его выключения. В настоящей работе исследуется характер изменения формы отклика при плавном уменьшении длительности импульса. В этом случае происходит сближение и постепенное наложение ОЭ на начальный участок сигнала свободной прецессии (ССП). Работа была во многом стимулирована экспериментальными исследованиями, проведенными в [6], в которых наблюдался необъясненный эффект изменения фазы максимума СПП при уменьшении длительности импульса. По нашему мнению, этот эффект может быть связан с формированием сигнала ОЭ, происходящим на фоне исчезновения характерного максимума на начальном участке СПП.

Согласно [3,4], отклик системы ядерных спинов на воздействие одиночного резонансного импульса длительностью τ и амплитуды h в магнетиках может быть представлен в виде

$$I(t) = \left| \int_0^{\infty} \eta f(\eta) d\eta \int_{-\infty}^{\infty} \mu_+(\delta, \eta, t) g(\delta) d\delta \right|, \quad (1)$$

где μ_+ — поперечная составляющая ядерной намагниченности, которая в модели прямоугольных импульсов описывается выражением [1]

$$\mu_+/\mu = (q/b) [2(\delta/b) \sin^2(b\tau/2) + i \sin b\tau] \exp(-i\delta t). \quad (2)$$

При наличии искажения на переднем фронте импульса эта составляющая примет вид [3,4]

$$\mu_+/\mu = (U_p B + R_p U + U_p^* F) \exp(i\delta t),$$

$$U = (q/b) [-2(\delta/b) \sin^2(b\tau/2) + i \sin b\tau] \exp(i\varphi),$$

$$B = \cos b\tau + (q/b)^2 \sin^2(b\tau/2) + i(\delta/b) \sin b\tau,$$

$$R = 1 - 2(q/b)^2 \sin^2(b\tau/2),$$

$$F = (q/b)^2 \sin^2(b\tau/2) \exp(2i\varphi). \quad (3)$$

где коэффициенты без индекса относятся к неискаженной части импульса, а коэффициенты с индексом — к искажению на его переднем фронте длительностью τ_p и фазой φ_p .

При записи выражений (1)–(3) использовались следующие обозначения: $b = (q^2 + \delta^2)^{1/2}$, $q = \gamma h \eta$, μ — равновесная ядерная намагниченность, γ — гиромагнитное отношение для ядер, δ — расстройка частоты переменного поля относительно частоты прецессии отдельной изохроматы, а $g(\delta)$ и $f(\eta)$ — функции распределения по частотам ЯМР δ и по коэффициентам усиления η , которые задавались в виде

$$g(\delta) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \Gamma^{-1} \exp[-\ln 2(\delta/\Gamma)^2],$$

$$f(\eta) = \eta^{-1} \exp[-\ln 2(\eta/\Delta\eta)^2], \quad (4)$$

где Γ — полуширина линии ЯМР, а $\Delta\eta$ — характерное значение величины η .

Результаты расчета формы ССП, полученные в модели прямоугольных импульсов, представлены на рис. 1. Если длительность импульса удовлетворяет условию $\tau^{-1} \ll \Gamma$, то за время его действия успевает произойти полная расфазировка векторов намагниченности, поэтому ССП начинается с нуля. Затем в момент времени $t \sim \Gamma^{-1}$ он проходит через максимум, после чего монотонно уменьшается по абсолютному значению, сохраняя отрицательную фазу во всем интервале своего изменения ($0 < t < \tau$). Время появления характерного максимума практически не зависит от τ , а его интенсивность плавно убывает по абсолютной величине при уменьшении длительности импульса. Одновременно фаза ССП вблизи момента времени $t \gtrsim 0$ меняется на противоположную, интенсивность положительного сигнала постепенно возрастает (что сопровождается исчезновением максимума отрицательной фазы), и наконец, при $\tau^{-1} \gtrsim 0.3\Gamma$ происходит полная инверсия фазы ССП. В пределе коротких импульсов ($\tau^{-1} \gg \Gamma$), осуществляющих поворот всех ядерных спинов на одинаковые углы, интенсивность ССП в начальный момент времени отлична от нуля, а при больших значениях t она монотонно спадает по величине. (Для сравнения отметим, что сигнал эха, возникающий от пары длинных возбуждающих импульсов, имеет сложную многокомпонентную форму с

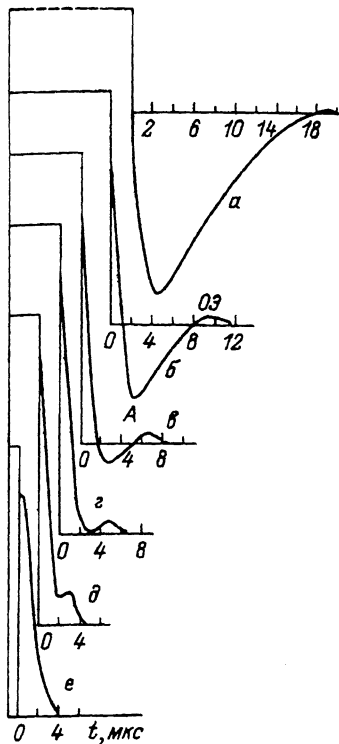


Рис. 1. Зависимость формы СПП от длительности импульса при наличии искажения на его переднем фронте для следующих значений τ : 20 (а), 10 (б), 7 (в), 5 (г), 3 (д), 1 мкс (е).

Численные значения остальных параметров: $\varphi_p = \pi$, $\tau_p = 1$ мкс, $\varphi = 0$, $\Gamma = 10^6$ рад/с, $\gamma h = 1.7 \cdot 10^3$ рад/с, $\Delta\eta = 250$.

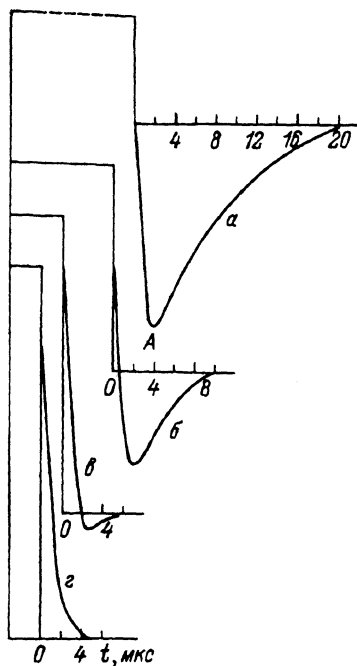


Рис. 2. Зависимость формы СПП от длительности импульса, полученная в модели прямоугольных импульсов, для следующих значений τ : 20 (а), 10 (б), 5 (в), 3 мкс (г) при $\Gamma = 10^6$ рад/с, $\gamma h = 1.7 \cdot 10^3$ рад/с, $\Delta\eta = 250$.

обязательным изменением фазы сигнала в момент времени, равный задержке между импульсами, а импульсы меньшей длительности $\tau^{-1} \gtrsim \Gamma$ формируют односторонний максимум эха отрицательной фазы [7]).

Известно, что для коротких и мощных импульсов, удовлетворяющих условиям $\tau^{-1} \gg \Gamma$ и $q \gg \Gamma$, ССП может рассматриваться как Фурье-образ от частотного спектра ЯМР. Так, для гауссова распределения ядер по частотам ЯМР ССП представляет собой монотонный спад также гауссовой формы, ширина которого на полувысоте $\Delta\tau$ определяется известным соотношением $\Delta\tau = 2 \ln 2 / \Gamma$. Из последнего выражения, в частности, следует, что при возбуждении узких линий ЯМР коротким и мощным импульсом время затухания ССП может заметно превышать длительность импульса, что подтверждается расчетными кривыми (рис. 1). Ниже мы воспользуемся этим обстоятельством при обсуждении вопроса о наложении сигналов ОЭ и ССП.

Дальнейший анализ формы отклика проводился с помощью выражений (1), (3), (4) в модели фазовых искажений вблизи фронтов импульса для значения $\varphi_p = \pi$. Результаты расчета (рис. 2) свидетельствуют о том, что наличие искажения на фронтах импульса не оказывает суще-

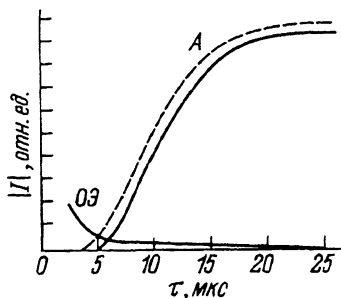


Рис. 3. Зависимость интенсивности сигналов ОЭ и А от длительности импульса τ для значений параметров, использованных при расчете кривых на рис. 1 и 2.

Сплошные линии — при наличии искажения на переднем фронте импульса, штрихи — для импульса прямоугольной формы.

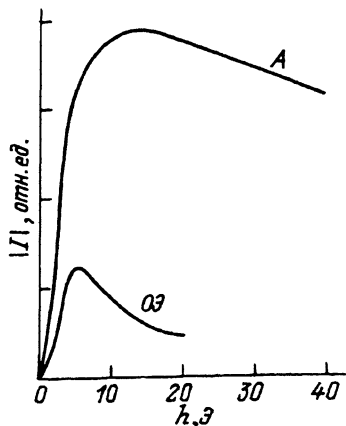


Рис. 4. Характер изменения интенсивности сигналов ОЭ и А в зависимости от амплитуды импульса h для $\tau = 10$ мкс, $\tau_p = 1$ мкс, $\varphi = 0$, $\varphi_p = \pi$, $\gamma^{Fe} = 863.9$ рад/Э·с, $\Gamma = 10^6$ рад/с, $\Delta\eta = 100$.

ственного влияния на особенности поведения ССП. Так, при выполнении условия $\tau^{-1} \ll \Gamma$ интенсивность характерного максимума на начальном участке ССП практически не зависит от длительности импульса, а затем, по мере убывания τ , плавно уменьшается по абсолютной величине, однако в отличие от прямоугольного импульса инверсия фазы происходит при несколько больших значениях τ (рис. 3). Вместе с тем использование импульса с искажением на переднем фронте приводит к формированию ОЭ одnogорбой формы, фаза-которого положительна независимо от длительности или амплитуды импульса.

Как видно из рис. 3, при уменьшении τ интенсивность ОЭ монотонно возрастает, а интенсивность ССП отрицательной фазы постепенно уменьшается и после инверсии фазы ССП в области сравнительно коротких импульсов соответствующие сигналы складываются друг с другом (рис. 2).

На рис. 4 показаны результаты расчета зависимости интенсивности ОЭ и характерного максимума А на начальном участке ССП от амплитуды импульса h . Из этого рисунка следует, что форма кривой $I(h)$ и положение максимума на ней для этих сигналов существенно отличаются друг от друга. Различие в поведении исследуемых сигналов проявляется и в том, что с ростом h сигнал ОЭ смещается в область больших значений t (относительное смещение $\Delta t/\Delta h$ в интервале использованных значений h составляет 0.12 мкс/Э), а максимум ССП — в область меньших значений t ($\Delta t/\Delta h = -0.03$ мкс/Э). Отметим также, что характер зависимости $I(h)$ для обоих сигналов остается практически неизменным при изменении фазы или длительности искажений на фронтах. Полученные результаты могут служить подтверждением принципиального различия в механизме формирования сигналов ОЭ и А.

Результаты расчета для фазового искажения, равного π , могут быть обобщены на случай искажений произвольной фазы. Расчеты такого рода, проведенные в соответствии с выражениями (2)–(4) в [4], позволя-

ют заключить, что интенсивность и положение максимума на начальном участке ССП практически не зависят от длительности или фазы искажений, а уменьшение τ , как и в предыдущих случаях, приводит к сглаживанию этого максимума в результате инверсии фазы ССП. В то же время, если фазы искажений на фронтах удовлетворяют условиям формирования одногорбого максимума ОЭ, при уменьшении длительности импульса его интенсивность, как правило, монотонно возрастает, что свидетельствует о совпадении фазы этого сигнала с фазой ССП от коротких импульсов. Эти результаты подтверждаются экспериментальными исследованиями зависимости интенсивности соответствующих сигналов от длительности импульса, проведенными на некогерентном спектрометре спинового эха в Co_2MnSi [3].

Вполне возможно, что аналогичная ситуация наблюдалась и авторами [6], исследовавшими сигналы от ядер ^{57}Fe в обогащенных и необогащенных порошках чистого железа на спектрометре ЯМР с фазочувствительным детектированием сигнала. Согласно полученным ими данным, спад интенсивности ССП в общем случае носит немонотонный характер как для длинных, так и для коротких импульсов с противоположными фазами формирующихся на нем максимумов. Свойства этих сигналов существенно отличаются друг от друга. Так, первый максимум, формирующийся от длинных импульсов, обычно значительно шире второго, а время его появления практически не зависит от τ . В свою очередь второй максимум, возникающий от сравнительно коротких импульсов, при уменьшении τ заметно смещается в область меньших значений t . Различия проявляется и в характере зависимости интенсивности исследованных сигналов от амплитуды импульса. Наконец, имеется указание, что максимум положительной фазы возникает до того, как происходит полное исчезновение сигнала отрицательной фазы, т.е. в определенном интервале значений τ оба максимума присутствуют одновременно.

Приведенные экспериментальные результаты во всем своем объеме не могут найти объяснения в модели прямоугольных импульсов. В рамках этого подхода удастся описать лишь характер изменения интенсивности и формы максимума отрицательной фазы для импульсов большой длительности и получить инверсию фазы сигнала при уменьшении τ . С другой стороны, учет фазовых искажений вблизи фронтов импульса позволяет описать всю совокупность экспериментальных результатов в [6], включая в себя возможность формирования дополнительного максимума положительной фазы, которым вероятнее всего является ОЭ.

Из данных, представленных на рис. 2, следует, что если для длинных импульсов сигналы ОЭ и ССП разделяются во времени, то для коротких импульсов они могут накладываться друг на друга. Такая ситуация чаще всего наблюдается при возбуждении узких линий ЯМР сравнительно короткими импульсами, когда протяженность ССП во времени заметно превышает длительность импульса. В этом случае ОЭ формируется на фоне ССП в довольно широком интервале значений τ и его интенсивность резко возрастает при уменьшении длительности импульса. Примером такого рода может служить картина, наблюдающаяся в обогащенном образце чистого Fe, резонансная линия которого достаточно узка ($\Delta f = \Gamma/2\pi = 52$ КГц; см. рис. 1 в [6]). Можно предположить, что фазовые соотношения на фронтах импульсов, вырабатываемых возбуждающим генератором в [6], удовлетворяют условиям формирования ОЭ небольшой интенсивности, поэтому его регистрация оказывается возможной лишь

для импульсов сравнительно малой длительности, когда интенсивность сигнала ОЭ резко возрастает в результате его сложения с ССП. (Отметим, что фаза искажений на фронтах определяет не только интенсивность ОЭ, но и скорость ее нарастания при уменьшении длительности импульса).

Для широких линий ЯМР наложение сигналов ОЭ и ССП должно происходить при использовании более коротких импульсов, что затрудняет экспериментальное наблюдение ОЭ на фоне ССП из-за наличия времени нечувствительности приемника. Аналогичная проблема возникает и при попытке экспериментального обнаружения характерного максимума на начальном участке ССП при возбуждении широких линий ЯМР импульсами большой длительности.

Список литературы

- [1] Цифринович В.И., Мушаилов Э.С., Бакшеев Н.В. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 4. С. 1481-1489.
- [2] Абеяшев Г.Н., Полулях С.Н., Сергеев Н.А., Федотов Ю.В. // Тез. докл. XVIII Всес. конф. по физике магнитных явлений. Калинин, 1988. С. 515-516.
- [3] Цифринович В.И., Ахалкаци А.М., Килиптари И.Г. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 5. С. 1426-1428.
- [4] Килиптари И.Г., Цифринович В.И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 10. С. 2852-2856.
- [5] Хеберлен У., Меринг М. ЯМР высокого разрешения в твердых телах. М.: Мир, 1980. 504 с.
- [6] Fowler D.K., Creagh D.C., Wilson G.V.H. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 94. N 2. P. K97-K101.
- [7] Килиптари И.Г., Куркин М.И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 2. С. 324-330.

Тбилисский
государственный университет

Поступило в Редакцию
11 ноября 1992 г.