НАУЧНОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ, 2026, том 36, № 4, с. 41–52 *ISSN 0868-5886*

ФИЗИКА ПРИБОРОСТРОЕНИЯ

УДК 543.429.2:53.083
EDN: XESGHY

© А. М. Ланкин, В. Д. Горбачев, 2026

ФАЗОКОГЕРЕНТНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ СПИНОВОГО ЭХА В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ МАЛОГАБАРИТНОГО ЯМР-РЕЛАКСОМЕТРА С ЦИФРОВЫМ СИНТЕЗОМ ИМПУЛЬСОВ

Рассмотрена задача устойчивого формирования сигнала спинового эха в малогабаритном ядерном магнитно-резонансном (ЯМР) релаксометре на постоянном магните с цифровым синтезом радиочастотных импульсов, работающем в неоднородном магнитном поле. Показано, когда 90°- и 180°-импульсы формируются раздельной перезаписью цифрового синтезатора частоты (DDS), сопровождающейся сбросом фазового аккумулятора, начальные фазы импульсов оказываются статистически независимыми от выстрела к выстрелу, ось рефокусировки случайно изменяется и сигнал эха гасится при накоплении. Предложен способ формирования импульсов стробированием единой непрерывно генерируемой несущей DDS без сброса фазового аккумулятора, обеспечивающий детерминированную разность начальных фаз. Введен количественный показатель фазовой когерентности R, измеряемый по утечке импульсов в приемный тракт. Экспериментально на установке с индукцией поля 0.7 Тл переход к предложенному способу повысил R с 0.06 до 0.99, после чего спиновое эхо устойчиво формировалось и накапливалось. По затуханию амплитуды эха определено время поперечной релаксации. Сопоставление с измеренным временем спада свободной индукции $T_2^* \approx 140$ мкс подтверждает доминирование неоднородного уширения. Предложенный показатель и методика диагностики измерительного тракта применимы к широкому классу малогабаритных импульсных ЯМР-приборов.

Ключевые слова: ядерный магнитный резонанс, спиновое эхо, неоднородное магнитное поле, цифровой синтез частоты, фазовая когерентность, время поперечной релаксации, малогабаритный релаксометр

ВВЕДЕНИЕ

Ядерный магнитный резонанс (ЯМР) остается одним из наиболее информативных методов исследования вещества, а импульсная ЯМР-релаксометрия — эффективным инструментом измерения времен релаксации, чувствительных к молекулярной подвижности, фазовому составу и микроструктуре среды [1–3]. В последние десятилетия активно развивается направление малогабаритных и низкополевых ЯМР-приборов на постоянных магнитах, в том числе односторонних, портативных, ориентированных на контроль и диагностику веществ и материалов вне стационарной лаборатории [4–7]. Привлекательность таких приборов обусловлена низкой стоимостью и мобильностью, однако они работают в существенно неоднородном магнитном поле, что предъявляет особые требования к импульсным последовательностям и измерительному тракту.

Времена релаксации и распределения времен T_2 несут информацию о размере пор и состоянии связанной жидкости в пористых средах, о влагосодержании и состоянии материалов, об обводненности и старении технических жидкостей, что определяет прикладную ценность релаксометрии для контроля и диагностики веществ [8–10]. Перенос этих измерений из стационарной лаборатории в малогабаритный прибор требует компромисса между стоимостью, габаритами и качеством магнитного поля. Этот путь подразумевает отказ от дорогих однородных магнитов и систем шиммирования, который, в свою очередь, приводит к неоднородному полю. Именно в таких условиях устойчивое формирование эха и диагностика измерительного тракта приобретают первостепенное значение.

Спиновое эхо, открытое Э. Ханом [11], и его многоэховые модификации [12, 13] составляют основу измерения T_2 в неоднородном поле и широко применяются в современной релаксометрии [14, 15]. Их реализация на малогабаритной аппаратуре с цифровым формированием импульсов сопряжена со специфическими аппаратными ограничениями, которые в стационарных приборах с аналоговым трактом и однородным полем не проявляются. Систематический анализ этих ограничений и составляет предмет настоящей работы.

Несмотря на широкое применение цифрового синтеза в ЯМР-аппаратуре [16], в литературе

практически отсутствует количественный критерий фазовой когерентности импульсов, пригодный для оперативной диагностики тракта возбуждения малогабаритного прибора непосредственно по регистрируемым данным. Имеющиеся приемы: фазовое циклирование, контроль формы импульса — либо предполагают уже достигнутую когерентность, либо не локализуют ее нарушение. Это определяет актуальность введения измеримого показателя когерентности и привязанной к нему методики диагностики.

Ключевой величиной релаксометрии является время поперечной релаксации T_2. В неоднородном поле наблюдаемое затухание сигнала спада свободной индукции (ССИ) определяется не истинной поперечной релаксацией, а разбросом ларморовых частот по объему образца и характеризуется эффективным временем T_2^*, которое в низкополевых приборах на порядки короче T_2. Для измерения истинного T_2 расфазировку, вызванную неоднородностью поля, устраняют рефокусировкой — формированием спинового эха последовательностью 90° – τ – 180° или ее многоэховым вариантом Карра – Парселла – Мейбума – Гилла [15, 17]. Соответственно, способность прибора устойчиво формировать спиновое эхо является необходимым условием релаксометрии в неоднородном поле.

В малогабаритных приборах радиочастотные импульсы, как правило, формируют цифровым синтезатором частоты (DDS), управляемым микроконтроллером [16]. Цифровой синтез обеспечивает гибкое задание частоты, длительности и фазы импульсов, однако его аппаратные особенности существенны для формирования эха. Условием рефокусировки является детерминированная фазовая связь возбуждающего 90°- и рефокусирующего 180°-импульсов. Ось рефокусировки в поперечной плоскости задается фазой 180°-импульса относительно фазы 90°-импульса. Если эта связь нарушается от выстрела к выстрелу, ось рефокусировки случайно изменяется и при когерентном накоплении сигнала, без которого в низком поле не обойтись ввиду малой равновесной поляризации, эхо гасится.

При формировании 90°- и 180°-импульсов раздельной перезаписью параметров синтезатора или его перезапуском ряд DDS сбрасывает фазовый аккумулятор, вследствие чего начальная фаза каждого импульса задается заново и не связана с предыдущей. В сочетании с дрейфом неоднородного поля и неоднородностью радиочастотного поля возбуждения это приводит к нестабильности или полному отсутствию эха, причем причина зачастую остается неустановленной, а ее диагностика затруднена отсутствием количественного критерия.

ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Цель исследования — разработка экспериментального опытного образца низкопольного ЯМР-релаксометра портативного типа.

Задачи, решаемые в настоящей работе: установить доминирующую причину гашения эха в рассматриваемом классе приборов; предложить способ формирования импульсов; экспериментально исследовать процесс восстановления эха. Решение указанных задач в комплексе позволит сформировать рабочий диагностический инструмент, применимый к широкому классу малогабаритных импульсных ЯМР-приборов.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Рассмотрим ансамбль ядерных спинов образца, помещенного в постоянное поле B_0, направленное вдоль оси z. Вследствие неоднородности поля ларморова частота изохромат различается: $\omega_i = \gamma(B_0 + \delta B_i)$, где γ — гиромагнитное отношение, δB_i — локальное отклонение поля. После 90°-импульса намагниченность изохроматы поворачивается в поперечную плоскость и набирает фазу $\varphi_i(t) = (\omega_i - \omega_0)t$ относительно вращающейся системы координат с опорной частотой ω_0, что приводит к расфазировке и спаду ССИ за характерное время T_2^*, определяемое разбросом δB_i.

Описание ведется в системе координат, вращающейся с опорной частотой ω_0. В ней эволюция намагниченности подчиняется уравнениям Блоха [18], а действие коротких радиочастотных импульсов сводится к поворотам вектора намагниченности вокруг осей, лежащих в поперечной плоскости и определяемых фазой импульса. Это приближение справедливо, поскольку длительность импульсов существенно меньше времен релаксации и характерного времени расфазировки.

Рефокусирующий 180°-импульс, поданный через интервал τ, поворачивает намагниченность на угол π вокруг оси, лежащей в поперечной плоскости и составляющей с опорным направлением угол, равный фазе самого импульса. В результате накопленная фаза каждой изохроматы меняет знак, и к моменту 2τ изохроматы синфазны, и формируется спиновое эхо [11]. Существенно, что положение оси рефокусировки, а значит и фаза эха, полностью определяются разностью начальных фаз рефокусирующего и возбуждающего импульсов $\Delta\varphi = \varphi_{180} - \varphi_{90}$.

Если от выстрела к выстрелу $\Delta\varphi$ детерминирована, эхо в каждом выстреле имеет одну и ту же фазу и при когерентном накоплении суммируется синфазно. Если же $\Delta\varphi$ случайна и равномерно распределена на интервале $[0, 2\pi)$, фаза эха случайна,

и при усреднении комплексного сигнала вклады разных выстрелов взаимно уничтожаются. Количественно амплитуда накопленного эха пропорциональна модулю среднего фазового множителя, что естественно приводит к показателю фазовой когерентности

$$R = \left|\left\langle \exp\left[\mathrm{i}(\varphi_{180} - \varphi_{90})\right]\right\rangle\right|, \qquad (1)$$

где $\langle\ldots\rangle$ — знак усреднения; усреднение ведется по серии выстрелов.

Показатель R изменяется от 0 (равномерно случайная разность фаз, эхо при накоплении исчезает) до 1 (детерминированная разность, полное синфазное накопление), при этом амплитуда накопленного эха пропорциональна R. Тем самым R служит критерием пригодности тракта возбуждения к рефокусировке.

Связь показателя R с амплитудой накопленного сигнала можно записать явно. Пусть в k-м выстреле комплексная амплитуда эха равна $A_0 \exp(\mathrm{i}\psi_k)$, где модуль A_0 определяется релаксацией и числом спинов, а фаза ψ_k линейно связана с разностью фаз импульсов: $\psi_k = \Delta\varphi_k + \mathrm{const}$. При когерентном (комплексном) накоплении по N выстрелам средняя амплитуда составляет $A_0\left|\left\langle \exp(\mathrm{i}\Delta\varphi_k)\right\rangle\right| = A_0 R$. Следовательно, при $R \to 1$ накопление синфазно и амплитуда сохраняется, а при $R \to 0$ эхо исчезает независимо от его амплитуды в одиночном выстреле. Это объясняет, почему эхо может полностью отсутствовать в накопленном сигнале, при том что в каждом отдельном выстреле оно сформировано.

Формально действие последовательности на изохроматы прослеживается по фазе. К моменту подачи рефокусирующего импульса фаза i-й изохроматы равна $\varphi_i(\tau) = (\omega_i - \omega_0)\tau$. Идеальный 180°-импульс с фазой φ_{180} отображает фазу поперечной намагниченности по закону $\varphi \to (2\varphi_{180} - \varphi)$. После импульса изохромата продолжает набирать фазу с той же скоростью, и к моменту 2τ ее полная фаза составляет $2\varphi_{180} - (\omega_i - \omega_0)\tau + (\omega_i - \omega_0)\tau = 2\varphi_{180}$, т.е. не зависит от ω_i. Соответственно, все изохроматы синфазны и формируется эхо. Общая фаза эха, отсчитанная от фазы возбуждающего импульса, определяется разностью $\varphi_{180} - \varphi_{90}$, что и обусловливает необходимость ее постоянства для синфазного накопления.

Поведение $\Delta\varphi$ определяется устройством синтезатора. В DDS мгновенная фаза формируется накоплением приращения в фазовом аккумуляторе. При перезаписи профиля или по команде сброса аккумулятор обнуляется, и начальная фаза очередного импульса задается заново, статистически независимо от предыдущего. Тогда $\Delta\varphi$ равномерно распределена и $R \to 0$. Если же оба импульса вырезаются стробированием из одной и той же непрерывно бегущей несущей (без перезаписи частоты и без сброса аккумулятора между ними), то их начальные фазы жестко связаны фазой общей несущей, и разность фаз детерминирована:

$$\Delta\varphi = \varphi_{180} - \varphi = \Delta\omega\tau, \qquad (2)$$

где $\Delta\omega = (\omega_{\text{нес}} - \omega_0)$ — расстройка несущей синтезатора относительно опорной (ларморовой) частоты. Поскольку $\Delta\omega$ и τ известны и стабильны в пределах выстрела, $\Delta\varphi$ воспроизводима, $R \to 1$, и эхо накапливается синфазно даже в неоднородном и медленно дрейфующем поле.

Существенно, что предложенный способ не требует знания абсолютной фазы несущей, важна лишь ее непрерывность между импульсами. Поскольку строб ВЧ-ключа лишь вырезает участки одной и той же гармонической функции, начальные фазы 90°- и 180°-импульсов наследуются от общей несущей, а их разность задается только набегом фазы за интервал τ. При медленном дрейфе поля $\Delta\omega$ изменяется от выстрела к выстрелу, однако в пределах одного выстрела (десятки – сотни микросекунд) дрейфом можно пренебречь, поэтому $\Delta\varphi$ остается детерминированной, а медленное изменение $\Delta\omega$ между выстрелами компенсируется подстройкой несущей по спектру ССИ.

Альтернативой могло бы служить фазовое циклирование, при котором фазы импульсов целенаправленно изменяют от выстрела к выстрелу по заданной схеме с последующим когерентным сложением. Однако фазовое циклирование само требует точного и воспроизводимого задания фаз и их детерминированной связи. При сбросе фазового аккумулятора и дрейфе поля эта связь нарушается, и циклирование не восстанавливает когерентность, а лишь маскирует часть артефактов. Предлагаемый способ устраняет первопричину, обеспечивая детерминированность фаз на аппаратном уровне, после чего фазовое циклирование при необходимости применяется штатно поверх когерентного тракта.

Для измерения начальных фаз φ_{90} и φ_{180} без работающего эха используется утечка импульсов в приемный тракт: фрагменты импульсов, проникающие через ВЧ-ключ и тракт приема, регистрируются тем же оцифровщиком и позволяют для каждого выстрела непосредственно оценить фазы обоих импульсов и вычислить $\Delta\varphi$. Это дает способ диагностики, не требующий предварительно сформированного эха, что важно именно в ситуации, когда эхо отсутствует.

Необходимо убедиться, что отсутствие эха не объясняется другими механизмами. Затухание эха за счет самодиффузии в градиенте поля

описывается множителем $\exp(-2/3\gamma^2 G^2 D\tau^3)$ [19]. Оценка эффективного градиента G по ширине линии ССИ (из T_2^*) для воды (коэффициент самодиффузии $D \approx 2\cdot10^{-9}$ м²/с) на интервалах $\tau = 0.2$–1 мс дает затухание порядка 10^{-6}, которым допустимо пренебречь. Следовательно, при исправном тракте эхо обязано формироваться, и его отсутствие указывает на нарушение фазовой когерентности импульсов, а не на физические потери сигнала.

Приведем оценку подробнее. Эффективный градиент поля связан с шириной линии: $G \approx (2\pi\Delta f_{1/2})/(\gamma L),$, где $\Delta f_{1/2}$ — полуширина линии порядка $1/(\pi\cdot T_2^*)$, L — характерный размер образца. При $T_2^* \approx 140$ мкс и L порядка нескольких миллиметров эффективный градиент составляет величину порядка сотых долей тесла на метр ($G \approx$ ≈ 0.01–0.02 Тл/м). Поскольку измерение $T_2 \approx 19$ мс требует интервалов 2τ порядка десятков миллисекунд ($\tau \approx 10$–30 мс), диффузионное затухание следует оценивать именно на этих интервалах: подстановка в $\exp(-2/3\gamma^2 G^2 D\tau^3)$ при $D \approx 2\cdot10^{-9}$ м²/с и $\tau \approx 20$ мс дает показатель экспоненты порядка 0.1 (затухание около 10% при наибольших τ) — малое, но не пренебрежимо малое. При коротких интервалах ($\tau \le 1$ мс) диффузионный вклад пренебрежим (порядка 10^{-5}). Поэтому при определении T_2 диффузионный вклад на наибольших τ следует учитывать либо ограничивать диапазон τ начальным участком затухания, где он пренебрежим.

Структурная схема используемой экспериментальной установки приведена на рис. 1.

Образец помещен в датчик 2, расположенный в зазоре постоянного магнита 1. Радиочастотный тракт возбуждения образован цифровым синтезатором частоты 3, усилителем мощности 4 и радиочастотным ключом приема-передачи 5, коммутирующим катушку датчика между передающим и приемным трактами. Приемный тракт содержит малошумящий усилитель 6 и программно-определяемый радиоприемник прямой оцифровки 7, регистрирующий квадратурные составляющие сигнала. Временну́ю диаграмму задает микроконтроллер 8, управляющий стробами ключа 5 и синтезатора 3, обработку выполняет ЭВМ 9.

Основные параметры установки и импульсной последовательности приведены в табл. 1.

Магнитная система на основе сплава неодим – железо – бор создает индукцию поля ≈ 0.7 Тл, что соответствует ларморовой частоте протонов ≈ 29.8 МГц. В качестве катушки датчика использован удлиненный соленоид с отношением длины к диаметру ≈ 2.5. Анализируемый образец вещества фиксируется в центральной трети длины катушки, где поле возбуждения наиболее однородно. Катушка включена в параллельный колебательный контур, настроенный на рабочую частоту. В качестве оцифровщика использован приемник прямой оцифровки с записью квадратур I / Q.

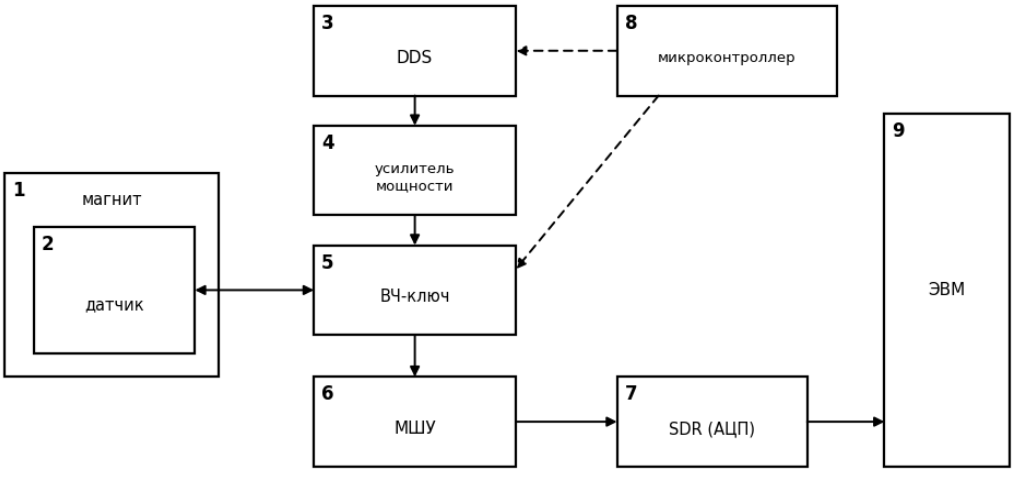

Рис. 1. Структурная схема малогабаритного ЯМР-релаксометра.
1 — постоянный магнит; 2 — датчик; 3 — цифровой синтезатор частоты (DDS); 4 — усилитель мощности; 5 — ВЧ-ключ приема-передачи; 6 — малошумящий усилитель; 7 — программно-определяемый радиоприемник (АЦП); 8 — микроконтроллер; 9 — ЭВМ

Табл. 1. Параметры установки и импульсной последовательности

Параметр	Значение
Индукция поля B_0	≈ 0.7 Тл (NdFeB)
Частота протонов f_0	≈ 29.8 МГц
Синтезатор импульсов	DDS, прямой цифровой синтез
Усилитель мощности / ключ	ВЧ-ключ приема-передачи
Приемник (АЦП)	SDR прямой оцифровки, I/Q, f_s = 912 кГц
Длительность 90° / 180°	8 / 16 мкс
Мертвое время приема	≈ 50 мкс
Катушка датчика	Соленоид $d \approx 6$ мм, $l \approx 15$ мм, $N \approx 18$, $L \approx 0.65$ мкГн
Емкость настройки контура	$C_t \approx 44$ пФ
Образец	Дегазированная дистиллированная вода

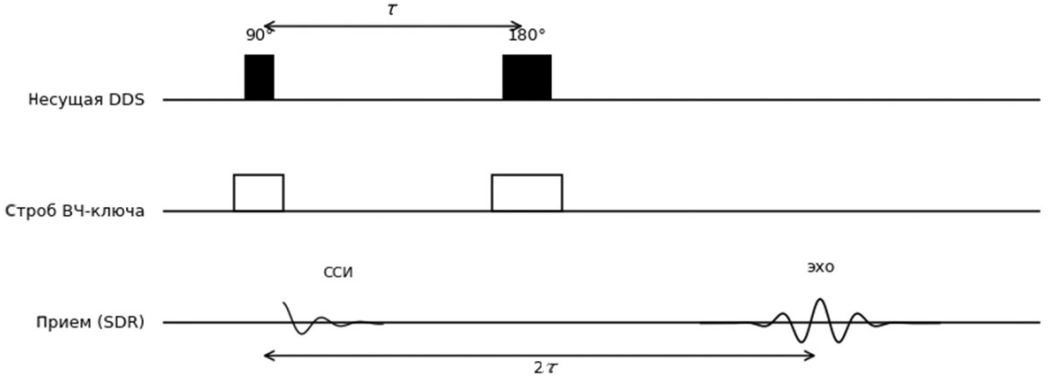

Рис. 2. Временна́я диаграмма импульсной последовательности 90° – τ – 180° – эхо с сигналами спада свободной индукции (ССИ) и спинового эха

Импульсная последовательность

$$90° - \tau - 180° - \text{эхо}$$

показана на рис. 2. После 90°-импульса наблюдается ССИ. Через интервал τ подается 180°-импульс, и в момент 2τ формируется спиновое эхо. Длительности импульсов 8 и 16 мкс соответствуют углам поворота 90° и 180°. Мертвое время приемного тракта после импульса ≈ 50 мкс.

Тракт возбуждения работает следующим образом. Синтезатор формирует гармоническую несущую на рабочей частоте. Усилитель мощности доводит ее до уровня, необходимого для поворота намагниченности за заданное время импульса. ВЧ-ключ направляет импульс в катушку и защищает приемный тракт на время передачи, а после импульса переключает катушку на прием. Применение приемника прямой оцифровки с записью квадратур переносит детектирование в цифровую область и исключает аналоговый квадратурный смеситель, что упрощает тракт и повышает воспроизводимость.

Особенностью малогабаритной магнитной системы на постоянных магнитах является температурная зависимость поля: индукция NdFeB-магнита изменяется с температурой, что в отсутствие термостабилизации вызывает дрейф рабочей частоты. В эксперименте наблюдался как медленный внутрисессионный дрейф, так и более значительное смещение частоты между сессиями, обусловленное температурными циклами. Поэтому перед каждой серией измерений выполнялась перецентровка — подстройка частоты несущей по максимуму спектра ССИ, а внутри серии контролировалось положение резонанса.

В качестве образца использовалась дистиллированная вода. Для снижения вклада в релаксацию растворенного парамагнитного кислорода образец подвергался дегазации. Образец помещался в держатель, фиксирующий его в центральной трети

длины катушки. Объем и положение образца поддерживались постоянными между измерениями, что обеспечивало воспроизводимость условий и сопоставимость серий.

Длительности 90°- и 180°-импульсов калибровались по нутации: измерялась зависимость амплитуды ССИ от длительности возбуждающего импульса, по первому максимуму которой определялась длительность 90°-импульса, а по первому минимуму — 180°-импульса. Наличие выраженной нутационной зависимости с ожидаемым периодом одновременно подтверждало, что регистрируемый сигнал является истинным откликом ядерного магнитного резонанса, а не артефактом тракта.

Сравнивались два режима формирования импульсов. В режиме А (прототип) 90°- и 180°-импульсы формировались раздельной перезаписью синтезатора, сопровождающейся сбросом фазового аккумулятора. В режиме В (предложенный способ) оба импульса вырезались стробированием единой непрерывно генерируемой несущей: микроконтроллер управлял только стробом ВЧ-ключа, не подавая синтезатору команд перезаписи частоты или сброса фазы в интервале между импульсами.

Для каждого выстрела по утечке импульсов в приемный тракт измерялись начальные фазы φ_{90} и φ_{180} и вычислялась их разность $\Delta\varphi$. По серии из нескольких сотен выстрелов строилась гистограмма $\Delta\varphi$ и вычислялся показатель когерентности R. Регистрация велась в формате квадратур I / Q. Обработка включала детектирование начала сигнала по порогу 0.25 от максимума, оценку шумового пьедестала по медиане и накопление. Дрейф поля компенсировался периодической подстройкой несущей по положению максимума спектра ССИ. Время поперечной релаксации T_2 определялось по затуханию амплитуды эха с ростом τ, время T_2^* оценивалось по ширине линии ССИ, время продольной релаксации T_1 — по восстановлению сигнала [20].

Измерение начальных фаз импульсов выполнялось по их утечке в приемный тракт. На время передачи часть мощности импульса проникает в приемный тракт, этот фрагмент регистрируется тем же приемником, что и полезный сигнал. В пределах окна утечки сигнал аппроксимировался гармонической функцией, из которой определялась начальная фаза импульса, а разность $\varphi_{180} - \varphi_{90}$ вычислялась для каждого выстрела. Такой способ диагностики не требует сформированного эха и применим даже при его полном отсутствии, что принципиально для поиска причины неисправности.

Обработка сигналов включала несколько этапов. Начало полезного сигнала после мертвого времени определялось по превышению порога, равного 0.25 от максимума огибающей. Уровень шумового пьедестала оценивался по медиане модуля сигнала на участке без отклика, что устойчиво к выбросам. Ввиду малой поляризации требуется накопление, а при дрейфе поля когерентное усреднение комплексного сигнала затруднено, поэтому для оценки амплитуды применялось накопление по мощности (квадрату модуля), несмещенное относительно фазового дрейфа. Амплитуда эха для каждого τ определялась в окне вокруг момента 2τ.

Время продольной релаксации T_1 определялось по восстановлению продольной намагниченности с варьируемым интервалом восстановления [20]. Полученное значение использовалось для оценки вклада парамагнитных примесей по отношению T_1 / T_2.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Гистограммы разности начальных фаз $\Delta\varphi = \varphi_{180} - \varphi_{90}$ для двух режимов приведены на рис. 3.

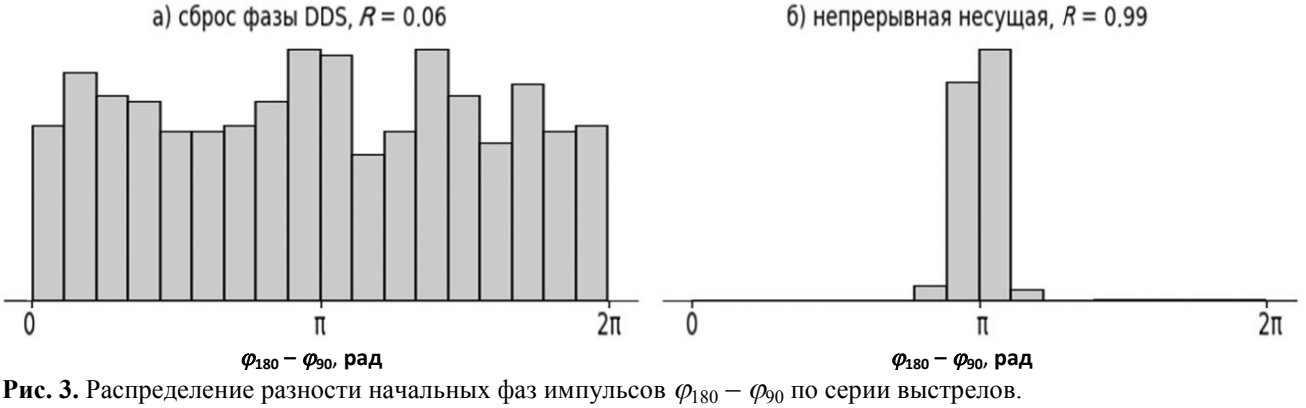

Рис. 3. Распределение разности начальных фаз импульсов $\varphi_{180} - \varphi_{90}$ по серии выстрелов.
а) режим А (сброс фазового аккумулятора DDS), R = 0.06; б) режим В (стробирование единой непрерывной несущей), R = 0.99

В режиме А (рис. 3, а) разность фаз равномерно распределена на интервале [0, 2π), что отвечает статистической независимости фаз импульсов вследствие сброса фазового аккумулятора. Вычисленный показатель когерентности R = 0.06, т.е. близок к нулю. В режиме В (рис. 3, б) распределение представляет собой узкий пик вблизи значения $\Delta\varphi = \Delta\omega\tau$, а показатель когерентности составляет R = 0.99. Тем самым экспериментально подтверждено, что доминирующей причиной нарушения когерентности является именно сброс фазы синтезатора, а формирование импульсов из единой непрерывной несущей эту причину устраняет.

В режиме А при накоплении сигнала спиновое эхо практически отсутствовало: случайная фаза эха приводила к взаимному уничтожению вкладов выстрелов. В режиме В эхо устойчиво формировалось в момент 2τ и синфазно накапливалось. Таким образом, восстановление эха достигнуто без изменения магнитной системы и геометрии датчика — исключительно за счет способа формирования импульсов, что согласуется с теоретической связью амплитуды накопленного эха с показателем R.

Показательно сопоставление одиночного выстрела и накопленного сигнала. В режиме В эхо различимо уже в одиночных выстрелах и усиливается при накоплении, тогда как в режиме А одиночные выстрелы содержат эхо со случайной фазой, и их накопление приводит к взаимному уничтожению. Это прямо подтверждает, что причина потери сигнала лежит не в его формировании в отдельном выстреле, а в когерентности накопления, количественно описываемой показателем R.

По зависимости амплитуды эха от интервала между импульсами было определено время поперечной релаксации. Амплитуда эха убывает с ростом 2τ по экспоненциальному закону $A(2\tau) = A_0 \exp(-2\tau / T_2)$ (рис. 4).

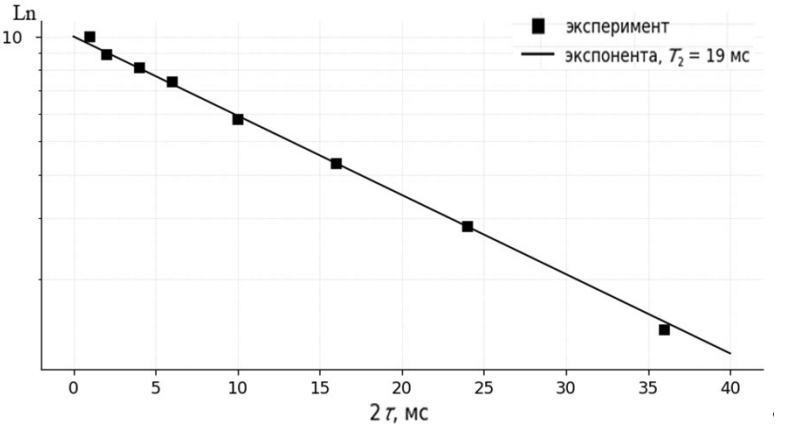

Рис. 4. Затухание амплитуды спинового эха с ростом интервала 2τ

Табл. 2. Результаты измерений

Величина	Значение
Показатель когерентности R (режим А)	0.06
Показатель когерентности R (режим В)	0.98–0.99
Время поперечной релаксации T_2 (эхо)	19 ± 2 мс
Эффективное время спада ССИ T_2^*	≈ 140 мкс
Время продольной релаксации T_1	≈ 404 мс
Отношение T_1 / T_2	≈ 21

Аппроксимация дает $T_2 = 19 \pm 2$ мс. Вклад самодиффузии, согласно приведенной выше оценке, мал при коротких τ и достигает ~10% на наибольших интервалах. На этом уровне он качественно не влияет на результат, но при уточнении T_2 его следует учитывать.

Сопоставление измеренных времен (табл. 2) раскрывает физическую картину. Время спада ССИ $T_2^* \approx 140$ мкс на два порядка меньше $T_2 = 19$ мс. Это означает, что ширина линии ЯМР определяется не необратимой поперечной релаксацией, а неоднородностью статического поля по объему образца: расфазировка, дающая короткий T_2^*, полностью обратима и снимается рефокусировкой, восстанавливающей T_2 (с поправкой на остаточный диффузионный вклад на больших τ).

Данный результат количественно подтверждает доминирование неоднородного уширения в малогабаритном приборе и обосновывает необходимость эхо-методики для релаксометрии.

Малое время $T_1 \approx 404$ мс (для чистой воды T_1 составляет единицы секунд) указывает на парамагнитную релаксацию – растворенный кислород и, возможно, иные примеси [21]. Однако для парамагнитной релаксации в режиме предельного сужения, характерном для растворенного O_2, времена T_1 и T_2 сокращаются практически одинаково ($T_1 \approx T_2$), поэтому само по себе присутствие кислорода не объясняет наблюдаемого отношения $T_1 / T_2 \approx 21$. Столь большое отношение указывает на остаточный вклад неоднородности статического поля и самодиффузии в затухание хановского эха, укорачивающий измеряемое T_2, но не влияющий на T_1. Поэтому полученное значение $T_2 \approx 19$ мс следует рассматривать как нижнюю (эффективную) оценку времени поперечной релаксации, а для его уточнения требуется последовательность Карра – Парселла – Мейбума – Гилла с малым межэховым интервалом, подавляющая диффузионный вклад. Наблюдавшееся увеличение T_2^* по мере дегазации образца согласуется с уменьшением содержания кислорода.

Эффективное время T_2^* оценивалось по спаду ССИ и связанной с ним ширине спектральной линии. Малое значение $T_2^* \approx 140$ мкс отражает быструю обратимую расфазировку изохромат в неоднородном поле. По мере дегазации образца наблюдалось некоторое увеличение T_2^*. Поскольку T_2^* определяется преимущественно неоднородностью поля, а не необратимой релаксацией, он не может служить мерой T_2. Доступ к поперечной релаксации, не искаженной неоднородностью поля, дает эхо-методика (с учетом остаточного диффузионного вклада на больших τ).

Предложенный показатель когерентности R и измерение его по утечке импульсов образуют практический диагностический инструмент. Он позволяет разделить три типичные причины отсутствия эха в малогабаритных приборах: нарушение фазовой когерентности импульсов, неоднородность поля возбуждения B_1 и дрейф статического поля. Низкое значение R однозначно указывает на первую причину, тогда как при высоком R остаются актуальными две другие. Тем самым формируется последовательность диагностики тракта

"фазовая когерентность → однородность B_1 → стабильность поля",

полезная при отладке подобных приборов.

Полученное значение $T_2 = 19 \pm 2$ мс согласуется по порядку величины с известными для дегазированной воды временами релаксации, что подтверждает корректность измерения. Основной вклад в погрешность вносят остаточный дрейф поля между точками по τ и конечное отношение сигнал/шум при больших 2τ. Воспроизводимость показателя когерентности между сессиями была высокой: в режиме B значение R стабильно превышало 0.98, тогда как в режиме A не превышало 0.1, что делает R надежным индикатором исправности тракта возбуждения.

Отдельно отметим, что в спектре регистрируемого сигнала присутствовала стабильная инструментальная составляющая, обусловленная побочным продуктом цифрового синтеза и смещенная относительно полезного сигнала на фиксированную частоту. В отличие от сигнала ЯМР, она не зависела от параметров образца и импульсной последовательности и отделялась по этому признаку. Ее стабильность дополнительно подтверждает фазовую устойчивость тракта в режиме непрерывной несущей.

С практической стороны полученный результат означает, что устойчивая релаксометрия в неоднородном поле достижима на доступной компонентной базе без применения дорогих однородных магнитов. Критическим оказывается не столько качество поля, сколько корректность формирования импульсов и наличие средств диагностики тракта. Это снижает порог входа в импульсную ЯМР-релаксометрию и расширяет область ее применения, в том числе для задач контроля и диагностики веществ вне лаборатории.

Наконец, измеримость показателя R открывает возможность автоматического контроля качества данных при серийных измерениях: программная отбраковка выстрелов с низким R и автоматическая перецентровка по дрейфу позволяют вести длительные накопления без участия оператора,

что важно для практического применения малогабаритных релаксометров.

Предложенный подход обладает общностью. Способ формирования импульсов из единой непрерывной несущей и показатель R непосредственно переносятся на многоэховые последовательности Карра – Парселла – Мейбума – Гилла и фазоциклированные схемы, где требование когерентности еще жестче. Это делает методику актуальной для мобильных и односторонних ЯМР-приборов и низкополевой релаксометрии в целом. Ограничения настоящей работы — апробация на образце воды и наличие межсессионного дрейфа поля. Развитием исследования является реализация многоэховых последовательностей и расширение на иные образцы и ядра.

Для многоэховых последовательностей требование когерентности ужесточается: в последовательности Карра – Парселла – Мейбума – Гилла десятки и сотни рефокусирующих импульсов должны иметь строго заданную фазу относительно возбуждающего (иначе накапливается систематическая ошибка угла и фазы, искажающая огибающую эхо-сигналов и оценку T_2) и распределения T_2. Формирование всех импульсов из единой непрерывной несущей естественно удовлетворяет этому требованию, а показатель R обобщается на контроль когерентности всей серии импульсов.

С метрологической точки зрения введенный показатель R может рассматриваться как контролируемый параметр исправности измерительного канала: его систематический мониторинг позволяет отбраковывать выстрелы и серии с пониженной когерентностью и тем самым повышать достоверность определяемых времен релаксации. В совокупности с перецентровкой по дрейфу поля это формирует основу метрологического обеспечения малогабаритных релаксометров, работающих вне термостабилизированной лаборатории.

В стационарных спектрометрах с однородным полем и аналоговым трактом рассмотренная проблема не возникает. Фаза импульсов задается непрерывным опорным генератором, а высокая однородность поля делает T_2^* сопоставимым с T_2. В малогабаритных приборах оба условия нарушаются одновременно, и именно совместное действие неоднородности поля и цифрового формирования импульсов с возможным сбросом фазы приводит к наблюдаемому отсутствию эха. Разделение и устранение этих факторов, выполненное в работе, является необходимым шагом к переносу релаксометрических методик на малогабаритную платформу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что доминирующей причиной гашения сигнала спинового эха в малогабаритном низкополевом ЯМР-релаксометре с цифровым синтезом импульсов является сброс фазового аккумулятора синтезатора между возбуждающим и рефокусирующим импульсами, делающий их начальные фазы статистически независимыми и разрушающий когерентное накопление эха в неоднородном поле.

Предложен способ формирования 90°- и 180°-импульсов стробированием единой непрерывно генерируемой несущей синтезатора без сброса фазового аккумулятора, обеспечивающий детерминированную разность их начальных фаз $\Delta\varphi = \Delta\omega\cdot\tau$. Введен количественный показатель фазовой когерентности R, измеряемый по утечке импульсов в приемный тракт и не требующий предварительно сформированного эха.

Экспериментально на установке с полем ≈ 0.7 Тл переход к предложенному способу повысил показатель когерентности с $R = 0.06$ до $R = 0.99$, в результате чего спиновое эхо, ранее отсутствовавшее, устойчиво формировалось и накапливалось. По затуханию амплитуды эха определено время поперечной релаксации $T_2 = 19 \pm 2$ мс (нижняя оценка). Сопоставление с эффективным временем спада свободной индукции $T_2^* \approx 140$ мкс (отличие на два порядка) количественно подтвердило доминирование неоднородного уширения, а отношение $T_1 / T_2 \approx 21$ указало на остаточный вклад неоднородности поля и диффузии в затухание хановского эха (растворенный кислород укорачивает T_1, но для него $T_1 \approx T_2$ и большого отношения не дает).

Предложенные показатель когерентности и методика диагностики измерительного тракта применимы к широкому классу малогабаритных импульсных ЯМР-приборов, включая многоэховые и мобильные системы, и могут служить рабочим инструментом их отладки и метрологического контроля.

Совокупность полученных результатов показывает, что устойчивая импульсная ЯМР-релаксометрия в неоднородном поле реализуема на доступной компонентной базе при условии корректного фазокогерентного формирования импульсов и наличия количественной диагностики измерительного тракта.

Финансирование

Исследования проведены в рамках фундаментальной научно-исследовательской работы № 124070300053-3 "Разработка оборудования и программно-методического обеспечения спектрометрии ядерного магнитного резонанса угольного массива".

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. *Becher M., Lichtinger A., Minikejew R., Vogel M., Rössler E.A.* NMR relaxometry accessing the relaxation spectrum in molecular glass formers // International journal of molecular sciences. 2022. Vol. 23, no. 9. Id. 5118. DOI: 10.3390/ijms23095118
2. *Fraenza C.C., Greenbaum S.G.* Broadband NMR relaxometry as a powerful technique to study molecular dynamics of ionic liquids // ChemPhysChem. 2023. Vol. 24, no. 14. Id. e202300268. DOI: 10.1002/cphc.202300268
3. *Fraenza C.C., Greenbaum S.G., Suarez S.N.* Nuclear Magnetic Resonance Relaxation Pathways in Electrolytes for Energy Storage // International Journal of Molecular Sciences. 2023. Vol. 24, no. 12. Id. 10373. DOI: 10.3390/ijms241210373
4. *Conte P., Faux D., Rollet A.-L.*, *et al*. NMR Relaxometry Across Time: From Early Insights to Emerging Directions // Magnetic Resonance in Chemistry. 2025. Vol. 63, no. 9. P. 681–690. DOI: 10.1002/mrc.70002
5. *Polishchuk D., Gardeniers H.* A compact permanent magnet for microflow NMR relaxometry // Journal of Magnetic Resonance. 2023. Vol. 347. Id. 107364. P. 2–7. DOI: 10.1016/j.jmr.2022.107364
6. *Torres E., Wang P., Kantesaria S., et al*. Development of a compact NMR system to measure pO_2 in a tissue-engineered graft // Journal of Magnetic Resonance. 2023. Vol. 357. Id. 107578. P. 2–22. DOI: 10.1016/j.jmr.2023.107578
7. *Wamaia D.P., Howe G., McGuire J., et al.* A low-power FPGA-based time-domain NMR relaxometry system for field deployment // Next-Generation Spectroscopic Technologies XVIII (28–29 April 2026). Proc. SPIE. 2026. Vol. 14020. P. 94. URL: https://spie.org/Publications/Proceedings/Volume/14020
8. *Maillet B.*, *Sidi-Boulenouar R.*, *Coussot P.* Dynamic NMR relaxometry as a simple tool for measuring liquid transfers and characterizing surface and structure evolution in porous media // Langmuir. 2022. Vol. 38, no. 49. P. 15009–15025. DOI: 10.1021/acs.langmuir.2c01918
9. *Deckers D., Janssen H.* Microscopic moisture localisation in unsaturated materials using nuclear magnetic resonance relaxometry // Journal of Building Physics. 2024. Vol. 48, no. 3. P. 287–317. DOI: 10.1177/17442591231219931
10. *Liu B., Linsen Z., Lu H., et al*. Advances in characterizing gas hydrate formation in sediments with NMR transverse relaxation time // Water. 2022. Vol. 14, no. 3. Id. 330. DOI: 10.3390/w14030330
11. *Hahn E.L.* Spin echoes // Physical review. 1950. Vol. 80, no. 4. Id. 580. DOI: 10.1103/PhysRev.80.580
12. *Carr H.Y., Purcell E.M.* Effects of diffusion on free precession in nuclear magnetic resonance experiments // Physical review. 1954. Vol. 94, no 3. Id. 630. DOI: 10.1103/PhysRev.94.630
13. *Meiboom S., Gill D.* Modified spin-echo method for measuring nuclear relaxation times // Review of Scientific Instruments. 1958. Vol. 29, no. 8. P. 688–691. DOI: 10.1063/1.1716296
14. *Parasram T., Xiao D.* Artificial neural networks in magnetic resonance relaxometry // Annual Reports on NMR Spectroscopy, Academic Press. 2024. Vol. 112. P. 1–55. DOI: 10.1016/bs.arnmr.2024.05.003
15. *Liu Q., Gagoski B., Shaik I.A., et al.* Time-division multiplexing (TDM) sequence removes bias in T2 estimation and relaxation-diffusion measurements // Magnetic resonance in medicine. 2024. Vol. 92, no. 6. P. 2506–2519. DOI: 10.1101/2024.06.03.597138
16. *Jiang Z., Zhang M., Zhang Q., Xie Y.* A Low-Field Magnetic Resonance Signal Transmission and Reception Processing Platform // 7th International Conference on Information Communication and Signal Processing (ICICSP, September 21–23, 2024). Proc. IEEE. 2024. P. 65–69. URL: https://arxiv.org/abs/2409.08671
17. *Khairutdinov I., Volkov M., Zaripov R.B., et al*. Tuning effective relaxation time in CPMG sequence by varying the rotation angle of the refocusing pulses // Applied Magnetic Resonance. 2023. Vol. 54, no 4. P. 463–475. DOI: 10.1007/s00723-023-01534-x
18. *Bloch F.* Nuclear induction // Physical Review. 1946. Vol. 70. Id. 460. DOI: 10.1103/PhysRev.70.460
19. *Stejskal E.O., Tanner J.E.* Spin diffusion measurements: spin echoes in the presence of a time-dependent field gradient // Journal of Chemical Physics. 1965. Vol. 42, no. 1. P. 288–292. DOI: 10.1063/1.1695690
20. *Vold R.L., Waugh J.S., Klein M.P., Phelps D.E.* Measurement of spin relaxation in complex systems // Journal of Chemical Physics. 1968. Vol. 48, no. 8. P. 3831–3832. DOI: 10.1063/1.1669699
21. *Gaeta M., Galletta K., Cavallaro M., et al*. T1 relaxation: Chemo-physical fundamentals of magnetic resonance imaging and clinical applications // Insights into imaging. 2024. Vol. 15. Id. 200. DOI: 10.1186/s13244-024-01744-2

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Институт физики горных процессов», г. Донецк, ДНР, Россия (*Ланкин А.М.*)

Южно-Российский государственный политехнический университет (НПИ) им. М.И. Платова, г. Новочеркасск, Россия (*Горбачев В.Д.*)

Контакты: *Ланкин Антон Михайлович,* ifgpdnr@mail.ru

Материал поступил в редакцию 23.07.2026

NAUCHNOE PRIBOROSTROENIE, 2026, Vol. 36, No. 4, pp. 41–52 *ISSN 0868-5886*

PHASE-COHERENT SPIN-ECHO FORMATION IN THE INHOMOGENEOUS MAGNETIC FIELD OF A COMPACT NMR RELAXOMETER WITH DIGITAL PULSE SYNTHESIS

A. M. Lankin[1], V. D. Gorbachev[2]

[1]*Institute of Physics of Mining Processes, Donetsk, DPR, Russia*
[2]*Platov South-Russian State Polytechnic University, Novocherkassk, Russia*

The problem of robust spin-echo formation in a compact permanent-magnet nuclear magnetic resonance (NMR) relaxometer employing digitally synthesized radio-frequency pulses and operating in an inhomogeneous magnetic field is investigated. It is shown that when the 90° and 180° pulses are generated by individual reprogramming a direct digital synthesizer (DDS) accompanied by resetting the phase accumulator, the initial phases of the pulses become statistically independent from shot to shot. As a consequence, the refocusing axis varies randomly, resulting in suppression of the spin-echo signal during signal averaging. A pulse generation method based on gating a single continuously generated DDS carrier without resetting the phase accumulator is proposed, providing a deterministic initial phase difference between the pulses. A quantitative phase-coherence metric, R, is introduced and evaluated by RF pulse leakage into the receiver channel. Experiments using a system with a magnetic field strength of 0.7 T demonstrated that implementation of the proposed method increased R from 0.06 to 0.99, after which the spin echo was generated reproducibly and accumulated successfully. The transverse relaxation time was determined from the decay of the echo amplitude. Comparison with the measured free induction decay time, $T_2^* \approx 140$ μs, confirms the dominance of inhomogeneous line broadening. The proposed phase-coherence metric and diagnostic procedure are applicable to a widerange of compact pulsed NMR instruments.

Keywords: nuclear magnetic resonance, spin echo, inhomogeneous magnetic field, direct digital synthesis, phase coherence, transverse relaxation time, compact relaxometer

REFERENCES

1. Becher M., Lichtinger A., Minikejew R., Vogel M., Rössler E.A. NMR relaxometry accessing the relaxation spectrum in molecular glass formers. *International journal of molecular sciences*, 2022, vol. 23, no. 9, id. 5118. DOI: 10.3390/ijms23095118
2. Fraenza C.C., Greenbaum S.G. Broadband NMR relaxometry as a powerful technique to study molecular dynamics of ionic liquids. *ChemPhysChem*, 2023, vol. 24, no. 14, id. e202300268. DOI: 10.1002/cphc.202300268
3. Fraenza C.C., Greenbaum S.G., Suarez S.N. Nuclear Magnetic Resonance Relaxation Pathways in Electrolytes for Energy Storage. *International Journal of Molecular Sciences*, 2023, vol. 24, no. 12, id. 10373. DOI: 10.3390/ijms241210373
4. Conte P. Faux D.A., Rollet A.-L., et al. NMR Relaxometry Across Time: From Early Insights to Emerging Directions. *Magnetic Resonance in Chemistry*, 2025, vol. 63, no. 9, pp. 681–690. DOI: 10.1002/mrc.70002
5. Polishchuk D., Gardeniers H. A compact permanent magnet for microflow NMR relaxometry. *Journal of Magnetic Resonance*, 2023, vol. 347, id. 107364, pp. 2–7. DOI: 10.1016/j.jmr.2022.107364
6. Torres E., Wang P., Kantesaria S., et al. Development of a compact NMR system to measure pO_2 in a tissue-engineered graft. *Journal of Magnetic Resonance*, 2023, vol. 357, id. 107578, pp. 2–22. DOI: 10.1016/j.jmr.2023.107578
7. Wamaia D.P., Howe G., McGuire J., et al. A low-power FPGA-based time-domain NMR relaxometry system for field deployment. *Next-Generation Spectroscopic Technologies XVIII (28–29 April 2026). Proc. SPIE*, 2026, vol. 14020, pp. 94. URL: https://spie.org/Publications/Proceedings/Volume/14020
8. Maillet B., Sidi-Boulenouar R., Coussot P. Dynamic NMR relaxometry as a simple tool for measuring liquid transfers and characterizing surface and structure evolution in porous media. *Langmuir*, 2022, vol. 38, no. 49, pp. 15009–15025. DOI: 10.1021/acs.langmuir.2c01918
9. Deckers D., Janssen H. Microscopic moisture localisation in unsaturated materials using nuclear magnetic resonance relaxometry. *Journal of Building Physics*, 2024, vol. 48, no. 3, pp. 287–317. DOI: 10.1177/17442591231219931
10. Liu B., Linsen Z., Lu H., et al. Advances in characterizing gas hydrate formation in sediments with NMR transverse relaxation time. *Water*, 2022, vol. 14, no. 3, id. 330. DOI: 10.3390/w14030330

11. Hahn E.L. Spin echoes. *Physical review*, 1950, vol. 80, no. 4, pp. 580–601. DOI: 10.1103/PhysRev.80.580
12. Carr H.Y., Purcell E.M. Effects of diffusion on free precession in nuclear magnetic resonance experiments. *Physical review*, 1954, vol. 94, no. 3, pp. 630–638. DOI: 10.1103/PhysRev.94.630
13. Meiboom S., Gill D. Modified spin-echo method for measuring nuclear relaxation times. *Review of Scientific Instruments*, 1958, vol. 29, no. 8, pp. 688–691. DOI: 10.1063/1.1716296
14. Parasram T., Xiao D. Artificial neural networks in magnetic resonance relaxometry. *Annual Reports on NMR Spectroscopy,* Academic Press, 2024, vol. 112, pp. 1–55. DOI: 10.1016/bs.arnmr.2024.05.003
15. Liu Q., Gagoski B., Shaik I.A., et al. Time-division multiplexing (TDM) sequence removes bias in T2 estimation and relaxation-diffusion measurements. *Magnetic resonance in medicine*, 2024, vol. 92, no 6, pp. 2506–2519. DOI: 10.1101/2024.06.03.597138
16. Jiang Z., Zhang M., Zhang Q., Xie Y. A Low-Field Magnetic Resonance Signal Transmission and Reception Processing Platform. *7th International Conference on Information Communication and Signal Processing (ICICSP, September 21–23, 2024). Proc. IEEE*, 2024, pp. 65–69. URL: https://arxiv.org/abs/2409.08671
17. Khairutdinov I., Volkov M., Zaripov R.B., et al. Tuning effective relaxation time in CPMG sequence by varying the rotation angle of the refocusing pulses. *Applied Magnetic Resonance*, 2023, vol. 54, no. 4, pp. 463–475. DOI: 10.1007/s00723-023-01534-x
18. Bloch F. Nuclear induction. *Physical Review*, 1946, vol. 70, pp. 460–474. DOI: 10.1103/PhysRev.70.460
19. Stejskal E.O., Tanner J.E. Spin diffusion measurements: spin echoes in the presence of a time-dependent field gradient. *Journal of Chemical Physics*, 1965, vol. 42, pp. 288–292. DOI: 10.1063/1.1695690
20. Vold R.L., Waugh J.S., Klein M.P., Phelps D.E. Measurement of spin relaxation in complex systems. *Journal of Chemical Physics*, 1968, vol. 48, pp. 3831–3832. DOI:10.1063/1.1669699
21. Gaeta M., Galletta K., Cavallaro M., et al. T1 relaxation: Chemo-physical fundamentals of magnetic resonance imaging and clinical applications. *Insights into Imaging*, 2024, vol. 15, no 1, id. 200, pp. 1–17. DOI: 10.1186/s13244-024-01744-2

Contacts: *Lankin Anton Mikhailovich,*
ifgpdnr@mail.ru

The article was received by the editorial office on 23.07.2026

INTRODUCTION

Nuclear magnetic resonance (NMR) remains one of the most informative methods for studying matter, and pulsed NMR relaxometry is an effective tool for measuring relaxation times sensitive to molecular mobility, phase composition, and microstructure of the medium [1–3]. In recent decades, the range of compact, low-field NMR instruments using permanent magnets has been rapidly developing, including single-sided, portable ones designed for monitoring and diagnosing substances and materials outside of a stationary laboratory [4–7]. The appeal of such instruments lies in their low costand mobility. However, they operate in a significantly non-uniform magnetic field; it places special demands on pulse sequences and the measurement path.

Relaxation times and time T_2distributions provide information about pore size and the state of bound liquid in porous media, the moisture content and condition of materials, and the water content and aging of technical fluids. This determines the practical value of relaxometry for the monitoring and diagnostics of substances [8–10]. Transferring these measurements from a stationary laboratory to a compact instrument requires a compromise between cost, size, and magnetic field quality. This approach necessitates the elimination of expensive homogeneous magnets and shimming systems, which, in turn, leads to an inhomogeneous field. It is under these conditions that stable echo formation and diagnostics of the measurement path become paramount.

Spin echo, discovered by E. Hahn [11], and its multi-echo modifications [12, 13] form the basis for measuring T_2 in an inhomogeneous field and are widely used in modern relaxometry [14, 15]. Their implementation using compact equipment with digital pulse shaping is associated with specific hardware limitations that are not apparent in stationary devices with an analog path and a uniform field. A systematic analysis of these limitations is the subject of this work.

Despite the widespread use of digital synthesis in NMR equipment [16], the literature is virtually devoid of a quantitative criterion for pulse phase coherence suitable for rapid diagnostics of the excitation path of a compact device directly from the recorded data. Existing techniques, such as phase cycling and pulse shape monitoring, either assume that coherence has already been achieved or do not localize its violation. It determines the relevance of introducing a measurable coherence indicator and a diagnostic methodology linked to it.

The key quantity in relaxometry is the transverse relaxation time T_2. In an inhomogeneous field, the observed decay of the free induction decay (FID) signal is determined not by the true transverse relaxation but by the spread of Larmor frequencies across the sample volume and is characterized by the effective time T_2^* ,which in low-field instruments is orders of magnitude shorter than T_2. To measure the true T_2, the dephasing caused by the field inhomogeneity is eliminated by refocusing — the formation of a spin echo by the 90°–τ–180° sequence or its multi-echo variant, the Carr – Purcell – Meiboom – Gill sequence [15, 17]. Accordingly, the ability of an instrument to reliably form a spin echo is a necessary condition for relaxometry in an inhomogeneous field.

In compact devices, radio frequency pulses are typically generated by a digital frequency synthesizer (DDS) managed by a microcontroller [16]. Digital synthesis allows for flexible setting of pulse frequency, duration, and phase, but its hardware features are essential for echo generation. The refocusing condition is a deterministic phase relationship between the exciting 90° and refocusing 180° pulses. The refocusing axisin the transverse plane is determined by the phase of the 180° pulse relative to the phase of the 90° pulse. If this relationship is disrupted from shot to shot, the refocusing axis randomly changes, also during coherent signal accumulation, which is essential in low fields due to low equilibrium polarization, and the echo is damped.

When generating 90° and 180° pulses by separately recording the synthesizer parameters or restarting it, the DDS series resets the phase accumulator, resulting in the initial phase of each pulse being set anew and unrelatedto the previous one. Combined with inhomogeneous field drift and inhomogeneity of the RF excitation field, this leads to echo instability or complete absence, with the causeoften remaining unidentified, and its diagnosis is hampered by the lack of a quantitative criterion.

RESEARCH OBJECTIVES AND TASKS

The objective of this study is to develop an experimental prototype of a portable low-field NMR relaxometer.

The objectives of this study are to: establish the dominant cause of echo suppression in the devices under consideration; propose a pulse generation method; and experimentally investigate the echo recovery process. Solving these problems together will enable the development of a working diagnostic tool applicable to a wide range of compact pulsed NMR instruments.

MATERIALS AND METHODS

We consider an ensemble of nuclear spins of a sample placed in a constant magnetic field B_0 directed along the z-axis. Due to the field inhomogeneity, the Larmor frequency of the isochromats varies:

$\omega_i = \gamma(B_0 + \delta B_i)$, where γ is the gyromagnetic ratio and δB_i is the local deviation of field. After a 90° pulse, the isochromatic magnetization rotates in the transverse plane and acquires phase $\varphi_i(t) = (\omega_i - \omega_0)t$ relative to a rotating coordinate system with a reference frequencyω_0, this leads to dephasing and a decay of the FID over a characteristic time T_2^* determined by the spread of δB_i.

The description is conducted in a coordinate system rotating with a reference frequency ω_0. In this model, magnetization evolution obeys the Bloch equations [18], and the action of short radiofrequency pulses is reduced to rotations of the magnetization vector around axes lying in the transverse plane and determined by the pulse phase. This approximation is valid because the pulse duration is significantly shorter than the relaxation times and the characteristic dephasing time.

A refocusing 180° pulse, applied at an interval of τ, rotates the magnetizationby an angle of π around an axis lying in the transverse plane and forming an angle with the reference direction equal to the phase of the pulse itself. As a result, the accumulated phase of each isochromatic wave changes sign, and by the time 2τ, the isochromatic waves are in phase,and a spin echo is formed [11]. It is important that the position of the refocusing axis, and therefore the echo phase, is completely determined by the difference in the initial phases of the refocusing and excitation pulses $\Delta\varphi = \varphi_{180} - \varphi_{90}$.

If $\Delta\varphi$ is deterministic from shot to shot, the echo in each shot has the same phase and, during coherent accumulation, is summed in phase. If $\Delta\varphi$ is random and uniformly distributed over the interval $[0, 2\pi)$, the echo phase is random, and when averaging the complex signal, the contributions of different shots cancel each other out. Quantitatively, the amplitude of the accumulated echo is proportional to the modulus of the average phase factor, it naturally leads to the phase coherence index

$$R = \left|\left\langle \exp\left[\mathrm{i}(\varphi_{180} - \varphi_{90})\right]\right\rangle\right|, \qquad (1)$$

where $\langle \ldots \rangle$ is the averaging sign; averaging is performed over a series of shots.

The R index varies from 0 (uniformly random phase difference, the echo disappears during accumulation) to 1 (deterministic difference, full in-phase accumulation), with the amplitude of the accumulated echo being proportional to R. Thus, R serves as a criterion for the suitability of the excitation path for refocusing.

The relationship between the R index and the amplitude of the accumulated signal can be written explicitly. Let the complex echo amplitude in the k-th shot be equal to $A_0 \exp(\mathrm{i}\psi_k)$, where the modulus A_0 is determined by relaxation and the number of spins, and the phase ψ_k is linearly relatedto the phase difference of the pulses: $\psi_k = \Delta\varphi_k + \mathrm{const}$. With coherent (complex) accumulation over N shots, the average amplitude is $A_0\left|\left\langle \exp(\mathrm{i}\Delta\varphi_k)\right\rangle\right| = A_0 R$. Consequently, for $R \to 1$, the accumulation is in-phase and the amplitude is preserved, while for $R \to 0$, the echo disappears regardless of its amplitude in a single shot. This explains why an echo may be completely absent in the accumulated signal, despite being formed in each individual shot.

Formally, the effect of the sequence on the isochromats is traced by phase. At the moment the refocusing pulse is applied, the phase of the i-th isochromat is $\varphi_i(\tau) = (\omega_i - \omega_0)\tau$. An ideal 180° pulse with phase φ180 reflects the phase of the transverse magnetization according to the law $\varphi \to (2\varphi_{180} - \varphi)$. After the pulse, the isochromat continues to gain phase at the same rate, and by the time 2τ, its total phase is $2\varphi_{180} - (\omega_i - \omega_0)\tau + (\omega_i - \omega_0)\tau = 2\varphi_{180}$, i.e., independent of ω_i. Accordingly, all isochromats are in phase, and an echo is formed. The overall phase of the echo, measured from the phase of the excitation pulse, is determined by the difference $\varphi_{180} - \varphi_{90}$, which necessitates its constancy for in-phase accumulation.

The behavior of $\Delta\varphi$ is determined by the synthesizer design. In DDS, the instantaneous phase is formed by accumulating the increment in a phase accumulator.

The accumulator is reset by re-recording the profile or resetting a command, and the initial phase of the next pulse is set anew, statistically independent of the previous one. Then $\Delta\varphi$ is uniformly distributed and $R \to 0$. If both pulses are cut by strobing from the same continuously running carrier (without re-recording the frequency and without resetting the accumulator between them), then their initial phases are rigidly connected by the phase of the common carrier, and the phase difference is determined:

$$\Delta\varphi = \varphi_{180} - \varphi = \Delta\omega\tau, \qquad (2)$$

where $\Delta\omega = (\omega_{\text{нес}} - \omega_0)$ is the offset of the synthesizer carrier relative to the reference (Larmor) frequency. Since $\Delta\omega$ and τ are known and stable within the shot, $\Delta\varphi$ is reproducible, $R \to 1$, and the echo accumulates in phase even in a non-uniform and slowly drifting field.

Crucially, the proposed method does not require knowledge of the absolute phase of the carrier; only its continuity between pulses is important. Since the HF switch strobe only cuts out sections of the same harmonic function, the initial phases of the 90° and 180° pulses are inherited from a common carrier, and their difference is determined only by the phase

advance over the interval τ. With a slow field drift, $\Delta\omega$ varies from shot to shot. However, within a single shot (tens to hundreds of microseconds), the drift can be neglected. Therefore, $\Delta\varphi$ remains deterministic, and the slow change in $\Delta\omega$ between shots is compensated for by adjusting the carrier along the FID spectrum.

An alternative could be phase cycling, in which the pulse phases are deliberately varied from shot to shot according to a given pattern, followed by coherent summation. However, phase cycling itself requires precise and reproducible phase specification and their deterministic relationship. When the phase accumulator is reset and the field drifts, this connection is broken, and cycling does not restore coherence, but only masks some of the artifacts. The proposed method eliminates the root cause and ensures phase determinism at the hardware level, then the phase cycling is applied routinely, if necessary, over the coherent path.

To measure the initial phases of φ_{90} and φ_{180} without a functioning echo, pulse leakage into the receiving path is used: pulse fragments penetrating the HF switch and the receiving path are recorded by the same digitizer, allowing for direct evaluation of the phases of both pulses for each shot and the calculation of $\Delta\varphi$. This provides a diagnostic method that does not require a pre-formed echo; this is especially important in situations where there is no echo.

It is necessary to ensure that the absence of an echo is not explained by other mechanisms. Echo attenuation due to self-diffusion in the field gradient is described by the factor $\exp(-2/3\gamma^2G^2D\tau^3)$ [19]. Estimating the effective gradient G by the FID linewidth (from T_2^*) for water (self-diffusion coefficient $D \approx \approx 2\cdot10^{-9}$ m²/s) in intervals of τ = 0.2–1 ms yields an attenuation of about 10^{-6}, which can be neglected. Therefore, with a functioning path, an echo must be formed, and its absence indicates a violation of the phase coherence of the pulses, not physical signal loss.

Let us present the estimate in more detail. The effective field gradient is related to the line width: $G \approx (2\pi\,\Delta f_{1/2})/(\gamma L)$, where $\Delta f_{1/2}$is the half-width of the line of about $1/(\pi\cdot T_2^*)$, and L is the characteristic size of the sample. At $T_2^* \approx 140$ μs and L on the order of several millimeters, the effective gradient is on the order of hundredths of a tesla per meter (G ≈ 0.01–0.02 T/m). Since measuring $T_2 \approx 19$ ms requires 2τ intervals on the order of tens of milliseconds ($\tau \approx$ 10–30 ms), the diffusion attenuation should be estimated precisely at these intervals: substituting into $\exp(-2/3\gamma^2G^2D\tau^3)$ at $D \approx 2\cdot10^{-9}$m²/s and $\tau \approx \approx 20$ ms yields an exponential factor of about 0.1 (attenuation of about 10% at the largest τ) — small, but not negligible. At short intervals ($\tau \leq 1$ ms), the diffusion contribution is negligible (on the order of 10^{-5}). Therefore, when determining T_2, the diffusion contribution at the largest τ values should be taken into account, or the τ range should be limited to the initial attenuation region, where it is negligible.

The block diagram of the experimental setup used is shown in Fig. 1.

Fig. 1. Block diagram of a compact NMR relaxometer.
1 — permanent magnet; 2 — sensor; 3 — digital frequency synthesizer (DDS); 4 — power amplifier; 5 — HF transmit/receive key; 6 — low-noise amplifier; 7 — software-defined radio receiver (ADC); 8 — microcontroller; 9 — computer

The sample is placed in sensor 2, located in the gap of permanent magnet 1. The RF excitation path consists of a digital frequency synthesizer 3, a power amplifier 4, and a radio frequency transmit-receive switch 5, which commutates the sensor coil between the transmitting and receiving paths. The receiving path contains a low-noise amplifier 6 and a software-defined direct-sampling radio receiver 7, which records the quadrature components of the signal. The timing diagram is set by microcontroller 8, which controls the strobes of switch 5and synthesizer 3; processing is performed by computer 9.

The main parameters of the setup and pulse sequence are presented in Tab. 1.

Tab. 1. Setup and pulse sequence parameters

A magnetic system based on a neodymium-iron-boron alloy creates a field induction of ≈ 0.7 T, which corresponds to the proton Larmor frequency of ≈29.8 MHz. An elongated solenoid with a length-to-diameter ratio of ≈2.5 serves as the sensor coil. The analyzed sample is located in the central third of the coil's length, where the excitation field is most uniform. The coil is connected to a parallel oscillatory circuit tuned to the operating frequency. A direct-sampling receiver with I / Q quadrature recording is used as the digitizer.

The pulse sequence

90°–τ–180°–echo

is shown in Fig. 2. After the 90° pulse, the FIDis observed. After an interval of τ, a 180° pulse is applied, and at 2τ, a spin echo is formed. Pulse durations of 8 and 16 μs correspond to rotation angles of 90° and 180°. The dead time of the receiving path after the pulse is ≈ 50 μs.

Fig. 2. Time diagram of the 90°–τ–180°–echo pulse sequence with free induction decay (FID) and spin echo signals

The excitation path operates as follows. The synthesizer generates a harmonic carrier at the operating frequency. The power amplifier increases this frequency to the level required to rotate the magnetization within the specified pulse duration. The HF switch directs the pulse to the coil and protects the receiving path during transmission, and after the pulse, switches the coil to receive. The use of a direct-sampling receiver with quadrature recording transfers detection to the digital domain and eliminates the need for an analog quadrature mixer, simplifying the path and improving reproducibility.

A distinctive feature of the compact magnetic system with permanent magnets is the temperature dependence of the field: the induction of the NdFeB magnet changes with temperature, which, in the absence of thermal stabilization, causes a drift in the operating frequency. In the experiment, both a slow intra-session drift and a more significant frequency shift between sessions due to temperature cycles were observed. Therefore, before each series of measurements, a realignment was performed—tuning the carrier frequency to the maximum of the FID spectrum — and the resonance position was monitored within the series.

Distilled water was used as the sample. To reduce the contribution of dissolved paramagnetic oxygen to relaxation, the sample was degassed. The sample was placed in a holder that secured it in the central third of the coil's length. The sample volume and position were maintained constant between measurements, ensuring reproducible conditions and comparability of series.

The durations of the 90° and 180° pulses were calibrated using nutation: the dependence of the FID amplitude on the excitation pulse duration was measured, with the first maximum determining the duration of the 90° pulse and the first minimum determining the duration of the 180° pulse. The presence of a pronounced nutation dependence with the expected period simultaneously confirmed that the recorded signal was a true nuclear magnetic resonance response and not a path artifact.

Two pulse generation modes were compared. In mode A (prototype), the 90° and 180° pulses were generated by separate synthesizer re-recording, accompanied by a phase accumulator reset. In mode B (the proposed method), both pulses were strobed by gating a single continuously generated carrier: the microcontroller controlled only the HF key strobe, without issuing any frequency re-recording or phase reset commands to the synthesizer in the interval between pulses.

For each shot, the initial phases φ_{90} and φ_{180} were measured by pulse leakage into the receiving path, and their difference $\Delta\varphi$ was calculated. A $\Delta\varphi$ histogram was constructed over a series of several hundred shots, and the coherence index R was calculated. Recording was performed in I/Q quadrature format. Processing included signal onset detection at a threshold of 0.25 of the maximum, noise pedestal estimation using the median, and accumulation. Field drift was compensated for by periodically adjusting the carrier based on the position of the FID spectrum maximum. The transverse relaxation time T_2 was determined by the attenuation of the echo amplitude with increasing τ; the time T_2^* was estimated by the FID line width, and the longitudinal relaxation time T_1 was determined by signal recovery [20].

The initial phases of the pulses were measured by their leakage into the receiving path. During transmission, some of the pulse power penetrates into the receiving path; this fragment is recorded by the same receiver as the useful signal. Within the leakage window, the signal was approximated by a harmonic function, from which the initial phase of the pulse was determined, and the difference $\varphi_{180} - \varphi_{90}$ was calculated for each shot. This diagnostic method does not require a formed echoand is applicable even in its complete absence; it is essential for identifying the cause of a malfunction.

Signal processing included several stages. The onset of the useful signal after the dead time was determined by exceeding a threshold equal to 0.25 of the envelope maximum. The noise floor was estimated using the median of the signal magnitude in the zero-response region, which is robust to outliers. Due to low polarization, accumulation is required, and coherent averaging of the complex signal is difficult during field drift. Therefore, power accumulation (squared magnitude), unbiased with respect to phase drift, was used to estimate the amplitude. The echo amplitude for each τ was determined in a window around 2τ.

The longitudinal relaxation time T_1 was determined by the recovery of longitudinal magnetization with a variable recovery interval [20]. The resulting value was used to estimate the contribution of paramagnetic impurities using the T_1 / T_2.ratio.

RESULTS AND DISCUSSION

Histograms of the initial phase difference $\Delta\varphi = \varphi_{180} - \varphi_{90}$ of two modes are shown in Fig. 3.

In mode A (Fig. 3, a), the phase difference is uniformly distributed over the interval [0, 2π); it corresponds to the statistical independence of the pulse phases due to the phase accumulator reset. The calcu-

lated coherence index is $R = 0.06$, i.e., close to zero. In mode B (Fig. 3, б), the distribution is a narrow peak near the value $\Delta\varphi = \Delta\omega\tau$, and the coherence index is $R = 0.99$.

Fig. 3. Distribution of the initial phase difference of $\varphi_{180} - \varphi_{90}$ pulses over a series of shots.
а — mode A (DDS phase accumulator reset), R = 0.06;
б — mode B (single-carrier gating), $R = 0.99$

This experimentally confirms that the dominant cause of decoherenceis precisely the synthesizer phase reset, and that pulse generation from a single continuous carrier eliminates this cause.

In mode A, spin echo was virtually absent during signal accumulation: the random phase of the echo resulted in the mutual cancellation of the shot contributions. In mode B, the echo was stably generated at 2τ and accumulated in phase. Thus, echo restoration was achieved without changing the magnetic system or sensor geometry—solely through the pulse generation method; it is consistent with the theoretical relationship between the amplitude of the accumulated echo and the index R.

A comparison of a single shot and the accumulated signal is indicative. In mode B, the echo is already discernible in single shots and intensifies with accumulation, whereas in mode A, single shots contain echoes with random phases, and their accumulation leads to mutual cancellation. This directly confirms that the cause of signal loss lies not in its formation in an individual shot, but in the coherenceof accumulation, quantitatively described by the R index.

The transverse relaxation time was determined from the dependence of echo amplitude on the interpulse interval. The echo amplitude decreases exponentially with increasing 2τ $A(2\tau) = A_0 \exp(-2\tau / T_2)$ (Fig. 4).

Fig. 4. Spin echo amplitude attenuation due to an increase of 2τ interval

The approximation yields $T_2 = 19 \pm 2$ ms. The contribution of self-diffusion, according to the above estimate, is small at short τ and reaches ~10% at the longest intervals. At this level, it has no qualitative effect on the result, but it should be taken into account when refining T_2.

A comparison of the measured times (Table 2) reveals the physical picture. The FID decay time $T_2^* \approx 140$ μs is two orders of magnitude shorter than T_2 = 19 ms. This means that the NMR line width is determined not by irreversible transverse relaxation, but by the inhomogeneity of the static fieldacross the sample volume: the dephasing that produces the short T_2^* is completely reversible and is removed by refocusing, which restores T_2 (corrected for the residual diffusion contribution at large τ).

Tab. 2. Measurement results

This result quantitatively confirms the dominance of inhomogeneous broadening in a compact device and substantiates the need for an echo technique for relaxometry.

The short time $T_1 \approx 404$ ms (for pure water, T_1 is a few seconds) indicates paramagnetic relaxation — dissolved oxygen and, possibly, other impurities [21]. However, for paramagnetic relaxation in the limiting narrowing regime characteristic of dissolved O_2, the times T_1 and T_2 are shortened almost equally ($T_1 \approx T_2$), so the presence of oxygen alone does not explain the observed ratio $T_1 / T_2 \approx 21$. Such a large ratio indicates a residual contribution from static field inhomogeneity and self-diffusion to the attenuation of the Hahn echo;it shortens the measured T_2 but not affects T_1. Therefore, the obtained value of $T_2 \approx 19$ ms should be considered a lower (effective) estimate of the transverse relaxation time. A Carr – Purcell – Meiboom – Gill sequence with a small inter-echo interval, which suppresses the diffusion contribution, is required to refine it. The observed increase of T_2^* during sample degassing is consistent with a decrease in oxygen content.

The effective time T_2^* was estimated from the decay of the FID and the associated spectral line width. The low value $T_2^* \approx 140$ μs reflects rapid reversible dephasing of isochromats in an inhomogeneous field. A slight increase in T_2^* was observed during sample degassing. Since T_2^* is determined primarily by field inhomogeneity rather than irreversible relaxation, it cannot serve as a measure of T_2. The echo method (taking into account the residual diffusion contribution at large τ) provides access to transverse relaxation uncorrupted by field inhomogeneity.

The proposed coherence index R and its measurement by pulse leakage form a practical diagnostic tool. It allows us to distinguish three typical causes of the absence of an echo in small-sized devices: disruption of pulse phase coherence, inhomogeneity of the excitation field B_1, and static field drift. A low R value clearly indicates the first cause, while at a high R the other two remain relevant. This creates a path diagnostic sequence:
"phase coherence → B_1 homogeneity → field stability," useful for debugging such devices.

The obtained value $T_2 = 19 \pm 2$ ms is consistent in order of magnitude with relaxation times known for degassed water, confirming the accuracy of the measurement. The main contributionto the error is the residual field drift between points along τ and the finite signal-to-noise ratio at large 2τ. The reproducibilityof the coherence index between sessions was high: in mode B, the R value consistently exceeded 0.98, while in mode A, it did not exceed 0.1, making R a reliable indicator of the excitation path's integrity.

It should be noted that the spectrum of the recorded signal contained a stable instrumental component, caused by a byproduct of digital synthesis and shifted relative to the useful signal by a fixed frequency. Unlike the NMR signal, this component was independent of the sample parameters and pulse sequence and was distinguished by this characteristic. Its stability further confirms the phase stability of the path in continuous-carrier mode.

From a practical perspective, the obtained result means that stable relaxometry in a non-uniform field is achievable using available components without the use of expensive homogeneous magnets. Critical factors include not so much the field quality as the correct pulse generation and the availability of diagnostic tools. This lowers the entry threshold into pulsed NMR relaxometry and expands its application, including for substance monitoring and diagnostics outside the laboratory.

Finally, the measurability of the R parameter opens the possibility of automated data quality control during serial measurements: software-based rejection of shots with low R and automatic drift realignment enable long-term data acquisition without operator intervention; it is important for the practical use of compact relaxometers.

The proposed approach has some generality. The method of generating pulses from a single continuous carrier and the R index are directly applicable to Carr – Purcell – Meiboom – Gill multi-echo sequences and phase-cycling schemes, where the coherence requirementis even more stringent. This makes the method relevant for mobile and unilateral NMR instruments and low-field relaxometry in general. Limitations of this study include testing on a water sample and the presence of intersession field drift. Future research includes the implementation of multi-echo sequences and extension to other samples and nuclei.

For multi-echo sequences, the coherence requirement is more stringent: in the Carr – Purcell – Meiboom – Gill sequence, tens or hundreds of refocusing pulses must have a strictly defined phase relative to the excitation pulse (otherwise, a systematic angle and phase error accumulates, distorting the echo signal envelope the T_2 estimate), and the T_2 distribution. Forming all pulses from a single continuous carrier naturally satisfies this requirement, and the R parameter is generalized to control the coherence of the entire pulse train.

From a metrological perspective, the introduced R parameter can be considered a monitored parameter of the measurement channel's performance: its systematic monitoring allows for the rejection of shots and series with reduced coherence, thereby increasing the reliability of the determined relaxation times. Combined with field drift realignment, this forms the basis for metrological support for compact relaxometers operating outside a temperature-stabilized laboratory.

In stationary spectrometers with a uniform field and an analog circuit, this problem does not arise. The pulse phase is determined by a continuous reference oscillator, and high field homogeneity makes T_2^* comparable to T_2. In compact devices, both conditions are violated simultaneously, and it is the combined effect of field inhomogeneity and digital pulse shaping, with possible phase reset, that leads to the observed absence of echo. Separating and eliminating these factors, as accomplished in this study, is a necessary step toward transferring relaxometric techniques to a compact platform.

CONCLUSION

It has been established that the dominant cause of spin-echo signal damping in a compact low-field NMR relaxometer with digital pulse synthesis is the reset of the synthesizer's phase accumulator between the excitation and refocusing pulses; it makes their initial phases statistically independent and disrupts the coherent echo accumulation in an inhomogeneous field.

A method for generating 90° and 180° pulses by gating a single continuously generated synthesizer carrier without resetting the phase accumulator is proposed. This method ensures a deterministic difference in their initial phases $\Delta\varphi = \Delta\omega \cdot \tau$. A quantitative index of phase coherence R is introduced, measured by pulse leakage into the receiving path and not requiring a pre-formed echo.

Experimentally, using a setup with a field of ≈ 0.7 T, the transition to the proposed method increased the coherence index from $R = 0.06$ to $R = 0.99$, resulting in a spin echo, previously absent, being stably formed and accumulated. Based on the attenuation of the echo amplitude, the transverse relaxation time was determined to be $T_2 = 19 \pm 2$ ms (lower bound). A comparison with the effective free induction decay time $T_2^* \approx 140$ μs (a difference of two orders of magnitude) quantitatively confirmed the dominance of inhomogeneous broadening, and the ratio $T_1 / T_2 \approx 21$ indicated a residual contribution of field inhomogeneity and diffusion to the attenuation

of the Hahn echo (dissolved oxygen shortens T_1, but for it, $T_1 \approx T_2$ and does not yield a large ratio).

The proposed coherence index and measurement path diagnostic method are applicable to a wide range of compact pulsed NMR instruments, including multi-echo and mobile systems, and can serve as a working tool for their debugging and metrological control.

The combined results demonstrate that stable pulsed NMR relaxometry in a non-uniform field is feasible using available components, provided that the pulses are correctly phase-coherently formed and quantitative diagnostics of the measurement path are present.