

**ПРИБОРЫ МЕДИЦИНСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ, КОНТРОЛЯ СРЕДЫ,
ВЕЩЕСТВ, МАТЕРИАЛОВ И ИЗДЕЛИЙ
MEDICAL DEVICES, ENVIRONMENT, SUBSTANCES,
MATERIAL AND PRODUCT CONTROL EQUIPMENT**

<https://doi.org/10.32603/1993-8985-2019-22-1-75-83>
УДК 543.429.23

С. А. Баруздин

Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина)
ул. Профессора Попова, д. 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия

**РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ МОДИФИЦИРОВАННОГО МЕТОДА
РЕКОНСТРУКЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПО ПРОЕКЦИЯМ СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ
В МАГНИТОРЕЗОНАНСНОЙ ТОМОГРАФИИ**

Аннотация. В известном методе реконструкции изображения по проекциям в магниторезонансной томографии используется спиновое эхо, возбуждаемое двумя sinc-импульсами. Дальнейшая обработка предполагает формирование двух квадратурных составляющих сигнала спинового эха, преобразование их в цифровой формат и последующее преобразование Фурье. Предлагаемый модифицированный метод основан на замене второго sinc-радиоимпульса на импульс с линейной частотной модуляцией. При этом упомянутые проекции формируются амплитудным детектированием огибающей спинового эха, что существенно упрощает процедуру обработки. Целью исследований является анализ разрешающей способности модифицированного метода. В основу математической модели положены уравнения Блоха, решаемые на основе аппарата переходных матриц состояния спиновой системы. При их вычислении использовалась ступенчатая аппроксимация комплексных огибающих импульсов возбуждения. Это позволило свести систему линейных дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами (уравнения Блоха) к системе линейных дифференциальных уравнений с кусочно-постоянными коэффициентами. В этом случае уравнения имеют аналитическое решение. На основе полученного решения проведен анализ разрешающей способности метода, ранее не исследованной, посредством моделирования возбуждения спинового эха. Определены условия отсутствия динамических искажений, влияющих на качество получаемых изображений. Показано, что разрешающая способность определяется размерами области сканирования, значением градиента приложенного магнитного поля, длительностью импульса с линейной частотной модуляцией, а также гиромангнитным отношением используемого типа ядра. В разработанном методе отпадает необходимость Фурье-преобразования сигнала спинового эха и достигается сопоставимая с известным методом разрешающая способность.

Ключевые слова: магниторезонансная томография, метод реконструкции изображения по проекциям, разрешающая способность, динамические искажения, линейная частотная модуляция

Для цитирования: Баруздин С. А. Разрешающая способность модифицированного метода реконструкции изображения по проекциям спиновой плотности в магниторезонансной томографии // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2019. Т. 22, № 1. С. 75–83. doi: 10.32603/1993-8985-2019-22-1-75-83

Sergey A. Baruzdin

Saint Petersburg Electrotechnical University "LETI"
5, Professor Popov Str., 197376, St. Petersburg, Russia

**RESOLVING POWER OF MODIFIED IMAGE RECONSTRUCTION METHOD
IN SPIN DENSITY PROJECTIONS IN MAGNETIC RESONANCE IMAGING**

Abstract. The well-known method of image reconstruction by projections in magnetic resonance imaging uses spin echo excited by two sinc pulses. The further processing involves forming of the spin echo signal two quadrature components converting them into a digital format and the subsequent Fourier transform. The proposed modified

method is based on the second sinc radio pulse substitution for the linear FM pulse. In this case, the mentioned projections are formed by amplitude detection of the spin echo envelope, which significantly simplifies the processing procedure. The aim of the research is to analyze the modified method resolution. The mathematical model is based on Bloch equations. Their solution is carried out on the basis of the device of the spin system state transition matrices. For their calculation, the stepped approximation of the excitation pulse complex envelopes is used. It makes possible to convert the system of linear differential equations with variable coefficients (Bloch equations) to the system of linear differential equations with piecewise constant coefficients. In this case, the equations have analytical solution. Following the obtained solution, the analysis of the method resolution not previously investigated, is performed by means of modeling the spin echo excitation. The conditions are specified when no dynamic distortions influencing received image quality exist. It is shown that resolution is determined by the size of the scan area, the magnitude of the gradient of the applied magnetic field, the pulse duration with linear frequency modulation, as well as gyromagnetic ratio of the core type used. The developed method eliminates the need for Fourier transform over the spin echo signal and provides resolution comparable to the conventional one.

Key words: magnetic resonance imaging, method of image reconstruction by projection, resolving power, dynamic distortion, linear frequency modulation

For citation: Baruzdin S. A. Resolving Power of Modified Image Reconstruction Method in Spin Density Projections in Magnetic Resonance Imaging. Journal of the Russian Universities. Radioelectronics. 2019, vol. 22, no. 1, pp. 75–83. doi: 10.32603/1993-8985-2019-22-1-75-83 (In Russian)

Введение. Магниторезонансная томография (МРТ) является одним из современных методов медицинской диагностики, основанной на анализе полученных изображений внутренних органов. При этом, в отличие от рентгеновских методов, включая компьютерную томографию (КТ), она безопасна для здоровья [1]–[4].

Принципиальное преимущество МРТ состоит в отличном контрастном разрешении получаемых изображений мягких тканей. Причем эти изображения можно формировать в любых плоскостях. МРТ проигрывает КТ при получении изображений костных структур, а также в целом уступает в разрешающей способности [5]–[7].

В основе МРТ лежит ядерный магнитный резонанс (ЯМР) магнитных моментов ядер, помещенных в поляризирующее магнитное поле [8]–[11].

Поскольку во внутренних органах содержится большое количество воды и ее концентрация сильно различается, то при формировании контрастных изображений чаще всего используют ядра водорода (протоны). Протоны также характеризуются наибольшим из возможного гиромагнитным отношением, что обуславливает достаточную интенсивность сигналов ЯМР и приемлемое отношение сигнал/шум.

Обычно для диагностики используют изображения плоскостных срезов внутренних органов, формируемые за счет неоднородного распределения протонов в рассматриваемой плоскости. Это распределение называют спиновой плотностью $g(x, y)$. Низкие значения этой функции соответствуют темным уровням изображения, а высокие – светлым.

Методы получения изображения. Для формирования изображения плоскостного среза используют различные импульсные методы возбуждения сигналов ЯМР. При этом первичная обработка состоит в формировании сигнала свободной индукции (ССИ) или спинового эха. В первом случае ССИ возбуждается одним импульсом радиочастотного магнитного поля, а во втором, как правило, двумя. Вторичная обработка состоит в одномерном или двумерном преобразовании Фурье от ССИ или спинового эха и иногда в дополнительных преобразованиях.

Одним из хронологически первых возникших методов МРТ является метод формирования изображения по его проекциям [1], [2], [4], [6].

При реализации этого метода на исследуемый объект, находящийся в продольном магнитном поле с индукцией $B_0 e_z$, воздействуют радиочастотным импульсным магнитным полем $R_1(t)$ в присутствии продольного градиента магнитного поля G_z (рис. 1, а, б). На интервале включения градиента G_z на объект действует поляризирующее продольное магнитное поле $B_z = B_0 + G_z z$. Наличие градиента обуславливает линейное изменение частот ЯМР вдоль оси z :

$$\omega(z) = \gamma B_0 + \gamma G_z z = \omega_0 + \Omega(z),$$

где γ – гиромагнитное отношение; $\Omega = \omega(z) - \omega_0$ – расстройка частоты ω относительно несущей частоты радиоимпульса ω_0 .

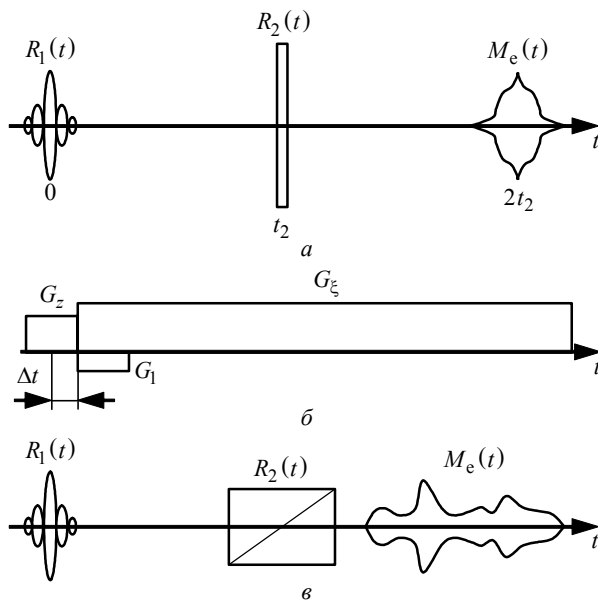


Рис. 1. Временные диаграммы импульсов возбуждения и спинового эха в известном методе (а); диаграмма включения и выключения градиентных импульсов (б); временные диаграммы импульсов возбуждения и эха в модифицированном методе (в)
Fig. 1. Time Diagrams of Excitation Pulse and Spin Echo in Conventional Method (a); Diagram of Gradient Pulse Switching on and off (b); Time Diagrams of Excitation and Echo Pulses in Modified Method (c)

Если рассматриваемый срез имеет координату z_0 , то радиочастотный импульс $R_1(t)$, поворачивающий магнитные моменты ядер слоя¹ на угол $\pi/2$, должен иметь частоту $\omega(z_0)$ и ширину спектра $2\Delta\omega$, соответствующую толщине возбуждаемого слоя Δz ($\Delta\omega = \gamma G_z 2\Delta z$). Использование для этой цели радиоимпульсов с прямоугольной огибающей приводит к искажениям изображения слоя, поскольку имеющие достаточно высокую энергию боковые лепестки спектра такого сигнала существенно возбуждают соседние слои среза. Поэтому в настоящее время используют усеченные во времени sinc-импульсы, имеющие спектр почти прямоугольной формы, возбуждающие только рассматриваемый срез. Во время действия градиентного импульса происходит некоторая расфазировка магнитных моментов в толщине слоя. Для компенсации этой расфазировки по окончании sinc-импульса меняют полярность импульса градиента G_z . Одновременно с этим включают градиент G_ξ в направлении оси

ξ , лежащей в плоскости среза (рис. 1, б). Этот градиент создается с помощью двух катушек, формирующих градиенты G_x и G_y , причем $G_\xi = \sqrt{G_x^2 + G_y^2}$. Меняя соотношение градиентов G_x и G_y , можно менять угол α направления оси ξ . В присутствии градиента G_ξ на объект в момент времени t_2 воздействуют вторым радиочастотным импульсом $R_2(t)$ на частоте $\omega_0 = \gamma B_0$ с шириной спектра $2\Delta\omega = 2\gamma G_\xi \xi_{\max}$, где $2\xi_{\max}$ – диаметр области сканирования круглого поперечного сечения. Этот импульс должен поворачивать магнитные моменты ядер на угол π , после чего процесс расфазировки магнитных моментов, имеющих разные частоты ЯМР, сменяется процессом фазировки. В момент времени $2t_2$ формируется максимум спинового эха \tilde{M}_e .

Далее сигнал эха преобразуется в цифровой формат, после чего осуществляется преобразование Фурье. Модуль результата преобразования соответствует проекции спиновой плотности на направление градиента. Меняя направление градиента, получают набор проекций спиновой плотности, по которым реконструируют двумерное изображение среза.

В [12] предложена модификация метода, не требующая преобразования Фурье. Для этого в качестве второго импульса возбуждения $R_2(t)$ используется импульс с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ). На рис. 1, в представлена временная диаграмма импульсов возбуждения и двухимпульсного спинового эха (высокочастотное заполнение импульсов возбуждения и эха не показано). Как видно из диаграммы, в представленном методе второй радиоимпульс возбуждения заменен на ЛЧМ-импульс². Положение градиентных импульсов сохраняется (рис. 1, б).

Моделирование возбуждения спинового эха.

Для анализа формы спинового эха, возбуждаемого sinc- и ЛЧМ-импульсами, использованы уравнения Блоха [8]–[10].

Комплексная огибающая сигнала спинового эха формируется в результате интегрирования всех изохромат с весами, определяемыми функцией низкочастотного эквивалента неоднородно уширенной линии поглощения $g(\Omega) = g(\omega - \omega_0)$:

¹ Слой в отличие от среза имеет конечную толщину Δz .

² Диагональная линия символически указывает на линейное изменение частоты внутри импульса.

$$\tilde{M}_e(t) = M_0 \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega) a_{23}^{(1)}(\Omega) a_{12}^{(2)}(\Omega) \times \exp[i\Omega(t - 2t_2 + \tau_1/2)] d\Omega, \quad (1)$$

где M_0 – равновесное значение вектора намагниченности; $a_{23}^{(1)}(\Omega)$ и $a_{12}^{(2)}(\Omega)$ – элементы переходных матриц состояния, которые находятся из решения уравнений Блоха³; τ_1 – длительность первого импульса возбуждения.

Таким образом, для определения формы эха необходимо определить элементы переходных матриц состояния $a_{23}^{(1)}(\Omega)$ и $a_{12}^{(2)}(\Omega)$ для первого и второго импульсов возбуждения соответственно.

Вычисление переходных матриц состояния для ЛЧМ-импульсов и импульсов произвольной формы проведено методами, описанными в [13], [14], на основе ступенчатой аппроксимации комплексных огибающих импульсов.

Для возбуждения нужного слоя на время воздействия первого импульса возбуждения включают градиент G_z . Если рассматриваемый срез имеет координату z_0 , то частота ЯМР в центре этого слоя будет равна $\gamma B_0 + \gamma G_z z_0$. Положим, что индукция постоянного поляризующего магнитного поля $B_0 = 1$ Тл (в современных томографах обычно 1 или 1.5 Тл). Толщина слоя, определяющая послонное разрешение, обычно составляет $\Delta z = 2 \dots 10$ мм. Чем меньше толщина слоя, тем меньше уровень сигнала ЯМР, так как в его формировании участвует меньшее количество ядер. Поэтому на практике минимальная толщина составляет 2 мм. При $G_z = 4.7 \cdot 10^{-2}$ Тл/м и толщине слоя $\Delta z = 2$ мм разброс частот в слое Δf составит 4 кГц ($\Delta\omega = 8\pi \cdot 10^3$ рад/с). Этим значениям должны соответствовать частота и ширина спектра sinc-импульса, комплексная огибающая которого, выраженная в единицах круговой частоты, имеет вид

$$\tilde{R}_1(t) = \gamma \tilde{B}(t) = R_1 \sin(\pi t/T) / (\pi t/T), \quad (2)$$

где \tilde{B} – комплексная поперечная компонента вектора магнитной индукции.

Прямоугольный спектр такого импульса имеет ширину $2\pi/T$, откуда параметр T , определяющий необходимую ширину спектра 4 кГц (2), должен быть равен $T = 0.25$ мс. Общую длительность импульса целесообразно ограничить семью лепестками (одним центральным и по 3 боковых с каждой стороны)⁴, тогда общая длительность sinc-импульса составит $\tau_1 = 1.75$ мс.

Оптимизация параметров этого импульса состоит в обеспечении максимума модуля коэффициента $a_{23}^{(1)}(\Omega)$ в рабочей полосе частот. Для этого амплитуда импульса R_1 принята равной $\pi/(2T) = 2\pi \cdot 10^3$ рад/с. Частотные зависимости модуля $|a_{23}^{(1)}(\Omega)|$ и фазы $\varphi_1(\Omega) = \arg a_{23}^{(1)}(\Omega)$ этого матричного коэффициента представлены на рис. 2, а и б соответственно. Как видно из рис. 2, б, фаза не постоянна в рабочей полосе частот, что приводит к расфазировке магнитных моментов атомов в толщине слоя и к подавлению результирующего сигнала ЯМР. Для компенсации этой расфазировки сразу после положительного импульсного градиента магнитного поля G_z включают отрицательный градиент G_1 с площадью в 2 раза меньшей, чем у первого (см. рис. 1, б). При этом коэффициент $a_{23}^{(1)}(\Omega)$ домножается на $\exp(i\Omega\tau_1)$. В результате фазовая характеристика коэффициента $a_{23}^{(1)}(\Omega)$ с учетом множителя $\exp(i\Omega\tau_1)$ в рабочей полосе частот становится величиной, близкой к постоянной, равной $\pi/2$ (рис. 2, в). Таким образом, к концу этого оптимального импульсного градиента магнитные моменты атомов слоя суммируются синфазно. В результате к моменту окончания градиентного импульса G_z все магнитные моменты слоя поворачиваются из продольного положения на 90° и оказываются расположенными в поперечной плоскости, формируя максимально возможное значение намагниченности M_0 .

Рассмотрим требования к параметрам ЛЧМ-импульса. Пусть область сканирования в срезе представляет собой окружность диаметром

³ Нижние индексы указывают элемент переходной матрицы с размерами 3×3 , верхние – порядковый номер импульса возбуждения, которому соответствует переходная матрица.

⁴ В этих лепестках сосредоточено 0.975 энергии неусеченного импульса.

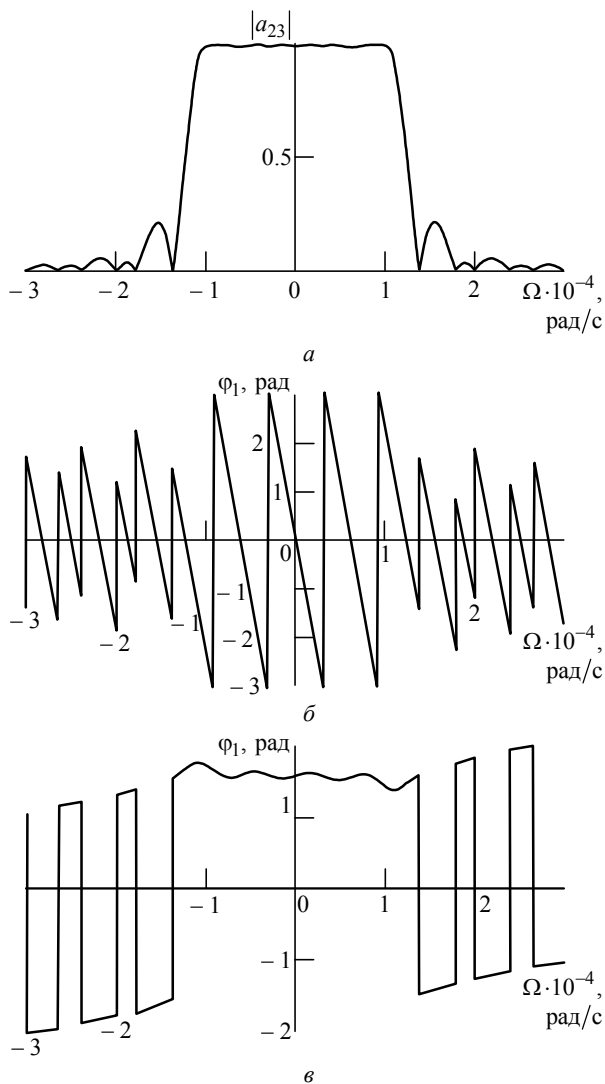


Рис. 2. Частотные зависимости модуля коэффициента $a_{23}^{(1)}$ (а) и его фазы в отсутствие градиента G_1 (б) и при его наличии (в)

Fig. 2. The Frequency Dependence of $a_{23}^{(1)}$ Modulus (a) and its Phase with (в) and without (б) Gradient G_1

$D = 0.5$ м, индукция постоянного поляризующего магнитного поля $B_0 = 1$ Тл. Градиент в плоскости среза вдоль оси ξ $G_\xi = 0.047$ Тл/м. При этих параметрах несущая частота ЛЧМ-импульса составляет $f_0 = 42.6$ МГц, а девиация частоты $f_d = [\gamma/(2\pi)]G_\xi D/2 = 50$ кГц. ЛЧМ-импульс (без учета задержки на время t_2) описывается выражением

$$r_2(t) = R_2 \cos(\omega_0 t + \beta t^2/2), \quad |t| \leq \tau_2/2,$$

где R_2 , τ_2 – амплитуда и длительность ЛЧМ-импульса соответственно; $\beta = 2\omega_d/\tau_2$. Его ком-

плексная огибающая, определяющая $a_{12}^{(2)}(\Omega)$ (1), описывается выражением $\dot{R}_2(t) = R_2 \exp(\beta t^2/2)$.

Для $T_2 = 100$ мс [3] длительность ЛЧМ-импульса $\tau_2 < T_2$ выберем равной $\tau_2 = 20$ мс, а время задержки $t_2 = 35.438$ мс. Оптимальная амплитуда импульса $R_2 = 9 \cdot 10^3$ рад/с обеспечивает максимум модуля коэффициента $a_{12}^{(2)}(\Omega) = 1$. Отметим, что обычно максимум двухимпульсного спинового эха формируется в момент времени, равный удвоенному расстоянию между импульсами возбуждения, т. е. в момент $2t_2$. Однако в рассматриваемом случае интервал расфазировки магнитных моментов равен не t_2 , а $t_2 - \Delta t = t_2 - \tau_1/2$ (см. рис. 1, б), поскольку градиент G_ξ включается не в момент $t = 0$, а спустя интервал Δt . В результате центр эха формируется в момент времени $2t_2 - \Delta t$. При указанных ранее значениях параметров центр спинового эха будет расположен в точке $t = 70$ мс.

Наличие ЛЧМ-импульса при возбуждении спинового эха может приводить к динамическим искажениям огибающей эха. При выборе параметров ЛЧМ-импульса необходимо принимать во внимание это обстоятельство. Множитель $g(\Omega)$, описывающий распределение спиновой плотности в (1), может рассматриваться как коэффициент передачи фильтра, через который проходит ЛЧМ-импульс. Динамические искажения приводят к уменьшению амплитуды отклика, смещению его максимума, а также к увеличению его длительности. Все это может приводить к погрешностям определения координат, ухудшению разрешающей способности и искажению контраста изображения в томографах.

Как было показано ранее, коэффициент $a_{23}^{(1)}$ в (1) представляет собой константу в рабочей полосе частот, равную π рад. Второй коэффициент в (1) $a_{12}^{(2)}(\Omega) \sim S_2^2(\Omega)$ [13], где $S_2(\Omega)$ – спектральная плотность комплексной огибающей ЛЧМ-импульса возбуждения. При большой базе импульса его амплитудный спектр близок к прямоугольному, а фазовый описывается показателем экспоненты $e^{-i[\Omega^2/(2\beta)]}$. При возведении спек-

тральной плотности ЛЧМ-импульса в квадрат форма модуля спектральной плотности остается близкой к прямоугольной, а фазовый спектр становится равным $e^{-i(\Omega^2/\beta)}$. Это свидетельствует о том, что результирующая спектральная плотность соответствует комплексной огибающей ЛЧМ-импульса, у которого девиация частоты такая же, как у импульса возбуждения, но длительность становится в 2 раза больше: $2\tau_2$. Этот ЛЧМ-импульс фильтруется в соответствии с (1) функцией $g(\Omega)$.

Пусть полоса пропускания этого фильтра равна $2\Delta f$. Тогда интервал времени, в течение которого ЛЧМ-импульс находится в полосе пропускания этого фильтра:

$$\Delta t = \tau_2 2\Delta f / f_d.$$

Для отсутствия динамических искажений необходимо, чтобы это время было больше длительности переходных процессов в фильтре $(2\Delta f)^{-1}$. Отсюда можно получить соотношение для частотной разрешающей способности в поперечной плоскости:

$$2\Delta f > \sqrt{f_d / \tau_2}.$$

Поскольку частота и координата линейно связаны между собой, то пространственная разрешающая способность в поперечной плоскости ограничена соотношением

$$2\Delta\xi > \frac{2\Delta\omega}{\gamma G_\xi} = \frac{2\pi\sqrt{f_d/\tau_2}}{\gamma G_\xi} = \sqrt{\frac{\pi D}{\tau_2 \gamma G_\xi}}. \quad (3)$$

Таким образом, разрешающая способность в поперечной плоскости зависит от диаметра области сканирования D , длительности ЛЧМ-импульса τ_2 , гиромангнитного отношения γ и градиента G_ξ .

Рассмотрим модель плоскостного среза объекта (рис. 3). Она содержит 11 фрагментов разного размера, расположенных вдоль оси x . Распределение спиновой плотности каждого фрагмента описывается двумерным гауссовским законом.

В рассматриваемой плоскости включается градиент магнитного поля G_ξ , направленный вдоль оси ξ , которая расположена под углом α к оси x . Пусть этот угол сначала равен нулю, тогда

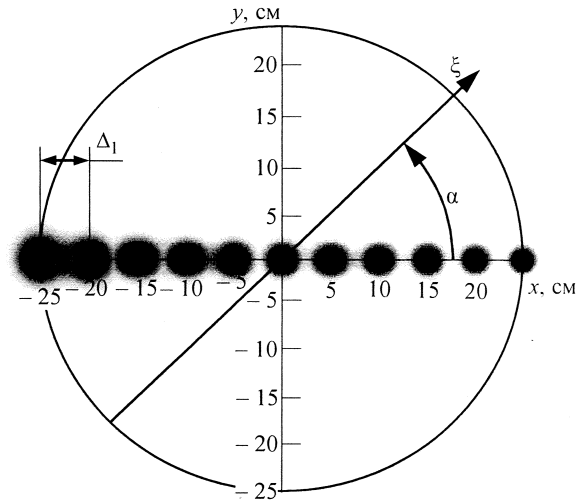


Рис. 3. Модель плоскостного среза объекта
 Fig. 3. Model of the Object Planar Section

одномерное распределение спиновой плотности вдоль оси ξ будет описываться функцией

$$g_\xi(\xi) = \frac{1}{11} \sum_{k=-5}^5 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\xi-\Delta_1 k)^2}{2\sigma^2/(6+k)}},$$

где σ – среднеквадратическое отклонение спиновой плотности для крайнего левого фрагмента; Δ_1 – расстояние между соседними фрагментами (рис. 3). Рассматриваемая функция является проекцией двумерной спиновой плотности на направление градиента.

Примем $\sigma = 0.5$ см, а $\Delta_1 = 5$ см.

Каждой точке на оси ξ соответствует расстройка частоты $\Omega = \gamma G_\xi \xi$, поэтому при расчете сигнала эха можно перейти от интегрирования по координате ξ к интегрированию по расстройке частоты Ω в соответствии с (1). В этом случае значения σ и Δ_1 из координатных параметров должны быть преобразованы в частотные, а функция $g_\xi(\xi)$ заменена на $g(\Omega)$. Тогда параметры этого распределения, рад/с:

$$\sigma_\Omega = 2\pi \cdot 1.25 \cdot 10^3; \quad \Delta_\Omega(\alpha) = 2\pi \cdot 10^4 \cos \alpha.$$

Результаты. На рис. 4 представлены проекции спиновой плотности $g(\Omega)$ на направление градиента для трех значений α . При изменении угла в силу симметрии двумерного распределения форма фрагментов не меняется, а расстояние между фрагментами уменьшается и при $\alpha = \pi/2$ все фрагменты сливаются в один.

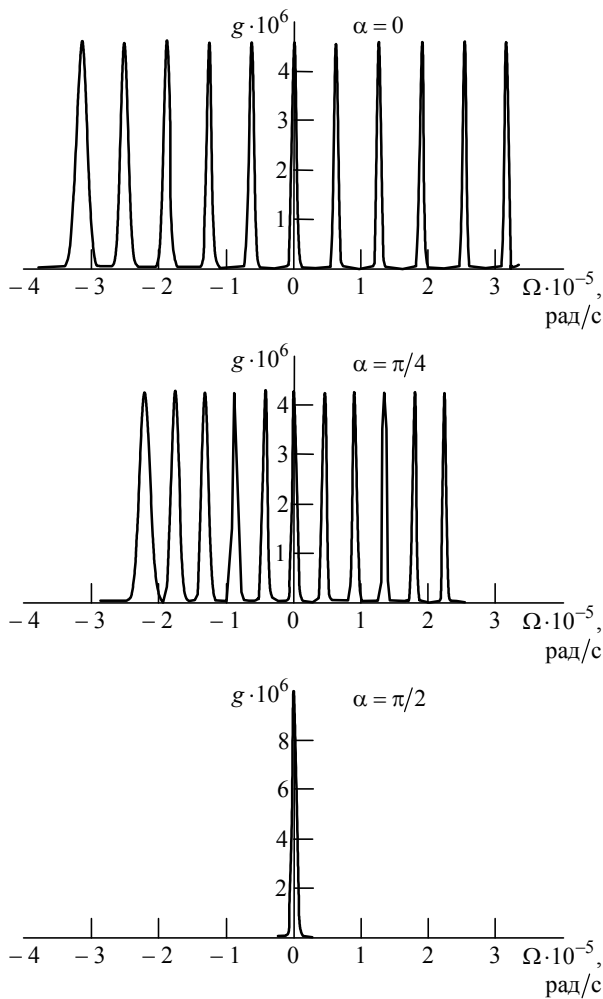


Рис. 4. Проекция спиновой плотности $g(\Omega)$ на направление градиента для различных значений угла α
Fig. 4. Projections of Spin Density $g(\Omega)$ to the Gradient Direction for Different Values of Angle α

На рис. 5 представлены нормированные к значению M_0 огибающие спинового эха для тех же значений угла α . Они напоминают графики, приведенные на рис. 4, однако на них видны и динамические искажения, проявляющиеся в уменьшении интенсивности огибающей эха слева направо. Эти искажения объясняются тем, что разрешающая способность при указанных ранее параметрах, вычисленная по (3), $2\Delta\xi = 7.8$ мм, а ширина фрагментов (см. рис. 3) меняется слева направо от $2\sigma = 10$ мм до $2\sigma/\sqrt{11} = 3$ мм. Кроме того, ширина фрагментов огибающей эха практически не меняется, в то время как в оригинале спиновая плотность фрагментов уменьшается по ширине слева направо.

Пространственная координата ξ , расстройка частоты Ω и время t связаны между собой. Так, области сканирования $-25...25$ см соответствует

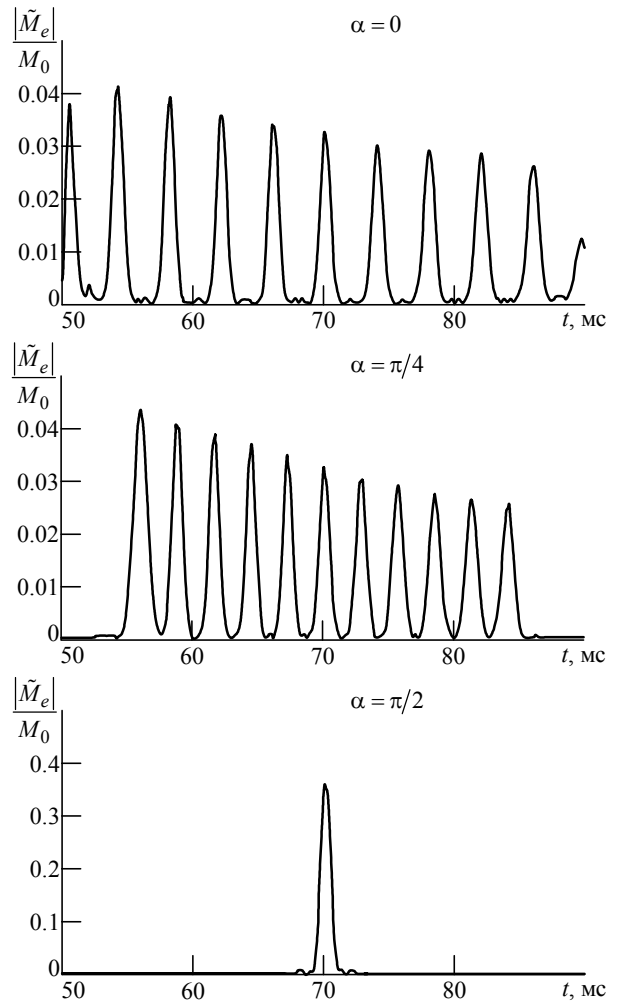


Рис. 5. Нормированные огибающие спинового эха для различных значений угла α
Fig. 5. Normalized Spin Echo Envelopes for Different Values of Angle α

расстройка круговой частоты $-\pi \cdot 10^5 \dots \pi \cdot 10^5$ рад/с и время 50...90 мс.

На основе проекций спиновой плотности, полученных для различных направлений градиента, удастся реконструировать двумерное изображение среза. В силу связи ξ , Ω и t зависимости $\tilde{M}_e(t, \alpha)$ можно пересчитать в зависимости $\tilde{M}_e(\xi, \alpha)$. В общем случае для реконструкции изображения используется обратное преобразование Радона [15]:

$$g(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} e^{i\omega(x \cos \alpha + y \sin \alpha)} D(\omega, \alpha) \omega d\omega d\alpha,$$

$$\text{где } D(\omega, \alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{M}_e(\xi, \alpha) e^{-i\omega\xi} d\xi.$$

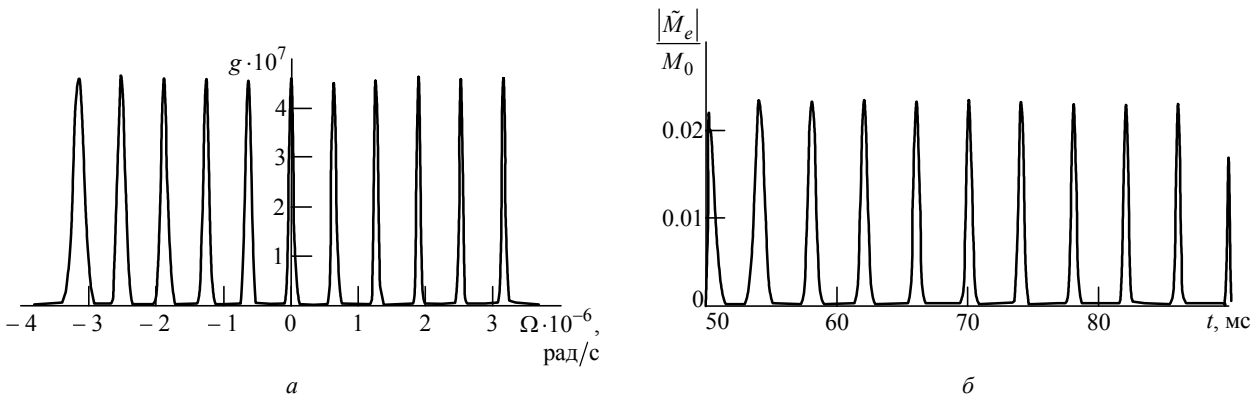


Рис. 6. График проекции спиновой плотности (а) и огибающая спинового эха (б) для угла $\alpha = 0$ при увеличенном градиенте магнитного поля

Fig. 6. Graphs of Spin Density (a) and Spin Echo Envelope (b) Projection for the angle $\alpha = 0$ with Increased Magnetic Field Gradient

Количество необходимых проекций может быть больше трех. Само преобразование выполняется численными методами.

Обсуждение. Пути повышения разрешающей способности. В рассмотренном примере разрешающая способность не соответствует объекту, представленному на рис. 3. Для повышения разрешающей способности и уменьшения динамических искажений в соответствии с (3) целесообразно увеличить в 10 раз градиент магнитного поля, установив его равным $G_{\xi} = 0.47$ Тл/м. При этом в 10 раз увеличится девиация частоты:

$$f_{\Delta} = [\gamma / (2\pi)] G_{\xi} D / 2 = 500 \text{ кГц},$$

а также параметры распределения функции $g(\Omega)$, рад/с:

$$\sigma_{\Omega} = 2\pi \cdot 1.25 \cdot 10^4; \quad \Delta_{\Omega}(\alpha) = 2\pi \cdot 10^5 \cos \alpha.$$

Оптимальная амплитуда ЛЧМ-импульса, обеспечивающая максимум модуля коэффициента $|a_{12}^{(2)}| = 1$, при новой девиации частоты составит $R_2 = 2.7 \cdot 10^4$ рад/с.

На рис. 6 представлены графики спиновой плотности (а) и огибающая спинового эха (б) для угла $\alpha = 0$. Из рис. 6, а видно, что по сравнению с предыдущим случаем частотный масштаб изменился в 10 раз. Однако временной масштаб (рис. 6, б) остался прежним.

Увеличение градиента магнитного поля в 10 раз позволило увеличить разрешающую способность в $\sqrt{10}$ раз до значения $2\Delta\xi = 2.5$ мм в соответствии с (3). В результате динамические искажения уменьшились, на рис. 6, б нет спада ин-

тенсивностей фрагментов, ширина фрагментов слева направо уменьшается.

Можно также повысить разрешающую способность за счет уменьшения области сканирования. Так, если диаметр D уменьшить с 50 до 12.5 см, то разрешающая способность станет равной 1.25 мм. Что касается повышения разрешающей способности за счет увеличения длительности ЛЧМ-импульса, то здесь ограничения связаны с необходимостью выполнения условия $\tau_2 < T_2$. В противном случае будут возникать сильные релаксационные искажения.

Заключение. Анализ предложенного модифицированного метода реконструкции изображения по его проекциям, выполненный на основе решения уравнений Блоха, показал, что в исследуемом срезе может быть достигнута разрешающая способность порядка долей миллиметра. Поскольку в стандартных томографах значение градиента магнитного поля лежит в пределах 0.01...10 Тл/м [9], то, увеличив его от значения $G_{\xi} = 0.047$ Тл/м до $G_{\xi} = 0.47$ Тл/м, можно достичь разрешающей способности 0.4 мм, что соответствует типовым значениям разрешающей способности в МРТ 0.3...1.2 мм [1].

Установлено, что разрешающая способность зависит от диаметра области сканирования, длительности ЛЧМ-импульса, значения градиента магнитного поля в срезе, а также от гиромангнитного отношения используемого вида ядер.

Модифицированный метод позволяет получать проекции спиновой плотности на направление градиента без традиционно используемого преобразования Фурье на основе линейного амплитудного детектирования сигнала спинового эха при достижении сопоставимой разрешающей способности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блинк Э. Основы магнитно-резонансной томографии: Физика. 2000. URL: <http://www.twirpx.com/file/84209/> (дата обращения 04.02.2019)
2. Hornak J. P. The Basics of NMR. Magnetic Resonance Laboratory. Rochester Institute of Technology. URL: <http://www.cit.rit.edu/htbooks/nmr/inside.htm> (дата обращения 04.02.2019).
3. Мэнсфилд П. Быстрая магниторезонансная томография // УФН. 2005. Т. 175, № 10. С. 1044–1052. doi: 10.3367/UFNr.0175.200510e.1044
4. Blumich B. NMR imaging of materials. Oxford: Clarendon press, 2000. 541 p.
5. ЯМР-интроскопия / В. А. Ацаркин, Г. В. Скроцкий, Л. М. Сороко, Э. И. Федин // УФН. 1981. Т. 135, № 2. С. 285–315. doi: 10.3367/UFNr.0135.198110e.0285
6. Vlaardingerbroek M. T., den Boer J. A. Magnetic resonance imaging. Berlin: Springer, 2002. 520 p.
7. Волобуев А. Н. Некоторые принципы выбора параметров магниторезонансных томографов // ЖТФ. 2017. Т. 87, вып. 1. С. 130–135. doi: 10.21883/JTF.2017.01.44029.1755 (дата обращения 04.02.2019).
8. Ernst R. R., Bodenhausen G., Wokaun G. Principles of nuclear magnetic resonance in one and two dimensions. Oxford: Clarendon press, 1987. 610 p.
9. Блюмих Б. Основы ЯМР. М.: Техносфера, 2011. 256 с.
10. Сликтер Ч. Основы теории магнитного резонанса. М.: Мир, 1981. 448 с.
11. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 492 с.
12. Baruzdin S. A. Modified Method for Reconstructing the Image From Projections in Magnetic Resonance Tomography // Technical Physics. 2018. Vol. 63, № 2. P. 306–311. doi: 10.1134/S1063784218020032
13. Baruzdin S. A. Excitation of Spin Echo by Pulses with Linear Frequency Modulation // Technical Physics. 2015. Vol. 60, № 3. P. 400–405. doi: 10.1134/S1063784215030032
14. Баруздин С. А. Моделирование возбуждения спинового эха импульсами с произвольным законом модуляции // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2015. Вып. 1. С. 39–43.
15. Deans S. R. The Radon Transform and Some of Its Applications. New York: John Wiley & Sons, 1983. 289 p.

Статья поступила в редакцию 7 декабря 2018 г.
Статья принята к публикации 11 февраля 2019 г.

Баруздин Сергей Анатольевич – доктор технических наук (2004), доцент (1995), пенсионер. Автор 96 научных работ. Сфера научных интересов – обработка сигналов, функциональная электроника, применение спинового и фотонного эха.
E-mail: bkedr@rambler.ru

REFERENCES

1. Blink E. Fundamentals of Magnetic Resonance Imaging: Physics 2000. Available at: <http://www.twirpx.com/file/84209/> (accessed 04.02.2019)
2. Hornak J. P. The Basics of NMR. Magnetic Resonance Laboratory. Rochester Institute of Technology. Available at: <http://www.cit.rit.edu/htbooks/nmr/inside.htm> (accessed 04.02.2019).
3. Mansfield P. *Bystraya magnitorezonansnaya tomografiya* [Fast Magnetic Resonance Imaging]. UFN, 2005, vol. 175, no. 10, pp. 1044–1052. doi: 10.3367/UFNr.0175.200510e.1044 (In Russian)
4. Blumich B. NMR Imaging of Materials. Oxford: Clarendon press, 2000, 541 p.
5. Atsarkin V. A., Skrotskii G. V., Soroko L. M., Fedin E. I. *YaMR-introskopiya* [NMR-Introscopy]. UFN, 1981, vol. 135, no. 2, pp. 285–315. doi: 10.3367/UFNr.0135.198110e.0285 (In Russian)
6. Vlaardingerbroek M. T., den Boer J. A. Magnetic Resonance Imaging. Berlin: Springer, 2002, 520 p.
7. Volobuev A. N. Some Principles of Magnetic Resonance Imaging Parameter Selection. Technical Physics. 2017, vol. 87, iss. 1, pp. 130–135. doi: 10.21883/JTF.2017.01.44029.1755 (In Russian)
8. Ernst R. R., Bodenhausen G., Wokaun G. Principles of Nuclear Magnetic Resonance in One and Two Dimensions. Oxford, Clarendon press, 1987, 610 p.
9. Blumich B. *Osnovy YaMR* [Basics of NMR]. Moscow, Technosphere, 2011, 256 p. (In Russian)
10. Slichter C. P. Principles of Magnetic Resonance. 3d ed. Berlin: Springer, 1990. 448 p.
11. Kittel Ch. *Vvedenie v fiziku tverdogo tela* [Introduction to Solid State Physics]. Moscow, Nauka, 1978, 492 p. (In Russian)
12. Baruzdin S. A. Modified Method for Reconstructing the Image From Projections in Magnetic Resonance Tomography. Technical Physics. 2018, vol. 63, no. 2, pp. 306–311. doi: 10.1134/S1063784218020032
13. Baruzdin S. A. Excitation of Spin Echo by Pulses with Linear Frequency Modulation. Technical Physics. 2015, vol. 60, no. 3, pp. 400–405. doi: 10.1134/S1063784215030032
14. Baruzdin S. A. Simulation of Spin Excitation with Arbitrary Modulation Law. Journal of the Russian Universities. Radioelectronics. 2015, vol. 1, pp. 39–43. (In Russian)
15. Deans S. R. The Radon Transform and Some of Its Applications. New York, John Wiley & Sons, 1983, 289 p.

Received December 07, 2018
Accepted February, 11, 2019

Sergey A. Baruzdin – Dr. of Sci. (Engineering) (2004), Associate Professor (1995), pensioner. The author of 96 scientific publications. Area of expertise: signal processing; functional electronics; spin and photon echo applications.
E-mail: bkedr@rambler.ru