

## Модифицированный метод реконструкции изображения по проекциям в магниторезонансной томографии

© С.А. Баруэдин

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина), 197376 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: bkedr@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 15 марта 2017 г.)

Рассмотрен метод реконструкции изображения по проекциям в магниторезонансной томографии с использованием импульса возбуждения с линейной частотной модуляцией. Форма огибающей спинового эха совпадает с проекцией спиновой плотности на направление оси, вдоль которой приложен градиент магнитного поля. Проведено моделирование возбуждения спинового эха *sinc*-импульсом и импульсом с линейной частотной модуляцией. Первый импульс возбуждает нужное сечение трехмерного объекта, второй позволил сформировать огибающую спинового эха, совпадающую по форме с проекцией спиновой плотности ядер на направление градиента. Набор проекций на различные направления градиента позволил реконструировать двумерное изображение среза.

DOI: 10.21883/JTF.2018.02.45425.2253

### Введение

Магниторезонансная томография (МРТ) является эффективным методом современной медицинской диагностики. Также используется в качестве метода интроскопии для контроля качества изделий и продукции [1–4]. Для реализации метода используют возбуждение ядер, помещенных в поляризирующее постоянное магнитное поле, радиочастотными импульсами, частота которых соответствует частоте ядерного магнитного резонанса (ЯМР) данного типа ядер.

Если говорить о медицинской диагностике, то чаще всего интересуются двумерными изображениями плоскостных срезов трехмерных объектов. Они получаются за счет контраста, обусловленного различной концентрацией ядер определенного типа в рассматриваемом срезе. Распределение ядер в срезе называют спиновой плотностью  $g(x, y)$ .

Обычно используют ЯМР ядер водорода (протонов). Это обусловлено тем, что эти ядра больше всего представлены в теле человека, и их концентрация в различных органах сильно различается, что обуславливает возможность получать контрастные изображения.

Вторая причина, связанная с использованием ядер водорода, обусловлена слабостью сигналов ЯМР и относительно низким отношением сигнал/шум. Среди других атомов ядра водорода имеют большое гироманнитное отношение  $\gamma = 2.675 \cdot 10^8 \text{ rad}/(\text{s} \cdot \text{T})$ , что в известной мере позволяет решить данную проблему [1–7].

Для получения двумерных изображений срезов обычно используют метод, основанный на двумерном преобразовании Фурье полученного отклика спиновой системы, а также метод реконструкции изображения по его проекциям (ЯМР изображение обратной проекции) [1–5].

При реализации этого метода на исследуемый объект, находящийся в продольном магнитном поле с индукцией  $B_0 e_z$ , воздействуют радиочастотным импульсным магнитным полем в присутствии продольного градиента магнитного поля  $G_z$  (рис. 1, *a, b*). Таким образом, на данном интервале времени на объект действует поляризирующее продольное магнитное поле  $B_z = B_0 + G_z z$ . Наличие градиента обуславливает линейное изменение частот ЯМР вдоль оси  $z$

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

Если рассматриваемый срез имеет координату  $z_0$ , то радиочастотный импульс, поворачивающий магнитные

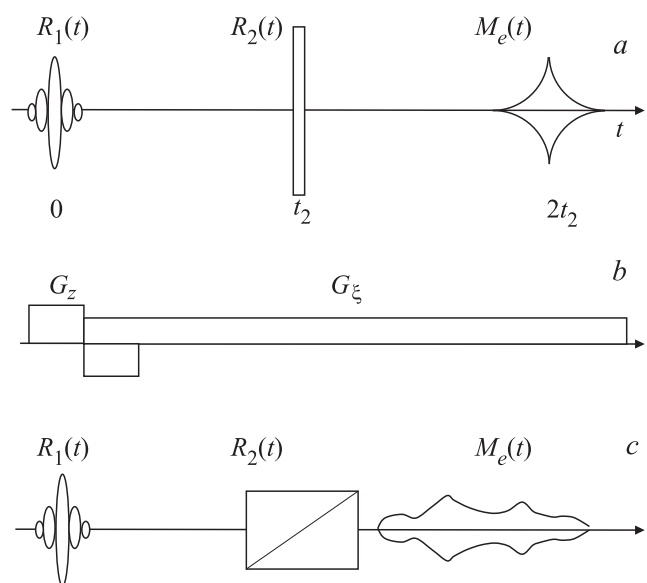


Рис. 1. Временные диаграммы импульсов возбуждения и спинового эха (*a, c*) и градиентных импульсов (*b*).

моменты ядер слоя на угол  $\pi/2$ , должен иметь частоту  $\omega(z_0)$  и ширину спектра  $\Delta\omega$ , соответствующую толщине возбуждаемого слоя  $\Delta z$  ( $\Delta\omega = \gamma G_z \Delta z$ ). Использование для этой цели радиоимпульсов с прямоугольной огибающей приводит к искажениям изображения слоя из-за лепесткового характера спектра, при этом боковые лепестки спектра 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  $G_\xi$  в направлении оси  $\xi$ , лежащей плоскости среза (рис. 1, b). Фактически этот градиент создается с помощью двух градиентных катушек  $G_x$  и  $G_y$ . Меняя соотношение этих градиентов, можно менять угол  $\alpha$  направления оси  $\xi$ . В присутствии градиента  $G_\xi$  на объект в момент времени  $t_2$  воздействуют вторым радиочастотным импульсом на частоте  $\omega_0 = \gamma B_0$  с шириной спектра  $\Delta\omega = 2\gamma G_\xi \xi_{\max}$ , где  $2\xi_{\max}$  — диаметр области сканирования. Этот импульс должен поворачивать магнитные моменты ядер на угол  $\pi$ , после чего процесс расфазировки магнитных моментов, имеющих разные частоты ЯМР, сменяется процессом фазировки. В момент времени  $2t_2$  формируется двухимпульсное эхо.

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

В настоящей работе рассматривается модификация метода, не требующая осуществления преобразования Фурье. Для этого в качестве второго импульса возбуждения предлагается использовать импульс с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ).

### Двухимпульсный режим возбуждения sinc-ЛЧМ

На рис. 1, c представлена временная диаграмма импульсов возбуждения и двухимпульсного спинового эха (радиочастотное заполнение импульсов возбуждения и эха не показаны). Как видно из диаграммы, в представленном методе второй радиоимпульс возбуждения заменен на ЛЧМ импульс (диагональная линия символически указывает на линейное изменение частоты внутри импульса). Положение градиентных импульсов сохраняется (рис. 1, b).

Для анализа формы спинового эха, возбуждаемого sinc- и ЛЧМ импульсами, будем использовать уравнения Блоха, которые во вращающейся с частотой  $\omega_0$  системе

координат имеют вид [7]

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{M}}{dt} &= \left(i\Omega - \frac{1}{T_2}\right)\tilde{M} - i\tilde{R}(t)M_z, \\ \frac{d\tilde{M}^*}{dt} &= -\left(i\Omega + \frac{1}{T_2}\right)\tilde{M}^* + i\tilde{R}(t)^*M_z, \\ \frac{dM_z}{dt} &= -i\frac{\tilde{R}^*(t)\tilde{M}}{2} + i\frac{\tilde{R}M^*}{2} - \frac{M_z}{T_1} + \frac{M_0}{T_1}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\tilde{M}(t, \Omega)$  и  $\tilde{M}^*(t, \Omega)$  — комплексные поперечные компоненты вектора намагниченности,  $M_z$  — его продольная компонента, а  $M_0$  — ее равновесное значение,  $\tilde{R}(t) = \gamma\tilde{B}(t)$  — комплексная огибающая импульса возбуждения, выраженная в единицах круговой частоты ( $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\tilde{B}$  — комплексная поперечная компонента вектора магнитной индукции),  $\Omega = \omega - \omega_0$  — расстройка частоты  $\omega$  относительно несущей частоты радиоимпульса  $\omega_0$ , совпадающей с центральной частотой неоднородно уширенной линии поглощения,  $T_1$  и  $T_2$  — времена продольной и поперечной релаксации соответственно.

Решение уравнений Блоха (1) для свободных интервалов времени, когда  $\tilde{R}(t) = \tilde{R}^*(t) = 0$ , может быть представлено в матричной форме [8]

$$\mathbf{M}(t, \Omega) = \mathbf{B}(t, t_0, \Omega)\mathbf{M}(t_0, \Omega) + \mathbf{B}_H(t, t_0), \quad (2)$$

$\mathbf{B}(t, t_0, \Omega) =$

$$\begin{aligned} &= \begin{bmatrix} \exp[(i\Omega - 1/T_2)(t-t_0)] & 0 & 0 \\ 0 & \exp[-(i\Omega + 1/T_2)(t-t_0)] & 0 \\ 0 & 0 & \exp[-(t-t_0)/T_1] \end{bmatrix}, \\ \mathbf{M} &= \begin{bmatrix} \tilde{M} \\ \tilde{M}^* \\ M_z \end{bmatrix}; \mathbf{B}_H(t, t_0) = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ M_0\{1 - \exp[-(t-t_0)/T_1]\} \end{bmatrix}, \end{aligned}$$

где  $t_0$  — нижняя граница интервала,  $\mathbf{M}(t_0, \Omega)$  — вектор начальных условий.

На интервалах, где расположены импульсы возбуждения ( $\tilde{R}(t) \neq 0$ ), система (1) является системой линейных дифференциальных уравнений в общем случае с переменными коэффициентами. Обычно длительность импульса  $\tau \ll T_1, T_2$ . Тогда на интервалах действия импульсов возбуждения процессами релаксации можно пренебречь и формальное решение системы (1) в момент окончания импульса, заданного на симметричном интервале  $-\tau/2, \tau/2$ , можно представить в виде произведения переходной матрицы  $\mathbf{A}$  на вектор начальных условий [8]

$$\mathbf{M}(\tau/2, \Omega) = \mathbf{A}(\tau/2, -\tau/2, \Omega)\mathbf{M}(-\tau/2, \Omega). \quad (3)$$

Для определения состояния вектора  $\mathbf{M}(t, \Omega)$  по окончании второго импульса возбуждения (рис. 1, c) необходимо последовательно использовать решение (3) для

интервалов, на которых действуют импульсы возбуждения, и (2) — для свободных интервалов. При этом решение для предыдущего интервала времени является начальным условием для последующего:

$$\mathbf{M}(t, \Omega) = \mathbf{B}_H^{(2)} + \mathbf{B}^{(2)}\mathbf{A}^{(2)}[\mathbf{B}_H^{(1)} + \mathbf{B}^{(1)}\mathbf{A}^{(1)}\mathbf{M}(-\tau_1/2)]. \quad (4)$$

Здесь цифры в скобках указывают порядковый номер импульса возбуждения и следующего за ним свободного интервала. Начальные условия для первого импульса соответствуют термодинамическому равновесию

$$\mathbf{M}\left(-\frac{\tau_1}{2}\right) = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ M_0 \end{bmatrix}.$$

Сигнал эха индуцируется поперечной компонентой вектора намагниченности, поэтому в (4) интерес представляет состояние поперечной компоненты намагниченности  $\tilde{M}(t, \Omega)$  вектора  $\mathbf{M}(t, \Omega)$ . В двухимпульсном режиме возбуждения  $\tilde{M}(t, \Omega)$  содержит три составляющие. Эти составляющие соответствуют двум сигналам свободной индукции, формируемым после первого и второго импульсов возбуждения, и сигналу двухимпульсного эха 1–2, возникающему в момент  $t = 2t_2$ .

Двухимпульсному эху соответствует отклик [8]

$$\tilde{m}_2(t, \Omega) = M_0 a_{12}^{(2)}(\Omega) a_{23}^{(1)} \exp[i\Omega(t - 2t_2 + \tau_1/2)] \times \exp[(-1/T_2)(t - \tau_1/2 - \tau_2)], \quad (5)$$

где  $a_{23}^{(1)}(\Omega)$  и  $a_{12}^{(2)}(\Omega)$  — элементы переходных матриц состояния.

Комплексная огибающая сигнала двухимпульсного эха определяется интегрированием всех изохромат (5) с весом, определяемым функцией низкочастотного эквивалента распределения спиновой плотности по частоте  $g(\Omega) = g(\omega - \omega_0)$ :

$$\tilde{M}_e(t) = M_0 \exp\left(-\frac{1}{T_2}\right) \left(1 - \tau_2 - \frac{\tau_1}{2}\right) \times \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega) a_{12}^{(2)}(\Omega) a_{23}^{(1)} \exp\left[i\Omega\left(t - 2t_2 + \frac{\tau_1}{2}\right)\right] d\Omega. \quad (6)$$

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.

Определение переходных матриц состояния для ЛЧМ импульсов и импульсов произвольной формы проведено методами, описанными в [9,10].

## Моделирование возбуждения спинового эха

Для возбуждения нужного слоя на время воздействия первого импульса возбуждения включают гради-

ент  $G_z$ . Если рассматриваемый срез характеризуется координатой  $z_0$ , то частота этого слоя будет равна  $\gamma B_0 + \gamma G_z z_0$ . При  $G_z = 4.7 \cdot 10^{-2}$  Т/м и толщине слоя  $\Delta z = 2$  мм разброс частот в слое  $\Delta f$  составит 4 кГц ( $\Delta\omega = 8\pi \cdot 10^3$  рад/с). Этим значениям должны соответствовать несущая частота и ширина спектра sinc-импульса, комплексная огибающая которого имеет вид

$$\tilde{R}_1(t) = R_1 \sin(\pi/T)/(\pi/T). \quad (7)$$

Прямоугольный спектр такого импульса имеет ширину  $\Delta\omega = 2\pi/T$ . Откуда параметр  $T$ , определяющий длительность одного лепестка импульса (7), должен быть равен  $T = 0.25$  мс. Общую длительность импульса целесообразно ограничить 7 лепестками (одним центральным, длительностью  $2T$ , и по 3 боковых с каждой стороны, длительностью  $T$  каждый, в этом интервале сосредоточено 0.975 энергии неусеченного импульса), тогда общая длительность sinc-импульса составит  $\tau_1 = 2$  мс. Спектральная плотность импульса, равная  $R_1 T$ , должна быть равна  $\pi/2$ , чтобы обеспечить поворот магнитных моментов атомов слоя в поперечную плоскость на угол  $\pi/2$ . Амплитуда импульса  $R_1$  при этом будет равна  $\pi/2T = 2\pi \cdot 10^3$  рад/с.

Рассмотрим требования к параметрам ЛЧМ импульса. Пусть область сканирования в срезе определяется окружностью диаметром  $D = 0.5$  м, индукция постоянного поляризуемого магнитного поля  $B_0 = 1$  Т. Градиент в плоскости среза  $G_\xi = 4.7 \cdot 10^{-3}$  Т/м. При этих параметрах несущая частота ЛЧМ импульса равна  $f_0 = 42.6$  МГц ( $f_0 = 2\pi f_0$  рад/с), а девиация частоты  $f_{\text{dev}} = G_\xi D/2 = 50$  кГц ( $\omega_{\text{dev}} = 2\pi f_{\text{dev}}$  рад/с). Сам ЛЧМ импульс (без учета задержки на время  $t_2$ ) имеет вид  $r_2(t) = R_2 \cos(\omega_0 t + \beta t^2/2)$ ,  $|t| \leq \tau_2$ , где  $\beta = 2\omega_{\text{dev}}/\tau_2$ ,  $\tau_2$  — длительность ЛЧМ импульса. Его комплексная огибающая, фигурирующая в (1), описывается выражением

$$\tilde{R}_2(t) = R_2 \exp(\beta t^2/2).$$

Если  $T_2 = 100$  мс [3], то длительность ЛЧМ импульса  $\tau_2 \ll T_2$  выберем равной  $\tau_2 = 20$  мс, а время задержки  $t_2 = 35$  мс.

Наличие ЛЧМ импульса при возбуждении спинового эха может приводить к динамическим искажениям огибающей эха. Поэтому при выборе параметров ЛЧМ импульса необходимо принимать во внимание это обстоятельство. Множитель  $g(\Omega)$ , описывающий распределение спиновой плотности в выражении (6), может рассматриваться как коэффициент передачи фильтра, через который проходит ЛЧМ импульс. Динамические искажения проявляются в уменьшении амплитуды отклика, смещении его максимума, а также в увеличении его длительности. Все это может приводить к погрешностям определения координат, ухудшению разрешающей способности  $\Delta\xi \geq \Delta\omega_l/\gamma G_\xi$  ( $\Delta\omega_l$  — ширина линии) [4,5] и появлению искажений контраста изображения в томографах.

Пусть полоса пропускания этого фильтра равна  $2\Delta f$ . Тогда интервал времени, в течении которого ЛЧМ импульс находится в полосе пропускания этого фильтра,  $\Delta t = \tau_2 2\Delta f / 2f_{\text{dev}}$ .

Для отсутствия динамических искажений необходимо, чтобы это время было больше длительности переходных процессов в фильтре, которое равно  $(2\Delta f)^{-1}$ .

Отсюда условие отсутствия динамических искажений имеет вид

$$N = 2\tau_2 f_{\text{dev}} > \left( \frac{f_{\text{dev}}}{\Delta f} \right)^2, \quad (8)$$

где  $N$  — база импульса, равная произведению его длительности на ширину спектра.

На рис. 2 представлен плоскостной срез в виде области сканирования диаметром 0.5 м. В этой области расположено 11 одинаковых объектов, в каждом из которых спиновая плотность распределена по двумерному нормальному закону. Для центрального объекта она имеет вид

$$g_0(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} e^{-\frac{y^2}{2\sigma^2}},$$

где  $\sigma = 0.5$  см. При формировании спинового эха используются проекции спиновой плотности на направленные градиента, создаваемого вдоль оси  $\xi$ , направление которой меняется и задается углом  $\alpha$  (рис. 2). При  $\alpha = 0$  одномерное распределение спиновой плотности вдоль оси  $\xi$  будет иметь вид

$$g(\xi) = \frac{1}{11} \sum_{k=-5}^5 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\xi-k\Delta)^2}{2\sigma^2}},$$

где  $\Delta = 5$  см — расстояние между соседними фрагментами, множитель  $11^{-1}$  обеспечивает нормировку функции  $g(\xi)$ .

Каждой точке на оси  $\xi$  соответствует расстройка частоты  $\Omega = \gamma_\xi G_\xi \xi$ . Поэтому при расчете сигнала эха

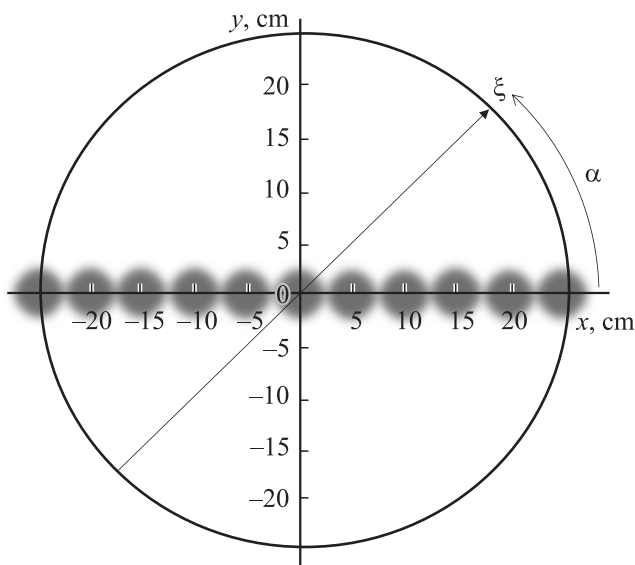


Рис. 2. Модель распределения спиновой плотности в срезе.

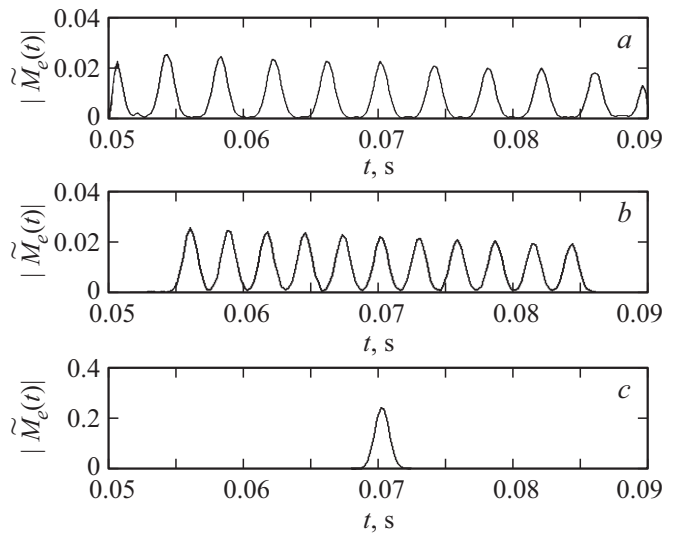


Рис. 3. Огибающая спинового эха при различных значениях угла  $\alpha$ .

можно перейти от интегрирования по координате  $\xi$  к интегрированию по расстройке частоты  $\Omega$ . В этом случае значения  $\sigma$  и  $\Delta$  из координатных параметров должны быть преобразованы в частотные, а функция  $g(\xi)$  заменена на  $g(\Omega)$ . При этом параметры этого распределения равны  $\sigma_\Omega = 2\pi \cdot 1.25 \cdot 10^3$  rad/s, а  $\Delta\Omega(\alpha) = 2\pi \cdot 10^4 \cdot \cos \alpha$  rad/s.

При  $\Delta f = \sigma_\Omega / 2\pi = 1.25$  kHz правая часть неравенства (8) равна 1600, в то время как база ЛЧМ импульса  $N = 2000$ , неравенство выполняется и динамические искажения практически не проявляются.

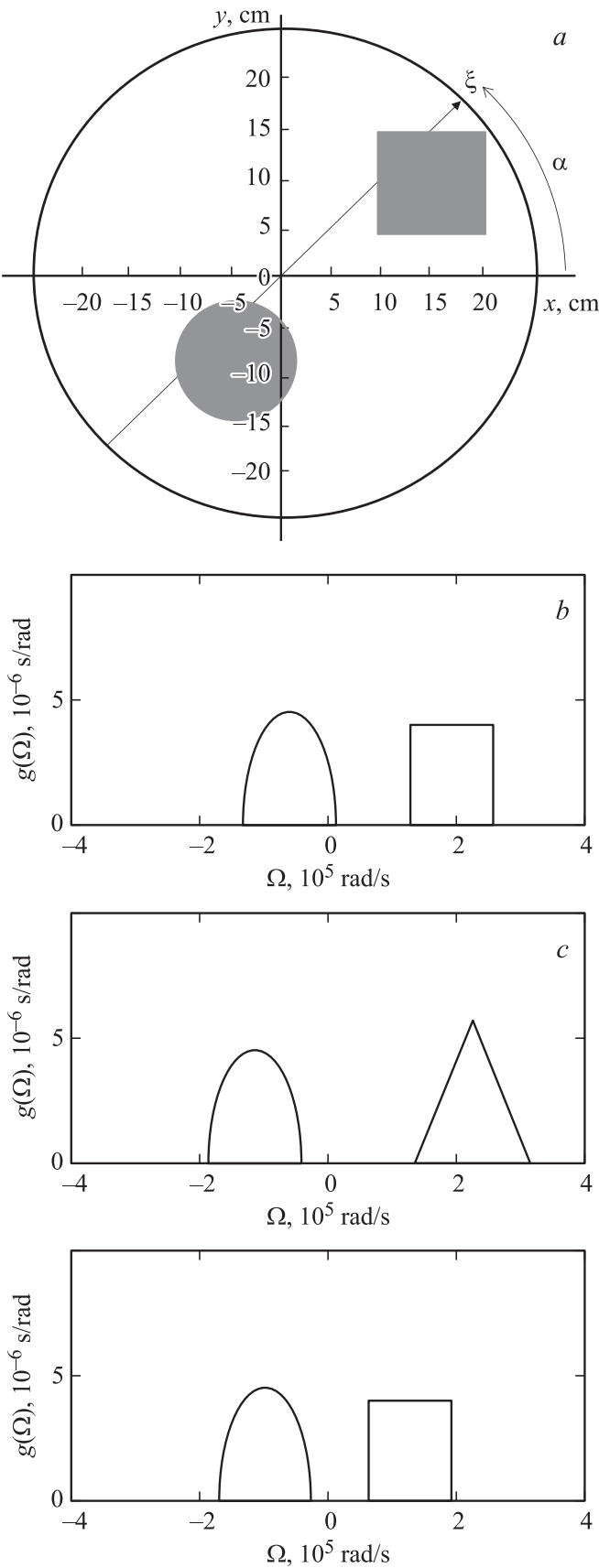
Отметим, что для модели, представленной на рис. 2, параметр  $\Delta\Omega(\alpha)$  зависит от направления градиента, в то время как  $\sigma_\Omega$  инвариантен по отношению к направлению градиента.

На рис. 3 представлены результаты моделирования нормированной к значению  $M_0$  огибающей спинового эха для трех направлений градиента, направленных под углом  $\alpha$  к оси  $x$ :  $0, \pi/4$  и  $\pi/2$  rad.

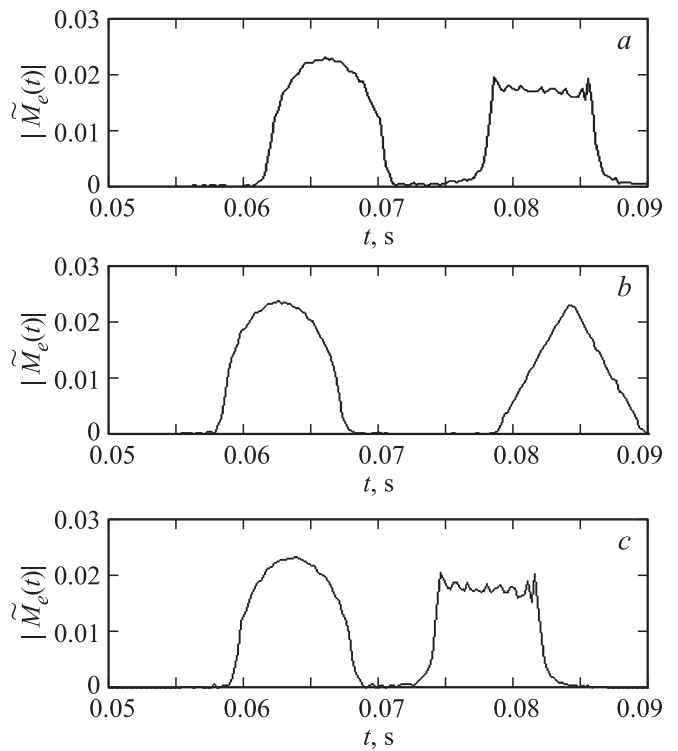
На рис. 4, а представлена еще одна модель, когда в срезе имеются две области, равномерно заполненные протонами. Одна область представлена кругом, вторая квадратом. Площади фигур равны. Сторона квадрата равна 10 см, диаметр окружности  $20\sqrt{\pi}$  см. Центр квадрата имеет координаты 15, 10 см; центр окружности  $-5, -8$  см. Для моделирования требуется задать проекции спиновой плотности на направление градиента для различных значений  $\alpha$ , равных  $0, \pi/4$  и  $\pi/2$  rad. Они определяются на основе рис. 4, а и представлены на рис. 4, б, с и d соответственно.

### Результаты моделирования

Координата  $\xi$ , расстройка частоты  $\Omega$  и время связаны между собой. Диапазон  $\xi$  от  $-25$  до  $25$  см с центром



**Рис. 4.** Модель распределения спиновой плотности в срезе (a) и частотное распределение проекций спиновой плотности на различные направления градиента (b, c, d).



**Рис. 5.** Огибающая спинового эха при различных значениях угла  $\alpha$ .

в точке 0. Диапазон  $\Omega$  от  $-\pi \cdot 10^5$  rad/s до  $\pi \cdot 10^5$  rad/s ( $f$  от  $-50$  до  $50$  kHz) с центром в точке 0. Диапазон времен, в котором может находиться эхо, от 50 до 90 ms с центром в момент времени 70 ms ( $70 \pm 20$  ms). Таким образом интервалу 50 см соответствует частотный интервал 100 kHz, а они в свою очередь соответствуют временному интервалу длительностью 40 ms. В конечном итоге интерес представляет перевод временного масштаба в пространственный. При этом интервал 1 ms соответствует 1.25 см.

Представленные на рис. 3 нормированные к  $M_0$  огибающие спинового эха соответствуют проекциям спиновой плотности на направления градиента, включаемого под углом  $\alpha$  к оси  $x$ :  $0$ ,  $\pi/4$  и  $\pi/2$  rad (рис. 2). Несколько меньшие значения крайних пиков объясняются тем, что соответствующие объекты частично выходят из области сканирования и их спектры обрезаются на границах спектра ЛЧМ импульса. Этим же объясняется и некоторое смещение максимумов крайних пиков. Спад амплитуд отдельных фрагментов слева направо обусловлен релаксационным затуханием, определяемым временем поперечной релаксации  $T_2$ . Видна инвариантность формы отдельных фрагментов по отношению к углу  $\alpha$ , однако с увеличением угла  $\alpha$  расстояние между соседними фрагментами гребенчатой структуры эха уменьшаются, а при угле  $\pi/2$  все 11 фрагментов сливаются в один большой пик. По полученным огибающим эхо сигнала можно реконструировать плос-

костное изображение среза в виде, представленном на рис. 2.

На рис. 5 представлены нормированные огибающие эха для модели, изображенной на рис. 4, а. Они определяют проекции спиновой плотности для трех направлений оси  $\xi$ , направленной под углом  $\alpha$ , равным  $0$ ,  $\pi/4$  и  $\pi/2$  rad. Сравнение этих диаграмм с проекциями спиновой плотности, представленными на рис. 4, б, с и д, показывает на их соответствие. Проекция одного из объектов не меняет формы, а меняет лишь свое местоположение при изменении  $\alpha$ . У второго объекта при изменении  $\alpha$  меняется и форма, и положение. Из этого можно сделать вывод, что эти объекты представляют собой круг и квадрат. Тем самым можно реконструировать плоскостное изображение среза в виде, представленном на рис. 4.

Для более сложных конфигураций распределения спиновой плотности в срезе может понадобиться сформировать большее количество проекций под различными углами, после чего двумерное изображение реконструируется известными методами [1,5].

## Заключение

Предложенный метод реконструкции изображения по проекциям на основе спинового эха с использованием ЛЧМ импульса не требует осуществления дискретного преобразования Фурье (ДПФ) над возбужденным эхосигналом. В известном же методе для осуществления ДПФ требуется сначала сформировать две квадратурные компоненты огибающей эха  $\text{Re}\{M_e(t)\}$  и  $\text{Im}\{M_e(t)\}$ , затем провести временную дискретизацию квадратурных компонент и преобразовать их в цифровой формат.

В предлагаемом методе с использованием ЛЧМ импульса огибающая спинового эха  $|M_e(t)|$ , выделяемая путем амплитудного детектирования с использованием линейного детектора, позволяет непосредственно получать проекцию спиновой плотности на направление оси, вдоль которой приложен градиент магнитного поля. Релаксационные искажения, проявляющиеся в спаде огибающей эха, можно компенсировать путем экспоненциального нарастания огибающей ЛЧМ импульса.

## Список литературы

- [1] Эрнст Р., Боденхаузен Дж., Вокаун А. ЯМР в одном и двух измерениях. М.: Мир, 1990. 709 с.
- [2] Joseph P. Hornak. The Basics of NMR. Magnetic Resonance Laboratory. Rochester Institute of Technology. 1997–2014. <http://www.cit.rit.edu/htbooks/nmr/inside.htm>.
- [3] Эверт Блинк. Основы магнитно-резонансной томографии: Физика. <http://www.twirpx.com/file/84209/>.
- [4] Ацаркин В.А., Скроцкий Г.В., Сороко Л.М., Федин Э.И. // УФН. 1981. Т. 135. № 2, С. 285–315.
- [5] Блюмх Б. Основы ЯМР. М.: Техносфера, 2011. 256 с.
- [6] Мэнсфилд П. // УФН. 2005. Т. 175. № 10. С. 1044–1052.
- [7] Волобуев А.Н. // ЖТФ. 2017. Т. 87. Вып. 1. С. 130–135.
- [8] Калиникоз Б.А., Устинов А.Б., Баруздин С.А. Спирально-волновые устройства и эхо-процессоры. М.: Радиотехника, 2013. 216 с.
- [9] Баруздин С.А. // ЖТФ. 2015. Т. 85. Вып. 3. С. 84–88.
- [10] Баруздин С.А. // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2015. Вып. 1. С. 39–43.