

## МЕХАНИЗМ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ В СПИНОВОМ ПРОЦЕССОРЕ

*В. И. Дудкин, В. Ю. Петрунькин, В. И. Тарханов*

Рассматривается идеализированная схема процессов ввода, преобразования, накопления и вывода информации в многоканальной регистровой структуре спинового процессора. Схема построена на независимости трехмерных вращений векторов магнитного момента отдельных изохромат под действием всей совокупности информационных и управляющих радиоимпульсов и на прослеживании эволюции соотношений когерентности между их продольными и поперечными составляющими. Идеализация заключается в пренебрежении действием процессов релаксации на активном участке цикла работы. Показана методика оценки общего количества получаемых результатов и определения структуры носителей информации для каждого из них. Описаны особенности процессов ввода и вывода информации и выполняемых при этом интегральных преобразований. Сформулированы необходимые и достаточные условия отображения получаемых результатов на выходе процессора.

Среди устройств функциональной электроники, предназначенных для аналоговой обработки сложных импульсных радиосигналов в реальном масштабе времени, важное место занимают спиновые процессоры [1]. Принцип их работы основан на эффекте спинового эха [2-4]. Как и все устройства этого класса, они просты и технологичны в изготовлении, обладают малыми габаритами, массой и энергопотреблением. В то же время им присущ ряд качеств, свойственных обычно лишь цифровым процессорам, а именно: наличие памяти и регистровой структуры [5], гибкость управления и многообразие функциональных возможностей [4], способность хранить в пределах активного интервала цикла работы результаты математических операций и возможность поочередного и селективного отображения их на выходе устройства. Эффективность применения спиновых процессоров в сложных измерительных системах зависит от степени совершенства, наглядности и удобства практического использования модели процессов, лежащих в основе ввода, хранения, преобразования, накопления и вывода информации в устройствах этого типа.

До недавнего времени для расчета операций обработки в основном использовалась фильтровая модель [3, 4], получаемая в слабосигнальном приближении при линеаризации законов эволюции спиновой системы. Она хорошо описывала обработку слабых одиночных сигналов и позволяла сопоставить возможности спинового процессора с возможностями других линейных аналоговых устройств. Однако жесткие ограничения на амплитуду и длительность информационных и управляющих радиоимпульсов не позволяют применять ее для описания работы спинового процессора в условиях получения максимального отношения сигнал—шум на его выходе, особенно при обработке групповых сигналов.

В статье описывается более совершенная модель, свободная от каких-либо предварительных ограничений. Она является обобщением матричных [6, 7], диаграммных [8-11] и алгебраических [12-14] методов расчета эхосигналов и основывается на независимости трехмерных вращений векторов магнитного момента отдельных изохромат под действием всей совокупности информационных и управляющих радиоимпульсов, а также на прослеживании эволюции соотношений когерентности между их продольными и поперечными составляющими.

Рассмотрим ее на простом примере спинового процессора, который представляет собой образец парамагнитного рабочего вещества заданной формы с объемом  $V$ , помещенный в пространственно-неоднородное статическое магнитное поле  $\mathbf{B}(\mathbf{r})$  и в область пучности магнитного поля электродинамической системы. В образце содержится ансамбль невзаимодействующих между собой малоподвижных частиц со спином  $1/2$ , обладающих магнитным моментом. Пусть частицы распределены в образце с постоянной плотностью  $\rho$  и характеризуются в магнитном поле равновесным значением намагниченности  $M_0$ , гиромагнитным отношением  $\gamma$ , временем продольной  $T_1$  и поперечной  $T_2$  релаксаций. Зададим однородную ориентацию статического магнитного поля ортом  $\hat{z}$  лабораторной системы координат  $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ , а пространственную неоднородность его величины — линейным градиентом  $G_y = dB/dy$  вдоль орта  $\hat{y}$  [15]. Через  $[B_1, B_2]$  обозначим интервал значений величины этого поля в объеме образца через  $B_0 = 1/2 (B_1 + B_2)$  — значение поля в центре образца с координатами  $(x_0, y_0, z_0)$ . Электро-

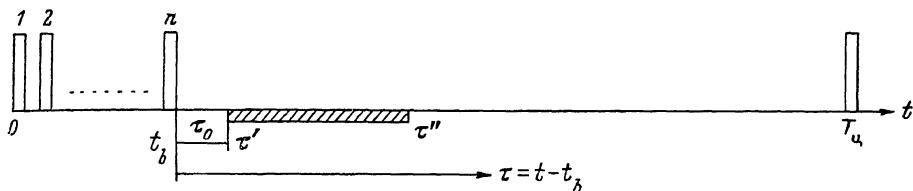


Рис. 1. Структура цикла работы спинового процессора.

динамическая система формирует в объеме образца информационные и управляющие импульсы радиочастотного магнитного поля с линейной поляризацией вдоль орта  $\hat{x}$  и регистрирует отклики спиновой системы по эдс индукции, наводимой в катушке индуктивности приемного контура. Ось этой катушки также ориентируем вдоль орта  $\hat{x}$ . Амплитуду радиочастотного магнитного поля и чувствительность приемной катушки в объеме образца будем считать однородными.

Структура одного цикла работы процессора схематически изображена на рис. 1. Цикл состоит из короткого активного интервала  $[0, \tau']$  и более длинного пассивного интервала  $(\tau'', T_u)$ . В активном интервале реализуются операции ввода, преобразования, хранения и вывода информации. Все информационные и управляющие радиоимпульсы прикладываются в интервале возбуждения  $[0, t_b]$ . Регистрация выходных сигналов осуществляется только в интервале  $[\tau', \tau'']$ . Его начало  $\tau'$  может задерживаться относительно момента окончания интервала возбуждения  $t_b$  на некоторую заданную величину  $\tau_0$ . Пассивный интервал цикла  $(\tau'', T_u)$  предназначен для возвращения спиновой системы в исходное равновесное состояние под действием естественных процессов релаксации. Время в спиновой системе отсчитывается по модулю  $T_u$ , где  $T_u$  — общая продолжительность цикла.

Рабочими элементами спинового процессора являются изохроматы — мезоскопические ансамбли частиц, обладающих одинаковым значением собственной частоты прецессии  $\omega = \gamma B$ , на которые спиновая система образца расслаивается в пространственно-неоднородном статическом магнитном поле. В качестве параметра расслоения удобно использовать расстройку  $\delta = \omega - \omega_0$  собственной частоты  $\omega$  относительно значения  $\omega_0 = \gamma B_0$  в центре распределения. Этот параметр, играющий центральную роль в процессах обработки информации, принимает значения в интервале  $[-\Gamma, \Gamma]$ , где

$$\Gamma = \frac{1}{2} \gamma (B_2 - B_1). \quad (1)$$

Число независимых изохромат в образце определяется шириной интервала  $[-\Gamma, \Gamma]$  и разрешающей способностью частиц по значениям локального магнитного поля. Если последняя ограничена шириной лоренцевой линии магнитного резонанса отдельной изохроматы, то максимальное число неперекрывающихся изохромат оценивается величиной  $N = \Gamma T_2$  [5]. Для достаточно хороших образцов рабочего вещества это число имеет порядок  $10^4$  и более.

Каждая изохромата характеризуется скалярной величиной  $M(\delta)$  и единичным вектором ориентации  $\hat{m}(\delta)$  мезоскопического вектора магнитного момента  $M(\delta)$ . Рассматривая идеализированную схему механизма обработки информации, пренебрежем действием процессов релаксации в интервале  $[0, \tau']$ . Тогда скаляр  $M(\delta)$  становится в нем интегралом движения, и все операции обработки оказываются связанными главным образом с динамикой изменения ориентаций единичных векторов  $\hat{m}(\delta)$ . Распределение значений величины  $M(\delta)$  по всем изохроматам, определяющее форму неоднородно уширенной линии магнитного резонанса образца, проявляет себя в качестве одного из весовых множителей лишь на этапе вывода информации из спиновой системы.

Множество различных ориентаций вектора  $\hat{m}(\delta)$  относительно ортов  $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$  лабораторной системы координат определяет пространство состояний соответствующего рабочего элемента. Наличие статического магнитного поля вносит в это пространство анизотропию и делает удобным использование, не нормированного сферического базиса

$$z^+(\delta) = \frac{1}{2} [\hat{x}(\delta) + i\hat{y}(\delta)], \quad \hat{z}(\delta), \quad z^-(\delta) = \frac{1}{2} [\hat{x}(\delta) - i\hat{y}(\delta)], \quad (2)$$

связанного с его ориентацией. В алгебре Клейффорда  $C_3$  [12, 13] этот базис имеет вид

$$z^+(\delta) = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}_\delta, \quad \hat{z}(\delta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}_\delta, \quad z^-(\delta) = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}_\delta, \quad (3)$$

и соответствует структуре уровней когерентности для ансамбля частиц со спином  $1/2$  [9-11]. Пространства состояний независимых рабочих элементов не пересекаются. Поэтому множество состояний каждого вектора  $\hat{m}(\delta)$  в базисе (2)

$$\hat{m}(\delta) = l(\delta) \hat{z}(\delta) + s(\delta) z^+(\delta) + s^*(\delta) z^-(\delta) = \begin{bmatrix} l(\delta) & s(\delta) \\ s^*(\delta) & -l(\delta) \end{bmatrix}_\delta, \quad (4)$$

образует независимый канал обработки, состоящий из трех регистров.

Под регистрами понимаются подпространства, определяемые векторным  $\hat{z}(\delta)$  и двумя спинорными  $z^+(\delta), z^-(\delta)$  базисными элементами. Прямая сумма спинорных регистров канала образует его векторный регистр поперечных составляющих

$$s(\delta) z^+(\delta) + s^*(\delta) z^-(\delta) = \rho(\delta) e^{i\varphi(\delta)} \hat{x}(\delta) = \begin{bmatrix} 0 & s(\delta) \\ s^*(\delta) & 0 \end{bmatrix}_\delta, \quad (5)$$

из которого осуществляется вывод информации. Коэффициенты разложения

$$l(\delta), \quad s(\delta) = \rho(\delta) e^{i\varphi(\delta)}, \quad s^*(\delta) = \rho(\delta) e^{-i\varphi(\delta)} \quad (6)$$

играют роль носителей информации. Их области допустимых значений описываются неравенствами

$$-1 \leq l(\delta) \leq 1; \quad 0 \leq \rho(\delta) \leq 1; \quad -\infty < \varphi(\delta) < \infty \quad (7)$$

и законом сохранения длины единичного вектора

$$\hat{m}^2(\delta) = l^2(\delta) + s(\delta) s^*(\delta) = l^2(\delta) + \rho^2(\delta) = 1. \quad (8)$$

Выделенное направление приложения импульсов радиочастотного магнитного поля  $\hat{x}$  и однородность ориентации статического магнитного поля вдоль орта  $\hat{z}$  задают начало отсчета фазы поперечных составляющих всех векторов  $\hat{m}(\delta)$  и позволяют сравнивать их взаимные ориентации в единой системе координат параллельным переносом в ее начало. Для совместного рассмотрения динамики изменения состояний всех рабочих элементов под действием последовательности радиоимпульсов объединим одноименные регистры каналов в упорядоченные по  $\delta$  блоки, которые будем называть «registрами спиновой процессора» [5]

$$S = \{z^+(\delta)\}, \quad L = \{\hat{z}(\delta)\}, \quad S^* = \{z^-(\delta)\}. \quad (9)$$

Упорядоченные по  $\delta$  распределения значений носителей информации в каждом таком регистре будем называть «спектром носителей по параметру  $\delta$ », или короче «спектром носителей».

Информация вводится в спиновую систему, хранится в ней, преобразуется и выводится из нее через соотношения когерентности между пространственными ориентациями единичных векторов магнитного момента всего ансамбля независимых изохромат. Под когерентностью мы понимаем здесь степень максимального совпадения пространственных ориентаций всех векторов  $\hat{m}(\delta)$  в некоторый исходный момент времени и наличие детерминированных соотношений, связывающих их взаимные ориентации в произвольный момент времени. При выбранном способе описания состояний рабочих элементов соотношения когерентности выражаются через комплексные спектры носителей информации, формируемые в регистрах спинового процессора под действием прикладываемой последовательности информационных и управляющих радиоимпульсов. Равновесному исходному состоянию, в котором все векторы  $\hat{m}(\delta)$  ориентированы вдоль орта  $\hat{z}$ , соответствуют единичный амплитудный и нулевой фазовый спектры носителей в регистре продольных составляющих  $L$  и отсутствие носителей в регистрах поперечных составляющих.

Ввод информации осуществляется с помощью импульсов радиочастотного магнитного поля, которые одновременно и однородно воздействуют на все рабочие элементы. Однако из-за различия в локальных значениях статического магнитного поля эта информация воспринимается рабочими элементами по-разному. Изменение состояний рабочих элементов сопровождается обменом информацией между регистрами спинового процессора. Обмен описывается девятью операторами ввода информации

$$W = F, V, D, U, R, U^*, D^*, V^*, F^*. \quad (10)$$

Их собственные значения для каждого канала обработки составляют матрицу вращения соответствующего единичного вектора  $\hat{m}(\delta)$

$$\begin{bmatrix} s(\delta, t) \\ l(\delta, t) \\ s^*(\delta, t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V(\delta) & U(\delta) & F^*(\delta) \\ D(\delta) & R(\delta) & D^*(\delta) \\ F(\delta) & U^*(\delta) & V^*(\delta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s(\delta, 0) \\ l(\delta, 0) \\ s^*(\delta, 0) \end{bmatrix} \quad (11)$$

и выражаются через параметры Кэли—Клейна [6, 7, 12, 13] с помощью соотношений

$$\begin{aligned} R(\delta) &= \alpha(\delta) \alpha^*(\delta) - \beta(\delta) \beta^*(\delta), & U(\delta) &= -2\alpha(\delta) \beta(\delta), & D(\delta) &= \alpha(\delta) \beta^*(\delta), \\ V(\delta) &= \alpha^2(\delta), & F(\delta) &= -\beta^2(\delta). \end{aligned} \quad (12)$$

Комплексные числа, являющиеся элементами матрицы вращения (11), представляют собой функционалы от параметров радиоимпульса и параметра  $\delta$  по длительности взаимодействия. Упорядоченные по  $\delta$  распределения значений этих функционалов можно рассматривать как спектры собственных значений операторов ввода информации (10). Эти спектры представляют собой девять разновидностей прямого интегрального преобразования от параметров радиоимпульса по времени взаимодействия, одновременно выполняемых спиновой системой. Характерным отличием от их прямого преобразования Фурье является нелинейная зависимость от амплитуды радиоимпульса. Для расчета спектров операторов (10) удобно использовать формализм параметров Кэли—Клейна. Способ вычисления этих параметров для простых радиоимпульсов с прямоугольной огибающей и методика обобщения для случая сложных сигналов рассмотрены в [13].

Каждый из операторов (10) действует аналогично транспаранту в акустооптических устройствах обработки информации. Исходная информация из регистра  $A$  в виде спектров носителей по параметру  $\delta$  умножается на спектр собственных значений оператора  $W_{AB}$ , и результат переносится в регистр  $B$ , где  $A, B = S, L, S^*$ . Операция ввода информации в чистом виде реализуется только для первого радиоимпульса (рис. 2, а). При этом в регистры  $S, L$  и  $S^*$  спинового

процессора записываются спектры собственных значений операторов  $U$ ,  $R$  и  $U^*$  соответственно. Для второго и последующих радиоимпульсов ввод новой информации совмещается с преобразованием ранее записанной информации (рис. 2, б) и приводит к утроению числа спектров носителей в регистрах процессора. Заметим, что все операции ввода и преобразования информации, включающие выполнение девяти разновидностей прямого интегрального преобразования, перемножение спектров и перенос результатов в соответствующие регистры, осуществляются спиновым процессором в реальном масштабе времени и завершаются с окончанием радиоимпульса.

В интервалах свободной прецессии обмен информацией между регистрами прекращается. Векторы  $\hat{m}(\delta)$  начинают прецессировать вокруг осей, коллинеарных орту  $\hat{z}$  с угловой скоростью  $\omega_0 + \delta$ . При этом модули их продольных и поперечных составляющих, а значит, и амплитудные спектры носителей во всех

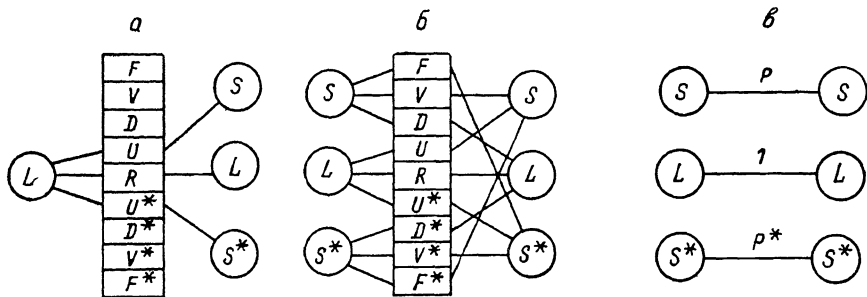


Рис. 2. Схема эволюции носителей информации в регистрах спинового процессора под действием первого радиоимпульса (а), под действием второго и последующих радиоимпульсов (б), в интервалах свободной прецессии (в).

трех регистрах процессора сохраняются. Эволюция состояний рабочих элементов описывается действием трех операторов фазового сдвига (рис. 2, в)

$$E = P, 1, P^* = P^{-1}, \quad (13)$$

являющихся элементами диагональной операторной матрицы вращения.

Спектры их собственных значений описываются выражением

$$E_p(\delta) = P^p(\delta) = \exp[i(\omega_0 + \delta) p \tau], \quad (14)$$

где коэффициент  $p$ , имеющий смысл номера уровня (порядка) когерентности  $[9, 10]$ , принимает значения  $+1, 0, -1$  для регистров  $S, L$  и  $S^*$  соответственно.

Результатом действия операторов (13) является линейная по  $\delta$  и по длительности интервала свободной прецессии  $\tau$  деформация фазовых спектров носителей в регистрах поперечных составляющих. В регистре  $L$  комплексно сопряженные спектры носителей находятся в свернутом состоянии, и деформации их фазовых спектров не происходит.

Последовательность информационных и управляющих радиоимпульсов, разделенных интервалами свободной прецессии, переводит единичный вектор  $\hat{m}(\delta)$  каждой изохроматы из исходного равновесного состояния  $\hat{m}(\delta, 0) = z(\delta)$  в некоторое неравновесное состояние

$$\hat{m}(\delta, t_b) = l(\delta, t_b) \hat{z}(\delta) + s(\delta, t_b) z^+(\delta) + s^*(\delta, t_b) z^-(\delta). \quad (15)$$

В следующем интервале свободной прецессии  $[t_b, \tau']$  его продольная составляющая  $l(\delta, t_b)$  сохраняется, а поперечная свободно прецессирует в плоскости  $\hat{x}\hat{y}$ , наводя в катушке регистрации эдс индукции на частоте  $\omega_0 + \delta$ . Это идеализированный сигнал спада свободной прецессии. Катушка индуктивности суммирует вклады в эдс индукции от всех изохромат, осуществляя интегральное преобразование от сигналов спада свободной прецессии по параметру  $\delta$ . В приближении непрерывного распределения значений  $\delta$  в интервале  $[-\Gamma, \Gamma]$  получаем

$$u_{\text{вых}}(\tau) = k e^{i\omega_0\tau} \int_{\tau}^{\tau} g(\delta) s(\delta, t_b) e^{i\delta\tau} d\delta. \quad (16)$$

Выражение

$$u'_{\text{вых}}(\tau) = k \int_{\tau}^{\tau} g(\delta) s(\delta, t_b) e^{i\delta\tau} d\delta \quad (17)$$

описывает комплексную амплитуду результирующего сигнала, получаемого в результате преобразования. Здесь  $g(\delta) = M(\delta) g'(\delta)$  — скалярный весовой множитель, характеризующий форму линии магнитного резонанса образца  $M(\delta)$  и резонансную характеристику регистрирующей системы  $g'(\delta)$ . Выбирая характер пространственной неоднородности статического магнитного поля, форму образца, его ориентацию и форму резонансной характеристики регистрирующей системы, можно в широких пределах изменять вид весовой функции  $g(\delta)$ , задавая требуемый закон аподизации в процессе обработки. В частности, весовая функция  $g(\delta)$  в интервале  $[t_b, \tau']$  может быть выбрана постоянной. Тогда интегральное преобразование (17), реализуемое в процессе вывода информации, с точностью до постоянного множителя совпадает с операцией обратного преобразования Фурье. Результат его определяется видом функции  $s(\delta, t_b)$ , которая является суперпозицией результатов всех математических преобразований, хранящихся в регистре  $S$ . Для последовательности из  $n$  непрерывающихся радиоимпульсов имеем

$$s(\delta, t_b) = \sum_{k=1}^{3^{n-1}} s_k(\delta, t_b). \quad (18)$$

Каждое слагаемое в (18) соответствует некоторой траектории переноса когерентности и выражается через произведение действующих на ней операторов ввода информации и операторов фазового сдвига

$$s_k(\delta, t_b) = W_{kn}(\delta) \prod_{j=1}^{n-1} W_{kj}(\delta) E_{kj}(\delta). \quad (19)$$

Эти операторы можно объединить в результирующий оператор математического преобразования

$$W_k(\delta, t_b) = \prod_{j=1}^n W_{kj}(\delta) \quad (20)$$

и результирующий оператор линейной деформации фазового спектра носителей

$$E_k(\delta, t_b) = \prod_{j=1}^{n-1} E_{kj}(\delta) = \exp[-i(\omega + \delta_0)\tau_k], \quad (21)$$

где  $\tau_k$  — эффективное время пребывания носителей в регистре  $s^*$ .

Амплитудный спектр носителей на  $k$ -ой траектории в момент времени  $t_b$  описывается выражением

$$|s_k(\delta, t_b)| = |W_k(\delta, t_b)| = \prod_{j=1}^n |W_{kj}(\delta)| \quad (22)$$

и не изменяется в интервале  $[t_b, \tau']$ . Фазовый спектр этих носителей состоит из двух слагаемых и изменяется в интервале  $[t_b, \tau']$  по закону

$$\Phi[s_k(\delta, t_b)] = \Phi[W_k(\delta, t_b)] + (\omega_0 + \delta)(\tau - \tau_k). \quad (23)$$

Первое слагаемое выражается через сумму фазовых спектров отдельных операторов ввода информации

$$\Phi[W_k(\delta, t_b)] = \sum_{j=1}^n \Phi[W_{kj}(\delta)]. \quad (24)$$

где  $j$  — порядковый номер радиоимпульса. Этот спектр нелинейен по параметру  $\delta$  и может иметь произвольную ширину. Второе слагаемое линейно зависит от  $\delta$  и связано с действием операторов фазового сдвига.

Особенность механизма вывода информации заключается в способности катушки регистрации различать фазы носителей только по модулю  $2\pi$ . При малой ширине фазового спектра (23) по сравнению с  $\pi$  синфазное движение носителей информации в плоскости  $\hat{x}\hat{y}$  приводит к конструктивной интерференции регистрируемых от них сигналов спада свободной прецессии, и на выходе процессора появляется информация об амплитудном спектре носителей. Эта информация остается однозначной, если ширина спектра (23) не превышает  $\pi$ . В случае превышения среди носителей появляются пары с противоположной ориентацией, сигналы эдс индукции для которых наводятся в противофазе. Это приводит к частичной потере информации в процессе вывода. Если ширина

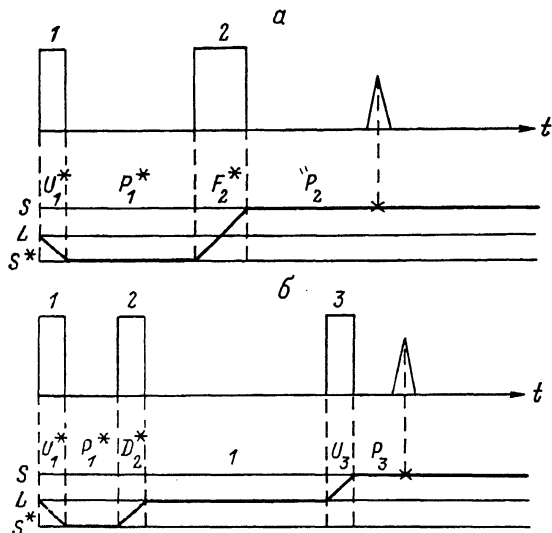


Рис. 3. Траектории формирования сигналов первичного (а) и стимулированного эха (б)

спектра (23) значительно превышает величину  $\pi$ , то псевдослучайное распределение носителей в плоскости  $\hat{x}\hat{y}$  приводит к полной взаимной компенсации их вкладов в эдс индукции, и отображение результата обработки на выходе процессора становится невозможным.

Положив ширину фазового спектра (24) равной нулю, что соответствует использованию для возбуждения идеальных  $\delta$ -радиоимпульсов, находим необходимое условие вывода информации из спиновой системы

$$\tau' \leq \tau_k \leq \tau''.$$

Смысл его заключается во взаимной компенсации линейных деформаций фазовых спектров носителей, полученных во всех интервалах свободной прецессии. При возбуждении спиновой системы произвольными радиоимпульсами достаточным условием неискаженного вывода информации является малость ширины фазового спектра (24) по сравнению с  $\pi$ .

Для выделения траекторий, удовлетворяющих необходимым условиям вывода информации, удобно использовать диаграммную технику метода траекторий переноса когерентности [9-11]. В качестве примера на рис. 3 показаны такие диаграммы для траекторий формирования сигналов первичного и стимулированного эха.

Описанная модель механизма обработки информации позволяет:  
 — проследить за прохождением информации через многоканальную регистрирующую структуру спинового процессора и выявить все множество получаемых результатов;  
 — определить условия отображения полезных результатов на выходе процессора;

- оценить искажения полезных результатов, происходящие на этапах ввода и вывода информации, и определить пути их минимизации;
- объяснить появление на выходе лишних экосигналов и найти их связь с параметрами информационных и управляющих радиоимпульсов;
- рассмотреть возможные способы подавления нежелательных экосигналов на выходе процессора;
- выявить способы управления порядком вывода информации;
- оценить возможность неискаженного вывода информации о результатах обработки конкретной разновидности сигналов.

### Литература

- [1] *Лаврентьев Г. В.* Вopr. радиоэлектроники. Сер. ОВР, 1984, № 7, с. 41—46.
- [2] *Милс В. Б.* ТИИЭР, 1963, т. 51, № 8, с. 1127—1135.
- [3] *Петров М. П., Степанов С. И.* Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1976, № 10 (385). 30 с.
- [4] *Касаткин А. В., Протодьяконов А. М.* и др. Техника средств связи. Сер. ТРС, 1977, № 3, с. 110—124.
- [5] *Дудкин В. И., Страховис А. А., Тарханов В. И.* В кн.: Труды ЛПИ. Квантовая электроника, 1987, № 422, с. 50—54.
- [6] *Jaynes E. T.* Phys. Rev., 1955, v. 98, N 4, p. 1099—1105.
- [7] *Bloom A. L.* Phys. Rev., 1955, v. 98, N 4, p. 1105—1111.
- [8] *Jensen E.* In: Acta Polytechnica Scandinavica. Ser. 7, 1960, AP 283, p. 1—20.
- [9] *Bain A. D. J.* Magn. Reson., 1984, v. 56, N 3, p. 418—427.
- [10] *Vodenhausen G., Kogler H., Ernst R. R. J.* Magn. Reson., 1984, v. 58, N 3, p. 370—388.
- [11] *Яшин А. Н.* Препринт ФИАН, № 80. М., 1985. 56 с.
- [12] *Дудкин В. И., Тарханов В. И.* В кн.: Труды ЛПИ. Квантовая электроника, 1982, № 387, с. 67—72.
- [13] *Дудкин В. И., Петрунькин В. Ю., Тарханов В. И.* РИЭ, 1984, т. 29, № 4, с. 732—740.
- [14] *Цифринович В. И.* Расчет сигналов эха. Новосибирск: Наука, 1986. 112 с.
- [15] *Soroko I. M.* Fortschr. Phys., 1983, Bd 31, N. 8/9, S. 496.

Ленинградский  
политехнический институт  
им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию  
4 августа 1987 г.