

01;02;03;12

## СИГНАЛ СВОБОДНОЙ ПРЕЦЕССИИ ЯДЕР В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ЗЕМЛИ ПРИ КРУГОВОМ ДВИЖЕНИИ ИССЛЕДУЕМОГО ОБРАЗЦА

© П.М.Бородин, Н.М.Вечерухин, А.В.Мельников, А.А.Морозов

Санкт-Петербургский государственный университет,  
Научно-исследовательский институт физики,  
198904 Санкт-Петербург, Россия  
(Поступило в Редакцию 18 января 1995 г.)

Теоретически и экспериментально изучено влияние ламинарного течения жидкости по круговой траектории мимо катушек датчика ЯМР на сигнал свободной прецессии ядер в земном поле. Показано, что движение жидкости в однородном поле вызывает лишь изменение фазы сигнала, которое при определенной конструкции датчика ЯМР может наблюдаться в виде модуляции его амплитуды. Изучено влияние на форму наблюдаемого сигнала скорости течения и неоднородности слабого магнитного поля. Дано описание оригинальной экспериментальной установки, которая удобна для гидродинамических исследований и является прообразом расходомера.

### Сигнал свободной прецессии ядер в однородном магнитном поле

Сигнал свободной прецессии (СП) ядер в слабом однородном магнитном поле  $B_0$ , например в геомагнитном, обычно наблюдается сразу же после выключения поля предварительной поляризации ядер  $\mathbf{V}^*$ , ориентированного перпендикулярно  $B_0$ . По форме он представляет собой экспоненциально затухающий пуг колебаний, частота которых равна частоте прецессии ядер  $\omega_0$  в поле  $B_0$ , т.е.  $\omega_0 = \gamma B_0$ , где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение резонирующего ядра. Так, ядерная намагниченность  $M_i$  элементарного объема  $\Delta V_i$  вещества индуцирует в приемной катушке датчика ЯМР эдс  $\mathcal{E}_i(t)$

$$\mathcal{E}_i(t) = \mathcal{E}_i(0) \exp(-t/T_2) \sin(\omega t + \alpha_i), \quad (1)$$

где  $T_2$  — время спин-спиновой релаксации ядер;  $\alpha_i$  — фаза сигнала СП, начальное значение которой задается ориентацией намагниченности  $M_i$  в момент выключения поляризующего поля  $\mathbf{V}^*$ .

В случае неподвижного образца для всех  $\Delta V_i$  фаза прецессии ядер  $\alpha_i = \text{const}$ ,  $d\alpha_i/dt = 0$  и частота  $\omega$  индуцируемой в приемной катушке

датчика ЯМР Эдс будет определяться лишь частотой прецессии ядер  $\omega_0$  в однородном поле  $B_0$ , т. е.  $\omega = \omega_0 = \gamma B_0$ .

Если же образец движется, то в фиксированную точку пространства будут поступать элементы объема  $\Delta V_i$ , которые "помнят" свою начальную фазу, созданную ориентацией поля  $\mathbf{B}^*$  в момент его включения. При движении образца в пространстве, где действовало однородное поляризующее поле, например, внутри бесконечно длинного соленоида, фаза сигнала СП при этом изменяться не будет ( $\omega_i = 0$ ). Однако если поле  $\mathbf{B}^*$  было пространственно неоднородным, как, например, поле внутри тороида или во внешней области плоской катушки, то перемещение образца в пространстве, где действовало такое  $\mathbf{B}^*$ , будет вызывать изменение фазы сигнала СП в фиксированном объеме пространства  $\Delta V_i$ , т. е.  $\alpha_i = \alpha_i(t)$ . Изменение фазы сигнала СП во времени в ту или другую сторону  $\pm \alpha_i(t)$  вызовет изменение частоты сигнала СП  $\mathcal{E}(t)$  на величину  $\pm \Delta\omega_i = \pm d\alpha_i/dt$ , а именно  $\omega_i = \omega_0 \pm \Delta\omega_i$ .

Ранее в работе [1] было показано, что течение жидкости вдоль круговой оси тороида вызывает изменение частоты сигнала СП, пропорциональное скорости течения  $\omega_v = \omega_0 \pm \Delta\omega_v$ , где  $\Delta\omega_v = v/R$  ( $v$  — скорость течения,  $R$  — средний радиус тора). Здесь набег фазы  $\alpha(t)$  сигнала СП от всего образца определялся угловой скоростью  $\Omega$  движения всех его  $\Delta V_i$ , для которых в случае равномерного ламинарного течения жидкости она была одинаковой  $\Omega_i = \Omega = \text{const}$ . Знаки + или — зависят только от направления течения жидкости через датчик внутри тороидальной катушки  $L$ .

Движение жидкости мимо плоских рамок с током, которые создают во внешней области неоднородное периодически симметричное магнитное поле  $\mathbf{B}^*$  также вызывает изменение фазы сигнала СП от фиксированного элемента объема  $\Delta V_i$  за счет смены образца в нем. Однако в отличие от тороида в этом случае изменение  $d\alpha_i/dt$  происходит по более сложным законам, оно отличается для разных струй и особенно для струй, обтекающих такой датчик с разных сторон, для которых изменение фазы  $d\alpha_i/dt$  происходит в разных направлениях. Рассмотрение задачи о форме сигнала СП в однородном магнитном поле  $B_0$  в жидкости, движущейся со скоростью  $v$  мимо  $n$  плоских прямоугольных катушек, для "плоской" геометрии неоднородного периодически симметричного поляризуемого поля  $\mathbf{B}^*$  с градиентом  $\text{grad } B \neq 0$  только в направлении потока было сделано в [2] на основе модифицированных уравнений Блоха

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{M} = \gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{B}] - \mathbf{M}/T_2 - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{M}, \quad (2)$$

где  $v(x, y, z, t)$  — скорость перемещения жидкости в точке  $(x, y, z)$ ;  $\nabla$  — оператор Гамильтона;  $\mathbf{M}(x, y, z, t)$  — решение уравнения (2) при начальных условиях  $\mathbf{M}(x, y, z, t)|_{t=t_0} = \mathbf{M}(x, y, z)$ .

Было показано, что при малых скоростях потока  $v \ll l/T_2$  будет наблюдаться дополнительное затухание сигнала СП за счет движения ( $T_{2eff}^{-1} = T_2^{-1} + T_{2v}^{-1}$ ), а при  $v > l/T_2$  ( $l$  — расстояние между центрами рамок) сигнал СП будет состоять из минимумов и максимумов, амплитуда которых убывает по экспоненциальному закону, а период следования  $\tau_0 = l/v$ .

Влияние движения жидкости относительно плоского многокатушечного датчика ЯМР на амплитуду и фазу сигнала СП ядер в магнитном поле Земли, а также на его форму более подробно рассмотрено в работе [3]. В частности, показано, что при симметричном двустороннем обтекании плоского датчика ЯМР с постоянной скоростью  $v$  амплитуда сигнала СП изменяется со временем по косинусоидальному закону

$$\mathcal{E}_0(t) = \mathcal{E}_0(0) \cos(\pi vt/a) \exp(-t/T_2), \quad (3)$$

а фаза сигнала сохраняется неизменной  $\alpha(t) = \text{const}$ , кроме моментов  $\pi vt/a = (2n+1)\pi/2$  (где  $n = 0, 1, 2, \dots$   $a$  — размер рамки по направлению потока), в которых она скачком изменяется на  $\pm\pi$ .

Если же жидкость движется лишь с одной стороны катушек, то

$$\mathcal{E}_0(t) = \mathcal{E}_0(0) \exp(-t/T_2), \quad \alpha_i(t) = \pi vt/a, \quad (4)$$

т.е. движение жидкости при одностороннем обтекании на амплитуду сигнала СП не влияет, но вызывает изменение фазы сигнала  $\alpha(t)$ , что эквивалентно изменению частоты прецессии вектора  $M$  на величину  $\Omega \equiv \pi v/a$

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}(0) \sin[(\omega - \Omega)t] \exp(-t/T_2). \quad (5)$$

Из формул (3)–(5) следует, что при равномерном течении жидкости мимо плоского рамочного датчика ЯМР можно определять среднюю скорость ламинарного потока по периоду следования нулей и максимумов сигнала СП при двустороннем обтекании датчика или по изменению фазы или частоты сигнала при одностороннем течении мимо датчика. Этот вывод подтвердился и экспериментально. Однако для более тщательной проверки влияния на форму сигнала СП движения исследуемой среды относительно датчика ЯМР необходимо было создать установку, в которой обеспечивались бы стабильность гидродинамических параметров жидкости на заданном уровне и возможность изменения этих параметров, возможность создания неоднородности постоянного магнитного поля в области датчика ЯМР с разными по величине и направлению градиентами и, наконец, помехозащищенности приемных катушек. С этой целью была создана установка, в которой стабильность движения жидкости относительно неподвижных рамочных катушек датчика обеспечивалась равномерным вращением цилиндра с жидкостью  $\Omega = \text{const}$  между четырьмя катушками, расположенными по окружности (рис. 1,а). Горизонтальный размер рамок меньше радиуса цилиндра, который равнялся 75 мм. Катушки, включенные последовательно, являлись индуктивностью ( $L = L_1 + L_2 + L_3 + L_4$ ) колебательного контура  $LC$  датчика ЯМР и использовались как для приема сигнала СП, так и для поляризации образца. Для компенсации внешней помехи они были включены встречно по магнитному потоку, так что конфигурация поляризующего магнитного поля  $B^*$ , создаваемого с их помощью в объеме цилиндра, имела вид, представленный на рис. 1,б. Цилиндр  $Ц1$  вращался при помощи мотора  $M1$ , удаленного от него на расстояние порядка 1.5 м, достаточное, чтобы ферромагнитные детали не искажали поле  $B_0$  в месте расположения цилиндра с образцом. Датчик ЯМР соединялся с электронной схемой релаксометра ЯМР в земном поле, с помощью которого регистрировался сигнал СП ядер  $\mathcal{E}(t)$  и измерялись изменения

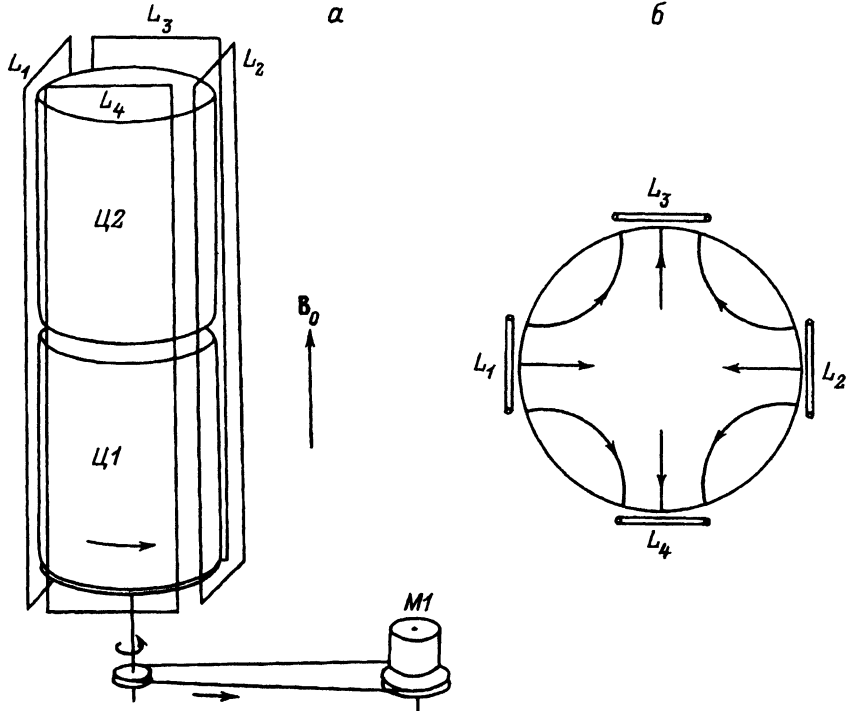


Рис. 1. Цилиндрический датчик свободной ядерной прецессии (а) и силовые линии вектора  $\mathbf{K}_{\perp}(x, y, z)$  в плоскости  $xy$  (б).

его формы (появление максимумов и минимумов, период их следования и относительные интенсивности).

В общем случае эдс сигнала СП от движущейся жидкости определяется соотношением

$$\mathcal{E}(t) = -\frac{d}{dt} \int_v \mathbf{M}(x, y, z, t) \mathbf{K}(x, y, z) dV. \quad (6)$$

Здесь  $\mathbf{K}(x, y, z)$  — вектор, характеризующий свойства приемной системы. Этот вектор определяется магнитным полем  $\mathbf{B}_k(x, y, z)$ , которое создавалось бы приемной катушкой (в общем случае системой катушек) при протекании в ней единичного тока. Силовые линии вектора  $\mathbf{K}(x, y, z, t)$  совпадают с магнитными силовыми линиями вектора  $\mathbf{B}_k(x, y, z)$ . Зависимость ядерной намагниченности  $\mathbf{M}(x, y, z, t)$  от координат связана с неоднородностью поляризующего поля  $\mathbf{B}^*(x, y, z)$ . Зависимость  $\mathbf{M}$  от времени обусловлена прецессией вектора  $\mathbf{M}$  в однородном поле  $\mathbf{B}_0$  (с частотой  $\omega_0 = \gamma B_0$ ), ядерной релаксацией (с временем  $T_2$ ) и движением жидкости. Для изучения влияния движения жидкости на параметры сигнала СП целесообразно преобразовать (6) к следующему виду:

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0(t) \sin[\omega_0 t - \alpha(t)] \exp(-t/T_2), \quad (7)$$

$$\mathcal{E}_0(t) = \omega_0 \sqrt{[I_c(t)]^2 + [I_s(t)]^2}, \quad (8)$$

$$\alpha(t) = \text{arctg}[I_s(t)/I_c(t)], \quad (9)$$

$$I_c(t) = \int_v M_{\perp}(x, y, z, t) K_{\perp}(x, y, z) \cos[\psi(x, y, z, t) - \varphi(x, y, z)] dV, \quad (10)$$

$$I_s(t) = \int_v M_{\perp}(x, y, z, t) K_{\perp}(x, y, z) \sin[\psi(x, y, z, t) - \varphi(x, y, z)] dV. \quad (11)$$

Система координат  $x, y, z$  связана с неподвижными приемными катушками, при этом ось  $z$  направлена вдоль вектора  $\mathbf{B}_0$ , а начало координат находится в центре цилиндра. Функции  $K_{\perp}(x, y, z)$ ,  $\varphi(x, y, z)$  и  $M_{\perp}(x, y, z, t)$ ,  $\psi(x, y, z, t)$  характеризуют величину и направление векторов  $\mathbf{K}_{\perp}(x, y, z)$  и  $\mathbf{M}_{\perp}(x, y, z, t)$ , где  $\mathbf{K}_{\perp}$  и  $\mathbf{M}_{\perp}$  — перпендикулярные полю  $\mathbf{B}_0$  компоненты векторов  $\mathbf{K}$  и  $\mathbf{M}$ . При этом зависимость  $\mathbf{M}_{\perp}(x, y, z, t)$  от времени обусловлена только движением жидкости и не включает прецессию вектора  $\mathbf{M}$ . Для фиксированного элемента объема (с координатами  $x, y, z$ ) изменение  $\mathbf{M}$  со временем связано только с тем, что через  $dV$  последовательно проходят элементы объема жидкости  $dV$ , которые в момент  $t = 0$  (непосредственно перед началом СП) имели различные значения ядерной намагниченности  $\mathbf{M}_{\perp}(x_0, y_0, z_0) = \mathbf{M}_{\perp}(x, y, z, 0)$ .

Из (7)–(11) следует, что в общем случае движение жидкости может приводить к изменению амплитуды  $\mathcal{E}(t)$  и фазы  $\alpha(t)$  сигнала СП. При этом характер амплитудной и фазовой модуляции сигнала зависит как от параметров движения жидкости, так и от конструкции датчика СП (тороид, плоский рамочный датчик; см. выше).

Для цилиндрического датчика (рис. 1,а), силовые линии вектора  $\mathbf{K}_{\perp}(x, y, z)$  в плоскости  $xy$  схематически показаны на рис. 1,б. Если приемные катушки используются и для поляризации жидкости, то силовые линии векторов  $\mathbf{V}^*(x, y, z)$  и  $\mathbf{K}(x, y, z)$  совпадают и тогда начальная ориентация векторов  $\mathbf{M}_{\perp i}(x_0, y_0, z_0)$  в момент  $t = 0$  определяется геометрией поляризующего поля  $\mathbf{V}^*$  перед выключением последнего.

Оценочные расчеты, выполненные для этого датчика, показали, что при вращении цилиндра с жидкостью имеет место в основном фазовая модуляция сигнала СП. При этом для постоянной скорости вращения зависимость фазы от времени  $\alpha(t)$  близка к линейной, а изменения амплитуды  $\mathcal{E}(t)$  незначительны. Это же показал и эксперимент. Анализируя записи сигналов  $\mathcal{E}(t)$ , полученные при различных скоростях вращения цилиндра, можно утверждать, что для данного четырехкатушечного датчика (рис. 1,а) амплитудная модуляция сигнала СП, обусловленная вращением жидкости, практически отсутствует. На рис. 2 приведены записи амплитуды сигнала  $\mathcal{E}(t)$  для неподвижного датчика (кривая 2) и вращающегося со скоростью около 1.5 об/с (кривая 1), которые подтверждают этот вывод. Таким образом, в этом случае информация о параметрах движения жидкости может быть получена только из фазовой функции  $\alpha(t)$ .

Метод измерения скорости вращения жидкости с помощью  $\alpha(t)$  может быть проиллюстрирован на примере датчика с двумя встречно включенными катушками, например, катушками  $L_1$  и  $L_2$  (рис. 1,а). При

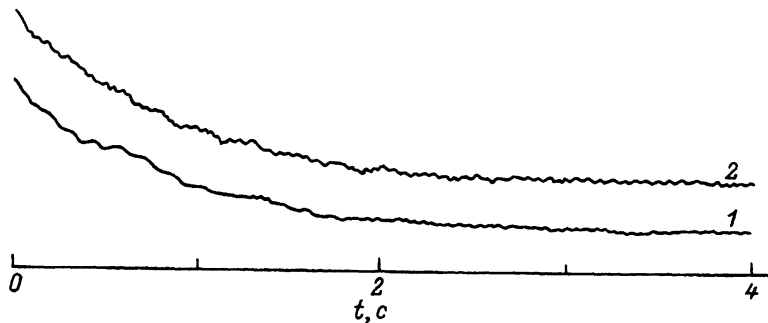


Рис. 2. Огибающая сигнала СП для вращающегося (1) и неподвижного (2) одноцилиндрического датчика.

быстром выключении поляризующего поля  $B^*$ , создаваемого катушками  $L_1$  и  $L_2$ , направления векторов  $K_{\perp}(x, y, z)$  и  $M_{\perp}(x_0, y_0, z_0)$  совпадают. Из рис. 1,б следует, что симметрия векторного поля  $K_{\perp}(x, y, z)$  и  $M_{\perp}(x_0, y_0, z_0)$  такова, что при повороте цилиндра с жидкостью на угол  $\Delta\theta = \pi$  (относительно произвольного исходного положения  $\theta_0$ ) величина  $(\psi_i - \varphi_i)$  в (5) и (6) для каждого произвольного элемента объема  $dv$  изменяются на  $\pi$  относительно значения  $(\psi_i - \varphi_i)$  при  $\theta_0$ . При этом величина множителя  $M_{\perp}; K_{\perp}$  при  $\Delta\theta = \pi$  равна исходному значению  $(M_{\perp}; K_{\perp})_0$  при  $\theta_0$ . Это приводит к тому, что фаза сигнала  $\alpha(t)$  при  $\Delta\theta = \pi$  изменяется на  $\Delta\alpha = \pi$  относительно исходного значения  $\alpha_0$  при  $\theta_0$ . Таким образом, если при равномерном вращении жидкости с угловой скоростью  $\Omega$  зарегистрирована функция  $\alpha(t)$ , то, определив интервал времени  $\Delta t$ , при котором происходит набег фазы  $\Delta\alpha = \pi$ , можно найти  $\Omega$  из соотношения  $\Omega = \pi/\Delta t$ . Следует отметить, что в данном методе определения  $\Omega$  не требуется линейная зависимость  $\alpha$  от  $t$ . Иногда для формирования сигнала СП применяют медленное выключение поляризующего поля  $B^*$  с последующим воздействием  $90^\circ$ -ного импульса. При этом методика определения скорости движения жидкости путем регистрации  $\Delta\alpha = \pi$  и  $\Delta t$  такая же, как и в случае быстрого выключения поля  $B^*$ . Все сказанное относительно метода измерения скорости движения жидкости с помощью  $\alpha(t)$  для датчика с одной парой приемных катушек справедливо для датчика с двумя парами катушек (рис. 1,а), использованного в настоящей работе.

Фазовые измерения скорости движения жидкости могут быть заменены более простыми с практической точки зрения амплитудными. Для этого в область, охватываемую 4 катушками  $L_1 - L_4$ , вводится второй цилиндр  $П2$  с жидкостью и располагается соосно с первым  $П1$  (рис. 1,а). Регистрируется суммарный сигнал СП от обоих цилиндров  $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_1(t) + \mathcal{E}_2(t)$ . Если один из цилиндров вращается, а другой неподвижен, то суммарный сигнал обнаруживает биения с формированием минимумов и максимумов амплитуды. Минимумы образуются при повороте вращающегося цилиндра на угол  $\Delta\theta = (2m + 1)\pi$ , где  $m = 0, 1, 2, \dots$ , относительно исходного положения в момент  $t = 0$  (начало СП), а максимумы — соответственно при повороте на  $\Delta\theta = 2m\pi$ . Если вращаются оба цилиндра в противоположных направлениях, то также имеют место биения, но при этом минимумы образуются при повороте цилиндров на угол  $\Delta\theta = (2m + 1)\pi/2$ , а максимумы — при

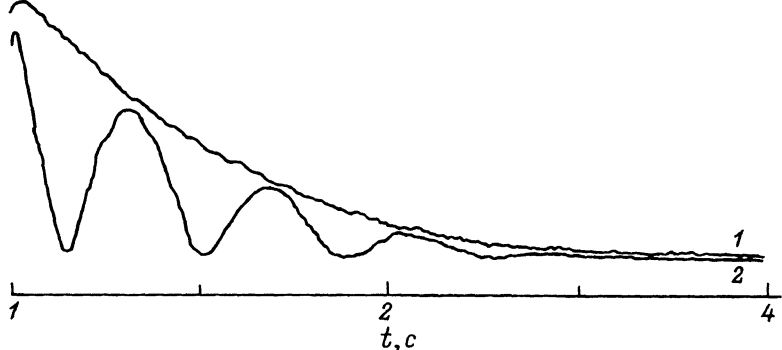


Рис. 3. Огибающая сигнала СП для неподвижного двухцилиндрического датчика (1) и датчика, в котором один из цилиндров вращается (2).

$\Delta\theta = \pm m\pi$ . Измеряя промежутки времени  $\Delta t$  между теми или иными минимумами или максимумами, можно определить угловую скорость вращения жидкости  $\Omega = \pi/\Delta t$ .

В настоящей работе использовался вариант установки, в котором один цилиндр *И1* вращается, а другой *И2* неподвижен. На рис. 3 приведены записи амплитуды сигнала СП для случаев, когда оба цилиндра неподвижны (кривая 1) и один из цилиндров вращается (кривая 2). Характер сигналов иллюстрирует сказанное выше о формировании биений во втором случае. Значения скорости вращения жидкости, определенные из биений сигнала СП, согласуются со значениями, полученными непосредственно измерением скорости вращения цилиндра.

### Сигнал свободной прецессии ядер в неоднородном магнитном поле от движущегося образца

Соотношения (7)–(11), характеризующие сигнал СП от движущейся жидкости, справедливы для однородного магнитного поля  $\mathbf{B}_0$ . Однако в реальных условиях наблюдение СП в магнитном поле Земли часто осложняется неоднородными магнитными полями, создаваемыми различными ферромагнитными объектами и электрическими токами. Поэтому представляет интерес исследование особенностей сигнала СП от движущейся жидкости в неоднородном магнитном поле.

Для системы двух вертикальных соосных цилиндров, используемых в настоящей работе (рис. 1, а), вследствие большей протяженности датчика по вертикали целесообразно рассмотреть в первую очередь влияние неоднородного поля вдоль оси  $z$ . Если предположить, что неоднородность поля  $\Delta B_z$  линейно зависит от  $z$ , т. е.  $B_z = B_0 + Gz$  (при  $z = 0$  в зазоре между цилиндрами), а неоднородностью поля в плоскости  $xy$  можно пренебречь, то для случая, когда один цилиндр неподвижен, а другой вращается

$$\mathcal{E}(t) = 2\mathcal{E}_0 \sin[(\omega_0 - \Omega/2)t] \cos[(\Delta\omega + \Omega/2)t] \sin(\Delta\omega t)/(\Delta\omega t), \quad (12)$$

где  $\Delta\omega = \gamma Gh/2$  ( $h$  — высота цилиндра),  $\Omega = 2\pi\nu$  ( $\nu$  — скорость вращения цилиндра в об/с).

Формула (12) получена в предположении, что для вращающегося цилиндра множитель  $\mathcal{E}(t)$  в (7) не зависит от времени, а зависимость

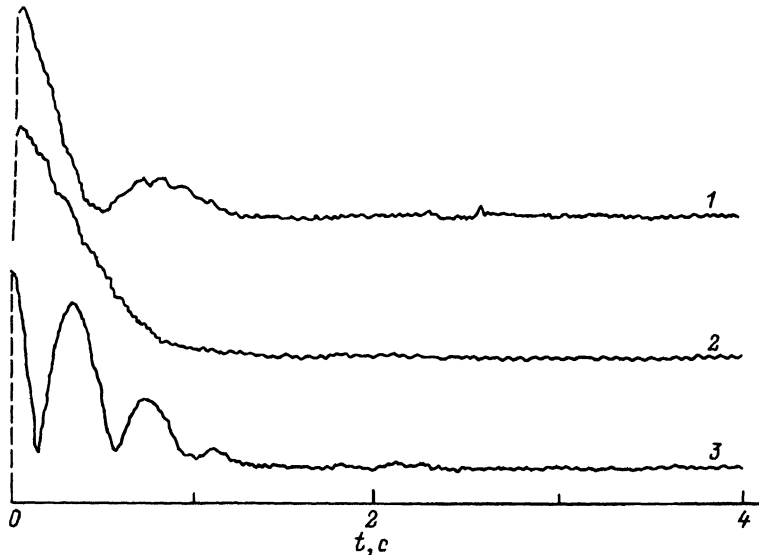


Рис. 4. Огибающая сигнала СП в неоднородном поле для двухцилиндрового датчика с неподвижным цилиндром Ц1, при неподвижном цилиндре Ц2 (1), для противоположных направлений вращения цилиндра Ц2 при одной скорости вращения (2, 3).

фазы  $\alpha$  от  $t$  близка к линейной (в однородном поле  $B_0$ ). Экспериментально линейная неоднородность поля по оси  $z$  создавалась с помощью двух горизонтальных рамок с током достаточно больших размеров ( $2 \times 2$  м), разнесенных по вертикали на расстояние  $\approx 2$  м (при  $h = 0.2$  м). Величина и знак коэффициента  $G$  изменялись регулировкой постоянного тока в рамках. На рис. 4 (кривая 1) приведена запись сигнала СП от двух неподвижных цилиндров в неоднородном поле ( $\Delta\omega \neq 0, \Omega = 0$ ). Видно, что уменьшение амплитуды сигнала со временем происходит не монотонно, как в однородном поле, а имеет осциллирующий характер. Эти осцилляции могут быть объяснены наличием в (12) осциллирующего множителя ( $\cos \Delta\omega t \cdot \sin \Delta\omega t / \Delta\omega t$ ) в огибающей сигнал СП для неподвижных цилиндров.

Из (12) следует, что при совместном воздействии линейной неоднородности поля и вращения жидкости возникают осцилляции амплитуды сигнала, характер которых зависит как от величин  $\Delta\omega$  и  $\Omega$ , так и от их относительных знаков (т. е. от знака коэффициента  $G$  и направления вращения). На рис. 4 приведены записи сигналов, которые получены при одинаковых значениях неоднородности поля и скорости вращения, но при разных направлениях вращения (кривая 2 и 3). Если сравнить их с кривой 1 (для неподвижных цилиндров при той же неоднородности), то можно предположить, что различие кривых 2 и 3 связано с тем, что для кривой 3 величины  $\Delta\omega$  и  $\Omega/2$  в множителе  $\cos[\Delta\omega + \Omega/2]t$  суммируются, а для кривой 2 вычитаются. Этим можно объяснить большую частоту осцилляций на кривой 3 сравнительно с кривой 1 и отсутствие осцилляций на кривой 2.

В работе были использованы сигналы СП в широком диапазоне значений неоднородности поля и скоростей вращения при различных



знаках  $G$  и направлениях вращения цилиндра. В основных чертах характер сигналов соответствует расчетным результатам, однако в ряде случаев имеются некоторые количественные расхождения, причиной которых могут быть недостаточно хорошо скомпенсированные неоднородности магнитного поля, обусловленные побочными факторами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

#### Список литературы

- [1] *Бородин П.М.* // ЖТФ. 1964. Т. 34. Вып. 1. С. 1328–1336.
  - [2] *Бородин П.М., Мананкова А.В.* // ЖТФ. 1972. Т. 62. Вып. 1. С. 676–679.
  - [3] *Бородин П.М., Морозов А.А.* Ядерный магнитный резонанс. 1988. Вып. 7. С. 41–52.
-