

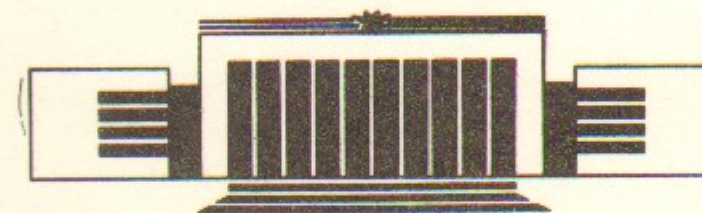


19
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Полунин

О ВЫБОРЕ ПАРАМЕТРОВ
РАДИОЧАСТОТНЫХ ПОЛЕЙ
В ЯМР-МАГНИТОМЕТРАХ

ПРЕПРИНТ 89-112



НОВОСИБИРСК

О выборе параметров радиочастотных полей
в ЯМР-магнитометрах

А.А. Полуни

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Рассмотрено приложение кинематической теории пересечения спиновых резонансов к анализу работы радиочастотных элементов в ЯМР-магнитометрах. Предложенный подход может быть использован в инженерной практике при оптимизации параметров применяемых радиочастотных полей с целью достижения предельного разрешения по измеряемой частоте прецессии.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

1. ВВЕДЕНИЕ

Существенный прогресс в области усилительной техники и цифровой обработки сигналов способствовал созданию чувствительных и точных измерителей магнитного поля, использующих явление ядерного магнитного резонанса. Несмотря на весьма большое количество теоретических и экспериментальных работ в области техники ЯМР, оптимальный выбор параметров радиочастотных катушек, а также амплитуды радиочастотного напряжения, диапазона и скорости сканирования его частотой, остается в каждом конкретном случае достаточно сложной задачей, решение которой часто основывается на полученных ранее экспериментальных данных. Для пользователей разработанных приборов бывает актуальной оценка границ применимости имеющихся технических средств.

Традиционное описание изменения состояния ансамбля спинов, находящихся в постоянном магнитном поле в присутствии слабого радиочастотного поля, опирается на решение известных уравнений Блоха и термодинамические представления о спиновой температуре [1, 2]. Для более полного представления физики явления существует квантово-механическое описание ядерной индукции [3]. Однако для разработчиков аппаратуры, а также пользователей ЯМР-магнитометров, работающих в других областях науки и техники, указанные теоретические построения нередко оказываются весьма сложными для практического применения.

В данной работе предложен вариант анализа рабочих диапазонов ЯМР-магнитометров, использующий кинематическую теорию

пересечения спиновых резонансов. Подобный подход, развитый в работах [4—7] применительно к спиновым резонансам в релятивистских пучках поляризованных частиц, может быть распространен на другие случаи. Главной особенностью такого подхода является отвлечение от физических причин продольной и поперечной релаксации в ансамбле спинов. Описание изменения состояния ансамбля опирается в этом случае на использование статистических параметров, характеризующих спектр спиновых частот, а также решение классического кинематического уравнения прецессии спина с учетом наличия переменной радиочастотной составляющей в частоте прецессии.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ АНСАМБЛЯ СПИНОВ В ИДЕАЛЬНО ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рассматривается следующая модель. В постоянном магнитном поле B_z выделен цилиндрический объем длиной l и площадью сечения D , заполненный частицами с магнитным моментом M_s . Ось цилиндра перпендикулярна направлению B_z . Концентрация частиц — n . Согласно квантово-механическим представлениям, для частиц с магнитными моментами в постоянном поле существуют два энергетических уровня с разницей энергий $dE = 2M_s B_z$. Намагниченность единицы объема S можно характеризовать относительной разницей населенностей уровней $S = (n_2 - n_1) / n$. Очевидно, $-1 < S < 1$. При кинематическом описании величину S называют также степенью поляризации. Применительно к одной частице степень поляризации связана с разницей вероятностей нахождения ее на нижнем и верхнем энергетических уровнях. При усреднении используем свойство эргодичности.

При кинематическом описании используется следующее уравнение прецессии:

$$d\vec{s}/dt = [\vec{s} \cdot \vec{\Omega}] \quad (1)$$

Модуль $|\vec{s}| = 1$. Частота прецессии $\Omega = 2\pi dE/h$, где h — постоянная Планка. В лабораторной декартовой системе координат $S = sz$. В общем случае проекции s_x , s_y и s_z являются функциями времени. Удобно использовать сферическую систему координат, в которой положение вектора спина однозначно определяется двумя углами: углом прецессии φ и углом нутации ψ . В этом случае $S = \cos \psi$.

Примем, что стационарным состоянием ансамбля является состояние, в котором $S = 1$, т. е. все частицы находятся на нижнем энергетическом уровне или $\psi = 0$. При $\psi \neq 0$ имеют место процессы релаксации. Процесс продольной релаксации постулируется уравнением: $S(t) = 1 - [1 - S(0)] \exp(-t/T_{пр})$, где $T_{пр}$ — время продольной релаксации или время поляризации. Отметим, что с продольной релаксацией принципиально связано изменение энергетического состояния системы.

Поперечная релаксация сводится к установлению равномерного распределения по фазам прецессии. Изменением энергии системы, связанным с когерентным электромагнитным излучением, в первом приближении можно пренебречь. Время поперечной релаксации T_φ может быть выражено через статистические параметры спектра спиновых частот.

Ввиду того, что в практике находят применение различные системы единиц, в работах по спиновым резонансам принято использовать безразмерные величины. Основной единицей измерения является циклотронная частота, равная $\omega_0 = qB_z/m$ в системе СИ.

Величины, имеющие размерность круговой частоты, делятся на ω_0 , а величины, имеющие размерность времени, умножаются на ω_0 . Приняты обозначения: ν — безразмерная частота; τ — безразмерное время.

Отвлекаясь от физических причин, всегда можно констатировать наличие флуктуаций спиновых частот даже в случае однородного ансамбля частиц и однородного магнитного поля. Средняя спиновая частота

$$\nu_0 = \frac{\Omega}{\omega_0} = \frac{4\pi M_s m}{h q}$$

Модуляция спиновой частоты представляется в виде стационарного случайного процесса с плотностью вероятности $p(\Delta\nu)$. Величина стохастической девиации спиновой частоты равна

$$\sigma_\nu = \sqrt{D|\Delta\nu|} = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} \Delta\nu^2 p(\Delta\nu) d\nu}$$

Второй важной характеристикой является функция автокорреляции этого случайного процесса $K_\nu(x)$, где $x = \tau_2 - \tau_1$. При поперечной релаксации устанавливается равномерное распределение спинов частиц по углам прецессии. Процесс установления является

нестационарным случайным процессом:

$$\varphi(\tau) = \int_0^{\tau} \Delta v(x) dx.$$

При известной функции корреляции $K_v(x)$ дисперсия $D[\varphi(\tau)]$ находится следующим образом:

$$D[\varphi(\tau)] = K_v(0, \tau) = 2 \int_0^{\tau} (\tau - x) K_v(x) dx. \quad (2)$$

В общем случае определение функций $p(\Delta v)$ и $K_v(x)$ является весьма сложной задачей. Чаще всего процесс флуктуаций спиновой частоты считается нормальным с плотностью вероятности:

$$p(\Delta v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_v} \exp \left\{ -\frac{\Delta v^2}{2\sigma_v^2} \right\}$$

и функцией автокорреляции:

$$K_v(x) = \sigma_v^2 e^{-x/\tau_k}.$$

В этом случае:

$$D[\varphi(\tau)] = 2\sigma_v^2 \tau_k \tau - \tau_k^2 (1 - e^{-\tau/\tau_k}).$$

При $\tau \ll \tau_k$

$$D[\varphi(\tau)] = \sigma_v^2 \tau^2 = \sigma_v^2(\tau). \quad (3)$$

При $\tau \gg \tau_k$

$$D[\varphi(\tau)] = 2\sigma_v^2 \tau_k \tau = \sigma_v^2(\tau). \quad (4)$$

Поперечную релаксацию можно представить в виде изменения степени поперечной круговой поляризации или поперечной намагниченности, осциллирующей с частотой прецессии спинов:

$$s_{\perp}(\tau) \simeq e^{-\sigma_v^2 \tau / 2} \cdot \sin \psi. \quad (5)$$

Интерес обычно вызывает время размешивания T_{\perp} , при котором $\sigma_v(\tau_{\perp}) \sim 1$, так как при больших временах ввиду периодичности $\Delta\varphi$, $p(\Delta\varphi) \rightarrow 1/2\pi \rightarrow \text{const}$. Из (3), (4) и (5) следует, что это время зависит от величины $\sigma_v \tau_k$.

При $\sigma_v \tau_k \gg 1$

$$\tau_{\perp} \simeq 1/\sigma_v. \quad (6)$$

При $\sigma_v \tau_k \ll 1$

$$\tau_{\perp} \simeq 1/2\sigma_v^2 \tau_k. \quad (7)$$

Отметим, что в обоих случаях: $\tau_{\perp} \sim 1/\Delta v_{\text{сп}}$, где $\Delta v_{\text{сп}}$ — полуширина основной спектральной линии в спектре спиновых частот.

3. ПЕРЕСЕЧЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ С РАДИОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ

Помимо статистических параметров основной линии спектра спиновых частот центральным понятием в кинематической теории пересечения спиновых резонансов является понятие резонансной гармоники, введенное в работах [5—8] применительно к спиновым резонансам в ускоряющих магнитных структурах. Его можно распространить и на другие случаи спиновых резонансов. В случае нулевой кинетической энергии частицы резонансной гармоникой называется величина

$$\omega_k = g B_{\text{вр}},$$

где $g = 4\pi M_s/h$ — гиромагнитное отношение, $B_{\text{вр}}$ — вращающаяся компонента радиочастотного поля. В относительных единицах величина резонансной гармоники равна

$$\omega_{\text{к}} = \omega_k / \omega_0.$$

В случае линейного поперечного радиочастотного поля

$$\omega_{\text{к}} = \frac{1}{2} \frac{g B_m}{\omega_0}. \quad (8)$$

По физическому смыслу величина резонансной гармоники равна частоте прецессии спинов относительно вращающейся компоненты радиочастотного поля в условиях резонанса.

Близость спинового движения частицы к резонансу характеризуется величиной расстройки или разностью частоты прецессии относительно основного поля и частоты радиочастотного поля: $\Delta\omega = \Omega - \omega_p$. В относительных единицах расстройка равна

$$\varepsilon = \Delta\omega/\omega_0.$$

Простое представление о характере движения спина вблизи резонанса можно получить, используя систему ортов, вращающихся с частотой радиочастотного поля. В этой системе движение спина можно описать прецессией вектора \vec{s} :

$$\frac{d\vec{s}}{d\tau} = [\vec{s}, \vec{\omega}] \quad (9)$$

Вектор $\vec{\omega}$ угловой скорости прецессии расположен в плоскости, по горизонтальной оси которой направлен вектор $\vec{\omega}_k$, а по вертикальной вектор $\vec{\varepsilon}$ (рис. 1):

$$\vec{\omega} = \vec{\omega}_k + \vec{\varepsilon} \quad \text{и} \quad \omega = \sqrt{\omega_k^2 + \varepsilon^2}.$$

Ширина резонансной зоны $\Delta\varepsilon_p$ определяется условно выбранным интервалом углов $\text{arctg}(\omega_k/\varepsilon)$ около угла $\pi/2$. Часто грани-

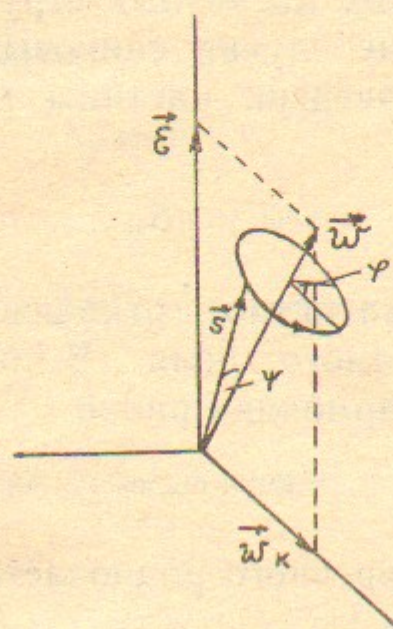


Рис. 1. Прецессия спинов в системе координат (ω_k, ε) .

цей резонансной зоны выбирают величину $\varepsilon_p = \omega_k$, т. е. $\text{arctg}(\omega_k/\varepsilon) = \pi/4$. Очевидно, вдали от резонанса $\text{arctg}(\omega_k/\varepsilon) \ll 1$ и $\vec{\omega} \simeq \vec{\varepsilon}$. Степень поляризации определяется как $S = \cos \psi$, где ψ — угол между векторами \vec{s} и $\vec{\omega}$.

Задача об однократном пересечении резонанса с постоянной скоростью при изменении относительной расстройки ε в пределах $+\infty > \varepsilon > -\infty$ и исходной поляризации $S_0 = 1$ решена в работе [4]:

$$s_z(\varepsilon \rightarrow -\infty) = 2 \exp \left\{ -\frac{\pi}{2} \frac{\omega_k^2}{\dot{\varepsilon}} \right\} - 1, \quad (10)$$

где $\dot{\varepsilon} = d\varepsilon/d\tau$; s_z — конечная степень поляризации.

Выделяются три случая:

- 1) $\dot{\varepsilon} \gg \omega_k^2$ — быстрое пересечение;
- 2) $\dot{\varepsilon} \sim \omega_k^2$ — «динамическая» деполяризация;
- 3) $\dot{\varepsilon} \ll \omega_k^2$ — условие адиабатического переворота.

Наличие стохастической модуляции спиновой частоты приводит к диффузии угла ψ при пересечении резонанса, что ограничивает область резонансных гармоник и область скоростей пересечения, в которых возможен когерентный адиабатический переворот. На рис. 2 представлена плоскость координат (ω_k, ε) , на которой отражены возможные результаты однократного пересечения спинового резонанса с внешним гармоническим полем с учетом диффузии и при сохранении условия $\tau_{\text{пр}} \gg \omega_k/\dot{\varepsilon}$.

В [8] использовано понятие диффузионной скорости изменения расстройки, которая является случайной величиной, и ее среднее значение при $\tau < \tau_k$ зависит от времени наблюдения:

$$\bar{\varepsilon}_{\text{дифф}}(\tau) = \sigma_v / \sqrt{\tau_k \tau}.$$

При $\tau > \tau_k$, $\bar{\varepsilon}_{\text{дифф}} \simeq \sigma_v / \tau_k$ — стационарная средняя диффузионная скорость расстройки.

Можно выделить три значения резонансной гармоники, ограничивающие характерные области возможных результатов медленного пересечения и оценок времени деполяризации. Время деполяризации при медленном пересечении резонанса с радиочастотным полем зависит как от величины резонансной гармоники, так и от величины $\sigma_v \tau_k$ (рис. 3). В области малых величин ω_k используется соотношение

$$\tau_\psi \simeq \sigma_v / \omega_k^2; \quad (11)$$

в области больших величин соотношение

$$\tau_\psi \simeq \frac{\omega_k^2}{\sigma_v^2} \cdot \tau_k. \quad (12)$$

При $\omega_k = \sqrt{\sigma_v / \tau_k}$ нарушается условие адиабатичности для стационарной диффузионной скорости.

При $\omega_k = \sqrt[3]{\sigma_v^2 / \tau_k}$ нарушение адиабатичности для пересечения

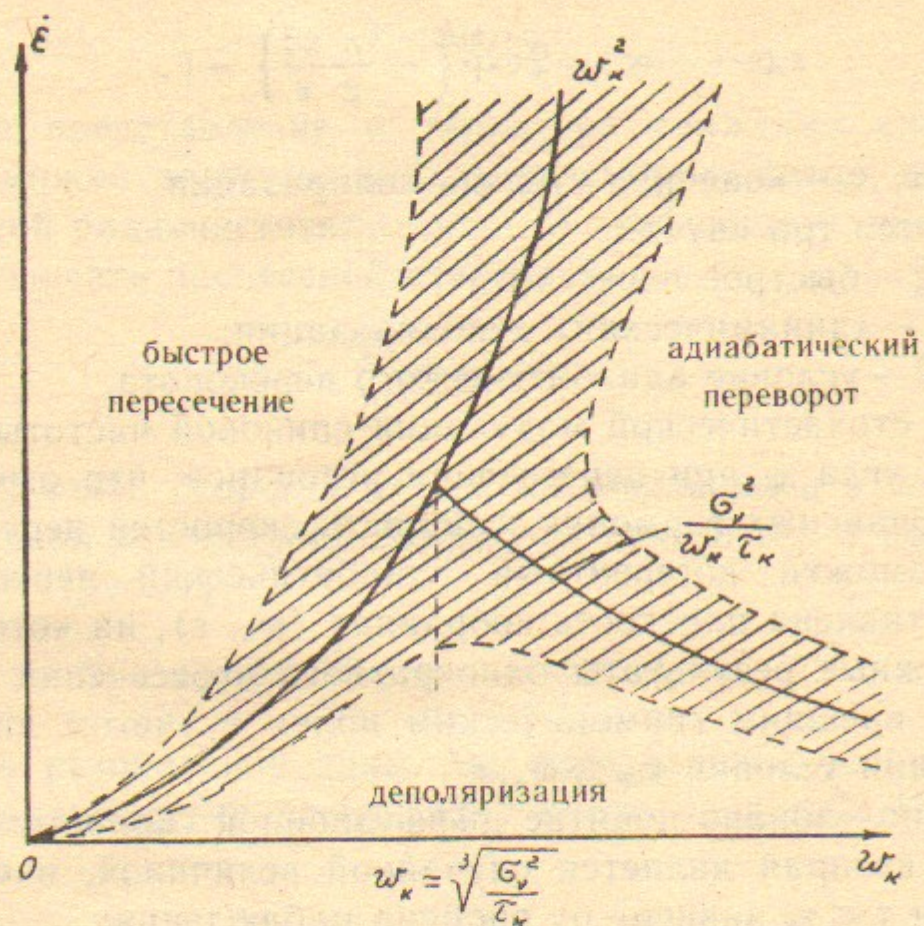


Рис. 2. Плоскость «гармоника — скорость».

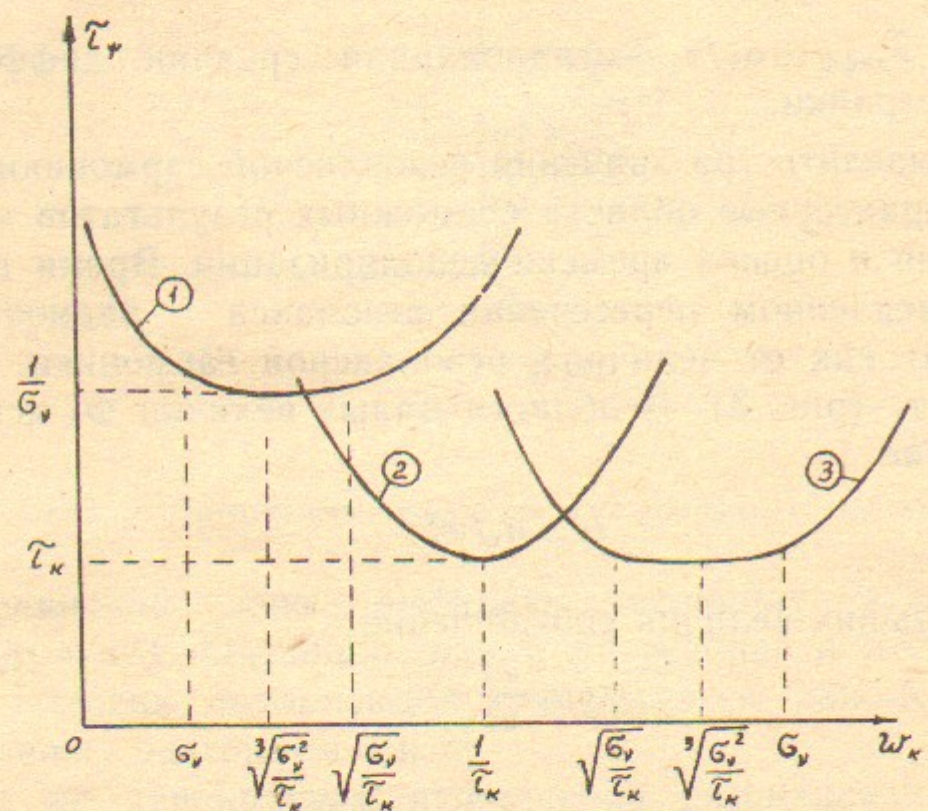


Рис. 3. Зависимость времени τ_ϕ от величины резонансной гармоники ω_k :
 $\sigma_v \tau_k < 1$ (1); $\sigma_v \tau_k \approx 1$ (2); $\sigma_v \tau_k > 1$ (3).

резонанса с гармоническим радиочастотным полем и ограничение снизу на величину резонансной гармоники:

При получении когерентного адиабатического переворота спинов имеет место двухстороннее ограничение по скорости пересечения резонанса с гармоническим радиочастотным полем и ограничение снизу на величину резонансной гармоники:

$$\frac{\sigma_v^2}{\omega_k \tau_k} < \dot{\epsilon} < \omega_k^2, \quad (13)$$

$$\omega_k > \sqrt{\sigma_v / \tau_k} \quad \text{при} \quad \sigma_v \tau_k < 1,$$

$$\omega_k > \sqrt[3]{\sigma_v^2 / \tau_k} \quad \text{при} \quad \sigma_v \tau_k > 1.$$

4. СИГНАЛЫ ЯДЕРНОЙ ИНДУКЦИИ

Измерение величины магнитного поля B_z ЯМР-магнитометрами сводится к измерению частоты спиновой прецессии ядер, помещенных в поле. Распространены следующие способы получения сигнала:

- 1) регистрация максимума поглощения мощности при периодическом сканировании частотой радиочастотного поля или модуляции B_z ;
- 2) регистрация переворота направления намагниченности в проточной жидкости;
- 3) регистрация и анализ сигнала свободной прецессии.

Остановимся на оптимальном выборе некоторых параметров регистраторов при высокой стабильности измеряемых величин. В случае однородного поля размеры катушки считаем заданными. Положим $T_c \ll T_{пр}$, где $T_c = T_\psi$ — длительность сигнала, полученного при одном пересечении резонанса. При заданных величинах магнитного момента M_s и концентрации n энергия, поглощенная в единице объема, определяется величиной $E = M_s B_z n$, если произошла деполаризация, и величиной $2E$ в случае полного переворота спинов или инверсии населенностей.

В регистраторе ЯМР-поглощения сигналом является амплитудная модуляция радиочастотного напряжения на приемной катушке. Возможная эквивалентная схема приведена на рис. 4. Величина модуляции при настройке контура в резонанс может быть оценена следующим образом (система СИ):

$$\Delta U_m = \frac{EDl\omega_0}{\tau_\psi I_r} = \frac{EDl}{T_\psi I_r} = \frac{EDIU_r}{2P_a T_\psi}, \quad (14)$$

где D и l — площадь и длина катушки; P_a — активная мощность, развиваемая генератором:

$$P_a = \frac{B_m^2 D l \Delta\omega}{2\mu_0}, \quad (15)$$

где $\Delta\omega$ — полоса пропускания контура; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; B_m — амплитуда радиочастотного поля:

$$B_m = 2\omega_k \frac{q}{m} \frac{h}{4\pi M_s} B_z = \frac{2\omega_k B_z}{\nu}. \quad (16)$$

Подставляя в (14) соотношения (15) и (16), а также $E = M_s B_z n$, получаем

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{\mu_0 M_s n}{4\omega_k^2 T_\psi \Delta\omega \left(\frac{q}{m} \frac{h}{4\pi M_s}\right)^2 B_z}. \quad (17)$$

Скорость сканирования частотой может быть определена соотношением: $\dot{\epsilon} \simeq \omega_k / \tau_\psi$.

Минимизируя время сигнала и учитывая соотношение (11), выбираем следующие величины ω_k и $\dot{\epsilon}$:

	ω_k	$\dot{\epsilon}$	$\tau_c \simeq \tau_\psi$
$\sigma_\nu \tau_k < 1$	σ_ν	σ_ν^2	$1/\sigma_\nu$
$\sigma_\nu \tau_k > 1$	$\sqrt{\frac{\sigma_\nu}{\tau_k}}$	$\frac{1}{\tau_k} \sqrt{\frac{\sigma_\nu}{\tau_k}}$	τ_k

Выполнив соотношение (13), можно увеличить в два раза энергию поглощения, однако амплитуда сигнала при этом значительно уменьшится, так как существенно возрастет длительность сигнала.

Аналогичным образом могут быть выбраны величины ω_k и $\dot{\epsilon}$ в приемнике регистратора ЯМР в проточной жидкости, которым регистрируются сигналы как поглощения, так и выделения мощности после переворота спинов.

Сигнал свободной прецессии в однородном поле может быть получен в результате воздействия одного радиочастотного $\pi/2$ -им-

пульса. Его амплитуда должна обеспечить величину гармоники $\omega_k \gg \sigma_\nu$ для осуществления когерентного поворота спинов. Максимальная величина ЭДС, наводимая на приемной катушке, может быть оценена соотношением:

$$e_{св} \simeq \mu_0 M_s n D \frac{4\pi M_s}{h} B_z. \quad (18)$$

Воспользовавшись соотношением

$$\frac{e_{св}^2}{2R_n} \leq \frac{E}{T_\psi}, \quad (19)$$

можно выбрать сопротивление нагрузки R_n .

Модифицируя соотношение (14) и положив добротность нагруженного контура в эквивалентной схеме (рис. 4) равной Q , можно сравнить величины максимальной ЭДС сигнала свободной прецес-

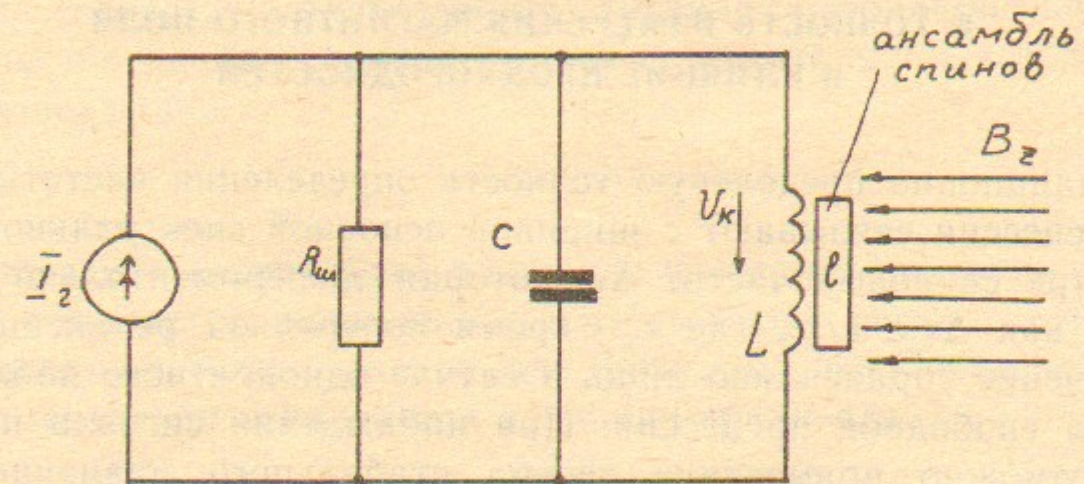


Рис. 4. Эквивалентная схема входного контура приемника сигнала ЯМР-поглощения.

сии и максимального изменения амплитуды радиочастотного напряжения при получении сигнала поглощения:

$$\frac{e_{св}}{\Delta U_m} \simeq \frac{2\sqrt{\sigma_\nu \tau_k}}{Q \nu_0} \quad \text{при } \sigma_\nu \tau_k > 1,$$

$$\frac{e_{св}}{\Delta U_m} \simeq \frac{2}{Q \nu_0} \quad \text{при } \sigma_\nu \tau_k < 1.$$

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИН σ_v И τ_k

Используя соотношения (6), (7), (11) и рис. 3, можно видеть, что

$$\sigma_v \tau_k \approx \frac{T_{\psi \text{ мин}}}{T_{\psi}} \approx \frac{\tau_{\psi \text{ мин}}}{\tau_{\psi}},$$

где $T_{\psi \text{ мин}}$ — минимальная длительность сигнала поглощения и T_{ψ} — время поперечной релаксации. Отсюда следует:

$$\text{при } \frac{T_{\psi \text{ мин}}}{T_{\psi}} < 1, \quad \sigma_v = \frac{1}{\tau_{\psi \text{ мин}}}, \quad \tau_k = \frac{\tau_{\psi \text{ мин}}^2}{\tau_{\psi}};$$

$$\text{при } \frac{T_{\psi \text{ мин}}}{T_{\psi}} > 1 \quad \sigma_v = \frac{1}{\tau_{\psi}}, \quad \tau_k = \tau_{\psi \text{ мин}}.$$

6. ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Традиционно предельную точность определения частоты спиновой прецессии связывают с шириной основной спектральной линии в спектре спиновых частот $\Delta\nu$, которая экспериментально определяется как $\Delta\nu \approx 1/\tau_{\psi}$, где τ_{ψ} — время поперечной релаксации. Это ограничение справедливо лишь в случае однократного наблюдения сигнала свободной прецессии. При наблюдении сигнала поглощения возможно применение весьма стабильного радиочастотного генератора, имеющего более узкую собственную линию $\Delta\nu_r$, которая определяет в этом случае предельное разрешение по частоте. В диапазоне гармоник $\omega_k > \Delta\nu_r$ разрешение определяется полушириной резонансной зоны $\Delta\varepsilon_p \sim \omega_k$, которая может быть как меньше, так и больше величины $\Delta\nu$.

Практически весьма важным является вопрос о влиянии на точность измерений неоднородности измеряемого магнитного поля, которая характеризуется величиной градиента

$$G = \frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial r}.$$

Наличие даже слабых неоднородностей может существенно изменить характер сигналов и ограничить возможности магнитометров. Кинематический подход к описанию пересечения спиновых резо-

нансов приводит к понятию пространственной резонансной зоны. В неоднородном поле ее границы оказываются внутри области, занятой радиочастотным полем (внутри радиочастотной катушки). В сферической системе координат, выбрав за начало отсчета центр катушки, радиус границ пространственной резонансной зоны можно определить из соотношения

$$r_p \approx \frac{1}{2} \frac{B_m}{GB_z} \approx \frac{\omega_k}{v_0 G}. \quad (20)$$

Ниже рассматриваются случаи, когда изменением поля в направлении, перпендикулярном оси катушки, можно пренебречь. Катушка, для которой выполнено условие $l < B_m/GB_z$ называется короткой, а при $l > B_m/GB_z$ называется длинной.

1. Сигнал свободной прецессии.

При $G \gg 1/\tau_{\psi} v l$ длительность сигнала свободной прецессии определяется распределением спиновых частот вдоль оси катушки и примерно равна

$$\tau_c \approx 4\pi/Gv l.$$

Соответственно увеличивается ширина спектральной линии. В этом случае появляется возможность наблюдения сигнала спинового эха, длительность которого в два раза больше. Таким способом экспериментально оценивается величина градиента:

$$G \approx \frac{8\pi}{v l \tau_{\text{эха}}}. \quad (21)$$

Для экспериментальной оценки времени поперечной релаксации в этом случае необходимо сравнить амплитуды двух или более последовательных эхо-сигналов.

2. Сигнал ЯМР-поглощения.

Увеличение градиента измеряемого поля до величины B_m/lB_z превращает катушку из короткой в длинную. Пространственная резонансная зона перемещается во время сканирования вдоль оси катушки. Используем коэффициент удлинения катушки:

$$K_v = l G B_z / B_m. \quad (22)$$

Длительность сигнала оказывается равной:

$$\tau_c \approx \tau_{\Phi} K_y.$$

Максимальное изменение амплитуды уменьшается по сравнению со случаем однородного поля (14) в K_y раз.

В этом случае возникает проблема разделения величины стохастической девиации спиновой частоты и величины увеличения ширины спектральной линии за счет неоднородности поля. Экспериментально это можно выполнить либо путем независимой предварительной оценки градиента измеряемого поля, либо снимая зависимость $\tau_c \approx \tau_c(\omega_k)$, и использовать соотношение (11) с учетом коэффициента удлинения катушки.

3. Регистрация переворота направления намагниченности в проточной жидкости.

Данный способ измерения магнитного поля, несмотря на некоторые технологические сложности, связанные с организацией циркуляции жидкости, позволяет получить высокую точность измерения в большом диапазоне рабочих полей и градиентов [11]. Возможности метода обеспечиваются удачным разделением функций между различными узлами, созданием оптимальных условий для работы приемника сигнала. На основе проточного H_2O -ЯМР-магнитометра выполнены высококачественные системы стабилизации магнитных полей в накопителях релятивистских электронов и позитронов [13]. При эксплуатации подобных систем был обнаружен двухсторонний эффект влияния неоднородности магнитного поля на работу датчика «нутации», который имеет простое и наглядное объяснение в рамках кинематической теории пересечения спиновых резонансов.

Выходным сигналом магнитометра на проточной жидкости является повторно протестированное напряжение с выхода приемника сигнала ЯМР-поглощения, работающего во вспомогательном стабильном магнитном поле. Его характеристика приведена на рис. 5. Отрицательный постоянный уровень выходного напряжения означает отсутствие влияния радиочастотного поля в катушке «нутации» на намагниченность жидкости. В области резонанса наблюдается изменение выходного напряжения, в пределе достигающего прежнего значения с противоположным знаком. Изменение знака сигнала на выходе приемника ЯМР-поглощения возможно лишь в том случае, когда в катушке «нутации» происходит переворот направления намагниченности. Анализ кинематики пересечения пока-

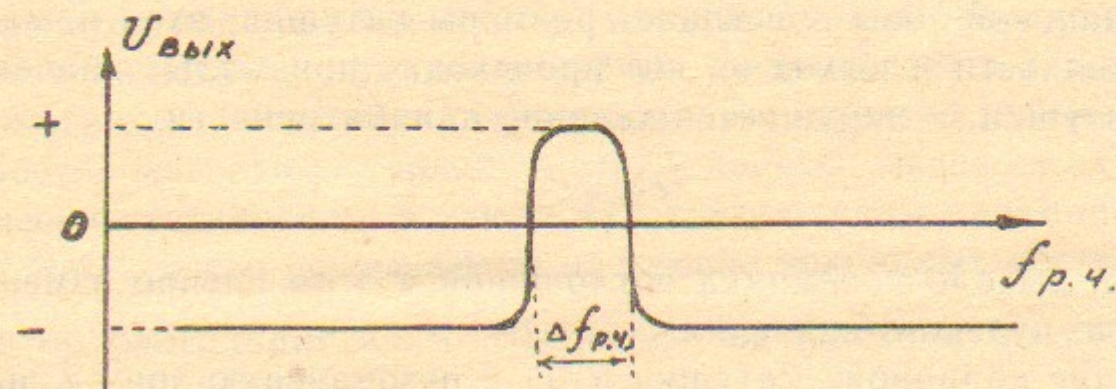


Рис. 5. Выходная характеристика ЯМР-магнитометра на проточной воде

$$(\Delta f_{p.ch.} \approx \frac{g G l B_z}{2\pi} \text{ при } G \gg \frac{B_m}{l B_z}).$$

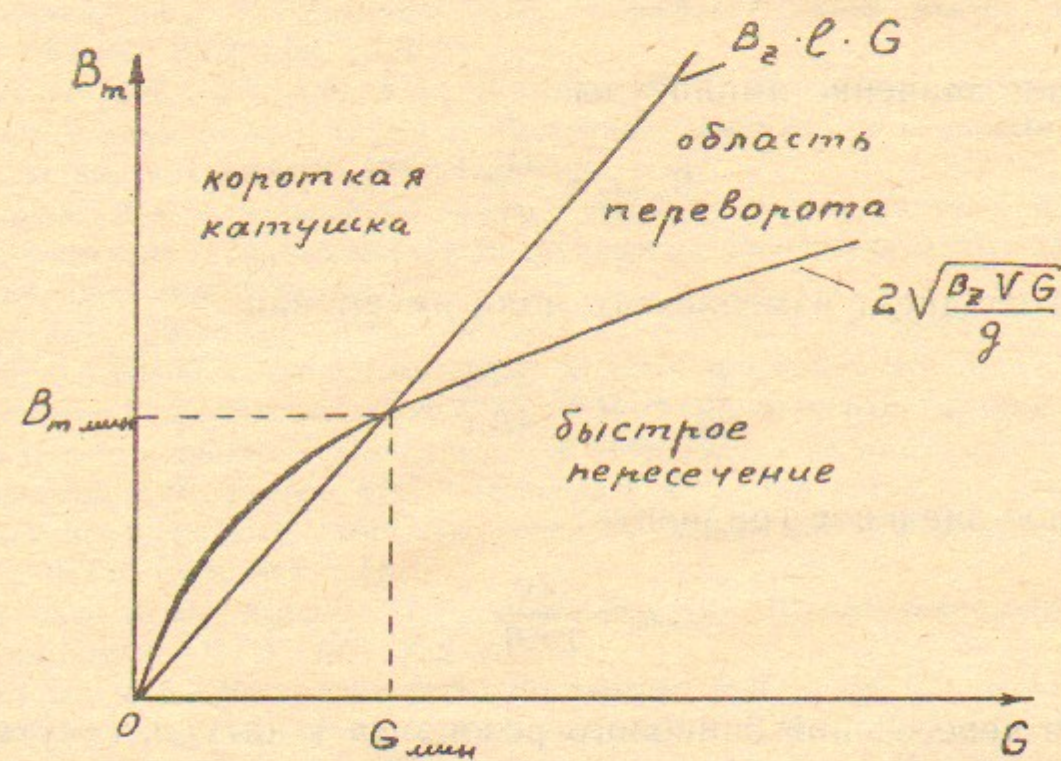


Рис. 6. Условия работы датчика «нутации» в проточном ЯМР-магнитометре.

зывает, что переворот возможен лишь в условиях «длинной» катушки. В случае однородного поля, когда длина пространственной резонансной зоны превышает размеры катушки, вход намагниченной жидкости и выход из нее происходит при малых значениях ω_k вне катушки, и нарушается условие адиабатичности:

$$\dot{\epsilon} \ll \omega_k^2$$

Сигнал на выходе приемника поглощения в этом случае изменяется лишь до нулевого значения.

В случае «длинной» катушки вход в резонансную зону и выход из нее происходит в области больших ω_k , и возможен адиабатический переворот направления намагниченности.

При заданной скорости протекания жидкости через катушку «нутации» (v) и одновременном выполнении как условия адиабатичности, так и условия «длины» катушки можно записать двухсторонние условия для амплитуды радиочастотного поля:

$$2 \sqrt{\frac{B \cdot G V}{g}} < B_m < G l B \quad (23)$$

Минимальное значение амплитуды:

$$B_{m \text{ мин}} \simeq \frac{4V}{gl} \quad (24)$$

Условия на градиент измеряемого поля имеют вид

$$\frac{B_m}{l B_z} < G < \frac{g B_m^2}{4 B_z V} \quad (25)$$

Минимальное значение градиента:

$$G_{\text{мин}} \simeq \frac{4V}{g l^2 B_z} \quad (26)$$

Условия пересечения спинового резонанса в катушке «нутации» иллюстрирует рис. 6.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенный подход к анализу работы датчиков сигналов ядерного магнитного резонанса, не претендующий на физическую глу-

бину, позволяет в ряде практических случаев достаточно просто разделить стохастические процессы, происходящие в ансамбле спинов в однородном магнитном поле, и процессы, связанные с неоднородностью поля в объеме, занимаемом данным ансамблем. Это является полезным при оптимизации радиочастотных элементов ЯМР-магнитометров, так как требования, предъявляемые к стабильности магнитных полей в современных экспериментальных физических установках, а также чувствительности приемников сигналов ЯМР, часто оказываются на уровне рекордных достижений.

Автор благодарит Ю.М. Шатунова за полезные обсуждения и поддержку в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрагам А. Ядерный магнетизм. — М.: ИЛ, 1963.
2. Эндрю Э. Ядерный магнитный резонанс. — М.: ИЛ, 1957.
3. Леше А. Ядерная индукция. — М.: ИЛ, 1963.
4. Froissart M., Stora R. Nuclear Instruments and Methods, 1960, N 7, p.297.
5. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., Скринский А.Н. Динамика поляризации частиц вблизи спиновых резонансов. — ЖЭТФ, 1971, т.60, с.1216.
6. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М. Диффузия спинов частиц в накопителе. — ЖЭТФ, 1972, т.62, с.430.
7. Лысенко А.П., Полушин А.А., Шатунов Ю.М. Измерение разброса спиновых частот в накопителе. — Труды II Междунар. семинара по спиновым явлениям в физике высоких энергий, 1984, Протвино, с.147.
8. Полушин А.А. Спиновый резонанс с радиочастотным полем в прецизионных экспериментах с поляризованными пучками на накопителе ВЭПП-2М. — Диссертация, 1989. Новосибирск.
9. Кооп I.A., Shatunov Yu.M. The Spin Precession Tune Spread in the Storage Ring. — A poster at the 1st European Accelerator Conference, Rome, 1988.
10. Гвоздовер С.Д., Магазаник А.А. Изучение парамагнетизма атомных ядер методом магнито-спинового резонанса. — ЖЭТФ, 1950, т.20, вып.8, с.705.
11. Жерновой А.И., Егоров Ю.С., Лагышев Г.Д. Новый метод измерения однородных и неоднородных магнитных полей на основе магнитного резонанса протонов. — ПТЭ, 1958, № 5, с.71.
12. Карлинер М.М., Кушнир В.И., Медведко А.С. Широкодиапазонный ядерный магнитометр. — ПТЭ, 1973, № 2, с.132.
13. Баклаков Б.А., Вассерман И.Б., Веремеенко В.И. и др. Труды VII Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1980, т.1, с.338.
14. Зиневич Н.И., Медведко А.С., Суханов Д.П., Шубин Е.И. Система измерения магнитных полей методом спинового эха. — Труды X Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986, т.1, с.342.

А.А. Полунин

**О выборе параметров радиочастотных полей
в ЯМР-магнитометрах**

Ответственный за выпуск В.Е.Балакин

Работа поступила 26 июля 1989 г.
Подписано в печать 27 июля 1989 г. МН 12106
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,5 печ.л., 1,2 уч.-изд.л.
Тираж 170 экз. Бесплатно. Заказ № 112

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*