

О НАБЛЮДЕНИИ НУТАЦИИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ЯДЕРНОМУ МАГНИТНОМУ РЕЗОНАНСУ

Н. М. Иевская, В. И. Квливидзе, Р. М. Умарходжаев

Исследована форма сигналов поглощения и дисперсии, возникающих в сильном высокочастотном магнитном поле. Полученные для частного случая равных времен релаксации приближенные выражения для формы сигналов поглощения и дисперсии сопоставлены с экспериментальными данными. Выведены условия, при которых может проявляться нутация вектора намагниченности. Предложен новый метод определения амплитуды высокочастотного магнитного поля по измерению частоты нутации.

ВВЕДЕНИЕ

При наблюдении тонкой структуры сигналов ядерного магнитного резонанса на осциллографе или на самописце обычно стремятся получить наиболее легко интерпретируемую форму сигналов поглощения или дисперсии. Для этого амплитуду и частоту модулирующего магнитного поля H_m выбирают из условия медленного прохождения через резонанс [1]

$$\sqrt{|a|} T_2 < \frac{1}{2}, \quad (1)$$

где $a = |\dot{\gamma}| dH_m/dt$ — скорость прохождения, T_2 — время поперечной релаксации. Последнее делается для того, чтобы не усложнять формы наблюдаемых сигналов поглощения и дисперсии колебаниями, возникающими после прохождения через резонанс при большой скорости модуляции [1,2]. При этом амплитуда магнитного высокочастотного поля H_1 в образце должна соответствовать случаю слабого поля [2,3] $|\lambda| \gg 1$, где

$$\lambda = a/\gamma^2 H_1^2. \quad (2)$$

При уменьшении скорости прохождения a или при увеличении амплитуды ВЧ поля H_1 параметр $|\lambda|$ уменьшается и при соответствующих значениях становится $|\lambda| \ll 1$ (случай сильного ВЧ поля). Форма сигналов дисперсии, возникающих в этом случае, исследовалась в работах [2-5] для разных соотношений между временами релаксации T_1 и T_2 и временем прохождения через резонанс T_p . Там было показано, что в зависимости от времен релаксации сигнал дисперсии принимает или колоколообразную форму, или форму, аналогичную сигналу дисперсии в слабом высокочастотном поле, но с шириной, определяемой амплитудой ВЧ поля H_1 . Для времен релаксации T_1 и T_2 , значение которых много меньше T_p , в соответствии с [4] при уменьшении $|\lambda|$ форма сигнала поглощения сохраняется, но амплитуда его вследствие насыщения уменьшается, а ширина увеличивается из-за влияния H_1 .

В настоящей работе исследовалась форма сигналов поглощения и дисперсии при уменьшении $|\lambda|$; было установлено, что при $|\lambda| < 1$ в случае, когда времена релаксации T_1 и T_2 сравнимы или больше времени T_p , форма сигнала поглощения искажается и при прохождении через резонанс возникают колебания (рис. 1).

Эти колебания можно объяснить, исходя из упрощенной картины движения вектора намагничения \mathbf{M} , верной для больших времен релаксации T_1 и T_2 [6], когда на поведение вектора намагничения влияют только приложенные магнитные поля H_0 и H_1 . В этом случае в системе координат x_r, y_r, z_r , вращающейся с частотой ВЧ поля ω вокруг на-

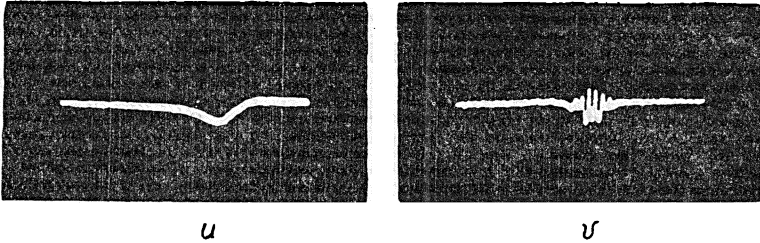


Рис. 1. Осциллограммы сигналов поглощения v и дисперсии u , полученные от 0,001 M раствора CuSO_4 при условиях $H_1 = 0,01$ эрстед, $k = 0,2$ эрстед \cdot сек $^{-1}$.

правления $H_0 \uparrow z_r$, вектор намагничения \mathbf{M} прецессирует вокруг эффективного поля H_{er} (рис. 2). В неподвижной системе координат вектор намагничения \mathbf{M} участвует в двух движениях: он прецессирует вокруг направления постоянного магнитного поля H_0 с частотой ларморовой

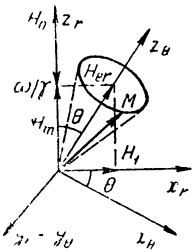


Рис. 2. Поведение вектора намагничения \mathbf{M} во вращающихся системах координат x_r, y_r, z_r и x_0, y_0, z_0 .

прецессии $\omega = |\gamma| H_0$ и совершает нутацию с частотой $\omega' = |\gamma| H_{er}$, вблизи резонанса $\omega' = |\gamma| H_1$. Поведение вектора намагничения \mathbf{M} при прохождении через резонанс при модуляции постоянного магнитного поля зависит от соотношения между периодом нутации ($2\pi/|\gamma| H_1$) и временем прохождения через резонанс ($T_p \ll 2|\gamma| H_1 |a|^{-1}$), характеризующего параметром $|\lambda|$

$$2\pi/|\gamma| H_1 T_p = \pi |\lambda|. \quad (3)$$

Когда $T_p \ll 2\pi/|\gamma| H_1$ ($|\lambda| \gg 1$), то за время прохождения через резонанс вектор намагничения мало отклоняется от равновесного значения \mathbf{M}_0 (случай слабого ВЧ поля H_1). Когда $T_p \gg 2\pi/|\gamma| H_1$ ($|\lambda| \ll 1$), то за время прохождения через резонанс вектор намагничения успеет совершить несколько оборотов вокруг H_{er} (случай сильного ВЧ поля H_1), что может привести к наблюдаемым колебаниям.

Наличие процессов релаксации изменяет движение вектора намагничения вокруг H_{er} в течение T_p и приводит к затуханию нутации, что может затруднить ее наблюдение.

1. ФОРМА СИГНАЛОВ ПОГЛОЩЕНИЯ И ДИСПЕРСИИ ПРИ $|\lambda| < 1$

Для нахождения формы сигналов поглощения v и дисперсии u перейдем от системы координат x_r, y_r, z_r , вращающейся вокруг направления H_0 с частотой ω , к системе координат x_0, y_0, z_0 , также вра-

щающейся вокруг H_0 с частотой ω , но повернутой вокруг оси y_r на угол θ так, что ось z_0 направлена вдоль эффективного поля H_{er} (рис. 2). Компоненты вектора намагничения M_z , u и v связаны с компонентами $M_{z\theta}$, u_θ и v_θ , направленными соответственно по осям z_0 , x_θ и y_θ , следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} M_z &= M_{z\theta} \cos \theta - u_\theta \sin \theta; \\ u &= M_{z\theta} \sin \theta + u_\theta \cos \theta; \\ v &= v_\theta. \end{aligned} \quad (4)$$

Рассмотрим случай равных времен релаксации $T_1 = T_2 = T$. Тогда уравнения для $M_{z\theta}$, u_θ и v_θ имеют вид:

$$\frac{du_\theta}{dt} + \frac{u_\theta}{T} + |\gamma| H_{er} v_\theta + M_{z\theta} \frac{d\theta}{dt} = - \frac{M_0 \sin \theta}{T}; \quad (5)$$

$$\frac{dv_\theta}{dt} + \frac{v_\theta}{T} - |\gamma| H_{er} u_\theta = 0;$$

$$\frac{dM_{z\theta}}{dt} + \frac{M_{z\theta}}{T} - u_\theta \frac{d\theta}{dt} = \frac{M_0 \cos \theta}{T}, \quad (6)$$

где

$$\sin \theta = H_1/H_{er}, \quad \cos \theta = H_m/H_{er}, \quad H_{er} = \sqrt{H_1^2 + H_m^2}. \quad (7)$$

При прохождении через резонанс меняется H_m и, следовательно, угол θ . Из соотношений (2) и (7) имеем:

$$d\theta/dt = -|\gamma| H_1 \lambda \sin^2 \theta. \quad (8)$$

Анализ соотношений (4) и (6) для случая, когда $T \geq T_p$, с учетом поведения компонент M_z и u [2-5] показывает, что вблизи резонанса

$$M_{z\theta} \approx \pm M_0 \quad (9)$$

в зависимости от знака $\pm |d\theta/dt|$. Тогда уравнения (5) с учетом соотношения (8) примут вид:

$$\frac{du_\theta}{dt} + \frac{u_\theta}{T} + |\gamma| H_{er} v_\theta = - M_0 \sin \theta \left(\frac{1}{T} + |\lambda \gamma| H_1 \sin \theta \right); \quad (10)$$

$$\frac{dv_\theta}{dt} + \frac{v_\theta}{T} - |\gamma| H_{er} u_\theta = 0.$$

Будем искать решения для u_θ и v_θ методом варьирования неопределенных постоянных аналогично решению, полученному в [2]. При $|\lambda| < 1$ вблизи резонанса стационарные значения

$$\begin{aligned} u_\theta &= - M_0 \sin \theta \left(\frac{1}{T} + |\lambda \gamma| H_1 \sin \theta \right) J_1; \\ v_\theta &= M_0 \sin \theta \left(\frac{1}{T} + |\lambda \gamma| H_1 \sin \theta \right) J_2, \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$J_1 = \int_{-\infty}^t e^{-\frac{t-t'}{T}} \cos \varphi(t, t') dt'; \quad (12)$$

$$J_2 = \int_{-\infty}^t e^{-\frac{t-t'}{T}} \sin \varphi(t, t') dt';$$

$$\varphi(t, t') = - \int_{t'}^t |\gamma| H_{er} dt'. \quad (13)$$

Окончательные выражения для M_z , u и v найдем из (4), (9) и (11):

$$\begin{aligned} M_z &= M_0 \left[\cos \theta + \sin^2 \theta \left(\frac{1}{T} + |\lambda \gamma| H_1 \sin \theta \right) J_1 \right]; \\ u &= M_0 \sin \theta \left[1 - \cos \theta \left(\frac{1}{T} + |\lambda \gamma| H_1 \sin \theta \right) J_1 \right]; \\ v &= M_0 \sin \theta \left(\frac{1}{T} + |\lambda \gamma| H_1 \sin \theta \right) J_2. \end{aligned} \quad (14)$$

Для нахождения формы сигналов u и v по (14) необходимо вычислить интегралы J_1 и J_2 .

Из (14) следует, что для больших времен релаксации и при $|\lambda| \ll 1$ поведение компонент сигнала M_z и u соответствует решениям, приведенным в [2-5].

2. ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ u И v ПРИ ЛИНЕЙНОЙ МОДУЛЯЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для нахождения интегралов J_1 и J_2 необходимо вычислить $\varphi(t, t')$ (13). Определим $\varphi(t, t')$ для линейной модуляции поля при однократном прохождении через резонанс, взяв H_m в виде

$$H_m = -kt, \quad (15)$$

где $k = |a/\gamma|$ — скорость изменения поля. Тогда, согласно (7),

$$H_{er} = \sqrt{H_1^2 + k^2 t^2} = H_1 \sqrt{1 + t^2 \tau^{-2}}, \quad (16)$$

где

$$\tau = H_1/k. \quad (17)$$

Из (15) и (17) видно, что при $t = -\tau$, $H_m = H_1$.

Если H_{er} определяется (16), то интеграл для φ имеет вид:

$$\varphi(t, t') = Y(t) - Y(t'), \quad (18)$$

где

$$Y(t') = - \frac{|\gamma| H_1^2}{2k} \left[\frac{t'}{\tau} \sqrt{1 + \frac{t'^2}{\tau^2}} + \text{Ar sh } \frac{t'}{\tau} \right]. \quad (19)$$

Выражение для $Y(t)$ аналогично выражению (19) с заменой t' на t . Подставляя (18) в (12) и производя простые тригонометрические преобразования, получим:

$$J_1 = e^{-\frac{t}{T}} [\cos Y(t) G_1(t) + \sin Y(t) G_2(t)];$$

$$J_2 = e^{-\frac{t}{T}} [\sin Y(t) G_1(t) - \cos Y(t) G_2(t)],$$
(20)

где

$$G_1(t) = \int_{-\infty}^t e^{\frac{t'}{T}} \cos Y(t') dt';$$

$$G_2(t) = \int_{-\infty}^t e^{\frac{t'}{T}} \sin Y(t') dt'.$$
(21)

Поскольку интегралы G_1 и G_2 не табулированы, значения G_1 и G_2 были вычислены приближенно.

Нас интересует форма сигналов ЯМР, возникающая в области, близкой к резонансу, поэтому разобьем интервал времени, проходимый системой при модуляции постоянного магнитного поля, на две части: от $-\infty$ до $-\tau$ и от $-\tau$ до τ и будем искать форму сигнала в интервале времени от $-\tau$ до τ .

Из анализа (19) следует, что на интервале от $-\infty$ до $-\tau$, т. е. для $|t'/\tau| > 1$

$$Y(t') \simeq \frac{|\gamma| k}{2} t'^2,$$
(22a)

а на интервале $(-\tau, \tau)$, т. е. для $|t'/\tau| < 1$

$$Y(t') \simeq -|\gamma| H_1 t'.$$
(22б)

С учетом (22) представим интегралы $G_1(t)$ и $G_2(t)$ в виде:

$$G_1(t) = A_1 + B_1(t);$$

$$G_2(t) = A_2 + B_2(t),$$
(23)

где

$$A_1 = \int_{-\infty}^{-\tau} e^{\frac{t'}{T}} \cos \frac{|\gamma| k}{2} t'^2 dt';$$
(24)

$$A_2 = \int_{-\infty}^{-\tau} e^{\frac{t'}{T}} \sin \frac{|\gamma| k}{2} t'^2 dt';$$

$$B_1(t) = \int_{-\tau}^t e^{\frac{t'}{T}} \cos |\gamma| H_1 t' dt';$$
(25)

$$B_2(t) = - \int_{-\tau}^t e^{\frac{t'}{T}} \sin |\gamma| H_1 t' dt'.$$

Интегралы $B_1(t)$ и $B_2(t)$ просто выражаются через элементарные функции:

$$B_1(t) = \frac{e^{t'/T}}{\frac{1}{T^2} + \gamma^2 H_1^2} \left[\frac{1}{T} \cos |\gamma| H_1 t' + |\gamma| H_1 \sin |\gamma| H_1 t' \right] \Big|_{-\tau}^t; \quad (26)$$

$$B_2(t) = -\frac{e^{t'/T}}{\frac{1}{T^2} + \gamma^2 H_1^2} \left[\frac{1}{T} \sin |\gamma| H_1 t' - |\gamma| H_1 \cos |\gamma| H_1 t' \right] \Big|_{-\tau}^t.$$

Из (24) видно, что A_1 и A_2 не зависят от времени, а являются функциями от τ , T , γ и k , которые для значений τ/T от 0 до 0,5 можно вычислить, пользуясь выражениями [7]:

$$A_1 = \sqrt{\frac{\pi}{|\gamma| k}} \left\{ \cos \frac{\alpha^2}{4} \left[0,5 - S \left(\frac{\alpha^2}{4} \right) \right] - \sin \frac{\alpha^2}{4} \left[0,5 - C \left(\frac{\alpha^2}{4} \right) \right] - C \left(r_\tau^2 \right) \right\} + \frac{1}{|\gamma| k T} \sin r_\tau^2; \quad (27)$$

$$A_2 = \sqrt{\frac{\pi}{|\gamma| k}} \left\{ \cos \frac{\alpha^2}{4} \left[0,5 - C \left(\frac{\alpha^2}{4} \right) \right] + \sin \frac{\alpha^2}{4} \left[0,5 - S \left(\frac{\alpha^2}{4} \right) \right] \right\} + \frac{1}{|\gamma| k T} (1 - \cos r_\tau^2),$$

где $\alpha = T^{-1} \sqrt{2/|\gamma| k}$, $r_\tau = \tau \sqrt{|\gamma| k/2}$, S и C — интегралы Френеля*. Подставляя в (20) соотношения (23) и (26), учитывая, что, согласно (22), $Y(t) = -|\gamma| H_1 t$, и производя тригонометрические преобразования, получим:

$$J_1 = \frac{T^{-1}}{T^{-2} + \gamma^2 H_1^2} + e^{-(t+\tau)/T} \sqrt{D_1^2 + D_2^2} \cos [|\gamma| H_1 (t + \tau) - \psi]; \quad (28)$$

$$J_2 = -\frac{|\gamma| H_1}{T^{-2} + \gamma^2 H_1^2} - e^{-(t+\tau)/T} \sqrt{D_1^2 + D_2^2} \sin [|\gamma| H_1 (t + \tau) - \psi],$$

где

$$D_1 = e^{\tau/T} [A_1 \cos |\gamma| H_1 \tau + A_2 \sin |\gamma| H_1 \tau] - \frac{T^{-1}}{T^{-2} + \gamma^2 H_1^2};$$

$$D_2 = e^{\tau/T} [A_1 \sin |\gamma| H_1 \tau - A_2 \cos |\gamma| H_1 \tau] + \frac{|\gamma| H_1}{T^{-2} + \gamma^2 H_1^2}; \quad (29)$$

$$\operatorname{tg} \psi = D_2/D_1.$$

Подставляя (28) в (14) и учитывая, что, согласно (2) и (17), $\tau = 1/|\lambda \gamma| H_1$, получим выражения для сигналов u и v :

* Поскольку (22а) плохо передает ход функции $Y(t')$ вблизи верхней границы интервала $(-\infty, -\tau)$, выражения (27) могут претендовать лишь на оценку порядка величин A_1 и A_2 . Однако для определения условий, при которых может наблюдаться нутация, этого достаточно.

$$u = M_0 \frac{1}{\sqrt{1+t^2/\tau^2}} \left\langle 1 + \frac{t/\tau}{\sqrt{1+t^2/\tau^2}} \left\{ \frac{1}{T} + \frac{1}{\tau} \frac{1}{\sqrt{1+t^2/\tau^2}} \right\} \times \right. \\ \left. \times \left\{ \frac{T^{-1}}{T^{-2} + \gamma^2 H_1^2} + e^{-(t+\tau)/T} \sqrt{D_1^2 + D_2^2} \cos [|\gamma| H_1 (t + \tau) - \psi] \right\} \right\rangle ; \quad (30)$$

$$v = -M_0 \frac{1}{\sqrt{1+t^2/\tau^2}} \left(\frac{1}{T} + \frac{1}{\tau} \frac{1}{\sqrt{1+t^2/\tau^2}} \right) \left\{ \frac{|\gamma| H_1}{T^{-2} + \gamma^2 H_1^2} + \right. \\ \left. + e^{-(t+\tau)/T} \sqrt{D_1^2 + D_2^2} \sin [|\gamma| H_1 (t + \tau) - \psi] \right\}. \quad (31)$$

Как видно из (30) и (31), сигналы u и v имеют колоколообразную форму, на которую наложены колебания с частотой нутации, причем при прохождении через резонанс нутация затухает со временем релаксации T . Следовательно, необходимым условием наблюдения нутации является неравенство

$$T > 2\tau = 2/\lambda_1 \gamma | H_1. \quad (32)$$

Можно отметить, что условие (32) в рассматриваемом случае $|\lambda| < 1$ приводит к соотношению $|\gamma| H_1 T \gg 1$, что совпадает при сделанном предположении $T_1 = T_2$ с условием насыщения Блоха [4] $\gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 \gg 1$.

На рис. 3 приведен график сигнала v , рассчитанный при следующих значениях параметров: $H_1 = 10^{-2}$ эрстед, $k = 0,2$ эрстед·сек⁻¹, $T = 1$ сек. Расчет для сигнала u при тех же условиях показывает, что амплитуда колебаний на два порядка меньше амплитуды сигнала и, следовательно, нутация почти не видна.

Анализируя выражения (30) и (31), можно проследить за изменением формы сигналов u и v при изменении параметров H_1 и k . Амплитуда наблюдаемой нутации определяется коэффициентами D_1 и D_2 , которые, как показывает анализ (29), уменьшаются при увеличении H_1 и при уменьшении k . Сравнительная оценка амплитуды нутации и постоянных членов, определяемых (28), показывает, что последние при условии $|\gamma| H_1 T > 1$ равны по порядку величины или меньше амплитуды нутации. Таким образом, из (31) следует, что для сигнала поглощения v при увеличении H_1 соотношение между амплитудой нутации и постоянным членом почти не изменяется, но происходит уменьшение всего наблюдаемого сигнала вследствие насыщения. Для сигнала дисперсии u из (30) следует, что амплитуда нутации значительно меньше постоянного члена.

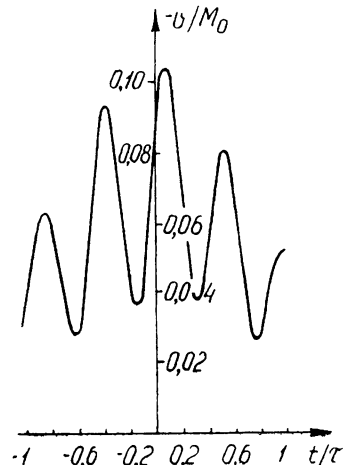


Рис. 3. График сигнала поглощения v , рассчитанный при следующих значениях параметров: $H_1 = 0,01$ эрстед, $k = 0,2$ эрстед·сек⁻¹.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальное изучение формы возникающих сигналов проводилось на установке с постоянным магнитом напряженностью поля ~ 4000 эрстед, дающей разрешение $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ [8]. Установка содержит независимый генератор и мостиковую схему, обеспечивающую раздельное наблюдение сигналов u и v на осциллографе. Для модуляции постоянного магнитного поля применялось пилообразное напряжение от осциллографа.

При исследовании амплитуда ВЧ поля H_1 изменялась в пределах от 0,5 миллиэрстед до 0,5 эрстед, величина модулирующего магнитного поля H_m изменялась в пределах от 50 миллиэрстед до 0,5 эрстед, использовались частоты модуляции от 10 гц до 0,07 гц. Исследования проводились на водных растворах с различной концентрацией CuSO_4 .

Экспериментальная проверка показала, что если условия наблюдения подобраны так, что $|\lambda| < 1$ и $T_1 \gg 2\tau$ (в условиях эксперимента величина T_2 определяется истинным временем поперечной релаксации и неоднородностью постоянного магнитного поля; в нашем эксперименте $T_2 \leq 5 \cdot 10^{-3}$), то наблюдается нутация. Изменение амплитуды и формы сигналов при изменении H_1 , T_1 и T_2 соответствует выводам, сделанным на основании анализа выражений (30) и (31).

На рис. 1 приведены типичные осциллограммы сигналов u и v . Осциллограммы получены для 0,001 М раствора CuSO_4 при $H_1 = 10^{-2}$ эрстед, $k = 0,2$ эрстед·сек $^{-1}$. Достаточно близкое совпадение формы сигнала v на осциллограмме (рис. 1) и на расчетном графике (рис. 3) подтверждает правильность полученных решений (30) и (31).

Вывод формул (30) и (31) основан на предположении, что $T > 2\tau$. Эксперименты показывают, что для $T_1 \sim \tau$ при наблюдении сигнала поглощения v также наблюдается нутация, а сигнал дисперсии при этом изменяется и по форме приближается к сигналу дисперсии в слабом

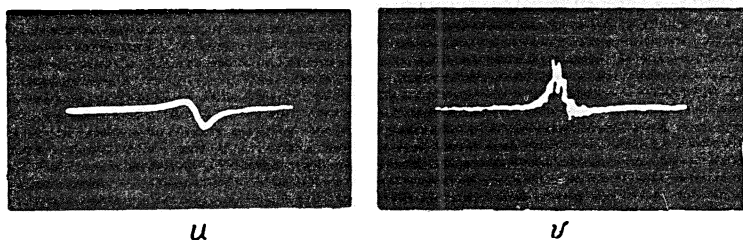


Рис. 4. Осциллограммы сигналов поглощения v и дисперсии u , полученные от 0,01 М раствора CuSO_4 при условии $H_1 = 0,01$ эрстед, $k = 0,2$ эрстед·сек $^{-1}$.

поле. На рис. 4 даны осциллограммы, соответствующие этому случаю. Осциллограммы получены для 0,01 М раствора CuSO_4 при $H_1 = 10^{-2}$ эрстед, $k = 0,2$ эрстед·сек $^{-1}$.

Из проведенного исследования следует необходимость строгой оценки экспериментальных условий при уменьшении скорости прохождения через резонанс (нужно следить, чтобы выполнялось условие $|\lambda| > 1$); в противном случае можно принять наблюдаемую нутацию за проявление тонкой структуры сигналов ЯМР.

Наблюдение явления нутации можно использовать для определения амплитуды ВЧ поля H_1 , измеряя период наблюдаемых колебаний, равный $1/f_1 = 2\pi/|\gamma| H_1$. Кроме того, для измерения частоты нутации

$f_1 = |\gamma| H_1 / 2\pi$ можно применить следующий метод, основанный на явлении вращательного насыщения [9]. Для этого вдоль направления постоянного магнитного поля накладывается дополнительное поле от низкочастотного генератора синусоидального напряжения с амплитудой, по порядку величины равной амплитуде ВЧ поля H_1 . При наложении этого поля происходит дополнительная вынужденная раскачка вектора намагниченности и, если выполняется условие $|\lambda| < 1$, форма сигнала, наблюдаемого на осциллографе, модулируется частотой $f_{зв}$. При изменении $f_{зв}$ изменяется амплитуда наблюдаемых сигналов и их форма из-за наличия двух модулирующих частот $f_{зв}$ и f_1 . Измеряя значение $f_{зв}$, когда амплитуда наблюдаемых колебаний максимальна, а форма колебаний соответствует наличию одной частоты, можно определить амплитуду ВЧ поля H_1 по формуле

$$H_1 = 2\pi f_{зв} / |\gamma|.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Jacobsohn, R. K. Wangsness, Phys. Rev., **73**, 942 (1948).
2. С. Д. Гвоздовер, А. А. Магазаник, ЖЭТФ, **20**, 705 (1950)
3. С. Д. Гвоздовер, Н. М. Померанцев, Вестн. МГУ, **9**, 79 (1953).
4. F. Bloch, Phys. Rev., **70**, 460 (1946).
5. Н. М. Иевская, ЖЭТФ, **30**, 1040 (1956)
6. Н. С. Торгеу, Phys. Rev., **76**, 1059 (1949)
7. С. Д. Гвоздовер, Н. М. Иевская, ЖЭТФ, **29**, 227 (1955)
8. Н. М. Иевская, Р. М. Умарходжаев, Параманитный резонанс, изд. Казанского университета, 1960, стр. 137.
9. A. G. Redfield, Phys. Rev., **98**, 1787 (1955).

Московский государственный университет

Поступила в редакцию
16 сентября 1960 г.

ON NUTATION OBSERVATION IN THE NUCLEAR MAGNETIC RESONANCE EXPERIMENTS

N. M. Ievskaja, V. I. Kvlividze, R. M. Umarchodzhayev

The shapes of absorption and dispersion signals which arise in the strong high-frequency magnetic field have been examined. The obtained approximate expressions for the absorption and dispersion shapes have been compared with the experimental data. The conditions under which the nutation of the magnetization vector may appear have been obtained. A new method for the definition of the high frequency magnetic field amplitude has been proposed by the measurement of nutation frequency.