

НАБЛЮДЕНИЕ РЕЛАКСАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ ПОГЛОЩЕНИЯ И ДИСПЕРСИИ ОТ ЯДЕРНЫХ СПИНОВ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

А. Е. Мефёд, В. А. Ацаркин

В статье сообщается о первом экспериментальном наблюдении и измерении сигналов поглощения и дисперсии, обусловленных релаксационным процессом образования единой температуры ядерных спинов во вращающейся системе координат (ВСК).

Как известно, сильное насыщение парамагнитного резонанса в твердом теле, помещенном в постоянное магнитное поле H и перпендикулярное ему магнитное ВЧ поле $2H_1 \cos \omega t$ ($\omega \approx \gamma H$, где γ - гиромагнитное отношение), приводит к образованию единой спиновой температуры T_R в системе координат, вращающейся вокруг H с частотой ω [1, 2]. Температура T_R устанавливается в результате теплового смешивания зеемановской энергии спинов в "эффективном" магнитном поле $H_e = (H_1^2 + \Delta^2)^{1/2}$, где $\Delta = H - \omega/\gamma$, с энергией их диполь-дипольного взаимодействия.

Этот релаксационный процесс происходит за время τ_R , много меньшее времени спин-решеточной релаксации в ВСК ($\tau_{1\rho}$), и связан с установлением квазиравновесной намагниченности вещества (M) вдоль направления поля H_e ; следовательно, ему должна соответствовать продольная адиабатическая восприимчивость в ВСК, $\chi_R^{ad} = dM/dH_e$. По аналогии с выражением для восприимчивости в лабораторной системе координат (ЛСК) [3], запишем:

$$\chi_R(\Omega) = \chi_R'(\Omega) - i\chi_R''(\Omega) = \chi_R^{ad} \frac{1 - i\Omega\tau_R}{1 + \Omega^2\tau_R^2}, \quad (1)$$

где Ω - частота, на которой измеряется восприимчивость, а χ_R^{ad} - адиабатическое значение χ_R , соответствующее частотам $\tau_{1\rho}^{-1} \ll \Omega \ll \tau_R^{-1}$.

В согласии с законом Кюри, $\chi_R^{ad} \sim T_R^{-1}$, а так как $|T_R|$ обычно много ниже, чем температура решетки T_0 , величина χ_R^{ad} может на несколько порядков превосходить "обычную" продольную восприимчивость (в ЛСК), которая никогда не превосходит своего статического значения χ_0 и в случае ядерных спинов почти недоступна для наблюдения [4]. При условии $H_1 \ll H_L$ (H_L - локальное магнитное поле) формулу (1) можно получить строго [4]; при этом

$$\chi_R^{ad} = \chi_0 \frac{T_0}{T_R} \frac{H_L^2}{(H_L^2 + \Delta^2)}, \quad (2)$$

$$\tau_R^{-1} = \frac{1}{2} (\gamma H_1)^2 g(\Delta) \frac{\Delta^2 + H_L^2}{H_L^2}, \quad (3)$$

где $g(\Delta)$ — фактор формы резонансной линии. Формула (2) аналогична известному выражению для $\chi^{\sigma d}$ в ЛСК (см., например, [3]), с заменой T_0 на T_R и H на Δ .

Из (1) — (3) видно, что измерение $\chi'_R(\Omega)$ и $\chi''_R(\Omega)$, пропорциональных сигналам дисперсии и поглощения на частоте Ω , может дать информацию о температуре T_R и динамике ее установления. Ясно, что эти сигналы должны иметь заметную величину только при $\Omega \lesssim \tau_R^{-1}$, что в случае ядерных спиновых систем соответствует звуковому диапазону частот.

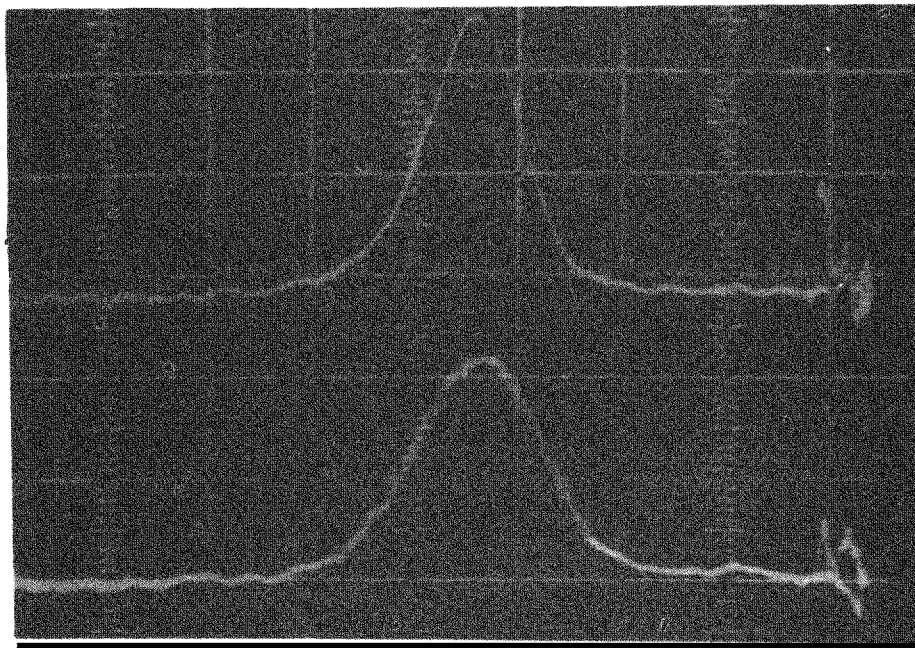


Рис. 1. Релаксационные сигналы дисперсии (внизу) и поглощения (вверху) во вращающейся системе координат, полученные на частоте $\Omega/2\pi = 1160$ кГц при изэнтропическом прохождении линии ЯМР. $H_1 = 0,56$ э, большое деление по горизонтали — 2,5 э, время развертки — 1 сек

Эксперимент проводился на ядерных спинах ^{19}F в кристалле CaF_2 при $T_0 = 4,2^\circ\text{K}$, $H = 3500$ э, в ориентации $[111] \parallel H$; при этом $H_L = 0,88$ э. Образец помещался в систему двух скрещенных катушек, одна из которых использовалась для насыщения сигнала ЯМР на частоте $\omega/2\pi = 14$ МГц, а другая, с осью, параллельной H , — для регистрации $\chi_R(\Omega)$. Низкочастотная катушка состояла из 6000 витков и при $4,2^\circ\text{K}$ имела добротность около 15. Модуляция поля H_0 , необходимая для измерения $\chi_R(\Omega)$, создавалась с помощью девиации частоты насыщающего поля ω с частотой $\Omega/2\pi = 1,16$ кГц и амплитудой 100 мк. Возникающая при этом модуляция z -компоненты намагниченности (ось $z \parallel H$) наводила в низкочастотной катушке сигнал, пропорциональный восприимчивости $\chi_R(\Omega)$ (точнее, ее z -компоненте, χ_{Rz}). После усиления сигнал разделялся на χ'_R и χ''_R в фазочувствительном детекторе и подавался на двухлучевой осциллограф.

На рис. 1 показаны типичные осциллограммы, полученные для $H_1 = 0,56$ э при изэнтропическом прохождении поля H через линию ЯМР

в условиях насыщения. При таком прохождении выполняется равенство [2]:

$$T_R(\Delta) = \text{const} (\Delta^2 + H_1^2 + H_L^2)^{1/2}, \quad (4)$$

т. е. Знак T_R не меняется (он задается знаком начальной расстройки Δ_0), а максимум $|T_R^{-1}|$ достигается при $\Delta = 0$ (т. е. в центре линии); это согласуется с формой сигналов на рис. 1. Из рис. 1 видно также, что при удалении от центра линии X_R'' спадает быстрее, чем X_R' . Поскольку $X_R''/X_R' = \Omega \tau_R$ (см. (1)), это говорит об уменьшении τ_R с ростом $|\Delta|$, что согласуется с (3).

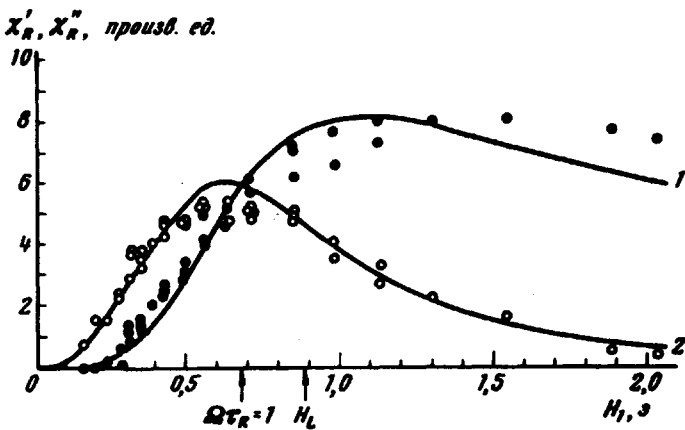


Рис 2 Зависимость действительной (1) и мнимой (2) частей $X_R(\Omega)$ от амплитуды насыщающего поля (H_1) при $\Delta = 0$

При последовательных прохождениях сигналы типа рис. 1 постепенно уменьшались до нуля, что свидетельствует о росте T_R вследствие отклонений от идеальной изэнтропичности. Скорость этого процесса позволяет судить о величине τ_p и эффекте "модуляционного насыщения" [2].

На рис. 2 показана зависимость значений X_R' и X_R'' при $\Delta = 0$ от H_1 ; там же нанесены теоретические кривые, рассчитанные по формулам (1) – (4) (вертикальный масштаб этих кривых задан совмещением экспериментального и теоретического значений X_R'' в одной точке, при $H_1 = 0,3$ э). Любопытно, что удовлетворительное согласие с теорией наблюдается вплоть до $H_1 \approx 2H_L$, хотя соотношения (2), (3) справедливы, строго говоря, лишь при $H_1 \ll H_L$. Отметим, что дальнейшее увеличение H_1 позволит, по нашим оценкам, непосредственно наблюдать и сигналы резонансного поглощения и дисперсии в ВСК на частоте $\Omega = \gamma H_1$.

Авторы благодарят М.И.Родак за постоянное внимание к работе и ценные замечания.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 октября 1973 г.

Литература

- [1] A. G. Redfield. *Phys. Rev.*, **98**, 1787, 1955.
 - [2] М. Гольдман. Спиновая температура и ЯМР в твердых телах М., изд Мир, 1972.
 - [3] К. Гортнер. Парамагнитная релаксация, М., ИИЛ, 1949.
 - [4] В. А. Ацаркин. *ЖЭТФ*, **64**, 1087, 1973.
-