проходящими через центры вибраторов. Экспериментально измеренный коэффициент полезного действия ректенны имел среднее значение 65—67%. Учитывая, что потери из-за рассогласования диода и вибратора составляют 10—15% при собственном КПД диодов 80—85%, можно считать, что полученные значения для КПД ректенны являются вполне удовлетворительными.

<i>R, X,</i> Ом	N							
	1	5	13	25	41	61	85	113
Ru	86	82	69	83	74	77	73	74
$X_{\mathbf{H}}$	72	8	22	13	23	17	22	20
R_{\perp}	86	76	74	73	. —	-	—	-
X_{L}^{-}	72	62	59	59		l —	—	

Приведенные здесь результаты показывают, что возможно создание простых и эффективных ректенных систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Glaser P. E. Science, 1968, 162, p. 857. [2] Brown W. C. Proc. of the 14th IECEC, Boston, 5—10 Aug., 1979, p. 1492. [3] Ванке В. А., Лопухин В. М., Саввин В. А. УФН, 1977, 123, № 4, с. 633. [4] Бояхчян Г. П., Ванке В. А., Лесота С. К. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1982, 23, № 4, с. 88. [5] Brown W. C. IEEE MTT Intern. Microwave Symposium. Cherry Hill, 1976, p. 142.

Поступила в редакцию 09.03.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 5

УДК 543.422.25

ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ МЕТОДАМИ ЯМР-ИНТРОСКОПИИ

К. Л. Захаров, Ю. С. Константинов, А. М. Смирнов

(кафедра радиофизики СВЧ)

Методы, разработанные в ЯМР-интроскопии для получения томограмм неоднородных объектов, могут быть применены для изучения распределения постоянного магнитного поля с высоким пространственным разрешением. В этом случае о распределении поля можно судить по изменению резонансной частоты и формы узкой линии ЯМР, получаемой от разных элементарных объемов однородного образца [1].

В настоящей работе модифицированный метод чувствительной точки ЧТ [2] применен для изучения распределения поляризующего поля H_0 вдоль оси вращения ампулы с образцом (ось Y) в зазоре магнита спектрометра ЯМР, имеющего разрешающую способность $3\cdot 10^{-9}$. Модификация метода ЧТ состоит в создании двух чувствительных точек: неподвижной и сканируемой по объему образца. Сигналы ЯМР от опорного и исследуемого веществ, находящихся в ампуле, регистрируются модуляционным методом [3] на разных частотах модуляции. Сигнал опорного вещества от неподвижной ЧТ, совмещенной с областью достаточно однородного поля H_0 , используется для внутренней протон-

ной стабилизации; выделение сигнала исследуемого вещества от ска-

нируемой ЧТ осуществляется модулированным фильтром [4].

В методе ЧТ [2] сигнал ЯМР выделяется от объема, в котором поле модуляции, создаваемое градиентными катушками, близко к нулю. С помощью модулированного фильтра можно выделить сигнал от объема, в котором амплитуда модулирующего поля отлична от нуля. Рассмотрим случай, когда область равных амплитуд модуляции есть плоскость, перпендикулярная оси Y. Для цилиндрической ампулы, расположенной вдоль этой оси, области равных амплитуд модуляции имеют форму круга. Выделим малый цилиндрический объем высотой Δy , удаленный на расстояние y от плоскости, перпендикулярной оси Y и проходящей через центр приемной катушки датчика спектрометра ЯМР
Пусть на магнитные моменты ядер в этом объеме действует поле

$$\mathbf{H}(t, y) = 2\mathbf{i}H_1\cos\omega t + \mathbf{k}(H_0(y) + H_M(t, y)).$$

Поле модуляции $H_{\rm M}(t, y)$ зададим в виде

$$H_{\rm M}(t, y) = H_{\rm MI}\cos(\Omega_1 t + \beta_2 \sin\Omega_2 t) - yG\cos\Omega_2 t$$

где G — постоянный градиент поля модуляции, $\Omega_1\gg\Omega_2\gg T_2^{-1}$, $\beta_2\Omega_2/\Omega_1\ll \ll 1$.

Уравнения Блоха во вращающейся с частотой ω системе координат можно записать в форме [3]:

$$\dot{F} = (-\nu_2 + j(\Delta\omega - \gamma H_{\text{M}}/\omega))F - h_1 m_z,$$

$$\dot{m}_z = -\nu_1 (m_z - m_0) + h_1 \text{Re } F.$$
(1)

Здесь F=v+ju, $v_i=(\omega T_i)^{-1}$, $T_{1,2}$ — времена релаксации, $h_1=\gamma H_1/\omega$, $\Delta\omega=1-\gamma H_0/\omega$, $\tau=\omega t$ — безразмерное время. После преобразования переменной $F=F_1\exp(j\Phi(\tau,y))$, где

$$\Phi\left(\tau,y\right)=\overline{\Omega}_{1}\tau-\frac{\gamma}{\omega}\int\limits_{0}^{\tau}H_{_{\mathrm{M}}}\left(s,y\right)ds,\quad\overline{\Omega}_{1}=\Omega_{1}/\omega,$$

усреднив правые части (1) по явно входящему времени, получим уравнения первого приближения [5]:

$$F_{1} = (-v_{2} + j(\Delta \omega - \Omega_{1})) F_{1} - h_{1} J_{1}(\beta_{1}) J_{0}(\Delta \beta) m_{z},$$

$$m_{z} = -v_{1}(m_{z} - m_{0}) + h_{1} J_{1}(\beta_{1}) J_{0}(\Delta \beta) \operatorname{Re} F_{1},$$
(2)

в которых J_n — функции Бесселя первого рода, $\beta_1 = \gamma H_{\text{M1}}/\Omega_1 \ll 1$, $(J_1(\beta_1) \cong \beta_1/2)$, $\Delta \beta = \beta_2 - \gamma G y/\Omega_2$ — индексы модуляции. Возвращаясь к переменной F, получим следующее выражение для сигнала на первой боковой полосе:

$$F = F_{10} J_0(\beta_1) \exp \left(j \left(\overline{\Omega}_1 \tau + \frac{\gamma G y}{\Omega_2} \sin \Omega_2 \tau \right) \right) \cong F_{01} \exp \left(j \psi(\tau, y) \right),$$

где F_{10} — стационарное решение системы (2).

Если опорное напряжение ВЧ в датчике спектрометра выбрано так, что на выходе первого детектора выделяется сигнал

$$v = \text{Re } F = v_{01}\cos\psi(\tau, y) - u_{10}\sin\psi(\tau, y)$$
,

то для выделения v_{01} или u_{01} в качестве опорного напряжения на фазовый детектор ($\Phi \Pi$), выполняющий функции модулированного фильт-

ра, нужно подать напряжение, пропорциональное $\cos\theta(\tau)$ или $\sin\theta(\tau)$, где $\theta(\tau) = \Omega_1 \tau + \beta_2 \sin\Omega_2 \tau$. В первом случае сигнал на выходе $\Phi \Pi$:

$$v_{10} J_0(\Delta \beta) \sim \frac{h_1 \beta_1 J_0^2(\Delta \beta)}{2v_2 D}$$
, (3)

где

$$D = 1 + (\Delta \omega - \Omega_1)^2 / v^2_2 + (h_1 \beta_1 J_0(\Delta \beta))^2 / 4v_1 v_2.$$

Формула (3) переходит в выражение для формы сигнала, полученное в работе [2], если пренебречь насыщением сигнала ЯМР и заменить $\Delta \beta$ на $\gamma Gy/\Omega_2$. Это доказывает сформулированное выше утверждение о возможности выделения с помощью модулированного фильтра сигнала от объема, для которого поле модуляции $Gy \neq 0$. Амплитуда сигнала (3) при резонансе и $\Delta \beta = 0$ максимальна, когда $(h_1\beta_1)^2/4v_1v_2=1$, и уменьшается в два раза при $\Delta \beta = 1,4$. Последнее соотношение определяет высоту «чувствительного слоя» (ср. с [2]). Неоднородность H_0 в чувствительном слое приводит к сдвигу и уширению экспериментально наблюдаемого сигнала ЯМР, ко-

торый представляет собой сумму 1/4 сигналов от элементарных объемов,

составляющих слой.

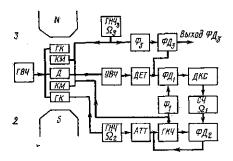


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. Сигнал с выхода $\Phi \mathcal{A}_3$ поступает на исполнительное устройство протонного стабилизатора

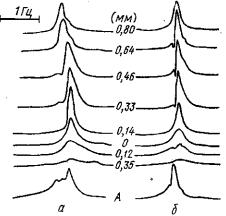


Рис. 2. Запись сигнала ЯМР-линии ацетона при двух значениях Y-градиента поля H_0 от различных слоев. Цифрами обозначено смещение в мм от чувствительной точки. A — запись «суммарной» линии ЯМР при меньшем усилении

Эксперименты проводились на спектрометре ЯМР высокого разрешения H-60 (Хитачи). Блок-схема установки изображена на рис. Она включает генератор ВЧ ($\Gamma B \Psi$, 60 МГц), датчик сигналов Я мостового типа (Д), усилитель ВЧ (УВЧ), первый детектор (ДЕТ), модулированный фильтр ($\Phi \mathcal{I}_1$), двухкоординатный самописец ($\mathcal{I}KC$), генератор НЧ ($\Gamma H \dot{Y}_2$, $\Omega_2/2\pi = 37 \Gamma \mu$), создающий неоднородное модуляции в образце с помощью градиентных катушек (ΓK), аналогичных описанным в работе [2], генератор качающей частоты (ГКЧ), создающий однородное ЧМ-поле модуляции $H_{\mathrm{M1}}\cos\theta\left(\tau\right)\left(\Omega_{\mathrm{1}}/2\pi\right)$ =4,32 кГц) с помощью катушек модуляции (КМ). Развертка частоты $\Omega_1/2\pi$ в пределах ± 2 Γ ц осуществляется системой $\Phi A\Pi H$, включающей опорный генетатор (синтезатор частот СУ Чб-31), частота которого управляется напряжением от генератора горизонтальной развертки мописца, перестраиваемый генератор (ГКЧ) и фазовый $(\Phi \mathcal{H}_2)$. Система $\Phi A \Pi \Psi$ позволила устранить небольшие сдвиги средней частоты ГКЧ, возникающие при изменении амплитуды напряжения, подаваемого на ΓKY с ΓHY_2 . Схема внутреннего протонного стабилизатора состоит из генератора HY (ΓHY_3 , $\Omega_3/2\pi=4$ к Γ и), фазового дедектора (ΦZ_3) и фазовращателя (Φ_3). С выхода ΦZ_3 сигнал ошибки поступает на исполнительное устройство стабилизатора. В качестве образца использовался обезгаженный раствор бензола и ацетона в CCl_4 (1:1:10), причем линия SMP бензола использовалась для протонной стабилизации. Эксперимент заключался в последовательной записи сигналов SMP от ацетона при сдвиге чувствительного слоя на величину порядка его высоты (0,27 мм). На рис. 2 (α , δ) приведены томограммы, полученные при двух значениях Y-градиента поля H_0 , создаваемого шиммирующими катушками; легко заметить сдвиги и изменения формы линии SMP как при переходе от слоя к слою, так и для слоев, занимающих одинаковое положение по оси Y, но отличающихся распределением H_0 . Для сравнения там же приведены записи «суммарной» линии SMP (A), сделанные обычным способом при меньшем усилении.

Авторы признательны Р. А. Галиуллину за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Галиуллин Р. А., Константинов Ю. С., Смирнов А. М. В кн.: Тезисы докл. VII Всес. школы по магнитному резонансу, 1981, с. 27. [2] Ніп-shaw W. S. J. Appl. Phys., 1976, 47, р. 3709. [3] Владимирский К. В. ЖЭТФ, 1957, 33, № 2, с. 529. [4] Виницкий А. С. Модулированные фильтры и следящий прием ЧМ сигналов. М.: Сов. радио, 1969. [5] Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Наука, 1974.

Поступила в редакцию 27 08 81

ВЕСТН. МОСК, УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 5

УДК 530.12:531.51

ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В СИЛЬНОМ ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ

А. А. Соколов, А. Н. Алиев, Д. В. Гальцов

(кафедра теоретической физики)

В связи с некоторыми астрофизическими применениями представляет интерес получение формул, описывающих спектральное распределение синхротронного излучения (СИ) релятивистских заряженных частиц, движущихся в искривленном пространстве-времени. Попытки прямого обобщения известных формул [1] наталкиваются на ряд трудностей. Прежде всего спектральное разложение обычно проводится с помощью интегралов Фурье, что, вообще говоря, невыполнимо в искривленном пространстве. Существует и более принципиальная трудность, связанная с тем, что излучение заряженных частиц в искривленном пространстве-времени не описывается в отличие от пространства Минковского в терминах только локальных величин («хвостовой член» Де Витта-Бреме [2]). Тем не менее с некоторыми оговорками, которые представляются физически приемлемыми, спектральное распределение СИ в существенной части спектра все-таки может выражено через локальные переменные для случая ультрарелятивистских частиц в медленно меняющихся электромагнитном и гравитационном полях.