

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

13-85-734

Ю.Ф.Киселев, А.Н.Черников

РЕАКЦИЯ ГИБРИДНОГО КОНТУРА  
НА ВОЗМУЩЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОТОКА

Направлено в "Журнал технической физики"

1985

## Введение

В низкотемпературных экспериментах приемная катушка спектрометра ядерного магнитного резонанса (ЯМР) или квантового интерферометра (скид) связывается коаксиальным кабелем с более "теплой" зоной криостата, где располагается входной усилитель. Образуется гибридный колебательный контур, который содержит элементы электрической цепи с сосредоточенными и распределенными параметрами. Обычно влияние кабеля на чувствительность гибридного контура при возмущении магнитного потока учитывается введением эффективной добротности, однако, с точки зрения электродинамики <sup>1/1</sup>, такой контур принципиально невозможно описать без введения дополнительного параметра, учитывающего распределенные свойства кабеля. Следовательно, классические выражения для чувствительности  $Q$ -метра, генератора Робинсона, квантового интерферометра с гибридным приемным контуром должны быть обобщены. Для  $Q$ -метра с параллельным гибридным контуром новое выражение получено и успешно применено при расчете спектра дейтронов в "замороженной" поляризованной мишени <sup>1/2</sup>. Продолжая эту работу, мы провели анализ энергетических соотношений в гибридном контуре, что позволило рассчитать, а затем измерить экспериментально новый параметр, являющийся одновременно мерой отклонения от существующей теории чувствительности контура без кабеля. Эксперимент хорошо подтверждает теорию как при комнатных, так и при сверхнизких температурах. Расчет приводит к практически важному выводу о возможности значительного повышения чувствительности и уменьшения аппаратных искажений формы линии спектра ЯМР и скида путем применения сверхпроводящего радиочастотного кабеля.

## Реакция гибридного контура на возмущение магнитного потока

На рис. 1а, б представлены эквивалентные схемы параллельного и последовательного гибридных контуров с комплексным импедансом в отсутствие конденсатора  $C_H$  настройки  $Z = X + jY$ . Схемы содержат катушку индуктивности  $L$  с образцом  $s$ , влияние которого в случае ЯМР описывается высокочастотной ядерной восприимчивостью  $j = j' - j''$ , где  $j'$  и  $j''$  - соответственно дисперсия и поглощение, так что  $L = L_0(1 + 4\pi j)$ ,  $L_0$  - невозмущенная индуктивность катушки,  $\rho$  - фактор заполнения. В

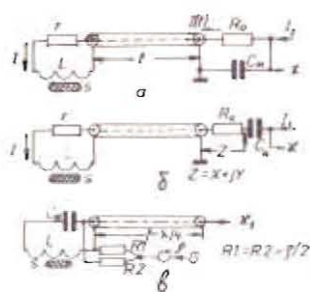


Рис. 1. а - параллельный, б - последовательный гибридные контуры, в - простой последовательный контур с коаксиальным трансформатором длиной  $\frac{\lambda}{4}$ .

контур включены коаксиальный кабель произвольной длины  $l$ , сопротивление катушки  $r$ , сопротивление активных потерь  $R_0$ , учитывающее передачу мощности во входную цепь усилителя и потери в конденсаторе  $C_H$ .

Под чувствительностью  $\mathcal{K}$  гибридного контура мы будем понимать относительное изменение эквивалентного сопротивления, настроенного в резонанс контура за счет диссипативных потерь и, в частности,  $f''$ . При неизменной амплитуде  $I_1$  (см. рис.1) высокочастотного тока, питающего контур, чувствительность определяется как  $\Delta V \cdot V^{-1}$ , где  $\Delta V = V_0 - V(f'')$  для параллельного (рис.1а) и  $\Delta V = V(f'') - V_0$  для последовательного (рис.1б) контура,  $V(f'')$  и  $V_0$  - возмущенная и невозмущенная сигналами поглощения амплитуды напряжений на настроенном контуре.

Зависимость тока на выходном конце кабеля  $I(l)$  (см. рис. 1а) от тока в индуктивности  $\bar{I}$  без учета затухания в кабеле имеет следующий вид:

$$I(l) = I_0 \left(1 - \kappa_2 \frac{\omega l}{\rho}\right) \cdot \cos(\beta l), \quad (1)$$

где  $\kappa_2 = \text{tg}(\beta l)$ ,  $\beta = \sqrt{\epsilon} \cdot \omega \cdot c^{-1}$  - постоянная распространения,  $[\beta]$  в рад·м<sup>-1</sup>,  $[\omega]$  в рад·с<sup>-1</sup> - угловая частота,  $[l]$  в м - длина кабеля,  $c = 3 \cdot 10^8$  м·с<sup>-1</sup> - скорость света в вакууме,  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость изолятора в кабеле,  $\rho$  в Ом - волновое сопротивление,  $[l]$  в Г - индуктивность.

Учет влияния затухания в кабеле на ток  $I(l)$  в(1) приводит к появлению квадратичных по коэффициенту затухания поправок к чувствительности, которыми будем пренебрегать. При резонансе энергия, запасенная в магнитном поле катушки и кабеля  $N_M$ , равна энергии электрического поля, запасенной в кабеле и конденсаторе настройки  $C_H - N_E$ :

$$\omega N_M = \omega N_E, \quad (2)$$

где  $\omega$  - резонансная частота контура, которая в дальнейшем всегда совпадает с ларморовской частотой ядер. Мощность активных потерь и условие резонанса (2) не зависят от способа, параллельного или последовательного, подключения конденсатора  $C_H$  к  $Z$ , следовательно, чувствительность в линейном по  $f''$  приближении, а также резонансная частота, в случае достаточно высокой добротности, у обеих схем

(рис. 1а, б) совпадают. То же можно сказать и о чувствительности генератора Робинсона [3] - схемы спектрометра ЯМР, являющейся частным случаем Q-метра, в которой условия самовозбуждения налагают несущественные для расчета  $\mathcal{K}$  ограничения на амплитуду и фазу тока  $I_1$ , питающего приемный контур. С другой стороны, при расчете искажений формы линии  $f''(\omega)$ , переходных процессов, связанных с образованием пиклей, насыщения сигнала, условий согласования с входным усилителем тип контура и тип спектрометра влияют на конечные результаты.

Комплексный импеданс  $Z$  равен

$$Z = X + jY = R_0 + \rho \text{th}[\alpha l + j\beta l(\epsilon + \epsilon_1)], \quad (3)$$

где  $[\alpha]$  в Нп·м<sup>-1</sup> - постоянная затухания кабеля,  $[\epsilon_1]$  в м - эквивалентная (комплексная в общем случае) длина отрезка коаксиального кабеля с импедансом, точно равным  $r + j\omega l$  - сопротивлению катушки. Если  $l$  - действительное число, то длина  $\epsilon_1$  в (3) определяется по формуле [4] при  $r = 0$ :

$$\epsilon_1 = \beta^{-1} \cdot \text{arctg}(\omega l \cdot \rho^{-1}). \quad (4)$$

Из (3) и (4) следует, что подключение индуктивности к кабелю без потерь эквивалентно увеличению его длины на  $\epsilon_1$ , причем  $\beta \epsilon_1 < \frac{\pi}{2}$ . Из (3) следует, что импеданс (2) будет иметь индуктивный характер, во-первых, когда  $\beta(\epsilon + \epsilon_1) - \pi n < \frac{\pi}{2}$ , где  $n$  - целое число полувольт, укладываемых на длине кабеля, что практически используется при  $n = 0$  для частот ниже 40 МГц, во-вторых, при  $\beta l = \pi n$ , когда длина кабеля кратна  $\frac{\lambda}{2}$ , где  $\lambda$  - электрическая длина волны в кабеле, - случай, обычно реализуемый на более высоких частотах. Пренебрегая влиянием потерь на резонансную частоту контура, из формул (3) и (4) можно получить выражение для эквивалентной индуктивности  $L_3$  и емкости  $C_H$  с учетом влияния кабеля:

$$\omega L_3 = (\omega C_H)^{-1} = \rho \text{tg}[\beta(\epsilon + \epsilon_1)] = (\omega l + \kappa_2 \rho) \left(1 - \kappa_2 \frac{\omega l}{\rho}\right)^{-1}. \quad (5)$$

Через  $L_3$  протекает ток  $I(l)$  (см. рис. 1а), однако в самом кабеле амплитуда тока описывается стоячей волной (1), так что с учетом распределенных свойств кабеля для  $\omega N_M$  из (2) получается

$$\omega N_M = \frac{1}{2} \omega L_3 I^2(e) \cdot \delta, \quad (6)$$

где  $\delta$  - параметр распределенности, который может быть найден суммированием магнитной энергии в катушке и кабеле:

$$\omega N_M = \frac{1}{2} \omega L_3 I^2 + \frac{\omega L_3}{2} \int I^2(e) dl, \quad (7)$$

$L_3 = \rho \cdot c^{-1}$  - погонная индуктивность кабеля.

Из формул (1) и (7) получается

$$\omega N_M = \frac{\omega}{2} L_3 I^2 A \cos^2(\beta l), \quad (8)$$

где

$$A = 1 + \frac{1}{2} \beta \ell (1 + K_2^2) \left( \frac{\omega L}{\rho} + \frac{\rho}{\omega L} \right) + \frac{1}{2} \left( \frac{\rho}{\omega L} - \frac{\omega L}{\rho} \right) \cdot K_2. \quad (9)$$

Из формул (8) и (9) следует точное определение понятия "короткий" кабель для физических процессов, связанных с возмущением магнитной энергии и наблюдаемых в соответствии с (2) по сдвигу резонансной частоты гибридного контура. В частности, к таким приборам относятся безгистерезисный сквид или аппаратура для регистрации дисперсии.

Действием кабеля можно пренебречь, когда  $A \cos^2(\beta \ell) \approx 1$ ; при  $\ell \ll \frac{\lambda}{4}$ ,  $K_2 \approx \beta \ell$ ,  $K_2^2 \approx 0$ ,  $\cos^2(\beta \ell) \approx 1$  получаем

$$A \cos^2(\beta \ell) \approx 1 + \beta \ell \cdot \frac{\rho}{\omega L}. \quad (10)$$

Например, для сквида с гибридным контуром, настроенным на частоту 20 МГц при  $L = 0,1$  мкГ,  $\rho = 75$  Ом,  $\sqrt{\epsilon} = 1,42$  (тефлон), изменение относительной расстройки частоты, обусловленное влиянием распределенных свойств кабеля, в два раза произойдет при длине  $\ell$  из (10):

$$\ell = \frac{\omega L}{\beta \rho} = \frac{L \cdot c}{\rho \sqrt{\epsilon}}, \quad (11)$$

то есть при длине около 0,3 м.

Для спектрометра ЯМР с кабелем длиной  $\ell = n \cdot \frac{\lambda}{2}$  при  $n > 0$

$$A \cos^2(\beta \ell) = 1 + \frac{\rho n}{2} \left( \frac{\omega L}{\rho} + \frac{\rho}{\omega L} \right) \gg 1, \quad (12)$$

и, следовательно, возникнут грубые ошибки при интерпретации экспериментальных данных по модели, не учитывающей распределенные свойства кабеля.

Из сравнения формул (6) и (8) получается параметр распределенности  $\delta$ , который в соответствии с работой [1] описывает влияние кабеля на эквивалентное сопротивление настроенного в резонанс гибридного контура:

$$\delta = A \cdot \left\{ (1 + K_2 \cdot \frac{\rho}{\omega L}) / (1 - K_2 \cdot \frac{\omega L}{\rho}) \right\}^{-1}. \quad (13)$$

В этом случае, который важен для радиотехнических расчетов, понятие "короткий" кабель эквивалентно  $\delta \approx 1$ .

Мощность активных потерь в гибридном контуре  $P_{\Sigma}$  складывается из  $P_r$ ,  $P_R$ ,  $P_x$ , где индекс указывает на потери в  $r$ ,  $R_0$  и коаксиальном кабеле соответственно:

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} I^2 R_{\Sigma} B \cos^2(\beta \ell), \quad (14)$$

где

$$B = (1 - K_2 \frac{\omega L}{\rho})^2 + \frac{\omega L}{R_1} \left( \frac{\omega L}{\rho} + \frac{\rho}{\omega L} \right) \cdot K_1, \quad (15)$$

$$R_{\Sigma} = R_0 + r \left[ (1 - K_2 \frac{\omega L}{\rho}) \cdot \cos(\beta \ell) \right]^{-2}, \quad (16)$$

$R_1$  описывает потери в контуре, обусловленные  $r$  и  $R_0$  (см. рис. 1а и б).

Коэффициент  $K_1$  учитывает затухание в кабеле и определяется [5] по формуле\*

$$\text{th}(\alpha \ell + j\beta \ell) = K_1 + jK_2 \approx \alpha \ell \cdot \cos^2(\beta \ell) + j \text{tg}(\beta \ell) \quad (17)$$

с точностью до линейных по  $\alpha \ell$  членов, где  $[\alpha]$  в  $\text{Нп} \cdot \text{м}^{-1}$  - коэффициент затухания.

При наблюдении физических явлений, связанных с диссипацией энергии в гибридном контуре, регистрируется изменение  $P_{\Sigma}$ . В этом случае действие кабеля определяется не только длиной, но зависит и от затухания в кабеле (см. формулу (15)), что в общем случае низких температур при  $K_1 \neq 0$  приведет к ухудшению чувствительности по сравнению с величиной, рассчитанной без учета действия кабеля. Распределенные свойства кабеля в данном случае можно не учитывать, если  $R_1 B \cos^2(\beta \ell) = R_0 + r$ .

Из (8) и (14) получается наиболее общее выражение для добротности гибридного контура:

$$Q_2 = \frac{\omega N A}{I_{\Sigma}^2} = \frac{\omega_0}{2 \Delta \omega_{1/2}} = \frac{\omega L}{R_1} \cdot \frac{A}{B}, \quad (18)$$

где  $2 \Delta \omega_{1/2}$  - полоса пропускания гибридного контура, определяемая так же, как для простого контура без кабеля. В случае короткозамкнутого или разомкнутого на входе кабеля из (18) получается  $Q_2 = \beta \cdot (2\alpha)^{-1}$  (см. также [6]), откуда следует полезная для практики формула, по которой можно определить эквивалентное затухание неоднородно охлажденного по длине кабеля:

$\alpha = 0,01 \sqrt{\epsilon} (2\Delta V)_{1/2}$ , где  $[\Delta V]$  - в МГц,  $[\alpha]$  - в  $\text{Нп} \cdot \text{м}^{-1}$ , (19)  $(2\Delta V)_{1/2}$  - полоса пропускания короткозамкнутого или разомкнутого на конце отрезка кабеля длиной  $n \cdot \frac{\lambda}{2}$  при произвольном  $n$ . Другой частный случай формулы (18) при  $\ell = n \cdot \frac{\lambda}{2}$  и  $r = 0$  получен в работе [7], при произвольном  $\ell$  и  $r = 0$  - в [2].

Когда  $\ell < \frac{\lambda}{4}$  и  $\beta \ell \ll 1$ , из (18) следует

$$Q_2 = \frac{\omega L}{R_1} \cdot \frac{1 + \beta \ell \cdot \frac{\rho}{\omega L}}{(1 - \beta \ell \cdot \frac{\omega L}{\rho})^2 + \frac{\omega L}{R_1} \left( \frac{\omega L}{\rho} + \frac{\rho}{\omega L} \right) \cdot \alpha \ell}. \quad (20)$$

После охлаждения катушки гибридного контура до гелиевых температур  $r \approx 0$ , если  $\alpha \ell \approx 0$ , то из формул (14), (15), (16) следует  $P_{\Sigma} (\ell < \frac{\lambda}{4}) \leq P_{\Sigma} (\ell = 0)$ .

Причина в том, что в простом контуре через  $R_0$  протекает ток  $I$ ,

\* В работе [2] в формуле для  $K_1$  пропущен  $\cos^{-2}(\beta \ell)$ , кроме того, в формуле для  $Q_2$  из [2] вместо  $(1 - K_2^2)$  должно быть  $(1 + K_2^2)$ , что не изменяет конечные результаты, полученные по правильным формулам.

в гибридном  $-I(\ell)$ , но из (1) следует  $I(\ell)/I < 1$  из-за изменения тока вдоль длины кабеля. Таким образом, подключение коаксиального кабеля с небольшим затуханием приводит к уменьшению мощности активных потерь в  $R_0$  при неизменном токе в катушке и, следовательно, к повышению чувствительности  $\mathcal{K}$ . Другими словами, использование параллельного гибридного контура с  $\ell < \frac{\lambda}{4}$  может привести к значительному выигрышу в чувствительности (когда  $\alpha \ell \approx 0$ ). Получение окончательных результатов не добавляет какой-то новой физической информации. Выражения для эквивалентных сопротивлений последовательного  $r_s$  и параллельного  $r_p$  гибридных контуров получены в работе [1]:

$$r_s = \delta \frac{\omega L_0}{Q_p}; \quad r_p = Q_p \cdot \delta \frac{\omega L_0}{\delta} \quad (21)$$

Мощность, поглощаемая спиновой системой ядер при ЯМР, равна

$$P_{\text{я}} = 2\pi \rho \omega L_0 f'' I^2 \quad (22)$$

В результате для чувствительности последовательного и параллельного гибридного контура получается

$$\mathcal{K} = 4\pi \rho \frac{\omega L_0 (1 + K_2^2)}{R_1 \cdot B} f'' = \mathcal{K}_0'' (1 + K_2^2) \cdot A^{-1}; \quad \mathcal{K}_0'' = 4\pi \rho Q_p f'' \quad (23)$$

Сдвиг резонансной частоты гибридного контура при возмущении магнитного потока сигналом дисперсии  $f''$  рассчитывается по общей формуле из работы [1] и равен

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = -4\pi \rho f'' (1 + K_2^2) \cdot A^{-1} \quad (24)$$

Это выражение может быть получено также из формулы (5). Формула (23) является наиболее общим выражением для чувствительности  $Q$ -метра и генератора Робинсона. Все активные потери, включая затухание в кабеле, группируются в эффективной добротности  $Q_p$ , которая действительно может быть измерена в опыте. Но, как следует из (23), влияние распределенных свойств кабеля невозможно описать только переопределением добротности, а следовательно, существуют эксперименты, которые невозможно объяснить в рамках прежней теории. Прежде чем перейти к описанию таких экспериментов, рассмотрим формальные особенности, следующие из формулы (23).

На рис. 2 представлены результаты расчета  $[\mathcal{K}]$  в % для протонов спирта  $C_3H_8O_2$  - пропандиола. Предполагается  $r = 0$ ,  $\rho = 0,7$ ,  $T = 293$  К,  $f = 75$  Ом,  $f_0 = 3,2 \cdot 10^{-10}$  - статическая ядерная восприимчивость  $I$  см<sup>3</sup> вещества,  $\alpha$  и  $R_0$  не зависят от частоты,  $R_0 = 1, \epsilon = 1$ . Для лоренцевой формы линии с шириной на половине высоты, равной 0,7 Гс, получается

$$f'' = \frac{1}{2} \pi f_0 \nu \cdot f(\nu) = 1,8 \cdot 10^{-13} \cdot \nu \quad (25)$$

где  $f(\nu)$  - нормированная форма линии,  $[\nu]$  в Гц.

Чувствительность контура без кабеля

$$\mathcal{K}(\ell=0) = \mathcal{K}'' = 4\pi \rho f'' \frac{\omega L_0}{R_0} = 2,5 \cdot 10^{-13} C_H^{-1} \quad (26)$$

то есть 2,5 и 1%, независимо от частоты, соответственно для  $C_H = 10$  пФ и  $C_H = 25$  пФ (см. рис. 2). Эти значения являются предельно достижимыми

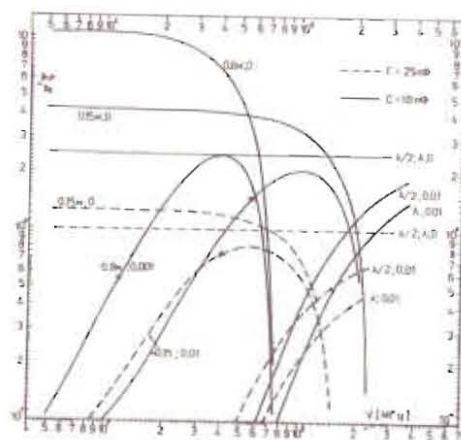


Рис. 2. Чувствительность спектрометра ЯМР с простым и гибридным контуром при разных  $\ell$  и  $\alpha$ . Крестиками на графиках отмечено совпадение  $\mathcal{K}$  в простом и гибридном контурах при одинаковой индуктивности катушки.

величинами для гибридного контура с  $\ell = \frac{\lambda}{4}$ . Таким образом,  $\mathcal{K}$  при  $\ell = n \frac{\lambda}{4}$  и  $n \geq 1$  всегда ниже, чем в случае контура без кабеля. Когда  $\ell < \frac{\lambda}{4}$ , чувствительность имеет максимум.

Спад отражает уменьшение индуктивности катушки и сигнала по мере приближения длины кабеля к  $\frac{\lambda}{4}$ , подъем связан с зависимостью распределения тока в линии от фазы коэффициента отражения, определяемой отношением  $\omega L_0 f''$ . По мере уменьшения затухания  $\mathcal{K}$  возрастает, а затем значительно превосходит аналогичную величину для контура без кабеля. Предельно высокие значения чувствительности достигаются в случае применения сверхпроводящих радиочастотных кабелей, конструкция и параметры которых описаны, например, в [8].

#### Эксперименты при комнатной температуре

В действительности параметры  $R_0$  и  $\alpha$  существенно зависят от частоты. Экспериментальные данные при комнатной температуре получены с помощью простейшего  $Q$ -метра, принципиальная схема которого изображена на рис. 3. Эта схема может быть использована в лабораторной практике в качестве широкодиапазонного магнитометра для "теплых" и сверхпроводящих магнитов взамен автодинных детекторов. Основными недостатками автодинных детекторов, отсутствующими в  $Q$ -метре, являются снижение чувствительности при увеличении напряжения на контуре и трудности самовозбуждения на длине волны короче  $4 \cdot \ell$ , что ограничивает частотный диапазон сверху при работе с гибридным контуром. Прибор состоит из

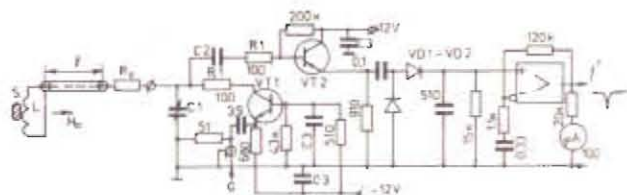


Рис. 3. Простейший  $Q$ -метр для магнитометрических измерений, с помощью которого легко обнаружить влияние распределенных свойств кабеля на чувствительность  $\mathcal{K}$ .

резонансного усилителя с заземленной базой ( $VT1$ ), коллекторной нагрузкой которого является гибридный контур. Напряжение внешнего генератора ( $G$ ) типа Г4-107 подводится к эмиттеру  $VT1$ . В автодинном режиме  $VT1$  обычно выключают по схеме генератора с емкостной трехточкой и широко используют в лабораториях. Однако высокая чувствительность этой схемы не является свойством автодина, а есть следствие удачного согласования с контуром, при котором достигается высокая добротность. Приемная часть схемы состоит из эмиттерного повторителя  $VT2$ , который обычно выполняется на полевом транзисторе для повышения входного сопротивления усилителя (уменьшения  $R_0$ ), детектора ( $VD1-VD2$ ) и усилителя низкой частоты. Развертка линии ЯМР осуществляется модуляцией магнитного поля на частоте 50 Гц. Измерения можно автоматизировать, так как генератор Г4-107 имеет электронную подстройку частоты. Чувствительность калибровалась по известной глубине модуляции сигналом низкой частоты от генератора, встроенного в Г4-107, при неизменном уровне высокочастотного напряжения на эмиттере  $VT2$  около 450 мВ. Все параметры рабочего вещества приведены выше при расчете графиков на рис. 2. В пропанциол добавлялась примесь  $C^{13}$  с концентрацией  $1 \cdot 10^{20}$  спинов  $см^{-3}$  с целью укорочения времени релаксации. Другие параметры схемы измерены в эксперименте и представлены в таблице. Для уменьшения ошибки за счет неизвестного коэффициента заполнения  $\gamma$  катушка помеща-

Таблица

N	$\gamma$	L	V	$\alpha$	C	$Q_p^{1/2}$	$Q_0^r$	$10^3 \cdot \mathcal{K}^2$	$10^3 \cdot \mathcal{K}^2$	$\gamma$	$10^3 \cdot X_p^2$	$10^3 \cdot X_p^2$	$\frac{1}{Q_p}$	$\frac{1}{Q_0}$	$\frac{VE}{R0m}$
		мкГ	МГц	нл/н	пФ			( $\gamma=1$ )	( $\gamma=1$ )		( $\gamma=1$ )	( $\gamma=1$ )	A	%	
1	0,77	0,043	106	0,01	17,9	34	90	2,2	4,8	0,8	2,02	8,1	0,59	0,4	135;
2	0,74	0,043	57,5	0,007	82	57	270	1,9	3,9	0,9	3,57	7,4	0,53	0,1	55.
3	0,7	0,086	132	0,013	17	66	14	1,4	2,53	0,55	4,17	19,6	0,13	2,3	142;
4	0,72	0,086	66	0,0074	67,5	74	30	1,3	2,52	0,51	4,43	10,9	0,23	0,6	50.

лась прямо в образец с объемом  $0,15 \text{ см}^3$ . Однако выводы катушки не находились в образце, вследствие чего достигнуть  $\rho = 1$  не удавалось. Характерная форма сигналов от протонов за период изменения модулирующего поля показана на рис. 4. Чувствительность  $\mathcal{K}^2$  (см. таблицу) определялась по максимальной глубине модуляции, которая затем умножалась на коэффициент 1,6, учитывающий в соответствии с расчетами работы [9] уменьшение амплитуды сигнала при образовании виллей. Отметим, что вилли не возникает в случае схемы, изображенной на рис. 1в, в которой используется последовательный колебательный контур и коаксиальный трансформатор сопротивления длиной  $\frac{\lambda}{4}$ .

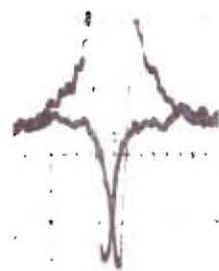


Рис. 4. Спектр ЯМР протонов пропанциола при  $\rho < \frac{1}{4}$ .

После погружения катушки в образец добротность гибридного контура уменьшалась приблизительно вдвое. Кроме этого входное сопротивление эмиттерного повторителя на биполярном транзисторе (рис. 3) быстро падало на частотах выше 100 МГц, что позволило сохранить примерно одинаковую величину  $Q_p$ , для удобства сравнения экспериментальных данных. Если предположить, что введения эффективной добротности  $Q_p^2$  из эксперимента достаточно для описания чувствительности, то  $\mathcal{K} = \mathcal{K}_0^2 \cdot \rho = 4\pi p Q_p^2 \cdot f(V_0)$ . Расчет по этой формуле, при неизменном в соответствии с постановкой опыта  $\rho = 0,5$  (определено ниже), приводит к величинам сигналов, в 1,8; 2; 7; 4,2 раза отличающимся от наблюдаемых величин для опытов 1, 2, 3, 4 соответственно. Расчет  $\mathcal{K}^2$  по формуле (23) объясняет расхождение с экспериментом при приблизительно одинаковых  $\rho = \mathcal{K}^2 \cdot (\mathcal{K}^2)^{-1}$ . Некоторое возрастание  $\rho$  в опытах 3 и 4 (см. табл.) объясняется уменьшением вклада в общую индуктивность вводов катушки при возрастании  $L$  в опытах 3 и 4 по сравнению с опытами 1 и 2. Другие небольшие расхождения связаны с ошибками измерения.

$$\text{Произведение} \frac{\mathcal{K}^2(3)}{Q_p^2(3) \cdot \rho(3)} \cdot \frac{Q_p^2(1) \cdot \rho(1)}{\mathcal{K}^2(1)} = 0,27, \quad (27)$$

где номер в скобках обозначает номер опыта из таблицы, в соответствии с законом изменения парамагнитной восприимчивости должно быть равно отношению частот в рамках модели без кабеля, то есть 1,24. Фотоснимок сигнала (опыт 1) приведен на рис. 4. Вновь значительное расхождение, в  $\frac{1,24}{0,27} = 4,6$  раза, объясняется влиянием распределенных свойств кабеля и равно отношению неучтенных в (27) коэффициентов  $(1 + K_2^2) \cdot A^{-1}$  для соответствующих опытов. В опытах 3 и 4 параметры  $\rho$  и  $L$  неизменны, и  $Q_p^2$  приблизительно одно и то же. В этом случае отношение наблюдаемых сигналов равно 1,1 вместо двух в соответствии с отношением частот.

Объясняется расхождение аналогичным образом, но учет распределенных свойств кабеля привел бы в данном случае к ложному заключению, что рабочее вещество является слабым ферромагнетиком, а не парамагнетиком. Используя формулу (19), нетрудно измерить коэффициент затухания кабеля  $\alpha$ , величина которого хорошо совпадает с табличными данными. По известной добротности  $Q_0^{\text{каб}}$  и другим параметрам кабеля и катушки можно было рассчитать  $Q_0^{\text{конт}}$  - добротность контура без кабеля, затем непосредственно измерить  $Q_0^{\text{конт}}$  и далее рассчитать величину сигнала  $X^{\text{конт}}$  по известной формуле  $4\pi r Q_0^{\text{конт}} f^2$  для простого контура без кабеля (см. таблицу). Оказывается, что при неизменном  $L$  даже без охлаждения контура величина  $X^{\text{конт}}$  меньше  $X^{\text{каб}}$  при  $l < \frac{\lambda}{4}$  и значительно больше, чем для кабеля длиной  $l = n \cdot \frac{\lambda}{2}$  при  $n \geq 1$ , что хорошо подтверждает вывод о возможности повышения чувствительности включением в простой контур коаксиального кабеля с  $l < \frac{\lambda}{4}$  и  $\alpha l \ll 0$ . Чувствительность  $X$  рассчитывалась также по формуле (3) с единственным предположением о действительности волнового сопротивления  $\rho$  кабеля. Отклонение результатов расчета по формулам (3) и (23) не превосходит  $1/3$  из таблицы.

#### Эксперименты при сверхнизких температурах

Кроме изменения  $X$  коаксиальный кабель "подмешивает" сигнал дисперсии к сигналу поглощения с коэффициентом, пропорциональным затуханию. В результате могут возникнуть значительные искажения формы линии поглощения. Участок кабеля от камеры испарения до камеры растворения ( $T \approx 50$  мК) рефрижератора растворения  ${}^3\text{He}$  в  ${}^4\text{He}$  длиной не менее 0,3 м должен обладать минимально возможной теплопроводностью и, следовательно, повышенным электросопротивлением. Для несверхпроводящих радиочастотных кабелей компромисс между допустимой тепло- и электропроводностью достигается нанесением тонкопленочных покрытий с высокой электропроводностью на внутренний и внешний проводники кабеля, выполненные в виде константановой или бронзовой проволоки и трубки из нержавеющей стали. Изготовленный таким образом коаксиальный кабель соединялся в камере испарения ( $T = 0,6$  К) с обычным кабелем, согласованным по волновому сопротивлению, который в свою очередь подключался к входному усилителю, расположенному вне криостата. Затем исследовалось влияние покрытия на чувствительность и форму линии поглощения дейтронов (спин единица) в веществе, состоящем из 25%  $\text{C}_2\text{D}_4(\text{OH})_2$  и 75%  $\text{C}_2\text{D}_6\text{O}_2$  с парамагнитной примесью  $\text{C}_2\text{H}_5$ .

В этом веществе методом динамической ориентации ядер можно получить поляризацию дейтронов 0,36 обоих знаков, что соответствует абсолютной величине спиновой температуры 1,5 мК.

В качестве критерия для сравнения впервые использовалось свойство симметрии сигнала ЯМР поглощения дейтронов относительно центра, совпадающего с ларморовской частотой дейтронов  $\nu_D$ , при инверсии знака спиновой температуры  $T_S$

$$f^{\text{конт}}(T_S, \nu - \nu_D) = -f^{\text{конт}}(-T_S, \nu_D - \nu) \quad (28)$$

в случае чисто квадрупольных взаимодействий. Появление антисимметричной компоненты при диполь-дипольном взаимодействии рассмотрено в работе <sup>/10/</sup>, оно является характерным низкотемпературным эффектом, непосредственно указывающим на неприменимость высокотемпературного разложения матрицы плотности спиновой системы. Для протонов появление антисимметричной компоненты в сигнале поглощения наблюдается на действующих мишенях при поляризациях, близких к 98%, и по форме напоминает дисперсионное искажение сигнала поглощения.

При квадрупольных взаимодействиях наблюдается в некотором смысле обратная картина. Спектр дейтронов в рассматриваемом веществе <sup>/12/</sup> состоит из двух компонент, соответствующих двум магнитным дипольным переходам  $m_{-1} \rightarrow m_0$  и  $m_{1/2} \rightarrow m_0$ , где  $m_{\pm 1/2}$  - магнитное квантовое число. Нормированные формы линии обоих переходов, как показано в работе <sup>/12/</sup>, зеркально симметричны относительно оси, проходящей через  $\nu_D$ . Отношение площадей компонент, ограниченных кривой поглощения для каждого перехода, называется асимметрией  $R$  и следующим образом выражается через нормированные заселенности  $P_{-1/2, 0, 1/2}$  трех магнитных подуровней:

$$R = (P_{-1/2} - P_0) \cdot (P_0 - P_{1/2})^{-1} \quad (29)$$

В свою очередь, асимметрия связана с поляризацией дейтронов уравнением

$$P_D = P_1 - P_{-1} = (R^2 - 1) \cdot (R^2 + R + 1)^{-1} \quad (30)$$

При изменении знака поляризации в (29) и (30) асимметрия изменится на обратную величину. Следовательно, по крайней мере в высокотемпературном приближении будет выполняться равенство (28). Интересно отметить, что в другом эксперименте <sup>/10, II/</sup> при динамической поляризации ядер  ${}^{139}\text{La}$  (спин  $-7/2$ ) из экспериментальных данных также следует выполнение равенства (28) для неэквидистантного энергетического спектра с полностью разрешенной сверхтонкой структурой. В эксперименте <sup>/II/</sup> зеэмановская энергия спинов во внешнем поле, так же как и в нашем случае, значительно превосходит энергию квадрупольного расщепления. Вместо приведенной выше интерпретации экспериментальных данных авторы работы <sup>/II/</sup> делают вывод о единой спиновой температуре ядер  ${}^{139}\text{La}$ , который, на наш взгляд, не следует из их эксперимента.

На рис. 5 показан спектр дейтронов положительной поляризации совместно с инвертированным относительно центра  $\nu_D$  спектром отрицательной поляризации. Спектры получены с помощью прибора, который

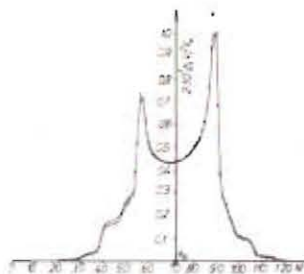


Рис. 5. Спектр дейтронов положительной поляризации ( $P_D = 0,367$  - сплошная линия), инвертированный относительно  $\nu_D$ , спектр отрицательной поляризации ( $P_D = -0,367$  - крестики) в случае "хорошего" кабеля. Расхождение результатов при передаче пика связано с недостаточным числом каналов.

автоматически устраняет искажения сигнала, возникающие из-за расстройки приемного контура сигналом дисперсии. Сигналы на рис. 5 соответствуют случаю "хорошего" кабеля с нанесенными электропроводящими покрытиями, как описано выше. Тем не менее, форму линии обоих спектров пришлось корректировать расчетом на ЭМ по методике, изложенной в [2]. Отношение площадей экспериментальных сигналов после такой коррекции изменяется на 6%. В результате, как это видно из рис. 5, наблюдается хорошее совпадение экспериментальных сигналов, что подтверждает правильность формулы (28). На рис. 6 изображены сигналы от того же самого образца, полученные в другом эксперименте, когда электропроводящего покрытия нет. В новых условиях чувствительность упала в 10 раз, и возникли сильные искажения при передаче спектрометром формы линии поглощения. Видно, что потери (см. формулы (15), (23)) в коаксиальном кабеле приводят не только к значительному снижению чувствительности, но и к сильным искажениям формы линии  $\chi''(\omega)$ .

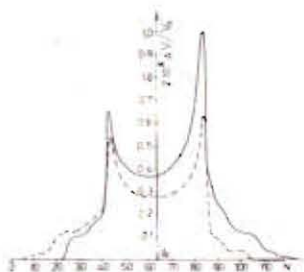


Рис. 6. Те же сигналы, что и на рис. 5 (с другим масштабом по оси  $\nu$ ), при большем затухании в кабеле. Чувствительность спектрометра упала в 10 раз по сравнению с данными рис. 5, сигналы не совпадают из-за сильных дисперсионных искажений, вызванных действием затухания.

Из сравнения рис. 5 и 6 следует, что применение сверхпроводящего коаксиального кабеля может привести к уменьшению искажений формы линии поглощения.

#### Сквида

Можно распространить выводы работы и на другие физические измерения, связанные с применением гибридного контура. Так, если при  $r=0$

поглощение кванта потока в сверхпроводящем кольце со слабой связью приводит к изменению  $\Delta r$  - активного сопротивления катушки, то сигнал поглощения  $\chi_y$  с учетом действия кабеля из (16) и (23) будет

$$\chi_y = \frac{\Delta r}{R_0} \cdot (1 + \kappa_2^2) \cdot B^{-1}. \quad (31)$$

При изменении внешнего магнитного потока, пронизывающего кольцо сквида, изменяется реактивное сопротивление приемной катушки контура на величину  $\Delta X$ , в результате чего относительная расстройка резонансной частоты гибридного контура будет равна

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = - \frac{\Delta X}{\omega L} (1 + \kappa_2^2) \cdot A^{-1}. \quad (32)$$

Как следует из (31), чувствительность гистерезисного сквида при заданном  $L$  можно повысить минимизацией емкости настройки  $C_H$  путем удлинения кабеля  $l < \frac{\lambda}{4}$ , минимизацией  $r$ ,  $\kappa_2$  и концентрацией всей мощности активных потерь в максимально высоком входном сопротивлении усилителя. Из формулы (32) следует, что использование гибридного контура в безгистерезисном сквиде приведет к уменьшению расстройки частоты по сравнению с простым контуром. Выводы работы справедливы без учета меквитковой емкости катушки. Эксперимент показывает, что наличие этой емкости приводит к снижению чувствительности.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Э.И.Бунятовой за приготовление образцов пропандиола, доктору М.Одегналу (ЧССР) за обсуждение вопросов, связанных с симметрией высокочастотной ядерной восприимчивости при инверсии знака спиновой температуры, группе, возглавляемой доктором А.И.Ковалевым, за помощь при проведении низкотемпературных опытов, доктору Б.В.Васильеву за обсуждение особенностей работы сквида.

#### Литература

1. Нейман М.С. Обобщение теории цепей на волновые системы. Госэнергоиздат, 1955, 192.
2. Kiselev Y.P. et al. A medium size polarized deuteron target. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research., 1984, v.220, 2, 3, 399-405.
3. Robinson F.N.H., Phil D. Nuclear resonance absorption circuit. Journal of Scient. Instr., 1959, 36, 12, 481-487.
4. Майнке Х., Гундлах Ф. Радиотехнический справочник. Госэнергоиздат, 1961, т. I, 416.
5. Petricek V. A linearized Q-meter circuit for measurement of high proton polarization in a target. Nucl. Instr. and Meth., 1968, v.58, 1, 111-116.



6. Лосев А.К. Линейные радиотехнические цепи. М., "Высшая школа", 1971, 560.
7. Burget J. et al. A medium size polarized proton target. Report of Nucl.Phys.Instr. Czechoslovak Acad.Sci., Rez, 1972 December, 64.
8. Mazuer J. Miniature superconducting high frequency coaxial lines. Cryogenics, 1978, 18, 1, 39-45.
9. Jacobsohn J. and Wangeness R.K. Shapes of nuclear induction signals. Phys. Rev., 1948, 73, 9, 942-946.
10. Абрагам А., Гольдман М. Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок. М., "Мир", 1984, т. 2, 360.
11. Abragam A., Chapellier M. Determination du signe d'un couplage quadrupolaire et mesure absolue de la temperature de spin d'un noyau polarise dynamiquement. Phys.Lett., 1964, 11, 3, 207-208.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 октября 1985 года.