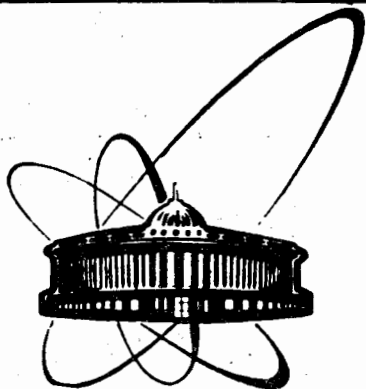


89-468



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

К 403

P13-89-468

Ю. Ф. Киселев, И. Л. Карпихин\*

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЯДЕР МИШЕНЕЙ  
Q-МЕТРОМ

Направлено в журнал "Nuclear Instruments and  
Methods in Physics Research"

---

\* Институт теоретической и экспериментальной физики,  
Москва

Киселев Ю.Ф., Карпихин И.Л.

P13-89-468

Измерение поляризации ядер  
мишеней Q-метром

Изложена теория, приведены результаты экспериментальной проверки Q-метра с фазовой автоподстройкой частоты приемного контура для измерения ядерной поляризации мишеней. Получены аналитические выражения для чувствительности, для коррекции экспериментального спектра на нелинейность, а также приведены схемы высокочастотных узлов прибора и устройства согласования Q-метра с цифровым анализатором. Расчеты справедливы как для последовательного, так и для параллельного приемного контура, содержащего коаксиальный кабель.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Kiselev Yu.F., Karpikhin I.L.

P13-89-468

Target Nuclear Polarization Measurements  
with a Q-Meter

The theory and the results of the experimental test of a Q-meter with the phase locking of the receiving circuit for measurements of target nuclear polarization are given. Analytical expressions for the sensitivity and for the correction of the experimental spectrum to non-linearity are obtained, circuit diagrams of high-frequency units and a device for matching the Q-meter with the digital analyser are given. The calculations are valid both for the series and parallel receiving circuit with a coaxial cable.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1989.

# 1. РАСЧЕТ ГИБРИДНОГО КОНТУРА

В работе последовательно изложена теория, приведены наиболее важные схемные решения и результаты экспериментальной проверки Q-метра с автоматической подстройкой частоты (АПЧ) приемного контура. В отличие от Q-метров без АПЧ первого поколения новый прибор позволяет наиболее точно и с минимально возможными для данного метода искажениями формы линии измерять параметры сигнала ЯМР от ядер мишени. "Быстрая" фазовая АПЧ в приборах данного типа реализована в ОИЯИ<sup>1/1</sup> в 1975 г. и в различных модификациях, но без достаточного аналитического обоснования применяется при измерении поляризации многих действующих поляризованных мишеней в мире. В основу теории положена малоизвестная работа М.С.Неймана<sup>2/2</sup>, в которой доказано, что колебательный контур, включающий элемент цепи с распределенными параметрами (коаксиальный кабель), вблизи резонанса можно рассчитывать как простой эквивалентный резонансный контур из сосредоточенных элементов, если ввести дополнительный параметр распределенности. Такой эквивалентный контур будет обладать теми же внешними параметрами по отношению к электрической цепи, в которую он включен, что и реальный гибридный колебательный контур. В результате упрощения аналитических выражений, как показано в работе<sup>3/3</sup>, удается получить аналитическое выражение для чувствительности Q-метра, обобщающее формулу Робинсона<sup>4/4</sup>, а также практически полезные формулы для добротности, эквивалентного сопротивления, сдвига резонансной частоты сигналом дисперсии, фазовой характеристики и т.д. В настоящей статье расчет чувствительности дополнен расчетом линейной модели фазовой АПЧ, из которого следует необходимое условие для получения максимального подавления вклада в сигнал ЯМР огибающей частотной характеристики контура, получены простые аналитические выражения для коррекции на нелинейность наблюдаемой формы линии ЯМР. В экспериментальной части работы приведены тщательно проверенные в рабочих условиях схемы усилителя высокой частоты, линейного детектора, ограничителя, фазового детектора, схемы согласования Q-метра с анализатором - обобщие для любых модификаций прибора. Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Гибридный контур (рис.1) состоит из катушки индуктивности L с образцом s, влияние которого описывается высокочастотной ядерной восприимчивостью  $\chi = \chi' - j\chi''$ ,  $L = L_0(1 + 4\pi\eta\chi)$ , где  $\chi'$ ,  $\chi''$ ,  $L_0$ ,  $\eta$  - дисперсия, поглощение, невозмущенная индуктивность катушки и фактор заполнения соответственно. В контур включены коаксиальный кабель длиной  $\ell$ , сопротивление катушки  $r$  и сопротивление  $R_0$ , учитывающее передачу активной мощности во входную цепь усилителя и потери в конденсаторе настройки  $C_H$ . Если пренебречь влиянием потерь на резонансную частоту контура, т.е.  $r = R_0 = \chi'' = 0$ , то индуктивность L можно заменить равным по импедансу короткозамкнутым отрезком кабеля длиной  $\ell_1$ <sup>5/5</sup>:

$$\ell_1 = \beta^{-1} \cdot \text{arctg}(\omega L \cdot \rho^{-1}), \quad (1)$$

где  $\beta = \sqrt{\epsilon} \cdot \omega / c$ , рад·м<sup>-1</sup> - постоянная распространения, [L] в Гн, [ $\omega$ ] в рад·с<sup>-1</sup> - угловая частота, [ $\ell_1$ ] в м,  $c = 3 \cdot 10^8$  м·с<sup>-1</sup> - скорость света в вакууме,  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость изолятора в кабеле,  $\rho$  - волновое сопротивление. Так как общая длина кабеля становится равной  $\ell + \ell_1$ , то емкость  $C_H$  (рис.1), соответствующую резонансу с эквивалентной индуктивностью кабеля  $L_3$ , можно определить с учетом выражения (1) по формуле

$$\omega L_3 = (\omega C_H)^{-1} = (\omega L + k_2 \rho) \cdot (1 - k_2 \omega L \cdot \rho^{-1})^{-1}, \quad (2)$$

где  $k_2 = \text{tg}(\beta\ell)$ . Из (2) следует, что резонанс возможен при длине кабеля, кратной  $\lambda/2$  ( $\beta\ell = \pi \cdot n$ , где  $n$  - целое число полуволн), а также когда  $0 < \beta(\ell + \ell_1) - \pi \cdot n < \pi/2$ , причем оба случая используются при практических измерениях. Для определения добротности  $Q_h = \omega N_M / P_\Sigma$  необходимо рассчитать энергию магнитного поля  $N_M$  катушки с кабелем и суммарную мощность активных потерь  $P_\Sigma$ :

$$N_M = \frac{1}{2} L_3 I^2(\ell) \cdot \delta = \frac{1}{2} L I^2 + \frac{L_1}{2} \int_0^\ell I^2(x) dx, \quad (3)$$

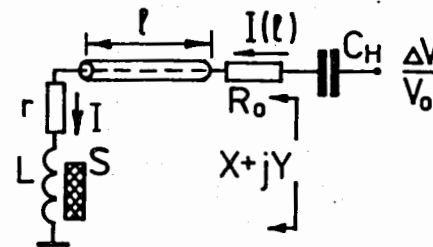


Рис.1. Последовательный приемный гибридный контур.

где  $I(x) = I \cdot (1 - k_2 \cdot \omega L \cdot \rho^{-1}) \cdot \cos(\beta x)$  - ток в кабеле,  $k_2 = \text{tg}(\beta x)$ ,  $0 \leq x \leq l$ ,  $L_1 = \rho \cdot c^{-1}$  - погонная индуктивность кабеля,  $\delta$  - дополнительный параметр распределенности, учитывающий наличие элемента цепи с распределенными параметрами. Из формулы (3) получается

$$N_M = \frac{1}{2} L I^2 A \cos^2(\beta l), \quad (4)$$

где  $A$  определяется из соотношения

$$A = 1 + \frac{1}{2} \beta l (1 + k_2^2) \left( \frac{\omega L}{\rho} + \frac{\rho}{\omega L} \right) + \frac{1}{2} \left( \frac{\rho}{\omega L} - \frac{\omega L}{\rho} \right) \cdot k_2. \quad (5)$$

Параметр  $\delta$  равен

$$\delta = A \{ (1 + k_2 \rho \cdot (\omega L)^{-1}) (1 - k_2 \omega L \cdot \rho^{-1}) \}^{-1}. \quad (6)$$

Для обычного контура без кабеля  $l = k_2 = 0$ , поэтому  $L_3 = L$ ,  $A = \delta = 1$ . Сопротивление  $r$  удобнее пересчитать в виде последовательной добавки к сопротивлению  $R_0$  (см. рис.1), тогда общие активные потери будут определяться сопротивлением

$$R_1 = R_0 + r [ (1 - k_2 \omega L \rho^{-1}) \cos(\beta l) ]^{-2}, \quad k_2 \omega L \rho^{-1} < 1. \quad (7)$$

Для чисто бегущей волны в кабеле погонное сопротивление потерь равно  $2\alpha\rho$ , где  $\alpha$  (в Нп·м<sup>-1</sup>) - коэффициент затухания. С учетом отраженной и падающей волн в кабеле, а также потерь в сосредоточенных элементах  $P_\Sigma$  будет равно

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} I^2 R_1 B \cos^2(\beta l), \quad (8)$$

где

$$B = (1 - k_2 \omega L \rho^{-1})^2 + \frac{\omega L}{R_1} \left( \frac{\omega L}{\rho} + \frac{\rho}{\omega L} \right) k_1. \quad (9)$$

Коэффициент  $k_1$  следующим образом связан с коэффициентом затухания:

$$\text{th}(\alpha l + j\beta l) = k_1 + jk_2 \approx \alpha l \cdot \cos^{-2}(\beta l) + j \text{tg}(\beta l). \quad (10)$$

Из (4) и (9) получается выражение для добротности гибридного контура

$$Q_h = \frac{\omega N_M}{P_\Sigma} = \frac{\omega_0}{2\Delta\omega} = \frac{\omega L}{R_1} \cdot \frac{A}{B}, \quad (11)$$

где  $2\Delta\omega$  - полоса пропускания гибридного контура. Из формулы (11) в случае короткозамкнутого или разомкнутого на конце кабеля длиной  $n \cdot \lambda/2$  при произвольном  $n$  получается  $Q_h = \beta/(2\alpha)$ , откуда можно по измерению  $Q_h$  определить среднюю величину затухания кабеля, неоднородно охлажденного по длине:

$$\alpha = 0,01 \sqrt{\epsilon} (2\Delta\nu), \quad (12)$$

где  $[\Delta\nu]$  в МГц. Другой частный случай формулы (11) при  $l = n\lambda/2$  и  $r = 0$  (формула (33)) приведен в <sup>6/</sup>.

Мощность, поглощаемая 1 см<sup>3</sup> образца, при ядерном резонансе равна

$$P_{X''} = 2\pi\eta\omega L X'' I^2. \quad (13)$$

Так как  $P_{X''}$ ,  $P_\Sigma$ , а также условие резонанса (2) не зависят от того, как, последовательно или параллельно, подключен конденсатор  $C_h$  (рис.1), то относительное изменение импеданса контура  $k$  за счет поглощения мощности  $P_{X''}$  при ЯМР и резонансная частота в случае достаточно высокой добротности контура будут совпадать у параллельного и последовательного гибридного контуров

$$k = \frac{P_{X''}}{P_\Sigma} = 4\pi\eta Q_h X'' (1 + k_2^2) \cdot A^{-1}. \quad (14)$$

Формула (14) обобщает известное выражение Робинсона <sup>4/</sup>  $k = 4\pi\eta Q X''$ , полученное для простого контура из сосредоточенных элементов, и позволяет учесть весьма сильное влияние длины и затухания кабеля на чувствительность Q-метра. Детальный анализ (14) сделан в работе <sup>3/</sup>. Изменение индуктивности  $4\pi\eta L X'$  при ЯМР приводит к относительному сдвигу частоты настройки контура, который рассчитывается на основании общей формулы из работы <sup>2/</sup> и оказывается равным

$$\frac{2 \cdot \Delta\omega}{\omega_h} = -4 \pi\eta X' (1 + k_2^2) \cdot A^{-1}. \quad (15)$$

Из этой же работы следует выражение для эквивалентного сопротивления последовательного  $r_s$  и параллельного  $R_p$  гибридных контуров:

$$r_s = \delta \cdot \frac{\omega L_3}{Q_h}; \quad R_p = Q_h \cdot \frac{\omega L_3}{\delta}. \quad (16)$$

Комплексный импеданс и фазовая характеристика вблизи резонанса имеют вид

$$z_s = r_s [1 + j\zeta]; \quad z_p = R_p (1 + j\zeta)^{-1}; \quad (17)$$

$$\phi_s = \arctg \zeta \approx \zeta; \quad \phi_p = -\arctg \zeta \approx -\zeta; \quad \zeta = 2Q_h \frac{(\omega - \omega_h)}{\omega_h}.$$

Если использовать для сравнения точное выражение для импеданса, к примеру, последовательного гибридного контура  $z_s = z + (j\omega C_H)^{-1}$ , где  $z$  рассчитывается по формуле (П.1) приложения, то в пределах  $\zeta = \pm 1$  формулы (17) дают однозначное совпадение всех характеристик контура, за исключением небольшого, в несколько градусов, параллельного сдвига фазово-частотной характеристики, связанного с воздействием кабеля. Так как само "точное" выражение для импеданса является приближением для практических схем, то в дальнейшем указанным сдвигом фазовой характеристики будем пренебрегать.

## 2. ЛИНЕЙНАЯ МОДЕЛЬ АПЧ

На рис.2 приведена блок-схема Q-метра, в соответствии с которой в этом разделе мы выполним расчет линейной модели фазовой АПЧ. Приемный контур Q-метра ( $L, \ell, C_H$ ) через сопротивление  $R \gg r_s$  и ограничитель амплитуды (Limiter) подключен к генератору высокой частоты ( $O_s$ ). Напряжение на контуре усиливается широкополосным высокочастотным усилителем (HFA) и через амплитудный ограничитель воздействует на верхний (по

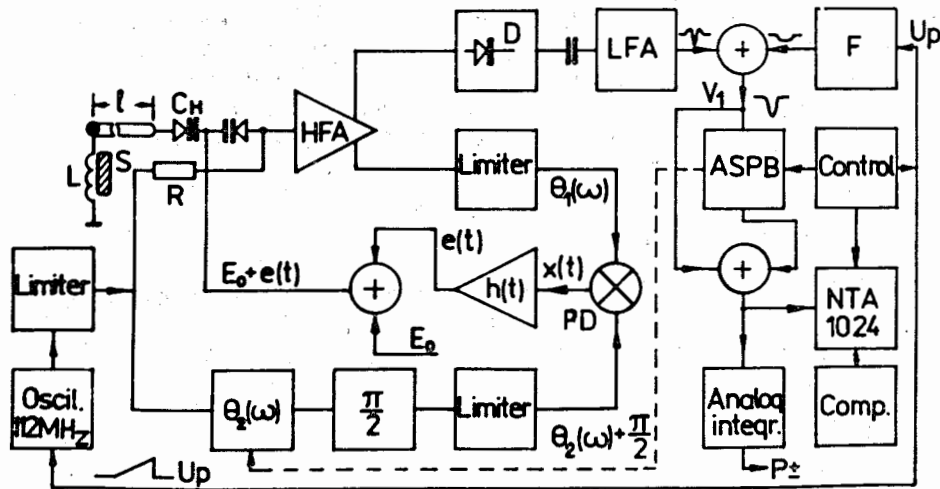


Рис.2. Блок-схема Q-метра с фазовой АПЧ приемного контура.

рисунку) сигнальный вход фазового детектора (PD). Ко второму входу PD приложено ограниченное по амплитуде и сдвинутое фазо-вращателем на угол  $\theta_2(\omega) + \pi/2$  напряжение генератора ( $O_s$ ). Выходное напряжение PD низкой частоты усиливается усилителем с переходной функцией  $h(t)$  и через сумматор управляет емкостью варикапа контура ( $C_H$ ). Классическая задача фазовой автоподстройки<sup>7/</sup> заключается в синтезе функции  $h(t)$ , которая обеспечивает подстройку фазы управляемого генератора под фазу принимаемого сигнала. Если частота сигнала линейно изменяется (как это и происходит в Q-метре), то известно<sup>7/</sup>, что фильтр с такой функцией  $h(t)$  представляет идеальный интегратор или схему с двойным реальным интегрированием. Применение интегратора неизбежно приведет к ухудшению переходных характеристик фазовой АПЧ<sup>8/</sup>. Как показано ниже, оптимальное по быстродействию решение задачи в случае Q-метра получается при специальному выбору фазово-частотной характеристики  $\theta_2(\omega)$ . Линеаризованная фазово-частотная характеристика (17) последовательного (+) и параллельного (-) гибридного контуров имеет вид

$$\theta_1(t) \approx \pm 2Q_h \frac{\omega(t) - \omega_h}{\omega_0}, \quad (18)$$

где  $\omega_0$  - частота, соответствующая центру развертки,  $\omega_h$  - частота настройки контура,  $\omega(t)$  - частота генератора ( $O_s$ ). Выберем постоянное смещение  $E_0$  (см.рис.2) таким, чтобы при  $e(t) = 0$  было  $\omega_h = \omega_0$ . В пределах развертки частоты генератора характеристика управления варикапа ( $C_H$ ) на рис.2 может быть записана в виде

$$\omega_h(e(t)) = \omega_0 + S e(t), \quad (19)$$

где  $S$  - крутизна характеристики управления в  $\text{рад} \cdot \text{с}^{-1}/\text{В}$ . Для косинусоидальной характеристики фазового детектора<sup>8/</sup> в линейном приближении имеем (см.рис.2):

$$x(t) = U_\phi \cos [\theta_2(\omega) + \frac{\pi}{2} - \theta_1(\omega)] \approx U_\phi [\theta_1(\omega) - \theta_2(\omega)], \quad (20)$$

где  $\theta_2(\omega)$  - фазовая характеристика опорного канала, а  $\omega = \omega(t)$ . Используя интеграл Дюамеля, соотношения (18) ÷ (20) можно переписать в виде уравнения

$$\theta_1(t) = \pm \frac{2Q_h}{\omega_0} \{ \omega(t) - \omega_0 - S U_\phi [h(t) [\theta_1(0) - \theta_2(0)] + \int_0^t h'(t-u) [\theta_1(u) - \theta_1(0) - [\theta_2(u) - \theta_2(0)]] du] \}, \quad (21)$$

где  $h(t)$ ,  $h'(t)$  - переходная и импульсная переходная функции. Решение этого уравнения с использованием преобразования Лапласа имеет вид

$$\theta_2(p) = \pm \left\{ \left( 1 + \frac{\omega_0}{2Q_h} \cdot \frac{1}{SU_\phi K(p)} \right) \theta_1(p) - \frac{\omega(p) - \omega_0/p}{SU_\phi K(p)} \right\}, \quad (22)$$

где  $p$  - оператор в преобразовании Лапласа,  $h'(t) \doteq K(p)$  - операторный коэффициент передачи низкочастотного усилителя на выходе ПД (рис.2). Наименьшие искажения наблюдаемой формы линии ЯМР получаются, когда в результате действия АПЧ контура мнимая часть его импеданса обращается в нуль. В этом случае

$\theta_1(p) = 0$ , а  $\theta_2(p)$  из (22) равно

$$\theta_2(p) = \mp \frac{\omega_0}{SU_\phi K} \left[ \frac{\omega(p) - \omega_0/p}{\omega_0} \right]. \quad (23)$$

Для оценки положим  $U_\phi \approx 1 \text{ В} \cdot \text{рад}^{-1}$ ,  $S = 2\pi \cdot 3 \cdot 10^5 \text{ рад} \cdot \text{с}^{-1} \text{ В}^{-1}$ , откуда  $\omega_0/SU_\phi K \approx 35$  на частоте  $2\pi \cdot 10^8 \text{ рад} \cdot \text{с}^{-1}$  при  $K = 10$ , так что в качестве фазовращателя можно использовать колебательный контур с добротностью  $10 \div 40$ . И, наконец, инверсия знака в формуле (23) по отношению к (18) указывает на то, что идеальное подавление вклада мнимой части импеданса в сигнал ЯМР при развертке частоты (т.е. выполнение условия  $\theta_1(p) = 0$ ) в линейной модели получается, когда фазово-частотные характеристики опорного канала и приемного контура имеют противоположные знаки угловых коэффициентов, т.е. параллельному приемному контуру должен соответствовать последовательный контур в фазовращателе опорного канала и наоборот. Выполнение этого правила является главным условием высокой эффективности фазовой АПЧ.

### 3. КОРРЕКЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СПЕКТРА ЯМР

#### 3.1. Последовательный контур

Поляризация мишени пропорциональна интегралу  $\int \chi''(\omega) d\omega$ , который определяется по относительному изменению модуля импеданса контура при ЯМР. В предыдущем разделе было показано, что в результате действия фазовой АПЧ можно подавить вклад мнимой части в модуль импеданса приемного контура. Тем не менее реальная часть импеданса не является точно пропорциональной  $\chi''(\omega)$ . Эти отклонения от линейности необходимо учесть при точном измерении поляризации мишени. Получим простую аналитическую зависимость между относительным изменением модуля импе-

данса  $\kappa_s = [X(x', x'') - X(x' = x'' = 0)] \cdot X^{-1}(x' = x'' = 0)$  и сигналами  $x'$  и  $x''$  (см. (П.3)) через параметры гибридного контура. Для последовательного контура с  $\ell = n\lambda/2$  импеданс  $z_s = z + (j\omega C_H)^{-1}$ , где  $z$  берется из формулы (П.1), можно разложить в комплексный ряд по  $k_1 + jk_2$ , тогда с точностью до линейных членов

$$\text{Re}\{z\} = \text{Re}\{z(k_1 = k_2 = 0) + \frac{dz}{d(k_1 + jk_2)}(k_1 + jk_2)\}, \quad (24)$$

где  $dz/dk = \partial X/\partial k_1 + j \partial Y/\partial k_1$ .

В результате простых вычислений с использованием формул (П.1)-(П.8) получается искомая зависимость<sup>/9/</sup>:

$$\kappa_s = \frac{x'' + \frac{2\omega L_0}{\rho}(x' + \frac{x'^2 - x''^2}{2Q})k_1 + \frac{2\omega L_0}{\rho}x''(1 + \frac{x'}{Q})k_2}{1 + \frac{\rho}{R_0}(1 + \frac{\omega^2 L_0^2}{\rho^2})k_1}, \quad (25)$$

где  $Q = \omega L_0/R_0$ .

#### 3.2. Параллельный контур

В параллельном гибридном контуре можно использовать<sup>/10/</sup> кабель с  $\ell < \lambda/4$ , поэтому  $|k_1 + jk_2|$  в общем нельзя считать малым параметром. В этом случае спектр ЯМР:

$$\kappa_p(x', x'') = [z_p(x', x'') - z_p(x' = x'' = 0)] \cdot z_p^{-1}(x' = x'' = 0), \quad (26)$$

где  $z_p$  - комплексный импеданс параллельного гибридного контура удобно рассчитать с точностью до линейных по  $x' - jx''$  членов разложения в ряд. Обычно параллельный контур используется в дейтронном Q-метре, где  $|\kappa_p| < 0,1$ . Будем полагать  $Y^2 \gg X^2$ ,  $\tau = 0$  (см. П.1),  $\text{Im}\{z_p\} = 0$ , тогда  $z_p = Y^2/X$ . Функция  $X + jY$  является аналитической, поэтому  $X$  и  $Y$  можно записать в виде

$$X = u + \zeta_1 x' + \zeta_2 x'', \quad (27)$$

$$Y = v + \zeta_2 x' - \zeta_1 x''.$$

При  $x' = x'' = 0$  из формул (2), (17) следует

$$u = R_0 + \rho [1 + (\omega L_0/\rho)^2] [1 - k_2 \omega L_0 \cdot \rho^{-1}]^{-2} \cdot k_1, \quad (28)$$

$$v = (\omega C_H)^{-1} = Y(x' = x'' = 0) = (\omega L_0 + k_2 \rho) (1 - k_2 \omega L_0 \cdot \rho^{-1})^{-1}. \quad (29)$$

Дифференцируя  $Y$  по  $L$  и записывая приращение  $\Delta L$  как  $4\pi\eta L \chi'$ , получим

$$\zeta_2 = R_0(1 + k_2^2) \cdot (1 - k_2\omega L_0 \cdot \rho^{-1})^{-2}. \quad (30)$$

Из формул (П.1) ÷ (П.8) следует

$$\zeta_1 = 2R_0(k_2 + \omega L_0 \cdot \rho^{-1})(1 - k_2\omega L_0 \cdot \rho^{-1})^{-3} \cdot k_1, \quad k_2\omega L_0/\rho < 1. \quad (31)$$

Окончательно получается

$$\kappa_p(x', x'') = \left[ -\frac{\zeta_2}{u}x'' + \left(2\frac{\zeta_2}{v} - \frac{\zeta_1}{u}\right)x' \right] \left[ 1 + \frac{\zeta_1}{u}x' + \frac{\zeta_2}{u}x'' \right]^{-1}, \quad (32)$$

где предполагается  $\zeta_1 \ll \zeta_2$ ,  $2\zeta_1 v^{-1} \ll \zeta_2 u^{-1}$ .

### 3.3. Коррекция экспериментального спектра

Для определения параметров контура сначала при разомкнутом кабеле ( $r = 0$ ,  $L = \infty$ ) подбирается его длина и измеряется добротность. Коэффициент затухания  $\alpha$  определяется по формуле (12), сопротивление потерь  $R_1 \equiv R_0$  - по формуле (11), которая для  $l = \pi\lambda/2$  имеет следующий вид<sup>1/6/</sup>:

$$Q_h = \frac{\omega L_0}{R_0} \left[ 1 + \frac{\pi m}{2} \left( \frac{\rho}{\omega L_0} + \frac{\omega L_0}{\rho} \right) \right] \left[ 1 + \frac{\omega L_0}{R_0} \left( \frac{\rho}{\omega L_0} + \frac{\omega L_0}{\rho} \right) k_1 \right]^{-1}, \quad (33)$$

где параметры  $\omega$ ,  $L_0$ ,  $\rho$  предполагаются известными. Далее оба уравнения (25) и (32) можно представить в виде

$$x''_{i+1} = x''_{i+1}(\kappa_{s,p}, x'_i),$$

например, для (32) имеем

$$x''_{i+1} = \frac{u}{\zeta_2} \left[ -\kappa_p \left( 1 + \frac{\zeta_1}{u}x'_i \right) + \left( 2\frac{\zeta_2}{v} - \frac{\zeta_1}{u} \right) x'_i \right] \left[ 1 + \kappa_p \right]^{-1}, \quad (34)$$

где  $i = 0, 1, 2, \dots$  - номер приближения. Из этого выражения методом итераций по наблюдаемому спектру  $\kappa_p(x', x'')$  рассчитывается действительная форма линии поглощения. Нулевое приближение дает ( $x' = 0$ )

$$x''_1 = -\frac{u}{\zeta_2} \frac{\kappa_p}{(1 + \kappa_p)}. \quad (35)$$

Окончательное решение сводится к нахождению  $x'_i$  из соотношения Кронига - Крамерса и  $x''_{i+1}$  из формулы (34). В работе<sup>10/</sup> изложенный метод был успешно применен для коррекции спектра дейтронного сигнала.

## 4. НЕКОТОРЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СХЕМЫ Q-МЕТРА

### 4.1. Усилитель высокой частоты, линейный детектор, ограничитель амплитуды, фазовый детектор

На рис.3 представлена схема усилителя высокой частоты (HFA) протонного Q-метра. Полоса пропускания усилителя 100+120 МГц на уровне 0,9, коэффициент усиления 160. Нижний спад амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) формируется переходными конденсаторами, верхний - настройкой корректирующих контуров с индуктивностями  $L_1$  и  $L_2$  на спад АЧХ усилителя. Выход эмиттерного повторителя (Т2) подключается к сигнальному входу фазового детектора (рис.5) ( $u_s$ ), выход повторителя (Т3) - к линейному детектору. Последний состоит из двух пар диодов Д3 ÷ Д6 с одинаковыми вольт-амперными характеристиками. Диоды подключены к симметричным входам усилителя постоянного тока А4, причем обе пары смещены опорным напряжением  $u_d \approx 370$  мВ. В такой схеме происходит компенсация нелинейности начального участка вольт-амперной характеристики диодов, в результате чего выходное напряжение А4 в пределах  $0,08 \text{ В} \leq u \leq 8 \text{ В}$  имеет простую связь с амплитудой  $u_A$  ВЧ-напряжения на входе детектора  $u = 3,6 \cdot u_A$ . Диоды вместе с терморезистором и нагревателем (последние два элемента не показаны на схеме рис.3) вклеены эпоксидной смолой

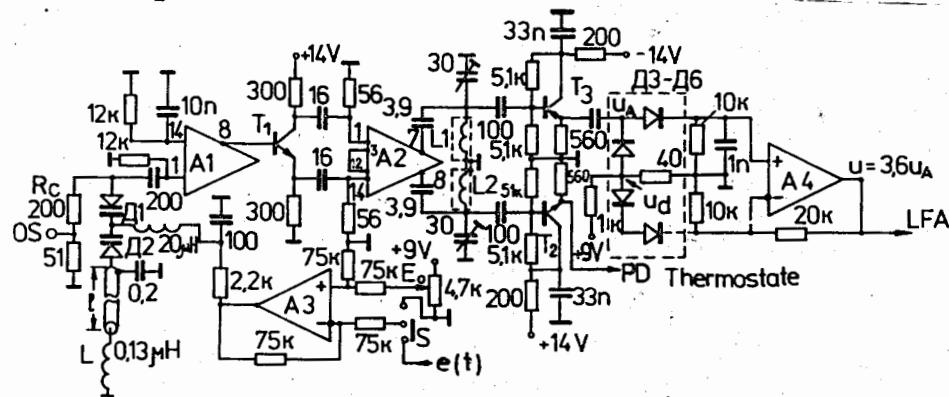


Рис.3. Усилитель высокой частоты протонного Q-метра. А1,2 -  $\mu\text{A}$  - 733, А3,4 - 140 УД 6, Д3 ÷ Д6 - ГД - 508.

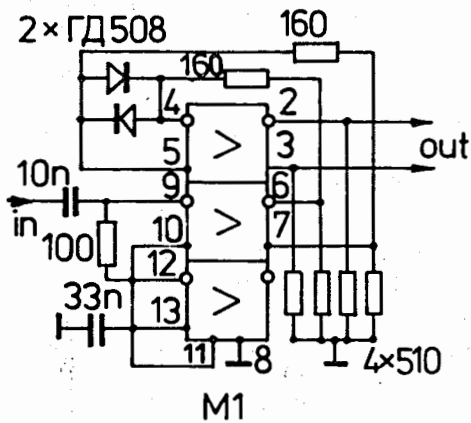


Рис. 4. Высокочастотный амплитудный ограничитель.  
M1-500 ЛП 116.

в медный блок размером 0,5х1,2х1,2 см. Температура блока поддерживается с точностью  $\pm 0,1^\circ$ , чтобы при многосуточных измерениях устранить влияние колебаний внешней температуры на коэффициент передачи детектора. К входу усилителя подключается последовательный гибридный контур с ем-

костью настройки (варикапы  $D1 \div D2$ ), управляемой сумматором  $A3^{11/}$ . При настройке контура Q-метра сначала в верхнем по схеме положении переключателя S подбирается смещение  $E_0$ , затем в нижнем положении S напряжение  $E_0$  суммируется с напряжением  $e(t)$  в соответствии со схемой рис. 2. Обычно при развертке частоты генератора возникает паразитная амплитудная модуляция. Для подавления этого нежелательного явления используется амплитудный ограничитель (рис. 4). Такие же ограничители включены в сигнальном и опорном трактах фазового детектора (рис. 2, 5). Схема состоит из двух последовательно включенных

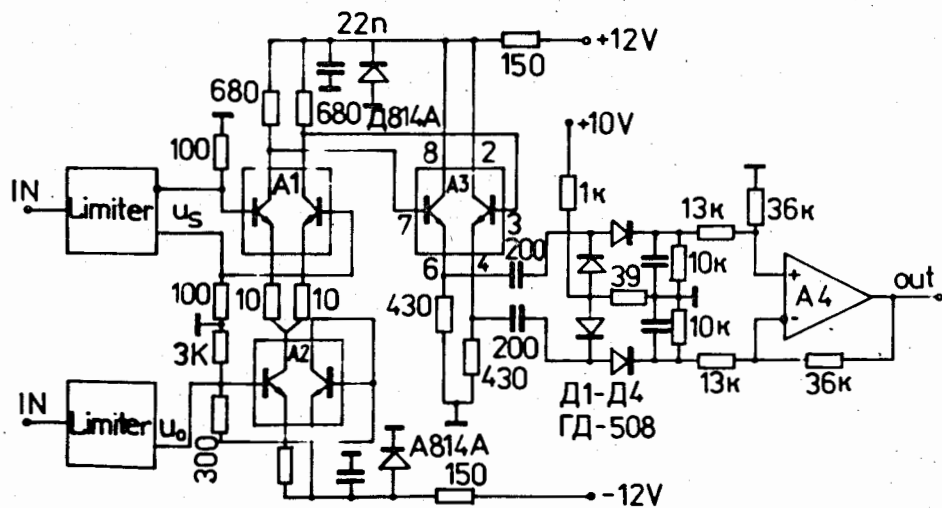


Рис. 5. Высокочастотный фазовый детектор  $A1 \div A3$  - 159НТ1Д.  
 $A4$  - 140УД6.

ВЧ-усилителей, в межкаскадную связь которых включен дополнительный диодный ограничитель. Напряжение ВЧ, ограниченное по амплитуде, питает гибридный контур (рис. 3) через сопротивление  $R_c$ . Вторая и более высокие гармоники не оказывают влияния на работу прибора, так как для приемного контура они не являются резонансными и, кроме того, эффективно подавляются полосовым усилителем (рис. 3).

На рис. 5 приведена схема фазового детектора с балансным диодным детектором на выходе ( $D1 \div D4$ ,  $A4$ ). Здесь использованы три гибридные микросхемы с парами высокочастотных транзисторов. Как показано в работе <sup>8/</sup>, наиболее линейный вид фазовой характеристики детектора получается, когда напряжение сигнального входа  $u_s$  создает на выходе  $A3$  вдвое большее напряжение, чем напряжение  $u_0$  опорного канала.

#### 4.2. Блок связи Q-метра с анализатором

Выходной сигнал усилителя низкой частоты (LFA) (рис. 2) представляет собой смесь полезного сигнала ЯМР с частично подавленной огибающей АЧХ приемного контура и некоторой постоянной составляющей, уровень которой может существенно изменяться, особенно при длительном цифровом накоплении неусиленных сигналов. Этот дрейф возникает вследствие нерегулярных помех, переходных процессов в (LFA) с участием разделительных конденсаторов, температурного изменения фазовой задержки  $\theta_2(0)$  в опорном канале фазовой АПЧ, небольшой расстройки приемного контура. Опыт показывает, что при точном измерении интегральной интенсивности (поляризации) сигнала ЯМР перед цифровым накоплением необходимо выполнить аналоговое подавление вклада АЧХ и принять меры по предварительному устранению влияния дрейфа постоянной составляющей. Для подавления вклада АЧХ, амплитуда которого в результате действия фазовой АПЧ обычно только в 2 ÷ 5 раз превосходит уровень шума, в блоке F (рис. 2) вырабатывается компенсирующее напряжение параболической формы. Затем в сумматоре (рис. 2) это напряжение вычитается из выходного напряжения LFA.

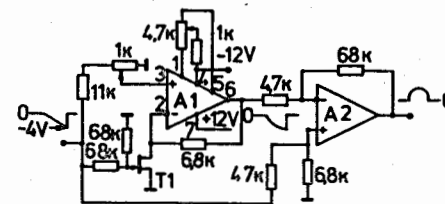


Рис. 6. Схема формирования параболического напряжения из пилообразного импульса.  $A1, 2$  - 140УД6,  $T1$  - КП303Е.



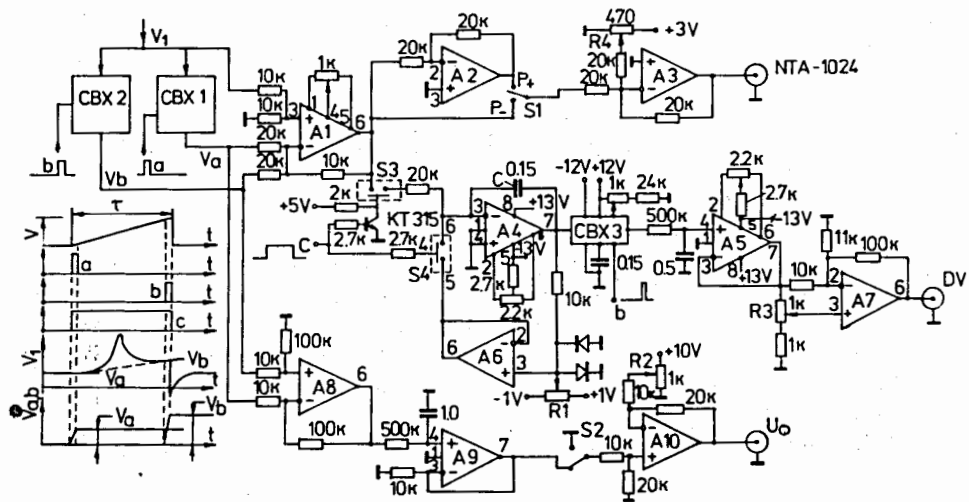


Рис.7. Блок обработки аналогового сигнала. Схема предназначена для связи Q-метра с анализатором NTA-1024 и компьютером. CBX1,2,3 - КР1100СК2, А1 ÷ А3, А6,7,8,10 - 140УД6, А4,5,9 - 140УД8.

На рис.6 приведена простая схема формирования параболического компенсационного напряжения путем возведения в квадрат пилообразного входного напряжения усилителем А1 с нелинейной обратной связью через полевой транзистор Т1. Используемое в этой схеме пилообразное напряжение является инвертированным напряжением управления частотной развертки генератора ВЧ Q-метра. На выходе второго усилителя А2 образуется параболическое напряжение с нулевым пьедесталом. Влияние дрейфа постоянной составляющей устраняется в блоке обработки аналогового сигнала (ASPB) (рис.2,7). Для этого в схеме рис.7 включены две схемы выборки-хранения (CBX1,2) и дифференциальный усилитель А1. Временные диаграммы импульсов на рис.7 иллюстрируют работу схемы по отношению к пилообразному напряжению развертки частоты ВЧ-генератора. На сигнальный вход CBX1,2 подается выходное напряжение  $v_1$  сумматора (рис.2,7). Импульсы запуска CBX1,2 (а) и (б) соответствуют переднему и заднему фронту пилообразного напряжения развертки частоты генератора ВЧ Q-метра. В результате схемы выборки-хранения запоминают напряжения  $v_a$  и  $v_b$ , соответствующие мгновенным значениям входного напряжения  $v_1$ . Затем полусумма  $(v_a + v_b)/2$  напряжений вычитается в усилителе А1 из сигнала  $v_1$ , вследствие чего выходное напряжение А1 оказывается привязанным к нулевому пьедесталу.

Происходит восстановление постоянной составляющей сигнала  $v_1$ , что позволяет с необходимой точностью выполнить аналоговое измерение интегральной интенсивности (поляризации) усиленных сигналов ЯМР и, в частности, исключает симметричный вклад дисперсионной составляющей в сигнал поглощения. Выходное напряжение усилителя А8 пропорционально разности  $(v_a - v_b)$ , которая зависит от расстройки приемного контура Q-метра относительно частоты ВЧ-генератора Q-метра. При накоплении слабых неусиленных сигналов эта разность напряжений используется для коррекции фазы  $\theta_2(0)$  (21) в опорном канале фазовой АПЧ, как это показано пунктиром на рис.2. Начальная установка  $\theta_2(0)$  выполняется напряжением  $u_0$  с выхода усилителя А10 (S2 - в верхнем по схеме положении). При автоматической коррекции  $\theta_2(0)$  к начальному напряжению  $u_0$  добавляется напряжение с выхода А9, пропорциональное разности  $(v_a - v_b)$  (S2 - в нижнем положении). В результате действия обратной связи, показанной пунктиром на рис.2, происходит подавление пилообразного изменения пьедестала под сигналом ЯМР. При накоплении неусиленных дейтронных сигналов время накопления требуется еще более увеличивать. В этом случае, кроме восстановления постоянной составляющей, компенсации пилообразного дрейфа, необходимо компенсировать также и параболическую компоненту изменяющегося фона. Эта процедура выполняется компьютером с использованием метода наименьшего среднеквадратичного отклонения. Цифровая обработка сигналов выполняется анализатором NTA-1024 в режиме цифрового осциллографа. Так как анализатор обрабатывает только положительные напряжения, то сигнал отрицательной поляризации должен быть инвертирован (переключатель S1, рис.7). Потенциометр R4 (усилитель А3, рис.7) выставляет постоянное положительное смещение, превышающее амплитудный порог анализатора. В процессе динамической ориентации ядер поляризацию мишени удобно контролировать по показанию аналогового интегратора, выход которого подключен к гнезду DV (рис.7). На рис.2 этот интегратор изображен отдельно от блока ASPB. Результат интегрирования за время  $\tau$  запоминается CBX3, управляемой импульсом (b). Коэффициент усиления А7 регулируется потенциометром R3 так, чтобы отсчитывать поляризацию мишени прямо в процентах. Между циклами интегрирования усилитель А6 автоматически контролирует начальное напряжение на конденсаторе С в соответствии с напряжением потенциометра R1.

## 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис.8 представлена фотография экспериментального спектра ЯМР протонов диола  $C_3H_8(OH)_2$ , полученного в результате усред-

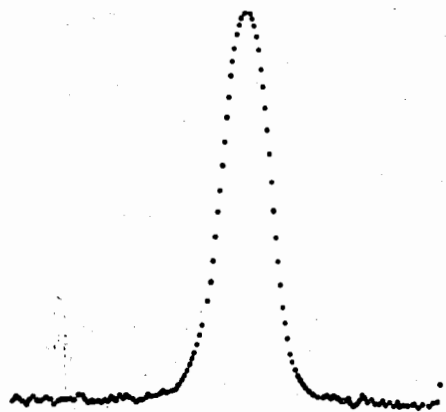


Рис.8. Спектр неусиленного сигнала ЯМР протонов  $C_3H_6(OH)_2$ , усредненный по  $10^3$  циклам прохождения.  $T = 1,3$  К.

Рис.10. Спектр усиленного дейтронного сигнала ( $P_D = 0,367$  - сплошная кривая/ и инвертированный спектр ( $P_D = -0,367$  - пунктирная кривая/ после коррекции по формулам данной работы.

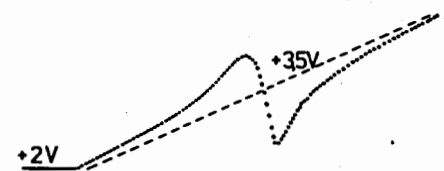
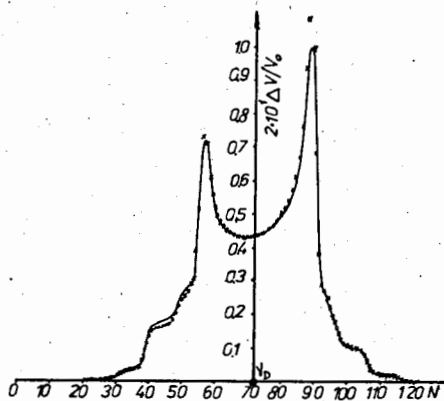


Рис.9. Напряжение  $E_0 + e(t)$  /см.рис.2/ в режиме записи усиленного протонного сигнала.



нения анализатором NTA-1024 по  $10^3$  циклам прохождения. Неусиленный сигнал с выхода Q-метра при  $T = 1,3$  К имеет отношение сигнал-шум 2:1. Для этого случая типичное значение максимальной глубины модуляции ВЧ-напряжения на контуре Q-метра при поляризации 0,98 составляет 15 ÷ 30%. Диапазон частотной развертки 430 кГц. На рис.9 по данным цифрпечати NTA-1024 построен график напряжения  $E_0 + e(t)$  (рис.2) в режиме записи усиленного сигнала. Пунктиром на графике показано то же напряжение, но в отсутствие сигнала ЯМР. Эти экспериментальные данные хорошо подтверждают результаты теоретического расчета данной работы и расчеты Петричека<sup>12/</sup>. На рис.10, взятом из работы<sup>3/</sup>, приведены два спектра ЯМР дейтронов положительной поляризации ( $P_D = 0,367$ ) и инвертированный относительно центра  $\nu_D$  спектр отрицательной поляризации ( $P_D = -0,367$ ). В качестве критерия для сравнения используется свойство симметрии сигналов поглощения относительно центра в случае квадратного уширения линии при инверсии знака спиновой тем-

пературы, т.е.  $\chi''(T_s, \nu - \nu_D) = -\chi''(-T_s, \nu_D - \nu)$ . Спектр получен дейтронным Q-метром с параллельным гибридным контуром при длине кабеля  $l < \lambda/4$ <sup>10/</sup>. Несмотря на небольшую глубину модуляции <5%, хорошее совпадение формы сигналов удается получить только при использовании процедуры коррекции, изложенной в разделе 3.3. При измерении дейтронных сигналов особенно важно подчеркнуть необходимость использования в приемном контуре коаксиального кабеля с предельно низкой величиной затухания.

В заключение отметим, что разработанный в данной работе метод коррекции спектров ЯМР значительно проще методов, используемых в работах<sup>13,14/</sup>. Упрощение достигается благодаря двум обстоятельствам: во-первых, действие АПЧ подавляет вклад в модуль импеданса мнимой части, вследствие чего достаточно скорректировать нелинейности в реальной части импеданса, во-вторых, благодаря использованию безмодельного метода<sup>10/</sup>, основанного только на свойстве симметрии спектра дейтронов.

В данной работе сконцентрированы результаты многолетних теоретических и экспериментальных исследований нового прибора для измерения поляризации мишеней. На разных этапах работы в ней участвовали сотрудники многих институтов, работающих в области применения поляризованных мишеней. Мы приносим глубокую благодарность Ю.Г.Абову, В.В.Полякову, В.Петричеку, А.И.Ковалеву, М.И.Цулая, М.И.Габелия, А.Н.Черникову, А.Ф.Прудкогляду за полезные консультации и практическую помощь в работе.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

Импеданс  $z = X + jY$  схемы рис.1 при  $r = 0$  вычисляется по формуле

$$z = \frac{\rho[\rho \operatorname{th}(\gamma l) + j\omega L]}{\rho + j\omega L \operatorname{th}(\gamma l)} + R_0, \quad (\text{П.1})$$

где  $L = L_0(1 + 4\pi\eta\chi)$ ,  $\chi = \chi' - j\chi''$ ,  $\gamma = \alpha + j\beta$ .  
Отсюда

$$X = R_0 + \rho \frac{AM + BN}{M^2 + N^2}, \quad Y = \rho \frac{BM + AN}{M^2 + N^2}, \quad (\text{П.2})$$

$$A = \rho k_1 + R_0 \chi'', \quad \chi' = 4\pi\eta \frac{\omega L_0}{R_0} \chi', \quad -\chi'' = 4\pi\eta \frac{\omega L_0}{R_0} \chi'', \quad (\text{П.3})$$

$$B = \rho k_2 + \omega L_0 + R_0 \chi', \quad (\text{П.4})$$

$$M = R_0 x'' k_1 - (\omega L_0 + R_0 x') \cdot k_2, \quad (\text{П.5})$$

$$N = (\omega L_0 + R_0 x') \cdot k_1 + R_0 x'' k_2, \quad (\text{П.6})$$

$$k_1 = \frac{\text{th}(a\ell)}{\cos^2(\beta\ell)} [1 + \text{tg}^2(\beta\ell) \text{th}^2(a\ell)]^{-1} \approx a\ell \cdot \cos^{-2}(\beta\ell), \quad (\text{П.7})$$

$$k_2 = \frac{\text{tg}(\beta\ell)}{\cosh^2(a\ell)} [1 + \text{tg}^2(\beta\ell) \text{th}^2(a\ell)]^{-1} \approx \text{tg}(\beta\ell). \quad (\text{П.8})$$

z является аналитической функцией аргументов  $k_1 + jk_2$  и  $x' - jx''$  и может быть разложен в ряд по этим аргументам.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Киселев Ю.Ф., Матафонов В.Н. - ПТЭ, 1977, 5, с.55; Препринт ОИЯИ P13-10101, Дубна, 1976.
2. Нейман М.С. - Обобщение теории цепей на волновые системы. М.: Госэнергоиздат, 1955, гл.2.
3. Киселев Ю.Ф., Черников А.Н. - Препринт ОИЯИ 13-85-734, Дубна, 1985.
4. Robinson F.N.H., Phil D. - J.of Sci.Instr., 1959, 36, 12, p.481.
5. Майнке Х., Гундлах Ф. - Радиотехнический справочник. М.: Госэнергоиздат, 1961, 1, с.144.
6. Burget J. et al. - Report of Nucl.Phys.Instr., Czechoslovak.Acad.Sci., Rez, 1972.
7. Витерби Э.Д. - Принципы когерентной связи. М.: Сов.радио, 1970.
8. Шахгильдян В.В., Ляховкин А.А. - Системы фазовой автоподстройки частоты. М.: Связь, 1972.
9. Киселев Ю.Ф., Сапожников А.П. - Сообщение ОИЯИ P13-10694, Дубна, 1977.
10. Kiselev Yu.F. et al. - Nucl.Instr.and Meth.in Phys.Research, 1984, 220, p.399.
11. Матафонов В.Н. - Сообщение ОИЯИ 13-85-146, Дубна, 1985.
12. Petricek V. - Nucl.Instr.and Meth., 1968, 58, p.111.
13. Hamada O. et al. - Nucl.Instr.and Meth., 1981, 189, p.561.
14. Sperisen F. - Nucl.Instr.and Meth.Phys.Res., 1987, A260, p.455.

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 июня 1989 года.