

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 86-37  
ОНФ

Р.Н.Краснокутский, Н.Н.Федякин, Р.С.Шувалов

ЗАРЯДОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ  
(некоторые обобщения)

Направлено в журнал  
"Радиотехника и электроника"

Серпухов 1986

Аннотация

Краснокутский Р.Н., Федякин Н.Н., Шувалов Р.С. Зарядочувствительный усилитель (некоторые обобщения): Препринт ИФЭ 86-37. - Серпухов, 1986. - 16 с., 3 рис., библиогр.: 19 назв.

Рассмотрен зарядочувствительный предусилитель с медленным (для измерения амплитуды) и с быстрым (для временных измерений) выходами. Получены выражения для сигналов на этих выходах и для спектральных плотностей шума. Показано, что требование равенства постоянных времени в цепях обратной связи и нагрузки практически не сказывается на форме сигнала с медленного выхода, но приводит к появлению у импульсов тока с быстрого выхода длинных хвостов сравнительно малой амплитуды. Приведены формулы для случаев произвольных импедансов входной цепи, цепях обратной связи и нагрузки. Материал изложен на основе принципа суперпозиции.

Abstract

Krasnokutsky R.N., Fedyakin N.N., Shuvalov R.S. Charge-Sensitive Amplifier (Some Generalizations): IHEP Preprint 86-37. - Serpukhov, 1986. - p. 16, figs. 3, refs. 19.

Noise spectral densities and signal wave are calculated and transformed to the fast and slow outputs of the amplifier with arbitrary impedances of the signal source, feedback loop and load. If their impedances have a resistive-capacitive structure then the obtained generalized relations are close to the classical formulas for the charge-sensitive or current-sensitive preamplifier with FET as a head element. It is shown, that the condition of pole-zero cancellation  $R_f C_f = R_L C_L$  (symbols "f" and "L" are related to the feedback and load chains) is practically important only for current signal form, namely, if this condition is not satisfied, an output current pulse will have a long tail.

## ВВЕДЕНИЕ

Зарядочувствительные усилители (ЗЧУ) с полевым транзистором в качестве головного элемента используются в ядерной электронике около 30 лет, так что, казалось бы, не могут быть предметом дискуссии. Тем не менее, в настоящей работе мы возвращаемся к старой задаче расчета шумовых характеристик ЗЧУ. Причины следующие:

I. В последние годы в физике высоких энергий стали широко использоваться новые детекторы: кремниевые и германиевые живые мишени<sup>/1/</sup>, микрополосковые детекторы<sup>/2/</sup>, детекторы на жидком аргоне<sup>/3/</sup>, времяпроекционные камеры<sup>/4/</sup>. В черенковских и сцинтилляционных калориметрах фотоумножители заменяются на фотодиоды<sup>/5/</sup>, для низких энергий (протоны с энергией  $\sim 1$  МэВ) можно успешно применять пластические сцинтилляторы с фотодиодами<sup>/6/</sup>. В работе<sup>/7/</sup> показано, что калориметры с кремниевыми детекторами в качестве активного элемента обладают хорошими характеристиками<sup>/6/</sup>.

Во всех перечисленных случаях необходимы малошумящие усилители. Характеристики сигналов некоторых из перечисленных выше детекторов приведены в<sup>/8/</sup>. Нужно добавить, что появление новых детекторов сопровождается стремительным ростом числа каналов регистрирующей электроники. Это, в свою очередь, привело к тому, что разработкой и эксплуатацией малошумящих усилителей вынуждены заниматься физики, ранее очень далекие от этой области. Опыт показывает, что овладение новой методикой сопряжено со значительными трудностями, и одна из причин та, что статьи пишутся профессионалами для профессионалов.

При изложении мы не будем использовать теорию усилителей, а воспользуемся наглядным принципом суперпозиции. Мы надеемся, что

эта наглядность полезна физикам, не имеющим опыта работы с малошумящими усилителями.

2. В литературе по ядерной электронике обычно рассматривается источник сигнала с емкостным выходным импедансом. Мы столкнулись с необходимостью расчета шумов ЗЧУ для произвольного выходного импеданса источника сигнала при исследовании трансформаторной связи между детектором и ЗЧУ. В будущем мы будем использовать полученные в этой работе результаты. Для общности импедансы обратной связи и нагрузки усилителя мы также положим произвольными.

3. Чтобы уменьшить ошибку из-за наложений сигналов, импульсы на выходе усилителя должны быть тем короче, чем выше интенсивность потока частиц через детектор в<sup>9-II</sup>/ предложено использовать ЗЧУ с "токовым выходом", для чего обратная связь на затвор полевого транзистора (ПТ) берется с выхода дополнительного усилителя тока, подключенного к стоку ПТ. В<sup>9</sup>/ вычислена спектральная плотность шума на токовом выходе ЗЧУ и приведены экспериментальные данные, показывающие, что эта спектральная плотность растет с частотой в соответствии с расчетом. Однако измерения в<sup>9</sup>/ были сделаны для детектора малой емкости  $C_d = 22$  пФ. Ниже будет показано, что приведенная в<sup>9</sup>/ формула становится несправедливой при больших значениях  $C_d$  и будет получен более строгий результат: при некоторой частоте спектральная плотность шума выходит на плато, и эта частота тем меньше, чем больше  $C_d$ .

4. При вычислениях спектральной плотности шума и формы сигнала на выходе усилителя часто используется условие

$$R_f C_f = R_L C_L, \quad (I)$$

где величины в обеих частях (I) есть постоянные времени цепей обратной связи и нагрузки. Соблюдение условия (I) сильно упрощает расчеты<sup>9,12,13</sup>, что и оправдывает его использование. Однако в ряде практических схем<sup>14</sup> для выполнения (I) предусмотрен подстроечный конденсатор. В этой работе будет показано, что при измерении напряжения на нагрузке (зарядовый выход ЗЧУ) от соблюдения (I) зависит только фронт выходного сигнала, что не существенно при амплитудных измерениях. Напротив, если измерять ток в нагрузке<sup>9</sup> или ток ПТ<sup>II</sup>, то нарушение условия (I) приводит к появлению длинных "хвостов" у выходных импульсов, что не желательно при высоких скоростях счета.

5. Часто<sup>/13,15/</sup> при анализе шумов ЗЧУ последний заменяется на идеальный усилитель напряжения, а влияние обратной связи учитывается тем, что шумящий резистор  $R_f$  помещается на вход усилителя напряжения. Исходя из энергетических соображений, можно заключить, что отношение сигнал/шум не должно зависеть от конфигурации усилителя. С этой точки зрения замена ЗЧУ на усилитель напряжения оправдана, так как сильно упрощает расчеты. Однако энергетический довод все-таки качественный. В усилителе напряжения на нагрузку воздействует белый шум канала ПТ, хотя в реальной конфигурации ЗЧУ он совсем не белый из-за влияния обратной связи. Ниже мы покажем, что при анализе шумов ЗЧУ последний действительно достаточно строго может быть заменен усилителем напряжения.

6. В литературе при вычислении эквивалентного шумового заряда  $ENC$  принимается, что сигнал есть  $\delta$ -функция. Однако для детекторов с жидким аргонем,  $BGO$ ,  $NaI(Tl)$ ,  $CsI(Tl)$  такое упрощение приводит к заметному уменьшению  $ENC$ .

В настоящей работе будет получена простая формула, учитывающая влияние конечной длительности сигнала на  $ENC$ . Вычисления будут сделаны для оптимального фильтра, но так как мы приводим выражения для спектральных плотностей шумов на выходе ЗЧУ, то нетрудно получить результаты и для любого физически реализуемого фильтра.

## 1. ПЕРЕДАТОЧНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКОВ ШУМА И СИГНАЛА

Для анализа мы выбрали схему, показанную на рис.1а, так как она обобщает некоторые из известных схем. Если измерять ток в нагрузке  $Z_L$ , то приходим к схеме работы<sup>/9/</sup>; если измерять ток на выходе усилителя А, то - <sup>/11/</sup>; если измерять напряжение на нагрузке  $Z_L$ , то при  $A = 1$  приходим к обычному ЗЧУ<sup>/13/</sup>. Предполагается, что усилитель А имеет нулевое входное и бесконечное выходное сопротивление и не вносит дополнительного шума. В<sup>/9,10,13,16/</sup> показано, что при  $A > 1$  входное сопротивление ЗЧУ (рис.1а) уменьшается, что может быть полезным, если используется кабельная или трансформаторная связь между детектором и усилителем.

Спектральные плотности шумов (источники шумов показаны на их "физических местах" в схеме рис.1а) есть

$$\overline{i_{i,2}^2} = 2kT/Re Z_{i,2}; \quad \overline{i_{сн}^2} = 2kTg_m, \quad (2)$$

где  $g_m$  – крутизна ПТ. Эти источники шума создадут на выходе усилителя гауссов шум с нулевым средним значением и некоторой функцией автокорреляции. Из теоремы Кэмпбелла<sup>/17/</sup> следует, что источники шума  $i_{1,2}$ ,  $i_{сн}$  можно представить в виде пуассоновских потоков  $\delta$  – функций с интенсивностями

$$n_{1,2} = \frac{2kT}{q^2} \frac{1}{Re Z_{1,2}},$$

$$n_{сн} = \frac{2kT}{q^2} g_m.$$

Площадь каждой  $\delta$ –функции равна заряду электрона. Представление шумов в виде потока  $\delta$ –функций удобно своей наглядностью, так как для вычисления спектральных плотностей на выходе достаточно вычислить передаточные характеристики от входной  $\delta$ –функции с ее "физического места" на выход. Представление белого шума в виде потока  $\delta$ –функций часто применяется при анализе шума (см., например,<sup>/18/</sup>).

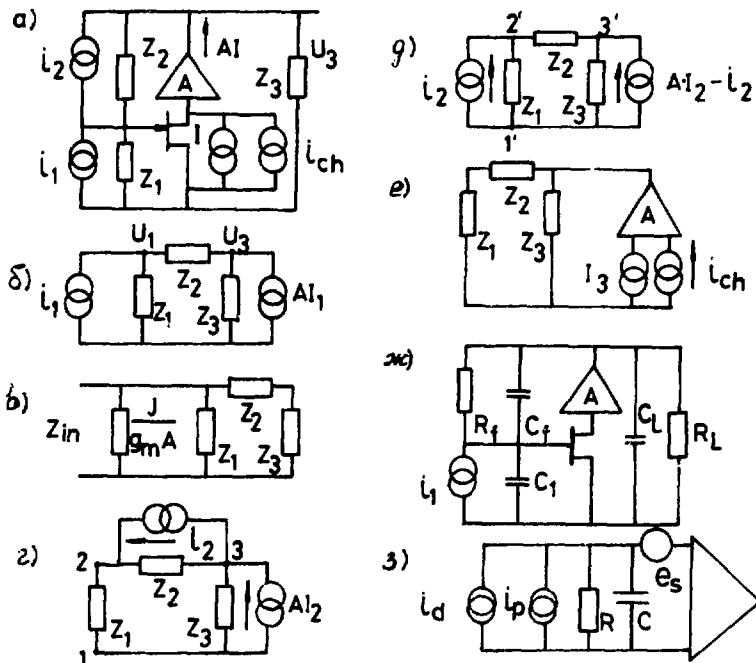


Рис. I.

Введем обозначения:

$$I = -g_m u_1, \quad (3)$$

$$z_0 = z_1 + z_2 + z_3. \quad (4)$$

1.1. Вклад  $i_1$ . Для его вычисления используем эквивалентную схему рис. 1б. Ток  $A\bar{I}$  возникает в результате воздействия напряжения  $u_1$  на затворе ПТ. В силу принципа суперпозиции токи в ветвях  $z_1$  и  $z_3$  есть сумма токов от источников  $i_1$  и  $A\bar{I}$ :

$$i_{z_1} = \frac{u_1}{z_1} = A \cdot \bar{I} \frac{z_3}{z_0} + i_1 \frac{z_2 + z_3}{z_0}, \quad (5)$$

$$i_{z_3} = \frac{u_3}{z_3} = A \cdot \bar{I} \frac{z_1 + z_2}{z_0} + i_1 \frac{z_1}{z_0}. \quad (6)$$

Исключая из (5) ток  $I$  (3), найдем входные импеданс и проводимость:

$$z_{in} = \frac{u_1}{i_1} = \frac{z_1(z_2 + z_3)}{z_0 + A \cdot g_m z_1 \cdot z_3}, \quad (7)$$

$$y_{in} = \frac{1}{z_{in}} = \frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2 + z_3} + \frac{A \cdot g_m z_3}{z_2 + z_3}. \quad (8)$$

Введем обозначение:

$$J = \frac{z_2 + z_3}{z_3},$$

так как ниже эта комбинация будет часто встречаться. Первые два члена в (8) есть входная проводимость схемы рис. 1б, а последний член отражает влияние генератора тока  $A\bar{I}$ . Как видно из (8), оно сводится к подключению параллельно входу дополнительного импеданса  $J(A \cdot g_m)^{-1}$  (рис. 1в).

Преобразуя (5), найдем передаточную функцию генератора  $i_1$  по току:

$$G_1(p) = \frac{A \cdot \bar{I}_1}{i_1} = -z_{in} \cdot A \cdot g_m. \quad (9)$$

Подставляя  $A\bar{I}$  из (9) в (6), получим после преобразований передаточную функцию источника  $i_1$  по напряжению:

$$H_1(p) = \frac{u_3}{i_1} = \frac{z_{in}}{J} z_2 \left( \frac{1}{z_2} - A \cdot g_m \right). \quad (10)$$

1.2. Вклад обратной связи в выходной шум может быть вычислен по схеме 12. Вычисление токов, протекающих через импедансы  $z_1, z_3$ ,

$$i_{z_1} = A \cdot I_2 \frac{z_3}{z_0} + i_2 \frac{z_2}{z_0},$$

$$i_{z_3} = A \cdot I_2 \frac{z_1 + z_2}{z_0} - i_2 \frac{z_2}{z_0}$$

выполняется по аналогии с предыдущим разделом, и мы приводим только окончательные формулы для передаточных функций по напряжению и по току:

$$H_2(p) = \frac{u_3}{i_2} = - \frac{z_{in} \cdot A}{J} z_2 \left( \frac{1}{z_1} + g_m \right), \quad (11)$$

$$G_2'(p) = \frac{A \cdot I_2}{i_2} = - \frac{z_1 \cdot z_2 \cdot A \cdot g_m}{z_0 + z_1 z_3 A g_m}. \quad (12')$$

Поскольку в практических схемах измеряется не  $A I$ , а полный ток, втекающий через узел 3 в сопротивления  $z_2$  и  $z_3$ , или часть его, текущая в  $z_3$ , то для дальнейшего анализа перейдем к схеме рис. 1д. Как нетрудно убедиться, в узлы 1, 2, 3 схемы 1д втекают те же токи, что и в узлы 1', 2', 3' схемы 1а, и, следовательно, обе схемы совершенно эквивалентны. Последняя помогает переопределить передаточную функцию по току

$$\tilde{G}_2(p) = \frac{A \cdot I_2 - i_2}{i_2} = \frac{z_0 + z_1(z_2 + z_3) \cdot A \cdot g_m}{z_0 + z_1 z_3 A g_m}, \quad (12)$$

являющуюся теперь величиной, измеряемой на практике.

1.3. Передаточные функции источника  $i_{сн}$ , описывающего тепловой шум канала, найдем из схемы 1е. Появление дополнительного источника шума  $I_3$  (он вводится в  $\sqrt{g}$  без пояснений) объясняется тем, что шумовой ток канала  $i_{сн}$  через цепь обратной связи воздействует на затвор, а напряжение на затворе преобразуется в некоторый дополнительный ток. Естественно, что этот ток полностью коррелирован с тепловым шумом канала. Физически это можно представить следующим образом. Ток стока при наличии обратной связи не является уже потоком  $\delta$ -функций. Теперь к каждой исходной, порождающей  $\delta$ -функции, необходимо "подцепить" импульс, форма которого определяется импедансами  $z_1$ ,  $z_2$  и  $z_3$ . Более формально необходимость введения дополнительного источника шума следует из соотношений между напряжением на затворе и током стока ПТ

$$u_g = i_d \frac{z_1 z_2}{z_0}, \quad u_g = -i_d \cdot g_m^{-1}.$$



Второе равенство есть условие равновесного состояния ПТ, а первое появляется по закону Ома, если задаться током  $i_d$ . Одновременное существование обоих равенств возможно, если под  $i_d$  в первом из них понимать  $I_3 + i_{сн}$ , а во втором — просто  $I_3$ .

Таким образом, передаточную характеристику по току шумового генератора  $i_{сн}$  следует записать в виде

$$G_3(p) = \frac{A \cdot (I_3 + i_{сн})}{i_{сн}}. \quad (I3)$$

В последней формуле, как и в предыдущих разделах,  $i_{сн}$  есть независимый источник, а добавка  $I_3$  обусловлена обратной связью.

Ток  $I_3$  и напряжение на нагрузке  $U_3$  связаны соотношениями

$$I_3 = -U_3 \cdot g_m = -U_3 \cdot g_m \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2}, \quad (I4)$$

$$U_3 = A \cdot (I_3 + i_{сн}) \cdot \frac{Z_3(Z_1 + Z_2)}{Z_0}. \quad (I5)$$

Из (I4) и (I5) следует

$$I_3 + i_{сн} = -I_3 \frac{Z_0}{Z_1 \cdot Z_3 \cdot g_m \cdot A}. \quad (I6)$$

Выражая  $I_3$  через  $i_{сн}$  и подставляя в (I3), получим, учитывая (7),

$$G_3 = A \cdot Z_{in} \cdot \left( \frac{1}{Z_2 + Z_3} + \frac{1}{Z_1} \right). \quad (I7)$$

Подставляя значения  $Z_{in}$  в (I7), преобразуем  $G_3$  к виду

$$G_3 = A \cdot \frac{Z_0}{Z_0 + g_m \cdot Z_1 \cdot Z_3 \cdot A} = A \cdot \left( 1 - \frac{g_m \cdot Z_1 \cdot Z_3}{Z_0 + g_m \cdot Z_1 \cdot Z_3 \cdot A} \right). \quad (I8)$$

Второй член в скобках может меняться от 0 ( $Z_0 \gg g_m \cdot Z_1 \cdot Z_3$ ) до 1 ( $Z_0 \ll g_m \cdot Z_1 \cdot Z_3$ ). Сравнивая (I8) с (I3), можно видеть, что  $I_3 / i_{сн}$  меняется от нуля (обратная связь разорвана) до единицы при 100% обратной связи. Подставляя (I4) в (I5), найдем передаточную характеристику тока  $i_d$  по напряжению:

$$U_3 \frac{Z_0}{A \cdot Z_3 \cdot (Z_1 + Z_2)} = I_3 + i_{сн} = i_{сн} - \frac{Z_1 \cdot g_m}{Z_1 + Z_2} U_3,$$

откуда

$$H_3(p) = \frac{U_3}{i_{сн}} = A \cdot \frac{Z_{in}}{J} \cdot \left( 1 + \frac{Z_2}{Z_1} \right). \quad (I9)$$

## 2. ДЕТЕКТОР С ЕМКОСТНЫМ ИМПЕДАНСОМ НА ВЫХОДЕ ЗЧУ

2.1. Передаточные характеристики. Используя полученные выше результаты, вычислим спектральные плотности шумов на выходе схемы рис. 1ж. Теперь

где

$$z_1 = \frac{1}{pC_1}, \quad z_2 = \frac{1}{C_f \cdot (p + \omega_f)}, \quad z_3 = \frac{1}{C_L(p + \omega_L)},$$

$$\omega_f = \frac{1}{R_f C_f}, \quad \omega_L = \frac{1}{R_L C_L}, \quad \omega_{pzc} = \frac{1}{R_L \parallel R_f} \cdot \frac{1}{C_L + C_f},$$

$$J = \frac{z_2 + z_3}{z_3} = \frac{C_L + C_f}{C_f} \cdot \frac{p + \omega_{pzc}}{p + \omega_f}. \quad (20)$$

Легко видеть, что если соблюдается условие  $\omega_L = \omega_f = \omega_{pzc}$ , то

$$J = \frac{C_L + C_f}{C_f} = \frac{C_0}{C_f}, \quad (21)$$

т.е. происходит компенсация полюса нулем, и  $J$  не зависит от частоты.

Используя (8), найдем входную проводимость

$$y_{in} = \frac{1}{z_{in}} = pC_1 + \frac{C_L}{J} \cdot (p + \omega_{pzc}) + \frac{A}{J} \cdot g_m. \quad (22)$$

Подставляя в (22)  $\omega_{pzc} = \frac{1}{R_L C_L}$  и учитывая  $(JR_L)^{-1} \ll \frac{A}{J} \cdot g_m$ ,

так как  $R_L \sim 10^6 \Omega$ ,  $g_m^{-1} \sim 100 \Omega$ , получим

$$y_{in} = \frac{1}{z_{in}} = \left( C_1 + \frac{C_L}{J} \right) \cdot \left( p + \frac{A \cdot g_m}{J \cdot C_{in}} \right) = C_{in} (p + \alpha_{in}), \quad (23)$$

где  $C_{in} = C_1 + \frac{C_L}{J} \approx C_1 + C_f$  - реактивная составляющая импеданса, которую "видит" ток детектора, а

$$R_{in} = \frac{J}{A \cdot g_m} = \frac{C_0}{C_f \cdot A \cdot g_m} \quad (24)$$

есть входное сопротивление усилителя, не зависящее от частоты,

$$\alpha_{in} = \frac{1}{R_{in} \cdot C_{in}} = \frac{A \cdot C_f \cdot g_m}{C_0 \cdot C_{in}} \quad (25)$$

есть постоянная времени входной цепи.

Отклик входной цепи на сигнал в виде токовой дельта-функции есть, как видно из (22) и (25),

$$U_{in}(t) = C_{in}^{-1} \cdot e^{-\lambda_{in} \cdot t}.$$

Выходной ток ПТ имеет такую же форму (см. (9)):

$$i(t) = - \frac{g_m \cdot A}{C_{in}} \cdot e^{-\lambda_{in} \cdot t}. \quad (26)$$

Записывая (9) по-другому, выясним физический смысл величины  $J$ :

$$G_1(p) = -Z_{in} g_m A = \frac{A \cdot g_m}{C_{in} \cdot (p + \lambda_{in})} = -J \frac{\lambda_{in}}{p + \lambda_{in}}. \quad (27)$$

Из последней формулы видно, что  $J$  фактически определяет усиление по току.

Напряжение на нагрузке определяется формулой (10). Выражение в скобках есть

так как  $R_f^{-1} \ll A \cdot g_m$ , а нуль  $C_f \cdot (A \cdot g_m)^{-1} \sim 10^{-11}$  с находится далеко за пределами граничной частоты ПТ. Тогда

$$H_1(p) = \frac{Z_{in} \cdot Z_2}{J} \cdot g_m \cdot A = - \frac{\lambda_{in}}{C_f} \cdot \frac{1}{(p + \lambda_{in}) \cdot (p + \omega_f)}, \quad (28)$$

т.е. выходной импульс напряжения нарастает с постоянной времени входной цепи  $\lambda_{in}^{-1}$  и медленно спадает с постоянной времени  $\omega_f^{-1}$ .

Учитывая, что  $C_{in} = C_1 + \frac{C_f}{J} \approx C_1$ , обозначая

$$\lambda = A \cdot g_m \cdot C_1^{-1},$$

запишем передаточные характеристики источника  $Z_2$  по току и напряжению:

$$G_2(p) = - \frac{p + \lambda}{p + \lambda_{in}}, \quad (29)$$

$$H_2(p) = G_2(p) \cdot Z_2(p) = - \frac{1}{C_f} \cdot \frac{p + \lambda}{p + \lambda_{in}} \cdot \frac{1}{p + \omega_f}. \quad (30)$$

Найдем теперь передаточные характеристики источника  $Z_{сн}$ . Так как выражение в скобках формул (18) и (19) есть

$$1 + \frac{Z_2}{Z_1} = \frac{(C_1 + C_f) \cdot (p + \omega_1)}{C_f \cdot (p + \omega_f)},$$

$$\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2 + Z_3} = p C_1 + \frac{C_L \cdot C_f}{C_0} \cdot (p + \omega_{зпс}) \approx C_{in} \cdot (p + \omega_1),$$

где

$$\omega_1 = \frac{C_f \cdot C_L}{C_0 \cdot C_{in}} \cdot \omega_{zpc} \approx \frac{C_f}{C_{in}} \cdot \omega_{zpc},$$

то эти передаточные характеристики есть

$$G_3(p) = A \cdot \frac{p + \omega_1}{p + \alpha_{in}}, \quad (31)$$

$$H_3(p) = \frac{A}{C_0} \cdot \frac{p + \omega_1}{p + \alpha_{in}} \cdot \frac{1}{p + \omega_{zpc}}. \quad (32)$$

Из (31) видно, что во временной области шумовой ток ПТ, обусловленный тепловым шумом канала, может быть представлен в виде потока  $\delta$ -функций и "подцепленных" к ним экспонент другого знака, т.е. дополнительный источник шума на схеме рис.1е получает очень наглядное толкование.

2.2. Спектральные плотности. Так как источники  $i_2$  и  $i_{сн}$  создают белый шум, то спектральные плотности выходных шумов можно записать в виде

$$\tilde{G}_2(\omega) = 2kT \cdot R_f^{-1} \cdot |G_2(j\omega)|^2, \quad (33)$$

$$\tilde{H}_2(\omega) = 2kT \cdot R_f^{-1} \cdot |H_2(j\omega)|^2, \quad (34)$$

$$\tilde{G}_3(\omega) = 2kT \cdot g_m \cdot |G_3(j\omega)|^2, \quad (35)$$

$$\tilde{H}_3(\omega) = 2kT \cdot g_m \cdot |H_3(j\omega)|^2, \quad (36)$$

где  $G_2$ ,  $H_2$ ,  $G_3$ ,  $H_3$  определяются формулами (29)–(32), если в них переменную Лапласа заменить на  $j\omega$ . Так как источники шума  $i_2$  и  $i_{сн}$  независимы, то полные спектральные плотности шумов по току и напряжению равны сумме их составляющих:

$$\tilde{G} = \tilde{G}_2(\omega) + \tilde{G}_3(\omega), \quad (37a)$$

$$\tilde{H}(\omega) = \tilde{H}_2(\omega) + \tilde{H}_3(\omega). \quad (37б)$$

Сравнивая (27) с (29) и (28) с (30), можно видеть, что квадраты модуля фурье-образа выходных сигналов тока и напряжения с точностью до множителя совпадают с соответствующими спектральными плотностями шума при частотах  $\omega < \lambda$ . Так как, с другой стороны, при выполнении условия (I)  $\alpha_{in} \ll \lambda$ , то можно положить  $\lambda = \infty$  и считать, что передаточные характеристики источников  $i_1$  и  $i_2$  совпадают по форме.

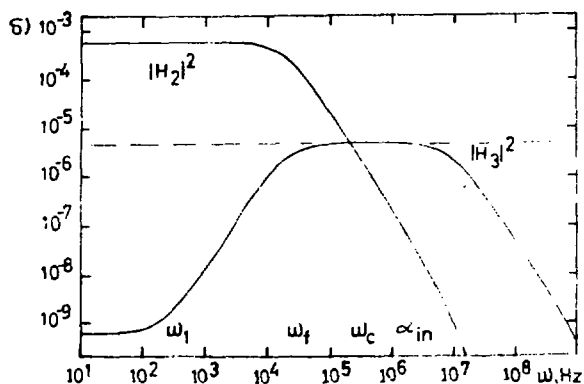
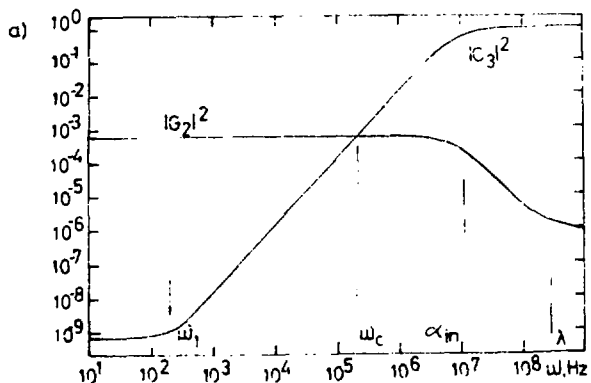


Рис. 2.  
Спектральные плотности шумов обратной связи  $|G_2(\omega)|^2$  и канала  $|G_3(\omega)|^2$  (а); то же, что и (а), но для выходных напряжений (б). Пояснения в тексте.

На рис.2а,б приведены спектральные плотности шумов выходных токов (рис.2а) и напряжений, вычисленные по формулам (33)–(36) при следующих значениях параметров:  $C_{in} = 100$  пФ,  $g_m = 20$  мА/В,  $R_f = 47$  М,  $C_f = 1,1$  пФ. Там же показано взаимное расположение полюсов и нулей, численные значения которых есть  $\omega_1 = 0,21 \cdot 10^3$ ,  $\omega_L = \omega_f = 0,19 \cdot 10^5$ ,  $\alpha_{in} = 0,88 \cdot 10^7$ ,  $\lambda = 0,2 \cdot 10^9$ . Спектральные плотности (рис.2а,б) изображены в масштабе, при котором за единицу принята величина  $2kTg_m A^2 = 1$ . Видно, что 1) на частотах  $\omega > \alpha_{in}$  спектральная плотность токового шума вновь выходит на плато, что не следует из [9]; 2) на частотах  $\omega_c = 0,2 \cdot 10^6$  спектральные плотности параллельного и последовательно-го шумов сравниваются, а на более высоких частотах  $\tilde{G}_3 \gg \tilde{G}_2$  и  $\tilde{H}_3(\omega) \gg \tilde{H}_2(\omega)$ , поэтому нуль действительно можно не рассматривать.

Покажем теперь, что если измерять напряжение, то при анализе шумов можно заменить ЗЧУ на идеальный усилитель напряжения. Так как  $\tilde{H}_2 > \tilde{H}_3$  при  $\omega < \omega_c$ , то при низких частотах мы можем без

заметной ошибки положить  $H_3 = \text{Const}$ . При высоких частотах можно считать  $\tilde{H}_3 = \text{Const}$ , так как при оптимальном выделении сигнала из шума все равно необходимо отфильтровать все частоты за пределами частотного спектра сигнала. Но полагая шум канала белым (пунктир на рис.2б), мы как раз и приходим к схеме идеального усилителя напряжения. Для упрощения анализа часто полагают  $\omega_{\text{зрс}} \rightarrow 0$ , т.е. заменяют сигнал экспоненциальной формы на ступеньку, параллельный шум при этом тоже заменяется на поток  $\Theta$ -функций. Из рис.2б можно видеть, что и такое упрощение не приводит к ошибке, так как спектральная плотность шума и квадрат модуля фурье-образа сигнала имеют одинаковые формы и одинаково преобразуются при операции отбеливания: во временной области сигнал будет иметь экспоненциальную форму с постоянной времени  $\omega_c^{-1}$ , а параллельный шум преобразуется в пуассоновский поток таких же экспонент.

2.3. Эквивалентный шумовой заряд. Подставляя в (37а) (33) и (35), получим

$$\tilde{G} = 2kT \left( \frac{1}{R_f} \frac{\omega^2 + \lambda^2}{\omega^2 + \alpha_{in}^2} + A^2 g_m \frac{\omega^2 + \omega_1^2}{\omega^2 + \alpha_{in}^2} \right). \quad (38)$$

Вводя обозначение  $K = R_f \cdot g_m$  и учитывая, что  $\frac{1}{K} \ll A$ , запишем (38) в виде

$$\tilde{G} = 2kT g_m A^2 \frac{\omega^2 + \omega_c^2}{\omega^2 + \alpha_{in}^2}, \quad (39)$$

где

$$\omega_c^2 = \omega_1^2 + \frac{\lambda^2}{A^2 K} = \frac{1}{C_1^2} \cdot \frac{g_m}{R_f} \cdot \left(1 + \frac{1}{K}\right) \approx \frac{1}{C_1^2} \frac{g_m}{R_f}. \quad (40)$$

Из (40) видно, что угловая постоянная времени  $\tau_c = \omega_c^{-1} = C_1 \sqrt{\frac{R_f}{g_m}}$  такая же, как и в усилителе напряжения без обратной связи (рис.1з). После "отбеливания" спектральная плотность шума

$$\tilde{G}_w = 2kT g_m A^2,$$

а фурье-образ сигнала

$$S_w(j\omega) = J \frac{\alpha_{in}}{j\omega + \omega_c}.$$

Энергия сигнала после "отбеливателя"

$$E = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |S_w(j\omega)|^2 d\omega = \frac{J^2 \alpha_{in}^2}{2\omega_c},$$

поэтому эквивалентный шумовой заряд

$$ENC_{opt}^2 = \frac{Q_w}{E} = 4kT \cdot \frac{C_1}{g_m} \sqrt{\frac{g_m}{R_f}} \quad (41)$$

есть результат, приведенный например, в [19].

Пусть теперь сигнал на входе - экспонента конечной длительности

$$s(t) = \varepsilon \cdot \exp(-\varepsilon \cdot t).$$

После отбеливающего фильтра сигнал будет иметь энергию

$$E = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} J^2 \frac{d_{in}^2 \varepsilon^2}{(\omega^2 + \omega_c^2) \cdot (\omega^2 + \varepsilon^2)} d\omega = \frac{J^2 d_{in}^2}{2\omega_c} \cdot \frac{1}{1 + \omega_c^2/\varepsilon^2}$$

откуда

$$ENC_{opt}^2(\varepsilon) = 4kT \cdot \frac{C_1}{g_m} \cdot \left(1 + \frac{\omega_c}{\varepsilon}\right) \sqrt{\frac{g_m}{R_f}} \quad (41a)$$

Из формулы (41a) видно, что даже при оптимальной фильтрации сигнала из шума при вычислении энергетического разрешения "медленных" детекторов, таких, как жидкоаргоновые, спинтилляционные на основе  $BGO$ ,  $NaI(Tl)$  или  $CsI(Tl)$ , необходимо принимать во внимание конечную длительность сигнала детектора.

Из рис. 2а следует, что выходные импульсы тока необходимо пропустить через интегратор для улучшения отношения сигнал/шум. Длительность выходного сигнала, конечно, при этом возрастет, но не катастрофически, если постоянная интегрирования  $\tau \sim d_{in}$ . На рис. 3 показана зависимость  $ENC$  от постоянной времени интегрирования для одно-, трех- и пятикаскадного интегратора. Видно, что

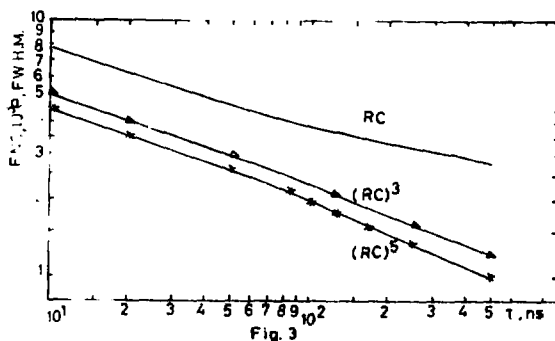


Рис. 3. Зависимость эквивалентного шумового заряда от постоянной интегрирования для одного-, трех- и пятикаскадного интегратора.  $C_{in} = 100$  пФ,  $g_m = 20$  мА/В. Сигнал детектора -  $\delta$ -функция.

многократное интегрирование предпочтительнее, чем однократное, и даже при  $\tau = (20-50) \text{ нс} < \alpha_{in}$  позволит в несколько раз улучшить отношение сигнал/шум.

2.4. Нужна ли компенсация полюса нулем? Откажемся теперь от условия (I). Тогда, учитывая, что  $C_1 \gg C_L \cdot \frac{R_L}{R_f}$ , получим из (9) и (10)

$$G_1(\omega) = -\frac{g_m}{C_1} \cdot \frac{1}{p + \alpha_{in}} \cdot \frac{p + \omega_{Lf}}{p + \omega_f}, \quad (42)$$

$$H_1(\omega) = -\frac{g_m}{C_1} \cdot \frac{1}{C_L + C_f} \cdot \frac{1}{p + \alpha_{in}} \cdot \frac{1}{p + \omega_f}, \quad (43)$$

где  $\alpha_{in} = \frac{g_m}{C_1} \cdot \frac{C_f}{C_L + C_f}$ ,  $\omega_{Lf} = \omega_{pzc} = \frac{1}{C_L + C_f} \cdot \frac{1}{R_L \parallel R_f}$ .

Если (I) выполнено, то  $\omega_{Lf} = \omega_f$ .

При использовании схемы<sup>/9/</sup> измеряется ток в нагрузке  $Z_L$ . В этом случае передаточная функция получается делением  $H_1$  на  $Z_L$ :

$$G_{1L} = -\frac{g_m}{C_1} \cdot \frac{C_L}{C_L + C_f} \cdot \frac{1}{p + \alpha_{in}} \cdot \frac{p + \omega_L}{p + \omega_f}, \quad (44)$$

т.е. совпадает с  $G_1$  с точностью до безразмерного множителя.

Из (43) видно, что напряжение на нагрузке является сверткой двух экспонент, а изменение  $C_L$  влияет только на фронт выходного импульса. Если сигнал для временных измерений получают из импульса напряжения дифференцированием, то, наоборот, нужно стремиться не к выполнению (I), а делать  $C_L$  минимально возможной.

Из (42), (44) следует, что во временной области токовый сигнал имеет форму

$$i(t) = A e^{-\alpha_{in} \cdot t} - B e^{-\omega_f \cdot t},$$

где

$$A = \frac{\alpha_{in} - \omega_{Lf}}{\alpha_{in} - \omega_f} \approx 1, \quad B = \frac{\omega_{Lf} - \omega_f}{\alpha_{in} - \omega_f} \approx \frac{\omega_{Lf} - \omega_f}{\alpha_{in}}$$

Таким образом, выходной импульс тока есть сумма (разность) двух экспонент в зависимости от значения  $C_L$ . При сильном отклонении от условия (I) амплитуда второй экспоненты (хвоста) может составлять заметную часть от основной.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были приведены формулы для вычисления формы сигналов и спектральных плотностей выходных напряжения и тока усилителя с токовым выходом. Импедансы входной цепи обратной связи и нагрузки выбраны произвольными, что позволяет использовать полученные формулы для анализа шумов, детекторов с резистивным съемом информации, при трансформаторной связи детектор-усилитель и т.п.

При емкостной обратной связи анализируемая схема переходит в широко используемый ЗЧУ. Показано, что если не соблюдается условие компенсации полюса нулем, то на медленном (зарядовом) выходе это не приводит ни к каким нежелательным последствиям, но у коротких импульсов на токовом выходе появляются длинные хвосты, что может увеличить шум наложений. Показано также, что при анализе шумов рассмотренная схема сводится к усилителю напряжения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bellini G. - CERN-EP/81-156;  
Amendolia S.R. et al. - NIM, 1984 v. 226, pp. 78-81.  
Igiuni A. et al. - NIM, 1984, v. 226, pp. 85-88.
2. Heijne E. and Jarron P. - IEEE Trans Nucl. Sci., 1982 v. NS-29;  
Bailey R. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1984, v. 226, p. 56.  
Amendolia S.R. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1984, v. 226, p. 117.
3. Willis W.J. and Radeka V. - NIM, 1974, v. 120, p. 221.  
Cerri C. - NIM, 1984, v. 227, p. 227.
4. Macdonald J.A., ed. The Time Projection Chamber, PEP Experiment N°4, Vancouver, 1983;  
Nygren D.R. The Time-Projection Chamber - a New 4 $\pi$  Detector for Charged Particles". PEP Note 144, in 1974 PEP Summer Study (PEP 137).
5. Rosseau M.D. et al. - IEEE Trans Nucl. Sci., 1983, v. NS-3, p. 479;  
Groom D.E. - NIM., 1984, v. 219, p. 141;  
Glasow R. et al. - NIM., 1985, v. 228, p. 954;  
Ahme J. et al. - NIM., 1984, v. 221, p. 543;  
Fessler H. et al. - NIM, 1985, v. A240, p. 284.

6. Baccum E.A. et al. - NIM, 1984, v. 225, p. 330;  
Meger R.J. et al. - NIM, 1985, v. A240, p. 333;  
Grassmann H. et al. - NIM, 1985, v. A243, p. 122.
7. Barbiellini G. et al. - NIM, 1985, v. A240, p. 289;  
Nakamodo A. et al. - ICR Report-118-84-7, Nov, 1984.
8. Manfredi P.F. and Ragusa F. - NIM, 1985, v. A235, p. 345.
9. Millard J.K., Blalock T.V., Hill N.W. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1972, v. NS-19, p. 388.
10. Gatti E., Manfredi P.F. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1978, v. NS-25, N°1, p. 66.
11. Avondo J.P. et al. - NIM, 1985, v. A241, p. 107.
12. Manfredi P.F. Electronics for Semiconductor Detectors. - In: Proc. Meeting on Miniaturization of High Energy Physics Detectors, held at the University of Pisa, Italy, 1983. - Plenum Press, N°4, pp. 77-86.
13. Radeka V. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1974, v. NS-21, p. 51.
14. Cerri C. et al. - NIM., 1983, v. 214, p. 217.
15. Krasnokutsky R.N. et al. - NIM., 1984, v. 227, p. 318; NIM, 1985, v. A241, p. 392.
16. Karlovac N. and Mayhugh T. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1977, v. NS-24, N 1, Febr. pp. 327-333.
17. Campbell N. - Proc. Cambridge. Phis. Soc., 1909 v. 15, p.117.
18. Radeka V. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1969, v. NS-16, p. 17;  
Goulding G. - NIM, 1972, v. 100, p. 493.
19. Rehak P. - Detector and Signal Processing for High Energy Physics. - BNL, 30214 OG 599, 1981.

Рукопись поступила 3 февраля 1986 года.

Р.Н.Краснокутский, Н.Н.Федякин, Р.С.Шувалов.

Зарядочувствительный усилитель (некоторые обобщения).

Редактор В.В.Герштейн. Технический редактор Л.П.Тимкина.  
Корректор Т.Д.Галкина.

---

Подписано к печати 07.03.86. Т-07781. Формат 60x90/16.  
Офсетная печать. Печ.л. 0,81. Уч.-изд.л. 0,96. Тираж 250.  
Заказ 388. Индекс 3624. Цена 15 коп.

---

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов Москов-  
ской обл.

Цена 15 коп.

Индекс 3624

ПРЕПРИНТ 86-37, ИФВЭ, 1986