

15
СБ45



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Б.В. Фёфилов

1074

СХЕМЫ ПРЕДУСИЛИТЕЛЕЙ
ДЛЯ ДЕТЕКТОРОВ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ
НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
 $n - p$ ПЕРЕХОДОВ

(Обзор)

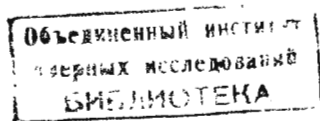
Дубна 1962 год

Б.В. Фефилов

1074

СХЕМЫ ПРЕДУСИЛИТЕЛЕЙ
ДЛЯ ДЕТЕКТОРОВ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ
НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
n - p ПЕРЕХОДОВ

(Обзор)



Дубна 1962 год

А н н о т а ц и я

Приводится анализ основных источников шумов в системе полупроводниковый детектор-усилитель, на основании которого выводятся зависимости оптимальной постоянной времени формирующих цепей от параметров детектора и входной лампы усилительного тракта.

Описываются схемы ламповых и транзисторных предусилителей, выполненных по "зарядово-чувствительной схеме". Показывается, что подобные схемы предусилителей отличаются постоянством выходного сигнала при изменении емкости детектора в сравнительно широких пределах, а отношение сигнала к шуму обратно пропорционально суммарной входной емкости.

Лучшие ламповые зарядово-чувствительные предусилители имеют ширину линии шума около 7 Кэв при входной емкости 100 пф (вход выполнен на лампах 417А по каскадной схеме), а транзисторные предусилители - около 30 Кэв при той же входной емкости.

Обзор составлен по материалам зарубежной периодической литературы.

В в е д е н и е

За последние годы в ядерной физике нашли широкое применение детекторы заряженных частиц на основе полупроводниковых $n-p$ переходов, благодаря их высокому разрешению по энергии. Если для газовой ионизационной камеры средняя энергия, теряемая на образование одной ионизированной пары, составляет ~ 30 эв, а для сцинтилляционного счетчика $\sim 0,7$ Кэв, то для полупроводникового детектора средняя энергия, теряемая на образование одной электронно-дырочной пары, составляет лишь 3,6 эв для кремния^{/1/-/4/} и 2,9 эв для германия^{/5/}.

Помимо высокой разрешающей способности по энергии, полупроводниковые детекторы обладают высокой эффективностью регистрации тяжелых заряженных частиц^{/4/}, линейностью в большом диапазоне регистрируемых энергий частиц^{/8/}, быстрым временем нарастания выходных импульсов (10^{-9} ÷ 10^{-8} сек для кремния и меньше 10^{-9} сек для германия)^{/3,22/}, широким диапазоном рабочих температур (до $+140^\circ\text{C}$ для кремния)^{/3,4/}, относительно низкой чувствительностью к γ -фону, нейтронам^{/3/} и магнитному полю^{/3,4/}, компактности и простотой питания.

История развития техники полупроводниковых детекторов достаточно хорошо описана в работах^{/7/} и^{/8/}, а механизм работы как поверхность-барьерных детекторов, так и диффузионных описан в работах^{/9/-/11/}.

Разрешающая способность спектрометра с полупроводниковым детектором определяется флуктуацией амплитуды импульса с детектора, обусловленной статистикой образования числа электронно-дырочных пар, собственными шумами от токов утечки и шумами используемого предусилителя. Последнее имеет существенное значение, так как амплитуда выходного импульса с полупроводникового $n-p$ -перехода обычно не превышает нескольких милливольт за счет относительно большой собственной емкости детектора.

Поэтому применение в спектрометрах полупроводниковых детекторов выдвигает повышенные требования к используемому усилительному тракту с точки зрения уменьшения уровня собственных шумов и стабилизации выходного сигнала при изменении параметров самого детектора.

Методика измерения шумов

Полупроводниковый детектор с $n-p$ -переходом является источником сигнала емкостного характера, поэтому методика определения шумов системы полупроводниковый детектор - усилитель аналогична методике для системы ионизационная камера - усилитель, где шум усилителя определяется в единицах эквивалентного средне-квадратичного шумового заряда Q_0 или в единицах эквивалентных электронов N_0 ($Q_0, \text{кул} = 1,6 \cdot 10^{-19} N_0$).

Эквивалентный шумовой заряд, в средне-квадратичных кулонах, есть то количество заряда, которое, будучи приложенным ко входу усилителя (на время короче времени нара-

станции усилителя), воспроизведет на выходе импульс напряжения с амплитудой, равной наблюдаемому средне-квадратичному шумовому напряжению.

При этом, чтобы можно было сравнивать между собой различные усилители, необходимо указывать внешнюю емкость на входе усилителя, тип и величину постоянных времени формирующих цепей.

В линейном усилителе простейшим путем определения эквивалентного шумового заряда является измерение отношения пикового сигнала от известного заряда, приложенного ко входу усилителя, к средне-квадратичному шуму на его выходе.

Так как в этом случае отношение сигнала к шуму на выходе усилителя то же, что и на его входе, то эквивалентный шумовой заряд можно определить из соотношения:

$$Q_e = \frac{\bar{U}}{U_0} Q_0, \quad (1)$$

где Q_e - эквивалентный средне-квадратичный шумовой заряд в кулонах, отнесенный ко входу усилителя, \bar{U} - средне-квадратичное напряжение шумов на выходе усилителя, U_0 - пиковый сигнал, измеренный на выходе усилителя, Q_0 - известный заряд в кулонах, приложенный ко входу усилителя.

На рис. 1 приведена блок-схема измерения эквивалентного средне-квадратичного шумового заряда усилителя^{/13/}.

Здесь предполагается, что известное количество заряда Q_0 приложено в точке А. Этот заряд эквивалентен напряжению:

$$U_A = \frac{Q_0}{C_{\Pi} + C_{Д} + C_{ВХ}}. \quad (2)$$

В то же время величина напряжения в точке А от генератора ступенчатого напряжения:

$$U'_A = U_{Г} \frac{C_{\Pi}}{C_{\Pi} + C_{Д} + C_{ВХ}}. \quad (3)$$

Поскольку $U_A = U'_A$ то:

$$Q_0 = U_{Г} C_{\Pi}, \quad (4)$$

т.е. $C_{Д}$ и $C_{ВХ}$ не влияют на количество передаваемого от генератора заряда. Заметим, что в формуле (1) отсутствует коэффициент усиления усилителя. Переходной конденсатор должен быть достаточно малым по сравнению с емкостью детектора, а $C_{\Pi} R_{Г}$ должно быть меньше времени нарастания усилителя - условие, легко достижимое на практике.

Пиковый выходной сигнал может быть измерен осциллографом, откалиброванным стандартным импульсным генератором.

Строго говоря, уровень выходного шума должен быть измерен квадратичным вольтметром, однако приборы этого типа с достаточно широкой полосой довольно редки в физических лабораториях. В работе^{/14/} указывается, что для измерения выходных шумов усилителя в средне-квадратичных значениях можно пользоваться обычными широкополосными ламповыми вольтметрами, градуированными в эффективных значениях синусоидального напряжения.

При этом величина средне-квадратичных шумов будет равна:

$$\bar{U} = 1,13 U_{\text{ш эф}}, \quad (5)$$

где $U_{\text{ш эф}}$ - показание вольтметра в эффективных значениях синусоидального напряжения.

Ламповый вольтметр может быть заменен обычным многоканальным импульсным анализатором. При этом средне-квадратичное напряжение шумов определяется как стандартное распределение (σ) генераторного пика (обычно измеряется полная ширина на половине максимума, равная $2,35 \sigma$).

Источники шумов в системе полупроводниковый детектор-усилитель

Источники шумов в усилительном тракте достаточно хорошо рассмотрены в работах Гиллеспи^{/15/} и Воробьева^{/12/}.

Шум усилителя определяется главным образом параметрами входной лампы, полосой пропускания усилителя и параметрами входной цепи.

Средний квадрат дробовых шумов:

$$\bar{u}_a^2 = 4kTR_{\text{шэ}} \Delta f,$$

где $R_{\text{шэ}}$ - эквивалентное шумовое сопротивление лампы. Для триодов $R = \frac{2,5}{S}$

$$\bar{u}_a^2 = \frac{10kT}{S} \Delta f = \frac{5kT}{\pi S} \Delta \omega. \quad (6)$$

Средний квадрат шума сеточного тока (при достаточно большом сопротивлении утечки на входе лампы и при наличии входной емкости C):

$$\bar{u}_g^2 = \frac{2ig}{\omega^2 C^2} \Delta f = \frac{gig}{\pi \omega^2 C^2} \Delta \omega, \quad (7)$$

Фликкер-шум:

$$\bar{u}_f^2 = A \frac{\Delta \omega}{\omega}, \quad (8)$$

где $A \cong 10^{-13}$ экспериментальная постоянная. Средний квадрат шумов от входного сопротивления (при достаточно большом сопротивлении):

$$\bar{u}_R^2 = \frac{2kT}{\pi R_g} \Delta \omega \cdot \frac{1}{\omega^2 C^2} = \frac{2kT}{\pi \omega^2 C^2 R_g} \Delta \omega. \quad (9)$$

Полупроводниковые детекторы с $n - p$ переходом являются дополнительным источником шумов в системе детектор-усилитель за счет флуктуации тока утечки.

В работе^{/16/} показано, что утечка перехода содержит в основном две составляющие:

1. Ток утечки, обусловленный движением неосновных носителей через обедненный слой $n - p$ перехода, перемещению которых потенциальный барьер не препятствует (Гобр)

2. Ток утечки, обусловленный генерацией основных носителей в $n - p$ переходе (I смещ.).

$$I \text{ обр} = 2,75 \frac{\rho l}{\tau_0} \quad (10)$$

$$I \text{ смещ} = 38 \frac{(\rho U_{\text{см}})^{3/2}}{\tau_0}, \quad (11)$$

где ρ - удельное сопротивление материала детектора (ом.см), l - толщина необедненного слоя (см), τ_0 - время жизни неосновных носителей (мксек), $U_{\text{см}}$ - потенциал смещения детектора (в).

Шум утечки детектора выражается формулой, аналогичной с (7):

$$\bar{u}_{\text{Д}}^2 = \frac{q i_{\text{Д}}}{\pi \omega^2 C^2} \Delta \omega, \quad (12)$$

где $i_{\text{Д}}$ - суммарный ток утечки детектора.

Из приведенных формул видно, что частотные зависимости каждого из источников шумов различны. Поскольку формирующие цепи усилителя ограничивают его полосу частот, то вычисление шума на выходе усилителя включает в себя интеграл $N(\omega)G(\omega)$ в диапазоне $\omega = 0 \rightarrow \infty$ для каждого источника шумов.

Здесь $N(\omega)$ - частотная зависимость источника входного шума, $G(\omega)$ - частотная характеристика усилителя.

Если постоянные времени одиночных дифференцирующей и интегрирующей цепей усилителя одинаковы (оптимальное значение отношения сигнала к шуму^{/15/}) $\tau_u = \tau_{\text{Д}} = \tau$, то

$$G = G_0 \frac{2\pi f \tau}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2} = G_0 \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (13)$$

Суммарный шум на выходе усилителя:

$$\begin{aligned} \bar{u}^2 &= \int_{\omega=0}^{\omega=\infty} (\bar{u}_{\text{а}}^2 + \bar{u}_{\text{г}}^2 + \bar{u}_{\text{т}}^2 + \bar{u}_{\text{Р}}^2 + \bar{u}_{\text{Д}}^2) G d\omega = \\ &= G_0 \left\{ \frac{1,25kT}{S\tau} + 0,5 \cdot 10^{-13} + \frac{\tau}{4C^2} \left[q(i_{\text{г}} + i_{\text{Д}}) + \frac{2kT}{R_{\text{г}}} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Выходной сигнал от малых импульсных зарядов равен

$$\frac{Q_0}{2,73} \cdot \frac{G_0}{C} \quad (C = C_{\text{Д}} + C_{\text{ВХ}}).$$

Отсюда средне-квадратичный уровень шума на выходе усилителя, равный соответствующему выходному сигналу от приложенного заряда Q_0 на входе:

$$\bar{Q}^2 = 8C^2 \left\{ \frac{1,25kT}{S\tau} + 0,5 \cdot 10^{-13} + \frac{\tau}{4C^2} \left[q(i_{\text{г}} + i_{\text{Д}}) + \frac{2kT}{R_{\text{г}}} \right] \right\}. \quad (15)$$

Если $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ кул, $\frac{kT}{q} = 25$ мв, $i_{\text{г}}$ и $i_{\text{Д}}$ в ммка, τ в мксек, $R_{\text{г}}$ в мгом, S в ма/в, то

$$\bar{Q}^2 = 4 \cdot 10^{-35} \frac{C^2}{S\tau} + 4 \cdot 10^{-37} C^2 + 3,2 \cdot 10^{-34} \tau (i_{\text{г}} + i_{\text{Д}}) + 1,6 \cdot 10^{-32} \frac{\tau}{R_{\text{г}}} (\text{кул})^2 \quad (16)$$

Если принять, что средняя энергия, теряемая на образование одной электронно-дырочной пары, равна 3,6 эв для кремния ^{/1/-/4/}, то средне-квадратичный уровень шума на входе предусилителя можно выразить в (Кэв)²:

$$\bar{E}^2 = \frac{\bar{Q}^2 \cdot (3,6)^2}{(1,6 \cdot 10^{-19})^2 \cdot 10^6} = 5 \cdot 10^{32} \bar{Q}^2 (\text{Кэв})^2 \quad (17)$$

На основе формул (16) и (17), в работе Гульдинга и Гансена ^{/2/} приведена таблица, иллюстрирующая вклад шумов от различных источников:

Т а б л и ц а 1

№№ пп	Источник шума	Входной эквив. Ср.-кв. шум (кул.) ²	Входной эквив. ср.-кв. шум (кэв) ²	Примечание
1.	Дробовый шум лампы	$4 \cdot 10^{-35} \frac{C^2}{S r}$	$2 \cdot 10^{-2} \frac{C^2}{S r}$	C - общая входная емкость (пф);
2.	Фликкер-шум лампы	$4 \cdot 10^{-37} C^2$	$2 \cdot 10^{-4} C^2$	i_g и i_d в ммка
3.	Шум сеточного тока	$3,2 \cdot 10^{-34} i_g r$	$0,16 i_g r$	r - постоянная времени формирования (мксек)
4.	Шум утечки детектора	$3,2 \cdot 10^{-34} i_d r$	$0,16 i_d r$	
5.	Шум входного сопротивления	$1,6 \cdot 10^{-32} \frac{r}{R}$	$8 \frac{r}{R}$	R - эквив. входное сопротивление (мгом) (RC >> r)

При выводе вышеприведенных формул поверхностный шум детектора и шум эквивалентного последовательного сопротивления детектора не учитывались ввиду их пренебрежимо малой величины ^{/17/}. Однако, следует заметить, что в случае использования высокоомного материала достаточной толщины последовательное сопротивление детектора имеет уже сравнительно большую величину. Например, необедненный слой 10000 ом.см кремния Р-типа 0,5 мм толщиной и площадью 1 см² имеет последовательное сопротивление 500 ом, в то время как флуктуационные шумы хорошо рассчитанного предусилителя могут быть в эквиваленте только 200 ом.

Выбор входной лампы предусилителя и входного сопротивления

В предусилителе для ионизационной камеры величины сеточного тока, крутизны характеристики лампы и входного сопротивления полностью определяют выбор входной лампы ^{/12,15/}. В случае использования полупроводниковых детекторов приходится считаться с током утечки детектора, который может быть значительно больше сеточного тока лампы.

Известно, что с увеличением тока катода лампы и ее крутизны характеристики дробовый шум лампы уменьшается, в то время как шум сеточного тока возрастает. Поскольку при работе с полупроводниковыми детекторами сеточный ток становится менее важной вели-

чиной, то естественно выбирать входную лампу с большой крутизной характеристики. Хорошо известно также, что для уменьшения уровня шумов усилителя выгодно использовать в качестве входной лампы триод, причем необходимо выбирать триоды, имеющие низкий коэффициент усиления (μ), так как в этом случае можно работать при более низких анодных напряжениях. Помимо уменьшения уровня шумов от сеточных токов, в этом случае, как показали Коттини, Гатти, Жианнелли, Росси^{/18/}, при использовании каскадной схемы включения входных ламп, с уменьшением анодного напряжения уменьшается и величина эквивалентного шумового сопротивления лампы (при постоянном анодном токе).

Следует отметить, что выбор большой крутизны характеристики лампы обычно ведет к дополнительной нестабильности коэффициента усиления каскада, поэтому желательно выбирать лампы со стабильным катодом.

В работах Ферштейна^{/13/}, Чейса^{/1/}, Бланкеншипа^{/10/} и др. рекомендуется в качестве входной лампы для спектрометров на полупроводниковых детекторах триод 417А (5842) ($U_a = 100$ в; $I_a = 10$ ма; $S = 16$ ма/в; $i_d = 2 \cdot 10^{-9}$ а), E83 F (6689), E88CC (6922) и менее дорогой вариант последней 6DJ8 (ECC88). E83 F рекомендуется для работы с низкочастотными детекторами.

Таблица 1 может быть использована для выбора входного сопротивления. Обычно стремятся выбирать входное сопротивление достаточно большим, чтобы вклад шумов от этого сопротивления был минимальным.

Выбор оптимальной постоянной времени формирующих цепей

При выводе формул для источников шумов в таблице 1 Гульддинг и Гансен предполагали, что усилитель имеет простые RC цепи формирования, $\tau_u = \tau_d = \tau_{\text{опт}}$, а время собирания носителей в детекторе много меньше постоянной времени усилителя. Так как дробовый шум обратно пропорционален τ , а остальные компоненты шумов прямо пропорциональны τ , то должно существовать оптимальное значение постоянной времени формирующих цепей ($\tau_{\text{опт}}$) для максимального отношения сигнала к шуму.

Поскольку в системе полупроводниковый детектор-усилитель преобладающую роль играют дробовый шум лампы и шум утечки детектора, то:

$$\tau_{\text{опт}} = \frac{0,35 C}{\sqrt{S i_d}} . \quad (18)$$

Используя $\tau_{\text{опт}}$, можно подсчитать оптимальный средне-квадратичный шум. Пренебрегая фликкер-шумом и шумами от входного сопротивления и сеточного тока, получим^{/2/}:

$$\begin{aligned} \bar{u}^2 &= 4 \cdot 10^{-2} \frac{C^2}{S \tau_{\text{опт}}} \\ \text{или} \quad \bar{u}^2 &= 0,11 C \sqrt{\frac{i_d}{S}} . \end{aligned} \quad (19)$$

Например, если $S = 16$ ма/в, $C = 80$ пф, $i_d = 50$ ммка, (диаметр детектора 1 см),

$\tau_{\text{опт}} = 1$ мксек, $\bar{u}^2 = 15$ Кэв², а полная ширина линии шума на половине высоты 9,5 Кэв. $\tau_{\text{опт}}$ обычно лежит в пределах 0,1 - 2 мксек в зависимости от параметров системы детектор-усилитель.

В работе Амсела^{/19/}, где использовался предусилитель на лампах 6АК5, было найдено $\tau_{\text{опт}} = 0,3$ мксек для кремния n -типа с $\rho = 30-100$ ом.см и $\tau_{\text{опт}} = 1,6$ мксек для кремния p -типа с $\rho = 2000$ ом.см. Там же был сделан вывод, что чем выше сопротивление перехода, тем больше оптимальная постоянная времени формирования. Это хорошо соответствует формуле (19).

Рис. 2, взятый из работы^{/2/}, наглядно иллюстрирует зависимость величины шума от постоянной времени усилителя при различных параметрах детектора. Используя (19) и формулы для параметров полупроводникового детектора, получим:

$$\bar{u}^2 = \left[\frac{A}{\tau_0 S} \right]^{1/2} \cdot 0,7 C_{bx} (\rho U_{cm})^{1/2} + \frac{2,2 \cdot 10^4 A}{(\rho U_{cm})^{1/2}} (\text{Кэв})^2 \quad (20)$$

где A - площадь детектора в см², C_{bx} - входная емкость, без учета детекторной. Отсюда видно, что должно быть оптимальное напряжение смещения детектора (в зависимости от отношения сигнала к шуму):

$$U_{cm \text{ опт}} = \frac{10^9 A}{\rho C_{bx}^2} \quad (b) \quad (21)$$

Рис. 3, взятый из работы Дианели и Вайтхеда^{/3/}, иллюстрирует зависимость разрешения спектрометра от напряжения смещения детектора. Аналогичные исследования производились Фридландом^{/20/}.

Если подставить формулу (21) в (20), то получим наилучшие условия, которые могут быть достигнуты для данного полупроводникового материала и лампы:

$$\bar{u}^2_{\text{min}} = 250 A \sqrt{\frac{C_{bx}}{\tau_0 S}} (\text{Кэв})^2 \quad (22)$$

Например, для $A = 0,8$ см², $\rho = 1500$ ом.см, $\tau_0 = 500$ мксек, $S = 16$ ма/в, $C_{bx} = 25$ пф, имеем $U_{cm, \text{ опт.}} = 614$ в, $\bar{u}^2_{\text{ш min}} = 11,4$ эв² (полная ширина на полувысоте 7,8 Кэв), $i_D = 72$ мма, $C_D = 35$ пф, $\tau_{\text{опт}} = 0,62$ мксек.

Ферштейн^{/13/} исследовал зависимость уровня шума от величины катодного тока входной лампы при различных постоянных времени формирования.

Результаты исследования показаны на рис. 4.

На рис. 5 приведены гистограммы Ферштейна^{/13/}, иллюстрирующие действие сложных формирующих цепей на отношение сигнал к шуму для системы детектор-усилитель.

Исходя из величины тока утечки детектора и максимальной скорости счета спектрометра, по этим гистограммам можно выбрать надлежащий вид формирования.

Схемы предусилителей

Теория схем низкошумящих предусилителей, предназначенных для ионизационных камер достаточно хорошо разработана^{/12,15,18/}.

При работе с полупроводниковыми детекторами имеются два фактора, которые необходимо учитывать при построении схемы усилительного тракта.

Во-первых, в отношении выбора постоянной времени дифференцирования. Если в ионизационных камерах постоянная времени дифференцирования лимитирована временем электронного собирания в камерах, то в полупроводниковых детекторах время собирания носителей настолько мало (для кремния $\tau_n < 10^{-8}$ сек, для германия $\tau_n < 10^{-9}$ сек ^{/3,22/}), что возможно использование постоянной времени дифференцирования короче 100 нсек.

Во-вторых, емкость $n - p$ перехода полупроводникового детектора гораздо больше емкости камеры и, что особенно важно, эта емкость пропорциональна рабочей площади детектора и обратно пропорциональна корню квадратному от приложенного потенциала смещения:

$$C = 3,3 \cdot 10^{-4} A (\rho U_{см})^{-1/2} \text{ (пф)} \quad (23)$$

т.е. является величиной переменной.

Величина сигнала, вырабатываемая детектором, есть

$$U_c = \frac{Q}{C} = 44 \frac{E}{C} \quad \text{(мв)} \quad (24)$$

где E - энергия, теряемая ядерной частицей в детекторе (Мэв), C - суммарная емкость детектора, входной лампы и монтажа (пф).

Естественно, поэтому, построить схему предусилителя так, чтобы выходной сигнал не зависел от изменения емкости детектора, а определялся только величиной вырабатываемого детектором заряда (зависит только от энергии регистрируемых частиц).

Поэтому в настоящее время для полупроводниковых детекторов нашли широкое распространение схемы предусилителей, построенные по так называемой "зарядово-чувствительной схеме" (рис. 6). В такой схеме емкость детектора охвачена отрицательной обратной связью через конденсатор малой емкости C_0 . При $K_0 C_0 \gg C$, где K_0 - коэффициент усиления разомкнутой петли обратной связи, сигнал на выходе предусилителя $U_{вых.} = \frac{Q}{C_0}$ практически не зависит от емкости детектора. На отношение сигнала к шуму применение обратной связи, конечно, не сказывается ^{/15/}. Для обеспечения стабильности конденсатор должен быть с нулевым температурным коэффициентом.

Коттини, Гатти, Жианнелли и Росси ^{/18/} были, вероятно, первыми, кто признал достоинство этого вида предусилителей. Затем схема зарядового предусилителя использовалась Келли ^{/23/}, Гульдиггом ^{/24/}, Бланкеншипом ^{/8,10/}, Чейсом ^{/1/} и другими.

В работах Ферштейна ^{/13/} и Чейса ^{/1/} показано, что построение входа предусилителя по каскадной схеме дает определенный выигрыш как по уменьшению шумов, так и с точки зрения увеличения коэффициента усиления в петле обратной связи с минимальными фазовыми искажениями.

Теория и расчет каскадных схем достаточно полно изложены в книге Ложникова и Сонины ^{/21/}.

Поскольку чувствительность зарядового предусилителя определяется отношением

$$\frac{U_{вых}}{Q} = \frac{1}{C_0}, \quad (25)$$

то для того, чтобы иметь высокую чувствительность, необходимо уменьшать C_0 . Уменьшение величины конденсатора обратной связи C_0 возможно лишь при увеличении коэффициента усиления в петле обратной связи. Кроме того, уменьшение величины C_0 необходимо для того, чтобы вклад шумов последующих каскадов усилителя был пренебрежимо малым. Практически для α -спектрометров конденсатор C_0 должен быть не больше 5 пф^{/13/}.

Следует отметить, что отношение сигнала к шуму для описываемых схем предусилителей обратно пропорционально суммарной входной емкости (C).

Для увеличения стабильности схем желательно применять в них сопротивления с низким температурным коэффициентом ($\approx 25 \cdot 10^{-6}$ 1/°C).

В работе Чейса^{/1/} приводятся два метода получения коэффициента усиления в разомкнутой петле обратной связи более 1000 при достаточно малом времени нарастания.

Один из вариантов предусилителя показан на рис. 7. Входной каскад выполнен по каскадной схеме на лампах WE 417A. Анодный ток 9 ма, $S = 14$ ма/в, а сеточный ток меньше 0,01 мка. Лампа 404A работает в качестве пентодного усилителя, так как верхнее нагрузочное сопротивление каскадной схемы и экранная сетка 404A охвачена обратной связью по питанию с выхода катода.

Отрицательная обратная связь по постоянному току стабилизирует рабочий ток входной лампы. Накал ламп производится постоянным током.

Время нарастания в разомкнутой петле обратной связи около 2 мксек. Конденсатор C_1 служит для устранения выброса на выходном импульсе.

В качестве входных ламп хорошо работают также *Ampetex* 5842 и *CBS* 7721.

Другая схема предусилителя на рис. 8 использует двойку с длинным хвостом в качестве второго усилительного каскада. Такая схема также устойчива на высоких частотах. Здесь используются триоды *RCA* 7586 *Novistor*. Каскадный каскад имеет анодный ток 7ма, $S = 9$ ма/в, а сеточный ток меньше 0,01 мка.

Емкости ламп 7586 низкие, а микрофонный эффект их гораздо меньше, чем у 417A.

Время нарастания в разомкнутой петле обратной связи около 3 мксек.

На рис. 9 показано расположение основных деталей и экранировка для схемы рис.8. Земляная шина соединяется с шасси в одной точке (на экране).

На рис. 10 представлена зависимость величины шума предусилителей от внешней емкости на входе для различных величин постоянных времени дифференцирования и интегрирования. Нуль на шкале внешней емкости включает в себя емкость соединительного кабеля и входную емкость предусилителя.

Из приведенного графика видно, что для схемы рис. 7 оптимальное соотношение сигнала к шуму достигалось при $t_{\text{д}} = t_{\text{д}} = 1$ мксек. В качестве основного усилителя использовался стандартный усилитель ТМС-А L 4А с 256-канальным анализатором.

В работе Бланкеншипа^{/10/} использовался предусилитель типа Q-2069-3 (рис. 11). Вход этого предусилителя также выполнен по каскадной схеме на лампах 417A (5842) и 6922

с обратной связью по питанию, что позволяет повысить усиление в петле обратной связи. Конденсатор обратной связи $C_o = 5$ пф. Оптимальное соотношение сигнала к шуму достигалось при двух RC интегрирующих и одной RC дифференцирующей цепях с постоянными времени равными 1 мксек. Вторая RC дифференцирующая цепь с $\tau_d = 25$ мксек обеспечивает быстрое восстановление к нулевой линии и уменьшает низкочастотные шумы и микрофонный эффект.

Зависимость шумов этого предусилителя от внешней емкости на входе представлена на рис. 12. Там же приведена аналогичная зависимость при применении на входе лампы $E83 F$. Ясно видно преимущество входных ламп с большой крутизной характеристики. Однако применение ламп с очень большой крутизной (например, $437A$, $S = 40$ ма/в) требует введения демпфирующего сопротивления в цепь управляющей сетки для предотвращения паразитной генерации. Естественно, введение такого сопротивления приводит к увеличению эквивалентного шумового сопротивления лампы ($R_{шэ}$).

Дрейф описываемого в ^{/10/} усилительного тракта для постоянного входного заряда, эквивалентного $5,5$ Мэв α -частиц, был меньше 300 эв в час. Аналогичная схема предусилителя описывается в работе Гульдинга и Гансена ^{/2/} (рис. 13).

В работе Миллера, Брауна, Донована и Макинтоша ^{/11/} указывается, что при применении быстрых предусилителей ($\tau_H \approx 20$ нсек) и коротких формирующих цепях удалось избавиться от большой области шумов детектора (т.к. шум детектора пропорционален $f^{-\alpha}$, где $\alpha \approx 1$). В этом случае возможно получение ширины линии шума ~ 20 Кэв даже от детекторов, имеющих ток утечки 1 мка.

Транзисторные предусилители

Привлекательной задачей для электроники является соединение полупроводниковых детекторов на основе $p-n$ -переходов с транзисторным предусилителем. В этом случае значительно уменьшаются габариты α -спектрометра, увеличивается надежность, помехозащищенность и экономичность схемы. К сожалению, транзисторные предусилители в настоящее время имеют собственный уровень шумов в 6-8 раз выше ламповых предусилителей (ширина линии шума не меньше 1-5 Кэв при $C_{вх} \leq 20$ пф). Но при сравнительно большой емкости детектора ($C \geq 1000$ пф) применимость транзисторных и ламповых предусилителей равноценна.

Шум транзистора состоит из следующих составляющих:

1. Шум входного сопротивления (\bar{i}_g^2),
2. Дробовый шум эмиттерного тока ($\bar{i}_э^2$),
3. Шум флуктуаций базового тока ($\bar{i}_б^2$).

Наиболее существенен вклад шумов от флуктуаций базового тока. Если, например, сравнить ламповый каскад с транзисторным, то для $417A$ минимум шума при $\tau = 10$ мксек имеет место при $I_a = 3,5$ ма, где $S = 3,5$ ма/в и $i_g = 3,5 \cdot 10^{-10}$ а, а для $2N 1279$ в точке с $S = 3,5$ ма/в $I_K = 100$ мка, а $I_B = 1$ мка, т.е. в 3000 раз выше сеточного тока лампы.

Теоретический анализ низкошумящих схем транзисторных предусилителей дан в работе Эммера /26/. Для анализа зарядового предусилителя применима эквивалентная схема рис. 14, на которой емкость Миллера $g_m R_H C_K$ и диффузионная емкость t_D / r_\ominus объединены в одну:

$$r' / r_\ominus = t_D / r_\ominus + g_m R_H C_K ,$$

а действием $r_{бб'}$ на передачу заряда пренебрегается, $R_H \ll r_{кэ}$. Для $I_\ominus > I_{ма}$ диффузионная емкость обычно преобладает и постоянная времени входа будет равна:

$$r_{вх} = \frac{r_{бэ}' r'}{r_\ominus} = \frac{t_D}{1 - a} , \quad (26)$$

Если $r_{вх} = r_D = r$, то выходной ток для заряда Q на входе:

$$i_c = \frac{Q g_m}{C} \cdot \frac{r_{вх}}{r} = \frac{\beta Q}{r} , \quad (27)$$

где

$$\beta = \frac{a}{1 - a} ; \quad g_m = \frac{a}{r_\ominus} .$$

В формуле (27) β слабо зависит от I_\ominus , поэтому также слабо зависит от I_\ominus и выходной ток i_c .

Для $I_\ominus < I_{ма}$ диффузионная емкость становится меньше входной $C_{вх}$ и $r_{вх} = r_{бэ}' C_{вх} > r$. Тогда

$$i_c = \frac{Q g_m E^{-1}}{C} = \frac{0,37 a Q}{r_\ominus C_{вх}} = k_I Q I_\ominus \quad (28)$$

На рис. 15 представлены экспериментальные результаты $i_c = f(I_\ominus)$ для транзисторов 2N 1279. Для анализа шумов Эммер пользовался эквивалентной схемой рис. 16, на которой пренебрегается действием $C_{бэ}$ на входной заряд, а шум с частотной зависимостью f^{-a} предполагается малым за счет применения коротких формирующих цепей.

В этом случае средне-квадратичный шум от входного сопротивления будет равен:

$$\bar{i}_d^2 = \frac{k T g_m^2 r^2 r_{бэ}'}{2 R_g} \cdot \frac{r}{(C_{вх} r_{бэ}' + r)^2} , \quad (29)$$

а средне-квадратичный шум базы и эмиттера:

$$\bar{i}_б^2 + \bar{i}_э^2 = \frac{k T g_m^2 (r_\ominus + r_{бб'})}{2 r} \quad (30)$$

при $C_{вх} r_{бэ}' \gg r$, и

$$\bar{i}_б^2 + \bar{i}_э^2 = \frac{k T g_m^2 (r_\ominus + r_{бб'})}{2 r} \cdot \frac{2 C_{вх} r_{бэ}'}{r} \quad (31)$$

при $C_{вх} r_{бэ}' \ll r$.

Если $I_{\ominus} < 1$ ма, то $r_{\ominus} \ll r_{66'}$ и $r_{вх} < r$, пренебрегая внутренними шумами

$$\bar{i}_n^2 = \frac{e a (1 - a) I_{\ominus}}{4 r} \quad (32)$$

($1 - a$ мало),

получим отношение сигнала к шуму:

$$\frac{\bar{i}_o^2}{\bar{i}_{ш}^2} = \frac{\bar{i}_c^2}{\bar{i}_g^2 + \bar{i}_6^2 + \bar{i}_{\ominus}^2} = \frac{2 \beta^2 Q^2}{k T r (\beta^2 / R g + \frac{26^2 r_{66'} r'}{(1 - a) r})} \quad (33)$$

Ток базы обычно ограничивается величиной $R g$, тогда первое значение в скобках преобладает и

$$\frac{\bar{i}_o^2}{\bar{i}_{ш}^2} = \frac{2 Q^2 R g}{k T r} \quad (34)$$

которое не зависит от I_{\ominus} .

В случае большой величины $R g$, преобладает шум $\bar{i}_6^2 + \bar{i}_{\ominus}^2$ и отношение сигнала к шуму становится обратно пропорциональным I_{\ominus} (пока g_m пропорциональна I_{\ominus}).

Наилучшее отношение сигнала к шуму обычно достигается при $I_{\ominus} < 0,1$ ма^{/26/}. Тогда $C_{вх} r_{66'} < r$ и

$$\frac{\bar{i}_o^2}{\bar{i}_{ш}^2} = \frac{2 Q^2 E^{-2}}{k T C_{вх}^2 \left(\frac{r}{R g C_{бк}^2} + \frac{r_{\ominus} + r_{66'}}{r} \right)} \quad (35)$$

В этой формуле знаменатель характеризует собой шумы входного сопротивления и эмиттера, а так как \bar{i}_c^2 и $\bar{i}_{ш}^2$ пропорциональны I_{\ominus} , то их отношение не зависит от I_{\ominus} (рис. 15).

Для того, чтобы можно было пренебречь шумами от входного сопротивления, необходимо неравенство:

$$R g \gg r^2 (r_{\ominus} + r_{66'}) C_{вх}^2,$$

что практически бывает часто невыполнимо. Возрастание входной емкости приводит к ухудшению отношения сигнала к шуму (рис. 17).

В работе^{/26/} описывается несколько схем транзисторных предусилителей для полупроводниковых детекторов с $n - p$ -переходами. На рис. 18 приведена схема зарядового предусилителя, выполненного по каскодной схеме на высокочастотных транзисторах 2N1279. Отношение сигнала к шуму для каскодной схемы примерно такое же, как и для эмиттерного повторителя. Для обычного усилительного каскада с большим усилением входная емкость значительно возрастает за счет емкости Миллера. Например, для $C_K = 2$ пф, $R_H = 10$ ком и $I_{\ominus} = 0,1$ ма емкость Миллера $C^1 = g_m R_H C_K = 80$ пф для 2N1279. В каскодной схеме емкость Миллера может быть уменьшена до C_k . Так как обычно величина шумов значительно меньше зависит от входной емкости, чем усиливаемый входной сигнал, то каскодная схема почти всегда увеличивает отношение сигнала к шуму^{/13/}.

Эмиттерный повторитель применяется на входе предусилителя чаще всего для малоёмкостных детекторов, например, для ионизационных камер. Средне-квадратичный уровень шума для схемы рис. 18 составляет от 1 до 5 Кэв при $C_D=0$.

На рис. 19 приведены схемы усилителей с обратной связью по напряжению, которые хорошо стыкуются со схемой рис. 18. Такие схемы имеют достаточно большое входное сопротивление и малое выходное ($R_{\text{вых.}} < 100$ ом) при хорошей термостабильности.

На рис. 20 представлена схема предусилителя с высоким входным сопротивлением^{/26/}. Здесь применен эмиттерный повторитель с обратной связью по питанию и усилитель с отрицательной обратной связью по напряжению. Схема имеет входное сопротивление 10 мгом при входной емкости 2 пф и средне-квадратичный уровень шума от 1 до 5 Кэв.

На рис. 21 приведена еще одна схема зарядового предусилителя на транзисторах *Philco 2N393*, описанная в работе Чейса^{/1/}.

Транзисторы T_1 и T_2 в каскодном включении отобраны с $\beta \geq 200$ и $I_{\text{ко}} \leq 10$ мка для получения входного сопротивления не менее 2 Мгом. Верхняя часть нагрузочного сопротивления каскада охвачена обратной связью по питанию с базы T_3 , благодаря чему усиление в разомкнутой петле обратной связи более 500.

Зависимость ширины линии шума от величины внешней входной емкости для различных постоянных времени формирующих цепей приведена на рис. 22. Позднее схема, предложенная Чейсом, была использована в работе Кавея^{/27/} для α -счетчика с низким уровнем фона. Этот усилитель давал отношение сигнала к шуму 20 для 5 Мэв α -частиц на детекторе с рабочей площадью 6 см² ($\rho = 2500$ ом.см, кремний n -типа) при $\tau_D = 2,5$ мксек. Если вход усилителя выполнить по обычной схеме (рис. 19), то отношение сигнала к шуму становится равным лишь 4.

При построении быстрого транзисторного усилителя, без условия получения минимального уровня шумов, можно применить схему, предложенную в работе^{/28/}, имеющую $K=3 \cdot 10^3$ и $\tau_H \leq 0,15$ мксек (рис. 23). Здесь применена отрицательная обратная связь по напряжению, а низкая величина сопротивления в базе входного транзистора совместно с $R_E = 2,2$ ком стабилизирует рабочую точку последнего, что повышает термостабильность схемы. Входные транзисторы для уменьшения уровня шума работают с низкими базовыми и коллекторными токами.

З а к л ю ч е н и е

Гансен и Гульдинг^{/29,2/} показали, что имеются оптимальные постоянная времени усилителя и напряжение смещения для полупроводникового детектора, при которых минимальный уровень шума не зависит от удельного сопротивления полупроводникового материала.

Наилучшие результаты работы системы детектор-усилитель зависят только от площади детектора, входной емкости предусилителя, времени жизни неосновных носителей в полупроводнике и от крутизны характеристики входной лампы предусилителя.

Разработанные в настоящее время схемы ламповых предусилителей для полупроводниковых детекторов позволяют построить α -спектрометры с высоким энергетическим разрешением. Например, в работе Майера^{/7/} получено разрешение 16 Кэв для 6,04 Мэв α -частиц, а в работах Бланкеншипа - 15 Кэв ($A = 1$ см²)^{/8/} и 13,5 Кэв ($A = 0,25$ см²)^{/10/} для 5,8 Мэв α -частиц.

Имеющиеся схемы транзисторных предусилителей мало пригодны для α -спектрометров с высоким разрешением ^{/26,1/} из-за сравнительно большого уровня собственных шумов. Однако, при емкостях детектора более 1000 пф (детекторы с большой рабочей площадью) транзисторные предусилители могут с успехом конкурировать с ламповыми.

Ферштейн ^{/13/} отмечает, что для построения низкошумящих схем транзисторных предусилителей, пригодных для использования в α -спектрометрах с низкочастотными детекторами, необходимы транзисторы с коэффициентом усиления по току $\beta \geq 1000$.

Л и т е р а т у р а

1. Chase R.L., W.A. Higinbotham, G.L. Miller, IRE Trans., vol. NS-8, N^o 1, 147 (1961).
2. F.S. Goulding, W.L. Hansen, Nucl. Instr., v. 12, N^o 2, 168 (1961).
3. G. Dearnally, A.B. Whitehead, Nucl. Instr., v. 12, N^o 2, 205 (1961).
4. В.В. Бредель, В.Л. Михеев, С.М. Поликанов. ПТЭ, № 6, 44 (1961).
5. Л.А. Зубрицкий, А.И. Попов, П.В. Сорокин, В.Ф. Самойлов. ИАН СССР, т. XXV, № 10, 1286 (1961).
6. А.Н. Писаревский, Л.Д. Сорокин, Е.И. Фирсов. ПТЭ, № 6, 14 (1961).
7. J.W. Mayer, IRE Trans., NS-7, N^o 2-3, 178 (1960).
8. J.L. Blankenship, C.J. Borkowski, IRE Trans., NS-7, N^o 2-3, 190 (1960).
9. W.L. Brown, IRE Trans., NS-8, N^o 1 (1961)
10. J.L. Blankenship, C.J. Borkowski, IRE Trans., NS-8, N^o 1, 17 (1961).
11. G.L. Miller G, W.L. Brown, P. F. Donovan, I.M. Mackintosh, IRE Trans., NS-7, N^o 2-3, 185 (1960).
12. А.А. Воробьев, В.А. Королев, Г.Е. Солякин. ПТЭ, № 2, 95 /1959/.
13. E. Fairstein, IRE Trans., NS-8, N^o 1, 129 (1961).
14. L.L. Beranek, "Acoustic Measurement", New York, 1949.
15. A.B. Gillespie, "Signal, Noise and Resolution in Nuclear Counter Amplifiers", New York 1953.
16. C.T. Sah, R.N. Noyce, W. Shockley, Proc. IRE, 45, 1228 (1957).
17. J.M. McKenzie, J.B.S. Waugh, IRE Trans., NS-7, N^o 2-3, 200 (1960).
18. C. Cottini, E. Gatti, G. Giannelli, G. Rozzi, IL Nuove Cimento, V. III., N^o 2, 473 (1956).
19. G. Amsel, P. Baruch, O. Smulkowski, IRE Trans., NS-8, N^o 1, 21 (1961).
20. S.S. Friedland, J.W. Mayer, J.S. Wiggins, IRE Trans., NS-7, N^o 2-3, 181 (1960).
21. А.П. Ложников, Е.К. Сонин. Каскодные усилители, Москва, ГЭИ, 1961.
22. H.M. Mann, J.W. Haslett, G.P. Lietz, IRE Trans., NS-8 N^o 1, 151 (1961).
23. G.G. Kelly, IRE National Conv. Record, 9, 63 (1957).
24. F.S. Goulding, IRE Trans., NS-5, N^o 2, 38 (1958).
25. С.М. Рывкин, А.В. Маслова, О.А. Матвеев, Н.Б. Строкан, Д.В. Таркин. Атомная энергия, т. II, вып. 3, 217 (1961).
26. T.L. Emmer, IRE Trans., NS-8, N^o 1, 140 (1961).
27. L. Cathey, IRE Trans., NS-8, N^o 4, 10 (1961).
28. O.M. Bilaniuk, B.B. Marsh, A.K. Hamann, J.C. Heurtley, Nucl. Instr., v. 14, N^o 1, 63 (1961).
29. W.L. Hansen, F.S. Goulding - Энергетические ограничения разрешающей способности по энергии в полупроводниковых детекторах частиц, NE /127, Конференция по ядерной электронике, У, 1961, Белград.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 августа 1962 года.

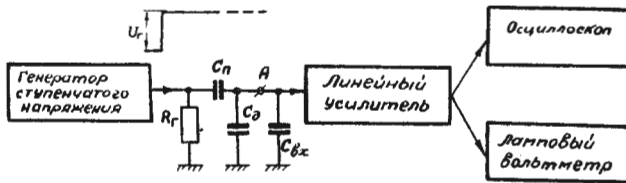


Рис. 1. Блок-схема измерения эквивалентного средне-кватратичного шумового заряда предусилителя.

$C_{\text{п}}$ - переходной конденсатор малой емкости,

$C_{\text{д}}$ - емкость детектора и соединительного кабеля,

$C_{\text{вх}}$ - входная емкость предусилителя,

$U_{\text{Г}}$ - амплитуда генератора ступенчатого напряжения.

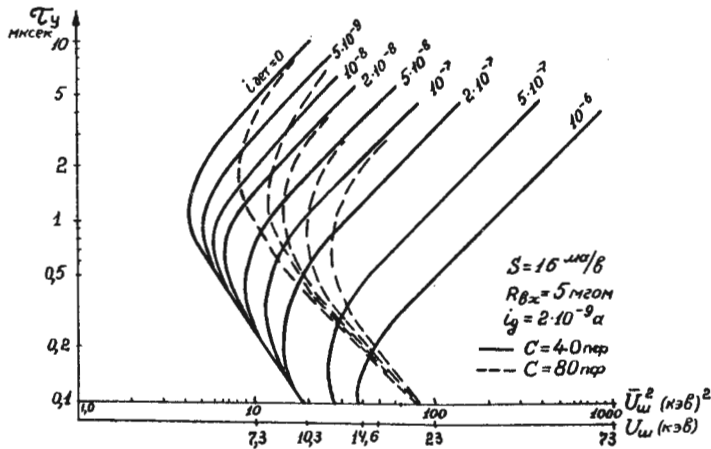


Рис. 2. Зависимость величины шума системы детектор-усилитель от постоянной времени усилителя для различных параметров детектора ($U_{\text{ш}}$ - полная ширина линии шума на половине максимума).

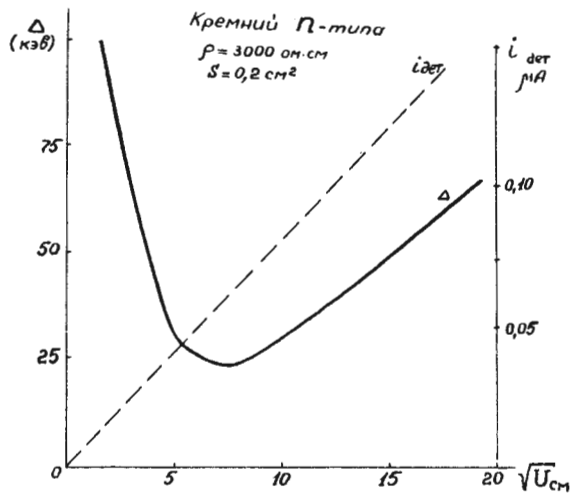


Рис. 3. Зависимость разрешения α -спектрометра от напряжения смещения на детекторе.

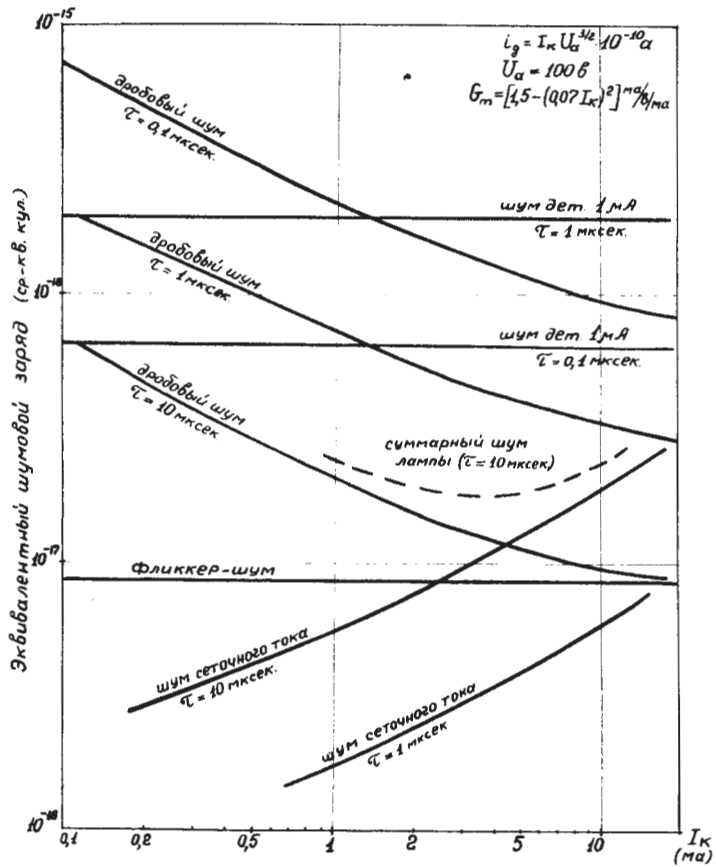
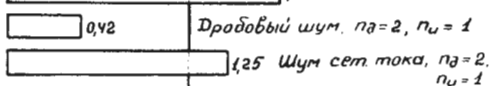
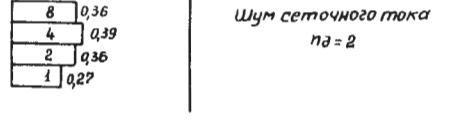
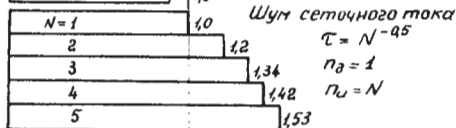
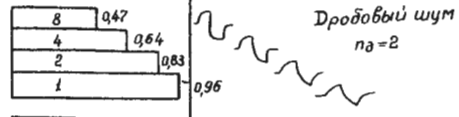
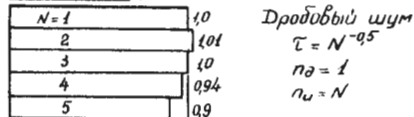
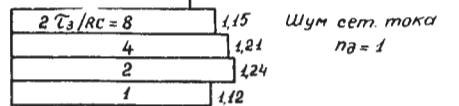
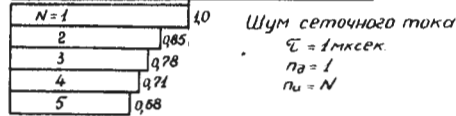
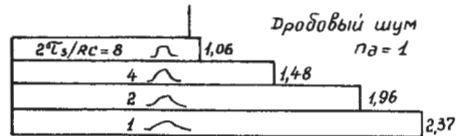
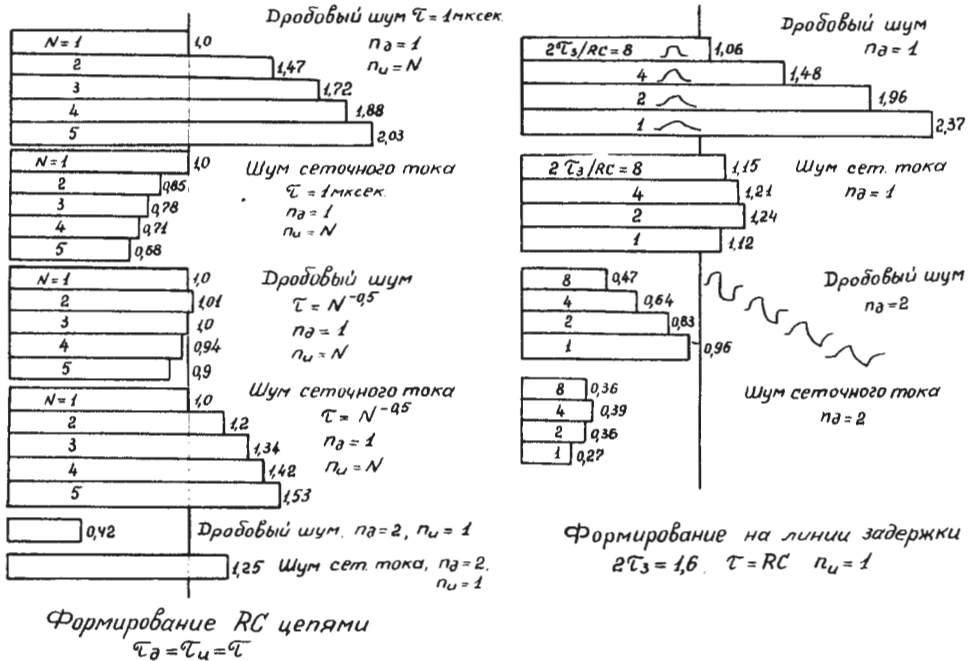


Рис. 4. Зависимость уровня шума от величины катодного тока входной лампы для различных постоянных времени формирования.



Формирование на линии задержки $2T_3 = 1.6, \tau = RC, p_u = 1$

Формирование RC цепями $\tau_d = \tau_u = \tau$

Рис. 5. Гистограммы Ферштейна:

(p_d - число дифференцирующих цепей, p_u - число интегрирующих цепей).

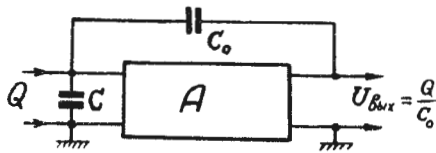


Рис. 6. Блок-схема зарядового предусилителя.

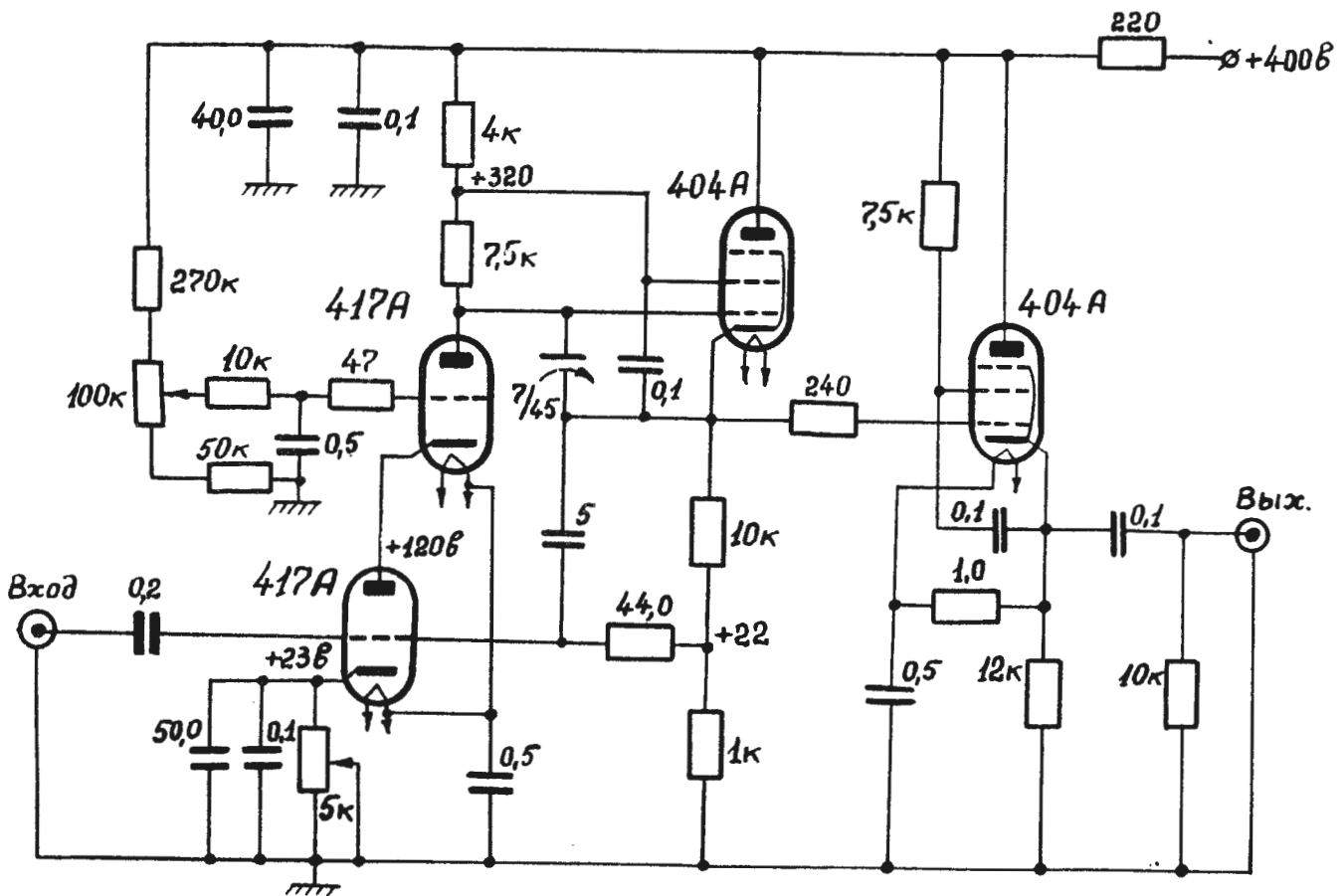


Рис. 7. Предусилитель Чейса. Входные триоды WE 417A, Ampertex 5842 или CBS 7721.

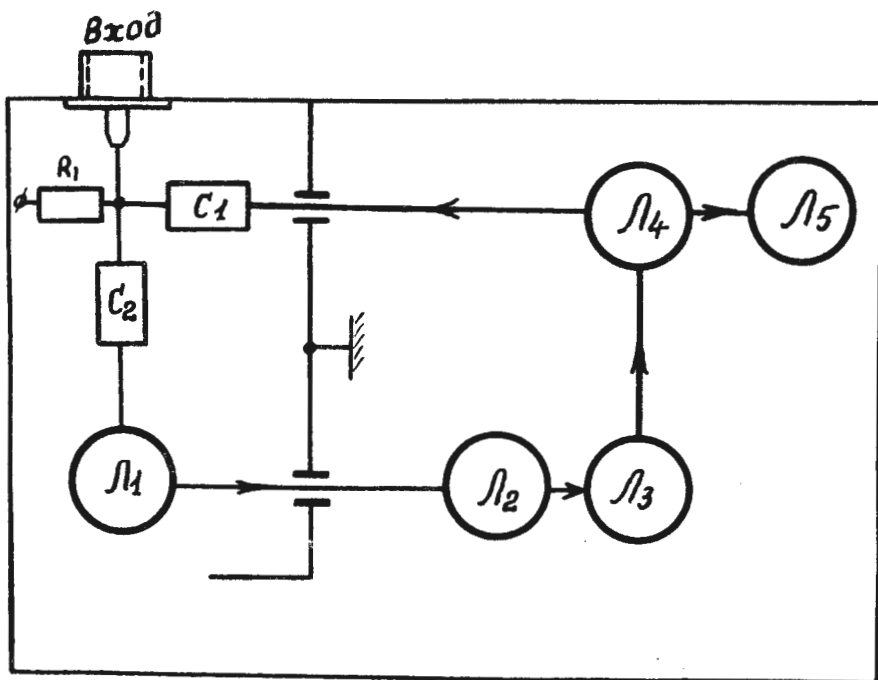


Рис. 9. Схема расположения деталей предусилителя рис. 8.

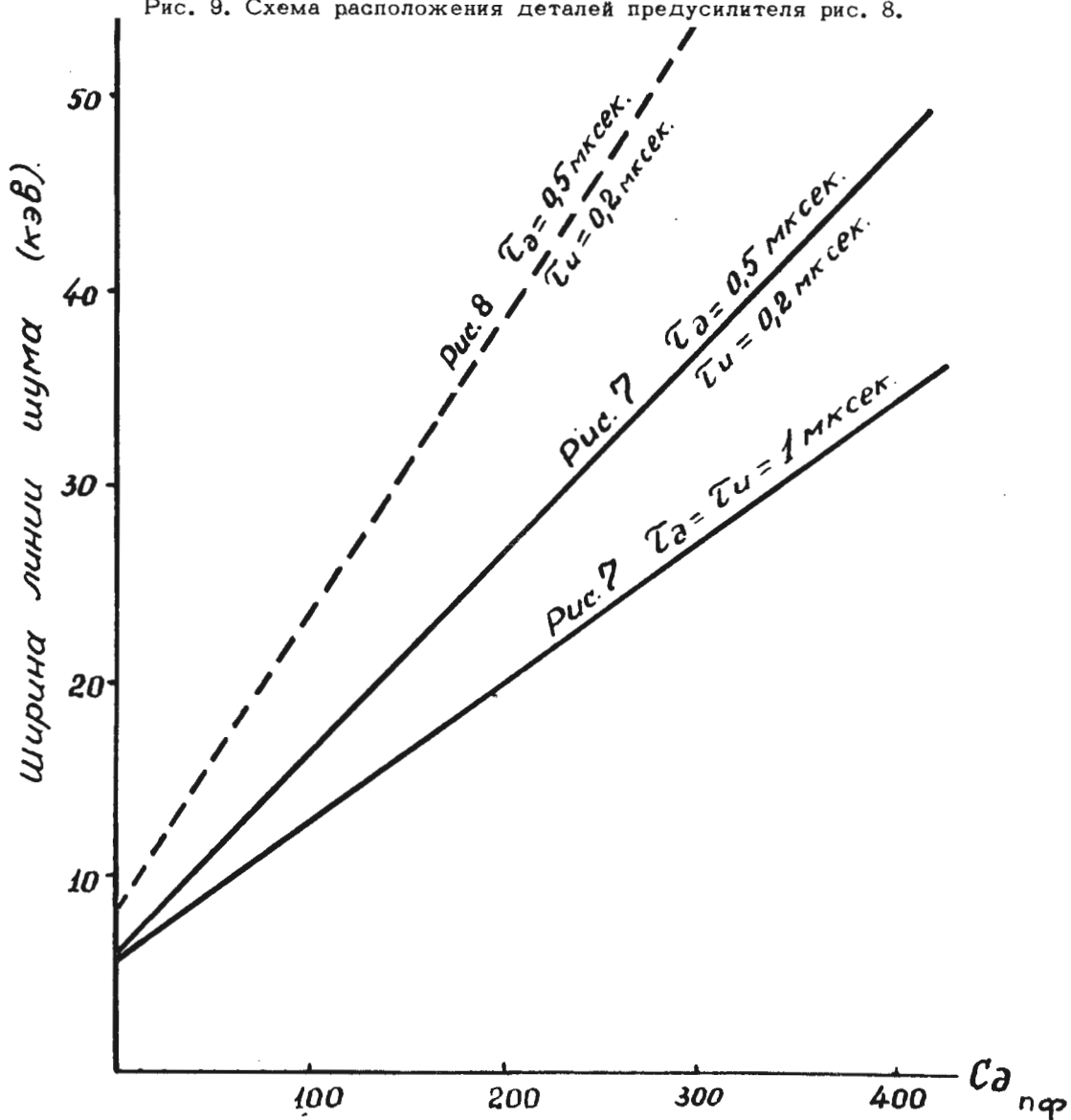


Рис. 10. Зависимость уровня шума от внешней входной емкости для предусилителей Чейса.

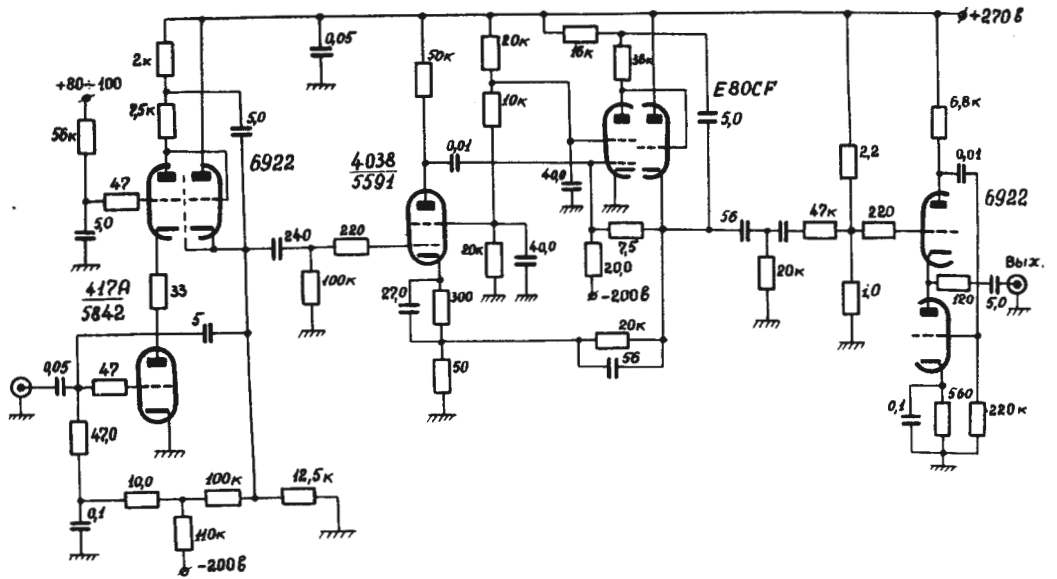


Рис. 11. Предусилитель Q-2069-3.

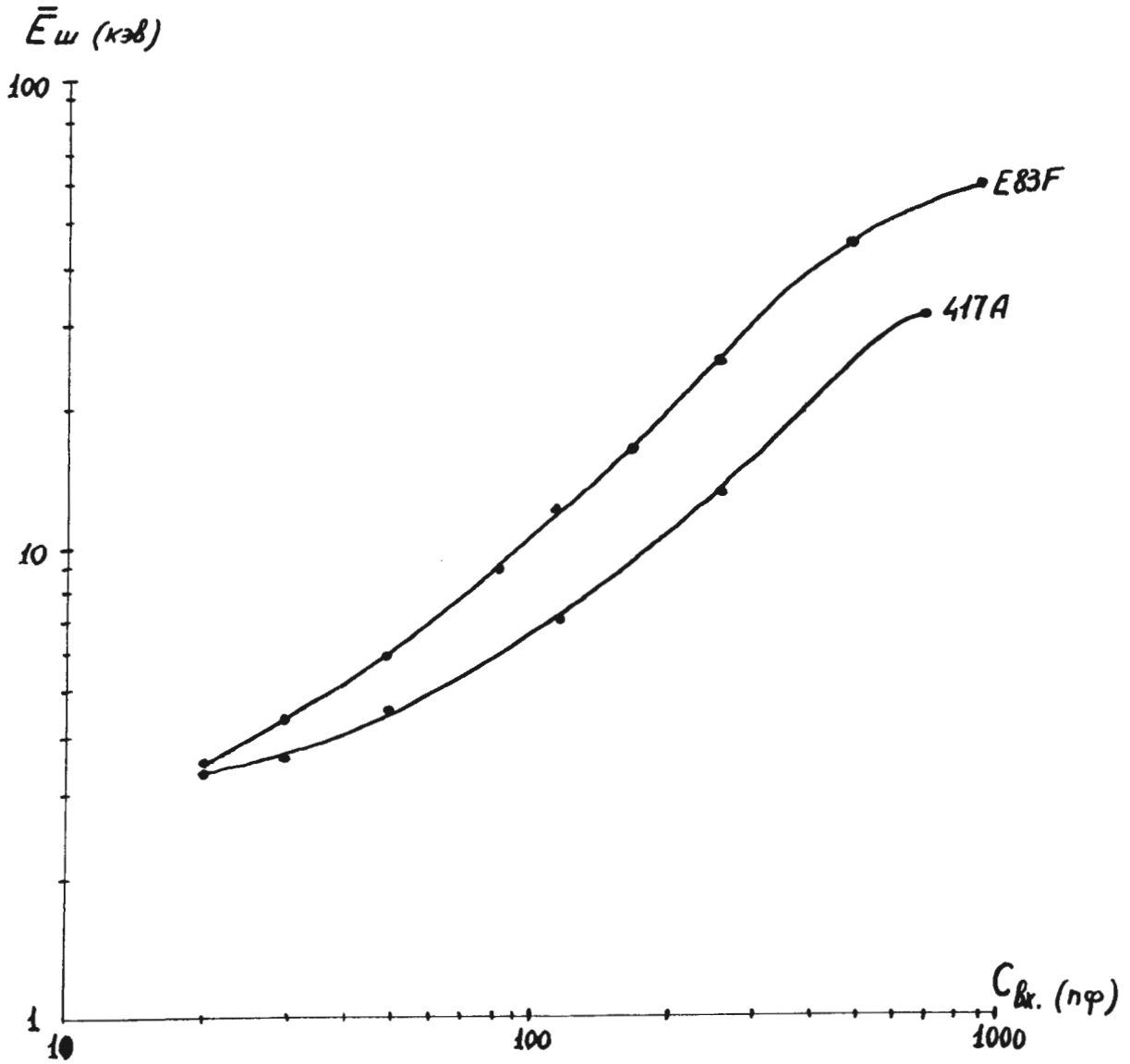


Рис. 12. Зависимость уровня шума от внешней входной емкости для предусилителя

Q-2069-3.

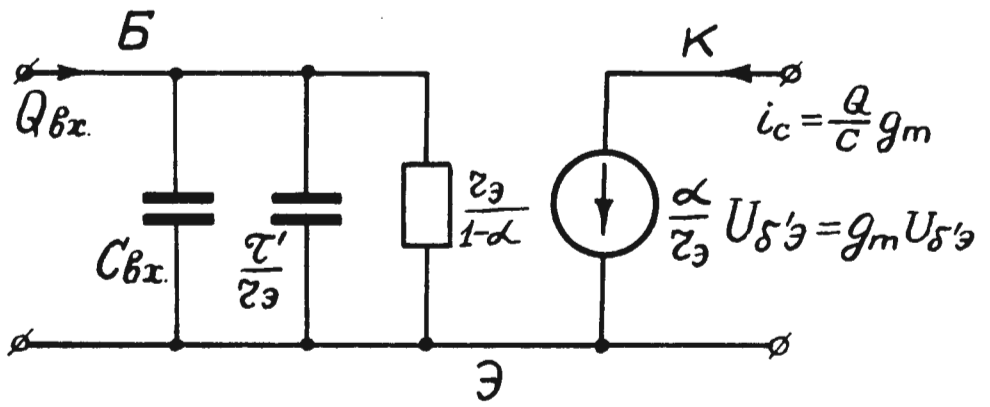


Рис. 14. Эквивалентная Π -образная схема транзисторного зарядового предусилителя.

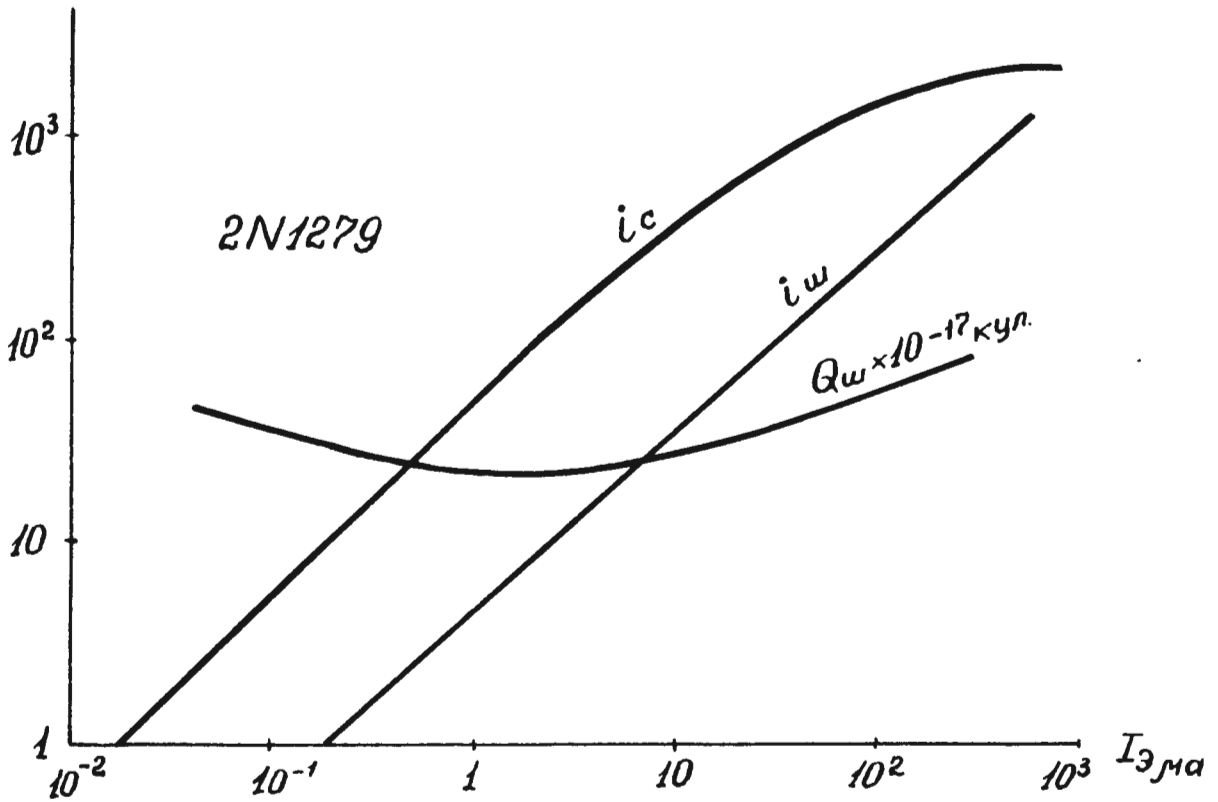
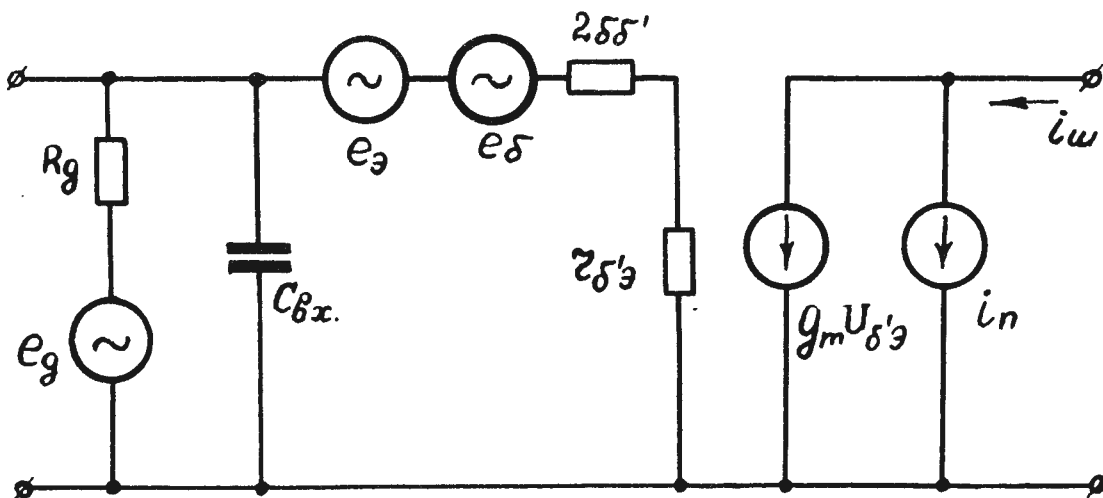


Рис. 15. Зависимость токов сигнала и шума от величины тока эмиттера входного транзистора.



$$\bar{e}_g^2 = 4kR_g df;$$

$$\bar{e}_\delta^2 = 4kT2\delta\delta' df;$$

$$\bar{e}_\delta^2 = 4kTz_{\delta\delta} df;$$

$$\bar{i}_n^2 = 2e\alpha(1-\alpha)I_3 df.$$

Рис. 16. Эквивалентная П-образная шумовая схема транзисторного зарядового предусилителя.

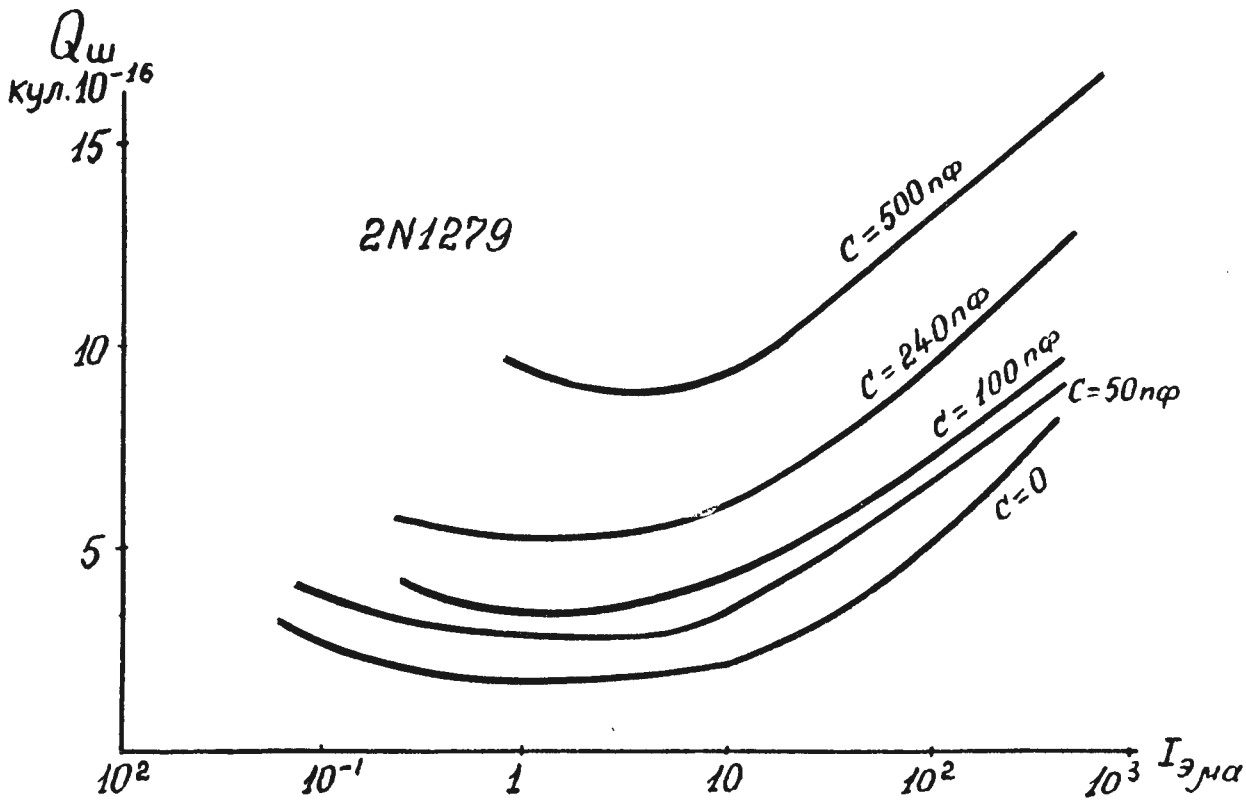
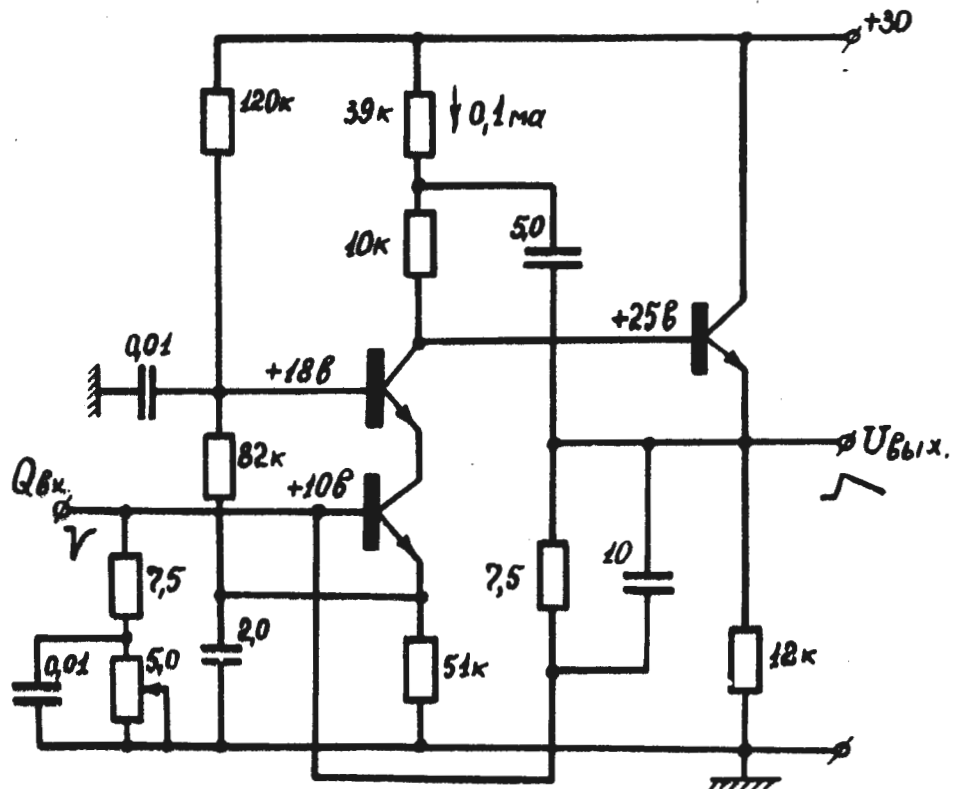


Рис. 17. Зависимость эквивалентного шумового заряда транзисторного предусилителя от величины тока эмиттера для различных значений входной емкости.



Все транзисторы 2N1279

Рис. 18. Схема предусилителя Эммера.

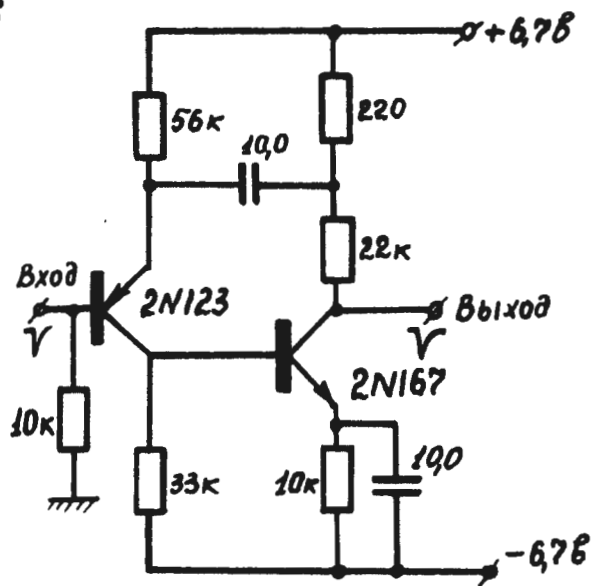
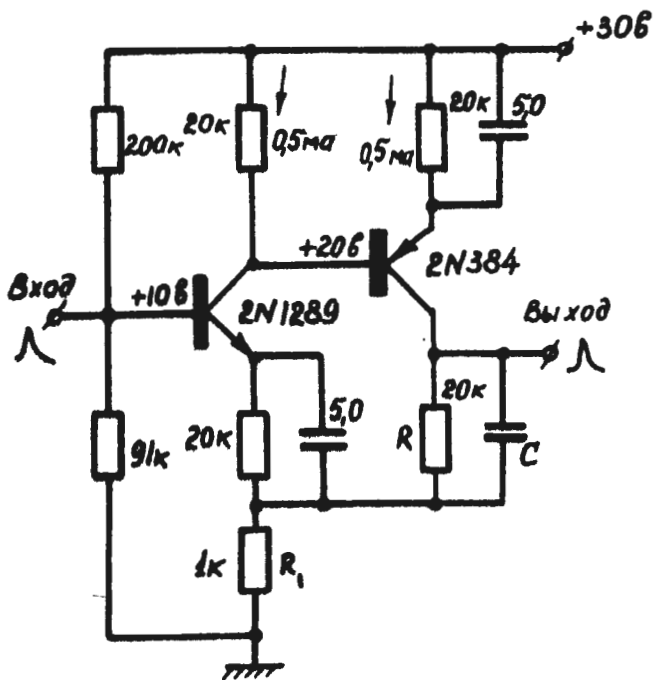


Рис. 19. Схемы усилительных секций с обратной связью по напряжению на транзисторах с разной проводимостью.

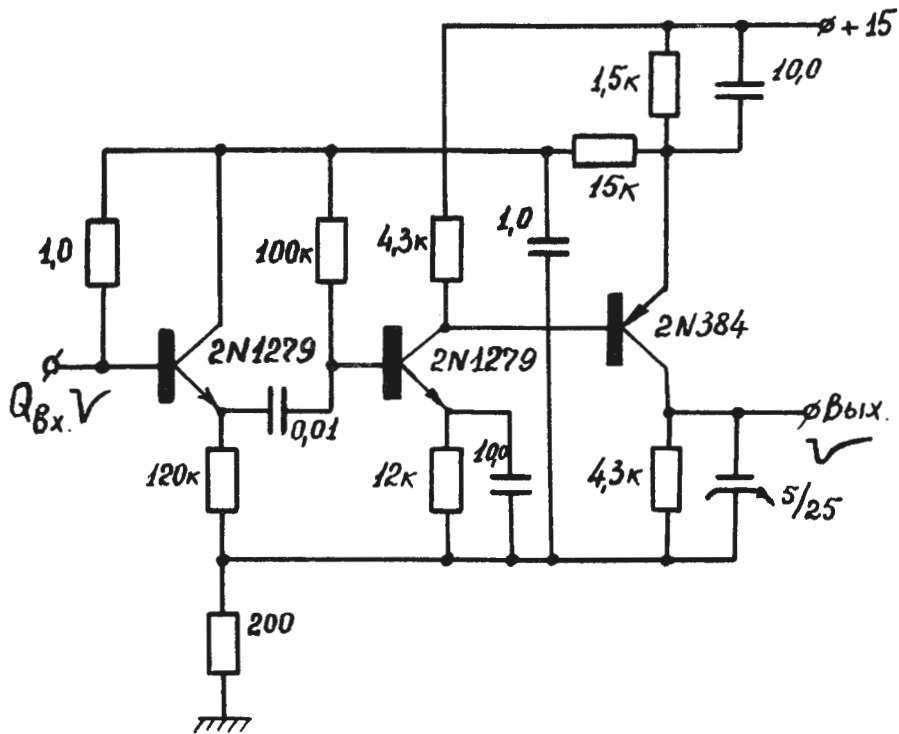


Рис. 20. Схема предусилителя с высоким входным сопротивлением.

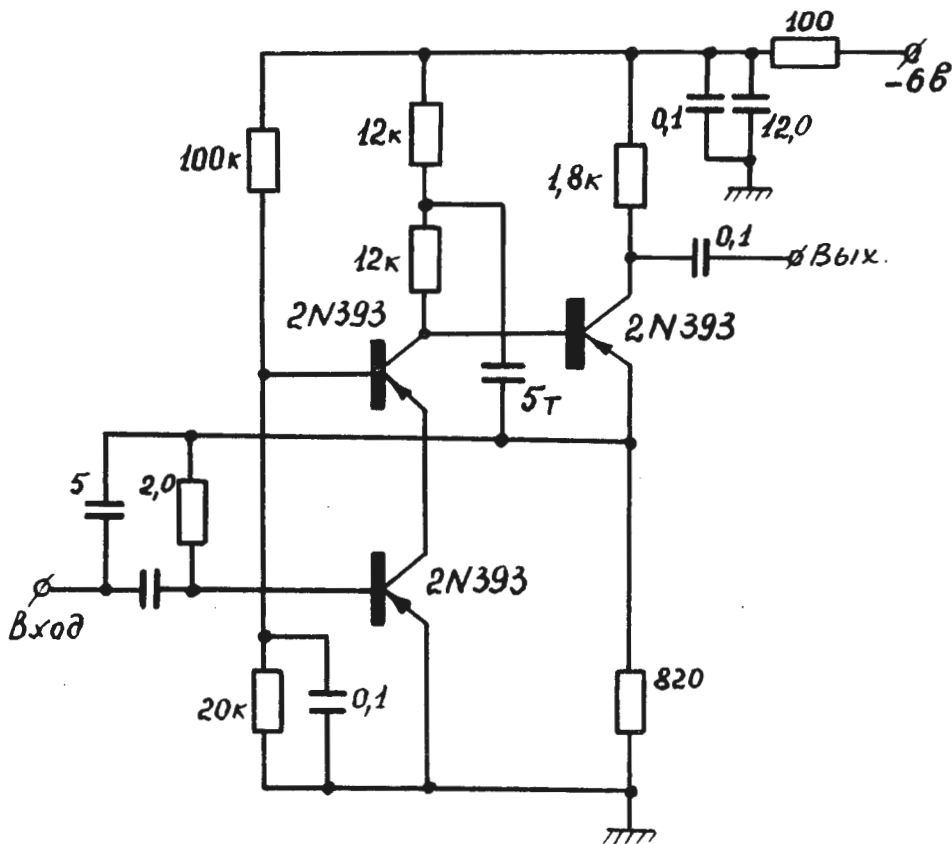


Рис. 21. Схема транзисторного предусилителя Чейса.

