

с 34.3а
ФФ-459

3/VI-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2110



Б.В. Фефилов, Л. Кумпф

НИЗКОШУМЯЩИЕ ИМПУЛЬСНЫЕ УСИЛИТЕЛИ
ДЛЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ МАШИН

1966

2110

3348/3 чр.

Б.В. Фейлов, Л. Кумф

НИЗКОШУМЯЩИЕ ИМПУЛЬСНЫЕ УСИЛИТЕЛИ
ДЛЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Физический институт
Академии наук СССР
БИБЛИОТЕКА

В в е д е н и е

Успешное развитие техники изготовления полупроводниковых детекторов за последние годы способствовало широкому их применению как в ядерной физике, так и в ряде других отраслей науки. Высокая энергетическая разрешающая способность полупроводниковых детекторов позволяет строить спектрометры с отличными характеристиками не только для заряженных частиц (от электронов до осколков деления тяжелых ядер), но и для гамма-лучей в широком диапазоне энергий.

Наибольшее распространение получили поверхностно-барьерные кремниевые детекторы для регистрации заряженных частиц и диффузионно-дрейфовые (p-i-n) германиевые детекторы для регистрации гамма-лучей. Величина рабочей (обедненной) области современных детекторов достигает 5-8 мм, что эквивалентно пробегу электронов с энергией до 5 Мэв, а α -частиц - до 100 Мэв. Для сравнительной оценки в Таблице 1 приведено энергетическое разрешение для различных детекторов (величина разрешения приведена как полная ширина на половине высоты кривой спектрального распределения).

Т а б л и ц а 1

Тип детектора	$E_{\beta}=100$ кэв	$E_{\gamma}=122$ кэв	$E_{\gamma}=1,33$ Мэв	$E_{\alpha}=10$ Мэв	$E_{\alpha}=100$ Мэв
Ионизационная камера	30 кэв	-	-	30 кэв	
Сцинтилляционный детектор	15 кэв	9,8 кэв	78 кэв	200 кэв	1 Мэв
Полупроводниковый детектор (25°C)	8 кэв	-	-	12 кэв	50 кэв
Полупроводниковый детектор (77°K)	2,8 кэв	2,4 кэв	6 кэв	-	-

Реализация высоких спектрометрических возможностей полупроводниковых детекторов ограничивается уровнем шума усилителей. Проектирование усилителей с предельно низким приведенным ко входу шумом представляет довольно трудную инженерную за-

дачу. Общая теория проектирования малошумящих усилителей для детекторов ядерных излучений изложена в книгах Джиллеспи^{/1/}, Санина^{/2/}, в работах Бровченко^{/3/}, Фейрстейна^{/4/}, Бланкеншипа^{/5/}. В настоящей работе приводятся некоторые экспериментальные данные о шумовых параметрах ряда широкополосных усилительных ламп, а также схемы и основные характеристики спектрометрических зарядовых предусилителей для различных полупроводниковых детекторов, разработанных в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

1. Факторы, ограничивающие разрешающую способность спектрометров с полупроводниковыми детекторами

Разрешающая способность по энергии спектрометров с полупроводниковыми детекторами определяется статистикой образования электронно-дырочных пар, фактором Фано, собственными шумами детектора и шумами усилителя:

$$\Delta^2 = F \Delta_N^2 + \Delta_D^2 + \Delta_Y^2. \quad (1.1)$$

Статистический разброс числа образованных пар определяется их количеством (N) и зависит от энергии частицы (E), среднего значения энергии, расходуемой на образование пары (ϵ), и эффективности сбора носителей. Эффективность сбора носителей зависит от свойств используемого полупроводникового материала, величины рабочей (обеденной) области и электрического поля в ней, плотности ионизации вдоль трека регистрируемой частицы. Потери носителей за счет захвата преобладают у низкоионизирующих частиц, а потери за счет рекомбинации — у высокоионизирующих (например, осколки деления ядер). Рекомбинационные потери существенно уменьшаются при охлаждении детекторов до температуры жидкого азота (77°K), так как подвижности носителей (электронов и дырок) возрастают более чем на порядок. В первом приближении эффективность сбора заряда может быть представлена в следующем виде:

$$\eta = \frac{\mu \tau_0 \mathcal{E}}{W} [1 - \exp(-W/\mu \tau_0 \mathcal{E})], \quad (1.2)$$

где μ — подвижность носителей, τ_0 — время жизни носителей, \mathcal{E} — величина электрического поля, W — глубина обеденной области. При одних и тех же условиях разрешение для электронов лучше, чем, например, для α -частиц из-за меньшей плотности ионизации трека. Это подтверждается экспериментальными данными^{/6/}. Средне-квадратичная величина флуктуации числа образованных пар от моноэнергетического излучателя может быть выражена следующей зависимостью:

$$\delta_N = \sqrt{F E \epsilon} \quad (\text{кэВ ср. кв.}), \quad (1.3)$$

где F — фактор Фано, E — энергия излучателя (Мэв), $\epsilon = 3,6$ для кремния и $\epsilon = 2,95$

для германия - среднее значение энергии, расходуемой на образование одной электронно-дырочной пары. Воспользовавшись выражением (1.1) с учетом (1.3) можно определить фактор Фано, если известна зависимость разрешения от энергии:

$$F = \frac{\Delta^2 - \Delta_0^2}{5,6 E \epsilon} \quad (1.4)$$

Здесь Δ - полная ширина на половине высоты кривой спектрального распределения моноэнергетического излучателя (кэв). Δ_0 - то же для реперного импульса от генератора (кэв), включающего в себя шумы детектора и усилителя, E - энергия излучателя (Меэ). Для кремниевых детекторов наиболее точные результаты могут быть получены от спектров моноэнергетических электронов, а для германиевых - от гамма-спектров. В обоих случаях необходимо охлаждение детекторов для уменьшения шумов детектора и работать с усилителями, имеющими предельно низкий уровень шума. Если воспользоваться данными Бланкеншипа^{17/} (источник Cs^{137} , $E_{\beta} = 625$ кэв, $\Delta = 3,8$ кэв, $\Delta_0 = 2,9$ кэв, кремниевый p-n детектор), то для кремния $F < 0,5$.

На рис. 1 изображена зависимость разрешения германиевого p-n детектора от энергии гамма-квантов, взятая из работы Хансена^{18/}. Легко подсчитать, что в этом случае $F \leq 0,3$. Собственные шумы полупроводникового детектора в основном определяются флуктуациями токов утечки через n-p переход. Ток утечки, обусловленный генерацией основных носителей в обедненной области:

$$I_{дг} = \frac{q n_i W A}{2 \tau_0} \quad (1.5)$$

где $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ кул - заряд электрона, n_i - число носителей в полупроводнике, w - глубина обедненной области, A - площадь детектора, τ_0 - время жизни носителей. Для кремния $n_i = 1,5 \cdot 10^{-10}$ 1/см³. Для поверхностно-барьерных детекторов:

$$w = 0,32 (\rho U)^{1/2} \quad (\text{мкр}) \quad \text{для кремния p-типа}$$

$$w = 0,53 (\rho U)^{1/2} \quad (\text{мкр}) \quad \text{для кремния n-типа.}$$

Здесь ρ - удельное сопротивление (ом·см), U - потенциал смещения (в).

Ток утечки, обусловленный диффузией неосновных носителей в обедненную область:

$$I_{дд} = \frac{q \ell n A}{\tau_0} \quad (1.6)$$

где n - число неосновных носителей, ℓ - глубина обедненной области.

Шумы, обусловленные флуктуациями этих токов утечки, носят название дробовых шумов детектора и имеют равномерный частотный спектр. Обычно ток утечки за счет диффузии неосновных носителей пренебрежимо мал по сравнению с током утечки за счет генерации. Существенный вклад в шумы детектора вносят также флуктуации поверхностных токов утечки, спектральная плотность которых обратно пропорциональна частоте.

Суммарный ток утечки для поверхностно-барьерных кремниевых детекторов составляет в среднем от 0,05 до 1 мкА на см², а для германиевых р-и детекторов до 2 мкА на см² при комнатной температуре.

Шум полупроводникового детектора резко снижается при охлаждении. Так, для германиевых р-и детекторов при T=77°K ток утечки падает до величины 10⁻¹⁰ А при потенциале смещения 400 в. Рис. 2 и 3 иллюстрируют этот эффект.

Основными источниками шумов усилителя являются дробовый шум анодного тока, шум сеточного тока и фликкер-шум входной лампы и тепловой шум входного сопротивления /1/.

Сигнал и шум имеют различный спектральный состав и усиливаются усилителем по разному. Если полоса пропускания усилителя ограничена дифференцирующими и интегрирующими RC -цепями с равными постоянными времени τ (оптимальный случай отношения сигнал-шум), а сигнал от детектора можно принять в форме скачка потенциала, то приведенная ко входу нормализованная по сигналу величина шума в средне-квадратичных электронах будет равна:

$$\sqrt{\bar{N}_{ш11}^2} = 2,7 \left(\frac{kTR_{ша}}{2r} \frac{C^2}{q^2} + \frac{Igr}{4q} + \frac{kTr}{2q^2R} + \frac{A_f C^2}{2q^2} \right)^{1/2} \quad (1.7)$$

$$\sqrt{\bar{N}_{ш21}^2} = 3,7 \left(\frac{kTR_{ша}}{8r} \frac{C^2}{q^2} + \frac{3Igr}{16q} + \frac{3kTr}{8q^2R} + \frac{A_f C^2}{4q^2} \right)^{1/2} \quad (1.8)$$

$$\sqrt{\bar{N}_{ш12}^2} = 4,35 \left(\frac{3kTR_{ша}}{8r} \frac{C^2}{q^2} + \frac{Igr}{16q} - \frac{kTr}{8q^2R} + \frac{A_f C^2}{4q^2} \right)^{1/2} \quad (1.9)$$

$$\sqrt{\bar{N}_{ш22}^2} = 7,7 \left(\frac{kTR_{ша}}{16r} \frac{C^2}{q^2} + \frac{Igr}{32q} + \frac{kTr}{16q^2R} + \frac{A_f C^2}{12q^2} \right)^{1/2} \quad (1.10)$$

Здесь первый индекс обозначает число интегрирующих цепей, а второй - число дифференцирующих, K = 1,37·10⁻²³ Дж/°K, T=290°K, q = 1,59·10⁻¹⁹ кул, R_{ша} - эквивалентное сопротивление дробового шума, C = C_{гк} + C_{аг} + C_м + C_д - входная емкость усилителя вместе с емкостью детектора, I_г = |I_г⁺| + |I_г⁻| - сумма электронной и ионной составляющих тока сетки, R >> 1/ωC - входное сопротивление, A_f = 10⁻¹³ в² - постоянная фликкер-шума. Учитывая только дробовый шум и шум сеточного тока и принимая отношение сигнала к шуму для случая однократного дифференцирования и интегрирования за единицу, легко показать, что для двукратного интегрирования и однократного дифференцирования соответственно отношение сигнала к шуму будет 1,12, для двукратного дифференцирования и однократного интегрирования - 0,94, для двукратного интегрирования и дифференцирования - 1. Отсюда видно, что если нет ограничения на временное разрешение, то выгоднее работать в режиме формирования с двукратным интегрирова-

нием и однократным дифференцированием. В случае больших статистических нагрузок более выгоден режим двукратного дифференцирования и интегрирования. При расчете шума системы детектор-усилитель в формулах (1,7-1,10) второе слагаемое должно включать в себя и ток утечки детектора:

$$I_g = |I_g^-| + |I_g^+| + I_d,$$

а количественно величину шума удобнее выразить в единицах энергии. Ширина линии шума (полная ширина на половине высоты):

$$\Delta_o = 2,36 \epsilon \sqrt{\bar{N}_{ш}^2}. \quad /эв/ \quad (1.11)$$

Соответственно, для кремния $\Delta_o = 8,5 \sqrt{\bar{N}_{ш}^2}$, для германия $\Delta_o = 7 \sqrt{\bar{N}_{ш}^2}$.

Для детекторов с собственной емкостью не более 100 пф вклад фликкер-шума незначителен. Оптимальные значения постоянной времени формирования, при которых приведенный шум минимален:

$$\tau_{\text{опт } 11} = C \sqrt{\frac{R_{шa}}{20 I_g + 1/R}};$$

$$\tau_{\text{опт } 21} = 0,58 \tau_{\text{опт } 11}; \quad \tau_{\text{опт } 12} = 1,73 \tau_{\text{опт } 11}; \quad \tau_{\text{опт } 22} = \tau_{\text{опт } 11};$$

$$\sqrt{\bar{N}_{ш \text{ мин } 11}^2} = 1,06 \cdot 10^9 C^{1/2} R_{шa}^{1/4} (20 I_g + 1/R)^{1/4} \quad (1.12)$$

$$\sqrt{\bar{N}_{ш \text{ мин } 21}^2} = 0,97 \cdot 10^9 C^{1/2} R_{шa}^{1/4} (20 I_g + 1/R)^{1/4} \quad (1.13)$$

$$\sqrt{\bar{N}_{ш \text{ мин } 12}^2} = 1,13 \cdot 10^9 C^{1/2} R_{шa}^{1/4} (20 I_g + 1/R)^{1/4} \quad (1.14)$$

$$\sqrt{\bar{N}_{ш \text{ мин } 22}^2} = 1,06 \cdot 10^9 C^{1/2} R_{шa}^{1/4} (20 I_g + 1/R)^{1/4}. \quad (1.15)$$

В таблице 2 приведены расчетные значения ширины линии шума в кэв от различных источников шума системы детектор-усилитель.

2. Методика согласования усилителя с полупроводниковыми детекторами

Эквивалентное сопротивление дробового шума $R_{шa}$ и сеточный ток I_g зависят как от типа входной лампы, так и от ее режима. Минимальный приведенный ко входу шум системы детектор-усилитель, как видно из выражений (1.12-1.15), пропорционален произведению

$$C^{1/2} R_{шa}^{1/4} I_g^{1/4}.$$

Отсюда непосредственно вытекают требования к входной лампе в зависимости от параметров используемого детектора. Для детекторов, имеющих малые величины собственной емкости и токов утечки, например, для p-i-n детекторов при температуре, близкой

Таблица II

Тип формирования (пост. времени τ)	Ширина линии шума			Без учета Δ_R и Δ_f		Примеч.
	Дробный шум Δ_a	Шум сеточной тока и утечки Δ_g	Шум бланка сопрягли. Δ_R	Фликкер-шум Δ_f	Без учета R $\tau_{опт.}$ (мксек)	
τ_{11} Однократное интегрирование, однократное дифференцирование	$64 \cdot 10^{-3} C \sqrt{\frac{R_{ш0}}{\tau}}$	$0,92 \sqrt{I_g \tau}$	$6,4 \sqrt{\frac{\tau}{R}}$	$32 \cdot 10^{-2} C$	$7 \cdot 10^{-3} C \sqrt{\frac{R_{ш0}}{I_g}}$	$T = 293^\circ K$ C (нар) $R_{ш0}$ (ом) R (мгом) I_g (на) τ (мксек)
τ_{21} Двукратное интегрирование, однократное дифференцирование	$44 \cdot 10^{-3} C \sqrt{\frac{R_{ш0}}{\tau}}$	$1,07 \sqrt{I_g \tau}$	$7,6 \sqrt{\frac{\tau}{R}}$	$3,1 \cdot 10^{-2} C$	$4 \cdot 10^{-3} C \sqrt{\frac{R_{ш0}}{I_g}}$	
τ_{12} Однократное интегрирование, двукратное дифференцирование	$89 \cdot 10^{-3} C \sqrt{\frac{R_{ш0}}{\tau}}$	$0,73 \sqrt{I_g \tau}$	$5,2 \sqrt{\frac{\tau}{R}}$	$3,6 \cdot 10^{-2} C$	$12 \cdot 10^{-3} C \sqrt{\frac{R_{ш0}}{I_g}}$	
τ_{22} Двукратное интегрирование, двукратное дифференцирование	$64 \cdot 10^{-3} C \sqrt{\frac{R_{ш0}}{\tau}}$	$0,92 \sqrt{I_g \tau}$	$6,4 \sqrt{\frac{\tau}{R}}$	$37 \cdot 10^{-2} C$	$7 \cdot 10^{-3} C \sqrt{\frac{R_{ш0}}{I_g}}$	

$$I_g = I_g^+ + I_g^- + I_y; \quad \Delta_{se} = 8,5 \sqrt{N^2 \omega}; \quad \Delta_{se} = 0,8 \Delta_{se}$$

к температуре жидкого азота, используемых для β, γ -спектрометрии, определяющим фактором является входная емкость лампы $C_{вх} = C_{гк} + C_{аг}$, $R_{ша} I_g$ — второстепенным, так как это произведение входит в выражения (1,12–1,15) как корень четвертой степени. Кроме того, как показывают измерения, $R_{ша} I_g$ для современных широкополосных усилительных ламп не изменяются более чем на порядок. Другой крайний случай, когда велики как емкость детектора, так и его токи утечки (например, поверхностно-барьерные детекторы с большой чувствительной поверхностью). В этом случае определяющим фактором становится $R_{ша}$, малая величина которого позволяет получить оптимальное разрешение, используя короткие постоянные времени формирования для уменьшения относительного вклада шумов от токов утечки детектора. Из теории /10/ известно, что эквивалентное σ сопротивление дробового шума триода определяется выражением:

$$R_{ша} = \frac{\theta T_k}{\sigma T S} \quad (2.1)$$

где $\theta \approx 0,844$, T_k — температура катода, S — крутизна характеристики, а параметр определяется коэффициентом усиления и междуэлектродными расстояниями лампы ($\sigma \approx 0,5-1$).

Для триодов с оксидным катодом обычно принимают $R_{ша} \frac{2,5}{S} / 1,2/$. Однако для современных широкополосных ламп с большой крутизной, где расстояния между проволочками сетки велики по сравнению с катодно-сеточным промежутком, значение $R_{ша}$ может быть примерно вдвое больше. Как будет показано ниже, непосредственные измерения дают $R_{ша} = \frac{B}{S} = \frac{3-6}{S}$, причем обычно B растет с ростом анодного тока.

В таблице 3 приведены основные справочные параметры ламп, которые могут быть использованы в качестве входных при работе с полупроводниковыми детекторами.

Т а б л и ц а 3

Параметр	6Ж9П	6Ж11П	6Н14П	6Н23П	6Н24П	6Н27П	6С3П	6С15П	6С28Б
U_a /в/	120	150	90	100	90	25 ^б	150	150	120
I_a /ма/	17	25	10,5	15	15	8	16	40	16
S /ма/в/	21	32	6,8	12,5	12,5	8	19,5	45	19
μ	-	-	25	32,5	33	16	50	52	40
$C_{гк}$ /пф/	8,5	13,5	2,55	3,6	3,9	3	6,7	11	5,75
$C_{аг}$ /пф/	3,1	4,7	1,15	1,5	1,3	1,3	2,4	5	3
$C_{ак}$ /пф/	3	3,45	1,15	2,1	2	2	1,5	1,8	1,85
$C_{2S} / \text{пф}^2 \text{ в} / \text{ма}$	6,4	10	2	2	2,1	2,3	4,3	5,7	4

6Ж9П и 6Ж11П в триодном включении.

Мы использовали методику согласования усилителя с детекторами, снимая экспериментальные зависимости $R_{\text{ша}}$ и I_g в функции от режима лампы. $R_{\text{ша}}$ измерялось методом сравнения с шумом калиброванных сопротивлений, подключаемых на вход усилителя, используя известные соотношения Найквиста

$$\bar{U}_{\text{ша}}^2 = 4kTR_{\text{ша}}\Delta f \quad (2.2)$$

$$\bar{U}_{\text{ша}1}^2 = 4kT(R_{\text{ша}} + R_A)\Delta f,$$

или

$$\bar{U}_{\text{ша}1}^2 = \frac{kT}{2r}(R_{\text{ша}} + R_A). \quad (2.3)$$

Блок-схема измерения $R_{\text{ша}}$ приведена на рис. 4а. При измерениях необходимо использовать наиболее короткие постоянные времени формирования ($\tau_{\text{ш}} = \tau_{\text{д}}$), а отрицательная обратная связь должна быть разомкнута, если применяется зарядовый усилитель. Шум на выходе усилителя измерялся либо по размытию "линии" импульсного генератора на стандартном амплитудном анализаторе, либо широкополосным ламповым милливольтметром. Единицы измерения шума могут быть выбраны любыми (ширина линии шума, средне-квадратичное или эффективное значение), так как они связаны между собой постоянными коэффициентами. На рис. 4б показано графическое определение $R_{\text{ша}}$. Здесь квадрат шума отложен в относительных единицах. Необходимо отметить, что измеренное $R_{\text{ша}}$ дает реальное значение этого параметра для данной схемы усилителя. Оно включает в себя антипаразитное сопротивление R_r в цепи сетки (если оно имеется), а также шум последующей схемы. Для каскадной схемы при однотипных лампах:

$$R_{\text{ша изм}} = R_{\text{ша}} \left[1 + \frac{C_{\text{аг}}^2}{(C_{\text{аг}} + C_{\text{м}})^2} \right] + R_r. \quad (2.4)$$

Практически достаточно снять зависимость $R_{\text{ша}}$ от анодного тока лампы, так как от анодного напряжения $R_{\text{ша}}$ зависит слабо. Обычные методы измерения сеточного тока по падению напряжению на вводимом в цепь сетки сопротивлении или по времени разряда емкости непригодны, так как при этом определяется разность электронной и ионной компонент, а шум определяется их суммой. Так же как и при определении $R_{\text{ша}}$ мы пользовались относительным методом определения сеточного тока. При достаточно больших постоянных времени формирования $\tau_{\text{ш}} = \tau_{\text{д}} = \tau$ ($\tau \geq 10$ мсек) и при обеспечении минимально возможной входной емкости усилителя можно считать, что шум на выходе усилителя в основном определяется тепловым шумом входного сопротивления и шумом сеточного тока:

$$\bar{U}_{\text{ш}}^2 = \bar{U}_{\text{шт}}^2 + \bar{u}_{\text{шг}}^2 = \quad (2.5)$$

$$\frac{kT\tau}{2RC^2} + \frac{qIgr}{4C^2} = \frac{kT\tau}{2C^2} (1/R_{\text{ш}} + 19,4I_g),$$

зависимость которого от величины входного сопротивления имеет вид, представленный на рис. 5, где $R_T = \frac{r}{C}$ - входное сопротивление, соответствующее

$$\bar{U}_{шт\max}^2 = \frac{kT}{8C}. \quad (2.6)$$

При некотором значении $R = R_{штг}$ $\bar{U}_{штг}^2 = \bar{U}_{шт}^2$

$$I_g = \frac{1}{19,4R_{штг}} = \frac{52}{R_{штг}} \text{ (ма)}. \quad (2.7)$$

Таким образом, измеряя зависимость шума на выходе усилителя от величины входного сопротивления любым из вышеописанных способов, можно определить значение $R_{штг}$, при котором квадрат шума возрастает вдвое от минимального значения и из (2.7) определить значение сеточного тока. Практически удобнее определять $R_{штг}$ графическим способом, как это показано на рис. 6, пользуясь зависимостью, полученной из (2.5) и (2.7)

$$\bar{U}_{шт}^2 = (1/R_C + 1/R_{штг}). \quad (2.8)$$

При использовании в измерениях зарядового усилителя емкость обратной связи необходимо сохранять. Для определения I_g можно пользоваться также следующей зависимостью /11/:

$$I_g = \frac{0,013}{R_T} \frac{\bar{U}_{шт}^2 \text{ при } R > 1/I_g}{\bar{U}_{шт}^2 \text{ при } R = R_T}. \quad (2.9)$$

Величину входной емкости можно получить из измерений при $R > 1/I_g$, тогда

$$\bar{U}_{шт}^2 = \bar{U}_{штг\max}^2 = \frac{qIgr}{4C^2}.$$

и из двух значений величины шума при C и $C + C_{эт}$ легко определяется истинное значение входной емкости. Нужно только помнить, что для большинства ламп значение "горячей" емкости

$$C'_{гk} = 1,3 C_{гk}.$$

С помощью вышеизложенного метода снимаются зависимости $I_g = f(I_a, U_a)$. Наконец, из выражений (1.12-1.15) или по таблице 2, определяются условия минимального шума для данной лампы и находится ее оптимальный режим для конкретного детектора.

Несколько слов о выборе рабочей точки входной лампы.

Положительная (электронная) составляющая сеточного тока приобретает заметную величину при сравнительно малых потенциалах на управляющей сетке и растет экспоненциально с этим потенциалом. Отрицательная (ионная) составляющая, обусловленная эмиссией электронов сеткой под воздействием ультрафиолетовых и рентгеновских лучей, может быть представлена следующей зависимостью:

$$I_g = k I_a U_a^{3/2}, \quad (2.10)$$

где $k = 10^{-10} / 5$.

Наилучшее соотношение между сеточным током и крутизной (с точки зрения шума) наблюдается от потенциала появления электронной составляющей I_g^+ до потенциала свободной сетки, где $|I_g^+| = |I_g^-|$. Это подтверждается экспериментальными данными [3,5,12]. Действительно, при потенциалах сетки более положительных, чем потенциал свободной сетки, резко возрастает электронная составляющая I_g^+ , а крутизна характеристики растет медленно. При потенциалах сетки более отрицательных, чем потенциал появления электронной составляющей I_g^- , наоборот, резко падает крутизна и сравнительно слабонная составляющая. При потенциале свободной сетки суммарный сеточный ток можно принять, исходя из (2.10):

$$I_g = 2 \cdot 10^{-10} I_a U_a^{3/2} \quad (2.11)$$

У современных широкополосных усилительных ламп $U_{гп} = 1-1,1$ в. Очевидно, что выгодно выбирать в качестве входной лампы усилителя такую, которая имела бы большую крутизну при малом коэффициенте усиления, что позволяет снижать анодное напряжение, а, следовательно, и сеточный ток [4].

В заключение отметим, что проведенные измерения показывают уменьшение $R_{шд}$ с уменьшением анодного напряжения при фиксированном значении анодного тока.

3. Экспериментальные зависимости эквивалентного сопротивления дробового шума и сеточного тока от режима лампы

Пользуясь методикой, описанной в предыдущем параграфе, мы сняли экспериментальные зависимости эквивалентного сопротивления дробового шума и сеточного тока от режима лампы для широкополосных усилительных ламп 6Н23П, 6С3П, 6Ж9П в трядном включении,

В качестве предусилителя использовалась схема, рис. 7, имеющая два каскада усиления в петле отрицательной обратной связи (каскад на входе и дифференциальный каскад) с общим усилением от 2000 до 5500 в зависимости от типа и режима входной лампы. Предусилитель был сконструирован с учетом возможности замены типа входной лампы. Схема основного усилителя и экспандера представлена на рис. 8. Усилитель собран на двух секциях с отрицательной обратной связью на лампах 6Ж9П. Коэффициент усиления, регулируем от 400 до 18 000, время нарастания 0,3 мксек, линейность не хуже 0,5% в диапазоне выходных амплитуд до 100 в. Постоянные времени формирования (однократное или двукратное интегрирование и дифференцирование) регулируются от 0,3 мксек до 30 мксек. Порог экспандера изменяется плавно от 0 до 100 в, усиление экспандера от 2,5 до 30. Питание анодных цепей производилось от стандартного стабилизированного выпрямителя ВС-22, а накальных цепей - от ВС-25.

При измерениях использовались также прецизионный импульсный генератор NZ - 225, амплитудный анализатор АИ-100 и широкополосный милливольтметр ВЗ-5.

Как уже отмечалось выше, оптимальное смещение на управляющей сетке входной лампы, с точки зрения минимума шума, должно быть близко к потенциалу свободной сетки. Нами использовался режим, близкий к режиму с потенциалом со свободной сеткой ($R_g = 840$ мгом), а анодный ток менялся при помощи анодного напряжения на входной лампе (потенциометр в цепи сетки верхней лампы каскода). Все испытуемые лампы предварительно тренировались в течение 48 часов в паспортном режиме.

Наибольший интерес по параметру C^2/S для использования с r -а детекторами, как это видно из таблицы 3, представляет двойной триод 6Н23П. Перед измерениями лампы предварительно отбирались по максимальному анодному току при фиксированном потенциале анода (80 в) и потенциале свободной сетки. Измерялись лампы отмеченные (*) в таблице 4.

Т а б л и ц а 4

Номер лампы 6Н23П	1	2	*	4	5	6	7	8	*	*	11	12	
I_a /ма/	2,8	2,2	2,2	1,0	1,5	2,2	4,4	2,5	4,9	6,4	2,7	1,8	
Номер лампы 6Н23П	*	*	13	14	15	16	17	18	*	*	2	4	5
											опытная серия		
I_a /ма/	7,8	9,0	3,9	2,0	2,5	3,6	8,0	3,4	9,4				

Лампа № 3 была взята для измерений, чтобы показать целесообразность предварительного отбора по анодному току. Результаты измерений шумовых характеристик приведены на рис. 9 и 10. При изменении I_a от 2,5 ма до 12,5 ма анодное напряжение изменялось в пределах от 40 в до 80 в. Измеренные характеристики $R_{шд} = f(I_a)$, $I_g = f(I_a)$ шести ламп 6Н23П укладываются в пределах заштрихованной области рис. 9 и 10. В измерениях $R_{шд}$ использовались формирующие цепи с постоянной времени $\tau_n = \tau_d = 1$ мксек, а в измерениях $I_g - 30$ мксек. Расчеты показывают, что погрешность измерений при таких формированиях не превышает 5%. По данным измерений значение эквивалентного сопротивления дробового шума для 6Н23П:

$$R_{шд} = \frac{4,6 - 5}{5} \quad (3.1)$$

Сеточный ток оказался в несколько раз больше теоретического (2.11), что, вероятно, связано с недостаточно качественным вакуумом и активированием сетки, и обладал разбросом величин в пределах коэффициента 3.

На рис. 11 приведена зависимость $R_{\text{ша}} I_g = f(I_a)$ для лампы № 14, определяющая граничные значения анодного тока для работы с минимальным приведенным ко входу шумом. При потенциале свободной сетки эти граничные значения рабочего анодного тока лежат в диапазоне от 3 ма до 7 ма.

В таблице 5 приведены значения $R_{\text{ша}} I_g = f(I_a)$ для измеренных экземпляров ламп.

Т а б л и ц а 5

Номер лампы	$R_{\text{ша}} I_g$				
	$I_a = 2,5$ ма	$I_a = 5$ ма	$I_a = 7,5$ ма	$I_a = 10$ ма	$I_a = 12,5$ ма
9	2,3	1,4	1,25	1,4	1,8
10	1,1	0,85	1,05	1,4	2,1
13	1,1	0,85	0,8	0,85	1,0
14	1,0	0,85	0,8	1;0	1,3
2 опыта.	1,3	1,0	1,3	2,2	2,9
5 опыта.	1,9	1,1	1,2	1,4	1,8

Из таблицы видно, что разброс значений $R_{\text{ша}} I_g$ не превышает коэффициента 2, а оптимальное значение рабочего анодного тока лежит в пределах от 5 до 7,5 ма.

Измерения $R_{\text{ша}}$ и I_g при потенциале управляющей сетки несколько более отрицательном, чем потенциал свободной сетки, показывают, что шумовые характеристики улучшаются. Результаты измерений при $U_{\text{го}} = -1,4$ в для 6Н23П № 14 приведены на рис. 9, 10 и 11. Видно, что улучшение разрешения, пропорциональное корню четвертой степени из произведения $R_{\text{ша}} I_g$, не превышает 10%.

На рис. 12 и 13 приведены расчетные зависимости ширины линии шума для кремния от постоянной времени формирования и от параметров детектора (6Н23П № 14) при двух значениях анодного тока 5 ма и 12,5 ма. Для $C_d = 20$ пф и $I_d \leq 10^{-9}$ а $\Delta_{\text{ус}} = 3,2 - 3,8$ кэв, для $I_d \leq 10^{-8}$ а $\Delta_{\text{ус}} = 5,1 - 5,5$ кэв.

На рис. 14 приведены зависимости $\Delta_{\text{ш}} = f(\tau)$ при $C_d = 20$ пф, $I_a = 5$ ма и $U_{\text{го}} = -1,4$ в для двух типов формирующих RC цепей. Минимальная ширина линии шума в этом режиме 2,5 кэв.

На рис. 15 дается зависимость минимальной ширины линии шума от $C_{\text{вх}}$ при оптимальных значениях постоянных времени формирующих цепей ($\tau_n = \tau_d$). Для всех измеренных ламп эта зависимость может быть представлена в следующем виде:

$$\Delta_{\text{минш}} = 0,62 C_{\text{вх}}^{1/2} \text{ (пф)} \text{ (кэв)} \quad (3.2)$$

в диапазоне рабочих анодных токов от 2,5 до 10 ма.

Наконец, на рис. 16 и 17 приведены зависимости ширины линии шума от $C_{вх}$ для различных I_a (при фиксированном $\tau_{и} = \tau_{д} = 2$ мксек) и для двух типов формирующих цепей (при фиксированном $I_a = 5$ ма). Видно, что при увеличении $C_{вх}$ необходимо работать с большими значениями анодного тока для уменьшения вклада дробового шума.

На рис. 18-21 приводятся результаты измерений $R_{ша} = f(I_a)$, $I_g = f(I_a)$ предварительно оттренированных и отобранных по анодному току ламп типа 6С3П и 6Ж9П в триодном включении. Оказалось, что 6Ж9П имеет наименьший разброс параметров среди других типов ламп. Из результатов измерений получено:

$$R_{ша} = \frac{4,8}{S} \quad (3.3)$$

$$\Delta_{мин} = 0,62 C^{\frac{1}{2}} \text{ (пф)} \quad (\text{кэв}) \quad (3.4)$$

для 6Ж9П и

$$R_{ша} = \frac{4,5}{S} \quad (3.5)$$

$$\Delta_{мин} = 0,7 C^{\frac{1}{2}} \text{ (пф)} \quad (\text{кэв}) \quad (3.6)$$

для 6С3П в диапазоне $I_a = 5 - 10$ ма.

Благодаря меньшей величине $R_{ша}$ 6С3П можно лучше согласовать с поверхностно-барьерными детекторами, имеющими токи утечки более 50 на. Например, если $C_{д} = 50$ пф, $I_{д} = 50$ на и $R = 10$ мом, то для 6Ж9П $\tau_{онт} = 7 \cdot 10^{-3} C^{\frac{1}{2}}$, $R_{ша} I_g^{-\frac{1}{2}} = 1,4$ мксек и $\Delta_{ус} = (\Delta_a^2 + \Delta_g^2 + \Delta_d^2 + \Delta_R^2 + \Delta_P^2) = 11,5$ кэв, а для 6С3П $\tau_{онт} = 1,2$ мксек и $\Delta_{ус} = 10,8$ кэв.

На рис. 22 приведены результаты измерений $R_{ша}$ и I_g зависимости от анодного тока для лампы 6С51Н (нувистор). Для этой лампы характерен повышенный ток управляющей сетки. Разброс параметров был также значительным. При $C_{д} = 20$ пф и $I_a = 10$ ма минимальная ширина линии шума для кремниевых детекторов 4,7 кэв, а

$$R_{ша} = \frac{4,5}{S} \quad (3.7)$$

$$\Delta_{мин} = 0,86 C^{\frac{1}{2}} \text{ (пф)} \quad (\text{кэв}) \quad (3.8)$$

4. Схемы построения предусилителей

В настоящее время для работы с полупроводниковыми детекторами наибольшее распространение получили так называемые зарядовые предусилители. Благодаря емкостной отрицательной обратной связи к входу усилителя оказывается подсоединенной большая динамическая емкость

$$C_{\text{длин}} = C_{\text{ос}} (1 + K_o), \quad (4.1)$$

где $C_{\text{ос}}$ - емкость обратной связи, K_o - коэффициент усиления по напряжению в разомкнутой петле обратной связи.

При $C_{\text{длин}} \gg C$, где $C = C_d + C_{\text{гк}} + C_{\text{аг}} + C_{\text{ос}} + C_m$,

$$U_{\text{вых}} = Q / C_{\text{ос}}. \quad (4.2)$$

Таким образом, применение зарядовых предусилителей позволяет избавиться от воздействия нестабильности емкости детектора на выходной сигнал. При вариациях входной емкости ΔC и при наперед заданной величине относительного изменения амплитуды сигнала на выходе зарядового предусилителя $\delta = \Delta U_{\text{вых}} / U_{\text{вых}}$ коэффициент усиления в разомкнутой петле обратной связи должен быть:

$$K_o \geq (1/\delta - 1) \frac{\Delta C}{C_{\text{ос}}} \quad (4.3)$$

Чувствительность зарядового предусилителя:

$$L = U_{\text{вых}} / Q_{\text{вх}} = 1/C_{\text{ос}}, \quad (4.4)$$

а эквивалентный коэффициент усиления:

$$K_{\text{экв}} = C/C_{\text{ос}}. \quad (4.5)$$

Поскольку $C_{\text{ос}}$ входит в состав общей входной емкости и $L = 1/C_{\text{ос}}$ то необходимо применять $C_{\text{ос}}$ достаточно малой величины (обычно 1-5 пф). Но тогда значение K_o для обеспечения условия (4.3) должно быть достаточно большим, причем следует помнить о том, что отрицательная обратная связь в зарядовом предусилителе частотно независима и фазовое запаздывание должно быть минимальным. Так, для $\delta = 1\%$, $\Delta C = 20$ пф и $C_{\text{ос}} = 2$ пф $K_o \geq 1000$. Для увеличения K_o применяются каскодные усилители с динамической анодной нагрузкой (рис. 23) или используют сочетание каскодного усилителя с дифференциальным каскадом. Шумовые характеристики таких схем не ухудшаются, если внутренние положительные обратные связи не вносят частотно-фазовых искажений в пределах выбранной полосы частот.

Коэффициент усиления по напряжению в разомкнутой петле обратной связи для схемы рис. 23а:

$$K_o = \frac{S_1 R_a}{1 - K_{\text{кп}}}, \quad (4.6)$$

где $K_{\text{кп}}$ - коэффициент передачи катодного повторителя, для схемы рис. 23б:

$$K_o = \frac{\mu_1 \mu_2 \mu_3 R_a}{\mu_2 R_{11} + \mu_3 R_a} \quad (4.7)$$

и для схемы рис. 23в:

$$K_o = \frac{\mu_1 \mu_2 \mu_3 R_a}{R_{13} + R_a}. \quad (4.8)$$

Рекордный коэффициент усиления был достигнут для схемы рис. 23в, - $30000^{1/13}$, однако, такая схема сложна в настройке и требует тщательной стабилизации режима ламп и применения высокостабильных деталей.

Нестабильность выходного сигнала зарядового предусилителя:

$$\frac{d U_{\text{ВЫХ}}}{U_{\text{ВЫХ}}} = \frac{C}{K_0 C_{\text{ос}}} \left(\frac{dK_0}{K_0} + \frac{dC}{C} \right) + \frac{dC_{\text{ос}}}{C_{\text{ос}}} . \quad (4.9)$$

Нестабильность коэффициента усиления без обратной связи в основном связана с изменением крутизны ламп и нестабильностью деталей. Изменение крутизны можно уменьшить, если стабилизировать анодный ток с помощью отрицательной обратной связи по постоянному току, а накал ламп питать от стабилизированного источника питания. Нагрузочные сопротивления и конденсатор обратной связи желательно применять с нулевым температурным коэффициентом. Питание ламп стабилизированным накалом целесообразно и с точки зрения уменьшения нестабильности входной емкости лампы, так как для большинства ламп она изменяется примерно на 30% при изменении накала от 0 до 6 в, а это может иметь значение при работе с низкоемкостными детекторами.

Б. Предусилитель для β, γ -спектроскопии

Для β, γ спектроскопии используются два типа детекторов:

1. р-п германиевые детекторы для γ -спектроскопии,

2. р-п кремниевые или поверхностно-барьерные кремниевые детекторы с охранным кольцом для β -спектроскопии. Эти детекторы отличаются малой величиной собственной емкости (обычно $C_d = 20-30$ пф) и работают при охлаждении, что, как было отмечено выше, значительно уменьшает токи утечки детектора. Поэтому в качестве входной лампы в данном случае необходимо применять такую лампу, которая бы помимо минимальной величины произведения $R_{\text{ша}} I_g$ обладала бы минимальной входной емкостью. Из имеющихся в нашем распоряжении ламп наиболее подходящей оказалась 6Н23П. Вероятно, можно также использовать лампы 6Н24П и 6Н27П, если сеточные токи их окажутся не более нескольких наноампер. К сожалению, из-за отсутствия этих типов ламп мы не смогли провести соответствующих измерений. Заметим, что 6Н27П лучше всего подходит для конструирования комбинированного предусилителя с использованием транзисторов.

Принципиальная схема зарядового предусилителя для $\beta-\gamma$ спектроскопии приведена на рис. 24. Предусилитель имеет два каскада усиления в петле отрицательной обратной связи с общим коэффициентом усиления около 5000. Имеется дополнительный каскад усиления по напряжению с коэффициентом усиления 20 для получения хорошей чувствительности и катодный повторитель для передачи сигнала по длинному кабелю. Чувствительность предусилителя для кремниевых детекторов 0,7 мв/кэв, время нарастания не более 40 нсек при общей входной емкости 30 пф.

Экспериментальные шумовые характеристики представлены на рис. 25 и 26. Собственная входная емкость предусилителя составляла 10,5 пф. Экспериментальные данные хорошо совпадают с расчетными при использовании данных измерений $R_{шд} = f(I_a)$ и $I_g = f(I_a, U_a)$. При $C_d = 20$ пф, $I_a = 5,2$ ма, $r_{ш} = r_d = 1$ мксек ширина линии шума для кремния составляет 2,8 кэв, а для германия - 2,1 кэв. В качестве основного усилителя и экспандера использовалась схема рис. 8. Значение эффективной входной емкости определялось по сдвигу реперного импульса при изменении входной емкости от 10,5 пф (свободный вход) до 34,5 пф

$$C_{эф} = \frac{\Delta C E_{эkv}}{\Delta E} = \frac{24.630}{3} = 5000, \text{ пф.} \quad (5.1)$$

Питание предусилителя осуществлялось от стабилизированных источников питания как по цепи накала, так и по анодным цепям. Долговременная стабильность (за 8 часов работы) составляла $\pm 0,2\%$.

6. Предусилитель общего применения для работы с детекторами, имеющими среднее разрешение

Предусилитель предназначен для работы с поверхностно-барьерными кремниевыми детекторами с чувствительной поверхностью до 2-3 см² ($C_d \leq 1000$ пф). Исходя из проведенных измерений шумовых характеристик ламп, мы остановились на лампе 6Ж9П в триодном включении, так как в условиях сравнительно большого количества изготавливаемых предусилителей данная лампа имеет наибольшую повторяемость своих характеристик. Это облегчает настройку схемы, а по своим характеристикам такой предусилитель может быть использован в большинстве задач спектрометрии со средним разрешением. Кроме того, большинство изготавливаемых в настоящее время детекторов обладают разрешением не лучше 0,5-1%. Несколько лучшие результаты могут быть получены при использовании ламп 6СЗП и 6С15П^{/3,14/}. Принципиальная схема зарядового предусилителя общего назначения приведена на рис. 27, а зависимость ширины линии шума для кремниевых детекторов от входной емкости при двух значениях постоянных времени формирования - на рис. 28. При $C_d = 100$ пф, $I_d = 100$ на и $r = 1,5$ мксек данный предусилитель позволяет получить ширину линии шума не более 18 кэв. Собственная ширина линии шума при такой же емкости на входе составляет 9 кэв. Чувствительность предусилителя 33 мв/Мэв, время нарастания не более 60 нсек при $C_{вх} = 100$ пф. Сдвиг реперного импульса на амплитудном анализаторе был не более 30 кэв (величина эквивалентной энергии 5,48 Мэв) при изменении входной емкости от 130 до 200 пф. Это соответствует эффективной входной емкости

$$C_{эф} = \frac{70 \cdot 5,48 \cdot 10^6}{30 \cdot 10^3} = 11000 \text{ пф.} \quad (6.1)$$

Собственная входная емкость предусилителя была 24 пф. Стабильность работы за 8 часов не хуже 0,5%.

Проведенные измерения шумовых характеристик современных широкополосных ламп и эксплуатация сконструированных в ЛЯР ОИЯИ зарядовых предусилителей для полупроводниковых детекторов показывают, что минимальная ширина линии шума может быть получена с лампой 6Н23П для низкоемкостных р-п-а детекторов (2,5 кэв для кремниевых и 1,9 кэв для германиевых детекторов с собственной емкостью 20 пф). Количество пригодных для работы ламп в партии составляет около 25%. Целесообразно предварительно производить тренировку ламп и ориентировочный отбор по максимальному анодному току.

Проведенные измерения эквивалентного сопротивления дробового шума и сеточного тока ламп 6Н23П, 6С3П и 6Ж9П в триодном включении позволяют с достаточной для практики точностью рассчитать оптимальный режим входной лампы для данного детектора. Для детекторов со средним разрешением можно рекомендовать применение ламп 6Ж9П в триодном включении, 6С3П и 6С15П, а также ламп-нумисторов в комбинации с транзисторами. К преимуществам нумисторов следует отнести малые габариты, прочную систему электродов, температурную и вибропрочность и сравнительно большую крутизну при малых значениях анодного тока и напряжения. К недостаткам существующих нумисторов следует отнести повышенное по сравнению с обычными широкополосными усилительными лампами значение сеточного тока. По своим основным характеристикам сконструированные в ЛЯР ОИЯИ зарядовые предусилители для полупроводниковых детекторов не уступают лучшим зарубежным промышленным образцам, например, ТС 110 и 100В фирмы Tennelec Instrument Co или модели 101 и 105 фирмы ORTEC.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность М.С. Бирулеву за проведение ряда измерений и Г.Н. Флерову за интерес, проявленный к работе.

Л и т е р а т у р а

1. А.Б. Джиллеспи. Сигнал, шум и разрешающая способность усилителей, Атомиздат, 1964.
2. А.А. Санин. Электронные приборы ядерной физики, Физматгиз, 1961.
3. В.Г. Бровченко, Ю.Д. Молчанов, ПТЭ, № 4, стр. 2, 1964.
4. Э. Фэйрстейн. Сб. Полупроводниковые счетчики излучений. Атомиздат, 1962.
5. J.L. Blankenship. IEEE Trans., v. NS-11, No. 3, p. 373 (1964).
6. F.S. Goulding. Nucleonics, v. 22, No. 5, p. 54 (1964).
7. J.L. Blankenship, W.F. Mruk. Bull. Am. Phys. Soc., Ser. II, 9(1), p. 49, 1964.
8. W.L. Hansen, B.V. Jarrett. Report UCRL-11589, August 7, 1964.
9. A.J. Tavendale. IEEE Trans., v. NS-11, No 3, p. 191 (1964).

10. Шумы в электронных приборах, под ред. Л.Д.Смулина и Г.А.Хауса, перевод с англ., стр. 203, "Энергия", 1984.
11. А.А.Воробьев, В.А.Королев, Г.Е.Солякин. ПТЭ, № 1, стр. 85, 1989 г.
12. H.J.Davran. Nucl. Instrum., v-15, No 1, p. 77 (1966).
13. J.Naha, R.O.Mayer. IRE Trans., v. NS-9, No. 4, p.20 (1962).
14. Б.В. Фефилов. ПТЭ № 5, стр. 121, 1984 г.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 апреля 1985 г.

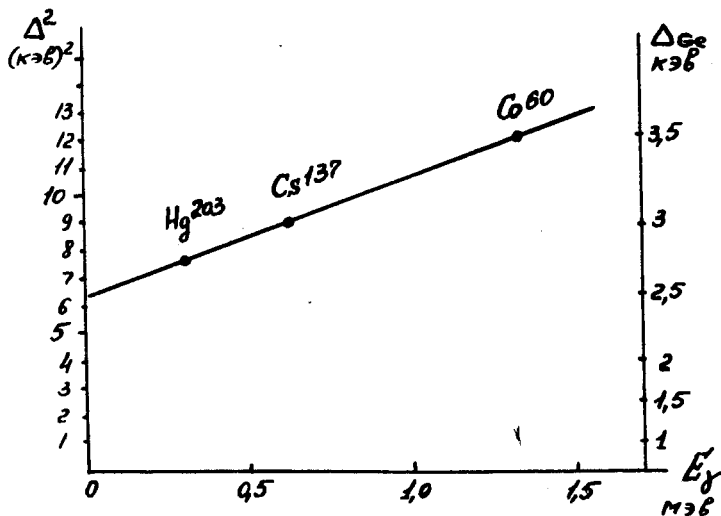


Рис. 1. Зависимость разрешения германевого p-i детектора от энергии γ -квантов [8].

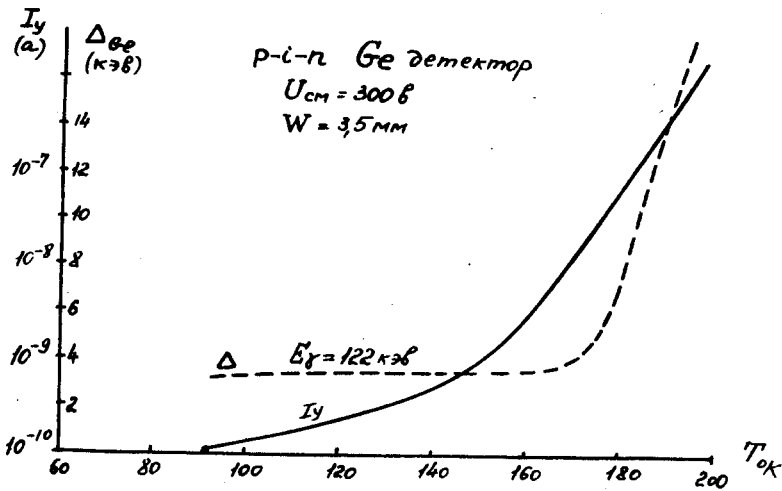


Рис. 2. Зависимость разрешения и тока утечки от температуры для германиевого p-i-n детектора. «

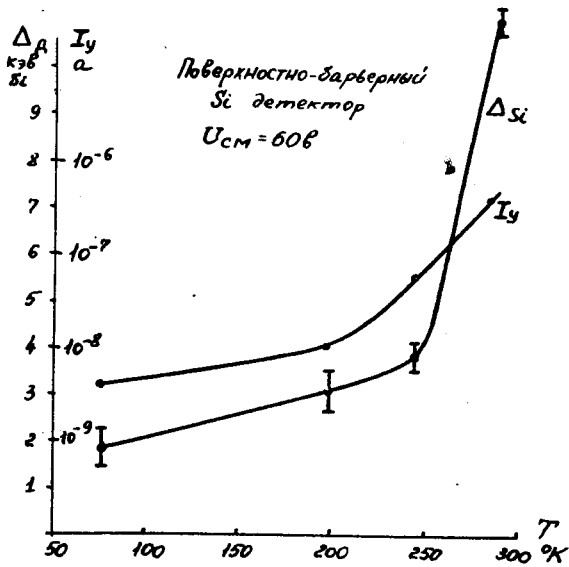


Рис. 3. Зависимость разрешения и тока утечки от температуры для кремниевого поверхностно-барьерного детектора.

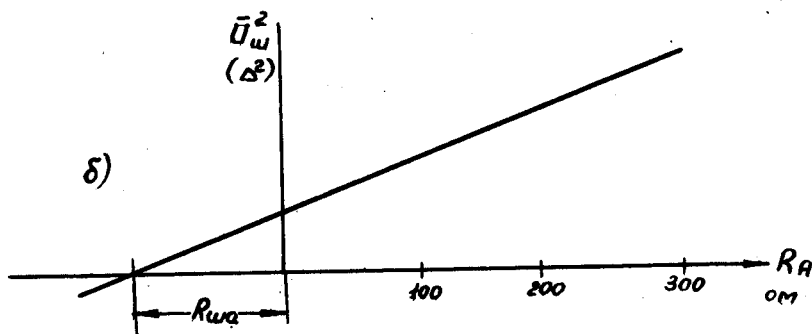
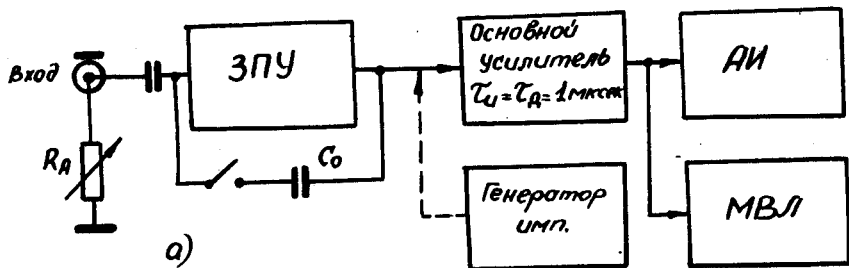


Рис. 4. а) Блок-схема измерения эквивалентного сопротивления дробового шума.
б) Графическое определение эквивалентного сопротивления дробового шума.

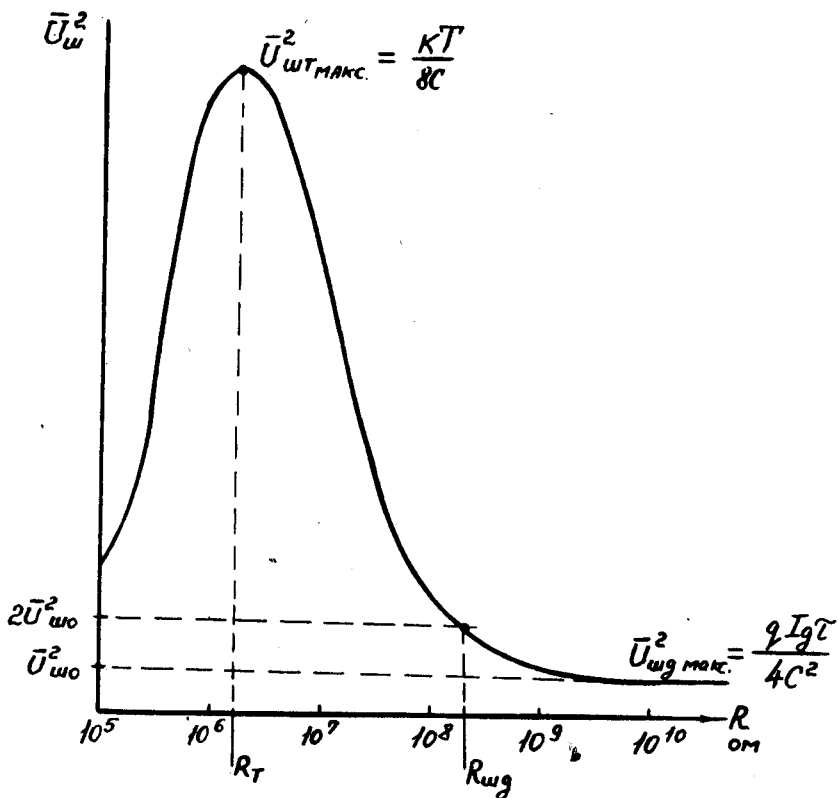


Рис. 5. Зависимость теплового шума входного сопротивления и шума сеточного тока от величины входного сопротивления.

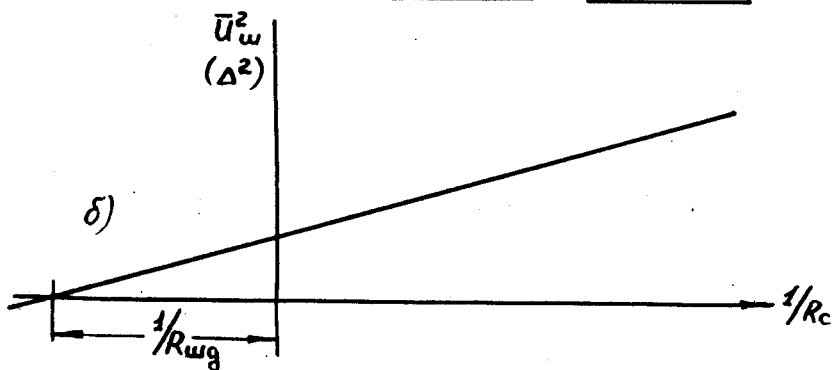
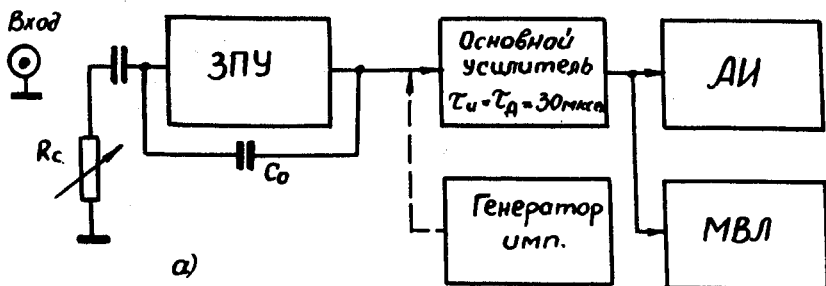


Рис. 6. а) Блок-схема измерения эквивалентного сопротивления шума сеточного тока.
 б) Графическое определение эквивалентного сопротивления шума сеточного тока.

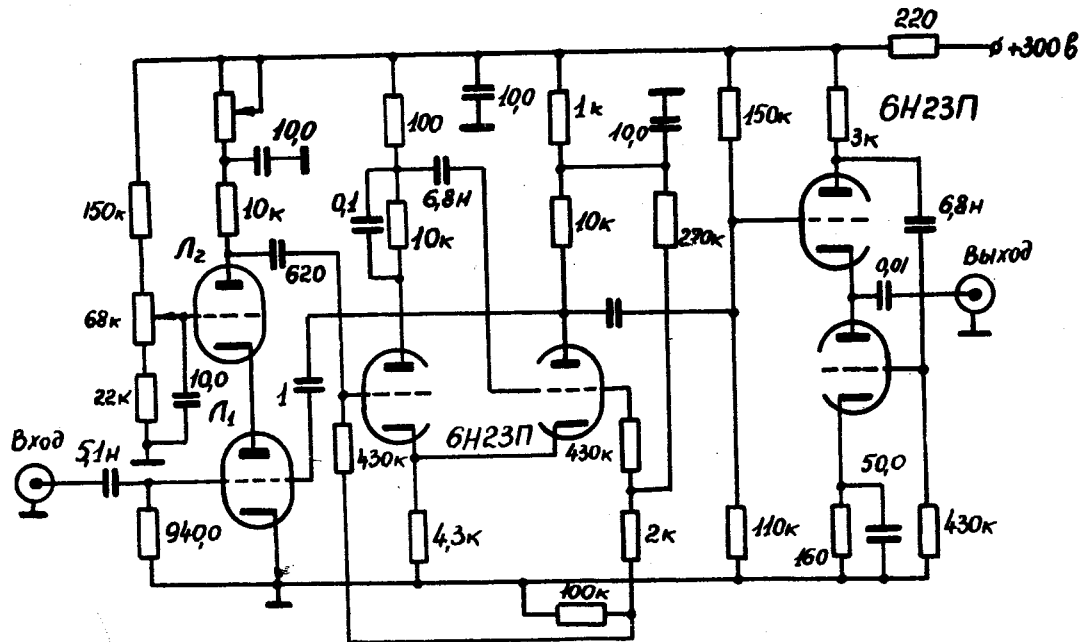


Рис. 7. Предусилитель для измерения $R_{ш}$ и I_g в зависимости от режима входной лампы.

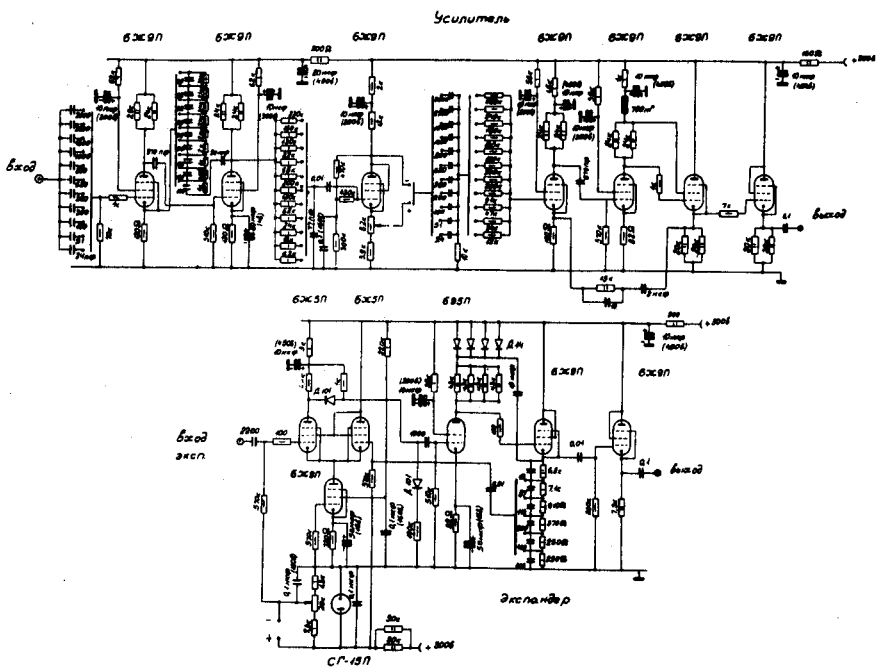


Рис. 8. Схема основного усилителя и экспандера.

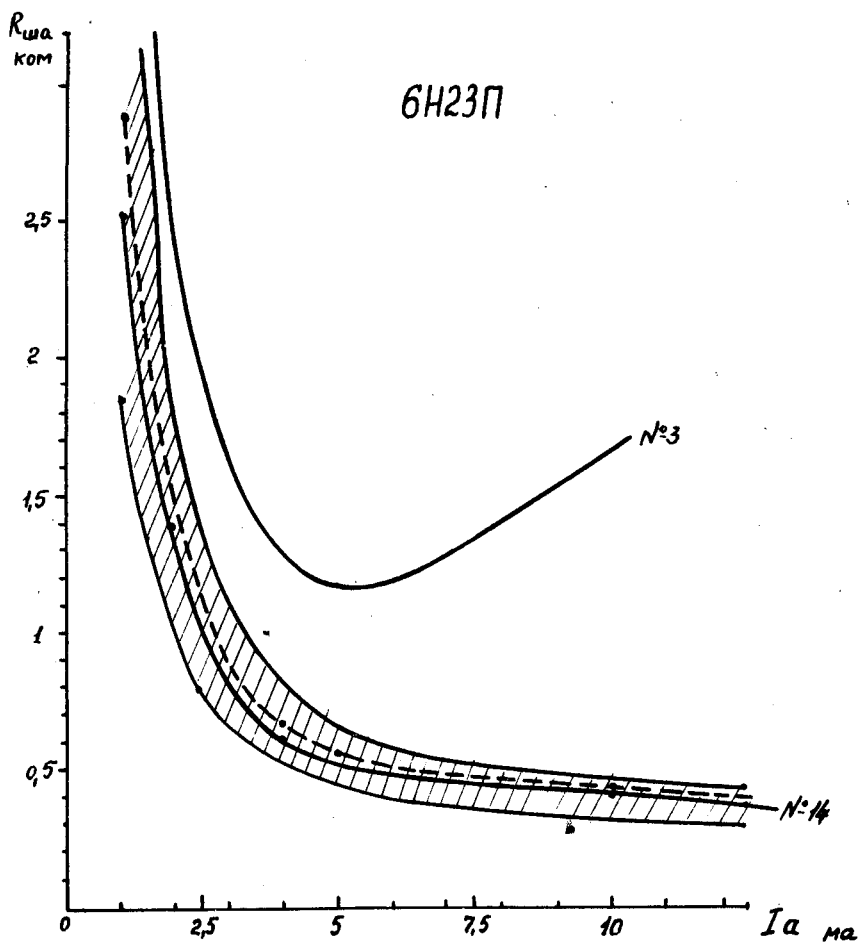


Рис. 8. Зависимость эквивалентного сопротивления дробового шума от анодного тока для ламп типа 6Н23П.

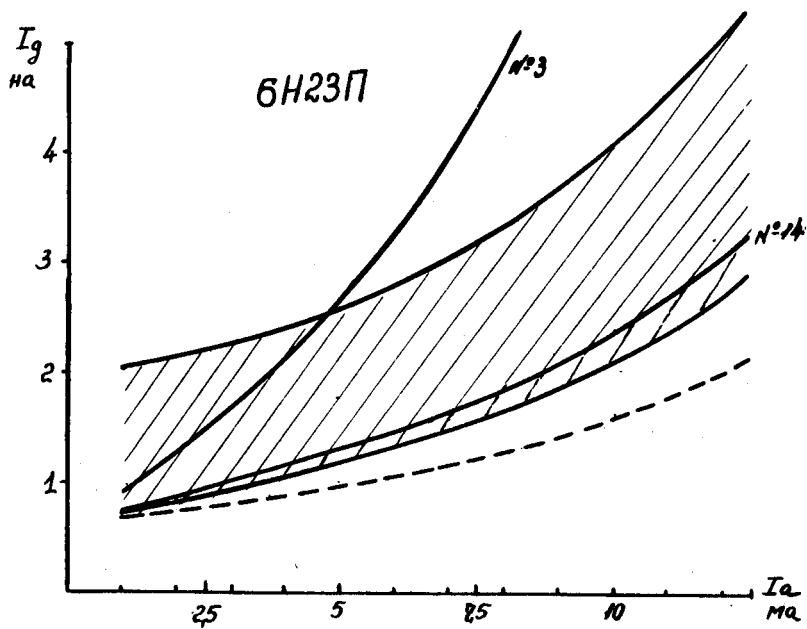


Рис. 10. Зависимость сеточного тока ламп типа 6H23П от анодного тока при потенциале свободной сетки.

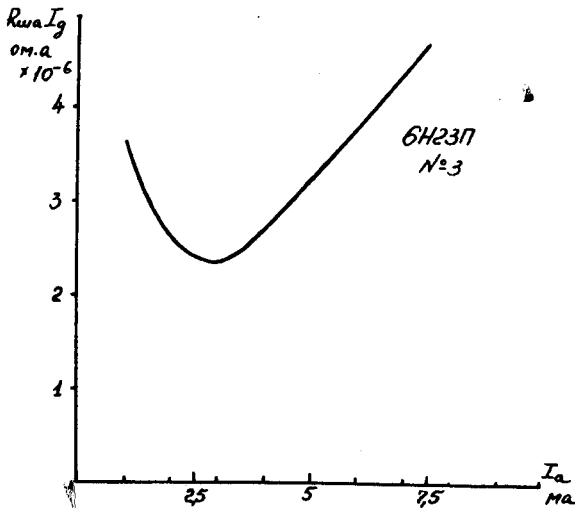
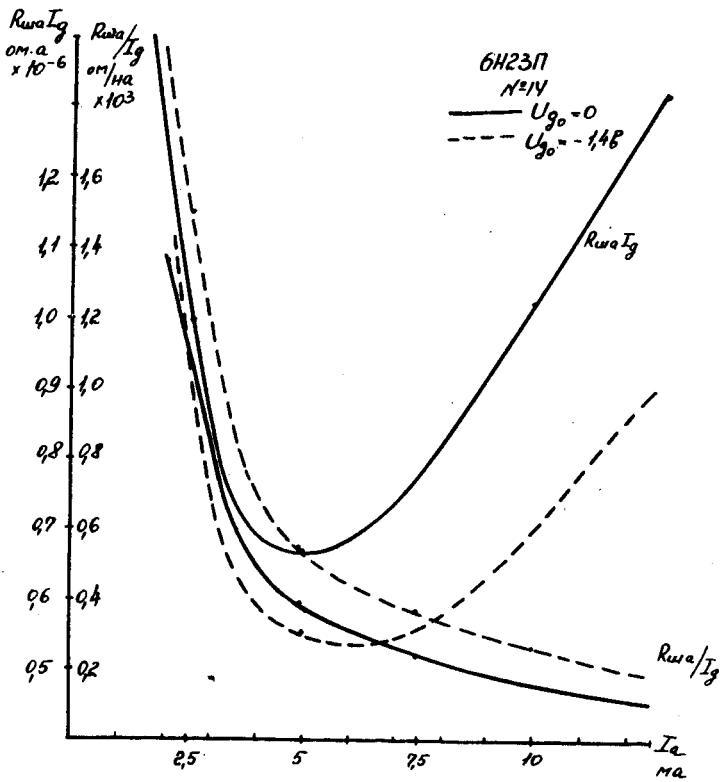


Рис. 11. Зависимость шумовых характеристик лампы 6Н23П от значения анодного тока при потенциале свободной сетки и $U_{g_0} = -1,4В$.

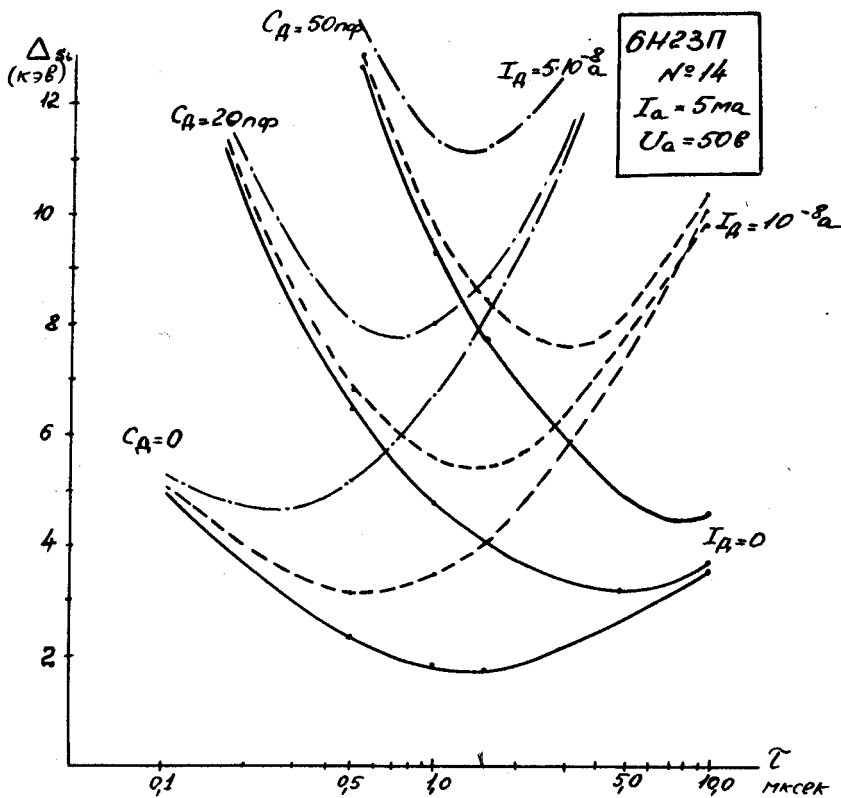


Рис. 12. Зависимость ширины линии шума для кремниевых детекторов от постоянной времени формирования ($\tau_{\text{ш}} = \tau_{\text{д}}$) и от параметров детектора для 6Н23П, $I_a = 5 \text{ ма}$.

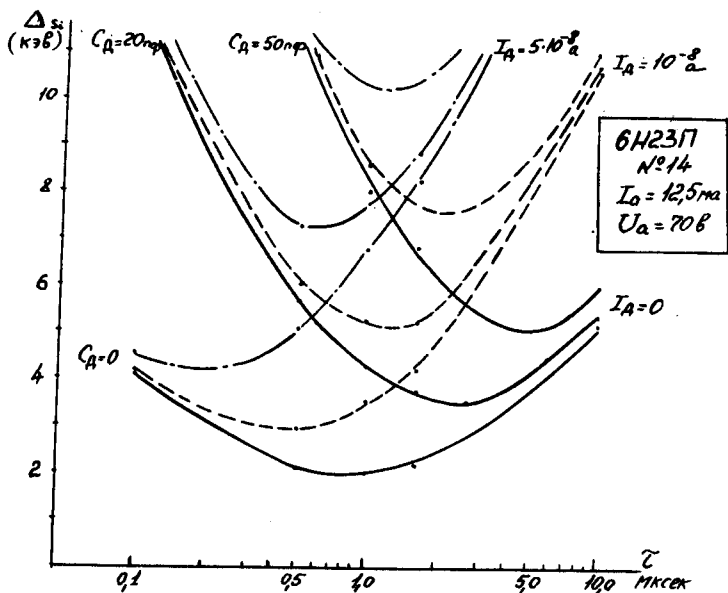


Рис. 13. Зависимость ширины линии для кремниевых детекторов от постоянной времени формирования ($\tau_n = \tau_d$) и от параметров детектора для 6Н23П, $I_a = 12,5 \text{ ма}$.

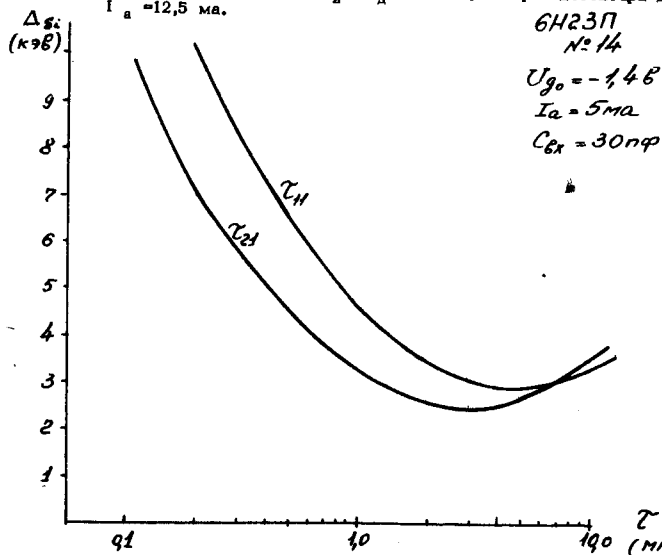


Рис. 14. Зависимость ширины линии шума для кремниевых детекторов от постоянной времени для двух типов формирующих цепей при $C_d = 20 \text{ пф}$, лампа 6Н23П

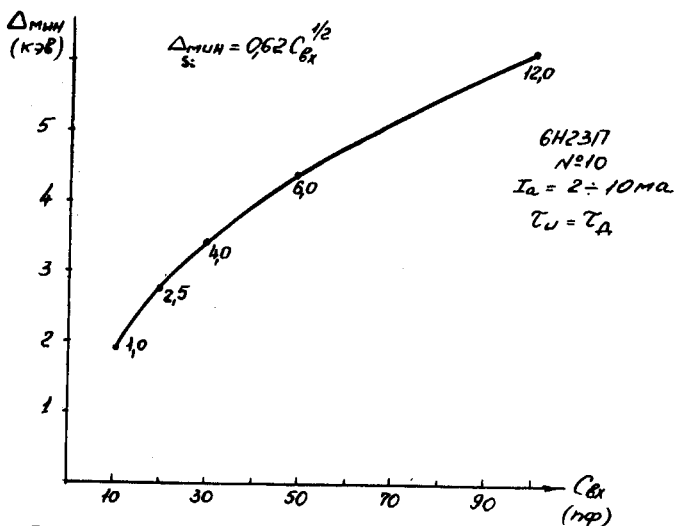


Рис. 18. Зависимость минимальной ширины линии шума от входной емкости при оптимальных значениях постоянных времени формирующих цепей ($\tau_{\text{н}} = \tau_{\text{д}}$) лампы 6Н23П.

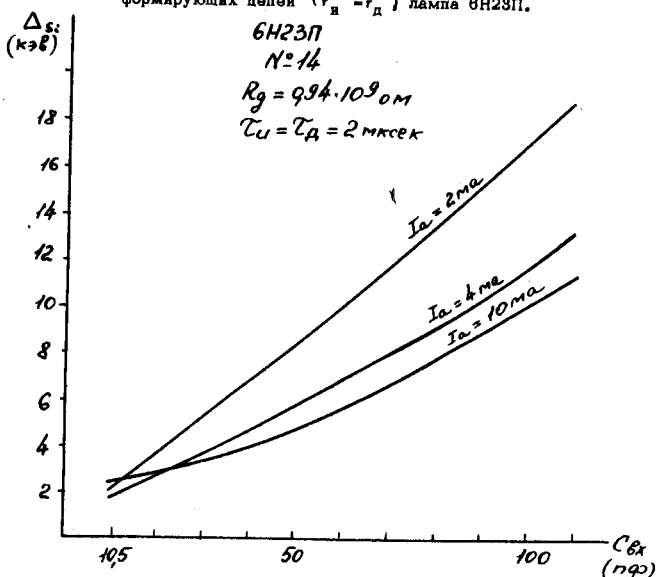


Рис. 18. Зависимость ширины линии шума для кремния от входной емкости при различных значениях анодного тока 6Н23П.

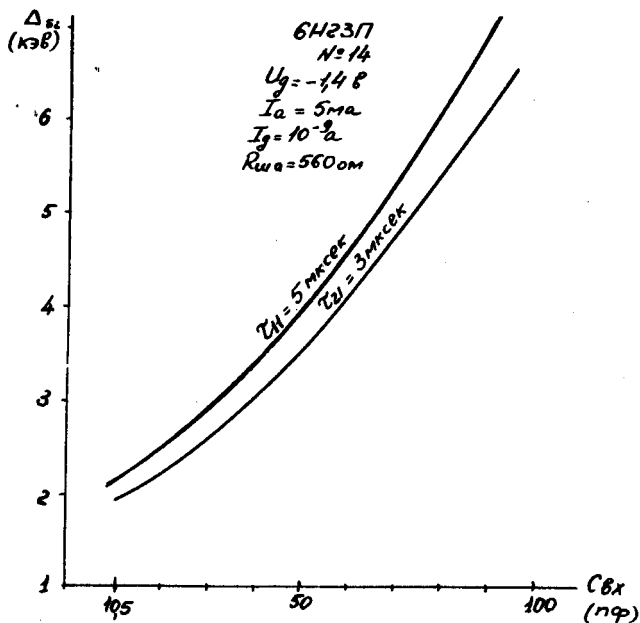


Рис. 17. Зависимость ширины линии шума для кремния от входной емкости при различных значениях и типах формирующих цепей для лампы 6Н23П.

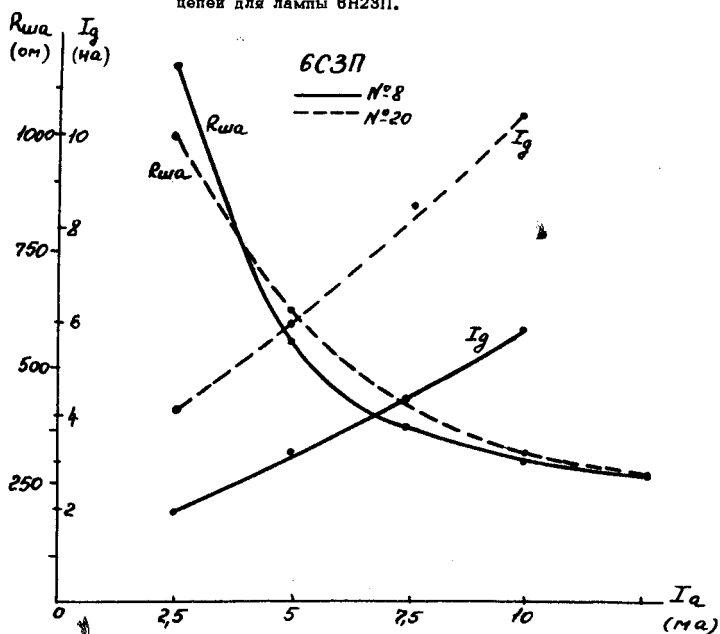


Рис. 18. Зависимость $R_{шa}$ и I_g от анодного тока лампы 6С3П.

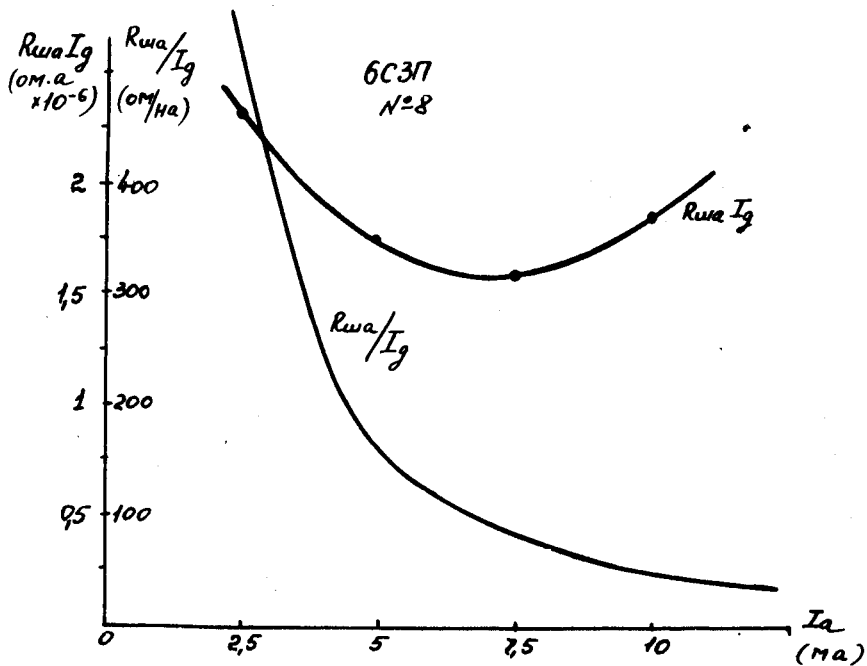


Рис. 19. Зависимость шумовых характеристик лампы 6С3П от анодного тока.

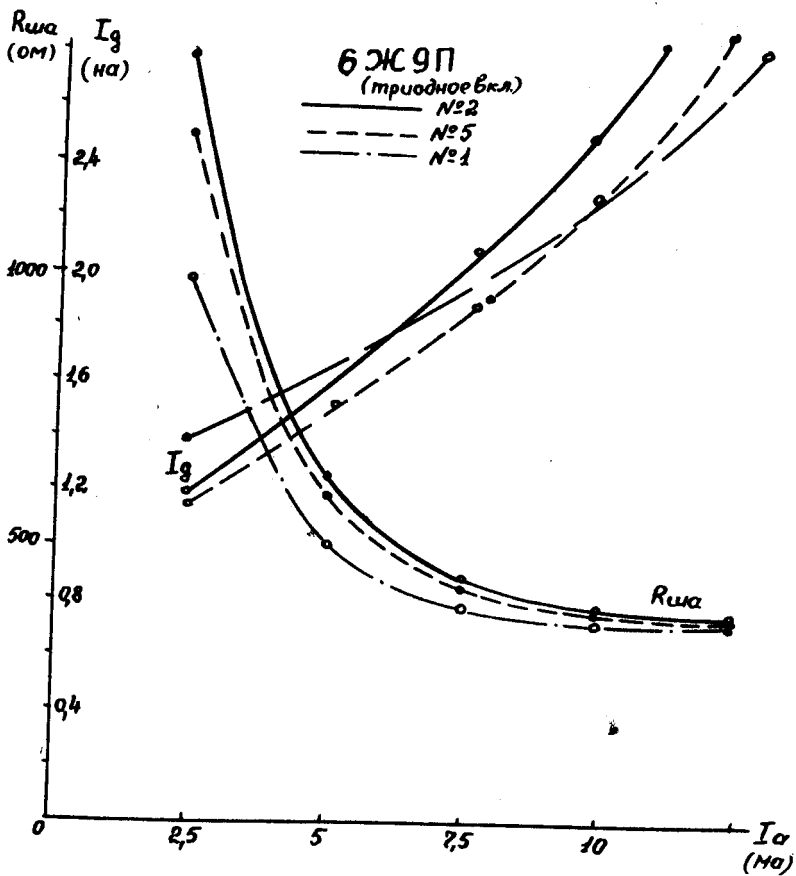


Рис. 20. Зависимость $R_{ша}$ и I_g от анодного тока лампы 6Ж9П в триодном включении.

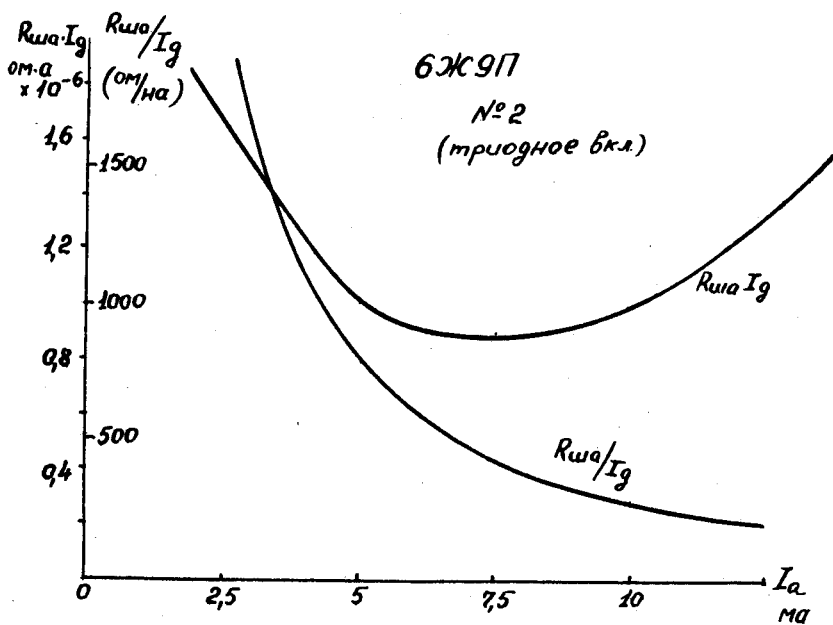


Рис. 21. Зависимость шумовых характеристик лампы 6Ж9П (триодное включение) от анодного тока.

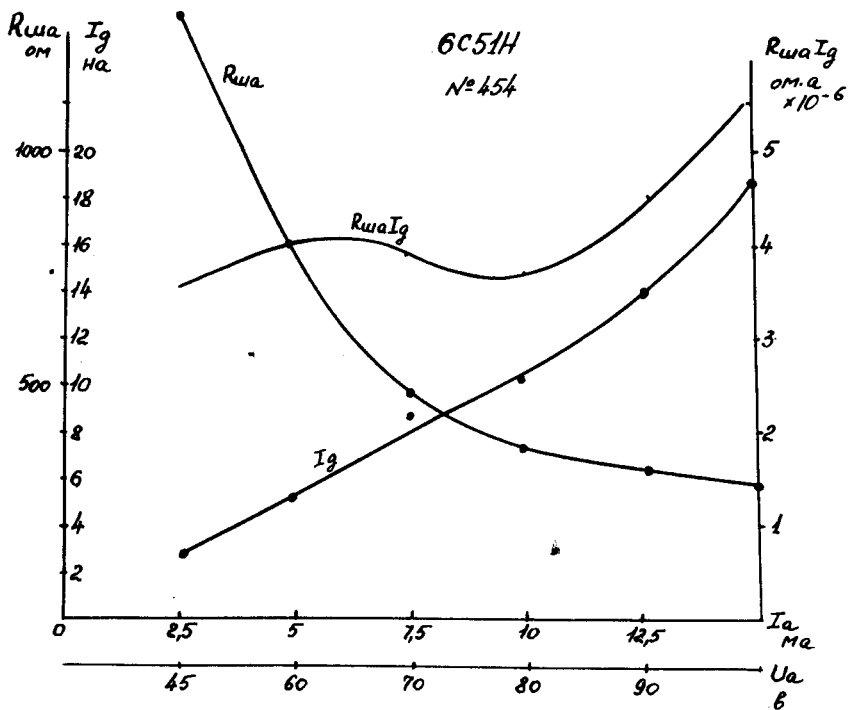


Рис. 22. Зависимость шумовых характеристик от анодного тока лампы 6C51H при потенциале свободной сетки.

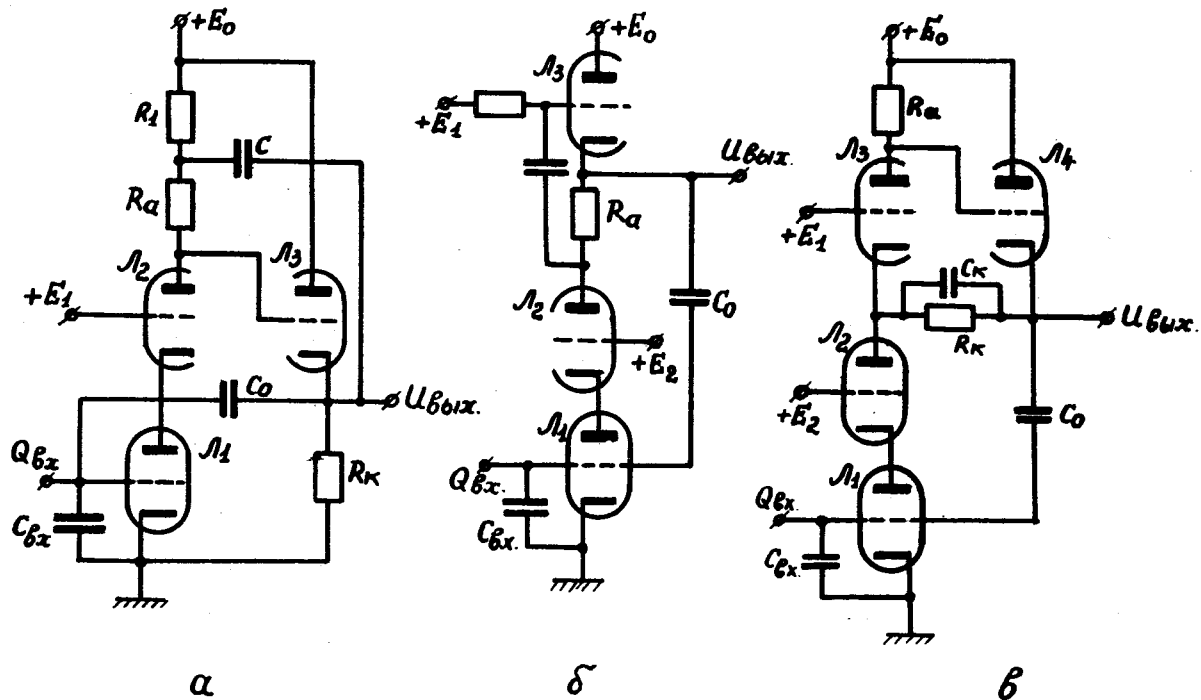
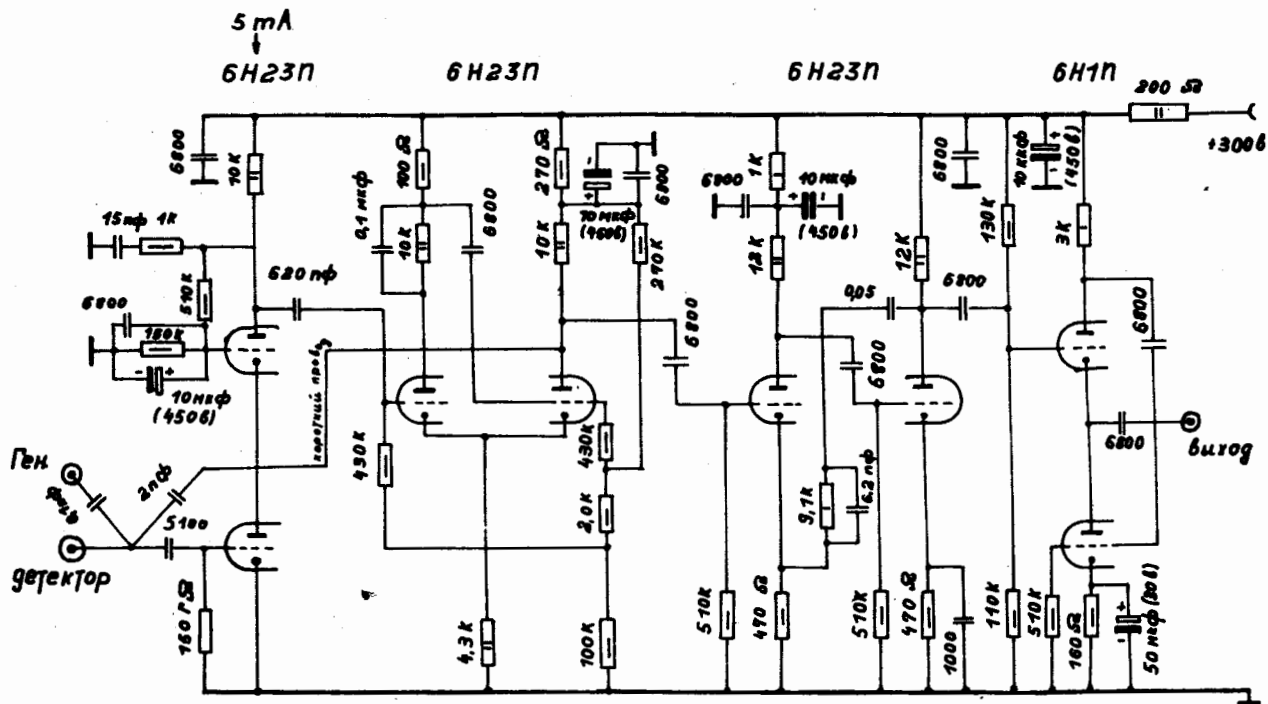


Рис. 23. Схемы построения зарядовых предусилителей на каскаде с динамической анодной нагрузкой.



Предусилитель для
γ-β спектрометра

Рис. 24. Принципиальная схема зарядового предусилителя для β, γ-спектрометрии.

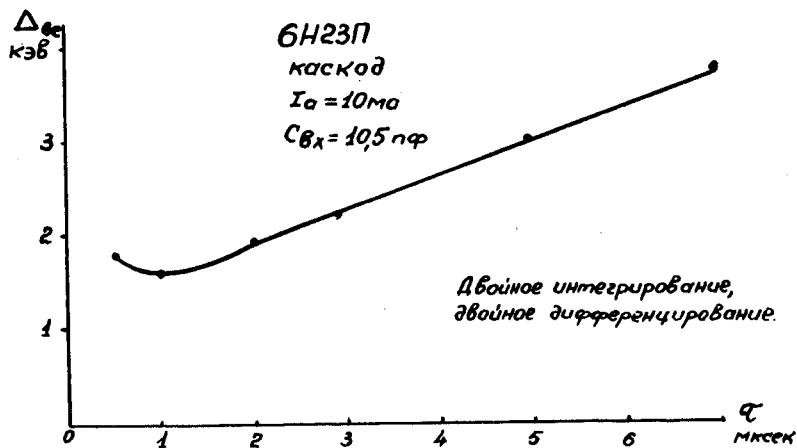


Рис. 25. Зависимость ширины линии шума от постоянной времени формирования для предусилителя рис. 24.

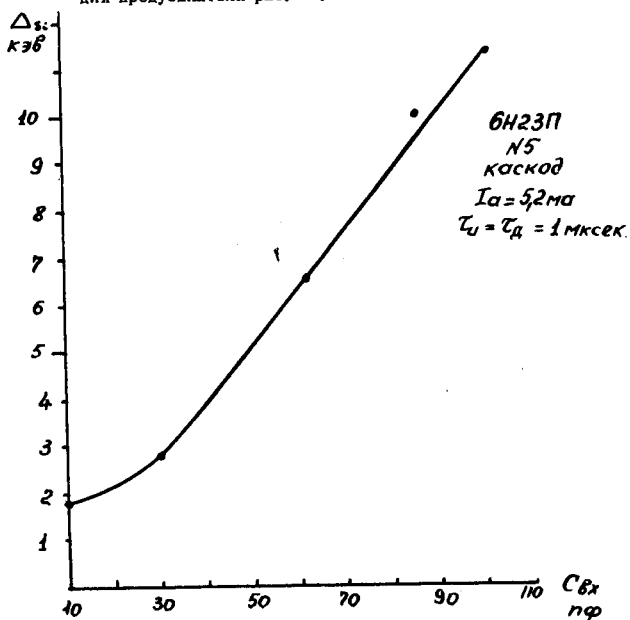
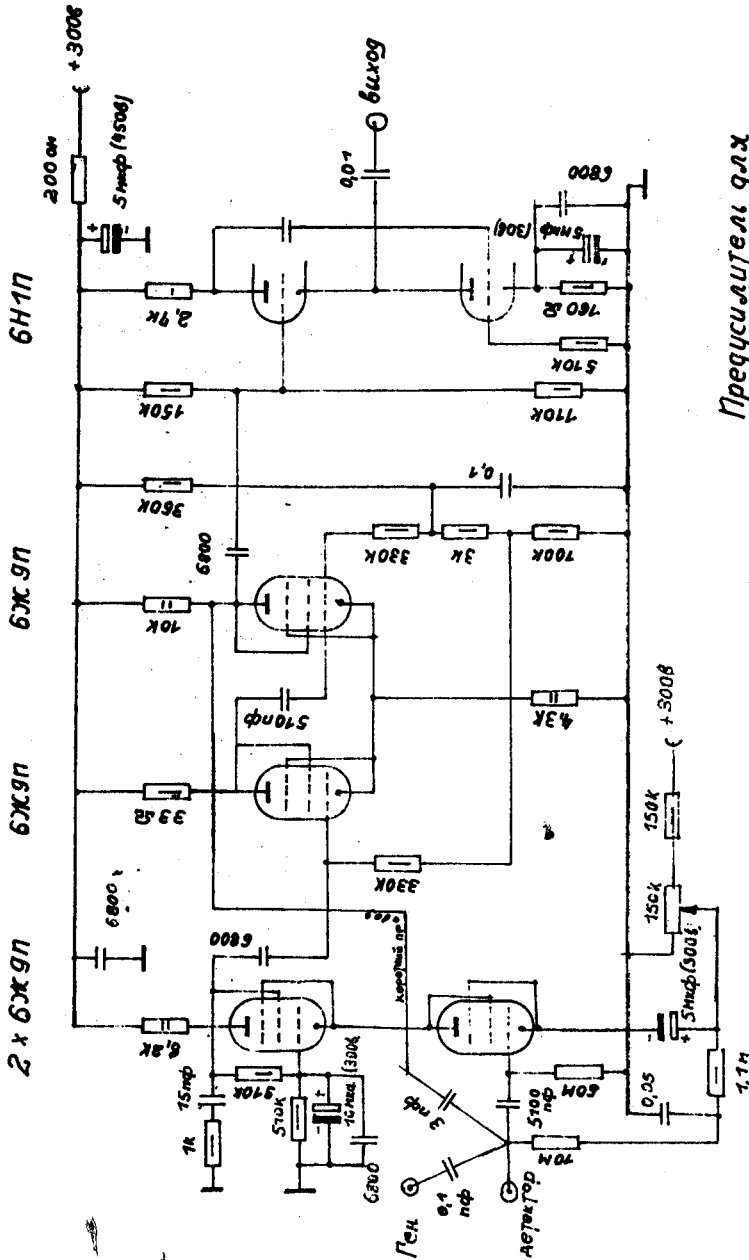


Рис. 26. Зависимость ширины линии шума от входной емкости для предусилителя рис. 24 ($\tau_i = \tau_d = 1 \text{ мксек}$).



Предусилители для
д-спектрометра

Рис. 27. Принципиальная схема зрещого предусилителя общего применения.

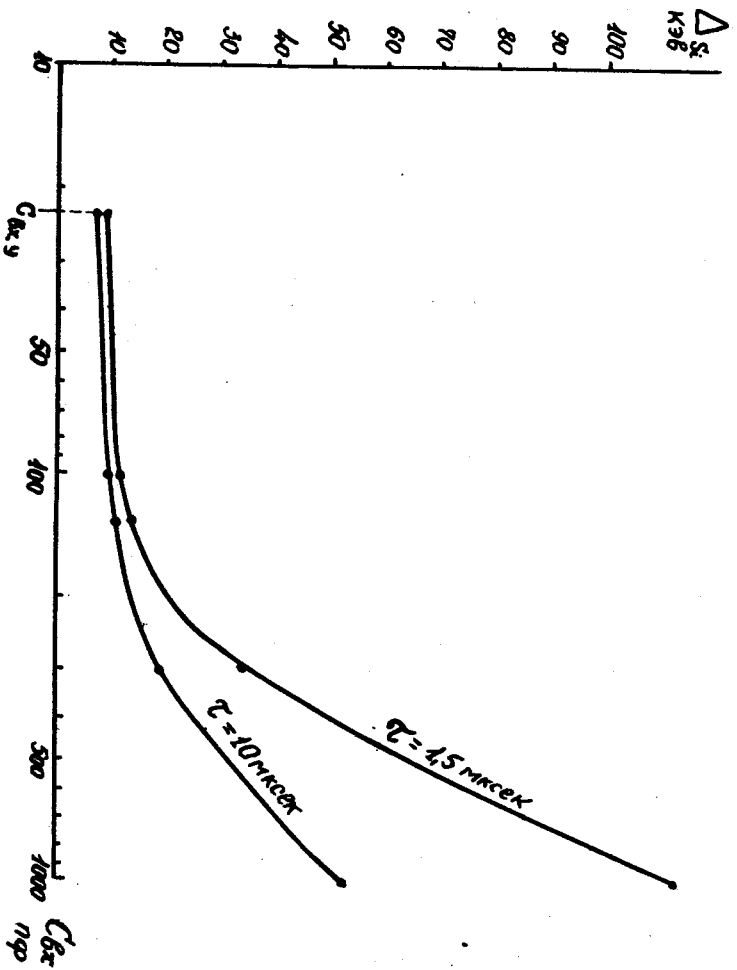


Рис. 28. Зависимость изменения энергии поверхности от радиуса кривизны для различных значений τ .