

#### 4.2. Przedwzmacniacze średniego poziomu sygnału.

Z natury promieniowania jonizującego wynika impulsowy charakter odpowiedzi detektora. Jak wiemy, rezultatem każdego aktu detekcji jest „generacja” ładunku, proporcjonalnego do zdeponowanej przez cząstkę jonizującą energii w strefie czynnej detektora. Stochastyczny ciąg takich aktów detekcji o średniej częstości zdarzeń  $\langle f \rangle$  charakteryzuje natężenie promieniowania  $I$  w obszarze detekcji, określone z definicji jako stosunek mocy promieniowania  $P_R$  do powierzchni  $S$  absorbenta.

$$I \stackrel{\Delta}{=} \frac{P_R}{S} \quad (263)$$

Jeśli z kolei uwzględnic liniową relację wiążącą energię promieniowania jonizującego  $E_j$  z generowanym ładunkiem  $Q$  według równania (264)

$$Q = q G \frac{E_j}{W} \quad (264)$$

(gdzie  $q$  oznacza ładunek elementarny,  $G$  – wzmacnienie wewnętrzne, zaś  $W$  – współczynnik konwersji sygnału w detektorze), wówczas zależność (263) przyjmie postać

$$I = \frac{\sum_k (Q_k \langle f_k \rangle)}{W S} \quad (265)$$

Zauważmy, że wyrażenie w liczniku reprezentuje w istocie sumaryczny ładunek wytwarzany w detektorze w czasie jednej sekundy, odpowiada więc średniej wartości prądu indukowanego  $\langle I_D \rangle$  detektora. Wynika stąd oczywisty wniosek, że **średnia wartość prądu detektora** może być **miarą natężenia promieniowania jonizującego**, a w dalszej konsekwencji miarą innych (*radiometrycznych* i *dozymetrycznych*) wielkości pochodnych. W trybie pomiaru średniego poziomu mogą w zasadzie pracować różnego typu detektory promieniowania jonizującego, szczególne miejsce zajmują jednak układy z **prądowymi komorami jonizacyjnymi**, gdzie proces „uśredniania” sygnału informacyjnego (prądu jonizacyjnego komory) dokonuje się wewnątrz samej komory w wyniku interakcji indywidualnych aktów detekcji. Podlegające pomiarowi natężenie prądu jonizacyjnego takich komór obejmuje bardzo szeroki zakres, poczynając od wartości skrajnie niskich – rzędu  $10^{-15}$  A (w pomiarach dozymetrycznych), aż do względnie „wysokich” – rzędu  $10^{-5}$  A (w systemach kontroli pracy reaktorów).

Elektroniczne pomiaru bardzo słabych prądów jonizacyjnych sprowadzają się w istocie do pomiaru spadku napięcia  $\langle V_K \rangle$  wywoływanego mierzonym prądem  $\langle I_K \rangle$  na rezystancji obciążenia  $R_o$  o założonej, odpowiednio dużej wartości. W ten sposób uzyskuje się sygnał napięciowy o poziomie mierzalnym przez stowarzyszony układ elektroniczny „Front-End”. Dla raz zdeterminowanego zakresu dynamicznego napięć wejściowych tego układu, wartości rezystancji  $R_o$  wyznaczają w konsekwencji prądowe zakresy pomiaru. Wynika stąd podstawowy wymóg nakładany na rezystancję wejściową  $R_{WE}$  tego układu, żądający aby

$$R_{WE} \gg R_o$$

Interpretując powyższą nierówność w terminach mocy sygnału, oznacza ona iż prawie cała moc sygnału wydziela się na rezystancji obciążenia komory jonizacyjnej  $R_o$ , zaś dołączony do niej układ elektroniczny pracuje w warunkach „elektrostatycznych”. Układ wzmacniający „Front-End” czyniący zadość temu wymaganiu zwany jest **wzmacniaczem elektrometrycznym**, zaś zależnie od sposobu jego dopełnienia wyróżniane są dwa rodzaje przedwzmacniaczy tego rodzaju:

- elektrometry o wzmacnieniu bezpośrednim
- elektrometry z modulacją parametryczną.

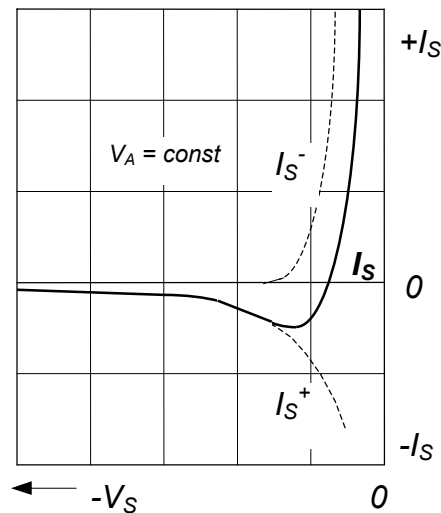
#### 4.2.1. Elektrometry o wzmacnieniu bezpośrednim.

W okresie poprzedzającym „erę techniki półprzewodnikowej” przedwzmacniacze tego typu określano mianem „*elektrometrów na lampach próżniowych*”. Obowiązująca wówczas klasyfikacja wyróżniała trzy klasy elektrometrów, wymieniając nadto „*elektrometry mechaniczne*” (galwanometry), oraz „*elektrometry z kondensatorem dynamicznym*” (z przetwarzaniem sygnału)<sup>76</sup>. Lampa elektronowa stanowiła wtedy jedyny dostępny element aktywny, a jej oporność wejściowa (zarówno różniczkowa jak i stałoprądowa), zdawała się nieźle spełniać nakładany na nią warunek. Oporność wejściową lampy elektronowej stanowi w istocie oporność jej substruktury siatka-katoda, wynikająca z „*charakterystyki prądu siatki*”

$$i_S = f(V_S) \Big|_{V_A = const} \quad (266)$$

gdzie;  $V_S$  – napięcie polaryzacji siatki,  $I_S$  – prąd siatki, oraz  $V_A$  – napięcie anodowe lampy.

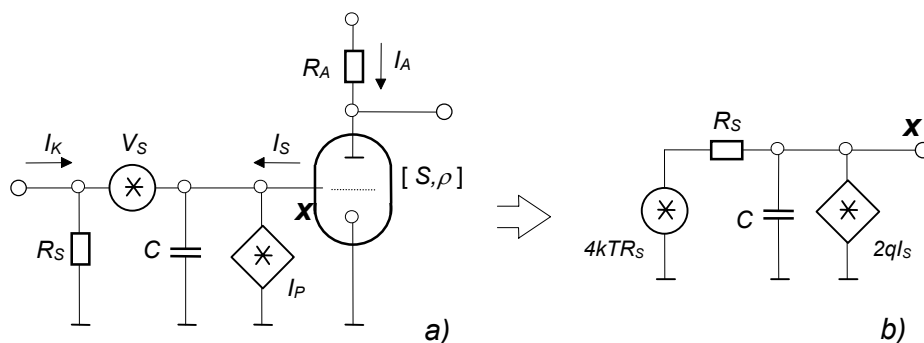
W ogólnym przypadku prąd siatki zawiera dwie składowe: *elektronową* i *jonową*, a ich wzajemne proporcje, jak to pokazano przykładowo na rysunku 79, zależą od zadanego wartości napięcia polaryzacji  $V_S$  punktu pracy.



**Rys. 79.** Charakterystyka prądu siatki lampy elektronowej

Na rysunku powyższym linią ciągłą wykreślono typowy przebieg zależności sumarycznego prądu siatki  $I_S$  od napięcia jej polaryzacji  $V_S$ , natomiast liniami przerywanymi, instrumentalnie niemierzalne (rekonstruowane) przebiegi obu jej składowych: elektronowej  $I_S^-$  oraz jonowej  $I_S^+$ .

Z przepływem prądu siatki wiąże się nierozdzielnie generacja „białego” szumu śrutowego. Szum ten jest jednym z czynników determinujących *czułość prądową* wzmacniacza, którym to terminem określamy *minimalną wartość prądu*, mierzalną z założonym a priori stosunkiem sygnału do szumu „SNR”. Wyznamy ją w oparciu o szumowy schemat zastępczy stopnia wzmacniającego podany na rysunku 80. Uwzględniono na nim, obok zastępczego, *prądowego źródła szumu śrutowego* ( $I_p$ ) również zastępcze *źródło napięciowe szumu termicznego* ( $V_s$ ), generowanego w rezystorze  $R_S$ . Dla uproszczenia analizy pominięto *przeniesiony na wejście szum śrutowy prądu anodowego*, oraz inne rodzaje szumu (np. szum nadmiarowy „1/f”). Gęstości widmowe mocy uwzględnianych w analizie szumów opisane są odpowiednio równaniami **Schottky’ego**<sup>77</sup> (w przypadku szumu śrutowego) i **Johnsona-Nyquista**<sup>78,79</sup> (w przypadku szumu termicznego).



**Rys. 80.** Zastępczy schemat szumowy lampowego stopnia wzmacniającego.

W terminach oznaczeń przyjętych na powyższym schemacie powołane równania zapiszemy w postaci:

$$- \text{ dla szumu śrutowego} \quad \frac{d\langle I_p^2 \rangle}{df} = 2qI_s \quad (267)$$

$$- \text{ dla szumu termicznego} \quad \frac{d\langle V_s^2 \rangle}{df} = 4kTR_s \quad (268)$$

Zauważmy, że szeregowy szum termiczny transmituje się na wejście stopnia wzmacniającego z kwadratem modułu funkcji przenoszenia czwórnika  $[R_S - C]$ , natomiast widmo równoległego szumu śrutowego przekształca się z kwadratem impedancji ukladu  $[R_S \nabla C]$  do postaci napięciowej. W rezultacie w punkcie w zlowym „x” działa sprowadzony do jednolitej postaci szum napięciowy o gęstości widmowej mocy

$$\frac{d\langle V_{Ni}^2 \rangle}{df} = 4kTR_s \left[ \frac{1}{1 + (\omega R_s C)^2} \right] + 2qI_s \left[ \frac{R_s^2}{1 + (\omega R_s C)^2} \right] \quad (269)$$

Scałkowanie równania (269) w granicach  $(0 \nabla \infty)$  daje globalną wariancj  szumów wejściowych  $\langle V_{Ni}^2 \rangle$ . Wynosi ona

$$\langle V_{Ni}^2 \rangle = \frac{kT}{C} + \frac{qI_s R_s}{2C} \quad (270)$$

Tym samym określiliśmy wartośc średniokwadratową szumów na wejściu stopnia wzmacniającego. Jeśli z kolei spełniony jest warunek  $R_S \ll R_{WE}$ , sygnał prądowy komory jonizacyjnej  $I_K$  formuje na wejściu tego stopnia proporcjonalny do niego sygnał napięciowy  $V_K$

$$V_K = I_K R_S \quad (271)$$

Równania (270) i (271) pozwalają więc wyznaczy c stosunek sygnału do szumu, lub dla zał zonej, wymaganej wartości tego stosunku  $SNR$ , obliczy c przynale zn  mu wartośc minimalną prądu wejściowego  $I_{K \min}$  to jest *czuło c prądową* stopnia wzmacniającego

$$I_{K \min} = SNR \sqrt{\frac{kT}{R_s^2 C} + \frac{qI_s}{2R_s C}} \quad (272)$$

Wobec wysokiej wartości rezystancji  $R_S$  (powyżej  $10^{10} \Omega$ ) pierwszy składnik sumy pod pierwiastkiem okazuje się pomijalnie małym w porównaniu z jej drugim składnikiem. Wyrażenie (272) można zatem uprościć do postaci

$$I_{K \min} = \frac{SNR}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{q I_S}{R_S C}} \quad (273)$$

Uwidacznia ona explicite wpływ parametrów wewnętrznych lampy ( $I_S$ ) oraz stowarzyszonych elementów biernych ( $R_S, C$ ) jej obwodu wejściowego na czułość prądową wzmacniacza. Dodajmy, że równoległy układ ( $R_S C$ ) stanowi obwód inercyjny pierwszego rzędu, determinujący górną granicę dopuszczalnej szybkości zmian poziomu sygnału wejściowego. W *pomiarach quasistatycznych* można więc przez dowolne w zasadzie zwiększanie wartości stałej czasowej tego obwodu (ściśle mówiąc, jego pojemności) osiągnąć pożądane obniżenie poziomu  $I_{K \min}$ ; oczywiście kosztem odpowiedniego wydłużenia czasu pomiaru. Nie ma takiej możliwości w przypadku *pomiarów technicznych*, gdy prąd jonizacyjny komory niesie informację o innej, zmiennej w czasie wielkości fizycznej, a błąd dynamiczny pomiaru powinien być zredukowany do minimum.

Przy zadanej wartości stałej czasowej  $R_S C$  jedynym czynnikiem limitującym wartość  $I_{K \min}$  jest prąd siatki  $I_S$ . W przypadku „zwykłych” lamp elektronowych jego wartość mieści się w przedziale od  $10^{-8}$  do  $10^{-9}$  A. Ograniczając czas pomiaru do technicznie uzasadnionej wartości  $t_{pom} = 1$  s, oraz zakładając przykładowo wartość wymaganego stosunku sygnału do szumu  $SNR = 100$ , otrzymamy  $I_{K \min} \cong 10^{-12}$  A. W praktyce pomiarowej wymagania są częstokroć znacznie ostrzejsze i to zarówno w odniesieniu do czasu oraz dokładności pomiaru jak i do poziomu mierzonego sygnału.

Z przebiegu zależności prądu siatkowego od napięcia polaryzacji wynika, że równoczesne spełnienie dwóch wymogów, a mianowicie żądania bardzo dużej dynamicznej (różniczkowej) oporności wejściowej lampy oraz jak najmniejszego prądu siatki, możliwe jest przez ustalenie punktu pracy lampy w obszarze łagodnego nachylenia jej charakterystyki wejściowej ( $I_S - V_S$ ). Jak pokazuje rysunek 78, taki punkt pracy leży poniżej napięcia odcięcia składowej elektronowej. Prąd siatki  $I_S$  jest wtedy podyktowany wyłącznie składową jonową  $I_S^+$ . Jej źródłami jest szereg równoległe zachodzących procesów fizycznych, a mianowicie:

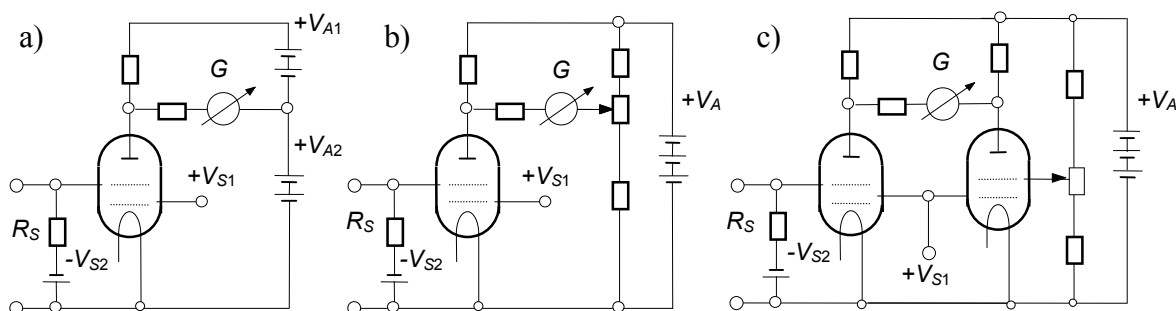
- jonizacja zderzeniowa drobin gazu szczątkowego przez strumień elektronów
- emisja jonów dodatnich z katody
- emisja termoelektryczna siatki
- emisja fotoelektryczna siatki
- prąd upływu powierzchniowego.

Wymienione efekty dają się zminimalizować na drodze udoskonalenia technologii produkcji, racjonalnego przekonstruowania struktury wewnętrznej lampy i doboru optymalnych warunków jej pracy. W szczególności efekt jonizacji zderzeniowej można wydatnie osłabić przez efektywniejsze odgazowanie elektrod i bańki lampy, oraz zmniejszenie natężenia pola elektrycznego (obniżenie napięcia anodowego). Oddzielenie siatki sterującej od katody dodatkową siatką ekranującą zapobiegać będzie z kolei przenikaniu do jej obwodu jonów dodatnich produkowanych w strefie siatka-katoda. Poziom emisji jonów emitowanych przez katodę można skutecznie zredukować przez obniżenie temperatury katody (przez zmniejszenie napięcia żarzenia katody). Praca z (*ciemną katodą*), pod warunkiem równoczesnego optycznego ekranowania bańki lampy, praktycznie eliminuje efekt emisji fotoelektrycznej siatki, a także znacząco osłabia zachodzący na niej proces termemisji elektronów. Dodatkowo osłabienie efektu emisji termoelektrycznej uzyskuje się przez oddalenie siatki sterującej od katody. Nadto dla redukcji obu tych efektów do konstrukcji siatki używa się materiałów o dużej pracy wyjścia. Przeniesienie *wyprowadzenia* siatki na *kopułę* bańki lampy i zastosowa-

nie szkła o wysokiej oporności powierzchniowej zapewniają wreszcie pożądaną minimalizację prądu powierzchniowego. W warunkach eksploatacyjnych niezbędnym warunkiem utrzymania tego prądu na skrajnie niskim poziomie jest stałe utrzymywanie wysokiej czystości i niskiej higroskopijności powierzchni bańki.

*Identyfikacja efektów odpowiedzialnych za poziom składowej jonowej prądu siatki oraz znajomość sposobów ich ograniczenia* stworzyły podstawę dla skonstruowania lampy elektro- nowej o drastycznie zredukowanym poziomie prądu siatki (rzędu  $10^{-15}$  A). Lampy takiej naz- wano **lampami elektrometrycznymi**. Znamienitą większością fabrycznie produkowanych lamp elektrometrycznych stanowią **tetrody** z ekranowaną – od strony katody – siatką sterującą. Ich poważnym niedostatkim jest bliska jedności wartość współczynnika wzmocnienia. Z tego punktu widzenia alternatywę stanowią specjalnej konstrukcji (subminiaturowe) **pentody elek- trometryczne**. Wartości nominalne napięć zasilania (żarzenia, anody i siatek) w każdej ka- tegorii omawianych lamp ustalone zostały według przedstawionych wyżej skrótowo przes- łanek<sup>80</sup>. Lampy elektrometryczne były stopniowo wypierane przez ich odpowiedniki półprze- wodnikowe; polowe tranzystory złączowe „JFET” i tranzystory polowe z izolowaną bramką „MOS-FET”. Wzmacniacze na lampach elektrometrycznych zasługują jednak na przypom- nienie, tym bardziej że ich konfiguracje stanowiły wzór dla późniejszych realizacji półprze- wodnikowych.

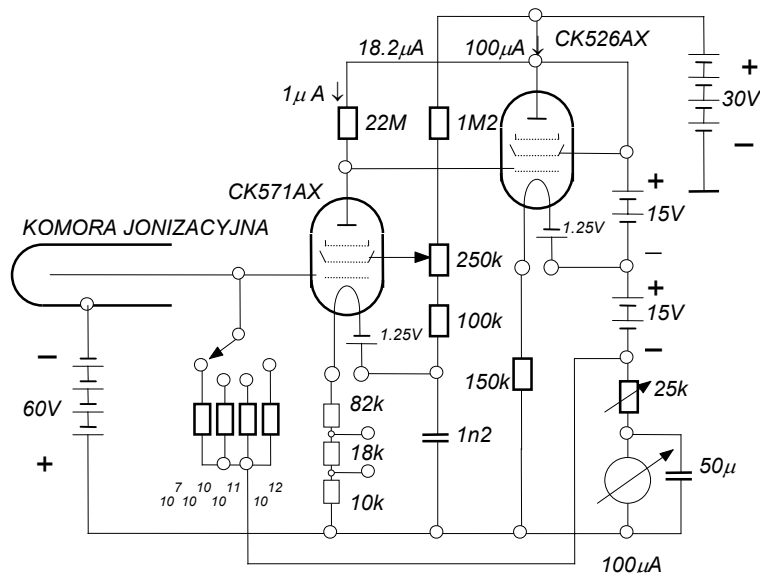
Tak więc na rysunku 81 przedstawiono schematycznie najprostsze konfiguracje układów z lampami elektrometrycznymi. Są to jednostopniowe konfiguracje mostkowe o różnej wrażliwości termicznej. W takiej też postaci wykorzystywane one były zarówno jako przyrządy



**Rys. 81.** Typowe konfiguracje elektrometrycznych wzmacniaczy jednostopniowych

stacjonarne jak i przenośne. W pierwszym przypadku do indykacji wartości mierzonego prądu stosowano z reguły galwanometry lusterkowe, natomiast w wersji przenośnej celowi temu służyły przyrządy wskazówkowe mniejszej czułości (mikroamperomierze). Konfiguracja c) to typowy układ „woltomierza lampowego”. Dzięki pełnej symetrii, zwłaszcza w przypadku użycia lampy „podwójnej” (zawierającej we wspólnej bańce dwie identyczne struktury), zapewniała największą stabilność termiczną i czasową. Z tego względu konfiguracja ta znalazła powszechne zastosowanie na wejściu („Front-End”) **symetrycznych, wielostopniowych** elektrometrów lampowych<sup>81,82,83,84</sup>. Bardzo skutecznym, jak wiemy, sposobem zwiększenia stabilności układu jest wprowadzenie ujemnego sprzężenia zwrotnego. Metodę tę wykorzystano również w **asymetrycznych** układach elektrometrycznych wzmacniaczy stałoprądowych. Dla przykładu na rysunku 82 przedstawiono jako „wizytówkę minionego okresu lampowego” schemat ideowy popularnego wówczas, przenośnego monitora promieniowania, zrealizowanego w układzie elektrometru asymetrycznego ze 100-procentowym ujemnym sprzężeniem

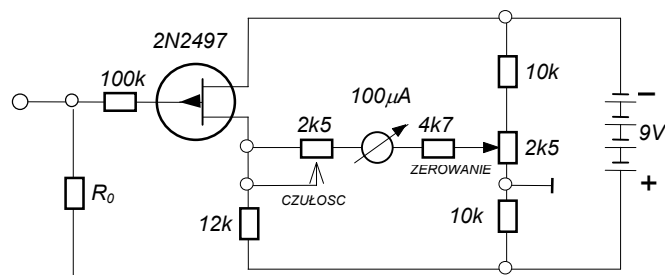
zwrotnym<sup>85</sup>. Przypomnijmy, że skuteczność ujemnego sprzężenia zwrotnego zależy od wzmocnienia wzmacniacza „w otwartej pętli”. Z tego powodu w stopniu wejściowym wzmacniacza zastosowano miniaturową *pentodę elektrometryczną* typu CK571AX o transkonduktancji  $g_m = 8 \mu\text{A/V}$  i współczynniku amplifikacji  $\mu = 1000$ .



**Rys. 82.** Uproszczony schemat układu przenośnego monitora promieniowania  $\alpha$  i  $\beta$  z lampowym wzmacniaczem elektrometrycznym<sup>85</sup>

Kluczowym problemem wszelkiego rodzaju układów pomiaru średniego poziomu (*wzmacniaczy stałoprądowych*) jest ich stabilność termiczna i czasowa opisywane odpowiednio napięciowym względnie prądowym *dryfem temperaturowym* i *długoterminowym*. W strukturach lampowych natrafiamy w tym względzie na spore trudności zarówno realizacyjne jak i eksploatacyjne.

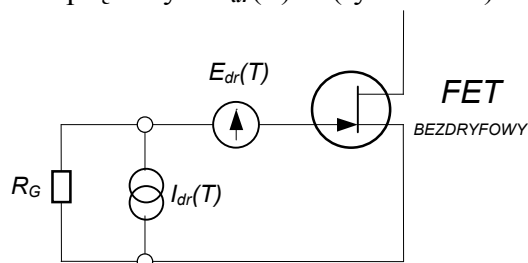
Pojawienie się tranzystorów polowych **JFET** pozwoliło w znacznej mierze uporać się z niestabilnością termiczną i wyrugować lampy elektrometryczne z elektrometrów przeznaczonych do pomiarów prądów w zakresie powyżej  $10^{-13}$  A. Jako przykład najprostszej realizacji elektrometru z wejściowym tranzystorem JFET, niech posłuży układ konstrukcji firmy *Texas Instruments*<sup>86</sup>, wzorowany na lampowej konfiguracji z rysunku 81 b). Jego schemat ideowy przedstawiono na rysunku 83.



**Rys. 83.** Schemat prostego elektrometru ze złączowym tranzystorem polowym na wejściu.

Główne źródła niestabilności w powyższym układzie tkwią w jego elemencie aktywnym. W szczególności za dryf temperaturowy odpowiedzialne są zależności termiczne konduktywności kanału  $\sigma(T)$ , wysokości bariery  $\psi(T)$  złącza bramka – kanał, oraz jego prądu wstecz-

nego  $I_{GS}(T)$ . Dodajmy, że zależność przewodności kanału od temperatury  $\sigma(T)$  podyktowana jest w zasadzie zależnością termiczną ruchliwości nośników ładunku w kanale  $\mu(T)$ . Pomijając wpływ prądu bramki, łączny efekt dwóch pozostałych czynników wyraża się więc pośrednim uzależnieniem prądu drenu od temperatury:  $I_D = I_D(\mu, \psi)$ . W obszarze „wysokich” temperatur ze wzrostem jej maleje zarówno ruchliwość nośników ładunku jak i potencjał bariery złącza bramka-kanal. Pierwszy z wymienionych efektów powoduje obniżenie wartości prądu drenu podczas gdy drugi, jego wzrost. Możliwy jest zatem taki dobór warunków pracy tranzystora, w których obydwa efekty wzajemnie się skompensują. Teoria tranzystora polowego <sup>86,87</sup> (przy pewnych założeniach upraszczających) podaje praktycznie użyteczne formuły, determinujące wartość prądu drenu  $I_{D(z)}$  i przynależnego mu napięcia polaryzacji bramki  $V_{GS(z)}$  w warunkach *termicznej autokompensacji*. Wyjściowymi w procedurze wyznaczania wartości tych parametrów są *szczegółowe równania* charakterystyk tranzystora polowego, wyrażone w terminach uzależnionych termicznie wielkości fizycznych. Na ich gruncie można skonstruować zastępczy schemat tranzystora polowego z wyodrębnionymi na wejściu ekwiwalentnymi *źródłami niestabilności termicznej*: szeregowym źródłem napięciowym  $E_{dr}(T)$  i równoległym źródłem prądowym  $I_{dr}(T)$  <sup>88</sup> (rysunek 84).  $E_{dr}(T)$  reprezentuje napięcie



Rys. 84. Zastępczy schemat tranzystora wyodrębniający źródła dryfu termicznego

niezbędne dla wywołania w wyidealizowanym tranzystorze bezdryfowym przyrostu prądu drenu  $\Delta I_D$  o wartości równej termicznemu dryfowi prądu drenu tranzystora rzeczywistego. Jego pochodna względem temperatury stanowi miarę wrażliwości termicznej kanału JFETa.

$$\frac{dE_{dr}}{dT} = \left\{ \frac{I_D}{g_m^*} \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dT} \right\} - \left\{ \frac{dV_p}{dT} \right\} \quad (274)$$

W zakresie nasycenia (pentodowym) tranzystora obowiązują relacje

$$I_D = I_{DSS} \left[ 1 - \frac{V_{GS}}{V_P} \right]^2 \quad \text{oraz} \quad g_m^* = 2 \frac{I_{DSS}}{-V_P} \left[ 1 - \frac{V_{GS}}{V_P} \right] \quad (275)$$

Uwzględniając je w równaniu (274) i nakładając nań żądanie aby  $(dE_{dr}/dT) = 0$  otrzymamy warunek autokompensacji

$$\frac{1}{2} (V_{GS} - V_P) \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dT} = \frac{dV_P}{dT} \quad (276)$$

Formułę powyższą można znacznie uprościć, korzystając z zależności  $\mu(T)$  oraz  $V_P(T)$  <sup>86</sup>, które prowadzą do prostych związków

$$\frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dT} = -\frac{n}{T} \quad \text{oraz} \quad \frac{dV_P}{dT} = -\frac{d\Psi}{dT} = -2,2 [mV/K] \quad (277)$$

przy czym  $n$  jest stałą zależną od koncentracji domieszek (o wartości z przedziału  $\langle 1,5 \div 2,5 \rangle$ )

Jeśli przyjąć  $n = 2$  oraz  $T = 300$  K, tj. gdy  $(n/T) \cong 0,006$ , wówczas warunek kompensacji składowych dryfu termicznego dla JFETA z kanałem „N” wyrazi się równaniem

$$V_{GS(Z)} \cong V_p + 0,73 [V] \quad (278)$$

Przynależna takiej polaryzacji bramki wartość prądu drenu  $I_{D(Z)}$  wynosi

$$I_{D(Z)} = \frac{\frac{dV_p}{dT}}{\frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dT}} g_m^*(Z) \cong 0,36 g_m^*(Z) \quad (279)$$

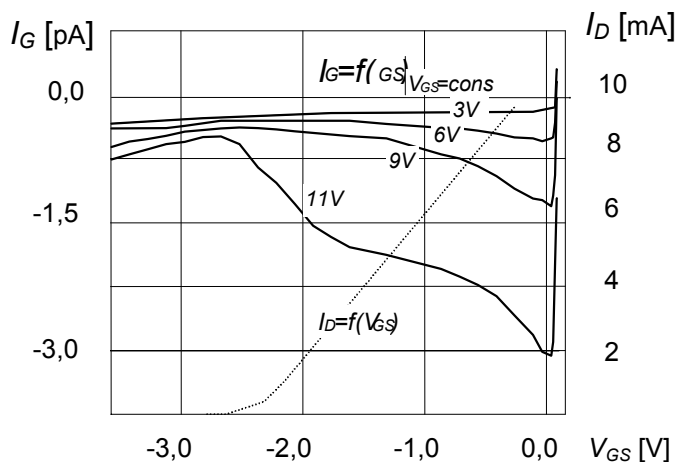
Prądowe źródło dryfu  $I_{dr}(T)$  odzwierciedla wpływ temperatury na prąd wsteczny złącza bramka-kanał. Z podstawowej zależności Shockleya łatwo wyznaczyć nachylenie tej charakterystyki  $dI_{dr}/dT \cong dI_{GS}/dT$ . W temperaturze  $T = 300$  K jest ona opisana zależnością

$$\frac{dI_{dr}}{dT} = 0,15 I_{GS} \quad (280)$$

Uzależnione termicznie zmiany prądu  $I_{GS}$  dają na rezystancji obwodu wejściowego JFETA ( $R_G$ ) proporcjonalny dryf napięciowy wnoszący dodatkowy wkład w dryf prądu drenu. Formuła powyższa nie uwzględnia udziału prądu generacyjno-rekombinacyjnego  $I_{g-r}$  oraz prądu nadmiarowego  $I_{gx}$  bramki. Pierwsza z wymienionych w zakresie roboczym okazuje się pomijalną. Druga natomiast jest silną funkcją napięcia drenu  $V_D$  oraz napięcia polaryzacji bramki  $V_{GS}$ . Wyprowadzoną analitycznie przez Dang Luong Mo<sup>63</sup> szczegółową zależność (239) można zapisać w postaci

$$I_{gx}(V_D, V_{GS}) \cong \Delta I_G = A^* \sqrt{V_D} e^{(B^*/\sqrt{V_D})} I_D(V_{GS}) \quad (281)$$

gdzie  $A^*$  i  $B^*$  stanowią globalne parametry JFETA (stałe dla konkretnego egzemplarza tranzystora). Graficznym odwzorowaniem tej zależności jest przedstawiona na rysunku 85 rodzina charakterystyk wejściowych tranzystora 2N4416 uzupełniona wsólną (w przybliżeniu) jego charakterystyką przejściową. Ukazuje ona bardzo silny wpływ napięcia drenu na prąd bramki w roboczym obszarze napięć polaryzacji bramki.



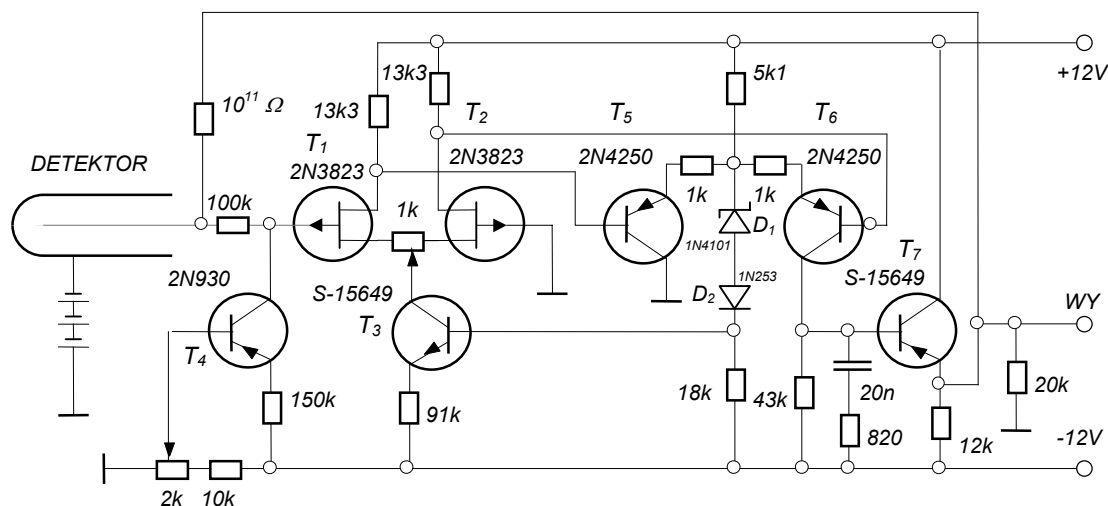
**Rys. 85.** Rodzina charakterystyk wejściowych i przejściowej złączowego tranzystora polowego typu 2N4416.

Według przytoczonych skrótowo kryteriów ustalono również warunki pracy tranzystora w układzie z rysunku 83, przy czym wartość prądu autokompensacji termicznej drenu wyniosła ok. 3000  $\mu$ A. Zauważmy, że zupełna kompensacja składowych dryfu prądu drenu zachodzi wyłącznie dla zadanej temperatury. Ze względu na stosunkowo „płaski” przebieg zależności „względnej ruchliwości”  $[d\mu/\mu]$  od temperatury **w okolicy temperatury autokompensacji** uzyskuje się jednak w tym przedziale istotną redukcję dryfu termicznego. Tym nie



mniej dla osiągnięcia zadowalającej stałości położenia zera i nominalnej dokładności pomiaru, radiometry tego rodzaju wyposażone są z reguły w odpowiednie elementy regulacyjne (potencjometry: „ZERO” i „CZUŁOŚĆ” – na rysunku 83).

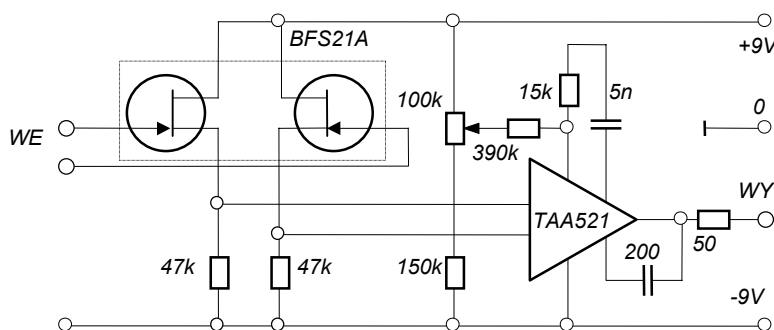
Podobnie jak w układach lampowych, większą stabilność „zera” zapewniają symetryczne układy z wejściowymi tranzystorami polowymi. Z reprezentatywny przykład „pierwszej generacji” tego rodzaju elektrometrów wykonanych wyłącznie **na elementach dyskretnych** połączyć może układ zaproponowany przez Kennedy’ego<sup>89,90</sup>. Jego schemat ideowy przedstawiono na rysunku 86.



**Rys. 86.** Schemat wzmacniacza elektrometrycznego radiometru z wejściową parą złączowych tranzystorów polowych według Kennedy’ego<sup>89</sup>.

Konfiguracja wzmacniacza nie wiele odbiega o d konwencjonalnych układów różnicowych z wyjściem asymetrycznym i ujemnym sprzężeniem zwrotnym poprzez wszystkie jego stopnie. Dla osiągnięcia pożądaney, wysokiej stabilności układu wprowadzono, wzorując się na koncepcji Middlebrooka<sup>91,92</sup>, dodatkową pętlę sprzężenia zwrotnego (via  $D_1$ - $D_2$ ), stabilizującą prąd drenów tranzystorów polowych. W tym też celu na wejściu włączono tranzystor  $T_4$ , zadaniem którego jest kompensacja zmian prądu bramki tranzystora  $T_1$ .

Przykładem realizacji „drugiej generacji” (**hybrydowej**) jest układ symetryczny wzmacniacza elektrometrycznego ogólnego przeznaczenia firmy Philips<sup>88</sup>. Jego sekcję „Front-End”



**Rys. 87.** Elektrometr w układzie symetrycznym z wejściową parą JFET<sup>89</sup>

wykonano w konfiguracji stopnia różnicowego na „sparowanych” tranzystorach JFET typu BSF 21 A. Współpracuje ona ze wzmacniaczem operacyjnym typu TAA 521. Schemat ideowy tej konfiguracji przedstawiono na rysunku 87. Ze względu na niską impedancję wejściową wzmacniacza operacyjnego, różnicową parę zbalansowanych JFET-ów połączono w układzie wtórników źródłowych, a jej relatywnie duże napięcie niezrównoważenia (*offset voltage*) jest kompensowane globalnie w obwodzie regulacji struktury scalonej (POT 100k $\Omega$ ).

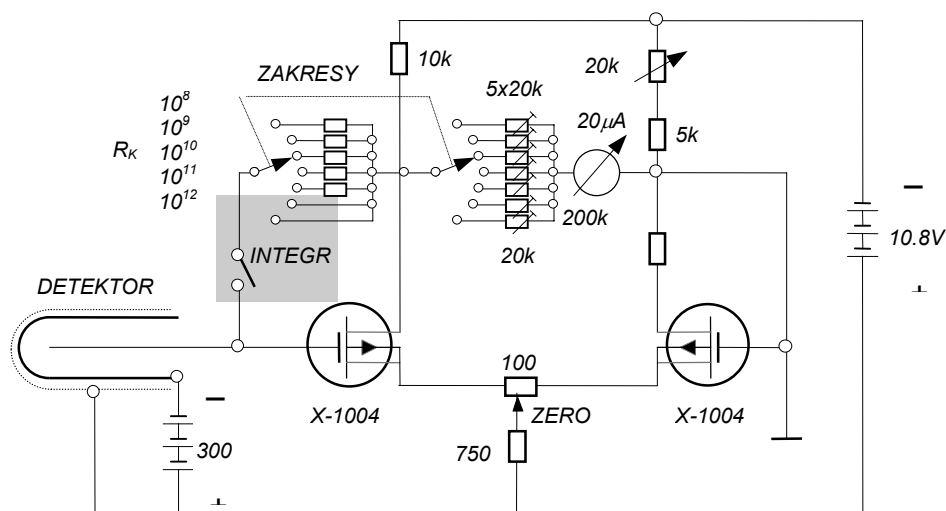
W obu przedstawionych wyżej przykładowo rozwiązaniach układowych zastosowano złączowe tranzystory polowe o **bardzo niskich** wartościach nominalnych prądu bramki  $I_{GSS}$ , rzędu  $10^{-10}$  A. Praktycznie na tym samym poziomie kształtuje się on w optymalnym punkcie pracy  $V_{GS(Z)}$  – jak wskazuje zależność (218) – nie wiele odległym od napięcia odcięcia  $V_P$  tranzystora polowego. W tych warunkach oporność wejściowa (stałoprądowa) JFETa osiąga wartość powyżej  $10^{11}\Omega$ .

„Trzecią generację” elektrometrów ze złączowymi tranzystorami polowymi na wejściu stanowią **monolityczne struktury scalone**. Zależnie od stopnia zaawansowania technologii produkcji zapewniają one odpowiednio różny poziom prądu bramki, a w konsekwencji również oporności wejściowej, decydując o możliwościach ich praktycznego wykorzystania. Dla zilustrowania tych możliwości zestawiono poniżej kilka wybranych typów monolitycznych wzmacniaczy scalonych, szeregując je według nominalnych wartości prądu polaryzacji bramki JFETów.

- 1) Wzmacniacz operacyjny typu **AMP-05** prod. f-my Precision Mollitics Inc.....  $I_G = 50$  pA
- 2) Wzmacniacz operacyjny typu **HA-5180** prod. f-my Harris<sup>94</sup> .....  $I_G = 250$  fA
- 3) Wzmacniacz elektrometryczny typu **AD-515** prod. f-my Analog Devices<sup>95</sup>..  $I_G = 75$  fA
- 4) Wzmacniacz elektrometryczny typu **OPA 128** prod. f-my Burr-Brown<sup>96</sup> .....  $I_G = 75$  fA

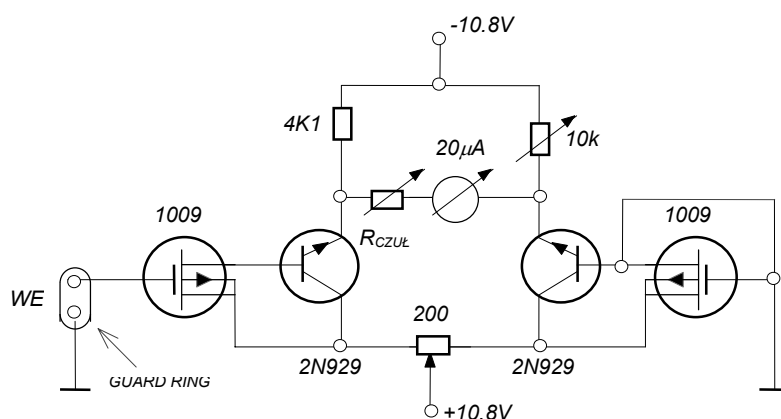
Szczytowym osiągnięciem firmy Burr-Brown jest wzmacniacz pomiarowy o ultraniskiej wartości prądu polaryzacji, (**Ultra Low Bias Current Instrumentation Amplifier INA 116**) wynoszącej **zaledwie 3 fA**<sup>97</sup>. Postęp w dziedzinie technologii półprzewodnikowej zredukował więc znacząco przedział dzielący do niedawna wzmacniacze elektrometryczne ze złączowymi tranzystorami polowymi **JFET** na wejściu od ich odpowiedników z tranzystorami typu **MOSFET** (z izolowaną bramką). Tym nie mniej, te rekordowo niskie wartości prądu bramki tranzystorów złączowych przewyższają o blisko trzy rzędy wielkości prądu wejściowe MOSFETów.

**Tranzystory polowe z izolowaną bramką** w technicznie dojrzałej postaci stały się praktycznie dostępne w początkach lat 60-tych. W interesującej nas dziedzinie pomiarów bardzo słabych prądów jonizacyjnych zastosowano je po raz pierwszy już w roku 1964 w *Lawrance Radiation Laboratory* w Berkeley<sup>98</sup> w układzie przenośnego radiometru z komorą jonizacyjną. W podstawowej swej wersji z tranzystorami typu **X-1004** o prądzie bramki poniżej  $10^{-16}$  A umożliwiał on pomiar prądów w zakresie od  $10^{-15}$  do  $10^{-8}$  A. Pełny schemat ideowy tego rozwiązania pokazano na rysunku 88. Jest to najprostsza konfiguracja symetryczna, odpowiadająca strukturze lampowej z rysunku 81 c), z analogowym wskaźnikiem wychyłowym (mikroamperomierzem) włączonym w poprzeczną przekątną mostka. Zespół przełączników w gałęzi *bramka-dren* wejściowego tranzystora  $T_1$  pozwala zrealizować pomiar w *trybie całkującym względnie napięciowym*. W drugim z wymienionych przypadków przewidziano 5 zakresów pomiarowych ustalanych przez wartości rezystorów wejściowych ( $10^8, 10^9, 10^{10}, 10^{11}$  oraz  $10^{12}\Omega$ ) jak również potencjometry dostrojcze (20 k $\Omega$ ) w obwodzie mikroamperomierza



**Rys. 88.** Schemat ideowy radiometru z tranzystorami MOSFET (wg. McCaslina <sup>98</sup>)

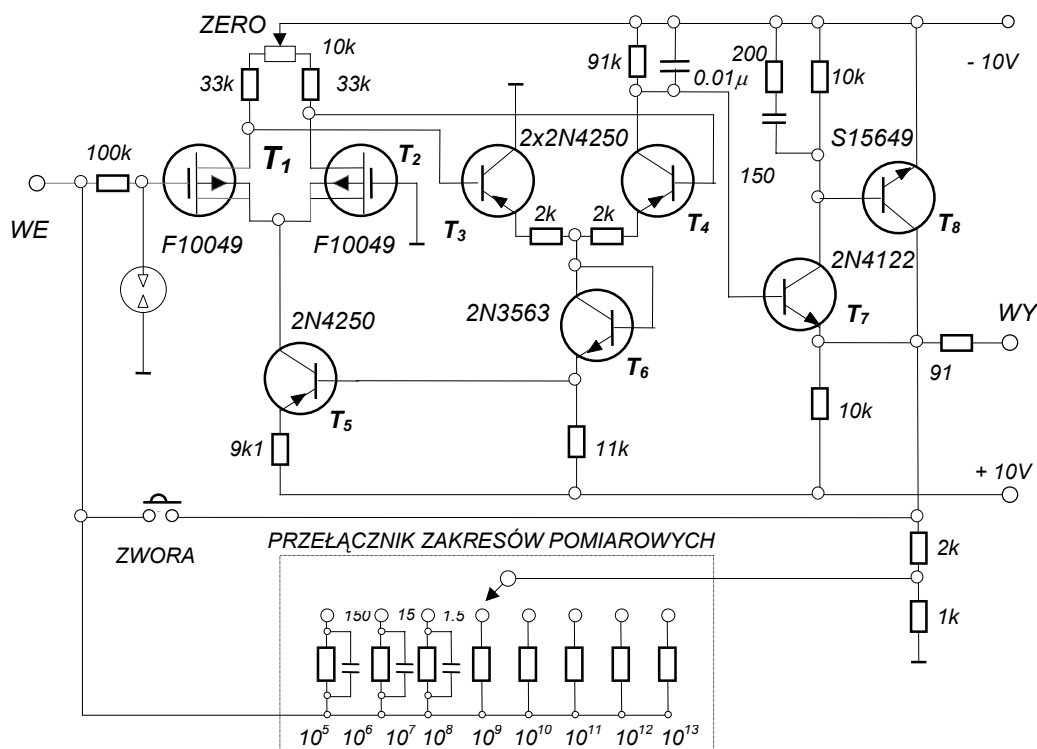
W obszarze skrajnie niskich wartości prądu bramki znaczący udział wnosi upływność powierzchniowa. W celu zredukowania jej wpływu stosuje się znaną metodę pierścienia ochronnego („guard ring”) okalającego „gorącą elektrodę” (wyprowadzenie bramki) i utrzymywanego na jej potencjale spoczynkowym. Sposób ten rekomendowany jest zresztą z reguły przez producentów scalonych wzmacniaczy elektrometrycznych <sup>93,94,95,96</sup>. Jak łatwo zauważyć, czułość napięciowa powyższego układu uzależniona jest między innymi od rezystancji gałęzi poprzecznej mostka, która w granicznym przypadku jest równa – relatywnie niskiej – oporności własnej zastosowanego mikroamperomierza. Prosty środek usprawniającym w tym względzie jest wprowadzenie pośredniczącego stopnia wtórnikowego w obu aktywnych gałęziach mostka. Taką dwustopniową konfigurację symetryczną, zaproponowaną również w LRL przez McCaslina, przedstawiono na rysunku 89.



**Rys. 89.** Dwustopniowy elektrometr symetryczny z tranzystorami MOSFET na wejściu <sup>98</sup>.

Droga rozwojowa układów elektrometrycznych wykorzystujących w stopniu wejściowym „Front-End” tranzystory typu MOSFET przebiegała analogicznie jak w przypadku elektrometrów z tranzystorami JFET. Wart jest przeto wzmianki układ Kennedy’ego i Pierce’a <sup>89</sup> zaprojektowany specjalnie w ramach studium porównawczego układów opartych na tych dwóch rodzajach tranzystorów polowych. Stąd też konfiguracja tego układu, przedstawiona

na rysunku 90, wykazuje wiele podobieństw do swego „konkurenta” na JFETach, którego schemat podano już wcześniej na rysunku 86.



**Rys.90.** Schemat elektrometru z wejściem na tranzystorach MOSFET wg Kennedy’ego i Pierce’a

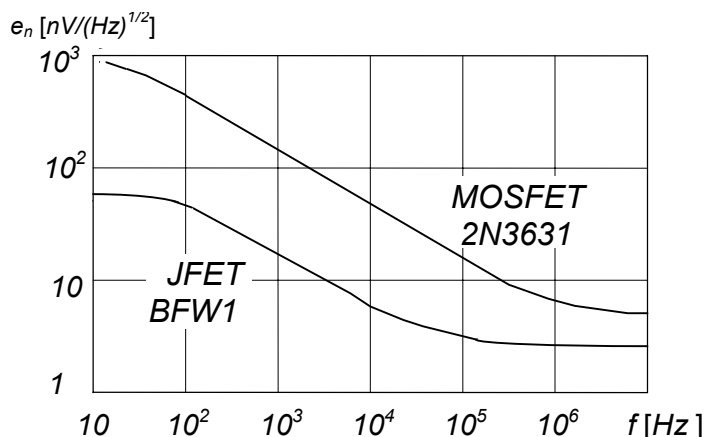
W praktyce pomiarowej przyjęto określać *minimalną, mierzalną wartość prądu* dla wartości stosunku sygnału do szumu równej jedności (SNR=1), przy czym pojęciem szumu obejmuje się wszelkie procesy fluktuacyjne – w tym również efekt dryfu. Granica między *szumem* a *dryfem* ulega zresztą zatarciu w obszarze bardzo niskich częstotliwości. Według nieformalnej konwencji procesy fluktuacyjne w zakresie widma poniżej 0,01 Hz traktowane są zatem jako dryf, natomiast powyżej tej wartości jako szum. W tym kontekście formuła (212) wymaga redefinicji oraz uzupełnień. Ze względu na wzajemne proporcje składowych szumu generowanego w tranzystorach polowych (zarówno JFET jak i MOSFET) należy uwzględnić dodatkowo co najmniej *szum termiczny kanału* oraz *szum nadmiarowy* typu  $[1/f]^{100}$ . Ten drugi rodzaj szumu okazuje się nawet dominującym w tranzystorach MOSFET. Gęstości widmowe mocy tych szumów, sprowadzonych na wejście wzmacniacza, opisane są ogólnie znanymi formułami

$$- \text{szum termiczny kanału} \quad \frac{d\langle V_{CH}^2 \rangle}{df} = 4kT \frac{0,7}{g_m^*} \quad (282)$$

$$- \text{szum nadmiarowy} \quad \frac{d\langle V_F^2 \rangle}{df} = \frac{A}{f} [\text{arctg}(af) - \text{arctg}(bf)] \quad (283)$$

gdzie  $g_m^*$  oznacza transkonduktancję w obszarze nasycenia, zaś wielkości  $A$ ,  $a$  i  $b$  są stałymi materiałowymi i technologicznymi, charakterystycznymi dla danego tranzystora.

Łączną, ilościową ilustracją przytoczonych formuł są przedstawione na rysunku 91 typowe charakterystyki szumowe tranzystorów obu typów.



**Rys. 91.** Charakterystyki szumowe tranzystorów polowych: JFET<sup>101</sup> i MOSFET<sup>102</sup>.

Równania (282) i (283) opisują rozkłady widmowe mocy szumów w konwencji napięciowej. W takiej samej reprezentacji należy również wyrazić widmo szumów śrutowych prądu bramki. Uwzględnienia wymaga także modyfikujące działanie obwodu wejściowego na widmo szumu termicznego rezystora obwodu bramki  $R_G$ . Odnośne procedury takich operacji oraz wyniki przeliczeń zostały wcześniej podane w uproszczonej analizie szumowej stopnia na lampie elektronowej. Możemy przeto wprost skorzystać z wyprowadzonych wówczas formuł, zmieniając tylko niektóre oznaczenia. Globalne widmo szumów wejściowych przyjmie więc postać.

$$\frac{d\langle V_{Ni}^2 \rangle}{df} = \frac{4kTR_G}{[1 + (\omega R_G C_i)^2]} + \frac{2qI_G R_G}{[1 + (\omega R_G C_i)^2]} + \frac{2,8kT}{g_m^*} + \frac{d\langle V_F^2 \rangle}{df} \quad (284)$$

W torze wzmacniacza o przepustowości widmowej  $F(j\omega)$  ulega ono przekształceniu, dając na wyjściu

$$\frac{d\langle V_{No}^2 \rangle}{df} = \frac{d\langle V_{Ni}^2 \rangle}{df} |F(\omega)|^2 \quad (285)$$

Na tej podstawie można obliczyć *wariancję*  $\langle V_{No}^2 \rangle$  i *średniokwadratową wartość napięcia szumów*  $V_{No rms}$ . Współ z wielkością *dryfu* determinują one *nieoznaczoność pomiaru*. Oznaczając wartość skuteczną napięcia dryfu symbolem  $V_{dr rms}$  sumaryczny efekt procesów fluktuacyjnych, tj. *dyspersję sygnału*  $\sigma(V_o)$ , opisuje związek

$$\sigma(V_o) = \sqrt{(V_{No rms})^2 + (V_{dr rms})^2} \quad (286)$$

Dla zminimalizowania wielkości dyspersji konieczne jest zawężenie pasma przenoszenia układu do poziomu akceptowanego przez wymagania założonej szybkości reakcji. Z tego też względu celowo zwiększa się stałą czasową dominującego obwodu całkującego, zlokalizowanego najczęściej na wyjściu drugiego stopnia różnicowego wzmacniacza. W Dodatku I

przedstawiono tok i wyniki obliczeń wariancji i dyspersji szumowych w dolnoprzepustowym układzie wzmacniacza elektrometrycznego.

Postawione wyżej założenie  $SNR = 1$  jest równoznaczne z przyrównaniem wielkości dyspersji sygnału do spadku napięcia na rezystancji  $R_G$  wywołanego przepływem prądu komory jonizacyjnej o wartości  $I_{K\ min}$ . Stąd więc minimalna, mierzalna wartość prądu, określająca zarazem *rozdzielczość prądową* elektrometru, będzie równa.

$$I_{K\ min} = \frac{\sigma(V_o)}{R_G} \quad (287)$$

Po dygresji o charakterze ogólnym powróćmy do układów z rysunków 86 i 90. W obu porównywanych układach zadano taką samą szerokość pasma przenoszenia ( $f_g \cong 200$  Hz), poddyktowaną przez stałą czasową obwodów kolektorowych tranzystorów  $T_6$  lub  $T_4$ . Wobec niższej wartości prądu bramki tranzystorów MOSFET w układzie na tych tranzystorach można było zwiększyć o rząd wielkości wartość rezystancji  $R_G$ , wyznaczając czułość prądową elektrometru. W tych warunkach rozdzielczość prądowa układu ze złączowymi tranzystorami polowymi wyniosła  $5 \cdot 10^{-15}$  A, natomiast w wersji z tranzystorami typu MOSFET uzyskano wartość równą  $5 \cdot 10^{-16}$  A.

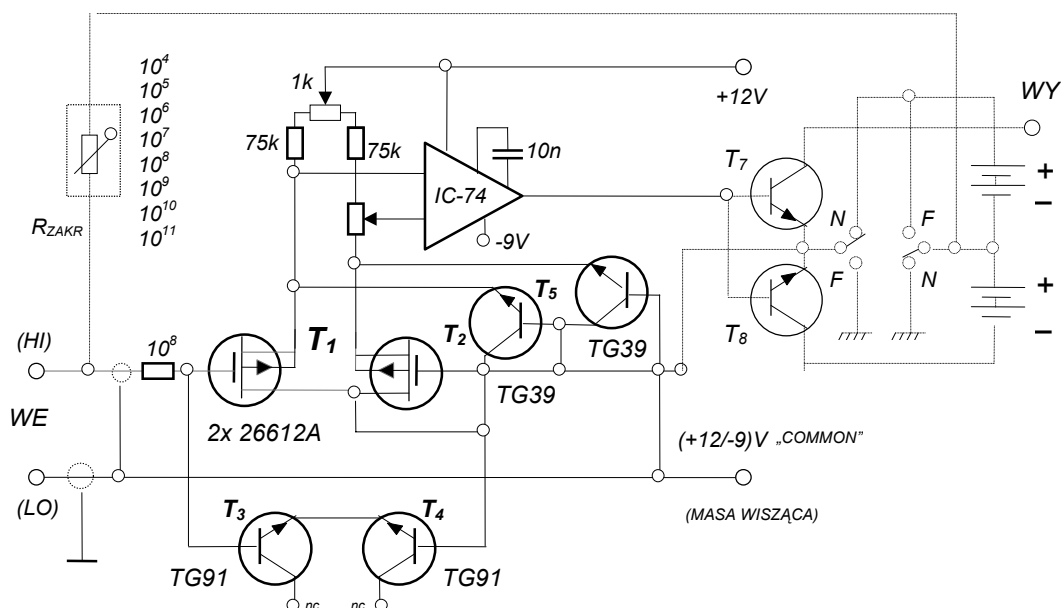
Omówione, wybrane układy stanowiły opracowania jednostkowe, skonstruowane w laboratoriach badawczych dla ich konkretnych potrzeb eksperymentalnych. Do seryjnej produkcji fabrycznej weszły natomiast konfiguracje stanowiące tandem składający się z *wejściowego stopnia różnicowego* na MOSFETach oraz *wzmacniacza operacyjnego* (z reguły monoliotycznej struktury scalonej) na *tranzystorach bipolarnych*. Dużą popularność w latach 70-tych zyskał na przykład *mini-układ scalony* firmy *Keithley Instruments – Model 302*, zadowalający umiarkowane wymagania pomiarowe. W tablicy V zestawiono parametry techniczne opisujące własności tego układu<sup>103</sup>, zamieszczając w niej również (dla porównania) dane bardzo podobnej konfiguracji *Philipsa*<sup>99</sup> z tranzystorami JFET (rys. 87).

Tablica V.

PARAMETR / MODEL	KEITHLEY 302	PHILIPS
WZMOCNIENIE	12.000	10.000
OPORNOŚĆ WEJŚCIOWA	$10^{12}\Omega$	$10^{11}\Omega$
POJEMNOŚĆ WEJŚCIOWA	5 pF	4 pF
DRYF CZASOWY	2 mV/tydz.	50 $\mu$ V/mies.
DRYF TERMICZNY	150 $\mu$ V/ $^{\circ}$ C	20 $\mu$ V/ $^{\circ}$ C

W tej też konfiguracji opracowano szereg bardziej zaawansowanych, wielofunkcyjnych elektrometrycznych urządzeń pomiarowych. Przykładem takiego, komercyjnie dostępnego rozwiązania, jest wielozakresowy elektrometr cyfrowy firmy Keithley – Model 616<sup>104</sup>. Jego inherentną impedancję wejściową określa rezystancja o wartości  $2 \cdot 10^{14}$   $\Omega$  bocznikowana pojemnością 20 pF. Zapewnia on minimalną mierzalną wartość prądu (rozdzielczość na zakresie o największej czułości) rzędu  $10^{-16}$  A. Napięciowy dryf termiczny elektrometru nie przekracza 50  $\mu$ V/ $^{\circ}$ C a jego dryf długoterminowy jest mniejszy niż 100  $\mu$ V/24 h. Rysunek 92 przedstawia schemat ideowy przedwzmacniacza tego elektrometru. Uwidoczniono na nim

również (linią przerywaną) komplementarny stopień wyjściowy oraz zaznaczono symbolicznie zespół przełączanych rezystorów  $R_{ZAKR}$  ustalających prądowe zakresy pomiarowe.



**Rys. 92.** Schemat przedwzmacniacza elektrometru cyfrowego „Keithley-616”  
[w pozycji *N* (NORMAL) układ pracuje w trybie pomiaru spadku napięcia na  $R_{ZAKR}$ ,  
zaś w pozycji *F* (FAST) - w układzie wzmacniacza transimpedancyjnego]

Wyodrębniona konstrukcyjnie sekcja przedwzmacniacza (Front-End) zawiera wejściową parę tranzystorów MOSFET w konfiguracji wtórników źródłowych oraz monolityczny układ scalony wzmacniacza operacyjnego o wysokim wzmacnieniu (rzędu  $10^5$ ). Zarówno stopień wejściowy jak i wzmacniacz operacyjny zabezpieczone są przed skutkami przepięć włączonymi odpowiednio diodami (złącze emiter-baza, względnie tranzystor w połączeniu diodowym). Przedwzmacniacz wspólnie z komplementarnym stopniem wyjściowym objęte są 100 % ujemnym sprzężeniem zwrotnym (z emiterów  $T_7$ - $T_8$  na bramkę  $T_2$ ), tworząc kaskadę o wzmacnieniu jednostkowym.

Omawiany elektrometr wielofunkcyjny pozwala również dokonać pomiaru prądu w trybie integracyjnym (opcja „kulombometr”), umożliwiającym obniżenie minimalnej, mierzalnej wartości prądu o rząd wielkości. Przełączenie układu do tego trybu pracy sprowadza się do zastąpienia rezystorów  $R_{ZAKR}$  odpowiednimi pojemnościami  $C_{ZAKR}$ .

Wśród komercyjnie dostępnych elektrometrów wielofunkcyjnych wyróżnia się Model 642 firmy Keithley<sup>105</sup>. Jego konfiguracja nie wiele odbiega od uprzednio omówionej. Dzięki wprowadzonym udoskonaleniom zorientowanym na podwyższenie stabilności i redukcję prądów upływu<sup>1106</sup> obniżono dolną granicę pomiaru do poziomu 10 aA ( $10^{-17}$  A). Dla osiągnięcia tak wygórowanych parametrów technicznych konieczne jest między innymi utrzymanie w bezpośrednim kontakcie źródła sygnału i wejściowego stopnia elektrometru. W rozwiązaniu konstrukcyjnym Modelu 642 warunek ten spełniono poprzez zmontowanie analogowej sekcji „Front-End” w głowicy pomiarowej umożliwiającej bezpośrednie przyłączenie do niej źródła sygnału (komory jonizacyjnej) oraz transmisję wstępnie przetworzonego (ukondycjonowanego) sygnału do bardziej odległej jednostki centralnej.