



Akademia Górniczo-Hutnicza
im. Stanisława Staszica w Krakowie



Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej

Praca inżynierska

Dominik Przyborowski

kierunek studiów: fizyka techniczna

specjalność: fizyka jądrowa

Pomiary testowe wzmacniaczy ładunkoczułych służących do detekcji sygnału z półprzewodnikowych detektorów promieniowania jonizującego

Opiekun: dr hab. inż. Marek Idzik

Ocena: Data: Podpis:

Kraków, styczeń 2008

Oświadczam, świadomy odpowiedzialności karnej za poświadczenie nieprawdy, że niniejszą pracę dyplomową wykonałem osobiście i samodzielnie i nie korzystałem ze źródeł innych niż wymienione w pracy.

Spis treści

Wstęp	2
1 Spektrometryczny tor pomiarowy	3
1.1 Detektor półprzewodnikowy	3
1.2 Wzmacniacz ładunkoczuły	6
1.3 Układ kształtujący	9
2 Elektronika odczytu detektora LumiCal	12
2.1 Opis detektora LumiCal	12
2.2 Prototypowy układ wzmacniacza	12
2.2.1 Sprzężenia zwrotne układu	14
2.2.2 Tryby pracy układu	17
3 Pomiary testowe elektroniki front – end detektora LumiCal	18
3.1 Pomiary wzmocnienia	18
3.1.1 Tryb kalibracyjny	18
3.1.2 Tryb fizyczny	22
3.2 Pomiary częstotściowe	22
3.2.1 Tryb kalibracyjny	25
3.2.2 Tryb fizyczny	25
3.3 Pomiary czasowe	27
Podsumowanie pracy	30
A Dokładne obliczenia postaci impulsu wyjściowego układu	31
A.1 Odpowiedź przedwzmacniacza na wymuszenie impulsowe.	31
Bibliografia	35
Spis rysunków	36
Spis tabel	37

Wstęp

Od zarania dziejów, ludzkość zastanawiała się co jest budulcem otaczającego ją świata. Starożytni Grecy materialność upatrywali w czterech żywiołach - ziemi, wodzie, ogniu i powietrzu. Demokryt z Abdery wykoncypował atom jako elementarną cegielkę budującą świat. Jednakże jego pomysł nie znalazł akceptacji, aż do końca XIX wieku, kiedy to Thompson odkrył elektron, zaś Rutherford zapostulował, iż materia złożona jest z atomów, zbudowanych z elektronów krążących wokół niezwykle ciężkiego jądra. Dalszy rozwój fizyki cząstek elementarnych potoczył się jak górską lawina. W ciągu kilkudziesięciu następnych lat odkryto cały gros cząstek, aż Gell-Mann z Zweigiem zapostulowali istnienie kwarków jako najbardziej fundamentalnych elementów tworzących materię wszechświata. Faraoniczne eksperymenty fizyki wysokich energii, nie mogą obyć się bez czułych detektorów wszelakiego promieniowania. Idealnymi detektorami promieniowania jonizującego wydają się być sensory wykonane z materiałów półprzewodnikowych, jednakże wymagają one szybkiej, niskoszumnej, wydzielającej minimalne ilości mocy elektroniki odczytu, zwanej elektroniką *front - end*.

Niniejsza praca zawiera opis elementarnego toru pomiarowego oraz - co jest clue pracy - informacje dotyczące elektroniki odczytu kalorymetru LumiCal, tj. detektora świetlności dla przyszłego eksperymentu ILC (International linear Collider) oraz pomiarów testowych pierwszych jej prototypów. Pierwsza część pracy zawiera teoretyczny opis spektrometrycznego toru pomiarowego, na który składają się detektor półprzewodnikowy, wzmacniacz ładunkoczuły oraz układ kształtujący impuls. W dalszej części pracy przedstawiono prototypowy układ front - endu detektora LumiCal, a na zakończenie wyniki pomiarów tegoż układu, łącznie z wpływającymi z nich wnioskami.

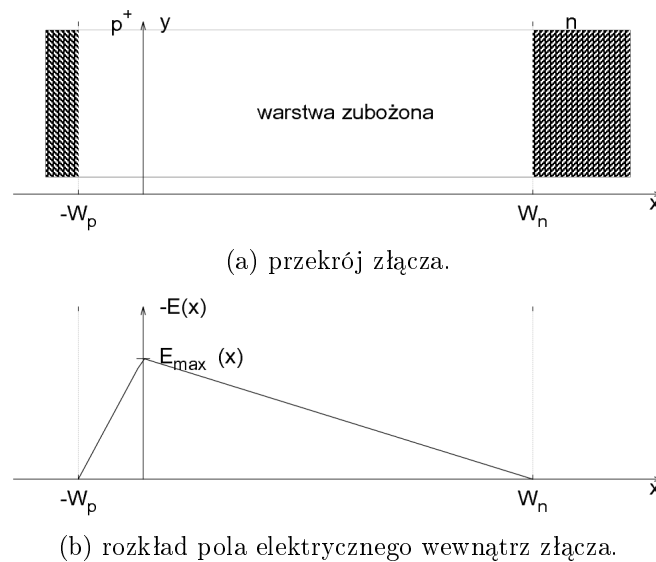
1 Spektrometryczny tor pomiarowy

Zadaniem spektrometrycznego toru pomiarowego jest przetworzenie impulsu prądowego wytworzonego przez cząstkę jonizującą w detektorze, na impuls napięciowy niosący informacje o energii cząstki. Podstawowymi elementami toru pomiarowego są:

- detektor promieniowania,
- wzmacniacz ładunkoczuły,
- układ kształtujący impuls.

1.1 Detektor półprzewodnikowy

Półprzewodnikowy detektor promieniowania jonizującego oparty jest o strukturę silnie asymetrycznego złącza $p^+ - n$, lub strukturę p-i-n posiadającą pomiędzy warstwami p i n, dodatkową warstwę skompensowaną o równomiernej koncentracji domieszek obu typów [3]. W tym rozdziale skupiono się na krótkim przedstawieniu detektora opartego na złączu $p^+ - n$.



Rysunek 1.1. Złącze $p^+ - n$,

Koncentracja nośników akceptorowych w obszarze p^+ jest rzędu $10^{15} - 10^{16} cm^{-3}$, nośników donorowych w obszarze n - $10^{11} - 10^{12} cm^{-3}$. Naturalną istotą rzeczy jest dyfundowanie nośników z obu obszarów nawet bez obecności zewnętrznego potencjału. Na granicy złącza pojawia się zatem potencjał dyfuzyjny opisany zależnością:

$$\phi = \frac{k T}{e} \cdot \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}$$

gdzie k jest stałą Boltzmanna, T temperaturą w Kelvinach, e ładunkiem elementarnym, N_a i N_d są koncentracją domieszek akceptorowych i donorowych, a n_i koncentracją nośników samoistnych. Z potencjałem dyfuzyjnym związana jest warstwa zubożona, tj. obszar praktycznie

pozbawiony swobodnych nośników donorowych oraz akceptorowych [6]. Warstwa zubożona jest właściwą objętością czynną detektora. Aby ją zwiększyć, złącze jest dodatkowo polaryzowane w kierunku zaporowym. Informację na temat szerokości warstwy zubożonej, maksymalnej wartości natężenia pola elektrycznego, czy pojemności złącza, uzyskujemy rozwiązując równanie Poissona. Dokładna analiza złącza $p^+ - n$ wykracza poza ramy tej pracy, można ją prześledzić w literaturze [1][2][3][6], dlatego tylko przytoczymy gotowe zależności.

1. Natężenie pola elektrycznego:

$$E(x) = \begin{cases} -\frac{e N_a}{\epsilon} (W_p + x), & x \in [-W_p; 0] \\ -\frac{e N_d}{\epsilon} (W_n - x), & x \in [0; W_n] \end{cases} \quad (1.1)$$

2. Maksymalna wartość pola:

$$E_{max}(x) = -\frac{e N_a}{\epsilon} W_p = -\frac{e N_d}{\epsilon} W_n \quad (1.2)$$

3. Spadek napięcia na złączu:

$$U = \frac{1}{2} \frac{e}{\epsilon} (N_a W_p^2 + N_d W_n^2) \quad (1.3)$$

4. Szerokość warstwy zubożonej:

$$W = \sqrt{\frac{2 \epsilon U (N_d + N_a)}{e N_d N_a}} \approx \sqrt{\frac{2 \epsilon U}{e N_d}} \quad (1.4)$$

5. Pojemność złącza:

$$C_j \approx S \sqrt{\frac{e \epsilon N_d}{2 U}} \quad (1.5)$$

Przy czym $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ jest przenikalnością elektryczną materiału półprzewodnikowego, z którego zbudowano złącze (Si, Ge, GaAs, etc), a S powierzchnią złącza.

Cząstka jonizująca rejestrowana w objętości czynnej detektora oddziałuje z nim poprzez zjawiska fizyczne zależne od rodzaju cząstki. Wśród tych zjawisk wymienić można:

1. W przypadku fotonów - jonizacja atomów detektora poprzez: efekt fotoelektryczny, efekt Comptona, proces produkcji par elektron - pozyton,
2. w przypadku elektronów: jonizacja atomów detektora, generacja promieniowania hamowania oddziałującego następnie z detektorem.

Jeżeli energia pojedynczej cząstki zostanie w całości zdeponowana w objętości czynnej detektora, to taka cząstka wytwarza w detektorze N par dziura - elektron, przy czym średnia liczba

par nośników ładunku jest ściśle określona poprzez energię cząstki i energię potrzebną na jonizację atomów detektora:

$$N = \frac{E}{I} \quad (1.6)$$

gdzie E jest energią cząstki, a I energią jonizacji, która dla krzemu wynosi 3.6 eV [6].

Odpowiedzią detektora na pojedynczy akt detekcji jest generacja impulsu prądowego, którego postać opisuje twierdzenia Ramo - Schockley'a:

$$i(t) = \sum_k Q_k v_k(t) \Psi_k(\mathbf{r}) \quad (1.7)$$

gdzie i jest sumarycznym prądem wytworzonym przez poruszające się nośniki ładunku, v_k prędkością dryfu k -tej składowej ładunku, Ψ_k funkcją rozkładu pola elektrycznego, tj. funkcją opisującą pole elektryczne, wytworzone przez jednostkowy potencjał [3].

Korzystając z wyrażenia na wartość pola elektrycznego oraz z twierdzenia Ramo, można pokazać, iż impulsy prądowe generowane przez detektor (przy odpowiednich założeniach dotyczących rozmiarów detektora oraz założeniu punktowej generacji ładunku) mają postać:

- Dla składowej elektronowej:

$$i_{el}(t) = 2 Q_0 \mu_{el} U \frac{W - x_0}{W^3} e^{-\frac{2 \mu_{el} U}{W^2} t} \quad (1.8)$$

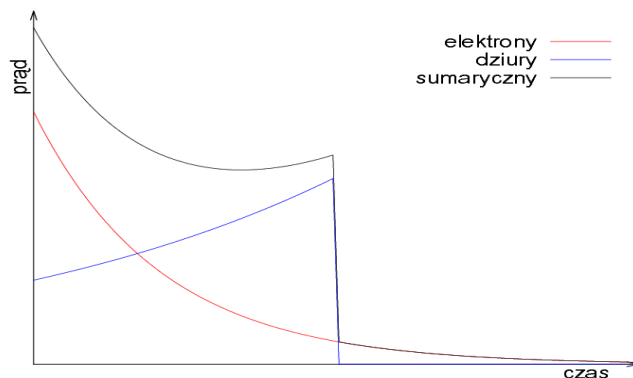
$$t \in (0; T_{el})$$

- Dla składowej dziurowej:

$$i_{dz}(t) = 2 Q_0 \mu_{dz} U \frac{W - x_0}{W^3} e^{-\frac{2 \mu_{dz} U}{W^2} t} \quad (1.9)$$

$$t \in (0; T_{dz})$$

Kształt impulsu prądowego został pokazany na rysunku 1.2.

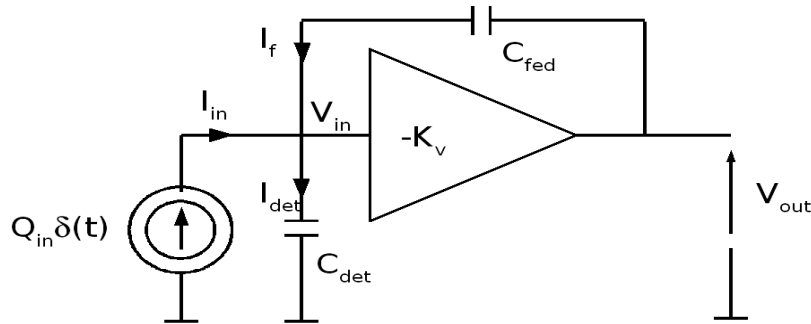


Rysunek 1.2. Impulsy prądowe generowane w detektorze.

1.2 Wzmacniacz ładunkoczuły

W procesie ekstrakcji informacji ze spektrometrycznego toru pomiarowego, zależy nam na proporcjonalnym przetwarzaniu deponowanej w detektorze energii cząstki na sygnał napięciowy. Cząstka jonizując objętość czynną detektora wytwarza w nim odpowiednią liczbę par jon - elektron lub elektron - dziura, zależną od energii cząstki. Zatem zgodnie z twierdzeniem Ramo - Schockley'a, w obwodzie detektora nastąpi przepływ prądu, z którego całka po czasie jest wartością wytworzonego przez cząstkę jonizującą ładunku proporcjonalną do energii zdeponowanej przez cząstkę. Najwłaściwszym, ze względu na sygnał użyteczny, przetwornikiem sygnału z detektora będzie tedy wzmacniacz ładunkoczuły, charakteryzujący się liniową zależnością pomiędzy amplitudą impulsu wyjściowego a wstrzykiwanym na wejście ładunkiem [3].

Wzmacniacz ładunkoczuły można zatem przedstawić jako integrator, tj. klasyczny wzmacniacz operacyjny z zapiętą pojemnościową, ujemną pętlą sprzężenia zwrotnego. Schemat ideowy takiego układu przedstawiono na rysunku 1.3



Rysunek 1.3. Schemat ideowy wzmacniacza ładunkoczułego z pętlą bezrezystywną.

Spróbujmy przeanalizować małosygnałowo powyższy układ. W dziedzinie transformaty Laplace'a możemy zapisać:

$$\begin{aligned} V_{out}(s) &= -K_v \cdot V_{in}(s) \\ I_{det}(s) &= I_{in}(s) + I_f(s) \end{aligned}$$

Korzystając z jawnej postaci drugiego równania i wstawiając do niego wyrażenie na $V_{in}(s)$ wyrugowane z równania pierwszego, otrzymujemy:

$$-\frac{V_{out}(s)}{K_v} \cdot sC_{det} = I_{in}(s) + V_{out}(s) \cdot \left(1 + \frac{1}{K_v}\right) \cdot sC_{fed}$$

Trywialne przekształcenia, uwzględniające iż $I_{in}(s) = Q_{in}$ dają w efekcie wyrażenie na $V_{out}(s)$ postaci:

$$V_{out}(s) = -\frac{Q_{in}}{sC_{fed} + \frac{sC_{fed} + sC_{det}}{K_v}} \xrightarrow{K_v \gg 1} -\frac{Q_{in}}{sC_{fed}} \quad (1.10)$$

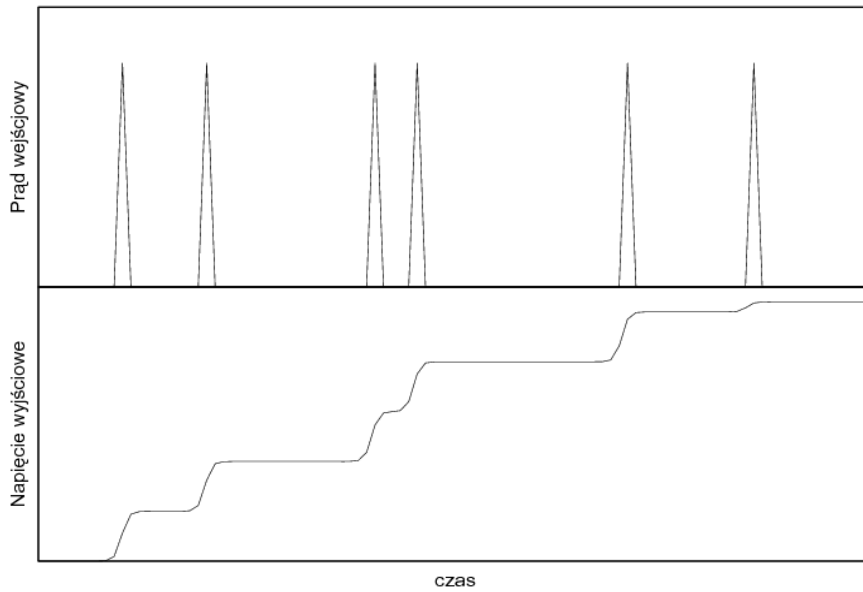
Przechodząc do dziedziny czasu, otrzymujemy:

$$V_{out}(t) = -\frac{Q_{in}}{C_{fed}} \cdot H(t) \quad (1.11)$$

Jak już wspomniano interesuje nas zależność między amplitudą impulsu wyjściowego a wstrzykiwanym ładunkiem. Z powyższej zależności wynika, iż jest ona liniowa, zatem możemy zdefiniować najważniejszy parametr wzmacniacza ładunkoczułego, tj. czułość (wzmocnienie) ładunkową [3] :

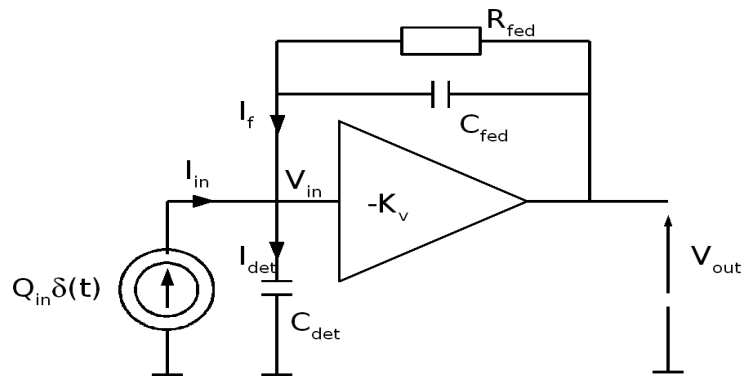
$$K_q \stackrel{def}{=} \frac{V_{out}^{max}}{Q_{in}} = \frac{1}{C_{fed}} \quad (1.12)$$

Niestety układ przedstawiony powyżej nie może być stosowany w praktyce, gdyż po pierwsze nie ma zapewnionego stabilnego poziomu stałego, po drugie skokowy charakter odpowiedzi powoduje szybkie nasycenie się wzmacniacza. Przykładowe przebiegi czasowe takiego układu przedstawia poniższy rysunek:



Rysunek 1.4. Przebiegi czasowe wzmacniacza z pętlą bezrezystywną.

Rozwiązaniem tych dolegliwości jest dopięcie rezystora równolegle do kondensatora C_{fed} , w pętli sprzężenia zwrotnego. Tak zmodyfikowany układ przedstawia rysunek 1.5.



Rysunek 1.5. Schemat ideowy wzmacniacza ładunkoczułego z pętlą pojemnościowo – rezystywną.

Zobaczmy jaki wpływ na układ wzmacniacza będzie miała taka operacja.

Dla uproszczenia, w obliczeniach posłużymy się admitancją zastępczą równoległego połączenia elementów występujących w pętli sprzężenia zwrotnego:

$$Y_{fed}(s) = \left(R_{fed} \parallel \frac{1}{sC_{fed}} \right)^{-1} = \frac{1 + s \cdot R_{fed} \cdot C_{fed}}{R_{fed}}$$

Wówczas pierwsze prawo Kirchhoffa dla węzła wejściowego będzie miało postać:

$$-\frac{V_{out}(s)}{K_v} \cdot sC_{det} = Q_{in} + V_{out}(s) \cdot \left(1 + \frac{1}{K_v} \right) \cdot Y_{fed}(s)$$

Metodą głębokiego wpatrywania otrzymujemy natychmiast wyrażenie na sygnał wyjściowy wzmacniacza:

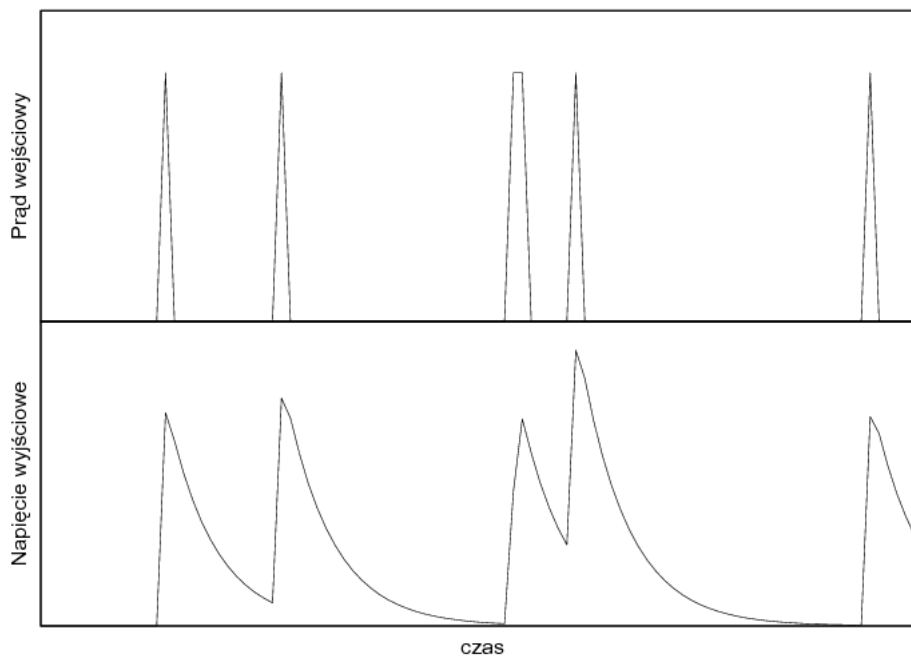
$$V_{out}(s) = -\frac{Q_{in}}{Y_{fed}(s) + \frac{Y_{fed}(s) + sC_{det}}{K_v}} \xrightarrow{K_v \gg 1} -\frac{Q_{in}}{Y_{fed}(s)} = -\frac{Q_{in}}{C_f} \frac{1}{s + \frac{1}{R_{fed} \cdot C_{fed}}} \quad (1.13)$$

W dziedzinie czasu przebieg wyjściowy ma postać:

$$V_{out}(t) = -\frac{Q_{in}}{C_{fed}} \cdot e^{-\frac{t}{C_{fed} \cdot R_{fed}}} \quad (1.14)$$

Zauważamy, iż czułość ładunkowa wzmacniacza się nie zmieniła, jednakże przebieg wyjściowy posiada charakter malejącej eksponenty, co utrudnia nasycenie się wzmacniacza [3].

Przykładowe przebiegi wzmacniacza z pętlą pojemnościowo – rezystywną przedstawiono na rysunku 1.6:



Rysunek 1.6. Przebiegi czasowe wzmacniacza z pętlą pojemnościowo – rezystywną.

1.3 Układ kształtujący

Następnym po wzmacniaczu ładunkoczułym, elementem spektrometrycznego toru pomiarowego jest układ kształtujący (ang. shaper). Pojęcie układu kształtującego jest pojęciem dość swobodnym, gdyż oznacza on blok odpowiedzialny za odpowiednie uformowanie impulsu wyjściowego wzmacniacza ładunkoczułego.

Zatem układ kształtujący może być przykładowo wykonany w postaci:

- filtru CR - $(RC)^n$,
- układu PZC i filtru $(RC)^n$

W tym podrozdziale ograniczymy się tylko do układów złożonych z PZC (ang. pole - zero cancelation - kompensacja biegun - zero) i filtru $(RC)^2$.

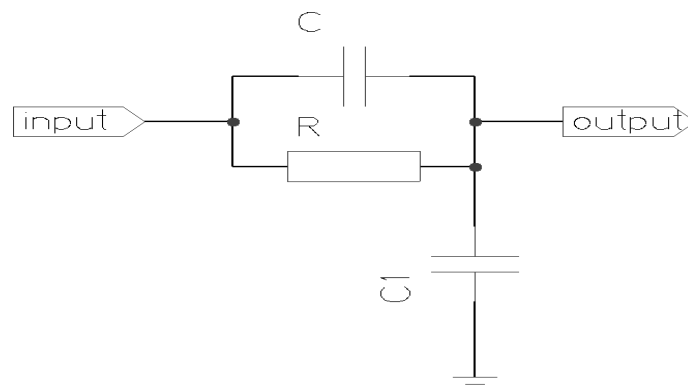
Powodem stosowania układów kształtujących jest fakt, iż wzmacniacz ładunkoczuły z rezystywną pętlą sprzężenia zwrotnego wciąż nie jest układem na tyle szybkim by mógł być finalnym elementem spektrometrycznego toru pomiarowego. Przyczyną tego stanu rzeczy są wartości elementów występujących w pętli sprzężenia zwrotnego. Przykładowe wartości pojemności C_{fed} są rzędu od ułamka pF do kilku pF, natomiast rezystancje R_{fed} są rzędu nawet kilkuset $M\Omega$. Zatem stała czasowa rozładowania pętli sprzężenia zwrotnego jest rzędu kilkuset μs , objawia się ona długim "ogonem" impulsu.

Aby zlikwidować ów "ogon" stosuje się głównie metodę PZC. Polega ona na włączeniu na wyjście wzmacniacza ładunkoczułego, elementu o transmitancji będącej w dziedzinie obrazu Laplace'a funkcją homograficzną postaci:

$$K(s) = K_0 \cdot \frac{s + \frac{1}{\tau}}{s + \frac{1}{\tau_1}} \quad (1.15)$$

Zauważamy, iż odpowiedni dobór stałych czasowych takiego układu pozwoli skompensować biegun funkcji przenoszenia wzmacniacza, przez biegun układu PZC.

Najprostszym rozwiązaniem układu PZC, jaki możemy użyć przedstawiono na rysunku 1.7:



Rysunek 1.7. Przykładowa realizacja układu PZC.

Transmitancja takiego układu wynosi:

$$K(s) = \frac{C}{C + C_1} \cdot \frac{s + \frac{1}{\tau}}{s + \frac{1}{\tau_1}} \quad (1.16)$$

przy czym:

$$K_0 = \frac{C}{C + C_1} < 1, \quad \tau = R \cdot C, \quad \tau_1 = \frac{\tau}{1 + \frac{C_1}{C}}$$

Przypomnijmy postać operatorową napięcia wyjściowego wzmacniacza:

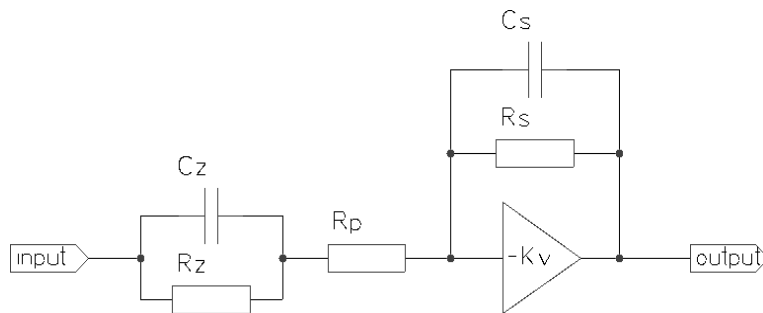
$$V_{out}(s) = -\frac{Q_{in}}{C_{fed}} \cdot \frac{1}{s + \frac{1}{\tau}}$$

gdzie $\tau = R_{fed} \cdot C_{fed}$ jest stałą czasową wzmacniacza.

Jeżeli teraz tak dobierzemy elementy R i C, by stała czasowa $\tau = RC$ była równa stałej czasowej wzmacniacza $R_{fed}C_{fed}$ to połączenie kaskadowe wzmacniacza i PZC da nam sygnał wyjściowy opisany w dziedzinie obrazu zależnością:

$$V_{out}(s) = -\frac{Q_{in}}{C_{fed}} \cdot \frac{1}{s + \frac{1}{\tau}} \cdot \frac{C}{C + C_1} \cdot \frac{s + \frac{1}{\tau}}{s + \frac{1}{\tau_1}} = -\frac{Q_{in}}{C_{fed}} \cdot \frac{C}{C + C_1} \cdot \frac{1}{s + \frac{1}{\tau_1}} \quad (1.17)$$

W praktyce stosuje się układy aktywne, zbudowane na bazie wzmacniaczy operacyjnych - łączące PZC i filtr dolnoprasmowy, które można tak zaprojektować, by układ kształtujący nie tłumił sygnału zadawanego przez wzmacniacz ładunkoczuły oraz wprowadził pojedynczy biegun drugiego rzędu. Przykładowe rozwiązanie układu kształtującego typu PZC + filtr $(RC)^2$ przedstawiono na rysunku 1.8:



Rysunek 1.8. Przykładowa realizacja układu kształtującego opartego o PZC i filtr $(RC)^2$.

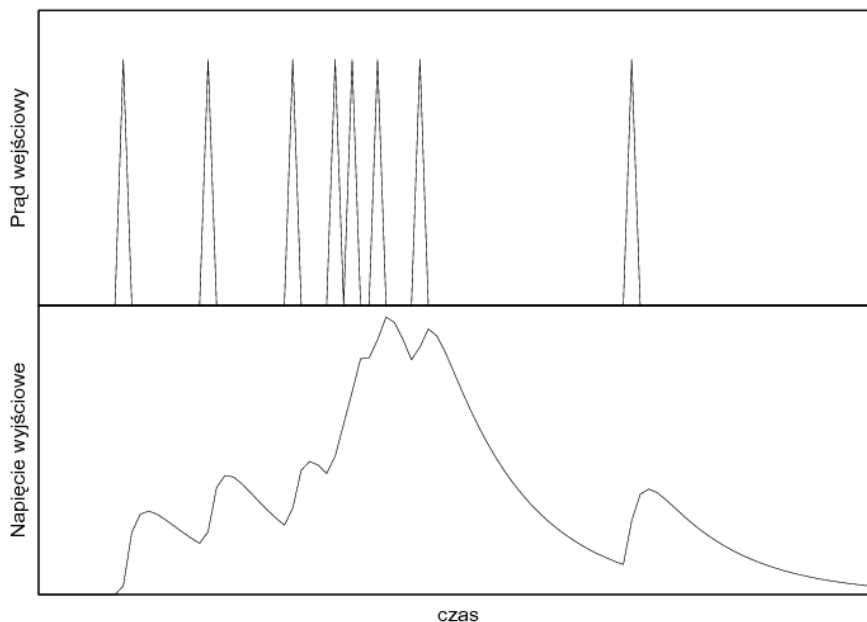
Przy spełnionym warunku $R_s \cdot C_s = (R_z \parallel R_p) \cdot C_z$ transmitancja takiego układu wynosi:

$$K(s) = \frac{1}{R_p \cdot C_s} \cdot \frac{s + \frac{1}{\tau_z}}{\left(s + \frac{1}{\tau_s}\right)^2} \quad (1.18)$$

gdzie:

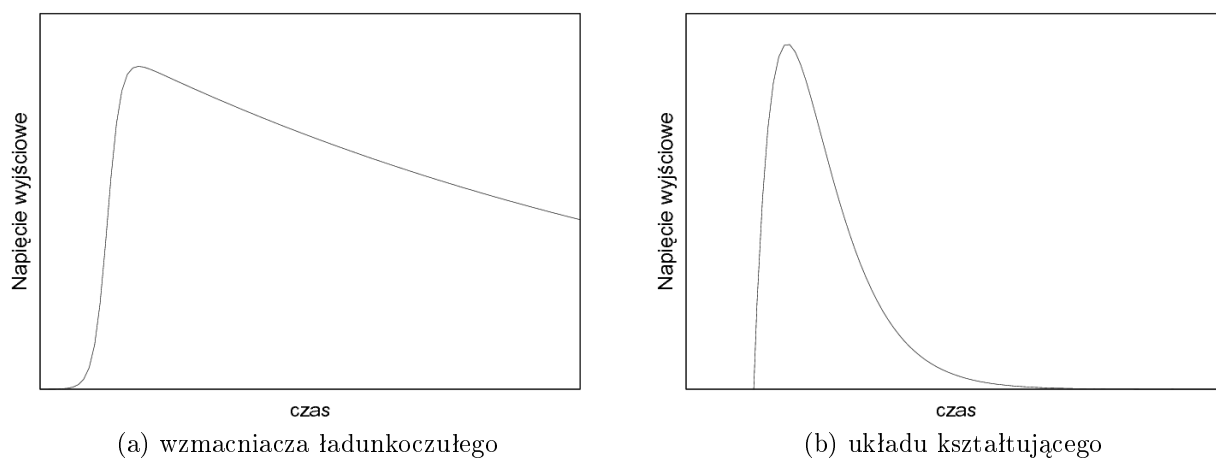
$$\tau_z = R_z \cdot C_z$$
$$\tau_s = R_s \cdot C_s = (R_z \parallel R_p) \cdot C_z$$

Zauważamy, że możemy wyeliminować "ogon" sygnału wzmacniacza nie tracąc przy tym na jego amplitudzie. Potrzeba stosowania układów PZC wynika w głównej mierze z niekorzystnego w detekcji promieniowania efektu spiętrzenia się impulsów (z angielska pile - up). Efekt ten ilustruje rysunek 1.9:



Rysunek 1.9. Efekt spiętrzenia się impulsów

Końcowym efektem obróbki sygnału jest uzyskanie quassigaussowskiego impulsu pokazanego na rysunku 1.10b:

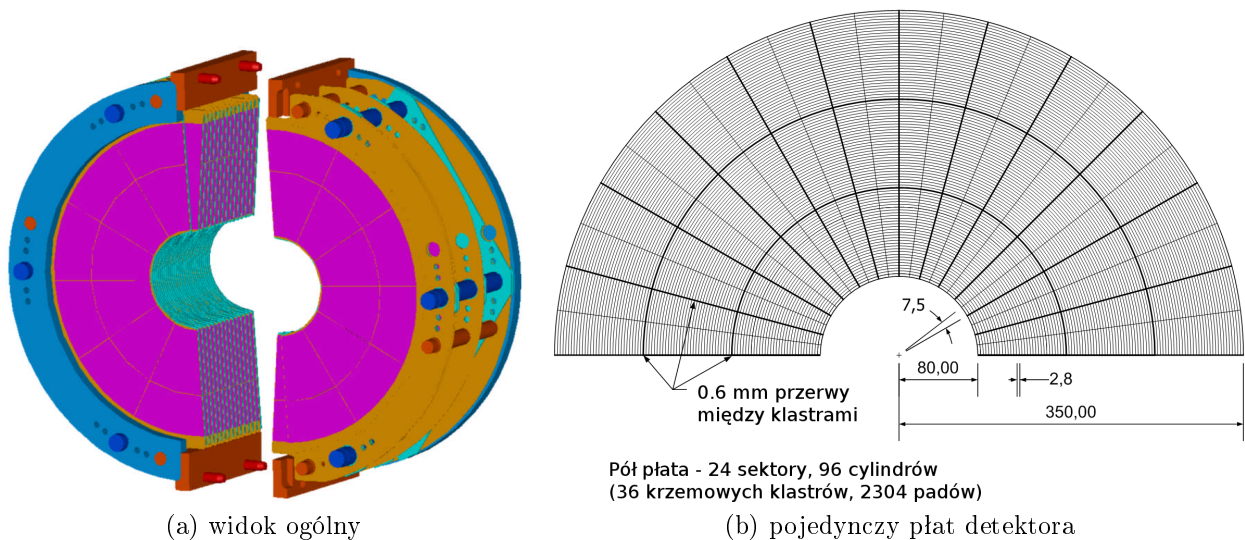


Rysunek 1.10. Impulsy wyjściowe

2 Elektronika odczytu detektora LumiCal

2.1 Opis detektora LumiCal

Detektor LumiCal jest projektowany jako detektor świetlności akceleratora *International Linear Collider* (ILC). Detektor ów jest kalorymetrem elektromagnetycznym zbudowanym w formie detektora "kanapkowego" (ang. sandwich detector), złożonego z naprzemiennych warstw wolframu i krzemu. Warstwa krzemu jest grubości $320 \mu\text{m}$, natomiast grubość wolframu jest rzędu milimetra.



Rysunek 2.1. Detektor LumiCal [7].

Pojedyncza płaszczyzna detektora jest podzielona na 24 azymutalne sektory i 96 koncentrycznych cylindrów, co daje 2304 pady odczytowe. Gabaryty padów odczytowych rosną wraz ze zwiększeniem ich odległości od centrum detektora, co pociąga za sobą wzrost ich pojemności - przewidywana pojemność padów zawiera się w przedziale od 10 do 100 pF.

Pomiar świetlności akceleratora jest zagadnieniem istotnym z punktu widzenia pomiaru przekrojów czynnych na oddziaływania. Otóż pomiar świetlności opisuje w sposób ilościowy wielkość oddziaływania wiązek przeciwbieżnych, zatem pozwala nam wyznaczyć przekrój czynny na konkretne oddziaływanie w odniesieniu do przekroju czynnego na oddziaływanie referencyjne. Oddziaływaniem referencyjnym jest oddziaływanie doskonale znane, oddziaływanie o dokładnie wyznaczonym, w poprzednich eksperymentach fizyki wysokich energii, przekroju czynnym. W akceleratorze ILC oddziaływaniem referencyjnym użytym do pomiaru świetlności, będzie rozpraszanie quassielastyczne elektronu na pozytonie, tzw. rozpraszanie Bhabhy [5].

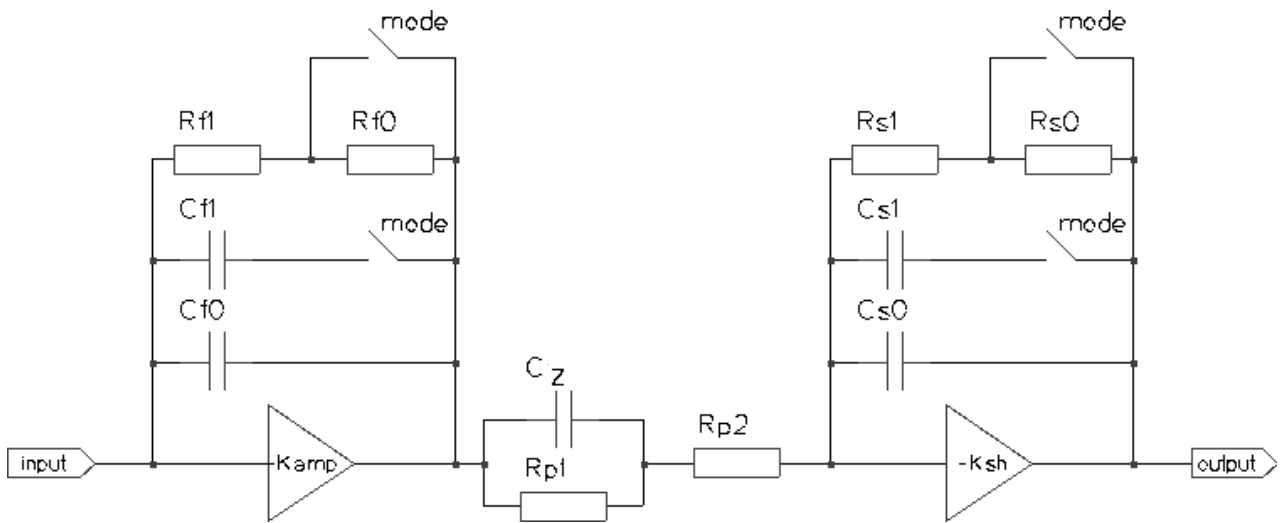
2.2 Prototypowy układ wzmacniacza

Głównym tematem niniejszej pracy jest przedstawienie wyników pomiarów testowych prototypowego układu front - end detektora LumiCal. Prototypowy układ zawiera wzmacniacz

ładunkoczuły i układ kształtujący zawierający element PZC. Został on wykonany w technologii $0.35\mu\text{m}$, zaś podstawowym stopniem wzmacniającym jest układ zawiniętej kaskody o wzmacnieniu w otwartej pętli plasującym się na poziomie 1000 V/V. Badany układ posiadał:

1. 4 tory pomiarowe,
2. 3 typy sprzężeń zwrotnych,
3. 2 tryby pracy (wzmocnienia).

Uproszczony schemat ideowy pojedynczego kanału układu przedstawia rysunek 2.2:



Rysunek 2.2. Uproszczony schemat ideowy pojedynczego kanału układu front - end

Spróbujmy policzyć postać sygnału wyjściowego układu. Napięcie na wyjściu wzmacniacza znamy i w obliczeniach przyjmijmy je jako $V_a(s)$. Rozpatrzmy więc sam układ shaper'a. Z racji, iż impedancja wejściowa układu zawiniętej kaskody, będącej podstawą zarówno wzmacniacza ładunkoczułego jak i shaper'a, jest nieskończona (w pierwszym przybliżeniu), więc prąd płynący przez elementy R_{p1} , R_{p2} i C_z jest równy prądowi płynącemu przez elementy C_s i R_s .

$$\frac{V_a(s)}{Z_p} = -\frac{V_{out}(s)}{Z_s}$$

gdzie:

$$Z_p = R_{p2} + (R_{p1} \parallel C_z) = R_{p2} \cdot \frac{s + \frac{R_{p1} + R_{p2}}{C_z \cdot R_{p1} \cdot R_{p2}}}{s + \frac{1}{C_z \cdot R_{p1}}}$$

$$Z_s = (R_s \parallel C_s) = \frac{1}{C_s} \cdot \frac{1}{s + \frac{1}{C_s \cdot R_s}}$$

Uwzględniając podane w podrozdziale 1.2 wyrażenie na napięcie wyjściowe wzmacniacza ładunkozułego z pojemnościowo – rezystywną pętlą sprzężenia zwrotnego (1.4), możemy zapisać zależność napięcia wyjściowego układu w dziedzinie operatorowej w postaci:

$$V_{out}(s) = \frac{Q_{in}}{C_f} \cdot \frac{1}{R_{p2} \cdot C_s} \cdot \frac{1}{s + \frac{1}{\tau}} \cdot \frac{1}{s + \frac{1}{\tau_1}} \cdot \frac{s + \frac{1}{\tau_2}}{s + \frac{1}{\tau_3}} \quad (2.1)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \tau &= R_f \cdot C_f \\ \tau_1 &= R_s \cdot C_s \\ \tau_2 &= R_{p1} \cdot C_z \\ \tau_3 &= \frac{R_{p1} \cdot R_{p2} \cdot C_z}{R_{p1} + R_{p2}} \end{aligned}$$

Odpowiednio dobierając stałą czasową τ_2 tak aby była równa stałej czasowej wzmacniacza τ , eliminujemy biegun wynikający ze sprzężenia zwrotnego wzmacniacza, dodatkowo zapewniając równość stałych $\tau_1 = \tau_3 = \tau_s$, otrzymujemy:

$$V_{out}(s) = \frac{Q_{in}}{C_f} \cdot \frac{1}{R_{p2} \cdot C_s} \cdot \frac{1}{\left(s + \frac{1}{\tau_s}\right)^2} \quad (2.2)$$

Przechodząc do dziedziny czasu otrzymujemy:

$$V_{out}(t) = \frac{Q_{in}}{C_f} \cdot \frac{1}{R_{p2} \cdot C_s} \cdot t \cdot e^{-\frac{t}{\tau_s}} \quad (2.3)$$

Impuls osiąga maksimum po czasie odpowiadającym stałej czasowej sprzężenia shaper'a (τ_s), a wyraża się ono zależnością:

$$V_{amp} = \frac{Q_{in}}{C_f} \cdot \frac{R_s}{R_{p2}} \cdot \frac{1}{e}$$

Zatem układ kształtujący modyfikuje wzmocnienie ładunkowe multiplikując je przez stosunek rezystancji R_{p2} i R_s pomniejszony e - krotnie.

$$K_q = \frac{1}{C_f} \cdot \frac{R_s}{R_{p2}} \cdot \frac{1}{e} \quad (2.4)$$

2.2.1 Sprzężenia zwrotne układu

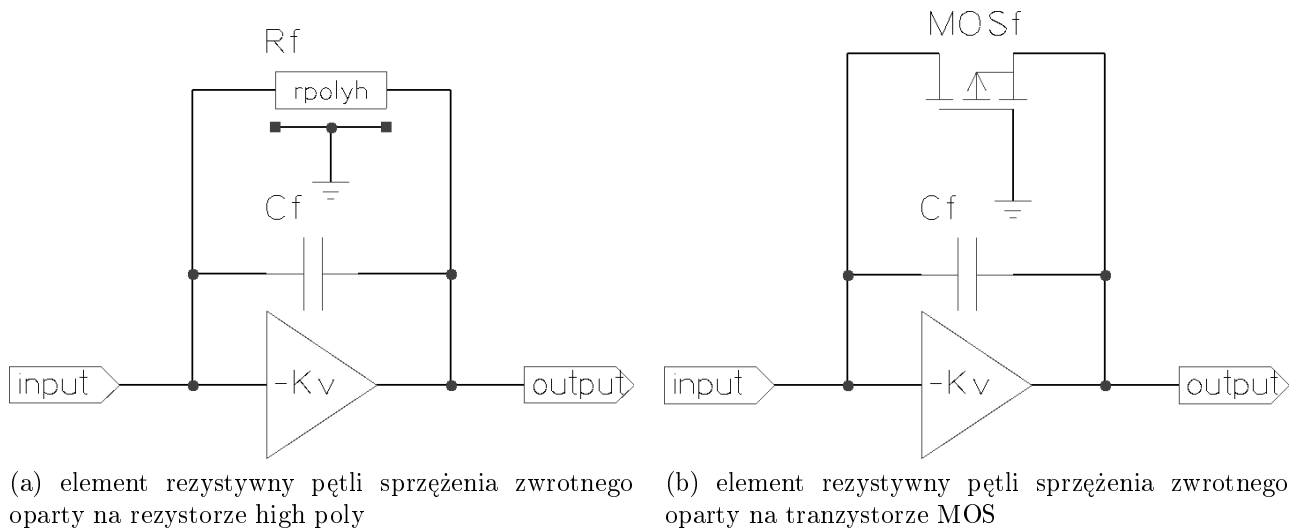
Badany front - end posiada trzy typy elementów rozładowujących kondensator sprzężenia zwrotnego, tj.

- pasywne na rezystorze "high poly",

- aktywne, wykorzystujące spolaryzowany liniowo tranzystor MOS,
- bramkowane.

W czasie testów układu, ograniczyłem się wyłącznie do dwóch pierwszych typów sprzężenia, więc w dalszej części pracy pominię sprzężenia bramkowane.

Oba z badanych typów sprzężeń różnią się między sobą wartościami zastosowanych elementów, co pociąga za sobą różne wartości wzmocnienia ładunkowego. Dodatkowo element rezystywny posiada pojemności pasożytnicze, których wartość jest niepomijalna szczególnie w przypadku rezystora "high poly" w trybie kalibracyjnym (wysokie wzmocnienie). Schematy układu z odpowiednim sprzężeniem pokazano na rysunku 2.3:



Rysunek 2.3. Schematy małosygnałowe przedwzmacniacza układu front - end.

Uwzględniając pojemność pasożytniczą otrzymujemy operatorową postać napięcia wyjściowego wzmacniacza w postaci:

$$V_{out}(s) = -\frac{Q_{in}}{C_f} \cdot \frac{s + \omega_p}{s^2 + \omega_p \cdot s + \omega_0 \cdot \omega_p} \quad (2.5)$$

gdzie:

$$\omega_0 = \frac{1}{R_f \cdot C_f}$$

$$\omega_p = \frac{4}{R_f \cdot C_p}$$

Przy obliczeniach posłużyliśmy się modelem zastępczym rezystora high poly w postaci mostka typu T, zawierającego na szczęblu 2 rezystory o wartości $R_f/2$ i pojemność pasożytniczą w podstawie.

Funkcja przenoszenia układu posiada jedno zero i dwa bieguny, przy czym bieguny mają postać:

$$s_{1,2} = -\frac{\omega_p}{2} \cdot \left(1 \mp \sqrt{1 - \frac{C_p}{C_f}} \right) \quad (2.6)$$

W zależności od stosunku pojemności C_p/C_f otrzymujemy 2 bieguny rzeczywiste, jeden podwójny lub 2 zespolone ze sobą sprzężone. Kształt odpowiedzi czasowej będzie tedy opisany różnymi zależnościami, zależnie od konkretnego przypadku:

- dwa bieguny rzeczywiste:

$$V_{out}(t) = -\frac{Q_{in}}{C_f} \cdot e^{-\frac{\omega_p}{2} \cdot t} \cdot \left[\cosh\left(\frac{\omega_p}{2} \sqrt{1 - \frac{C_p}{C_f}} t\right) + \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{C_p}{C_f}}} \sinh\left(\frac{\omega_p}{2} \sqrt{1 - \frac{C_p}{C_f}} t\right) \right] \quad (2.7)$$

- jeden biegun podwójny:

$$V_{out}(t) = -\frac{Q_{in}}{C_f} \cdot \left(\frac{\omega_p}{2} t + 1\right) e^{-\frac{\omega_p}{2} t} \quad (2.8)$$

- biegun zespolony i do niego sprzężony

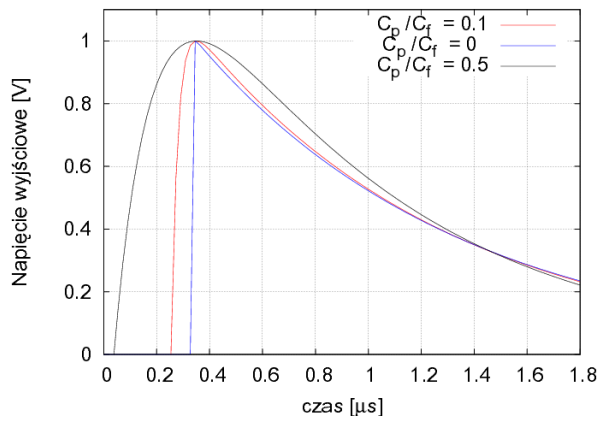
$$V_{out}(t) = -\frac{Q_{in}}{C_f} \cdot e^{-\frac{\omega_p}{2} \cdot t} \cdot \left[\cos\left(\frac{\omega_p}{2} \sqrt{\frac{C_p}{C_f} - 1} t\right) + \frac{1}{\sqrt{\frac{C_p}{C_f} - 1}} \sin\left(\frac{\omega_p}{2} \sqrt{\frac{C_p}{C_f} - 1} t\right) \right] \quad (2.9)$$

Aby uzmysłwić sobie wpływ pojemności pasożytniczych na pracę układu podstawmy przykładowe wartości liczbowe. Rozważmy następujące przypadki:

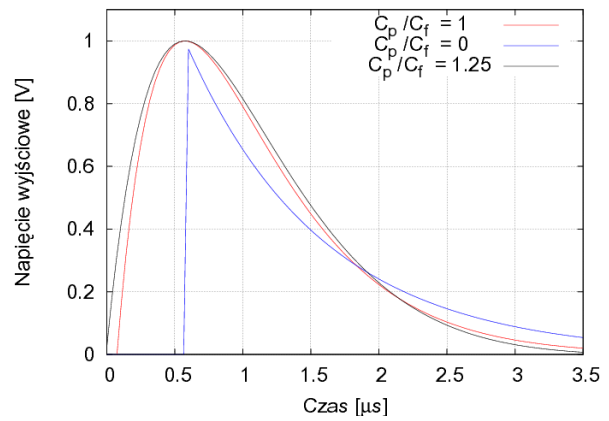
	przypadek 1	przypadek 2	przypadek 3	przypadek 4
$\frac{C_p}{C_f}$	0.1	0.5	1	1.25
$s_1[10^6 \cdot s^{-1}]$	-1.026	-1.17	-2	-1.6 + i3.2
$s_2[10^6 \cdot s^{-1}]$	-38.97	-6.83	-2	-1.6 - i3.2

Pomijając pojemność pasożytniczą, założyliśmy tylko jeden biegun o wartości -1 [MHz], co pociąga za sobą powstanie eksponencjalnego impulsu o amplitudzie Q_{in}/C_f , infinitezimalnym czasie narastania oraz czasie opadania około 2.2 [μs].

Pojawienie się pojemności pasożytniczej powoduje poszerzenie się impulsu wyjściowego, bez zmiany jego amplitudy. Wzrost pojemności pasożytniczej powoduje przesunięcie bieguna głównego funkcji przenoszenia w stronę wyższych wartości oraz powstanie odległego bieguna, który wraz ze wzrostem stosunku C_p/C_f będzie się przybliżał do bieguna głównego. Jeżeli wartość pojemności pasożytniczej przekroczy wartość pojemności sprzężenia, to powinniśmy otrzymać na wyjściu układu drgania tłumione, jednakże czynnik eksponencjalny na tyle szybko tłumi oscylacje, że obserwujemy je dopiero w przypadku $C_p/C_f > 2$. Impulsy wyjściowe odpowiadające rozpatrywanym przypadkom zostały wykreślone na rysunku 2.4.



(a) przypadki 1 i 2 - $C_p/C_f = 0.1$ i 0.5



(b) przypadek 3 i 4 - $C_p/C_f = 1$ i 1.25

Rysunek.2.4. Wpływ pojemności pasożytniczych w sprzężeniu zwrotnym na kształt impulsu wyjściowego wzmacniacza.

Nasuwa się zatem wniosek, iż w trakcie projektowania wzmacniaczy o dużym wzmocnieniu współpracującym z układem PZC, należy uwzględnić stosunek C_p/C_f powodujący przesunięcie pierwszego biegunu funkcji przenoszenia.

2.2.2 Tryby pracy układu

Badany frontend został zaprojektowany do pracy w dwóch trybach:

- kalibracyjnym,
- fizycznym.

Tryb kalibracyjny charakteryzuje się dużym wzmocnieniem (rzędu 13 [mV/fC] dla sprzężenia typu R_f i 23 [mV/fC] dla MOS_f) i jest przeznaczony na pomiar pojedynczych cząstek o wysokich energiach, natomiast tryb fizyczny o niższym wzmocnieniu (rzędu 110 [mV/pC]) przeznaczony jest do pomiaru paczek (tzw. bunch'y) cząstek niskoenergetycznych, dających w efekcie duży depozyt energii.

Zasadnicze różnice wzmocnień w obu trybach (rzędu 10^2), skutkują różną podatnością układu na pojemności pasożytnicze oraz pojemności dołączanego detektora. Wzmacniacz pracujący w trybie fizycznym, z racji posiadania w pętli sprzężenia zwrotnego pojemności o wartości około 10 [pF] , praktycznie nie "czuje" pojemności detektora (do 100 [pF]) oraz pojemności pasożytniczych elementu rezystywnego w pętli ($C_p/C_f < 1\%$).

Zupełnie przeciwnie zachowuje się on w trybie kalibracyjnym, w którym wysokie wzmocnienie ładunkowe okupione jest niską pojemnością kondensatora sprzęgającego (rzędu 0.5 [pF]), co objawia się głównie zmianą wzmocnienia w funkcji pojemności detektora.

3 Pomiary testowe elektroniki front – end detektora LumiCal

Spośród wielu interesujących parametrów układu front - end, przeprowadzono pomiary tylko niektórych z nich. Zbadano wzmocnienie ładunkowe układu i wpływ na nie pojemności detektora, wykonano pomiary służące wyznaczeniu szybkości układu oraz zbadano wpływ wysokich pojemności detektora (rzędu $0.1 \div 1$ [nF]) na kształt odpowiedzi układu. Przeprawę czytelnika przez morze danych empirycznych, zaczniemy od pomiarów wzmocnienia, by poprzez pomiary częstotściowe zakończyć ją na wpływie pojemności detektora na układ. Postaramy się opisać metodologię pomiarów i przedyskutować ich wyniki.

3.1 Pomiary wzmocnienia

Pomiar wzmocnienia układu polegał na zmierzeniu amplitudy impulsu wyjściowego z układu w funkcji wstrzykiwanego ładunku, dla wszystkich kanałów układu, przy różnych pojemnościach detektora i w różnych trybach pracy.

Proces iniekcji ładunku, odbywał się poprzez podanie narastającego zbocza sygnału napięciowego z generatora, na pojemność wejściową przekazującą na wejście wzmacniacza prądowy impuls quazidirakowski. Całka z tegoż impulsu była równa wartości wstrzykiwanego ładunku. Mimo groźnie wyglądających poprzednich zdań, obliczenie wartości iniekowanego ładunku jest trywialne - otóż $Q_{in} = V_{amp} \cdot C_{in}$.

Przeprowadzono pomiary wszystkich kanałów, obu typów sprzężenia zwrotnego, w obu trybach pracy. Nie chcąc jednak przytłoczyć czytelnika masą podobnych wyników, przedstawiono kwintesencję otrzymanych danych. Przedstawione wyniki odnoszą się głównie do kanałów drugiego i trzeciego, gdyż są one najbardziej reprezentacyjne.

3.1.1 Tryb kalibracyjny

Tryb kalibracyjny, cechujący się wysokim wzmocnieniem ładunkowym sprawia problemy w czasie badania wzmocnienia, mimo niskiej wartości pojemności wejściowego (0.5 [pF]), przez który iniekowany jest ładunek. Okazuje się, że stosując standardowy generator przebiegów prostokątnych, zaczynamy serię pomiarową wstrzykując ładunki z punktu widzenia układu dość spore, gdyż przekraczające wartość 25[fC], przy liniowości układu kończącej się na 50 - 70 [fC]. Fakt ten nie pozwala zbadać dokładnie układu, co jest dla nas niekorzystne szczególnie, że zależy nam by mierzyć ładunki rzędu MIP'ów (ang. Minimum Ionization Particle - minimalna porcja jonizująca. ładunek odpowiadający 24000 ładunków elementarnych ≈ 3.85 [fC]). Z pomocą przychodzi nam dopiero generator programowalny, obdarzony przetwornikiem cyfrowo - analogowym o dużym rastrze, np. 12 bitowy generator AWG2021.

Na dzień dzisiejszy można przedstawić wyniki pomiarów przeprowadzonych przy użyciu generatora HP33120, tj. dla ładunków wejściowych większych od 25 [fC], wyniki wykonane przy pomocy AWG2021 w zakresie ładunków wejściowych od 1 do 25 [fC].

W tabeli poniżej zestawiono otrzymane wyniki dla kanałów typu MOS i Rf, dla różnych wartości pojemności detektora (uwzględniono pojemności wejściowe). Sposób pomiaru wzmocnienia jako odczyt wartości napięcia z oscyloskopu, w trybie uśrednienia przebiegu, a następnie dopasowanie prostej do otrzymanych punktów pozwala otrzymać wartość wzmocnienia ładunkowego z bardzo wysoką precyzją. Interesujący jest fakt, iż wyniki te pokazują rosnącą zależność wzmocnienia od pojemności detektora, dla sprzężenia typu Rf (rezystor high poly). Prawdopodobnie ten wzrost wzmocnienia spowodowany jest pasożytniczym sprzężeniem między masą a wyjściem wzmacniacza, co skutkowałoby wstrzyknięciem dodatkowej porcji ładunku do wzmacniacza. Możliwe również jest, że układ przestaje liniowo przenosić informację o iniekowanych ładunkach większych od pewnego progu.

Tabela 3.1. Zestawienie wyników pomiarów wzmocnienia układu w trybie kalibracyjnym przy dużych wartościach iniekowanego ładunku

C_d	K_q	C_d	K_q
[pF]	[mV/fC]	[pF]	[mV/fC]
3.8	24.35 ± 0.88	3.8	12.92 ± 0.06
25.8	24.83 ± 1.67	25.8	14.18 ± 0.09
47.8	24.52 ± 0.93	47.8	14.99 ± 0.17
69.8	24.54 ± 0.64	69.8	15.72 ± 0.22
91.8	24.51 ± 0.46	91.8	16.42 ± 0.30
103.8	23.17 ± 0.30	103.8	16.73 ± 0.32

(a) Sprzężenie typu MOS

(b) Sprzężenie typu Rf

Analiza wykresów zależności amplitudy napięcia wyjściowego układu w funkcji iniekowanego ładunku, sugeruje iż punkt taki znajduje się w okolicy 35 [fC]. Hipotezę tą podtrzymują pomiary wykonane przy iniekcji ładunków o wartościach poniżej 25 [fC], z których z kolei wynika, iż wzmocnienie spada ze wzrostem pojemności detektora. Wzmocnienia uzyskane w wyniki wstrzykiwania do układu ładunków od pojedynczych MIP'ów po 25 [fC] ukazuje tabela 3.2.

Tabela 3.2. Zestawienie wyników pomiarów wzmocnienia układu w trybie kalibracyjnym przy niskich wartościach iniekowanego ładunku

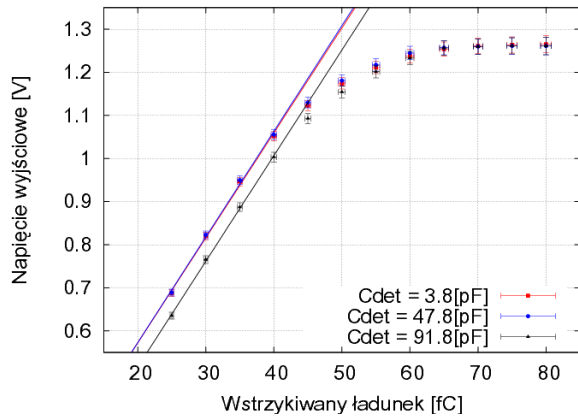
C_d	K_q	C_d	K_q
[pF]	[mV/fC]	[pF]	[mV/fC]
3.8	24.72 ± 0.20	3.8	12.68 ± 0.02
25.8	24.55 ± 0.35	25.8	12.83 ± 0.11
47.8	23.21 ± 0.13	47.8	12.06 ± 0.08
91.8	19.66 ± 0.63	91.8	11.34 ± 0.16

(c) Sprzężenie typu MOS

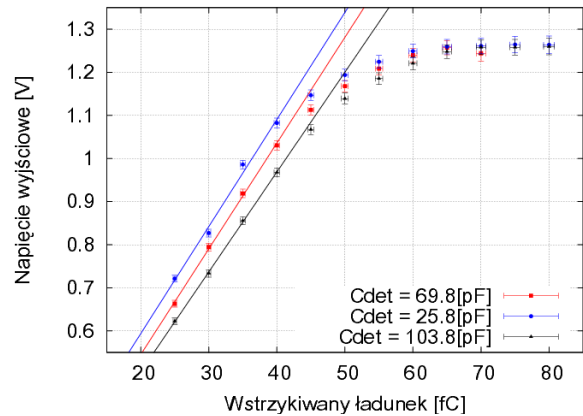
(d) Sprzężenie typu Rf

Na rysunku 3.2 wykreślono zależności amplitudy impulsu wyjściowego układu w funkcji iniekowanego ładunku. Zauważamy z nich, iż układ jest czuły na pojedyncze mipy, jednakże na

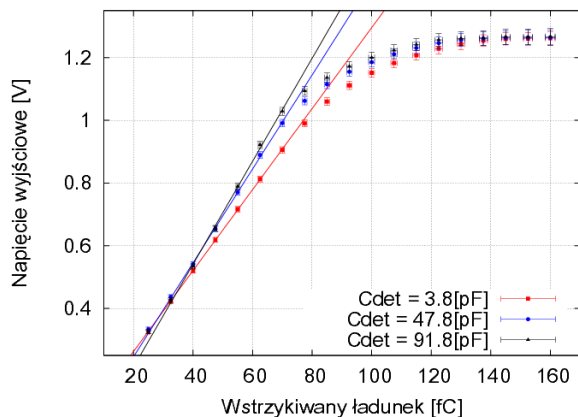
rysunkach 3.2a i 3.2b widać niewielkie odstępstwo punktów od prostej dla ładunków poniżej 5 fC. Może to być spowodowane metodą pomiaru - otóż podano na wejście układu przebieg schodkowy o różnym kroku schodków, a następnie odczytywano z oscyloskopu przy użyciu kursorów, amplitudy sygnału wejściowego jak i wyjściowego układu. Okazuje się dodatkowo, że umiejętne poprowadzenie fitu likwiduje te odstępstwa.



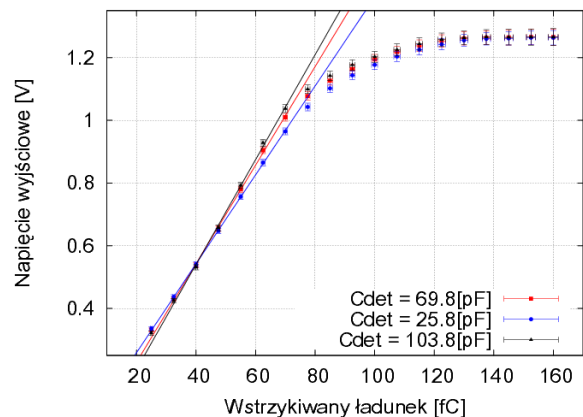
(a) Sprzężenie typu MOS, $C_d = 3.8, 47.8, 91.8$ pF



(b) Sprzężenie typu MOS, $C_d = 25.8, 69.8, 103.8$ pF



(c) Sprzężenie typu Rf, $C_d = 3.8, 47.8, 91.8$ pF



(d) Sprzężenie typu Rf, $C_d = 25.8, 69.8, 103.8$ pF

Rysunek 3.1. Zależności amplitudy napięcia wyjściowego w funkcji wstrzykiwanego ładunku - ładunki powyżej 25[fC]

Z wykresów umieszczonych na rysunku 3.1 możemy odczytać maksymalny ładunek przy którym układ pracuje liniowo. W przypadku sprzężenia typu MOS są to okolice 40[fC], natomiast w przypadku sprzężenia Rf wydaje się iż maksymalnym ładunkiem jaki układ może przenieść jest 70[fC]. Jednakże, co zaznaczyłem wcześniej, możliwa jest sytuacja, w której "liniowość" układu kończy się na 35 - 40 [fC].

Na wykresie zaznaczyłem niepewności oszacowania zarówno napięcia wyjściowego jak i wstrzykiwanego ładunku.

Na niepewność związaną z iniekcją ładunku, główny wpływ ma tolerancja pojemności kondensatorów użytych do jego wstrzykiwania. W przypadku pomiarów w trybie kalibracyjnym wykorzystano pojemność 0.5 pF umieszczoną wewnątrz układu, której tolerancja wynosi około

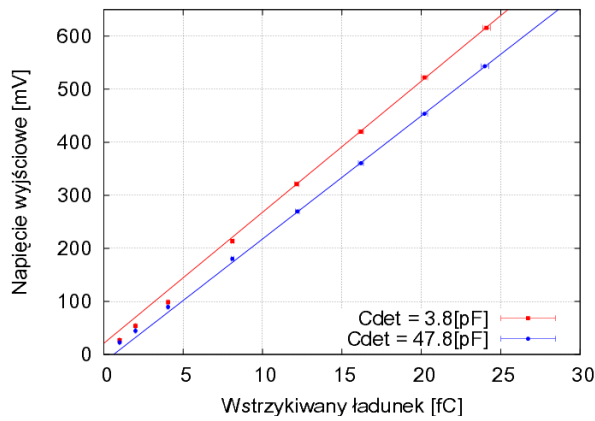
1%. Zatem niepewność oszacowania ładunku wynosi:

$$\Delta Q_{in} = V_{in} \cdot \Delta C_{in} \quad (3.1)$$

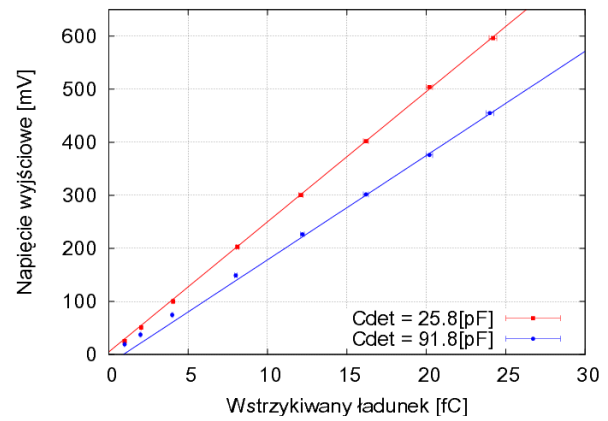
Natomiast na niepewność oszacowania amplitudy impulsu wyjściowego wpływ ma zarówno niepewność oszacowania iniekowanego ładunku, jak i niepewność wyzerowania offsetu impulsu. Zatem z prawa przenoszenia niepewności otrzymujemy:

$$\Delta V_{out} = \sqrt{K_q^2 \cdot (\Delta Q_{in})^2 + (\Delta V_{offset})^2} \quad (3.2)$$

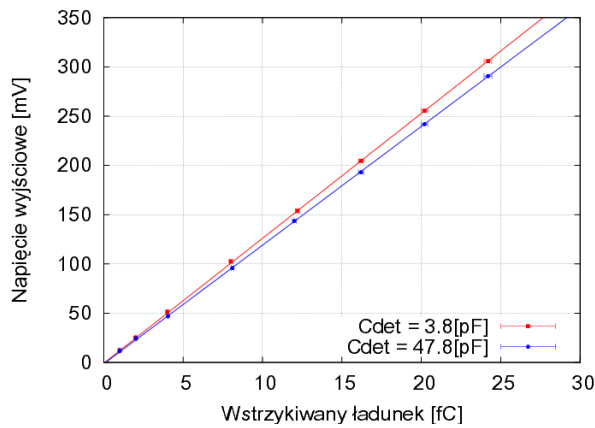
Przy czym K_q jest wzmocnieniem ładunkowym układu wziętym jako współczynnik kierunkowy prostej dopasowanej do serii pomiarowej, a niepewność oszacowania poziomu stałego napięcia wyjściowego przyjęto na poziomie 5 [mV].



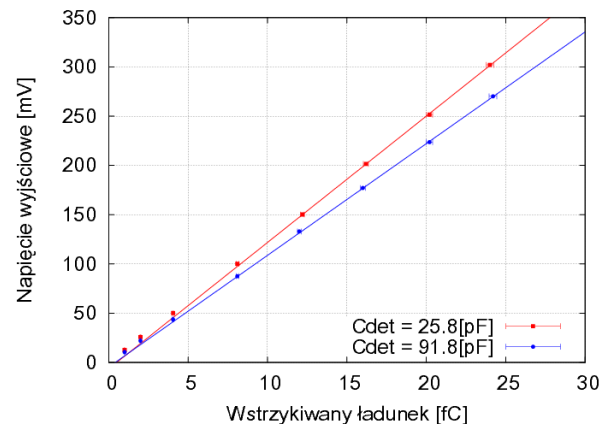
(a) Sprzężenie typu MOS, $C_d = 3.8, 47.8$ pF



(b) Sprzężenie typu MOS, $C_d = 25.8, 69.8$ pF



(c) Sprzężenie typu Rf, $C_d = 3.8, 47.8$ pF



(d) Sprzężenie typu Rf, $C_d = 25.8, 69.8$ pF

Rysunek 3.2. Zależności amplitudy napięcia wyjściowego w funkcji wstrzykiwanego ładunku - ładunki poniżej 25[fC]

3.1.2 Tryb fizyczny

Tryb fizyczny charakteryzujący się stukrotnie mniejszym wzmocnieniem, wynikającym z istnienia w pętli sprzężenia zwrotnego kondensatora o dość sporej pojemności rzędu 10 [pF], wykazuje stałość wzmocnienia w funkcji pojemności detektora.

Tabela 3.3 przedstawia wyniki wzmocnień obu badanych typów sprzężenia zwrotnego. Sposób pomiaru był całkowicie analogiczny do pomiaru w trybie kalibracyjnym. Zauważamy, iż układ nie czuje pojemności detektora - jego wzmocnienie w granicach niepewności jest praktycznie stałe, zarówno dla sprzężenia typu MOS jak i Rf i wynosi około 108 [mV/pC].

Tabela 3.3. Zestawienie wyników pomiarów wzmocnienia układu w trybie fizycznym

C_d	K_q	C_d	K_q
[pF]	[mV/pC]	[pF]	[mV/pC]
3.8	109.0 ± 0.8	3.8	108.0 ± 0.8
25.8	108.8 ± 0.8	25.8	107.8 ± 0.7
47.8	108.5 ± 0.9	47.8	107.9 ± 0.8
69.8	108.3 ± 0.9	69.8	108.5 ± 0.7
91.8	108.0 ± 0.8	91.8	107.7 ± 0.8
103.8	107.6 ± 0.8	103.8	107.6 ± 0.8

(e) Sprzężenie typu MOS

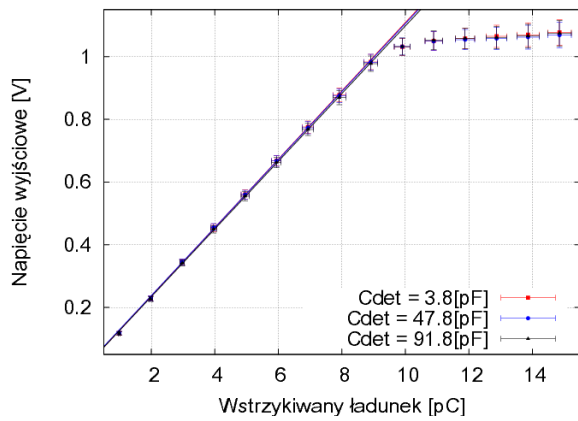
(f) Sprzężenie typu Rf

Rysunek 3.4 przedstawia zależności amplitudy impulsu od iniekowanego ładunku dla obu typów sprzężenia i 6 pojemności detektora. Niepewności zostały obliczone w analogiczny sposób jak w trybie kalibracyjnym, z tą jednak różnicą, iż tolerancja pojemności wejściowej wynosi 5%. W przeciwieństwie do trybu kalibracyjnego, ładunek był wstrzykiwany przez kondensator 3.3 [pF] podlutowany zewnątrz układu. Z wykresów widzimy, iż maksymalny ładunek, który układ przenosi liniowo jest rzędu 9.5 - 10 [pC], co odpowiada wytworzeniu w detektorze około 62 milionom par elektron dziura. Uwzględniając, że na każdą parę potrzeba około 3.6 [eV] energii, otrzymujemy maksymalną energię deponowaną paczki cząstek rzędu 200 [MeV].

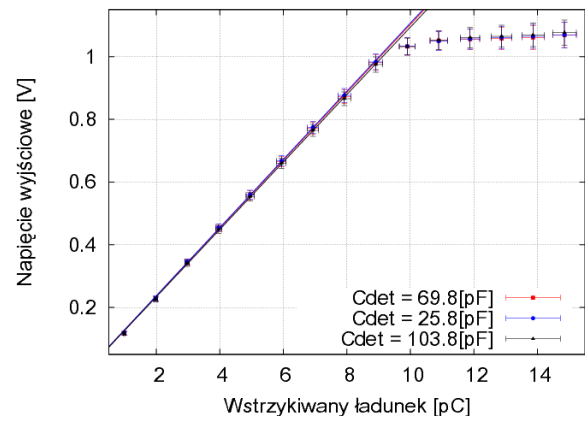
3.2 Pomiary częstotściowe

Szybkość działania układu impulsowego, jakim niewątpliwie jest wzmacniacz ładunkoczuły, można zdefiniować jako maksymalną częstotliwość szeregu impulsów wejściowych, które układ przetwarza bez zniekształceń. W rozdziale 1.3, przy omawianiu układu kształtującego wspomniano o efekcie pile - up, czyli spiętrzaniu się impulsów wyjściowych wzmacniacza.

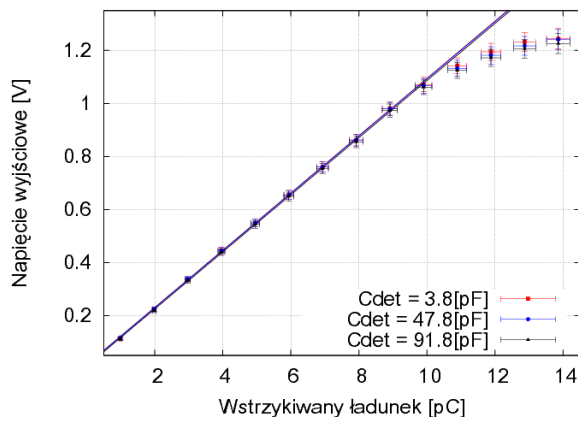
Zatem pomysłem na pomiar szybkości układu jest podanie na jego wejście ciągu kilkudziesięciu równoodległych impulsów monopolarnych i obserwowanie zmian amplitudy impulsów wyjściowych. W celu wygenerowania odpowiedniej liczby impulsów monopolarnych na wejściu wzmacniacza, należy tak zaprogramować generator, aby na jego wyjściu pojawił się przebieg schodkowy. Wejściowa pojemność wzmacniacza powoduje zróżniczkowanie tegoż przebiegu, dając w rezultacie ciąg prądowych impulsów quazidirakowskich kierowanych bezpośrednio na



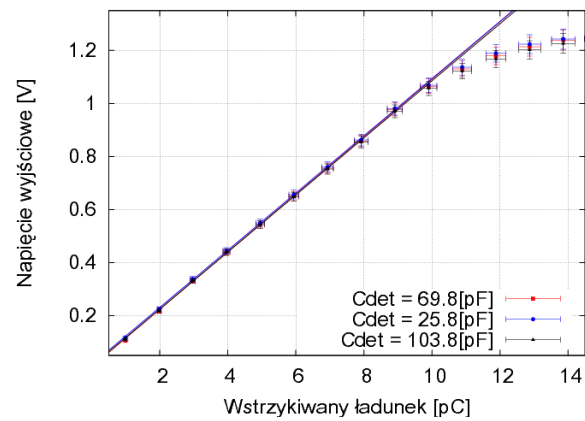
(a) Sprzężenie typu MOS, $C_d = 3.8, 47.8, 91.8$ pF



(b) Sprzężenie typu MOS, $C_d = 25.8, 69.8, 103.8$ pF



(c) Sprzężenie typu Rf, $C_d = 3.8, 47.8, 91.8$ pF



(d) Sprzężenie typu Rf, $C_d = 25.8, 69.8, 103.8$ pF

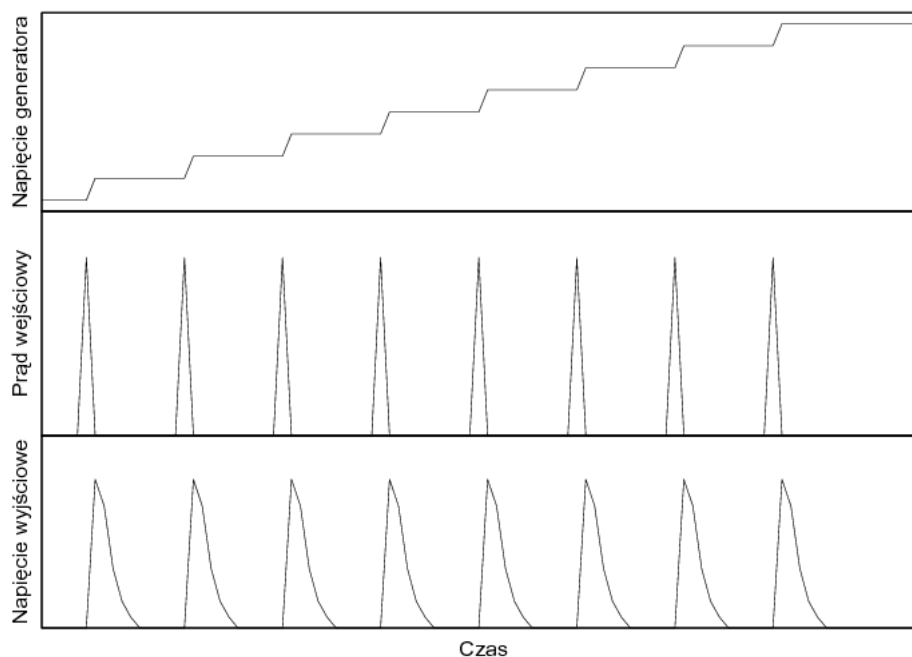
Rysunek 3.4. Zależności amplitudy napięcia wyjściowego w funkcji wstrzykiwanego ładunku.

wzmacniacz. Na rysunkach 3.5 i 3.6 przedstawiono teoretyczne przebiegi: generatora, wejściowe i wyjściowe wzmacniacza w sytuacji, gdy wzmacniacz poprawnie pracuje (rys. 3.5) oraz gdy się nasycy, generując spiętrzające się impulsy wyjściowe (rys. 3.6).

Wielkością podczas pomiaru interesującą, jest stosunek różnicy amplitudy impulsu wyjściowego układu, przy danej częstotliwości do amplitudy odniesienia, wyrażony w procentach.

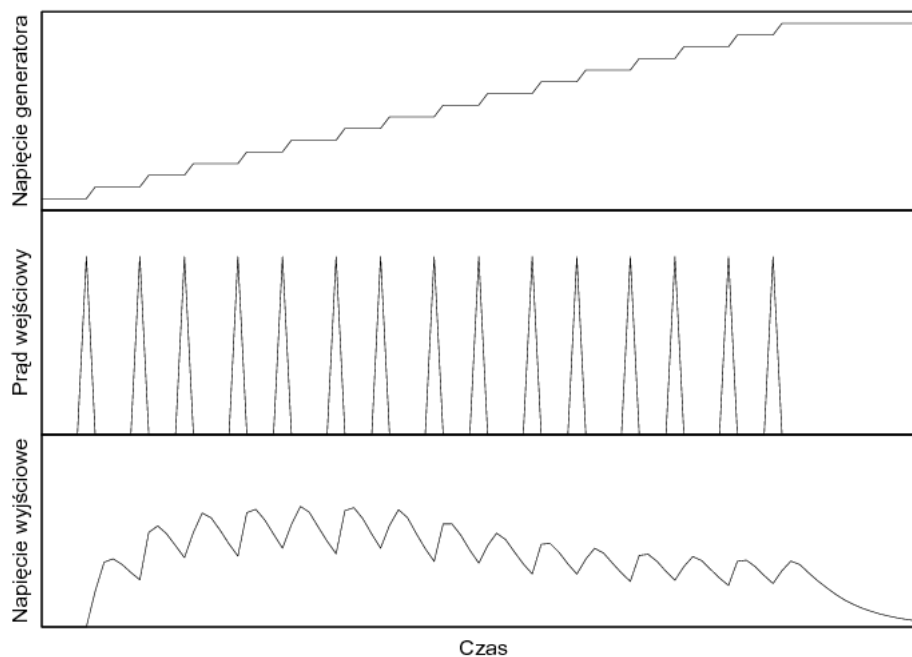
$$\delta V_{out} = \frac{V_{out} - V_{ref}}{V_{ref}} \cdot 100\% \quad (3.3)$$

Tajemniczą amplitudą odniesienia, jest amplituda niespiętrzonego impulsu wyjściowego wzmacniacza, zmierzona przy niskiej częstotliwości podawanych na wejście impulsów. Jednakże w ciekawym umyśle czytelnika może zrodzić się pytanie - przy ciągu kilkudziesięciu impulsów wyjściowych, amplitudę którego należy zmierzyć? Otóż ciąg impulsów wyjściowych można podzielić na 2, najwyżej 3 przedziały. W pierwszym następuje spiętrzenie impulsów na ogonie. Są to zwykle pierwsze 4-5 impulsów o największej amplitudzie w całym bloku. Może się zdarzyć, że przy odpowiednich warunkach pracy, impuls wyjściowy układu posiada ujemny przerzut i obserwujemy spadek amplitudy (amplitudę mierzymy w stosunku do poziomu zerowego) kolejnych kilku impulsów. Jednakże częściej spotykamy się z sytuacją, podczas której



Rysunek 3.5. Teoretyczne przebiegi generatora i układu podczas pomiarów częstotściowych, przy poprawnej pracy układu.

impulsy wyjściowe nie posiadają przerzutu. W ostatnim przedziale następuje spadek amplitudy impulsów do ustalonego poziomu (obwiednia impulsów wyjściowych się wypłaszcza). Poprzez pomiar amplitudy początkowych impulsów, otrzymujemy informację na temat szybkości układu kształtującego, natomiast pomiar impulsów ostatnich ukazuje skuteczność pracy układu PZC.



Rysunek 3.6. Teoretyczne przebiegi generatora i układu podczas pomiarów częstotściowych, przy układzie nasyconym.

3.2.1 Tryb kalibracyjny

Pomiary częstotliwościowe układu pracującego w trybie kalibracyjnym, przeprowadzono dla pięciu różnych pojemności detektora i obu typów sprzężenia zwrotnego. W przypadku sprzężenia MOS wykonano pomiary zarówno zmiany amplitudy impulsów na początku ciągu jak i na końcu, natomiast dla sprzężenia R_f tylko impulsów początkowych. Wartość iniekowanego ładunku ustalono na 29 fC.

Ze względu na brak jakiegokolwiek prostej formuły opisującej zachowanie się układu w funkcji częstotliwości przychodzących impulsów, punkty pomiarowe zostały połączone linią punkt po punkcie. Istotą tych pomiarów jest określenie maksymalnej częstotliwości impulsów wejściowych, przy której odpowiedź układu nie zmieni się w granicach rozsądnej niepewności - np. $\pm 1\%$ amplitudy odniesienia.

Pojemność detektora ma wpływ na położenie biegunu funkcji przenoszenia wzmacniacza (patrz dodatek A), co może powodować niekompletną kompensację tegoż biegunu przez układ PZC. Układ PZC idealnie kompensuje biegun przedwzmacniacza, przy ściśle określonej pojemności detektora. Zatem odstępstwo pojemności detektora od pojemności przewidzianej przez projektanta układu, może mieć wpływ na wartość amplitudy spiętrzających się impulsów. Jak pokazały poniższe pomiary, tak jest w istocie.

Rysunek 3.7 przedstawia zmianę amplitudy początkowych impulsów. Zauważamy, iż dla wartości pojemności detektora z zakresu 25 do 70 pF, odchylenie amplitudy impulsu wynosi poniżej 1% aż do częstotliwości 4 MHz (sprzężenie typu R_f), a nawet 5 MHz dla sprzężenia typu MOS. Jak już wspomniano we wstępie tego podrozdziału, pomiar amplitudy ostatnich impulsów w "pociągu" niesie pośrednią informację o pracy układu PZC. Graniczna częstotliwość pracy jest uzależniona od wartości wstrzykiwanego z każdym impulsem ładunku.

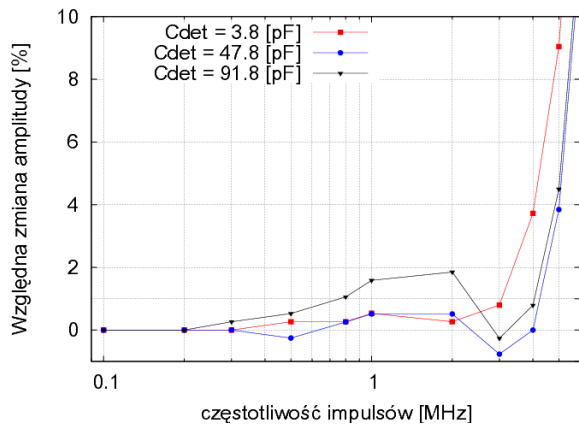
Im większa jest wartość iniekowanego ładunku, tym przedwzmacniacz potrzebuje więcej czasu na rozładowanie kondensatora sprzęgającego. Jeżeli zatem podamy na jego wejście pakiet gęstych impulsów, to układ będzie generował impulsy o coraz mniejszej amplitudzie, osadzone na poziomie stałym zbliżonym do punktu pracy przedwzmacniacza.

Pomiary przeprowadzone dla sprzężenia typu MOS pokazują, iż przy wartości iniekowanego z każdym impulsem ładunku wynoszącym 29 fC, przedwzmacniacz zaczyna nasycać się przy częstotliwości większej niż 1 MHz (rysunek 3.8).

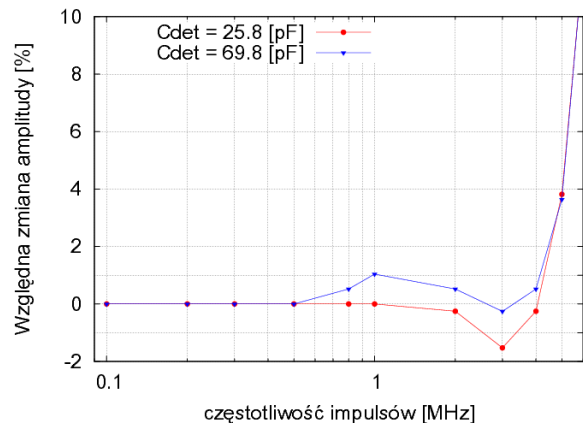
3.2.2 Tryb fizyczny

Pomiary częstościowe układu pracującego w trybie fizycznym są możliwe jedynie w sytuacji iniekowania ładunku przez pojemności wejściowe rzędu kilkudziesięciu pF. Podczas pomiarów zastosowano pojemność wejściową o wartości 47 pF, zatem minimalna wartość pojemności detektora wynosiła 47.5 pF. Podczas pomiarów układu przy sprzężeniu typu R_f iniekowano ładunek 4.7 pC, natomiast przy sprzężeniu typu MOS wstrzykiwano 1.17 pC.

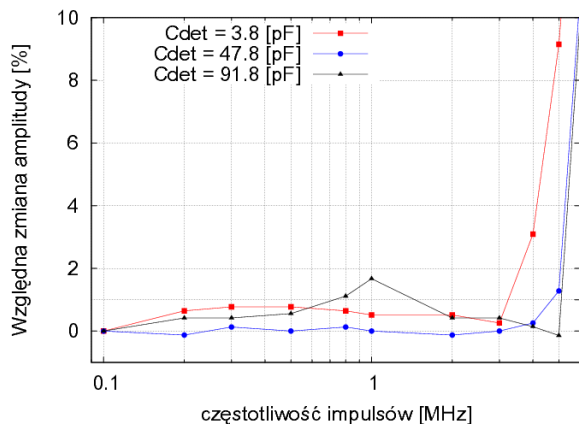
Układ pracujący ze sprzężeniem typu R_f pracuje dobrze z paczką kilku impulsów o częstości do 3.5 MHz, przy pojemności detektora poniżej 114 pF. Nieco gorzej wypada sprzężenie typu



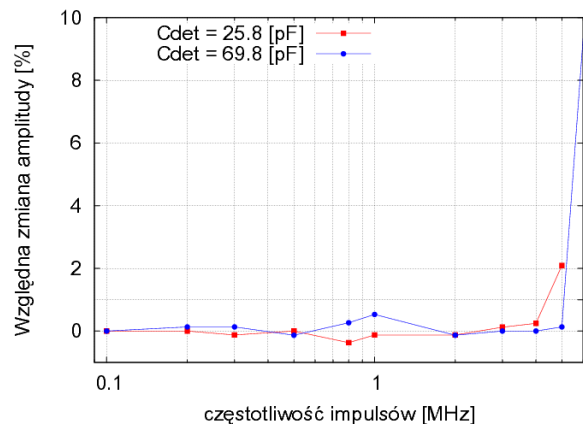
(a) Sprzężenie typu R_f , $C_d = 3.8, 47.8, 91.8$ pF



(b) Sprzężenie typu R_f , $C_d = 25.8, 69.8$ pF

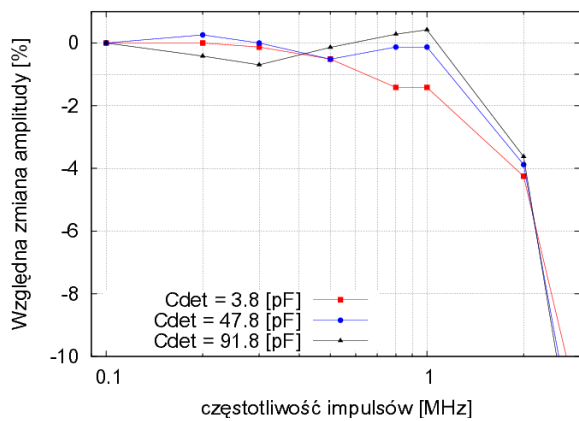


(c) Sprzężenie typu MOS, $C_d = 3.8, 47.8, 91.8$ pF

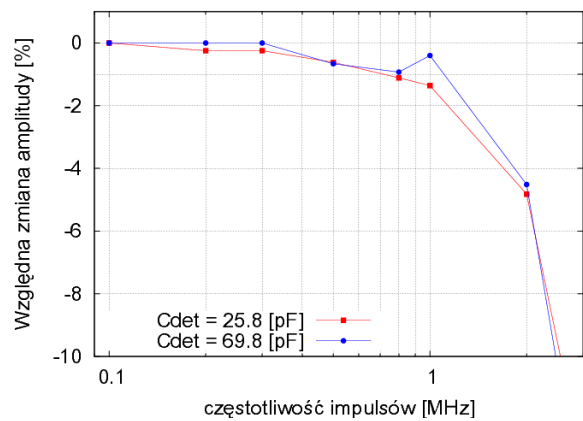


(d) Sprzężenie typu MOS, $C_d = 25.8, 69.8$ pF

Rysunek 3.7. Względna zmiana amplitudy w funkcji częstotliwości impulsów wejściowych w trybie kalibracyjnym - pierwsze impulsy ciągu. Iniekowano ładunek 29 [fC].



(a) Sprzężenie typu MOS, $C_d = 3.8, 47.8, 91.8$ pF



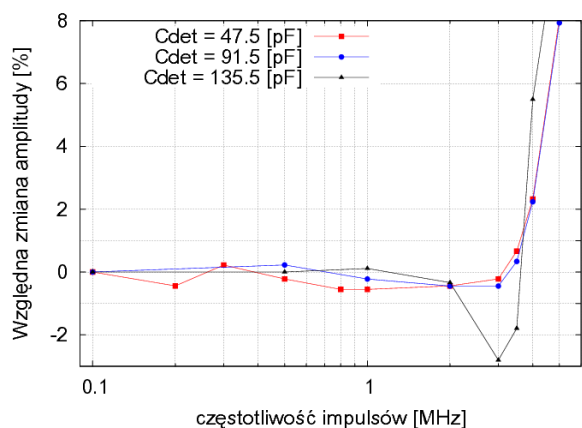
(b) Sprzężenie typu MOS, $C_d = 25.8, 69.8$ pF

Rysunek 3.8. Względna zmiana amplitudy w funkcji częstotliwości impulsów wejściowych w trybie kalibracyjnym - ostatnie impulsy ciągu. Iniekowano ładunek 29 [fC].

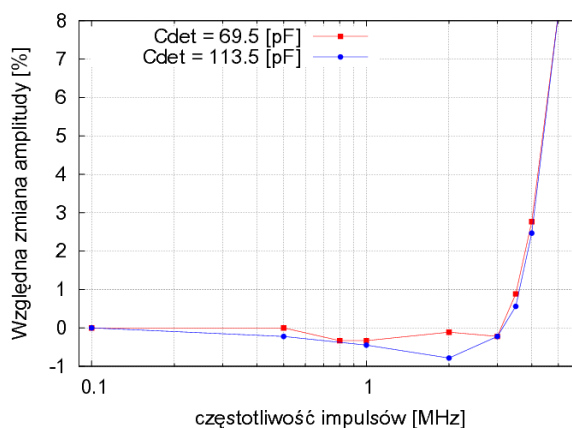
MOS, dla którego zmiana amplitudy przekroczyła 1% przy 3 MHz.

Pomiary amplitud ostatnich impulsów pokazują, że układ dość dobrze radzi sobie z "pociągami" kilkunastu impulsów przychodzących z częstotliwością 1 MHz, a nawet 2 MHz przy odpowied-

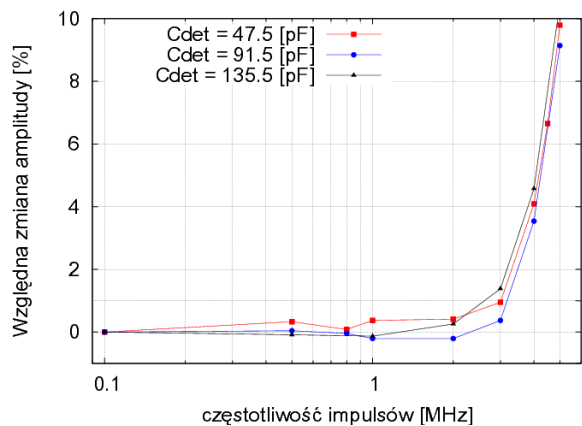
niej pojemności detektora. Oczywiście taki wynik możemy uzyskać tylko przy niskiej wartości iniekowanego z każdym impulsem ładunku. Badanie zachowania układu ze sprzężeniem typu R_f , przeprowadzono iniekując na jego wejście impulsy niosące 4.7 pC ładunku każdy. Jeżeli teraz uwzględnimy, że maksymalny ładunek jaki układ przenosi liniowo jest tylko dwa razy większy, to okazuje się, że przy ciągu kilkunastu impulsów układ nasyci się szybko. Rysunki 3.10a i 3.10b pokazują tę sytuację. Widzimy, iż nawet niewielka częstość przychodzących impulsów powoduje zmianę amplitudy ostatnich impulsów. Dodatkowo, co nie jest ukazane na żadnym rysunku, przy częstościach powyżej 1 MHz, ciąg takich "wysokoładunkowych" impulsów powoduje nasycenie się przedwzmacniacza czego efektem jest niewrażliwość układu na kolejne impulsy.



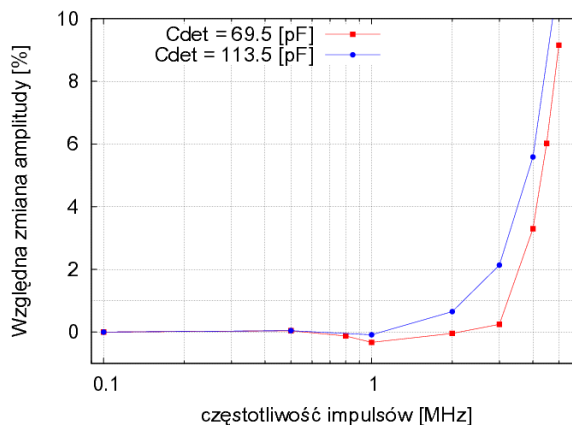
(a) Sprzężenie typu R_f , $C_d = 47.5, 91.5, 135.5$ pF, $Q_{in} = 4.7$ pC



(b) Sprzężenie typu R_f , $C_d = 69.5, 113.5$ pF, $Q_{in} = 4.7$ pC



(c) Sprzężenie typu MOS, $C_d = 47.5, 91.5, 135.5$ pF, $Q_{in} = 1.17$ pC

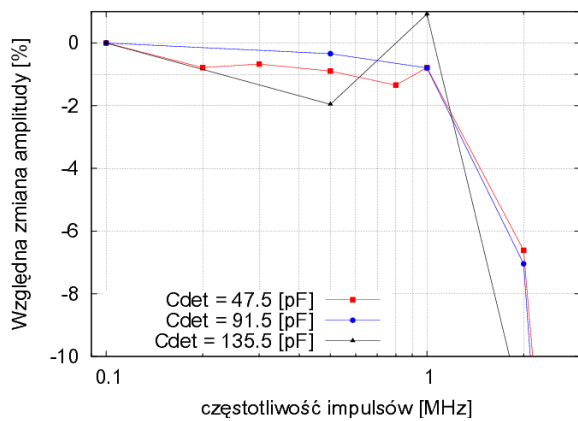


(d) Sprzężenie typu MOS, $C_d = 69.5, 113.5$ pF, $Q_{in} = 1.17$ pC

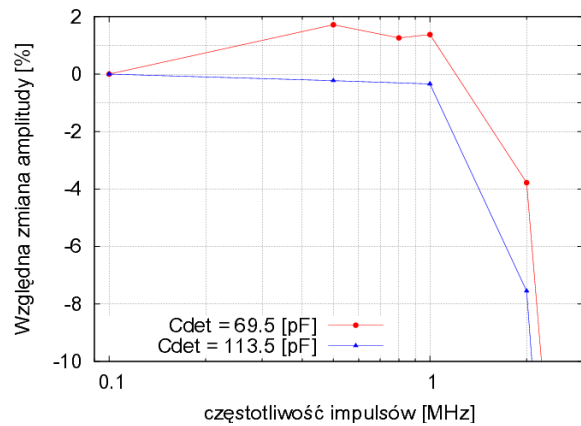
Rysunek 3.9. Względna zmiana amplitudy w funkcji częstości impulsów wejściowych w trybie fizycznym - pierwsze impulsy ciągu.

3.3 Pomiary czasowe

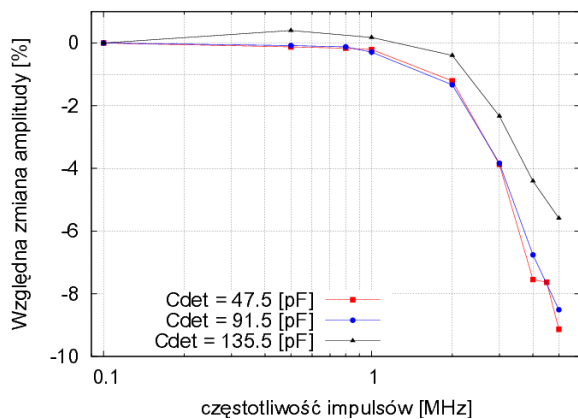
Pomiary czasowe mają na celu zbadanie generowanego przez układ impulsu wyjściowego i zazwyczaj bada się takie parametry impulsu jak czas narastania, czas opadania, czas osią-



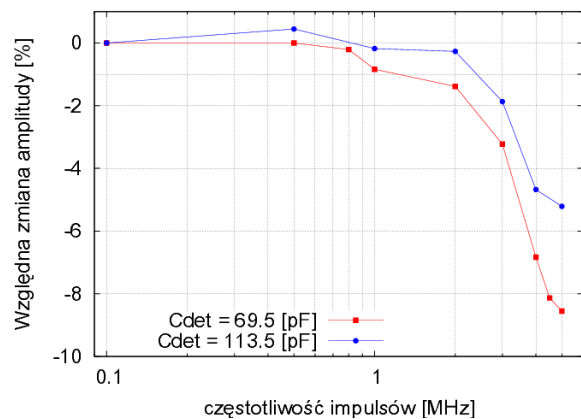
(a) Sprężenie typu R_f , $C_d = 47.5, 91.5, 135.5$ pF, $Q_{in} = 4.7$ pC



(b) Sprężenie typu R_f , $C_d = 69.5, 113.5$ pF, $Q_{in} = 4.7$ pC



(c) Sprężenie typu MOS, $C_d = 47.5, 91.5, 135.5$ pF, $Q_{in} = 1.17$ pC



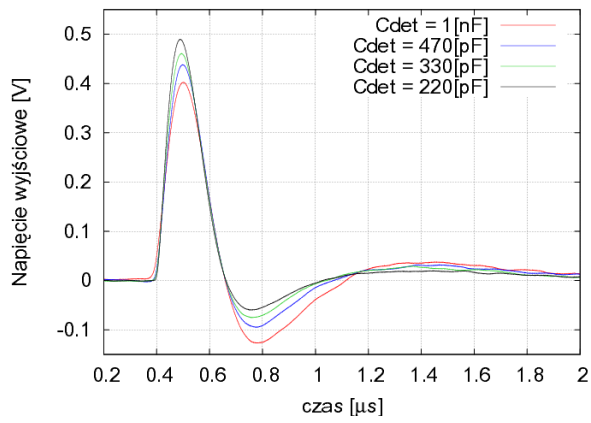
(d) Sprężenie typu MOS, $C_d = 69.5, 113.5$ pF, $Q_{in} = 1.17$ pC

Rysunek 3.10. Względna zmiana amplitudy w funkcji częstotliwości impulsów wejściowych w trybie fizycznym - ostatnie impulsy ciągu.

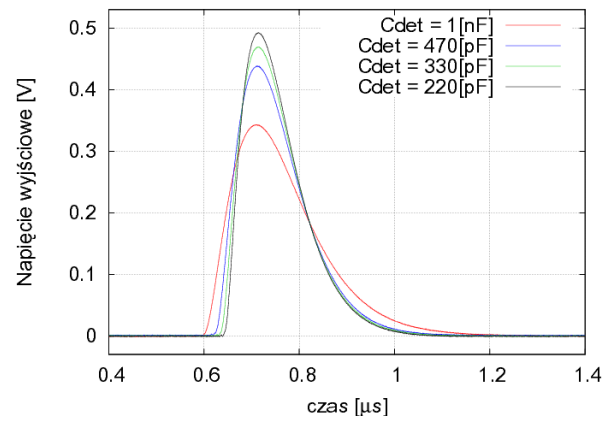
gnięcia maksimum względem impulsu wymuszającego (tzw. peaking time).

W tym rozdziale skupimy się na innym aspekcie. Celem tych pomiarów było znalezienie pojemności detektora wytrącającej układ ze stabilnej pracy, wartości pojemności użytych kondensatorów zawierały się w przedziale od 220 pF do 1 nF. W przypadku układu pracującego w trybie fizycznym, wysoka pojemność detektora nie wpływa na kształt impulsu wyjściowego, a więc znacząco na funkcje przenoszenia układu. Impuls wyjściowy nie jest zniekształcony dodatkowymi przerzutami, Jedyne zauważalną konsekwencją podpięcia wysokiej pojemności jest spadek wzmocnienia układu.

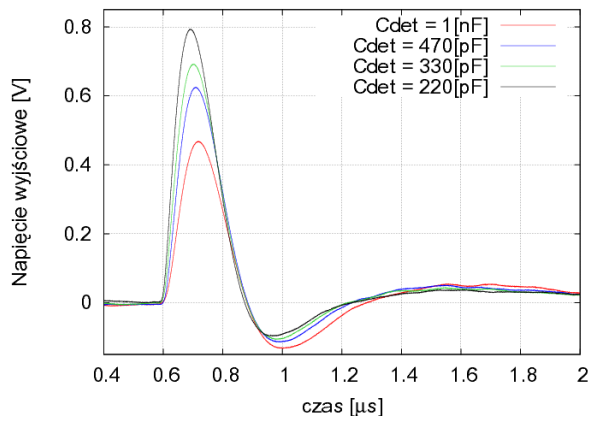
W trybie kalibracyjnym obserwujemy dwa przerzuty, jednakże układ wciąż pracuje stabilnie. Efektywna pojemność sprężenia jest jednak mniejsza od pojemności detektora (dla MOS jest rzędu 200 pF, zaś dla R_f ok. 600 pF) co skutkuje poważnym spadkiem wzmocnienia.



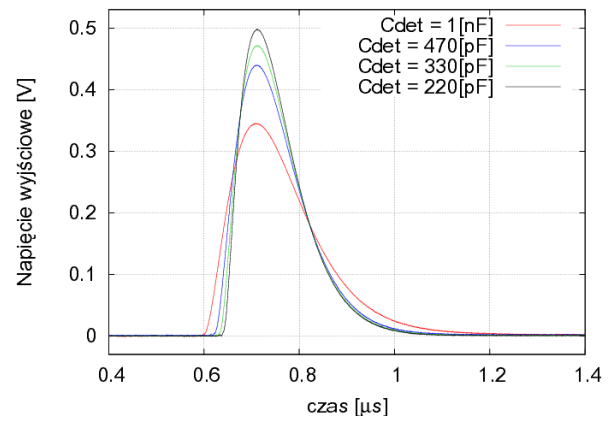
(a) Sprzężenie typu R_f , tryb kalibracyjny - $Q_{in} = 40fC$.



(b) Sprzężenie typu R_f , tryb fizyczny - $Q_{in} = 4.95pC$.



(c) Sprzężenie typu MOS, tryb kalibracyjny - $Q_{in} = 40fC$.



(d) Sprzężenie typu MOS, tryb fizyczny - $Q_{in} = 4.95pC$.

Rysunek 3.11. Przebiegi czasowe odpowiedzi układu przy wysokich pojemnościach detektora:

Podsumowanie pracy

W pracy przedstawiono spektrometryczny tor pomiarowy, następnie przeanalizowano prototypową elektronikę odczytu dedykowaną dla detektora świetlności LumiCal projektowanego dla akceleratora ILC. Ostatnim stadium pracy była konsolidacja wyników pomiarów testowych elektroniki odczytu detektora LumiCal. Opublikowano wyniki pomiarów wzmocnienia dla różnych typów sprzężenia zwrotnego oraz trybów pracy. Przedstawiono również wyniki pomiarów częstotściowych oraz odpowiedzi czasowych układu. Ważnym parametrem zmienianym podczas pomiarów, każdego z wymienionych typów, była pojemność detektora. Wynikało to z faktu różnej pojemności padów detektora świetlności zmieniającej się w granicach od 10 do 100 pF. Wzmocnienie układu w otwartej pętli plasuje się w okolicach 1 kV/V, co powoduje niezamierzony efekt zmniejszenia wzmocnienia układu wraz ze wzrostem pojemności detektora. Bardzo dobrze jest to widoczne w trakcie pomiarów układu pracującego w trybie kalibracyjnym, tj. w trybie z wysoką czułością ładunkową, gdzie zmiana pojemności detektora z 25 do 92 pF skutkowałą spadkiem wzmocnienia nawet 10 %. Zupełnie inaczej układ reagował na zmianę pojemności detektora, pracując w trybie fizycznym cechującym się wzmocnieniem blisko dwa rzędy wielkości mniejszym, wyraźny spadek wzmocnienia następował dopiero przy pojemności detektora przekraczającej 0.5 nF.

Pojemność detektora jest również nie bez znaczenia, jeżeli rozpatrujemy szybkość układu. Otóż wpływa ona na położenie biegunu funkcji przenoszenia przedwzmacniacza, skutkiem czego układ PZC może nie w pełni go skompensować. Efekt ten widzimy w postaci różnej wartości względnego odchylenia amplitudy spiętrzających się impulsów, przy różnych pojemnościach detektora i różnych częstotliwościach podawanych impulsów.

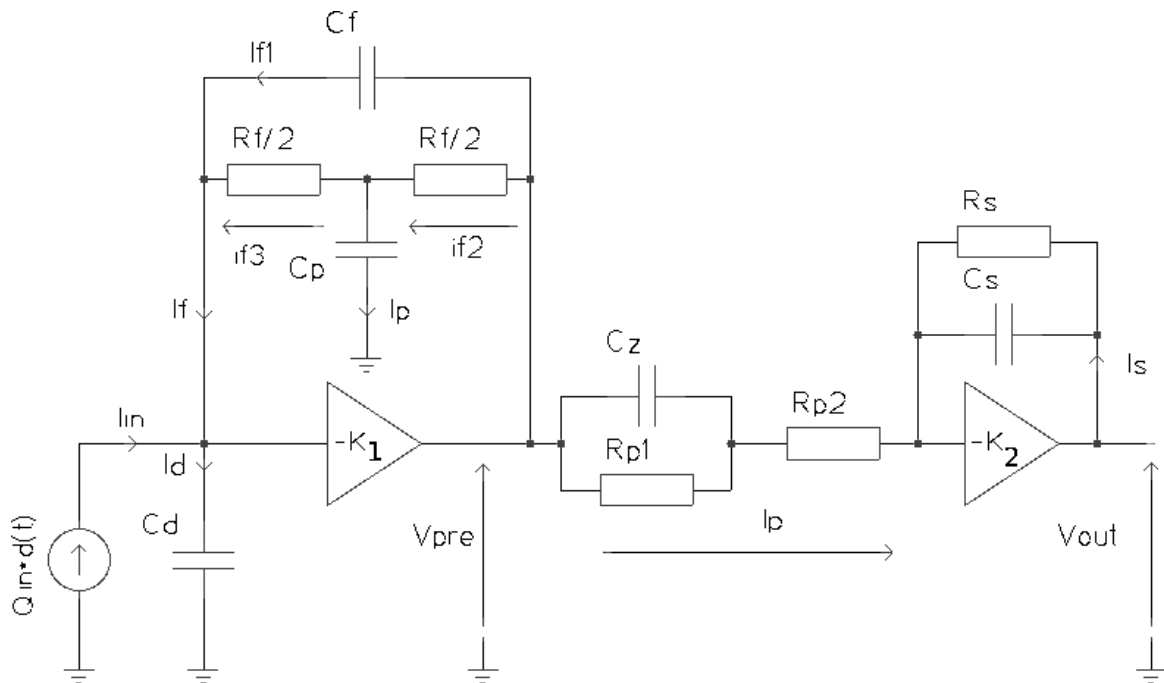
A Dokładne obliczenia postaci impulsu wyjściowego układu

W związku z tym, iż badano wpływ pojemności detektora na funkcję przenoszenia układu front - end oraz na skuteczność układu PZC, postanowiono dokonać dokładnych obliczeń postaci impulsu wyjściowego układu.

W trakcie obliczeń poczyniono następujące założenia:

- wzmacniacz posiada skończone wzmocnienie w otwartej pętli,
- uwzględniamy pojemność pasożytniczą elementu rezystywnego w pętli sprzężenia przedwzmacniacza, natomiast nie uwzględniamy jej w pętli shaper'a,
- obwód wejściowy układu złożony jest tylko z impulsowego źródła prądu i pojemności detektora.

Schemat małosygnałowy rozważanego układu przedstawia się następująco:



Rysunek A.1. Schemat małosygnałowy układu front - end

Powyższy układ policzymy dwuetapowo. Najpierw obliczymy napięcie generowane przez przedwzmacniacz - $V_{pre}(s)$, następnie policzymy funkcję przenoszenia układu kształtującego.

A.1 Odpowiedź przedwzmacniacza na wymuszenie impulsowe.

Kluczem do znalezienia napięcia V_{pre} jest zapisanie pierwszego prawa Kirchhoffa dla węzła wejściowego:

$$I_d(s) = I_{in}(s) + I_f(s)$$

Zależności opisujące prądy - generowany przez źródło oraz płynący przez detektor są oczywiste, zatem przejdźmy do policzenia prądu sprzężenia zwrotnego. Oznaczmy spadek napięcia pojemności pasożytniczej przez V_x . Wówczas możemy zapisać pierwsze prawo Kirchhoffa dla tegoż węzła:

$$I_p(s) = I_{f2}(s) - I_{f3}(s)$$

$$V_x(s) \cdot sC_p = \frac{2}{R_f} \cdot (V_{pre}(s) - V_x(s)) - \frac{2}{R_f} \cdot \left(V_x(s) + \frac{V_{pre}(s)}{K_1} \right)$$

Otrzymujemy stąd wyrażenie na spadek napięcia na kondensatorze C_p :

$$V_x(s) = V_{pre}(s) \cdot \left(1 - \frac{1}{K_1} \right) \cdot \frac{1}{s + \frac{4}{C_p \cdot R_f}} \cdot \frac{2}{C_p \cdot R_f} \quad (\text{A.1})$$

Następnie obliczamy prąd $I_{f3}(s)$, który po zsumowaniu z I_{f1} da nam wyrażenie na prąd płynący w sprzężeniu zwrotnym.

$$I_f(s) = V_{pre} \cdot \left[\left(1 + \frac{1}{K_1} \right) \cdot sC_f + \frac{2}{R_f \cdot K_1} + \frac{1 - \frac{1}{K_1}}{R_f} \cdot \frac{1}{s + \frac{4}{C_p \cdot R_f}} \cdot \frac{4}{C_p \cdot R_f} \right]$$

Uwzględniając iż $I_{in}(s) = Q_{in}$ oraz $I_d(s) = -\frac{V_{pre}}{K_1} \cdot sC_d$, zapisujemy wyjściowe równanie w postaci

$$-V_{pre}(s) \left[\frac{sC_d}{K_1} + \left(1 + \frac{1}{K_1} \right) \cdot sC_f + \frac{2}{R_f \cdot K_1} + \frac{1 - \frac{1}{K_1}}{R_f} \cdot \frac{1}{s + \frac{4}{C_p \cdot R_f}} \cdot \frac{4}{C_p \cdot R_f} \right] = Q_{in}$$

Kosmetyczne przekształcenia dają w rezultacie wyrażenie na napięcie wyjściowe przedwzmacniacza:

$$V_{pre}(s) = -\frac{Q_{in}}{C_f} \cdot \frac{s + \omega_p}{(1 + \gamma) \cdot s^2 + \omega_p \cdot (1 + \gamma) \cdot s + \omega_p \cdot \omega_0 + \frac{s^2 + (2 \cdot \omega_0 + \omega_p) \cdot s + \omega_0 \cdot \omega_p}{K_1}} \quad (\text{A.2})$$

gdzie:

$$\omega_0 = \frac{1}{C_f \cdot R_f}$$

$$\omega_p = \frac{4}{C_p \cdot R_f}$$

$$\gamma = \frac{1}{K_1} \frac{C_d}{C_f}$$

Łatwo zauważyć, że w przypadku granicznym, tj. $K_1 \rightarrow \infty$ oraz $\omega_p \rightarrow \infty$ ($C_p \rightarrow 0$) otrzymujemy postać odpowiedzi idealnego wzmacniacza z rezystywną pętlą sprzężenia zwrotnego:

$$V_{pre}(s) = -\frac{Q_{in}}{C_f} \cdot \frac{1}{s + \omega_0}$$

Interesuje nas przede wszystkim wpływ pojemności pasożytniczych i detektora, dodatkowo wzmocnienie wzmacniacza w otwartej pętli plasuje się na poziomie kilku tysięcy, dlatego w dalszym toku rozważań pominiemy człon przezeń dzielony. Poprawka wnoszona przez pominięty człon jest rzędu ułamka promila, więc nie przynosi żadnego zysku poznawczego a jedynie niepotrzebnie komplikuje równania.

Wyniki pomiarów częstotliwościowych pokazują wpływ pojemności detektora na skuteczność działania układu PZC. Spróbujmy zatem określić wyrażenia na bieguny odpowiedzi przedwzmacniacza. W tym celu rozwiążemy równanie kwadratowe na zmienną s , przyrównując mianownik wyrażenia na $V_{pre}(s)$ do zera.

$$s^2 + \omega_p \cdot s + \frac{\omega_p \cdot \omega_0}{1 + \gamma} = 0 \quad (\text{A.3})$$

Wyróżnik równania ma postać:

$$\Delta_s = \omega_p^2 \left(1 - \frac{\beta}{1 + \gamma} \right) \quad (\text{A.4})$$

gdzie

$$\beta = 4 \cdot \frac{\omega_0}{\omega_p} = \frac{C_p}{C_f}$$

stąd bieguny wyrażają się jako:

$$s_{1,2} = -\frac{\omega_p}{2} \left(1 \mp \sqrt{1 - \frac{\beta}{1 + \gamma}} \right) \quad (\text{A.5})$$

Zależnie od doboru stałych czasowych ω_p i ω_0 możemy otrzymać trzy różne rozwiązania (patrz równania 2.7, 2.8, 2.9), jednakże pojemności pasożytnicze sprzężenia są zawsze mniejsze od pojemności sprzęgającej, zatem w rozwiązaniu uwzględnimy przypadek dwóch biegunów rzeczywistych.

Aby przejść do dziedziny czasu, rozkładamy funkcje odpowiedzi na ułamki proste:

$$V_{pre}(s) = -V_0 \cdot \left(\frac{A}{s - s_1} + \frac{B}{s - s_2} \right)$$

Szybkie przekształcenia prowadzą nas do wyrażień:

$$\frac{A}{B} = \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\beta}{1 + \gamma}}} \right)$$

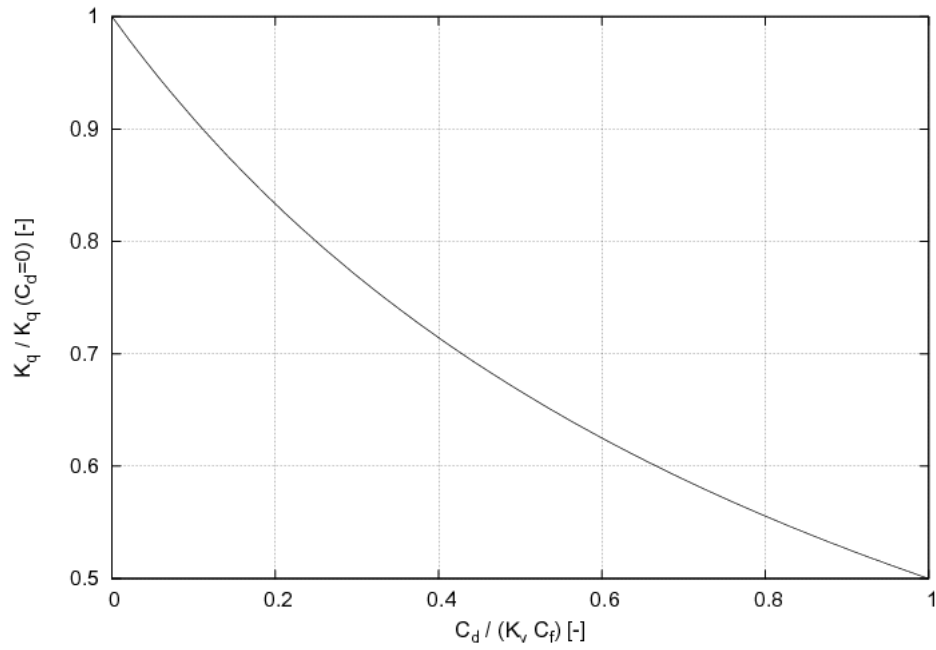
Zatem impuls wyjściowy przedwzmacniacza ma postać:

$$V_{pre}(t) = -\frac{Q_{in} e^{-\frac{\omega_p}{2} t}}{C_f (1 + \gamma)} \left[\cosh \left(\frac{\omega_p}{2} \sqrt{1 - \frac{\beta}{1 + \gamma}} t \right) + \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\beta}{1 + \gamma}}} \sinh \left(\frac{\omega_p}{2} \sqrt{1 - \frac{\beta}{1 + \gamma}} t \right) \right] \quad (\text{A.6})$$

Zauważmy, iż maksimum impulsu występuje dla czasu równego zero, zatem czułość ładunkowa wyraża się poprzez:

$$K_q = \frac{1}{C_f} \cdot \frac{1}{1 + \gamma} = \frac{1}{C_f + \frac{C_d}{K_1}} \quad (\text{A.7})$$

Zależność wzmocnienia ładunkowego wzmacniacza w funkcji pojemności detektora przedstawia rysunek A.2:



Rysunek A.2. Zależność zmian wzmocnienia ładunkowego wzmacniacza w funkcji stosunku pojemności detektora do millerowskiej sprzężenia.

Literatura

- [1] P. Gray, P. Hurst, S. Lewis, R. Meyer: *Analysis and design of analog integrity circuits*. Wydawnictwo John Willey and Sons, Fourth edition 2001.
- [2] W. Marciniak: *Przyrządy półprzewodnikowe i układy scalone*. WNT 1984.
- [3] K. Korbel: *Układy elektroniki "front - end"*. Wydawnictwo AGH, Kraków 2005.
- [4] K. Korbel: *Ekstrakcja informacji z sygnału radiometrycznego*. Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej, Kraków 2006.
- [5] D. Perkins: *Wstęp do fizyki wysokich energii*. Wydawnictwo naukowe PWN, Warszawa 2004.
- [6] K. Świentek: *Zastosowanie krzemowych detektorów paskowych do obrazowania medycznego z wykorzystaniem promieniowania X o dwóch energiach*. Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej, Kraków 2005.
- [7] J. Błocki, W. Daniluk, W. Dąbrowski, M. Gil i inni: *The proposed design of the silicon sensors for the LumiCal*. EUDET-Memo-2007-09.

Spis rysunków

1.1	Złącze $p^+ - n$	3
1.2	Impulsy prądowe generowane w detektorze.	5
1.3	Schemat ideowy wzmacniacza ładunkoczułego z pętlą bezrezystywną.	6
1.4	Przebiegi czasowe wzmacniacza z pętlą bezrezystywną.	7
1.5	Schemat ideowy wzmacniacza ładunkoczułego z pętlą pojemnościowo – rezystywną.	7
1.6	Przebiegi czasowe wzmacniacza z pętlą pojemnościowo – rezystywną.	8
1.7	Przykładowa realizacja układu PZC.	9
1.8	Przykładowa realizacja układu kształtującego opartego o PZC i filtr $(RC)^2$	10
1.9	Efekt spiętrzania się impulsów	11
1.10	Impulsy wyjściowe	11
2.1	Detektor LumiCal.	12
2.2	Uproszczony schemat ideowy pojedynczego kanału układu front - end	13
2.3	Schematy małosygnalowe przedwzmacniacza układu front - end z elementem rezystywnym pętli sprzężenia zwrotnego opartym na:	15
2.4	Wpływ pojemności pasożytniczych w sprzężeniu zwrotnym na kształt impulsu wyjściowego wzmacniacza.	17
3.1	Zależności amplitudy napięcia wyjściowego w funkcji wstrzykiwanego ładunku - tryb kalibracyjny - ładunki powyżej 25[fC]	20
3.2	Zależności amplitudy napięcia wyjściowego w funkcji wstrzykiwanego ładunku - tryb kalibracyjny - ładunki poniżej 25[fC]	21
3.4	Zależności amplitudy napięcia wyjściowego w funkcji wstrzykiwanego ładunku - tryb fizyczny.	23
3.5	Teoretyczne przebiegi generatora i układu podczas pomiarów częstotściowych, przy poprawnej pracy układu.	24
3.6	Teoretyczne przebiegi generatora i układu podczas pomiarów częstotściowych, przy układzie nasyconym.	24
3.7	Względna zmiana amplitudy w funkcji częstotliwości impulsów wejściowych w trybie kalibracyjnym - pierwsze impulsy ciągu.	26
3.8	Względna zmiana amplitudy w funkcji częstotliwości impulsów wejściowych w trybie kalibracyjnym - ostatnie impulsy ciągu.	26
3.9	Względna zmiana amplitudy w funkcji częstotliwości impulsów wejściowych w trybie fizycznym - pierwsze impulsy ciągu.	27
3.10	Względna zmiana amplitudy w funkcji częstotliwości impulsów wejściowych w trybie fizycznym - ostatnie impulsy ciągu.	28
3.11	Przebiegi czasowe odpowiedzi układu przy wysokich pojemnościach detektora	29
A.1	Schemat małosygnalowy układu front - end	31
A.2	Zależność zmian wzmocnienia ładunkowego wzmacniacza w funkcji stosunku pojemności detektora do millerowskiej sprzężenia.	34

Spis tablic

3.1	Zestawienie wyników pomiarów wzmocnienia układu w trybie kalibracyjnym przy dużych wartościach iniekowanego ładunku	19
3.2	Zestawienie wyników pomiarów wzmocnienia układu w trybie kalibracyjnym przy niskich wartościach iniekowanego ładunku	19
3.3	Zestawienie wyników pomiarów wzmocnienia układu w trybie fizycznym	22