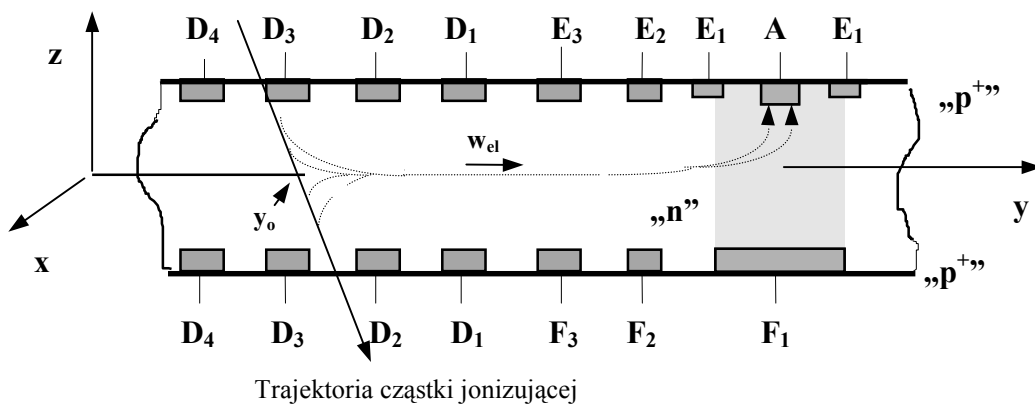


### 2.1.7. Krzemowe komory dryfowe.

W strukturze detektora tego rodzaju można wyróżnić dwie strefy o określonych zadaniach funkcjonalnych. Strefa pierwsza, którą zwać będziemy „*strefą transportową*”, jest odpowiedzialna za istotny w tej metodzie *parametr deskryptywny* sygnału, niosący informację o współrzędnej miejsca interakcji cząstki jonizującej z medium aktywnym detektora. W drugiej strefie, którą określimy mianem „*strefy generacyjnej*” sygnału, zachodzi właściwy proces formowania indukowanego impulsu prądowego detektora  $i_D(t)$ .

Na rysunku 8 pokazano schematycznie poprzeczny przekrój omawianego detektora. Posłuży on do zwięzłego przypomnienia zasady jego działania.



**Rys.8.** Schematyczny przekrój poprzeczny krzemowej komory dryfowej.

Strefa transportowa obejmuje równoległy zespół „bliźniaczych”, zaporowo spolaryzowanych złącz paskowych  $p^+n$ , utworzonych po obu stronach cienkiej płytki półprzewodnika typu  $n$  („*wafiera*”). Przy dostatecznie dużym napięciu polaryzacji tych złącz przynależne im warstwy zubożone osiągają szerokość równą połowie wzajemnej odległości przeciwnych złącz, powodując w efekcie całkowite zubożenie zawartego między nimi obszaru „*wafiera*”. Na płaszczyźnie „ $x$ - $y$ ” ustala się wówczas minimum potencjału, ku któremu będą wciągane, „wytwarzane” w akcie detekcji elektrony.

Przy spełnieniu warunku

$$V_{\text{całkowitego zubożenia}} < V_{D(n)} < V_{D(n-1)} < V_{D(n-2)} \dots < V_{D1} \dots < V_{E/F}$$

w objętości „*wafiera*” wytworzone zostaje *wzdłużne pole elektryczne*  $E_y$ , wywołujące dryf, skoncentrowanych w dolinie potencjału pola poprzecznego  $E_z$ , elektronów w kierunku osi „ $y$ ” z prędkością „ $w_{el}$ ”. Transportowana „*chmura*” elektronów w trakcie swego ruchu ulega dyspersji wzdłużnej w efekcie rozmycia dyfuzyjnego i odpychania kulombowskiego, przybierając na krawędzi *strefy generacyjnej* charakterystyczną formę „*garbu gaussowskiego*”.

$$n(t, y) = \frac{n_0}{\sqrt{4\pi D_n t}} \exp \left[ - \left( \frac{y - w_{el} t}{4D_n t} \right)^2 \right] \quad (67)$$

W wyrażeniu powyższym przyjęto następujące oznaczenia:

$n_o$  - liczba elektronów powstała w akcie detekcji,

$w_{el}$  - prędkość dryfu elektronów

$D_n$  - współczynnik dyspersji elektronów

Dla zadanej współrzędnej  $y$  (odpowiadającej odległości punktu detekcji od „krawędzi” strefy generacyjnej) przy uwzględnieniu związków:

$$\sigma_y = \sqrt{4D_n t} \quad , \quad \sigma_y = w_{el} \sigma_T \quad \text{oraz} \quad y = w_{el} t_p \quad (68)$$

równanie (66) sprowadzimy do postaci

$$n(t)|_y = \frac{n_o}{\sqrt{\pi} w_{el} \sigma_T} \exp \left[ - \left( \frac{t_p - t}{\sigma_T} \right)^2 \right] \quad (69)$$

gdzie  $t_p$  oznacza średni czas przejścia elektronów przez strefę transportową, zaś  $\sigma_T$  - dyspersję czasu przejścia.

Z planarnej konfiguracji detektora wynika konieczność zakrzywienia toru transportowanych elektronów w celu skierowania ich do elektrody zbiorczej (A). Celowi temu służy zespół asymetrycznie spolaryzowanych pasków pomocniczych (E,F). Dla uproszczenia analizy przyjmujemy jednak liniową konfigurację *strefy generacyjnej* o zastępczej szerokości bariery „D”. Docierający do niej pojedynczy elektron w czasie swego dryfu do anody generuje w jej obwodzie zewnętrznym indukowany mikroimpuls prądowy oznaczany umownie symbolem „SER” (*Single Electron Response*). Opisuje go znane nam już ogólne równanie (59), które po uwzględnieniu faktu, że  $x_o=0$ , przyjmie formę

$$SER = \frac{q}{\tau_{el}} \exp \left( - \frac{t}{\tau_{el}} \right) \quad (70)$$

Indukowany impuls prądowy  $i(t)$  stanowi superpozycję odpowiedzi wszystkich elektronów wchodzących w skład *rozmytej paczki elektronów*. Opisuje go splot funkcji (68) i (69).

$$i(t) \equiv i_{el}(t) = n(t)|_y * SER \quad (71)$$

Napiszmy zatem

$$i(t) = \frac{n_o}{\sqrt{\pi} w_{el} \sigma_T} \frac{q}{\tau_{el}} \int_0^t \exp \left[ - \left( \frac{t_p - \xi}{\sigma_T} \right)^2 \right] \exp \left( - \frac{t - \xi}{\tau_{el}} \right) d\xi \quad (72)$$

skąd po wykonaniu całkowania otrzymujemy

$$i(t) = \frac{i_{max}}{2} \exp \left[ \frac{\sigma_T^2}{4\tau^2} - \frac{t - t_p}{\tau_{el}} \right] \left\{ \operatorname{erf} \left[ \frac{t - t_p}{\sigma_T} - \frac{\sigma_p}{2\tau_{el}} \right] + \operatorname{erf} \left[ \frac{\sigma_T}{2\tau_{el}} + \frac{t_p}{\sigma_T} \right] \right\} \quad (73)$$

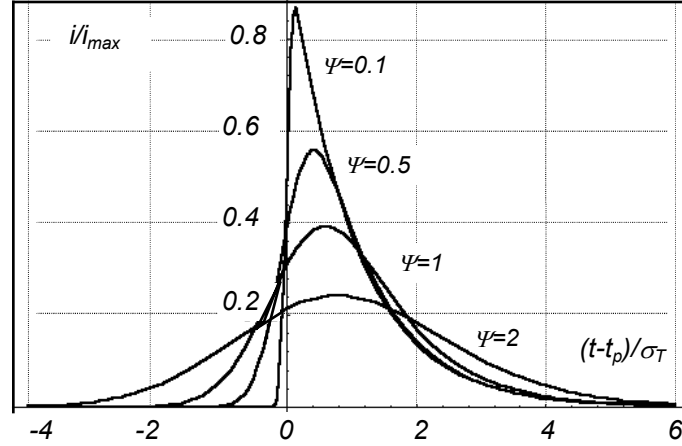
przy czym

$$i_{max} = \frac{n_o q}{w_{el} \tau_{el}} \quad (74)$$

Z dobrym przybliżeniem można przyjąć, że

$$\operatorname{erf} \left[ \frac{\sigma_T}{2\tau_{el}} + \frac{t_p}{\sigma_T} \right] \cong 1$$

Ułatwia ono istotnie graficzną prezentację zależności funkcjonalnej (73). Przedstawiono ją na rysunku 9 w układzie współrzędnych znormalizowanych  $[i/i_{max}] - [(t-t_p)/\sigma_T]$ .



**Rys.9.** Rodzina znormalizowanych przebiegów indukowanego impulsu prądowego w krzemowej komorze dryfowej. (Parametr  $\Psi = \sigma_T/\tau_{el}$ ).

Rysunek powyższy ukazuje ewolucję odpowiedzi komory dryfowej na quasidirakowskie wymuszenie ładunkowe ( $n_oq$ ) w zależności od jego współrzędnej przestrzennej ( $y_o$ ). Łatwo na nim zauważyć, że poczynając od wartości parametru  $\Psi \cong 0.5$ , o kształcie odpowiedzi decyduje głównie dyspersja ładunku ( $\sigma_T$ ) w strefie transportowej. Dysponując uzyskaną z pomiaru wartością dyspersji ( $\sigma_T$ ) można w oparciu o zespół związków (68) wyznaczyć wartość współrzędnej ( $y_o$ ). Proste działania arytmetyczne dają w wyniku zależność

$$y_0 = \frac{w_{el}^3}{4D_n} \sigma_T^2 \quad (75)$$

W równaniu (71) formalnie utożsamiono przebieg indukowanego impulsu prądowego  $i(t)$  z przebiegiem składowej elektronowej  $i_{el}(t)$ . Dla pełności opisu funkcjonalnego dodajmy więc, że w procesie formowania indukowanego impulsu prądowego nie uczestniczą nośniki dziurowe, jako że są one zbierane daleko poza zasięgiem pola elektrycznego strefy generacyjnej przez najbliższe miejsca ich generacji elektrody zbiorcze złącz  $D_k$ .