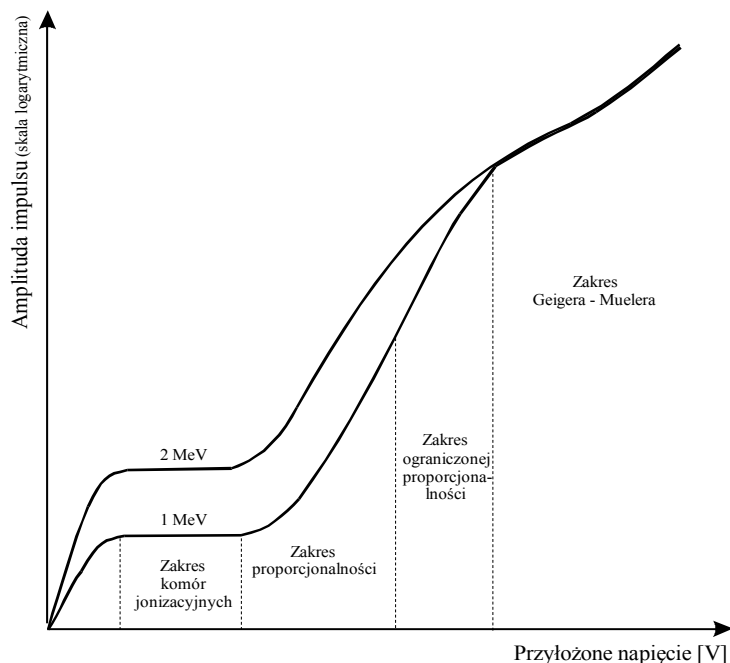


LICZNIKI PROPORCJONALNE

1. Zasada działania liczników proporcjonalnych

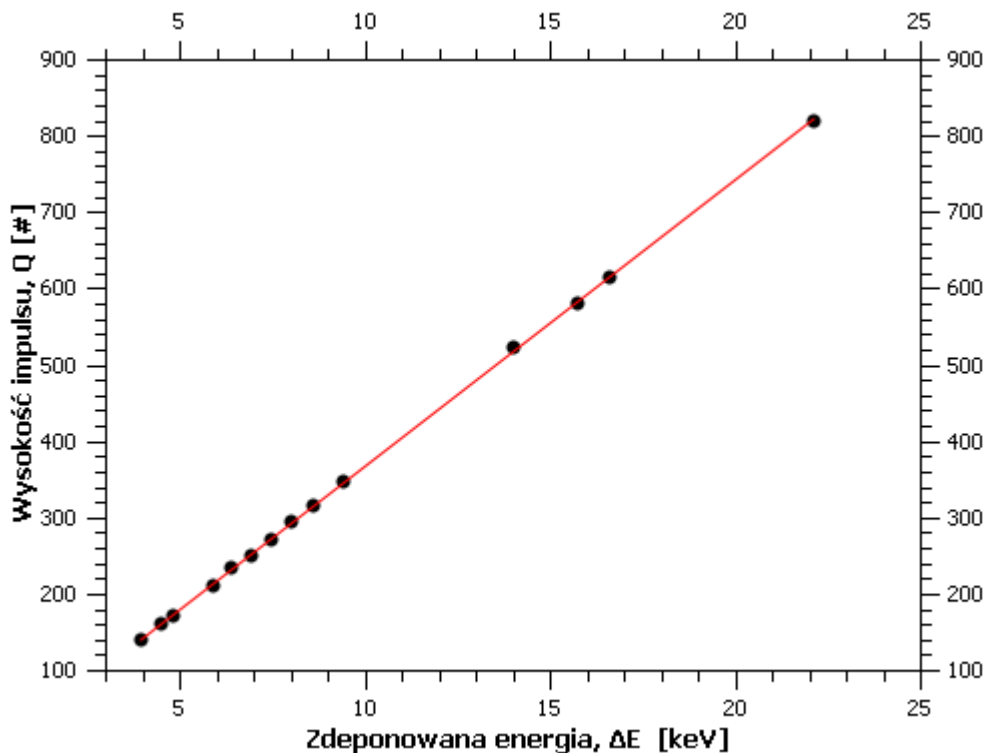
Liczniki proporcjonalne należą do grupy liczników, które wypełnione są mieszaninami gazowymi. Detekcja promieniowania za pomocą liczników proporcjonalnych, polega na wykorzystaniu zjawisk fizycznych, towarzyszących oddziaływaniu rejestrowanego promieniowania z gazem wypełniającym licznik, w obecności silnego, niejednorodnego pola elektrycznego. Różnice pomiędzy poszczególnymi typami detektorów gazowych pracujących w układzie impulsowym przedstawia poniższy rysunek nr 1. Amplituda zaobserwowanego impulsu jest zależna od przyłożonego napięcia pomiędzy elektrodami licznika. W pewnym zakresie tego pola ma miejsce wtórna jonizacja zderzeniowa – tzw. jonizacja Townsenda. Ładunek zbierany na anodzie jest proporcjonalny do pierwotnej liczby par jonów wytworzonych przez cząstkę jonizującą, co stanowi podstawę pracy licznika proporcjonalnego (wzór 1):



Rys. 1. Zależność amplitudy impulsu od przyłożonego napięcia. 1MeV, 2 MeV energia zdeponowana w detektorze. Powyżej zakresu ograniczonej proporcjonalności może być zakres G-M, zakres samo gasnącego strimera, wyładowanie koronowe lub wyładowanie ciągłe. Rodzaj wyładowania zależy od rodzaju gazu wypełniającego licznik i jego ciśnienia.

$$Q = \frac{\Delta E}{W} A W_{EL}, \quad (1)$$

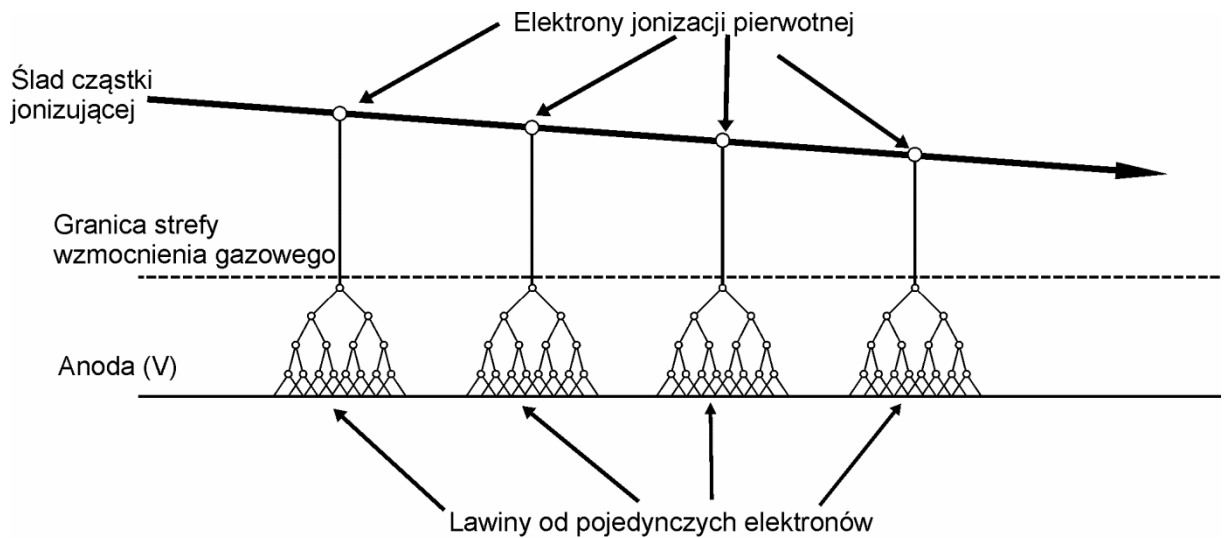
Q – ładunek zebrany na anodzie, ΔE – energia zdeponowana przez promieniowanie, A – wzmacnienie gazowe, W – energia potrzebna na wytworzenie pary jon-elektron w gazie licznikowym, W_{EL} – wzmacnienie elektronicznego toru pomiarowego. Przy stałym A i W_{EL} dla danego detektora Q zależy wprost proporcjonalnie od ΔE , stąd nazwa licznika, licznik proporcjonalny. Na rys. 2 pokazano zależność wysokości impulsu Q od wartości zdeponowanej energii ΔE (tzw. krzywa kalibracji).



Rys. 2 Zależność wysokości impulsu na wyjściu spektrometrycznego toru pomiarowego od energii zdeponowanej w detektorze.

1.1. Lawinowe mnożenie elektronów

Wzmocnienie gazowe jest charakterystyczną cechą liczników proporcjonalnych. Jest ono wynikiem odpowiednio dużej wartości natężenia pola elektrycznego w gazie czynnym detektora. Dla niskich wartości natężenia pola, elektrony i jony dodatnie powstałe w wyniku zaabsorbowania cząstki jonizującej po prostu dryfują do odpowiednich elektrod, elektrony w kierunku anody, natomiast jony dodatnie do katody. Podczas migracji jony ulegają zderzeniom z neutralnymi cząsteczkami gazu. W sytuacji gdy pole elektryczne jest małe energia jonów jest zbyt niska, aby powodować jonizację neutralnych cząsteczek gazu. Jeżeli natomiast zwiększymy natężenie pola elektrycznego to spowodujemy przyspieszanie cząstek naładowanych. Przy odpowiednio dużym natężeniu pola przyspieszane wolne elektrony uzyskują energię kinetyczną większą od energii jonizacji cząsteczek gazu i powodują powstawanie wtórnych par jon-elektron. Proces ten nazywany jest wzmocnieniem gazowym. Dla typowych gazów przy normalnym ciśnieniu próg wystąpienia efektu wtórnej jonizacji ma miejsce przy wartości natężenia pola elektrycznego 10^6 V/m. Na rys. 3 pokazano rozwój lawin od pojedynczych elektronów wygenerowanych przez mierzone promieniowanie. Po przebyciu przez elektron średniej drogi jonizacji mamy dwa elektrony, po kolejnej średniej drodze jonizacji – 4ry elektrony i tak dalej. 100 elektronów uzyskujemy po ok. 6-ciu – 7-miu drogach jonizacji. W ten sposób powstaje kaskada elektronów. Nowopowstałe elektrony biorą udział w dalszym rozwoju lawiny elektronowej.



Rys.3 Schemat rozwoju lawin elektronowych od pojedynczych elektronów jonizacji pierwotnej. Należy zwrócić uwagę że lawiny nie przekrywają się.

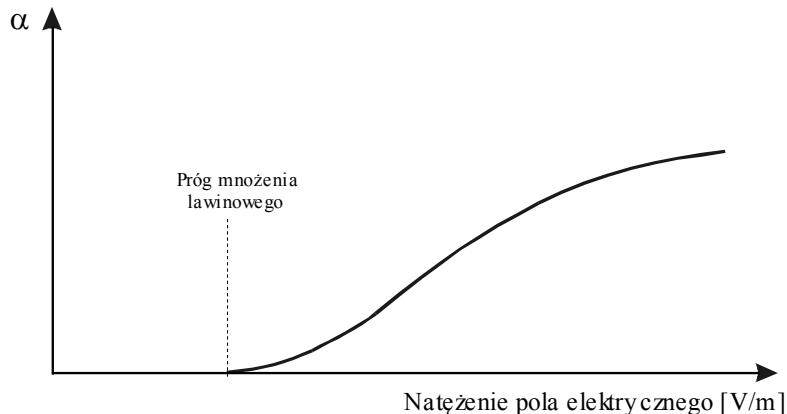
1.2. Pierwszy współczynnik jonizacji Townsenda

Elektrony powstałe w wyniku wtórnej jonizacji także mogą po przyspieszeniu jonizować neutralne cząsteczki gazu. W wyniku tego procesu powstaje kaskada elektronów nazywana lawiną Townsenda, gdzie każdy wolny elektron może w wyniku zderzeń produkować następne wolne elektrony w wyniku tego samego procesu. Wzrost ilości elektronów na jednostkę drogi jest opisany równaniem Townsenda :

$$dn = n \cdot \alpha \cdot dx \quad (2)$$

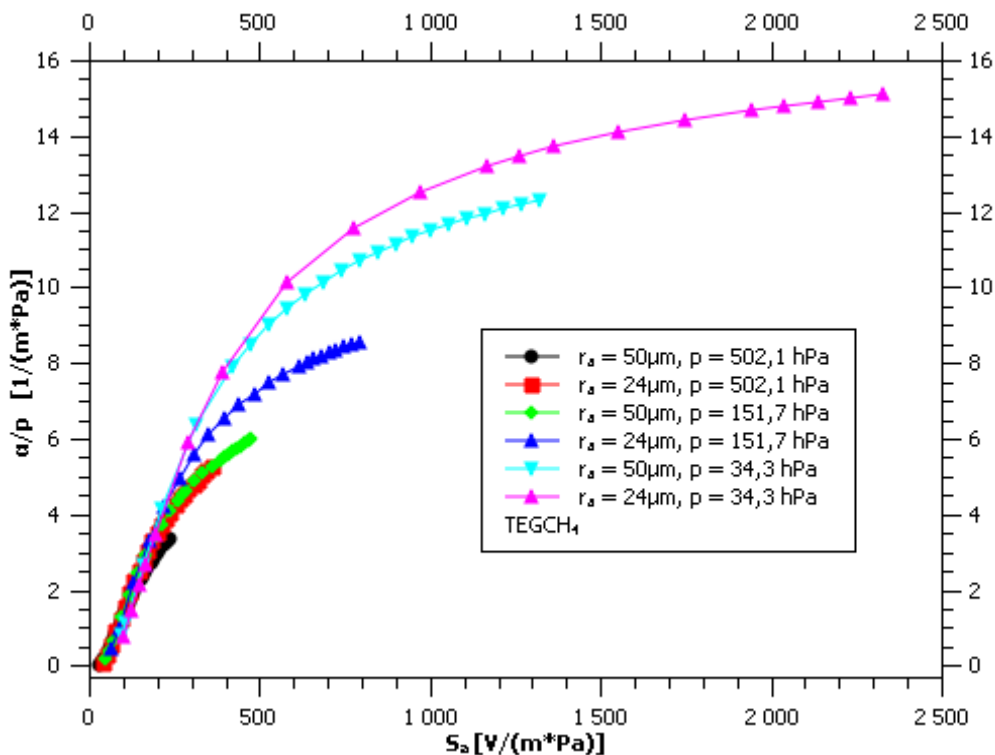
gdzie: dn – przyrost liczby wytworzonych elektronów na jednostkę drogi [-],
 n – ilość wolnych elektronów na danym etapie rozwoju lawiny [-],
 α – pierwszy współczynnik jonizacji Townsenda [1/m],
 dx – jednostka drogi przebytej przez elektron w kierunku pola elektrycznego [m].

Wartość współczynnika α ma wartość zero dla pola elektrycznego poniżej pewnej wartości progowej. Dla wyższych wartości pola rośnie, aż do wartości maksymalnej. Rysunek nr 4 przedstawia zależność współczynnika α od wartości natężenia pola elektrycznego.



Rys. 4. Zależność współczynnika jonizacji Townsenda od natężenia pola elektrycznego.

Na rys. 5 pokazano zmierzone wartości pierwszego współczynnika jonizacji Townsenda, α , dla mieszaniny tkanko-podobnej o składzie CH_4 -64,5% + N_2 -3,1% + CO_2 - 32,4%.



Rys. 5 Zmierzone wartości zredukowanego (α/p) współczynnika jonizacji Townsenda dla mieszaniny tkanko-podobnej na bazie CH_4 w funkcji natężenia pola elektrycznego na powierzchni anody ($S_a = U/(p \cdot r_a \cdot \ln(r_k/r_a))$, patrz wzór 3)

W licznikach proporcjonalnych mnożenie lawinowe dobiega końca w momencie gdy wszystkie wolne elektrony zostaną zebrane na anodzie. Przy odpowiednich warunkach pracy ilość elektronów zbieranych na anodzie jest wielokrotnością ilości powstałych pierwotnie wolnych elektronów. Czynniki o jaki wzrasta ilość elektronów waha się w przedziale od kilku do 10^6 razy. Dzięki temu wzmocnieniu gazowemu wymagania stawiane zewnętrznej elektronice znacznie spadają oraz znacznie wzrasta stosunek sygnału do szumu w porównaniu z komorami jonizacyjnymi.

Wartość natężenia pola elektrycznego w dużym stopniu zależy od geometrii detektora. Najczęściej spotykane są liczniki o geometrii cylindrycznej, w których anoda umieszczona jest wzdłuż osi podłużnej katody. W tego typu geometrii bardzo duże znaczenie ma rozkład pola elektrycznego wewnątrz detektora. Odpowiedni rozkład pola elektrycznego niezbędny jest z dwóch powodów:

- mnożenie lawinowe wymaga dużych wartości natężenia pola elektrycznego,
- każdy pierwotnie powstały wolny elektron powinien spowodować powstanie takiego samego impulsu.

W geometrii cylindrycznej natężenie pola elektrycznego jest opisane równaniem (3) .

$$E(r) = \frac{U}{r \ln \frac{r_k}{r_a}} \quad (3)$$

gdzie: $E(r)$ – natężenie pola elektrycznego [V/m],

U – napięcie przyłożone między anodę, a katodę [V],

r – promień dla którego wyznaczona jest wartość natężenia pola [m],

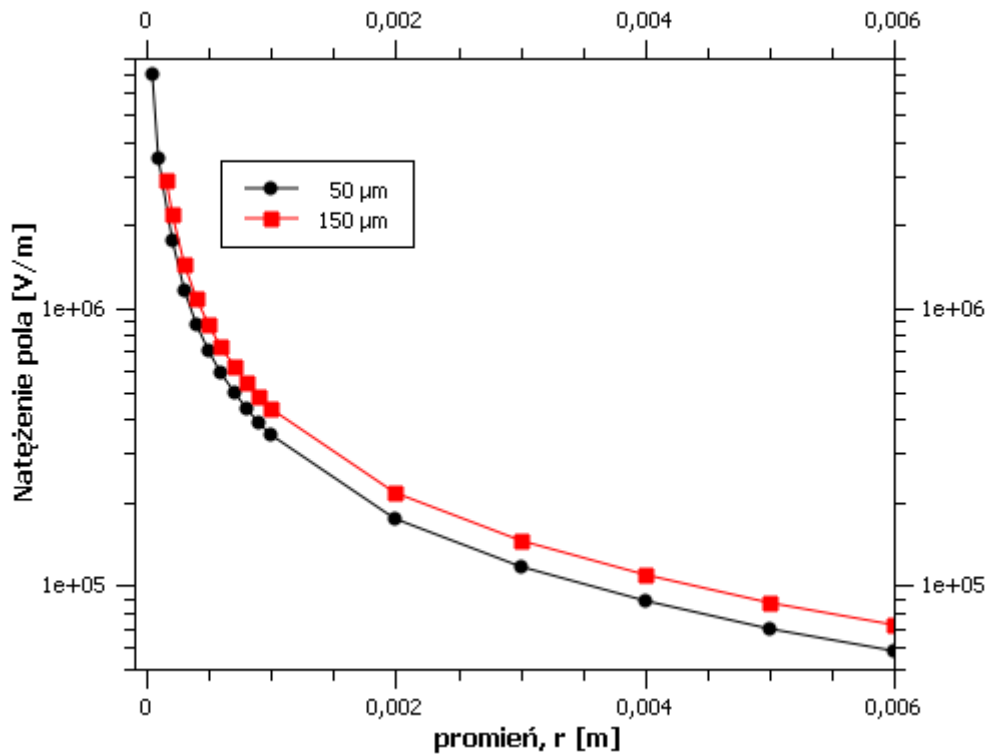
r_k – wewnętrzny promień katody [m],

r_a – promień anody [m].

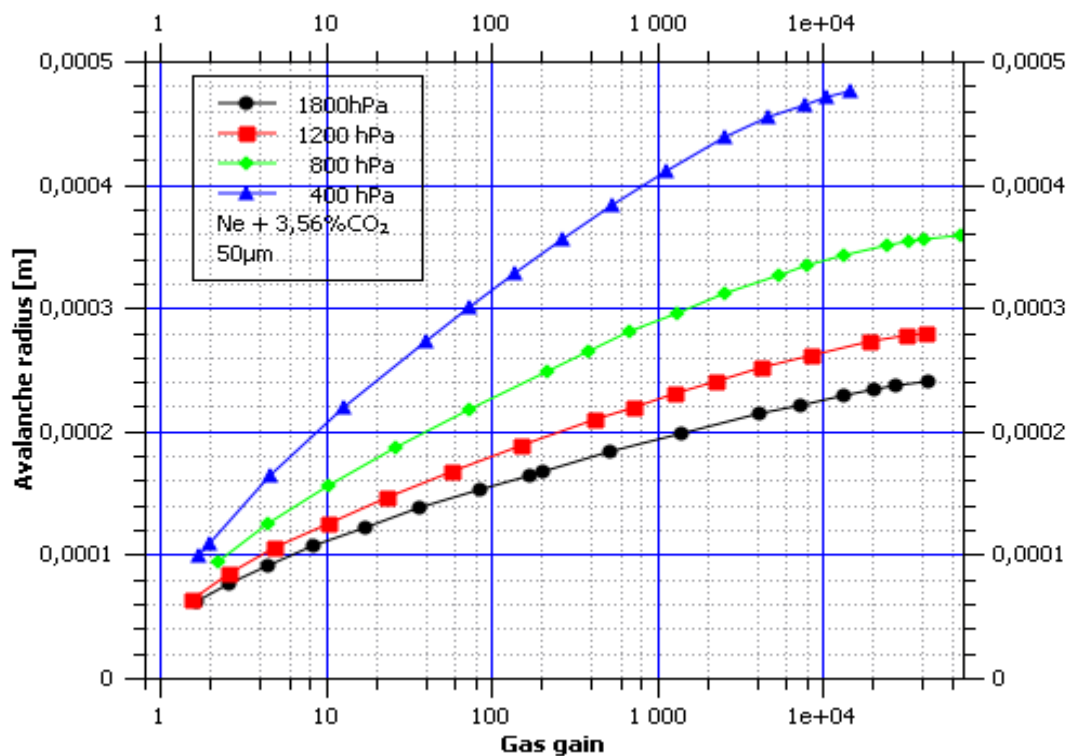
Wzór ten obowiązuje tylko dla $r \geq r_a$.

Taka geometria zapewnia natężenie pola elektrycznego większe od 10^6 V/m w pobliżu anody. Aby warunek z podpunktu drugiego był spełniony wszystkie elektrony powinny powstawać poza strefą mnożenia lawinowego, dzięki czemu będą one najpierw dryfować do strefy mnożenia, niezależnie w której części licznika powstały. Aby taka sytuacja miała miejsce objętość czynna całego detektora musi być wielokrotnie większa od objętości strefy mnożenia lawinowego. Przykładowo dla detektora o średnicy katody równej 1cm, średnicy anody 0,008 cm i różnicy napięcia wynoszącej 2000V, strefa mnożenia lawinowego ma promień mniejszy od 0,041 cm. Natomiast jej objętość stanowi 0,17% całkowitej objętości czynnej detektora.

Dzięki cylindrycznemu układowi anody i katody można uzyskać wysokie natężenia pola elektrycznego w okolicy anody przy zastosowaniu napięcia zasilania detektora do ok. 2 kV. W geometrii płaskiej uzyskanie takiego natężenia pola jest praktycznie niemożliwe. Na rys. 6 pokazano rozkład pola elektrycznego dla typowych wymiarów geometrycznych detektora a na rys. 7 wyznaczone doświadczalnie promienie (liczone od osi anody) stref wzmocnienia gazowego (patrz rys. 3).



Rys. 6 Rozkład natężenia pola w funkcji promienia dla napięcia zasilania, $U = 2 \text{ kV}$, $r_k = 15 \text{ mm}$, dla różnych średnic anod. Pokazano tylko zakres małych wartości r . Mnożenie lawinowe występuje tuż przy powierzchni anody. Najniższa wartość r jest równa r_a .



Rys. 7 Wyznaczone doświadczalnie wartości promieni stref wzmocnienia gazowego dla mieszaniny $\text{Ne} + 3,56\% \text{CO}_2$, dla różnych jej ciśnień w funkcji wzmocnienia gazowego.

1.3. Współczynnik wzmocnienia gazowego

Jeżeli założy się, że proces mnożenia lawinowego wynika tylko z jonizacji atomów gazu podczas kolizji z przyspieszonymi elektronami oraz, że nie występuje rekombinacja elektronów z jonami dodatnimi i jednocześnie efekt ekranowania przez dodatni ładunek przestrzenny jest zaniedbywalny, to dla geometrii cylindrycznej można napisać równanie (4) opisujące współczynnik wzmocnienia gazowego A , wynikające ze scałkowania równania (2) w przedziale od r_a do r_k :

$$\ln \frac{n}{n_0} = \ln A = \int_{r_a}^{r_k} \alpha(r) \cdot dr \quad (4)$$

gdzie: A – średnia wartość współczynnika wzmocnienia gazowego [-],
 $\alpha(r)$ – pierwszy współczynnik jonizacji Townsenda [1/m],
 n – liczba par jon-elektron zbieranych na elektrodach [-],
 n_0 – liczba wytworzonych w procesie jonizacji pierwotnej par jon-elektron [-].

Wyliczenie wartości współczynnika wzmocnienia gazowego wymaga znajomości $\alpha(r)$, lub znajomości funkcji $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$ dla stosowanej mieszaniny gazu. Dokładne wyliczenie A

nie jest możliwe ze względu na niedokładną znajomość funkcji $f\left(\frac{E}{p}\right)$. Zostały

wyprowadzone uproszczone wzory na współczynnik wzmocnienia gazowego, obwarowane szeregiem założeń upraszczających.

1.4. Procesy zachodzące w detektorze

Podczas mnożenia lawinowego elektronów oprócz jonizacji Townsenda występują dodatkowe zjawiska, mogące zasadniczo wpłynąć na jej przebieg. Procesy te nazwane wtórnymi podzielone są na procesy szybkie, związane bezpośrednio z lawinowym mnożeniem elektronów, oraz procesy wolne związane z ruchem jonów dodatnich w kierunku katody i ich neutralizacją.

W poniższych równaniach charakteryzujących procesy wtórne zostały zastosowane następujące oznaczenia:

- A – atom lub cząstka gazu głównego,
- B – atom lub cząsteczka składnika mieszaniny,
- A^* – atom wzbudzony,
- A^m – atom wzbudzony do stanu metastabilnego,
- A^+, B^- – zjonizowane atomy lub cząsteczki.

1.4.1 Zjawiska związane z rozwojem lawiny

- Jonizacja zderzeniowa Townsenda (opisana przez α)

- $e + A \rightarrow A^+ + e + e$
 $e + B \rightarrow B^+ + e + e.$
- Wzbudzenie atomów gazu głównego do stanów metastabilnych
 $e + A \rightarrow A^m + e$
 oraz ich powrót do stanu podstawowego poprzez efekt Penninga
 $A^m + B \rightarrow A + B^+ + e$
 lub w wyniku zderzeń z innymi atomami
 $A^m + B \rightarrow A + B^*.$
 - Wzbudzenie atomów gazu głównego do wyższych stanów energetycznych,
 $e + A \rightarrow A^* + e$
 oraz powrót do stanu podstawowego w wyniku zderzenia jonizującego,
 $A^* + B \rightarrow A + B^+ + e$
 emisji fotonu,
 $A^* \rightarrow A + h\nu$
 lub wytworzenie stanu metastabilnego
 $A^* + A \rightarrow A + A^m + \text{energia kinetyczna}.$
 - Oddziaływanie fotonów wyemitowanych przez atomy wzbudzone z powierzchnią katody poprzez efekt fotoelektryczny,
 $h\nu + \text{powierzchnia katody} \rightarrow e$
 oraz atomami i cząsteczkami prowadząc do fotojonizacji.
 $h\nu + B \rightarrow B^+ + e.$

1.4.2. Zjawiska związane z ruchem jonów do katody

- Wędrowka dodatnich jonów gazu i ich neutralizacja na katodzie, w wyniku czego powstają wzbudzone molekuly,
 $A^+ + e \text{ (z katody)} \rightarrow A^*$
 $B^+ + e \text{ (z katody)} \rightarrow B^*$
 następnie ich powrót do stanu podstawowego poprzez emisję fotonu,
 $A^* \rightarrow A + h\nu$
 lub dysocjację
 $B^* \rightarrow C + D.$
- Przekazanie ładunku w wyniku zderzeń przez jony cząsteczkom o niższej energii jonizacji
 $A^+ + B \rightarrow A + B^+.$
- Rekombinacja jonów dodatnich z wolnymi elektronami
 $A^+ + e \rightarrow A^*$
 $B^+ + e \rightarrow B^*.$
- Wychwyt wolnych elektronów i migracja ujemnych jonów do anody
 $A + e \rightarrow A^-$
 $B + e \rightarrow B^-.$

W zależności od ciśnienia i procentowego udziału różnych składników mieszaniny gazowej wypełniającej licznik znaczenie poszczególnych zjawisk ulega zmianie. W celu opisu wyżej wymienionych procesów innych niż jonizacja Townsenda, w wyniku których powstają dodatkowe elektrony biorące udział w dalszym rozwoju lawiny wprowadza się współczynnik jonizacji γ , który jest zdefiniowany jako prawdopodobieństwo kreacji dodatkowego elektronu na każdą parę jon-elektron powstałą w wyniku mnożenia

zderzeniowego. Współczynnik ten jest inaczej nazywany drugim współczynnikiem jonizacji Townsenda.

Zdefiniowany w ten sposób współczynnik γ jest sumą kilku współczynników.

$$\gamma = \gamma_d + \gamma_j + \gamma_f \quad (5)$$

gdzie: γ_d – prawdopodobieństwo powstania dodatkowego elektronu w obszarze dryfu na parę jonów wytworzonych w lawinie,
 γ_j – prawdopodobieństwo powstania fotoelektronu na katodzie na parę jonów wytworzonych w lawinie,
 γ_f – prawdopodobieństwo powstania elektronu podczas neutralizacji na katodzie jednego jonu, na parę jonów wytworzonych w lawinie.

Opisane powyżej zjawiska prowadzą do wzrostu współczynnika wzmocnienia gazowego,

$$A_\gamma = A + (\gamma^*A)^*A + ((\gamma^*A)^*A)^*\gamma^*A + \dots,$$

A_γ – współczynnik wzmocnienia gazowego po uwzględnieniu procesów innych niż jonizacja zderzeniowa,

γ^*A – ilość elektronów powstałych w jonizacji innej niż zderzeniowa, która ulega wzmocnieniu A – krotnemu generując $[(\gamma^*A)^*A]^*\gamma$ liczbę dodatkowych elektronów, które ulegają wzmocnieniu A – krotnemu i tak dalej. W wyniku otrzymujemy zbieżny szereg geometryczny. Po uwzględnieniu współczynnika γ można zapisać równanie, które opisuje całkowite wzmocnienie gazowe A_γ .

(6)

Dopiero uwzględnienie drugiego $A_\gamma = \frac{A}{1 - \gamma A}$ współczynnika wzmocnienia gazowego (czyli zjawisk wtórnych zachodzących w liczniku) pozwala na dokładniejsze oszacowanie współczynnika wzmocnienia gazowego.

Należy zwrócić uwagę na sytuację kiedy zjawiska wtórne zaczynają wywierać duży wpływ na pracę detektora. Ma to miejsce w sytuacji kiedy $\gamma \cdot A$ jest bliskie jedności, odpowiada to powstaniu wyładowania ciągłego w liczniku.

2.1. Parametry charakterystyczne liczników proporcjonalnych

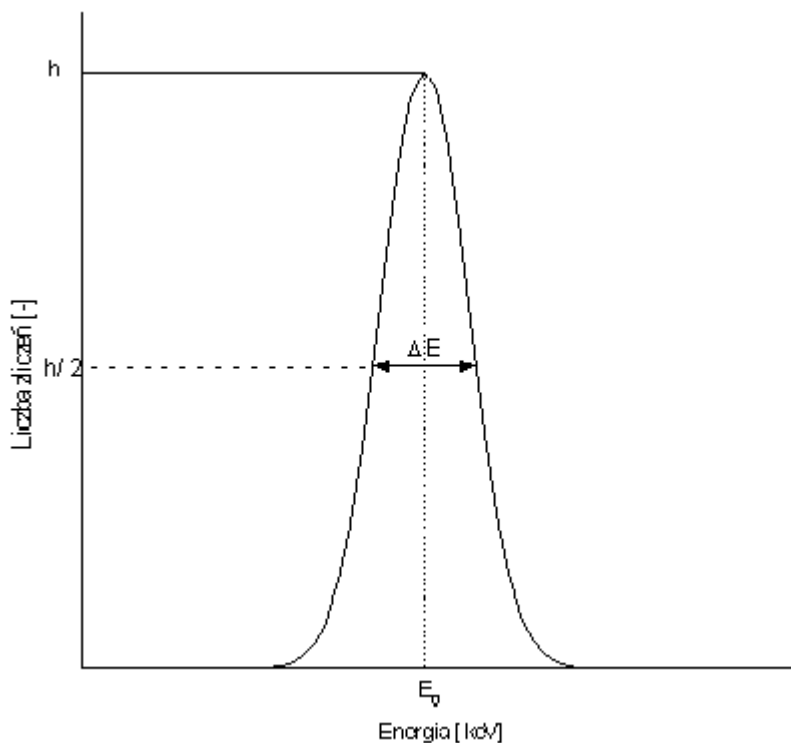
2.1.1 Amplituda sygnału licznikowego

W liczniku proporcjonalnym, na podstawie amplitudy otrzymanego sygnału można wnioskować o energii zdeponowanej przez cząsteczkę przechodzącą przez detektor (wzór 1). Amplituda powstającego sygnału zależy zarówno od energii zdeponowanej w gazie roboczym licznika, a co za tym idzie liczby par jon-elektron wytworzonych podczas jonizacji pierwotnej, jak i od wzmocnienia gazowego.

2.1.2 Energetyczna zdolność rozdzielcza

Energetyczna zdolność rozdzielcza detektora jednoznacznie określa dokładność pomiaru energii rejestrowanej przez dany detektor. Definiowana jest ona jako iloraz szerokości piku w połowie jego wysokości do amplitudy sygnału.

Na poniższym rysunku (rys. 8) przedstawiono sposób wyznaczania energetycznej zdolności rozdzielczej.



Rys. 8. Energetyczna zdolność rozdzielcza.

$$R = \frac{\Delta E}{E_0} \cdot 100\% \quad (7)$$

gdzie: R – energetyczna zdolność rozdzielcza [-],
 ΔE – szerokość połówkowa piku [keV],
 E_0 – energia rejestrowanej cząstki [keV].

Głównymi czynnikami wpływającymi na energetyczną zdolność rozdzielczą są:

- fluktuacje pierwotnej i wtórnej jonizacji gazu czynnego,
- szумы aparatury pomiarowej (szczególnie przedwzmacniacza),
- niejednorodności geometrii pola elektrycznego w detektorze,
- zaburzenia pola elektrycznego na końcach licznika,
- zaburzenia pola elektrycznego w okolicy okienka.

Fluktuacje jonizacji pierwotnej i wtórnej wynikają z samej zasady działania liczników proporcjonalnych i wyznaczają one graniczną (najlepszą jaką można uzyskać) energetyczną zdolność rozdzielczą:

$$R_g = \sqrt{\frac{\delta^2 n}{\bar{n}^2}} \cdot 2,36 \quad (8)$$

gdzie: $\frac{\delta^2 n}{\bar{n}^2}$ - jest względną wariancją liczby zbieranych na anodzie detektora elektronów.

Przy założeniu, że jonizacja pierwotna i lawinowa są niezależne (lawiny na rys. 3 od pojedynczych elektronów nie zachodzą na siebie), oraz $n = n_0 A$ wynosi ona:

$$\frac{\delta^2 n}{\bar{n}^2} = \frac{\delta^2 n_0}{\bar{n}_0^2} + \frac{1}{\bar{n}_0} \cdot \frac{\delta^2 A}{\bar{A}^2} + \text{szumy} \quad (9)$$

gdzie: \bar{n} - średnia liczba elektronów docierających do anody,
 \bar{n}_0 - średnia liczba pierwotnych par jon-elektron,
 \bar{A} - średnia wartość współczynnika wzmocnienia gazowego,
 $\delta^2 n_0, \delta^2 n, \delta^2 A$ - wariancje zdefiniowanych powyżej wielkości,
szumy - do zaniedbania.

Wariancja liczby pierwotnych par jon-elektron wyraża się poprzez tzw. współczynnik Fano, F :

$$\delta^2 n_0 = F \cdot \bar{n}_0 \quad (10)$$

Jonizacja pierwotna związana jest z energią W potrzebną do wytworzenia pary jon-elektron:

$$\bar{n}_0 = \frac{E_0}{W} \quad (11)$$

gdzie: E_0 – energia tracona w detektorze przez rejestrowaną cząstkę [eV].

Jeśli przez f oznaczymy względną wariancję współczynnika wzmocnienia gazowego (zależną od rodzaju gazu):

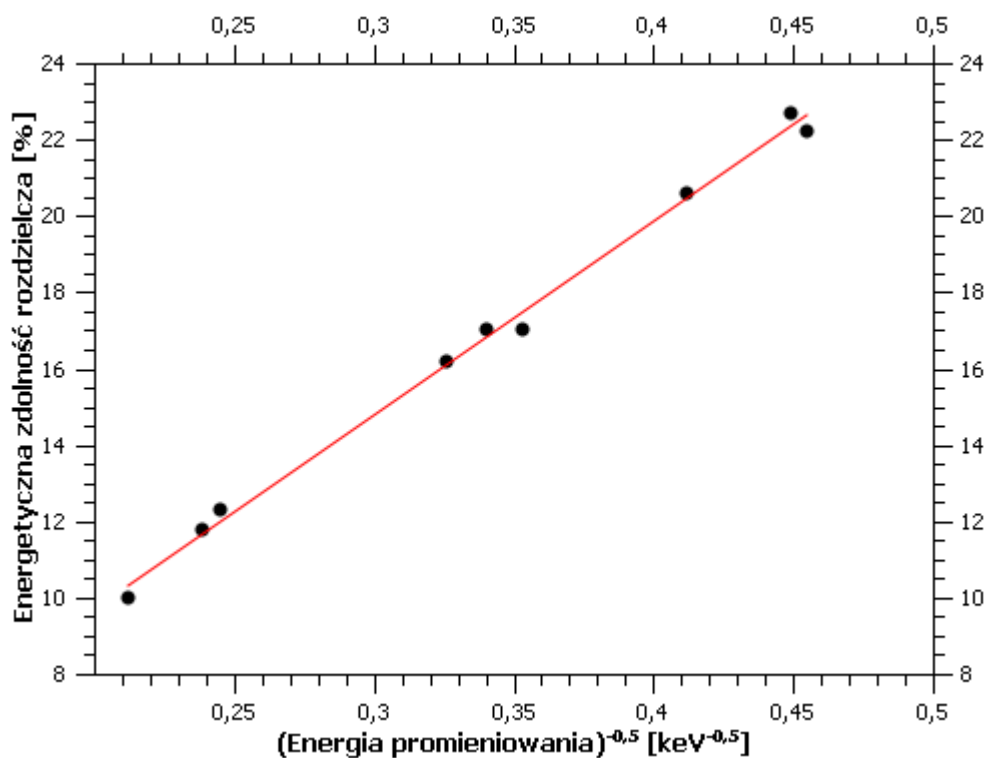
$$f = \frac{\delta^2 A}{\bar{A}^2} \quad (12)$$

to otrzymamy ostateczny wzór na wartość granicznej (najlepszej) zdolności rozdzielczej dla liczników proporcjonalnych:

$$R = 2,36 \cdot \sqrt{\frac{W}{E_0} (F + f)} \cdot 100\% \quad (13)$$

Czynnik 2,36 wynika z przeliczenia dyspersji na szerokość połówkową.

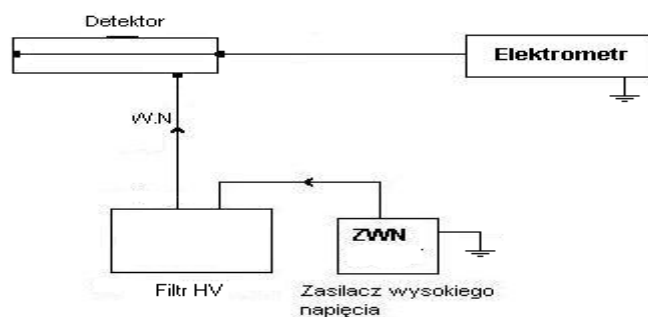
Z równania 13 wynika, że dla danego detektora pracującego przy określonym napięciu zasilania, R jest liniową funkcją $\frac{1}{\sqrt{E_0}}$. Zmierzone wartości energetycznej zdolności rozdzielczej w funkcji $\frac{1}{\sqrt{E_0}}$ przedstawia rys. 9.



Rys. 9 Zależność zmierzonej energetycznej zdolności rozdzielczej od $\frac{1}{\sqrt{E_0}}$.

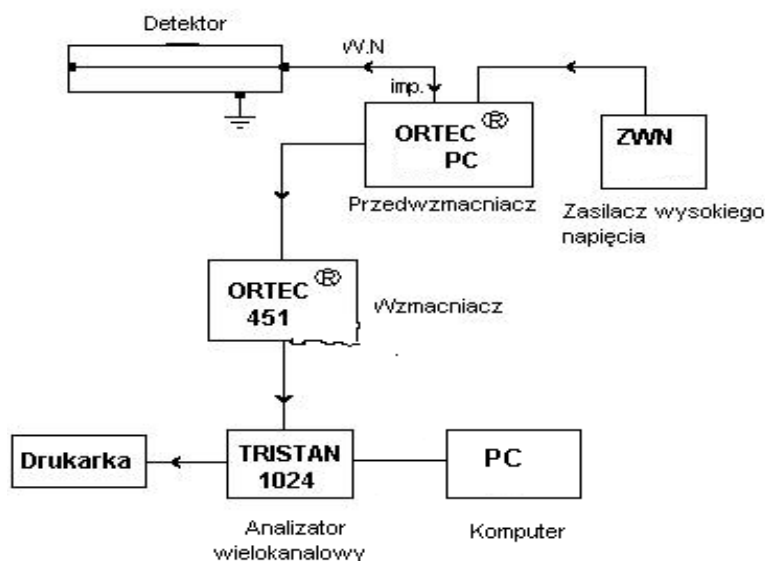
3. Układy elektroniczne do pomiarów krzywych wzmocnienia gazowego oraz energetycznej zdolności rozdzielczej

Podczas pomiarów wykorzystywane są dwa rodzaje podłączenia licznika do aparatury elektronicznej. Podczas pomiarów prądowych wysokie ujemne napięcie podawane jest na katodę licznika natomiast prąd anodowy mierzony jest za pomocą elektrometru. Sposób podłączenia przedstawia rysunek nr 10.



Rys. 10. Schemat połączenia licznika proporcjonalnego do pomiarów krzywych wzmocnienia gazowego.

W trakcie wykonywania pomiarów energetycznej zdolności rozdzielczej z zasilacza napięcie podawane jest na anodę licznika proporcjonalnego, katoda jest uziemiona. Impulsy są zbierane z anody. Przedstawia to poniższy rysunek nr 11.



Rys. 11. Schemat podłączenia licznika proporcjonalnego podczas pomiarów energetycznej zdolności rozdzielczej.

Podczas pomiarów wykorzystuje się:

- Zasilacz wysokiego napięcia firmy WENZEL ELECTRONIK typ N-1130-2 warunki pracy 2x6 kV – 0,5 mA lub 2x3 kV – 3 mA
- Przedwzmacniacz firmy ORTEC® Model 109 PC lub Model 142 PC
Czas narastania 25 ns dla 0 pF, 150 ns dla 100 pF
Czułość 6,5 V/pC
Maksymalne napięcie zasilania licznika ± 3000 V
- Wzmacniacz firmy ORTEC® 451
Czas narastania 10-650 ns i czas zaniku 30 μ s - ∞
Impedancja wejściowa 1000 Ω
Regulacja płynna wzmocnienia o czynnik 2,5 – 12,5
Skokowa regulacja wzmocnienia o czynnik 2, 4, 10, 20, 40, 100
Ujemna lub dodatnia polaryzacja impulsu wyjściowego
- Elektrometr firmy MERA-ELMAR Typ P – 702
Zakres pomiarowy od 10^{-8} do 10^{-12} A
- Analizator wielokanałowy TRISTAN 1024 firmy POLON lub ORTEC Model MCA Triumph-PCI-2k card
- Drukarka firmy STAR Typ LC 24 – 100 Multi Font.
- PC.

3.1. Pomiary energetycznej zdolności rozdzielczej

Pomiary energetycznej zdolności rozdzielczej są wykonywane z wykorzystaniem źródła ^{55}Fe . Wzmocnienie elektroniczne na wzmacniaczu jest dobierane tak aby pik główny był mniej więcej w 3-ciej ćwiartce ekranu analizatora wielokanałowego to jest w ok. 700

kanale. Z ekranu analizatora są odczytywane K_0 wartość kanału dla pików głównego, K_L kanał odpowiadający połowie wysokości pików głównego po lewej stronie oraz K_P kanał odpowiadający położeniu połowy wysokości pików głównego po prawej stronie. Po uzyskaniu tych wartości można obliczyć wartość energetycznej zdolności rozdzielczej z następującej zależności:

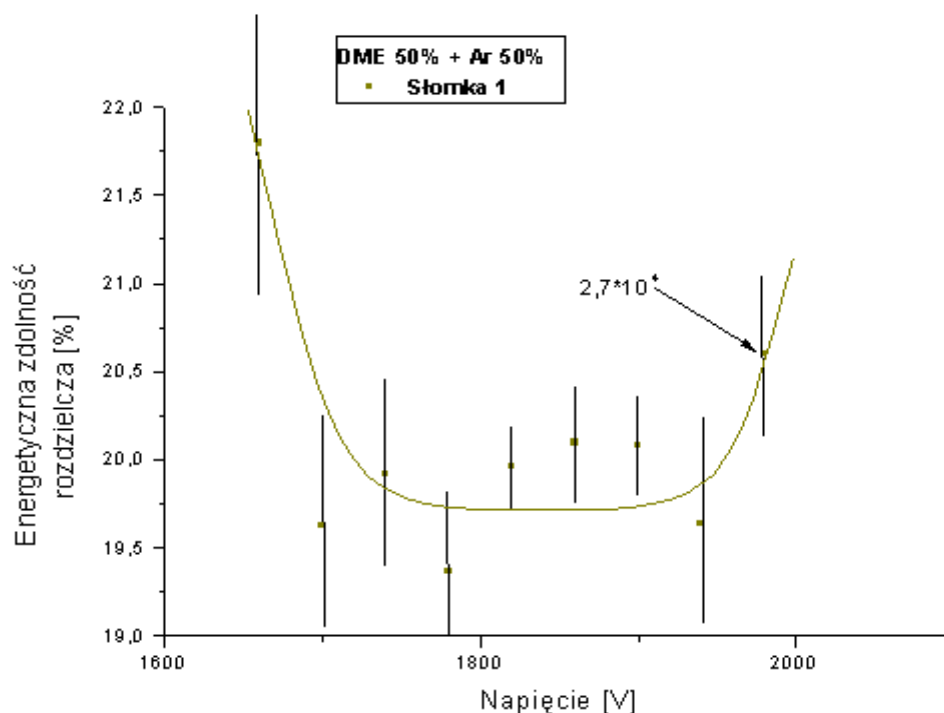
$$R = \frac{K_P - K_L}{K_0} 100\% \quad (14)$$

Błąd wyznaczenia energetycznej zdolności rozdzielczej związany jest przede wszystkim z błędem określenia K_0 , K_P i K_L . Niepewność wyznaczenia każdej z tych wielkości wynosi około 3 kanałów. Uwzględniając te wartości obliczyć można niepewność energetycznej zdolności rozdzielczej, korzystając z prawa przenoszenia niepewności:

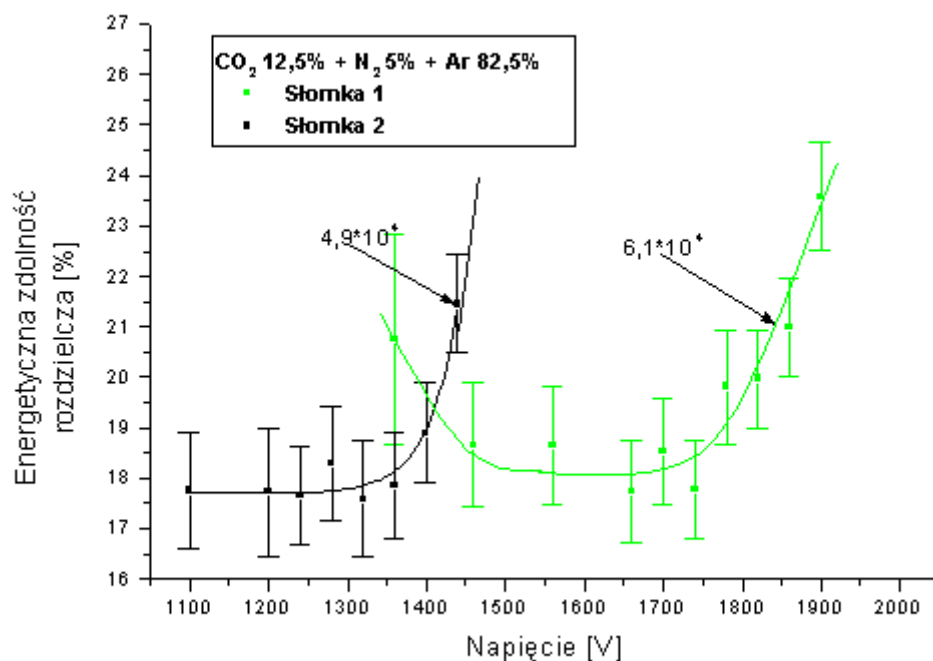
$$\delta R = \sqrt{\left(\frac{\partial R}{\partial K_P} \cdot \delta K_P\right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial K_L} \cdot \delta K_L\right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial K_0} \cdot \delta K_0\right)^2} \quad (15)$$

$$\delta R = 1,15\%$$

Opisana powyżej metoda pozwala na wyznaczenie energetycznej zdolności rozdzielczej w szerokim zakresie napięć pracy badanych liczników (rys. 12 i 13).



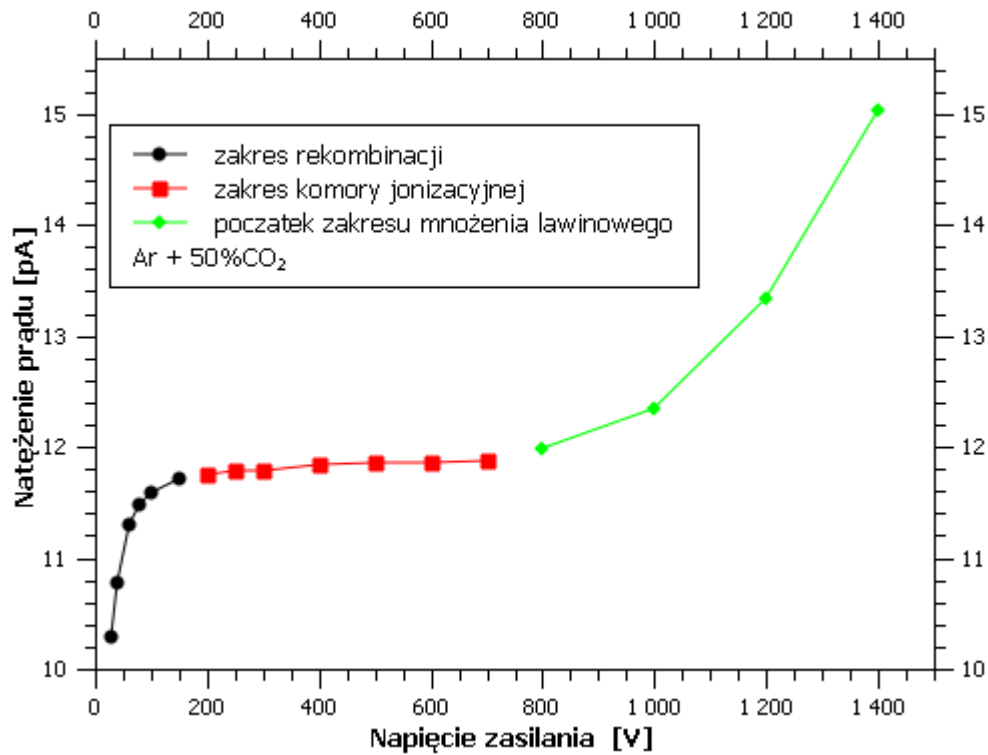
Rys. 12. Zależności energetycznej zdolności rozdzielczej od napięcia dla detektora wypełnionego mieszaniną DME 50% + Ar 50%. Dla niskich napięć zasilania wysokość impulsu z licznika jest mała (niskie wzmocnienie gazowe) i stosunek sygnału do szumów jest niekorzystny. Obserwujemy pogorszenie energetycznej zdolności rozdzielczej. Dla wyższych napięć zdolność rozdzielcza pogarsza się ze względu na wzrost udziału w mnożeniu lawinowym elektronów zjawisk opisanych przez współczynnik γ .



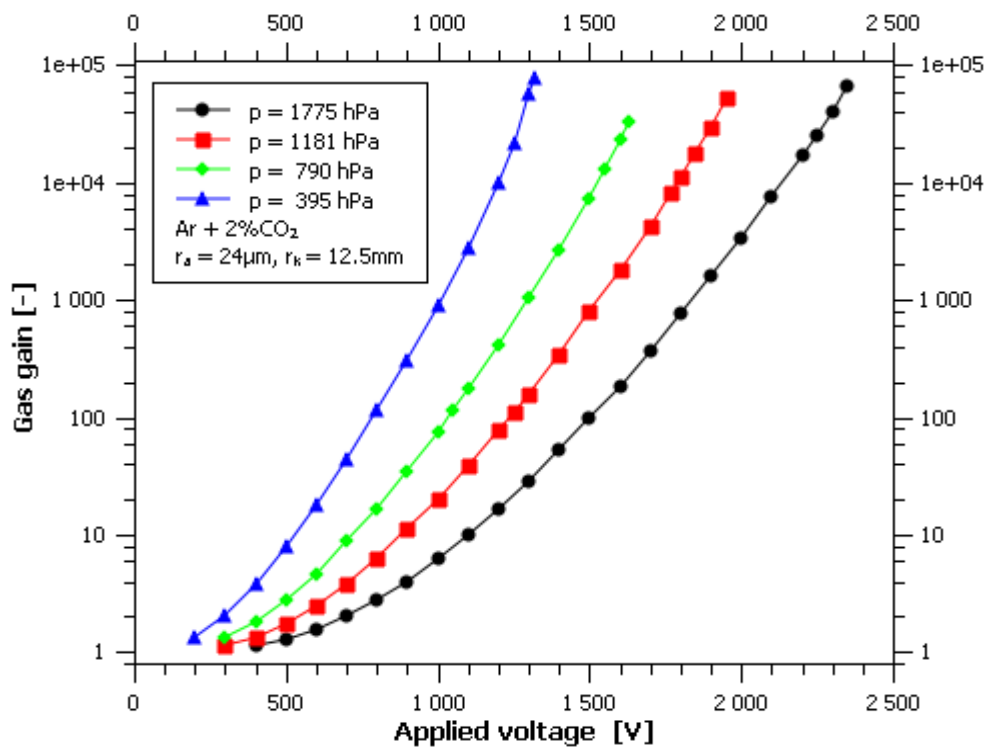
Rys. 13. Zależność energetycznej zdolności rozdzielczej od napięcia zasilania dla detektora wypełnionego mieszaniną CO_2 12,5% + N_2 5% + Ar 82,5%.

3.2. Pomiary wzmocnienia gazowego

Metoda prądowa wyznaczania krzywych wzmocnienia gazowego polega na pomiarze prądu anodowego przy zmieniającym się napięciu pracy licznika. Najpierw wyznacza się natężenie prądu w zakresie komory jonizacyjnej, I_0 (rys. 14), a następnie natężenie I dla napięć wyższych, przy których występuje już lawinowe mnożenie elektronów. Wyliczając stosunek I/I_0 wliczamy wzmocnienie gazowe. Jeśli w trakcie określania kolejnych punktów pomiarowych mierzony prąd przekracza wartość około 800 pA należy zredukować natężenie wiązki promieniowania zmieniając źródło ze ^{90}Sr , o dużej aktywności, emitującego cząstki β o energii maksymalnej 2,27 MeV, na ^{55}Fe , emitujące promieniowanie X o energii 5,89 keV, oraz stosując odpowiedniej grubości aluminiowy absorbent w taki sposób, aby nowa wartość prądu była taka jak pierwotnie dla zakresu komory jonizacyjnej. Kolejne punkty pomiarowe wyznaczano do momentu gdy prąd znów nie osiągnął wartości 800 pA. Zabiegi tego typu są czynione w celu wyeliminowania ewentualnego zaburzenia pola elektrycznego licznika spowodowanego wystąpieniem ładunku przestrzennego. Efekt ten powoduje zmniejszenie współczynnika wzmocnienia gazowego, przez co jego wartość jest mniejsza od przewidywanej. Na rys. 15 pokazano przykładowe krzywe wzmocnienia gazowego.



Rys. 14 Zmierzona zależność natężenia prądu jonizacji od napięcia zasilania detektora. Zaznaczono zakres rekombinacji, zakres komory jonizacyjnej i początek zakresu licznika proporcjonalnego. Wartość I_0 to średnia wartość zmierzonych natężeń prądów w zakresie komory jonizacyjnej. Parametry detektora: $r_a = 50 \mu\text{m}$, $r_k = 12,5 \text{ mm}$, ciśnienie mieszanki $p = 1800 \text{ hPa}$.



Rys. 15 Krzywe wzmocnienia gazowego dla detektora wypełnionego mieszaniną Ar + 2%CO₂ w funkcji napięcia zasilania detektora. Pomiar wykonano dla różnych ciśnień mieszanki.