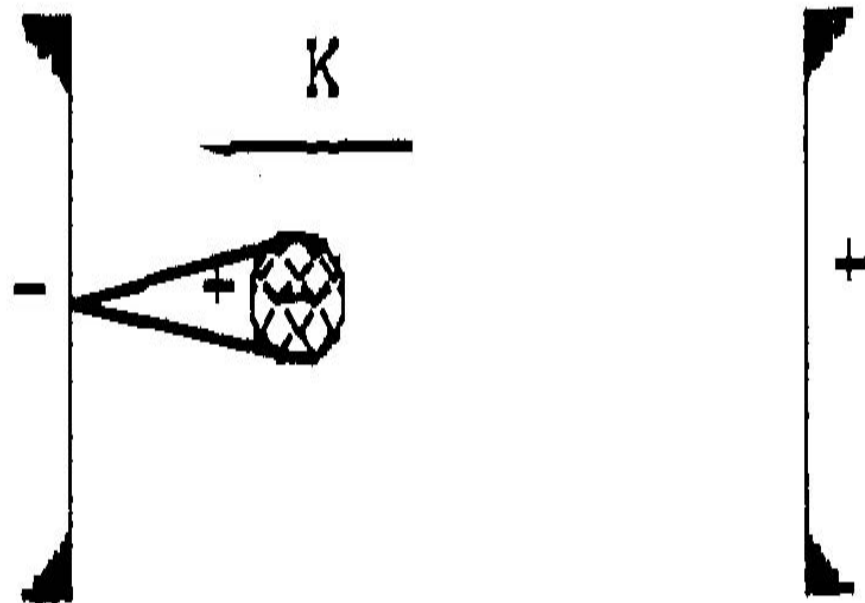


5.3. **TEORIA KANAŁOWA (STRIMEROWA)**

Przy dużych ciśnieniach lub dużych odstępach elektrod, gdy iloczyn $p \cdot a > 10^3 \text{ Pa} \cdot \text{m}$ mechanizm wyładowania przebiega inaczej niż wynika to z teorii Townsenda. Również w tym zakresie $p \cdot a$, w którym mechanizm wyładowania wyjaśnia się w oparciu o teorię Townsenda, trudno jest objaśnić rejestrowane doświadczalnie czasy formowania wyładowania w zakresie 10^{-7} s i mniejsze. Zatem niezgodności te wymagają innego wytłumaczenia. W tym celu opracowano tzw. kanałową teorię wyładowań, według której lawina elektronów zainicjowana aktem fotoemisji na katodzie, po utworzeniu dostatecznie dużego ładunku przestrzennego przechodzi w wyładowanie kanałowe rozprzestrzeniające się z dużą prędkością w kierunku obu elektrod.

Ładunek elektronów w czole lawiny zwiększa się wykładniczo $e^{\alpha \cdot x}$, gdzie x jest odległością od katody. Na rysunku 5.12a pokazano, jak ładunek ten jest rozłożony w przestrzeni.



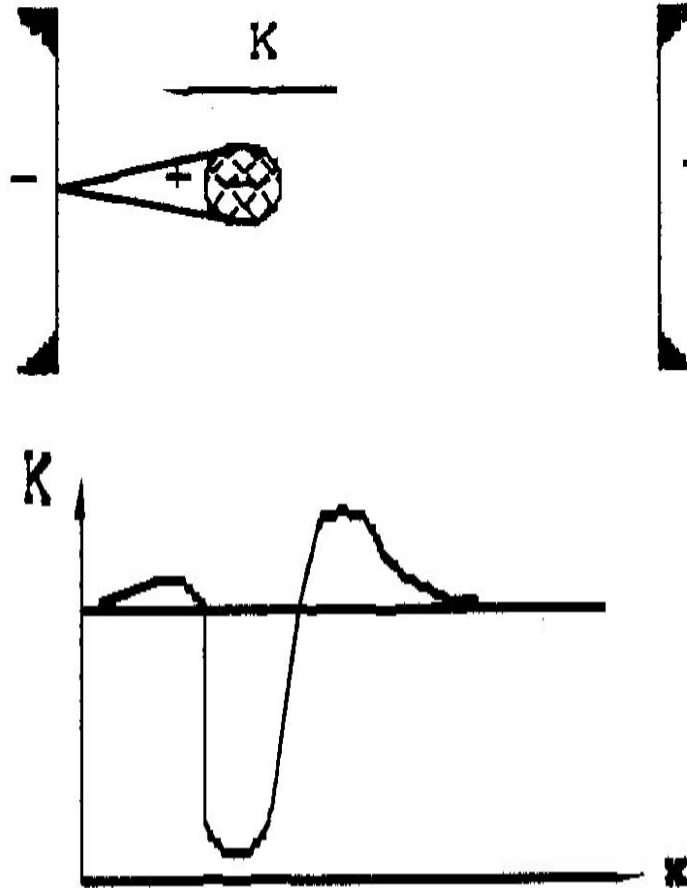
W główce lawiny jest ujemny ładunek elektronów pozostawiając za sobą ładunek dodatni. Wskutek dyfuzji elektronów, przy ruchu lawiny w kierunku anody, rośnie jej przekrój poprzeczny. Lawina przybiera kształt stożka skierowanego podstawą ku anodzie.

Eksperymentalnie stwierdzono szerokość lawin aż do **1÷2 mm**, a prędkości dyfuzji poprzecznej są rzędu **10² mm/s**, przy natężeniach pola zewnętrznego **$K/p = 30 \text{ V/Pa} \cdot \text{m}$** i ciśnieniu **53.3 kPa** (ok. 0.5 atm).

Doświadczalnie ustalono, że przy dostatecznie dużym ilorazie K/p , gdy lawina przebyła drogę taką, że $\alpha \cdot x$ osiągnęło wartość **18÷20**, czyli że jeden elektron rozwinął się w lawinę o liczności:

$$n = e^{18 \div 20} \approx 10^8 \div 10^9$$

elektronów to wówczas od czoła lawiny zaczyna się rozwój kanału wyładowczego zarówno ku anodzie jak i ku katodzie, a + prędkość rozwoju tego wyładowania rośnie niemal dziesięciokrotnie w porównaniu z prędkością lawiny pierwotnej. Przyczyną tego jest zniekształcenie pierwotnego, zewnętrznego równomiernego pola elektrycznego przez ładunek przestrzenny lawiny (rys. 5.12b), natomiast skok prędkości i przemiana lawiny w kanał wyładowczy następuje w chwili, gdy pole od ładunku przestrzennego w czole lawiny osiąga wartość natężenia pola zewnętrznego.



Dojrzałą lawinę o liczności elektronów rzędu 10^9 , po rozwinięciu się w kanał wyładowczy nazywa się **strimerem** (ang. streamer). Kanał strimera jest to słabo przewodząca (niskotemperaturowa) plazma.

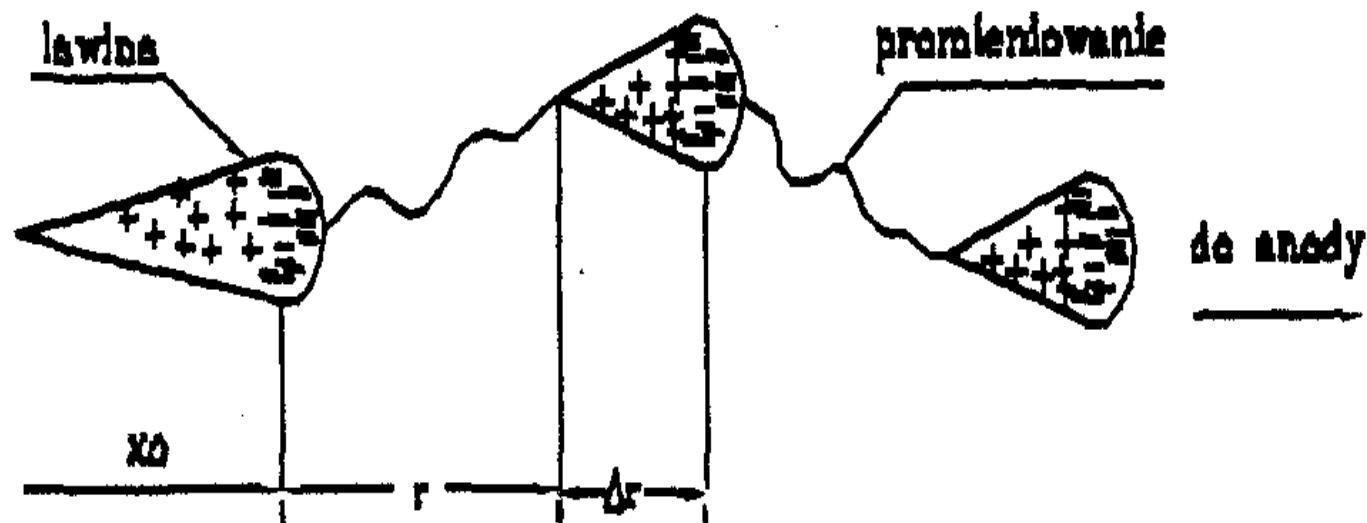
Gdy lawina przemieni się w strimer to wyładowanie jest zdolne rozwijać się dalej samoistnie, bez zewnętrznego czynnika jonizującego. Zatem warunek powstania strimera należy traktować jako warunek samoistności wyładowania. Prędkość rozwoju strimera jest 10÷50-krotnie większa od prędkości dryfu elektronów. Ta całkowita zmiana ilościowa mechanizmu wyładowania tłumaczona jest emisją fotonów z czoła lawiny. Emisja fotonów zachodzi przy powrocie wzbudzonych uprzednio elektronów na niższe poziomy energetyczne.

W początkowym stadium rozwoju lawiny, przestrzenna gęstość ładunków elektronów i jonów dodatnich jest na tyle mała, że nie ma potrzeby uwzględniać zniekształceń pola zewnętrznego. Z rosnącą gęstością ładunków dodatnich i ujemnych, przy ruchu lawiny, zewnętrzne pole elektryczne jest coraz to bardziej deformowane, w ten sposób, że zarówno przed czołem lawiny jak i z tyłu lawiny następuje wzrost natężenia pola (rys. 5.12b).



W obszarach o większych natężeniach pola intensywność jonizacji szybko rośnie, co przyspiesza, oczywiście, dalszą deformację pola itd. Między obszarami zwiększonych natężeń pola istnieje obszar, gdzie natężenia z kolei maleją, co prowadzi do powstania quasi-obojętnego elektrycznie ładunku przestrzennego. Jest to obszar gdzie występują jednakowe ilości ładunków obu znaków, czyli **plazma**. Jeśli teraz lawina osiągnie postać dojrzałą 10^9 , elektronów to intensywność promieniowania ultrafioletowego w czole lawiny wzrośnie na tyle, że w odległości r może się wskutek fotojonizacji uwolnić elektron. Ten akt fotojonizacji zachodzi w obszarze pola zniekształconego przez ładunek lawiny, a więc pola o intensywności znacznie większej niż pole zewnętrzne. Elektron ten jest więc w znakomitych warunkach, by zapoczątkować jonizację zderzeniową i nową lawinę.

Ponieważ współczynnik jonizacji zderzeniowej α rośnie w funkcji natężenia pola, zatem ta druga lawina osiągnie ten sam stopień rozwoju co pierwsza po przebyciu drogi Δr mniejszej niż droga x_0 , którą przebyła lawina pierwotna (rys. 5.13). Przestrzeń między czołem pierwotnej lawiny a końcem lawiny wtórnej wypełniają elektrony lawiny pierwotnej i jony dodatnie lawiny wtórnej dając w sumie kanał plazmowy. Druga lawina wysyłając fotony powoduje trzecią, trzecia czwartą itd., aż utworzy się strimer, który ma prędkość $(r + \Delta r)/\Delta r$ - krotnie większą niż prędkość samotnego elektronu w czole strimera.



Rys. 13 Mechanizm rozwoju strimera

Po osiągnięciu anody cały odstęp od pierwotnej lawiny do anody jest zwarty przewodzącym kanałem. Całe napięcie odłoży się więc między początkiem tego kanału a katodą. Ostatnim stadium wyładowania jest rozwój tego kanału ku katodzie co odbywa się z dużą prędkością rzędu 10^6 m/s.

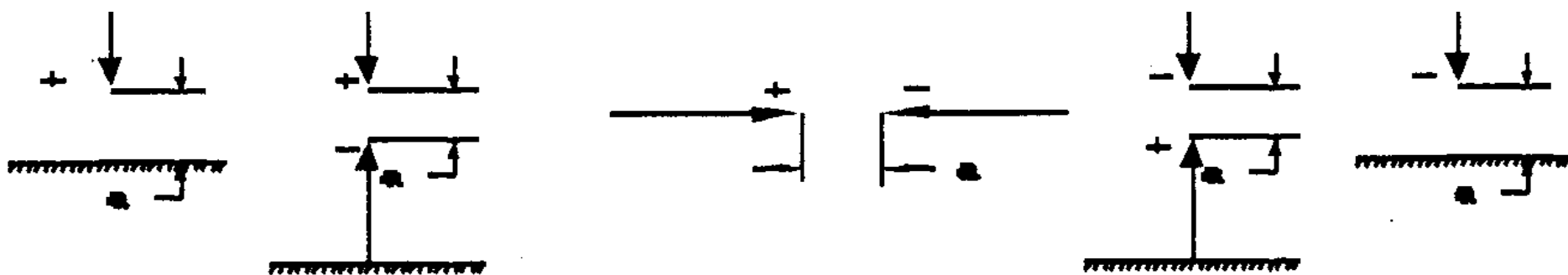
Napięcie, przy którym lawina osiąga stan krytyczny (10^9 elektronów) dopiero tuż przy anodzie nazywa się **statycznym napięciem przeskoku**. Przy tym napięciu zachodzi przejście od mechanizmu Townsenda do mechanizmu kanałowego. Przy napięciu statycznym strimer, w polu równomiernym, przemieszcza się od anody do katody. Czas rozwoju iskry jest wówczas w przybliżeniu równy czasowi potrzebnemu na przejście lawiny pierwotnej od katody do anody gdyż następujące później wyładowanie kanałowe odbywa się dużo szybciej i czas jego rozwoju można pominąć.

Jeśli doprowadzić do elektrod napięcie wyższe od statycznego to pierwotna lawina dojrzeje na drodze znacznie krótszej (na długo przed dojściem lawiny do anody) i strimer powstanie w przestrzeni międzyelektrodowej rozrastając się następnie w obu kierunkach. Po osiągnięciu elektrod ładunki czoł ulegają zubożeniu i między elektrodami powstaje wstęgowy kanał dobrze przewodzącej plazmy, dając w efekcie iskrę elektryczną. Ponieważ rozwój strimera jest dużo szybszy niż rozwój pierwotnej lawiny stąd czasy rozwoju wyładowania przy wyższych napięciach są znacznie krótsze i maleją ze wzrostem napięcia.

Teoria kanałowa tłumaczy również powszechnie znaną cechę wyładowań w gazach, jaką jest zygzakowatość drogi wyładowania. Wynika to po prostu z przypadkowości inicjowania kolejnych lawin przed czołem lawiny dojrzałej. Wszystkie kierunki promieniowania światła lawiny są bowiem jednakowo uprzywilejowane, a ograniczenie przestrzenne jest narzucone jedynie przez obszary zwiększonego natężenia pola elektrycznego przed czołem lawiny.

5.4. UKŁADY O POLU NIERÓWNOMIERNYM (UKŁADY OSTRZOWE)

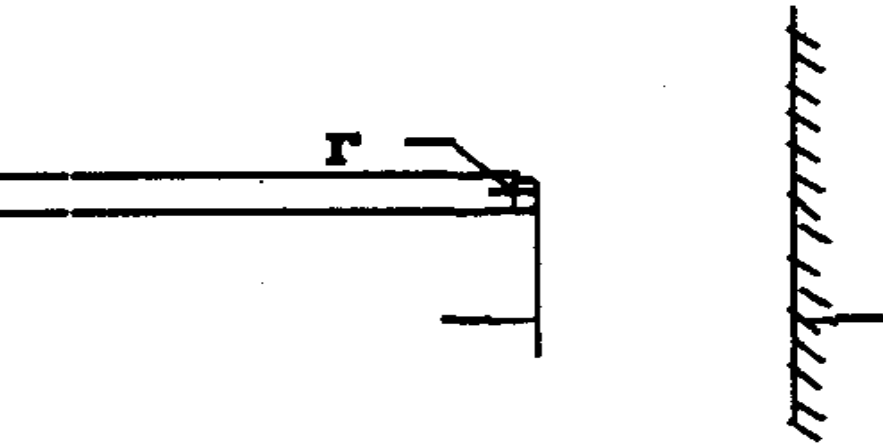
Typowym układem o polu elektrycznym silnie nierównomiernym jest układ ostrze-płyta. Ponieważ układ ten ze względu na to, iż charakteryzuje się najmniejszą wytrzymałością elektryczną przy dodatniej biegunowości ostrza (rys. 5.14), został przyjęty za modelowy układ odniesienia, to również na przykładzie tego układu poniżej rozpatrzono różnice w mechanizmie wyładowań względem mechanizmu omówionego w poprzednich rozdziałach dla układów o polu równomiernym.



Rys. 5.14. Układy ostrzowe uszeregowane według rosnącej wytrzymałości elektrycznej

Na rysunku 5.15 pokazano układ ostrze płyta o promieniu zaokrąglenia ostrza r , odstępie elektrod a oraz napięciu między elektrodami U . Na powierzchni pręta natężenie pola elektrycznego K jest znacznie większe niż przy płycie i można powiedzieć, że jest ono proporcjonalne do ilorazu napięcia i promienia

$$K_0 \sim \frac{U}{r}$$

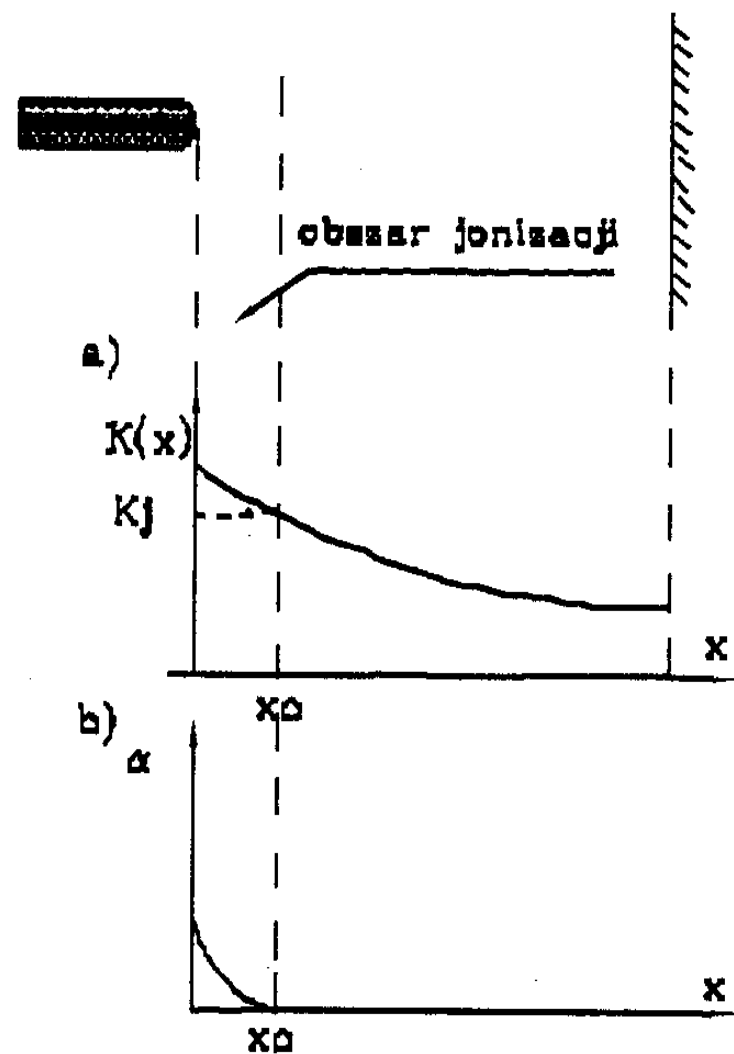


Rys. 5.15. Układ pręt-płyta

Natomiast w przestrzeni międzyelektrodowej pole elektryczne jest odwrotnie proporcjonalne do kwadratu odległości od powierzchni ostrza

$$K_x \sim K_0 \cdot \frac{1}{x^2}$$

Zależność natężenia K_x od odległości x od powierzchni ostrza podaje rysunek 5.16a. Współczynnik jonizacji zderzeniowej jest większy od zera tylko w obszarach gdzie jest spełniony (w warunkach normalnych) warunek $K > 21 \text{ kV/cm}$ (patrz rozdz. 5.2.1). Zatem istnieje pewne x_0 , poza którym $\alpha = 0$. Ponieważ współczynnik jonizacji zderzeniowej α jest proporcjonalny do natężenia pola elektrycznego K , zatem wykres zależności α od odległości x od powierzchni ostrza może wyglądać jak na rys. 5.16b. Jeśli całka z wzoru (5.24) (czyli pole pod krzywą z rys. 5.16b) ma wartość wystarczająco dużą to nastąpi wyładowanie samoistne.

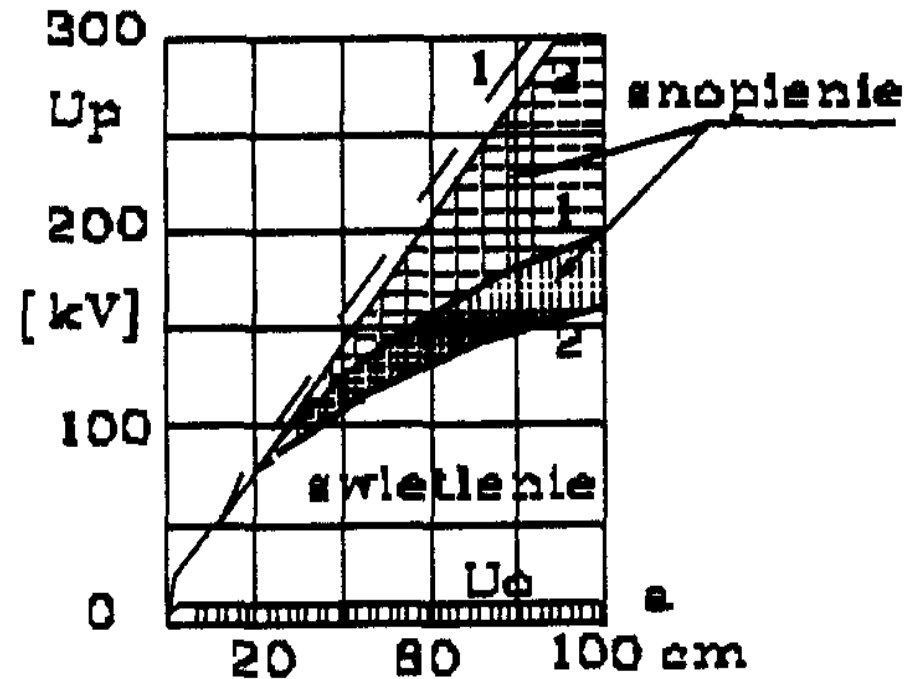


Rys. 5.16. Układ elektrod ostrze- płyta:
a) rozkład natężenia pola elektrycznego,
b) rozkład pierwszego współczynnika Townsenda
 x_0 - strefa, w której $\alpha > 0$; x - odległość od elektrody ostrzowej

Zatem warunkiem wyładowania samoistnego jest teraz:

$$\int_0^{x_0} \alpha \cdot dx = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (5.35)$$

Jednakże wyładowanie samoistne w układzie z polem nierównomiernym nie jest równoznaczne z przeskokiem, jak to było w układach płaskich. W układach o polu nierównomiernym istnieją pośrednie formy wyładowań jak ulot, snopienie i dopiero przeskok (rys. 5.17).



Rys. 5.17. Formy wyładowań w układach o polu silnie nierównomiernym; układ ostrze-ostrze: 1 - symetryczny, 2 - niesymetryczny napięciowo

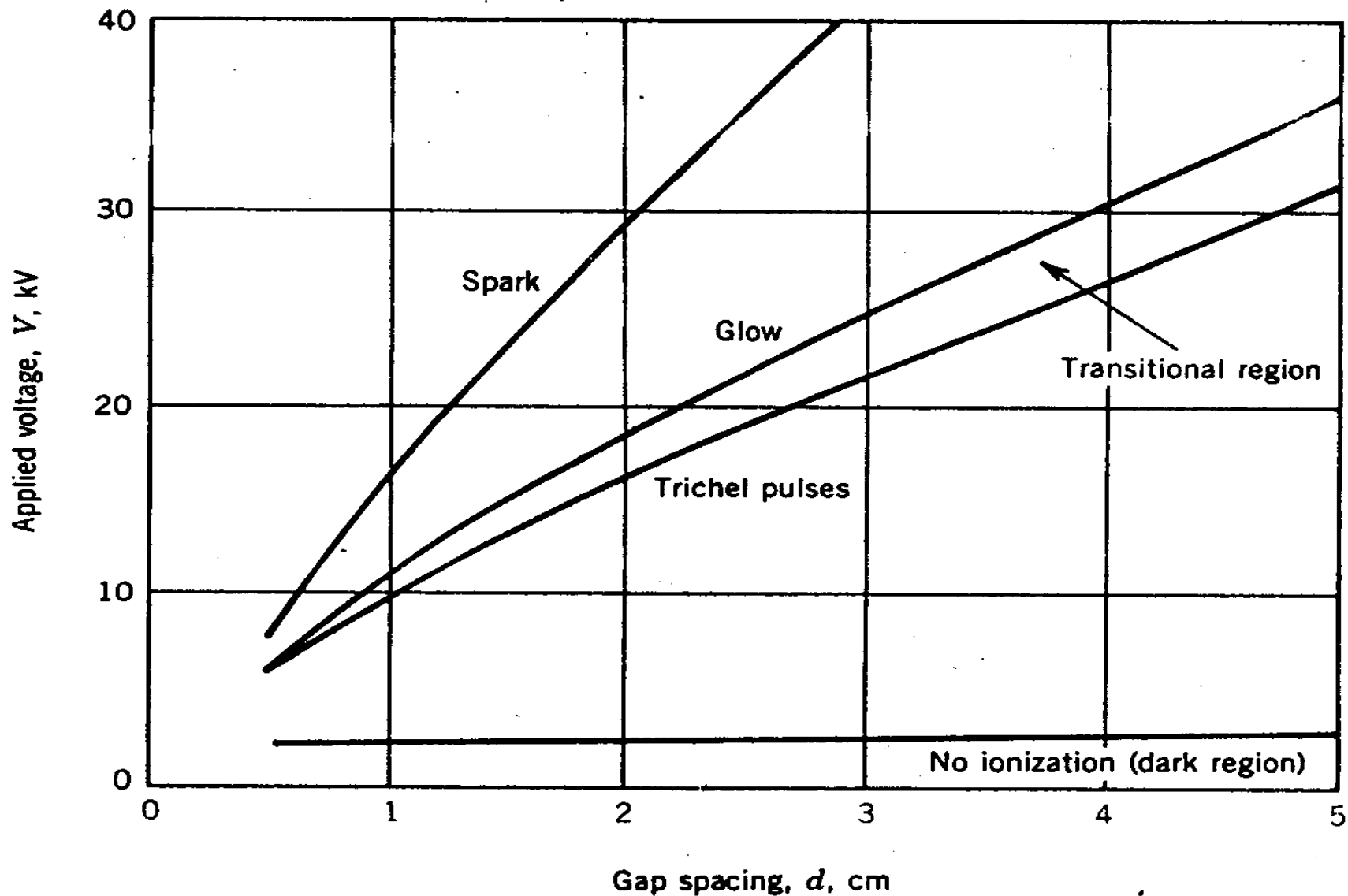


Figure 8.1. Basic negative corona modes and their regions in typical gap with cathode radius of 0.06 mm [1].

Powyższe uwagi są słuszne niezależnie od tego jaka jest biegunowość elektrody ostrzowej. Jednakże mechanizm wyładowań należy rozpatrzyć oddzielnie dla każdej z biegunowości potencjału elektrody prętowej.

1. ***Pręt ma biegunowość ujemną.*** Emisja elektronów z ostrza, wywołana zewnętrznymi twardymi fotonami zapoczątkowuje rozwój lawin. Napięcie jest odpowiednio wysokie, by strefa x_0 była większa od zera (rys. 5.16b) lecz na tyle niskie, by strefa ta była mniejsza od odstępów elektrod **a**. Jeśli warunek samoistności (5.35) nie jest spełniony to lawiny zanikają i wyładowań nie ma. Spełnienie warunku samoistności to warunek zapoczątkowania **wyładowań ulotowych** (rys. 5.17). Przy zapoczątkowaniu snopienia, niektóre z lawin zaczynają dojrzewać (osiągając 10^9 elektronów) i przemieniają się w strimery. Strimery trafiają do obszaru słabego pola elektrycznego i po przejściu pewnej drogi zanikają. Lawiny dochodzą najwyżej do x_0 natomiast strimery deformując pole własnym ładunkiem (rys. 5.12) przechodzą dalej nie osiagając odległości **a**. Dalsze zwiększanie napięcia prowadzi do rozszerzenia strefy strimerów i w efekcie do przeskoku.

2. Pręt ma biegunowość dodatnią. Przy ostrzu dodatnim fotoemisja wystąpić nie może. Jednak ulot z ostrza dodatniego również zachodzi. Jeśli w obszarze silnego pola elektrycznego w pobliżu ostrza, czyli w strefie poniżej odległości x_0 od ostrza, zostanie wskutek fotojonizacji wywołanej zewnętrznym fotonem wyzwolony elektron to może powstać lawina skierowana ku ostrzu. Warunki inicjowania tych lawin są jednak bardzo trudne, gdyż energia jonizacji cząstek gazu (rozdz. 5.1.6, tab. 7) jest znacznie wyższa od pracy wyjścia z metalu (rozdz. 5.1.5) czyli $E_j > E_w$, więc:

$$U_0^+ > U_0^- \quad (5.36)$$

gdzie: U_0^+ - napięcie początkowe ulotu z elektrody dodatniej, U_0^- - napięcie początkowe ulotu z elektrody ujemnej.

Jednakże warunki rozwoju lawin są, w przypadku ostrza dodatniego, znacznie lepsze bowiem lawina porusza się w kierunku wrastających wartości natężenia pola elektrycznego czyli przy rosnącej wartości współczynnika jonizacji zderzeniowej. Zatem w przypadku ostrza dodatniego są znacznie lepsze warunki przemiany lawiny w strimer, stąd:

$$\begin{aligned} U_{sn}^+ &< U_{sn}^- \\ U_p^+ &< U_p^- \end{aligned} \tag{5.37}$$

gdzie: U_{sn}^+ - napięcie snopienia dla ostrza dodatniego, U_{sn}^- - napięcie snopienia dla ostrza ujemnego, U_p^+ - napięcie przeskoku dla ostrza dodatniego, U_p^- - napięcie przeskoku dla ostrza ujemnego.

Tak więc w układzie ostrze-płyta napięcie początkowe ulotu jest niższe przy ostrzu ujemnym natomiast napięcie snopienia i napięcie przeskoku są niższe przy ostrzu dodatnim. Różnice dochodzą do 40%. Przy napięciu przemiennym ulot zaczyna się w półokresie ujemnym na ostrzu natomiast przeskok występuje, gdy na ostrzu jest półokres dodatni. Ponieważ udary napięciowe są przebiegami unipolarnymi, więc wszystkie powyższe uwagi dotyczą również napięć udarowych.

Nieco innym jest jeszcze problem wyładowań w bardzo dużych odstępach powietrznych (wielometrowych), gdzie odgrywają już rolę procesy termojonizacji. W przypadku dużych odstępów powietrznych, czyli dla tzw. iskry długiej występują dwa stadia wyładowań

1. wyładowanie wstępne rozwijające się mniej więcej według mechanizmu kanałowego gdzie strimery pozostawiają za sobą kanał, w którym zachodzi jonizacja cieplna, zwany **liderem** (ang. leader);
2. po dojściu lidera do elektrody przeciwnego znaku następuje wyładowanie główne od tej elektrody w kierunku przeciwnym z większą prędkością i silniejszymi zjawiskami emisji światła.

Prędkość rozwoju lidera jest rzędu **100 cm/μs**, a prędkość wyładowania głównego osiąga **$10^3 \div 10^4$ cm/μs**. Po dojściu lidera do przeciwnej elektrody z elektrody tej formuje się kanał quasimetalicznej plazmy o przewodności zbliżonej do przewodności metalu i przepływa prąd o dużym natężeniu neutralizujący ładunek przestrzenny (patrz również rozdz. 10).

5.5. DANE EKSPERYMENTALNE DO SZACOWANIA WYTRZYMAŁOŚCI ELEKTRYCZNEJ ODSTĘPÓW POWIETRZNYCH I UWAGI PRAKTYCZNE

5.5.1. Dane eksperymentalne

W literaturze wysokonapięciowej można znaleźć cały szereg danych eksperymentalnych i wzorów empirycznych służących do oceny wytrzymałości elektrycznej odstępów powietrznych. Tutaj ograniczono się jedynie do podania przybliżonego wzoru (5.38) umożliwiającego oszacowanie wytrzymałości układów z rysunku 5.14 w zakresie odstępów do **250 cm** (tab. 14).

W tabeli 14 zestawiono dane eksperymentalne umożliwiające obliczenia wg wzoru (5.38), z którego uzyskuje się wartość napięcia przeskoku (w [kV]) o prawdopodobieństwie 50%, że przeskok przy obliczonym napięciu wystąpi, w funkcji odstepu elektrod wyrażonego w [cm]. Wzór jest słuszny dla warunków normalnych.

$$U_{50\%} = A + B \cdot a \quad (5.38)$$

gdzie a - odstęp elektrod [cm].

T a b e l a 14

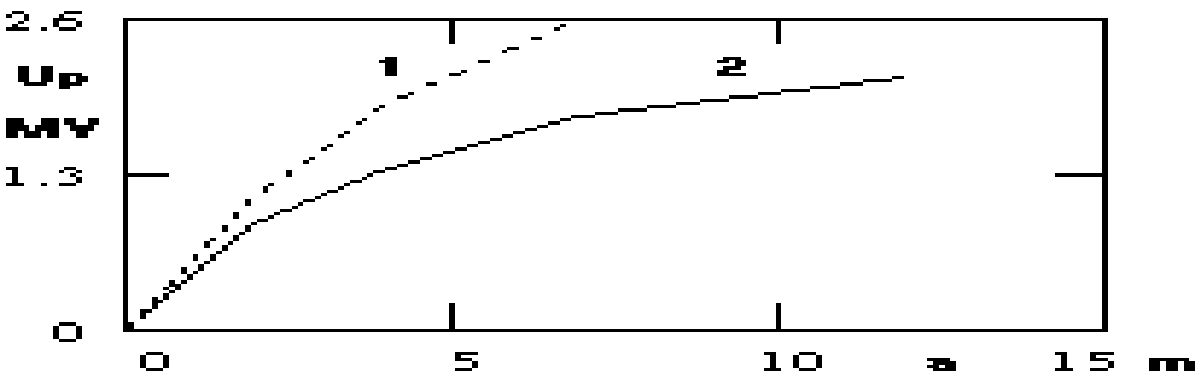
Wartości współczynników do wzoru (5.38).

Napięcie	Przemienne 50 Hz [kV]				Udarowe 1.2/50 μ s [kV]			
Układ	I i II	III	II i IV	II i IV	I	II	IV	V
A	0.00	14.00	14.00	10.60	0.00	45.00	70	80.00
B	3.35	3.36	3.16	3.60	5.05	5.70	6.50	7.15
Zakres [cm]	30÷250	8÷140	8÷140	30÷250	30÷250	30÷250		30÷250

Przy wielkich odstępach powietrznych najniższą wytrzymałość elektryczną obserwuje się przy narażeniach aperiodycznymi udarami napięciowymi o czasach charakterystycznych rzędu setek i tysięcy mikrosekund, odpowiadającymi przepięciom łączeniowym (patrz również rozdz. 9) i o biegunowości dodatniej. Bezpieczne odległości można wówczas oszacować z zależności:

$$a_{bezp} = (2 \cdot U \text{ [MV]})^2 \quad (5.39)$$

Przy wielkich odstępach izolacyjnych wytrzymałość wzrasta znacznie wolniej niż odległość elektrod. Przykładowe wykresy dla układów ostrze-płyta i ostrze-ostrze podaje rysunek 5.18 oraz tabela 15.



T a b e l a 15

Układ ↓ Odstęp →	[m]	2.0	4.0	7.0	12.0
Ostrze – płyta	[MV]	0.9	1.35	1.8	2.1
Ostrze - ostrze	[MV]	1.1	1.9	2.6	-

Należy jeszcze wspomnieć, że napięcie podane wzorem (5.38) w przypadku napięcia przemiennego jest wyrażone w wartościach skutecznych. Pozostałe wartości według wzoru (5.39) i tabeli 15 podają wartości szczytowe napięcia, dotyczą bowiem aperiodycznych napięć udarowych.

5.5.2. Końcowe uwagi praktyczne

Na zakończenie należy wspomnieć o dwóch bardzo istotnych, a pominiętych z uwagi na ograniczoną objętość skryptu, cechach wyładowań w gazach (a w szczególności w powietrzu).

1. Zawilgocenie powietrza powoduje wzrost wytrzymałości elektrycznej i wydłużenie czasu formowania się wyładowania. Jest to spowodowane faktem, iż para wodna ma właściwości gazu elektrycznego.
2. Zjawisko wyładowania elektrycznego w gazie jest zjawiskiem losowym tzn., że istnieje dziedzina napięć (czy natężeń pola elektrycznego), w której prawdopodobieństwo zaistnienia wyładowania jest większe od zera a mniejsze od jedności. Wszystkie podane zależności obowiązują dla wartości średnich i nie muszą być prawdziwe dla pojedynczej obserwacji, bowiem są uzyskane dla średniej z wielu pomiarów. Do opisu zmiennych losowych charakteryzujących zjawisko wyładowania elektrycznego trzeba więc stosować metody statystyki matematycznej. Przykładowo do opisu napięcia przeskoku w powietrzu atmosferycznym przyjęło się używać rozkładu normalnego (Gaussa).