

## **5.2. TEORIA TOWNSENDA**

### **5.2.1. Średnia droga swobodna**

Z kinetycznej teorii gazów wiadomo, że średnia droga swobodnego przebiegu cząstek o promieniu  $r_1$ , w środowisku z cząstkami o promieniach  $r$ , w temperaturze  $T$  i przy ciśnieniu  $p$  jest określona wzorem:

$$\lambda = \frac{k \cdot T}{\pi \cdot (r_1 + r)^2 \cdot p} \quad (5.10)$$

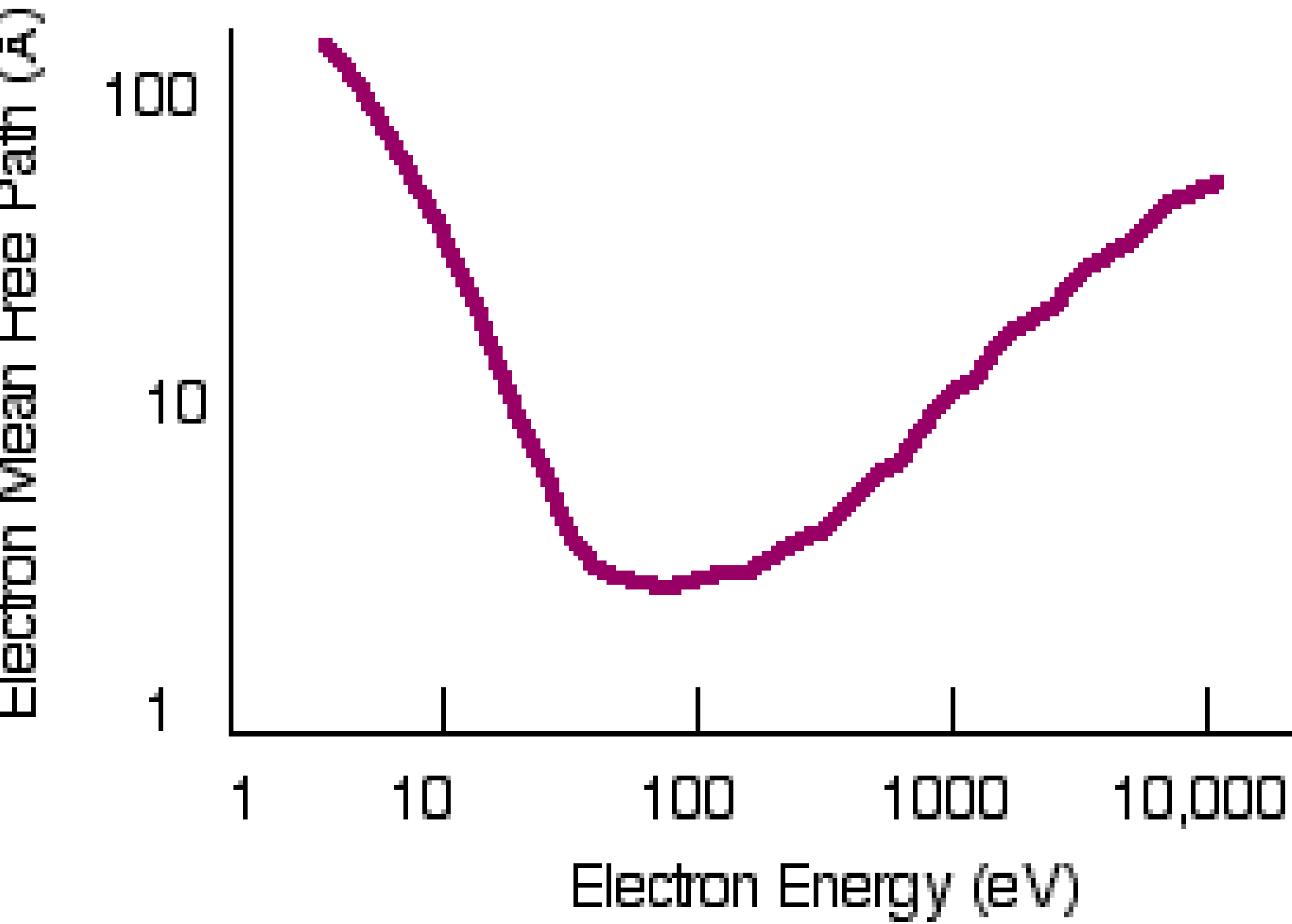
Stąd dla elektronu, gdy  $\mathbf{r}_1 \ll \mathbf{r}$  słuszna jest zależność:

$$\lambda_e = \frac{k \cdot T}{\pi \cdot r^2 \cdot p} \quad (5.11)$$

Natomiast dla jonu, gdy  $\mathbf{r}_1 \approx \mathbf{r}$  zachodzi związek:

$$\lambda_j = \frac{k \cdot T}{4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot p} \quad (5.12)$$

czyli średnia droga swobodna jonu jest 4-krotnie mniejsza od średniej drogi swobodnej elektronu.



Równanie na średnią drogę swobodną elektronu można zapisać w innej postaci:

$$\lambda_e = \frac{1}{A \cdot p} \quad (5.13)$$

gdzie  $A = \frac{\pi \cdot r^2}{k \cdot T}$

Współczynnik  $A$  jest zależny jedynie od wymiarów i prędkości zderzających się z elektronem cząstek.

Rzeczywista długość dróg swobodnych jest różna od średniej drogi swobodnej i jest zmienną losową. Dziedzinę dróg swobodnych można podzielić na dwie części:

- na drogi swobodne krótsze od pewnej drogi  $x_j$ ;
- równe lub dłuższe od  $x_j$ ;

gdzie  $x_j = \frac{U_j}{K}$  jest drogą wystarczająco długą, by elektron nabrał w polu o natężeniu  $\mathbf{K}$ , energii wystarczającej do spowodowania jonizacji. Dróg krótszych od  $x_j$  można w dalszych rozważaniach nie uwzględniać, bowiem warunkiem jonizacji przy zderzeniu cząsteczki gazu z elektronem jest by elektron przebył drogę o różnicy potencjałów  $K \cdot x \geq U_j$  (gdzie  $U_j$  jest napięciem jonizacji).

Prawdopodobieństwo, że droga swobodna jest większa lub równa  $x_j$  wynosi:

$$P(x \geq x_j) = \exp\left(-\frac{x_j}{\lambda_e}\right) \quad (5.14)$$

Ponieważ średnia liczba zderzeń przy przebiegu przez elektron drogi jednostkowej wzdłuż linii sił pola wynosi  $\frac{1}{\lambda_e}$  to średnia liczba zderzeń jonizacyjnych przy przebiegu przez elektron drogi jednostkowej w polu elektrycznym wyniesie:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_e} \cdot P(x \geq x_j) = \frac{1}{\lambda_e} \cdot \exp\left(-\frac{x_j}{\lambda_e}\right) = \frac{1}{\lambda_e} \cdot \exp\left(-\frac{U_j}{\lambda_e \cdot K}\right) \quad (5.15)$$

Podstawiając  $\frac{1}{\lambda_e} = A \cdot p$  oraz  $B = A \cdot U_j$  uzyskuje się

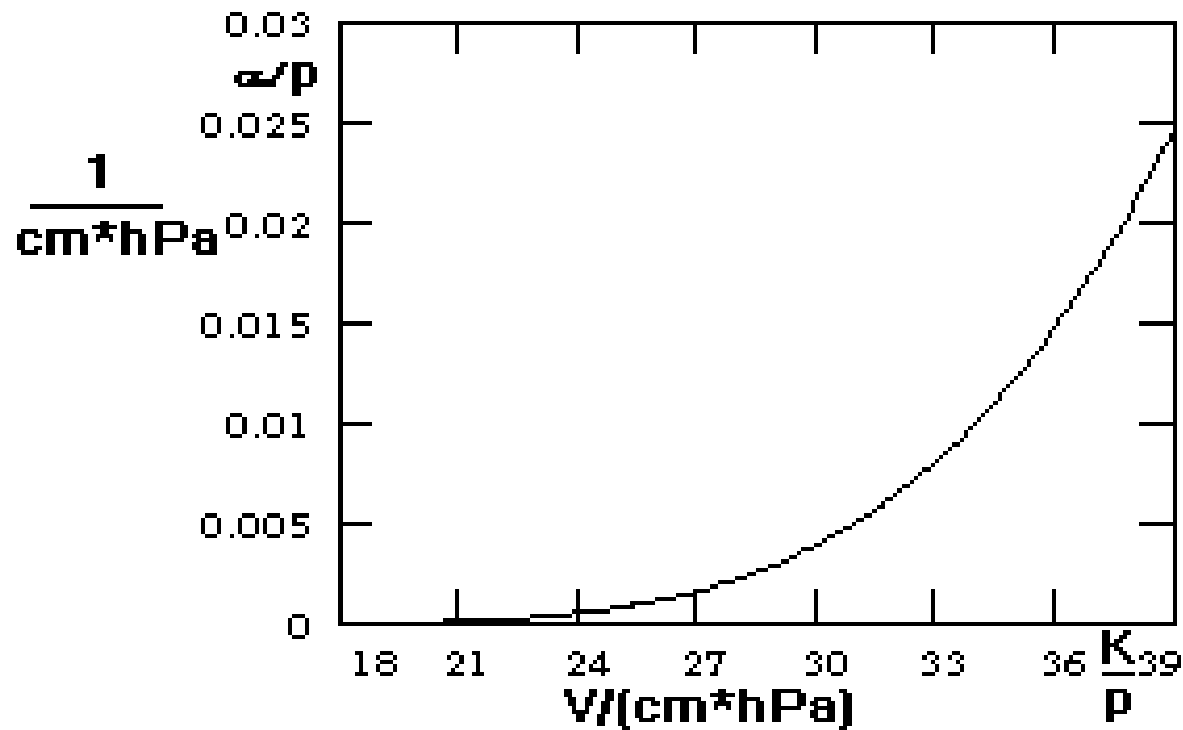
$$\alpha = A \cdot p \cdot \exp\left(-\frac{B \cdot p}{K}\right) \quad (5.16)$$

Wielkość  $\alpha$  nosi nazwę **współczynnika elektronowej jonizacji zderzeniowej** lub **I współczynnika Townsenda**. Zwykle powyższy wzór podaje się w postaci:

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot \exp\left(-\frac{B}{K/p}\right) = f\left(\frac{K}{p}\right) \quad (5.17)$$

$\alpha$  – jest to średnia liczba zderzeń jonizacyjnych przy przebiegu przez elektron drogi jednostkowej wzdłuż linii sił pola.

Dla powietrza zależność (5.17) daje wykres jak na rysunku 5.5.



Z rysunku wynika, że  $\alpha = 0$  gdy  $K = 21 \text{ kV/cm}$ , przy ciśnieniu bliskim normalnemu (1000 hPa), gdyż  $21[\text{V/hPa} \cdot \text{cm}] \cdot 1000[\text{hPa}] = 21[\text{V/cm}] \cdot 10^3 = 21[\text{kV/cm}]$ . Zatem progowe natężenie pola elektrycznego, przy którym rozpoczynają się procesy jonizacji zderzeniowej przy normalnym ciśnieniu atmosferycznym w powietrzu wynosi **21 kV/cm**.



Wartości współczynników występujących we wzorze (5.17), zestawiono w tabeli 9.

T a b e l a 9  
Współczynniki do wzoru (5.17) dla wybranych gazów pospolitych

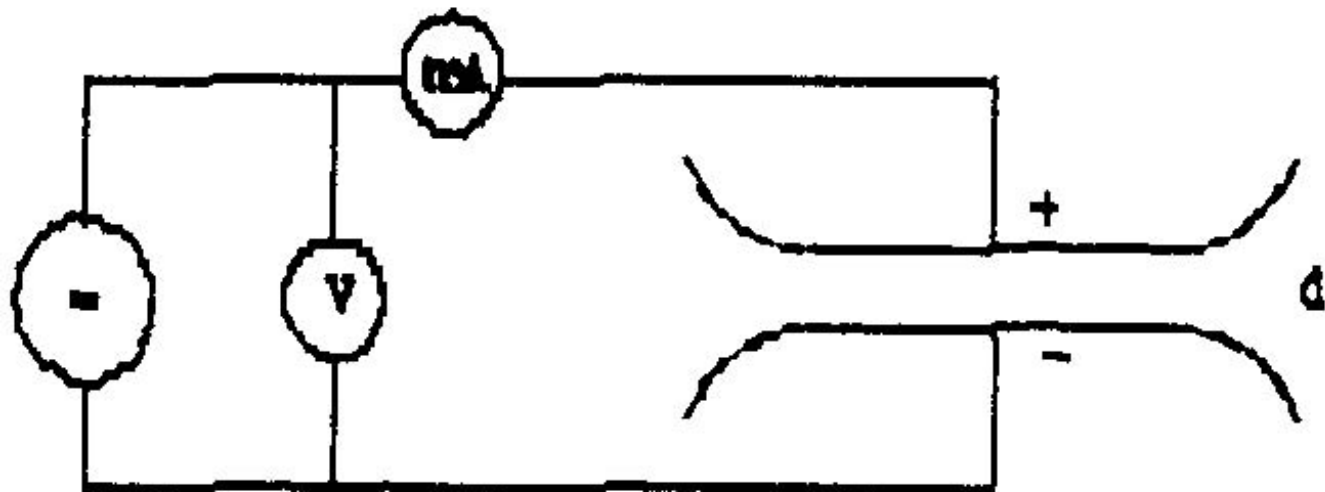
Gaz	A	B	K/p
	1/(Pa·m)	V/(Pa·m)	V/(Pa·m)
Powietrze	6.66	187.5	28.6 ÷ 112.5
Powietrze	10.95	237.8	112.5 ÷ 450.0
Azot	9.30	256.5	112.5 ÷ 450.0
Dwutlenek węgla	15.00	349.5	375.0 ÷ 750.0
Wodór	3.75	97.5	112.5 ÷ 300.0

Na marginesie powyższych rozważań należy zaznaczyć, że w pracach fizyków wprowadzono zamiast zależności od ilorazu (**K/p**) zależność od ilorazu (**K/N**), gdzie **N** jest koncentracją cząstek. To drugie podejście znacznie upraszcza problem, bowiem zmiany koncentracji cząstek **N** uwzględniają zarówno zmianę ciśnienia jak i zmianę temperatury. Jednostką ilorazu **K/N** jest  $[V/m]/[1/m^3] = [V \cdot m^2]$ . Jednostkę **10<sup>-17</sup> Vcm<sup>2</sup>** nazwano townsendem (**1 Td**).

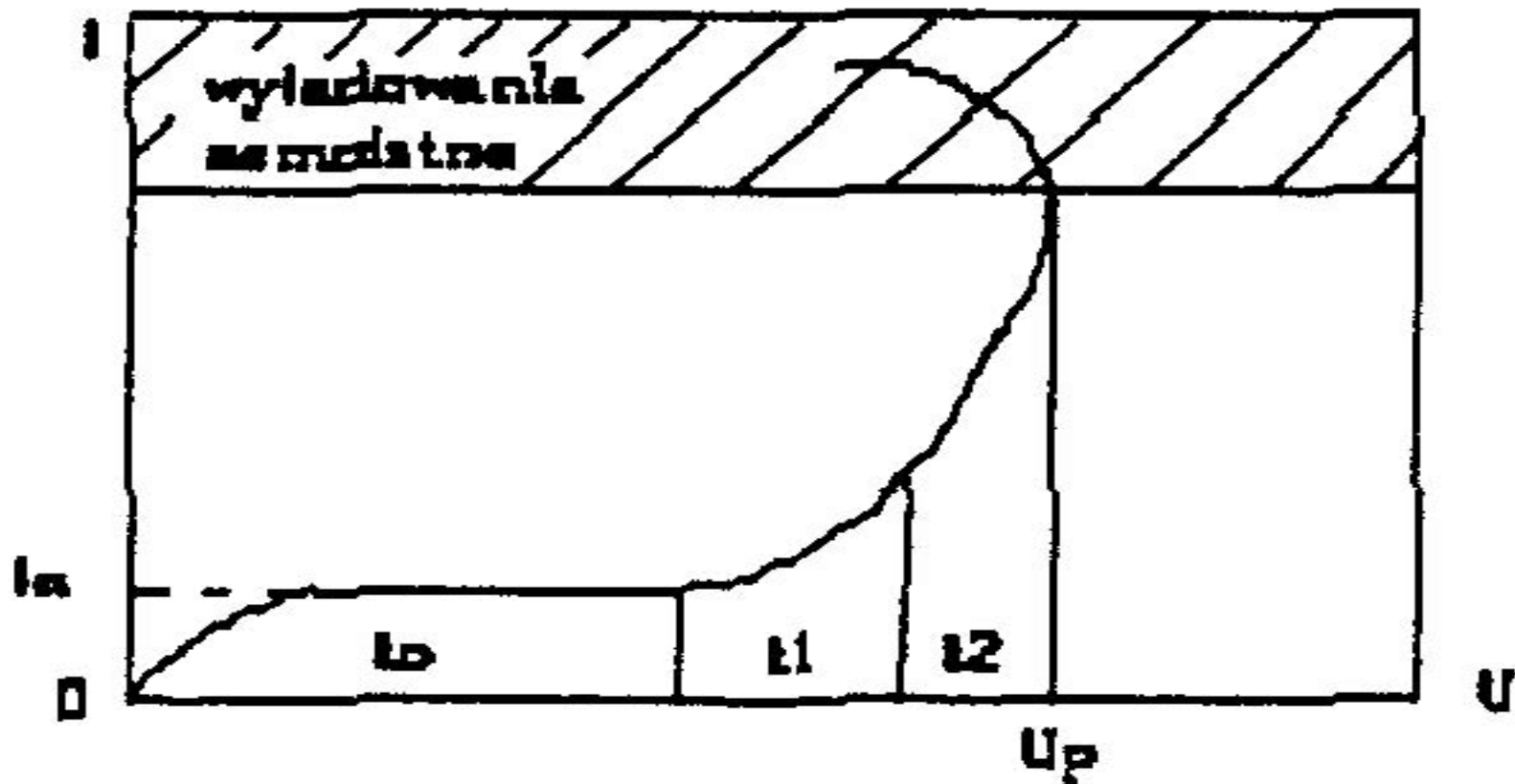
## 5.2.2. Jonizacja lawinowa

### 5.2.2.1. Wprowadzenie

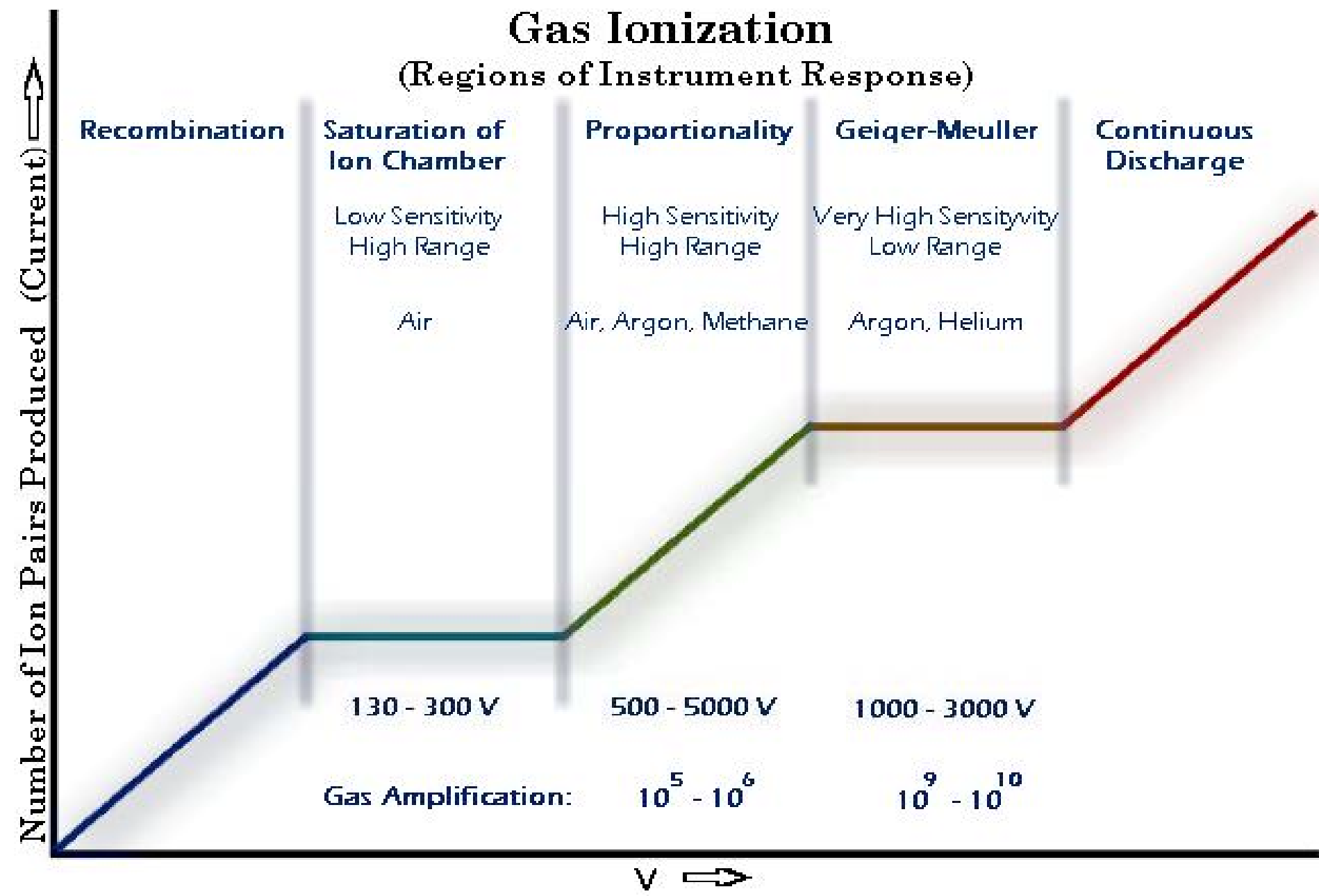
Jak wynika z rozdziału 5.1.6 w powietrzu atmosferycznym istnieją swobodne nośniki ładunku. Zatem jeśli do układu elektrod płaskich doprowadzić regulowane napięcie jak na rysunku 5.6a to w obwodzie popłynie prąd już przy małych wartościach napięcia.

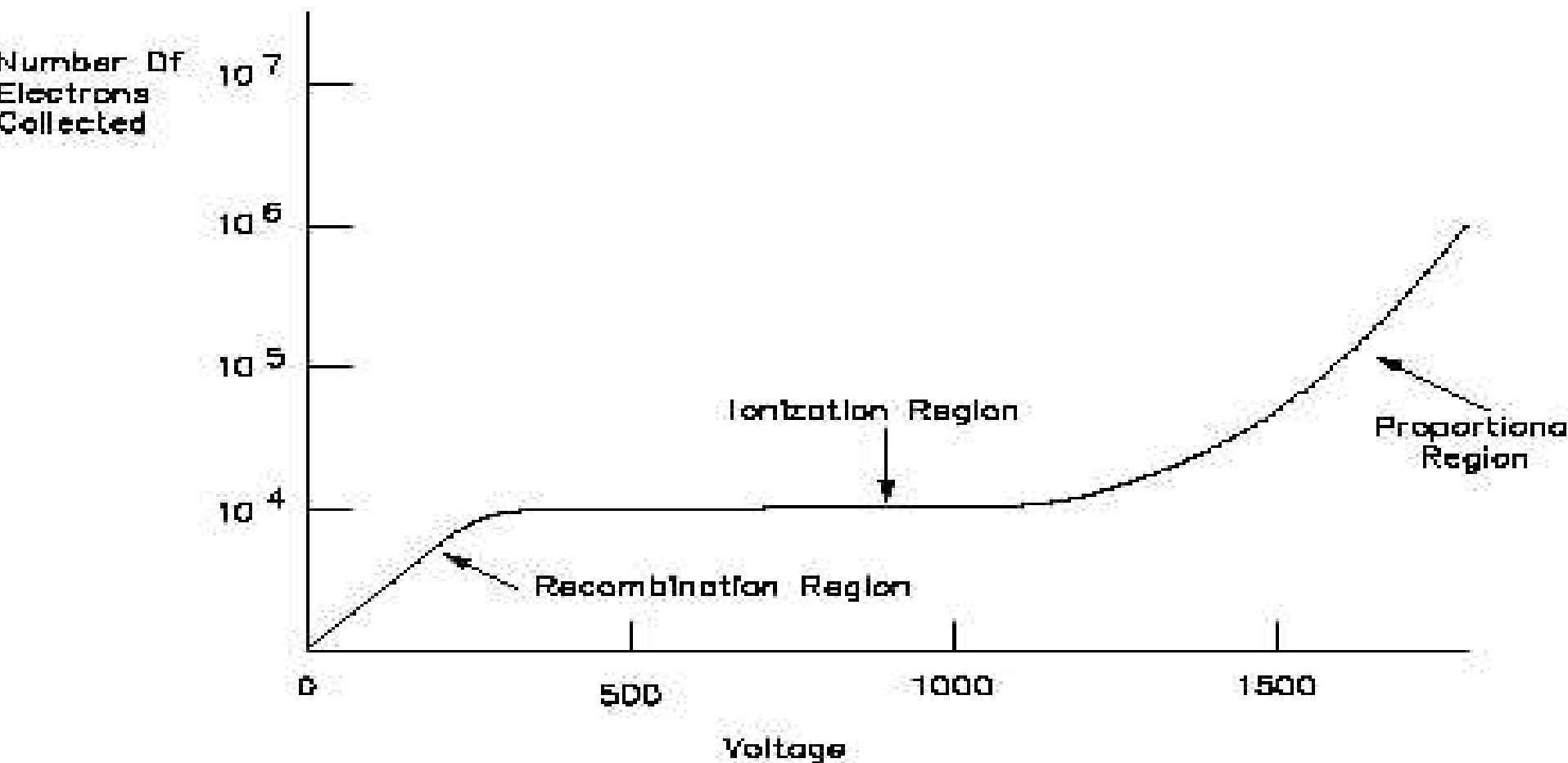


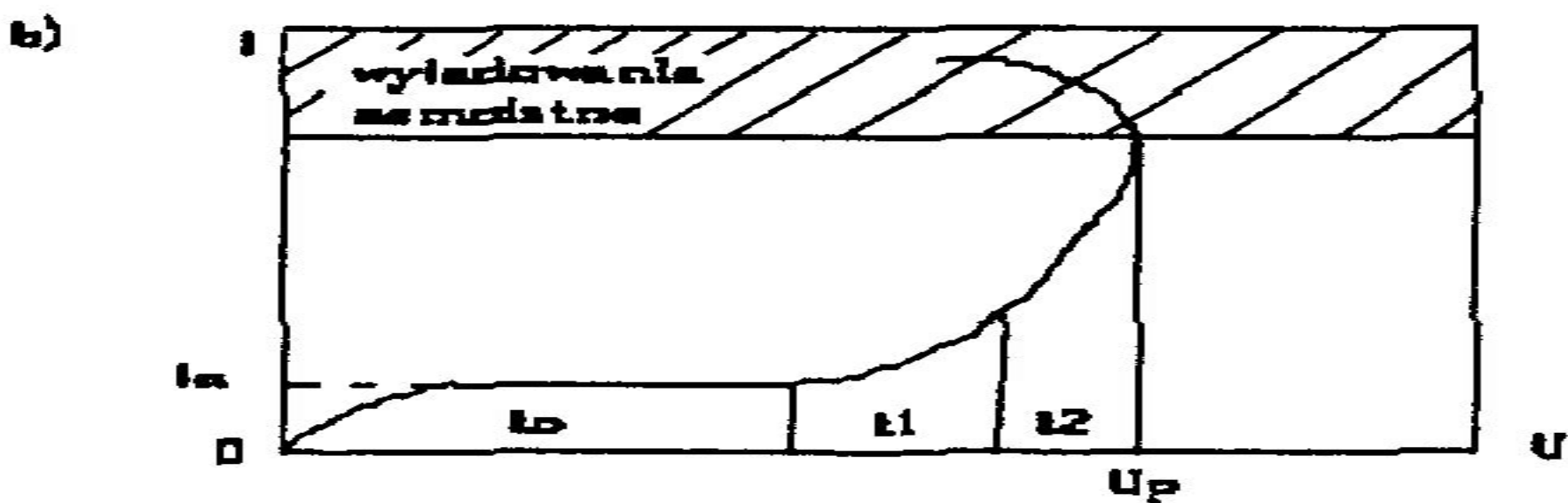
b)



Początkowo ze wzrostem napięcia prąd narasta niemal proporcjonalnie do wartości napięcia (rys. 5.6b) - obowiązuje prawo Ohma. W tym zakresie stopniowo coraz więcej nośników ładunku znajdujących się w przestrzeni bierze udział w przepływie prądu, aby w zakresie  $t_0$  osiągnąć stan nasycenia. Po przekroczeniu napięcia jonizacji  $U_j$  energia kinetyczna elektronów osiąga wartość wystarczającą do jonizacji cząstek gazu.

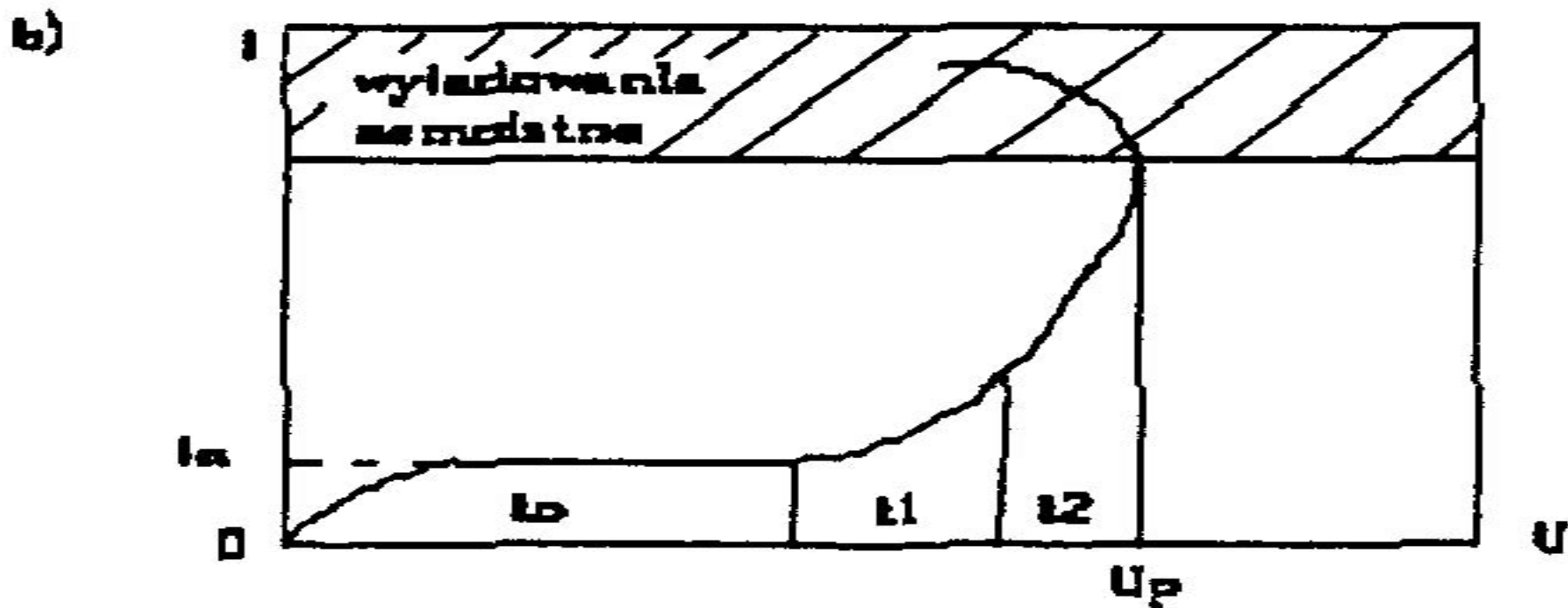






Dodatkowy wzrost prądu w obszarze  $t_2$  jest spowodowany faktem, iż jony dodatnie mogą już w tym obszarze osiągać energię wystarczającą do zaistnienia emisji wtórnej na katodzie a światło wzbudzonych atomów powoduje fotoemisję. Obszary  $t_1$  i  $t_2$  to obszary tzw. wyładowań Townsenda, stąd ich oznaczenie. Wyładowania w tych obszarach wymagają działania czynnika zewnętrznego, np. takiego jak promieniowanie kosmiczne czy radioaktywne i stąd noszą nazwę wyładowań **niesamoistnych** (niesamodzielných). Obszar zakreskowany to już obszar tzw. wyładowań **samoistnych**, podtrzymywanych samym tylko działaniem pola elektrycznego.

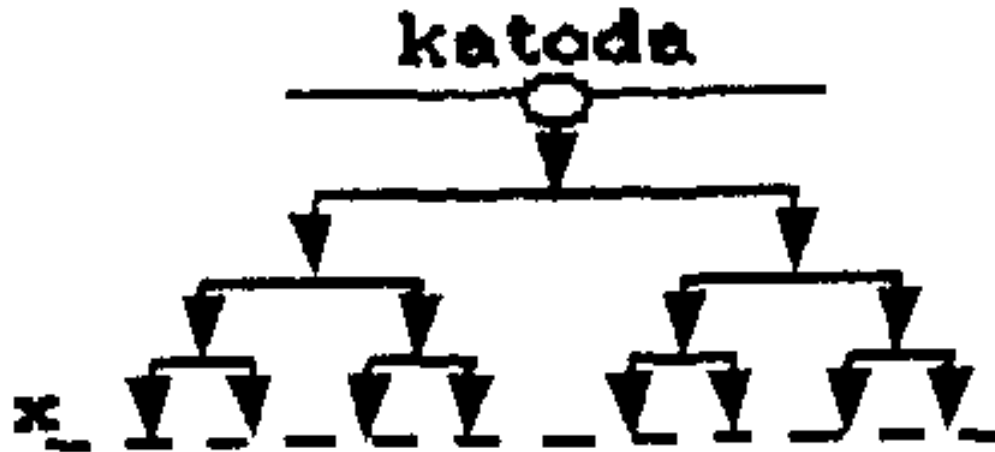
## 5.2.2.2. Równanie lawiny



Początek zjawisk związanych z wyładowaniem elektrycznym zaczyna się w obszarze  $t_1$  (rys. 5.6.b). Elektron poruszając się w polu elektrycznym osiąga energię wystarczającą do jonizacji cząstek gazu. Zderzając się sprężysto z atomem:

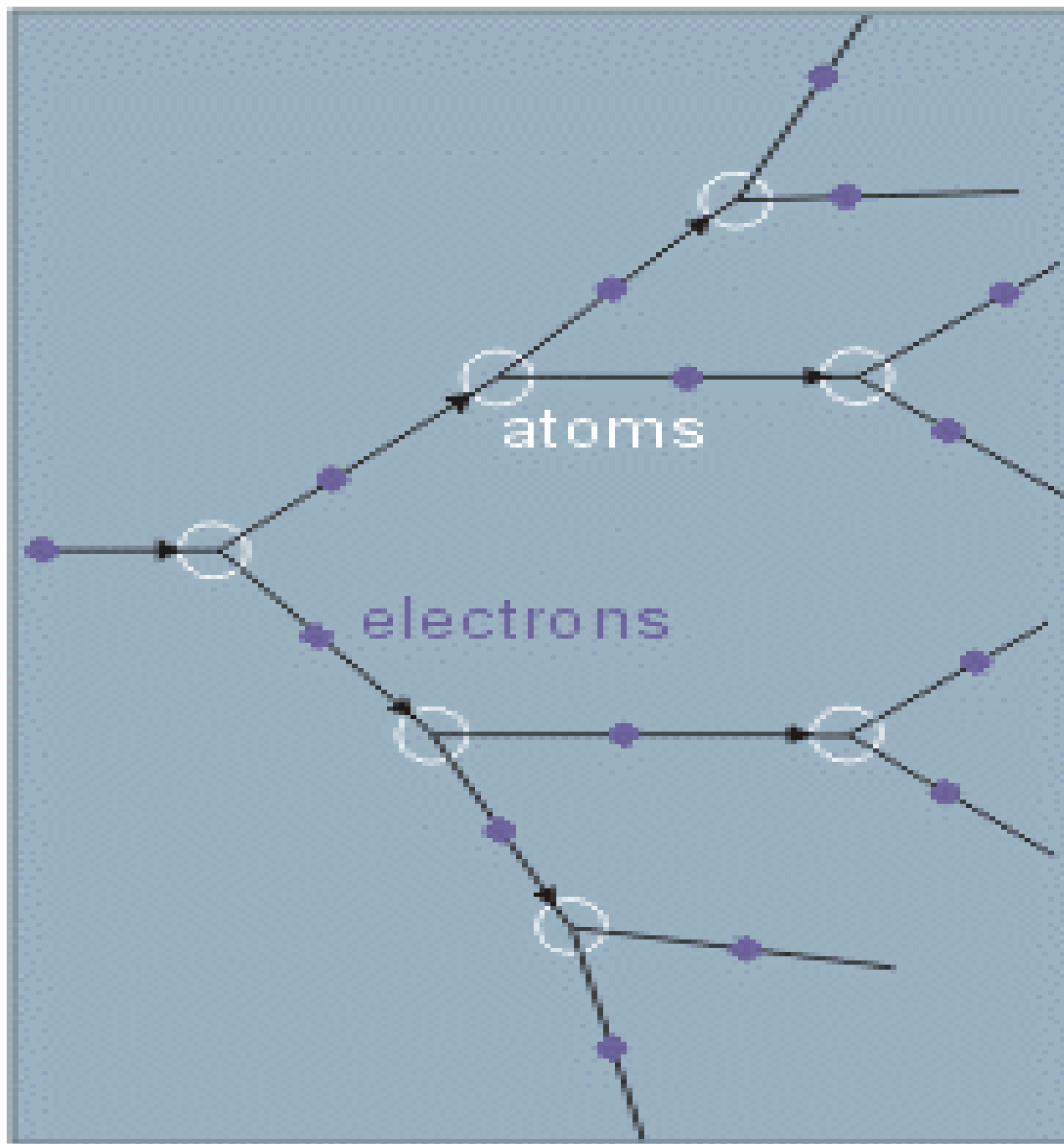
- odbija się rozpoczynając kolejny rozbieg,
- wytrąca elektron.

Teraz już dwa elektrony rozbijają dwa atomy wytrącając dwa kolejne elektrony, cztery elektrony rozbijają cztery atomy itd. Powstaje, więc lawina elektronów jako podstawowa forma wyładowania (rys. 5.7).

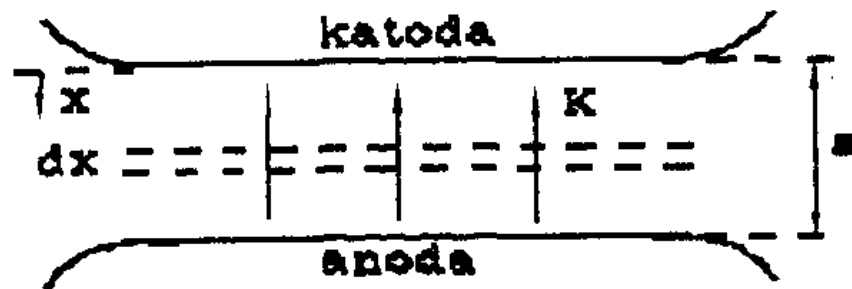


Rys. 5.7. Rozwój lawiny elektronów





Wracając do układu płaskiego rozważanego na rysunku 5.6, należy zauważyć, że lawina elektronów przemieszcza się od katody do anody przyjmując kształt stożka skierowanego podstawą ku anodzie. Biorąc pod uwagę warstwę przestrzeni  $dx$  w odległości  $x$  od katody (rys. 5.8) i oznaczając jako  $n_0$  początkową liczbę elektronów, od których przy katodzie rozpoczęła się budowa lawiny oraz jako  $n_x$  liczbę elektronów w odległości  $x$ , można, uwzględniając, że liczba zderzeń jonizacyjnych jednego elektronu na drodze jednostkowej wynosi  $\alpha$ , określić, iż na drodze  $dx$  nastąpi przyrost elektronów równy  $dn_x = \alpha \cdot n_x \cdot dx$ , skąd



Rys. 5.8. Ilustracja do wyprowadzenia

$$\frac{dn_x}{n_x} = \alpha \cdot dx \quad (5.18)$$

Całkując wzdłuż drogi od katody do  $\mathbf{x}$ , czyli od  $\mathbf{0}$  do  $\mathbf{x}$  oraz od  $\mathbf{n}_0$  do  $\mathbf{n}_x$  uzyskuje się:

$$\ln\left(\frac{n_x}{n_0}\right) = \alpha \cdot x \quad \Rightarrow \quad n_x = n_0 \cdot e^{\alpha \cdot x} \quad (5.19)$$

Jest to równanie lawiny. Elektrony mnożą się w sposób wykładniczy. Wytworzone w obszarach  $\mathbf{t}_1$  i  $\mathbf{t}_2$  elektrony szybko znikają z pola elektrycznego albo dochodząc do anody, albo tworząc jony ujemne. Zjawisko tworzenia jonów ujemnych jest szczególnie efektywne w tzw. gazach elektroujemnych, czyli mających nie obsadzoną ostatnią, zewnętrzną powłokę elektronową. Gazami takimi są np. tlen, sześćiofluorek siarki ( $\text{SF}_6$ ), para wodna itp. Tworzenie się jonów ujemnych jest zjawiskiem odwracalnym gdyż dodatkowe elektrony na ostatnich orbitach łatwo dają się wybić (przykładowe energie odrywania elektronu od jonu ujemnego podano w tabeli 8). Zatem w słabym polu elektrycznym następuje tworzenie się jonów ujemnych natomiast w silnym polu jest to niemożliwe. Przy natężeniach powyżej **90 kV/cm** jony ujemne istnieć nie mogą.

### 5.2.3. Wyładowania samoistne

Zatem, jak wspomniano w rozdziale poprzednim, zjawiska wyładowcze w rozważanym układzie płaskim rozpoczynają się od aktu fotoemisji katody. Zakładając, że w chwili początkowej wyemitowane zostało  $n_0$  elektronów uzyska się, w oparciu o równanie lawiny (5.19), iż elektrony te "rozmnożą" się do liczności:

$$n = n_0 \cdot e^{\alpha \cdot a} \quad (5.20)$$

gdzie  $a$  - odstęp elektrod.

Przyjmując, że zjawiska rozgrywają się w obszarze  $t_2$  (rys. 5.6b), gdzie jest możliwa już emisja wtórna i fotoemisja spowodowane odpowiednio jonami dodatnimi i światłem lawiny, należy uznać, że liczba aktów emisji wtórnej z katody musi być proporcjonalna do liczby aktów jonizacji lawinowej. Współczynnik proporcjonalności oznacza się jako  $\gamma$ , a nosi on nazwę **współczynnika reprodukcji** lub **II współczynnika Townsenda**. Liczba aktów jonizacji w przestrzeni międzyelektrodowej jest równa:

$$n - n_0 = n_0 \cdot e^{\alpha a} - n_0 = n_0 \cdot (e^{\alpha a} - 1) \quad (5.21)$$

ponieważ  $n_0$  elektronów powstało na katodzie nie może więc być przyczyną emisji wtórnej.

Zatem oznaczając przez  $n_1$  liczbę elektronów wtórnych wyemitowanych wskutek fotoemisji pod działaniem światła lawiny oraz emisji wtórnej wskutek bombardowania katody jonami dodatnimi, uzyskuje się:

$$n_1 = \gamma \cdot (n - n_0) = \gamma \cdot n_0 \cdot (e^{\alpha \cdot a} - 1) \quad (5.22)$$

Wartość współczynnika  $\gamma$  zależy od materiału katody, rodzaju gazu i jego ciśnienia. Jest to współczynnik bezwymiarowy mający sens prawdopodobieństwa wywołania wtórnych elektronów przez skutki wywołane aktami jonizacji w przestrzeni międzyelektrodowej.

Analizując wzór (5.22) widać, że mogą zaistnieć trzy przypadki rozwoju wyładowań:

- 1)  $n_1 < n_0$  czyli  $\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot a} - 1) < 1$  wówczas kolejne lawiny będąc oraz słabsze aż zanikną;
- 2)  $n_1 = n_0$  czyli  $\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot a} - 1) = 1$  to przypadek reprodukcji prostej czyli powielają się jednakowe lawiny (biorąc pod uwagę losowość zjawiska jest to czysto teoretyczny przypadek graniczny);
- 3)  $n_1 > n_0$  czyli  $\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot a} - 1) > 1$  wówczas kolejne lawiny są coraz intensywniejsze. W układzie płaskim przy spełnieniu tego warunku, przy ciśnieniu atmosferycznym, musi dojść do przeskoku.

Warunek

$$\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot a} - 1) \geq 1 \quad (5.23)$$

nazywa się **warunkiem samoistności wyładowania**. Dla pól nierównomiernych warunek ten, wskutek zmienności I współczynnika Townsenda  $\alpha$  w funkcji natężenia pola elektrycznego, ma postać:

$$\gamma \cdot \left( e^{\int \alpha \cdot dx} - 1 \right) \geq 1 \quad (5.24)$$

Warunek (5.24) zostanie omówiony w rozdziale 5.4.

#### 5.2.4. Napięcie przeskoku w układzie płaskim. Prawo Paschena

Z warunku samoistności wyładowania (5.23), przy założeniu spełnienia warunku reprodukcji prostej (3), można wyznaczyć iloczyn  $\alpha a$ :

$$\alpha \cdot a = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (5.25)$$

Wykorzystując wzór na natężenie pola równomiernego (3.14) oraz zależność (5.16) określającą  $\alpha$ , można z wzoru (5.25) uzyskać:

$$A \cdot a \cdot p \cdot \exp\left(-\frac{B \cdot p \cdot a}{U_p}\right) = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (5.26)$$



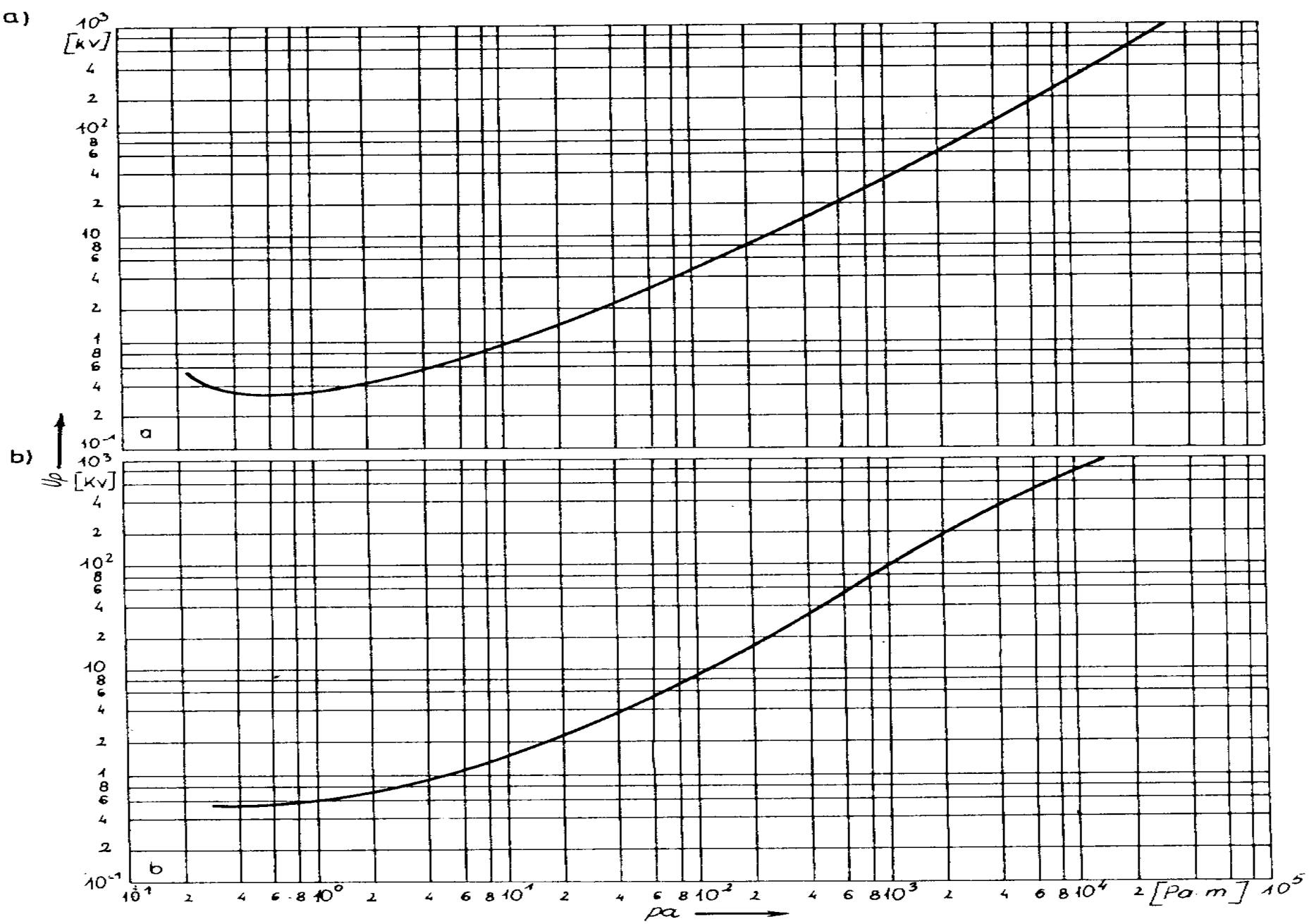
Z wzoru (5.26), po prostych przekształceniach, uzyskuje się zależność określającą napięcie przeskoku w układzie płaskim:

$$U_p = \frac{B \cdot p \cdot a}{\ln \left( \frac{A \cdot p \cdot a}{\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right)} \quad (5.27)$$

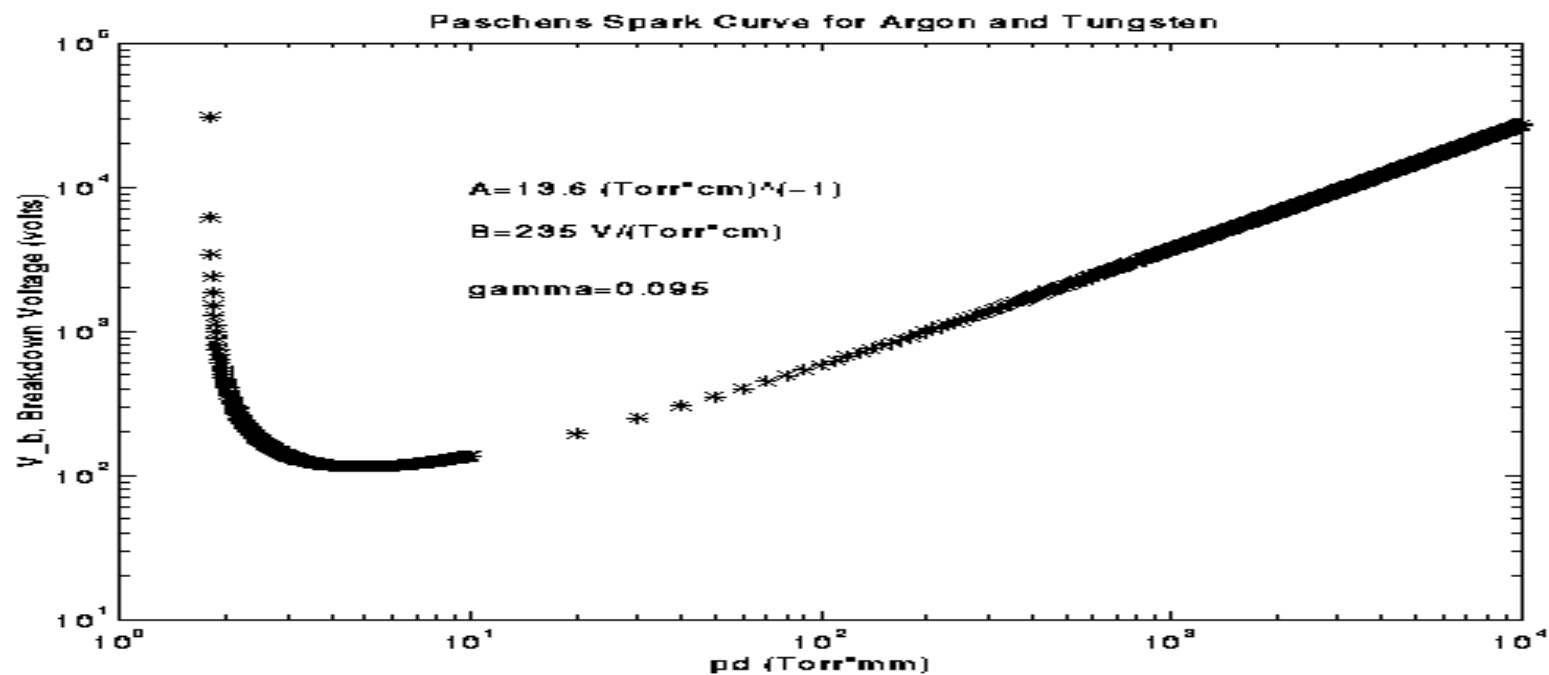
Z zależności (5.27) wynika, że napięcie przeskoku w układzie płaskim, przy temperaturze  $T = \textit{const}$ , zależy od iloczynu ciśnienia  $p$  i odległości elektrod  $a$ , czyli  $U_p = f(p \cdot a)$ . Zależność ta była odkryta przez Paschena (PASCHEN Friedrich (1865-1947)) jeszcze przed opracowaniem teorii wyładowań i nosi nazwę **prawa Paschena (1889)**, przedstawianego za pomocą wykresu (rys. 5.9).



PASCHEN Friedrich (1865-1947)



Rys. 5.9. Prawo Paschena w układzie płaskim: a) dla powietrza, b) dla SF<sub>6</sub>, wg [21]



Krzywa Paschena dla argonu i wolframu

Prawo Paschena dla powietrza jest słuszne w zakresie od wysokiej próżni **0.1 Pa** ( $10^{-4}$  Tr) do  **$5\div 6 \cdot 10^5$  Pa** ( **$5\div 6$  atm**) lub inaczej w zakresie  **$0.1\div 10^3$  Pa·m**. Z prawa Paschena wynikają dwa praktyczne wnioski:

1. Jeśli w układzie płaskim zwiększyć odległość **n** - krotnie i w tym samym stosunku zmniejszyć ciśnienie, czyli gęstość gazu to wytrzymałość układu nie zmieni się (przy  $T = \text{const}$ );
- 2 Istnieje minimalna wartość napięcia (tab. 10) poniżej, której przeskok nie może wystąpić.

Prawo Paschena nie obowiązuje dla następujących przypadków:

1. Gdy iloczyn  $p \cdot a$  jest większy od około  $10^3 \text{ Pa} \cdot \text{m}$ , co jest przyczyną innego wyjaśnienia mechanizmu przeskoku przy dużych odstępach elektrod;
2. Dla małych iloczynów  $p \cdot a$  w zakresie poniżej minimum krzywej Paschena (rys. 5.9) nie obowiązuje dla tzw. mikroprzerw, czyli odstępów elektrod poniżej  $10^{-3} \text{ cm}$ , co tłumaczy się wpływem autoemisji zachodzącej przy bardzo dużych natężeniach pola elektrycznego jakie w mikroprzerwach występują.

Wartość minimalnego napięcia przeskoku można obliczyć z warunku:

$$\frac{dU_p}{d(p \cdot a)} = \frac{B \cdot \ln \left[ \frac{A \cdot p \cdot a}{\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right] - \frac{A}{\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \cdot \frac{1}{p \cdot a} \frac{\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)}{A} \cdot B \cdot p \cdot a}{\left[ \ln \left( \frac{A \cdot p \cdot a}{\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right) \right]^2} = 0$$

Z powyższego równania, po porównaniu do zera licznika, można określić wartość **(pa)<sub>min</sub>**

$$(p \cdot a)_{\min} = \frac{e \cdot \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)}{A} \quad (5.28)$$

gdzie **e** - podstawa logarytmu naturalnego  $\approx 2.718282$

Podstawiając zależność (5.28) do (5.27) uzyskuje się wyrażenie:

$$\left. \begin{aligned} U_{p\min} &= B \cdot (p \cdot a)_{\min} \\ K_{p\min} &= B \cdot p_{\min} \end{aligned} \right\} \quad (5.29)$$

Wartości **(pa)<sub>min</sub>** oraz **U<sub>pmin</sub>** zestawiono w tabeli 10.



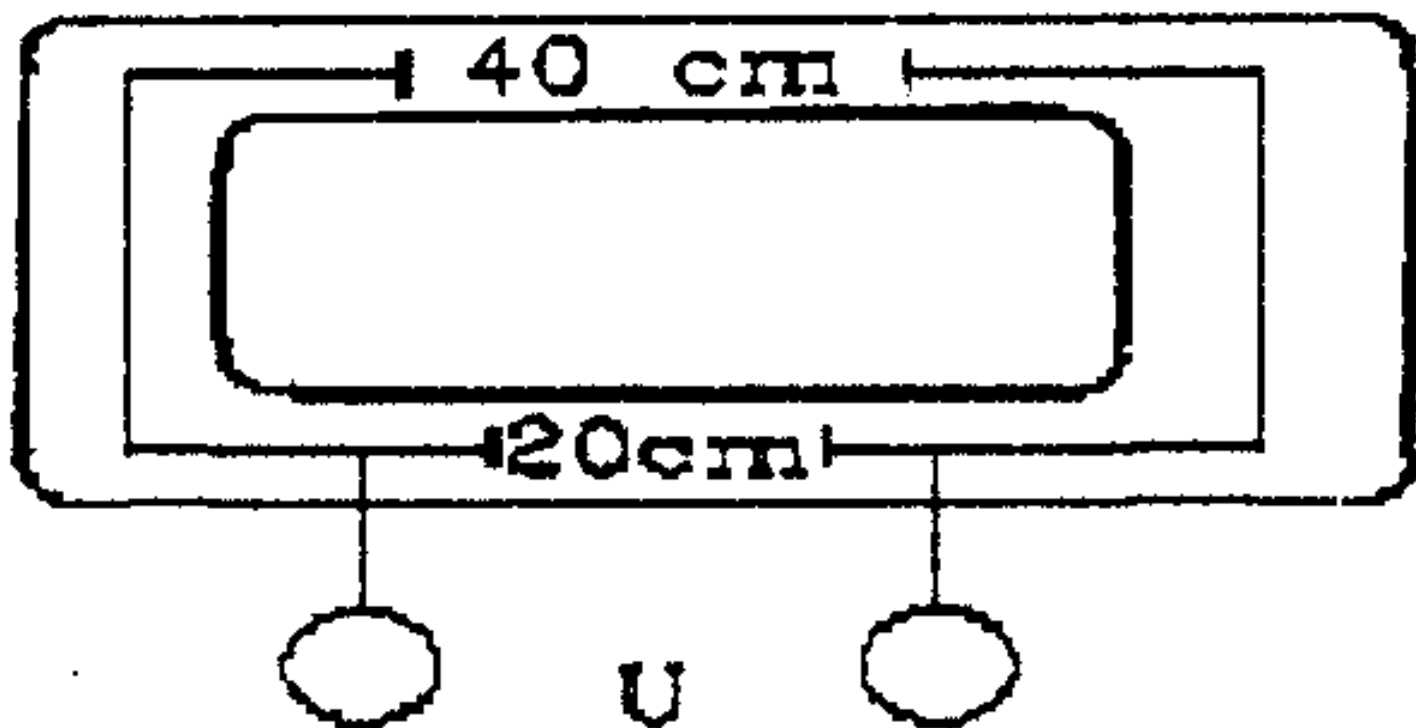
T a b e l a 10

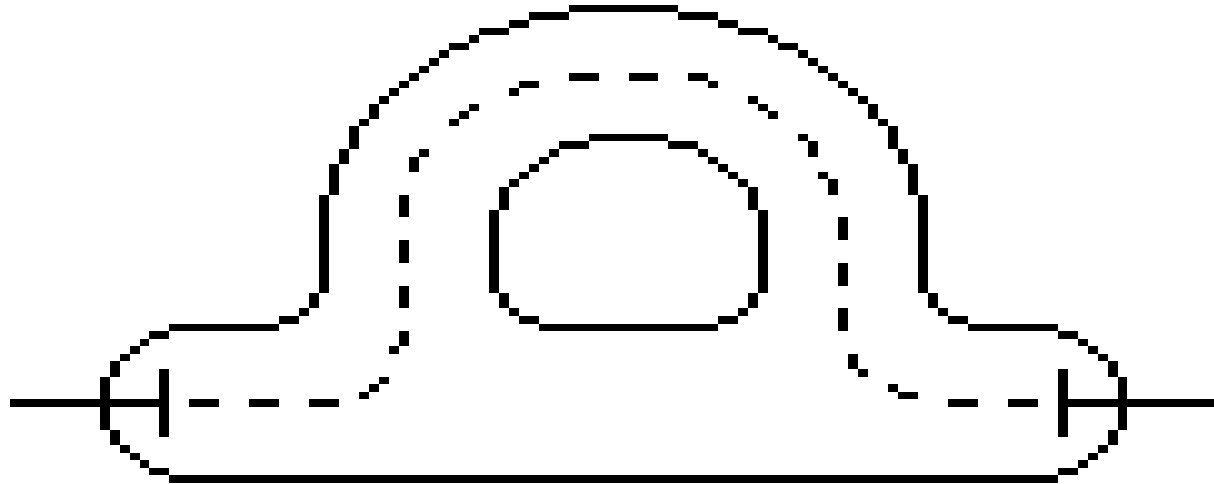
Minimalne napięcia przebicia różnych gazów [21]

Gaz	$(pa)_{min}$	$U_{pmin}$
	[Pa·m]	[V]
Powietrze	0.73	352
Sześćciofluorek siarki	0.35	507
Azot	0.86	240
Wodór	1.40	230
Tlen	0.93	450
Dwutlenek węgla	0.68	420
Hel	5.32	155
Neon	5.32	245
Para sodu	0.07	320

### 5.2.5. Komentarze do prawa Paschena

W celu omówienia fizyki zjawisk tłumaczących prawo Paschena omawia się zwykle następujące doświadczenie. W szczelnej bańce szklanej o kształcie jak na rysunku 5.10 umieszczono dwie pary elektrod wykonanych z tego samego materiału lecz o różnych odległościach między elektrodami odpowiednio **20 i 40 cm**. Naczynie połączone jest z pompą próżniową umożliwiającą zmniejszanie ciśnienia w jego wnętrzu.

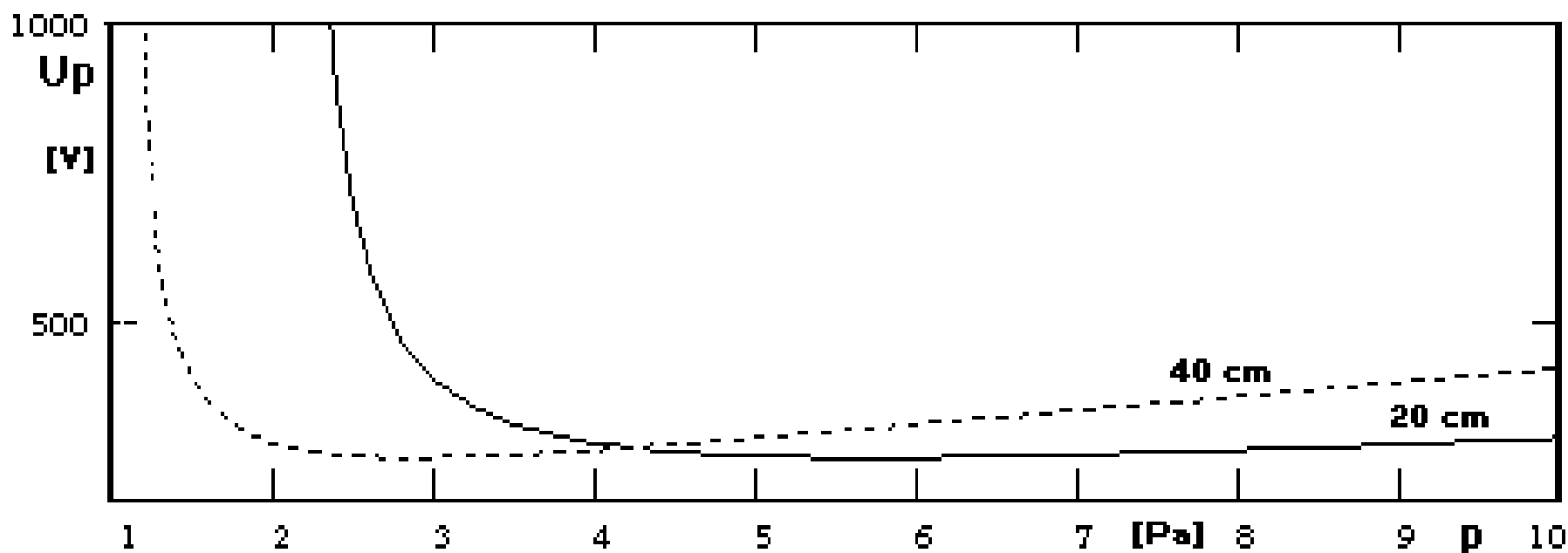




$pd \leq (pd)_{\min}$

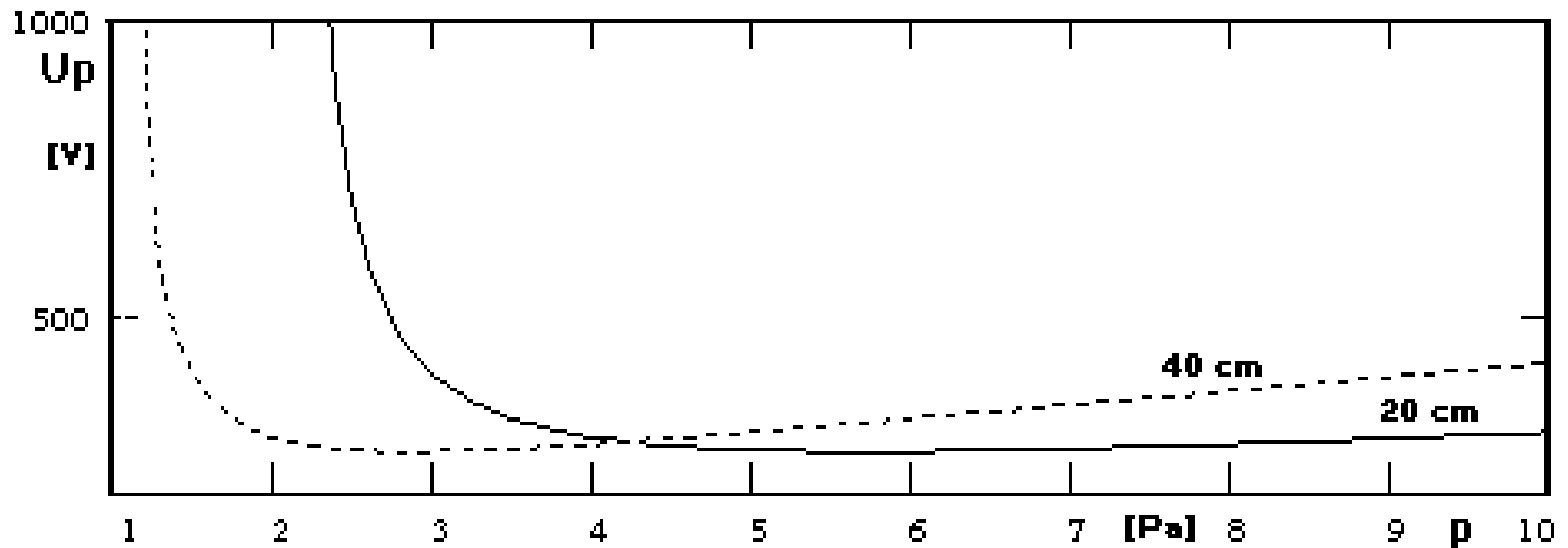
**Long Path Breakdown**

Wypompowując powietrze z bańki, po osiągnięciu ciśnienia niższego niż wynikające z minimum krzywej Paschena, czyli w przybliżeniu przy około **4 Pa** (można to obliczyć dokładnie z podanych wyżej wzorów) przeskoki wystąpią na drodze dłuższej  **$a_2$**  a nie na krótszej  **$a_1$** . Fizyczne uzasadnienie tego paradoksu jest następujące:



**1. W obszarze niskich ciśnień droga swobodna elektronu jest długa, zatem duża część elektronów, przy małym odstępie elektrod, dojdzie do anody nie wywołując zderzeń i nie powodując jonizacji ani wzbudzenia atomów. Zatem również wtórnych elektronów będzie mało i napięcie musi wzrosnąć, by mogło dojść do przeskoku. Stąd mniejszy odstęp elektrod już przy większych ciśnieniach może mieć drogę swobodną, porównywalną z odstępem elektrod natomiast w większym odstępie zaistnieje to dopiero przy ciśnieniach niższych. Przykładowo, w próżni idealnej, gdzie w ogóle nie ma gazu, nie ma również jonizacji. Przeskoki zachodzą wówczas według zupełnie innego mechanizmu. Elektron porusza się ruchem prostoliniowym, jednostajnie przyspieszonym osiągając dużą energię, tak dużą, że w zderzeniu z anodą może wybić jon dodatni, który z kolei w zderzeniu z katodą wybija nowe elektrony itd. Tak jest przy dużych odległościach elektrod. Natomiast przy małych odległościach elektrod w próżni ( $< 1$  mm) elektrony nie zdołają się rozpędzić wystarczająco, by móc wybić z anody jon dodatni. Wówczas może zachodzić jedynie autoemisja. Jednakże do ugięcia bariery potencjału (patrz rozdz. 5.1.5) trzeba natężeń pola około  $3$  MV/cm a więc wytrzymałość elektryczna jest wprost fantastyczna.**

2. W obszarze wysokich ciśnień wytrzymałość rośnie wskutek tego, że maleje droga swobodna elektronu, stąd maleje również jego energia. By jonizacja była możliwa musi wzrosnąć napięcie.



3. Dotąd zakładano, że wszystkie powyższe uwagi obowiązywały dla stałej temperatury równej temperaturze normalnej (20 °C). Jednakże zarówno średnia droga swobodna elektronu jak i stałe **A** i **B** są zależne od temperatury. Zatem uwzględniając wpływ temperatury zależność (5.27) przyjmie postać:

$$U_p = \frac{B \cdot p \cdot a \cdot \frac{T_0}{T}}{\ln \left( \frac{A \cdot p \cdot a \cdot \frac{T_0}{T}}{\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right)} \quad (5.30)$$

gdzie  $T_0$  jest normalną temperaturą otoczenia.

Zamiast ilorazu  $p/T$  można dla powietrza wstawić gęstość względną  $\delta$  (patrz rozdz. 5.1.1) uzyskując zależność  $U_p = f(\delta \cdot a)$ . W obszarze dużych gęstości powietrza, np. przy ciśnieniu atmosferycznym i odległości między elektrodami rzędu kilku do kilkudziesięciu milimetrów, zależność ta jest niemal liniowa (prawa gałąź krzywej Paschena z rysunku 5.9). Stąd dla orientacyjnych obliczeń, dla pola równomiernego, przyjmuje się średnią wartość wytrzymałości elektrycznej równą **3 kV/mm**, a napięcie przeskoku oblicza się z wzoru:

$$U_p = 1.36 + 3 \cdot \delta \cdot a [kV] \quad (5.31)$$

gdzie  $1[a] = 1 \text{ mm}$

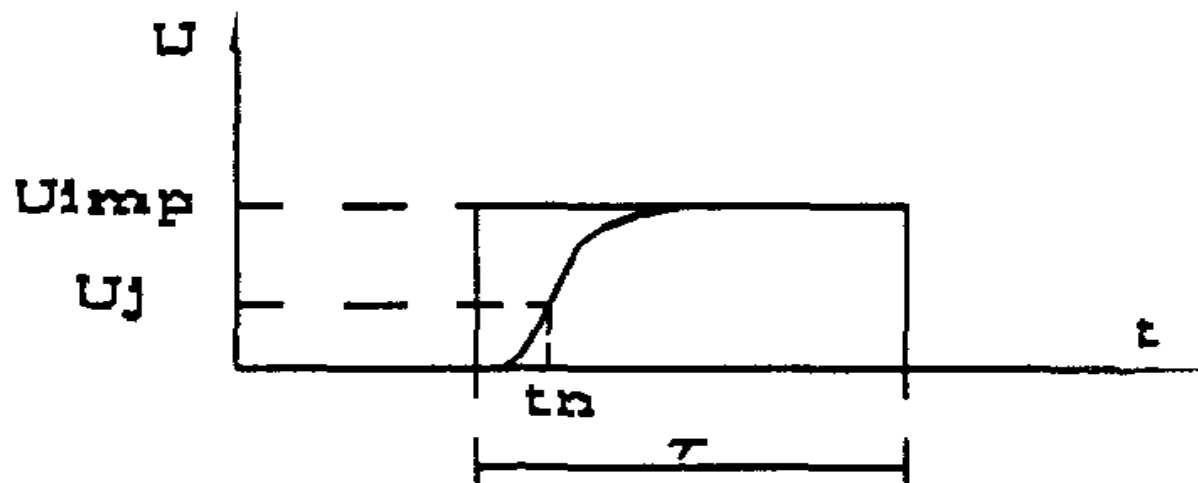
Dla napięcia przemiennego wzór (5.31) dotyczy wartości maksymalnej napięcia, a nie wartości skutecznej!



### 5.2.6. Czas rozwoju wyładowania

Prędkość dryfu elektronów w powietrzu zależy od ciśnienia i natężenia pola elektrycznego i waha się w granicach **kilku** do **kilkunastu**  $\text{cm}/\mu\text{s}$ . Zatem przy centymetrowych odstępach elektrod czas przebiegu elektronu będzie rzędu **0.1**  $\mu\text{s}$ .

Co będzie się działo jeśli do elektrod doprowadzić, zamiast rozważanego dotychczas napięcia stałego, impuls napięciowy prostokątny o czasie trwania  $\tau$  (rys. 5.11)?



Rys. 5.11. Impuls napięciowy prostokątny o skończonej długości

Czas potrzebny do uformowania się przeskoku oznaczony  $t_f$ , jest związany z dojściem lawiny do anody, reprodukcją elektronów, uformowaniem nowej lawiny itd. aż do przeskoku. Aby więc wystąpił przeskok, czas działania napięcia musi być odpowiednio długi. Czy wystarczy spełnić warunek  $\tau = t_f$ ? Otóż nie, bowiem aby przeskok nastąpił to musi zaistnieć przypadek wyzwolenia na katodzie, przez zewnętrzne twarde fotony, elektronów, które zainicjują lawinę. Przypadek taki nie musi się pokryć w czasie z początkiem impulsu napięciowego. Musi być zatem spełniony warunek:

$$\left. \begin{array}{l} \tau > t_f \\ \tau = t_s + t_f \end{array} \right\} \quad (5.32)$$

gdzie  $t_s$  jest tzw. czasem statystycznego opóźnienia lub statystycznego oczekiwania i wynika z oczekiwania na warunki pojawienia się elektronów wywołanych jonizującym lub wywołującym emisję katody czynnikiem zewnętrznym (twardym fotonem).

Tak więc dla napięć uderowych warunek samoistności wyładowań ma dwa składniki:

$$\left. \begin{array}{l} \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot a} - 1) \geq 1 \\ \tau > t_f \end{array} \right\} \quad (5.33)$$

Jeśli dodatkowo czoło uderu napięciowego nie jest prostokątne to dochodzi dodatkowy czas narastania napięcia na czole uderu do wartości przekraczającej napięcie jonizacji (rys. 5.11). Stąd czas trwania uderu musi być równy:

$$\tau = t_n + t_s + t_f \quad (5.34)$$

Ogólny wniosek jest taki, że im impuls napięciowy jest krótszy tym musi mieć większą wartość szczytową, by nastąpił przeskok. Ze wzrostem napięcia maleje  $t_f$  zarówno wskutek wzrostu prędkości dryfu jak i wskutek szybszego osiągnięcia warunków przeskoku przez kolejne lawiny, a czasem już przez pierwszą lawinę jeszcze przed dojściem do anody.

Czas  $t_s$  można zmniejszać przez naświetlanie elektrod lampą kwarcową lub ze źródła promieni  $\gamma$ . Czas ten nie zależy od napięcia.

Badania eksperymentalne wykazały, że czasy formowania są znacznie krótsze niż to wynikałoby z teorii Townsenda i mają rząd  $10^{-7}$ , a nawet  $10^{-9}$  s. Tłumaczy się to wpływem dodatniego ładunku przestrzennego rozwijającego się od anody do katody (patrz rozdz. 5.3).

### 5.2.7. Właściwości izolacyjne innych gazów niż powietrze

Gaz jako izolator jest charakteryzowany zwykle tzw. względną wytrzymałością elektryczną, czyli wytrzymałością odniesioną do wytrzymałości powietrza przy tym samym odstępie (1 cm) elektrod i ciśnieniu w polu równomiernym. Wytrzymałości względne powszechnie spotykanych gazów prawie nie różnią się od 1 i są podane w tabeli 11.

Tabela 11

Wytrzymałość elektryczna względna gazów pospolitych

Gaz	Wytrzymałość względna
Wodór	0.60 ÷ 0.75
Azot	1.00
Tlen	1.10
Dwutlenek węgla	1.15 ÷ 1.25
Chlor	1.55

Napięcie przeskoku rośnie z ciśnieniem, co jest wykorzystywane w układach izolacyjnych np. kabli, rozdzielnic okapturzonych itp. Jednakże stosowanie ciśnień wyższych niż **1** do **1.5 MPa** powoduje trudności technologiczne i eksploatacyjne. Zatem należało znaleźć gazy o lepszych właściwościach niż gazy z tabeli 11. Gazami takimi są gazy z grupy związków halogenowych (chlorowcopochodnych, czyli zawierających chlorowce: fluor F, chlor Cl, jod J, brom Br i astat At - w warunkach normalnych fluor i chlor to gazy, brom jest cieczą, a jod i astat to ciała stałe - wszystkie są silnie elektroujemne) lub inaczej halogenków, dla których w tabeli 12 podano wytrzymałość elektryczną względną oraz temperaturę skraplania.

Tabela 12

Wytrzymałość elektryczna względna i temperatura skraplania niektórych halogenków.

Gaz	Wytrzymałość względna	Temperatura skraplania przy ciśnieniu atmosferycznym [°C]
Czterochlorek węgla $\text{CCl}_4$	6.3	+ 76.7
Czterochlorek selenu $\text{SeF}_4$	4.5	+ 49.0
Jodek etylu $\text{C}_2\text{H}_5\text{J}$	3.0	+ 72.0
Freon 12 $\text{CCl}_2\text{F}_2$	2.4	- 30.0
Freon 11 $\text{CCl}_3\text{F}$	3.0	- 23.7
Freon 22 $\text{CHClF}_2$	1.3	- 40.8
Sześćciofluorek siarki $\text{SF}_6$	2.25 ÷ 2.50	-50.0 (zestala się przy - 62.8)

Większa wytrzymałość elektryczna względna gazów zestawionych w tabeli 12 jest związana z faktem, że mają one mniejszy współczynnik jonizacji  $\alpha$  niż powietrze (porównując przy tym samym ciśnieniu w układzie o polu równomiernym). Przyczyny zmniejszania się wartości  $\alpha$  są następujące:

1. Mniejsza droga swobodna wskutek większych rozmiarów cząstek gazu,
2. Duża przylepialność elektronów do cząstek halogenowych wskutek czego powstają mało ruchliwe jony ujemne, które łatwo rekombinują z jonami dodatnimi,
3. Elektrony wolno uzyskują energię kinetyczną gdyż dochodzi do strat energii na polaryzację i dysocjację cząstek gazu.



Niestety większa wytrzymałość względna to nie jedyny warunek stosowania danego związku jako izolatora. Muszą być spełnione jeszcze inne warunki, z których główne to:

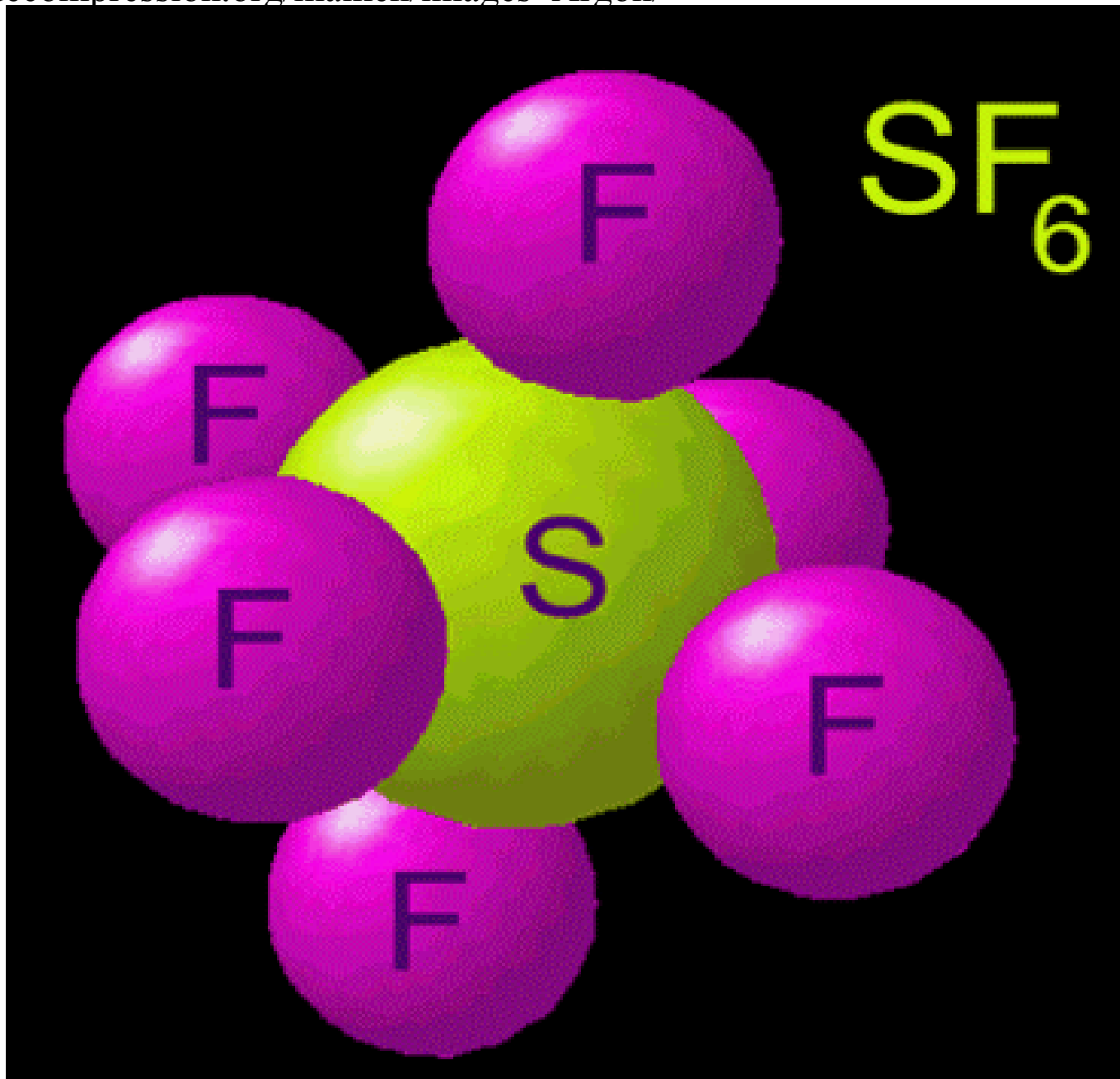
- niska temperatura skraplania umożliwiająca stosowanie podwyższonych ciśnień w praktycznych zakresach temperatur;
- nieagresywność względem materiałów, z którymi gaz się styka;
- niepodatność na rozkładanie się pod wpływem pola elektrycznego.

Z tych względów nie można np. stosować czterochlorku węgla ( $\text{CCl}_4$ ), który ma największą wytrzymałość względną, gdyż w warunkach normalnych jest cieczą. Obecność nasyconych par tej substancji w powietrzu o ciśnieniu atmosferycznym zwiększa wytrzymałość elektryczną 2÷2.5-krotnie, jednak przy wyładowaniu elektrycznym tworzy się trujący fosgen ( $\text{COCl}_2$  - gaz bojowy).

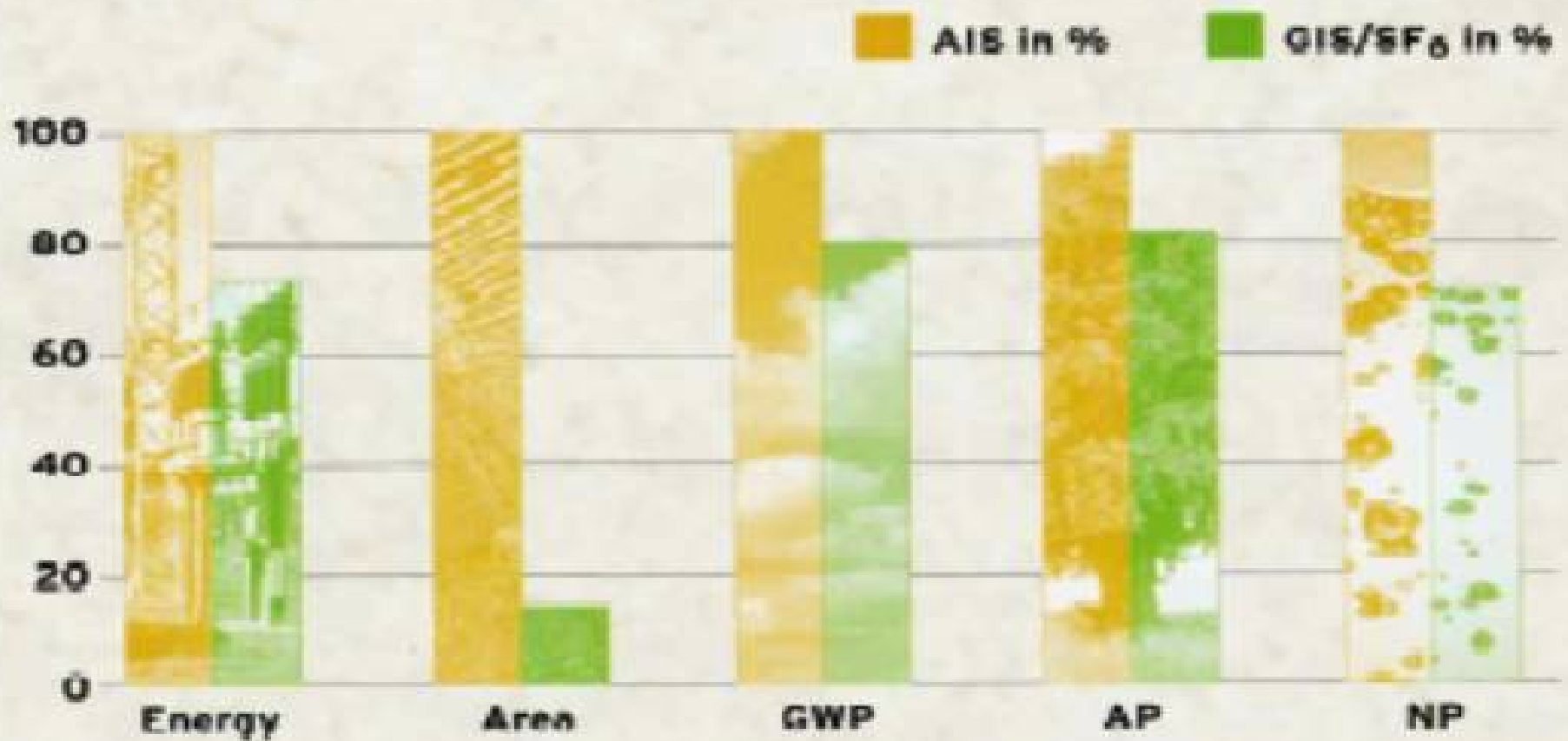
**W elektrotechnice znalazł zastosowanie głównie sześćciofluorek siarki ( $\text{SF}_6$ ) zwany czasem potocznie "elegazem". W tabeli 13 porównano wytrzymałość elektryczną  $\text{SF}_6$  z wytrzymałością innych powszechnie stosowanych materiałów izolacyjnych.**

**Właściwości sześćciofluorku siarki są następujące:**

- jest gazem elektroujemnym - czas życia swobodnego elektronu wynosi 0.01 czasu życia swobodnego elektronu w powietrzu;**
- mało aktywny chemicznie - nietoksyczny - nie koroduje metali;**
- produkty rozkładu dają się dość łatwo usuwać za pomocą odpowiednich absorbentów (np. tlenek glinowy lub wodorotlenek sodowy);**
- bez zapachu;**
- nie rozkłada się do temperatury 500 °C;**
- niepalny;**
- ma dobre właściwości gaszenia łuku elektrycznego;**
- cięższy od powietrza - gęstość 6.39 g/dm<sup>3</sup> - można go więc nosić np. w wiadrze.**



Zwykle właściwości  $\text{SF}_6$  nie mogą być w pełni wykorzystane ze względu na wytrzymałość elektryczną wzdłuż powierzchni dielektryków stałych, z którymi współpracuje w układzie izolacyjnym. Stosowany jest w wyłącznikach, rozdzielnicach WN i EHV (dając 90% oszczędności powierzchni zajętej przez rozdzielnię), transformatorach, kablach itp.



Rys. 5.11a. Porównanie technologii wykonania rozdzielni SF<sub>6</sub> z technologią wykonania rozdzielni napowietrznej: Energy – zużycie energii dla potrzeb budowy rozdzielni; Area – zapotrzebowanie na teren; GWP – zwiększanie efektu szklarniowego (Greenhouse Potential); AP – zagrożenie kwaśnymi deszczami (Acidification Potential); NP – produkcja tlenków azotu (Nutrification Potential) [34]



500 kV



<http://www.tdsleakseal.com/circuit-breaker-leak-repair.htm>



**550kV (BIL 2100kV) SF6 GCB  
(equivalent to 800kV GCBs)**





110 kV

# **Pierwsza w Polsce stacja wykonana w izolacji SF6 o napięciu 400 kV**

*Dodano: 2006-03-09 09:42:07, Wyświetleń: 70, Źródło: Energia Gigawat*

Za ponad 11 mln euro zostanie wykonana stacja elektroenergetyczna 400 kV dla Elektrowni Pątnów II Sp. z o.o., która pozwoli na bardziej ekonomiczne przesyłanie energii z elektrowni do sieci elektroenergetycznej.

Będzie to pierwsza w Polsce stacja wyposażona we wewnętrzną rozdzielnicę GIS (wykonaną w izolacji gazu SF6) o napięciu 400 kV, która pozwoli przesyłać energię elektryczną z nowego bloku energetycznego do sieci przesyłowej Polskich Sieci Elektroenergetycznych SA.

Stacja elektroenergetyczna będzie częścią projektu realizowanego przez Elektrownię Pątnów II, dotyczącego budowy bloku energetycznego o mocy 464 MW opalanego węglem brunatnym. Będzie to najnowocześniejsza jednostka energetyczna w systemie elektroenergetycznym kraju. Pątnów II zostanie wyposażony m. in. w najnowszą wersję systemu automatyki.

Inwestycja jest finansowana ze środków własnych Elektrowni oraz kredytu konsorcjalnego udzielonego przez banki WestLB AG London Branch, EBOiR, Pekao S.A. BRE Bank S.A. oraz Export Development Canada.

Zakończenie projektu budowy stacji elektroenergetycznej 400 kV planowane jest na połowę czerwca 2007 roku. Wykonawcą projektu jest Siemens Power Transmission and Distribution.