

5. WYŁADOWANIA W GAZACH

5.1. WIADOMOŚCI WSTĘPNE

5.1.1. Wprowadzenie

Gazy, w tym głównie powietrze, są składnikami lub występują samodzielnie w każdym układzie izolacyjnym. Ze względu na ich małą przenikalność elektryczną $\varepsilon' \approx 1$ i stosunkowo małą wytrzymałość elektryczną, w normalnych warunkach atmosferycznych decydują zwykle o wytrzymałości całego układu izolacyjnego. Zatem wiedza o mechanizmie wyładowań w powietrzu i o wytrzymałości elektrycznej powietrza jest w technice wysokich napięć bardzo istotna.

Normalne warunki atmosferyczne, o których była mowa są definiowane następującymi wartościami ciśnienia, temperatury i gęstości względnej:

- ciśnienie $p = 1013 \text{ hPa}$ (760 mmHg);
- temperatura $T = 293 \text{ K}$ (20° C);
- gęstość względna $\delta = \frac{p}{1013} \cdot \frac{293}{T}$

5.1.2. Nośniki ładunku

Nośnikami ładunku są swobodne elektrony i jony dodatnie lub ujemne. Dodatnie i ujemne nośniki ładunku w gazie wzajemnie na siebie oddziałują, tzn. przyciągają się i rekombinują, czyli wzajemnie neutralizują nadmiarowe ładunki różnych znaków. Liczba aktów rekombinacji jonów dodatnich i ujemnych w jednostce objętości i w jednostce czasu jest taka sama i wynosi:

$$-\frac{dN^+}{dt} = -\frac{dN^-}{dt} = \eta \cdot N^+ \cdot N^- \quad (5.1)$$

gdzie: N^+ , N^- - odpowiednio liczba dodatnich i ujemnych jonów w jednostce objętości, η - współczynnik rekombinacji, który dla powietrza wynosi $1.52 \cdot 10^{-12} \text{ [m}^3/\text{s]}$.

Z równania (5.1) wynika, że dla $N^+ = N^- = N$ liczba jonów w jednostce objętości zmaleje w czasie t od wartości N_0 przy $t = 0$ do wartości:

$$N = \frac{N_0}{1 + \eta \cdot N_0 \cdot t} \quad (5.2)$$

5.1.3. Ruch cząstek

Wszystkie cząstki materialne biorą udział w ruchu termicznym. W stanie równowagi termicznej średnie energie kinetyczne wszystkich cząstek gazu są jednakowe:

$$\frac{m_e \cdot V_e^2}{2} = \frac{m_j \cdot V_j^2}{2} = \frac{m_m \cdot V_m^2}{2} = \frac{3}{2} \cdot k \cdot T \quad (5.3)$$

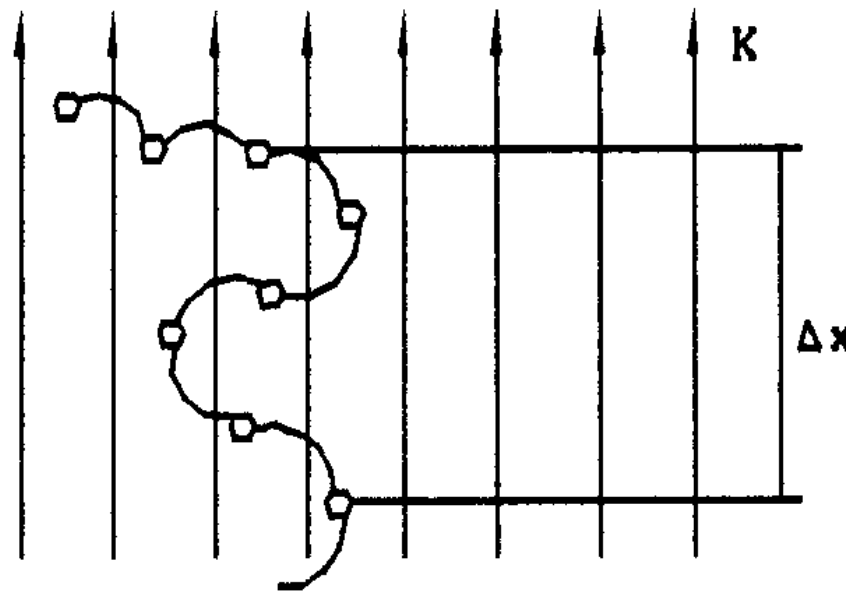
gdzie: m_e , m_j , m_m , oraz V_e , V_j , V_m , - odpowiednio masy i prędkości ruchów cieplnych elektronu, jonu i cząsteczki obojętnej; k - stała Boltzmanna równa $1.38 \cdot 10^{-23}$ [J/K]; T - temperatura w [K].

Ponieważ masy spełniają zależność $m_e \ll m_j \approx m_m$ zatem musi być również spełniona zależność gradacji prędkości: $V_e \gg V_j \approx V_m$.

Cząstki obojętne nie reagują na obecność pola elektrycznego natomiast jony i elektrony uzyskują w polu elektrycznym dodatkowe przyspieszenie:

- elektrony i jony ujemne przeciwnie do zwrotu wektora natężenia pola \overline{K} ;
- jony dodatnie zgodnie ze zwrotem \overline{K} ;

W polu elektrycznym ruch cząstek naładowanych elektrycznie zaczyna się porządkować. Cząstki po zderzeniach z innymi cząstkami poruszają się po parabolach (rys. 5.1).



Zjawisko to nosi nazwę dryfu. Cząstka skacze w różnych kierunkach uzyskując jednak pewną wypadkową prędkość zgodną z kierunkiem wektora natężenia pola elektrycznego. Prędkość ta nazywana prędkością dryfu wyraża się zależnością:

Rys.5.1. Definicja pojęcia dryfu

$$V_d = \frac{\Delta x}{\Delta t} \approx b \cdot K \quad (5.4)$$

gdzie: K - wartość natężenia zewnętrznego pola elektrycznego; b - współczynnik proporcjonalności zwany **ruchliwością** [m^2/Vs].

Ruch cząstek ukierunkowany zgodnie z kierunkiem pola elektrycznego jest równoważny przepływowi prądu elektrycznego. Zatem w polu elektrycznym zaczyna w gazie płynąć prąd, jako że zawsze istnieją w powietrzu nośniki ładunku (patrz rozdz. 5.1.6). Ruchliwość b jest to średnia prędkość dryfu pod działaniem pola o natężeniu $K = 1$ [V/m] w gazie pod ciśnieniem atmosferycznym. W przybliżeniu można przyjąć, że ruchliwość jonów określa zależność:

$$b_j = \frac{1}{2} \cdot \frac{e \cdot \lambda_j}{m_j \cdot V_j} \quad (5.5)$$

gdzie: e - ładunek elementarny $1.602 \cdot 10^{-19}$ [C]; λ_j - średnia droga swobodna jonu; pozostałe oznaczenia jak we wzorze (5.3).

Natomiast przybliżona zależność określająca ruchliwość elektronów ma postać:

$$b_e = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{e \cdot \lambda_e}{m_e \cdot K}} \cdot \sqrt[4]{w} \quad (5.6)$$

gdzie w - względna część energii tracona przez elektron przy zderzeniu sprężystym.

Zatem ruchliwość elektronów nie jest stała i zależy od wartości natężenia pola elektrycznego. Przykładowe, eksperymentalnie uzyskane wartości ruchliwości jonów podano w tabeli 6. Wartości podane dla jonów ujemnych wynikają z uśrednienia ruchliwości jonów ujemnych i elektronów, które nie zostały jeszcze przechwycone przez cząstki gazu.

T a b e l a 6
Przykładowe ruchliwości jonów w warunkach zbliżonych do normalnych wg [20]
w $[\text{cm}^2/\text{Vs}]$ lub $[\text{m}^2/\text{Vs}]10^{-4}$

Gaz	Suchy gaz		t	Wilgotny gaz		t
	b^+	b^-	$^{\circ}\text{C}$	b^+	b^-	$^{\circ}\text{C}$
Powietrze	1.36	1.36	13.5	1.37	1.51	14.0
Tlen	1.36	1.80	17.0	1.29	1.52	16.0
Wodór	6.70	7.95	20.0	5.30	5.60	20.0
CO ₂	0.76	0.81	17.5	0.82	0.75	17.0
SF ₆	0.80	0.80	20.0	-	-	-

Ponieważ siła działająca na cząstkę zgodnie z wzorem (3.4) wynosi $F = qK$, natomiast przyspieszenie wynosi $a = F/m$, gdzie m to masa cząstki czyli $a = q (K/m)$ to jest oczywiste, że prędkość dryfu elektronów jest znacznie większa niż jonów ze względu na znacznie mniejszą masę elektronu. Przykładowo w suchym powietrzu w warunkach normalnych przy $K = 10 [kV/cm]$ prędkość dryfu jonów dodatnich wynosi $V_{D+} = 1.36 \cdot 10^{-2} [cm/\mu s]$, natomiast prędkość dryfu elektronów $V_{De} = 6.5 [cm/\mu s]$, czyli jest więcej niż o dwa rzędy wielkości większa.

Ogólnie można stwierdzić, że prędkość dryfu jest znacznie mniejsza od prędkości światła $c = 300 [m/\mu s]$ i przy np. udarowych zmianach napięcia typu udarów piorunowych (rys. 3.3) odwzorowujących wyładowania atmosferyczne, gdzie czasy charakterystyczne udaru są rzędu kilku, kilkunastu czy kilkudziesięciu mikrosekund, nie można prędkości dryfu uważać za nieskończenie wielką. Natomiast jony, których prędkość V_{Dj} jest mniejsza od $1 \text{ mm}/\mu s$ można, w tak krótkich przedziałach czasu, traktować jako niemal nieruchome.

5.1.4. Foton

Przed przejściem do omawiania mechanizmu wyładowań trzeba jeszcze wspomnieć o niematerialnej cząstce jaką jest foton, odgrywający znaczną rolę w teorii wyładowań. Jak wiadomo foton jest podstawą korpuskularnej teorii światła, w myśl której promień światła jest uważany za strumień fotonów czyli cząstek nie posiadających masy lecz posiadających pęd i energię. Zatem foton jest kwantem energii pola elektromagnetycznego wyrażonej wzorem:

$$E_f = \frac{c \cdot h}{\lambda} \quad (5.7)$$

gdzie:

c - prędkość światła $3 \cdot 10^8$ [m/s];

h - stała Plancka $\approx 6.626 \cdot 10^{-34}$ [Js];

λ - długość fali promieniowania.

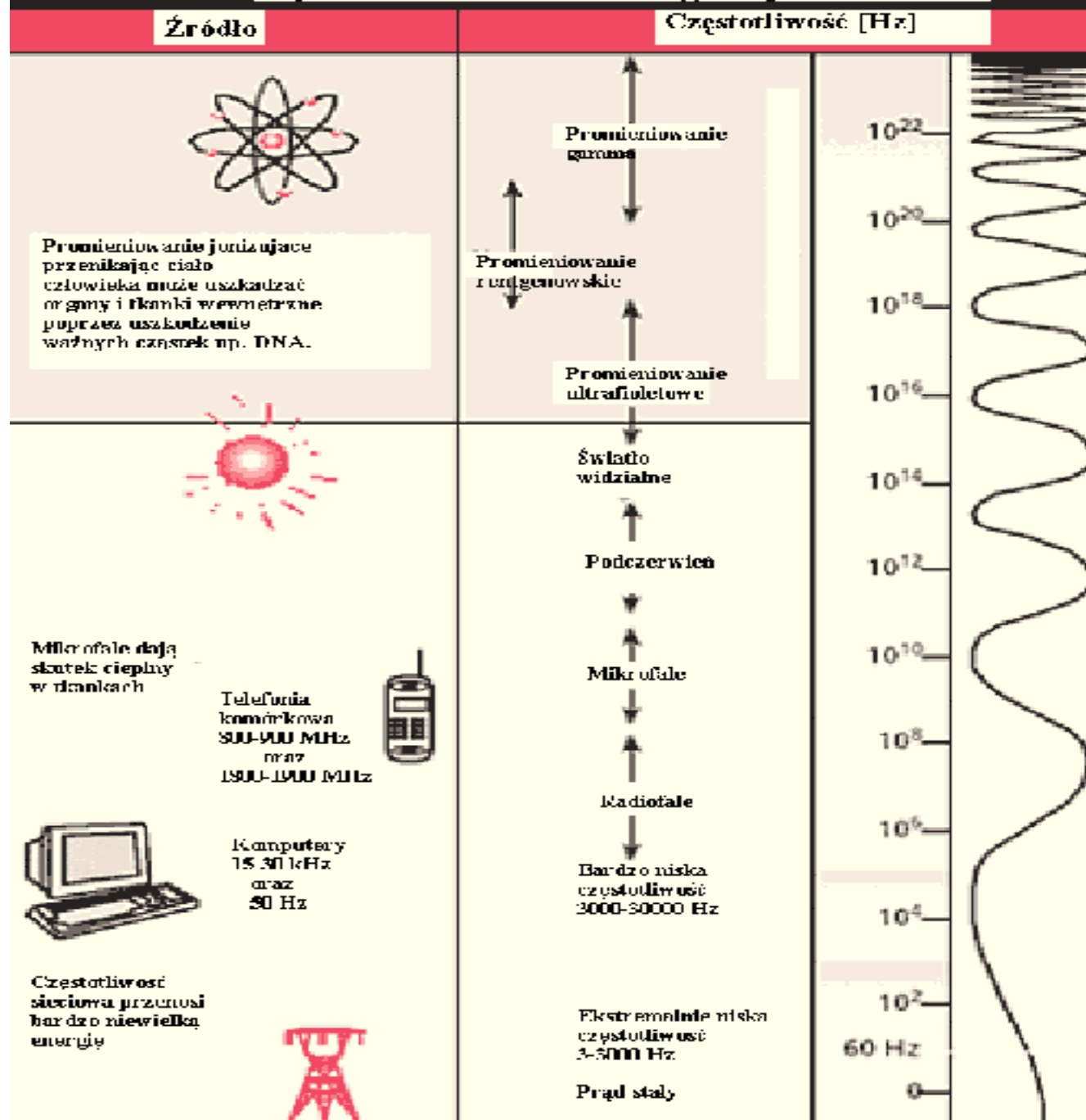
W zależności od użytych jednostek energia fotonu w funkcji długości fali wyniesie odpowiednio:

$$E_f = \frac{20 \cdot 10^{-26}}{\lambda[m]} [J] = \frac{124 \cdot 10^{-8}}{\lambda[m]} [eV] = \frac{1240}{\lambda[nm]} [eV]$$

gdzie 1 eV to energia jaką uzyskuje elektron w wysokiej próżni na różnicy potencjałów 1V; $1 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$.

Długości fali i energie fotonów dla poszczególnych rodzajów promieniowania elektromagnetycznego zestawiono w tabeli 7.

Spektrum elektromagnetyczne



T a b e l a 7

Energie fotonu dla poszczególnych zakresów promieniowania.

Rodzaj promieniowania	Długość fali	Kwant energii
	nm	eV
Podczerwień	1000 ÷ 750	0.12 ÷ 1.65
Światło widzialne	750 ÷ 450	1.65 ÷ 2.76
czerwone	700	≈ 1.77
żółte	520	≈ 2.38
zielone	480	≈ 2.58
niebieskie	450	≈ 2.76
Ultrafiolet	380 ÷ 15	3.26 ÷ 82.7
A	380 ÷ 315	3.26 ÷ 3.94
B	315 ÷ 280	3.94 ÷ 4.43
C1	280 ÷ 240	4.43 ÷ 5.17
ultrafiolet próżni	160 ÷ 15	7.75 ÷ 82.7
Promienie γ	0.09 ÷ 0.00003	$1.38 \cdot 10^4 \div 4.13 \cdot 10^7$
Promienie Rentgena	0.15 ÷ 0.01	$8.30 \cdot 10^3 \div 1.24 \cdot 10^5$
dawka graniczna	0.15 ÷ 0.06	$8.30 \cdot 10^3 \div 2.07 \cdot 10^4$
zakres diagnostyczny	0.06 ÷ 0.03	$2.07 \cdot 10^4 \div 4.13 \cdot 10^4$
zakres leczniczy	0.03 ÷ 0.01	$4.13 \cdot 10^4 \div 1.24 \cdot 10^5$
Promienie kosmiczne	< 0.0005	> $2.5 \cdot 10^6$

Intensywnością promieniowania nazywa się liczbę fotonów padających w jednostce czasu na jednostkę powierzchni.

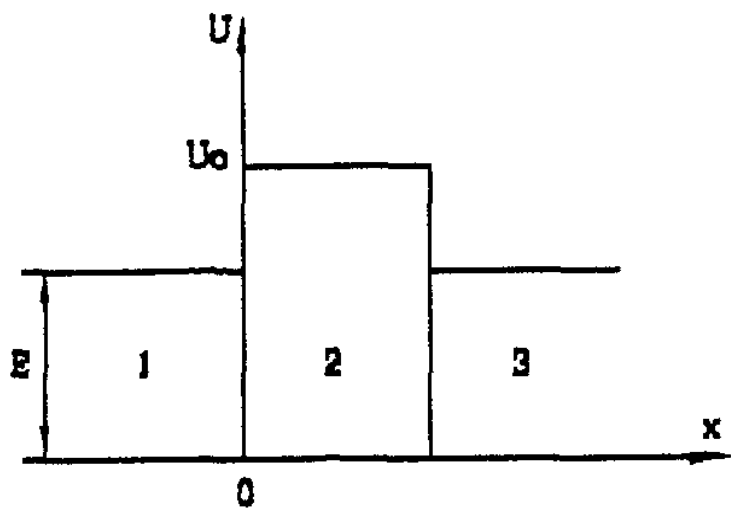
Twardość promieniowania to energia, którą niesie foton. Im fotony mają większą energię tym są twardsze. Fotony światła widzialnego to fotony miękkie. Łuk elektryczny i lampa kwarcowa dają fotony twarde. Najtwardsze fotony daje lampa rentgenowska i promieniowanie γ .

Promieniowanie kosmiczne to cząstki α i protony. Cząstka α to jądro atomu helu czyli dwa protony i dwa neutrony. Jest to promieniowanie mało intensywne, ale niesłychanie twarde.

Promieniowanie γ to twarde promieniowanie elektromagnetyczne, którego energia jest wyzwalamana przy przejściu jąder atomów ze stanu wzbudzenia do stanu podstawowego lub do stanu o niższym poziomie energetycznym, a także przy reakcjach jądrowych.

5.1.5. Emisja elektronów

Jednym z głównych źródeł swobodnych elektronów jest emisja katody polegająca na wykonaniu przez elektrony pracy wyjścia z metalu. Można w przybliżeniu przyjąć, że w warunkach normalnych nie ma w metalu elektronów o poziomach energetycznych wyższych od poziomu Fermiego, gdzie energia Fermiego to maksymalna energia cząstek w temperaturze **0 [K]**.



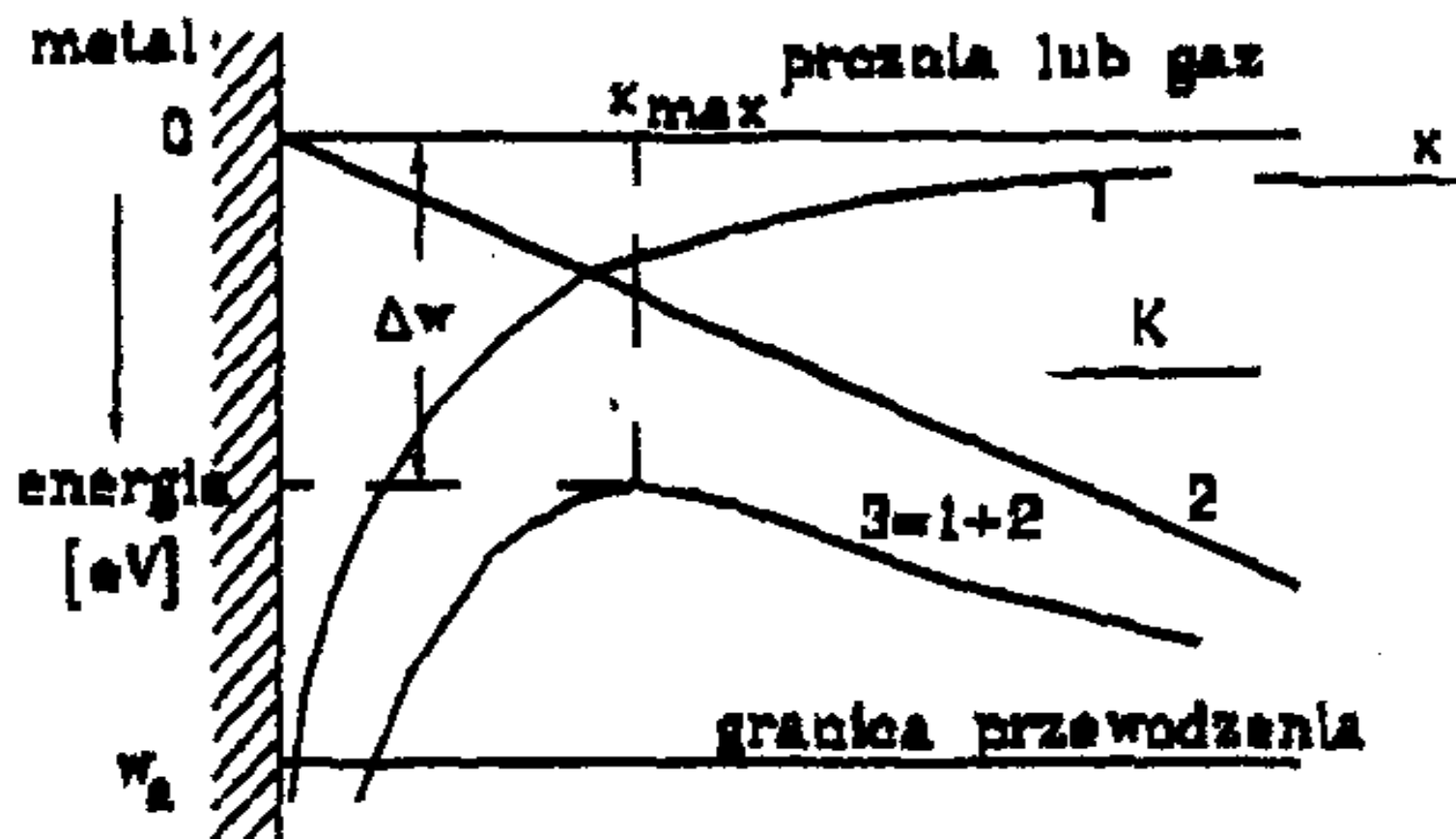
Rys. 5.2. Bariera potencjału na powierzchni metalu

1 - metal, 2 - warstwa graniczna,
3- próżnia lub gaz, E - energia kinetyczna elektronu

Na powierzchni metalu istnieje bariera potencjału (rys. 5.2) utworzona przez zewnętrzną warstwę jonów siatki krystalicznej tłumaczona również za pomocą tzw. teorii "obłoku elektronowego" występującego na odległościach międzyatomowych (≈ 10 pm) u powierzchni metalu. Różnica między poziomem Fermiego, a barierą potencjału to w przybliżeniu praca wyjścia elektronu W_e . Przykładowo dla miedzi, mosiądzu i stali $W_e = 4\div 5$ eV, a dla aluminium $W_e \approx 3.95$ eV.

W zależności od rodzaju energii dostarczanej elektronom do wykonania pracy wyjścia rozróżnia się następujące rodzaje emisji:

- 1 **Termoemisję** odgrywającą niewielką rolę w procesie wyładowań, bo zwykle elektrody mają temperaturę otoczenia (są zimne). W późniejszych stadiach wyładowań termoemisja może jednak mieć pewne znaczenie.
2. **Fotoemisja** zachodzi, gdy praca wyjścia jest dostarczana w postaci kwantów energii świetlnej. Dopiero światło nadfioletu może powodować fotoemisję.
3. **Autoemisja** polega na ugięciu bariery potencjału przez pole zewnętrzne, zmieniające w ten sposób szerokość bariery potencjału (rys. 5.3). Gdy szerokość bariery potencjału zrówna się z długością fali elektronu to na zasadzie efektu tunelowego przeniknie on przez barierę. Istnieje pewne krytyczne natężenie pola elektrycznego K_{kr} , przy którym szerokość bariery potencjału zrówna się z poziomem Fermiego. Zachodzi to jednak przy bardzo dużych natężeniach w granicach **2÷3 MV/cm**. Autoemisja ma podstawowe znaczenie przy rozwoju wyładowań w próżni.
- 4 **Emisja wtórna** wywołana jest bombardowaniem katody przez dodatnie jony. Zachodzi tu zarówno ugięcie bariery potencjału jak i wymiana energii kinetycznej.

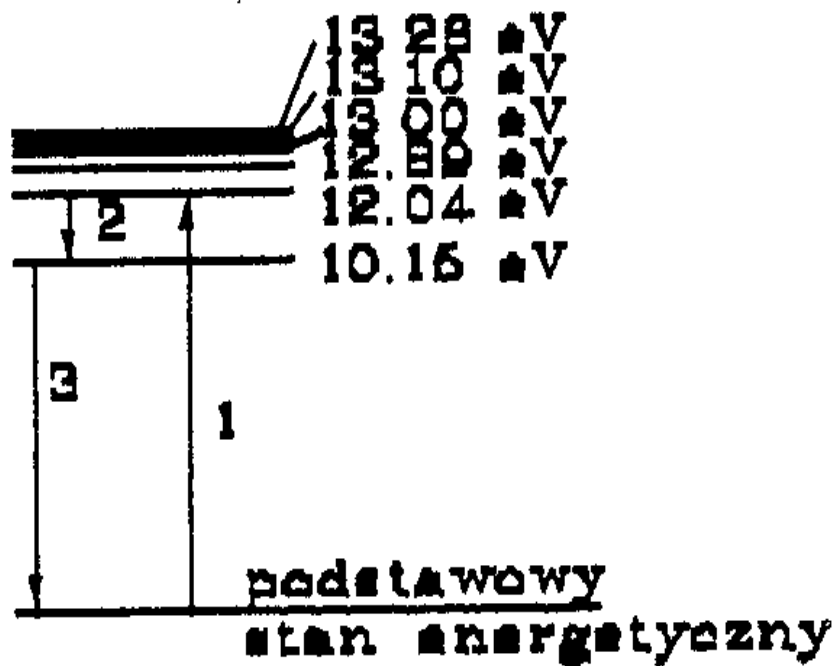


Rys. 5.3. Ugięcie bariery potencjału w zewnętrznym polu elektrycznym [7]

1 - bariera potencjału przy braku pola zewnętrznego, 2 - energia dostarczona przez pole zewnętrzne, 3 - wypadkowa bariera potencjału

5.1.6. Jonizacja gazu

Dla rozpatrywania przemian energetycznych cząstek elementarnych w przestrzeni międzyelektrodowej wystarczy prosty model atomu Bohra (rys. 5.4).



5.4. Model atomu Bohra na przykładzie atomu wodoru H [27]

Przyjmując dla stanu podstawowego energię równą zero, określony wzrost energii elektronu powoduje zmianę poziomu energetycznego i przejście do poziomów wzbudzenia. Na poziomie wzbudzenia cząstka może przebywać bardzo krótko, w czasach $10^{-7} \div 10^{-9}$ s, po czym samoczynnie wraca do stanu podstawowego wypromieniowując kwant energii. Mówi się, że atom świeci, przykładowo neon daje kolor czerwony, sód i hel żółty a rtęć niebieski.

Dostarczenie następnej porcji energii do elektronu znajdującego się na poziomie wzbudzenia powoduje przejście do kolejnego, wyższego poziomu wzbudzenia itd. Możliwe jest w ten sposób schodkowe (kaskadowe) osiągnięcie poziomu jonizacji np. za pomocą fotonów o energii równej energii wzbudzenia a nie energii jonizacji. Jonizacja, czyli oswobodzenie się elektronu z atomu zachodzi wówczas na raty. Przykładowe wartości energii pierwszego poziomu wzbudzenia i energii jonizacji podano w tabeli 8.

T a b e l a 8

Energia pierwszego poziomu wzbudzenia E_{w1} , energia jonizacji E_j oraz energia odrywania elektronu od ujemnego jonu E_r dla wybranych gazów

Gaz	H ₂	N ₂	O ₂	He	CO ₂	Powietrze	Para H ₂ O	Cl ₂	Hg
Energia wzbudzenia [eV]	10.8	6.30	7.90	19.8	10.0	-	-	-	-
Energia jonizacji [eV]	15.9	15.8	12.5	24.5	14.4	15.3	12.7	11.5	-
Energia odrywania [eV]	-	-	2.73	-	-	-	-	3.70	1.80

Należy jeszcze wspomnieć o osobliwej formie wzbudzenia zwanej metastabilną, gdy elektron osiągnąwszy poziom wzbudzenia nie może powrócić do stanu podstawowego bezpośrednio lecz tylko poprzez wyższe stany energetyczne tzn. musi przejść na wyższy poziom wzbudzenia i dopiero z tego poziomu powrócić do stanu podstawowego. Czasy stanów wzbudzenia metastabilnego są dłuższe, rzędu 10^{-4} s a stany te są istotne przy wyładowaniach w gazach, gdyż ułatwiają jonizację kaskadową.

Rodzaje mechanizmów jonizacji wyodrębnia się, podobnie jak przy rodzajach emisji, w zależności od rodzaju dostarczonej energii. I tak można wyodrębnić:

1. Jonizację zderzeniową zderzeniem elektronu, jonu lub cząsteczki obojętnej z atomem lub cząsteczką. Energia kinetyczna elektronu musi wówczas spełniać warunek

$$\left. \begin{aligned} \frac{m_e \cdot V_e^2}{2} &\geq E_{wj} \\ \frac{m_e \cdot V_e^2}{2} &\geq E_{w1} \end{aligned} \right\} \quad (5.8)$$

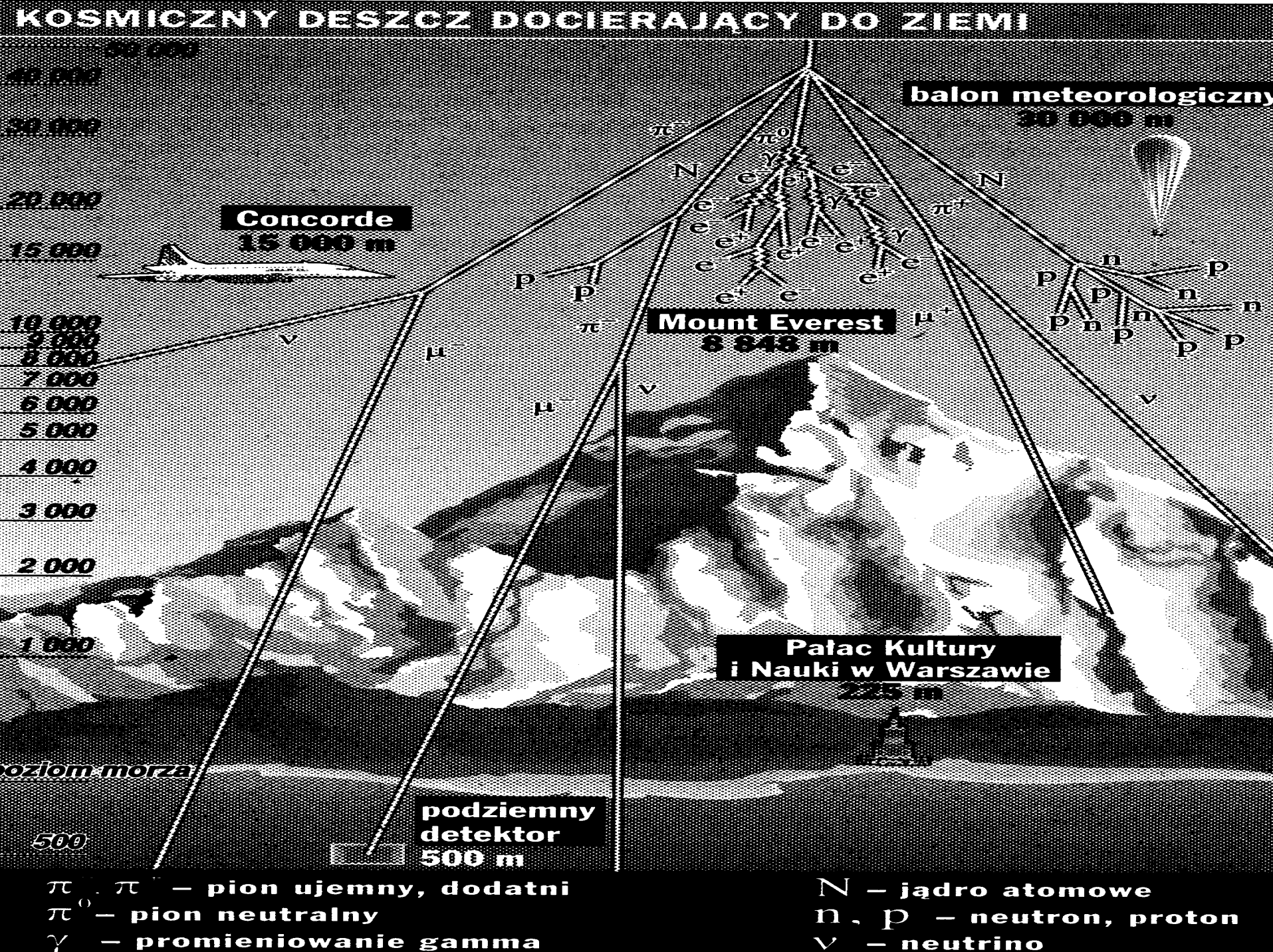
odpowiednio przy jonizacji bezpośredniej i kaskadowej. Gdy cząstki biorące udział w zderzeniu mają jednakowe masy (zderzenia jonów) to warunki (5.8) ulegają zmianie:

$$\left. \begin{aligned} \frac{m \cdot V^2}{2} &\geq 2 \cdot E_{wj} \\ \frac{m \cdot V^2}{2} &\geq 2 \cdot E_{w1} \end{aligned} \right\} \quad (5.9)$$

odpowiednio przy jonizacji bezpośredniej i kaskadowej. Główną rolę przy jonizacji zderzeniowej odgrywa jonizacja elektronowa.

2. Fotojonizacja. Do zaistnienia fotojonizacji są potrzebne znacznie twardsze fotony niż przy fotoemisji. Fotojonizacja, podobnie jak jonizacja zderzeniowa, również może zachodzić w sposób kaskadowy. Fotojonizacja jest źródłem nośników ładunku w powietrzu atmosferycznym. Przyczyną ciągłej, "naturalnej" jonizacji powietrza jest:

- promieniowanie kosmiczne $\approx 20 \%$,
- promieniowanie od pierwiastków promieniotwórczych znajdujących się w skorupie ziemskiej $\approx 30 \%$,
- promieniowanie od pierwiastków promieniotwórczych znajdujących się w powietrzu $\approx 50 \%$,
- promieniowanie słoneczne, ultrafioletowe powoduje dodatkową fotojonizację na dużych wysokościach; na nizinach ten rodzaj fotojonizacji ma niewielki wpływ wskutek pochłaniania tych zakresów promieniowania przez atmosferę.



Natężenie jonizacji w powietrzu atmosferycznym wynosi w przybliżeniu:

$$c_j = \frac{dn_j}{dt} = \begin{array}{ll} \approx 10.5 \text{ jonów} / \text{cm}^3 \cdot \text{s} & \text{w Alpach} \\ \approx 9.5 \text{ jonów} / \text{cm}^3 \cdot \text{s} & \text{na nizinach} \end{array}$$

Natomiast gęstość jonów (odpowiednio dodatnich i ujemnych) na powierzchni ziemi wynosi:

$$n_j = \frac{dN_j}{dV} = \begin{array}{l} N^+ \approx 750 \text{ jonów} / \text{cm}^3 \\ N^- \approx 650 \text{ jonów} / \text{cm}^3 \end{array}$$

czyli jest rzędu 10^3 jonów na cm^3 .

3. Termojonizacja - odgrywa rolę w późniejszych stadiach wyładowań, gdy istnieje już łuk elektryczny.