

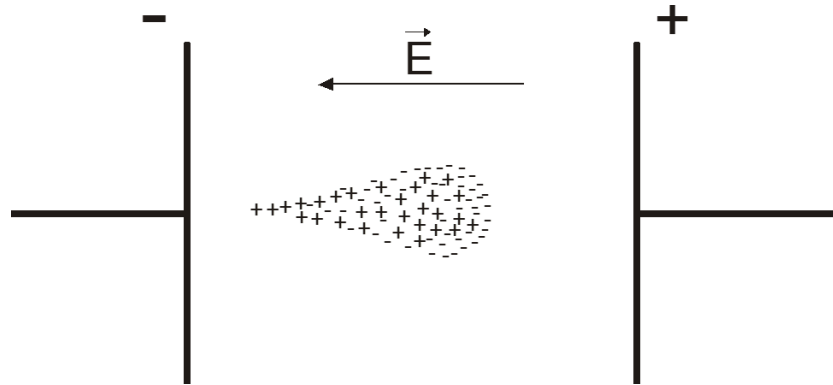
# PASCHENOV ZÁKON

F3180 | Výboje v plynech

prof. RNDr. Mirko Černák, CSc.

MUNI  
SCI

# Prvý Townsendov koeficient



prvá teória popisujúca pomery v plynnom el. výboji – Townsendova teória lavín

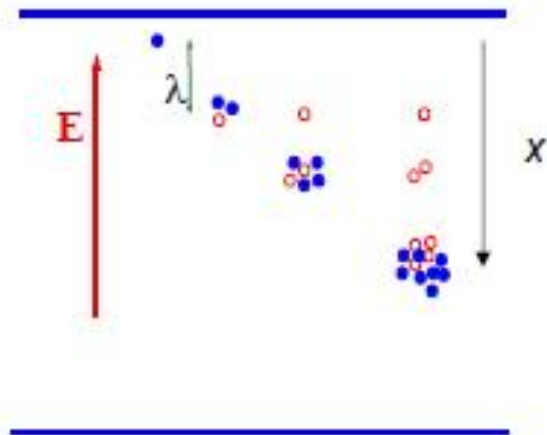
- nech  $e$  opúšťajú katódu v dôsledku fotoemisie

$n_0$  počet  $e$ , ktoré opúšťajú jednotku plochy katódy za 1 s

$j_0$  prúdová hustota na povrchu katódy

každý  $e$  pri svojom pohybe k anóde ionizuje neutrálnu časticu plynu, vznikne ďalší  $e$ , ktorý je tiež urýchľovaný el. poľom, tieto  $e$  tiež nárazom ionizujú, vznikne lavína

- Prvý Townsendov koeficient  $\alpha$  je počet ionizačných zrážok, ktoré elektrón vykoná na jednotkovej dráhe (1 cm) pri pohybe v smere elektrického poľa.



$$dn = n \alpha dx$$

$$n(x) = n_0 e^{\alpha x}$$

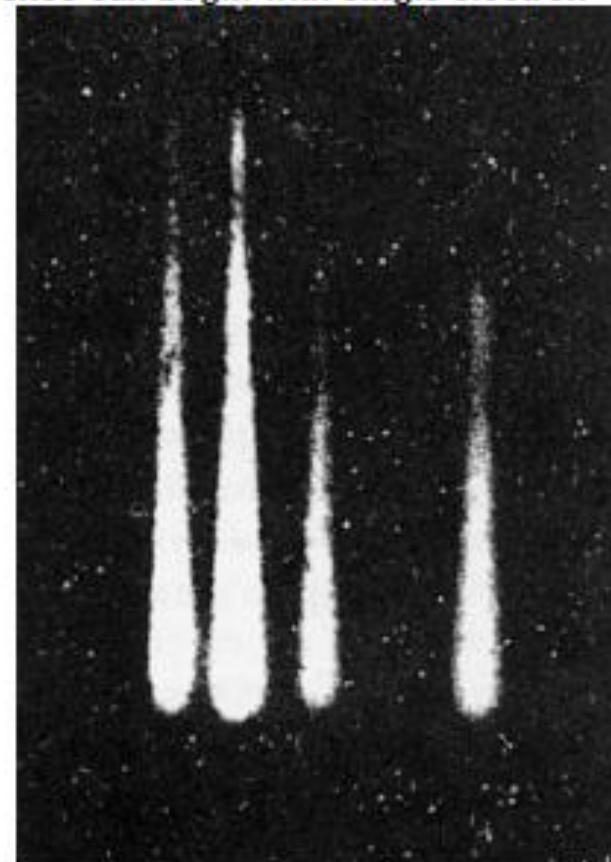
Spatial multiplication factor or Gain

$$M(x) = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x}$$

$\alpha$  = Townsend coefficient



Combined cloud chamber-avalanche chamber  
Avalanches can begin with single electron



H. Raether  
*Electron avalanches and breakdown in gases*  
(Butterworth 1964)

$$\alpha/p \approx Ae^{-Bp/E}$$

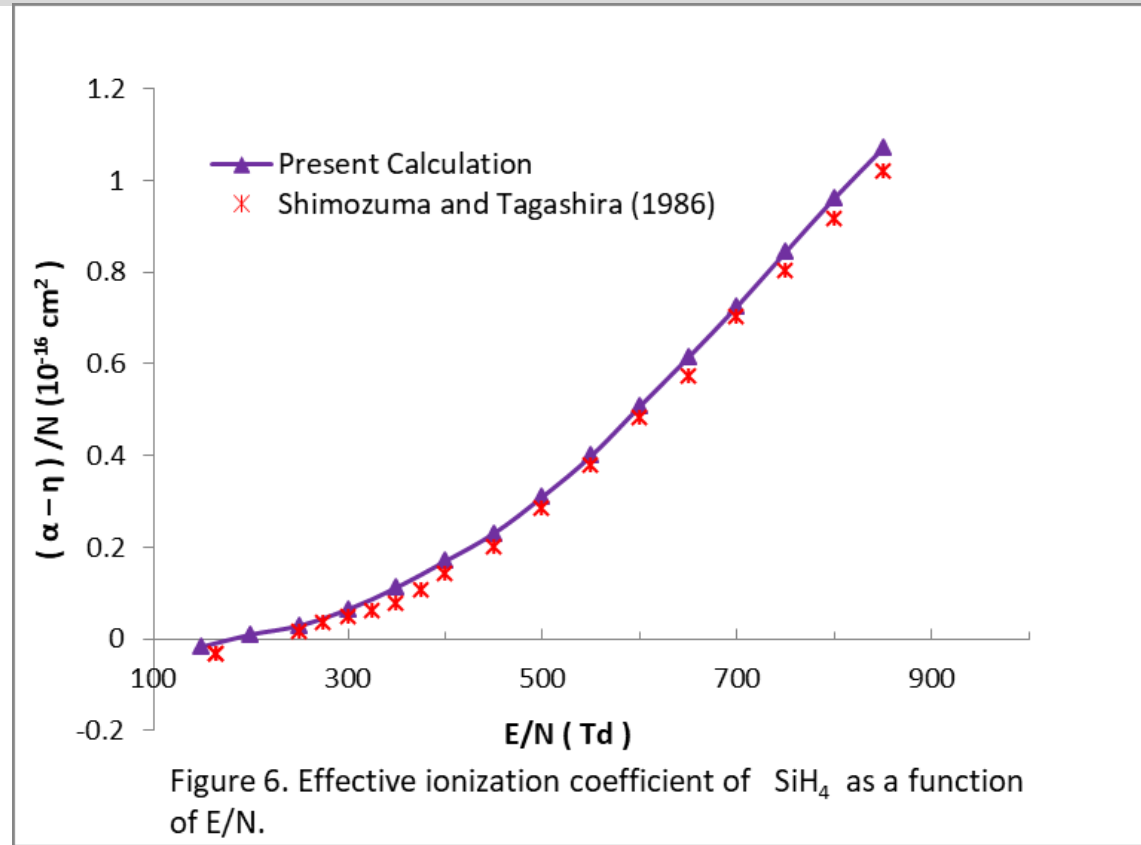
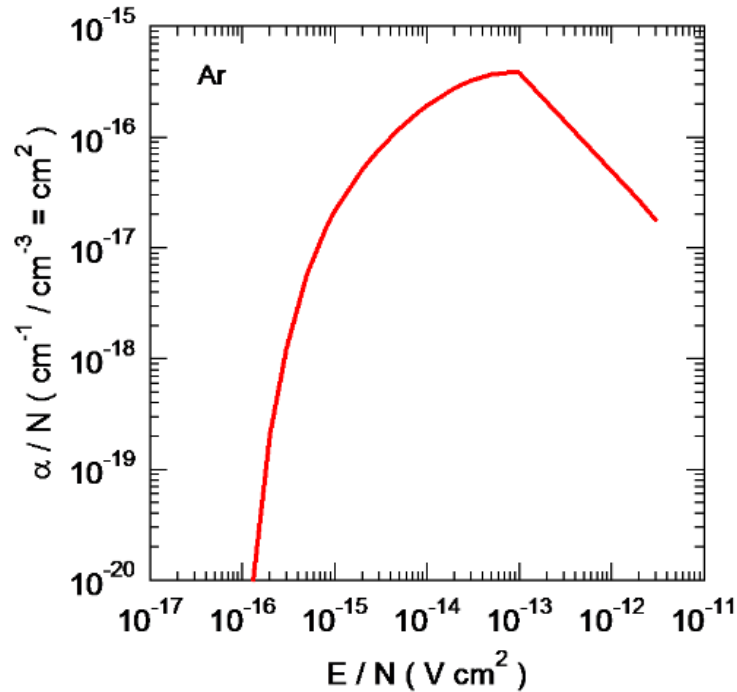


Figure 6. Effective ionization coefficient of  $\text{SiH}_4$  as a function of  $E/N$ .

Othman M. et al. /ZJPAS: 2019, 31(1): 77-88

Ako jednotka pre  $E/n$  sa vo fyzike el. výbojov používa i

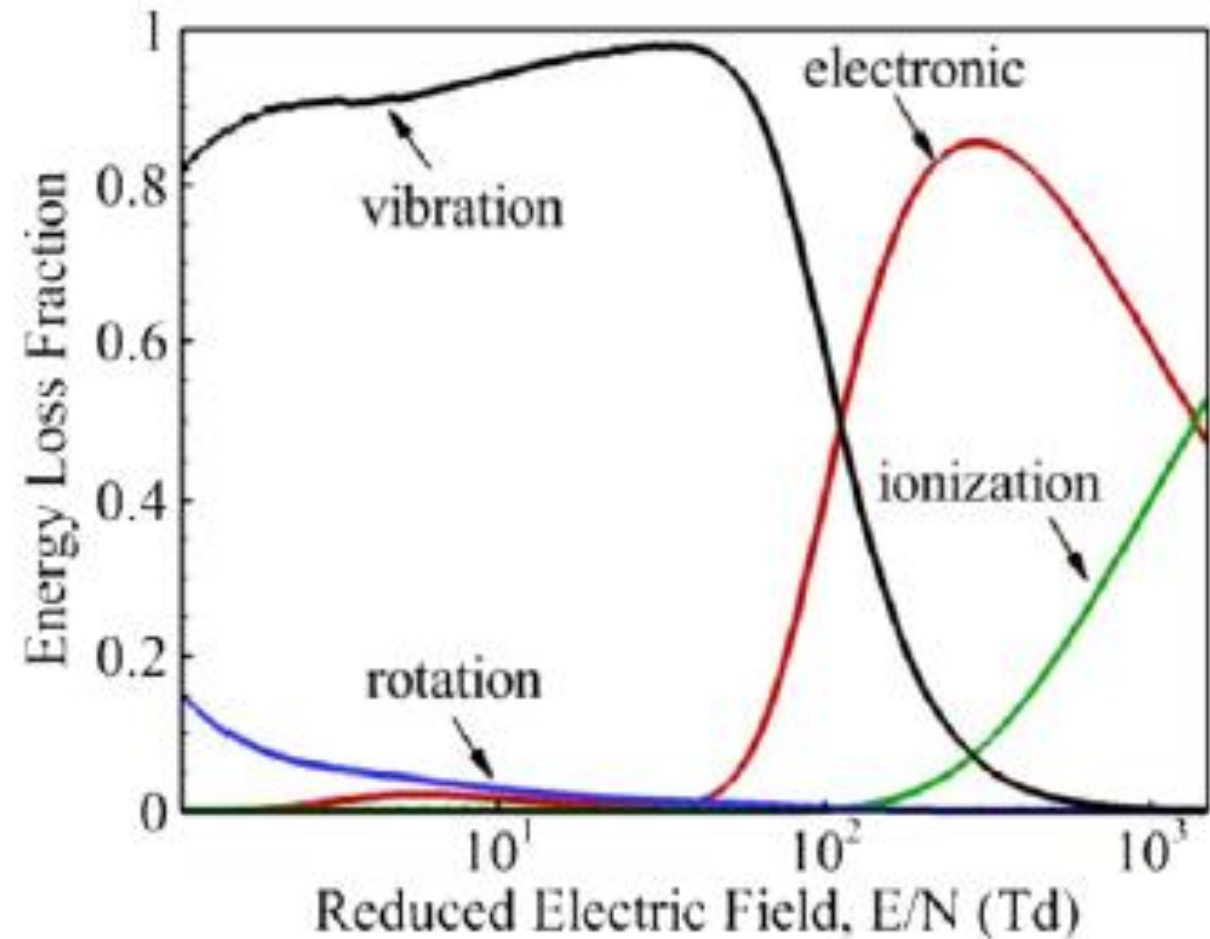
1 Td (Townsend) =  $10^{-17} \text{ V.cm}^{-2}$

**Efektívny koeficient ionizácie** je rozdiel „čistého“ koeficientu ionizácie a koeficientu záchytu elektrónov

# Nepružné zrážky

## Vzduch

- mimoriadne vysoký prierez (účinnosť) vibračnej excitácie



**Figure 1.** Fraction of electron energy lost in excitation of internal energy modes and ionization of  $O_2$  and  $N_2$  molecules in air as a function of reduced electric field,  $E/N$ .

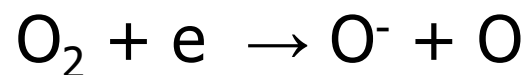
# Koeficient záchytu elektrónov

## Vzduch

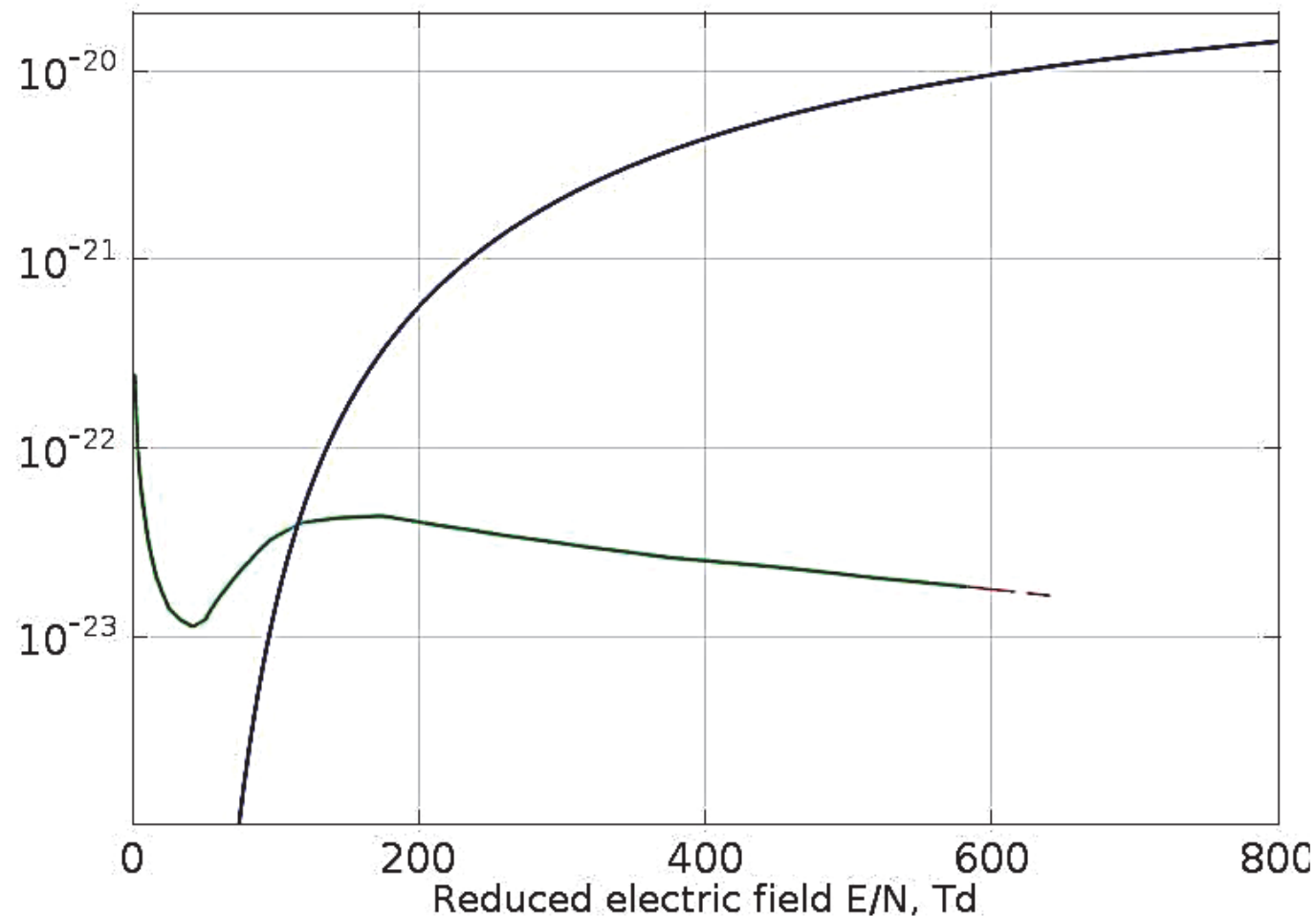
trojný záchyt:



disociatívny:

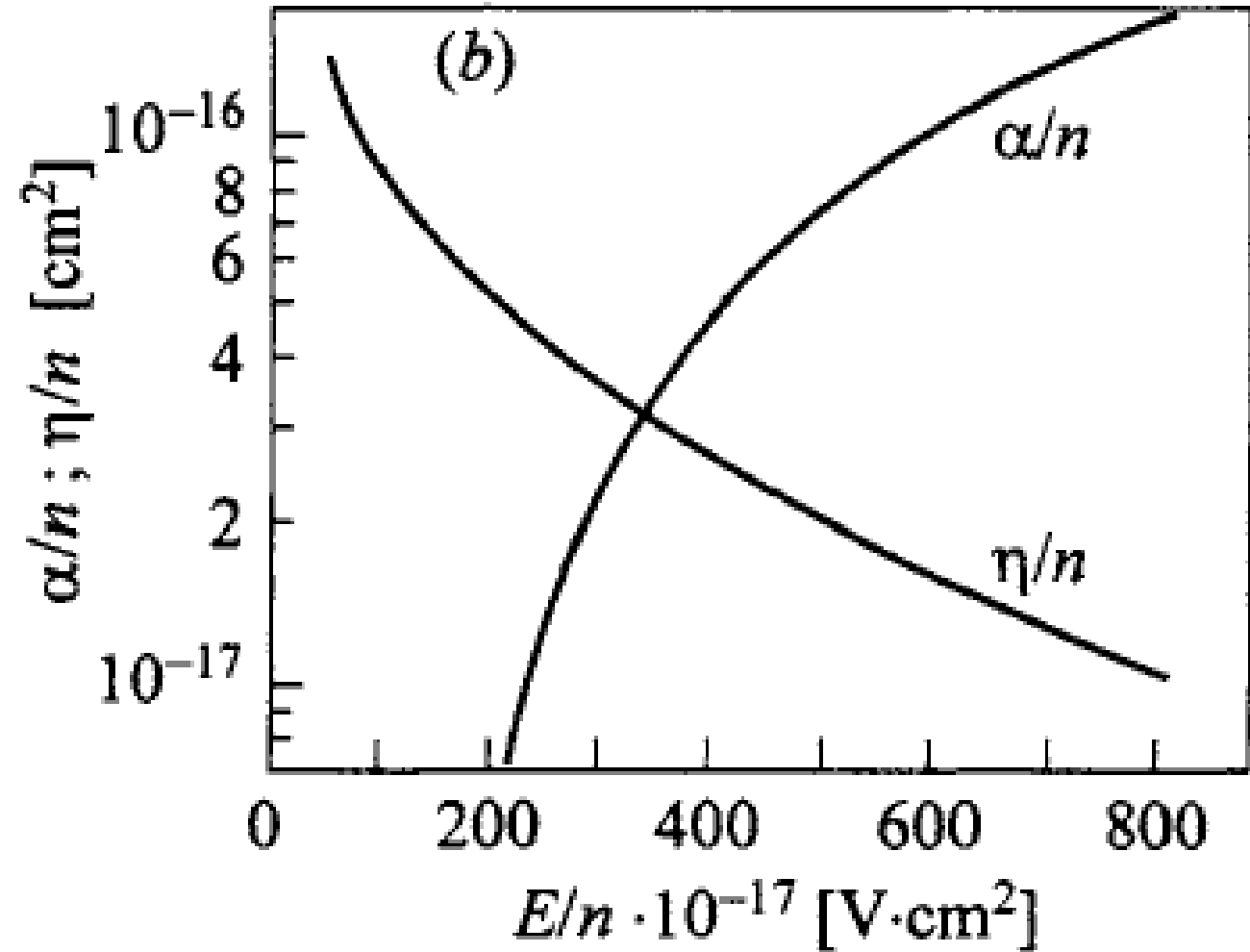


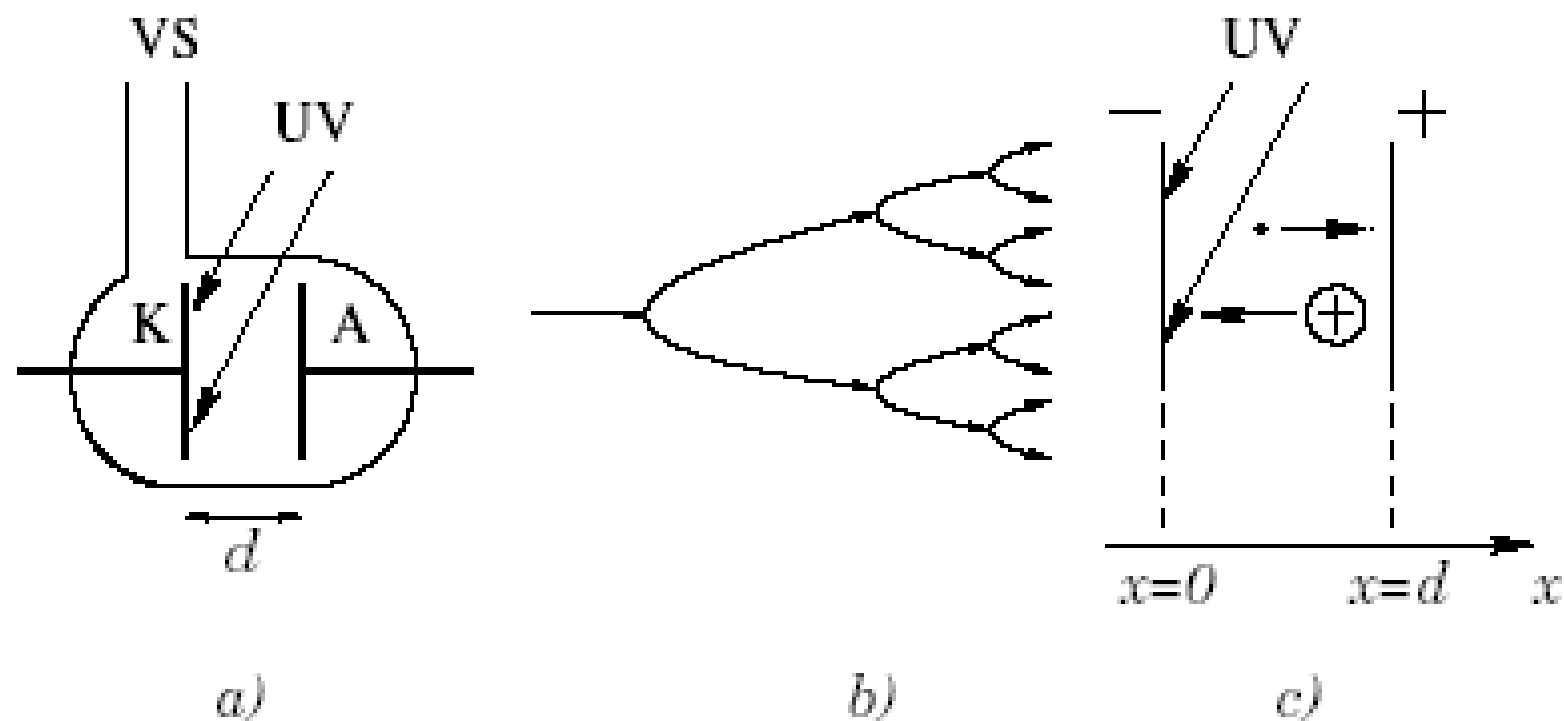
Ionization  $\alpha/N$  and attachment  $\eta/N$  coefficients,  $\text{m}^2$



# Koeficient záchytu elektrónov

- SF6 („elegas“)

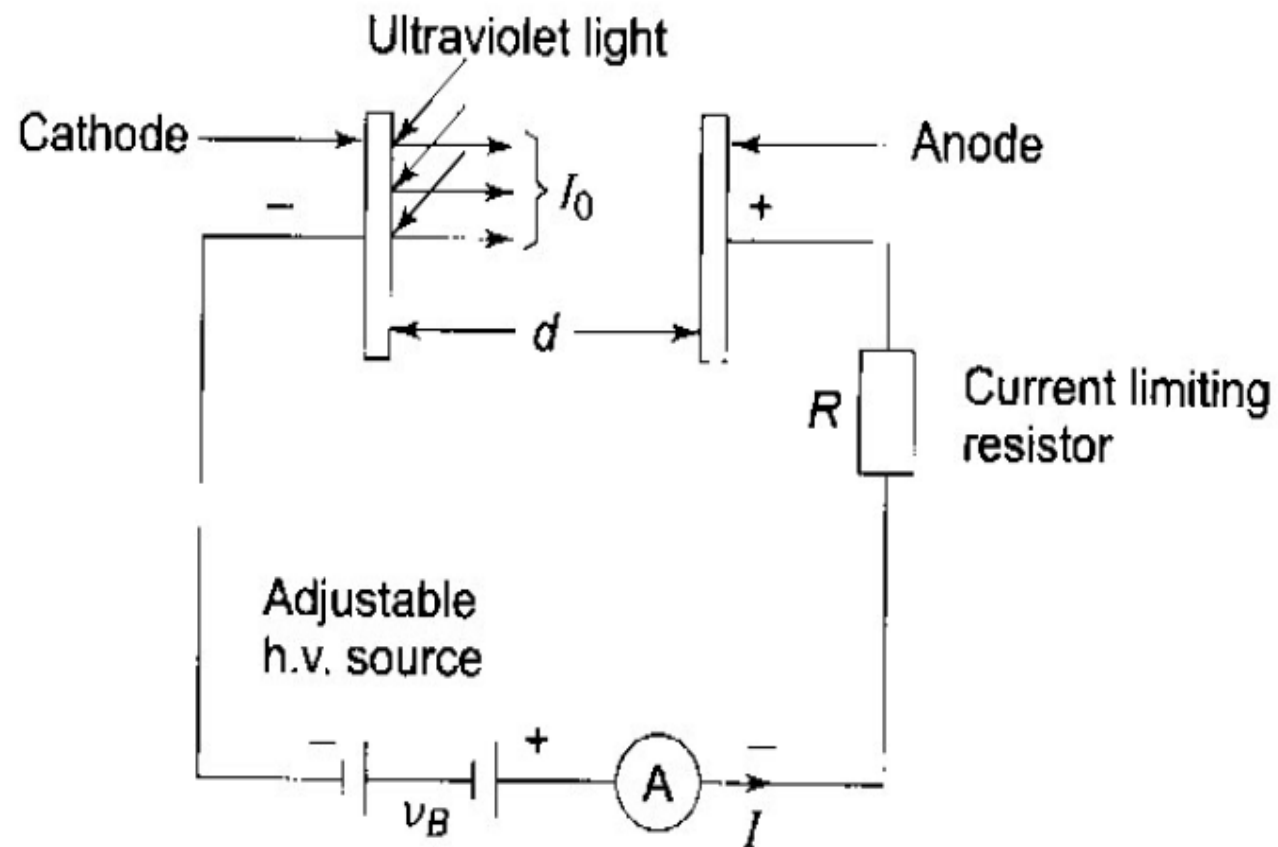




Obr. 5.2: Zapalovanie výboja: a) výbojka na meranie zapalovacieho napätia: K - katóda, A - anóda, UV - ultrafialové žiarenie zabezpečujúce emisiu primárnych elektrónov, VS - napojenie na vákuový systém; b) elektrónová lavína; c) označenie polohy elektród



## Experimentálne usporiadanie pre štúdium Townsendovho výboja



na dráhe  $dx$  jeden  $e$  uskutoční  $\alpha dx$  ionizácií

prírastok  $dn$ , ktorý zapríčiní  $n$  elektrónov vo vrstve  $dx$  potom je

$$dn = n \alpha dx$$

riešenie:

$$\ln n = \alpha x + \text{konšt.}$$

pretože pre  $x = 0$  je  $n = n_0$ , bude po odlogaritmovaní :

$$n = n_0 e^{\alpha x}$$

prúdová hustota je analogicky

$$j = j_0 e^{\alpha x}$$

Ak vzdialenosť medzi elektródami bude rovná  $d$ , potom celkový počet elektrónov, ktorý dopadne na anódu bude :

$$n_0 e^{\alpha d}$$

v tomto počte sú zahrnuté aj pôvodné  $e$  z katódy, teda počet elektrónov NOVovzniknutých ionizáciou medzi K a A je

$$n_0 e^{\alpha d} - n_0$$

to je súčasne rovné počtu kladných iónov, ktoré vznikli vo výbojovom priestore (zanedbávame priestorovú ionizáciu nárazom kladných iónov, t.j. **druhý Townsendov koeficient  $\beta = 0$** )

**Tretí Townsendov koeficient  $\gamma$**  – ak dopadne na katódu kladný ión, vyrazí z nej  $\gamma$  nových elektrónov, teda ak na katódu dopadne

$n_0(e^{\alpha d} - 1)$  kladných iónov, vyrazí z nej  **$\gamma n_0(e^{\alpha d} - 1)$  nových elektrónov**

Potom bude teda z katódy vystupovať viac elektrónov, nielen  $n_0$ , označme ich počet na katóde **v ustálenom stave**  $n_1$ , čo bude celkove

$$n_1 = n_0 + \gamma n_1 (e^{ad} - 1) \text{ z čoho } n_1 = n_0 / (1 - \gamma(e^{ad} - 1))$$

A na anódu dopadne  $n_a$  elektrónov :  $n_a = n_1 e^{ad}$

Potom:

kdeže driftová rýchlosť elektrónov  $v$  je všade rovnaká (homogénne el. pole), a na anóde je prúd elektrónov rovný celkovému ustálenému prúdu platí ( $q$  je elementárny náboj):

$$v \cdot q \cdot n_a = v \cdot q \cdot n_1 e^{ad}, \text{ čiže } j_a = j = j_1 e^{ad}, \quad \text{kde} \quad j_1 = j_0 / (1 - \gamma(e^{ad} - 1))$$

Takže pri ustálenom stave prúdová hustota na anóde a všade bude

$$j = j_0 e^{ad} / (1 - \gamma(e^{ad} - 1))$$

teda prúd nesamostatného lavínového výboja pro konštanom priereze

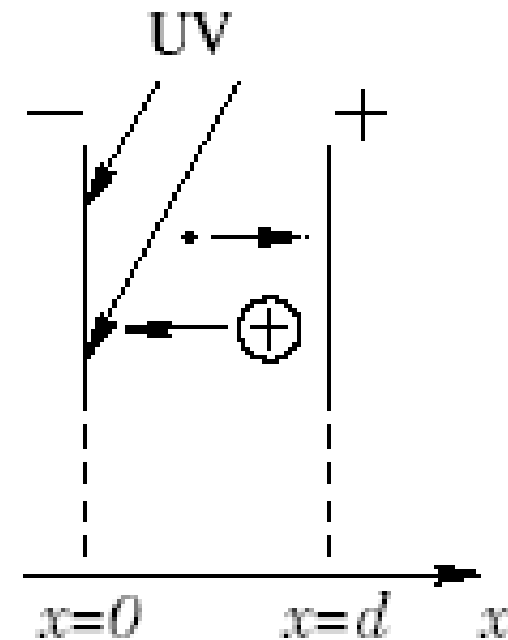
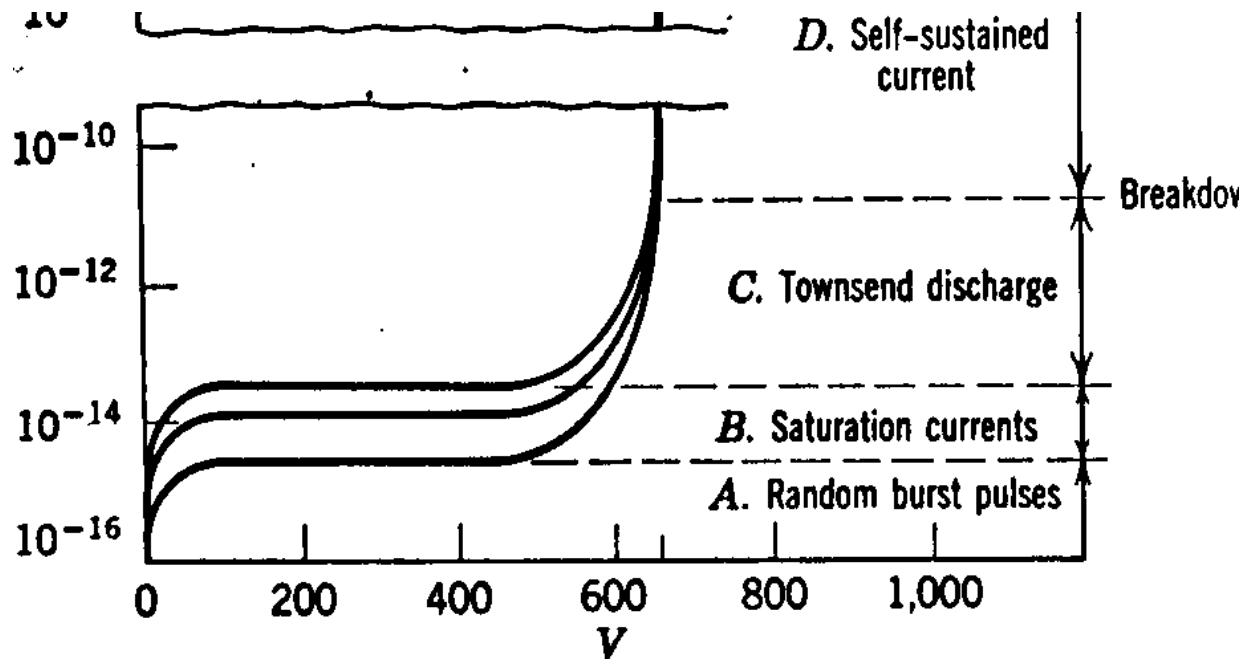
$$I = I_0 e^{ad} / (1 - \gamma(e^{ad} - 1))$$

# Podmienka samostatného výboja

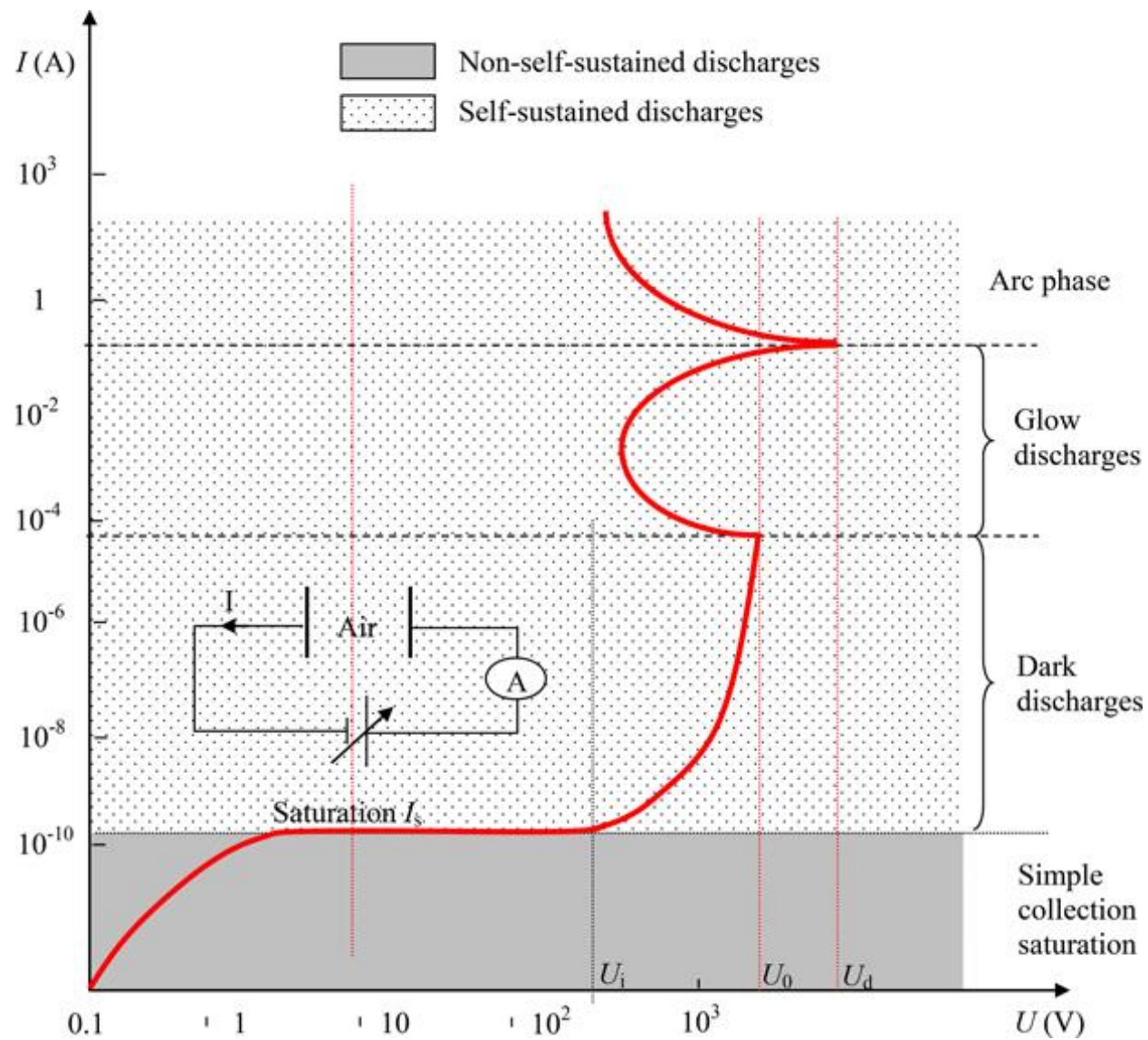
pri samostatnom ustálenom výboji musí platiť že prúd výboja už nezávisí od  $I_0$  (netreba dodávať do výboja elektróny pomocou externého zdroja), teda menovateľ rovnice  $I = I_0 e^{\alpha d} / (1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1))$  musí byť blízky nule. Teda (fyzikálne nie čisto matematicky)

$\gamma(e^{\alpha x} - 1) \geq 1$  Townsendova podmienka pre udržanie lavínového samostatného výboja

V-A charakteristiky pre 3 rozne hodnoty  $I_0$  (*intenzity UV*):



**Nesprávne !!!**



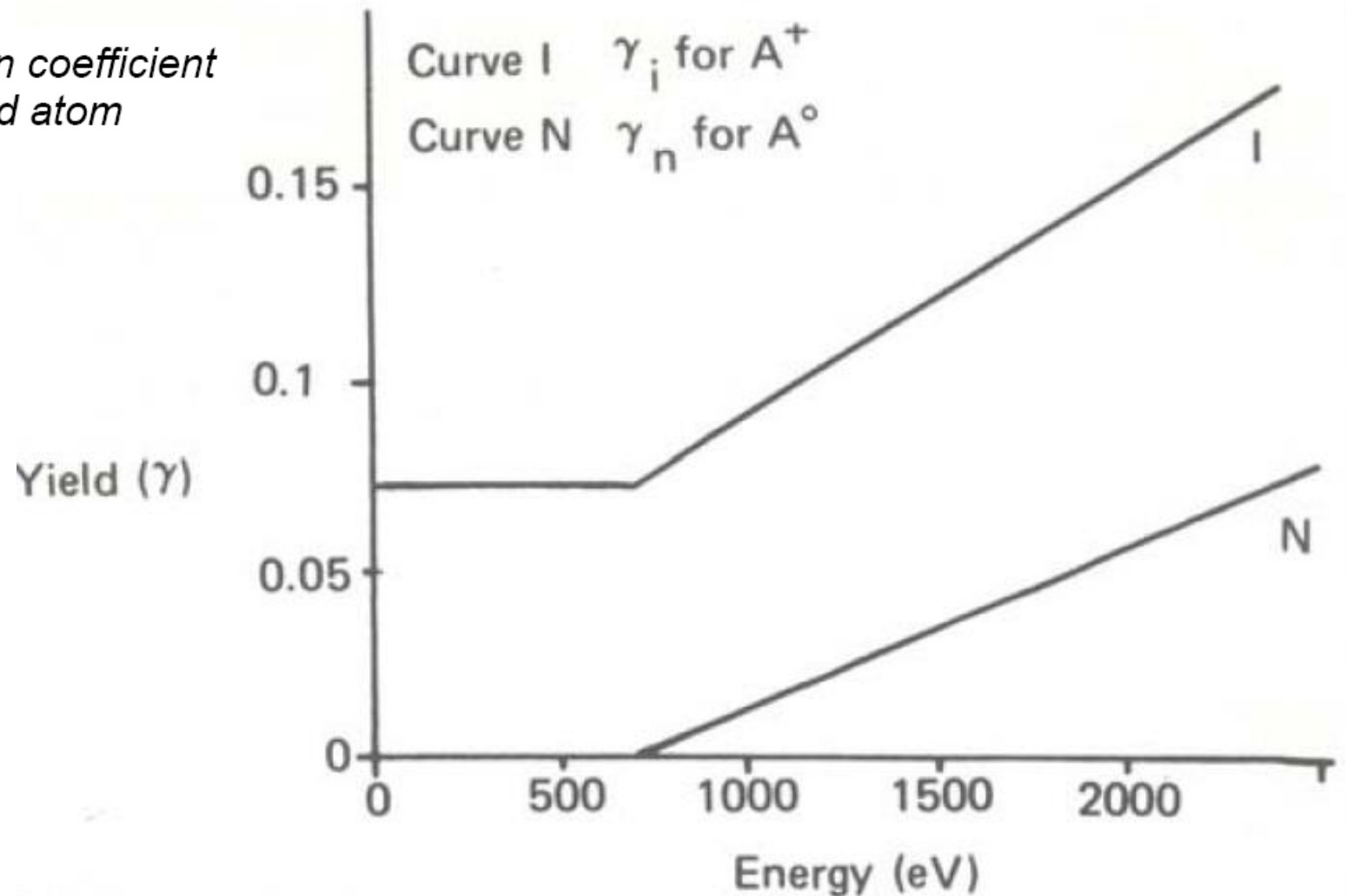
## Townsendov koef. **sekundárnej** emisie $\beta$

- Emisia elektrónov z katódy je kritická pre udržanie samostatného výboja
  - Dva rôzne mechanizmy:
    - **Sekundárna emisia** pri dopade jednej častice vytvorenej vo výboji
      - Kladné ióny (energia ionizácie  $> 2E_w$ )
      - Fotóny
      - Neutrálne excitované častice (metastability)
    - Kolektívna emisia a to hlavne:
      - Termická emisia
      - Emisia silným el. poľom, autoemisia, studená emisia (tunelový efekt)

# SE pri dopade kladných iónov

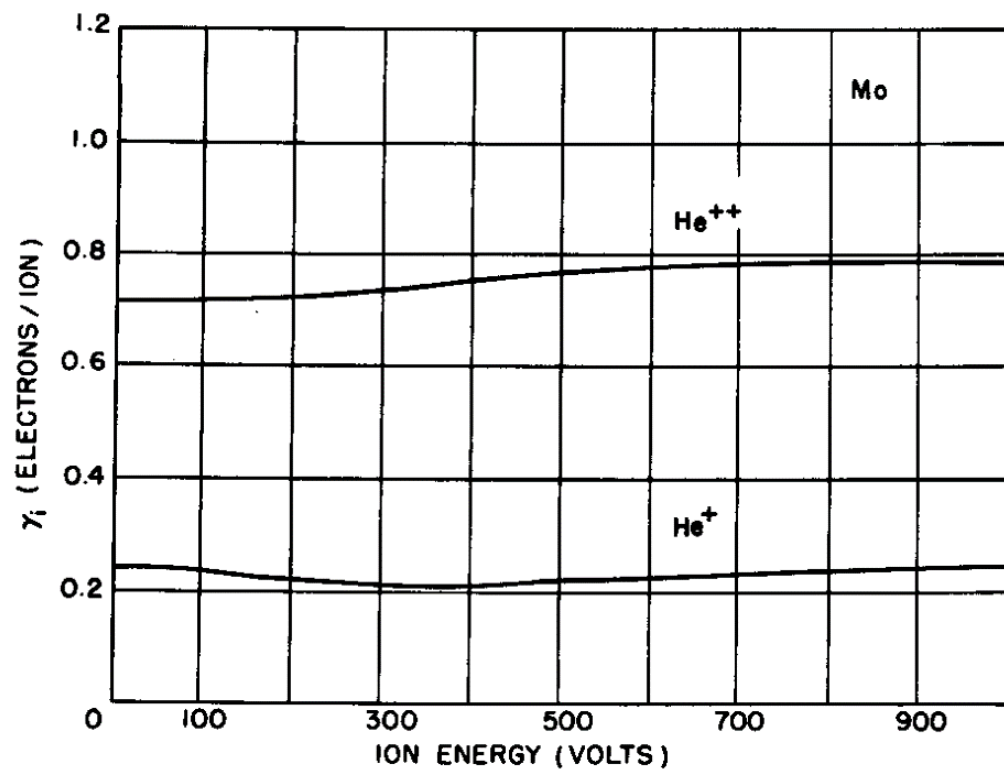
66. D. B. Medved, P. Mahadevan and J. K. Layton, *Phys. Rev.* **129**, 2086 (1963).

Figure 1.3: Secondary electron emission coefficient as a function of energy for argon ion and atom bombardment of molybdenum [66].





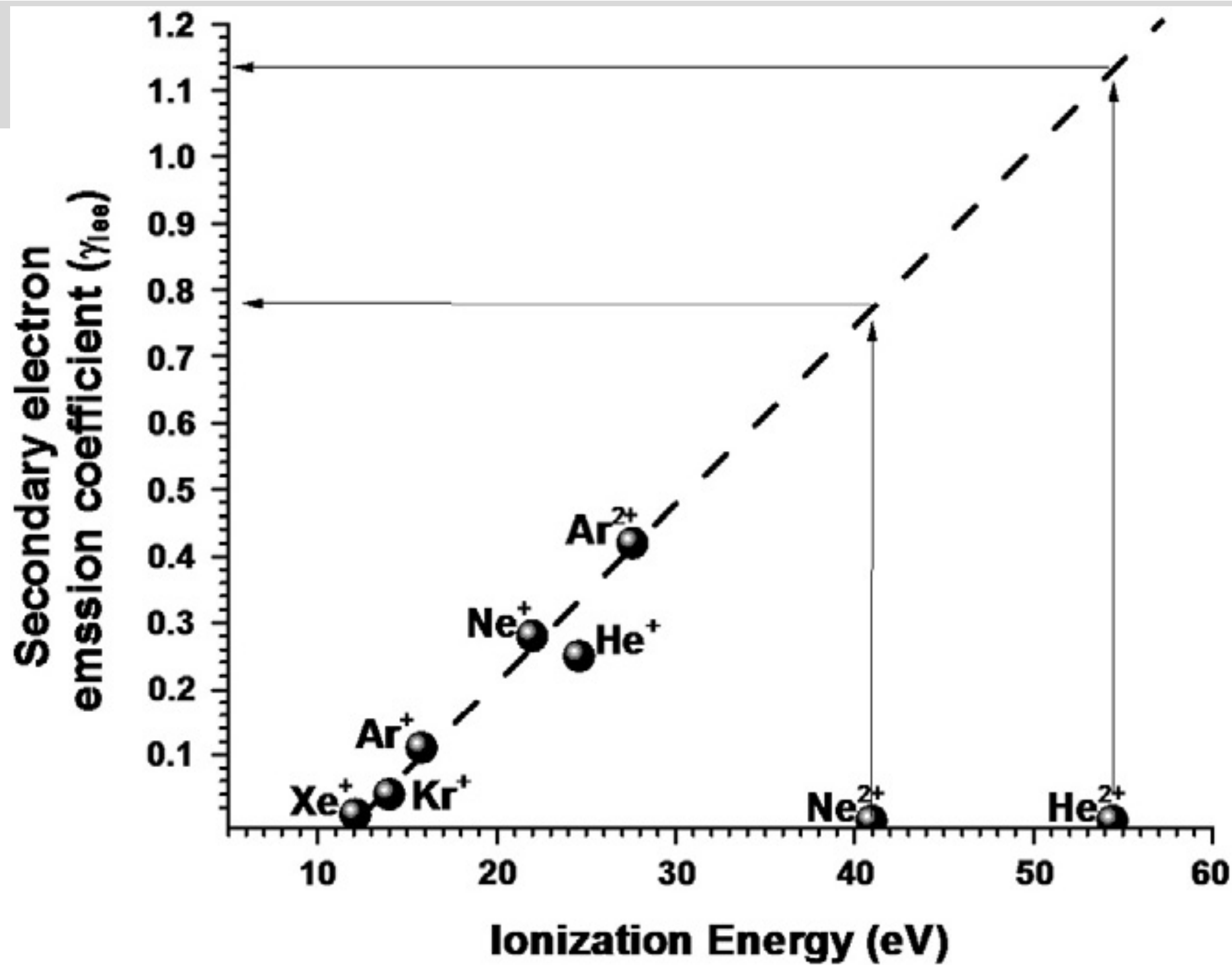
## SECONDARY ELECTRON EMISSION 219



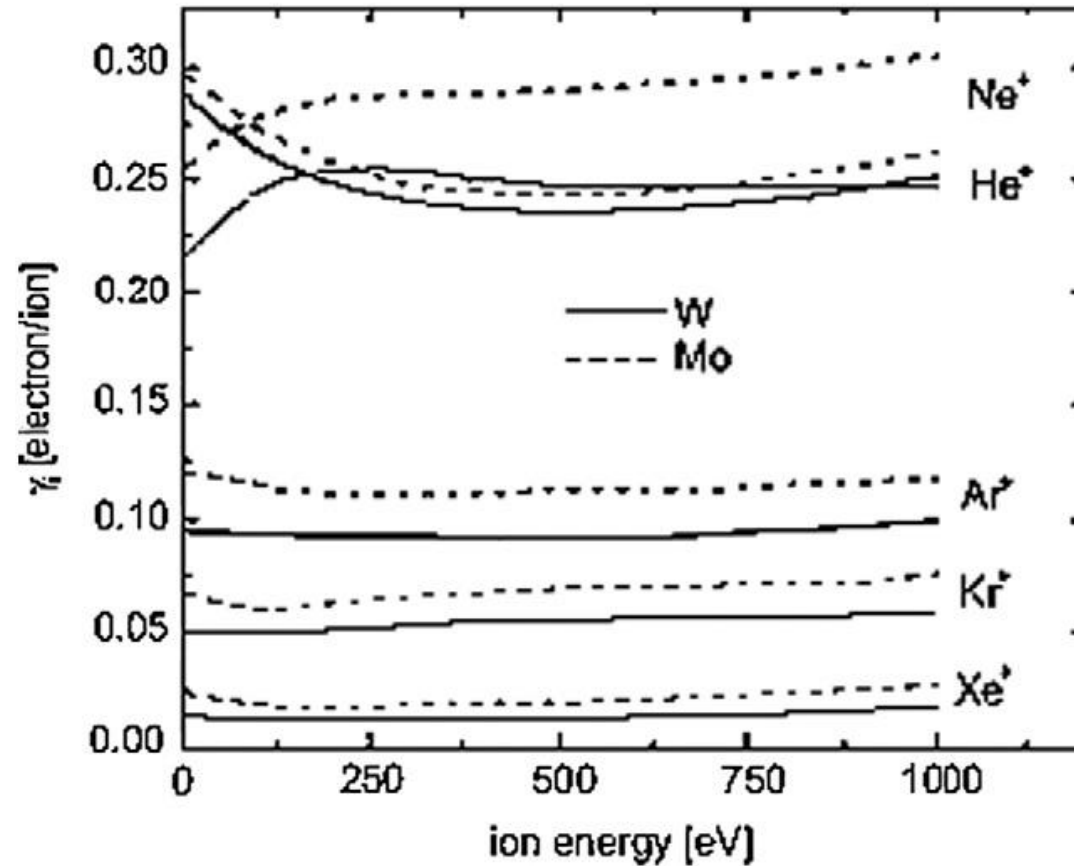
**Fig. 7.9** Total electron yield of  $\text{He}^{++}$  and  $\text{He}^+$  ions on atomically clean molybdenum.

H. D. Hagstrum (1953)

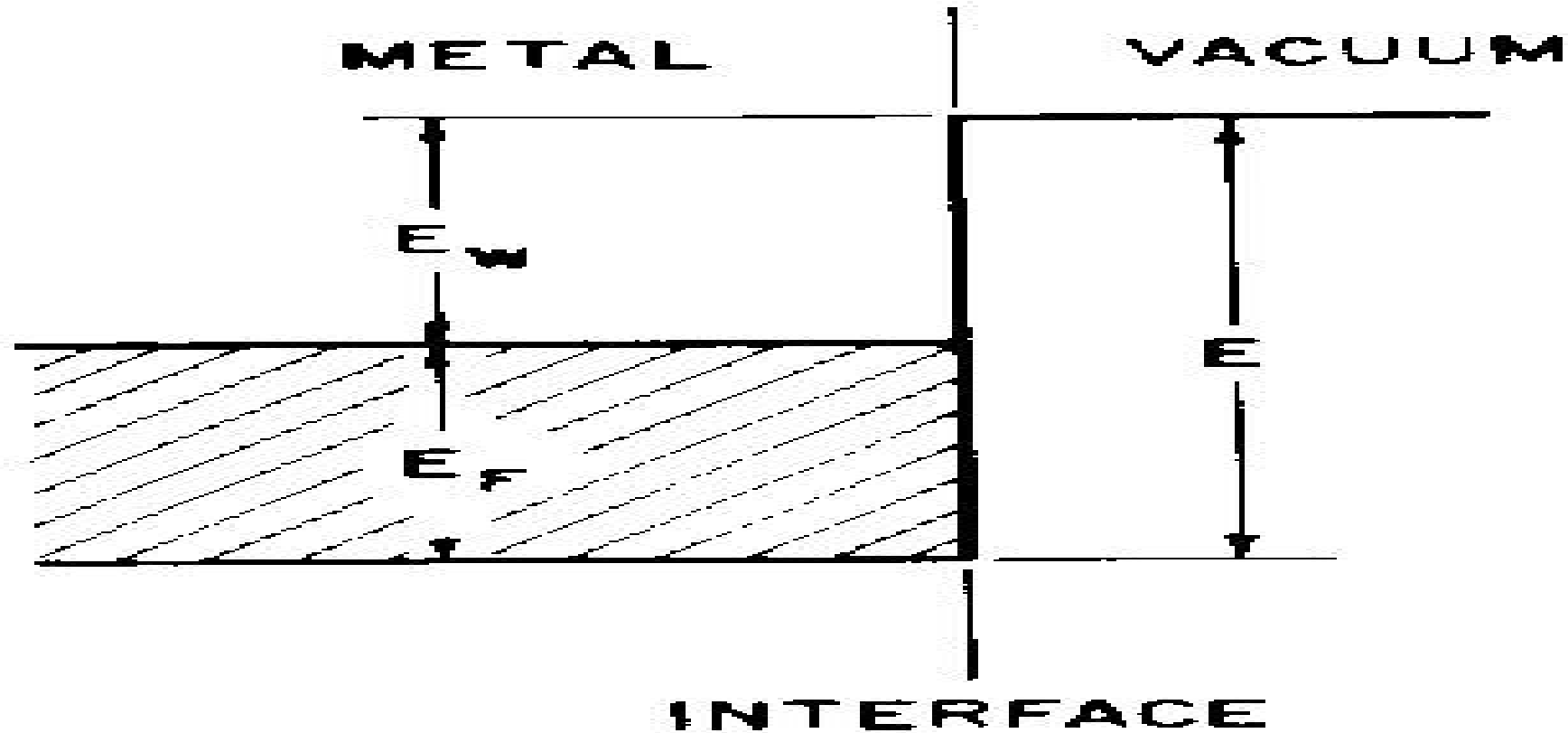
PHYREV J1 V89 P244



# Závislost' na materiáli katódy

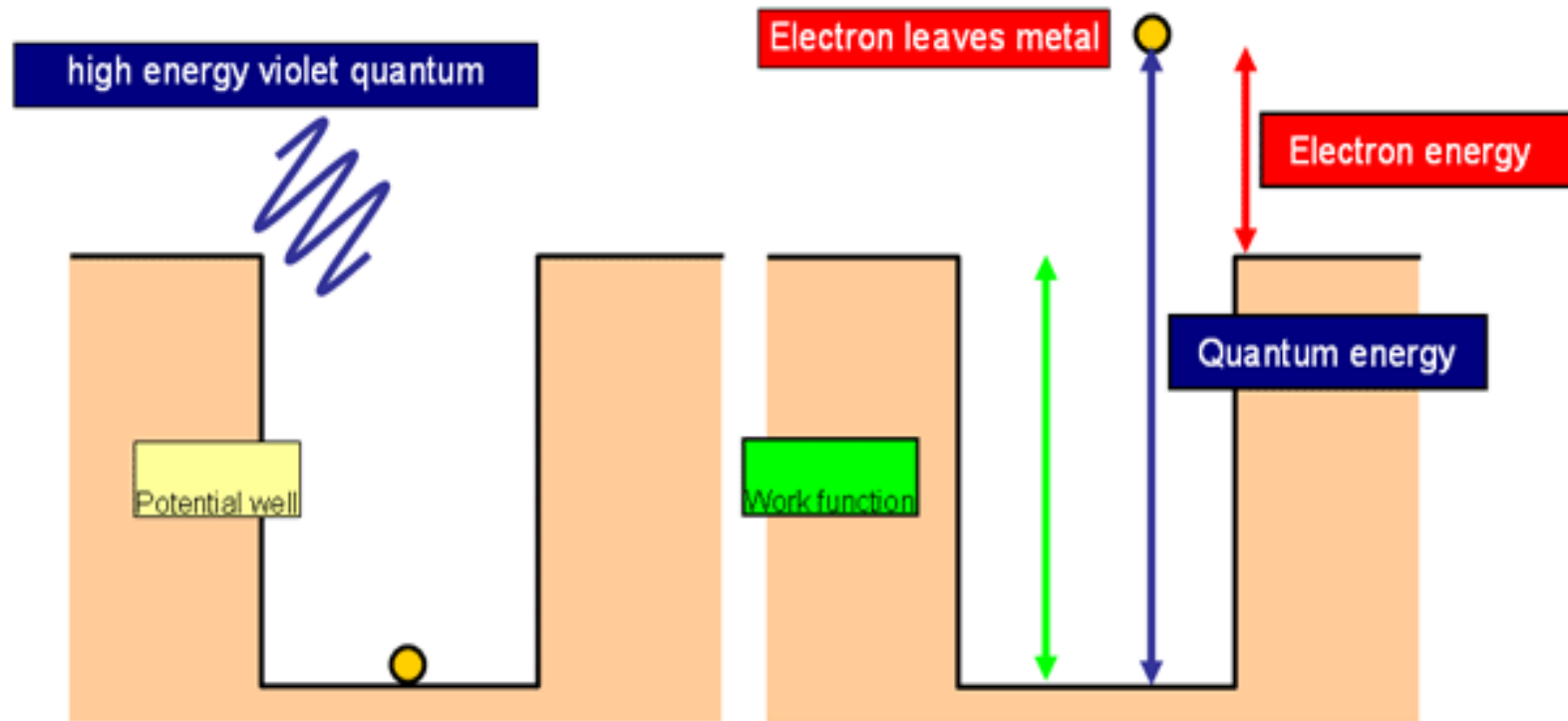


# Výstupná práca $E_w$



# Fotoemisija

(sekundárna fotoemisija):

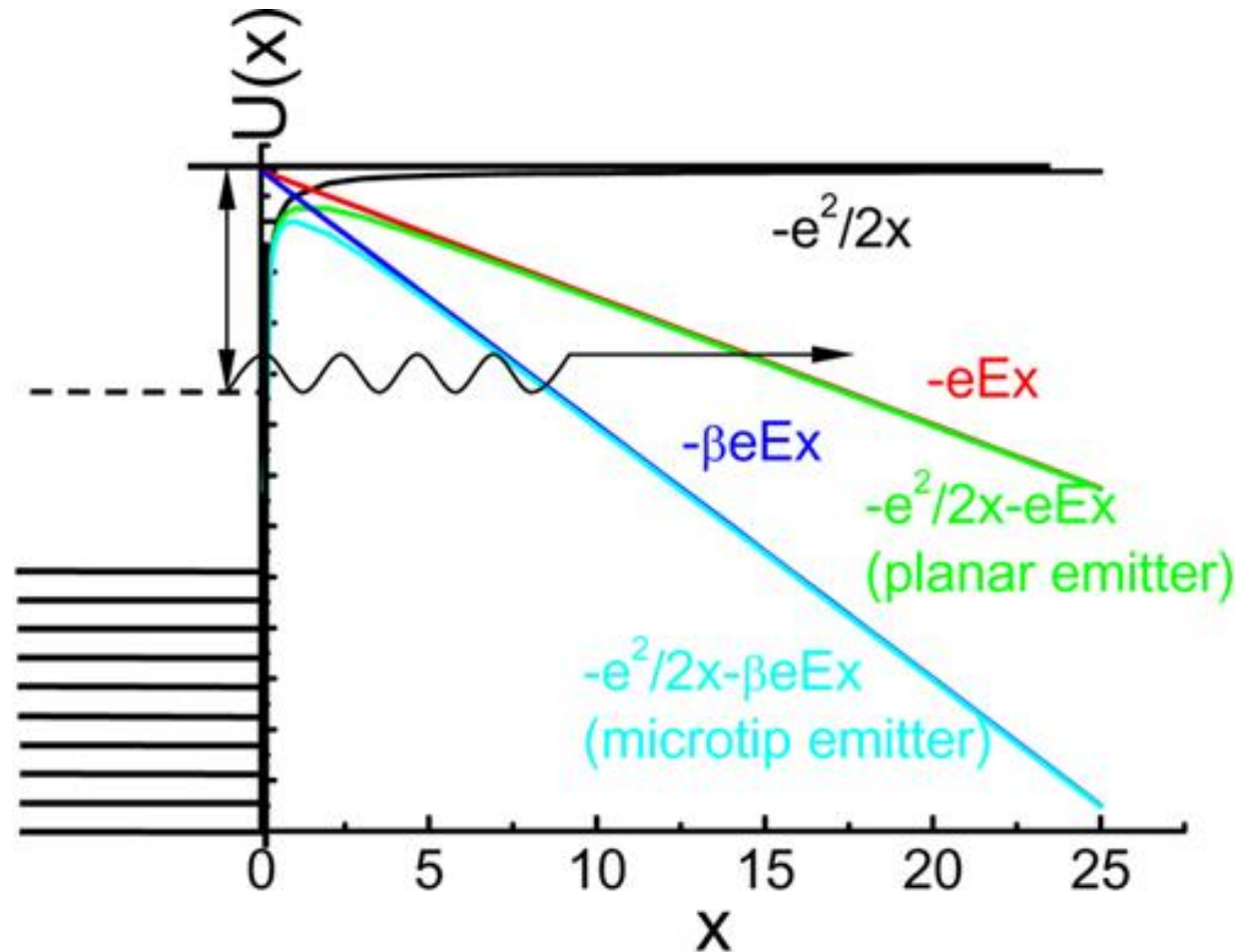


(Diagram: resourcefulphysics.org)

# Autoemisija – tunelový jav

Fowlerova Nordheimova rovnica:

$$J = A \frac{(\beta E)^2}{\phi} \exp\left(-\frac{\beta \phi^{3/2}}{\beta E}\right) \quad (2)$$



- Napätie pri ktorom sa zapáli samostatný el. výboj v danom plyne závisí len na pomere medzielektródovej vzdialenosti  $d$  a voľnej dráhy  $\lambda_i$ , ktorú potrebuje elektrón na ionizáciu molekuly nárazom, čiže  $d/\lambda_i$ . Keďže v danom plyne je  $\lambda_i$  nepriamo úmerná tlaku plynu  $p$  (hustote  $N$ ) je zápalné napätie samostatného výboja funkciou  $p \cdot d$  ( $N \cdot d$ ).
- Ani príliš veľké, ani príliš malé  $p \cdot d$  nie sú vhodné pre účinnú ionizáciu, t.j, spôsobujú zvýšenie zápalného napätia. Preto pre daný plyn existuje optimálne  $(p \cdot d)_{\min}$ , kde je zápalné napätie minimálne:

# Zápalné napätie

Koeficienty  $\alpha$  a  $\gamma$  závisia od napätia medzi elektródami

Výraz pre zápalné napätie  $U_z$  dostaneme spojením vzťahov

$$\alpha/p \approx Ae^{-Bp/E} \quad \text{a} \quad \gamma(e^{\alpha x} - 1) \geq 1 \quad (\text{pričom } U = E \cdot d)$$

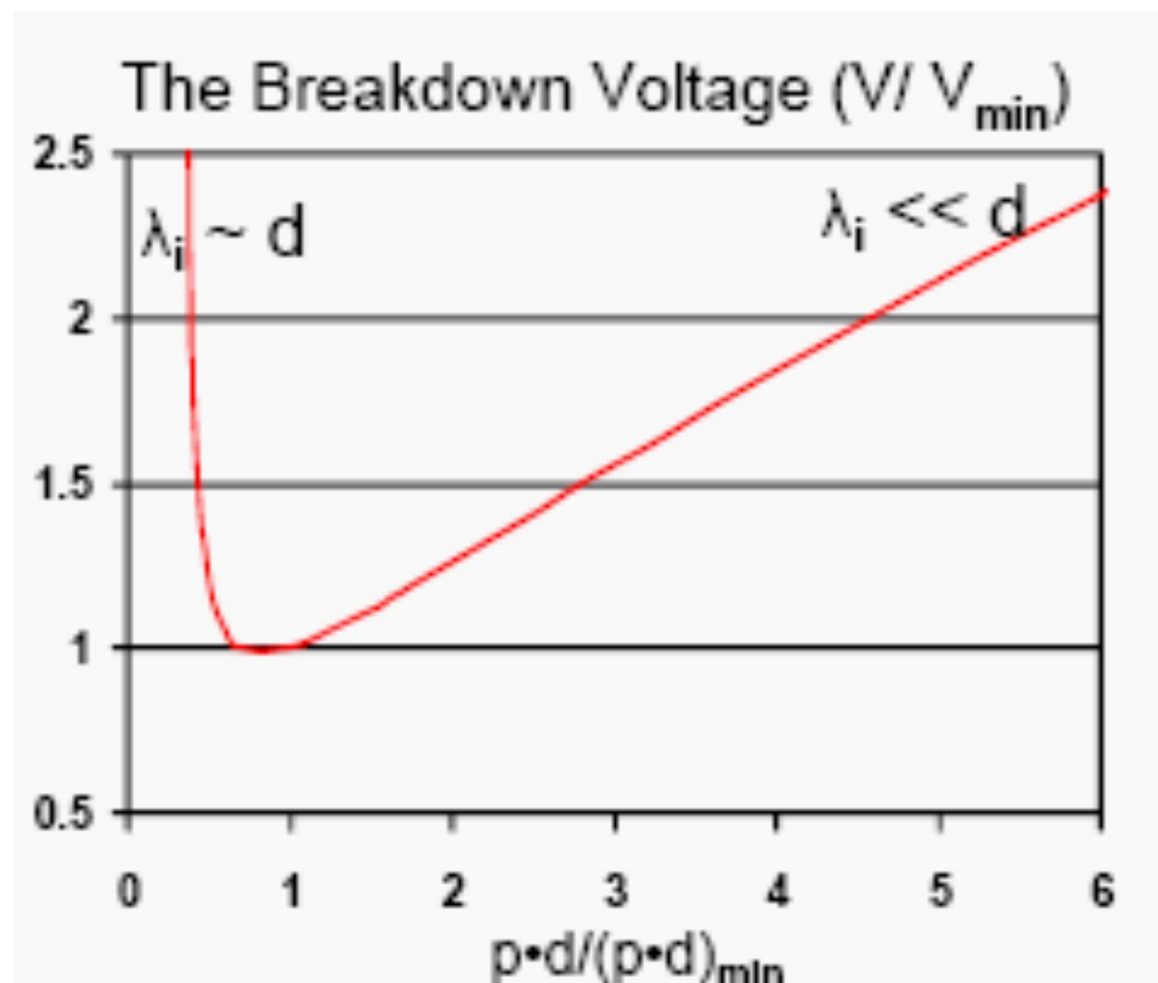
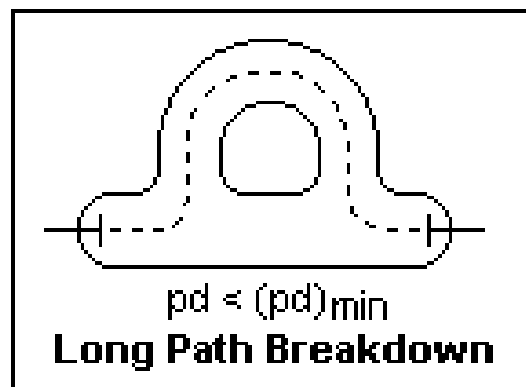
(odvodenie vid'. V. Martišovič: Základy f. plazmy, Bratislava 2004)

**zápalné napätie je funkciou  
súčinu tlaku plynu a vzdialenosti elektród!**

**Paschenov zákon**

$$U_z = \frac{A \cdot pd}{\ln \left[ \frac{B \cdot pd}{\ln \left( + \frac{1}{\gamma} \right)} \right]} = f(pd)$$



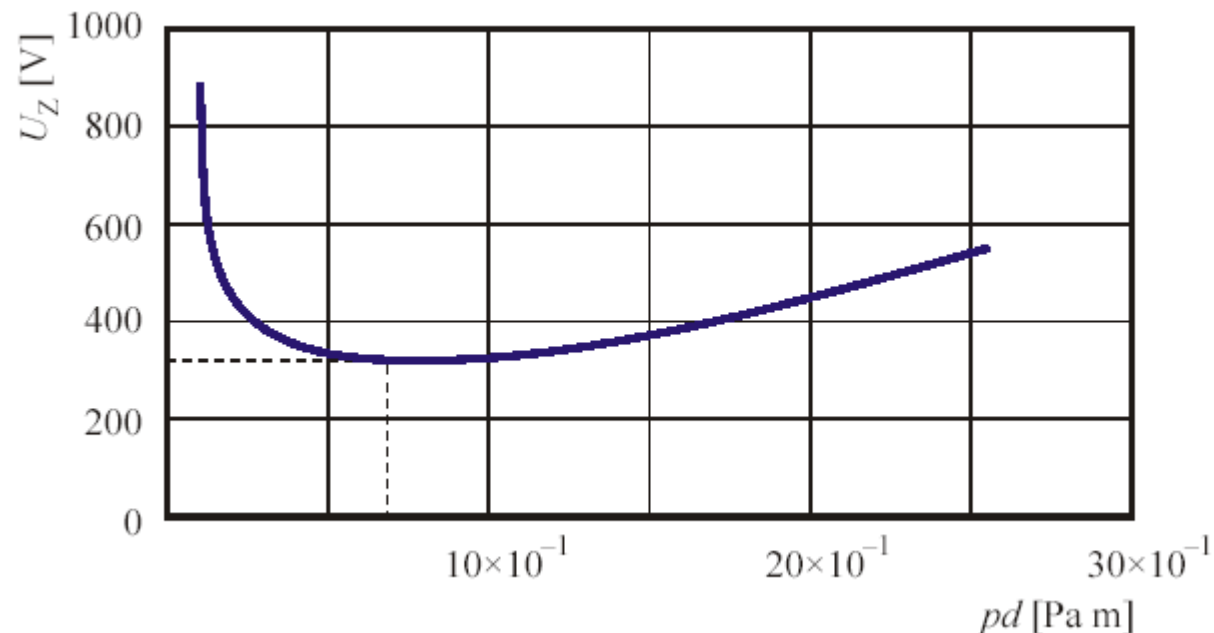


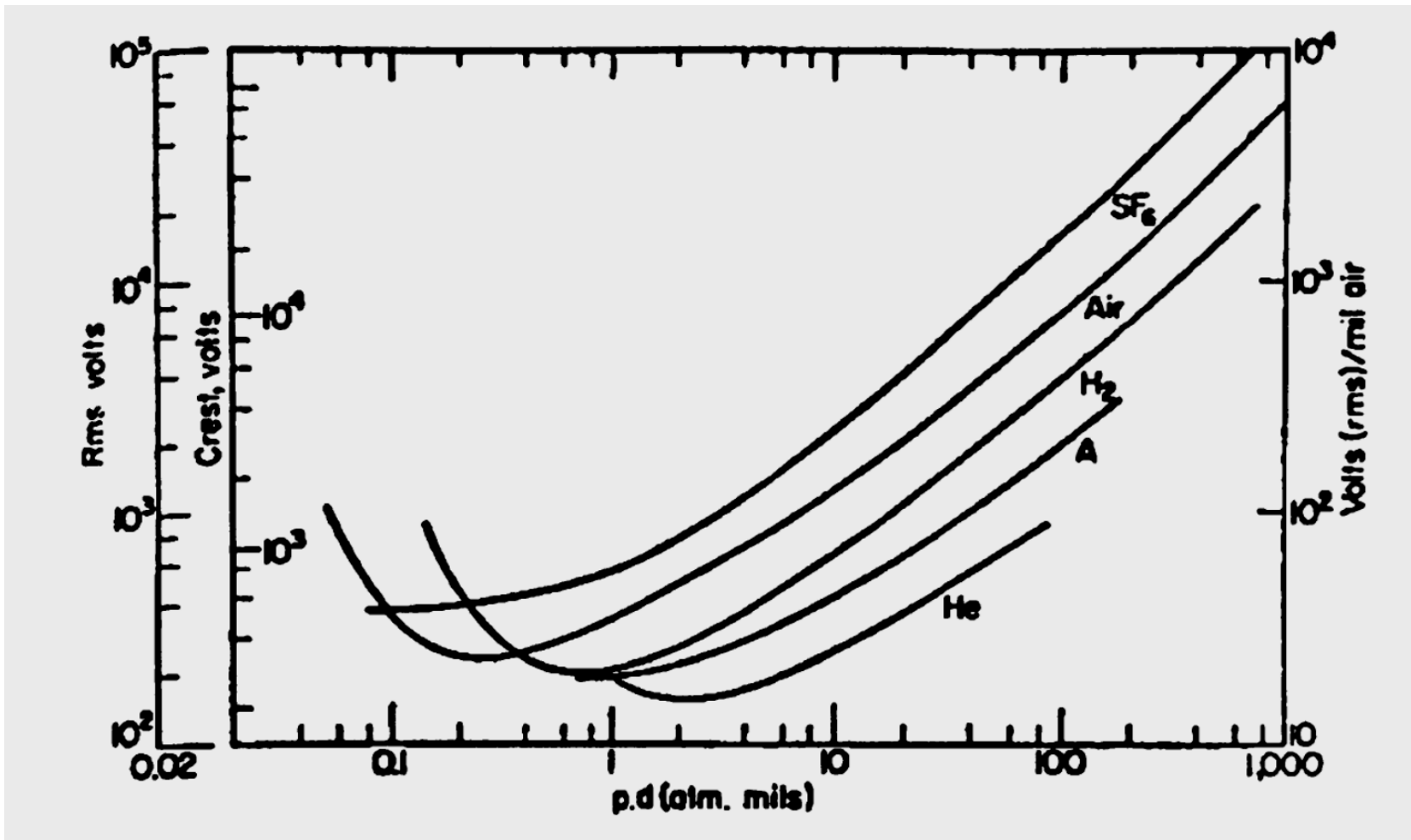
Paschenova krivka je experimentálne určená závislosť zápalného napätia  $U_z$  na tlaku plynu  $p$  a vzdialenosti elektród  $d$ .

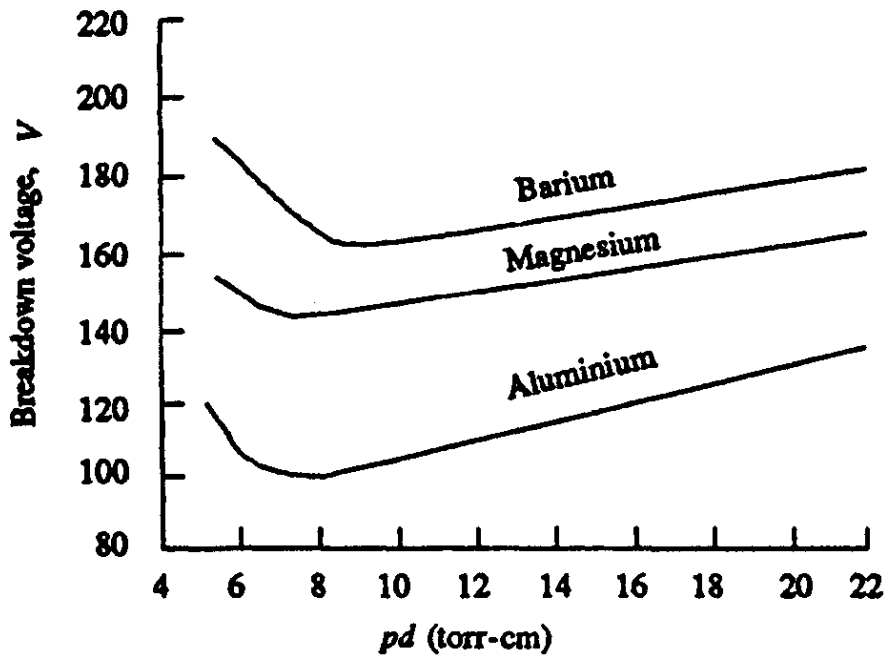
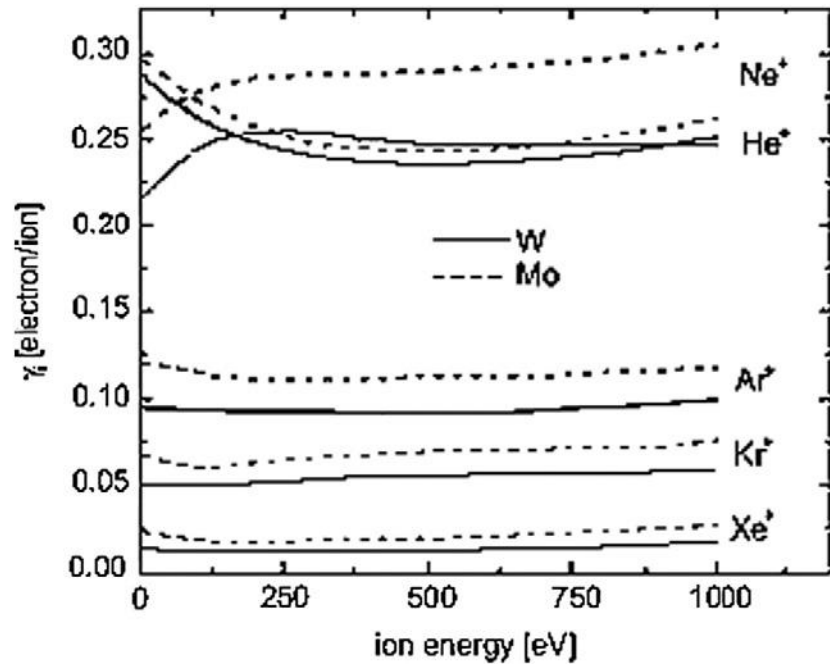
**Pri atmosférickom tlaku** a vzdialenosti  $d = 1\text{ cm}$  je prierazné napätie **ve vzduchu** asi **25 kV**.

Nejmenší prierazné napätie **300 V** odpovedá asi tlaku 1 torru ( $\sim 100\text{ Pa}$ ) a vzdálenosti elektrod  $d = 1\text{ cm}$ .

Paschenova křivka pro vzduch je znázorněna na obrázku





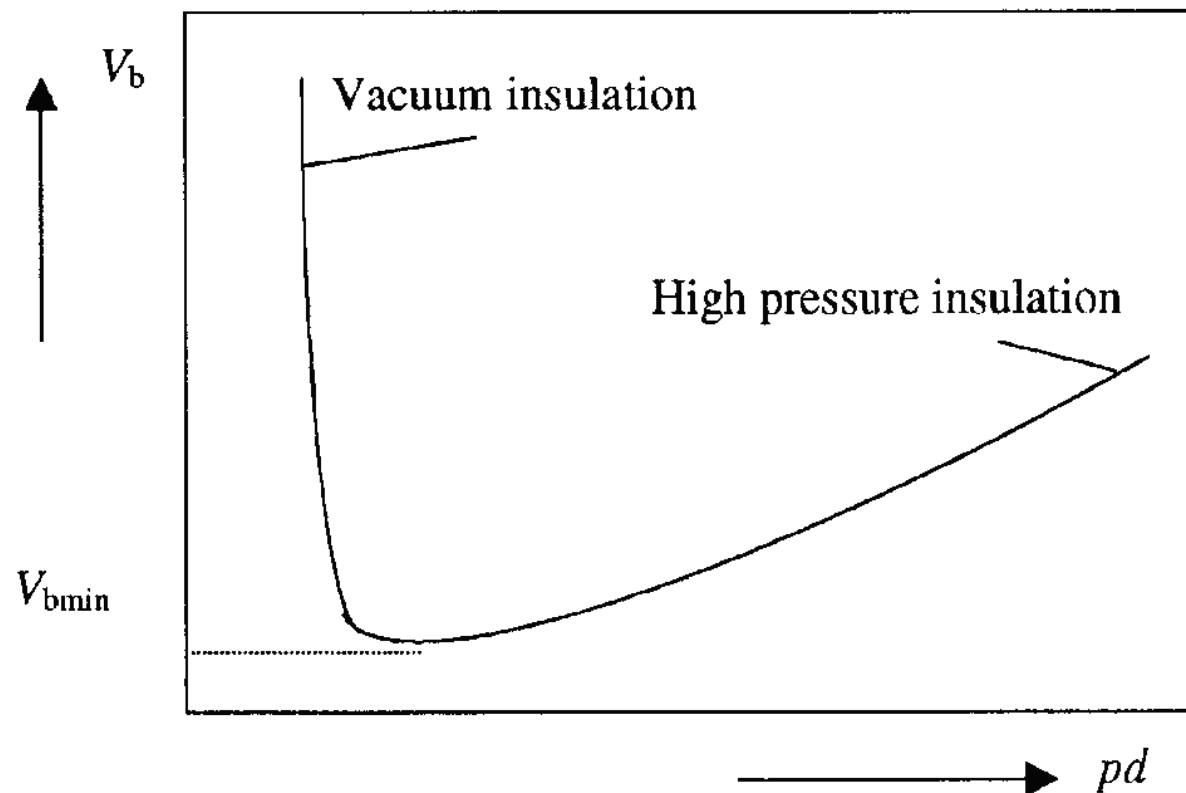


$$U_z = \frac{A \cdot pd}{\ln \left[ \frac{B \cdot pd}{\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right]} = f(pd)$$

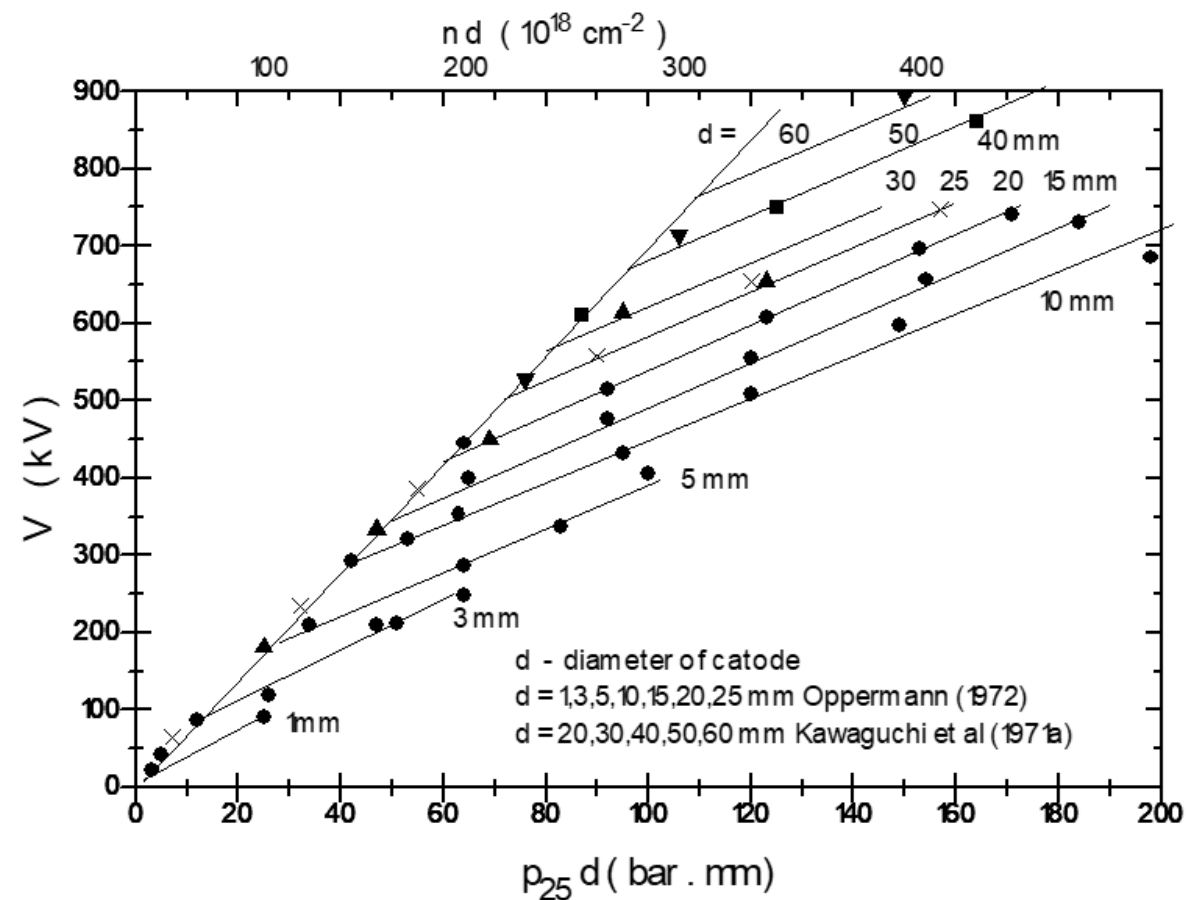
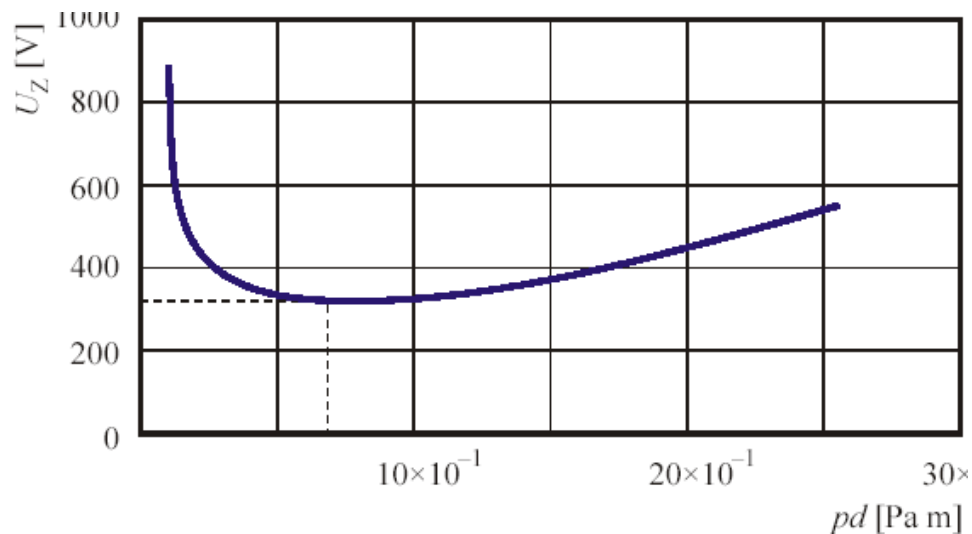
Fig. 2.15 Dependence of breakdown voltage on the cathode materials

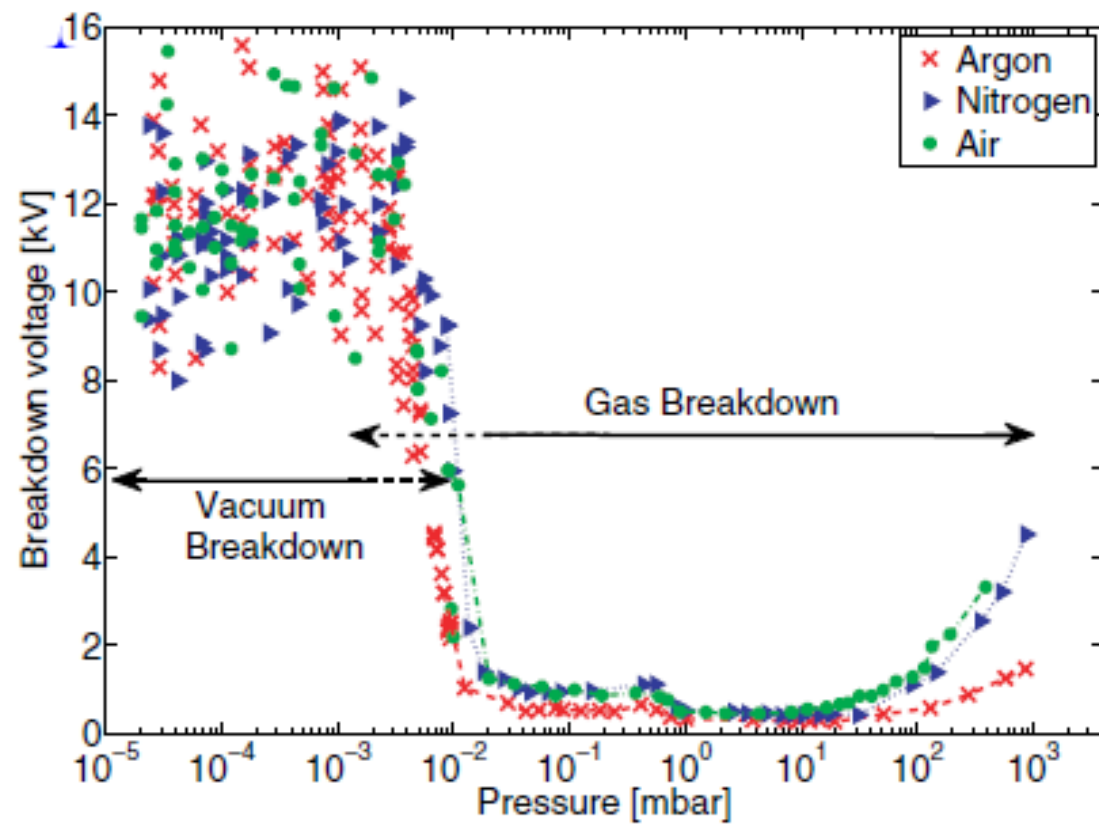
**Na izoláciu VN môžeme použiť, alebo vakuum, alebo vysoký tlak plynu.  
V oboch prípadoch však narazíme na limit intenzity el. poľa asi  $10^5$  V/cm.**

**Prečo?**



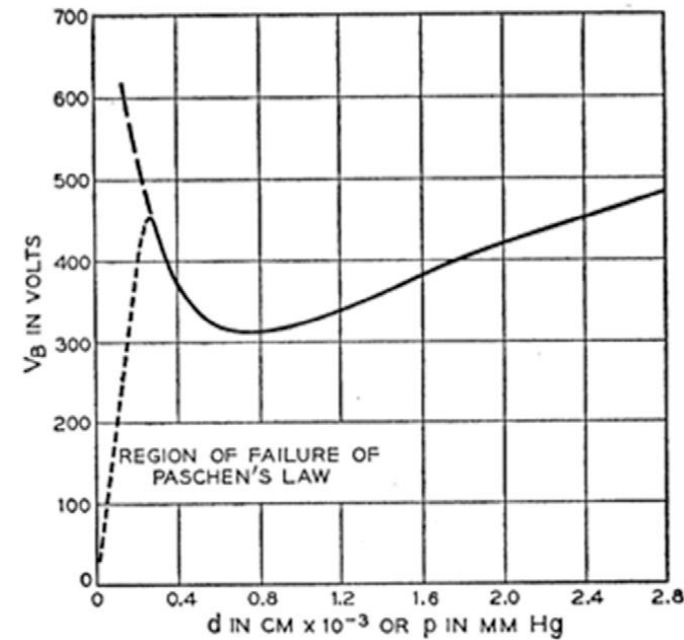
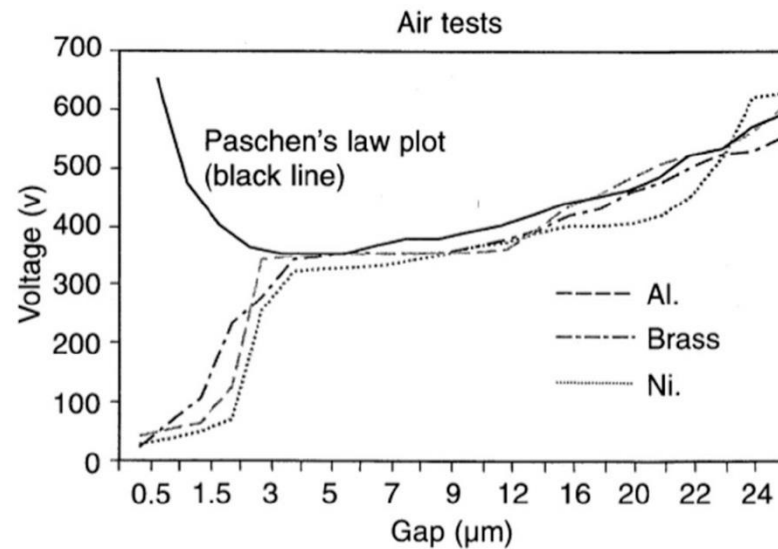
- **Autoemisija nezávisí od E/N ale len od E !**
- pri poliach nad  $10^5$  V/cm (teoreticky pre čisté kovy  $10^7$  V/cm) spôsobí odchýlku od Paschenovej krivky a neplatnosť Paschenovho zákona:





**Figure 3.** Measured dc breakdown voltages for the ring assembly from  $2 \times 10^{-5}$  to  $10^3$  mbar in different gases.

Pre malé vzdialenosti elektród:



**Plot of the breakdown voltage as a function of the electrode gap spacing  $d$  for ambient air at atmospheric pressure using different cathode materials**

**D B Go and A Venkattraman 2014 *J. Phys. D: Appl. Phys.* 47**



## **Malterova emisija – autoemisija z oxidových povrchov pri znizenyx poliach**

OPTOELECTRONICS AND ADVANCED MATERIALS – RAPID COMMUNICATIONS

Vol. 6, No. 3-4, March - April 2012, p. 416 - 421

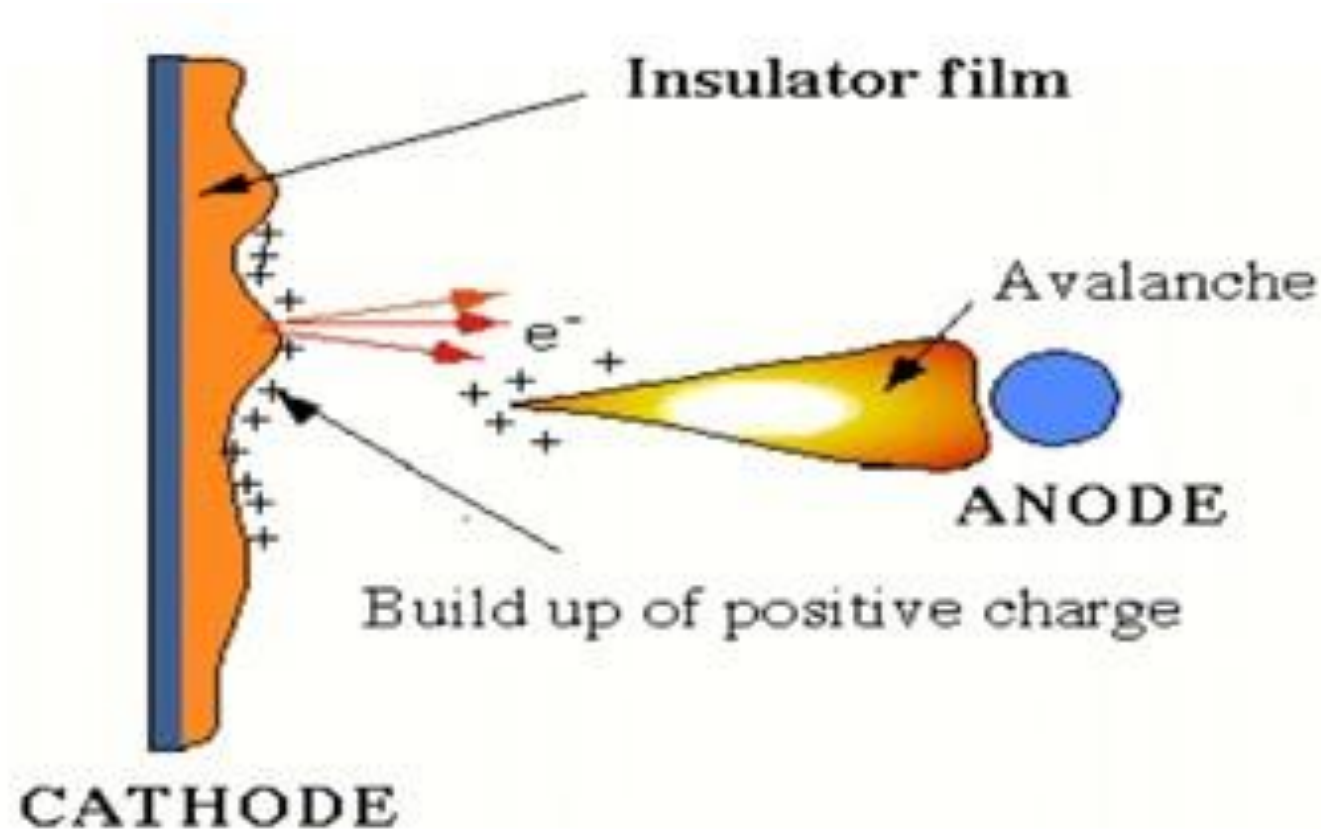
### **Investigation of field electron emission from ITO/glass interfaces**

JADWIGA OLESIK

„In 1936 Louis Malter studied the phenomenon of secondary emission from poorly conducting oxides and discovered some anomalies [1–3]. The anomalous secondary emission was caused by charging of the emitter surface and production of an internal electric field in investigated samples. **Uncontrolled behavior of this emission made impossible practical application of its properties like e.g. some high values of the secondary emission coefficient.** If it was possible to produce a given value internal field in a sample, then the secondary emission would be controllable. In this work such an attempt has been taken.“

Zvýšenie poľa na povrchu katódy v dosledku nabíjania povrchového oxidu (cca z  $10^5$  V/cm až na  $10^7$  V/cm )

Trénovanie katódy – „cathode conditioning“



# Vplyv magnetického poľa

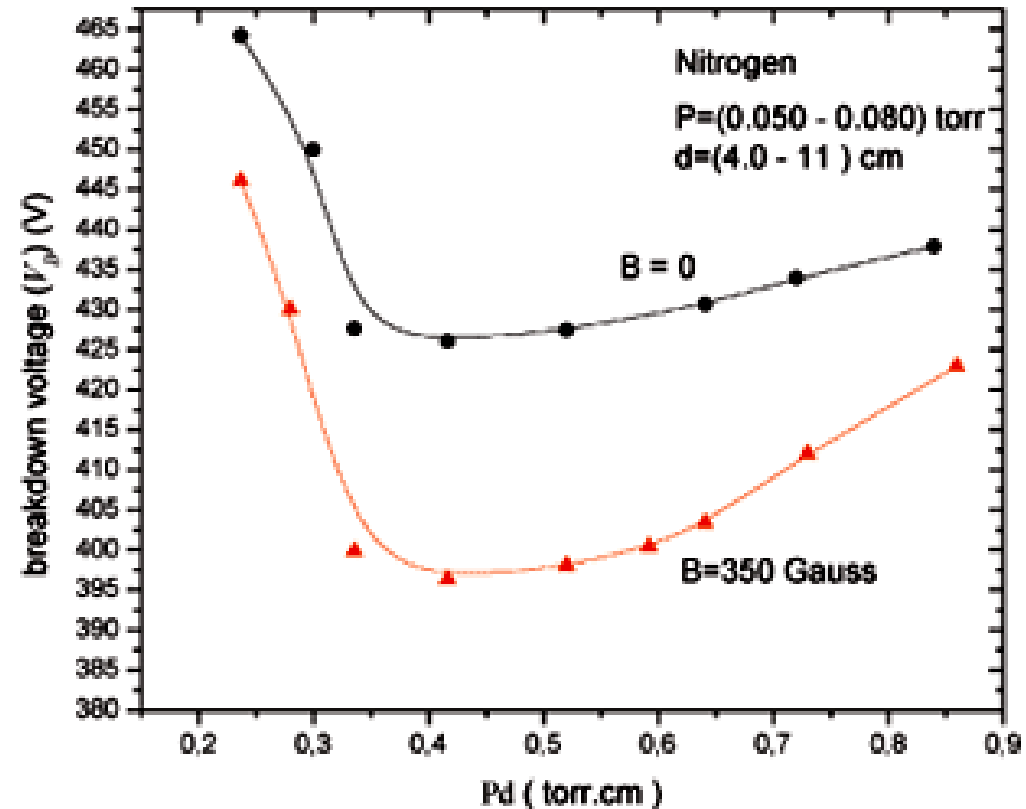
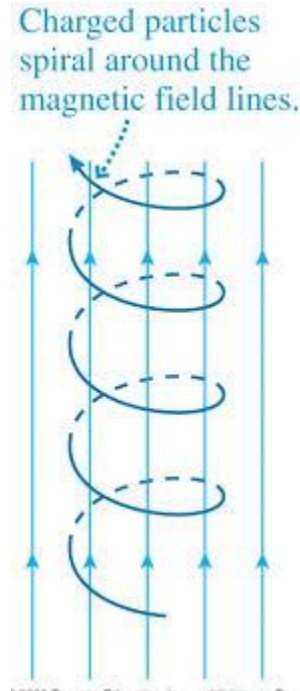
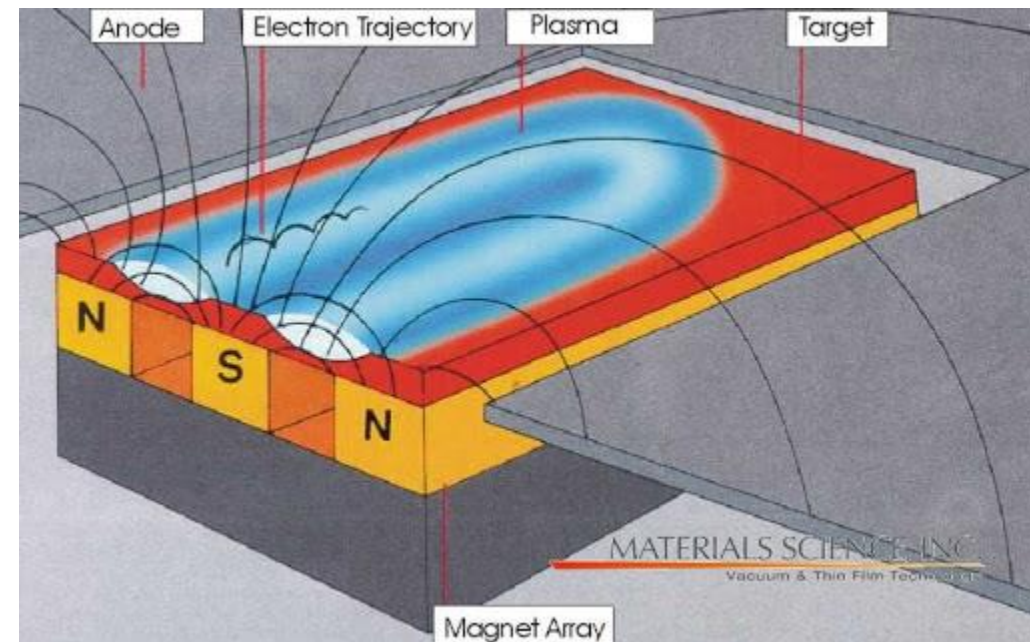
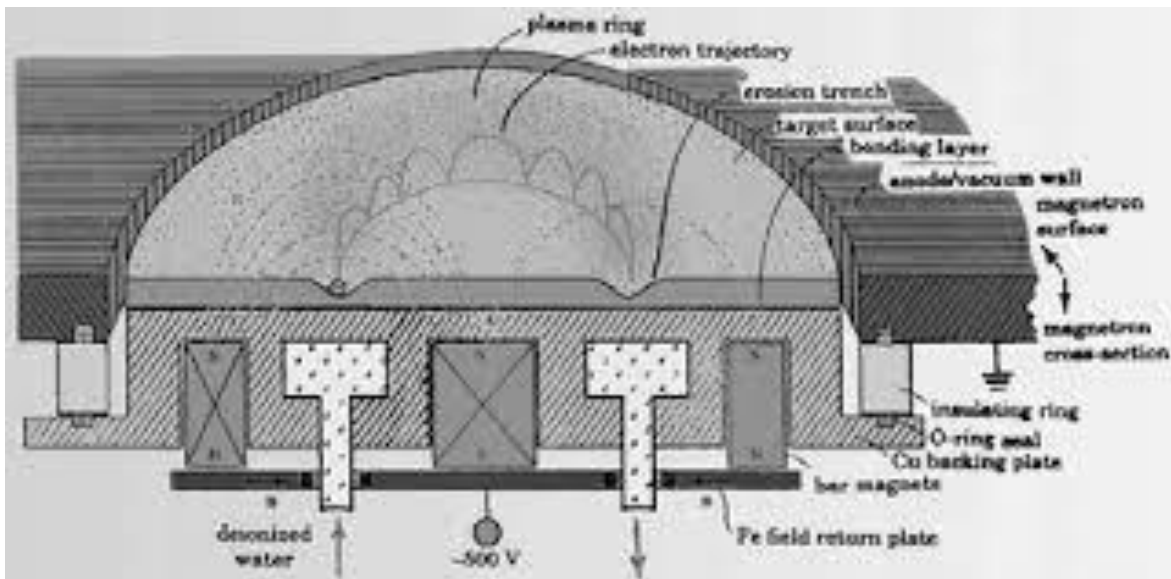
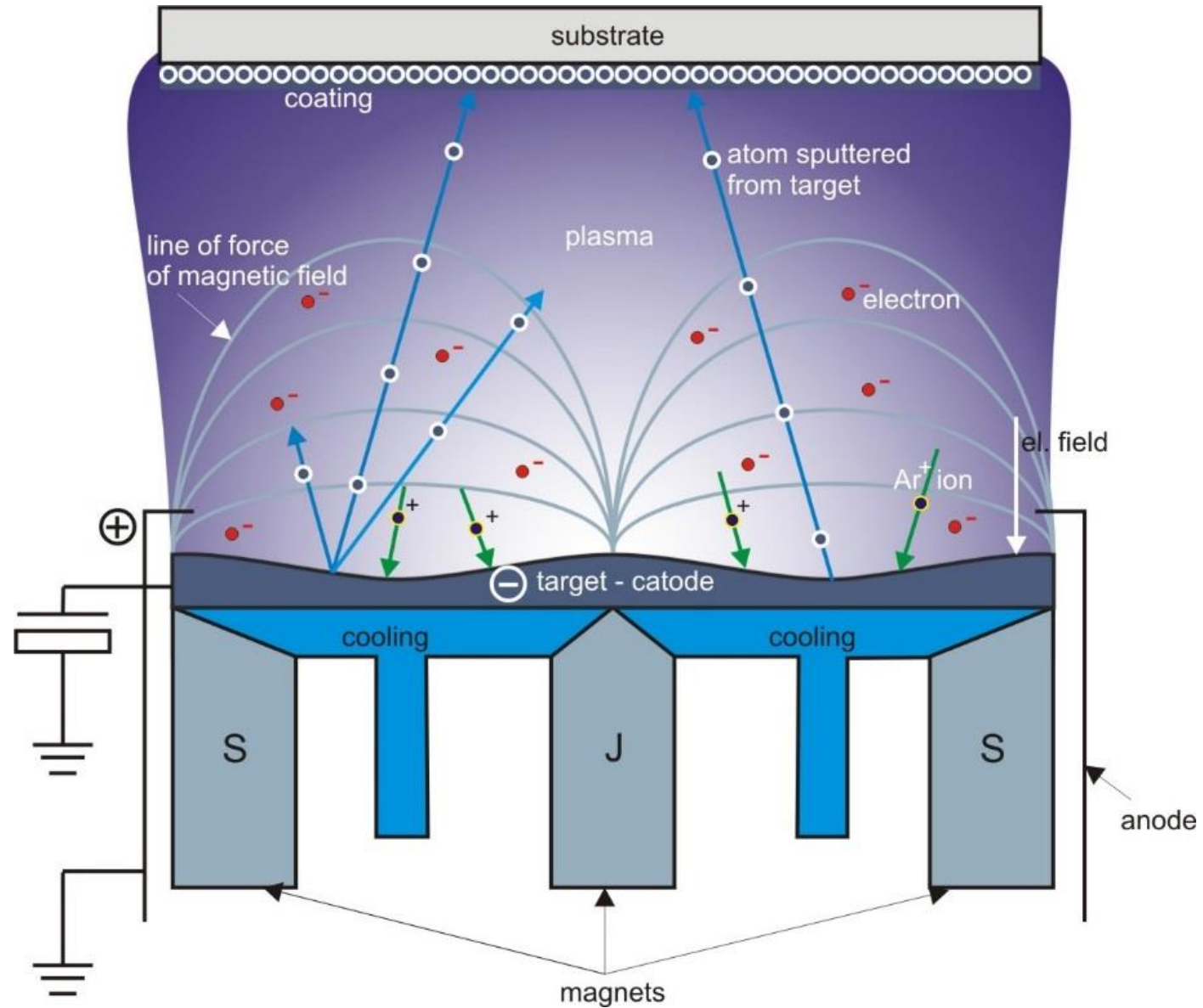
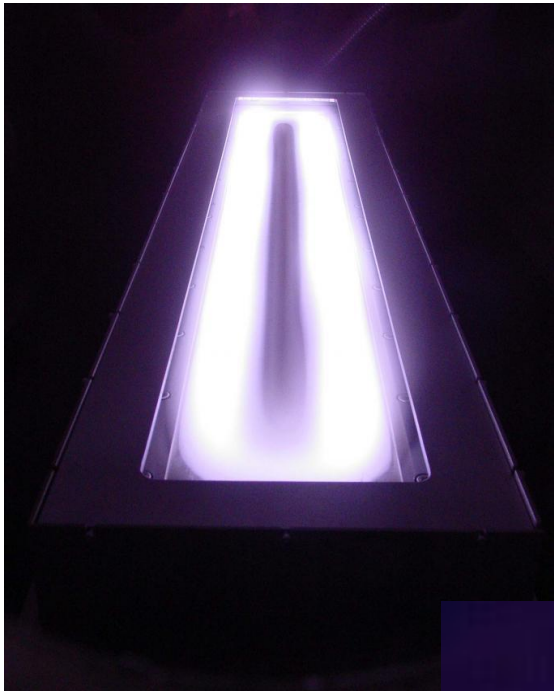


Figure 3. Breakdown voltage ( $V_B$ ) for nitrogen as a function of  $Pd$  (Paschen curves) for two values of magnetic field.

# Magnetronové naprašovanie



# Magnetronové naprašovanie



# Penningov zdroj iónov

Synergický efekt **magnetického poľa** a **dutej katódy**

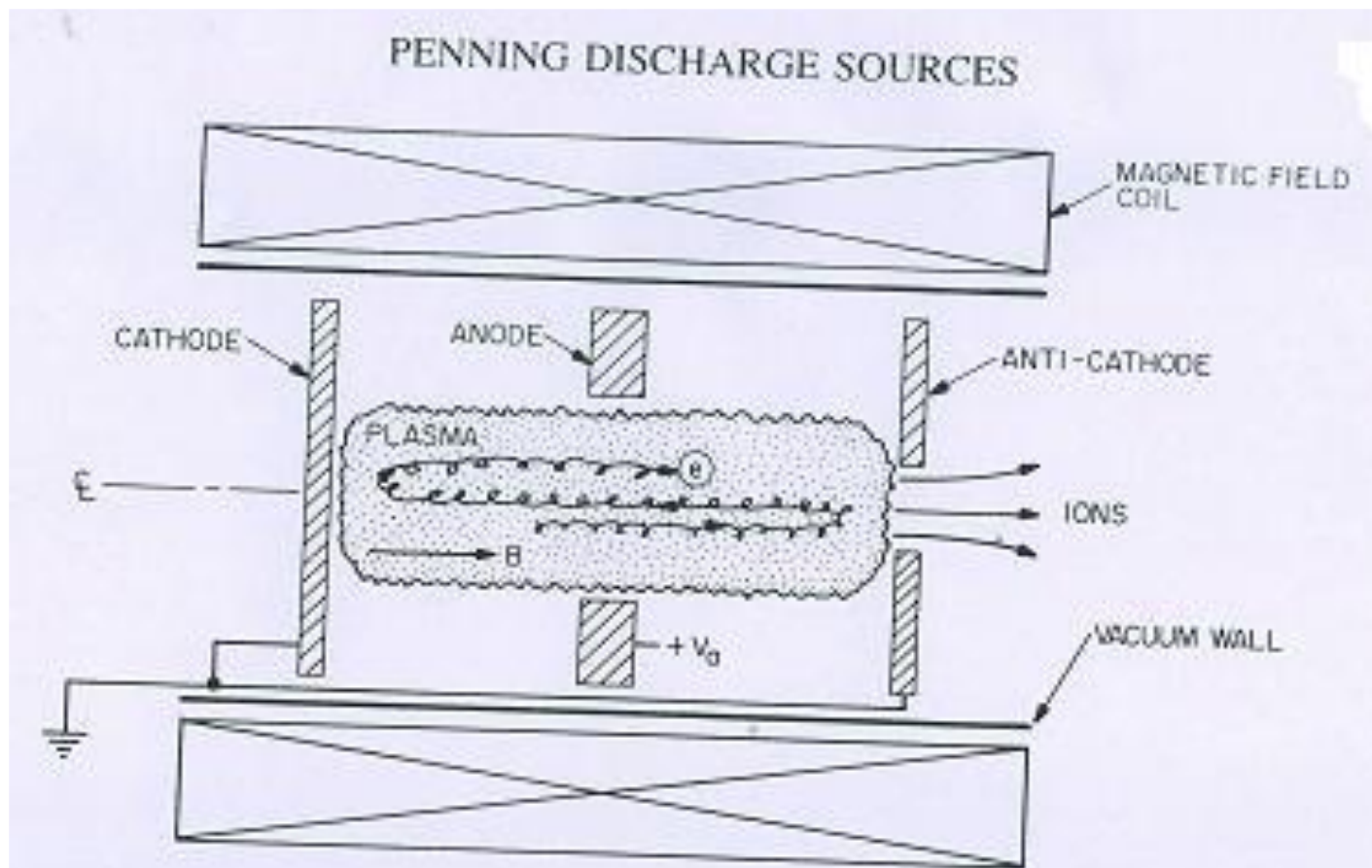
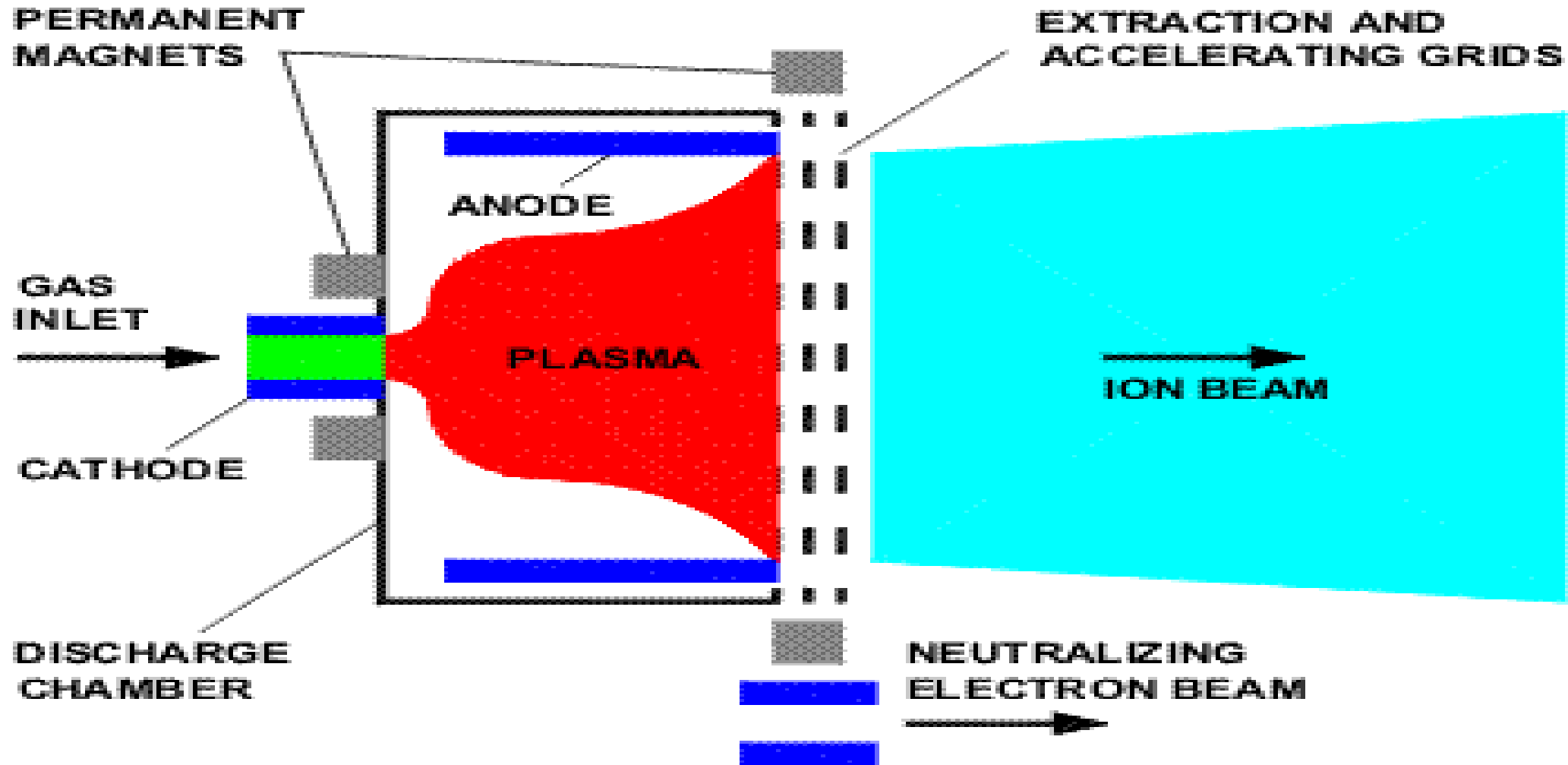


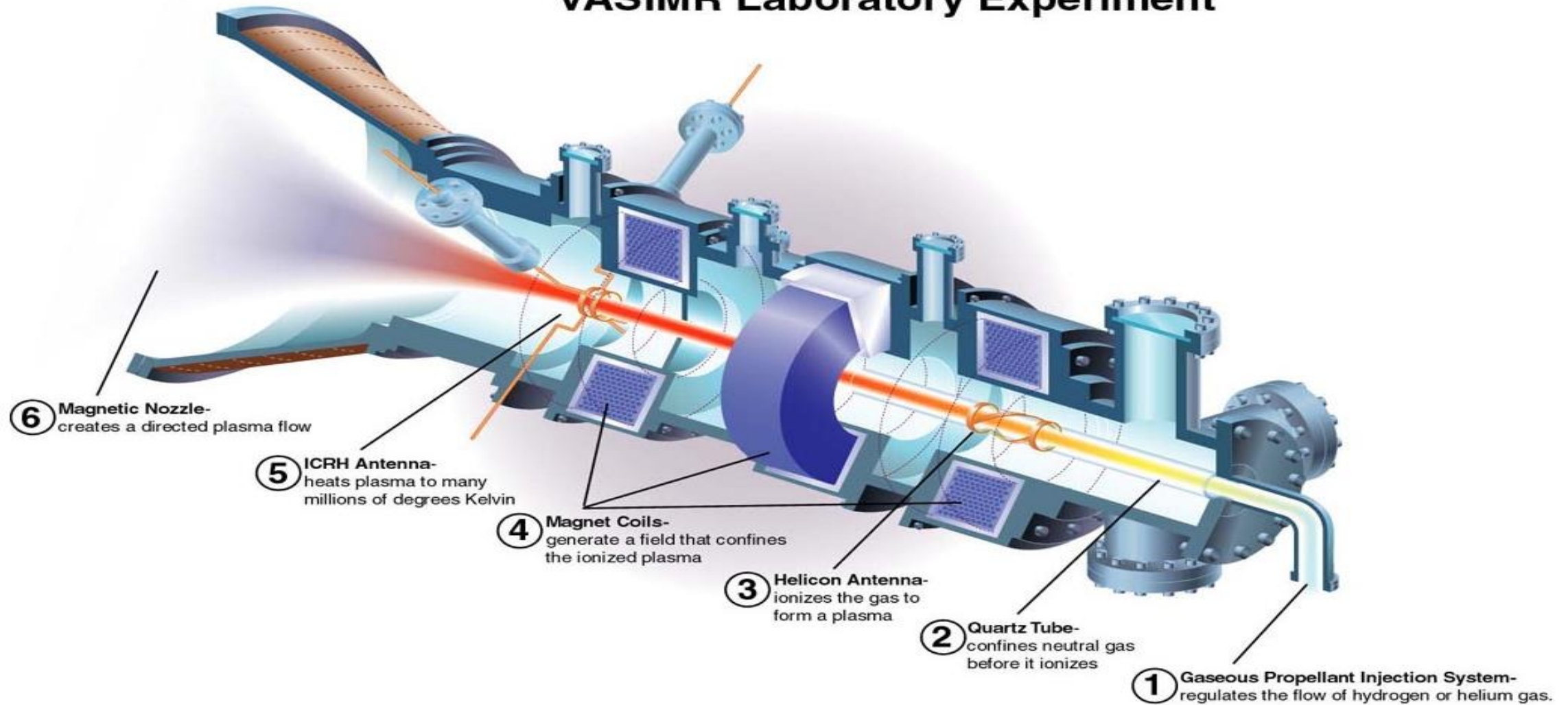
Figure 6.11 The Penning ion source, with a cylindrical anode ring at the center and two cathodes at either end. A small hole on the axis of one cathode allows a beam of ions to escape.

# Iónový reaktívny motor:



# Íónový reaktivný motor:

## VASIMR Laboratory Experiment

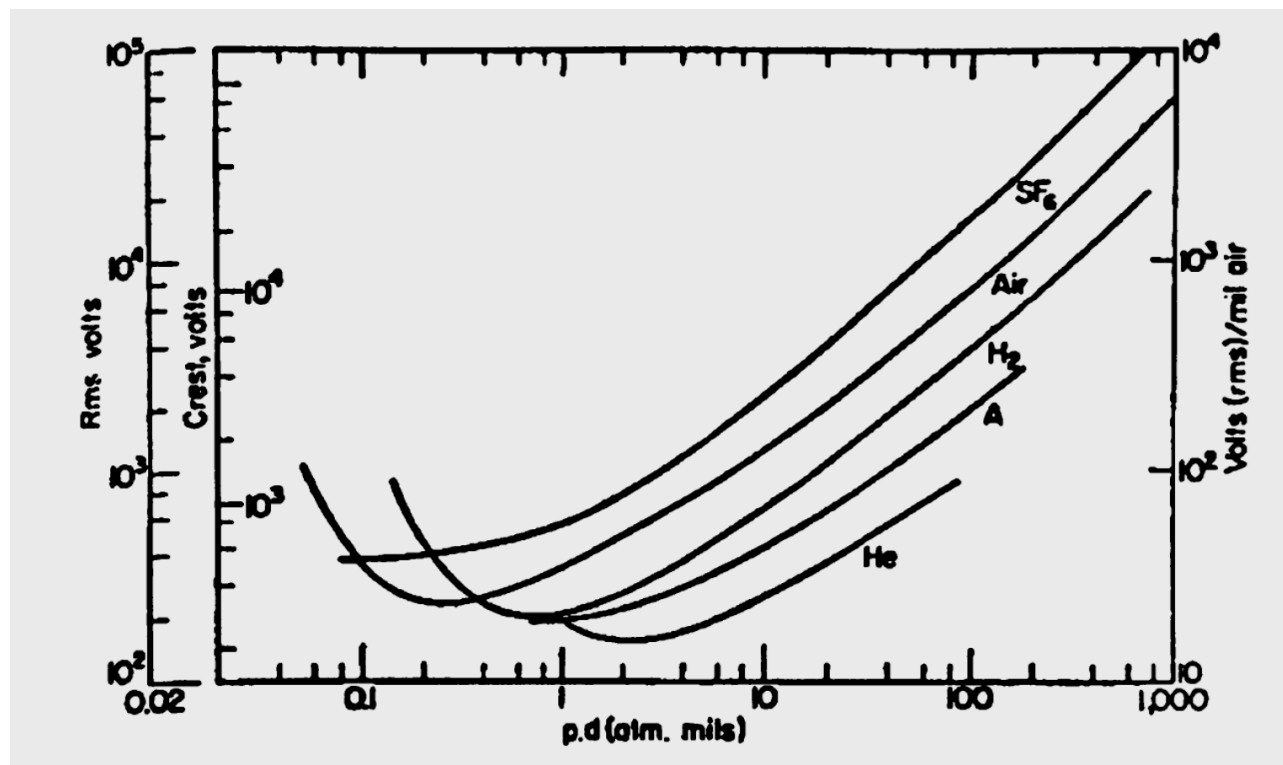




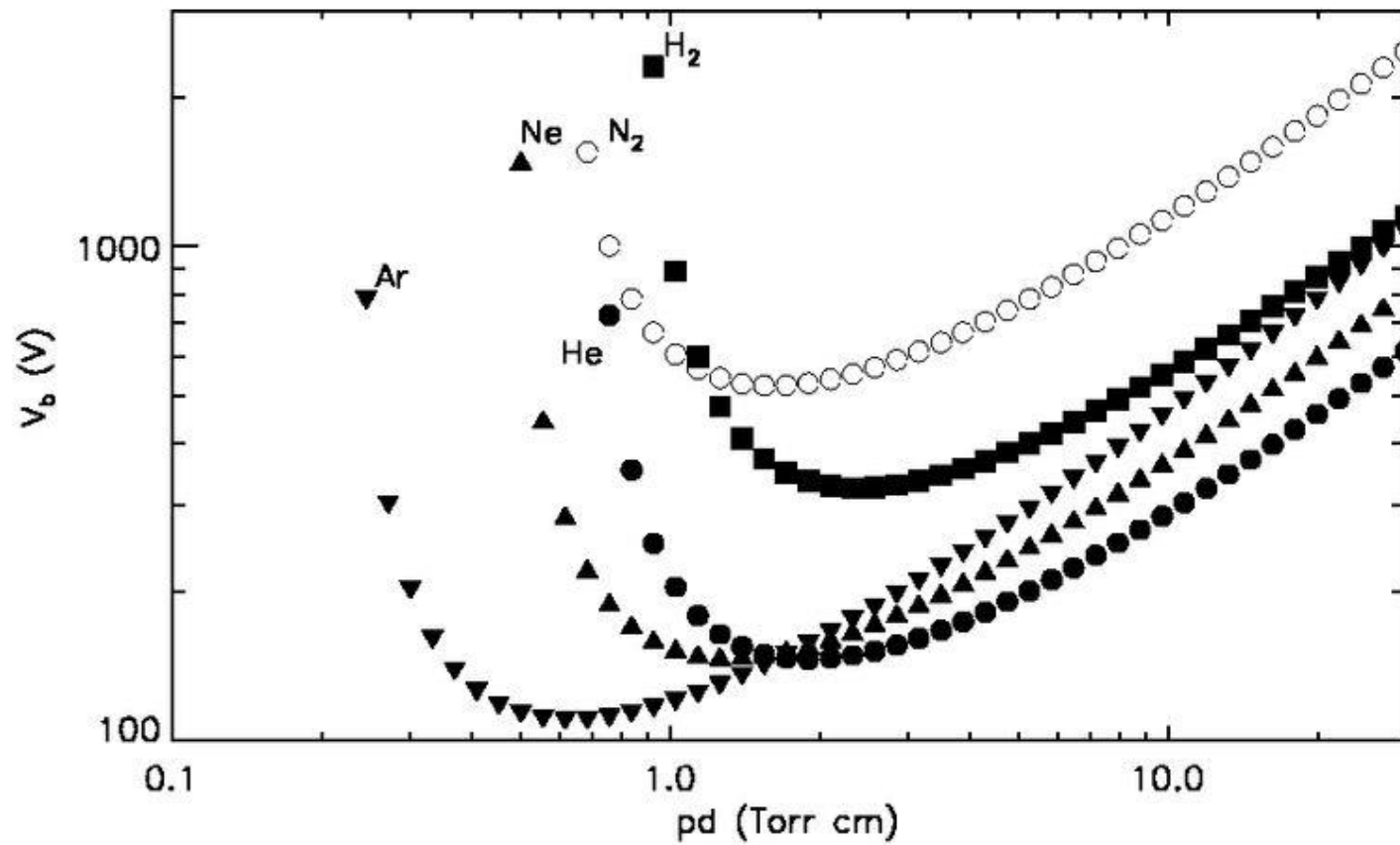
# Penningova ionizácia

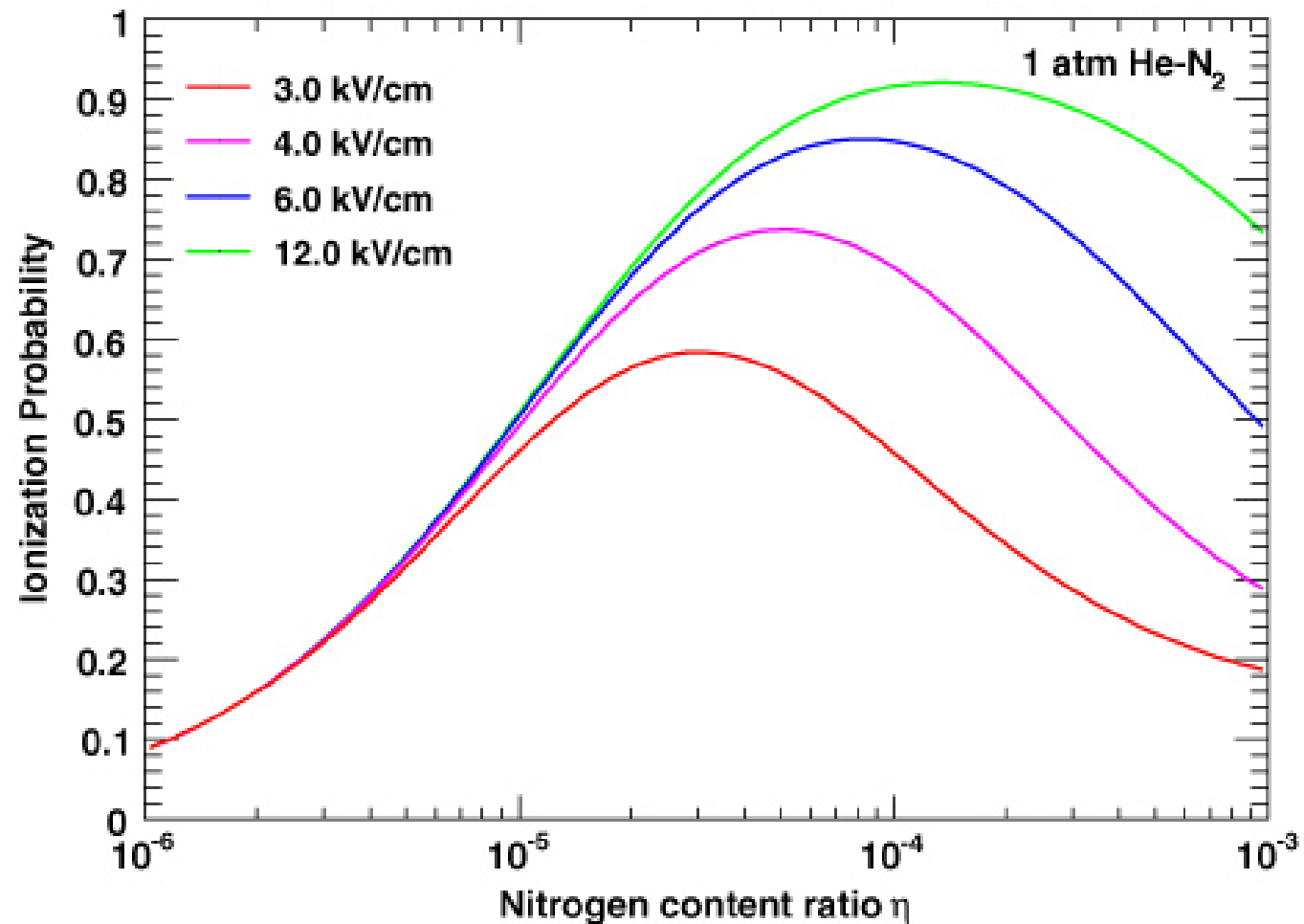
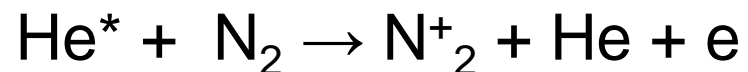
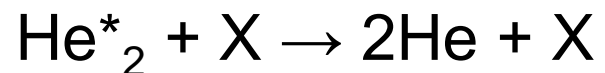
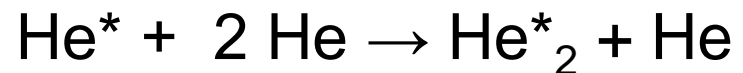
## *Ionizačné energie:*

- He (24,59 eV)
- Ar (15,4 eV)
- SF<sub>6</sub> (15,3)

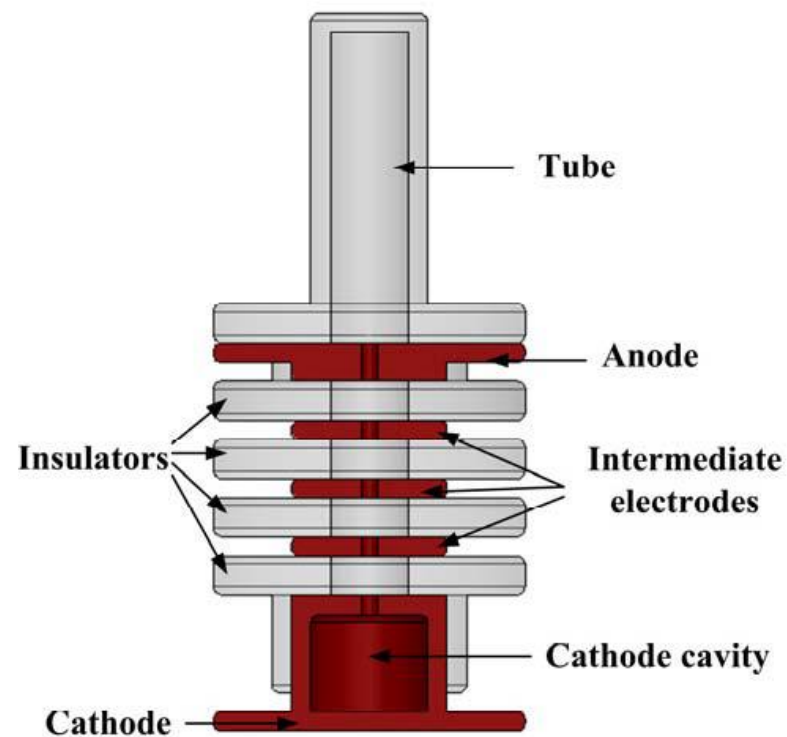
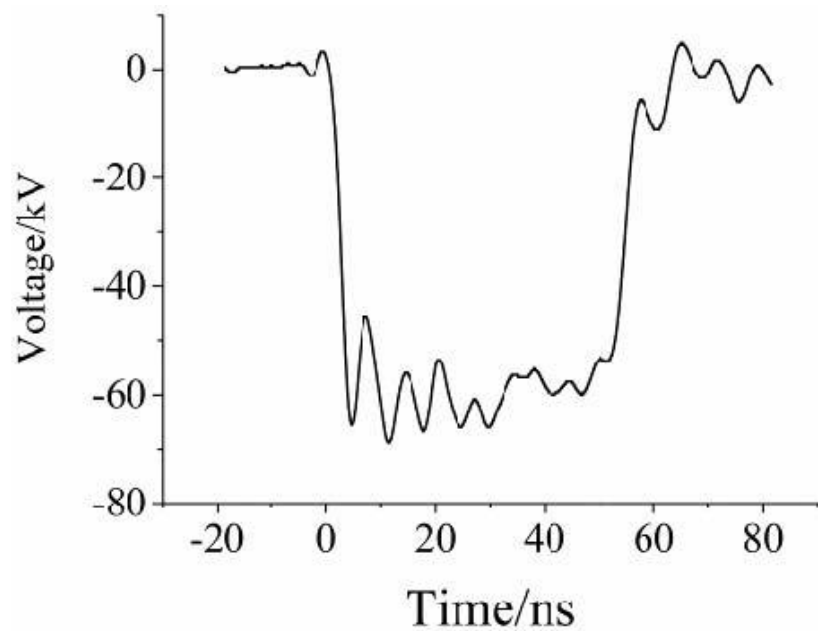


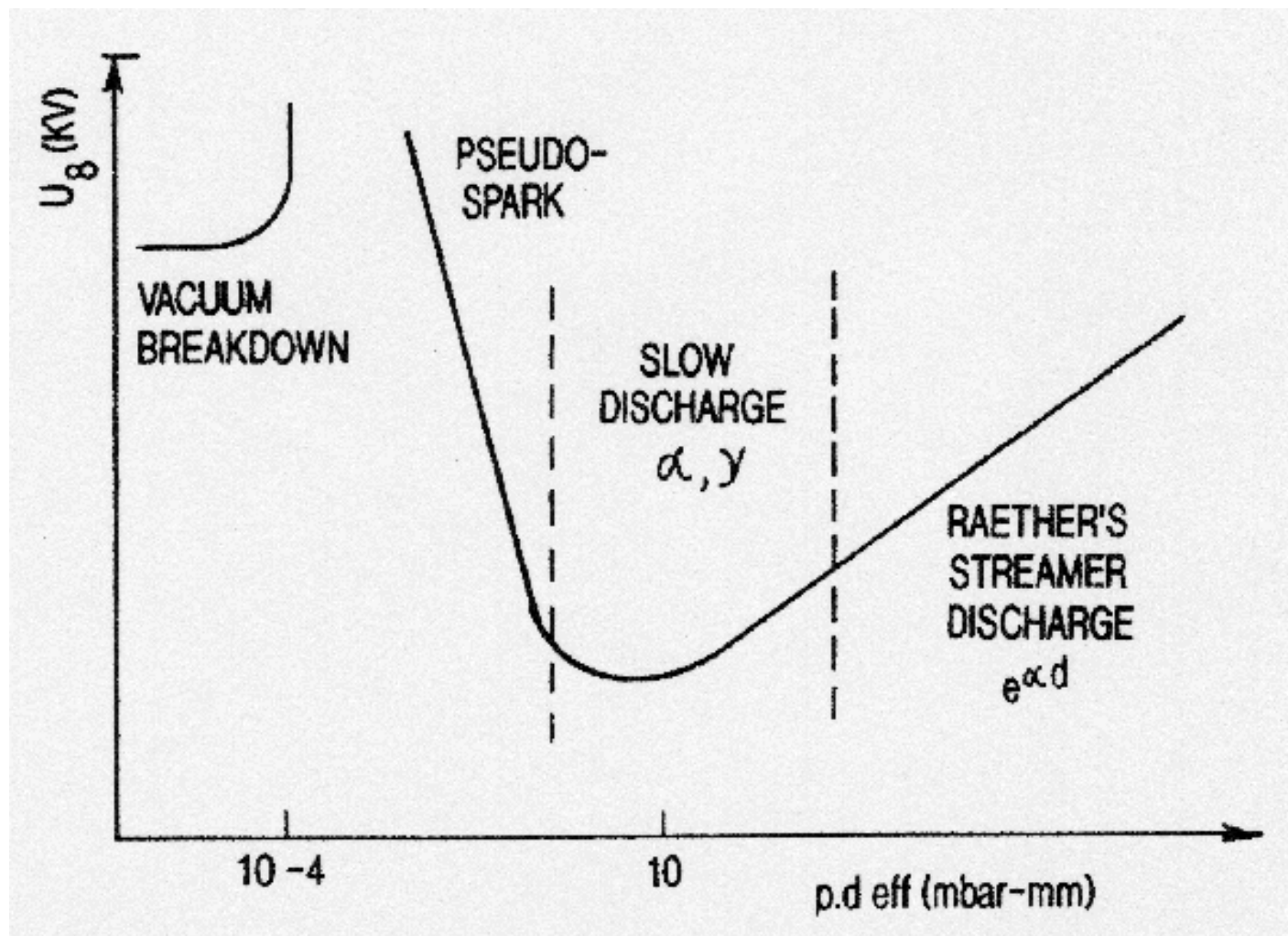
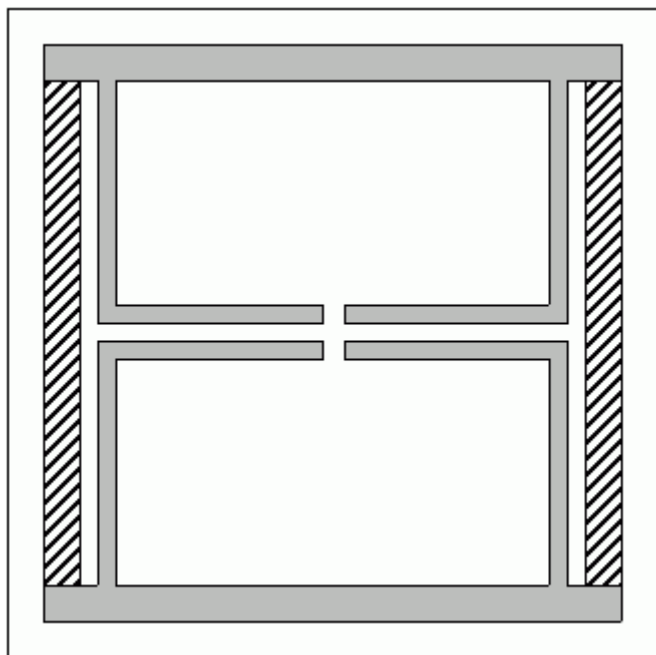
Lieberman and Lichtenberg, Principles of Plasma Discharges, Wiley 2005.

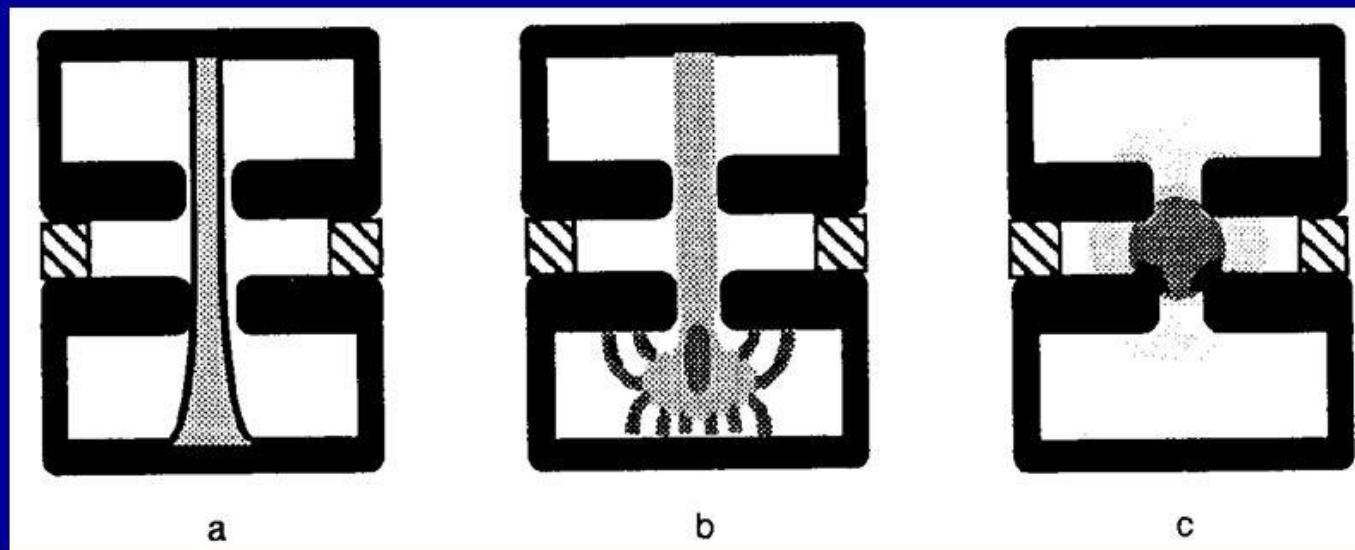




# „Pseudospark“ spínače



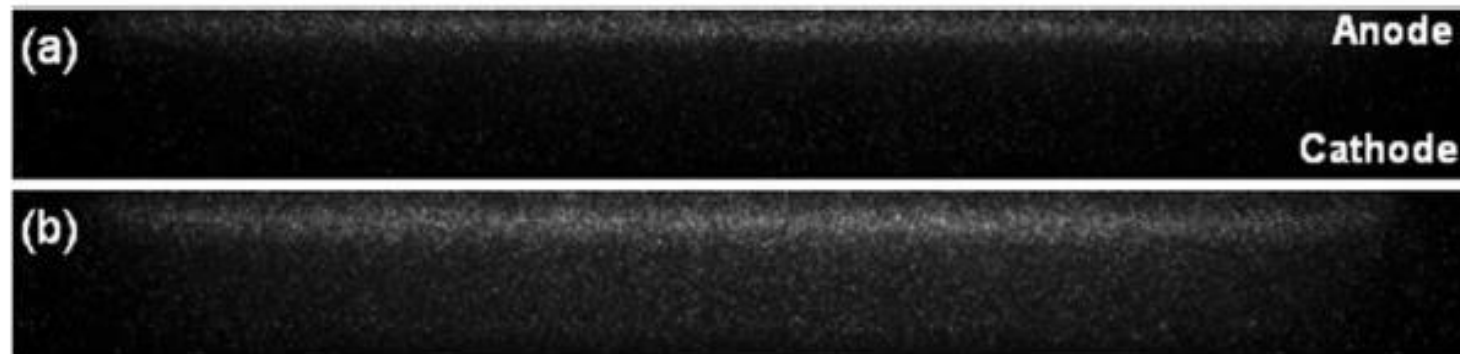
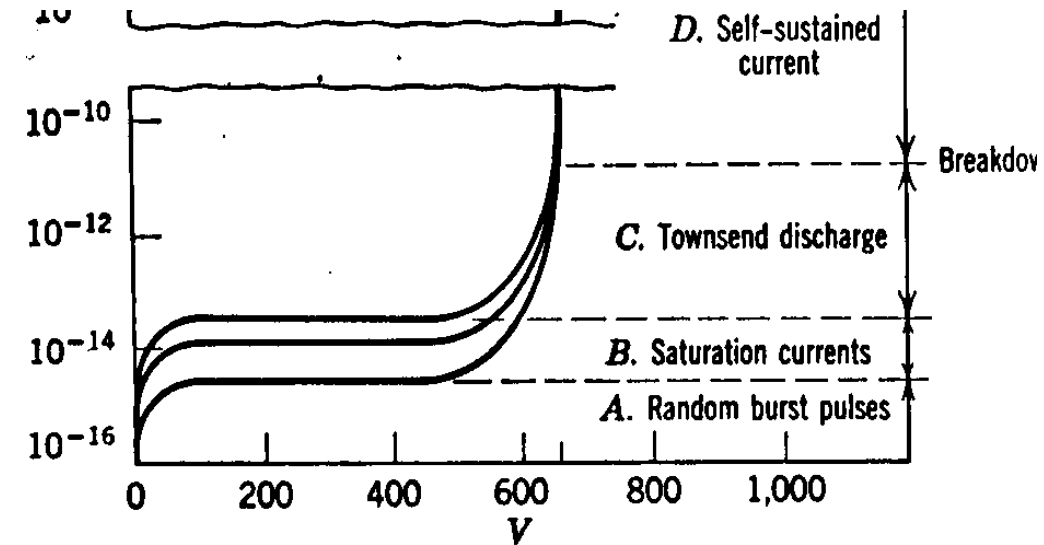




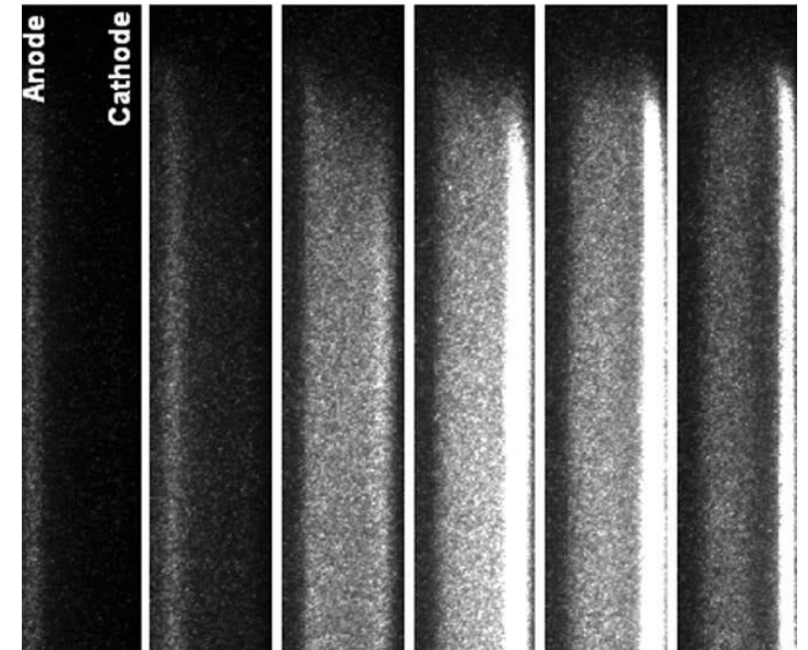
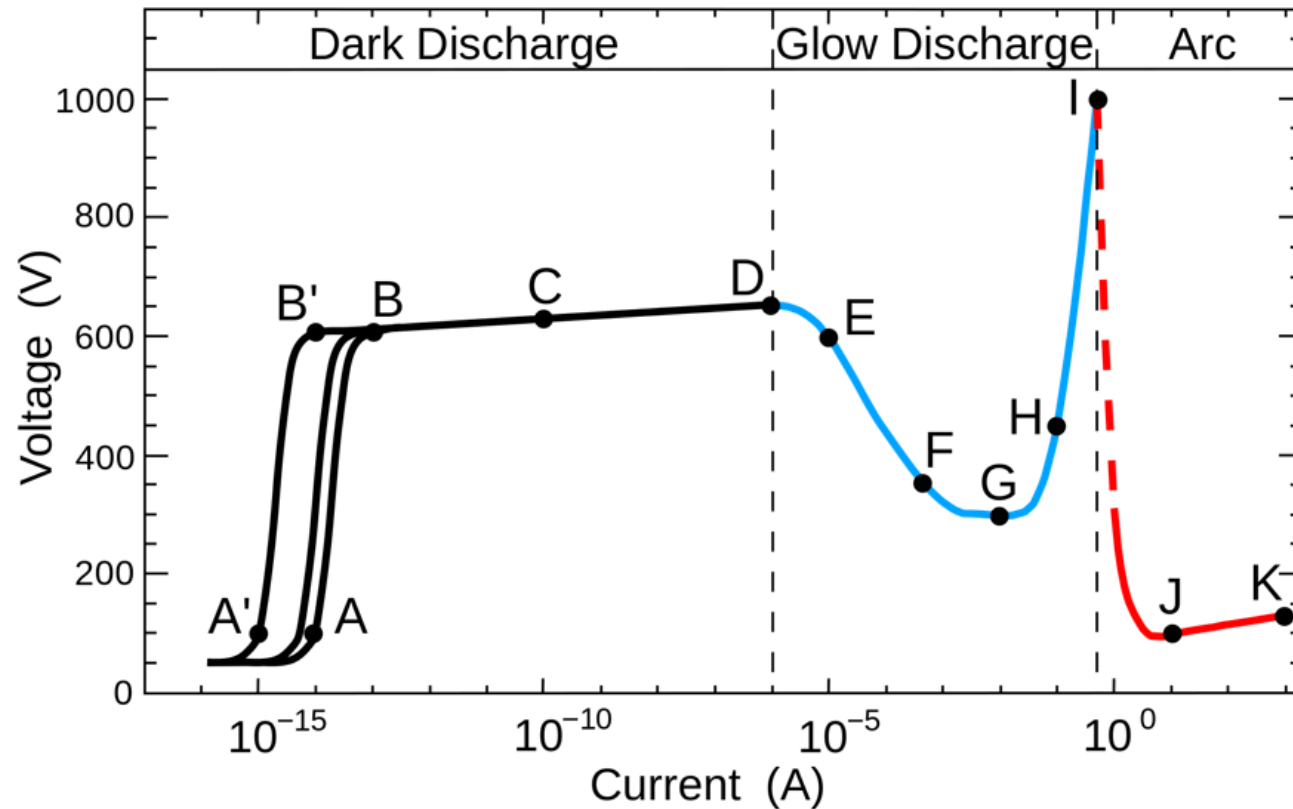
- 3 stages during a pseudospark discharge:
  - a) Townsend discharge
  - b) Hollow cathode discharge
  - c) Superdense glow discharge (conductive phase)

# Townsendov (tmavý výboj)

- nesamostatný/samostatný výboj (**štatistika !**)
- malá hustota prúdu → malé koncentrácie nabitých častíc → „Laplaciánske“ el. pole nedeformované priestorovým nábojom
- Townsendov v. svieti tam kde je najvyššia koncentrácia elektrónov (ich energia je v pri Townsendovom v. v homogénnom el. poli všade rovnaká)



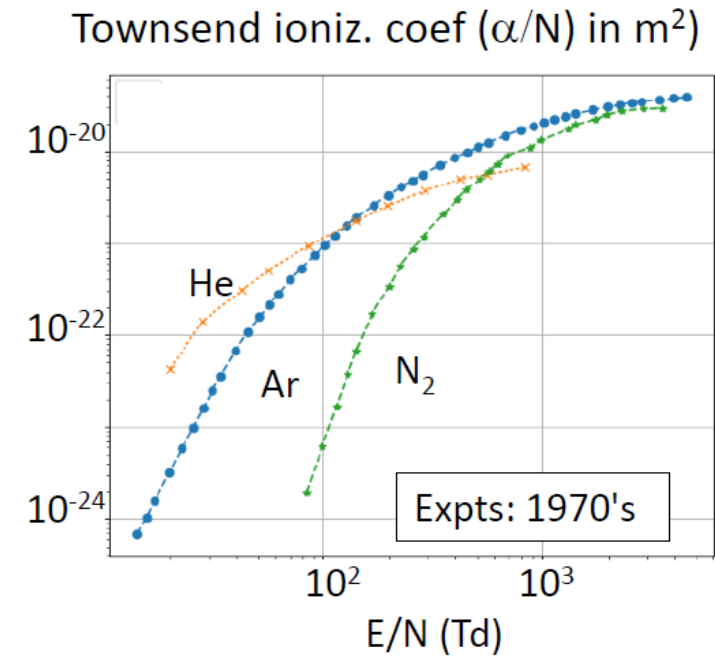
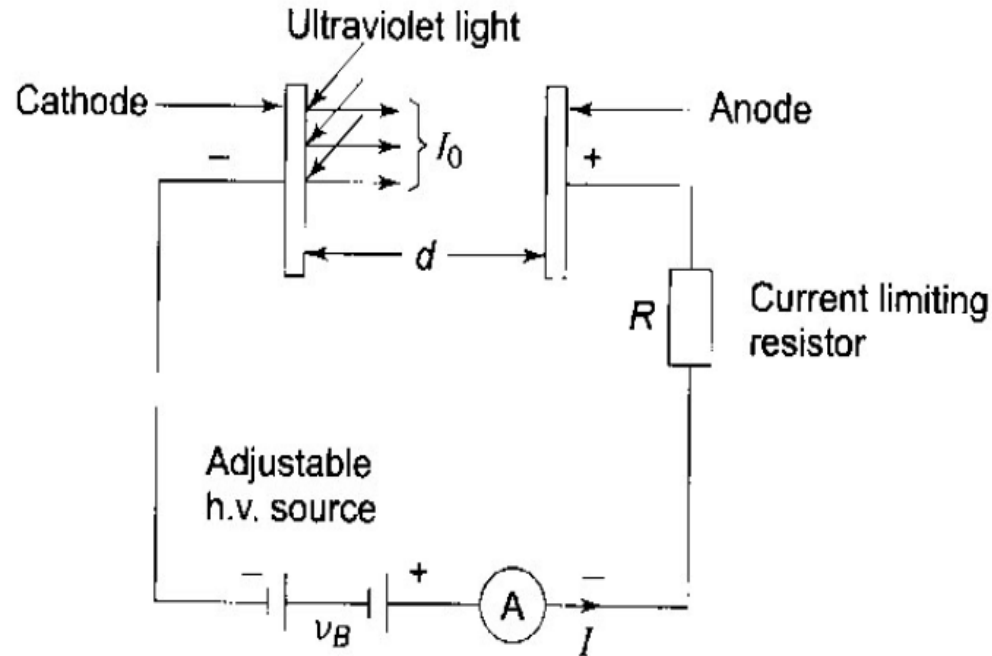
Pri zvýšení prúdu výboja **Townsendov výboj** prechádza do **tlecieho- doutnavého (glow) výboja**





**Meranie  $\alpha$  a  $\gamma$  s využitím stacionárneho Townsendovho výboja:**

Merania pri tlaku rádove 100 Pa ( jednotky Torr), napätiach rádove kV a prúdoch 0,01 pA až 10 nA



Pre hodnoty  $\alpha d \gg 1$  platí  $I = \frac{I_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} \approx I_0 e^{\alpha d}$  takže  $\ln I = \alpha d + \ln I_0$   
 $y = m x + c$

meraním  $I$  a  $I_0$  môžeme určiť  $\alpha$  jako funkciu  $E$ , resp.  $\alpha/N = f(E/N)$

MASARYK

UNIVERSITY