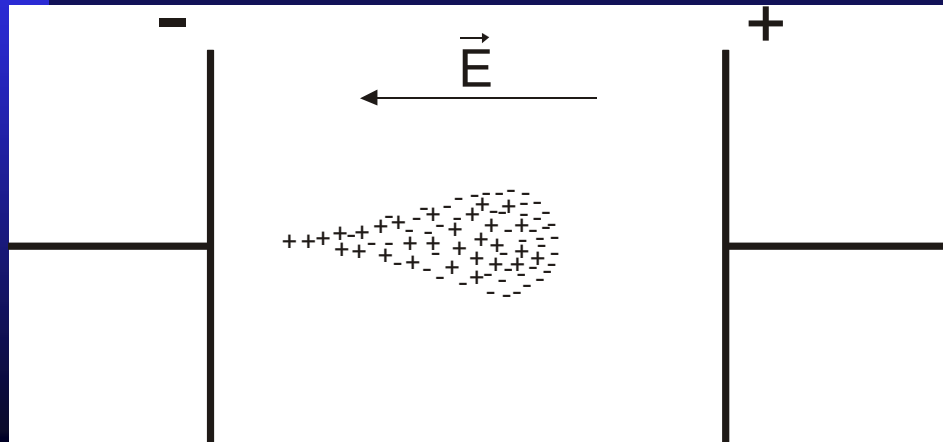


# Prvý Townsendov koeficient



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

- nech  $e$  opúšťajú katódu v  
dôsledku fotoemisie

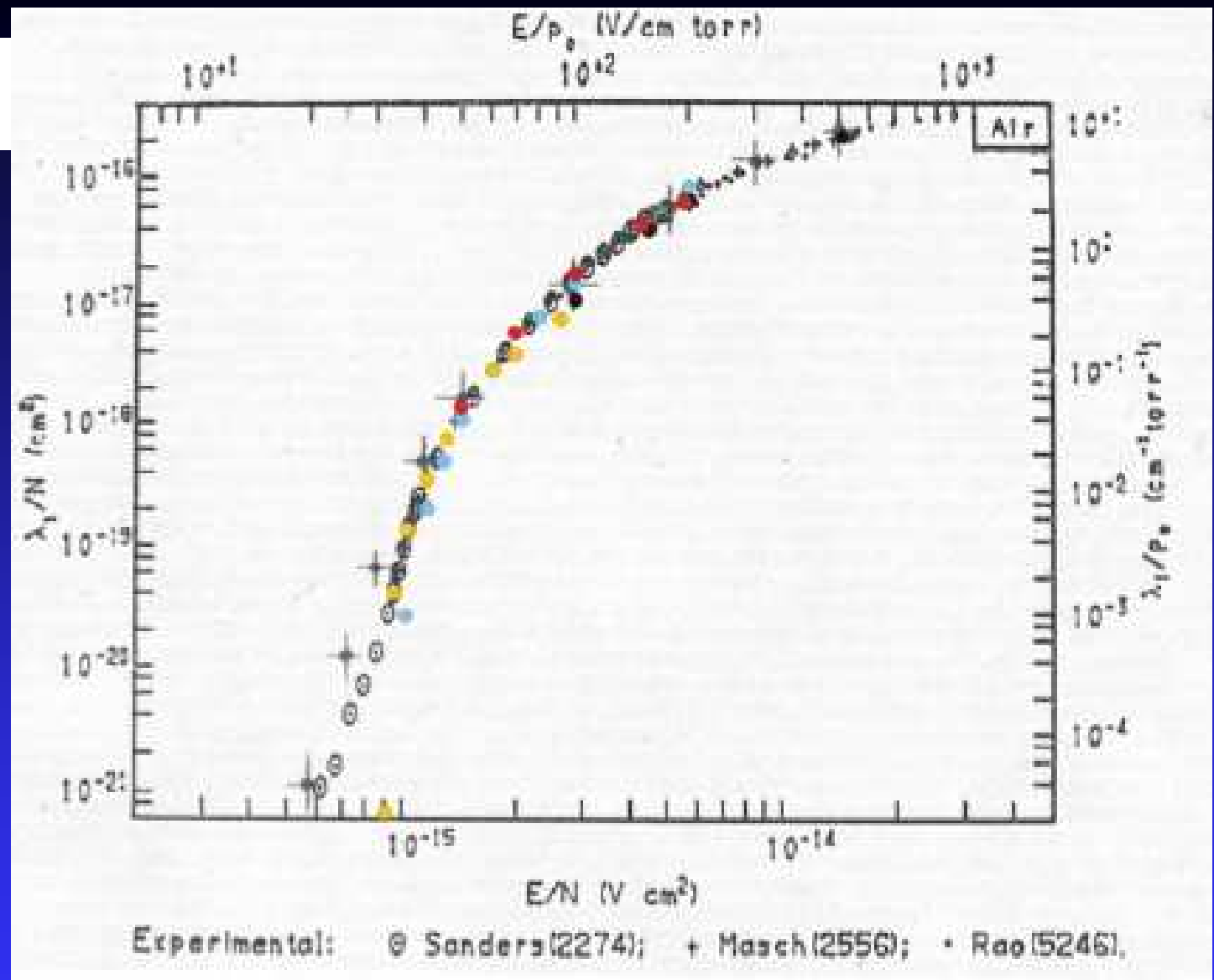
$n_0$  počet  $e$ , ktoré opúšťajú jednotku plochy katódy za 1 s

$j_0$  prúdová hustota na povrchu katódy

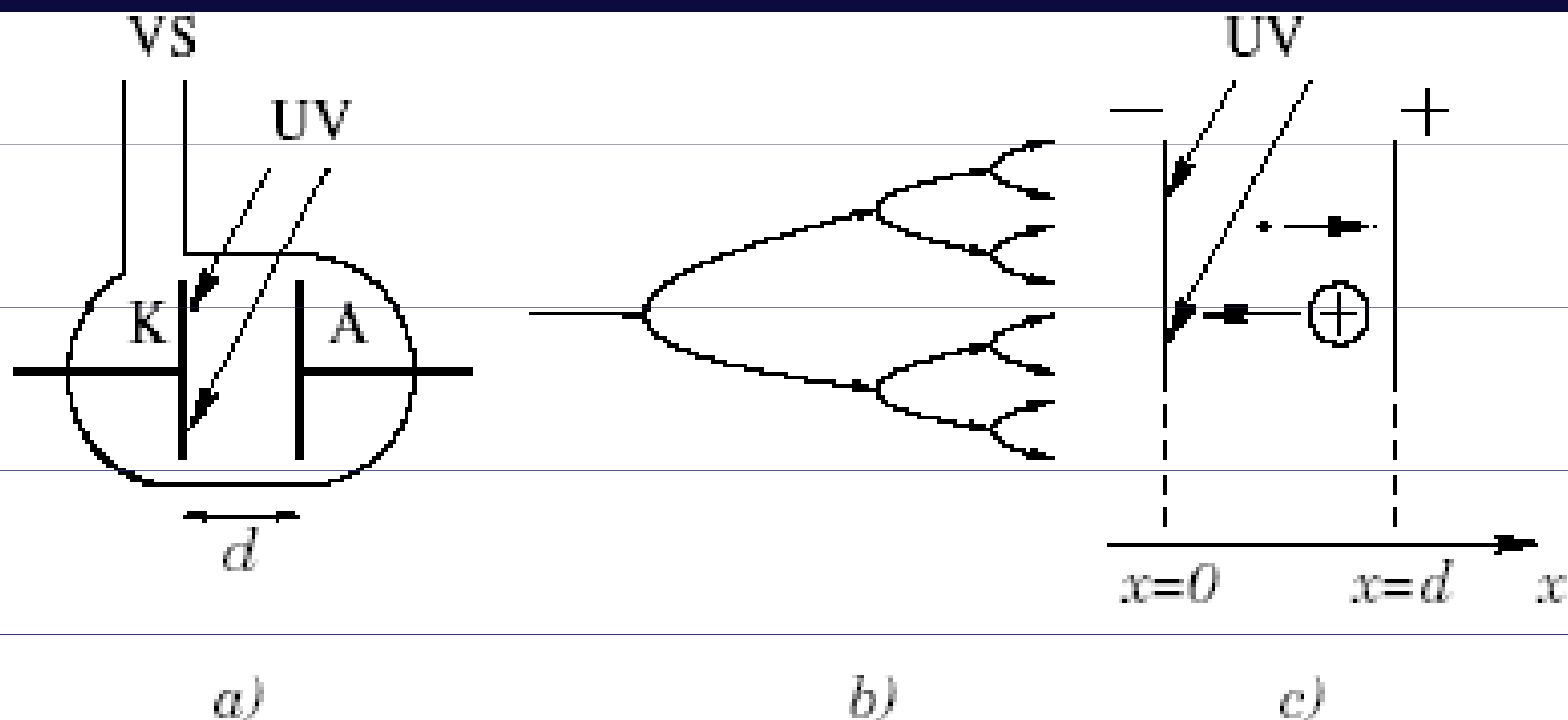
každý  $e$  pri svojom pohybe k anóde ionizuje neutrálnu časticu plynu,  
vznikne ďalší  $e$ , ktorý je tiež urýchľovaný el. poľom, tieto  $e$  tiež nárazom  
ionizujú, vznikne lavína

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

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

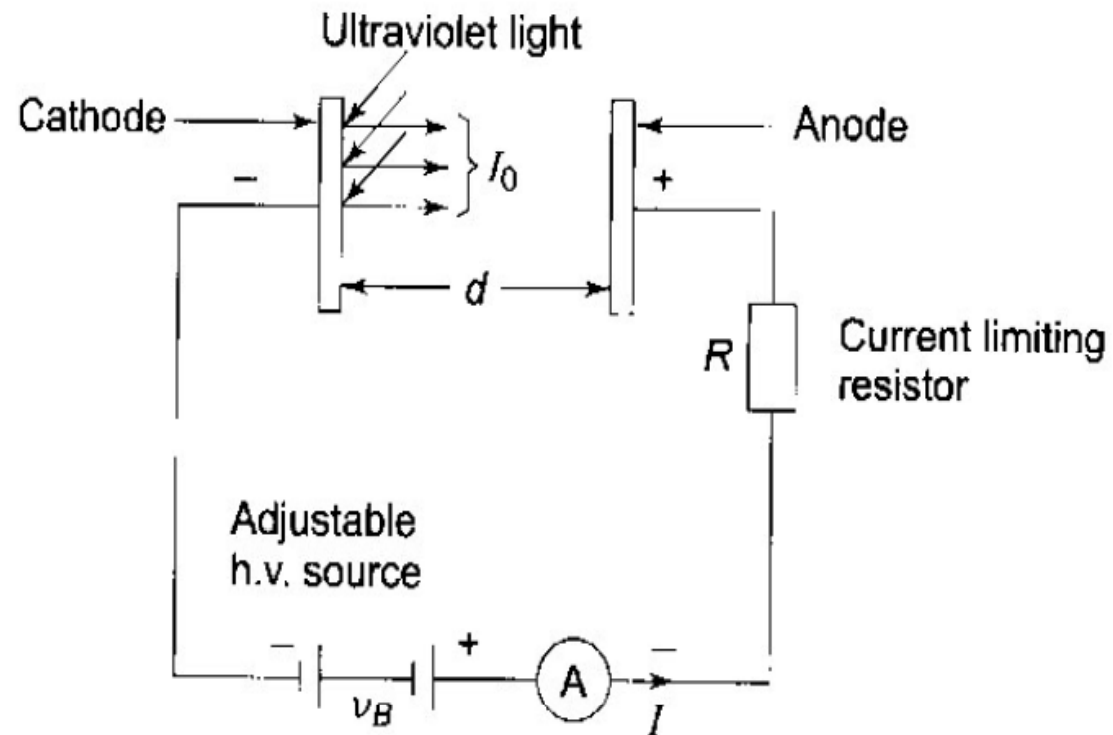


- Ako jednotka pre  $E/n$  sa vo fyzike el. výbojov používa i **1 Td (Townsend) =  $10^{-17} \text{ V.cm}^{-2}$**



Obr. 5.2: Zapalovanie výboja: a) výbojka na meranie zapalovacieho napätia: K - katód, 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 zapríčini  $n$  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 ( $j = q \cdot v \cdot n$ )

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

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 NOV vzniknutých 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

$$n_1 = n_0 + \gamma n_1 (e^{\alpha d} - 1)$$

na anódu dopadne  $n_a$  elektónov :  $n_a = n_1 e^{\alpha d}$

Potom možno ukázať, že

$$n_1 = n_0 / (1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1))$$

a pre  $n_a = n_1 e^{\alpha d}$

analogicky bude prúdová hustota (na anóde),

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

teda prúd **nesamostatného** lavínového výboja

## Podmienka samostatného výboja

pri ustálenom výboji musí platiť :  $n_0 = 0$

(netreba dodávať do výboja e)

**Ale !** Počet elektrónov  $n_a$ , dopadajúcich na anódu sa nerovná nule, teda menovateľ rovnice pre  $j$  musí byť blízky nule.

teda

$$\gamma(e^{\alpha x} - 1) \geq 1$$

**Podmienka pre udržanie lavínového samostatného výboja!**



# Sekundárna emisia elektrónov

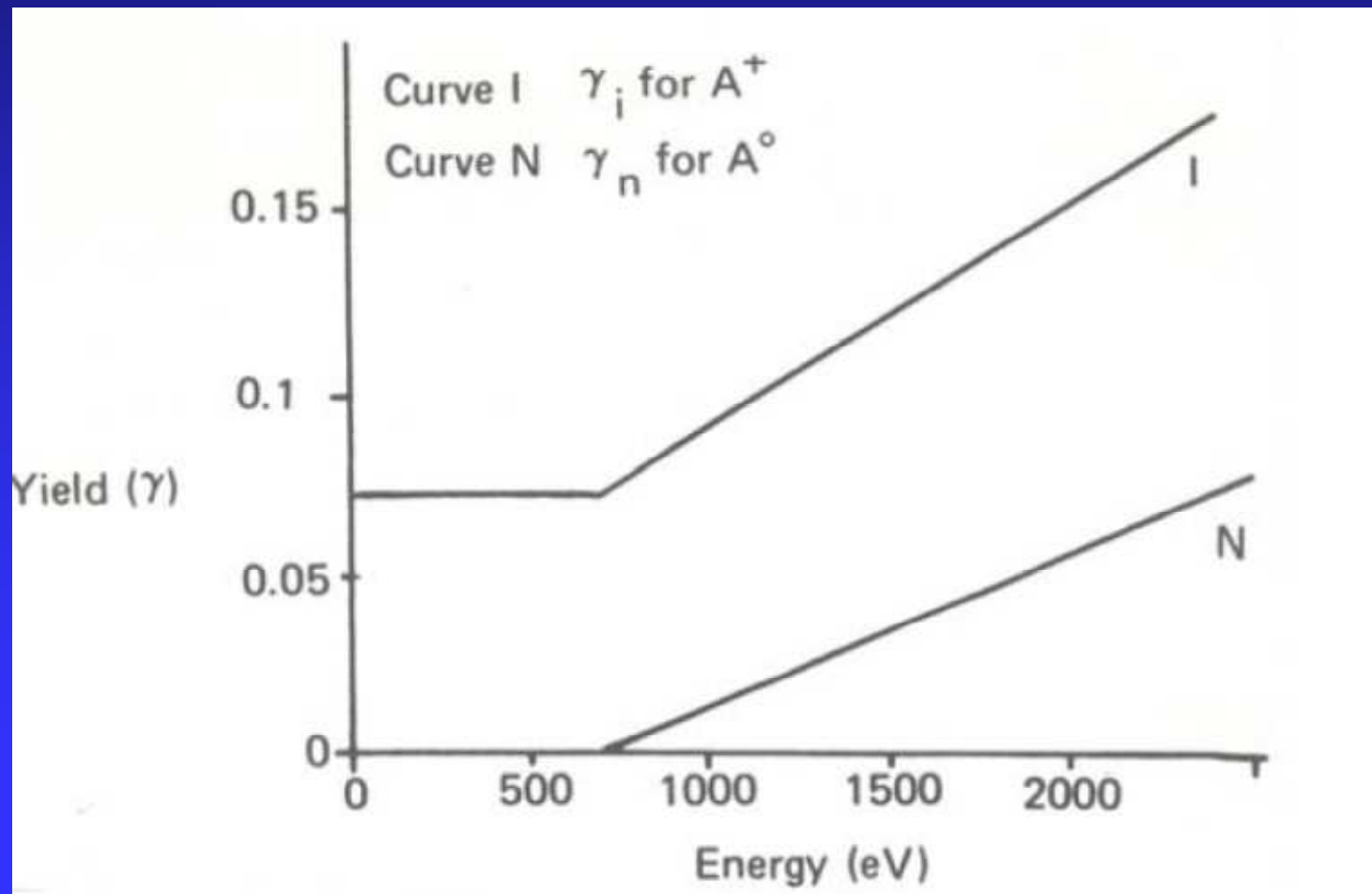
Townsendov koef. **sekundárnej** emisie  $\beta$

- 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)

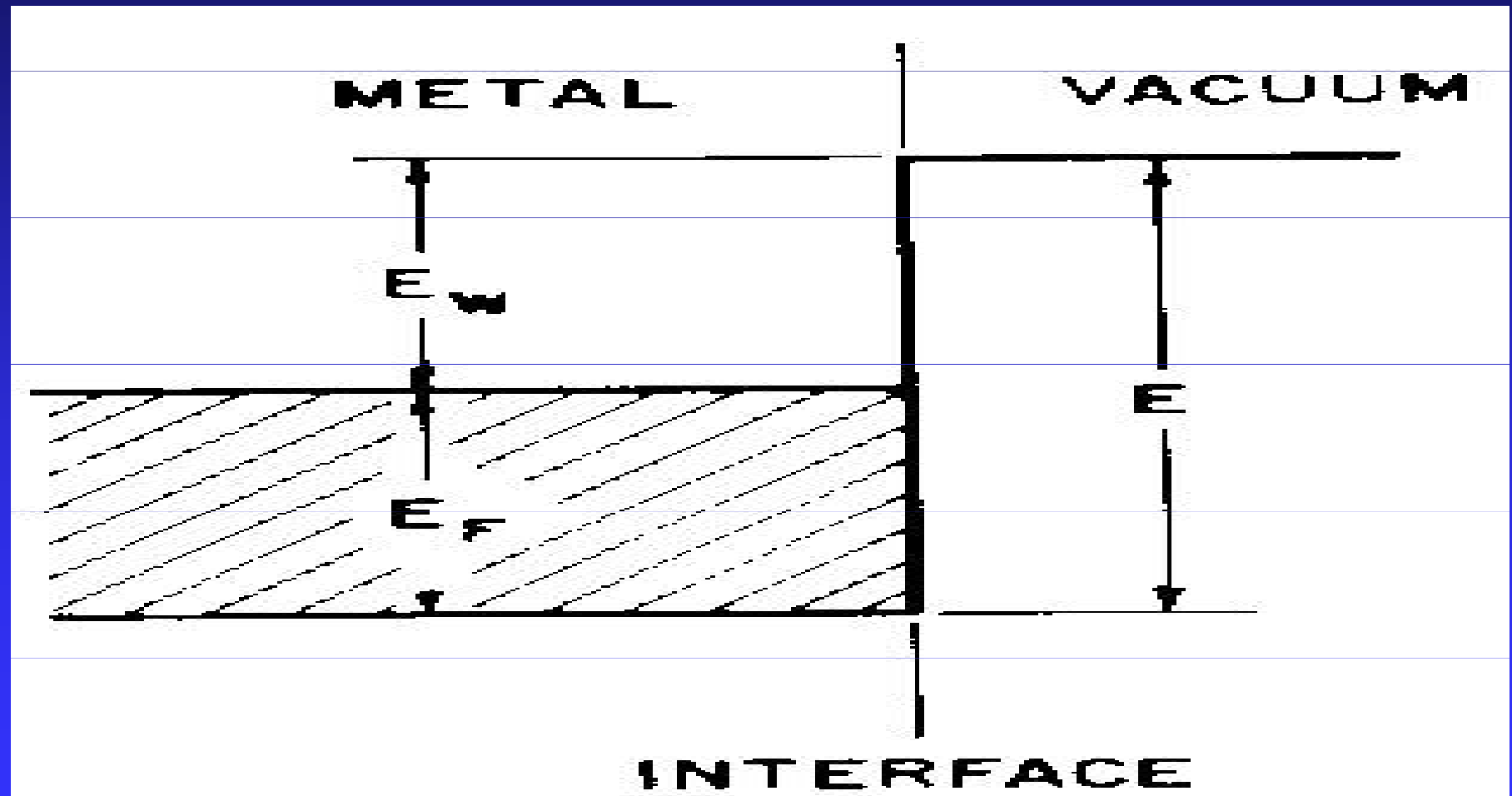
# SE pri dopade kladných iónov

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

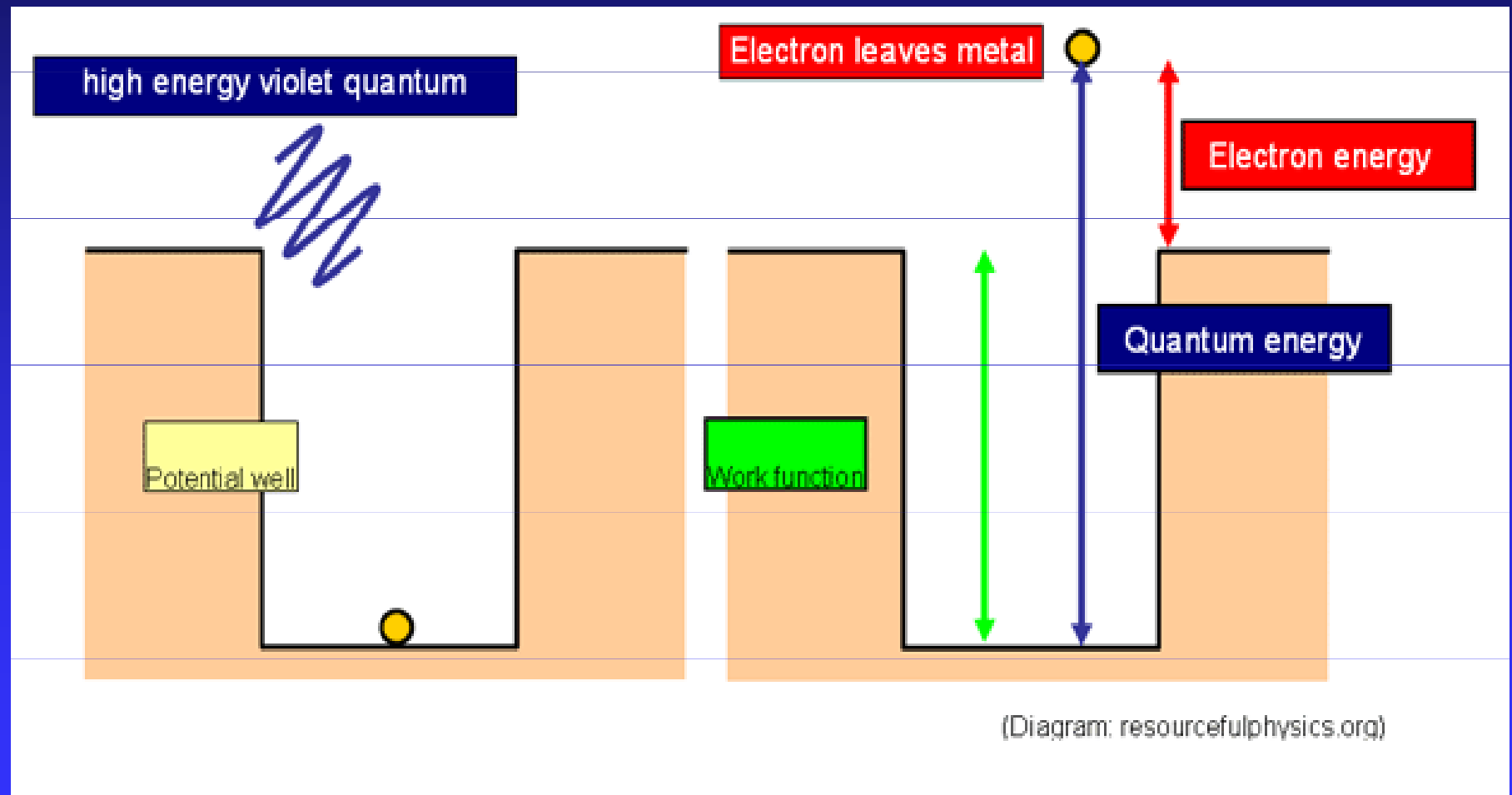
*Figure 1.3: Secondary electron emission coefficient as a function of energy for argon ion and atom bombardment of molybdenum [66].*



# Výstupná práca $E_w$



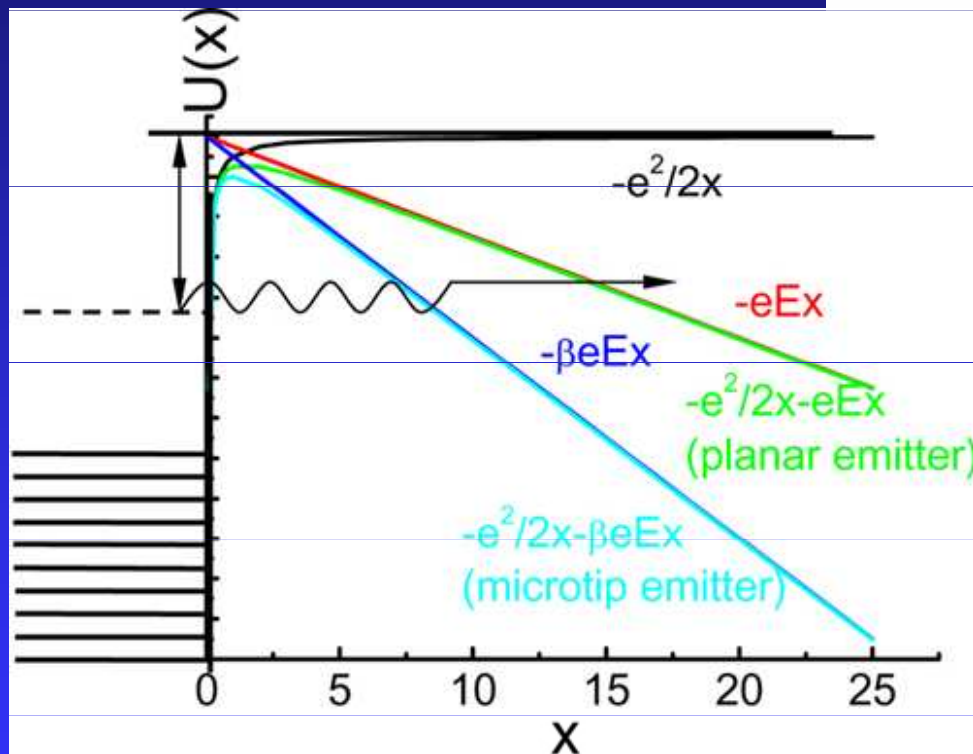
# Fotoemisia:



# Autoemisija – tunelový jav:

## Fowlerova Nordheimova rovnica:

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



# Paschenov zákon – Paschenova krivka

- 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

zápalné napätie  $U_z$

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

zápalné napätie je funkciou súčinu tlaku plynu a vzdialenosti elektród!

Paschenov zákon

Vzťah pre **Paschenovu krivku** možno odvodiť kombináciou poloempirického vzťahu pre 1. Townsendov koeficient

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

s podmienkou pre vznik samostatného výboja

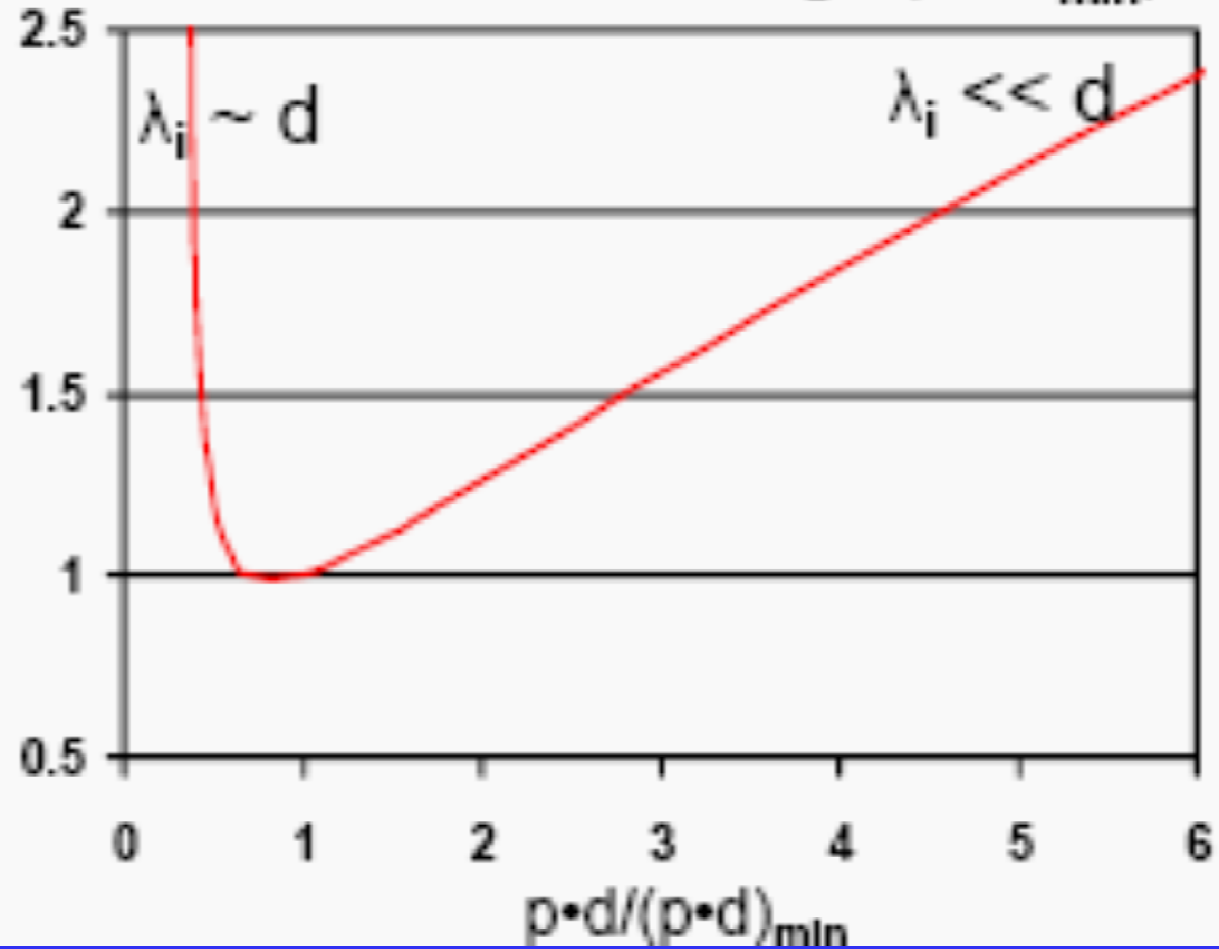
$$\gamma(e^{\alpha x} - 1) = 1$$

Pričom zápalné napätie

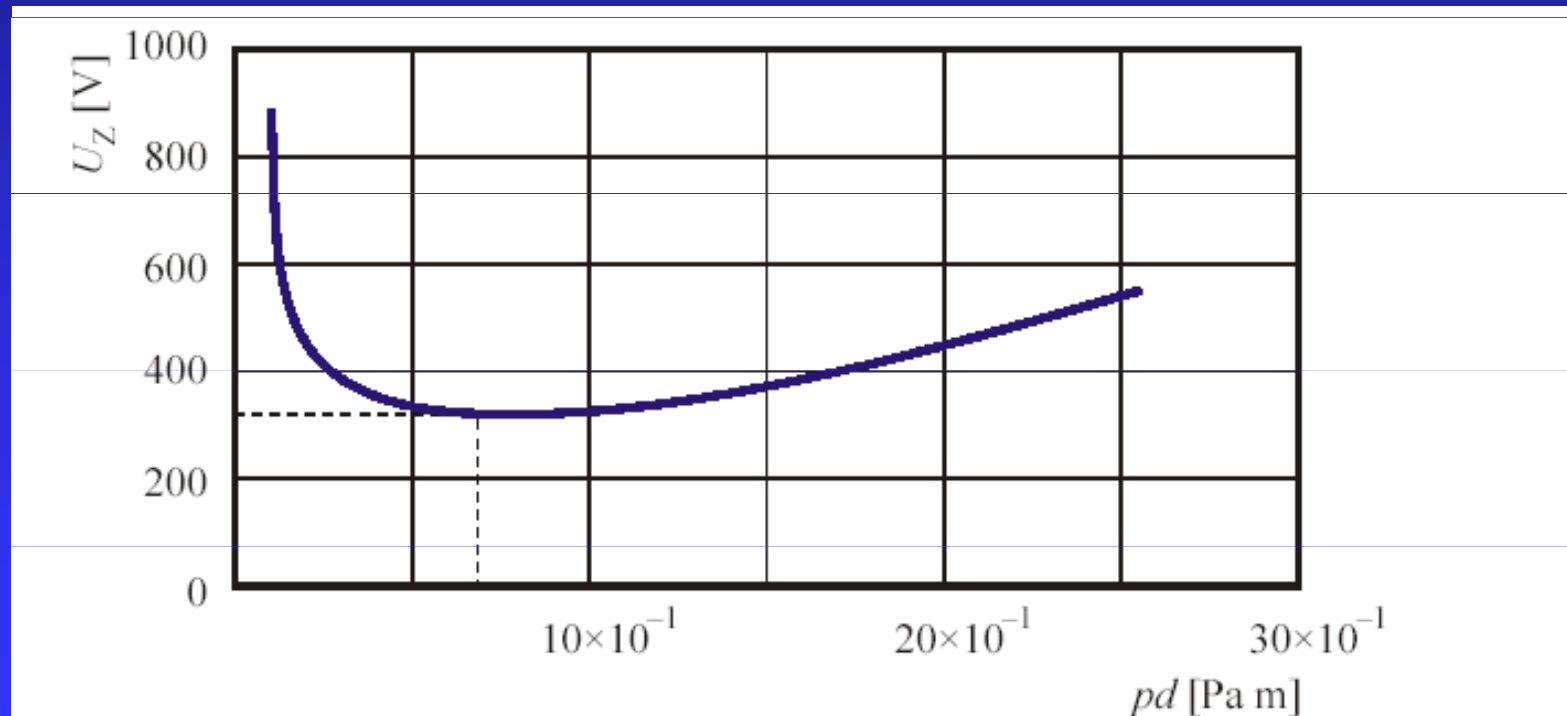
$$U_z = E \cdot x$$



# The Breakdown Voltage ( $V/V_{\min}$ )



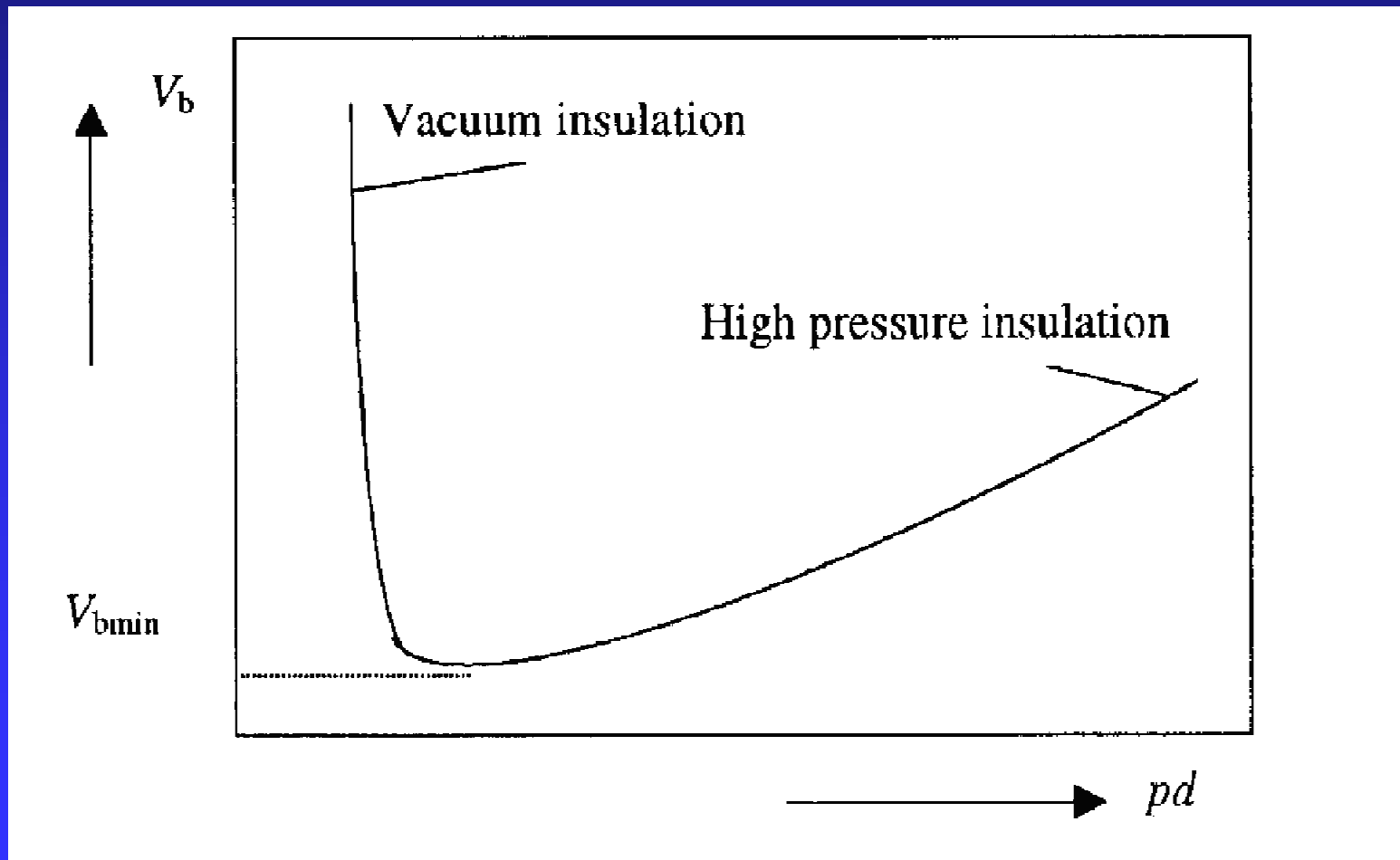
Paschenova krivka je experimentálne určená závislosť zápalného napätia  $U_z$  na tlaku plynu  $p$  a vzdialenosti elektród  $d$ . Pri atmosférickom tlaku a vzdialenosti  $d = 1\text{ mm}$  je prierazné napätie vo vzduchu asi 1 kV. Najmenší prierazné napätie 300 V odpovedá tlaku 1 torru a vzdálenosti elektrod 1 cm. Paschenova křivka pro vzduch je znázorněna na obrázku



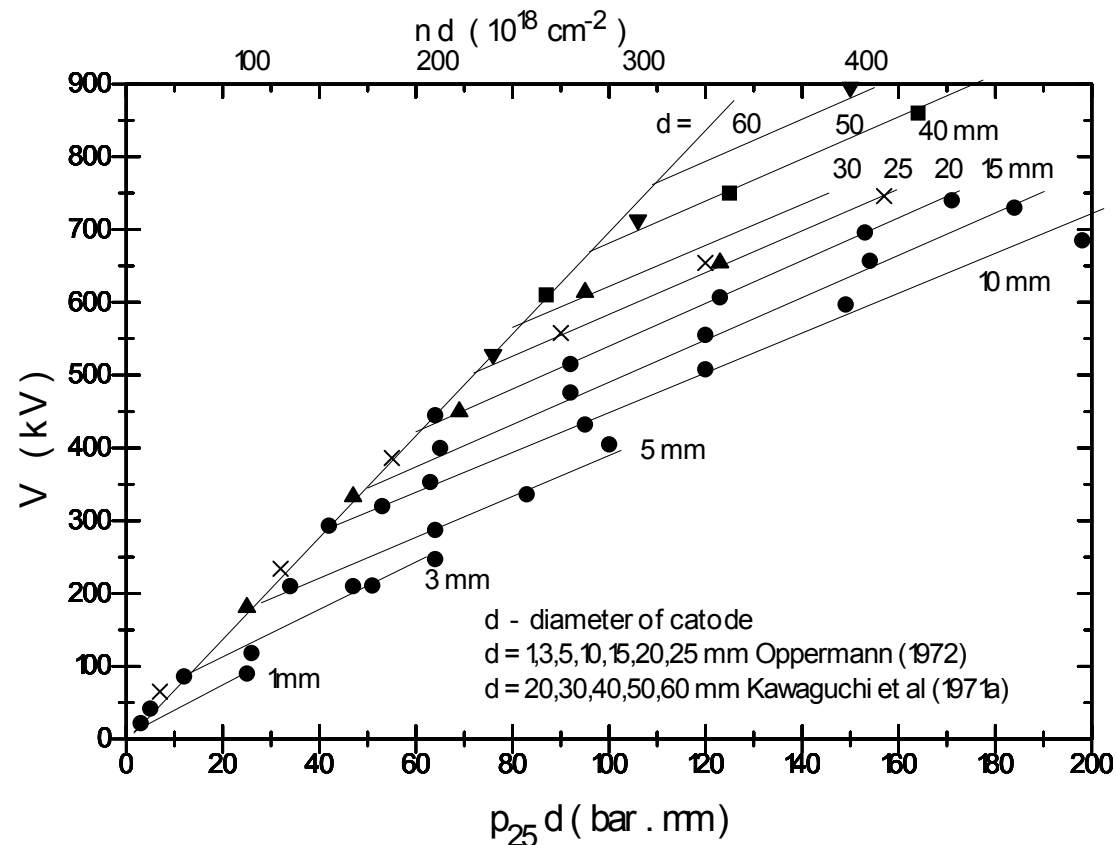


Na izoláciu VN môžeme použiť, alebo vakuum, alebo vysoký tlak plynu. V oboch prípadoch však narazíme na limit intenzity el. poľa asi  $10^5 \text{V/cm}$ .

**Prečo?**



Autoemisija nezávisí od E/N ale E.  
pri poliach nad  $10^5$  V/cm spôsobí odchýlku od  
Paschenovej krivky a neplatnosť Paschenovho  
zákona:



# Malterova emisija

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.“

# Vplyv magnetického poľa:

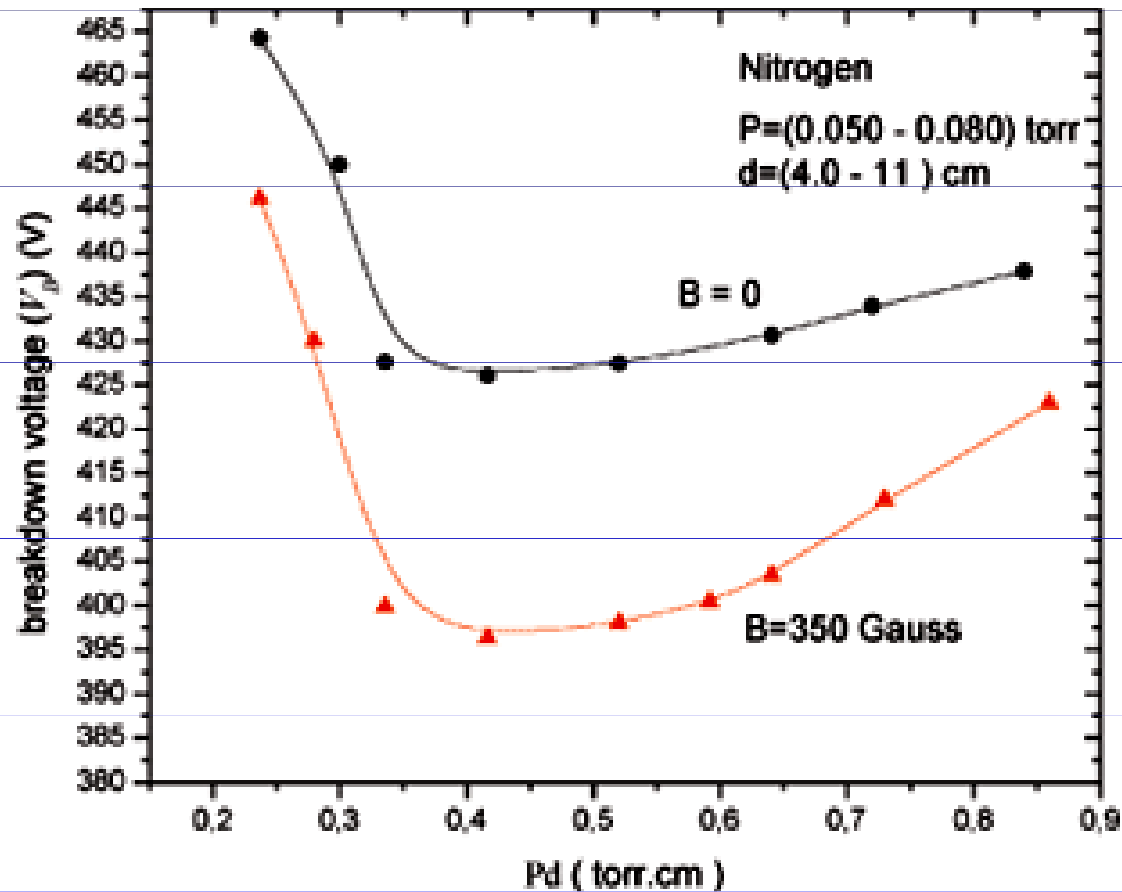
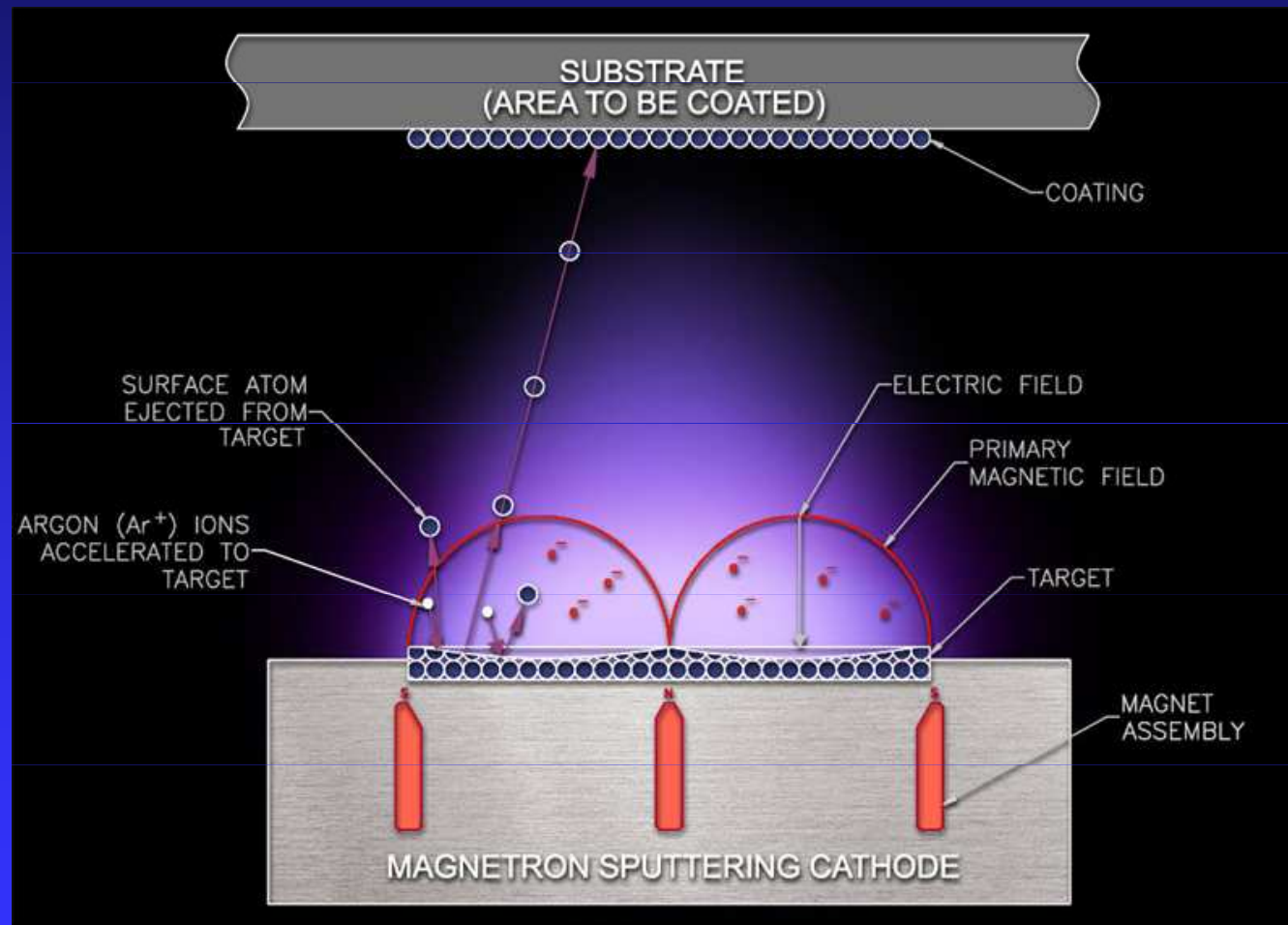


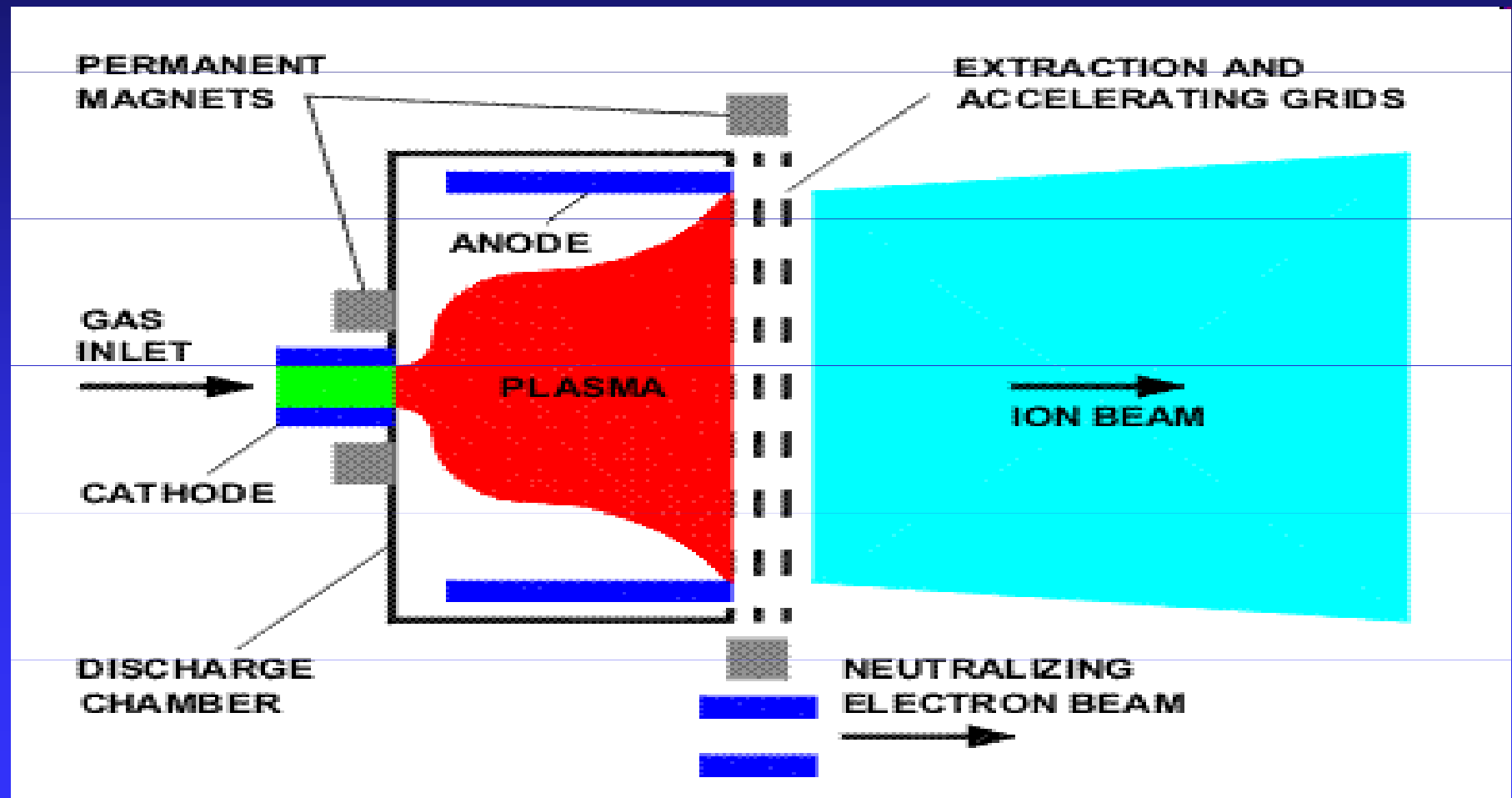
Figure 3. Breakdown voltage ( $V_B$ ) for nitrogen as a function of  $Pd$  (Paschen curves) for two values of magnetic field.

# Magnetronové naprašovanie:



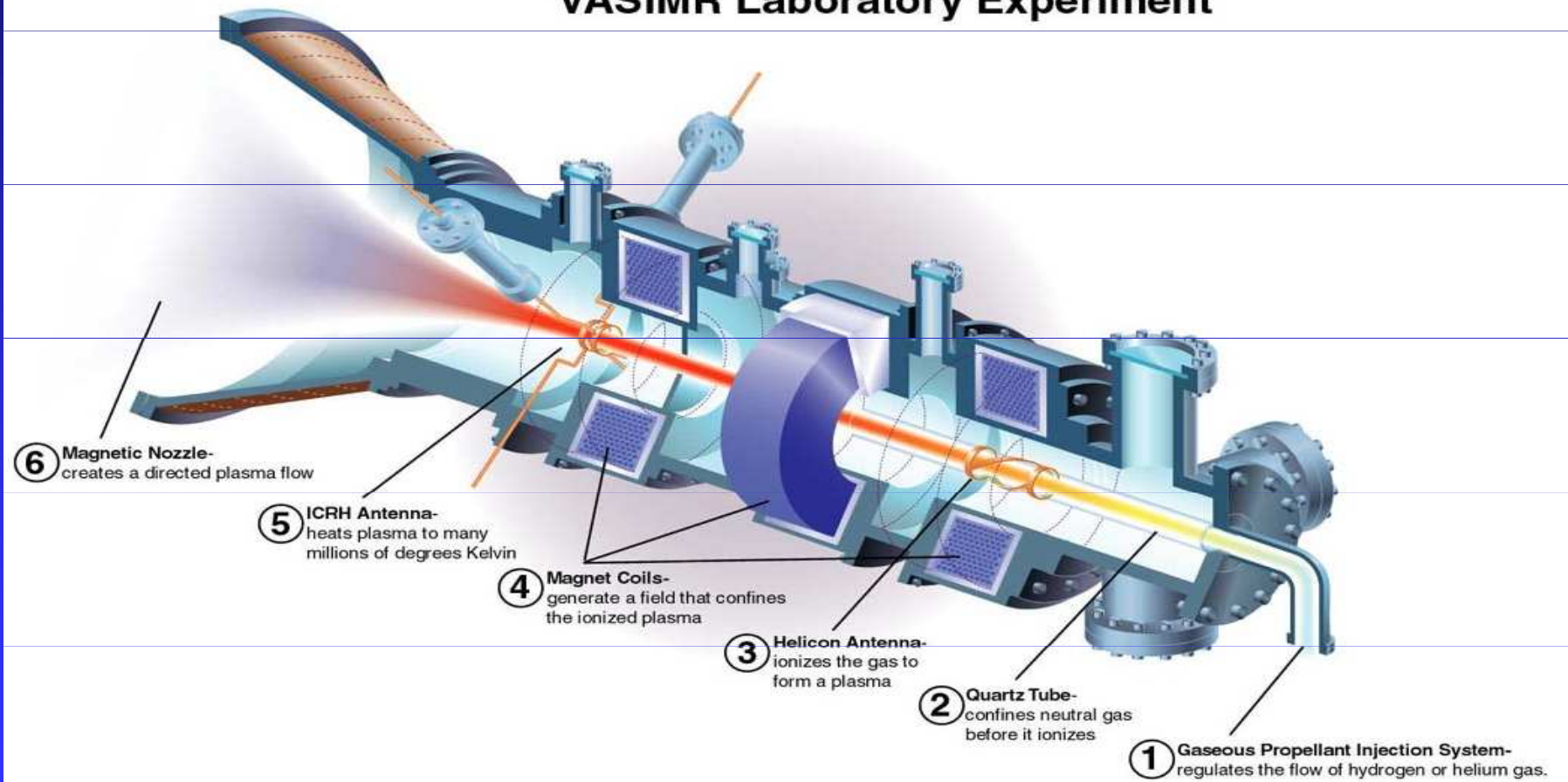


# Iónový reaktívny motor:



# Iónový reaktívny motor:

## VASIMR Laboratory Experiment



# Penningov zdroj iónov

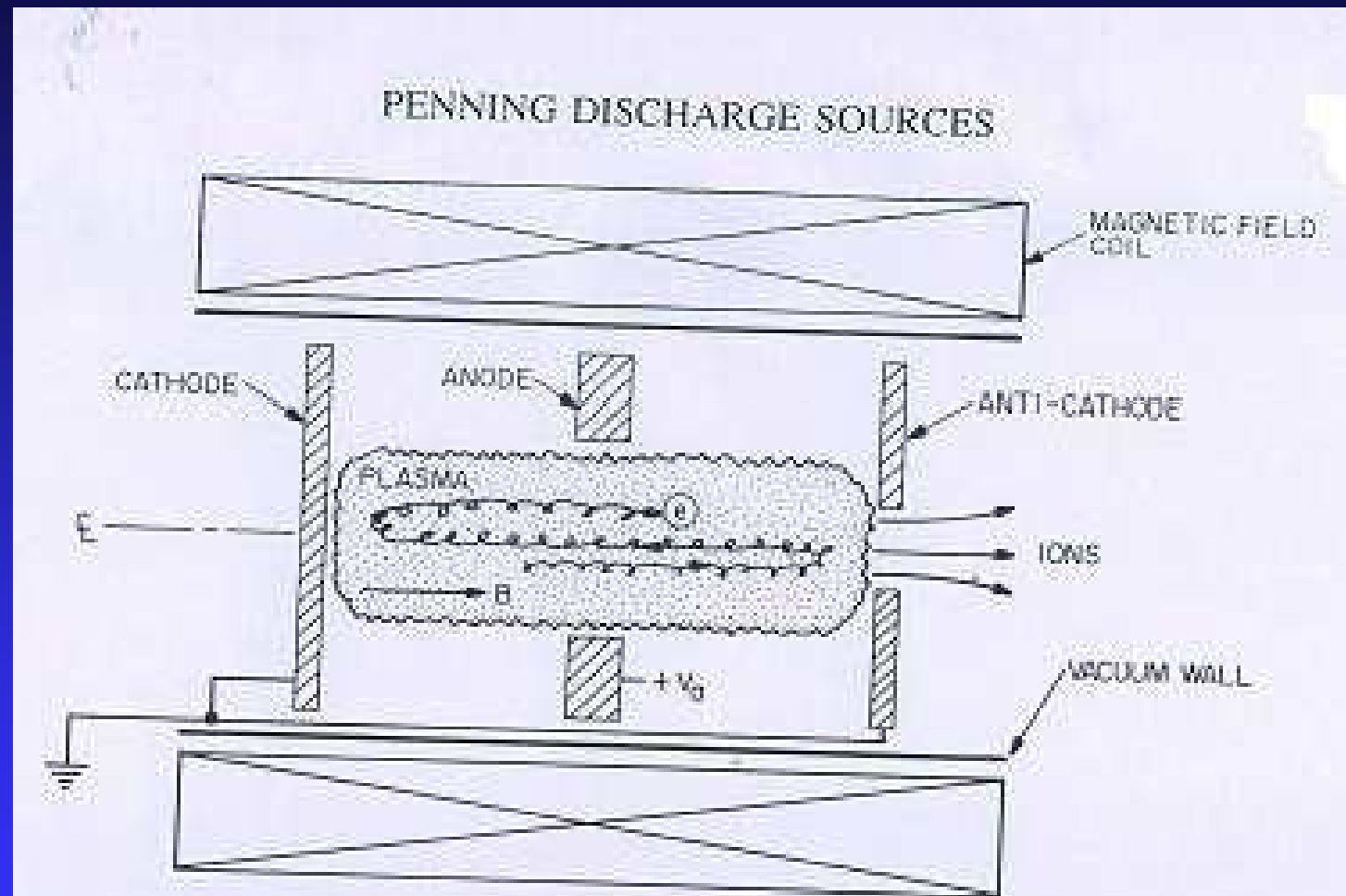


Figure 6.11 The Penning ion source, with a cylindrical anode ring at the center and two cathodes at either end. A small hole on the axis of one cathode allows a beam of ions to escape.