

# VPLYV MERNÉHO ELEKTRICKÉHO ODPORU POPOLČEKA NA ÚČINNOSŤ VYSOKONAPÄŤOVÉHO ODLUČOVAČA

## (INFLUENCE OF DUST ELECTRICAL RESISTIVITY ON THE HIGH VOLTAGE PRECIPITATOR ACTIVITY)

Jaroslav DŽMURA, Karol MARTON

Katedra techniky vysokých napätí, Fakulta elektrotechniky a informatiky Technickej univerzity v Košiciach, Letná 9, 040 20 Košice, tel. 055/622 5060, E-mail: Jaroslav.Dzmura@tuke.sk, marton@ktvn1.tuke.sk

### SUMMARY

*This paper deals with the influence of dust electrical resistivity on the electrostatic precipitator activity. Electrical resistivity is one of the critical parameters influencing fly ash collection by electrostatic precipitator. The electrical resistivity of fly ash depends on the chemical composition of the ash, the components of flue gases, and the temperature. Fly ash composition is largely determined by the type and composition of the coal being burned, and the furnace operating conditions. Precipitators work best, when the dust has a resistivity of between  $10^2$  and  $10^{10} \Omega m$ . At lower resistivities the dust tends to fall off collecting electrodes and becomes re-entrained in the gas. At higher resistivities back-ionization becomes a problem.*

*During the macroscopic particles deposition on the collecting electrode the inhomogenities inside the deposited layer of dust and on the surface of layer appears. The anomalies appear of which the external demonstration is back corona. From the electro-physical point of view it is the solution of energy balance in the interface of medium: metal electrode – dust particle – air with the consideration of the combination of electrical forces, the acting of space charge and the creation of electron-ion conductivity in the layer of deposited dust particles.*

*Corona current from the discharge electrodes must pass through the collected dust layer on the plates to reach grounded collecting plate surfaces. Passage of the current builds up a voltage across a dust layer in accordance with Ohm's law. Theory and experience indicate that when the dust resistivity exceeds a critical value of about  $10^{12} \Omega m$ , corona current is limited by electrical breakdown in the collected dust layer. This limits useful operating voltage and reduces precipitator efficiency.*

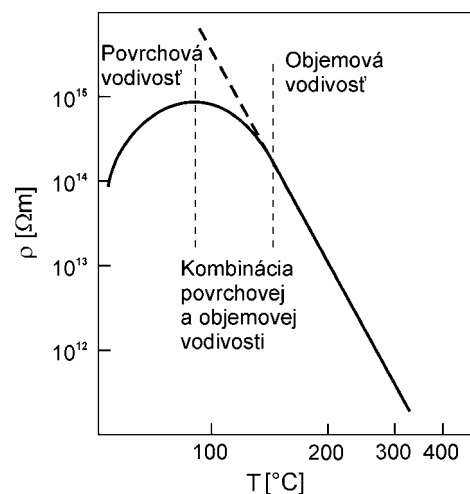
**Keywords:** back corona, precipitator, electron-ion technology, layer of deposited fly ash, macroscopic fly ash, space charge, layer conductivity, time constant

### 1. ÚVOD

Merný elektrický odpor prášku je jedným z kritických parametrov vplývajúcich na usadzovanie sa prášku vo vysokonapäťovom odlučovači. Závisí od chemického zloženia prášku, od zložiek prúdiaceho dymu a od teploty. Zloženie prúdiaceho dymu je hlavne dané druhom a zložením spaľovaného uhlia a podmienkami pri spaľovaní. Odlučovač najlepšie pracuje, ak merný odpor prášku je v rozsahu  $10^2$  až  $10^{10} \Omega m$ . Pri nižšom mernom odpore má prášok tendenciu odpadávať zo zbernej elektródy a je znovu strhávaný prúdiacim plynom. Pri vyššom mernom odpore prášku zase spôsobuje problém spätná koróna. Ide o elektrofyzikálny fenomén, spôsobený nevyváženou energetickou bilanciou, vyvolanou na rozhraní kovová podložka – vrstva nanesených prachových častíc makroskopickej veľkosti a transportným priestorom. Nerovnovážny stav je spôsobený fyzikálnymi ako aj elektrickými vlastnosťami transportovaných, prípadne odlučovaných častíc, predovšetkým ich mernou elektrickou vodivosťou, relatívnou permitivitou a mernou hmotnosťou. Ako z fyzikálnej analýzy neskôr vyplynie, základom energetickej bilancie sú silové účinky, pôsobiace v skúmanom priestore, kde dominujú sily elektrické nielen na

spomínaných rozhraniach, ale aj vo vrstve pri spolupôsobení priestorového náboja.

Existujú dva vodivostné javy, ktoré ovplyvňujú merný elektrický odpor usadenej prachovej vrstvy. Tieto javy sa nazývajú objemová a povrchová vodivosť.



**Obr. 1** Závislosť merného odporu prášku od teploty  
**Fig. 1** Temperature-resistivity relationship for fly ash

Merný elektrický odpor popolčeka závisí hlavne od zloženia prášku, teploty prúdiaceho plynu a od obsahu vodnej pary a oxidu sýrového.

Pri nižších teplotách elektrický odpor prášku je daný povrchovou elektrickou vodivosťou častíc. Pri vyšších teplotách je elektrický odpor prášku daný objemovou vodivosťou častíc (obr. 1).

## 2. PRÁŠOK S VYSOKÝM MERNÝM ODPOROM

### 2.1 Zníženie korónového výboja

Gradient potenciálu cez vrstvu usadeného prášku je daný elektrickým odporom vrstvy a hustotou prúdu cez vrstvu. Vrstva prášku na zbernej elektróde o hrúbke 5 mm spôsobuje úbytok napätia na vrstve až 4 kV.

Prášok s vysokým merným odporom na korónujúcej elektróde ovplyvňuje lokálne elektrické pole a môže zväčšiť efektívny polomer zakrivenia elektródy. Tento nepriaznivý jav sa odstraňuje samočistením korónujúcej elektródy nastavením  $E > 10^7$  V/m.

### 2.2 Spättná koróna

Zjednodušené podmienky pre vznik spätnej koróny:

- prúdové pomery sú rovnaké (prúdová hustota),
- hrúbka vrstvy  $x$  prášku narastá pri konštantnej rýchlosti  $v$  (v ideálnom prípade lineárny nárast, v reálnom prípade je priebeh daný rozdielom lineárnej a exponenciálnej funkcie),
- výsledná prúdová hustota je daná súčtom  $J = J_i + J_p$ ,
- elektrické pole na povrchu vrstvy je konštantné,
- pri stálej zmene hrúbky prášku sa neuvažuje povrchová hustota náboja.

Nasadenie spätnej koróny vyvolá tieto následné účinky:

- obmedzuje narastanie hrúbky vrstvy prášku na podložke,
- v protiklade k pôvodne nabitým časticiam sa vytvárajú častice opačne nabité, ktoré odbúrajú náboje častíc a tým menia lokálne elektrické pole,
- znižuje hodnotu elektrickej pevnosti medzi elektródami.

#### 2.2.1 Silové pôsobenie na rozhraniach pri ukladaní častíc makroskopickej veľkosti

K súdržnosti častíc makroskopickej veľkosti s podložkou môžu prispieť predovšetkým tieto silové účinky:

- a) Van der Waalove sily,
- b) kapilárne sily,
- c) elektrické sily.

Van der Waalove sily pôsobia vzájomnými účinkami medzi atómami, prípadne molekulami látok interagujúcich partnerov. Silové pole, ktoré sa vytvorí v okolí atómov, prípadne iónov nezaniká a v prípade, že sa dostávajú dve plochy dostatočne blízko k sebe, môžu sa tieto silové účinky zvlášť zväčšovať. Základ pre výpočet týchto vzájomne pôsobiacich síl tvoria rovnice, odvodené Hamakerom (pozri Bauch [1]), ktoré platia pre vzdialenosti plôch  $\delta < 0,1 \mu\text{m}$ . Ak predpokladáme pôsobenie medzi ideálnymi guľovými časticami, potom platí pre silu  $F$ :

$$F = \frac{k \cdot d}{24 \cdot \delta^2} \quad (1)$$

Keď sa jedná o Van der Waalove sily medzi guľičkou a rovinnou elektródou (napr. zberná elektróda odľučovača) potom:

$$F = \frac{k \cdot d}{12 \cdot \delta^2} \quad (2)$$

kde  $d$  – priemer ideálnej guľičky  
 $\delta$  – vzdialenosť medzi plochami  
 $k$  – konštanta

Konštanta  $k$  je závislá od vlastností látky obzvlášť od polarizovateľnosti molekúl, podieľajúcich sa na týchto silových účinkoch. Nie vždy sa dá presne definovať jej hodnota a leží v rozsahu  $k = 10^{-18} \dots 10^{-20} \text{Ws}$ . Tieto sily môžu pozorovateľne prispieť k súdržnosti prášku s podložkou najmä vtedy, ak sa jedná o väčšie rozmery plôch, na ktorých sú vzdialenosti medzi časticami dostatočne malé  $\delta < 10^{-2} \mu\text{m}$ , pričom silové pole atómov klesá voči ploche so štvorcem vzdialenosti. Z toho vyplýva, že k súdržnosti na báze Van der Waalových síl dochádza hlavne medzi jemnozrnnými látkami, najmä ak tieto sú dostatočne stlačené.

K pôsobeniu kapilárnych síl dochádza vtedy, ak na povrchu prachových častíc existuje absorbovaná vlhkosť  $\varphi_{rel} > 50\%$ . Ak je vlhkosť dostatočne veľká, vznikajú pohyblivé absorbčné vrstvy, vytvárajúce medzi časticami „vodné“ mostíky. V týchto vznikajú v dôsledku povrchového napätia podtlaky, takže dochádza k silovému pôsobeniu na častice, ktoré sú kapilárnymi silami vťahované. Medzi rovinou a guľičkou o polomere  $r$  je popísaná sila daná vzťahom:

$$F = 4\pi\xi r \quad (3)$$

$\xi$  – povrchové napätie absorbčnej vrstvy

Z toho vyplýva, že prídržná sila je závislá od hrúbky, vlhkosti a polomeru častíc. Ak nie sú

ideálne hladké povrchy, musíme namiesto polomeru častice uvažovať polomer zakrivenia nerovnomerného povrchu.

Elektrické sily delíme do dvoch skupín: v elektrickej dvojvrstve a Coulombovské sily, vyvolané elektrickými nábojmi.

V prípade, že dochádza ku vzniku kontaktu prachových častíc makroskopickej veľkosti s povrchom elektródy, prechádzajú náboje z jedného prvku na druhý. Na rozhraní fáz vytvorená dvojvrstva púta na seba ďalšie častice. Vzniká silové pôsobenie, ktoré prispieva predovšetkým k súdržnosti prachových častíc s podložkou. Elektrostaticky nanosené vrstvy prášku však pozostávajú z viacerých vrstiev, navzájom cez seba preložených.

Coulombovské sily popíšeme nasledovnou úvahou:

Na základe malej mernej vodivosti  $\kappa$  materiálu častíc popolčeka, existujúce náboje nachádzajúce sa na časticách sú na podložku odvedené postupne. V dôsledku influencie na povrchu zbernej elektródy plošný náboj  $\sigma$  o opačnom znamienku vyjadriť takto:

$$\sigma = - \int_0^s \rho(x) dx \quad (4)$$

- $\sigma$  – plošná hustota náboja na elektróde  
 $\rho(x)$  – priestorový náboj vo vrstve nanoseného prášku  
 $s$  – hrúbka nanosenej vrstvy prášku

V dôsledku Coulombovských síl medzi nábojmi častíc a povrchom zbernej elektródy, na ktorej vznikajú influenciou náboje opačnej polarítity vzniká v nanosenej vrstve tlak, vedúci k súdržnosti prášku s podložkou. Pri výpočte silového pôsobenia nie je možné postupovať podľa Coulombovho zákona, ktorý popisuje účinky iba medzi dvomi časticami, kdežto v našom prípade sa jedná o jav „kolektívny“.

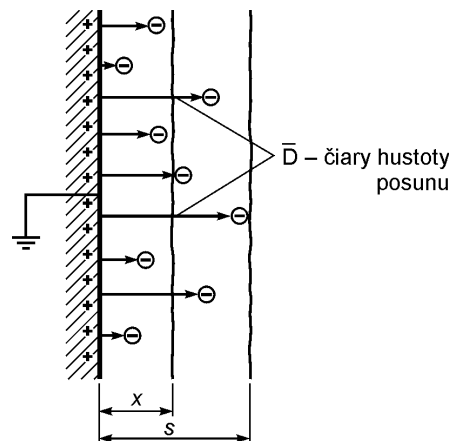
Z vyššie uvedeného vyplýva, že dominujúce silové účinky pochádzajú od elektrického poľa, ktoré vyvolajú súdržné účinky vo vrstve dlhú dobu. Van der Waalove ako aj kapilárne sily z hľadiska technického, prípadne technologického využitia prídržnosti a stability vrstvy sú nepostačujúce.

## 2.2.2 Výpočet elektrických prídržných síl

Pri výpočte elektrických prídržných síl, vzťahovaných na jednotku plochy budeme považovať odlúčený prášok za homogénne médium, ktoré je charakterizované mernou hustotou  $\gamma_s$ , relatívnou permitivitou  $\varepsilon_r$  a mernou vodivosťou  $\kappa$ . Náboj prášku je určený priestorovým nábojom  $\rho$ , ktorý je závislý iba od vzdialenosti  $x$  od uzemnenej rovinatej zberacej protielektródy (obr. 2).

Predpokladajme, že vzdialenosť prášku vo vrstve k ďalšej vodivej elektróde, prípadne k dielektrickým

prvkom je nekonečne veľká. Potom v dôsledku priestorového náboja vo vrstve prášku sa vyvolá influenciou na povrchu protifaľej elektródy náboj, ktorý je rovný celkovému náboju prášku s opačným znamienkom. Medzi nábojmi prášku a nábojmi vzniklými influenciou sa vytvorí elektrické pole.



Obr. 2 Elektrické pole v odlúčenej vrstve  
 Fig. 2 Electric field in deposited layer

Hustota elektrickej energie v tomto poli nadobúda túto hodnotu:

$$\frac{dW}{dV} = \frac{1}{2\varepsilon} D^2 \quad (5)$$

- kde  $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$  – permitivita vrstvy prášku  
 $D$  – hustota posuvu

Vo vzdialenosti  $x$  nad zbernou elektródou bude:

$$D(x) = \int_x^s \rho(x) dx \quad (6)$$

$s$  – hrúbka nanosenej vrstvy prášku  
 Akumulovaná energia v elektrickom poli za prítomnosti priestorového náboja vo vrstve  $x \dots s$  sa dá vyjadriť vzťahom:

$$W = \frac{A}{2\varepsilon_0 \varepsilon_r} \int_x^s \left( \int_x^s \rho(x) dx \right)^2 dx \quad (7)$$

$A$  – účinná plocha  
 Sila pôsobiaca v ťahu vo vnútri vrstvy vo vzdialenosti  $x$  môže sa určiť z princípu virtuálneho posuvu výrazom:

$$F(x) = \frac{dW}{dx} \quad (8)$$

alebo

$$F(x) = \frac{A}{2\varepsilon_0 \varepsilon_r} \left( \int_x^s \rho(x) dx \right)^2 \quad (9)$$

Takzvaný „elektrostatický“ pridržený tlak potom bude:

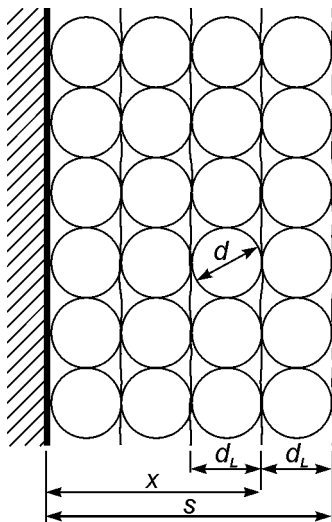
$$p(x) = \frac{F(x)}{A} \quad (10)$$

$$p(x) = \frac{1}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} \left( \int_x^s \rho(x) dx \right)^2 \quad (11)$$

Prítlačný tlak je tým silnejší, čím je väčší priestorový náboj  $\rho$ . Tento je bezprostredne najväčší na povrchu a smerom von klesá. Kvôli ďalšej charakteristike tlaku vo vnútri vrstvy musíme poznať rozloženie priestorového náboja, o čom žiaľ doposiaľ nie sú žiadne údaje.

Z hľadiska stability vrstvy aj v súvislosti so vznikom spätnnej koróny je nutné stanoviť minimálnu hodnotu náboja prášku, postačujúceho na súdržnosť s vrstvou. Vychádzame pritom z idealizovaného usporiadania častíc prachu makroskopickej veľkosti, ktoré sú uložené na podložke vo viacerých vrstvách podľa obr. 3. Na základe tohto predpokladu definujeme rozloženie priestorového náboja  $\rho(x)$  vo vnútri jednej vrstvy ako konštantné. Pri tomto riešení vstupujú do úvahy ďalšie fyzikálne veličiny:

- $N$  – počet častíc v jednej vrstve
- $\gamma_M$  – hustota materiálu častíc
- $\gamma_s$  – hustota vrstvy prášku
- $d$  – polomer idealizovanej častice



**Obr. 3** Idealizované uloženie častíc prachu  
**Fig. 3** Idealised deposition of dust particles

Nech hrúbka jednej polohovej vrstvy tvorenej časticami o priemere  $d$  je  $d_L$ . Keďže odlúčené častice vo vrstve vrátane nevyplnených priestorov vyplňajú objem o mernej hustote  $\gamma_s$ , môžeme pre jeden element stanoviť hodnotu  $d_L^3 \cdot \gamma_s$ , pre  $N$  prachových častíc bude:  $N \cdot d_L^3 \cdot \gamma_s$ . Rovnako

vyjadríme objem idealizovaných častíc s priemerom  $d$  o hustote  $\gamma_M$  pri dostatočnom počte elementov  $N$ , takže v rovnovážnom stave bude:  $N \cdot d_L^3 \cdot \gamma_s = N \frac{\pi}{6} d^3 \gamma_M$ . Z tejto rovnice stanovíme  $d_L$  výpočtom:

$$d_L = \sqrt[3]{\frac{\pi}{6} \cdot \frac{\gamma_M}{\gamma_s} \cdot d} \quad (12)$$

Vo výraze (12) prvýkrát vystupuje pomer  $\frac{\gamma_M}{\gamma_s}$ , čo

vyjadruje efektívne vyplnenie objemu vrstvy odlúčených častíc na zbernej elektróde.

Tlak, ktorý pôsobí medzi prvou vrstvou na povrchu vo vzdialenosti  $x = s - d_L$  voči pod ňou ležiacimi vrstvami prášku, vyplýva z rovnice (11), čo môžeme prepísať do tvaru:

$$p_D = \frac{\rho_D^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} d_L \quad (13)$$

$p_D$  – pridržený tlak hornej vrstvy

$\rho_D$  – priestorová hustota náboja v hornej vrstve

Z rovnice (13) vypočítame minimálnu hodnotu priestorového náboja hornej vrstvy, ktorý je schopný zabezpečiť súdržnosť vrstvy prachu k podložke, pričom vychádzame z podmienky rovnováhy medzi minimálnym tlakom a silou, pôsobiacou na prášok o určitej hmotnosti ( $d_L^3 \gamma_s$ ) pri zohľadnení gravitačného zrýchlenia  $g$ :

$$\frac{\rho_{\min}^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} \cdot d_L^2 = d_L \gamma_s g \quad (14)$$

takže pre minimálnu hodnotu priestorového náboja vychádza:

$$\rho_{\min} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r\gamma_s g}{d_L}} = \sqrt{2\varepsilon_0 g \cdot \frac{\varepsilon_r\gamma_s}{d_L}} \quad (15)$$

čo súčasne znamená, že hladina priestorového náboja bude priamo závisieť od permitivity odľučovaného prachu a od mernej hmotnosti prachových častíc. Podľa meraní, ktoré realizoval Bauch [1], avšak na báze práškov z plastických (makromolekulárnych) látok je pomer  $\gamma_s / \gamma_M$  v rozmedzí 0,2 až 0,5. Z toho však plynie, že  $d_L \approx d$ , čím sa rovnica (15) zjednoduší na tvar:

$$\rho_{\min} = \sqrt{2\varepsilon_0 g} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_r\gamma_s}{d}} \approx 13 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{\varepsilon_r\gamma_s}{d}} \quad (16)$$

Pre praktické využitie týchto poznatkov je potrebné poznať výšku minimálneho náboja na hmotnosť odľučovaného prachu, takže dostávame:

$$Q_{\min}^* \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r g}{\gamma_s d}} \quad (17)$$

Dosadením nameraných hodnôt  $\varepsilon_r$ ,  $\gamma_s$  a  $d$  vychádza minimálna hodnota náboja  $Q^*$  v  $[nAs/kg]$  na definované množstvo prachu. Je to údaj, s ktorým je potrebné počítať pri tvorbe a nasadení spätnej koróny. Ukazuje sa, že už pri nízkych hodnotách elektrického poľa sa môže dosiahnuť kritická hodnota  $E$  v oblasti nabíjania častíc. Existuje porovnanie nabíjania častíc v poli korónového výboja s nabíjaním v poli  $E < 10^9 V/m$ . Z toho vyplýva, že podmienka výbornej súdržnosti s podložkou, prípadne hornej vrstvy s vrstvou odlúčeného prachu, spočíva vo veľkosti priemeru častíc. Súdržnosť je tým väčšia, čím je menší priemer odlučovaných prachových častíc, čo sa dá vyjadriť vzťahom:

$$\frac{Q_{0k}^*}{Q_{\min}^*} = K \cdot E_0 \frac{1}{\sqrt{d}} \quad (18)$$

kde  $K$  – konštanta zahrňujúca fyzikálne vlastnosti prachu a nanesej vrstvy ( $\gamma_s, \gamma_M$ ), relatívnu permitivitu častíc  $\varepsilon_{rM}$ , vrstvy prachu  $\varepsilon_{rs}$  a  $\varepsilon_0 \cdot E_0$  vyjadruje elektrické pole v priestore nabíjania častíc.

### 2.2.3 Funkcia priestorového náboja a intenzity elektrického poľa pri vzniku spätnej koróny

Nakoľko súdržnosť odlúčenej vrstvy prachu je definovaná elektrickými silami, existuje veľmi úzka súvislosť medzi dobou pôsobenia prídržných síl a procesom vybíjania sa vrstvy.

Pri výpočte funkcionálnej závislosti vybíjacieho procesu budeme predpokladať, že nanosená vrstva prachu pozostáva z viacerých navzájom preložených polohových vrstiev tvorených časticami, predstavujúcich homogénne médium o mernej vodivosti  $\kappa_s$  a relatívnej permitivitve  $\varepsilon_{rs}$ . Keďže pole je jednodimenzionálne (hrúbka vrstvy je podstatne menšia, než rozloženie vrstvy prachu po rovine zbernej elektródy), potom priestorový náboj  $\rho$  je závislý okrem času  $t$  iba od polohy  $x$ :

$$\rho = \rho(x, t) \quad (19)$$

Elektrické pole vo vrstve prachu sa dá popísať pomocou Poissonovej rovnice:

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = -\frac{\rho(x, t)}{\varepsilon_0 \varepsilon_{rs}} \quad (20)$$

kde  $\varphi$  - elektrický potenciál.

Ako z obr. 2 vyplýva, pri pôsobení elektrického poľa, vo vrstve dochádza k nasadeniu vektora elektrického posuvu  $\bar{D}$ , ktorý vyjadříme výrazom:

$$\bar{D} = -\varepsilon_0 \varepsilon_r \operatorname{grad} \varphi \quad (21)$$

čo prepíšeme na tvar:

$$\operatorname{div} \bar{D} = \rho(x, t) \quad (22)$$

Zohľadnením vzťahov  $\bar{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \bar{E}$  a  $\bar{J} = \kappa_s \bar{E}$  ( $\bar{J}$  – hustota prúdu), získame z rovnice (22) výraz:

$$\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{rs}}{\kappa_s} \cdot \operatorname{div} \bar{J} = \rho(x, t) \quad (23)$$

Na rovine vo vzdialenosti  $x$  od povrchu zbernej elektródy bude prúdová hustota  $\bar{J}(x)$ :

$$\bar{J}(x) = \frac{\partial \bar{D}(x)}{\partial t} \quad (24)$$

alebo

$$\bar{J}(x) = \frac{\partial}{\partial t} \cdot \int_x^s \rho(x, t) dx \quad (25)$$

Úpravou rovnice (25) a (23) dostávame diferenciálnu rovnicu

$$\rho(x, t) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{rs}}{\kappa_s} \cdot \frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t} = 0 \quad (26)$$

ktorej riešením je:

$$\rho(x, t) = \rho(x, 0) e^{-\frac{t}{\tau_s}} \quad (27)$$

kde  $\tau_s = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{rs}}{\kappa_s}$ , pričom  $\rho(x, 0)$  znamená počiatočný stav rozdelenia priestorového náboja v čase  $t = 0$ .

K vybíjaniu vrstvy dochádza podľa exponenciálnej funkcie (27), pričom  $\tau_s$  predstavuje časovú konštantu. Tento výsledok priamo aplikujeme pre podmienky praxe: merná vodivosť vrstvy  $\kappa_s$  veľmi silne ovplyvňuje dobu vybíjania. Existuje preto hranica tejto fyzikálnej vlastnosti, pri ktorej už dochádza k deštrukcii vrstvy, najmä ak prijmeme predpoklad, že hodnota mernej elektrickej vodivosti je tiež funkciou výšky elektrického poľa, najmä v oblasti  $E > 10^7 V/m$ .

Ak zohľadníme tú skutočnosť, že počiatočná hodnota priestorového náboja v bode  $x=0$  je totožná s hodnotou  $\rho(t)$  v čase  $t=0$ , potom môžeme napísať že  $\rho(x) = \rho(t)$ . To zrejme súhlasí aj s fyzikálnymi úvahami, ktoré pozorujeme pri tvorbe vrstvy hrúbky  $x$  určitou rýchlosťou  $v$ , v dôsledku čoho nadobúda exponent hodnotu  $\left(t - \frac{x}{v}\right)$ . Výraz (27) prepíšeme preto do tvaru:

$$\rho(x, t) = \rho(x) e^{-\frac{t-x}{\tau_s}} \quad (28)$$

Tým získame komplexné vyjadrenie distribúcie priestorového náboja, ktoré presne definuje časovo – polohový stav pri  $t - \frac{x}{v} = 0$ , čím sa splnila podmienka  $\rho(x) = \rho(t) = \rho_0$ .

Rovnicu (28) dosadíme do Poissonovej rovnice a jej následnou integráciou dostávame všeobecný vzťah pre intenzitu elektrického poľa vo vrstve a na rozhraní:

$$E(x, t) = E(x) + (J\kappa_v^{-1} - E(x)) \left[ 1 - e^{-\frac{(t-x)}{\tau_p}} \right] \quad (29)$$

Z výsledku je vidieť, že odlúčená vrstva prachu je najviac namáhaná na zbernej elektróde ( $x = 0$ ). Tento výsledok je v súlade s pozorovaním, že spätná koróna sa vyvíja z tejto elektródy pri  $E_{\max} \geq E_s$ . Hodnota  $E_s$  s narastaním hrúbky vrstvy klesá, avšak tento vplyv nadobúda na význame u prachových častíc s vysokým merným odporom. V polohe  $x = 0$  získame hraničnú hodnotu vývoja spätnej koróny:

$$E_{\max} = E(x) + (J\kappa^{-1} - E(x)) \left[ 1 - e^{-\frac{t_0}{\tau_p}} \right] = E_s \quad (30)$$

V prípade, že hrúbka vrstvy  $x_0$  sa dosiahne za dobu  $t_0$  pri rýchlosti  $v$ , potom bude  $x_0 = v \cdot t_0$ . Tomuto fyzikálnemu procesu odpovedá jav pri ktorom  $\tau_p \approx L_p$ .  $L_p$  definujeme ako hrúbku odpovedajúcu poklesu náboja za dobu  $\tau_p$ . Matematicky tento stav vyjadríme rovnicou:

$$E_{\max} = E(x) + (J\kappa^{-1} - E(x)) \left[ 1 - e^{-\frac{x_0}{L_p}} \right] = E_s \quad (31)$$

Berta [6] vyjadril graficky závislosť zmeny intenzity elektrického poľa v časových intervaloch  $t = \tau_p$ ,  $2\tau_p$  a  $3\tau_p$ , kedy hrúbka vrstvy odlúčeného prachu nadobúda hodnotu  $x = L_p$ ,  $2L_p$  a  $3L_p$ .

Pokiaľ usadzovaný prach na zbernú elektródu bude mať merný objemový odpor malý, potom aj  $\tau_p$  a  $L_p$  budú mať malú hodnotu, takže vyššie uvedená rovnica (31) nadobúda tvar

$$J \cdot \kappa^{-1} \geq E_s \quad (32)$$

Tento výraz vyjadruje podmienku vzniku spätnej

koróny. Pri zanedbaní časovej závislosti  $e^{-\frac{t}{\tau_p}}$  obsahovo táto rovnica vyjadruje ten stav, kedy cez usadzujúcu sa vrstvu prachu pretekajúci prúd (najmä príspevok iónov), vyvolá enormne silné elektrické pole, ktoré postačuje na vývoj spätnej koróny.

V prípade odľučovaných prachových častíc makroskopickej veľkosti s vysokým merným odporom, kedy je  $t_0 \ll \tau_p$  ako aj  $x_0 \ll L_p$ , môžeme na rovnice (30) a (31) aplikovať Taylorov rozvoj, kde budeme uvažovať prvé dva členy, čím dostaneme:

$$E_{\max} = E(x) + (J\kappa_p^{-1} - E(x)) \frac{t_0}{\tau_0} \quad (33)$$

alebo

$$E_{\max} = E(x) + (J\kappa_p^{-1} - E(x)) \frac{x_0}{L_p} \quad (34)$$

Ak predpokladáme, že merný objemový odpor odľučovaného prachu je vysoký, potom pri prvom priblížení bude  $J\kappa_p^{-1} \gg E(x)$ . V takom prípade vzťah, charakterizujúci maximálnu intenzitu poľa nadobúda tieto výrazy:

$$E_{\max} = E(x) + \frac{J \cdot t_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad (35)$$

alebo

$$E_{\max} = E(x) + \frac{J \cdot x_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_r v} \quad (36)$$

Rovnica (35) umožňuje za vyššie uvedených zjednodušujúcich podmienok vypočítať dobu, potrebnú na vývoj spätnej koróny:

$$t_0 = \frac{(E_s - E(x)) \varepsilon_0 \varepsilon_r}{J} \quad (37)$$

Analogicky získame približnú hrúbku ukladanej vrstvy, pri ktorej dochádza ku vzniku spätnej koróny:

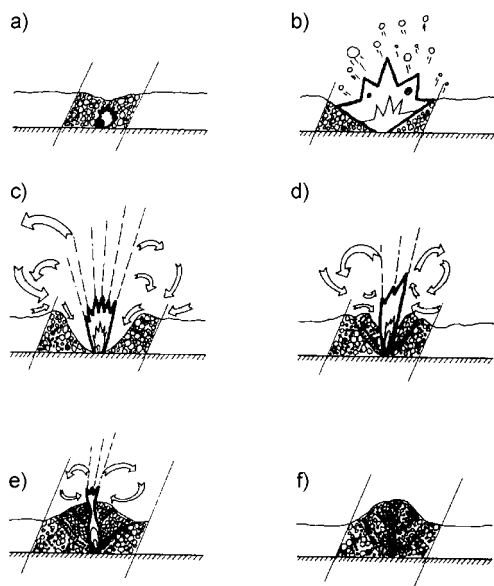
$$x_0 = \frac{(E_s - E(x)) \varepsilon_0 \varepsilon_r v}{J} \quad (38)$$

Matematicko-fyzikálna analýza umožní graficky znázorniť závislosť elektrického poľa od zvolených parametrov vrstvy ukladaneho prášku na zbernej elektróde. Praktický význam tejto analýzy upozorňuje na hraničné podmienky, ktoré nie je prípustné prekročiť, aby sa zabránilo vzniku spätnej koróny.

## 2.2.4 Priebeh spätnej koróny

Na obr. 4 je zobrazený priebeh spätnej koróny v šiestich etapách. V prvej etape (a) sa prekročí

elektrická pevnosť v niektorej nehomogenite usadenej vrstvy prášku. Teplo z následného výboja spôsobí, že plyn vo vnútri vrstvy sa začne rozpínať a prúdi von cez vrstvu prášku usadeného nad dutinkou (b). Tento proces je doprevádzaný prúdom, ktorý tečie z náboja usadeného na okolitej vrstve dovnútra nehomogenity. Formuje sa kráter, ktorý nakoniec dosiahne povrch zbernej elektródy. Pozitívny korónový výboj prúdi zo dna krátera (c). Elektrický vietor z tohto výboja prúdi v plyne obsahujúcom prachové častice zo všetkých strán. Prach sa usadzuje na okraji krátera, a postupne ho zaplní (d). Rozdiel potenciálu na vrstve usadeného prachu, ktorý vytvoril elektrické pole, ktoré udržuje kladný korónový výboj, sa postupne znižuje, až sa vytvorí okraje krátera. Výboj slabne (e), až nakoniec úplne zhasne a kráter sa kompletne zaplní, pričom zostane kopček.



Obr. 4 Priebeh spätnej koróny  
Fig. 4 The back corona

Spätná koróna znižuje účinnosť vysokonapäťového odľučovača dvoma spôsobmi:

1. kladné ióny sa usadzujú na prachových časticách a menia polaritu ich náboja,
2. spätná koróna spôsobuje veľmi nerovnomerné rozloženie korónového prúdu v odľučovači.

### 2.2.5 Obmedzenie náboja

Ak častice prachu majú veľký merný odpor, prúd už nepreteká tak ľahko po ich povrchu, takže ióny sa ťažko pohybujú z miesta povrchu častice, kde sa zachytili. Kvôli tomu je maximálna hustota náboja menšia, ako by mohla byť ak by bol prášok vodivejší.

## 3. PRÁŠOK S NÍZKYM MERNÝM ODPOROM

### 3.1 Odtrhávajúce prášku

Ak merný odpor prášku je malý, je aj malá sila, ktorá ho drží na zbernej elektróde. Nielen sila pridržajúca prášok na zbernej elektróde, ale aj sila medzi časticami navzájom je malá. Preto je veľká pravdepodobnosť, že prášok bude rýchlym prúdením vzduchu odtrhávaný zo zbernej elektródy.

Odtrhávajúce prášku z elektródy odľučovača je podobné erózii piesku na púšti.

### 3.2 Znovu strhávanie pri oklepávaní

Pri oklepávaní, slabo sa držiaci prášok má tendenciu vytvárať mračno drobných zhlukov namiesto toho, aby padal rovno do výsypiek ako koherentná vrstva. To spôsobuje, že množstvo prachu sa dostáva späť do prúdiaceho plynu a ak nie je znovu zachytený, uniká z odľučovača von, čím znižuje účinnosť odľučovača.

## 4. ZÁVER

Odpor tenkej usadenej vrstvy prachu má značný vplyv na činnosť vysokonapäťových odľučovačov. Veľkosť napätia na odľučovači je ovplyvnená elektrickým odporom vrstvy popolčeka na zbernej elektróde.

Prúd koróny z korónujúcich elektród na to, aby dosiahol povrch uzemnenej zbernej elektródy, musí prejsť cez usadenú vrstvu prachu. Prietok prúdu cez vrstvu prachu vytvorí na nej podľa Ohmovho zákona úbytok napätia. Teória a skúsenosti ukazujú, že keď merný odpor prachu prekročí hodnotu  $10^{12} \Omega m$ , korónový prúd je obmedzovaný elektrickou pevnosťou usadenej vrstvy prachu. Toto obmedzuje účinné napájacie napätie a znižuje účinnosť odľučovača.

Spätná koróna počas svojho pôsobenia vyvolá nasledovné účinky:

- obmedzuje hrúbku usadzovaného prachu na povrchu zbernej elektródy,
- neutralizuje pôvodný náboj častíc prachu nábojom opačnej polarity a tým mení elektrické pole,
- znižuje medzi elektródami hodnotu preskakového napätia.

Podrobnejší rozbor doplníme týmito úvahami:

Keďže spätná koróna obmedzuje hrúbku nanesej vrstvy, po dosiahnutí definovanej hrúbky vznikajú na protielektróde výboje. Tieto výboje nepriaznivo pôsobia na povrch a deštrujú ho počas usadzovania sa prachu. Ak je usadený prach negatívne nabitý, vo vrstve prachu vznikajú diery, v prípade pozitívnych nábojov častíc prachu na povrchu, vznikajú krátery. Jednoznačne môžeme

konštatovať, že spätná koróna je príčinou mikroexplózií na povrchu vrstvy odlúčeného prachu, narušajúcich transport odlučovaných častíc. Pritom značné množstvo nabitých častíc, resp. ich zhlukov môže vyvolať prieraz.

V prípade, že na protiľahlej elektróde vzniká spätná koróna, ktorá predstavuje vodivú elektródu s malým polomerom zakrivenia, produkuje nosiče nábojov o opačnej polarite, ktoré sa dostávajú do elektrického poľa. Ak je korónujúca elektróda na negatívnom potenciáli, vzniklý negatívny priestorový náboj v značnej miere bude znížený pozitívnym priestorovým nábojom, vyvolaným spätnou korónou. V takomto prípade dochádza k redukcii odlučovania prachových častíc, ale vzniká ionizované pole, ktoré výrazne znižuje náboj prachových častíc.

Spätná koróna spôsobuje pokles hodnoty preskokového napätia medzi elektródami. V tomto prípade ide nielen o zníženie tzv. geometrickej intenzity elektrického poľa, ale veľmi vážne narúša technologický proces odlučovania, prípadne môže vyvolať vznik požiaru resp. výbuchu. Pri výstavbe elektrického prierazu veľmi dôležitú úlohu hrá polarita elektród. Ak je korónujúca elektróda na pozitívnom potenciáli strimerový a neskôr lídrový výboj sa vyvíja smerom od korónujúcej elektródy. Naproti tomu, v prípade zápornej korónujúcej elektródy je častý ten prípad, resp. taký jav, kedy sa vyvinie výboj aj do pozitívnej elektródy. K elektrickému prierazu v tejto situácii dochádza pri stretnutí týchto dvoch protichodných kanálov. Tento fenomén vysvetľujeme tým, že pre vznik strimerového výboja pri kladnej elektróde je nutné elektrické pole o intenzite 5 až 7 kV/cm kdežto v okolí negatívnej elektródy je nutné pole o hodnote 10 až 12 kV/cm.

Konštatujeme, že spätná koróna je sprevádzaná týmito prejavmi:

- vznik iskrenia v elektrickom poli
- zvýšenie prúdu, tečúceho odlučovačom

Medzi elektródami vzniká lokálne, prípadne rozvinuté iskrenie. Tento jav je pozorovateľný aj počas prevádzky, predovšetkým na povrchu zbernej elektródy. Pri pomerne nízkom napätí najprv nastúpi počiatkové kritické napätie. Potom vzniká možnosť nasadenia strimerových výbojov, ktoré sa vyvíjajú buď z povrchu odlúčeného prachu, alebo v medzielektródovom priestore. Ak je merný odpor prachu príliš veľký  $\rho > 10^{13} \Omega\text{m}$ , potom sa môže stať, že pri postupnom zvyšovaní napätia vznikajú najprv náhodné, neskôr opakované preskoky medzi elektródami a až potom sú pozorované výboje od spätnej koróny.

Sledujeme teda vplyv merného odporu prachových častíc na vývoj jednotlivých foriem výbojov. Ak je merný odpor prášku vrstvy nízky, spätná koróna nevzniká. Ak zvyšujeme napätie, zvyšuje sa hustota prúdu, ktorého hodnota je určená

vlastnosťou plynu v danom prostredí. Dominujúci podiel napätia pripadá na plynom vyplnený priestor. Pri ďalšom zvyšovaní napätia, najprv dochádza k prierazu v plynnom prostredí, potom vo vrstve. Ak merný odpor dosiahne kritickú hodnotu  $5 \cdot 10^8 - 10^9 \Omega\text{m}$ , potom pri určitej hodnote prúdovej hustoty sa vyvinie spätná koróna najprv vo forme nasadenia počiatkovej koróny, potom vo forme strímra. Aj v tomto prípade k najväčšiemu úbytku napätia dochádza v medzielektródovom priestore. Ak by ale merný odpor prachu bol ešte vyšší, potom dôjde k nasadeniu výbojovej činnosti vo vrstve prachu na viacerých miestach. V dôsledku toho zaniká samostatné iskrenie. V tomto prípade sa zvyšuje úbytok napätia na vrstve.

## LITERATÚRA

- [1] Bauch, H.: Dissertationsschrift, Hochschule für Verkehrswesen, Dresden, 1972
- [2] Böhm, J.: Elektrické odlučovače, SNTL, Praha, 1977
- [3] Lloyd, D. A.: Electrostatic Precipitator Handbook, IOP Publishing Ltd., Bristol, 1988
- [4] Masuda, S., Fujibayashi, K.: The Electrodynamic Behavior of Charged Dust Particles in Alternating Quadrupole Electric Field, Proceedings First International Conference on Static Electricity, Wien, 1970
- [5] Parker, K. R.: Applied Electrostatic Precipitation. Blackie Academic & Profesional, London, 1997.
- [6] Berta, I.: Dizertácia DrSc, Technická univerzita Budapešť, 1991

## BIOGRAPHY

**Jaroslav Džmura** (Ing.), was born in Bardejov, Slovakia, in 1972. He received the Ing. (MSc) degree in electrical engineering from the Faculty of Electrical Engineering and Informatics, Technical University of Košice, in 1995. At present he works as a research worker at the Department of High Voltage Engineering. The main field of his research is electrostatic precipitation and deposition of particles in electric field.

**Karol Marton** (Prof., DrSc., Ing.), was born in Dobšiná, Slovakia, in 1933. He received a degree in electrical engineering from the Faculty of Electrical Engineering of the Slovak University of Technology, Bratislava, in 1957. He gained the CSc (PhD) in 1965 and DrSc in 1990 from the Faculty of Engineering of the Slovak University of Technology, and was appointed professor of high voltage engineering, in 1991. At present he is head of the Department of High Voltage Engineering. The main field of his research and teaching activities are discharges in high inhomogeneous fields and diagnostics of HV and UHV equipment.