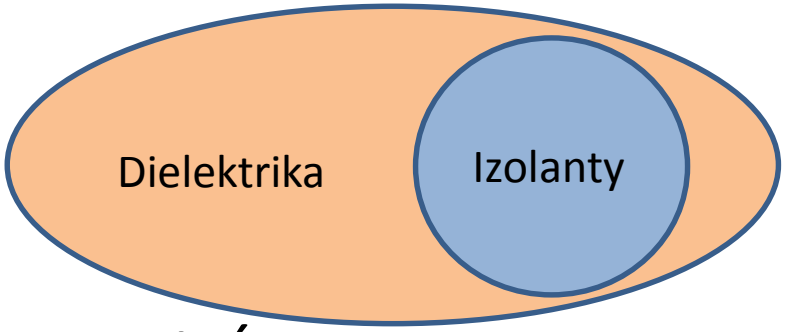
VYSOKONAPĚŤOVÉ ZKUŠEBNICTVÍ

Izolační systémy a jejich charakteristiky

Izolační systémy

- Dielektrikum x Izolant



- Rozdělení izolantů podle skupenství
  - Plynné
  - Kapalné
  - Pevné
- Rozdělení izolantů podle obnovení izolačních schopností
  - Samoobnovitelné
  - Nesamoobnovitelné

Elektrická pevnost plynů

- Ionizace
  - Ionizace je proces, při kterém je elektron uvolněn z atomu, původně neutrální atom má pak kladný náboj (kladný iont)
  - Ionizační energie atomu (molekuly) je energie potřebná pro uvolnění elektronu z jeho normálního stavu v atomu

Elektrická pevnost plynů

- Typy ionizací
  - Nárazová ionizace
  - Postupná ionizace
  - Fotoionizace
  - Tepelná ionizace
  - Povrchová ionizace

Přeskok v plynech

- Townsendova teorie překoku v plynech – Lavinový mechanismus
  - Jeden volný elektron mezi elektrodami, dostatečně veliké elektrické pole
  - Jednoduchá kolize volného elektronu vytvoří 2 volné elektrony a jeden kladný ion
  - Elektrony a kladné ionty vytvářejí elektronovou lavinu
  - Elektrický výboj v plynu je náhodný proces – velmi složité předvídat, pravděpodobnostní počet

Townsendův první ionizační proces

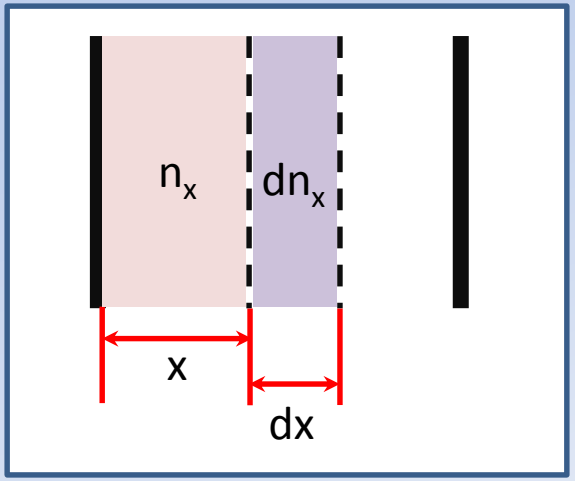
- Towsendův první ionizační koeficient α
- Počet elektronů vytvářených jedním elektronem na jednotku délky ve směru elektrického pole
- n_x je počet elektronů ve vzdálenosti x od katody

Počet elektronů na délce x:

$$n_x = \alpha\, n\, x$$

Počet elektronů v elementu dx:

$$dn_x = \alpha\, n_x\, dx$$



Townsendův první ionizační proces

Po úpravě integrujeme na obou stranách rovnice:

$$\int_{n_0}^{n_x} \frac{dn_x}{n_x} = \alpha \int_0^x dx$$

a dostáváme výraz

$$\ln\left(\frac{n_x}{n_0}\right) = \alpha x$$

který lze přepsat do konečného tvaru:

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

Townsendův první ionizační proces

- Uvažujme anodu ve vzdálenosti x=d od katody, pak počet elektronů n_d dopadajících na anodu za jednu sekundu je:

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

- Každý elektron opouštějící katodu vytváří v průměru $\frac{(n_d - n_0)}{n_0}$ nových elektronů.

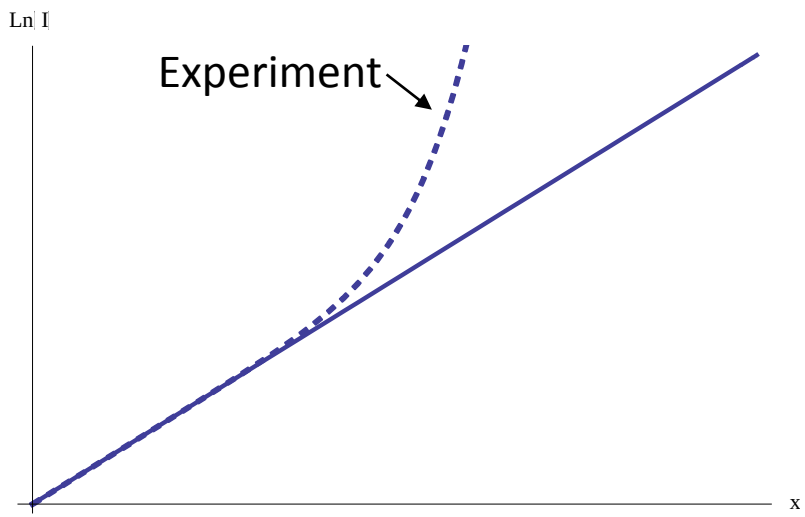
Budeme-li hovořit o proudu pak lze přechozí rovnici přepsat ve smyslu proudů jako:

$$I = I_0 e^{\alpha d}$$

Townsendův první ionizační proces

Zlogaritmujme-li obě strany předchozí rovnice dostáváme rovnici přímky:

$$\ln(I) = \ln(I_0) + \alpha x$$



- Z provedených experimentů je však zřejmé, že proud narůstá mnohem rychleji

Townsendův druhý ionizační proces

- Proud „navíc“ je dán přítomností kladných iontů a fotonů
- Kladné ionty uvolňují elektrony při kolizi s molekulami plynu a dopadem na katodu
- Stejně tak i fotony uvolňují elektrony při kolizi s molekulami plynu a dopadem na katodu

Townsendův druhý ionizační proces

- Nechť n_0 je počet elektronů uvolněných z katody UV radiací a n_+ počet elektronů uvolněných z katody po dopadu kladného iontu
- Townsendův druhý ionizační koeficient γ definujme jako počet elektronů uvolněných z katody po dopadu jednoho kladného iontu

Pak počet elektronů doshujících anody je dán vztahem:

$$n = (n_0 + n_+)e^{\alpha d}$$

Townsendův druhý ionizační proces

Počet elektronů uvolněných z plynu je:

$$n - (n_0 + n_+)$$

- Ke každému elektronu náleží právě jeden kladný iont a předpokládáme, že každý kladný iont uvolní γ elektronů z katody

Počet elektronů uvolněných z katody je pak:

$$n_+ = \gamma[n - (n_0 + n_+)]$$

$$n_+ = \frac{\gamma(n - n_0)}{1 + \gamma}$$

Townsendův druhý ionizační proces

Dosazením n+ z předchozí rovnice do výrazu pro n dostáváme:

$$n = \left[n_0 + \frac{\gamma(n - n_0)}{1 + \gamma}\right] e^{\alpha d} = \frac{n_0 + \gamma n}{1 + \gamma} e^{\alpha d}$$

$$\Longrightarrow n = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

Ve smyslu proudů má výsledný vztah tvar:

$$I = \frac{I_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

Podmínka samostatného výboje

- Zvyšujeme napětí mezi elektrodami a hledáme podmínku, kdy proud poroste nad všechny meze:

Proud se zvyšuje podle odvozeného vztahu:

$$I = \frac{I_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

Případ, kdy proud roste nad všechny meze, nastává za podmínky:

$$1 - \gamma\left(e^{\alpha d} - 1\right) = 0$$

$$\gamma\left(e^{\alpha d} - 1\right) = 1$$

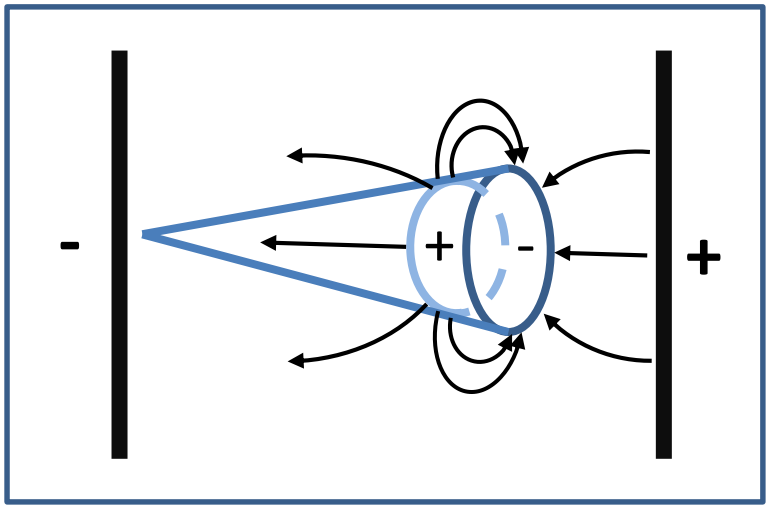
$$\gamma e^{\alpha d} \approx 1$$

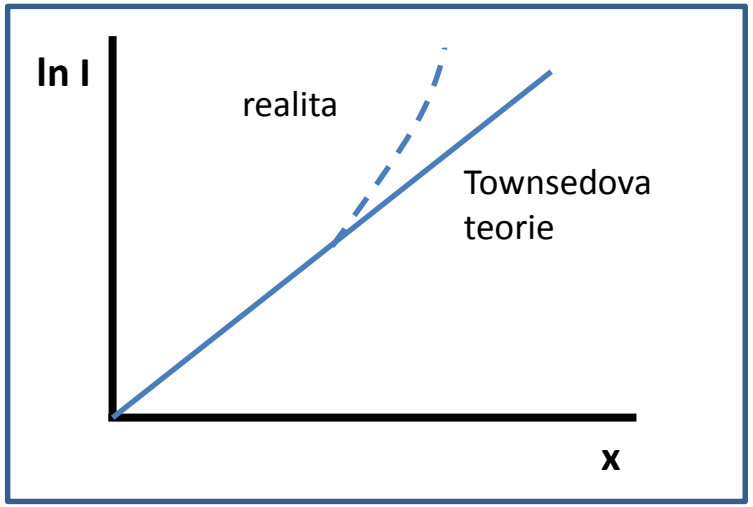
Podmínka samostatného výboje

- Podmínka $\gamma e^{\gamma d} = 1$ je známa jako Townsendovo kritérium samostatného výboje
- Townsendovo kritérium definuje mez podmínky přeskoku, je-li $\gamma e^{\alpha d} < 1$ proud I je nesamostatný

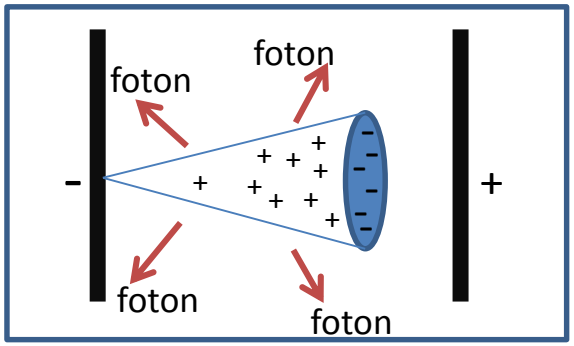
Kanálový mechanismus výboje

- Townsendova teorie nedokáže vysvětlit všechny děje z pozorování např. tvar výboje nebo krátší čas výstavby výboje v porovnáním s teorií
- Musíme vzít v úvahu prostorové náboje vytvořené lavinami a fotoionizační procesy (Raether, Meek)

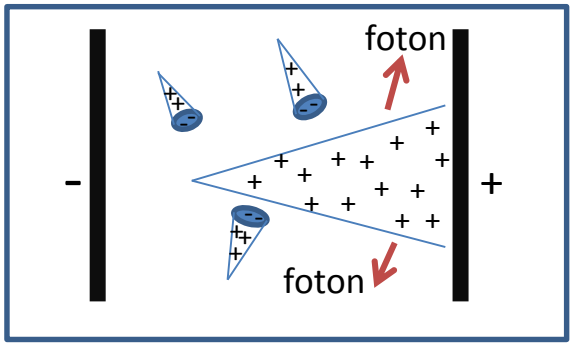




Kanálový mechanismus výboje

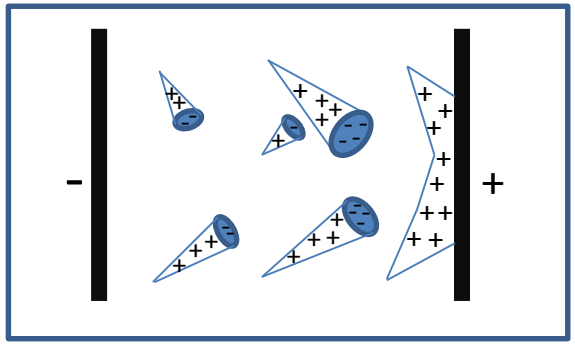


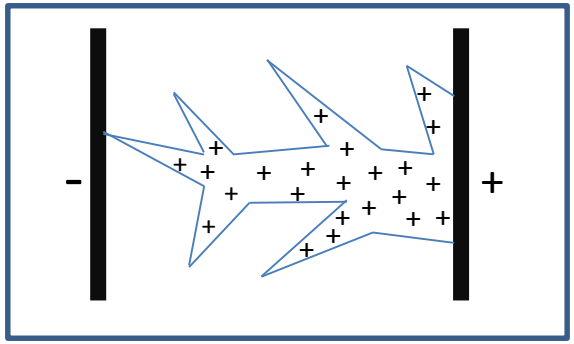
Elektronová lavina je tvořena rychlými elektrony a pomalými kladnými ionty. V místě, kde se překrývá vyšší koncentrace kladných a záporných nábojů, dochází k rekombinačním procesům a vyzáření fotonů do různých směrů. Fotony při absorpci molekulou způsobí fotoionizaci a uvolnění elektronů.



Fotoelektrony jsou zdrojem nových lavin, v místech za a před primární lavinou, kde je vyšší intenzita pole než je hodnota hlavního pole (při koncentraci asi 10^8 elektronů v čele laviny se velikosti těchto polí rovnají), šíří se tedy mnohem rychleji ve směru pole deformovaného prostorovým nábojem.

Kanálový mechanismus výboje





Fotoelektrony jsou zdrojem nových lavin, v místech za a před primární lavinou, kde je vyšší intenzita pole než je hodnota hlavního pole (při koncentraci asi 10^8 elektronů v čele laviny se velikosti těchto polí rovnají), šíří se tedy mnohem rychlejive ve směru pole deformovaného prostorovým nábojem.

Paschenův zákon

- Z Towsendova kritéria můžeme vyvodit vztah mezi přeskokovým napětím, tlakem a vzáleností elektrod
- Koeficienty α a γ jsou závislé na velikosti elektrického pole E a tlaku p

Tyto závislosti lze vyjadřit jako:

$$\frac{\alpha}{p} = f_1\left(\frac{E}{p}\right) \quad a \quad \gamma = f_2\left(\frac{E}{p}\right)$$

Paschenův zákon

Pro homogenní pole platí vztah :

$$E = \frac{U}{d}$$

Po dosazení dostáváme:

$$\frac{\alpha}{p} = f_1\left(\frac{U}{pd}\right) \quad a \quad \gamma = f_2\left(\frac{U}{pd}\right)$$

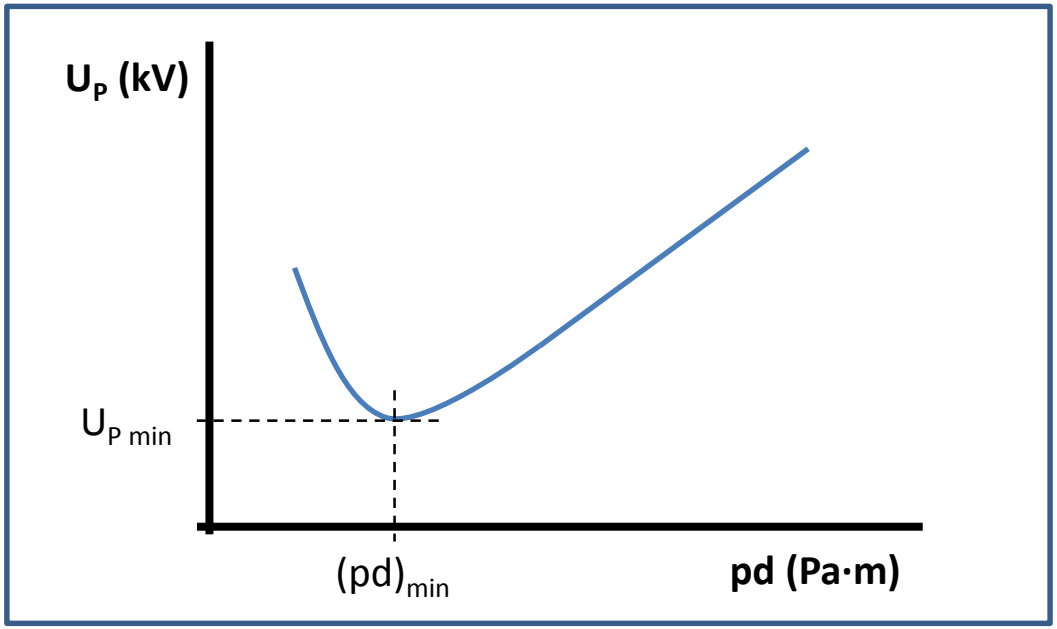
Tyto vztahy dosadíme do podmínky samostatného výboje:

$$f_2\left(\frac{V}{pd}\right)\left[e^{pd f_1\left(\frac{V}{pd}\right)} - 1\right] = 1$$

- Existuje pouze jedna hodnota napětí V při dané hodnotě součinu pd, pro kterou platí uvedená rovnice a tou je přeskokové napětí

Paschenův zákon

- Grafickým znázorněním je tzv. Paschenova křivka



  – minimum křivky určuje energeticky optimální podmínky pro vytvoření a udržení výboje v plynu

Volba plynného izolantu

- Nejužívanější plynné izolanty pro vysokonapěťová zařízení jsou vzduch a SF_6

Name	Formula	Boiling point (°C)	Dielectric strength
Hexafluoro-2-butyne	C_4F_6	−25	2.2
Trifluoromethyl sulfur pentafluoride	CF_3SF_5	−20	1.55
Trifluoromethane sulfonyl fluoride	CF_3SO_2F	−22	1.49
Thionyl fluoride	SOF_2	−44	1.42
Trifluoronitromethane	CF_3NO_2	−31	1.34
Perfluoro-n-butane	C_4F_8	2	1.5
Chloropentafluoroethane (F-115)	C_2F_5Cl	−39	1.13
Perfluoro-butane	C_4F_{10}	−2	1.06
Sulfur dioxide	SO_2	−10	1.0
Sulfur hexafluoride	SF_6	−64	1.0
Dichlorodifluoromethane (F-12)	CCl_2F_2	−30	0.99
Octofluoropropane (F-218)	C_3F_8	−37	0.98
Perfluorodimethyl ether	C_2F_6O	−59	0.84
Hexafluoroethane (F-116)	C_2F_6	−78	0.79
Bromotrifluoromethane (F-1381)	$CBrF_3$	−58	0.75
Chlorotrifluoroethylene (CTFE)	C_2F_3Cl	−28	0.69
Nitrous oxide	N_2O	−89	0.5
Carbon tetrafluoride (F-14)	CF_4	−128	0.42
Air	$N_2 + O_2$		0.37
Nitrogen	N_2	−196	0.37
Carbon dioxide	CO_2	−79	0.32

Relativní elektrická pevnost vztažená (pro SF_6=1)

Vzduchová izolace

- Vzduch je nejpoužívanější plynný izolant pro VN aplikace
  - Zadarmo, snadno dostupný, obnovující své izolační vlastnosti po přeskoku
- Návrh izolačního systému je dán chováním při atmosférickém a spínacím impulzu pro danou napěťovou hladinu (>300kV mají větší důležitost spínací přepětí)

Pravděpodobnost přeskoku při impulzním napětí

- Přeskokové napětí ve vzduchu vykazuje statistické chování
- Aplikujeme-li stejné napětí několikrát za sebou při stejném elektrodovém uspořádání, existuje jistá pravděpodobnost přeskoku
- Z pravěpodobnostní funkce odvozujeme následující parametry:
  - U_{50} 50% přeskokové napětí, je hodnota předpokládaného napětí, která s pravděpodobností 50% způsobí přeskok
  - U_0 0% přeskokové napětí, nejvyšší výdržné napětí při kterém nenastane žádný přeskok
  - U_{100} 100% přeskokové napětí, nejnižší napětí při kterém vždy dojde k přeskoku
  - σ normální (standardní) odchylka
  - v variační koeficient

Pravděpodobnost přeskoku při impulzním napětí

- Pravděpodobnostní funkce je velmi často normální (gaussovská), pak lze s určitým zjednodušením odvodit, že

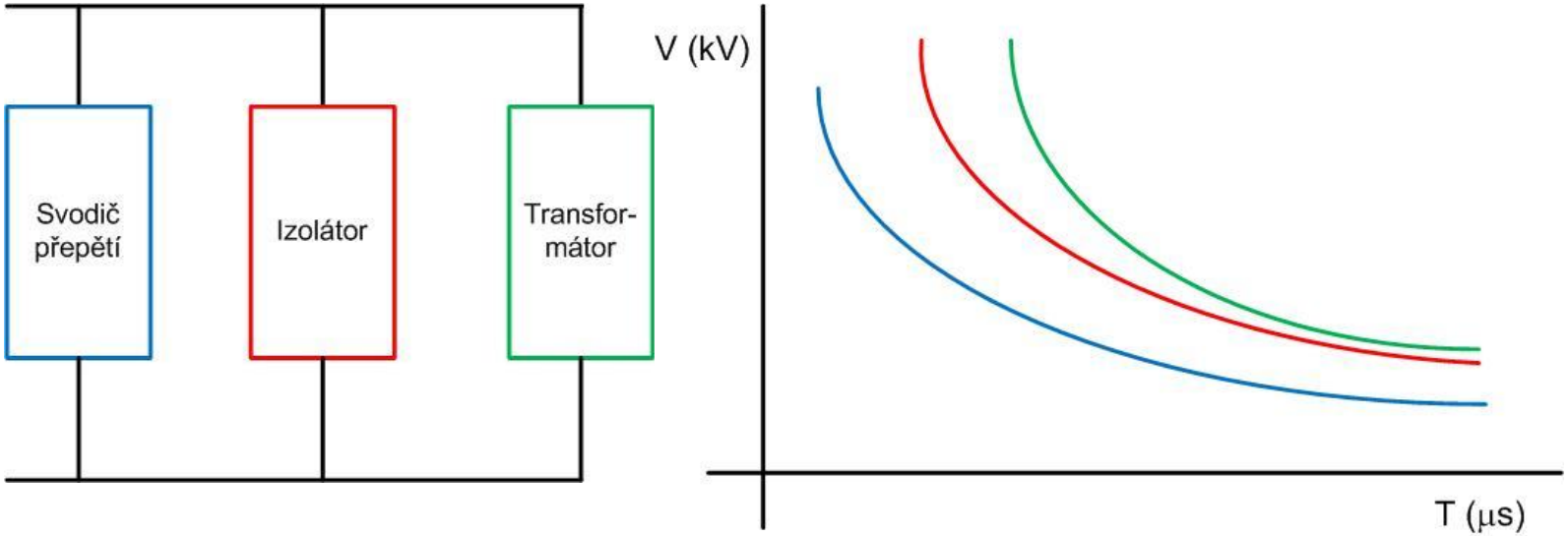
$$\sigma = U_{50} - U_{16}$$
$$U_0 \approx U_{50} - 3\sigma$$
$$U_{100} \approx U_{50} + 3\sigma$$

Napěťově časová (voltsekundová) charakteristika

- Mezi momentem, kdy je dosaženo úrovně přeskokového napětí a dokončením přeskoku je určité časové zpoždění
- Čím je hodnota napětí větší, v porovnání s přeskokovým napětím, tím je zpoždění menší
- Tento vztah vyjadřuje napěťově časová charakteristika (někdy voltsekundová nebo V-t křivka)

Napěťově časová (voltsekundová) charakteristika

- Napěťově časová charakteristika se využívá zejména při řešení koordinace izolace a návrhu ochranných opatření proti přepětí



Izolace s SF_6

- Bezbarvý, netoxický, bez zápachu, nehořlavý inertní plyn
- Při tlaku 1,4 MPa kapalní asi při 0 °C, při tlaku 0,35 kPa při -40 °C $\rightarrow$ v extrémně chladných podmínkách a vyšších tlacích potenciální problém
- Chemická stálost do 500 °C
- Nezpůsobuje korozi používaných vodičů
- Některé produkty rozkladu při hoření oblouku jsou toxické a mají korozivní účinky
- Rychlé procesy rekombinace $\rightarrow$ rychlé obnovení izolačních schopností po hoření oblouku

Přeskok v homogenním poli

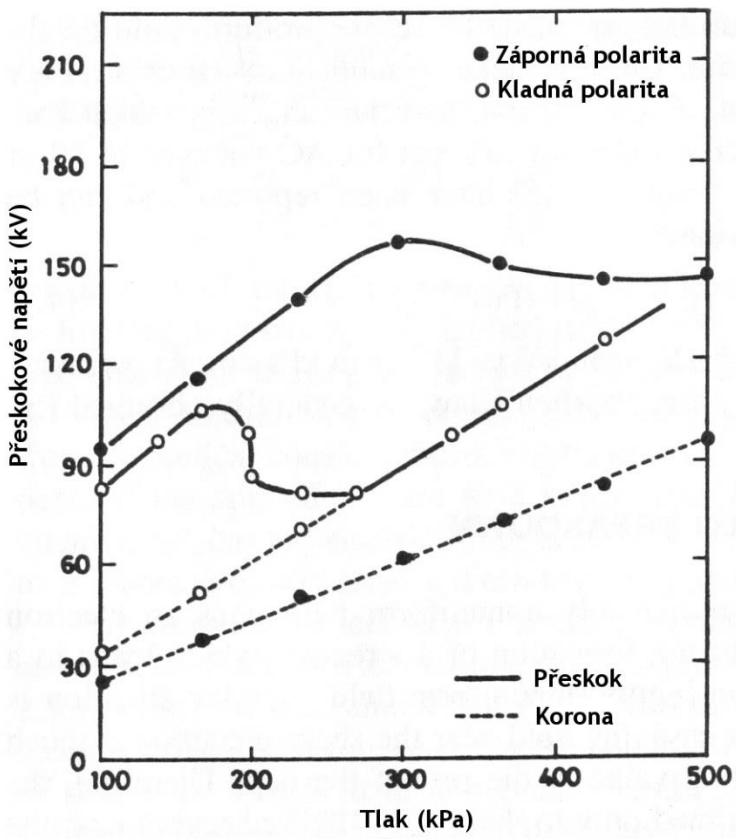
- Přeskokové charakteristiky jsou dány Paschenovou křivkou
- Pro střídavá napětí 50 Hz a stejnosměrná napětí lze Paschenovu křivku aproximovat funkcí:

$$U_b = 1{,}321(Pd)^{0.915} \text{ [kV; kPa,cm]}$$

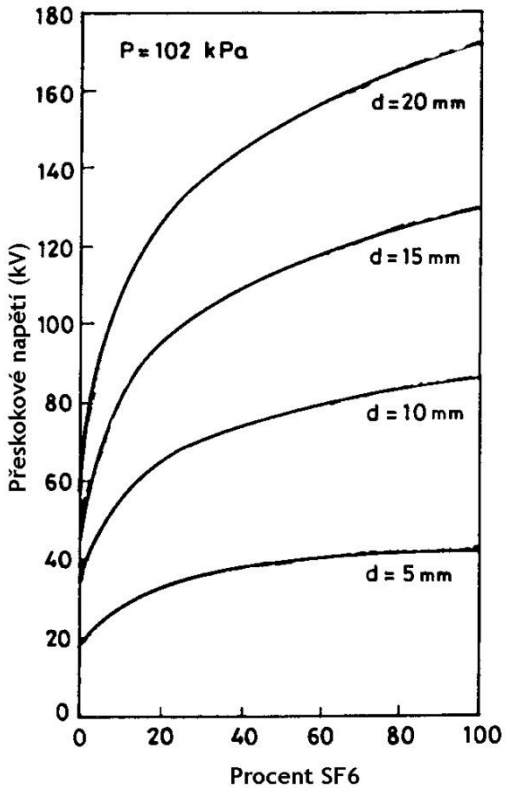
- Uvedená aproximace platí přibližně do tlaku 200kPa

Přeskok v nehomogenním poli

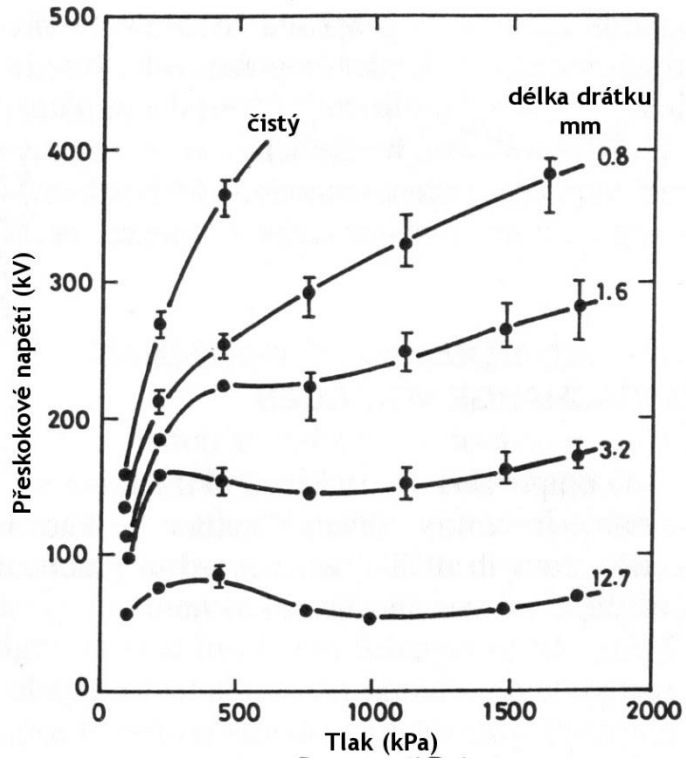
- Při nižších tlacích dochází k přeskoku při mnohem vyšších napětí než je počáteční napětí korony
- V oblasti vyšších tlaků se vzniklá lavina ihned transformuje do dostatečně silného streameru, který vede k průrazu bez předchozí korony $\rightarrow$ silně nelineární závislost přeskokového napětí na tlaku



Vliv nečistot na přeskokové napětí



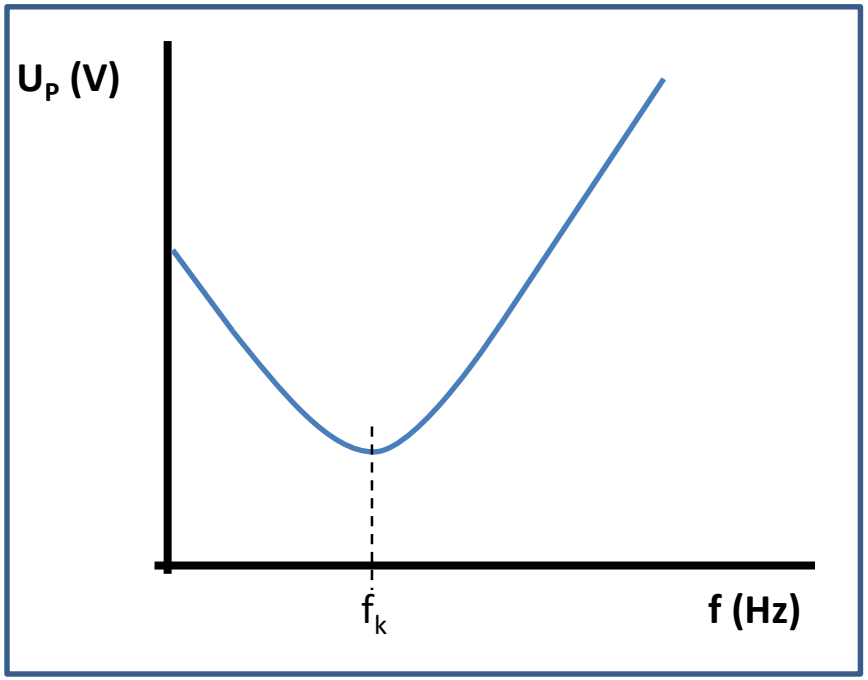
Přeskoková napětí pro různý procentní obsah SF_6 ve směsi SF_6- N_2



Přeskoková napětí pro různé velikosti měděných částeček u koaxiálního elektrodového uspořádání

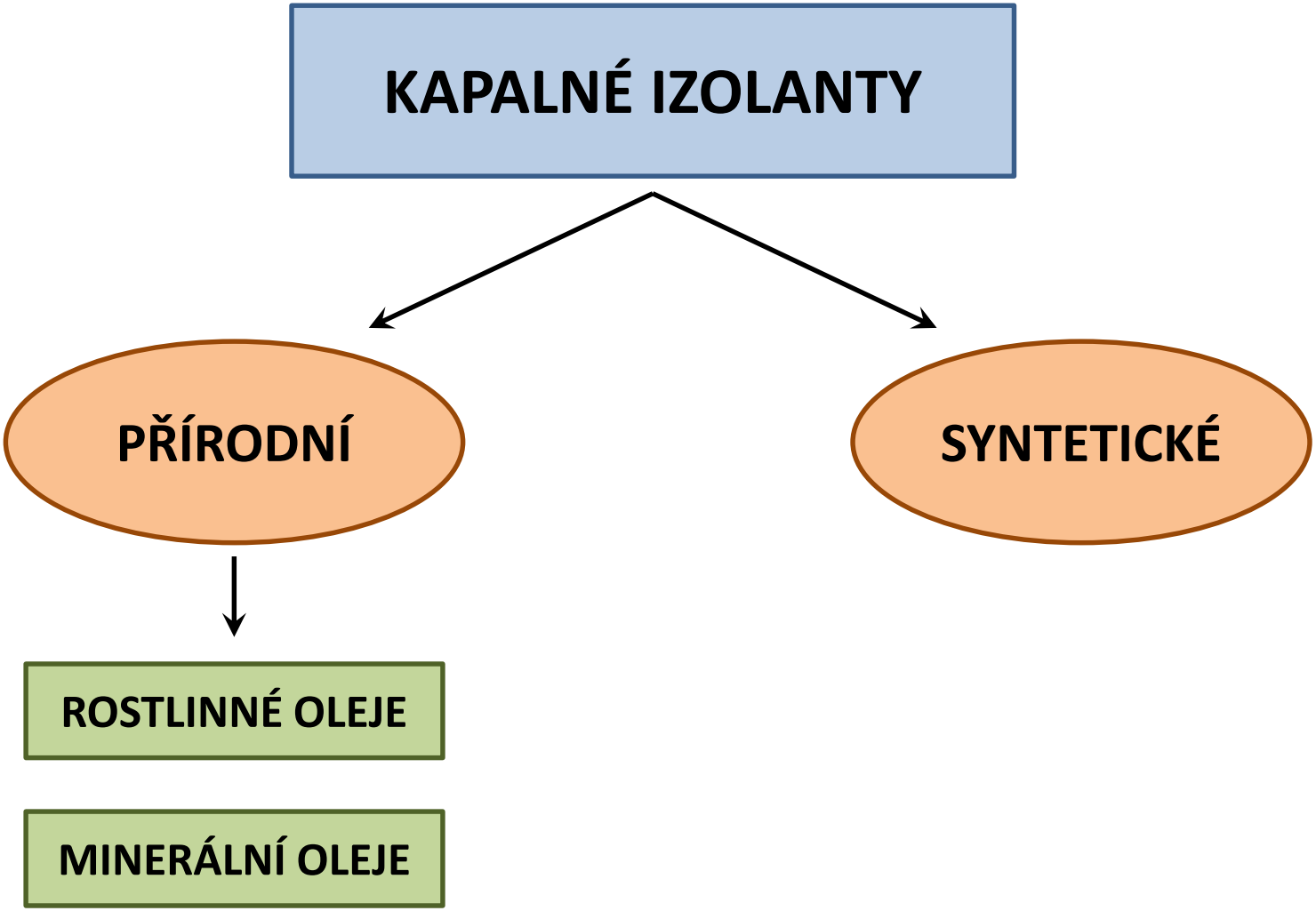
Frekvenční závislost přeskokového napětí

- Při nízkých frekvencích je přeskokové napětí stejné jako u namáhání stejnosměrným elektrickým polem
- Se zvyšující frekvencí se nestačí prostor mezi elektrodami deionizovat – pokles přeskokového napětí



- Od určité frekvence f_k (u vzduchu cca 5 MHz) se zkracuje doba urychlování elektronu v el. poli a tím i pravděpodobnost nárazové ionizace – růst přeskokového napětí

Kapalné izolanty



Kapalné izolanty

- Rostlinné oleje
  - Dnes se začínají opět používat (přírodní zdroj, levnější)
  - Rychlé stárnutí, pro lepší vlastnosti nutnost přidání vhodných aditiv
  - Výhoda je dobrá biologická rozložitelnost, nehořlavost, nevýhodou je velká absorpce vody
- Minerální oleje
  - Nejpoužívanější kapalné izolační medium, dobré izolační vlastnosti, stárnutí (oxidace, navlhání), hořlavý, pomalý biologický rozklad
  - Pravidelná kontrola stavu, případná regenerace
- Silikonové oleje
  - Výborné izolační vlastnosti, nehořlavé, odolné oxidaci až do 150°C, hlavní nevýhodou je horší absorbce plynů a velká absorpce vody
- Estery
  - nehořlavé, rychlá biologická odbouratelnost

Kapalné izolanty

Property	Unit	Mineral oil	Silicone oil
Breakdown field strength	kV/mm	28	10
Volume resistivity (ρ)	Ω-m	$10^{11} \sim 10^{13}$	10^{13}
Dielectric constant ε_r	—	2.2	2.8
Dissipation factor at 25°C (1 MHz) tan δ	—	0.001	0.0002
Density	g/cm^3	0.91	0.96
Thermal conductivity	W/K°m	0.14	0.16
Specific heat (C_p)	cal/g/°C	0.53	0.36
Thermal stability limit	°C	90	150
Flash point	°C	145	>300
Neutralization number (acidity)	mg KOH/g	<0.03	—
Pour point	°C	−40	−55
Dielectric impulse breakdown, negative needle to sphere (25.4 mm gap)	kV	145	—
Water content	ppm	25	50

Vznik přeskoku v čistých izolačních kapalinách

- Obecně izolační kapaliny dělíme na polární a nepolární
- Polární látky jsou charakterizovány pevnými dipóly (oddělení center kladného a záporného náboje) i bez přítomnosti vnějšího elektrického pole
- Nepolární látky neformují dipóly bez absence vnějšího elektrického pole. Vytvořené dipóly nejsou stálé a po ukončení působení vnějšího pole zanikají
- Většina izolačních kapalin jsou látky nepolární

Vznik přeskoku v čistých izolačních kapalinách

- Je to velmi složitý proces, který stále není přesně objasněn – předmět mnoha zkoumání
- Existuje několik teorií, které popisují vznik přeskoku v kapalinách – dokonce si některé z nich navzájem odporují
- Obecně se tyto teorie dělí do dvou skupin
  - První je ta, kde hlavní roli hraje emise elektronů z elektrod a nárazová ionizace
  - Druhá je ta, kde hlavní roli hraje tvorba plynových bublinek

Vznik přeskoku v čistých izolačních kapalinách – teorie emisní

- Je obdobná teorii přeskoku v plynu
- Jde o emisi elektronů z kovových elektrod a jejich nárazovou ionizaci vodivého kanálu
- V teoriích se objevují dva typy emisí (ve skutečnosti je ale nelze jednoznačně identifikovat)
  - Studená emise
    - Emise zapříčiněná působením velkého elektrického pole
  - Shottkyho emise
    - Emise zapříčiněná snížením bariéry, kterou musí elektrony vykonat při výstupu z elektrody při působení el. pole

Vznik přeskoku v čistých izolačních kapalinách – teorie bublinková

- Nepředpokládá se zde přítomnost plynů v jakékoli jiné formě (např. rozpuštěné v kapalině)
- Možnosti vzniku bublinek plynů
  - Z molekul vlastní kapaliny působením elektronu s velkou energií
  - Lokálním oteplením při průchodu vodivostního proudu
  - Na místech s velkou intenzitou el. pole (např. nerovnosti povrchu)
  - Zbytek plynu usazeného na povrchu elektrody

Vznik přeskoku v čistých izolačních kapalinách – teorie bublinková

- Původní kulovitý tvar bublinky je působením el. pole deformován – protáhnutí ve směru intenzity el. pole
- Velikost bublinky je dána tlakem a teplotou v kapalině
- V okamžiku, kdy napětí mezi konci bublinky dosáhne hranice udávající Pashenovou křivkou, nastane přeskok

Elektrická pevnost izolačních kapalin

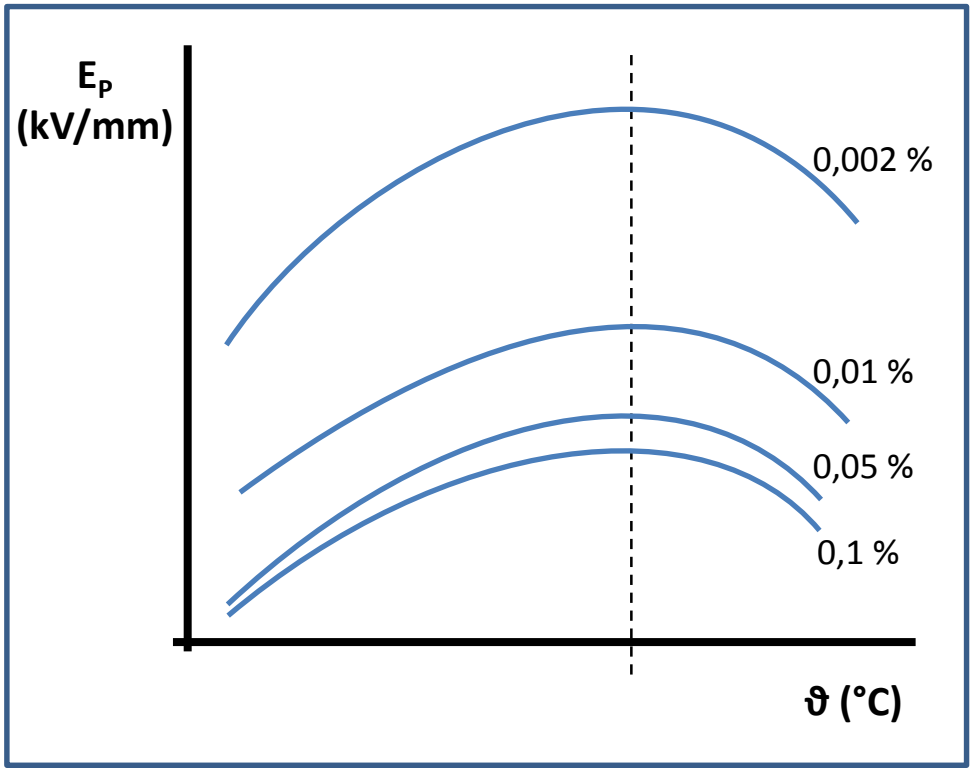
- V běžných izolačních kapalinách mají rozhodující vliv na vodivost disociace nečistot (generace iontů), pevné částečky nečistot, plynové bublinky, nasycení izolantu vodou a nasycení dalšími rozpuštěnými nečistotami
- Kladné a záporné ionty, které nezrekombinují putují k elektrodám a vytvářejí proud
- Mohou se tvořit vodivé cesty (např. řetězce z pevných částic, kal uložený po celém dně nádoby izolační kapaliny, bublinky plynů zachycující se na povrchu elektrod, …)

Snížení elektrické pevnosti izolačních kapalin

- Částečnými výboji v kapalině dochází ke vzniku nečistot – sazí a plynů rozpuštěných v kapalině
- Při styku izolačních kapalin se vzduchem dochází k nežádoucím reakcím
  - Chemické reakce znečištění kapalin
  - Pohlcování vlhkosti ze vzduchu
- Ke vzniku nečistot také dochází dlouhodobou chemickou a elektrochemickou reakcí materiálů které jsou ve styku s izolační kapalinou (např. elektrody, vnější nádoba, …)

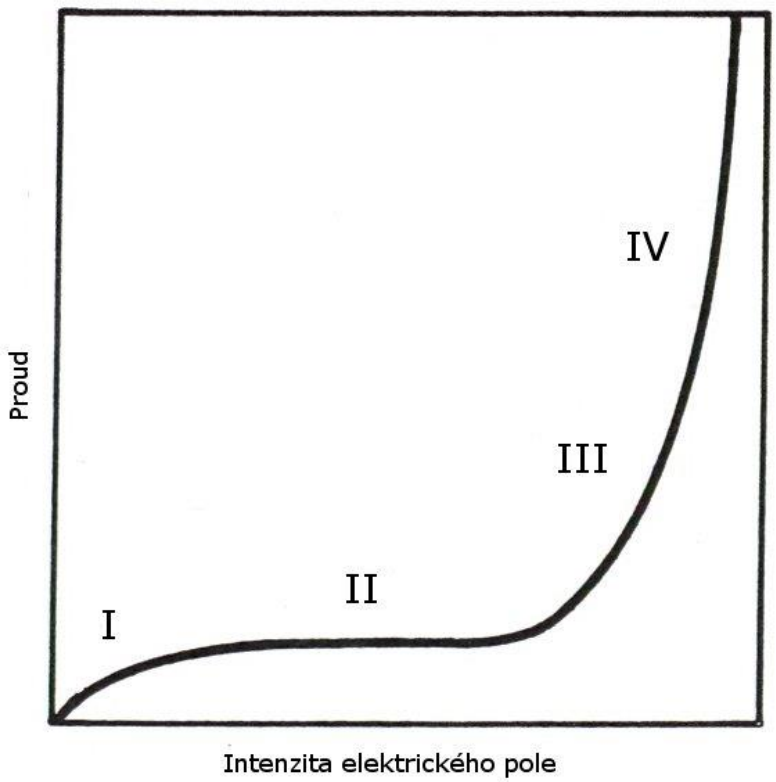
Vliv teploty na elektrickou pevnost izolačních kapalin

- Významným ovlivněním vodivosti je také teplota izolační kapaliny
  - Pro příklad je uvedena závislost el. pevnosti na teplotě o rozdílných obsazích vody v minerálním oleji
  - Se změnou teploty se v oleji mění forma a vazby vody
  - S teplotou se také mění pohyblivost volných nosičů náboje



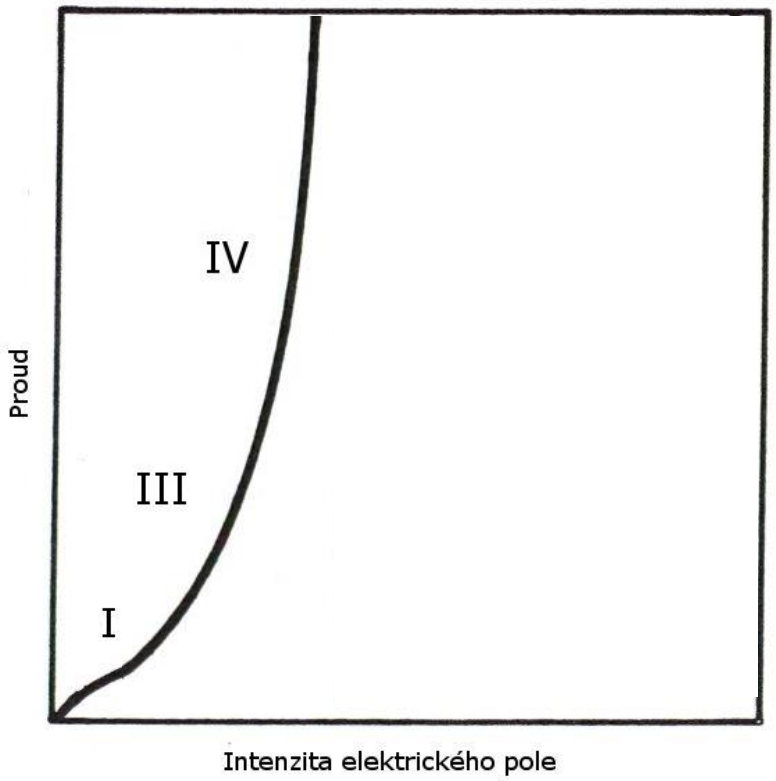
V-A charakteristika extrémně čistého kapalného izolantu (plynného izolantu)

- Oblast I.
  - oblast přibližné platnosti Ohmova zákona
- Oblast II.
  - oblast nasyceného proudu
- Oblast III. + IV.
  - oblast nárazové ionizace



V-A charakteristika běžného kapalného izolantu

- Nemá oblast nasyceného proudu

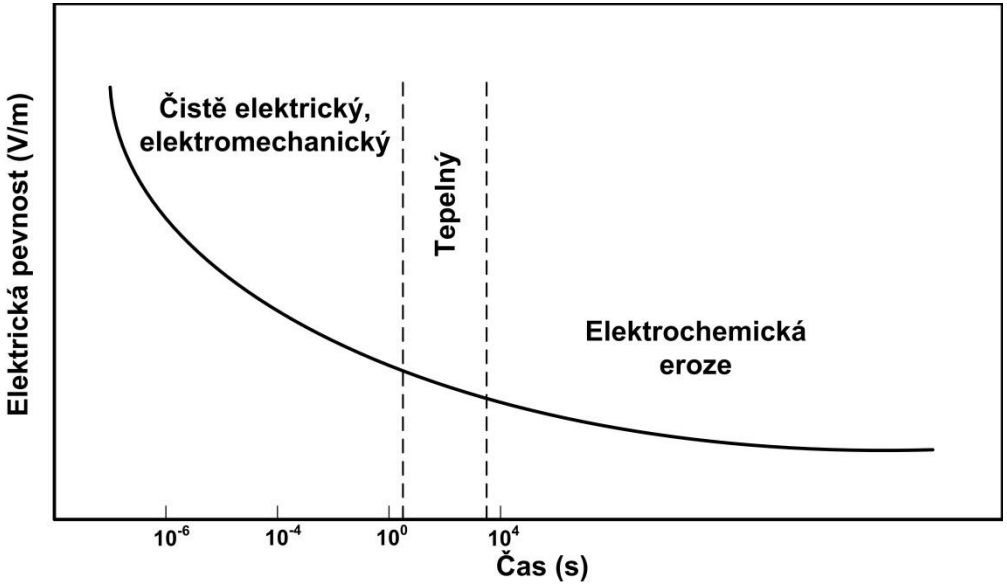


Pevné izolanty

- Základní rozdělení
  - Organické
    - Přírodní
    - Umělé (syntetické)
      - Termoplasty
      - Termosety (reaktoplasty)
      - Elastomery
  - Anorganické
    - Amorfní
    - Krystalické

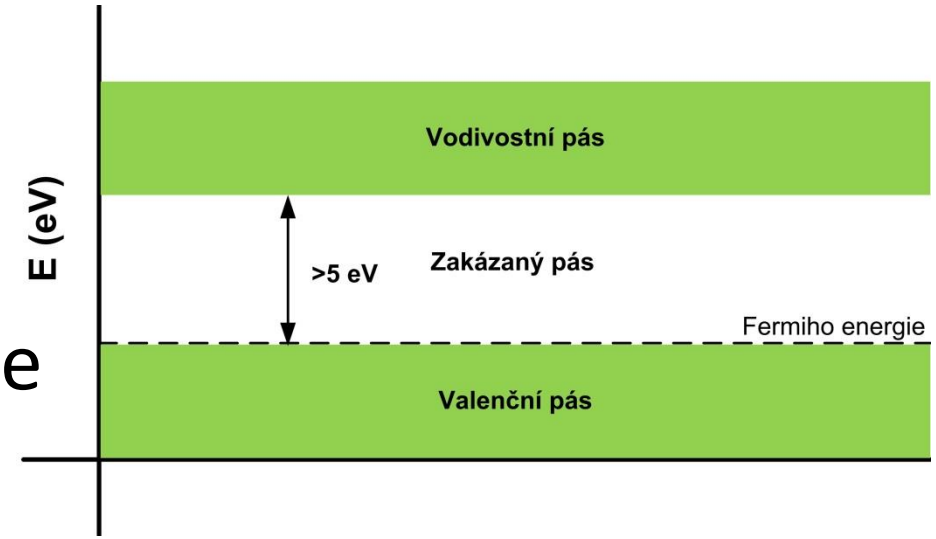
Průrazy pevné izolace

- Mechanismus průrazu je komplexní jev a závisí na době přiložení napětí
- Rozeznáváme tři mechanismy:
  - Čistě elektrický průraz
  - Tepelný průraz
  - Elektromechanický průraz



Čistě elektrický průraz

- Nastává ve velmi krátkých časech 10^{-8} s při intenzitě elektrického pole v řádech MV/cm
- Při těchto energiích přechází elektrony ze zcela zplněného valenčního pásu do vodivostního pásu, kde mohou prostupovat krystalickou mřížkou

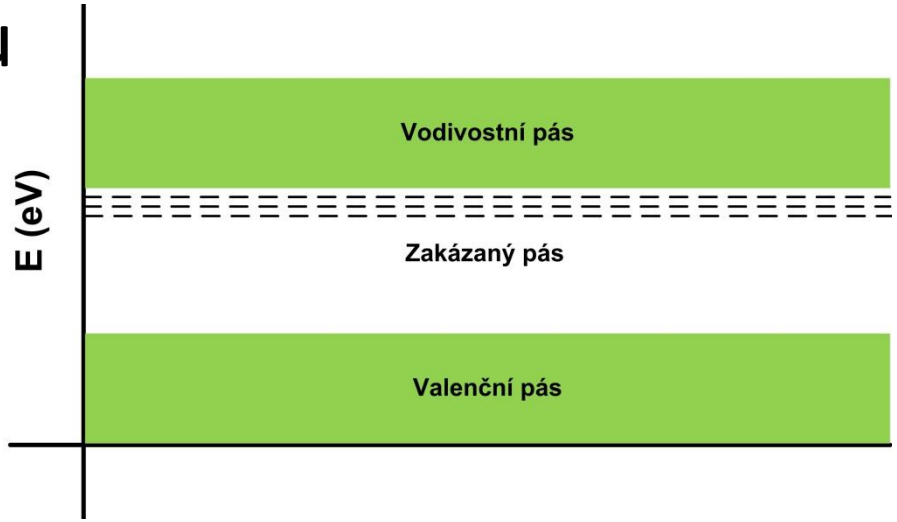


Vliv nečistot

- V čistém homogenním dielektriku je valenční pás od vodivostního oddělen velkou energetickou propastí
- Při běžných teplotách elektrony nezískají dostatečnou energii k přechodu $\rightarrow$ nulová vodivost
- Prakticky, všechny krystaly obsahují nečistoty a poruchy mřížky

Vliv nečistot

- Atomy nečistot hrají roli pastí pro volné elektrony v energetických hladinách pod vodivostním pásem
- Při nižších teplotách elektrony zachyceny v pastích, při vyšších teplotách snadnější přechod do vodivostního pásu



Tepelný průraz

- Při napěťovém namáhání izolace je generováno teplo vlivem vodivostního proudu a dielektrických ztrát (polarizace)
- Vodivost roste s teplotou – kladná zpětná vazba

Tepelný průraz

Fourierův zákon

$$q = -\lambda \, grad \, T$$

Průtok tepla ve směru osy x v elementu dxdydz za dobu dt

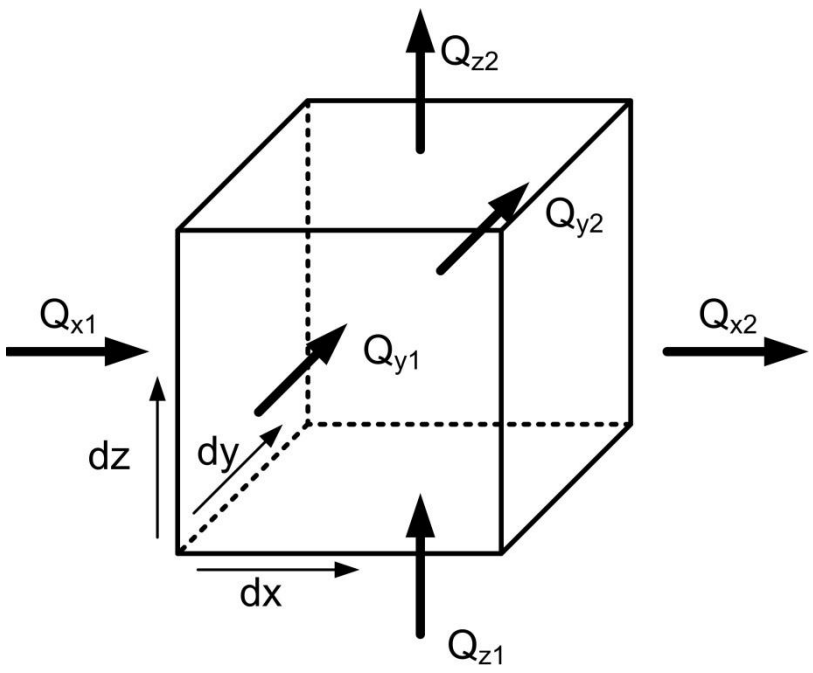
$$Q_{x1} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} dydzd\tau$$

$$Q_{x2} = -\lambda \frac{\partial}{\partial x}\left(T + \frac{\partial T}{\partial x} dx\right) dydzdt$$

$$dQ_x = dQ_{x1} - dQ_{x2}$$

$$= \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dxdydzdt$$

Ve směru os y a z dostaneme analogické vztahy



Tepelný průraz

Celkové sdělené teplo v elementu dxdydz za čas dτ je pak:

$$dQ = dQ_x + dQ_y + dQ_z = \lambda\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) dxdydzdt$$

Ze zákona zachování energie platí

Teplo přivedené = teplo absorbované + teplo odvedené

Uvažujem-li, že zdrojem tepla je procházející proud pak:

$$\sigma E^2 = c_v \frac{dT}{dt} + \lambda\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)$$

- Experimentální data ukazují, že průrazné napětí závisí na čase přiložení → dva limitní stavy: impulzní a ustálený tepelný průraz

Impulzní tepelný průraz

- Nárůst tepla je velmi rychlý → předpoklad zanedbání tepelného odvodu do okolí

$$\sigma E^2 = c_v \frac{dT}{dt} = c_v \frac{dT}{dE}\frac{dE}{dt}$$

Hledáme maximální intenzitu E_p v čase t_p při které dojde k průrazu, předpokládáme lineární nárůst elektrické intenzity:

$$E = \frac{E_p}{t_p} t$$

Závislost elektrické vodivosti na teplotě lze vyjádřit jako:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{W}{kT}}$$

Kde W je aktivační energie a k je Boltzmanova konstanta

Impulzní tepelný průraz

$$\sigma_0 e^{-\frac{W}{kT}} E^2 = c_v \frac{dT}{dE} \frac{E_p}{t_p}$$

$$\sigma_0 e^{-\frac{W}{kT}} E^2 dE = c_v \frac{E_p}{t_p} dT$$

$$\frac{\sigma_0 t_p}{c_v E_p} \int_0^{E_p} E^2 dE = \int_{T_0}^{T_p} e^{\frac{W}{kT}} dT$$

Za předpokladu, že W>>kT a T_p>T_o, lze integrál na pravé straně vyjádřit jako: $T_0 \frac{k}{W} e^{\frac{W}{kT_0}}$, pak výsledný vztah pro E_p je:

$$E_p = \left(\frac{3 c_v k T_0^2}{\sigma_0 W t_p} \right)^{0,5} e^{\frac{W}{2kT_0}}$$

Tepelný průraz v ustáleném stavu

- Předpokládáme, že dielektrikum je umístěno mezi velké elektrody, které mají teplotu okolí
- Velký teplotní spád mezi teplotou uvnitř dielektrika a elektrodami způsobí přenos veškerého generovaného tepla přes elektrody do okolí
- V rovnici zachování energie můžeme zanedbat člen $c_v \frac{dT}{dt}$

Tepelný průraz v ustáleném stavu

$$\sigma E^2 = k\frac{d^2T}{dx^2}$$

$$\sigma\left(-\frac{dU}{dx}\right)^2 = k\frac{d^2T}{dx^2}$$

$$-\sigma\frac{dU}{dx}\int\frac{dU}{dx}dx = k\int\frac{d^2T}{dx^2}dx$$

Za předpokladu, že jde o homogenní pole a platí $\frac{d^2U}{dx^2} = 0$

$$-\sigma\frac{dU}{dx}U = k\frac{dT}{dx} + konst.$$

Pro zjednodušení konst.=0, počátek x=0 je umístěn uprostřed mezi elektrodami, napětí na elektrodách $\pm 1/2U_a$

Tepelný průraz v ustáleném stavu

Je-li T_{max} max teplota v x=0, $\left.\frac{dT}{dx}\right|_{x=0} = 0$, pak:

$$\int_0^{\frac{U_a}{2}} U dU = -\int_{T_{max}}^{T_0} \frac{k}{\sigma} dT$$

$$U_a^2 = 8\int_{T_0}^{T_{max}} \frac{k}{\sigma} dT$$

- Aplikované napětí dosáhne průrazného napětí U_p pokud T_{max} je rovno kritické teplotě T_k
- Nestabilní případ nastane když $T_c \rightarrow \infty$ a $U_a \rightarrow U_p$

Tepelný průraz v ustáleném stavu

$$U_p = \sqrt{8 \int_{T_0}^{T_c \to \infty} \frac{k}{\sigma} dT}$$

Electrical degradation and breakdown in polymers
Len A. Dissado,John C. Fothergill

Elektromechanický průraz

- Jsou-li pevná dielektrika vystavena silným elektrickým polím vznikají elektrostatiké síly (elektrostrikce), které vedou k deformaci materiálu

Je-li d_0 počáteční tloušťka materiálu, který je stlačen na tloušťku d při aplikaci napětí U, pak elektricky vyvolaná kompresní síla je v rovnováze pokud:

$$\varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{U^2}{2d^2} = Y ln\left(\frac{d_0}{d}\right)$$, kde Y je Youngův modul pružnosti

Obvykle mechanická nestabilita nastává při $\frac{d}{d_0} = 0.6$, pak nejvyšší intenzita el. pole před průrazem je :

$$E_m = \frac{U}{d_0} = 0.6\left(\frac{Y}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}\right)$$

Materiály pevných izolantů

- Izolační papír a desky
  - Papír je hydroskopický materiál →musí být vysušen a impregnován olejem
  - Tvrzený papír – stlačení papíru s epoxidem se používá jako materiál pro izolační bariéry
  - Jemný papír s impregnací se využívá v transformátorech a průchodkách

Materiály pevných izolantů

- Slída
  - Dobré elektrické vlastnosti – vysoká elektrická pevnost, nízké ztráty, tepelná odolnost a dobrá mechanické pevnost
  - Jako pojivo se používají vhodné druhy epoxidů
  - Spojením se sklem vytváří keramiku, která se dobře obrábí $\rightarrow$ využití pro výkonové vypínače, bariéry proti oblouku a průchodky
  - Slídový papír (pásky) $\rightarrow$ zejména pro izolace vinutí elektrických strojích, které pracují při vysokých provozních teplotách

Materiály pevných izolantů

- Sklo
  - Dobrá chemická odolnost, nízká absorpce vody, vysoká tepelná vodivost
  - Nejvyšší podíl využití skla je ve formě skleněných vláken, které se využívají k zpevnění jádra transformátoru, v kompozitních izolátorech, skleněnými vlákny plněné plasty ve formě pásky pro elektrické stroje

Materiály pevných izolantů

- Keramika
  - Keramika s nízkou permitivitou ($\varepsilon_r < 12$) – pro pro izolátory
  - Keramika s vysokou permitivitou ($\varepsilon_r > 12$) – pro kondenzátory
  - Porcelán chemicky inertní, odolný kontaminaci, dobré mechanické vlastnosti

Materiály pevných izolantů

- Polymery
  - Polyetylén (PE)
  - Zesíťovaný polyetylén (XLPE)
  - Polyvinylchlorid (PVC)
  - Elastomery
    - Silikonový kaučuk
    - Etylén-propylenový kaučuk (EPR)
    - Epoxidová pryskyřice

Složená dielektrika a izolanty

- Systémy složených dielektrik (kompozity) se vytváří za účelem zlepšení vlastností celkového systému
- Některé důvody vytváření složených materiálů:
  - lepší mechanické vlastnosti, tvarová stabilita
  - omezení hořlavosti
  - vyšší chemická odolnost
  - vylepšení elektrických (izolačních) a magnetických vlastností
  - odolnost vůči navlhání
  - zlepšení vzhledu, snížení výrobních nákladů

Složená dielektrika a izolanty

- Kompozity dělíme dle způsobu spojení dvou či více materiálů dohromady
  - Partikulové
  - Vláknové (spojité x nespojité)
  - Strukturální (lamináty x sendvičové panely)
- Nejjednodušší kompozit je paralelně nebo sériově složen ze dvou materiálů s rovnoměrnou geometrií (např. dvě desky)
  - Lze spočíst jako dva paralelně nebo sériově řazené kondenzátory

Jednoduché složené pevné dielektrikum

- Lze popsat dynamickým Maxwell-Wagnerovým modelem, který využívá deskový kondenzátor s dvojvrstvým dielektrikem vloženým do el. pole

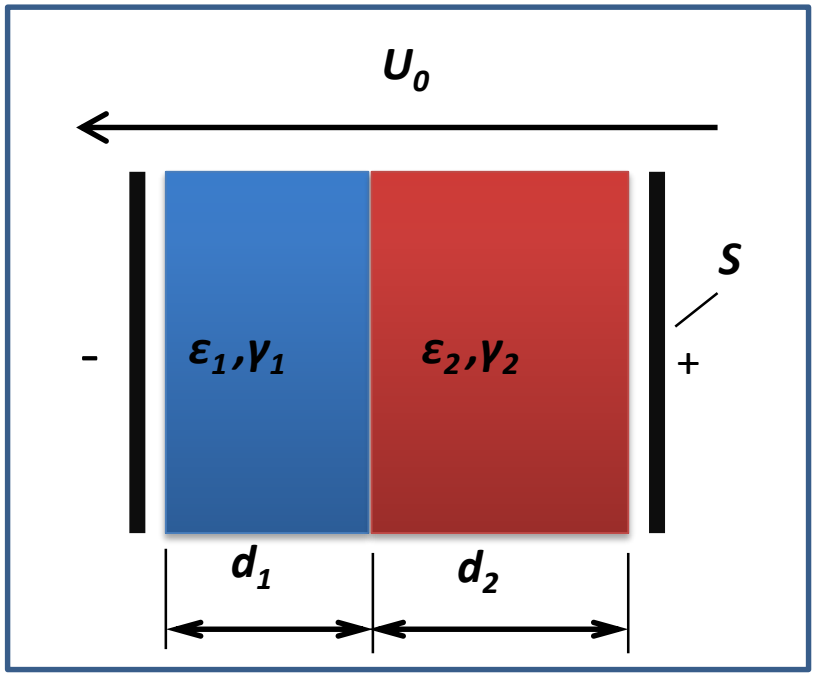
U_0 - napětí

S – plocha elektrod

d_x – tloušťka vrstvy x

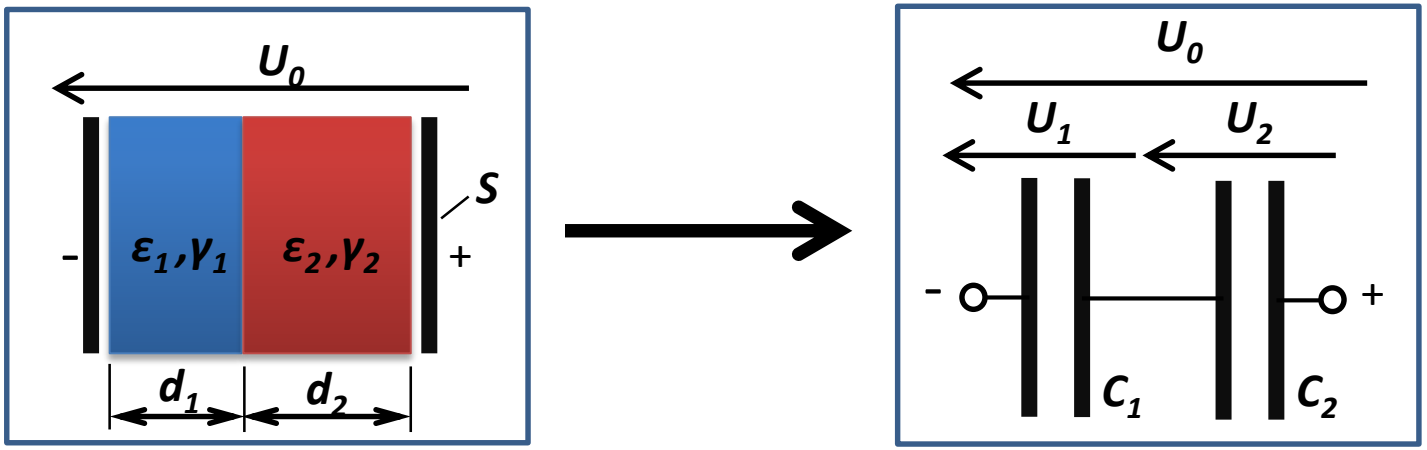
ε_x – permitivita vrstvy x

γ_x – konduktivita vrstvy x



Jednoduché složené pevné dielektrikum

- Výpočet kondenzátoru s dvojitým dielektrikem (sériové řazení kondenzátorů)



$$C_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_1 \frac{S}{d_1} \qquad C_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 \frac{S}{d_2}$$

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$$

Jednoduché složené pevné dielektrikum

Napětí: $U_0 = U_1 + U_2$

Proud: $I = I_1 = I_2$

Impedance: $\mathrm{Z} = X_c = X_{c1} + X_{c2} = \frac{1}{j\omega C_1} + \frac{1}{j\omega C_2} = \frac{1}{j\omega C}$

Dále platí:

$$I = \frac{U_0}{Z} = \frac{U_0}{\frac{1}{j\omega C}}$$

$$U_0 j\omega C = U_1 j\omega C_1 = U_2 j\omega C_2$$

$$U_1 = \frac{C_2}{C_1 + C_2} U_0 \qquad U_2 = \frac{C_1}{C_1 + C_2} U_0$$

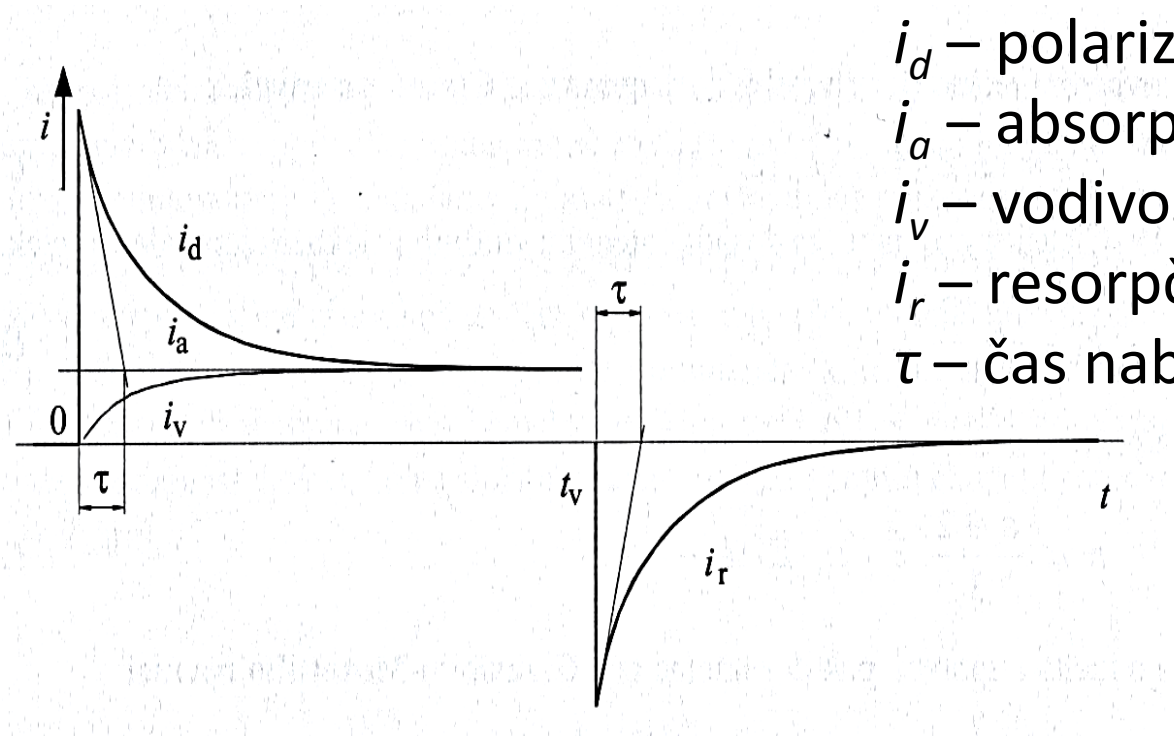
$$U_1 = \frac{\varepsilon_2 d_1}{\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1} U_0 \qquad U_2 = \frac{\varepsilon_1 d_2}{\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1} U_0$$

Jednoduché složené pevné dielektrikum

- Jak z uvedených vztahů vyplývá, tak rozložení napětí v jednotlivých částech jednoduchého složeného dielektrika velmi závisí na relativní permitivitě jednotlivých vrstev
- U sériového řazení dvou jednoduchých dielektrik poté velmi závisí na tloušťce jednotlivých vrstev
- Naopak u paralelního řazení dvou jednoduchých dielektrik velmi závisí na ploše elektrod jednotlivých částí

Jednoduché složené pevné dielektrikum

- Průběh proudu podle Maxwell-Wagnerova modelu při polarizaci a depolarizaci nehomogenního dielektrika



i_d – polarizační proud
i_a – absorpční proud
i_v – vodivostní proud
i_r – resorpční proud
τ – čas nabití/vybití dielektrika

Obecné výpočty kompozit pevných dielektrik a izolantů

- Velmi často však bývají složená dielektrika směsné kompozity, které nerovnoměrně vyplňují určitý prostor, nebo jsou smíchány do sebe – poté je výpočet celkových vlastností mnohem složitější
- Vždy je důležité určit správný poměr materiálů pro optimální výsledek (vlastnosti)

Obecné výpočty kompozit pevných dielektrik a izolantů

- Existuje velké množství složitých přesných směsných teorémů pro výpočty celkových parametrů kompozit
- Směsné vztahy platí pro jakékoli vlastnosti kompozitu – směsná teorie je vždy stejná
  - stejné diferenciální rovnice i stejné okrajové podmínky

Obecné výpočty kompozit pevných dielektrik a izolantů

OBECNÝ SMĚSNÝ FUNKČNÍ VZTAH

Výsledná vlastnost X_s pro materiály o vlastnostech X_1, X_2, X_3, … X_n o dílčích objemových poměrech v_1, v_2, v_3, … v_n je obecně dána vztahem:

$$X_S = F[X_1, X_2, X_3, \dots X_n, v_1, v_2, v_3, \dots v_n]$$

při čemž musí platit:

$$\sum_{i=1}^{n} v = 1$$

Obecné výpočty kompozit pevných dielektrik a izolantů

- Daná funkční závislost je v konkrétních případech velmi složitá, protože zahrnuje i tzv. geometrii složené soustavy
- Geometrie složené soustavy je mimo jiné dána
  - typem soustavy
  - rozložením částic v soustavě
  - tvarem částic v soustavě
  - orientací částic vzhledem k působícímu el. poli

Složená dielektrika a izolanty

- Příklady složených izolačních a dielektrických systémů:
  - Kabel (plášť + výplň + izolace žil)
  - Kondenzátory
  - Izolace vinutí transformátorů (izolační lak + olej)
  - Směsi výplní suchých transformátorů
  - Kompozitní izolátory
  - …