Elektromagnetické pole

- Při dostatečně vysokých frekvencích se objevují další jevy, které jsme dosud (v kvazistacionárním přiblížení) nepostihli:
  - vyzařování el.-mg. vln do prostoru
  - indukované elektrické pole
  - posuvný proud
- Obecnou teorii el.-mg. pole je možné aplikovat i na mikroskopické úrovni. Veličiny na makroskopická úrovni jsou potom dány integrací/*vystředováním* mikroskopických příspěvků.

- J. C. Maxwell (1865) - úplná sada rovnic pro el.-mg. pole

Indukované elektrické pole

- Zobecnění zákona el.-mg. indukce.
- Je nutná přítomnost vodiče?
- Proměnné magnetické pole je schopné vyvolat konvekční proud volných nabitých částic stejně dobře, jako je schopné vyvolat kondukční proud ve vodičích.
- Časově proměnné magnetické pole bude na uvedenou nabitou částici působit silou $\boldsymbol{F}$, která je úměrná časové změně magnetického pole a není závislá na pohybu částice.
- $\boldsymbol{E}_i$ - indukované elektrické pole

$$\boldsymbol{F} = Q\,\boldsymbol{E}_{\mathrm{i}}$$

- V daném bodě prostoru je nenulové také stacionární el. pole $\boldsymbol{E}_s$, vyvolané daným rozložením okolních nábojů.
- Výsledná intenzita elektrického pole v místě částice: $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_s + \boldsymbol{E}_i$.
- Celková síla $\boldsymbol{F}$ působící na částici pohybující se rychlostí $\boldsymbol{v}$:

$$\boldsymbol{F} = Q\left(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}\right)$$

Indukované elektrické pole

$$\boldsymbol{F} = Q(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})$$

- Celková intenzita elektrického pole daného jednak okamžitým rozložením nábojů v prostoru, jednak hodnotou indukovaného elektrického pole, u něhož nemůžeme bezprostředně ukázat, které elektrické náboje jej vytvářejí.
- *Nestacionární elektrické pole.*
- *Maxwell:* každá časová změna magnetického pole vyvolává vznik pole elektrického. Vznik indukovaného elektrického proudu je pak třeba považovat za projev tohoto elektrického pole v těch případech, kdy jsou v daném místě přítomni vhodní nositelé proudu.
- Nestacionární elektrické pole není potenciální.
- Přenesení jednotkového náboje podél libovolné uzavřené křivky *l*:

$$W_e = \oint_l \boldsymbol{E}_i . d\boldsymbol{l} = \mathcal{E}_F$$

- Pp., že elektrická intenzita je důsledkem měnícího se magnetického pole (el.-mg. indukce)

Indukované elektrické pole

- Pp., že elektrická intenzita je důsledkem měnícího se magnetického pole (el.-mg. indukce) (stacionární pole má příspěvek integrálu nulový)

$$\varepsilon_F(t) = -\frac{\partial}{\partial t}\int_S \boldsymbol{B}.\mathrm{d}\boldsymbol{S} = -\int_S \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}.\mathrm{d}\boldsymbol{S}$$

$$\oint_l \boldsymbol{E}.\mathrm{d}\boldsymbol{l} = -\int_S \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}.\mathrm{d}\boldsymbol{S}$$

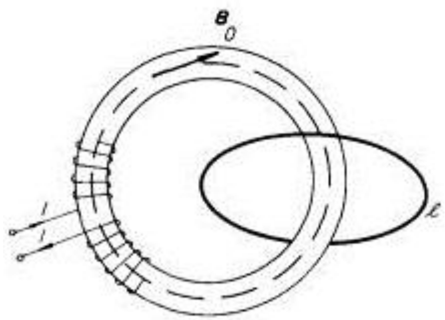
$$\int_S \left(\mathrm{rot}\,\boldsymbol{E} + \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}\right).\mathrm{d}\boldsymbol{S} = 0$$

  - diferenciální tvar:

$$\boxed{\mathrm{rot}\,\boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}.}$$

Indukované elektrické pole

- Indukovaný elektrický proud ve smyčce obepínající dlouhý solenoid či toroid) můžeme chápat jako důsledek působení indukovaného elektrického pole ***E*** na volné nositele náboje ve vodiči smyčky (viz pokus provedený minule).
- Indukované elektrické pole vzniká i v místech s nulovou magnetickou indukcí.



$$\mathcal{E}_F(t) = -\pi a^2 \frac{\partial \boldsymbol{B}_0}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}\oint_l \boldsymbol{A}.\mathrm{d}\boldsymbol{l} = -\oint_l \frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t}.\mathrm{d}\boldsymbol{l}$$

$$\mathcal{E}(t) = \int_{(A)}^{(B)} \boldsymbol{E}^{*}.\,\mathrm{d}\boldsymbol{l}$$

$$\boldsymbol{E}_\mathrm{i} = -\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t}$$

Gaussův zákon a neexistence magnetických nábojů

- i v nestacionárním případě zůstávají v platnosti
- Gaussův zákon $$\boxed{\varepsilon_0 \oint_S \varepsilon_r \boldsymbol{E}.\boldsymbol{dS} = \oint_S \boldsymbol{D}.\boldsymbol{dS} = Q}$$ $$\boxed{\mathrm{div}\boldsymbol{D} = \rho}$$
- neexistence magnetických nábojů: $$\emptyset_B = \oint_S \boldsymbol{B}.\boldsymbol{d}S = 0$$

$$\boxed{\mathrm{div}\boldsymbol{B} = \boldsymbol{0}}$$

Magnetické pole posuvného proudu

- Ampérův zákon $\mathrm{rot}\boldsymbol{H} = \boldsymbol{j}$

$$\mathrm{div}\,\mathrm{rot}\boldsymbol{H} = \mathrm{div}\boldsymbol{j} \equiv 0$$

- ale z rovnice kontinuity: $\mathrm{div}\,\boldsymbol{j} = -\dfrac{\partial \rho}{\partial t}$
- $Ampérův\ zákon\ ve\ tvaru\ pro\ kvazistac.\ pole\ neplatí.$

Magnetické pole posuvného proudu

- Pp. obecnou platnost Gaussova zákona $\mathrm{div}\boldsymbol{D} = \rho \qquad \mathrm{div}\dfrac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} = \dfrac{\partial \rho}{\partial t}$
- Úprava rovnice kontinuity:

$$\boxed{\mathrm{div}\,\boldsymbol{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0.}$$

$$\mathrm{div}\,\boldsymbol{j} + \frac{\partial}{\partial t}\mathrm{div}\,\boldsymbol{D} = \mathrm{div}\left(\boldsymbol{j} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}\right) = 0$$

- Veličina $\boldsymbol{j}_c$: $\boldsymbol{j}_\mathrm{c} = \boldsymbol{j} + \dfrac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}$
- splňuje vždy podmínku $\mathrm{div}\,\boldsymbol{j}_\mathrm{c} = 0$
- Touto veličinou nahradíme ***j*** v Ampérově zákoně: $\boxed{\mathrm{rot}\boldsymbol{H} = \boldsymbol{j}_c}$
- anebo
- **Zobecněný Ampérův zákon v dif. tvaru** $\boxed{\mathrm{rot}\boldsymbol{H} = \boldsymbol{j} + \dfrac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}}$

Magnetické pole posuvného proudu

- Pp. obecnou platnost Gaussova zákona $\mathrm{div}\boldsymbol{D} = \rho$ $\mathrm{div}\frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} = \frac{\partial \rho}{\partial t}$
- Úprava rovnice kontinuity:

$$\boxed{\mathrm{div}\, \boldsymbol{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0.}$$

$$\mathrm{div}\, \boldsymbol{j} + \frac{\partial}{\partial t}\mathrm{div}\, \boldsymbol{D} = \mathrm{div}\left(\boldsymbol{j} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}\right) = 0$$

- Veličina $\boldsymbol{j}_c$: $\boldsymbol{j}_\mathrm{c} = \boldsymbol{j} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}$
- splňuje vždy podmínku $\mathrm{div}\, \boldsymbol{j}_\mathrm{c} = 0$
- Touto veličinou nahradíme ***j*** v Ampérově zákoně: $\boxed{\mathrm{rot}\boldsymbol{H} = \boldsymbol{j}_c}$
- anebo
- **Zobecněný Ampérův zákon v dif. tvaru** $\boxed{\mathrm{rot}\boldsymbol{H} = \boldsymbol{j} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}}$

Magnetické pole posuvného proudu

- Veličina $\boldsymbol{j}_{\mathrm{c}}$ je celková hustota makroskopického nestacionárního proudu.

$$\boldsymbol{j}_{\mathrm{c}} = \boldsymbol{j} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} \qquad \boldsymbol{D}(\boldsymbol{r}) = \varepsilon_0 \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) + \boldsymbol{P}(\boldsymbol{r})$$

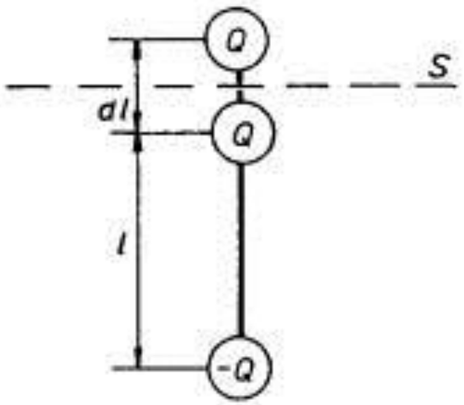
$$\boldsymbol{j}_{\mathrm{c}} = \boldsymbol{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + \frac{\partial \boldsymbol{P}}{\partial t}$$

- $\boldsymbol{j}$ je *hustota volného* (kondukčního a konvekčního) *proudu*, která popisuje transport volných nábojů.

- $\boldsymbol{j}_P$ *hustota **polarizačního proudu**,* který popisuje transport vázaných nábojů v látce při změně její elektrické polarizace.
- Oscilace elementárních dipólů v dielektriku

$$\boldsymbol{j}_{\mathrm{p}} = \frac{\partial \boldsymbol{P}}{\partial t}$$

Polarizační proud v dielektriku



- Pp. model homogenního dielektrika tvořeného orientovanými elementárními dipóly. Každý takový dipól představuje dvojici opačných bodových nábojů velikosti *Q* oddělených vzdáleností *l*, a má tedy dipólový moment o velikosti $p = Ql$.

- Nechť vázané, například kladné náboje vykonávají kmitavý pohyb tak, že střídavě protínají myšlenou plochu *S* a vytvářejí tak makroskopický střídavý proud.

- Hustota nábojů ρ_p, koncentraci dipólů *N*, rychlost pohybu nábojů je $\boldsymbol{v}_p$.

- Posuvný proud:

$$\boldsymbol{j}_p = \rho_p \boldsymbol{v}_p = NQ\frac{d\boldsymbol{l}}{dt} = N\frac{d\boldsymbol{p}}{dt} = \frac{d\boldsymbol{P}}{dt}$$

Magnetické pole posuvného proudu

- Veličina $\boldsymbol{j}_\mathrm{c}$ je celková hustota makroskopického nestacionárního proudu.

$$\boldsymbol{j}_\mathrm{c} = \boldsymbol{j} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} \qquad \boldsymbol{D}(\boldsymbol{r}) = \varepsilon_0 \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) + \boldsymbol{P}(\boldsymbol{r})$$

$$\boldsymbol{j}_\mathrm{c} = \boldsymbol{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + \frac{\partial \boldsymbol{P}}{\partial t}$$

- ***hustota Maxwellova proudu*** (někdy také hustota posuvného proudu ve vakuu)

$$\boldsymbol{j}_\mathrm{M} = \varepsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t}$$

Maxwellův proud

- ***Maxwellův proud -*** nový typ proudu, který není přímo spojen s pohybem elek-trických nábojů (!), nýbrž s časovou změnou elektrického pole.
- Tento proud umožňuje uzavřít obvod střídavého proudu, v němž je zapojen kondenzátor s vakuovou mezerou mezi deskami.
- Podobně jako kmity pružné nepropustné membrány v trubici s kapalinou mohou zprostředkovat proměnný tok kapaliny trubicí.
- Maxwellův proud tedy musí existovat pouze v případě nestacionárního elektrického pole.

Zobecnění Ampérova zákona

- Zobecnění Ampérova zákona v integrálním tvaru.
- Celkový proud I_c o hustotě $\boldsymbol{j}_c$

$$\boldsymbol{j}_{\mathrm{c}} = \boldsymbol{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + \frac{\partial \boldsymbol{P}}{\partial t}$$

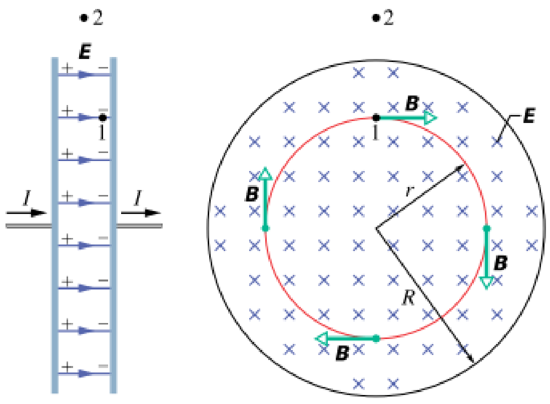
$$\oint_l \boldsymbol{H} . \mathrm{d}\boldsymbol{l} = I_{\mathrm{c}}$$

- V nestacionárním mg. poli jsou vedle mg. účinků volných proudů zahrnuty i mg. účinky polarizačního a Maxwellova proudu.
- Kvazistacionární mg. pole, u něhož se účinky polarizačního a Maxwellova proudu zanedbávají, lze použít jen, pokud platí:

$$\boldsymbol{j} \gg \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}$$

Magneto-elektrická indukce

- ***Maxwellův proud*** skrze Ampérův zákon svazuje změnu toku elektrického pole s mg. polem.



- Kondenzátor s rovnoběžnými kruhovými elektrodami je nabíjen konstantním proudem I.
- Velikost E roste spolu s narůstajícím nábojem na kondenzátoru.
- Mg. pole B, indukované tímto proměnným elektrickým polem, je naznačeno ve čtyřech bodech na kružnici s poloměrem r menším, než je poloměr elektrod R.

$$\oint \boldsymbol{B} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{s} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\mathrm{d}\Phi_E}{\mathrm{d}t}$$

- Maxwellův zákon magneto-elektrické indukce ve vakuu: $B = \mu_0 H$.

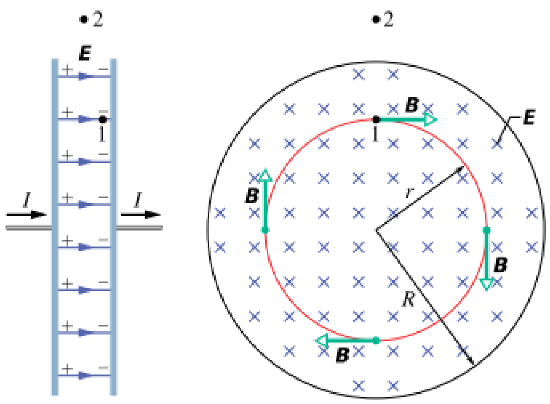
- Magnetické pole vzniká i v prostoru mimo desky kondenzátoru.

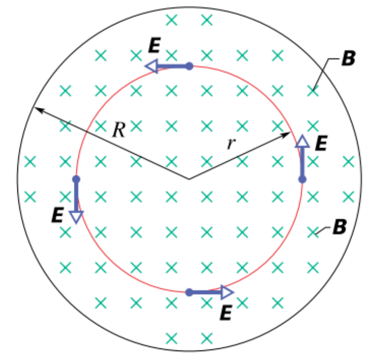
$$\oint \boldsymbol{H}.\mathrm{d}\boldsymbol{s} = \varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$$

- Tento vzorec platí pro látkové prostředí s $\mu_r \neq 1$.

Magneto-elektrická indukce

- *srovnání elektromagnetickou indukcí*





$$\oint \boldsymbol{B} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{s} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\mathrm{d}\Phi_E}{\mathrm{d}t}$$

$$\oint \boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{s} = -\frac{\mathrm{d}\Phi_B}{\mathrm{d}t}$$

$$\mu_0 \varepsilon_0 = \frac{1}{c^2} = 1.11 \times 10^{-17}$$

- Hodnota B je tak malá, že je téměř neměřitelná běžnými měřicími přístroji.
- Naopak indukované elektromotorické napětí (Faradayův zákon) můžeme zjistit snadno.
- Indukované E lze snadno znásobit použitím cívky s mnoha závity. Není jednoduchý postup pro znásobení indukovaných magnetických polí.

Magnetické pole posuvného proudu ve vakuu

- Ve vakuu:

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon_0 \boldsymbol{E}\,, \qquad \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H}$$

$$\boldsymbol{j}_c = \boldsymbol{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + \cancel{\frac{\partial \boldsymbol{P}}{\partial t}}$$

$$\boxed{\operatorname{rot} \boldsymbol{H} = \boldsymbol{j} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}.} \quad \Rightarrow \quad \boxed{\operatorname{rot} \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{j} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t}.}$$

$$\boxed{\operatorname{rot} \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{j} + 1/c^2 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t}.}$$

Úplná soustava Maxwellových rovnic

- Vlastnosti makroskopického el.mg. pole lze shrnout do čtyř obecně platných fyzikálních zákonů:
- *1. Gaussův zákon*
- *2. Ampérův zákon zobecněný na případ celkového, nestacionárního proudu*
- *3. Faradayův zákon elektromagnetické indukce*
- *4. Zákon o neexistenci magnetických nábojů*
- Diferenciální tvar:

  Veličina *Q* značí volný náboj v objemu ohraničeném plochou *S*, veličina I proud procházející smyčkou l.

1 $$\oint_S \boldsymbol{D}.\mathrm{d}\boldsymbol{S} = Q,$$

2 $$\oint_l \boldsymbol{H}.\mathrm{d}\boldsymbol{l} = I + \int_S \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}.\,\mathrm{d}\boldsymbol{S},$$

3 $$\oint_l \boldsymbol{E}.\mathrm{d}\boldsymbol{l} = -\int_S \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}.\mathrm{d}\boldsymbol{S},$$

4 $$\oint_S \boldsymbol{B}.\mathrm{d}\boldsymbol{S} = 0.$$

Úplná soustava Maxwellových rovnic

1 $\operatorname{div} \boldsymbol{D} = \rho,$ **2** $\operatorname{rot} \boldsymbol{H} = \boldsymbol{j} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t},$

3 $\operatorname{rot} \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t},$ **4** $\operatorname{div} \boldsymbol{B} = 0.$

- Rovnice **1, 2** - *první* série Maxwellových rovnic
- Udávají vzájemný vztah mezi vektory el.-mg. pole, objemovou hustotou volných nábojů ρ a hustotou volných proudů j .

- Rovnice **3, 4** - *druhá* série Maxwellových rovnic.
- Vyznačují obecně platné vlastnosti vektoru intenzity elektrického pole ***E*** a magnetické indukce ***B*** .
- Pro vektory ***D*** a ***H*** takovéto obecné vlastnosti formulovat nelze!!!

- Dosud: případ el.-mg. pole v klidu vůči pozorovací soustavě souřadnic.
- Indukovaná el.-mot. napětí, popř. další jevy vznikající v pohybujících se vodičích, je třeba popsat pomocí dodatečných vnějších vtištěných sil.
- Vyčerpávající popis vlastností makroskopického el.-mg. pole v pohybujícím se prostředí lze nalézt uplatněním teorie relativity.

Rovnice kontinuity - důsledek Maxwellových rovnic

- Rovnice kontinuity - vyjádření zákona zachování náboje:

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{H} = \boldsymbol{j} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}$$

$$\mathrm{div}\ \mathrm{rot}\boldsymbol{H} = \mathrm{div}\boldsymbol{j} + \mathrm{div}\frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} \equiv 0$$

$$\mathrm{div}\frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} = \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

$$\boxed{\mathrm{div}\boldsymbol{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0}$$

Úplná soustava Maxwellových rovnic

- Maxwellovy rovnice - soustava parciálních diferenciálních rovnic prvního řádu.
- Mají nekonečně mnoho různých řešení a k vyčlenění jednoznačného fyzikálního řešení je nutné doplnit hraniční podmínky.

- Čtyři neznámé vektorové funkce ***E*, *B***, ***D***, ***H*** představují dvanáct neznámých funkcí skalárních a počet osmi (složkových) Maxwellových rovnic je zřejmě k jejich určení nedostatečný (při známých proudech a rozložení náboje).

- Potřebujeme okrajové podmínky - použijeme materiálové vztahy

Materiálové vztahy

- Závislosti ***D*** = ***D***(***E***) a ***B*** = ***B***(***H***).
- Pro mnoho látek můžeme dokonce předpokládat platnost lineárních vztahů:

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E}\,, \qquad \boldsymbol{B} = \mu \boldsymbol{H}$$

- Lze zapsat též:

$$\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H} + \boldsymbol{P}_{\mathrm{m}}\,, \qquad \boldsymbol{B} = \mu_0 \left(\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M}\right)$$

$$\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r}) = \varepsilon_0 \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) + \boldsymbol{P}(\boldsymbol{r})$$

$$\boldsymbol{P} = \varepsilon_0 \chi_{\mathrm{e}} \boldsymbol{E}\,, \qquad \boldsymbol{P}_{\mathrm{m}} = \mu_0 \chi_{\mathrm{m}} \boldsymbol{H}$$

- V anisotropním lineárním prostředí: μ, ε - tenzory.
- Vektory ***E*** a ***D*** , popř. ***B*** a ***H*** nemusí mít týž směr.
- Obecný tvar Ohmova zákona: $\boldsymbol{j} = \gamma\left(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{E}^*\right)$
- Doplníme-li soustavu Maxwellových rovnic materiálovými vztahy, zjednoduší se úloha na hledání vektorů ***E*** (***r*** , *t*) a ***B*** (***r*** , *t*) (tedy šesti skalárních funkcí).
- Jejich fyzikální význam je dán Lorentzovým vzorcem.

$$\boxed{\boldsymbol{F} = q\left[\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}\right],}$$

Úplná soustava Maxwellových rovnic ve vakuu

- Ve vakuu nejsou přítomny elektrické náboje a proudy.
- Platí $\varepsilon = \varepsilon_0$, $\mu = \mu_0$.

$$\operatorname{div} \boldsymbol{E} = 0, \qquad \operatorname{rot} \boldsymbol{B} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t},$$

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}, \qquad \operatorname{div} \boldsymbol{B} = 0.$$

Úplná soustava Maxwellových rovnic v nespojitém prostředí

- V oblastech, kde dochází k jejich nespojitým změnám (například na plošném rozhraní dvou typů prostředí), je třeba průběh pole vyšetřit užitím integrálních vztahů.

$$\oint_S \boldsymbol{D}.\mathrm{d}\boldsymbol{S} = Q, \qquad \oint_l \boldsymbol{H}.\mathrm{d}\boldsymbol{l} = I + \int_S \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}.\mathrm{d}\boldsymbol{S},$$

$$\oint_l \boldsymbol{E}.\mathrm{d}\boldsymbol{l} = -\int_S \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}.\mathrm{d}\boldsymbol{S}, \qquad \oint_S \boldsymbol{B}.\mathrm{d}\boldsymbol{S} = 0.$$

- Byly ve speciálních případech odvozeny podmínky pro změnu tečných, popř. normálových, složek vektorů ***D*** , ***E*** , ***B*** a ***H*** při přechodu rozhraním dvou prostředí.
- Integrální vztahy pro toky vektorů ***D*** a ***B*** uzavřenými plochami zůstávají v platnosti.
- Platí tedy pro normálové složky:

$$\boldsymbol{n}.\left(\boldsymbol{D}_1 - \boldsymbol{D}_2\right) = \sigma, \quad \boldsymbol{n}.\left(\boldsymbol{B}_1 - \boldsymbol{B}_2\right) = 0$$

Úplná soustava Maxwellových rovnic v nespojitém prostředí

- V integrálních vztazích pro cirkulace vektorů ***E*** a ***H*** podél uzavřených křivek se nyní podle M. r. objevují nové členy s parciálními derivacemi $\partial \boldsymbol{B}/\partial t$ a $\partial \boldsymbol{D}/\partial t$.
- Tyto členy výsledek neovlivní.
- Tečné složky:

$$\boldsymbol{n} \times \left(\boldsymbol{E}_1 - \boldsymbol{E}_2\right) = \boldsymbol{0}, \qquad \boldsymbol{n} \times \left(\boldsymbol{H}_1 - \boldsymbol{H}_2\right) = \boldsymbol{j}_S$$

- S využitím pojmů plošné divergence a rotace:

$$\boxed{\begin{array}{ll} \operatorname{Div} \boldsymbol{D} = \sigma\,, & \operatorname{Rot} \boldsymbol{H} = \boldsymbol{j}_S\,, \\ \operatorname{Rot} \boldsymbol{E} = \boldsymbol{0}\,, & \operatorname{Div} \boldsymbol{B} = 0. \end{array}}$$

- σ, $\boldsymbol{j}_S$ - plošná hustota volného náboje a hustota volných plošných proudů.
- Existují-li v materiálu pouze vázané náboje a proudy $\Rightarrow \sigma = 0$, $\boldsymbol{j}_S = 0$.