Elektrodinamika

Írta:
Dr. Noszticzius Zoltán, dr. Ván Péter és dr. Wittmann Marian
vegyész- és biomérnök hallgatók számára

Bevezetés

A középiskolában már részletesen megismerkedtünk az alapvető elektromos és mágneses jelenségekkel. Bár a jelen tanulmányainkban ezeket ismét tárgyalni fogjuk, a fő hangsúlyt most ezen ismeretek átfogó rendszerezésére kívánjuk helyezni, valamint az ismert törvényszerűségek belső összefüggéseinek feltárására. E célok eléréséhez pedig a mechanikából már jól ismert axiomatikus tárgyalásmód a legalkalmasabb. Az elektrodinamika axiómái a nevezetes Maxwell-egyenletek, amelyek az elektromágneses térmennyiségek között állapítanak meg összefüggéseket. Az elektrodinamika legegyszerűbb, rövid tárgyalására akkor nyílna mód, ha ezeket a Maxwell-egyenleteket már valahonnan jól ismernénk, és ezekből mint axiómákból kiindulva magyaráznánk meg a különféle elektromágneses jelenségeket. Mivel azonban ez nincs így, ezért az a feladatunk, hogy először megismerkedjünk a Maxwell-egyenletekkel, és megmutassuk, hogy ezek a már ismert elektromágneses törvényekből kikövetkeztethetők. Ez teszi majd ki tanulmányaink zömét. Befejezésül -már a Maxwell-egyenletek birtokában- az elektromágneses hullámokkal foglakozunk, valamint a töltés és az energia mérlegegyenleteivel.

Kis fizikatörténet

(olvasmány)

A görögöktől csak a neveket örököltük. **Platón és Arisztotelész** mindössze annyit jegyzett fel, hogy a mágneskő vonzza a vasat, de utána csak amolyan Háry János, vagy Münchhausen báró féle történetek következtek, mint hogy a mágnes fokhagymával bedörzsölve avagy gyémántkő jelenlétében elveszti mágnességét. Ezt azután senki sem ellenőrizte, eszébe sem jutott, hogy megtehetné, mert kísérletezni nem volt szokás, e helyett tekintélyekre hivatkoztak.

Petrus Peregrinus (Pierre de Maricourt) 1269: gömb alakú mágnes terét mérte ki iránytűvel. Ő vezette be a pólus elnevezést. Saját korában ismeretlen volt: Aquinói Tamás és Albertus Magnus kortársa, de ők nem említik sem őt, sem eredményeit.

William Gilbert (1544-1603) Erzsébet királynő udvari orvosa. 1600-ban jelent meg fő műve. Megállapítja, hogy a Föld egy nagy mágnes. Hitet tesz a kísérletezés mellett. Megállapítja a pólusok közötti erőhatás jellegét is: lehet vonzó és taszító. Azt is felfedezi, hogy a mágneses pólusok nem választhatók szét: a kettétört mágnes darabjaiban ugyanúgy fellelhető az északi és a déli pólus is. A dörzselektromosságot is vizsgálja (nemcsak a borostyánt). Összehasonlítja a mágneses és elektromos jelenségeket. Szerinte a mágnesség forgató, az elektromosság vonzó hatást gyakorol (nem tudja, hogy taszíthat is).

Otto von Guericke (1602-1686) magdeburgi polgármester. (Magdeburgi féltekék.) Dörzselektromos gépet alkotott (1672).

Isaac Newton (1642-1727, Annus mirabilis: 1666, Principia írásának kezdete: 1684). Bár kifejezetten elektromágnességgel nem foglalkozik (optikával igen, de ekkor még nem világos, hogy ez az elektrodinamika része), mégis szemléletmódja -vagyis a kvantitatív matematikai leírás- uralkodóvá válik a fizikában.

Benjamin Franklin (1706-1790). A villám elektromos jelenség. Villámhárító.

Charles Auguste de Coulomb (1736-1806) Coulomb törvény felírása 1784. (Szép példája egy kvantitatív erőtörvénynek, de neki könnyű dolga volt: ismerte Newton gravitációs törvényét.)

Luigi Galvani (1737-1798) **„**Állati elektromosság" vizsgálata (a békacombban).

Alessandro Volta (1747-1827) Volta oszlop: hatékony áramforrás 1800.

Hans Christian Oersted (1777-1851) Áram mágneses hatása 1820.

André Marie Ampère (1775-1836) Áramok erőhatása 1821.

Georg Simon Ohm (1787-1854) Ohm törvény 1826.

Michael Faraday (1791-1867) Indukció törvény 1831. Fizikai tér: elektromos és mágneses. ?? Önképző kísérleti fizikus, így függetleníteni tudja magát a távolhatás akkoriban uralkodó elméletétől (Newton).

James Clerk Maxwell (1831-1879) (On Physical Lines: 1864, A treatise on electricity and magnetism: 1873) Faraday térelképzelését önti elméleti formába és teljessé teszi az elektrodinamika elméletét az eltolási áram bevezetésével. Ismerték és tisztelték egymást, bár Maxwell 40 évvel fiatalabb volt, mint Faraday. A treatise on …: itt még komponenses formában (gót betűkkel) vannak tárgyalva a dolgok. A mai leírás vektorokra és vektoranalízisre épít.

Vektorok, vektoranalízis

(olvasmány)

Invariáns geometriai reprezentáció: irányított egyenes szakasz, és ez a geometriai entitás ugyanaz marad, ha más koordinátarendszerből tekintjük is. A vektor egy geometriai egység, ami a koordinátarendszertől független.

A vektorok és vektoranalízis története

Holorok. Szám n-esek (vektorok), és számtáblázatok (mátrixok). Index-jelölés. Az első holor a komplex szám volt. **John Wallis** (1616-1703) 1673-ban javasolta a komplex számsíkot, amelyen egy komplex szám mint egy geometriai pont ábrázolható.

William Rowan Hamilton (1805-1865) Zseni. Már 5 éves korában tudott latinul, görögül és héberül. A Hamilton-elv megalkotója. De ő a kvaterniókra volt büszke, melynek fontosságát a kalkulushoz (a Newton-féle differenciál- és integrálszámításhoz) mérhető felfedezésnek tartotta. Dublin 1843: kvaterniók (quaternions). Már itt megjelenik az **i, j** és **k**, de nem mint egységvektorok, hanem mint három egymástól különböző imaginárius egység.

Hermann Günther Grassmann (1809-1877) Először teológiát tanult. A matematika és a holorok iránt 1932-ben kezdett el érdeklődni. Fő műve: Die Ausdehnunglehre 1844. Akkoriban senki sem értette ezt a korszakalkotó művet, és ezért a stettini gimnáziumban tanított tovább, egészen haláláig.

Peter Guthrie Tait (1831-1901) Nem töltött be pozitív szerepet. A kvaterniók fizikai alkalmazását erőltette, de a fizikusok sehogy sem lelkesedtek. Maxwell is panaszkodott Taitnek, hogy nem jól illik a kvaterniós leírás az elektrodinamikához: gyakran önkényesen kell negatív előjeleket bevezetni mindenféle magyarázat nélkül.

Oliver Heaviside (1850-1925) Londonban született, nagybátyja Sir Charles Wheatstone, a híres távírómérnök. 16 éves korában otthagyta az iskolát. Először távírász. 1872 után sok szellemes, sőt kimondottan szórakoztató és élcelődő cikket közöl az elektromágnességről. A vektoranalízis mellett az operátorszámításnak is a kezdeményezője. A kvaterniósokkal sok nézeteltérése volt, akiket gúnyos megjegyzéseivel ugyancsak magára haragított. A Nature lapjain vitázik Tait-tel. Az elektromérnöki tudomány megalapítója. Később elismerik zsenialitását és a Göttingeni Egyetemen tiszteletbeli PhD. fokozatot kap.

Josiah Willard Gibbs (1839-1903**)** Az amerikai Yale egyetem professzora 1871-től. Max Planck minden idők egyik legnagyobb elméleti fizikusának tartotta (méltán). A termodinamika és a statisztikus mechanika elméleti megalapozója, de a vektoranalízis is sokat köszönhet neki. Az első komoly újvilági tudós. Hamar felismeri, hogy Maxwell elektromágneses elméletében a kvaterniók csak nehézkesen alkalmazhatók. 1881-ben bocsátja közre „Vector Analysis" c. művét, amivel azután ő is magára vonja Tait bősz haragját.

Jelölés

A vektoralgebra és -analízis mai formáját elsősorban Heaviside és Gibbs munkái hozták létre. A skalár- ill. vektorszorzat jelölését: pont (·) ill. kereszt (×) Gibbs vezette be. A nabla „**∇**" operátort még Hamilton javasolta, és általánosan elfogadott. A divergencia szót Gibbs használta először, a rotáció szót pedig Maxwell. Az utóbbira Gibbs a „curl" (csavarodás) kifejezést használta. A nabla és a **v**=**v**(**r**) vektortér skalár- illetve vektorszorzatát Heaviside jelölte először div(**v**) és curl(**v**) -vel. A utóbbit az angolszász könyvek használják csak így, a német és a magyar irodalomban a **rot**(**v**) jelölés az elfogadott. A nabla és az s=s(**r**) skalártér szorzatát egy Gans nevű szerző könyve nevezi először **grad**(s)-nek 1905-ben.

A Maxwell-egyenletek kvalitatív ismertetése

Mint a bevezetésben már szó volt róla, az a célunk, hogy a közismert elektromos és mágneses kísérleti megfigyelésekből és törvényszerűségekből a Maxwell-egyenleteket mintegy “leszármaztassuk”. Az e közben alkalmazott megfontolások azonban minden bizonnyal érthetőbbek lesznek, ha nagyjából már előre ismerjük a kitűzött célt. Írjuk fel tehát a Maxwell-egyenleteket először csak anélkül, hogy mélyebb megértésükre törekednénk, mondhatni mintegy “ismerkedésképpen”. A szűkebb értelemben vett Maxwell-egyenleteken az alábbi négy összefüggést szokták érteni:

$$\mathbf{rot}\,\mathbf{H} = \mathbf{j} + \dot{\mathbf{D}} \qquad \text{(I)}$$

$$\mathbf{rot}\,\mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}} \qquad \text{(II)}$$

$$\operatorname{div}\mathbf{B} = 0 \qquad \text{(III)}$$

$$\operatorname{div}\mathbf{D} = \rho \qquad \text{(IV)}$$

Ehhez járulnak még a következő definíciók:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P} \qquad \mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H} + \mathbf{M}\,,$$

és az anyagi egyenletek:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}(\mathbf{E}), \quad \text{ez gyakran a következő formában írható:} \quad \mathbf{P} = \varepsilon_0\chi_e\mathbf{E},$$

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{H}), \quad \text{ez gyakran a következő formában írható:} \quad \mathbf{M} = \mu_0\chi_m\mathbf{H},$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}(\mathbf{E}, \mathbf{E}^i), \quad \text{ez gyakran a következő formában írható:} \quad \mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{E}^i),$$

valamint az elektromágneses tér erőhatását megadó, a mechanikával kapcsolatot létesítő egyenletek (**f** az erősűrűség, **p** a teljesítménysűrűség):

$$\mathbf{f} = \rho\mathbf{E} + \mathbf{j}\times\mathbf{B} \qquad \mathbf{p} = \mathbf{j}\cdot(\mathbf{E} + \mathbf{E}^i)$$

A fenti egyenletek ún. lokális alakban vannak felírva, tehát a tér egy pontjára érvényes formában. A későbbiekben ismertetni fogjuk az ún. globális alakokat is, melyek a tér egy tartományára érvényesek. Azt is megemlíthetjük, hogy a lokális egyenleteket egyszerűbb felírni és megjegyezni (ezért is kezdjük velük), de a globális alakok könnyebben érthetőek.

Először tekintsük csak a szűkebb értelemben vett négy Maxwell-egyenletet. Ezen egyenletekben **H** a mágneses, **E** pedig az elektromos térerősség vektora, **B** a mágneses indukciót, **D** az elektromos eltolást jelöli (mely utóbbit szokás elektromos megosztásnak és dielektromos indukciónak is nevezni), **j** az elektromos áramsűrűség vektora, ρ pedig az elektromos töltéssűrűség. Mielőtt részletesebb magyarázatba bocsátkoznánk, igen fontos kiemelni, hogy valamennyi változó **térmennyiség**. Ez azt jelenti, hogy nagyságuk –és vektorok esetén az irányuk is– egy adott időpontban attól függ, hogy a tér melyik pontjában tekintjük őket. E helyfüggés hangsúlyozására az alábbi jelölést használhatnánk:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}), \quad \mathbf{D}(\mathbf{r}), \quad \mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}), \quad \mathbf{j}(\mathbf{r}), \quad \rho(\mathbf{r}),$$

de ezt a Maxwell-egyenletekben a rövidség kedvéért nem szoktuk alkalmazni. Ennek ellenére soha nem szabad elfeledkeznünk arról, hogy az elektrodinamika térelmélet, amely vektor- és skalárterekkel foglalkozik. Erre a Maxwell-egyenletekben szereplő vektoranalitikai operátorok (**rot** és div) is figyelmeztetnek, hiszen csak helytől függő vektortereknek lehet örvénye, vagy forrása. (Értelmetlen dolog lenne például egy gépkocsi, vagy egy anyagi pont sebességének a rotációját, avagy a divergenciáját kutatni, hiszen az nem térfüggvény. Más a helyzet egy áramló fluidum esetén, ahol a sebesség pontról pontra változhat. Itt a sebességtér rotációja, illetve divergenciája mindig számítható, legfeljebb homogén sebességtér esetén ez zérus.)

A Maxwell-egyenletek természetesen csak úgy nyernek fizikai értelmet, ha a benne szereplő mennyiségekre vonatkozó precíz mérési utasításokat is megadjuk. Ezeket a későbbiekben részletesen tárgyalni fogjuk, most csak annyit jegyzünk meg, hogy lehet ilyen mérési utasításokat megadni.

Az egyenletekben szereplő mennyiségeket tanulmányozva a következő gyakori kérdés, hogy miért van szükség az elektromos és a mágneses tér leírásához egy-egy vektortér helyett kettő-kettőre. A válasz erre az, hogy az anyag jelenléte befolyásolja a tereket és ezt a **P** és az **M** írja le, és a **D** illetve a **B** ezeket is magába foglalja. Az is fontos, amint azt majd a későbbiekben látni fogjuk, hogy **D** és **B** közvetlenül mérhető mennyiségek.
Ha azonban anyagi közeg nincs jelen, akkor a vákuumra érvényes összefüggések igen egyszerűek:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad \mathbf{j} = \mathbf{0} \quad \rho = 0,$$

ahol ε_0 és μ_0, a vákuum permittivitása és permeabilitása, jól ismert univerzális állandók ($\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ As / Vm, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs / Am). Ezért a vákuumra vonatkozó Maxwell-egyenleteket az alábbi formában lehet felírni:

$$\mathbf{rot}\,\mathbf{H} = \varepsilon_0 \dot{\mathbf{E}} \qquad \text{(I)}$$

$$\mathbf{rot}\,\mathbf{E} = -\mu_0 \dot{\mathbf{H}} \qquad \text{(II)}$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0 \qquad \text{(III)}$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0 \qquad \text{(IV)}$$

azaz itt tényleg csak **E** és **H** szerepel, mint az elektromos és mágneses teret jellemző mennyiség.

Itt gyakran felvetnek egy kérdést, ami tulajdonképpen csak egy szemléletbeli probléma, és amit valahogy így szokás megfogalmazni: az elektromos és mágneses teret jellemző két-két mennyiség közül melyik az „igazi": az **E** vagy a **D**, illetve a **H** vagy a **B**? Mint láttuk, vákuumban ezek között a mennyiségek között szigorú arányosság áll fenn, tehát az elektromágneses tér jellemzésére vákuumban elegendő egy elektromos térjellemző (az **E** vagy a **D**) és egy mágneses térjellemző (a **H** avagy a **B**) megadása. De melyikeket válasszuk? Nos, ilyen esetben az **E** és a **B** kiválasztása a célszerű, mert ezek a vektorterek szerepelnek az erőt megadó formulákban. Szokás ezért a **D**-t és a **H**-t ún. „segédmennyiségeknek" is tekinteni; ez azonban nem túl szerencsés szemlélet, mivel egy kicsit azt sugallja, hogy a segédmennyiségek nem olyan fontosak, nem olyan „igaziak". A tanulmányaink során látni fogjuk, hogy mind a négy vektortérre egymástól független elvi mérési módszer áll rendelkezésünkre, és amikor az anyag kontinuum modelljét alkalmazzuk, az elektromágneses tér leírásához mind a négy térjellemzőre szükségünk van. E négy vektortérrel a Maxwell-egyenletek úgy írhatók fel, hogy az mind vákuumban, mind anyagi közegben érvényes. Tehát mind a négy teljes jogú, „igazi" mennyiség, és érdemes így tekinteni rájuk.

A Maxwell-egyenletek lokális, globális és verbális megfogalmazásai

Az első 4 Maxwell-egyenlet kétféle alakban fogalmazható meg. Amit felírtunk, az a tér egy tetszés szerinti pontjára vonatkozó, tehát helyi vagy lokális alak. Felületi, térfogati, illetve görbe menti integrálok, valamint a vektoranalízisből ismert **Stokes**- és **Gauss**-tételek felhasználásával írható fel ezen egyenletcsoport ún. globális alakja:

$$\int_A \mathbf{rot\,H}\cdot d\mathbf{A} = \int_A (\mathbf{j}+\dot{\mathbf{D}})\cdot d\mathbf{A} \xrightarrow{\text{Stokes}} \oint_G \mathbf{H}\cdot d\mathbf{r} = I + I^{elt.} \qquad \text{(I)}$$

$$\int_A \mathbf{rot\,E}\cdot d\mathbf{A} = -\int_A \dot{\mathbf{B}}\cdot d\mathbf{A} \xrightarrow{\text{Stokes}} \oint_G \mathbf{E}\cdot d\mathbf{r} = U^{ind.} = -\dot{\Phi}_B \qquad \text{(II)}$$

$$\int_V \text{div}\,\mathbf{B}\; dV = \int_V 0\; dV \xrightarrow{\text{Gauss}} \oint_A \mathbf{B}\cdot d\mathbf{A} = 0 \qquad \text{(III)}$$

$$\int_V \text{div}\,\mathbf{D}\; dV = \int_V \rho\; dV \xrightarrow{\text{Gauss}} \oint_A \mathbf{D}\cdot d\mathbf{A} = Q \qquad \text{(IV)}$$

A lokális alakot szokás még a Maxwell-egyenletek differenciális, a globálisat pedig a Maxwell-egyenletek integrális formájának nevezni. Az egyenletek jelentését szavakban, azaz verbálisan is megfogalmazhatjuk, ez megértésük mellett a megjegyzésüket is segíti.

(I) Az első egyenletet röviden "jobbkéz szabályként" jegyezhetjük meg, ha az áramtól átfolyt vezető mágneses terére gondolunk. Ebben az esetben amennyiben jobb kezünk hüvelykujja mutatja az áramirányt, akkor a vezetőt örvényszerűen körülölelő mágneses erővonalak irányát jobb kezünk lazán behajlított további négy ujja fogja mutatni. A differenciális alak precíz verbális megfogalmazása: "A mágneses térerősség örvénytere (**rot H**) a tér egy pontjában egyenlő az ottani elektromos áramsűrűség (**j**) és eltolási áramsűrűség ($\dot{\mathbf{D}}$) összegével". Az integrális alak pedig úgy fogalmazható meg, hogy "A mágneses térnek egy zárt *G* görbére vett cirkulációja ($\oint_G \mathbf{H}\cdot d\mathbf{r}$) egyenlő a G görbe által határolt ***A*** felületen átfolyó elektromos ($I = \int_A \mathbf{j}\cdot d\mathbf{A}$) és eltolási ($I^{elt.} = \int_A \dot{\mathbf{D}}\cdot d\mathbf{A}$) áramerősségnek az összegével". Az első egyenlet által leírt fizikai jelenségeket az Oersted-kísérlettel szemléltettük.

(II) A második egyenletet szemléletesen "balkéz szabálynak" is nevezhetjük. Ha ugyanis bal kezünk hüvelykujja mutatja a tér egy pontjában a mágneses indukció változási sebességének az irányát, akkor bal kezünk további négy ujja az örvényszerűen záródó elektromos erővonalak irányába mutat. A lokális alak szavakban: "Az elektromos térerősség örvénytere (**rot E**) a tér egy pontjában ellentétes előjellel egyenlő a mágneses indukció változási sebességével ($\dot{\mathbf{B}}$) ugyanezen pontban mérve". A globális alak pedig a következő: "Az elektromos térerősségnek egy zárt görbére vett cirkulációja ($\oint_G \mathbf{E}\cdot d\mathbf{r}$) ellentétes előjellel egyenlő a mágneses indukciónak a G görbe által határolt ***A*** felületre vett fluxusának a változási sebességével ($\dot{\Phi}_B = \int_A \dot{\mathbf{B}}\cdot d\mathbf{A}$)". Kísérlet: mágnes mozgatása vezető illetve tekercs közelében.

(III) A harmadik egyenlet röviden azt jelenti, hogy valódi mágneses töltés nem létezik. Lokálisan: "A mágneses indukciótér forrássűrűsége ($\mathrm{div}\mathbf{B}$) a tér minden pontjában nulla." Globálisan: "A mágneses indukció fluxusa bármely zárt felületre nézve ($\Phi_B = \oint_A \mathbf{B} \cdot \mathrm{d}\mathbf{A}$) eltűnik." Kísérlet: vaspor kirajzolja az egyenes vezető mágneses erővonalait. Az erővonalak záródnak, tehát nincs forrásuk.

(IV) Végül a negyedik Maxwell-egyenlet szerint az elektromos eltolás forrása az elektromos töltés. Differenciális megfogalmazásban: "A dielektromos eltolás forrássűrűsége a tér bármely pontjában ($\mathrm{div}\mathbf{D}$) egyenlő az ott mérhető elektromos töltéssűrűséggel (ρ)." Ugyanez integrális formában: "A dielektromos eltolás terének bármely zárt $\boldsymbol{A}$ felületre vett fluxusa ($\oint_A \mathbf{D} \cdot \mathrm{d}\mathbf{A}$) egyenlő a zárt felület belsejében található töltések összegével ($Q = \int_V \rho \mathrm{d}V$)." Kísérlet: gríz ricinusolajban. Erővonalak a pozitív töltéstől indulnak ki és a negatív töltésekben végződnek.

Az elektrodinamika felosztása

Az elektrodinamika jelenségeit leíró összefüggéseket tehát a Maxwell-egyenletekből kiindulva vezethetjük le. Bizonyos speciális esetekben azonban a Maxwell-egyenletek jelentősen egyszerűsödhetnek. Erre az nyújt módot, hogy a jelenségek időbeli lefutására egyes esetekben egyszerűsítő feltételekkel élhetünk. Az elektrodinamika fejezeteit ezen egyszerűsítő feltételek szerint szokás osztályozni.

- Ha időben állandó jelenségeket vizsgálunk, és elektromos áram sincs, akkor sztatikáról beszélünk. A Maxwell-egyenletekben ekkor valamennyi időderivált és az elektromos áramsűrűség is zérussal tehető egyenlővé. Ez a Maxwell-egyenletek jelentős egyszerűsödésén túl még azt is eredményezi, hogy ekkor az elektromos és mágneses térjellemzők közötti kapcsolat megszűnik (hiszen ez a kapcsolat e térjellemzők **változási sebességén** keresztül jön létre). Vagyis az elektrodinamika sztatika fejezete két egymástól látszólag független alfejezetre bomlik: az elekrosztatikára és a magnetosztatikára.
- Ha fenntartjuk a térjellemzők időbeni állandóságára vonatkozó kikötésünket, de megengedjük az időben állandó (stacionárius) elektromos áramot, akkor a stacionárius terek és az egyenáramok elméletéhez jutunk.
- Újabb, gyakorlatilag fontos eset, amikor a mágneses indukció időben változik, de az elektromos eltolás változási sebessége (az eltolási áram sűrűsége) elhanyagolható az elektromos áramsűrűség mellett. Ekkor a kvázistacionárius terek egyenleteihez jutunk, amelyek a váltakozó áramok leírásában nyernek fontos gyakorlati alkalmazást.
- Végül a gyorsan változó terek elmélete a Maxwell-egyenletek teljes rendszerével dolgozik, bár bizonyos egyszerűsítések természetesen itt is előfordulhatnak. (Például az elektromágneses hullámok tárgyalásánál jelentős könnyebbséget jelent, ha vákuumbeli terjedést kívánunk leírni.)

Az elektrodinamika szokásos felosztása tehát

Elektrosztatika:

$$\mathbf{j} = \mathbf{0}, \quad \dot{\mathbf{B}} = \mathbf{0}, \quad \dot{\mathbf{D}} = \mathbf{0}.$$

Magnetosztatika:

$$\mathbf{j} = \mathbf{0}, \quad \dot{\mathbf{B}} = \mathbf{0}, \quad \dot{\mathbf{D}} = \mathbf{0}.$$

Stacionárius terek és egyenáramok:

$$\mathbf{j} \neq \mathbf{0}, \quad \dot{\mathbf{B}} = \mathbf{0}, \quad \dot{\mathbf{D}} = \mathbf{0}.$$

Kvázistacionárius terek és váltóáramok:

$$\mathbf{j} \neq \mathbf{0}, \quad \dot{\mathbf{B}} \neq \mathbf{0}, \quad \dot{\mathbf{D}} = \mathbf{0}.$$

Gyorsan változó terek és elektromágneses hullámok:

$$\mathbf{j} \neq \mathbf{0}, \quad \dot{\mathbf{B}} \neq \mathbf{0}, \quad \dot{\mathbf{D}} \neq \mathbf{0}.$$

Az elektrodinamika részletes tárgyalását az elektrosztatikával kezdjük.