



FÖRELÄSNING 6

ELEKTRISKA FÄLT I MATERIAL

Fredrik Jonsson, Uppsala Universitet, 19 november 2024

Vi kommer i denna föreläsning att behandla hur ett elektriskt icke ledande material (dielektrikum) uppträder då det påverkas av ett pålagt elektriskt fält, specifikt hur vi elektriskt polariserar mediet genom att de atomära eller molekylära elektriska dipolerna linjeras i fältet.

Om man skall sammanfatta vad vi rent makroskopiskt kan uppfatta gällande elektrisk polarisering i material, så kan vi konstatera att denna polarisering är själva grunden till all form av *reflektion*, samt i förlängningen även *refraktion* (ljusbrytning) och *diffraction*. I och med att allt vi överhuvudtaget ser är spritt ljus, möjligen undantaget en blick direkt in i en ljuskälla, så kan man därmed säga att elektrisk polarisation hos material är källan till praktiskt allt vi ser med våra ögon. Elektriska fält i material och elektrisk polarisation har med andra ord en mycket konkret effekt på vårt dagliga liv.

Världskarta

Växelverkan mellan elektriska fält och materia är ett komplext ämne som generellt måste utgå från de intrinsiska (inneboende) egenskaperna hos atomerna som utgör mediet, hur dessa är arrangerade (exempelvis i gitter, som i kristallina material, eller slumpvis, som i en gas eller ett amorft medium). Vi kommer här självfallet inte att gå igenom kvantmekaniken i sig, men det kan vara bra att ha i huvudet vad vi siktar mot att försöka få till en modell för.

Grunden för hur vi går från atomer och deras kvantmekaniska vågfunktioner upp till makroskopiskt observerbara effekter som relativ permittivitet (elektrisk susceptibilitet) kan generellt sammanfattas med följande världskarta:

$\psi_j(\mathbf{r}, t)$	Vågfunktion (från Schrödinger; beroende av \mathbf{E})
\downarrow	
$\hat{\rho} = \sum_j p_j \psi_j\rangle\langle\psi_j $	Densitetsmatris/operator
\downarrow	
$\mathbf{p} = \langle\hat{\mathbf{p}}\rangle = \text{Tr}(\hat{\rho}\hat{\mathbf{p}})$	Elektrisk polarisation (dipol, C · m)
\downarrow	
$\mathbf{P} = \frac{\Delta\mathbf{p}}{\Delta V}$	Elektrisk polarisationsdensitet (makrosk., C/m ²)
\downarrow	
$\mathbf{P} = \epsilon_0\chi_e\mathbf{E} = \epsilon_0(1 - \epsilon_r)\mathbf{E}$	Elektrisk susceptibilitet χ_e (enhetslös)
\downarrow	
$\mathbf{D} \equiv \epsilon_0(1 + \chi_e)\mathbf{E} = \epsilon_0\epsilon_r\mathbf{E}$	Elektrisk flödestäthet \mathbf{D} (C/m ²)

Från den elektriska susceptibiliteten χ_e öppnar sig därefter en mängd olika discipliner inom fysik, kemi och tillämpad matematik. Några exempel:

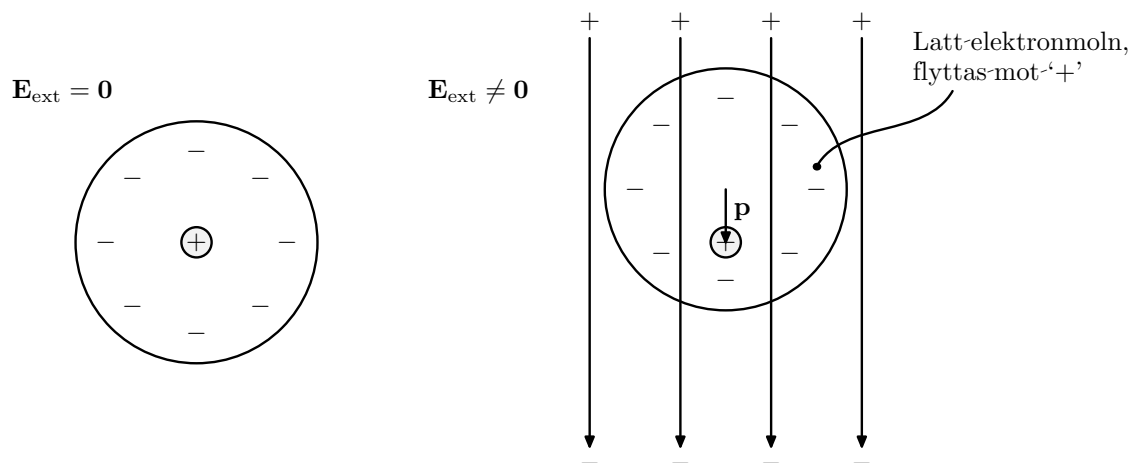
- Brytningsindex $n = \epsilon_r^{1/2}$: Linser, teleskop, optiska fibrer, speglar, radar. "Allt vi kan se."
- Radar, ekolod, skiktröntgen, radiovågspropagation över långa distanser.
- Dispersion med våglängdsberoende brytningsindex, $n = n(\omega)$.
- Dubbelbrytning med brytningsindex beroende på riktning och polarisation hos ljus..
- Solitoner och självfokuserande ljus, med intensitetsberoende brytningsindex $n = n(I, \omega)$.
- Optisk övertongsgenerering med icke linjär optik, $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$.

Not: Griffiths använder generellt symbolen “ V ” för att beteckna potentialer, vilket är lite olyckligt, då V normalt används för att beteckna såväl volym som elektrisk spänning (elektrisk potentialskillnad). Vi kommer här därför att istället genomgående använda ϕ för att beteckna en potential.

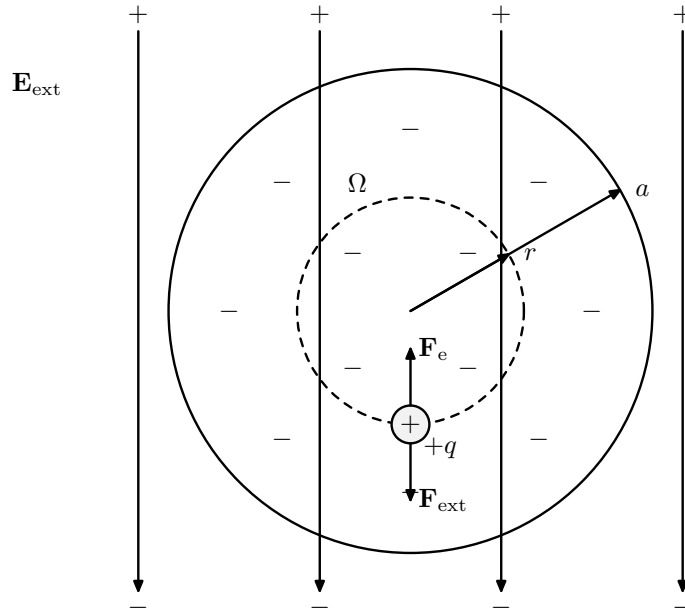
Klassisk modell för dipoler

Den enklast möjliga modell vi kan föreställa oss för hur ett medium kan polariseras är genom att betrakta var och en av de (neutrala) atomerna som utgör materialet som bestående av en positiv punktladdning (atomkärnan) och ett sfärisk-symmetriskt moln av homogen laddning (elektronmolnet) omgärdande kärnan. Då mediet utsätts för ett externt pålagt elektriskt fält kommer atomernas negativt laddade elektronmoln att dras mot “+”, medan den positivt laddade kärnan istället dras mot “-”. Detta ger upphov till en elektrisk polarisering av atomen, vilket resulterar i att vi har en kollektiv polarisering av mediet på makroskopisk nivå.

Observera att den följande modellen är extremt förenklad och bara kan betraktas som en illustrativ modell över växelverkan mellan fält och materia. I verkligheten sker växelverkan på kvantnivå där vi projicerar atomens eller molekylens vågfunktion på en dipoloperator. Dessutom försummar denna modell helt och hållet eventuella multipolmoment hos systemet (mer om detta i kommande föreläsningar).



Eftersom kärnan är mycket tyngre än elektronmolnet så kan vi dessutom göra det enkelt för oss och helt enkelt se kärnan som fix i rummet och med elektronmolnet rörligt kring kärnan. Då vi applicerar ett elektriskt fält över detta system, vilket vi så långt antar vara statiskt i den mån att fältets tidsvariation är långsam jämfört med naturliga resonansfrekvenser i det atomära systemet, så kommer elektronmolnet att förskjutas relativt atomkärnan. Den negativa laddningen kommer att förskjutas mot positiv elektrisk potential (källan “+” för det elektriska fältet), och vi kommer att få en resulterande elektrisk dipol.



För att ta fram relationen mellan det resulterande dipolmomentet \mathbf{p} och det externa elektriska fältet \mathbf{E}_{ext} , så kan vi exempelvis betrakta krafterna som verkar på kärnan. Först av allt ges kraften på kärnan från det externa fältet som

$$\mathbf{F}_{\text{ext}} = (+q)\mathbf{E}_{\text{ext}}.$$

Den elektrostatiska kraften \mathbf{F}_e på kärnan från det omgivande elektronmolnet, som strävar mot att centrera kärnan och elektronmolnen mot varandra, är

$$\mathbf{F}_e = (+q)\mathbf{E}_e,$$

där \mathbf{E}_e är det elektriska fält som kärnan upplever från den negativa elektriska laddningen hos elektronmolnet.

Det elektriska fältet från elektronmolnet kan tas fram genom att utnyttja Gauss lag under sfärisk symmetri över den sfär Ω som är centrerad i elektronmolnet och med kärnan på ytan,

$$\iiint_V \nabla \cdot \mathbf{E}_e dV = \oiint_{\Omega} \mathbf{E}_e \cdot d\mathbf{A} = \frac{Q}{\varepsilon_0},$$

där Q är den av Ω inneslutna laddningen. Med laddningsdensiteten ρ för elektronmolnet, och med detta moln förskjutet sträckan r , är med andra ord den inneslutna laddningen

$$Q = \frac{4\pi r^3}{3} \rho = \left\{ \rho = \frac{(-q)}{(4\pi a^3/3)} \right\} = -\frac{r^3}{a^3} q.$$

Samtidigt har vi från sfärisk symmetri hos elektronmolnet att den radiella komponenten av elektriska fältet på sfären med radie r är konstant, och ytintegralen ges därmed som

$$\oiint_{\Omega} \mathbf{E}_e \cdot d\mathbf{A} = E_e 4\pi r^2.$$

Om vi sätter samman dessa uttryck har vi alltså att

$$E_e 4\pi r^2 = -\frac{r^3}{a^3} \frac{q}{\varepsilon_0} \quad \Leftrightarrow \quad E_e = -\frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \frac{r}{a^3}.$$

Den återställande kraften som verkar på kärnan från elektronmolnet är med andra ord

$$F_e = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{r}{a^3}.$$

Kraftjämvikt innebär därmed att

$$F_{\text{ext}} + F_e = \mathbf{0} \quad \Leftrightarrow \quad qE_{\text{ext}} - \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{r}{a^3} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad r = \frac{4\pi\epsilon_0 a^3}{q} E_{\text{ext}}.$$

Det resulterande dipolmomentet är därmed

$$p = qr = \underbrace{4\pi\epsilon_0 a^3}_{=\alpha} E_{\text{ext}} = \alpha E_{\text{ext}},$$

där α är den så kallade *atomära polarisabiliteten*.¹ Utifrån denna extremt förenklade modell kan vi observera ett par intressanta saker:

- Dipolmomentet är en linjär funktion av det pålagda elektriska fältet. Detta brukar vi beteckna med att *systemet är linjärt*.
- Dipolmomentet är även riktat *längs med* det pålagda (godtyckligt riktade) elektriska fältet. Detta är ett beteende vi associerar vi med ett *isotrop* medium.
- Dipolmomentet beror endast på eventuell frekvens hos det pålagda elektriska fältet. Detta är ett beteende vi associerar vi med ett medium fritt från *dispersion* (frekvensoberoende).
- Polarisabiliteten beror på "atomens" storlek² i sig.
- Polarisabiliteten beror däremot *inte* på den totala laddning som kärnan uppbär (d.v.s. atomnummer).

Varför inte en modell med punktladdningar istället?

Retorisk fråga: *Varför konstla till det med ett elektronmoln om vi ändå effektivt har verkan av molnet riktat in mot (det sfäriska) molnets centrum? Skulle vi inte lika kunna få till en enklare men lika kvalitativ modell genom att istället ansätta två punktladdningar med olika tecken?*

Svaret på detta är att denna modell direkt kommer att resultera i en direkt ofysikalisk situation redan utan ett pålagt elektriskt fält, då den ömsesidiga attraktionskraften mellan punktladdningarna i så fall skulle gå mot oändligheten, då Coulombkraften

$$F_c = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \rightarrow \infty, \quad r \rightarrow 0.$$

I modellen med elektronmolnet kommer kraften att närma sig noll då $r \rightarrow 0$, eftersom vi med Gauss lag så att säga "skalar av" den inneslutna laddningen lager för lager då radien r , det vill säga avståndet mellan punktladdningen $+q$ för kärnan och centrum för elektronmolnet, successivt minskas.

Terminologi

För att beskriva grundläggande egenskaper hos ett material, och då inte bara ur elektromagnetisk synvinkel, så finns några grundläggande begrepp som kan vara bra att ha i bakhuvudet:

- *Isotrop*: Invariant under godtycklig rotation.
"Mediet beter sig lokalt likadant oavsett i vilket riktning man tittar."
 $\rightarrow P_i = \epsilon_0 \chi_e E_i$ (med χ_{ij} diagonal).
- *Anisotrop*: Egenskaperna hos mediet i ett fixt koordinatsystem ("labbsystem") *ändras* under rotation.

¹ Exempel på värden för denna återfinns i Griffiths, Tabell 4.1 på sidan 168.

² "Atomens" med citat-tecken, då vi ju alla vet att atomer inte är isolerade sfärer som låter sig beskrivas med klassisk mekanik.

$$\rightarrow P_i = \varepsilon_0 \sum_j \chi_{ij} E_j.$$

- *Homogent*: Egenskaperna hos mediet är samma oavsett vilken punkt man observerar.
Notera att ett homogent medium fortfarande kan vara anisotropt!
- *Inhomogent*: Egenskaperna hos mediet varierar beroende på var i rummet man observerar dem.
Notera att ett inhomogent men i övrigt lokalt isotropt medium ger effekter som kan vara beroende på riktning! Ett vardagligt exempel är polarisation hos solljuset som når oss vid solnedgång.

$$\rightarrow \chi_{ij} = \text{konstant, oberoende av } \mathbf{r}.$$

- *Dispersion*: Egenskaperna hos mediet varierar beroende på vilken frekvens ett drivande fält har.

Vardagligt exempel: Färger från vitt ljus som bryts i en kristall (eller billig lins).

$$\rightarrow \chi_{ij} = \chi_{ij}(\omega).$$

Anisotropi

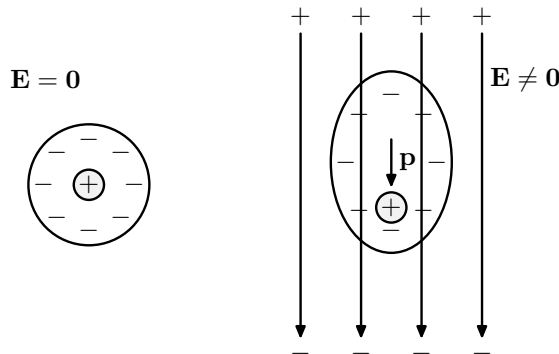
För molekyler som är låsta i gitter (kristallina strukturer) är polarisabiliteten generellt en *tensor* som komponentvis ger hur polarisabiliteten i en viss riktning påverkas av en given komponent hos det externt pålagda elektriska fältet E_k , som

$$p_j = \alpha_{jk} E_k \quad \Leftrightarrow \quad \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{xx} & \alpha_{xy} & \alpha_{xz} \\ \alpha_{yx} & \alpha_{yy} & \alpha_{yz} \\ \alpha_{zx} & \alpha_{zy} & \alpha_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}.$$

Denna form svarar för effekter som exempelvis dubbelbrytning och optisk aktivitet, samt även Faraday-rotation (i vilken ett statiskt pålagt magnetfält skapar en anisotropi).

Elektrisk polarisationsdensitet

I ett dielektrikum är laddningarna bundna till molekylerna i ett effektivt "moln" av elektroner kring en kärna. Om detta moln av elektroner ligger centrerat kring kärnan finns inga permanenta elektriska dipoler i mediet, och därmed heller ingen netto-polarisering. Om ett elektriskt fält läggs på över detta dielektrikum kommer dock molnet av elektroner att dras mot den "positiva" källan för de elektriska fältlinjerna, och kommer därmed också att orsaka en elektrisk polarisering av materialet. I den här modellen blir polariseringen av mediet riktad *längs med* fältlinjerna för \mathbf{E} -fältet.



Vi mäter denna inducerade ("påtvungade") polarisering som en *elektrisk polarisationsdensitet* \mathbf{P} , beskrivande det elektriska dipolmomentet per volymenhet (därav "densitet"). Som en förenklad modell kan vi se detta inducerade dipolmoment som linjärt beroende av det pålagda elektriska fältet,

$$\mathbf{P} \equiv \left\langle \frac{d\mathbf{p}}{dV} \right\rangle = \varepsilon_0 \chi_e \mathbf{E},$$

där χ_e är den *elektriska susceptibiliteten* för materialet (χ_e är dimensionslös) och där $\langle \dots \rangle$ betecknar medelvärdesbildning.

Inom elektromagnetisk teori använder vi ofta ett fält som beskriver summan av den effektiva polariseringen som ges av det externt pålagda \mathbf{E} -fältet tillsammans med den elektriska polariseringen av materialet i sig, det så kallade *elektriska flödestätheten* (electric displacement field),

$$\begin{aligned}\mathbf{D} &\equiv \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \\ &= \varepsilon_0(1 + \chi_e) \mathbf{E} \equiv \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E}.\end{aligned}$$

Vi kommer framöver alltså oftast istället för den elektriska susceptibiliteten χ_e att använda den *relativa elektriska permittiviteten* $\varepsilon_r \equiv 1 + \chi_e$ (liksom χ_e även den dimensionslös). För material med försumbar magnetisering och i avsaknad av fria laddningar motsvarar $n = \sqrt{\varepsilon_r}$ brytningsindex hos materialet (mer om detta i kommande föreläsning om den elektromagnetiska vågekvationen). I kommande analys av Maxwells ekvationer och de från dessa följande elektromagnetiska vågekvationerna kommer vi genomgående att använda ε_r för att beskriva materialegenskaperna.

Gauss teorem för elektriska flödestätheten \mathbf{D}

Att den elektriska flödestätheten \mathbf{D} är konstruerad som den är faller sig naturligt om vi betraktar, till exempel, hur en mer generell form av Gauss lag kan formuleras i termer av fria såväl som bundna laddningsdensiteter. Genom att använda att sambandet mellan divergensen av polarisationsdensiteten \mathbf{P} och den *bundna* laddningstätheten ρ_b ,³

$$\nabla \cdot \mathbf{P} = -\rho_b, \quad \left(\Leftrightarrow \quad \iiint_V \rho_b dV = - \iiint_V \nabla \cdot \mathbf{P} dV = - \oint_{\Omega} \mathbf{P} dA \right)$$

så har vi alltså för divergensen för det elektriska fältet att

$$\varepsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} = \rho_{\text{tot}} = \rho_b + \rho_f = -\nabla \cdot \mathbf{P} + \rho_f.$$

Genom att kombinera divergenserna kan detta skrivas som

$$\nabla \cdot (\varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}) = \rho_f,$$

där nu alltså källtermen i högerledet endast utgörs av den *fria* laddningstätheten ρ_f , och om vi *definierar* den elektriska flödestätheten som

$$\mathbf{D} \equiv \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P},$$

så lyder alltså denna under Gauss lag

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f.$$

Eftersom denna nu innefattar även den elektriska polarisationsdensiteten hos materialet, med andra ord växelverkan mellan det elektriska fältet och mediet, så är detta en mycket användbar generalisering när vi nu skall analysera gränssytor mellan olika medier.

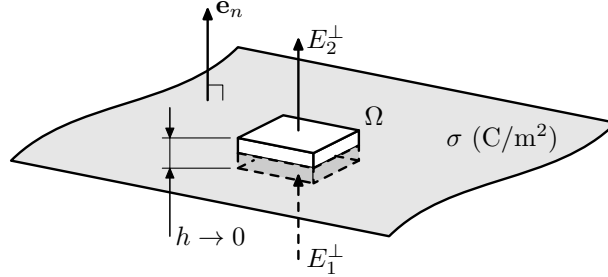
³ Griffiths Ekv. (4.12), sidan 174; för härledning av denna, se Griffiths, kapitel 4.2.1, sid. 173–174.

Randvillkor och övergångar mellan olika media

Vid övergångar mellan olika media blir ändringarna på \mathbf{E} - och \mathbf{D} -fältens komponenter olika beroende på om de är normala (vinkelräta) eller tangentiala (parallella) mot gränsytan mellan media.⁴

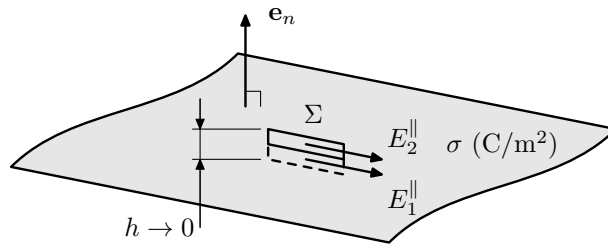
Recap på hoppvillkor för elektriska fält i vakuum

Först av allt en liten recap på randvillkor ("hoppvillkor") över gränssytor som uppbar en ytladdning σ !



Om vi betraktar en yta med en ytladdningstäthet σ (C/m²), och inneslår denna yta med en sluten yta⁵ Ω av höjd $h \rightarrow 0$, som har platta ytor ovanför och under, så har vi från Gauss teorem i elektrostatik att normal-komponenterna (\perp) fältet \mathbf{E}_1 under ytan och fältet \mathbf{E}_2 ovan ytan är relaterade genom:⁶

$$\text{Gauss:} \quad \iiint_V \nabla \cdot \mathbf{E} dV = \oint_{\Omega} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = \frac{Q}{\varepsilon_0} \quad \rightarrow \quad \mathbf{e}_n \cdot (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) A = \frac{Q}{\varepsilon_0} \quad \Leftrightarrow \quad E_2^\perp - E_1^\perp = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$$



På liknande sätt kan vi analysera tangentiella komponenter (\parallel), parallella med ytan, genom att istället använda Stokes teorem i en sluten rektangulär slinga Σ av höjd $h \rightarrow 0$ och som innefattar gränssytan:

$$\text{Stokes:} \quad \iint_{\Sigma} \underbrace{(\nabla \times \mathbf{E})}_{= -\partial \mathbf{B} / \partial t = 0} \cdot d\mathbf{A} = \oint_{\Sigma} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = 0 \quad \rightarrow \quad \mathbf{e}_n \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = \mathbf{0} \quad \Leftrightarrow \quad E_2^\parallel = E_1^\parallel$$

⁴ Se Griffiths s. 185.

⁵ Jackson's *Classical Electrodynamics* kallar denna för "pillbox" medan Griffiths använder det fyndiga och träffande "Gaussian pillbox".

⁶ Självfallet med ytladdningsdensiteten som $\sigma = Q/A$ (C/A).

Hoppvillkor för elektriska fält mellan olika media

Vi kan nu använda en analogi till ovanstående för att analysera vad som händer då materialen under och ovanför gränssytan har olika relativ elektrisk permittivitet. För den elektriska flödestätheten har Gauss lag (utifrån $\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f$) samma form som för det elektriska fältet, med skillnaden att vi nu har den *fria* elektriska laddningstätheten ρ_f som en källterm i högerledet. Med exakt samma geometri som tidigare följer därmed att vi får⁷

$$\text{Gauss:} \quad \iiint_V \nabla \cdot \mathbf{D} \, dV = \oiint_{\Omega} \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} = Q_f \quad \rightarrow \quad \mathbf{e}_n \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) A = Q_f \quad \Leftrightarrow \quad D_2^\perp - D_1^\perp = \sigma_f,$$

där σ_f är den *fria* elektriska ytladdningstätheten. Med andra ord, så tar den normalkomponenten av den elektriska flödestätheten \mathbf{D} ett hopp motsvarande den fria ytladdningstätheten σ_f då vi passerar gränssytan.

Utifrån detta resultat är det mycket lätt att förledas att tro att ett "universalrecept" för att behandla elektrostatik i ett medium:

"Vi behöver ju bara byta ut \mathbf{E} mot \mathbf{D} och istället använda de *fria* laddningarna, så har vi ju precis samma resultat. Busenkelt!"

Detta antagande är dock falskt, vilket vi kan se genom att exempelvis betrakta rotationen av den elektriska flödestätheten,

$$\nabla \times \mathbf{D} = \varepsilon_0 \underbrace{\nabla \times \mathbf{E}}_{=0} + \nabla \times \mathbf{P} = \nabla \times \mathbf{P},$$

vilken generellt *inte* alltid är identiskt noll.⁸ Om vi använder Stokes teorem på $\nabla \times \mathbf{P}$ så erhåller vi istället

$$\begin{aligned} \text{Stokes:} \quad \iint_{\Sigma} \underbrace{(\nabla \times \mathbf{D})}_{\neq 0} \cdot d\mathbf{A} &= \oint_{\Sigma} \mathbf{D} \cdot d\mathbf{s} = \oint_{\Sigma} \mathbf{P} \cdot d\mathbf{s} \quad \rightarrow \quad \mathbf{e}_n \times (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) = \mathbf{e}_n \times (\mathbf{P}_2 - \mathbf{P}_1) \\ &\Leftrightarrow \quad D_2^\parallel - D_1^\parallel = P_2^\parallel - P_1^\parallel \end{aligned}$$

Om vi har två medier av olika relativ permittivitet ε_1 och ε_2 , så kan vi

Upplagrad elektrisk energi

Då vi applicerar ett elektriskt fält över ett dielektrikum, så kommer vi att lagra upp energi i det system av mikroskopiska (atomära/molekylära) dipoler som därmed kommer att linjeras upp i det externt pålagda fältet. Som en analogi kan vi se detta som motsvarigheten till en upplagring av mekanisk energi i ett distribuerat system av mycket små men många fjädrar. Det som här tillkommer är att vi dessutom har fria laddningar som kommer att justera position allteftersom jämvikt i systemet uppnås.

Uttrycket för den upplagrade energin (i Joule) hos ett dielektrikum under ett externt pålagt elektriskt fält \mathbf{E} ges av

$$W = \frac{1}{2} \iiint \mathbf{D} \cdot \mathbf{E} \, dV$$

Härledningen av denna form ges av Griffiths på sidorna 197–198, och är en nyttig övningsuppgift att följa.

⁷ Återigen, självfallet med den *fria* ytladdningsdensiteten som $\sigma_f = Q_f/A$ (C/A).

⁸ Griffiths har en bra genombelysning av detta i kapitel 4.3.2, sidan 184.

Dielektrisk sfär i elektriskt fält

Vi har just sett hur en extremt förenklad modell av en atom kan användas för att kvalitativt beskriva uppkomsten av dipolmoment då systemet utsätts för ett externt pålagt elektriskt fält. Om vi lyfter blicken en aning, så är ett annat intressant objekt en sfär bestående av ett homogent och isotropt medium, för enkelhets skull placerad i ett medium med $\varepsilon_e = 1$ (här antar vi att "luft \approx vakuum"). Förutom att vara en mycket användbar modell för spridning av elektromagnetiska fält, så utgör detta enkla system även en intressant exercis i partiella differentialekvationer och elektrostatik.

Om en dielektrisk sfär av radie R och relativ permittivitet (dielektricitetskonstant) ε_r placeras i ett elektriskt fält \mathbf{E} , så kommer dipolmomenten i sfären att addera upp till att ge sfären i sig ett netto-dipolmoment \mathbf{p} . Man kan visa att detta dipolmoment ges som⁹

$$\mathbf{p} = \underbrace{4\pi\varepsilon_0 \left(\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \right) R^3}_{=\alpha''} \mathbf{E}_\infty$$

där \mathbf{E}_∞ är det elektriska fältet långt ifrån själva sfären. Faktorn $(\varepsilon_r - 1)/(\varepsilon_r + 1)$ kallas *Clausius–Mossotti*-relationen¹⁰. Ur denna relation har vi att den effektiva polarisabiliteten hos sfären i sig ges som

$$\alpha = 4\pi\varepsilon_0 \left(\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \right) R^3$$

⁹ För en härledning av det elektriska fältet inuti en dielektrisk sfär, se Griffiths Exempel 4.7 på sidan 193 (vilket för övrigt är ett mycket bra exempel); alternativt Jackson, s. 151. Se även Griffiths, Problem 4.41, sidan 208 för ett exempel på relationen mellan atomär polarisabilitet α och relativ permittivitet ε_r . Clausius–Mossotti-relationen gäller generellt för icke-polära media, medan uttryck enligt Langevin gäller för polära media.

¹⁰ Efter Ottaviano-Fabrizio Mossotti (1791–1863) och Rudolf Clausius (1822–1888).