Kap. 22.
Gauss' lov

Vi skal se på:

- Fluksen til elektrisk felt ***E***
- Gauss' lov
  - Integralform og differensialform
- Elektrisk ledere.

E-felt fra Coulombs lov:

$$\vec{E} = k\frac{q}{r^2}\cdot\hat{r} \qquad \vec{E} = k\sum_n \frac{q_n}{r_{0n}^{\ 2}}\hat{r}_{0n} \qquad \vec{E} = k\int_{tot.ladn.} \frac{\mathrm{d}q}{r^2}\cdot\hat{r}$$

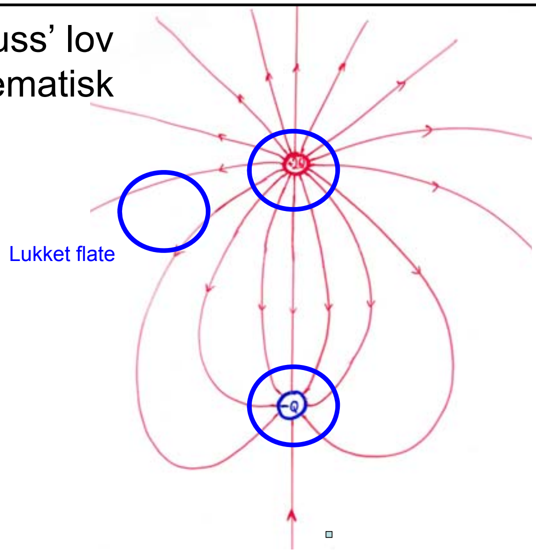
Punktladn — Flere punktladn. — Kontinuerlig fordeling

Blir lett vanskelig integrasjonsarbeid.
En enklere metode?

Ja: Gauss' lov

Johann Carl Friedrich Gauss (1777-1855), tysk matematiker / fysiker

Gauss' lov skjematisk



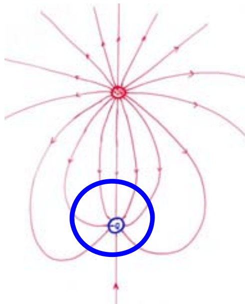
Gauss' lov

Gjelder lukkede flater.

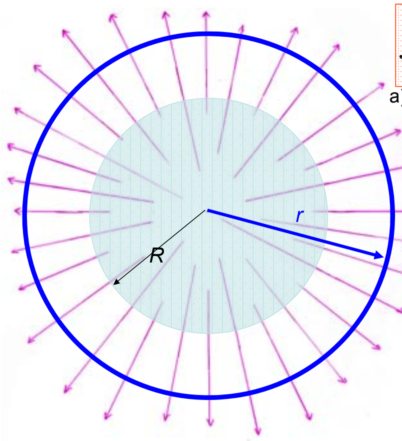
- Antall feltlinjer ut – ant. feltlinjer inn er prop. med ladning innenfor.
- Netto fluks ut = $1/\varepsilon_0 \cdot$ (ladn. innenfor)
- Integralform: $\oiint_S \vec{E}\cdot \mathrm{d}\vec{A} = \frac{1}{\varepsilon_0} q_{\mathrm{encl}}$

E fra **alle** ladninger, ikke bare q_{encl}

Ladning innenfor S



Eks.1: Homogent ladd kule
=Y&F Ex. 22.9 = Lill.19.12



$$\oiint_S \vec{E}\cdot d\vec{A} = \frac{1}{\varepsilon_0} q_{encl}$$

a) Utenfor kula $r > R$:

$q_{encl} = Q$

$$E_r \cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{\varepsilon_0} Q$$

$$E_r = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r^2}$$

b) Inni kula $r < R$:

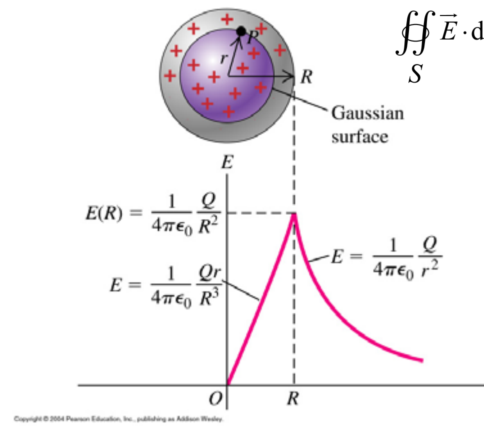
q_{encl} er mindre

$q_{encl} = Q\, r^3/R^3$

$$E_r = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Qr}{R^3}$$

Eks.1: Homogent ladd kule

$$\oiint_S \vec{E}\cdot d\vec{A} = \frac{1}{\varepsilon_0} q_{encl}$$



(Y&F Fig 22.22)

Eksempler
i forelesning (Eks…), Y&F Ed13 (Ex…), og Lillestøl (L…)

	Kap 21. *E*-felt	Kap 22. Gauss lov	Kap 23. Potensial
Dipol	Eks. 2 Ex. 21.8+21.14 L19.6		Eks. 4 Ex. 23.4
Linjeladning endelig	Eks. 3 Ex. 21.10		Ex. 23.12
Linjeladning uendelig	(Eks. 3) L19.7	Ex. 22.6 L19.13	(Eks. 9 hvis tid) Ex. 23.10
Tynn ring	Eks. 4 Ex. 21.9		Eks. 7 Ex. 23.11
Sirkulær plate	Eks. 5 Ex. 21.12		
Uendelig plate	Eks. 6 Ex. 21.11 L19.9	Eks. 2 Ex. 22.7 L19.14	L19.15
Parallellplater	Ex. 21.12 Eks. 7	Ex. 22.8	Eks. 5 Ex. 23.9
Kule med homogen ladning		Eks. 1 Ex. 22.9 L19.12	Eks. 8 L19.19
Lederkule		Eks. 3 Ex. 22.5	Eks. 6 Ex. 23.8

Ladningstettheter:

	Symbol	Enhet	Infinitesimal ladning
Rom-	ρ	C/m^3	$dq = \rho\, d\tau$
Flate-	σ	C/m^2	$dq = \sigma\, dA$
Linje-	λ	C/m	$dq = \lambda\, dl$

Eks.: Romladning

$$q_{encl} = \int dq = \iiint \rho\, d\tau$$

med høvelig volumelement $d\tau$, f.eks.

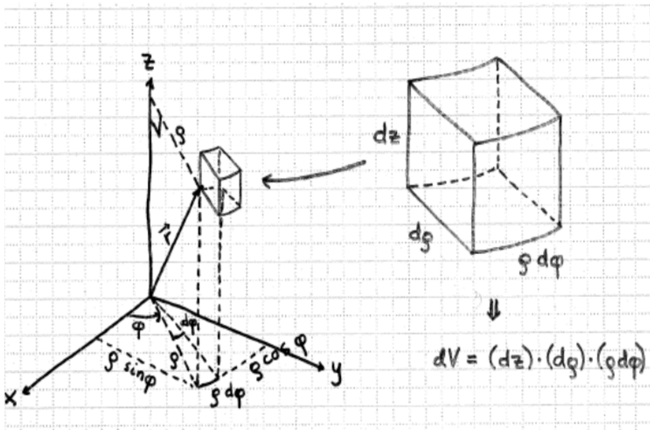
$d\tau = dx\, dy\, dz$ (kartesisk koord.)

$d\tau = 4\pi\, r^2\, dr$ (kulekoord.)

$d\tau = h\, 2\pi r\, dr$ (sylinderkoord.)

Sylinderkoordinater

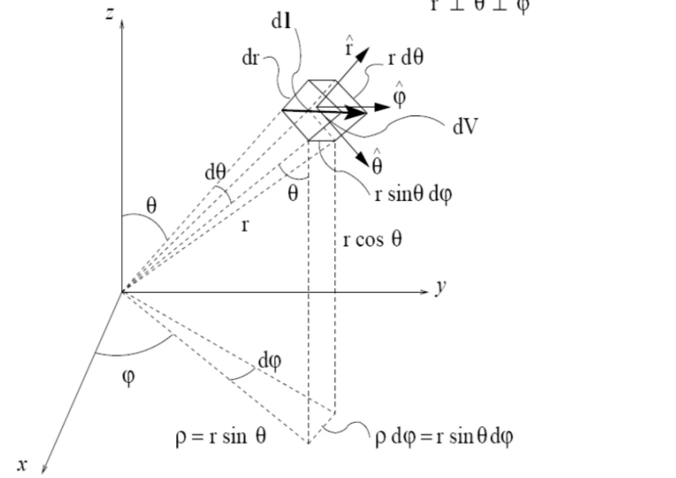
Figur: Støvneng
ρ isf. r



Kulekoordinater

Figur: Støvneng

$\hat{r} \perp \hat{\theta} \perp \hat{\varphi}$



Infinitesimale volumelement

Kartesiske koordinater: $d\tau = dx\, dy\, dz$

Sylinderkoordinater: $d\tau = r\, d\varphi \cdot dr \cdot dz$

Integrert over φ: $d\tau = \int_0^{2\pi} d\varphi \cdot r\, dr \cdot dz = 2\pi r\, dr\, dz$

Når sylindersymmetri bruk alltid dette uttrykket:

$\boxed{d\tau = 2\pi r\, dr\, l = \text{omkrets} \cdot \text{tykkelse} \cdot \text{høyde}}$

Kulekoordinater: $d\tau = dr \cdot r d\theta \cdot r \sin\theta\, d\varphi = \sin\theta\, d\theta\, d\varphi\, r^2\, dr$

Integrert over θ og φ: $d\tau = \int_0^{\pi} \sin\theta\, d\theta \cdot \int_0^{2\pi} d\varphi \cdot r^2\, dr = 2 \cdot 2\pi \cdot r^2\, dr$

Når kulesymmetri bruk alltid dette uttrykket:

$\boxed{d\tau = 4\pi\, r^2\, dr = \text{kuleareal} \cdot \text{tykkelse}}$

se også formelark

Gauss' lov

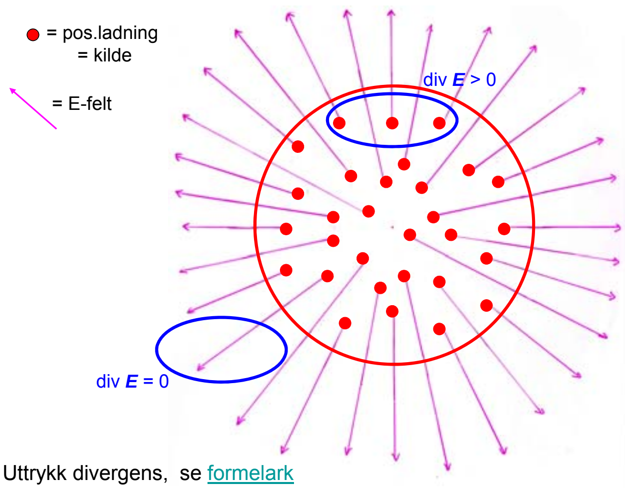
- **Integralform:** $\oiint_S \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{1}{\varepsilon_0} q_{encl}$

  Fluks ut = $1/\varepsilon_0 \cdot$ (ladn. innenfor)

- **Differensialform:** $\mathrm{div}\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}\rho$

$\mathrm{div}\vec{E} =$ divergensen til ***E***

divergens = kilde



Uttrykk divergens, se formelark

Gauss' lov på differensialform

Divergensteoremet (Gauss' teorem) for vektorfeltet $\vec{E}$:

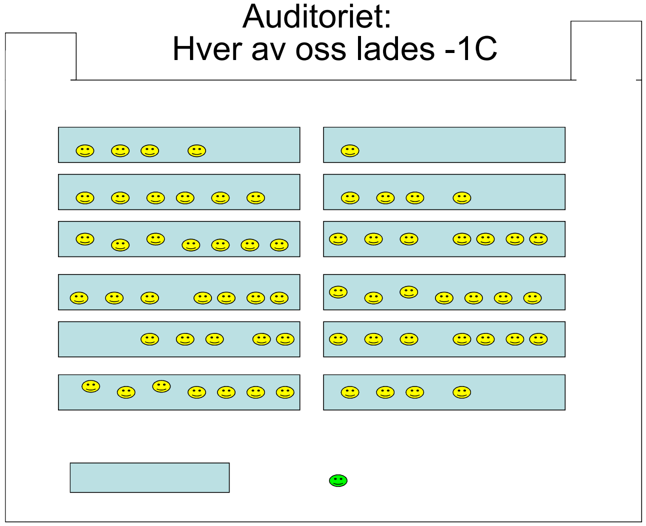
$$\oint_S \vec{E} \cdot \mathrm{d}\vec{A} = \int_V \mathrm{div}\vec{E}\ \mathrm{d}V$$

2-dim integral = 3-dim integral

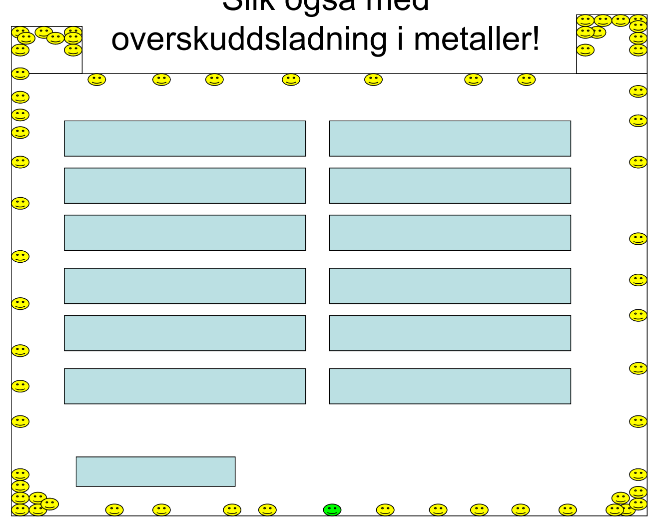
+ Gauss' lov: $\oint \vec{E} \cdot \mathrm{d}\vec{A} = Q/\epsilon$

Gir oss
Gauss' lov på diff.form: $\mathrm{div}\vec{E} = \rho/\epsilon$

Auditoriet:
Hver av oss lades -1C

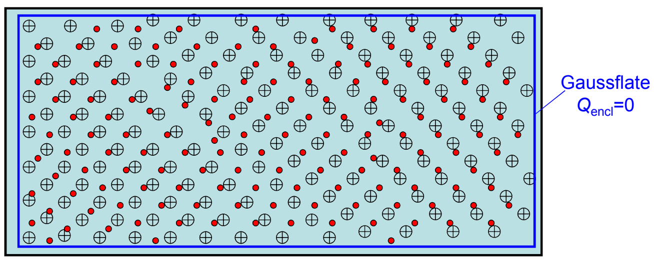


Slik også med overskuddsladning i metaller!



Elektrisk leder med valenselektroner

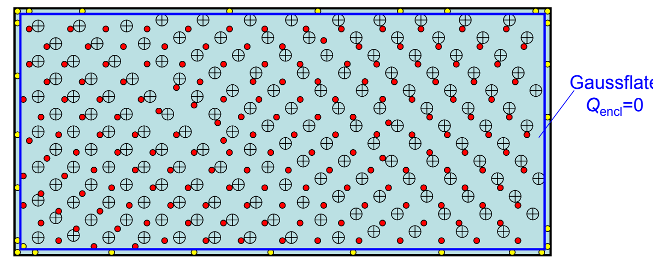
Positivt ladd metall: underskudd av elektroner
Underskuddet (positivt) presses også mot overflata



Totalt ladd positivt

Elektrisk leder med valenselektroner

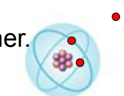
Negativt ladd metall: overskuddselektroner
Disse presses til overflata



Totalt ladd negativt

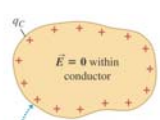
Elektrisk ledere (metaller)

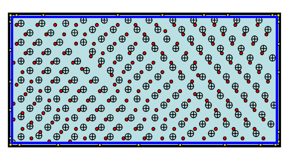
1. Metallatomer har ett eller flere frie valenselektroner.



2. Evt. overskuddselektroner skyves til overflata
   (=> kun overflateladning σ.)

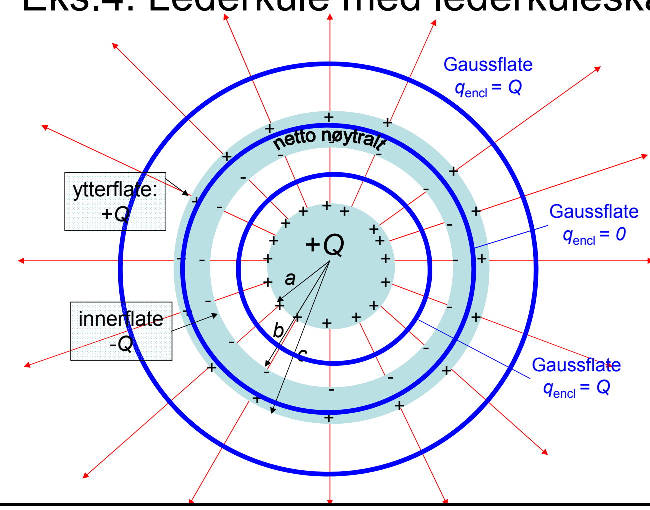
3. ρ= 0 og ***E*** = 0 inı





4. Rett utenfor overflata: ***E*** normal

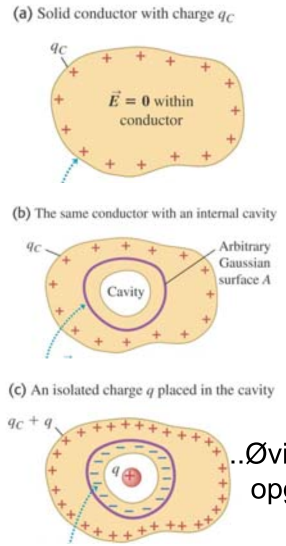
Eks.4: Lederkule med lederkuleskall



Feltet er null overalt inne i ledere

.. og inne i ladningsfrie hulrom i ledere.

.. men ikke i hulrom med ladning.



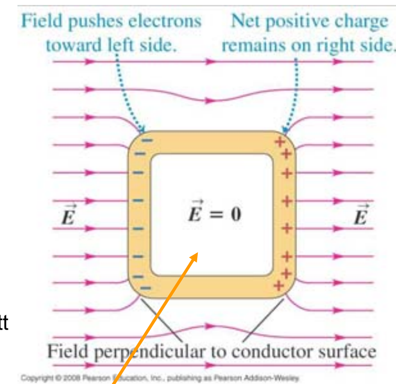
..Øving 3, opg. 2.

Y&F Fig 22.23

Nøytral leder i ytre *E*-felt

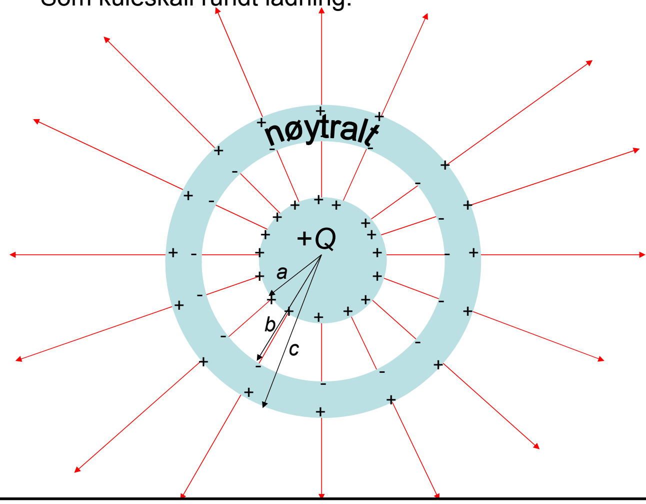
Ladninger forskyves akkurat så mye at:

1) ***E*** = 0 i leder og hulrom
2) ***E*** normal på overflata rett utenfor



rom som er skjermet fra *E*-felt: **Faradaybur**

Som kuleskall rundt ladning:



Oppsummering kap. 22. Gauss' lov

Fluks til $\vec{E}$ gitt ved flateintegral: $\Phi_E = \iint \vec{E} \cdot \mathrm{d}\vec{A}$

Gauss lov: Fluks ut av Gaussflate S $= \frac{1}{\epsilon_0} \cdot$ ladning innenfor:

$$\oint \vec{E} \cdot \mathrm{d}\vec{A} = \frac{q}{\epsilon_0}$$

(infinitesimal form:) $\mathrm{div}\vec{E} \cdot \mathrm{d}V = \frac{1}{\epsilon_0}\rho\, \mathrm{d}V$

Gauss' lov enklere enn Coulombs lov når det er symmetri i ladning og/eller elektrisk felt. Legg inn Gaussflate S slik at $\vec{E} || \mathrm{d}\vec{A}$ eller $\vec{E} \perp \mathrm{d}\vec{A}$

I **ledere** flytter ladninger seg tilnærmet uten motstand. Like ladninger frastøter hverandre og legger seg på **overflata** av lederen. Inni alle ledere er derfor $\rho = 0$ og $\vec{E} = \vec{0}$.