

Fluides et Electromagnetisme

David Wiedemann

Table des matières

1	Notations du cours et maths necessaires	5
1.1	Scalaire et Vecteurs	5
1.2	L'operateur ∇ (nabla) et la definition du gradient, de la divergence et du rotationnel	5
1.3	Formules d'integration	6
2	Fluides au repos	6
2.1	Introduction	6
2.2	Densite de fluide	7
3	Pression dans un fluide	7
3.1	Pression hydrostatique	7
3.2	Densite de force associee a la pression	8
3.3	Poussee d'Archimede	9
3.4	Tension superficielle	9
3.4.1	Origine et definition de la tension superficielle	9
3.4.2	Quelques consequences immediates de la tension superficielle	9
3.5	Interface solide/liquide/gaz	10
3.6	Loi de laplace	10
4	Dynamique des fluides	11
4.1	Types d'ecoulement	11
4.2	Derivee convective	12
4.3	Equations fluides	12
4.3.1	Equations de continuite(description Eulerienne)	12
4.4	Equation d'Euler	13
4.5	Equation d'etat	14
4.6	Theoreme de Bernoulli	14
4.7	Applications de Bernoulli	16
4.8	Ecoulement d'un fluide visqueux	16
4.8.1	Definition de la viscosite	17

4.8.2	Force de viscosite par unite de volume et equation de Navier-Stokes incompressible	18
4.8.3	Resolution Navier-Stokes avec l'ecoulement de Poiseuille	19
5	Phenomenes Ondulatoires	21
5.1	Onde transverse et longitudinale et l'equation d'onde	21
5.2	Ondes sinusoidales	22
5.3	Ondes stationnaires	22
5.4	Ondes en $3D$	23
5.5	Quelques consequences du principe de superposition	23
5.6	Vitesse de phase et de groupe	24
6	Ondes dans les milieux fluides	24
6.1	Ondes dans un fluide uniforme	24
6.2	Tuyaux d'orgues	27
6.3	Ondes lineaires a la surface d'un fluide parfait	27
7	L'electromagnetisme	28
7.1	Electrostatique	28
7.1.1	Charge electrique	28
7.1.2	L'unite de la charge	28
7.2	Loi de Coulomb	28
7.2.1	Principe de superposition	29
7.3	Champs Electriques	29
7.3.1	Champ electrique du a une distribution des charges quelconque	30
7.3.2	Densite de charge de surface	30
7.3.3	Lignes de champ electrique	32
7.4	Loi de Gauss	34
7.4.1	Enonce de la loi de Gauss	34
7.4.2	Preuve de la loi de Gauss	36
7.5	Le potentiel electrostatique	39
7.5.1	Quelques proprietes de ϕ (et de E) en electrostatique	40
7.6	Le role des conducteurs en electrostatique	43
7.6.1	Proprietes de base	43
7.7	Densite de charge de surface par influence (influence electrostatique)	45
7.8	Effets de Pointe	46
7.9	Traitement general, equation de Laplace et de Poisson	47
7.10	Capacite et condensateur	47
7.10.1	Definition de la capacite	47
7.10.2	Condensateur	48

7.11	Energie stockee dans un condensateur	49
7.12	Capacite avec un dielectrique	50
8	Circuits electriques	52
8.1	Definition du courant	52
8.2	La densite de courant	53
8.3	La resistance R , la loi d'Ohm et l'effet Joule	53
8.3.1	La resistance	53
8.3.2	L'effet joule	54
8.4	Conservation de charge, equations de continuite	55
8.5	Circuits electriques et lois de Kirchhoff	55
8.6	Lois de Kirchhoff	55
9	Magnetostatique	55
9.1	Definition du champ magnetique et force de Lorentz	56
9.2	Loi d'Ampere	57
9.2.1	Champ B d'un courant rectiligne	57
9.2.2	Vers la loi d'Ampere	57
9.2.3	Generalisation de la loi d'ampere integrale et differentielle	58
9.3	Loi de Gauss pour B	59
9.4	Loi de Biot-Savart	59
10	Pheneomenes d'inductions magnetique	60
10.1	Loi d'induction de Faraday	60
10.2	Loi de Faraday differentielle	61
10.3	La regle de Lenz	62
10.4	Circuits electriques en presence de phenomenes d'induction . . .	63
10.4.1	Self-Inductance	63
10.4.2	Circuit electrique avec une self	63
10.4.3	Energie magnetique	63
11	Equations de Maxwell	64
11.1	Critique de l'equation d'Ampere	64
11.2	Courant de deplacement de Maxwell	65
11.3	Les equations de Maxwell	65
11.4	Ondes electromagnetiques dans le vide	65
11.5	Ondes planes dans le vide	66

List of Theorems

4	Theorème (Theoreme du gradient)	6
5	Theorème (Theoreme de La divergence(de Gauss))	6

6	Theorème (Theoreme de Stokes)	6
10	Theorème (Theoreme de Bernoulli)	16
1	Definition (Moment dipolaire)	50

1 Notations du cours et maths necessaires

1.1 Scalaires et Vecteurs

On distingue les quantites scalaires (pression, masse, la charge electrique) et les quantites vectorielles (vitesse, force) .

Dans un repere 3D, les vecteurs de base unitaires e_x, e_y, e_z

On definit un champ scalaire(resp. vectoriel) par une fonction $p(\vec{r}, t)$ qui depend de la position et du temps.

1.2 L'operateur ∇ (nabla) et la definition du gradient, de la divergence et du rotationnel

En coordonnes cartesiennes, on a

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

On note

$$\frac{\partial p}{\partial x}(\vec{r}, t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{p(x+h, y, z, t) - p(x, y, z, t)}{h}$$

- Le gradient, note ∇f d'un champ scalaire $f(\vec{r}, t)$ est un champ vectoriel donne par

$$\nabla f(\vec{r}, t) = e_x \frac{\partial f}{\partial x} + e_y \frac{\partial f}{\partial y} + e_z \frac{\partial f}{\partial z}$$

- La divergence, notee $\nabla \cdot \vec{u}$ d'un champ vectoriel $\vec{u}(\vec{r}, t)$ est un champ scalaire donne par

$$\nabla \cdot \vec{u} = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z}$$

- Le rotationnel $\nabla \times \vec{u}$ d'un champ vectoriel est un champ vectoriel donne par

$$\nabla \times \vec{u}(\vec{r}, t) = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \times (u_x, u_y, u_z)$$

Remarque

On peut utiliser ∇ comme un vecteur, mais il faut faire attention car les operations sont pas commutatives.

Remarque

Souvent, on ecrit ∂_x pour $\frac{\partial}{\partial x}$

Remarque

Les expressions du gradient, divergence, rotationnel sont independantes du systeme de coordonnees

1.3 Formules d'intégration

Theorème 4 (Theoreme du gradient)

Soit un volume V quelconque dans l'espace et soit S la surface fermée limitant le volume V (on note $S = \partial V$).

A chaque element de la surface, on assimile un vecteur orthogonal a la surface en ce point. On le note $d\vec{S}$ et il represente le "petit element" de surface.

Alors on a

$$\iint_S f d\vec{S} = \iiint_V \nabla f dV$$

Theorème 5 (Theoreme de La divergence(de Gauss))

Le flux d'un champ vectoriel $\vec{A}(\vec{r}, t)$ au travers d'une surface S :

$$\phi = \iint_S \vec{A} \cdot d\vec{S}$$

Soit une surface fermée $S = \partial V$ et $d\vec{S}$ qui point vers l'exterieur de V , alors on a

$$\iint_S \vec{A} \cdot d\vec{S} = \iiint_V (\nabla \cdot \vec{A}) dV$$

Theorème 6 (Theoreme de Stokes)

On definit la circulation d'un champ vectoriel $\vec{A}(\vec{r}, t)$ le long d'une courbe fermée Γ :

$$\Sigma = \oint_{\Gamma} \vec{A} \cdot d\vec{l}$$

Dans ce cas la, on a

$$\oint_{\Gamma} \vec{A} \cdot d\vec{l} = \iint_S (\nabla \times \vec{A}) \cdot d\vec{S}$$

L'orientation relative de $d\vec{l}$ et $d\vec{S}$ est donnée par la regle de la main droite.

2 Fluides au repos

2.1 Introduction

On appelle un fluide un corps qui est a l'etat liquide, gazeux, ou plasma, systeme d'un grand nombre de particules qui est susceptible de s'écouler facilement.

Autrement dit, un corps deformable/qui n'a pas de forme propre.

Pour beaucoup d'applications : un fluide est decrit par sa densite de masse $\rho(\vec{r}, t)$, la pression ($p(\vec{r}, t)$) et la vitesse $\vec{u}(\vec{r}, t)$

Dans ce chapitre, on suppose $\vec{u}(\vec{r}, t) = 0, \rho(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r})$ et $p(\vec{r}, t) = p(\vec{r})$

2.2 Densite de fluide

Supposons un recipient avec un fluide dedans et un systeme de coordonnees.
On note

$$\bar{\rho} = \frac{\Delta m}{\Delta V}$$

pour la densite moyenne.

On prend ensuite la limite $\Delta V \rightarrow dV$ et on obtient ainsi

$$\rho(\vec{r}, t) = \lim_{\Delta V \rightarrow dV} \frac{\Delta m}{\Delta V}$$

Lecture 2: Pression dans un fluide

Fri 26 Feb

3 Pression dans un fluide

La pression dans un fluide est definie par la force par unite de surface exercee par le fluide sur une paroi ou sur une autre partie du fluide. Cette force sera perpendiculaire a la surface. On note

$$\vec{dF} \left[\frac{N}{m^2} = \text{Pascal} = \text{Pa} \right] = p d\vec{S}$$

La pression est donnee par un champ scalaire.

L'isotropie de la pression suit naturellement dans le cas ou il n'y a pas de forces de cisaillement(= forces tangentielles a la surface)

3.1 Pression hydrostatique

On veut determiner $p(\vec{r})$ pour un fluide au repos.

On supposera un fluide incompressible (la densite est constante).

On considere un recipient contenant un fluide et un pave droit de dimension dy, dx et $z_2 - z_1$.

On utilise

$$\sum_i \vec{F}_i = 0$$

selon z .

On a donc une force F_1 s'appliquant en haut et F_2 s'appliquant en bas et finalement F_g , on a donc

$$F_1 + F_g - F_2 = 0$$

$$p(z_1)dx dy + \rho dx dy (z_2 - z_1)g - p(z_2)dx dy = 0$$

$$p(z_2) = p(z_1) + \rho g(z_2 - z_1)$$

pour $z_1 = 0$ et $z_2 = h$, on trouve

$$p(h) = p(0) + \rho gh = p_0 + \rho gh$$

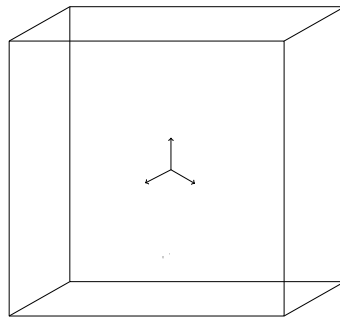
Ainsi, la variation d'un fluide au repos ne depend que de la profondeur, mais est independante de la forme du fluide et ne varie pas perpendiculairement a la pesanteur.

Lecture 3: Hydrostatique

Tue 02 Mar

3.2 Densite de force associee a la pression

Calculons la force exercee sur un volume de fluide infinitesimal du a la pression.



On suppose qu'on connait $p(\vec{r})$.

$$\vec{F}_1 = p(\vec{r}(-\frac{dx}{2}, 0, 0))dydz\vec{e}_x$$

Donc

$$\begin{aligned}\sum_{i=1}^6 \vec{F}_i &= (-p(\frac{dx}{2}, 0, 0) - p(-\frac{dx}{2}, 0, 0))dydz + \dots \\ &= -\frac{p(\frac{dx}{2}, 0, 0) - p(-\frac{dx}{2}, 0, 0)}{dx}dxdydz\vec{e}_x + \dots \\ &= -\frac{\partial p}{\partial x}dV\vec{e}_x + \dots = -\nabla p dV\end{aligned}$$

donc la densite de force associee a la pression est $-\nabla p$.

3.3 Poussee d'Archimede

Tout corps plonge dans un fluide recoit de la part de celui-ci une poussee verticale egale au poids du fluide deplace

3.4 Tension superficielle

Experience :

On a des tubes de largeurs differentes, ouverts en haut et plonge dans l'eau.

On note que le niveau d'eau monte a un niveau de $h\alpha\frac{1}{r}$

Semble etre une contradiction de la pression hydrostatique.

On verra que ce phenomene est du a la tension superficielle. La loi $p(h) = p_0 + \rho gh$ reste valable dans le fluide, mais pas necessairement a la surface.

3.4.1 Origine et definition de la tension superficielle

On considere a nouveau un fluide, il est constitue de particules ayant des interactions entre elles (inter moleculaires, etc)

Il y a moins de telles liaisons pour une molecule a la surface du fluide. Pour amener cette molecule la-bas et pour augmenter la surface, il faut faire un travail.

Experience :

Soit un film de liquide (eau savonneuse) tendu dans un cadre ABCD.

Si on tend le cadre, il ya une force qui s'y oppose.

Le travail est donc proportionel au changement de surface

$$\Delta W = \gamma \Delta S = \gamma BC \Delta k \cdot 2$$

Le 2 apparait parce que il y a 2 surfaces (liquide/gaz)

Donc on a

$$F = 2F_\gamma = 2BC\gamma$$

L'interface liquide/gaz est un peu comme une membrane elastique, mais la force est independante de la deformation.

Experience

Mesure de γ On plonge un cylindre attache a un newton metre dans le liquide.

On mesure la force necessaire pour faire apparaitre un film lie au cylindre et on prend la difference entre cette force et la force F_G .

3.4.2 Quelques consequences immediates de la tension superficielle

Les bulles de savon minimisent leur surface et c'est pour cela qu'elles sont spheriques.

Meme chose pour les bulles d'eau en apesanteur.

Meme chose pour les cheveux mouilles qui collent.

Certains objets (trombone, punaises) ou des insectes qui flottent (qui marchent sur la surface)

Lecture 4: Interfaces solide/liquide

Fri 05 Mar

3.5 Interface solide/liquide/gaz

On considere une goutte sur une surface.

En equilibre la somme des forces sur la ligne tripe est nulle.

Selon l'axe horizontal, on trouve

$$\gamma_{sg} = \gamma_{sl} + \cos \theta \gamma_{lg}$$

Cette propriete s'appelle la loi de Young. Si $0 < \theta < 90$, on a un bon mouillage. Si $\gamma_{sg} - \gamma_{sl} > \gamma_{lg}$, on a $\cos \theta > 1$, cette situation est non-stationnaire. On parle alors de mouillage total.

Si $-\gamma_{lg} < \gamma_{sg} - \gamma_{sl} < 0$, alors $-1 < \cos \theta < 0$ et donc $90 < \theta < 180$, \Rightarrow mauvais mouillage.

Si $\gamma_{sg} - \gamma_{sl} < -\gamma_{lg}$, alors $\cos \theta < -1$, on parle alors de super-hydrophobie ou effet lotus.

3.6 Loi de laplace

Notons qu'a l'interieur d'un ballon, il y a une surpression.

Et a l'interieur d'une goutte d'eau, d'une bulle de savon, ... ?

On suppose une goutte de liquide spherique en apesanteur. Les forces s'appliquant sur la goutte donnent

$$\sum F_i^{ext} = 0 = \vec{F}_{p_2} + \underbrace{\vec{F}_{p_1}}_{=\pi R^2 p_1 \vec{e}_z} + \underbrace{\vec{F}_\gamma}_{=-2\pi R \gamma \vec{e}_z}$$

Pour \vec{F}_{p_2} , on a

$$\vec{F}_{p_2} = \iint_S -p_2 \vec{dS} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} -p_2 \vec{e}_r R^2 \sin \theta d\theta d\phi = \vec{e}_z \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} -p_2 R^2 \sin \theta \cos \theta d\theta d\phi = -\pi R^2 p_2 \vec{e}_z$$

Donc

$$\sum F^{ext} = -2\pi R \gamma \vec{e}_z + \pi R^2 p_1 \vec{e}_z$$

Et donc

$$p_1 - p_2 = \frac{2\gamma}{R}$$

Lecture 5: Hydrostatique continuation

Tue 09 Mar

Exemple (Bulle de Savon-deux interfaces)

On note p_1 la pression interne, p_2 la pression externe et p_0 la pression dans l'interface, on a donc

$$p_0 = p_2 + \frac{2\gamma}{R_e} \text{ et } p_1 = p_0 + \frac{2\gamma}{R_i}$$

$$p_1 = p_2 + \frac{2\gamma}{R_i} + \frac{2\gamma}{R_e}$$

comme $R_i = R_e = R$, $p_1 = p_2 + \frac{4\gamma}{R}$

Exemple (Capillarite)

On considere $h \gg l$ et que l'interface liquide/gaz est quasiment spherique.

On a $p_1 = p_2 + 2\frac{\gamma}{R}$ et $p_3 = p_2 + \rho gh$.

$$p_1 = p_3 = p_{atm}$$

On trouve que $\frac{2\gamma}{R} = \rho gh$ et donc

$$h = \frac{2\gamma}{\rho g R} = \frac{2\gamma \cos \theta}{\rho g r} = \alpha \frac{1}{r}$$

4 Dynamique des fluides

On considere des fluides decris par

$$\rho(\vec{r}, t), p(\vec{r}, t), \vec{u}(\vec{r}, t)$$

Vitesse d'un element fluide infinitesimal(vitesse moyenne de toutes les particules dans cet element) .

4.1 Types d'ecoulement

- $\vec{u}(\vec{r}, t) = 0$, ecoulement statique
- $\partial_t \vec{u} = 0, \partial_t \rho = 0, \partial_t p = 0$, ecoulement stationnaire
- Ecoulement laminaire "couches successive de fluide se deplacent doucement et regulierement l'un a cote de l'autre. (a basse vitesse)
- Ecoulement turbulent s i non-laminaire.
Mouvement irregulier et chaotique. (typiquement a haute vitesse d'ecoulement)

4.2 Derivee convective

Attention

$\partial_t \vec{u}$ = variation de \vec{u} par unite de temps a un endroit fixe \neq acceleration de l'element fluide a (\vec{r}, t)

On considere la trajectoire d'un element fluide au cours du temps.

On veut connaitre la variation temporelle de p au long de la trajectoire.

au temps t : $p(\vec{r}, t)$

au temps $t + dt$: position $\vec{r} + \vec{u}(\vec{r}, t)dt$, pression $p(\vec{r} + \vec{u}(\vec{r}, t)dt, t + dt)$

$$\begin{aligned} &= p(x + u_x dt, y + u_y dt, z + u_z dt, t + dt) \\ &= p(x, y, z, t) + \partial_x p u_x dt + \partial_y p u_y dt + \partial_z p u_z dt + \partial_t p dt \\ &= p(\vec{r}, t) + (\vec{u} \cdot \nabla) p dt + \partial_t p dt \end{aligned}$$

On appelle $(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla)p := \frac{D}{Dt}p$

De meme, la variation temporelle de \vec{u} le long de la trajectoire ($=$ l'acceleration)

$$\vec{a} = \frac{D\vec{u}}{Dt}$$

4.3 Equations fluides

Pour determiner l'evolution des cinq fonctions ρ, p, \vec{u} il faut 5 equations.

4.3.1 Equations de continuite(description Eulerienne)

Principe de conservation de masse en absence de sources/pertes. On considere un volume V fixe dans notre liquide, il definit une surface S fermee.

variation de masse dans $V =$ Flux de masse a travers S

On a

$$\frac{d}{dt} \int \int \int_V \rho(\vec{r}, t) dV = - \int \int_S \rho(\vec{r}, t) \vec{u}(\vec{r}, t) d\vec{S}$$

Lecture 6: Equations de continuite

Fri 12 Mar

On a trouve que

$$\frac{d}{dt} \int \int \int_V \rho(\vec{r}, t) dV = \int \int \int_V \frac{\partial}{\partial t} \rho(\vec{r}, t)$$

Pour la partie de droite, on a

$$- \int \int_S \rho(\vec{r}, t) \vec{u}(\vec{r}, t) d\vec{S} = - \int \int \int_V \nabla(\rho \vec{u}) dV$$

Donc

$$\int \int \int_V \frac{\partial}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u}) dV = 0$$

Pour tout volume V

Et donc

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0$$

4.4 Equation d'Euler

On fait un bilan de la quantité de mouvement. On considère un fluide parfait (pas de frottement interne).

La quantité de mouvement dans $V(t)$, on a

$$\vec{p} = \int \int \int_{V(t)} \rho \vec{u} dV$$

Seconde loi de Newton :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \sum \text{forces externes sur la partie du fluide contenue dans } V(t)$$

On va montrer que

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{p}}{dt} &= \int \int \int_{V(t)} \frac{D}{Dt}(\rho \vec{u}) + \rho \vec{u}(\nabla \cdot \vec{u}) dV \\ &= \int \int \int_{V(t)} \rho \vec{g} dV - \int \int_{S(t)} p d\vec{S} \\ &= \int \int \int_{V(t)} \rho \vec{g} dV - \int \int \int_{V(t)} \nabla p dV \end{aligned}$$

Donc

$$\frac{D}{Dt}(\rho \vec{u}) + \rho \vec{u}(\nabla \cdot \vec{u}) = \rho \vec{g} - \nabla p$$

$$\begin{aligned} &\rho \frac{D}{Dt} \vec{u} + \vec{u} \frac{D}{Dt} \rho + \rho \vec{u}(\nabla \cdot \vec{u}) \\ &= \rho \frac{D}{Dt} \vec{u} + \vec{u} \left(\frac{D\rho}{Dt} + \rho(\nabla \cdot \vec{u}) \right) \end{aligned}$$

Le dernier terme est nul par l'équation de continuité, et on trouve

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = \rho \vec{g} - \nabla p$$

Remarque

En général, les fluides ont de la viscosité.

De plus, tout comme l'équation de continuité, l'équation d'Euler est non-linéaire, la solution à l'équation différentielle est généralement extrêmement compliquée.

4.5 Equation d'état

equations :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0$$

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = \rho \vec{g} - \nabla p$$

Il nous manque encore une equation pour decire un fluide en mouvement : l'equation d'état, qui depend du type de fluide.

$$\frac{D}{Dt}(p\rho^{-\gamma}) = 0$$

ou γ est l'indice d'adiabaticite.

Lecture 7: Theoreme de Bernoulli

Tue 16 Mar

4.6 Theoreme de Bernoulli

On considere un ecoulement laminaire au travers d'un tube

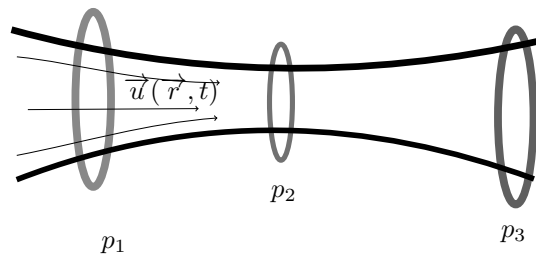


FIGURE 1 – tube 2

On s'interesse a la pression au travers du tube.

On remarque que la pression a diminue dans la partie etroite du tube si $\vec{u} \neq 0$.

On explique ce phenome par la theoreme de Bernoulli.

On considere un fluide parfait (pas de viscosite), on considere aussi qu'il est incompressible, et qu'il est en ecoulement stationnaire (toutes les derivees partielles sont egales a 0), dans un champ de pesanteur \vec{g} constant.

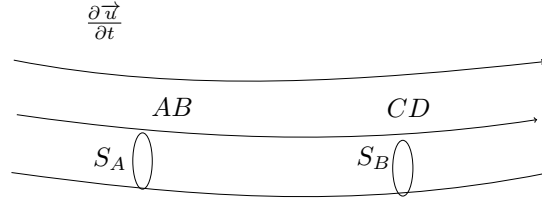


FIGURE 2 – tube de courant

On considere un tube de courant dans ce fluide et on le suit.

A $t = t_0$: on a une section $ABCD$, en $t = t_0 + \Delta t$: $A'B'C'D'$. On choisint S_A et Δt tres petit, donc la distance entre AB et $A'B' \cong \vec{u}_A \Delta t$.

On utilise maintenant que

$$\text{Masse de } ABCD = \text{Masse de } A'B'C'D',$$

$$\begin{aligned} m_{A'B'C'D'} &= m_{ABCD} - S_A u_A \Delta t \rho + S_C u_c \Delta t \rho \\ S_A u_A \Delta t \rho &= S_C u_c \Delta t \rho \end{aligned}$$

Donc si la section diminue, la vitesse augmente. On definit

$$V_{ABA'B'} = S_A u_A \Delta t = V_{CDC'D'} =: \Delta V$$

Vu qu'on considere un fluide parfait, pour notre tube de courant, on a

$$\Delta E_{cin} + \Delta E_{pot} = \Delta W$$

Le changement d'energie cinetique est donne par

$$\Delta E_{cin} = \frac{1}{2} \rho u_c^2 \Delta V - \frac{1}{2} \rho u_A^2 \Delta V$$

Et pour l'energie potentielle

$$\Delta E_{pot} = \rho \Delta V g z_z - \rho \Delta V z_A g$$

Le travail ΔW est du au travail des forces de pression ($\Delta W = \vec{F} \cdot \Delta \vec{x}$)

Donc

$$\Delta W = p_A S_A u_A \Delta t - p_C S_C u_C \Delta t$$

Donc

$$\Delta W = (p_A - p_C) \Delta V$$

Donc

$$\frac{1}{2} \rho u_C^2 - \frac{1}{2} \rho u_A^2 + \rho g z_c - \rho g z_A = p_A - p_C$$

Et donc

Theorème 10 (Theoreme de Bernoulli)

$$\frac{1}{2} \rho u_A^2 + \rho g z_A + p_A = \frac{1}{2} \rho u_C^2 + \rho g z_c + p_c$$

Ce qui implique que $\frac{1}{2} \rho u^2 + \rho g z + p$ est constant le long d'une ligne de courant.

4.7 Applications de Bernoulli

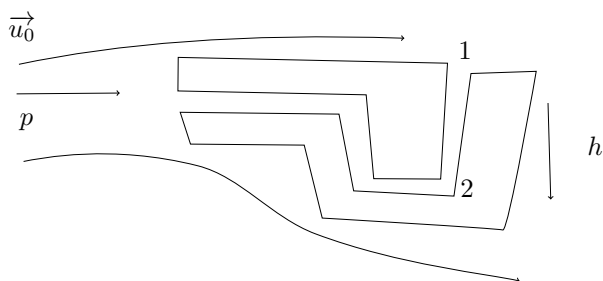


FIGURE 3 – Tube de Pitot

La difference de pression entre le point 1 et 2 permet de mesure la vitesse.

Lecture 8: Ecoulement d'un fluide visqueux

Fri 19 Mar

4.8 Ecoulement d'un fluide visqueux

On se restreins au cas des fluides incompressibles.

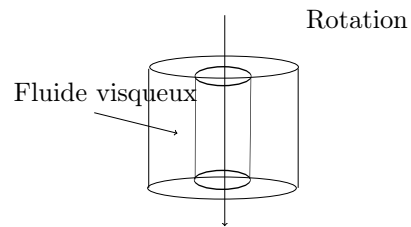


FIGURE 4 – viscosimetre

4.8.1 Definition de la viscosite

Exemple (Viscosimetre de Couette)

Observation :

Pour la meme frequence angulaire, le moment de force necessaire pour faire tourner le cylindre depend du type de fluide.

Imaginons l'experience suivante ("Ecoulement de Couette"), on a

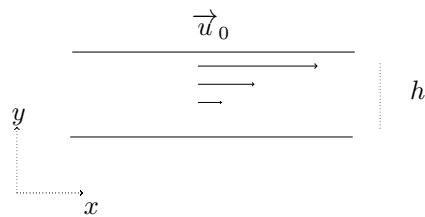


FIGURE 5 – ecoulement de couette

Il nous faut une force externe (force de cisaillement), on remarque que

$$F_{ext} \propto S \frac{u_0}{h}$$

On definit η par

$$F_{ext} = \eta S \frac{u_0}{h}$$

η s'appelle le coefficient de viscosite dynamique ($[\eta] = \frac{N}{m^2} s = Pa \cdot s$).

On a

$$F_{ext} = \eta S \frac{u_0}{h} = \eta S \frac{\partial u}{\partial y}$$

Les fluides qui obeissent cette loi s'appellent les fluides Newtoniens.

4.8.2 Force de viscosite par unite de volume et equation de Navier-Stokes incompressible

Supposons $\vec{u}(\vec{r}, t) = u_x(y) \vec{e}_x$

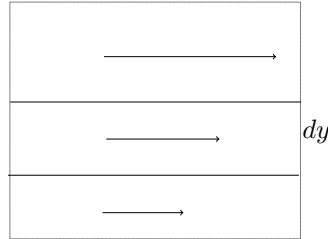


FIGURE 6 – viscosite par volume

La force de viscosite sur un element

$$\begin{aligned} F_{visc} &= -\eta S \frac{\partial u_x}{\partial y}(y) e_x + \eta S \frac{\partial u_x}{\partial y}(y + dy) e_x \\ &= \eta S dy \frac{\frac{\partial u_x}{\partial y}(y + dy) - \frac{\partial u_x}{\partial y}}{dy} e_x \\ &= dV \eta \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} e_x \end{aligned}$$

Et donc le terme

$$\eta \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2}$$

est la force par unite de volume.

Dans le cas general, pour un fluide incompressible (sans preuve) est donne par

$$\eta \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \vec{u} = \eta \Delta \vec{u}$$

Les equations pour un fluide incompressible et visqueux sont donc :

$$\rho = \text{const}$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0$$

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = \rho \vec{g} - \nabla p + \eta \Delta \vec{u} \rightarrow \text{Navier-Stokes incompressible}$$

Les conditions de bords sont donnees par

$$\vec{u} = 0$$

a l'interface avec des parois immobile.

4.8.3 Resolution Navier-Stokes avec l'ecoulement de Poiseuille

Ecoulement laminaire dans un tube

On force un ecoulement laminaire

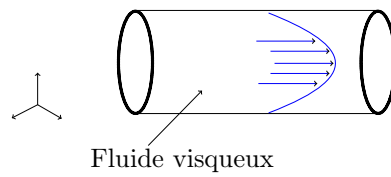


FIGURE 7 – glicerine dans un tube

Dans un cas plus simple

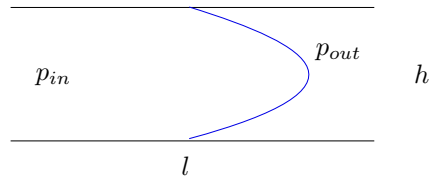


FIGURE 8 – écoulement plaques

On suppose ρ constant, on neglige la pesanteur et on pose

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \vec{u}_x(y) \vec{e}_x$$

Lecture 9: Resolution Ecoulement de Poiseuille

Tue 23 Mar

Verifions que l'équation de continuité est satisfaite.

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0$$

Ceci est clair par hypothèse.

De manière générale

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = \rho \vec{g} - \nabla p + \eta \Delta \vec{u}$$

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_x(y) \frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} u_x(y) \\ 0 \\ 0 \uparrow \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Donc $0 = -\nabla p + \eta \Delta \vec{u}$, et donc selon y .

$$0 = \frac{-\partial p}{\partial y} \Rightarrow p = f(x, z)$$

de même selon z , et donc la pression dépend seulement de x .

Ainsi

$$0 = \underbrace{\frac{-\partial p}{\partial x}}_{\text{dépend de } x} + \underbrace{\eta \frac{\partial^2}{\partial y^2} u_x(y)}_{\text{une fonction de } y}$$

Donc $p(x) = f(x) = -c_1x + c_2$

Donc

$$p = p_{in} - \frac{p_{in} - p_{out}}{l}x = p_{in} - \frac{\Delta P}{l}x$$

Determinons $u_x(y)$

$$\eta \frac{\partial^2}{\partial y^2} u_x = \frac{\partial p}{\partial x} = -c_1$$

Et donc

$$u_x = -\frac{c_1}{2\eta}y^2 + ay + b$$

Les conditions de bord donnent

$$u(-\frac{h}{2}) = -\frac{c_1}{2\eta} \frac{h^2}{4} - a\frac{h}{2} + b = 0$$

$$u(\frac{h}{2}) = -\frac{c_1}{2\eta} \frac{h^2}{4} + a\frac{h}{2} + b = 0$$

Donc

$$u_x(y) = \frac{c_1}{2\eta}(\frac{h^2}{4} - y^2) = \frac{\Delta p}{2\eta l}(\frac{h^2}{4} - y^2)$$

Calculons le debit volumique D de l'ecoulement

$$\begin{aligned} D &= \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} dy \int_0^{s_z} dz u_x(y) \\ &= \frac{\Delta p s_z h^3}{12\eta l} \end{aligned}$$

5 Phenomenes Ondulatoires

5.1 Onde transverse et longitudinale et l'equation d'onde

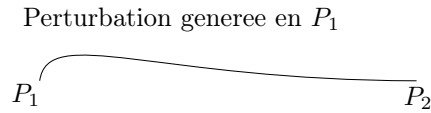


FIGURE 9 – corde suspendue

Exemple (Corde tendue avec extremités fixées)

La perturbation se fait presque sans perturbation.

On définit la perturbation par $y_0(x, t)$.

En $t = 0$, on a $y_0(x, 0) = f(x)$.

Si la propagation se déplace juste, on a

$$y_0(x, t) = f(x - ct)$$

Si le maximum de $f(x)$ se trouve en x_0 , le maximum de $f(x - ct)$ se trouve en $x = x_0 + ct$.

c s'appelle la vitesse de propagation de l'onde.

Description mathématique pour des petites perturbations : On va montrer que

$$\frac{\partial^2 y_0}{\partial t^2} = \frac{T}{\mu} \frac{\partial^2 y_0}{\partial x^2}$$

Étant donné que c'est une équation différentielle linéaire, si f et g sont une solution, alors $f + g$ le sont aussi.

5.2 Ondes sinusoidales

Cas particulier des ondes sont les ondes de la forme

$$y_0(x, t) = A \cos(\omega t - kx + \phi)$$

5.3 Ondes stationnaires

Notons que

$$A \cos(\omega t - kx + \phi)$$

ne respecte pas les conditions de bord.

Comme les ondes sont réfléchies, on cherche une solution de la forme

$$y_0(x, t) = \tilde{A}_1 e^{i(\omega t - kx)} + \tilde{A}_2 e^{i(\omega t + kx)}$$

Lecture 10: Ondes Stationnaires

Fri 26 Mar

Une onde stationnaire est de la forme

$$y_0(x, t) = d \sin\left(\frac{\pi n}{l} x\right) \cos\left(\frac{\pi c}{n} t + \phi\right)$$

la fréquence est donnée par

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{cn}{2l}$$

Ici, c est la vitesse de l'onde ($c = \sqrt{\frac{T}{\mu}}$) Le mouvement arbitraire de la corde est une somme infinie des modes normaux

5.4 Ondes en 3D

En 3 dimensions, l'équation d'onde devient

$$\frac{\partial^2 y_0}{\partial t^2} = c^2 \Delta y_0$$

Les ondes sinusoidales deviennent des ondes sinusoidales planes

$$y_0 * (\vec{r}, t) = A e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

ou \vec{k} est le vecteur d'ondes.

Une surface equiphase est definie par

$$\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} = \text{const}$$

On peut choisir $e_x || \vec{k}$ et alors on a

$$\omega t - \begin{pmatrix} k \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \omega t - kx$$

Et donc

$$x = \frac{\omega}{k} t - \frac{\phi_0}{k}$$

Donc les surfaces equiphases sont des plans et donc l'onde (et les surfaces equiphases) se déplacent selon \vec{k} , avec la vitesse $\frac{\omega}{k} = c$

5.5 Quelques consequences du principe de superposition

Superposition de deux ondes de frequence $\omega + \Delta\omega$ et $\omega - \Delta\omega$, de vecteurs d'onde $k + \Delta k$ et $k - \Delta k$ et de dephasage ϕ_1 et ϕ_2 , de meme amplitude.

$$y_0 = A e^{i(\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)x + \phi_1} + A e^{i(\omega - \Delta\omega)t - (k - \Delta k)x + \phi_2}$$

Alors on a

$$\begin{aligned} & A e^{i(\omega t - kx)} \left(e^{i(\phi_1 - \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} + \Delta\omega t - \Delta kx)} + e^{i(\phi_2 - \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} - \Delta\omega t + \Delta kx)} \right) \\ &= 2A e^{i(\omega t - kx + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2})} \left(e^{i(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2} + \Delta\omega t - \Delta kx)} + e^{i(-\frac{\phi_1 - \phi_2}{2} - \Delta\omega t + \Delta kx)} \right) \\ &= 2A e^{i(\omega t - kx + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2})} \cos\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2} + \Delta\omega t - \Delta kx\right) \end{aligned}$$

La partie reelle est donc donne par

$$y_0 = 2A \cos(\omega t - kx + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}) \cos(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2} + \Delta\omega t - \Delta kx)$$

Dans le cas $\Delta\omega = 0 \Rightarrow \Delta k = 0$ et donc

$$y_0 = 2A \cos(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}) \cos(\omega t - kx + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2})$$

5.6 Vitesse de phase et de groupe

$\Delta\omega \neq 0$ mais $\Delta\omega \ll \omega$.

La vitesse de l'enveloppe V_G est appelée la vitesse de groupe

$$v_G = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} \simeq \frac{d\omega}{dk}$$

pour $\omega = ck$ on a une onde sans dispersion.

Pour une onde avec dispersion ($\frac{\omega}{k} \neq \text{const.}$) on a la relation de dispersion $\omega = \omega(k)$ on a en general

$$v_G = \frac{d\omega}{dk}$$

Lecture 11: Phenomenes ondulatoires II

Tue 30 Mar

- Une onde sinuisoidale se deplace avec une vitesse de phase $v = \frac{\omega}{k}$
- Une pule (superposition d'ondes sinuisoidales) se deplace avec une vitesse de groupe $v_g = \frac{d\omega}{dk}$, donc "l'information" se deplace avec v_g

Exemple

Dans une corde, on a

$$\omega = \sqrt{\frac{T}{\mu}} k$$

Alors la vitesse de phase est la vitesse de groupe.

Dans le cas d'une vague sur l'eau, alors

$$\omega = \sqrt{gk \tanh(kh)}$$

6 Ondes dans les milieux fluides

6.1 Ondes dans un fluide uniforme

Equations de continuite	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0$
Equations d'Euler	$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right) = -\nabla p$
Equations d'Etat	$\frac{D}{Dt} \left(\frac{p}{\rho^0} \right) = 0$

En equilibre, on a

$$\rho = \rho_0 = \text{constant}$$

On considere des "petites" perturbations ρ_1, \vec{u}_1, p_1 ($\rho_1 \ll \rho_0, p_1 \ll p_0, \vec{u}_1 \ll \vec{u}_0$)
 ?) On pose $\rho = \rho_0 + \rho_1, \vec{u} = \vec{u}_1, p = p_0 + p_1$.

En considerant des "petites" perturbations, on peut negliger les termes quadratiques et d'ordre superieur en ρ_1, u_1 et p_1 et leurs derivees.

Ainsi, on linearise les equations.

L'equation de continuite implique

$$\begin{aligned}\frac{\partial(\rho_0 + \rho_1)}{\partial t} + \nabla(\rho_0 u_1 + \rho_1 \vec{u}_1) &= 0 \\ \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \vec{u}_1 &= 0\end{aligned}$$

L'equation d'Euler :

$$\begin{aligned}(\rho_0 + \rho_1) \left(\frac{\partial \vec{u}_1}{\partial t} + (\vec{u}_1 \cdot \nabla) \vec{u}_1 \right) &= -\nabla(p_0 + p_1) \\ \rho_0 \frac{\partial \vec{u}_1}{\partial t} &= -\nabla p_1\end{aligned}$$

L'equation de continuite donne

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{u}_1 \cdot \nabla) \right) \left(\frac{p_0 + p_1}{(\rho_0 + \rho_1)^\gamma} \right) = 0$$

en exercice, on montrera que apres linearisation, on a

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} - \gamma \frac{p_0}{\rho_0} \frac{\partial p_1}{\partial t} = 0$$

A partir de ces equations, on peut derivier des equations d'onde pour ρ_1, \vec{u}_1, p_1 (Villard, III, chap. 2) .

On cherche des solutions d'onde planes sinusoidales complexes se propageant au long de \vec{k} , ses solutions ont la forme

$$\begin{aligned}\rho_1(\vec{r}, t) &= \tilde{\rho}_1 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \\ u_1(\vec{r}, t) &= \vec{u}_1 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \\ p_1(\vec{r}, t) &= \tilde{p}_1 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}\end{aligned}$$

Les equations differentielles etant lineaires, si f etait une solution complexe, $Re(f)$ serait une solution reelle. En substituant ces solutions dans les equations, on trouve

$$\begin{aligned}i\omega \tilde{\rho}_1 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} + \rho_0 (-i) \vec{k} \cdot \vec{u} e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} &= 0 \\ i\omega \tilde{\rho}_1 - i\rho_0 \vec{k} \cdot \vec{u} &= 0\end{aligned}$$

De meme

$$i\omega \rho_0 \vec{u}_1 - i \vec{k} \tilde{p}_1 = 0$$

et finalement

$$i\omega \tilde{p}_1 - \gamma \frac{p_0}{\rho_0} i\omega \tilde{\rho}_1 = 0$$

Donc

$$\tilde{\rho}_1 = \frac{\rho_0}{\gamma p_0} \tilde{p}_1$$

$$\vec{\tilde{u}}_1 = \frac{1}{\omega \rho_0} \vec{k} \tilde{p}_1$$

Ainsi, $\vec{\tilde{u}}_1$ est parallele a \vec{k} . Choississans $\vec{e}_z || \vec{k}$, donc $\vec{k} = k \vec{e}_z$, et donc

$$\vec{\tilde{u}}_1 = \tilde{u}_1 \vec{e}_z$$

On a donc

$$\rho_1(\vec{r}, t) = \frac{\rho_0}{\gamma p_0} \tilde{p}_1 e^{i(\omega t - kz)}$$

$$u_1(\vec{r}, t) = \frac{k}{\omega \rho_0} \tilde{p}_1 e^{i(\omega t - kz)}$$

$$p_1(\vec{r}, t) = \tilde{p}_1 e^{i(\omega t - kz)}$$

En introduisant les equations d'avant, on trouve

$$i\omega \frac{\rho_0}{\gamma p_0} \tilde{p}_1 = i\rho_0 \vec{k} \cdot \vec{k} \frac{1}{\omega \rho_0} \tilde{p}_1$$

$$\omega^2 = \gamma \frac{p_0}{\rho_0} k^2$$

Et donc

$$c = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}}$$

Quelle est la condtion sur la vitesse pour des petites perturbations de \vec{u}_1

On a suppose qu'on peut negliger $(\vec{u}_1 \cdot \nabla) \vec{u}_1 << \frac{\partial \vec{u}_1}{\partial t}$.
En choisissant nos coordonnees tel que $\vec{k} || \vec{e}_z$, alors

$$\vec{u}_1(\vec{r}, t) = |\vec{\tilde{u}}_1| \cos(\omega t - kz + \phi) \vec{e}_z$$

Donc

$$|\vec{\tilde{u}}_1| k |\cos(\omega t - kz + \phi) \cdot \sin(\omega t - kz + \phi)| << \frac{\partial \vec{\tilde{u}}_1}{\partial t} = |\vec{\tilde{u}}_1| \omega |\sin(\omega t - kz + \phi)|$$

Donc, on trouve que

$$|\vec{\tilde{u}}_1| << \frac{\omega}{k} = c$$

6.2 Tuyaux d'orgues

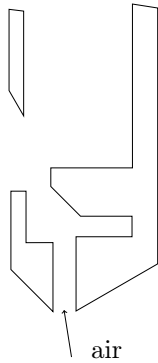


FIGURE 10 – Tuyau d'orgue

La longueur d'onde est donnée par

$$l = \frac{\lambda}{2} \text{ et } \nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{2l}$$

C'est la fréquence fondamentale qui détermine la note, les deuxièmes, troisièmes, ... harmoniques déterminent le timbre.

Lecture 12: Ondes linéaires

Tue 13 Apr

6.3 Ondes linéaires à la surface d'un fluide parfait

On considère à nouveau une petite vague à la surface.

On définit par h la profondeur de l'eau non perturbée.

Si on néglige la viscosité et la tension superficielle et on reste en régime linéaire, on trouve la relation de dispersion

$$\omega^2 = gk \tanh(kh)$$

Cas 1 : Eau profonde

Si $kh = \frac{2\pi h}{\lambda} \gg 1$, alors chaque point se déplace en "cercle"

Cas 2 : Eau peu profonde

Si $kh \ll 1$, les trajectoires sont aplaties mais ne deviennent pas négligeables. Alors

$$\frac{\omega}{k} = \sqrt{gh}$$

7 L'electromagnetisme

On connait quatre types de forces fondamentales

- L'interaction electromagnetique
- L'interaction nucleaire forte
- L'interaction nucleaire faible
- L'interaction gravitationnelle

L'interaction electromagnetique

- Attractive ou repulsive
- Responsable de la plupart des phenomenes quotidiens
 - electricite
 - lumiere
 - structure des atomes et molecules
 - gouverne les reactions chimiques

7.1 Electrostatique

7.1.1 Charge electrique

On definit deux types de charges, appelees positives et negatives.

Un corps est dit :

- neutre si les charges positives et negatives s'annulent
- charge s'il y a un exces d'un type de charge

7.1.2 L'unite de la charge

On utilisera q pour indiquer la charge, l'unite est le coulomb C .

Dans le systeme international (SI), le coulomb est une unite "derivee".

1 coulomb est donne par un ampere pendant 1 seconde.

Il existe une charge elementaire e .

Un electron a une charge $-e$ et un proton a une charge $+e$. Toutes les charges observables sont des multiples de e .

Conservation de la charge

La quantite de charge totale est toujours conservee.

7.2 Loi de Coulomb

On considere deux charges ponctuelles q_1 et q_2 et on considere le vecteur r_{12} qui relie les deux points. La loi de Coulomb donne

$$\vec{F}_{1 \rightarrow 2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{|r_{12}|^2} \frac{r_{12}}{|r_{12}|}$$

Ou encore

$$\vec{F}_{1 \rightarrow 2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{|r_{12}|^3} r_{12}$$

Par Newton on a bien sur que

$$\vec{F}_{2 \rightarrow 1} = -\vec{F}_{1 \rightarrow 2}$$

7.2.1 Principe de superposition

Pour trois charges q_1, q_2 et q_3 on a que la force sur q_3 en presence de q_1 et q_2 est donne par

$$F_{res} = F_{1 \rightarrow 3} + F_{2 \rightarrow 3}$$

Lecture 13: Champs Electriques

Fri 16 Apr

7.3 Champs Electriques

Soit une charge ponctuelle au point r_1

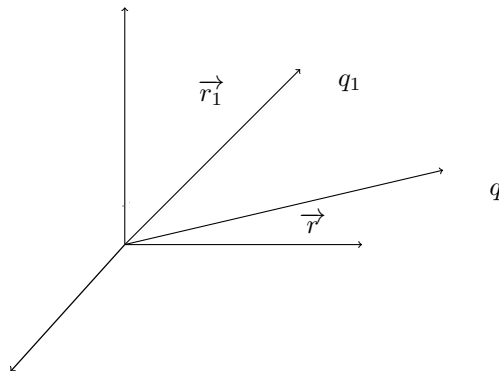


FIGURE 11 – charge ponctuelle

La charge q va ressentir une force donne par

$$\vec{F}_{1 \rightarrow q} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1}{|\vec{r}' - \vec{r}_1|^2} \frac{\vec{r}' - \vec{r}_1}{|\vec{r}' - \vec{r}_1|}$$

On appelle le champ electrique \vec{E} genere par q_1 .

A cause du principe de superposition, il suit que le champ electrique \vec{E} genere par n charges q_i aux positions \vec{r}_i , peut s'ecrire par

$$\vec{E}(\vec{r}') = \sum_{i=1}^n \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{|\vec{r}' - \vec{r}_i|^2} \frac{\vec{r}' - \vec{r}_i}{|\vec{r}' - \vec{r}_i|}$$

\vec{E} pointe dans la direction de la force ressentie par une charge positive

7.3.1 Champ electrique du a une distribution des charges quelconque

Densite de charge ρ_{el}

On definit

$$\rho_{el} = \lim_{\Delta V \rightarrow dV} \frac{\Delta q}{\Delta V}$$

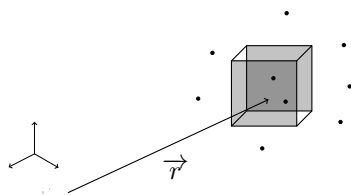


FIGURE 12 – densite de charge

Alors le champ vectoriel devient

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint \frac{\rho \vec{e}_i(\vec{r}')(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV$$

7.3.2 Densite de charge de surface

On definit

$$\sigma_{el} = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta s}$$

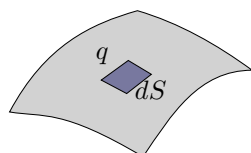


FIGURE 13 – charge de surface

Et on obtient

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint_S \frac{\sigma_{el}(\vec{r}')(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dS'$$

Exemple

Disque de rayon R uniformément chargé avec $\sigma_{el} = \text{const.}$

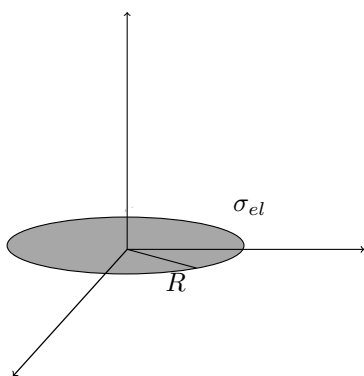


FIGURE 14 – disque charge

Calculons \vec{E} le long de l'axe z , on a donc

$$\vec{E}(z) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint_{\text{disque}} \frac{\sigma_{el}(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dS'$$

Par symmetrie, on a toujours que $\vec{E}(x=0, y=0, z) \parallel \vec{e}_z$, on a donc

$$\vec{E}(z) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint \frac{\sigma_{el}(z-z')}{\left\| \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ z \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} \right\|^3} dS'$$

Or comme $z' = 0$ sur S , on a

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint \frac{\sigma_{el}z}{(x'^2 + y'^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} dS'$$

Pour integrer sur le disque S , on utilise les coordonnees polaires

$$dS' = r' d\theta' dr'$$

et on a que $x'^2 + y'^2 = r'^2$, on a donc

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_0^R \int_0^{2\pi} \frac{\sigma_{el}z}{(r'^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} r' d\theta' dr' \\ &= \frac{\sigma_{el}z}{4\pi\epsilon_0} 2\pi \int_0^R \frac{r'}{(r'^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} dr' \\ \dots &= \frac{\sigma_{el}}{2\epsilon_0} \left(\frac{z}{|z|} - \frac{z}{\sqrt{z^2 + R^2}} \right) \end{aligned}$$

En particulier, on voit que

$$E_z \rightarrow \frac{\sigma_{el}}{2\epsilon_0} \frac{z}{|z|} \text{ quand } R \rightarrow \infty$$

7.3.3 Lignes de champ electrique

Les lignes qui sont tangentielles a \vec{E} en tout point (en analogie avec les lignes de courant)

Ces lignes sont orientees dans la direction de E .

Exemple

Pour une charge ponctuelle positive

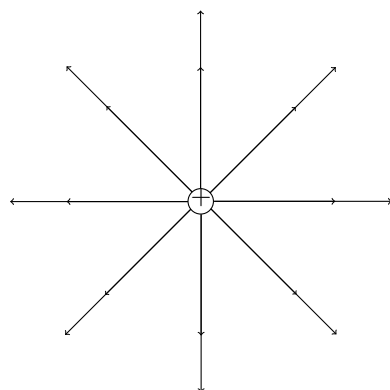


FIGURE 15 – champ électrique d'une charge positive

Exemple

Pour deux charges positives

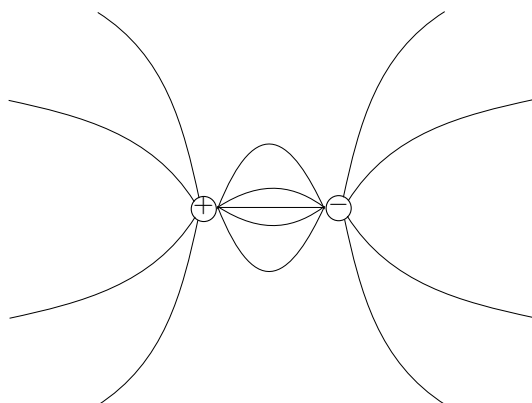


FIGURE 16 – champ deux charges



FIGURE 17 – conducteur avec deux charges positives

Le debut des lignes de champ E : charges positives ou a l'infini, et la fin des lignes de champ sont a l'infini ou sur la charge negative.

Les lignes de champ peuvent etre parametrees $\vec{l}(s)$ (courbe parametree par s) determinee par la condition $\frac{d\vec{l}}{ds} \times \vec{E}(\vec{l}(s)) = 0 \forall s$ ¹

7.4 Loi de Gauss

7.4.1 Enonce de la loi de Gauss

“ *Le flux du champ electrique a travers une surface S fermee est egale a la somme des charges electriques contenues dans le volume V delimite par S , divise par la permittivite du vide.*”

$$\iint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \iiint_V \rho_{el} dV$$

On peut aussi reecire ceci comme

$$\frac{1}{\epsilon_0} \iiint_V \rho_{el} dV = \iint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iiint_V \nabla \cdot \vec{E} dV$$

Ce qui est valable pour tout volume V . La forme differentielle de la loi de gauss s'ecrit donc

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho_{el}}{\epsilon_0}$$

1. il faut que $\frac{d\vec{l}}{ds}$ soit parallele a $\vec{E}(\vec{l}(s))$

Exemple

On suppose que le plan $x - y$ est charge uniformement avec $\sigma_{el} = \text{const} > 0$

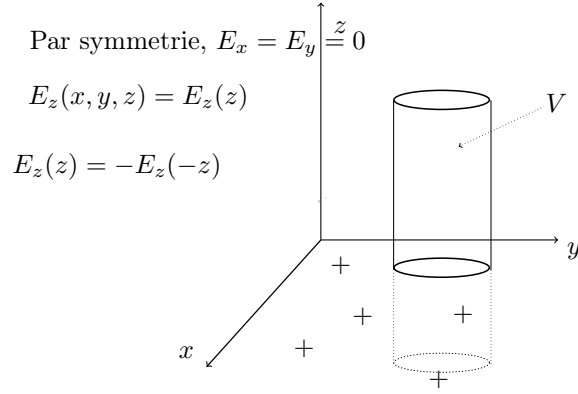


FIGURE 18 – plan charge xy

On a bien sur que $S = \partial V$, et on note A pour l'aire de la section du cylindre.

$$\begin{aligned}
 \iint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \iint_{S_{top}} E_z(z) \vec{e}_z \cdot \vec{e}_z dS \\
 &\quad + \iint_{S_{bot}} E_z(-z) \vec{e}_z \cdot -\vec{e}_z dS \\
 &= E_z(z) \iint_{S_{top}} dS + E_z(-z)(-1) \iint_{S_{bot}} dS \\
 &= AE_z(z) - E_z(-z)A = 2E_z(z)A &= \frac{1}{\epsilon_0} \text{ charge totale dans } V \\
 &= E_z(z) = \frac{\sigma_{el}}{2\epsilon_0}
 \end{aligned}$$

7.4.2 Preuve de la loi de Gauss

Charge ponctuelle q , S une sphere de rayon r autour de q

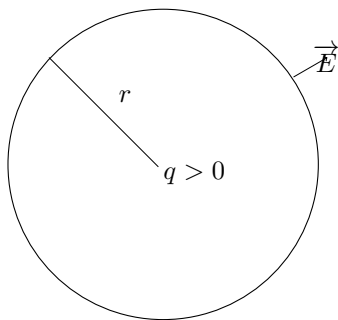


FIGURE 19 – surface avec charge ponctuelle

$$\begin{aligned}\iint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \iint_S |\vec{E}| dS \\ &= |\vec{E}| \iint_S dS \\ &= 4\pi r^2 |\vec{E}|\end{aligned}$$

En calculant l'autre cote de la loi de Gauss, on trouve

$$\frac{1}{\epsilon_0} \iiint_V \rho_{el} dV = \frac{q}{\epsilon_0}$$

Et donc

$$|\vec{E}| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}$$

Ce qui est vrai par la loi de Coulomb.

Charge ponctuelle q entourée d'une surface fermée S arbitraire

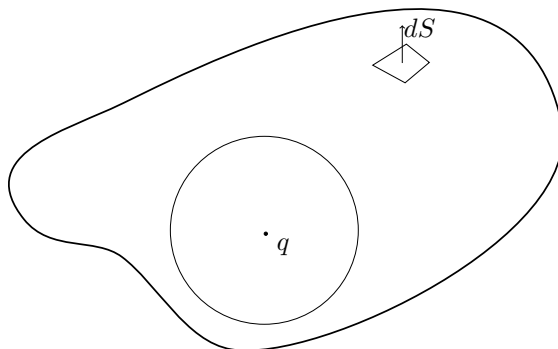


FIGURE 20 – surface arbitraire, charge ponctuelle

Le flux à travers $d\vec{S}'$ est donné par

$$E' dS'$$

Le flux à travers $d\vec{S}$ est donné par

$$E dS \cos \theta$$

En comparant les normes, on trouve que

$$E = E' \frac{r'^2}{r^2} \text{ (loi de Coulomb)}$$

Par géométrie, on a aussi que

$$dS = dS' \frac{r^2}{r'^2} \frac{1}{\cos \theta}$$

Le flux à travers dS peut s'écrire comme

$$E dS \cos \theta = E' \frac{r'^2}{r^2} dS' \frac{r^2}{r'^2} \frac{1}{\cos \theta} \cos \theta = E' dS'$$

Et donc les deux flux sont les mêmes.

Ceci est valable pour chaque élément dS et donc le flux de E à travers S est le même que le flux de E à travers S' et donc la loi de Gauss est satisfaite dans ce cas.

Charge ponctuelle q a l'exterieur d'une surface S fermee arbitraire

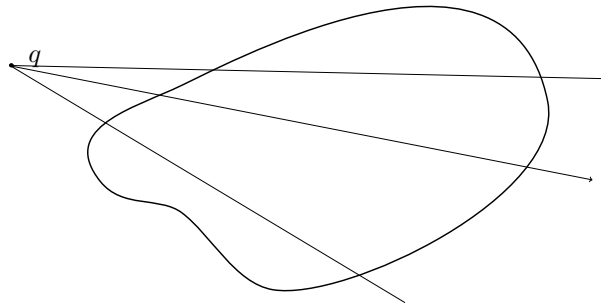


FIGURE 21 – charge q a l'exterieur

Pour la preuve on va utiliser

FIGURE 22 – preuve charge a l'exterieur

On a donc que la surface $S_1 + S_2$ est fermee contenant q , donc on peut ecrire que

$$\begin{aligned} \iint_{S_1+S_2} \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \frac{q}{\epsilon_0} \\ &= \iint_{S_1} \vec{E} \cdot d\vec{S} + \iint_{S_2} \vec{E} \cdot d\vec{S} \end{aligned}$$

Si on laisse tendre $d \rightarrow 0$,

$$\iint_{S_1} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0}$$

Et donc

$$\iint_{S_2} \vec{E} \cdot d\vec{S} = 0$$

Le cas general pour une densite de charge abritraire (qui est juste une somme de charges ponctuelles) suit du principe de superposition.

7.5 Le potentiel electrostatique

En electrostatique, on peut definir une fonction scalaire $\phi(\vec{r})$ tel que $\vec{E} = -\nabla\phi$. On appelle ϕ le potentiel elctrostatique.

Montrons l'existence de ϕ .

Soit une charge ponctuelle q_1 a la position \vec{r}_1 :

$$\phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} + \text{constante}$$

On calcule

$$\begin{aligned} -\nabla\phi(\vec{r}) &= \begin{pmatrix} -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1}{\sqrt{(x-x_1)^2+(y-y_1)^2+(z-z_1)^2}} \right) \\ -\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1}{\sqrt{(x-x_1)^2+(y-y_1)^2+(z-z_1)^2}} \right) \\ -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1}{\sqrt{(x-x_1)^2+(y-y_1)^2+(z-z_1)^2}} \right) \end{pmatrix} \\ &= -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} q_1 \left(-\frac{1}{2} \right) \begin{pmatrix} \frac{q_1}{(\sqrt{(x-x_1)^2+(y-y_1)^2+(z-z_1)^2})^{\frac{3}{2}}} 2(x-x_1) \\ \frac{q_1}{(\sqrt{(x-x_1)^2+(y-y_1)^2+(z-z_1)^2})^{\frac{3}{2}}} 2(y-y_1) \\ \frac{q_1}{(\sqrt{(x-x_1)^2+(y-y_1)^2+(z-z_1)^2})^{\frac{3}{2}}} 2(z-z_1) \end{pmatrix} \\ &= \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|^3} \begin{pmatrix} x-x_1 \\ y-y_1 \\ z-z_1 \end{pmatrix} = \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r} - \vec{r}_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|^3} \end{aligned}$$

Dans le cas general, on a

Distribution de charges arbitraires

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint_V \frac{\rho_{el}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' + \text{const.} \\ -\nabla\phi(\vec{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint_V \rho_{el}(\vec{r}') (-\nabla) \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint_V \frac{\rho_{el}(\vec{r}')(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV' = \vec{E}(\vec{r}) \end{aligned}$$

Pour une densite de charges de surface

$$\phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint_S \frac{\sigma_{el}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dS' + \text{const}$$

7.5.1 Quelques propriétés de ϕ (et de E) en électrostatique

1. Les unités de ϕ sont le Volt $V = \frac{kg \cdot m^2}{s^2} \frac{1}{C} = \frac{\text{“énergie”}}{\text{“charge”}}$.
2. ϕ est seulement défini à une constante près (la constante d'intégration.)
3. Le potentiel électrostatique dû à différentes charges est additif.
- 4.

$$\nabla \times (\nabla \phi) = \begin{pmatrix} \partial_x \\ \partial_y \\ \partial_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \partial_x \phi \\ \partial_y \phi \\ \partial_z \phi \end{pmatrix} = 0$$

Et donc

$$\nabla \times \vec{E} = -\nabla \times (\nabla \phi) = 0$$

Par le théorème de Stokes, on a donc

$$\oint_{\gamma} \vec{E} \cdot d\vec{l} = \iint_S \nabla \times \vec{E} \cdot d\vec{S} = 0$$

Lecture 15: Propriétés additionnelles

Fri 23 Apr

Exemple

On considère une sphere avec $\sigma_{el} = \text{const.}$

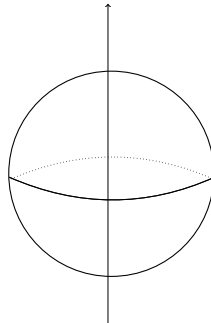


FIGURE 23 – sphere chargée

On a que l'inverse de la propriété 4 ci-dessus est également vraie :

$$\text{Pour } \vec{A}(\vec{r}) \text{ avec } \nabla \times \vec{A} = 0 \forall \vec{r}$$

Alors il existe $\phi(\vec{r})$ tel que $\vec{A} = -\nabla \phi$.

Le travail pour déplacer une charge q dans un champ \vec{E} de A à B ne dépend pas du chemin suivi et est égal à $q(\phi(B) - \phi(A))$

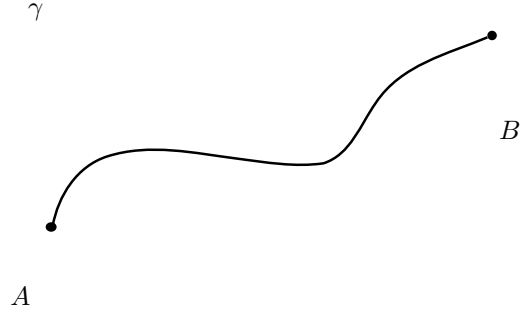


FIGURE 24 – dessin point A point B

Preuve

On considere γ parametre par $\vec{l}(s), s \in [0, 1]$

$$\begin{aligned}
 \Rightarrow \omega_\gamma &= \underbrace{\int_\gamma \vec{F} \cdot d\vec{l}}_{\text{On considere le travail contre la force}} \\
 &= - \int_\gamma q \vec{E} \cdot d\vec{l} \\
 &= \int_\gamma q \nabla \phi d\vec{l} \\
 &= \int_0^1 q \nabla \phi(\vec{l}(s)) \cdot \frac{d\vec{l}}{ds} ds \\
 &= \int_0^1 q \frac{d\phi(\vec{l}(s))}{ds} ds \\
 &= q\phi(\vec{l}(s))|_0^1 \\
 &= q(\phi(B) - \phi(A)) = \int_{A \rightarrow B} \vec{E} \cdot d\vec{l}
 \end{aligned}$$

est le changement de l'energie potentielle electrostatique par unite de charge si q est deplace de A a B .

On remarque que la difference de potentiel est independante du chemin choisi.

On appelle $\phi(B) - \phi(A)$ la tension entre B et A .

On a aussi que le travail pour deplacer une charge q le long d'une courbe fermee est toujours nul, ce qui suit immediatement de la propriete precedente.

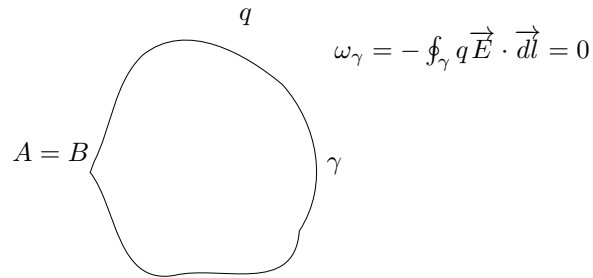


FIGURE 25 – travail sur une courbe fermee

donc $q\vec{E}$ est une force conservative.

On peut donc definir des surfaces equipotentielles $\{\vec{r} : \phi(\vec{r}) = \text{const}\}$. Comme $\vec{E} = -\nabla\phi$, les lignes du champ electrique E sont perpendiculaires aux surfaces equipotentielles

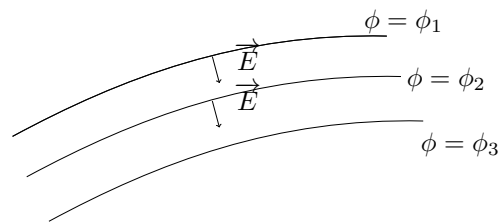


FIGURE 26 – champ electrique perpendiculaire

On prouve ceci avec l'expansion de Taylor

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r} + \vec{h}) &= \phi(\vec{r}) + \nabla\phi(\vec{r}) \cdot \vec{h} + O(|h|^2) \\ &= \phi(\vec{r}) - \vec{E}(\vec{r}) \cdot \vec{h} + O(|h|^2) \end{aligned}$$

Pour $|h|$ tres petit :

$$= \phi(\vec{r} + \vec{h}) = \phi(\vec{r}) - \vec{E}(\vec{r}) \cdot \vec{h}$$

Donc, si \vec{h} est tangentiel a la surface equipotentielle au point r , on peut ecrire que

$$\phi(\vec{r} + \vec{h}) \approx \phi(\vec{r})$$

Et donc

$$\vec{E}(\vec{r}) \cdot \vec{h} = 0$$

Et donc \vec{E} pointe dans la direction perpendiculaire aux surfaces equipotentielles.

7.6 Le role des conducteurs en electrostatique

7.6.1 Proprietes de base

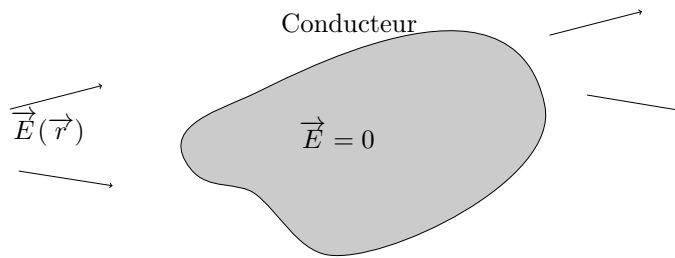


FIGURE 27 – champ electrique avec charges et conducteur

En electrostatique, il n'y a pas de courant, donc

- $\vec{E} = 0$ a l'interieur d'un conducteur (sinon, les charges libres produiraient un courant)
- $\nabla \cdot \vec{E} = 0 = \frac{\rho_{el}}{\epsilon_0}$, donc il n'y a pas de densite de charge a l'interieur du conducteur.
- Le conducteur delimite une region ou ϕ (le potentiel) est constant.
- $\vec{E} = -\nabla\phi \Rightarrow \vec{E}$ est perpendiculaire a la surface du conducteur.
- Des charges peuvent se trouver seulement a la surface du conducteur $\Rightarrow \sigma_{el} = 0$ possible.

Lecture 16: Conducteurs en electrostatique

Tue 27 Apr

Exemple

Charge $Q > 0$ placee sur une sphere conductrice

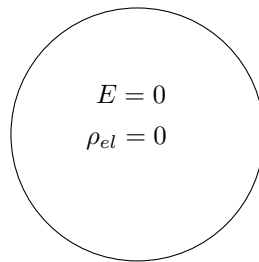


FIGURE 28 – sphere conductrice

On veut calculer le champ electrique que la sphere genere.

Par symmetrie, $\sigma_{el} = \text{const}$ sur la surface de la sphere, donnee par $4\pi R^2 \sigma_{el} = Q$, donc

$$\sigma_{el} = \frac{Q}{4\pi R^2}$$

On sait que $E = 0$ pour $r < R$, mais $E = ?$ pour $r > R$.

On sait que $\vec{E} = E(R + \Delta R)$ (ne depend pas de l'angle) On a

$$\begin{aligned} \iint_{S_1} \vec{E} \cdot \vec{dS} &= \iint_{S_1} E(R + \Delta R) \cdot e_r \cdot e_r dS \\ &= E(R + \Delta R) \cdot 4\pi(R + \Delta R)^2 \end{aligned}$$

Par la loi de Gauss, on a que le tout $= \frac{Q}{\epsilon_0} = \frac{4\pi R^2 \sigma_{el}}{\epsilon_0}$.

On voit que si on laisse tendre $\Delta R \rightarrow 0$, on a que $E(R) = \frac{\sigma_{el}}{\epsilon_0}$.

En general, \vec{E} est perpendiculaire a la surface du conducteur.

Dans le vide, ce champ vaudra toujours $\frac{\sigma_{el}}{\epsilon_0}$

7.7 Densite de charge de surface par influence (influence electrostatique)

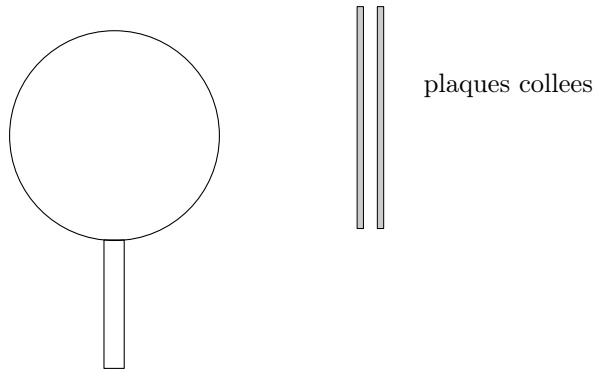


FIGURE 29 – sphere chargee avec une charge positive $Q > 0$

Exemple

Car la sphere est chargee, il y a un champ electrique.

On observe que, apres avoir separe les deux plaques metalliques, elles sont chargees.

De plus, la plaque 1 porte une charge $-Q'$ et la plaque 2 porte une charge $+Q'$.

On considere \vec{E} uniforme (genere par exemple par un plan infini charge)

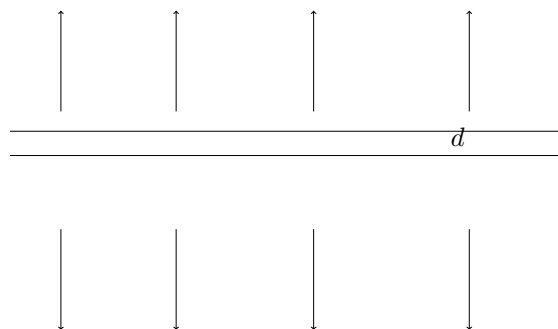


FIGURE 30 – plaque chargee

On a que $E = E_z e_z$.

On applique la loi de Gauss sur S_1 (un cylindre) .

$$-E_1 A = \frac{\sigma_{el,1}}{\epsilon_0} A \Rightarrow \sigma_{el,1} = -\epsilon_0 E_1 < 0$$

On a que $\sigma_{el,2} = -\sigma_{el,1}$.

$\sigma_{el,1}$ et $\sigma_{el,2}$ sont genéres par influence pour assurer que $E = 0$ dans le conducteur.

Variation de \vec{E} et ϕ le long de z .

En appliquant Gauss sur $S_2 \Rightarrow$

$$AE_2 - AE_1 = \frac{(\sigma_{el,1} + \sigma_{el,2}A)}{\epsilon_0} = 0$$

Et donc $E_1 = E_2 = E_0$.

Pour determiner ϕ , on considere

$$\phi(B) - \phi(A) = - \int_A^B \vec{E} \cdot \vec{dl}$$

Comme $\vec{E} || e_z$, $\phi(x, y, z) = \phi(z)$.

Choisissons B a la hauteur z et A a la hauteur 0 , on a donc $\vec{dl} = e_z dz$

$$\begin{aligned} \phi(z) - \underbrace{\phi(0)}_{=0 \text{ choix de la constante}} &= \phi(z) \\ &= - \int_0^z \vec{E} \cdot \vec{dl} = - \int_0^z \vec{E} \cdot e_z dz' \\ &= - \int_0^z E_z(z') dz' \\ z < 0 \Rightarrow \phi(z) &= - \int_0^z E_z(z') dz' \\ &= \int_z^0 E_z(z') dz' \\ &= E_0 \int_z^0 dz' \\ &= -zE_0 \end{aligned}$$

Pour $0 < z < d$, on a

$$\phi(z) = - \int_0^z 0 dz' = 0$$

Si $z > d$, on a

$$\phi(z) = - \int_d^z E_z(z') dz' = -(z - d)E_0$$

7.8 Effets de Pointe

Autour des pointes d'un conducteur, le champ E peut etre tres eleve \rightarrow **Effet de pointe**

7.9 Traitement general, equation de Laplace et de Poisson

En principe, la loi de Gauss, $\nabla \cdot E = \frac{\rho_{el}}{\epsilon_0}$ permet de calculer le champ électrique $E(r)$ a partir de ρ_{el} .

Malheureusement, souvent, ρ_{el} n'est pas connue.

On connaît le potentiel a la surface de chaque conducteur, mais pas σ_{el}

- Si ρ_{el} dans l'espace a l'exterieur des conducteurs, alors $\nabla \cdot \vec{E} = 0$, avec $E = -\nabla\phi$, on trouve

$$\nabla \cdot (\nabla\phi) = \begin{pmatrix} \partial x \\ \partial y \\ \partial z \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \partial x\phi \\ \partial y\phi \\ \partial z\phi \end{pmatrix} = \Delta\phi \rightarrow \text{equation de Laplace.}$$

Si $\rho_{el} \neq 0$ entre conducteurs (p. ex q_1, q_2), on a

$$\Delta\phi = -\frac{\rho_{el}}{\epsilon_0} \rightarrow \text{equation de Poisson}$$

Pour les conditions aux limites $\phi = \phi_i$ sur la surface du conducteur i ($i = 1, 2 \dots$) et $\phi \rightarrow 0$ quand $|r| \rightarrow \infty$, la solution de l'equation de poisson (resp. laplace) est unique.

Lecture 17: Capacite et condensateurs

Fri 30 Apr

7.10 Capacite et condensateur

7.10.1 Definition de la capacite

- Deux conducteurs initialement non-charge.

$$\phi_A = \phi_B = 0$$

- Charge $-q$ enlevee de A et placee sur B

On a

$$\phi_A - \phi_B = - \int_B^A \vec{E} \cdot d\vec{l} > 0$$

Or

$$\vec{E}(\vec{r}) \text{ est proportionnel a } q$$

car

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho_{el}}{\epsilon_0}; \nabla \times \vec{E} = 0$$

et donc pour

$$\phi_A - \phi_B$$

aussi.

Et donc

$$\frac{q}{\phi_A - \phi_B} = C = \text{const.}$$

Souvent, on écrit

$$\phi_A - \phi_B = U$$

On appelle cette constante C la capacité entre les deux conducteurs.

$$[C] = \left[\frac{Q}{U}\right] = \frac{C}{V} = \frac{C^2 s^2}{kgm^2} = \frac{A^2 s^4}{kgm^2} = \text{Farad} = F$$

Dans le vide, C ne dépend que de la géométrie des deux conducteurs.

7.10.2 Condensateur

Un condensateur est un système de deux conducteurs avec charge $\pm q$. Normalement, la géométrie est choisie pour maximiser la capacité.

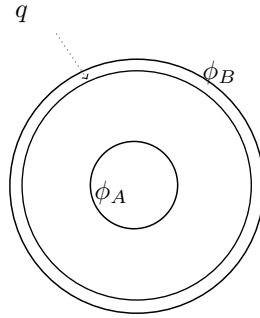


FIGURE 31 – condensateur cylindrique

Soit l la longueur du condensateur, on suppose que $l \gg R_2 - R_1 \Rightarrow$ les effets de bord sont négligeables.

Pour appliquer, la loi de Gauss, on considère un cylindre compris entre R_1 et R_2 .

$$\iint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0} \approx 2\pi r l E(r)$$

Donc

$$E(r) \approx \frac{q}{2\pi r \epsilon_0 l}$$

Donc

$$\begin{aligned} \phi_A - \phi_B &= - \int_{R_2}^{R_1} \vec{E} \cdot d\vec{l} = \int_{R_1}^{R_2} E(r) e_r(-e_r) dr \\ &= \int_{R_1}^{R_2} E(r) dr = \frac{q}{2\pi \epsilon_0 l} \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r} \end{aligned}$$

$$= \frac{q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)$$

$$\Rightarrow C = \frac{q}{\phi_A - \phi_B} = \frac{2\pi\epsilon_0 l}{\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}$$

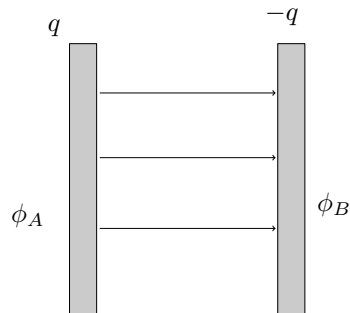


FIGURE 32 – condensateur plan

On suppose a nouveau $d \ll a$ et $d \ll b \Rightarrow$ effet de bord négligeable.

$$\iint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0} \approx ES_c \Rightarrow E = \frac{q}{\epsilon_0 S_c}$$

$$\begin{aligned} \phi_B - \phi_A &= - \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \int_0^d E(x) e_x e_x dx \\ &= - \int_0^d E dx = -Ed = \frac{-dq}{\epsilon_0 S_c} \end{aligned}$$

Donc $c = \frac{q}{\phi_A - \phi_B} = \frac{\epsilon_0 S_c}{d}$

Lecture 18: Energie stockee dans un condensateur

Tue 04 May

7.11 Energie stockee dans un condensateur

On va essayer de trouver l'expression de la densite d'energie electrique.

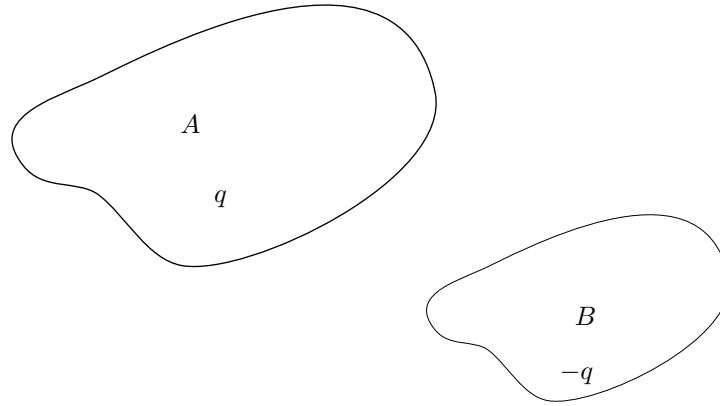


FIGURE 33 – deux condensateurs arbitraire

On definit $U = \phi_A - \phi_B$.

Le travail pour deplacer une charge $-dq$ du conducteur A au conducteur B est donnee par

$$dW = (\phi_B - \phi_A)dq = Udq = \frac{q}{c}dq$$

Donc le travail pour charger le condensateur a la charge q est :

$$W = \int_0^q dW = \int_0^q \frac{1}{c} q dq = \frac{q^2}{2C}$$

Pour un condensateur plan, on a

$$W = \frac{1}{2}cu^2 = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 S_c}{d} E^2 d^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \underbrace{S_c d}_{\text{Volume entre les deux plaques}}$$

Ce travail est stocke dans le champ e , alors

$$e_E = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$$

est la densite d'energie electrique dans le vide.

7.12 Capacite avec un dielectrique

Observation

Si on insere un dielectrique entre deux condensateurs plans, u diminue.

Donc, car $C = \frac{q}{u}$, la capacite a augmente.

Definition 1 (Moment dipolaire)

Le moment dipolaire \vec{p} pour un systeme de charges globalement neutre.

Dans le cas des charges ponctuelles

$$\vec{p} = \sum_i \vec{r}_i q_i; \text{ avec } \sum_i q_i = 0$$

- \vec{p} ne depend pas de l'origine du systeme de coordonnees, en effet pour deux systemes de coordonnees O et O' , on a

$$p' = \sum_i r'_i q_i = \sum_i (s + r_i) q_i = s \sum_i q_i + \sum_i r_i q_i$$

- Dans un champ E uniforme, la force sur le systeme est nulle

$$F_{res} = \sum_i q_i E = E \sum_i q_i = 0$$

- Par contre, le moment de force en general est $\neq 0$; E uniforme \Rightarrow

$$M_{res} = \sum_i r_i \times F_i = \sum_j r_i \times E q_i = \left(\sum_i r_i q_i \right) \times E = p \times E$$

Lecture 19: capacite avec un dielectrique

Fri 07 May

Dans un dielectrique, les electrons ne peuvent pas bouger librement. Mais un champ electrique E a tout de meme des effets :

1. Tres faible deplacement des e^- par rapport au noyau des molecules du dielectrique \rightarrow moment dipolaire induit
2. En presence des moments dipolaires permanents, on trouve un phenome d'orientation selon E .

Considerons un dielectrique avec $\vec{p} = 0$ et $\vec{E} = 0$, on trouve un effet de polarisation de la matiere a la surface du dielectrique.

Si le dielectrique est homogene, l'effet macroscopique est l'occurrence d'une densite de charge de surface σ_p .

Meme effet net si $\vec{p}_{perm} \neq 0$.

L'orientation du dielectrique dependra alors du moment de force ($\vec{p} \times \vec{E}$) et de l'agitation thermique.

Si le dielectrique est homogene et isotrope et \vec{E} pas trop important, alors on trouve

$$\begin{aligned} \sigma_p &\propto E \\ &= \xi \epsilon_0 E \end{aligned}$$

Revenons au condensateur plan avec un dielectrique a l'interieur.

On va utiliser la loi de Gauss pour trouver la capacite du systeme.

$$\begin{aligned} E \cdot S_c &= \frac{q - S_c \sigma_p}{\epsilon_0} \\ &= \frac{q - S_c \xi \epsilon_0 E}{\epsilon_0} \\ \Rightarrow E(\epsilon_0 S_c + \epsilon_0 \xi S_c) &= q \end{aligned}$$

$$\Rightarrow E = \frac{q}{S_c \epsilon_0 (1 + \xi)}$$

Donc E diminue a cause du dielectrique.

Donc

$$U = Ed = \frac{qd}{S_c \epsilon_0 (1 + \xi)}$$

et

$$C = \frac{q}{U} = \frac{\epsilon_0 (1 + \xi) S_c}{d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S_c}{d}$$

$\epsilon_r = 1 + \xi$ s'appelle la permittivite relative.

En general, la capacite d'un condo dependra donc de la geometrie et du dielectrique.

Donc, en presence d'un dielectrique, $C \rightarrow \epsilon_r C$.

8 Circuits electriques

En electrostatique, il n'y a en general pas de courant, donc $\vec{E} = 0$ a l'interieur des conducteurs.

Un appareil a fem (appareil a qui fournit une tension ou une force electromotrice entre deux bornes) . Par exemple, une pile, peut maintenir un champ E dans un conducteur \rightarrow mouvement des porteurs mobiles de charge dans le conducteur.

8.1 Definition du courant

$I =$ flux de charge par unite de temps a travers une surface S

$I = \frac{dq}{dt}$, et donc $[I] = \frac{C}{s} = \text{ampere} = A$.

Lecture 20: circuits electriques

Tue 11 May

Exemples de conducteur

- Metaux : e^- "libres" : $n^- \neq 0, n^+ = 0$
- electrolytes : presence des ions positifs et negatifs qui permet un courant
- plasmas : e^- et ions mobiles : $n^+ \neq 0, n^- = 0$

Par simplicite, on supposera qu'un seul type de porteur mobile de charges, qui est positif.

8.2 La densite de courant

La densite de courant \vec{j} est donnee par

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \rho_{el}(\vec{r}, t) \cdot \vec{u}(\vec{r}, t) = qn(\vec{r}, t) \cdot \vec{u}(\vec{r}, t)$$

Le courant a travers une surface S , on a

$$I(t) = \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S}$$

8.3 La resistance R , la loi d'Ohm et l'effet Joule

8.3.1 La resistance



FIGURE 34 – circuit avec resistance

Une resistance $R(U) = \frac{\text{voltage applique}}{\text{courant}} = \frac{U}{I}$, $[R] = \frac{V}{A} = \text{Ohm} = \Omega$

Exemple (Diode a vide)

La cathode est un filament chauffe \rightarrow emission d'electrons.

— $U_A > U_C$

Alors les electrons sont accelere vers l'anode, et il y a donc un courant qui circule de l'anode vers la cathode.

— Si $U_A < U_C$

On trouve que les electrons restent autour de la cathode, et il n'y a donc pas de courant.

Dans certains cas (par exemple les metaux et les electrolytes a $T = \text{const}$), $I \propto U$.

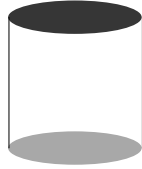


FIGURE 35 – diode a vide

Donc, R est independant de U , et on parle alors de loi d'Ohm.

$$R = \frac{U}{I} = \text{const.}$$

De maniere plus generale, on ecrit la loi d'Ohm de la maniere

$$\vec{j} = \sigma_c \vec{E} = \frac{1}{\rho_c} \vec{E}$$

A partir de $\vec{j} = \sigma_c E$, on peut deriver

$$U = RI$$

On considere un conducteur cylindrique et deux plaques chargees avec un potentiel ϕ_A resp. ϕ_B , on a

$$U = \phi_A - \phi_B = El = \frac{j}{\sigma_c} l = \frac{jS}{\sigma_c S} l = \frac{I}{\sigma_c S} l = RI$$

Donc $U = RI$ avec $R = \frac{l}{\sigma_c S} = \frac{\rho_c l}{S} = \text{const.}$.

La resistance depend donc de la geometrie (S, l) et du type de conducteur (σ_c, ρ_c) .

8.3.2 L'effet joule

Si une charge q se deplace de A a B , le travail exerce par le champ E sur la charge est $(\phi_A - \phi_B)q$ (propriete 6) du potentiel.

Dans une resistance, cette energie est transformee en chaleur \rightarrow effet Joule.

On aimerait calculer la puissance de production de chaleur, elle est donnee par

$$P = \frac{dq(\phi_A - \phi_B)}{dt} = \frac{dq}{dt} U = IU = \frac{U^2}{R}$$

Cette puissance est fournie par l'appareil à fem.

8.4 Conservation de charge, equations de continuité

La charge est toujours conservée, donc on peut considérer un volume fixe de surface S , donc on a

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho_{el}(\vec{r}, t) dV = - \iint_S \vec{j}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{S}$$

$$\iiint_V \frac{\partial \rho_{el}}{\partial t}(\vec{r}, t) dV = - \iiint_V \nabla \cdot \vec{j}(\vec{r}, t) dV$$

Valable $\forall V$, et on en déduit que

$$\frac{\partial \rho_{el}}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j} = 0$$

8.5 Circuits électriques et lois de Kirchhoff

On considère ici les éléments suivants :

- Une source de tension continue (appareil à fem.)
- résistance
- capacité
 - cas 1 : Le condensateur se charge, donc $U = \frac{q}{C}; I = \frac{dq}{dt}$
 - cas 2 : Le condensateur se décharge, donc $U = \frac{q}{C}; I = -\frac{dq}{dt}$
- fil : élément de résistance négligeable

8.6 Lois de Kirchhoff

- K1, loi des nœuds

La somme de tous les courants qui arrivent à un nœud d'un circuit est égale à la somme de tous les courants qui le quittent

→ dans les nœuds, il n'y a pas d'accumulation de charge

- K2, Loi des mailles

La somme algébrique des variations de potentiel le long de toutes les mailles fermées d'un circuit est nulle.

Ceci vient du fait que

$$\oint_{\gamma} \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$$

Cette loi est valable en électrostatique, magnéto-statique ou si les variations temporelles ne sont pas trop importantes.

Lecture 21: Magnéto-statique

Fri 14 May

9 Magnéto-statique

Situations avec des courants qui dépendent du temps.

Observations experimentales

1. Boussole (aiguille aimantee) est deviee par un aimant.
2. Une boussole est aussi deviee par un fil portant un courant
3. Un aimant peut exercer une force sur un fil portant un courant
4. Un fil portant un courant exerce une force sur un autre fil portant un courant.

Ces effets ne sont pas dus aux interactions electrostatiques, car

1. Les aimants ne sont pas charges ; pas d'effet sur un dielectrique.
2. Un aimant influence une boussole a travers une cage faraday.
3. Les fils portant un courant ne sont pas charges.

On a donc affaire a un nouveau type d'interaction \rightarrow definition d'un nouveau champ vectoriel \rightarrow Champ Magnetique \vec{B} .

- \vec{B} est genere par un aimant ou un courant et exerce une force sur un aimant ou un courant.
- La direction de \vec{B} est definit par l'orientation d'une boussole.

9.1 Definition du champ magnetique et force de Lorentz

\vec{B} exerce une force sur un fil portant un courant.

Est-ce une force sur le conducteur ou sur les charges en mouvement ?

\rightarrow sur les charges en mouvement.

DEs experiences montrent que la force sur une charge q et de vitesse \vec{v} est

- perpendiculaire a la vitesse \vec{v} et \vec{B} .
- proportionnelle a $|\vec{v}|$ et q

$\rightarrow \vec{F} \propto q(\vec{v} \times \vec{B})$.

En SI, on definit l'anorme de \vec{B} tel qu'on aie egalite.

$$[B] = \frac{N}{C} \frac{S}{m} = T = \text{Tesla}.$$

Donc, la force en presence de \vec{E} et de \vec{B} est

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

Donc la force sur un element de fil $d\vec{l}$ portant un courant I :

$$d\vec{F} = nSdlq(\vec{u} \times \vec{B})$$

Comme $\vec{u} \parallel d\vec{l}$, on peut ecrire $dl\vec{u} = u d\vec{l}$, donc

$$d\vec{F} = nSuq(d\vec{l} \times \vec{B}) = I(d\vec{l} \times \vec{B})$$

Lecture 22: electromagnetisme

Tue 18 May

9.2 Loi d'Ampere

Soit un contour C ferme et des conducteurs portant des courants I_m $m = 1, 2, \dots$

Dans ce cas

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 (\text{somme des courants inclus dans } C)$$

9.2.1 Champ B d'un courant rectiligne

On considere un fil rectiligne infini portant un courant I .

L'experience montre que le champ B genere par ce courant est

- Dans la direction e_θ
- Oriente par la regle de la main droite.
- Norme de $B \propto \frac{I}{r}$

En SI : $\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{R} \vec{e}_\theta$.

On a

$$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \frac{N}{A^2}$$

9.2.2 Vers la loi d'Ampere

Calculons la circulation

$$\oint_\gamma \vec{B} \cdot d\vec{l}$$

Pour un fil rectiligne infini.

Cas 1 :

γ un cercle de rayon r autour de I .

On a donc

$$\begin{aligned} \oint_\gamma \vec{B} \cdot d\vec{l} &= \int_0^{2\pi} \vec{B}(\vec{r}) e_\theta e_\theta r d\theta \\ &= B(r) r \int_0^{2\pi} d\theta \\ &= \mu_0 I \end{aligned}$$

cas 2 :

Chemin pas autour de I

$$\begin{aligned} \oint_\gamma \vec{B} \cdot d\vec{l} &= \int_{\gamma_1} \vec{B} \cdot d\vec{l} + \int_{\gamma_2} \vec{B} \cdot d\vec{l} + \int_{\gamma_3} \vec{B} \cdot d\vec{l} + \int_{\gamma_4} \vec{B} \cdot d\vec{l} \\ &= -\frac{\mu_0 I}{2\pi r_1} r_1 \theta_\gamma + 0 + 0 + \frac{\mu_0 I}{2\pi r_2 r_2 \theta_\gamma} = 0 \end{aligned}$$

On peut montrer que pour des contours fermes arbitraires ne contenant pas de courant, on a bien que l'integrale de contour est nulle. De plus, comme pour

le champ électrique, le principe de superposition s'applique pour le champ \vec{B} (fait expérimental)

9.2.3 Generalisation de la loi d'Ampere integrale et differentielle

Les regles explicitées ci-dessus restent valables pour des courants non-rectilignes (sans preuve).

Donc, pour des courants (non-nécessairement rectilignes) I_1, \dots, I_k passant à travers un contour γ , on a

$$\oint_{\gamma} \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \left(\sum_i I_i \right)$$

Dans le cas d'une densité de courant $\vec{j}(\vec{r})$, on a

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S}$$

Où S est la surface délimitée par le chemin fermé γ .

Où l'orientation de $d\vec{l}$ et $d\vec{S}$ est selon la règle de la main droite.

On peut utiliser la loi d'Ampere integrale pour déterminer \vec{B} dans des cas simples.

Exemple (Champ à l'intérieur d'une bobine)

On considère un chemin passant à l'intérieur de la bobine

$$\begin{aligned} \oint_{\gamma} \vec{B} \cdot d\vec{l} &= Bl \\ &= \mu_0 n l I \\ \Rightarrow B &\approx \mu_0 n I \end{aligned}$$

Dans le cas où $l \gg R$, le fil est mince et que les enroulements sont serrés, alors on a égalité dans l'expression ci-dessus.

Loi d'Ampere differentielle

$$\oint_{\gamma} \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S}$$

Théorème de Stokes implique

$$\begin{aligned} \iint_S \nabla \times \vec{B} \cdot d\vec{S} &= \mu_0 \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} \\ \iint_S (\nabla \times \vec{B} - \mu_0 \vec{j}) \cdot d\vec{S} &= 0 \end{aligned}$$

Ceci étant vrai pour toute surface S , on conclut que

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$$

9.3 Loi de Gauss pour B

Par opposition a l'électrostatique, les lignes du champ B ne sont jamais interrompues.

Elles se ferment sur elles meme ou vont de l'infini a l'infini. Donc il n'y a pas de generation des lignes de champ magnetique a l'interieur d'une surface fermee.

Donc,

$$\iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \forall S \text{ fermee}$$

En appliquant le theoreme de la divergence, on en deduit

$$\begin{aligned} \iiint_V \nabla \cdot B dV &= 0 \forall v \\ \Rightarrow \nabla \vec{B} &= 0 \end{aligned}$$

9.4 Loi de Biot-Savart

Quel est le champ \vec{B} cree par un fil mince de forme arbitraire, parcouru par un courant I .

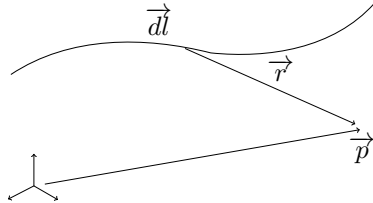


FIGURE 36 – Biot-Savart

On montre que (preuve dans Villard III)

$$d\vec{B}(\vec{p}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{|\vec{r}|^3}$$

En integrant, on trouve donc

$$\vec{B}(\vec{p}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{\text{fil}} \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{|\vec{r}|^3}$$

10 Phenomenes d'inductions magnetique

10.1 Loi d'induction de Faraday

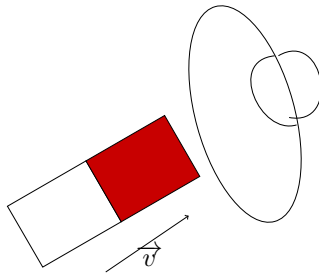


FIGURE 37 – experience d'induction

Si $\vec{v} > 0$, la lampe 1 s'allume, donc il ya un courant I induit dans le sens positif.

Si $\vec{v} < 0$, la lampe 2 s'allume, donc il y a un courant dans le sens negatif.

Si l'orientation de l'aimant a change, on observe le meme phenomene mais inverse.

Interpretation avec un champ electrique induit

$$\text{Ohm } \vec{j} = \sigma_c \vec{E}$$

$$\vec{j} = \frac{I}{S} \frac{d\vec{l}}{dl}$$

Donc

$$\Rightarrow \vec{E} = \frac{I}{S\sigma_c} \frac{d\vec{l}}{dl}$$

Donc,

$$\oint_{\text{fil}} \vec{E} \cdot d\vec{l} = \frac{I}{S\sigma_c} \oint_{\text{fil}} \frac{d\vec{l}}{dl} d\vec{l} = \frac{Il}{S\sigma_c} = IR \neq 0$$

On ne peut donc plus ecrire que $\vec{E} = -\nabla\phi$.

On appelle ϵ_{ind} la tension induite ou force electromotrice. Cette tension est

induite dans le fil par le mouvement de l'aimant.

ϵ_{ind} augmente avec la vitesse de l'aimant. Rien se passe si $v = 0$.

On observe le meme phenomene si

- On prend un champ \vec{B} genere par une bobine au lieu d'un aimant.
- On garde l'aimant fixe et on bouge le fil.
- On varie \vec{B} au cours du temps sans bouger quelquechose.

Donc ϵ_{ind} induit par la variation temporelle de \vec{B} (plus precisement, par la variation du flux de \vec{B}).

L'experience quantitative montre que

$$\epsilon_{ind} = \oint_{\text{fil}} \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \iint_{S \text{ avec bord} = \text{fil}} \vec{B} \cdot d\vec{S} = -\frac{d}{dt} \Phi$$

Ou on a definit

$$\Phi = \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

Lecture 24: Lois d'induction

Tue 25 May

Remarque

- *Orientation relative de $d\vec{l}$ et $d\vec{S}$ est selon la regle de la main droite*
- *Faraday est aussi valable si l'orientation et/ou la forme du fil (et donc aussi de la surface S) varie au cours du temps.*
- *comment faire si le fil a plusieurs boucles ? On somme simplement sur les boucles, notamment*

$$\epsilon_{ind} = -\frac{d}{dt} \Phi_1 - \frac{d}{dt} \Phi_2 = -\frac{d}{dt} \Phi_{tot}$$

10.2 Loi de Faraday differentielle

→ Prenons un chemin γ fixe dans le temps; le champ \vec{E} est induit meme s'il n'y a pas de fil conducteur. Calculons

$$\oint_{\gamma} \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \iint_{S \text{ avec bord } \gamma} \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

γ est un chemin ferme, fixe mais sinon arbitraire. On peut donc egalement choisir S fixe.

Dans ce cas, on a

$$-\frac{d}{dt} \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = - \iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

En plus, le theoreme de Stokes nous donne

$$\oint_{\gamma} \vec{E} \cdot d\vec{l} = \iint_S \nabla \times \vec{E} \cdot d\vec{S}$$

Et donc

$$\iint_S (\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}) \cdot d\vec{S} = 0 \forall S \text{ fixe}$$

On conclut que

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Ce qui est la loi de Faraday différentielle.

10.3 La règle de Lenz

Quelle est la direction du courant (et aussi du champ \vec{E}) induit ?

→ Règle de Lenz : “Le courant induit I dans la boucle est orienté tel que le champ \vec{B} qu’il crée lui-même s’oppose au changement du flux magnétique”

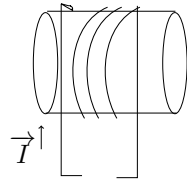


FIGURE 38 – cannette experience

Exemple

Si on applique soudainement une grande intensité, la cannette est déchirée en deux.

Par Lenz : le courant induit dans la cannette tente de contreagir le changement du flux, donc il y a une force de Lorentz

$$I_{ind} d\vec{l} \times \vec{B}_b$$

10.4 Circuits electriques en presence de phenomenes d'induction

10.4.1 Self-Inductance

Cas d'une bobine (= solenoïde). Le champ magnetique genere par le solenoïde genere un flux Φ a travers la bobine elle-meme. Pour chaque boucle, on a

$$\Phi = BS = \mu_0 InS$$

La bobine de longueur l a nl boucles, donc

$$\Phi_{tot} = \Phi nl = \mu_0 n^2 l S I := LI$$

Avec $L = \mu_0 n^2 l S$ est l'auto-inductance ou "self" de la bobine.

$$[L] = \frac{Tm^2}{A} = \text{Henry} = H$$

Si $\frac{dI}{dt} \neq 0 \Rightarrow \frac{d\Phi_{tot}}{dt} \neq 0$, donc la bobine induit une tension dans elle-meme !

$$\epsilon_{ind} = -\frac{d\Phi_{tot}}{dt} = -L \frac{dI}{dt}$$

10.4.2 Circuit electrique avec une self

Si on ferme S , I commence a circuler \Rightarrow

— chute du potentiel a travers $R : -RI$

— chute du potentiel a travers $L : U_{ind} = -L \frac{dI}{dt}$

En appliquant la loi des mailles, on trouve

$$\epsilon - RI - L \frac{dI}{dt} = 0 \iff L \frac{dI}{dt} + RI = \epsilon$$

10.4.3 Energie magnetique

Multiplions la loi des mailles pour le circuit RL par $I \Rightarrow$ equation de la conservation d'energie du circuit.

On obtient donc

$$\underbrace{\epsilon I}_{\text{puissance fournie par la fem}} = \underbrace{RI^2}_{\text{energie dans la resistance}} + \underbrace{IL \frac{dI}{dt}}_{\text{energie stockee dans la bobine.}}$$

Le dernier terme est donc la puissance necessaire pour que les charges puissent surmonter la tension induite $\epsilon_{ind} = -L \frac{dI}{dt}$.

La puissance $IL \frac{dI}{dt}$ est stockee dans le champ B de la bobine en forme d'energie magnetique.

En passant de $I = 0$ a $I = I_0$ dans un lapse de temps $[0, t_0]$, l'energie stockee est

$$W_{self} = \int_0^{t_0} P dt$$

$$\begin{aligned}
&= \int_0^{t_0} IL \frac{dI}{dt} dt \\
&= \int_0^{t_0} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} LI^2 \right) dt \\
&= \frac{1}{2} L (I^2(t_0) - I(0)^2) = \frac{1}{2} LI_0^2
\end{aligned}$$

Pour une bobine ideale (longue par rapport au diametre, etc), on peut exprimer

$$L = \mu_0 n^2 l S; I = \frac{B}{\mu_0 n}$$

Ainsi,

$$\begin{aligned}
W_{self} &= \frac{1}{2} LI^2 = \frac{1}{2} \mu_0 n^2 l S \frac{B^2}{\mu_0^2 n^2} = \frac{B^2}{2\mu_0} l S \\
&= \iiint_{\text{interieur de la bobine}} B^2 \frac{1}{2\mu_0} dV \approx \iiint_{\text{tout l'espace}} \frac{B^2}{2\mu_0} dV
\end{aligned}$$

On generalise donc

$$e_B = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0}$$

En rajoutant la densite d'energie electrique, on trouve

$$e_{EB} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0}$$

Lecture 25: ...

Fri 28 May

11 Equations de Maxwell

11.1 Critique de l'equation d'Ampere

La loi d'Ampere $\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$ de la magnetostatique n'est pas valable en general $\frac{\partial}{\partial t} \neq 0$.

$$\nabla \cdot (\nabla \times \vec{B}) = \begin{pmatrix} \partial_x \\ \partial_y \\ \partial_z \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \partial_y B_z - \partial_z B_y \\ \partial_z B_x - \partial_x B_z \\ \partial_x B_y - \partial_y B_x \end{pmatrix} = 0$$

Donc la divergence de la loi d'Ampere, on trouve que

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0$$

Mais si on combine cela avec l'equation de continuite de la charge electrique, on trouve que

$$\frac{\partial \rho_{el}}{\partial t} = 0$$

Ce qui n'est pas toujours le cas.

On considère l'enclenchement d'un circuit RC.

On a

$$\oint_{\gamma} \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} = \mu_0 I(t) \text{ pour } S = S_1$$

Cependant, si S_2 passe au milieu d'un condensateur

$$= 0$$

Ce qui est une contradiction.

Ainsi, la loi d'Ampère n'est pas valable dans ce cas non statique.

11.2 Courant de déplacement de Maxwell

Maxwell a postulé un nouveau terme dans la loi d'Ampère si $\frac{\partial}{\partial t} \neq 0$:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \rightarrow \text{Loi d'Ampère Maxwell}$$

On calcule donc

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\nabla \times \vec{B}) &= \mu_0 \nabla \cdot \vec{j} + \epsilon_0 \mu_0 \nabla \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ &= \mu_0 \nabla \cdot \vec{j} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \vec{E} \\ &= \mu_0 \nabla \cdot \vec{j} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho_{el}}{\epsilon_0} \right) \\ &\Rightarrow \nabla \cdot \vec{j} + \frac{\partial \rho_{el}}{\partial t} = 0 \end{aligned}$$

11.3 Les équations de Maxwell

Valable en général

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho_{el}}{\epsilon_0} \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{j} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ F &= q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \end{aligned}$$

Lecture 26: conséquences des équations de Maxwell

Tue 01 Jun

11.4 Ondes électromagnétiques dans le vide

Dans le vide, $\rho_{el} = 0$, $\vec{j} = 0$, alors on peut réécrire les équations de Maxwell comme

1. $\nabla \cdot \vec{E} = 0$
2. $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$
3. $\nabla \cdot \vec{B} = 0$
4. $\nabla \times \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

Identite utile

Soit \vec{A} un champ vectoriel, alors

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \Delta \vec{A}$$

Prenons le rotationnel de (2), on obtient

$$\begin{aligned} \nabla \times (\nabla \times \vec{E}) &= -\nabla \times \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \\ &= -\frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \\ &= \nabla(\underbrace{\nabla \cdot \vec{E}}_{=0}) - \Delta \vec{E} \end{aligned}$$

Finalement,

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} \Delta \vec{E}$$

\vec{E} satisfait une equation d'onde!

\vec{B} aussi : rot de (4) + (2) Ainsi, on trouve

$$\Rightarrow \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} \Delta \vec{B}$$

En observant que $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$, Maxwell a conclut correctement que la lumiere est une onde electromagnetique.

C'est vrai pour d'autres types de radiation.

11.5 Ondes planes dans le vide

On cherche des solutions du type ondes sinusoidales planes, avec la notation complexe.

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, t) &= \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \\ \vec{B}(\vec{r}, t) &= \vec{B}_0 e^{i(\omega' t - \vec{k}' \cdot \vec{r})} \end{aligned}$$

\vec{E}_0 et \vec{B}_0 sont des vecteurs .

Pour satisfaire l'equation d'onde, il faut que

$$-\omega^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} (-\vec{k}^2) \Rightarrow$$

En appliquant le fait que $\nabla \cdot \vec{E} = 0$

$$\begin{pmatrix} \partial x \\ \partial y \\ \partial z \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{0x} e^{i(\omega t - kz)} \\ E_{0y} e^{i(\omega t - kz)} \\ E_{0z} e^{i(\omega t - kz)} \end{pmatrix} = 0$$

Et on conclut que $E_{0z} = 0 \Rightarrow \vec{E}_0 \perp \vec{k}$, donc l'onde est transversale. On prend le cas (particulier) $E_0 || e_x$, alors on a

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_{0x} e^{i(\omega t - kz)} e_x$$

On a, par la loi de Faraday,

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \partial x \\ \partial y \\ \partial z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_{0x} e^{i(\omega t - kz)} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 0 \\ E_{0x} e^{i(\omega t - kz)} (-ik) \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\begin{pmatrix} B_{0x} i\omega' e^{i(\omega' t - k' \vec{r})} \\ B_{0y} i\omega' e^{i(\omega' t - k' \vec{r})} \\ B_{0z} i\omega' e^{i(\omega' t - k' \vec{r})} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Ainsi

$$B_{0x} = B_{0z} = 0$$

Il nous reste

$$-ik E_{0x} e^{i(\omega t - kz)} = -i\omega' B_{0y} e^{i(\omega' t - k'_x x - k'_y y - k'_z z)}$$

Valable $\forall t$ et \vec{r} , donc on trouve que $\omega' = \omega$ et $k = k'_z$, $k'_x = k'_y = 0$. On trouve donc que

$$B_{0z} = \frac{k}{\omega} E_{0x} = \frac{1}{c} E_{0x}$$

Ecrivons

$$E_{0x} = E e^{i\phi}$$

$$\text{Ainsi, } B_{0y} = \frac{1}{c} E_{0x} = \frac{1}{c} E e^{i\phi} = B_{0y} e^{i\phi}$$

Finalement

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, t) &= E e^{i(\omega t - kz + \phi)} e_x \\ \vec{B}(\vec{r}, t) &= B_{0y} e^{i(\omega t - kz + \phi)} e_y \end{aligned}$$

On peut verifier facilement que $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ et $\nabla \times \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ sont satisfaites. La partie physique "est" la partie reelle.