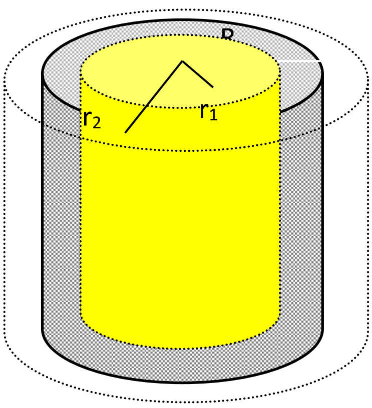
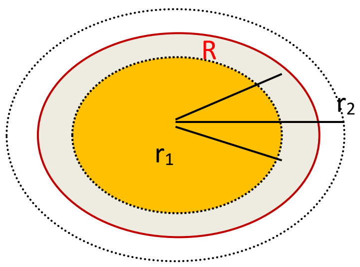
Chapitre II : Théorème de Gauss





Auteurs : Mme Nadia Bachir (Dahmani) et Mme Hadjou Belaid Zakia

Université De Tlemcen
Faculté Des Sciences
Département De Mathématiques

Année Universitaire 2022/2023

1^{ERE} ANNEE LMD-MI

COURS D'ELECTRICITE

Chapitre II : Théorème de Gauss

Préparé par : Mme Nadia Bachir Née Dahmani

et Mme Hadjou Belaid Zakia

Sommaire

Mme Bachir Nadia et Hadjou Belaid Zakia

1.Introduction

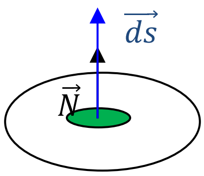
La loi de Gauss est un modèle mathématique peut être utilisée pour obtenir les champs électriques de certaines distributions de charges avec un haut degré de symétrie tel que : le cylindre, la sphère, le fil infini, …

C'est donc une méthode spécialisée, mais elle est très utile pour cette classe de problèmes auxquels elle peut s'appliquer. À ce stade, la loi de Gauss nous aidera à mieux comprendre les formes des champs électriques dus aux distributions de charges continus.

2. Définitions

2.1 Vecteur surface

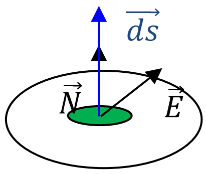
Le vecteur surface $\overrightarrow{ds}$ est un vecteur porté par le vecteur unitaire normale à la surface.



2.2 Flux d'un champ vectoriel

Le flux élémentaire dΦ s'écrit par :

$$d\emptyset = \vec{E}.\overrightarrow{ds} \Rightarrow \emptyset = \iint \vec{E}.\overrightarrow{ds} = \iint \vec{E}.ds.\vec{N}$$



Avec $\overrightarrow{ds} = ds.\vec{N}$

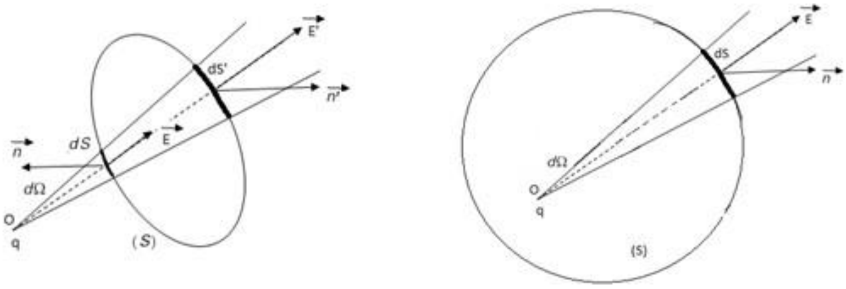
L'unité du flux est le Weber (Wb).

3. Flux d'un champ électrique à travers une surface fermée

Soit S est une surface fermée arbitraire et q est la charge incluse à l'intérieur de la surface S. Le flux élémentaire de champ électrique crée par la charge q à travers la surface fermé S est donné par :

$$d\emptyset = \vec{E}.\overrightarrow{ds} = E.ds.\cos\alpha$$

α : l'angle entre $\vec{E}$ et $\vec{N}$ ($\overrightarrow{ds}$)



Le champ électrique sera : $\vec{E} = \frac{kq}{r^2}\vec{u}$ et $d\emptyset = \frac{kq}{r^2}\vec{u}\,.\overrightarrow{ds} = kq\frac{\vec{u}\,.\overrightarrow{ds}}{r^2}$

Mme Bachir Nadia et Hadjou Belaid Zakia

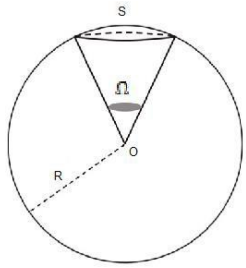
$$\vec{u}\,.\,\overrightarrow{ds} = ds\,|\vec{u}|\cos\alpha$$

$$\emptyset = \oiint \frac{kq}{r^2}\vec{u}\,.\,\overrightarrow{ds} = kq \oiint \frac{ds\ \cos\alpha}{r^2} \quad \text{car} \quad |\vec{u}| = 1$$

$$\text{Avec} \quad \frac{ds\ \cos\alpha}{r^2} = d\Omega = l'angle\ solide$$

Remarque : L'unité de l'angle solide est le stéradian

La surface d'une sphère de rayon *R* étant S= 4πR², on en déduit que le plus grand angle solide mesurable, qui correspond à un objet couvrant toute la sphère, est de 4π stéradians.



$\Omega = 4\pi$= l'angle solide pour voir l'espace entier

Donc $\emptyset = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}4\pi = \frac{q}{\varepsilon_0}$

Dans le cas de plusieurs charges ponctuelles le flux s'écrit par :

$$\emptyset = \frac{\sum q_i}{\varepsilon_0} = \oiint \vec{E}.\overrightarrow{ds}$$

4. Théorème de Gauss

4.1 Enoncé : Le flux à l'intérieure d'une surface fermée appelée surface de Gauss est égale à la somme des charges nettes Q_{int} à l'intérieure de cette surface divisé par la permittivité diélectrique dans le vide ε_0 .

$$\emptyset = \oiint \vec{E}.\overrightarrow{ds} = \frac{\sum Q_{int}}{\varepsilon_0}$$

4.2 Les étapes à suivre pour l'application du théorème de Gauss

- Choix d'un système de coordonnées
- Etude de l'invariance du système
- Etude de la symétrie
- Choix de la surface de Gauss

4.3 Le flux pour différents types de distribution continue de charges

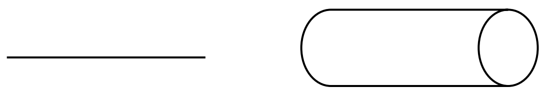
- Distribution linéique (dq= λdl) on a $\emptyset = \oiint \vec{E}.\overrightarrow{ds} = \frac{\int \lambda dl}{\varepsilon_0}$
- Distribution linéique (dq= σds) on a $\emptyset = \oiint \vec{E}.\overrightarrow{ds} = \frac{\int \sigma ds}{\varepsilon_0}$
- Distribution linéique (dq= ρdv) on a $\emptyset = \oiint \vec{E}.\overrightarrow{ds} = \frac{\int \rho dv}{\varepsilon_0}$

5. Exemples d'application du Théorème de Gauss

5.1. Cas d'un fil infini

- **Choix du système de coordonnées**

On peut assimiler le fil à l'échelle microscopique à un cylindre d'un rayon infiniment petit, donc on utilise les coordonnées cylindriques pour le calcul du champ.

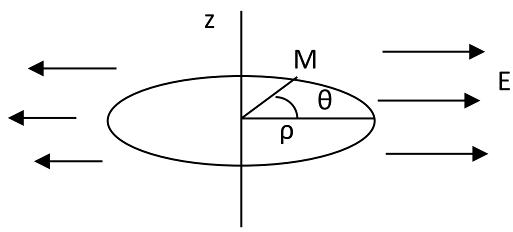


- **Etude de l'invariance**

On étudie l'invariance par rapport à ρ, θ et z (coordonnées cylindriques)

- Si on change l'angle θ, M tourne autour du fil mais le champ électrique ne change pas.
- Si on change z, M fait une translation suivant (Oz) et puisque le fil est infini, on a toujours le même $\vec{E}$, il reste invariant.
- Si on change ρ (c.a.d. la distance R entre la charge et le point M change) ; alors M peut s'éloigner ou se rapprocher du fil ; donc $\vec{E}$ n'est pas constant sur ρ.

Donc le champ $\vec{E}$ ne dépend que de ρ.



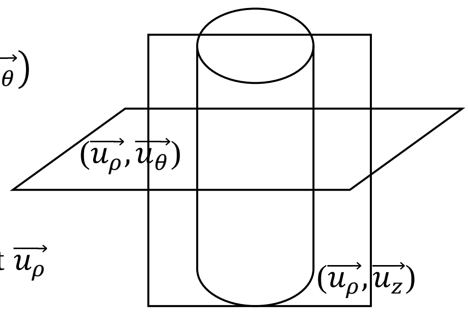
- **Etude de la symétrie**

Dans ce cas, nous avons deux plans de symétrie :

1. Le plan coupant le fil infini horizontalement $(\overrightarrow{u_\rho}, \overrightarrow{u_\theta})$
2. Le plan coupant le fil infini verticalement $(\overrightarrow{u_\rho}, \overrightarrow{u_z})$

Donc l'axe de symétrie est l'intersection des deux plans

C'est l'axe suivant $\overrightarrow{u_\rho}$ donc le champ électrique est suivant $\overrightarrow{u_\rho}$



- **Choix de la surface de Gauss**

La surface de Gauss est un cylindre de rayon r et de hauteur h. A cause de la symétrie, le champ est suivant le rayon ρ, donc on dit que **le champ est « radial » et constant** en tout point de la surface de Gauss ($\vec{E}$ ne dépend que de ρ).

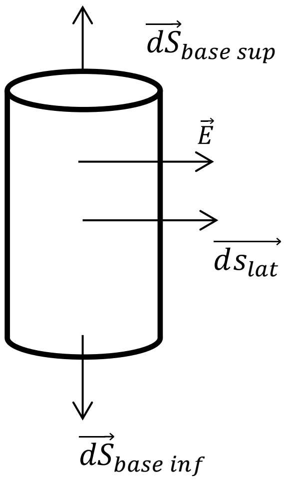
D'après le Théorème de Gauss : $\emptyset = \iint \vec{E}.\overrightarrow{ds} = \frac{\sum Q_{int}}{\varepsilon_0}$

$$\emptyset = \iint \vec{E}.\overrightarrow{ds} = \iint \vec{E}.\overrightarrow{ds_{base\ 1}} + \iint \vec{E}.\overrightarrow{ds_{lat}} + \iint \vec{E}.\overrightarrow{ds_{base\ 2}}$$

$\overrightarrow{E} \perp \overrightarrow{ds_{base}} \Rightarrow \iint \overrightarrow{E}.\overrightarrow{ds_{base}} = 0$

$\vec{E} \parallel \overrightarrow{ds_{lat}}$ Donc : $\emptyset = \iint \overrightarrow{E}.\overrightarrow{ds_{lat}} = \iint E.ds_{lat} = E.\int ds_{lat}$

$= E.S_{lat}$



Donc $\emptyset = E\ 2\pi rh$

Cherchons Q_{int}, la charge élémentaire est

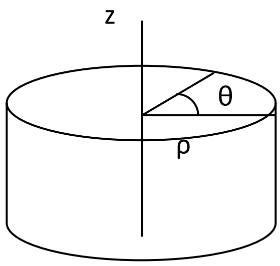
$dq = \lambda dl \Rightarrow Q = \lambda \int_0^h dl = \lambda h$

$$E2\pi rh = \frac{\lambda h}{\varepsilon_0} \Rightarrow \boldsymbol{E} = \frac{\boldsymbol{\lambda}}{\boldsymbol{2\pi r \varepsilon_0}}$$

5.2. Cas d'un cylindre infini

- **Choix du système de coordonnées**

Puisqu'on est en train d'étudier un cylindre, nous utilisons les coordonnées cylindriques pour le calcul du champ.



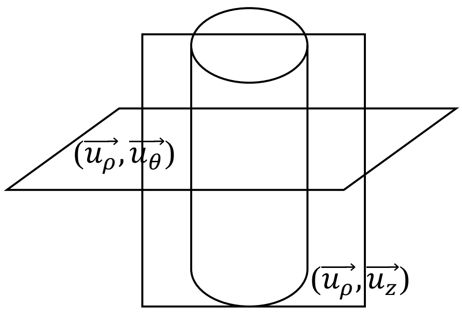
- **Etude de l'invariance**

C'est la même chose que le fil ; le champ électrique

ne change pas en variant θ et z. Par contre $\vec{E}$ dépend de ρ.

- **Etude de la symétrie**

Dans ce cas aussi, nous avons deux plans de symétrie :



Le plan coupant le fil infini horizontalement $(\overrightarrow{u_\rho}, \overrightarrow{u_\theta})$ et

Le plan coupant le fil infini verticalement $(\overrightarrow{u_\rho}, \overrightarrow{u_z})$

Donc l'axe de symétrie est l'intersection des deux plans

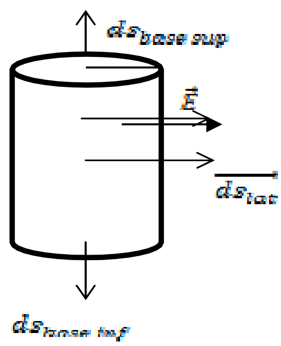
C'est l'axe suivant $\overrightarrow{u_\rho}$ donc le champ électrique est suivant $\overrightarrow{u_\rho}$

- **Choix de la surface de Gauss**

Le choix de la surface de Gauss pour un cylindre chargé est un cylindre de rayon r et de hauteur h.

A cause de la symétrie, le champ est **radial et constant** en tout point de la surface de Gauss.

D'après le Théorème de Gauss : $\emptyset = \iint \vec{E}.\overrightarrow{ds} = \frac{\sum Q_{int}}{\varepsilon_0}$



$\emptyset = \iint \vec{E}.\overrightarrow{ds} = \iint \vec{E}.\overrightarrow{ds_{base\ 1}} + \iint \vec{E}.\overrightarrow{ds_{lat}} + \iint \vec{E}.\overrightarrow{ds_{base\ 2}}$

$\vec{E} \perp \overrightarrow{ds_{base}} \Longrightarrow \iint \vec{E}.\overrightarrow{ds_{base}} = 0$

$\vec{E} \parallel \overrightarrow{ds_{lat}}$ Donc : $\emptyset = \iint \vec{E}.\overrightarrow{ds_{lat}} = \iint E.ds_{lat} = E.\int ds_{lat} = E.S_{lat}$

Donc $\emptyset = \boldsymbol{E\ 2\pi r h} = \mathbf{Qint}/\boldsymbol{\varepsilon_0}$

Remarque importante :

Le choix de la surface de Gauss pour un cylindre chargé soit en surface soit en volume, ou bien deux cylindres (un chargé en volume et l'autre chargé en surface ou bien les deux chargés en surface…) est toujours un cylindre de rayon r et de hauteur h. et le calcul du flux sera le même, seulement la charge Q_{int} varie selon la distribution.

a. Pour un Cylindre chargé en surface

- **Le champ électrique**

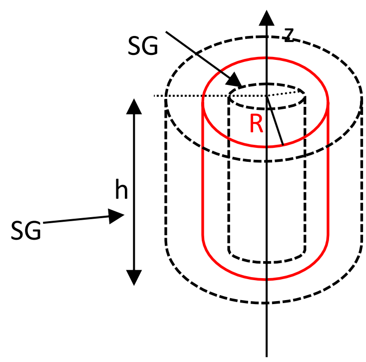
Nous avons deux cas

<u>1er cas</u> $r < R$ on prend la surface de Gauss à l'intérieure du cylindre chargé pour calculer le champ à l'intérieure.

Alors dans une distribution surfacique on a :

$Q_{int} = 0 \Longrightarrow \boldsymbol{E_1} = \mathbf{0}$

<u>2eme cas r≥ R</u> on prend la surface de Gauss à l'extérieure du cylindre chargé pour calculer le champ à l'extérieure.



On a $dq = \sigma ds \Rightarrow Q_{int} = \sigma S = \sigma 2\pi R h$

Donc $E_2 2\pi r h = \frac{\sigma 2\pi R h}{\varepsilon_0} \Rightarrow \boldsymbol{E_2} = \frac{\boldsymbol{\sigma R}}{\boldsymbol{\varepsilon_0 r}}$

- **Le potentiel**

$\overrightarrow{\boldsymbol{E}} = -\overrightarrow{\boldsymbol{grad}}\,\boldsymbol{V}$ $avec\ E = E(r) \Longrightarrow E = -\frac{dV}{dr}$

$\Longrightarrow dV = -Edr$

$\boldsymbol{donc\ V} = -\int \boldsymbol{E.dr}$

<u>1er cas</u> $\boldsymbol{r} < \boldsymbol{R}$: on a $E_1 = 0 \Longrightarrow V_1 = \boldsymbol{C_1}$

<u>2eme cas r</u>≥ R : on a $\boldsymbol{E_2} = \frac{\boldsymbol{\sigma R}}{\boldsymbol{\varepsilon_0}}\frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{r}} \Longrightarrow V_2 = -\frac{\sigma R}{\varepsilon_0}\int \frac{1}{r}.dr = -\frac{\boldsymbol{\sigma R}}{\boldsymbol{\varepsilon_0}}\boldsymbol{lnr} + \boldsymbol{C_2}$

Remarque : Dans le cas d'un cylindre on ne peut pas calculer les constantes C_1 et C_2 car le potentiel à l'infini est non nul.

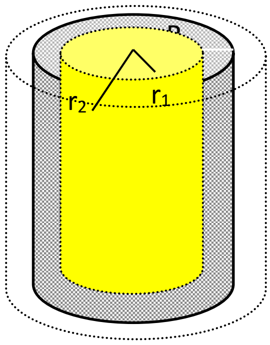
b. Cylindre chargé en volume

- **Le champ électrique**

Nous avons deux cas

Pour : $r < R$ on prend la surface de Gauss à l'intérieure du cylindre chargé pour calculer E_1

dq=ρdv



$$v_{sphère} = \pi r^2 h \Rightarrow dv = 2\pi h r dr$$

$$Q_{int} = \iiint \rho dv = \rho \int_0^{r_1} 2\pi h r dr = \rho \pi h r^2 \Rightarrow E2\pi \cancel{r}\cancel{h} = \frac{\rho \pi \cancel{h} r^{\cancel{2}}}{\varepsilon_0}$$

$\pi h r^2$ *est le volume du cylindre chargé qui est la SG*

$$Q_{int} = \iiint \rho dv = \rho v_{surface\ de\ gauss} = \rho \pi h r^2$$

$$\Longrightarrow \boldsymbol{E_1} = \frac{\boldsymbol{\rho}}{\boldsymbol{2\varepsilon_0}} \boldsymbol{r}$$

Pour : $r \geq R$ on prend la surface de Gauss à l'extérieure du cylindre chargé pour calculer E_2 donc on intègre entre 0 et R (car Q_{int} se trouve sur le cylindre de rayon R).

$$Q_{int} = \iiint \rho dv = \rho \int_0^{R} 2\pi h r dr = \rho \pi h R^2 \Rightarrow E2\pi r h = \frac{\rho \pi h R^2}{\varepsilon_0}$$

$$Q_{int} = \iiint \rho dv = \rho v_{Cylindre\ de\ rayon\ R} = \rho \pi h R^2 \Rightarrow E2\pi r h = \frac{\rho \pi h R^2}{\varepsilon_0}$$

$$\Longrightarrow \boldsymbol{E_2} = \frac{\boldsymbol{\rho R^2}}{\boldsymbol{2\varepsilon_0}} \frac{\boldsymbol{1}}{\boldsymbol{r}}$$

- **Le potentiel :**

$\vec{E} = -\overrightarrow{grad}\, V$ *avec* $E = E(r) \Longrightarrow E = -\frac{dV}{dr}$ *donc* $V = -\int E.dr$ (ce calcul est valable pour n'importe quelle cylindre)

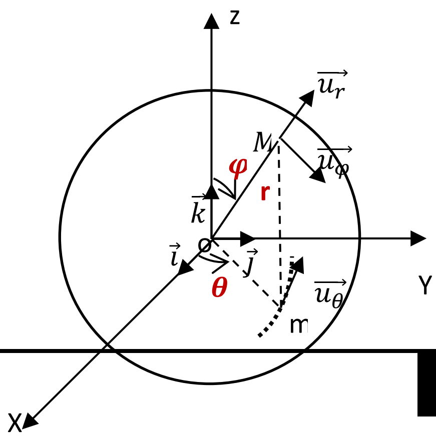
$$V_1 = -\int E_1.dr \Longrightarrow V_1 = \frac{\rho}{2\varepsilon_0} \int r dr = -\frac{\boldsymbol{\rho}}{\boldsymbol{4\varepsilon_0}} \boldsymbol{r^2} + \boldsymbol{C_1}$$

$$V_2 = -\int E_2.dr = -\frac{\rho R^2}{2\varepsilon_0} \int \frac{1}{r}.dr = -\frac{\boldsymbol{\rho R^2}}{\boldsymbol{2\varepsilon_0}} \boldsymbol{lnr} + \boldsymbol{C_2}$$

5.3. Cas d'une sphère

- **<u>Choix du système de coordonnées</u>**

Dans ce cas, on utilise les coordonnées sphériques

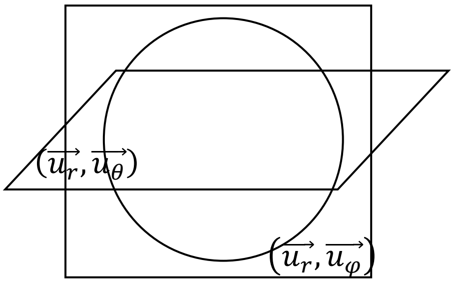


- **<u>Etude de l'invariance</u>**

Si on change l'angle θ ou l'angle φ, le champ électrique $\vec{E}$

ne change pas, par contre, en variant r le champ électrique $\vec{E}$ varie.

- **Etude de la symétrie**



Nous avons deux plans de symétrie :

Le plan coupant le fil infini horizontalement $(\vec{u_r}, \vec{u_\theta})$

et le plan coupant le fil infini verticalement $(\vec{u_r}, \vec{u_\varphi})$.

Donc l'axe de symétrie est l'intersection des deux plans, qui est l'axe suivant $\vec{u_r}$ donc le champ électrique est suivant $\boldsymbol{\vec{u_r}}$**.** On dit alors que **le champ est radial.**

- **Choix de la surface de Gauss**

La surface de Gauss est une sphère de centre O et de rayon r, à cause de la symétrie. Le champ est radial et constant en tout point de la surface de Gauss.

$$\emptyset = \oiint \vec{E}.\vec{ds} = \frac{\sum Q_{int}}{\varepsilon_0}$$

$\vec{E}\ // \vec{ds}$ Donc : $\oiint \vec{E}.\vec{ds} = \iint E.ds = E \iint ds = E.S = E4\pi r^2 \Rightarrow \emptyset = \boldsymbol{E4\pi r^2} = \frac{\sum \boldsymbol{Q_{int}}}{\boldsymbol{\varepsilon_0}}$

Remarque importante :

Le choix de la surface de Gauss pour une sphère chargée soit en surface soit en volume, ou bien deux sphères (une chargée en volume et l'autre chargée en surface ou bien les deux chargées en surface…) est toujours une sphère de rayon r et de centre O. Et le calcul du flux sera le même, seulement la charge Q_{int} varie selon la distribution.

a. Cas d'une sphère chargée en surface

- Le champ électrostatique E(r) en tout point de l'espace.

Nous avons 2 cas :

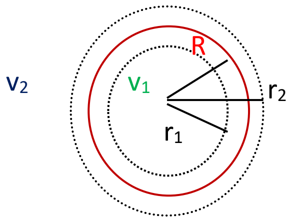
1er cas r<R la surface de Gauss est à l'intérieure de la sphère pour calculer E_1 alors :

$Q_{int} = 0 \Rightarrow \boldsymbol{E_1} = \boldsymbol{0}$

2eme cas r≥ R la surface de Gauss est à l'extérieure de la sphère pour calculer E_2

alors : $dq = \sigma ds \Rightarrow Q_{int} = \sigma 4\pi R^2$

$4\pi R^2$ c'est la surface de la sphère chargé en surface de rayon R.



Donc $E_2 4\pi r^2 = \frac{\sigma 4\pi R^2}{\varepsilon_0} \Rightarrow \boldsymbol{E_2} = \frac{\boldsymbol{\sigma R^2}}{\boldsymbol{\varepsilon_0 r^2}}$

- Le potentiel électrostatique V(r) en tout point de l'espace.

$\vec{E} = -\overrightarrow{grad}v \Rightarrow E = -\frac{dv}{dr}$ **donc** $v = -\int Edr$

1^er^ cas r<R On a $E_1 = 0 \Rightarrow v_1 = C_1$ $(r \in [0, R[)$

2^eme^ cas r≥ R On a $E_2 = \frac{\sigma R^2}{\varepsilon_0 r^2} \Rightarrow v_2 = -\frac{\sigma R^2}{\varepsilon_0}\int \frac{dr}{r^2} = \frac{\sigma R^2}{\varepsilon_0 r} + C_2$ $(r \in [R, +\infty[)$

Calcul des constantes :

- **Le potentiel à l'infini est nul (r ⟶∞) v=0** donc $\lim_{r\to\infty} v_2 = 0$

$\lim_{r\to\infty} \frac{\sigma R^2}{\varepsilon_0 r} + C_2 = 0 \Rightarrow 0 + C_2 = 0$ donc $C_2=0$ Alors $\boldsymbol{v_2 = \frac{\sigma R^2}{\varepsilon_0 r}}$

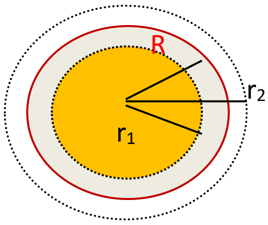
- **Le potentiel est une fonction continue en R** donc $v_1(R) = v_2(R)$

alors $v_1 = C_1 = \frac{\sigma R^2}{\varepsilon_0 R}$ donc $\boldsymbol{v_1 = \frac{\sigma R}{\varepsilon_0}}$

b. Sphère chargée en volume

- Le champ électrostatique E(r) en tout point de l'espace.

Nous avons 2 cas :



1^er^ cas r<R

$v_{sphère} = \frac{4}{3}\pi r^3 \Rightarrow dv = 4\pi r^2 dr$

$dq = \rho dv = \rho 4\pi r^2 dr \Rightarrow Q_{int} = \rho \iiint dv = \rho 4\pi \int_0^r r^2 dr$

On intègre entre 0 et **r** car la charge Qint se trouve dans le volume de la Sphère de Gauss de rayon **r**.

$\Rightarrow Q_{int} = \rho\ \frac{4}{3}\pi r^3$ donc $(*) \Rightarrow E_1 = \frac{\rho\ \frac{4}{3}\pi r^3}{4\pi r^2 \varepsilon_0}$ donc $\boldsymbol{E_1 = \frac{\rho}{3\varepsilon_0} r}$

2^eme^ cas r≥ R

$dq = \rho dv = \rho 4\pi r^2 dr \Rightarrow Q_{int} = \rho \iiint dv = \rho 4\pi \int_0^R r^2 dr$ donc $Q_{int} = \rho\ \frac{4}{3}\pi R^3$

On intègre entre 0 et **R** car la charge Qint se trouve dans le volume de la sphère de rayon **R**.

$$(*) \Rightarrow E_2 = \frac{\rho\ \frac{4}{3}\pi R^3}{4\pi r^2 \varepsilon_0} \quad donc\ \boldsymbol{E_2 = \frac{\rho\ R^3}{3\varepsilon_0 r^2}}$$

1- Le potentiel électrique v(r) en tout point de l'espace.

$\vec{E} = -\overrightarrow{grad}v \Rightarrow E = -\frac{dv}{dr}$ donc $v = -\int Edr$

1[er] cas : r<R

$E_1 = \frac{\rho}{3\varepsilon_0} r \Rightarrow v_1 = -\frac{\rho}{3\varepsilon_0}\int r dr$ donc $\boldsymbol{v_1 = -\frac{\rho}{6\varepsilon_0} r^2 + C_1}$

2[eme] cas r≥ R

$E_2 = \frac{\rho\ R^3}{3\varepsilon_0 r^2} \Rightarrow v_2 = -\frac{\rho\ R^3}{3\varepsilon_0}\int \frac{1}{r^2} dr$ donc $\boldsymbol{v_2 = \frac{\rho\ R^3}{3\varepsilon_0}\frac{1}{r} + C_2}$

Calcul des constantes :

Le potentiel à l'infini (r ⟶ ∞) v=0

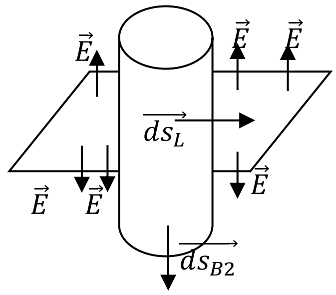
$$\lim_{r\to\infty} \frac{\boldsymbol{\rho\ R^3}}{\boldsymbol{3\varepsilon_0}}\frac{\boldsymbol{1}}{\boldsymbol{r}} + \boldsymbol{C_2 = 0 + C_2 = 0\ Donc\ C_2 = 0}$$

donc $\boldsymbol{v_2 = \frac{\rho\ R^3}{3\varepsilon_0}\frac{1}{r}}$

Le potentiel est une fonction continue en R donc $\boldsymbol{v_1(R) = v_2(R)}$

$\frac{\rho\ R^3}{3\varepsilon_0}\frac{1}{R} = -\frac{\boldsymbol{\rho}}{\boldsymbol{6\varepsilon_0}} R^2 + C_1 \Rightarrow C_1 = \frac{\rho\ R^2}{\varepsilon_0}\left(\frac{1}{3}+\frac{1}{6}\right) = \frac{\rho\ R^2}{2\varepsilon_0}$ donc $\boldsymbol{v_1 = -\frac{\rho\ r^2}{6\varepsilon_0} + \frac{\rho\ R^2}{2\varepsilon_0}}$

5.4. Le champ électrostatique crée par un plan infini



Pour chercher le champ électrique dans un plan infini chargé en surface, on utilise le théorème de Gauss.

La surface de Gauss choisie dans ce cas est un cylindre coupant le plan infini verticalement. Le cylindre est de rayon r et de hauteur h.

Par raison de symétrie le champ est radial et constant en tout point de la surface de Gauss.

Le flux à travers la surface de Gauss est :

$$\emptyset = \oiint \vec{E}.\overrightarrow{dS} = \frac{\sum Q_{int}}{\varepsilon_0}$$

Pour une SG un cylinder on à trois flux.

$$\emptyset = \emptyset_{sbase1} + \emptyset_{Slat} + \emptyset_{sbase2} = \iint \vec{E}.\overrightarrow{dS_{B1}} + \iint \vec{E}.\overrightarrow{dS_{B2}} + \cancel{\iint \vec{E}.\overrightarrow{dS_L}}$$

$$\iint \vec{E}.\overrightarrow{dS_{Lat}} = 0 \text{ car } \overrightarrow{E} \perp \overrightarrow{ds_{\ Lat}}$$

$$\text{Donc} \quad \emptyset = 2\iint E.dS_{base} = 2E.S_{base}$$

$$\Rightarrow \emptyset = 2E.S_{base} = \frac{\sum Q_{int}}{\varepsilon_0} \quad (1)$$

Mme Bachir Nadia et Hadjou Belaid Zakia

$$dq = \sigma ds \;\Rightarrow Q_{int} = \sigma \iint ds = \sigma S_{base}$$

(1)$\Rightarrow 2E.S_{base} = \frac{\sigma S_{base}}{\varepsilon_0}$ donc $\boldsymbol{E} = \frac{\boldsymbol{\sigma}}{\boldsymbol{2\varepsilon_0}}$

Donc $\lim_{R\to\infty}|E| = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$, on dit que le champ pour un plan infini est identique.