

# EM1 : Électrostatique

La notion de champ a été abordée en première année à partir du champ magnétique d'induction. Dans ce chapitre, on va partir de la loi de Coulomb décrivant l'interaction de deux charges ponctuelles pour introduire la notion de champ électrostatique.

## I. Champ électrostatique créé par des charges

### 1. Charge ponctuelle

Comme il a été vu en chimie, les charges individuelles peuvent exister isolées, c'est le cas de l'électron, du proton. Expérimentalement, cette charge est toujours un multiple entier de la charge élémentaire (de Mulliken)  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  C. À plus grande échelle, on peut modéliser un nuage orageux comme une charge macroscopique.

### 2. Distribution continue de charge

Comme en thermodynamique, on définit trois échelles de dimensions (macroscopique, mésoscopique et microscopique) ; à l'échelle intermédiaire, on peut adopter un modèle **continu** de charge car la dimension considérée est grande devant la dimension d'une charge. Pour un système comportant  $n$  particules de charges  $q$  par unité de volume ( $n$  en  $m^{-3}$ ), on définit la **densité volumique de charge** (grandeur intensive en  $C \cdot m^{-3}$ ) :

$$\rho(M) = \frac{dq}{dV} = nq \quad \text{où } V \text{ est un volume élémentaire}$$

Dans le cas d'une distribution de charge formant une couche de faible épaisseur en comparaison des autres dimensions ( $h \ll L, \ell$  pour un pavé), on adopte un modèle surfacique (en négligeant l'épaisseur) avec la **densité surfacique de charge**  $\sigma$  (en  $C \cdot m^{-2}$ ) :

$$\sigma = \frac{dq}{dS}$$

Pour un volume  $V = Sh$ , on a alors la charge totale  $Q = \rho V = \sigma S \Rightarrow \sigma = \rho h$ .

De même, si les charges sont réparties selon un fil de rayon négligeable devant la longueur, on a une **distribution linéique de charge** de densité  $\lambda$  (en  $C \cdot m^{-1}$ ):

$$\lambda = \frac{dq}{d\ell}$$

### 3. Loi de Coulomb

C.A. Coulomb a établi expérimentalement la loi relative à l'interaction électrostatique entre deux charges  $q, q_0$  séparées d'une distance  $r$  :

$$\text{Loi de Coulomb} \quad \vec{F}_{q \rightarrow q_0} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r^2} \vec{u}_r$$

Comme la force de gravitation universelle, il s'agit d'une force newtonienne c'est-à-dire une force centrale (ne dépend que de la distance  $r$ ) et qui décroît en  $1/r^2$  avec la constante  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  F.  $m^{-1}$ .

Avec la loi des actions réciproques, la force de  $q_0$  sur  $q$  est  $\vec{F}_{q_0 \rightarrow q} = -\vec{F}_{q \rightarrow q_0}$ .

### 4. Champ créé par une charge ponctuelle

Pour étudier l'action d'une charge  $q$  en  $O$  indépendamment de la charge test  $q_0$ , on introduit le champ électrique  $\vec{E}$  au point  $M$  tel que, pour  $q_0$  en  $M$  de distant de  $r$ , on ait :  $\vec{F}_{q \rightarrow q_0} = q_0 \vec{E}(M)$  d'où :

$$\vec{E}(M) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \vec{u}_r \quad \text{avec } E \text{ en } V \cdot m^{-1}$$

Le champ électrique créé dans tous l'espace par une charge ponctuelle est radial et ne dépend que de la distance par une loi en  $1/r^2$ .

### 5. Champ créé par une distribution de charge

#### Ensemble de charges ponctuelles

Pour un ensemble de charge  $q_i$  placée en  $A_i$  et distante de  $r_i$  du point  $M$ , la force subit par une charge  $q_0$  en  $M$  est, en vertu du **principe de superposition** :

$$\vec{F}(M) = \sum_i \vec{F}_{q_i \rightarrow q_0} = \sum_i \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0 q_i}{A_i M^3} \overrightarrow{A_i M} \Rightarrow \vec{E}(M) = \sum_i \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0} \frac{\overrightarrow{A_i M}}{A_i M^3} = \sum_i \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_i^2} \vec{u}_i$$

### Distribution continue de charge\*

On généralise la formule précédente pour une distribution  $\mathcal{D}$  volumique, surfacique ou linéique. Dans le cas volumique, pour un élément de charge  $dq = \rho(A)dV$  contenu dans le volume élémentaire  $dV$ , on a par intégration (sur la position de  $A$ ) :

$$\vec{E}(M) = \iiint_{\mathcal{D}} \frac{\rho(A) \overrightarrow{A_i M}}{4\pi\epsilon_0 A_i M^3} dV$$

**Champ disruptif de l'air** sec :  $E_{\text{disruptif}} \approx 3,6 \cdot 10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$  et humide  $E_{\text{disruptif}} \approx 1,10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ .

Foudre ascendante : <https://www.youtube.com/watch?v=R2oIjRhqm9I>

## II. Propriétés de symétrie du champ

### 1. Principe de Curie

Dans une expérience de physique, les effets présentent **au moins** les symétries des causes. Les effets peuvent être plus symétriques que les causes.

### 2. Cas des invariances

#### Invariance par translation

Considérons une distribution de charge dans un parallélépipède infini de normale  $\vec{u}_z$  et d'épaisseur  $2a$  :

$$\rho(z) = \begin{cases} \rho_0 & \text{si } z \in [-a, a] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Cette distribution est invariante pour toutes translations dans le plan  $Oxy$  donc l'effet associé à  $\vec{E}(M)$  ne dépend ni de  $x$ , ni de  $y$ .

#### Invariance par rotation

En coordonnées cylindriques d'axe  $Oz$ , la distribution précédente est invariante par rotation d'angle  $\theta$  (et translation de rayon  $r$ ) d'où le champ engendré est indépendant de  $\theta$  et de  $r$ .

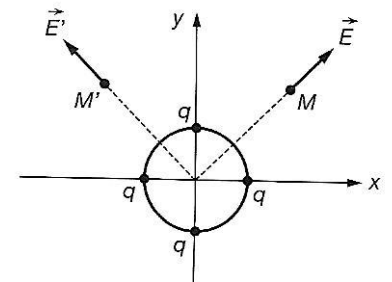
### 3. Cas des symétries

#### Symétrie plane

**Déf :** Considérons une distribution de charge présentant un **plan de symétrie** des charges  $\Pi_S$ , alors pour tout point  $P$  de la distribution  $\mathcal{D}$ , il existe un point  $P' \in \mathcal{D}$  symétrique de  $P$  portant la même charge  $q_{P'} = q_P$  ou distribution de charge  $\rho(P') = \rho(P)$ .

Pour une charge test  $q_0$  en  $M$  ou en son symétrique  $M'$ , les forces perçues et donc les champs électriques sont **symétriques** par rapport à  $\Pi_S$ .

**De plus, pour tout point  $M \in \Pi_S$ , le champ  $\vec{E}(M)$  appartient au plan  $\Pi_S$ .**

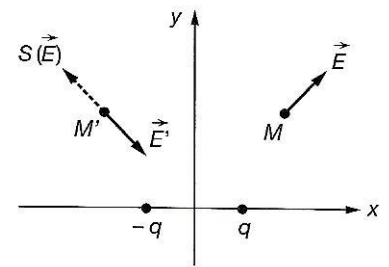


#### Antisymétrie plane

**Déf :** Considérons une distribution de charge présentant un **plan d'antisymétrie** des charges  $\Pi_A$ , alors pour tout point  $P$  de la distribution  $\mathcal{D}$ , il existe un point  $P' \in \mathcal{D}$  symétrique de  $P$  portant une charge opposée  $q_{P'} = -q_P$  ou distribution de charge  $\rho(P') = -\rho(P)$ .

Pour une charge test  $q_0$  en  $M$  ou en son symétrique  $M'$ , les forces perçues et donc les champs électriques sont **antisymétriques** par rapport à  $\Pi_A$  c'est-à-dire, de même norme mais de direction opposée.

**De plus, pour tout point  $M \in \Pi_A$ , le champ  $\vec{E}(M)$  est orthogonal au plan  $\Pi_A$ .**



## III. Potentiel électrostatique

### 1. Énergie potentielle

Le travail d'une force est défini par  $W_{A \rightarrow B}(F) = \int_A^B \vec{F} \cdot d\vec{\ell}$  pour un déplacement  $A \rightarrow B$ .

Pour une force centrale, ce travail ne dépend pas du chemin suivi et la force dérive d'une énergie potentielle  $\mathcal{E}_p$  telle que

$W_{A \rightarrow B}(F) = \mathcal{E}_p(A) - \mathcal{E}_p(B)$ . C'est le cas de l'attraction gravitationnelle  $\vec{F}_G \Rightarrow \mathcal{E}_{pp} = -\frac{Gm_1 m_2}{r} + \text{cte}$  et de l'interaction électrostatique (à savoir démontrer) :

**énergie potentielle électrique :**  $\mathcal{E}_{pe} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r}$

## 2. Potentiel électrostatique et circulation du champ

**Déf :** L'énergie potentielle est proportionnelle à la charge  $q_0$  de la particule test, de même que l'on a défini un champ indépendant de cette charge, on définit un **potentiel électrique**  $V$  tel que  $V(M) = \mathcal{E}_{pe}(M)/q_0$ , on a donc :

$$V(M) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 AM}$$

Et pour une distribution de charges ponctuelles  $\{q_i\}$  en  $A_i$  ou volumique  $\rho(P)$  dans la distribution  $\mathcal{D}$  :

$$V(M) = \sum_i \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 A_i M} \quad \text{ou} \quad V(M) = \iiint_{\mathcal{D}} \frac{\rho(P)}{4\pi\epsilon_0 PM} dV$$

## 3. Lien entre le champ $\vec{E}$ et le potentiel $V$

Le travail de la force électrostatique  $W_{A \rightarrow B}(F_E) = \mathcal{E}_{pe}(A) - \mathcal{E}_{pe}(B) = q_0[V(A) - V(B)]$ , on en déduit que :

la circulation du champ électrique (intégrale curviligne) le long d'une courbe orientée est égale à la diminution du potentiel électrostatique :

$$C_E = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = V(A) - V(B)$$

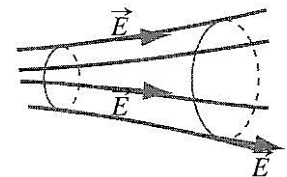
Pour  $A$  et  $B$ , on en déduit  $\vec{E} \cdot d\vec{\ell} = -dV$  (lié à la différentielle de la fonction potentiel). Alors, pour un champ électrique **statique**, de même que :

$$\vec{F}_{q \rightarrow q_0} = -\overrightarrow{\text{grad}} \mathcal{E}_{pe} \quad \text{on a} \quad \vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V \quad \text{puisque} \quad \vec{F}_{q \rightarrow q_0} = q_0 \vec{E} \quad \text{et} \quad \mathcal{E}_{pe} = q_0 V$$

## 4. Lignes de champ et surface équipotentielle

**Déf :** Comme cela a déjà été défini pour le champ magnétique en 1<sup>ère</sup> année :

- une **ligne de champ** électrique est une courbe tangente en tous points au champ électrique
- un **tube de champ** est un ensemble de ligne de champ s'appuyant sur une courbe fermée
- une **équipotentielle** est une surface où tous les points ont un même potentiel  $V$  constant



De la relation  $\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V$ , on peut déduire les propriétés suivantes :

- pour deux points  $A$  et  $B$  proches sur une même ligne de champ ( $\overrightarrow{AB} \parallel \vec{E}$ ) :

$$\int_A^B \overrightarrow{\text{grad}} V \cdot d\vec{\ell} = V(A) - V(B) \quad \text{et} \quad \int_A^B \overrightarrow{\text{grad}} V \cdot d\vec{\ell} = \int_A^B -\vec{E} \cdot d\vec{\ell} \approx -\vec{E} \cdot \overrightarrow{AB} \leq 0$$

**Le long d'une ligne de champ électrostatique parcourue dans le sens du champ, le potentiel décroît.**

- pour deux points  $M$  et  $M'$  voisins au sein d'une même équipotentielle, avec  $M$  sur la ligne de champ  $\vec{E}(M)$ , on a :

$$V(M) - V(M') = 0 = -\vec{E} \cdot \overrightarrow{MM'} \Rightarrow \vec{E} \perp \overrightarrow{MM'}$$

**Les équipotentielles sont en tout point orthogonales aux lignes de champ.**

# IV. Théorème de Gauss

## 1. Flux d'une charge à travers une sphère

On considère une charge  $Q$  en  $O$  qui crée un champ  $\vec{E}(M) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \vec{u}_r$  et une sphère  $S$  de centre  $O$  et de rayon  $r$ .

**Déf :** On définit le **flux** du champ électrique sortant de la surface  $\Sigma$  par :  $\Phi_E = \iint_{\Sigma} \vec{E} \cdot d\vec{S}$

Dans le cas de la sphère, la surface **fermée** est normale et orientée vers l'extérieur donc normale en tout point au champ (c'est une équipotentielle), le flux s'écrit alors :

$$\oiint_{\Sigma} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iint_{\text{sphère}} \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} dS = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \iint_{\text{sphère}} dS = \frac{Q}{\epsilon_0} = \Phi_E$$

On en déduit que le flux sortant d'une sphère est indépendant du rayon. Cette formule se généralise pour une distribution de charge quelconque et pour une surface quelconque. (*Démonstration dans un chapitre ultérieur.*)

## 2. Théorème de Gauss

Pour une surface fermée  $\Sigma$ , orientée vers l'extérieur, on distingue les charges situées à l'intérieur de  $\Sigma$  qui contribuent au flux de  $\vec{E}$  d'un facteur  $q_i/\epsilon_0$  des charges extérieures dont la contribution à  $\Phi_E$  est nulle.

On note  $\sum_i q_i = Q_{int}$  où  $Q_{int}$  est la charge totale **intérieure** à  $\Sigma$ .

**Théorème de Gauss :** le flux du champ électrostatique sortant d'une surface fermée  $\Sigma$  est lié à la charge totale intérieure à  $\Sigma$  par :

$$\Phi_E = \oiint_{\Sigma} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{int}}{\epsilon_0}$$

## 3. Analogie avec la gravitation

En raison de la forte analogie entre les forces de gravitation et de Coulomb, le théorème de Gauss peut être appliqué à la gravitation en considérant les équivalences suivantes :

	Électrostatique	Gravitation
Source	Charge $q$ en Coulomb ( $q \geq 0$ ou $q < 0$ )	Masse $m$ en kg ( $m \geq 0$ )
Force	$\vec{F}_C = \frac{q_0 q_1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \vec{u}_r = q_0 \vec{E}$	$\vec{F}_G = \frac{-Gm_0 m_1}{r^2} \vec{u}_r = m_0 \vec{g}$
Constante	$1/\epsilon_0$	$[-4\pi G] \quad G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}$
Champ	$\vec{E} = \iiint_V \frac{\rho}{4\pi\epsilon_0 r^2} d\tau \vec{u}_r \quad \text{en V} \cdot \text{m}^{-1}$	$\vec{g} = \iiint_V -\frac{G\mu}{r^2} d\tau \vec{u}_r \quad \text{en m} \cdot \text{s}^{-2}$
Th. de Gauss	$\oiint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{int}}{\epsilon_0}$	$\oiint_S \vec{g} \cdot d\vec{S} = -4\pi G M_{int}$
Potentiel	$\vec{F}_C = q_0 \vec{E} = -q_0 \overrightarrow{\text{grad}} V = -\overrightarrow{\text{grad}} \mathcal{E}_{pe}$	$\vec{F}_G = m_0 \vec{g} = -\overrightarrow{\text{grad}} \mathcal{E}_{\text{pot. pesanteur}}$
Énergie pot.	$\mathcal{E}_{pe} = qV + \text{cte}$	$\mathcal{E}_{pp} = mgz + \text{cte}$
Structure du champ	$\begin{cases} \text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = \vec{0} \end{cases}$	$\begin{cases} \text{div } \vec{g} = -4\pi G \mu \\ \overrightarrow{\text{rot}} \vec{g} = \vec{0} \end{cases}$

## V. Distribution à haut degré de symétrie

### 1. Méthode d'étude des champs et potentiels

En dehors du cas de distribution discrète de charge, l'utilisation du théorème de Gauss est à privilégier pour le calcul de  $\vec{E}$  et  $V$ .

Dans ce cas, il faut commencer par analyser les symétries et invariances permettant parfois de définir la direction du champ  $\vec{E}$  puis effectuer le choix judicieux d'une surface fermée passant par le point  $M$  dont on veut connaître  $\vec{E}(M)$  (surface de contrôle ou de Gauss, en général c'est une **équipotentielle**) et calculer le flux avec le théorème de Gauss.

### 2. Boule uniformément chargée en volume

#### Application : modèle du noyau atomique

On cherche à établir l'énergie nécessaire pour constituer un noyau atomique et donc compenser la répulsion électrostatique.

On doit donc avoir une énergie potentielle électrique de la forme de :  $\mathcal{E}_{pe} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r}$

Pour cela, on considère un modèle de noyau sphérique de densité de charge uniforme  $\rho$  dans lequel, on ajoute par sphères successives des charges depuis l'infini (donc d'énergie nulle). Si on part d'une sphère de rayon  $R'$  inférieure au rayon final  $R$ , et que l'on cherche à atteindre un rayon  $R' + dR'$ , il faut ajouter une couronne sphérique de volume  $\delta\mathcal{V} = 4\pi R'^2 dR'$  et de charge  $\delta q = \rho \delta\mathcal{V}$ .

Comme la couronne est située à l'extérieur des charges précédentes  $Q_{R'}$ , elle subit le potentiel extérieur :

$$V(r > R') = \frac{Q_{R'}}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{\rho}{4\pi\epsilon_0 r} \frac{4}{3}\pi R'^3 = \frac{\rho R'^3}{3\epsilon_0 r}$$

L'énergie potentielle lors du déplacement de charge est alors (en norme) :

$$d\mathcal{E}_{p,\text{noyau}} = \delta q \cdot \left[ V(r = R') - \underbrace{V(r = \infty)}_{=0} \right] = \rho \delta\mathcal{V} \cdot V(R') = \rho 4\pi R'^2 dR' \frac{\rho R'^3}{3\epsilon_0 R'} = \frac{4\pi\rho^2 R'^4 dR'}{3\epsilon_0}$$

En intégrant pour  $R'$  de 0 au rayon total  $R$  du noyau, il vient :

$$\mathcal{E}_{p,\text{noyau}} = \int_0^R \frac{4\pi\rho^2 R'^4}{3\varepsilon_0} dR' = \frac{4\pi\rho^2 R^5}{15\varepsilon_0} = \frac{3Q^2}{4\pi\varepsilon_0 R} \quad (\text{avec } Q = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho)$$

Pour un noyau de cobalt  ${}^{60}_{27}\text{Co}$ , la charge est  $Q = Ze$  avec  $Z = 27$  et le rayon peut être estimé à  $R = A^{\frac{1}{3}} R_0$  où  $R_0 = 1,3 \cdot 10^{-15} \text{m}$  alors  $\mathcal{E}_{\text{Co}} \approx 1,2 \cdot 10^2 \text{MeV}$ . Cette énergie répulsive est compensée par l'**interaction nucléaire forte**.

### 3. Cylindre infinie uniformément chargé

### 4. Plan uniformément chargé en surface

## VI. Modèles de condensateur

### 1. Description du modèle

Un condensateur est constitué de deux armatures conductrices qui se font faces. On considère un condensateur plan formé de deux carrés d'aire  $S$  de normale  $\vec{u}_z$  séparées de la distance  $e$ , nommée écartement par du vide.

Lorsque ce composant est branché sur un générateur qui impose une différence de potentiel  $U$ , un champ  $\vec{E}$  apparaît dans l'espace inter-armature et des charges opposées s'accumulent sur les faces.

On envisage un modèle tel que l'écartement est petit devant le côté des armatures ce qui revient à considérer les armatures comme des plans infinis.

### 2. Expression du champ inter-armature

### 3. Capacité

### 4. Aspect énergétique

En convention récepteur, la puissance électrique s'exprime par :  $\mathcal{P}_e(t) = u(t) \cdot i(t)$ , avec pour un condensateur :

$$u = \frac{q}{C} \quad \text{et} \quad i = \frac{dq}{dt} = C \frac{du}{dt}$$

L'énergie électrique reçue entre  $t_1$  et  $t_2$  s'écrit alors :

$$W_e = \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{P}_e(t) dt = \int_{t_1}^{t_2} u(t) \cdot i(t) dt = \int_{t_1}^{t_2} \frac{q}{C} dq = \left[ \frac{q^2}{2C} \right]_{t_1}^{t_2} = \frac{q_2^2 - q_1^2}{2C}$$

En supposant que le condensateur n'est pas chargé à  $t_1$  donc  $q_1 = 0$ , on a :

L'énergie emmagasinée par un condensateur chargé est 
$$W_e(t) = \frac{q(t)^2}{2C} = \frac{Cu(t)^2}{2}$$

Pour un condensateur plan, le champ électrique est uniforme sur le volume  $\mathcal{V} = Se$  du condensateur.

On définit une densité volumique d'énergie électrique par :

$$u_E = \frac{W_e}{\mathcal{V}} = \frac{q^2}{2C\mathcal{V}} = \frac{\sigma^2 S^2}{2CS e} = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon_0} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E^2$$

Cette énergie ne dépend que du champ électrique en chaque point indépendamment de la géométrie.

Déf : La densité volumique d'énergie du champ électrique s'écrit : 
$$u_E = \frac{dW_e}{d\mathcal{V}} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E^2$$

### 5. Cas des condensateurs sphériques et cylindriques

À savoir démontrer  $\not\approx$  :

$$C_{\text{sphérique}} = \frac{4\pi\varepsilon_0}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}} \quad \text{et} \quad C_{\text{cylindrique}} = \frac{2\pi\varepsilon_0 h}{\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}$$

Notions et contenus	Capacités exigibles
<b>1 Champ électrostatique</b>	
<p>Loi de Coulomb. Champ et potentiel électrostatiques créés par une charge ponctuelle : relation <math>\mathbf{E} = -\text{grad } V</math>. Principe de superposition.</p> <p>Circulation conservative du champ électrique et signification physique : énergie potentielle d'une charge <math>q</math> dans un champ <math>\mathbf{E}</math>. Équation locale <math>\text{rot } \mathbf{E} = \mathbf{0}</math>.</p> <p>Propriétés de symétrie.</p> <p>Théorème de Gauss et équation locale <math>\text{div } \mathbf{E} = \rho/\epsilon_0</math>.</p> <p>Propriétés topographiques.</p>	<p>Citer l'ordre de grandeur du champ créé par le noyau sur l'électron dans un atome d'hydrogène.</p> <p>Associer la circulation de <math>\mathbf{E}</math> au travail de la force <math>q\mathbf{E}</math>.</p> <p>Utiliser le théorème de Stokes. Associer les propriétés locales <math>\text{rot } \mathbf{E} = \mathbf{0}</math> dans tout l'espace et <math>\mathbf{E} = -\text{grad } V</math>.</p> <p>Associer la relation <math>\mathbf{E} = -\text{grad } V</math> au fait que les lignes de champ sont orthogonales aux surfaces équipotentielles et orientées dans le sens des potentiels décroissants.</p> <p>Exploiter les propriétés de symétrie des sources (translation, rotation, symétrie plane, conjugaison de charges) pour prévoir des propriétés du champ créé.</p> <p>Choisir une surface adaptée et utiliser le théorème de Gauss. Justifier qu'une carte de lignes de champs puisse ou non être celle d'un champ électrostatique ; repérer d'éventuelles sources du champ et leur signe.</p> <p>Associer l'évolution de la norme de <math>\mathbf{E}</math> à l'évasement des tubes de champ loin des sources.</p> <p>Déduire les lignes équipotentielles d'une carte de champ électrostatique, et réciproquement.</p> <p>Évaluer le champ électrique à partir d'un réseau de lignes équipotentielles.</p>
<b>2 Exemples de champs électrostatiques</b>	
<p>Dipôle électrostatique. Moment dipolaire Potentiel et champ créés.</p> <p>Actions subies par un dipôle placé dans un champ électrostatique d'origine extérieure : résultante et moment.</p> <p>Énergie potentielle d'un dipôle rigide dans un champ électrostatique d'origine extérieure.</p> <p>Approche descriptive des interactions ion-molécule et molécule-molécule. Dipôle induit. Polarisabilité.</p>	<p>Décrire les conditions de l'approximation dipolaire.</p> <p>Établir l'expression du potentiel <math>V</math>. Comparer la décroissance avec la distance du champ et du potentiel dans le cas d'une charge ponctuelle et dans le cas d'un dipôle. Tracer l'allure des lignes de champ.</p> <p>Utiliser les expressions fournies de l'énergie potentielle <math>E_p</math>, de la résultante <math>\mathbf{F}</math> et du moment <math>\mathbf{M}</math>.</p> <p>Prévoir qualitativement l'évolution d'un dipôle dans un champ d'origine extérieure <math>\mathbf{E}</math>.</p> <p>Expliquer qualitativement la solvatation des ions dans un solvant polaire.</p> <p>Expliquer qualitativement pourquoi l'énergie d'interaction entre deux molécules polaires n'est pas en <math>1/r^3</math>.</p> <p>Exprimer la polarisabilité d'un atome en utilisant le modèle de Thomson. Associer la polarisabilité et le volume de l'atome en ordre de grandeur.</p>
<p>Plan infini uniformément chargé en surface. Condensateur plan modélisé par deux plans parallèles portant des densités superficielles de charges opposées et uniformes. Capacité. Densité volumique d'énergie électrostatique.</p>	<p>Établir l'expression du champ créé.</p> <p>Établir l'expression du champ créé.</p> <p>Déterminer la capacité du condensateur.</p> <p>Citer l'ordre de grandeur du champ disruptif dans l'air.</p> <p>Associer l'énergie d'un condensateur apparue en électrocinétique à une densité volumique d'énergie.</p>
<p>Noyau atomique modélisé par une boule uniformément chargée : énergie de constitution de la distribution.</p>	<p>Exprimer l'énergie de constitution du noyau à un préfacteur numérique près par analyse dimensionnelle.</p> <p>Obtenir le préfacteur numérique en construisant le noyau par adjonction progressive de charges apportées de l'infini.</p> <p>Relier les ordres de grandeur mis en jeu : rayons et énergies. Justifier la nécessité de l'interaction forte.</p>
<b>3 Analogies avec le champ gravitationnel</b>	
<p>Analogies formelles entre champ électrostatique et champ gravitationnel.</p>	<p>Mettre en évidence les analogies formelles entre les forces électrostatique et gravitationnelle pour en déduire l'analogie des propriétés des champs.</p>

## Démonstrations et notions à maîtriser :

- Loi de Coulomb, champ électrique créé par une charge
- Énergie potentielle électrique, potentiel électrique, lien avec le champ électrique
- Théorème de Gauss (cas électrique et gravitationnel) et application à des exemples simples
- Modèle du condensateur