

LP 30 - Rayonnement Dipôle électrique

deçon présentée le 16/03/2016 par sammé kettier et corrigée par B. Lamin.

Rapports du jury:

(2013) - Certain candidats utilisent un modèle faisant intervenir une charge électrique variable, ce qui ne semble pas très réaliste.

(2016 - 2009) - La polarisation de l'onde émise n'est pas toujours présente. L'auteur doit être mis sur l'interprétation physique des propriétés du rayonnement dipolaire électrique.

(2008 - 2007) - Le calcul des champs rayonnés doit être présenté de manière synthétique, en détaillant davantage les approximations successives nécessaires. La discussion des relations obtenues et la présentation d'applications sont essentielles.

Bibliographie: * CPP Prépa physique PC-PC^K, 8ème année, Pearson, 2010.

Plan :

I Rayonnement d'un dipôle électrique oscillant

- 1) Cadre de l'échelle
- 2) Approximations
- 3) Calculs des champs

II Propriétés du rayonnement dipolaire dans la zone de rayonnement

- 1) Caractéristiques des champs
- 2) Aspect énergétique du rayonnement
- 3) Dipôle oscillant dipôle de Hertz

III - Applications d'une antenne

- 1) lien entre courant et moment dipolaire dans un fil conducteur
- 2) vérification des approximations pour une antenne simple
- 3) Champs rayonnés par une antenne de grande taille

IV - Diffusion de Rayleigh

- 1) Modèle de l'électron élastiquement lié
- 2) Pouvoir du soleil et du soleil
- 3) Polarisation

Introduction:

* Jusqu'à maintenant nous avons étudié les ondes électromagnétiques dans le vide et dans les diélectriques. Mais nous intéresser au moyen de la production. Le but de cette leçon est d'apprendre quelques effectuons sur la manière dont ces ondes sont générées et d'en voir quelques applications.

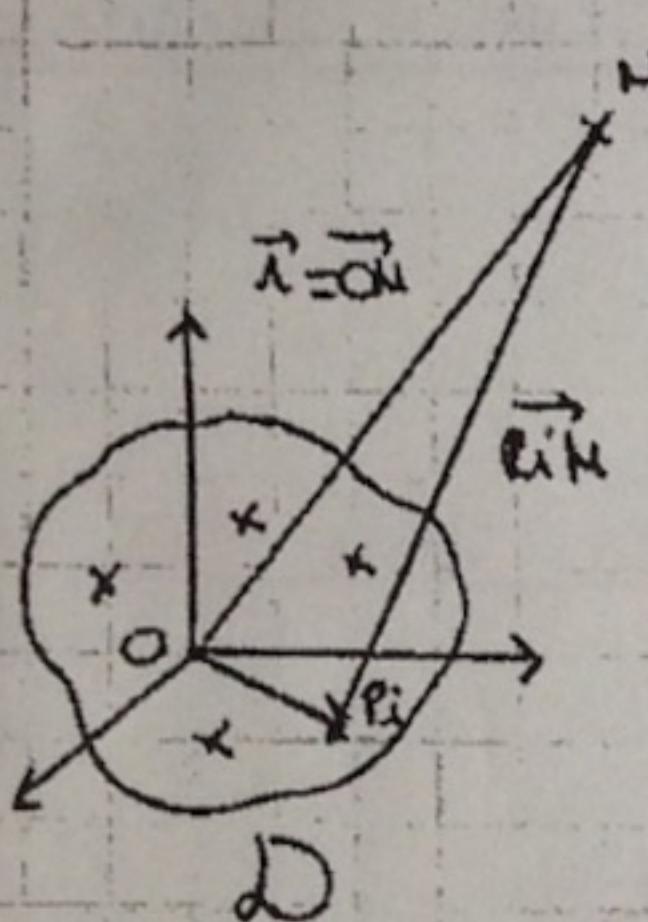
* Expérience

on envoie une onde plane issue d'une lampe ΦI sur une cuve contenant de l'eau. En sortant, on observe rien de particulier. Puis comme, si on rajoute quelque chose de lourd en eau, on observe une légère tache blanchie de l'eau dans la cuve et on observe sur l'écran une couleur rouge sur la lumière en se tenant de la cuve. En face de la cuve, on met deux polariseurs \rightarrow et \uparrow , on observe une atténuation de la lumière pour le polariseur \leftarrow

↳ cette façon nous permettra de comprendre cette expérience

I - Rayonnement d'un dipôle électrique oscillant.

1) Cadre de l'étude



On considère une distribution de charge occupant un domaine D . Ce domaine est le lieu de courant créé par le mouvement de différentes charges. On suppose qu'en dehors de D , il n'existe ni charge, ni courant.

On travaille dans le jauge de Lorentz, on peut alors écrire :

$$\nabla \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = \mu_0 \vec{j} \quad \text{d'après les équations de Maxwell.}$$

La solution pour des périodes non relativistes (nous les utiliserons le potentiel de Liénard et Wiechert) est :

$$\vec{A}(M, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_D \frac{\vec{j}(P, t - \frac{|PM|}{c})}{|PM|} dV$$

pour une distribution discrète :

$$\vec{A}(M, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{i \in D} q_i \vec{v}_i \left(\frac{1}{|PM|} - \frac{1}{|PiM|} \right)$$

On utilise une distribution discrète pour la commodité du calcul, on s'intéresse au potentiel réel que nous permet d'avoir \vec{B} et \vec{E} .

Cette expression est connue sous le nom de potentiel retard. Elle traduit le fait que \vec{B} chemise \vec{E} et met un certain temps à se propager d'un point à l'autre de l'espace. L'informat

On va faire de l'approximation dans un cercle restreint

2) Approximation

On va faire 2 approximations :

1) On se s'intéresse qu'aux champs produits à grandes distances.

$r \gg a$ avec a la taille typique de \mathcal{D})

2) On considère que le retard de chaque source est le même (les différences de retard sont négligées)
on a alors :

$$\frac{t - |P_i(t)|}{c} \approx t - \frac{\tau}{c} = t - \text{ret} \quad \text{et } |P_i(t)| \approx r.$$

Dans ce cadre, $\vec{A}(M, t) = \frac{vo}{4\pi r} \vec{q}_i \vec{r}_i (t - \text{ret})$

$$= \frac{vo}{4\pi r} \vec{q}_i \frac{\vec{dr}_i}{dt - \text{ret}} (\text{tret})$$

$$= \frac{vo}{4\pi r} \frac{d}{dt - \text{ret}} [\vec{q}_i \vec{r}_i (\text{tret})]$$

$\vec{P}(\text{tret})$ moment dipolaire

$$\Rightarrow \vec{A}(M, t) = \frac{vo}{4\pi r} \frac{\vec{P}}{r}.$$

3) Calcul des champs

Pour déterminer \vec{B} et \vec{E} , il suffit d'exprimer $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}(M, t)$ et intégrer l'équation de Maxwell Ampère pour avoir \vec{E} .

Pour simplifier on considère le cas d'un moment dipolaire qui garde une direction constante (direction \vec{O}_z)

→ voir transposition.

On avait supposé $a \ll r$ et $cT \gg a$ avec cT correspondant à la distance parcourue par l'information sur la durée T (durée typique de radiation).

Pour un phénomène périodique, $cT = \lambda$

En ordre de grandeur on a

$$\frac{\vec{P}(\text{tret})}{r^2 c} \approx \frac{\vec{P}}{r^2 c T} \quad \text{et} \quad \frac{\vec{P}}{rc^2} \approx \frac{\vec{P}}{rc^2 T^2}$$

2 cas sont identifiables.

- zone de champs proche ($a \ll r \ll cT$) (qui ne m'intéresse pas)
- zone de rayonnement ($a \ll cT \ll r$) (qui nous intéresse)

Pour la zone de rayonnement, la distance d'observation est très grande, le retard induit par la propagation de l'information est primordial.

DIMES \approx $\frac{\text{puissance}}{\text{UTCF}}$ mais ce
qui peut aussi faire $E(t,r) \approx \frac{p(tret)}{8\pi r^2}$

On va étudier les propriétés de ce rayonnement.

II. Propriété du rayonnement dipolaire dans le sens de rayonnement.

1) Caractéristique des champs.

- * Les champs perçus décroissent en $1/r$. Ils ne décroissent pas plus vite de la puissance contrairement au cas statique (où les champs E décroissent en $1/r^3$ pour un dipôle électrostatique). On a une décroissance lente.
- * Les champs sont anisotropes (à cause du $\sin(\theta)$). Ils sont nuls en tout point situés sur l'axe du moment dipolaire ($\theta = 0, \pi$)
- * La dépendance en $tret = t - r/c$ indique que le champ créé à grande distance se propage à la vitesse c (courant d'é).
- * Évidemment $B \perp E \perp \vec{r}$ (direction de propagation). Donc le champ E a une structure d'onde plane évoluant perpendiculairement rectiligne.
- * Le champ E à grande distance est généré par p (deuxième seconde / t du moment dipolaire) \rightarrow Le champ E n'existe que si les charges en mouvement sont accélérées. (c'est la caractéristique la plus importante)

2) Aspect énergétique du rayonnement.

On souhaite déterminer la propriété énergétique de celui-ci avec l'expression du rayon de puissance.

$$\bar{P}(N,t) = \bar{E} I M(t) \perp B(N,t) = \frac{\bar{p}^2 (tret)}{16 \pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2} \text{ où}$$

on voit que : la

- * La puissance rayonnée est anisotrope, aucune puissance n'est rayonnée sur l'axe du moment dipolaire. La puissance émise est maximale dans la direction \perp à cet axe.
- * \bar{P} est radial.
- * Un système de charges en mouvement non uniforme produit toujours de l'énergie

La puissance moyenne rayonnée à travers une sphère de rayon r s'obtient facilement en intégrant \bar{P} sur la sphère.

$$\begin{aligned} P_{ray}(n, tret) &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\phi \int_0^{\infty} r^2 \sin(\theta) \frac{I\bar{I}(n, \theta)}{4\pi} d\theta d\phi dr \\ &= \frac{\bar{P}^2(tret)}{8\pi \epsilon_0 c^3} \underbrace{\int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta \sin^3(\theta)}_{1/3} \\ &= \frac{\bar{P}^2(tret)}{6\pi \epsilon_0 c^3} \end{aligned}$$

La puissance rayonnée ne dépend pas de la distance : ceci traduit le fait que en moyenne puisque la puissance ne dépend pas avec r .

On va représenter le diagramme du rayonnement en puissance au temps.

On trace la fonction $F_p(n, \theta) = \frac{I\bar{I}(n, \theta, t)}{I\bar{I}_{\max}(n, \theta, t)}$

→ voir transparent.

À ce stade, on va regarder un cas particulier de distribution de charge qui interviennent fréquemment dans des situations physiques.

3) Dipôle oscillant de Hertz

Soit un doublet de charge $+q, -q$ dont le moment dipolaire varie de façon sinusoidale à la pulsation ω .

Si $P(t)$ et $N(t)$ sont les positions respectives de ces charges,

$$\bar{P}(tret) = q \bar{N} \bar{P}(tret) = q u \cos(\omega t) \hat{e}_3 \quad T = 2\pi/\omega$$

$$P_{ray}^{(w)}(tret) = \frac{a^2 q^2 \omega^6 \cos^2(\omega t)}{6\pi \epsilon_0 c^3} \quad \text{puissance rayonnée par le système.}$$

Un doublet de charge émet donc une puissance d'autant importante qu'il oscille rapidement puisque les pulsations interviennent en puissance 2.

Les propriétés fondamentales du rayonnement ayant été établies, voyons comment elles s'appliquent de façon concrète : intéressons-nous aux antennes.

III. Applications aux antennes

Une antenne est un conducteur ou système de conducteurs au sein duquel un courant variable est présent et générant à grande distance un rayonnement EM.

1) Lien entre courant et moment dipolaire dans une petite antenne

Soit une antenne de Section 3 et de longueur l. Il suffisamment petit pour que le réellement densité volumique de courant j soit constant → à un temps donné

Les charges sont reparties de façon discrète et l'élément est globalement neutre.

Le moment dipolaire s'écrit $\vec{p}_d(t) = \sum_i q_i \vec{r}_i(t)$

$$\vec{j} = \sum_i \frac{q_i \vec{v}_i(t)}{\ell s}, \text{ on a } \frac{d\vec{p}_d}{dt} = \vec{j} \times \vec{l} s = \vec{j}(t) \vec{s}$$

finalement $\ddot{p}_d(t_{ret}) = \vec{j}_{disc}(t_{ret})$

abrév

* un conducteur parcouru par un courant variable émet à grande distance un champ EM capable de transmettre de l'information (c'est ce qui est utilisé dans une antenne)

* la puissance rayonnée augmente avec I , w (par la loi de Véga / Bret) et ℓ . D'où la nécessité à I d'être modulé pour émettre l'information avec une portée de fréquence élevée pour éviter d'avoir des antennes gigantesques.

2) Vérification des approximations pour une antenne réelle.

On a trouvé que dans l'approximation du pôle électrique,

$$E = \frac{1}{4\pi r^2 \epsilon_0 c^2} \sum_i (Q_i) \ddot{p}_d(t - \frac{r}{c}) \text{ et } \text{Mais dans le cas d'une antenne réelle } \ell \sim 1m, \text{ les approximations sont-elles vérifiées ?}$$

* On a trouv. si on observe à grande distance.

* La gamme de fréquence couramment utilisée pour la transmission par antenne (Wi-Fi, GPS, Bluetooth) correspond au domaine de micro-ondes $f \sim 3 \text{ GHz} \rightarrow 300 \text{ GHz}$.

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{3 \cdot 10^8}{3 \cdot 10^8 (300 \text{ GHz})} = 1 \text{ m}, \text{ on a pas } \ell \ll \lambda = cT$$

↳ l'ARCS n'est pas respecté pour une antenne réelle.

Par contre, le modèle est validé pour des petits conducteurs. En fait, pour tracer le champ rayonné pour une antenne réelle, il faut de considérer celle-ci comme une somme de petits conducteurs et de sommer les contributions du chacun.

3) Champ rayonné pour une antenne réelle.

On considère une antenne de longueur ℓ réelle parcouru par un courant sinusoidal. Le passage en notation complexe fournit $I(z,t) = f(z) e^{i\omega t}$ où $f(z)$ défini la répartition spatiale de I

Cette fois, on va développer les retards et on voit de l'approximation que les retards sont tous les mêmes.

→ transparent.

Le champ rayonné par l'antenne s'écrit comme le produit d'un terme dépendant uniquement de la position du point par un terme lié à la structure de courants dans l'antenne.

Le dernier, appelé facteur de structure va différer suivant les antennes considérées.

- * il s'agit comme la TF spatiale de l'intensité dans l'antenne les facteurs de structure apparaissent en diffraction.
- κ chaque élément de l'antenne émet une onde qui va interférer en M avec les ondes émises par les autres éléments de l'antenne.
- * Ces interférences peuvent être constructives ou destructives. On peut créer alors un réseau d'antenne qui interfèrent constructivement dans une direction privilégiée. Cela amplifie la directivité de l'antenne et donc la transmission de l'information si la réception est à un endroit précis.

On va maintenant appliquer cette théorie au cas de l'interaction entre matière et rayonnement.

IV - Diffusion de Rayleigh

1) Modèle de l'électron élastiquement fixe

→ transparent.

- * L'émission d'un rayonnement EM est faite par un nuage électronique qui est créé par un champ électrique sinusoidal.
- κ La puissance rayonnée par le dipôle est proportionnel à w^4 . La puissance rayonnée par le bleu est $16 \times$ plus grande que pour le rouge.

2) La couche du ciel et du soleil → transparent

- Dans l'atmosphère, le rayonnement solaire subit une diffusion de Rayleigh qui absorbe le rayonnement direct transmis en couche bleue. Cette couche étant diffusée par l'atmosphère, le ciel nous apparaît bleu.
- Quand le soleil est au zenith, le rayonnement solaire traverse une faible épaisseur d'atmosphère. L'absorption en couche bleue du rayonnement direct transmis est faible: le soleil nous apparaît essentiellement bleu au jour clair.
- Quand le soleil se couche, le rayonnement solaire traverse une grande épaisseur de l'atmosphère. L'absorption en couche bleue par diffusion est important: le soleil nous apparaît orange-rouge.
- Expérience: le faisceau de lumière blanche n'est pas, au cours de son chemin dans la couche s'apprécier petit à petit en rayonnement à haute fréquence (bleu). Le bleu diffuse dans la couche, en sort de la couche, seule les composantes de basse fréquence (rouge) sont transmises.

3) Polarisation → transparent

L'aspect bleuté n'est pas le seul fait remarquable de cette expérience. Il y a de plus une polarisation de la lumière diffusée dans la couche. En fait, la lumière émise initialement est non polarisée et le champ électrique excite

Si la direction d'observation se fait selon l'axe, aucune puissance ne mesuré pourront de dépoler cette direction ($\Theta = 0$)
 de champs électrique reçu par l'observateur ne prouveront donc que des dipôles polarisés suivant E_y ($\Theta = \pi/2$). Cela-ci permettent un champs électrique polarisé selon E_y . On a donc une polarisation du rayonnement observé.

→ voir transparent.

Conclusion :

Dans cette leçon, nous avons exprimé les champs E et B en faisant 2 hypothèses : l'approximation dipolaire et l'ARCS des sources. Ces expressions nous ont appris que ce sont les charges accélérées qui rayonnent de l'énergie. On peut facilement visualiser la puissance rayonnée selon la direction d'observation grâce à un diagramme de rayonnement.

Pour finir nous avons vu deux applications :

* la centration pour laquelle c'est la variation de l'intensité qui crée un rayonnement EM.

* la diffusion de Rayleigh pour laquelle l'émission d'un rayonnement EM est faite par déplacement d'un nuage électrique par rapport au moyen sous l'effet d'un champ EM.

La diffusion de Rayleigh explique notamment le ciel bleu et du soleil.

Commentaires :

* jauge de Lorentz : $\text{dir}(\vec{A}) + E_0 v_0 \frac{\partial V}{\partial t} = 0$

* on comprend que seule les charges et leur vitesse peuvent rayonner car ($\Sigma F = m\ddot{v}$) le rayonnement doit exister si un charge de référence un mouvement uniforme s'apparente à un repos. Ou on a une force d'énergie pour rayonner et donc une partie de cette force $\frac{\partial mv}{\partial t} \neq 0$.

* Pour le dipôle oscillant de Hertz il y a un passage en 0, les charges se disent.

* ARCS pas pour un atome se rapprochant d'un rayonnement optique.

taille atomique 10^{-10} et rayonnement optique 10^{-6} m.

* $\oint \vec{H} \cdot d\vec{s} = P_{\text{ray}}$ car il y a conservation de l'énergie EM.
 $\frac{dw_0}{dt} + \text{dir}(\vec{H}) = - \vec{j} \cdot E$ $v_{\text{em}} = \frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{2E^2}{\epsilon_0}$

* on a une force dissipative pour le modèle de l'électron élastique car on a une perte d'énergie du rayonnement.

* expression de w_0 :

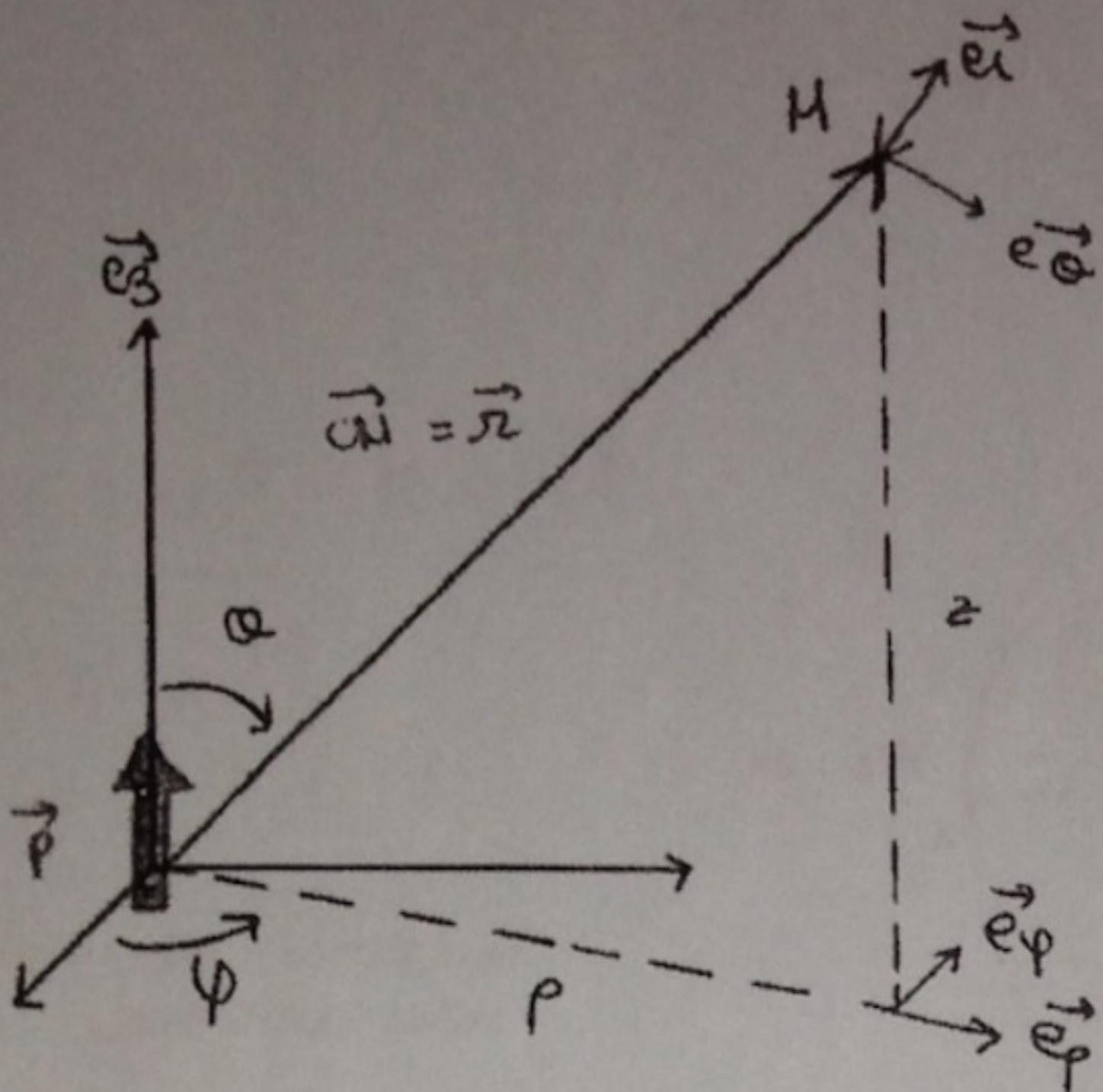
$$E_{\text{int}} (\text{unit})^2 = \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{P}{\epsilon_0} \quad (\text{M. Gauv}) \Rightarrow E_{\text{int}} = \frac{Pr}{3\epsilon_0}$$

$$\text{et } F = qE_{\text{int}} = \frac{qP}{3\epsilon_0 r^2} \Rightarrow w_0 = \sqrt{\frac{qP}{3\epsilon_0 r^3}} = \sqrt{\frac{q}{3\epsilon_0} \frac{P}{r^3}}$$

* diffusion de mie quand $a \sim \lambda$.

* diffusion de Thomson quand $w \gg w_0$.

I) 3) calculs des champs.



* rotationnel en base cylindrique :

$$\vec{B}(M, t) = \text{rot}(\vec{A}(M, t)) = - \frac{\partial A_z}{\partial \rho} \vec{e}_\phi$$

comme

$$\begin{cases} r = \sqrt{z^2 + \rho^2} \\ t_{ret} = t - r/c \\ \sin \Theta = \rho/r \end{cases}$$

alors

$$\frac{\partial r}{\partial \rho} = \frac{\rho}{\sqrt{z^2 + \rho^2}} = \sin \Theta$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \ddot{r}}{\partial \rho} = \ddot{\rho}(t_{ret}) \frac{\partial(t - r/c)}{\partial \rho} = - \ddot{\rho} \frac{\sin(\Theta)}{c}$$

soit

$$\begin{aligned} \vec{B}(M, t) &= - \frac{\mu_0}{4\pi r} \frac{\partial \ddot{r}}{\partial \rho} \vec{e}_\phi - \frac{\mu_0 \ddot{r}}{4\pi r} \frac{\partial(t - r/c)}{\partial \rho} \vec{e}_\phi \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi r} \left(\frac{\ddot{\rho}}{c} + \frac{\ddot{r}}{r^2} \right) \sin(\Theta) \vec{e}_\phi. \end{aligned}$$

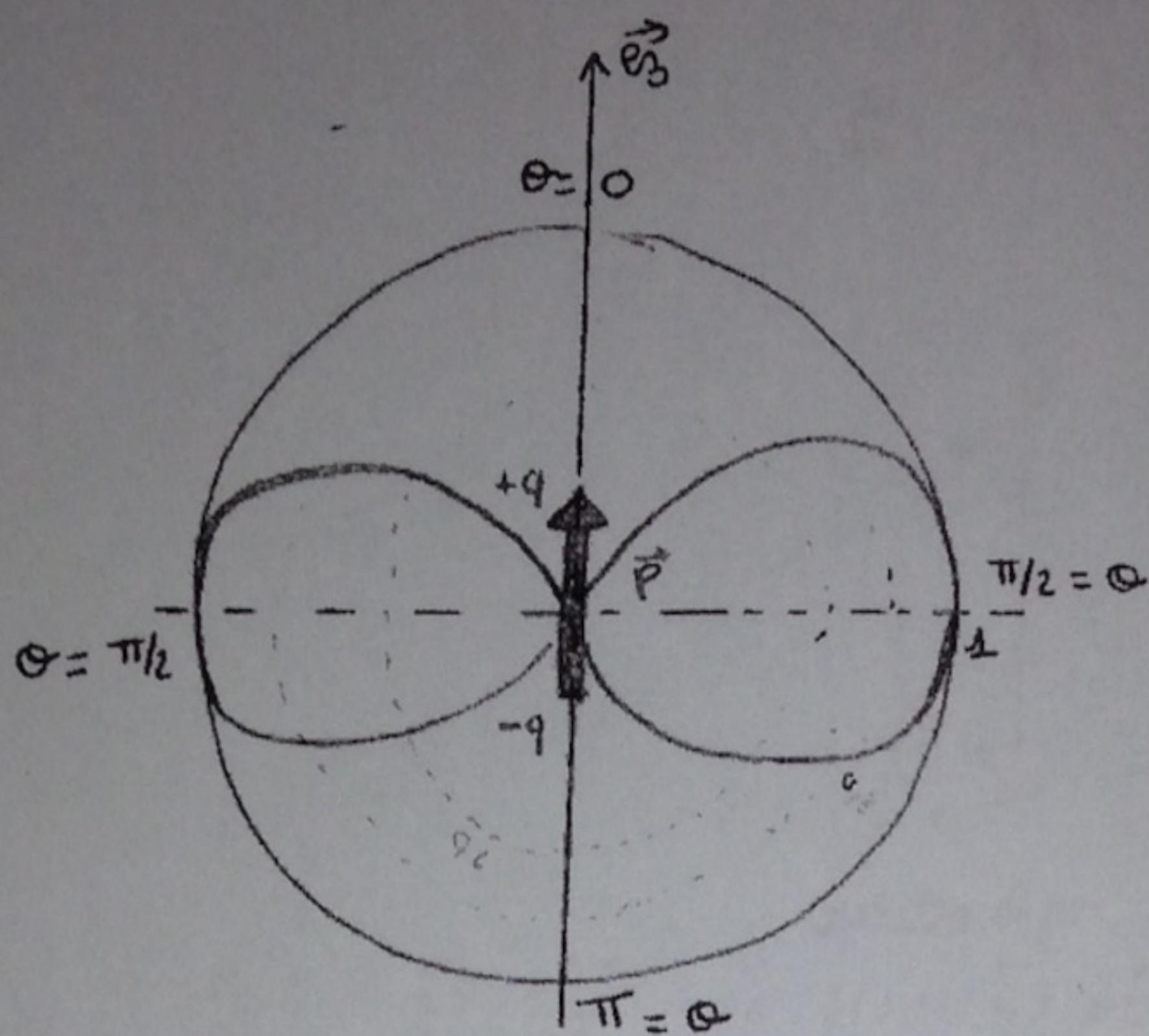
zone de champs proche acc $\Gamma \ll CT$

$$\vec{B}(M, t) \approx \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\dot{\rho} \lambda \vec{r}}{r^3} \quad \text{et} \quad \vec{E} \approx \frac{3(\vec{p}(+). \vec{e}_r) \vec{e}_r - \vec{p}(+)}{4\pi \epsilon_0 r^3} + \frac{\Phi_{tot}}{4\pi \epsilon_0 r^2} \vec{e}_r$$

↳ décroissance en r^{-2} au moins

↳ $\vec{p}(t) = \vec{p}(t_{ret})$: état perçu sans retard.

II-1) 2) Aspect energetique du renouvellement

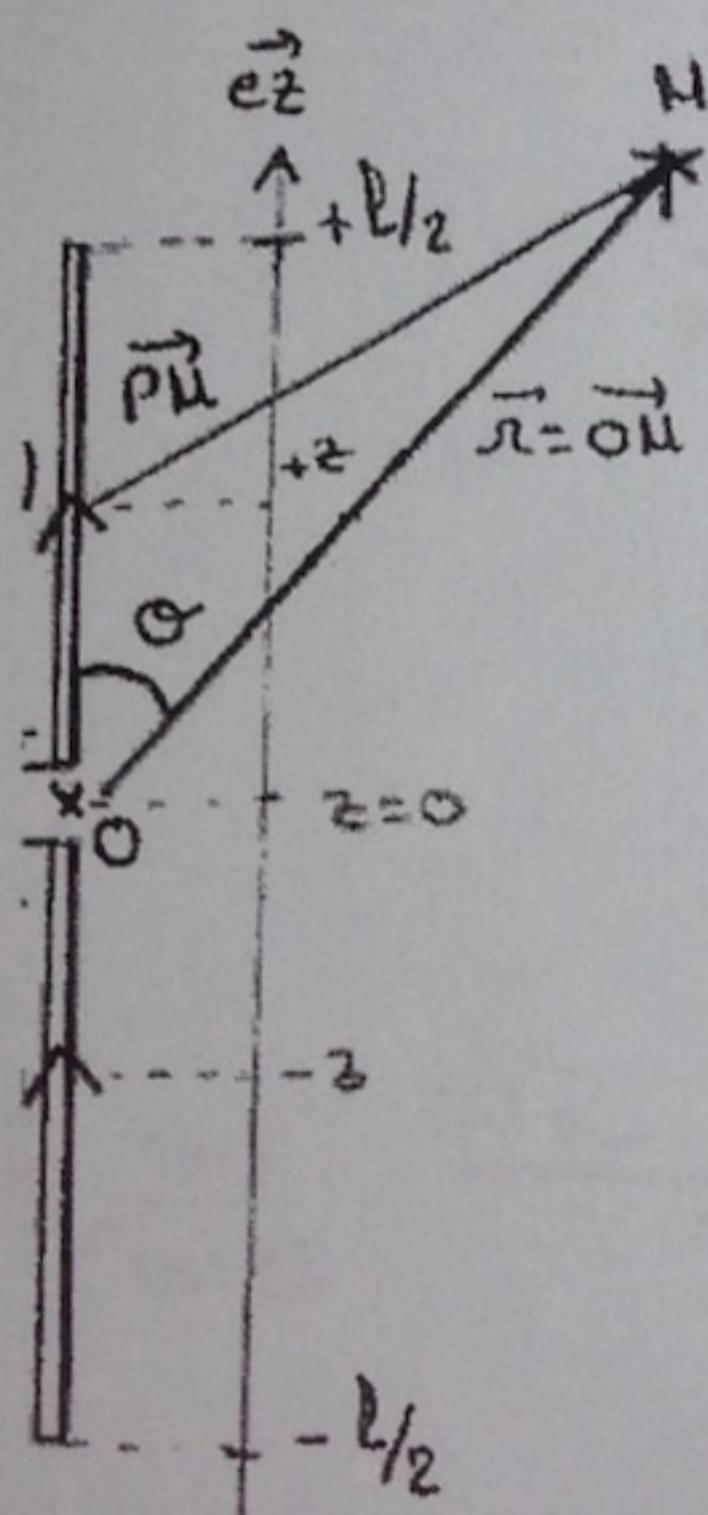


$$F_p(\phi, \psi) = \frac{|\pi(\lambda, \phi, \psi, t)|}{|\pi_{\max}(\lambda, \phi, \psi, t)|}$$

→ puissance maximalement atteinte pour un angle $\Theta = \frac{\pi}{2}$

→ Diagramme de rayonnement d'un dipôle à grande distance :
puissance rayonnée par un dipôle variable, dans la zone
de rayonnement en fonction de l'angle d'observation

III 3) Champs causés par une antenne réelle



$$(z, (z,t)) = \begin{cases} 1 & (z) \\ 0 & (t) \end{cases} e^{-\frac{1}{2}(z-t)^2}$$

* un élément d'az de l'antenne produit en M:

$$d\vec{E}(M,t) \approx \frac{(i\omega) \rho_m(\Omega)}{4\pi \epsilon_0 c^2} e^{(i\omega t - \frac{iPM}{c})} d\vec{f}(z) \vec{e}_\theta$$

* dans la zone de rayonnement $|OM| \gg |OP|$.

$$PM = |\vec{PO} + \vec{OM}| = |\vec{OM}| \left(1 - \frac{\vec{OM} \cdot \vec{OP}}{|\vec{OM}|^2} \right) \simeq r - r \cos \theta$$

* Jane

$a \in (M, t) \cong e$ intert $(\text{intm } \Theta)$ $\Rightarrow \text{flz} e$ ATV folkr 20

* le champ rayonné par l'antenne entière en μ :

$$\vec{E}(H,t) \underset{r \gg l}{\approx} e^{i\omega t + i\frac{\pi}{2}} \left[\frac{m(\theta)}{2\pi c \Gamma(\lambda)} \right] \int_{-l/2}^{l/2} dz f(z) e^{i k z} \vec{e}_Q$$

dépend de la position
du point

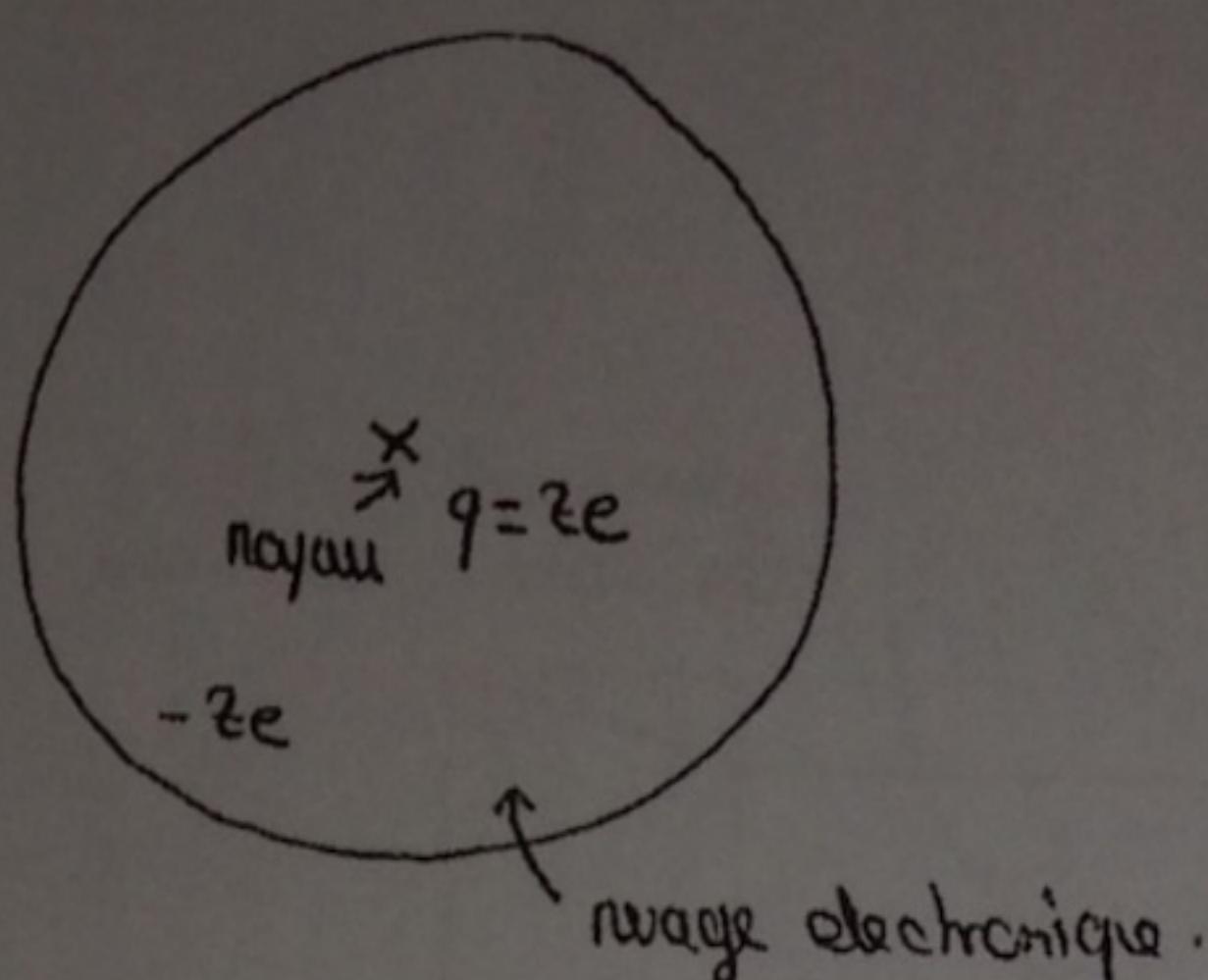
$$\text{antenne entière en } \mathbf{U}:$$

p1/2 $\frac{i\pi \Gamma^2 \cos \theta}{2}$ \vec{e}_θ
 dz } |(z) e
 -t/2

depending on structure
of comment

FACTEUR DE STRUCTURE

IV.-1) modèle de l'électron élastiquement lié.



- le nuage se déplace en bloc et conserve sa forme sphérique.
- le nuage électronique est soumis à 3 forces :
 - $\vec{F}_e = -2e \vec{E}(t)$: force électrique.
 - $\vec{F}_r = -K\vec{r}$: force de rappel du noyau pour retrouver la position d'équilibre.
 - $\vec{F}_{dis} = -\frac{m\vec{v}}{\tau}$: force visqueuse.

- r : déplacement relatif du nuage électronique par rapport au noyau
- \vec{V} : vitesse du nuage électronique.
- m : masse du nuage électronique.
- τ : dimension d'un temps.

ED du nuage électronique: $m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -K\vec{r} - \frac{m}{\tau} \frac{d\vec{r}}{dt} - 2e \vec{E}(t)$

rec $\omega_0^2 = \frac{K}{m}$ et $\phi = \omega_0 \tau$: $\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + \frac{\omega_0}{\phi} \frac{d\vec{r}}{dt} + \omega_0^2 \vec{r} = -\frac{2e}{m} \vec{E}(t)$

multipliant par $-2e$: $\frac{d^2 (-2e\vec{r})}{dt^2} + \frac{\omega_0}{\phi} \frac{d(-2e\vec{r})}{dt} + \omega_0^2 (-2e\vec{r}) = \frac{2^2 e^2}{m} \vec{E}(t)$

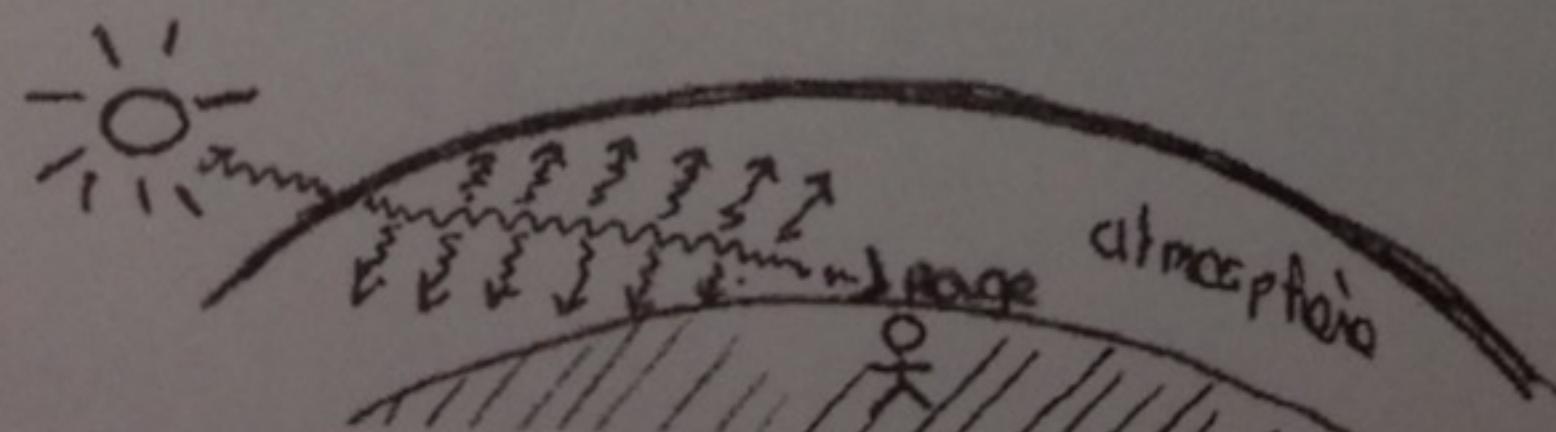
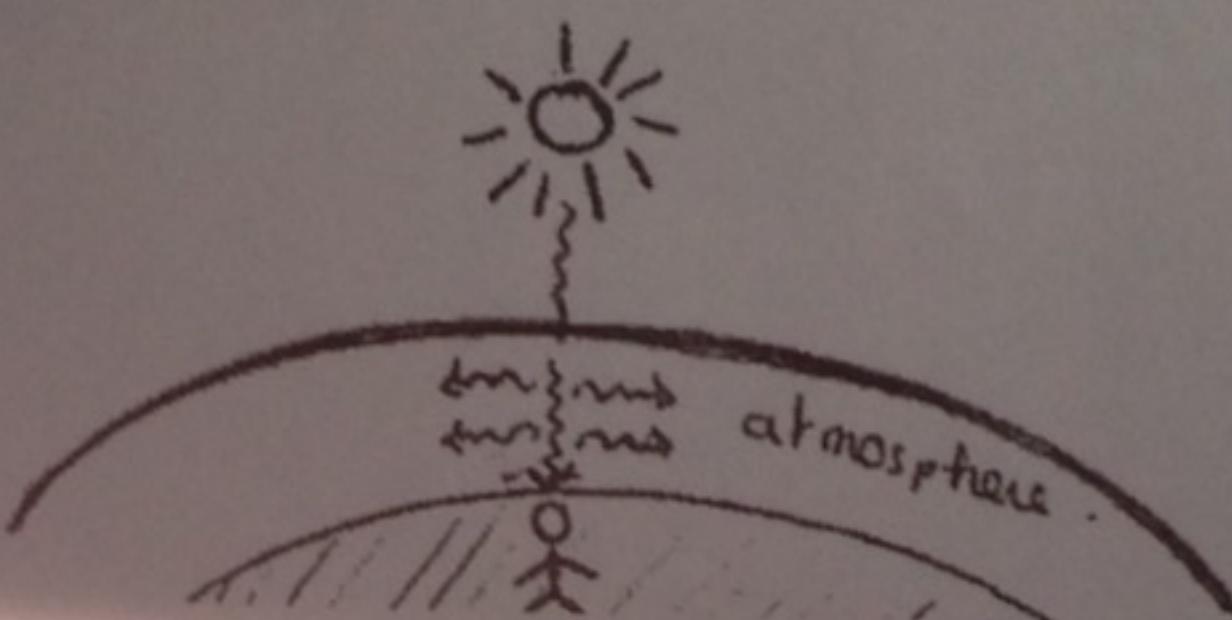
rec $\vec{p} = -2e\vec{r}$: $\frac{d^2 \vec{p}}{dt^2} + \frac{\omega_0 d\vec{p}}{\phi dt} + \omega_0^2 \vec{p} = \frac{2^2 e^2}{m} \vec{E}(t)$

rec un champ sinusoidal: $\vec{p}\omega = \left(\frac{2^2 e^2}{m \omega^2} \right) \frac{\vec{E}\omega}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 + i \frac{\omega}{\phi} \omega_0}$ $\begin{cases} \vec{p}(t) = \vec{p}\omega e^{i\omega t} \\ \vec{E}(t) = \vec{E}\omega e^{i\omega t} \end{cases}$

en régime de Rayleigh $\omega \ll \omega_0$ $\vec{p}\omega = \frac{2^2 e^2}{m \omega^2} \vec{E}\omega$ $\begin{cases} \text{pulsation optique } \omega \approx 10^{15} \text{ rad/s} \\ \text{atome d'oxygène } \omega_0 \approx 10^{14} \text{ rad/s} \end{cases}$
 $\vec{p}(t) = \frac{2^2 e^2}{m \omega^2} \vec{E}\omega \cos(\omega t)$

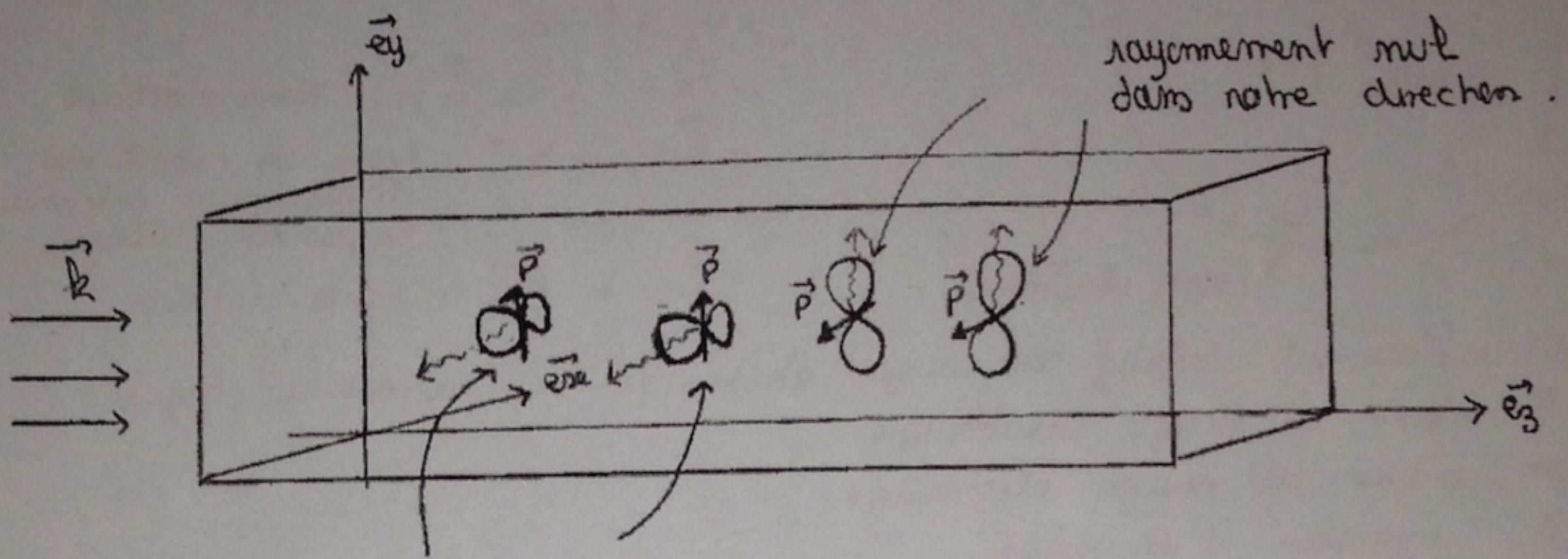
pouvoir rayonné par les ondes électriques $\langle P_{Rayleigh}^{(1)} \rangle = \frac{2^4 e^4 \omega^4 |\vec{E}\omega|^2}{12 \pi c^3 \epsilon_0^2 \omega^6}$

1.2) La couleur du ciel et du soleil.

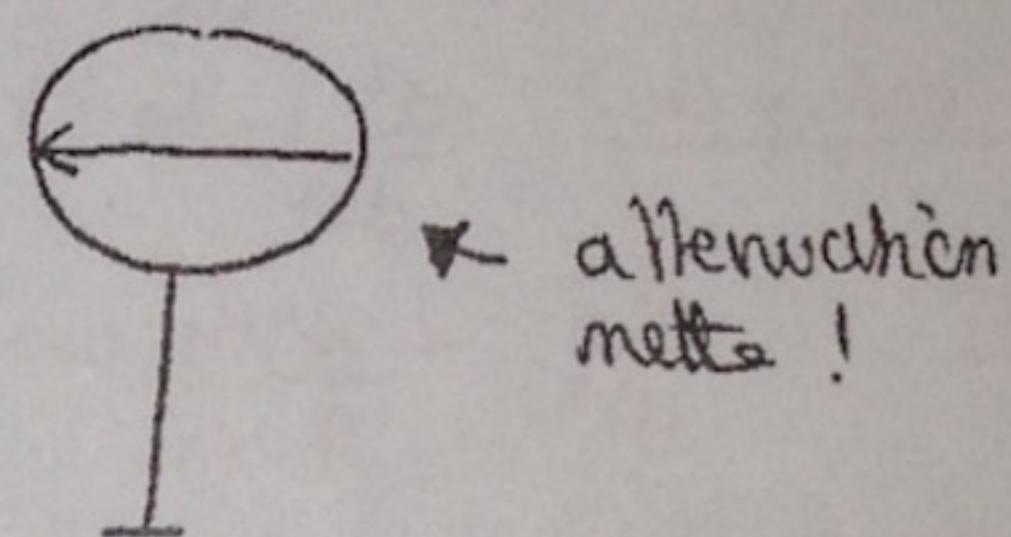
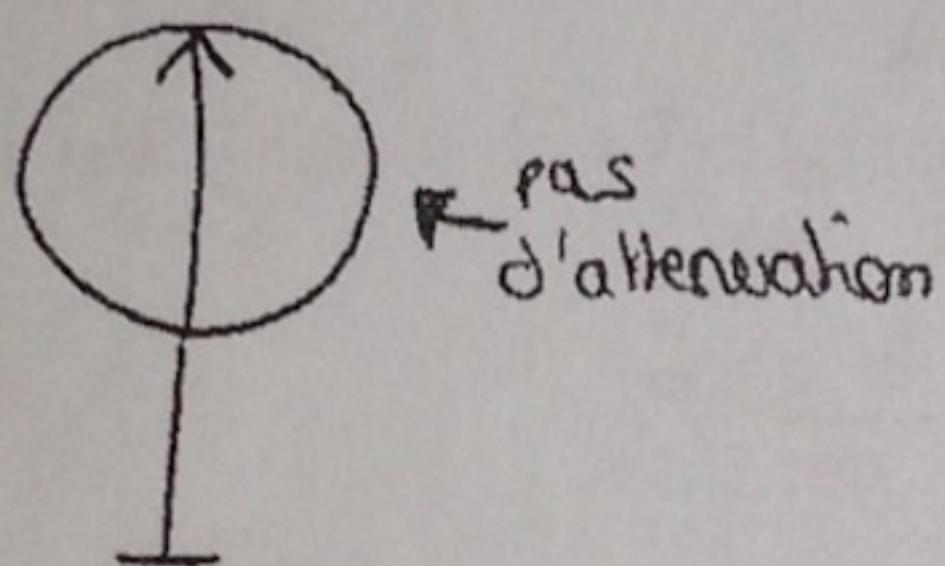


IV) 3) polarisation :

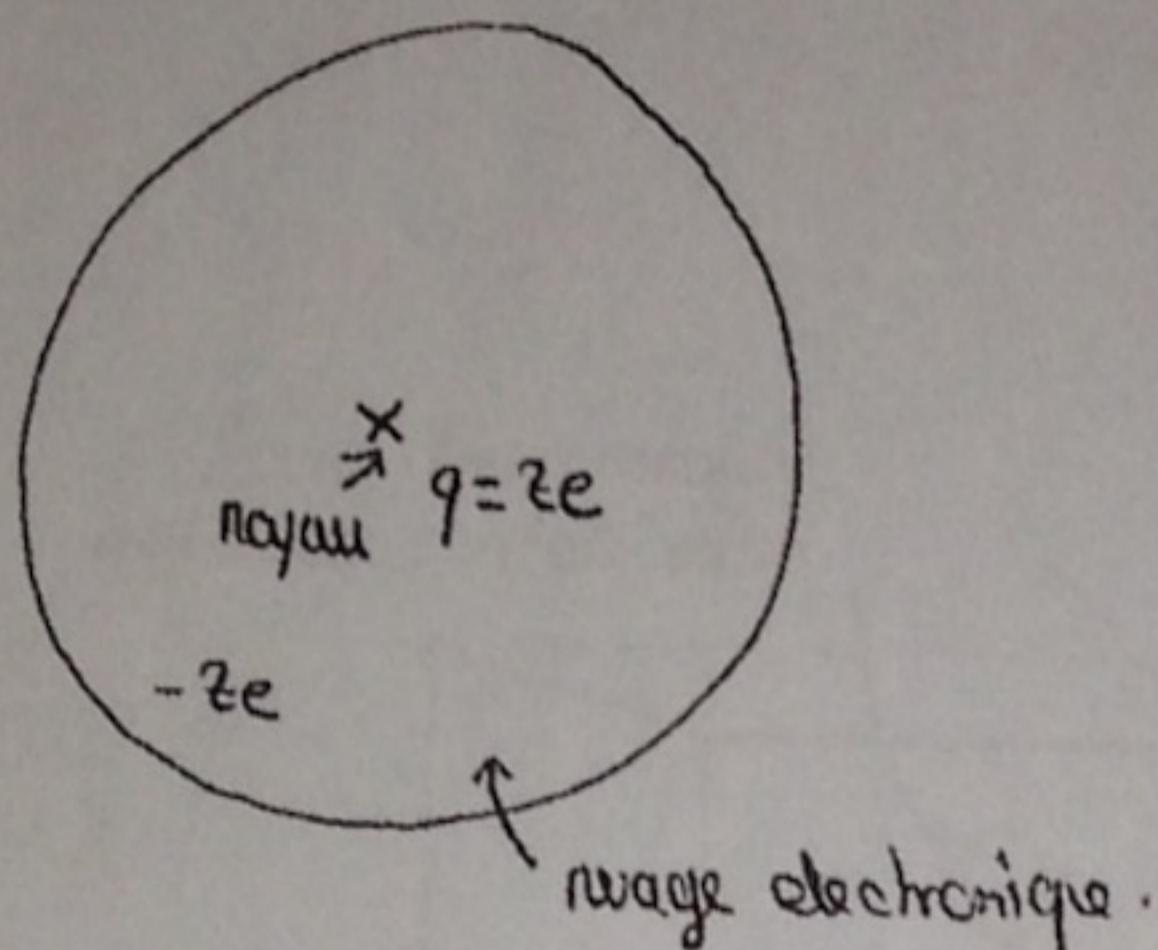
* Retour sur l'expérience introductory.



rayonnement dans notre direction : le champ électrique de ce rayonnement est dirigé selon \hat{e}_y : la lumière est parfaitement polarisée selon cette direction



IV.-1) modèle de l'électron élastiquement lié.



- le nuage se déplace en bloc et conserve sa forme sphérique.
- le nuage électronique est soumis à 3 forces.
 - $\vec{F}_e = -Ze \vec{E}(t)$: force électrique.
 - $\vec{F}_r = -K\vec{r}$: force de rappel du noyau pour retrouver la position d'origine.
 - $\vec{F}_{dis} = -\frac{m\vec{v}}{\tau}$: force visqueuse.

- r : déplacement relatif du nuage électronique par rapport au noyau
- V : intence du nuage électronique.
- m : masse du nuage électronique.
- T : dimension d'un temps.

ED du nuage électronique: $m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -K\vec{r} - \frac{m}{\tau} \frac{d\vec{r}}{dt} - Ze \vec{E}(t)$

rec $\omega_0^2 = \frac{K}{m}$ et $\phi = \omega_0 T$: $\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + \frac{\omega_0}{\phi} \frac{d\vec{r}}{dt} + \omega_0^2 \vec{r} = -\frac{Ze}{m} \vec{E}(t)$

multipliant par -Ze: $\frac{d^2 (-Ze \vec{r})}{dt^2} + \frac{\omega_0}{\phi} \frac{d(-Ze \vec{r})}{dt} + \omega_0^2 (-Ze \vec{r}) = \frac{Z^2 e^2}{m} \vec{E}(t)$

rec $\vec{p} = -Ze \vec{r}$: $\frac{d^2 \vec{p}}{dt^2} + \frac{\omega_0 d\vec{p}}{\phi dt} + \omega_0^2 \vec{p} = \frac{Z^2 e^2}{m} \vec{E}(t)$.

rec un champ sinusoidal: $\vec{p}_w = \left(\frac{Z^2 e^2}{m \omega_0^2} \right) \frac{\vec{E}_w}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 + i \frac{\omega}{\phi} \omega_0}$

$$\begin{cases} \vec{p}(t) = \vec{p}_w e^{i\omega t} \\ \vec{E}(t) = \vec{E}_w e^{i\omega t} \end{cases}$$

en régime de Rayleigh $\omega \ll \omega_0$ $\vec{p}_w = \frac{Z^2 e^2}{m \omega_0^2} \vec{E}_w$ $\begin{cases} \text{pulsation optique } \omega = 10^{15} \text{ rad/s} \\ \text{atome d'oxygène } \omega_0 \approx 10^{14} \text{ rad} \end{cases}$

$$\vec{p}(t) = \frac{Z^2 e^2}{m \omega_0^2} \vec{E}_w \cos(\omega t)$$

pouissance rayonnée par les ondes électriques $\langle P_{Rayleigh}^{(w)} \rangle = \frac{Z^4 e^4 \omega^4 |E_w|^2}{12 \pi c^3 \epsilon_0^2 \omega_0^6}$

[1] 2) La couleur du ciel et du soleil.

