

Compte-rendu de la leçon de physique n°29 : Rayonnement dipolaire électrique.

Binôme 07 :

Tijani Id Barkach

Vincent Faragout

Correcteur :

Jérôme Leygnier

Table des matières

Introduction	3
1 Présentation du modèle du dipôle oscillant.	4
1.1 Dipôle oscillant.	4
1.2 Zone de rayonnement.	4
1.3 Application du modèle a $\ll \lambda \ll r$	5
1.3.1 Domaine optique.	5
1.3.2 Domaine hertzien.	5
2 Champ EM rayonné à grande distance par un dipôle oscillant.	6
2.1 Méthode de détermination du champ EM rayonné. (cf transparent 1)	6
2.2 Potentiel vecteur $\vec{A}(M, t)$	6
2.3 Champ EM rayonné : $\vec{B}(M, t)$ et $\vec{E}(M, t)$. (cf transparent 2)	7
2.4 Structure locale du champ EM rayonné.	8
3 Puissance rayonnée.	9
3.1 Vecteur de Poynting et intensité de rayonnement.	9
3.2 Indicatrice de rayonnement.	9
3.3 Puissance moyenne totale rayonnée.	9
4 Applications.	10
4.1 Diffusion Rayleigh et polarisation.	10
4.2 Antenne linéaire. (cf transparent 6)	13
4.2.1 Premier cas : si $l \ll \lambda$	14
4.2.2 Deuxième cas : Antenne demi-onde $\Rightarrow 2l = \frac{\lambda}{2}$	15
4.3 Rayonnement d'accélération. (cf transparent 7)	16
Conclusion	17
A Questions.	18
B Remarques	19
Références	19

Introduction

Niveau : 2^{ème} année de CPGE

Prérequis : équation de Maxwell, propagation d'ondes électromagnétiques dans le vide, potentiels \vec{A} et V , notion de potentiels retardés.

Jusqu'à maintenant on s'était intéressés à la propagation et aux caractéristiques des champs \vec{E} et \vec{B} . Dans cette leçon on va s'intéresser aux sources de ces champs \vec{E} et \vec{B} .

On va essayer de comprendre pourquoi le modèle de l'onde plane progressive peut, localement, correspondre à la réalité d'une onde électromagnétique rayonnée par une antenne.

On pourra voir beaucoup d'applications de ce phénomène comme avec les télécommunications, le rayonnement par diffusion ou encore dans la physique des particules.

1 Présentation du modèle du dipôle oscillant.

1.1 Dipôle oscillant.

Le dipôle oscillant est constitué de 2 charges ponctuelles :

(-q) fixe au point O.

(+q) placée au point P, mobile sur l'axe Oz avec $\overline{OP}(t) = z(t) = a * \cos(\omega t)$.

Rmq : +q n'est pas forcément positive.

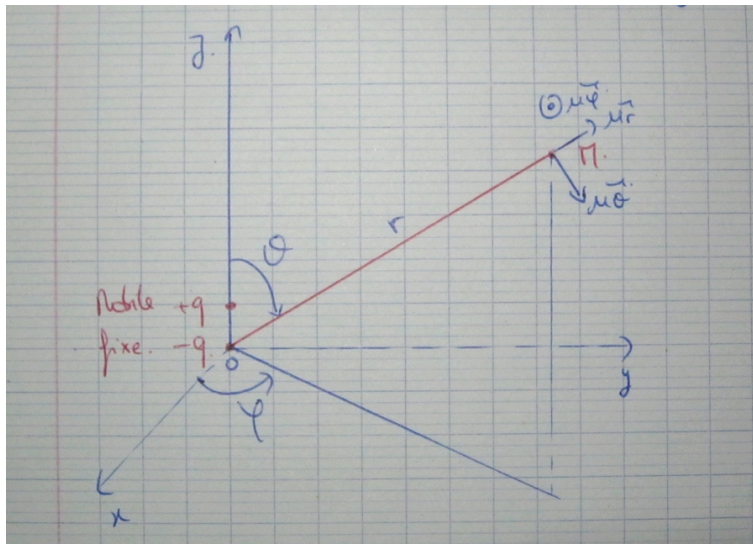


FIGURE 1:

-> Moment dipolaire électrique instantané : $\vec{p}(t) = q * \overline{OP} = q * a * \cos(\omega t) * \vec{u}_z$ avec $p_0 = q * a$.
-> Cadre de l'étude : on cherche le champ EM (électromagnétique) créé par ce dipôle oscillant, en un point M de l'espace vide.

1) Approximation dipolaire : $r = OM \gg a$

2) Particule mobile non relativiste : $a \ll \lambda = c * T$

Démo : $\vec{v}(t) = \frac{d\overline{OP}}{dt} = -a * \omega * \sin(\omega t) * \vec{u}_z$ et $v \ll c$ donc $a\omega \ll c \Leftrightarrow a * \frac{2\pi}{T} \ll c \Leftrightarrow a \ll c$.

1.2 Zone de rayonnement.

On définit la zone de rayonnement comme étant la zone de l'espace où les points M vérifient : $r \gg \lambda$.

Donc au final on a : $a \ll \lambda \ll r$.

1.3 Application du modèle $a \ll \lambda \ll r$.

1.3.1 Domaine optique.

Le dipôle oscillant décrit correctement l'émission d'une onde lumineuse par un atome d'une lampe spectrale. La charge fixe est le noyau et la charge mobile est un électron. on a donc bien :
 $a \approx 1 \text{ \AA} \ll \lambda \approx 500 \text{ nm} \ll r \approx 1 \text{ cm}$.

1.3.2 Domaine hertzien.

Le dipôle oscillant décrit correctement l'émission d'une onde EM par une antenne.
En effet, une antenne est un conducteur parcouru par un courant : les e^- sont les charges mobiles et la charge fixe représente les cations fixes du réseau cristallin.
Par contre les antennes utilisées pour la radio ont des longueurs du même ordre de grandeur que la longueur d'onde. Donc pour respecter la condition $a \ll \lambda$ on « découpe » l'antenne en petits éléments la longueur petite devant la longueur d'onde.
Et pour les ondes radios AM (de fréquence $\approx 100 \text{ kHz} \rightarrow 10 \text{ MHz}$) on a : $\lambda \approx 30 \text{ m} \rightarrow 3 \text{ km}$ donc la condition $\lambda \ll r$ est vérifiée sauf pour les auditeurs proches de l'émetteur. Pour les ondes radios FM (de fréquence $\approx 100 \text{ MHz}$) on a : $\lambda \approx 1 \text{ m}$ donc la condition $\lambda \ll r$ est toujours vérifiée ce qui explique que la réception soit bien meilleure en FM qu'en AM.

2 Champ EM rayonné à grande distance par un dipôle oscillant.

2.1 Méthode de détermination du champ EM rayonné. (cf transparent 1)

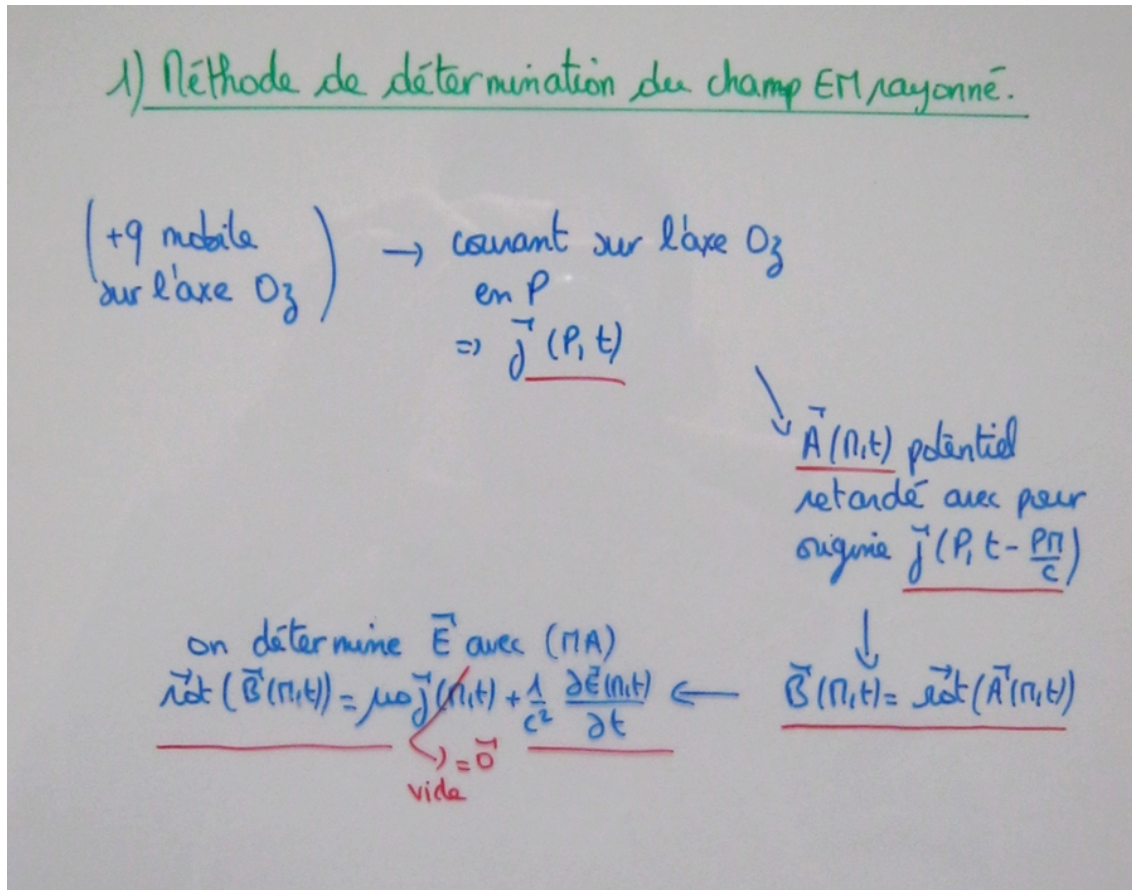


FIGURE 2: Transparent 1

2.2 Potentiel vecteur $\vec{A}(M, t)$.

Potentiel retardé : $\vec{A}(M, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \int \int \frac{\vec{j}(P, t - \frac{PM}{c})}{PM} d\tau(P)$.

Peut-on remplacer $\frac{1}{PM}$ par $\frac{1}{OM}$? oui car $r \gg a$.

Peut-on remplacer $t - \frac{PM}{c}$ par $t - \frac{OM}{c}$? oui car $a \ll \lambda$.

Donc $\vec{A}(M, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r} \int \int \int \vec{j}(P, t - \frac{r}{c}) d\tau(P)$ et $\vec{j}(P, t - \frac{r}{c}) = \rho(P, t - \frac{r}{c}) * \vec{v}(t - \frac{r}{c})$.

$\Rightarrow \vec{A}(M, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r} \vec{v}(t - \frac{r}{c}) \int \int \int \rho(P, t - \frac{r}{c}) d\tau(P) = \frac{\mu_0}{4\pi r} \vec{v}(t - \frac{r}{c}) * q = \frac{\mu_0}{4\pi r} * \dot{p}(t - \frac{r}{c}) * \vec{u}_z$

2.3 Champ EM rayonné : $\vec{B}(M, t)$ et $\vec{E}(M, t)$. (cf transparent 2)

3) Champ EM rayonné : $\vec{B}(M, t)$ et $\vec{E}(M, t)$.

Le plan $(\Pi, \vec{u}_r, \vec{u}_\theta)$ est P_{sym} de la distribution de charge et de courant

$\Rightarrow \vec{E}(M, t) \in \text{à ce plan} : \vec{E}(M, t) = E_r \vec{u}_r + E_\theta \vec{u}_\theta$

$\Rightarrow \vec{B}(M, t) \perp \text{à ce plan} : \vec{B}(M, t) = B_\varphi \vec{u}_\varphi$.

Il y a symétrie de révolution du système autour de l'axe Oz donc invariance par rotation d'angle $\varphi \Rightarrow$ les champs \vec{E} et \vec{B} sont indépendants de φ .

$\vec{B}(M, t) = \text{rot } \vec{A}(M, t) = \text{rot}(A(r, t) \vec{u}_z) = \text{grad } A(r, t) \wedge \vec{u}_z + A(r, t) \underbrace{\text{rot } \vec{u}_z}_{=0}$

$\Rightarrow \vec{B}(M, t) = \frac{\partial A(r, t)}{\partial r} \vec{u}_r \wedge \vec{u}_z \quad \vec{u}_r \wedge \vec{u}_z = -\sin\theta \vec{u}_\varphi$

et $\frac{\partial A(r, t)}{\partial r} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[-\frac{1}{r^2} \dot{p}(t-\frac{r}{c}) + \frac{1}{r} \left(-\frac{1}{c}\right) \ddot{p}(t-\frac{r}{c}) \right]$

$\Rightarrow \vec{B}(M, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\sin\theta}{r} \left[\frac{1}{r} \dot{p}(t-\frac{r}{c}) + \frac{1}{c} \ddot{p}(t-\frac{r}{c}) \right] \vec{u}_\varphi$

ou $\frac{|\frac{1}{r} \dot{p}(t-\frac{r}{c})|}{|\frac{1}{c} \ddot{p}(t-\frac{r}{c})|} \approx \frac{c}{r} \frac{p_0/T}{p_0/T^2} = \frac{cT}{r} = \frac{1}{r} \ll 1$.
 r zone de rayonnement

donc $\vec{B}(M, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\sin\theta}{rc} \ddot{p}(t-\frac{r}{c}) \vec{u}_\varphi$

On admet le résultat pour le champ \vec{E} .

$\vec{E}(M, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\sin\theta}{r} \ddot{p}(t-\frac{r}{c}) \vec{u}_\theta$

FIGURE 3: Transparent 2

2.4 Structure locale du champ EM rayonné.

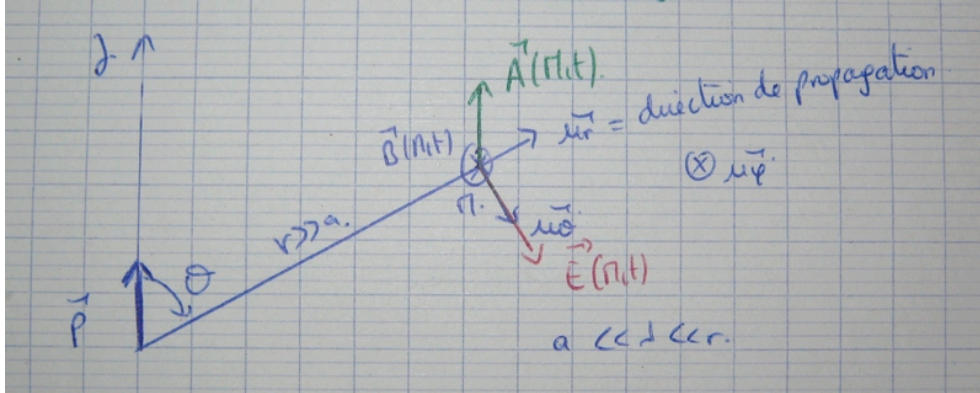


FIGURE 4:

$\vec{E}(M, t)$ et $\vec{B}(M, t)$ sont \perp à la direction de propagation et : $\vec{B}(M, t) = \frac{\vec{u}_r}{c} \wedge \vec{E}(M, t)$

Localement au point M, l'onde rayonnée par le dipôle oscillant a la structure d'une onde plane progressive monochromatique qui se propage dans le vide, à la vitesse c , dans la direction \vec{u}_r , polarisée rectilignement selon \vec{u}_θ .

On a une structure locale seulement car les amplitudes décroissent en $\frac{1}{r}$.

Rmq : * en statique, les champs des dipôles sont en $\frac{1}{r^3}$.

* \vec{E} et \vec{B} sont en $\sin\theta$: le rayonnement dipolaire est anisotrope.

* \vec{E} et \vec{B} sont liés à $\ddot{p}(t - \frac{r}{c})$ donc seules les particules chargées et accélérées rayonnent un champ EM.

3 Puissance rayonnée.

3.1 Vecteur de Poynting et intensité de rayonnement.

$$\vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0 * c} (\vec{E})^2 \vec{u}_r = \frac{\mu_0}{c * 16 * \pi^2} * \frac{\sin^2(\theta)}{r^2} * w^4 * p_0^2 * \cos^2(w(t - \frac{r}{c})) \vec{u}_r$$

et $I = \langle \|\vec{\Pi}\| \rangle \Rightarrow I(r, \theta) = \frac{\mu_0}{32 * \pi^2 * c} * \frac{\sin^2(\theta)}{r^2} * w^4 * p_0^2$

3.2 Indicatrice de rayonnement.

pour un r fixé : $I(r, \theta) = I_0 \sin^2(\theta)$

Indicatrice de rayonnement : lieu des points Q tel que $\vec{OQ} = I_0 \sin^2(\theta) \vec{u}_r$.
 Dans le plan $(O, \vec{u}_r, \vec{u}_\theta)$ c'est une courbe en coordonnées polaires.

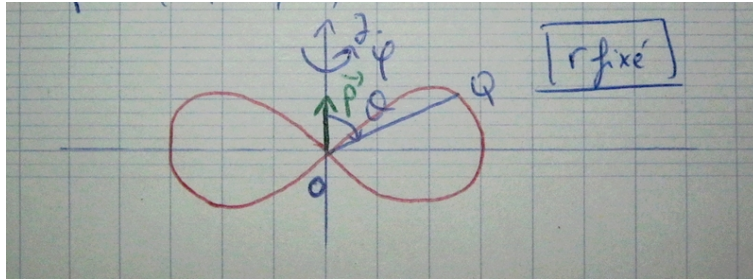


FIGURE 5:

Conclusion : Un dipôle oscillant ne rayonne aucune puissance EM dans sa propre direction. Par contre la puissance moyenne rayonnée est maximale dans un plan perpendiculaire au dipôle \Rightarrow le rayonnement du dipôle oscillant est anisotrope.

3.3 Puissance moyenne totale rayonnée.

On veut la puissance moyenne rayonnée dans tout l'espace cad la puissance moyenne rayonnée à travers une sphère de rayon r fixé.

$$\langle dP_{ray} \rangle_t = I(r, \theta) * dS \text{ donc } \langle P_{ray} \rangle_t = \int \int \int I(r, \theta) * dS = I_0(r) \int \int \int \sin^2(\theta) * dS.$$

Après calcul on obtient : $\langle P_{ray} \rangle_t = \frac{\mu_0}{12 * \pi * c} * w^4 * p_0^2 = cstte$, indépendante de r \Rightarrow il y a conservation de la puissance moyenne totale rayonnée à travers tout l'espace.

4 Applications.

4.1 Diffusion Rayleigh et polarisation.

La lumière du soleil est caractérisé par un champ EM qui interagit avec les molécules de l'atmosphère. Les molécules se comportent comme des dipôles oscillants et ils réémettent des ondes EM. Les particules atmosphériques diffusent donc la lumière du Soleil.

Expérience : Le Soleil couchant.

On a prit un bûcher qu'on a posé sur le rétroprojecteur pour se servir de la lampe du rétro comme la lumière du soleil. On a mis une solution de thiosulfate de sodium dans le bûcher. Puis quand on rajoute dans cette solution un tout petit peu d'acide chlorhydrique concentré (1 mol/L) on peut observer la dismutation du thiosulfate qui forme du soufre. Ces atomes modélisent les molécules de l'atmosphère et donc on peut observer sur l'écran que la solution devient de plus en plus rouge comme si le soleil se couchait car il y a de plus en plus de soufre de formé. Et on peut observer la diffusion de la lumière si on regarde directement le bûcher. On voit une lumière bleue quand la réaction commence comme si on regardait le ciel en pleine journée.

La lumière du soleil n'est pas polarisée et dominée par le jaune alors que la lumière diffusée est polarisée et dominée par le bleu d'où la couleur du ciel dans la journée et le soleil devient rouge au coucher. On va donc chercher à interpréter ces observations.

On peut regarder les ordres de grandeur pour voir si le modèle construit avant est valable. On a : $a \approx 1\text{nm}$ (taille d'une molécule), $\lambda \approx 500\text{ nm}$ (visible) et $r \approx 50\text{ km}$ (distance d'observation). On a donc bien $a \ll \lambda \ll r$. On peut appliquer le modèle. Le champ EM agit sur les particules chargées de l'atmosphère : le noyau atomique et le nuage électronique. On va utiliser le modèle de l'électron élastiquement lié. (cf transparent 3)

Modèle de l'électron élastiquement lié.

1) le noyau est fixe à l'origine du repère et l' e^- se déplace à une distance r du noyau car $\frac{m_p}{m_e} \approx 1800$

2) les e^- sont non relativistes donc $\|\vec{F}_{\text{magn}}\| \ll \|\vec{F}_{\text{élect}}\|$

$$\vec{F}_{\vec{E}} = -e\vec{E} = -e\vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}') \quad \rightarrow \text{négligé car } \|\vec{k} \cdot \vec{r}'\| \sim \frac{2\pi a}{\lambda} \ll 1$$

3) l'électron est lié au noyau donc il est rappelé vers le centre O du noyau par une force de rappel :

$$\vec{F}_r = -m\omega_0^2 \vec{r} \quad \omega_0 = \text{pulsation propre de l}'e^- \approx 10^{16} \text{ rad/s.}$$

4) l'électron est amorti donc on modélise ça par une force de frottement fluide: $\vec{F}_f = -d\vec{v}$.

$$\Rightarrow \text{PFD: } m\ddot{\vec{r}} + d\dot{\vec{r}} + m\omega_0^2 \vec{r} = -e\vec{E}_0 \cos(\omega t)$$

On utilise la notation complexe:

$$\underline{\vec{r}} [m(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega d] = -e\vec{E}_0 e^{i\omega t}$$

$$\Rightarrow \underline{\vec{r}} = \frac{-e}{m} \frac{\vec{E}_0 e^{i\omega t}}{[\omega_0^2 - \omega^2] + i\omega \frac{d}{m}}$$

or $\omega \approx 10^{15} \text{ rad/s}$
donc $\omega_0^2 \gg \omega^2$
et on a aussi: $\frac{d}{m} \ll \omega_0$

$$\text{donc } \underline{\vec{r}} = \frac{-e}{m} \frac{\vec{E}_0 e^{i\omega t}}{\omega_0^2}$$

FIGURE 6: Transparent 3

On peut donc écrire le moment dipolaire électrique en complexe :

$$\underline{\vec{p}} = -e * \underline{\vec{r}}$$

et donc après calcul on peut donc avoir le moment dipolaire électrique :

$$\underline{\vec{p}} = \frac{e^2}{m * \omega_0^2} \vec{E}_0 \cos(\omega t) = \vec{p}_0 \cos(\omega t).$$

Ainsi, on peut calculer la puissance moyenne totale rayonnée avec la formule déterminée dans la troisième partie. On obtient donc ici : $\langle P_{ray} \rangle_t = \frac{\mu_0}{12\pi c} * \frac{e^4 * E_0^2}{m^2 * w_0^4} * w^4$.

On peut donc calculer le rapport des puissances rayonnées dans le bleu et dans le rouge :

$$\frac{\langle P_{ray} \rangle_{bleu}}{\langle P_{ray} \rangle_{rouge}} = \frac{w_{bleu}^4}{w_{rouge}^4} = \frac{\lambda_{rouge}^4}{\lambda_{bleu}^4} \approx 2^4 = 16.$$

Le bleu est donc 16 fois plus diffusé que le rouge. Lorsque le soleil est proche de son zénith, l'observateur voit la lumière indirecte provenant de la diffusion par l'atmosphère de la lumière du soleil. Cette diffusion est donc nettement plus importante dans le bleu que dans le rouge c'est pourquoi on voit le ciel bleu la journée. Au soleil couchant, la lumière observée est due aux seuls rayons pouvant traverser une grande épaisseur d'atmosphère sans être diffusé donc la couleur rouge c'est pourquoi on observe la couleur rouge du soleil couchant le soir. (cf transparent 4)

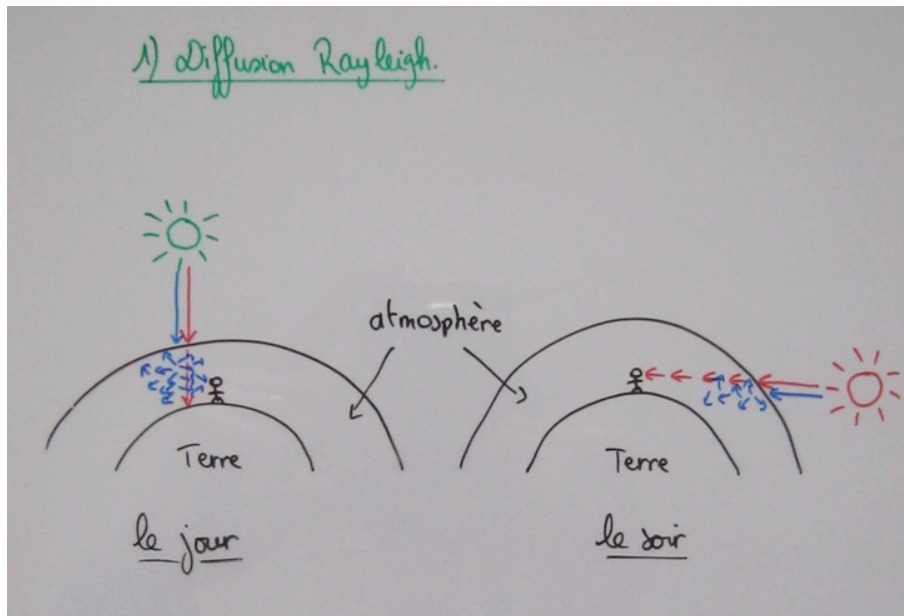


FIGURE 7: Transparent 4

Par ailleurs, la lumière émise par le soleil est non polarisée : on peut la décomposer en deux ondes planes monochromatiques polarisées rectilignement sur \vec{u}_x et \vec{u}_y . Ces champs engendrent des dipôles induits $p_x \vec{u}_x$ et $p_y \vec{u}_y$ oscillants. (cf transparent 5)

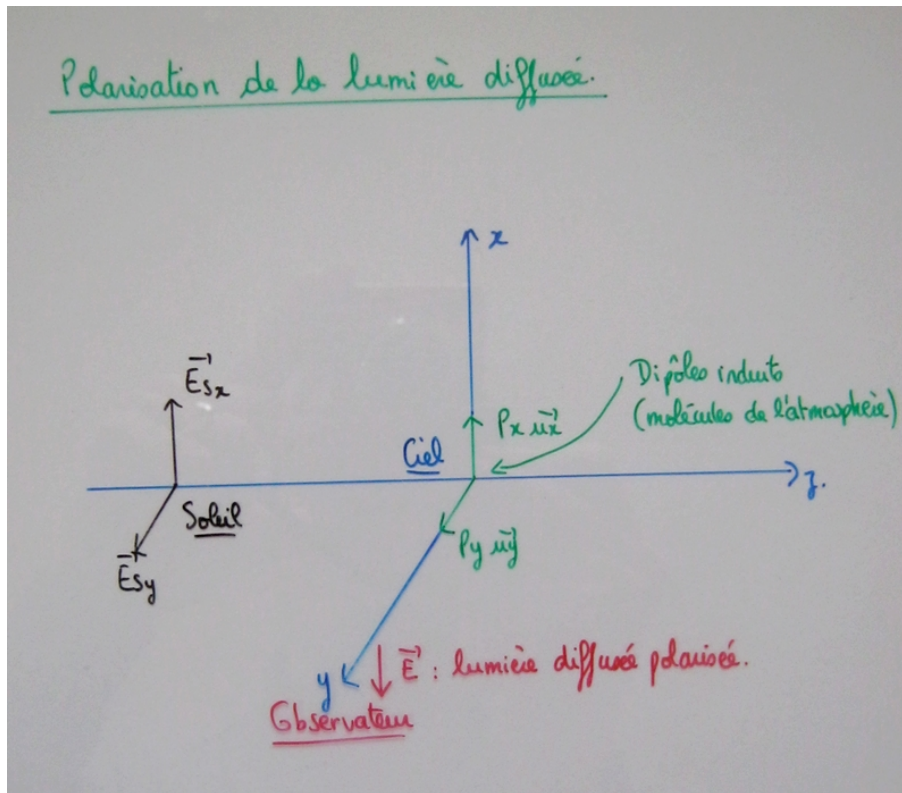


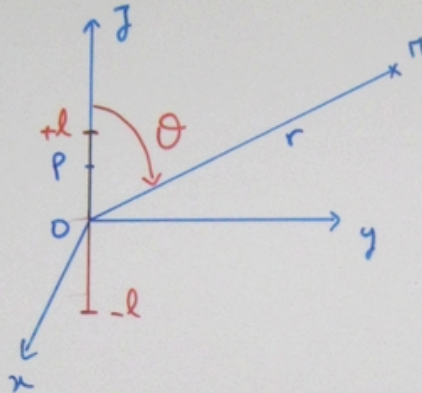
FIGURE 8: Transparent 5

Le dipôle $p_y \vec{u}_y$ ne rayonne pas dans la direction \vec{u}_y alors que la puissance rayonnée par le dipôle $p_x \vec{u}_x$ est maximale dans la direction \vec{u}_y . Donc pour un observateur situé dans la direction \vec{u}_y , le champ électrique diffusé est dû uniquement à $p_x \vec{u}_x$; il est donc parallèle à $-\vec{u}_x \Rightarrow$ la lumière diffusée est polarisée rectilignement.

4.2 Antenne linéaire. (cf transparent 6)

On considère une antenne linéaire de longueur $2l$, orientée suivant l'axe des z . L'antenne est parcourue par un courant sinusoïdal satisfaisant des conditions aux limites imposant la nullité du courant aux extrémités de la tige métallique. On ne peut pas appliquer directement les résultats connus car on a : $a = 2l$ du même ordre de grandeur que la longueur d'onde. On découpe donc l'antenne en petite portion de longueur $dz \ll \lambda$. On peut ainsi appliquer le modèle du rayonnement dipolaire en faisant attention à garder PM au lieu de OM dans le développement. Il faut donc estimer la valeur de PM maintenant. On peut ensuite calculer le champ électrique en calculant l'intégrale.

2) Antenne linéaire



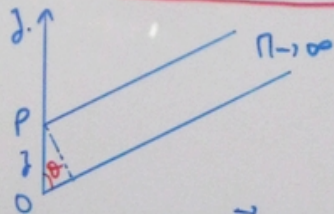
$$\underline{I}(z,t) = I_0 \omega \left(\frac{\pi l}{2l} \right) e^{j\omega t}$$

$$d\vec{E} = \frac{\mu_0}{4\pi r} \frac{d\ddot{p}(t - \frac{rn}{c})}{r} \sin\theta \vec{u}_\theta \quad \text{et } dp = q dz.$$

$$\text{et } I = \frac{dq}{dt}$$

$$\text{donc } d\ddot{p} = \frac{\partial I}{\partial t} dz.$$

$$\Rightarrow d\vec{E} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r} \sin\theta \frac{\partial I(t - \frac{rn}{c})}{\partial t} dz \vec{u}_\theta$$



$$\Rightarrow rn - on = -z \cos\theta$$

$$\text{donc } \vec{E} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r} \sin\theta \vec{u}_\theta \int_{-l}^{+l} \frac{\partial I(t - \frac{r}{c} + z \frac{\cos\theta}{c})}{\partial t} dz$$

$$\text{et } \frac{\partial I}{\partial t} = j\omega I$$

$$\text{donc } \vec{E} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r} \sin\theta j\omega I_0 e^{j\omega(t - \frac{r}{c})} \int_{-l}^{+l} \omega \left(\frac{\pi l}{2l} \right) e^{j\frac{\omega}{c} z \cos\theta} dz \vec{u}_\theta$$

FIGURE 9: Transparent 6

4.2.1 Premier cas : si $l \ll \lambda$.

On a donc $\forall z \in [-l, l] \frac{\omega}{c} |z| \leq \frac{2 * \pi * l}{\lambda} \ll 1$ donc $e^{j\omega z \cos(\theta)/c} \approx 1$. Donc on calcul : $\vec{E} = \frac{\mu_0}{4 * \pi} * \frac{1}{r} * \sin(\theta) * \ddot{p}(t - \frac{r}{c}) * \vec{u}_\theta$.

On retrouve l'expression du champ \vec{E} dans le modèle du rayonnement dipolaire. Et donc la puis-

sance moyenne totale rayonnée est égale à : $\langle P_{ray} \rangle_t = \frac{\mu_0}{12\pi c} * w^4 * \left(\frac{I_0 * 4 * l}{w * \pi}\right)^2 = \frac{1}{2} * R * I_0^2$ avec $R = \frac{8 * \mu_0 * w^2 * l^2}{3 * \pi^3 * c}$: résistance de rayonnement. R témoigne de la conversion d'énergie électrique en énergie électromagnétique.

4.2.2 Deuxième cas : Antenne demi-onde $\Rightarrow 2l = \frac{\lambda}{2}$.

On peut ensuite calculer l'intégrale en développant l'exponentielle et avec des formules de trigonométrie. On peut alors déterminer le flux du vecteur de Poynting pour déterminer la puissance moyenne totale rayonnée. On obtient : $\langle P_{ray} \rangle_t \approx 1,22 * \frac{\mu_0 * c * I_0^2}{4 * \pi}$ donc $R = 1,22 * \frac{\mu_0 * c}{2 * \pi}$.

ODG : Pour $l = \frac{\lambda}{40} \Rightarrow R = 0,8 \Omega$ et pour $l = \frac{\lambda}{4} \Rightarrow R = 72 \Omega$.

Dans la pratique, l'intérêt est d'avoir R grand pour avoir la puissance rayonnée importante. Il apparaît donc que les petites antennes rayonnent mal.

4.3 Rayonnement d'accélération. (cf transparent 7)

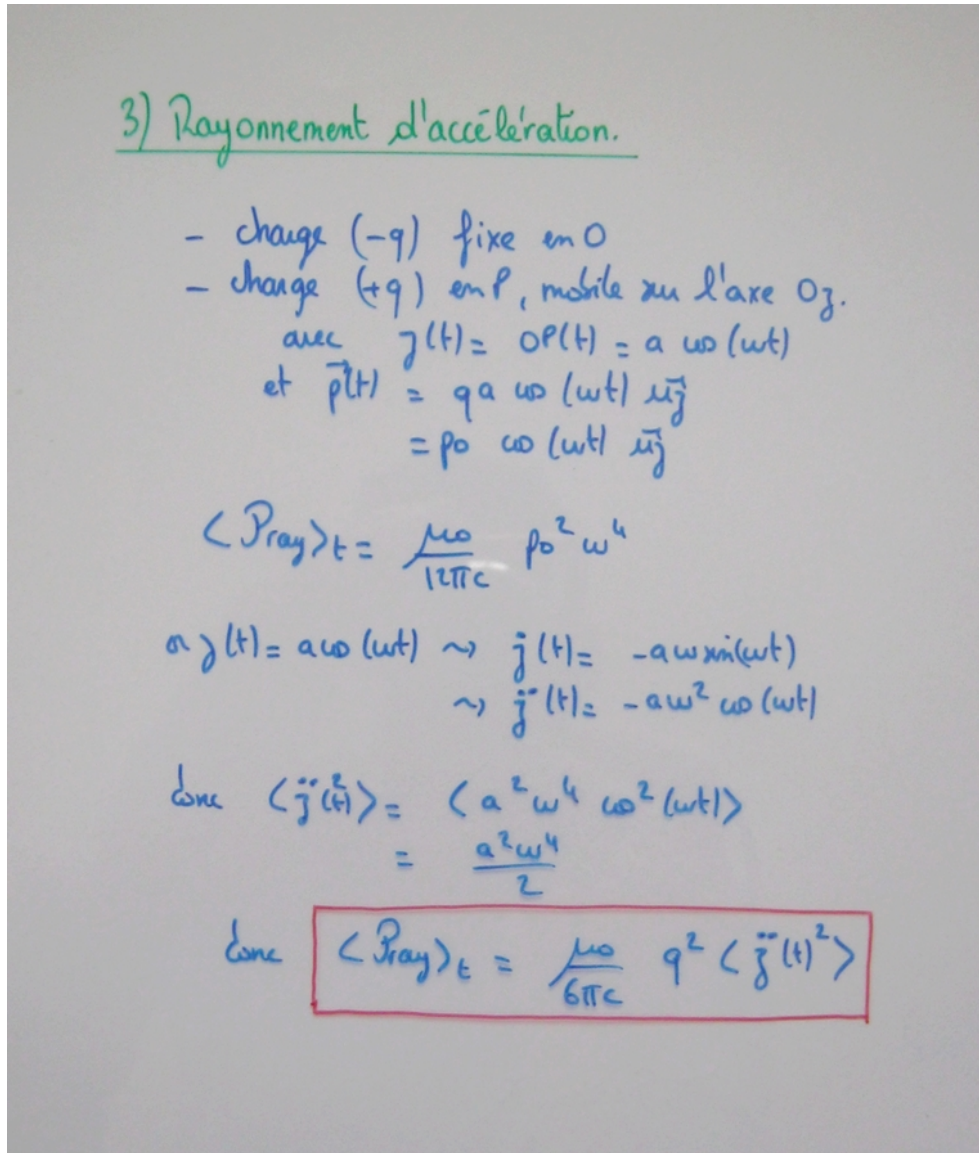


FIGURE 10: Transparent 7

Application du rayonnement d'accélération :

-> Production de rayonnement synchrotron dans les accélérateurs de particules.

-> Montre la limite du modèle planétaire/classique de l'atome d'hydrogène : un électron gravitant autour du noyau cède de l'énergie via ce rayonnement et ne peut finir que par s'écraser sur le noyau. (l'accélération est centripète donc l'électron rayonne vers l'extérieur donc perd de l'énergie).

-> Rayonnement thermique : à l'intérieur d'un corps à la température T il y a de l'agitation thermique \Rightarrow mouvement de particules qui crée un rayonnement responsable de l'échauffement de ce corps.

Conclusion

En conclusion, cette leçon nous a permis de voir que dans la zone de rayonnement on peut expliquer localement ce rayonnement par une onde plane qui est un modèle couramment utilisé en physique.

On a pu voir diverses applications du rayonnement dipolaire comme les télécommunications : par exemple dans l'optimisation des antennes émettrices, ou bien comme le rayonnement est lié à l'accélération des particules chargées. On peut voir ça dans les accélérateurs de particules, ou pour montrer la limite classique de l'atome d'hydrogène ou encore le rayonnement thermique.

A Questions.

- 1) Si la longueur de l'antenne augmente encore, est-ce qu'on gagnerait en énergie? Non, avec antenne demie-onde on a le maximum d'énergie. Si on décompose l'antenne on fait la somme des rayonnements et donc on a une addition de contribution constructive (différence de phase avec distance PM différentes). Si on augmente encore la taille de l'antenne on aura des contributions destructives.
- 2) Comment peut-on construire autrement l'indicatrice de rayonnement? Avec la puissance rayonnée directement et l'angle solide.
- 3) Qu'est ce qui joue le rôle des dipôles dans l'atmosphère? Les molécules de l'ordre de grandeur du nanomètre. Ce sont les molécules les plus présentes dans l'atmosphère (O_2 et N_2).
- 4) Autre expérience possible pour mettre aussi en évidence la polarisation de la lumière diffusée?

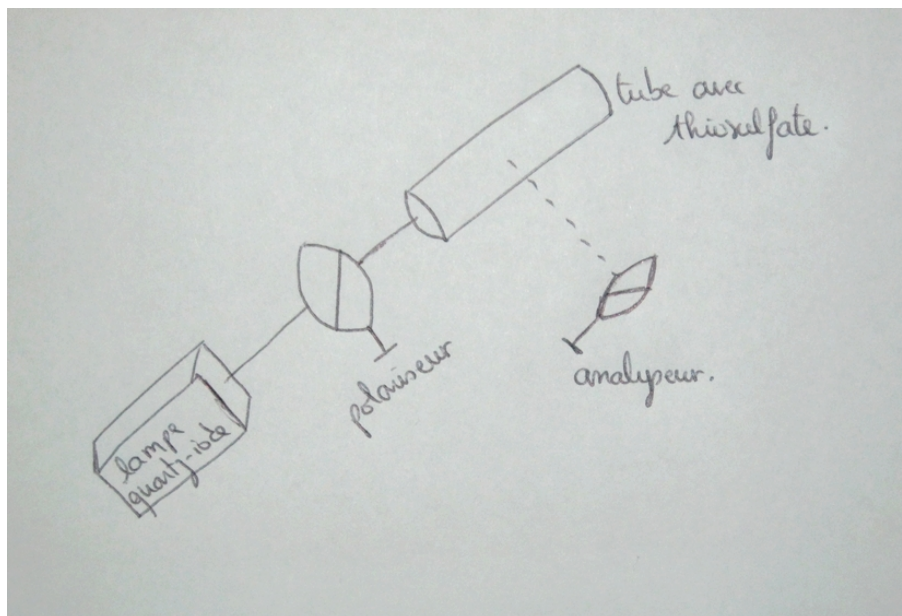


FIGURE 11: Autre expérience possible

- 5) Pourquoi avec l'expérience réalisée sur l'écran ça devient noir? On sort du domaine de validité de la diffusion Rayleigh car il y a des gouttes de soufre de plus en plus grosses qui se forment. On passe dans le domaine de la diffusion de Mie. On peut donc expliquer la couleur des nuages.
- 6) D'où vient la formule du potentiel vecteur en fonction de \vec{j} ? On raisonne sur une distribution de charge (pas une charge ponctuelle) autour du point P avec le point P et la charge -q comme barycentre de toutes les petites charges.
- 7) Raisonnement pour éliminer les termes en \dot{p} ? On a des termes en $\frac{1}{r^2} * \dot{p}$ donc si on calcule le flux du vecteur de Poynting alors quand $r \rightarrow \infty$ on aura le flux qui tendra vers 0 donc il n'y aura pas de contribution dans la zone de rayonnement.
- 8) Structure de l'onde rayonnée? Voir dans le cours partie 2.4.
- 9) Autres applications possibles? Nappe de courant, rayons X.
- 10) Précautions à prendre si on parle des accélérateurs? Effets relativistes.
- 11) Comment est fait un tube à rayons X? On a un faisceau d'électron accéléré à environ 1 keV

entre deux électrodes avec une différence de potentiel. A la fin du tube il y a une électrode lourde en métal qui permet une forte décélération des électrons et donc qui permet d'avoir une émission de rayons X.

12) Comment produire autrement un rayonnement de rayons X ? Avec un onduleur, on a un champ magnétique variable qui fait courber la trajectoire des électrons et donc on a une accélération des électrons donc un rayonnement qui est un rayonnement de rayons X.

13) Pourquoi rayonnement est différent des dipôles statiques ? A cause du terme de retard en $t - \frac{r}{c}$. Quand on calcule le $\vec{rot}(\vec{A})$ on doit dériver par rapport à r ($\frac{\partial}{\partial r}$).

B Remarques

- Trop de transparents.
- Mettre en prérequis le modèle de l'électron élastiquement lié.
- Réduire la partie sur l'antenne et discuter de la physique directement à partir des équations encadrées en rouge sur le transparent 6.

Références

- [1] Jean-Marie Brébec. Ondes, 2e année MP-MP*-PC-PC*-PSI-PSI*-PT-PT*. Collection HPrépa, Nouveau programme. chapitre 6.
- [2] Christian Garing. Ondes Électromagnétiques dans le vide et les milieux conducteurs. Chapitre 5.