

Rayonnement dipolaire électrique

Table des matières

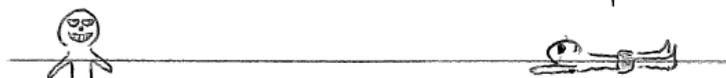
I Cadre de l'étude	2
I.1 Modèle du dipôle oscillant	2
I.2 Approximations	3
a) Approximation dipolaire $r \gg a$	3
b) Approximation non relativiste $v \ll c$ (ou ARQS à l'échelle du dipôle $a \ll \lambda$)	3
c) Approximation de la zone de rayonnement (champ lointain $r \gg \lambda$)	4
d) Bilan	4
II Rayonnement dipolaire électrique dans la zone de rayonnement	4
II.1 Champs rayonnés	4
a) Expression des champs et interprétation	4
b) Structure du champ rayonné	5
II.2 Puissance rayonnée par le dipôle oscillant	6
a) Puissance surfacique rayonnée	6
b) Diagramme de rayonnement - anisotropie	6
c) Puissance totale moyenne rayonnée	6
d) Généralisation : rayonnement d'accélération	6
e) Applications	7
III Diffusion du rayonnement électromagnétique	8
III.1 Le phénomène de diffusion	8
III.2 Absorption : le modèle classique de l'électron élastiquement lié	9
III.3 Diffusion Rayleigh dans l'atmosphère	10

Introduction

Dans les chapitres précédents, nous ne nous sommes préoccupés que de la propagation des champs, sans nous intéresser aux sources qui leur ont donné naissance, ni à leur détection. Ce chapitre étudie le champ électromagnétique engendré par une source, appelée **dipôle électrique oscillant**.

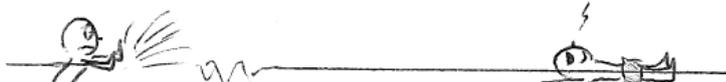
Comment générer une onde ? (d'après Tadashi Tokieda) :

Dans une piscine, un farceur veut éblouir ...



un copain.

Une poussée directe n'atteint pas assez loin.



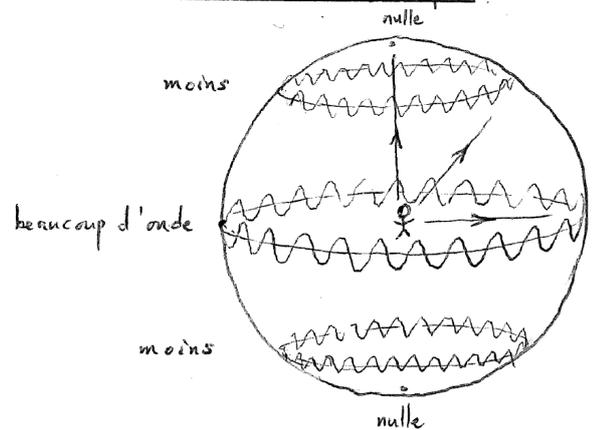
Mais en excitant une onde ...

il réussit !

De même que dans l'eau, en secouant une charge dans le vide on excite une onde électromagnétique.



Ce dessin est trompeur, car l'onde est rayonnée dans toutes les directions — quoique sa puissance dépend de la direction.



Nous verrons que ce modèle permet de décrire l'essentiel du rayonnement émis par les atomes et également le rayonnement et la réception des antennes radio.

Expérience introductive : On montre qu'on parvient à capter un signal composé d'une succession d'impulsions rectangulaires, lors d'un appel téléphonique, à l'aide d'une antenne placée à proximité du téléphone. L'antenne est constituée d'une simple tige de métal dont la taille ($\simeq 5\text{cm}$) est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde utilisée pour la transmission des ondes GSM :

On notera que la direction de l'antenne est importante pour la réception, ce qui illustre l'importance de la polarisation du phénomène.

Nous nous intéresserons au champ rayonné à grande distance ainsi qu'à la puissance rayonnée correspondante. Nous pourrions alors interpréter le phénomène de diffusion de la lumière par un ensemble de molécules et comprendre ainsi la couleur du ciel et la polarisation d'une onde par diffusion.

I Cadre de l'étude

I.1 Modèle du dipôle oscillant

Définition

Le dipôle oscillant est constitué :

- d'une charge $-q$ fixe placée à l'origine des coordonnées O ;
- d'une charge $+q$ oscillant linéairement selon l'axe \vec{u}_z de part et d'autre de $-q$ avec une amplitude a et une pulsation ω .

Son moment dipolaire est noté $\vec{p}(t)$.

La position de la charge q sur l'axe \vec{u}_z est donnée par :

$$z(t) = a \cos \omega t$$

On définit alors à chaque instant un moment dipolaire du système, de la même manière que pour le dipôle électrostatique, par :

Cette modélisation est généralisable grâce au **théorème de Fourier** pour la dépendance temporelle, et grâce au **principe de superposition** pour l'orientation spatiale.

Ce modèle permet ainsi de décrire les phénomènes liés à l'émission ou l'absorption d'ondes électromagnétiques, notamment :

- ⊙ **pour les atomes**, dans le domaine optique, en utilisant le modèle de l'électron élastiquement lié (voir partie III). La charge fixe est assimilée au noyau et la charge mobile à un électron (dans ce cas, $q = -e$);
- ⊗ **pour les antennes émettrices dans le domaine hertzien**. En effet, une antenne est un conducteur parcouru par un courant correspondant, dans le modèle du dipôle oscillant, au mouvement de la charge q (la charge $-q$ fixe représentant dans ce cas les cations fixes du réseau cristallin).

I.2 Approximations

Le calcul complet de l'onde électromagnétique émise par le dipôle oscillant est complexe. Nous admettrons donc l'expression des champs rayonnés, mais nous allons tout d'abord présenter les hypothèses qui permettent d'y aboutir.

a) Approximation dipolaire $r \gg a$

Similairement au cas du dipôle électrostatique, on se place dans le cadre de l'approximation dipolaire, c'est-à-dire :

où a est la taille du dipôle. En d'autres termes, on considère un point M suffisamment éloigné pour que le dipôle soit vu sous un petit angle.

b) Approximation non relativiste $v \ll c$ (ou ARQS à l'échelle du dipôle $a \ll \lambda$)

On rappelle que l'ARQS correspond à se placer dans un cadre qui permet de négliger le temps de propagation à l'échelle du système considéré devant le temps caractéristique d'observation. Cette approximation s'écrit donc ici :

où λ est la longueur d'onde associée à la pulsation ω , pour une onde électromagnétique dans le vide.

Cette approximation peut se comprendre d'une autre manière : en multipliant les deux membres de l'équation précédente par la pulsation, on obtient :

$$\boxed{v \ll c}$$

L'approximation précédente est donc vérifiée puisque les mouvements des charges sont effectivement non relativistes dans les atomes ou les antennes¹. On notera que ce n'est en revanche pas le cas dans les accélérateurs de particules.

1. On vérifie bien qu'avec $a = 10^{-10}m$ et $\omega = 10^{15}rad.s^{-1}$ pour un rayonnement dans le visible, $a\omega = 10^5 m.s^{-1} \ll 2\pi c$.

c) Approximation de la zone de rayonnement (champ lointain $r \gg \lambda$)

Concernant la distance r depuis laquelle le dipôle est observé, deux zones extrêmes sont envisageables :

- si $r \ll \lambda$ (soit $\tau_{propag} = \frac{r}{c} \ll T = \frac{\lambda}{c}$), le temps mis par l'onde pour atteindre le point M est très petit devant la période d'oscillation : on peut considérer qu'il n'intervient pas et que dans cette zone, le dipôle se comporte « à chaque instant » comme un dipôle permanent : le champ électrique serait alors le champ classique d'un dipôle, variant en $\frac{1}{r^3}$. Cette zone est appelée **zone statique** puisqu'on néglige le temps de propagation à l'échelle d'observation (ARQS globale).
- si $r \gg \lambda$ au contraire, la propagation devient l'aspect essentiel du phénomène (inverse de l'ARQS globale) : on parle de **zone de rayonnement**. Concrètement, pour une antenne radio émettant des ondes dont la longueur d'onde est de l'ordre du mètre, r sera de l'ordre du kilomètre. C'est dans cette zone que nous nous placerons par la suite.

d) Bilan

Vérifions dans différents cas dans quelle mesure ces approximations sont bien justifiées :

	a	λ	ν	r	$a \ll \lambda \ll r$ vérifié ?
Ondes émises par des atomes (visible)					
Ondes hertziennes dans la bande FM					
Téléphonie mobile GSM 900					

II Rayonnement dipolaire électrique dans la zone de rayonnement

II.1 Champs rayonnés

a) Expression des champs et interprétation

b) Structure du champ rayonné

Propriété

Dans la zone de rayonnement, le champ électromagnétique engendré par un dipôle oscillant :

- décroît en $\frac{1}{r}$;
- est proportionnel à ω^2 ;
- se propage radialement à partir du dipôle, avec un vecteur d'onde $\vec{k} = \frac{\omega}{c}\vec{u}_r$
- présente *localement une structure d'onde plane progressive dans le vide* se propageant radialement à partir du dipôle.

En effet, le trièdre $(\vec{E}, \vec{B}, \vec{u}_r)$ est direct avec :

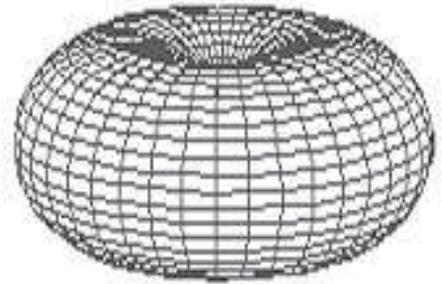
$$\vec{B}(M, t) = \frac{\vec{u}_r \wedge \vec{E}(M, t)}{c}$$

- Dans la direction du dipôle, les champs rayonnés sont nuls alors qu'ils ont une amplitude maximale dans le plan médian du dipôle.

II.2 Puissance rayonnée par le dipôle oscillant

a) Puissance surfacique rayonnée

b) Diagramme de rayonnement - anisotropie



c) Puissance totale moyenne rayonnée

d) Généralisation : rayonnement d'accélération

e) Applications

D'après ce qui précède on retiendra que :

Propriété

Toute particule chargée accélérée rayonne de l'énergie électromagnétique. La puissance moyenne est proportionnelle au carré de sa charge et à la moyenne du carré de son accélération.

Ceci trouve un grand nombre de conséquences et applications listées ci-dessous :

- **Antennes dipolaires** : les plus courantes sont des antennes dont la longueur correspond à la moitié de la longueur d'onde λ du rayonnement utilisé ; ce sont des *antennes demi-onde* : $l = \lambda/2$. Comme le montre la figure ci-dessous, les charges dans l'antenne sont accélérées verticalement. Étant donnée la symétrie du dipôle, le rayonnement s'effectue radialement par rapport à l'antenne. Le rayonnement est nul dans la direction de cette dernière. En réalité, plus l'antenne est longue, mieux se fait l'émission, mais le gain augmente relativement peu rapidement avec la taille (une taille de $\lambda/4$ peut également suffire). On retiendra simplement que :

$$L(\text{taille antenne}) \simeq \lambda$$



FIGURE 1 – a) Principe de fonctionnement d'une antenne demi-onde et photo d'une antenne émettrice FM ($\lambda/2 = c/2f = 3.10^8/2.100.10^6 = 1.5m$). b) Le pourtour métallique de certains téléphones tient directement lieu d'antenne ($\lambda/2 = c/2f = 3.10^8/2.10^9 = 15cm$).

- **Rayonnement thermique** : toutes les particules chargées constituant la matière sont accélérées du fait de l'agitation thermique et rayonnent de l'énergie : c'est l'origine du rayonnement thermique².
- **Production de rayons X** : lorsque des électrons subissent une accélération ou une décélération importante, ils produisent un rayonnement très énergétique : les rayons X. Ceci est réalisé de deux façons :
 - ▷ *dans les tubes à rayons X* : des électrons, extraits d'une cathode par chauffage et accélérés par une tension électrique dans un tube sous vide, bombardent une cible métallique (anode) ; le ralentissement brutal des électrons par les atomes de la cible provoque un rayonnement continu dans le domaine X appelé *Bremsstrahlung* (**rayonnement de freinage**).
 - ▷ *dans les onduleurs* : des faisceaux de protons ou d'électrons stockés dans des accélérateurs de particules sont localement soumis à un champ magnétique périodique intense. Les particules étant chargées, elles vont effectuer des oscillations de très faible rayon de courbure ; le rayonnement émis lors de ces accélérations intenses est le **rayonnement synchrotron**. Ce type de source de rayons X est utilisé pour sonder la matière (biologie, chimie). En France, un tel dispositif a été construit sur le plateau de Saclay en 2006 : le synchrotron SOLEIL.

2. Nous reverrons ce rayonnement dans la partie thermodynamique.

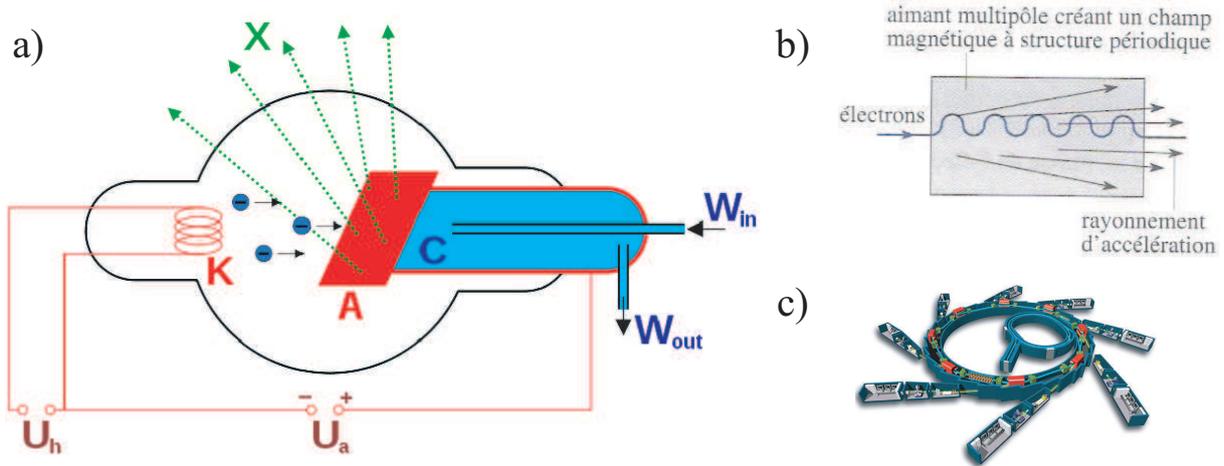


FIGURE 2 – Production de rayons X : a) tubes à rayons X, b) onduleur et c) Synchrotron SOLEIL.

• **Perte d'énergie dans les accélérateurs :**

Dans les accélérateurs circulaires, les particules sont nécessairement accélérées et perdent donc de l'énergie. Pour réaliser des expériences de très haute énergie dans des accélérateurs circulaires, il faut donc minimiser l'accélération des particules en augmentant le rayon de leur trajectoire. Ainsi, le Large Hadron Collider (L.H.C) du C.E.R.N. a une circonférence d'environ 27 km.



- **Critique du modèle de Bohr :** dans le modèle classique de l'atome de Bohr, l'électron en orbite circulaire est nécessairement accéléré et doit rayonner de l'énergie. Il devrait donc perdre de l'énergie au cours du temps et s'écraser sur le noyau. C'est le modèle quantique de l'atome qui a permis de lever ce paradoxe.

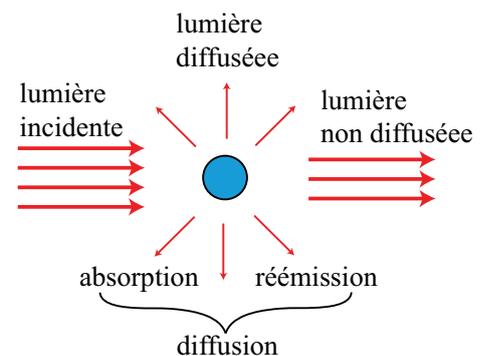
- **Diffusion du rayonnement :** voir section suivante.

III Diffusion du rayonnement électromagnétique

La diffusion de la lumière est le processus qui gouverne presque tous les phénomènes lumineux qui nous entourent ; c'est notamment elle qui nous permet de voir les objets qui ne sont pas des sources primaires.

III.1 Le phénomène de diffusion

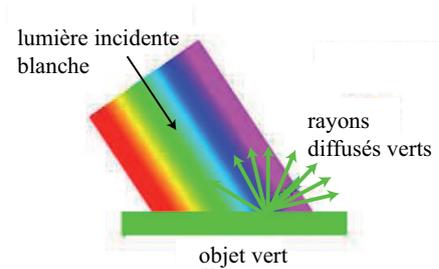
Le champ d'une onde électromagnétique peut interagir avec un atome ou une molécule qui absorbe une partie du rayonnement incident. Les dipôles électriques atomiques induits (les électrons représentant la charge négative et les protons la charge positive) sont mis en mouvement (**absorption**) et rémettent des ondes électromagnétiques dans des directions pouvant différer de celle de l'éclairage incident (**réémission** - processus déjà étudié dans les sections précédentes) ; il y a **diffusion** du rayonnement.



Ceci permet d'interpréter qualitativement la couleur des objets jouant le rôle de source secondaire de lumière : un objet vert mat (on néglige ici le phénomène de réflexion sur l'objet) absorbe par exemple toutes les longueurs d'onde, et ne réémet que le vert ^a.

La diffusion étant un processus non directif, on perçoit l'objet vert même si les lois de Descartes de la réflexion ne sont pas vérifiées par rapport à la source.

a. La diffusion est un processus linéaire, de sorte qu'il ne crée pas de nouvelles fréquences, contrairement à la fluorescence par exemple). Notons qu'un objet rouge éclairé en lumière verte apparaît donc noir. C'est ce qui explique que le vin rouge apparaisse pratiquement noir dans les bouteilles en verre vertes.

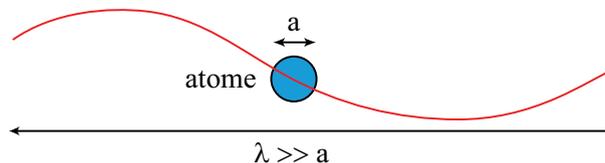


III.2 Absorption : le modèle classique de l'électron élastiquement lié

Nous décrivons ici un modèle qui permet de comprendre, dans le cadre de la mécanique classique, l'interaction entre un atome et le champ d'une onde électromagnétique incidente, et notamment de l'existence de raies d'absorption dans un gaz.

Lorsqu'une onde électromagnétique arrive sur un atome, son champ interagit avec les charges de l'atome. On peut alors faire les **approximations** suivantes :

- **Influence de \vec{B} négligeable** : le champ B est de l'ordre de E/c donc son influence est négligeable par rapport à celle du champ électrique car $v \ll c$.
- **Protons fixes** : les électrons étant beaucoup plus légers que les protons ($m_p/m_e \simeq 2000$), l'onde induit un mouvement beaucoup plus important pour les électrons que pour les protons.
- **Champ électrique \vec{E} uniforme** : la longueur d'onde du rayonnement incident est très supérieure à la taille caractéristique d'un atome ($\lambda \gg a$: approximation non relativiste ou ARQS locale) : le champ pourra donc être considéré comme uniforme à l'échelle d'un atome. Il sera noté : $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \omega t$.



Faisons un bilan des forces exercées sur un électron dans un atome soumis à une onde électromagnétique au sein d'un gaz :

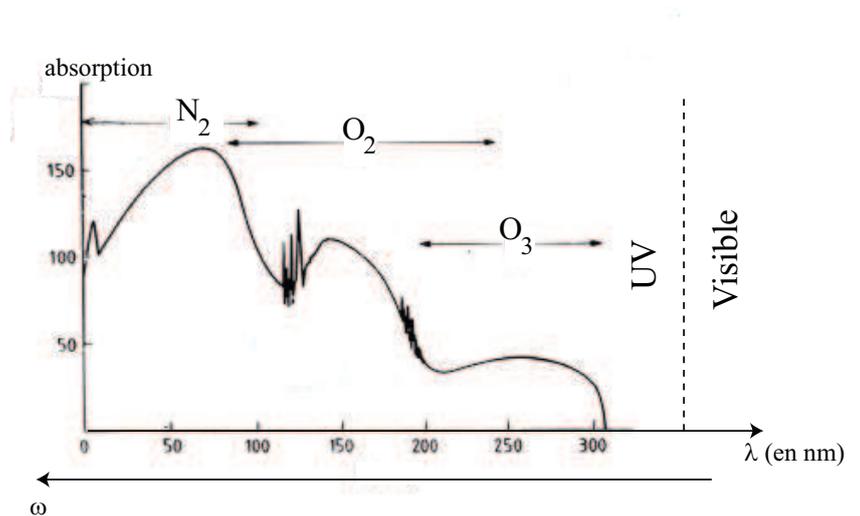
Remarque

Ce modèle classique très grossier permet de comprendre l'existence d'une **raie d'absorption**. Cependant, il ne prend en compte ni l'existence de plusieurs fréquences de résonance ni leurs importances relatives. Une étude convenable de l'interaction matière-rayonnement nécessite l'utilisation de la **mécanique quantique**.

III.3 Diffusion Rayleigh dans l'atmosphère

Comme le montre le spectre d'absorption ci-contre, de nombreux atomes ou molécules de l'atmosphère ont une absorption essentiellement située dans l'ultraviolet.

C'est par exemple en grande partie grâce à l'absorption de l'ozone de l'atmosphère que nous sommes protégés des rayonnements UV-B et UV-C émis par le soleil. La lumière du spectre visible correspond donc à $\lambda \gg \lambda_0$. En passant aux pulsations, on en déduit que : $\omega \ll \omega_0$.



Conclusion

Le rayonnement du dipôle électrique permet modéliser le phénomène de diffusion de la lumière dont les nombreuses applications sont décrites dans l'approche documentaire sur la couleur du ciel et les phénomènes lumineux dans l'atmosphère³.

Remarque

La diffusion thermique, que nous étudierons plus tard dans l'année, est un phénomène tout à fait distinct. En anglais, la distinction est bien faite entre les deux : la diffusion de la lumière fait partie des "scattering processes" alors que la diffusion thermique fait partie des "diffusion phenomena".

3. Référence intéressante : <http://phymain.unisciel.fr/bleu-du-ciel-et-soleil-couchant/>