Etude des forces radiatives
Approche semiclassique (suite)

B - Considérations énergétiques - Absorption et redistribution de photons.

C - Premier exemple simple - Electron libre dans une onde lumineuse

---

Buts du § B

1

- Evaluer, en régime stationnaire, l'énergie fournie par le champ incident au dipole atomique
- Par des arguments de conservation d'énergie, en déduire l'énergie perdue par le champ incident, et, par suite, le nombre de photons incidents qui sont absorbés par unité de temps

Si le champ incident n'est pas une onde plane, faire ce bilan énergetique mode par mode.

- En déduire une interprétation physique des forces $\vec{\mathcal{F}}_1$ et $\vec{\mathcal{F}}_2$ en termes d'absorption ou de redistribution des photons incidents

Travail effectué par le champ incident sur la charge q

2

$$dW = \vec{\mathcal{F}}\cdot d\vec{r}$$

$$\frac{dW}{dt} = \vec{\mathcal{F}}\cdot\dot{\vec{r}} = \underbrace{\vec{\mathcal{F}}\cdot\dot{\vec{R}}}_{=0 \text{ car } \dot{\vec{R}}=\vec{0}} + \underbrace{\vec{\mathcal{F}}\cdot(\dot{\vec{r}}-\dot{\vec{R}})}_{=\vec{\mathcal{F}}\cdot\dot{\vec{\mathcal{D}}}/q}$$

(atome initialement immobile)

Moyenne séculaire

$$\overline{\frac{dW}{dt}} = \overline{\vec{\mathcal{E}}(\vec{R},t)\cdot\dot{\vec{\mathcal{D}}}} = \overline{\mathcal{E}(\vec{R},t)\,\dot{\mathcal{D}}}$$

Seule, la force electrique travaille

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_z \qquad \mathcal{D} = \mathcal{D}_z$$

$$\mathcal{E}(\vec{R},t) = \mathcal{E}^+(\vec{R})e^{-i\omega t} + \mathcal{E}^-(\vec{R})e^{i\omega t}$$

$$\mathcal{D}(t) = \mathcal{D}^+e^{i\omega t} + \mathcal{D}^-e^{-i\omega t}$$

$$\dot{\mathcal{D}}(t) = i\omega\left[\mathcal{D}^+e^{i\omega t} - \mathcal{D}^-e^{-i\omega t}\right]$$

$$\boxed{\overline{\frac{dW}{dt}} = i\omega\left[\mathcal{D}^+\mathcal{E}^+(\vec{R}) - \mathcal{D}^-\mathcal{E}^-(\vec{R})\right]}$$

Expression équivalente de $\overline{dW}/dt$ (3

$$\mathcal{E}^{\pm}(\vec{R}) = \frac{\mathcal{E}_0(\vec{R})}{2} e^{\mp i\phi(\vec{R})} \qquad (\text{cf I-11})$$

$$\hookrightarrow \frac{\overline{dW}}{dt} = i\,\frac{\omega \mathcal{E}_0}{2}\left[\mathcal{D}^+ e^{-i\phi} - \mathcal{D}^- e^{i\phi}\right]$$

$$\boxed{\frac{\overline{dW}}{dt} = -\,\omega\, \mathcal{E}_0\, \mathcal{D}_{\substack{\text{quadrature}\\ \text{avance}}}}$$

Nombre de photons incidents absorbés par unité de temps

Par conservation de l'énergie

$$\left(\frac{\overline{dW}}{dt}\right)_{\substack{\text{fournie}\\ \text{au dipole}\\ \text{par le champ}}} = \left(\frac{\overline{dW}}{dt}\right)_{\substack{\text{perdue}\\ \text{par le champ}}}$$

Le champ incident est monochromatique

Donc $dW = dN\,\hbar\omega$ où dN est le nombre de photons absorbés

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{\hbar\omega}\frac{\overline{dW}}{dt} = \frac{i}{\hbar}\left[\mathcal{D}^+\mathcal{E}^+(\vec{R}) - \mathcal{D}^-\mathcal{E}^-(\vec{R})\right]$$

$$= -\,\mathcal{E}_0\, \mathcal{D}_{\substack{\text{quadrature}\\ \text{avance}}} / \hbar$$

Interprétation physique de $\vec{\mathcal{F}}_1$ (4

De I-14 et II-3 on déduit $\quad \vec{\mathcal{F}}_1 = -\hbar(\vec{\nabla}\phi)\dfrac{dN}{dt}$

Onde plane $\quad \phi = -\vec{k}.\vec{R} \quad$ (voir I-11)

$$\hookrightarrow \boxed{\vec{\mathcal{F}}_1 = \hbar\vec{k}\,\frac{dN}{dt}}$$

dN photons incidents, ayant chacun une impulsion $\hbar\vec{k}$, sont absorbés par le dipole, qui gagne donc l'impulsion $d\vec{p} = \hbar\vec{k}\,dN$ pendant dt, d'où la force $d\vec{p}/dt = \hbar\vec{k}\,dN/dt$

Cas général

Superposition d'ondes planes de même ω, mais de $\vec{k}$ différents

$-\hbar(\vec{\nabla}\phi)$ apparait comme l'impulsion "moyenne" des photons absorbés (Par exemple, $-\hbar\,\vec{\nabla}\phi = \vec{0}$ pour une onde stationnaire)

Que devient l'énergie absorbée par le dipole ? (5

Reévacuée par les processus dissipatifs responsables de l'amortissement du dipole.

En particulier, amortissement radiatif par émission spontanée

Ce sont d'ailleurs les termes d'amortissement dans l'équation d'évolution du dipole qui sont, en régime stationnaire, à l'origine de la composante de $\mathcal{D}$ en quadrature avec $\mathcal{E}$. D'où la dénomination utilisée parfois

$\vec{\mathcal{F}}_1$: Force "dissipative"

$\vec{\mathcal{F}}_2$: Force "réactive"

Bilan global d'impulsion (6

En régime stationnaire, les dN photons incidents absorbés pendant dt par le dipole sont réemis spontanément dans les modes du champ initialement vides, avec des probabilités égales dans 2 directions opposées

L'impulsion reperdue par le dipole lors de la réemission est donc nulle en moyenne

↳ Idée que le traitement élémentaire présenté ici contient en fait une 2ème moyenne (en plus de la moyenne séculaire) sur les photons émis spontanément, et ignore donc les fluctuations correspondantes pour $\vec{\mathcal{F}}_1$

Interprétation de $\vec{\mathcal{F}}_2$ (7

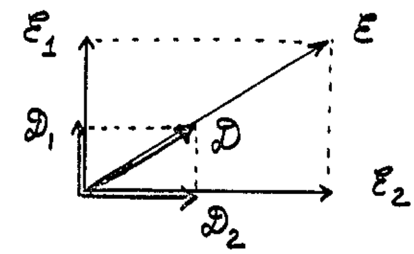
- Pour une onde plane
  $\mathcal{E}_0$ = Constante $\rightarrow \vec{\nabla}\mathcal{E}_0 = \vec{0} \rightarrow \vec{\mathcal{F}}_2 = \vec{0}$
- Pour avoir un gradient d'amplitude, il faut donc <u>superposer</u> des ondes planes de $\vec{k}$ différents
- Commençons par un modèle simple de 2 ondes planes, d'amplitudes $\mathcal{E}_1$ et $\mathcal{E}_2$, se propageant en sens inverse
  $\vec{k}_1 = \vec{k} = -\vec{k}_2$

$$\mathcal{E}^+ = \mathcal{E}_1 e^{i\vec{k}.\vec{R}} + \mathcal{E}_2 e^{-i\vec{k}.\vec{R}}$$

Superposition de ces 2 ondes

On se place en un point $\vec{R}$ où les 2 ondes sont en quadrature.
En un tel point, le gradient de l'amplitude globale est $\neq 0$ ($\parallel$ à $\vec{k}$)

Discussion dans le plan complexe (8



$\mathcal{D} = \alpha\,\mathcal{E}$: Dipole en phase avec le champ total $\mathcal{E}$

α : réel (pas forcément susceptibilité linéaire - Peut dépendre de $|\mathcal{E}|^2$)

↳ $\mathcal{D}_2 = \alpha\,\mathcal{E}_2 \qquad \mathcal{D}_1 = \alpha\,\mathcal{E}_1$

- $\mathcal{D}$ en phase avec $\mathcal{E}$
  ↳ <u>Pas d'absorption globale d'énergie</u>
- $\mathcal{D}_2$ en phase avec $\mathcal{E}_2$, mais en quadrature retard sur $\mathcal{E}_1$
- $\mathcal{D}_1$ en phase avec $\mathcal{E}_1$, mais en quadrature avance sur $\mathcal{E}_2$

Transfert d'énergie d'une onde à l'autre (9

- $\mathcal{D}_1$ en quadrature avance sur $\mathcal{E}_2$ fournit de l'énergie à $\mathcal{E}_2$

$$\left(\frac{dW_2}{dt}\right)_{\substack{\text{gagnée}\\ \text{par } \mathcal{E}_2}} = \omega\,\mathcal{E}_2\,\mathcal{D}_1 = \alpha\,\omega\,\mathcal{E}_2\,\mathcal{E}_1$$

- $\mathcal{D}_2$ en quadrature retard sur $\mathcal{E}_1$ absorbe de l'énergie sur $\mathcal{E}_1$

$$\left(\frac{dW_1}{dt}\right)_{\substack{\text{perdue}\\ \text{par } \mathcal{E}_1}} = \omega\,\mathcal{E}_1\,\mathcal{D}_2 = \alpha\,\omega\,\mathcal{E}_1\,\mathcal{E}_2$$

↳ L'énergie gagnée par une onde est perdue par l'autre
Redistribution à énergie constante

<u>Par contre</u>, comme l'<u>impulsion change d'une onde à l'autre</u>, le bilan global d'impulsion est non nul

$$\left(\frac{d}{dt}\vec{P}\right)_{\substack{\text{gagnée}\\ \text{par dipole}}} = \frac{\alpha\,\omega\,\mathcal{E}_1\,\mathcal{E}_2}{\hbar\omega}\left(\hbar\vec{k}_1 - \hbar\vec{k}_2\right) \neq 0$$

Importance des relations de phase entre les 2 ondes (10

- L'onde incidente $\vec{k}_1$ induit un dipole $\mathcal{D}_1$ qui dépend de la phase de cette onde au point $\vec{R}$
- Ce dipole $\mathcal{D}_1$ rayonne dans le mode $\vec{k}_2$ et c'est l'<u>interférence</u> entre ce champ rayonné dans le mode $\vec{k}_2$ et le champ incident dans $\vec{k}_2$ qui est responsable de l'amplification de l'onde $\vec{k}_2$
- La redistribution n'est donc <u>pas</u> une succession de 2 processus incohérents (absorption de $\vec{k}_1$ et émission induite de $\vec{k}_2$). Ces 2 processus interfèrent d'une manière qui dépend de la phase relative des 2 ondes au point $\vec{R}$.

Généralisation (11

- Superposition quelconque d'ondes planes. Modes μ, ν ....

$$\mathcal{E}^+(\vec R) = \mathcal{E}_\mu^+(\vec R) + \mathcal{E}_\nu^+(\vec R) + \cdots$$

$$\mathcal{E}_\mu^+(\vec R) = \mathcal{E}_\mu^+ e^{i\vec k_\mu\cdot\vec R} \qquad \mathcal{E}_\nu^+(\vec R) = \mathcal{E}_\nu^+ e^{i\vec k_\nu\cdot\vec R}$$

- Composante en phase du dipole

$$\mathcal{D}^- = \alpha\,\mathcal{E}^+(\vec R) = \mathcal{D}_\mu^- + \mathcal{D}_\nu^- + \cdots$$

$$\mathcal{D}_\mu^- = \alpha\,\mathcal{E}_\mu^+ e^{i\vec k_\mu\vec R} \qquad \mathcal{D}_\nu^- = \alpha\,\mathcal{E}_\nu^+ e^{i\vec k_\nu\vec R}$$

α réel

<u>Contribution d'une paire de modes μ, ν à la force $\vec{\mathcal{F}}_2$</u>

$$\vec{\mathcal{F}}_2 = \mathcal{D}^+\vec\nabla\mathcal{E}^+ + \mathcal{D}^-\vec\nabla\mathcal{E}^- =$$

$$\alpha\left[\mathcal{E}_\mu^-(\vec R) + \mathcal{E}_\nu^-(\vec R) + \cdots\right]\left[i\vec k_\mu\,\mathcal{E}_\mu^+(\vec R) + i\vec k_\nu\,\mathcal{E}_\nu^+(\vec R) + \cdots\right] + \text{c.c.}$$

$$= i\alpha(\vec k_\mu - \vec k_\nu)\left[\mathcal{E}_\nu^-(\vec R)\,\mathcal{E}_\mu^+(\vec R) - \mathcal{E}_\nu^+(\vec R)\,\mathcal{E}_\mu^-(\vec R)\right]$$

+ contribution des autres paires $\mu'\nu'$

<u>Travail fourni par $\mathcal{E}_\mu$ sur $\mathcal{D}_\nu$</u> (12

$$\frac{dW_{\mu\nu}}{dt} = i\omega\left[\mathcal{D}_\nu^+\,\mathcal{E}_\mu^+(\vec R) - \mathcal{D}_\nu^-\,\mathcal{E}_\mu^-(\vec R)\right] \quad (\text{voir II-2})$$

Nombre de photons disparaissant du mode μ à cause de $\mathcal{D}_\nu$

$$\frac{dN_{\mu\nu}}{dt} = \frac{i\alpha}{\hbar}\left[\mathcal{E}_\nu^-(\vec R)\,\mathcal{E}_\mu^+(\vec R) - \mathcal{E}_\nu^+(\vec R)\,\mathcal{E}_\mu^-(\vec R)\right]$$

<u>Travail fourni par $\mathcal{E}_\nu$ sur $\mathcal{D}_\mu$</u> et nombre de photons disparaissant du mode ν à cause de $\mathcal{D}_\mu$

$$\frac{dN_{\nu\mu}}{dt} = \frac{i\alpha}{\hbar}\left[\mathcal{E}_\mu^-(\vec R)\,\mathcal{E}_\nu^+(\vec R) - \mathcal{E}_\mu^+(\vec R)\,\mathcal{E}_\nu^-(\vec R)\right]$$

<u>Bilan global d'énergie</u>

$$\frac{d}{dt}(N_{\mu\nu} + N_{\nu\mu}) = 0$$

Redistribution à énergie constante

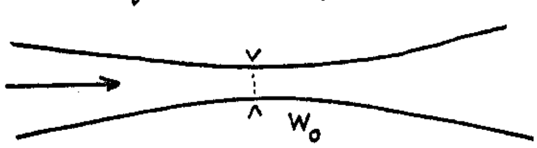
<u>Bilan global d'impulsion</u>

$$\frac{d\vec P}{dt} = \sum_{\text{paires }\mu\nu}\left[\hbar\vec k_\mu\frac{d}{dt}N_{\mu\nu} + \hbar\vec k_\nu\frac{d}{dt}N_{\nu\mu}\right]$$

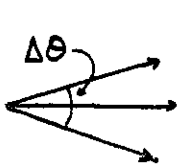
$$= \sum_{\mu\nu} i\alpha(\vec k_\mu - \vec k_\nu)\left[\mathcal{E}_\nu^-(\vec R)\,\mathcal{E}_\mu^+(\vec R) - \mathcal{E}_\nu^+(\vec R)\,\mathcal{E}_\mu^-(\vec R)\right]$$

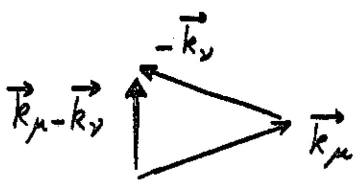
On retrouve exactement $\vec{\mathcal{F}}_2$

<u>Application : Force $\vec{\mathcal{F}}_2$ maximale pour un faisceau gaussien</u> (13



Vecteurs $\vec k$ des ondes planes incidentes repartis dans un angle $\Delta\theta \simeq 1/W_0$ autour de la direction moyenne





La valeur maximale de $\vec k_\mu - \vec k_\nu$ est realisée en prenant les 2 valeurs extrêmes pour $\vec k_\mu$ et $\vec k_\nu$

Force $\vec{\mathcal{F}}_2$ maximale dans la direction transversale (inversement proportionnelle au diamètre W_0 du faisceau)

Récapitulation (14

<u>Force $\vec{\mathcal{F}}_1$</u> (Gradient de phase)

Perte globale d'énergie pour le champ incident

Disparition globale de photons dans les modes non vides

<u>Transfert</u> de ces photons vers les modes initialement vides

Force de "diffusion"

<u>Force $\vec{\mathcal{F}}_2$</u> (Gradient d'amplitude)

Pas de changement global d'énergie du champ incident

Nombre total de photons incidents constant

<u>Redistribution cohérente</u> des photons incidents entre les modes non vides (de même énergie mais d'impulsion différente), les modes initialement vides restant vides

Force de "redistribution"

Forces radiatives exercées par une onde monochromatique sur un electron libre (15

- Illustration simple des notions introduites en A et B.
- Equation d'Abraham-Lorentz pour calculer le mouvement d'oscillation rapide de l'electron
- $\vec{R}$, centre de cette oscillation, évolue beaucoup plus lentement. On suppose que $\dot{\vec{R}} = \vec{0}$ à $t = 0$, et demeure négligeable pendant le temps d'établissement du régime d'oscillation stationnaire
- Possibilité de traitements plus complets :
  - Onde non monochromatique
  - Effets relativistes

Mouvement d'oscillation (16

Interaction avec le champ incident

$$m\ddot{\vec{r}} = q\,\vec{\mathcal{E}}(\vec{r},t) + q\,\dot{\vec{r}} \times \vec{\mathcal{B}}(\vec{r},t)$$

La force magnétique instantanée est v/c fois plus petite que la force électrique instantanée

A l'ordre le plus bas en v/c et a/λ, l'oscillation de l'electron autour de $\vec{R}$ est dûe à la seule force electrique instantanée, évaluée en $\vec{R}$

$$m\ddot{\vec{r}}_{\text{oscill}} = q\,\vec{\mathcal{E}}(\vec{R},t)$$

Rappelons que, pour avoir la force séculaire, il faut développer la force electrique à l'ordre 1 en $(\vec{r}-\vec{R})/\lambda$ autour de $\vec{R}$, et garder la force magnétique à l'ordre 0 (cf § A)

Interaction de l'electron avec son champ propre (17

- Responsable d'une correction de masse (supposée réintégrée dans m)
- Responsable d'un amortissement radiatif dû à la perte d'énergie par rayonnement de la charge oscillante

La force de freinage associée est la "réaction de rayonnement" qu'on peut montrer être égale à

$$\vec{R} = \frac{2}{3}\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 c^3}\dddot{\vec{r}}$$

Equation d'Abraham-Lorentz

$$m\ddot{\vec{r}} = \frac{2}{3}\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 c^3}\dddot{\vec{r}} + q\,\vec{\mathcal{E}}(\vec{R},t)$$

Simplifications (18

- Le mouvement oscillant de
$$\vec{\mathcal{D}} = q(\vec{r}-\vec{R})$$
est très rapide devant le mouvement lent de $\vec{R}$ (voir hypothèses sur $\dot{\vec{R}}$ dans III-15)

$\hookrightarrow$ $q\ddot{\vec{r}} \simeq \ddot{\vec{\mathcal{D}}}$ $\qquad$ $q\dddot{\vec{r}} \simeq \dddot{\vec{\mathcal{D}}}$

$$\ddot{\vec{\mathcal{D}}} - \frac{2}{3}\frac{e^2}{mc^3}\dddot{\vec{\mathcal{D}}} = \frac{q^2}{m}\vec{\mathcal{E}}(\vec{R},t)$$

On a posé $e^2 = \dfrac{q^2}{4\pi\varepsilon_0}$

- Comme le mouvement de $\vec{\mathcal{D}}$ est sinusoïdal, $\dddot{\vec{\mathcal{D}}} \simeq -\omega^2\dot{\vec{\mathcal{D}}}$

$$\ddot{\vec{\mathcal{D}}} + \frac{2}{3}\frac{e^2\omega^2}{mc^3}\dot{\vec{\mathcal{D}}} = \frac{q^2}{m}\vec{\mathcal{E}}(\vec{R},t)$$

- $\vec{\mathcal{E}}$ polarisé suivant Oz près de $\vec{R}$

Origine des temps telle que $\phi(\vec{R}) = 0$

$\hookrightarrow$ $\mathcal{E}_i(\vec{R},t) = \delta_{iz}\,\mathcal{E}_0(\vec{R})\cos\omega t$

Calcul du dipole induit (19

$$\mathcal{E}_z(\vec{R},t) = \mathcal{E}(\vec{R},t) = \mathcal{E}^+ e^{-i\omega t} + \mathcal{E}^- e^{i\omega t}$$

$$\mathcal{E}^+ = \mathcal{E}^- = \mathcal{E}_0(\vec{R})/2$$

$$\mathcal{D}_z(t) = \mathcal{D}(t) = \mathcal{D}^+ e^{i\omega t} + \mathcal{D}^- e^{-i\omega t}$$

En régime stationnaire,

$$\left[-\omega^2 + \frac{2}{3} i \frac{e^2\omega^3}{mc^3}\right] \mathcal{D}^+ = \frac{q^2}{m} \mathcal{E}^-$$

$$\mathcal{D}_+ = -\frac{q^2}{m\omega^2} \frac{1}{1 - \frac{2ie^2\omega}{3mc^3}} \mathcal{E}^-$$

$$\frac{e^2\omega}{mc^3} = \frac{e^2}{mc^2} \frac{\omega}{c} = \frac{r_0}{\lambda\!\!\!^{-}} \ll 1$$

$r_0 = \frac{e^2}{mc^2} = 2{,}8\ 10^{-13}$ cm Rayon classique de e^-

$$\begin{cases} \mathcal{D}_{phase} = -\dfrac{q^2}{m\omega^2} \dfrac{\mathcal{E}_0}{2} \\ \mathcal{D}_{\substack{quadr.\\avance}} = -\dfrac{q^2}{m\omega^2} \dfrac{2r_0}{3\lambda\!\!\!^{-}} \dfrac{\mathcal{E}_0}{2} \end{cases}$$

Expression de la force $\vec{\mathcal{F}}_2$ (20

$$\vec{\mathcal{F}}_2 = \mathcal{D}_{phase} \vec{\nabla} \mathcal{E}_0(\vec{R}) =$$

$$-\frac{q^2}{2m\omega^2} \mathcal{E}_0(\vec{R}) \vec{\nabla} \mathcal{E}_0(\vec{R}) = -\vec{\nabla} \frac{q^2 \mathcal{E}_0^2(\vec{R})}{4m\omega^2}$$

Proportionnelle au gradient d'intensité lumineuse

Interprétation de $q^2 \mathcal{E}_0^2(\vec{R})/4m\omega^2$

Energie cinétique moyenne de vibration de l'electron dans l'onde

En effet, si l'on néglige la réaction de rayonnement $(r_0/\lambda\!\!\!^{-} \ll 1)$

$$\ddot{z} = \frac{q\mathcal{E}_0(\vec{R})}{m} \cos\omega t$$

$$\dot{z} = \frac{q\mathcal{E}_0(\vec{R})}{m\omega} \sin\omega t$$

$$\overline{E_{vib}(\vec{R})} = \frac{1}{2} m \overline{\dot{z}^2} = \frac{q^2\mathcal{E}_0^2}{2m\omega^2} \underbrace{\overline{\sin^2\omega t}}_{=1/2}$$

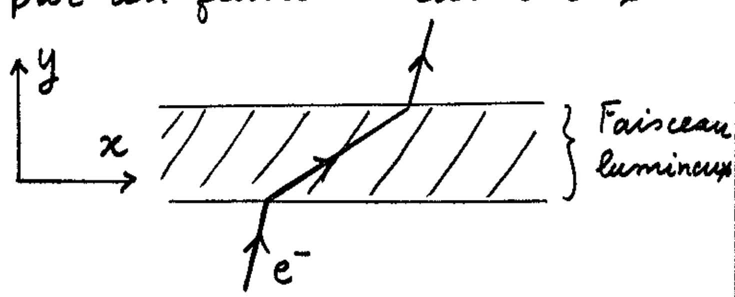
$$\boxed{\vec{\mathcal{F}}_2 = -\vec{\nabla}\, \overline{E_{vib}(\vec{R})}}$$

Conclusions pour $\vec{\mathcal{F}}_2$ (21

L'énergie moyenne de vibration de e^- dans une onde lumineuse apparait comme une énergie potentielle pour le mouvement lent de e^-, qui est repoussé hors des régions de forte intensité

Exemple de conséquence

Réfraction d'un faisceau de e^- par un faisceau lumineux



v_x diminue dans le faisceau

v_y reste inchangée

Expression de la force $\vec{\mathcal{F}}_1$ (22

$$\vec{\mathcal{F}}_1 = \mathcal{D}_{\substack{quadr\\avance}} \mathcal{E}_0(\vec{\nabla}\phi)$$

$$= -\frac{q^2}{m\omega^2} \frac{2r_0}{3\lambda\!\!\!^{-}} \frac{\mathcal{E}_0^2}{2} (\vec{\nabla}\phi)$$

Cas d'une onde plane

$$\phi = -\vec{k}.\vec{R} \quad \longrightarrow \quad \vec{\nabla}\phi = -\vec{k}$$

Relions $\mathcal{E}_0^2$ au flux incident moyen d'energie F_{inc}

$$F_{inc} = \varepsilon_0 c^2 \overline{|\vec{E} \times \vec{B}|} = \varepsilon_0 c\, \mathcal{E}_0^2 \underbrace{\overline{\cos^2\omega t}}_{=1/2}$$

On peut alors reécrire $\vec{\mathcal{F}}_1$ sous la forme

$$\vec{\mathcal{F}}_1 = \underbrace{\frac{8\pi}{3} r_0^2}_{\substack{\text{Section}\\ \text{efficace}\\ \text{Thomson}}} \underbrace{\frac{F_{inc}}{\hbar\omega}}_{\substack{\text{Flux de}\\ \text{photons}\\ \text{incidents}}} \underbrace{\hbar\vec{k}}_{\substack{\text{Impulsion}\\ \text{de chaque}\\ \text{photon}}}$$

Interprétation physique de $\vec{\mathcal{F}}_1$ (23

Des photons incidents disparaissent du faisceau lumineux et sont diffusés dans d'autres directions (avec une probabilité égale dans 2 directions opposées). C'est la <u>diffusion Thomson</u>

Leur nombre par unité de temps est le produit du flux de photons incidents par la section efficace Thomson

L'impulsion qui disparait du faisceau lumineux est prise par l'electron, d'où la force $\vec{\mathcal{F}}_1$

$\vec{\mathcal{F}}_1$ est souvent appelé

Force de <u>pression de radiation</u>

$\vec{\mathcal{F}}_2$ force <u>pondéromotrice</u>

Ordres de grandeur relatifs de $\vec{\mathcal{F}}_1$ et $\vec{\mathcal{F}}_2$ (24

$$\frac{\mathcal{F}_1}{\mathcal{F}_2} = \frac{\frac{2r_0}{\lambda}\,\frac{\mathcal{E}_0^2}{2}\,|\vec{\nabla}\phi|}{\mathcal{E}_0|\vec{\nabla}\mathcal{E}_0|}$$

$$\vec{\nabla}\phi \simeq \vec{k} \qquad |\vec{k}| = \frac{1}{\lambda}$$

$$\hookrightarrow \quad \frac{\mathcal{F}_1}{\mathcal{F}_2} \simeq \frac{r_0}{\lambda^2}\,\frac{I}{|\vec{\nabla} I|} \qquad I : \text{intensité}$$

Soit L la longueur caractéristique sur laquelle I varie

$$\frac{\mathcal{F}_1}{\mathcal{F}_2} \simeq \frac{r_0}{\lambda}\,\frac{L}{\lambda} \qquad \begin{cases} r_0 \simeq 2.10^{-13}\,\text{cm} \\ \lambda \simeq 10^{-5}\,\text{cm} \end{cases}$$

$\mathcal{F}_1$ ne devient de l'ordre de $\mathcal{F}_1$ que pour $L \gtrsim$ quelques mètres

Or, au foyer d'un faisceau, $L \simeq$ quelques microns. Donc, en général

$$\mathcal{F}_2 \gg \mathcal{F}_1$$

Généralisation à des ondes non monochromatiques (25

Amplitude variant non seulement dans l'espace, mais aussi dans le temps

Impulsions laser

On peut alors montrer que (en plus de la pression de radiation qui demeure très faible), il y a toujours une force proportionnelle au gradient de l'énergie moyenne de vibration

$$\vec{\mathcal{F}}_2 = -\vec{\nabla}\,\overline{E_{vib}}(\vec{R},t)$$

T.W.B. KIBBLE Phys. Rev. Lett <u>16</u>, 1054 (1966)

Etude relativiste dans

T.W.B. KIBBLE Phy. Rev <u>150</u>, 1060 (1966)

<u>Exemple</u> : Entrainement d'un electron initialement immobile par un train d'ondes planes (26

L'electron est accéléré vers la droite quand le train d'ondes arrive sur lui (repoussé des régions de forte intensité), puis ralenti quand le train d'ondes le quitte (repoussé vers la gauche). Il se retrouve immobile, mais plus loin à droite

<u>Origine de la force</u> : quand l'intensité croit, ou décroit, avec t, $\dot{\vec{r}}$ n'est plus en phase avec $\vec{E}$ (même sans réaction de rayonnement), donc $\dot{\vec{r}}$ n'est plus en quadrature avec $\vec{\mathcal{B}}$ et $\overline{q\dot{\vec{r}}\times\vec{\mathcal{B}}} \neq \vec{0}$