



SCIENCES PHYSIQUES

L'usage de calculatrices électroniques de poche à alimentation autonome, non imprimantes et sans document d'accompagnement, est autorisé pour toutes les épreuves d'admissibilité, sauf pour les épreuves de français et de langues. Cependant, une seule calculatrice à la fois est admise sur la table ou le poste de travail, et aucun échange n'est autorisé entre les candidats.

Le problème s'intéresse dans une première partie à un modèle théorique de rayonnement atomique, à sa polarisation, à son interaction avec un champ magnétique. Dans la deuxième partie on s'intéresse à la validation du modèle grâce à un protocole expérimental optique classique, faisant référence aux séances de TP-Cours prévues par le programme officiel PCSI, PSI, PSI*.

Certaines questions exigent, hors calcul, la compréhension de certains aspects d'un modèle, un commentaire physique, un ordre de grandeur littéral ou numérique, une analyse de pertinence, un protocole expérimental. Elles seront évidemment cotées à l'égal des autres questions.

Les applications numériques concernent des ordres de grandeur : elles peuvent être faites sans calculette.

On utilisera les données numériques approchées ci-dessous :

- masse de l'électron : $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$;
- charge élémentaire : $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$;
- vitesse de la lumière dans le vide : $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$;
- perméabilité du vide : $\epsilon_0 = \text{F} \cdot \text{m}^{-1}$.

PARTIE 1

De la théorie...

Mécanique : autour du modèle de Thomson de l'atome d'hydrogène

On considère le modèle de Thomson de l'atome d'hydrogène isolé. Le proton, de masse M , de charge e , est modélisé par une boule à répartition de masse et de charge homogènes, de centre O fixe dans le référentiel galiléen $Oxyz$, de rayon R .

Tournez la page S.V.P.

Tous les mouvements étudiés dans ce problème se référeront au galiléen Oxyz. Au sein de ce nuage protonique peut se mouvoir un électron quasiponctuel, de masse m , de charge $-e$.

On note $P(t)$ la position à la date t de l'électron dans Oxyz et $\mathbf{r} = (t)$.

On suppose le mouvement de l'électron, classique, non relativiste et les conditions initiales telles que $|\mathbf{r}| \leq R \forall t$

1. On suppose dans un premier temps que l'électron est soumis à la seule action électrostatique du proton. Le mouvement électronique démarre à la date $t = t_{01}$ avec les conditions initiales $(t = t_{01}) = {}_{01}$ et $d/dt (t = t_{01}) = {}_{01}$.

a. Pourquoi dit-on que l'électron est élastiquement lié au proton ?

montrer que la trajectoire électronique est plane. Dé

terminer son allure générale. Dé

terminer littéralement la période T_0 du mouvement. On posera ensuite $\omega_0 = 2\pi/T_0$. Dé

terminer numériquement, via une estimation de R , le domaine de longueur d'onde $\lambda_0 = c T_0$ auquel correspond T_0 . Co

commenter physiquement la valeur de la moyenne temporelle à l'échelle de T_0 du moment dipolaire électrique $\langle t \rangle$ de l'atome d'hydrogène.

montrer que le mouvement électronique peut être décomposé en une vibration rectiligne le long de Oz et en deux mouvements circulaires dans le plan Oxy, dits transverses (par rapport à Oz), l'un gauche autour de Oz, l'autre droit. On

note $A_{//1}$, $A_{\perp g1}$, $A_{\perp d1}$ les amplitudes respectives de ces vibrations et $\phi_{//1}$, $\phi_{\perp g1}$, $\phi_{\perp d1}$ les phases à l'origine des temps correspondantes.

On convient alors de noter le mouvement électronique à partir de $t = t_{01}$ sous la forme :

$$(t) = VR(z, \omega_{//}, A_{//1}, \phi_{//1}) + VCG(z, \omega_{\perp g}, A_{\perp g1}, \phi_{\perp g1}) + VCD(z, \omega_{\perp d}, A_{\perp d1}, \phi_{\perp d1}).$$

terminer les pulsations caractéristiques $\omega_{//}$, $\omega_{\perp g}$ et $\omega_{\perp d}$ en fonction de ω_0 . Dé

Sa ns chercher à les calculer effectivement (ce qui serait long et ici inutile !), dire de quoi dépendent les six constantes précitées (trois amplitudes et trois phases).

45838412. On améliore le modèle précédent en imposant à l'électron une force supplémentaire, de frottement de type fluide visqueux, notée $-m/\tau$, correspondant à un amortissement « faible ».

a. Quelle est la dimension de τ ?

éciser par une inégalité forte impliquant τ le caractère « faible » de l'amortissement. Pr

On lance l'électron avec les conditions initiales générales décrites dans la question 1. Démontrer que la trajectoire reste plane. On

terminer l'allure de la trajectoire électronique à l'échelle de T_0 puis à celle de τ . Dé

commenter physiquement les valeurs moyennes temporelles, à l'échelle de T_0 et à celle de τ , du moment dipolaire électrique de l'atome d'hydrogène. Co

terminer en fonction de ω_0 les valeurs des pulsations caractéristiques $\omega_{//}$, $\omega_{\perp g}$ et $\omega_{\perp d}$ telles que l'on puisse mettre le mouvement électronique sous la forme : Dé

$$(t) = [VR(z, \omega_{//}, A_{//1}, \phi_{//1}) + VCG(z, \omega_{\perp g}, A_{\perp g1}, \phi_{\perp g1}) + VCD(z, \omega_{\perp d}, A_{\perp d1}, \phi_{\perp d1})] e^{-t/(2\tau)}.$$

On affirmera donc que le mouvement électronique cesse au bout d'une durée de l'ordre de grandeur de τ . Ce mouvement commençant à la date $t = t_0$ et finissant en ordre de grandeur à $t_0 + \tau$ est appelé train de vibration électronique de durée τ environ.

44788624. On affine encore le modèle précédent de la manière ci-dessous.

L'atome « fournit » à la date t_{01} des conditions initiales $_{01}$ et $_{01}$. et « émet » (engendre) un premier train (le n° 1) de durée de l'ordre de τ . L'émission s'arrête pendant une durée de l'ordre de τ .

L'atome « fournit » de nouveau à la date t_{02} des conditions initiales $_{02}$ et $_{02}$ et émet un autre train de vibration (le n° 2) pendant une durée de l'ordre de τ .

Il y a de nouveau arrêt de l'émission pendant une durée τ environ, puis réémission et ainsi de suite.

C'est le mécanisme d'émission par trains successifs.

On supposera que les conditions initiales de démarrage des trains successifs sont décorréliées en temps (t_{0i}), en position ($_{0i}$) et vitesses initiales ($_{0i}$).

- a. Quels sont en pratique les phénomènes physiques qui peuvent intervenir dans la « fourniture » des conditions initiales du mouvement électronique ?

~~~~~ Décrire l'allure de la trajectoire électronique à l'échelle de temps correspondant à l'émission de quelques trains de vibration (4 par exemple).

~~~~~ Comment interpréter maintenant la décomposition du mouvement (à l'échelle de temps d'émission de quelques trains) en mouvements longitudinal et transverse.

~~~~~ Dans un train donné, à l'échelle de  $\tau$ , les mouvements longitudinaux et transversaux sont-ils en relation de phase ?

~~~~~ Les trains d'onde successifs sont-ils en relation de phase (à grande échelle devant  $\tau$ ) ?

44789780. On se place dans les conditions initiales particulières ($t = t_{01}$) = a_z ($0 < a < R$) et ($t = t_{01}$) = . On raisonne à l'échelle de τ , sur ce train de vibration rectiligne.

- a. Tracer les allures de $z(t)$, à l'échelle de T_0 puis à celle de τ .

~~~~~ Déterminer la variation temporelle à l'échelle de  $\tau$  de  $E_m(t)$ , énergie mécanique de l'électron en faisant intervenir le paramètre  $Q = \omega_0 \tau$  facteur de qualité de l'oscillateur.

~~~~~ Expliquer quelle est la « qualité » de l'oscillateur signalée par  $Q$ .

~~~~~ Y a-t-il dissipation à l'échelle de  $T_0$  ? de  $\tau$  ?

~~~~~ On note  $a(t)$  l'amplitude de l'oscillation, considérée comme constante à l'échelle de  $\Delta t_i$  avec  $T_0 \ll \Delta t_i \ll \tau$ , donc de  $t$  à  $t + \Delta t_i$ . Déterminer l'énergie mécanique  $E_m(t)$  de l'oscillateur en fonction de  $a(t)$ .

~~~~~ Déterminer la puissance mécanique dissipée  $P(t)$  à l'échelle de  $\tau$  en fonction de  $\omega_0$ , de  $Q$  et  $E_m(t)$ .

~~~~~ Déterminer le facteur littéral sans dimension qui permet de tester la validité de l'hypothèse classique non relativiste du mouvement électronique.

~~~~~ Conclure en ordre de grandeur numérique sur ce dernier point.

47596764. On suppose que l'atome d'hydrogène est maintenant soumis à un champ extérieur supplémentaire, magnétostatique, uniforme et constant =  $B_z$

On raisonne d'abord à l'échelle de temps  $T_0$ , ce qui revient à travailler sur le modèle primitif de Thomson non amorti ( $Q \rightarrow +\infty$ )

a. Écrire l'équation différentielle réglant à cette échelle le mouvement de l'électron.

On extrait du problème un nouvel étalon local de temps  $T_c = 2\pi m / eB_0 = 2\pi/\omega_c$ . Donner une interprétation physique simple de ce temps caractéristique.

On suppose  $0 < \omega_c \ll \omega_0$ . Déterminer les mouvements projetés sur les axes Ox, Oy et Oz.

Montrer que le mouvement galiléen de l'électron peut être décomposé en un mouvement oscillatoire longitudinal  $z(t)$  (le long de la direction de  $\mathbf{B}_0$ ) de pulsation  $\omega_{//}$ , d'amplitude  $A_{//1}$ , de phase à l'origine des temps  $\phi_{//1}$  et en deux mouvements transverses (perpendiculaires à  $\mathbf{B}_0$ ), l'un circulaire gauche, autour de  $\mathbf{B}_0$ , de pulsation  $\omega_{\perp g}$ , d'amplitude  $A_{\perp g1}$ , de phase à l'origine  $\phi_{\perp g1}$ , l'autre circulaire droit ( $\omega_{\perp d}$ ,  $A_{\perp d1}$ ,  $\phi_{\perp d1}$ ) ce qu'on écrira conventionnellement :

$$\mathbf{r}(t) = [\text{VR}(z, \omega_{//}, A_{//1}, \phi_{//1}) + \text{VCG}(z, \omega_{\perp g}, A_{\perp g1}, \phi_{\perp g1}) + \text{VCD}(z, \omega_{\perp d}, A_{\perp d1}, \phi_{\perp d1})]$$

Déterminer les pulsations caractéristiques  $\omega_{//}$ ,  $\omega_{\perp g}$ , et  $\omega_{\perp d}$  en fonction de  $\omega_0$  et  $\omega_L = \omega_c/2$ .

De quoi dépendent les six inconnues  $A_{//}$ ,  $A_{\perp g}$ ,  $A_{\perp d}$ ,  $\phi_{//}$ ,  $\phi_{\perp g}$ ,  $\phi_{\perp d}$  ?

On raisonne maintenant à l'échelle de  $\tau$ . On doit pour cela tenir compte de l'amortissement faible de type fluide visqueux. On suppose en outre que  $0 < 1/\tau \ll \omega_c \ll \omega_0$ .

Écrire le nouveau système différentiel réglant à cette échelle le mouvement électronique.

Sa résoudre intégralement ce dernier système, déterminer les valeurs des pulsations caractéristiques  $\omega_{//}$ ,  $\omega_{\perp g}$ , et  $\omega_{\perp d}$  telles que l'on puisse décomposer le mouvement électronique à cette échelle en :

$$\mathbf{r}(t) = [\text{VR}(z, \omega_{//}, A_{//1}, \phi_{//1}) + \text{VCG}(z, \omega_{\perp g}, A_{\perp g1}, \phi_{\perp g1}) + \text{VCD}(z, \omega_{\perp d}, A_{\perp d1}, \phi_{\perp d1})]$$

Comment, à votre avis, le modèle d'émission par trains de vibration successifs décorrélés se traduit-il au niveau de la décomposition transverse-longitudinale ( $z = z_0/B_0$ ) du mouvement électronique ?

### De la théorie ... électromagnétique : autour du rayonnement dipolaire électrique

On considère un dipôle oscillant dans le vide, formé d'une charge élémentaire  $+e$ , immobilisée en un point O fixe galiléen et d'un électron, masse quasi ponctuelle de charge  $-e$ , de position  $P(0, 0, z(t))$  dans le référentiel galiléen Oxyz, oscillant sans amortissement le long de l'axe des z selon la loi horaire :

$$z(t) = z_0 \cos \omega_0 t \quad \text{avec } z_0 > 0 \text{ et } \omega_0 > 0.$$

47589296. On suppose le mouvement électronique classique, non relativiste.

a. Quel est le moment dipolaire  $\mathbf{p}(t)$  du dipôle oscillant ?

On raisonne dans la zone de rayonnement du dipôle oscillant, c'est-à-dire dans le cadre de l'approximation  $0 < a_0 \ll \lambda \ll r$  avec  $\lambda = 2\pi c/\omega_0$  et  $r = OM$  distance à l'origine du point M où l'on mesure les effets du dipôle oscillant. On note  $p_0 = e a_0$  et  $k_0 = \omega_0 / c$  avec  $c$  vitesse de la lumière dans le vide.

Dans ces conditions, en coordonnées sphériques de centre O et d'axe des pôles Oz, on détermine le champ électrique lointain en M sous la forme :

$$\mathbf{E}(M, t) = - \sin \theta \cos(\omega_0 t - k_0 r) \mathbf{e}_\theta$$

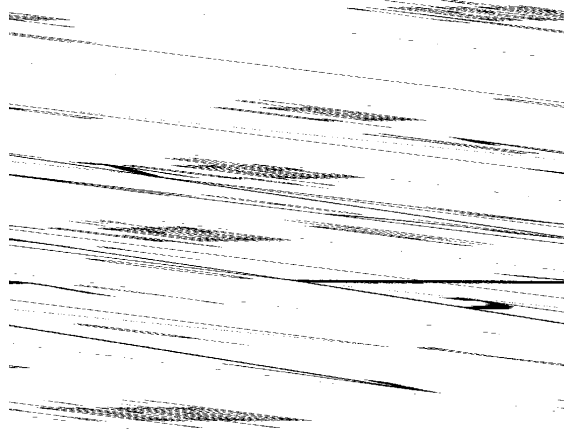


Figure 1

Sachant que l'onde rayonnée par le dipôle dans le vide est sphérique quasiplane, en déduire l'expression du champ magnétique ( $M, t$ ).

En déduire l'expression du vecteur de Poynting de l'onde émise ( $M, t$ )

Dé montrer que  $P_{em}(r, t)$ , la puissance électromagnétique instantanée traversant à grande distance une sphère de centre 0 et de rayon  $r$  se propage à la vitesse  $c$ .

Le rayonnement énergétique est-il isotrope ?

Dé terminer la direction d'émission énergétique minimale par de pures considérations de symétrie.

On raisonne au voisinage d'un point M. Précisez soigneusement ce qu'on entend par caractère quasi plan de l'onde.

On appelle direction d'observation  $\Delta$ , la direction  $r(M)$  et plan d'observation le plan passant par M perpendiculaire à  $\Delta$ .

Énoncer alors un théorème qualifiant la polarisation du champ électrique de l'onde rayonnée, au regard de la direction de  $(t)$  et de celle du plan d'observation.

Dé montrer que plus généralement la polarisation du champ électrique rayonné à grande distance par un dipôle oscillant quelconque (pas nécessairement rectiligne le long de Oz) est celle du vecteur projection de  $(t)$  sur le plan d'observation  $\Delta$ .

7. On veut estimer la durée  $\tau$  d'un train de vibration électronique définie dans la question 2. Pour cela on travaille dans le modèle simplificateur de la question 4.

Le mouvement électronique est la source d'un dipôle oscillant et donc d'une onde rayonnée à grande distance. Le train de vibration électronique est source d'un train d'onde électromagnétique de durée  $\tau$  également. À la date  $t$ , le moment dipolaire est donc  $(t) = -e a(t) \cos \omega_0 t$ ,  $a(t)$  étant lentement variable comme on l'a vu à la question 4.

a. Déterminer la valeur littérale de  $\tau$  en fonction de  $\omega_0$ ,  $e$ ,  $m$ ,  $c$  et  $\epsilon_0$  via l'identification de  $P(t)$  (question 4. f.) et de la valeur moyenne sur une période  $T_0$  de la puissance  $P_{em}(r, t)$ .

Commenter physiquement l'ordre de grandeur calculé de  $\tau$  dans le cadre de ce modèle appliqué à l'atome d'hydrogène de Thomson.

Donner des éléments de justification physique de l'identification proposée dans la question 7. a.

Justifier rapidement, « à la main », que le choix d'un moment dipolaire particulier, oscillant le long de Oz, ne change pas l'ordre de grandeur de  $\tau$ .



## PARTIE 2

### à la pratique expérimentale optique : interférence et polarisation

8. On décide de confronter à l'expérience les résultats conjecturés à l'aide de la théorie précédente. On va donc effectuer une expérience d'optique : la source de lumière utilisée est une lampe à vapeur de cadmium dotée d'un filtre pour isoler au mieux la raie la plus intense dans le visible du cadmium I.

On relève dans un handbook, le tableau ci-dessous des longueurs d'onde dans le vide des raies d'émission du cadmium I. Le tableau fournit l'intensité relative des raies et leur longueur d'onde exprimées en nm.

| Intensité | $\lambda$ (nm) | Intensité | $\lambda$ (nm) | Intensité | $\lambda$ (nm) |
|-----------|----------------|-----------|----------------|-----------|----------------|
| 8         | 430,7          | 1000      | 508,6          | 30        | 633,0          |
| 3         | 441,3          | 6         | 515,5          | 2000      | 643,8          |
| 8         | 466,2          | 300       | 609,9          | 30        | 677,8          |
| 200       | 467,8          | 100       | 611,1          | 1000      | 734,5          |
| 300       | 480,0          | 100       | 632,5          |           |                |

On admet que la détection ne peut se faire que pour des intensités (au sens du tableau ci-dessus) supérieures ou égales à 150 et que les longueurs d'onde dans l'air peuvent être assimilées à celles dans le vide, dans le cadre de notre expérience.

- a. Quelle est la couleur de la raie la plus intense du cadmium I et doit-on utiliser un filtre interférentiel ou peut-on employer un simple verre coloré pour la filtrer ? Justifier votre réponse. On notera désormais  $\lambda_0$  la longueur d'onde correspondante.

~~~~~ On suppose que le mécanisme d'émission de la raie  $\lambda_0$  du cadmium est celui décrit plus haut à la question 3. (électron élastiquement lié et mécanisme d'émission de trains successifs décorrélés). La différence réside dans le passage de l'hydrogène atomique au cadmium atomique, ce qui change les valeurs numériques des paramètres significatifs du modèle et permet l'émission d'ondes électromagnétiques dans le visible au lieu de l'UV.

Quelle est la valeur numérique de la pulsation caractéristique ω_0 de la raie λ_0 du cadmium ?

~~~~~ En déduire la durée  $\tau$  du train d'onde correspondant (ce que d'aucuns appellent aussi le temps de cohérence de la raie spectrale).

~~~~~ On utilise tout d'abord un interféromètre de Michelson, monté en lame d'air à faces parallèles, éclairé par la lampe à vapeur de cadmium, filtrée.

On veut visualiser les franges d'interférence localisées à l'infini, d'égale inclinaison. Préciser sans ambiguïté les conditions d'éclairage et de projection.

~~~~~ La lame d'air du Michelson a une épaisseur  $e = 1$  mm.

Déterminer littéralement l'intensité lumineuse  $I(M_\infty)$  dans le champ d'interférence en fonction de l'inclinaison angulaire  $i$  du point  $M_\infty$  sur la direction normale à la lame d'air à faces parallèles.

~~~~~ Qu'e vaut numériquement l'ordre d'interférence  $p_c$  au centre du champ d'interférence ?

~~~~~ Dessiner l'allure de la figure d'interférence dans le plan de l'infini.

~~~~~ On retouche  $e$  en chariotant légèrement pour que l'ordre au centre soit  $p_0 = \text{PartieEntière}(p_c)$ . Quelle est la nouvelle valeur  $e_0$  de l'épaisseur  $e$  de la lame d'air ?

~~~~~ Écrire l'équation aux rayons angulaires  $i_k$  des anneaux brillants pour la longueur d'onde  $\lambda_0$ .  $k$  numérote les anneaux brillants en croissant à partir de 0 au centre.

~~~~~ Montrer sans calculs superflus que l'ordre de grandeur de  $\Delta i_{1/2}$  la largeur à mi-hauteur en  $i$ , soit  $\Delta i_0$  de l'anneau de n° 0 pour la longueur d'onde  $\lambda_0$  est  $10^{-2}$  radians.

~~~~~ En pratique expérimentale, les anneaux se resserrent-ils ou se desserrent-ils à partir du centre ?

**Tournez la page S.V.P.**

9. La lampe à vapeur de cadmium est placée dans l'entrefer d'un aimant créant au niveau de la lampe un champ magnétostatique uniforme et constant  $= B_0 \mathbf{z}$ .  $B_0 = 1 \text{ T}$ .

L'orientation des éléments du montage est telle que la direction de la normale à la lame d'air, à faces parallèles du Michelson coïncide avec  $\mathbf{z}$ .

Bien que les rayons lumineux tombent sur la lame d'air sous des incidences  $i$  variables (mais faibles), on considérera que la direction d'observation  $\Delta$  des atomes de cadmium, au sens de la question 6.  $h$  est la normale à la lame, soit  $\mathbf{z}$  ici.

On dispose par ailleurs de polariseurs tournants, c'est-à-dire de polariseurs rectilignes de type polaroïd, mobiles en rotation autour d'un axe perpendiculaire au polariseur et de lames quart d'onde également tournantes (au sens précédent).

Le Michelson est réglé comme indiqué au 8.  $h$ .

a. Calculer l'écart spectral  $\Delta\lambda_L = \lambda_+ - \lambda_-$  avec  $\lambda_- = \lambda_0 (1 - \omega_L/\omega_0)$  et  $\lambda_+ = \lambda_0 (1 + \omega_L/\omega_0)$ . On travaille aussi pour le cadmium avec  $\omega_L \ll \omega_0$ .

Comparer avec le  $\Delta\lambda_{Na}$  du doublet jaune du sodium.

Ce dernier doublet est-il séparé dans les conditions usuelles d'utilisation du Michelson ?

Conclure quant à l'utilisation de l'interféromètre de Michelson pour séparer spatialement dans un ordre donné les anneaux  $\lambda_0$ ,  $\lambda_-$  et  $\lambda_+$ .

On utilise très souvent un interféromètre à ondes multiples, le Fabry-Pérot pour réaliser effectivement cette séparation. La technologie est un peu différente, mais les conditions d'éclairage et de projection n'ont pas besoin d'être changées pour notre expérience.

La figure d'interférence est de même type qu'avec le Michelson, à la seule réserve capitale près que la séparation angulaire des anneaux est de beaucoup meilleure.

Le montage en amont et en aval de l'interféromètre est donc le même que le précédent.

Quelle est la finesse  $\lambda_0 / (\lambda_0 - \lambda_-)$  nécessaire pour séparer les anneaux d'interférence à l'infini si on utilise par ailleurs un champ magnétostatique  $B_0 = 1 \text{ T}$  ?

On suppose cette finesse largement atteinte avec un interféromètre de type Fabry-Pérot.

47601296. On fait alors une série d'expériences (avec le Fabry-Pérot) qui sont toutes explicables a posteriori dans le modèle théorique développé plus haut.

Les questions proposées demandent donc de décrire et de justifier les résultats attendus et obtenus dans la réalité !

On peut aisément couper l'alimentation de l'électro-aimant, source du champ de sorte que  $B_0 = 1 \text{ T}$  ou 0, à volonté. On décrit donc une suite de conditions expérimentales, magnétiques, d'une part, et d'observation du plan de localisation des franges d'interférence, d'autre part.

a. Champ  $B_0 = 0$ . Observation : œil nu. Que voit-on ? Expliquez.

Champ  $B_0 = 0$ . Observation : œil + polariseur tournant. Que voit-on lors de la rotation du polaroïd ? Expliquez.

Champ  $B_0 = 1 \text{ T}$ . Observation : œil nu. Que voit-on ?

Champ  $B_0 = 1 \text{ T}$ . Observation : œil + polariseur tournant. Que voit-on lors de la rotation du polaroïd ? Expliquez.

Champ  $B_0 = 0$ . Observation : œil + polariseur tournant près de l'œil + lame  $\lambda/4$  fixe. Que voit-on lors de la rotation du polaroïd ? Expliquez.

Champ  $B_0 = 1 \text{ T}$ . Observation : œil + polariseur tournant près de l'œil + lame  $\lambda/4$  fixe. Que voit-on lors de la rotation du polaroïd ? Expliquez.

47602556. On suppose toujours l'atome plongé dans un champ magnétique uniforme et constant  $= B_0 \mathbf{z}$  avec  $B_0 = 1 \text{ T}$ . L'orientation des éléments du montage est telle que la direction de la normale à la lame d'air, à faces parallèles du Fabry-Pérot est maintenant perpendiculaire à  $\mathbf{z}$  donc à  $h$ .

Bien que les rayons lumineux tombent sur la lame d'air sous des incidences  $i$  variables (mais faibles), on considérera que la direction d'observation  $\Delta$  des atomes de cadmium, au sens de la question 6.  $h$  est la normale à la lame.

On décrit une suite de conditions expérimentales avec cette nouvelle direction d'observation pour détecter l'intensité lumineuse dans le plan de l'infini.

a. Champ  $B_0 = 0$ . Observation : œil nu. Que voit-on ? Expliquez.

Champ  $B_0 = 0$ . Observation : œil + polariseur tournant. Que voit-on lors de la rotation du polaroïd ? Expliquez.

////////////////////////////////////. Ch

amp  $B_0 = 1$  T. Observation : œil nu. Que voit-on ?

////////////////////////////////////. Ch

amp  $B_0 = 1$  T. Observation : œil + polariseur tournant. Que voit-on lors de la rotation du polaroïd ? Expliquez.

////////////////////////////////////. Pe

ut-on utiliser n'importe quelle lame  $\lambda/4$  pour effectuer de façon probante les expériences précédentes ?