

Leçons de physique

Table des matières

1 Gravitation	3
2 Lois de conservation en dynamique.	6
3 Notion de viscosité d'un fluide. Écoulements visqueux.	10
4 Modèle de l'écoulement parfait d'un fluide.	14
5 Phénomènes interfaciaux impliquant des fluides.	17
6 Premier principe de la thermodynamique.	21
7 Transitions de phase	25
8 Phénomènes de transport.	29
9 Conversion de puissance électromécanique.	34
10 Induction électromagnétique.	40
11 Rétroaction et oscillations.	43
12 Traitement d'un signal. Étude spectrale.	46
13 Ondes progressives, ondes stationnaires.	49
14 Ondes acoustiques.	52
15 Propagation guidé des ondes.	56
16 Microscopies optiques.	59
17 Interférence à deux ondes en optique.	63
18 Interférométrie à division d'amplitude.	67
19 Diffraction de Fraunhofer.	71
20 Diffraction par des structures périodiques.	74
21 Absorption et émission de la lumière.	78
22 Propriété macroscopique des corps ferromagnétique.	82
23 Mécanismes de la conduction électrique dans les solides.	85
24 Phénomènes de résonance dans différents domaines de la physique.	89
25 Oscillateurs ; portraits de phase et non linéarités.	92

1 Gravitation

Niveau CPGE

Prérequis

- Mécanique du point
- Théorème généraux de mécanique
- Électrostatique

Message Application de la mécanique newtonienne pour décrire le mouvement des astres

Bibliographie [1] Jean-Marie BRÉBEC et al. Mécanique MPSI. Hachette, 2003. [2] Bernard SALAMITO et al. Physique tout-en-un PCSI. Dunod, 2013. [3] **Marie-Noëlle SANZ, Anne-Emmanuelle BADEL et François CLAUSSET. Physique tout-en-un 1ère année. Dunod, 2003.** [4] Marie-Noëlle SANZ et al. Physique tout-en-un PC-PC*. Dunod, 2016.

Introduction

Depuis l'antiquité l'étude du ciel nocturne a permis d'identifier le mouvement de certains astres errants (les planètes). C'est au II^{me} siècle Claude Ptolémée relève de la position des planètes, prévoit les éclipses et met en place le modèle géocentrique qui porte son nom. Nicolas Copernic (1473-1543) propose un modèle héliocentrique au XVI^{me} qu'il ne publie pas de son vivant. Galilée au XVII^{me} défend son modèle et l'affine grâce au développement de la lunette astronomique et le développement de la méthode scientifique moderne. Finalement, Tycho Brahe réalise à Copenhague une série de relevés qui vont être expliqués empiriquement par Johannes Kepler avec ses trois lois.

Écran

Trois lois de Kepler : Noter au tableau !

1 Interaction gravitationnelle

1.1 Force gravitationnelle

Remarques

Faire le schéma de la situation où les forces sont bien représentées

$$F_{1 \rightarrow 2} = -G \frac{mM}{r^2} \vec{u}_r$$

Transition : On va supposer que les masses sont ponctuelles mais comment le justifier ?

1.2 Champ de pesanteur

Remarques

Etre opé sur dif pesanteur

On définit le champ de pesanteur $\vec{F} = m \cdot \vec{g}$ avec $\vec{g} = -\frac{GM}{r^2} \vec{u}_r$.

Analogie : $\vec{g} \Leftrightarrow \vec{E}$, $m \Leftrightarrow q$, $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \Leftrightarrow -G$

Théorème de Gauss : parler de Green-Ostrogradski et préciser que l'on se place hors de la masse en sym sphérique.

$$\text{div} \vec{g} = -4\pi G \rho_m$$

Expérience

Mesure de \vec{g} à la surface de la terre. Mesure de la période d'un pendule $\sqrt{l/g}$
Chronometre ou latis pro a tester en prepa

Transition : On peut remarque que $m > 0$ la force est donc toujours attractive. Pas d'effet d'écran-tage et cette interaction domine à grande distance d'où son importance en astro

1.3 Énergie potentiel de pesanteur

Ce champ dérive d'un potentiel comme $\vec{E} = -g \vec{r} \text{ad} V$
 $\vec{g} = -g \vec{r} \text{ad} \frac{Ep}{m}$ on a donc $E_p = -\frac{GMm}{r}$

Comparaison des OdG electron-proton :

$$— |F_{coulomb}| = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = 2.10^{-6} \text{ N}$$

$$— |F_{grav}| = \frac{Gm_e m_p}{r^2} = 3,6.10^{-47} \text{ N}$$

Transition : Comme c'est cette force qui domine en astro on va l'utiliser pour décrire le mouvement des astres.

2 Mouvement dans un potentiel gravitationnel

2.1 Position du problème

On étudie le mouvement de la terre autour du soleil.
 $M_T = 6.10^{24} \text{ kg}$ et $M_S = 2.10^{30} \text{ kg}$, on peut donc se placer dans le référentiel du soleil son inertie étant beaucoup plus grande.
Comme on a une force centrale on a

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0$$

$$\vec{r} \wedge \vec{v} = cte$$

Ce qui veut dire que le mouvement est contenu dans un plan **et** par définition de ce produit vectoriel la vitesse aréolaire est constante.

On pose $C = r^2 \dot{\theta}$

2.2 Potentiel effectif

2.3 Loi de Kepler

3 Application à la vitesse de libération

Attention

Erreur faite souvent ou point sur lequel insister.

Lois de conservation en dynamique.

Niveau L3

Prérequis

- Mécanique du point et du solide
- Référentiel barycentrique (CPGE sup notion et spé ref)
- Mécanique analytique

Message Une loi de conservation permet d'obtenir de très nombreuses informations sur un système (jusqu'à parfois obtenir l'équation de la trajectoire) sans pour autant résoudre explicitement le PFD. À chaque quantité conservée correspond une invariance.

Bibliographie Faroux Meca1, Dunod 1996, Hubert GIE et al. Physique Spé : MP*, MP et PT*, PT. Cours et exercices d'application. Tec & Doc, 2000, Lev LANDAU et Evgeny LIFSHITZ. Mécanique. Pergamon Press, 1969, ÉREZ. Mécanique, fondements et applications, 7ème édition. Dunod, 2014, Physique tout-en-un MP-MP*. Dunod, 2004, Jean SIVARDIÈRE. 1 Comparaison entre le mouvement de Képler et le mouvement elliptique harmonique 2. In : Bulletin de l'union des physiciens 751 (1993)

Introduction

- Les élèves ont déjà abordé plusieurs lois qui relient la variation d'une grandeur physique à des "sources". Prendre l'exemple du PFD on la variation de la quantité de mouvement est due à la présence de force. Exemple moment cinétique moment etc
- En l'absence de telle source on aura donc conservation!
- On va voir que ces lois de conservation sont capitales en physique, et quelles permettent de résoudre des problèmes complexes : notamment le problème à deux corps que l'on traitera tout au long de cette leçon

Écran

Illustration nécessaire

Transition : On va donc traiter le premier cas du principe fondamental de la dynamique.

1 Conservation de la quantité de mouvement

1.1 Loi de conservation

On commence par poser le problème : Système Σ dans un référentiel galiléen \mathcal{R} . Théorème de la résultante cinétique (ensemble de points) dans **un système isolé** (ou pseudo isolé : résultante nulle) :

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{R}_{ext} = \vec{0}$$

def \vec{P} comme une somme ou intégrale. $\vec{P} = c\vec{s}te$ Il s'agit d'une intégrale première du mouvement (def : quant conservée au cours du temps).

Origine physique : en mécanique analytique p lié à l'invariance par translation du \mathcal{L} ou \mathcal{H} donc absence de gradient de potentiel cad pas de force si l'espace est homogène (revoir l'explication)

1.2 Exemple

Ours sur un morceau de banquise qui se détache. Poser proprement le système, montrer que la quantité de mouvement selon x est conservée. Obtenir la relation $D/d\dot{m}/(M\dot{A}m)$. [6] p 256;
Message important à faire passer : le chemin parcouru par l'ours ne joue aucun rôle, seuls les états initial et final sont importants!

Remarques

En réalité, la quantité de mouvement est une grandeur conservative et pas constante : elle n'est ni créée ni détruite. Voir [2] p 305 pour plus de détails.

Ou le gars sur un bateau avec les callioux wiki

1.3 Problème à 2 corps

Notation, TRC pour le centre de gravité G . [1] p 137
Passage dans le référentiel barycentrique, galiléen ici car $v_G \ll c$.
Mobile fictif et masse réduite

Transition : On a parlé de résultantes de forces, on peut aussi s'intéresser aux moments. Les mouvements de rotation donnent un rôle majeur à une autre grandeur mécanique : le moment cinétique.

2 Conservation du moment cinétique

Système matériel dans un référentiel galiléen R . Théorème du moment cinétique en un point fixe :

$$\frac{d\vec{L}_O}{dt} = \vec{M}_{ext}$$

, où $L = \sum_i m_i \vec{OM}_i \wedge \vec{p}_i$ (ou forme intégrale). [6] p 227 Conservation pour un système isolé ou une force centrale.

Origine physique : isotropie de l'espace. Si le potentiel ne dépend pas de θ , les forces seront selon e_r et L_z sera alors conservé.

Remarques

Savoir que lorsque le point A en lequel on applique le TMC n'est pas fixe, on a un terme supplémentaire $m\vec{v}(G) \wedge \vec{v}(A_{gom})$, où le point A_{gom} n'est pas lié au système

2.1 Exemple

Écran

Conservation déformation https://youtu.be/20c-Ucx_4Ug?t=141

Transfert comme si on s'appuyait sur le moment pour tourner la chaise <https://www.youtube.com/watch?v=yfwb39VCNcQ>

Conservation de $L_z = I_\omega$.

Rapide calcul d'OdG à partir de [4] p 324 sur la danseuse.

Deux systèmes emboîtés : vitesse de rotation finale $\frac{\omega_f}{\omega_0} = \frac{I_2}{I_1} + I_2$. [2] p 309

Transition : On revient sur le mobile fictif du problème à deux corps : il est soumis à une force centrale, ce qui va nous permettre d'appliquer des résultats obtenus dans cette section

2.2 Problème à deux corps et force centrale

Le moment cinétique $\vec{L}_G = \vec{r} \wedge m\vec{v}$ du mobile fictif est une constante car le moment de la force est selon \vec{e}_r , donc \vec{r} est orthogonal à un vecteur constant et le mouvement est plan. [1] p 139. C'est la première loi de Kepler

En coordonnées polaires, on a $\vec{L}_G = mr^2\dot{\theta}\vec{e}_r$, donc $r^2\dot{\theta}$ est une constante (2ème loi de Kepler). [1] p 132

Transition : Il reste une grandeur mécanique qui peut grandement simplifier la résolution de certains problèmes : l'énergie.

3 Conservation de l'énergie

3.1 Système conservatifs

Théorème de l'énergie cinétique. Bien remarquer que les forces **internes** apparaissent! [6] p 298
Conservation de l'énergie mécanique pour un système conservatif. [6] p 308

Pour un système à un seul degré de liberté, écrire la conservation de l'énergie mécanique suffit à résoudre entièrement le problème : on peut par exemple résoudre intégralement le pendule simple. Origine physique : invariance par translation temporelle. Cependant, on a montré que l'énergie mécanique n'était conservée que pour les systèmes conservatifs... Calcul avec l'énergie des deux systèmes emboîtés de [2] p 309 : il semblerait que l'énergie mécanique ne soit pas conservée. En réalité, il faut considérer l'énergie totale, qui contient l'énergie interne. C'est de la thermo et on ne développera pas ça lors de la leçon

Expérience

Avoir fait en préparation l'expérience et le traitement des rebonds de la balle de golf, voir (MP01) pour la procédure. On a tracé l'énergie mécanique de la balle en fonction du temps et on peut faire deux constats en rapport avec cette leçon :

L'énergie mécanique est effectivement conservée en première approximation lors de la phase de chute libre

Lors du rebond, de l'énergie est dissipée de sorte que les chocs ne sont pas élastiques. On pourrait d'ailleurs démontrer expérimentalement que le coefficient de restitution est bien constant (il ne dépend pas prioriquement des matériaux!)

Matos : Panneau LED, deux potences, balle ping pong, elevateur x2, camera, planche, tracker ou latis pro

Transition : Si maintenant on s'intéresse aux systèmes conservatifs, on peut dire beaucoup de choses sur ces derniers

3.2 Trajectoire dans le problème à deux corps

On admet que l'énergie s'écrit :

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2}\mu \left(\frac{d\vec{r}}{dt} \right)^2 + V(||\vec{r}||)$$

2 Lois de conservation en dynamique.

$V(|\vec{r}|)$ def car force central [1] p 139

Faire le graphe de l'énergie potentiel effective $V_{eff} = \frac{L_0^2}{2mr^2} = \frac{f}{r}$

E_m définit les différentes trajectoires E_m .

Remarquer qu'on n'a rien supposé sur la forme de $U(r)$! Les seules hypothèses réalisées sont que l'interaction est centrale et conservative.

Ici il s'agit de l'invariance de l'hamiltonien (ou lagrangien) par translation dans le temps (donc on comprends les forces non conservatrices).

Remarques

Euler Lagrange modifié si force non-conservatrices (Q_i forces généralisé) :

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = Q_i$$

$$Q_i = \sum_{j=1}^N F_j^i \frac{\partial \vec{r}_j}{\partial q_i}$$

Attention

Revoir le changement de variable de Binet

Conclusion

On a vu trois lois de conservation et leur lien avec la

On peut traiter à l'aide des lois de conservation exprimées durant cette leçon la mécanique des chocs. C'est particulièrement intéressant, car on ne connaît rien à la physique du choc lui-même mais on peut tout de même appliquer des lois de conservation !

On a fait un premier lien entre les propriétés d'invariance du système et les quantités conservées. De manière fondamentale, à toute symétrie continue correspond une quantité conservée, il s'agit du théorème de Noether.

Notion de viscosité d'un fluide. Écoulements visqueux.

Niveau CPGE

Prérequis

- Équation de diffusion
- hydrostatique
- point de vue eulérien
- écoulement parfait

Message Message important à faire passer lors de la leçon.

Bibliographie [1] Étienne GUYON, Jean-Pierre HULIN et Luc PETIT. Hydrodynamique physique. CNRS éditions, 2012. [2] Stéphane OLIVIER, Hubert GIÉ et Jean-Pierre SARMANT. Physique Spé : PC*, PC. Cours et exercices d'application. Tec & Doc, 2000. [3] Marc RABAUD. Notes de cours sur les fluides. 2018. http://www.fast.u-psud.fr/~rabaud/NotesCours_Agreg.pdf. [4] Marie-Noëlle SANZ et al. Physique tout-en-un PC-PC*. Dunod, 2016.

Introduction

Écran

Écoulement de Couette, 2 plaques parallèles en mouvement opposé. <https://youtu.be/pqWwHxn6LNo?t=216>

On ne peut pas expliquer cela dans le cadre des écoulements parfaits. Il y a transfert de quantité de mouvement des parois vers le fluide (ou l'inverse dans le cas des parois fixes). On a besoin de la viscosité mais aussi de décrire ce qu'il se passe au parois avec des conditions aux limites.

1 Notion de viscosité

1.1 Contraintes tangentielles

Écoulement laminaire : le fluide s'écoule en lames parallèles ([3] p 29). On prend un champ de vitesses $v_x(y, t)\vec{e}_x$ (comme avec Couette).

Considération de deux couches qui ont une vitesse différente, introduction de la force $d\vec{F}_{1\rightarrow 2} = -\eta \left(\frac{\partial v_x(x, y)}{\partial y} \right) dS \vec{e}_x$ expliquer la logique de chaque terme : gradient à l'interface (en y ici), proportionnel à la surface de contact et η coefficient liant la contrainte au gradient de la vitesse pour un **fluide newtonien**.

Ce n'est valable que pour un écoulement incompressible (les particules fluides ont un volume constant) ! [4] p 291

Attention

Revoir pourquoi c'est bien la bonne façon de faire

On connaît l'équivalent volumique des forces de pression, obtenons l'équivalent volumique des forces de viscosité :

On réalise la même chose de $3 \rightarrow 2$ $d\vec{F}_{3 \rightarrow 2} = \eta \left(\frac{\partial v_x(x, y+dy)}{\partial y} \right) dS \vec{e}_x$

$$d\vec{F}_t = \eta \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \right) d\tau \vec{e}_x$$

On obtient donc une force volumique et généralisation 3D $\vec{f}_v = \eta \Delta \vec{v}$

Ordres de grandeur et unité de la viscosité dynamique 10^{-6} OdG pour gaz, 10^{-3} pour H₂O, 1 pour glycérine, miel ≈ 10 . [4] p 292

Transition : Explication de la vidéo avec le transfert de quantité de mouvement (conservation + force qui fait varier la quantité de mouvement).

1.2 Diffusion de la quantité de mouvement

Bilan des forces, équation du mouvement projetée sur \vec{e}_x . [4] p 294

On n'a pas de gradient de pression : parvenir à l'équation de diffusion pour $p_x = \mu v_x$. Rappelez que l'on se place dans le cadre de l'écoulement de Couette. Il apparaît $\nu = \eta/\mu$

$$\frac{\partial p_x}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 p_x}{\partial y^2}$$

Il s'agit d'une équation de diffusion et c'est la quantité de mouvement qui diffuse. $l = \sqrt{\nu t} = \sqrt{\frac{\nu L}{U}}$ longueur caractéristique de diffusion de la quantité de mouvement. Il s'agit de la couche limite dans laquelle on doit considérer la viscosité.

On introduit un nombre sans dimension, le nombre de Reynolds $Re = UL/\nu$ $l = L/\sqrt{Re}$. Ce nombre permet de caractériser les écoulements

Écran

Différents types d'écoulements

Transition : Comprendre l'effet de la viscosité sur le mouvement macroscopique des fluides.

2 Dynamique des écoulements visqueux

2.1 Équation de Navier-Stokes

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = \frac{d\vec{v}}{dt} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = \vec{f}_v = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \Delta \vec{v}$$

On peut redéfinir le nombre de Reynolds comme le rapport entre le terme advectif et la diffusion. Décrire les différents régimes. Retour sur les slides.

Transition : Une équation aux dérivées partielles doit toujours être associée à des conditions aux limites.

2.2 Conditions aux limites

Surface immobile $\Rightarrow v_n = 0$ (pas de flux de matière à travers la paroi) $v_t = 0$, condition de non-glissement (particules arrêtées au contact de la surface)

Pour une paroi mobile, idem mais dans le référentiel propre de la paroi

Interface entre deux fluides non miscibles $\vec{v}_{fluide1} = \vec{v}_{fluide2}$ $p_{fluide1} = p_{fluide2}$ et $\eta_1 \frac{\partial v_x}{\partial y}|_{fluide1} = \eta_2 \frac{\partial v_x}{\partial y}|_{fluide2}$

Transition : eq NS + conditions aux limites permet de caractériser des écoulements visqueux.

3 Application

3.1 Écoulement de Couette

Retour sur la vidéo à l'oral et faire **le schéma au tableau**. L'écoulement est stationnaire, incompressible, newtonien, $\vec{v} = v(y, t) \vec{e}_x$

L'écoulement est parallèle donc pas d'advection même si $Re > 0$

Remarques

La particularité de l'écoulement de Couette plan est qu'il est linéairement stable pour tout nombre de Reynolds mais qu'il transite néanmoins à la turbulence à un nombre de Reynolds fini. Cette transition s'effectue de façon sous-critique, c'est-à-dire qu'il existe une gamme de nombres de Reynolds où zones laminaire et turbulente coexistent.

Comme on est en régime stationnaire la force de pression compense la viscosité. $\frac{1}{\mu} \frac{\partial P}{\partial x} = \eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} = cste$ car l'un des termes fnc de x l'autre de y ils sont donc constants. On montre que $\text{grad} P$ est une constante et en particulier nul

En ajoutant les conditions aux limites on a en $y = 0$ $v_x = 0$ $\vec{v} = \frac{U}{h} u \vec{e}_x$

Transition : Ce type d'écoulement sert à la mesure de la viscosité

3.2 Rhéomètre de Couette

On a deux cylindres en chassé. L'extérieur tournant et entraînant l'intérieur par viscosité. On montre que si le rapport entre le rayon extérieur R_2 et le rayon intérieur R_1 est inférieur à 1,05, on peut considérer $\dot{\gamma}$ comme constant et prendre sa valeur moyenne $\dot{\gamma}_m$. Le rhéomètre de type Searle, très courant, est adapté aux échantillons fluides : le cylindre intérieur offre une grande surface de contact, pour augmenter le couple résistant et donc la sensibilité. L'inertie mécanique est élevée (à vitesse élevée, des instabilités peuvent apparaître, ce qui limite la gamme de taux de cisaillement accessible)

Remarques

Lire la page wiki rhéomètre.

En régime permanent on mesure le couple résistif qui nous fait remonter à la viscosité.

3.3 Écoulement de Stokes

On se place en régime laminaire car $Re \ll 1$

Faire le schéma au tableau

Suivre [4] p 307.

Analyse dimensionnelle : paramètres F, U, ρ, μ, η et D le diamètre de la sphère.

Deux paramètres adimensionnés : $\frac{F}{\rho D^2 U^2} = f(Re)$ car Re carac le système et $\frac{UL\rho}{\eta} = \mathcal{R}$

On introduit donc le coefficient de traînée, de sorte que $F_{Stokes} = \frac{1}{2} C_x(Re) \rho \frac{\pi D^2}{4} U^2$

Tracé de C_x en fonction de Re . Cas $Re < 1$: on retrouve $F \propto U$: c'est la formule des frottements visqueux déjà utilisée!

Écran

Tracé de $C_x(Re)$ et mettre en avant le regime de Stokes

$C_x(Re) = \frac{24}{Re} F_{Stokes} = -6\pi\eta R \vec{v}$ loi de Stokes objet sphérique à faible Re . A l'eq avec la poussée d'Archimède (+poids) $F_{Arch} = \Delta\rho \frac{4}{3}\pi R^3 g$

$$v_{lim} = \frac{2R^2 g \Delta\rho}{9\eta}$$

Expérience

Chute bille dans glycerol Stokes cf TP

Attention dépendre en compte la poussée d'Archimède on intègre le PDF en régime permanent

Tracer v_{limite} en fonction de R^2 , et déterminer η avec la formule $\eta = \frac{2R^2(\rho_{eau}-\rho_g)g}{9v_{lim}}$

Vidéo pour mesurer la durée de la chute ne pas utiliser les grosses bille. Besoin : ensemble Stokes Montrouge, balance, pied à coulisse, chrono, camera haute vitesse, tracker, gros aimant permanent

Faire la mesure en direct avec un chrono et vérifier que l'erreur est ok avant en comparant à tracker Commentez pb perspective et le rapport taille cylindre bille (100 pour rejeter les effets de bord). De plus la glycerine n'est pas pure. Demander de remplir de glycerine fraîche voir si possible.

Tracer v_{lim} en fonction R^2 pour avoir un fit linéaire

Conclusion

On a vu que la viscosité explique les différents régimes d'écoulement. Mais, tous les fluides ne sont pas Newtonien ex.maïzena : on peut plonger la main dedans, mais si on frappe avec un marteau, le marteau rebondit.

Écran

Ouverture fluide non newtonien maïzena (rhéopaississant)

Modèle de l'écoulement parfait d'un fluide.

Niveau CPGE

Prérequis

- Statique et dynamique des fluides
- Equation de Navier-Stokes
- Viscosité, nombre de Reynolds
- Formulation Lagrangienne

Message Message important à faire passer lors de la leçon.

Bibliographie [1] Étienne GUYON, Jean-Pierre HULIN et Luc PETIT. Hydrodynamique physique. CNRS éditions, 2012. [2] Stéphane OLIVIER, Hubert GIÉ et Jean-Pierre SARMANT. Physique Spé : PC*, PC. Cours et exercices d'application. Tec & Doc, 2000. [3] Marc RABAUD. Notes de cours sur les fluides. 2018. http://www.fast.u-psud.fr/~rabaud/NotesCours_Agreg.pdf. [4] Marie-Noëlle SANZ et al. Physique tout-en-un PC-PC*. Dunod, 2016. http://www.fast.u-psud.fr/~moisy/teaching/cours_mecaflu_2017.pdf

Introduction

Écran

Afficher equation de Navier-Stokes

On a vu précédemment que l'équation de Navier-Stokes, qui décrit les écoulements dans le cas général, n'est soluble que très rarement.

Le problème vient de la non-linéarité des forces dissipatives, on va donc vouloir négliger ce terme.

1 Approximation de l'écoulement parfait

Définition de [2] p 432 : tous les phénomènes de transport diffusif, en particulier la viscosité, sont négligeables.

1.1 Équation d'Euler

Faire un bilan des forces volumiques pour une particule fluide. [2] p 449

Si l'on ne prend pas en compte les forces de viscosité, on obtient l'équation d'Euler [3] p 23, p 50

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla p + \rho \vec{g}$$

Les forces de contact se réduisent à la pression. [2] p 432

Évolution adiabatique car pas de diffusion thermique. Évolution réversible car pas de causes irréversibilité, donc écoulement isentropique

Remarques

Quelle est la différence entre un écoulement parfait et un écoulement turbulent ? Les deux on-

un très grand nombre de Reynolds... Mais la turbulence est associée à une cascade d'énergie des grandes échelles vers les échelles les plus petites, où la viscosité joue un rôle important et permet de diffuser l'énergie. Le modèle de l'écoulement parfait, par contre, néglige l'influence de la viscosité à toutes les échelles.

2 Conditions aux limites

La nature de l'équation change beaucoup de Navier-Stokes : ordre 1 en espace. Il faut donc préciser les conditions aux limites. Donner les conditions de [3] p 30.

Conditions cinématiques : aucune raison qu'il y ait de l'adhérence, on a seulement l'imperméabilité.

Conditions dynamiques : la seule force est le gradient de pression.

Écran

Tableau recap condition aux limites. Noter les diff avec écoulement visqueux

2.1 Domaine de validité

En réalité, un fluide sans viscosité, un écoulement où on peut négliger la viscosité n'existent pas. La viscosité correspond aux contraintes tangentielles et aux forts gradients : elle joue un rôle prépondérant dans les zones d'obstacles. [2] p 433 On décrit un écoulement loin de l'obstacle par le modèle de l'écoulement parfait et près de l'obstacle, dans une couche limite, on résout le problème complet. Définition de couche limite, formule [4] p 301 $\frac{1}{\text{Re}} \ll \delta \ll 1$. Dans les zones où l'on ne peut pas négliger la viscosité, on doit écrire l'équation de Navier-Stokes. ODG pour une voiture, un nageur. [4] p 302

Régime $\text{Re} \gg 1$: écoulement parfait loin de la couche limite.

Attention

On a des écoulements à $\text{Re} \gg 1$ où ceci ne fonctionne pas, par exemple l'écoulement derrière une sphère à haut Reynolds

Transition : Nouvelle équation constitutive : on peut étudier les intégrales premières.

3 Relations de Bernoulli et applications

3.1 Théorème de Bernoulli

Démonstration cf Dunod PC donner les trois versions du théorème

$$\frac{v^2}{2} + gz + \frac{p}{\rho} = \text{cste}$$

3.2 Effet Venturi

A faire sauter ? Montée due à la viscosité

Écran

Venturi schema dispo ancien

3.3 Tube pitot

Calcul de [4] p 365.

On peut supposer l'écoulement parfait.

Application de la relation de Bernoulli sur les lignes $A_\infty A$ et $S_\infty S$, pour obtenir

$$v_0 = \sqrt{\frac{2(p_A - p_S)}{\rho}}$$

Encore très utilisé dans les avions, givrage à l'origine du crash du Paris-Rio.

Écran

Pitot schema et dispo actuel

Expérience

Tube Pitot : Expérience de la turbine avec anémomètre à fil chaud et tube de Pitot pour montrer que la vitesse varie bien en racine du Δp . On test deux anemo (ils donnent des vitesses différentes) on peut montrer la deuxième courbe en comparaison.

3.4 Portance de l'aile. Paradoxe de d'Alembert

Calcul de [3] p 59.

Schéma au tableau

Savoir qu'en réalité c'est bien plus compliqué et on fait avec des potentiels

À la fin : paradoxe de d'Alembert. On peut calculer une portance bien qu'il n'existe pas de forces de traînée... Celles-ci apparaissent en réalité avec l'existence de couches limites, éventuellement décollées, autour des ailes. [3] p 60

Conclusion

Le modèle de l'écoulement parfait est un outil efficace pour traiter de l'écoulement des fluides loins des obstacles et pour des écoulements laminaires. En revanche, l'analyse rigoureuse du comportement des fluides au voisinage d'un obstacle doit être traitée avec l'outil général de Navier-Stokes, ou au minima en s'intéressant en détail au comportement de la couche limite!

Phénomènes interfaciaux impliquant des fluides.

Niveau L3

Prérequis

- Statique des fluides
- Thermodynamique
- Interactions moléculaires

Message Message important à faire passer lors de la leçon.

Bibliographie [1]François CHARRU.Instabilités hydrodynamiques. CNRS éditions, 2013. [2]Bernard DIU et al.Thermodynamique. Editions Hermann, 2007. [3]Pierre-Gilles de GENNES, Françoise BROCHARD-WYART et David QUÉRÉ.Gouttes, bulles, perles et ondes. Belin, 2005. [4]Étienne GUYON, Jean-Pierre HULIN et Luc PETIT.Hydrodynamique physique. CNRS éditions, 2012. [5]Antonin MARCHAND et al. Why is surface tension a force parallel to the interface? In : American Journal of Physics 79.10 (oct. 2011), p. 999-1008. DOI : 10.1119/1.3619866. <https://doi.org/10.1119/1.3619866>. [6]Marie-Noëlle SANZ et al. Physique tout-en-un PC-PC*. Dunod, 2016.

Basé sur JF

Introduction

Un trombone flotte sur l'eau. Une goutte de mercure refuse de s'étaler sur une surface. Ces phénomènes capillaires sont des manifestations macroscopiques d'interactions moléculaires et peut être expliqué en terme de tension de surface. Le point commun commun le coût à créer une interface d'où le terme de tension de surface.

Écran

Illustration trombone araignée et mercure

1 Tension de surface

1.1 Définition thermodynamique

Définition avec le travail (réversible), de l'énergie libre, que l'on doit fournir pour augmenter la surface : [3] p 13

$$\delta W = \gamma \mathcal{A}$$

Attention

Relire diff potentiel thermo et fonction d'état

-Unité de γ : J.m^{-2} ou N.m^{-1} On peut donc parler indifféremment d'énergie de surface ou de tension superficielle
Ordres de grandeur de γ .

Écran

OdG γ et en profiter pour faire remarquer la dépendance en température et lié au potentiel thermo (**on y revient plus tard**)

Conséquence : il va falloir minimiser la surface. Cela explique les expériences vues.

Origine énergétique microscopique de : créer une interface. [6] p 327 et [1]

1.2 Facteur influençant γ

Température : [4], p.53 pour les valeurs de variations relative de γ avec T puis [4], p.54 pour loi (à ne pas donner) et applications (à donner). Surfactants : [4], p.54. et/ou [3], p. 17

Facteurs importants : tensioactifs qui diminuent la tension superficielle, ce qui rend la formation de bulles plus facile. On a aussi la température (effet Marangoni larme de vin (grad de γ)). [4] p 31

Transition : Comment se manifeste cette tension de surface dans les problèmes d'hydrodynamique? Quelle importance a-t-elle dans l'établissement des équilibres?

2 Lois d'équilibre d'interfaces

2.1 Phénomène de mouillage

- Démontrer la loi d'Young-Dupré par un raisonnement énergétique dès cette étape, cf. [1], p. 2
- Voir [3], p. 24 - Définir le paramètre d'étalement et les deux types de mouillage. Dans le cas du mouillage partiel, on a compétition entre deux types d'interfaces plus ou moins coûteuse à créer ce qui détermine la forme de la goutte.

Écran

Goutte sur différentes surfaces

2.2 Une méthode de mesure de la tension de surface

Selon le temps, on peut faire ici l'interprétation de la force exercée par un fluide sur une plaque verticale tirée vers le haut et expliquer le principe de la balance d'arrachement. Éventuellement faire la manip

Expérience

Faire une mesure de γ avec la balance d'arrachement. On peut en profiter pour mettre en évidence expérimentalement l'influence de l'impureté de l'eau (au cours du temps) et des surfactants (**savon**).

2.3 Discontinuité de la pression et montée capillaire

- Démontrer la loi de Laplace, in [3], p. 16 et [6], p. 319. Appliquer éventuellement à l'adhésion capillaire ([3], p.17). Observation historique de la montée capillaire (**voir wiki**), importance notamment en biologie cf par exemple la montée de la sève dans les arbres!

- Longueur caractéristique $l_c = \sqrt{\gamma/\Delta\rho g}$: cest la longueur capillaire.

Si on a le temps : loi de Jurin : équilibre hydrostatique $P_{menisque} = P_{atm} - \rho \cdot g \cdot h$

Expérience

Loi de Jurin On fait l'expérience associée et idéalement on relève les points pour trouver la tendance en $1/R$ (avec ethanol) Attention à bien nettoyer les tubes

Remarques

Limité par $P_{liq} = P_{atm} - \frac{2\gamma\cos\theta}{r}$ pression de vapeur saturante

Voir la vidéo de Veritasium

Autre chose : quelle force tire le liquide vers le haut? Analyse en terme de force in [3], p. 53

Transition : Les phénomènes interfaciaux à l'équilibre sont donc assez bien décrits par les outils que nous avons développés en première partie. La description se complique si on prend en plus en compte un écoulement (**donc dynamique**) macroscopique du fluide.

3 Phénomènes interfaciaux en régime dynamique

3.1 Ménisque dynamique

Voir le modèle de Landau-Levich-Derjaguin, in [3], p. 112. A décrire brièvement et résoudre en loi d'échelle.

3.2 Instabilité de Rayleigh-Plateau

Écran

Illustration avec equation si nécessaire **a ajouter**

Ici le cylindre n'est pas la surface la plus faible pour un volume donné [1] p 66 (cf écran)

Explication qualitative de l'instabilité avec les surpressions [1] p 67 : perturbations impossible à éliminer qui croissent différemment pour chaque période et au final l'une domine d'où l'écoulement goutte à goutte. Bien expliqué sur wiki compétition des deux rayons de courbures (c'est celle de l'onde qui gagne **à vérifier**).

Analyse dimensionnelle pour trouver τ , qui va donner en gros l'échelle temporelle de croissance de l'instabilité $\tau = \lambda/\nu$. La condition de croissance des instab $kR_0 < 1$

Si on a le temps, équation de croissance de la surpression.

Remarques

Cette instabilité est utilisée dans la conception d'un type particulier d'imprimantes à jet d'encre dans lequel un jet de liquide est perturbé pour former un flux régulier de gouttelettes.

3.3 Instabilité de Rayleigh-Taylor

Schema au tableau bien poser le pb

Écran

Lava lamp : (instab Rayleigh-Taylor + Rayleigh-Benard GP pour le changement de densité)

Attention toute est pas unité de largeur dans [1] - mise en évidence de la limite haute $k_c = \frac{1}{l_c}$ (si $\gamma = 0$ tout les k sont instable)

- Si aperturbation est plus petite que l_c alors stable cf intuition Comparaison des deux termes de pression : l'un stabilise, lautre déstabilise. Parvenir au nombre sans dimension L/l_c . [4] p 44

Temps caractéristique de croissance de l'instabilité : $\tau = \sqrt{l_c/g}$. [1] p 55

La minimisation de l'énergie nest pas toujours un facteur de stabilité : instabilité de Rayleigh-Plateau [1] p 66 (vu plus tard)

Remarques

Cette instabilité est utilisée dans la conception dun type particulier d'imprimantes à jet d'encre dans lequel un jet de liquide est perturbé pour former un flux régulier de gouttelettes.

En général, la condition pour que l'instabilité soit linéaire est que la partie imaginaire de la célérité complexe c soit positive. Finalement, le rétablissement de la tension superficielle diminue c^2 en module et a donc un effet stabilisant. En effet, il existe un domaine d'ondes courtes pour lesquelles la tension superficielle stabilise le système et empêche l'instabilité.

4 Conclusion

On a vu que ce phénomène qui pouvait paraître un peu mystérieux de prime abord a une explication microscopique. De plus la tension superficielle explique de nombreux phénomènes mouillage, capillarité et instabilité.

Insister sur le fait qu'un raisonnement qualitatif donne encore une fois l'essentiel de la physique du problème Exemple lava lamp pour crypto avec comme on l'a dit hautement imprévisible. Explication arbre : pas pompe car mbar l'eau bout (max 10m tuyeau moyen) capillarité pas suffisant (r 20-200 μm 1m) **réponse** : pression négative -15 atm avec pores 2-5 nm donc ménisque survit!

Premier principe de la thermodynamique.

Niveau CPGE

Prérequis

- Transformations thermodynamiques (isochore, isobare, etc.)
- Énergie échangée par un système (travail, transfert thermique).

Message La conservation de l'énergie, à travers le premier principe, nous permet de résoudre de nombreux problèmes sans s'intéresser précisément aux échanges ayant lieu durant la transformation.

Bibliographie [1]Stéphane OLIVIER et Hubert GIÉ. Thermodynamique 1ère et 2ème année. Tec & Doc, 1996. [2]Bernard SALAMITO et al. Physique tout-en-un PCSI. Dunod, 2013. TODO : références dans le Dunod de 2013. [3]DIU

Introduction

Remarques

Relire le debut du DIU

Si l'on frotte nos mains l'une contre l'autre, on constate une élévation de température. Pour le système constitué des deux mains, on a une perte d'énergie par frottements : où va cette énergie? **(Idem perte effet Joule, elle va bien qqpart)**

En réalité, l'augmentation de température traduit l'existence d'une énergie cinétique microscopique, qui permet de rétablir la conservation de l'énergie aux échelles macroscopique et microscopique.

Remarques

Il peut être utile de se renseigner sur l'historique de la thermodynamique et de la mise en place des principes. L'article Wikipédia sur l'histoire de la thermodynamique classique est intéressant à ce propos

1 Énergie interne et premier principe

1.1 Énoncé du premier principe

Remarques

Il existe deux formulations du premier principe dans la littérature. La version traditionnelle définit U comme la fonction d'état extensive qui vérifie l'équation de conservation. La version actuellement enseignée en prépa donne les propriétés de U , énergie interne déjà étudiée. Ici l'énoncé choisi cherche à marier ces deux versions

6 Premier principe de la thermodynamique.

Énoncé : l'énergie interne U est une fonction d'état des variables thermodynamiques, extensive et dont la variation au cours d'une transformation (pour un système fermé) est

$$\Delta(U + E_c + E_p) = W + Q$$

où W est le travail des forces extérieures et Q le transfert thermique échangé avec l'extérieur.
Différence fondamentale entre U, E_c, E_p et W et Q : ceux-là sont indépendants du chemin suivi lors de la transformation, tandis que ceux-ci dépendent du chemin suivi. [2] p 901
Rappel de la convention de signes pour W et Q .
Noter qu'en général, E_c et E_p ne varient pas si on se place dans le référentiel adapté.

1.2 Différentes transformations

Variation de U avec la température, expression de ΔU sous forme d'intégrale de $C_V(T)$. Cas du gaz parfait : U fonction de T seulement. [2] p 840
Travail des forces de pression [2] p 882
Transformation isochore $\Delta U = Q$
Évolution isotherme d'un gaz parfait : $W = -nRT \ln \frac{V_f}{V_i} = -Q$ [1] p 142

1.3 Exemple : évolution monobare d'un gaz parfait

Dans cette partie, on présente le traitement classique d'un exercice de thermodynamique : on écrit le principe de conservation, les équations d'état au début et à la fin, les équations supplémentaires telles que l'équilibre mécanique. On suit l'exercice n° Compression quasistatique ou non z de [2]. Selon les références, il s'agit de l'exercice 24.7 ou 25.7.
Refaire le raisonnement de la question 2 : trouver T_1 (on a $m = 2m_0$). Faire le calcul avec c_v au lieu de γ ?

État initial : $P_0 = m_0 g / S$, $T = T_0$, $V_0 = nRT_0 / P_0$

État final : $P_1 = 3m_0 g / S$, $V_1 = nRT_1 / P_1$ Compression sous P_1 : le premier principe donne $C_v(T_1 - T_0) = -P_1(V_1 - V_0)$

On en déduit

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{3 + \frac{C_v}{R}}{1 + \frac{C_v}{R}}$$

et on peut réécrire cette formule avec $C_v = \frac{R}{\gamma - 1}$.

À partir de cet état final (P_1, T_1), on rend les parois diathermanes : on a un transfert thermique Q . L'état final est $P = P_1$, $T = T_0$ et le volume est déterminé par la loi des gaz parfaits. On applique le premier principe, et on montre que l'on a

$$\Delta(U + PV) = Q$$

Transition : On voit apparaître naturellement une fonction d'état qui semble particulièrement adaptée pour les évolutions isobares : l'enthalpie $H = U + PV$.

2 Enthalpie et calorimétrie

2.1 Définitions

Définition, unité. Capacité thermique à pression constante. [2] p 906
Cas particuliers : phase condensée ($C_p C_v$), gaz parfait ($C_p = C_v + R$ démontrer Mayer?)

2.2 Calorimétrie

Transformation adiabatique monobare, équilibre mécanique : $\Delta H = 0$
 Montrer un calorimètre, justifier pourquoi la transformation est monobare
 Cela va nous permettre de mesurer des capacités à pression constante, ou tout autre grandeur liée à l'enthalpie. - Parler de la mesure de la masse en eau du calo

Expérience

Mesure Chaleur latente changement d'état de l'eau

Mesure masse en eau du calo :

On pèse a peu près 150g d'eau à l'amb et 400g d'eau bouilloire (environ 75 C) $\Delta U = 0 = c_{Vm}^{eau} [m_1^{eau}(T_f - T_{amb}) + (m_2^{eau} + m_{calo}^{eau})(T_f - T_{chaud})]$

$$m_c^{eau} a l o = -m_1^{eau} - m_2^{eau} \frac{T_f - T_c}{T_f - T_{amb}}$$

On obtient une masse de l'ordre de la 10ene de gramme (12 g?) donc une erreur non neg (10%) à prendre en compte. Attention mesurer la température chaude dans le calo une fois thermalisé et pesé après tarage

3 Application : les changements d'état

3.1 Enthalpie de changement d'état

Situation déclenchante : si on chauffe de la glace en la laissant à l'air libre, elle reste à 0C pendant qu'elle fond.

Définition, dépendance en température uniquement.[2] p 911

Variations d'enthalpie : soit changement de température $C_p \Delta T$ soit changement d'état L_v . ODG pour leau : $L_v = 333.55 \text{ kJ.kg}^{-1}$ et $c_p = 4.18 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

3.2 Exemple de calorimétrie

Suivre l'exemple de [2] p 917 : détermination d'une enthalpie de changement d'état en met-tant un glaçon dans un calorimètre deau chaude.

Insister sur le caractère de fonction d'état qui permet d'imaginer le chemin que l'on souhaite, et sur le caractère extensif qui permet de calculer la variation totale.

Expérience

Mesure Chaleur latente changement d'état de l'eau

Mesure enthalpie de fusion :

On pèse a peu près 200 g d'eau à l'amb et 250g de glace mise en eq avec l'eau pour être à 0 C
attention ne pas oublier d'égoutter la glace avant la peser

$$\Delta U = 0 = c_{Vm}^{eau} [(m_1^{eau} + m_{calo}^{eau})(T_f - T_{chaud}) + m_2^{glace}(T_f - T_{froid})] + L_{vap} m_2^{glace}$$

On obtient le bon OdG théoriquement 333 J/g

Conclusion

Ouvrir sur les critères d'évolution : le second principe.

On n'a donné ici aucun critère d'évolution, alors que l'on voit d'expérience que certaines transformations vont être possibles et d'autres non. Cela mène à l'établissement d'un second principe de la thermodynamique.

Écran

Le caractère extensif de l'énergie interne n'est vrai qu'aux faibles couplages entre particules. Certaines grandeurs ne sont ni intensives, ni extensives. Exemple académique : une grandeur extensive à une puissance >1 , ou d'autres constructions plus farfelues. De même la masse n'est pas parfaitement extensive (énergie de liaison). . . Le caractère extensif ou intensif peut dépendre de la situation. Exemple : deux résistances en parallèle (iextensive, Uintensive) ou en série (iintensive, Uextensive). On pourra consulter par exemple [Redlich, O. (1970). Intensive and extensive properties. Journal of Chemical Education, 47(2), [154].

Dans le théorème de l'énergie mécanique apparaissent les travaux des forces non conservatives intérieures et extérieures, tandis que dans le premier principe on a seulement les forces non conservatives extérieures. Les forces conservatives sont toujours comprises dans l'énergie potentielle.

7 Transitions de phase

Niveau L3

Prérequis

- Potentiels thermodynamiques
- Potentiel chimique
- Évolution de systèmes
- Équation d'état de Van der Waals
- Électromagnétisme dans les milieux

Message Message important à faire passer lors de la leçon.

Bibliographie [1] Michel BERTIN, Jean-Pierre FAROUX et Jacques RENAULT. Thermodynamique. Dunod, 1984. [2] Bernard DIU et al. Thermodynamique. Editions Hermann, 2007. [3] Bernard SALAMITO et al. Physique tout-en-un PCSI. Dunod, 2013.

Introduction

- **Phase** : Milieu dans lequel les grandeurs physiques évoluent continument
- **Transition de phase** : passage (brutale quantifié plus tard dans la leçon) de la phase A->B suite à la variation d'un paramètre de contrôle (typiquement la température)
- On a vu les equations d'état mais l'équation des gaz parfaits ne permet pas de décrire correctement les transitions vers le liquide, etc.
- Dans cette leçon nous allons étudier le changement d'état liquide-vapeur et ferro-para

Transition : On va donc commencer par une approche descriptive des transitions, en utilisant des diagrammes reliant les variables d'état.

1 Première approche : la transition liquide-vapeur d'un corps pur

1.1 Diagrammes de variables d'état

Paramètres intensifs décrivant un corps pur : P et T, et égalité des potentiels chimiques ne [1] p 373 donne qu'une relation : on a P(T).

- Amener la notion de variance $\nu = X - Y = 2 + c - \phi$ avec X,Y nombres de para intensif et nb de relation c nombre de constituant indep (compte les relation), le 2 est pour T P. Diagramme P-T, variance sur les frontières, on se limite à la branche liquide-gaz

On ne connaît pas la composition des phases à la transition, il faut rajouter des données sur la proportion des phases : les titres molaires. [3] p 851

Connaître les titres molaires revient à connaître le volume total. Diagramme P-V (diag de Clapeyron), tracé des isothermes.

Écran

Diagrammes P-T et P-V (en volume molaire) de leau et 3D
Animation du système avec piston

Transition : On peut avoir expérimentalement ces diagrammes et comprendre la composition du système pour un jeu de variables P,V,T donné. Mais quel modèle pour décrire thermodynamiquement les évolutions dans ce diagramme?

1.2 Description thermodynamique de la transition

- On étudie un système composé d'une phase gazeuse et liquide d'une même espèce à P et T cste
- Le bon potentiel thermo est donc l'enthalpie libre : $G(T, P, n_G, n_L)$ **développer et montrer les termes nuls**
- La condition d'évolution $dG \leq 0$ Or $dG = \mu_L dn_L + \mu_G dn_G$ avec $dn_L = -dn_G$

$$dG(\mu_L - \mu_G)dn_L \leq 0$$

- Trois cas sont possibles :
 - $\mu_L > \mu_G$ alors $dn_L < 0$ on tend vers la phase gazeuse.
 - $\mu_L < \mu_G$ alors $dn_L > 0$ on tend vers la phase liquide.
 - $\mu_L = \mu_G$ alors $dn_L = 0$ équilibre des phase. Caractéristique transition du 1er ordre.

Le système évolue toujours dans le sens de la phase de potentiel chimique le plus faible.

En dérivant par rapport à T (le para de contrôle) de $\mu_L = \mu_G$

$$\frac{d\mu_L}{dT} = \left. \frac{\partial \mu_L}{\partial T} \right|_P + \left. \frac{\partial \mu_L}{\partial P} \right|_T \times \frac{dP_{sat}}{dT} = -s_L + v_L \frac{dP_{sat}}{dT} = -s_G + v_G \frac{dP_{sat}}{dT}$$

On obtient la relation de Clapeyron :

$$L = T(s_G - s_L) = T(v_G - v_L) \frac{dP_{sat}}{dT}$$

Chaleur latente molaire : (eau 40.7 kJ/mol, N₂ 5.6 kJ/mol, H₂, 0,9 kJ/mol lien avec tempé ébullition

Expérience

Mesure de l'enthalpie de vaporisation du N₂ :

cf TP rien de compliqué

Peser avec la résistance dedans

Faire un calcul d'OdG de la poussée d'Archimede ça devrait être négligeable

$$\mu_G(T) = \mu_G(0) - s_G T$$

$$\mu_L(T) = \mu_L(0) - s_L T$$

Attention

Être capable de répondre pourquoi pas valable pour tout les transitions.

Écran

Diagrammes P-V différent isothermes

Animation du système avec piston

Transition : Il existe une température pour laquelle il n'y a plus d'enthalpie de vaporisation

1.3 Point critique de la transition

Écran

Diagrammes P-V différent isothermes
Animation du système avec piston

Tracer les isothermes dans le diagramme de Clapeyron pour différentes températures.[3] p 855
Tracé de la chaleur latente en fonction de la température : à T_c, L_v est nulle! On a donc une transition qualitativement différente, avec H et S continues.[2] p 326

Pour $T > T_c$, il n'y a plus de transition de phase.

Transition : Au point critique, la transition liquide-vapeur change de comportement : nous allons maintenant étudier une autre transition dont le comportement est similaire à la transition critique.

2 Transition ferromagnétique/paramagnétique

2.1 Description du phénomène

Expérience

Mise en évidence de T_C :
cf TP rien de compliqué
Mesure au refroidissement

$$T < T_C \rightarrow M \neq 0$$

$$T > T_C \rightarrow M = 0$$

Remarques

Dessin de $M(T)$

Transition "brutale" donc c'est bien une transition de phase!

2.2 Choix du potentiel

Paramètres T, M (P oublié car isobare). Potentiel thermodynamique choisi.[2] p 214
Parité en M, isotropie : on développe en puissances près de la transition (car on suppose fnc analytique) (c'est le modèle de Landau), en écrivant :

$$\overline{G}(T, M) = A_0(T) + \alpha(T)M^2 + \beta(T)M^4$$

On néglige les termes d'ordre supérieurs

2.3 Calcul des variables d'état

Calcul de $M_e q$ par minimisation du potentiel [2] p 215

Modélisation des fonctions $\alpha(T)$ et $\beta(T)$. [2] p 216

Graphique de $G(T, M)$ [2] p 217

Écran

Graphe avec les deux solutions

Calcul de l'entropie $S = dG/dt$, qui reste constante : pas de chaleur latente! [2] p 218

Calcul de C_p , discontinue!

Tracé de M en fonction de T : on a $M \propto \sqrt{T - T_C}$

- calcul $S = \frac{dG}{dT}$ S continue à la transition, on parle de transition continue d'où le nom par contre C_p pas continue sans chaleur latente! Pas coex phase!

Second-order phase transitions are also called "continuous phase transitions". They are characterized by a divergent susceptibility, an infinite correlation length, and a power law decay of correlations near criticality.

Transition : On retrouve des propriétés semblables entre les deux transitions : existence d'un potentiel, tracé de M ou de $\Delta\rho$ en fonction de T . Mais aussi des différences importantes : existence ou non de chaleur latente, continuité des différents paramètres.

Conclusion

Écran

Différence premier seconds ordre

Lire [2] p 646-653

Ouverture exposant critique :

On étudie le comportement du paramètre d'ordre et de ses dérivées près de la température critique. [2] p 659

Calculer β , α pour la transition ferro-para .

Pour des transitions d'ordre 2, les exposants qui apparaissent sont très généralement les mêmes d'une transition à une autre : on parle de classes d'universalité. Ils dépendent principalement de la dimension et de la symétrie en jeu

Remarques

Classification de Ehrenfest : dérivé première d'une grandeur thermo discontinu , deuxième pour second ordre mais ne rend pas en compte div d'une dérivé (cf χ)

Voir les slide de Gabay Voir ordre infini pas symétrie "visible" brisée ex isolant de mott et transition topo Nobel 2016

Ouverture sur le paramètre d'ordre si pas traité, sinon universalité avec Ising par exemple (connaître les exposants suffit) et champ moyen (même méthode dans différents domaines donne les mêmes exposants). On peut faire intervenir Van der Waals pour retrouver transition (imp en GP) **revoir absolument comment!**. On peut aussi parler d'invariance d'échelle et de brisure spontanée de symétrie (les lois ont plus de symétries que le ground state).

Niveau CPGE**Prérequis**

- Thermodynamique à l'équilibre
- Hydrodynamique : Navier Stokes, visco, couche limite
- Électromagnétisme

Message En bref, il faut introduire les différents phénomènes dans toute leur diversité, préciser leurs différentes propriétés et éventuellement les comparer entre eux.

Bibliographie [1] Bernard DIU et al. Thermodynamique. Editions Hermann, 2007. [2] Étienne GUYON, Jean-Pierre HULIN et Luc PETIT. Hydrodynamique physique. CNRS éditions, 2012. [3] Stéphane OLIVIER, Hubert GIÉ et Jean-Pierre SARMANT. Physique Spé : PC*, PC. Cours et exercices d'application. Tec & Doc, 2000. [4] Bernard SALAMITO et al. Physique tout-en-un MP-MP*. Dunod, 2014. [5] Marie-Noëlle SANZ, Bernard SALAMITO et al. Physique tout-en-un MP-MP*. Dunod, 2004. [6] Marie-Noëlle SANZ et al. Physique tout-en-un PC-PC*. Dunod, 2016.

Attention

Ne jamais parler de CHALEUR!!!

Introduction

On a pour l'instant uniquement étudié des systèmes à l'équilibre. **On rappelle la définition.**

Def : Eq thermodynamique : Toutes les variables d'état macroscopiques sont invariables **et** les flux de matière et d'énergie sont nuls.

On comprend bien que les phénomènes de transport ne sont pas à l'équilibre. Il s'agit de phénomène irréversible.

1 Généralités sur le transport

1.1 Différents types de transport

Écran

3 types de transport, illustration du phénomène pur.

- Rayonnement : transport **sans** interaction et **sans** besoin support matériel
- Diffusion : transport **avec** interaction dans un milieu matériel mais **sans** déplacement macroscopique de matière
- Convection : transport **avec** interaction dans un milieu matériel **avec** déplacement macroscopique de matière

En général les 3 coexistent mais en général un domine.

Écran

Cas d'étude des différents type de transport.

Transition : Pas d'équilibre global, il faut donc définir un nouveau système pour utiliser les concepts défini précédemment

1.2 Équilibre thermodynamique local

On a besoin de définir une nouvelle échelle où les variable d'états sont définis.

On ne peut plus utiliser l'équilibre global et l'échelle micro ne permet pas de def les grandeur thermo.

Echelle mesoscopique : $a \simeq 10^{-10} \text{m} \ll \delta \ll L \simeq 1 \text{m}$

On considère que l'eq thermo est réalisé dans ce volume si :

- $\tau_{eq} \ll \tau_{diff}$ temps de relaxation faible devant le temps de variation macro
- gradient pas trop grand

On a alors un équilibre thermodynamique local (ETL) le system est alors une somme de sous-systèmes à l'équilibre.

Remarques

Ces deux conditions sont nécessaire et bornent l'échelle mesoscopique plus grand que $l \gg \frac{D}{v_{son}}$ et plus petit que $\frac{T}{grad T}$

Attention

Bien précisé que c'est un volume de controle pas une particule fluide (rigide et fixe)!!!

A présent les var d'états sont def à chaque t .

Nous allons réalisé un bilan : \rightarrow eq de conservation d'une grandeur extensive : ici le nombre de particule

Dessiner au tableau avec un cas simple [3] p 344. Poser $\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial x} d\tau$
Généralisation 3D

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \text{div} \vec{j}_n = 0 \quad (8.1)$$

On remarque que la var de grandeur extensive est du à un grad d'une grandeur intensive qui apparait (ici \vec{j}_n)

Remarques

Vrai dem avec Green Ostrogradski
Attention à ne pas perdre trop de temps sur cette partie

Transition : On a une équation qui relie deux grandeurs, il manque une relation pour clore le système. Cette relation est généralement phénoménologique.

1.3 Réponse linéaire

Introduction loi phénoménologique liant \vec{grad} extensive et $\vec{j} \rightarrow$ réponse linéaire [5] p731

Attention

C'est une approximation linéaire plus valable en relat et traitement tuer (milieu non linéaire?)

Loi de Fick (Adolf Fick 1855) :

$$\vec{j}_N = -Dg\vec{rad}n \quad (8.2)$$

Remarques

En vrai Fick est établie avec μ

$$\vec{j}_N = -\frac{cD}{RT}\nabla\mu = -D\nabla n$$

$$\mu = \mu^0 + RT\ln\left(\frac{c}{c^0}\right) [1] \text{ p479}$$

Écran

Origine microscopique

— le signe - \Rightarrow loi de modération, va contre le gradient

— D coefficient de diffusion OdG

— diff gaz-gaz $10^{-6} - 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$

— gaz / liq $10^{-12} - 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$

— atomes / solide $10^{-30} - 10^{-16} \text{ m}^2/\text{s}$

$$(2) \rightarrow (1) \frac{\partial n}{\partial t} - D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = 0$$

— Attention : ce n'est pas une eq de propagation mais de diffusion elle est irréversible!

— Attention l'approximation linéaire n'est plus valable si les grad sont trop fort, l'ETL est pas vérifié (cf onde choc) et si le milieu est isotrope.

Écran

Solution gaussienne $\phi(x, t) = \frac{C_0\pi}{\sqrt{Dt}} e^{-x^2/4Dt}$ vérifier sol et montré cas d'une CI Dirac on obtient la simu et sinon fnc erf : **lire le doc si le temps et pouvoir expl les étapes du cal en question**

Attention

Sous l'effet d'un potentiel fixe cf modele de drude (ici on voit le cas d'un grad instantanée)

1.4 Généralisation G,f

Loi de conservation $\frac{\partial g}{\partial t} + \text{div} \vec{j}_G = 0$

Loi pheno $\vec{j}_G = -D_G g \vec{rad} f$

Écran

Tableau analogies

2 Propriété de l'équation de diffusion

2.1 Irréversibilité

$t \rightarrow -t$ cv pas l'équation!

On parle maintenant de l'équation de la chaleur \rightarrow on va faire un bilan entropique

$$\delta S_{ech} = \frac{j_{th}(x)}{T(x)} \Sigma dt - \frac{j_{th}(x+dx)}{T(x+dx)} \Sigma dt = -\frac{\partial j/T}{\partial x} \Sigma dt dx$$

Puis **on applique Fourier** et on développe la dérivée

On pose s massique tq $S(x, t) = s(x, t) \rho \Sigma dx$ et $s = s_0 + c_v \ln(\frac{T}{T_0})$ (valable isochore ou ϕ condensée).

$$dS = S(x, t + dt) - S(x, t) = c_v \frac{\partial}{\partial t} \left(\ln \left(\frac{T}{T_0} \right) \right) dt \rho \Sigma dx$$

On applique ensuite eq diff

Finalement 2nd principe : $dS = \delta S_{ech} + \delta S_{cr}$

On a donc $\delta S_{cr} = \frac{\lambda}{T^2} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 \Sigma dx dt \geq 0$ d'après 2P donc $\lambda > 0$ liée à l'augmentation S et donc irrev (on peut faire de même autre eq diff énergie permet d'explorer plus d'état) [1] **complément 9B**

Attention

Être rapide sur les calculs

2.2 Propriétés d'échelle

Donner l'équation pour la diffusion de particules

Analyse en ordre de grandeur de l'équation, temps et distance typiques [6]

- A partir l'eq de diff $l_n \simeq \sqrt{D\tau}$

Expérience

Diffusion du glycérol :

distance caractéristique, temps caractéristique Retrouver la relation du poly de TP en raisonnant avec la distance caractéristique : doit varier avec gradnnloùest la longueur caractéristique.

Remonter à l'ordre de grandeur pour D ($\simeq 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$).

- On néglige l'épaisseur du plexi mais pas la refraction $d_{max} = D_{cran} \frac{n_1}{n_3} \frac{\Delta n \cdot l \cdot 0.5}{2\sqrt{\pi D t}}$ avec l longueur cuve et $D_{cran} = 71 \text{cm}$

Transition : On vient de voir que la diffusion n'est pas très rapide : on s'attend à ce qu'elle ne soit pas le mode de transport le plus important dans tous les cas. Il faut donc trouver un moyen de comparer l'importance de la diffusion et des autres modes de transport.

3 Comparaison des différents types de transport

Pour cela on va construire des nombres adimensionnés

Écran

Illustration différents régimes

3.1 Convection/diffusion

- Dans le cas d'un fluide visqueux c'est la quantité de mouvement qui se diffuse on ut Reynolds : $\mathcal{R} = \frac{UL}{\nu}$ **advection** vs frottement fluide
- Diffusion energie thermique Peclet $\mathcal{P} = \frac{UL}{D_{th}}$
- Concentration Peclet $\mathcal{P} = \frac{UL}{D}$

Retour café sucré : $L \simeq 3\text{cm}$ $U \simeq 5\text{cm/s}$ et $D \simeq 0.5 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$

$\mathcal{P} \simeq 10^{-6}$ la convection est beaucoup plus efficace!!!

Transition : On peut aussi comparer d'autres grandeurs

3.2 Diffusion quantité de mouvement vs thermique

- Prandtl $\mathcal{P}r = \frac{\nu}{D_{th}}$ influence du profil de vitesse sur le profil en température
- Schmidt $\mathcal{S}c = \frac{\nu}{D}$

Transition : Comme on l'a dit ses nombres peuvent nous donner une idée du couplage entre phénomène

3.3 Convection thermique

Diffusion + advection = convection, lire wiki

loi de Newton (pheno) $\Phi_{sol \rightarrow fluide} = h(T_s(P, t) - T_f(P, t))$ Attention cette formule n'est pas au prg et $h \text{ W/m}^2\text{K}$.

h depend nature fluide et ν

Écran

Retour sur le café

Conclusion

Rappel message : diffusion : une inhomogénéité crée → transport de la grandeur associée
Une loi lin et un bilan donnent eq diff

Ouverture : il existe aussi des couplages entre différents phénomènes de transport (via l'entropie ne pas le dire)

Écran

Peltier Seebeck

Conversion de puissance électromécanique.

Niveau CPGE (PSI)

Prérequis

- Électromagnétisme dans les milieux
- Énergie électromagnétique
- Induction

Message Message important à faire passer lors de la leçon.

Bibliographie [1] Conversion électro-magnéto-mécanique. http://lnspe2.fr/Cours_Phys/CP02.pdf. [2] Jérémy NEVEU. Moteurs et transformateurs électriques. 2018. [3] Marie-Noëlle SANZ, Stéphane CARDINI et Elisabeth EHRHARD. Physique tout-en-un PSI-PSI*. Dunod, 2017. [4] Charles-Henri VIGOUROUX. Actualisation des connaissances sur les moteurs électriques. In : Bulletin de l'union des physiciens 846 (2002).

Remarques

Le programme décompose la leçon comme suit :

On utilise un exemple simple pour introduire l'équation $F_{em} = (\partial E_{em} / \partial x) i$.

On développe ensuite le moteur synchrone en dérivant l'énergie magnétique stockée dans le ferro.

On développe enfin le moteur à courant continu par analogie avec le moteur synchrone. Dans l'ancien programme, on supposait que le rotor avait un moment magnétique \vec{M} et on avait juste à calculer le couple $\vec{M} \times \vec{B}$. Cela permettait d'obtenir la condition de synchronisme, mais on n'avait pas les bons ordres de grandeur de puissance en écrivant $M = i S$ cela est dû à la présence du ferro qui canalise les lignes de champ. C'est pourquoi le nouveau programme insiste sur le rôle du fer : on calcule l'énergie magnétique stockée dans le ferro puis on utilise la relation $F_{em} = (\partial E_{em} / \partial x) i$ pour obtenir la force ou le couple

Attention

Le Tout-en-un de référence pour cette leçon est bien l'édition 2017, et non pas une édition antérieure ! La présentation du contacteur a été entièrement revue, et est bien meilleure.

Introduction

- Une machine électromécanique a pour but de convertir de la puissance électrique en puissance mécanique. Elle réalise cette opération par le phénomène d'induction : on transforme une tension en courant, puis en champ magnétique, puis en force (ou couple). Tout ceci est réalisé via un matériau ferromagnétique qui va permettre de canaliser les lignes de champ.
- Elle est constituée de deux parties : une partie statique et une partie mobile.
- Durant toute la leçon, on va chercher à obtenir l'expression de la force qui s'exerce sur la partie mobile en connaissant les autres caractéristiques du système.

Transition : On commence par illustrer le principe général du calcul en étudiant un exemple simple : le contacteur électromagnétique.

1 Le contacteur électromagnétique

1.1 Présentation

- Un contacteur est un appareil dont le but est d'établir ou d'interrompre le passage du courant, à partir d'une commande électrique. Intérêt par rapport à un simple interrupteur commandé : il peut subir de forts courants.
- Schéma du dispositif, en ajoutant une tension u dans le circuit électrique comme dans [1] (elle représente la commande) [3] p 707
- Lorsqu'un courant passe, on a établissement d'un champ magnétique B dans le fer, et ce champ va agir sur la partie mobile.
- Montrer une carte de champ : comme μ_r est très grand, on peut considérer le ferro comme un tube de champ. Le flux Φ de \vec{B} à travers le ferro est donc le même partout. [3] p 708 (**voir : relation de passage**)

Transition : On cherche à relier la force perçue par la partie mobile et le champ magnétique.

1.2 Importance de l'énergie magnétique

- Suivre les calculs de [1].
- Un opérateur extérieur la partie mobile en exerçant la force $F_{op}\vec{e}_x$. Celle-ci est aussi soumise à une force $F_{em}\vec{e}_x$ excausée par le champ électromagnétique. Il s'agit de la force que l'on souhaite calculer.
- Faire le schéma équivalent électrique : par application de la loi de Faraday, on a $u = ri + d\Phi/dt$, où Φ est le flux de B à travers le bobinage.
- On applique le premier principe à fer + bobine entre t et $t + dt$: le système reçoit une puissance électrique, une puissance due à la force F_{op} , et perd de l'énergie par effet Joule. La force F_{em} n'apparaît pas car elle est interne. On a

$$d(E_{em} + E_c) = \delta W + \delta Q = uidt + F_{op}dx - ri^2dt = id\Phi + F_{op}dx$$

- On applique le théorème de l'énergie cinétique à la partie mobile seule : $dE_c = F_{op}dx + F_{em}dx$. Par identification on obtient $dE_m = id\Phi - F_{em}dx$. Or $\Phi = Li$ et $dE_m = \frac{1}{2}d(Li^2)$, où L est l'inductance propre. Il vient

$$F_{em} = \frac{1}{2}i^2 \frac{dL}{dx} = \left(\frac{\partial E_{em}}{\partial x} \right)_{i=cste}$$

Remarques

On peut aussi démontrer ce résultat en écrivant la puissance fournie au circuit électrique de façon à faire apparaître $\frac{1}{2} \frac{dLi^2}{dt}$. Voir [3] p 711.

L'inductance L dépend de la géométrie du système, c'est pour ça qu'elle ne dépend que de x . Cette preuve reste valable dans le cas où il y a plusieurs bobinages, c'est pourquoi le résultat est applicable à la machine synchrone.

Cette démonstration n'étant pas techniquement exigible, on peut préférer admettre le résultat et faire directement le calcul. Il faut de toute façon bien insister sur l'importance de la formule : de par l'étude du champ magnétique on pourra remonter à la force exercée.

En réalité, c'est plus complexe pour les circuits qui présentent des saturations : on doit considérer la coénergie magnétique E_{em} , transformée de Legendre de l'énergie E_{em} ($E_{em} = i\Phi - E_{em}$), telle que $dE_{em} = \Phi di + F_{em}dx$. On a donc $F_{em} = (\partial E_{em} / \partial x)_\Phi = (\partial E_{em} / \partial x)_i$. C'est en fait cette quantité qui est la bonne lorsqu'on étudie la conversion électromécanique, mais dans

le cas linéaire ($\Phi = Li$) elle est égale à E_{em}

1.3 Calcul de la force pour le dispositif

- Appliquer le théorème d'Ampère (pour l'excitation magnétique) sur un contour bien choisi : on obtient [1]

$$B = \frac{\mu_0 Ni}{2x + \frac{1}{\mu_r}}$$

- En déduire l'expression de l'inductance $L(x)$ du système, puis de l'énergie $E_{em} = \frac{1}{2} Li^2$.
- Obtenir l'expression de la force en utilisant la formule prouvée précédemment :

$$F_{em} = - \frac{\mu_0 N^2 Si^2}{\left(\frac{1}{\mu_r} + 2x\right)}$$

- Cette force est toujours attractive : elle tend à minimiser la taille des entrefers. C'est logique car l'énergie volumique est en $B^2/2\mu$ où $\mu = \mu_0\mu_r$.
- Force maximale en $x = 0$: $F_{max} = -\mu_0\mu_r^2 N^2 Si^2 / l^2$. Application numérique : force maximale de 1.1 kN. C'est beaucoup! [3] p 710

Attention

Raccourcir!!!

Transition : On a réalisé le raisonnement classique de la résolution d'un problème de conversion de puissance électromagnéto-mécanique : on modélise le ferromagnétique, on calcule le champ à l'intérieur, on obtient l'énergie électromagnétique, puis on en déduit la force. Appliquons ce raisonnement à des systèmes plus concrets, et plus complexes : les moteurs, notamment le moteur synchrone.

2 Le moteur à courant continu

On n'a clairement pas le temps de faire cette partie, donc il vaut mieux la transformer en conclusion.

- Structure du moteur : il ressemble à la machine synchrone, mais le courant permanent est dans le stator et le courant variable dans le rotor. [1] p 10
- Le champ statorique étant fixé, le champ rotorique doit être fixé quelle que soit la rotation du rotor. Pour réaliser cela, on utilise un **collecteur**
- Montrer la modélisation de [1] avec une seule spire.
- Le collecteur permet de réaliser la disposition de spires de [1] p 10 pour tout angle de rotation du rotor. On a donc un champ toujours dans la même direction, orthogonal au champ statorique.
- Le moteur à courant continu est donc analogue au moteur synchrone avec $\alpha = \pi/2$: on a $\Gamma = \Gamma_{max} \propto i_r$
- Le moteur à courant continu est présent dans de nombreuses applications de la vie de tous les jours, car il est facilement commandable en vitesse : on applique un couple proportionnel au courant. Exemples : métros, trains (anciens). Il sert aussi pour les perceuses, les scies électriques... mais est dans ce cas alimenté en alternatif! Voir [4] p 1252. Inconvénient majeur : la fragilité mécanique des systèmes de balais

3.2 Champs statorique et rotorique

- On commence par considérer un seul enroulement autour du stator : une spire unique, parcourue par un courant i . Montrer la carte de champ.[3] p 731
- Modélisation : contourC, champ nul dans le fer car $\mu_r \rightarrow +\infty$.
- Étude propre des symétries, théorème d'Ampère, calcul du champ.[3] p 731
- Profil du champ pour une spire
- Superposition de spires décalées : on peut créer un champ en $\cos\theta$. Montrer l'exemple à 3 enroulements.[3] p 732
- On admet que en déphasant les spires décalées, on peut produire un champ glissant sous la forme[3] p 735

$$\vec{B}_s(\theta, t) = k_s i_s \cos(\omega t - \theta) \vec{e}_r$$

où k_s est une constante de proportionnalité et i_s est le courant qui parcourt chacune des spires. Dans la suite, on considère donc deux enroulements de spires dans le stator.

- Pour le rotor, c'est pareil sauf qu'il tourne. Si on note θ_r son angle avec un axe donné (montrer le schéma), on a[3] p 736

$$\vec{B}_r(\theta, t) = k_r i_r \cos(\theta - \theta_r) \vec{e}_r$$

Écran

Carte de champ pour le champ statorique.
Champ créé par trois spires décalées de $\pi/3$.
Angles pour le champ rotorique

Remarques

Remarque de Hugo

Transition : On sait quel est le champ partout, on peut donc comme précédemment calculer l'énergie magnétique et remonter au couple.

3.3 Couple appliqué et propriétés

- Calcul de E_{em} selon [1] (qui utilise γ au lieu de θ)
- Calcul du couple $\Gamma_{em} = (\partial E_{em} / \partial \theta_r)_{i_r, i_s}$. On admet que cette formule, obtenue pour le contacteur, reste vraie en général et pour les couples comme les forces.[3] p 738
- Régime permanent : le rotor tourne à la vitesse angulaire Ω telle que $d\theta_r / dt = \Omega$, d'où $\theta_r(t) = \Omega t - \alpha$, où α est déterminée par la position initiale du rotor.[3] p 739
- En déduire que le couple est tel que

$$\Gamma_{em} = K i_r i_s \sin((\omega - \Omega)t + \alpha)$$

- La valeur moyenne du couple est donc nulle sauf si $\omega = \Omega$: c'est pour cela que l'on parle de machine synchrone.
- Tracer la courbe de fonctionnement pour $\alpha \in [0, \pi]$. Tracer aussi les vecteurs n_s et n_r , montrer que le champ rotorique est en retard.[1] p 7-8
- Stabilité : une augmentation du retard implique une augmentation ou diminution du couple en fonction de la zone. (ne pas faire si manque de temps)[1] p 8
- **Point de fonctionnement** : imposé par la charge

Remarques

On a des machines avec plusieurs n paires de pôles z . Cela correspond à plusieurs enroulements sur le rotor. Si on appaires de pôles, la condition de synchronisme devient $\omega = p\Omega$. Voir [3] p 739

3.4 Bilan de puissance et propriétés

- Faire le bilan de puissance de [1] p 8-9 (avec deux enroulements) :
 - Pas d'induction dans le rotor
 - Modélisation électrique avec résistance du stator, équation électrique
 - Bilan de puissance électrique
 - Noter la présence de la force contre-électromotrice, qui absorbe de la puissance
 - Prouver que la puissance des forces contre-électromotrices est égale à la puissance du couple (il faut faire une étape un peu étrange d'identification d'une mutuelle, mais le résultat est cohérent).
 - Finir sur le bilan

$$\mathcal{P}_{elec} = \mathcal{P}_{cuivre} + \mathcal{P}_{meca}$$

- Utilisation pour les rames du TGV Atlantique (1988) [4]
- Difficulté du démarrage : on n'a un couple moyen non nul que si on tourne déjà à la bonne vitesse. (En général on utilise des onduleurs, c'est compliqué) [2] p 27
- Montrer la zone $\alpha < 0$: on peut aussi avoir un fonctionnement en alternateur. [2] p 26

Conclusion

Développements assez récents quand on sait à quel point le principe du moteur est ancien. Apport de l'électronique de puissance dans les années 80 : possibilités de créer des onduleurs pour utiliser des moteurs synchrones. Apport de l'électronique numérique. [4] p 1246

Moteurs asynchrones utilisés aujourd'hui : bobine en court-circuit pour rotor. C'est moins cher, mais plus dur à contrôler en vitesse. Parler du moteur à courant continu si on n'en a pas parlé dans la leçon.

Enjeu crucial pour le développement durable, car les moteurs électriques sont partis pour remplacer les énergies fossiles!

Niveau CPGE**Prérequis**

- Electrocinétique
- Équation de Maxwell
- Force de Laplace
- Champ magnétique

Message Def induction + Loi de Lenz : les phénomènes d'induction s'opposent aux causes qui leur ont donné naissance

Bibliographie [1]Jérémy NEVEU.Moteurs et transformateurs électriques. 2018.[2]Bernard SALAMITO et al.Physique tout-en-un PCSI. Dunod, 2013.

Introduction

Definition induction : [1]

Expérience

Mise en évidence du phénomène d'induction :

Aimant + spire suspendue + petite résistance et oscillo

- Approcher un aimant permanent : apparition d'un courant induit
- Sens du courant différent selon que l'aimant s'approche ou s'éloigne
- Amplitude dépend de la vitesse d'approche (à vérifier)
- Pas de courant si l'aimant est immobile
- Mêmes constatations si on déplace le circuit (les spires) dans le champ B stationnaire créé par l'aimant. Slide : résumé des observations

1 Lois générales de l'induction

1.1 Flux du champ magnétique

Transition : Comment expliquer les courants et leurs signes dans l'expérience introductive ?

1.2 Loi de modération de Lenz

- Loi de modération.[2] p 1088
- Interprétation du signe de i dans l'expérience introductive : le champ induit s'oppose au champ extérieur afin que le flux total augmente moins vite

Transition : On veut être plus quantitatif

1.3 Loi de Faraday

Dev la loi de Faraday

Bien montrer les deux source possible d'induction (donc de la variation du flux) : var B dans le t (induction de Neumann) ou S varie (induction de Lorentz)

Dans l'induction le flux total est pris en compte!

Transition : Tout les champs sont pris en compt on a donc de l'auto induction!

2 Auto-induction

2.1 Inductance propre

- Circuit parcouru par i
- Champ propre $\Phi_p = Li$
- Unité, fait que L est toujours positif [2] p 1094
- Calcul de L pour une bobine de la collection à la mesure $L \propto N^2$ [2] p 1095

Expérience

Inductance propre :

Comparer la valeur de L mesurée à la valeur théorique $L = \mu \frac{N^2}{l} S$. Si ça ne fonctionne pas, discuter de la qualité de l'approximation du solénoïde infini

2.2 Circuit électrique équivalent

Force electromotrice auto-induite :

$$L = -L \frac{dL}{dt}$$

- Deux représentations possibles : source de tension $e_p(t)$ en convention générateur ou inductance idéale.

- Énergie $E_{mag} = \frac{1}{2} Li^2$.

- Pour mesurer L , on met un échelon de tension, le courant s'établit en un temps caractéristique $\tau = \frac{L}{R}$.

- Le champ magnétique peut aussi provenir d'un autre circuit! Dans cette situation, on définit une inductance mutuelle, et on a des équations différentielles couplées. Cela peut servir par exemple pour le transformateur

Transition : Il nous reste à étudier l'induction de Lorentz

3 Circuit mobile dans un champ magnétique stationnaire

3.1 Le microphone électrodynamique

[2] p 1138

Écran

Schema

Transition : On a converti une puissance mécanique en puissance électrique : peut-on faire l'inverse?

3.2 Le haut-parleur électrodynamique

À ne traiter qu'en cas de surplus de temps. Les calculs sont rigoureusement identiques en remplaçant F par un générateur E . L'importance de l'induction est cependant moins visible car on a déjà un générateur

Écran

Schema

Conclusion

- Première approche qui laisse entrevoir de grandes choses
- Inductance mutuelle, conversion de puissance
- Ce qu'il faut retenir : la loi de Lenz, qui permet d'expliquer le freinage par courants de Foucault et même d'un point de vue microscopique le diamagnétisme (TODO : revoir).

Écran

Pour finir en beauté : freinage par courants de Foucault (uniquement qualitatif).

Niveau CPGE**Prérequis**

- Electronique
- Fonction de transfert 1er 2nd ordre
- Filtre linéaire et diagrammes de Bode
- Amplificateurs opérationnels

Message La commande d'un système nécessite généralement une rétroaction : on doit comparer la sortie à l'entrée pour s'assurer qu'elle a la bonne valeur. On peut aussi renvoyer la sortie sur l'entrée pour amplifier le bruit et former un oscillateur.

Bibliographie [1] Michel BERTIN, Jean-Pierre FAROUX et Jacques RENAULT. Électromagnétisme 3. Dunod, 1986. [2] Jérémy NEVEU. Cours d'électronique de la préparation à l'Agrégation de Physique. 2018. [3] Stéphane OLIVIER, Christophe MORE et Hubert GIÉ. Physique Spé : PSI*, PSI. Cours et exercices d'application. Tec & Doc, 2000. [4] Marie-Noëlle SANZ, Stéphane CARDINI et Elisabeth EHRHARD. Physique tout-en-un PSI-PSI*. Dunod, 2017.

Attention

Relire cours Jeremy!

Introduction

Les systèmes bouclés sont présents partout, en physique, en mécanique, en biologie...
Façon très intuitive de réaliser une action : on fait boucler la sortie sur l'entrée afin de s'assurer qu'elle correspond à la commande.

1 Commande d'un système en température

Expliquer le fonctionnement le fonctionnement d'une perceuse [3] p63
Autre système bouclé (faire un choix) [3] p65

Écran

Schéma bloc perceuse

Transition : On a vu la rétroaction de manière qualitative maintenant quel composant peuvent nous permettre de l'appliquer

1.1 Comportement en boucle fermée

- Principe général $\underline{A}(j\omega)$ et $\underline{\beta}(j\omega)$
- Def FTBF et FTBO
- Exemple cours Jeremy ALI (Amp Linéaire Intégré)

Expérience

Amplificateur non inverseur (schéma dans Physique tout-en-un PSI-PSI*.Dunod, 2017 p 46 ou Physique Spé : PSI*, PSI. Cours et exercices d'application. Tec & Doc, 2000 p 88)

Montrer que le signal est amplifié, jouer sur R1 et R2

— Fonction de transfert de l'ALI non inv

— **Remarques :**

— On peut réécrire un nouveau τ et gain

— R1 et R2 contrôle $\beta = \frac{R1}{R1+R2}$ contrôle gain et τ donc contre sur la retro

— Def précision et rapidité [2] p79. C'est grâce à la retro qu'on contrôle ces paramètres

— On est moins sensible au gain

— Fonction de transfert de l'ALI non inv

— Tracer le Bode au tableau $\frac{1}{\tau'} = \frac{1+\mu_0\beta}{\tau}$

— Lien bande passante rapidité : cv prod gain bande passante donc compromis pour ordre 1 [4] p51

Expérience

Tester : Reprendre avec un créneau montrer régime transitoire

Transition : On a vu avec les circuit RLC en des oscillations en régime transitoire est ce que c'est oscillaton restent bornées quand retroaction? **Question de la stabilité**

1.2 Caractérisation stabilité

Expérience

Comparateur à hystérésis (Physique Spé : PSI*, PSI. Cours et exercices d'application. Tec & Doc, 2000 p 88) Inverser les bornes et de l'amplificateur non inverseur.

Montrer l'apparition de créneaux : on n'est plus linéaire

— La stabilité c'est une sortie bornée pour une entrée bornée (def au prg) [4] p35

— Cas des systèmes d'ordre 1 ou 2 : tous les coefficients de l'équation homogène sont de même signe. On peut bien le comprendre pour l'ordre 1 : cela revient à avoir une solution en exp

— Nouvelle fonction de transfert pour le comparateur à hystérésis. On comprend bien pourquoi le système ne fonctionne plus comme prévu : il est instable (coefficient $1 - \mu_0\beta$)

— Important de faire attention aux bornes + et - dans un montage à AO.

— **La saturation vient du fait qu'on a un système physique (les non linéarités empêchent la div)**

Attention

Relire Nyquist et stabilité!

Attention critère ordre supérieur à HP CPGE cf poly pour la réduction aux ordres 1 et 2

Expérience

Ajouter pour faire un multivibrateur astable! avoir oscillation

Écran

Multivibrateur astable

Transition : On peut exploiter l'instabilité! On passe courant continue en alternatif! Donc oscillateurs

2 Oscillateur dans un système bouclé instable

2.1 Oscillateur à pont de Wien

- Idée : associer un amplificateur et un passe-bande. Construire le schéma-bloc, constitué seulement de deux blocs qui bouclent l'un sur l'autre. [4] p 87
- Montrer les deux blocs sur le schéma électrique.
- Faire l'expérience : mesurer expérimentalement le rapport $R2/R1$ critique.
- Calcul de la fonction de transfert, en passant par. On admet l'expression de la fonction de transfert du filtre passe-bande.[2] p 97

Écran

Pont de Wien puis oscillateur

Expérience

Oscillateur à pont de Wien.

- Suivre les précautions et utiliser les valeurs du poly de TP.
- Trouver expérimentalement la condition d'obtention des oscillations.

2.2 Conditions d'obtention des oscillations

- On veut pouvoir avoir une sortie lorsqu'il n'y a pas d'entrée : cela revient à dire que l'on se trouve aux pôles de la fonction de transfert. C'est le critère de Barkhausen.[1] p 265
- Obtenir la condition $R2 \geq 2R1$. Comparer à l'expérience.
- Interpréter en terme de gain : le gain maximal du passe-bande est 3, donc on doit amplifier au moins 3 fois pour qu'une composante fréquentielle devienne instable. C'est alors l'offset de l'ALI (et le bruit électronique) qui déclenche l'instabilité.
- Lien avec la condition sur l'équation différentielle : obtenir l'équation différentielle [2] p 99
Equation second ordre avec amortissement
- Observer que lorsqu'on s'éloigne de la condition, on n'a plus des oscillations sinusoïdales : on amplifie plusieurs composantes spectrales (non lin)

Conclusion

Ouvrir pb point Wien facteur qualité 1/3 pas précis cf oscillateur HP

Écran

HP

Oscillateur quartz $Q = 10000$ On verra plus tard l'importance des non linéarité! enrichissement et saturation des phénomènes physiques

Niveau Licence**Prérequis**

- Fonctions de transfert
- Optique de Fourier
- Analyse de Fourier

Message**Écran**

Contenu affiché sur diapositives

Bibliographie

[1]Jérémy NEVEU.Cours délectronique de la préparation à l'Agrégation de Physique. 2018.[2]Bernard SALAMITO et al.Physique tout-en-un MP-MP*. Dunod, 2014.[3]Marie-Noëlle SANZ, Stéphane CARDINI et Elisabeth EHRHARD. Physique tout-en-un PSI-PSI*.Dunod, 2017.

Introduction

1 Composition spectrale d'un signal

1.1 Signal périodique

Écran

Fourier

1.2 Signal non périodique

Écran

transformé Fourier

2 Traitement : filtrage analogique

2.1 Filtrage passe-haut : filtre RC

Schema au tableau

Expérience

Réaliser un filtre RC :

- Choix de $C \approx 0.1 \text{ tF}$, R variable.
- Envoyer un créneau ou un triangle en entrée.
- Montrer la fréquence de coupure
- Mettre en évidence leffet intégrateur aux hautes fréquences

Aller vite et ne pas faire le calcul

2.2 Filtrage spatial

Bien expliquer

Écran

Schema Fraunhofer

Expérience

Filtrage Fraunhofer :

- Laser élargie par petite lentille (verif eclairage à l'infini)
- objet F (sans diffuseur)
- lentille 20 cm (10?)
- cache Abbe
- écran

Bien decire les étapes

Écran

Application TEM

Transition : transition vers numérique

3 Traitement numérique

3.1 Avantage du numérique

Transition : Donc comment produit-on un signal numérique

3.2 Numérisation d'un signal

Écran

Echantillonnage et vidéo roue

Écran

Principe du CAN
Programme python echantillonnage

[3] p 136

3.3 Fast Fourier Transform : FFT

Écran

Contenu affiché sur diapositives

Remarques

Remarque concernant le contenu

Transition : Belle transition entre deux parties ou sous-parties.

Conclusion

Ouverture sur le transport modulation

Écran

Application analyse spectrale

Niveau CPGE**Prérequis**

- Mécanique du point
- Equations différentielles, équations aux dérivées partielles

Message La propagation d'une onde est permise par le couplage spatio-temporel de deux grandeurs.

Bibliographie [1] Jean-Marie BRÉBEC et al. Ondes 2ème année. Hachette, 2004. [2] Frank CRAWFORD. Cours de physique de Berkeley 3 : Ondes. Armand Colin, 1972. [3] Stéphane OLIVIER, Hubert GIÉ et Jean-Pierre SARMANT. Physique Spé : PC*, PC. Cours et exercices d'application. Tec & Doc, 2000. [4] Marie-Noëlle SANZ et al. Physique tout-en-un PC-PC*. Dunod, 2016.

Introduction

Propagation d'une déformation au cours du temps d'une déformation

Écran

<https://youtu.be/k1N2-bCzJb4?t=38> en $\times 0.25$

On entend souvent parler d'onde mais comment décrire le phénomène ?

1 Equation de d'Alembert unidimensionnelle

1.1 Définition et modélisation onde

- Définition : propagation d'une perturbation avec transport d'énergie mais sans transport de matière.
- Modélisation corde vibrante [4] p873
 - Faire un schéma au tableau
 - Hypothèse des petites déformations
 - Bilan des forces, projection sur Ox et Oy. Tout faire à l'ordre 1
 - Obtenir l'équation de d'Alembert 1D. Faire apparaître la célérité c
- Solutions générales de l'équation de d'Alembert 1D (ne pas le démontrer) : [3] p 659

$$y(x, t) = f((x - ct) + g(x + ct))$$

On a ct qui décrit un retard de propagation et on a deux termes un progressif et l'autre régressif !

- Généralisation 3D

Transition : on retrouve cette équation dans de nombreux domaines de la physique propriété commune qu'on va voir

1.2 Propriétés des solutions

Autre domaines :

- Propagation dans un câble coaxial : onde de tension $u(x,t)$. Voir l'exercice ER P2.1 de [3] p 670. On prévoit une slide avec les équations.
- Propagation d'ondes sonores : onde de pression $p(x,t)$. Voir [4] p 896.

Propriétés eq 2 ordre 3D :

- réversibilité $t \rightarrow -t$
- Linéaire on peut s'intéresser aux OPPH (partie réel exp complexe) (Fourier)
- Relation de dispersion (le milieu est considéré comme non dispersif ici car c pas dep en ω)

Montrer par le calcul rapide!

Transition : Vitesse pour la corde vibrante : $c = \sqrt{T_0 : \rho}$. On a un rapport entre une grandeur de rappel et une grandeur d'inertie

1.3 Impédance et énergie

- Grandeurs couplées pour la corde : vitesse transverse $v_y = dy/dt$ et force transverse $-T_y(x,t)$. Donner les équations couplées. Attention, la convention de signes de forces de [1] p 32 est opposée à celle de [4] p 842. Dans la convention de [4], les équations couplées sont cf ref
- En réalité, ce sont ces grandeurs qui sont à l'origine de la propagation d'une onde! En effet le premier terme est la déformation et le couplage avec le second propage cette déformation
- Calcul pour une onde plane progressive harmonique : . Ainsi (voir aussi [2] p 194 pour le calcul)

$$\frac{-T_y}{v_y} = T_0 \frac{k}{\omega} = \sqrt{T_0 \mu}$$

- On a donc pour une onde plane progressive harmonique proportionnalité entre les deux grandeurs couplées. Le facteur de proportionnalité Z est réel : il est appelé l'impédance. **Equivalence élec ourant tension (force bien nommée! tension est à l'origine de la propag)**. On peut généraliser le résultat à toutes les ondes progressives dans une direction donnée
- Donner les expressions, admises, des densités linéiques d'énergie (preuve dans le corrigé de la compo 2009, section I.C.1)

Transition : Pour l'instant, on a résolu l'équation de façon très général sans s'intéresser aux conditions aux limites. La prise en compte de celles-ci amène des solutions qui ont une forme particulière : les ondes stationnaires.

2 Forme de solution particulière : les ondes stationnaires

Expérience

Corde de Melde

- Placer un vibreur sur un BOY, calé par des poids assez lourds.
- Tendre la corde en plaçant un poids à son extrémité, avec une poulie.
- Exciter le vibreur avec un GBF et un ampli de puissance.
- Noter la masse linéique et la masse qui fait la tension.
- Se placer à un mode propre : on ne voit plus de propagation

2.1 Découplage du temps et de l'espace

- Définition : une onde stationnaire est une solution d'une équation donnée pour laquelle les variables de temps et d'espace sont découplées

- Point fixe au bout de la corde : on ne peut pas avoir une solution progressive.
- solution : $y(x, t) = f(x)g(t)$ et forme f et g [4] p 891
- Conditions aux limites dans le cas de la corde vibrante : $y(0, t) = y_0 \cos \omega t$ et $y(L, t) = 0$. On utilise la forme générale de la solution en produit de cosinus de t et x , on obtient [4] p 891
Attention pas courbe de guitare
- On observe que la solution diverge lorsque prend certaines valeurs. En réalité, elle ne diverge pas car on quitte le domaine de validité des approximations réalisées on a pas de div infini.

Transition : Ces valeurs de k sont appelées modes propres de la corde.

2.2 Modes propres de la corde vibrante

- Modes propres $k_n = n\pi/L$, avec n entier strictement positif (n négatif équivalent à n positif, et $n = 0$ inintéressant). Fréquences propres.
- Comparer à l'expérience
- Tracé des modes : supposer que à la résonance, on peut écrire $y(0, t) = 0$ (le vibreur bouge peu). La solution est donc $y(x, t) = A \cos(\omega t) \sin(k_n x)$. On peut tracer les modes, montrer que $\lambda_1 = 2L$ et que de façon générale on a $n = 1$ noeuds pour le mode n .
- Équivalence entre ondes progressives et ondes stationnaires : on peut écrire un mode propre comme somme de deux ondes progressives, et vice-versa. Montrer le programme Python [1] p 41

Écran

Programme Python de superposition de deux ondes

Conclusion

Ouvrir sur la généralité de l'équation d'onde de d'Alembert : elle est exacte pour les ondes électromagnétiques dans le vide. Mais en réalité il faut prendre en compte le milieu qui est dispersif (bonne approx ici mais approx quand même) et non linéarité!

Modes propres, ondes stationnaires utiles en musique, ce sont eux qui font que les instruments émettent un son à une fréquence donnée!

Écran

Schema instrument à vent et corde frappée

Niveau CPGE**Prérequis**

- Equation de d'Alembert
- Ondes stationnaires
- Ecoulement parfait d'un fluide
- Ondes électromagnétiques

Message Les ondes acoustiques sont un type un peu particulier d'ondes mécaniques. Elles correspondent à une perturbation de l'air au repos, et leur intensité se répartit logarithmiquement.

Bibliographie [1] Jean-Marie BRÉBEC et al. Ondes 2ème année. Hachette, 2004. [2] L D LANDAU et E.M. LIFSHITZ. Fluid Mechanics : Volume 6 (Course of Theoretical Physics S). Butterworth-Heinemann, 1987. [3] Stéphane OLIVIER, Hubert GIÉ et Jean-Pierre SARMANT. Physique Spé : PC*, PC. Cours et exercices d'application. Tec & Doc, 2000. [4] Marc RABAUD. Notes de cours sur les fluides. 2018. http://www.fast.u-psud.fr/~rabaud/NotesCours_Agreg.pdf. [5] Marie-Noëlle SANZ et al. Physique tout-en-un PC-PC*. Dunod, 2016

Introduction

- Nous sommes avec l'existence d'ondes acoustiques (la preuve, je parle) : comment caractériser leur propagation et leur production (on se doute que c'est une vibration de l'air cf l'espace) ?
- Question plus complexe, comment expliquer le fonctionnement des instruments de musique ?

Expérience

Mesure vitesse du son : Émetteur piézo 40 kHz mesure sur banc du déphasage (linéaire en fonction de la distance).

Marche bien sur 10 périodes

Thermocouple pour T_{amb}

1 Propagation des ondes acoustiques

1.1 Hypothèse et développement perturbatif

Définition : vibration mécanique d'un milieu matériel (fluide ou solide), qui se propage sous la forme d'ondes grâce à la déformation de celui-ci.

On s'intéresse surtout à la propagation dans les fluides. On considère un fluide au repos.

Développement des hypothèses acoustiques [1] p93-94

Transition : Maintenant qu'on s'est donné un cadre pour étudier les ondes acoustiques, voyons maintenant comment obtenir les équations de propagation.

1.2 Équation de propagation

- Donner l'équation de conservation de la masse simplifiée [5] p894
- Utiliser l'hypothèse isentropique [1] p94
- De la même façon, on pourrait démontrer l'équation de **d'Alembert** pour v_1 (en utilisant le fait que l'écoulement est irrotationnel, voir [1] p 98). Donner l'expression de la vitesse c_s .

Remarques

Le programme demande de démontrer l'équation de propagation en 1D, mais il n'y a strictement aucune différence avec la démonstration en 3D, qui est presque plus simple puisqu'on part directement de Euler.

1.3 Résultats

- Pour une évolution isentropique d'un gaz parfait [1] p 99

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma R T_0}{M}}$$

- ODG de la vitesse du son dans l'air : 340 m/s à la température ambiante. Elle dépend de la température de façon assez importante, mais pas de la pulsation : le milieu est non dispersif
- Comparer au résultat expérimental, en faisant bien attention à la température! Le fait que l'on obtienne le bon résultat justifie a posteriori les approximations réalisées, mais vérifions quand même quelles étaient raisonnables.
- Justification de l'hypothèse isentropique : pas de transferts thermiques. [5] p 897
- Justification de l'hypothèse isentropique : pas de pertes par viscosité. [3] p 698
- Justification du fait qu'on néglige la gravité : on a en ordre de grandeur [5] p 931
- Pour des solides, on a une description un peu différente : on regarde les ondes se propageant entre les atomes, modélisés par des masses reliées par des ressorts. On peut montrer [1] p 100

Écran

Contenu affiché sur diapositives

Remarques

Si on suppose les transformations isothermes et non adiabatiques, on n'a pas la bonne vitesse. Bien de savoir l'influence de la viscosité car ça sera certainement une question. Voir [4] p 95. Il faut bien comprendre l'origine de l'adiabaticité : les transferts thermiques sont trop lents par rapport à la propagation de l'onde.

On peut prouver l'équation de d'Alembert pour v avec quelques manip d'analyse vectorielle, et cela nécessite d'avoir prouvé $\vec{r} \cdot \vec{\omega} = 0$.

Attention

On fait l'hypothèse barotrope ici : p est fonction de ρ seulement, et pas de T . Cette hypothèse est vérifiée car on a une évolution adiabatique de gaz parfait.

Transition : On a montré que l'on avait des ondes acoustiques : on voudrait désormais étudier leurs propriétés, et notamment comment elles se propagent avant d'arriver à l'oreille.

2 Impédance et aspect énergétique

2.1 Impédance acoustique

- Définition et lien avec l'elec [1] p 102
- Calcul pour une onde monochromatique
- ODG pour liquide et gaz. [5] p 902
- Remarque : $j\omega\vec{v}$ est selon $\text{grad}p$ donc les ondes sont **longitudinales**.

Transition : on a déjà pas mal d'analogie et on va voir la puissance acoustique et le vecteur de Poynting correspondant

2.2 Puissance acoustique

- Vecteur de Poynting acoustique, construit à partir de la puissance des forces de pression. [5] p 902
- On recherche une densité d'énergie \mathcal{E} telle que l'éq conservation énergie soit vérifiée

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial \Pi}{\partial x} = 0$$

Déjà vu dans d'autre domaine (rapport eq cv habituelle)

- Utiliser les équations couplées pour remonter à la valeur de $e_p(x, t)$

2.3 Intensité acoustique

- Suivre [5] p 908.

Écran

Zone d'audition de l'oreille humaine et schéma structure

Transition : On a compris la propagation et la réception, mais on veut maintenant comprendre qui produit les sons

3 Acoustique et instruments de musique

On va étudier des instruments de musique : on veut savoir comment l'onde se propage entre l'entrée (lanche par exemple) et la sortie. On a donc besoin de savoir comment une onde acoustique se comporte à l'interface.

3.1 Réflexion et transmission

Retour à l'impédance!

- Continuité de la vitesse et de la pression à une interface. [1] p 110
- Coefficients de réflexion en amplitude et en énergie pour la surpression, admis mais poser le lien avec Z par contre. [1] p 111
- C'est pour cela qu'on porte un diapason à notre temple pour l'entendre, ou que l'on place du gel sur la peau pour les échographies : on veut dans ces cas maximiser T .

Transition : Dans les instruments à vent, on a des extrémités ouvertes ou bouchées : cela correspondra à un changement de milieu et on devra donc considérer les ondes transmises ou réfléchies.

3.2 Ondes stationnaires

Écran

Vidéo du tube de Kundt : https://www.youtube.com/watch?v=qUiB_zd9M0k

- On a une explication dans [1] p 114
- Les endroits avec beaucoup de particules correspondent aux ventres de la vitesse.
- Les stries qui apparaissent à faible longueur d'onde sont dues à d'autres harmoniques de plus haute fréquence.

Attention

- Ce ne sont pas vraiment des ondes stationnaires car sinon on entendrait rien (transmission non nulle)

Conclusion

Résumé, ouverture sur effet de la viscosité, du vent et le guidage d'onde en mer (profil de vitesse variable)

Attention

LECON TRES LONGUE! Ne pas hésiter à couper!

Niveau Licence**Prérequis**

— Cinématique de sup

Message Si l'on confine une onde afin de restreindre ses directions de propagation, on quantifie (et on sépare) les fréquences qui peuvent se propager : cela est dû aux conditions aux limites.

Bibliographie [1] René MOREAU. « Propagation guidée des ondes acoustiques dans l'air ». In : Bulletin de l'union des physiciens 742 (1992). [2] Stéphane OLIVIER, Hubert GIÉ et Jean-Pierre SARMANT. Physique Spé : PC*, PC. Cours et exercices d'application. Tec & Doc, 2000. [3] Marie-Noëlle SANZ, Bernard SALAMITO et al. Physique tout-en-un MP-MP*. Dunod, 2004. [4] Étienne THIBIERGE. Propagation des ondes. 2015. http://www.etienne-thibierge.fr/agreg/ondes_poly_2015.pdf.

Introduction

L'amplitude des ondes électromagnétiques sphériques décroît en $1/r$ et leur densité d'énergie en $1/r^2$

Pour transmettre des signaux sur de longues distances, il est intéressant de guider ces ondes

Expérience

Expérience qualitative : Montrer avec ou sans guide la diffusion en amplitude

Transition : Pour guider une onde, on pense à l'envoyer dans un câble ou plus généralement dans un domaine étendu dans une direction et clos dans les autres.

1 Guidage d'ondes électromagnétiques

1.1 Onde EM entre deux plans métalliques parallèles

Transition : Résolution de l'équation de propagation pour un mode TE

1.2 Structure des solutions

On traite le mode TE

Modes TM (ne pas parler de l'existence d'un mode TEM unique, on n'a pas le temps).

1.3 Relation de dispersion

Écran

Relation de dispersion du guide plan-plan. Prévoir aussi des slides de calculs, afin d'aller plus vite que si tout est écrit au tableau...

Transition : Comment appliquer ces résultats à des guides d'ondes plus réalistes ?

1.4 Généralisation au guide rectangulaire

Modes TE et TM, caractérisés par deux indices. On n'a plus de mode TEM.

Nouvelle relation de dispersion.

Application au banc hyperfréquence vu en TP?

Transition : Onde pas EM? Onde acoustique sans refaire les calculs de la leçon précédente

2 Étude semi-quantitative du guide d'ondes acoustique

2.1 Observation expérimentales

Expérience

27 Propagation guidée des ondes. Expérience

Faire passer des pulses dans un tuyau cylindrique, observer le signal en sortie (TP Ondes I).

Repérer les différents pics, mesurer les temps de propagation. On mesure les vitesses de groupe!

Ne pas oublier de retrancher le temps de vol mesuré en accolant émetteur et récepteur.

Remarquer que les pics varient en intensité en fonction de l'angle d'entrée?

On envoie des trains d'ondes : leur profil de raie est en gros une raie monochromatique un peu élargie.

On ne voit pas trop de dispersion, car le tuyau est court et le récepteur a une faible bande passante.

Ne faire que qualitativement si on manque de temps.

Transition : Essayons d'appliquer la théorie présentée dans la partie précédente aux ondes acoustiques.

2.2 Méthode géométrique

Suivre [4] pages 58-62.

Écran

Schéma de la superposition des deux ondes.

Remarques

Remarque concernant le contenu

Transition : Le guidage d'ondes acoustiques trouve un intérêt particulier dans la réalisation d'instruments de musique, et plus généralement d'appareils acoustiques. On a fait précédemment comme si il n'y avait que deux CL!

2.3 Application au cornet acoustique

[2] page 768

Écran

Calculs de l'équation de conservation de la masse et de la relation de dispersion (passer vite-dessus en cas de manque de temps).

Conclusion

Fibre optique

Nécessité répéteur

Ouvrir sur la dispersion : on voudrait guider sans trop déformer le signal, notamment pour l'ennu-
mérique (où l'étalement des bits correspond à une perte de débit).

Écran

Schema photo fibre.

Niveau Licence**Prérequis**

- Optique géométrique
- Diffraction (critère de Rayleigh, notion d'optique de Fourier)
- Fluorescence
- Transformée de Fourier

Message But d'un microscope : grossir l'image d'un objet de très faible dimension très près du dispositif.

Bibliographie [1] Mortimer ABRAMOWITZ et Michael W. DAVIDSON. Combination Methods with Phase Contrast. <https://www.olympus-lifescience.com/en/microscope-resource/primer/techniques/fluorescence/fluorophase/>. [2] Claude BOCCARA. La cohérence de la lumière et l'imagerie des tissus du corps humain. In : Bulletin de l'union des physiciens 927 (2010). [3] Philippe COCHARD. La microscopie confocale. <https://trigenotoul.com/wp-content/uploads/2014/09/Confocal-cours.pdf>. [4] Sylvain HOUARD. Optique, une approche expérimentale et pratique. de boeck, 2011. [5] Alfred KASTLER. La technique du contraste de phase. In : Bulletin de l'union des physiciens (1948). [6] Douglas MURPHY et al. Introduction to Phase Contrast Microscopy. <https://www.microscopyu.com/techniques/phase-contrast/introduction-to-phase-contrast-microscopy>. [7] Thomas FELLERS et Michael DAVIDSON. Introductory Confocal Concepts. <https://www.microscopyu.com/techniques/confocal/introductory-confocal-concepts>. [8] Clément SAYRIN. Travaux dirigés d'Optique. <http://www.lkb.upmc.fr/cqed/teaching/teachingsayrin/>. [9] SEXTANT. Optique expérimentale. Hermann, 1997. Optique (Houard), Sextant, <https://www.microscopyu.com/>. [11] Gérard WASTIAUX. La microscopie optique moderne. Tec & Doc, 1994

Introduction

- Donner une image d'un petit objet (grossissement)
- Séparer les détails (résolution)
- Rendre ce détail visible à l'œil et la caméra

Écran

Historique Optique (Houard) p154

L'objet de cette leçon n'est pas de présenter une liste exhaustive des techniques de microscopies optiques mais plutôt de s'attarder sur le dispositif classique du microscope à deux lentilles pour en comprendre les enjeux et les limites, et d'étudier les réponses modernes aux différents problèmes posés, notamment les questions de résolution et de contraste.

Transition : Nous allons tout d'abord nous intéresser à un microscope à simple à deux lentilles

1 Microscopie à deux lentilles

1.1 Description du dispositif

Faire le schéma du microscope, identifier l'objectif et l'oculaire. Tracer les rayons **et** en parallèle présenter ces éléments sur le microscope.

Expérience

On éclaire le microscope avec un **lampe QI** avec un **filtre antithermique** en sorti du microscope on place **une lentille F=1m**. Montrer qu'on obtient une image à l'infini (pas d'accommodation)

On trace l'images de l'objectif par l'oculaire et l'on met en évidence le cercle oculaire. Maximum de luminosité auquel il faut placer son il.

1.2 Grossissement du microscope

Definir le grossissement commercial produit du grossissement de l'oculaire et du **grandissement**

$$G_{c,micro} = G_{c,oc} |\gamma_{ob}|$$

Expérience

On mesure la mire à l'écran avec un lentille 20-40 cm en sortie de l'oculaire à 20 cm on a 8 cm. On mesure le grossissement. **Faire la mesure de f par la methode de Bessel.**

C'est cette valeur que l'on veut maximiser pour agrandir les objets. On a donc besoin de focale plus petite (à développer) mais cela pose pb.

Transition : En fait en maximisant simplement on fait l'hypothèse que le stigmatisme du système est parfait or l'usinage de telle piece pose problème et des aberrations propre aux lentilles sphérique (**revoir**)

1.3 Limite du microscope

Limite de résolution

Écran

Définition critère de Rayleigh (. Schéma C'est la diffraction par l'**objectif** qui élargi les taches (image d'un point).

Remarques

Lire le wiki des différents critères en plus de Rayleigh

Expérience

On utilise une Philora, filtre 580 nm (sert de diaphragme la Philora, **attention au sens!**), L_1 10 cm, microscope optique x10, L_2 20, réseau 10, 50, 100, 200 et 300. 50 limite pour la projection l'écran en focus sur le réseau au delà le jury doit nous croire. On éclaire à l'infini le réseau et on fait l'image du plan de Fourier et on montre la limite de résolution par le calculs.

$\frac{2\pi}{a}$ l'interfrange dans l'espace de k $\frac{2\pi}{\delta}$ le rayon du champ du plan de Fourier (**attention dire qu'il y a un facteur de grossissement mais il se simplifie**). On en déduit δ et on vérifie le résultat via $0.61 \frac{\lambda}{\omega_0} = 0.61 \frac{\lambda}{n \sin(i)}$

Pour augmenter la résolution on peut augmenter l'ouverture numérique en plongeant l'objectif dans un bain d'huile d'indice proche du verre (1.5)

Aberration des lentilles

Dans le cas des lentilles sphériques simples, on a des aberrations à la fois géométrique (le stigmatisme n'est pas respecté pour une lumière monochromatique) et chromatique (stigmatisme non respecté pour différentes longueurs d'ondes).

aberration géométrique

Comme on l'a vu dans le chapitre sur l'optique géométrique le stigmatisme rigoureux est très rare et est approché pour les rayons paraxiaux (cd de Gauss) et exacte uniquement au centre de la lentille.

Écran

Schéma illustrant la règle des 4P Sextant p40

Lire le Optique Houard p126-160

aberration chromatique

On a la formule $\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$ n l'indice du verre et le R les rayon de courbure des faces. La focale dépend de n donc de la longueur d'onde. (On peut utiliser les relations de conjugaison pour déterminer la plage e variation de OA' sur une plage de λ en différentiant l'expression que l'on obtient)

Transition : Un aspect clef de la formation d'image est son contraste. L'idée qu'on a classiquement de l'utilisation des microscopes est en biologie où l'on observe des microorganisme or c'est objet sont typiquement transparent dans le visible. Si l'amplitude de l'onde lumineuse n'est pas modifiée en passant une autre propriété l'est, la phase!

2 Microscopie par contraste de phase

2.1 Strioscopie et contraste de phase

Pour les calculs, voir [8], section 2.1 Diffraction 2.1. Pour des explications plus détaillées, voir [5](qui fait tous les calculs en réels)

Écran

Principe du microscope à contraste de phase : vidéo de toutestquantique <http://toutestquantique.fr/champ-sombre-et-contraste/>). Schéma général

2.2 Applications

Transition : Comment cibler des zones spécifiques du vivant, et étudier des spécimens en trois dimensions?

3 Microscopie confocale laser à fluorescence

Écran

Schéma dun microscope confocal laser à fluorescence.

- Explications dans [3,2,7,10,11]
- Principe : on focalise un faisceau laser sur une couche de l'échantillon, cela excite des fluorophores qui réémettent une lumière à une longueur d'onde différente. Celle-ci est sélectionnée, et reçue par un photomultiplicateur.
- Intérêt particulier en microscopie fluorescente car la lumière diffusée est éliminée.[11] p 254
- Principe du miroir dichroïque [10].
- Montrer la vidéo de tout est quantique
- On peut faire des coupes dun objet en 3 dimensions car la lumière provenant des autres zones est très faible (laser non focalisé) et se fait couper par le diaphragme devant le détecteur.
- Problème du photoblanchiment : peut être résolu par le contraste de phase! Celui-ci permet de repérer les zones importantes avant de passer en microscopie fluorescente ([1])

Conclusion

- Les microscopes ont de nombreuses limites, et pour les améliorer on doit faire appel à des méthodes récentes bien plus complexes.
- Principe du microscope moderne : ne pas faire l'image entre l'objectif et l'oculaire : on veut un faisceau parallèle au milieu, ce qui permet d'ajouter des filtres pour traiter l'image. L'objectif forme donc une image à l'infini.
- Ouvrir sur la microscopie à champ proche et les méthodes non optiques (effet tunnel, etc.)

Niveau CPGE**Prérequis**

- Chemin optique
- Electromagnétisme
- OPPH

Message Message important à faire passer lors de la leçon.

Bibliographie [1]Daniel MAURAS.Optique physique et électronique. Presses Universitaires de France, 2001.[2]Marie-Noëlle SANZ et al.Physique tout-en-un PC-PC*. Dunod, 2016.[3]Clément SAYRIN.Travaux dirigés d'Optique.<http://www.lkb.upmc.fr/cqed/teaching/teachingsayrin/>

Introduction

Les interférences sont présente et observable dans de nombreux domaines de la physique (onde de gravité, son etc) → point **commun : phénomènes ondulatoires**. Il faut une définition $I \neq I_1 + I_2$

Écran

Hi-FI et cuve à onde

On pourrait s'attendre à observer le même phénomène avec les ondes lumineuses. Cependant dans la pratique c'est beaucoup plus compliqué.

Écran

Historique : interférence première

Transition : Il doit exister des conditions d'interférences qui sont beaucoup plus difficiles à satisfaire dans le cadre des ondes lumineuses.

1 Conditions d'interférences

1.1 Superposition de deux ondes

On a vu en EM qu'une OPPH peut s'écrire

$$\vec{E}_1(M, t) = \vec{E}_{01} \cos(\omega_1 t - \varphi_1(M))$$

$$\vec{E}_2(M, t) = \vec{E}_{02} \cos(\omega_2 t - \varphi_2(M))$$

définir les termes

On va introduire la notion d'intensité (vibratoire) qu'on a envie de relier à **l'énergie** déposée sur un capteur et au temps de réponse du capteur (effet de **moyennage**).

Le vecteur de Poynting est $\vec{\Pi} = \epsilon_0 c E^2 \frac{\vec{k}}{\|\vec{k}\|}$ dem dans Dunod

D'où une définition de l'intensité

$$I = \langle \|\vec{E}\|^2 \rangle = I_1 + I_2 + 2\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle$$

à développer

$$2\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle = \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \langle \cos((\omega_1 - \omega_2)t - (\varphi_1 - \varphi_2)) + \cos((\omega_1 + \omega_2)t - (\varphi_1 + \varphi_2)) \rangle$$

formule trigo prod sin

Transition : Quelle sont les conditions pour que ce terme soit non nul ?!

1.2 Condition d'interférences et notion de cohérence

La première condition $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \neq 0$ Les deux ondes ne doivent pas être polarisées orthogonalement.

OdG : Le temps caractéristique de l'oeil 0.1 s

On parle de détecteur rapide si de l'ordre de la nanoseconde. La différence avec les ondes vu précédemment est la fréquence pour le visible 10^{15} Hz (très différent des ondes vu précédemment).

$\langle \cos((\omega_1 + \omega_2)t - (\varphi_1 + \varphi_2)) \rangle = 0$ car on intègre sur de nombreuses périodes.

$\langle \cos((\omega_1 - \omega_2)t - (\varphi_1 - \varphi_2)) \rangle$

On ne veut pas de dépendance temporelle → **deuxième condition** $\omega_1 = \omega_2$. ($\Delta\omega \simeq 10^{12}$ rad/s)

On a donc $\langle \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \rangle$ et $\Delta\varphi$. Or les phases ne sont corrélées que sur τ_C (temps de cohérence) (μ s pour les lasers)

Il faut que les phases soient corrélées on parle d'ondes cohérentes (**c'est la troisième condition!**)

Faire un schéma avec les trains d'onde en couleur sur une disposition optique et présenter le concept
On a la relation de Fresnel

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi$$

Transition : Maintenant qu'on a l'expression de l'intensité on va voir quelles figures on découle

2 Figure d'interférence

2.1 Interférence constructive et destructive

Dessin au tableau du cos et montré que c'est ok l'énergie est conservée en moyenne sur l'espace

Expérience

Expérience des fentes Young

- Lampe QI on l'a préférée à la Philora et
- Filtre rouge (max QI) éviter les effets chromatiques.
- Fente d'Young écartement 0.2 0.3 0.5 mm ENSP 3458
- Ecran portable
- Scotch noir
- CCD Mightex TCE-1304-U
- Fente réglable étalonné 100 micro max contraste pour la fente Young max

On voit quelque chose de similaire malgré quelques effets sur lesquels on reviendra!

2.2 Contraste

Def contrast et application discussion $C=0$ et 1

Transition : une application au fente d'Young

3 Fentes d'Young

3.1 Source ponctuelle monochromatique

On considère la source ponctuelle et monochromatique

Dessiner la situation avec δ et D

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta \text{ et comme } D \gg a \text{ on a } \delta \simeq a \sin \theta \simeq \frac{ax}{D}$$

$$\text{On a } I = 2I_0 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{ax}{D}\right) \right)$$

Franges rectiligne d'interfrange i :

$$\Delta\varphi = 2\pi = \frac{2\pi ai}{\lambda D} \text{ d'où } i = \frac{\lambda D}{a}$$

Expérience

Expérience des bifente Young : mesure de l'interfrange

Young à 10-30 cm de la fente très bon contraste image sur cam et avoir 7 franges, aller sur QtiPlot et mesurer l'interfrange.

rem : On est pas en Fraunhofer

Lire le TP Interférences

Transition : On a supposé la source ponctuelle ce qui n'est jamais le cas! Que se passe t il alors?

3.2 Source étendue monochromatique

On va décomposer la source en source élémentaire pour utiliser la même formule

Schema + intensité élémentaire

Calcul de l'intégrale

$$I(M) = 2I_0 \left(1 + \text{sinc}\left(\frac{\pi ab}{\lambda l}\right) \right)$$

Tracé sinc le contraste + schema sinc! On a donc un bon contraste pour $\frac{\pi ab}{\lambda l} < \frac{\pi}{2}$

Attention

Pour éviter la confusion le sinc^2 est du diffraction fraunhofer mais ce n'est pas ça qu'on regarde! Ici c'est in sinc qui ne dépend que de l'ouverture de la source et donc permet l'inversion de contraste!

Expérience

Expérience des bifente Young : effet cohérence spatiale sur le contraste

Idem précédemment mesure qualitative : projection écran CCD variation en ouvrant la fente.

rem : Garder en tête pourquoi on n'utilise pas de laser pour cette exp

C'est la coherence spatiale! Voir marion pour OdG

Conclusion

L'interférométrie permet une extrême sensibilité mesure λ ou a par contre la coherence spatiale nous limite dans l'étendue de nos sources donc notre intensité! Problème division d'amplitude! Par contre peut etre utiliser à notre avantage pour voir etendu source en astro (**lire wiki sinon ne pas en parler**)

Niveau CPGE**Prérequis**

- Interférence à deux ondes
- Division du front d'onde
- Notion de cohérence (spatiale et temporelle)

Message Message important à faire passer lors de la leçon.

Bibliographie [1]Daniel MAURAS.Optique physique et électronique. Presses Universitaires de France, 2001.[2]José-Philippe PÉREZ.Optique, fondements et applications, 6ème édition. Dunod, 2000.[3]José-Philippe PÉREZ.Optique, fondements et applications, 7ème édition. Dunod, 2011.[4]Marie-Noëlle SANZ et al.Physique tout-en-un PC-PC*. Dunod, 2016.[5]Clément SAYRIN.Travaux dirigés d'Optique.<http://www.lkb.upmc.fr/cqed/teaching/teachingsayrin/>. [6]SEXTANT.Optique expérimentale. Hermann, 1997.

Introduction

Expérience

Fentes d'Young avec lampe QI + filtre. Fente source réglable, bifente décart environ 0.2 mm et de largeur 0.7 mm

On voit que les interférences par division du front d'onde sont limitées il est difficile d'utiliser de larges sources (cohérence spatiale), et on a donc peu de luminosité.

1 Division d'amplitude

1.1 Principe et localisation

- Source ponctuelle : interférences bien contrastées partout (pas localisé)
- Fentes d'Young : division du front d'onde, ou **division géométrique**. On perd du contraste lorsque l'on étend la source.
- On peut montrer que pour obtenir des interférences bien contrastées avec une source étendue, il faut faire de la division d'amplitude, ou **division énergétique** [1] p 159
- Principe : un rayon est séparé en plusieurs rayons qui interfèrent, à l'aide d'une lame semi-réfléchissante (on divise l'énergie du rayon initial).
- On aura alors une surface où le contraste est maximal : il s'agit de localisation des interférences.

Transition : Comment réaliser de la division d'amplitude concrètement ?

1.2 Lame à faces parallèles

Les calculs et schémas de [5] (TD Interférences) sont parfaits pour cette section.

- On ne suppose qu'une seule réflexion. Voir [3] p 320 pour des justifications énergétiques.

- Schéma d'une lame à faces parallèles, avec les deux sources secondaires. Montrer les hyperboloïdes : on s'attend donc à des anneaux

Écran

Hyperboloïdes

- Localisation à l'infini lorsqu'on élargit la source : donner l'argument qualitatif de superposition des systèmes d'anneaux (ils se brouillent).
- Différence de marche, dans le cas $n = 1$ (puisqu'on ne fait que des lames d'air ensuite)
- On a donc bien des anneaux.

Transition : On va voir une réalisation concrète de ce dispositif théorique : l'interféromètre de Michelson. Ensuite on pourra considérer le cas avec plus d'une réflexion et s'intéresser au Fabry-Pérot

2 Interféromètre de Michelson

2.1 Fonctionnement et schéma équivalent

Expérience

- Schéma du vrai interféromètre ([2] chapitre 24 page 301), montrer en même temps sur le vrai
- Schéma simplifié avec miroirs et sources secondaires ([1] page 161)

Faire un schéma très propre au tableau avec des couleurs!!! Égalité des longueurs etc

- Bref historique : [4], intro du chapitre réservé au Michelson. On peut parler rapidement de la motivation de base, et du fait qu'il est encore utilisé pour les détections d'ondes gravitationnelles aujourd'hui! (**Lire sur ligo virgo vite fait**)
- Fonctionnement présenté rapidement à l'aide du schéma sur l'écran.
- Avec les sources secondaires, on se ramène au cas précédent : faire le schéma des deux sources alignées avec l'écran au tableau

2.2 Configuration "lame d'air"

- On réalise exactement la situation vue auparavant : $\delta = 2n \cos(i)$
- Discuter des conditions d'obtention : condenseur de courte focale, observation dans le plan focal image

Écran

Schéma d'observation à l'infini

Expérience

Expérience Michelson : **Anneaux d'égale inclinaison**

- Montrer que l'on reste très bien cohérent pour plein de valeurs de e , montrer que l'on a bien des anneaux qui rentrent quand on se rapproche de $e = 0$ (contact optique)
- On a des annulations : problème de cohérence temporelle qui nous permet de remonter au doublet du sodium
- Mesurer le du sodium, comparer à la valeur tabulée

- Calcul du rayon des anneaux : [5], voir [1] p 164 pour l'excédent fractionnaire. Les anneaux sont de plus en plus resserrés et l'ordre au centre est maximal!
- Pas de problème de cohérence spatiale, on est seulement limité par l'étendue spectrale de la source : on peut exploiter cela pour faire des mesures de spectre

Expérience

Expérience Michelson : mesure du doublet du Sodium

Procédure de réglage avec Laser He-Ne cf TP interférences

On part du contact optique et on ajoute la lampe Na les anneaux disparaissent à l'anticoïncidence (battements) mesurer l'écart entre deux (ou plus pour min l'erreur). Mesure au vernier

$$\Delta e \text{ et } \Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2\Delta e}$$

Mesure très simple $\Delta e = 290 \mu\text{m}$ on a une erreur de 2% avec $\lambda_1 = 5895,924 \text{ nm}$ et $\lambda_2 = 5895,9245889,950 \text{ nm}$

Excellente précision!

2.3 Configuration "coin d'air"

Écran

- Schéma de [1] page 165 du coin d'air
- Schéma d'observation du cours de Clement
- Schéma simplifié au tableau.
- Calcul de la différence de marche en incidence normale. Franges d'égale épaisseur, localisées au voisinage du coin d'air. [1] p 168
- Dispositif d'observation (incidence normale, image des miroirs)
- Calcul de l'interfrange
- Étalonnage du coin d'air : on peut faire correspondre un certain ΔX sur l'écran à une certaine différence de marche. C'est utile pour déterminer des épaisseurs

Transition : Maintenant on ne néglige plus les réflexions secondaires

3 Interféromètre Fabry-Pérot

- Faire un beau schéma avec les réflexions multiples et les notations. Attention interférence à N ondes car $R \simeq 1$
- Calcul de l'intensité transmise, entièrement suivant [5] (TD Interférences) :

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)}$$

- Finesse à partir de la largeur à mi-hauteur : cf TD resolution interferometre
- Application : filtres interférentiels ([3] p 378). En incidence normale, on a $\lambda_m = 2e/m$. En général les mÈl sont hors du visible. On met de plus une gélatine pour sélectionner la couleur.

Conclusion

- Intérêt : sources élargies, plus de luminosité et mesure extrêmement précise
- Prix à payer : localisation des interférences. (car source étendue)
- Applications : mesure de longueurs, de raies, et surtout LIGO/Virgo et LISA : détection de variations très faibles de longueurs

Écran

LIGO VIRGO et vidéo veritasium (trouver time code)

Niveau L3**Prérequis**

- Modèle scalaire de la lumière
- Optique géométrique
- Transformée de Fourier

Message Message important à faire passer lors de la leçon.

Bibliographie [1] Michel BERTIN, Jean-Pierre FAROUX et Jacques RENAULT. Optique et physique ondulatoire. Dunod, 1986. [2] Daniel MAURAS. Optique physique et électronique. Presses Universitaires de France, 2001. [3] José-Philippe PÉREZ. Optique, fondements et applications, 7ème édition. Dunod, 2011. [4] Marie-Noëlle SANZ et al. Physique tout-en-un PC-PC*. Dunod, 2016. [5] Clément-SAYRIN. Travaux dirigés d'Optique. <http://www.lkb.upmc.fr/cqed/teaching/teachingsayrin/>. [6] SEXTANT. Optique expérimentale. Hermann, 1997

Introduction

Expérience

Éclairer une fente par un laser, observer l'image à grande distance, réduire la largeur de la fente : on observe un comportement non prédit par l'optique géométrique..

1 Principe de la diffraction

Découle de la nature ondulatoire de la lumière! Pas géo! Il faut mettre ça en eq

1.1 Principe de Huyguens-Fresnel

- énoncé du principe [1] p 215 **Appuyer sur la signification physique**
- Contributions de Huyguens puis Fresnel. [3] p 262
- Schéma propre au tableau indiquant toutes les notations que l'on aura pour la suite (distances d , points M, P , onde reçue $0(P)$, onde diffractées (M) , coordonnées x, x_0, y, y_0)
- Énoncé mathématique avec l'intégrale sur la pupille : arriver à [5]

Écran

Notations, schéma

1.2 Amplitude diffractée par une pupille quelconque

- Développer le calcul complet comme dans le TD de Clément Sayrin Diffraction I [5]. Laisser un signe \propto devant l'intégrale afin d'éviter les problèmes lorsque D tend vers l'infini.
- Approximation : DL de la phase **mais pas de l'amplitude sphérique**.
- Bien remarquer que l'on a une transformée de Fourier

Remarques

On peut donner une expression plus précise de A dans le cadre de la diffraction de Fresnel. Voir [3] p 403 (fonction de transfert de Fresnel). **Moins d'approx que Fraunhofer**

1.3 Approximation de Fraunhofer

- Calcul de l'intensité diffractée : voir [5], [1] p 220. Approximation de Fraunhofer lorsque le terme de phase $\frac{1}{2}kr^2(1/d + 1/D)$ est négligeable
- On arrive à l'expression de l'amplitude diffractée
- On a alors, à un préfacteur complexe constant peu important car on observera des intensités relatives, la transformée de Fourier de la pupille!

Écran

Montage à deux lentilles, passage à une lentille

- Résumé des conditions de réalisation de la diffraction de Fraunhofer :
 - Diffraction d'une onde plane ($1/d=0$) à l'infini ($1/D=0$), c'est-à-dire dans le plan focal d'une lentille convergente. On a alors $\alpha = X/f'$.
 - Diffraction d'une onde plane ($1/d \neq 0$) à grande distance ($D \gg r_2/2\lambda$, $ODGD \gg 2.5\text{mm}$ pour $r = 50\text{ cm}$ et $\lambda = 500\text{nm}$.)
 - Diffraction au voisinage de l'image géométrique de la source (voir [3] p 269). Ce cas est très important, car il montre que des figures de diffraction accompagnent la moindre formation d'image! Cette situation correspond en fait au cas $d = -D$: on a une source virtuelle. Voir [6] p 139.

Écran

Montage à deux lentilles, passage à une lentille

Transition : Essayons maintenant d'expliquer la forme de la tache observée lors de l'expérience initiale.

2 Figures de diffraction**2.1 Fente rectangulaire**

- Calcul du profil d'intensité de la figure (en admettant la transformée de Fourier). [4] p 850
- Tracé du profil en intensité : tache centrale de largeur $\theta \sim \lambda/a$, deux fois plus large que les autres et d'intensité bien plus grande. [3] p 272

Expérience

Montrer qualitativement que si la largeur de la fente augmente, la tache centrale se réduit. Montrer aussi que la tache centrale est deux fois plus large que les autres. Pour les valeurs numériques, voir MAURAS. Optique physique et électronique page 249.
Faire l'ajustement sinc^2 sur CCD

2.2 Tache d'Airy

Écran

Tache d'Airy et fonction de Bessel

- Expression de l'intensité admise[2] p 251
- Présenté fonction de Bessel avec sym circulaire et teaser le fait qu'on va la revoir (tube guide onde)
- Angle correspondant à la tache centrale : $\theta_1 = 1,22\lambda/2R$. [1] p 233
- Intensités relatives des pics[2] p 253
- Parler du critère de Rayleigh pour la résolution des instruments d'optique ([2] page 256 et [1] page 240) et **wiki** Le critère est pensé pour l'astro donc diffraction pupille télescope circulaire. Attention pas le seul critère mais adapté observation oeil nu à l'époque

2.3 Propriétés générales de la figure de diffraction

- Théorème de Babinet (complémentarité). [5]
- Translation d'une fente : ajoute seulement un déphasage, qui ne change pas l'intensité. [1] p 273

Transition : On a vu que la figure obtenue était la transformée de Fourier : on peut donc, en faisant la transformée inverse, revenir à l'image d'origine et faire du filtrage de fréquences spatiales de l'objet diffracté

3 Filtrage spatial

- La figure de diffraction est la transformée de Fourier de la transmittance : on fait apparaître les fréquences spatiales k_α et k_β
- Filtrage volontaire, schéma avec plan de Fourier ([6] page 129, Fourier entre objet et Fourier, identité entre objet et image, donc Fourier inverse entre Fourier et image)

Écran

Schema

- Le filtrage peut être involontaire par une optique trop petite [4] page 856

Expérience

Expérience d'Abbe, Sextant p128

Construire le schéma au tableau, expliquer dans le détail les différents plans.

Astuce : on peut projeter sur un écran (avec une lentille $f=10$ cm) l'image du plan de Fourier. Ainsi on s'assure de la bonne mise en place du "filtre" lorsque ses bords apparaissent nets sur l'écran.

Transformer la grille en réseau.

Conclusion

Ouverture sur la strioscopie pour observer des variations de phase. Revenir sur la limitation des instruments d'optique (critère de Rayleigh).

Leçon
20

Diffraction par des structures périodiques.

Niveau CPGE

Prérequis

- Diffraction Fraunhofer
-

Message La connaissance de la structure de la matière et de sa composition se résume à deux fonctions : les facteurs de forme et de structure, qui une fois connus permettent de remonter à la figure de diffraction

Bibliographie [1] Neil ASHCROFT et David MERMIN. Physique des solides. EDP Sciences, 2002. [2] Charles KITTEL. Physique de l'état solide, 7ème édition. Dunod, 2005. [3] José-Philippe PÉREZ. Optique, fondements et applications, 7ème édition. Dunod, 2011. [4] Marie-Noëlle SANZ et al. Physique tout-en-un PC-PC*. Dunod, 2016. [5] Clément SAYRIN. Travaux dirigés d'Optique. <http://www.lkb.upmc.fr/cqed/teaching/teachingsayrin/>.

Rapport Margot pour figure

Introduction

On a déjà vu la diffraction de Fraunhofer, et le lien entre l'intensité diffractée et la transformée de Fourier de la transmittance. Peut-on ainsi remonter à des informations sur la structure de l'objet diffractant ? Inversement, peut-on remonter à des propriétés de l'onde incidente si on connaît la structure ? Durant cette leçon on s'intéressera uniquement aux structures périodiques.

Intensité diffractée

Écran

Schema avec notation

- Application du principe de Huyguens-Fresnel pour calculer l'intensité diffractée par un ensemble de structures identiques. [5]
- Parvenir à $I(M)$ où S est le facteur de structure, dépendant uniquement de la répartition des objets diffractants, et F le facteur de forme, correspondant à la figure de diffraction d'un élément du motif

Transition : On dispose maintenant d'une formule puissante ! Appliquons-la à un cas simple, le cas d'un réseau unidimensionnel

1 Diffraction par un réseau unidimensionnel

Expérience

Diffraction d'un faisceau laser élargi par des réseaux de différents pas.
On observe des pics d'intensité régulièrement espacés

Écran

Explication ancienne la formule des réseaux

1.1 Intensité diffractée

- Facteur de structure, étude simplifiée en disant qu'il n'est non nul que lorsque [5]

Écran

Explication ancienne la formule des réseaux

- Cela correspond à des interférences constructives entre deux rayons successifs.[3] p 352
- Calcul du facteur de structure :[5]
- On retrouve formule des réseaux
- Calcul du facteur de forme : il s'agit de la figure de diffraction par une fente, de largeur e . La formule est connue ([4] p 852), mais le calcul est refait dans [3] p 355.
- L'intensité totale transmise est (en ramenant les facteurs constants dans I_0 , de sorte que $I(\theta = \theta_0) = N^2 I_0$)

Écran

Programme Python pour la diffraction par N fentes.

- Montrer les rôles des facteurs de forme et de structure, et de quels paramètres ceux-ci dépendent.
- Inversion des trois échelles Na, a, e entre l'espace du réseau et l'espace réciproque. Voir[5]

Remarques

Pour les calculs faits ici, on ne se trouve pas dans l'approximation des petits angles utilisée pour la plupart des calculs de diffraction de Fraunhofer. C'est pour cela qu'on a un facteur $\sin\theta - \sin\theta_0$ et non pas $\theta - \theta_0$. En pratique les conditions expérimentales vérifient l'approximation des petits angles.

Transition : Les maxima du réseau sont très bien localisés lorsque N devient grand. Or leurs positions dépendent de la longueur d'onde incidente : on vient de réaliser un spectromètre!

1.2 Propriétés dispersives du réseau

Expérience

Spectrométrie avec un réseau Lampe Philora HP + fente + lentille 10 cm + réseau + écran.

- Pouvoir dispersif, pouvoir de résolution.[5], [3] p357
- Mentionner l'utilité du réseau dans un monochromateur : on sélectionne une seule longueur d'onde.

Écran

Schema reseau tournant, synchrotron et reseaux blazé

Remarques

Le réseau habituel a un grand inconvénient : son maximum d'intensité est pour $\theta = \theta_0$, soit $m=0$: il n'a aucun pouvoir de résolution, toutes les raies sont confondues. On réalise ainsi des réseaux *réblazés*, qui ont leur maximum d'intensité pour $m=1$ par exemple. Pour ce faire, on ajoute un déphasage à progression arithmétique à chaque rayon. Voir [3] p 362.

Transition : Grâce à un réseau parfaitement bien connu, on peut remonter aux propriétés spectrales de la source. À l'inverse, on peut utiliser une source au spectre connu et étudier la figure de diffraction pour remonter à la structure périodique : il s'agit d'une technique très utilisée dans l'étude des solides cristallins.

2 Application à l'étude de la matière

Remarques

Cette dernière partie est très importante, car le jury attend plus que des interférences à N ondes dans le domaine électromagnétique. Il faut donc y passer un certain temps, quitte à sauter les calculs dans la partie précédente. Les ordres de grandeur doivent être maîtrisés.

2.1 Cristallographie par rayon X

- Nécessité d'utiliser des rayons X si on se restreint aux ondes électromagnétiques pour sonder des structures fines ([5] Diffraction 2, exercice III).
- Calcul du facteur de structure, condition de von Laue. On peut faire le calcul complet de [5], qui est bien dans l'esprit de la leçon de calculer des facteurs de structure, mais on peut aussi présenter le raisonnement de [1] p 111.
- Parler de la sphère d'Ewald ([1] p 118)

Écran

Principe DRX sur slide préciser que là on ne regarde qu'une direction

Remarques

Parler rapidement des autres techniques RSM et omega scan pour cristallinité!

2.2 Diffraction d'électrons et de neutron

- On peut aussi utiliser des ondes de matière : ODG pour les électrons et les neutrons avec λ_{DB} . [5]
- Les neutrons étant non chargés, ils sont sensibles à la position des noyaux et non des nuages électroniques. Ils ont un moment magnétique non nul, donc ils renseignent aussi sur les moments magnétiques de la matière sondée. Pour toutes ces raisons, le facteur de forme est différent de la diffraction par rayons X! Il contient plus d'informations. [2] p 409.
- Attention section efficace faible il faut des échantillons épais! (**voir où sont les sources**)

Écran

TEM et neutron

Conclusion

- Rappeler la "dualité" de cette leçon, avec les facteurs de forme et de structure. Si l'on est connu, on réalise de la spectroscopie du rayonnement incident; sinon on étudie les propriétés du matériau diffractant
- Diffraction sur poudre?

Absorption et émission de la lumière.

Niveau CPGE

Prérequis

- Modèle électron élastiquement lié
- Physique statistique (distribution de Boltzmann)
- Rayonnement d'équilibre thermique
- Physique quantique : quantification des niveaux d'énergie, inégalité de Heisenberg

Message

Le traitement de l'interaction lumière-matière doit être quantique. Sa compréhension permet de mieux le maîtriser et de concevoir des systèmes au comportement étonnant, comme le laser. L'émission induite est essentielle!

Bibliographie

[1] Bernard CAGNAC et Jean-Pierre FAROUX. Lasers. Interaction lumière-matière. EDP Sciences, 2002. [2] Bernard CAGNAC, Lydia THCHANG-BRILLET et Jean-Claud PEBAY-PÉROULA. Physique atomique 1. Dunod, 2005. [3] Marie-Noëlle SANZ et al. Physique tout-en-un PC-PC*. Dunod, 2016. [4] Richard TAILLET. Optique physique. de boeck, 2015

Introduction

On a commencé par décrire les interactions entre la matière et le rayonnement par le modèle de l'électron élastiquement lié : on a vu que l'on pouvait avoir émission (terme de pertes dans l'équation, qui désexcite l'électron, voir [4] p 225), ou absorption (qui est à l'origine de la partie imaginaire non nulle de $\epsilon''(\omega)$, voir [4] p 227 et 232).

Écran

Ecran spectre Planck noté explication rapide du rayonnement thermique
Courbe classique diverge à faible λ les transferts d'énergie sont quantifiés $h\nu$ + loi de Planck

Expérience

Spectre d'émission de la lampe de Balmer et QI avec PVD

Écran

Ecran spectre du Soleil Planck

- Montrer le spectre d'émission et d'absorption : on observe dans les deux cas des raies. On retrouve des raies aux mêmes positions : ce sont celles de l'hydrogène.
- On a donc des échanges discrets entre la lumière et la matière. Le modèle de l'électron élastiquement lié n'est pas suffisant pour expliquer cela : on voit maintenant que le modèle correct pour décrire ces interactions est un modèle quantique.

Transition : Commençons donc par décrire les différents phénomènes d'absorption et d'émission de la lumière

1 Phénomène d'absorption et d'émission

1.1 Niveau d'énergie d'un atome

- L'énergie du système (molécule, atome, etc.) qui échange de l'énergie avec le rayonnement est quantifiée : on a des niveaux d'énergie E_n avec $n \in \mathbb{N}$. [3] p 1064
- Les fréquences qui interagissent avec le système sont proches de ν_0 et vérifient la **relation d'Einstein** :
- Pour un grand nombre d'atomes excités on peut être proba [3] p 1065 (dN) (ok car on fait une moyenne)

Transition : Premier processus auquel on peut penser émission spontanée

1.2 Émission spontanée

- Un atome dans un état excité se désexcitera spontanément pour revenir à son fondamental.
- Une façon classique de le voir est qu'un électron en orbite autour d'un noyau est accéléré, et rayonne ainsi de l'énergie. Il va donc en perdre et descendre en énergie. Cependant, cette vision est à prendre avec des pincettes puisque une application numérique montre que la matière devrait entièrement se fondre en une fraction de seconde. On ne peut d'ailleurs pas expliquer l'existence d'un fondamental... La vraie explication fait appel à de la physique quantique de niveau plus élevé, et on ne fera qu'admettre l'émission spontanée pour l'instant. [4] p 251
- On écrit la proba et var popu [3] p 1067
- Unité de A_{21} (lien demi vie) [4] p 252
- Caractéristiques du photon émis. [3] p 1067

Remarques

En réalité, l'émission spontanée a lieu car il y a couplage avec le champ électromagnétique : si on quantifie celui-ci, on voit que son état fondamental se couple avec les états excités E_i des atomes. Cela permet une transition pour l'atome, simultanée avec une transition vers un état excité pour le champ : celui-ci contient désormais un photon.

1.3 Largeur de raie

- On a écrit que seuls des photons de fréquence fixée $\nu_0 = \Delta E/h$ pouvaient interagir avec l'atome. Cela fixe donc des valeurs précises pour les énergies, et viole par là l'inégalité temps-énergie : on aurait un temps infini passé dans les niveaux excités ! On doit forcément avoir un élargissement naturel. Il est quantifié Heisenberg [3] p 1068
- Autre source d'élargissement : effet Doppler. Largeur relative en \sqrt{T} cf wiki. [2] p 25
- Encore autre source : chocs. Ils diminuent l'énergie et donc la durée de vie τ dans l'état excité. Par $\tau \Delta E \sim 1$, en déduit que les raies s'élargissent. [2] p 26
- Quant de photon à une énergie intégrale [3] p 1069 Attention les termes !

1.4 Absorption

- Un système absorbe un photon pour monter en énergie. [3] p 1065
- Probabilité par unité de temps, proportionnelle à la densité de rayonnement disponible : [2] p 90
- On déf le coeff associé B_{12} et $g(\nu)$

- Lorsque le rayonnement incident est bien plus large que la raie, on peut écrire[3] p 1069
- En déduire $dN_1/dt_{abs} = -u(\nu_0)B_{12}N_1$. [3] p 1066
- Unité de ce coefficient : J-1s-2m3

1.5 Emission induite

- Einstein a ajouté un nouveau processus : l'émission induite. On peut en donner une interprétation classique : on excite le nuage électronique à la fréquence propre.[4] p 250
- ρ et dN_2 [3] p 1066
- Propriétés du photon émis : on amplifie le rayonnement incident car on émet un nouveau photon parfaitement identique. **Le rayonnement sera donc très cohérent. Important pour la suite**
- Unité de B_{21} , similitude avec l'absorption.[4] p 251

Écran

Récapitulatif des processus d'émission et d'absorption

Attention

Techniquement, on pourrait définir un profil de raie $g_{12}(\nu)$ pour l'absorption et un profil $g_{21}(\nu)$ pour l'émission induite, mais on suppose que ces deux profils sont identiques.

2 Bilan des processus

2.1 Bilan à l'équilibre

- Bilan des trois processus.[3] p 1070
- On prend le cas d'atomes en équilibre avec un rayonnement thermique à T (pas de dégénérescence). Celui-ci étant large, on peut faire l'approximation déjà énoncée auparavant. Démonstration de la relation

$$u(\nu_0) = \frac{A_{21}}{B_{12} \frac{N_1}{N_2} - B_{21}}$$

- On a équilibre thermique donc on peut écrire $N_1/N_2 = \exp(h\nu_0/k_B T)$ et par identification avec le rayonnement d'équilibre thermique, on obtient[3] p 1071
- Remarques :
 - l'émission induite B_{21} est cruciale!!
 - on peut prouver la même relation sans équilibre avec un rayonnement thermique (et donc sans l'approximation de rayonnement large), mais c'est au-delà du cadre du cours
 - on remarque une forte symétrie entre l'émission induite et l'absorption

2.2 Importance relative entre processus

- Émission induite plus importante à densité d'énergie plus grande : c'est assez logique. Elle domine par ailleurs à basse fréquence, tandis que l'émission spontanée domine à haute fréquence. C'est pour cela que la lumière de notre vie de tous les jours n'est pas constituée de photons ayant tous les mêmes propriétés.[4] p 253
- Comparaison en fonction de la température si le rayonnement est un rayonnement thermique : à température ambiante, le rayonnement en-dessous de 1.10^{12} Hz est dominé par

l'émission induite, et on peut donc oublier la nature corpusculaire de la lumière (on n'aura pas de variation de phase entre les photons). Par contre dans le domaine optique, l'émission spontanée domine.

- On voit que l'obtention de faisceaux générés par émission induite est incroyablement difficile dans le domaine optique. La seule façon d'en avoir est donc d'être hors équilibre thermique.

— Voir partie de Anna

Transition : Le phénomène d'émission qui nous intéresse est l'émission induite. En effet, comme déjà présenté, elle nous permettrait d'obtenir un faisceau de lumière intense et très cohérent. On pense donc au laser

3 Application au laser

3.1 Nécessité d'une inversion de population

- On a déjà vu qu'obtenir de l'émission induite est très difficile à l'équilibre thermique. On va clarifier cette notion.
- Bilan d'énergie de [3] p 1073 (attention, c'est un bilan pour une composante donnée du spectre!), négliger l'émission spontanée et obtenir
- On utilise l'équation bilan, en posant $\gamma(\nu)$ et $\gamma(\omega)$. Attention, on a un facteur 2π entre $\gamma(\nu)$ et $\gamma(\omega)$.
- Conclure sur la nécessité d'une inversion de population. On retrouve le fait que l'on doit être hors équilibre thermique : à l'équilibre thermique on a forcément $N_1 > N_2$ donc $\gamma(\nu) < 0$
- Réalisation pratique : cas du MASER ([1] p 160, [2] p 117) (Maser plus simple à faire cf wiki) où la séparation est électrique. Dire qu'en optique, à cause de la relation $B_{21} = B_{12}$, on a forcément besoin d'un autre niveau (sinon l'absorption compense forcément l'émission induite)

Attention

Le bilan énergétique de [3] p 1073 est en réalité pour un intervalle $[\nu, \nu + d\nu]$! On a donc une densité spectrale d'énergie, etc. Le bilan total reste valable pour un certain ν sans problème.

3.2 Oscillateur optique

Voir [3], pages 1085 et suivantes.

Écran

Technique inversion population

Conclusion

On a mis historiquement du temps à comprendre les interactions lumière-matière, en partant de l'électron élastiquement lié puis en élaborant le modèle d'Einstein qui a permis la conception de nouvelles technologies dont les lasers. Ceci permet aussi de mieux comprendre les phénomènes naturels : on constate que les raies d'absorption des spectres des étoiles sont toutes décalées vers le rouge : par effet Doppler ceci indique que toutes les étoiles s'éloignent et donc que l'univers est en expansion

Niveau CPGE

Prérequis

- Magnétisme dans les milieux
- Electromagnétisme dans les milieux
- Diamagnétisme, paramagnétisme

Message Les ferromagnétiques ont des propriétés intéressantes (champ rémanent, aimantation même à champ nul) plus ou moins marquées selon le type de ferromagnétique étudié. Leurs applications sont donc de fait différentes.

Bibliographie Ashcroft, Mendels, EPFL, [1] Michel BERTIN, Jean-Pierre FAROUX et Jacques RENAULT. Électromagnétisme, 4. Dunod, 1984. [2] Charles KITTEL. Physique de l'état solide, 7ème édition. Dunod, 2005. [3] Jérémy-NEVEU. Cours d'électronique de la préparation à l'Agrégation de Physique. 2018. [4] Marie-Noëlle SANZ et al. Physique tout-en-un PSI 2ème édition (ancien programme). Dunod, 2006. ISBN : 2100548719.

Introduction

On a déjà vu le magnétisme dans les matériaux
 Comment expliquer qu'il existe des aimants permanents ?
 Ce type de propriétés permanente est extrêmement utile pour les technologies actuelles, comme le stockage de données par exemple.

1 Aimantation des corps ferromagnétiques

1.1 Définition

Le milieu ferro est homogène et isotrope $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$ un tenseur si pas isotrope et dépend de la position.

$$\vec{M} = \chi_m(H) \vec{H} \quad \vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0(1 + \chi_m) \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$$

Ferro susceptibilité $10^2 - 10^6$ et para 10^{-5}

Changement de l'inductance à un facteur μ_r !

Transition : étudions l'effet sur le champ

1.2 Canalisation des lignes de champ

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \rightarrow \vec{B}_N^{air} = \vec{B}_N^{fer} \\ \operatorname{rot} \vec{B} &= \vec{j}_{libre} = 0 \rightarrow \vec{H}_T^{air} = \vec{H}_T^{fer} \\ \vec{B}_T^{fer} &= \mu_r \vec{B}_T^{air} \gg \vec{B}_T^{air} \end{aligned}$$

[4] p 692 [3] p 48

Écran

Présentation des lignes de champ

Aspect énergétique : densité d'énergie ([4] p 677)

$$u_m = \frac{B^2}{2\mu_0\mu_r}$$

L'énergie est minimisée si champ confiné dans le ferro ce qui explique les lignes de champs. Faire au tableau le schéma de [4] p 678 (Fig. 24.14)

1.3 Application : électroaimant

Encore pour un milieu linéaire, faire le calcul de l'électroaimant [4] p 680

Faire le schéma, représenter une ligne de champ sur laquelle on intègre. On admet (observation expérimentale) que puisque $e \ll l$, les lignes de champ dans l'entrefer sont orthogonales (i.e. situation peu modifiée par rapport à l'exemple précédent).

Section constante : $B = B_e = B_f$.

Théorème d'Ampère, ...

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 N i}{\frac{l}{\mu_r} + e} \simeq \frac{\mu_0 N i}{e}$$

en faisant un ODG rapide. On a fabriqué une "super bobine" : on peut avoir un très grand N sur une très petite longueur e

Transition : Dans ces calculs on a supposé les matériaux linéaires, mais cette hypothèse n'est que rarement vérifiée pour des matériaux ferromagnétiques. On a donc besoin d'étudier plus précisément la relation constitutive $B = f(H)$.

2 Loi de réponse et cycle d'hystérésis

2.1 Cycle d'hystérésis

Introduire l'expérience

Expérience

Cycle d'hystérésis

- Transformateur démontable TP p 3, [4] p 688 Slide : schéma

Théorème d'Ampère : $Hl = n_1 i_1 + n_2 i_2 \simeq n_1 i_1$ (car très grande impédance d'entrée de l'intégrateur, cf. valeur de R), d'où

$$V_x = R i_1 = \frac{Rl}{n_1} H$$

Loi de Faraday

$$e = \frac{d\Phi}{dt} = n_2 S \frac{dB}{dt} \Rightarrow V_y = \frac{n_2 S}{RC} B$$

(il y a une approximation, qui consiste à négliger l'impédance du condensateur devant celle de la résistance) On voit que le matériau n'est pas linéaire du tout !

hystérésis : B dépend de l'histoire du milieu
lorsque $H \rightarrow \infty, M \rightarrow M_{sat}$

lorsque $H = 0, B = B_r$ champ rémanent

pour avoir $B=0, H=H_c$ champ coercitif. Attention en toute rigueur ce ne sont pas les mêmes pour MetB (deux graphes), mais elles sont expérimentalement très proches. en pointillés, courbe de première aimantation* Pertes fer dans le transformateur ([1] p 187, [4] p 680). Au moins mentionner sans détailler quel aire du cycle est reliée aux pertes.* Droite de fonctionnement de l'électroaimant ([4] p 680), nécessaire pour déterminer le point de fonctionnement lorsque la relation n'est pas linéaire.

Transition : Ce cycle va permettre de définir deux familles de ferromagnétiques, avec des applications technologiques différentes

Écran

cycles d'hystérésis pour les ferros durs et doux. Bien remarquer la différence d'échelle en abscisse!

Ferromagnétiques "doux" : $H_c \sim 1 \rightarrow 10^2 \text{ A.m}^{-1}$. Quasiment linéaire, peu de pertes, ne sature pas, utiles pour guider les lignes de champ (transformateur, noyau de fer doux, tête de lecture). Ferromagnétiques "durs" : $H_c \sim 10^3 \rightarrow 10^6 \text{ A.m}^{-1}$. Fort effet de mémoire, utile pour le stockage de données. Attention au champ coercitif (qui effacerait les données!).

Écran

Illustration des applications

Transition : On a vu les particularités des ferro et les différents ferro mais d'où cela vient

Attention

Ne pas dépasser le cadre de la leçon

2.2 Interprétation des propriétés du ferromagnétisme

Écran

structure des domaines dans une plaque monocristalline de Nickel.

[2] p 421

Origine des domaines : aimantation uniforme \rightarrow pas intéressant énergétiquement. [2] p 425

Interprétation de la courbe de première aimantation. [1] p 180

Conclusion

Resumé

Application ouverture GMR et spintronique

Mécanismes de la conduction électrique dans les solides.

Niveau Licence

Prérequis

- Mécanique classique
- Électromagnétisme
- Mécanique quantique (puits, notion de fonction d'onde, Équation de Schrödinger)
- Physique statistique (Théorie cinétique des gaz, Théorème d'équipartition, statistiques quantiques, espace réciproque)

Message Message important à faire passer lors de la leçon.

Bibliographie [ashcroft]

Introduction

Compte tenu du fait que notre technologie moderne se base sur l'électronique il apparaît essentiel de comprendre le déplacement des électrons dans les solides. L'étude de la conduction dans les solides se découpe en trois grandes étapes suivant les grands mouvements de l'histoire des sciences. Tout d'abord le développement de la pile Alessandro Volta (XVIII^{ème}) permet la classification des matériaux entre électriques (isolants) et non-électrique (conducteur). Puis au XIX^{ème} avec l'étude de la conduction de la chaleur par Joseph Fourier dont Georg Simon Ohm s'inspira pour donner une description mathématique de la conduction dans les métaux. Il est à noter qu'alors la question de la nature de ce transport n'est pas étudiée. C'est au tournant du XX^{ème} que l'application de la théorie cinétique des gaz donne une première explication microscopique au phénomène de conduction. Cependant ce modèle n'explique pas l'existence d'isolant et ne décrit pas les matériaux semi-conducteur. Nous allons donc suivre ces étapes historiques au cours de cette leçon.

Écran

Images d'illustrations des différents scientifiques

1 Description classique de la conduction, le modèle de Drude

1.1 Présentation du système et hypothèses du modèle

— démonstration statistique?

réf.
[Ashcroft]

1.2 Détermination de la conductivité électrique

Remarques

Commentaire sur la signification de chaque termes

1.3 Limite du modèle

Wiedemann Franz 1853 marche très bien car erreur se compensent

Expérience

Mesure quatre points de la sonde de Pt verif dependance en T cf MP 17

Transition : Conductivité semble fonctionner mais pas tout. Faisons intervenir la mécanique quantique!

2 Modèle de Sommerfeld : gaz parfait de fermion

Transition : Si on décompose le titre, on a l'aspect gaz parfait comme tout à l'heure mais surtout le gaz est constitué de fermions notion typiquement quantique. En effet ici les particules n'obéissent plus à la statistique de Maxwell-Boltzman (particules indiscernable classique) mais à la distribution de Fermi-Dirac

2.1 Distribution de Fermi-Dirac

Écran

Représentation de la distribution de Fermi Dirac

Remarques

Bien souligner la faible dépendance en température. **On va utiliser la FD à 0 K.**

- Condition aux limites périodiques BVK (Born-von Karman) représenter les états
- Décrire sphère de Fermi dans le réseau réciproque.
- Mise en avant de k_F , v_F et T_F $v_F = \frac{\hbar k_F}{m}$ de l'ordre de 1% de c et $T_F = 10000 K$ d'où T negligible.
- lpm 100 angstrom donc défaut et pas ion.
- Les deux erreurs se compensent.
- La dep en T de la conductivité sera fait en TP

Remarques

On évalue la densité d'état dans $\Omega \frac{V}{8\pi^3}$ D'où $2 \frac{4}{3} \pi k_F^3 (\frac{V}{8\pi^3}) = N$ évaluation ($n = 10^{22} cm^{-3}$)

2.2 Effet du champ électrique.

- Monter la sphère de Fermi se déplace sous l'effet du champ
- **En moyenne** $\delta k = -eE\tau/\hbar$ en déduit v et ω

- On retrouve le modèle de Drude mais la différence fondamentale de la distribution de FD est v_F qui nous informe sur la nature des collisions.

Transition : Nous avons à présent un modèle quantitatif de la conduction dans les métaux mais on ne peut toujours pas expliquer pourquoi il existe des isolants. Une hypothèse très forte que l'on a faite est de considérer les électrons comme libre or on a du mal imaginer que c'est le cas dans un solide où s'attend à ce que les électrons soient soumis au potentiel ionique du réseau

Remarques

C'est aussi une approximation pour les métaux mais l'approximation des électrons libres est meilleur pour les métaux alcalins.

3 Structure de bandes, isolants et semi-conducteurs

3.1 Modèle des électrons quasi-libre et fonction de Bloch

Il faut donc prendre en compte le potentiel du réseaux qui est donc lui aussi périodique.

- On ne peut plus traiter les fonctions d'ondes comme des ondes planes! Fonction de Bloch $\Phi_k(r) = u_k(r)e^{ik \cdot r}$ avec u_k fonction périodique.
- On prend un modèle 1D et adopte une approche qualitative. La dégénérescence est levée par une résonance en bord de la zone de Brillouin
- Parler du dev plus complet en TD avec liaison forte

Méthode perturbation avec potentiel du réseau . Monter l'ouverture du gap

Transition : A présent on a la notion de gap et bande on peut se demander comment remplir c'est dernière

3.2 Différents type de matériaux

Definition des bandes de conduction et de valence

Écran

Remplissage metal / isolant / semicon

Remarques

garder les demi-métaux et isolant de Mott en réserve

Transition : Dans les isolants les mécanismes de la conduction sont différents.

3.3 Conduction des semi-conducteurs

Une énergie thermique est nécessaire pour faire passer les électrons dans la bande de conduction. Il s'agit dans comportement activé ou tunnel.

Avec $n_c(t) = \sqrt{N_c N_v} \exp(-\frac{E_g}{2k_B T})$ où $N_{c,v} = \frac{1}{4} (\frac{2m_{c,v} k_B T}{\pi \hbar^2})^{\frac{3}{2}}$

Cette dépendance en température écrase complètement celle de τ

Principe du dopage : on contrôle le nombre d'impuretés, afin de contrôler les propriétés électriques du matériau. Niveau localisé

Conclusion

- Phénomène profondément quantique, car $T \ll T_F$. On a vu l'importance du réseau périodique d'ions.
- Intérêt semi-con (wiki)

Phénomènes de résonance dans différents domaines de la physique.

Niveau CPGE

Prérequis

- Mécanique
- Electrocinétique
- Formalisme complexe
- Interférences à N ondes
- Régime sinusoïdal forcé
- Analogie électromécanique

Message Montrer le caractère central et universel des résonances en physique. Appuyer sur le nombre de degrés de liberté.

Bibliographie [1] Jean-Marie BRÉBEC et al. Mécanique MPSI. Hachette, 2003. [2] Claude COHEN-TANNOUDJI, Bernard DIU et Franck LALOË. Mécanique quantique, tome 1. Hermann, 1997. [3] Jean-Pierre FAROUX et Jacques RENAULT. Mécanique 1. Dunod, 1996. [4] José-Philippe PÉREZ. Électronique, fondements et applications. Dunod, 2006. [5] Bernard SALAMITO et al. Physique tout-en-un PCSI. Dunod, 2013. [6] Marie-Noëlle SANZ, Anne-Emmanuelle BADEL et François CLAUSSET. Physique tout-en-un 1ère année. Dunod, 2003. [7] Clément SAYRIN. Travaux dirigés d'Optique. <http://www.lkb.upmc.fr/cqed/teaching/teachingsayrin/>.

Absolument traiter la reso en vitesse / intensité

Introduction

- Définition d'une résonance : la réponse d'un système à une excitation passe par un maximum en fonction d'un paramètre variable. Ici, ce paramètre sera la fréquence. On parlera de considérations énergétiques plus tard.
- Dans la vie quotidienne : fréquences émises par les instruments, capteur radio (on choisit la fréquence de résonance qui correspond à la porteuse). Il existe aussi des résonances dans le domaine microscopique!

Transition : Commençons par un modèle simple afin de bien dégager les phénomènes physiques qui entrent en jeu.

1 Oscillateur harmonique forcé

Système étudié : masse avec ressort et frottements fluides. Équation du mouvement : [1] p 96

1.1 Résonance en position

- Réécrire l'équation sous sa forme canonique : [1] p 96 **bien def tout les termes**
- passage en complexe [1] p 102
- Comportement asymptotique. Détails du comportement entre les deux limites : cas $Q < 1/\sqrt{2}$ et $Q > 1/\sqrt{2}$. On dérive pour obtenir le maximum, conformément à la définition donnée en introduction. Obtenir la pulsation de résonance [1] p 103

- Tracé des courbes sur slide, les commenter : à basse fréquence, on n'a pas la commande, tandis qu'à haute fréquence on ne peut plus.

Écran

- Courbes de module et de phase, pour différentes valeurs de Q (cf poly Jeremy)
- Analogie électromécanique : elle nous permet de faire un lien entre la position dans un oscillateur amorti et la charge de C dans un RLC.
- Programme Python : résonances du RLC série. Montrer la résonance en tension (bornes de C), voir qu'elle se comporte de la façon attendue. Montrer le courant (tension aux bornes de R) : on observe aussi une résonance, mais la fréquence ne dépend pas de Q !

Expérience

RLC oscillation forcé : On peut avoir préparé quelques diagrammes de Bode pour différentes valeurs de R (donc de Q) en tension et en intensité (l'amplitude suffit) pour voir que dans un cas il n'y a pas toujours résonance, contrairement au cas en intensité ! Devant le jury, on peut mettre en évidence expérimentalement les différents régimes libres

Transition : Par analogie (avec courant), on va donc étudier la vitesse dans l'oscillateur amorti.

1.2 Résonance en vitesse

- Multiplier le calcul précédent par $j\omega$: on parvient à [1] p 105
- Résonance à ω_0 , indépendamment du facteur de qualité
- Commenter les courbes : on ne tend plus vers un palier à basse fréquence (logique car la position tendait vers un palier). De plus, la vitesse est en phase avec l'excitation à la résonance

1.3 Aspect énergétique et bande passante

1.4 Universalité du modèle

Écran

Exemple résonance pont RMN suspension

Transition : Montrer les spectres de RMN avec protons couplés : on a séparation des pics ! le nombre de pics dépend du nombre de protons... et l'espacement dépend du couplage !

2 Résonance d'oscillateurs couplés

2.1 Approche descriptive

- On a l'impression qu'à chaque degré de liberté correspond une résonance.
- On réalise un modèle simple pour l'étude d'oscillateurs couplés : deux circuits RLC couplés par mutuelle.

Expérience

Circuits RLC couplés cf TP oscillateurs

- Faire une wobulation, montrer le déplacement des pics de résonance.
- Déplacement bobines pour effet pic

- Faire un schéma au tableau (ou écran voir le temps)
- Esquisser les équations : on comprend pourquoi il y a couplage, et comment on pourrait résoudre.[4] p 363
- Admettre les fréquences de résonance, les écrire au tableau

Transition : Et pour un nombre infini de degrés de liberté? cf Fabry Perot

2.2 Cavity résonantes

- Suivre [7], section Cohérence
- Pour le Fabry-Pérot, on peut dire que chaque rayon réfléchi dans la cavité est un degré de liberté. On en a donc bien une infinité.
- Calcul de la différence de marche en supposant un unique indice $n \simeq 1$ (à admettre en cas de manque de temps)
- Calcul de l'intensité transmise : pour une longueur donnée, on sélectionne seulement certaines fréquences!
- Parler de la finesse vite fait.

Écran

Autres exemples de résonances avec une infinité de degrés de liberté : corde de Melde

Conclusion

Ouvrir sur les résonances paramétriques : on fait varier un autre paramètre que ω , par exemple C pour le RLC ou l pour le pendule.

Remarques

Remarque concernant le contenu

Transition : Belle transition entre deux parties ou sous-parties.

- Calcul, définition, etc. : le contenu de la leçon
-

réf.

[Tout-en-un-PO

$$\vec{\text{rot}} E = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{et} \quad \oiint_{\mathcal{S}} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\epsilon_0}.$$

Attention

Erreur faite souvent ou point sur lequel insister.

Oscillateurs ; portraits de phase et non linéarités.

Niveau Licence

Prérequis

- Oscillateur harmonique
- Mécanique
- Electronique (montage AO)

Message Le pouvoir des portraits de phase qui permettent de comprendre le comportement d'un oscillateur sans avoir la solution de son équation différentielle **ET** la non linéarité permet la création d'oscillateur entretenu.

Bibliographie [1]PierreBERGÉ, YvesPOMEAUet ChristianVIDAL.L'ordre dans le chaos. Hermann, 2004.[2]Jean-PierreFAROUXet JacquesRENAULT.Mécanique 1. Dunod, 1996.[3]HubertGIÉet Jean-PierreSARMANT. Le portrait de phase des oscillateurs. In :Bulletin de l'union des physiciens744 (1992).[4]HubertGIÉet Jean-PierreSARMANT.Mécanique 1ère année. Tec & Doc, 1995.[5]Oscillateurs linéaires et non linéaires. 63.[6]BernardSALAMITOet al.Physique tout-en-un PCSI. Dunod, 2013

Développement sur la base du pendule pesant

Introduction

- Def oscillateur : système où une grandeur physique varie périodiquement
- Def non-linéarité : On ne vérifie plus le principe de superposition. Faire un exemple avec la fonction de transfert du système.

Transition : On va commencer par un cas simple celui du pendule pesant -> introduire le portrait de phase et la non-linéarité

1 Pendule pesant : du linéaire au non linéaire

1.1 Mise en equation et portrait de phase

Faire un schéma du pendule avec les grandeurs représentées et poser ω_0

$$E_m = \frac{1}{2} m l^2 \dot{\theta}^2 + mgl(1 - \cos\theta)$$

Discuter E_c et E_p leur somme se conserve **pas de frottement**.

Attention

Aller très rapidement sur l'obtention de l'équation de mouvement juste à l'oral

$$\ddot{\theta} + \omega_0^2 \sin\theta = 0$$

Remarques

NON LINEAIRE

Faire un schéma de l'énergie potentiel et placer l' E_m **Expérience**

Pendule : exp quali avec le diagramme de phase

— Si $E_m < 2mgl$ On obtient des états liés comme on les problème Keplerien. On parle de mouvement **oscillatoire**. On met en évidence que les oscillation ont lieu entre $\pm\theta_m$ et $v(\theta_m) = 0$ Si $E_m \ll 2mgl$ $\sin\theta \sim \theta$ on intègre $\frac{\dot{\theta}^2}{\omega_0^2} + \theta^2 = cste$ **Dessiner les traj et présenter l'espace des phases. Ce sont des cercles**— Si $E_m > 2mgl$ Les états ne sont plus liés on parle de mouvement **révolutifs**. Cette fois ci la vitesse ne s'annule jamais pas et θ ne s'annule pas. **Dessin**— On s'intéresse maintenant au cas limite **Dessin** On parle de séparatrice.

Les trajectoires ne se croisent pas car on a unicité des solutions d'après le Th de Cauchy (deux intégrales qui se croise ce sont les mêmes (pb aux conditions initiales))

Remarques

La séparatrice n'est pas un croisement car on met un temps infini à l'atteindre

On peut généraliser à tout couples de variables conjugués -> la dimension de l'espace est égale au nombre d'équation du système.

Transition : On voit que le domaine où le système a un comportement linéaire est limité! On va maintenant regarder les propriétés introduites par la non linéarité.**1.2 Enrichissement du spectre**

Si on réaliserait une FFT on verrait l'apparition d'une harmonique 3.

dl à l'ordre 3 $\sin\theta \simeq \theta - \frac{\theta^3}{6}$

$$\ddot{\theta} + \omega_0(\theta - \frac{\theta^3}{6}) = 0$$

On a bien toujours un terme non linéaire!

Comme $(\sin(\omega t))^3 = \frac{1}{4} [3\sin(\omega t) - \sin(3\omega t)]$ On cherche une solution de la forme $\theta = \theta_0(\sin(\omega t) + \epsilon \sin(3\omega t))$ avec θ_0 l'amplitude des oscillations et on reinjecte cette solution dans l'équation du mouvement.

$$\omega^2 = \omega_0^2 \left(1 - \frac{\theta_0^2}{8} \right)$$

Formule de Bordat :

$$T = T_0 \left(1 + \frac{\theta_0^2}{16} \right)$$

Remarques

On a non seulement un enrichissement spectral mais aussi la perte d'isochronicité cad ω dépend de θ_0

Expérience

Pendule :

On mesure pour différentes amplitudes la période sur les 6 premières oscillations évaluation erreur curseur pour T et entre les extrêmes pour θ_0 des max et min (ils sont différents, utile?)

Tracer θ_0^2 en fonction T pour avoir un ajustement linéaire et prendre en compte les barres d'erreurs les plus grandes.

On retrouve bien une dépendance linéaire (valeur th $a = \frac{16}{T_0} \simeq 1.38s^{-1}$ et $b = -16rad^2$ ça marche bien **écrire le résultat final au tableau!**) Cependant Bordat est une formule approcher et sans frottement et facteur d'erreur!

Transition : Il faut donc prendre les frottements en compte. Dans la vraie vie les oscillateurs sont amortie.

1.3 Oscillateur amortis

Si on modélise l'amortissement par un frottement fluide

$$\ddot{X} + \frac{\omega_0}{Q} \dot{X} + \omega_0^2 X = 0$$

Paassez rapidement : comme on l'a vu avec les circuits RLC

Si on reprend le portrait phase et celui d'un pendule

Écran

Portraits amortis

Introduire la notion de points attracteurs. Unique pour l'harmo mais tout les $(2\pi n, 0)$.

Remarques

Pointer l'irréversibilité car pas sym $t \rightarrow -t$

Transition : Comme on a toujours des amortissements il faut trouver un moyen d'entretenir les oscillations et on va utiliser les non linéarité.

2 Oscillateurs entretenus**2.1 Généralités**

Deux propriétés sont nécessaire : amorçage et régime permanent (**donc stable**).

L'amorçage n'est pas possible en linéaire car comme tout les traj sont solution par homothétie on a pas de sol unique et les oscillations s'atténuent ou diverge mais ne sont pas stable. Le terme d'ordre 1 doit dépendre de x.

$$\ddot{x} + A(x)\dot{x} + \omega^2 x = 0$$

$$A(x) = \epsilon(X^2 - 1)$$

On ne met pas de terme en x car on souhaite conserver la symétrie de parité (un terme en x amplifierait un côté de l'oscillateur et pas l'autre). Il s'agit du modèle de Van der Pol la non-linéarité la plus simple

Transition : Réalisation de ce modèle simple.

2.2 Oscillateur de Van der Pol

Écran

Fonctionnement de l'oscillateur de Van der Pol

On a bien $\ddot{X} + \epsilon(X^2 - 1) + X = 0$ avec $X = x/x_0$
On a aussi l'amortissement

Attention

Revoir l'expression du Van der Pol dans les bouquins

Expérience

Plaquette de l'oscillateur de Van der Pol (Krobb ou Oscillateurs linéaires et non linéaires)
Préciser le rôle de chaque partie de la plaquette, tout en utilisant les schémas électriques sur slides.

Rôle du paramètre ϵ : il contrôle directement la non-linéarité. Si ϵ est faible, on a des oscillations quasi-sinusoïdales; si ϵ devient trop grand on rentre dans un régime d'oscillations à relaxation.

Montrer le portrait de phase : il permet de conclure sur le caractère sinusoïdal ou non des oscillations.

On a un cycle limite : cas particulier d'attracteur (**Hubert GIÉ et Jean-Pierre SARMANT BUP p 729**). Ce cycle ne dépend que des propriétés de l'oscillateur.

L'oscillateur de Van der Pol n'est pas qu'un modèle : il permet de décrire le passage du courant dans certaines lampes à ampoules anciens (c'est ainsi qu'il a été découvert, par Balthasar van der Pol, dans les labos de Philips)

Écran

Ampli à lampe

Conclusion

Écran

Conclusion

- la puissance des portraits de phase, qui permettent de comprendre de nombreuses propriétés d'un oscillateur sans avoir la solution de l'équation différentielle à tout temps t
- L'enrichissement spectral trouve lui-même des applications : cristaux doubleurs de fréquence et ampli
- Et finalement les solutions stables le sont grâce aux non linéarités!

Peut être parler du chaos avec les ref d'Hugo