

*Pression de radiation: application aux
voiles solaires*

CARCY Cécile

TIPE 2009/2010

Introduction:

Aujourd' hui, ce phénomène, bien connu, fait preuve d'un enthousiasme particuliers : en effet de nombreuses applications, utilisant la pression de radiation, se développent, surtout dans le domaine de l'astronomie, à une échelle où cette force - aussi minime soit elle - ne peut pas être négligée et bien au contraire peut être utilisée à profit. L'application qui reste la plus audacieuse à ce jour est la voile solaire, qui pourrait dans un avenir plus ou moins proche remplacer la plupart des sondes dans des missions d'exploration.

Une première partie sera consacrée à l'étude de la pression de radiation finissant par un calcul sur les voiles solaires. Une seconde partie mettra en évidence brièvement deux phénomènes expliqués par la présence de la pression de radiation : l'orientation de la queue des comète et le refroidissement d'atomes par laser. Nous nous intéresserons ensuite à l'étude de la voile elle-même. Enfin nous modéliserons un voyage vers Mercure et Saturne, en analysant les trajectoires, la durée, modélisation dont nous montrerons par ailleurs les limites.

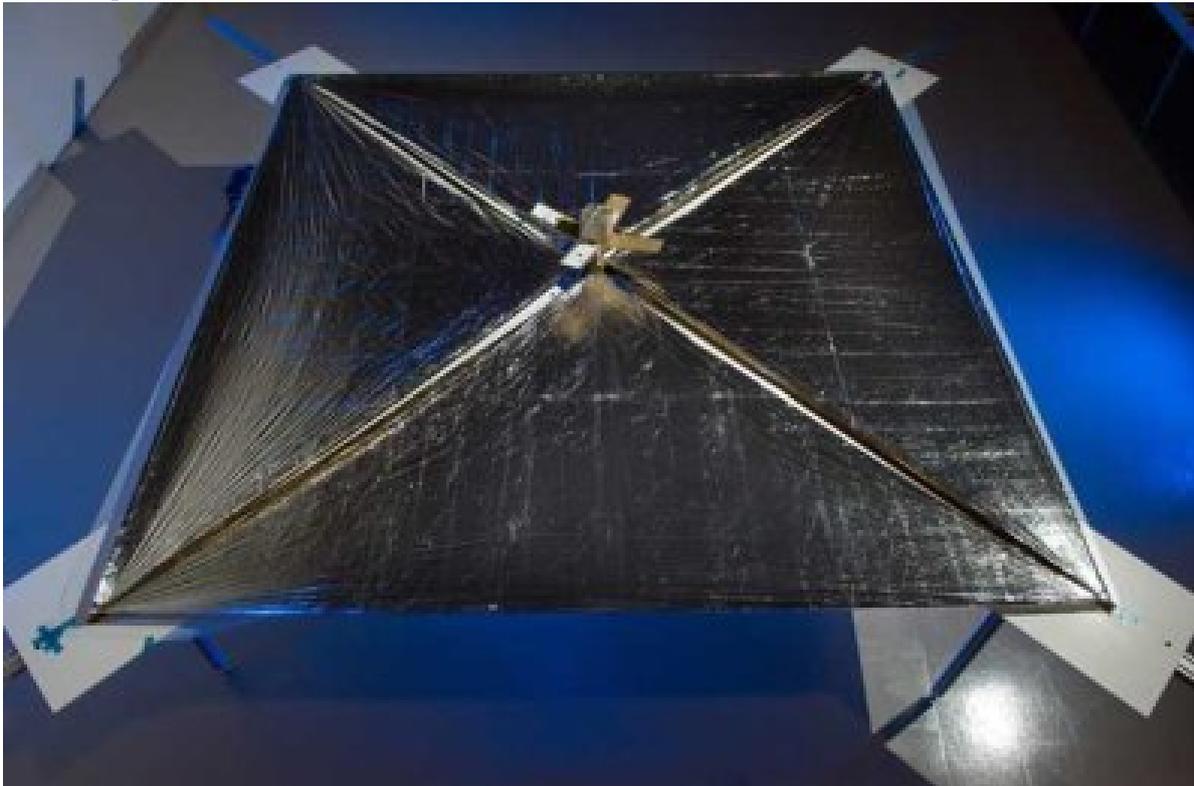


Table des matières

1	Pression de radiation	4
1.1	Photons et quantité de mouvement	4
1.1.1	Préliminaire	4
1.1.2	Impulsion d'un photon	4
1.2	Rayonnement solaire	5
1.2.1	Rayonnement électromagnétique	5
1.2.2	Vent solaire	7
1.3	Calcul de la pression de radiation	7
1.3.1	Coefficient de réflexion sur une surface (corps opaques)	7
1.3.2	Calcul avec un photon	7
1.3.3	Calcul pour une densité n de photons arrivant sur la surface dS sous un angle θ	7
1.3.4	Analyse des résultats	8
1.3.5	Pression de radiation : modèle ondulatoire	8
1.4	Et le vent solaire ?	9
1.5	Le radiomètre de Crookes	9
2	Quelques applications à la pression de radiation	10
2.1	Orientation de la queue des comètes	10
2.1.1	Présentation	10
2.1.2	Explication	10
2.2	Refroidissement d'atomes par laser	11
3	Les voiles solaires	12
3.1	Un peu d'Histoire...	12
3.2	Cahier des charges d'une voile solaire	12
3.3	Pilotage de la voile	13
3.3.1	Voile carrée, triangulaire ou rectangulaire	13
3.3.2	Voile circulaire déployé par un mouvement de rotation (ex : Znamia ou IKAROS)	13
3.3.3	L'Héliogyro (ex : cosmos-1)	13
3.3.3.1	Si $\alpha_1 = \alpha_3 = 0$ et $\alpha_2 = \alpha_4 \neq 0$	14
3.3.3.2	Si $\alpha_1 = \alpha_3 = \alpha_2 = \alpha_4$	14
3.3.3.3	Si $\alpha_1 = \alpha_3$, $\alpha_2 = \alpha_1 + \gamma$, $\alpha_4 = \alpha_1 - \gamma$	14
3.3.3.4	Conclusion	14
4	Modélisation d'un voyage vers des planètes planète du système solaire	15
4.1	Diriger la voile dans une direction donnée	15
4.2	Cas d'un voilier initialement en orbite solaire circulaire	16
4.2.1	La voile est constamment dirigée vers le soleil (i.e $\theta = \beta = 0$)	16
4.2.2	Cas où $\beta = 90^\circ$ (F_d dirigée selon \vec{v}_θ donc dans le sens et la même direction que \vec{v}_θ)	17
4.2.3	Cas où $\beta = -90^\circ$ (F_d dirigée selon $-\vec{u}_\theta$ donc dans le sens inverse et même direction que \vec{v}_θ)	18

4.3 Quelques approximations...	18
5 Conclusion	20

Chapitre 1

Pression de radiation

1.1 Photons et quantité de mouvement

1.1.1 Préliminaire

La pression de radiation mettant en jeu le rayonnement électromagnétique, il est important d'évoquer sa structure. Pour cela nous adopterons dans tout ce qui suit le modèle corpusculaire.

En 1190, Planck montre que lors de l'interaction de la matière avec un rayonnement électromagnétique, l'énergie échangée est un multiple de $h\nu$ avec h la constante de Planck ($h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J.s) et ν la fréquence de l'onde électromagnétique.

Ainsi une onde électromagnétique peut être modélisée par un rayonnement de photons, particules sans masse, neutres, se déplaçant à la vitesse de la lumière et transportant un quantum d'énergie :

$$E = h\nu \quad (1)$$

A.N : Pour une fréquence $\nu = 530$ nm (vert), $E = 3,5 \cdot 10^{-40}$ J

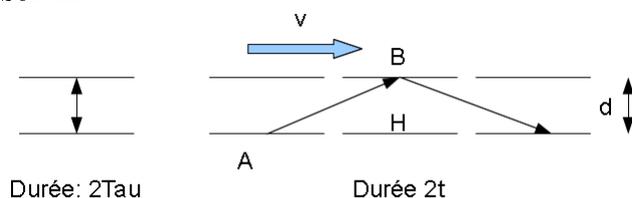
Dans les années 20, Arthur Compton met en évidence expérimentalement l'impulsion d'un photon.

Problème : comment un photon de masse nulle peut-il avoir une impulsion ? (car en mécanique classique, $p=mc$)

1.1.2 Impulsion d'un photon

Plaçons nous en mécanique relativiste. Considérons un photon qui se réfléchit sur deux miroirs séparés d'une distance d .

Schéma :



Soient R et R' deux référentiels galiléens en translation uniforme à la vitesse \vec{v} par rapport à R et dotons ces deux référentiels de 2 horloges que l'on synchronise. Dans chacun de ces référentiels, la durée d'un aller-retour est égale au quotient du trajet effectué par c la célérité de la lumière. On a alors :

$$BH = c\tau$$

$$AB = ct$$

$$AH = vt$$

d'après Pythagore $c^2t^2 = c^2\tau^2 + v^2t^2$

$$\text{d'où : } \tau = t \left(1 - \frac{v}{c}\right) \quad (2)$$

On appelle τ le temps propre (temps mesuré dans le référentiel lié au miroir). On introduit alors un quadrivecteur vitesse à quatre dimension :

$$u = \left(c \frac{dt}{d\tau}, \frac{dx}{d\tau}, \frac{dy}{d\tau}, \frac{dz}{d\tau}\right)$$

Propriété : la norme de ce quadrivecteur est indépendante du référentiel par transformation de Lorentz (changement de référentiel galiléen)

Or dans le référentiel propre de la particule $u = (c, 0, 0, 0)$ d'où :

$$(\text{partietemporelle})^2 - (\text{partiespatiale})^2 = c^2 \quad (3)$$

avec $\gamma = \frac{1}{1 - \frac{v}{c}}$ et $dt = \gamma d\tau$

On retrouve les mêmes propriétés concernant le quadrivecteur impulsion

$$p = mu = \left(\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z\right) \text{ avec } \frac{E}{c} = mc \frac{dt}{d\tau}, p_i = m \frac{di}{d\tau}$$

or dans le référentiel de la particule, $d\tau = dt$ et $v=0$, d'où

$$E^2 - c^2p^2 = m^2c^4 \quad (4)$$

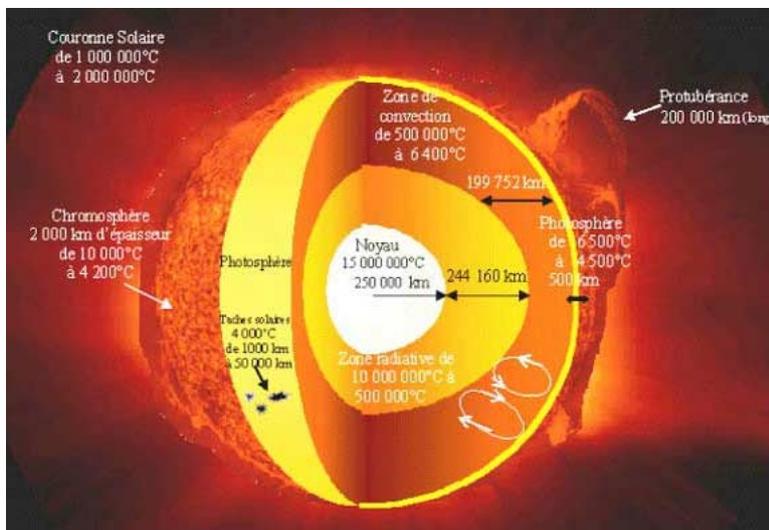
Ainsi pour un photon $m=0$ donc

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c}$$

Conclusion : Dans la suite de notre étude, un rayonnement électromagnétique sera représenté par un rayonnement de photons, chacun possédant une impulsion $p = \frac{h\nu}{c}$. Plus particulièrement, on va s'intéresser au rayonnement solaire dont les principales caractéristiques sont données dans le paragraphe suivant.

1.2 Rayonnement solaire

1.2.1 Rayonnement électromagnétique



D'où vient la puissance émise par le soleil ?

Dans le coeur du soleil, des réactions thermodynamiques transformant de l'Hydrogène en Hélium libère de l'énergie sous forme de photons (rayons X ou rayons gamma) qui mettent une dizaine de millions d'année pour atteindre après une suite d'absorptions et de réémissions à plus basse énergie.

Grâce à la loi de Planck, on peut calculer la puissance émise par le soleil (approximation des corps noir).

$$P_0 = 4\pi R_s^2 \sigma T^4 \quad (5)$$

avec : σ la constante de Boltzmann ($\sigma = 5.67640 \cdot 10^{-8} \text{W.m}^{-2}\text{K}^{-1}$)

T_s : température de surface du soleil ($T_s = 5860 \text{ K}$)

R_s : rayon du soleil ($R_s = 690 \cdot 10^6 \text{ m}$)

A.N : $P_0 = 3,85 \cdot 10^{26} \text{ W}$

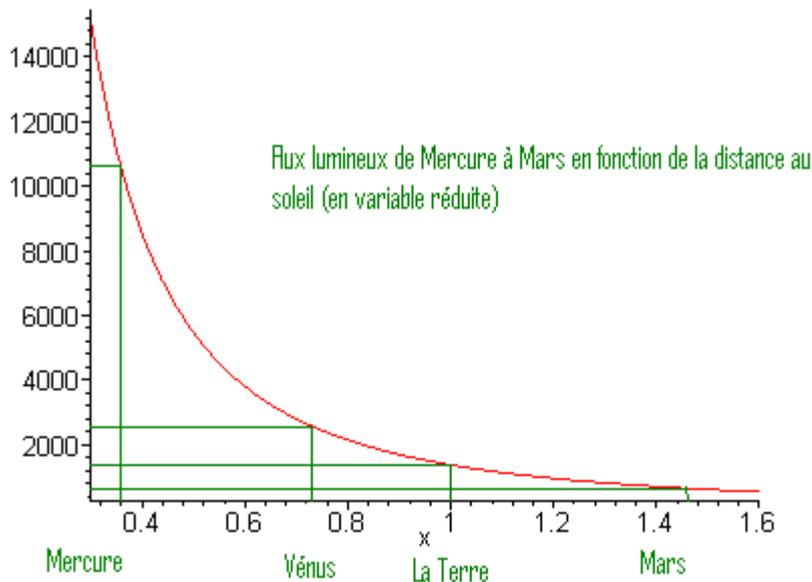
Considérons une surface d'aire S et située à une distance D du soleil. La puissance reçue par cette surface est :

$$P_r = P_0 \frac{\Omega}{4\pi} \text{ avec } \Omega \text{ angle solide } \Omega = \frac{S}{D^2}$$

$P_r = P_0 \frac{S}{4\pi D^2} = P_0 \frac{S}{4\pi U^2} \left(\frac{U}{D}\right)^2 = C \left(\frac{U}{D}\right)^2 S$ avec $C = \frac{P_0}{4\pi U^2} = 1367 \text{ W.m}^{-2}$ la constante solaire, et U : unité astronomique $U = 149597870 \text{ km}$

$$P_r = C \left(\frac{U}{D}\right)^2 S \text{ et } \phi_r = C \left(\frac{U}{D}\right)^2 \quad (6) \text{ le flux reçu}$$

Courbes :



Planètes	Distance au soleil (UA)	Flux ϕ_r (W.m^{-2})	ϕ_r / C
Mercure	0,387	9127	6,67
Vénus	0,723	2615	1,91
Terre	1	1367	1
Mars	1,523	589	0,43
Jupiter	5,203	50,5	$3,69 \cdot 10^{-2}$
Saturne	9,537	15,02	$1,09 \cdot 10^{-2}$
Uranus	19,229	3,69	$2,7 \cdot 10^{-3}$
Neptune	30,069	1,51	$1,1 \cdot 10^{-3}$

1.2.2 Vent solaire

Le vent solaire est un flux de plasma constitué d'ions et d'électrons. Le soleil perd environ 10^9 kg de matière par seconde sous forme de vent solaire. La vitesse moyenne du vent solaire est de 450km/s. Au niveau de la Terre, la densité de particule est de quelques dizaines de particules par cm^3 .

La vitesse des particules ainsi que la densité peuvent varier en fonction de l'activité solaire, notamment lors des éruptions solaires. Tout de même, nous montrerons plus loin que le vent solaire est négligeable devant le rayonnement électromagnétique dans le calcul de la pression de radiation.

1.3 Calcul de la pression de radiation

1.3.1 Coefficient de réflexion sur une surface (corps opaques)

Lors de l'interaction d'une surface avec un corps opaque, plusieurs phénomènes se produisent (on adopte ici le modèle corpusculaire en représentant le rayonnement par celui de N photons) :

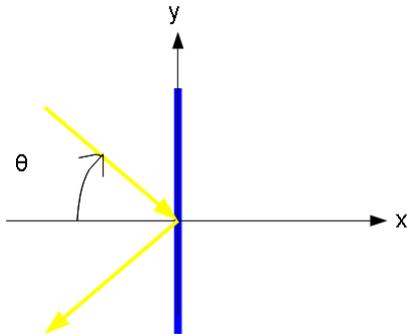
- Réflexion avec une proportion notée r ($r \in [0; 1]$) \Rightarrow certains sont réfléchis selon les lois de Descartes (avec une proportion égale à s) et les autres sont diffusés (1-s)
- les autres (1-r) sont absorbés

r et s dépendent des matériaux choisis.

1.3.2 Calcul avec un photon

Système = {photon + voile}

Schéma :



Postulat : conservation de la quantité de mouvement au cours du choc. D'où :

$\vec{p}_1 = \vec{p}_{descartes} = \frac{2h\nu}{c} \cos\theta \cdot r \cdot s \vec{u}_x$ (quantité de mouvement cédée par les photons se réfléchissant selon les lois de Descartes)

$$\vec{p}_2 = \vec{p}_{diffusés} = (1-s) \cdot r \cdot \frac{h\nu}{c} [(\cos\theta \vec{u}_x - \sin\theta \vec{u}_y + b_x \vec{u}_x]$$

$$\vec{p}_3 = \vec{p}_{absorbé} = \frac{h\nu}{c} (1-r) \cdot [\cos\theta \vec{u}_x - \sin\theta \vec{u}_y]$$

avec b_x un coefficient introduit caractérisant la diffusion.

Remarque :

1. Si les directions de diffusion sont équiprobables : $\vec{b} = \frac{1}{\pi} \cdot \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos\theta d\theta \vec{u}_x + \frac{1}{\pi} \cdot \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \sin\theta d\theta \vec{u}_y = \frac{2}{\pi} \vec{u}_x = b \vec{u}_x$
2. Etant donné que 95% du rayonnement est compris dans l'intervalle $[0, 5\lambda_m; 8\lambda_m]$, dans tous nos calculs, on prendra $\lambda = \lambda_m = 5,1 \cdot 10^{-7} m K^{-1}$ (d'après la loi de Wien)

1.3.3 Calcul pour une densité n de photons arrivant sur la surface dS sous un angle θ

Soit N le nombre de photons percutant dS pendant dt..

$N = ndS \vec{e} dt \cdot \vec{n} = n.c.\cos\theta dt dS$ avec $\phi_r = nch\nu$ le flux incident ou reçu (caractérise la source). On a donc :

$$\langle d^2 \vec{p} \rangle = \frac{1}{dt} \cdot \int_t^{t+dt} N \cdot (\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3) dt$$

$$\langle F_x \rangle = \langle \frac{d^2 p_x}{dt} \rangle = \frac{\phi_r}{c} ds \cdot \cos\theta \cdot [(rs + 1)\cos\theta + (1 - s)br] \quad (7)$$

$$\langle F_y \rangle = \langle \frac{d^2 p_y}{dt} \rangle = \frac{-\phi}{c} ds \cdot \cos\theta \cdot \sin\theta [1 - rs] \quad (8)$$

avec $\theta \in \left[\frac{-\pi}{2}; \frac{\pi}{2} \right]$

1.3.4 Analyse des résultats

Etudions les paramètres qui influent sur la force exercée par un rayonnement sur une voile solaire.

- La force est d'autant plus grande que la surface de la voile est importante.
- Plus le flux radiatif est grand, plus la force est importante. Ainsi si l'on prend le Soleil comme source émettrice, la pression de radiation évolue proportionnellement au flux radiatif donc inversement proportionnel à la distance au Soleil (cf tableau du 1.2.1 pour les applications numériques)
- Concernant les caractéristiques de la voile, il faut que celle-ci possède des coefficients r,s,b proches de 1, afin qu'elle se rapproche des caractéristiques d'un miroir parfait. Dans la réalité, on aura : $r \simeq 0,9$ $s \simeq 0,9$ et $b \simeq 0,8$. Avec ces valeurs on pourra prendre dans la suite, les valeurs approchées de $\langle F_x \rangle$ et de $\langle F_y \rangle$ suivantes :

$$\langle F_x \rangle = \frac{\phi_r}{c} ds \cdot \cos^2\theta \cdot [rs + 1] \quad (9)$$

$$\langle F_y \rangle = \langle \frac{d^2 p_y}{dt} \rangle = \frac{-\phi}{c} ds \cdot \cos\theta \cdot \sin\theta [1 - rs] \quad (8)$$

car $\frac{(1-s)br}{rs+1} = 0,024$

1.3.5 Pression de radiation : modèle ondulatoire

Dans ce paragraphe, un calcul simplifié de la pression de radiation va être mené au moyen du modèle ondulatoire de l'onde électromagnétique plane progressive dans le vide. Nous considérerons une surface métallique parfaite (approximation de l'effet de peau) sur laquelle arrive un onde oppm en incidence normale. Cette onde exerce une force volumique : $\frac{d^2 \vec{F}}{ds dx} = \rho \vec{E} + \vec{j} \wedge \vec{B} = \vec{j} \wedge \vec{B} = j(x) \vec{u}_y \wedge B \vec{u}_z = j(x) B \vec{u}_x$ ($\rho = 0$ par approximation de l'effet de peau)

d'où : $\vec{dF} = dS \int_0^\delta j(x) B(x) dx \vec{u}_x$. Or en négligeant $\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ (approximation de l'effet de peau) on a $\mu_0 j \vec{u}_x = r \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow \mu_0 j = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$. Enfin en calculant l'intégrale on trouve :

$\vec{dF} = 2\varepsilon_0 E(0)^2 \cos^2(\omega t) dS \vec{u}_x$ et $\langle \vec{dF} \rangle = \varepsilon_0 E(0)^2 dS \vec{u}_x$. Or pour une oppm dans le vide, en incidence normale, $\phi_r = \frac{\varepsilon_0 c}{2} \cdot E(0)^2$

donc finalement on obtient le même résultat que précédemment (en prenant r=b=s=1 et $\theta = 0$) :

$$\langle \vec{dF} \rangle = \frac{2\phi_r}{c} dS \vec{u}_x \quad (9)$$

1.4 Et le vent solaire ?

Montrons que les effets du vent solaire sont négligeables. Au voisinage de la Terre, la densité de particule (composé principalement de protons et d'électrons) est de $n=10$ particules. m^{-3} . Posons $m=10^{-27}kg$ la masse d'une particule. Chaque particule, dans les conditions idéales transmettra une impulsion $p = 2mv = 2.10^{-21}kg.m.s^{-1}$ ($v=500km.s^{-1}$)

Ainsi $F_{vent} = \frac{\Delta p}{\Delta t} = \frac{Np}{\Delta t} = nvpdS \Rightarrow \frac{F_{vent}}{dS} = 2nmv^2 = 5.10^{-9}N.m^{-2}$ et $\frac{F_{vent}}{F_{radiation}} = 6.10^{-4}$ au voisinage de la Terre.

Conclusion : dans les reste de notre étude, on négligera le vent solaire

1.5 Le radiomètre de Crookes



Le radiomètre de Crookes est un moulin libre de tourner autour d'un axe central. Il est composé d'ailettes en mica comportant :

- Un coté noir qui absorbe le rayonnement incident
- Un coté brillant de type miroir qui réfléchit le rayonnement

Avec ce radiomètre on peut réaliser deux expériences :

1. Le radiomètre est éclairé en lumière blanche "normale". On observe que les ailettes tournent dans le sens tel que les faces noires "poussent".
2. Le radiomètre est éclairé par un laser Argon de 400mW. Le radiomètre tourne alors dans le sens inverse.

Interprétation :

Deux actions principales s'exercent sur le radiomètre :

1. Pression de radiation
2. Pression due à l'échauffement des particules de gaz dans l'enceinte (coté noir). En effet, le coté noir, en absorbant le rayonnement s'échauffe et par conduction échauffe les molécules de gaz à son contact d'où une augmentation de la pression.

Ainsi dans l'expérience 1, la puissance incidente est trop faible et la pression due à l'échauffement des gaz l'emporte sur la pression de radiation, ce qui explique le sens de rotation du radiomètre.

Dans la deuxième expérience c'est le contraire.

Conclusion : le radiomètre de Crookes est un appareil permettant de mettre en évidence la pression de radiation.

Chapitre 2

Quelques applications à la pression de radiation

2.1 Orientation de la queue des comètes

2.1.1 Présentation



Les comètes sont des corps de quelques centaines de km de diamètre composées à 3/4 de glace et de poussières, en orbite plate autour du soleil. A l'approche de celui-ci, les glaces à la surface du noyau se vaporisent, entraînant avec des particules de poussière, le tout formant ce que l'on appelle la chevelure de la comète, à l'origine de la formation des différentes sortes de queue d'une comète.

1. La queue de plasma : elle est droite et dirigée à l'opposé du soleil. Sa couleur bleuâtre est due à la fluorescence des ions CO^+ (100 millions de km).
2. La queue de poussière : elle est formée de particules de poussière éjectées lorsque le noyau se sublime. Elle est orientée à l'opposé du soleil mais possède une certaine courbure (10 millions de km).
3. La queue d'hydrogène invisible à l'oeil nu.

2.1.2 Explication

L'orientation de la queue de poussière s'explique par la pression de radiation. En effet les particules de poussière étant très légères (très fines), la pression de radiation l'emporte sur la force d'interaction gravitationnelle exercée par le soleil. En supposant la masse volumique ρ_c des poussières constante, on peut calculer le rayon limite d'un grain de poussière.

En effet si on considère un grain de poussière sphérique de rayon μ , situé dans l'espace à la distance r du soleil. Il reçoit une énergie δW pendant dt . Supposons que cette énergie soit totalement absorbée. La force répulsive a alors pour expression : $\vec{F} = \frac{1}{c} \frac{\delta W}{dt} \vec{u}_r$ (10)

$$\text{or } \delta W = P dt \cdot \frac{\pi \mu^2}{4\pi r^2} = \frac{P}{4c} \left(\frac{\mu}{r}\right)^2$$

La force d'interaction gravitationnelle est : $\vec{F}_{grav} = \frac{-G\rho_c M_s \frac{4}{3}\mu^3}{r^2} \vec{u}_r$ et $F > F_{grav} \implies \mu < \frac{3P}{16.c\rho_c G M_s}$

(11)

A.N : $\mu_l = 1,89 \cdot 10^{-7} \text{m}$

Remarque : La courbure est due au fait que la poussière est entraînée dans toutes les directions jusqu'à plusieurs km avant d'être entraînée par la pression de radiation.

La queue d'ions est composée de gaz ionisés . Ceux-ci sont repoussés par le vent solaire d'où l'orientation de cette queue.

2.2 Refroidissement d'atomes par laser

Le refroidissement d'atomes par laser est aujourd'hui une technique qui permet de refroidir un gaz atomique jusqu'à des températures de l'ordre de quelques μK . Il est à la base d'une grande variété d'applications, incluant l'horloge atomique, l'interféromètre à atome et la focalisation de faisceaux atomiques.

Pour un gaz parfait, la statistique de Boltzmann permet d'obtenir une loi reliant la vitesse quadratique des atomes, notée u à la température T : $3k_bT = mu^2$ avec m la masse d'un atome de gaz. Ainsi le refroidissement consiste en une diminution de la vitesse quadratique des gaz.

Il suffit ainsi d'exercer sur l'atome une force de type frottement visqueux (qui s'oppose à la vitesse \vec{v} de l'atome) de la forme $\vec{f} = -\alpha \vec{v}$. On aura alors par application du principe fondamental de la dynamique (en négligeant le poids) : $\vec{v}(t) = \vec{v}_0 \cdot e^{-\frac{\alpha t}{m}}$

Ainsi on utilise la force exercée par un rayonnement sur les particules de gaz pour refroidir celles-ci.

Considérons un faisceau d'atomes de vitesse \vec{v} de masse m et entrant en choc frontal avec un faisceau laser de fréquence ν_L . La fréquence ν_L a été choisie de manière à être légèrement inférieure à la fréquence de résonance ν_0 des atomes (fréquence à laquelle un rayonnement électromagnétique peut être absorbé). Par effet Doppler, les atomes "voient" les photons incidents avec une fréquence $\nu'_L = \nu_L(1 + \frac{v}{c})$. Ainsi si l'on prend v tel que $\nu'_L = \nu_L(1 + \frac{v}{c}) = \nu_0$ les atomes vont pouvoir absorber et réémettre des photons. Lors du choc, l'atome reçoit dans le sens de l'onde incidente et par conservation de la quantité de mouvement lors de l'absorption du photon : $\frac{h\nu_0}{c} = m\Delta v$. Ensuite il va se désexciter par émission spontanée : $\frac{h\nu_0}{c} = m\Delta v$ (direction aléatoire)

Remarque : $v_r = \frac{h\nu_0}{cm}$ est la vitesse de recul($v_r = 6\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$ pour un atome de Rubidium)

Il y a 10^8 cycles par seconde toujours pour l'atome de Rubidium. Au cours de chacun de ces cycles, l'atome absorbe un photon d'énergie $h\nu_L$ puis réémet un photon d'énergie $h\nu_0$ et donc perd au cours de ce processus une énergie cinétique correspondant à $-h(\nu_L - \nu_0) = h\nu_L \frac{v}{c}$ qui est proportionnel au décalage Doppler. Au contraire si un atome se déplace dans une direction opposée à la source de lumière, $\nu'_L = \nu_L(1 - \frac{v}{c})$ assez éloigné de ν_0 tel qu'il n'y ait peu ou pas d'absorption. Ceci permet ainsi d'arrêter des atomes ayant une vitesse initiale de quelques centaines de mètre par seconde en quelque milliseconde.

A.N : Pour le Rubidium

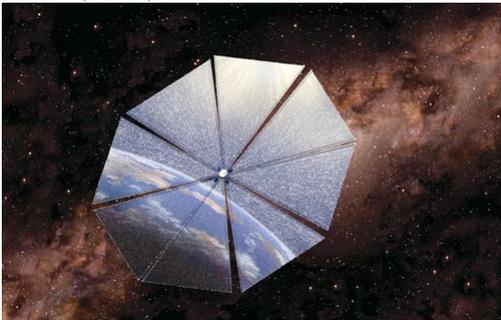
$m = 1,4510^{-25} \text{kg}$, $\lambda = 0,78 \mu\text{m}$, $v_r = 6,00 \text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$, il faut $2,5 \cdot 10^{-4}$ seconde pour arrêter un atome.

Chapitre 3

Les voiles solaires

3.1 Un peu d'Histoire...

- 1616 : Kepler suppose l'existence d'une force exercée par le rayonnement solaire en observant l'orientation de la queue des comètes.
- 1873 : Maxwell, grâce à ses travaux sur l'électromagnétisme explique ce phénomène.
- 50's : Premiers articles scientifiques à propos de ce "miroir de l'espace".
- 70 : L'effet de la pression de radiation sert pour la première fois pour l'orientation de la sonde Mariner 10.
- 81 : Création en France de l'U3P (Union pour la Promotion de la Propulsion Photonique).
- 93 : Déploiement par les russes du miroir solaire Znamia
- 2005 : Lancement de la première voile solaire dans l'espace mais un échec.
- 20 mai 2010 : Lancement de IKAROS par l'agence spatiale japonaise est un succès. IKAROS pèse 315 kg dont 15 kg pour la voile d'une épaisseur de quelques micromètres, pour une surface de 200 m^2 . La durée de l'expérience est de 6 mois.
- Fin 2010 : LightSail-1, une autre voile solaire, d'une surface de 32 m^2 pour une masse de 5kg (voile) va être lancée à 800 km d'altitude...

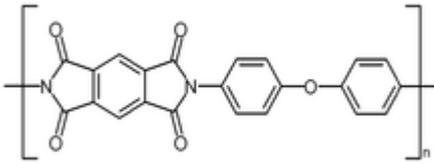


3.2 Cahier des charges d'une voile solaire

1. La voile doit être grande et légère, doù la nécessité d'utiliser des matériaux fins, possédant une masse surfacique peu élevée. Problème : rigidité.
2. Les éléments constituant la voile doivent pouvoir résister aux différences extrêmes de température et aux radiations élevées dans l'espace.
3. Les matériaux utilisés pour la voile doivent avoir des coefficients de réflexion (r) et de spécularité (s) élevés (donc être très lisses)
4. La voile solaire doit enfin être très maniable et posséder un système de dépliage sûr (pas de déchirement, pas de plis formés lors du dépliage).

Le matériel retenu lors des précédent vols est du Mylar ou du Kapton, le tout aluminisé pour que la surface soit réfléchissante. Aujourd’hui, on préfère tout de même le Kapton qui résiste mieux à l’exposition aux radiations. En outre,

- il reste stable dans un large éventail de températures (de -273 à 400 °C)
- il est très résistant.



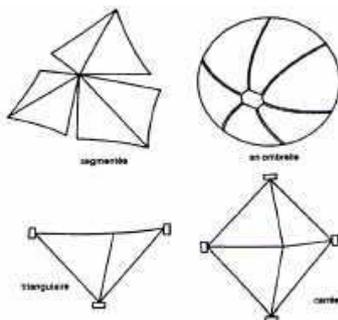
De plus, les technologies actuelles permettent de fabriquer des voiles de masse volumique $0,1g/m^2$ pour une épaisseur d’un micromètre recouvert de 20nm d’aluminium

Remarque : en dessous de 20nm, les photons traverseraient le métal au lieu de “rebondir”.

3.3 Pilotage de la voile

Dans cette partie, les différents types de voile seront brièvement présentés, nous nous intéresserons enfin plus particulièrement à l’une d’entre elles : l’héliogyro qui est de loin la plus maniable.

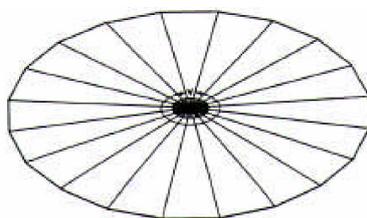
3.3.1 Voile carrée, triangulaire ou rectangulaire



Avantages : très stable et résistante.

Inconvénients : peu maniable.

3.3.2 Voile circulaire déployé par un mouvement de rotation (ex : Znamia ou IKAROS)



Avantages : stabilité

Inconvénients : peu maniable, lourde

Une fois sur orbite, la voile solaire est mise en rotation. La force centripète entre le dépliage de celle-ci. Pour se diriger, elle est dotée de 8 parties telles que le passage d’un courant modifie le coefficient de réflexion.

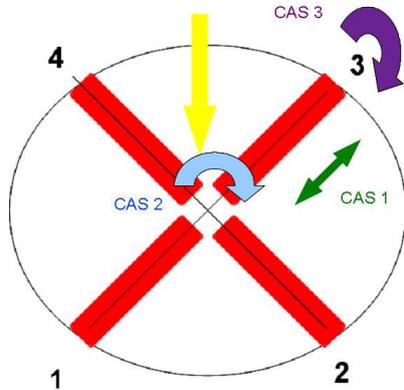
3.3.3 L’Héliogyro (ex : cosmos-1)

Avantages : très maniable

Inconvénients : un peu moins stable que les deux modèles précédents

L'hélogyro est constitué de pales de dimension et forme variable selon les modèles. C'est en orientant ces pales de différente manière que l'on arrive à le piloter ; en fait c'est le même principe que celui utilisé par exemple sur les drones.

Prenons par exemple une voile munie de 4 pales rectangulaires qui peuvent pivoter selon un angle α par rapport au plan de la voile. On a plusieurs configurations : (l'indice i désigne ici chaque pale)



3.3.3.1 Si $\alpha_1 = \alpha_3 = 0$ et $\alpha_2 = \alpha_4 \neq 0$

La force créée par le rayonnement est normale aux pales. Ainsi dans cette configuration, il existe une résultante des forces selon l'horizontale. La voile a un mouvement de translation horizontale comme indiqué ci-dessus. En effet les deux pales opposées étant orientées de la même manière, le moment au centre est nul.

3.3.3.2 Si $\alpha_1 = \alpha_3 = \alpha_2 = \alpha_4$

Résultante des forces : pas de composante horizontale
Par contre le couple des forces est non nul.

3.3.3.3 Si $\alpha_1 = \alpha_3$, $\alpha_2 = \alpha_1 + \gamma$, $\alpha_4 = \alpha_1 - \gamma$

En plus du moment autour de l'axe vertical passant par O, les pales 2 et 4 créent un moment autour de l'axe (1-3)

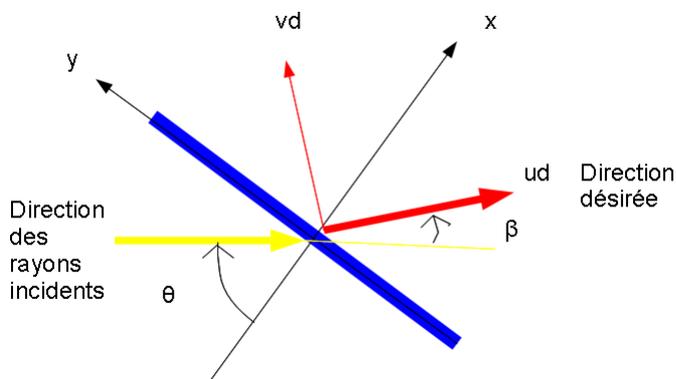
3.3.3.4 Conclusion

La pale possède 6 degrés de liberté.

Chapitre 4

Modélisation d'un voyage vers des planètes planète du système solaire

4.1 Diriger la voile dans une direction donnée



Pour étudier l'effet de la pression de radiation, on considère une voile de surface S soumise uniquement à la pression de radiation. On note ϕ_r le flux incident.

Objectif : diriger la voile dans la direction \vec{u}_d qui fait un β avec la direction des rayons incidents (rayons parallèles entre eux).

En projetant l'expression de la force calculée dans le 1.3.4, on obtient l'expression approchée :

$$F_d = \frac{\phi_r S}{c} \cos\theta \cdot [\cos(2\theta - \beta) + \cos\beta]$$

Pour calculer l'angle optimal θ par rapport auquel on doit orienter la voile solaire dans le but d'avoir F_d le plus grand possible en fonction de β , on résout :

$\frac{dF_d}{d\theta} = 0$ et on obtient la condition : $\tan(\theta - \beta) = -2 \cdot \tan(\theta)$, équation qui, au moyen des formules trigonométriques, se ramène à la résolution d'une équation du second degré.

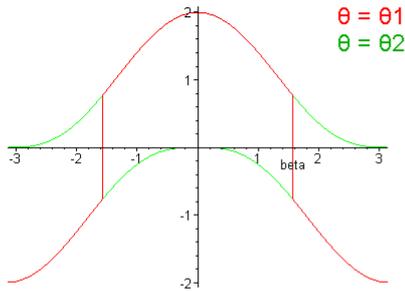
On obtient ainsi deux racines (une correspondant au maximum et l'autre au minimum)

$$\theta_1 = \frac{-3 + \sqrt{9 + 8 \tan^2 \beta}}{4 \cdot \tan \beta} \quad (12)$$

$$\theta_2 = \frac{-3 - \sqrt{9 + 8 \tan^2 \beta}}{4 \cdot \tan \beta} \quad (13)$$

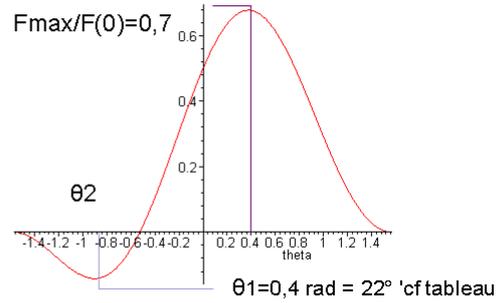
valeur de β (en degré)	θ_m (en degré)	Valeur ($\frac{F_d}{F_{dmax}}$)
0	0	1
20	6.72	0.96
45	15.68	0.81
60	31.6	0.68
90	35	0.38

Graphiques :

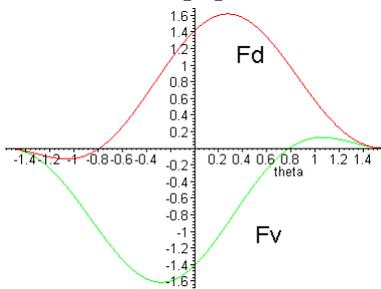


Valeur de F_d pour $\theta = \theta_1$ et $\theta = \theta_2$ en fonction de β

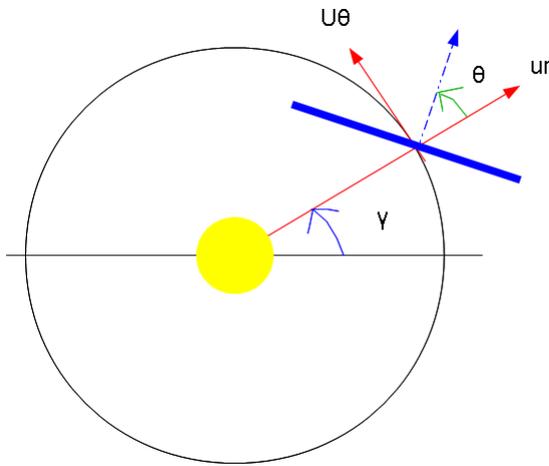
F_d/F_{dmax} en fonction de θ pour β fixé (ici $\beta = \pi/3$)



Attention : il ne faut pas oublier la composante de la force exercée par le rayonnement dans la direction perpendiculaire à \vec{F}_d , notée \vec{F}_v car celle-ci peut être responsable d'une modification de la trajectoire non négligeable si elle est trop importante. Par exemple pour $\beta = \pi/4$ on a :



4.2 Cas d'un voilier initialement en orbite solaire circulaire



4.2.1 La voile est constamment dirigée vers le soleil (i.e $\theta = \beta = 0$)

Remarque : ici on prend contrairement au paragraphe précédent $-\theta$

On considère la voile initialement pliée en rotation circulaire uniforme autour du soleil, à la distance r_0 . A $t = 0s$ on ouvre la voile. Celle-ci est alors soumise en plus de la force d'interaction gravitationnelle à la pression de radiation. Enfin on néglige toutes les autres interactions et on oriente la voile de telle que $\theta = 0$.

On applique la relation fondamentale de la dynamique au système voile solaire dans le référentiel de Képler, que l'on projette selon les deux axes \vec{u}_r et \vec{u}_θ (mouvement plan).

$$(\vec{u}_r) \ddot{r} - r\dot{\gamma}^2 = \frac{-1}{r^2} \left[GM_s - \frac{KS}{mc} \cdot \cos\theta \cdot (2\cos^2\theta + rs - 1) \right] \quad (14)$$

$$(\vec{u}_\theta) \ddot{r}\dot{\gamma} + 2.\dot{r}\dot{\gamma} = \frac{-2}{r^2} \frac{KS}{cm} . \cos^2\theta \sin\theta \quad (15)$$

avec $K = CU^2$ (cf 1.2.1 pour les notations)

Soit avec $\theta = 0$

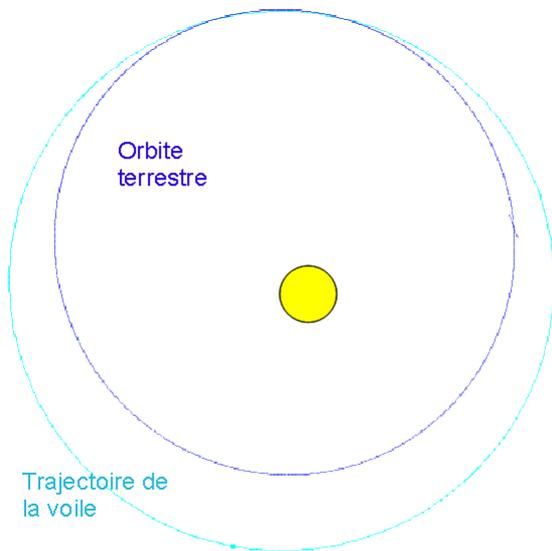
$$(\vec{u}_r) \ddot{r} - r\dot{\gamma}^2 = \frac{-1}{r^2} [GM_s - \frac{KS}{mc} . (rs + 1)] = \frac{-1}{r^2} D \quad (16) \text{ avec } D \text{ une constante } 0 < D < GM_s$$

$$(\vec{u}_\theta) \ddot{r}\dot{\gamma} + 2.\dot{r}\dot{\gamma} = 0 \quad (17)$$

Ainsi c'est comme si la voile était en mouvement sous l'effet d'un soleil plus "léger".

Si la voile était lancée orthoradialement à une distance r_0 du soleil avec une vitesse initiale v_0 vérifiant $v_0^2 = \frac{D}{r_0}$ alors on obtiendrait une trajectoire circulaire. La vitesse de rotation serait alors égale à $\frac{\sqrt{D}}{r_0^{3/2}}$ plus petite que dans le cas "normal" (sans pression de radiation).

Si la voile se déplie alors qu'elle est déjà sur une orbite circulaire r_0 du soleil, l'effet de la force perturbatrice va entraîner une trajectoire elliptique.

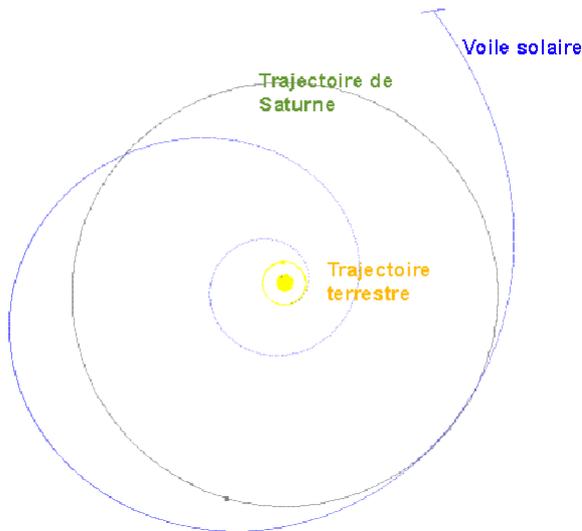


4.2.2 Cas où $\beta = 90^\circ$ (F_d dirigée selon \vec{u}_θ donc dans le sens et la même direction que \vec{v}_0)

D'après 4.1) on a $\theta = -35^\circ$.

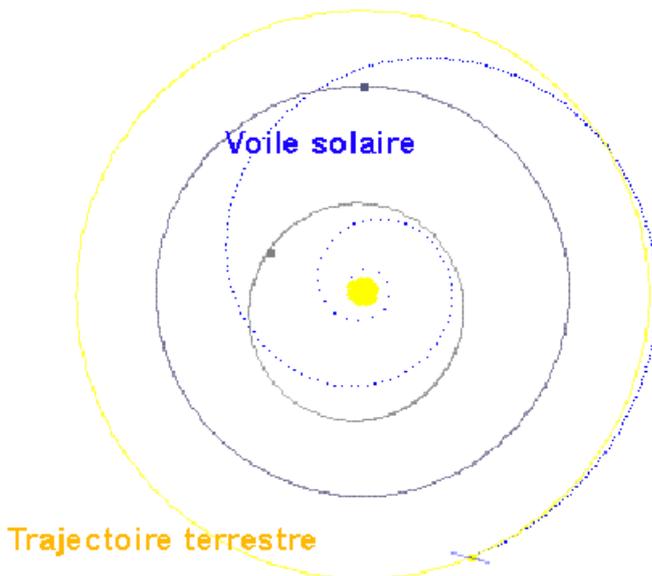
La force \vec{F}_d agit comme une force perturbatrice ($\|\vec{F}_d\| \ll \|\vec{F}_{gravitation}\|$). Dans ce cas-ci, elle est orientée selon \vec{u}_θ donc l'énergie cinétique de la voile solaire augmente (travail moteur). Donc on obtient une trajectoire circulaire que l'on peut tracer à l'aide de logiciels de calcul formel. Grâce à un logiciel, on peut calculer la durée que mettrait une voile solaire pour atteindre Saturne : 11 ans. Ce qui est beaucoup comparé à la durée que met une sonde classique (3 ans environ) !!

Remarque : l'orientation de la voile solaire est primordiale : en effet si on oriente la voile tel que $\theta = -60^\circ$ elle met alors 42 ans pour atteindre l'orbite de Saturne.



4.2.3 Cas où $\beta = -90^\circ$ (F_d dirigée selon $-\vec{u}_\theta$ donc dans le sens inverse et même direction que \vec{v}_0)

D'après 4.1) on a $\theta = -35^\circ$. La force qu'exerce le rayonnement solaire sur la voile est similaire à une force de frottement. On obtient donc, à l'inverse du cas précédent une trajectoire elliptique décroissante. On peut de même calculer le temps que mettrait la voile pour atteindre Mercure. La durée du voyage serait de 8 mois, contre 5 pour une sonde "classique".



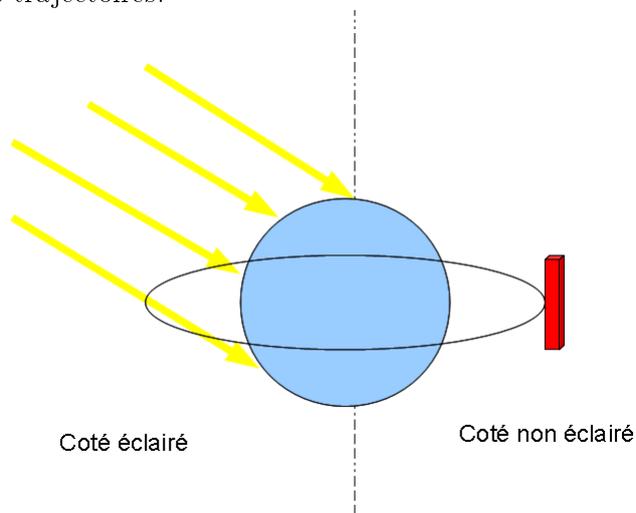
4.3 Quelques approximations...

Les trajectoires modélisées ne tiennent pas compte en effet de plusieurs paramètres qui sont cruciaux dans le déroulement d'une tel projet. Nous allons donc faire état de ces approximations et tenter de trouver des solutions.

Les cônes d'ombre :

Dans le paragraphe précédent, nous avons considéré les voiles solaires initialement en orbite autour du soleil. Dans ce cas-ci, la variation de luminosité lors du passage d'une planète sur la direction

voile-soleil n'a que très peu d'incidence, à condition que la voile soit très éloignée de celle-ci. (En effet l'angle solide sous lequel la voile solaire voit la planète est très faible compte tenu des distances). Par contre lors de la mise en orbite autour du soleil, ce phénomène ne peut pas être négligé dans l'étude des trajectoires.



Lorsque la voile solaire est située dans le cône d'ombre, son accélération orthoradiale s'annule. Elle n'est plus soumise qu'à la force de gravitation terrestre. Les trajectoires sont donc modifiées.

De plus, on a négligé le vent solaire qui peut l'être dans une première approche dans l'étude de voiliers solaires mais qui bien sûr, dans la réalité ne peut pas l'être en raison de la précision très grande que nécessite une telle opération. De plus en fonction de l'activité solaire ce flux varie en intensité de manière spontanée.

Chapitre 5

Conclusion

La pression de radiation, bien que très faible permet donc non seulement d'expliquer, en théorie, des phénomènes tous simples comme l'orientation de la queue des comètes mais bien plus encore, utilisé convenablement, il se révèle même d'une grande efficacité pratique. Refroidissement d'atome par laser ou voile solaire, les exemples ne manquent pas, car bien plus encore qu'une force exercée sur une surface solide réfléchissante, la pression de radiation trouve d'autres applications dans le domaine des ondes acoustiques. J'ai choisi de m'intéresser plus particulièrement aux voiles solaires, un projet ambitieux et novateur qui au départ a laissé beaucoup de sceptiques. Aujourd'hui, après le premier lancement réussi d'un prototype de voile solaire, la tendance semble changer. Les voiles solaires pourraient ainsi, si les études menées en ce moment s'avéraient fructueuses, remplacer une partie des sondes spatiales envoyées à la conquête des planètes de notre système solaire. Le solaire n'a donc pas fini d'étendre le champ de ses potentialités.

Bibliographie

[1] <http://www.u3p.net>

[2] <http://trs-new.jpl.nasa.gov/dspace/bitstream/2014/18379/1/99-1857.pdf>

[3] <http://trs-new.jpl.nasa.gov/dspace/bitstream/2014/17917/1/99-1367.pdf>

[4] Simulateur de M. Matthieu Brangier

Remerciement à M. Jean Yves Prado, chercheur à l'ONERA, membre de l'U3P, et spécialiste du sujet.