

# Conception de capteurs optroniques

JEAN-LOUIS MEYZONNETTE

# Table des matières

<b>I. Présentation</b>	<b>3</b>
<b>II. Cours</b>	<b>4</b>
1. Les capteurs optroniques.....	<b>4</b>
1.1. Domaines d'application.....	<b>4</b>
1.2. Phases de conception d'un capteur.....	<b>5</b>
1.3. Grandes familles de capteurs.....	<b>7</b>
2. Notions générales de radiométrie.....	<b>10</b>
2.1. Les grandeurs de base.....	<b>10</b>
2.2. Relations entre grandeurs radiométriques.....	<b>11</b>
2.3. Quelques exemples de rayonnement.....	<b>14</b>
3. Le signal dans un capteur optronique.....	<b>18</b>
3.1. Propagation des rayonnements.....	<b>18</b>
3.2. Propriétés radiométriques d'un instrument optique.....	<b>20</b>
3.3. Calcul du flux incident sur le détecteur d'un capteur optronique.....	<b>21</b>
4. Rapport signal à bruit et performance du capteur.....	<b>23</b>
4.1. Le signal électrique en sortie du détecteur.....	<b>23</b>
4.2. Les sources du bruit dans un capteur optronique.....	<b>24</b>
4.3. Rapport signal à bruit et optimisation.....	<b>25</b>
4.4. Performance et bilan de liaison (portée).....	<b>27</b>
<b>III. Etude de cas</b>	<b>30</b>
1. Statistique du signal électrique.....	<b>30</b>
2. Probabilité de fausse alarme : choix du seuil.....	<b>31</b>
3. Probabilité de détection et valeur minimale du rapport signal à bruit.....	<b>34</b>
<b>IV. Exercice</b>	<b>37</b>
1. Test de connaissances.....	<b>37</b>
2. Exercice.....	<b>37</b>
<b>Conclusion</b>	<b>39</b>
<b>Solution des exercices</b>	<b>40</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>43</b>

# I. Presentation

## *Module :*

---

Capteurs à semi-conducteurs et applications

## *Auteur(s):*

---

Jean-Louis MEYZONNETTE - Institut d'Optique – Graduate School

## *Résumé :*

---

Ce cours a pour objet de donner les éléments de base en conception de capteurs optroniques. On rappelle d'abord les principales applications de l'optronique, les étapes à suivre pour concevoir de tels systèmes, et les grandes familles de capteurs. On décrit ensuite les notions les plus utiles en radiométrie, et en propagation, pour calculer le signal optique reçu par le détecteur. Enfin, on termine par le calcul du rapport signal à bruit et l'évaluation de tels capteurs, sous la forme de bilan énergétique.

## *Mots clés :*

---

capteurs optroniques, radiométrie, rapport signal à bruit, bilan de performance

## *Pré-requis :*

---

Licence ou première année d'école d'ingénieur

## *Objectif(s) pédagogique(s) :*

---

Comprendre le comportement des capteurs optiques à traitement électronique et acquérir les bases de leur conception.

## *Plan du cours :*

---

- Introduction
- Les capteurs optroniques
- Notions générales de radiométrie
- Le signal dans un capteur optronique
- Rapport signal à bruit et performance du capteur

## *Conception & production :*

---

PRN - Le Mans Université

## *Licence:*

---

Licence GNU<sup>1</sup>

1 - <http://www.gnu.org/licenses/fdl.txt>

# II.Cours

L'objet de ce cours est de donner les éléments de base pour la conception de capteurs optroniques, c'est à dire constitués d'éléments optiques et électroniques. La première partie présente les principales applications de l'optronique, les différentes étapes à suivre dans la conception, ainsi que les grandes familles de capteurs. Parce que le signal primaire de ces capteurs est optique, on décrit, dans la seconde partie, les grandeurs de base en radiométrie et leurs relations, de même que des exemples de rayonnement optique. La troisième partie traite de la propagation du rayonnement, du rôle de l'optique, pour en arriver au calcul du flux, ou signal optique reçu par le détecteur, qui le convertit en signal électrique. Enfin, la dernière partie concerne l'évaluation de tels capteurs, fondée sur la valeur de leur rapport signal à bruit, et que l'on traduit souvent sous la forme de « bilan de liaison », ou « bilan de portée ».

## 1. Les capteurs optroniques

### 1.1. Domaines d'application

L'association des termes «**électronique**» et «**optique**» est à l'origine de divers vocables : on dit d'un matériau qu'il est «**électro-optique**» si ses propriétés optiques (transmission, indice de réfraction, biréfringence,...) sont modifiables sous l'action d'un champ électrique.

«**L'optoélectronique**» désigne les composants qui transforment les photons en électrons, ou vice-versa (détecteurs, lasers, diodes électroluminescentes ou laser), ceux qui transportent la lumière (fibres optiques), l'amplifient, ou la modulent.

Quant au terme «**optronique**», il a une connotation « système », et désigne les capteurs, dispositifs, instruments, appareils, équipements, systèmes,...(dénomination variable suivant la complexité) qui, combinant optique et électronique, sont utilisés dans de nombreux domaines, parmi lesquels :

- **Défense** : Souvent associés au radar, omniprésents en défense, les équipements optroniques apportent leurs avantages en discrétion (quand ils émettent, leur émission est plus directive que celle du radar) et en précision angulaire, qualité traditionnelle de l'optique. L'optronique permet d'améliorer l'observation sur le champ de bataille, pour l'aide à la navigation, le pilotage, la reconnaissance et l'identification de cibles, le guidage d'armement. Pour neutraliser ces équipements très efficaces, les contre-mesures optroniques sont en très fort développement.
- **Spatial** : L'optronique spatiale intervient dans l'aide à la navigation des satellites (senseurs d'horizon ou d'étoiles), l'observation de la terre et de l'espace, le suivi des ressources terrestres, l'astronomie,...Il existe aussi des programmes de recherche en télécommunications spatiales par laser, destinés aux transmissions à très grandes distances, par exemple entre satellites géostationnaires et satellites à orbites basses.
- **Télécommunications** : Parmi les raisons qui expliquent l'emploi croissant des fibres optiques en télécommunications, on peut citer : faibles pertes, bandes passantes élevées, légèreté, encombrement réduit, possibilité d'exposition à des tensions élevées, absence d'étincelles, de conduction, de boucles de masse, de rayonnement, insensibilité aux perturbations optiques ou électromagnétiques, .... Des terminaux à fibre optique de hautes capacités sont maintenant disponibles à coûts compétitifs.
- **Industrie** : En fabrication industrielle, on trouve de plus en plus d'équipements laser pour la découpe, la soudure, le marquage. L'optronique intervient aussi en contrôle industriel, pour les mesures de : température, débit (fluides), déplacement, vitesse, accélération, pression (fluides, acoustiques), humidité, contraintes, forces, charges, gaz, pollution, niveau (liquides), vibrations, chocs, couples, formes de surfaces...Ces

capteurs sans contact ne perturbent pas les phénomènes observés, et peuvent fonctionner en présence d'agressions chimiques (corrosion), mécaniques (vibrations, pression, choc), thermiques, électriques, magnétiques ou radiatives (milieu nucléaire), grâce à la possibilité d'éloigner le capteur du point de mesure. Ils prennent une place grandissante en robotique (reconnaissance par traitement d'image), surveillance industrielle et environnementale, analyse chimique, métrologie,... Ils s'introduisent dans les transports, pour l'aide à la vision, l'anticollision,...

- **Grand public** : L'image prend une place grandissante dans la vie quotidienne, et les dispositifs optroniques «grand public» accompagnent cette explosion de l'audiovisuel, aussi bien dans la prise d'image que dans la visualisation (caméscopes, appareils photographiques numériques, écrans de projection, lecteurs de disques compacts, ...).
- **Recherche scientifique** : Beaucoup de capteurs optroniques sont impliqués dans les projets scientifiques de grande envergure, tels que celui du Laser Mégajoule au CEA, en astronomie, de même que dans les laboratoires de recherche, universitaires et industriels.
- **Médical** : Le domaine médical utilise un nombre grandissant de dispositifs optroniques, aussi bien pour les diagnostics (thermographie, imagerie laser) que pour les soins eux-mêmes (chirurgie, épilation laser).

## 1.2. Phases de conception d'un capteur

### a) Introduction

Pour concevoir un capteur, il faut déjà connaître l'état de l'art dans le domaine, c'est à dire les capteurs existants, qu'ils soient optroniques ou non (à capacité, à induction, à jauges de contrainte, piézoélectriques, à effet Hall, à micro-ondes, à céramiques, à ultrasons, ...). Cela permet d'évaluer les causes éventuelles de difficultés, en particulier sur un marché nouveau : conformité aux procédures et aux normes en usage, complexité d'utilisation et de réglages, formation de l'utilisateur, maintenance, coût envisageable,... Il faut aussi en optimiser la conception technique, dans toutes ses phases : cahier des charges, principe et architecture, modélisation, spécifications des composants et des sous-ensembles, évaluation et moyens d'essai, éventuellement réalisation de maquettes et de prototypes (séquencement, figure 1).

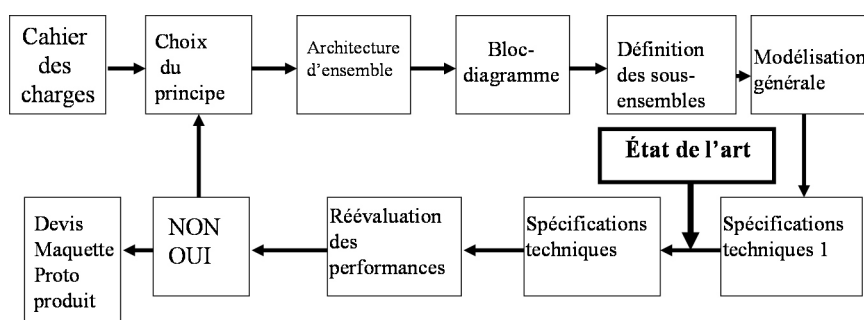


Figure 1 : Phases de conception d'un capteur optronique

### b) Analyse ou établissement d'un cahier des charges

Le cahier des charges regroupe les "spécifications opérationnelles" du capteur, c'est à dire ses fonctions et ses contraintes d'utilisation. Qu'il émane d'un client (auquel cas, c'est ce dernier qui le rédige), ou qu'il soit établi par le concepteur lui-même, après analyse du marché, il doit être aussi précis que possible, sur la fonction à remplir et les performances attendues, et faire ressortir la hiérarchie entre les fonctions, s'il y en a plusieurs. Suivant la complexité du capteur, le cahier des charges peut comporter quelques pages, ou d'épais dossiers. En général, il n'impose pas le principe du capteur, ni les spécifications techniques de ses composants, mais les buts à atteindre.

### c) Choix de l'architecture

A partir de l'analyse du cahier des charges, le concepteur définit le principe de fonctionnement du capteur, c'est à dire le phénomène physique (ici, optique) sur lequel il va reposer. Il doit lister les paramètres d'influence, les caractéristiques du signal, la technique de traitement, puis définir les sous-ensembles du capteur. Dans le cas où plusieurs principes et architectures sont envisageables, il faut alors pousser l'analyse assez loin pour faire ressortir les avantages et les inconvénients respectifs des solutions entrevues, en tenant compte des technologies existantes (état de l'art).

L'architecture du capteur est souvent traduite sous la forme d'un «bloc-diagramme», qui décrit la **"chaîne optronique" du capteur**.

### d) Modélisation / simulation de performances / optimisation

Après en avoir défini l'architecture, le concepteur modélise les performances du capteur grâce à une approche dite de **"boîtes noires"**, dans laquelle chaque sous-ensemble est représenté par sa fonction de transfert et ses paramètres d'entrée (issus de l'élément précédent) et de sortie (délivrés au sous-ensemble suivant).

La simulation d'un capteur optronique se partage naturellement en deux parties : la première, qui va jusqu'au détecteur (ou à son préamplificateur), doit vérifier si le signal délivré par le détecteur est exploitable par l'électronique. Pour cela, elle établit le **budget radiométrique du capteur**, ou évaluation du signal optique, ou flux, incident sur le détecteur. Ce budget permet de calculer le **rapport signal à bruit** du capteur à l'entrée de l'électronique, paramètre fondamental de la performance de tout capteur, quel qu'il soit : si ce rapport est jugé insuffisant à la sortie du détecteur, ce n'est pas la peine de simuler l'ensemble, car il ne peut que se dégrader dans la partie électronique, et aucun traitement, aussi performant soit-il, ne restaurera la situation.

Les procédures de simulation et les logiciels correspondants doivent être spécifiquement adaptés à chaque partie du capteur. On trouve dans le commerce de nombreux logiciels de simulation optique (émission et propagation de la lumière, propriétés des surfaces et des milieux, conception instrumentale, détecteurs), mécanique, et électronique (modulation, démodulation et filtrage, traitement analogique et numérique, du signal et des images).

Ces logiciels éliminent l'aspect fastidieux des calculs, et permettent d'affiner les résultats en multipliant le nombre de configurations analysées. Cependant, le concepteur ne doit pas oublier de porter un oeil critique sur les résultats dont la validité repose sur celle du modèle qu'il a lui-même introduit.

### e) Spécifications techniques

Les retombées de la simulation servent à définir les spécifications techniques des sous-ensembles et des composants, en tenant compte de **l'état de l'art**, qui s'acquiert par l'expérience, la consultation de la littérature (revues techniques, documentations), les stages de formation, les conférences,...

### f) Evaluation et moyen d'essais

Il ne faut pas attendre d'avoir achevé la conception du capteur pour entreprendre celle des moyens d'évaluation et d'essais, mais mener les deux en parallèle car la définition de ces moyens a toujours une influence positive sur la conception du capteur lui-même, à tous les niveaux (composants, sous-ensembles, système). Dans le cas où l'on a à concevoir des capteurs optroniques complexes, ou en petit nombre, tels que ceux de la défense ou du spatial, les bancs d'évaluation et d'essais représentent une part non négligeable du projet, et une erreur dans leur définition ou une sous-estimation de leur coût peut être fatale au projet, techniquement et financièrement.

Par ailleurs, une **«règle d'or»** en conception, et qui s'applique plus particulièrement aux phases de maquette et de prototype, est de contrôler tout composant, ou sous-ensemble

avant montage, ce qui évite, en cas de dysfonctionnement inexplicé du capteur, des démontages et remontages coûteux.

### g) Remarques et pièges

Il arrive souvent que le principe envisagé au départ ne soit pas applicable parce que la technologie correspondante n'est pas encore au point. Il faut alors savoir évaluer la probabilité et le délai du saut technologique qui permettra de débloquer la situation, d'où l'importance du suivi des progrès de la recherche dans le domaine.

Comme on l'a déjà mentionné, il est impératif de bien définir le cahier des charges. Le concepteur doit se faire préciser les points qui lui paraissent peu clairs, en particulier s'il veut respecter la hiérarchie entre les fonctions d'un capteur qui en comporte plusieurs.

La conception d'un capteur optronique est, par définition, un travail multidisciplinaire, et elle doit traiter de façon équilibrée tous les éléments de la chaîne, sans en négliger, ou en sous-estimer, car la faiblesse d'un seul d'entre eux (sources et détecteurs, milieux de propagation, optique instrumentale, mécanique, asservissements, filtrage, traitement du signal analogique et numérique, traitement d'image, visualisation, informatique,...) rejaillit sur toute la chaîne. Bien que les capteurs optroniques diffèrent l'un de l'autre en fonction de l'application, on peut regrouper par familles ceux qui ont des propriétés similaires, en se basant sur les critères suivants : principe de fonctionnement, domaine spectral, type d'information délivré, et mode de détection utilisé.

## 1.3. Grandes familles de capteurs

### a) Introduction

Bien que les capteurs optroniques diffèrent l'un de l'autre en fonction de l'application, on peut les regrouper dans plusieurs familles, en s'appuyant sur les critères suivants : principe, domaine spectral, information délivrée, mode de détection.

### b) Classement par principe de fonctionnement : capteurs passifs ou actifs

Ce premier critère permet de faire une distinction entre les capteurs qui ont leur propre système d'éclairage (**capteurs actifs**) et ceux qui n'en ont pas (**capteurs passifs**). Ces derniers, les plus nombreux, sont chargés de capter des rayonnements dont ils ne sont pas la source : c'est le cas, par exemple, d'une caméra de télévision ou d'un appareil photographique numérique, en lumière du jour.

Les autres (dits capteurs actifs) comportent un émetteur. S'ils l'utilisent pour éclairer un objet et capter la lumière réfléchiée, on dit qu'ils sont «**monostatiques**» lorsque le récepteur est confondu avec l'émetteur (ou pratiquement au même endroit par rapport à l'objet), et qu'ils sont «**bistatiques**» si émetteur et récepteur sont distincts.

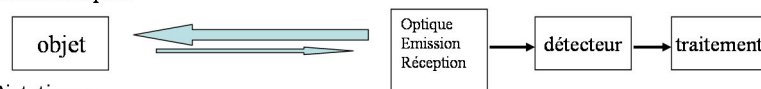
Si l'émetteur sert à envoyer des messages directement au récepteur, que ce soit en espace libre (atmosphère, vide,...) ou en propagation guidée (fibres optiques), on dit qu'il s'agit alors d'un capteur actif «**à liaison directe**» ou «**point à point**». La figure 2 ci-dessous résume ces configurations typiques.

- **capteurs passifs** (absence de source d'éclairage dans le capteur) :



- **capteurs actifs**

- Monostatiques



- Bistatiques



- Point à point



Figure 2 : Capteurs actifs et capteurs passifs

### c) Classement par domaine spectral : capteurs UV, visible, IR

L'optique, située entre les rayons X et le radar, concerne les ondes électromagnétiques de longueurs d'onde comprises entre  $0,02 \mu\text{m}$  et  $500 \mu\text{m}$ , approximativement, et son domaine se subdivise en trois : l'Ultraviolet ( $0,02$  à  $0,4 \mu\text{m}$ ), le Visible ( $0,4$  à  $0,7 \mu\text{m}$ ), et l'Infrarouge ( $0,7$  à  $500 \mu\text{m}$ ).

Si un capteur doit fonctionner dans le vide, il n'y a pas de contrainte de la part du milieu de propagation sur le choix de la longueur d'onde, ou du domaine spectral. Par contre, si le rayonnement à capter doit traverser un milieu matériel, ce dernier impose au capteur des zones optimales, ou «fenêtres», en fonction de la distance de propagation. Le cas le plus courant est celui de l'atmosphère, dont les fenêtres sont comprises entre  $0,2$  et  $15 \mu\text{m}$  environ (courbe typique de transmission spectrale de l'atmosphère, figure 3). La bande optimale n'est pas la même pour les autres milieux : bleu-vert pour l'eau, proche IR ( $1,3 \mu\text{m}$ ,  $1,5 \mu\text{m}$ ) pour les fibres optiques.

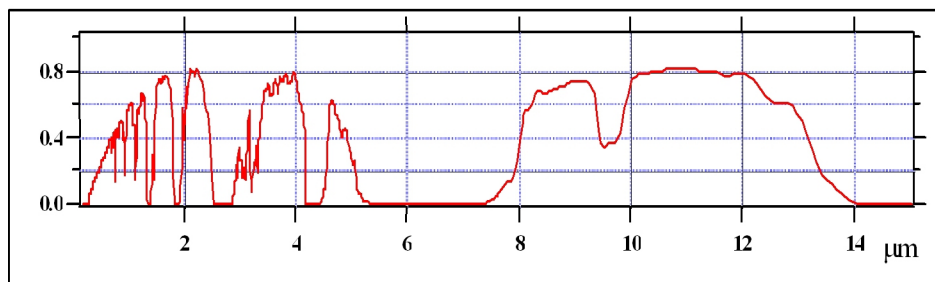


Figure 3 : Transmission spectrale typique de l'atmosphère

Le fait de partager une bande spectrale commune peut conférer des similitudes entre capteurs, même s'ils ont des finalités très différentes, en particulier en ce qui concerne l'origine des rayonnements, leur propagation et leur détection.

### d) Classement par information fournie : capteurs d'images, capteurs de flux

Les informations issues de capteurs optroniques sont, en gros, soit des images soit des niveaux de rayonnement (ou flux).

Un **capteur d'image** est plutôt chargé de restituer un rayonnement (sources, objets) par sa cartographie, en le décomposant en zones élémentaires («éléments de résolution» ou «pixels») auxquelles il attribue, en général, une valeur en **luminance** (grandeur définie au § « grandeurs de bases »). L'un des paramètres de base d'un capteur d'image est sa résolution, ou

nombre de pixels. Cette famille comprend les caméras, appareils photographiques, spectro-imageurs, ...

De son côté, un **capteur de flux** est plutôt chargé de caractériser le rayonnement qu'il capte par son niveau, d'en suivre l'évolution dans le temps, sans en restituer la géométrie. Appartiennent à cette famille les systèmes de détection, de télécommunications optiques, la majorité des capteurs à fibres, les appareils de mesure, ...

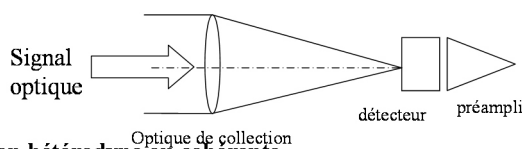
### e) Classement par mode de détection : capteurs à détection directe ou hétérodyne

Pour certaines applications particulières, deux modes de détection sont envisageables pour capter un rayonnement électromagnétique : détection directe (ou incohérente) et détection hétérodyne (ou cohérente), qui diffèrent l'un de l'autre par les rayonnements auxquels ils s'adressent, leur montage, les caractéristiques du signal qu'ils délivrent, et les techniques de traitement associées. A cause de ces différences, qui sont nombreuses et importantes, le choix du mode de détection est primordial dans la conception d'un capteur optronique, et dans ses performances.

La détection cohérente ou hétérodyne est le mode le plus répandu en radar et en radio; elle repose sur le mélange du rayonnement à détecter avec une onde de référence, ou «oscillateur local», créée au niveau du capteur. Elle est très minoritaire en optronique, car, comme son nom l'indique, elle ne s'adresse qu'aux rayonnements cohérents, spatialement et spectralement, c'est à dire de bonne qualité en termes de surface d'onde et de stabilité en fréquence ; de plus, elle exige des montages interférométriques, plus difficiles à réaliser en optique qu'en radar à cause de la petitesse des longueurs d'onde.

Pour ces raisons, la conception des systèmes optroniques à détection hétérodyne dépasse le cadre de ce cours général, limité à la conception de capteurs à détection directe; on se contente de donner ici (figure 4) le montage de principe d'un capteur optronique à détection hétérodyne.

- **Détection directe :**



- **Détection hétérodyne ou cohérente**

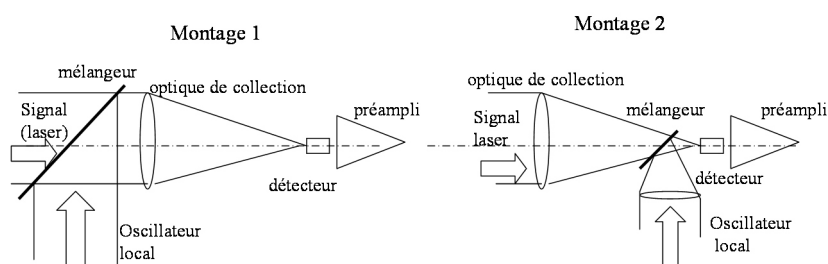


Figure 4 : Modes de détection : directe et hétérodyne

## 2. Notions générales de radiométrie

### 2.1. Les grandeurs de base

#### Introduction

La conception d'un capteur optronique repose en grande partie sur une évaluation correcte du signal électrique que délivrera son détecteur, et c'est en sortie du détecteur qu'une première validation de principe est à faire. C'est pourquoi ce chapitre est consacré aux notions de base de radiométrie, qui serviront dans la partie 3 au calcul du signal optique, ou flux incident sur la surface sensible du détecteur, qui est à l'origine de ce signal électrique, objet de la partie 4.

#### Définition : flux $\Phi$

Ce qu'on demande à un capteur optronique est de capter un rayonnement optique, de longueur d'onde comprise typiquement entre  $10^{-7}$  et  $10^{-5}$  m (ou des photons d'énergies comprises entre  $10^{-18}$  à  $10^{-20}$  J), et de le transformer, grâce à son détecteur, en un signal électrique exploitable. Comme ce signal électrique dépend du débit du rayonnement, ou **flux  $\Phi$** , incident sur le détecteur, c'est ce paramètre que le concepteur doit optimiser en premier lieu.

Il existe deux familles de détecteurs en optique : les uns, dits quantiques, sont sensibles au débit de photons, et les autres, dits thermiques, au débit d'énergie, ou à la puissance du rayonnement reçu. Pour cette raison, on est amené à exprimer un flux (sur le détecteur, ou ailleurs dans la partie optique du capteur) en terme de **nombre de photons par seconde** (*flux photonique  $\Phi_p$* ) ou de **puissance** (*flux énergétique  $\Phi_e$* ).

La radiométrie, dont l'un des objectifs est de caractériser les rayonnements optiques du point de vue géométrique (dimensions et positions des sources, répartition angulaire de leur émission), spectral (distribution de l'énergie rayonnée en fonction de la longueur d'onde), et temporel (variation dans le temps) a, pour cela, défini quelques grandeurs de base que l'on rappelle ci-après, en commençant par les rayonnements à spectre étendu.

En un point de l'espace, la caractéristique fondamentale d'un rayonnement spectralement large, dans une direction et à une longueur d'onde données, est sa **luminance spectrique**  $\frac{dL}{d\lambda}$ , dénommée aussi **densité spectrale de luminance**.

#### Définition : densité spectrale de luminance

Au point considéré, elle représente la densité de flux émis dans la direction d'intérêt, par unité d'aire projetée normalement à la direction, par unité d'angle solide, et par unité de bande spectrale. Suivant qu'on s'intéresse au flux énergétique ( $W$ ) ou photonique ( $s^{-1}$ ), on exprime la luminance spectrique en  $Wm^{-2} sr^{-1} \mu m^{-1}$  ou en  $s^{-1} m^{-2} sr^{-1} \mu m^{-1}$ .

Si, pour une raison quelconque, on ne connaît pas la dimension de la zone émissive, on ne peut pas définir la luminance du rayonnement qui, par ailleurs, n'est pas toujours un paramètre indispensable. En effet, dans un certain nombre d'applications, il suffit de connaître, à partir de la source, le diagramme angulaire de son rayonnement, auquel cas on se

contentera de spécifier **l'intensité spectrique**  $\frac{dI}{d\lambda}$  :

#### Définition : intensité spectrique

Dans chaque direction menée à partir du point d'intérêt, elle représente la densité de flux émis par unité d'angle solide (centré sur cette direction) et par unité de longueur d'onde. On exprime une intensité spectrique en  $W sr^{-1} \mu m^{-1}$  ou en  $s^{-1} sr^{-1} \mu m^{-1}$ .

Pour résumer, on s'efforcera de spécifier un rayonnement à spectre large par sa luminance spectrique s'il provient d'une source étendue et de surface connue, et par son intensité spectrique s'il provient d'une source quasi ponctuelle, ou de surface inconnue.

### Définition : éclairement spectrique

Si on veut caractériser ce type de rayonnement dans un plan (plan immatériel, surface d'un objet ou d'un détecteur), sans tenir compte de sa répartition angulaire (notion qui est présente dans les grandeurs précédentes), on définit alors **l'éclairement spectrique**  $\frac{dE}{d\lambda}$ , de cette surface, qui est la densité de flux spectrique par unité d'aire, qu'on exprime en  $W m^{-2} \mu m^{-1}$  ou en  $s^{-1} m^{-2} \mu m^{-1}$ .

Si le rayonnement est **quasi-monochromatique**, c'est à dire s'il couvre un domaine spectral très étroit (typiquement inférieur à quelques % de la valeur de sa longueur d'onde centrale), il est souvent inutile de spécifier sa répartition spectrale : dans beaucoup de cas, il suffit d'en connaître les caractéristiques intégrées dans la bande d'intérêt, supposée étroite. On spécifiera alors le rayonnement en termes de **flux** (en  $W$  ou  $s^{-1}$ ), de **luminance** ( $W m^{-2} sr^{-1}$  ou  $W s^{-1} m^{-2} sr^{-1}$ ), d'**intensité** ( $W sr^{-1}$  ou  $s^{-1} sr^{-1}$ ), ou d'**éclairement** ( $W m^{-2}$ , ou  $s^{-1} m^{-2}$ ), à la longueur d'onde de la source, sans donner de détail sur le spectre, ce qui se produit pour de nombreux capteurs laser.

Pour passer d'un système d'unités à l'autre, on peut constater que, à chaque longueur d'onde, ou dans un domaine spectral étroit, une grandeur énergétique (intégrée ou spectrique) est le produit de la grandeur photonique correspondante par l'énergie du photon transporté, ce qui donne par exemple, pour un flux à la longueur d'onde  $\lambda$  :

$$\Phi_e(\lambda) = \Phi_p(\lambda) h\nu = \Phi_p(\lambda) h \frac{c}{\lambda}$$

et

$$\left(\frac{d\Phi_e}{d\lambda}\right) = \left(\frac{d\Phi_p}{d\lambda}\right) h \frac{c}{\lambda}$$

Les grandeurs ci-dessus sont dites instantanées, car elles donnent les propriétés spatiales, angulaires et spectrales du rayonnement à chaque instant. Il faut aussi considérer ses propriétés temporelles, mais celles-ci interviennent essentiellement dans la définition électronique du capteur (bande passante, bruit), et elles seront prises en compte dans la quatrième partie.

Dans certaines applications, telles que la réalisation de capteurs de signaux impulsionnels (impulsions laser), ou de systèmes d'imagerie à base de dispositifs à transfert de charge (DTC, ou charge coupled devices : CCD), le concepteur pourra être amené à spécifier des grandeurs radiométriques intégrées dans le temps, et à définir, par exemple, non plus des flux, mais des énergies (en J) ou des nombres de photons, et non plus des éclairements, mais des fluences (en  $J m^{-2}$ , ou en nombre de photons par  $m^2$ ).

## 2.2. Relations entre grandeurs radiométriques

### a) Introduction

On présente ici quelques relations permettant de passer d'une grandeur du rayonnement à une autre, dans le cas de propagation dans un milieu homogène, c'est à dire d'indice constant. Elles sont valables longueur d'onde par longueur d'onde, c'est à dire applicables aux grandeurs spectriques dans le cas de rayonnements à spectres larges, et aux grandeurs intégrées des rayonnements quasi-monochromatiques. On peut aussi les appliquer aux grandeurs intégrées des rayonnements à spectre large, si la géométrie de ces rayonnements ne dépend pas de la longueur d'onde.

Pour ne pas alourdir l'écriture de ces relations, on ne précisera ni la longueur d'onde ni le cas considéré (grandeurs spectriques ou intégrées). D'autre part, on supposera que le milieu de

propagation est parfait (le vide), l'influence du milieu étant abordée ultérieurement dans le cours.

### b) Flux et intensité (sources quasi-ponctuelles)

On a vu que la grandeur radiométrique la mieux adaptée au rayonnement d'une source quasi-ponctuelle est son intensité  $I$ , qui permet de calculer le flux  $\Phi$  ( $\Omega$ ) qu'elle émet dans un angle solide  $\Omega$ , en supposant cette intensité constante (figure 5) :

$$\Phi(\Omega) = I\Omega$$

$\Omega$  = angle solide (sous lequel est vu un objet depuis un point d'observation)  
 = rapport entre l'aire  $S_{\text{sph}}$  de la calotte sphérique définie par la silhouette de l'objet, et le carré de la distance au point d'observation

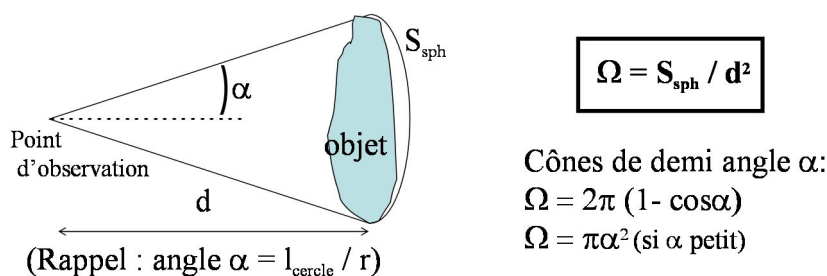


Figure 5 : Angle solide d'un objet vu d'un point

Si une source quasi-ponctuelle éclaire, sous un angle d'incidence  $\theta'$ , une petite surface d'aire  $S_{\text{récepteur}}$  qui est située à la distance  $d$ , l'angle solide  $\Omega$ , sous lequel la surface se présente à la source, est le suivant :

$$\Omega = \frac{S_{\text{apparente, récepteur}}}{d^2} = \frac{S_{\text{récepteur}} \cos \theta'}{d^2}$$

et cette surface reçoit, de la part de la source, le flux suivant :

$$\Phi_{\text{reçu}} = I_{\text{source}} \cdot \frac{S_{\text{app, réc}}}{d^2} = I_{\text{source}} \cdot \frac{S_{\text{réc}} \cos \theta'}{d^2}$$

L'éclairement résultant de la surface est proportionnel à l'intensité de la source, au cosinus de l'angle d'incidence, ou facteur d'obliquité des rayons, et inversement proportionnel au carré de la distance, suivant la « **loi de Bouguer** » :

$$E(d, \theta') = I_{\text{source}} \frac{\cos \theta'}{d^2}$$

A une distance donnée de la source, le plan dont l'éclairement est maximal est celui qui est perpendiculaire aux rayons. Cette orientation, qui sert de référence à la distance considérée, définit le « plan de front ».

### c) Flux et luminance (transport dans un pinceau lumineux)

Si on a une source qui ne peut pas être considérée comme ponctuelle, on a vu qu'il faut en spécifier le rayonnement en chaque point de l'espace par sa luminance  $L$  en ce point, dans chaque direction d'intérêt. En partant de la définition de la luminance donnée plus haut, on peut écrire que le flux transporté par le rayonnement dans un petit angle solide  $\Omega$  autour de la direction, au travers d'un petit diaphragme d'aire  $S$  centré sur le point et normal à la direction, est donné par :

$$\Phi = LS\Omega$$

En radiométrie optique, cette géométrie, définie par un petit diaphragme et un petit angle solide d'émission qui lui est normal, délimite un canal élémentaire, dénommé pinceau lumineux. Si le diaphragme, ou la surface de l'émetteur (si c'est lui qui joue le rôle de diaphragme), est orienté différemment par rapport à l'axe du pinceau, par exemple si sa normale fait un angle  $\theta$  avec l'axe, l'aire de sa surface projetée dans cette direction, ou aire apparente, est alors  $S_{app}(\theta) = S \cos \theta$  et le flux transporté par le pinceau est alors :

$$\Phi = LS\Omega \cos \theta$$

Un pinceau, ou canal élémentaire constitué par une surface  $S$ , une direction  $\theta$  et un angle solide  $\Omega$  est défini par son **étendue géométrique**  $G = S\Omega \cos \theta$  exprimée en  $m^2 sr$ .

### Remarque

Ainsi, le flux transporté dans un pinceau est le produit de l'étendue géométrique du pinceau par la luminance du rayonnement qui s'y propage.

On peut aussi délimiter un pinceau par deux diaphragmes, de surfaces respectives  $S$  et  $S'$ , séparés d'une distance  $d$  (avec  $S$  et  $S' \ll d^2$ ) et avec des normales faisant des angles  $\theta$  et  $\theta'$  avec l'axe (droite joignant les centres de  $S$  et de  $S'$ ). Dans tous les cas, on exprime l'étendue géométrique d'un pinceau de l'une ou l'autre des trois façons suivantes, qui sont équivalentes (figure 6) :

$$G_{pinceau} = S\Omega \cos \theta = S'\Omega' \cos \theta' = \frac{S \cos \theta S' \cos \theta'}{d^2}$$

où  $\Omega'$  est l'angle solide sous lequel le second diaphragme voit le premier. Cela veut dire que chaque zone du diaphragme  $S$  éclaire  $S'$  en entier et que chaque point de  $S'$  reçoit de la lumière de tous les points de  $S$ .

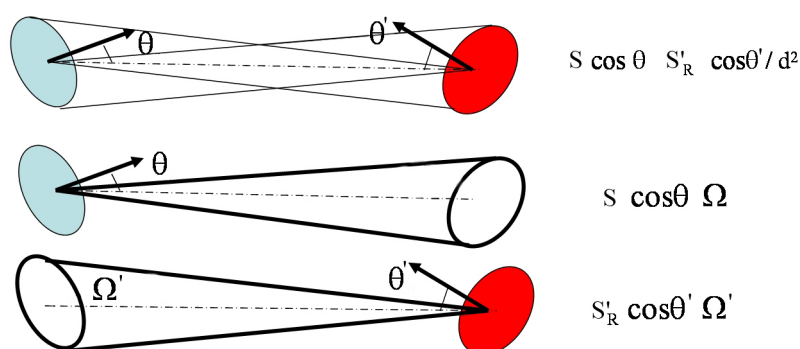


Figure 6 : Etendue géométrique d'un pinceau lumineux

On en déduit que l'éclairement d'un élément de surface recevant de la lumière sous un angle d'incidence  $\theta'$ , par un pinceau d'angle solide (faible)  $\Omega'$  et de luminance  $L$ , est le suivant :

$$E(\theta', \Omega') = \frac{\Phi}{S'} = L\Omega' \cos \theta'$$

#### d) Flux et luminance (transport dans un faisceau étendu et uniforme en luminance)

Qu'advient-il du flux émis par une surface émissive dans un pinceau dont on augmente la divergence, sans modifier l'aire de la surface émettrice ni la luminance ? le pinceau, qui était initialement étroit, se transforme progressivement en un **faisceau étendu**.

Comme pour un pinceau, on attribue au faisceau une étendue géométrique dont la valeur est obtenue en sommant celles des pinceaux qui le composent. On réalise que, si on décompose le faisceau en un ensemble de pinceaux élémentaires d'angles solides identiques à partir de l'émetteur, leur étendue géométrique décroît en fonction de leur éloignement à l'axe du faisceau, par le fait que la section droite initiale de chaque pinceau est égale à  $S \cos \theta$ . Dans la mesure où les rayons sortent de la surface émissive sous des obliquités différentes, on conçoit que l'étendue géométrique d'un faisceau étendu n'est pas proportionnelle à sa surface émissive et à son angle solide. Comme le flux transporté dans un faisceau étendu est la sommation des flux transportés par ses pinceaux, on obtient, dans le cas d'un faisceau à luminance uniforme :

$$\Phi_{\text{faisceau}} = \sum L(\theta) G_{\text{pinceau}} = L_{\text{faisceau}} \sum G_{\text{pinceau}} = L_{\text{faisceau}} G_{\text{faisceau}}$$

On donne ci-dessous l'étendue géométrique d'un faisceau étendu de forme simple, rencontré très souvent en optique, à savoir celle du faisceau défini par une surface émissive plane qui rayonne à l'intérieur du cône circulaire centré sur sa normale et de demi-angle au sommet  $\alpha_M$  (figure 7) :

$$G_{\text{ém}} = \pi S_{\text{source}} \sin^2 \alpha_M$$

Si la surface émissive rayonne dans le demi-espace complet, soit un angle solide de  $2\pi$  sr, l'étendue géométrique de son faisceau est :

$$G_{\text{ém, demi-espace}} = \pi S_{\text{source}}$$

De façon similaire, un faisceau focalisé sur un détecteur de surface  $S_{\text{dét}}$ , dans un cône de demi angle au sommet  $\alpha'_M$  centré sur l'axe, a pour étendue géométrique

$$G_{\text{réc}} = \pi S_{\text{dét}} \sin^2 \alpha'_M$$

Si le faisceau couvre le demi espace ( $\Omega' = 2\pi$  sr), son étendue géométrique est alors :

$$G_{\text{réc}} = \pi S_{\text{dét}}$$

$$\begin{aligned} G &= S_{\text{source}} \int_0^{\alpha_M} \cos \alpha \, d\Omega \text{ avec } d\Omega = 2\pi \sin \alpha \, d\alpha \\ &= \pi S_{\text{source}} \sin^2 \alpha_M \end{aligned}$$

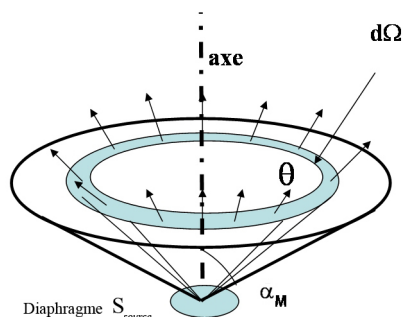


Figure 7 : Etendue géométrique d'un faisceau défini par un diaphragme plan et un cône, ouvert, symétrique autour de son axe

Si la luminance n'est pas constante à l'intérieur du faisceau, on ne peut plus écrire que  $\Phi_{\text{faisceau}} = G_{\text{faisceau}} L_{\text{faisceau}}$ , et l'étendue géométrique du faisceau perd de son intérêt au niveau du calcul du flux transporté par le faisceau.

## 2.3. Quelques exemples de rayonnement

### a) Réflexion par une surface

Lorsqu'on éclaire une surface, l'interaction des photons avec le matériau de la surface se traduit, en fonction de la lumière incidente (direction, longueur d'onde et polarisation, essentiellement) par trois phénomènes : réflexion, transmission et absorption (figure 8). Dans une première approche, chacun d'entre eux est spécifié, en considérant que la surface est éclairée depuis la direction  $(\theta', \varphi')$  et à la longueur d'onde  $\lambda$ , par le **facteur spectral directionnel de la surface** :

- en **réflexion**,  $R(\lambda, \theta', \varphi')$ , qui est le pourcentage du flux incident renvoyé dans le milieu initial (à la même longueur d'onde),
- en **transmission**,  $T(\lambda, \theta', \varphi')$ , qui est le pourcentage du flux incident traverse la surface à la même longueur d'onde,
- en **absorption**,  $A(\lambda, \theta', \varphi')$ , qui est le pourcentage du flux incident « digéré » par la surface puis, comme on le verra plus loin, converti en émission, dite thermique, sur un spectre large.

Surface séparant 2 milieux : flux réfléchi dans le premier milieu, flux transmis dans le second, à la longueur d'onde du faisceau initial

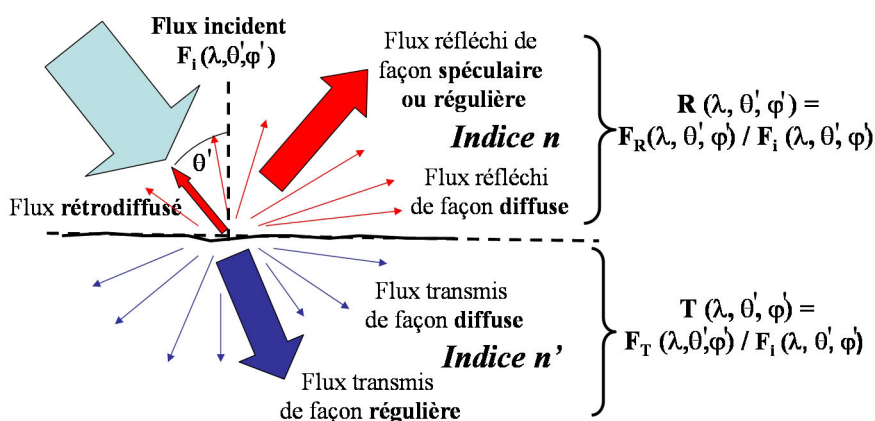


Figure 8 : Facteurs de réflexion et de transmission directionnels d'une surface

Si on veut connaître le sort de la lumière qui est, par exemple, réfléchi par la surface, il ne suffit pas de connaître le facteur spectral directionnel en réflexion de cette dernière pour la direction et la longueur d'onde en question, et il en est de même pour la lumière transmise. Pour s'en convaincre, il suffit d'observer un mur blanc et un miroir, sous éclairage identique (collimaté et monochromatique) : même si leurs facteurs de réflexion sont très proches, leurs luminances en réflexion sont très différentes, car l'un (mur) est une surface diffusante, et l'autre (miroir) une surface spéculaire.

Le paramètre à utiliser pour spécifier le comportement angulaire de la lumière réfléchi par une surface en éclairage dirigé et monochromatique est la "fonction spectrale de distribution bidirectionnelle en réflexion" (ou « BRDF ») : la BRDF  $(\lambda, \theta, \varphi, \theta', \varphi')$  de la surface (ou BTDF en transmission) est le rapport entre la luminance  $L_R(\lambda, \theta, \varphi)$  du rayonnement qu'elle réfléchit dans la direction  $(\theta, \varphi)$  et son éclairement  $E(\lambda, \theta', \varphi')$ , si celui-ci, de longueur d'onde  $\lambda$ , provient de la direction  $(\theta', \varphi')$  :

$$BRDF(\lambda, \theta, \varphi, \theta', \varphi') = \frac{L_R(\lambda, \theta, \varphi)}{E(\lambda, \theta', \varphi')}$$

Suivant le diagramme angulaire de la lumière qu'elles réfléchissent lorsqu'on les éclaire de façon collimatée, on classe les surfaces en deux grandes familles: surfaces diffuses (ou mates) et surfaces spéculaires (miroirs) : une surface diffuse dont la luminance en réflexion est

constante pour une direction d'éclairage donnée est dite «**lambertienne**» : pour une direction d'éclairage, sa BRDF est constante, égale à  $1/\pi$  fois la valeur du facteur de réflexion directionnel de la surface pour cette direction.

La plupart des objets naturels ont une surface diffuse, à l'exception des étendues d'eau calmes (étangs). Le caractère diffus d'une surface est fortement lié à sa **rugosité optique** (fluctuations de son relief par rapport à la longueur d'onde optique). La majorité des surfaces diffuses changent de comportement en fonction de la longueur d'onde et de l'incidence de l'éclairage. Elles ont tendance à devenir de plus en plus spéculaires lorsque l'on fait croître  $\lambda$  (c'est à dire si on passe de l'UV au visible, puis à l'IR et encore plus en radar) et l'angle d'incidence (passage de l'incidence normale à l'incidence rasante). Le comportement des surfaces spéculaires sera abordé avec celui des surfaces optiques.

Si on doit concevoir un capteur qui observe des objets sous éclairage (naturel ou artificiel), il importe d'en spécifier les conditions (figure 9), puisque une surface réagit différemment à l'éclairage, en fonction de sa direction et de sa longueur d'onde. Ainsi, pour une valeur d'éclairement donné, l'aspect de la surface sera très différent en éclairage «**collimaté**» (il ne provient que d'une direction de l'espace, par exemple par un laser, une torche, le soleil en direct, ...), omnidirectionnel (il provient de plusieurs directions), ou encore hémisphérique (il est assez uniformément réparti sur la demi sphère vue par la surface, ce qui est le cas, en première approximation, d'une surface horizontale éclairée dans le visible par un ciel bleu).

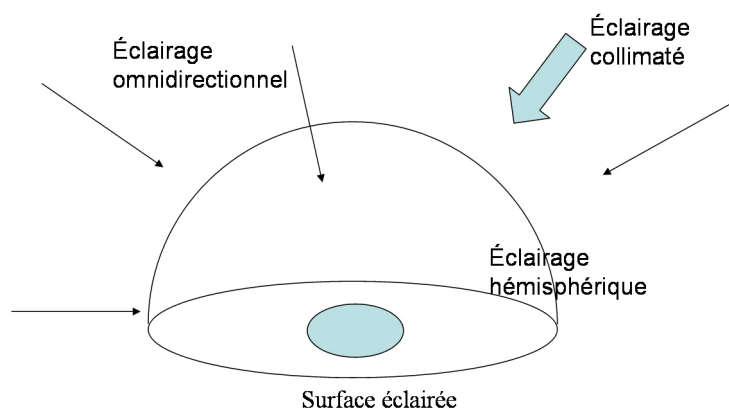


Figure 9 : Différents types d'éclairage : collimaté, omnidirectionnel, hémisphérique

## b) Rayonnement thermique

A température non nulle, tout corps émet un rayonnement, dit thermique, qui est dû à l'agitation de ses électrons. La **loi de Kirchhoff** montre que la luminance spectrique thermique d'un corps quelconque  $X$  à la température  $T$ , dans une direction  $(\theta, \varphi)$  par rapport à la normale à sa surface, est proportionnelle à la valeur de son facteur d'absorption spectral pour cette direction (introduit dans le paragraphe précédent),

$$\left(\frac{dL}{d\lambda}\right)_{X,T}(\theta, \varphi) = A(\lambda, \theta, \varphi) \left(\frac{dL}{d\lambda}\right)_{CN,T}$$

Le rayonnement thermique d'un matériau étant proportionnel à son facteur d'absorption, on dénomme aussi ce dernier **émissivité spectrale directionnelle**  $\varepsilon(\lambda, \theta, \varphi)$ . Le second paramètre qui intervient dans la relation ci-dessus est la luminance spectrique qu'aurait cet objet si, placé à la même température, il absorbait complètement tout rayonnement (quels que soient  $\lambda$ ,  $\theta$ , et  $\varphi$ ). Cet absorbeur parfait, ou **corps noir**, a fait l'objet de nombreuses études. Placé dans une enceinte isotherme, il émet un flux identique à celui qu'il absorbe avec une luminance spectrique uniforme (émission lambertienne, non polarisée), dont la valeur est donnée (figure 10) par la relation suivante (**loi de Planck**):

$$\left(\frac{dL}{d\lambda}\right)_{CN,T} = \frac{2hc^2\lambda^{-5}}{e^{\lambda k_B T} - 1}$$

où  $h$  est la constante de Planck ( $h = 6,62 \times 10^{-34} \text{ Js}$ ),  
 $c$  la vitesse de la lumière dans le vide ( $c \approx 3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$ )  
 et  $k_B$  la constante de Boltzmann ( $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ )

Loi de Planck

$$\frac{dL}{d\lambda}, \text{ en } \text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$$

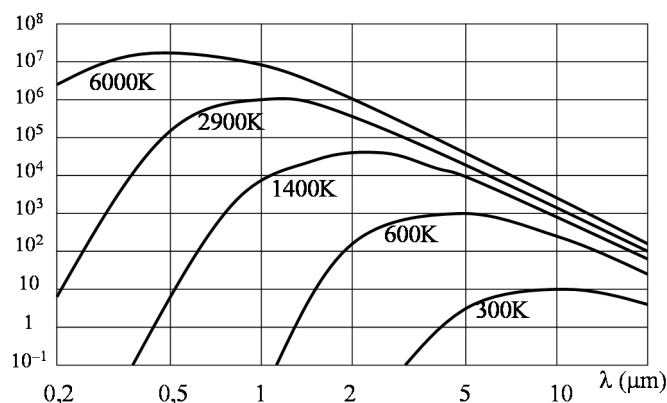


Figure 10 : Luminance spectrique du corps noir, en fonction de sa température

### c) Rayonnement global d'une surface sous éclairage omnidirectionnel

Le rayonnement global d'un objet résulte donc de la réflexion d'une partie de l'éclairage ambiant et de son émission propre. Si un élément de surface, de température  $T$ , reçoit un éclairement spectrique  $dE/d\lambda$  depuis la direction  $(\theta', \varphi')$ , la luminance spectrique de cet élément dans la direction  $(\theta, \varphi)$  est :

$$\frac{dL}{d\lambda}(\theta, \varphi)_{x,r} = A(\lambda, \theta, \varphi) \left( \frac{dL}{d\lambda} \right)_{CN,T} + BRDF(\lambda, \theta, \varphi, \theta', \varphi') \frac{dE}{d\lambda}(\theta', \varphi')$$

Si cet élément est une surface diffuse, et qu'il est éclairé de façon hémisphérique (cas de nombreuses scènes naturelles), toute source qui est présente dans le demi-espace utile participe à la luminance en réflexion de la surface en question, par l'intermédiaire de sa BRDF. Par contre, si la surface est spéculaire, il n'y a qu'une seule direction de l'espace qui contribue à la luminance de la surface, à savoir celle qui est symétrique de la direction d'éclairage, suivant la loi de la réflexion en optique géométrique, les autres directions d'éclairage étant réfléchies ailleurs.

Pour une scène naturelle à température ambiante, l'origine principale du rayonnement dépend de la bande spectrale du capteur :

- Dans le visible et le très proche infrarouge, c'est la réflexion de l'éclairage ambiant qui est la principale contribution, car l'éclairement spectrique dû au soleil est important, de même que le facteur de réflexion de beaucoup d'objets, alors que l'émission thermique du corps noir à température ambiante est très faible.
- Dans l'infrarouge lointain ( $8 - 12 \mu\text{m}$ ), le rayonnement thermique est à son maximum, et l'éclairement solaire faible, de même que le facteur de réflexion des objets (ils se comportent quasiment comme des corps noirs, sauf les métaux polis).
- Dans la bande infrarouge intermédiaire ( $3 - 5 \mu\text{m}$ ), le rayonnement provient à la fois de l'émission thermique des objets et de la réflexion de la lumière ambiante, la part relative de chacune étant fonction des conditions d'éclairage (jour/nuit, présence ou absence de soleil).

## 3. Le signal dans un capteur optronique

### 3.1. Propagation des rayonnements

#### a) Diffusion et absorption

Un rayonnement qui se propage dans le vide ne subit aucune atténuation et conserve ses propriétés initiales, en luminance et en intensité spectrales, tout au long de son parcours. Par contre, dans tout autre milieu (atmosphère, eau, fibre optique,...), ses propriétés spectrales, spatiales et temporelles se dégradent en cours de propagation, à cause de deux interactions avec le milieu : la **diffusion** et l'**absorption**.

On peut interpréter la diffusion dans un milieu comme provenant des collisions des photons avec les constituants du milieu (grosses particules pour la diffusion de Mie, petites particules et molécules pour celle de Rayleigh) ; lors de ces collisions, une fraction des photons se trouve dirigée dans d'autres directions que celle de départ et, par conséquent, le flux qui poursuit son chemin dans l'axe initial se réduit. Quant à l'absorption, elle provient du transfert, dans le milieu, d'une fraction de l'énergie du faisceau, aux fréquences proches de celles de résonance des électrons, des atomes, et des molécules du milieu.

Les deux paramètres qui permettent de caractériser, à chaque longueur d'onde, le milieu en un point (figure 11) sont **le coefficient spectral linéique de diffusion**,  $\beta(\lambda, z)$  et celui d'**absorption**,  $\alpha(\lambda, z)$ , ou pourcentages respectifs de flux diffusés et absorbés à la longueur d'onde considérée, par unité de longueur du milieu.

Les caractéristiques spatio-temporelles d'un rayonnement peuvent être modifiées par les variations de l'indice de réfraction du milieu, qui agit sur la vitesse de propagation des ondes.

#### *Exemple*

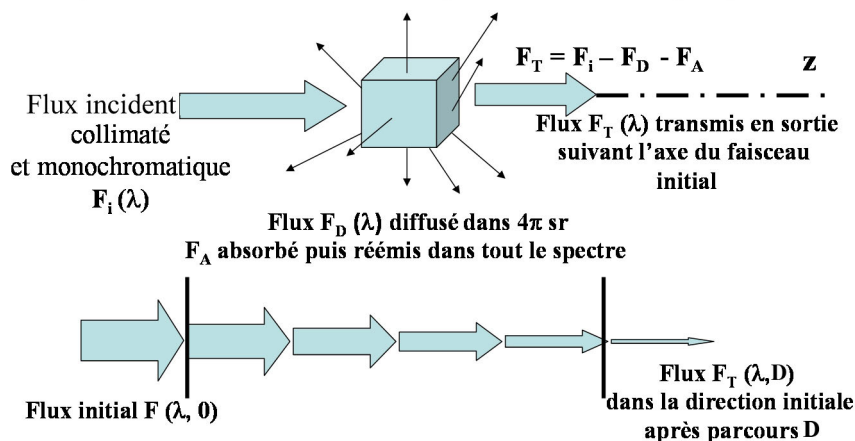
Par exemple, si le milieu est dispersif (son indice varie en fonction de la longueur d'onde), la géométrie du faisceau pourra varier d'une longueur d'onde à une autre, ce qui peut distordre temporellement des signaux très brefs (impulsions laser, messages à haut débit).

Par ailleurs, les fluctuations aléatoires de l'indice de réfraction provoquent une déformation des chemins optiques par rapport aux lois de l'optique géométrique, ce qui modifie la géométrie des scènes (mirages, turbulence atmosphérique). On se contente de mentionner ici ces phénomènes, mais on n'en tiendra pas compte dans le cadre de ce cours.

#### b) Facteur de transmission spectral d'un milieu

La fraction du flux initial qui continue à se propager dans l'axe, après avoir traversé la distance  $D$  (figure 11), est le facteur de transmission spectral du milieu sur la distance  $D$ .

Chaque volume élémentaire du milieu prélève du flux le long du parcours :



$$T(\lambda, D) = F_T(\lambda, D) / F(\lambda, 0) = \text{facteur spectral de transmission régulière}$$

Figure 11 : Diffusion, absorption, et transmission d'un milieu

Dans le cas d'un milieu dit «**inhomogène**»,  $\alpha$  et  $\beta$  varient d'un point à un autre, et on a :

$$T_m(\lambda, D) = e^{-\int_0^D [\alpha(\lambda, z) + \beta(\lambda, z)] dz}$$

Si le milieu est homogène,  $\alpha$  et  $\beta$  sont constants le long du trajet à longueur d'onde donnée, et la transmission spectrale du milieu sur la distance  $D$  est :

$$T_m(\lambda, D) = e^{-[\alpha(\lambda) + \beta(\lambda)D]}$$

L'atténuation globale apportée par le milieu, sommation de ses effets en absorption et en diffusion, est spécifiée par le **coefficient spectral d'atténuation** (ou d'extinction) linéique du milieu  $\gamma(\lambda, z)$ , avec :

$$\gamma(\lambda, z) = \alpha(\lambda, z) + \beta(\lambda, z)$$

La transmission spectrale du milieu de propagation sur une distance  $D$  est alors :

$$T_m(\lambda, D) = e^{-\int_0^D \gamma(\lambda, z) dz} \quad (\text{en milieu inhomogène})$$

$$T_m(\lambda, D) = e^{-\gamma(\lambda)D} \quad (\text{en milieu homogène})$$

### c) Luminances initiale et apparente d'un rayonnement

Du point de vue du capteur, la présence d'un milieu de propagation diffusant et/ou absorbant a pour premier effet néfaste d'atténuer les rayonnements utiles à son bon fonctionnement. En plus de cette atténuation, ce genre de milieu peut émettre des rayonnement, dit **parasites**, soit par émission thermique (c'est le cas de l'atmosphère dans l'infrarouge), soit par diffusion de la lumière ambiante (celles du soleil ou du ciel clair dans le visible et le proche infrarouge), ou les deux.

Si on se place, par exemple, dans le cas d'un capteur d'image qui observe une scène étendue dans un domaine spectral large, la luminance spectrique apparente d'un objet, c'est à dire celle qui est évaluée au niveau du capteur (on dira, par la suite, dans sa pupille d'entrée) est égale à la somme de sa luminance initiale, multipliée par la transmission spectrale  $T_m(\lambda, D)$  du milieu sur la distance  $D$ , et de la luminance parasite  $L_{app,m}(\lambda, D)$  du milieu dans cette direction d'observation :

$$\frac{dL_{app,obj}}{d\lambda}(D) = T_m(\lambda, D) \frac{dL_{ini,obj}}{d\lambda} + \frac{dL_{app,m}}{d\lambda}(D)$$

## 3.2. Propriétés radiométriques d'un instrument optique

### a) Introduction

Dans la majorité des cas, le senseur d'un capteur optronique est constitué non pas d'un détecteur seul, mais d'une optique et d'un détecteur, parce que, d'une part cette association permet de sélectionner sa zone utile de vision (un détecteur sans optique « voit » dans le demi espace qui se présente devant lui) et, d'autre part, de disposer d'une surface importante pour collecter le maximum de flux.

### b) Champ et ouverture d'un instrument optique

En fait, l'association d'un détecteur avec une optique opère une double sélection dans les rayonnements. Tout d'abord, il est clair que les photons à capter doivent traverser l'optique avant d'arriver sur le détecteur. Le diaphragme de l'optique qui assure cette première sélection est le diaphragme d'ouverture. La **pupille d'entrée** est son équivalent, ou son image, dans l'espace objet (en amont de l'optique) et la **pupille de sortie** son image en aval.

Ensuite, une seconde sélection est assurée par l'optique et le détecteur lui-même : en effet, parmi les photons qui ont réussi à traverser la pupille d'entrée, seule une fraction peut aboutir sur la surface sensible du détecteur : il s'agit de ceux qui proviennent de la zone de l'espace objet qui est l'image du détecteur par l'optique. Cette zone constitue le « **champ du capteur** » et, pour cette raison, la surface sensible du détecteur est, dans de nombreux cas, le **diaphragme de champ du capteur**.

Si l'objet, ou la source, est à distance finie, on spécifie le champ du capteur en dimensions linéaires (dimensions de l'image du détecteur au niveau de l'objet). On dira, ainsi, que le champ d'un capteur en microscopie a par exemple un diamètre de  $1\text{mm}$ . Si l'objet, ou la source, est très éloigné, on spécifiera le champ par des valeurs angulaires, en général suivant deux axes, vertical et horizontal : on dira par exemple qu'une caméra a un champ de  $9^\circ$  par  $16^\circ$ , et la valeur  $\theta$  du demi-champ angulaire suivant un axe est donnée par la relation suivante, où  $a$  est la dimension du détecteur dans l'axe correspondant, et  $f'$  la focale de l'optique :

$$\tan \theta = \frac{a}{2f'}$$

Dans certains cas, il se peut que le détecteur intercepte, aussi, des rayons qui proviennent, par diffusion dans les milieux ou par réflexion sur les montures mécaniques et sur les surfaces optiques, de sources situées hors du champ. La lumière correspondante doit être prise en compte dans l'évaluation du flux incident sur le détecteur (Figure 12), non pas en temps que signal utile, mais comme lumière parasite (ou « stray light » en anglais)

#### Lumière parasite par diffusion dans le milieu et réflexion sur la mécanique

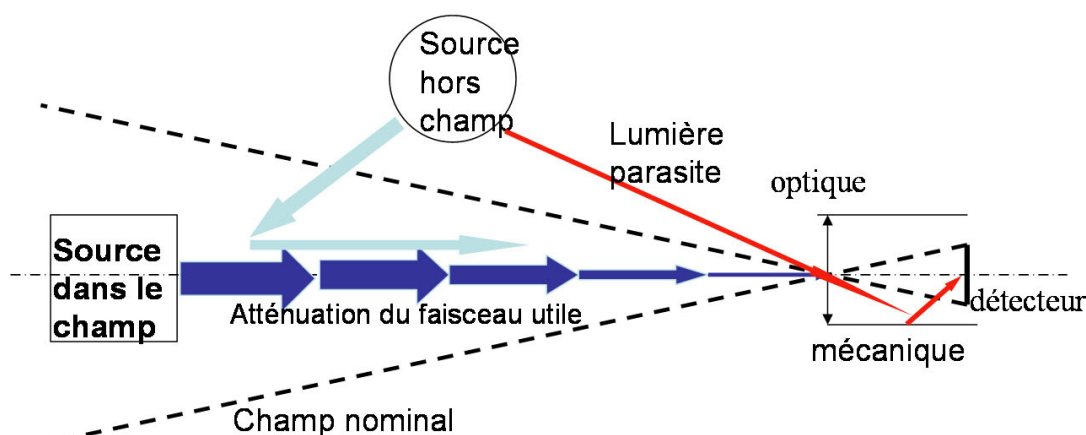


Figure 12 : Contributions de sources situées dans le champ et hors du champ

### c) Etendue géométrique du capteur

La délimitation du faisceau utile au capteur par les diaphragmes de champ et d'ouverture permettent d'en définir l'étendue géométrique. Considérons un capteur observant à l'infini sur son axe, c'est à dire ayant un senseur dont le détecteur, supposé de petite taille et de surface sensible  $S_{\text{dét}}$ , est placé au foyer d'une optique de distance focale  $f$ . L'étendue géométrique de cette configuration est celle du pinceau de lumière qui, arrivant le long de l'axe, traverse la pupille d'entrée, d'aire  $S_{\text{opt}}$ , et se focalise sur le détecteur, c'est à dire celui qui se propage à l'intérieur de l'angle solide  $\Omega_{\text{dét}} = S_d/f^2$  :

$$G_{\text{capteur}} = S_{\text{opt}}\Omega_{\text{dét}} = \frac{S_{\text{opt}}S_{\text{dét}}}{f^2}$$

ou encore, puisque

$$S_{\text{opt}} = \pi \frac{D_e^2}{4}$$

$$G_{\text{capteur}} = \pi \frac{S_{\text{dét}}}{4N^2}$$

où  $N$  est le nombre d'ouverture de l'optique ( $N = f'/D_e$ )

### d) Transformation de la luminance par un instrument optique

On montre, en appliquant les règles de l'optique géométrique, que lorsqu'un pinceau lumineux d'étendue géométrique  $G_1$  traverse un composant ou un système de bonne qualité optique (sans aberrations notables) sans être diaphragmé par celui-ci, il en ressort avec une étendue géométrique  $G_2$  telle que :

$$n_1^2 G_1 = n_2^2 G_2$$

où  $n_1$  et  $n_2$  sont les indices de réfraction des milieux initial et final.

Si les milieux extrêmes sont identiques (ce qui est très souvent le cas, où il s'agit de l'air), le pinceau image a la même étendue géométrique que le pinceau objet. Si, de plus, l'optique est sans perte, le flux en sortie est égal au flux entrant, ce qui veut dire qu'un système de bonne qualité optique et sans perte, restitue un pinceau de même étendue géométrique et luminance que celles du pinceau à l'entrée, si ses milieux extrêmes sont les mêmes. C'est ce que l'on appelle le **théorème de la conservation de la luminance par un système optique** (attention : ce théorème ne s'applique qu'aux systèmes parfaits, sans pertes et de milieux extrêmes identiques).

Cela s'applique en particulier à un composant simple tels qu'un miroir (surface dite spéculaire) pour lequel la luminance du faisceau réfléchi dans la direction de l'optique géométrique ( $\theta = -\theta'$ , et  $\varphi = \varphi'$ ) est proportionnelle au facteur de réflexion de la surface pour cette incidence, et à la luminance du faisceau incident  $L_{\text{inc}}(\lambda, \theta', \varphi')$  :

$$L_R(\lambda, -\theta', \varphi') = R(\lambda, \theta', \varphi') L_{\text{inc}}(\lambda, \theta', \varphi')$$

La BRDF (définie au § « relations entre ces grandeurs ») d'un miroir ou, de façon plus générale, d'une surface spéculaire, est une distribution de Dirac : elle est nulle dans toutes les directions d'observation sauf dans celle qui est la symétrique de la direction d'éclairage par rapport à la normale à la surface.

## 3.3. Calcul du flux incident sur le détecteur d'un capteur optronique

### a) Introduction

Comme on l'a mentionné plus haut, l'une des tâches majeures en conception de capteur est l'évaluation du signal électrique issu de son détecteur, et donc du flux capté par ce dernier. La procédure de ce calcul varie d'une application à une autre, suivant la configuration et la finalité

du capteur (propagation en espace libre, capteur à fibre optique, source étendue ou ponctuelle, capteur d'image ou de flux,...). Dans le cadre de ce cours, on se limitera à deux configurations en espace libre : le capteur d'image et le collecteur de flux.

### b) Première configuration : capteur d'image sur scène étendue

Pour former une image de la scène, le capteur doit la résoudre, spatialement ou angulairement, ce qui signifie que la dimension de l'image est beaucoup plus grande que celle du détecteur élémentaire, ou pixel, qui fait généralement partie d'une matrice disposée dans le plan image. L'étendue géométrique  $G_{\text{capteur}}$  du faisceau utile à chaque détecteur élémentaire n'est pas définie par l'objet entier et l'optique, mais par l'optique et le détecteur en question. Suivant la règle du § « relations entre ces grandeurs », le flux spectrique incident sur le détecteur/pixel est le produit de la luminance spectrique apparente du faisceau dans la direction adéquate et de son étendue géométrique, d'où :

$$\frac{d\Phi_{\text{inc. dét}}}{d\lambda} = G_{\text{capteur}} T_{op}(\lambda) \frac{dL_{app}}{d\lambda}$$

soit, si l'objet est à grande distance :

$$\frac{d\Phi_{\text{inc. dét}}}{d\lambda} = \frac{\pi T_{op}(\lambda) A_d}{4N^2} \times \frac{dL_{app}}{d\lambda}$$

Où  $N$  et  $T_{op}(\lambda)$  sont respectivement le nombre d'ouverture de l'optique (rapport entre la focale image et le diamètre de la pupille d'entrée), supposée de bonne qualité ou «**aplanétique**», et son facteur de transmission spectral, et où  $A_d$  est l'aire sensible du détecteur élémentaire.

A partir de là, on calculera le signal électrique suivant la procédure qui est définie dans le chapitre suivant.

### c) Deuxième configuration : collecteur de flux, sur source quasi-ponctuelle

Contrairement au capteur d'image, le collecteur de flux a un champ de réception supérieur à la source pour pouvoir capter tout le flux que celle-ci envoie dans la pupille d'entrée. Dans ces conditions, le flux incident sur le détecteur en provenance de la source est le produit de l'intensité apparente  $I_{app}$  de la source (évaluée au niveau du capteur) par la transmission de l'optique et par l'angle solide sous lequel la source voit la pupille d'entrée du capteur :

$$\frac{d\Phi_{\text{inc. dét}}}{d\lambda} = T_{op}(\lambda) \frac{dL_{app,source}}{d\lambda} \frac{S_{opt}}{d^2}$$

Puisque, par principe, un collecteur de flux a un champ supérieur à la source utile, il observe aussi un peu de fond, sur lequel il se comporte en capteur d'image. En effet, le fond occupe par définition tout l'espace, dont l'angle solide ( $4\pi sr$ ) est supérieur au champ du capteur, et il doit être spécifié par sa luminance apparente,  $L_{app,fond}$ , dans le champ du capteur. Dans le cas où l'objet occupe une fraction très faible du champ du capteur (source « ponctuelle »), le flux spectrique total incident sur le détecteur, pour une conjugaison infini-foyer, est donné par :

$$\frac{d\Phi_{\text{inc. dét}}}{d\lambda} = T_{op}(\lambda) \left[ T_m(\lambda) \left( \frac{dI_0}{d\lambda} \right) \frac{S_{op}}{d^2} \left( \frac{dL_{app,fond}}{d\lambda} \right) \frac{\pi A_d}{4N^2} \right]$$

On peut considérer un troisième cas, fréquent en astronomie, où le capteur vise des objets ponctuels (étoiles) avec une résolution très élevée (proche de la diffraction). Même si la source est ponctuelle, le capteur n'est pas vraiment un collecteur de flux, car l'image de la source est de dimension similaire à celle du détecteur élémentaire, par exemple à cause de la diffraction. Il faut dans ce cas évaluer le pourcentage de flux qui, provenant de la source et ayant traversé la pupille, est incident sur le détecteur. La spécification de l'optique qui répond à cette demande est sa Réponse Impulsionnelle Spatiale (RIS) ou Point Spread Function (PSF), loi d'éclairement relatif dans le plan image lorsque la source est ponctuelle. Quant à la contribution du fond, elle demeure inchangée par rapport au cas précédent.

## 4. Rapport signal à bruit et performance du capteur

### 4.1. Le signal électrique en sortie du détecteur

#### a) Le détecteur

Qu'il soit quantique ou thermique, le détecteur est à spécifier par sa sensibilité spectrale en courant  $R_i(\lambda)$ , rapport exprimé en  $AW^{-1}$  entre le courant qu'il délivre et le flux incident, en fonction de la longueur d'onde. Dans le cas où on utilise un détecteur quantique, on peut aussi le spécifier par son rendement ou efficacité quantique  $\eta(\lambda)$ , rapport, à chaque longueur d'onde, entre le nombre d'électrons délivrés et le nombre de photons incidents. Le rendement quantique et la sensibilité sont reliés par :

$$R_i(\lambda) = \frac{\eta(\lambda)q}{h\nu} = \frac{\eta(\lambda)q\lambda}{hc}$$

Si le spectre du rayonnement à capter est large, une bande spectrale de largeur élémentaire  $d\lambda$  autour de la longueur d'onde  $\lambda$  provoque en sortie de détecteur le courant élémentaire suivant :

$$di_{\text{dét}} = \eta(\lambda)q d\Phi_p(\lambda) = R_i(\lambda)d\Phi_e(\lambda)$$

où  $d\Phi_p$  et  $d\Phi_e$  sont, en unités photoniques (en  $s^{-1}$ ) et énergétiques (en  $W$ ), l'expression du flux dans la bande,  $q$  la charge de l'électron, et  $h$  la constante de Planck.

Comme  $d\Phi_e = \left(\frac{d\Phi_e}{d\lambda}\right)d\lambda$  et  $d\Phi_p = \left(\frac{d\Phi_p}{d\lambda}\right)d\lambda$ , il ressort que, en réponse à un rayonnement spectralement large le courant en sortie du détecteur est égal à :

$$i_{\text{dét}} = \int_0^{\infty} R_i(\lambda) \left(\frac{d\Phi_e}{d\lambda}\right) d\lambda = \int_0^{\infty} \eta(\lambda)q \left(\frac{d\Phi_p}{d\lambda}\right) d\lambda$$

Si le rayonnement incident est quasi-monochromatique, le courant de sortie est plus simplement donné par :

$$i_{\text{dét}} = R_i(\lambda)\Phi_e(\lambda) \text{ ou } i_{\text{dét}} = \eta(\lambda)q\Phi_p(\lambda)$$

#### b) Définition du signal utile

La définition correcte du signal utile n'est pas toujours facile car, dans certains cas, le détecteur d'un capteur optronique reçoit du rayonnement en permanence et produit du signal, même en l'absence du phénomène recherché. Si le capteur fonctionne dans le visible ou dans le très proche infrarouge, et, si on fait une obscurité totale, on peut réduire au minimum ce courant de fond, dû à la lumière ambiante, car l'émission thermique des corps à température ambiante est extrêmement faible, et le signal détecté peut alors être proche du signal recherché. Si le même capteur fonctionne en ambiance lumineuse importante (utilisation en extérieur en présence de soleil), le détecteur peut être exposé à cet éclairage et délivrer un signal plus élevé que le signal attendu.

Par contre, dans l'infrarouge moyen et lointain, le rayonnement thermique, même dans l'obscurité, peut donner lieu à un signal non négligeable, qui est exploité en thermographie (mesures de températures), ou en imagerie thermique (mesure des différences de température d'un point à un autre d'une scène). Dans ces deux applications, pourtant très similaires, le signal « utile » est défini différemment : en thermographie, le signal utile est la valeur du courant délivré par le détecteur, car il est représentatif de la température de scène si le capteur est étalonné correctement alors qu'en imagerie thermique, c'est la variation du signal, d'un point à un autre, qui est le paramètre utile, sa valeur moyenne étant moins importante.

On voit que, dès la conception, il importe de définir la nature du signal que l'on cherche à exploiter. Ce qui s'applique à l'imagerie thermique est vrai aussi pour un grand nombre de

capteurs optroniques, où ce n'est pas la valeur du signal lui-même qui est importante, mais plutôt sa variation lors de la présence du phénomène à caractériser : modulation d'une source (cas des transmissions optiques, imagerie (photographie numérique, télévision, ou imagerie infrarouge), détection de cibles, détection d'impulsion laser, surveillance de zone,...).

## 4.2. Les sources du bruit dans un capteur optronique

### Le bruit de grenaille

Le signal électrique que doit traiter l'électronique du capteur est bruité pour plusieurs raisons : d'une part, le détecteur est un générateur bruité par le fait que le débit des photons incidents sur sa surface sensible n'est pas régulier. Ceci se traduit par un **bruit de grenaille**, ou bruit shot, dont la variance en courant a une densité spectrale constante, donnée par la formule de Shottky, où  $i$  est la valeur moyenne :

$$\left(\frac{d\sigma_i^2}{df}\right)_{shot} = 2qi$$

### La résistance de charge du détecteur

Par ailleurs, à cause de l'agitation thermique de ses électrons, la résistance de charge du détecteur est aussi une source de bruit, dont la densité spectrale est donnée, en fonction de la température  $T$  de la résistance, par la formule de Johnson :

$$\left(\frac{d\sigma_i^2}{df}\right)_{johnson} = \frac{4k_B T}{R_c}$$

Où  $k_B$  est la constante de Boltzmann

### Le bruit propre à l'électronique

Il faut aussi prendre en compte le bruit propre à l'électronique, qui provient en grande partie du préamplificateur et, à un degré moindre, des étages suivants (par exemple, bruit de numérisation). Pour pouvoir comparer les influences des diverses sources de bruit, on les évalue au même point que le signal, c'est à dire aux bornes de la résistance de charge du détecteur. On prend en compte les caractéristiques de bruit de composants électroniques, comme celui dû au préamplificateur, par l'intermédiaire de son facteur de bruit  $F$ , ce qui permet de ramener la densité spectrale de son bruit au même point que les deux précédentes :

$$\left(\frac{d\sigma_i^2}{df}\right)_{PA} = \frac{4k_B T(F-1)}{R_c}$$

### Bruit global

Les sources de bruit étant décorréelées les unes des autres, la variance du courant de bruit global est la somme des variances des courants de bruit correspondants :

$$\sigma_i^2 = \sigma_{ishot}^2 + \sigma_{ijohnson}^2 + \sigma_{iPA}^2$$

d'où l'expression suivante pour la variance globale du courant de bruit en sortie de détecteur, dans la bande passante équivalente de bruit  $\Delta f$  de l'électronique :

$$\sigma_i^2 = \left(2qi_{moy} + \frac{4k_B T F}{R_c}\right) \Delta f$$

L'importance d'une composante de bruit par rapport à une autre varie en fonction du domaine spectral de fonctionnement du capteur, de son mode de détection (directe ou hétérodyne) et de l'environnement lumineux dans lequel le capteur doit fonctionner (obscurité, jour, source intense dans le champ,...). Le tableau de la figure 13 ci-dessous fait ressortir les origines principales du bruit dans des cas courants.

Source de bruit	Paramètre	Variance $s_i^2$
Fond (en IR)	Courant de fond $i_F$	$2 q i_F \Delta f$
Signal	Courant de signal $i_s$	$2 q i_s \Delta f$
Obscurité	Courant d'obscurité $i_O$	$2 q i_O \Delta f$
En 1/f	Défauts surface connexions	À définir au cas par cas
Thermique	Température de $R_C$	$4 k T \Delta f / R_C$
Amplificateur	Facteur de bruit F	$4 k (F-1) T \Delta f / R_C$

$$\sigma_i^2 = 2 q (i_F + i_s + i_O) \Delta f + 4 k T F \Delta f / R_C$$

Figure 13 : Origines du bruit dans un capteur optronique

### 4.3. Rapport signal à bruit et optimisation

#### a) Définitions

Le bruit mentionné ci-dessus s'ajoute au signal, ce qui rend le signal utile d'autant plus difficile à détecter ou à interpréter que les fluctuations aléatoires ne sont plus négligeables par rapport à lui. La figure 14, qui montre la réponse en tension typique d'un capteur optronique en fonction du temps, est destinée à illustrer simplement le fait que la qualité d'un capteur optronique ne se juge pas seulement par la valeur du signal utile, mais aussi sur le niveau de bruit, c'est à dire sur le **rapport signal à bruit**.

Aspect temporel du signal en sortie du détecteur

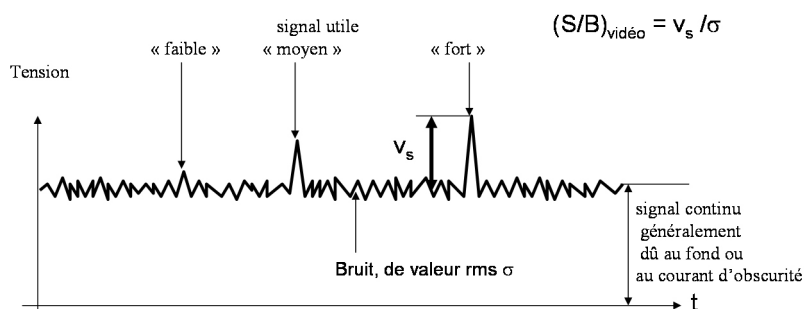


Figure 14 : Notion de rapport signal à bruit

Puisque le signal est bruité, il apparaît autour de sa valeur moyenne une fluctuation instantanée  $i_b(t)$  sur le courant, dont la variance  $\sigma_i^2$  en courant dans la bande passante du capteur ( $\sigma_v^2$  en tension) produit la puissance de bruit  $P_b$  suivante, aux bornes de la résistance de charge :

$$P_b = R_c \sigma_i^2 = \frac{\sigma_v^2}{R_c}$$

Si  $i_s$  est la valeur du signal électrique utile en sortie de détecteur (valeur moyenne ou variation du signal due à la présence du rayonnement à détecter, suivant les cas, comme on l'a vu précédemment), la puissance électrique du signal utile est :

$$P_s = R_c i_s^2$$

Par définition, le rapport signal à bruit du capteur, en puissance électrique, est le rapport entre la puissance électrique du signal et celle du bruit, toutes les deux évaluées dans la bande passante du capteur, soit :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_P = \frac{P_s}{P_b} = \frac{i_s^2}{\sigma_i^2} = \frac{v_s^2}{\sigma_v^2}$$

### Attention

On utilise souvent une seconde définition du rapport signal à bruit, dit **rapport signal à bruit vidéo**, qui est le rapport entre la tension de signal et la tension efficace de bruit (ou rapport entre les courants correspondants), et dont la valeur est la racine carrée de celle du précédent (rapport signal à bruit en puissance) :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_V = \frac{i_s}{\sigma_i} = \frac{v_s}{\sigma_v} = \sqrt{\left(\frac{S}{B}\right)_P}$$

De plus, le rapport signal à bruit est souvent exprimé en décibels ( $dB$ ) :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_{dB} = 10 \log_{10}\left(\frac{P_s}{P_b}\right) = 20 \log_{10}\left(\frac{v_s}{\sigma_v}\right)$$

## b) Filtrage (optique) avant détection

### Introduction

Comme on l'a précisé, il faut calculer un rapport signal à bruit (et le mesurer) dans la même bande passante électronique, à savoir celle qui sera mise en œuvre dans le capteur, car le signal et le bruit ne varient pas de la même façon en fonction de la bande. On cherchera à l'améliorer par filtrage, en jouant sur les trois paramètres suivants : spectral et spatial (**filtrage avant détection**), et temporel (**filtrage après détection**), du signal.

Le filtrage optique a essentiellement pour objet de réduire la valeur moyenne du courant de sortie, et donc le bruit shot. Pour cela, on exploitera au mieux les différences de géométrie et de spectre entre rayonnements utile et parasite, en adaptant l'étendue géométrique et la transmission spectrale du capteur.

### Filtrage géométrique (exemples) :

- Dans un capteur infrarouge, on limitera autant que possible l'angle solide de réception du détecteur à la pupille de sortie de l'optique, pour le rendre peu sensible à la lumière parasite due au boîtier du capteur, génératrice de bruit.
- On réduira la lumière parasite due aux sources intenses situées en dehors du champ, au moyen de baffles, ou d'écrans protecteurs, judicieusement situés.
- Les premiers systèmes de guidage de missiles optroniques comprenaient des réticules en rotation, dont la gravure permettait une sélection de la cible par sa taille, faible, vis à vis du fond, très étendu (ciel, nuages).
- En imagerie, le champ d'un élément de résolution doit être adapté à la dimension des plus petits détails recherchés sur l'objet.

### Filtrage spectral :

On veillera à optimiser la bande spectrale du capteur en fonction des spectres des rayonnements, utile et parasite. C'est dans les capteurs actifs (à laser tout particulièrement), que le filtrage spectral peut être le plus efficace, puisque le signal utile est quasi-monochromatique, alors que le spectre du fond est généralement assez large. Dans ces conditions, le filtrage interférentiel est recommandé car, autour de la longueur d'onde du laser, on peut isoler une bande de largeur relative ( $\Delta\lambda/\lambda$ ) inférieure à ou de l'ordre de 1%.

Si le capteur fonctionne dans l'IR lointain, il est recommandé de refroidir le filtre à la température du détecteur, pour réduire l'émission propre du filtre en dehors de son domaine de transparence (loi de Kirchhoff). Avec les filtres interférentiels fins, il ne faut pas négliger les dérivées en fonction de l'angle d'incidence du faisceau, de la température ou de l'humidité, les problèmes de dégradation dans le temps, de la tenue mécanique,...

### c) Filtrage (électronique) après détection : filtrage adapté

Dans beaucoup d'applications, si on connaît le spectre en fréquences du signal électrique à traiter, et s'il est à **spectre borné** (et si le bruit est blanc), il faut envisager un traitement par **filtrage adapté**, dans lequel la loi de filtrage en fréquence est proportionnelle à la conjuguée de la transformée de Fourier (spectre en amplitude) du signal. Si le signal à traiter  $s(t)$  a pour transformée de Fourier  $S(f)$ , la réponse en fréquence du filtre adapté est alors :

$$H_{\text{adapté}}(f) = S(f)e^{-2\pi i f t_0}$$

et la réponse percussive du filtre est :  $h(t) = K_S(t_0 - t)$  : c'est à dire, à un facteur près, le signal  $s(t)$  retourné dans le temps et décalé de  $t_0$ , ce qui signifie que la réponse impulsionnelle ne se produit pas à  $t = 0$  mais à  $t = t_0$ , suivant le principe de causalité.

Le filtrage adapté convient particulièrement bien au cas de la détection d'un signal de type impulsionnel dans du bruit : si on suppose que le signal recherché est une impulsion rectangulaire, de durée  $T$ , son spectre est de la forme :

$$S(f) = \text{sin c}(Tf) = \frac{\sin(\pi T f)}{\pi T f}$$

La courbe de gain en puissance  $G(f)$  du filtre adapté à cette impulsion est donnée par :

$$G(f) = G_0 \left[ \frac{\sin \pi T f}{\pi T f} \right]^2$$

La bande passante  $\Delta f$  qui permet de calculer la puissance de bruit de ce filtre, appelée **bande passante équivalent de bruit**, est celle du filtre, dont le gain serait constant, et égal au gain, à basse fréquences, du filtre réel à basses fréquences et qui délivrerait la même puissance de bruit que le filtre réel considéré, c'est à dire :

$$\Delta f = \frac{1}{G_0} \int_0^{\infty} G(f) df = \frac{0,5}{T}$$

### d) Postintégration du signal (TDI: time delay and integration)

S'il est possible de renouveler la mesure du signal effectuée par le capteur, une sommation dite cohérente des enregistrements conduit à un signal utile :

$$S(t) = \sum s_i(t)$$

où  $s_i(t)$  est la valeur du signal à l'instant  $t$ . Le bruit étant considéré comme décorréolé d'un enregistrement au suivant, la variance de bruit sur la somme est :

$$\sigma_{\Sigma}^2 = \sum \sigma_i^2 = n\sigma_i^2$$

Il en résulte que le rapport signal à bruit vidéo sur la sommation de  $n$  résultats est amélioré par rapport à la valeur moyenne du rapport signal à bruit obtenue à partir de l'ensemble des courbes individuelles d'un facteur  $n^{1/2}$ .

## 4.4. Performance et bilan de liaison (portée)

### Introduction

Les critères de simulation et d'évaluation en performance diffèrent d'un capteur à un autre, en fonction du domaine d'application : télécommunications optiques, détection, imagerie, astronomie, météorologie,.... Par exemple, on juge la performance d'un système de détection en termes de probabilité de détection et de taux de fausse alarme, celle d'un système de

télécommunications par son taux d'erreur par bit (ou BER : bit error rate), celle d'un appareil de mesure par la précision, la répétabilité, ... On jugera un appareil de mesure par son incertitude, sa sensibilité, ... Dans tous les cas, l'amélioration des performances d'un capteur passe par celle de son rapport signal à bruit.

### Budget énergétique et bilan de liaison

Pour que le capteur réponde théoriquement au cahier des charges, le concepteur doit s'assurer que la valeur du signal électrique utile soit supérieure à un seuil, et donc que le flux utile incident sur le détecteur dépasse une limite, imposée par les critères évoqués plus haut. Par définition, la valeur de flux utile correspondant à un rapport signal à bruit égal à 1 est le **flux équivalent au bruit**, FEB, ou "noise equivalent power" (NEP) du capteur. Dans le cas où le bruit du capteur provient essentiellement de son détecteur, son flux équivalent au bruit est égal au produit de la densité spectrale de puissance de bruit du détecteur, en  $WHz^{-1/2}$  (donnée du fournisseur) par la racine carrée de la bande passante équivalente de bruit du capteur :

$$NEP_{\text{capteur}} = \left( \frac{d NEP}{\sqrt{df}} \right)_{\text{dét}} \sqrt{\Delta f_{\text{capteur}}}$$

Si on dénomme  $(S/B)_{\text{min}}$  la valeur minimale du rapport signal à bruit, cela entraîne que le flux utile incident sur le détecteur doit être supérieur à :

$$F_{\text{signal}} > (S/B)_{\text{min}} \times NEP_{\text{capteur}}$$

Les résultats de la simulation fournissant la loi de variation du flux en fonction de la distance de la source au capteur, qui est en général une fonction décroissante, il est alors possible d'établir le **bilan de liaison** ou **bilan de portée** du capteur, c'est à dire d'évaluer la distance maximale de la source, qui est celle au delà de laquelle la performance ne répond plus au besoin : cette distance est appelée la portée du capteur (figure 15).

Le signal utile décroît généralement en fonction de la distance à la source

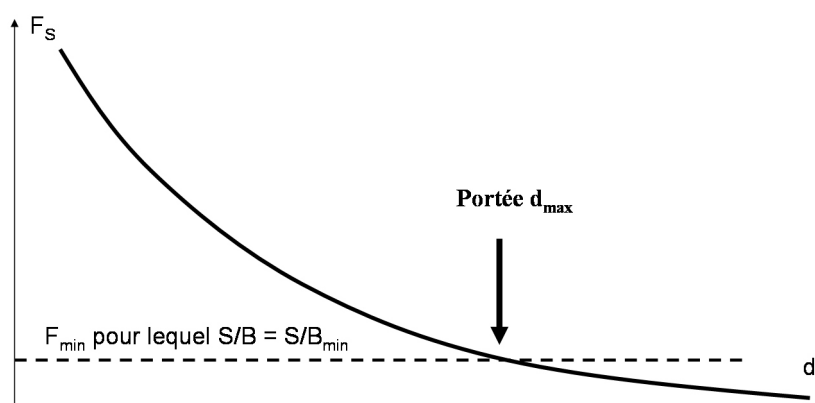


Figure 15 : Bilan de liaison d'un capteur optronique

Le bilan de portée d'un capteur ne s'adresse qu'à une configuration particulière, et il n'est plus valable si on modifie l'un ou l'autre des paramètres caractéristiques de la chaîne optronique.

### Exemple

Par exemple, la portée d'un système de défense sur une cible (en télémétrie, détection, reconnaissance, ...) dépend de l'orientation de la cible, des conditions atmosphériques (fonctionnement de jour ou de nuit, visibilité météorologique, climat, aérosols présents), de l'altitude de l'un et de l'autre et du trajet des rayons lumineux (sol-sol, air-air, air-sol, sol-air, ...), du fond sur lequel est vue la cible, ...

Dans de nombreux cas, la valeur du flux équivalent au bruit du capteur est peu "parlante" en terme de performance du capteur par rapport au phénomène à analyser. C'est pourquoi, on traduit généralement ce NEP en paramètre équivalent au niveau du phénomène observé. C'est ainsi qu'en imagerie thermique, on évalue la performance d'un capteur (ou d'un détecteur) par sa **différence de température équivalente au bruit** (NETD : noise equivalent temperature

*difference*), ou différence de température entre deux corps noirs, qui entraîne sur le capteur un rapport signal à bruit égal à 1.

# III. Etude de cas

Cette étude de cas complète le cours sur l'importance du rapport signal à bruit dans la performance des capteurs optroniques, qu'il illustre plus particulièrement par la conception des systèmes de détection. On introduit les critères de performance propres à ces capteurs, tels que la probabilité de détection et le taux de fausse alarme, qui sont depuis longtemps utilisés en radar, mais que l'on transpose, avec quelques simplifications, au domaine de l'optronique.

De façon assez similaire à un système de transmission numérique, qui est chargé de décoder un message à deux niveaux (bits 0 et 1), un système de détection (radar ou optronique) doit décider de la présence ou de l'absence d'une cible ou d'un signal. Il a donc un comportement binaire, résumé par la table de vérité ci-dessous, qui fait apparaître, dans la colonne de gauche la situation présentée au capteur (présence ou absence de cible), dans la colonne du milieu le comportement attendu du capteur et, dans la colonne de droite, les dysfonctionnements :

Réponse capteur Situation réelle	Fonctionnement correct	Dysfonctionnement
Présence de signal (cible)	<b>Présence : détection</b>	Absence : non détection
Absence de signal (cible)	Absence : état de veille	<b>Présence : fausse alarme</b>

L'optimisation d'un capteur de détection consiste à réduire ses dysfonctionnements (non détection d'une cible lorsqu'elle est présente, et détection sur du bruit, ou fausse alarme) et à maximiser sa probabilité de détection (probabilité de détecter une cible lorsqu'elle est présente). Comme on va le voir, cela passe par l'obtention d'un rapport signal à bruit supérieur à une limite, dont la valeur dépend du degré de performance attendu.

## 1. Statistique du signal électrique

La procédure la plus couramment utilisée pour discriminer le signal utile du bruit (ou discriminer entre deux niveaux en télécommunications numériques) est d'appliquer un seuillage sur la tension de sortie du détecteur : face à la situation qui lui est présentée, le capteur répond de façon binaire (présence ou absence de cible ; bit 1 ou bit 0) en comparant à chaque instant la valeur du signal avec celle de la consigne, ou seuil,  $V_{seuil}$ , de telle sorte que :

- si  $v > V_{seuil} \implies$  présence (ou bit 1)
- si  $v < V_{seuil} \implies$  absence (ou bit 0)

On a vu précédemment que la tension aux bornes de la résistance de charge du détecteur est bruitée, les niveaux respectifs du signal et du bruit étant définis dans une bande passante commune, qui est celle de l'électronique de traitement. Sans entrer dans les spécificités de chaque configuration, on notera que le bruit dépend de nombreux paramètres, tels que : mode de détection, domaine spectral du capteur, éclairage de la scène, type de source observée, détecteur utilisé,...

Le concepteur d'un système de détection doit se poser deux questions : quelle est la valeur de seuil, et quelle est celle du rapport signal à bruit qui vont permettre au capteur de répondre à son cahier des charges, c'est à dire, en résumé, de satisfaire à la probabilité de détection et au taux de fausse alarme requis. Pour pouvoir répondre, il faut caractériser la statistique du signal aux bornes de la résistance de charge du détecteur, grâce à sa **loi de densité de probabilité**. Par exemple, si on prend comme signal la tension instantanée aux bornes de la résistance de charge du détecteur, cette loi,  $p(v)$ , représente alors la distribution qu'on obtiendrait de cette valeur à partir d'un grand nombre d'échantillonnages (soit par des mesures expérimentales soit par modélisation). La probabilité  $Pr$  pour qu'elle soit comprise entre deux niveaux,  $v$  et  $v + dv$ , est alors donnée par la relation suivante :

$$Pr(v ; v + dv) = p(v)dv$$

On considérera que, en absence de cible, le signal de sortie est caractérisé par la loi de densité de probabilité de la tension de bruit  $p_b(v)$ , que l'on centrera, pour en simplifier l'écriture, sur une valeur moyenne nulle, par exemple grâce à une capacité de découplage. En présence de cible, on suppose que loi de la densité de probabilité de la tension de sortie est modifiée, sinon ce n'est pas la peine d'aller plus avant dans la conception du capteur : elle devient  $p_{s+b}(v)$ , et sa valeur moyenne, correspondant au flux supplémentaire apporté par la cible, est  $v_s$ , calculée d'après la procédure décrite dans le § « Le signal électrique en sortie du détecteur » du cours. On dénommera  $\sigma_{v,b}$  et  $\sigma_{v,s+b}$  les valeurs efficaces de la tension de bruit, obtenues respectivement en absence et en présence du signal utile.

Pour illustrer ce propos, la figure 1 (EC) ci-dessous compare trois situations, où l'on peut voir la loi de densité de probabilité du bruit seul et celles de signaux utiles de niveaux différents : faible, moyen et fort. Une première observation des courbes montre que la prise de décision du capteur (absence ou présence de cible) sera d'autant plus aisée que la séparation est nette entre la loi du signal et celle du bruit seul, et donc que les rapports  $v_s/\sigma_{v,b}$  et  $v_s/\sigma_{v,s+b}$  sont élevés.

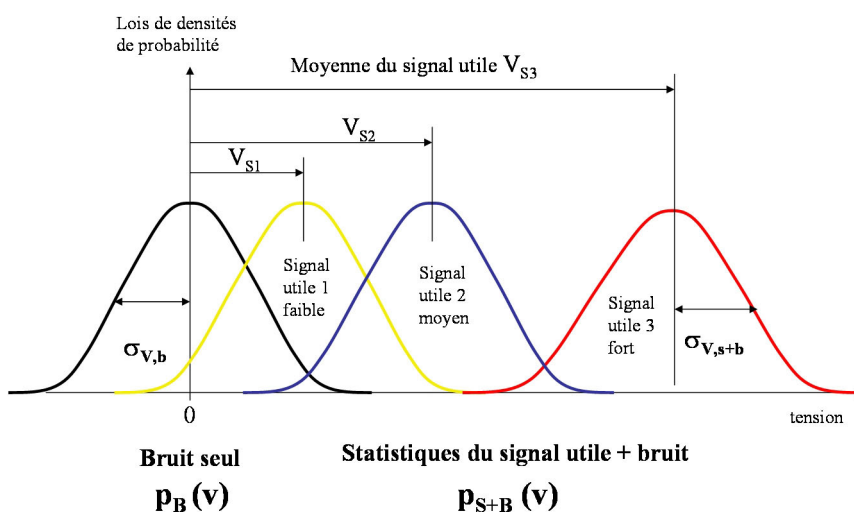


Figure 1 (EC) : Lois de densité de probabilité de la tension de sortie en absence et en présence de signal utile en entrée (faible, moyen, ou fort)

Ces deux rapports sont respectivement le « **rapport signal sur bruit propre du capteur** » (c'est à dire en absence de signal utile) et le « **rapport signal sur bruit dû au signal utile** ». **Ils constituent les paramètres fondamentaux dans la performance d'un capteur de détection optronique.**

## 2. Probabilité de fausse alarme : choix du seuil

Revenons sur la logique du capteur, dite « à seuil », qui décide de la présence ou de l'absence de la cible si la tension mesurée lors d'un échantillonnage est supérieure ou non à celle du seuil : la probabilité de détection d'un tel capteur est donc la probabilité pour qu'une mesure de la tension dépasse le seuil en présence de la cible ou du signal utile (par exemple sur une impulsion laser). Mathématiquement, elle est égale à l'intégrale, pour toutes les valeurs de tension supérieures à celle du seuil, de la loi de densité de probabilité de la tension,  $p_{s+b}(v)$  applicable lorsque le signal utile est présent :

$$Pd = \int_{\text{seuil}}^{\infty} p_{s+b}(v)dv$$

De la même manière, la probabilité de fausse alarme du capteur,  $P_{FA}$ , est la probabilité qu'une mesure de la tension dépasse le seuil alors que la cible est absente (donc sur du bruit seul). Comme pour la probabilité de détection, la probabilité de fausse alarme du capteur est l'intégrale, au delà du seuil, de la loi de densité de probabilité de la tension, mais ici celle,  $p_b(v)$ , qui exprime les fluctuations de la tension dues à la seule présence du bruit :

$$P_{FA} = \int_{\text{seuil}}^{\infty} p_b(v)dv$$

Les lois de densité de probabilité du signal utile en sortie du détecteur peuvent prendre des formes très diverses, car la fluctuation du signal utile mesuré dépend de nombreux paramètres, qu'ils soient propres au capteur, tels que son mode de détection (directe ou hétérodyne), ou bien propres à la cible, tels que la cohérence du faisceau à capter (présence ou non de speckle ou de granularité laser) ou les variations de niveau dues au changement dans l'orientation de l'objet, ou encore aux deux, tels que le rapport entre la dimension de la pupille du capteur et celle des inhomogénéités en éclaircissement provenant de l'objet... Parmi les principales lois de densité de probabilité du signal utile, on citera les statistiques suivantes : fonction de Gauss, de Laplace (exponentielle négative), de Rayleigh, fonction Gamma, ...

En ce qui concerne la statistique des valeurs instantanées de la tension en l'absence de cible, les deux sources principales de bruit considérées ici, à savoir les bruits shot et thermique (Johnson), sont de type gaussien, si on se limite aux capteurs à détection directe. Conceptuellement, l'analyse de la performance des capteurs de détection optronique ne dépend pas du type de bruit présent, contrairement au comportement réel de ces capteurs, qui, pour un rapport signal à bruit donné, varie énormément en fonction de la loi de fluctuation du signal utile.

Dans le cadre de cette étude de cas, on se limite aux capteurs dont les lois de densité de probabilité du signal de sortie sont gaussiennes, aussi bien sur le « bruit seul » que sur le « signal utile plus bruit ». Bien que cette situation ne soit pas représentative de tous les capteurs optroniques de détection, elle en couvre une fraction suffisamment importante pour servir de base à la présentation générale qui suit.

Cette hypothèse étant admise, on exprime les lois de densité de probabilité de la tension instantanée, en absence et en présence de signal utile, sous les deux formes suivantes :

$$p_b(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{v,b}^2}} e^{-\frac{v^2}{2\sigma_{v,b}^2}}$$

$$p_{s+b}(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{v,s+b}^2}} e^{-\frac{(v - v_s)^2}{2\sigma_{v,s+b}^2}}$$

Dans ces conditions, la probabilité de détection et la probabilité de fausse alarme du capteur sont respectivement données par :

$$P_d = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{v,s+b}^2}} \int_{v_{seuil}}^{\infty} \exp\left(\frac{-(v - v_s)^2}{2\sigma_{v,s+b}^2}\right) dv$$

$$P_{FA} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{v,b}^2}} \int_{v_{seuil}}^{\infty} \exp\left(\frac{-v^2}{2\sigma_{v,b}^2}\right) dv$$

Le premier paramètre à définir dans la conception d'un système de détection optronique est la valeur de sa tension de seuil, valeur qui permet au système de satisfaire à la probabilité de fausse alarme requise. D'après le tableau ci-dessous, on peut constater qu'une probabilité de fausse alarme décroît très rapidement en fonction du rapport,  $v_{seuil}/\sigma_v$ , entre la valeur de la tension de seuil et la valeur efficace de la tension de bruit. Par exemple, la probabilité de fausse alarme est égale à  $10^{-3}$  pour une valeur de ce rapport égale à 3 ; à  $10^{-9}$  pour un rapport de 6, à  $10^{-12}$  pour un rapport de 7,...

$v_{seuil} / \sigma_v$	3	4,25	5,2	6	7	8	9
$P_{FA}$	$10^{-3}$	$10^{-5}$	$10^{-7}$	$10^{-9}$	$10^{-12}$	$10^{-15}$	$10^{-18}$

En pratique, le paramètre généralement utilisé par le client dans le cahier des charges pour spécifier les fausses alarmes n'est pas la probabilité de fausse alarme, mais plutôt le « **taux de fausse alarme** ». Le TFA correspond au nombre de fausses alarmes que le client tolère par unité de temps ou par période d'utilisation du capteur, c'est à dire le nombre de fois où une crête de tension de bruit dépasse le seuil, ou le nombre d'alertes déclenchées par le capteur sur du bruit et non sur la cible (alertes non désirées), pendant l'une ou l'autre de ces durées. Le taux de fausse alarme est donc l'un des paramètres opérationnels fondamentaux de tout système de détection.

Comme cela a été mentionné précédemment, la probabilité de fausse alarme est la probabilité pour qu'une mesure de tension instantanée, effectuée en l'absence de cible, dépasse le seuil. Cette caractéristique n'apparaît pas dans le cahier des charges du capteur, parce qu'elle n'est pas connue de l'utilisateur, celui-ci étant intéressé par le taux de fausse alarme. Le concepteur doit transposer la valeur du TFA issue du cahier des charges en valeur de probabilité de fausse alarme, sur laquelle il établira le calcul du rapport  $v_{seuil}/\sigma_v$ . La relation entre TFA et PFA se déduit du fait que le nombre de fausses alarmes issues du capteur pendant une certaine durée est le produit du taux de fausse alarme par mesure individuelle, qui n'est autre que la probabilité de fausse alarme, par le nombre de mesures élémentaires effectuées par le capteur pendant ce laps de temps, d'où l'expression générale de la  $P_{FA}$  :

$$P_{FA} = \frac{\text{TFA sur une durée donnée}}{\text{nombre de mesures effectuées pendant cette durée}}$$

Par exemple, si le capteur mesure le signal sans discontinuer, pendant toute la durée considérée, le nombre de mesures effectuées est le produit de la durée en question par la fréquence d'échantillonnage du capteur, et il vient alors :

$$PFA = \frac{\text{TFA (par seconde)}}{\text{fréquence d'échantillonnage}}$$

A la différence de l'utilisateur, le concepteur connaît la fréquence d'échantillonnage de son capteur, qu'il doit définir à partir du spectre du signal à détecter : en effet, suivant le théorème d'échantillonnage de Shannon, cette fréquence d'échantillonnage doit être supérieure ou égale au double de la fréquence la plus élevée contenue dans ce spectre (supposé borné).

Dans un certain nombre d'applications, le capteur ne réalise pas de mesures en permanence, mais seulement pendant une fraction du temps, et il est donc inutile de prendre en compte les informations délivrées en dehors des périodes utiles. Cela se produit typiquement dans le cas des télémètres à laser impulsionnel, si on connaît a priori la distance maximale,  $d_{max}$ , de la cible : si, par exemple, cette distance maximale est de  $15km$  cela signifie que le temps d'aller retour de l'impulsion laser sur la cible est au plus de :

$$\tau_{AR} = \frac{2d_{max}}{c} = 10^{-4}s$$

Il est inutile de mesurer la tension au delà de cette durée, et l'on déconnectera le système, ce qui élimine ainsi tout risque de fausse alarme provenant de cibles jugées trop lointaines pour être détectées. Si le télémètre émet dix impulsions par seconde, chaque seconde d'utilisation effective du télémètre ne comporte que  $10^{-3}s$  de mesures effectives, soit un pourcentage de temps consacré à la mesure, ou taux d'utilisation ( $T_u/T$ ) de  $10^{-3}$ . Si le capteur entre dans cette catégorie (non utilisation à plein temps des informations pendant la durée de fonctionnement), alors la relation entre son TFA et sa  $P_{FA}$  est la suivante :

$$P_{FA} = \frac{\text{TFA (par seconde d'utilisation)}}{(T_u/T) \text{ fréquence d'échantillonnage}}$$

Cela permet au concepteur d'accepter une probabilité de fausse alarme beaucoup plus élevée, en réduisant les durées de prise en compte du signal aux seules périodes utiles. Comme le montre le paragraphe suivant, cette approche de réduction du nombre de mesures permet d'abaisser le seuil et ainsi d'augmenter la probabilité de détection, tout en conservant un taux de fausse alarme identique.

### 3. Probabilité de détection et valeur minimale du rapport signal à bruit

Du point de vue de l'utilisateur, le paramètre essentiel dans la performance d'un système de détection est constitué par le couple des valeurs, en probabilité de détection et en taux de fausse alarme, qui le caractérise. On a vu que la première de ces deux informations à exploiter, par le concepteur, est le taux de fausse alarme, qui permet de fixer le seuil. Dans ce qui suit, on montre comment le concepteur doit utiliser la seconde, c'est à dire la spécification en probabilité de détection, pour définir le rapport signal à bruit minimal nécessaire au bon fonctionnement de son capteur.

Si on pose :

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{t^2}{2}} dt$$

Alors :

$$y = f(x) \rightarrow x = g(y)$$

Les fonctions  $f$  et  $g$  sont dites réciproques l'une de l'autre, et il vient :

$$P_{FA} = f\left(\frac{-V_{seuil}}{\sigma_{v,b}}\right)$$

d'où :

$$\frac{-V_{seuil}}{\sigma_{v,b}} = -g(P_{FA})$$

D'autre part, avec l'hypothèse de loi gaussienne sur la densité de probabilité du signal utile, la probabilité de détection est égale à :

$$P_d = f\left(\frac{V_s - V_{seuil}}{\sigma_{v,s+b}}\right)$$

d'où :

$$\frac{V_s - V_{seuil}}{\sigma_{v,s+b}} = g(P_d)$$

Pour concrétiser les résultats envisageables, limitons nous au cas où le capteur optronique est destiné à détecter des signaux peu fluctuants (signaux dits «certains»), et suffisamment faibles pour que leur présence ne modifie pas de façon significative le bruit du capteur : cette approximation peut se justifier dans de nombreux systèmes de détection infrarouge, dans lesquels le flux de fond incident sur le détecteur est très important vis-à-vis du flux de signal à détecter. Par conséquent, la valeur moyenne du courant issu du détecteur est assez peu modifiée par la présence du signal utile, et si le bruit est dû essentiellement au rayonnement du fond (système de détection dit «BLIP» : *Background Limited Infrared Photodetector*), les bruits en présence et en absence de signal utile sont assez similaires, ce qui permet d'écrire que :

$$\sigma_{v,s+b} \approx \sigma_{v,b}$$

et

$$V_s / \sigma_{v,s} = g(P_d) - g(P_{FA})$$

On en conclut que la valeur minimale du rapport signal à bruit permettant de satisfaire aux spécifications du capteur en probabilité de détection et taux de fausse alarme (converti en probabilité de fausse alarme suivant la procédure exposée au paragraphe précédent) :

$$(S/B)_{min} = g(P_d) - g(P_{FA})$$

Le tableau ci-dessous fait la correspondance entre les fonctions réciproques  $y$  et  $g(y)$  précédemment définies, pour quelques valeurs de  $y$ , dans le cas d'un bruit gaussien :

$y$	$g(y)$	$y$	$g(y)$	$y$	$g(y)$	$y$	$g(y)$
$10^{-12}$	<b>-7,03</b>	$2 \cdot 10^{-3}$	<b>-2,87</b>	0,6	<b>0,25</b>	$1 \cdot 10^{-4}$	<b>3,71</b>
$10^{-11}$	<b>-6,7</b>	$5 \cdot 10^{-3}$	<b>-2,57</b>	0,7	<b>0,52</b>	$1 \cdot 10^{-5}$	<b>4,26</b>
$10^{-10}$	<b>-6,36</b>	$10^{-2}$	<b>-2,32</b>	0,8	<b>0,84</b>	$1 \cdot 10^{-6}$	<b>4,75</b>
$10^{-9}$	<b>-5,99</b>	$2 \cdot 10^{-2}$	<b>-2,05</b>	0,9	<b>1,28</b>	$1 \cdot 10^{-7}$	<b>5,19</b>
$10^{-8}$	<b>-5,61</b>	$5 \cdot 10^{-2}$	<b>-1,64</b>	0,95	<b>1,64</b>	$1 \cdot 10^{-8}$	<b>5,61</b>
$10^{-7}$	<b>-5,19</b>	$10^{-1}$	<b>-1,28</b>	0,98	<b>2,05</b>	$1 \cdot 10^{-9}$	<b>5,99</b>
$10^{-6}$	<b>-4,75</b>	$2 \cdot 10^{-1}$	<b>-0,84</b>	0,99	<b>2,32</b>	$1 \cdot 10^{-10}$	<b>6,36</b>
$10^{-5}$	<b>-4,26</b>	$3 \cdot 10^{-1}$	<b>-0,52</b>	1	<b>2,57</b>	$1 \cdot 10^{-11}$	<b>6,7</b>
$10^{-4}$	<b>-3,71</b>	$4 \cdot 10^{-1}$	<b>-0,25</b>	1	<b>2,87</b>	$1 \cdot 10^{-12}$	<b>7,03</b>
$10^{-3}$	<b>-3,09</b>	$5 \cdot 10^{-1}$	<b>0</b>	1	<b>3,09</b>		

*Correspondance entre les fonctions réciproques  $y$  et  $g(y)$  pour une fonction gaussienne*

L'abaque suivante (figure 2 (EC)) permet de calculer, dans ces conditions simplificatrices, la valeur minimale du rapport signal sur bruit interne nécessaire pour assurer un couple de valeurs requises en probabilité de détection et de fausse alarme, pour la détection de signaux stables (c'est à dire non fluctuants d'un échantillonnage à un autre), dans du bruit : pour l'exploiter, on repère la valeur assignée en probabilité de détection sur l'axe des ordonnées, à partir de laquelle on trace une droite horizontale jusqu'à la courbe correspondant à la probabilité de fausse alarme imposée ; l'abscisse du point d'intersection, correspond au minimum de rapport signal à bruit nécessaire pour obtenir ce résultat.

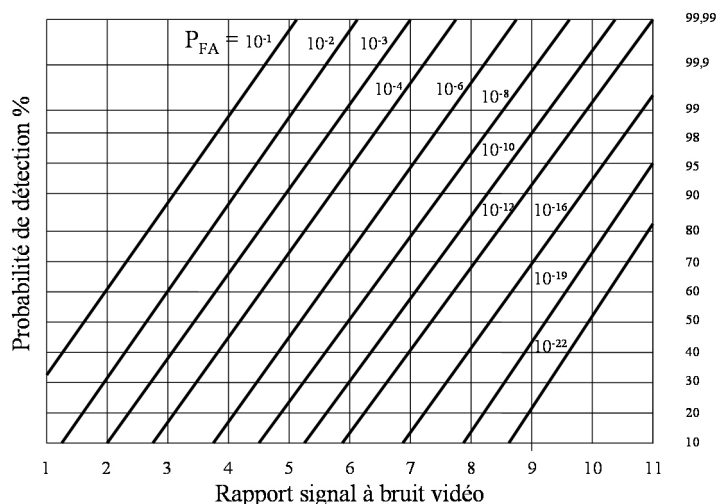


Figure 2 (EC) : Relations entre Probabilités de détection et de fausse alarme, et le rapport signal à bruit

Par exemple, si la probabilité de détection requise est 90%, et la probabilité de fausse alarme  $10^{-10}$ , la valeur minimale du rapport signal à bruit vidéo est 8.

On peut aussi lire cette abaque de manière différente, si le bilan de liaison du capteur montre que le signal à détecter ne permettra pas d'obtenir un rapport signal à bruit supérieur à une certaine limite  $S/B_{max}$ . Dans ces conditions, les performances optimales du capteur se trouvent alignées sur la verticale d'abscisse  $S/B_{max}$ . Par exemple, si on sait pertinemment que le rapport signal à bruit ne dépassera pas 6, on peut prévoir que les performances du capteur se limiteront aux couples de valeurs en  $P_d$  et  $P_{FA}$  définis par cette abscisse, soit typiquement :  $P_d = 70\%$  et  $P_{FA} = 10^{-7}$ ,  $P_d = 85\%$  et  $P_{FA} = 10^{-6}$ ,  $P_d = 93\%$  et  $P_{FA} = 10^{-5}$ ,  $P_d = 98\%$  et  $P_{FA} = 10^{-4}$ , ...

### Remarque

Cette étude sur le cas de signaux dits stables est une simplification du problème général de la détection optronique. Si le signal est assez bruité par lui-même (ce qui peut se produire avec des signaux laser présentant du speckle), sa statistique peut être considérablement plus large que celle du bruit propre au capteur. Par rapport à la situation analysée ici (signal stable), il en résulte que la probabilité de détection est améliorée aux basses valeurs de signal, mais par contre fortement réduite à fort signal moyen. Ainsi, pour obtenir une probabilité de détection élevée (typiquement supérieure à 80%) en présence de fluctuations du signal dues au speckle, le concepteur d'un capteur optronique de détection sera contraint à augmenter d'un facteur non négligeable (10 par exemple) la puissance de la source laser du capteur par rapport à celle qui serait nécessaire en absence de fluctuations.

# IV. Exercice

## 1. Test de connaissances

Veillez répondre aux trois questions suivantes :

### Question 1

[Solution n°1 p 40]

Quelle est l'intensité énergétique, supposée constante à l'intérieur du cône d'émission, d'une source laser dont la puissance est  $P$  et l'angle de divergence totale du faisceau  $\alpha$ ? quel est le nombre de photons émis par seconde par le laser si sa longueur d'onde est  $\lambda$  ?

Application numérique :  $P = 1W$ ,  $\alpha = 1mrad$ ,  $\lambda = 1\mu m$

### Question 2

[Solution n°2 p 40]

Quel est l'éclairement énergétique du panneau solaire d'un satellite terrestre placé perpendiculairement aux rayons du soleil (que l'on considérera comme un corps noir à  $6000K$  de diamètre angulaire  $\alpha$ , égal à  $30'$ )

### Question 3

[Solution n°3 p 40]

Un capteur optronique d'imagerie observe la lumière ambiante réfléchiée par une surface diffusante, d'éclairement  $E$  et de facteur de réflexion  $R$ , située à la distance  $d$ . Quel est l'éclairement  $E'$  dans le plan d'un (petit) détecteur qui est situé dans le plan image, sur l'axe du capteur, si l'optique a une distance focale  $f'$ , un diamètre de pupille d'entrée  $D_e$  et une transmission  $T_{op}$ . Considérer que le milieu de propagation est le vide et que la distance de l'objet est très grande vis à vis de la focale.

## 2. Exercice

### Capteur laser pour éclairage et télémétrie de la lune

Installés dans plusieurs pays, dont la France (au dessus de Nice), plusieurs systèmes à laser impulsions éclairent une zone de la lune à des fins de télémétrie fine Terre-Lune. Considérer qu'à chaque impulsion, le faisceau laser, de longueur d'onde  $\lambda (= 1,5\mu m)$  a une puissance crête à l'émission  $P_c (= 1GW)$ , une durée  $\tau (= 0,1ns)$ , une divergence totale  $\alpha (= 10\mu rad)$  et que son intensité est constante dans ce cône (et nulle en dehors). Le sol lunaire, supposé perpendiculaire au faisceau incident, est lambertien en réflexion, et son albédo à la longueur d'onde du laser est  $R (= 0,1)$ .

Un télescope d'observation, situé à proximité de l'émetteur laser, observe le point d'impact sur la lune. Son nombre d'ouverture est  $N (= 5)$  et sa pupille d'entrée a un diamètre  $D_e (= 1m)$ .

### Question 1

[Solution n°4 p 40]

1) Quel est le nombre  $N$  de photons émis à chaque impulsion ?

### Question 2

[Solution n°5 p 41]

2) Quel est l'éclairement énergétique crête de la surface lunaire recevant l'impact laser ?

## Question 3

[\[Solution n°6 p 41\]](#)

3) Quelles sont la luminance  $L_{c,lune}$  et l'intensité  $L_{c,lune}$  (énergétiques crêtes) de la zone de lune éclairée par le laser, en direction de la terre ?

## Question 4

[\[Solution n°7 p 41\]](#)

4) Quel est le nombre  $N_1$  de photons laser qui reviennent de la lune sur le détecteur du télescope à chaque impulsion, si le diamètre du détecteur est  $D_d (= 100\mu m)$  ?

## Question 5

[\[Solution n°8 p 41\]](#)

5) Quel serait leur nombre,  $N_2$ , si on remplaçait ce détecteur par un autre, plus petit, de diamètre  $D'_d (= 60\mu m)$  ?

## Question 6

[\[Solution n°9 p 41\]](#)

6) Pour que ces photons viennent d'un endroit précis de la lune, le dispositif vise la région de la lune où fut déposé un ensemble de rétroreflecteurs (coins de cube), de surface utile  $S_{RR} (= 1m^2)$  et caractérisé par sa  $BRDF (= 10^7 sr^{-1})$ . Quel est alors le nombre de photons de retour du rétroreflecteur posé sur la lune à chaque impulsion ?

# Conclusion

Vous pouvez consulter les références suivantes :

- [Bases de radiométrie optique]- [Infrared and electro-optical systems handbook]- [La thermographie infrarouge]- [Electro-optical systems performance modeling]- [Thermal imaging systems]- [Introduction to sensor systems]- [The microwave engineering handbook]

# Solution des exercices

## >Solution n°1 (exercice p. 37)

Si l'intensité est constante à l'intérieur de l'angle solide d'émission du laser, le flux émis est égal à :  $P = I\Omega$

où l'angle solide d'émission  $\Omega = \pi\alpha^2/4$

L'intensité de cette source est donc :

$$I = 4P/\alpha^2 = 4/10^{-6}\pi = 1,3 \text{ MW sr}^{-1}$$

Le flux photonique de ce laser est le rapport entre son flux énergétique (ou puissance) et l'énergie du photon émis (identique pour tous les photons puisque la source laser est quasi-monochromatique), soit :

$$\Phi_p = P/h\nu = \frac{P}{hc}\lambda = 5.10^{18} \text{ s}^{-1} \text{ (photons par seconde)}$$

## >Solution n°2 (exercice p. 37)

L'étendue géométrique du pinceau défini par un panneau plan d'aire  $S$  et le soleil sur l'axe est :  $G = S\Omega_{\text{soleil}}$ , où  $\Omega_{\text{soleil}}$  est l'angle solide sous lequel est vu le soleil depuis le panneau. Celui-ci reçoit donc le flux :

$$\Phi = L_{\text{soleil}}G = L_{\text{soleil}}S\Omega_{\text{soleil}}$$

où  $L_{\text{soleil}}$  est la luminance du rayonnement du soleil  $= K_3T_{\text{soleil}}^4$

Il vient que l'éclairement énergétique du panneau solaire est :

$$E = \Phi/S = L_{\text{soleil}}\Omega_{\text{soleil}} = (\pi\alpha_s^2/4)K_3T_{\text{soleil}}^4$$

application numérique : la constante de Stefan en luminance vaut  $K_3 = 1,8 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ K}^{-4}$ , il vient :

$$E = 1400 \text{ W m}^{-2}$$

## >Solution n°3 (exercice p. 37)

La luminance d'un objet diffusant sous l'effet d'un éclairement  $E$  est  $L_{\text{objet}} = RE/\pi$ .

Puisqu'il s'agit d'un capteur d'imagerie, l'objet déborde du champ de vision et le flux reçu par le détecteur est donné par :  $F = T_{\text{op}}L_{\text{objet}}G_{\text{capteur}}$ .

D'après le cours, l'étendue géométrique du faisceau conique qui converge sur la surface plane du détecteur est  $G = \pi S_d \sin^2 \alpha_M$  où  $S_d$  est l'aire du détecteur.

On conclut que l'éclairement  $E'$  de ce détecteur est donné par :

$$E' = RET_{\text{op}} \sin^2 \alpha_M = RET_{\text{op}}/4N^2$$

Si le milieu de propagation est parfaitement transparent, l'éclairement du détecteur d'un capteur d'image dépend de l'éclairement de l'objet, de son facteur de réflexion diffuse, et du nombre d'ouverture de l'optique, mais il est indépendant de la distance de l'objet. Donc le flux que reçoit ce détecteur de l'objet est constant en fonction de la distance.

## >Solution n°4 (exercice p. 37)

Nombre de photons émis :

Le nombre de photons laser émis par le capteur à chaque impulsion est le rapport entre l'énergie de l'impulsion et celle du photon individuel, soit :

$$N_0 = P_c\tau/h\nu = 7,5 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$$

**>Solution n°5** (exercice p. 37)

Éclairement énergétique laser crête de la surface de la lune :

Par la loi de Bouguer, cet éclairement est égal à  $E_{c,lune} = I_{claser}/d^2$  où  $d$  est la distance entre la terre et la lune (380000km), soit :

$$E_{c,lune} = 4P_c/\pi\alpha^2 d^2 \sim 100W m^{-2}$$

**>Solution n°6** (exercice p. 38)

Luminance et intensité crête de la lune due au laser :

La surface de la lune est lambertienne, donc sa luminance crête laser est :

$$E_{c,lune} = RE_{c,lune}/\pi = 3W m^{-2} sr^{-1}$$

et son intensité crête :

$$I_{c,lune} = RP_c/\pi = 30 \times 10^6 W sr^{-1}$$

**>Solution n°7** (exercice p. 38)

Nombre de photons de retour sur le détecteur :

L'angle de champ en réception du capteur est

$$\alpha' = D_d/f' = 10^{-4}/5 = 20\mu rad$$

donc deux fois supérieur au champ à l'émission ce qui fait du système un capteur de flux sur la tache laser. Par conséquent le Flux laser de retour dans la pupille d'entrée du capteur, et donc sur le détecteur si on considère que la transmission de l'optique de 100%, est :

$$P_{retour} = I_{lune} S_{op}/d^2$$

et le nombre de photons  $N_1$  incidents sur le détecteur est :

$$N_1 = P_{c,retour} \tau/h\nu = 0,1 \text{ photon par retour}$$

ce qui signifie qu'il revient en moyenne un photon tous les dix tirs.

**>Solution n°8** (exercice p. 38)

Si l'on remplace le détecteur existant par un détecteur de diamètre plus petit,, le flux reçu par le détecteur est inchangé tant que le champ de réception est supérieur au champ d'émission, ce qui est le cas ici, car avec un détecteur de 60mm, le champ en réception est de 12 $\mu rad$ , légèrement supérieur à celui de l'émission. Dans la mesure où l'on ne tient pas compte des désalignements possibles entre émission et réception, on trouve donc que :

$$N_2 = N_1$$

**>Solution n°9** (exercice p. 38)

L'intensité laser sur l'axe de l'ensemble des rétroreflecteurs est égale au produit de sa luminance par sa surface :

$$I_{c,RR} = L_{c,RR} \times S_{RR} = BRDF \times E_{c,lune} S_{RR} = 10^7 \times 100 \times 1 = 10^9 W sr^{-1}$$

Elle est donc environ 30 fois plus importante que celle du reste de la lune. Cet avantage se retrouve dans le nombre de photons qui reviennent du coin de cube, sur plusieurs impulsions successives et surtout dans le fait que tous ces photons reviennent du même endroit, ce qui n'est pas le cas des photons qui reviennent d'autres zones de la tache laser, celle-ci ayant un diamètre de l'ordre de 3,8km sur la lune. Dans cette application, où le nombre de photons de signal est extrêmement réduit, le traitement du signal se base sur le comptage de ces

photons, case distance par case distance, sur des durées d'intégration très courtes, et en corrélant les résultats d'une impulsion à une autre.

# Bibliographie

**[Bases de radiométrie optique]** JEAN-LOUIS MEYZONNETTE, THIERRY LÉPINE, *Bases de radiométrie optique*, Cépaduès-Editions, 2001.

**[Electro-optical systems performance modeling]** WALDMAN, WOOTON, *Electro-optical systems performance modeling*, Artech, house, 1993.

**[Infrared and electro-optical systems handbook]** ACETTA, SHUMAKER, *Infrared and electro-optical systems handbook*, SPIE Press, 1993.

**[Introduction to sensor systems]** HOVANESSIAN, *Introduction to sensor systems*, Artech house, 1988.

**[La thermographie infrarouge]** G. GAUSSORGUES, *La thermographie infrarouge*, Lavoisier, 4<sup>e</sup> éditions, 1999.

**[The microwave engineering handbook]** SMITH, CARPENTIER, *The microwave engineering handbook*, vol. 3, Chapman and Hall, 1993.

**[Thermal imaging systems]** LLOYD, *Thermal imaging systems*, Plenum Press, Third printing, 1982.