

Photonique Expérimentale

Détecteurs et bruits.

1	Bruit dans un système de détection optique	1
2	Caractérisation d'un détecteur infrarouge	21
3	Étude d'un capteur CMOS industriel	39
4	Caméra infrarouge	53
	Annexe : Qu'appelle-t-on bruit de photons ?	69

	B1	B2	B3	B4
Salles	S1.20	S1.15	S1.24	S1.28

lense.institutoptique.fr | Deuxième année | Photonique S8

Cycle Ingénieur - 2^{ème} année - S8 -Palaiseau
Version du 3 février 2021
Année 2020-2021

B 1

Sources de bruit dans un système de détection optique

Version du 3 février 2021

La question P1 doit être préparée avant la séance

Sommaire

1	Objectifs du TP	1
2	Mesure d'un bruit	2
3	Bruit d'amplification	5
4	Bruit de Johnson (ou bruit thermique)	8
5	Le bruit de photons	11
6	Réduction du bruit de photons	14
7	Consignes pour le compte-rendu	18
	Annexe 1. Diagrammes de Bode des amplis	19
	Annexe 2. L'analyseur de spectre	20

1 Objectifs du TP

A l'issue de la séance de TP, vous serez capables de :

- faire la différence entre un offset (typiquement un courant d'obscurité) et un bruit,
- mesurer une amplitude de bruit, c'est à dire capables de :
 - utiliser un analyseur de spectre électrique,
 - convertir des grandeurs exprimées en $\text{dBm}_{@1\text{Hz}}$ en W/Hz ,
 - expliquer comment l'AS effectue la mesure,

- déterminer l'influence de paramètres importants dans toute mesure de bruit, et en particulier la bande passante (ENBW),
- évaluer l'incertitude de mesure,
- décomposer les différentes contributions (bruit d'amplification, bruit thermique, bruit de photons) au bruit total,
- proposer un protocole de mesure pour chacun des bruits,
- vérifier si un système de détection est limité par le bruit de photons,
- justifier le terme de "bruit de photons"

L'objet des trois premières parties de ce travail est d'étudier les principales sources de bruit présentes dans tout système de détection optique : le bruit d'amplification, le bruit thermique et surtout le bruit de photons.

Le bruit de photons est lié à la nature quantique de la lumière. Il a longtemps été considéré comme une limitation fondamentale. Dans certaines conditions très particulières, il est pourtant possible de descendre en dessous de la limite du bruit de photons également appelée « *limite quantique standard* », comme cela a pu être montré pour la première fois en 1985¹. La dernière partie présente une expérience de réduction du bruit de photons sous la limite quantique standard.

- **Utiliser au fur et à mesure du déroulement du T.P. un tableur (Excel)** pour exploiter vos mesures et vérifier ainsi leur validité.

2 Mesure d'un bruit

2.1 Approche statistique

Un bruit est un processus aléatoire. Mesurer un bruit revient à en déterminer ses propriétés statistiques, en particulier la variance de ses fluctuations, que l'on désigne comme sa valeur efficace V_{eff}^2 . Par définition :

$$V_{\text{eff}}^2 = \int v^2 p(v) dv$$

où $p(v)$ représente la densité de probabilité du processus aléatoire. Elle n'est pas toujours connue analytiquement, mais peut être mesurée, estimée expérimentalement.

2.2 Mesure dans le domaine temporel

Pour toute une classe de signaux aléatoires, les signaux stationnaires et ergodiques, on considère que la statistique temporelle du signal reproduit sa statistique d'ensemble. Les bruits font partie de cette catégorie.

1. Slusher *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 2409 (1985).

On mesure ainsi à l'aide d'un oscilloscope la **valeur efficace** V_{eff} d'une tension $v(t)$ de moyenne nulle :

$$V_{\text{eff}}^2 = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_{[T]} v^2(t) dt$$

C'est également la définition de la **puissance** moyenne totale d'un signal (aléatoire). Pour un bruit, cette valeur efficace correspond à son écart-type temporel :

$$V_{\text{eff}}^2 = \sigma_v^2 = \langle v^2(t) \rangle \quad \forall t$$

2.3 Mesure dans le domaine fréquentiel

La même mesure de valeur efficace peut s'effectuer dans le domaine fréquentiel. A l'aide d'un analyseur de spectre (AS) on a accès aux composantes fréquentielles d'un bruit, ou plus exactement à sa densité spectrale de puissance.

La **densité spectrale de puissance** de bruit est définie par :

$$\text{DSP}(f) = \frac{1}{R_{\text{AS}}} \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{2}{T} \langle |\widetilde{v}_T(f)|^2 \rangle \quad (1.1)$$

pour tout $f > 0$. v_T désigne la tension $v(t)$ limitée à $[0 T]$ (et nulle en dehors de cet intervalle) et $\widetilde{v}_T(f)$ désigne sa transformée de Fourier. R_{AS} est la résistance d'entrée de l'AS. La DSP est exprimée en W/Hz.

On définit aussi la **valeur efficace de bruit** ramenée à 1 Hz, v_n (n pour *noise*), en prenant la racine carrée de la DSP :

$$v_n(f) = \sqrt{R_{\text{AS}} \cdot \text{DSP}(f)}$$

exprimée en $V/\sqrt{\text{Hz}}$.

On obtient la valeur efficace, donc la puissance, en intégrant la DSP sur tout le spectre :

$$V_{\text{eff}}^2 = R_{\text{AS}} \int_0^{+\infty} \text{DSP}(f) df = \int_0^{+\infty} v_n^2(f) df$$

2.4 Autocorrélation d'un bruit : le lien avec le domaine fréquentiel

La puissance d'un signal étant la même dans les représentations temporelles et fréquentielles (c'est le théorème de Parseval), on peut montrer qu'il existe un lien entre les deux : c'est le théorème de Wiener-Khintchine. Le contenu spectral d'un bruit, donc la DSP, est relié à l'autocorrélation $c_v(\tau) = \langle v(t)v(t-\tau) \rangle$

du signal par une transformée de Fourier :

$$\frac{2}{R_{AS}} c_v(\tau) \xrightarrow{\text{TF}} \text{DSP}(f)$$

et en particulier, en $\tau = 0$, on obtient :

$$V_{\text{eff}}^2 = \sigma_v^2 = c_v(0) = R_{AS} \int_0^{+\infty} \text{DSP}(f) df$$

2.5 Bruits blancs. Filtrage.

Les bruits étudiés ici sont fortement décorrélés, c'est à dire que leur comportement est très chaotique au cours du temps. Il n'y a pas de corrélation entre le signal à l'instant t et le signal à l'instant $t + \tau$: l'autocorrélation du signal, $c_v(\tau)$, est nulle pour des valeurs de τ supérieures aux plus petites valeurs de temps mesurables, c'est à dire $c_v(\tau) = 0$ sauf en $\tau = 0$. La DSP est alors constante pour toutes les fréquences. Par analogie avec l'optique, on parle de « bruit blanc ». Ces bruits blancs ne sont qu'un modèle mathématique, il ne peuvent se rencontrer en pratique car leur valeur efficace serait alors infinie ! On parle parfois de bruit blanc dans une bande passante donnée quand la DSP est constante sur un domaine de fréquence.

Lorsqu'on cherche à mesurer un bruit, on limite forcément la bande fréquentielle d'analyse par la bande passante de l'oscilloscope, celle d'un filtre ou de la résolution de l'AS, La valeur efficace du signal mesuré est donc :

$$V_{\text{eff}}^2 = \int_0^{\Delta f} v_n^2(f) df = v_n^2(f) \Delta f$$

où $v_n(f)$ est la valeur efficace de bruit, supposée constante sur la bande passante d'analyse Δf .

Donc, donner une puissance d'un bruit (blanc) revient à mesurer sa valeur efficace ramenée à 1 Hz v_n ET à donner la largeur de la bande passante de mesure !

Attention, deux bruits de DSP identiques peuvent avoir des allures très différentes. Par exemple les deux signaux représentés sur la figure 1.1 ont la même DSP :

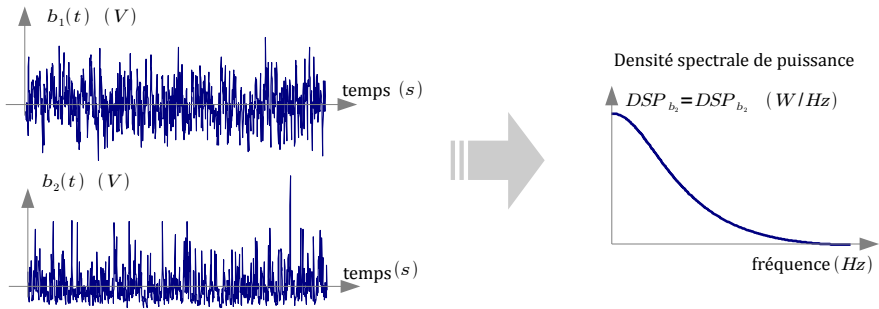


FIGURE 1.1 – Deux bruits différents pour une DSP identique.

P1 Quelle est l'allure de l'histogramme de chacun de ces deux bruits ? Est-ce que leurs fonctions d'autocorrélation sont identiques ? Lequel de ces bruits est un bruit blanc ? Lequel est un bruit gaussien ?

3 Bruit d'amplification

Pour pouvoir étudier le bruit thermique d'une résistance ou le bruit de photons d'une photodiode, il est nécessaire d'amplifier ce bruit car les fluctuations de tension ou de courant correspondantes sont très faibles. Cependant, un amplificateur génère lui-même du bruit. C'est pourquoi vous allez commencer par étudier le bruit propre de l'amplificateur de tension que vous utiliserez dans la suite pour l'étude du bruit thermique d'une résistance, puis pour l'étude du bruit de photons.

Le bruit d'amplification est le bruit présent en sortie de l'amplificateur. Sa valeur efficace est notée $V_{\text{ampli,out}}$. Il s'ajoute au signal amplifié et il est aussi présent en l'absence de tout signal placé en entrée.

Afin de comparer les bruits propres d'amplificateurs de gain et de bande passante différents, on donne la valeur du bruit *ramenée en entrée*. On modélise ainsi le bruit de l'amplificateur en sortie comme le résultat d'un bruit blanc placé en entrée d'un amplificateur parfait (figure 1.2), de gain G et de bande passante Δf . C'est la valeur efficace de bruit $v_{n,\text{ampli}}$ en $V/\sqrt{\text{Hz}}$ de ce bruit blanc que l'on cherche à déterminer.

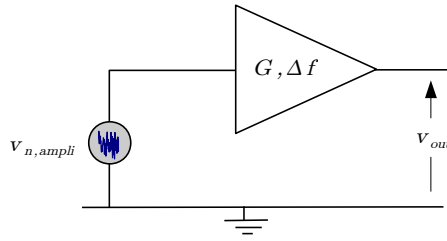


FIGURE 1.2 – Modèle d'un générateur de bruit blanc placé en entrée de l'amplificateur. Son gain est noté G et sa bande passante Δf

Le montage utilisé est schématisé sur la figure 1.3 : il s'agit du boîtier « Ampli 1 » dont l'entrée est court-circuitée (on utilise un boîtier de résistance réglée sur la position court-circuit, $R = 0 \Omega$, branché directement sur l'ampli sans utiliser de câbles coaxiaux). Le boîtier est alimenté par des batteries ($\pm 12 \text{ V}$) afin d'éviter au maximum les parasites dus à l'alimentation.

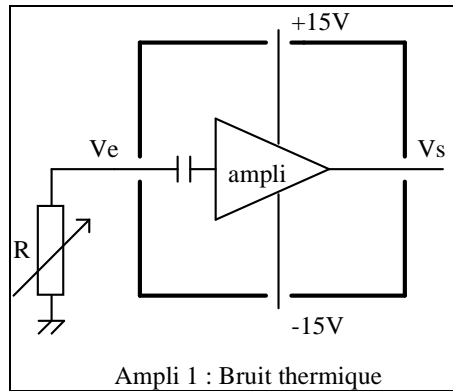


FIGURE 1.3 – Schéma du circuit de mesure du bruit thermique et du bruit d'amplification.

3.1 Mesure du bruit avec un oscilloscope

La sortie de l'ampli sera visualisée avec l'oscilloscope réglé sur le plus petit calibre (1 ou 2 mV/carreau).

Q1 Affichez le signal pour différentes bases de temps. L'allure du signal paraît-elle compatible avec un bruit blanc gaussien ?

Q2 Évaluez approximativement la valeur pic à pic de la tension de sortie. En déduire la tension efficace correspondante $V_{\text{ampli,out}}$ dans l'hypothèse où la fluctuation de tension en sortie d'ampli suit une distribution Gaussienne. Pour une distribution Gaussienne : $V_{\text{peak to peak}}$ vaut environ 6 fois V_{eff} .

La valeur du bruit donnée par le constructeur pour l'ampli AH0013 est $v_{n,\text{AH1003}} = 2 \text{ nV} / \sqrt{\text{Hz}}$.

Cette valeur est la tension efficace de bruit, ramenée à l'entrée et ramenée à une bande d'analyse de 1 Hz, notée $v_{n,\text{ampli}}$. Pour comparer cette valeur à votre mesure, il faut connaître le gain de l'amplificateur (environ 300) et sa bande passante $\Delta f = 1,5 \text{ MHz}$ (cf. « Diagramme de Bode : ampli bruit de Johnson » donné en annexe).

Q3 Quelle est la relation entre $v_{n,\text{ampli}}$ et $V_{\text{ampli,out}}$? En déduire la tension efficace ramenée à l'entrée de l'amplificateur $v_{n,\text{ampli}}$ et comparer votre mesure à la donnée constructeur.

3.2 Mesure du bruit à l'analyseur de spectre

L'analyseur de spectre (AS) radio-fréquence permet de mesurer les composantes fréquentielles d'un signal électrique quelconque ou d'un bruit (voir schéma en annexe).

Plus précisément, l'AS affiche une puissance électrique en W ou en dBm qui correspond à la puissance dissipée par le signal étudié dans sa résistance d'entrée R_{AS} ($R_{\text{AS}} = 50 \Omega$).

Si ce signal est sinusoïdal de fréquence f_0 :

$$v(t) = \sqrt{2}V_{\text{eff}} \sin(2\pi f_0 t + \phi), \text{ la puissance affichée à la fréquence } f_0 \text{ est}$$

$$P(f_0) = \frac{V_{\text{eff}}^2}{R_{\text{AS}}}.$$

Si ce signal est périodique, l'AS affiche les puissances de chaque harmonique du signal.

Si ce signal est un bruit, l'AS affiche la DSP du signal intégrée sur une bande de fréquence $\delta f = \text{RBW}$ (*resolution bandwidth*) autour de la fréquence d'analyse f_0 .

Plus précisément, la puissance mesurée est :

$$P(f_0) = \frac{1}{R_{\text{AS}}} \int_{f_0 - \frac{\delta f}{2}}^{f_0 + \frac{\delta f}{2}} v_n^2(f) \cdot df \text{ (en W)}$$

Supposons que la densité spectrale du bruit est constante sur la bande d'analyse δf : $P(f_0) = \frac{1}{R_{\text{AS}}} \cdot v_n^2(f_0) \cdot \delta f$ (en W). En divisant par la valeur de

la bande passante de résolution, l'AS permet de mesurer la DSP, exprimée en W/Hz, du signal électrique :

$$\text{DSP}(f_0) = P_{\text{@1 Hz}}(f_0) = \frac{v_n^2(f_0)}{R_{\text{AS}}} \quad (\text{en W/Hz})$$

Rappel : Le dBm est une unité logarithmique de puissance. Le 'm' indique que la référence est 1 mW. Une puissance exprimée en dBm se déduit d'une puissance P exprimée en mW par : $P_{\text{dBm}} = 10 \log_{10} \left(\frac{P}{1 \text{ mW}} \right)$. Donc, 0 dBm correspond à 1 mW, -30 dBm à 1 μ W, -60 dBm à 1 nW, etc.

La notation : 10 dBm@1 Hz correspond à la DSP $P_{\text{@1 Hz}}$ en dBm = $10 \log_{10} \left(\frac{P_{\text{@1 Hz}}}{1 \text{ mW}} \right)$.

↪ Branchez la sortie de l'amplificateur sur l'entrée de l'analyseur de spectre. Mesurer $P_{\text{@1 Hz}}$ (400 kHz) en dBm : DSP du bruit à la sortie de l'amplificateur à 400 kHz.

Q4 En utilisant le tableau pour rentrer les formules, calculer la tension efficace de bruit, $v_{n,\text{out}}$ (400 kHz), à la sortie de l'amplificateur, exprimée en $V/\sqrt{\text{Hz}}$, à partir de la mesure précédente. La résistance d'entrée de l'analyseur de spectre est $R_{\text{AS}} = 50 \Omega$.

Q5 Déterminer la valeur du gain de l'amplificateur à la fréquence de 400 kHz à partir du diagramme de Bode de l'amplificateur donné en annexe. En déduire la tension efficace de bruit ramenée à l'entrée de l'ampli, $v_{n,\text{ampli}}$. Comparer à la valeur obtenue dans la partie précédente et à la valeur que donne le constructeur pour l'ampli AH0013 : $v_{n,\text{AH003}} = 2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Q6 Observer le bruit à la sortie de l'amplificateur pour une plage de fréquences (*span*) de 0 à 2 MHz. S'agit-il d'un bruit blanc ? Expliquer pourquoi on mesure ainsi le diagramme de Bode de l'ampli et comparer avec le « Diagramme de Bode : ampli bruit de Johnson » donné en annexe).

↪ Faites vérifier vos mesures et vos calculs par l'enseignant responsable.

4 Bruit de Johnson (ou bruit thermique)

Rappel

Les fluctuations de tension aux bornes d'une résistance R à l'équilibre thermodynamique à la température absolue T peuvent être modélisées par un bruit

blanc et gaussien, appelé bruit thermique ou bruit de Johnson. Ce bruit est entièrement caractérisé par la tension efficace de bruit aux bornes de la résistance, qui est donnée par la formule de Johnson-Nyquist :

$$v_{n,R} = \sqrt{4kTR} \text{ en } V/\sqrt{\text{Hz}},$$

où k est la constante de Boltzmann : $k = 1.380 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$.

Une résistance réelle peut donc être représentée par une résistance R^* sans bruit et de même valeur, en série avec une source de *tension de bruit* de valeur efficace $v_{n,R}$ (schéma équivalent de la figure 1.4).

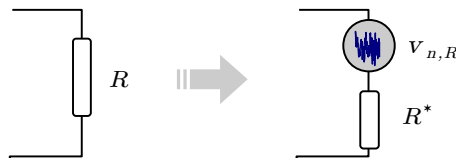


FIGURE 1.4 – Modèle du bruit thermique d'une résistance R

L'amplificateur "très bas bruit" étudié précédemment permet d'étudier le bruit thermique d'une résistance placée entre l'entrée et la masse.

4.1 Influence de la résistance

↪ Mesurer avec l'analyseur de spectre $P_{@1\text{Hz}}(400\text{kHz})$ en dBm : DSP du bruit à la sortie de l'amplificateur, à 400 kHz, pour les différentes résistances du boîtier placées à l'entrée.

Q7 En déduire $v_{n,\text{out}}(400\text{kHz})$ pour ces différentes valeurs de résistances (compléter le tableau commencé en **Q4**).

On a, ramenées à l'entrée de l'ampli, deux sources de bruit de tension indépendantes :

- la tension de bruit de l'amplificateur mesurée à la question **Q5**,
- le bruit thermique de la résistance.

On peut représenter ces deux bruits par deux générateurs de bruits blancs placés en entrée de l'amplificateur (figure 1.5).

Attention : ces bruits sont indépendants, ce sont donc les puissances de bruit qui s'ajoutent.

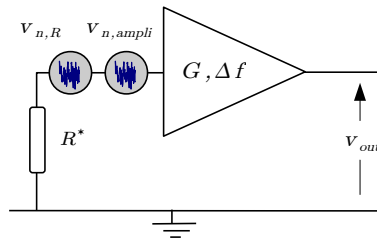


FIGURE 1.5 – Modèle du bruit thermique d'une résistance R placée en entrée d'un amplificateur.

Q8 Toujours avec le tableur, calculer à partir des mesures effectuées précédemment les valeurs de $v_{n,R}$ pour les différentes valeurs de R . Ne pas oublier de prendre en compte le bruit de l'amplificateur.

Q9 Tracer sur un même graphe les courbes $v_{n,R} = f(\sqrt{R})$ déduites des valeurs expérimentales et des valeurs déduites de la formule de Johnson-Nyquist.

Q10 Observer le bruit à la sortie de l'amplificateur pour une plage de fréquences (*span*) de 0 à 2 MHz lorsque vous augmentez R . Pouvez-vous expliquer ce qui se passe? Pourquoi le bruit mesuré s'écarte du bruit théorique pour les grandes valeurs de résistances?

Q11 En comparant les courbes mesurée et théorique pour les faibles valeurs de résistance estimer l'erreur de mesure systématique en dB probablement due à une mauvaise calibration de l'analyseur de spectre.

Important : Pour pouvoir prendre en compte et donc corriger cette erreur dans la suite du TP, conserver les mêmes paramètres de réglage de l'analyseur de spectre.

4.2 Influence de la température

Afin de démontrer l'influence de la température sur le bruit d'une résistance, on va placer une résistance (protégée dans un boîtier aluminium) dans l'azote liquide. On réalise en fait un véritable thermomètre à bruit, qui mesure la température thermodynamique absolue.

↪ Connecter le boîtier blindé contenant une résistance à l'entrée de l'ampli.

Q12 Mesurer à l'analyseur de spectre $P_{@1\text{ Hz}}$ (400 kHz) en dBm : DSP du bruit à la sortie de l'amplificateur lorsque la résistance est à la température ambiante. En déduire la valeur efficace de bruit v_{n,R,T_1} . Ne pas oublier de prendre en compte le bruit de l'amplificateur.

Q13 Refaire cette mesure lorsque la résistance est placée dans l'azote liquide. Déterminer la nouvelle tension efficace de bruit à cette température v_{n,R,T_2} . En déduire la température de l'azote liquide.

5 Le bruit de photons

5.1 Rappel

Éclairée par un flux lumineux, une photodiode délivre un courant moyen I_{ph} . Le bruit de Schottky, ou bruit de grenaille, désigne les fluctuations de ce courant engendrées par les fluctuations du flux de photons détectés. Ce bruit en courant est appelé bruit de photons. La valeur efficace de ce bruit est donnée par la formule de Schottky :

$$i_{n,ph} = \sqrt{2eI_{ph}} \text{ (en A}/\sqrt{\text{Hz}}\text{)} \text{ où } e \text{ est la charge de l'électron } e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$$

Une photodiode qui détecte un flux poissonnien de photons peut donc être représentée un générateur de courant continu I_{ph} , en parallèle avec une source de *courant de bruit* :

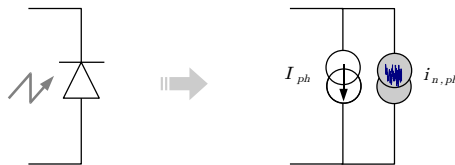


FIGURE 1.6 – Modèle du photocourant

Ce courant de bruit sera amplifié par le montage suivant :

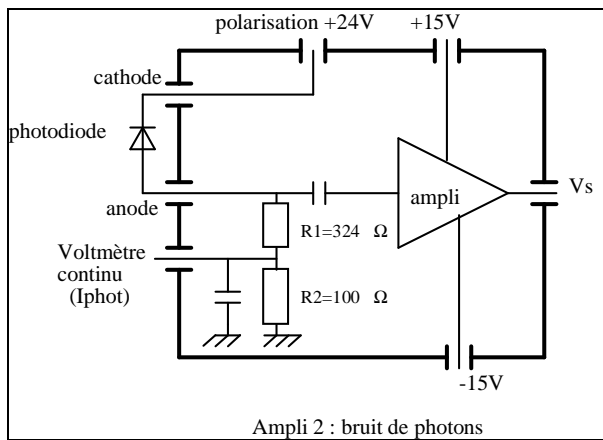


FIGURE 1.7 – Schéma du circuit pour la mesure du bruit de photons

La composante continue du courant photonique I_{ph} traverse les deux résistances R_1 et R_2 , ce qui permet de mesurer avec un voltmètre la tension V aux bornes de R_2 (100Ω) et d'en déduire le courant continu délivré par la photodiode : $I_{ph} = V/R_2$.

5.2 Mesure du bruit de photons

↪ Branchez la photodiode (dans le bon sens !!) et la tension de polarisation de 24 V (délivrée par un boîtier de batteries) et placez la photodiode devant la lampe blanche d'intensité réglable. La photodiode utilisée est une photodiode PIN, de grande surface et de très bon rendement quantique (C30809 de E.G.G. : surface 50 mm^2 , rendement quantique 83%, résumé de la documentation en annexe).

Un voltmètre continu placé sur la sortie I_{phot} permet de mesurer le courant photonique continu traversant la photodiode.

↪ Vérifier que le courant continu augmente avec le flux lumineux reçu par la photodiode (ne pas dépasser 10 mA, soit 1 V sur le voltmètre continu).

↪ Observer le bruit à la sortie de l'amplificateur à l'oscilloscope et à l'analyseur de spectre lorsqu'on fait varier l'intensité de la lampe.

Q14 Observer le bruit à la sortie de l'amplificateur pour une plage de fréquences (*span*) de 0 à 2 MHz lorsque vous augmentez le flux lumineux sur la photodiode. Le bruit de photons est-il un bruit blanc ? Comment évolue-t-il en fonction du flux lumineux reçu par la photodiode ?

Q15 Mesurer $P_{@1\text{ Hz}}$ (400 kHz) en dBm : DSP du bruit à la sortie de l'ampli, à 400 kHz, pour I_{ph} variant de 0 à 10 mA. En déduire $v_{n,\text{out}}$ (400 kHz) pour ces différentes valeurs de I_{ph} .

Ce bruit $v_{n,\text{out}}$ est le résultat de trois sources de bruit indépendantes :

- le bruit de tension dû au bruit de photons $v_{n,\text{ph}} = R_1 \cdot i_{n,\text{ph}}$,
- le bruit thermique de la résistance de charge v_{n,R_1} ,
- et le bruit de l'amplificateur $v_{n,\text{ampli}}$.

Noter que la résistance R_2 n'est pas en prendre en compte ici, en raison de la présence d'un condensateur en parallèle. Le modèle complet du bruit dans un circuit de photodétection est donné par la figure 1.8 :

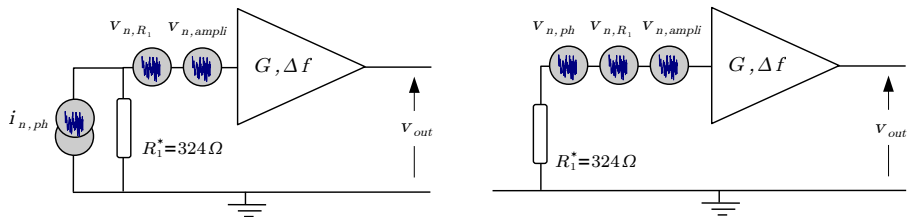


FIGURE 1.8 – 2 modèles prenant compte les trois sources de bruits.

Ces trois sources de bruits sont indépendantes et s'additionnent de manière quadratique :

$$v_{n,\text{tot}}^2 = v_{n,R_1}^2 + (R_1 \cdot i_{n,\text{ph}})^2 + v_{n,\text{ampli}}^2 \quad (v_{n,\text{tot}} \text{ s'exprime en } V/\sqrt{\text{Hz}})$$

La mesure du bruit dans l'obscurité (pour $I_{\text{ph}} = 0 \text{ mA}$) permet donc de mesurer le bruit dû à l'ampli et à la résistance de charge, ce qui permet de déduire, pour I_{ph} non nul, la contribution du seul bruit de photons.

Q16 Déterminer le gain de l'amplificateur à partir du Diagramme de Bode donné en annexe, et en déduire la valeur efficace de bruit total, $v_{n,\text{tot}}$, ramené à l'entrée de l'amplificateur.

Q17 A l'aide d'un tableur, calculer $i_{n,\text{ph}}$ en prenant en compte l'erreur systématique déterminée à la question **Q11**.

Q18 Tracer la courbe : $i_{n,\text{ph}} = f(\sqrt{I_{\text{ph}}})$. Comparer avec la courbe donnée par la formule de Shottky.

Q19 Évaluez l'incertitude de mesure en supposant que l'incertitude sur la valeur affichée par l'AS est de 0.3dB.

↪ Faites vérifier vos mesures et vos calculs par l'enseignant responsable.

6 Réduction du bruit de photons

On a longtemps pensé que le bruit de photons (dont la traduction électrique est le bruit Schottky) était une limitation fondamentale des systèmes de détection optique, autrement dit le bruit sur un photo-courant semblait devoir toujours être supérieur ou égal au bruit de photons. Pourtant, il n'en est rien. L'objet de cette partie est de montrer qu'il est possible de descendre en dessous du bruit de photons en utilisant une source de flux lumineux autre qu'une source thermique.

L'astuce consiste ici à utiliser pour éclairer la photodiode une diode électroluminescente (une DEL Hamamatsu L2656) de rendement quantique élevé (environ 15% à température ambiante). La statistique des photons émis par la DEL va alors « suivre » la statistique des électrons passant dans la DEL. Si le courant dans la DEL est « bien lissé » (c'est-à-dire plus régulier qu'un flux poissonnien), le bruit sur le flux de photons sera alors inférieur au bruit de photons et si on détecte ce flux avec une photodiode d'efficacité quantique élevée, le photo-courant présentera lui-même un bruit inférieur au bruit de Schottky. On montre ainsi que le bruit de photons est lié non pas au détecteur, mais à la source lumineuse (ou plus précisément au flux de photons reçu par le photo-détecteur).

Le principe de l'expérience est résumé sur la figure 1.9 :

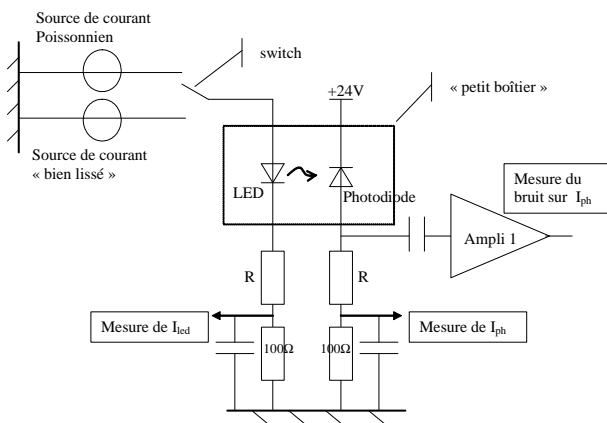


FIGURE 1.9 – Schéma de principe de l'expérience de réduction du bruit de photons

La DEL et la photodiode se trouvent face à face, dans un petit boîtier métallique, le plus près possible l'une de l'autre afin que la photodiode récupère tout le flux émis par la DEL.

Un boîtier de commutation (voir figure précédente) permet d'alimenter la DEL soit par un « courant bien lissé » délivré par une alimentation stabilisée, soit par un « courant poissonnier » généré par des photodiodes éclairées par une lampe blanche (autrement dit un courant présentant un bruit égal au bruit de photons). La position « courant poissonnier » permet d'avoir une calibration du bruit de photons.

L'expérience de réduction de bruit de photons consiste à vérifier que le bruit sur le courant dans la photodiode est plus faible lorsqu'on alimente la DEL par un « courant bien lissé » que lorsqu'on l'alimente avec un courant possédant la même valeur moyenne, mais présentant un bruit égal au bruit de photons.

La figure 1.10 représente le schéma électrique du boîtier de commutation :

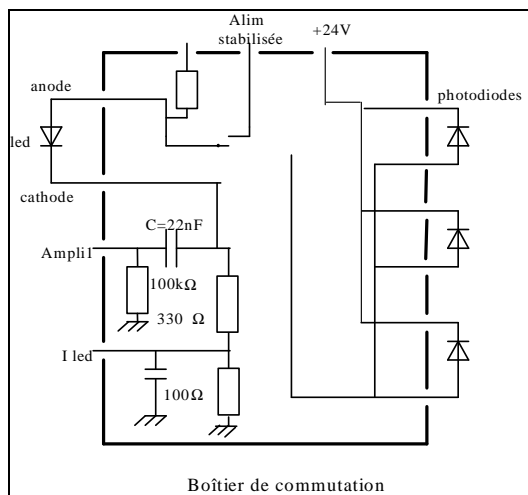


FIGURE 1.10 – Schéma du boîtier de commutation.

Le « switch » permet de choisir d'alimenter la DEL :

- soit à partir d'une alimentation stabilisée (Alimentation KIKUSUI),
- soit à partir du photo-courant produit par trois photodiodes éclairées par une lampe blanche.

6.1 Branchements

↪ Branchez à la place de la photodiode utilisée dans la partie précédente, la photodiode qui se trouve dans le petit boîtier « photodiode + LED » (dans le

bon sens !!). Le photocourant qu'elle délivre sera donc amplifié par l'amplificateur trans-impédance utilisé dans la partie « bruit de photons » et la valeur du courant moyen correspondant sera lue sur le voltmètre qui lui est relié (branché sur I_{phot}). La sortie de l'ampli reste branchée sur l'analyseur de spectre.

↪ Placer le second voltmètre continu dont vous disposez sur la sortie I_{LED} pour mesurer la composante continue du courant traversant la DEL. Reliez les anodes et cathodes de la LED du petit boîtier « photodiode + LED » aux connecteurs correspondants sur le boîtier de commutation (dans le bon sens !!). Reliez l'alimentation stabilisée et la polarisation (24 V) au boîtier de commutation. Ne rien brancher sur le connecteur "GBF".

↪ Placer le commutateur sur « courant bien lissé ». Régler l'alimentation stabilisée pour avoir un photocourant traversant la photodiode égal à 3 mA.

↪ Placer enfin le commutateur sur « courant poissonnier », et régler l'éclairage des photodiodes par la lampe blanche pour avoir le même courant (3 mA) dans la photodiode.

6.2 Mesures

Q20 Mesurer le courant dans la DEL avec le voltmètre branché sur le boîtier de commutation. En déduire le rendement quantique global η_T donnant le facteur de conversion du flux d'électrons traversant la DEL en flux d'électrons traversant la photodiode.

Q21 Mesurer $P_{@1 \text{ Hz}}$ (400 kHz) en dBm. La valeur mesurée ici doit être égale à la valeur relevée à la question **Q15** puisque le courant I_{ph} est le même (3 mA) et que le bruit est poissonnier.

Q22 Déduire de la question précédente la valeur de $i_{n,\text{ph}}$.

↪ Vous pouvez alors placer le commutateur sur la position « courant bien lissé » et retoucher éventuellement au réglage de l'alimentation stabilisée pour obtenir exactement 3 mA de courant moyen dans la photodiode.

Q23 Mesurer $P_{@1 \text{ Hz}}$ (400 kHz) en dBm. Évaluez l'incertitude de mesure. En déduire la valeur de $i_{n,\text{ph}}$.

Q24 Quelle réduction de bruit par rapport au bruit de photons observe-t-on (exprimée en dB) ?

Q25 Comparer à la valeur théorique expliquée dans le paragraphe suivant.

Afin de mieux visualiser la réduction de bruit obtenue, vous pourrez passer au calibre 5dB/carreau, utiliser la fonction de moyennage de l'analyseur de spectre et la possibilité de superposer plusieurs spectres mesurés et enregistrés dans les mémoires A, B ou C dans des conditions différentes (« courant poissonnien » ou « courant bien lissé »).

↪ Demandez l'aide d'un enseignant pour effectuer ces moyennages.

6.3 Interprétation simple de la réduction du bruit de photons

Le calcul du bruit dans le cas « courant bien lissé » dans la DEL peut être effectué de la façon suivante. Le flux d'électrons qui passe dans la DEL est parfaitement régulé. Chaque électron qui traverse la DEL a une probabilité, $\eta_T = \eta_{LED} \times \eta_{photodiode}$, de donner un électron dans la photodiode. Le nombre d'électrons créés dans la photodiode suit donc une statistique correspondant à une loi binomiale.

La valeur moyenne du nombre d'électrons traversant la photodiode est donc :

$$\overline{N_{e,photodiode}} = \eta_T N_{e,LED}$$

où $N_{e,LED}$ est le nombre (constant) d'électrons traversant la DEL pendant un temps τ , et où $\overline{N_{e,photodiode}}$ est nombre moyen d'électrons traversant la photodiode pendant un temps τ .

Ce qui se traduit en termes de courants par :

$$I_{ph} = \frac{\overline{N_{e,photodiode}}}{\tau} e = \eta_T \frac{N_{e,LED}}{\tau} e = \eta_T I_{LED},$$

où I_{LED} est le courant continu parcourant la DEL et où I_{ph} est le courant moyen dans la photodiode.

Le calcul d'écart type pour la loi binomiale donne : $\sigma_{N_{e,photodiode}} = \sqrt{\eta_T (1 - \eta_T) N_{e,LED}}$ et :

$$i_{eff,ph} = \frac{\sigma_{N_{e,photodiode}}}{\tau} e = \sqrt{\eta_T (1 - \eta_T) N_{e,LED} \frac{e^2}{\tau^2}}$$

Et, compte tenu de la bande passante effective d'analyse : $\delta f = 1/2\tau$

$$i_{eff,ph} = \sqrt{2eI_{ph} (1 - \eta_T) \delta f}$$

Par rapport au bruit de photons, le bruit en courant est multiplié par le terme $\sqrt{(1 - \eta_T)}$ et la valeur **maximale** de la réduction de bruit par rapport

au bruit de photons est donc

$$\frac{P_{\text{réduit}}}{P_{\text{photon}}} = 1 - \eta_T$$

ou, en unité logarithmique de puissance :

$$P_{\text{réduction,dB}} = P_{\text{réduit,dBm}} - P_{\text{photon,dBm}} = 10 \log(1 - \eta_T)$$

(si le rendement $\eta_T = \eta_{LED} \times \eta_{\text{photodiode}}$ était égal à 1, le bruit de courant dans la photodiode serait nul).

7 Consignes pour le compte-rendu

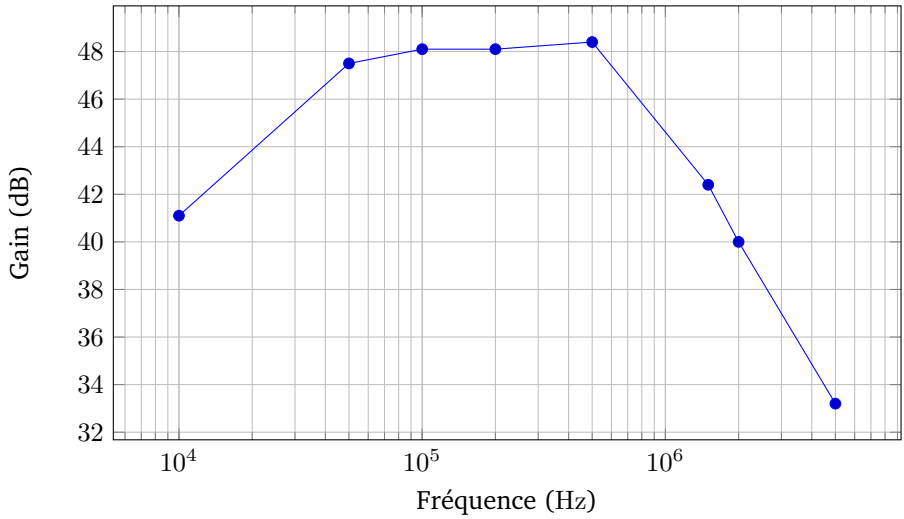
Dans le compte-rendu, inutile de répondre linéairement à l'ensemble des questions posées et de décrire chacun de vos protocoles expérimentaux. On s'attachera plutôt, pour chaque partie, à expliquer quelles sont les contributions au bruit, leurs caractéristiques, la valeur efficace de chaque contribution, en apportant un soin particulier aux graphes des parties Bruit de Johnson (influence de la résistance) et Bruit de photons, de sorte à dresser un bilan synthétique de chaque configuration étudiée. La rédaction de la partie Réduction du bruit de photons est facultative, mais fortement prise en compte lors de l'évaluation du TP si effectuée correctement.

Références pour la partie réduction du bruit de photons :

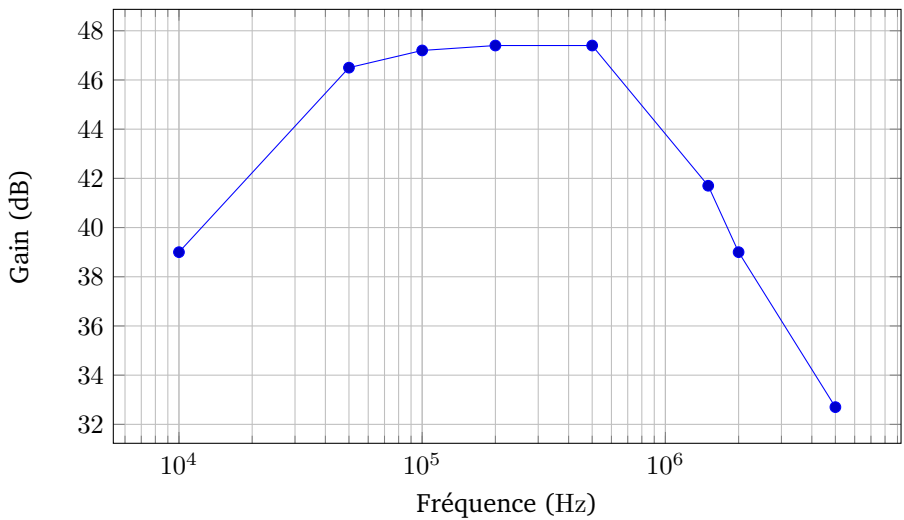
- [1] Introduction à la réduction du bruit quantique. S. Reynaud
Ann. Phys. Fr. 15, 63 (1990).
- [2] Sub-Shot-Noise Manipulation of Light Using Semiconductor Emitters and Receivers. J.-F. Roch, J.-Ph. Poizat and P. Grangier
Physical Review Letters Vol 71, Number 13 (1993)

Annexe 1. Diagrammes de Bode des amplificateurs

Amplificateur 1 - Bruit thermique d'une résistance

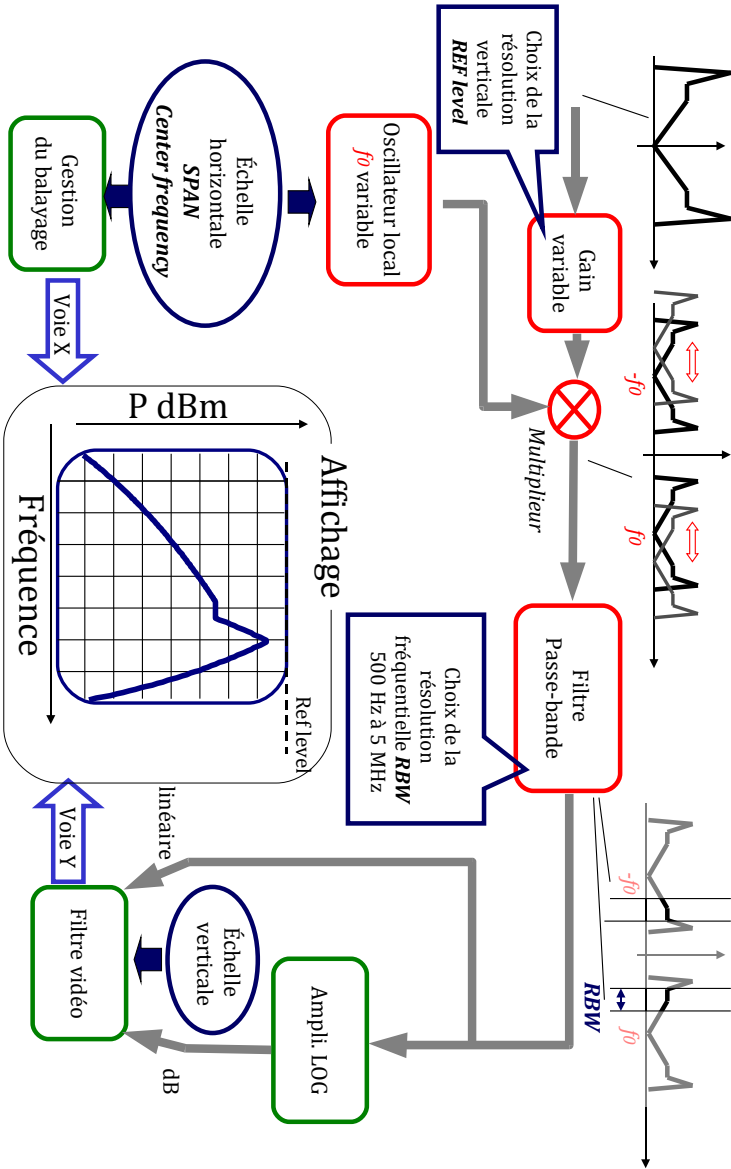


Amplificateur 2 - Bruit de photons



Annexe 2. L'analyseur de spectre

Analyseur de spectre RF



B 2

Caractérisation d'un détecteur infrarouge

Version du 3 février 2021

Les questions **P1** à **P12** doivent être préparées avant la séance.
Il est conseillé de voir ou revoir les notions présentées dans la partie 1 ainsi que le cours sur le rayonnement du corps noir et les détecteurs.

Sommaire

1	Objectifs du TP	21
2	Grandeurs caractéristiques des détecteurs	22
3	Étude expérimentale	27
4	Exploitation des mesures	34
5	Rédaction du compte-rendu	35
	Annexe 1 - Luminance spectrique du corps noir	36
	Annexe 2 - Courbe de transmission de l'air	36
	Annexe 3 - Détections spectrales	37

1 Objectifs du TP

A l'issue de la séance de TP, vous serez capables de :

- mesurer les performances d'un détecteur infrarouge, c'est à dire capables de :
 - identifier les paramètres importants (courant d'obscurité, rendement quantique, réponse au corps noir, bruit, détection),

- identifier les spécificités du domaine infrarouge (rayonnement du corps noir, fond ambiant, courant d'obscurité du détecteur),
- utiliser un analyseur de spectre numérique en motivant l'utilisation d'un filtre anti-repliement et d'un fenêtrage adapté,
- motiver l'utilisation d'un hacheur optique (*chopper*),
- se placer dans des conditions de mesure dans lesquelles l'étendue géométrique est bien déterminée,
- évaluer l'incertitude de chaque mesure,
- proposer un protocole de mesure permettant de vérifier qu'un système de détection IR est limité par le bruit de photons ambiant (BLIP).

Au cours de cette séance, nous allons donc mesurer les caractéristiques photométriques d'un détecteur infrarouge refroidi par azote liquide (à une température de 77 K).

Il s'agit d'une photodiode **InSb (bande 3–5 microns)** de référence P5968-100 Hamamatsu. Son diamètre est de 1 mm et son angle de vue total égal à 60°.

Les caractéristiques complètes de ce détecteur sont disponible sur internet : <http://jp.hamamatsu.com>

Ce TP sera l'occasion d'appliquer des notions vues dans les cours de photométrie, de traitement de signal, de systèmes de détection et de vous familiariser avec des techniques expérimentales classiques (oscilloscope numérique et algorithme de FFT). Les mesures sont relativement simples et rapides, mais elles doivent être bien comprises et être exploitées avec soin.

P1 Pour quelles applications utilise-t-on des détecteurs infrarouge ? Citez au moins trois exemples. Donnez les différentes familles de détecteurs infrarouge qui existent en expliquant leurs spécificités.

2 Grandeurs caractéristiques des détecteurs

2.1 Sensibilité spectrale d'un détecteur photonique

La réponse spectrale (ou sensibilité spectrale) d'une photodiode est, en régime stationnaire, pour un éclairage monochromatique de longueur d'onde λ , le rapport entre le courant moyen I_{ph} traversant celle-ci et le flux lumineux incident, Φ_λ :

$$R(\lambda) = \frac{I_{\text{ph}}}{\Phi_\lambda} \text{ en A/W}$$

Une photodiode est un détecteur quantique (autrement dit un compteur de photons). Le courant dans la photodiode est donc relié au nombre de photons reçus par seconde $n_{\text{ph},\lambda}$:

$$I_{\text{ph}} = \eta(\lambda) \cdot n_{\text{ph},\lambda} \cdot e$$

où e est la charge de l'électron et $\eta(\lambda)$ est le rendement quantique de conversion photon-électron.

P2 Montrez que la réponse spectrale d'une photodiode est donnée par l'expression :

$$R(\lambda) = \frac{I_{\text{ph}}}{\Phi_\lambda} = \frac{\lambda \cdot \eta(\lambda) \cdot e}{h \cdot c} \text{ en A/W}$$

où h est la constante de Planck : $h = 6.626 \times 10^{-34}$ J.s.

On définit aussi la caractéristique de sensibilité spectrale **relative** du détecteur :

$$S(\lambda) = \frac{R(\lambda)}{\max R(\lambda)} = \frac{R(\lambda)}{R(\lambda_{\text{pic}})}$$

P3 Montrez que pour un détecteur quantique idéal de rendement quantique constant, la réponse spectrale relative $S(\lambda)$ pour $\lambda < \lambda_{\text{pic}}$ est simplement une fonction linéaire de λ comme représenté sur la figure 2.1.

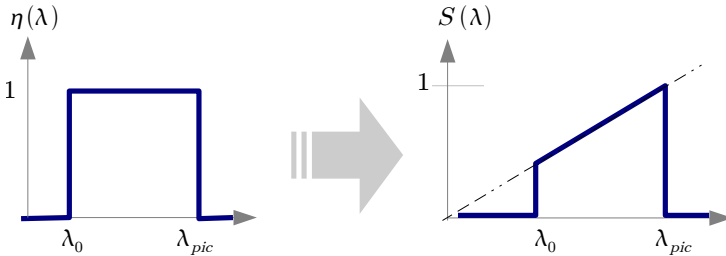


FIGURE 2.1 – La sensibilité spectrale est linéaire si le rendement quantique d'un détecteur est constant.

La photodiode InSb que vous allez étudier a une longueur d'onde de coupure : $\lambda_c = 5.5 \mu\text{m}$. La valeur maximale de la sensibilité est atteinte pour une valeur un peu inférieure : $\lambda_{\text{pic}} = 5.3 \mu\text{m}$

P4 Calculez sa sensibilité spectrale maximale si on suppose que son rendement quantique est égal à 1. Comparez votre résultat à la valeur donnée par le constructeur.

La sensibilité spectrale relative du détecteur étudié est obtenue en comparant ce détecteur avec un détecteur de réponse spectrale connue. On peut utiliser comme détecteur de référence un détecteur pyroélectrique qui est un détecteur thermique pour lequel la sensibilité spectrale est constante. La mesure a été faite pour le détecteur étudié et se trouve sur l'ordinateur sur la table roulante, dans le fichier :

sensibilite_relative_insb.xls

2.2 Importance du rayonnement ambiant en infrarouge

Contrairement aux détecteurs dans les bandes visibles ou proche IR (photodiodes Silicium ou AsGa), le flux de photons ambiants détecté est en général très important dans l'IR lointain par rapport au flux (signal) mesuré (d'où la nécessité d'utiliser un modulateur devant la source corps noir). Ce flux de photons ambiants est dû au rayonnement thermique (corps noir) à température ambiante de l'ensemble de la scène vue par le détecteur. Ce flux sera converti par la photodiode en un courant continu, $I_{\text{ph,amb}}$.

Pour déterminer ce courant, on doit calculer le flux de photons ambiants, en utilisant la luminance photonique du corps noir à température ambiante ($T_{\text{CN}} = 298 \text{ K}$).

P5 Montrez que si l'étendue géométrique de détection est un cône de demi-angle α , alors le flux de photons reçus est donné par :

$$n_{\text{ph,amb}} = \pi S_{\text{détecteur}} \sin^2 \alpha \cdot L_{\text{ph,amb}} \text{ (en } \text{s}^{-1} \text{)}$$

où $L_{\text{ph,amb}}$ est la luminance photonique dans la gamme $2 - 5.5 \mu\text{m}$:

$$L_{\text{ph,amb}} = \int_{2 \mu\text{m}}^{5.5 \mu\text{m}} \left[\frac{dL_{\text{ph}}}{d\lambda} \right]^{T_{\text{amb}}} d\lambda \text{ (en } \text{s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{)}$$

On rappelle l'expression de la luminance photonique spectrique du corps noir :

$$\left[\frac{dL_{\text{ph}}}{d\lambda} \right]^T = \frac{2c}{\lambda^4} \frac{1}{\text{hc}} \frac{1}{e^{\lambda kT} - 1} \quad (2.1)$$

avec la constante de Planck $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J s}$ et la constante de Boltzmann $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$.

P6 Calculez $n_{\text{ph,amb}}$ pour le détecteur étudié (diamètre de 1 mm, et demi-angle de vue $\alpha = 30^\circ$) en supposant le rendement quantique égal à 1 dans la bande $2 - 5.5 \mu\text{m}$. En déduire le courant $I_{\text{ph,amb}}$ correspondant.

↪ Pour répondre à cette question, il vous faut réaliser un calcul numérique de la luminance photonique. Celle-ci doit être calculée par intégration de la luminance spectrique (équation (2.1)) sur l'intervalle de longueurs d'onde de $2 - 5.5 \mu\text{m}$. Cette intégration numérique sera faite avec Matlab ou Excel. A noter aussi le site :

http://www.spectralcalc.com/blackbody_calculator/blackbody.php

2.3 Bruit de photons ambiant en infrarouge

Dans le meilleur des cas, c'est la fluctuation du flux de photons ambiants (autrement dit, le bruit de photons ambiants) qui est le responsable principal du bruit de détection pour les détecteurs sensibles dans l'infrarouge (On parle de détecteurs "BLIP" (Background Limited Infrared Photodetector : Détecteurs limités par le bruit de photons du rayonnement thermique ambiant). La valeur efficace du courant de bruit mesuré dans une bande passante de 1 Hz, $i_{n,\text{amb}}$, est donné par la formule de Shottky (voir TP 9 : Sources de bruit dans un système de détection optique) :

$$i_{n,\text{amb}} = \sqrt{2eI_{\text{ph,amb}}} \text{ (en A}/\sqrt{\text{Hz}})$$

P7 Déduisez de la question **P6** la valeur efficace du courant de bruit ramené dans une bande passante de 1 Hz, $i_{n,\text{amb}}$ en supposant que le détecteur est limité par le bruit de photons.

2.4 F.E.B. : Flux Equivalent au Bruit (N.E.P : Noise Equivalent Power)

Le Flux Equivalent au Bruit est la variation de flux reçu par le détecteur donnant un signal juste égal à la valeur efficace de bruit.

$$\text{NEP}(\lambda) = \Delta\Phi_{\text{cc}}(\lambda) = \frac{i_{\text{bruit,eff}}}{R(\lambda)} \text{ en W}$$

où $i_{\text{bruit,eff}}$ est la valeur efficace du courant de bruit produit par la photodiode.

Autrement dit, la NEP d'un détecteur permet d'estimer la valeur de la plus faible variation de flux lumineux que l'on pourra détecter. La NEP est donc proportionnelle à la valeur efficace de courant de bruit du détecteur.

P8 Expliquez pourquoi la NEP est proportionnelle à la racine carrée de la bande passante fréquentielle du système d'analyse.

P9 Expliquez pourquoi, si le détecteur est limité par le bruit de photons, la NEP est proportionnelle à la racine carrée de la surface du détecteur.

Si l'on veut comparer les détecteurs entre eux, on est donc amené à estimer la grandeur suivante :

$$\frac{\text{NEP}(\lambda)}{\sqrt{A_d}\sqrt{\Delta f}}$$

où A_d est la surface du détecteur et Δf la bande passante d'analyse du bruit (*ENBW : Equivalent Noise BandWidth*)

2.5 Défectivité spectrale

Les constructeurs de détecteurs préfèrent utiliser la **défectivité spectrale**, qui n'est autre que l'inverse de la grandeur précédente (avantage commercial : un détecteur est d'autant meilleur que sa défectivité est grande!).

$$D^*(\lambda) = \frac{\sqrt{A_d}\sqrt{\Delta f}}{\text{NEP}(\lambda)} = R(\lambda) \frac{\sqrt{A_d}\sqrt{\Delta f}}{i_{\text{Bruit,eff.}}} = R(\lambda) \frac{\sqrt{A_d}}{i_{\text{Bruit,eff.}@1\text{Hz}}}$$

où $i_{\text{Bruit,eff.}@1\text{Hz}}$ en $\text{A}/\sqrt{\text{Hz}}$ est la valeur efficace de bruit du courant ramenée à une bande d'analyse de 1 Hz. L'unité de la défectivité spectrale est habituellement le $\text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$, la surface du détecteur étant indiquée en cm^2 .

La défectivité est proportionnelle à la sensibilité spectrale. Sa valeur maximale obtenue pour λ_{pic} est appelée **défectivité "pic"** (D_{pic}^*).

P10 Quelle est la valeur donnée par le constructeur pour cette grandeur D_{pic}^* ?

2.6 Défectivité au corps noir

Une mesure directe de la défectivité spectrale en fonction de la longueur d'onde est difficile à réaliser. On préfère mesurer séparément la « **défectivité corps noir** » (on éclaire le détecteur à caractériser par un flux émis par un corps noir) et la **sensibilité spectrale relative** du détecteur $S(\lambda)$.

On rappelle que la sensibilité spectrale **relative** du détecteur s'exprime selon :

$$S(\lambda) = \frac{R(\lambda)}{\max R(\lambda)} = \frac{R(\lambda)}{R(\lambda_{\text{pic}})}$$

La détectivité au corps noir est notée $D_{\text{CN}}^*(T_{\text{CN}}, f, \Delta f)$:

$$\begin{aligned} D_{\text{CN}}^*(T_{\text{CN}}, f, \Delta f) &= R_{\text{CN}} \frac{\sqrt{A_d} \sqrt{\Delta f}}{i_{\text{Bruit,eff.}}(f)} \\ &= \frac{\Delta I_{\text{ph}}}{\Delta \Phi_{\text{CN}}} \frac{\sqrt{A_d}}{i_{\text{Bruit,eff.}}@1 \text{ Hz}(f)} \end{aligned}$$

exprimée en $\text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$.

Remarque : la notation, $D_{\text{CN}}^*(T_{\text{CN}}, f, \Delta f)$, rappelle les conditions de mesures. Par exemple, $D_{\text{CN}}^*(500, 500, 50)$, signifie que la mesure utilise un corps noir à 500 K, une fréquence de modulation du flux de 500 Hz, une bande d'analyse du bruit de 50 Hz.

P11 Pour quelles valeurs des paramètres $T_{\text{CN}}, f, \Delta f$ est donnée la valeur de la réponse corps noir dans la documentation ?

Les mesures de $D_{\text{CN}}^*(T_{\text{CN}}, f, \Delta f)$ et $S(\lambda)$ permettent de déduire $D^*(\lambda)$ du détecteur (voir paragraphe 4).

3 Étude expérimentale

Le schéma du circuit de détection est donné sur la figure 2.2.

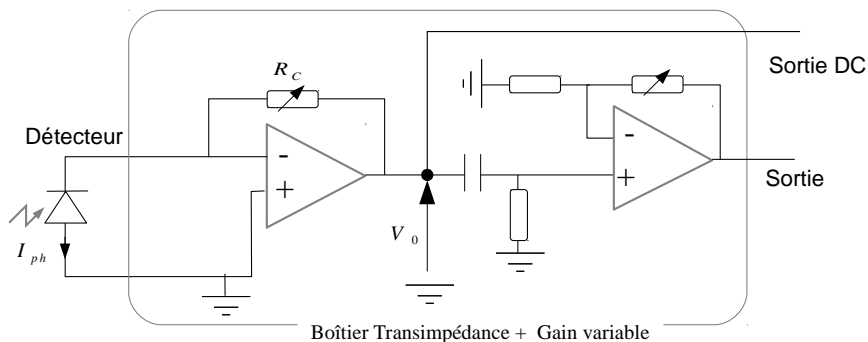


FIGURE 2.2 – Circuit du détecteur.

P12 Analyse du circuit de détection. Quel est le nom du premier étage du circuit ? Quel est le lien entre V_0 et I_{ph} ? Sous quelle tension de polarisation la photodiode est-elle utilisée ? Quelles sont les fonctions respectives du deuxième amplificateur et du filtre RC entre les deux amplificateurs ?

3.1 Mesure du courant dû au flux infrarouge ambiant

↪ Connectez le détecteur au boîtier. Connecter la sortie DC du boîtier au voltmètre et la sortie à l'oscilloscope.

↪ Versez doucement de l'azote liquide dans le cryostat en observant l'apparition du signal.

Q1 Mesurez la valeur de la tension continue. Déduisez-en la valeur de $I_{\text{ph,amb}}$ et en comparant avec la valeur déterminée à la question **P6**, donnez une estimation du rendement quantique moyen du détecteur.

3.2 Mesure du bruit du détecteur

↪ Connectez la sortie du premier boîtier au filtre passe-bas (deuxième boîtier).

3.2.1 Mesure de la tension efficace de bruit à l'oscilloscope

↪ Affichez le signal sur l'oscilloscope RIGOL. Choisissez les valeurs de R_c et des différents gains suffisamment grands tout en évitant toute saturation du signal.

Q2 Expliquez d'où provient le bruit observé. Estimez la valeur efficace du bruit à l'oscilloscope (on pourra s'appuyer sur les rappels théoriques de l'énoncé du TP B3, on rappelle ainsi que pour un bruit Gaussien, $V_{\text{eff}} = V_{\text{cc}}/6$).

Q3 Sachant que la bande passante d'analyse est environ 2 kHz (fréquence de coupure du filtre passe-bas) et en supposant que ce bruit est un bruit blanc sur cette bande d'analyse, calculez la tension efficace de bruit ramenée à une bande d'analyse de 1 Hz (on l'exprimera en $V/\sqrt{\text{Hz}}$). Relevez la valeur du gain en transimpédance de la chaîne d'amplification (en Volts/Ampères). Déduisez-en le **courant efficace de bruit**, $i_{\text{Bruit, eff.}@1Hz}$, dans la photodiode, pour une bande passante de 1 Hz (exprimé en $A/\sqrt{\text{Hz}}$). Comparez à la valeur obtenue à la question **P ??**

3.2.2 Mesure du bruit avec un analyseur de spectre par Transformée de Fourier

↪ Envoyez le signal en parallèle sur l'oscilloscope RIGOL et sur l'analyseur LeCroy (entrée 1).

↪ Chargez le fichier de configuration `TPDetIR_HistBruit`. Pour cela, allez dans le menu `File>Recall Setup`.

↪ Cliquez sur le cadre jaune intitulé `C1`, situé sous les zones d'affichage graphique. Vérifiez parmi les paramètres que le couplage (*coupling* en anglais) est bien réglé sur `DC1MΩ`. Faites la modification si besoin.

Q4 Peut-on considérer que le bruit mesuré par l'analyseur est gaussien ? Expliquez physiquement pourquoi cette approximation est pertinente.

↪ Chargez maintenant le fichier de configuration `TPDetIR_TFBruit` en allant dans le menu `File>Recall Setup`. Vérifiez que le couplage est toujours adapté.

Q5 Le bruit mesuré par l'analyseur est-il un bruit blanc ? Est-ce conforme à ce qui était attendu ?

Q6 Expliquez le rôle du filtre anti-repliement. Où voit-on son influence ? Pourquoi est-il indispensable pour cette mesure ? Comment doit-on choisir la fréquence d'échantillonnage ?

La tension de bruit mesurée est en principe due au bruit de photons ambiants et au bruit de la chaîne d'amplification. Ces 2 tensions de bruits sont indépendantes, elles s'ajoutent donc de manière quadratique :

$$v_{\text{total,eff.}} = \sqrt{v_{\text{Bruit,eff.}}^2 + v_{\text{ampli,eff.}}^2}$$

Pour mesurer le bruit uniquement dû à la photodiode, il est donc nécessaire de supprimer l'influence de la chaîne d'amplification.

↪ Dans le menu `Cursors`, sélectionnez `Horizontal Abs`. Puis affichez les paramètres du curseur en allant dans `Cursors>Cursor Setup` et sélectionnez les Hz pour le paramètre `X - axis`. La position en fréquence du curseur s'affiche à droite de l'écran alors que sa position en ordonnées s'affiche dans les encadrés rouge et bleu intitulés respectivement `F1` et `F2`. On rappelle que les mesures sont données par $P_{\text{dBm}} = 10 \log \left(\frac{P}{1\text{mW}} \right)$ où $P = V^2/1\text{M}\Omega$.

Q7 Mesurez la tension de bruit à 500 Hz. Puis, à la même fréquence, mesurez la tension efficace de bruit du système d'acquisition et de la chaîne d'amplification en débranchant le détecteur. Déduisez-en la tension efficace de bruit due au détecteur, puis le courant efficace de bruit, $i_{\text{Bruit,eff.}}$, dans la photodiode en tenant compte du gain transimpédance.

Q8 Relevez la valeur de la bande passante d'analyse Δf (prendre la valeur Δf affichée directement dans l'onglet FFT quand on clique sur le cadre rouge F2) et déduisez-en le courant efficace de bruit, $i_{\text{Bruit,eff.}@1Hz}$, dans la photodiode, ramené à 1 Hz. Comparez à la valeur obtenue à la question P7. Est-ce que le détecteur est un détecteur "BLIP" ?

3.3 Mesure de la réponse au corps noir d'un détecteur infrarouge

Mesurer la réponse au corps noir,

$$R_{\text{CN}} = \frac{\Delta I_{\text{ph}}}{\Delta \Phi_{\text{CN}}} \text{ en A / W}$$

d'un détecteur infrarouge, consiste à :

- déterminer de manière précise la variation du flux reçu par le détecteur, en utilisant un corps noir et un modulateur, à partir des valeurs de la température du corps noir, de sa distance au détecteur et des caractéristiques géométriques du modulateur (3^{ème} paragraphe)
- mesurer le signal provoqué par cette variation de flux : celui-ci sera mesuré sous la forme d'une tension à la sortie du système de détection « photodiode + amplificateur » (deuxième paragraphe : mesure à l'oscilloscope et mesure par FFT), puis ramené en courant dans la photodiode.

3.3.1 Dispositif expérimental

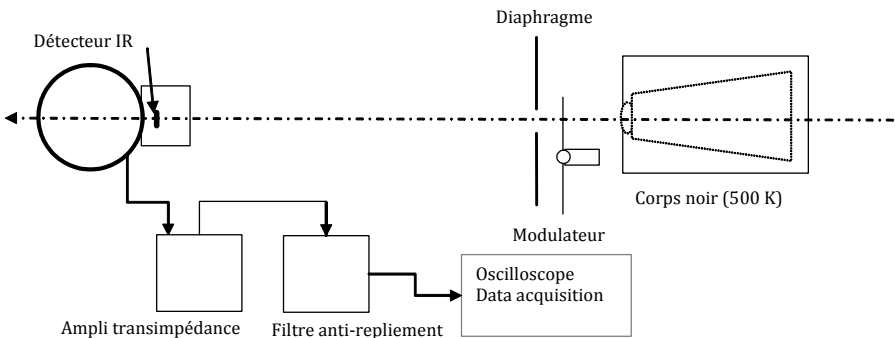


FIGURE 2.3 – Dispositif expérimental

Lorsque le modulateur tourne, le détecteur "voit" à travers le diaphragme, alternativement la pale du modulateur (corps noir à température ambiante) et le corps noir déjà réglé à la température de 500 K.

Ne pas toucher au réglage !

3.3.2 Mesure du signal obtenu à l'oscilloscope

↪ Réglez la fréquence du modulateur à une fréquence de 500 Hz (vérifier à l'oscilloscope).

↪ Placez le détecteur à un mètre environ du diaphragme. D'après la documentation du constructeur, le détecteur est placé à 10 ± 0.5 mm de la fenêtre.

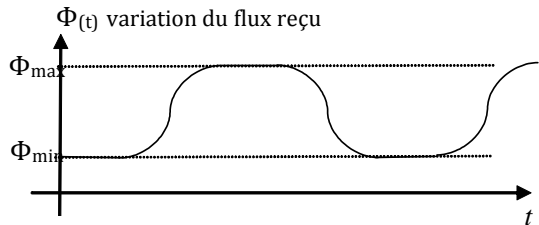
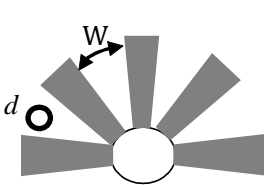
↪ Alignez le corps noir, le diaphragme (on choisira un diamètre : $\phi = 5$ mm) et le détecteur.

↪ Optimisez le signal obtenu en alignant l'ensemble des éléments.

Q9 Relevez le signal obtenu sans filtre anti-ripple. Mesurez la valeur crête à crête de ce signal.

La variation de flux, $\Delta\Phi(t)$, est périodique, donc décomposable en série de Fourier et l'on peut calculer l'amplitude, puis la valeur efficace de la composante fondamentale. Le rapport entre la valeur efficace $\Delta\Phi_{\text{eff}}$ (de la composante fondamentale) et la valeur crête-à-crête $\Delta\Phi_{\text{cc}}$ est appelé le **facteur de modulation** (MF : *modulation factor*) :

$$\text{MF} = \frac{\Delta\Phi_{\text{eff}}}{\Phi_{\text{cc}}} = \frac{\Delta\Phi_{\text{eff}}}{\Phi_{\text{max}} - \Phi_{\text{min}}} \quad (2.2)$$



Modulateur

W : longueur de l'arc entre 2 pales (au niveau du centre du diaphragme)

d : diamètre de diaphragme

FIGURE 2.4 – Modulateur mécanique (*chopper*)

Pour un signal carré (le cas où , comme ici, $d \ll W$) , le rapport vaut :

$$MF = \frac{\sqrt{2}}{\pi} = 0,45$$

Q10 Démontrez le résultat précédent. Déduisez-en une mesure approximative de la valeur efficace de la composante fondamentale du signal obtenu.

Q11 Calculez la valeur efficace des variations de courant $\Delta I_{\text{ph, eff.,500 Hz}}$ dans la photodiode.

3.3.3 Mesure du signal obtenu avec un analyseur de spectre par Transformée de Fourier

↪ Ajoutez le filtre anti-repliement (filtre passe-bas de bande passante 2 kHz) et connectez à nouveau à l'analyseur LeCroy.

↪ Dans le menu File>Recall Setup, chargez en mémoire le fichier de configuration TPDetIR TF Signal. Le canal de mesure P2 donne la valeur du pic maximal, celui à 500Hz.

Q12 Mesurez la tension efficace à 500Hz.

↪ Faites varier la fréquence de rotation du moteur de $\pm 20\text{Hz}$.

Q13 Relevez les valeurs efficaces du pic à 500Hz mesurée par l'analyseur lors de cette variation. Expliquez l'origine des variations, en précisant notamment l'influence de la fenêtre d'acquisition, de la fréquence d'échantillonnage, du nombre de points N_e ? Expliquez pourquoi la fenêtre *Flat Top* est théoriquement mieux adaptée pour la mesure de la valeur efficace du premier harmonique du signal (vous pourrez vous aider de l'annexe).

↪ Dans l'onglet FFT du canal F2, choisissez la fenêtre d'acquisition (*window*) *Flat Top*.

Q14 Relevez l'amplitude du pic et calculez la valeur efficace du signal à la sortie du filtre anti-repliement. Déduisez-en, le courant efficace, $\Delta I_{\text{ph, eff.,500 Hz}}$ dans la photodiode. Évaluez l'incertitude de mesure sur ce courant.

↪ Faites vérifier cette valeur par l'enseignant responsable.

3.3.4 Détermination de la variation efficace du flux énergétique reçu par le détecteur

Calcul de la variation crête à crête du flux énergétique reçu par le détecteur

Q15 Relevez la distance diaphragme-détecteur et calculez l'étendue géométrique du faisceau s'appuyant sur le diaphragme et sur le détecteur.

On rappelle que la luminance du corps noir (la pale noire du modulateur est considérée comme un corps noir) suit la loi de Stefan :

$$L = \frac{\sigma T^4}{\pi}$$

où $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W / m}^2 \cdot \text{K}^4$ est la *constante de Stefan*¹.

Q16 Déduisez-en la variation du flux crête à crête reçu par le détecteur, $\Delta\Phi_{\text{CN,cc}}$.

Calcul de la variation efficace du flux énergétique reçu par le détecteur

Q17 En utilisant l'équation (2.2), calculez $\Delta\Phi_{\text{CN,eff},500 \text{ Hz}}$ reçu par le détecteur.

3.3.5 Calcul de la réponse au corps noir R_{CN}

Q18 Déduisez des mesures précédentes la réponse corps noir du détecteur. Évaluez la précision de cette mesure.

↪ Faites vérifier ce résultat par l'enseignant.

3.3.6 Calcul de la détectivité au corps noir

Q19 Déduisez des mesures et des calculs précédents la valeur du $D_{\text{CN}}^*(T_{\text{CN}}, f, \Delta f)$ pour le détecteur utilisé. Évaluez la précision sur la mesure de la détectivité corps noir.

En principe, le bruit du détecteur est dû au bruit de photons ambiants. Dans ce cas, le courant de bruit, $i_{\text{Bruit,eff}}$, dépend de l'angle solide de vue du détecteur.

1. Un moyen mnémotechnique souvent utilisé par Jean-Louis Meyzonnette, ancien professeur de radiométrie de l'institut, pour se souvenir de la forme de la constante : « 5, 6, 7, 8 ! »

Q20 Pour quelle raison l'angle de vue modifie-t-il le bruit du détecteur ? Déterminez la correction à apporter à la détectivité $D_{\text{CN}}^*(T_{\text{CN}}, f, \Delta f)$, mesurée dans les conditions précédentes, afin d'obtenir la détectivité du détecteur utilisé pour un angle solide de vue égal à 2π stéradians.

4 Exploitation des mesures

Pour cette partie, aucune mesure n'est nécessaire. Vous aurez néanmoins besoin d'utiliser le fichier `sensibilite_relative_insb.xls` qui se trouve enregistré dans l'ordinateur de la salle. N'oubliez pas d'en faire une copie.

Sensibilité spectrale et détectivité spectrale

Les mesures effectuées de R_{CN} et de la sensibilité spectrale relative permettent d'obtenir la sensibilité spectrale. Il faut pour cela déterminer le rapport suivant, noté γ :

$$\gamma = \frac{R(\lambda_{\text{pic}})}{R_{\text{CN}}}$$

On a défini et mesuré dans la partie 3.3 la sensibilité corps noir, R_{CN} :

$$\Delta I_{\text{ph}} = R_{\text{CN}} \Delta \Phi_{\text{CN}}$$

avec :

$$\Delta \Phi_{\text{CN}} = \text{MF} \times \frac{\sigma}{\pi} (T_{\text{CN}}^4 - T_{\text{amb}}^4) U$$

où U est l'étendue géométrique utilisée pour la mesure et MF est le facteur de modulation.

E1 Expliquez pourquoi les variations de courant dans la photodiode sont aussi données par l'intégrale suivante :

$$\begin{aligned} \Delta I_{\text{ph}} &= \text{MF} \times U \times \int_0^\infty R(\lambda) \left(\left[\frac{dL}{d\lambda} \right]_{\text{CN}}^{T_{\text{CN}}} - \left[\frac{dL}{d\lambda} \right]_{\text{Amb}}^{T_{\text{Amb}}} \right) d\lambda \\ &= \text{MF} \times U \times R(\lambda_{\text{pic}}) \int_0^\infty S(\lambda) \left(\left[\frac{dL}{d\lambda} \right]_{\text{CN}}^{T_{\text{CN}}} - \left[\frac{dL}{d\lambda} \right]_{\text{Amb}}^{T_{\text{Amb}}} \right) d\lambda \end{aligned}$$

où $\left[\frac{dL}{d\lambda} \right]_{\text{CN}}^{T_{\text{CN}}}$ et $\left[\frac{dL}{d\lambda} \right]_{\text{Amb}}^{T_{\text{Amb}}}$ sont les luminances énergétiques spectrales du corps noir à T_{CN} et T_{Amb}

On rappelle l'expression de la luminance spectrique du corps noir :

$$\left[\frac{dL}{d\lambda} \right]_{\text{CN}}^T = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\frac{hc}{e\lambda kT} - 1}$$

où λ s'exprime en m, $\frac{dL}{d\lambda}$ en $(\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}) / \text{m}$

E2 Déduisez-en l'expression du facteur γ :

$$\gamma = \frac{\frac{\sigma}{\pi} (T_{\text{CN}}^4 - T_{\text{Amb}}^4)}{\int_0^\infty S(\lambda) \left(\left[\frac{dL}{d\lambda} \right]_{\text{CN}}^T - \left[\frac{dL}{d\lambda} \right]_{\text{Amb}}^T \right) d\lambda}$$

E3 A l'aide de la sensibilité spectrale relative, $S(\lambda)$, donnée par le fichier Excel, calculez la valeur du facteur γ pour le détecteur étudié.

On utilisera la méthode des trapèzes pour calculer numériquement sous Excel les intégrales de luminance du corps noir en remplaçant les bornes $[0, \infty]$ par $[2 - 6]$ microns.

E4 Déduisez-en $R(\lambda_{\text{pic}})$ et tracez la courbe de sensibilité spectrale, $R(\lambda)$. Comparez à la valeur obtenue en préparation à la question **P3**. Tracez la courbe du rendement quantique en fonction de la longueur d'onde.

E5 En utilisant le facteur γ , calculez $D_{\text{pic}}^* = D^*(\lambda_{\text{pic}})$ et tracez la courbe de détectivité spectrale, $D^*(\lambda)$.

5 Rédaction du compte-rendu

Dans votre compte-rendu, il est inutile de rappeler linéairement vos protocoles de mesure et vos résultats. On vous demande d'écrire un document structuré (entre 2 et 6 pages maximum avec introduction, conclusion, plusieurs parties, etc.), dans lequel vous résumerez, en vous appuyant sur vos mesures :

- les concepts importants liés à la technologie étudiée au cours de ce TP,
- les points clés et enjeux de la caractérisation d'un détecteur infrarouge,
- vos conclusions sur les performances du système que vous avez étudié au cours de la séance.

Vous pourrez en particulier confronter vos observations sur la technologie infrarouge avec ce que vous savez des détecteurs dans le visible.

Annexe 1 - Luminance spectrique du corps noir

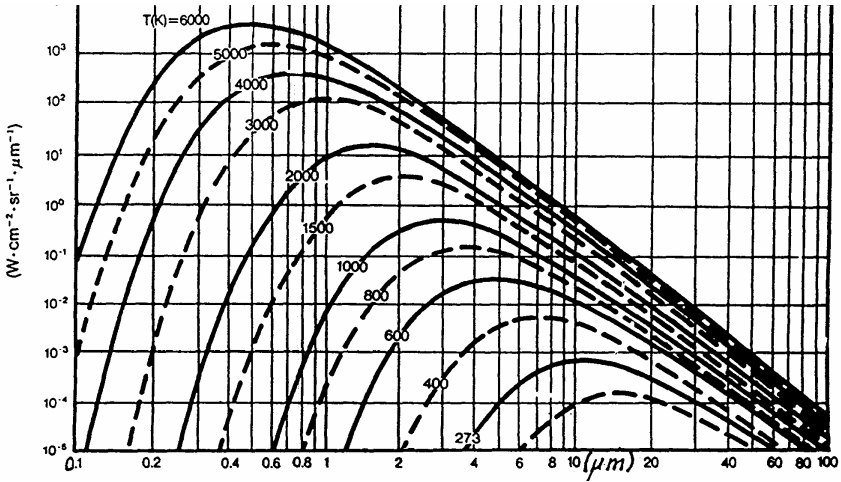


FIGURE 2.5 – Luminance spectrique du Corps Noir (unités énergétiques)

Annexe 2 - Courbe de transmission de l'air

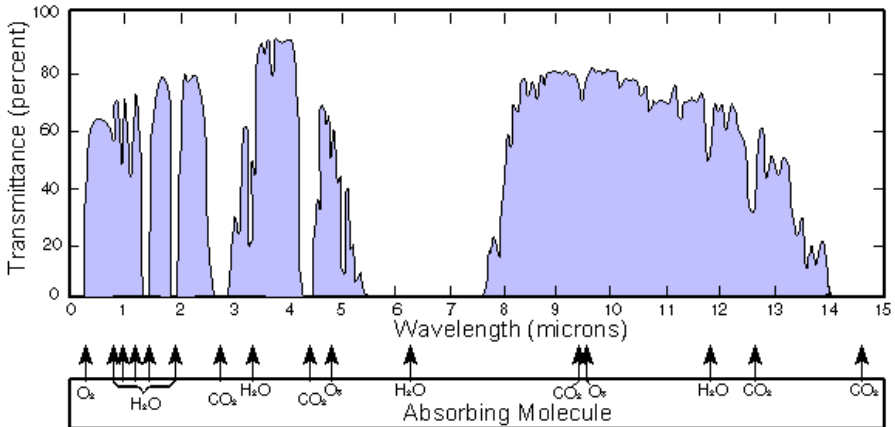


FIGURE 2.6 – Courbe de transmission de l'air

Annexe 3 - Détectivités spectrales

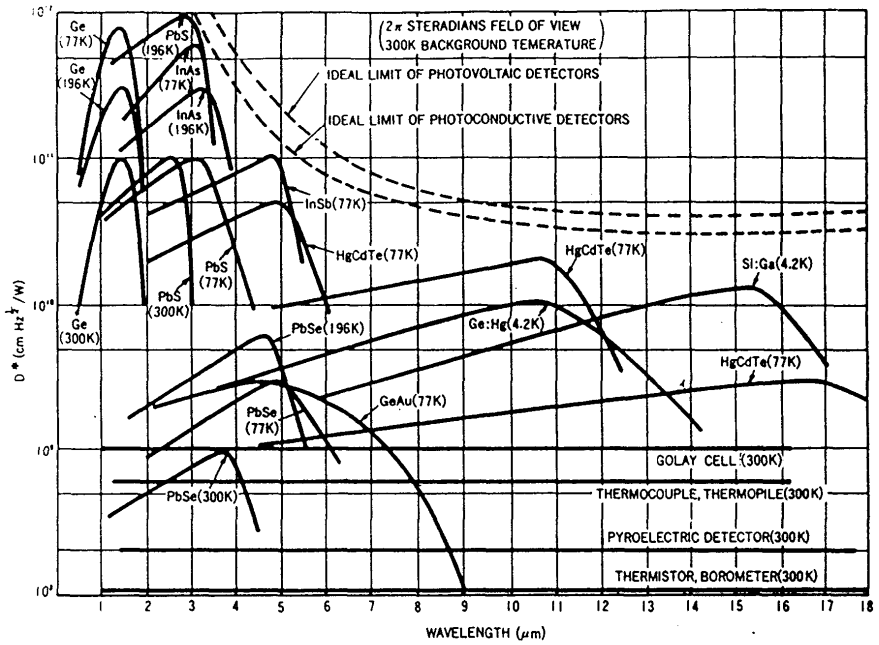


FIGURE 2.7 – Détectivités spectrales spécifiques de détecteurs IR

B 3

Étude d'un capteur CMOS industriel

Version du 3 février 2021

Les questions P1 à P5 doivent être préparées avant la séance

Sommaire

1	Introduction	39
2	Questions de préparation	41
3	Prise en main de la caméra et du logiciel	42
4	Mesure du bruit de lecture	44
5	Étude du signal d'obscurité	44
6	Linéarité et bruit de photons	45
7	Mesure de la réponse spectrale du capteur	49

1 Introduction

En 2014, 95 % des caméras produites sont des caméras CMOS (Complementary Metal Oxyd Semiconductor), pour 5 % de caméras CCD (Charge-Coupled Device). La différence principale entre un capteur CMOS et CCD est que chaque pixel d'un capteur CMOS possède son propre circuit de lecture (conversion charge - tension et amplification) directement à côté de la zone photosensible. Par rapport à la technologie CCD, les avantages de la technologie CMOS sont :

- Capteurs moins chers car plus simples à fabriquer
- Faible consommation,

- Lecture plus rapide des images,
- Chaque pixel peut être piloté indépendamment
- Possibilité de traitements d'image (définition de zones d'intérêts (ROI), Binning, filtrages, ...)

Les défauts sont : une dynamique plus faible et un bruit qui peut être plus important.

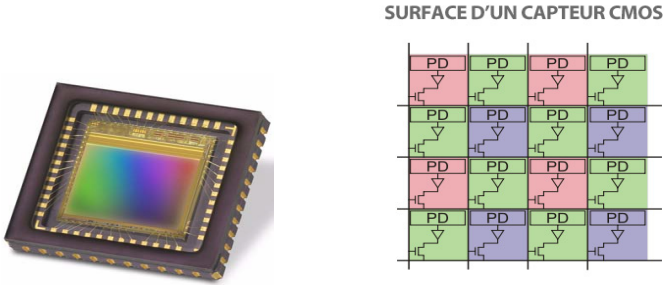


FIGURE 3.1 – Capteur CMOS e2V étudié et schéma de principe d'un capteur CMOS

L'objet du TP est de mesurer les caractéristiques d'une caméra industrielle uEye équipée d'un capteur CMOS fabriqué par la société e2V (1.3 Mpix - carré $5.3 \mu\text{m}$) représenté sur la figure 3.1 et dont une partie de la documentation constructeur est donnée figures 3.2 et 3.3. Nous étudierons en particulier la réponse et la **linéarité du capteur**, le **bruit de lecture**, le **signal d'obscurité** et le **bruit de photons**. Ces caractéristiques seront comparées aux données du constructeur.

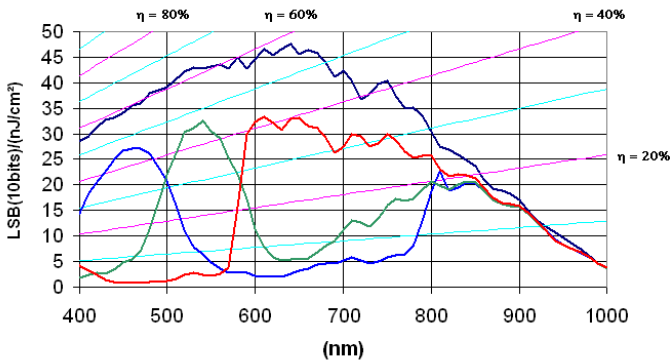


FIGURE 3.2 – Extrait de la documentation du capteur CMOS e2V étudié. Réponse spectrale.

Capteur EV76C560 Typical electro-optical performance @ 25°C and 65°C, nominal pixel clock

Parameter	Unit	Typical value		
Sensor characteristics	Resolution	pixels	1280 (H) × 1024 (V)	
	Image size	mm inches	6.9 (H) × 5.5 (V) - 8.7 (diagonal) ≈ 1/1.8	
	Pixel size (square)	μm	5.3 × 5.3	
	Aspect ratio		5 / 4	
	Max frame rate	fps	60 @ full format	
	Pixel rate	Mpixels / s	90 -> 120	
	Bit depth	bits	10	
Pixel performance			@ 25°C	@ 65°C
	Dynamic range	dB	>62	>57
	Qsat	ke-	12	
	SNR Max	dB	41	39
	MTF at Nyquist, λ=550 nm	%	50	
	Dark signal ⁽¹⁾	LSB ₁₀ /s	24	420
	DSNU ⁽¹⁾	LSB ₁₀ /s	6	116
	PRNU ⁽²⁾ (RMS)	%	<1	
Responsivity ⁽³⁾	LSB ₁₀ /(Lux.s)	6600		
Electrical interface	Power supplies	V	3.3 & 1.8	
	Power consumption: Functional ⁽⁴⁾ Standby	mW μW	< 200 mW 180	

1. Min gain, 10 bits.
2. Measured @ Vsat/2, min gain.
3. 3200K, window with AR coating, IR cutoff filter BG38 2 mm.
4. @ 60 fps, full format, with 10 pF on each output.

FIGURE 3.3 – Extrait de la documentation du capteur CMOS e2V étudié

2 Questions de préparation

Chacun des pixels de cette caméra peut être considéré comme une photodiode et son circuit électronique de pré-amplification. La tension résultante, pour chacun des pixels, est ensuite convertie en numérique par un convertisseur analogique-numérique (CAN) de 10 bits. Cette donnée est ensuite récupérée, pixel par pixel, par le PC via une liaison USB.

P1 Faire le schéma fonctionnel de la chaîne d'acquisition de l'information en représentant à chaque fois le type d'information qui transite d'un bloc à l'autre.

La dynamique de ce capteur est donnée par le **nombre maximum de photoélectrons par pixel** (*Full Well*). Cette donnée détermine également le rapport signal à bruit du capteur.

P2 D'après la documentation, le nombre d'électrons maximum par pixel est 12000 (*FW : Full well*). Le signal étant numérisé sur 10 bits, dans l'idéal, à combien d'électrons correspond un niveau binaire ?

Remarque : Ce facteur de conversion : nb d'électrons / niveau binaire est souvent appelé dans les documentations **Gain** en e-/ADU (pour nombre d'électrons par *Analog-Digital Units*).

P3 En supposant que le bruit de photons est largement prépondérant sur toutes les autres sources de bruit, le rapport signal à bruit par pixel est directement lié au *Full Well*. Calculer le rapport signal à bruit en dB, dans le cas où le signal récupéré est maximal, et vérifier la valeur de 41 dB donnée par le fabricant.

La documentation donne la sensibilité suivante pour le capteur : 45 ADU (sur 10 bits) pour une énergie lumineuse reçue de 1 nJ/cm^2 à la longueur d'onde de 600 nm (Figure 3.2), ce qui correspond à un rendement quantique de 60%.

P4 Vérifier que ce rendement quantique est bien compatible avec la sensibilité annoncée.

3 Prise en main de la caméra et du logiciel

3.1 Traitement sous Matlab

La caméra est pilotée par Matlab et une interface conçue pour le TP, appelée *GuiCamera*.

ATTENTION Afin d'accélérer le traitement des informations par Matlab, seuls les 8 bits de poids fort (sur les 10 bits initiaux de conversion) ont été conservés dans le programme *GuiCamera*.

P5 Quel facteur devrez-vous appliquer entre la valeur lue sur le logiciel *GuiCamera* et la valeur réellement perçue par le CAN du capteur ?

3.2 Interface graphique pour l'acquisition d'images

- ↪ Lancer Matlab.
- ↪ Lancer la commande suivante sur Matlab : » GuiCamera
- ↪ Initialiser la caméra en cliquant sur le bouton Initialisation de la caméra.
- ↪ Dans la fenêtre principale, cocher l'option : Zone d'intérêt (AOI) au centre de la caméra.
- ↪ Cliquer sur paramètres pour ouvrir la fenêtre de la figure 3.4.

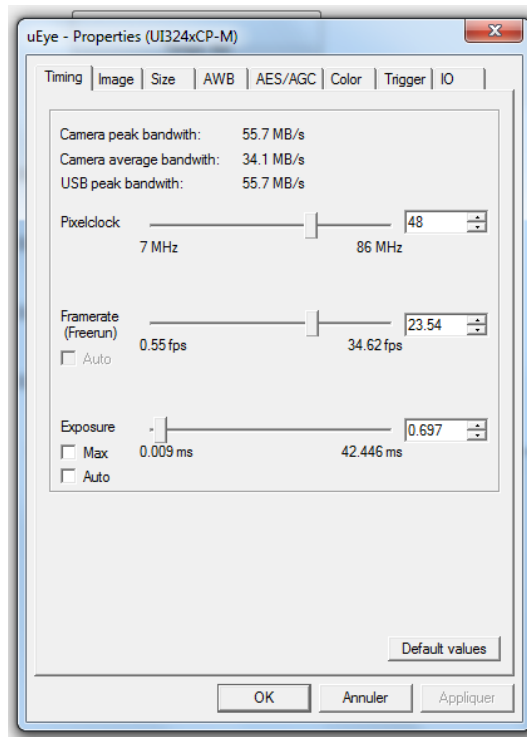


FIGURE 3.4 – Fenêtre de réglage des paramètres d'acquisition

- ↪ Régler les paramètres d'acquisition :
 - Dans l'onglet Image, vérifier que le Master Gain est à 0 (Gain 1.00x) et que l'option Auto est bien décochée pour le gain et l'offset (*BlackLevel*), ainsi que la correction du Gamma.
 - Régler le **BlackLevel** (ou *offset*) à 255.

- Dans l'onglet `Size`, vérifier que le *binning* est en mode "normal", c'est à dire $\times 1$, en x et en y .
- Dans l'onglet `Timing`, fixer l'horloge de l'acquisition de l'information `PixelClock` à 30 MHz.

4 Mesure du bruit de lecture

Le bruit de lecture est un **bruit électronique** qui apparaît lors de la conversion du nombre de photoélectrons en une tension électrique. Cette tension est ensuite convertie en signal numérique sur 10 bits. Pour mesurer le bruit de lecture, il faut que le capteur ne reçoive aucun flux lumineux et que le temps d'intégration soit nul (pour n'avoir aucun signal d'obscurité).

- ↪ Placer le bouchon devant la matrice. Régler le temps d'exposition à sa valeur minimale dans l'onglet `Timing` des Paramètres de la caméra.
- ↪ Cliquer sur le bouton Histogramme pour afficher l'histogramme de l'image.

Q1 Relever la valeur moyenne et l'écart-type annoncé en haut de l'histogramme. A quoi correspondent ces deux valeurs ?

- ↪ Modifier, dans l'onglet `Image`, la valeur du niveau de noir, *Black Level* (ou *offset*) et observer l'effet sur l'histogramme (ce niveau de noir est aussi souvent appelé *Bias*). En particulier, observer l'histogramme pour un *Black Level* réglé à 0, à 128 et à 255.

Q2 Expliquer l'effet de ce réglage d'*Offset*. Pour l'*offset* maximal (255), relever sur l'histogramme le niveau moyen dans l'image.

Le bruit de lecture est la fluctuation du signal autour de cette valeur moyenne.

- ↪ Relever le bruit de lecture du capteur sur l'histogramme.

ATTENTION : Dans toute la suite du TP, on fixera à **255** la valeur du **Black Level**.

5 Étude du signal d'obscurité

On s'intéresse maintenant aux images obtenues sur le capteur en l'absence total d'éclairement lumineux lorsqu'on augmente le temps d'intégration (ces images sont souvent appelées *Dark*).

Le capteur ne reçoit aucun flux lumineux. On va faire varier le **temps d'intégration** (T_i).

↪ Mesurer les valeurs moyennes des niveaux de gris de l'histogramme ainsi que les écart-types, pour un temps d'intégration variant de 0 à 2 secondes par pas de 250 ms.

↪ Tracer la courbe du signal d'obscurité en fonction du temps d'intégration, sans oublier de soustraire le niveau d'*offset*.

Q3 Comparer le signal d'obscurité mesuré avec la valeur (*Dark Signal*) donnée par le fabricant.

↪ Constaté l'aspect de "ciel étoilé" de l'image pour les longs temps d'intégration. Certains pixels (souvent appelés *Hot Pixels*) présentent un signal beaucoup plus fort.

Il ne s'agit pas d'un bruit temporel, mais bien d'une **non-uniformité spatiale du signal d'obscurité**. Remarquez aussi que l'histogramme n'est pas du tout gaussien.

Q4 Comparer la valeur de l'écart-type mesuré à la valeur donnée par le fabricant (*DSNU : Dark Signal Non Uniformity*). Comment pourrait-on diminuer cette valeur ?

6 Étude de la linéarité du capteur et du bruit de photons

Nous allons à présent étudier la réponse du capteur CMOS lorsqu'il est éclairé uniformément à l'aide d'une sphère intégrante. Les images obtenues lorsque le capteur est ainsi uniformément éclairé sont souvent appelées des "*flat*".

↪ Fixer le temps d'intégration du capteur à 1 s.

↪ Alimenter la sphère intégrante de telle façon à obtenir un niveau de gris moyen d'environ 150.

6.1 Analyse spatiale - Linéarité

Pour mesurer la **linéarité du capteur**, il suffit de mesurer le signal moyen en fonction du temps d'intégration (sans oublier de soustraire le signal moyen d'obscurité).

↪ Faire varier le temps d'exposition de 0 à 2 s par pas de 250 ms et relever les niveaux moyens de gris ainsi que l'écart-type.

Q5 Que peut-on dire du dernier point ?

↪ Tracer le signal moyen en fonction du temps d'intégration.

Q6 Le capteur est-il linéaire ?

6.2 Analyse temporelle - Bruit de photons

Pour mesurer le bruit de photons, il faut mesurer la fluctuation du signal d'un pixel au cours du temps (d'une image à l'autre), pour différents niveaux d'éclairement sur le pixel. Tout ceci sans oublier de tenir compte de l'influence du bruit de lecture.

↪ Fixer le temps d'intégration du capteur à 50 ms.

↪ Alimenter la sphère intégrante de telle façon à obtenir un niveau de gris d'environ 128.

↪ Visualiser le profil d'un pixel au cours du temps pour cette valeur de niveau de gris.

↪ Constater que le bruit semble effectivement aléatoire en fonction du temps et que l'histogramme semble correspondre à une distribution gaussienne.

Remarque : Afin d'obtenir des histogrammes corrects, il faut enregistrer un grand nombre de points (de l'ordre de 500 à 1000).

↪ Refaire ce relevé de profil d'un pixel pour différentes valeurs d'éclairement, en modifiant l'alimentation de la sphère intégrante (par exemple pour des niveaux de gris moyen de 64, 128, 192,...).

↪ Tracer la variance du signal en fonction du signal moyen.

Q7 Le bruit mesuré a-t-il bien le comportement attendu pour du **bruit de photons**. Expliquer.

Q8 Expliquer pourquoi il y a un écart entre la valeur du bruit obtenu en étudiant la fluctuation temporelle du signal d'un pixel et le bruit obtenu en étudiant l'histogramme d'une région de 200*200 pixels au centre de l'image.

↪ Tracer le rapport signal à bruit en fonction du signal moyen.

S'il s'agit bien de bruit de photons, c'est-à-dire bruit Poissonien, la fluctuation du nombre de photo-électrons par pixel est donnée par son écart type ou sa variance :

$$\sigma_{N_e}^2 = \langle N_e \rangle$$

Le nombre de photons électrons est converti en signal numérique, $S_{10\text{bits}}$:

$$S_{10\text{bits}} = \frac{N_e}{G}$$

où G est le facteur de conversion (le gain) en électrons par niveau binaire (e- / ADU).

La valeur moyenne du signal numérique est :

$$\langle S_{10\text{bits}} \rangle = \frac{\langle N_e \rangle}{G}$$

et la variance du signal numérique est :

$$\sigma_{S_{10\text{bits}}}^2 = \frac{\sigma_{N_e}^2}{G^2}$$

Il est donc possible de déduire à partir des mesures précédentes le facteur de conversion (le gain) en électrons par niveau binaire (e- / ADU) :

$$G = \frac{\langle S_{10\text{bits}} \rangle}{\sigma_{S_{10\text{bits}}}^2}$$

Q9 Calculer la valeur du facteur de conversion et comparer à la valeur obtenue à la question **P2**.

6.3 Binning

Le *binning* consiste à regrouper plusieurs pixels du capteur de la caméra sur une ou deux directions. Les charges contenues dans les pixels sont cumulées dans le capteur CMOS, avant toute numérisation. Afin d'améliorer la sensibilité et le rapport signal à bruit, il est possible sur ce capteur de mesurer le signal après avoir effectué la somme des photoélectrons stockés sur 4 pixels adjacents (*Binning* 2 × 2). Cette amélioration se fait bien sûr aux dépens de la résolution (dans ce format la résolution de l'image est alors de 640 × 512).

Q10 Expliquer très simplement pourquoi l'opération de *binning* permet d'améliorer le rapport signal à bruit. Dans ce mode, quel sera le nouveau rapport signal à bruit maximum (SNR max en dB) ?

↪ Dans l'onglet Taille des Paramètres de la caméra, modifier le *Binning* ($\times 2$ en x, $\times 2$ en y).

↪ Effectuer la mesure de la valeur moyenne et de l'écart type pour un temps d'intégration de 50 ms et des niveaux de gris de 64 et 128. Vérifier l'augmentation du rapport signal à bruit par rapport aux mesures précédentes.

7 Mesure de la réponse spectrale du capteur

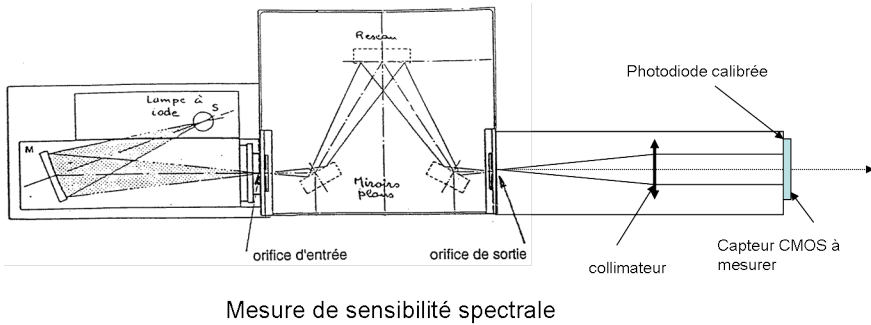


FIGURE 3.5 – Schéma du banc de mesure de la sensibilité spectrale utilisant un monochromateur

Le monochromateur permet de choisir la longueur d'onde du flux lumineux envoyé vers le capteur. Les fentes d'entrée et de sortie ont une largeur de 2 mm ce qui donne une largeur spectrale de l'ordre de 30 nm. En sortie du monochromateur, un collimateur permet d'éclairer le capteur à tester en incidence quasiment normale à sa surface. On utilise une photodiode $P_{in} 10-D$ de surface 1 cm^2 afin de mesurer l'éclairement reçu par le capteur CMOS. La sensibilité de cette photodiode est donnée ci-dessous.

- ↪ Alimenter le monochromateur avec une tension de l'ordre de 20 V.
- ↪ Effectuer la mesure de l'éclairement (en W/cm^2) avec la photodiode pour les longueurs d'onde suivantes : 500, 600, 700, 800, 900 nm.
- ↪ Remplacer la photodiode par le capteur CMOS. Mesurer le niveau de gris moyen au centre de l'image pour ces longueurs d'onde. Choisissez un temps d'exposition adapté.
- ↪ Déduire de ces mesures la réponse spectrale du capteur exprimée en niveau de gris en fonction de l'énergie reçue par cm^2 , en $\left(\frac{\text{ADU}}{\text{nJ}/\text{cm}^2}\right)$.
- ↪ Tracer cette courbe de réponse et comparer à la courbe donnée dans la Datasheet.

Q11 Déterminer les rendements quantiques pour ces longueurs d'onde.

↪ Tracer la courbe donnant le rendement quantique en fonction de la longueur d'onde.

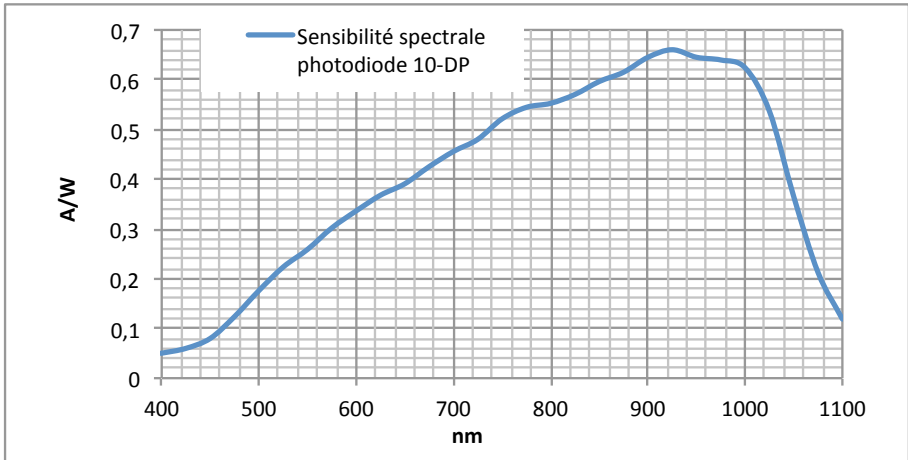


FIGURE 3.6 – Courbe de la sensibilité spectrale de la photodiode de calibration

Synthèse

Dans une synthèse (2 pages maximum - hors courbes), vous expliquerez à un industriel cherchant à calibrer un capteur CMOS qu'il vient d'acquérir, quelles sont les étapes à suivre et quels types de courbes il devra obtenir. Vous pourrez vous appuyer sur vos résultats expérimentaux.

Fiche de résultats - TP B3 - Caméra CMOS

Date : __ / __ / 20__

Noms : _____ / _____ / _____

Cette section est à remplir par l'enseignant

Courbes	OK	BOF	NOK
Q3/4 - Obscurité			
Q5 - Linéarité			
Q7 - Bruit de photons			
Q11 - Réponse spectrale			

Préparation

P2 Gain = _____ e⁻ / ADU

P3 RSB_dB = _____ dB RSB_theo = 41 dB

P4 Flux = _____ photons Nb_e- = _____ e⁻
 $V_S =$ _____ ADU

P5 Facteur = _____

Bruit de lecture

Q1 Offset = _____ ADU

Q2 Ecart-type = _____ ADU

Signal d'obscurité

Q3 DS_obtenu = _____ ADU/s

DS_théorique = _____ ADU/s

Q4 DSNU_obtenu = _____ ADU/s

DSNU_théorique = _____ ADU/s

Linéarité**Bruit de photons**

Q7

T_i (s)	0	0.25	0.5	1
ADU - Offset				
σ (ADU)				
RSB (dB)				

Q9 Gain mesuré = _____ e-/ADU

Binning

Q10

T_i (s)	0	0.25	0.5
ADU - Offset			
σ (ADU)			
RSB (dB)			

Réponse spectrale

Q11

λ (nm)	500	600	700	800	900
Eclairement (nJ / cm ²)					
ADU - Offset					
Reponse					
Rep Théo					
Rend Quantique					

Présentation orale (commentaires)

B 4

Caméra infrarouge

Version du 3 février 2021

Les questions de préparation doivent obligatoirement avoir été préparées avant la séance. Elles peuvent être évaluées à l'oral.

Sommaire

1	Objectifs du TP	54
2	Présentation des caméras	54
3	Rappels sur la physique d'une scène dans l'infrarouge . .	55
4	Prise en main des caméras	56
5	Influence de l'émissivité	58
6	Mesure des performances des caméras infrarouge	59
7	Mesure de température absolue	62
8	Contrôle non destructif (CND)	63
	Annexe 1 : loi du corps noir	64
	Annexe 2 : mesure de MRTD	66

Ce TP va vous permettre de prendre en main deux caméras infrarouge de type microbolométrique (figure 4.1), de caractériser leurs performances puis d'aborder deux applications de l'imagerie infrarouge.

La première partie du TP est consacrée à la découverte de l'infrarouge et à la mise en évidence de certaines propriétés des matériaux dans l'infrarouge (émissivité, transparence/opacité...). Ensuite, vous évalueriez les performances des deux caméras à travers la mesure de leur NETD (noise equivalent temperature difference). Vous vous intéresserez ensuite à deux applications de l'imagerie infrarouge : la mesure de température absolue (thermographie infrarouge) et le contrôle non destructif.

Le compte-rendu de TP est à rendre une semaine après la séance. Il doit contenir la description des différentes mesures réalisées, ainsi que la réponse à toutes les questions posées dans l'énoncé. N'hésitez pas à inclure des images infrarouges dans le compte-rendu pour illustrer votre propos.

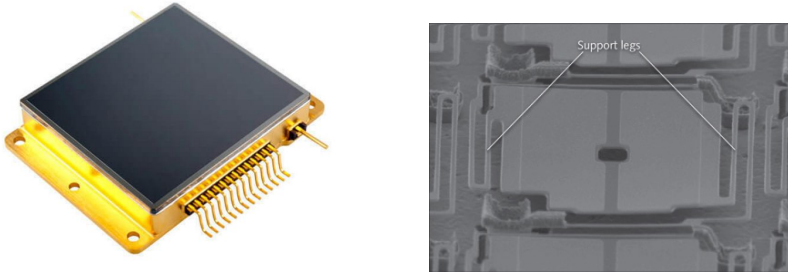


FIGURE 4.1 – Matrice de microbolomètres (à gauche) de la société ULIS (crédit : www.ulis-ir.com). A droite, un exemple de réalisation d'un pixel. (crédit : <http://www.laserfocusworld.com>)

1 Objectifs du TP

A l'issue de la séance de TP, vous serez capables de :

- expliquer l'importance de l'émissivité en thermographie infrarouge,
- expliquer le principe de fonctionnement de la caméra bolométrique,
- évaluer les performances d'une caméra infrarouge pour la thermographie, c'est-à-dire capables de :
 - identifier les paramètres d'intérêt (NETD, bruit spatial, MRTD,...),
 - proposer un protocole de mesure de ces paramètres,
 - évaluer les incertitudes de ces mesures,
- évaluer la précision des mesures de température effectuées avec une caméra.

2 Présentation des caméras

Attention, les caméras infrarouge sont fragiles et TRÈS coûteuses ! Manipulez-les avec précaution...

Les deux caméras que vous allez mettre en œuvre sont des caméras de type microbolométriques, mais de générations différentes. Leurs caractéristiques sont données dans le Tableau 4.1. Rappelons que la NETD (noise equivalent temperature difference) est la différence de température équivalente au bruit, c'est-à-dire la plus petite différence de température détectable par la caméra

	Caméra AGEMA 570	Caméra FLIR A655sc
Technologie	microbolomètre	microbolomètre
Bande spectrale	8 – 14 μm	8 – 14 μm
Format matrice	320 \times 240 pixels	640 \times 480 pixels
Taille pixel	50 μm	17 μm
Longueur focale	40 mm	24.6 mm
Nombre d'ouverture	1	1
NETD @30 °C	< 150 mK	< 30 mK
Champ	24° \times 18°	25° \times 19°
Cadence image	2.7 Hz	50 Hz en plein format

TABLE 4.1 – Caractéristiques des deux caméras étudiées.

(en supposant qu'elle observe un corps noir). Elle est souvent appelée « sensibilité thermique » par les constructeurs, ou encore « résolution thermique » (par abus de langage).

P1 Rappelez le principe de fonctionnement d'une matrice de microbolomètres.

P2 Justifiez le choix d'utiliser le W comme unité de flux dans la suite du TP (par opposition aux s^{-1} ou aux lumens).

3 Rappels sur la physique d'une scène dans l'infrarouge

D'une manière générale, la luminance spectrique d'un objet quelconque X à la température T est donnée par :

$$\left[\frac{dL}{d\lambda} \right]_X^T(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \cdot \left[\frac{dL}{d\lambda} \right]_{\text{CN}}^T + \frac{\rho(\lambda)}{\pi} \cdot \frac{dE}{d\lambda}(\lambda), \quad (4.1)$$

où $\left[\frac{dL}{d\lambda} \right]_X^T$ est exprimée en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ (unités énergétiques),

$\varepsilon(\lambda)$ est l'émissivité de l'objet, qui dépend a priori de la longueur d'onde, de la température de l'objet, de son état de surface, etc,

$\left[\frac{dL}{d\lambda} \right]_{\text{CN}}^T$ est la luminance spectrique d'un corps noir à la même température que l'objet,

$\rho(\lambda)$ est le facteur de réflexion diffuse (aussi appelé albédo) de l'objet,

$\frac{dE}{d\lambda}$ est l'éclairement spectrique reçu par l'objet X en provenance de l'environnement.

Cette expression fait apparaître deux termes : le premier est la luminance propre de l'objet, proportionnelle à celle qui serait émise par un corps noir à la même température, le facteur de proportionnalité étant l'émissivité (aptitude d'un matériau à rayonner). Ce terme est souvent qualifié de **contribution émissive**. Le second terme représente la réflexion diffuse de l'éclairement ambiant, et est appelé la **contribution réfléctive**.

Dans le domaine du visible, le premier terme est négligeable, et on retrouve dans le second terme la loi de Lambert vue en cours de photométrie. Dans le domaine infrarouge, on a souvent tendance à penser que le premier terme est toujours dominant : nous verrons que ce n'est pas toujours le cas.

Il est intéressant de noter qu'à une longueur d'onde λ donnée, on a toujours : $\epsilon + \rho + \tau = 1$ (conservation de l'énergie, avec τ le facteur de transmission de l'objet considéré, et en utilisant le fait que l'absorptivité α est égale à l'émissivité ϵ (deuxième loi de Kirchhoff)). Si on suppose que $\tau = 0$ (matériau opaque), on a : $\epsilon = 1 - \rho$. Si de plus on fait l'hypothèse que l'émissivité est indépendante de la longueur d'onde dans la bande spectrale d'intérêt (8 – 14 μm dans notre cas), on peut ré-écrire 4.1 sous la forme :

$$L_X^T = \epsilon \cdot L_{\text{CN}}^T + \frac{1 - \epsilon}{\pi} \cdot E, \quad (4.2)$$

où L_X^T , L_{CN}^T et E sont désormais des grandeurs radiométriques intégrées sur la bande spectrale 8 – 14 μm . Cette nouvelle formulation fait apparaître un effet de « vase communicant » entre la contribution émissive et la contribution réfléctive.

A titre indicatif, le Tableau 4.2 récapitule quelques valeurs d'émissivités dans la bande spectrale 8 – 14 μm .

4 Prise en main des caméras

Chaque caméra est reliée à un ordinateur équipé d'un logiciel adapté : portable + logiciel ThermaCam pour la caméra AGEMA, et poste fixe + logiciel ResearchIR pour la caméra FLIR. Une notice simplifiée des deux logiciels est disponible dans la salle.

↪ Faire l'image d'une même zone de la pièce avec les deux caméras. Régler la mise au point et choisir une échelle de couleurs en niveaux de gris pour les deux caméras.

Q1 Comparez qualitativement les images obtenues (pensez notamment à observer la façon dont sont restituées les zones homogènes de la scène).

Matériaux de faible émissivité (mauvais corps noirs)	Matériaux d'émissivité moyenne	Matériaux de forte émissivité (excellents corps noirs)
Or poli : 0.01-0.1 Tôle polie : 0.01-0.05 Aluminium poli : 0.04 Chrome : 0.1	Aluminium oxydé : 0.2-0.4 Tôle rugueuse ou oxydée : 0.3-0.5 Basalte : 0.7	Peinture : 0.9-0.95 Bois : 0.9-0.95 Brique : 0.93 Béton : 0.95 Tissu : 0.95 Papier (toutes couleurs) : 0.95 Peau humaine : 0.95-0.98

TABLE 4.2 – Valeurs d'émissivité dans le domaine spectral 8 – 14 μm . Sources : Wikipedia.org, Raytek.fr, Woehler.com, Optris.fr.

↪ Présentez devant la caméra infrarouge les échantillons à disposition : miroir doré, morceau de germanium, hublot en ZnSe, couvercle en plastique, plaque en plexiglas, sac poubelle. Observez également un visage (si possible avec lunettes) et le bulbe de la lampe de bureau (allumée, puis éteinte).

↪ Enregistrez quelques images montrant :

- qu'un matériau transparent dans le visible peut être opaque dans l'infrarouge
- qu'un matériau opaque dans le visible peut être transparent dans l'infrarouge
- une empreinte thermique, c'est-à-dire la trace laissée dans l'infrarouge par un élément chaud posé quelques secondes sur un élément froid (ou inversement)
- un phénomène de reflet dans l'infrarouge

Q2 Commentez les images obtenues.

↪ Mesurez la température de la paume de la main.

Q3 Commentez la valeur obtenue.

5 Influence de l'émissivité

Dans cette partie, on utilise uniquement la caméra FLIR.

On dispose d'une plaque de cuivre dont la surface a subi deux traitements différents : à gauche, peinture noire mate, et à droite, sablage. Cette plaque est régulée en température par un module Peltier.

↪ Régler la température de la plaque de cuivre à environ 40 °C en utilisant la courbe d'étalonnage du Peltier disponible dans la salle. Imager la plaque de cuivre en plaçant la caméra FLIR A655sc à une distance d'environ 1m. Sélectionner deux zones de mesure, situées respectivement dans la moitié gauche et dans la moitié droite de la plaque de cuivre. Notez la température pour chaque zone de mesure, ainsi que le signal brut.

Q4 En utilisant la notion d'émissivité, expliquez l'écart de température observé.

↪ Réglez la température de la plaque à environ 20 °C.

Q5 Pourquoi observe-t-on une inversion de contraste par rapport à la mesure précédente ?

↪ Mesurez de nouveau les températures affichées pour chaque partie de la plaque.

Q6 En utilisant l'équation (4.2), montrez qu'il est possible d'évaluer l'émissivité avec la formule suivante :

$$\varepsilon = \frac{L_{\text{droite}}^{40\text{ °C}} - L_{\text{droite}}^{20\text{ °C}}}{L_{\text{gauche}}^{40\text{ °C}} - L_{\text{gauche}}^{20\text{ °C}}} \quad (4.3)$$

Q7 Déduisez de vos mesures la valeur de l'émissivité du cuivre sablé.

Une autre méthode - empirique - pour déterminer l'émissivité de la partie sablée consiste à modifier dans le logiciel l'émissivité de façon à obtenir une température égale à celle de la partie gauche avec une émissivité de 1.

↪ Réglez la température de la plaque de cuivre à environ 30 °C. Déterminez par cette méthode une deuxième mesure de l'émissivité du cuivre sablé.

Q8 Comparer à la première mesure. Quel paramètre expérimental doit-on obligatoirement renseigner pour mesurer correctement l'émissivité avec cette deuxième méthode ?

Q9 D'après les mesures réalisées dans cette partie, quels conseils donneriez-vous à quelqu'un qui souhaite mesurer la température d'éléments métalliques ?

6 Mesure des performances des caméras infrarouge

6.1 Mesure de NETD

La différence de température équivalente au bruit (ou NETD en anglais, pour Noise Equivalent Temperature Difference) renseigne sur la **sensibilité thermique** d'une caméra, c'est-à-dire sur sa capacité à distinguer de petites variations de température.

Supposons qu'une caméra observe un corps noir suffisamment gros pour que son image couvre plusieurs pixels (voir figure 4.2). Par définition, la NETD de la caméra infrarouge est la différence de température de corps noir qui entraîne une variation de signal égale à l'écart-type σ_s (valeur efficace) du bruit. Soit :

$$\Delta T = \text{NETD} \quad \text{si} \quad |V_{i,j}(T + \Delta T) - V_{i,j}(T)| = \sigma_s \quad (4.4)$$

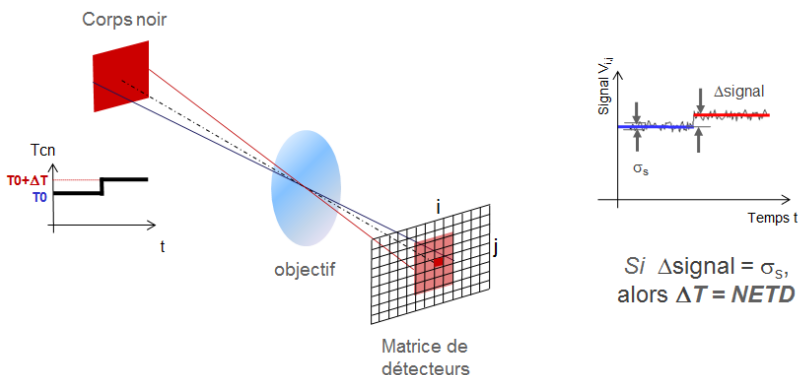


FIGURE 4.2 – Illustration du concept de NETD.

La NETD dépend du bruit de la matrice de détecteurs (NEP : Noise Equivalent Power, ou flux équivalent au bruit en français) mais aussi des caractéristiques de l'optique (notamment transmission et nombre d'ouverture). La

NETD est donc une figure de mérite de la caméra dans son ensemble (optique + détecteur).

↪ Réglez la température du corps noir à 30 °C en prenant bien soin d'attendre que celle-ci se stabilise. Définir sur l'image du corps noir un point de mesure de température, et une zone large couvrant environ la moitié de la surface du corps noir.

↪ Enregistrez l'évolution de la température mesurée dans les deux zones sur une durée de 1 minute. Exportez les données sous Excel.

Q10 Mesurez l'écart-type, et donc la NETD, sur le signal provenant du pixel seul. Les valeurs trouvées correspondent-elles aux performances annoncées par les constructeurs ?

Dans un système d'imagerie, il est courant d'améliorer le rapport signal à bruit en utilisant un moyennage spatial. Mesurez l'écart-type sur le signal venant de la zone large, et donc la nouvelle sensibilité thermique, toujours pour une durée de 1 minute.

Q11 Ne devrait-on pas constater une amélioration plus importante de la sensibilité ? Proposez une explication.

Q12 Pourquoi le constructeur annonce-t-il une valeur de NETD « à 30 °C » ?

6.2 Mesure de MRTD

Comme nous l'avons souligné ci-dessus, la NETD quantifie uniquement la **sensibilité thermique** de la caméra, sans prendre en compte d'éventuelles limitations liées à la **résolution** de celle-ci. Or, la scène observée par la caméra peut comprendre des fréquences spatiales élevées (détails fins), potentiellement mal reproduites par l'optique (si les détails fins sont plus petits que la tache d'Airy) ou par la matrice de détecteurs (si les détails fins sont plus petits que la taille pixel). C'est là qu'intervient la MRTD, qui est l'**écart minimum de température résolvable (MRTD en anglais, pour minimum resolvable temperature difference)**. Elle se mesure à l'aide d'un corps noir différentiel muni de mires carrées, de forme normalisée, constituées de 7 barres (ou 3 cycles et demi) alternativement froides et chaudes. La mesure de MRTD se fait en observant la disparition des barres de la mire à l'image lorsque l'écart de température devient trop faible. La MRTD prend ainsi en compte la scène (composition en

fréquences spatiales), le moniteur, l'observateur : c'est un paramètre représentatif de la chaîne optronique complète (et pas juste de la caméra).

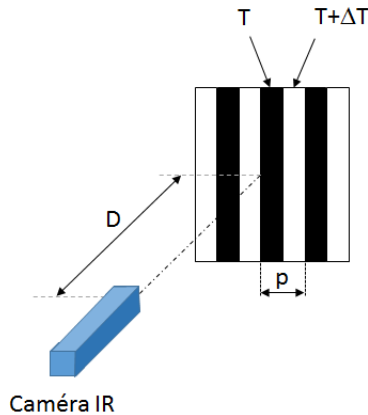


FIGURE 4.3 – Principe de la mesure de MRTD.

↪ Positionnez la mire de pas $p = 2.55$ mm devant le corps noir. Réglez la température de consigne du corps noir à 1 °C au-dessus de la température de la mire (celle-ci est indiquée sur le contrôleur du corps noir, cadran du haut). Placez la caméra FLIR à 1m de la mire et réglez la mise au point. Relâchez la consigne en température en mettant l'interrupteur charge/repos du corps noir sur repos : la température du corps noir va ainsi lentement revenir à la température ambiante. Bien observer l'image de la mire et noter la température du corps noir au moment où la mire disparaît : la MRTD est la différence entre cette température et la température de la mire.

↪ Répétez la mesure pour une distance corps noir – caméra de 1,30 m, puis 1,50 m (dans ce dernier cas, on réglera la température du corps noir 2 °C au-dessus de celle de la mire avant de relâcher la consigne).

Q13 Reporter les résultats obtenus sur un graphique.

On rappelle que la fréquence spatiale (dans l'espace objet) est donnée par : $\nu = D/p$, où D est la distance corps noir – caméra, et où p est le pas de la mire. Si D est exprimé en m et p en mm, ν est en cycles/mrad.

↪ Effectuez la mesure de la MRTD de la caméra AGEMA pour $D = 0.5$ m, 0.65 m, 0.75 m et 1 m. On fixera la température de consigne à 1 °C, 2 °C, 4 °C et 5 °C au-dessus de la température de la mire, respectivement).

Q14 Reportez les résultats obtenus sur le graphe précédent, et comparer les résultats obtenus avec les deux caméras. Comment interpréter les différences observées ?

Après avoir caractérisé la caméra FLIR (mesures de NETD et MRTD), on se propose de l'utiliser pour découvrir deux applications de l'imagerie infrarouge : la thermographie infrarouge et le contrôle non destructif.

7 Mesure de température absolue

Certaines applications de thermographie infrarouge cherchent à détecter des échauffements locaux (on peut notamment citer la recherche de fuites thermiques dans les bâtiments, ou la maintenance prédictive des installations électriques). Dans ce cas, la NETD (ou la MRTD) sont des fonctions de mérite bien adaptées pour estimer les performances d'une caméra infrarouge. Dans d'autres applications, on souhaite au contraire mesurer précisément la température absolue d'un objet (par exemple pour le suivi d'endommagement de pièces mécaniques pour l'aéronautique, ou encore pour contrôler le bon fonctionnement d'un réacteur à fusion nucléaire). On s'intéresse désormais à ce type d'applications, plus demandeuses en performances. Dans cette partie, on cherche à estimer la précision avec laquelle la caméra FLIR permet de réaliser une mesure absolue de température.

↪ Réglez la température de consigne du corps noir à 60 °C. Positionner la caméra à 60cm du corps noir, et placer un point de mesure de température au centre du corps noir (ne pas oublier de renseigner l'émissivité et la température réfléchie !). Attendre que la température du corps noir se stabilise.

Q15 Sachant que la longueur focale de l'objectif est de 24 mm et que la taille des pixels est de 17 μm , quel est le champ vu par un pixel ? A quelle surface ce champ correspond-il au niveau du corps noir ?

↪ Insérez le diaphragme à iris entre le corps noir et la caméra (à quelques cm du corps noir), et le centrer par rapport au point de mesure de température. Faites la mise au point sur le diaphragme. Réalisez une série de 4-5 mesures de températures pour un diamètre de diaphragme variant de 4 mm à pleine ouverture.

Q16 La température mesurée varie-t-elle en fonction de la taille du diaphragme ? Est-ce le résultat attendu ?

Q17 Comparez les éventuelles variations de température observées à la NETD mesurée auparavant. La NETD représente-t-elle la précision avec laquelle on peut espérer réaliser une mesure absolue de température avec cette caméra ?

8 Contrôle non destructif (CND)

Dans cette partie, nous nous intéressons à une application particulière de l'infrarouge : le contrôle non destructif (CND), qui a pour objectif de mettre en évidence la présence de défauts dans la matière par une mesure à distance et sans contact. L'imagerie infrarouge est ainsi utilisée pour détecter des défauts dans toutes sortes de matériaux, des matériaux composites utilisés dans l'aéronautique aux produits agroalimentaires.

Le principe de la mesure est le suivant : on excite thermiquement la surface d'un échantillon et on mesure l'évolution de sa température de surface en fonction du temps. Il est possible de faire apparaître les défauts dans le volume du matériau.

Les systèmes de CND industriels proposent un éclairage par flash ou par lampes halogènes, et la sensibilité de l'échantillon à l'excitation peut être observée en réflexion (mesure dite "en face avant") ou en transmission (mesure dite "en face arrière"). Dans le cadre de ce TP, l'éclairage se fait avec des lampes halogènes de 400W, et l'observation en face avant.

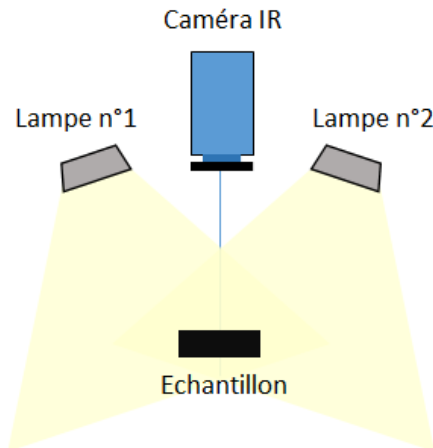


FIGURE 4.4 – Configuration utilisée dans le cadre de ce TP : excitation par lampes halogènes, et observation en "face avant".

↪ Positionnez devant la caméra les deux petits cadres (attention aux empreintes thermiques que vous ne manquerez pas de laisser en touchant les objets!).

↪ Prenez une première image infrarouge des deux cadres avant de les éclairer. Allumez les lampes halogènes pendant 10-15s et prenez une deuxième image.

Q18 Qu'observez-vous ? Qu'en déduisez-vous sur la structure interne des deux objets ?

↪ Placez maintenant devant la caméra l'échantillon recouvert d'un carton (la face en carton vers la caméra).

↪ Éclairiez l'échantillon pendant une minute et enregistrez l'image infrarouge obtenue.

Q19 Commentez-là.

↪ Retournez l'échantillon et éclairiez l'autre face, à nouveau pendant une minute.

Q20 Qu'observez-vous ?

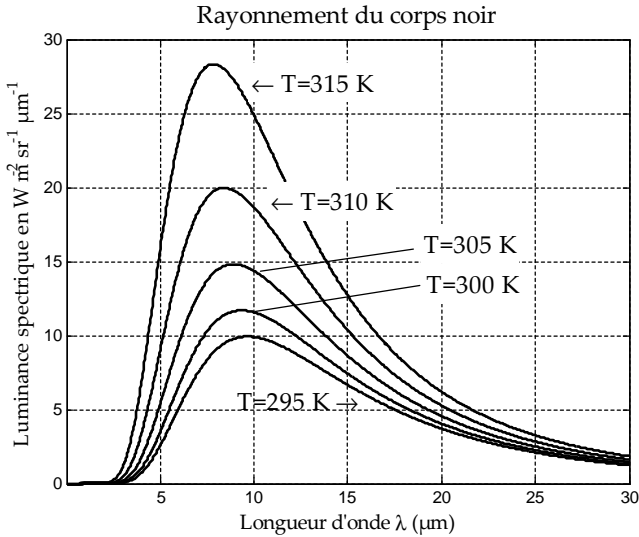
Annexe 1 : loi du corps noir

On rappelle pour mémoire la loi du corps noir (loi de Planck) vue en cours de radiométrie :

$$\left[\frac{dL_e}{d\lambda} \right]_{\text{CN}}^T = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (4.5)$$

Où $\left[\frac{dL_e}{d\lambda} \right]_{\text{CN}}^T$ est exprimée en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, T est la température du corps noir en K, λ est la longueur d'onde en m, $c = 3 \times 10^8$ m/s, $h = 6,63 \times 10^{-34}$ J · s (constante de Planck), et $k_B = 1,38 \times 10^{-23}$ J/K (constante de Boltzmann).

A titre d'exemple, comparons cette luminance spectrique pour différentes températures comprises entre 295K et 315K, soit entre 22°C à 42°C.

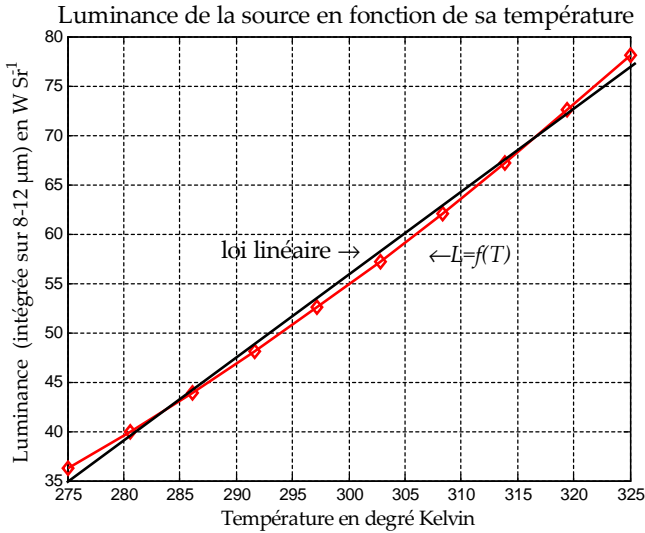


On constate que le flux lumineux émis par un corps noir augmente avec sa température. Le capteur bolométrique de la caméra est un capteur thermique : il est sensible au flux lumineux total reçu. On peut supposer que sa sensibilité est constante sur la bande IR III ($8 - 14 \mu\text{m}$). De même, on peut supposer que la transmission de l'optique est constante sur cette bande.

Avec ces hypothèses sans doute trop simplistes, le signal vidéo obtenu dans l'image d'un corps noir de température T , est :

$$v(T) = K \cdot \int_{8\mu\text{m}}^{14\mu\text{m}} \frac{dL}{d\lambda}(\lambda, T) d\lambda$$

La courbe suivante montre le résultat du calcul de cette intégrale pour une température du corps noir T variant de 275K à 325K (soit d'environ 0°C à 50°C).



On constate un écart avec l'hypothèse d'une variation linéaire du signal vidéo en fonction de la température. Toutefois l'erreur reste faible sur cette plage de température limitée de 20 à 40°C .

Annexe 2 : mesure de MRTD

On peut montrer que la MRTD s'écrit :

$$MRTD(\nu) = K \frac{NETD}{FTM_{\text{globale}}(\nu)}, \quad (4.6)$$

où K est une constante et où la FTM globale de la caméra est le produit des fonctions de transfert de l'optique et du détecteur par une fonction $S(\nu)$ rendant compte de la réponse spatiale du moniteur et de celle de l'œil (en toute rigueur, il est difficile de définir une FT pour l'œil car il est non linéaire) :

$$FTM_{\text{globale}}(\nu) = FT_{\text{opt}}(\nu) \cdot FT_{\text{dt}}(\nu) \cdot S(\nu) \quad (4.7)$$

Dans la suite de cette annexe, on négligera la fonction $S(\nu)$.

On rappelle que la fonction de transfert d'une optique limitée par la diffraction (sans aberrations ni erreurs de réalisation, avec une pupille circulaire) est donnée par :

$$FT_{\text{opt}}(\nu) = \frac{2}{\pi} \left[\arccos \left(\frac{\nu}{\nu_{c,\text{opt}}} \right) - \frac{\nu}{\nu_{c,\text{opt}}} \sqrt{1 - \left(\frac{\nu}{\nu_{c,\text{opt}}} \right)^2} \right], \quad (4.8)$$

où ν est la fréquence spatiale (dans l'espace du détecteur) et $\nu_{c,opt}$ la fréquence de coupure de l'optique (également dans l'espace du détecteur), donnée par : $\nu_{c,opt} = \frac{1}{\lambda N}$.

Dans l'hypothèse d'un pixel carré de côté taille pixel, la fonction de transfert du détecteur est donnée par :

$$FT_{dt(\nu)} = \frac{\sin\left(\pi \frac{\nu}{\nu_{c,dt}}\right)}{\pi \frac{\nu}{\nu_{c,dt}}}, \quad (4.9)$$

où $\nu_{c,dt}$ est la fréquence de coupure détecteur (dans l'espace du détecteur) : $\nu_{c,dt} = \frac{1}{\text{taille pixel}}$.

Pour la caméra FLIR, les fonctions de transfert de l'optique et du détecteur sont tracées sur la Figure 4.5, de même que la courbe de MRTD. Celle-ci croît avec la fréquence spatiale, jusqu'à atteindre une asymptote verticale correspondant à la fréquence de coupure du détecteur : celle-ci étant inférieure à la fréquence de coupure de l'optique, c'est donc la taille des pixels qui limite la résolution de la caméra.

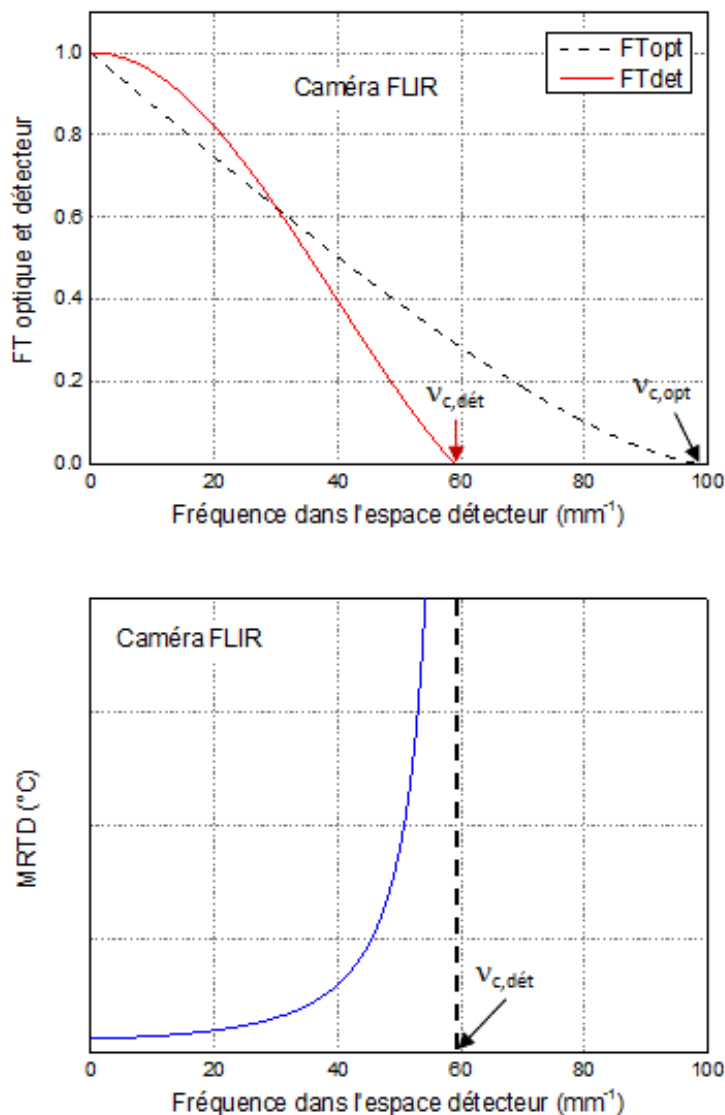


FIGURE 4.5 – En haut : fonctions de transfert de l'optique et du détecteur, dans le cas de la caméra FLIR ; en bas : MRTD de la caméra FLIR. L'asymptote verticale correspond à la fréquence de coupure du détecteur.

Annexe : Qu'appelle-t-on bruit de photons ?

Dans la littérature scientifique, le bruit de photons peut désigner différents effets du même phénomène. L'objet de cette annexe est de parcourir ces différentes définitions. C'est l'occasion de rappeler quelques notions

Sommaire

1	Sources de photons	69
2	Détection par un détecteur quantique	72
3	Prise en compte du temps de réponse du détecteur	77
4	Cas du photomultiplicateur	78
5	Cas d'une photodiode	79

On débute ce tour d'horizon par le domaine du Physicien, c'est à dire l'émission de photon par une source.

1 Sources de photons

Si la puissance moyenne d'une source est notée Φ (en W), le flux photonique moyen, n_{ph} (en s^{-1}) s'exprime selon :

$$n_{\text{ph}} = \frac{\Phi}{\frac{hc}{\lambda}}$$

où $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ J.s, désigne la constante de Planck et où λ est la longueur d'onde de la source. Par exemple, une LED de longueur d'onde $\lambda = 600$ nm et une puissance de 2 mW émet en moyenne $6 \cdot 10^{15}$ photons par seconde. On définit aussi le délai moyen entre photons qui par exemple pour cette source est de 0.16 fs.

1.1 Modèle du physicien, fluctuation du flux de photons

Pour une source classique, comme une lampe à filament par exemple, les photons sont émis de manière aléatoire, ce caractère aléatoire est illustré sur la figure 4.6.

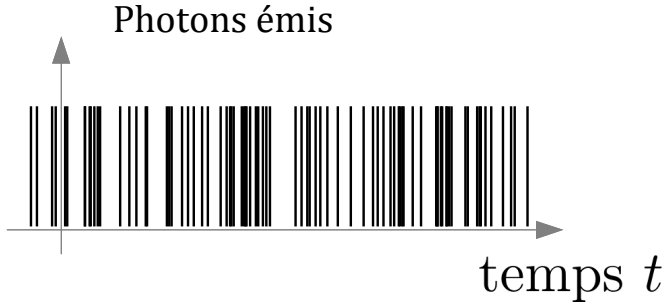


FIGURE 4.6 – Une représentation de l'émission aléatoire de photons au cours du temps, chaque trait représente l'émission d'un photon

Un modèle mathématique de l'émission de photons est construit à partir des hypothèses sur les probabilités suivantes :

$$\begin{aligned} \mathbf{P} [1 \text{ photon émis pendant } d\delta] &= n_{\text{ph}} d\delta \\ \mathbf{P} [0 \text{ photon émis pendant } d\delta] &= 1 - n_{\text{ph}} d\delta \\ (\mathbf{P} [n \text{ photons émis pendant } d\delta, n > 1] &= 0) \end{aligned}$$

où $d\delta$, une durée de temps infinitésimale. Ce modèle décrit un phénomène sans mémoire, c'est-à-dire que ces probabilités sont valables à tout instant, l'émission d'un photon ne dépend pas du fait qu'un photon ait été émis au cours de l'intervalle précédent.

1.2 Fluctuations du nombre de photons sur un intervalle de temps fini T

C'est une première définition du bruit de photons que l'on peut rencontrer, elle désigne alors les fluctuations du nombre de photons émis durant un temps T , une illustration de ces fluctuations est donnée figure 4.7.

Le nombre de photons émis durant l'intervalle $[t - T, T]$, noté $N_{\text{ph}_T}(t)$ est une variable aléatoire de même loi quelque soit l'instant t que l'on considère, on allège donc la référence à l'instant t dans la notation $N_{\text{ph}_T}(t) \rightarrow N_{\text{ph}_T}$. Cette variable aléatoire est caractérisée par sa loi de probabilité :

$$p_{N_{\text{ph}_T}}(N) = \mathbf{P} [N \text{ photons émis pendant } T]$$

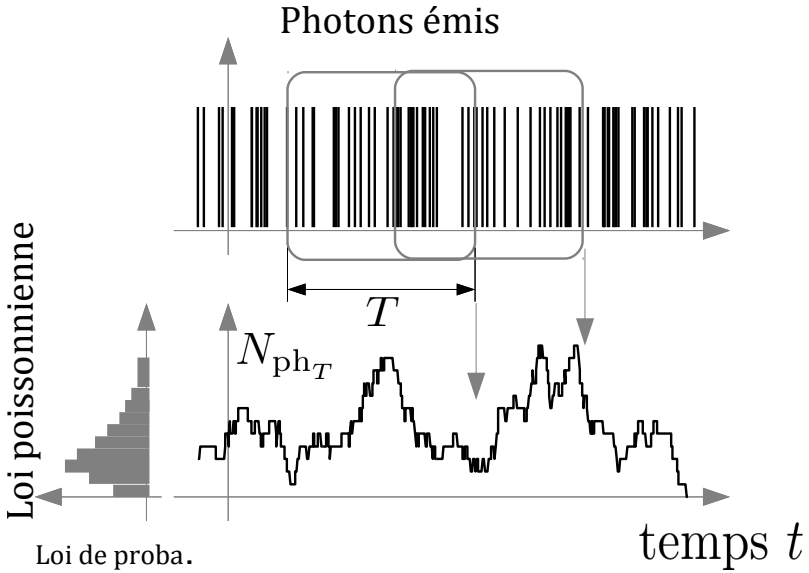


FIGURE 4.7 – Fluctuation du nombre de photons émis pendant une durée T

Pour déterminer l’expression de cette loi, on découpe l’intervalle de temps T en M intervalles identiques et on fait tendre M vers ∞ :

$$\begin{aligned}
 & \mathbf{P} [N \text{ photons émis pendant } T] \\
 &= \lim_{M \rightarrow \infty} C_M^N \left(\mathbf{P} \left[1 \text{ photon émis pendant } \frac{T}{M} \right] \right)^N \\
 & \quad \left(\mathbf{P} \left[0 \text{ photon émis pendant } \frac{T}{M} \right] \right)^{M-N}
 \end{aligned}$$

En faisant tendre le nombre d’intervalles vers l’infini, cette expression (qui est celle d’une loi binomiale) tend vers la loi de Poisson de paramètre $(n_{\text{ph}}T)$:

$$\mathbf{P} [N \text{ photons émis pendant } T] = \frac{1}{N!} (n_{\text{ph}}T)^N \exp(-n_{\text{ph}}T)$$

Remarque 1 Ce modèle d’émission de photons est utilisé pour différentes sources de particules, il convient pour modéliser l’arrivée des gouttes de pluie par exemple. Il a été présenté par Siméon Denis Poisson (1781-1840) dans un ouvrage qui traitait des... probabilités des jugements dans les procès criminels¹.

1. Recherches sur la probabilité des jugements en matière criminelle et en matière civile, Bachelier, Paris 1837, version numérique libre de droits disponible sur internet

Remarque 2 Même si toutes les sources de lumières ne sont pas Poissonniennes, le flux reçu par un détecteur lui l'est très souvent, vous trouverez dans le cours de Maths et Signal 1A des éléments sur cet aspect. Et on traitera justement dans le "TP Bruit" d'un cas où le bruit de photons n'est pas Poissonnien.

1.3 À retenir sur la loi de Poisson

La loi de Poisson possède la propriété importante suivante : la variance est égale à la valeur moyenne (espérance mathématique), donc l'amplitude des fluctuations du nombre de photons (écart-type) est égal à la racine carrée du nombre moyen de photons émis.

$$\mathbf{E}[N_{\text{ph}_T}] = \mathbf{var}[N_{\text{ph}_T}] = n_{\text{ph}} \cdot T \qquad \sigma_{N_{\text{ph}_T}} = \sqrt{n_{\text{ph}} \cdot T}$$

Pour des flux élevés, la loi de Poisson devient symétrique (voir sur la figure 4.8). Elle peut être approchée par une loi Gaussienne.

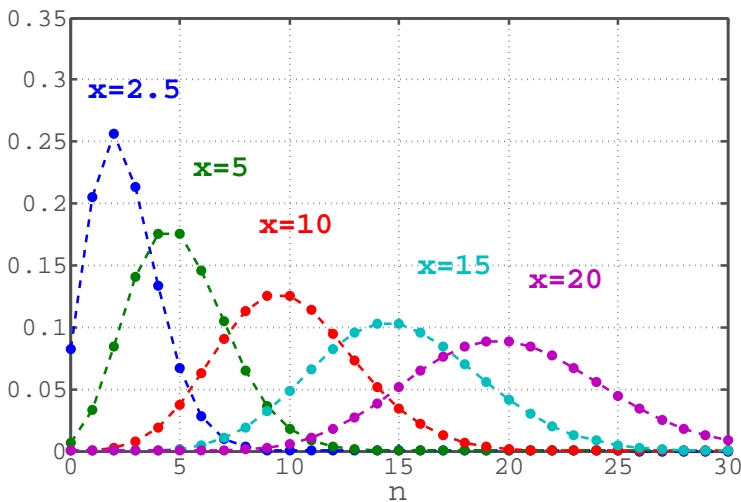


FIGURE 4.8 – Loi de Poisson. Probabilité $p_N(n)$ versus n pour différents $x = n_{\text{ph}}T$.

2 Détection par un détecteur quantique (photodiode ou photocathode du PM)

On s'intéresse maintenant aux électrons produits par un photodétecteur quantique de rendement η , c'est à dire que chaque photon reçu a une pro-

babilité η d'être détecté, et donc une probabilité $1 - \eta$ de ne pas l'être, et ce indépendamment de l'émission et de la détection de tous les autres photons.

2.1 Fluctuations du nombre d'électrons sur un intervalle de temps

Le nombre d'électrons produit pendant une durée T , N_{eT} est une variable aléatoire décrite par sa loi de probabilité :

$$p_{N_{eT}}(k) = \mathbf{P} [k \text{ photons détectés pendant } T]$$

Or cette probabilité de détection est liée au nombre de photons arrivés par une loi de Bernouilli :

$$\mathbf{P} [k \text{ photons détectés si } n \text{ arrivés}] = C_n^k \eta^k (1 - \eta)^{n-k}$$

et, par la loi de Bayes :

$$\begin{aligned} \mathbf{P} [k \text{ photons détectés}] &= \sum_{n=k}^{\infty} \mathbf{P} [n \text{ photons arrivés}] \\ &\cdot \mathbf{P} [k \text{ photons détectés si } n \text{ arrivés}] \end{aligned}$$

On obtient :

$$\begin{aligned} \mathbf{P} [k \text{ photons détectés}] &= \sum_{n=k}^{\infty} \frac{(n_{\text{ph}}T)^n}{n!} e^{-n_{\text{ph}}T} \cdot C_n^k \eta^k (1 - \eta)^{n-k} \\ &= \frac{e^{-n_{\text{ph}}T} (n_{\text{ph}}T\eta)^k}{k!} \underbrace{\sum_{j=0}^{\infty} \frac{(n_{\text{ph}}T(1 - \eta))^j}{j!}}_{e^{n_{\text{ph}}T(1 - \eta)}} \\ &= \frac{e^{-n_{\text{ph}}T\eta} (n_{\text{ph}}T\eta)^k}{k!} \end{aligned}$$

soit une loi Poissonnienne de paramètre $\eta \cdot n_{\text{ph}}T$, comme si, avec un détecteur idéal, l'intervalle de temps avait été réduit d'un facteur η ou le flux moyens de photons n_{ph} réduit à $\eta \cdot n_{\text{ph}}$. Le nombre moyen de photo-électrons produits pendant T :

$$\mathbf{E}[N_{eT}] = \eta \cdot n_{\text{ph}} \cdot T \quad (= \mathbf{Var}[N_{eT}])$$

Par exemple, une photodiode de rendement quantique $\eta = 80\%$ recevant un flux énergétique de 2 mW à longueur d'onde $\lambda = 600 \text{ nm}$ (le flux photonique moyen reçu est de $6 \cdot 10^{15}$ photons par seconde) produit $4,8 \cdot 10^{15}$ électrons par seconde.

Un photomultiplicateur ne fonctionne pas avec des flux si élevés. Pour un flux reçu de 2 nW à longueur d'onde $\lambda = 600 \text{ nm}$ (le flux photonique moyen reçu est de $6 \cdot 10^9$ photons par seconde), un rendement quantique de la photocathode de 0.8% conduit à un flux d'électrons primaires de $4,8 \cdot 10^7$ électrons par seconde soit 48 électrons par μs .

2.2 Fluctuations du courant de photodétection

La charge déplacée au cours de la durée T est :

$$Q_T(t) = N_{e_T}(t) \cdot e$$

où $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ est la valeur absolue de la charge de l'électron.

Le courant de photodétection $i_{\text{ph}}(t)$ est lié à cette charge électrique par :

$$Q_T(t) = \int_{t-T}^t i_{\text{ph}}(u) du$$

Disposant du nombre moyen d'électrons par seconde, on peut obtenir le courant moyen de photodétection :

$$I_{ph} = \mathbf{E}[i_{ph}] = \mathbf{E}\left[\frac{N_{e_T}(t) \cdot e}{T}\right] = \eta \cdot n_{ph} \cdot e$$

Ce courant fluctue cours du temps, et ses fluctuations sont souvent elles-aussi appelées bruit de photons... bien que ce soit un bruit électronique !

D'après le modèle construit jusqu'à présent, la charge $Q_T(t)$ présente donc des discontinuités au cours du temps, on en déduit que le courant de photodétection, lié aux variations de charge, est constitué d'une suite de pics de Dirac.

Ce n'est évidemment pas exactement ce que l'on observe en pratique, ce modèle conduisant à un signal électrique de puissance infinie.... Mais nous verrons dans le paragraphe suivant comment améliorer ce modèle.

Afin de calculer toutefois les caractéristiques de i_{ph} , la méthode est de considérer une moyenne temporelle i_T de i_{ph} est de faire tendre l'horizon de moyennage vers 0.

$$i_T(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t i_{ph}(u) du$$

On exprime la fonction d'autocovariance de ce courant :

$$\gamma_{i_T}(t') = \mathbf{E}[\delta i_T(t) \cdot \delta i_T(t - t')]$$

$\delta i_T(t)$ désigne les fluctuations du courant :

$$\delta i_T(t) = i_T(t) - \mathbf{E}[i_T(t)]$$

On peut calculer cette fonction en exprimant ce courant "moyen" à partir du nombre de photons détectés sur l'intervalle de moyennage :

$$\begin{aligned} i_T(t) &= \frac{1}{T} Q_T(t) \\ &= \frac{1}{T} N_{e_T}(t) \cdot e \end{aligned}$$

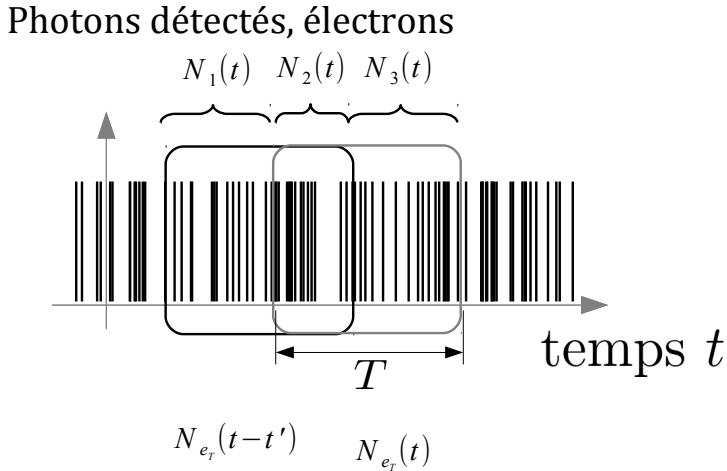


FIGURE 4.9 – Pour un décalage $t' < T$, $N_{e_T}(t)$ et $N_{e_T}(t - t')$ correspondent en partie à des électrons identiques, leur nombre est noté $N_2(t)$

On distingue alors 2 cas :

1. Si $|t'| > T$ les courants $i_T(t)$ et $i_T(t - t')$ sont décorrélés :

$$\gamma_{i_T}(t') = 0$$

2. Par contre si $|t'| < T$ les courants $i_T(t)$ et $i_T(t - t')$ sont créés en partie à partir des mêmes électrons, comme sur la figure 4.9. On peut montrer que la covariance de N_{e_T} se réduit à la variance des "électrons communs" :

$$\gamma_{N_{e_T}}(t') = \mathbf{Var} [N_2]$$

Or la variable N_2 est une variable Poissonnienne de paramètre $n_{\text{ph}}(T - |t'|)$, la covariance de N_{e_T} est donc, pour $|t'| < T$ une fonction triangle :

$$\gamma_{i_T}(t') = \frac{e^2}{T^2} \cdot \eta \cdot n_{\text{ph}} \cdot (T - |t'|)$$

Si T tend vers 0 la fonction d'autocovariance tend vers un pic de Dirac de poids $e^2 \cdot \eta \cdot n_{ph}$:

$$\gamma_{i_T}(t') \rightarrow e^2 \cdot \eta \cdot n_{ph} \cdot \delta(t') = e \cdot I \cdot \delta(t')$$

où $I = \mathbf{E} [i_{ph}]$ est le courant détecté moyen. On montre ainsi que le bruit i_{ph} est un **bruit blanc**.

La densité spectrale de puissance ($DSP_{i_{ph}}$ en A^2/Hz) est constante en fonction de la fréquence f :

$$DSP_{i_{ph}}(f) = e \cdot I$$

En effet, la densité spectrale peut être obtenue par transformée de Fourier de la fonction d'autocovariance :

$$DSP_{i_{ph}}(f) = \tilde{\gamma}(f)$$

La variance du courant i_{ph} n'est pas définie, on rappelle que

$$\mathbf{Var} [i_T] = \gamma_{i_T}(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} DSP_{i_T}(f) df$$

Donc cette grandeur n'est pas définie quand T tend vers 0.

La variance et l'écart-type des fluctuations du courant ne peuvent donc être définis que sur une bande passante Δf finie, ils s'expriment par la **formule de Schottky** :

$$\mathbf{Var} [i_{ph}] = 2 \cdot e \cdot I \cdot \Delta f \quad \text{ou} \quad \sigma_{i_{ph}} = \sqrt{2 \cdot e \cdot I \cdot \Delta f} \quad (4.10)$$

Remarque 1 Le facteur 2 de la formule de Schottky provient du fait que la variance du bruit est obtenue en intégrant la densité spectrale de puissance entre $-\infty$ et $+\infty$ et que la largeur spectrale Δf est définie sur les fréquences positives, ce fait est illustré sur la figure 4.10.

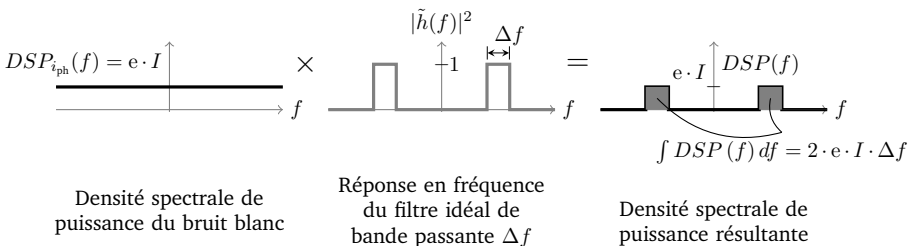


FIGURE 4.10 – Illustration du fait qu’une bande passante Δf correspond à une intégration de la DSP sur un support égal à $2\Delta f$

Remarque 2 On préfère souvent définir des DSP "monolatérales", c'est à dire ne comportant que des fréquences positives au prix d'un facteur 2. C'est le cas des appareils de mesure en TP : analyseurs de spectre numérique et analogique. Les formules de calcul de bruit restent identiques, comme illustré sur la figure 4.11.

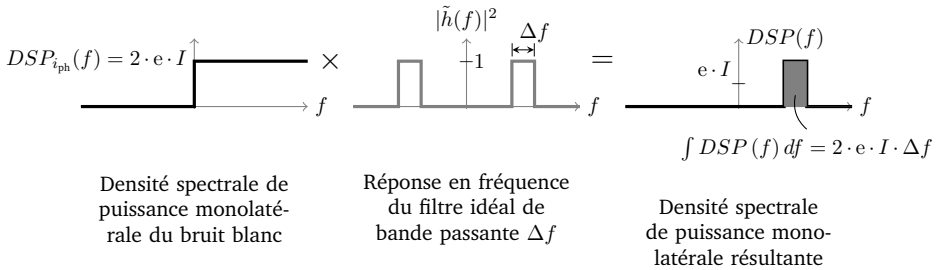


FIGURE 4.11 – DSP monolatérale et formule de Schottky.

3 Prise en compte du temps de réponse du détecteur

Si on note $i_d(t)$, le courant effectivement fourni par le détecteur, prendre en compte le temps de réponse de celui-ci revient à considérer que l'on ne dispose que d'une moyenne, d'un signal "lissé", ceci peut s'exprimer par une intégrale sur un horizon τ fini :

$$i_d(t) = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t i_{ph}(u) du$$

où plus généralement par un produit de convolution :

$$i_d(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t-u) i_{ph}(u) du$$

où h est une fonction (qui s'exprime en s^{-1}) caractéristique du détecteur. Par exemple, si le comportement du détecteur est modélisé par un système du premier ordre de constante de temps égale à τ , la fonction h sera écrite selon :

$$h(t) = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} \text{ si } t \geq 0 \quad h(t) = 0 \text{ sinon}$$

Remarque : à tout instant t_0 , $i_d(t_0)$ est une variable aléatoire...mais non Poissonnienne. L'allure du courant du détecteur est illustré sur la figure 4.12, dans le cas d'un modèle du premier ordre.

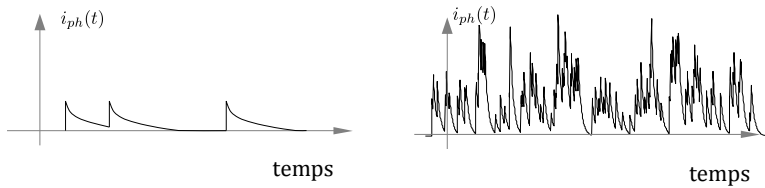


FIGURE 4.12 – Allure du courant du photodétecteur. À gauche : dans le cas où le délai moyen entre photons détectés est long devant la constante de temps τ du détecteur. À droite : cas où ce délai est proche de τ

La variance du bruit de détection s'obtient par l'intermédiaire de la densité spectrale de i_d , reliée à celle de i_{ph} par :

$$DSP_{i_d}(f) = |\tilde{h}(f)|^2 DSP_{i_{ph}}(f)$$

La variance est ainsi obtenue :

$$\begin{aligned} \text{Var}[i_d] &= \int_{-\infty}^{+\infty} DSP_{i_d}(f) df = e \cdot I \cdot \int |\tilde{h}(f)|^2 df \\ &= e \cdot I \cdot \int |h(t)|^2 dt = e \cdot I \cdot \int_0^{\infty} \frac{1}{\tau^2} e^{-2t/\tau} dt = e \cdot I \cdot \frac{1}{2\tau} \end{aligned}$$

Par comparaison de cette formule à la formule de Schottky (4.10), la bande équivalente de bruit Δf est donc telle que :

$$2eI\Delta f = eI \frac{1}{2\tau} \quad \rightarrow \quad \Delta f = \frac{1}{4\tau} = \frac{\pi}{2} BP_{-3dB}$$

4 Cas du photomultiplicateur

Le processus de multiplication entraîne que le nombre d'électrons N_{pm_T} produits au niveau de l'anode pendant un intervalle de temps T s'écrit :

$$N_{PM_T} = G \cdot N_{ph_T}$$

où G (sans unité) désigne l'efficacité de multiplication globale. N_{pm_T} n'est donc plus une variable Poissonnienne.... Sa valeur moyenne :

$$\mathbf{E}[N_{PM_T}] = G \cdot \mathbf{E}[N_{ph_T}] = G \cdot \eta \cdot n_{ph} \cdot T$$

diffère en particulier de la valeur de sa variance :

$$\text{var}[N_{PM_T}] = G^2 \cdot \eta \cdot n_{ph} \cdot T \quad \sigma_{N_{ph_T}} = G \cdot \sqrt{\eta \cdot n_{ph} \cdot T}$$

Finalement, par un raisonnement identique à celui utilisé au paragraphe 2.2, on obtient les propriétés du courant du PM au niveau de l'anode :

$$\mathbf{E} [i_{\text{PM}}] = I_{\text{PM}} = G \cdot \eta \cdot n_{\text{ph}} \cdot e$$

$$\begin{aligned} \mathbf{Var} [i_{\text{PM}}] &= G^2 \cdot e^2 \cdot \eta \cdot n_{\text{ph}} \cdot 2 \cdot \Delta f \\ &= 2 \cdot G \cdot e \cdot I_{\text{PM}} \cdot \Delta f \end{aligned}$$

$$\sigma_{i_{\text{PM}}} = \sqrt{G} \cdot \sqrt{2 \cdot e \cdot I_{\text{PM}} \cdot \Delta f}$$

5 Cas d'une photodiode

Les photodiodes sont utilisées pour mesurer des flux plus élevés que ceux mesurés avec un photomultiplicateur. Le nombre de photons détectés sur une durée T suit bien une loi de Poisson mais sauf à s'intéresser à des durées T inférieures à la f_s , le nombre moyen de photons détectés est élevé, la loi de Poisson se symétrise (voir figure 4.8) et on peut l'approcher par une loi Gaussienne.

$$\frac{\lambda^N}{N!} e^{-\lambda} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(N-\lambda)^2}{2\sigma^2}} \quad \text{avec } \sigma = \sqrt{\lambda}$$

L'équation de Schottky pour exprimer la variance du bruit est toujours :

$$\sigma_{i_{\text{ph}}} = \sqrt{2 \cdot e \cdot I \cdot \Delta f}$$