

Annexe technique pour l'article : « Lumière, diaphragmes et pupilles, optiques épaisses, deuxième partie »

Emmanuel Bigler
ENSMM, 26 chemin de l'Épitaphe, F-25030 Besançon cedex,
mél : bigler@ens2m.fr

Résumé

On donne ici l'origine des formules et les démonstrations pour les lecteurs de l'article « Lumière, diaphragmes et pupilles, optiques épaisses, deuxième partie » qui souhaitent savoir dans le détail comment s'articulent les différents modèles physiques décrivant la photométrie des systèmes épais.

Table des matières

1	Formule photométrique fondamentale	2
1.1	Ordres de grandeur des éclairagements disponibles en lumière du jour	2
1.2	Bases de la photométrie et définition de la luminance	2
1.3	Formule photométrique pour l'éclairagement derrière une optique aplanétique	3
1.4	Conservation de la luminance et limites thermodynamiques	5
1.5	Conservation de la luminance appliquée à la photo	6
1.6	Limites de validité, objets étendus et objets ponctuels	9
2	Formules photométriques des optiques épaisses dissymétriques	10
2.1	Lien entre grandissement pupillaire et positions des pupilles	10
2.2	Cas des objectifs symétriques avec diaphragme-iris placé au centre de symétrie	12
2.3	Formules générales pour le facteur de soufflet	13
2.3.1	Nombre d'ouverture, cas général, optique dissymétrique	13
2.3.2	Formules générales, facteur de soufflet, optiques dissymétriques	14
2.3.3	Nombre d'ouverture effectif N_{eff}	14
2.3.4	Formules générales, facteur de soufflet, optique inversée	15
2.4	Application aux bonnettes d'approche	16
2.5	Utilisation d'un multiplicateur de focale	17
3	Indices de lamination	19
3.1	Indices de lamination et propriétés de réciprocité	19
3.2	Définition des indices de lamination (IL) et tables	19
4	Compléments sur les graduations de diaphragme des optiques photographiques	22
4.1	Objectifs anciens et graduations anciennes	22
4.2	Origine des graduations par tiers de diaphragme	22

Annexe : à fabriquer soi-même, une règle à calculs circulaire des indices de lamination.

1 Formule photométrique fondamentale

Sources et lectures complémentaires ; références [1], [2], [3], [4], [5].

1.1 Ordres de grandeur des éclairagements disponibles en lumière du jour

L'éclairage solaire qui nous arrive au niveau du sol est très variable selon la saison, l'heure du jour, la latitude, et bien entendu les conditions météorologiques locales. Outre l'effet d'inclinaison des rayons par rapport la surface éclairée, il y a la réflexion et l'absorption de la lumière solaire de façon d'autant plus prononcée qu'on est proche de l'aube ou du crépuscule, les rayons rasants arrivant sur l'atmosphère sont alors plus facilement réfléchis vers l'espace et ils ont une épaisseur d'air plus importante à traverser avant de toucher le sol. Bien entendu la présence de nuages ou de précipitations complique encore la situation par le jeu de phénomènes d'absorption et de diffusions multiples.

Les valeurs d'éclairagements comprises en 50000 et 100000 lux, par soleil brillant, que l'on trouve couramment dans la littérature photographique, correspondent aux valeurs habituelles les plus élevées sous les latitudes moyennes à midi.

La **constante solaire** définit le maximum d'énergie qui arrive sur Terre par mètre carré et par seconde avant la traversée de l'atmosphère, mais pour toutes les longueurs d'onde du spectre solaire, ce qui dépasse largement le spectre visible surtout dans l'infra-rouge ; elle vaut 1350 watts par mètre carré. De toute cette énergie si on considère que 350 watts par mètre carré sont effectivement disponibles au niveau du sol dans le visible, en considérant que l'efficacité moyenne de l'œil en vision de jour sur tout le spectre visible est, en gros, la moitié de sa sensibilité maximale de 683 lumens par watt, avec un facteur d'obliquité de 0,7 pour un angle d'incidence des rayons solaires de 45 degrés (*c'est la hauteur du soleil à midi, à l'équinoxe par 45 degrés de latitude*) on obtient finalement la valeur réaliste de 85000 lux qui correspond à la fourchette de valeurs comprise entre 50000 et 100000 lux utilisée par les photographes. Pour mémoire, la valeur de référence pour l'éclairage solaire correspondant en photographie à la « règle de seize par soleil brillant » c'est 70000 lux environ.

1.2 Bases de la photométrie et définition de la luminance

La photométrie a pour but de déterminer les quantités de lumière émises par les sources, transmises, réfléchies et diffusées dans les systèmes optiques. On distingue la photométrie *énergétique* de la photométrie *visuelle*. En photométrie, la quantité fondamentale est le *flux lumineux*, qui est une quantité d'énergie émise ou transmise par unité de temps (c'est donc une puissance, en watts, en unités énergétiques) ou la quantité de lumière résultant d'un mélange de longueurs d'ondes et détectée par l'œil (en unités visuelles). Pour simplifier il suffit de considérer les unités énergétiques, ou encore le nombre de photons par seconde qui sont transportés dans un faisceau.

La base des calculs de photométrie est expliquée sur la figure 1. On considère une surface plane infinitésimale d'aire dS émettant de la lumière autour d'un rayon moyen incliné de l'angle θ par rapport à la normale de la surface. L'ensemble des rayons émis est limité à ceux qui, partant de la source, vont traverser une autre surface supposée plane, d'aire dS' , située à une distance d de la source et dont la normale est inclinée d'un angle θ' par rapport au rayon moyen.

On définit la **luminance de la source**, L , à partir du flux $d\phi$ transporté dans ce faisceau élémentaire :

$$d\phi = L \frac{(dS \cos \theta) (dS' \cos \theta')}{d^2} \quad (1)$$

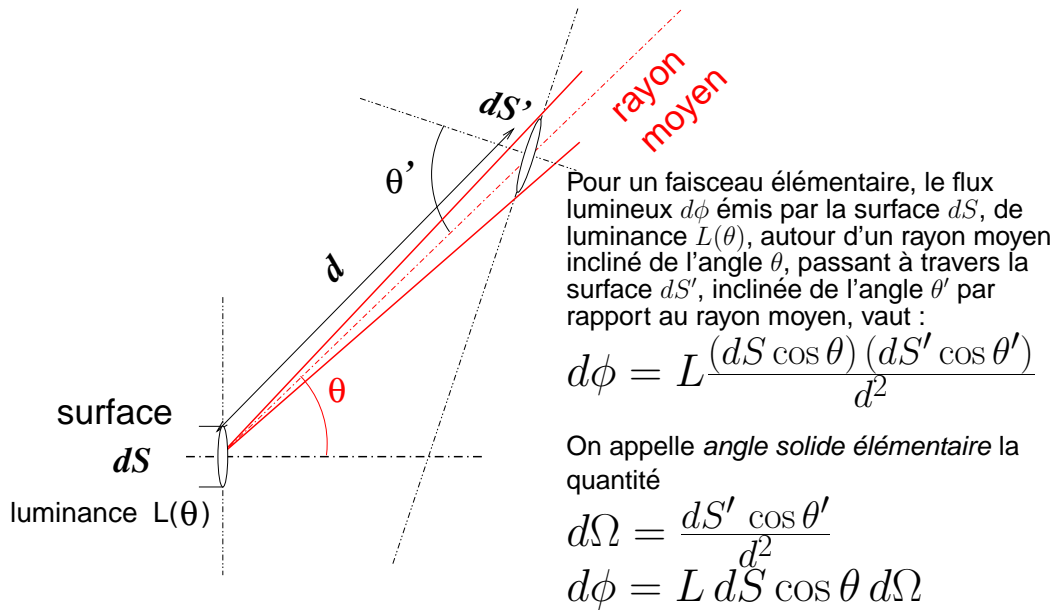


FIGURE 1 – Bases des calculs de photométrie, définition de la luminance

On appelle *angle solide élémentaire* la quantité $d\Omega$ définie par :

$$d\Omega = \frac{dS' \cos \theta'}{d^2} \quad (2)$$

La formule (1) prend alors la forme suivante :

$$d\phi = L dS \cos \theta d\Omega \quad (3)$$

Dans les systèmes à symétrie de révolution, on considère souvent l'angle solide élémentaire compris entre deux cônes de demi-angle au sommet θ et $\theta + d\theta$ (figure 2) ; on montre que cet angle solide vaut :

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (4)$$

La luminance L n'a pas, *a priori*, de raison d'être indépendante de l'angle d'émission θ . Par exemple si la surface est polie comme un miroir et qu'elle reflète la lumière d'une source ponctuelle lointaine, seule la direction θ correspondant à la réflexion spéculaire (angle de réflexion égal à l'angle d'incidence) va ré-émettre des rayons. Parmi les objets réfléchissants dont la luminance est pratiquement indépendante de l'angle d'émission, on peut citer une surface blanche pulvérulente de magnésie finement broyée.

Dans tout ce qui suit on supposera que la source est diffuse et que sa luminance est indépendante de l'angle d'émission. Une source qui satisfait cette condition sera dite *Lambertienne* [6].

1.3 Formule photométrique pour l'éclairement derrière une optique aplanétique

Considérons sur la figure 3 un objectif recevant un faisceau de rayons issu d'un point A sur l'axe (son image est A') et soit α_{\max} le demi-angle maximum formé par rapport à l'axe par les

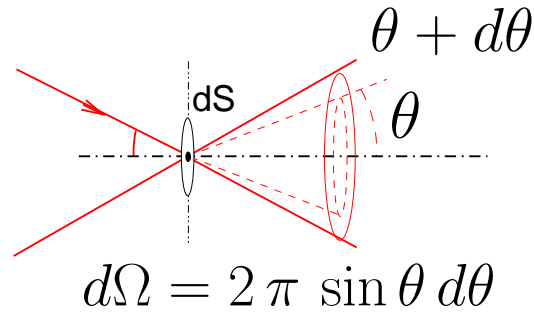


FIGURE 2 – Définition de l'angle solide élémentaire $d\Omega$ entre deux cônes

rayons les plus inclinés issus de A ; cet angle α_{\max} est limité par le diamètre a de la pupille d'entrée de l'objectif centrée au point P . Rappelons que la pupille d'entrée est l'image du diaphragme vue de l'avant à travers le groupe optique d'entrée, la pupille de sortie étant l'image donnée vers l'arrière du même diaphragme à travers le groupe optique de sortie. Sur la figure 3, on n'a représenté que l'épure du système, où n'apparaissent que les *éléments cardinaux* du système, foyers, plans principaux et pupilles.

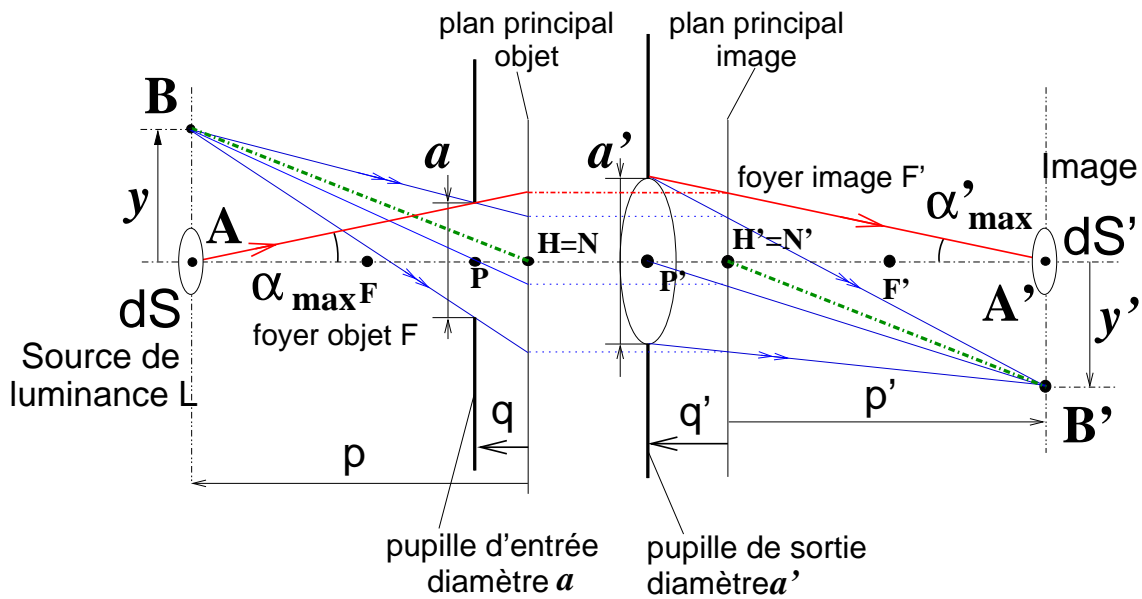


FIGURE 3 – Formule fondamentale de la photométrie, éclairement dans une image photographique

Le rapport entre la grandeur de l'image y' et celle de l'objet y est le *grandissement*, défini par :

$$\text{grandissement} = \frac{\text{dimension image}}{\text{dimension objet}} = \gamma = \frac{y'}{y} = \frac{p'}{p} \quad (5)$$

Dans l'équation (5), la relation fondamentale qui relie le grandissement y'/y à la position de l'objet et de l'image p'/p (mesurés par rapport aux plans principaux) résulte des rapports des côtés des triangles ABN (côté objet) et $A'B'N'$ (côté image). On notera dans cette relation de base le rôle-clé joué par les points principaux ou nodaux $H = N$ et $H' = N'$: les angles \widehat{BNA} et $\widehat{B'N'A'}$ étant égaux par définition des points nodaux. Lorsque les pupilles ne sont pas dans

les plans principaux, les angles \widehat{BPA} et $\widehat{B'P'A'}$ ne sont pas égaux, ceci conditionne le rendu en projection sur le film pour les images défocalisées.

Les surfaces de l'objet et de l'image sont proportionnelles au carré des dimensions linéaires, on a donc :

$$y'^2 = y^2 \gamma^2 ; dS' = dS \gamma^2 \quad (6)$$

Or, dans les systèmes aplanétiques on a la relation des sinus d'Abbe [7] :

$$y \sin \alpha = y' \sin \alpha' \quad (7)$$

Le flux lumineux $d\phi$ émis par la source de luminance L et de surface dS dans l'angle solide élémentaire $d\Omega = 2\pi \sin \alpha d\alpha$ s'écrit :

$$d\phi = L dS \cos \alpha d\Omega = L dS \cos \alpha 2\pi \sin \alpha d\alpha \quad (8)$$

Le flux total s'obtient par intégration jusqu'à α_{\max} , en remarquant que $\sin \alpha$ est une primitive de $\cos \alpha$:

$$\phi = \int_0^{\alpha_{\max}} L dS \sin \alpha 2\pi d(\sin \alpha) = L dS 2\pi \frac{1}{2} \sin^2 \alpha_{\max} \quad (9)$$

Compte tenu du facteur de transmission T global de l'objectif (pertes par absorption dans le verre, réflexions parasites aux interfaces air-verre...), l'éclairement reçu sur le film s'écrit :

$$E = \frac{\phi T}{dS'} = \pi T L \sin^2 \alpha_{\max} \frac{dS}{dS'} = \pi T L \sin^2 \alpha_{\max} \frac{p^2}{p'^2} \quad (10)$$

Soit finalement, en tenant compte de ce que $y \sin \alpha = y' \sin \alpha'$ pour une optique aplanétique, et de la formule du grandissement (5), on obtient **la formule photométrique fondamentale**, valable pour tous les systèmes optiques aplanétiques, même dissymétriques :

$$\boxed{E = \pi T L \sin^2 \alpha'_{\max}} \quad (11)$$

1.4 Conservation de la luminance et limites thermodynamiques

Le calcul précédent fait intervenir la condition d'aplanétisme des sinus d'Abbe ; en fait on peut en proposer une démonstration plus rapide basée sur la loi de **conservation de la luminance**. Cette loi est très fondamentale car elle interdit, par exemple, de focaliser le rayonnement émis par un four ou le rayonnement solaire sur une cible en atteignant, en régime permanent stabilisé, à l'équilibre thermodynamique, des températures supérieures à la température du four ou de la surface du soleil.

La démonstration précédente de la conservation de la luminance pour une optique aplanétique ne semble basée que sur la conservation de l'énergie (aux pertes près, facteur de transmission T) combinée à quelques lois de l'optique dans le cas très particulier de la formation d'une image derrière un système aplanétique. En réalité la conservation de la luminance est imposée, en plus du Premier Principe de la thermodynamique (principe de conservation de l'énergie), par le Second Principe.

Donnons quelques pistes à ce sujet *a priori* fort étrange.

Si on chauffe un four « au rouge » donc à des températures dépassant 800°C environ, en perçant une petite ouverture dans le four on peut apercevoir à travers l'ouverture une émission de lumière

humainement visible (les longueurs d'onde visibles sont comprises entre 0,4 et 0,75 micron environ), émission de lumière dont le modèle physique est celui du **corps noir** [8].

Il se trouve que la luminance de la source constituée par le trou éclairé par le rayonnement thermique est une source lambertienne, et sa luminance ne dépend que de la température du four. De plus tous les corps noirs à la même température émettent, à de petits facteurs correctifs près liés au matériau émissif chauffé, le même spectre lumineux.

Dans le montage de la figure 3, installons comme source au point A un corps noir à une certaine température t_1 . Sa luminance est donc $L(t_1)$. Plaçons un écran noir bien absorbant au niveau de l'image aérienne au point A' . C'est une expérience courante que de voir cet écran s'échauffer. Imaginons que par une combinaison astucieuse de miroirs (connus, dit la légende, depuis Archimède au siège de Syracuse [9]) et de lentilles parfaites, on arrive à concentrer le rayonnement de façon que la température d'équilibre t_2 de l'écran, en régime permanent bien stabilisé, dépasse celle t_1 de la source.

Le Premier Principe de la thermodynamique n'interdirait pas de concentrer le rayonnement, par exemple sur une surface plus petite, qui s'échaufferait plus que la source.

En revanche, le Second Principe l'interdit.

S'ensuit un raisonnement fort subtil et très particulier à la thermodynamique, qui s'énonce sans aucun calcul.

En effet s'il était possible d'obtenir en régime permanent, à l'équilibre thermodynamique, une valeur t_2 supérieure à t_1 , on pourrait connecter entre l'écran chaud à température t_2 et la source à température t_1 une machine de Carnot transformant une partie de l'énergie thermique en énergie mécanique. Mais de fait si on considère comme système l'ensemble formé de l'optique, de l'écran à température surchauffée t_2 et de la machine de Carnot [10], on aurait ainsi fabriqué une merveilleuse machine produisant à volonté de l'énergie mécanique et ne se nourrissant, de fait, que d'une seule source de chaleur. On aurait ainsi réalisé une *machine à mouvement perpétuel de deuxième espèce* qui serait en pratique tout aussi utile qu'une machine fournissant de l'énergie mécanique gratuitement sans prendre d'énergie thermique nulle part. Par exemple une machine extrayant la chaleur des océans pour faire fonctionner l'hélice d'un bateau [11].

Hélas c'est impossible [12]. Tout au plus la température t_2 de l'écran peut-elle atteindre la valeur t_1 et la machine de Carnot cesse de fonctionner. La luminance du corps noir placé en A' , qui ne dépend que de t_2 ne peut donc pas dépasser celle de la source en A , liée à t_1 , et vu les pertes, on aura toujours $t_2 \leq t_1$ ce qui implique $L'(t_2) \leq L(t_1)$.

Mais qu'en est-il dans des systèmes concentrateurs d'énergie solaire où l'on ne cherche pas à former une image et qui ne sont pas aplanétiques, comme un miroir parabolique ? Dans ces conditions il est également impossible que la température à l'endroit où l'on concentre le rayonnement puisse dépasser la température de surface du soleil. En pratique le four solaire permet cependant de dépasser les températures de tous les fours « matériels » fabriqués avec les éléments terrestres, métaux ou céramiques les plus réfractaires [13].

1.5 Conservation de la luminance appliquée à la photo

La loi de conservation de la luminance s'énonce ainsi :

Dans tout système optique, la luminance de l'image aérienne d'une source est égale, au facteur de transmission près dû aux pertes dans l'optique, à la luminance de la source.

Le fait de préciser *image aérienne* est très important dans la conservation de la luminance. En photographie courante, à moins d'utiliser un verre de visée parfaitement clair, on regarde toujours une image qui se forme sur un dépoli. Le dépoli absorbe une partie de la lumière et renvoie le reste dans différentes directions hors du trajet des rayons incidents. Pour ces deux raisons, la luminance de l'image observée sur un dépoli est toujours plus faible que celle de l'image aérienne.

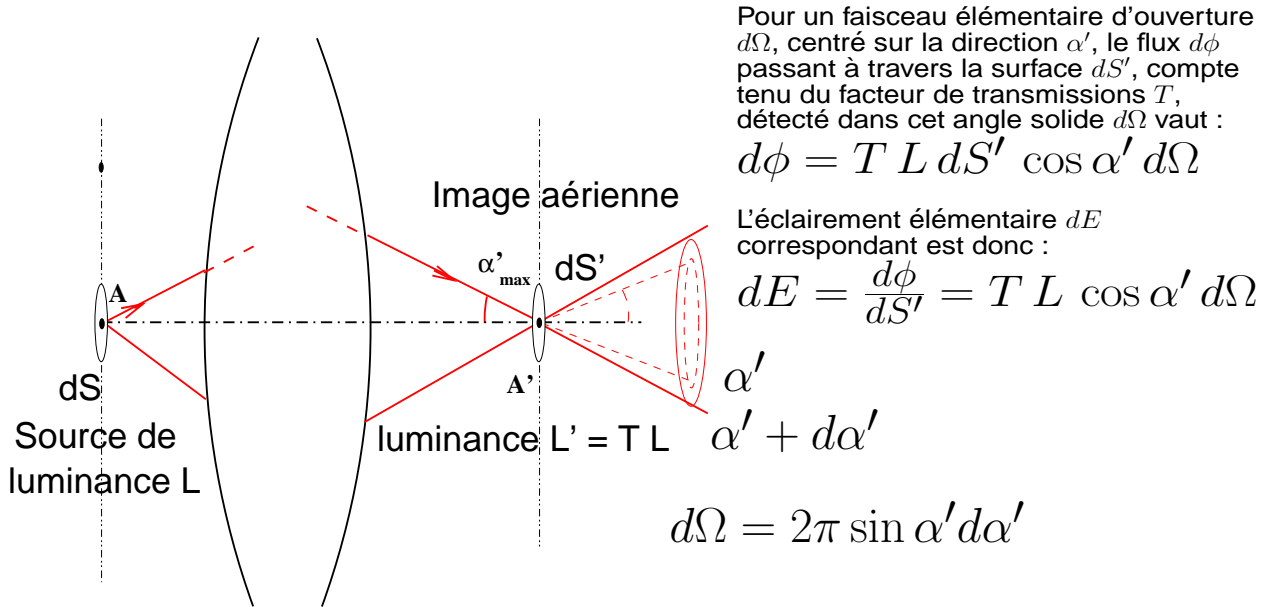


FIGURE 4 – Formule photométrique fondamentale et conservation de la luminance

Selon la figure 4, le flux élémentaire qui passe entre les angles α' et $\alpha' + d\alpha'$ s'écrit :

$$d\phi = L dS' \cos \alpha' d\Omega = L dS' \cos \alpha' 2\pi \sin \alpha' d\alpha' \quad (12)$$

L'éclairement élémentaire correspondant, $dE = \frac{d\phi}{dS'} = L \cos \alpha' d\Omega$, s'écrit donc :

$$dE = \frac{d\phi}{dS'} = L dS' \cos \alpha' 2\pi \sin \alpha' d\alpha' \quad (13)$$

En supposant que la luminance de la source (et de son image aérienne, ce qui n'est pas facile à prouver dans le cas général) sont indépendantes des angles (source *lambertienne*), l'éclairement total s'obtient par intégration sur α' jusqu'à α'_{\max} , le résultat final étant exactement le même que dans les équations précédentes (8), (9), (10), et (11).

On peut également remarquer que l'éclairement au niveau du film **serait exactement le même en supprimant totalement l'objectif et en plaçant au niveau de la pupille de sortie une source lambertienne de luminance $T L$ vue sous le demi-angle α'_{\max}** (figure 5).

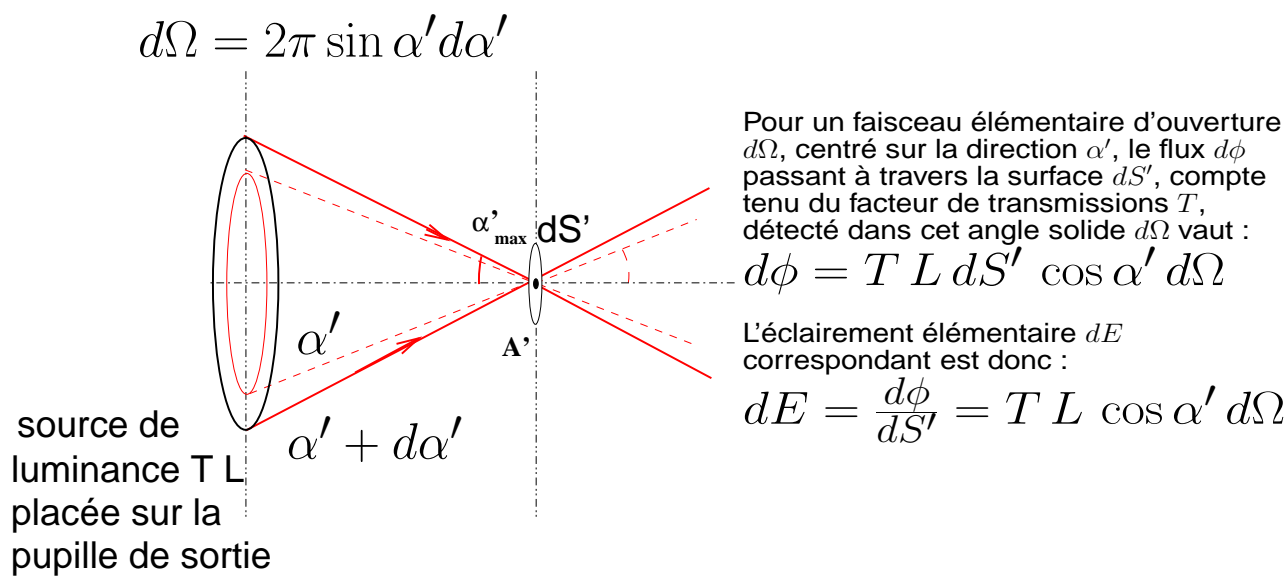


FIGURE 5 – Formule photométrique fondamentale et équivalence avec un film éclairé par la pupille de sortie

1.6 Limites de validité, objets étendus et objets ponctuels

La formule fondamentale (11) qui fait intervenir la luminance de la source est valable sous réserve que l'objet photographié soit un *objet étendu* pour lequel la notion de luminance a un sens. C'est le cas de presque toute la photographie, y compris la photographie astronomique des planètes qui apparaissent dans l'image au foyer d'un télescope ou d'une lunette avec un diamètre apparent mesurable.

En revanche cette formule n'est pas applicable à la photographie d'étoiles isolées pour lesquelles la dimension d'image est la même quelle que soit l'étoile, c'est à dire celle de la tache de diffraction de l'instrument, isolée sur fond noir.

Prenons par exemple une image de la pleine Lune, objet à l'infini dont le diamètre apparent est de l'ordre de 1/2 degré d'angle. La formule (11) indique que l'éclairement dans l'image ne dépend pas de la focale, mais seulement du nombre d'ouverture. Tous les photons émis par la pleine Lune et qui traversent l'instrument, se distribuent dans l'image. Doublons la focale : le diamètre de l'image de la Lune double. Mais si le diamètre de pupille d'entrée ne change pas, le nombre de photons disponibles ne change pas non plus, et doivent se répartir sur une surface 4 fois plus élevée. L'éclairement est donc divisé par 4, comme le carré du nombre d'ouverture (qui est multiplié par 2).

Au contraire, maintenons constant le nombre d'ouverture en doublant le diamètre de pupille d'entrée en même temps que nous doublons la focale. Le nombre de photons collectés est multiplié par 4 en proportion de la surface du miroir primaire du télescope ou de l'objectif de la lunette, mais le diamètre d'image double également en proportion de la focale. L'éclairement et donc le temps de pose nécessaire ne changent pas, on a travaillé à nombre d'ouverture f/a constant. Autrement dit, qu'on photographie la pleine Lune avec un petit appareil d'amateur de 1 cm de focale, ou avec un télescope professionnel de 10 m de focale, si la prise de vue s'effectue avec le même nombre d'ouverture N , le temps de pose sera le même !

Il en va tout autrement lorsqu'on photographie une étoile dont l'image se projette, dans les instruments de bonne qualité *limité par la diffraction*, sous la forme d'une tache de diffraction de diamètre à peu près égal à $N\lambda$ où λ est la longueur d'onde de la lumière utilisée. Disons pour simplifier : cette tache a un diamètre de N microns environs ; à $f/8$, donc avec $N = 8$, on obtient une tache 8 microns de diamètre environ, **quelle que soit la focale, si le nombre d'ouverture est le même.**

On fonctionne alors dans un régime totalement différent de celui des objets étendus, toute la lumière collectée par l'instrument se focalise sur une seule tache de diamètre constant à nombre d'ouverture constant. Donc l'éclairement dans cette tache est en proportion directe de la surface de collection, on bénéficie d'un véritable effet *d'entonnoir à lumière* : plus le diamètre de pupille est grand, plus l'image est lumineuse. Exactement comme un pluviomètre qui collecte toute la pluie tombant dans son ouverture, la quantité d'eau collectée pour une pluie donnée pendant un temps donné croît en proportion directe de la surface de collection à l'entrée du pluviomètre.

Ce qui explique qu'on continue à construire de très grands télescopes terrestres, (jusqu'à 10 mètres de diamètre, en miroirs composites), bien que la turbulence atmosphérique limite la qualité d'image à ce qu'on obtiendrait avec seulement 1 m de diamètre. Mais entre un miroir de 10 mètres de diamètre et un de 1 mètre seulement, on collecte 100 fois plus de photons.

2 Formules photométriques des optiques épaisses dissymétriques

2.1 Lien entre grandissement pupillaire et positions des pupilles

Repartons de la figure 3.

Si on compte algébriquement les distances p (position de l'objet) et p' (position de l'image) par rapport aux plans principaux H et H' , on a la relation de conjugaison de Descartes classique, écrite *algébriquement* (noter le signe moins) :

$$-\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f} \quad (14)$$

où f est la focale du système. Le *grandissement linéaire* γ s'exprime algébriquement :

$$\gamma = \frac{y'}{y} = \frac{p'}{p} \quad (15)$$

Le grandissement linéaire [14] γ est la plupart du temps négatif dans les appareils photographiques, lorsqu'on détecte l'image réelle d'un objet réel : p est négatif, p' est positif, la formule de Descartes arithmétique s'écrit alors sous sa forme habituelle en photographie : $+\left|\frac{1}{p}\right| + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$, l'image est en général réelle et renversée lorsque la mise au point est faite correctement.

On notera G la valeur absolue de γ : $G = |\gamma| = -\gamma$ lorsque le grandissement algébrique γ est négatif. Lorsque l'image est 10 fois plus petite que l'objet, on dira qu'on est au grandissement $G=1:10$ ce qui signifie $G=0,1$. Lorsque l'image est égale à l'objet (et renversée dans un appareil photo), on est au grandissement -1 , $G=1$.

Un paramètre qui intervient dans les corrections de temps de pose est *l'extension de tirage à partir de la position infini-foyer*. On notera cette extension : $\text{ext} = p' - f$. Dans l'usage photographique courant, p' est positif et plus grand que f donc l'extension ext est une grandeur positive. Une relation intéressante relie l'extension au grandissement, **elle est valable pour tous les systèmes épais**. Partant de la relation de Descartes (14) et combinant avec le grandissement (15) on trouve la relation algébrique générale :

$$-\gamma + 1 = \frac{p'}{f} \quad (16)$$

Dans la plupart des applications photographiques, γ est négatif et vaut donc $-G$ avec G positif ; avec $p' = f + \text{ext}$, la relation (16) s'écrit donc :

$$G + 1 = \frac{p'}{f} = \frac{f + \text{ext}}{f} = 1 + \frac{\text{ext}}{f} \quad (17)$$

$$\boxed{G = \frac{\text{ext}}{f}} \quad (18)$$

Notons bien que la relation très simple (18) est valable *quel que soit le système épais*, même si on ne sait absolument pas où sont placés les plans principaux H et H' . En général on connaît la focale de l'objectif et on sait où est le foyer F' . L'extension de tirage est donc très facile à mesurer même sans connaître l'ensemble des éléments cardinaux de l'objectif ; elle est reliée très

simplement au grandissement G . On se servira de cette propriété simple et universelle pour calculer les facteurs de correction photométriques.

Pour compléter, donnons les formules permettant de connaître la distance $|p|$ entre l'objet et le plan principal objet H ainsi que la distance totale objet-film :

$$1 + \frac{1}{G} = \frac{|p|}{f} ; |p| = AH = f \left(1 + \frac{1}{G} \right) \quad (19)$$

$$\overline{AA'} = \overline{AH} + \overline{HH'} + \overline{H'A'} = |p| + \overline{HH'} + p' = f \left(1 + \frac{1}{G} \right) + \overline{HH'} + f(1 + G) \quad (20)$$

$$\overline{AA'} = |p| + \overline{HH'} + p' = f \left(2 + \frac{1}{G} + G + \frac{\overline{HH'}}{f} \right) \quad (21)$$

Notons que l'interstice $\overline{HH'}$ peut être positif ou négatif. En général on n'en tient pas compte [15], la quantité $\frac{\overline{HH'}}{f}$ étant souvent en valeur absolue nettement plus petite que 1. Si on ne tient pas compte de l'interstice HH' , on trouve une formule simplifiée :

$$\boxed{AA' = f \left(2 + \frac{1}{G} + G \right)} \quad (22)$$

Le nombre G étant positif, on montre que la plus petite distance AA' est obtenue pour $G=1$; dans ces conditions on est en position symétrique objet-image $2f-2f$ pour une distance totale objet-image égale à $4f$ (plus l'interstice $\overline{HH'}$ dans le cas général).

Pour déterminer l'éclairement au niveau du film, ou plutôt dans l'image, on procède comme suit. En sortie, le faisceau correspondant s'appuie sur la pupille de sortie de diamètre a' centrée en P' .

La pupille d'entrée est par définition l'image du diaphragme-iris vue vers l'avant à travers la moitié antérieure de l'objectif ; la pupille de sortie est l'image du même diaphragme-iris vue vers l'arrière à travers l'autre moitié de l'objectif. Dans un système épais dissymétrique, les diamètres de pupilles sont différents et ces pupilles ne sont pas placées dans les plans principaux. Si on appelle q la position de la pupille d'entrée (mesurée algébriquement par rapport au plan principal objet H), et q' la position de la pupille de sortie (toujours mesurée algébriquement par rapport au plan principal image H' (voir figure 3), on a une autre relation de conjugaison objet-image classique, la pupille de sortie étant l'image de la pupille d'entrée à travers l'ensemble du système.

$$-\frac{1}{q} + \frac{1}{q'} = \frac{1}{f} \quad (23)$$

Dans la plupart des objectifs photographiques q et q' sont de même signe. On peut définir de façon très générale le *Grandissement Pupillaire* γ_p [16], comme étant le rapport des diamètres des pupilles, ce nombre pouvant être éventuellement négatif dans le cas général, comme le grandissement (image / objet) γ :

$$\text{Grandissement pupillaire « algébrique »} = \gamma_p = \frac{a'}{a} = \frac{q'}{q} \quad (24)$$

Ce nombre γ_p est positif pour la plupart des objectifs photographiques, **on définira donc** : G_p , **grandissement pupillaire au sens usuel le nombre positif** $G_p = |\gamma_p|$.

$$\text{Grandissement pupillaire} = G_p = \frac{a'}{a} = \left| \frac{q'}{q} \right| \quad (25)$$

En réinjectant cette définition du grandissement pupillaire γ_p dans l'équation (23), on trouve deux relations entre le grandissement pupillaire et les positions des pupilles, définies par rapport aux plans principaux respectifs :

$$\frac{q'}{f} = 1 - \gamma_p ; \frac{q}{f} = -1 + \frac{1}{\gamma_p} ; f - q' = f \left(1 - \frac{q'}{f} \right) = f \gamma_p \quad (26)$$

L'équation 26 a pour conséquence que **lorsqu'on connaît la position des foyers et des plans principaux, la seule donnée du grandissement pupillaire impose la position des pupilles**. Le diamètre des pupilles est proportionnel au diamètre physique de l'iris. Le facteur de conversion entre le diamètre physique de l'iris et le diamètre de pupille d'entrée ne figure pas toujours dans les fiches techniques. Les fiches des objectifs à usage professionnel donnent en général la position et le diamètre des pupilles à pleine ouverture. Pour les ouvertures graduées sur l'échelle des diaphragmes, le diamètre des pupilles et le diamètre de l'iris se déduisent les uns les autres par des coefficients de proportionnalités caractéristiques d'une optique donnée, du moins si la focale est fixe. Dans un zoom, la situation est bien plus complexe car tous les éléments cardinaux se déplacent *a priori* lorsqu'on change la focale, le grandissement pupillaire et la position des pupilles est donc en général variable en fonction de la focale choisie. Tout au plus certains zooms arrivent-ils à garder **un nombre d'ouverture $N = f/a$** (*rapport entre la focale, variable, et le diamètre de pupille d'entrée, qui doit donc varier en proportion*) pratiquement constant pour une position de bague des diaphragmes fixée lorsque la focale varie. La généralisation sur les boîtiers automatiques-électroniques (film ou silicium, peu importe) de la transmission de données entre l'objectif – devenu dépourvu de bague des diaphragmes – et le boîtier, rend désormais un peu superflue cette contrainte ; le boîtier se chargeant de calculer le nombre d'ouverture à tout instant, pour tenir compte pour des variations de diamètre de pupille d'entrée que l'objectif transmet via les contacts.

2.2 Cas des objectifs symétriques avec diaphragme-iris placé au centre de symétrie

Dans un objectif parfaitement symétrique, les ingénieurs placent presque toujours le diaphragme-iris au centre de symétrie, ce qui permet, entre autres avantages, de minimiser la distorsion et certaines aberrations comme la coma et le chromatisme transversal. Le système étant parfaitement symétrique et l'iris étant centré on peut montrer qu'il en résulte un grandissement pupillaire γ_p égal à +1, donc $G_p = 1$, et que les pupilles sont placées dans les plans principaux : $q = q' = 0$; $P = H$; $P' = H'$. La figure 3 se simplifie alors considérablement, l'objectif se rapproche, sur le plan photométrique, du fonctionnement de la lentille mince, à l'exception de l'interstice HH' qui est non nul. La plupart des objectifs de chambre à l'exception des télé-objectifs sont quasi-symétriques et sont donc très proches de ce modèle simplifié avec $G_p = 1$. Par exemple, l'Apo-Ronar® et ses cousins de la famille des *dialytes*, une formule symétrique classique à 4 lentilles, a un grandissement pupillaire très proche de 1 ; de plus, dans les dialytes, l'écart entre les

plans principaux n'excède jamais quelques pourcents de la focale. On peut donc, *sur le plan photométrique bien entendu*, le considérer pratiquement comme une lentille mince diaphragmée en son centre. La performance optique de l'Apo-Ronar® en termes de piqué et de chromatisme résiduel n'a évidemment rien à voir avec ce qu'on obtient avec une seule lentille mince !

En petit et moyen format reflex, on utilise très fréquemment des formules grand angulaires dissymétriques dites *rétrofocus* qui permettent que la dernière lentille soit le plus loin possible du film pour laisser passer le miroir rabattable. Dans ces rétrofocus, le facteur G_p peut dépasser la valeur de 2 et il faut prendre en compte le modèle complet. On utilise également, y compris en grand format, des télé-objectifs pour lesquels le grandissement pupillaire est plus petit que l'unité et qui ont comme particularité de ne nécessiter qu'un tirage de soufflet réduit, le plan principal image H' étant rejeté en avant de l'objectif, dans l'air. Les zooms « trans-standard » se comportent comme l'une ou l'autre formule dissymétrique selon la focale.

2.3 Formules générales pour le facteur de soufflet

2.3.1 Nombre d'ouverture, cas général, optique dissymétrique

Dans le cas d'un objectif dissymétrique pour lequel le grandissement pupillaire γ_p est différent de 1, on va montrer qu'on peut toujours exprimer le nombre d'ouverture à partir du diamètre de la *pupille d'entrée*. On repart de la formule fondamentale (11) dans le cas d'un objet à grande distance ($p' = f$; $B' = F'$) et introduit la position $\overline{P'F'}$ des pupilles :

$$\sin^2 \alpha'_{\max} = \frac{a'^2/4}{a'^2/4 + \overline{P'F'}^2} \quad (27)$$

$$\overline{P'F'} = \overline{P'H'} + \overline{H'F'} = -q' + f \quad (28)$$

On introduit les relations de conjugaison pour les pupilles (23) et (26) ; il vient :

$$-q' + f = f\left(-\frac{q'}{f} + 1\right) = f\gamma_p = f\frac{a'}{a} \quad (29)$$

$$\sin^2 \alpha'_{\max} = \frac{a'^2/4}{a'^2/4 + f^2 a'^2/a^2} = \frac{1}{1 + 4f^2/a^2} \quad (30)$$

On pose alors la définition générale du nombre d'ouverture pour une optique dissymétrique, a étant le diamètre de la pupille d'entrée :

$$\boxed{N = \frac{f}{a}} \quad (31)$$

Et la formule photométrique prend la forme suivante, valable pour un objet lointain, dans le cas d'une optique dissymétrique compte tenu de la définition (31)

$$E = \pi T L \frac{1}{1 + 4N^2} \quad (32)$$

Qui redonne la formule classique (33)

$$E = \frac{\pi T L}{4} \frac{1}{N^2} \quad (33)$$

lorsque les valeurs de N ne sont pas trop petites ($N > 2$). Par exemple pour une optique ouvrant à 1,4, le facteur correctif entre l'expression rigoureuse $\frac{1}{1 + 4(1,4)^2} = \frac{1}{9}$ et l'expression courante $\frac{1}{4(1,4)^2} = \frac{1}{8}$ vaut 1,125 ou $1/1,125 = 0,89$. C'est une correction de l'ordre d'un sixième de cran de diaphragme : $2^{1/6} = 1,12$, parfaitement négligeable dans la pratique. Donc pour toutes les optiques courantes, la formule simple (33) : $E = \pi T L \frac{1}{4N^2}$ convient parfaitement, même si l'optique est dissymétrique, en utilisant la définition générale du nombre d'ouverture N en fonction du diamètre de pupille d'entrée : $N = f/a$.

2.3.2 Formules générales, facteur de soufflet, optiques dissymétriques

Dans le cas d'un objectif dissymétrique, dont le grandissement pupillaire γ_p n'est pas égal à l'unité, les formules du facteur de soufflet se sont pas très compliquées et font simplement intervenir la valeur de γ_p qui est caractéristique de l'objectif, du moins pour une focale fixe [17].

On dérive facilement ces formules en repartant de l'équation (11) et en reportant les positions des pupilles q et q' et en faisant intervenir les relations (23), (26), (27), et (28), On fera également intervenir la **formule du grandissement (image/objet) qui est toujours valable dans le cas général pour une optique dissymétrique** : $\text{ext}/f = p'/f - 1 = \gamma$

Formules du facteur de soufflet F.S. pour un grandissement pupillaire γ_p donné :

$$G = \frac{\text{ext}}{f} = \frac{p'}{f} - 1; G = |\gamma|; \text{F.S.} = \frac{(G + \gamma_p)^2}{(\gamma_p)^2} \quad (34)$$

où $G = |\gamma|$ où γ est le grandissement linéaire (image/objet) (*algébrique ; le signe moins pour γ signifie : image renversée*).

Dans la plupart des optiques photographiques, le grandissement pupillaire γ_p est un nombre positif qui s'identifie au rapport des diamètres des pupilles $G_p = \frac{a'}{a}$, on a donc finalement

$$\text{F.S. général} = \frac{(G + G_p)^2}{(G_p)^2} \quad (35)$$

En position $2f-2f$, $\gamma = -1$ et $G = 1$. Si le grandissement pupillaire G_p est égal à l'unité pour une optique symétrique on retrouve la formule classique $\text{F.S.} = (G + 1)^2$

2.3.3 Nombre d'ouverture effectif N_{eff}

Rappelons que les posemètres à main mesurent en fait soit la luminance de la source (mesure en lumière réfléchiée) soit une valeur approchée de l'éclairement incident sur le posemètre (en mode de mesure de lumière incidente avec calotte diffusante). Les posemètres donnent donc une combinaison de temps de pose et de nombre d'ouverture, ce nombre d'ouverture devant être interprété comme étant le **nombre d'ouverture effectif**, défini d'après la formule générale du facteur de soufflet (34), dans la limite où ce nombre est plus grand que 2 pour pouvoir utiliser la forme simplifiée (33) : $E = \frac{\pi T L}{4} \frac{1}{N^2}$

Définition du nombre d'ouverture effectif N_{eff} à partir du facteur de soufflet

$$N_{eff} = N \frac{(G + G_p)}{G_p}; \text{ F.S.} = \frac{N_{eff}^2}{N^2} \quad (36)$$

Pour une optique symétrique avec $G_p = 1$ on trouve simplement : $N_{eff} = N(1 + G)$, formule qu'on peut aussi écrire sous la forme classique : $N_{eff} = N \frac{\text{ext} + f}{f} = N \frac{\text{Tirage Total}}{f}$, avec : Tirage Total = ext + f, en négligeant l'écart entre les plans principaux.

On peut alors généraliser la formule photométrique classique (33) à une extension de tirage quelconque, en introduisant le **nombre d'ouverture effectif** N_{eff} :

$$E = \pi T L \frac{1}{4N_{eff}^2} \quad (37)$$

La formule (36) donnant le carré du rapport des nombres d'ouverture est également utile pour déterminer à partir d'un posemètre à main le temps de pose nécessaire avec un sténopé dont les nombres d'ouverture, très grands (par exemple : f/500, N=500), sortent des échelles des posemètres. Le rapport des temps de pose nécessaires pour deux nombres d'ouverture N_1 et N_2 est égal au carré du rapport de ces nombres, soit : si on substitue N_2 à N_1 , le facteur correctif/multiplicatif pour le temps de pose est $(N_2/N_1)^2$. Par exemple avec une ouverture $N = 2,8$ le temps de pose sera 32 fois plus court qu'avec $N = 16$, soit 1/3200^e de seconde si on expose un film de 100 ISO par soleil brillant (*règle de seize*). Passant avec une ouverture de de sténopé 280 il faut multiplier ce temps par $(100 \times 100) = 10000$ soit environ 3 secondes.

2.3.4 Formules générales, facteur de soufflet, optique inversée

Le problème est le suivant : il arrive qu'on souhaite utiliser un objectif inversé pour avoir une bonne qualité d'image aux rapports de grandissement $G=|\gamma| > 1$. Les optiques courantes optimisées pour les grandes distances donnent des images de bonne qualité de l'infini ($G=0$) jusqu'au rapport $G=0,1$ (1:10) à 0,2 (1:5). Avec les optiques de chambre qui sont quasi symétriques on peut descendre à $G=0,5=1/2=1:2$. Certaines optiques macro (en petit et moyen formats) à groupes flottants conservent leurs performances de l'infini jusqu'au rapport 1:1. Les objectifs de chambre spécialisés pour la macro-photo sont quasi-symétriques, ils sont optimisés autour du rapport 1:1, par exemple pour des grandissements entre 1:5 et 5:1, il n'y a pas de raison de les inverser.

Pour passer aux rapports G supérieurs à un avec une optique non symétrique, on inverse alors l'objectif pour garder une bonne qualité d'image. Une optique inversée possède la même distance focale que l'optique utilisée en direct, du moins tant que l'entrée et la sortie sont dans l'air, ce qui est cas de la photographie de façon très générale [18].

La question se pose alors de la détermination du temps de pose par rapport à la mesure donnée par un posemètre à main. L'optique étant utilisée en direct avec un faible tirage, pour des objets lointains, le nombre d'ouverture effectif est proche de celui qui est gradué sur la bague, aucune correction n'est nécessaire.

L'optique étant inversée, on conserve les graduations de diaphragme qui sont données par le fabricant, mais ces graduations ne correspondent plus au nombre d'ouverture effectif de l'objectif.

Si l'optique est dissymétrique, puisqu'on a inversé la pupille d'entrée avec la pupille de sortie, le nombre d'ouverture lorsque l'image se forme au foyer inversé n'est plus le même que dans l'utilisation normale, directe ; le nouveau nombre d'ouverture devient $\frac{N}{G_p}$. Donc lorsque l'image se forme au foyer inversé et que la bague est réglée sur la graduation N du fabricant, en réalité le nombre d'ouverture effectif à l'infini est $\frac{N}{G_p}$, ce qui impose une première correction à appliquer par rapport à ce que donne le posemètre.

Donnons un exemple pratique : le grand angulaire Carl Zeiss Distagon® classique f/4 de 50 mm à groupes fixes (*qui fut fabriqué jusqu'au milieu des années 1980, que ce soit pour fournir chez Hasselblad ou chez Rollei, et qu'on trouve très facilement en occasion*) a un grandissement pupillaire $G_p = 1,8$. Utilisé inversé, cet objectif reste un 50mm mais son nombre d'ouverture théorique devient $4/1,8 = 2,2$! Attention, utilisé inversé pour des objets lointains l'objectif travaille dans les pires conditions, puisqu'il est dissymétrique ; l'image sera de très mauvaise qualité. Néanmoins, il n'est pas interdit de l'utiliser inversé avec des rapports de grandissement plus grands que 1, bien que cette utilisation soit un peu étrange.

La deuxième correction à appliquer c'est le facteur de soufflet pour l'optique inversée, en fonction de l'extension de tirage mesurée par rapport au foyer inversé.

On repart de l'équation (33) ;

1. on substitue N par le nombre d'ouverture effectif pour un grandissement image/objet G donné : $N_{eff} = N \frac{(G + G_p)}{G_p}$ (voir plus haut au paragraphe 2.3.3) ;
2. on substitue $1/G_p$ à G_p pour tenir compte de l'inversion de l'optique ;
3. on applique la deuxième correction qui compense le fait que si on applique un nombre d'ouverture N gravé sur l'objectif, de fait celui qui est réalisé à l'infini avec l'optique inversée est N/G_p .

Donc le terme $N \frac{(G + G_p)}{G_p}$ devient pour l'optique inversée : $\left(\frac{N}{G_p}\right) \frac{(G + 1/G_p)}{(1/G_p)}$

Tous calculs faits, le facteur correctif *total* à appliquer à l'optique inversée s'écrit finalement :

$$\text{F.S. optique inversée} = (G + (1/G_p))^2 \quad (38)$$

2.4 Application aux bonnettes d'approche

Une bonnette d'approche est une lentille mince convergente qu'on ajoute devant l'objectif pour lui permettre de faire la mise au point à des distances plus proches que ce que permet mécaniquement l'extension de tirage de l'appareil. Une autre façon de voir le fonctionnement d'une bonnette est de considérer que c'est un système optique convergent très simple, qu'on fait fonctionner au voisinage de la conjugaison foyer-infini, l'objet étant placé près de son foyer et l'image étant renvoyée à l'infini pour être alors reprise par l'appareil.

Par exemple sur le Rolleiflex bi-objectif avec les optiques de 75 mm ou de 80, mm, l'extension de tirage, limitée à 8 mm environ par le principe même des cames de mise au point, ne permet pas de faire la netteté sur des objets plus proches que 0,9 mètre environ (distance traditionnellement mesurée par rapport au plan du film). Ces lentilles additionnelles ont un diamètre nettement plus

grand que la pupille d'entrée, ce qui implique que regardant à travers l'objectif depuis le film, les faisceaux sont limités uniquement par l'iris de l'objectif. La pupille de sortie du système combiné est donc inchangée puisque la lentille additionnelle est placée par devant et que l'image de iris vue de l'arrière, depuis le film, est vue de la même façon. Le facteur en $\sin \alpha'_{\max}$ est donc inchangé par rapport à la situation où l'appareil n'est pas équipé de la bonnette.

Une autre façon de voir le problème, mais qui est compliquée à comprendre et qui embrouille la situation, consisterait à considérer l'ensemble du système optique (bonnette + objectif). Après ajout de la bonnette, la focale du système complet change, elle devient un peu plus courte, le diamètre de pupille d'entrée doit donc changer également puisque la nouvelle pupille d'entrée est l'image de la pupille de l'objectif vue vers l'avant à travers la bonnette. En revanche, le nombre d'ouverture du système combiné, égal au rapport entre la focale modifiée et le diamètre de pupille modifié, ne change pas.

Une troisième façon de voir le problème, plus générale et finalement bien plus simple, en s'appuyant sur la conservation de la luminance, est de considérer l'image donnée de l'objet par la bonnette. La luminance de cette image (virtuelle, placée loin devant, nettement plus loin que l'objet lui-même) est donc identique à la luminance de l'objet. Comme c'est l'objectif de l'appareil qui limite les faisceaux, dans la formule photométrique fondamentale (11) on remplace la luminance de l'objet par la luminance de son image, qui sont identiques (en négligeant les pertes dans la bonnette), l'éclairement au niveau de l'image finale est donc inchangé.

En conséquence il n'y a pas de correction d'exposition à prévoir lors de l'utilisation d'une bonnette.

Pour être tout à fait précis, calculons le facteur de soufflet pour le grandissement de 0,1 qui correspond à l'extension maximale du Rolleiflex : on trouve $(1 + 0,1)^2 = 1,21$ soit moins de 1/3 de diaphragme, on n'en tient pas compte, donc quelle que soit la bonnette et quelle que soit la position de mise au point, jusqu'à une extension égale au dixième de la focale ($G=0,1$), il n'y aura aucune correction de pose à apporter avec des bonnettes.

2.5 Utilisation d'un multiplicateur de focale

Un multiplicateur de focale est un groupe optique divergent qu'on insère entre un objectif et le plan du film. Le groupe divergent est calculé de telle façon qu'après insertion, l'image d'origine d'un objet lointain qui se formait au foyer de l'objectif va se former au même endroit de l'appareil, donc là où le film est placé. L'image résultante est affectée d'un grandissement caractéristique du multiplicateur de focale, le plus courant étant le doubleur mais il existe des multiplicateurs par 1,4 ou des tripleurs. Lorsque l'objectif est réglé sur l'infini, muni du doubleur, par définition même de la distance focale, le doublement de la dimension de l'image implique que la focale du système résultant est doublée. Mais attention, ceci n'est vrai que lorsque l'objectif est réglé sur l'infini. Lorsqu'on tourne la bague des distances pour focaliser sur des objets proches, on modifie en général l'écart entre l'objectif et le multiplicateur de focale, la focale résultante n'est pas constante [19].

Pour déterminer le facteur de correction du temps de pose à appliquer il suffit de se référer à la définition générale du nombre d'ouverture (31) qui renvoie au diamètre a de la pupille d'entrée. On suppose comme pour la bonnette que les lentilles du multiplicateur de focale de rapport m ($m = 2$ pour un doubleur, $m = 3$ pour un tripleur, etc...) sont de diamètre suffisant pour que seul l'iris de l'objectif continue à limiter les faisceaux. Dans ces conditions la pupille d'entrée est

inchangée, son diamètre a est inchangé ; la focale du système dans son ensemble devient égale à $m f$, le nombre d'ouverture du système devient : $N_m = \frac{m f}{a} = m N$. L'éclairement reçu étant inversement proportionnel à N^2 , le facteur de perte dû au multiplicateur de focale de rapport m est donc proportionnel à m^2 .

Par exemple une optique ouvrant à $f/4$ ($N = 4$) munie d'un doubleur voit son nombre d'ouverture passer à 2×4 soit 8 : on perd donc deux crans de diaphragme (4 -> 5,6 -> 8) avec un doubleur. Le multiplicateur de rapport $m = 1,4$ ne perd qu'un cran ($1,4 \times 1,4 \simeq 2$) de diaphragme. Le tripleur, qui semble avoir disparu des catalogues, perd un peu plus de 3 diaphragmes ($3^2 = 9$ X, trois diaphragmes de pertes font un coefficient 8x).

3 Indices de lumination

3.1 Indices de lumination et propriétés de réciprocité

Les utilisateurs de posemètres à main ou d'appareils conçus dans les années 1950-1960 rencontreront très probablement les **Indices de Lumination (IL)**. On les trouve encore aujourd'hui sur les optiques Zeiss-Hasselblad de dernière génération.

L'indice de lumination est **un nombre représentatif de toutes les combinaisons vitesse-diaphragme qui, dans les limites des propriétés de réciprocité des films, donneront le même noircissement du film ou, plus généralement, la même réponse du détecteur.**

La propriété de réciprocité des surfaces photo-sensibles est de n'être idéalement sensibles qu'au nombre total de photons qui sont tombés par unité de surface pendant le temps de pose. Un compteur de photons est donc un détecteur obéissant parfaitement à la loi de réciprocité. Si un détecteur obéit à cette loi, alors les combinaisons $1/125^e-f/8$ donneront le même résultat que $1/60^e-f/11$, $1/30^e-f/16$, ou $1/250^e-f/5,6$. Pour les films, l'écart à cette loi de réciprocité ne se produit en pratique qu'aux temps de pose très longs, au-delà de la seconde, et se traduit par une relative inefficacité des photons tombant en faible flux, suivant la règle imagée « Plus tu poses, moins tu poses ». Autrement dit, aux temps de pose longs, il faut parfois doubler ou tripler le nombre total de photons reçus (donc augmenter le temps de pose ou ouvrir le diaphragme) pour obtenir le même noircissement du film. Ce problème ne se pose qu'avec les surfaces sensibles photo-chimiques et ne concerne pas les détecteurs photo-électriques silicium qui obéissent parfaitement à la loi de réciprocité.

Pour les films, il n'est pas possible de donner une loi générale de correction des effets de non-réiprocité, il faut regarder dans la fiche technique du fabricant au cas par cas.

Si les conditions d'exposition s'effectuent dans des temps de pose pour lesquels la réciprocité est assurée, alors il suffit de transférer du posemètre à main une seule valeur, celle de l'indice de lumination donnée par le posemètre.

3.2 Définition des indices de lumination (IL) et tables

Propriétés de base des IL :

IL 0 = 1 seconde à f/1

Ouvrir de 1 cran de diaphragme ou multiplier le temps de pose par 2 = -1 IL

Fermer de 1 cran de diaphragme ou diviser le temps de pose par 2 = +1 IL

Lien avec la sensibilité des films : la « règle de 16 »

par soleil brillant, 70000 lux, le temps de pose moyen pour un film de sensibilité ISO 125/22° est 1/125^e de seconde à f/16 soit IL 15.

Formule génératrice des IL :

$$IL = \log_2(N^2/t) = 3,32 \log_{10}(N^2/t) = 6,64 \log_{10}(N) - 3,32 \log_{10}(t) \quad (39)$$

N = nombre d'ouverture ; t = temps d'exposition en secondes.

IL 0	1s	f/1	2s	f/1,4	4s	f/2	8s	f/2,8
	16s	f/4	32s	f/5,6	64s	f/8	128s	f/11
	256s	f/16	512s = 8m30	f/22	17min	f/32	34min	f/64

Attention : aux temps de pose très longs, au-delà de quelques secondes, il faut en général augmenter la pose pour tenir compte des effets de non-réciprocité des films.

0	1s	f/1								
1	1s	f/1,4	1/2s	f/1						
2	1s	f/2	1/2s	f/1,4	1/4s	f/1				
3	1s	f/2,8	1/2s	f/2	1/4s	f/1,4	1/8s	f/1		
4	1s	f/4	1/2s	f/2,8	1/4s	f/2	1/8s	f/1,4	1/15s	f/1
5	1s	f/5,6	1/2s	f/4	1/4s	f/2,8	1/8s	f/2	1/15s	f/1,4
6	1s	f/8	1/2s	f/5,6	1/4s	f/4	1/8s	f/2,8	1/15s	f/2
7	1s	f/11	1/2s	f/8	1/4s	f/5,6	1/8s	f/4	1/15s	f/2,8
8	1s	f/16	1/2s	f/11	1/4s	f/8	1/8s	f/5,6	1/15s	f/4
9	1s	f/22	1/2s	f/16	1/4s	f/11	1/8s	f/8	1/15s	f/5,6
10	1s	f/32	1/2s	f/22	1/4s	f/16	1/8s	f/11	1/15s	f/8
11	1s	f/45	1/2s	f/32	1/4s	f/22	1/8s	f/16	1/15s	f/11
12	1s	f/64	1/2s	f/45	1/4s	f/32	1/8s	f/22	1/15s	f/16
13	1s	f/90	1/2s	f/64	1/4s	f/45	1/8s	f/32	1/15s	f/22
14	1s	f/128	1/2s	f/90	1/4s	f/64	1/8s	f/45	1/15s	f/32
15	1s	f/256(*)	1/2s	f/128	1/4s	f/90	1/8s	f/64	1/15s	f/45
16	1s	f/512(*)	1/2s	f/256(*)	1/4s	f/128	1/8s	f/90	1/15s	f/64
17	1s	f/1024(*)	1/2s	f/512(*)	1/4s	f/512(*)	1/8s	f/128	1/15s	f/90

() Ces nombres d'ouverture de f/256, f/512, f/1024 ne sont pas utilisés sur les objectifs classiques, on les trouve en revanche pour l'usage en photographie au sténopé. La valeur de f/128 est parfois atteinte sur des objectifs pour banc de reproduction, son usage correspondait à un travail spécial de tramage en photogravure analogique.*

4	1/15s	f/1								
5	1/15s	f/1,4	1/30s	f/1						
6	1/15s	f/2	1/30s	f/1,4	1/60s	f/1				
7	1/15s	f/2,8	1/30s	f/2	1/60s	f/1,4	1/125s	f/1		
8	1/15s	f/4	1/30s	f/2,8	1/60s	f/2	1/125s	f/1,4	1/250s	f/1
9	1/15s	f/5,6	1/30s	f/4	1/60s	f/2,8	1/125s	f/2	1/250s	f/1,4
10	1/15s	f/8	1/30s	f/5,6	1/60s	f/4	1/125s	f/2,8	1/250s	f/2
11	1/15s	f/11	1/30s	f/8	1/60s	f/5,6	1/125s	f/4	1/250s	f/2,8
12	1/15s	f/16	1/30s	f/11	1/60s	f/8	1/125s	f/5,6	1/250s	f/4
13	1/15s	f/22	1/30s	f/16	1/60s	f/11	1/125s	f/8	1/250s	f/5,6
14	1/15s	f/32	1/30s	f/22	1/60s	f/16	1/125s	f/11	1/250s	f/8
15	1/15s	f/45	1/30s	f/32	1/60s	f/22	1/125s	f/16	1/250s	f/11
16	1/15s	f/64	1/30s	f/45	1/60s	f/32	1/125s	f/22	1/250s	f/16
17	1/15s	f/90	1/30s	f/64	1/60s	f/45	1/125s	f/32	1/250s	f/22
18	1/15s	f/128	1/30s	f/90	1/60s	f/64	1/125s	f/45	1/250s	f/32

7	1/125s	f/1						
8	1/125s	f/1,4	1/250s	f/1				
9	1/125s	f/2	1/250s	f/1,4	1/500s	f/1		
10	1/125s	f/2,8	1/250s	f/2	1/500s	f/1,4	1/1000s	f/1
11	1/125s	f/4	1/250s	f/2,8	1/500s	f/2	1/1000s	f/1,4
12	1/125s	f/5,6	1/250s	f/4	1/500s	f/2,8	1/1000s	f/2
13	1/125s	f/8	1/250s	f/5,6	1/500s	f/4	1/1000s	f/2,8
14	1/125s	f/11	1/250s	f/8	1/500s	f/5,6	1/1000s	f/4
15	1/125s	f/16	1/250s	f/11	1/500s	f/8	1/1000s	f/5,6
16	1/125s	f/22	1/250s	f/16	1/500s	f/11	1/1000s	f/8
17	1/125s	f/32	1/250s	f/22	1/500s	f/16	1/1000s	f/11
18	1/125s	f/45	1/250s	f/32	1/500s	f/22	1/1000s	f/16
19	1/125s	f/64	1/250s	f/45	1/500s	f/32	1/1000s	f/22
20	1/125s	f/90	1/250s	f/64	1/500s	f/45	1/1000s	f/32

On trouvera à la suite de cette article un modèle de règle à calculs circulaire permettant de visualiser directement les indices de lumination dans une très large gamme de vitesses et de diaphragmes.

4 Compléments sur les graduations de diaphragme des optiques photographiques

4.1 Objectifs anciens et graduations anciennes

Les graduations de diaphragme telles que nous les connaissons sont apparues au tournant des XIX^e et XX^e siècles. On lira plus de détail à ce sujet dans la notice Wikipédia en anglais [20]. De cette notice nous retranscrivons ce tableau sur la figure 6 qui pourra être utile à ceux qui veulent utiliser une optique ancienne. Nous y avons ajouté une colonne pour le système français ancien [21] dont la base est : $N^{\circ}1 = f/10$.

4.2 Origine des graduations par tiers de diaphragme

Certains objectifs de chambre sont gradués en tiers de diaphragme, on peut se demander pourquoi. La raison probable en est la corrélation avec les échelles de sensibilité ISO des films qui progressent par subdivisions en tiers de diaphragme également, l'origine étant dans la définition des échelles logarithmiques DIN.

Les échelles de sensibilité ISO par exemple ISO 100/21[°] proviennent de la fusion entre deux échelles traditionnelles :

1. l'échelle linéaire ASA correspondant à une norme américaine ;
2. l'échelle logarithmique DIN correspondant à une norme allemande.

L'échelle de sensibilité des films, logarithmique DIN notée S° (on parlait autrefois de *degrés DIN*, d'où le signe degr°) se déduit de l'échelle ASA notée S par les formules [22] :

$$S = 10^{(S^{\circ}-1)/10} ; S^{\circ} = 10 \log_{10} S + 1 \quad (40)$$

Lorsque la sensibilité linéaire S double, la sensibilité logarithmique S° augmente de la quantité $10 \times \log_{10}(2)$ qui par une coïncidence numérique vaut 3,0 à 0,01 près ($\log_{10}(2) = 0,30103$). Un cran de sensibilité DIN S° correspond donc à 3 millièmes près à un tiers de diaphragme.

S'il est plus naturel de faire correspondre des crans de diaphragme (qui sont, de fait, une échelle logarithmique pour les luminations) à des crans de sensibilité suivant l'échelle DIN en valeurs S° , l'usage des sensibilités ASA a pris le dessus en Europe à partir des années 1960, on peut éventuellement arguer que lorsque la sensibilité du film double, le nombre ASA S double également (*ce qui est plus parlant pour le grand public qu'une échelle logarithmique*).

Table comparative des anciennes graduations de diaphragme

f/	Système US Ross Gundlach	Goerz	Zeiss « ancien »	Zeiss « nouveau »	Voigtländer Collinear	Dallmeyer	ancien système français
3,16						1	
3,20			1024	256			
4,00	1						
5,00						2	1/4
4,50			512	128			
5,66	2	3			2		
6,30		4	256	64	2	4	
6,80							1/2
7,70		6			4	5	
8,00	4						
8,66						8	3/4
9,00		9	128	32			
10,00						10	1
11,13	8	12			8		
12,50			64	16		15	
14,14						20	2
15,81						25	
16,00	16	24			16		
17,32						30	

f/	Système US Ross Gundlach	Goerz	Zeiss « ancien »	Zeiss « nouveau »	Voigtländer Collinear	Dallmeyer	ancien système français
20,00						40	4
22,36					32	50	
22,60	32	48					
25,00			16	4			
27,36						75	
28,00							8
31,62		96				100	
32,00	64				64		
36,00			8	2			
38,70						150	
40,00							16
44,72		192				200	
45,20	128				128		
50,00			4	1		250	
54,77						300	
56,00							32
63,25		384				400	
64,00	256				256		
70,71						500	
71,00			2				
100,00			1				

FIGURE 6 – Anciennes graduations de diaphragme selon Wikipédia[20] et selon le forum grand format américain[21]

Notes et Références

- [1] http://comprendre.meteofrance.com/jsp/site/Portal.jsp?&page_id=2856&document_id=841&portlet_id=1788
- [2] http://audience.cerma.archi.fr/cerma/pageweb/theorie/solaire/rayont_solaire.html
- [3] http://comprendre.meteofrance.com/jsp/site/Portal.jsp?&page_id=2858&page_id=241&document_id=839&portlet_id=1790
- [4] Bases de radiométrie optique, J.-L. Meyzonnette et Th. Lépine, éditions Cépaduès.
- [5] Moussa/Ponsonnet, « Optique géométrique » Cours de physique, tome 1. Optique , Casteilla (2000) ISBN : 2713512239
- [6] d'après Johann Heinrich Lambert (1728 - 1777), mathématicien, physicien et astronome.
http://fr.wikipedia.org/wiki/Johann_Heinrich_Lambert
- [7] La condition d'aplanétisme ou des sinus d'Abbe est décrite dans tous les cours de d'optique, par exemple dans Moussa/Ponsonnet, « Optique géométrique » chapitre XV, page 204, « Aplanétisme » Cours de physique, tome 1, Casteilla (2000) ISBN : 2713512239
Autre livre de base plus récent : « Les Instruments d'Optique : Étude théorique, expérimentale et pratique » par Luc Dettwiller, éditions Ellipses (1997) ISBN 2-7298-5701-X
Il y a une notice Wikipédia sur la condition des sinus d'Abbe mais elle est peu parlante pour le photographe.
http://fr.wikipedia.org/wiki/Sinus_d'Abbe
- [8] Sur l'émission thermique de la lumière par un corps noir, on se reportera à l'excellente notice Wikipédia.
http://fr.wikipedia.org/wiki/Corps_noir
- [9] <http://fr.wikipedia.org/wiki/Archim%C3%A8de>
- [10] http://fr.wikipedia.org/wiki/Nicolas_L%C3%A9onard_Sadi_Carnot
- [11] L'image du paquebot traversant l'océan en puisant son énergie dans la capacité calorifique de l'énorme masse d'eau et rejetant un fin sillage de glace est due à Georges Claude. C'est un mouvement perpétuel de deuxième espèce, donc interdit par le Second Principe de la thermodynamique.
Sur Georges Claude, son génie inventif et ses condamnables compromissions pendant la deuxième guerre mondiale, on lira avec profit la notice Wikipédia.
http://fr.wikipedia.org/wiki/Georges_Claude
- [12] La thermodynamique à l'équilibre interdit qu'une cible éclairée à travers une optique en régime permanent, par une source thermique de type corps noir à l'équilibre, puisse atteindre une température supérieure à celle de la source. En revanche, sans contradiction avec la conservation de la luminance, une source laser (qui n'est pas un corps noir à l'équilibre) permet de souder en continu des pièces à des températures très supérieures à celle du tube laser lui-même. Et en régime impulsif, on essaie actuellement par focalisation croisée de lasers pulsés ultra-puissants d'atteindre sur une cible les millions de degrés nécessaires à l'amorçage des réactions de fusion thermonucléaire contrôlée.
- [13] http://fr.wikipedia.org/wiki/Four_solaire_d%27Odeillo

- [14] En terminologie française, on réserve le terme de *grossissement* aux instruments visuels comme les jumelles où l'objet et l'image sont à l'infini ; le grossissement étant le rapport des angles sous lesquels on voit l'objet à l'œil nu puis *grossi* à travers l'instrument.
- [15] On ne tient pas compte de l'interstice HH' , sauf pour les télé-objectifs de longues focales et avec des objets très proches. Pour une formule tessar, cet intervalle entre les plans principaux n'est que de quelques pourcents de la distance focale du système, l'épaisseur totale entre le sommet de la première lentille et le sommet de la dernière lentille étant de l'ordre de 30% de la focale. Pour un Apo-Ronar®, cet interstice est encore plus réduit, parfois moins de 1% de la focale.
- [16] Dans les manuels français, si la notation γ est classique pour le grandissement image/objet, il n'y a pas de notation consacrée pour le grandissement pupillaire.
- [17] Les zooms, en plus de voir leur focale varier à la demande, ont de nombreux groupes de lentilles mobiles donc leurs éléments cardinaux se déplacent ; leur grandissement pupillaire G_p n'est pas constant lorsqu'on tourne la bague des focales. Les zooms dits « trans-standards » se comportent en général comme des rétrofocus ($G_p > 1$) en position grand angulaire et comme des télé-objectifs ($G_p < 1$) en position longue focale.
- [18] Sauf photo sous-marine et encore, si l'appareil est dans un caisson étanche avec la lentille d'entrée et le film dans l'air du caisson, la focale ne change pas si on retourne l'objectif dans le caisson !
- [19] Pour une optique de focale fixe à groupes fixes dont la mise au point s'effectue par déplacement de l'ensemble de l'objectif, la focale résultante avec le multiplicateur dépend de l'écart entre les plans principaux $H'1$ de l'objectif et $H2$ du multiplicateur de focale ; la mise au point fait changer cette distance et donc fait varier la focale du système dans son ensemble, d'après la formule classique du calcul de la focale résultante de l'association de deux systèmes centrés.
- [20] F-number, article de Wikipédia <http://en.wikipedia.org/wiki/F-number>
- [21] Ancien système français de numérotation des diaphragmes, selon M. Ole Tjungen sur le forum grand format américain
<http://www.largeformatphotography.info/forum/showthread.php?t=26346>
- [22] http://en.wikipedia.org/wiki/Film_speed

Version du 27 octobre 2011