



HAL
open science

Étude photométrique des images formées par les systèmes optiques

E. Haudié

► **To cite this version:**

E. Haudié. Étude photométrique des images formées par les systèmes optiques. J. Phys. Theor. Appl., 1905, 4 (1), pp.693-699. 10.1051/jphystap:019050040069301 . jpa-00241051

HAL Id: jpa-00241051

<https://hal.science/jpa-00241051>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ÉTUDE PHOTOMÉTRIQUE DES IMAGES FORMÉES PAR LES SYSTÈMES OPTIQUES;

Par M. E. HAUDIÉ.

Il peut être de quelque intérêt de montrer que, pour tous les types usuels de systèmes optiques, simples ou complexes, les conclusions ordinaires relatives à la clarté et à l'éclairage découlent immédiatement des deux propriétés fondamentales relatives à l'éclat intrinsèque et à l'éclairage d'une image, propriétés mises en lumière par Kirchhoff et par Cornu.

Grâce à cette remarque, l'étude photométrique des images est susceptible de former un ensemble simple et ordonné; les méthodes et considérations variées auxquelles on a recours trop souvent dans un exposé morcelé deviennent superflues et doivent faire place à un mode d'exposition unique.

La notion fondamentale est naturellement celle de flux lumineux;

et il suffit d'exprimer que, dans son passage à travers un système optique quelconque, le flux se conserve, abstraction faite des pertes par transmission. Le coefficient de transmission k peut d'ailleurs être déterminé par des méthodes variées (Cornu, Wolf, Blondel) ; il est le plus souvent voisin de 0,9 pour les lentilles simples ou accolées, et par suite voisin de $(0,9)^2$, c'est-à-dire de 0,8, pour les systèmes doubles (oculaires composés, objectifs photographiques)⁽¹⁾.

I. *Éclat intrinsèque de l'image.* — AB est un objet lumineux, ou une portion d'objet telle que cette source lumineuse étendue puisse être considérée comme uniforme. Ω et Ω' sont les angles solides communs à tous les points de l'objet ou de l'image ; Σ est la surface *apparente* du système optique. L'image A'B' est indifféremment réelle ou virtuelle.

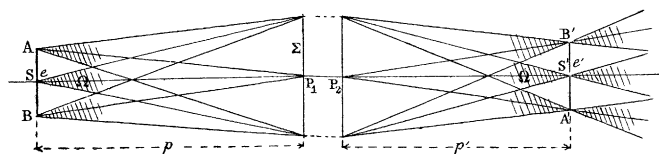


FIG. 1.

L'égalité du flux envoyé par la source sur le système optique et du flux reçu par l'image donne $\Phi = I\Omega = I'\Omega'$. Mais $I = eS$, $I' = e'S'$; puis $\Omega = \frac{\Sigma}{p^2}$, $\Omega' = \frac{\Sigma}{p'^2}$; et, en supposant les mêmes milieux extrêmes, $\frac{S'}{S} = \frac{p^2}{p'^2}$. D'où résulte l'égalité entre l'éclat intrinsèque de l'image et celui de l'objet :

$$(1) \quad e' = e.$$

Dans le cas d'un second milieu d'indice n par rapport au premier, on aurait

$$(1 \text{ bis}) \quad e' = n^2e \text{ (2)}.$$

II. *Éclairement de l'image.* — Par définition, l'éclairement

(1) Nous nous conformerons aux définitions et notations de M. Blondel, sanctionnées par le Congrès de Genève (*J. de Phys.*, 3^e série, t. VI, p. 193 ; 1897).

(2) Ce théorème général a été démontré par Kirchhoff pour toute espèce de radiations [*Emission und Absorption von Licht und Wärme* (*Monatsber. der Berliner Akad.* : 1859)].

de l'image est $E = \frac{\Phi}{S'}$. Mais, d'après ce qui précède, $\Phi = \frac{eS'\Sigma}{p'^2}$; d'où la relation connue :

$$(2) \quad E = \frac{e\Sigma}{p'^2}.$$

Elle exprime la propriété des lentilles dont M. Cornu a fait ressortir l'intérêt⁽¹⁾ en l'appliquant dans son dispositif de l'œil-de-chat.

Dans un second milieu d'indice n , l'éclairement de l'image serait

$$(2 \text{ bis}) \quad E = \frac{n^2 e \Sigma}{p'^2}.$$

Étant donnée la relation (1) ou (1 bis), on peut se rendre compte immédiatement que, dans le cas de systèmes optiques complexes donnant lieu à la formation d'images *successives*, la formule (2) ou (2 bis) peut s'appliquer à l'une quelconque des images. Σ représente la section des faisceaux qui traversent l'élément optique correspondant.

III. *Notion de source secondaire de lumière.* — La relation (2), par son rapprochement avec la loi d'éclairement d'une source en fonction de la distance, $E = \frac{I}{l^2}$, a permis à M. Cornu de conclure que tout système optique se comporte comme une source secondaire de lumière définie par

$$(3) \quad I = e\Sigma,$$

c'est-à-dire ayant même éclat intrinsèque que la source lumineuse.

L'intensité lumineuse du faisceau émergent dépend donc, non pas de l'étendue ou de l'intensité de la source, mais uniquement de son éclat intrinsèque. La seule étendue qui importe est celle du système optique ; c'est un résultat d'importance capitale dans le cas des projecteurs et des panneaux lenticulaires de phares⁽²⁾.

De plus, à égalité de surface Σ , rien n'empêche de prendre un

(1) CORNU, *Annales de l'Observatoire*, t. XIII ; — et *J. de Phys.*, t. X, p. 189 ; 1881.

(2) Il importe de remarquer que la relation (3) ne se trouve démontrée que par la considération des images. D'ailleurs, pour toute autre position de l'écran, l'éclairement n'est plus aussi uniforme. D'autre part, dans le cas d'ouvertures aussi considérables que celles des miroirs de projecteurs et des panneaux lenticulaires, la relation (3), alors trop peu exacte, doit être remplacée par $I = \int e' d\Sigma$, et c'est expérimentalement (BLONDEL et REX, *C. R.*, t. CXXXVI, p. 404)

système optique inégalement étendu de part et d'autre de l'axe. Cette disposition dissymétrique, appliquée aux phares, a permis d'obtenir des feux à éclats groupés.

IV. *Cas des images rétiniennees. — Clarté des instruments oculaires.* L'élément qui fait juger plus ou moins lumineux un objet vu à l'œil nu, ou dans une lunette ou un microscope, est le flux reçu par unité de surface de la rétine; autrement dit, c'est l'éclairement de l'image rétinienne. Cette image étant formée par le système optique de l'œil, son éclairement est donné par (2 bis). Σ représente alors l'ouverture de la pupille, n l'indice de l'humeur vitrée, et p' la distance du second point principal à la rétine.

Mais on peut remarquer que, dans tout instrument, l'œil, normal ou myope, met au point sans avoir aucune tendance à accommoder⁽¹⁾.

Par suite, p' demeure constant, de sorte que $\frac{n^2}{p'^2}$ est une constante K de l'œil, et l'éclairement de l'image rétinienne peut s'exprimer par la loi simple

$$(4) \quad E = Ke\Sigma.$$

La clarté d'un instrument étant le rapport $\frac{E'}{E}$ des éclairagements des images rétiniennes correspondant à la vision au travers de l'instrument et à l'œil nu, on a :

$$\text{clarté} = \frac{e'\Sigma'}{e\Sigma}.$$

En faisant abstraction des pertes par transmission, la clarté s'exprime par le simple rapport $\frac{\Sigma'}{\Sigma}$. La section Σ' du faisceau fourni à l'œil par l'instrument ne peut qu'être inférieure, ou au plus égale à l'étendue Σ de la pupille, suivant que le cercle oculaire est inférieur, égal ou supérieur à la pupille.

qu'on détermine la série des éclats apparents e' suivant les zones successives. M. Blondel (*Théorie des projecteurs électriques*, Lefebvre-Ducrocq, Lille; ou Lahure, Paris) a d'ailleurs développé un mode d'exposition très général, mais nécessairement plus laborieux, qui se trouve valable pour toute distance, et tient compte, pour chaque zone, des valeurs particulières des coefficients de divergence et du coefficient de transmission.

(1) Pour les distances supérieures à 50 mètres, ou même 25 mètres, un œil normal n'a plus à accommoder (SISSINGH, *Rev. gén. des Sciences*, p. 218; 28 février 1903).

De là dérivent immédiatement toutes les conclusions connues relatives au microscope et aux lunettes de jour ou de nuit.

La *clarté pratique* diffère uniquement en ce que, en réalité, $e' = (0,9)^n e$, n étant le nombre des lentilles séparées qui constituent l'instrument. Donc

$$(5) \quad \text{clarté réelle} = (0,9)^n \frac{\Sigma'}{\Sigma} \quad (4).$$

En ce qui concerne le cas des objets sans diamètre apparent sensible, il suffit de rappeler que l'accroissement de clarté résulte immédiatement du fait que, à la sortie de l'instrument, le même flux lumineux se trouve condensé dans un faisceau de section G^2 fois moindre, de sorte que, à section égale, le faisceau fourni par l'instrument apporte un flux G^2 fois plus intense que le faisceau relatif à l'œil nu.

V. *Cas des images réelles (images projetées ou photographiques)*. — Le cas de l'œil-de-chat de Cornu est exactement celui de toute lentille ou de toute combinaison diaphragmée, qui produit une image sur un écran ou sur une surface sensible.

L'élément essentiel est encore l'éclairement de l'image.

En photographie, c'est uniquement de l'éclairement E que dépend le temps de pose T , car l'impression photographique exige par unité de surface une quantité de lumière déterminée $Q = ET$, qu'on considère comme constante, du moins dans les conditions ordinaires.

La formule d'éclairement (2) résout complètement le problème (2). Toutefois on trouve commode de la mettre sous une forme capable de faire apparaître plus explicitement les échelles de temps de pose.

Pour l'établissement de ces échelles, on est convenu officiellement de faire abstraction des pertes de lumière et de se borner au cas des objets éloignés. Par suite, p' devient la distance focale φ de l'objectif

(1) La clarté semble parfois, la nuit, devenir *supérieure* à l'unité. Herschell et Holden (*J. de Phys.*, 2^e série, t. 1, p. 153; 1882) rapportent deux observations de ce genre. La nuit, dans une lunette ou un télescope, l'heure était parfaitement visible au cadran d'un clocher, alors qu'à l'œil nu il était impossible de distinguer le clocher lui-même. Le même phénomène peut s'observer, la nuit, avec toute jumelle galiléique. N'est-ce pas simplement dû à ce que, la nuit, la monture même de l'oculaire forme un écran opaque suffisant pour que la pupille, alors si facilement extensible, se dilate encore plus que dans l'observation à l'œil nu?

(2) Elle convient également au cas des images produites par un simple trou (MOESSARD, *l'Optique photographique*, p. 141).

photographique. D'autre part, si d est le diamètre d'ouverture utile (1) correspondant à un diaphragme donné, on a $\Sigma = \frac{\pi d^2}{4}$, d'où

$$E = e \frac{\pi}{4} \left(\frac{d}{\varphi} \right)^2.$$

Cette formule démontre que l'éclairement dépend, non pas de la distance focale absolue d'un objectif, mais seulement du rapport $\frac{d}{\varphi} = \frac{1}{n}$ (objectif diaphragmé au n^e). D'où

$$(6) \quad E = e \frac{\pi}{4} \frac{1}{n^2}.$$

Par exemple, la série des temps de pose va constamment en doublant (série normale), si la progression géométrique des valeurs de n admet pour raison $\sqrt{2}$.

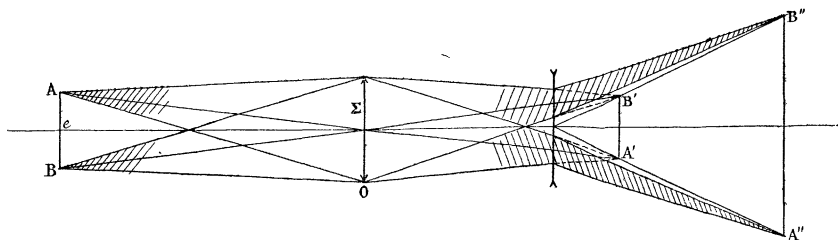


FIG. 2.

Il est facile de montrer que les combinaisons formant *téléobjectifs* peuvent être étudiées sans plus de difficulté.

Tout d'abord, les téléobjectifs usuels ayant simplement pour but de substituer à l'image ordinaire $A'B'$ fournie par l'objectif O une image $A''B''$ agrandie par la lentille divergente, le même flux se trouve réparti sur une image *agrandie* linéairement γ fois, et par suite devient γ^2 fois plus faible par unité de surface.

$$E_{A''B''} = e \frac{\pi}{4} \left(\frac{d}{\gamma \varphi} \right)^2 \quad \text{ou} \quad (7) \quad E_{A''B''} = e \frac{\pi}{4} \frac{1}{\gamma^2 n^2}.$$

Le temps de pose est γ^2 fois plus long qu'avec l'objectif d'avant seul.

(1) WALLON, *Choix et Usage des objectifs photographiques*, p. 99; — *L'objectif photographique*, p. 83.

Un *autre type* de téléobjectif, dont nous signalons d'autre part l'intérêt particulier consiste à placer en avant d'un objectif photographique O une lunette d'un type quelconque (*fig.* 1 p. 700).

L'objectif photographique, de distance focale, donne, de l'image A''B'' considérée comme objet, et ayant, aux pertes près, même éclat intrinsèque e que l'objet AB, une image a_1b_1 dont l'éclairement est, d'après (2),

$$E_{a_1b_1} = \frac{e\Sigma}{\varphi^2}.$$

Σ est l'étendue des faisceaux qui tombent sur l'objectif photographique O. Or, pour toute lunette réglée préalablement par une vue normale, l'image A''B'' est assez lointaine pour que les faisceaux qui traversent le cercle oculaire dd' (réel ou virtuel), de diamètre δ , soient très sensiblement cylindriques, par suite

$$\Sigma = \frac{\pi\delta^2}{4},$$

et

$$(8) \quad E_{a_1b_1} = e \frac{\pi}{4} \left(\frac{\delta}{\varphi} \right)^2.$$

L'intérêt de cette expression ressortira plus loin.

Pour ce type de téléobjectif, c'est non pas par rapport à l'image A'B' formée par l'objectif de la lunette qu'il y a intérêt d'évaluer l'agrandissement γ , mais bien par rapport à l'image ab que donne l'objectif photographique seul.

Lorsqu'on l'envisage ainsi, l'agrandissement n'est autre que le grossissement G de la lunette, comme on s'en rendra compte d'autre part.