Luminosité et netteté des images optiques

P. Fleury

► To cite this version:

P. Fleury. Luminosité et netteté des images optiques. J. Phys. Radium, 1944, 5 (10), pp.217-225.
10.1051/jphysrad:01944005010021700 . jpa-00233886

HAL Id: jpa-00233886

<https://hal.science/jpa-00233886>

Submitted on 1 Jan 1944

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.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

LUMINOSITÉ ET NETTETÉ DES IMAGES OPTIQUES ⁽¹⁾

Par M. P. FLEURY.

Conservatoire National des Arts et Métiers et Institut d'Optique, Paris.

Sommaire. — Examen d'ensemble des rectifications qu'imposent les résultats de divers travaux récents aux notions classiques concernant la clarté, le pouvoir séparateur et les aberrations tolérables dans les instruments visuels.

I. Intérêt d'une révision de certaines notions fondamentales. — Avec la couleur (que nous laisserons de côté pour ne pas surcharger cet exposé), la luminosité et la netteté sont les qualités primordiales des images visuelles ou instrumentales : d'où l'importance d'une détermination convenable de la clarté, du pouvoir séparateur, et des conditions de correction optimum des systèmes optiques.

Dans le cas des instruments associés à l'œil, les raisonnements classiques s'appuient sur des propositions telles que les suivantes :

1° La luminosité des images rétinienne est proportionnelle à la surface de pupille traversée par le faisceau qui les forme.

2° Sauf aux très faibles brillances (ou lorsqu'il y a éblouissement) la limite de séparation angulaire de l'œil est de l'ordre de 1 minute.

3° Pour que deux taches de diffraction, images de deux sources ponctuelles d'intensités comparables, puissent être distinguées l'une de l'autre, il faut que la distance de leurs centres soit au moins égale au rayon de chacune d'elles.

4° Enfin, l'influence des aberrations sur la netteté devient négligeable par rapport à celle de la diffraction dès que l'écart entre la surface d'onde réelle et la sphère osculatrice est partout inférieur à $\frac{\lambda}{4}$.

Cette dernière affirmation résulte d'un raisonnement

⁽¹⁾ Un résumé de cet exposé a été présenté le 18 février 1944 à la Société Française de Physique.

nement approché de lord Rayleigh, les deux précédentes sont admises comme résultats d'expérience, la première paraît évidente.... Or, toutes sont en désaccord avec les résultats de certaines recherches modernes.

Fig. 1. — Limite de séparation oculaire s en fonction du diamètre pupillaire ω , pour les mires de Foucault (contraste γ , brillance des parties claires B). (D'après Arnulf.)

Nous reviendrons sur les très beaux travaux de M. Arnulf [1,2], et sur d'autres, inspirés par eux, et poursuivis, comme eux, à l'Institut d'Optique; dès maintenant, l'examen des courbes des figures 1

et 2⁽²⁾ montre qu'il est impossible de caractériser par un seul nombre le pouvoir séparateur de l'œil.

Fig. 2. — Limite de séparation oculaire s en fonction du diamètre pupillaire ω , pour les mires de Foucault (contraste γ , brillance des parties claires B). (D'après Arnulf.)

D'autre part, Stiles et Crawford ont montré, en 1933, et divers physiciens ont confirmé [3 à 8] que l'efficacité lumineuse d'un pinceau de rayons

Fig. 3. — Exemple de variation de l'intensité apparente I_r d'une source de lumière, observée à travers un diaphragme étroit placé contre l'œil, en fonction de la distance horizontale r du centre de la pupille au centre du diaphragme. (D'après Stiles et Crawford.)

qui pénètre à travers une étroite portion de la pupille varie avec sa distance r au centre de celle-ci.

(2) Les définitions utiles seront précisées plus loin.

Cette variation, qui dépend de l'observateur, de la brillance des plages observées et même de leur couleur, est, dans les cas usuels, considérable (fig. 3); on doit en tenir compte si l'on cherche à exprimer correctement la clarté.

Il semble par suite utile de réviser les notions traditionnelles, pour rectifier dans la mesure du besoin les conséquences qu'on en a déduites jusqu'ici; nous allons tenter de présenter une vue générale sur ce sujet, dont les divers aspects feront bientôt de la part de ceux qui les étudient actuellement l'objet d'exposés plus détaillés.

II. **Clarté, contrastes.** — Considérons d'abord le cas (le plus simple possible) où l'on observe une plage unique, de brillance uniforme B (3). Le diamètre ω auquel se fixe, après adaptation, la pupille d'entrée de l'œil, est une fonction de B , très variable selon les observateurs, pour laquelle on peut admettre provisoirement les valeurs moyennes représentées par la figure 4 (4); mais lorsqu'on observe à travers un instrument, l'ouverture de pupille réellement utilisée est souvent réduite.

Fig. 4. — Diamètre ω de la pupille d'entrée de l'œil moyen en fonction de la brillance B de la plage observée (abscisses logarithmiques). (D'après Reeves.)

Avant la découverte de l'effet Stiles-Crawford, on considérait l'éclairement de l'image rétinienne comme proportionnel à B et à ω^2 : nous sommes conduits désormais à faire intervenir un *éclairement*

(3) Rappelons que la *brillance* B d'un petit élément de surface a pour mesure le quotient de son intensité lumineuse par la projection de son aire sur un plan normal à la direction d'utilisation. On peut évaluer les brillances en bougies par cm^2 , appelées *stilbs*, ou encore en bougies par m^2 , appelées *nits*. Nous utiliserons cette dernière unité (1 nit = 10^{-4} sb) qui convient bien pour l'étude des corps non lumineux par eux-mêmes; une surface parfaitement diffusante et non absorbante a une brillance de 1 nit lorsqu'elle reçoit un éclairage de π lux. Le mécanisme de la vision crépusculaire ou nocturne intervient dans le cas des brillances inférieures à quelques centièmes de nit.

(4) Un seul des deux yeux est supposé ouvert: ω serait un peu plus grand dans la vision binoculaire.

rétinien « efficace » de la forme $e = k B \omega^2 \chi$, k étant une constante, pour un œil donné, et χ un facteur, fonction de ω et de B , qu'on peut calculer à partir de données telles que celles représentées sur la figure 3, ou mieux mesurer directement. Aux brillances usuelles, nous admettrons pour χ les valeurs indiquées ci-contre (fig. 5), en attendant les résultats d'une étude portant sur un grand nombre d'observateurs, et sur des valeurs échelonnées de B . (On sait dès maintenant qu'en vision nocturne χ diffère peu de l'unité, l'effet Stiles Crawford étant alors très atténué).

Pour comparer correctement diverses observations visuelles, il est nécessaire de connaître les valeurs correspondantes des produits $B \omega^2 \chi$ ⁽⁵⁾. Si, en particulier, on observe une image fournie par un instrument, sa brillance B' est, dans le cas des rayons paraxiaux, égale, d'après un raisonnement connu, à celle B de l'objet, multipliée par le rapport $\frac{n'^2}{n^2}$ des carrés des indices des milieux image et objet et par le *facteur de transmission photométrique* τ de l'instrument. Posons donc $B' = KB$.

Soit ω' le diamètre de la pupille d'entrée de l'œil, telle qu'elle est ouverte derrière l'instrument; ω' dépend de B' comme ω dépend de B . Supposons que la pupille de sortie de l'instrument ait un diamètre o' , que l'œil soit dans son plan ⁽⁶⁾ et centré sur elle, et appelons ω_1 la plus petite des deux longueurs o' et ω' : l'éclairement rétinien efficace, dans la vision instrumentale, est $e' = k B \omega_1^2 \chi_1$, χ_1 étant la valeur du facteur de Stiles et Crawford relative au diamètre de pupille ω_1 et à la brillance B' .

La *clarté* C_1 de l'instrument, dans les conditions d'emploi considérées, est par convention mesurée par le rapport $\frac{e'}{e}$. Sa valeur est donc, non pas $K \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right)^2$, comme on l'admettait naguère, mais $C_1 = K \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right)^2 \frac{\chi_1}{\chi}$. Elle peut varier avec B , et si ω_1 est sensiblement plus petit que ω , le facteur correctif $\frac{\chi_1}{\chi}$ se trouve (aux brillances non crépusculaires) très supérieur à l'unité.

L'instrument reste bien caractérisé, au point de vue de sa luminosité, par les valeurs de K et o' , mais il est nécessaire de tenir compte des variations de ω , ω_1 , χ et χ_1 , avec B et B' . Une discussion détaillée a été préparée par M. Arnulf, et sera bientôt publiée. Bornons-nous ici à remarquer que la recherche d'une grande clarté importe surtout lorsque la brillance de l'image risque de devenir assez

faible pour que la vision des détails s'en trouve notablement réduite (voir § III). Les « lunettes de nuit » méritent à ce point de vue une étude toute spéciale.

Fig. 5. — Valeurs relatives χ de l'éclairement rétinien efficace, en fonction du diamètre pupillaire ω . (Calculées par Arnulf d'après des données de Crawford.)

On sera souvent conduit à éviter de rendre le disque oculaire très petit, donc à limiter le grossissement. On cherchera aussi, bien entendu, à augmenter le facteur de transmission τ , ce que permet, dans une mesure parfois importante, la technique récente des « traitements de surface » [9, 10]. En réduisant l'influence des réflexions, ces traitements ont en outre l'avantage de contribuer à diminuer la *lumière parasite*: on appelle ainsi la lumière diffusée ou réfléchiée plusieurs fois qui parvient sur un point image sans provenir du point objet correspondant; elle est non seulement inutile, mais comme nous le verrons, parfois très nuisible ⁽⁷⁾.

Lorsque les faisceaux utiles sont largement ouverts, ou que les points observés sont assez écartés de l'axe, les pertes par réflexion ou absorption sont augmentées, d'où une diminution de τ (souvent négligeable, il est vrai). Mais en outre, pour tenir compte de l'obliquité des rayons issus de la source ou arrivant sur l'image, ainsi que d'une réduction

⁽⁵⁾ Troland avait proposé de donner à l'unité d'éclairement rétinien correspondant à une surface de pupille de 1 mm² et à une brillance observée de 1 nit le nom de « photon ». Mais on sait que ce vocable a reçu une autre affectation.

⁽⁶⁾ Nous laissons de côté le cas des instruments à disque oculaire virtuel.

⁽⁷⁾ L'Institut d'Optique a mis au point un appareillage permettant de déterminer la proportion de lumière parasite aux divers points du champ d'un instrument (visuel ou photographique). On doit, naturellement, déduire le terme qui lui correspond des résultats bruts des mesures destinées à caractériser la clarté.

de la surface utile des diaphragmes (effet « d'œil de chat »), on peut être amené à modifier d'une façon appréciable, et variable selon la distance des points observés à l'axe, le « facteur de transmission global » K qui intervient dans l'expression de la clarté ⁽⁸⁾.

Que devient celle-ci, quand on observe un point brillant, sur fond beaucoup plus sombre ? On a coutume de considérer comme définissant la *clarté dans le cas de l'observation des étoiles* le rapport des flux φ' et φ reçus par l'œil soit en vision instrumentale, soit en vision directe. Appelons-le C_2 ; on démontre, pour une lunette afocale de grossissement G , la relation $C_2 = G^2 C_1$. Ce résultat semble, à première vue, pouvoir être conservé, malgré l'existence de l'effet Stiles-Crawford, à condition d'introduire dans les raisonnements des flux lumineux « efficaces » (au sens admis ci-dessus pour les éclaircissements rétinien efficaces) ⁽⁹⁾. Mais l'hypothèse d'après laquelle ces flux se concentreraient l'un et l'autre sur une même cellule nerveuse, ou sur une tache image de mêmes dimensions, n'est certainement pas valable quand l'ouverture utile de pupille varie beaucoup ⁽¹⁰⁾. La question serait donc à réétudier.

Examinons en passant le cas des instruments formant une image réelle sur un cliché ou un écran de projection (on ne doit pas oublier de compter parmi eux les lunettes, télescopes et même microscopes dans leurs utilisations photographiques). Suivant que l'objet considéré est une plage non très petite, de brillance B_1 , ou une étoile d'« éclat apparent » E_0 ⁽¹¹⁾, on sera amené à considérer des facteurs de clarté $C_3 = \alpha \frac{E'}{B}$ ou $C_4 = \beta \frac{\Phi'}{E_0}$, E' étant l'éclaircissement de l'image étendue, Φ' le flux reçu par l'image « ponctuelle », α et β deux coefficients conventionnels. On pourrait chercher à choisir ces derniers de telle façon que C_3 et C_4 soient, comme C_1 et C_2 , deux « nombres purs » dont le rapport renseigne sur la visibilité des images stellaires par rapport au fond sur lequel elles se forment...

(8) On peut poser $K = \frac{n'^2}{n^2} \tau \psi$ et évaluer ψ d'après des considérations purement géométriques. (Voir, à titre d'exemple un travail récent de *Boutry, Maréchal et Terrien* [11]).

(9) Les flux efficaces étant égaux aux produits des éclaircissements efficaces par les surfaces des images rétinien correspondantes, on a : $\frac{\varphi'}{\varphi} = G^2 \frac{E'}{E}$. Cette formule, acceptable dans le cas d'objets étendus, le resterait quand leur diamètre apparent tendrait vers zéro.

(10) Les valeurs de ω (et éventuellement ω_1) et par suite celles de χ (et χ_1) qu'on doit introduire dans l'expression de C_2 sont ici conditionnées par la brillance du champ général observé, l'influence des étoiles qui s'y projettent étant à ce point de vue négligeable.

(11) On appelle ainsi « l'éclaircissement produit par la source sur un élément plan occupant la place de la rétine et normal aux rayons » (Commission Internationale de l'Éclairage, Scheveningue, 1939).

Bornons-nous à rappeler qu'en *première approximation*, dans le cas d'un objectif mince, C_3 serait proportionnel au carré de son ouverture relative, et C_4 au carré de son diamètre d'ouverture.

Parlons maintenant des *contrastes*; si l'on avait toujours affaire à la plage unique de brillance uniforme considérée au début de ce paragraphe, ce ne serait guère intéressant : dans un paysage (couleur mise à part), ce sont les variations de brillance aux divers points qui rendent perceptibles les formes et les détails. Continuons à schématiser, supposons deux plages, de brillances B et $B + \Delta B$ juxtaposées suivant une ligne parfaitement nette. Leur contraste est, par définition : $\gamma = \frac{\Delta B}{B}$; il peut varier de 0 à 1, cette dernière valeur correspondant au cas d'une plage brillante sur fond noir.

Fig. 6. — Contraste minimum perceptible γ_0 , en fonction de la brillance B (abscisses logarithmiques), pour l'œil moyen. (D'après Koenig, Brodhun, Nutting, Blanchard. Résultats groupés par Abribat.)

Le contraste *minimum* γ_0 permettant de discerner deux plages voisines ⁽¹²⁾ dépend un peu de l'observateur; sa valeur moyenne, dans de bonnes condi-

(12) γ_0 caractérise le « seuil de perception différentiel », tandis que le « seuil absolu » correspond à la plus faible brillance perceptible sur un fond noir.

tions, est de l'ordre de 0,02, mais elle augmente aux faibles brillances (fig. 6), ainsi qu'aux faibles ouvertures de pupille: on peut, nous semble-t-il, admettre, au moins en première approximation, qu'elle n'est fonction (pour une couleur donnée) que de l'« éclairément rétinien efficace », c'est-à-dire du produit $B\omega^2\gamma$.

La connaissance de γ_0 permet dans une certaine mesure, de prévoir ou d'expliquer les conditions de visibilité d'objets plus compliqués. Mais à mesure que les régions à distinguer sont plus nombreuses, et surtout plus petites, le manque de netteté de leurs lignes de séparation, le dégradé dû à la diffraction, ainsi qu'aux aberrations des systèmes optiques (et en particulier de l'œil), enfin éventuellement le manque d'uniformité du récepteur (éléments rétinien, grain des émulsions photographiques, etc.) rendent plus difficile la perception des formes. Ces considérations sont essentielles quand on s'intéresse, comme nous allons le faire maintenant, au « pouvoir séparateur ».

III. Limites de séparation visuelles et instrumentales. — Nos connaissances sur ce sujet ont été renouvelées par les travaux de M. Arnulf; ses résultats, déduits d'un ensemble de plus de 6000 mesures, avec des justifications théoriques, n'ont peut-être pas eu, à cause des événements, toute la diffusion qu'ils méritent. Rappelons-en donc l'essentiel.

Les recherches ont porté sur l'observation, à travers des pupilles diverses, de *mires de Foucault* formées de bandes parallèles et de même largeur alternativement claires (brillance B réglable dans de larges limites) et foncées (brillance b , le contraste $\gamma = \frac{B-b}{B}$ pouvant prendre une série de valeurs échelonnées entre 1 et 0,02). Ces « objets » schématiques se prêtent, mieux que beaucoup d'autres, à des mesures assez précises et à des interprétations simples.

La « limite de séparation » ⁽¹³⁾ angulaire, représentée par s pour la vision à l'œil nu, par S dans le cas de la vision à travers une lunette, a pour mesure par convention le diamètre apparent du pas d'une mire (écart entre les axes de deux bandes claires voisines) dont les bandes sont tout justes distinguées les unes des autres. Il lui correspond, dans l'observation au microscope, une limite de séparation linéaire T .

Arnulf considère les produits $\sigma = s\omega$ et $\Sigma = S.o$ (pour une lunette dont la pupille d'entrée a un diamètre o) ou encore $\Sigma = T \cdot 2n \sin u$ (pour un microscope d'ouverture numérique $n \sin u$). Il les appelle respectivement *limites « spécifiques » de séparation* visuelle (σ) et instrumentale (Σ); s et S y sont

exprimés par exemple en minutes d'arc, ω et o en millimètres ⁽¹⁴⁾.

L'intérêt de ces limites spécifiques apparaît lorsqu'on étudie des systèmes optiques où l'influence des aberrations et de la lumière parasite est pratiquement négligeable; la diffraction, qui est inévitable, intervenant seule pour y dégrader les images, de tels systèmes peuvent être dits « parfaits ».

Fig. 7. — Exemple de variation de la limite spécifique de séparation oculaire σ en fonction du diamètre pupillaire ω , pour des mires de Foucault. (Contraste γ , brillance des parties claires B .) (D'après Arnulf Cf. fig. 1.)

Si l'œil était parfait, lors de l'observation de mires à contraste déterminé et à brillance suffisante, σ devrait être indépendant de l'ouverture pupillaire ⁽¹⁵⁾; pour $\gamma = 1$, en particulier, on devrait

⁽¹⁴⁾ Si, dans le cas du microscope, T étant évalué en millimètres, on veut encore mesurer Σ en minutes, il faut multiplier $2nT \sin u$ par le nombre de minutes contenues dans un radian, soit sensiblement $\frac{1}{3} \cdot 10^4$.

⁽¹⁵⁾ Admettons, en effet, que la limite de séparation angulaire est le plus petit angle sous lequel il faut voir le pas de la mire pour que l'image rétinienne de celle-ci présente le contraste minimum perceptible $\gamma_0 = 0,02$ indiqué plus haut.

Les dimensions des « taches de diffraction » variant comme $\frac{1}{\omega}$, il faut maintenir constant $s\omega$ pour conserver la même netteté. Pour plus de détails, voir [1], p. 46 à 59.

⁽¹³⁾ Cette expression est préférable à celle de « pouvoir séparateur » comme prêtant moins à confusion.

avoir, d'après les calculs d'Arnulf, $\sigma \simeq 2$ minutes.mm. L'expérience (voir les figures 7 et 8 qui traduisent les mêmes résultats que les figures 1 et 2) montre

Fig. 8. — Exemple de variation de la limite spécifique de séparation oculaire σ en fonction du diamètre pupillaire ω , pour des mires de Foucault. (Contraste γ , brillance des parties claires B .) (D'après Arnulf. Cf. fig. 2.)

que cette valeur n'est obtenue qu'à titre de minimum, lorsque le diamètre pupillaire est de l'ordre de 0,6 à 0,7 mm; quand l'œil est plus ouvert, les dimensions des éléments nerveux, et aussi les aberrations, contribuent à augmenter σ ; quand il l'est moins, l'éclairement e des images rétinienne étant réduit, le contraste minimum perceptible est accru, d'où encore diminution de l'acuité visuelle....

La limite de séparation minimum (à grand contraste) croît quand la brillance devient inférieure à 500 nits environ, l'effet n'étant très marqué qu'en dessous de quelques nits, comme l'indique la figure 9 ⁽¹⁶⁾. D'autre part, l'influence du contraste

Fig. 9. — Limite spécifique de séparation oculaire σ en fonction de la brillance B de la plage observée, pour deux valeurs du diamètre pupillaire ω . (Abscisses logarithmiques, contraste $\gamma = 1$). (D'après Arnulf.)

de la mire sur sa visibilité n'est notable, si les brillances ne sont pas très petites, que lorsque γ devient lui-même faible (fig. 10). Ce dernier cas est toutefois particulièrement important, car en pratique les détails que nous cherchons à voir sont justement bien souvent peu contrastés.

Pour ce qui est de la *séparation spécifique instrumentale*, un calcul simple ⁽¹⁷⁾ montre que, si les aberrations sont bien corrigées (et la lumière parasite négligeable), on doit avoir $\Sigma = s'o', o'$ étant le diamètre du disque oculaire, et s' la limite de séparation angulaire de l'œil dans les conditions où il se trouve quand il observe l'image. Par suite, lorsque o' est inférieur au diamètre ω' de la pupille d'entrée de cet œil, ce qui est le cas le plus fréquent, la courbe $\Sigma = f(o')$ est identique à la courbe $\sigma = f(\omega)$ obtenue pour l'œil nu; mais si o' est supérieur à ω' , s' devient constant, et par suite Σ est proportionnel à o' . L'expérience a, pour des instruments suffisamment bien corrigés, confirmé ces prévisions (fig. 11).

⁽¹⁶⁾ La variation très lente de σ en fonction de B , aux brillances courantes, explique l'imprécision des mesures photométriques basées sur le critérium d'« égale acuité visuelle ».

⁽¹⁷⁾ Voir [1], p. 59 à 64 et [2] p. 67 à 71.

Il en résulte que pour une lunette « parfaite », il n'y a pas lieu, comme on l'admettait antérieurement, d'attribuer à son objectif une limite de séparation S (radians) $= 1,22 \frac{\lambda}{o}$, soit sensiblement

S (minutes) $= \frac{2}{o \text{ (mm)}}$ indépendante de l'œil, ni de définir un « grossissement utile » *minimum* G_u par la condition $G_u = \frac{s}{S}$ avec $s = 1' = \frac{3}{10000}$ radian (d'où, pour $\lambda \simeq 0,6 \mu$, $G_u \simeq \frac{o}{2}$ (mm).

Fig. 10. — Exemple de variation de la limite spécifique de séparation oculaire σ avec le contraste γ . ($\omega = 0,6\text{mm}$. Grande brillance.) (D'après Arnulf.)

Que l'on veuille choisir l'oculaire permettant d'utiliser au mieux pour la vision des détails un objectif donné, ou bien l'objectif d'ouverture la plus petite permettant d'atteindre une limite de séparation déterminée, il sera toujours bon de se rapprocher, pour o' , de la valeur correspondant au minimum de Σ . Si les objets observés ont des brillances et des contrastes élevés, la condition $o' = 0,7 \text{ mm}$ (environ) correspondra à la meilleure limite de séparation : S (minutes) $\simeq \frac{2}{o \text{ (mm)}}$. C'est bien la valeur classique ⁽¹⁸⁾, mais on ne l'obtient que pour un grossissement *optimum* $G_o = \frac{o}{0,7}$ (mm), soit environ $3 G_u$, ce que la pratique a conduit en effet à adopter couramment. Le point important, bien mis en évidence par Arnulf, est qu'il est désavantageux de dépasser beaucoup ce grossissement.

Si d'ailleurs c'est $G = \frac{o}{o'}$ qui est imposé, on

retiendra qu'il n'est pas utile d'augmenter o au-delà de la valeur $G \cdot \omega'$ à partir de laquelle S reste constant.

Fig. 11. — Limite spécifique de séparation Σ d'un instrument « parfait » en fonction du diamètre o' du disque oculaire. (Diamètre de pupille de l'œil ω' limité à 4mm par un diaphragme. Brillance 150 nits, contraste 1.) (D'après Arnulf.)
— Valeurs calculées, d'après les résultats connus pour l'œil.

o Résultats observés.

Pour un microscope (associé à l'œil), on renoncera de même à considérer une limite de séparation « propre à l'objectif » $T \simeq \frac{\lambda}{2n \sin u}$ et une « puissance utile » (minimum) $P_u = \frac{s}{T}$, correspondant à $s = \frac{3}{10000}$ radian. [D'où, pour $\lambda = 0,6 \mu$, P_u (dioptries) $\simeq 1000 n \sin u$]. Si les brillances et contrastes sont assez élevés, la condition $o' = 0,7 \text{ mm}$ (environ) déterminera la meilleure limite de séparation $\left(2nT \sin u = \frac{3}{10000} \right)$, d'où $T \text{ (mm)} = \frac{6 \cdot 10^{-4}}{2n \sin u}$: même accord que ci-dessus avec la valeur « classique », mais seulement pour la puissance optimum $P_o = \frac{2n \sin u}{o'} = \frac{2n \sin u}{7 \cdot 10^{-4}}$ (dioptries) $\simeq 3 P_u$.

On n'oubliera pas, d'autre part, qu'aux faibles brillances (vision de nuit), et aussi aux faibles contrastes, il y a intérêt, tant pour les lunettes que pour les microscopes, à augmenter o' (et par suite o , ou bien à réduire G_o ou P_o), le minimum de Σ étant du reste alors très accru.

L'accord des conclusions qui précèdent avec les conditions adoptées empiriquement comme les meilleures est remarquable; l'emploi de tests autres que les mires de Foucault serait sans doute à essayer

⁽¹⁸⁾ Cette coïncidence n'est pas fortuite, la formule ancienne de Foucault-Dawes n'ayant été adoptée que parce que d'accord avec l'expérience, tout au moins dans certains cas.

systématiquement ⁽¹⁹⁾, mais le choix en est difficile, et il n'est pas certain que l'utilité de ce travail justifierait les longs efforts qu'il nécessiterait. En revanche, une étude des limites de séparation dans le cas des récepteurs autres que l'œil, spécialement des émulsions photographiques, apparaît indispensable; elle est d'ailleurs commencée.

Mais revenons aux instruments visuels; ils sont loin d'être tous « parfaits », au sens adopté ci-dessus. Voyons quels défauts restent tolérables.

IV. L'influence des aberrations et de la lumière parasite. — Tout d'abord, comment caractériser le degré de perfection d'un instrument? Arnulf a proposé d'appeler *efficacité* le rapport E de sa limite spécifique de séparation à celle d'un instrument parfait travaillant dans les mêmes conditions; cette notion paraît devoir être féconde; elle permet notamment de comparer quantitativement des dispositifs très divers.

Fig. 12. — Efficacité E , en fonction du contraste γ , pour un même objectif de lunette utilisé soit normalement (courbe 1), soit retourné, en visant l'image marginale (courbe 2), ou l'image paraxiale (courbe 3). (D'après Arnulf.)

L'Institut d'Optique est dès maintenant équipé pour étudier à ce point de vue les systèmes optiques qui lui sont soumis. L'influence (importante en vision crépusculaire) de la clarté des instruments sur leur efficacité est en cours d'étude.

La figure 12 indique la variation de E en fonction du contraste, pour un bon objectif, employé soit normalement, soit retourné (ce qui introduit une aberration sphérique longitudinale d'environ 3 mm). L'efficacité est dans le second cas très réduite, mais

seulement aux faibles contrastes quand on utilise l'image marginale. Les *aberrations* ont pour effet non seulement d'élargir les taches images, mais aussi de les entourer d'un halo qui provoque une réduction du contraste avec les taches voisines, la limite de séparation en est d'autant plus affectée que l'objet lui-même est moins contrasté. La *lumière parasite* a une action analogue, parfois très marquée; il y a donc gros intérêt à la réduire, notamment par les moyens rappelés au paragraphe II.

La courbe 3 de la figure 12 fait apparaître une influence de la mise au point, qui peut s'expliquer ainsi : l'image formée par les rayons paraxiaux correspond à une tache de diffraction plus grande que celle formée par les rayons marginaux, cette dernière, bien que d'aspect moins agréable, correspond donc à une meilleure efficacité.

La détermination *a priori* des *aberrations tolérables* et du *plan de mise au point optimum*, dans un système quelconque, demandera sans doute encore de longues recherches, bien que la question ait été abordée, il y a longtemps déjà, par des opticiens tels que Airy, Abbe, Conrady, etc.

Le problème fondamental de la répartition des éclaircissements dans la « tache image » d'un point lumineux (d'où l'on passe, par intégration, au cas d'un objet de forme quelconque) n'a été résolu jusqu'ici que très partiellement. M. Maréchal a mis en évidence récemment une relation simple entre l'éclaircissement au centre de la tache image et l'écart quadratique moyen entre la surface d'onde réelle et la surface d'onde théorique [13]. Sans résoudre entièrement le problème envisagé, cette méthode semble pouvoir, en facilitant beaucoup les calculs, permettre leur extension à de nombreux cas nouveaux. Un intégrateur mécanique, dont le principe est dû au même auteur, fournirait rapidement, à partir des surfaces d'onde, la solution numérique complète de chaque problème particulier : cet appareil est en construction.

De son côté, au cours d'une très belle étude théorique et expérimentale, qui est déjà fort avancée, M. Françon [14] a pu mettre en évidence et interpréter les déplacements du plan de mise au point optimum suivant la façon dont interviennent les aberrations. Il a montré comment la règle classique de lord Rayleigh, rappelée ci-dessus, et qui sert de base à de nombreux calculs pratiques, est trop sévère lorsque les faisceaux traversent une pupille largement ouverte, tandis que la tolérance doit être au contraire réduite quand, à faible ouverture pupillaire, le contraste des objets observés est assez faible.

Dans les domaines que j'ai passés en revue (et d'autres demanderaient une présentation analogue), les résultats déjà acquis en France, ou qui semblent devoir l'être bientôt, apporteront, il est permis de

⁽¹⁹⁾ De nombreuses mesures faites sur test non périodique (disque noir sur fond blanc) ont donné des résultats voisins de ceux obtenus à l'aide des mires de Foucault.

l'espérer, une contribution non négligeable au développement de l'optique instrumentale. Je n'ai cité que quelques noms, mais en terminant, je tiens à dire (cela ne diminue en rien des mérites individuels évidents) que beaucoup de ces recherches auraient

été plus lentes, et peut-être impossibles, sans la collaboration cordiale et dévouée de toute l'équipe qu'a su animer M. Fabry.

Manuscrit reçu le 18 février 1944.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] A. ARNULF, La vision dans les instruments (Réunions de l'Institut d'Optique, 1936), *Revue d'Optique*, éditeur, p. 3 à 86. (Précédé d'une introduction de M. FABRY, et suivi d'observations de MM. LE GRAND, COUDER, DE GRAMONT et LAPICQUE.)
- [2] A. ARNULF, Limite de visibilité par le microscope, *Bull. Soc. Fr. Micr.*, 1939, **8**, p. 63 à 95.
- [3] STILES et GRAWFORD, *Proc. Roy. Soc.*, 1933, **112** B, p. 428 et 1934, **116** B, p. 55.
- [4] DZIOBEK, Der Stiles-Crawford Effekt und seine Bedeutung für die Photometrie, *Das Licht*, 1934, **4**, p. 150.
- [5] WRIGHT et NELSON, The relation between the apparent intensity of a beam of light and the angle at which the beam strikes the retina, *Proc. Phys. Soc.*, 1936, **48**, p. 101.
- [6] STILES, The luminous efficiency of monochromatic rays entering the eye pupil at different points, and a new colour effect, *Proc. Roy. Soc.*, 1937, **123** B, p. 90.
- [7] GRAWFORD, The luminous efficiency of the light entering the eye pupil at different points and its relation to brightness threshold measurements, *Proc. Roy. Soc.*, 1937, **124** B, p. 81.
- [8] STILES, The directional sensitivity of the retina and the spectral sensitivities of the rods and cones. *Proc. Roy. Soc.*, 1939, **127** B, p. 64.
- [9] Ch. FABRY, Les méthodes pour diminuer les pertes de lumière par réflexion dans les instruments d'optique, *Cahiers de Physique*, 1943, n° **15**, p. 78.
- [10] JACQUINOT, L'abaissement du pouvoir réflecteur des surfaces optiques, *Revue d'Optique*, 1942, **21**, p. 15.
- [11] BOUTRY, MARÉCHAL et TERRIEN, Sur la clarté des instruments oculaires, *C. R. Acad. Sc.*, 1944, **218**, p. 150.
- [12] ABRIBAT, LE GRAND, LAPICQUE et PIÉRON, Les contrastes de brillance dans la nature et dans ses représentations, (Réunions de l'Institut d'Optique, 1935), *Revue d'Optique*, éditeur.
- [13] A. MARÉCHAL, Sur l'application de la méthode des moindres carrés à l'étude du maximum central de la tache de diffraction dans le cas des instruments peu aberrants, *C. R. Acad. sc.*, 1944, **218**, p. 345.
- [14] FRANÇON, La mise au point visuelle dans un instrument entaché d'aberration sphérique, *Cahiers de Physique*, 1943, n° **16**, p. 82.