

Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 48 (1957)
Heft: 13

Artikel: Notions fondamentales d'éclairagisme
Autor: Roesgen, M.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1058683>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 25.12.2024

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

BULLETIN

DE L'ASSOCIATION SUISSE DES ELECTRICIENS

ORGANE COMMUN

DE L'ASSOCIATION SUISSE DES ELECTRICIENS (ASE) ET
DE L'UNION DES CENTRALES SUISSES D'ELECTRICITE (UCS)

Notions fondamentales d'éclairagisme

Résumé des conférences données les 14 et 21 janvier 1957 à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Zurich,
par M. Roesgen, Genève

628.9

L'auteur rappelle la définition des principales grandeurs photométriques, puis de leurs unités de mesure, en insistant sur l'élément subjectif que ces définitions contiennent implicitement. Il démontre ensuite la loi qui lie la luminance d'une surface à l'éclairage qu'elle reçoit, loi probablement appelée à un emploi de plus en plus fréquent dans la prédétermination des installations d'éclairage. L'auteur expose en terminant une théorie très simplifiée des sources incandescentes et des lampes à décharge, et rappelle les équations fondamentales qui permettent de prévoir les caractéristiques essentielles des flux lumineux émis.

Der Verfasser weist auf die Definitionen der wichtigsten photometrischen Grössen, sowie auf deren Einheiten hin, wobei er auf die diesen Definitionen anhaftende Subjektivität aufmerksam macht. Er erläutert dann das Gesetz, welches die Leuchtdichte einer Fläche mit deren Beleuchtungsstärke verknüpft und welches wohl mehr und mehr für die Berechnung von Beleuchtungsanlagen angewendet wird. Zum Schluss entwickelt er eine sehr vereinfachte Theorie der Glühlichtquellen und der Entladungslampen und rekapituliert die Grundgleichungen, welche die wichtigsten Charakteristiken der ausgestrahlten Lichtströme zu ermitteln gestatten.

I. Généralités

L'éclairagisme, ou technique de l'éclairage, est tout à la fois une science (physique du rayonnement, optique, physiologie, électricité), une technique (photométrie, électrotechnique, hygiène, génie civil) et un art (architecture, arts décoratifs et urbanisme).

La perception visuelle, d'où procède la notion de lumière, constitue un phénomène complexe dans lequel on peut distinguer trois phases:

l'existence d'un rayonnement électromagnétique d'une certaine longueur d'onde;

l'action physico-chimique de ce rayonnement sur l'œil, plus précisément sur la rétine;

la perception de cette action physico-chimique par les centres nerveux (sensation lumineuse).

L'intensité de cette sensation lumineuse ne dépend pas uniquement de l'intensité du rayonnement; la perception de sa qualité (couleur) est de plus entièrement subjective. Il en résulte que *la définition des grandeurs relatives à la lumière et leur mesure font nécessairement intervenir un facteur subjectif individuel.*

Ce facteur varie d'un individu à l'autre et n'est d'ailleurs pas constant chez un même individu (âge, état de fatigue, etc.). Pour les besoins de la pratique, on détermine une valeur moyenne de ce facteur individuel, en réalisant des expériences sur un grand nombre de sujets convenablement choisis.

L'œil humain ne réagit qu'aux radiations électromagnétiques dont la longueur d'onde est comprise approximativement entre 0,35 μm et 0,75 μm . Ces limites varient quelque peu d'un individu à l'autre et chez un même individu; elles sont d'ailleurs difficiles à déterminer exactement.

Chaque radiation d'une longueur d'onde déterminée produit une sensation caractérisée par une couleur; mais la sensation d'une couleur donnée peut être aussi provoquée par l'action simultanée de deux ou plusieurs radiations convenablement choisies (par exemple: jaune + bleu = vert).

Des radiations monochromatiques de même énergie (en W/cm^2) mais de longueurs d'onde différentes, produisent des sensations lumineuses d'intensité différentes. La radiation jaune ($\lambda = 0,55 \mu\text{m}$) est la plus lumineuse, le vert et l'orange le sont moins, le rouge, le bleu et le violet le sont très peu.

Des mesures effectuées sur un grand nombre de sujets ont permis d'établir une courbe moyenne de sensibilité en fonction de la longueur d'onde; c'est la courbe de visibilité relative, appelée en abrégé courbe $V(\lambda)$. Ses valeurs ont été adoptées par la Commission Internationale de l'Eclairage (CIE) en 1924 et forment le point de départ de toute la photométrie.

La courbe $V(\lambda)$ constitue le pont entre le phénomène physique du rayonnement et le phénomène psychique de la sensation lumineuse; c'est grâce à elle que l'on peut substituer des mesures physiques aux comparaisons subjectives des sensations lumineuses.

2. Grandeurs photométriques

La grandeur photométrique principale est la *flux lumineux*. Conformément à ce qui a été dit plus haut du caractère physiologique subjectif de la lumière, la définition du flux lumineux doit contenir l'élément *humain*. C'est bien le cas de la définition simplifiée adoptée en 1924 par la CIE et que l'on prendra tout d'abord afin de l'analyser.

Le flux lumineux est la fraction de la puissance rayonnée par un corps, que l'œil perçoit comme lumière. Le symbole en est la lettre Φ .

La seconde partie de la phrase ci-dessus constitue précisément l'élément physiologique; le flux lumineux n'est pas égal au flux énergétique, c'est-à-dire au flux physique, même limité à la plage comprise entre les longueurs d'onde de 0,35 μm et de 0,75 μm .

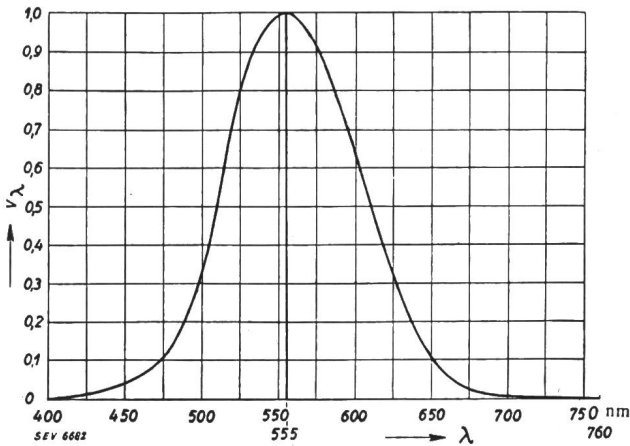


Fig. 1
Courbe spectrale de visibilité relative selon les valeurs adoptées par la CIE en 1924

L'énergie de chaque radiation monochromatique du spectre visible doit être encore multipliée par le facteur de visibilité relative correspondante. Il en résulte que le flux lumineux contenu dans un flux énergétique déterminé dépend de la composition spectrale de celui-ci, c'est-à-dire de sa couleur.

Ces brèves considérations permettent de saisir tout ce que contient dans sa concision la définition scientifique du flux lumineux: *le débit d'énergie rayonnante évalué d'après la sensation lumineuse qu'il produit, en se basant sur les valeurs adoptées par la CIE pour le facteur de sensibilité relative.*

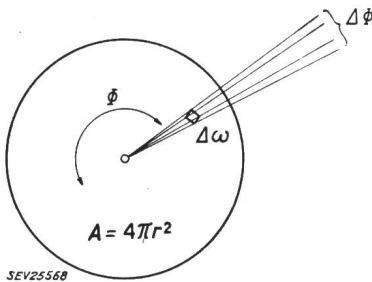


Fig. 2
Définition de l'intensité lumineuse

L'œil humain ne peut jamais saisir la totalité du flux lumineux émanant d'une source; il n'est influencé que par une fraction minime de ce flux, déterminée par le cône très aigu qui a son sommet à la source et la pupille comme base. Cette considération permet de comprendre pourquoi l'on a introduit la notion de *l'intensité lumineuse*. C'est la limite du rapport de la valeur du flux lumineux contenu dans un cône très aigu à la valeur de l'angle solide constitué par ce cône.

Exprimée mathématiquement, l'intensité I s'écrit donc

$$I = \lim \frac{\Delta\Phi}{\Delta\omega} = \frac{\partial\Phi}{\partial\omega}$$

On voit aussitôt que si la répartition spatiale du flux est parfaitement régulière

$$I = \frac{\Phi}{4\pi}$$

Il est clair que la définition de l'intensité contient implicitement l'intervention de la fonction $V(\lambda)$. On relèvera de plus que l'intensité est un grandeur vectorielle, c'est-à-dire affectée d'une direction dans l'espace.

L'expérience montre que des sources lumineuses de même intensité, mais de surfaces apparentes différentes, présentent une luminosité d'autant plus grande que cette surface est plus faible. Cette constatation conduit à introduire une nouvelle notion, la *luminance* (appelée tout d'abord *brillance*). On la définit comme le quotient de l'intensité dans une direction donnée par la projection de la surface A de la source sur un plan perpendiculaire à cette direction.

$$\text{Luminance } L = \frac{I}{A}$$

La luminance, comme l'intensité, est liée à une direction déterminée.

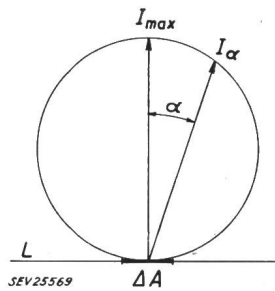


Fig. 3
Variation de l'intensité lumineuse d'un élément de surface à rayonnement diffus

On considère enfin la quantité d'énergie lumineuse que reçoit chaque unité de surface éclairée, c'est-à-dire la densité du flux lumineux incident. Cette grandeur se nomme *l'éclairement* et on la définit par le quotient

$$E = \frac{\partial\Phi}{\partial A} \quad \text{ou} \quad E = \frac{\Phi}{A}$$

lorsque le flux incident est régulièrement réparti sur la surface considérée.

3. Unités photométriques

L'œil est incapable d'évaluer des flux lumineux puisqu'il ne peut jamais saisir qu'une infime partie de ceux-ci. Il ne peut pas non plus comparer des intensités lumineuses, puisque l'expérience montre qu'une source lumineuse d'intensité déterminée paraît d'autant plus brillante que ses dimensions sont plus petites.

En revanche, l'œil est capable de distinguer des différences très faibles de luminance, surtout si les plages lumineuses à comparer ont la même couleur et si certaines précautions sont observées. C'est ce qui a conduit les physiciens à fonder l'unité fondamentale de la photométrie sur un étalon de luminance.

Après des années de recherches, suscitées par la CIE et conduites en particulier par les laboratoires

des poids et mesures de France, d'Angleterre et des Etats-Unis, on a adopté en 1940 un étalon formé d'un tube d'oxyde de thorium porté à la température de solidification du platine (1760°C). La luminance de cet étalon a été fixée arbitrairement à 60 unités d'intensité au cm².

L'unité d'intensité ainsi définie a été nommée *candela* (symbole cd).

Cette définition appelle deux remarques importantes:

Tout d'abord, la constante 60 n'a aucune signification physique; elle sert uniquement à raccorder l'unité candela aux anciennes unités empiriques. En second lieu, il importe de relever que la définition de la candela postule implicitement une température et par conséquent une composition spectrale déterminée du rayonnement; celui-ci étant perçu par l'observateur conformément à la loi de la visibilité relative, on constate que l'unité d'intensité lumineuse contient bien l'élément physiologique dont il est question au début.

De l'unité d'intensité dérivent toutes les autres.

L'unité de flux lumineux sera le flux rayonné par une source ponctuelle isotrope de 1 candela et compris dans un angle solide de 1 stéradian. C'est le *lumen* (lm). Une sphère occupant un angle d'espace égal à 4 π stéradians, on voit immédiatement qu'une source ponctuelle isotrope de 1 candela rayonne un flux total de 4 π lumens. On remarque en même temps que le facteur 4 π ne sert pas seulement de multiplicateur, mais convertit en même temps une grandeur (intensité) en une autre (flux).

L'unité d'éclairement sera le lumen au m², c'est-à-dire le *lux* (lx), ou le lumen au cm², appelé le *phot*; on voit immédiatement que le phot vaut 10⁴ lux.

L'unité de luminance sera de même la candela au cm², ou *stilb* (sb), ou la candela au m², appelée *nit*; on constate qu'un stilb vaut 10⁴ nits.

Pour des raisons qu'on développera plus loin, on emploie également comme unité le *lambert*, qui vaut $\frac{1}{\pi}$ stilb, et l'*apostilb*, qui vaut $\frac{1}{\pi}$ nit ou encore $\frac{1}{\pi} \cdot 10^{-4}$ stilb.

4. Principales lois de la photométrie

a) Loi du carré de la distance

Une source ponctuelle isotrope rayonnant une intensité I dans toutes les directions de l'espace, est placée au centre d'une sphère de rayon r . Le flux total rayonné, égal à $4 \pi I$, tombe sur la surface intérieure de la sphère, égal à $4 \pi r^2$.

L'éclairement E est donc égal à $\frac{4 \pi I}{4 \pi r^2}$; on a dès lors

$$E_r = \frac{I}{r^2}$$

L'éclairement d'une surface éclairée par une source ponctuelle d'intensité I placée à une distance r est proportionnel à l'intensité et inversement proportionnel au carré de la distance.

Si le rayon lumineux frappe la surface sous une incidence α^1 , l'éclairement devient

$$E_{r,\alpha} = \frac{I}{r^2} \cos \alpha$$

b) Loi de la réflexion diffuse

L'expérience montre qu'une surface éclairée, parfaitement mate, c'est-à-dire dépourvue de toute propriété spéculaire, présente une luminance constante, quel que soit l'angle sous lequel on la regarde:

Considérons alors un élément de surface ΔA sous un angle α . Il émet une intensité lumineuse I_α telle que

$$L = \frac{I_\alpha}{\Delta A \cdot \cos \alpha}$$

ce qu'on peut écrire $I_\alpha = L \cdot \Delta A \cdot \cos \alpha$

Or L est constant (résultat d'expérience) et ΔA possède une valeur déterminée. Il en résulte que I_α est proportionnel au cos de l'angle d'incidence.

$$I_\alpha = I_{\max} \cos \alpha$$

On voit aisément que le lieu des extrémités des vecteurs I_α rayonnant d'un point donné est un cercle de diamètre I_{\max} tangent à la surface au point considéré.

Lorsqu'un corps présente une structure superficielle telle que cette loi est vérifiée, on dit que sa réflexion suit la *loi de Lambert*.

c) Loi de Lambert

Elle donne la relation entre l'éclairement d'une surface et sa luminance.

Pour établir cette loi, on doit remarquer tout d'abord (fait d'expérience) qu'une sphère translucide éclairée par une source ponctuelle isotrope placée en son centre présente en tous points une même luminance; elle offre donc rigoureusement le même aspect qu'un disque lumineux (globe de verre opale, le disque du soleil ou de la lune).

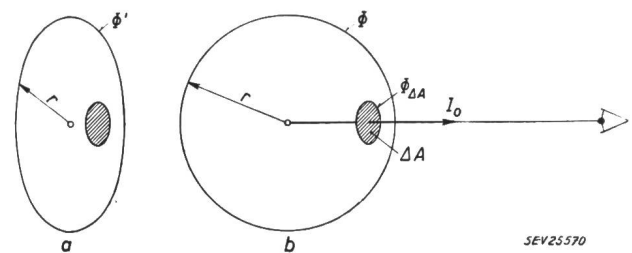


Fig. 4

Comparaison entre une sphère à rayonnement diffus et un disque à rayonnement diffus

a = disque; b = sphère

Si donc on place l'un à côté de l'autre un disque circulaire de rayon r et une sphère de même rayon, ces deux objets seront indiscernables l'un de l'autre lorsque leurs luminances sont égales.

Or, le flux lumineux émis par un petit élément de surface ΔA découpé au point de la sphère traversé

¹⁾ l'angle d'incidence est l'angle compris entre le rayon lumineux et la normale à la surface.

par le rayon lumineux qui atteint l'œil de l'observateur, est égal au flux par unité de surface, multiplié par l'aire ΔA

$$\Phi_{\Delta A} = \frac{\Phi_{\text{tot}}}{4 \pi r^2} \Delta A$$

En introduisant l'intensité I_0 de la source, on obtient

$$\Phi_{\Delta A} = \frac{4 \pi I_0}{4 \pi r^2} \Delta A = \frac{I_0}{r^2} \Delta A$$

Si maintenant on place sur le disque circulaire de rayon r un nombre suffisant d'éléments ΔA pour le couvrir entièrement, on obtiendra évidemment un objet d'aspect identique à celui de la sphère, puisque la luminance du disque apparent de celle-ci est constante en tous ses points.

Le flux Φ' rayonné par le disque réel couvert d'éléments ΔA sera alors égal à $\frac{I_0}{r^2} \Delta A$ multiplié par le nombre d'éléments ΔA nécessaires, c'est-à-dire par $\frac{\pi r^2}{\Delta A}$

Il vient

$$\Phi' = \frac{I_0}{r^2} \Delta A \frac{\pi r^2}{\Delta A} = \pi I_0$$

On peut maintenant produire le flux Φ' émis par le disque en éclairant celui-ci au moyen d'un flux Φ ; si ρ est le coefficient de réflexion de la surface du disque, on aura

$$\Phi' = \rho \Phi$$

et

$$\rho \Phi = \pi I_0$$

Divisant maintenant les deux nombres par la surface A du disque, on obtient

$$\rho \frac{\Phi}{A} = \pi \frac{I_0}{A}$$

Or $\frac{\Phi}{A}$ est l'éclairement E de la surface et $\frac{I_0}{A}$ en est la luminance L .

Finalement, on obtient

$$\rho E = \pi L \text{ (loi de Lambert).}$$

Si l'on exprime E en lux, c'est-à-dire en lumens au m^2 , l'équation ci-dessus donne L en candelas au m^2 , c'est-à-dire en nits.

Si l'on exprime une luminance de L nits en apostilbs (1 apostilb = $\frac{1}{\pi}$ nit), on obtient un nombre π fois plus grand.

On peut donc écrire

$$\rho E_{\text{luxe}} = \pi L_{\text{nits}} = L_{\text{apostilbs}}$$

On verrait aisément que l'on a de même

$$\rho E_{\text{phots}} = \pi L_{\text{stilbs}} = L_{\text{lamberts}}$$

L'emploi des unités *lambert* et *apostilb*, en concordance avec le phot respectivement le lux, permet

donc de faire disparaître le facteur π de la loi de Lambert.

5. Les sources lumineuses

a) La lampe à incandescence

Le moyen le plus simple, le plus anciennement connu et le plus utilisé pour produire de la lumière, consiste à élever la température d'un corps jusqu'à ce qu'il devienne *incandescent*, c'est-à-dire qu'il émette un flux de radiations capables d'impressionner l'œil humain.

En réalité cette émission de lumière se présente comme un phénomène extrêmement complexe, dont les lois n'ont été précisées que depuis un siècle environ.

Les deux plus importantes sont la *loi de Stefan-Boltzmann* et la *loi de Wien*.

La loi de *Stefan-Boltzmann* exprime le fait que la puissance rayonnée par un *radiateur idéal* est indépendante de la nature de ce corps et proportionnelle à la quatrième puissance de sa température absolue

$$P = \sigma T^4$$

où

$$\sigma = 5,7 \cdot 10^{-12} \text{ W/cm}^2/\text{°K}$$

En réalité, le rayonnement en question se compose de radiations de longueurs d'onde diverses formant, entre certaines limites, un spectre continu.

La *loi de Wien* renseigne sur la longueur d'onde de la composante dont l'amplitude est maximum

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{2880}{T}$$

λ étant exprimé en μm et T en degrés Kelvin ($^{\circ}\text{K}$).

Les deux lois traduisent les faits d'expérience que voici: un corps ne devient incandescent qu'à partir d'une certaine température; la lumière émise est alors d'autant plus blanche et plus intense que la température est plus élevée.

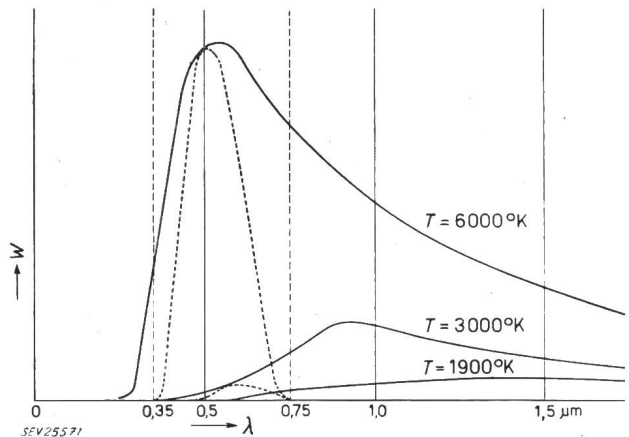


Fig. 5
Courbes exprimant la variation du rayonnement énergétique (traits pleins) et de l'effet visuel réel (traits pointillés) en fonction de la température du corps lumineux

Un filament de lampe à incandescence porté à la température de 1900° absolus ($^{\circ}\text{K}$) rayonne avec la puissance maximum sur l'onde de $1,5 \mu\text{m}$. La partie visible du flux se limite donc à une petite aire triangulaire située à gauche de l'abscisse $0,75 \mu\text{m}$. Pour obtenir l'effet lumineux réel, il faut encore

multiplier les valeurs du flux énergétique par les coefficients correspondants de visibilité relative; on constate alors que le flux visible présente son maximum dans le rouge, c'est-à-dire dans une plage de faible sensibilité de l'œil; la lumière émise présente donc une dominante rouge orange.

Si l'on porte la température du filament à quelque 3000°K, le maximum se situe vers 0,9 μm; la partie visible du spectre s'élargit et le flux visible obtenu par multiplication avec le facteur $V(\lambda)$ fait apparaître la prédominance des radiations jaunes; cette lumière semblera donc plus blanche que la précédente.

Si maintenant on considère un filament porté à la température de 5700°K, c'est-à-dire approximativement la température superficielle du soleil, on voit que le maximum de sensibilité de l'œil (0,555 μm) coïncide avec le maximum de rayonnement (0,5 μm); de plus toutes les radiations visibles sont représentées.

La lumière qui possède cette composition spectrale particulière constitue par définition la lumière blanche ou lumière solaire²⁾. Par définition également, on dit que les couleurs des objets éclairés par une telle lumière sont les couleurs naturelles de ceux-ci.

b) Les lampes à décharge

Vers 1913, le physicien danois Niels Bohr a émis le premier l'hypothèse, révolutionnaire pour l'époque, que les électrons circulant autour du noyau de l'atome ne peuvent occuper que certaines orbites, ou plus exactement certains niveaux d'énergie déterminés. Normalement, les électrons se trouvent sur les niveaux d'énergie les plus bas; cependant une action extérieure, telle que le choc d'un électron libre, peut les faire passer sur un niveau supérieur; mais, après un laps de temps très court, l'électron revient au niveau primitif, en abandonnant l'excédent d'énergie qu'il possède alors. Soient W_1 et W_2 les énergies correspondant au niveau inférieur et au niveau supérieur; l'hypothèse de Bohr postule qu'en sautant d'un niveau à l'autre, l'électron émet cet excédent d'énergie sous la forme d'un rayonnement dont la fréquence est déterminée par l'équation

$$W_2 - W_1 = hf$$

où h est la constante de Planck, égale à $6,61 \cdot 10^{-27}$ erg · s

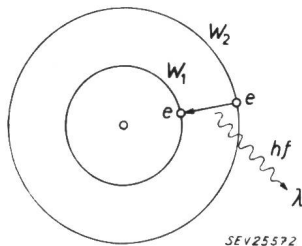


Fig. 6
Emission de lumière par un électron qui abandonne son excédent d'énergie en revenant sur son orbite primitive

Les valeurs des énergies W_1 et W_2 sont extrêmement faibles, tandis que la fréquence f s'exprime par un nombre très grand; on peut toutefois transformer l'équation ci-dessus de façon à faire apparaître des grandeurs plus aisées à manier. A cet

²⁾ en réalité la lumière considérée comme lumière du jour est celle que rayonne le ciel septentrional lorsqu'il est légèrement couvert.

effet, on constate tout d'abord que la différence $W_2 - W_1$ est précisément égale à l'énergie qu'il faut fournir à l'électron pour le faire passer du niveau inférieur au niveau supérieur; cette énergie est à son tour égale au produit de la charge e de l'électron par une différence de potentiel V appelée potentiel d'ionisation. On a donc

$$W_2 - W_1 = eV$$

multipliant de part et d'autre par la longueur d'onde λ du rayonnement émis, on obtient

$$(W_2 - W_1) \lambda = eV \lambda = hf \lambda$$

mais par définition $f \lambda = c$ (vitesse de la lumière).

Finalement, il vient

$$\lambda = \frac{hc}{e} \cdot \frac{1}{V}$$

où h , c et e sont des constantes connues avec une haute précision.

Si l'on exprime V en volts et λ en μm, on arrive à la formule très simple

$$\lambda = \frac{1,24}{V}$$

Pour l'atome d'hydrogène, le potentiel d'ionisation le plus faible est de 1,9 volt environ; on en tire

$$\lambda = \frac{1,24}{1,9} = 0,65 \mu\text{m}$$

longueur d'onde de la raie rouge de ce gaz.

Dans le cas du sodium, $V = 2,1$ volts, d'où

$$\lambda = \frac{1,24}{2,10} = 0,59 \mu\text{m}$$

qui caractérise la raie jaune bien connue de ce métal.

De façon générale, les gaz dont les atomes sont excités par une cause extérieure, émettent des radiations dont les longueurs d'onde sont déterminées par les équations rappelées ci-dessus; leur spectre n'est donc pas continu, mais formé de raies distinctes, plus ou moins nombreuses et caractéristiques de l'élément considéré.

Les vapeurs de mercure et de sodium se prêtent particulièrement bien à la production de lumière lorsqu'on les soumet à une décharge électrique. Tel est le principe des lampes à décharge. Leur spectre incomplet provoque toutefois une altération profonde des couleurs des objets éclairés. On y remédie, du moins partiellement, en le complétant par le spectre continu d'une lampe à incandescence (lumière mixte), ou mieux, en utilisant la radiation ultraviolette d'une lampe à mercure pour provoquer la luminescence de substances convenablement choisies et dosées; on obtient alors une émission de lumière à haut rendement, dont la teinte peut être choisie à volonté entre le jaune orange des sources à incandescence classiques et le blanc bleuâtre de la lumière du ciel couvert.

Adresse de l'auteur:

M. Roesgen, ingénieur, directeur du Service de l'électricité de Genève, 12, rue du Stand, Genève.